

МАГНЕТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА КОЛЬЦЕВОГО БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА НА ОСНОВЕ GaAs КВАНТОВОГО КОЛОДЦА С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

А.А.Быков¹⁾, А.К.Бакаров, Л.В.Литвин, А.И.Торопов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2000 г.

Исследованы магнетотранспортные свойства кольцевых баллистических интерферометров, изготовленных на основе двумерного электронного газа в GaAs квантовом колодце с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Обнаружены асимметрия магнетосопротивления и переворот фазы h/e -осцилляций, возникающие в условиях, когда тянущее напряжение на кольце превышает величину kT/e .

PACS: 73.23.-b

Кольцевые интерферометры стали к настоящему времени традиционными модельными объектами для изучения процессов когерентного переноса носителей заряда в твердотельных структурах [1, 2]. Одной из важных физических характеристик, определяющих режим переноса в таких интерферометрах, является отношение $l_p/\pi r_{eff}$, где l_p – длина свободного пробега носителей заряда по импульсу, а r_{eff} – эффективный радиус кольца, соответствующий периоду h/e -осцилляций. В первых интерферометрах, изготовленных на базе металлических пленок, это отношение было много меньше единицы, $l_p/\pi r_{eff} \ll 1$, что соответствует диффузионному режиму переноса носителей заряда в кольце [3–5]. Малая величина l_p в металлических пленках и до сегодняшнего дня не позволяет выйти за рамки диффузионного режима в кольцевых интерферометрах, изготовленных на их основе. Эта задача была решена благодаря успехам молекулярно-лучевой эпитаксии в области выращивания полупроводниковых GaAs/AlGaAs гетеропереходов с высокоподвижным двумерным электронным газом (ДЭГ). На основе ДЭГ в GaAs/AlGaAs гетеропереходах были изготовлены и исследованы баллистические кольца, в которых выполнялось противоположное условие, $l_p/\pi r_{eff} > 1$ [6–9].

В настоящее время когерентный транспорт в баллистических интерферометрах изучен при $T < 0.3$ К в условиях, когда тянущее напряжение на кольце не превышает величину kT/e . Связано это с тем, что максимальная температура, при которой проявляются интерференционные процессы в баллистических кольцах, определяется величиной r_{eff} . Для повышения этой температуры и проведения экспериментальных исследований когерентных свойств баллистических интерферометров при тянущих напряжениях, превышающих величину kT/e , необходимо уменьшать размеры кольца. Однако изготовление баллистических интерферометров с малыми размерами на базе традиционных GaAs/AlGaAs гетеропереходов наталкивается на противоречивые требования к равновесным параметрам ДЭГ в исходной структуре. С одной стороны, для уменьшения r_{eff} , ДЭГ должен иметь максимальную концентрацию,

¹⁾ e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

так как основной причиной ограничивающей r_{eff} полупроводниковых колец является не разрешающая способность электронно-лучевой литографии, как это имеет место для металлических колец, а наличие областей обеднения, сравнимых с литографической шириной кольца. В такой ситуации минимально возможный r_{eff} равен ширине областей обеднения, которая тем меньше, чем выше концентрация ДЭГ. С другой стороны, рассеивающий потенциал легирующей примеси в GaAs/AlGaAs и InGaAs/AlGaAs гетеропереходах с высокой концентрацией ДЭГ ведет к уменьшению l_p и не позволяет использовать их для изготовления баллистических колец [10, 11].

По нашему мнению наиболее оптимальной для изготовления баллистических колец малых размеров является модулированная полупроводниковая структура, предложенная недавно в работах [12, 13]. В такой структуре ДЭГ находится в GaAs квантовом колодце, в качестве барьеров к которому используются короткопериодные AlAs/GaAs сверхрешетки. X-электроны, возникающие в сверхрешеточных барьерах, сглаживают флуктуационный потенциал легирующей примеси, что позволяет без уменьшения подвижности существенно увеличить концентрацию ДЭГ в GaAs квантовом колодце по сравнению с традиционными GaAs/AlGaAs гетеропереходами. В предлагаемой работе приводятся результаты исследования транспортных свойств субмикронных колец, впервые изготовленных на основе такой модулированной структуры.

