Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 1, с. 47 – 55 © 2019 г. 10 июля

Квантовые магниторезистивные $(hc/2e)/m$ периодические осцилляции в сверхпроводящем кольце

В. И. Кузнецов[1], *О. В. Трофимов*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 17 мая 2019 г.
После переработки 17 мая 2019 г.
Принята к публикации 17 мая 2019 г.

Экспериментально обнаружено, что квантовые магниторезитивные $hc/2e$ периодические осцилляции типа Литтла–Паркса в сверхпроводящем мезоскопическом кольце с понижением температуры и увеличением приложенного постоянного тока модифицируются в сумму гармонических $(hc/2e)/m$ периодических осцилляций. Многократное Андреевское отражение может быть возможной причиной этого эффекта.

DOI: 10.1134/S0370274X19130083

Для описания многосвязного сверхпроводника, пронизанного магнитным потоком Φ, Фриц Лондон предложил концепцию сверхпроводящего флуксоида Φ^* [1], определяемого как $\Phi^* = \Phi + (4\pi/c)\oint \lambda_L^2 \mathbf{J}_s d\mathbf{s} = \Phi + (m^*c/e^*)\oint \mathbf{v}_s d\mathbf{s}$ (здесь c – скорость света, λ_L – Лондоновская глубина проникновения поля, $\mathbf{J}_s$ – плотность циркулирующего сверхпроводящего тока, $\mathbf{v}_s$ – сверхпроводящая скорость, m^* и e^* – эффективные масса и электрический заряд сверхпроводящей пары, соответственно). Замечательным свойством сверхпроводимости является то, что сверхпроводящий флуксоид Φ^* квантуется, т.е. $\Phi^* = n(hc/e^*) = n\Phi_0$ (где n – целое число, h – константа Планка, $e^* = 2e$, e – заряд электрона, $\Phi_0 = hc/e^* = hc/2e$ – сверхпроводящий квант магнитного потока). Более того, найденное экспериментальное значение $e^* = 2e$ служит подтверждением того, что элементарный заряд сверхпроводника равен $2e$. В частности, квантование флуксоида приводит к квантовым осцилляциям сверхпроводящего циркулирующего тока и сверхпроводящей критической температуры T_c (эффект Литтла–Паркса [2]) в зависимости от аксиального магнитного поля B в тонкостенном сверхпроводящем цилиндре, пронизанном потоком, и смещенном очень малым постоянным током I_{dc}, при температурах T, очень близких к T_c. Периоды этих осцилляций соответствуют сверхпроводящему кванту магнитного потока $\Phi_0 = hc/2e$ через среднюю поперечную площадь цилиндра S.

Эффект Литтла–Паркса наблюдался в цилиндрах с малым радиусом $r \approx \xi(T))/2$ (где $\xi(T)$ – температурно-зависимая сверхпроводящая когерентная длина) при условиях, очень близких к равновесному состоянию. При условиях, близких к неравновесному состоянию (при низких температурах и больших токах), некоторые нарушения $hc/2e$ периодичности квантовых магниторезистивных осцилляций в функции от аксиального магнитного поля были найдены в неоднородных двусвязных структурах с малой поперечной площадью: сверхпроводящих петлях [3, 4], $Au_{0.7}In_{0.3}$ цилиндрах [5] и гибридных нормально-металлических Ag кольцах с сверхпроводящими Al зеркалами [6]. Аномальное отрицательное магнитосопротивление (ОМС) и отсутствие квантовых $hc/2e$ периодических $R(B)$ осцилляций обнаружены в малых полях при низких T и больших токах [3]. В [4] найдены отклонения от $hc/2e$ периодичности осцилляций Литтла–Паркса в малых полях. Кроме того, ОМС и $hc/4e$ периодические $R(B)$ осцилляции наблюдались в сверхпроводящих цилиндрах [5] и гибридных SNS структурах [6] при низких температурах. Период $hc/4e$ объяснялся появлением нового минимума свободной энергии при $\Phi = \Phi_0(n + 1/2)$ из-за образования π-контакта в $Au_{0.7}In_{0.3}$ цилиндре [5] и многократным Андреевским отражением [6].

Квантовые осцилляции в сверхпроводящих петлях большей площади при явно неравновесных условиях (больших токах и T ниже T_c) практически не изучены. В кольцах большего радиуса $r \approx 2\xi(T)$ следует ожидать, что амплитуда квантовых осцилляций будет малой из-за меньшего циркулирующего сверхпроводящего тока и из-за того, что не все кольцо сможет переключаться из сверхпроводящего состояния в нормальное состояние и обратно с изменением B.

[1] e-mail: kvi@iptm.ru

Исследование квантовых магнито-резистивных осцилляций в сверхпроводящих мезоскопических кольцах без слабых звеньев (или без туннельных контактов) является актуальным, так как такие кольца могут работать как высочувствительный SQUID (*superconducting quantum interference device*) [7] и как высокоэффективный магнитозависимый выпрямитель переменного напряжения (если кольцо имеет циркулярную асимметрию) [8, 9].

Мы нашли, что при сильно неравновесных условиях (при большом постоянном токе I_{dc} и при T ниже T_c) периоды квантовых магниторезистивных осцилляций могут быть в m раз меньше обычного значения и соответствовать $\Phi_0/m = (hc/2e)/m$ (m – целое число) через эффективную площадь сверхпроводящего кольца большего радиуса ($r = 2$ мкм $> \xi(T)$).

Мы измерили $V(B)$ напряжение при разных токах $I_{dc} > I_c$ при температурах T чуть ниже T_c в сверхпроводящих мезоскопических структурах (с близкой и различающейся геометрией), пронизанных магнитным потоком. Исследуемая в этой работе структура (рис. 1) получена путем термического напыления пленки алюминия толщиной $d = 51$ нм на кремниевую подложку, используя *lift-off* процесс электронно-лучевой литографии. Центральная часть структуры состоит из кольца, имеющего толщину стенки $w_r = 0.27$ мкм и средний радиус $r_m = 1.94$ мкм, узких токовых I подводов шириной $w_n = 0.27$ мкм, широких токовых подводов шириной $w_w = 2$ мкм и потенциальных V подводов. Напряжение V снималось с участка, включающего кольцо, узкие I подводы и части широких I подводов (рис. 1).

