

СПИН-ТРИПЛЕТНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ГИБРИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КОМПОЗИТНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

А. Е. Шейерман^{a,b}, *К. И. Константианя*^{a*}, *Г. А. Овсянников*^{a,c},
Ю. В. Кислинский^a, *А. В. Шадрин*^{a,b}, *А. В. Калабухов*^c, *Ю. Н. Хайдуков*^d

^a *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

^b *Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^c *Chalmers University of Technology
SE-41296, Gothenburg, Sweden*

^d *Max-Planck Institute for Solid State Research
D-70569, Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 29 октября 2014 г.

Проведены электрофизические, магнитные и СВЧ-исследования гибридных сверхпроводниковых мезоструктур $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{SrRuO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{Au-Nb}$ с композитной манганитно-рутенатной ферромагнитной прослойкой. Сверхпроводящий ток в мезоструктуре наблюдался при толщине прослойки, много большей длины когерентности ферромагнитных материалов. Максимум на зависимости плотности критического тока от толщины материалов прослойки соответствует длине когерентности, что качественно согласуется с теоретическими предсказаниями для случая существования в системе спин-триплетных сверхпроводящих корреляций. Магнитнополевая зависимость критического тока определяется как вхождением квантов магнитного потока и магнитной доменной структурой, так и полевой зависимостью разориентации векторов намагниченности слоев композитной магнитной прослойки. Обнаружено существование сверхпроводящего тока при магнитных полях, на два порядка превышающих значение поля, соответствующее вхождению одного кванта магнитного потока в мезоструктуру. При изменении магнитного поля от нуля до 30 Э исследована ток-фазовая зависимость (ТФЗ) сверхпроводящего тока мезоструктур: отношение второй гармоники ТФЗ к первой, определенное по зависимости ступенек Шапиро от амплитуды СВЧ-воздействия, не превышала 50 %.

DOI: 10.7868/S0044451015050000

1. ВВЕДЕНИЕ

В 2001 г. теоретически было показано, что в ферромагнетике вблизи границы со сверхпроводником при условии пространственной неоднородности намагниченности ферромагнетика наряду с обычными (синглетными) возникают триплетные сверхпроводящие корреляции (ТСК) с ненулевой проекцией спина [1, 2]. Отличительной особенностью ТСК является то, что они нечувствительны к обменному по-

лю и проникают в глубь ферромагнетика на расстояния, характерные для нормального (не магнитного) металла, достигающие сотен нм. Экспериментальное возникновение ТСК фиксировалось по наличию сверхпроводящего тока в структурах из двух сверхпроводников с синглетной сверхпроводимостью, соединенных ферромагнитной прослойкой со спиральной намагниченностью [3], а также ферромагнитной пленкой или нанопроволокой с неоднородной намагниченностью на границах со сверхпроводником [4, 5]. Позднее было теоретически показано, что ТСК возникают в композитной ферромагнитной прослойке между двумя синглетными сверхпро-

*E-mail: karen@hitech.cplire.ru

водниками, состоящей из трех и более ферромагнитных слоев, в которых крайние, контактирующие со сверхпроводником, слои обеспечивают конвертацию синглетной компоненты сверхпроводящих корреляций в триплетную и обратно [6, 7]. Эксперименты на сверхпроводящих ниобиевых структурах с композитной прослойкой, содержащей Co, подтвердили возможность такого процесса, хотя вопросы перемешивания составов металлических слоев остаются открытыми [8, 9]. Обратное влияние ТСК на сверхпроводимость в синглетном сверхпроводнике было обнаружено в работах [10, 11]. ТСК в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной прослойкой из двух ферромагнетиков ($S/F_L/F_R/S$) была предсказана при баллистическом транспорте без барьеров в асимметричных гетероструктурах, где сильно различаются либо толщина, либо обменные поля ферромагнетиков F_L и F_R [12], а также в случае диффузного рассеяния [13, 14]. Теоретически было показано, что одним из проявлений дальнедействующего эффекта близости является преобладающая вторая гармоника в ток-фазовой зависимости (ТФЗ) сверхпроводящего тока [13, 15, 16]. Максимальная доля второй гармоники предсказывалась [13] при разориентации намагниченностей F_L/F_R под углом, близком к 90° и толщине одного из ферромагнетиков порядка длины когерентности ξ_F . В работе [17] из данных по зависимостям критического тока I_c от магнитного поля был сделан вывод о доминировании второй гармоники ТФЗ в SFS-системах с магнитноактивным барьером. Однако детальных оценок вклада второй гармоники в ТФЗ сделано не было. Недавно экспериментально в структурах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}/SrRuO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/Au-Nb$ была обнаружена аномально большая величина критического тока, которая была объяснена возбуждением триплетной компоненты сверхпроводящего тока в ферромагнитной прослойке [18, 19]. При большинстве расчетов и экспериментов предполагалась высокая прозрачность границ, которая в эксперименте реализуется на границе металлических сверхпроводников с металлическими ферромагнетиками. В оксидных структурах, например, купратный сверхпроводник–манганитный ферромагнетик, прозрачность границы определяется, в частности, работой выхода [20] и может быть относительно низкой, что ограничивает эффект близости. Именно из-за этой причины сообщения о возбуждении триплетных корреляций на границе купратного сверхпроводника с манганитным ферромагнетиком достаточно противоречивы. С одной стороны [21–24], сообщается о возникновении триплетной компоненты в манга-

нитном ферромагнетике, а с другой [25, 26] — о наличии барьера с малой прозрачностью на границе купратный сверхпроводник–манганитный ферромагнетик, который сильно ограничивает возбуждение триплетных сверхпроводящих корреляций в манганитном ферромагнетике. Отметим, что используемые в эксперименте манганитные ферромагнетики $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (LSMO) и $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ (LCMO) являются ферромагнетиками со 100-процентной магнитной поляризацией носителей (магнитный полуметалл) при низких температурах, поэтому возникновение синглетных возбуждений на границе с ферромагнетиком подавлено, но не исключает возбуждение спин-триплетных корреляций.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований сверхпроводящего и квазичастичного токов в гибридных эпитаксиальных сверхпроводниковых мезоструктурах микронных размеров с асимметричной композитной ферромагнитной прослойкой, оцениваются характерные величины, в частности, длина когерентности в ферромагнетике и прозрачность границ купратный сверхпроводник–рутенатный ферромагнетик, экспериментально определяется вклад второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследовались мезоструктуры из двух сверхпроводников: купратного с высокой критической температурой и металлического ниобия, соединенных композитной прослойкой из двух ферромагнетиков. На подложках (110) $NdGaO_3$ (NGO) или (001) $LaAlO_3$ (LAO) размером в 5×5 мм² и толщиной 0.5 мм методом лазерной абляции с использованием эксимерного Кг-лазера длиной волны 248 нм напыляются нижний сверхпроводящий электрод — купрат $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO), затем *in situ* два слоя ферромагнетика: рутенат стронция $SrRuO_3$ (SRO) и манганит лантана, допированный стронцием $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (LSMO). Слой YBCO толщиной 80...190 нм напыляется при температуре подложки $790^\circ C$ и давлении кислорода 0.6 мбар, слои SRO и LSMO — при температуре подложки $760^\circ C$ и давлении кислорода 0.3 мбар. Далее проводится охлаждение в атмосфере кислорода со скоростью охлаждения $5\text{--}10^\circ C/\text{мин}$ до $100^\circ C$, после чего напыляется слой Au толщиной 20 нм при температуре $100^\circ C$ и давлении 10^{-5} мбар для предотвращения деградации поверхности перед напылением Nb *ex situ* при

