

Наблюдение постоянного напряжения, пропорционального устойчивому току в сверхпроводящих кольцах, индуцированного внешним переменным током

С. В. Дубонос, В. И. Кузнецов, И. Н. Жилиев, А. В. Никулов, А. А. Фирсов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 2003 г.

На системе асимметричных колец из алюминия, при температурах соответствующих 0.95–0.98 температуры сверхпроводящего перехода, наблюдается постоянное напряжение, индуцированное внешним переменным током. Величина и знак напряжения периодически изменяются в магнитном поле с периодом, соответствующим кванту потока внутри кольца. Амплитуда этих осцилляций зависит немонотонно от амплитуды переменного тока и не зависит заметно от его частоты в исследованном интервале от 100 Гц до 1 МГц. Наблюдаемое явление интерпретируется как следствие смещения кольца внешним током в динамическое резистивное состояние, в котором имеет место его “переключение” между замкнутым сверхпроводящим состоянием с ненулевым устойчивым током и незамкнутым состоянием, с ненулевым сопротивлением вдоль окружности кольца. Показано, что в системе последовательно соединенных колец напряжения суммируются: на одном кольце наблюдалось напряжение до 10 мкВ, на системе из трех колец – до 40 мкВ и на системе из 20 колец – до 300 мкВ.

PACS: 74.40.+k, 74.78.Na

Известно, что вследствие квантования циркуляции импульса

$$\oint_l dl p = \oint_l dl (mv + 2eA) = m \oint_l dl v + 2e\Phi = n2\pi\hbar \quad (1)$$

в сверхпроводящих кольцах наблюдается устойчивый ток $I_p = sj_p = s2en_s v_s$. Его величина и знак периодически зависят от магнитного потока внутри кольца Φ с периодом, соответствующим кванту магнитного потока $\Phi_0 = \pi\hbar/e$, так как квантованное значение циркуляции скорости сверхпроводящих пар

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

принимает значения соответствующие минимуму энергии, то есть значение $(n - \Phi/\Phi_0)$ изменяется в интервале от $-1/2$ до $1/2$ с изменением Φ [1]. В стационарном состоянии, при постоянной во времени плотности сверхпроводящих пар, устойчивый ток может существовать только в замкнутом сверхпроводящем состоянии, то есть при существовании фазовой когерентности вдоль всей окружности кольца и сопротивлении вдоль нее R_l , равном нулю.

Но согласно эксперименту Литтла–Паркса [2] и теории [3] устойчивый ток $I_p \neq 0$ наблюдается не только в сверхпроводящем состоянии, при $R_l = 0$,

но и при $R_l > 0$. Известно, что если вдоль окружности кольца течет ток $I = \oint_l dl E/R_l$, индуцированный электродвижущей силой Фарадея $\oint_l dl E = -d\Phi/dt$, то на сегменте l_s со средним сопротивлением $R_{l_s}/l_s = \langle \rho/s \rangle_{l_s} = \int_{l_s} dl \rho/sl_s$, отличным от среднего сопротивления вдоль всей окружности $R_l/l = \langle \rho/s \rangle_l = \oint_l dl \rho/sl$, должна наблюдаться разность потенциалов $V = (\langle \rho/s \rangle_{l_s} - \langle \rho/s \rangle_l) l_s I$. Если аналогия с обычным током применима к устойчивому току, то на сегменте неоднородного сверхпроводящего кольца с $I_p \neq 0$ и $R_l > 0$ может наблюдаться постоянная разность потенциалов, пропорциональная $I_p(\Phi/\Phi_0)$.

Такие осцилляции напряжения $V(\Phi/\Phi_0) \propto I_p(\Phi/\Phi_0)$ наблюдались в нашей работе [4] на сегментах несимметричного кольца из алюминия. Мы могли наблюдать их в узкой области температур 0.988–0.994 T_c , где за T_c принимается T , соответствующая середине резистивного перехода, и в этом интервале их амплитуда увеличивалась с уменьшением температуры. Такая зависимость свидетельствует о том, что $V(\Phi/\Phi_0)$ индуцируются внешними шумами. Цель данной работы – выяснить воздействие шумов различной частоты и интенсивности на $V(\Phi/\Phi_0)$. Для этого исследуется влияние переменного тока $I_{ac} = \Delta I \sin(2\pi ft)$ с различной частотой f и амплитудой ΔI на $V(\Phi/\Phi_0)$ при более

низких температурах $0.95-0.98T_c$, где случайные шумы малой интенсивности должны меньше влиять на $V(\Phi/\Phi_0)$ из-за увеличения критического тока.

