

## Магнитный эффект близости и сверхпроводящие триплетные корреляции на границе купратного сверхпроводника и оксидного спинового клапана

Г.А. Овсянников<sup>1,2</sup>, К.И. Константиныч<sup>1</sup>, В.В. Демидов<sup>1</sup>, Ю.Н. Хайдуков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва 125009, Россия*  
E-mail: gena@hitech.cplire.ru

<sup>2</sup>*Chalmers University of Technology, Gothenburg SE-41296, Sweden*

<sup>3</sup>*Max-Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart D-70569, Germany*

Статья поступила в редакцию 13 мая 2016 г., опубликована онлайн 29 августа 2016 г.

Гетероструктура, состоящая из купратного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и спинового клапана рутенат/манганит ( $\text{SrRuO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ), была исследована методами СКВИД магнитометрии, ферромагнитного резонанса и нейтронной рефлектометрии. Показано, что из-за магнитного эффекта близости в сверхпроводящей части гетероструктуры возбуждается магнитный момент, а в спиновом клапане происходит подавление магнитного момента. Полученная из эксперимента величина характерной длины проникновения магнитного момента в сверхпроводник существенно превышает длину когерентности купратного сверхпроводника, что указывает на доминирование механизма наведенного магнитного момента атомов Cu. В мезоструктуре, изготовленной из этой гетероструктуры с добавлением ниобиевой пленки в качестве второго сверхпроводящего электрода, наблюдался сверхпроводящий ток (стационарный эффект Джозефсона) при толщинах прослойки, много больших длин когерентности ферромагнитных материалов. Максимум на зависимости плотности критического тока от толщин материалов спинового клапана соответствует длине когерентности прослоек, что согласуется с теоретическими предсказаниями для случая спин-триплетного спаривания. Сверхпроводящий ток наблюдается при магнитных полях, на два порядка превышающих значение поля, соответствующего вхождению одного кванта магнитного потока в мезоструктуру. Отношение второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока мезоструктуры к первой, определенной по зависимости ступенек Шапиро от амплитуды СВЧ воздействия, не превышало 50%.

Гетероструктуру, що складається з купратного надпровідника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  та спінового клапана рутенат/манганіт ( $\text{SrRuO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ), було досліджено методами СКВІД магнітометрії, феромагнітного резонансу та нейтронної рефлектометрії. Показано, що через магнітний ефект близькості в надпровідній частині гетероструктури збуджується магнітний момент, а в спіновому клапані відбувається пригнічення магнітного моменту. Отримана з експерименту величина характерної довжини проникнення магнітного моменту в надпровідник істотно перевищує довжину когерентності купратного надпровідника, що вказує на домінування механізму наведеного магнітного моменту атомів Cu. У мезоструктурі, яку виготовлено з цієї гетероструктури з додаванням ніобієвої плівки як другого надпровідного електрода, спостерігався надпровідний струм (стаціонарний ефект Джозефсона) при товщині прошарку, набагато більшою ніж довжини когерентності феромагнітних матеріалів. Максимум на залежності щільності критичного струму від товщини матеріалів спінового клапана відповідає довжині когерентності прошарків, що узгоджується з теоретичними пророкуваннями для випадку спин-триплетного спаровування. Надпровідний струм спостерігається при магнітних полях, які на два порядки перевищують значення поля, що відповідає входженню одного кванта магнітного потоку в мезоструктуру. Відношення другої гармоніки струм-фазової залежності надпровідного струму мезоструктури до першої, визначеної по залежності сходинок Шапіро від амплітуди НВЧ дії, не перевищувало 50%.

PACS: 75.75.-с Магнитные свойства наноструктур;  
 74.20.Mn Нетрадиционные механизмы;  
 73.50.-h Электронный транспорт в тонких пленках и низкоразмерных структурах.

Ключевые слова: магнитный момент, эффект близости, гетероструктура, купратный сверхпроводник.

## 1. Введение

В контактах сверхпроводника (S) с нормальным (несверхпроводящим) металлом (N) сверхпроводящие корреляции проникают на расстояние, существенно превышающее межатомное [1]. Это явление получило название эффекта близости (proximity effect) и впервые было подробно рассмотрено де Женом [2,3]. Наряду с проникновением сверхпроводящих корреляций в нормальный металл происходит изменение сверхпроводящего параметра порядка в сверхпроводнике из-за «утечки куперовских пар». Ранее предполагалось, что из-за «антагонизма» сверхпроводимости и магнетизма эффекта близости на границе сверхпроводника (S) с ферромагнетиком (F) нет. Это обусловлено структурой куперовских пар, у которых спариваются два электрона с противоположно направленными спинами. Впервые теоретически Ларкиным и Овчинниковым [4], а также Фулде и Ферреллом [5] было предсказано возникновение неоднородных сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике (ЛЮФФ состояние). Хотя длина проникновения сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик достаточно мала, удалось экспериментально доказать наличие ЛЮФФ состояний S-F-S контакте, проявляющееся в виде осцилляции сверхпроводящего критического тока в контакте [6,7]

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 [8,9]. Отличительной особенностью ТСК является то, что они нечувствительны к обменному полю и проникают вглубь ферромагнетика на расстояния, характерные для нормального (не магнитного) металла, достигающие сотен нм. Экспериментально возникновение ТСК фиксировалось по наличию сверхпроводящего тока в структурах из двух сверхпроводников с синглетной сверхпроводимостью, соединенных ферромагнитной прослойкой со спиральной намагниченностью [10], а также ферромагнитной пленкой неоднородно намагниченной на границах со сверхпроводником [11]. ТСК в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной прослойкой из двух ферромагнетиков (S/F<sub>1</sub>/F<sub>2</sub>/S) были предсказаны теоретически при баллистическом транспорте электронов [12], а также в случае диффузного рассеяния [13]. Теоретически было показано, что одним из проявлений дальнегодействующего эффекта близости является преобладающая

вторая гармоника в ток-фазовой зависимости (ТФЗ) сверхпроводящего тока переходов [10,12–14].

В оксидных структурах, например купратный сверхпроводник-манганитный ферромагнетик, прозрачность границы определяется, в частности, работой выхода [15] 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 [16–21]. Отметим, что используемые в экспериментах манганитные ферромагнетики La<sub>0,7</sub>Sr<sub>0,3</sub>MnO<sub>3</sub> (LSMO) и La<sub>0,7</sub>Ca<sub>0,3</sub>MnO<sub>3</sub> (LCMO) являются ферромагнетиками со 100% магнитной поляризацией носителей (магнитный полуметалл) при низких температурах, поэтому возникновение синглетных возбуждений на границе с ферромагнетиком подавлено, что не исключает возбуждение спин-триплетных корреляций.

В случае контакта ферромагнетика с нормальным металлом ферромагнитные корреляции из ферромагнетика проникают в нормальный металл на малое (порядка межатомного) расстояние из-за локальности обменного взаимодействия (см., например, [22,23]). В работах [24–27] было показано теоретически, что в сверхпроводнике на границе с ферромагнетиком под действием обменного поля происходит изменение плотности состояний из-за ее отличия для электронов со спином вверх и электронов со спином вниз. Позднее также теоретически было показано, что знак и величина магнитного момента, возникающего в сверхпроводнике, сильно зависят от параметров S/F границы, таких как прозрачность границы, наличие примесей и толщины слоев [28–31]. Экспериментальное исследование магнитного эффекта близости в S/F структурах на основе металлических ферромагнетиков и обычных сверхпроводников, проведенное разнообразными методами (ферромагнитный резонанс, мюонное рассеяние, нейтронное рассеяние и др.) [32–35], в целом подтвердили выводы теории.

Из структур на основе купратных сверхпроводников, имеющих малую длину когерентности и анизотропную сверхпроводящую щель, в основном исследовались сверхрешетки [YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>/La<sub>2/3</sub>Ca<sub>1/3</sub>MnO<sub>3</sub>]<sub>n</sub> ([YBCO/LCMO]<sub>n</sub>), которые выявили наличие магнитного момента в сверхпроводнике [36–40]. На границе купратного сверхпроводника и магнитного материала с помощью рентгеновского дихроизма [38–40] был обнаружен индуцированный магнитный момент атома

Cu, ориентированный антипараллельно атомам Mn. Было показано, что атомы Cu и Mn связаны через границу посредством ковалентной химической связи, приводящей к сильной гибридизации и орбитальной реконструкции. Заметим, что характерные длины орбитальной реконструкции значительно превышают межатомные расстояния и равны 8–10 нм [41,42].

В настоящей работе экспериментально изучалось изменение магнитного момента гетероструктуры, содержащей границу купратный сверхпроводник–ферромагнитный спиновый клапан, который сформирован из двух ферромагнитных слоев. Измерения магнитного момента гетероструктур проводились СКВИД-магнитометром, нейтронной рефлектометрией и с помощью ферромагнитного резонанса (ФМР). Из анализа данных, полученных с помощью этих трех методик, удалось определить величину индуцированного в сверхпроводник магнитного момента и величину изменения магнитного момента в ферромагнитном спиновом клапане. В работе также представлены результаты экспериментальных исследований сверхпроводящего и квазичастичного токов в мезоструктурах микронных размеров, изготовленных из гетероструктур Au/LSMO/SRO/YBCO с верхним электродом из Nb. Оценивались характерные величины, в частности, длина проникновения сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик и прозрачность границ купратный сверхпроводник–рутенатный ферромагнетик, экспериментально определялся вклад второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока. На основе экспериментальных данных делается вывод о доминирующем вкладе сверхпроводящих триплетных корреляций в транспорт сверхпроводящих носителей в мезоструктурах.