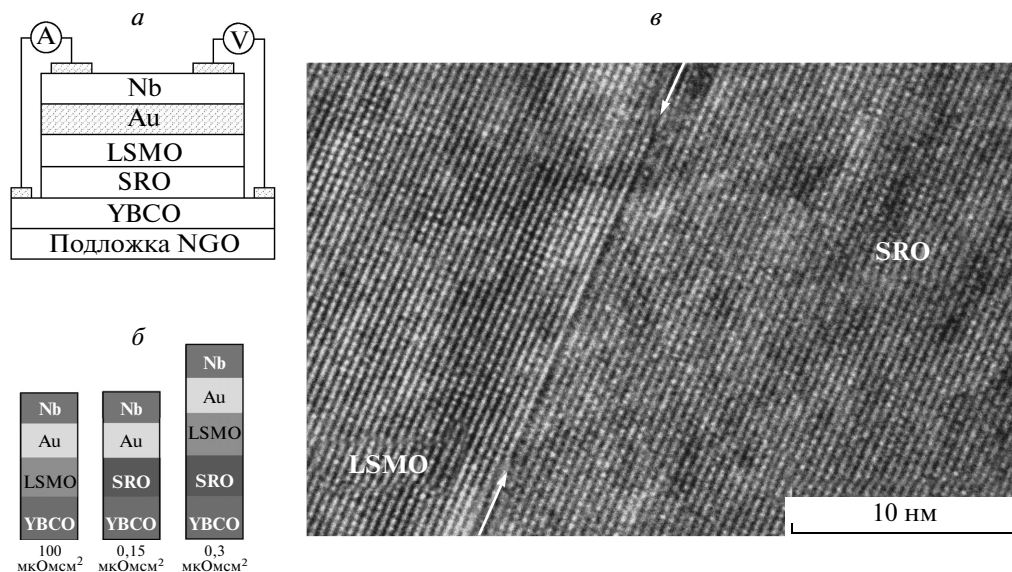


Рис. 1. *а)* Поперечное сечение и схема измерения электрофизических параметров мезоструктуры: А — источник задания тока через мезоструктуру, V — измеритель напряжения. *б)* Характерные величины сопротивлений трех типов мезоструктур R_{NA} , усредненные по пяти чипам. *в)* Изображение границы раздела SRO и LSMO, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM-2100 с увеличением $8 \cdot 10^5$, расположение границы отмечено стрелками

изготовлении мезоструктуры. Слой Nb толщиной 100 нм напыляется магнетронным распылением [18]. Схема измерений и поперечное сечение мезоструктуры с композитной прослойкой показано на рис. 1*а*. Для сравнения изготавливались структуры прослойками из одного ферромагнетика (рис. 1*б*).

В зависимости от условий напыления критическая температура сверхпроводящего перехода YBCO составляла 80 . . . 88 К при ширине перехода 2 К. Верхний сверхпроводящий электрод представляет собой бислой Au-Nb. Критическая температура бислоя лежала в интервале 8.3 . . . 8.7 К при ширине перехода 0.2 К. На подложке (далее чип) изготавливаются пять мезоструктур квадратной формы с линейными размерами в плоскости $L = 10, 20, 30, 40, 50$ мкм с использованием методов фотолитографии, ионно-лучевого травления, взрывной фотолитографии. Пленка SiO₂ толщиной 40 нм использовалась для изоляции контакта по торцам мезоструктуры. Свойства поверхностей проверялись для пленок-спутников на атомно-силовом микроскопе, а достаточно резкие границы между слоями SRO/LSMO наблюдались на просвечивающем электронном микроскопе (рис. 1*в*).

Использование в качестве нижнего электрода эпитаксиальной пленки купратного сверхпроводни-

ка YBCO обусловлено необходимостью обеспечить эпитаксиальный рост оксидной прослойки, в качестве которой использованы два ферромагнитных материала: LSMO с коэрцитивной силой 20–30 мТл и обменной энергией 2.3 мэВ [27] и SRO с коэрцитивной силой порядка 1 Тл и обменной энергией 13 мэВ [28]. Резистивные характеристики пленок-спутников и вольт-амперные характеристики (ВАХ) мезоструктур измерялись по четырехточечной схеме (см. рис. 1*а*) в диапазоне температур $4.2 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$, магнитных полей H до 2 кЭ и микроволнового воздействия монохроматического излучения на частотах (f_e) 1–3 ГГц и 36–45 ГГц. С помощью коаксиального кабеля через разделительные емкости подавалось излучение частотой 1–3 ГГц, а излучение миллиметровых волн — через волноводный тракт. Для уменьшения влияния внешних электромагнитных полей измерения проводились в экранированном боксе с использованием системы фильтрации сигналов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Было исследовано более 25 чипов с гибридной ферромагнитной прослойкой с пятью мезострукту-

