

Интерференция носителей тока в одномерных полупроводниковых кольцах

© Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, В.К. Иванов*, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, С.А. Рыков*, И.А. Шелых*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 февраля 2000 г. Принята к печати 7 февраля 2000 г.)

Впервые исследуется интерференция баллистических носителей тока в одномерных кольцах, сформированных из двух квантовых проволок внутри самоупорядоченных кремниевых квантовых ям. Энергетическая зависимость коэффициента прохождения носителей тока рассчитывается как функция длины и степени модуляции параллельных квантовых проволок, отделенных от двумерных резервуаров либо общей системой исток–сток, либо квантовыми точечными контактами. Предсказывается, что вследствие интерференции носителей тока, в первом случае проводимость одномерного кольца будет в четыре раза больше, чем во втором. Полученные соотношения проявляются в осцилляциях кондактанса, возникающих внутри одномерных кремниевых колец как при изменении напряжения исток–сток, так и внешнего магнитного поля. Эти результаты сделали возможным создание интерферометра Ааронова–Бома на основе одномерного кремниевого кольца в режиме слабой локализации, характеристики которого демонстрируются на примере изучения фазовой когерентности туннелирования одиночных носителей тока через квантовый точечный контакт.

1. Введение

Основной характеристикой транспорта носителей тока в полупроводниковых структурах является проводимость, которая определяется в первую очередь процессами их неупругого рассеяния. Однако данный тезис наиболее актуален при исследовании свойств полупроводниковых приборов с характерными размерами больше, чем длина свободного пробега при неупругом рассеянии, тогда как для описания приборов на основе квантовых проволок и квантовых точек становятся существенными эффекты, связанные с волновой природой электронов [1,2]. Перенос заряда в таких приборах, имеющих один или несколько одномерных каналов, длина которых меньше длины свободного пробега, не сопровождается джоулевыми потерями вследствие подавления процессов неупругого рассеяния [1–4]. Поэтому носители тока в условиях квазиодномерного транспорта могут проявлять баллистические свойства.

Проводимость баллистической квантовой проволоки зависит, в первом приближении, только от величины коэффициента прохождения (T) и не содержит информации о фазе туннелирующих носителей тока [1,2]:

$$G = G_0 T, \quad (1)$$

где

$$G_0 = g_s g_v \frac{e^2}{h} N, \quad (2)$$

g_s и g_v — спиновый и долинный факторы соответственно; N — число заполненных подзон размерного квантования, которое соответствует номеру верхней заполненной одномерной подзоны квантовой проволоки и может изменяться в зависимости от напряжения на затворе (V_g), управляющего количеством носителей тока

в квантовой проволоке [5]. При этом зависимость $G(V_g)$ имеет ярко выраженный ступенчатый характер, поскольку кондактанс квантовой проволоки изменяется скачком каждый раз, когда уровень Ферми совпадет с одной из подзон размерного квантования. Важно отметить, что использование расщепленного затвора [5] для регистрации квантованной проводимости $G(V_g)$, проявляющейся в виде серии плато одномерной проводимости, разделенных ступенями величиной $g_s g_v e^2/h$, является основной методикой идентификации баллистических квантовых проволок [6,7].

Так как фаза волновой функции изменяется при туннелировании носителя тока через низкоразмерную структуру, требуются измерения фазы коэффициентов прохождения и отражения, чтобы получить данные о когерентности транспорта электронов и дырок. В настоящее время основная информация о когерентной компоненте электронного транспорта извлекается из экспериментов по изучению отрицательного магнитосопротивления в режиме слабой локализации [8] и флуктуаций проводимости в условиях одноэлектронного транспорта [3]. Однако эти методики не позволяют точно измерить фазу коэффициента прохождения носителей тока через одномерную и нуль-мерную структуры, что стало возможным только вследствие развития нанотехнологии одномерных колец Ааронова–Бома (АБ) внутри металлических [9] и полупроводниковых [10,11] двумерных систем. Эти кольца, представляющие собой наиболее яркую версию мезоскопических проводящих структур, были использованы для успешной демонстрации фазовой когерентности транспорта одиночных электронов через квантовую точку, вмонтированную в одно из плеч интерферометра на их основе [10,11]. Реализация подобного эксперимента достигалась благодаря тому, что кольцо АБ интерферометра, состоящее из двух одномерных проволок,

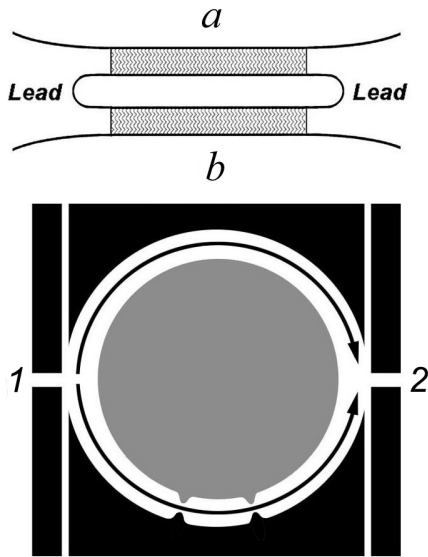


Рис. 1. Одномерное кольцо, сформированное параллельными квантовыми проволоками, отделенными от двумерных резервуаров общей системой исток–сток (*a*) и квантовыми точечными контактами (*b*). 1 и 2 — квантовые точечные контакты.

отделялось от двумерного резервуара двумя квантовыми точечными контактами. Только в этом случае в одномерном кольце в каждый момент времени может находиться одиночный носитель тока, что позволяет контролировать фазовые сдвиги осцилляций Ааронова–Бома, возникающие вследствие его прохождения через квазисвязанные состояния квантовой точки.

В свою очередь использование одномерных колец, отделенных от двумерных резервуаров общей системой исток–сток, открывает широкие возможности для изучения квантовой интерференции в условиях нахождения носителей тока одновременно в обоих плечах интерферометра. В рамках предлагаемой конструкции интерферометра следует ожидать эффектов удвоения квантовых ступеней при регистрации квантованной проводимости, демонстрация которых являлась одной из целей настоящей работы.

Кроме того, важной задачей представляется изучение когерентного транспорта через квантовые точки внутри одномерных колец, находящихся в режиме слабой локализации. В этом случае существенная информация может быть получена с помощью измерений фазы коэффициента прохождения не только в условиях внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости кольца, но и в зависимости от энергии носителей тока. Для решения данной проблемы в настоящей работе использовался АБ интерферометр на основе кремниевого одномерного кольца в режиме слабой локализации, в одно из плеч которого был дополнительно введен квантовый точечный контакт, что позволяло регистрировать изменения фазы носителей тока при туннелировании через уровни размерного квантования.

