Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 5, с. 336 – 341 © 2016 г. 10 сентября

Фазовые переходы в гибридных SFS структурах с тонкими сверхпроводящими слоями[1)]

С. Н. Вдовичев[+*], *Ю. Н. Ноздрин*[+], *Е. Е. Пестов*[+*], *П. А. Юнин*[+], *А. В. Самохвалов*[+*2)]

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский госуниверситет им. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 11 июля 2016 г.

После переработки 28 июля 2016 г.

Экспериментально и теоретически исследованы особенности фазового перехода между 0 и π-состояниями в джозефсоновских структурах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (SFS) с тонкими сверхпроводящими слоями и ферромагнитным барьером. С помощью локальной методики, использующей измерения ближнепольным зондом нелинейного СВЧ отклика системы, изучена зависимость критической температуры T_c перехода гибридной структуры в сверхпроводяшее состояние от толщины сверхпроводящих слоев d_s. Обнаружено аномальное повышение измеряемой T_c при уменьшении толщины d_s, связанное с $0{-}\pi$ переходом.

DOI: 10.7868/S0370274X16170094

Гибридные структуры сверхпроводник (S)–ферромагнетик (F) с эффектом близости являются удобным объектом для изучения различных фазовых переходов, вызванных взаимодействием двух конкурирующих параметров порядка: сверхпроводящего и ферромагнитного [1, 2]. Фундаментальным проявлением совместного влияния эффекта близости и обменного взаимодействия между F и S подсистемами является появление в ферромагнетике сверхпроводящих корреляций, амплитуда которых осциллирует и затухает в направлении перпендикулярном SF границе [3–5]. Известным следствием таких знакопеременных пространственных осцилляций служит явление π-сверхпроводимости, при котором возникает спонтанная разность фаз π между сверхпроводящими параметрами порядка различных S слоев. Экспериментально формирование π-фазы проявляется в немонотонной зависимости критической температуры T_c гибридных FS структур от толщины d_f ферромагнитного слоя [6, 7]. В случае трехслойных джозефсоновских SFS структур подобный фазовый сдвиг означает реализацию π-контакта [8]. Переход между обычным 0 и π состояниями SFS контакта сопровождается, как правило, немонотонной зависимостью критического тока I_c от температуры T и толщины F барьера d_f [3, 4], что неоднократно подтверждено экспериментально [9–11] (см., также, обзор [12]).

Особенности эффекта близости на SF границе и эффект соизмеримости между периодом осцилляций парной волновой функции в F слое и его толщиной d_f приводят также к аномальному поведению экранирующих свойств гибридных FS структур: немонотонной зависимости эффективной глубины проникновения магнитного поля от толщины F слоя [13, 14, 15], парамагнитному эффекту Мейснера [16] и неустойчивости Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла [17, 18] в плоскости слоев [19]. Указанные эффекты становятся особенно существенными в случае тонких S слоев (порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_s), когда возможно заметное подавление сверхпроводящего параметра порядка Δ в S слоях. Предложенная в работах [15, 20] модель SFS контакта с тонкими S слоями и прозрачными FS барьерами, учитывающая влияние структуры парной волновой функции в ферромагнетике на равновесное значение сверхпроводящего параметра порядка Δ в S слоях, установила связь между обнаруженным в [15, 21] аномальным увеличением эффективной глубины проникновения магнитного поля $\lambda_{\rm eff}(T)$ при понижении температуры T диффузной SFS структуры Nb/PdNi/Nb и фазовым $0{-}\pi$ переходом первого рода в SFS структуре. Однако, несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования $0{-}\pi$ перехода в джозефсоновских SFS структурах, вопрос о влиянии толщины сверх-

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

[2)]e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

проводящих слоев на основное состояние контакта остался практически не изученным. Цель данной работы – изучить поведение критической температуры T_c диффузной SFS структуры (см. рис. 1) с тонкими S слоями в окрестности перехода между 0 и π состояниями.