Для исследования использовались системы, состоящие из 3 и 20 (рис.1) асимметричных алюминиевых колец с температурой сверхпроводящего

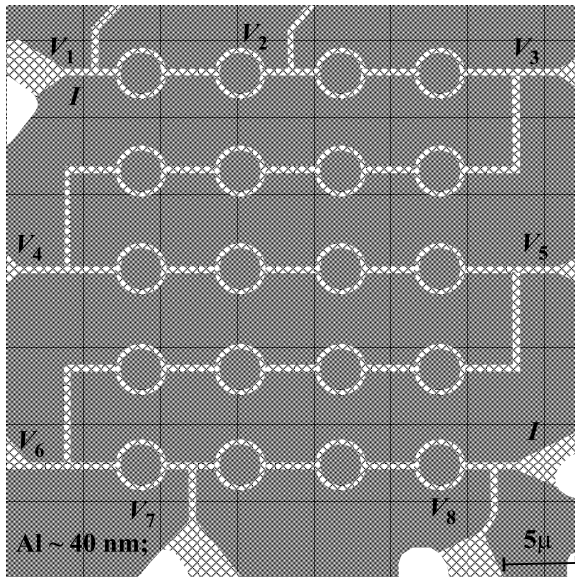


Рис.1. Фото системы 20 последовательно соединенных алюминиевых, асимметричных колец с токовыми I и потенциальными V_i контактами

перехода $T_c \approx 1.3 \text{ K}$, сопротивлением на квадрат $\approx 0.5 \text{ Ом}/\square$ при 4.2 K и отношением сопротивлений $R(300 \text{ K})/R(4.2 \text{ K}) \approx 2$. Мы использовали систему, а не единичное кольцо, как в работе [4], чтобы проверить имеет ли место суммирование напряжений в последовательно соединенных кольцах. Все кольца имели одинаковый диаметр 4 мкм и толщину 40 нм . Они были асимметричны: их половинки l_w и l_n имели разную ширину $w_w = 0.4 \text{ мкм}$ и $w_n = 0.2 \text{ мкм}$, рис.1, и соответственно сечения $s_w \approx 0.016 \text{ мкм}^2$ и $s_n \approx 0.008 \text{ мкм}^2$. Такие микроструктуры были изготовлены на Si подложке при использовании электронного литографа на основе сканирующего электронного микроскопа JEOL-840A. Экспонирование проводилось при напряжении 25 кВ и токе 30 нА . Электронный луч управлялся персональным компьютером при использовании пакета программ "PROXY".

Измерения проводились в стандартном криостате при использовании He^4 в качестве хладагента, откачка которого позволяла понижать температуру до 1.2 K . Магнитное поле, перпендикулярное плоскости образца, создавалось сверхпроводящим магнитом. Каждая структура имела по 10 контактов, два из

которых (например, $I-I$ на рис.1) использовались для подведения переменного тока I_{ac} с частотой от $f = 100 \text{ Гц}$ до $f = 1 \text{ МГц}$ и амплитудой ΔI до 50 мкА , а другие контакты (например, V_1-V_8 на рис.1) служили потенциальными.

Измерения показали, что I_{ac} любой частоты в исследованном интервале $f = 100 \text{ Гц}$ до $f = 1 \text{ МГц}$ индуцируют осцилляции $V(\Phi/\Phi_0)$, когда амплитуда переменного тока превышает критическое значение ΔI_{cr} (рис.2). Это критическое значение, подобно величине сверхпроводящего критического тока I_c ,

