

ПРОТИВОРЕЧИЕ МЕЖДУ РЕЗУЛЬТАТАМИ НАБЛЮДЕНИЙ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ И КРИТИЧЕСКОГО ТОКА АСИММЕТРИЧНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОЛЕЦ

В. Л. Гуртовой, С. В. Дубонос, С. В. Карпий, А. В. Никулов, В. А. Тулин*

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Проведены измерения зависимостей от магнитного поля критического тока, сопротивления и выпрямленного напряжения асимметричных (с различной шириной половинок) и симметричных (с одинаковой шириной половинок) алюминиевых колец вблизи сверхпроводящего перехода. Все зависимости являются периодическими функциями магнитного поля с периодом, соответствующим кванту потока внутри кольца. Обнаружено, что периодические зависимости критического тока, измеренного в противоположных направлениях на симметричных кольцах, близки друг к другу, в то время как на исследованных нами асимметричных кольцах с отношением ширин половинок от 1.25 до 2 они сдвинуты относительно друг друга на половину кванта потока. Данный сдвиг зависимостей на четверть кванта потока с появлением асимметрии кольца обеспечивает анизотропию критического тока, объясняющую эффект выпрямления переменного тока, наблюдаемый на асимметричных кольцах. Смещение экстремумов периодических зависимостей критического тока на четверть кванта потока находится в прямом противоречии с результатами измерения осцилляций сопротивления асимметричных колец, экстремумы которых наблюдаются, как и в симметричных кольцах, при магнитном потоке, кратном целым значениям и половине кванта потока.

PACS: 74.78.Na

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что сверхпроводимость — это макроскопическое квантовое явление. Одним из экспериментальных подтверждений этого факта являются квантовые осцилляции в сверхпроводящих структурах. В 1962 г. Литтл и Паркс [1] наблюдали осцилляции сопротивления тонкостенного сверхпроводящего цилиндра в магнитном поле с периодом, соответствующим кванту магнитного потока. Впоследствии, когда развитие технологии позволило изготавливать планарные сверхпроводящие структуры достаточно маленьких размеров, подобные осцилляции наблюдались на сверхпроводящих кольцах. Согласно общепризнанному объяснению [2], периодическое изменение сопротивления обусловлено периодическим изменением разрешенного значения скорости v_s сверхпроводящих пар,

$$\oint dl v_s = \frac{2\pi\hbar}{m} \left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right), \quad (1)$$

соответствующего наименьшей энергии, т. е. наименьшему значению величины $(n - \Phi/\Phi_0)^2$. Здесь m — масса сверхпроводящей пары, n — целое число, определяющее квантованное значение циркуляции импульса пары вдоль окружностей кольца или сечения цилиндра длиной l , Φ — полный магнитный поток внутри окружности l ; $\Phi_0 = \pi\hbar/e$ — квант магнитного потока. Амплитуда осцилляций сопротивления $R(\Phi/\Phi_0)$ пропорциональна квадрату отношения корреляционной длины $\xi(0)$ сверхпроводника к радиусу r кольца [2]. Поэтому для наблюдения осцилляций Литтла–Паркса используется, прежде всего, алюминий [3], имеющий наибольшее значение корреляционной длины.

В работе [4] на асимметричных алюминиевых кольцах наблюдался эффект выпрямления переменного тока при температурах близких к температуре сверхпроводящего перехода $T = (0.95–0.995)T_c$.

*E-mail: nikulov@ipmt-hpm.ac.ru

Знак и величина выпрямленного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ периодически изменяются в магнитном поле с периодом, соответствующим кванту потока внутри кольца. Поэтому очевидно, что данный эффект, как и осцилляции Литтла–Паркса сопротивления $R(\Phi/\Phi_0)$, обусловлен квантованием скорости (1) сверхпроводящих пар в кольце. Периодические зависимости выпрямленного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ во всех исследованных нами случаях пересекают нулевое значение при величинах магнитного потока, кратных кванту потока, $\Phi = n\Phi_0$, и половине кванта потока, $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$. Это соответствует ожидаемой зависимости средней термодинамической величины скорости сверхпроводящих пар в кольце вида

$$\langle v_s \rangle \propto (\langle n \rangle - \Phi/\Phi_0).$$

Так как разность энергий между разрешенными значениями скорости (1) реального сверхпроводящего кольца много больше энергии термических флуктуаций [5], среднее значение квантового числа $\langle n \rangle$ близко к целому значению $\langle n \rangle \approx n$, соответствующему разрешенному состоянию с минимальной энергией, т. е. с минимальным значением величины $(n - \Phi/\Phi_0)^2$. Исключением являются магнитные потоки, близкие к значению $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$, при котором два состояния с противоположными направлениями скорости имеют одинаковую энергию

$$\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^2 = (-0.5)^2 = \left(n + 1 - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^2 = (0.5)^2.$$