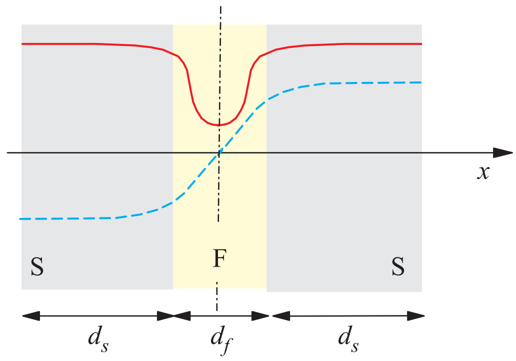

Рис. 1. (Цветной онлайн) Качественный вид распределения волновой функции куперовских пар $F(x)$ в трехслойной SFS структуре: сплошная линия – 0-фаза ($F(-x) = F(x)$); пунктирная линия – π-фаза ($F(-x) = -F(x) = F(x)\exp(i\pi)$)

Экспериментальные исследования проводились на трехслойных SFS структурах Nb/$Cu_{1-x}Ni_x$/Nb, изготовленных на кремниевой подложке методом магнетронного распыления. Остаточный вакуум в основной камере составлял порядка $(3 \div 5) \cdot 10^{-8}$ Торр. Рабочее давление поддерживалось на уровне $(1.5 \div 3) \cdot 10^{-3}$ Торр. Характерная скорость нанесения слоев составляла порядка $(5 \div 6.6)$ нм/мин. Нижний и верхний сверхпроводящие слои Nb были одинаковы и имели толщину d_{Nb} порядка нескольких длин когерентности тонкопленочного ниобия ($\xi_{\mathrm{Nb}} \sim 6 \div 8$ нм). Слой слабого ферромагнетика $Cu_{1-x}Ni_x$ наносился в едином вакуумном цикле методом магнетронного распыления двух мишений, что позволяет варьировать атомарный состав медно-никелевого сплава, меняя относительное расположение мишений и подложки. Использование в качестве барьера слабого ферромагнетика CuNi уменьшает обменную энергию, увеличивая тем самым как глубину затухания, так и период осцилляций парной волновой функции в ферромагнетике [9]. Атомарный состав ферромагнитного сплава CuNi определялся по данным рентгеноструктурного анализа пленки $Cu_{1-x}Ni_x$ толщиной $d_{\mathrm{CuNi}} = 20$ нм, выращенной на соли. В исследуемых образцах концентрация Ni в сплаве составляет $x \simeq 0.65$, что соответствует температуре Кюри $T_{\mathrm{Curie}} \sim 250$ К слабого ферромагнетика [22].

Наличие ферромагнетизма в сплаве $Cu_{0.35}Ni_{0.65}$ было подтверждено измерениями магнеторезистивным методом аномального эффекта Холла при температуре $T = 4.2$ К. Поле насыщения и коэрцитивная сила тонкой пленки $Cu_{0.35}Ni_{0.65}$ в перпендикулярном внешнем поле составляли ~ 1000 и ~ 200 Гс, соответственно.

Для измерения критической температуры T_c использовалась локальная безконтактная методика, основанная на измерении нелинейного СВЧ отклика SFS структуры с помощью ближнепольного зонда. Детали используемой экспериментальной установки и методика измерений подробно описана в работах [23, 24]. Высокочастотный ток в зонде создает квазистатическое магнитное поле, локализованное на масштабах порядка размеров зонда (~ 2 мм $\times$ 0.05 мм). Из-за нелинейных свойств гибридной структуры при $T \lesssim T_c$ взаимодействие высокочастотного поля с исследуемым образцом сопровождается генерацией высших гармоник основной частоты в спектре отраженного сигнала. Температурная зависимость мощности нелинейного отклика $P_{3\omega}(T)$ на утроенной частоте основного сигнала $\omega/2\pi = 472$ MHz представляет собой пик шириной порядка 0.1 К, локализованный при $T \leq T_c$ вблизи критической температуры T_c перехода SFS структуры в сверхпроводящее состояние. На вставке к рис. 2 показана типичная

