

Критический ток в планарных джозефсоновских S–N–S-системах

Т. Е. Голикова⁺¹⁾, Ф. Хюблер^{×2)}, Д. Бекманн^{×2)}, Н. В. Кленов[°], С. В. Бакурский[°], М. Ю. Куприянов[°],
И. Е. Батов⁺, В. В. Рязанов^{+*}

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

[×] Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобелыцина, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 17 октября 2012 г.

Экспериментально и теоретически исследованы особенности эффекта близости и джозефсоновского поведения планарных субмикронных S–N–S-структур, изготовленных с помощью электронной литографии и теневого напыления. Обнаружено резкое повышение критического тока структур при понижении температуры, связанное с изменением эффективного размера слабой связи за счет включения дополнительной SN-границы.

Предложенные в [1] мостики переменной толщины (МПТ) долгое время считались одним из наиболее перспективных типов джозефсоновских слабых связей. Действительно, проведенные в [2] теоретические расчеты убедительно доказывали возможность достижения в них высоких значений произведения их критического тока I_c на нормальное сопротивление R_N , что необходимо для широкого класса применений таких структур в аналоговых и цифровых устройствах. Эти оценки были получены в предположении о выполнении жестких граничных условий на границах сверхпроводящих (S) электродов джозефсоновских переходов с нормальной (N) областью слабой связи. Такие условия могут быть выполнены в торцевых структурах. В них область слабой связи представляет собой полосу из S'- или N-металла, торцы которой граничат с S-электродами. При этом толщина S-электродов должна существенно превышать толщину N-пленки. Практическое изготовление таких структур [3–5] наталкивалось на серьезные технологические трудности. Даже современный уровень развития технологии не позволяет получать такие структуры с хорошо контролируемыми и воспроизводимыми параметрами. Экспериментально исследованные SNS МПТ первоначально были выполнены в так называемой геометрии с перекрытием: сверхпроводящая пленка напылялась на пленку нормального металла и разрезалась, образуя SN–N–NS-мостик, в котором N-пленка слабой связи граничила с составными SN-электродами [6, 7]. В такой геометрии обеспечение жестких граничных усло-

вий на SN–N-границе требовало специального подбора S- и N-материалов. Эти условия фактически не позволяли использовать хорошо проводящие N-металлы в составе таких переходов [8]. Применение таких металлов, как Al, Au и Cu, в существующих экспериментальных реализациях МПТ приводило к делокализации области слабой связи в SN–N–NS-мостиках. В результате ее размер, как правило, не совпадал с геометрическим расстоянием L между SN-электродами. В последнее время развитие методов теневого напыления под несколькими углами через навесную маску [9–12] позволило изготавливать структуры с конечной длиной L' N-пленки, образующей слабую связь (см. рис. 1). Практический ин-

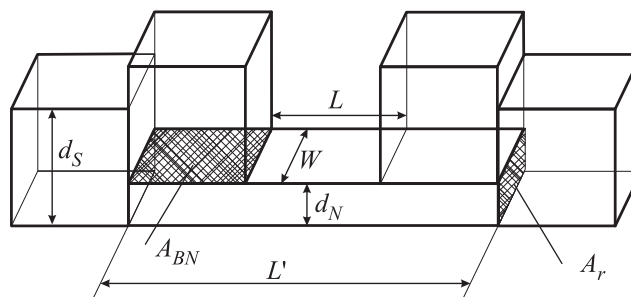


Рис. 1. Схематическое изображение S–N–S-мостика переменной толщины с конечной длиной N-пленки, образующей слабую связь

терес к такого рода переходам обусловлен потенциальной возможностью их использования в болометрических приемных устройствах [9], а также для изготовления π -контактов с высокими значениями произведения $I_c R_N$ [13].

В представленной на рис. 1 геометрии МПТ наведение сверхпроводящих корреляций в N-область воз-

¹⁾ e-mail: golt2@list.ru

²⁾ F. Hübler, D. Beckmann.

