

## ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА КОЛЬЦЕВОГО GaAs/AlGaAs ИНТЕРФЕРОМЕТРА В ТУННЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ

А.А.Быков, Д.Г.Бакшеев<sup>1)</sup>, Л.В.Литвин, В.П.Мигаль, Е.Б.Ольшанецкий,  
М.Кассе<sup>+2)</sup>, Д.К.Мод<sup>+2)</sup>, Ж.К.Портал<sup>+\*o2)</sup>

*Институт физики полупроводников СО РАН  
630090 Новосибирск, Россия*

*+ CNRS-LCMI, F-38042, Grenoble, France*

*\* Institute National des Sciences Appliquées  
Toulouse 31077, France;*

*o Institute Universitaire de France, Paris, France*

Поступила в редакцию 23 марта 2000 г.

После переработки 20 апреля 2000 г.

Исследованы транспортные свойства субмикронных GaAs/AlGaAs колец с расщепленным затвором в условиях, когда сопротивление кольца  $R_{SD} > h/e^2$ . Экспериментально обнаружены осцилляции  $R_{SD}$  в зависимости от затворного напряжения  $V_G$ , обусловленные одноэлектронной зарядкой двух проводящих областей треугольной формы, на которые разбивается кольцо в туннельном режиме.

PACS: 73.23.-b, 73.40.Gk

Несмотря на то, что первые основополагающие эксперименты по изучению фундаментальных процессов переноса носителей заряда в мезоскопических системах были проведены на субмикронных металлических цилиндрах [1] и кольцах [2–4], весомая часть экспериментальных данных в этой области была получена при исследовании когерентных свойств электронных интерферометров, изготовленных на базе GaAs/AlGaAs гетеропереходов [5–13]. К настоящему времени процессы когерентного переноса носителей заряда в таких интерферометрах наиболее детально изучены в условиях металлической проводимости кольца, однако транспортные свойства полупроводниковых колец в туннельном режиме остаются неисследованными. Существенным отличием GaAs/AlGaAs колец от металлических является то, что размеры проводящих областей полупроводникового интерферометра задаются не только литографией, но определяются еще и областями обеднения, возникающими вдоль границ проводящих каналов и отсутствующими в металлических кольцевых интерферометрах. Схематический вид кольца с расщепленным затвором ( $G1$  и  $G2$ ) с учетом областей обеднения показан на рис.1. Штриховыми линиями изображена геометрия проводящих областей интерферометра в условиях металлической проводимости, предложенная в работе [14]. Эта геометрия подтверждается самосогласованными расчетами электростатического потенциала и электронной плотности для аналогичного интерферометра [15]. При переходе GaAs/AlGaAs кольца от режима металлической проводимости (сопротивление кольца  $R_{SD} < h/e^2$ ) к туннельному ( $R_{SD} > h/e^2$ ) области обеднения, расположенные с противоположных сторон проводящих областей,

<sup>1)</sup> email: bd@isp.nsc.ru

<sup>2)</sup> M. Cassé, D.K. Maude, J.C. Portal

смыкаются в наиболее узких местах, что приводит к возникновению непроводящих перемычек. Видно, что кольцо в этом случае разбивается четырьмя туннельными промежутками на две проводящих области треугольной формы, расположенные в местах разветвления кольца. Роль этих областей в интерференционных процессах в условиях туннельно связанных краевых токовых состояний отмечалась ранее в работе [16], однако надежных экспериментальных доказательств геометрии проводящих областей кольца, изображенной на рис.1, получено не было. В настоящей работе обнаружены одноэлектронные осцилляции сопротивления GaAs/AlGaAs колец, экспериментально подтверждающие тот факт, что кольцо в туннельном режиме разбивается на две проводящие области, имеющие площадь, на порядок меньшую эффективной площади кольцевого интерферометра.