## 2. Методика эксперимента и образцы

Исследованы эпитаксиальные тонкопленочные гетероструктуры, состоящие из купратного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO) и двух ферромагнитных слоев, SrRuO<sub>3</sub> (SRO) и La<sub>0,7</sub>Sr<sub>0,3</sub>MnO<sub>3</sub> (LSMO), изготовленных

методом лазерной абляции при температуре 700–800 °C и давлении кислорода 0,3–0,6 мбар. Толщина сверхпроводника находилась в диапазоне 80–200 нм, толщины ферромагнитных слоев варьировались от 5 до 20 нм (см. табл. 1). Гетероструктуры покрывались сверху тонким (20 нм) слоем золота. Использовались подложки размером 5×5 мм из (110)NdGaO<sub>3</sub> (NGO), (001)LaAlO<sub>3</sub> (LAO) и (LaAlO<sub>3</sub>)<sub>0,3</sub> + (Sr<sub>2</sub>AlTaO<sub>6</sub>)<sub>0,7</sub> (LSAT). Вектор намагниченности эпитаксиальной пленки LSMO, нанесенной на подложку (110)NGO или на пленку (001)YBCO, обычно лежит в плоскости подложки [43,44], в то время как для SRO пленки вектор намагниченности находится вне плоскости для используемых подложек [45].

Детальное исследование полевой и температурной зависимостей намагниченности отдельных пленок и гетероструктур проводилось с помощью СКВИД-магнитометра MPMS-3 фирмы Quantum Design в режиме VSM mode [46]. Плоскость подложки устанавливалась относительно направления магнитного поля с точностью 1–2 градуса.

Гетероструктуры были исследованы также с помощью спектрометра магнитного резонанса Bruker ER 200, работающего на частоте  $\omega/2\pi = 9,7$  ГГц. Измеряли спектры ферромагнитного резонанса в широком интервале изменения температуры: 20–300 К. Спектры ФМР от пленки LSMO в гетероструктурах были получены при охлаждении образца в поле Земли. При достижении заданной температуры проводилось сканирование магнитного поля от 0 до 4 кЭ. Спектр ФМР от пленки SRO в наших экспериментальных условиях не виден из-за большого значения поля магнитной анизотропии SRO пленки.

Эксперимент с поляризованными нейтронами был проведен на монохроматическом рефлектометре NREX (длина волны 0,43 нм, энергия 4,4 мэВ), расположенном на исследовательском реакторе FRM II (Гархинг, Германия). Пучок поляризованных нейтронов (поляризация 99,99%) падал на образец под углами скольжения  $\theta = (0,15-1)^\circ$ . Расходимость пучка  $\Delta\theta_1 = 0,025^\circ$  задавалась

Таблица 1. Составы и толщины пленок исследованных гетероструктур, а также экспериментально определенные величины изменений магнитного момента гетероструктур

№	Подложка	$d_S$ , нм	$d_{SRO}$ , нм	$d_{LSMO}$ , нм	$\Delta m$ , $10^{-6}$ ед. СГСМ
1	(001)LaAlO <sub>3</sub>	80	20	14	10
2	(110)NdGaO <sub>3</sub>	80	17	7	5±1,5
3	(110)NdGaO <sub>3</sub>	180	0	20	≤(1±2)
4	(001)LSAT	150	13	25	2,5
5	(110)NdGaO <sub>3</sub>	0	14	40	–
6	(110)NdGaO <sub>3</sub>	0	0	50	–

П р и м е ч а н и е:  $d_S$  — толщина пленки YBCO,  $d_{SRO}$  — толщина пленки SRO,  $d_{LSMO}$  — толщина пленки LSMO,  $\Delta m$  — изменения магнитного момента. Для гетероструктур №1 и №4 измерялось изменение  $m$  всего образца, а для №2 и №3 — только для ферромагнитной части. Для гетероструктуры №4 в качестве сверхпроводника использовался  $Y_{0,7}Ca_{0,3}Ba_2Cu_3O_x$ . В гетероструктурах №5 и №6 сверхпроводник не напылялся.

двумя диафрагмами перед образцом. Поляризация отраженного пучка анализировалась при помощи анализатора с эффективностью 98%. Внешнее магнитное поле в эксперименте было направлено в плоскости образца и нормально к плоскости рассеяния. При фиксированной температуре снимались данные с 4-х каналов интенсивности малоуглового отражения:  $R^{++}(\theta)$ ,  $R^{--}(\theta)$ ,  $R^{+-}(\theta)$ ,  $R^{-+}(\theta)$ . Под «+» и «-» следует понимать знаки проекции спина нейтрона на внешнее магнитное поле. Коэффициенты отражения без переворота спина  $R^{++}(\theta)$  и  $R^{--}(\theta)$  чувствительны к сумме и разнице, соответственно, ядерного профиля (SLD) и компоненты намагниченности, лежащей в плоскости подложки и коллинеарной к внешнему полю ( $M_{\parallel}$ ). Коэффициенты отражения с переворотом спина  $R^{+-}(\theta)$ ,  $R^{-+}(\theta)$  чувствительны к компоненте намагниченности  $M_{\perp}$ , лежащей в плоскости подложки и неколлинеарной к внешнему полю. Особенностью рефлектометрии поляризованных нейтронов является нечувствительность метода к компоненте намагниченности, нормальной к плоскости образца [47,48].

Исследованы мезаструктуры, в которых верхним сверхпроводящим электродом служил бислой Au–Nb, напыленный магнетронным распылением [43]. Использование в качестве нижнего электрода эпитаксиальной пленки купратного сверхпроводника YBCO обусловлено необходимостью обеспечить эпитаксиальный рост оксидной прослойки, в качестве которой использованы два ферромагнитных материала: LSMO с величиной поля одноосной магнитной анизотропии 20–30 мТл и обменной энергией 2,3 мэВ [49], а также SRO с магнитной анизотропией порядка 1 Тл и обменной энергией 13 мэВ [50]. На подложке (далее чип) изготавливали пять мезаструктур квадратной формы с линейными размерами в плоскости  $L = 10, 20, 30, 40, 50$  мкм с использованием методов фотолитографии, ионно-лучевого травления, взрывной фотолитографии. Пленку SiO<sub>2</sub> толщиной 40 нм использовали для изоляции контакта по торцам мезаструктуры. Схема измерений и поперечное сечение участка мезаструктуры показаны на рис. 1(а). 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(б)).

Как показали исследования на просвечивающем электронном микроскопе, граница SRO/LSMO в наших мезаструктурах достаточно однородная. Она отчетливо видна в приведенном на рисунке масштабе (см. рис. 1(б)). Резистивные характеристики пленок-спутников и вольт-амперные характеристики (ВАХ) мезаструктур измерялись по четырехточечной схеме (см. рис. 1(а)) в диапазоне температур  $4,2 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ , магнитных полей  $H$  до 2 кЭ и микроволнового воздействия монохроматического излучения на частотах  $f_e$  1–3 ГГц и 36–45 ГГц. Излучение частотой 1–3 ГГц подавалось на образец с помощью коаксиального кабеля через разделительные

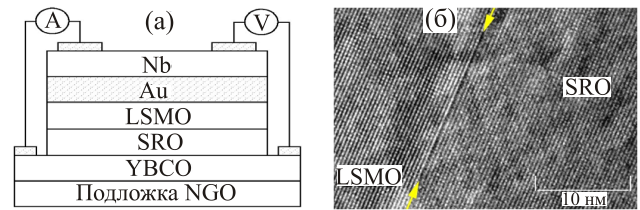


Рис. 1. Поперечное сечение и схема измерения электрофизических параметров мезаструктуры. А — источник тока через мезаструктуру, V — измеритель напряжения (а). Изображение границы раздела SRO и LSMO, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM-2100 с увеличением  $8 \cdot 10^5$ . Расположение границы отмечено стрелками (б).

емкости, а излучение мм волн — через волноводный тракт. Для уменьшения влияния внешних электромагнитных полей измерения проводили в экранированном боксе с использованием системы фильтрации сигналов.

### 3. Магнитные измерения гетероструктур

В табл. 1 приведены составы и толщины пленок исследованных гетероструктур, а также экспериментально определенные величины изменений магнитного момента гетероструктуры —  $\Delta m$ . Величины  $\Delta m$  для образцов N2 и N3 получены из ФМР измерений и соответствуют изменению намагниченности слоя SRO для гетероструктуры №2 и LSMO пленки для гетероструктуры №3, остальные данные относятся к изменению намагниченности всей гетероструктуры. В образце №4 использовалась подложка LSAT, на которую наносилась эпитаксиальная пленка из допированного кальцием купратного сверхпроводника YBCO ( $Y_{0,7}Ca_{0,3}Ba_2Cu_3O_x$ ).

На рис. 2 показано семейство температурных зависимостей магнитного момента, параллельного плоскости подложки  $m_{\parallel}$  для гетероструктуры №1. Эти зависимости получены с помощью СКВИД магнитометра при охлаждении в магнитном поле (режим FC). Внешнее магнитное поле находилось в плоскости подложки и было направлено вдоль одной из ее граней. Детальные измерения магнитной анизотропии показали, что грани подложки образуют угол 40–50 градусов относительно легкой оси магнитной анизотропии LSMO. В интервале температур  $T < T_{SRO}$  (температура сверхпроводящего перехода YBCO пленки  $T_c \approx 55 \text{ K}$  и температура Кюри SRO пленки  $T_{SRO} \approx 150 \text{ K}$  для данной гетероструктуры)  $m_{\parallel}$  определяется суммой проекций магнитного момента пленки LSMO и магнитного момента пленки SRO на направление магнитного поля. Под действием магнитного поля  $m_{\parallel}$  изменяется из-за поворота магнитных моментов LSMO и SRO пленок. В результате взаимодействия магнитных моментов пленок LSMO и SRO суммарный магнитный момент спинового клапана при малых полях меньше, чем для LSMO пленки при той же температуре, а при  $H > 1 \text{ кЭ}$  — больше.

