

Кольцевой интерферометр на основе двумерного электронного газа в двойной квантовой яме

А. А. Быков¹⁾, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, О. Естибаль⁺²⁾, Ж. К. Портал⁺²⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

⁺ Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS B.P.166, F-38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 25 сентября 2003 г.

Исследованы магнетотранспортные свойства субмикронных колец, изготовленных на основе двумерного электронного газа в двойной GaAs квантовой яме. Показано, что эффект Ааронова–Бома в таких интерферометрах обусловлен когерентными процессами в двух слабосвязанных кольцах, имеющих различную ширину электронных каналов. В изучаемых интерферометрах обнаружен переворот фазы h/e -осцилляций под действием параллельной компоненты наклонного магнитного поля, который качественно объясняется перераспределением носителей заряда в двух кольцах.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Исследования транспорта носителей заряда в кольцевых интерферометрах и квантовых точках, изготовленных на основе двумерного электронного газа (ДЭГ) в селективно-легированных полупроводниковых структурах, начатые более 15 лет назад [1, 2], остаются актуальными и до настоящего времени [3]. Интерес к изучению свойств таких микроструктур в последнее время обусловлен, прежде всего, тем, что на их основе могут быть построены кубиты [4] и реализованы принципиально новые информационные технологии, использующие квантовые вычисления. В настоящей работе исследованы когерентные свойства кольцевых интерферометров, изготовленных на основе ДЭГ в двойной GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, и установлено, что на квантовый транспорт в таких кольцах влияет не только перпендикулярная, но и параллельная компоненты магнитного поля.

Исходные селективно-легированные структуры выращивались при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Схематический разрез двойной ямы представлен на рис.1а. В качестве центрального барьера использовался слой AlGaAs толщиной 5 нм, а в качестве боковых барьеров – AlAs/GaAs сверхрешетки второго рода [5]. Легирующие δ -Si слои располагались в боковых сверхрешеточных барьерах по обе стороны от квантовых ям, каждая из которых имела ширину 10 нм. На основе выращенных МЛЭ структур с использованием оптической литографии

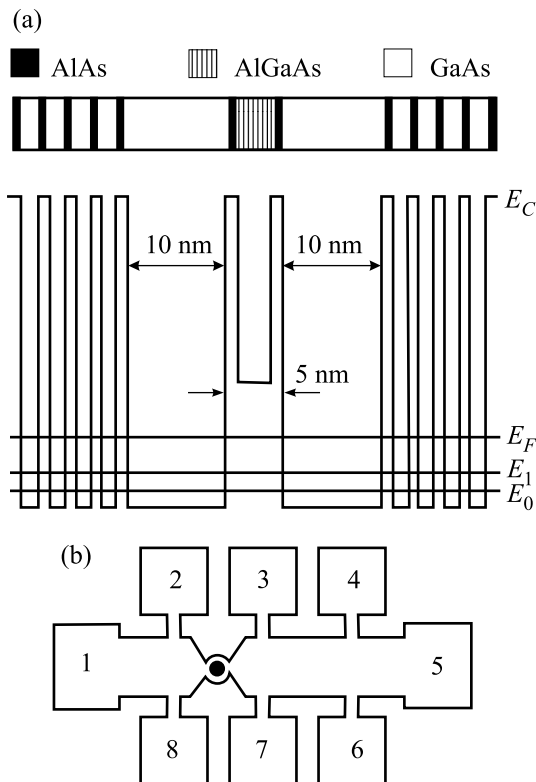


Рис.1. (а) Схематический разрез и энергетическая диаграмма двойной GaAs квантовой ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. (б) Схематическое изображение кольцевого интерферометра: 1, 5 – токовые выводы; 2, 3, 4, 6, 7, 8 – потенциометрические выводы

и жидкостного травления изготавливались мостики шириной 50 мкм, имеющие одну пару токовых выводов и три пары холловских, расположенных

¹⁾ e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

²⁾ O. Estibals and J. C. Portal.

на расстоянии 100 нм друг от друга. Концентрации и подвижности ДЭГ до подсветки и после подсветки красным светодиодом, определенные из поперечного и продольного магнетосопротивлений при температуре $T = 4.2$ К составляли, соответственно: $n_s = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 95 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $n_s = 2.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 130 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

Кольцо изготавливалось при помощи электронно-лучевой литографии и “сухого” травления и располагалось между двумя парами холловских выводов. Схематический вид образца представлен на рис.1б. Средний радиус кольца, равный полусумме внешнего и внутреннего радиусов, заданных литографией, составлял $r_0 = 0.3$ мкм. Эксперименты проводились при температурах от 4.2 К до 1.6 К в магнитных полях B до 15 Тл. Сопротивление кольца измерялось по четырехточечной схеме. Параллельная компонента магнитного поля была направлена перпендикулярно продольной оси мостика. Угол наклона магнитного поля контролировался по величине поперечного (холловского) сопротивления.

