

Амплитуда осцилляций Ааронова–Бома в малых баллистических интерферометрах

В. А. Ткаченко^{*1)}, З. Д. Квон^{†*}, Д. В. Щеглов^{†*}, А. В. Латышев^{†*}, А. И. Торопов^{*}, О. А. Ткаченко^{†*},
Д. Г. Бакшеев^{*}, А. Л. Асеев^{*}

^{*}Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[†]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 8 января 2004 г.

Локальным анодным окислением гетероструктур AlGaAs/GaAs с двумерным (2D) электронным газом получены кольцевые интерферометры малого радиуса (110 нм). Измерения и моделирование показывают, что слабая асимметрия колец, регистрируемая атомно-силовым микроскопом, приводит к малой амплитуде осцилляций Ааронова–Бома, а более сильная — исключает появление этих осцилляций.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.–h

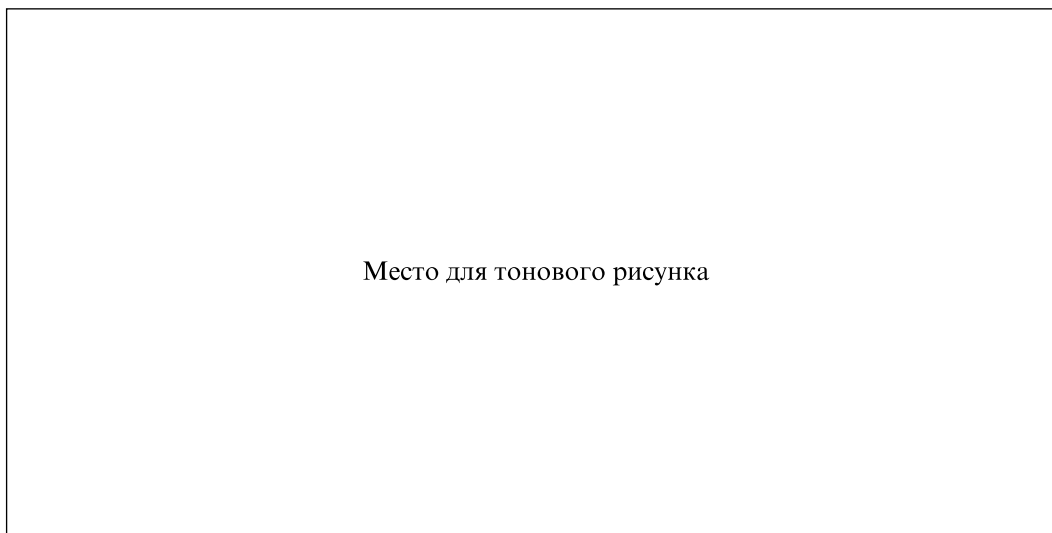
Свойства кольцевых электронных интерферометров изучаются в течение 20 лет, начиная с пионерских работ [1]. Благодаря эффекту Ааронова–Бома (АБ), эти устройства наиболее четко демонстрируют влияние квантовой интерференции на электрическое сопротивление. Период осцилляций АБ по магнитному полю есть стабильная характеристика каждого интерферометра, задаваемая отношением кванта магнитного потока h/e к площади кольца. Гораздо менее стабильной и во многих экспериментах неожиданно малой является амплитуда осцилляций АБ. Ранее в основном исследовались кольцевые баллистические интерферометры, изготовленные с помощью электронной литографии и последующего плазмохимического травления гетероструктур AlGaAs/GaAs с высокоподвижным двумерным (2D) электронным газом [2]. Этот путь позволил создать кольцевые интерферометры малых размеров ($r = 130$ нм) и повысить температуру наблюдения осцилляций АБ до 4.2 К [3]. Однако причины часто наблюдаемой малости амплитуды АБ оставались неизвестными.

Недавно появилась возможность создания интерферометров, связанная с использованием технологии окисления поверхности гетеропереходной структуры иглой атомно-силового микроскопа (АСМ) [4, 5]. Эта технология позволяет продвинуться в направлении дальнейшего уменьшения размеров интерферометра и лучше контролировать геометрию структуры. Существенно, что при данной технологии имеется детальное изображение рельефа поверхности каждого образца, которое может быть сопоставлено с результатами транспортных измерений. В принципе, это

дает шанс экспериментально изучить влияние реальной топологии колец на амплитуду осцилляций АБ. В свою очередь, используя изображения образцов, можно промоделировать электростатику устройств [6, 7] и кондактанс [6–8]. Тем самым открывается возможность более детального сравнения теории полупроводниковых баллистических структур с экспериментом.