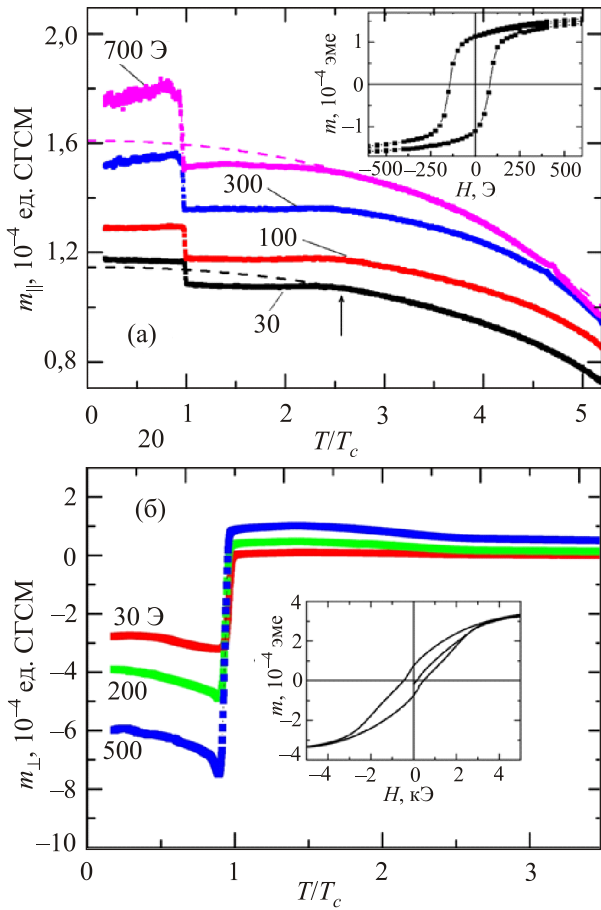


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости магнитного момента  $m_{\parallel}$  гетероструктуры Au/LSMO/SRO/YBCO для магнитного поля, ориентированного параллельно плоскости подложки при охлаждении в магнитном поле 1 кЭ (режим FC). Переход пленки SRO в ферромагнитное состояние наблюдается при  $T/T_c = 2,5$ . Вставка: петля гистерезиса гетероструктуры для этой ориентации поля при  $T = 100$  К (а). Зависимости величин магнитного момента  $m_{\perp}$  в магнитном поле, перпендикулярном плоскости подложки. На вставке представлена петля гистерезиса для этого направления магнитного поля (б).

Результаты измерений полевой зависимости магнитного момента  $m$  гетероструктуры Au/LSMO/SRO/YBCO (см. №1 в табл. 1) приведены на вставке к рис. 2(а) для направления внешнего магнитного поля вдоль грани подложки при температуре  $T = 100$  К, что выше критической температуры сверхпроводника  $T_c$ . Положение легкой оси намагниченности SRO пленки близко к нормали плоскости подложки. Неколлинеарность векторов намагниченности ферромагнитных пленок способствует генерации в ферромагнитной прослойке сверхпроводящих триплетных корреляций с ненулевой проекцией спина сверхпроводящих носителей [43,51,52].

При  $T \approx T_c$  для поля, направленного параллельно плоскости подложки, наблюдается резкое увеличение магнитного момента гетероструктуры (рис. 2(а)). Тол-

щина пленки YBCO  $d_S = 80$  нм меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля. Магнитное поле, направленное вдоль плоскости пленки, полностью проникает в сверхпроводник и диамагнитный отклик из-за эффекта Мейснера не наблюдается.

Теоретически возникновение магнитного момента в купратном сверхпроводнике, граничащим с манганитом, было рассмотрено в работе [42], где было показано, что в результате антиферромагнитного взаимодействия спинов  $x^2-y^2$  электронов Cu с  $e_g$ -электронами Mn индуцируется отрицательная спиновая поляризация в купратном сверхпроводнике. Влияние такого процесса на свойства сверхпроводника значительно сильнее, чем инжекция спин-поляризованных электронов ферромагнетика. Важным параметром для анализа происходящих процессов является глубина проникновения магнитного момента в сверхпроводник, которая не ограничивается изменением положения атомов на соседних слоях границы, а определяется 8–10 атомными слоями сверхпроводника [40,42]. Для такого механизма возникновения наведенного магнитного момента в сверхрешетке [YBCO/LCMO] $_n$  в работе [17] было получено, что индуцированный в сверхпроводнике магнитный момент атома Cu равен  $0,23 \mu_B$  и направлен против магнитного момента Mn.

Если предположить, что изменение магнитного момента нашей гетероструктуры происходит за счет атомов меди, расположенных в слое толщиной порядка 10 нм, то для получения экспериментального значения  $\Delta m \sim 10^{-5}$  ед. СГСМ в образце №1 (см. рис. 2(а)) следует принять величину индуцированного магнитного момента  $\sim 0,25 \mu_B/\text{Cu}$ . Изменение направления магнитного момента меди в контактах YBCO/SRO, наблюдавшееся в [53], так же, как в нашем случае, может быть вызвано отрицательной намагниченностью пленки SRO [27,45].

Если же магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости сверхпроводящей пленки, то экранирующие токи протекают в слое  $\lambda_{\perp} = \lambda_L^2/d_S \approx 0,3$  мкм по краю пленки, и магнитное поле выталкивается из сверхпроводящей пленки — наблюдается диамагнитный отклик (эффект Мейснера). Это видно на зависимостях магнитного момента  $m_{\perp}(T)$  гетероструктуры, измеренного в направлении магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости подложки (см. рис. 2(б)). По зависимости  $m_{\perp}(T)$  легко определить критическую температуру сверхпроводника  $T_c$  в гетероструктуре. Отметим, что форма зависимостей перпендикулярных  $m_{\perp}(T)$  не изменяется при смене режима охлаждения (FC или ZFC).

#### 4. Ферромагнитный резонанс в гетероструктуре

При измерениях спектра ферромагнитного резонанса магнитная компонента СВЧ поля была направлена перпендикулярно к плоскости подложки. Внешнее

магнитное поле  $H$  всегда лежало в плоскости подложки (параллельная ориентация), а в экспериментах с охлаждением образца было выставлено вдоль оси легкого намагничивания наведенной одноосевой анизотропии LSMO пленки. Направление этой оси было предварительно определено из угловых зависимостей величины резонансного поля  $H_{CF}$ , снятых при различных температурах в условиях вращения магнитного поля вокруг нормали к плоскости подложки в параллельной ориентации [44].

Угловые зависимости ФМР спектра тонкой ферромагнитной пленки при наличии одноосной и двухосной анизотропий описываются формулой [44]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H_0 + H_u \cos 2\varphi_u + H_c \cos 4\varphi_c) \times \left(4\pi M_0 + H_0 + H_u \cos^2 \varphi_u + H_c \frac{1 + \cos^2 2\varphi_c}{2}\right), \quad (1)$$

где  $(\omega/\gamma)$  — гиромагнитное отношение,  $H_u = 2K_u/M_0$ ,  $H_c = 2K_c/M_0$ ,  $K_u$  — постоянная одноосной анизотропии,  $K_c$  — постоянная кубической анизотропии, параметр  $M_0$  равен равновесной намагниченности в отсутствие соседних магнитно упорядоченных слоев, а  $\varphi_u$  и  $\varphi_c$  — углы, под которыми направлены оси легкого намагничивания одноосной и кубической анизотропий относительно внешнего магнитного поля, соответственно. В результате подгонки экспериментальных данных (рис. 3) с помощью формулы (1) удалось определить следующие параметры ферромагнетика:  $K_u$ ,  $K_c$ ,  $M_0$ , а также направления обеих легких осей одноосной и кубической анизотропий (см. вставку к рис. 3).

Как отмечалось ранее, обработка угловых зависимостей спектров ФМР по формуле (1) позволяет определить параметр  $M_0$  и направления легких осей в пленке LSMO исследуемых гетероструктур. При более низких

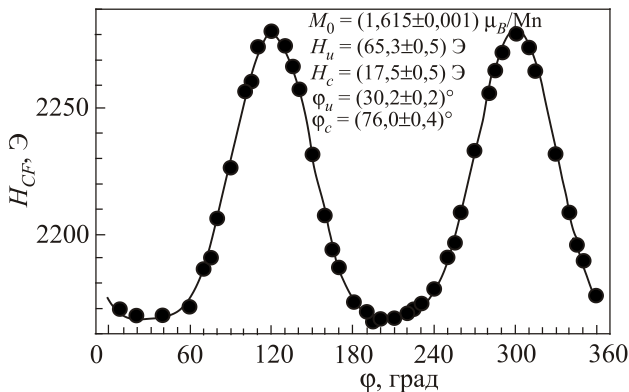


Рис. 3. Угловая зависимость резонансного магнитного поля при  $T = 295$  К, гетероструктура Au/LSMO/SRO/YBCO. Сплошной линией показана зависимость (1) при подгоночных параметрах, приведенных на вставке.

температурах следует учитывать межслойный обмен между двумя ферромагнетиками, что приведет к резонансному соотношению, отличному от формулы (1).

На рис. 4 показаны спектры ФМР от пленки LSMO гетероструктуры №2, снятые при  $T \approx T_c$ . При  $T \leq T_c$ , когда YBCO пленка перешла в сверхпроводящее состояние, наблюдается гигантский сигнал нерезонансного поглощения в низких магнитных полях, имеющий гистерезис по магнитному полю. В результате сигналы ФМР при  $T < T_c$  регистрируются на фоне гигантского нерезонансного поглощения, что увеличивает ошибку измерений резонансного поля  $H_{CF}$ , но позволяет определить температуру сверхпроводящего перехода YBCO пленки  $T_c$ . При  $T > T_c$  величины  $H_{CF}$  определяются значительно точнее, что показано на вставке к рис. 4.

На рис. 5 изображены температурные зависимости резонансного поля  $H_{CF}$  для сигналов ФМР от пленки LSMO в гетероструктурах Au/LSMO/SRO/YBCO и Au/LSMO/YBCO в области сверхпроводящего перехода пленки YBCO. Во всех случаях направление внешнего магнитного поля было выбрано вдоль оси легкого намагничивания. Видно, что для гетероструктуры Au/LSMO/SRO/YBCO наблюдается резкое изменение резонансного поля в области сверхпроводящего перехода.