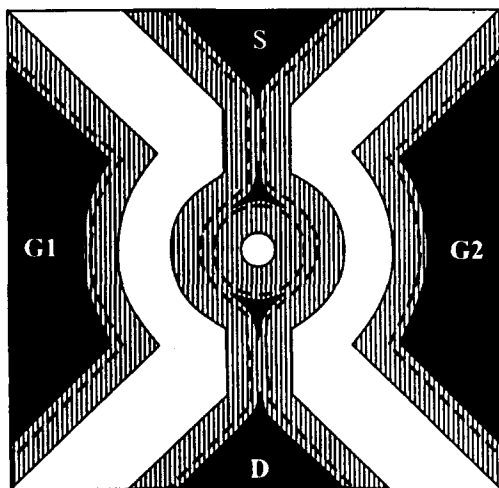


Рис.1. Схематический вид GaAs/AlGaAs кольца с расщепленным затвором в туннельном режиме. Темное поле – двумерный электронный газ, серое поле – области обеднения, светлое поле – области травления. Штриховыми линиями изображена геометрия кольца в условиях металлической проводимости

Исследуемые кольца изготавливались на базе GaAs/AlGaAs гетероперехода с использованием электронно-лучевой литографии и “сухого” травления. Двумерный электронный газ в исходном GaAs/AlGaAs гетеропереходе, выращенном при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии, имел после подсветки при  $T = 4.2\text{ К}$  следующие параметры: концентрация электронов  $n_s = 1.45 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}$ ; подвижность  $\mu = 3.4 \cdot 10^4\text{ см}^2/\text{В с}$  (толщина спейсера 3 нм). Подробно исследовалось кольцо с эффективным радиусом  $r_{eff} = 0.12\text{ мкм}$ , определенным из периода  $\hbar/e$ -осцилляций. Качественно подобное поведение наблюдалось и на кольце с  $r_{eff} = 0.2\text{ мкм}$ . Эксперименты проводились в диапазоне температур от 0.1 К до 40 К в магнитных полях до 15 Тл. Двухконтактное сопротивление колец измерялось при помощи фазочувствительного усилителя на частотах переменного тока от 7 до 800 Гц при напряжении сток–исток, не превышающем  $kT/e$ . Приводимые ниже экспериментальные данные относятся к кольцу с меньшим радиусом, схематический вид которого показан на рис.1.

На рис.2а приведены характерные зависимости сопротивления кольца  $R_{SD}$  от затворного напряжения  $V_G$ , приложенного одновременно к обеим частям затвора. В зависимости  $R_{SD}(V_G)$  наблюдаются крупномасштабные флуктуации с квазипериодом 40–60 мВ и мелкомасштабные осцилляции с характерным периодом  $\Delta V_G = 5\text{--}6\text{ мВ}$ . Крупномасштабные флуктуации наблюдались до температур 30–40 К, их положение

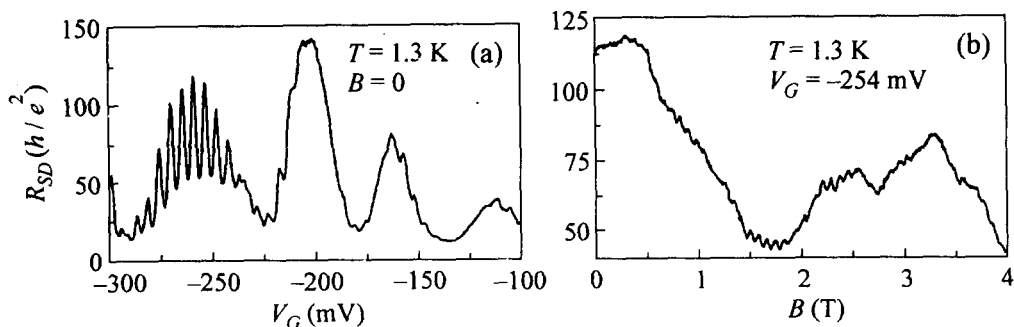


Рис.2. Зависимости  $R_{SD}(V_G)$  и  $R_{SD}(B)$  при  $T = 1.3$  К. а)  $B = 0$ , б)  $V_G = -254$  мВ

и амплитуда зависели от величины магнитного поля. Мелкомасштабные осцилляции исчезали при температурах выше 10 К. Период этих осцилляций не изменялся в магнитных полях до 15 Тл.

