

Новый режим резонансов обратного рассеяния в квантовом интерферометре малых размеров

З. Д. Квон⁺¹⁾, Е. А. Галактионов*, В. А. Сабликов[◇], А. К. Савченко*, Д. А. Щеглов⁺, А. В. Латышев⁺

⁺Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия

*School of Physics, University of Exeter, Exeter EX4 4QL, UK

[◇]Институт радиотехники и электроники РАН, 141190 Фрязино, Россия

Поступила в редакцию 10 апреля 2006 г.

В квантовом интерферометре малых размеров (эффективный радиус $r \approx 100$ нм) на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs обнаружены квазипериодические по затворному напряжению гигантские осцилляции кондактанса в открытом состоянии прибора. Показано, что они могут быть обусловлены многочастичными эффектами в плечах интерферометра, которые приводят к сильному обратному рассеянию и пикам кондактанса с периодом, соответствующим изменению числа электронов в этих плечах на единицу.

PACS: 73.23.-b, 73.63.-b

Несмотря на уже более чем 20-летнюю историю исследования кольцевых интерферометров [1–10], до последнего времени в их поведении существовала проблема, связанная с малостью эффектов Маха-Зандера и Фабри-Перо, наблюдаемых в экспериментах с реальными образцами [8–10]. Амплитуда интерференционных осцилляций, возникающих при изменении затворного напряжения, не превышала 10%. При этом высказывались предположения, что, скорее всего, подобная ситуация связана с недостаточной резкостью потенциала, реализуемого в экспериментальных интерференционных структурах. Появление технологии локального окисления иглой атомного силового микроскопа и использование в качестве исходной структуры гетероперехода с двумерным электронным газом, расположенным на малом (меньше 30 нм) расстоянии от поверхности [11, 12], дает возможность создавать интерферометры, в которых характерный размер управляемого рассеивающего потенциала уже сравним с длиной волны электрона, и эксперименты с ними позволили бы однозначно решить описанную выше проблему.

В данной работе излагаются результаты подобного эксперимента, свидетельствующие о том, что интерференционная картина, наблюдаемая в кольцевых интерферометрах, в которых удается реализовать указанный размер, действительно носит весьма разнообразный характер и, самое главное, отличается гигантской амплитудой интерференционных осцил-

ляций, возникающих при изменении затворного напряжения V_g . Более того, эти осцилляции *сильно модифицируются вследствие кулоновского взаимодействия электронов*, что приводит к возникновению в исследуемых образцах одноэлектронных резонансов обратного рассеяния, обусловленных, как предположено, многочастичными возбуждениями в одномерных плечах интерферометра.

Изученные образцы представляли собой кольцевые интерферометры, изготовленные с помощью техники локального окисления иглой атомного силового микроскопа, описанной ранее [12]. После проведения операции окисления на образец напылялся сплошной TiAu затвор, позволявший менять концентрацию и, соответственно, энергию Ферми электронов в интерферометре. В работе измерялся кондактанс прибора в зависимости от затворного напряжения и магнитного поля при температурах $0.24 \div 5$ К и в магнитных полях до 2 Тл. Измерения проводились на частоте 5 Гц и при малом измерительном токе $I = 0.01 \div 0.1$ нА, чтобы исключить эффекты разогрева. На вставке к рис.1b приведено схематическое изображение исследованных образцов, а на рис.1a – осцилляции Ааронова–Бома одного из них при $T = 0.24$ К в открытом состоянии, когда величина кондактанса $G \approx 2e^2/h$. Как видно, наблюдаются хорошо выраженные $10 \div 15\% h/e$ осцилляции с периодом 0.13 Тл (рис.1b показывает фурье-спектр осцилляций), соответствующим эффективному радиусу кольца $r = 100$ нм. Таким образом, мы имеем дело с кольцом малого размера. Анализ осцил-