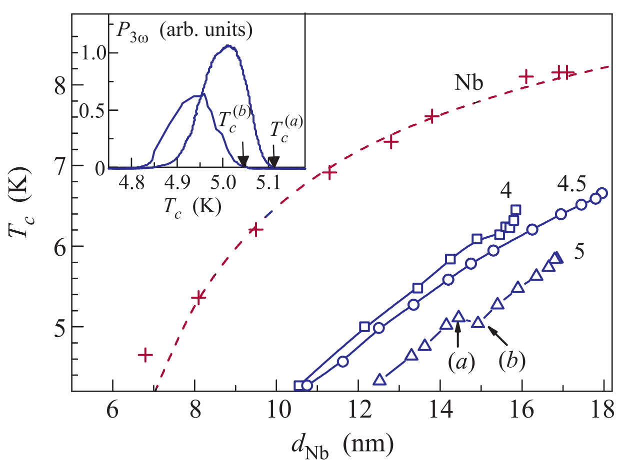

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры T_c SFS структуры от толщины слоя d_{Nb} для разных значений толщины F барьера: $d_f = d_{\mathrm{CuNi}} = 4$, 4.5, и 5 нм. Для сравнения приведена зависимость критической температуры T_c отдельной пленки Nb от ее толщины (+) и ее аппроксимация зависимостью (1) с параметрами $T_{c0} = 9.8$ К и $d_0 = 2.5$ нм (пунктирная линия). На вставке показаны температурные зависимости мощности СВЧ сигнала на третьей гармонике $P_{3\omega}(T)$ для образцов a и b с $d_{\mathrm{CuNi}} = 5$ нм

температурная зависимость мощности СВЧ сигнала на третьей гармонике $P_{3\omega}(T)$. В качестве экспериментально измеряемой T_c принималась температура возникновения нелинейного отклика $P_{3\omega}(T)$ на уровне $P_{\rm cut} \sim 10^{-12}$ Вт при понижении температуры T $(P_{3\omega}(T_c) = P_{\rm cut})$.

Первоначально этим методом была исследована зависимость критической температуры $T_c^{\rm Nb}$ от толщины $d_{\rm Nb}$ отдельных пленок ниобия на кремниевой подложке (см. верхнюю кривую на рис. 2). Наблюдаемая монотонная зависимость $T_c^{\rm Nb}(d_{\rm Nb})$ может быть обусловлена влиянием эффекта близости между сверхпроводящей пленкой Nb и слоем с ослабленной (подавленной) сверхпроводимостью, возникающем на границе с кремниевой подложкой и/или из-за окисление внешней поверхности ниобия [25]. Для случая $d_{\rm Nb} > \xi_{\rm Nb}$ измеренные значения $T_c^{\rm Nb}(d_{\rm Nb})$ хорошо аппроксимируются зависимостью

$$\sqrt{T_c^{Nb}/T_{c0}}\,\ln(T_{c0}/T_c^{\rm Nb}) = d_0/(d_{\rm Nb} - d_0), \qquad (1)$$

которая характерна для пленок толщиной $d_{\rm Nb} - d_0$ из сверхпроводника с критической температурой T_{c0}, покрытых слоем нормального металла толщиной d_0 [26, 27].