Исходная полупроводниковая структура выращивалась при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей GaAs (001) подложке. Квантовый колодец был сформирован слоем GaAs толщиной 10 нм. В качестве барьеров к колодцу использовались короткопериодные сверхрешетки $(AlAs)_4(GaAs)_8$, размещенные с двух сторон от GaAs слоя. Источником носителей заряда в квантовом колодце служили два δ -слоя Si концентрацией $2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, которые располагались в GaAs-слоях короткопериодных сверхрешеток на расстояниях 12.8 нм и 8.8 нм от стенок квантового колодца. На большем расстоянии находился нижний δ -слой Si, что было сделано с учетом сегрегации кремния. Равновесные параметры ДЭГ в GaAs колодце при $T = 4.2 \text{ К}$ были следующими: концентрация $n_s = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu = 3.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и соответствующая им длина свободного пробега по импульсу $l_p = 5.5 \text{ мкм}$.

Схематический вид кольцевого интерферометра представлен на вставке рис.1а. Экспериментальные образцы представляли собой

холловские мостики шириной 50 мкм. Мостики имели одну пару токовых выводов (1-5) и три пары холловских (2-8, 3-7 и 4-6), расположенных на расстоянии 100 мкм друг от друга. Кольцо размещалось между центральной парой холловских выводов (3-7), которые использовались в качестве контактов к расщепленному затвору. Для изготовления холловских мостиков применялись оптическая литография и жидкостное травление, а для формирования колец – электронно-лучевая литография и “сухое” травление.

Эксперименты проводились при температуре 4.2 К в магнитных полях до 2 Тл. Магнетосопротивление интерферометров определялось по формуле: $R_{24} = V_{24}/I_{15}$, где V_{24} – напряжение между контактами 2 и 4, а I_{15} – ток между контактами 1 и 5 величиной от 10^{-9} до 10^{-6} А. Напряжение V_{24} измерялось при помощи фазочувствительного усилителя на частоте переменного тянущего тока I_{15} , равной 777 Гц. Микроволновая ЭДС снималась с тянущих омических контактов (1-5) и регистри-

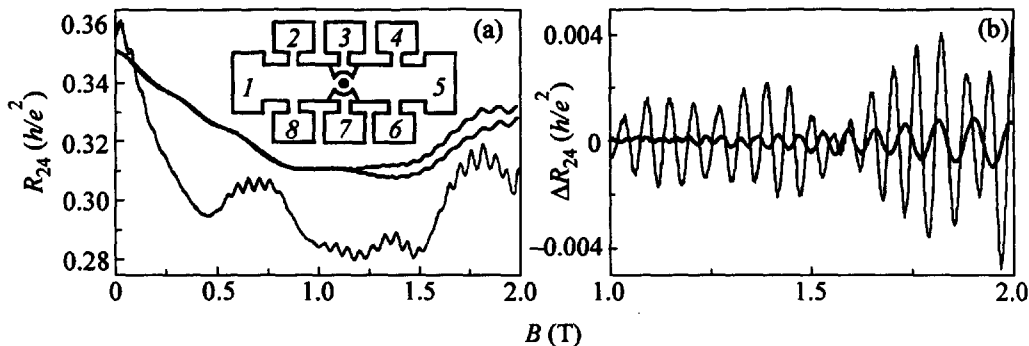


Рис.1. (а) Типичные экспериментальные зависимости $R_{24}(+B)$ и $R_{24}(-B)$ при $T = 4.2$ К. На вставке представлен схематический вид кольцевого баллистического интерферометра с расщепленным затвором. (б) Магнетопольные зависимости R_{24} с вычтенной монотонной составляющей. Тонкая линия - $I_{15} = 10^{-9}$ А, толстая линия - $I_{15} = 10^{-6}$ А

ровалась на частоте амплитудной модуляции микроволнового излучения, которое подавалось на исследуемый образец по коаксиальному кабелю. Ниже приводятся результаты экспериментального исследования транспортных свойств интерферометра с $r_{eff} = 0.15$ мкм. Качественно похожее поведение наблюдалось и на кольце с $r_{eff} = 0.20$ мкм.