Поэтому величина $\langle v_s \rangle \propto (\langle n \rangle - \Phi/\Phi_0)$ равна нулю как при $\Phi = n\Phi_0$, так и при $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$, хотя состояние с нулевой скоростью, согласно выражению (1), при $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$ запрещено.

Наблюдение квантовых осцилляций выпрямленного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ [6] предполагает, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) асимметричного кольца должны быть асимметричны при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ и асимметрия периодически изменяется в магнитном поле. Наши измерения показали, что данная асимметрия обусловлена анизотропией критического тока, т. е. разностью измеренных в противоположных направлениях значений тока I_{c+} и I_{c-} , при которых наблюдается переход в резистивное состояние. Периодическое изменение знака и величины анизотропии критического тока

$$I_{c,an} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = I_{c+} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) - I_{c-} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)$$

объясняет периодическое изменение выпрямленного напряжения. Мы обнаружили, что периодические

зависимости критического тока от магнитного поля, измеренные в противоположных направлениях, близки по форме, но смещены на величину $\Delta\phi$ относительно друг друга:

$$I_{c-} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \approx I_{c+} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} + \Delta\phi\right).$$

Анизотропия критического тока

$$\begin{aligned} I_{c,an} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) &= I_{c+} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) - I_{c-} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \approx \\ &\approx I_{c+} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) - I_{c+} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} + \Delta\phi\right) \neq 0 \end{aligned}$$

обусловлена, прежде всего, смещением $\Delta\phi$.

В данной работе представлены результаты исследования величины смещения $\Delta\phi$ от величины анизотропии кольца. Для этого были измерены квантовые осцилляции критического тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ в кольцах с различной асимметрией, т. е. с различным отношением ширин половинок кольца, а также в симметричных кольцах с одинаковой шириной половинок. На этих кольцах были также измерены осцилляции сопротивления $R(\Phi/\Phi_0)$ и выпрямленного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$.

2. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования использовались пленочные алюминиевые наноструктуры с температурой сверхпроводящего перехода $T_c \approx 1.23$ – 1.27 К, сопротивлением на квадрат примерно 0.5 Ом/□ при 4.2 К и отношением сопротивлений $R(300\text{ К})/R(4.2\text{ К}) \approx 3$. Измерения проводились в интервале температур от $0.95T_c$ до T_c . Все кольца имели диаметр $2r = 4$ мкм. Были исследованы асимметричные кольца с ширинами половинок (рис. 1)

$$w_w = 0.4 \text{ мкм}, \quad w_n = 0.2 \text{ мкм}, \quad w_w/w_n = 2,$$

$$w_w = 0.35 \text{ мкм}, \quad w_n = 0.2 \text{ мкм}, \quad w_w/w_n = 1.75,$$

$$w_w = 0.3 \text{ мкм}, \quad w_n = 0.2 \text{ мкм}, \quad w_w/w_n = 1.5,$$

$$w_w = 0.25 \text{ мкм}, \quad w_n = 0.2 \text{ мкм}, \quad w_w/w_n = 1.25$$

и симметричные кольца с

$$w_w = 0.4 \text{ мкм}, \quad w_n = 0.4 \text{ мкм}, \quad w_w/w_n = 1.$$

Для изготовления структур использовались пленки толщиной $d = 40$ – 50 нм. Площади сечения половинок кольца составляли