На рис.2а представлены зависимости $R_{34}(1/B)$ до подсветки (1) и после подсветки (2) образца красным светодиодом. Результаты фурье-анализа этих зависимостей приведены на рис.2б. Как видно из рисунка, фурье-анализ осцилляций Шубникова–де Гааза дает в обоих случаях два максимума. Концентрация ДЭГ, определенная из поперечного магнетосопротивления, равнялась сумме концентраций, вычисленных из положения этих максимумов. Это означает, что в исследуемой МЛЭ структуре заполнены два энергетических уровня, E_0 и E_1 . Расстояние между этими уровнями до подсветки составляло $\Delta E = E_1 - E_0 \simeq 14$ мэВ, а после подсветки оно уменьшалось и равнялось 11 мэВ. Расчет энергетического положения уровней E_0 и E_1 в структуре, изображенной на рис.1а, показал, что туннельная связь между отдельными ямами должна давать величину расщепления $\Delta E \simeq 1$ мэВ. То есть наблюдаемая в данной МЛЭ структуре величина ΔE обусловлена в основном сдвигом ям по оси энергий вследствие изгиба зон под действием внутреннего электростатического поля, а не туннельной связью между ними.

На рис.3а приведена зависимость сопротивления $R_{23}(B)$ в перпендикулярном магнитном поле до подсветки интерферометра. На кривой $\Delta R_{23}(B)$ хорошо видны периодические осцилляции сопротивления, симметричные по знаку магнитного поля. Зависимости $R_{23}(B)$ и $\Delta R_{23}(B)$ после подсветки образца и в более широком диапазоне B представлены на рис.3б. Как видно из рисунка, периодические осцилляции в исследуемых кольцах исчезают в полях более 3 Тл.

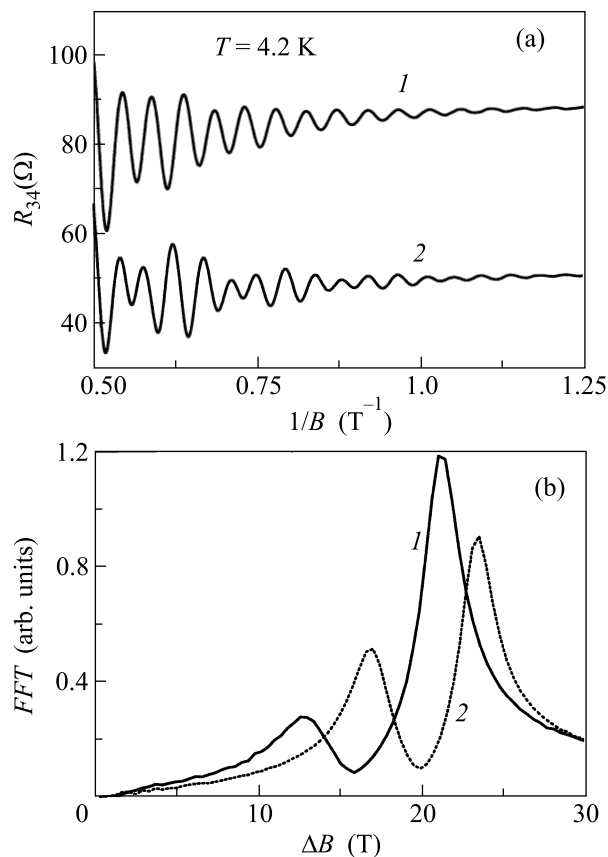


Рис.2. (а) Зависимости $R_{34}(1/B)$ при $T = 4.2$ К: 1 – до подсветки и 2 – после подсветки. (б) Результаты быстрого фурье-анализа зависимостей $R_{34}(1/B)$: 1 – до подсветки и 2 – после подсветки

Фурье-анализ этих осцилляций (рис.4а) дает две хорошо различимые группы частот. Максимальные амплитуды в этих группах отличаются приблизительно в 4 раза, а средние частоты – в два раза. Средняя частота в группе, имеющей большую амплитуду, соответствует квантованию магнитного потока через площадь круга с эффективным радиусом $r_{\text{eff}} \simeq 0.30$ мкм, равным с точностью эксперимента среднему радиусу кольца r_0 , заданному электронно-лучевой литографией. Это означает, что периодические осцилляции сопротивления, наблюдаемые в исследуемых кольцах, являются h/e -осцилляциями. Группа частот, имеющая меньшую амплитуду, в этом случае обусловлена $h/2e$ -осцилляциями. Длина фазовой когерентности, определенная из отношения амплитуд h/e - и $h/2e$ -осцилляций [6], составила при $T = 1.6$ К около 0.7 мкм.