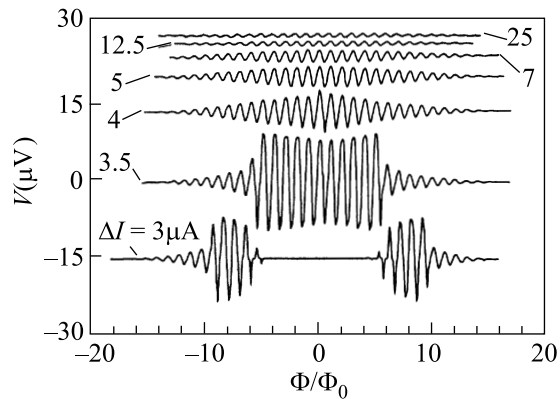


Рис.2. Осцилляции постоянного напряжения в магнитном поле, измеренные на одном кольце при $T = 1.280 \text{ K} \approx 0.97T_c$ и внешнем токе I_{ac} с частотой $f = 2.03 \text{ кГц}$ и амплитудой $\Delta I = 3; 3.5; 4; 5; 7; 12; 25 \text{ мкА}$. Все зависимости, кроме $\Delta I = 3.5 \text{ мкА}$, смещены по вертикали

уменьшается с ростом температуры и магнитного поля. Последнее на рис.2 проявляется в том, что при $\Delta I = 3 \text{ мкА}$ осцилляции $V(\Phi/\Phi_0)$ появляются только при больших значениях Φ/Φ_0 . Осцилляции $V(\Phi/\Phi_0)$, как и осцилляции Литтла-Паркса (см. например, [5]), затухают при больших Φ/Φ_0 (рис.2), что объясняется подавлением сверхпроводимости, а следовательно, и I_p , магнитным полем в полосках конечной ширины.

Осцилляции $V(\Phi/\Phi_0)$ наблюдаемые при $\Delta I > \Delta I_{cr}$, подобны осцилляциям $I_p(\Phi/\Phi_0)$ [1]. Обе зависимости проходят через нуль при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$. Это объясняется тем, что в замкнутом сверхпроводящем состоянии квантовое значение циркуляции импульса пар n с подавляющей вероятностью принимает единственное целое значение, соответствующее минимуму энергии, за исключением окрестности $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$, где сразу два состояния, с противоположными направлениями скоростей, имеют минимальную энергию. Поэтому $V(\Phi/\Phi_0) \propto I_p(\Phi/\Phi_0) \propto (\langle n \rangle - \Phi/\Phi_0)$, где среднее значение $\langle n \rangle \approx n$ при Φ/Φ_0 , не близких к

$(n + 0.5)$, $(\langle n \rangle - \Phi/\Phi_0) \approx 0$ при $\Phi/\Phi_0 \approx (n + 0.5)$, а максимумы напряжения, $|V|_{\max}$ наблюдаются при $\Phi/\Phi_0 \approx (n + 0.25)$ и $\Phi/\Phi_0 \approx (n + 0.75)$.

Зависимости $|V|_{\max}$ от амплитуды переменного тока ΔI немонокотны, как на одном кольце (рис.2), так и на системе колец, и не зависят заметно от частоты I_{ac} во всем исследованном нами интервале от $f = 100$ Гц до $f = 1$ МГц. Быстро достигнув максимума при значениях амплитуды тока, близких к ΔI_{cr} , амплитуда $|V|_{\max}$ монотонно уменьшается при дальнейшем увеличении ΔI (рис.2). При больших ΔI зависимость $|V|_{\max}(\Delta I)$ близка к $|V|_{\max} \propto 1/\Delta I$. Измерения показали, что положение максимума на зависимости $|V|_{\max}(\Delta I)$, как и критическое значение ΔI_{cr} , с повышением температуры смещается в сторону меньших значений ΔI .

В одинаково несимметричных и имеющих одинаковые размеры кольцах напряжение $V(\Phi/\Phi_0)$ должно осциллировать синхронно в магнитном поле. Поэтому есть принципиальная возможность суммировать это напряжение в системе последовательно соединенных колец. Наши исследования показали, что такая возможность может быть легко реализована. Нам удалось наблюдать осцилляции с амплитудой $|V|_{\max}$ до 10 мкВ (рис.2) на одном кольце, до 40 мкВ на системе из трех колец и до 300 мкВ на системе из 20 колец (рис.3).