$$s_w = w_w d \approx 0.01$$
– $0.02 \text{ мкм}^2,$

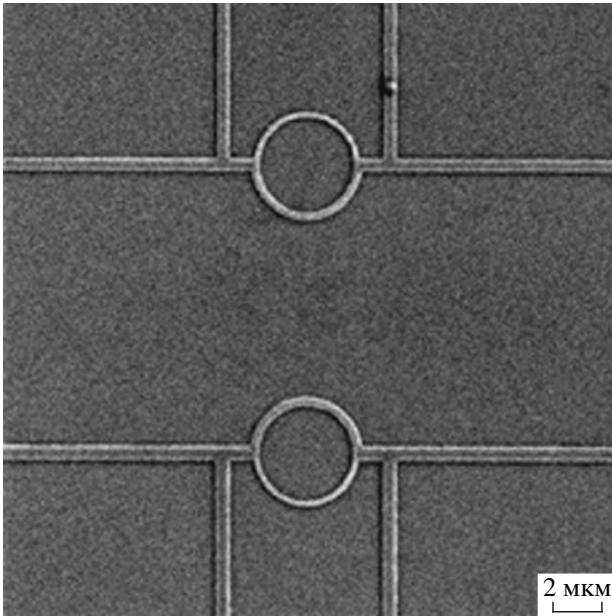


Рис. 1. Пример микроструктур, использованных при измерениях. Показаны два асимметричных кольца с токовыми и потенциальными контактами. Ширины половинок верхнего кольца составляют $w_n = 0.2$ мкм и $w_w = 0.3$ мкм, а нижнего — $w_w = 0.35$ мкм и $w_n = 0.2$ мкм

$$s_n = w_n d \approx 0.008\text{--}0.02 \text{ мкм}^2.$$

Микроструктуры были изготовлены на кремневой подложке с использованием сканирующего электронного микроскопа JEOL-840A, который с помощью пакета программ NANOMAKER был преобразован в лабораторный электронный литограф.

Измерения проводились четырехконтактным методом (рис. 1) в стеклянном гелиевом криостате с использованием ^4He в качестве хладагента, откачка которого позволяла понижать температуру до 1.19 К. Температура измерялась калиброванным термосопротивлением ($R(300 \text{ К}) = 1.5 \text{ кОм}$) с измерительным током 0.1 мкА. Магнитное поле \mathbf{B} , перпендикулярное плоскости образца, создавалось медным соленоидом, расположенным вне криостата. Записывались зависимости измеряемых величин от величины тока I_{sol} через соленоид. Величина магнитного поля, создаваемого током в соленоиде, определялась по калибровке $B_{sol} = k_{sol} I_{sol}$ с помощью датчика Холла ($k_{sol} = 129 \text{ Гс/А}$). Период $B_0 = \Phi_0/S = 1.4\text{--}1.6 \text{ Гс}$ всех периодических зависимостей $R(B)$, $V_{dc}(B)$, $I_c(B)$ соответствовал площади кольца $S = \pi r^2 = 14.8\text{--}13.0 \text{ мкм}^2$, использованного для измерения, где $r = 2.2\text{--}2.0 \text{ мкм}$ — величина,

на, близкая к внутреннему радиусу данного кольца. Для уменьшения магнитного поля Земли область криостата, в которой находился образец, экранировалась цилиндром из пермаллоя. Остаточное магнитное поле составляло $B_{res} \approx 0.15 \text{ Гс}$, т. е. примерно одну десятую периода B_0 .

Зависимости критического тока от магнитного поля, $I_{c+}(B)$ и $I_{c-}(B)$, измерялись из периодически повторяющихся (с периодом 10 Гц) ВАХ в медленно меняющемся (примерно 0.01 Гц) магнитном поле B_{sol} по следующему алгоритму: сначала проверялось условие нахождения структуры в сверхпроводящем состоянии, а затем после превышения порогового напряжения (устанавливаемого выше наводок и шумов системы измерения и определяющего минимальный измеряемый критический ток) находились магнитное поле и критический ток с запаздыванием около 30 мкс. Таким образом последовательно измерялся критический ток в положительном I_{c+} и отрицательном I_{c-} направлениях внешнего измерительного тока I_{ext} . Для измерения одной зависимости $I_{c+}(B)$ или $I_{c-}(B)$, содержащей 1000 точек, требовалось около 100 с.

