

## О кондактансе многоконтактной баллистической проволоки

З. Д. Квон, В. А. Ткаченко<sup>1)</sup>, А. Е. Плотников, В. А. Сабликов\*, В. Рено\*<sup>2)</sup>, Ж. К. Портал\*<sup>2)</sup>

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

*\* Институт радиотехники и электроники РАН, 141190 Фрязино, Московская обл., Россия*

*\* Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS, F-38042 Grenoble, France*

Поступила в редакцию 20 ноября 2003 г.

Экспериментально исследовано двух-, трех и четырехконтактное сопротивление баллистической проволоки, изготовленной на основе высокоподвижного двумерного (2D) электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs. Установлено различное поведение мезоскопических флуктуаций многотерминальных сопротивлений в зависимости от затворного напряжения и магнитного поля. При  $B = 0.45$  Тл четырехтерминальное сопротивление падало почти до нуля и наблюдалось появление особенностей, напоминающих квантование баллистического кондактанса.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.-h

Более 10 лет после открытия квантования кондактанса баллистической проволоки отсутствовали экспериментальные данные о том, как распределяется в проволоке приложенное к ней напряжение. При получении таких данных с помощью потенциометрических зондов имеются две проблемы. Первая заключается в том, чтобы контакты зондов к проволоке не нарушали существенно ее свойства [1]. Вторая проблема связана с тем, что измеряемый на зонде потенциал, вообще говоря, не равен локальному потенциалу проволоки [2, 3]. Существующие теории баллистического транспорта не дают универсальной связи этих величин [3, 4].

Недавно были измерены трех- и четырехконтактные сопротивления длиной ( $\sim 6$  мкм) баллистической проволоки в условиях, когда прозрачность потенциометрических пробников к проволоке была много меньше, чем прозрачность самой проволоки [5]. Проволока изготавливалась нетрадиционным методом на сколе гетероструктуры AlGaAs/GaAs. Анализ измерений позволил сделать авторам работы [5] вывод о том, что приложенное к проволоке напряжение по ровну падает в приконтактных областях, а между пробниками падение напряжения равно нулю. Однако необходимо заметить, что нулевое напряжение между пробниками не может считаться доказательством квазинейтральности (нулевого падения потенциала) внутри баллистической проволоки [3]. Кроме того, в данной структуре использовалась неадиабатическая (непланарная) связь проволоки с контактами,

поэтому ступени квантования двухконтактного кондактанса короткого участка проволоки имели заметно меньшую высоту, чем квант  $2e^2/h$  (двухконтактный кондактанс всей многоконтактной проволоки не измерялся). Ширина контакта каждого зонда к проволоке была близка к длине свободного участка проволоки, так что измеряемый потенциал был обусловлен усреднением по достаточно большой длине. Тем не менее, полученный результат соответствует одночастичной модели баллистических проволок [1–4], и он породил ряд вопросов, связанных с взаимодействием электронов. Как показали расчеты [6, 7], взаимодействие электронов с самосогласованным полем возникающего в проволоке заряда приводит к тому, что вблизи резервуаров падает большая часть приложенного напряжения, а остальная часть провода остается практически эквипотенциальной.

В данной работе сообщается о результатах изучения указанной проблемы в баллистической проволоке, изготовленной стандартным образом на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs с двумерным электронным газом (2DЭГ), с зондовыми ответвлениями, значительно более узкими, чем в работе [5]. Подвижность 2DЭГ в использованных структурах была равна  $\mu = 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс при концентрации электронов  $N_s = 4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, соответствующая длина свободного пробега  $l = 10$  мкм. Процедура изготовления была следующей. Сначала с помощью электронной литографии и плазмохимического травления были изготовлены проволоки, имеющие литографическую длину  $L = 1.2$ – $1.4$  мкм, ширину  $WL = 0.4$ – $0.5$  мкм, снабженные двумя потенциометрическими пробниками шириной  $Wp = 0.3$ – $0.4$  мкм. Наличие таких

<sup>2)</sup> e-mail: vtkach@isp.nsc.ru

<sup>2)</sup> V. Renard, J. C. Portal

пробников позволяло измерять двух-, трех-, и четырехконтактное сопротивление проволоки, когда прозрачность пробников была существенно ниже прозрачности проволоки. Заключительным этапом изготовления образцов было напыление металлического TiAu затвора на верхнюю часть структуры. Топология и размеры проволок показаны на рис.1.