Обсудим полученные результаты. Как известно, полуширина спектрального пика h/e -осцилляций в субмикронных кольцах позволяет оценить ширину электронных каналов w_e [7]. В соответствии с этим она оказалась в нашем случае порядка 60 нм. В то же

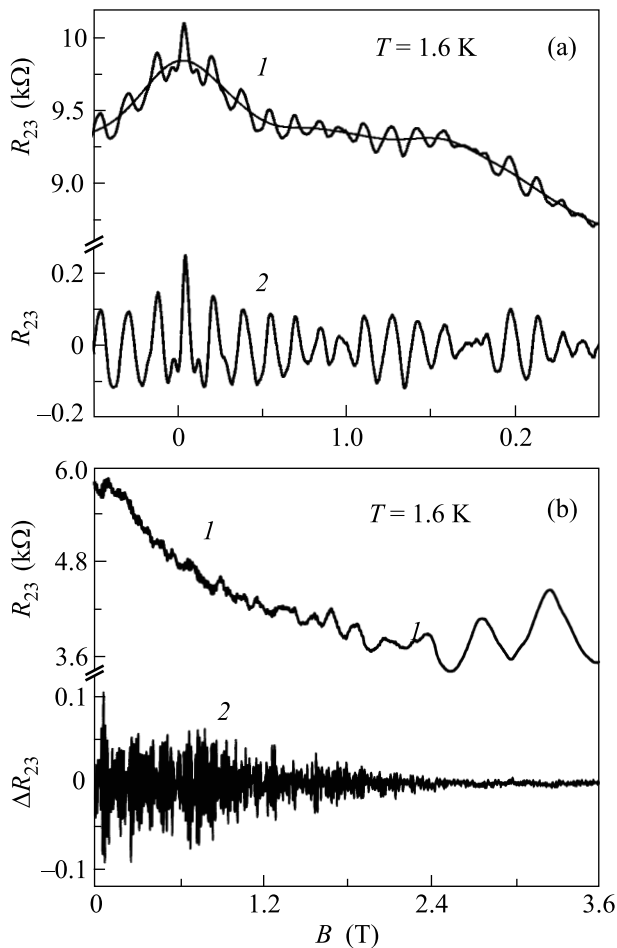


Рис. 3. (а) Зависимости $R_{23}(B)$ и $\Delta R_{23}(B)$ до подсветки при $T = 1.6$ К: 1 – экспериментальная (толстая линия) и сглаженная (тонкая линия) кривые $R_{23}(B)$, 2 – зависимость разницы между экспериментальной и сглаженной кривыми, $\Delta R_{23}(B)$. (б) Зависимости $R_{23}(B)$ и $\Delta R_{23}(B)$ после подсветки при $T = 1.6$ К: 1 – экспериментальная кривая $R_{23}(B)$, 2 – $\Delta R_{23}(B)$

время, оценку ширины канала можно получить из величины характерного магнитного поля B_m , при котором осцилляции Ааронова–Бома исчезают [1]. Величина B_m определяется условием $(\hbar/eB_m)^{1/2} = w_e/2$. Как видно из рис. 3б, осцилляции Ааронова–Бома проявляются вплоть до $B_m = (2.5 \div 3)$ Тл, что дает ширину канала $w_e \sim 30$ нм. То есть в нашем случае эффективная ширина каналов интерферометра на основе двойной GaAs ямы, вычисленная из полуширины пика h/e -осцилляций, оказалась заметно больше величины, определенной из B_m , в отличие от колец на основе одиночной квантовой ямы в GaAs/AlGaAs гетеропереходе [1]. Это расхождение мы объясняем тем, что исследуемые интерферометры реально состоят из двух слабосвязанных колец, имеющих раз-