Сначала мы рассмотрим энергетические и полевые зависимости коэффициента прохождения через систему параллельных квантовых проволок, отделенных от двумерного резервуара общей системой исток–сток, а также квантовыми точечными контактами, чтобы выявить особенности квантованной проводимости, возникающие вследствие квантовой интерференции. Далее, мы представим экспериментальные данные исследований квантованной проводимости с помощью отмеченных выше конструкций интерферометров, реализованных на основе одномерных колец, сформированных внутри самоупорядоченных кремниевых квантовых ям. Полученные результаты указывают на зависимость величины квантовых ступенек проводимости от процессов интерференции в параллельных проволоках, а также на фазовую когерентность как одноэлектронного туннелирования через квантовый точечный контакт, так и возникновения отрицательного магнитосопротивления в одномерных кольцах, находящихся в режиме слабой локализации.

2. Интерференция баллистических носителей в одномерных кольцах, сформированных из двух квантовых проволок, отделенных от двумерного резервуара общей системой исток–сток

Рассмотрим систему, состоящую из двух параллельно соединенных квантовых проволок (рис. 1, *a*). Проволоки будем считать в общем случае отличающимися друг от друга. В классическом случае кондактанс такой системы равен сумме кондактансов проволок:

$$G = G_1 + G_2. \quad (3)$$

Однако в квантовом случае это не так. Причина заключается в волновой природе электрона, которая способствует возникновению интерференции волн, прошедших по разным плечам одномерного кольца. Разность фаз этих волн зависит от внешнего продольного электрического и поперечного магнитного полей, варьируя величиной которых, можно изменять проводимость системы.

Пусть амплитуда вероятности прохождения электрона с волновым числом $k \propto E$ через верхнее плечо равна t_1 , а через нижнее плечо — t_2 . Квадраты модуля этих величин T_1 и T_2 пропорциональны кондактансам плеч G_1 и G_2 . Обозначим фазы вероятностей t_1, t_2 через ϕ_1, ϕ_2 . Суммарная амплитуда волновой функции прошедшего электрона равна

$$t = t_1 + t_2 = \sqrt{T_1} e^{i\phi_1} + \sqrt{T_2} e^{i\phi_2}, \quad (4)$$

а собственно прошедшая плотность

$$\begin{aligned} T = tt^* &= (\sqrt{T_1} e^{i\phi_1} + \sqrt{T_2} e^{i\phi_2}) (\sqrt{T_1} e^{-i\phi_1} + \sqrt{T_2} e^{-i\phi_2}) \\ &= T_1 + T_2 + 2\sqrt{T_1 T_2} \cos(\phi_1 - \phi_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Учитывая квантовую интерференцию и принимая во внимание (1), кондактанс системы двух параллельных проволок описывается следующим выражением:

$$G = G_1 + G_2 + 2\sqrt{G_1 G_2} \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (6)$$

Эта формула отличается от классической (3) наличием интерференционного члена $2\sqrt{G_1 G_2} \cos(\phi_1 - \phi_2)$. В классическом случае, когда плечи представляют собой макрообъекты, этот член должен быть усреднен, и дает при усреднении 0. Однако если плечи являются баллистическими квантовыми проволоками, то этот член должен быть учтен, что существенно отражается на зависимости проводимости от внешних факторов и параметров плеч одномерного кольца. В случае, если две квантовые проволоки идентичны, разность фаз равна нулю, и суммарная проводимость системы параллельных проволок равна учетверенной проводимости одиночной квантовой проволоки. Это отличается от классического случая, в рамках которого суммарная проводимость является удвоенной по сравнению с проводимостью одиночной проволоки.

Рассмотрим возможные причины возникновения разности фаз $\phi_1 - \phi_2$.

Во-первых, она может возникать при подаче пронизывающего кольцо магнитного поля B :

$$\Phi = \iint_{\Sigma} \mathbf{B} d\mathbf{S} = \oint_{\mathfrak{P}} \mathbf{A} d\mathbf{l}, \quad (7)$$

где Σ — площадь кольца, \mathfrak{P} — периметр кольца. При этом в плоскости кольца возникает вектор-потенциал \mathbf{A} , и амплитуда вероятности перехода свободной частицы из точки исток в точку сток равна:

$$Q = \exp \left[i\mathbf{k}(\mathbf{r}_{\text{out}} - \mathbf{r}_{\text{in}}) - \frac{ie}{\hbar c} \int_{\text{in}}^{\text{out}} \mathbf{A} d\mathbf{r} \right], \quad (8)$$

где интеграл берется вдоль траектории частицы. Если параметры точек исток и сток одинаковы, то отличие траекторий в разных плечах кольца отразится в величине разности фаз амплитуд вероятности прохождения, хотя абсолютные значения этих амплитуд будут совпадать. Например, разность фаз при прохождении параллельных проволок (рис. 1, а) в рамках модели одинаковых "гладких" плеч, внутри которых отсутствуют потенциальные барьеры, стимулирующие упругое рассеяние носителей тока, равна

$$\begin{aligned} \phi_2 - \phi_1 &= \frac{e}{\hbar c} \left(\int_1 \mathbf{A} d\mathbf{r} - \int_2 \mathbf{A} d\mathbf{r} \right) = \frac{e}{\hbar c} \oint_{\mathfrak{P}} \mathbf{A} d\mathbf{r} \\ &= \frac{e}{\hbar c} \iint_{\Sigma} \mathbf{B} d\mathbf{S} = \frac{eBS}{\hbar c}, \end{aligned} \quad (9)$$

что приводит к следующей зависимости кондактанса от величины внешнего магнитного поля:

$$G = 2G_1 \left[1 + \cos \left(\frac{eBS}{\hbar c} \right) \right]. \quad (10)$$

Таким образом, зависимость кондактанса одномерного кольца от величины магнитного поля имеет осциллирующий характер, аналогично поведению хорошо известных осцилляций Ааронова–Бома [9].

Отметим важный частный случай, соответствующий $B = 0$, который отражает увеличение проводимости в 4 раза относительно проводимости одиночной квантовой проволоки, в то время как в классическом случае проводимость возрастает только вдвое.