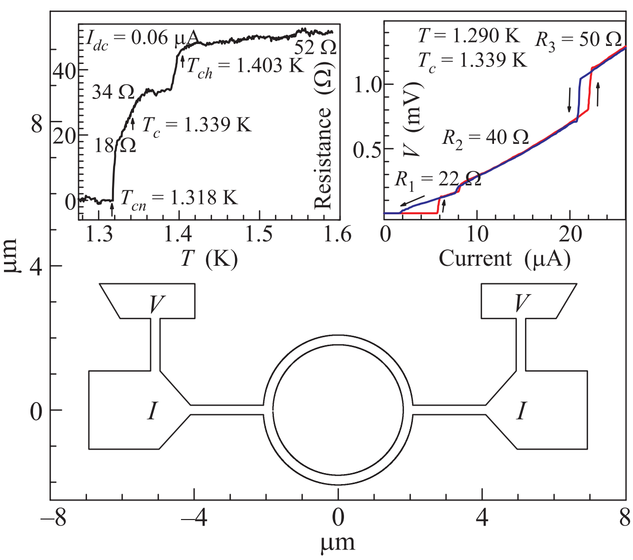

Рис. 1. (Цветной онлайн) Масштабный эскиз структуры. Буквы I и V обозначают токовые и потенциальные подводы. Вставки (слева направо): Резистивный $R(T)$ переход при $I_{dc} = 0.06$ мкА. $V(I)$ функция при $T = 1.290$ К в нулевом поле; стрелки указывают направление развертки тока

Структура имела параметры: полное сопротивление $R_{4.2\,\text{K}} = 52.7$ Ом при $T = 4.2$ К, сопротивление на квадрат толщины пленки $R_{sq} = \rho/d = 1.97$ Ом, отношение сопротивлений при температурах 300 и 4.2 К равно $R_{300\,\text{K}}/R_{4.2\,\text{K}} = 1.8$. Длина свободного пробега электрона $l = 10$ нм найдена из уточненного теоретического [10] соотношения $\rho l = 5.1 \cdot 10^{-16} \Omega\, m^2$, где ρ – удельное сопротивление проволочки. Структура является грязным сверхпроводником, так как $l \ll \xi_0$ (где $\xi_0 = 1.6$ мкм – сверхпроводящая когерентная длина чистого алюминия при $T = 0$ К). Вблизи T_c для грязного случая [11], $\xi(T) = \xi(0)(1 - T/T_c)^{-1/2}$ (где $\xi(0) = 0.85(\xi_0 l)^{1/2} = 0.11$ мкм). Условие квазиодномерной сверхпроводимости (w_n, $w_r < 2\xi(T)$) выполнено вблизи T_c. Неравновесная длина диффузии квазичастиц [3, 12] $\lambda_Q(T, I_{dc}, B) = 6{-}9$ мкм вблизи T_c. Структура имеет длину $L = 10$ мкм (расстояние между V подводами), удовлетворяющую условию $\xi(T) \ll L < 2\lambda_Q(T, I_{dc}, B)$.

Резистивный $R(T)$ переход структуры из нормального (N) состояния в сверхпроводящее (S) состояние записан при постоянном токе $I_{dc} = 0.06$ мкА (левая вставка в рис. 1). Переход достаточно длинный, что указывает на неоднородность структуры. Начало резкого падения $R(T)$ происходит при $T_{ch} = 1.403$ К, а резистивность исчезает при $T_{cn} = 1.318$ К. Сверхпроводящая критическая температура $T_c = 1.339$ К определена по середине $R(T)$ перехода. Вклад кольца, ожидаемый из геометрии, в полное сопротивление структуры равен 23 Ом. Мы предполагаем, что верхняя часть перехода $R(T)$ (от 52 до 18 Ом) и нижняя часть $R(T)$ (от 18 до 0 Ом) соответствуют NS переходам токовых подводов и кольца, соответственно. Функция $V(I)$, снятая при $T = 1.290$ К, демонстрирует фазовое токовое расслоение на участки с разным сопротивлением (правая вставка в рис. 1). Начальная часть $V(I)$ функции при малых токах, включающая почти линейный участок с сопротивлением 22 Ом, характеризует SN (NS) переходы в кольце.

При измерении $V(B)$ функций магнитное поле изменялось от условно отрицательного значения -20 Гс до условно положительного значения $+20$ Гс и обратно. В интервале полей -20, $+20$ Гс только часть структуры, соответствующая кольцу, переходила в резистивное состояние с сопротивлением, не превышающим 20 Ом (рис. 2 и вставка). Экспериментальные $V(B)$ функции показывают аномальный гистерезис в зависимости от направления развертки поля (рис. 2 и вставка). Кольцо имеет два состояния: более диссипативное состояние (кривая *1a* и верхняя кривая на вставке в рис. 2) и менее диссипативное состояние (кривые *1b*, *2* на рис. 2 и нижняя кривая на вставке в рис. 2). Причины двух состояний будут анализироваться в другом месте. Большое различие между двумя состояниями видно на вставке в рис. 2. Вставка в рис. 2 демонстрирует $R(B)$ сопротивление в функции от поля, измеренное при малом токе $I_{dc} = 0.06$ мкА и $T = 1.312$ K, очень близкой к низу NS перехода. Особенность верхней кривой (вставка в рис. 2) – аномальное отрицательное магнитосопротивление (ОМС), достигающее максимума при $B = 0$, равного сопротивлению кольца в нормальном состоянии. Аномальное диссипативное состояние возникает из-за термодинамических флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка, приводящих к образованию центра проскальзывания фазы (ЦПФ) [12] в кольце, несмотря на малый ток. Квантовые магниторезистивные $hc/2e$ периодические осцилляции типа Литтла–Паркса видны на нижней кривой (вставка в рис. 2). Основной период осцилляций по полю равен $dB_0 = \Phi_0/S_{\text{eff}} = (hc/2e)/S_{\text{eff}} = 1.76$ Гс и соответствует сверхпроводящему кванту магнитного потока $\Phi_0 = hc/2e$ через эффективную площадь кольца S_{eff}. S_{eff} почти совпадает со средней геометрической площадью кольца. Фундаментальная частота $f_0 = dB_0^{-1} = 0.569$ Гс$^{-1}$ имеет смысл величины, обратной к основному периоду осцилляций dB_0.