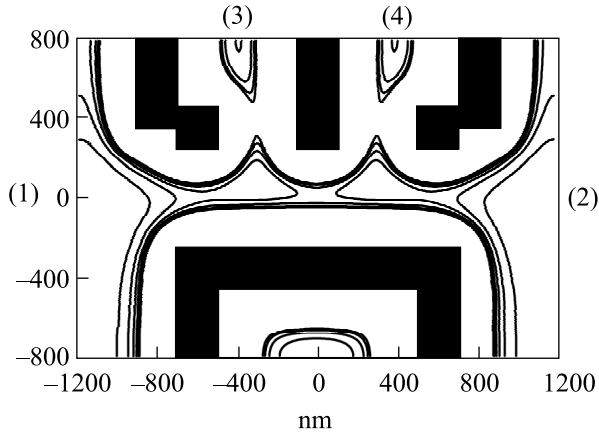


Рис.1. Двумерное распределение плотности электронов в проволоке (полутонное изображение, в скобках номера электродов). Области травления показаны прямоугольниками

Для определения эффективной ширины и длины проволоки и пробников, а также числа проходящих через них мод было выполнено численное моделирование электростатического потенциала и энергетического спектра проволоки с учетом реальных технологических параметров (структура исходного гетероперехода, глубина травления, наличие верхнего металлического слоя и т.д.). Методы и примеры такого моделирования применительно к другим полупроводниковым устройствам описаны в работах [8, 9]. Один из результатов моделирования изучаемой проволоки показан на рис.1. Как видно из этого рисунка, при нулевом напряжении на затворе в проволоке уже имеются электроны (расчет показывает, что при  $V_g = 0$  прохождение через проволоку открыто уже по двум модам, тогда как потенциометрические пробники представляют собой непроницаемый барьер). Только когда в проволоке открывается третья мода, барьер в области пробников понижается настолько, что позволяет пройти в потенциометрический контакт одной моде. Подобное свойство изучаемой структуры означает, что потенциометрические контакты становятся пригодными для многоконтактных измерений сопротивления, когда через проволоку идет три или более мод.

Измерения двух- ( $R_{1212}$ ), трех- ( $R_{1213}$  и  $R_{1242}$ ) и четырехконтактных ( $R_{1234}$ ) сопротивлений были проведены в диапазоне температур 0.2–1.5 К в линейном режиме при затворных напряжениях, соответствующих прохождению через проволоку нескольких (3 – 6) мод. Эти сопротивления выражаются через потенциалы электродов и ток  $I_{12}$  через проволоку:  $R_{1212} = V_{12}/I_{12}$ ;  $R_{1213} = V_{13}/I_{12}$  и  $R_{1242} = V_{42}/I_{12}$ ;  $R_{1234} = V_{34}/I_{12}$ . На рис.2а показана зависимость двухтерминального сопротивления

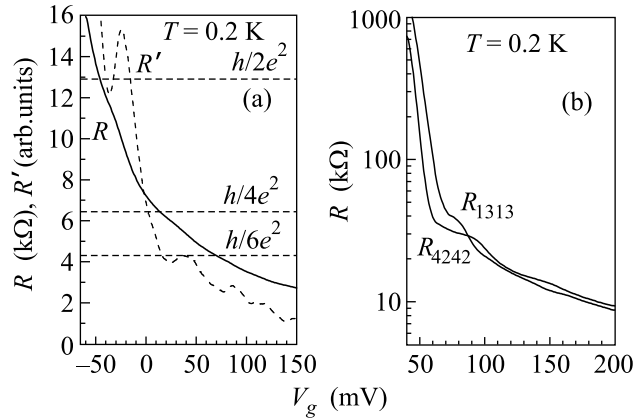


Рис.2. Зависимость двухконтактного сопротивления проволоки (а) и пробников (б) от затворного напряжения;  $R' = -dR/dV_g$