Кроме того, разность фаз $\phi_1 - \phi_2$ может возникать, если длины параллельных проволок в системе одномерного кольца различны:

$$\phi_2 - \phi_1 = k\Delta l = \gamma U_{\text{ds}} \Delta l, \quad (11)$$

где γ — коэффициент пропорциональности между продольным напряжением U_{ds} и волновым вектором носителя $k \propto U_{\text{ds}}$. Кондактанс в этом случае зависит от приложенного напряжения исток–сток U_{ds} :

$$G = 2G_1 \left[1 + \cos(\gamma U_{\text{ds}} \Delta l) \right]. \quad (12)$$

Кроме того, разность фаз $\phi_1 - \phi_2$ может быть следствием наличия в одном из плеч (или в обоих сразу) потенциальных барьеров, при туннелировании через которые фаза прошедшей волны сдвигается из-за комплексности амплитуды прохождения. Сбой фазы в первую очередь зависит от величины волнового вектора, падающего на систему барьеров носителя. Так как $k \propto U_{\text{ds}}$, кондактанс одиночной модулированной квантовой проволоки равен

$$G_1 = g_s g_v \frac{e^2}{h} NT(U_{\text{ds}}), \quad (13)$$

где $T(U_{\text{ds}})$ — коэффициент прохождения носителей тока, который осциллирует в зависимости от напряжения исток–сток [12]. Соответственно кондактанс системы из двух параллельно соединенных проволок, одна из которых гладкая, а другая — модулированная, определяется следующей зависимостью:

$$G = g_s g_v \frac{e^2}{h} N \left(1 + T + 2\sqrt{T} \cos \Delta\phi \right), \quad (14)$$

где $\Delta\phi$ — сбой фазы волны, возникающий вследствие прохождения одиночного носителя тока.

Для расчета энергетической зависимости коэффициента прохождения носителя тока через модулированную квантовую проволоку ($T(U_{\text{ds}})$) нами была выдвинута δ -потенциальная модель [12]. Предполагалось, что реальная форма $V(x)$ каждого барьера может заменяться на δ -образную. При этом рассеивающий потенциал проволоки описывается выражением

$$U(x) = \alpha \sum_{j=1}^n \delta(x - L_j), \quad (15)$$

где n — число барьеров, L — расстояние между ними, α — мощность барьера, равная

$$\alpha = \int_{-\infty}^{+\infty} V(x) dx. \quad (16)$$

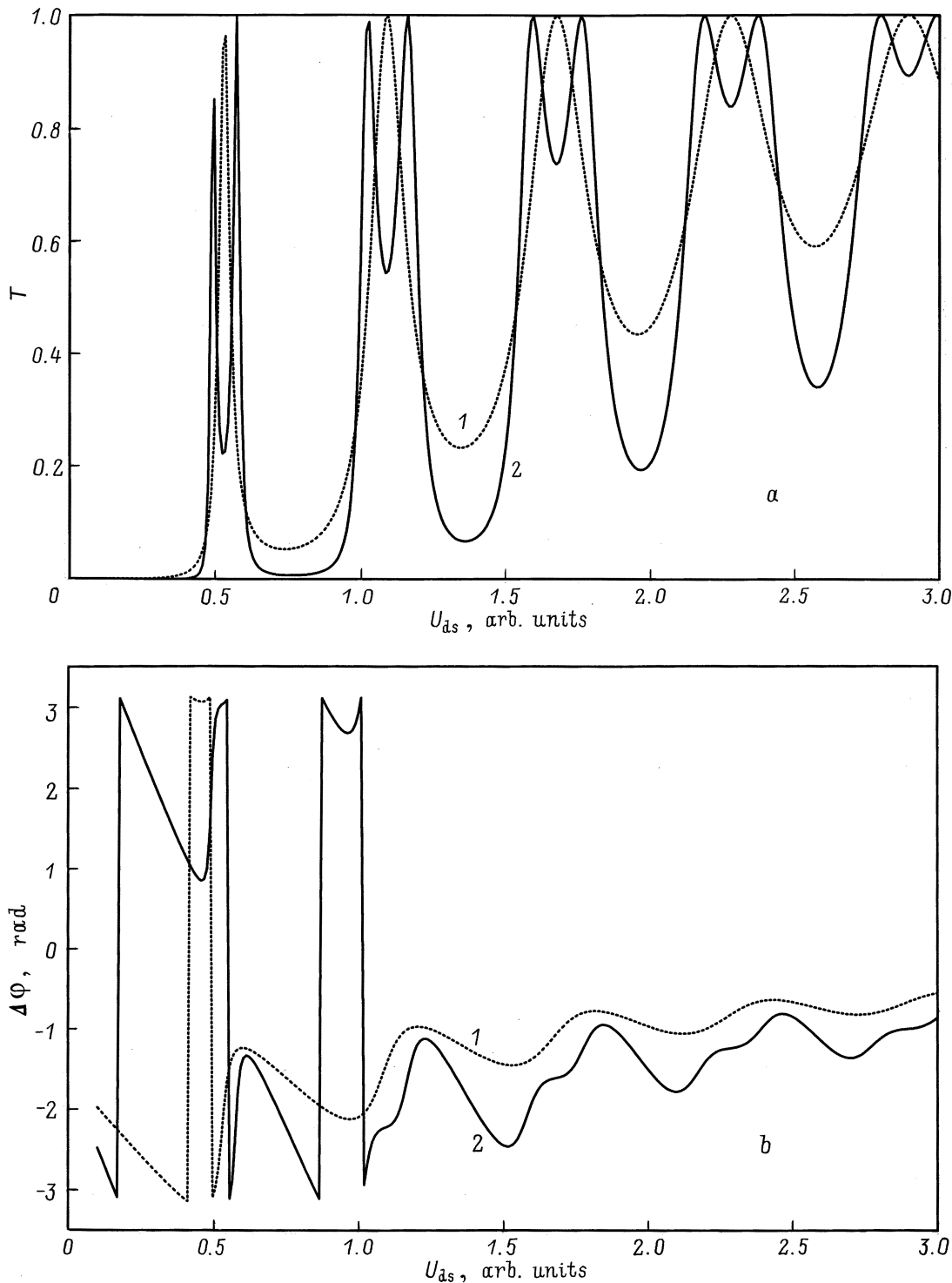


Рис. 2. Периодические осцилляции коэффициента прохождения $T(U_{ds})$ (a) и фазового сдвига $\Delta\phi(U_{ds})$ (b), возникающие вследствие квантовой интерференции носителей тока в зависимости от напряжения исток–сток, приложенного к квантовой проволоке, модулированной δ -образными барьерами. Расчет проводился в рамках модели δ -образных барьеров в отсутствие падения напряжения внутри квантовой проволоки, $G = (4e^2/h)T(E)$ и соответствует заполнению одномерных подзон в кремниевой проволоке (100) n -типа, $g_s = 2$, $g_v = 2$, а также положению уровня Ферми, соответствующего заполнению одномерных подзон легкой и тяжелых дырок в кремниевой проволоке p -типа. Мощность барьера $\alpha = 1$, расстояние между барьерами $L = 5$ (в атомных единицах), число барьеров n : 1 — 2, 2 — 3.

