Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 11, с. 743 – 748

Магнитосопротивление микромостиков ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe

Л. Н. Карелина[+1)], *В. В. Больгинов*[+], *Ш. А. Эркенов*[+*], *С. В. Егоров*[+], *И. А. Головчанский*[*×], *В. И. Чичков*[×], *Я. Бен Хамида*[×∘2)], *В. В. Рязанов*[+*×]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

[×]*Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", 119049 Москва, Россия*

[∘]*Leiden Institute of Physics, Leiden University, Niels Bohrweg 2, 2333 CA Leiden – The Netherlands*

Поступила в редакцию 16 сентября 2020 г.
После переработки 26 октября 2020 г.
Принята к публикации 5 ноября 2020 г.

Обнаружен отрицательный магниторезистивный эффект в микромостиках ферромагнетик-сверхпроводник-ферромагнетик (FSF-микромостиках) на основе сильно разбавленного ферромагнитного сплава PdFe, содержащего всего 1 % магнитных атомов. Эффект представляет собой резкое уменьшение сопротивления микромостика в магнитных полях, противоположных по направлению к изначальной намагниченности. Микроструктурирование не подавляет эффект: наиболее выраженные кривые были получены для микромостиков наименьших размеров шириной 6–8 мкм и длиной 10–15 мкм. Отрицательные пики магнитосопротивления наблюдались при температурах в пределах сверхпроводящего перехода и достигали 1.3 % сопротивления мостика в нормальном состоянии.

DOI: 10.31857/S1234567820230056

В настоящее время разработка и внедрение спинтронных устройств на основе гигантского магнитосопротивления (GMR) является важной областью науки и технологии (см., например, [1]). GMR-устройства на основе сверхпроводящего слоя (S), расположенного между двумя ферромагнитными металлами (F) вместо нормального металла, были предложены еще в 1999 г. [2, 3]. Эффект спинового клапана ("*spin-valve effect*") в трехслойных FSF-гетероструктурах позволяет управлять сверхпроводимостью в S-слое с помощью изменения взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев M_1 и M_2 [4–6]. В литературе обсуждались различные проявления *spin-valve* эффекта. Наиболее очевидным является подавление сверхпроводимости в гибридных $\mathrm{F}_1\mathrm{SF}_2$ структурах за счет спинового антагонизма ферромагнетизма и сверхпроводимости. В случае сонаправленных намагниченностей M_1 и M_2 (P-состояние) критическая температура сверхпроводящего слоя T_c сильно подавляется за счет эффекта близости, тогда как в противоположном случае (AP-состояние) воздействия F-слоев частично компенсируют друг друга и подавление T_c слабеет [2–6]. Похожий эффект наблюдается в случае расположения ферромагнитных слоев по одну сторону сверхпроводящей пленки (SFF-структуры) [7]. В работах [8, 9] показано, что в зависимости от толщины ферромагнитных слоев может наблюдаться как положительный магниторезистивный эффект (с более сильным подавлением T_c в AP-состоянии), так и отрицательный (более сильное подавление T_c в P-состоянии). В FSF и SFF-структурах также наблюдается триплетный *spin-valve* эффект, предсказанный в [9–11] и обнаруженный в [12–19] в случае неколлинеарных направлений M_1 и M_2. Величина уменьшения критической температуры T_c вследствие триплетного эффекта спинового клапана варьируется от 0.01 до 1.5 K в зависимости от геометрии *spin-valve* устройства, а также материалов сверхпроводящего и ферромагнитного слоев.

Обычно эффект спинового клапана проявляется в виде пиков или провалов магнитосопротивления в коэрцитивных полях, в которых изменяется взаимная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев. Положительное магнитосопротивле-

1)e-mail: lkarelina@issp.ac.ru
2)A. Ben Hamida.

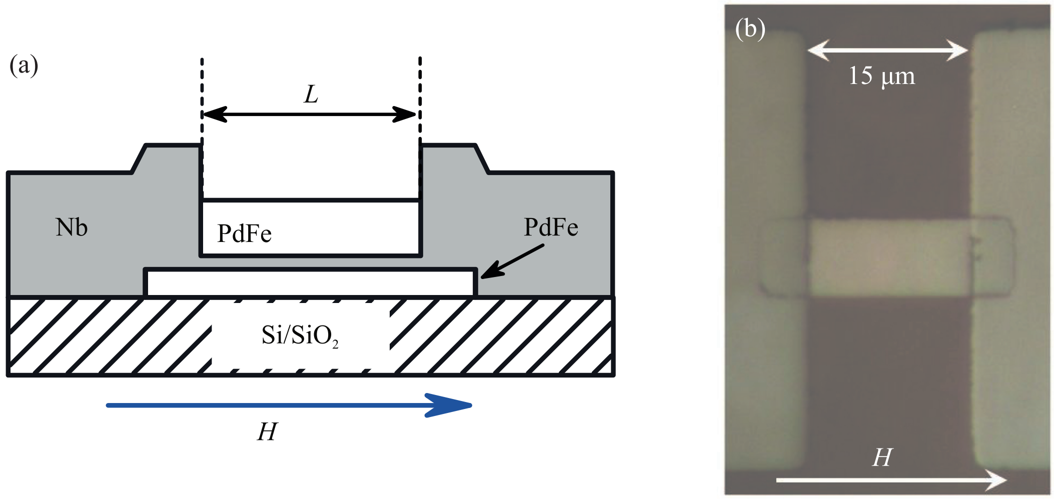

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое поперечное сечение (a) и микрофотография структуры с размером FSF-мостика 8×15 мкм^2 (b). Стрелки указывают направление приложенного магнитного поля