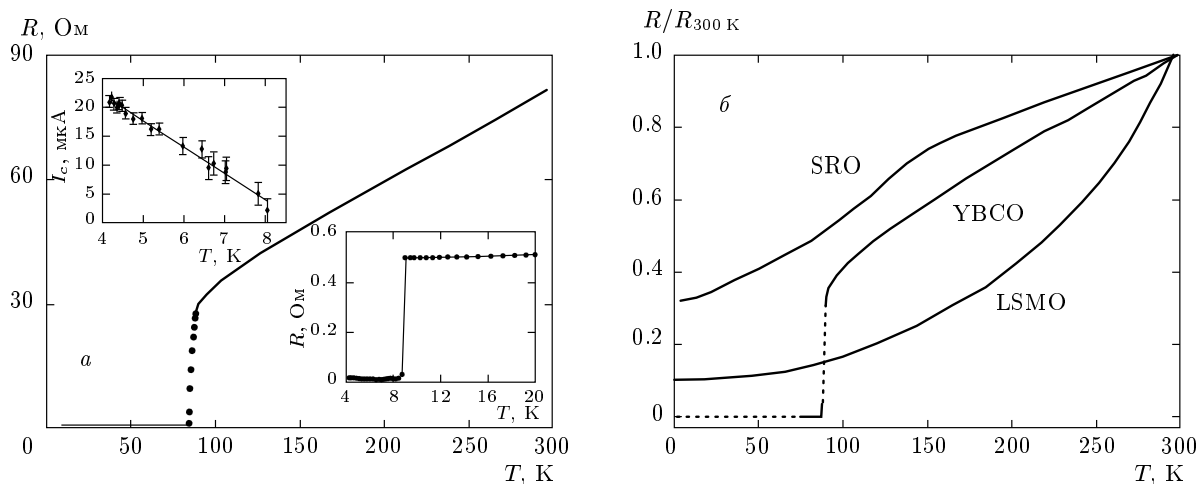


Рис. 2. а) Температурная зависимость сопротивления мезоструктуры № 8. На нижней вставке показан увеличенный участок $R(T)$ при низких температурах, на верхней вставке — температурная зависимость критического тока. б) Температурные зависимости нормированных сопротивлений пленок YBCO, SRO и LSMO толщиной соответственно 100, 60 и 55 нм, напыленных непосредственно на подложку (110) NGO. Значения сопротивления квадрата пленок равно 11, 27.5 и 87 Ом соответственно для YBCO, SRO и LSMO

рами на каждом. Толщина SRO-пленки варьировались в пределах 4–23 нм, а LSMO — 2–28 нм. Топологии чипов оставались неизменными, варьировались толщины ферромагнитных прослоек. В таблице приведены электрофизические параметры нескольких мезоструктур, которые более детально обсуждаются ниже.

3.1. Электронный транспорт

На зависимостях электрического сопротивления R мезоструктур от температуры (рис. 2а) выделяются два участка уменьшения сопротивления, которые соответствуют переходам YBCO и Au-Nb-пленок в сверхпроводящее состояние. Выше критической температуры YBCO (T_c^{YBCO}) зависимость $R(T)$ имеет линейный металлический ход, характерный для температурной зависимости YBCO-электрода (см. рис. 2б). При $T < T_c^{YBCO}$ величина R резко уменьшается (рис. 2а), при этом особенности, типичные для температурных зависимостей (рис. 2б) автономных пленок, входящих в состав мезоструктуры, в этом температурном диапазоне не наблюдаются. Это объясняется тем, что ниже критической температуры YBCO вклад пленок LSMO и SRO в величину R_{NA} (площадь $A = L^2$) значительно уступает вкладу сопротивлений границ раздела пленок мезоструктуры. Как показывают дополнительные измерения, сопротивление двухслойной пленки Au-Nb также мало [29]. В результате, в температурном

диапазоне $T < T_c^{YBCO}$ сопротивление мезоструктуры складывается из сопротивлений границ раздела между материалами YBCO/SRO, SRO/LSMO, LSMO/Au:

$$R_{MS} = R_{YBCO/SRO} + R_{SRO/LSMO} + R_{LSMO/Au}.$$

На рис. 3 приведены значения характерного сопротивления R_{NA} мезоструктур YBCO/SRO/LSMO/Au-Nb, измеренное при токе $I > I_c$ мезоструктуры, в зависимости от толщины прослойки LSMO. Видно заметное изменение R_{NA} от чипа к чипу. Сопротивление мезоструктур, расположенных на одном чипе, т.е. имеющих одинаковую толщину прослойки, различаются намного меньше. Это, как будет показано далее, связано с определяющим влиянием на величину R_{NA} границы LSMO/Au, которая подвергалась ионной очистке перед напылением Nb *ex situ*.

Для того чтобы сравнить резистивные характеристики границ в мезоструктуре и понять, вклад какой из границ определяет сопротивление мезоструктуры с композитной прослойкой, дополнительно изготавливались структуры с одной ферромагнитной прослойкой (например, № 1 и № 2 в таблице). Результаты усредненных по пяти чипам характерных сопротивлений R_{NA} всех структур представлены на рис. 1б. Для структур с SRO-прослойкой величина R_{NA} почти на три порядка меньше, чем для структуры с LSMO-прослойкой. Предполагая, что сопротивление границы LSMO/Au не превышает значе-

Таблица. Электрофизические параметры мезоструктур, результаты которых представлены в данной работе

Номер мезоструктуры	d_{SRO} , нм	d_{LSMO} , нм	L , мкм	R_{NA} , мкОм·см ²	j_c , А/см ²	λ_J , мкм
1	14	0	20	0.11	0	—
2	0	2	20	120	0	—
3	8.5	6	10	0.16	88	28
4	8.5	6	10	0.13	4.5	120
5	8.5	6	20	0.11	5.7	110
6	8.5	6	40	0.13	1.9	190
7	5.6	15	50	0.20	1.1	220
8	10	9	30	0.15	2.2	170
9	8.5	3	10	0.13	25	51

Примечание: d_{SRO} и d_{LSMO} — толщина пленок SRO и LSMO, L — линейный размер мезоструктуры, j_c — плотность критического тока, R_{NA} — характерное сопротивление мезоструктуры, R_N — нормальное сопротивление, $A = L^2$ — площадь мезоструктуры. Мезоструктуры 4–6 расположены на одном чипе

ние 1 мкОм·см² [30], можно высокое сопротивление мезоструктуры YBCO/LSMO/Au (100 мкОм·см²) (рис. 1б) объяснить большим сопротивлением границы YBCO/LSMO. Используя данные [30], получаем, что сопротивление границы SRO/Au составляет около 0.05 мкОм·см², а сопротивление границы YBCO/SRO равно 0.1 мкОм·см², что совпадает с данными [25].

Рассмотрим вклад от границ LSMO/Au, который с учетом наших данных по границе YBCO/SRO не может превышать 0.2 мкОм·см², что меньше значения 1 мкОм·см² [30]. Заметим, что данные для сопротивления границы LSMO/Au в работах [25, 30] получены при нанесении золота *ex situ* после охлаждения эпитаксиальной пленки LSMO с переносом в другую камеру. В результате, сопротивления границы LSMO/Au значительно различаются для двух методов ее получения. Следовательно, основные вклады в сопротивление мезоструктуры с композитной прослойкой в нашем случае дают границы $R_{YBCO/SRO} \approx 0.1$ мкОм·см² и $R_{LSMO/Au} \approx 0.2$ мкОм·см².