ния  $R_{1212}$  от затворного напряжения  $V_g$  при температуре 0.2 К в диапазоне  $V_g$  от –60 до 150 мВ. Она демонстрирует слабые особенности, соответствующие квантованию первых двух мод, и отсутствие этих особенностей для мод с более высокими номерами. Особенности лучше заметны на производной  $R' = -dR_{1212}/dV_g$ . Для сравнения на рис.2б показаны зависимости двухконтактных сопротивлений пробников  $R_{1313}(V_g)$ ,  $R_{4242}(V_g)$ . По положению первой ступени видно, что пробники получились немного разными и открываются при  $V_g \approx 60$  мВ, то есть, когда через проволоку идут уже три моды. Высота ступени существенно превосходит квант сопротивления  $h/2e^2 = 12.9$  кОм, поскольку в измеренные  $R_{1313}$ ,  $R_{4242}$  дают вклад последовательные сопротивления зондовых отводов, величина которых превосходит 10 кОм. При  $V_g < 40$  мВ сопротивление самих пробников становится слишком большим, чтобы провести корректное измерение разности потенциалов и, соответственно, трех- и четырехконтактного сопротивления.

Рис.3 представляет зависимости двух-, трех-, и четырехконтактных сопротивлений от затворного напряжения в диапазоне  $V_g = 40–200$  мВ для это-

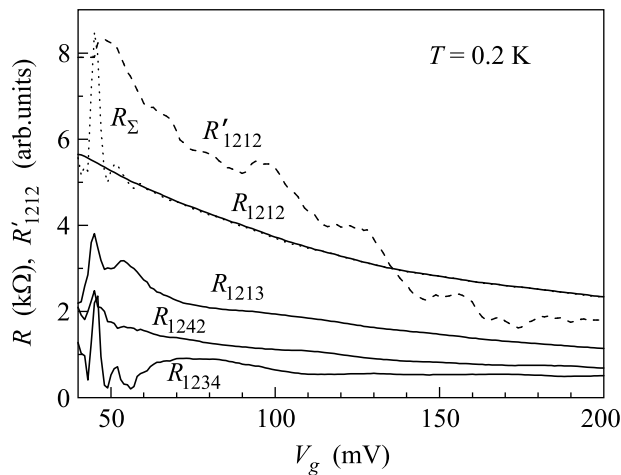


Рис.3. Двух- ( $R_{1212}$ ), трех- ( $R_{1213}$ ,  $R_{1242}$ ) и четырех- ( $R_{1234}$ ) сопротивления проволоки в зависимости от затворного напряжения в нулевом магнитном поле;  $R' = -dR_{1212}/dV_g$ ;  $R_\Sigma = R_{1213} + R_{1242} + R_{1234}$

го же образца. Из рисунка видно: 1) зависимость двухконтактного сопротивления  $R_{1212}(V_g)$  является гладкой и не содержит никаких особенностей, 2) четырехконтактное сопротивление  $R_{1234}(V_g)$  в пять раз меньше  $R_{1212}(V_g)$ , но далеко от нулевого значения, 3) трех- и четырехконтактные сопротивления демонстрируют мезоскопические осцилляции на интервале  $V_g = 40-60$  мВ. Таким образом, в нулевом магнитном поле исследуемая проволока демонстрирует слабую ступеньку квантования двухконтактного контактанса при прохождении через нее основной моды и едва заметные особенности, когда через проволоку проходят две или более мод. Она также дает заметную величину четырехконтактного сопротивления, всего лишь в 1.7 раз меньшую, чем в случае диффузионной проволоки ( $lw \ll L$ ,  $lw$  – длина свободного пробега электрона в проволоке). Естественно предположить, что подобная ситуация вызвана тем, что пролет электронов через проволоку не является баллистическим, а сопровождается их заметным рассеянием. Источниками такого рассеяния могут быть как отдельные примеси внутри проволоки, существующие из-за недостаточно высокой подвижности электронов в исходном гетеропереходе, так и квантовые полости, расположенные в местах соединения проволоки с потенциометрическими пробниками. Из рис.1 хорошо видно, что проволока не является однородной по длине, а представляет собой последовательное соединение трех сужений и двух потенциальных ям – треугольных квантовых точек, расположенных в местах соединения пробников с проволокой. Теоретические [8] и эксперимен-