Осцилляции Литтла–Паркса $R(B) = V(B)/I_{ext}$ записывались при постоянном токе $I_{ext} = 0.1\text{--}2 \text{ мкА}$. Для получения зависимостей выпрямленного напряжения $V_{dc}(B)$ использовался синусоидальный ток $I_{ext}(t)$ с амплитудой до 50 мкА и частотой 0.5–5 кГц. Вследствие неполного экранирования, минимумы зависимостей $R(B_{sol})$ сопротивления от поля соленоида и нулевое значение выпрямленного напряжения $V_{dc}(B_{sol})$ были смещены на величину $-B_{res} \approx -0.15 \text{ Гс}$. Зависимости $R(B_{sol} + B_{res})$ имели минимумы при $B_{sol} + B_{res} = n\Phi_0/S$ и максимумы при $B_{sol} + B_{res} = (n + 0.5)\Phi_0/S$, а зависимости $V_{dc}(B_{sol} + B_{res})$ пересекали нулевое значение при этих же величинах полного внешнего поля $B_{sol} + B_{res}$. Так как одновременное изменение направлений полного внешнего поля \mathbf{B} и измерительного тока I_{ext} равнозначно повороту на 180° , должно быть справедливо равенство $I_{c+}(B) = I_{c-}(-B)$. Для всех измеренных нами зависимостей выполнялось равенство $I_{c+}(B_{sol} + B_{res}) = I_{c-}(-B_{sol} - B_{res})$. Это доказывает, что $B_{sol} + B_{res}$ есть полное внешнее поле и при измерении критического тока.

В общем случае полный поток в кольце равен

$$\Phi = \Phi_{ext} + \Phi_{I_{ext}} + \Phi_{I_p},$$

где $\Phi_{ext} = S(B_{sol} + B_{res})$ — поток, создаваемый внешними полями, а

$$\Phi_{I_{ext}} + \Phi_{I_p} = LI_{ext}(s_w - s_n)/2(s_w + s_n) + LI_p$$

— потоки, создаваемые измерительным током I_{ext} и устойчивым током I_p , существующим вследствие условия квантования (1). При значениях индуктивности колец $L \approx 2 \cdot 10^{-11}$ Гн и максимального измерительного тока $I_{ext} = 30$ мкА, использованных в нашей работе, и величине устойчивого тока в исследованном интервале температур дополнительные потоки $\Phi_{I_{ext}}$ и Φ_{I_p} не превышают нескольких сотых кванта потока. Поэтому в работе используется приближение

$$\Phi = \Phi_{ext} + \Phi_{I_{ext}} + \Phi_{I_p} \approx \Phi_{ext} = S(B_{sol} + B_{res}).$$

Мы приводим измеренные зависимости как функции магнитного потока внутри кольца,

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{SB}{\Phi_0} = \frac{S(B_{sol} + B_{res})}{\Phi_0},$$

создаваемого внешними полями $B_{sol} + B_{res}$. Точное значение площади S выбиралось из условия, что периоды осцилляций величин $I_c(\Phi)$, $R(\Phi)$, $V_{dc}(\Phi)$ равны кванту магнитного потока Φ_0 .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Очевидно, что величины и зависимости от магнитного поля критического тока, измеренного

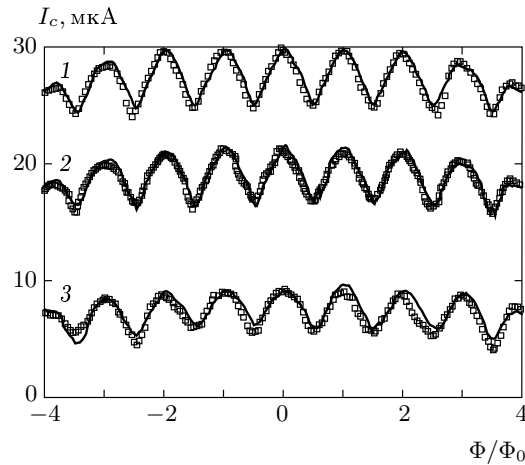


Рис. 2. Зависимости от магнитного поля критического тока симметричного кольца шириной $w_w = w_n = 0.4$ мкм, измеренные в положительном I_{c+} (сплошные линии) и отрицательном I_{c-} (квадраты) направлениях при $T = 0.964T_c$ (1), $0.973T_c$ (2), $0.988T_c$ (3)