В магнетосопротивлении кольца (рис.2б) в туннельном режиме, как и в режиме металлической проводимости, отчетливо проявляются  $h/e$ -осцилляции, период которых соответствует изменению магнитного потока на один квант через площадь круга с эффективным радиусом  $r_{eff} = 0.12$  мкм. Наблюдение осцилляций Ааронова – Бома свидетельствует о том, что в транспорте электронов по кольцу в условиях  $R_{SD} > h/e^2$  присутствует интерференционная компонента, как это ранее наблюдалось для электронного интерферометра, в одном из каналов которого размещалась квантовая точка [11].

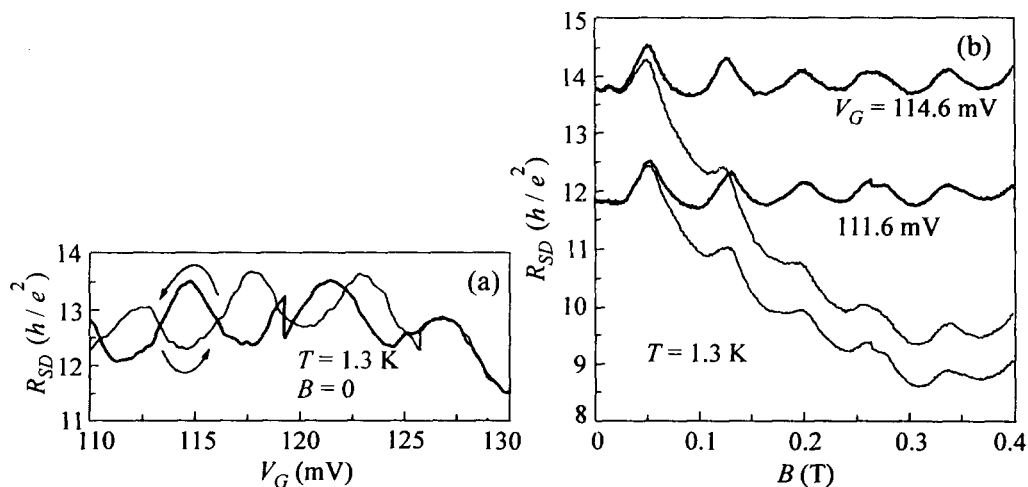


Рис.3. Зависимости  $R_{SD}(V_G)$  и  $R_{SD}(B)$  при  $T = 1.3$  К. а) тонкой и толстой линией изображены кривые для различных направлений развертки  $V_G$  при  $B = 0$ ; б) верхняя кривая для  $V_G = 114.6$  мВ, нижняя для  $V_G = 111.6$  мВ. Тонкая линия – экспериментальные зависимости, толстая линия – зависимости с вычтенной монотонной составляющей

Одним из возможных механизмов возникновения периодических осцилляций в зависимостях  $R_{SD}(V_G)$  в исследуемых структурах может быть резонансное туннелирование носителей заряда через одномерные уровни кольца, слабо связанного с

исток и сток [17]. В этом случае для двухконтактного сопротивления должно было бы наблюдаться влияние затворного напряжения  $V_G$  на амплитуду  $h/e$ -осцилляций в пределах одного полупериода, равного  $\Delta V_G/2 = 2.5\text{--}3\text{ мВ}$ . На рис.3 представлены зависимости  $R_{SD}(V_G)$  и  $R_{SD}(B)$  в интервалах  $V_G$  и  $B$ , где амплитуды осцилляций сравнимы и из которых следует, что такого влияния не наблюдается. Магнетопольные зависимости лишь сдвигаются “параллельно” друг другу для различных величин затворного напряжения без изменения амплитуды  $h/e$ -осцилляций. Это позволяет утверждать, что в исследуемых нами GaAs/AlGaAs интерферометрах модельная ситуация кольца, слабо связанного с истоком и стоком, рассмотренная в работе [17], не реализуется. Если предположить, что кольцо в режиме  $R_{SD} > h/e^2$  разбивается на две туннельно связанные между собой и со стоком-истоком проводящие области, как это следует из геометрии, то наблюдаемые периодические осцилляции сопротивления кольца от затворного напряжения могут быть объяснены одноэлектронной зарядкой этих озер. Это предположение подтверждается наблюдением спонтанных переключений сопротивления кольца, сопровождающихся скачкообразным сдвигом фазы осцилляций  $R_{SD}(V_G)$ . Такое поведение характерно для одноэлектронных осцилляций и связано с флуктуациями поляризации кулоновского острова типа “телеграфный шум”. В нашем случае причиной переключений может быть неконтролируемая перезарядка примесного атома в легирующем слое, отделенном от проводящего канала сравнительно тонким спейсером. В противовес такому поведению амплитуда  $h/e$ -осцилляций для незначительных переключений состояния кольца не изменялась в пределах погрешности эксперимента.