Мы предполагаем, что сопротивления границы $R_{SRO/LSMO}$ существенного вклада в сопротивление мезоструктуры не дает. Как показали исследования на просвечивающем электронном микроскопе, граница SRO/LSMO в мезоструктурах достаточно одно-

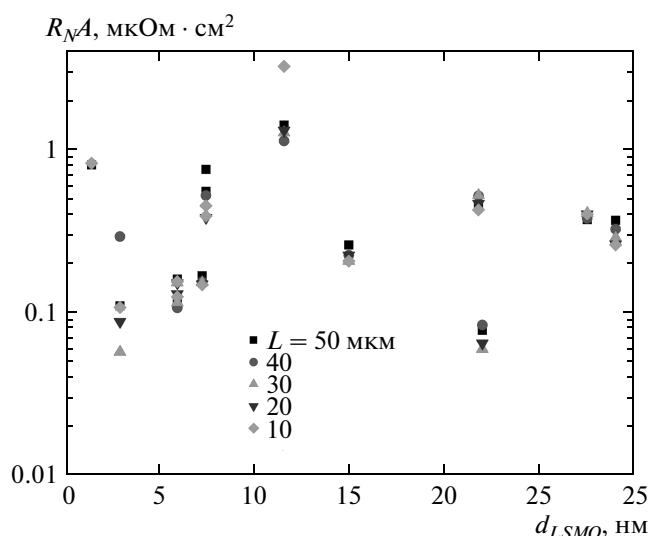


Рис. 3. Зависимость R_{NA} мезоструктуры (110) NGO/YBCO/SRO/Au/Nb от толщины прослойки LSMO при разных значениях размера мезоструктуры L

родная и отчетливо видна в приведенном на рисунке масштабе (см. рис. 1б). Более детальные исследования границ раздела SRO/LSMO с помощью просвечивающей электронной микроскопии с коррекцией

аббераций в гетероструктурах SRO/LSMO [31] показали наличие перемешивания атомов Mn и Ru в масштабе одной атомной ячейки (0.3 нм), а также Sr и La в масштабе двух атомных ячеек. Спектроскопия электронных потерь (EELS) показала, что на границе SRO/LSMO может наблюдаться неоднородность распределения вакансий кислорода в пределах 1–2 нм [31, 32]. Высококачественная граница раздела SRO и LSMO позволяет пренебречь вкладом сопротивления границы $R_{SRO/LSMO}$. Действительно, исследования сверхрешеток пленок (LSMO/SRO) $_n$ ($n = 1, 12, 24$) показали, что вклад сопротивления границы LSMO/SRO существенно меньше сопротивления отдельных пленок [33]. Следовательно, величина R_{NA} мезоструктуры определяется в основном сопротивлением $R_{LSMO/Au}$ и $R_{YBCO/SRO}$.

Используя полученные значения характерного сопротивления границ, можно оценить усредненную (по направлению импульса квазичастиц) прозрачность границы LSMO/Au по формуле [34]

$$D = \frac{2\pi^2\hbar^3}{e^2p_F^2} \frac{1}{R_{NA}} = \frac{2\rho^{LSMO}l_{LSMO}}{3R_{NA}}, \quad (1)$$

где p_F — наименьшее значение ферми-импульса из LSMO и Au при следующих параметрах: $\rho^{LSMO}l_{LSMO} \approx 2 \cdot 10^{-11}$ Ом·см² и $R_{NA} = 0.2$ мкОм·см². Прозрачность границы оказывается достаточно малой $D \approx 10^{-3}$. Для границы YBCO/SRO при небольшом отличии характерного сопротивления границы $R_{NA} = 0.1$ мкОм·см² мы получаем на порядок большую прозрачность D равную примерно 10^{-2} из-за меньших значений $\rho^{SRO}l_{SRO}$. Отметим, что оценка прозрачности границы получена в рамках модели свободных электронов и не учитывает корреляционные эффекты в металлоксидных пленках. Следовательно, мы имеем структуру из двух сверхпроводников, соединенных композитной прослойкой из двух ферромагнетиков, между которыми находится прозрачная граница, а на границах сверхпроводников с ферромагнетиками прозрачность границ составляет значение $D = 10^{-3} - 10^{-2}$.

3.2. Зависимости критического тока от толщины

На большинстве измеренных мезоструктур с суммарной толщиной композитной прослойки от 7 до 50 нм наблюдался критический ток, который в диапазоне температур $4.2 \text{ К} < T < T_c^{Au-Nb}$ показал линейное убывание с ростом температуры (см. вставку к рис. 2а). Для сравнения, в мезоструктурах с од-

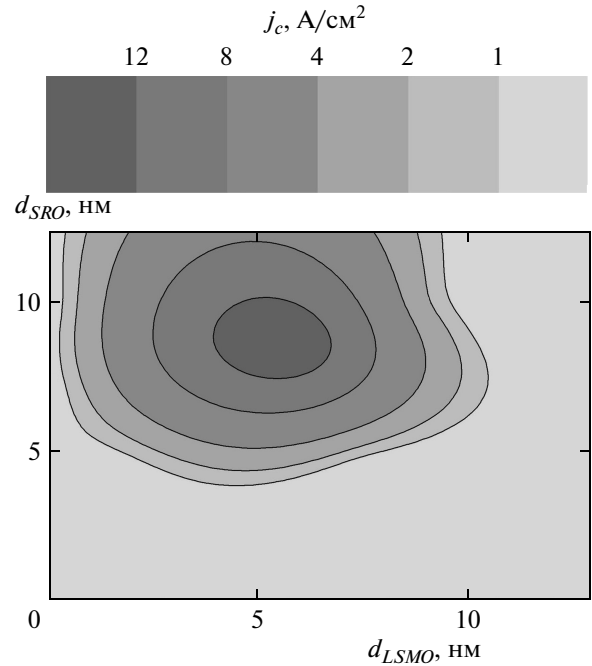


Рис. 4. Контурные области распределения плотности критического тока при $T = 4.2$ К на плоскости толщины ферромагнитных слоев прослойки. Границы получены из усредненных значений j_c по нескольким мезоструктурам

ной ферромагнитной прослойкой (LSMO или SRO) сверхпроводящий ток отсутствует при толщине прослойки более 5 нм, что по порядку величины равно длине когерентности ξ_F , оценка которой будет приведена ниже. При меньшей толщине прослойки на некоторых образцах сверхпроводящий ток был вызван протеканием тока через закоротки. Наличие и степенное убывание критического тока при значениях толщины композитной прослойки больших 5 нм является указанием на транспорт спин-триплетных сверхпроводящих корреляций через ферромагнитную прослойку [8, 19]. Разброс значений критического тока как между чипами, так и по чипу заметно превышал разброс значений R_{NA} , поэтому на рис. 4 приведены контуры распределения плотности критического тока j_c на плоскости d_{LSMO} и d_{SRO} , полученные при усреднении по нескольким образцам при одинаковых значениях толщины. Виден максимум плотности критического тока при значениях толщины слоев $d_{LSMO} \approx 6$ нм и $d_{SRO} \approx 8$ нм. Заметим, максимум критического тока ТСК в сверхпроводящих структурах с двухслойной композитной ферромагнитной прослойкой предсказывается при значениях толщины порядка длины когерентности [7, 13].