Поскольку в гетероструктуре Au/LSMO/SRO/YBCO пленка LSMO, в которой регистрируется изменение резонансного поля, отделена от сверхпроводящей пленки YBCO ферромагнитной пленкой SRO, то скачок резонансного поля  $H_{CF}$  слоя LSMO следует связать с изменением намагниченности в SRO пленке, непосредственно контактирующей со сверхпроводящим слоем. Для

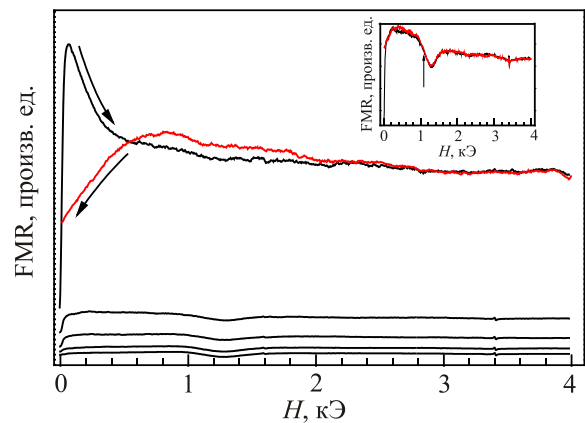


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости спектров ФМР для гетероструктуры Au/LSMO/SRO/YBCO при температурах (снизу вверх): на 4%, 3%, 2% и 1% выше  $T_c$ , а также при  $T < T_c$ . Стрелками указано направление изменения внешнего магнитного поля при измерении спектра поглощения при  $T < T_c$ . На вставке показан спектр ФМР (прямой и обратный ход по полю) для температуры  $T = 1,01 T_c$ , стрелкой указано резонансное поле  $H_{CF}$ .

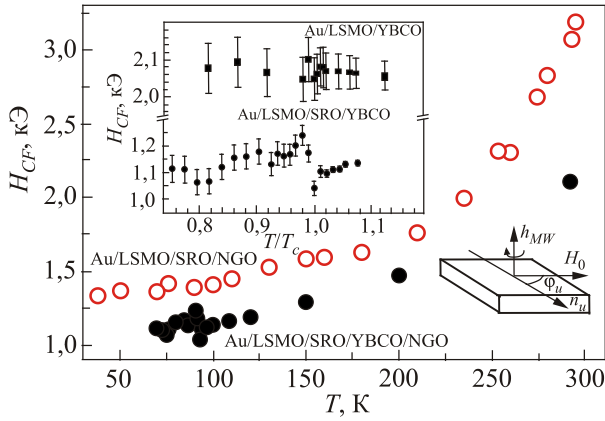


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость резонансного поля в LSMO пленке для двух гетероструктур: Au/LSMO/YBCO и Au/LSMO/SRO/YBCO. На верхней вставке показана температурная зависимость резонансного поля этих гетероструктур в окрестности  $T_c$ . На вставке внизу показана геометрия измерений ФМР спектра.

этого необходимо учесть межслойное обменное взаимодействие LSMO и SRO, которое происходит через магнитно упорядоченный пограничный слой с высокой проводимостью [54–57]. Используя процедуру, изложенную в работах [58,59], мы получили соотношение между частотой и резонансным полем для слоя LSMO в гетероструктуре LSMO/SRO, которое имеет вид, аналогичный выражению (1), но величину резонансного поля в нем следует заменить комбинацией

$$H_{CF} + \frac{H_{J1}^{LSMO} (H_{CF} + H_{J1}^{SRO})}{H_{SRO} - 4\pi M_{SRO} - H_{J2}^{SRO}}. \quad (2)$$

Здесь  $H_{SRO}$  и  $M_{SRO}$  — поле одноосной магнитной анизотропии и намагниченность пленки SRO,  $H_{J1}^{LSMO,SRO}$  и  $H_{J2}^{SRO}$  — эффективные поля билинейного и биквадратичного межслойных обменов для соответствующих слоев, а величины этих полей обратно пропорциональны намагниченностям соответствующих слоев [58,59].

Соблюдение резонансного соотношения требует постоянства комбинации (2) по обе стороны от скачка намагниченности. Из условия такого постоянства получаем соотношение между скачком резонансного поля  $\delta H_{CF}$  в пленке LSMO и скачком намагниченности пленки SRO  $\delta M_{SRO}$ :

$$\frac{\delta M_{SRO}}{M_{SRO}} \approx \frac{\delta H_{CF}}{H_{CF}} \frac{H_{SRO}}{4\pi M_{SRO}}. \quad (3)$$

Оценка по формуле (3) показывает, что изменение намагниченности пленки SRO при переходе YBCO в сверхпроводящее состояние составляет величину  $\sim 0,5M_{SRO}$ . С учетом вклада SRO пленки ( $m_{SRO} \sim 10^{-5}$  ед. CGCM) в об-

щий магнитный момент  $m_{||}$  гетероструктуры (рис. 2(a)) получаем, что величина изменения магнитного момента композитного ферромагнетика меньше, чем наведенный магнитный момент в сверхпроводнике. Заметим, что положительный знак  $\delta M_{SRO}$  говорит об уменьшении намагниченности пленки SRO, так как в этом слое намагниченность имеет отрицательный знак (см. также [27]).

На рис. 5 также видно, что в гетероструктуре Au/LSMO/YBCO, в которой с пленкой YBCO контактирует ферромагнитная пленка LSMO, заметное изменение намагниченности LSMO при  $T \approx T_c$  в пределах ошибки измерений не обнаружено. Такое отличие в гетероструктуре Au/LSMO/YBCO можно объяснить отсутствием возбуждения триплетной компоненты сверхпроводящего тока в ферромагнитной прослойке [22,27,51,52,60] и низкой прозрачностью границы YBCO/LSMO [52]. Это приводит к пренебрежимо малому проникновению сверхпроводящего параметра порядка из YBCO в пленку LSMO и, следовательно, к пренебрежимо малым изменениям магнитного момента пленки LSMO в гетероструктуре.

## 5. Нейтронные измерения

Нейтрон-рефлектометрические кривые были измерены для гетероструктур Au/LSMO/SRO/YBCO в интервале температур  $T = 10\text{--}80$  К. В эксперименте наблюдалось увеличение рассеяния с переворотом спина (SF рассеяние) при температурах ниже  $T_c$ . Вместе с тем SF рассеяние при температурах выше и ниже  $T_c$  не изменилось в пределах статистической погрешности. На рис. 6(a) показаны коэффициенты отражения, измеренные при  $T > T_c$  для гетероструктуры Au/LSMO/YBCO. Коэффициенты отражения без переворота спина (неспин-флипные, NSF рассеяние)  $R^{++}(\theta)$  и  $R^{--}(\theta)$  характеризуются наличием области полного отражения при  $Q < Q_{\text{crit}} \approx 0,15 \text{ нм}^{-1}$  и осцилляциями Киссига, вызванными интерференцией на границах раздела в структуре. Существенное отличие NSF коэффициентов отражения  $R^{++}(\theta)$  и  $R^{--}(\theta)$  говорит о наличии коллинеарной компоненты намагниченности. В то же время в эксперименте наблюдалось сильное SF рассеяние, что говорит о наличии неколлинеарной компоненты намагниченности. Характерным для SF рассеяния от данной структуры является наличие резонансного пика вблизи  $Q_{\text{crit}}$ , вызванного резонансно усиленной нейтронной стоячей волной [47,48,61].

Подгонка экспериментальных данных по модели, предложенной в [51], позволила восстановить профиль ядерной плотности длины рассеяния (ПДР), а также профиль коллинеарной и неколлинеарной компонент магнитного момента в плоскости (рис. 6(b)). Как следует из подгонки, границы раздела в структуре достаточно резкие с переходными областями не превышающими 2 нм. Магнитное состояние системы хорошо описывается

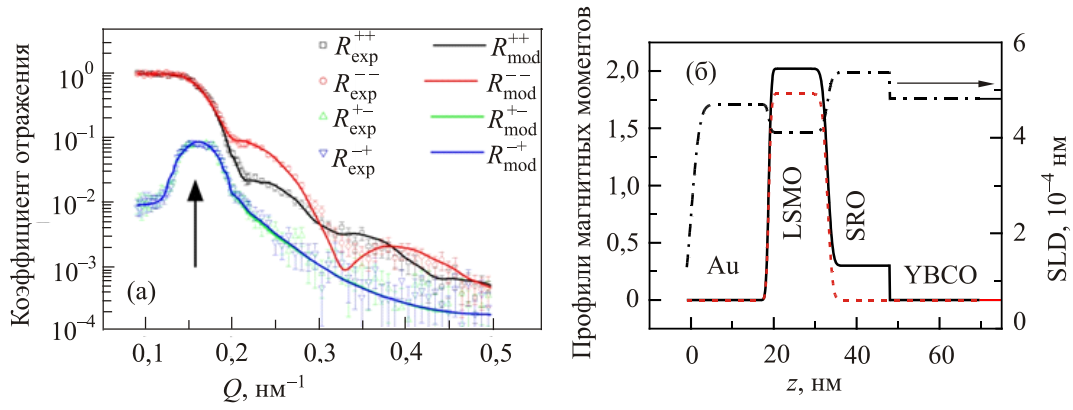


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Коэффициенты отражения низкоэнергетических нейтронов от гетероструктуры Au/LSMO/SRO/YBCO при  $T = 80$  К,  $H = 30$  Э. Расчетные кривые коэффициентов отражения показаны сплошными линиями. Расчетные зависимости для коэффициентов отражения с переворотом спина  $R^+(\theta)$  и  $R^-(\theta)$  совпадают. Стрелка указывает положение волноводного пика, совпадающего с критическим значением переданного момента полного отражения  $Q_{crit}$  (а). Ядерный профиль SLD (штрих-пунктир) и профили магнитных моментов гетероструктуры в плоскости подложки:  $m_{||}$  (сплошная линия) и  $m_{\perp}$  (пунктир) (б).

намагниченностью LSMO пленки  $2,5 \mu_B/\text{Mn}$ , направленной под углом  $43,3^\circ$  к направлению внешнего поля, и компонентой SRO намагниченности в плоскости величиной  $0,3 \mu_B/\text{Ru}$ , параллельной внешнему полю. SF рассеяние выше  $T_c$  задается компонентой намагниченности LSMO слоя, направленной нормально к внешнему полю.