можно как через плоскостные SN-границы, имеющие площадь A_{BN} , так и через торцы N-пленки, характеризующиеся площадью A_r . Ранее [14, 10] температурные зависимости критического тока представленных на рис. 1 переходов экспериментально исследовались в основном в области температур, меньших или порядка энергии Таулеса ($E_{Th} = \hbar D_N/L^2$, где D_N – коэффициент диффузии в нормальном металле). При столь низких температурах составной SN-электрод вел себя как единое целое, т.е. свойства структуры могли быть охарактеризованы лишь длиной L и не зависели от геометрии SN-границ.

В области высоких температур ситуация может кардинально измениться, особенно если транспортные и сверхпроводящие параметры A_{BN} и A_r границ различны. Целью данной работы является экспериментальное и теоретическое исследование влияния параметров A_{BN} и A_r границ на свойства МПТ Al–Cu–Al.

На рис. 2 показаны изображение одного из исследуемых образцов, полученное при помощи сканиру-

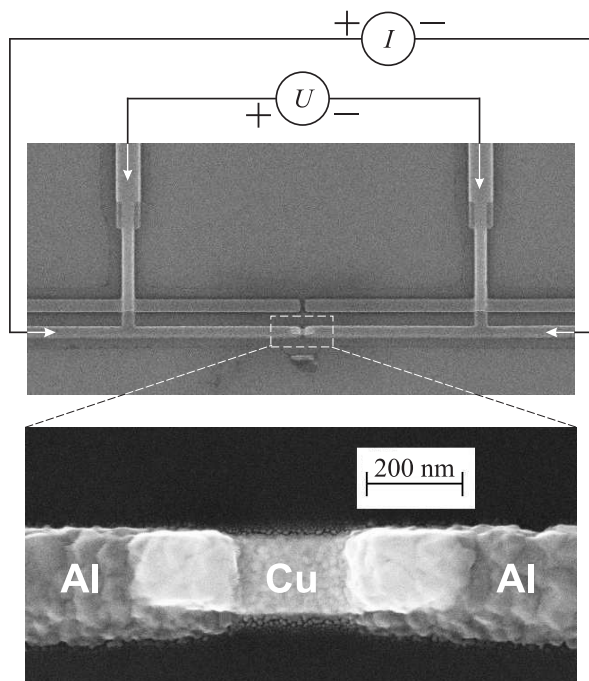


Рис. 2. СЭМ-изображение одного из переходов Al–Cu–Al и схема измерений

ющего электронного микроскопа (СЭМ), и схема измерения. Субмикронные планарные мостики Al–Cu–Al были изготовлены при помощи электронной литографии на двойном резисте и последующего теневого осаждения. В высоковакуумной установке на подложку из оксидированного кремния сначала осаж-

дался тонкий слой меди (толщиной $d_N = 30$ нм) для формирования полоски нормального металла, а затем под другим углом – слой алюминия толщиной $d_S = 100$ нм для формирования сверхпроводящих берегов джозефсоновского перехода Al–Cu–Al. Подробная схема образца со всеми обозначениями приведена на рис. 1. Было изготовлено несколько образцов с различным расстоянием L между сверхпроводящими берегами. Остальные параметры структур, такие, как площадь перекрытия слоев сверхпроводник–нормальный металл ($A_{BN} = 200 \times 150$ нм²) и ширина перехода ($W = 150$ нм), оставались неизменными. Вся серия образцов была изготовлена за один вакуумный цикл. Таким образом, качество границ нормальный металл–сверхпроводник и толщины слоев меди (d_N) и алюминия (d_S) были совершенно одинаковыми для всех образцов. Транспортные измерения проводились по стандартной 4-точечной схеме при низких температурах вплоть до 0.3 К в экранированном криостате. Для подавления электромагнитных шумов применялись RC-фильтры, установленные в измерительных DC-линиях как на выходе из криостата (при комнатной температуре), так и непосредственно перед образцом (при низких температурах).