Для изучения особенностей поведения критической температуры T_c в окрестности $0-\pi$ перехода SFS структуры было изготовлено три образца в форме клина, толщина F слоя в которых была фиксированной ($d_f = d_{\rm CuNi} = 4$, 4.5, и 5 нм), а толщина одинаковых S слоев $d_{\rm Nb}$ менялась от ~ 10 до ~ 18 нм. Каждый такой клин разрезался на $12 \div 15$ образцов с размерами $\sim (8 \times 8)$ мм. Структурные свойства слоев и их толщина определялись с помощью методики рентгеновской рефлектометрии (X-Ray Reflectivity, XRR) на дифрактометре Bruker D8 Discover. Это позволило изготовить и выполнить измерения T_c в общей сложности у более сорока SFS структур с различной толщиной S и/или F слоев. Измерения проводились сразу после изготовления образцов. Полученные таким образом зависимости критической температуры T_c от толщины слоев ниобия $d_{\rm Nb}$ для различных значений толщины F барьера $d_{\rm CuNi}$ показаны на рис. 2. Каждой экспериментальной точке на рис. 2 соответствует образец, отличающийся толщиной F и S слоев. Легко видеть, что для образцов с $d_{\rm CuNi} = 4$ нм и $d_{\rm CuNi} = 4.5$ нм критическая температура T_c монотонно растет с увеличением толщины слоя ниобия $d_{\rm Nb}$, повторяя, в целом, зависимость $T_c^{\rm Nb}(d_{\rm Nb})$. Значительное снижение критической температуры SFS структур T_c по сравнению с $T_c^{\rm Nb}$ объясняется эффектом близости с ферромагнетиком, обменное поле которого оказывается дополнительным распаривающим фактором, подавляющим сверхпроводимость. Качественно иное поведение критической температуры наблюдалось в образцах с $d_{\rm CuNi} = 5$ нм. В этом случае на зависимости $T_c(d_{\rm Nb})$ есть участок "возвратного" поведения критической температуры при $d_{\rm Nb} \sim d^*_{\rm Nb} \simeq 14.7$ нм, где T_c аномально растет с уменьшением толщины слоя ниобия $d_{\rm Nb}$ (кривая *5* на рис. 2). Зависимости $T_c(d_{\rm Nb})$ для образцов $d_{\rm CuNi} = 5$ нм при $d_{\rm Nb} < d^*_{\rm Nb}$ и $d_{\rm Nb} > d^*_{\rm Nb}$ с хорошей точностью аппроксимируются линейными функциями, смещенными на $\Delta T_c \simeq 0.2$ К по вертикали (см. рис. 3). Обнаружение подобного немонотонного поведения критической температуры является наиболее интересным результатом данной работы. На наш взгляд, такая необычная зависимость $T_c(d_{\rm Nb})$ может быть проявлением перехода между 0 (при $d_{\rm Nb} > d^*_{\rm Nb}$) и π (при $d_{\rm Nb} < d^*_{\rm Nb}$) состояниями SFS структуры. Отметим, что поскольку $0-\pi$ переход крайне чувствителен к параметрам SFS структуры [11, 15], наблюдение этого перехода в образцах с толщиной F слоя $d_{\rm CuNi} = 4$ и 4.5 нм оказалось невозможным.

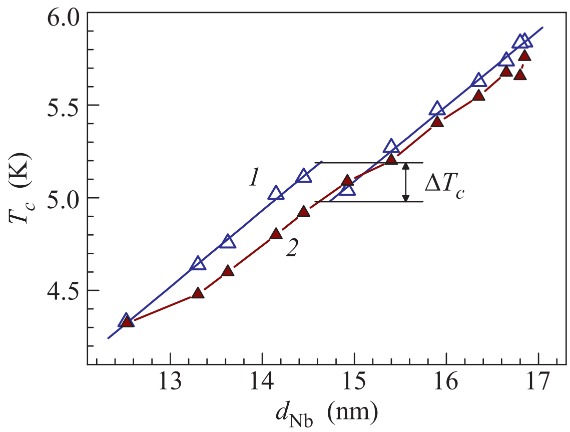

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры T_c SFS структуры от толщины слоя $d_{\rm Nb}$ образца с $d_{\rm CuNi} = 5$ нм сразу после его изготовления (*1*) и спустя 4 месяца (*2*)

Повторные измерения критической температуры образцов с $d_{\rm CuNi} = 5$ нм, выполненные через 4 месяца после их изготовления, показали качественно иное поведение $T_c(d_{\rm Nb})$. Результаты этих измерений изображены на рис. 3 закрашенными символами. Наряду с незначительным уменьшением критической температуры в целом наблюдался монотонный рост T_c с увеличением $d_{\rm Nb}$. Отсутствие участка с "возвратной" зависимостью $T_c(d_s)$ свидетельствует о заметных изменениях структуры образца с течением времени: нарушение химического состава и/или однородности ферромагнитного сплава, усиление структурного беспорядка и формирование нерезких (размытых) SF границ. Подобные процессы "старения" SFS структур, как правило, сопровождаются изменением эффективной толщины F слоя, что может привести к изменению положения перехода между 0 и π состояниями [21].