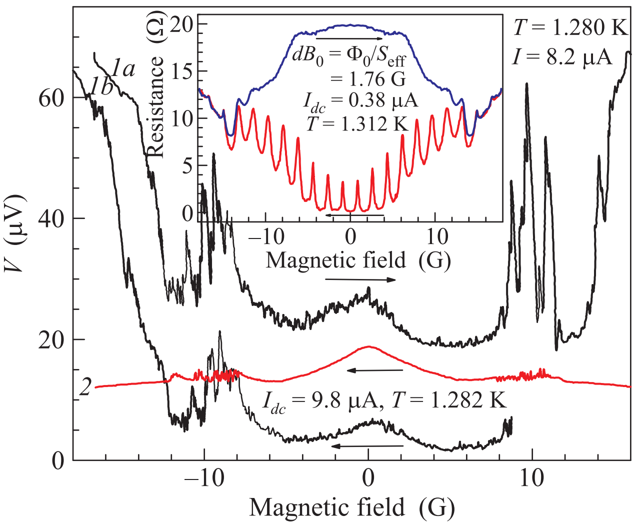

Рис. 2. (Цветной онлайн) $V(B)$ функции, измеренные при $I_{dc} = 8.2$ мкА и $T = 1.280$ K (кривые *1a*, *1b*) и при $I_{dc} = 9.8$ мкА и $T = 1.282$ K (кривая *2*). Стрелки указывают направление развертки поля. Вставка: $V(B)$ функция при $I_{dc} = 0.38$ мкА и $T = 1.312$ K

$V(B)$ функции, записанные при более низких $T = 1.280$–1.284 K и больших токах $I_{dc} = 7.5 - 11$ мкА, также имеют гистерезис, уменьшающийся с увеличением I_{dc}. Кроме того, кривые *1a*, *1b* и *2* на рис. 2 показывают аномальное ОМС в двух интервалах полей: полях, близких к нулю, и малых полях. Рисунок 2 демонстрирует две из таких необычных $V(B)$ функций, измеренных при $I_{dc} = 8.2$ мкА и $T = 1.280$ K (кривые *1a*, *1b*) и при $I_{dc} = 9.8$ мкА и $T = 1.282$ K (кривая *2*). Крайне правая часть кривой *1b* и верхняя кривая, близкая к кривой *2*, записанная для другого направления развертки поля, не показаны на рис. 2.

Отрицательное магнитосопротивление возникало пороговым образом при некотором токе $I_{dc} > I_r$. Здесь I_r – возвратный сверхпроводящий критический ток, при котором $V(I)$ на структуре исчезает при уменьшении I_{dc}. Кроме того, мы обнаружили необычные $V(B)$ осцилляции на фоне ОМС в окрестности $B = 0$ при токах $I_{dc} = 1$–3 мкА (не представлены здесь) и малых полях (6–12 Гс) при больших токах $I_{dc} = 7.5$–11 мкА (рис. 2). Рисунок 3 показывает измеренную несколько раз правую часть кривой *2* (рис. 2), содержащую необычные осцилляции. Эти осцилляции не являются шумами, почти воспроизводимы при повторной записи и слегка различаются в зависимости от направления развертки поля.

Для детального анализа обычно делают Фурье-спектр осцилляций. Фурье-спектр любых осцилляций $x(t)$, существующих в ограниченном интервале от t_1 до t_2, содержит, кроме физических частот, фиктивные частоты: нулевую частоту и частоты $f_k = k\,dt_{1,2}^{-1}$, (где k – целое число, $dt_{1,2} = t_2 - t_1$ – длина интервала). Более того, физические частоты могут быть сдвинуты на величину $k\,dt_{1,2}^{-1}$. Фиктивные низкие частоты наблюдались в спектрах $V(B)$ функций в [9, 13]. Мы нашли, что для $V(B)$ осцилляций (рис. 3) фундаментальная частота f_0 близка по порядку величины к $dB_{1,2}^{-1}$ (здесь $dB_{1,2} = B_2 - B_1$ – длина интервала существования осцилляций), поэтому ожидаются искажения в Фурье-спектре.

Для того чтобы лучше видеть искажения в спектрах, мы делали Фурье-преобразование (рис. 4–6) $V(B)$ осцилляций с заданными длинами интервалов $dB_{1,2} = j\,dB_0 = j\,f_0^{-1}$ (где $j = 3$ и 1). Мы ожидали найти в спектре, кроме физических частот, нулевую и фиктивные частоты $f_{k,j} = k\,dB_{1,2}^{-1} = (k/j)dB_0^{-1} = (k/j)f_0^{-1}$. Кроме того, ожидались сдвиги физических частот на $f_{k,j}$.

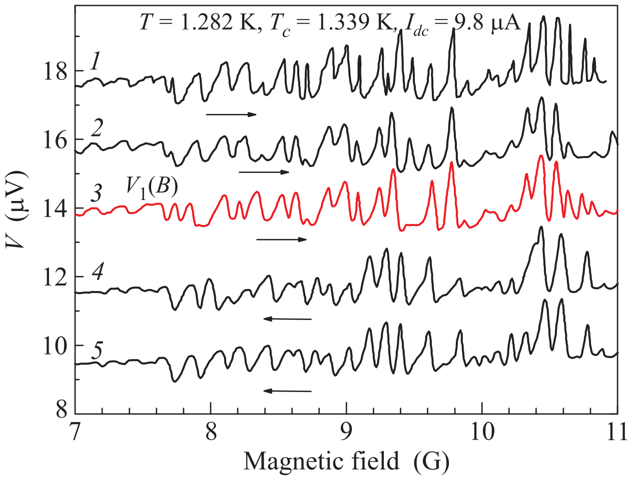

Рис. 3. (Цветной онлайн) Много раз измеренные $V(B)$ функции при $I_{dc} = 9.8$ мкА и $T = 1.282$ К в полях $B = 7-11$ Гс. Стрелки указывают направление развертки поля. Все $V(B)$ функции, кроме $V_1(B)$ функции (кривая *3*), смещены по вертикали относительно соседней функции на 2 мкВ

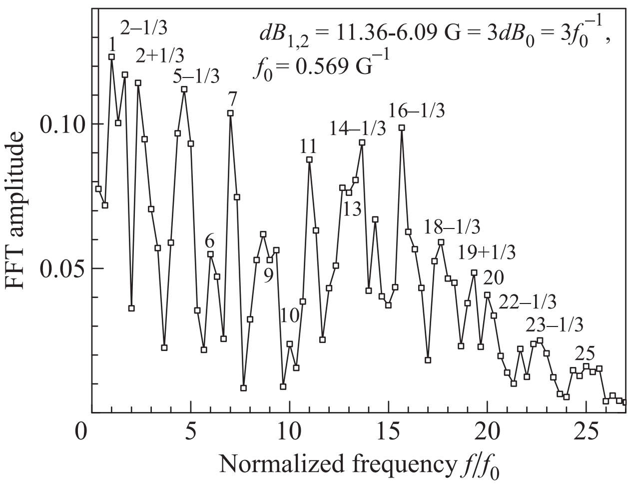

Рис. 4. FFT спектр $V_1(B)$ функции (кривая *3* рис. 3), взятой в интервале полей от 6.09 до 11.36 Гс. Удовлетворено условие $dB_{1,2} = 11.36{-}6.09 = 3dB_0 = 3f_0^{-1}$