Все измеренные структуры с L от 35 до 230 нм при температуре ниже $T_c = 1.2$ К (температура сверхпроводящего перехода алюминия), являлись джозефсоновскими переходами. Для каждого перехода были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) в диапазоне температур от 1 до 0.3 К. На рис. 3 приве-

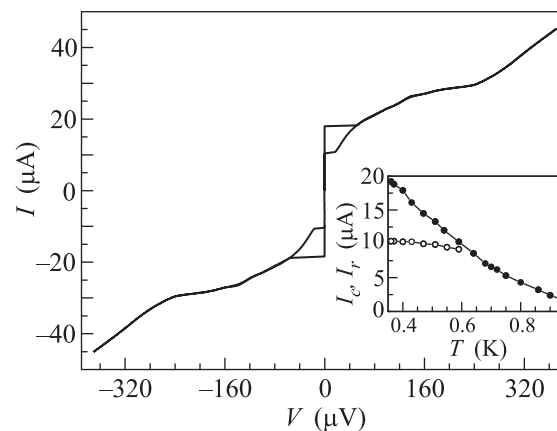


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика Al–Cu–Al-перехода A5 с расстоянием между сверхпроводящими берегами $L = 230$ нм при $T = 0.4$ К. На вставке – температурные зависимости критического тока I_c и тока возврата I_r

дена ВАХ для образца A5 ($L = 230$ нм). Ниже температуры 0.7–0.6 К вольт-амперные характеристики

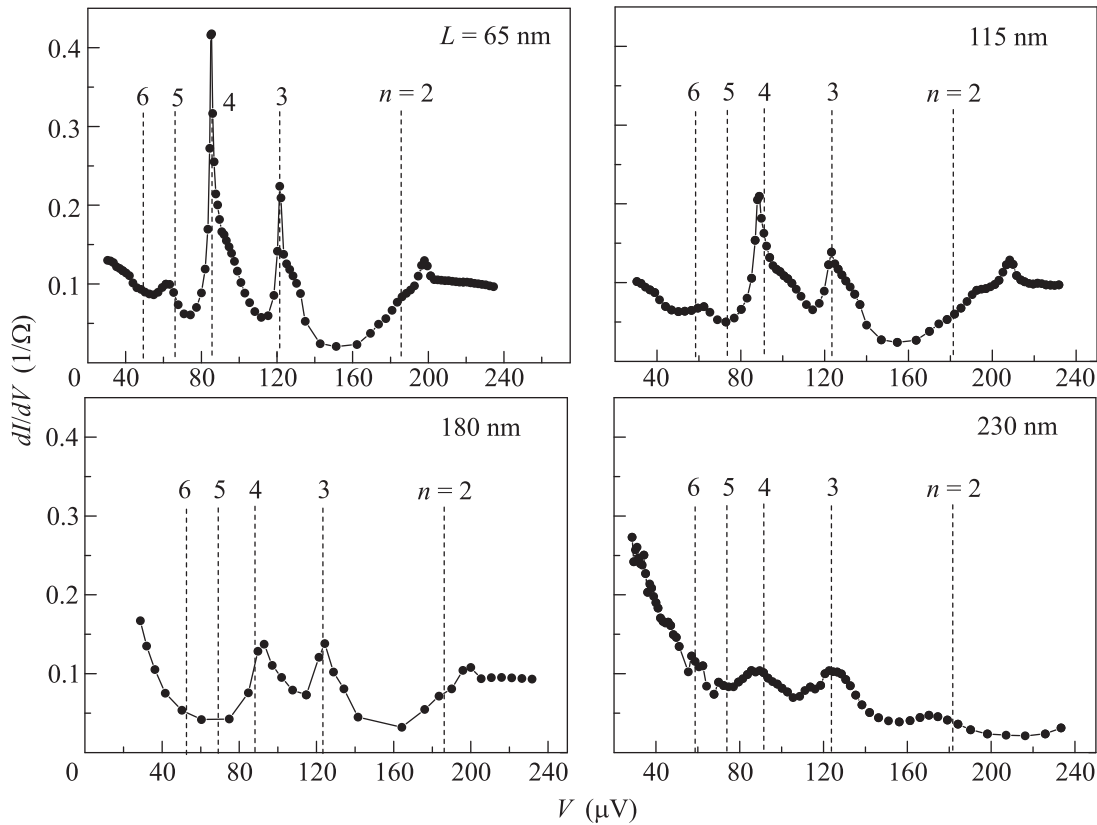


Рис. 4. Спектр дифференциальной проводимости dI/dV для структур с четырьмя различными значениями L при $T = 0.4$ К. Штриховыми линиями отмечены значения напряжения $2\Delta_S/en$, соответствующие особенностям многократного андреевского отражения (где $\Delta_S = 180$ мкэВ – сверхпроводящая щель в алюминии, n – целое число)