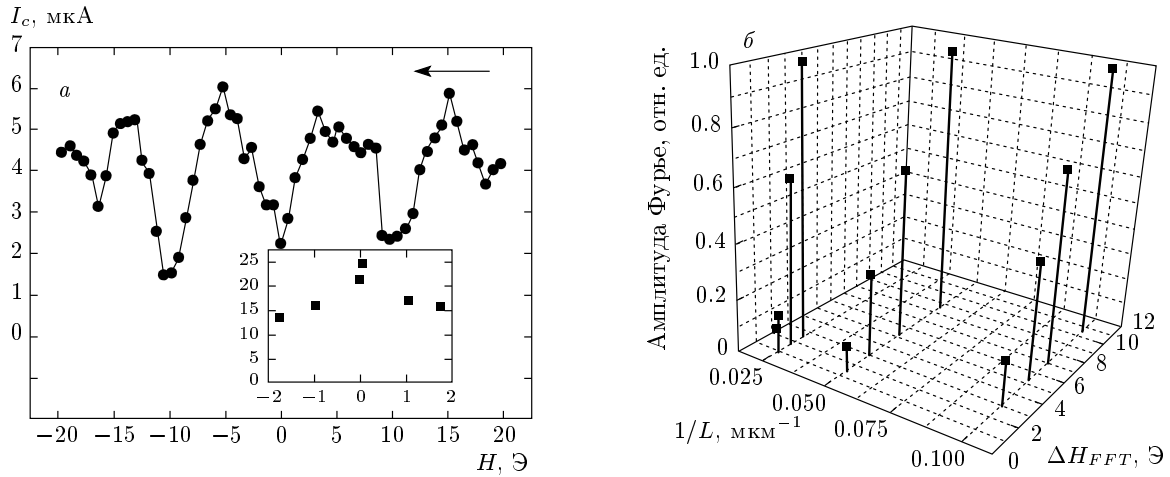


Рис. 5. *а)* Зависимость критического тока от магнитного поля в диапазоне до 20 Э для мезоструктуры № 4. На вставке показана зависимость максимумов критического тока в широком диапазоне магнитных полей для мезоструктуры № 9. *б)* Периоды ΔH_{FFT} и амплитуды фурье-компонент в зависимости от параметра $1/L$ для магнитно-полевых зависимостей критического тока мезоструктур № 4, № 5, № 6, расположенных на одном чипе

Оценим длину когерентности пленок прослойки. Поскольку длина свободного пробега l в оксидных материалах (SRO и LSMO) достаточно мала [35, 36], можно считать, что электронный транспорт носит диффузный характер. Кроме того, для тонких пленок характерно диффузное рассеяние на границе SRO/LSMO вследствие разности скоростей Ферми материалов. Для диффузионного случая длина когерентности в нормальном (не ферромагнитном) материале $\xi_N = (\hbar D/T)^{1/2}$, а в ферромагнитном $\xi_F = (\hbar D/E_{ex})^{1/2}$, где $D = v_F l/3$ — коэффициент диффузии, v_F — скорость Ферми. Длину свободного пробега оценим по полуэмпирической формуле $l = l_{phonon}(R_{300\text{ К}}/R_{4.2\text{ К}} - 1)$, где l_{phonon} — фононная длина свободного пробега, взятая из литературы (0.4 нм для LSMO [35] и 1 нм для SRO [36]). Из измеренных зависимостей $R(T)$ следует, что $R_{300\text{ К}}/R_{4.2\text{ К}} \approx 3$ для пленок SRO, выращенных на подложке (110)NGO, и $R_{300\text{ К}}/R_{4.2\text{ К}} \approx 10$ для пленок LSMO, выращенных на подложке (110) NGO (см. рис. 2б). Получаем соответственно $\xi_F^{LSMO} \approx 8$ нм и $\xi_F^{SRO} \approx 3$ нм. На рис. 4 видно, что максимум критического тока наблюдается при d_{LSMO} несколько меньших нашей оценки ξ_F^{LSMO} , а по SRO-прослойке, напротив, несколько больших значений оценок длины когерентности ξ_F^{SRO} .

3.3. Магнитополевые зависимости критического тока

Магнитнополевые зависимости критического тока мезоструктур (см. рис. 5а) заметно отличались

от фраунгоферовой, присущей джозефсоновским переходам с однородным распределением сверхпроводящего тока. При смене направления изменения поля (от возрастания к убыванию и обратно) в большом масштабе изменения магнитных полей наблюдается гистерезис, обусловленный ферромагнитной природой материалов прослойки. Более того, критический ток наблюдается при значительно больших значениях полей — в эксперименте вплоть до 2 кЭ (см. вставку к рис. 5а). Так, для мезоструктуры № 5 при $H = -1.3$ кЭ величина $I_c = 16.5$ мкА, что составляет 94% от $I_c(H = 0)$ и 0.7 от максимума при $H = -6.5$ Э. Отметим, на мезоструктурах YBCO/Au/Nb без магнитной прослойки [29] и с антиферромагнитной $\text{Ca}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CuO}_2$ прослойкой [37] критический ток резко убывает с увеличением магнитного поля, в то время как с ферромагнитной композитной даже возрастал при полях более 1 кЭ. Такое необычное поведение критического тока ТСК в структурах с металлической ферромагнитной прослойкой отмечалось также в работе [9].

Несколько механизмов определяют магнитнополевую зависимость критического тока: проникновение квантов магнитного потока (джозефсоновских вихрей), дающих «фраунгоферовскую» зависимость, возникновение доменной структуры в ферромагнитной прослойке и вращение намагниченностей слоев под действием магнитного поля. В случае джозефсоновского перехода с однородным распределением сверхпроводящего тока зависимость критического тока от магнитного поля, параллельного плос-

кости перехода, описывается фраунгоферовой зависимостью

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|, \quad (2)$$

где $\Phi_0 = 2.06783461 \cdot 10^{-7}$ Гс·см² квант магнитного потока, а $\Phi = \mu_0 H S_{eff}$ магнитный поток внешнего поля в мезоструктуре [17, 39]. Нули (минимумы) фраунгоферовой зависимости наблюдаются при потоке внешнего магнитного поля через поперечное сечение мезоструктуры равному кванту магнитного потока $\Phi \approx \Phi_0$. Отметим, в отсутствие ТСК сверхпроводящий ток согласно (2) должен существенно подавляться в магнитном поле при $\Phi \gg \Phi_0$, когда несколько квантов магнитного потока проникает в переход, поскольку максимумы на фраунгоферовой зависимости убывают как $1/\Phi$.