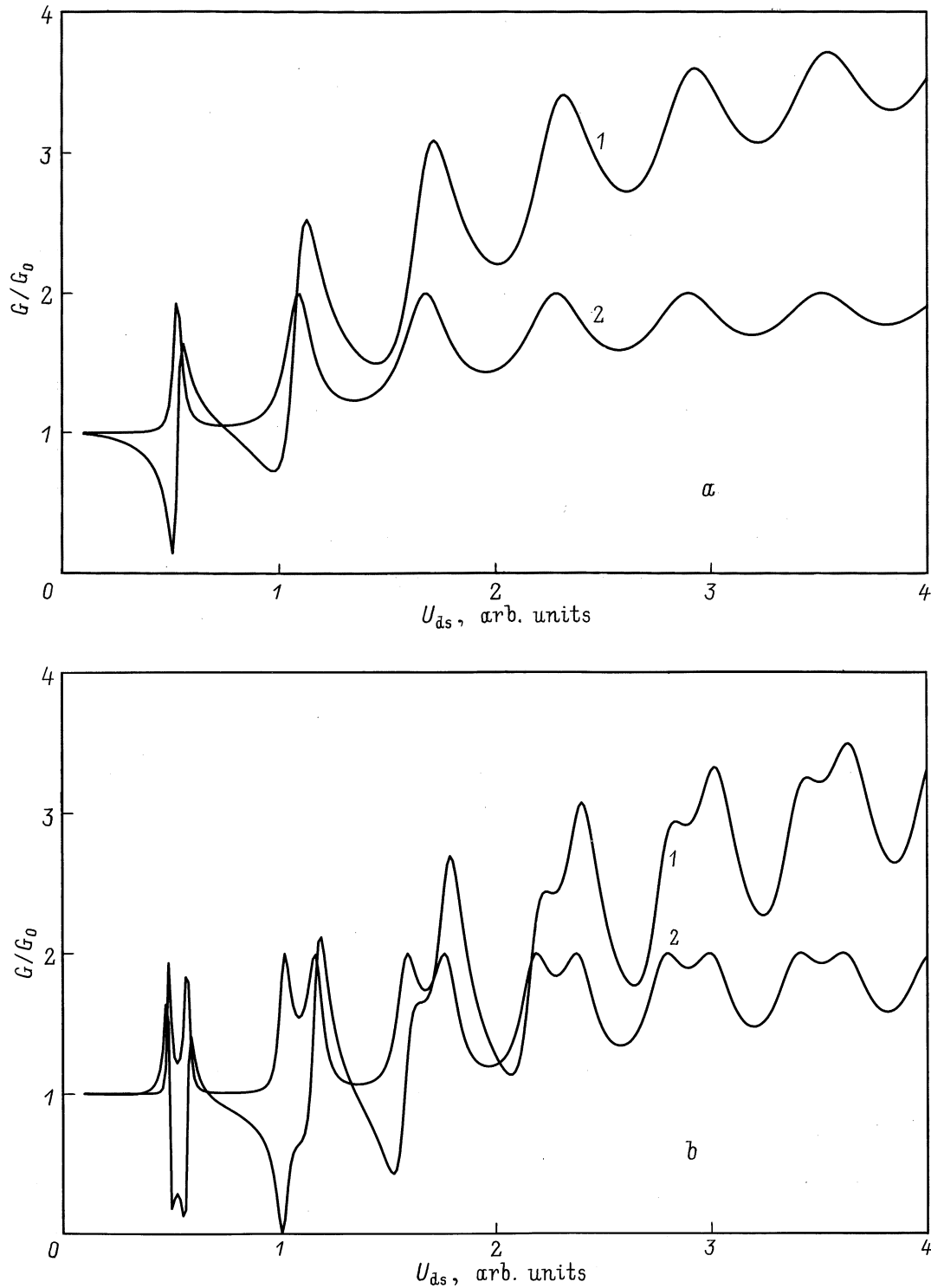


Рис. 3. Периодические осцилляции кондуктанса, возникающие в зависимости от напряжения исток–сток, приложенного к одномерному кольцу, отделенному от двумерных резервуаров общей системой исток–сток (рис. 1, *a*), одно из плеч которого модулировано δ -образными барьерами. Параметры барьеров: $\alpha = 1$, $L = 5$; число барьеров n : *a* — 2, *b* — 3. Расчет производился: 1 — с учетом интерференции, 2 — без учета интерференции.

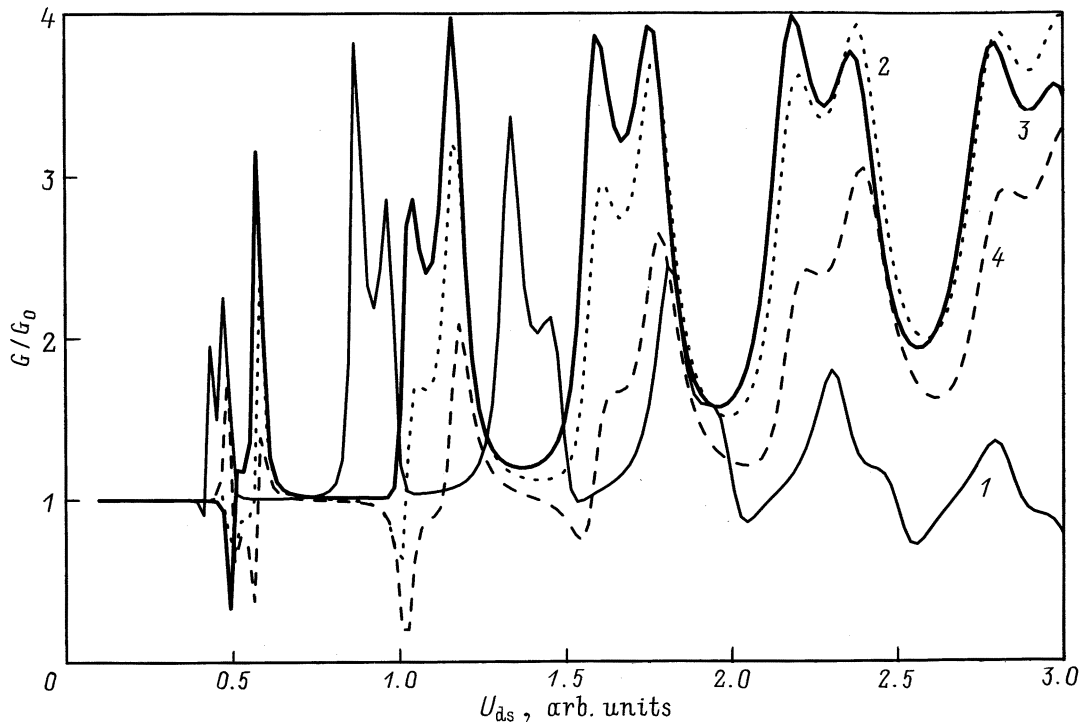


Рис. 4. Периодические осцилляции кондактанса, возникающие вследствие квантовой интерференции носителей тока при изменении напряжения исток–сток, приложенного к одномерному кольцу в условиях внешнего магнитного поля. Одномерное кольцо, одно из плеч которого модулировано δ -образными барьерами ($\alpha = 1, L = 5, n = 3$), отделено от двумерных резервуаров общей системой исток–сток (рис. 1, *a*). Фазовый сдвиг $\Delta\phi$ пропорционален величине магнитного потока Φ , перпендикулярного плоскости кольца через кольцо, $\Delta\phi = e\Phi/\hbar c = eBS/\hbar c$ и составляет: 1 — π , 2 — $\pi/4$, 3 — $\pi/2$, 4 — 0.

