

Неоднородность протекания тока в нанопроводах InN высокого качества

А. А. Жуков¹⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 23 января 2022 г.

После переработки 11 марта 2022 г.

Принята к публикации 11 марта 2022 г.

Представлены результаты измерения магнитотранспорта нанопроволок InN высокого качества в присутствии проводящего острия атомно-силового микроскопа (АСМ). Измерения были проведены при температуре $T = 4.2$ К. Продемонстрировано влияние близкорасположенного острия зонда АСМ на сопротивление нанопроволок при определенных значениях напряжений на нижнем затворе, а также то, что данное влияние существенно подавлено во внешнем магнитном поле ($B \geq 150$ мТ). Предложено качественное описание полученных экспериментальных данных в модели неоднородного протекания, или шнурования тока.

DOI: 10.31857/S1234567822080043, EDN: fmpkwn

После первых статей М. А. Topinka et al. [1, 2], в которых проводящее острие зонда АСМ использовалось в качестве подвижного затвора (scanning gate microscopy, или SGM) и было визуализировано шнурование тока в структурах на основе гетероперехода AgAs/AlGaAs, была выполнена серия работ по исследованию магнитотранспорта в системах с низкой размерностью [3–18]. Измерения проводились как в линейном [1, 2], так и в нелинейном режимах [8]. Измерения проводились на образцах различной геометрии. Первые экспериментальные результаты были получены на образцах с точечным контактом [1, 2], далее, исследовались такие структуры как квантовые точки [4], резонаторы [11, 13, 16] и туннели [15]. Наряду с исследованием структур на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs, исследования проводились также на однослойном [14, 17, 18] и двухслойном графене [19].

В статье [6] была продемонстрирована устойчивость положения шнуров тока к изменению направления инжектированного заряда, а также продемонстрировано наличие шнурования тока в системах с низкой подвижностью. Переконфигурация пространственного положения шнуров тока при прикладывании напряжения к боковым затворам была исследована в работе [15].

Кроме того, в статье [12] было продемонстрировано, что прикладывание внешнего магнитного поля в несколько миллитесла приводит к размыванию шнуров тока в случае образцов с точечным контактом.

В образцах с геометрией биллиарда центральная область оказывается нечувствительна к присутствию зонда АСМ в поле $B = 300$ мТл из-за формирования скачущих траекторий вдоль границ биллиарда [11].

Истинное пространственное разрешение в экспериментах по изучению транспорта в присутствии проводящего острия АСМ, выполненных на образцах с использованием нанотрубок, нанопроволок или графена, существенно выше, чем в случае исследования двумерного электронного газа на гетеропереходе GaAs/AlGaAs из-за наличия нижнего затвора, экранирующего влияние острия, и оказывается порядка толщины оксида кремния. Пример такого разрешения можно найти в работе [10], характерный размер пространственных флуктуаций составляет $150 \div 200$ нм, при этом толщина оксида кремния 100 нм. Наличие нижнего затвора позволило визуализировать циклотронные орбиты в эксперименте по фокусировке электронного пучка [14] и андреевского отражения [17] в графене.

В большинстве работ, начиная со статей [1, 2], напряжение на острие (V_{tip}) и на нижнем затворе (V_{BG}) при сканировании поддерживалось постоянным. Но в некоторых случаях техника, когда острие неподвижно, а изменяется V_{tip} или V_{BG} оказывается более предпочтительна для регистрирования неоднородности протекания тока в образце (scanning spectroscopy technique, или SST). Хороший пример применения данной техники представлен в работе [18], в которой удалось зафиксировать полосы протекающего тока в режиме квантового эффекта Холла в графене.

¹⁾e-mail: azhukov@issp.ac.ru

Универсальные флуктуации проводимости в образце графена с широкими контактами с применением техники SST были исследованы в работе [7]. Было показано, что присутствие проводящего острия АСМ или его перемещение (перемещение одного рассеивателя) перестраивает зависимость сопротивления образца от напряжения на нижнем затворе во всем диапазоне измеренных затворных напряжений.

В представленной работе демонстрируется влияние близкорасположенного острия АСМ на сопротивление нанопроволок InN при определенных значениях напряжения на нижнем затворе и при включении слабого (несколько миллитесла) магнитного поля. Измерения были проведены при температуре $T = 4.2$ К. Данные экспериментальные результаты объясняются качественно формированием шнуров тока в нанопроволоках InN.

Были исследованы нанопроволоки InN, выращенные с применением плазменной молекулярно-лучевой эпитаксии [20, 21]. Проволоки выращивались на кремниевой подложке (111) при температуре 475°C в атмосфере, насыщенной азотом. Стандартная концентрация носителей в нанопроволоках составляет $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, данные были получены из экспериментов по фотолюминесценции. Более подробную информацию о технологии роста нанопроволок InN и их характеристиках можно найти в работах [20–22].

Для проведения транспортных измерений нанопроволок в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа 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 нанопроволок в исследуемом образце составляет примерно 40 нм, см. рис. 1а. Расстояние между контактами составляет 540 нм.