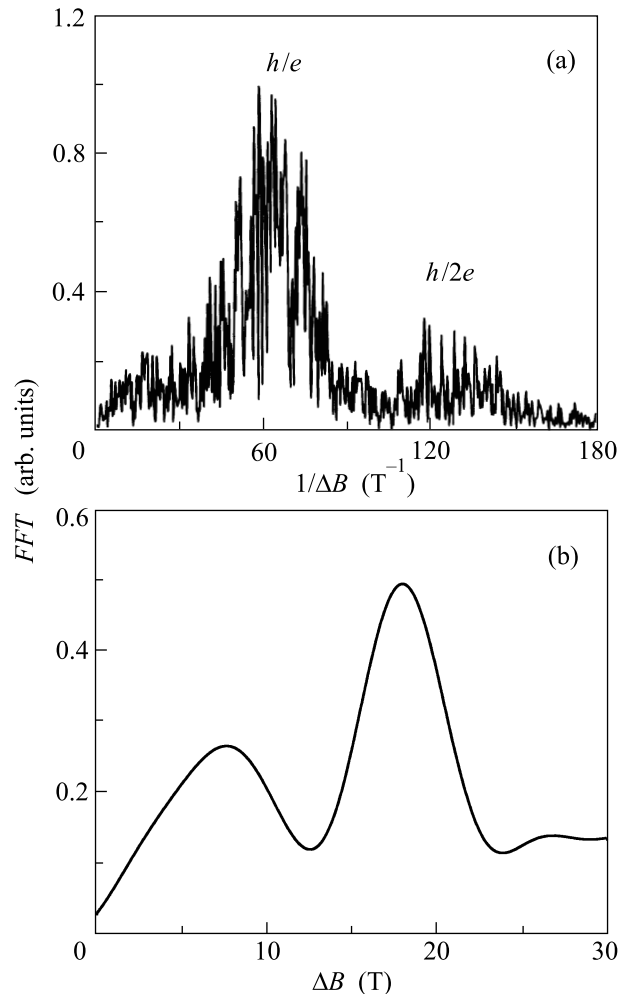


Рис. 4. (а) Результат быстрого фурье-анализа зависимости $\Delta R_{23}(B)$ в диапазоне от 0 до 3 Тл. (б) Результат быстрого фурье-анализа зависимости $R_{23}(1/B)$

личную ширину электронных каналов. Поскольку осцилляции Ааронова–Бома в более узких кольцах подавляются в больших полях, то оценка ширины канала по величине B_m может дать величину w_e только для “узкого” кольца. В то же время, оценка w_e по полуширине пика h/e -осцилляций может позволить определить ширину только более широкого кольца, так как более широкий пик, накладываясь на более узкий, будет маскировать его. Таким образом, в ситуации с двумя кольцами равных радиусов, но различной ширины, величина B_m задается “узким” кольцом, а полуширина пика h/e -осцилляций – “широким”.

Известно, что w_e субмикронных колец, изготовленных на основе селективно-легированных полупроводников, определяется не только литографией, но и в значительной степени латеральными областями

обеднения, возникающими вдоль границ травления. Ширина этих областей тем меньше, чем больше концентрация ДЭГ в исходной структуре [8, 9]. Фурье-анализ осцилляций Шубникова–де Гааза в интерферометре (рис.4b), как и для ДЭГ в исходной структуре, показал два пика. Соответствующие им концентрации ДЭГ оказались немного меньше, чем в широких областях образца и составили: $0.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $0.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Следуя указанной зависимости размеров областей обеднения, а значит, и ширин каналов от исходных концентраций носителей в ямах, логично предположить, что кольцо в яме с более низкой концентрацией имеет меньшую ширину электронных каналов, чем кольцо, расположенное в яме с более высокой концентрацией. В исследуемом интерферометре кольца разделены барьером толщиной 5 нм, а ширина латеральных областей обеднения вдоль электронных каналов составляет около 120 нм. При таком соотношении указанных геометрических размеров оправданно считать, что оба кольца находятся в практически одинаковых условиях по отношению к латеральному ограничивающему потенциалу. Поскольку кольца имеют заметно различающиеся ширины, то можно заключить, что латеральный ограничивающий потенциал существенно отличается по своей форме от прямоугольного.

В работе [10] было показано, что спектр энергетических состояний в асимметричной двойной квантовой яме, помещенной в параллельное магнитное поле, может существенно модифицироваться, приводя к перераспределению носителей заряда между ямами. Мы полагаем, что для исследуемых интерферометров, состоящих из двух вертикально связанных колец, параллельное магнитное поле также должно видоизменять энергетический спектр колец и приводить к перераспределению электронов между ними, подобно ситуации в двойной квантовой яме. Данное предположение качественно согласуется с тем, что экспериментально наблюдаемые нами зависимости сопротивления интерферометров от величины нормальной компоненты магнитного поля B_N отличаются в перпендикулярном и наклонном полях.