тальные [10] исследования треугольных точек в других структурах позволяют предположить, что эти квантовые полости являются источником неадиабатичности (сильного межмодового смешивания), рассеяния и неупругих процессов, подавляющих квантование двухконтактного сопротивления [11]. По указанной причине потенциометрические контакты к внутренней части проволоки существенно образом нарушают картину баллистического транспорта, характерную для двухконтактных проволок. Скорее всего, следствием когерентного резонансного рассеяния в треугольных точках [8] являются мезоскопические осцилляции многоконтактных сопротивлений, наблюдаемые в интервале  $V_g = 40-60$  мВ (рис.3). Ярким свидетельством когерентности является нелокальность сопротивления, то есть, большое отличие  $R_\Sigma = R_{1213} + R_{1242} + R_{1234}$  от  $R_{1212}$ , которое означает что суммарное падение напряжения на проволоке не равно сумме напряжений на трех последовательных элементах проволоки (двух треугольных точках и разделяющем их барьере). При  $V_g > 70$  мВ мезоскопические флуктуации исчезают, а равенство  $R_\Sigma = R_{1212}$  соблюдается с высокой точностью.

Рис.4а показывает зависимость двухконтактного и четырехконтактного сопротивлений проволоки от магнитного поля при  $V_g = 70$  мВ. Как видно из рисунка, сопротивление  $R_{1212}$  слабо зависит от

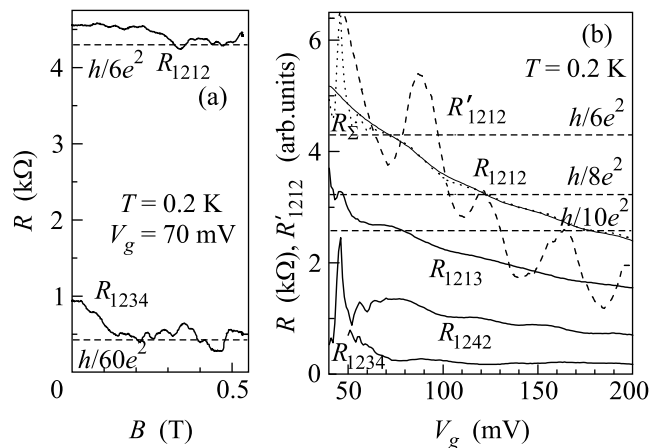


Рис.4. Зависимости двух- и четырехконтактного сопротивлений проволоки от магнитного поля (а); сопротивления проволоки в зависимости от  $V_g$  при  $B = 0.45$  Тл (б). Обозначения указаны в подписи к рис.3

магнитного поля за исключением мезоскопических флуктуаций небольшой амплитуды. Отсюда можно сделать вывод, что в проволоке отсутствует рассеяние на боковых стенках, приводящее к сильному положительному магнитосопротивлению. В отли-

чие от мезоскопических флуктуаций с относительно малой амплитудой двухконтактного сопротивления ( $\delta R/R < 0.1$ ) относительная величина флуктуаций сопротивления  $R_{1234}$  на порядок выше:  $\delta R/R \sim 1$ . Такое поведение флуктуаций приводит к тому, что при магнитном поле 0.45 Тл величина  $R_{1234}$  становится в 4 раза меньше ее значения в нулевом магнитном поле. На рис.4b приведены зависимости  $R_{1212}(V_g)$ ,  $R_{1234}(V_g)$ ,  $R_{1213}(V_g)$  и  $R_{1242}(V_g)$ , измеренные именно при этом значении магнитного поля. Хорошо видно, что величина четырехконтактного сопротивления  $R_{1234}$  остается малой и для всех остальных значений напряжения на затворе. В отличие от рис.3, на зависимости  $R_{1212}(V_g)$  появляются заметные особенности в виде наклонных ступенек. Для большей ясности показана производная  $R' = -dR_{1212}/dV_g$ . Из рисунка видно, что ступеньки соответствуют прохождению через проволоку от трех до пяти электронных мод, хотя следует заметить, что ступенька, отвечающая четвертой моде, расщепилась на две.