Все измерения были проведены при температуре $T = 4.2$ К. Проводящее вольфрамовое острие атомно-силового микроскопа использовалось в качестве подвижного затвора [23]. Все измерения магнитотранспорта в присутствии проводящего острия были проведены при заземленном острие ($V_{ip} = 0$ В) и постоянном поданном напряжении на нижний затвор (V_{BG}). Измерение сопротивления нанопроволок во время сканирования проводилось по двухточечной

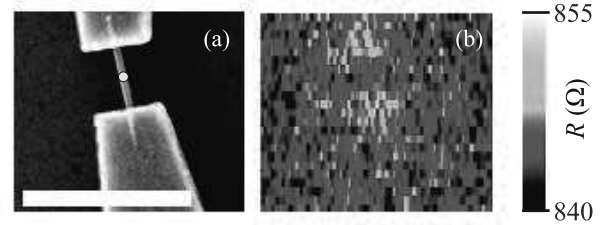


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Представлено изображение образца, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа. Длина прямоугольника соответствует 1 мкм. (б) – Показан результат сканирования методикой SGM на том же участке образца, который представлен на рис. (а). Заземленное проводящее острие АСМ располагалось на высоте 220 нм над поверхностью SiO_2 , напряжение на нижнем затворе поддерживалось равным $V_{BG} = -11$ В. Два пятна соответствующих более высокому сопротивлению образца при приближении острия, свидетельствуют о наличии потенциальных барьеров в приконтактной области

схеме. Была использована стандартная схема с синхронным усилителем, частота измерения была равна 231 Гц, измерительный ток составлял $I_{AC} = 50$ нА, падение напряжения на образце измерялось дифференциальным предусилителем. Расстояние от острия до поверхности оксида кремния во время сканирования составляла $h_{tip} = 220$ нм. Магнитное поле в эксперименте прикладывалось перпендикулярно поверхности оксида кремния и оси нанопроволок.

На рисунке 1 б представлен результат измерения сопротивления образца в присутствии проводящего зонда АСМ. Сканирование было проведено точно по той же площади, что и на рис. 1а. Во время сканирования вольфрамовое острие было заземлено, напряжение на нижнем затворе составляло $V_{BG} = -11$ В. Два ярких пятна, отмечающие места с возросшим сопротивлением при приближении зонда, расположены точно над интерфейсами металл/полупроводниковая нанопроволока и свидетельствуют о наличии потенциального барьера на интерфейсах. То, что удается различить два пятна, означает, что пространственное разрешение установки достаточно, чтобы исследовать влияние острия АСМ только на центральную область нанопроволок без влияния на приконтактные области, если высота положения острия не превышает $h_{tip} = 220$ нм. Все дальнейшие экспериментальные данные были получены, когда острие АСМ находилось в центре образца между контактами, данное положение отмечено желтой точкой на рис. 1а. При этом положение острия по высоте менялось от $h_{tip} = 20$ до 120 нм, что соответствует диапазону от 60 до 160 нм над