переходов становились гистерезисными. На вставке к рис. 3 приведены зависимости критического тока I_c и тока возврата I_r от температуры для образца А5. Гистерезис на джозефсоновских субмикронных мостиках наблюдался и ранее (см. [9] и цитированные там работы). В работе [9] предполагается, что он связан с перегревом электронной подсистемы.

Кроме того, на резистивной ветви вольт-амперной характеристики присутствуют перегибы. Для более подробного исследования этих особенностей были проведены измерения дифференциальной проводимости изучаемых структур при температуре $T = 0.4$ К. На рис. 4 приведены результаты, полученные для образцов А2–А5 с длинами L в интервале 65–230 нм. Большая часть особенностей наблюдается при напряжениях $2\Delta_S/en$ (где $\Delta_S = 180$ мкэВ – сверхпроводящая щель в алюминии, а n – целое число) и связана, очевидно, с многократным андреевским отражением [15]. Вместе с тем пики дифференциальной проводимости отчетливо наблюдаются только для $n = 3, 4$. Исчезновение и смена знака пиков обсуждаются в теоретической работе [16]. Эти изменения объясняются взаимным влиянием эф-

фекта многократного андреевского отражения и эффекта близости для диффузионных S-N-S-мостиков с промежуточной длиной $L \approx \xi_N$ (ξ_N – длина когерентности в нормальном металле), что соответствует нашему случаю. Действительно, измеренные нами характеристики используемых S- и N-слоев дают для длины когерентности в сверхпроводящем алюминии $\xi_{Al} \approx 130$ нм (при длине свободного пробега $l_{eAl} \approx 20$ нм), а для длины когерентности в меди $\xi_{Cu} \approx 90$ нм (при $l_{eCu} \approx 15$ нм). Кроме того, присутствует и качественное сходство с теоретическим расчетом [16], проявляющееся в уменьшении величины пиков с увеличением длины образца и соответствующем изменении вида спектров. Однако сравнение теоретических и экспериментальных кривых дает повод полагать, что в качестве длины перехода следует использовать не расстояние L между сверхпроводящими берегами, а промежуточное значение между L и L' (полной длиной слоя нормального металла). Это, очевидно, связано с геометрией исследуемых S-N-S-структур. Данное предположение подтверждают результаты измерений и расчеты, приведенные ниже.

Одной из основных задач данной работы было объяснение особенностей механизма транспорта сверхтока через планарные S–N–S-структуры (рис. 1), в частности необычных температурных зависимостей критического тока, представленных на рис. 5. Как

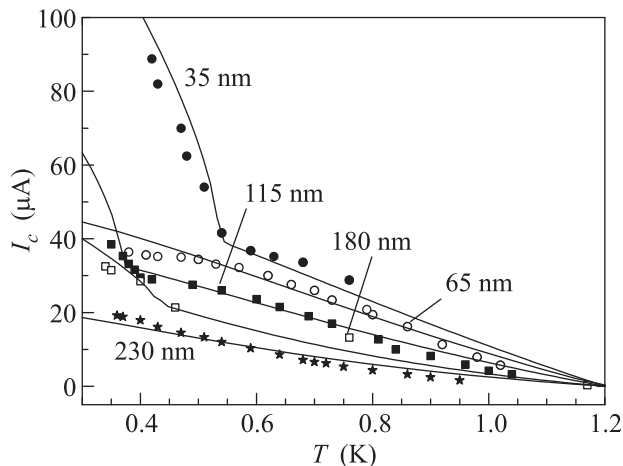


Рис. 5. Зависимости критического тока переходов I_c от температуры для образцов A1–A5 с различной длиной L (расстоянием между сверхпроводящими берегами). Символами обозначены экспериментальные точки, сплошными линиями – результаты численного моделирования