На рис.1а представлены зависимости $R_{24}(+B)$ и $R_{24}(-B)$ в условиях, когда напряжение $V_{24} \ll kT/e$ (тонкая линия), $V_{24} \gg kT/e$ (толстая линия). В первом случае магнетопольные зависимости с точностью эксперимента не отличаются друг от друга для различных знаков магнитного поля. В этих условиях при $T = 4.2$ К в магнетосопротивлении отчетливо проявляются h/e -осцилляции (рис.1б), соответствующие изменению магнитного потока на один квант через площадь круга с эффективным радиусом $r_{eff} = 0.15$ мкм (насколько известно авторам, это наименьшая величина r_{eff} для баллистических колец на сегодняшний день). Во втором случае, $V_{24} \gg kT/e$, как это хорошо видно на рис.1б, h/e -осцилляции исчезают и в области сильных магнитных полей ($B > 1$ Тл) остаются лишь осцилляции Шубникова-де Гааза (ШДГ). ШДГ-осцилляции присутствуют в зависимостях $R_{24}(B)$ и для малых тянущих токов, однако плохо различаются при $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл на фоне доминирующих h/e -осцилляций. Фурье-анализ зависимостей $R_{24}(1/B)$ показал, что амплитуда ШДГ-осцилляций, в отличие от h/e -осцилляций, сохраняется во всем исследуемом диапазоне тянущих токов I_{15} . Период этих осцилляций соответствовал концентрации, вычисленной из зависимости $V_{28}(B)$, а амплитуда совпадала с амплитудой ШДГ-осцилляций для исходного мостика без кольца.

Такие экспериментальные факты позволяют заключить, что "сосуществование" двух типов осцилляций в баллистическом интерферометре в условиях $V_{24} \ll kT/e$ обусловлено последовательным соединением сопротивления кольца и областей ДЭГ, расположенных между кольцом и омическими контактами 2 и 4. В этом случае исчезновение h/e -осцилляций для больших напряжений ($V_{24} \gg kT/e$) связано с разогревом электронного газа в кольце. Независимость амплитуды ШДГ-осцилляций от величины V_{24} во всем диапазоне используемых токов указывает на то, что разогрев в областях ДЭГ в этих условиях был мал. Такое поведение согласуется с тем, что напряжение, падающее на областях ДЭГ, расположенных между кольцом и

контактами 2 и 4 в интервале используемых токов I_{15} , было всегда много меньше величины kT/e , так как сопротивление этих областей на два порядка меньше, чем сопротивление самого кольца, и поэтому напряжение V_{24} падает преимущественно на нем.

Неожиданным оказалось отличие магнетополевых зависимостей $R_{24}(+B)$ и $R_{24}(-B)$ при $V_{24} \gg kT/e$, возникающее в условиях сильного магнитного поля (толстая линия на рис.1а), которого не должно быть в соответствии с соотношениями Онсагера в мезоскопической системе без магнитных примесей [4]. При увеличении тянущего тока, как это видно из рис.2, магнетополевая асимметрия возникает и для осцилляций Ааронова-Бома. На этом рисунке представлены зависимости $R_{24}(B)$

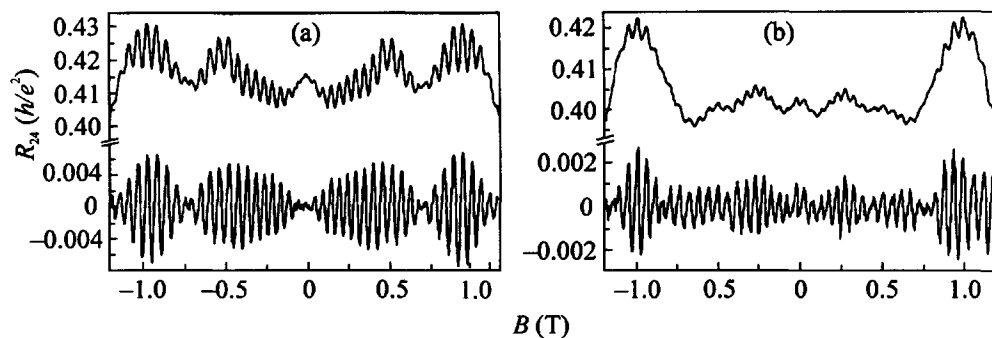


Рис.2. Экспериментальные зависимости $R_{24}(B)$ и зависимости с вычтенной монотонной составляющей при $T = 4.2$ К для $R_{24}(0) \sim h/2e^2$: а) $I_{15} = 10^{-9}$ А, б) $I_{15} = 10^{-7}$ А