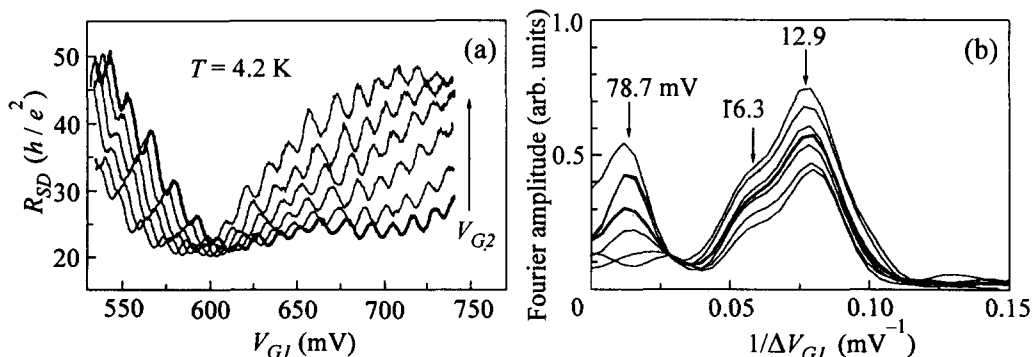


Рис.4. а) Зависимости  $R_{SD}(V_{G1})$  при  $T = 4.2\text{ К}$  для различных значений  $V_{G2}$ . б) Тонкая линия – зависимости фурье-амплитуды от  $1/\Delta V_{G1}$  для экспериментальных кривых, представленных на верхнем рисунке; толстая линия – усредненная зависимость

На рис.4а приведены зависимости  $R_{SD}$  от напряжения  $V_{G1}$ , приложенного к одной из половин затвора для различных величин  $V_{G2}$  на второй его части. Как и следовало ожидать, для одноэлектронных осцилляций их период увеличился в этом случае в два раза по сравнению с ситуацией, когда напряжение подавалось на обе половины затвора одновременно. Экспериментальным подтверждением геометрии проводящих областей кольца в туннельном режиме, приведенной на рис.1, являются результаты фурье-анализа одноэлектронных осцилляций, представленные на рис.4б. Наблюдаются два хорошо различимых максимума, соответствующих одноэлектронной зарядке каждого из двух “электронных” озер. В рамках такой модели аperiodические флуктуации в зависимостях  $R_{SD}(V_G)$  могут быть обусловлены резонансным

туннелированием носителей заряда через локализованные состояния “электронных” озер. Однако для однозначной интерпретации этих флуктуаций требуются дополнительные экспериментальные исследования и сопоставление с теорией.

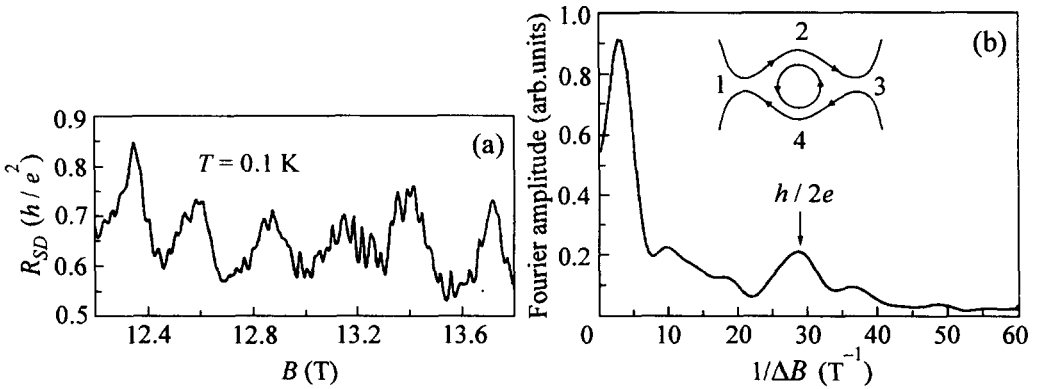


Рис.5. а) Зависимость  $R_{SD}(B)$  в условиях туннельно связанных краевых токовых состояний при  $T = 0.1$  К. б) Зависимость фурье-амплитуды от  $1/\Delta B$ . На вставке изображена схема краевых токовых состояний