в противоположных направлениях на абсолютно симметричном кольце, должны совпадать, $I_{c+}(\Phi/\Phi_0) = I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, так как в этом случае поворот на 180° вокруг направления магнитного поля не должен приводить к каким-либо изменениям. Наши измерения показали, что такие зависимости, измеренные на кольцах с половинками одинаковой ширины $w_w = w_n = 0.4$ мкм, $w_w/w_n = 1$ близки друг другу (рис. 2):

$$I_{c+}(\Phi/\Phi_0) \approx I_{c-}(\Phi/\Phi_0),$$

однако их лучшее совпадение наблюдается при сдвиге одной из зависимостей на $\Delta\phi \approx 0.05 \pm 0.02$ кванта потока. Отсутствие точного равенства $I_{c+}(\Phi/\Phi_0) = I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ свидетельствует, очевидно, о том, что использованные нами кольца не являются абсолютно симметричными. Измерения, проведенные на кольцах с контролируемой асимметрией, показали, что даже относительно небольшая асимметрия $w_w/w_n = 1.25$ (половинки кольца шириной $w_w = 0.25$ мкм и $w_n = 0.2$ мкм) приводит к максимальному относительному сдвигу $\Delta\phi \approx 0.50 \pm 0.02$ зависимостей критического тока, измеренного в противоположных направлениях (рис. 3):

$$I_{c+}(\Phi/\Phi_0) \approx I_{c-}(\Phi/\Phi_0 + 0.5).$$

Величина этого сдвига не изменяется при увеличении отношения $s_w/s_n = w_w/w_n$ сечений половинок кольца от 1.25 до 2.00 (рис. 4).

Величина сдвига $\Delta\phi$ не зависит также от величины измерительного тока. Во всем исследованном нами интервале температур, в котором величина критического тока изменяется в десять раз от 3 до 30 мкА, лучшее совпадение зависимостей $I_{c+}(\Phi/\Phi_0) \approx I_{c-}(\Phi/\Phi_0 + \Delta\phi)$ наблюдается при $\Delta\phi \approx 0.50 \pm 0.02$. Так как для абсолютно симметричного кольца $I_{c+}(\Phi/\Phi_0) \approx I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, полученные нами результаты означают, что с появлением асимметрии кольца происходит сдвиг зависимостей критического тока (в противоположные стороны для измерений в противоположных направлениях) на величину $\Delta\phi/2$, равную четверти кванта потока при $s_w/s_n = w_w/w_n \geq 1.25$.

Данный сдвиг зависимостей обеспечивает как анизотропию критического тока

$$\begin{aligned} I_{c,an} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) &= I_{c+} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) - I_{c-} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) = \\ &= I_{c+} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) - I_{c+} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} + \Delta\phi \right) \neq 0, \end{aligned}$$

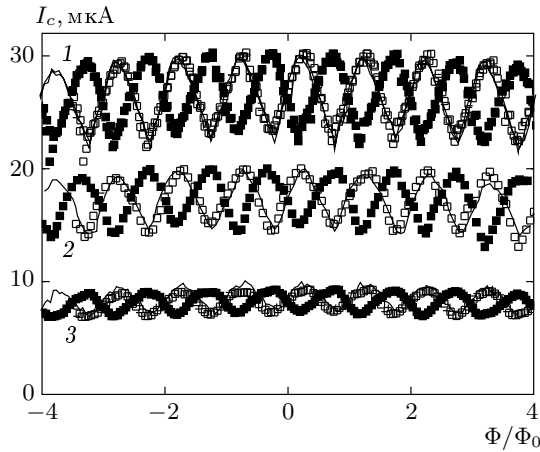


Рис. 3. Зависимости от магнитного поля критического тока асимметричного кольца с половинами шириной $w_w = 0.25$ мкм и $w_n = 0.2$ мкм, измеренные в положительном I_{c+} (сплошные линии) и отрицательном I_{c-} (черные квадраты) направлениях при $T = 0.972T_c$ (1), $0.981T_c$ (2), $0.991T_c$ (3). Показана также смещенная зависимость $I_{c-}(\Phi/\Phi_0 + 0.5)$ (светлые квадраты)