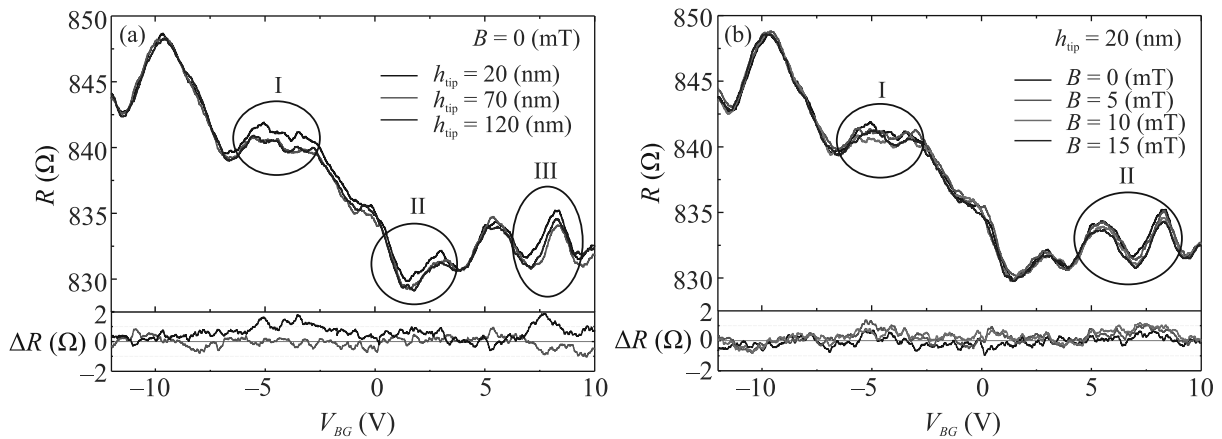


Рис. 2. (Цветной онлайн) На верхнем графике рис. (a) представлены зависимости сопротивления образца от напряжения на нижнем затворе при различных значениях высоты острия АСМ, а именно, $h_{\text{tip}} = 20$ нм (черная кривая), 70 нм (красная кривая) и 120 нм (синяя кривая). Три области затворных напряжений, в которых острие оказывает влияние на сопротивление образца, отмечены овалами. На верхнем графике рис. (b) представлены зависимости $R(V_{BG})$, демонстрирующие влияние слабого магнитного поля на сопротивление образца, когда острие АСМ расположено близко ($h_{\text{tip}} = 20$ нм) к поверхности нанопроволок. Измерения были проведены при $B = 0$ мТл (черная кривая), 5 мТл (красная кривая), 10 мТл (зеленая кривая) и 15 мТл (синяя кривая). Две области затворных напряжений, в которых острие оказывает влияние на сопротивление образца отмечены овалами. При этом область I на рис. (a) совпадает с областью I на рис. (b), а область III на рис. (a) почти совпадает с областью II рис. (b). На нижнем графике рис. (a) представлены зависимости $\Delta R(V_{BG})$. Зависимость $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, h = 20 \text{ нм}) - R(V_{BG}, h = 70 \text{ нм})$ — черная кривая, а зависимость $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, h = 120 \text{ нм}) - R(V_{BG}, h = 70 \text{ нм})$ изображена красной кривой. На нижнем графике рис. (b) построены зависимости $\Delta R(V_{BG})$, при этом черная, красная и зеленая кривые соответствуют зависимостям $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, 0 \text{ мТл}) - R(V_{BG}, 5 \text{ мТл})$, $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, 0 \text{ мТл}) - R(V_{BG}, 10 \text{ мТл})$ и $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, 0 \text{ мТл}) - R(V_{BG}, 15 \text{ мТл})$

поверхностью SiO_2 . Максимальная высота в 160 нм над поверхностью оксида кремния была выбрана, чтобы потенциал острия влиял только на центральную часть нанопроволок, а не на приконтактные области.

На рисунке 2а, верхний график, показана зависимость сопротивления образца $R(V_{BG})$ при различном положении острия АСМ в нулевом магнитном поле. Данные, представленные черной, красной и синей кривой были получены при высоте острия $h_{\text{tip}} = 20$, 70 и 120 нм над поверхностью нанопроволок InN. В то время как зависимости $R(V_{BG})$, измеренные при высоте острия 70 и 120 нм, практически совпадают, зависимость $R(V_{BG})$, полученная при положении острия 20 нм над нанопроволоками, демонстрирует повышение сопротивления образца в трех областях затворных напряжений, а именно, $V_{BG} = -5$, 2 и 7.5 В (все области отмечены овалами на рис. 2а, на верхнем графике).

На верхнем графике рисунка 2b показаны зависимости $R(V_{BG})$ при слабом изменении внешнего магнитного поля, при этом высота острия над поверхностью нанопроволоки составляла 20 нм. Черная, красная и синяя кривые были измерены при $B = 0$, 5, 10

и 15 мТл. Некоторое отличие между всеми кривыми наблюдается при V_{BG} в районе -5 и 6 В, обе области отмечены овалами.

Для того, чтобы проявить более ярко разницу между кривыми, представленными на верхнем графике рис. 2а, на нижнем графике построены зависимости $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, h = 20 \text{ нм}) - R(V_{BG}, h = 70 \text{ нм})$ (черная кривая) и $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, h = 120 \text{ нм}) - R(V_{BG}, h = 70 \text{ нм})$ (красная кривая). Величина $\Delta R(V_{BG})$ превышает 1Ω в области II и практически достигает значения 2Ω в областях I и III. Аналогично, для того, чтобы продемонстрировать разницу между зависимостями, представленными на верхнем графике рис. 2b, соответствующие зависимости $\Delta R(V_{BG})$ построены на нижнем графике. При этом величина $\Delta R(V_{BG})$ превышает значение 1Ω и практически достигает значения 1.5Ω как в области I, так и в области II.

На верхних графиках рис. 3а–d представлены результаты измерения влияния положения острия АСМ (рис. 3а и с), а также слабого изменения внешнего магнитного поля, когда острие расположено близко в поверхности нанопроволок (рис. 3b и d). Измерения $R(V_{BG})$, представленные на верхних графиках