В рамках δ -потенциальной модели аналитически и численно были получены зависимости коэффициента прохождения T и сдвига фазы $\Delta\phi$ от $k \propto U_{ds}$. На рис. 2 приведены зависимости коэффициента туннелирования и сдвига фазы от волнового вектора k при прохождении носителя тока через модулированную несколькими барьерами квантовую проволоку. Как видно, зависимость $T(U_{ds})$ носит характер затухающих осцилляций. Значение фазы изменяется в пределах $(-\pi, \pi)$, а с ростом $k \propto U_{ds}$ стремится к нулю.

При подстановке изображенных на рис. 2 зависимостей в соотношение (14) получаем кондактанс двух параллельных проволок, образующих одномерное кольцо, отделенное от двумерного резервуара общей системой исток–сток. На рис. 3 приведены зависимости $G(U_{ds})$ подобной системы, если одно из плеч модулировано двумя или тремя барьерами. Видно, что учет интерференционного члена существенно изменяет вид зависимости $G(U_{ds})$. Проводимость при больших значениях поля превышает сумму проводимостей отдельных каналов в ~ 2 раза. При малых значениях напряжения исток–сток интерференция, напротив, приводит к подавлению проводимости вплоть до нулевого значения, что особенно отчетливо видно на рис. 3.

Если к одномерному кольцу, одно из плеч которого промодулировано барьерами, приложены одновременно

продольное электрическое и поперечное магнитное поля, то проводимость описывается формулой

$$G = G_0 \left[1 + T + 2\sqrt{T} \cos \left(\Delta\phi + \frac{eBS}{\hbar c} \right) \right], \quad (17)$$

где $\Delta\phi$ — сдвиг фаз, возникающий при прохождении носителя тока, которое стимулируется напряжением исток–сток; $eBS/\hbar c$ — сдвиг фаз, обусловленный эффектом Ааронова–Бома. Соответствующая зависимость $G = G(U_{ds})$ представлена при различных значениях внешнего магнитного поля на рис. 4 для случая, когда одно из плеч одномерного кольца промодулировано тремя δ -образными барьерами. Как видно, магнитное поле существенно влияет на зависимость проводимости от напряжения исток–сток и в первую очередь на величину, к которой стремится кондактанс при увеличении U_{ds} .

Экспериментальное исследование влияния квантовой интерференции на проводимость одномерного кольца, отделенного от двумерных резервуаров общей системой исток–сток, проводилось с помощью мезоскопических наноструктур, сформированных внутри самоупорядоченных кремниевых квантовых ям.

Одиночные квантовые ямы такого типа спонтанно образуются внутри сверхмелких диффузионных p^+ -профилей на поверхности Si(100) [12,13]. Данные примесные профили были получены путем неравновесной

диффузии бора с помощью прецизионного управления потоками собственных межузельных атомов и вакансий, генерируемых границей раздела Si–SiO₂, которые стимулируют диффузию легирующей примеси по механизму *kick-out* и диссоциативному вакансионному механизму соответственно [14]. Варьируя параметрами поверхностного слоя окисла, концентрацией хлорсодержащего компонента в газовой фазе и температурой диффузии, удалось установить критерии паритета между этими двумя конкурирующими механизмами. Резкое замедление процессов диффузии в условиях паритета позволило получить сверхмелкие p^+ -профили на поверхности кремния (100) n -типа проводимости ($N(P) = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) путем кратковременной диффузии бора из газовой фазы при температуре диффузии 900°C. Рабочая и обратная стороны подложки были предварительно термически окислены. Примесная диффузия проводилась в рабочую поверхность подложки через окно в маске окисла, выполненного с помощью фотолитографии. Глубина сверхрезкого диффузионного профиля и концентрация бора в нем, измеренные по методике масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС), составили 7 нм и 10^{21} см^{-3} соответственно.

Полученные сверхмелкие диффузионные p^+ -профили были исследованы методами циклотронного резонанса (ЦР) и квантованной проводимости (КП). Угловые зависимости ЦР регистрировались при 3.8 К с помощью ЭПР спектрометра (X-band, 9.1–9.5 ГГц) [13,15]. Гашение и сдвиг линий ЦР продемонстрировали 180°-ю симметрию при повороте магнитного поля в плоскости {100}, перпендикулярной плоскости $p^+ - n$ -перехода, что позволило идентифицировать наличие одиночной самоупорядоченной продольной квантовой ямы (ПрКЯ), локализованной между сильно легированными двумерными примесными барьерами внутри сверхмелкого диффузионного p^+ -профиля.

Проведенные исследования ЭПР и термоэдс показали, что такие двумерные барьеры, содержащие сверхвысокую концентрацию бора, проявляют пьезоэлектрические свойства благодаря наличию реконструированных примесных диполей $V^+ - V^-$, обладающих тригональной симметрией [13]. По мере электростатического упорядочения внутри пьезоэлектрических барьеров реконструированные диполи бора создают поперечные ограничения для движения носителей тока в плоскости ПрКЯ, формируя таким образом гладкие и модулированные квантовые проволоки (см. также [12]). Квантовая проволока такого типа возникает в условиях внешнего электрического поля $U_{DS} = U_g + U_{ds}$, приложенного вдоль ПрКЯ, которое, с одной стороны, дает поперечное ограничение за счет упорядочения примесных диполей (U_g), а с другой — осуществляет транспорт одиночных носителей заряда (U_{ds}). В настоящей работе мы использовали данный объект для исследования интерференционных эффектов в квантованной проводимости одномерного кольца, сформированного в плоскости полученной самоупорядоченной квантовой ямы.