На рис. 7 показана интенсивность SF рассеяния вблизи резонансного пика, измеренная при температурах выше и ниже  $T_c$ . Как видно на рис. 7, интенсивность SF рассеяния увеличилась при переходе образца в сверхпроводящее состояние. На вставке к рис. 7 показана температурная зависимость интенсивности волноводного пика, из которой следует рост SF рассеяния для температур ниже  $T_c$ .

Для гетероструктуры Au/LSMO/SRO/YBCO прове-

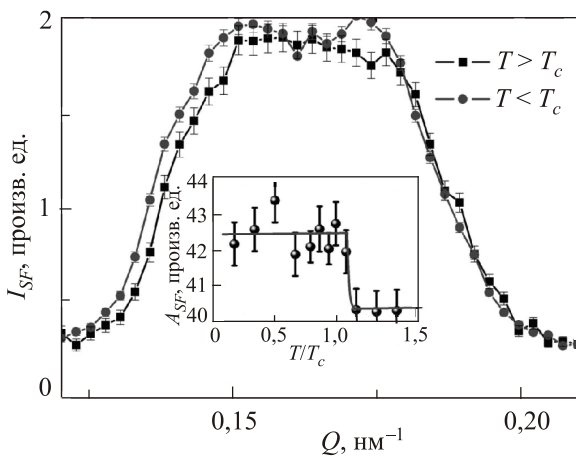


Рис. 7. Температурная зависимость интенсивности волноводного пика  $I_{SF}$  для гетероструктуры Au/LSMO/SRO/YBCO. Линии соединяют экспериментальные точки. На вставке показано температурное изменение площади волноводного пика.

денный расчет показывает, что рост SF рассеяния может быть удовлетворительно описан появлением намагниченности в YBCO слое с величиной  $0.4 \mu_B/\text{Cu}$  на толщине 10 нм вблизи границы раздела с SRO. При этом вектор наведенной намагниченности должен быть направлен параллельно намагниченности LSMO слоя, т.е. под углом  $45^\circ$  к внешнему полю. Вместе с тем изменение рассеяния без переворота спина ( $N_{SF}$  рассеяние) (порядка 1–3%), вызванное таким моментом, не превышает статистической ошибки экспериментально измеренных коэффициентов отражения. Другая модель, описывающая рост SF рассеяния, — магнитный момент величиной  $4 \mu_B/\text{Cu}$  на толщине 1 нм (порядка  $\xi_S$ ) вблизи границы раздела с SRO дает сильное изменение коэффициентов NSF рассеяния (больше 10%), которое не наблюдается в эксперименте.

Модели, предполагающие рост неколлинеарной намагниченности в LSMO или в SRO слоях, также описывают экспериментальные данные, но противоречат ФМП данным, согласно которым намагниченность ферромагнитной прослойки только уменьшается.

### 6. Электронный транспорт в мезоструктурах

Мезоструктуры микронных размеров, в которых два сверхпроводника YBCO и бислой Au–Nb разделены магнитным спиновым клапаном SRO/LSMO использовались для определения длины проникновения сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик. Меняя толщину прослойки, можно оценить глубину проникновения сверхпроводящих корреляций в ферромагнитную прослойку.

На зависимостях электрического сопротивления  $R$  мезоструктур от температуры (рис. 8(а)) выделяются два участка уменьшения сопротивления, которым соответствует переход YBCO и Au–Nb пленок в сверх-



проводящее состояние. Выше критической температуры YBCO  $T_c^{YBCO}$  зависимость  $R(T)$  имеет линейный металлический ход, характерный для температурной зависимости YBCO электрода (см. рис. 8(б)). При  $T < T_c^{YBCO}$  величина  $R$  резко уменьшается (рис. 8(а)), при этом особенности, типичные для температурных зависимостей (рис. 8 (б)) автономных пленок, входящих в состав мезаструктуры, в этом температурном диапазоне не наблюдаются. Такое поведение 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 мезаструктуры. Как показывают дополнительные измерения, сопротивление двухслойной пленки Au–Nb также мало [62]. В результате, в температурном диапазоне  $T < T_c^{YBCO}$  сопротивление мезаструктуры складывается из сопротивлений границ раздела между материалами YBCO/SRO, SRO/LSMO, LSMO/Au:  $R_{MS} = R_{YBCO/SRO} + R_{SRO/LSMO} + R_{LSMO/Au}$ .

Чтобы выяснить вклад каждой границы, определяющей сопротивление мезаструктуры с композитной прослойкой, дополнительно изготавливались мезаструктуры с одной ферромагнитной прослойкой. Для структур с SRO прослойкой величина  $R_{NA}$  почти на три порядка меньше, чем для структуры с LSMO прослойкой. Если принять, что сопротивление границы LSMO/Au не превышает значение  $1 \text{ мкОм}\cdot\text{см}^2$  [63], то сопротивление мезаструктуры YBCO/LSMO/Au ( $100 \text{ мкОм}\cdot\text{см}^2$ ) может быть объяснено большим сопротивлением границы YBCO/LSMO. Используя данные работы [63], получаем, что сопротивление границы SRO/Au можно оценить как  $0,05 \text{ мкОм}\cdot\text{см}^2$ , а сопротивление YBCO/SRO границы  $0,1 \text{ мкОм}\cdot\text{см}^2$ , что совпадает с данными [64]. Следовательно, величина  $R_{NA}$  мезаструктуры определяется, в основном, суммой сопротивлений  $R_{LSMO/Au}$  и  $R_{YBCO/SRO}$  [52].

## 7. Критический ток мезаструктур

На большинстве измеренных мезаструктур с суммарной толщиной композитной прослойки менее 50 нм наблюдался критический ток, который в интервале температур  $4,2 \text{ К} < T < T_c^{\text{Au-Nb}}$  линейно падает с ростом температуры (см. вставку к рис. 8(а)). Для сравнения, в мезаструктурах с одной ферромагнитной прослойкой (LSMO или SRO) сверхпроводящий ток отсутствует при толщинах прослойки более 5 нм, что по порядку величины равно длине когерентности  $\xi_F$ , оценка которой будет приведена ниже. При меньших толщинах прослойки обнаруживаемый на некоторых образцах сверхпроводящий ток был вызван протеканием тока через закоротки.

Наличие критического тока и его степенной спад при толщинах спинового клапана больших 5 нм является указанием на транспорт спин-триплетных сверхпроводящих корреляций через спиновый клапан [13,65]. Контуры областей экспериментальных значений плотности критического тока  $j_c$  для толщин пленок LSMO и SRO, изменяющихся в диапазоне 0–20 нм, приведены на рис. 9. Виден максимум плотности критического тока при толщинах слоев  $d_{LSMO} \approx 6 \text{ нм}$  и  $d_{SRO} \approx 8 \text{ нм}$ . Заметим, максимум критического тока ТСК в сверхпроводящих структурах с двухслойной композитной ферромагнитной прослойкой предсказывается при толщинах порядка длины когерентности [66].

Поскольку длина свободного пробега  $l$  в оксидных материалах (SRO и LSMO) достаточно мала [67,68], то можно считать, что электронный транспорт имеет диффузионный характер. Используя измеренные зависимости  $R(T)$  для пленок SRO и LSMO, получаем  $\xi_F^{LSMO} \approx 8 \text{ нм}$  и  $\xi_F^{SRO} \approx 3 \text{ нм}$  соответственно. На рис. 9 видно, что максимум критического тока наблюдается при  $d_{LSMO}$  несколько меньших нашей оценки  $\xi_F^{LSMO}$ , а по SRO

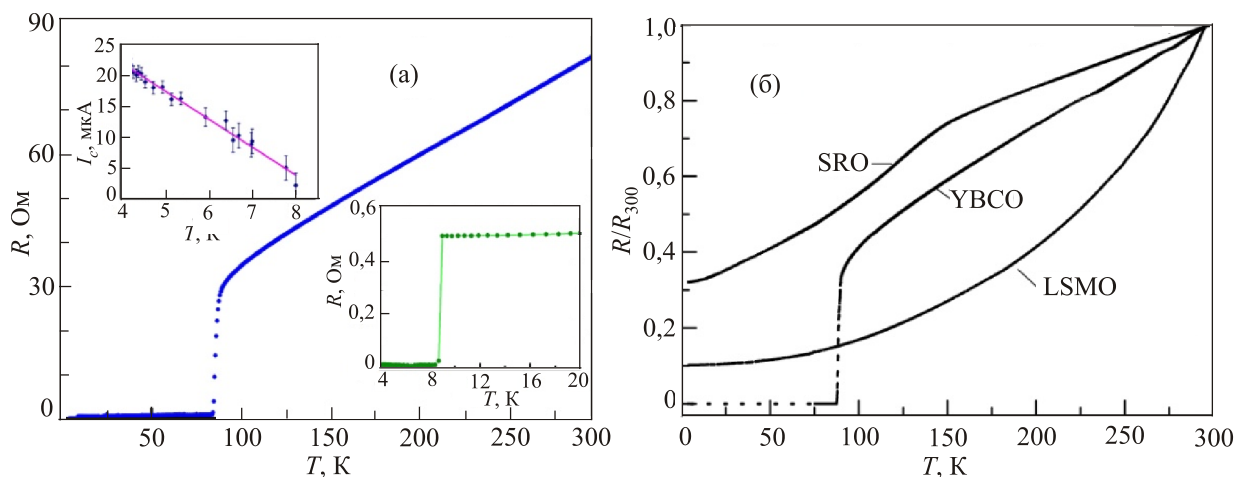


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость сопротивления мезаструктуры  $R(T)$ . На нижней вставке показан увеличенный участок  $R(T)$  при низких температурах, на верхней вставке — температурная зависимость критического тока (а). Температурные зависимости нормированных сопротивлений пленок YBCO, SRO и LSMO толщиной 100, 60 и 55 нм соответственно, напыленных непосредственно на (110)NGO подложку (б).