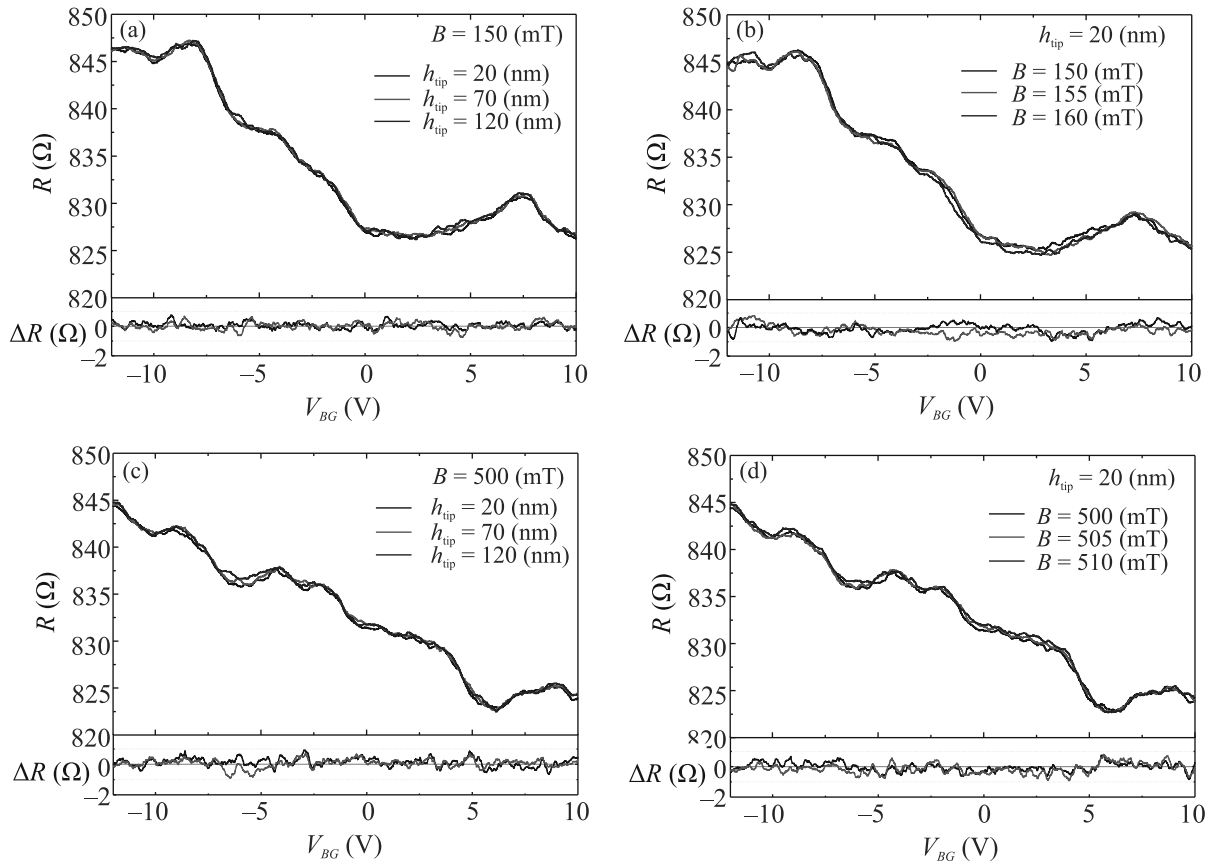


Рис. 3. (Цветной онлайн) Рисунки (a)–(d) демонстрируют влияние близкорасположенного острия АСМ на $R(V_{BG})$ исследуемого образца в ненулевом внешнем магнитном поле. На верхних графиках рис. (a) и (c) показаны зависимости $R(V_{BG})$, измеренные при $B = 150$ и 500 мТл, при этом высота острия над поверхностью нанопроволок поддерживалась равной $h_{tip} = 20$ нм (черные кривые), 70 нм (красные кривые) и 120 нм (синие кривые). Верхний график рис. (b) демонстрирует зависимости $R(V_{BG})$, измеренные при $B = 150$ мТл (черная кривая), 155 мТл (красная кривая) и 160 мТл (синяя кривая). Острие АСМ находилось на высоте 20 нм над поверхностью нанопроволок. На верхнем графике рис. (d) показаны результаты измерений зависимости $R(V_{BG})$ во внешнем магнитном поле, равном $B = 500$ мТл (черная кривая), 505 мТл (красная кривая) и 510 мТл (синяя кривая). Высота острия при данных измерениях поддерживалась равной 20 нм, аналогично измерениям, представленным на верхнем графике рис. (b). Верхние графики рис. (a)–(d) демонстрируют отсутствие какого-либо влияния острия АСМ на зависимости $R(V_{BG})$. Для того, чтобы более наглядно продемонстрировать данное утверждение, на нижних графиках рис. (a) и (c) представлены зависимости $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, h = 20 \text{ нм}) - R(V_{BG}, h = 70 \text{ нм})$ – черные кривые и $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, h = 120 \text{ нм}) - R(V_{BG}, h = 70 \text{ нм})$ – красные кривые. На нижнем графике рис. (b) показаны зависимости $\Delta R(V_{BG})$ трех кривых, измеренных при различных величинах магнитного поля: $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, 150 \text{ мТл}) - R(V_{BG}, 155 \text{ мТл})$ – черная кривая и $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, 150 \text{ мТл}) - R(V_{BG}, 160 \text{ мТл})$ – красная кривая. На нижнем графике рис. (d) представлены зависимости $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, 500 \text{ мТл}) - R(V_{BG}, 505 \text{ мТл})$ – черная кривая и $\Delta R(V_{BG}) = R(V_{BG}, 500 \text{ мТл}) - R(V_{BG}, 510 \text{ мТл})$ – красная кривая

как рис. 3a и c, были выполнены при $B = 150$ и 500 мТл. Высота острия при этом составляла 20 нм (черные кривые), 70 нм (красные кривые) и 120 нм (синие кривые). Все измеренные кривые практически совпадают. На нижних графиках соответствующих рисунков представлена зависимость $\Delta R(V_{BG})$, отклонение которой от нуля не превышает величину 1Ω для всех значений V_{BG} , при которых проводились измерения.