указывалось выше, особенностью рассматриваемых структур является наличие двух типов SN-границ, обеспечивающих транспорт сверхтока и эффект близости (как через торцевой контакт A_r , так и через плоскость A_{BN}). При этом если в первом случае к торцу N-слоя фактически прилегает массивный сверхпроводящий электрод, то во втором мы имеем дело с SN-бислоем, в котором сверхпроводимость в относительно тонком слое алюминия толщиной $d_S = 100$ нм ($\sim \xi_{Al}$) заметно подавлена [17–19]. Для исследования данного эффекта были проведены дополнительные транспортные измерения неструктурированных бислоевых пленок Al/Cu с толщинами 100 нм/30 нм. Бислои были изготовлены одновременно с джозефсоновскими переходами на той же подложке в едином цикле осаждения. На рис. 6 приведена зависимость сопротивления R от температуры для такого бислоя. Видно, что переход в сверхпроводящее состояние происходит при температуре $T_c^* = 0.7$ К, которая гораздо ниже температуры перехода $T_c = 1.2$ К отдельной пленки алюминия с той же толщиной $d_S = 100$ нм. Необычные изломы на кривых $I_c(T)$ для образцов A1, A3 и A4 на рис. 5 наблюдаются ниже T_c^* . Они могут быть объяснены тем, что в интервале $T_c^* < T < T_c$ сверхпроводимость алюми-

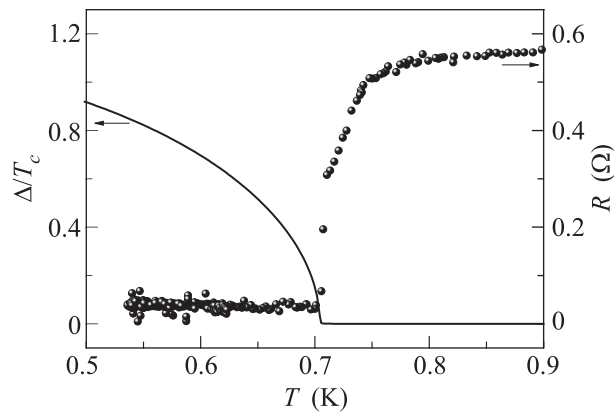


Рис. 6. Температурные зависимости экспериментально измеренного сопротивления R (символы) и рассчитанного потенциала спаривания Δ (линия) в бислое Al/Cu толщиной 100 нм/30 нм. На обеих зависимостях наблюдается переход в сверхпроводящее состояние при $T_c^* = 0.7$ К

ниевого слоя в области перекрытия подавлена и джозефсоновская структура представляет собой длинный торцевой переход с межэлектродным расстоянием L' (см. рис. 1), включающим в себя как длину мостика L , так и длины перекрытия нормального и сверхпроводящего слоев. При понижении температуры ниже T_c^* алюминий над плоскостью A_{BN} также переходит в сверхпроводящее состояние, формируя новый канал сверхтока и уменьшая эффективный размер области слабой связи. Это приводит к резкому увеличению критического тока.

Для объяснения такого поведения температурных зависимостей $I_c(T)$ протекание сверхтока через S–N–S-структуры было рассмотрено в рамках уравнений Узаделя при помощи численного моделирования. Система уравнений Узаделя для исследуемых структур имеет вид

$$\frac{D}{2\omega G_\omega} \partial [G_\omega \partial \Phi_\omega] - \Phi_\omega = -\Delta, \quad G_\omega = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Phi_\omega \Phi_\omega^*}}, \quad (1)$$

где Φ_ω и G_ω – функции Грина в Φ -параметризации, $\omega = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровские частоты, D – коэффициент диффузии, Δ – потенциал спаривания, тождественно равный нулю в N-слое. В сверхпроводнике система дополняется уравнением самосогласования:

$$\Delta \ln \left(\frac{T}{T_c} \right) + \pi T \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{|\omega|} - \frac{G_\omega \Phi_\omega}{\omega} \right) = 0. \quad (2)$$