В данной работе исследуются изготовленные с помощью АСМ кольцевые интерферометры с эффективным радиусом $r = 110$ нм. В качестве исходной структуры с 2D электронным газом (2DЭГ) выращены гетеропереходы AlGaAs/GaAs с малым расстоянием (25 нм) между 2DЭГ и поверхностью. Подвижность 2DЭГ в использованных структурах была равна $\mu = 10^5$ см²/Вс при концентрации электронов $N_s = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻², соответствующая длина свободного пробега $l = 1.2$ мкм. Процедура изготовления колец была следующей. Предварительно с помощью атомно-силового микроскопа “Solver P-47H” (NT-MDT) исследовалась морфология поверхности исходного гетероперехода в полуконтактном режиме сканирования. После получения информации о необходимом участке поверхности инициировался процесс локального анодного окисления [5, 9]. Локальное анодное окисление производилось по изготовленному шаблону в растровом режиме модификации поверхности. В обозначенных на шаблоне точках на зонд атомно-силового микроскопа подавался отрицательный относительно поверхности образца электрический потенциал, инициирующий процессы локального анодного окисления в этих точках. Интенсивность процесса окисления регулировалась величиной напряжения зонд-образец. Геометрические раз-

¹⁾e-mail: vtkach@isp.nsc.ru



Место для тонового рисунка

Рис.1. Изображения в атомно-силовом микроскопе открытых колец, изготовленных методом локального анодного окисления: (a) – “симметричное” кольцо, (b) – “асимметричное” кольцо

меры точек окисления определялись временем приложения окисляющего напряжения и относительной влажностью воздуха. В целях получения более глубокой модификации поверхности система подачи напряжения на зонд АСМ относительно образца была усовершенствована, что позволяло получать разность потенциалов зонд-образец до $40 \pm 0,2$ В и полную толщину окисла до 50 нм. Для структур, изображенных на рис.1, величина окисляющего потенциала составила ~ 20 В. Это позволило получить высоту линии локального анодного окисления ~ 12 нм при относительной влажности воздуха 40%. АСМ-изображения и модификация поверхности были получены в резонансной полуконтактной моде с применением стандартных кантилеверов ($\nu = 150$ кГц). Из рисунка видно, что высота и ширина полученных линий испытывает вариации от точки к точке и от образца к образцу, то есть имеются случайные нарушения геометрии, заданной шаблоном. Изображение одного из колец (“симметричное”) показано на рис. 1a. Рядом показано изображение другого (“асимметричного”) кольца, которое, как видно, имеет различную ширину рукавов, образующих кольцо (рис. 1b). Необходимо подчеркнуть, что мы приводим изображения не контрольных образцов, с которыми обычно не проводится транспортных измерений [7], а именно тех колец, которые изучаются в эксперименте. Таким образом, в отличие от обычной технологии, мы можем непосредственно исследовать отклик сопротивления на малые отклонения от идеальной геометрии, существенные при изготовлении наноструктур на пределе разрешающей способности литографии.

Сопротивление описанных выше колец измерялось в диапазоне температур 1.5–4 К в магнитных полях до 1 Тл. Результаты измерений при 3.3 К показаны в левой части рис. 2. Хорошо видно, что в

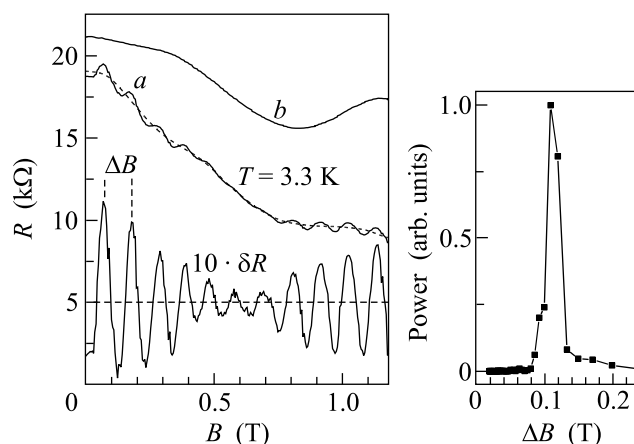


Рис.2. Слева измеренная магнитополевая зависимость сопротивления образцов, показанных на рис.1: случаю (a) отвечают кривые a , $\delta R = R - \langle R \rangle$; случаю (b) – кривая b . Справа фурье-спектр зависимостей $\delta R(B)$ для “симметричного” кольца