Влияние слабого изменения магнитного поля на сопротивление образца, когда заземленное острие АСМ расположено близко ($h_{tip} = 20$ нм) к поверхности нанопроволок для $B = 150$ и 500 мТл показано на верхних графиках рис. 3b и d. Измерение зависимостей $R(V_{BG})$ на верхнем графике рис. 3b были проведены при $B = 150$ мТл (черная кривая), $B = 155$ мТл (красная кривая) и $B = 160$ мТл (синяя кривая), и при $B = 500$ мТл (черная кривая), $B = 505$ мТл

(красная кривая) и $B = 510$ мТл (синяя кривая), см. верхний график рис. 3d. На верхних графиках рис. 3b и d зависимости $R(V_{BG})$ практически совпадают, а абсолютная величина $\Delta R(V_{BG})$, представленная на нижних графиках рис. 3b и d не превышает 1Ω во всем диапазоне приложенных напряжений V_{BG} .

Во-первых, хотелось бы отметить высокое качество исследуемых нанопроволок InN. Их сопротивление при нулевом напряжении на нижнем затворе составляет $R = 0.84 \text{ к}\Omega$, сопротивление на единицу длины $3.1 \text{ к}\Omega/\mu\text{м}$, а удельное сопротивление на квадрат составляет $0.39 \text{ к}\Omega/\square$, если мы предполагаем одинаковое качество обеих нанопроволок.

Подробное исследование магнитотранспорта в образце в присутствии проводящего острия АСМ было проведено ранее, см. [24]. В данной статье образец был обозначен как образец II. Согласно полученным экспериментальным данным, в данном образце присутствуют слабые связи или потенциальные барьеры только в приконтактной области. Сканирование было выполнено поддерживая высоту острия 200 нм. Какое-либо существенное влияние острия на сопротивление центральной части образца обнаружить не удалось. Данные результаты аналогичны полученным экспериментальным данным, представленным на рис. 1b. Более подробную информацию о влиянии острия на прозрачность потенциальных барьеров в приконтактной области можно найти в работе [24].

Малое влияние проводящего острия АСМ на сопротивление образца обусловлено как высоким качеством нанопроволок, так и не столь высоким отношением сигнал/шум. Данное отношение можно существенно улучшить, если воспользоваться техникой сканирующей спектроскопии (scanning spectroscopy technique или SST), аналогично примененной в работах [7, 18]. Использование данной методики при помещении острия в центр структуры, которое отмечено на рис. 1a желтой точкой, позволяет измерить малое влияние острия на зависимость $R(V_{BG})$, при этом влияние острия на приконтактные области образца исключены. К сожалению, применение методики SGM с длительным измерением сопротивления образца в каждой точке сканирования не представляется возможным, поскольку характерное время дрейфа образца составляет примерно 20 ч.

Аналогично экспериментальным данным статьи [7], дрейф нанопроволок InN приводит к изменению зависимости $R(V_{BG})$ при определенных значениях напряжений на нижнем затворе. В качестве примера можно отметить результаты, представленные на верхних графиках рис. 3a и b, которые были получены с разнесением по времени в 48 ч.

Для того, чтобы отделить влияние острия на сопротивление образца от влияния дрейфа, была разработана следующая процедура измерений. После разворачивания затворного напряжения в течении 1 ч 30 мин, затворное напряжение возвращается к исходному значению $V_{BG} = -12$ В на 45 мин. Как только две последовательно полученные кривые начинали совпадать, изменялась высота острия или изменялось магнитное поле. Если новые кривые совпали, происходил переход к измерению на следующей высоте острия или следующем выбранном магнитном поле. В конце серии высота острия или величина магнитного поля возвращались к исходному значению, прописывалась последняя экспериментальная зависимость $R(V_{BG})$ и проверялось ее совпадение с первой полученной зависимостью. Хорошую воспроизводимость результатов можно наблюдать на нижних графиках рис. 3, воспроизводимость оказывается лучше, чем 1 Ом.

Согласно данным работы [7], если влияние близкорасположенного острия АСМ на сопротивление образца присутствует, то оно будет присутствовать во всей области измеренных значений напряжений на нижнем затворе. Таким образом, экспериментальные результаты, представленные на рис. 2a, не могут быть объяснены в рамках стандартной модели диффузного когерентного транспорта, т.е. универсальных флуктуаций проводимости. Кроме того, слабое изменение магнитного поля $B \ll B_c = \Phi_0/l_\varphi d = 0.26$ Тл в рамках того же подхода не должно менять сопротивление образца. Здесь Φ_0 – квант потока, а $l_\varphi = 200$ нм – длина сбоя фазы в нанопроволоке InN [25]. Данное утверждение находится в противоречии с экспериментальными данными, представленными на рис. 2b.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 3, показывают существенное уменьшение влияния близкорасположенного острия АСМ на сопротивление образца во внешнем магнитном поле $B \geq 0.15$ Тл. Данные, представленные на рис. 3b и d, могут быть объяснены в рамках модели диффузного когерентного транспорта, т.е. если изменение магнитного поля мало по сравнению с B_c , то зависимости $R(V_{BG})$ должны совпадать. В рамках данной модели можно также описать экспериментальные данные, представленные на рис. 3c, магнитная длина $l_B(0.5 \text{ Тл}) = (\hbar/eB)^{0.5} = 36$ нм оказывается меньше, чем диаметр нанопроволоки, что приведет к некоторому увеличению плотности тока на боковых поверхностях нанопроволоки и уменьшению его на верхней и нижней поверхностях. Здесь \hbar – постоянная Планка, а e – заряд электрона. Следует от-