при двух различных величинах тока I_{15} для состояния интерферометра, близкого к одномодовому. В условиях $V_{24} \ll kT/e$ наблюдаются биения h/e -осцилляций, характерные для одномодовых колец [9, 14], и симметрия по магнитному полю, которая сохранялась при измерительном токе $I_{15} = 10^{-9}$ А для всех других состояний интерферометра. Однако для ситуации $V_{24} > kT/e$ характерные биения исчезают и появляется асимметрия h/e -осцилляций по магнитному полю.

Обсудим полученные результаты. Принципиальное различие транспортных свойств колец в условиях диффузионного и баллистического режимов переноса носителей заряда состоит в том, что в первом случае они определяются характером случайного рассеивающего потенциала [15], а во втором – профилем ограничивающего потенциала, который формирует геометрию проводящих областей кольца [14, 16]. Одним из следствий неравенства $l_p/\pi r_{eff} > 1$ является то, что на транспортные процессы в баллистическом интерферометре будет оказывать влияние не только геометрия кольца, но и геометрия областей ДЭГ, расположенных на расстоянии порядка $(l_p - \pi r_{eff})/2$ от входа в кольцо и выхода из него. Для исследуемого кольца это расстояние равно 2.5 мкм, и оно существенно больше величины $\pi r_{eff} = 0.5$ мкм. Это обстоятельство не позволяет пренебрегать влиянием областей ДЭГ, контактирующих с кольцом, на перенос носителей заряда в баллистическом интерферометре. Центральная симметрия кольца и этих областей могут быть нарушены из-за несовершенства технологии изготовления баллистических микроструктур [1], что должно приводить в неравновесных условиях к возникновению нелинейных эффектов [17–20].

Эта точка зрения подтверждается измерениями микроволновой ЭДС в кольце, результаты которых представлены на рис.3а. Исследования проводились при $T = 4.2$ К

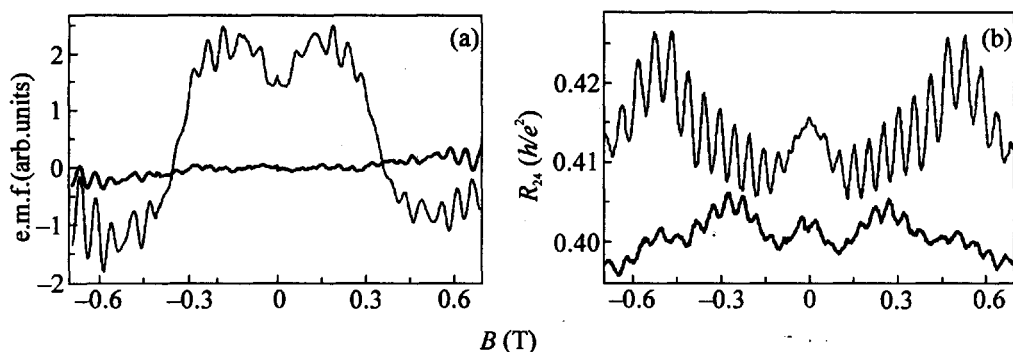


Рис.3. (а) Магнетопольевые зависимости микроволновой ЭДС при $T = 4.2$ К для частоты микроволнового излучения 2 ГГц. Тонкая линия – экспериментальная кривая, толстая линия – антисимметричная компонента. (б) Экспериментальные зависимости $R_{24}(B)$ при $T = 4.2$ К. Тонкая линия – $I_{15} = 10^{-9}$ А, толстая линия – $I_{15} = 10^{-7}$ А