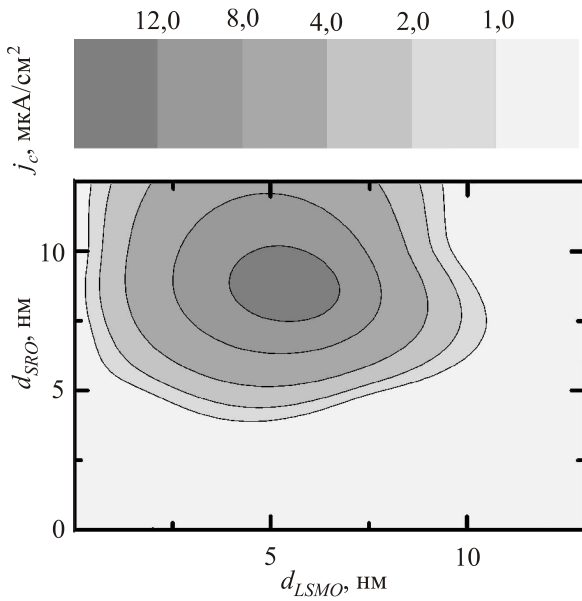


Рис. 9. Контурные области зависимости плотности критического тока при  $T = 4,2$  К на плоскости толщин ферромагнитных слоев спинового клапана.

прослойке, напротив, несколько больших значениях оценок длины когерентности  $\xi_F^{SRO}$ .

### 8. Магнитно-полевые зависимости

В случае джозефсоновского перехода с однородным распределением сверхпроводящего тока зависимость критического тока от магнитного поля, параллельного плоскости перехода, описывается фраунгоферовой зависимостью:

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|, \quad (4)$$

где  $\Phi_0 = 2,06783461 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup> квант магнитного потока, а  $\Phi = \mu_0 H S_{\text{eff}}$  — магнитный поток внешнего поля в мезаструктуре [69,70]. Нули (минимумы) фраунгоферовой зависимости наблюдаются при потоке внешнего магнитного поля через поперечное сечение мезаструктуры равном кванту магнитного потока  $\Phi \approx \Phi_0$ . Измеренные магнитно-полевые зависимости критического тока мезаструктур заметно отличались от соотношения (4). При смене направления изменения поля (от возрастания к убыванию и обратно) в большом масштабе изменения магнитных полей наблюдался гистерезис, обусловленный ферромагнитной природой материалов прослойки [43]. Более того, критический ток наблюдался и при значительно больших значениях полей — в эксперименте вплоть до 2 кЭ (см. рис. 10(а)). Так, при  $H = -1,3$  кЭ величина  $I_c = 16,5$  мкА, что составляет 94% от  $I_c(H = 0)$  и 0,7 от максимума, измеренного при  $H = -6,5$  Э. Отметим, что на структурах YBCO/Au/Nb без магнитной прослойки [71] и с антиферромагнитной  $\text{Ca}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{CuO}_2$  прослой-

кой [72] критический ток резко спадал с увеличением магнитного поля, в то время как в мезаструктурах со спиновым клапаном даже возрастал при полях более 1 кЭ. Такое необычное поведение критического тока в структурах с металлической ферромагнитной прослойкой отмечалось в работе [73].

Несколько механизмов определяют магнитно-полевую зависимость критического тока: проникновение квантов магнитного потока (джозефсоновских вихрей), дающих «фраунгоферовские» осцилляции, возникновение доменной структуры в ферромагнитной прослойке и вращение намагниченностей слоев под действием магнитного поля. Отметим, в отсутствие ТСК сверхпроводящий ток, согласно (4), должен существенно подавляться в магнитном поле при  $\Phi \gg \Phi_0$ , когда несколько квантов магнитного потока проникает в переход, поскольку максимумы на фраунгоферовой зависимости спадают как  $1/\Phi$  (см. рис. 10(а)).

При оценке эффективной площади проникновения магнитного поля, направленного вдоль плоскости перехода  $S_{\text{eff}} = Ld'$ , следует учесть магнитные проницаемости прослоек  $d' = \mu_1 d_{\text{LSMO}} + \mu_2 d_{\text{SRO}} + \lambda_{\text{Nb}} + \lambda_{\text{YBCO}}$ , где  $\lambda_{\text{Nb}} = 90$  нм и  $\lambda_{\text{YBCO}} = 150$  нм — лондоновские глубины проникновения магнитного поля для Nb и YBCO соответственно,  $\mu_{1,2}$  — магнитная проницаемость. Для джозефсоновских переходов с ферромагнитной прослойкой эффективная толщина увеличивается в  $\mu = 1 + \chi$  раз [70,74], где  $\chi$  — магнитная восприимчивость. Подставляя полученные из магнитно-полевых зависимостей магнитного момента прослоек спинового клапана значения  $\mu_1 = 12$ ,  $\mu_2 = 3$  для мезаструктуры с  $d_{\text{LSMO}} = 6$  нм и  $d_{\text{SRO}} = 8,5$  нм,  $L = 10$  мкм 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 экспериментального значения  $\Delta H \approx 10$  Э — расстояния между минимумами для  $I_c(H)$ . Отличие может быть вызвано тем, что при оценки  $\chi$  использовались данные измерения магнитного момента  $M(H)$ , которые были получены при направлении внешнего магнитного поля, совпадающего с трудной осью [51]. Фурье-анализ осцилляционных зависимостей  $I_c(H)$ , снятых в масштабе полей до  $\pm 30$  Э для трех мезаструктур, расположенных на одном чипе и имеющих одинаковую толщину  $d'$ , показывает наличие не менее двух периодов  $\Delta H_{\text{FFT}}$  со значимыми FFT амплитудами (см. рис. 10(б)). При этом наблюдается увеличение периодов  $\Delta H_{\text{FFT}}$  пропорционально  $L^{-1}$ .

Известно, что доменная структура в ферромагнитной прослойке может кардинально изменить механизм электронного транспорта [75,76]. Не исключено, что вызванные доменами неоднородности намагниченности LSMO пленки могут приводить к дополнительной модуляции зависимости  $I_c(H)$ . Однако из данных на рис. 10(б) видно, что осцилляции  $I_c(H)$  не обусловлены до-

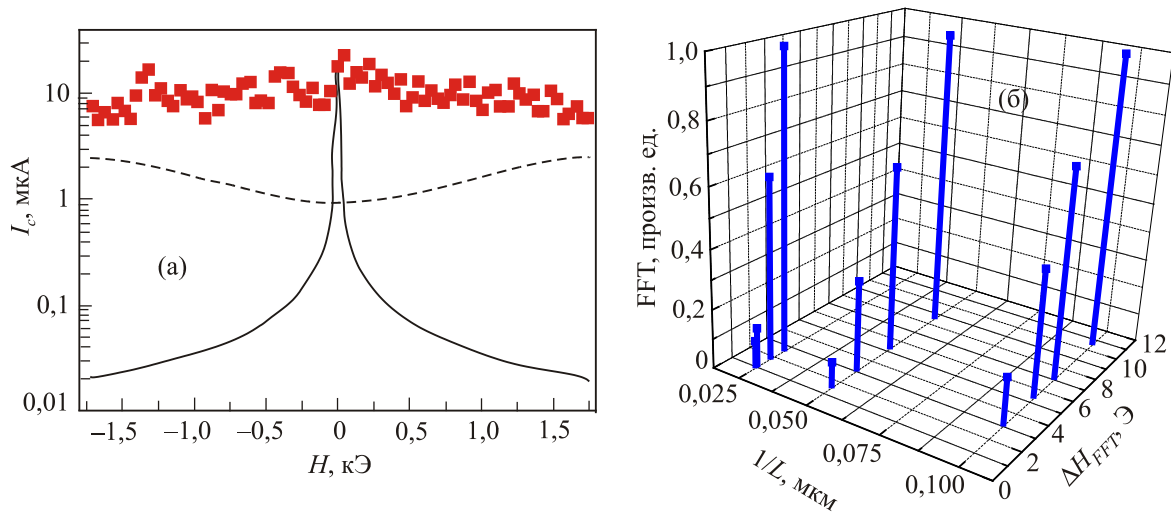


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Зависимость критического тока от магнитного поля в широком диапазоне магнитных полей для мезаструктуры с  $d_{SRO} = 8,5$  нм,  $d_{LSMO} = 3$  нм,  $L = 10$  нм. Сплошной линией показан ожидаемый спад максимумов значений  $I_c$  фраунгоферовой осциллирующей зависимости (4). Пунктиром — уровень шума, ограничивающий измерение критического тока (а). Периоды  $\Delta H_{FFT}$  и амплитуды фурье-компонент в зависимости от параметра  $1/L$  для магнитно-полевых зависимостей критического тока 3-х мезаструктур с размерами  $L = 10$  мкм, 20 мкм, 40 мкм, расположенных на одном чипе (б).

менной структурой, так как для этого эффективная площадь проникновения магнитного поля  $S_{eff} = d_{dom}d'$  должна соответствовать существенно большему периоду осцилляций критического тока от магнитного поля, чем значения  $\Delta H_{FFT}$  на рисунке. Наличие компонент Фурье разложения с дробными периодами  $\Delta H_{FFT}$  указывает, скорее, на отклонение ТФЗ от синусоидальной [51,52], чем на влияние доменной структуры.

### 9. СВЧ динамика мезаструктур

Исследование высокочастотной динамики ступенек Шапиро, возникающих на ВАХ при воздействии СВЧ облучения, доказывает отсутствие непосредственного контакта («закороток») между сверхпроводниками. Это подтверждается наличием осцилляций ступенек Шапиро от СВЧ мощности, амплитуды которых хорошо согласуются с моделью резистивно-шунтированного джозефсоновского перехода [62]. Отсутствие «закороток» обеспечивается достаточно большими толщинами прослойки, при которых шероховатость слоев много меньше толщины пленок LSMO и SRO.