метить, что некоторое уменьшение влияния острия следует ожидать уже в поле $B = 0.15$ Тл, поскольку $l_B(0.15 \text{ Тл}) = 66$ нм сравнимо с диаметром нанопроволоки. Таким образом, в рамках модели когерентного диффузного транспорта можно качественно описать результаты, представленные на рис. 3, однако это невозможно сделать в случае экспериментальных данных, показанных на рис. 2.

Согласно экспериментальным данным по сканированию с применением техники SGM, представленным в работе [12], шнурование тока на образцах с точечным контактом прекращается уже в достаточно малых магнитных полях, а именно $B = 4$ и 8 мТл. Достаточно похожая ситуация наблюдается в образцах, имеющих форму билиярда [12], при этом было показано, что влияние острия в центральной области билиярда существенным образом подавлено уже при магнитном поле, равном $B = 300$ и 500 мТл. Эти экспериментальные данные позволяют качественно описать экспериментальные результаты, представленные на рис. 2.

В нанопроволоках InN электронная система представляет из себя полый цилиндр, при этом максимум концентрации электронов расположен на расстоянии $5 \div 10$ нм от поверхности нанопроволоки [26–30]. Наличие слабого потенциального барьера на интерфейсах означает, что контакт к проволокам неоднороден и может рассматриваться как точечный, а именно, верхняя поверхность нанопроволоки должна иметь контактное сопротивление существенно ниже, чем боковая или нижняя. Электроны, впрыснутые через точечный контакт, формируют шнуры. Наличие шнурования тока было обнаружено в двумерных электронных системах даже с низкой подвижностью носителей [6]. При изменении напряжения на нижнем затворе происходит перемещение шнуров тока по поверхности нанопроволоки [15]. Следует отметить, что взаимное экранирование рядом лежащими проволоками электрического потенциала нижнего затвора приводит к возникновению электрического поля, которое параллельно поверхности подложки [24], что существенным образом помогает перераспределению шнуров тока. Близкорасположенное острие АСМ влияет на сопротивление образца в центральной части нанопроволоки, если острие расположено над шнуром тока, т.е. изменение сопротивления может происходить при определенных значениях затворных напряжений. Таким образом, вводя в рассмотрение шнуры тока, можно достаточно просто описать экспериментальные результаты, представленные на рис. 2а. Энергия когерентности $E_c = \hbar D/l_\varphi^2 \leq 15$ мэВ для всех измеренных значений

V_{BG} , здесь \hbar – постоянная Планка, $D \simeq 1000 \text{ см}^2/\text{с}$ – коэффициент диффузии в данном образце. Характерное напряжение когерентности для нижнего затвора составляет $V_{cBG} = E_c/(e\alpha) \leq 150$ мВ, что подтверждает утверждение, что острие АСМ влияет именно на рассеяние шнуров тока, а не как просто дополнительный рассеиватель, перестраивающий флуктуации сопротивления. В последнем случае совпадение зависимостей $R(V_{BG})$ для различной высоты положения острия АСМ в диапазоне затворных напряжений, превышающих 1 вольт невозможно (см. рис. 2а). Здесь $\alpha = c_{\text{wire-BG}}/c_{\text{total}} \geq 0.1$ – геометрический фактор, $c_{\text{wire-BG}}$ и c_{total} – емкости между затвором и нанопроволокой и полная емкость нанопроволоки.

Слабое изменение магнитного поля приводит к некоторой перестройке положений шнуров тока из-за силы Лоренца [11]. Ларморовский радиус в InN при $B = 15$ мТл составляет 14 нм, и баллистический электрон отклонится на 9 нм, пролетев 270 нм от приконтактной области до центра нанопроволоки. Величина 9 нм представляется разумной оценкой для величины отклонения шнура тока в магнитном поле [11]. Области напряжений по нижнему затвору в которых острие оказывает влияние на зависимость $R(V_{BG})$ при слабом изменении магнитного поля (рис. 2б) должны быть те же, что и в эксперименте по изменению высоты острия (рис. 2а). Две области влияния острия на рис. 2а и б практически совпадают, что подтверждает правильность предложенной модели шнурования тока.

Таким образом, даже если не удастся визуализировать шнурование тока в нанопроволоках InN, тем не менее удастся продемонстрировать наличие шнуров. Данный результат, наряду с работой [18], показывает важность применения техники спектроскопии при исследовании локального влияния острия АСМ на сопротивление исследуемой системы.