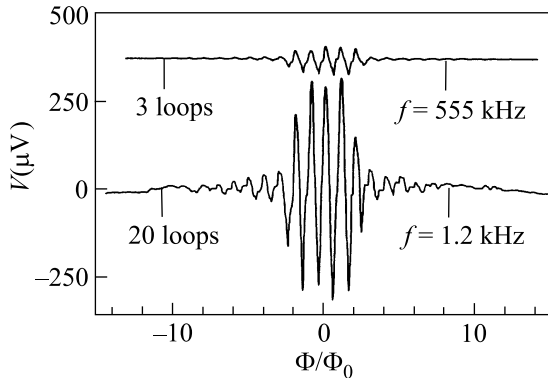


Рис.3. Осцилляции постоянного напряжения в магнитном поле, измеренные на системе из 20 колец при $T = 1.245$ К $\approx 0.97T_c$ и внешнем токе I_{ac} с $f = 1.2$ кГц и $\Delta I = 3.2$ мкА и на системе из 3 колец при $T = 1.264$ К $\approx 0.96T_c$ и внешнем токе I_{ac} с $f = 555$ кГц и $\Delta I = 4.5$ мкА. Вторая зависимость смещена по вертикали на 370 мкВ

Наблюдаемое “выпрямление” внешнего переменного тока I_{ac} , как и любое выпрямление, возможно только при асимметрии вольт-амперных характеристик (ВАХ) по отношению к внешнему току, рис.4. Наблюдаемое периодическое изменение знака и ве-

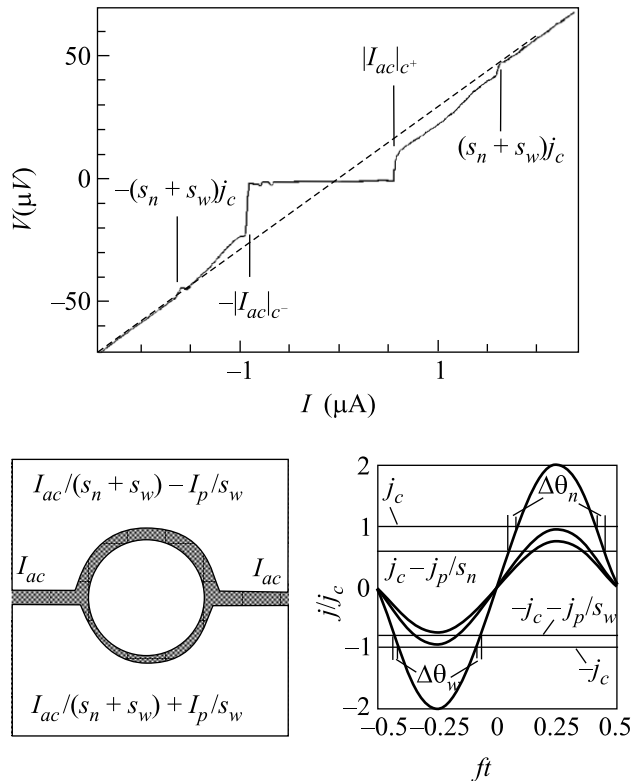


Рис.4. (а) ВАХ системы из двух колец при $T \approx 0.99T_c$, $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$; (б) изменение плотности тока в половинках кольца при $I_p \neq 0$; (в) рисунок поясняет причину немонокотной зависимости амплитуды осцилляций $V(\Phi/\Phi_0)$ от ΔI

личины этой асимметрии в магнитном поле связано с устойчивым током, так как $V(\Phi/\Phi_0) \propto I_p(\Phi/\Phi_0)$. Это изменение может быть объяснено тем, что устойчивый ток, текущий вдоль окружности кольца, увеличивает суммарный ток в одной из его половинок (см. рис.4, внизу справа), вследствие чего критичность наступает при меньших I_{ac} .