¹⁾e-mail:kvon@thermo.isp.nsc.ru

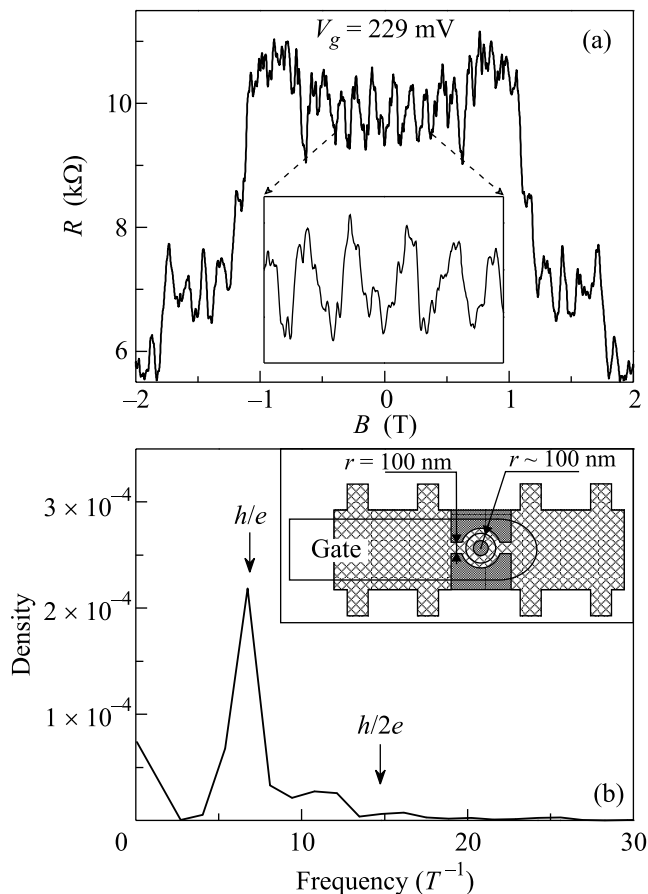


Рис.1.(а) Осцилляции Ааронова–Бома, (б) Фурье-спектр осцилляций и схематическое изображение образца

ляций Ааронова–Бома в нем был проведен недавно в [12, 13]. В настоящей работе основное внимание будет уделено поведению кондактанса в зависимости от затворного напряжения. Рис.2а показывает указанную зависимость $G(V_g)$ в отсутствие магнитного поля. Внимательный анализ этой богатой резкими и значительными по амплитуде изменениями кондактанса зависимости показывает, что ее можно разделить на три области по затворному напряжению: первая область ($V_g > 110$ мВ) характеризуется глубокими провалами кондактанса, сменяемыми его пиками, на которых $G \approx (1 \div 2) e^2/h$ (отношение величины кондактанса в максимуме и минимуме достигает 10^2), и идущими с квазипериодом около $\Delta V_g \approx 15$ мВ; вторая (90 мВ $< V_g < 110$ мВ) показана в увеличенном масштабе на рис.2с идущими со значительно меньшим квазипериодом ($\Delta V_g = 2$ мВ) острыми (напоминающими пики кулоновской блокады) пиками со средней величиной $G \approx 0.3 e^2/h$ и значительно более широкими провалами; третья область ($V_g < 90$ мВ) напоминает по характеру вторую, одна-