Для интерпретации результатов этих экспериментов воспользуемся развитым в работах [15, 20] описанием гибридных SFS структур с тонкими сверхпроводящими слоями ($d_s \sim \xi_s$), когда из-за эффекта близости возможно заметное подавление сверхпроводящего параметра порядка Δ в S слоях. Если температура Кюри ферромагнетика T_{Curie} заметно превышает критическую температуру сверхпроводника T_{c0}, то обменное взаимодействие в F слое является определяющим механизмом распаривания. В этом случае, используя стандартный подход, основанный на решении квазиклассических уравнений Узаделя [28] в металлах с диффузионным типом проводимости ("грязный" предел, $D_{s,f}$ – коэффициенты диффузии в сверхпроводящем и ферромагнитном металле, соответственно) (подробнее см., например, [1, 20, 29]), можно получить из условия самосогласования следующее уравнение относительно критической температуры T_c^0 (T_c^π) перехода трехслойной SFS структуры в сверхпроводящее 0 (π) состояние:

$$\ln\left(T_c^{0,\pi}/T_{c0}\right) = \Psi\left(1/2\right) - \text{Re}\left[\Psi\left(1/2 + \Omega_{0,\pi}\right)\right]. \quad (2)$$

Здесь Ψ – дигамма функция, а фактор распаривания

$$\Omega_{0,\pi} = \frac{\varepsilon}{2}\frac{T_{c0}}{T_c^{0,\pi}} \left\{ \begin{array}{lll} k & \tanh(ks_f), & \text{0-фаза} \\ k & \coth(ks_f), & \pi\text{-фаза} \end{array} \right. \quad (3)$$

описывает подавление сверхпроводимости из-за эффекта близости с ферромагнетиком. Заметим, что при получении выражений (2), (3) не учитывалась зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c^S в тонких S слоях от их толщины d_s ($T_c^S \equiv T_{c0}$). Краткое обсуждение влияния зависимости $T_c^S(d_s)$ на фазовую диаграмму всей SFS структуры приведено в Дополнительном материале [32]. Безразмерное комплексное волновое число $k = k_1 + ik_2$ зависит от обменного поля h, частоты рассеяния на магнитных примесях τ_s^{-1} и для положительных мацубаровских частот при h, $\tau_s^{-1} \gg T_{c0}$ имеет вид: $k^2 = 2(\alpha + i)$, где $\alpha = 1/\tau_s h$. Ключевой параметр $\varepsilon = (\sigma_f/\sigma_s)(\xi_s^2/d_s\xi_f)$ зависит от отношения удельных проводимостей F и S металлов в нормальном состоянии σ_f/σ_s, толщины сверхпроводящих слоев d_s и определяет величину эффекта близости с ферромагнетиком в рассматриваемой гибридной структуре. На рис. 4 показана типичная зависимость критической температуры

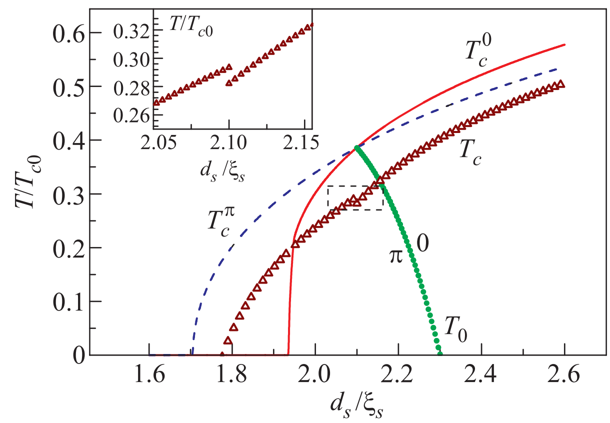

Рис. 4. (Цветной онлайн) Типичная зависимость критической температуры $T_c^{0,\pi}$ от толщины S слоя d_s для 0-фазы (сплошная линия) и π-фазы (пунктирная линия). Точками показана кривая $T_0(d_s)$ фазового перехода первого рода между 0 и π фазами [20]. Символом $\triangle$ показана кривая $T_c(d_s)$ (6), соответствующая значению плотности внешнего тока $j_{ex} = 0.1\,j_{c0}$. На вставке приведен фрагмент кривой $T_c(d_s)$, выделенный прямоугольником. Значения параметров: $d_f = 2\xi_f$; $\sigma_f/\sigma_s = 0.12$; $\xi_s/\xi_f = 3$; $h\tau_s = 7$