Система замыкается граничными условиями

$$\gamma_{BNS}\xi_N \frac{\partial \Phi_N}{\partial n} = \frac{G_S}{G_N} (\Phi_N - \Phi_S), \quad (3)$$

$$\gamma_{BNS}\xi_S \frac{\partial \Phi_S}{\partial n} = \frac{G_N}{G_S} (\Phi_S - \Phi_N), \quad (4)$$

$$\gamma_{BSN} = \frac{R_{BSN} \mathcal{A}_{BSN}}{\rho_S \xi_S} = \gamma_{BNS} \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_N \xi_N},$$

где R_{BSN} и \mathcal{A}_{BSN} – сопротивление и площадь SN-границы, $\xi_{N,S} = \sqrt{\hbar D_{N,S}/2\pi T_c}$ – длина когерентности для нормального металла и сверхпроводника соответственно, а \mathbf{n} – нормаль к границе, направленная в глубь материала, указанного под производной. Применимость данного метода расчета электронной структуры ограничена приближением “грязных” материалов ($\xi \gg l_e$, где l_e – длина свободного пробега). Как было показано ранее, для используемых алюминия и меди это условие выполняется. Общее выражение для тока в представленном формализме имеет вид

$$\frac{2ej(\varphi, z)}{\pi T} = \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{iG^2}{\rho_q \omega_q^2} \left(\Phi_\omega \frac{\partial \Phi_\omega^*}{\partial x} - \Phi_\omega^* \frac{\partial \Phi_\omega}{\partial x} \right), \quad (5)$$

$$I_S(\varphi) = \int_0^{d_N} j(\varphi, z) W dz.$$

Численное решение самосогласованной задачи (1)–(4) для бислоидной SN-структуры позволяет определить потенциал спаривания Δ в зависимости от толщин слоев d_N и d_S и прозрачности границы γ_{BNS} . Теоретический расчет, представленный на рис.6 сплошной линией, также показал наличие эффективной температуры T_c^* и позволил оценить прозрачность плоскостной SN-границы ($\gamma_{BNS} \approx 1$).

Расчет температурных зависимостей критического тока $I_c(T)$ для джозефсоновских переходов с разными линейными размерами L представлен сплошными линиями на рис. 5. Для образцов А1, А3 и А4 проявляется излом, связанный с ростом критического тока при включении плоской SN-границы. Численное моделирование проводилось следующим образом. В области нормального металла решалось уравнение Узалея (1) с граничными условиями (3). При этом в качестве потенциала спаривания Δ на поперечной границе со сверхпроводником использовалось объемное значение $\Delta_0(T)$, а на продольных – заранее рассчитанные в SN-прослойках значения $\Delta(T)$, соответствующие наблюдаемым в эксперименте T_c^* . Результаты модельных расчетов в целом демонстрируют хорошее соответствие экспериментальным точкам и подтверждают приведенные выше рассуждения. Немонотонность температуры излома, наблюдаемая при увеличении длины мостика L , связана с

неучтенным подавлением сверхпроводящей щели Δ_S в массивных торцевых электродах. Оно должно приводить к уменьшению критического тока, наблюдаемого в эксперименте.

Критическая температура T_c^* в экспериментах с джозефсоновскими переходами оказалась ниже измеренной на SN-бислое. Причиной этого может являться наличие в S–N–S-структуре центральной части нормального слоя, не прикрытой сверхпроводником. Увеличение объема нормального металла, соседствующего с тонкой S-прослойкой, приводит к увеличению относительного количества нормальных электронов и более сильному подавлению потенциала спаривания. Это предположение подтверждается наблюдаемым уменьшением T_c^* при увеличении размера центрального нормального слоя вплоть до исчезновения особенности при $L = 230$ нм.

Таким образом, в работе экспериментально и теоретически изучен сверхпроводящий транспорт через планарные гибридные S–N–S-структуры. Важной особенностью исследованных структур оказалась возможность включения при высоких и низких температурах двух разных по свойствам сверхпроводящих электродов, формирующих разнородные токовые каналы. Температурное переключение между ними коренным образом меняет распределение токов и эффективную длину перехода.