В замкнутом сверхпроводящем состоянии распределение $I_{ac} = I_w + I_n$ по половинкам кольца l_w и l_n определяется квантованием циркуляции скорости (2): $l_n v_n - l_w v_w = l_n I_n / s_n 2en_{sn} - l_w I_w / s_w 2en_{sw} = l_n j_n / 2en_{sn} - l_w j_w / 2en_{sw} = (2\pi\hbar/m)(\langle n \rangle - \Phi/\Phi_0)$. Так как длины половинок l_w и l_n и плотности сверхпроводящих пар в них n_{sn} и n_{sw} , одинаковы, то при $I_p = 0$, то есть $(\langle n \rangle - \Phi/\Phi_0) = 0$, плотность тока одинакова в обеих половинках $j_n = j_w = j_{ac} = I_{ac} / (s_n + s_w)$ и они одновременно, при $I_{ac} / (s_n + s_w) = j_c$, достигают критического значения. Устойчивый ток изменяет плотность тока в половинках кольца, рис.4. В зависимости от направлений I_p и I_{ac} плотность возрастает то в одной, то в другой половинке. На рис.4 плотность возрастает в узкой половинке, когда I_p течет против часовой стрелки, а I_{ac} слева направо, или

I_p , по часовой стрелке, а I_{ac} справа налево. Плотность тока в половинках кольца изменяется на разную величину I_p/s_n и I_p/s_w . Поэтому ВАХ относительно внешнего тока I_{ac} асимметричны при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$, и величина и знак асимметрии изменяются вместе с I_p . При направлении внешнего тока, совпадающем с I_p в узкой половинке, критическое значение $|I_{ac}|_{c+}/(s_n + s_w) = j_c - I_p/s_n$ достигается при меньших I_{ac} , чем при направлении I_{ac} , совпадающем с I_p в широкой половинке, где критичность достигается при $|I_{ac}|_{c-}/(s_n + s_w) = j_c - I_p/s_w$, рис.4. Разность $|I_{ac}|_{c-} - |I_{ac}|_{c+} = (s_n + s_w)(j_c - I_p/s_w) - (s_n + s_w)(j_c - I_p/s_n) = (s_w/s_n - s_n/s_w)I_p \approx 1.5I_p$. Согласно экспериментальным данным, $|I_{ac}|_{c+} \approx 0.45$ мкА, $|I_{ac}|_{c-} \approx 1.0$ мкА, представленным на ВАХ рис.4, при $T \approx 0.99T_c$ $I_p = (|I_{ac}|_{c-} - |I_{ac}|_{c+})/1.5 \approx 0.37$ мкА и $(s_n + s_w)j_c \approx 1.6$ мкА. При $|I_{ac}| \approx (s_n + s_w)j_c \approx 1.6$ мкА на ВАХ наблюдается особенность, а при больших значениях $|I_{ac}|$ ВАХ совпадает с ВАХ в нормальном состоянии, рис.4.

Влияние устойчивого тока на переход в резистивное состояние иллюстрируется тремя верхними осциллограммами на рис.5, снятыми при температуре $T \approx 0.96T_c$ и амплитуде внешнего тока $\Delta I = 9$ мкА.

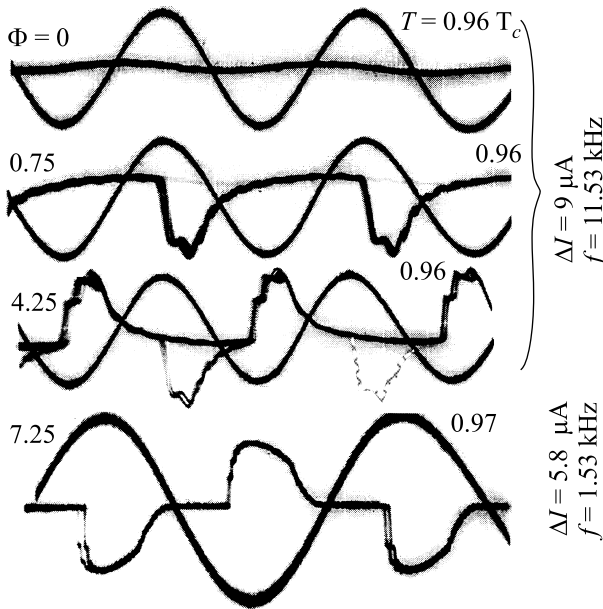


Рис.5. Четыре пары осциллограмм напряжения, измеренного на системе из 3 колец, и индуцировавшего его тока

При $\Phi = 0$ резистивное состояние не наблюдается. Это означает, что плотность критического тока j_c при $\approx 0.96T_c$ превышает $\Delta I/s_w \approx 9$ мкА/0.016 м² $\approx 5.6 \cdot 10^8$ А/м², так как сечение полоски, соединя-