При оценке эффективной площади проникновения магнитного поля, направленного вдоль плоскости перехода $S_{eff} = Ld'$, следует учесть магнитные проницаемости прослоек $d' = \mu_1 d_{LSMO} + \mu_2 d_{SRO} + \lambda_{Nb} + \lambda_{YBCO}$, где $\lambda_{Nb} = 90$ нм и $\lambda_{YBCO} = 150$ нм — лондоновские глубины проникновения магнитного поля соответственно для Nb и YBCO, $\mu_{1,2}$ — магнитная проницаемость. Для джозефсоновских переходов с ферромагнитной прослойкой эффективная толщина увеличивается в $\mu = 1 + \chi$ раз [17, 40]. Подставляя полученные из магнитнополевых зависимостей магнитного момента прослойки значения $\mu_1 = 12$, $\mu_2 = 3$ для толщин $d_{LSMO} = 6$ нм и $d_{SRO} = 8.5$ нм, $L = 10$ мкм мезоструктуры № 4 (рис. 5а) получаем, что минимумы критического тока из-за проникновения джозефсоновских вихрей должны быть расположены на расстоянии, равном $\Delta H = 6$ Э. Эта величина немного отличается от $\Delta H \approx 10$ Э — расстояния между минимумами для $I_c(H)$, представленном на рис. 5а. Отличие может быть вызвано тем, что при оценки χ использовались данные измерения магнитного момента $M(H)$, которые были получены при направлении внешнего магнитного поля, совпадающего с осью трудного намагничивания [19]. Фурье-анализ осцилляционных зависимостей $I_c(H)$, снятых в масштабе полей до ± 30 Э для мезоструктур № 4, № 5 и № 6, расположенных на одном чипе и имеющих одинаковую толщину d' , показывает наличие 3–5 периодов зависимости $I_c(H)$, которые увеличиваются пропорционально L^{-1} (см. рис. 5б).

Известно, что доменная структура в ферромагнитной прослойке может кардинально изменить механизм электронного транспорта [41–43]. В частности, домены могут стимулировать возбуждение

ТСК в ферромагнетике, который находится в контакте с купратным сверхпроводником, имеющим d -волновую симметрию сверхпроводящего параметра порядка [41]. Магнитные домены в LSMO-пленке при магнитном поле, приложенном в плоскости подложки, имеют размеры $d_{dom} = 0.1–0.3$ мкм, а форма доменов сильно зависит от напряженности пленки [44, 45], в SRO-пленке домены имеют такие же размеры [46]. При малых магнитных полях (менее поля насыщения LSMO, порядка 200 Э) наибольшее влияние могут оказывать домены LSMO-пленки, а при полях 1000 Э и больше в SRO-пленке. Заметим, период доменной структуры d_{dom} значительно меньше глубин проникновения магнитного поля в джозефсоновский переход $\lambda_J = \Phi_0 / (2\pi\mu_0 d' j_c)^{-1/2}$, приведенных в таблице. Согласно оценкам [43], искажения магнитного потока, обусловленные доменами, усредняются на масштабе λ_J и не проявляются в критическом токе при $d_{dom} \ll \lambda_J$. Тем не менее не исключено, что вызванные доменами неоднородности намагниченности LSMO-пленки могут приводить к дополнительной модуляции зависимости $I_c(H)$. Однако из данных на рис. 5б видно, что осцилляции $I_c(H)$ не обусловлены доменной структурой, так как для этого эффективная площадь проникновения магнитного поля $S_{eff} = d_{dom} d'$ должна соответствовать существенно большему периодом осцилляции критического тока от магнитного поля, чем значения ΔH_{FFT} на рисунке. Наличие компонент Фурье-разложения с дробными периодами ΔH_{FFT} указывает, скорее, на отклонение ТФЗ от синусоидальной [17], чем на влияние доменной структуры.

Существенно также, что максимальные значения критического тока наблюдаются при ненулевых магнитных полях (рис. 5а). При нулевом магнитном поле связь между пленками SRO и LSMO антиферромагнитная, что показано измерениями намагниченности образцов YBCO/SRO/LSMO/Au на СКВИД-магнитометре [19]. При увеличении поля происходит изменение угла между направлениями намагниченности материалов прослойки и критический ток увеличивается [13]. При полях насыщения LSMO (200–300 Э) намагниченность LSMO направлена вдоль внешнего магнитного поля и не изменяется при больших магнитных полях. Следовательно, поведение $I_c(H)$ при полях более 1 кЭ определяется уже изменением намагниченности SRO-прослойки.

3.4. СВЧ-динамика мезоструктур

Исследование высокочастотной динамики ступенек Шапиро, возникающих на ВАХ при воздействии

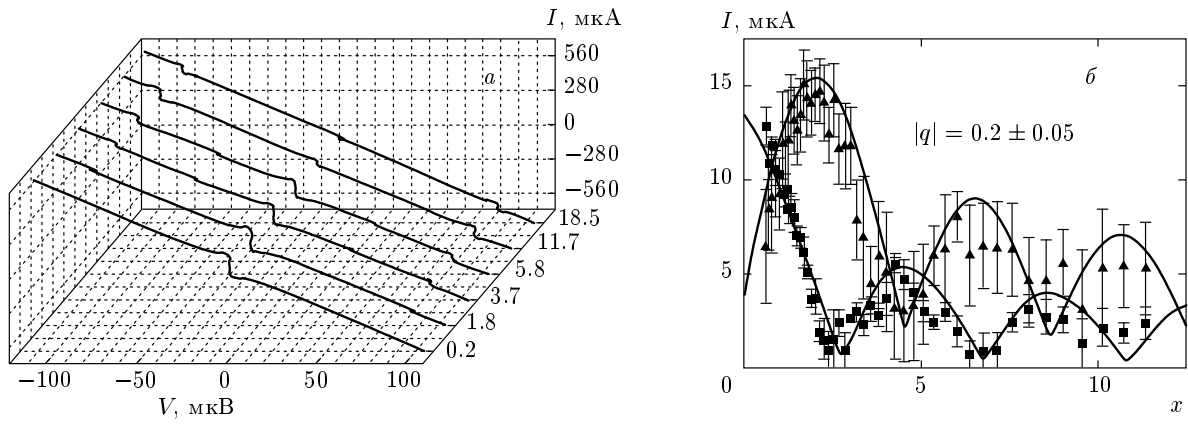


Рис. 6. а) Семейство ВАХ мезоструктуры №3 при воздействии электромагнитного излучения частотой 41 ГГц; $a = I_{RF}/I_c$. б) Зависимости амплитуд критического тока (■), первой ступени Шапиро (▲) мезоструктуры №7 под воздействием СВЧ-излучения частотой 3 ГГц при $T = 4.2$ К; $H = 133$ Э, $x = I_{RF}/I_c\omega$

СВЧ-облучения показывает отсутствие непосредственного контакта (закороток) между сверхпроводниками, поскольку наблюдаются осцилляции ступеней Шапиро от СВЧ-мощности, а их амплитуды согласуются с моделью резистивно-шунтированного джозефсоновского перехода [29]. Отсутствие закороток обеспечивается достаточно большими значениями толщины прослоек, при которых шероховатость слоев много меньше толщины пленок LSMO и SRO.