на частоте микроволнового излучения 2 ГГц. Причиной возникновения ЭДС в условиях, когда энергия кванта микроволнового излучения много меньше kT является эффект выпрямления, обусловленный нарушением центральной симметрии в мезоскопической системе [18, 19]. Из рис.3а видно, что эффект выпрямления в баллистическом интерферометре содержит не только симметричную, но и антисимметричную компоненты по магнитному полю, которые появляются в сильных магнитных полях и отсутствуют в мезоскопической системе с диффузионным переносом носителей заряда [19]. Наличие этих компонент позволяет заключить, что причиной асимметрии магнетосопротивления баллистического интерферометра $R_{24} = V_{24}/I_{15}$ в условиях $V_{24} > kT/e$ является вклад в измеряемое напряжение V_{24} нелинейной поправки, зависящей от знака магнитного поля. Симметричная по магнитному полю нелинейная поправка также проявляется в зависимостях $R_{24}(B)$, как видно из рис.3б, она приводит к смене фазы h/e -осцилляций при увеличении тянущего тока I_{15} .

Таким образом, изучены магнетотранспортные свойства кольцевых баллистических интерферометров, изготовленных на базе ДЭГ в GaAs квантовом колодце, в широком диапазоне тянущих токов при $T = 4.2$ К. Экспериментально установлено, что в условиях, когда напряжение на кольце превышает величину kT/e , возникает асимметрия магнетосопротивления и происходит переворот фазы осцилляций Ааронова-Бома. Обнаружен эффект выпрямления в кольцевом баллистическом интерферометре, зависящий от знака магнитного поля и обусловленный асимметрией рассеяния неравновесных носителей заряда на ограничивающем потенциале микроструктуры. Показано, что благодаря высоким концентрации и подвижности ДЭГ в GaAs квантовых колодцах с короткопериодными AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами такая модулированная полупроводниковая структура является перспективной для изготовления баллистических микроструктур с субмикронными размерами.

Работа была поддержана Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 98-02-17921) и МНТП ФТНС (грант # 99-1132).

-
1. S.Pedersen, A.E.Hansen, A.Kristensen et al., Phys. Rev. **B61**, 5457 (2000).
 2. A. Van Oudenaarden, Yu. V. Nazarov, and J.E.Mooij, Phys. Rev. **B57**, 8816 (1998).
 3. R.A.Webb, S.Washburn, S.P.Umbach et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985).
 4. A.D.Benoid, S.Washburn, C.P.Umbach et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 1765 (1986).
 5. S.Washburn, H.Schmid, D.Kern et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 1791 (1987).
 6. G.Timp, A.M.Chang, J.E.Cunningham et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 2814 (1987).
 7. J.A.Simmons, D.C.Tsui, and G.Weimann, Surface Science **196**, 81 (1988).
 8. G.Timp, M.Mankiewich, P.de Vegvar et al, Phys. Rev. **B39**, 6227 (1989).
 9. K.Ismail, S.Washburn, and K.Y.Lee, Appl. Phys. Lett. **59**, 1998 (1991).
 10. A.A.Bykov, L.V.Litvin, and S.P.Moshchenko, Surface Science **361/362**, 747 (1996)
 11. A.A.Bykov, Z.D.Kvon, E.B.Olshanetsky et al., Physica **E2**, 519 (1998).
 12. K.-J.Friedland, R.Hey, H.Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
 13. K.-J.Friedland, R.Hey, H.Kostial et al., Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 1340 (1998).
 14. W.-C.Tan and J.I.Inkson, Phys. Rev. **B53**, 6947 (1996).
 15. A.D.Stone, Phys. Rev. Lett. **54**, 2692 (1985).
 16. О.А.Ткаченко, В.А.Ткаченко, Д.Г.Бакшеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
 17. В.И.Белиничер, В.И.Стурман, УФН **130**, 415 (1980).
 18. А.И. Ларкин, Д.Е.Хмельницкий, ЖЭТФ **91**, 1815 (1985).
 19. В.И.Фалько, Д.Е.Хмельницкий, ЖЭТФ **95**, 328 (1989).
 20. F.Hekking and Yu.V.Nazarov, Phys. Rev. **B44**, 11506 (1991).