Фурье-спектры (FFTs – *the fast Fourier transforms*) получены, используя 16384 равномерно распределенных точек в заданных интервалах полей. Так условие $dB_{1,2} = B_2 - B_1 = 11.36{-}6.09 = 3dB_0 = 3f_0^{-1}$ выполнено для FFT спектра $V_1(B)$ функции (кривая *3* рис. 3), взятой в интервале полей от 6.09 до 11.36 Гс. Этот спектр (рис. 4) содержит фундаментальную частоту $f_0 = dB_0^{-1} = S_{\text{eff}}/\Phi_0 = 0.569\,\text{Гс}^{-1}$. Значения f_0, найденные из периода осцилляций типа Литтла–Паркса (вставка в рис. 2) и спектра (рис. 4) сов-

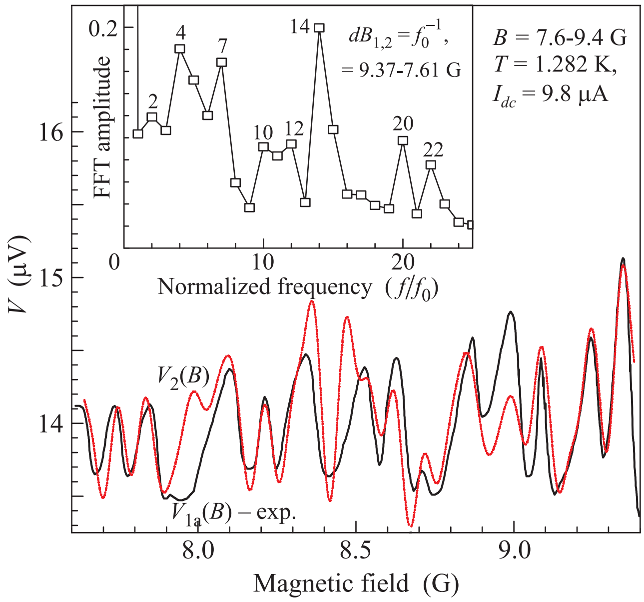

Рис. 5. (Цветной онлайн) $V_{1\text{a}}(B)$ функция (сплошная линия) – часть экспериментальной $V_1(B)$ функции (кривая *3* рис. 3), показанной в полях 7.61–9.37 Гс; $V_2(B)$ функция (штрих-пунктирная линия) – качественная подгонка $V_{1\text{a}}(B)$ функции. Вставка: Фурье-амплитуда в зависимости от нормированной частоты f/f_0, полученная от $V_{1\text{a}}(B)$ функции в полях 7.61–9.37 Гс. Удовлетворено условие $dB_{1,2} = 9.37{-}7.61 = dB_0 = f_0^{-1}$

падают. Кроме f_0, спектр содержит множество высших гармоник f_0, определяемых как $f_m = mf_0$ (где $m = 2{-}20$). Некоторые частотные пики (рис. 4) сдвинуты на 1/3, так как задано условие $dB_{1,2} = 11.36{-}6.09 = 3dB_0 = 3f_0^{-1}$. Кроме того, все FFT спектры, включая этот спектр (рис. 4), содержат фиктивную нулевую частоту. Вклады фундаментальной частоты и многих высших гармоник в спектр близки. Это свидетельствует о наличии различных дробных ($\Phi_0/m = (hc/2e)/m$) периодов $V_1(B)$ осцилляций, не являющихся следствием негармоничности $hc/2e$ осцилляций. Некоторые дробные $(hc/2e)/m$ периоды по магнитному потоку, соответствующие dB_0/m периодам по полю, хорошо различимы на $V_1(B)$ функции (кривая *3* рис. 3). Мы полагаем, что негармоничность осцилляций дает очень малый вклад в высшие гармоники f_0.

Для подробного анализа, экспериментальная $V_1(B)$ функция (кривая *3* рис. 3) разделена на две функции – $V_{1\text{a}}(B)$ в полях 7.6–9.4 Гс (рис. 5) и $V_{1\text{b}}(B)$ в полях 9.24–10.6 Гс (рис. 6). FFT спектры обеих $V_{1\text{a}}(B)$ и $V_{1\text{b}}(B)$ функций сделаны в двух интервалах полей 7.61–9.37 Гс и 9.26–11.02 Гс, соответственно (вставки в рис. 5, 6). В отличие от

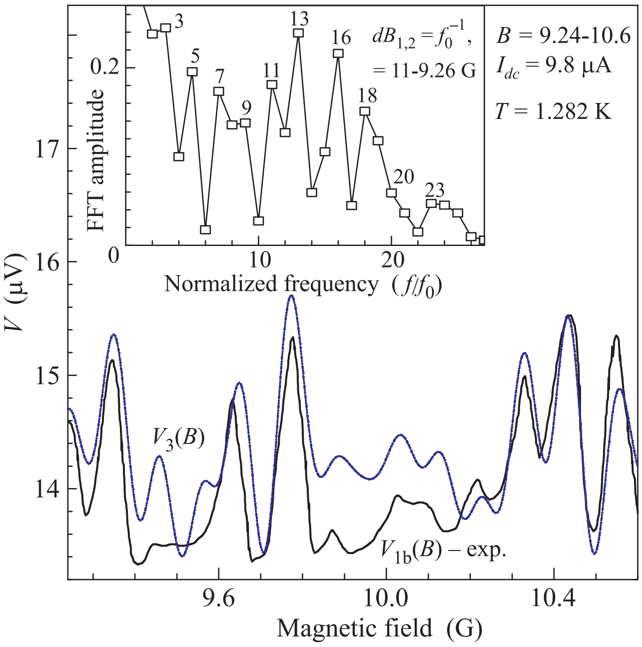

Рис. 6. (Цветной онлайн) $V_{1b}(B)$ функция (сплошная линия) – часть экспериментальной $V_1(B)$ функции (кривая *3* рис. 3), показанной в полях 9.24–10.6 Гс; $V_3(B)$ функция (штрих-пунктирная линия) – качественная подгонка $V_{1b}(B)$ функции. Вставка: Фурье-амплитуда в зависимости от f/f_0, полученная от $V_{1b}(B)$ функции в полях 9.26–11.02 Гс. Выполнено условие $dB_{1,2} = 11.02{-}9.26 = dB_0 = f_0^{-1}$

спектра (рис. 4), спектры (рис. 5, 6) не содержат сдвинутые по частоте пики, так как были заданы условия $dB_{1,2} = B_2{-}B_1 = 9.37{-}7.61 = dB_0 = f_0^{-1}$ и $dB_{1,2} = 11.02{-}9.26 = dB_0 = f_0^{-1}$. Определенные номера m преобладают. Кажущееся отсутствие в спектрах частот с другими значениями m, включая $m = 1$, есть благодаря низкому спектральному разрешению, уширяющему частотные пики.