Сравнение экспериментальных ступенек Шапиро с расчетными по модифицированной резистивной модели [62] позволяет определить ТФЗ критического тока мезаструктур. Измерение ток-фазовой зависимости производилось в нулевом магнитном поле, а также при охлаждении мезаструктур в постоянном магнитном поле (100–200 Э), параллельном плоскости подложки, начиная с температуры 160 К.

Семейство ВАХ, полученное под воздействием СВЧ облучения на частоте 41 ГГц, показано на рис. 11(а). Поскольку частота СВЧ воздействия  $f_e$  значительно превышала характерную частоту мезаструктур  $f_e \gg f_c =$

$= (2e/h)I_c R_N$ , то влиянием емкости мезаструктур 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 (см. рис. 11(а)) однозначно указывает на несинусоидальность ток-фазовой зависимости [62]. На рис. 11(б) приведены экспериментальные и теоретические зависимости критического тока  $I_c$  и первой ступени Шапиро  $I_1$  от нормированного значения СВЧ тока  $x = I_{RF}/I_c \omega$  где  $I_{RF}$  — амплитуда СВЧ тока,  $\omega = f_e/f_c$ . 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 СВЧ мощности [51,52]. Из-за влияния второй гармоники ТФЗ критический ток и первая ступень Шапиро имеют ненулевые локальные минимумы (см. рис. 11(б)). Поскольку предполагалось, что  $I_{c1} \approx I_c$  (справедливо при  $q < 1$ ), то значения  $q$ , определяемые таким методом, получаются несколько заниженными. Согласно теоретической работе [13] при возбуждении спин-триплетных корреляций в джозефсоновском переходе с двуслойным ферромагнетиком вторая гармоника доминирует в ТФЗ, возрастая с увеличением угла разориентации намагниченностей слоев прослойки, достигая максимума при углах близких к  $\pi/2$ . Согласно измерениям на СКВИД-магнитометре, при малых полях проекция намагниченности пленки SRO направлена в противоположную сторону от намагниченностей пленки LSMO. Для LSMO пленки угол направления намагниченности по отношению к направлению внешнего магнитного поля определяется его величиной, и при полях, больше значений поля анизотропии (200–300 Э), намагниченность LSMO слоя направлена вдоль поля. Следовательно, уже в малых полях должен наблю-

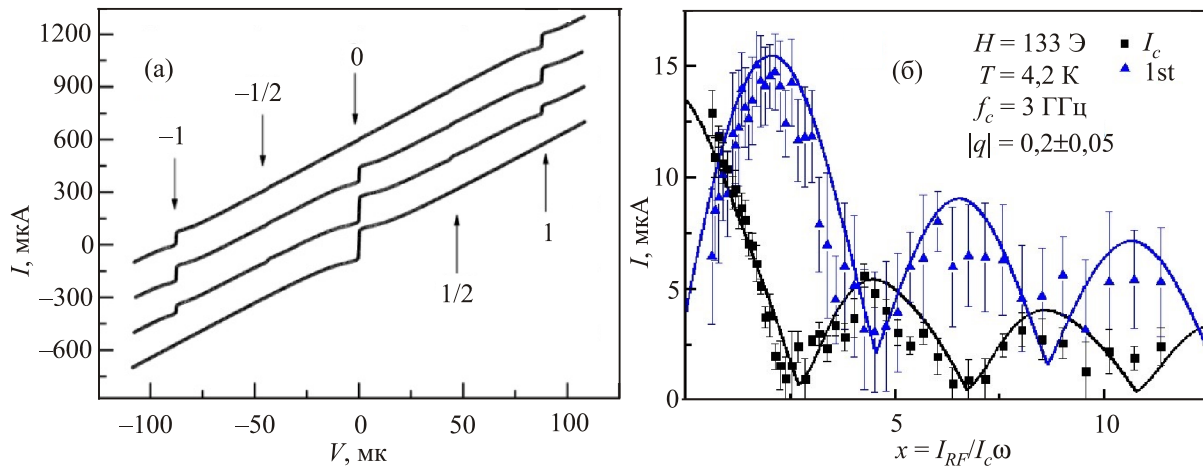


Рис. 11. Семейство ВАХ мезаструктуры с  $d_{SRO} = 8,5$  нм,  $d_{LSMO} = 6$  нм,  $L = 10$  мкм при воздействии электромагнитного излучения частотой  $f_e = 41$  ГГц. Стрелками указаны номера  $n$  ступеней Шапиро на оси напряжения,  $n = 0$  соответствует критическому току  $I_c$  (а). Зависимости амплитуды критического тока и первой ступени Шапиро мезаструктуры с  $d_{SRO} = 5,6$  нм,  $d_{LSMO} = 15$  нм,  $L = 50$  мкм под воздействием СВЧ излучения  $f_e = 3$  ГГц (б).

даться рост второй гармоники ТФЗ. Однако в СВЧ эксперименте на пяти мезаструктурах нами не наблюдалось увеличения доли второй гармоники в магнитных полях 20–50 Э, как предсказано в [12–14], и ее вклад не превышал величины  $q = 0,5$ .

### 10. Выводы

В гетероструктуре на основе купратного сверхпроводника с ферромагнитным спиновым клапаном экспериментально обнаружено возникновение наведенного магнитного момента в сверхпроводнике. Величина возникающего магнитного момента в сверхпроводнике по порядку величины совпадает с расчетами наведенного из-за орбитальной реконструкции на границе магнитного момента атомов Си и с расчетами намагниченности, возникающей в сверхпроводнике из-за изменения плотности состояний на границе с ферромагнетиком. Характерная длина проникновения магнитного момента в сверхпроводник существенно превышает длину когерентности купратного сверхпроводника, что указывает на доминирование механизма наведенного магнитного момента Си.

Экспериментально показано, что критический ток в мезаструктурах, содержащих слои с прослойкой из спинового клапана LSMO/SRO, наблюдается при суммарной толщине прослойки до 50 нм, в частности, при условиях, когда толщина прослойки существенно превышает его длину когерентности. Максимальное значение плотности критического тока отмечается при толщинах прослойки, близких к длинам когерентности ферромагнитных пленок. В полях, меньших поля насыщения ферромагнитной пленки манганита, фурье-анализ магнитно-полевых зависимостей позволяет выделить компоненты, соответствующие дробным значе-

ниям основного периода осцилляции критического тока от магнитного поля. Такие осцилляции возникают из-за отклонения ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока от синусоидальной. Это подтверждается СВЧ измерениями высот ступенек Шапиро в зависимости от мощности облучения: обнаружена значительная величина второй гармоники ТФЗ, до 50%, от критического тока. Другим фактором, влияющим на магнитно-полевую зависимость критического тока, является возникновение доменов. Однако механизм этого эффекта остается не ясным.

Авторы благодарны В.А. Ацаркину, И.В. Борисенко, Д. Винклеру (D. Winkler), А.Ф. Волкову, А.В. Зайцеву, Б. Каймеру (B. Keimer), А.И. Калабухову, Ю.В. Кислинскому, Г. Логвену, А.М. Петржику, А.В. Шадрину и А.Е. Шейрману за помощь в проведении экспериментов и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российской академии наук, проектов РФФИ 14-07-00258, 14-07-93105 и с привлечением оборудования шведского национального центра для микро и нанотехнологий (Myfab). Нейтронные измерения были проведены на оборудовании NREX, обслуживаемом научным сообществом им. Макса Планка в центре Хайнц Майер Ляйбниц (Heinz Maier-Leibnitz Zentrum), Гархинг, Германия.

1. А.И. Буздин. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
2. G. Deutscher and P.G. de Gennes, (1969), "Proximity effects" in *Superconductivity*, R.D. Parks (ed.), Marcel Dekker, New York (1969), Vol. 2, p. 1005.
3. P.G. de Gennes, *Phys. Lett.* **23**, 10 (1966).
4. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овсянников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
5. P. Fulde and R. Ferrell, *Phys. Rev.* **135**, A550 (1964).
6. А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский С.В. Панюков, *Письма ЖЭТФ* **35**, 147 (1982).