Формирование шнуров тока в формально диффузной проволоке представляется нам довольно важным экспериментальным фактом. В работе [31] была предпринята удачная попытка создания квантового хаоса в баллистических образцах. В результате, спектр флуктуаций и зависимость от магнитного поля слаболокализационной квантовой поправки воспроизвели результат диффузного образца в случае билиярда Бунимовича в точном соответствии с теоретической работой [32]. Таким образом билиард Бунимовича может рассматриваться как полностью эргодическая система [31]. Строго говоря, в классическом билиярде Бунимовича введение коэффициента диффузии

не представляется возможным [33]. Круговой билиард, в свою очередь, может рассматриваться как слабоэргодическая система, из-за наличия в нем стабильных траекторий [31]. Если же система находится вблизи перехода металл/диэлектрик, то проводимость прыжковая, и система не является полностью эргодической из-за фрактальной или мультифрактальной структуры волновой функции электронов [34, 35].

Таким образом, в двух предельных случаях, а именно, в баллистическом режиме и в режиме прыжковой проводимости, система не является полностью эргодической (если не были предприняты дополнительные усилия, чтобы ее такой сделать [31]). Вопрос об эргодичности полубаллистических систем был поставлен в работе [36]. Причина возникновения такого вопроса достаточно проста. Возникновение шнуров тока может приводить к формированию устойчивых траекторий даже в случае билиарда Бунимовича или других хаотических билиардов, приводя систему в состояние не полной или слабой эргодичности [36]. Были проведены измерения магнитотранспорта в десятках образцов, включающих билиарды различной формы, изготовленные из 2D гетероструктур с различной подвижностью, а также в нанопроволоках, изготовленных на основе структур GaAs/AlGaAs [37] и n^+ -GaAs [38, 39]. Фрактальное поведение универсальных флуктуаций проводимости было обнаружено во всех измеренных образцах [36]. Таким образом, формирование устойчивых шнуров тока, видимо, оказывает существенное влияние на транспортные свойства баллистических и полубаллистических неинтегрируемых билиардов. Однако фрактальное поведение универсальных флуктуаций проводимости в диффузных проволоках с высокоугловым рассеянием [38, 39] выглядело, некоторым образом, абсурдно. Возможно демонстрация формирования шнуров тока в нанопроволоках InN позволит пролить некоторый свет на данную проблему. Следует отметить, что для определения надежных критериев перехода от слабой эргодичности к полной в мезоскопических системах потребуются существенная дополнительная экспериментальная и теоретическая работа.

Представлены экспериментальные результаты по измерению магнитотранспорта в нанопроволоках InN высокого качества в присутствии проводящего острия АСМ. Наряду с продемонстрированным высоким разрешением при использовании техники SGM были показаны новые особенности в зависимости $R(V_{BG})$, вызванные близкорасположенным острием АСМ. Полученные экспериментальные

результаты объяснены в модели формирования шнуров тока в двумерном электронном газе в нанопроволоках InN. Данные результаты подтверждают существенную роль двумерной цилиндрической поверхности электронной системы в нанопроволоках InN. Данный эффект будет существенно более выражен в нанопроволоках с цилиндрической двумерной электронной системой, но с меньшей концентрацией носителей.

Авторы хотят поблагодарить Кристиана Блемерса, Кристиана Фолька и Томаса Шеперса за изготовление образцов и плодотворные обсуждения экспериментальных результатов, а также Рафаэлли Каралко за выращивание нанопроволок InN.

Данная работа была выполнена в рамках Госзадания ИФТТ РАН.

1. M. A. Topinka, B. J. Leroy, S. E. J. Shaw, R. Fleischmann, E. J. Heller, R. M. Westervelt, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard, *Science* **289**, 2323 (2000).
2. M. A. Topinka, B. J. LeRoy, R. M. Westervelt, S. E. J. Shaw, R. Fleischmann, E. J. Heller, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard, *Nature* **410**, 183 (2001).
3. B. J. LeRoy, A. C. Bleszynski, K. E. Aidala, R. M. Westervelt, A. Kalben, E. J. Heller, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 126801 (2005).
4. A. Pioda, D. Brunner, S. Kicin, T. Ihn, M. Sigrist, A. Fuhrer, K. Ensslin, M. Reinwald, and W. Wegscheider, *Physica E* **32**, 167 (2006).
5. K. E. Aidala, R. E. Parrott, T. Kramer, E. J. Heller, R. M. Westervelt, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Nature Phys.* **3**, 464 (2007).
6. M. P. Jura, M. A. Topinka, L. Urban, A. Yazdani, H. Shtrikman, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and D. Goldhaber-Gordon, *Nature Phys.* **3**, 841 (2007).
7. J. Berezovsky and R. M. Westervelt, *Nanotechnology* **21**, 274014 (2010).
8. M. P. Jura, M. Grobis, M. A. Topinka, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and D. Goldhaber-Gordon, *Phys. Rev. B* **82**, 155328 (2010).
9. S. R. Hunt, E. J. Fuller, B. L. Corso, and Ph. G. Collins, *Phys. Rev. B* **85**, 235418 (2012).
10. A. A. Zhukov, Ch. Volk, A. Winden, H. Hardtdegen, and Th. Schäpers, *J. Phys. Condens. Matter* **26**, 165304 (2014).
11. A. A. Kozikov, D. Weinmann, C. Rössler, T. Ihn, K. Ensslin, C. Reichl, and W. Wegscheider, *New J. Phys.* **15**, 083005 (2013).
12. A. A. Kozikov, C. Rössler, T. Ihn, K. Ensslin, C. Reichl, and W. Wegscheider, *New J. Phys.* **15**, 013056 (2013).