Только для того, чтобы качественно показать, что $V_1(B)$ функция действительно имеет некий набор различных периодов осцилляции, отдельные участки $V_1(B)$ были аппроксимированы подгоночными функциями. Подгонка не имеет никакого отношения к теоретическому описанию $V_1(B)$ осцилляций. Для подгонки использовалось выражение $s + p\Sigma^k(a_k \sin(2\pi m f_0 B + \varphi_k))$, состоящее из постоянного сдвига s и произведения коэффициента $p \approx 1$ на сумму синусоидальных колебаний разных амплитуд a_k, частот mf_0 и фаз φ_k, кратных $\pi/4$. Индекс m, соответствующий номеру гармоники, принимал некоторые целые значения. Мы учитывали результаты спектров (рис. 5, 6), поэтому a_k близки к Фурье-амплитудам, полученным из спектров. Для подгонки $V_1(B)$ функции пригодны и другие варианты.

Для качественного описания $V_{1a}(B)$ (рис. 5) и $V_{1b}(B)$ (рис. 6) функций, являющихся частями экспериментальной $V_1(B)$ функции, используются две подгоночные функции $V_2(B)$ и $V_3(B)$, соответственно. Учтено преобладание в спектрах (вставки в рис. 5, 6) определенных частот $f_m = mf_0$ (где $m = 2, 4, 7, 10, 12, 14, 20, 22$ для $V_2(B)$ и $m = 3, 5, 7, 9, 11, 13, 16, 18$ для $V_3(B)$). Функции $V_2(B)$ и $V_3(B)$ даны ниже.

$$V_2(B) = 14.05 + 1.3(0.12\sin(2\pi 2 f_0 B - \pi/2) + 0.18\sin(2\pi 4 f_0 B) + 0.17\sin(2\pi 7 f_0 B + \pi/4) + 0.1\sin(2\pi 10 f_0 B - \pi/4) + 0.1\sin(2\pi 12 f_0 B + \pi/2) + 0.2\sin(2\pi 14 f_0 B - \pi/2) + 0.1\sin(2\pi 20 f_0 B) + 0.08\sin(2\pi 22 f_0 B + 3\pi/4)).$$

$$V_3(B) = 14.3 + 1.25(0.245\sin(2\pi 3 f_0 B + \pi) + 0.2\sin(2\pi 5 f_0 B - 3\pi/4) + 0.17\sin(2\pi 7 f_0 B + \pi/4) + 0.14\sin(2\pi 9 f_0 B + \pi/4) + 0.18\sin(2\pi 11 f_0 B) + 0.24\sin(2\pi 13 f_0 B) + 0.22\sin(2\pi 16 f_0 B + \pi/2) + 0.15\sin(2\pi 18 f_0 B + 3\pi/4)).$$

На рисунках 7 и 8 сплошными линиями показаны $V_{1c}(B)$ и $V_{1d}(B)$ функции, являющиеся частями экспериментальной $V_1(B)$ функции (кривая *3* рис. 3), прерывистыми линиями представлены аппроксимации коротких участков обеих функций. Короткие участки с номерами 1–11 функции $V_{1c}(B)$ (рис. 7) и участки 1–10 функции $V_{1d}(B)$ (рис. 8) подгоняются одним синусоидальным колебанием или суммой нескольких колебаний с различными амплитудами, частотами $f_m = mf_0$ и фазами.

Наборы подгоночных функций $F_k(B)$ (рис. 7) описываются для кривых: *1* (в полях 7.0–7.5 Гс), *2* (7.41–7.67 Гс), *3* (7.68–7.89 Гс), *4* (7.84–8.13 Гс), *5* (8.09–8.38 Гс), *6* (8.255–8.57 Гс), *7* (8.45–8.69 Гс), *8* (8.62–8.89 Гс), *9* (8.79–9.03 Гс), *10* (9.08–9.3 Гс), *11* (9.08–9.3 Гс) следующими выражениями: $F_1(B) = 13.95 + 0.14\sin(2\pi 9 f_0 B - \pi/2)$; $F_2(B) = 14 + 0.14\sin(2\pi 7 f_0 B + \pi/4) + 0.06\sin(2\pi 14 f_0 B - 3\pi/4)$; $F_3(B) = 13.8 + 0.1\sin(2\pi 7 f_0 B + \pi/2) + 0.29\sin(2\pi 14 f_0 B - \pi/2)$; $F_4(B) = 13.8 + 0.45\sin(2\pi 7 f_0 B + \pi/4) + 0.15\sin(2\pi 14 f_0 B)$; $F_5(B) = 14 + 0.16\sin(2\pi 7 f_0 B + \pi/4) + 0.34\sin(2\pi 14 f_0 B - \pi/4)$; $F_6(B) = 14.03 + 0.39\sin(2\pi 10 f_0 B - \pi/4)$; $F_7(B) = 14.0 + 0.1\sin(2\pi 4 f_0 B - \pi/2) + 0.39\sin(2\pi 14 f_0 B - \pi)$;

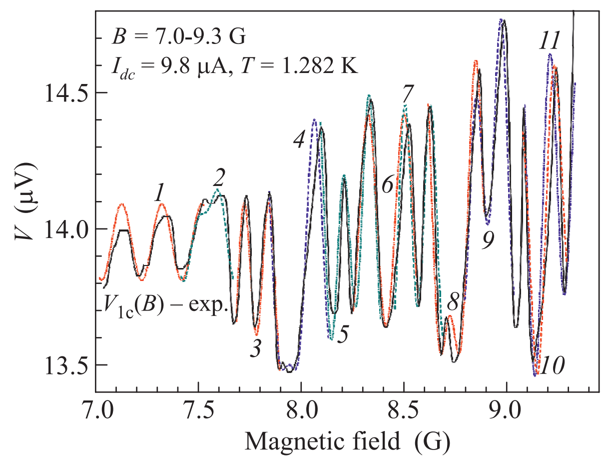

Рис. 7. (Цветной онлайн) $V_{1c}(B)$ функция (сплошная линия) – часть $V_1(B)$ функции (кривая *3* рис. 3), показанной в полях 7.0–8.3 Гс. Кривые *1, 3, 5, 6, 8, 11* (штрих-пунктирные линии) и *2, 4, 7, 9, 10* (пунктирные линии) – аппроксимации отдельных участков $V_{1c}(B)$ набором подгоночных функций $F_k(B)$