Из рис.5а хорошо видно, что различие в интерференционных компонентах сопротивления кольца в условиях, когда параллельная составляющая наклонного поля мала, практически отсутствует. С увеличением параллельной компоненты B , рис.5б, осцилляции в наклонном поле становятся противофазными по отношению к осцилляциям в перпендикулярном магнитном поле. Качественно это можно объяснить упомянутым перераспределением носителей заряда в двух кольцах под влиянием параллельного поля. Од-

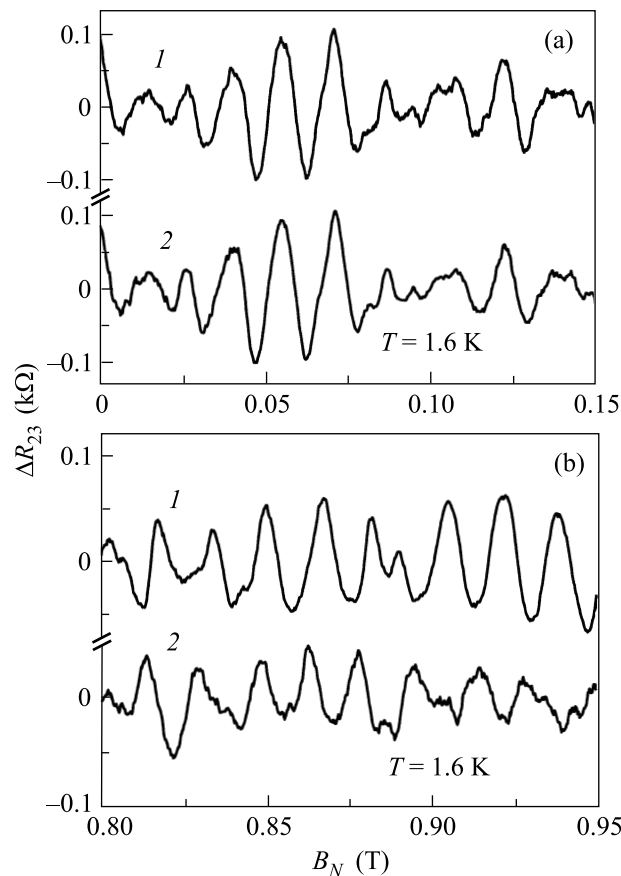


Рис.5. (а), (б) Зависимости ΔR_{23} при температуре $T = 1.6 \text{ К}$ от величины перпендикулярной компоненты магнитного поля B_N : 1 – в перпендикулярном магнитном поле, $B_N = B$, и 2 – в наклонном магнитном поле, $B_N = B/15$

нако необходимо отметить, что кольца в исследуемых интерферометрах являются слабосвязанными и наблюдаемый переворот фазы h/e -осцилляций может быть обусловлен не только модификацией спектра колец, но и синхронным (общим) смещением энергетических уровней кольца под действием параллельного магнитного поля. Наши оценки величин сдвига уровней E_0 и E_1 в исследуемой структуре в параллельном поле $B = 15 \text{ Тл}$ не позволили нам однозначно установить, какая из этих причин переворота фазы h/e -осцилляций является доминирующей. Для более уверенного ответа на этот вопрос необходимо построение теории переноса носителей заряда в кольцевом интерферометре в наклонном магнитном поле и сопоставление ее с полученными экспериментальными данными.

Таким образом, изготовлены субмикронные кольца на основе ДЭГ в двойной квантовой яме и исследованы их когерентные свойства. В таких интерферометрах обнаружен переворот фазы осцилляций

Ааронова–Бома под действием параллельной компоненты наклонного магнитного поля. То есть экспериментально показана принципиальная возможность управления когерентными процессами в кольцевых интерферометрах параллельным магнитным полем.

Авторы благодарят А. Ведерникова и В. Ткаченко за плодотворные обсуждения результатов работы. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 01 – 02 – 16892.

1. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 2814 (1987).
2. U. Meirav, M. A. Kastner, and S. J. Wind, Phys. Rev. Lett. **65**, 771 (1990).
3. В. А. Ткаченко, А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев и др., ЖЭТФ **124**, 351 (2003).
4. J. M. Elzerman, R. Hanson, J. S. Greidanus et al., Phys. Rev. **B67**, 161308 (2003).
5. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
6. A. E. Hansen, A. Kristensen, S. Pedersen et al., Phys. Rev. **B64**, 045327 (2001).
7. R. A. Webb, S. Washburn, C. Umbach, and R. A. Laibowitz, Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985).
8. А. А. Быков, Л. В. Литвин, and S. P. Moshchenko, Surface Science **361/362**, 747 (1996).
9. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Л. В. Литвин, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **72**, 300 (2000).
10. А. А. Горбачевич, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).