В отличие от других исследований S–N–S-структур с аналогичной геометрией, в нашей работе измерения проводились при относительно высоких температурах для мостиков с промежуточной длиной ($L \approx \xi_N$). В работах же [9–11, 14] изучались длинные мостики при низких температурах ($T \ll \Delta_S/k_B$), для которых выполнялось условие $E_{\text{ТГ}} \ll \Delta_S$. Это и объясняет обнаруженные при изменении температуры особенности.

Указанное температурное переключение может иметь прикладное значение. Так, например, при наличии магнитных (F-) свойств нормальной слабой связи в области обнаруженной особой температурной точки возможен 0– π -переход [20], вызванный изменением эффективного размера слабой связи в гибридных S–F–S-структурах аналогичной геометрии.

Весьма интересно дальнейшее изучение процессов, происходящих в окрестности особой точки. Данная точка соответствует конкуренции двух источников коррелированных электронов, инжектируемых в область слабой связи. В подобных структурах с нетривиальной функцией распределения возможны новые эффекты [21]. Наличие нескольких равноценных каналов тока может приводить также к формирова-

нию зависимостей ток–фаза, не типичных для джозефсоновских S–N–S- и S–F–S-структур [22, 23].

Авторы благодарны А.В. Устинову за поддержку данного направления исследований, а также Н.С. Степакову, А.К. Феофанову и К.Г. Федорову за помощь в проведении эксперимента. Исследования были поддержаны Министерством образования и науки РФ, Российской академией наук, Российским фондом фундаментальных исследований и Фондом “Династия”.

1. К. К. Лихарев, *ЖЭТФ* **61**, 1700 (1971) [*Sov. Phys. JETP-USSR* **34**, 906 (1972)].
2. К. К. Лихарев, *Письма в ЖТФ* **2**, 29 (1976) [*Sov. Tech. Phys. Lett.* **2**, 12 (1976)].
3. V. N. Gubankov, V. P. Koshelets, G. A. Ovsyannikov et al., *IEEE Trans Magn MAG* **15**, 284 (1978).
4. J. M. Warlaumont, J. C. Brown, T. Foxe et al., *Phys. Rev. Lett.* **43**, 169 (1979).
5. J. E. Sauvageau, R. H. Ono, A. K. Jain et al., *IEEE Trans. Magn.* **21**, 854 (1985).
6. Ю. П. Барышев, К. А. Валиев, А. А. Дмитриев и др., *Микроэлектроника* **16**(2), 186 (1987).
7. G. Burnell, R. H. Hadfield, C. Bell et al., *Physica C* **372–376**, 14 (2002).
8. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ФНТ* **8**, 1045 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **8**, 526 (1982)].
9. H. Courtois, M. Meschke, J. T. Peltonen et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 067002 (2008).
10. C. P. Garsia and F. Giazotto, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 132508 (2009).
11. F. Chiodi, M. Aprili, and B. Reulet, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 177002 (2009).
12. Т. Е. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann et al., *Phys. Rev. B* **86**, 064416 (2012).
13. Т. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov et al., *Phys. Rev. B* **81**, 214518 (2010).
14. P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier et al., *Phys. Rev. B* **63**, 064502 (2001).
15. M. Octavio, M. Tinkhman, G. E. Blonder et al., *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
16. J. C. Cuevas, J. Hammer, J. Kopu et al., *Phys. Rev. B* **73**, 184505 (2006).
17. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and V. F. Lukichev, *Mikroelektronika* **12**, 342 (1983) [*Soviet-Microelectronics* **12**, 180 (1983)].
18. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and V. F. Lukichev, *Mikroelektronika* **12**, 355 (1983) [*Soviet-Microelectronics* **12**, 191 (1983)].
19. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and V. F. Lukichev, *Mikroelektronika* **15**, 328 (1986) [*Soviet-Microelectronics* **12**, 185 (1986)].
20. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197003 (2006).
21. J. J. A. Baselmans, A. F. Morpurgo, B. J. van Wees et al., *Nature* **397**, 43 (1999).
22. S. V. Bakurskiy, M. V. Klenov, T. Yu. Karminskaya et al., *Solid State Phenomena* **190**, 401 (2012).
23. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, T. Yu. Karminskaya et al., *cond.mat.arXiv:1208.5932* [*cond-mat.supr-con*] (2012).