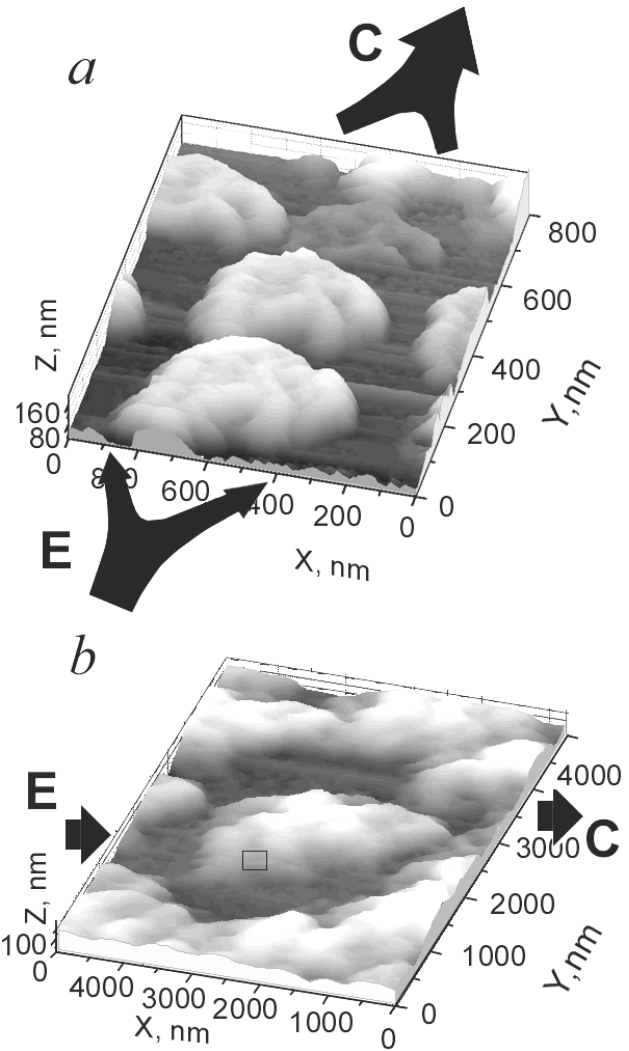


Рис. 5. Трехмерные СТМ изображения микродефектов, проникающих сквозь самоупорядоченную квантовую яму внутри сверхмелкого диффузионного p^+ -профиля в монокристалле Si(100). Вокруг данного микродефекта в плоскости квантовой ямы сформировано одномерное кольцо, отделенное от двумерных резервуаров общей системой исток–сток (а) и квантовыми точечными контактами (б). Обозначения E и C отмечают положения истока–стока (а) и эмиттера–коллектора в системе квантовых точечных контактов (б). Прямоугольник на рис. б отмечает положение дополнительного точечного контакта в одном из плеч одномерного кольца.

Одномерное кольцо, состоящее из двух электростатически упорядоченных квантовых проволок, формировалось вокруг микродефекта, изображение по методу сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) поверхности которого приведено на рис. 5, а. Подобные микродефекты, размеры и распределение которых зависят от условий предварительного окисления и последующего избирательного травления, возникают вследствие инъекции контролируемых потоков собственных межузельных атомов и пронизывают насквозь сверхмелкий диффузионный профиль. Одномерное кольцо электростатиче-

ски формируется в месте пересечения микродефекта и квантовой ямы. Проблема воспроизводимого получения точечных контактов, отделяющих одномерное кольцо от двумерного резервуара квантовой ямы, является достаточно сложной. Однако с помощью контролируемого изменения поверхностного деформационного потенциала на стадии предварительного окисления удается получить необходимую конфигурацию микродефектов, состоящих из собственных межузельных атомов, вблизи одномерного кольца, что позволяет реализовать одномерные кольца как с общей системой исток–сток (рис. 5, *a*), так и отделенные двумя квантовыми точечными контактами (рис. 5, *b*).

Ширина параллельных динамических квантовых проволок, сформированных вокруг микродефекта между двумя пирозлектрическими барьерами, должна увеличиваться по мере электростатического упорядочения примесных диполей, в то время как степень их модуляции определяется числом нереконструированных примесных диполей, которые можно рассматривать в качестве δ -образных барьеров. Следует отметить, что число нереконструированных диполей может контролироваться путем варьирования концентрацией хлорсодержащих соединений, которые являются ответственными за однородное распределение легирующих примесей внутри двумерных пирозлектрических барьеров.

Квантованная проводимость, возникающая вследствие одномерного транспорта одиночных дырок в квантовых проволоках, образующих одномерное кольцо (рис. 5, *a*), была обнаружена при 77 К в условиях внешнего электрического поля U_{DS} (рис. 6). Сечение исследованных динамических квантовых проволок определяется шириной ПрКЯ и электростатически индуцированным поперечным ограничением, которые близки к расстоянию между диполями ~ 2 нм, задаваемому концентрацией бора внутри пирозлектрических барьеров. Эти параметры наряду с концентрацией двумерных дырок, $2.5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$, и эффективной длиной одномерного канала (см. рис. 5, *a*), меньшей длины неупругого обратного рассеяния, определяют вклад легких и тяжелых дырок в квантованную проводимость, который проявляется в величине ее ступенек.

Наблюдаемое удвоение величины квантовой ступеньки (рис. 6) по сравнению с данными исследований одиночной квантовой проволоки [12] является прямым следствием рассмотренного выше влияния квантовой интерференции на проводимость одномерного кольца с общей системой исток–сток (рис. 3). Следует отметить, что интерференция, проявляющаяся в транспорте легких и тяжелых дырок, по-видимому, возникает в результате сдвига фазы коэффициента прохождения вследствие наличия в одном из плеч одномерного кольца узких потенциальных барьеров. На этот факт указывают зарегистрированные осцилляции плато квантованной проводимости (рис. 6).

Вопреки ожидаемой большой величине энергетического зазора между одномерными подзонами, вследствие

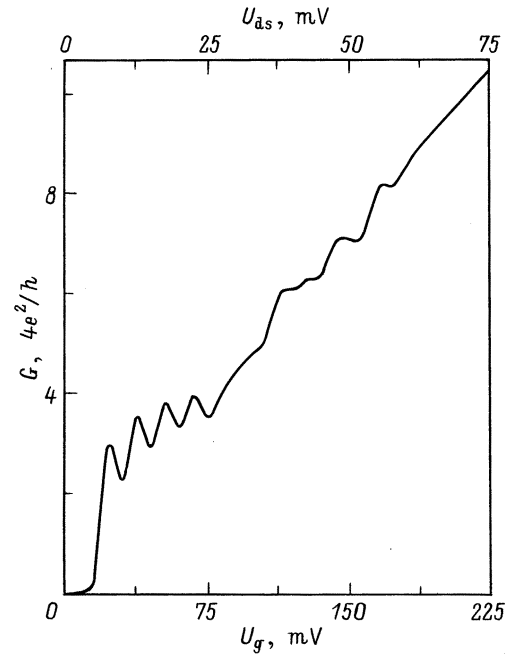


Рис. 6. Квантованная проводимость $G(U_g)$ в зависимости от U_{ds} ($T = 77$ К), возникающая вследствие переноса легких и тяжелых дырок через одномерное кольцо, которое состоит из параллельных гладкой и модулированной δ -образными барьерами квантовых проволок и сформировано в самоупорядоченной квантовой яме внутри сверхмелкого диффузионного p^+ -профиля в монокристалле Si(100). Одномерное кольцо отделено от двумерных резервуаров общей системой исток–сток (рис. 1, *a*).