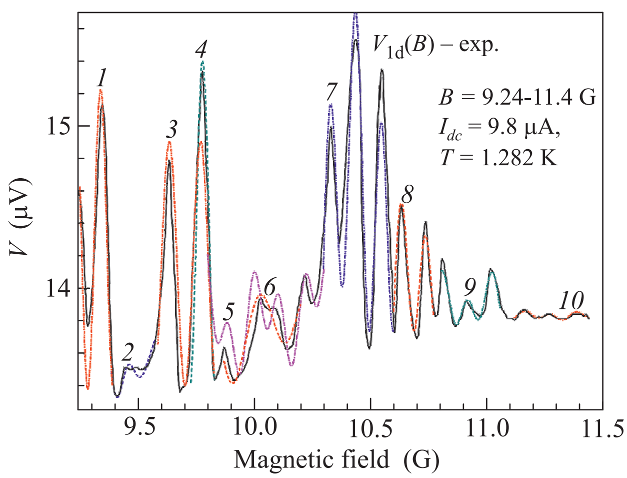

Рис. 8. (Цветной онлайн) $V_{1d}(B)$ функция (сплошная линия) – часть $V_1(B)$ функции (кривая *3* рис. 3), показанной в полях 9.24–11.4 Гс. Кривые *1, 3, 5, 7, 9, 10* (штрих-пунктирные) и *2, 4, 6, 8* (пунктирные) – аппроксимации отдельных участков $V_{1d}(B)$ функции с помощью подгоночных функций $A_k(B)$

$F_8(B) = 13.9 + 0.47\sin(2\pi 7 f_0 B) + 0.25\sin(2\pi 14 f_0 B - \pi/2)$; $F_9(B) = 14.25 + 0.2\sin(2\pi 7 f_0 B - 3\pi/4) + 0.37\sin(2\pi 14 f_0 B - \pi/2)$; $F_{10}(B) = 14.15 + 0.17\sin(2\pi 7 f_0 B + \pi/2) + 0.56\sin(2\pi 12_0 B + 3\pi/4)$; $F_{11}(B) = 14.05 + 0.25\sin(2\pi 7 f_0 B + 3\pi/4) + 0.36\sin(2\pi 12 f_0 B + \pi/2)$, соответственно. Видно, что частоты колебаний, используемых для аппроксимации коротких участков 1–11 функции $V_{1c}(B)$ (рис. 7) следующие: $f = 9f_0$ (участок *1*); $7f_0$ и $14f_0$ (участки *2, 3, 4, 5, 8, 9*); $10f_0$ (участок *6*); $4f_0$ и $14f_0$ (участок *7*); $7f_0$ и $12f_0$ (участки *10, 11*).

Подгоночные функции $A_k(B)$ (рис. 8) описываются для кривых: 1 ($B = 9.25$–9.4 Гс), 2 (9.38–9.58 Гс), 3 (9.58–9.83 Гс), 4 (9.73–9.83 Гс), 5 (9.8–10.3 Гс), 6 (9.9–10.2 Гс), 7 (10.3–10.6 Гс), 8 (10.6–10.77 Гс), 9 (10.81–11.06 Гс), 10 (11.12–11.44 Гс) следующими выражениями: $A_1(B) = 14.3 + 0.92\sin(2\pi 16 f_0 B + \pi/2)$; $A_2(B) = 13.565 + 0.135\sin(2\pi 5 f_0 B - \pi/4) + 0.15\sin(2\pi 16 f_0 B) + 0.1\sin(2\pi 18 f_0 B - 3\pi/4)$; $A_3(B) = 14.15 + 0.75\sin(2\pi 13 f_0 B)$; $A_4(B) = 14.4 + \sin(2\pi 16 f_0 B + \pi/2)$; $A_5(B) = 13.9 + 0.85(0.24\sin(2\pi 3 f_0 B - 3\pi/4) + 0.19\sin(2\pi 5 f_0 B - 3\pi/4) + 0.17\sin(2\pi 7 f_0 B + 3\pi/4) + 0.22\sin(2\pi 16 f_0 B + \pi/2))$; $A_6(B) = 13.78 + 1.1(0.2\sin(2\pi 5 f_0 B + 3\pi/4) + 0.3\sin(2\pi 7 f_0 B + 3\pi/4))$; $A_7(B) = 14.6 + 1.2(0.3\sin(2\pi 7 f_0 B - \pi/2) + 0.65\sin(2\pi 16 f_0 B + \pi/2))$; $A_8(B) = 14.05 + 1.1(0.16\sin(2\pi 11 f_0 B + \pi) + 0.4\sin(2\pi 16 f_0 B + \pi))$; $A_9(B) = 13.9 + 1.2(0.077\sin(2\pi 9 f_0 B - \pi/4) + 0.097\sin(2\pi 16 f_0 B - \pi/4))$; $A_{10}(B) = 13.83 + 1.2(0.009\sin(2\pi 7 f_0 B - \pi/2) + 0.015\sin(2\pi 16 f_0 B - 3\pi/4))$, соответственно. Частоты колебаний, используемых для подгонки участков 1–10 функции $V_{1d}(B)$ (рис. 8) следующие: $16f_0$ (участок *1*); $5f_0$, $16f_0$ и $18f_0$ (участок *2*); $13f_0$ (участок *3*); $16f_0$ (участок *4*); $3f_0$, $5f_0$, $7f_0$ и $16f_0$ (участок *5*); $5f_0$ и $7f_0$ (участок *6*); $7f_0$ и $16f_0$ (участок *7*); $11f_0$ и $16f_0$ (участок *8*); $9f_0$ и $16f_0$ (участок *9*); $7f_0$ и $16f_0$) (участок *10*).

Итак, сделан детальный анализ, включая Фурье-преобразования, $V(B)$ осцилляций, измеренных при $I_{dc} = 9.8$ мкА и $T = 1.282$ К (кривая *2* рис. 2) в полях 6–12 Гс. Из FFT спектра (рис. 4) видно, что вклады фундаментальной частоты f_0 и большинства высших гармоник $f_m = mf_0$ ($m = 2$–20) в спектр близки. Каждая из оставшихся высших гармоник дает вклад, приблизительно в два раза меньший, чем вклад f_0.