Более точное сравнение экспериментальных зависимостей ступеней Шапиро с расчетными по модифицированной резистивной модели [29] позволяют определить ТФЗ мезоструктур. Измерение ТФЗ проводилось в нулевом магнитном поле, а также при охлаждении мезоструктур в постоянном магнитном поле (100–200 Э), параллельном плоскости подложки. Семейство ВАХ, полученное под воздействием СВЧ-облучения на частоте 41 ГГц показано на рис. 6а. Поскольку нормированная частота СВЧ-воздействия f_e значительно превышала характерную частоту мезоструктур $f_e \gg f_c = (2e/h)I_c R_N$, влиянием емкости мезоструктур можно было пренебречь (параметр Маккамбера $\beta_c = (2\pi/\Phi_0)I_c R_N^2 C \ll 1$). При таких условиях появление дробной ступени Шапиро на ВАХ (определялось дифференцированием ВАХ, представленных на рис. 6а) однозначно указывает на несинусоидальность ток-фазовой зависимости [29]. Отношение амплитуды второй гармоники ТФЗ к первой гармонике $q = I_{c2}/I_{c1}$ определялось из численной аппроксимации зависимостей амплитуд критического тока и ступенек Шапиро от нормированного СВЧ-тока (рис. 6б).

Из-за влияния второй гармоники ТФЗ критический ток и первая ступень Шапиро имеют ненулевые локальные минимумы (см. рис. 6б). Поскольку предполагалось, что $I_{c1} \approx I_c$ (что имеет место при малых $q < 1$), значения q , определяемые таким методом, получаются несколько заниженными. Согласно теоретической работе [13], при возбуждении спин-триплетных корреляций в асимметричной ферромагнитной прослойке вторая гармоника доминирует в ТФЗ, возрастая с увеличением углов разориентации намагниченностей слоев прослойки, достигая максимума при углах близких к $\pi/2$. Согласно измерениям на СКВИД-магнитометре, при малых полях наблюдается антиферромагнитная упорядоченность намагниченностей слоев LSMO и SRO в плоскости подложки. Следовательно, в отсутствие внешнего поля намагниченности ферромагнитных слоев антипараллельны и согласно [13] критический ток минимален. Это действительно наблюдается на зависимости $I_c(H)$ (рис. 5а). Для ферромагнетика LSMO с одноосной магнитной анизотропией угол направления намагниченности по отношению к направлению внешнего магнитного поля определяется величиной магнитного поля и при полях больше полей насыщения (200–300 Э) намагниченность LSMO-слоя направлена вдоль поля. Следовательно, уже в малых полях должен наблюдаться рост второй гармоники ТФЗ. Однако в СВЧ-эксперименте на пяти мезоструктурах мы не наблюдали увеличение доли второй гармоники при приложении магнитного поля 20–50 Э, а максимальное значение составило $q = 0.5$. Ограничение роста амплитуды второй гармоники ТФЗ

может объясняться неоднородностью обменного поля в ферромагнитных слоях из-за доменной структуры [42], а также диффузным рассеянием с переворотом спина [14], обусловленного неидеальностью границ между сверхпроводниками и ферромагнетиками в мезоструктуре. Отметим, что причиной возникновения второй гармоники ТФЗ в джозефсоновском контакте между s -волновым и d -волновым сверхпроводниками может быть обусловлена преимущественно d -волновой симметрией конденсатной волновой функции YBCO в плоскости ab [29]. Однако в c -направлении YBCO критический ток определяется s -компонентой сверхпроводящего параметра порядка [29]. В наших c -ориентированных мезоструктурах s -компонента YBCO мала, что проявляется в малых значениях критической частоты f_c по сравнению со структурами без прослойки [29]. Заметим, что в c -направлении сверхпроводящих контактов с d -волновой симметрией, соединенных ферромагнетиком с доменной стенкой, возникает именно s -компонента ТСК [41]. Однако вопрос влияния доменной структуры ферромагнетиков на соотношение гармоник ТФЗ джозефсоновского тока с ТСК в контактах $S/F_L/F_R/S$ пока остается открытым.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что зависимость критического тока сверхпроводящих мезоструктур с асимметричной композитной магнитной прослойкой LSMO/SRO немонотонно зависит от толщин манганита d_{LSMO} и рутената d_{SRO} . Сверхпроводящий ток наблюдается при суммарной толщине прослойки до 50 нм, в частности, при условиях, когда $d_{LSMO} \gg \xi_F^{LSMO}$. Максимальное значение плотности критического тока наблюдается при значениях толщины прослойки, близких к длинам когерентности. Несмотря на малую прозрачность границ сверхпроводников с ферромагнетиками, наблюдаемый эффект Джозефсона объясняется возникновением ТСК. Сложная магнитнополевая зависимость критического тока мезоструктур определяется влиянием нескольких факторов. В полях меньших поля насыщения ферромагнитной пленки LSMO фурье-анализ магнитнополевых зависимостей позволяет выделить компоненты, соответствующие дробным значениям основного периода осцилляции $I_c(H)$, обусловленное отклонением ТФЗ от синусоидальной. Это подтверждается СВЧ-измерениями зависимостей высот ступеней Шапиро от мощности облучения: обнаружена

значительная величина второй гармоники ТФЗ — до 50% от первой. Другим фактором, влияющим на модуляцию магнитнополевой зависимости, является возникновение доменов, однако механизм влияния доменов на магнитнополевую зависимость критического тока пока остается открытым.