Обсудим теперь описанные выше результаты. Основной из них – это наблюдение управляемой магнитным полем корреляции в поведении  $R_{1212}$  и  $R_{1234}$ , которая показывает, что чем меньше величина четырехконтактного сопротивления, тем лучше проявляются особенности, напоминающие квантование кондактанса. Этот результат существенно дополняет эксперимент[5], в котором двухконтактный кондактанс многоконтактной проволоки не измерялся. Наше наблюдение говорит о том, что величина четырехконтактного сопротивления и присутствие особенностей двухконтактного кондактанса определяются рассеянием электронов в области соединения проволоки и пробников. Другой немаловажный результат состоит в том, что величины трехконтактных сопротивлений оказались в данной проволоке разными. Это указывает на существенное различие возмущений, вносимых левым и правым пробниками в транспорт электронов в проволоке. Видимо, оно и приводит к значительным мезоскопическим флуктуациям трех- и четырехконтактного сопротивлений. Причем в поведении этих флуктуаций имеется интересная особенность. Они существуют (см. рис.3 и 4b) только тогда, когда пробники и проволока слабо связаны между собой (сопротивление пробника  $R_p \gg h/2e^2$ ). Как только между пробником и проволокой возникает сильная связь ( $R_p < h/2e^2$ ), эти флуктуации практически исчезают. Это означает, что вскрытие пробников приводит к сильной релаксации фазы волно-

вой функции и, соответственно, подавлению мезоскопических флуктуаций. Возможным источником указанной релаксации является уход электронов в пробник, а затем в двумерное море. Поскольку ток через вольтметр близок к нулю, то возвращаемые в проволоку электроны имеют фазу, не связанную с фазой электронов в проволоке[11].

Таким образом, в настоящей работе показано, что многоконтактная проволока является более сложным объектом, чем предполагалось ранее. Одна из основных проблем ее изучения связана с квантовыми полостями, образующимися в местах зондовых отводов. В этих полостях происходит рассеяние электронов, в том числе и неупругое, сопровождающееся изменением заряда и потенциала, вследствие чего сложным образом изменяется как матрица рассеяния электронов, так и потенциал зондов. Именно на это указывают отсутствие четкого квантования кондактанса и большие вариации многоконтактных сопротивлений. Кроме того, поведение мезоскопических флуктуаций показывает, что в реальной проволоке скачком меняется время релаксации фазы волновой функции. Анализ этих процессов представляет собой важную задачу, требующую дальнейшего рассмотрения.

Авторы благодарят О. А.Ткаченко за возможность расчета трехмерной электростатики и энергетического спектра проволоки. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 16516), ИНТАС (грант # 01-0014) Миннауки (программы “ФОКВТ”, “ФТНС”, “НМКС”), и РАН (программы “Квантовая макрофизика” и “Низкоразмерные квантовые структуры”).

1. H.-L. Engquist and P. W. Anderson, Phys. Rev. **B24**, 1151 (1981).
2. M. Buttiker, IBM J. Res. Developm. **32**, 317 (1988).
3. И. Б. Левинсон, ЖЭТФ **95**, 2175 (1989).
4. M. Buttiker, Semicond. and Semimetals **35**, 191 (1992).
5. R. de Picciotto et al., Nature **411**, 51 (2001).
6. V. A. Sablikov, S. V. Polyakov, and M. Buttiker, Phys. Rev. **B61**, 13763 (2000).
7. V. A. Sablikov and B. S. Shchamkhalova, Physica **E17**, 189 (2003).
8. О. А. Ткаченко и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
9. О. А. Tkachenko et al., J. Appl. Phys. **89**, 4993 (2001).
10. Z. D. Kvon et al., Physica **E12**, 815 (2002).
11. M. Buttiker, Phys. Rev. **B33**, 3020 (1986).