Кроме того, другие необычные экспериментальные $V(B)$ осцилляции в малых полях 6–12 Гс при $T = 1.280$–1.1284 К были рассмотрены (не представлены здесь). Максимальная амплитуда осцилляций уменьшалась от 25 мкВ до 0 с увеличением тока I_{dc} от 7.5 до 11 мкА. Так, эта амплитуда достигала 20 и 2 мкВ при токах 8.2 и 9.8 мкА (рис. 2), соответственно. При токах $I_{dc} = 7.7$–8.6 мкА, вклады высших гармоник $f_m = mf_0$ ($m = 3$–20) в спектры (не показаны здесь) были почти одинаковы, но примерно в два раза меньше вкладов частот f_0 и $2f_0$.

Ранее, отрицательное магнитосопротивление в окрестности $B = 0$ измерено в сверхпроводящих квазиодномерных проволочках с поперечным сужением и в кольцах малого радиуса с неоднородностями [3].

Квантовые магниторезистивные осцилляции в аномальной области ОМС не обнаружены в [3]. Мы нашли две области отрицательного магнитосопротивления (вблизи нулевого поля и в малых полях).

До сих пор не предложено общепринятого механизма ОМС. Отрицательное магнитосопротивление в нашей структуре может быть благодаря уменьшению сопротивления неравновесной SN границы $R_Q \approx \lambda_Q(T, I_{dc}, B)$ при увеличении поля [3]. Другой причиной ОМС может быть увеличение возвратного сверхпроводящего критического тока I_r и уменьшение сопротивления структуры (восстановления сверхпроводимости) при заданном токе с увеличивающимся полем из-за уменьшения "эффективной температуры" горячих квазичастиц в неравновесной области структуры [14]. Уменьшение "эффективной температуры" происходит из-за улучшения диффузии перегретых квазичастиц в соседние сверхпроводящие берега с чуть большим значением сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(T, B)$, когда $\Delta(T, B)$ в сверхпроводящих берегах уменьшается (или подавляется полностью) с увеличением поля [14].

Неравновесная область представляет собой центр проскальзывания фазы или SNS контакт, в центре которых $\Delta(T, B)$ периодически зануляется и имеет среднее по времени ненулевое значение, меньшее, чем в соседних сверхпроводящих областях [12]. Осцилляции параметра порядка рождают большое количество горячих квазичастиц, приводя к сильному разогреву неравновесной области. Многократное Андреевское отражение (МАО) [15–17], происходящее в ЦПФ или SNS контакте при напряжениях, меньших сверхпроводящей щели, увеличивает квазичастичный разогрев. Разогрев усиливается из-за большого времени электрон-фононной релаксации в алюминиевой структуре. В неравновесной области сосуществуют сверхпроводимость и диссипация [18].

Хотя теория [14] применима только для коротких образцов с расстоянием между потенциальными подводами $L = 5\xi(T) < 2\lambda_Q(T, I_{dc}, B)$. Она может качественно объяснить ОМС экспериментальных $V(B)$ функций в нашей структуре со средней длиной $L = 20\xi(T) = 10$ мкм, удовлетворяющей условию $2\xi(T) \ll L < 2\lambda_Q(T, I_{dc}, B)$. Мы предполагаем, что обе области ОМС в окрестности нулевого поля и в малых полях есть благодаря образованию в месте перехода узкого токового подвода в широкий токовый подвод сверхпроводящего теплового барьера, препятствующего диффузии горячих квазичастиц.

Этот сверхпроводящий тепловой барьер существенно ослабляется (или исчезает) в малом поле $B_b(T, I_{dc})$, зависимом от T и I_{dc}. При малых токах, величина $B_b(T, I_{dc})$ близка к третьему критическому полю $B_{c3}(T)$. В полях выше $B_{c3}(T)$, зарождение сверхпроводимости вдоль границы широкого токового подвода становится невозможным. Для мест перехода узких токовых подводов в широкие токовые подводы мы оценили критическое поле $B_{c3}(T) \approx 2B_{c2}(T)$. Множитель 2 взят из-за клиновидной формы переходов [19]. Для $V(B)$ функции (вставка в рис. 2) вычисленная величина $B_{c3}(T = 1.312\,\text{К}) \approx 2\Phi_0/2\pi\xi(T)^2 \approx 12$ Гс согласуется с экспериментальным значением поля исчезновения ОМС ($B = 14$ Гс). Для $V(B)$ функции (кривой *2* рис. 2), $B_{c3}(T = 1.282\,\text{К}) \approx 22{-}26$ Гс было больше поля, при котором пропадает ОМС ($B = 12$ Гс), так как не учтено влияние большого постоянного тока I_{dc}. Мы считаем, что две области ОМС есть благодаря нескольким переходам между диамагнитным и парамагнитным состояниями широких токовых подводов с изменением поля. При измерении мы не достигали максимального критического поля $B_{\max}(T)$, при котором сверхпроводимость в узких токовых подводах и кольце подавляется полностью [11]. $B_{\max}(T) = 77$ Гс при температуре $T = 1.282$ К.

Ранее квантовые магниторезистивные дробные $(hc/2e)/m$ (где $m > 2$) периодические осцилляции не наблюдались. Мы считаем, что осцилляции с периодами, соответствующими $\Phi_0/m = (hc/2e)/m$ (где $m = 1 - 20$) и примерно равными амплитудами (кроме амплитуды, соответствующей $m = 1$) свидетельствуют о том, что сверхпроводящий циркулирующий ток имеет эффективный заряд $e^* = 2em$. Причиной этого явления может быть многократное Андреевское отражение [15–18], происходящее в неравновесных областях структуры (SNS контакте или ЦПФ, образующихся в кольце) при напряжениях $V(I_{dc}) < 2\Delta(T, B)/e$. Здесь $\Delta(T, B) = \Delta(T)(1 - (B/B_{\max}(T))^2)^{1/2}$ – сверхпроводящая щель в магнитном поле B при T чуть ниже T_c. Где $\Delta(T) = 3.07kT_c\Delta(0)(1 - T/T_c)^{1/2}$ – щель при $B = 0$ [11]. Для $V(B)$ функции (кривая *2* рис. 2), $\Delta(T = 1.282\,\text{К}, B = 6{-}12\,\text{Гс}) = 74{-}73$ мкВ.

Известно, что МАО может реализоваться в SNS контактах как баллистическом случае с длиной свободного пробега квазичастиц l большей, чем длина l_n нормальной области контакта [15], так в диффузном случае ($l \ll l_n$) [16–18]. В этой работе образуется диффузный ЦПФ или SNS контакт ($l \ll l_n = 2\xi(T)$). Для наблюдения большого числа n МАО в диффузных SNS контактах требуется, чтобы длина неупругих рассеяний l_{in} [16] (в нашем случае $l_{\text{in}} = 2\lambda_Q(T, I_{dc}, B) = 12{-}18$ мкм) была много больше

l_n. В этой работе, это требование, записываемое как $l_{\rm in} = 2\lambda_Q(T, I_{dc}, B) \gg l_n = \xi(T)$ выполняется.