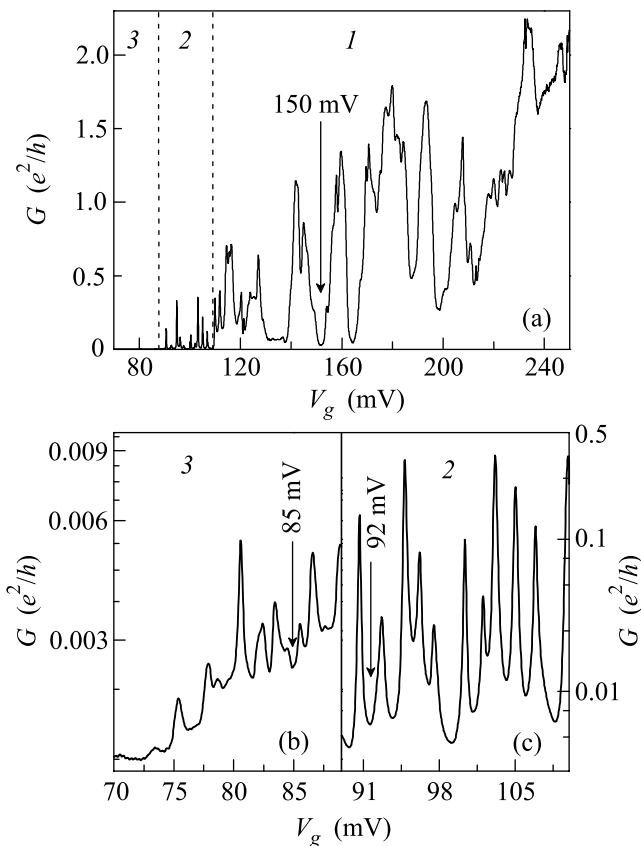


Рис.2. Зависимость кондактанса интерферометра от затворного напряжения в отсутствие магнитного поля: (а) во всей исследованной области затворных напряжений, (б) в диапазоне 70 мВ $< V_g < 90$ мВ (с) в диапазоне 90 мВ $< V_g < 115$ мВ,

ко величина кондактанса в пиках значительно меньше $G < 0.01 e^2/h$ (см. рис.2б) и они имеют заметно более нерегулярный характер.

Обсудим сначала поведение кондактанса в первой области. Наиболее вероятное объяснение провалов кондактанса в этой области связано с явлением сильного обратного рассеяния, обнаруженного в [14] и объясненного в [15] возникновением стоячей волны на входе кольцевого интерферометра в результате когерентного рассеяния волн, идущих через плечи интерферометра, уровнями в треугольных квантовых точках, образующихся в месте разветвления кольцевой структуры [10, 12]. Как предсказано в [15], под воздействием магнитного поля стоячая волна трансформируется в бегущую через одно из плеч интерферометра и тем самым магнитное поле порядка 1 Тл подавляет обратное рассеяние, что должно приводить к гигантскому отрицательному магнитосопротивлению (ОМС). Оно действительно наблюдается в данном эксперименте (рис.3а), подтверждая приведен-

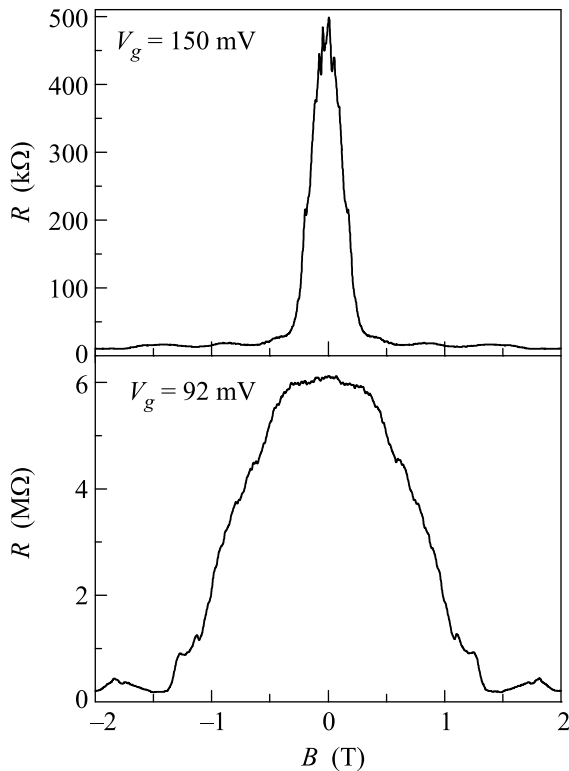


Рис.3. Магнитосопротивление в точках резонансного рассеяния (указаны стрелками на рис.2): (а) в области 1 ($V_g = 150$ мВ), (б) в области 2 ($V_g = 92$ мВ)

ное объяснение провалов кондактанса интерферометра. При наименьших затворных напряжениях реализуется третья область, которую можно охарактеризовать как режим мезоскопической кулоновской блокады. Особенности этого режима в интерферометрах больших размеров изучены ранее [16].