случае симметричного кольца (кривая a) наблюдаются осцилляции АБ. Вычитание фона показывает, что наряду с осцилляциями величины δR существует их биение. Осцилляции имеют амплитуду до 5%. Заметим, что при дальнейшем уменьшении температуры максимальная амплитуда осцилляций практически не менялась. Эффект АБ сохранялся при разных погружениях и подсветках данного образца,

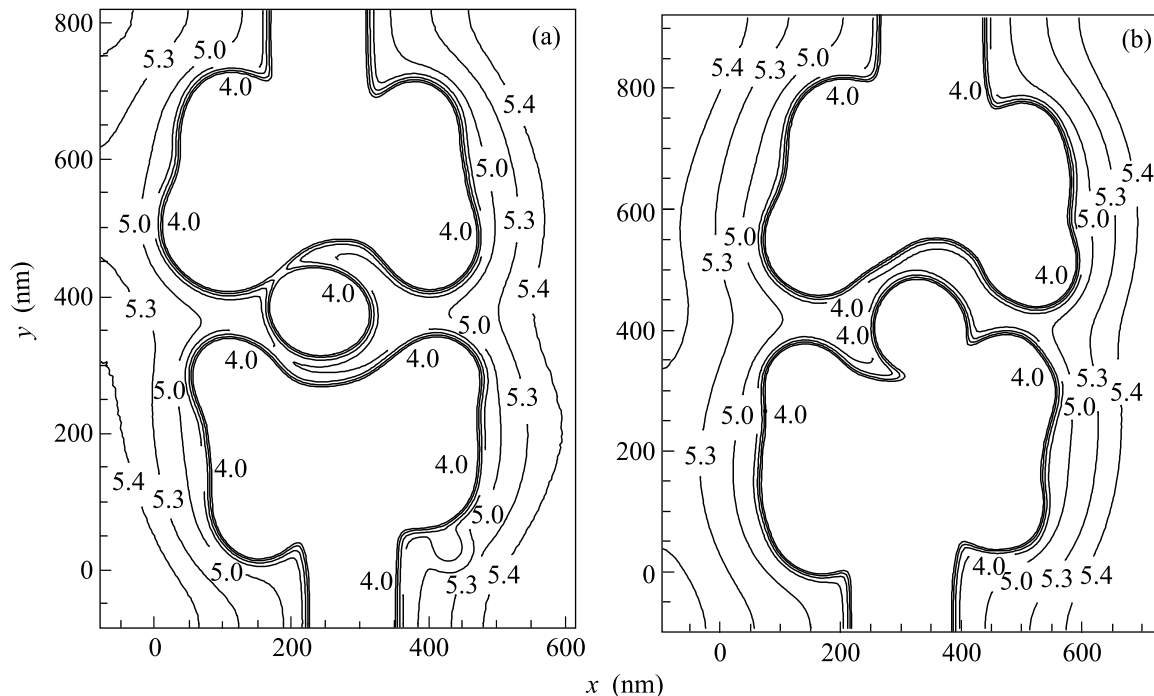


Рис.3. Вычисленное 2D распределение плотности электронов для образцов (а) и (б), показанных на рис.1 (изолинии в единицах $\Delta N_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$)

хотя фоновое сопротивление менялось существенно (например, в 2 раза). Правая часть рисунка показывает усредненный фурье-спектр осцилляций АБ по нескольким кривым $\delta R(B)$ в случае симметричного кольца. Видно, что спектр состоит из одного узкого пика, отвечающего периоду осцилляций по магнитному полю $\Delta B = 0.11$ Тл. Этот период соответствует эффективному радиусу кольца $r = 110$ нм. Заметим, что нам не известны работы, в которых локальным анодным окислением был бы реализован столь малый кольцевой интерферометр.

Результаты, полученные для асимметричного кольца также представлены на рис.2 (кривая *b*). Видно отсутствие каких-либо осцилляций, превышающих, по крайней мере, 0.1%. Осцилляции не появлялись при других погружениях и подсветках данного образца, хотя форма кривых и сопротивление в нулевом магнитном поле менялись. Таким образом, наблюдается существенное различие в поведении исследованных колец. В “симметричном” кольце имеется эффект АБ, что говорит об интерференции, связанной с прохождением электрона через два рукава кольца [1]. В “асимметричном” кольце никаких признаков этой интерференции не наблюдалось, причем описанное поведение колец устойчиво к изменениям флуктуационного потенциала при перезарядке примесей. Этот факт позволяет предположить, что наличие и отсутствие осцилляций

АБ обусловлено различием геометрии электронных колец.