В процессе многократных Андреевских отражений, квазиэлектрон (квазидырка) с энергией меньшей щели, находящийся между двух NS границ, отражается по-Андреевски как квазидырка (квазиэлектрон) поочередно от обеих NS границ, пока не достигнет энергии $V(I_{dc})en = 2\Delta(T, B)$. В результате n отражений сверхпроводящие пары в количестве, равном $m = n/2$ или $m = (n/2) - 1$, попадают в S область SNS контакта или ЦПФ. В итоге эффективный сверхпроводящий заряд увеличивается в m раз. Обычно вероятность наблюдения МАО уменьшается с увеличением числа отражений n, однако из эксперимента [18] следует, что МАО может наблюдаться для большого числа отражений (вплоть до $n = 32$). В [18] найдено, что МАО и очень сильный квазичастичный разогрев в коре ЦПФ или SNS контакте, образуемых в квазиодномерной сверхпроводящей алюминиевой проволочке, вызывают появление на $V(I)$ кривых токовых сингулярностей в виде плато при напряжениях $V_{pl,n}(T, B) = 2\Delta(T, B)/ne$, соответствующих субгармоникам сверхпроводящей щели. Здесь n – определенное целое число, зависимое от T, B, V.

Для $V(B)$ функции (кривая 2 рис. 3) отношение $2\Delta(T, B)/eV_n(I_{dc}) \approx 146/14 \approx 10$ показывает возможное среднее число МАО. Мы предполагаем, что максимальная величина этого соотношения может быть больше. Так ожидается, что из-за наличия двух разных (менее и более диссипативных) состояний при токах $I_{dc} = 8{-}10$ мкА, мгновенное напряжение $V(I_{dc})$ будет варьироваться от значения, близкого к нулю, до значения, близкого к максимальному напряжению $V_n(I_{dc}) = 20\,\text{Ом} * (I_{dc}) \approx \approx 160{-}200$ мкВ. Поэтому число отражений может изменяться от одного до максимально возможного значения $2\lambda_Q(T, I_{dc}, B)/\xi(T) \approx 18{-}36$.

Итак, мы нашли, что сверхпроводящее мезоскопическое алюминиевое кольцо, пронизанное магнитным потоком и смещенное постоянным током I_{dc} при T чуть ниже T_c, может находиться в двух разных (менее или более диссипативных) состояниях.

Реализация того или иного состояния зависит от направления развертки поля. Квантовые магниторезистивные $hc/2e$ периодические осцилляции типа Литтла–Паркса наблюдаются в менее диссипативном состоянии при T, соответствующих самому низу $R(T)$ перехода, и низких токах I_{dc}. При этом в более диссипативном состоянии, $hc/2e$ осцилляции не найдены и $V(B)$ функция показывает отрицательное магнитосопротивление. При более низких T и более высоких I_{dc}, обе части $V(B)$ функции, соответствующие обоим диссипативным состояниям, демонстрируют две области ОМС (вблизи $B = 0$ и малых полях). Эти области ОМС возникают из-за образования в широких токовых контактах сверхпроводящего теплового барьера, препятствующего охлаждению перегретой части структуры и немонотонно зависящего от поля. В обеих областях ОМС могут наблюдаться необычные квантовые $V(B)$ осцилляции.

Мы, впервые, исследовали дробные $(hc/2e)/m$ (где $m = 2{-}20$) периодические $V(B)$ осцилляции в малых полях. Эти осцилляции не были описаны теоретически и измерены ранее. Уменьшение периода осцилляций в m раз можно трактовать как увеличение эффективного заряда Куперовских пар в m раз, которое происходит вследствие многократных Андреевских отражений в ЦПФ или SNS контакте, образующихся в кольце.

Функции $V(B)$, измеренные в других структурах, также показывают два диссипативных состояния, ОМС и дробные $(hc/2e)/m$ периодические осцилляции. При этом, амплитуда, соответствующая основному периоду осцилляций, намного превышала амплитуды, соответствующие дробным периодам.

Работа поддержана Минобрнауки России в рамках Государственного задания # 075-00475-19-00.

Авторы благодарят В. Тулина, Д. Водолазова, В. Лукичева, А. Мельникова за дискуссии и С. Дубоноса за приготовление структур.

1. F. London, Phys. Rev. **74**, 562 (1948).
2. W.A. Little and R.D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
3. P. Santhanam, C. P. Umbach, and C. C. Chi, Phys. Rev. B **40**, 11392 (1989).
4. H. Vloeberghs, V. V. Moshchalkov, C. van Haesendonck, R. Jonckheere, and Y. Bruynseraede, Phys. Rev. Lett. **69**, 1268 (1992).
5. Y. Zadorozhny and Y. Liu, Europhys. Lett. **55**, 712 (2001).
6. V. T. Petrashov, V. N. Antonov, P. Delsing, and R. Claeson, Phys. Rev. Lett. **70**, 347 (1993).
7. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Application of the Josephson Effect*, John Willey and Sons, N.Y. (1982).
8. S. V. Dubonos, V. I. Kuznetsov, I. N. Zhilyaev, A. V. Nikulov, and A. A. Firsov, JETP Lett. **77**, 371 (2003).
9. V. I. Kuznetsov, A. A. Firsov, and S. V. Dubonos, Phys. Rev. B **77**, 094521 (2008).
10. M. Gershenson and W. L. McLean, J. Low Temp. Phys. **47**, 123 (1982).

11. V. V. Schmidt, *The Physics of Superconductors*, ed. by P. Muller and A. Ustinov, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (1997).
12. R. Tidecks, *Current-Induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (1990), v. 121.
13. V. I. Kuznetsov and A. A. Firsov, Physica C **492**, 11 (2013).
14. D. Y. Vodolazov and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **85**, 024508 (2012).
15. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
16. A. Bardas and D. V. Averin, Phys. Rev. B **56**, R8518 (1997).
17. E. V. Bezuglyi, E. N. Bratus', V. S. Shumeiko, G. Wendin, and H. Takayanagi, Phys. Rev. B **62**, 14439 (2000).
18. V. I. Kuznetsov and A. A. Firsov, JETP Lett. **104**, 709 (2016).
19. V. A. Schweigert and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **60**, 3084 (1999).