$T_c^{0,\pi}$ от толщины d_s. Кривые $T_c^0(d_s)$ и $T_c^\pi(d_s)$ пересекаются при $d_s = d_s^* \simeq 2.1\xi_s$ ($T_c^* = T_c^0(d_s^*) = T_c^\pi(d_s^*) \simeq$ $\simeq 0.39\,T_{c0}$) так, что SFS структуры с более тонкими S слоями переходят в сверхпроводящее состояние, соответствующее π-фазе, поскольку $T_c^\pi > T_c^0$ при $d_s < d_s^*$. Присутствие в исследуемых структурах слоев с подавленной сверхпроводимостью приведет к снижению температуры сверхпроводящего перехода всей структуры в целом. Кроме того, появление такого нормального слоя на SF границе меняет условия эффекта близости с ферромагнетиком и параметры гибридной структуры, при которых происходит смена 0 и π состояний [30].

Для объяснения наблюдавшегося в экспериментах аномального поведения критической температуры $T_c(d_{\text{Nb}})$ учтем, что при плотности внешнего тока j_{ex} бóльшей критической плотности тока [31],

$$j_c^{0,\pi}(T) = j_{c0}\frac{(a^{0,\pi})^{3/2}}{b^{0,\pi}}\left(\frac{T_c^{0,\pi} - T}{T_c^{0,\pi}}\right)^{3/2} \quad (4)$$

SFS структура переходит в нормальное состояние из сверхпроводящей фазы 0-типа при $d_s > d_s^*$ или из сверхпроводящей фазы π-типа при $d_s < d_s^*$. Здесь амплитуда $j_{c0} = 4\sqrt{2}eN(0)T_{c0}^{3/2}/3\sqrt{3m}$ зависит от плотности состояний на уровне Ферми $N(0)$ и критической температуры T_{c0} сверхпроводящего металла, а безразмерные коэффициенты $a^{0,\pi}$ и $b^{0,\pi}$ в разложении Гинзбурга–Ландау

$$F_{GL} = N(0)T_{c0}^2 \left(-a^{0,\pi} \frac{T_c^{0,\pi} - T}{T_c^{0,\pi}} \Delta^2 + \frac{b^{0,\pi}}{2} \Delta^4 \right) \quad (5)$$

определяются параметрами SFS структуры и различны для 0 и π состояний [15, 20]. Создаваемое ближнепольным зондом квазистатическое магнитное поле $\mathbf{H}_{\rm ex}$ индуцирует в области локализации высокочастотный ток $\mathbf{j}_{\rm ex} = (c/4\pi)\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H}_{ex}$, который препятствует переходу SFS структуры в сверхпроводящее состояние. В этом случае условие

$$j_{ex} \equiv |\,\mathbf{j}_{ex}\,| = \begin{cases} j_c^{\pi}(T_c), & d_s < d_s^* \\ j_c^0(T_c), & d_s \geq d_s^* \end{cases} \quad (6)$$

определяет сдвиг $\delta T_c^{0,\pi}$ критической температуры $T_c = T_c^{0,\pi} - \delta T_c^{0,\pi}$ перехода SFS структуры в сверхпроводящее состояние относительно своего термодинамического значения $T_c^{0,\pi}$. На рис. 4 показана зависимость $T_c(d_s)$, определяемая соотношением (6), на которой виден скачок критической температуры $\Delta T_c = \delta T_c^0 - \delta T_c^{\pi} > 0$ при $d_s = d_s^*$. Заметим, что $(a^{\pi})^{3/2}/b^{\pi} > (a^0)^{3/2}/b^0$ в широком диапазоне параметров гибридной SFS структуры, т.е. при одном и том же значении $T_c^{0,\pi} - T$ плотность критического тока в π-фазе оказывается выше, чем в 0-фазе.