7. V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov, A.V. Veretennikov, A.A. Golubov, and J. Aarts, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
8. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4096 (2001).
9. A. Kadigrobov, R.I. Shekhter, and M. Jonson, *Europhys. Lett.* **54**, 394 (2001).
10. J.W.A. Robinson, J.D.S. Witt, and M.G. Blamire, *Science* **329**, 59 (2010).
11. M.S. Anwar, F. Czeschka, M. Hesselberth, M. Porcu, and J. Aarts, *Phys. Rev. B* **82**, 100501 (2010).
12. L. Trifunovic, Z. Popović, and Z. Radović, *Phys. Rev. B* **84**, 064511 (2011).
13. C. Richard, M. Houzet, and J.S. Meyer, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 217004 (2013).
14. L. Trifunovic, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 047001 (2011).
15. S. Yunoki, A. Moreo, E. Dagotto, S. Okamoto, and S.S. Kancharla, *Phys. Rev. B* **76**, 064532 (2007).
16. C. Visani, Z. Sefrioui, J. Tornos, C. Leon, J. Briatico, M. Bibes, A. Barthélémy, J. Santamaria, and Javier E. Villegas, *Nature Phys.* **8**, 539 (2012).
17. T. Hu, H. Xiao, C. Visani, Z. Sefrioui, J. Santamaria, and C.C. Almasan, *Phys. Rev. B* **80**, 060506R (2009).
18. Y. Kalcheim, T. Kirzhner, G. Koren, and O. Millo, *Phys. Rev. B* **83**, 064510 (2011).
19. 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).
20. M. van Zalk, A. Brinkman, J. Aarts, and H. Hilgenkamp, *Phys. Rev. B* **82**, 134513 (2010).
21. А.М. Петржик, Г.А. Овсянников, А.В. Шадрин, К.И. Константиныан, А.В. Зайцев, В.В. Демидов, Ю.В. Кислинский, *ЖЭТФ* **139**, 1190 (2011).
22. *Magnetic Heterostructures, Advances and Perspectives*, in: *Spinstructures and Spintransport, Springer Tracts in Modern Physics*, H. Zabel and S.D. Bader (eds.), Springer, Berlin Heidelberg (2008), Vol. 227, p. 251.
23. W.L. Lim, N. Ebrahim-Zadeh, J.C. Owens, H.G. E. Hentschel, and S. Urazhdin, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 162404 (2013).
24. K. Halterman and O.T. Valls, *Phys. Rev. B* **66**, 224516 (2002).
25. R. Fazio and C. Lucheroni, *Europhys. Lett.* **45**, 707 (1999).
26. V.N. Krivoruchko and E.A. Koshina, *Phys. Rev. B* **66**, 0145621 (2002).
27. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Phys. Rev. B* **69**, 174504 (2004).
28. F.S. Bergeret, A.L. Yeyati, and A. Martin-Rodero, *Phys. Rev. B* **72**, 064524 (2005).
29. M.Yu. Kharitonov, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Phys. Rev. B* **73**, 054511 (2006).
30. R. Grein, T. Löfwander, and M. Eschrig, *Phys. Rev.* **88**, 054502 (2013).
31. M. Alidoust, K. Halterman, and J. Linder, *Phys. Rev. B* **89**, 054508 (2014).
32. I.A. Garifullin, D.A. Tikhonov, N.N. Garif'yanov, M.Z. Fattakhov, K. Theis-Bröhl, K. Westerholt, and H. Zabel, *Appl. Magn. Reson.* **22**, 439 (2002).
33. M.G. Flokstra, S.J. Ray, S.J. Lister, J. Aarts, H. Luetkens, T. Prokscha, A. Suter, E. Morenzoni, and S.L. Lee, *Phys. Rev. B* **89**, 054510 (2014).
34. J. Xia, V. Shelukhin, M. Karpovski, A. Kapitulnik, and A. Palevski, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 087004 (2009).
35. R.I. Salikhov, I.A. Garifullin, N.N. Garif'yanov, L.R. Tagirov, K. Theis-Bröhl, K. Westerholt, and H. Zabel, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 087003 (2009).
36. J. Stahn, J. Chakhalian, Ch. Niedermayer, J. Hoppler, T. Gutberlet, J. Voigt, F. Treubel, H.-U. Habermeier, G. Cristiani, B. Keimer, C. Bernhard, *Phys. Rev. B* **71**, 1405098 (R) (2005).
37. D.K. Satapathy, M.A. Uribe-Laverde, I. Marozau, V.K. Malik, S. Das, Th. Wagner, C. Marcelot, J. Stahn, S. Brück, A. Rühm, S. Macke, T. Tietze, E. Goering, A. Frañó, J.-H. Kim, M. Wu, E. Benckiser, B. Keimer, A. Devishvili, B.P. Toperverg, M. Merz, P. Nagel, S. Schuppler, and C. Bernhard, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 197201 (2012).
38. J. Chakhalian, J.W. Freeland, G. Srajer, J. Strempler, G. Khaliullin, J.C. Cezar, T. Charlton, R. Dalgliesh, C. Bernhard, G. Cristiani, H.-U. Habermeier, and B. Keimer, *Nat. Phys.* **2**, 244 (2006).
39. J. Chakhalian, J.W. Freeland, H.-U. Habermeier, G. Khaliullin, M. van Veenendaal, and B. Keimer, *Science* **318**, 1114 (2007).
40. H.-U. Habermeier, *J. Phys.: Conf. Ser.* **108**, 012039 (2008).
41. J. Santamaria, J. Garcia-Barriocanal, Z. Sefrioui, and C. Leon, *Intern. J. Modern Phys. B* **27**, No. 19 (2013).
42. J. Salafranca and S. Okamoto, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 256804 (2010).
43. Г.А. Овсянников, А.Е. Шейерман, А.В. Шадрин Ю.В. Кислинский, К.И. Константиныан, А. Калабухов, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 165 (2013).
44. В.В. Демидов, И.В. Борисенко, А.А. Климов, Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, and S.A. Nikitov, *ЖЭТФ* **139**, 943 (2011).
45. G. Koster, L. Klein, W. Siemons, G. Rijnders, J. Steven Dodge, Chang-Beom Eom, Dave H.A. Blank, and Malcolm R. Beasley, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 253 (2012).
46. <https://www.qdusa.com/products/mpms3.html>
47. Yu.N. Khaydukov, B. Nagy, J.-H. Kim, T. Keller, A. Rühm, Yu.V. Nikitenko, K.N. Zhernenkov, J. Stahn, L.F. Kiss, A. Csik, L. Bottyán, and V.L. Aksenov, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 116 (2013).
48. H. Zabel, K. Theis Bröhl, B.P. Toperver, in: *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, John Wiley & Sons (2007).
49. B.F. Woodfield, M.L. Wilson, and J.M. Byers, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3201 (1997).
50. I. Asulin, O. Yuli, G. Koren, and O. Millo, *Phys. Rev. B* **79**, 174524 (2009).
51. 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. Kalaboukhov, B. Keimer, and D. Winkler, *Phys. Rev. B* **90**, 035130 (2014).

52. A.E. Sheyerman, K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, Yu.V. Kislinkii, A.V. Shadrin, A.V. Kalabukhov, and Yu.N. Khaydukov, *J. Exp. Theor. Phys.* **120**, 1024 (2015).
53. H.-U. Habermeier and G. Cristiani, *Physica C* **408**, 864 (2004).
54. P. Padhan, W. Prellier, and R. C. Budhani, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 192509 (2006).
55. 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).
56. Albina Y. Borisevich, Andrew R. Lupini, Jun He, Eugene A. Eliseev, Anna N. Morozovska, George S. Svechnikov, Pu Yu, Ying-Hao Chu, Ramamoorthy Ramesh, Sokrates T. Pantelides, Sergei V. Kalinin, and Stephen J. Pennycook, *Phys. Rev. B* **86**, 140102(R) (2012).
57. Michael Ziese, Francis Bern, Annette Setzer, Eckhard Pippel, Dietrich Hesse, and Ionela Vrejoiu, *Eur. Phys. J. B* **86**, 42 (2013).
58. В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев, *ЖЭТФ* **125**, 136 (2004).
59. Н.М. Крейнс, *ФНТ* **28**, 807 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 581 (2002)].
60. N. Pugach and A.I. Buzdin, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 242602 (2012).
61. Yu.N. Khaidukov and Yu.V. Nikitenko, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **629**, 245 (2011).
62. P. Komissinskiy, G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, Y.V. Kislinki, I.V. Borisenko, I.I. Soloviev, V.K. Kornev, E. Goldobin, and D. Winkler, *Phys. Rev. B* **78**, 024501 (2008).
63. L. Mieville, D. Worledge, T.H. Geballe, R. Contreras, and K. Char, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1736 (1998).
64. M. van Zalk, A. Brinkman, J. Aarts, and H. Hilgenkamp, *Phys. Rev. B* **82**, 134513 (2010).
65. M.A. Khasawneh, T.S. Khaire, C. Klose, W.P. Pratt, Jr., and N.O. Birge, *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 024005 (2011).
66. A.F. Volkov and K.B. Efetov, *Phys. Rev. B* **81**, 144522 (2010).
67. J.L. Cohn, J.J. Neumeier, C.P. Popoviciu, K.J. McClellan, and Th. Leventouri, *Phys. Rev. B* **56**, R8495 (1997).
68. 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).
69. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применение*, Мир, Москва (1984).
70. A. Pal, Z.H. Barber, J.W.A. Robinson, and M.G. Blamire, *Nature Commun.* **5**, 3340 (2014).
71. Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, З.Г. Иванов, *ФТТ* **43**, 769 (2000).
72. Ю.В. Кислинский, К.И. Константибян, Г.А. Овсянников, Ф.В. Комиссинский, И.В. Борисенко, А.В. Шадрин, *ЖЭТФ* **133**, 914 (2008).
73. C. Klose, T. S. Khaire, Y. Wang, W.P. Pratt, Jr., N.O. Birge, B.J. McMoran, T.P. Ginley, J.A. Borchers, B.J. Kirby, V.B. Maranville, and J. Unguris, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 127002 (2012).
74. G. Wild, C. Probst, A. Marx, and R. Gross, *Eur. Phys. J. B* **78**, 509 (2010).
75. A.F. Volkov and K.B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 077002 (2009).
76. A.I. Buzdin, A.S. Mel'nikov, and N.G. Pugach, *Phys. Rev. B* **83**, 144515 (2011).

### Magnetic proximity effect and superconducting triplet correlations at the interface of cuprate superconductor and an oxide spin-valve

G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, V.V. Demidov, and Yu.N. Khaydukov

The heterostructure comprising a cuprate superconductor  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  and a spin-valve of rutenate/manganite ( $\text{SrRuO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ) has been studied by SQUID magnetometry, ferromagnetic resonance, and neutron reflectometry. It was shown that magnetic moment arises in a superconducting part of heterostructure while in spin-valve magnetic moment is suppressed. The obtained experimental value of characteristic penetration depth of magnetic moment into superconductor greatly exceeds the superconductor coherence length the cuprate superconductor indicating the dominance of mechanism of induced magnetic moment from Cu atoms. The mesa-structures made with an addition niobium superconducting electrode deposited on top of heterostructure showed superconducting current (dc Josephson effect) when thickness of interlayer was much greater than the coherence lengths of ferromagnetic materials of spin-valve. The maximum of the dependence of critical current density vs. thicknesses of magnetic materials corresponds to their coherence lengths, that is consistent with the theoretical predictions for the case of spin-triplet pairing. The superconducting current is observed at magnetic fields by two orders greater than the value of magnetic field corresponding to the occurrence of one magnetic flux quantum in the mesa-structure. The ratio of the second harmonic in current-phase relation of the superconducting current of mesa structure to the first harmonic, obtained from measurements of Shapiro step amplitudes under microwaves did not exceed 50%.

PACS: **75.75.-c** Magnetic properties of nanostructures;  
**74.20.Mn** Nonconventional mechanisms;  
**73.50.-h** Electronic transport phenomena in thin films.

Keywords: magnetic moment, proximity effect, heterostructure, cuprate superconductor.