малого сечения квантовой проволоки $2 \times 2 \text{ нм}^2$, которая намного больше температурного уширения при используемой температуре 77 К, квантованная проводимость затухает с увеличением номера верхнего заполненного состояния (рис. 6). Наблюдаемое гашение квантованной проводимости, по-видимому, вызвано ее нелинейными шумовыми флуктуациями, когда значение eU_{ds} становится сравнимым с величиной энергетического зазора между одномерными подзонами [16].

3. Интерференция баллистических носителей в одномерных кольцах, сформированных из двух квантовых проволок, отделенных от двумерного резервуара квантовыми точечными контактами

Выше был рассмотрен случай, когда обе проволоки исходят непосредственно из резервуаров носителей. Однако проволоки могут сообщаться с резервуарами через квантовый точечный контакт (рис. 1, *b* и 5, *b*). Проводимость подобной системы не может превышать проводимости одиночного точечного контакта (см. (2)). Носитель, прошедший через подобный контакт с равной

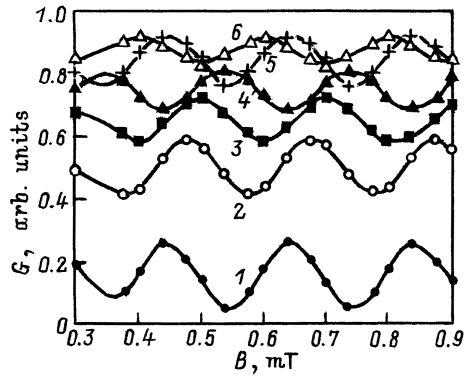


Рис. 7. Осцилляции Ааронова–Бома, возникающие в проводимости одномерного кольца, сформированного внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы, в одно из плеч которого помещен дополнительный квантовый точечный контакт. Одномерное кольцо отделено от двумерных резервуаров двумя квантовыми точечными контактами (рис. 1, *b*). U_g , мВ: 1 — 7.5, 2 — 15, 3 — 22.5, 4 — 30, 5 — 37.5, 6 — 45.

вероятностью, попадает в одно из плеч. При этом контактанс зависит от внешнего электрического и магнитного поля следующим образом:

$$G = \frac{j_{tr}}{U_{ds}} \propto g_s g_v \frac{e^2}{h} N(1/2 + 1/2t)^2$$

$$= \frac{1}{4} g_s g_v \frac{e^2}{h} N(1 + T + 2\sqrt{T} \cos \Theta), \quad (18)$$

где Θ — суммарный сдвиг фазы, обусловленный как влиянием напряжения исток–сток, так и эффектом Ааронова–Бома (рис. 7).

Как показали исследования температурной зависимости проводимости [17], которая подчиняется хорошо известному логарифмическому закону [8], внутри полученного одномерного кольца (рис. 5, *b*) реализуется режим слабой локализации в системе тяжелых дырок, что подтверждается также данными по обнаружению отрицательного магнетосопротивления [17].

Следует отметить, что нереконструированные примесные диполи внутри пирозлектрических барьеров, которые, как отмечено выше, индуцируют модуляцию одного или обоих плеч одномерного кольца, могут также выполнять функции дополнительных квантовых точечных контактов (рис. 5, *b*). В экспериментах по измерению фазы коэффициента прохождения носителей тока эти квантовые точечные контакты играют роль, аналогичную квантовым точкам [10,11], регулируя величину тока в одномерном кольце. Однако в случае введения дополнительного квантового точечного контакта регистрируется зависимость $G(U_g)$, определяемая туннелированием носителей тока через уровни размерного квантования, тогда как при наличии квантовой точки измеряется периодичность кулоновских осцилляций в зависимости от напряжения на затворе ($\Delta U_g = e/2C$, где C — емкость квантовой точки).

Поэтому в настоящей работе ток тяжелых дырок, прошедших через одномерное кольцо, которое изначально находилось в режиме слабой локализации, регистрировался в виде квантовой лестницы проводимости квантового точечного контакта (рис. 8, *a*). Величина квантовых ступенек идентифицирует основной вклад тя-

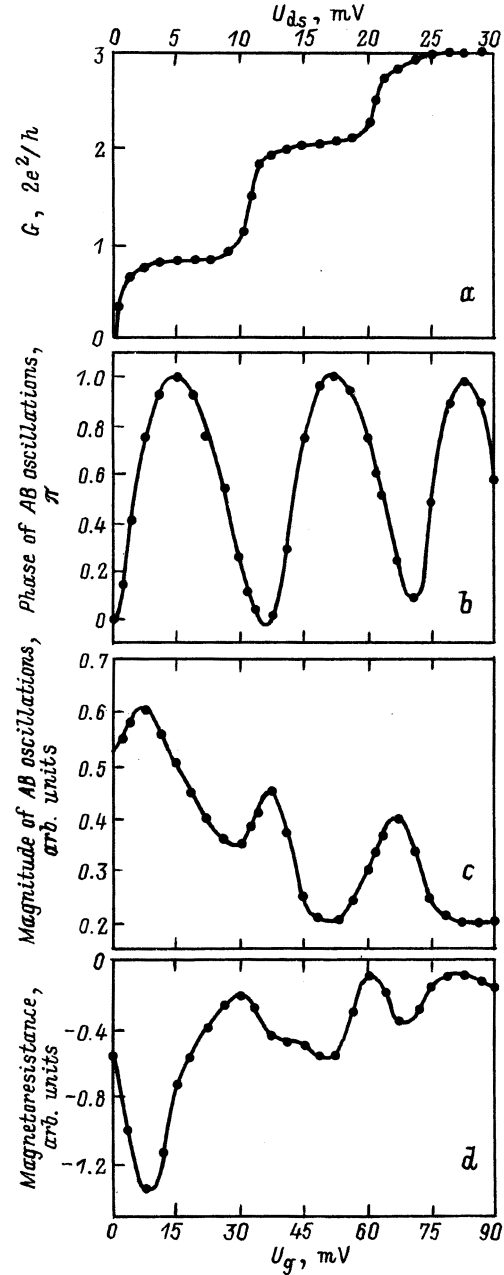


Рис. 8. Квантованная проводимость (*a*), сдвиг фазы (*b*) и амплитуда (*c*) осцилляций Ааронова–Бома (АВ), а также отрицательное магнетосопротивление (*d*) в зависимости от U_g , возникающие в одномерном кольце, в одно из плеч которого помещен дополнительный квантовый точечный контакт ($B = 0.055$ мТл). Одномерное кольцо сформировано внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы и отделено от двумерных резервуаров двумя квантовыми точечными контактами (рис. 1, *b*).