Для нас наибольший интерес представляет вторая область, ранее никогда не наблюдавшаяся. Рассмотрим ее подробнее. На первый взгляд, ее вид мало отличается от зависимостей $G(V_g)$, которые обычно наблюдаются при изучении кулоновской блокады в полупроводниковых квантовых точках. Более того, квазипериод ($\Delta V_g \approx 2$ мВ) осцилляций кондактанса в этой области близок к квазипериоду следования пиков кулоновской блокады, наблюдаемых в третьей области (см. рис.2б и рис.2с). Однако надо заметить, что величина пиков кондактанса аномально велика. Обычно, в режиме кулоновской блокады их величина $G < 0.05 e^2/h$ (именно этой амплитудой характеризуются пики в области 3), тогда как в обсуждаемом случае она почти на порядок больше, $G \approx 0.3 e^2/h$. Еще более разительный эффект возникает при приложении магнитного поля (рис.3б). Как видно, в минимуме (указанном на рис.2с) наблюдается гигантское

ОМС, поведение которого, с одной стороны, подобно ОМС на рис.3а, с другой, характеризуется в несколько раз большей шириной кривой $R(B)$, чем на рис.3а. На рис.4 приведена температурная зависи-

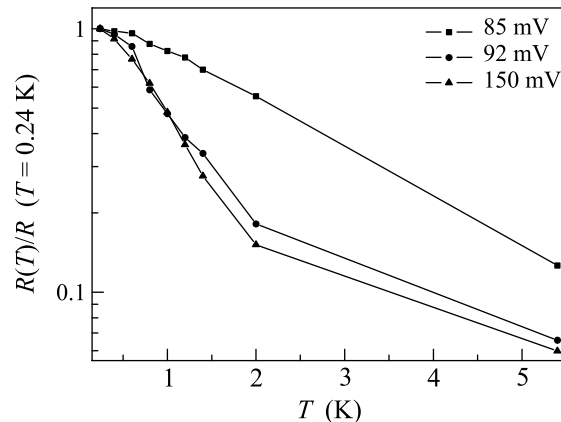


Рис.4. Температурная зависимость сопротивления при $V_g = 150$ мВ (резонансное рассеяние в области 1), при $V_g = 92$ мВ (резонансное рассеяние в области 2) и $V_g = 85$ мВ (один из минимумов области 3, указанный стрелкой на рис.2б)

мость кондактанса в минимумах, указанных стрелками на рис.2. Хорошо видно, что температурная зависимость практически одинакова для всех минимумов как в области 1, так и в области 2, тогда как для минимумов в области 3 она ведет себя совершенно по-иному. Таким образом, поведение сопротивления на рис.3 и 4 приводит к мысли, что природа провалов в областях 1 и 2 одна и та же и связана с сильным обратным рассеянием, которое, однако, в области 2 характеризуется почти в десять раз меньшим квазипериодом их чередования, чем в области 1, и в несколько раз большим подавляющим его магнитным полем. В области 1 изменение кондактанса связано с интерференцией электронных волн, рассеивающихся квантовой точкой в плечи интерферометра. Изменения фазы определяются геометрией, электростатикой прибора, а также энергетическим спектром электронов. И именно они, как показано в [15], определяют резонансы сильного обратного рассеяния, проявляющиеся в виде провалов кондактанса в области 1 (см. рис.2). При этом основным энергетическим масштабом является энергия порядка $\hbar^2/m_n L^2$ ($L = \pi r$), равная в нашем случае нескольким миллиэлектронвольтам и соответствующая изменению затворного напряжения на $15 \div 20$ мВ.