В настоящей работе это предположение проверено моделированием электростатики и сопротивления колец с учетом всех реальных параметров изготовленных структур. Методы расчета аналогичны описанным в работах [6, 7], однако в нашем случае учитывалась сложная зависимость высоты линий окисления h от положения точки на плоскости. Одно из граничных условий при решении трехмерного уравнения Пуассона определялось по 2D распределению глубины H , на которую проникает окисел в полупроводник. На границе полупроводник-окисел использовалось условие закрепления уровня Ферми поверхностными состояниями, расположенными в центре запрещенной зоны GaAs. Предполагалось, что H пропорционально измеренной величине h . При этих условиях была проверена применимость к нашему случаю известного коэффициента пропорциональности для GaAs структур: $H/h \approx 1.5$ [5]. Расчет показал, что при таком значении оба электронных кольца являются разорванными и не могли бы демонстрировать осцилляции АБ. Для того чтобы моделирование стало адекватным экспериментальной ситуации, потребовалось уменьшить величину H/h до 1.2. Следует отметить, что малыми значениями $H < H_0 = 3$ нм пренебрегалось, чтобы уменьшить влияние исходной неровности поверхности и ошибок измерения вели-

чины \hbar в рукавах кольца, то есть в узких провалах рельефа. В этих местах наблюдаемая \hbar может быть выше истинной из-за конечной толщины острия АСМ. Микромасштабные неоднородности заряда в дельта-легированных слоях (флуктуационный потенциал [7]) не учитывались, чтобы не усложнять рассмотрения эффектов, обусловленных исходной геометрией. Результаты самосогласованного моделирования потенциала и электронной плотности показаны на рис. 3а (“симметричное” кольцо) и 3б (“асимметричное” кольцо). Видно, что в первом случае электронное кольцо уже является асимметричным, но с двумя проводящими рукавами, тогда как во втором случае более узкий рукав разорван широким промежутком. Для контроля соответствия модели эксперименту выполнен расчет двумерного баллистического транспорта в нулевом магнитном поле. Он показывает, что сопротивления найденных электронных систем близки к кванту сопротивления $\hbar/2e^2$ и могут нерегулярно меняться приблизительно на $\hbar/4e^2$ при изменении уровня Ферми E_F . Это согласуется с результатами измерений и наблюдением случайных изменений сопротивления, вызванных переключениями флуктуационного потенциала.

Важную информацию об асимметрии электронных колец дает расчет подзон $E_n(x)$ — уровней энергии финитного движения поперек продольной оси интерферометра. Результат такого расчета для “симметричного” кольца показан на рис. 4а. Крайние

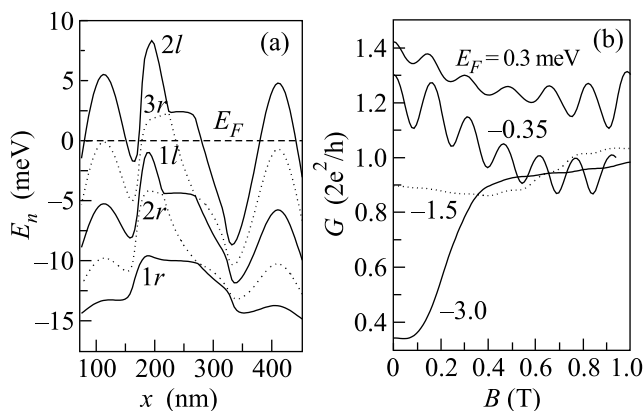


Рис.4. (а) — спектр квантования E_n в сечениях поперек оси x для устройства из рис.3а. $1r$ – $3r$ указывают уровни в более широком рукаве кольца, $1l$, $2l$ — в более узком; (б) — вычисленная магнитополевая зависимость кондактанса этого кольца при разных E_F

барьеры отвечают входам в кольцо, а центральные — его рукавам. Антипересечения подзон в центральной части рисунка являются следствием резкого сужения канала в одном из рукавов кольца. При расчете

потенциала уровень Ферми был равен нулю. Рис. 4а показывает, что в одном из рукавов (r) распространяется две одномерных моды ($1r$, $2r$), а в другом рукаве (l) — только одна ($1l$). Можно ожидать, что в этом случае эффект АБ сохранится. Во втором кольце один из рукавов разорван широким барьером. Из картины подзон найдено, что вершина этого барьера для нижней моды находится на 47 мэВ выше уровня Ферми. Вычисленная проницаемость такого туннельного промежутка в нулевом магнитном поле исчезающе мала (10^{-27}) и остается таковой при варьировании параметров H/\hbar , H_0 , E_F в допустимых пределах. Вполне естественно, что эффект АБ в данной структуре отсутствует.