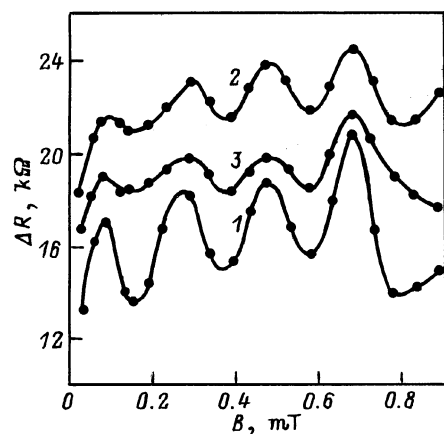


Рис. 9. Осцилляции Ааронова–Бома, возникающие в одномерном кольце, сформированном внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы. Одномерное кольцо содержит в одном из плеч дополнительный квантовый точечный контакт и отделено от двумерного резервуара двумя квантовыми точечными контактами (рис. 1, *b*). Значения U_{DS} , мВ: 1 — 45, 2 — 72.5, 3 — 87.5.

желых дырок в квантованную проводимость, двумерная концентрация которых в исследуемой квантовой яме соответствовала $0.8 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$. Для того чтобы выделить когерентную компоненту транспорта носителей тока, квантовая лестница проводимости исследовалась в зависимости от величины внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости одномерного кольца (рис. 5, *b*). При этом наблюдались характерные осцилляции Ааронова–Бора (рис. 7), амплитуда и фаза которых зависели от величины напряжения затвора U_g , которое выделялось как компонента приложенного напряжения U_{DS} в рамках рассмотренной выше процедуры (рис. 8, *b* и *c*). Полученные данные свидетельствуют об осцилляциях фазы коэффициента прохождения в пределах $[0, \pi]$ при туннелировании носителей тока через уровни размерного квантования. Наблюдаемая корреляция в поведении квантовой лестницы проводимости (рис. 8, *a*), и отрицательного магнитосопротивления (рис. 8, *d*) наглядно демонстрирует когерентность одноэлектронного транспорта и процессов слабой локализации. Уменьшение доли когерентной компоненты в транспорте одиночных носителей при увеличении напряжения исток–сток (рис. 8, *b–d*), которое сопровождается характерное “размытие” квантовой лестницы, по-видимому, связано с индуцированными переходами между уровнями размерного квантования [16], а также с усилением многочастичных эффектов [11]. Однако при соответствующих параметрах одномерного кольца приложенное напряжение исток–сток может также индуцировать эффект Ааронова–Бома [9], что находит, например, отражение в дополнительной периодичности проводимости при изменении как величины U_{DS} , так и внешнего магнитного поля (рис. 9).

4. Заключение

Таким образом, квантовая интерференция легких и тяжелых дырок исследовалась в одномерных кольцах, сформированных внутри самоупорядоченных кремниевых квантовых ям. Рассчитаны энергетические зависимости величины и фазы коэффициента прохождения через параллельные проволоки, отделенные от двумерных резервуаров общей системой исток–сток или квантовыми точечными контактами, которые предсказывают усиление проводимости вследствие когерентности транспорта одиночных носителей тока. Показано, что, вследствие интерференции носителей тока, в первом случае проводимость одномерного кольца будет в 4 раза больше, чем во втором. Полученные соотношения позволили объяснить характеристики осцилляций кондактанса, обнаруженных при регистрации квантованной проводимости одномерных кремниевых колец в зависимости от напряжения исток–сток и внешнего магнитного поля. Эти результаты сделали возможным создание интерферометра Ааронова–Бома на основе одномерного кремниевого кольца в режиме слабой локализации, с помощью которого была продемонстрирована когерентность транспорта одиночных носителей тока в условиях возникновения отрицательного магнитосопротивления.

Список литературы

- [1] R. Landauer. IBM J. Res. Dev., **1**, 233 (1957).
- [2] M. Büttiker. Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986).
- [3] T.J. Thornton. Rep. Prog. Phys., **58**, 311 (1995).
- [4] U. Merrav, E.B. Foxman. Semicond. Sci. Technol., **10**, 255 (1996).
- [5] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed et al. Phys. Rev. Lett., **56**, 1198 (1986).
- [6] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury et al. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **21**, L209 (1988).
- [7] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker et al. Phys. Rev. Lett., **60**, 848 (1988).
- [8] G. Bergmann. Phys. Rep., **107**, 1 (1984).
- [9] S. Washburn, R.A. Webb. Adv. Phys., **35**, 375 (1986).
- [10] A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu, H. Shtrikman. Phys. Rev. Lett., **74**, 4047 (1995).
- [11] R. Schuster, E. Bucks, M. Heiblum et al. Nature, **385**, 417 (1997).
- [12] Н.Т. Баграев, В. Гельхофф, В.К. Иванов, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шелых. ФТП, **34**(4), 477 (2000).
- [13] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W. Gehlhoff. Superlatt. Microstruct., **23**, 1333 (1998).
- [14] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin et al. Def. Dif. Forum, **143–147**, 1003 (1997).
- [15] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. Mater. Sci. Forum, **196–201**, 467 (1995).
- [16] L.P. Kouwenhoven, B.J. van Wees, C.J.P.M. Harmans et al. Phys. Rev. B, **39**, 8040 (1989).
- [17] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A. Näser. Mater. Sci. Forum, **258–263**, 1683 (1997).

Редактор Т.А. Полянская

Quantum interference of ballistic carriers in one-dimensional semiconductor rings

N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, V.K. Ivanov*,
L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov*,
I.A. Shelykh*

Ioffe Physicotechnical Institute,
194021 St.Petersburg, Russia

* St.Petersburg State Technical University,
195251 St.Petersburg, Russia

Abstract Quantum interference of ballistic carriers has been studied for the first time, using one-dimensional rings formed by quantum wire pairs in self-assembled silicon quantum wells. Energy dependencies of the transmission coefficient is calculated as a function of the length and modulation of the quantum wire pairs by a unified drain-source system or the quantum point contacts. The quantum conductance is predicted to be increased by a factor of four using the unified drain-source system as a result of the quantum interference. Theoretical dependencies are revealed by the quantum conductance oscillations created by the deviations of both the drain-source voltage and external magnetic field inside the silicon one-dimensional rings. The results obtained put forward a basis to create the Aharonov-Bohm interferometer using the silicon one-dimensional ring that is present in the weak localization regime, which demonstrates the phase coherence of the single-electron transport through the quantum point contact.