так и эффект выпрямления переменного тока (рис. 5), наблюдавшийся в асимметричных кольцах [4]. Однако существование сдвига приводит к противоречию как с зависимостью скорости сверхпроводящих пар, соответствующей условию квантования (1), так и с результатами измерения осцилляций сопротивления асимметричных колец. Очевидно, что в абсолютно симметричном кольце не может наблюдаться эффекта выпрямления и $I_{c+}(\Phi/\Phi_0) \approx I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$. Согласно всем имеющимся представлениям о квантовых эффектах в сверхпроводниках, следует предположить, что эффект выпрямления, наблюдаемый на асимметричных кольцах [4], обусловлен изменением (с появлением асимметрии кольца) функций, описывающих зависимости критического тока от магнитного поля. Однако наши измерения показали, что равенство критических токов, измеренных в противоположных направлениях, сменяется их неравенством не вследствие изменения самих функций, а вследствие изменения их аргументов:

$$I_{c+}\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = I_{c-}\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \rightarrow \\ \rightarrow I_{c+}\left(\frac{\Phi}{\Phi_0} + 0.25\right) \neq I_{c-}\left(\frac{\Phi}{\Phi_0} - 0.25\right).$$

Это является чрезвычайно странным, так как перио-

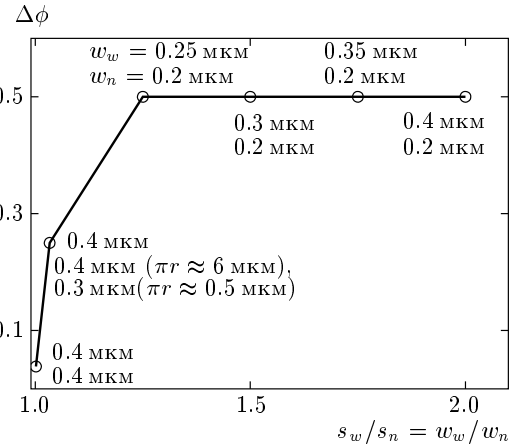


Рис. 4. Зависимость сдвига $\Delta\phi$, при котором наблюдается наилучшее совпадение осцилляций критического тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0) \approx I_{c-}(\Phi/\Phi_0 + \Delta\phi)$, измеренного в противоположных направлениях, от величины анизотропии кольца. При одинаковой ширине полуколец ($w_w = w_n = 0.4$ мкм) сдвиг составляет $\Delta\phi \approx 0.05$, но уже при сужении короткого участка длиной 0.5 мкм одного из полуколец с длиной окружности $\pi r \approx 6$ мкм от 0.4 до 0.3 мкм сдвиг возрастает до $\Delta\phi \approx 0.25$. При отношении ширины полуколец $w_w/w_n = 1.25$ ($w_w = 0.25$ мкм, $w_n = 0.2$ мкм) сдвиг достигает $\Delta\phi \approx 0.5$ и не изменяется с дальнейшим увеличением отношения w_w/w_n

дические зависимости $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ фактически являются функциями $\Phi/\Phi_0 - n$.

Сдвиг зависимостей $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ мог бы иметь тривиальное объяснение, аналогичное использованному для объяснения смещения экстремумов зависимостей критического тока асимметричных сверхпроводящих квантовых интерферометров [7], если бы поток

$$\Phi_{I_{ext}} = \frac{LI_{ext}(s_w - s_n)}{2(s_w + s_n)},$$

создаваемый измерительным током в асимметричном кольце, имел достаточно большую величину и величина сдвига $\Delta\phi$ зависела от величин асимметрии $(s_w - s_n)/2(s_w + s_n)$ и тока I_{ext} . Но малая величина $\Phi_{I_{ext}}$ и отсутствие зависимости величины сдвига от асимметрии кольца (рис. 4) и критического тока (рис. 3) исключают возможность такого объяснения и свидетельствуют о том, что полный поток в кольце $\Phi = \Phi_{ext} + \Phi_{I_{ext}} + \Phi_{I_p}$ только незначительно отличается от потока $\Phi_{ext} = S(B_{sol} + B_{res})$, создаваемого внешним магнитным полем. Последнее означа-