На рис.5а представлена магнетопольная зависимость  $R_{SD}$  в условиях туннельно связанных краевых токовых состояний. Фурье-анализ этой зависимости дает два максимума (рис.5б), один из которых соответствует периоду  $h/2e$ -осцилляций, а второй на порядок большему периоду. Качественно похожие магнетопольные зависимости в условиях туннельно связанных краевых токовых состояний наблюдались ранее в работе [16], однако убедительной интерпретации экспериментальных данных сделано не было. Схема краевых токовых состояний, соответствующая топологии проводящих областей кольца, изображена на вставке рис.5б. Имеются четыре области обмена между краевыми токовыми состояниями, расположенные в наиболее узких местах интерферометра. В рамках такой модели проявление  $h/2e$ -осцилляций связано с туннелированием электронов с различными спинами через внутреннее замкнутое состояние кольца [18, 19], а период “больших” осцилляций может быть связан лишь с площадью проводящих областей, расположенных в местах разветвления кольца и имеющих треугольную форму. В таком случае площадь этих областей должна быть в 5–10 раз меньше эффективной площади интерферометра, что вполне допустимо с учетом технологических допусков используемой электронной литографии и согласуется с фотографиями колец в сканирующем электронном микроскопе.

Таким образом, экспериментально установлено, что транспортные свойства GaAs/AlGaAs колец в туннельном режиме определяются двумя проводящими областями треугольной формы, расположенными в местах разветвления электронных каналов интерферометра. Показано, что в условиях  $R_{SD} > h/e^2$  осцилляции Ааронова–Бома сосуществуют с одноэлектронными осцилляциями проводимости кольца.

В заключение авторы благодарят О.Ткаченко, В.Ткаченко и Г.Гусева за плодотворные обсуждения результатов работы.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант #98-02-17921), Международной научно-технической программой ФТНС (#99-1132) и Международной научно-технической программой “Микро- и нанoeлектроника” (# 02.04.5.1).

- 
1. Д.Ю.Шарвин и Ю.В.Шарвин, Письма в ЖЭТФ **34**, 285 (1981).
  2. R.A.Webb, S.Washburn, S.P.Umbach et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985).
  3. A.D.Benoid, S.Washburn, C.P.Umbach et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 1765 (1986).
  4. S.Washburn, H.Schmid, D.Kern et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 1791 (1987).
  5. G.Timp, A.M.Chang, J.E.Cunningham et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 2814 (1987).
  6. P.G.N. de Vegvar, G.Timp et al., Phys. Rev. **B38**, 4326 (1988).
  7. C.J.B.Ford, T.J.Thornton, R.Newbury et al., Appl. Phys. Lett. **54**, 21 (1989).
  8. K.Ismail, S.Washburn, and K.Y.Lee, Appl. Phys. Lett. **59**, 1998 (1991).
  9. J.Liu, W.X.Gao, K.Ismail et al., Phys. Rev. **B48**, 15148 (1993).
  10. А.А.Быков, З.Д.Квон и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 538 (1993).
  11. A.Yakoby, M.Heiblum, H.Shtrikman et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 4047 (1995).
  12. R.Shuster, E.Buks, M.Heiblum et al., Nature **385**, 417 (1997).
  13. S.Pedersen, A.E.Hansen, A.Kristensen et al., Phys. Rev. **B61**, 5457 (2000).
  14. T.Nakanishi and T.Ando, Phys. Rev. **B54**, 8021 (1996).
  15. О.А.Ткаченко, В.А.Ткаченко, Д.Г.Бакшеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
  16. А.А.Быков, З.Д.Квон и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 897 (1993).
  17. W.-C.Tan and J.C.Inkson, Phys. Rev. **B53**, 6947 (1996).
  18. C.J.B.Ford et al., Phys. Rev. **B49**, 17456 (1994).
  19. M.Kataoka, C.J.B.Ford, G.Faini et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 160 (1999).