13. R. Steinacher, A.A. Kozikov, C. Rössler, C. Reichl, W. Wegscheider, T. Ihn, and K. Ensslin, *New J. Phys.* **17**, 043043 (2015).
14. S. Bhandari, G.-H. Lee, A. Klales, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Heller, P. Kim, and R.M. Westervelt, *Nano Lett.* **16**, 1690 (2016).
15. R. Steinacher, A.A. Kozikov, C. Rossler, C. Reichl, W. Wegscheider, K. Ensslin, and T. Ihn, *Phys. Rev. B* **93**, 085303 (2016).
16. R. Steinacher, C. Pörtl, T. Krähenmann, A. Hofmann, C. Reichl, W. Zwerger, W. Wegscheider, R. A. Jalabert, K. Ensslin, D. Weinmann, and T. Ihn, *Phys. Rev. B* **98**, 075426 (2018).
17. S. Bhandari, G.-H. Lee, K. Watanabe, T. Taniguchi, Ph. Kim, and R.M. Westervelt, *Nano Lett.* **20**, 4890 (2020).
18. S. Kim, J. Schwenk, D. Walkup, Y. Zeng, F. Ghahari, S. T. Le, M.R. Slot, J. Berwanger, S.R. Blankenship, K. Watanabe, T. Taniguchi, F.J. Giessibl, N.B. Zhitenev, C.R. Dean, and J.A. Stroscio, 2020 cond-mat : 2006.10730.
19. C. Gold, A. Kurzmann, K. Watanabe, T. Taniguchi, K. Ensslin, and Th. Ihn, 2020 cond-mat.mes-hall: 2006.10144.
20. T. Stoica, R.J. Meijers, R. Calarco, T. Richter, E. Sutter, and H. Lüth, *Nano Lett.* **6**, 1541 (2006).
21. R. Calarco and M. Marso, *Appl. Phys. A* **87**, 499 (2007).
22. R. Calarco, *Materials* **5**, 2137 (2012).
23. A. A. Zhukov, *Instrum. Exp. Tech.* **51**, 130 (2008).
24. A. A. Жуков, Ch. Volk, Th. Schapers, *ЖЭТФ* **134**, 116 (2022) [A. A. Zhukova, Ch. Volk, and Th. Schäpers, *ЖЭТФ* **134**, 95 (2022)].
25. S. Alagha, H.S. Estévez, Ch. Blömers, T. Stoica, R. Calarco, and Th. Schäpers, *J. Appl. Phys.* **108**, 113704 (2010).
26. H. Lu, W.J. Schaff, L.F. Eastman, and C.E. Stutz, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1736 (2003).
27. I. Mahboob, T.D. Veal, L.F.J. Piper, C.F. McConville, H. Lu, W. Schaff, J. Furthmüller, and F. Bechstedt, *Phys. Rev. B* **69**, 201307(R) (2004).
28. 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).
29. C.G. van de Walle and D. Segev, *J. Appl. Phys.* **101**, 081704 (2007).
30. Th. Richter, Ch. Blömers, H. Lüth, R. Calarco, M. Indlekofer, M. Marso, and Th. Schäpers, *Nano Lett.* **8**, 2834 (2008).
31. C.M. Marcus, A.J. Rimberg, R.M. Westervelt, P.F. Hopkins, and A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 506 (1992).
32. F. Borgonovi, G. Casati, and B. Li, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4744 (1996).
33. P. Bálint and S. Goüezel, *Comm. Math. Phys.* **263**, 461 (2006).
34. B. Huckestein, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 357 (1995).
35. F. Evers and A.D. Mirlin, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1355 (2008).
36. C.A. Marlow, R.P. Taylor, T.P. Martin et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **73**, 195318 (2006).
37. K. Ishibashi, Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka, K. Murase, S. Ishida, and Y. Aoyagi, *J. Vac. Sci. Technol. B* **6**, 1952 (1988).
38. K. Ishibashi, K. Nagata, K. Gamo, and S. Namba, *Solid State Commun.* **61**, 385 (1987).
39. R.P. Taylor, M.L. Leadbeater, G.P. Whittington, P.C. Main, L. Eaves, S.P. Beaumont, I. McIntyre, S. Thoms, and C.D.W. Wilkinson, *Surf. Sci.* **196**, 52 (1988).