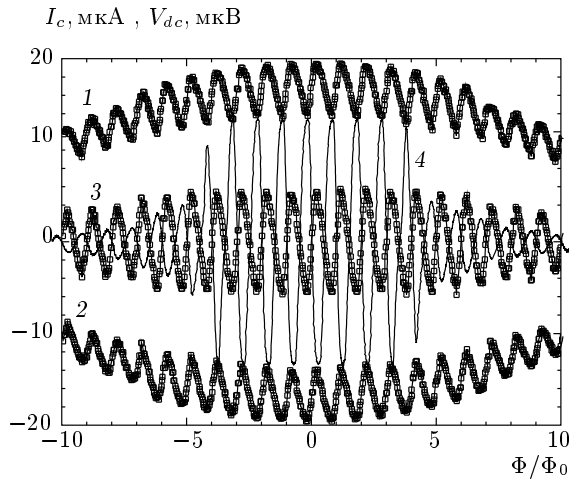


Рис. 5. Квантовые осцилляции критических токов I_{c+} (кривая 1) и $-I_{c-}$ (2) в магнитном поле, анизотропии критического тока $I_{c,an} = I_{c+} - I_{c-}$ (3) и выпрямленного напряжения V_{dc} (4), измеренные на асимметричном кольце ($w_n = 0.2$ мкм, $w_w = 0.4$ мкм) при температуре $T \approx 0.987T_c$

ет, что наблюдаемое изменение аргументов функций $I_{c+}(n - \Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(n - \Phi/\Phi_0)$, с появлением асимметрии кольца может быть связано только с изменением квантового числа n .

Периодичность наблюдаемых зависимостей $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ как для симметричных, так и для асимметричных колец, не может быть связана ни с чем иным, кроме периодического изменения скорости сверхпроводящих пар, разрешенные значения которой определяются условием квантования (1). Максимумы зависимостей $I_{c+}(\Phi/\Phi_0) = I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, измеренных на симметричных кольцах, наблюдаются при $\Phi = n\Phi_0$, а минимумы — при $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$, что соответствует нулевому и максимальному значениям модуля скорости, соответствующей низшему разрешенному условию (1) уровню. В асимметричных кольцах периодичность зависимостей $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ сохраняется, но положение экстремумов смещается на $\pm 0.25\Phi_0$. Казалось бы, это должно означать смещение положения экстремальных значений модуля скорости сверхпроводящих пар на $\pm 0.25\Phi_0$ с появлением асимметрии кольца. Однако такое предположение противоречит результатам измерений осцилляций сопротивления Литтла–Паркса, проведенным нами на асимметричных кольцах.

Согласно общепризнанной точке зрения [2], осцилляции сопротивления являются следствием ос-

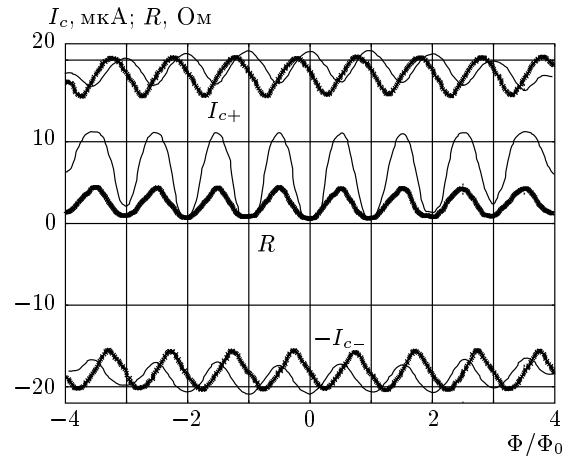


Рис. 6. Квантовые осцилляции в магнитном поле сопротивления R при $T \approx T_c$ и критических токов I_{c+} , I_{c-} , измеренных в противоположных направлениях при $T \approx 0.97T_c$, для симметричного ($w_w = w_n = 0.4$ мкм, тонкие линии) и асимметричного ($w_w = 0.3$ мкм, $w_n = 0.2$ мкм, жирные линии) колец

цилляций квадрата скорости сверхпроводящих пар:

$$\Delta R \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \propto v_s^2 \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \propto \left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2.$$

В соответствии с этим и с условием квантования (1), минимумы зависимости $\Delta R(\Phi/\Phi_0)$ наблюдаются при $\Phi = n\Phi_0$, а максимумы — при $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$. Наши измерения (рис. 6) показали, что асимметрия колец не приводит к смещению положения экстремумов функции $R(\Phi/\Phi_0)$.