ющей кольца равно s_w , см. рис.1. При $\Phi = 0.75\Phi_0$, соответствующем максимуму I_p , резистивное состояние наблюдается, но только при одном направлении I_{ac} , рис.5. Это означает, что $\Delta I/(s_n + s_w) + I_p/s_n > j_c$, а $\Delta I/(s_n + s_w) + I_p/s_w < j_c$. Из первого неравенства и полученного выше неравенства $j_c > \Delta I/s_w$ следует, что $I_p > \Delta I s_n^2 / s_w (s_n + s_w) = \Delta I/6 \approx 1.5$ мкА при $T \approx 0.96T_c$ и $\Phi = 0.75\Phi_0$. При большем магнитном поле $\Phi = 4.25\Phi_0$, соответствующем противоположному направлению I_p , устойчивое резистивное состояние наблюдается при противоположном направлении I_{ac} , а в другом направлении наблюдается неустойчивое резистивное состояние, рис.5, что свидетельствует о подавлении j_c магнитным полем. Амплитуда $\Delta I = 9$ мкА соответствует максимуму на зависимости $|V|_{\max}(\Delta I)$ для $T \approx 0.96T_c$. При больших амплитудах $\Delta I/(s_n + s_w) + I_p/s_w > j_c$ резистивное состояние наблюдается при обоих направлениях I_{ac} , рис.5.

Резистивное состояние, индуцированное устойчивым током, не может быть стационарным, так как при переходе, например, l_n в резистивное состояние с $R_n > 0$ устойчивый ток должен затухать, что означает уменьшение тока через l_n до $j_n < j_c$. Поэтому при $j_c - I_p/s_n < I_{ac}/(s_n + s_w) < j_c$ оба сверхпроводящих стационарных состояния с различной связностью неустойчивы и кольцо должно переключаться между ними с собственной частотой ω , которая определяется временем релаксации к равновесному сверхпроводящему состоянию [6]. В этом динамическом резистивном состоянии половинка, в которой направления I_{ac} и I_p противоположны, $I_{ac}/(s_n + s_w) - I_p/s_w < I_{ac}/(s_n + s_w) < j_c$, находится постоянно в сверхпроводящем состоянии, а половинка, в которой они совпадают, переключается между состояниями с $R = 0$ и $R > 0$.

При этих переключениях происходит изменение импульса пар Δp в половинке, например l_w , остающейся в сверхпроводящем состоянии и, как следствие, перераспределение внешнего тока $I_{ac} = I_w + I_n$ между половинками кольца. Это изменение происходит под действием электрического поля $dp/dt = mdv_s/dt + 2edA/dt = 2eV_w/l_w = 2eR_n I_n/l_w$ при $R_n > 0$, а возвращение к исходному состоянию происходит вследствие квантования циркуляции импульса (1) при возвращении l_n в сверхпроводящее состояние [6]. Последнее объясняет, почему импульс пар в среднем не изменяется, несмотря на то, что среднее по времени напряжение $V_{dc} = \langle V_w \rangle_t \neq 0$. Так как его изменение в одну сторону вызывается только электрическим полем, то

$$V_{dc} = \Delta p \omega l_w / 2e. \quad (3)$$

Величина изменения импульса Δp ограничена тем, что I_n может изменяться только в интервале от $I_{ac}s_n/(s_n + s_w) + I_p$ до 0, а I_w не может превысить критического значения $s_w j_c$. Согласно первому ограничению, $\Delta I_w < I_{ac}/3 + I_p$, согласно второму, $\Delta I_w < 3I_p$. При уменьшении устойчивого тока до нуля циркуляция импульса пары изменяется на $2\pi\hbar(\langle n \rangle - \Phi/\Phi_0)$. Следовательно, $\Delta p < < 3(2\pi\hbar/l)(\langle n \rangle - \Phi/\Phi_0)$. Из этого неравенства и (3) следует, что при напряжении $V_{dc} = 70$ мкВ, наблюдавшемся нами при $n - \Phi/\Phi_0 = 0.25$ частота переключений $\omega = 2eV_{dc}/\Delta p l_w > 4/3(e/\pi\hbar)(l/l_w)V_{dc} = 8/3(483.6 \text{ МГц/мкВ})V_{dc}$ должна превышать 90 ГГц.