Таким образом, в работе экспериментально и теоретически изучены особенности фазового $0{-}\pi$ перехода в гибридных SFS структурах с тонкими сверхпроводящими слоями. Для измерения критической температуры T_c перехода SFS структуры в сверхпроводящее состояние использовалась локальная методика, основанная на обнаружении нелинейного СВЧ отклика сверхпроводника с помощью ближнепольного зонда. Важной особенностью исследованных гибридных структур оказалось наблюдение в них переключения между 0 и π состояниями при изменении толщины d_s сверхпроводящих слоев, которое возможно, если d_s оказывается порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_s. Показано, что $0{-}\pi$ переход в таких структурах сопровождается аномальным повышением измеряемой критической температуры T_c при уменьшении толщины сверхпроводящих слоев d_s из-за отличия критического тока в слоях для 0 и π состояний структуры. Подобная зависимость критического тока SFS системы $j_c^{0,\pi}$ от типа установившегося в ней состояния означает возможность диагностики поперечной структуры парной волновой функции на основания измерений латерального (продольного) транспорта в слоях.

Авторы благодарят А.И. Буздина и А.С. Мельникова за полезные обсуждения полученных результатов, В.В. Рязанова, В.С. Столярова и С.А. Гусева за многочисленные консультации и помощь в изготовлении образцов. Исследования были поддержаны грантом #15-12-10020 Российского научного фонда. При выполнении работы использовалось оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

1. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
2. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, УФН **172**, 113 (2002).
3. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. В. Панюков, Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
4. А. И. Буздин, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **53**, 308 (1991).
5. А. И. Буздин, В. Вуйчич, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ **101**, 231 (1992).
6. Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic, A. I. Buzdin, and J. R. Clem, Phys. Rev. B **44** 759 (1991).
7. J. S. Jiang, D. Davidovic, D. H. Reich, and C. L. Chien, Phys. Rev. Lett. **74** 314 (1995).
8. Л. Н. Булаевский, В. В. Кузий, А. А. Собянин, Письма в ЖЭТФ **25**, 314 (1977).
9. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
10. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genet, B. Stephanidis, and R. Boursier, Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
11. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, V. V. Ryazanov, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
12. В. В. Рязанов, В. А. Обознов, В. В. Больгинов, А. С. Прокофьев, А. К. Феофанов, УФН **174**, 795 (2004).
13. T. R. Lemberger, I. Hetel, A. J. Hauser, and F. Y. Yang, J. Appl. Phys. **103**, 07C701 (2008).
14. M. Houzet and J. Meyer, Phys. Rev. B **80**, 12505 (2009).
15. N. Pompeo, K. Torokhtii, C. Cirillo, A. V. Samokhvalov, E. A. Ilyina, C. Attanasio, A. I. Buzdin, and E. Silva, Phys. Rev. B **90**, 064510 (2014).
16. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **64**, 134506 (2001).
17. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
18. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
19. S. Mironov, A. Melnikov, and A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **109**, 237002 (2012).
20. A. V. Samokhvalov and A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **92**, 054511 (2015).
21. R. Loria, C. Meneghini, K. Torokhtii, L. Tortora, N. Pompeo, C. Cirillo, C. Attanasio, and E. Silva, Phys. Rev. B **92**, 184106 (2015).

22. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, М. (1971), с. 619.
23. E. E. Pestov, V. V. Kurin, and Yu. N. Nozdrin, IEEE Trans. on Appl. Supercond. **11**, 131 (2001).
24. S. V. Baryshev, E. E. Pestov, A. V. Boby, Yu. N. Nozdrin, and V. V. Kurin, Phys. Rev. B **76**, 054520 (2007).
25. М. Е. Гершензон, В. П. Кошелец, ЖТФ **50**, 572 (1980).
26. W. Silwert and L. N. Cooper, Phys. Rev. **141**, 336 (1966).
27. Ya. V. Fominov and M. V. Feigel'man, Phys. Rev. B **63**, 094518 (2001).
28. K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
29. Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **66**, 014507 (2002).
30. С. В. Бакурский, М. Ю. Куприянов, А. А. Баранов, А. А. Голубов, Н. В. Кленов, И. И. Соловьев, Письма в ЖЭТФ **102**, 670 (2015).
31. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, М. (1968), с. 184 [P.G. de Gennes, *Superconductivity of metals and alloys*, W. A. Benjamin, N.Y. (1966)].
32. См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.