Таким образом, наши эксперименты обнаружили противоречие между результатами измерений осцилляций сопротивления $R(\Phi/\Phi_0)$ и критических токов $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ в асимметричных сверхпроводящих кольцах. В случае осцилляций сопротивления асимметрия кольца не приводит к смещению экстремумов периодической зависимости $R(\Phi/\Phi_0)$, в то время как в случае осцилляций критического тока наблюдается смещение на $\pm 0.25\Phi_0$ экстремумов зависимостей $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, измеренных на всех исследованных нами кольцах с асимметрией $w_w/w_n \geq 1.25$. Данное противоречие остается открытым вопросом, поскольку осцилляции сопротивления и критического тока не могут быть обусловлены ничем иным, кроме как квантованием скорости (1) сверхпроводящих пар.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы вынуждены констатировать, что обнаруженный нами сдвиг зависимостей критического тока от магнитного поля с появлением асимметрии сверхпроводящих колец — чрезвычайно странное и необъяснимое явление. Но следует подчеркнуть, что этот результат является экспериментально совершенно достоверным и не может быть артефактом. Хотя нам не удалось изготовить совершенно симметричное кольцо, различие величин сдвигов $\Delta\phi \approx 0.05 \pm 0.02$ в кольцах с $w_w/w_n = 1$ и $\Delta\phi \approx 0.50 \pm 0.02$ в кольцах с $w_w/w_n \geq 1.25$ свидетельствует о том, что наблюдаемое изменение аргументов функций $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ не может быть артефактом. Нами был получен сдвиг промежуточной величины $\Delta\phi \approx 0.25$ (рис. 4). Чтобы создать асимметрию, меньшую $w_w/w_n = 1.25$, мы изготовили кольцо с одинаковой шириной 0.4 мкм половинок на большей части их длины $l_w = l_n = \pi r \approx 6$ мкм и с сужением до 0.3 мкм на коротком сегменте длиной 0.5 мкм в одной из половинок. Столь небольшая, но контролируемая асимметрия привела к сдвигу $\Delta\phi \approx 0.25$, существенно большему сдвигу $\Delta\phi \approx 0.05$ для кольца с неконтролируемой асимметрией. Обнаруженный нами сдвиг $\Delta\phi \approx 0.05 \pm 0.02$ для колец, которые мы изготавливали как симметричные, свидетельствует о высокой точности измерения различия величин аргумента $\Phi/\Phi_0 - n$ в симметричных и асимметричных кольцах. Столь высокая точность обусловлена как методом измерения зависимостей $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, так и их периодичностью. Последовательное во времени измерение значений I_{c+} , I_{c-} , I_{c+} , I_{c-} , I_{c+} , I_{c-} . . . исключает возможность влияния неточности измерения магнитного поля на точность измерения сдвига $\Delta\phi$. Мы наблюдали до тридцати периодов осцилляций, что позволило определить $\Delta\phi$ с большой точностью. Все это свидетельствует о том, что сдвиг зависимостей с появлением асимметрии кольца является несомненным экспери-

ментальным фактом. Остается надеяться, что объяснение этого странного факта будет со временем найдено.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований Отделения информационных технологий и вычислительных систем РАН «Организация вычислений с использованием новых физических принципов» в рамках проекта «Квантовый бит на основе микро- и наноструктур с металлической проводимостью», программы Президиума РАН «Квантовые наноструктуры» и РФФИ (грант № 04-02-17068).

ЛИТЕРАТУРА

1. W. A. Little and R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
2. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, Москва (1980).
3. H. Vloeberghs, V. V. Moshchalkov, C. Van Haesendonck et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 1268 (1992).
4. С. В. Дубонос, В. И. Кузнецов, И. Н. Жилиев и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 439 (2003).
5. A. V. Nikulov, Phys. Rev. B **64**, 012505 (2001).
6. V. L. Gurtovoi, S. V. Dubonos, A. V. Nikulov et al., in *Proc. 14th Int. Symposium «Nanostructures: Physics and Technology»*, St. Petersburg (2006), p. 216, E-print archives, cond-mat/0602677.
7. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применение*, Мир, Москва (1984).