Изменения импульса $\Delta p = \int_{t_{R>0}} dt(dp/dt) = \int_{t_{R>0}} dt 2eV_w/l_w$ и тока I_n может быть меньше предельных значений, если время $t_{R>0}$ нахождения половинки l_n в резистивном состоянии мало по сравнению с временем релаксации тока, которое определяется кинетической $(l_w m/2e)dv_s/dt = (l_w m/s_4 e^2 n_s)dI_w/dt = L_{kin}dI_w/dt$ и геометрической $l_w dA/dt = LdI_w/dt$ индуктивностью и сопротивлением R_n . Так как для тонкого сверхпроводника $L_{kin}/L \approx \lambda_L^2/s$ [6], в случае слабого экранирования, который имеет место при $s_w \approx 0.016 \text{ мкм}^2 \ll \ll \lambda_L^2(T) = \lambda_L^2(0)/(1 - T/T_c) \approx 0.0025 \text{ мкм}^2/(1 - T/T_c) \approx 0.1 \text{ мкм}^2$, кинетическая индуктивность $L_{kin} \approx m0.5l/4e^2 n_s s_w \approx \mu_0 0.5l\lambda_L^2(T)/s_w \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ Гн}$ превышает геометрическую. Сопротивление узкой половинки в нормальном состоянии $R_{n,n} \approx 15 \text{ Ом}$ соответствует времени релаксации $L_{kin}/R_n \approx 0.3 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Измеряемые величины $V_{dc} = \langle V_w \rangle_t = \langle R_n I_n \rangle_t < R_{n,n} \langle I_n \rangle_t$, указывают на то, что средняя по времени величина тока, например, через узкую половинку $\langle I_n \rangle_t > V_{dc}/R_{n,n}$, превышает $I_{ac}s_n/(s_n + s_w)$ и близка к значению I_n в сверхпроводящем состоянии $I_{ac}s_n/(s_n + s_w) + I_p$. Например, согласно ВАХ рис.4 при $I_{ac} \approx 0.7 \text{ мкА}$, $V_{dc} \approx \approx 7.4 \text{ мкВ}$ на одно кольцо, что соответствует $\langle I_n \rangle_t > > V_{dc}/R_{n,n} \approx 0.49 \text{ мкА}$, $I_{ac}s_n/(s_n + s_w) \approx 0.23 \text{ мкА}$ и $I_{ac}s_n/(s_n + s_w) + I_p \approx 0.6 \text{ мкА}$.

Так как при $|I_{ac}|/(s_n + s_w) < j_c - I_p/s_n$ кольцо находится в сверхпроводящем состоянии с $R_l = 0$, а при $|I_{ac}|/(s_n + s_w) > j_c$ оно переходит в обычное резистивное состояние с $I_p = 0$, только динамическое резистивное состояние с $\langle I_p \rangle_t \neq 0$ и $\langle R_l \rangle_t > 0$ может давать вклад в постоянное напряжение $V(\Phi/\Phi_0) \propto I_p$. Поэтому среднее по времени напряжение $V(\Phi/\Phi_0) = \int dt V_{dc}/\Theta$ может быть оценено величиной $V = (V_{dc,n}\Delta\Theta_n - V_{dc,w}\Delta\Theta_w)/\Theta$, где $\Delta\Theta_n$ и $\Delta\Theta_w$ – части периода $\Theta = 1/f$, в течение

которых $j_c - I_p/s_n < |\Delta I \sin(2\pi ft)|/(s_n + s_w) < < j_c$ и $j_c - I_p/s_w < |\Delta I \sin(2\pi ft)|/(s_n + s_w) < j_c$, рис.4, а $V_{dc,n}$ и $V_{dc,w}$ – средние напряжения, индуцированные в течение этих времен. Амплитуда осцилляций $V(\Phi/\Phi_0)$ максимальна при $j_c - I_p/s_n < < \Delta I/(s_n + s_w) < j_c - I_p/s_w$, когда напряжение индуцируется только при одном направлении переменного тока, рис.5, и $V = V_{dc,n}\Delta\Theta_n/\Theta$. При $\Delta I/(s_n + s_w) > j_c + I_p/s_w$ среднее по времени напряжение $V = (V_{dc,n}\Delta\Theta_n - V_{dc,w}\Delta\Theta_w)/\Theta$ резко уменьшается, так как появляется резистивное состояние с $-V_{dc,w}\Delta\Theta_w/\Theta$ при противоположном направлении I_{ac} , рис.5. Но амплитуда осцилляций $V(\Phi/\Phi_0)$ остается ненулевой, так как $\Delta\Theta_n$ и $\Delta\Theta_w$ имеют различную величину, рис.4. Ее дальнейшее уменьшение с ростом ΔI , рис.2, рис.6, может быть объяснено уменьшением $\Delta\Theta_n$ и $\Delta\Theta_w$, рис.4. Зависимость