Переход от надбарьерного прохождения в узком месте кольца к туннелированию моделировался изменением E_F на примере первого кольца. Магнитополевая зависимость кондактанса вычислена методом рекурсивных функций Грина [8] для эффективного двумерного потенциала, полученного в самосогласованных расчетах электростатики. Обозначим высоту барьера для подзоны $1l$ в узком месте кольца за V_b . Из рис. 4а видно, что $V_b = -1$ мэВ. Расчет кондактанса показывает, что осцилляции АБ имеют амплитуду $\sim 10\%$ в случае $E_F - V_b \approx 1$ мэВ, но быстро затухают при переходе к туннелированию (рис. 4б). Поэтому никаких осцилляций АБ не может быть во втором кольце, в котором V_b находится выше, чем E_F на десятки мэВ. Интересно, что асимметрия потенциала в первом кольце при $E_F \approx 0$ мэВ дает амплитуду осцилляций близкой к наблюдаемой в эксперименте. Подобное согласие эксперимента и теории получено без учета процессов сбоя фазы волновой функции электрона и без сглаживания кривых. Хотя реальная асимметрия потенциала ранее не исследовалась, можно предположить, что найденный механизм подавления осцилляций АБ действовал во многих других структурах. Косвенно данную гипотезу подтверждает малый выход рабочих образцов, демонстрирующих осцилляции АБ, при любой технологии.

Касаясь надежности моделирования следует заметить, что измеренный период осцилляций АБ на одну треть меньше, чем вычисленный, то есть эффективная площадь кольца по расчетам оказалась меньше той, которая действует в реальности. Важно подчеркнуть, что обе площади укладываются в размеры электронной системы интерферометра и, следовательно, нет большого противоречия между теорией и экспериментом. Однако период осцилляций АБ, в отличие от амплитуды, является стабильной величиной и выяснение причин обнаруженного различия периодов требует дальнейших исследований.

Таким образом, методом зондовой литографии получен полупроводниковый кольцевой интерферометр с эффективным радиусом 110 нм. Выяснено, что небольшие ошибки нанолитографии могут разорвать рукав электронного кольца и полностью подавить осцилляции АБ. Экспериментально и расчетом показано, что амплитуда осцилляций АБ является малой для кольца, близкого к разрыву. Результаты работы и прежних исследований позволяют сделать вывод, что найденная причина подавления осцилляций АБ является достаточно общей.

Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 16516), ИНТАС (грант # 01-0014), РАН (программы «Квантовая макрофизика» и «Низкоразмерные квантовые структуры»), Минпромнауки (программы «ФОКВТ», «ФТНС», «НМКС») и Минобразования РФ (программа «Интеграция»: госконтракт # 40765/785).

1. M. Buttiker, Y. Imry, and R. Landauer, *Phys. Lett.* **A96**, 365 (1983); M. Buttiker, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev.* **A30**, 1982 (1984).

2. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2814 (1987); C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong *et. al.*, *Surf. Sci.* **229**, 307 (1990); K. Ismail, S. Washburn, and K. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1998 (1991); А. А. Быков, З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий и др., *Письма в ЖЭТФ* **57**, 519 (1993); M. Casse, Z. D. Kvon, G. M. Gusev *et al.*, *Phys. Rev.* **B62**, 2624 (2000).

3. А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев, Л. В. Литвин и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 631 (2000).

4. A. Fuhrer, S. Lüsher, T. Ihn *et al.*, *Nature* **413**, 822 (2001); U. F. Keyser, S. Bock, R. J. Haug *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, L22 (2002).

5. R. Held, T. Vancura, T. Heizel, and K. Ensslin, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 262 (1998).

6. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 366 (2000).

7. В. А. Ткаченко, А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев и др. *ЖЭТФ* **124**, 351 (2003).

8. T. Ando, *Phys. Rev.* **B44**, 8017 (1991).

9. D. V. Sheglov, A. V. Prozorov, D. A. Nasimov *et al.*, *Phys. Low-Dim. Struct.* **5/6**, 239 (2002).