Работа выполнена при финансовой поддержке ОФН РАН, гранта Президента России (НШ-4871.2014.2), РФФИ (проекты №№ 14-07-00258а, 14-07-93105) и в рамках программы Висби Шведского института. Изображение с просвечивающего электронного микроскопа получено с привлечением оборудования центра коллективного пользования в области нанотехнологии (ЦКП МФТИ). Авторы выражают благодарность И. В. Борисенко, Д. Винклеру, А. Ф. Волкову, В. В. Демидову, А. В. Зайцеву, Л. Мустафе, А. М. Петржику за помощь в проведении экспериментальных исследований и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4096 (2001).
2. A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, and M. Jonson, *Europhys. Lett.* **54**, 394 (2001).
3. J. W. A. Robinson, J. D. S. Witt, and M. G. Blamire, *Science* **329**, 59 (2010).
4. M. S. Anwar, F. Czeschka, M. Hesselberth, M. Porcu, and J. Aarts, *Phys. Rev. B* **82**, 100501 (2010).
5. J. Wang, M. Singh, M. Tian, N. Kumar, B. Liu, C. Shi, J. K. Jain, N. Samarth, T. E. Mallouk, and M. H. W. Chan, *Nat. Phys.* **6**, 389 (2010).
6. M. Houzet and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **76**, 060504 (2007).
7. A. F. Volkov and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **81**, 144522 (2010).
8. M. A. Khasawneh, T. S. Khaire, C. Klose, W. P. Pratt Jr., and N. O. Birge, *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 024005 (2011).
9. C. Klose, T. S. Khaire, Y. Wang, W. P. Pratt, Jr., N. O. Birge, B. J. McMorrin, T. P. Ginley, J. A. Borchers, B. J. Kirby, B. B. Maranville, and J. Unguris, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 127002 (2012).
10. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Büchner, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 057005 (2012).

11. V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier, D. Lenk, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov, *Phys. Rev. B* **87**, 144507 (2013).
12. L. Trifunovic, Z. Popovi'c, and Z. Radovi'c, *Phys. Rev. B* **84**, 064511 (2011).
13. C. Richard, M. Houzet, and J. S. Meyer, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 217004 (2013).
14. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbo, *Phys. Rev. B* **78**, 104509 (2008).
15. L. Trifunovic, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 047001 (2011).
16. M. Knežević, L. Trifunovic, and Z. Radovi'c, *Phys. Rev. B* **85**, 094517 (2012).
17. A. Pal, Z. H. Barber, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, *Nature Comm.* **5**, 3340 (2014).
18. Г. А. Овсянников, А. Е. Шейерман, А. В. Шадрин, Ю. В. Кислинский, К. И. Константибян, А. Калабухов, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 165 (2013).
19. Yu. N. Khaydukov, G. A. Ovsyannikov, A. E. Sheyerman, K. Y. Constantinian, L. Mustafa, T. Keller, M. A. Uribe-Laverde, Yu. V. Kislinskii, A. V. Shadrin, A. Kalabukhov, B. Keimer, and D. Winkler, *Phys. Rev. B* **90**, 035130 (2014).
20. S. Yunoki, A. Moreo, E. Dagotto, S. Okamoto, and S. S. Kancharla, *Phys. Rev. B* **76**, 064532 (2007).
21. C. Visani, Z. Sefrioui, J. Tornos et al., *Nature Phys.* **2318**, 1 (2012).
22. T. Hu, H. Xiao, C. Visani, Z. Sefrioui, J. Santamaria, and C. C. Almasan, *Phys. Rev. B* **80**, 060506R (2009).
23. Y. Kalcheim, T. Kirzhner, G. Koren, and O. Millo, *Phys. Rev. B* **83**, 064510 (2011).
24. T. Golod, A. Rydh, V. M. Krasnov, I. Marozau, M. A. Uribe-Laverde, D. K. Satapathy, Th. Wagner, and C. Bernhard, *Phys. Rev. B* **87**, 134520 (2013).
25. M. van Zalk, A. Brinkman, J. Aarts, and H. Hilgenkamp, *Phys. Rev. B* **82**, 134513 (2010).
26. А. М. Петржик, Г. А. Овсянников, А. В. Шадрин, К. И. Константибян, А. В. Зайцев, В. В. Демидов, Ю. В. Кислинский, *ЖЭТФ* **139**, 1 (2011).
27. B. F. Woodfield, M. L. Wilson, and J. M. Byers, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3201 (1997).
28. I. Asulin, O. Yuli, G. Koren, and O. Millo, *Phys. Rev. B* **79**, 174524 (2009).
29. P. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian, Y. V. Kisinski, I. V. Borisenko, I. I. Soloviev, V. K. Kornev, E. Goldobin, and D. Winkler, *Phys. Rev. B* **78**, 024501 (2008).
30. L. Mieville, D. Worledge, T. H. Geballe, R. Contreras, and K. Char, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1736 (1998).
31. A. Y. Borisevich, A. R. Lupini, J. He, E. A. Eliseev, A. N. Morozovska, G. S. Svechnikov, P. Yu, Y.-H. Chu, R. Ramesh, S. T. Pantelides, S. V. Kalinin, and S. J. Pennycook, *Phys. Rev. B* **86**, 140102(R) (2012).
32. M. Ziese, I. Vrejoiu, E. Pippel, P. Esquinazi, D. Hesse, C. Etz, J. Henk, A. Ernst, I. V. Maznichenko, W. Hergert, and I. Mertig, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 167203 (2010).
33. M. Ziese, F. Bern, A. Setzer, E. Pippel, D. H. Hesse, and I. Vrejoiu, *Eur. Phys. J. B* **86**, 42100 (2013).
34. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, З. Г. Иванов, *ФТТ* **43**, 769 (2000).
35. J. L. Cohn, J. J. Neumeier, C. P. Popoviciu, K. J. McClellan, and Th. Leventouri, *Phys. Rev. B* **56**, R8495 (1997).
36. P. Kostic, Y. Okada, N. C. Collins, Z. Schlesinger, J. W. Reiner, L. Klein, A. Kapitulnik, T. H. Geballe, and M. R. Beasley, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2498 (1998).
37. Ю. В. Кислинский, К. И. Константибян, Г. А. Овсянников, Ф. В. Комиссинский, И. В. Борисенко, А. В. Шадрин, *ЖЭТФ* **133**, 914 (2008).
38. В. В. Больгинов, В. С. Столяров, Д. С. Собанин, А. Л. Карпович, В. В. Рязанов, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 408 (2012).
39. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применение*, Мир, Москва (1984).
40. G. Wild, C. Probst, A. Marx, and R. Gross, *Eur. Phys. J. B* **78**, 509 (2010).
41. A. F. Volkov and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 077002 (2009).
42. Ya. V. Fominov, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **75**, 104509 (2007).
43. A. I. Buzdin, A. S. Mel'nikov, and N. G. Pugach, *Phys. Rev. B* **83**, 144515 (2011).
44. R. Desfeux, S. Bailleul, A. Da Costa, W. Prellier, and A. M. Haghiri-Gosnet, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3681 (2001).
45. J. Dho, Y. N. Kim, Y. S. Hwang, J. C. Kim, and N. H. Hur, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1434 (2003).
46. M. S. Anwar, F. Czeschka, M. Hesselberth, M. Porcu, and J. Aarts, *Phys. Rev. B* **82**, 100501 (2010).