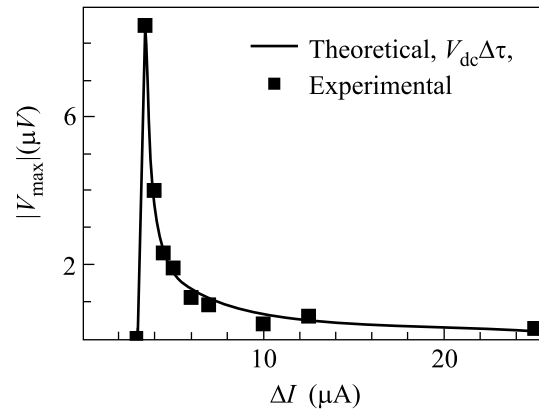


Рис.6. Зависимость амплитуды осцилляций $V(\Phi/\Phi_0)$ от амплитуды ΔI внешнего тока с $f = 2.03 \text{ кГц}$, измеренных на одном кольце при $T = 1.280 \text{ К} \approx 0.97T_c$. Линией показана зависимость $V_{dc}(\Delta\Theta_n - \Delta\Theta_w)/\Theta = V_{dc}\Delta\tau$, вычисленная при параметрах $I_c = 4.5 \text{ мкА}$, $I_p \approx 0.5 \text{ мкА}$, $V_{dc} \approx 25 \text{ мкВ}$

$V_{dc}(\Delta\Theta_n - \Delta\Theta_w)/\Theta = V_{dc}\Delta\tau(\Delta I)$, где $\Delta\tau(\Delta I) = (\Delta\Theta_n - \Delta\Theta_w)/\Theta$ вычисляется при параметрах $I_c \approx \approx 4.5 \text{ мкА}$, $I_p \approx 0.5 \text{ мкА}$, достаточно хорошо описывает зависимость $|V|_{max}(\Delta I)$, рис.6, в приближении $V_{dc,n} \approx V_{dc,w} \approx V_{dc} \approx 25 \text{ мкВ}$.

Таким образом, осцилляции напряжения $V(\Phi/\Phi_0)$, наблюдавшиеся в [4], могут быть индуцированы шумами в широком спектре частот. Так как величина критического тока и критическое значение ΔI_{cr} уменьшаются до нуля с приближением к T_c , такие осцилляции могут быть индуцированы при $T \approx T_c$ шумами малой интенсивности и система асимметричных сверхпроводящих колец может быть использована для их детектирования.

Авторы выражают благодарность В. А. Тулину за обсуждение результатов работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН в рамках программы фундаментальных исследований “Низкоразмерные квантовые структуры”.

1. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, М.: Атомиздат, 1980. (M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill Book Company, 1975).
2. W. A. Little and R. D. Parks, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 9 (1962).
3. И. О. Кулик, *ЖЭТФ* **58**, 2171 (1970).
4. С. В. Дубонос, В. И. Кузнецов, А. В. Никулов, В. А. Тулин, *Тезисы докладов Всероссийской научно-технической конференции “Микро- и наноэлектроника 2001”*, т. 2, P2-25 (2001); S. V. Dubonos, V. I. Kuznetsov, and A. V. Nikulov, in *Proc. of 10th Intern. Symposium “NANOSTRUCTURES: Physics and Technology*, St. Petersburg: Ioffe Institute, 2002, p. 350.
5. H. Vloeberghs, V. V. Moshchalkov, C. van Haesendonck et al., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1268 (1992).
6. A. V. Nikulov, *Phys. Rev.* **B64**, 012505 (2001).