Картину осцилляций кондактанса в области 2 можно рассматривать как прямое указание на то, что его поведение в ней определяется интерферен-

цией волн другой природы, отличающихся от электронных волн в области 1 законом дисперсии и более сильной его зависимостью от уровня химического потенциала. Этот вывод соответствует современным представлениям теории одномерных электронных систем, согласно которым при понижении плотности электронов образуется сильно коррелированное состояние с зарядовыми и спиновыми возбуждениями, скорость которых при кулоновском взаимодействии может сильно зависеть от плотности. Существование таких возбуждений было недавно обнаружено в квантовой проволоке с закрытыми границами [17, 18]. Благодаря спин-зарядовому разделению, период осцилляций Ааронова–Бома в такой системе существенно уменьшается, причем этот эффект зависит от потенциала межэлектронного взаимодействия [19]. В интерферометре сильно коррелированная одномерная система образуется в плечах. Распространяющиеся в них волны рассеиваются квантовыми точками; их интерференция определяется фазой, приобретаемой в плечах и при рассеянии на точках. Еще один важный фактор состоит в том, что в интересующей нас области напряжений электронная плотность мала и количество электронов в каждом рукаве невелико (по оценкам, ~ 10). В таких условиях, если при изменении V_g заряд под затвором изменяется на единицу заряда электрона, то электронная плотность, а следовательно, и скорость зарядовых возбуждений в плечах изменяются несинхронно. Вследствие этого возникает разность фаз волн зарядовой плотности в плечах и, соответственно, изменяется проводимость. Оценки, проведенные для реальной геометрии интерферометра, показывают, что изменение числа электронов на единицу происходит при изменении затворного напряжения на величину порядка $2 \div 3$ мВ, которая близка к наблюдаемому в эксперименте квазипериоду осцилляций в области 2. Таким образом, возникает ситуация, когда одноэлектронные эффекты существенным образом проявляются в проводимости открытой мезоскопической системы.

Мы полагаем, что дальнейшее исследование обнаруженных в данной работе одноэлектронных ос-

цилляций кондактанса малого интерферометра с рассеивающими квантовыми точками позволит начать более глубокое и широкое, чем ранее, экспериментальное изучение процессов распространения формируемых взаимодействием квазичастичных возбуждений.

-
1. M. Buttiker, Y. Imry, and R. Landauer, *Phys. Lett. A* **96**, 365 (1983).
 2. R. A. Webb, S. Washburn, C. P. Umbach, and R. B. Leibowitz, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2696 (1985).
 3. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2814 (1987).
 4. C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong et al., *Surf. Science* **229**, 307 (1990).
 5. A. A. Bykov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al., *JETP Lett.* **57**, 613 (1993).
 6. J. Liu, W. X. Gao, K. Ismail et al., *Phys. Rev. B* **48**, 15148 (1993).
 7. A. Yakoby, R. Schuster, and M. Heiblum, *Phys. Rev. B* **57**, 9583 (1996).
 8. З. Д. Квон, Л. В. Литвин, В. А. Ткаченко, А. Л. Асеев, *УФН* **169**, 471 (1999).
 9. M. Casse, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al., *Phys. Rev. B* **62**, 2624 (2000).
 10. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., Письма в *ЖЭТФ* **71**, 366 (2000).
 11. U. Kunze, *Superlatt. and Microstr.* **31**, 3 (2002).
 12. В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов и др., Письма в *ЖЭТФ* **79**, 168 (2004).
 13. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов и др., Письма в *ЖЭТФ* **81**, 762 (2005).
 14. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др., Письма в *ЖЭТФ* **78**, 36 (2003).
 15. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев, Письма в *ЖЭТФ* **79**, 351 (2004).
 16. В. А. Ткаченко, А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев и др., *ЖЭТФ* **124**, 351 (2003).
 17. O. M. Auslaender, A. Yacoby, R. de Picciotto et al., *Science* **295**, 8251 (2002).
 18. O. M. Auslaender, H. Steinberg, A. Yacoby et al., *Science* **308**, 88 (2005).
 19. F. V. Kusmartsev, Письма в *ЖЭТФ* **60**, 369 (1994).