ние наблюдается в SF_1F_2-структурах вследствие ухода триплетных сверхпроводящих носителей из сверхпроводника в ферромагнетик при неколлинеарной намагниченности последних [14]. В структурах FSF-типа обычно наблюдается отрицательное магнитосопротивление [4, 6, 12]. Положительное магнитосопротивление в FSF-структурах может быть вызвано полями рассеяния границ доменов, которые возникают в коэрцитивном поле в случае больших образцов [20–22]. Для подавления этого эффекта необходимо зафиксировать намагниченность одного из F-слоев при помощи "якорного" слоя антиферромагнетика (см., например, [6]). Авторы большинства предыдущих работ использовали в качестве F-слоев сильные ферромагнетики с планарной ("*in-plane*") намагниченностью, такие как железо (Fe), никель (Ni), пермаллой (Py[3])), кобальт (Co) и т.д. Также для наблюдения эффекта спинового клапана использовались редкоземельные магнетики (Ho, Dy) [23] и полуметаллический оксид хрома CrO_2 [17]. Наиболее слабым классом ферромагнетиков были сплавы $Cu_{1-x}Ni_x$ ($x \approx 50\,\%$) с температурой Кюри 40–70 K, использованные в составе SF, SFF и SFS структур [5, 14, 19].

В настоящей работе мы демонстрируем значительный магниторезистивный эффект при использовании очень разбавленного ферромагнитного сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$, содержащего всего 1 % магнитных атомов. Наши образцы были изготовлены в виде микромостиков различной длины и ширины (рис. 1). Как будет показано ниже, микроструктурирование трехслойных FSF-гетероструктур не подавляет магниторезистивный эффект. Наоборот, наиболее выраженные кривые получаются для структур наименьших размеров. Это позволяет масштабировать такие *spin-valve* структуры до микронных и, возможно, субмикронных размеров.

В случае объемных образцов сплав $Pd_{1-x}Fe_x$ является ферромагнитным материалом с дальним порядком в интервале концентраций железа $x = 0.001–1$ [24, 25]. Сильно разбавленные составы с $x = 10^{-6}–10^{-2}$ демонстрируют переход в ферромагнитное состояние с температурой Кюри от 10^{-4} до 35 K [26, 27]. Поликристаллические образцы $Pd_{1-x}Fe_x$ остаются ферромагнитными при уменьшении размеров зерен до 10 нм [28]. Тонкие пленки из сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ при толщине менее 100 нм проявляют свойства нанокластерного магнетика со слабым взаимодействием между кластерами [29, 30]. При толщине ниже 25 нм взаимодействие между кластерами существенно ослабевает, поскольку распределение магнитных кластеров, возникающих вокруг примесных атомов, превращается из трехмерного в двумерное [31, 32]. При таких толщинах отклик пленки на воздействие внешнего магнитного поля начинает описываться моделью спинового стекла ("*spin-glass*") [31, 33]. Переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние происходит при толщинах порядка 10 нм [32]. Для практических приложений важно, что тонкие пленки $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ обладают уникальными свойствами магнитно-мягкого материала с малой величиной намагниченности, в котором процесс разворота намагниченности происходит через независимое вращение магнитных нанокластеров с характерным

[3]) Py обозначает сплав $Fe_{0.2}Ni_{0.8}$ или другой сплав близкой концентрации.

временем 3−5 нс согласно измерениям при помощи метода ферромагнитного резонанса [30].

Процесс изготовления образцов начинался с осаждения трехслойной заготовки PdFe-Nb-PdFe на подложку из оксидированного кремния Si/SiO_2 путем ВЧ-распыления слоев $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ и магнетронного осаждения ниобия (Nb). Толщина ниобия составляла 15 нм и его критическая температура сильно подавлялась из-за эффекта близости с прилегающими слоями PdFe. Точнее говоря, критическая температура уменьшалась от 7 K для отдельной Nb пленки толщиной 15 нм до 2.3–2.6 K для трехслойных мостиков PdFe-Nb-PdFe, причем измеренная ширина сверхпроводящего перехода в последнем случае была около 0.05 K. Затем на подложке формировался массив FSF-прямоугольников различных размеров при помощи фотолитографии и ионного травления в атмосфере аргона. Их ширина на одном чипе варьировалась от 4 мкм до 25 мкм, а длина – от 14 до 108 мкм. На последнем этапе формировались контактные площадки (КП) – "берега" мостиков – при помощи магнетронного осаждения ниобия и взрывной фотолитографии ("*lift-off*"). Толщина ниобия составляла 120 нм, поэтому контактные площадки были сверхпроводящими при всех температурах ниже 8 K. Для обеспечения хорошего сверхпроводящего контакта между КП и средним сверхпроводящим слоем верхний слой PdFe полностью стравливался в ходе ионной очистки путем ионного травления перед осаждением контактной площадки. Поэтому верхний слой PdFe был на 8 мкм короче из-за наложения контактной площадки и мостика (см. рис. 1). Длина верхнего ферромагнитного слоя далее принимается за длину мостика L. Мы исследовали серию образцов, в которой толщины верхнего и нижнего ферромагнетиков варьировались в пределах 40–45 нм и 20–30 нм соответственно. Для получения разных толщин слоев в ходе единого вакуумного цикла использовался "метод клина" (см., например, работу [14] и ссылки в ней). Однако никакого заметного влияния толщин слоев не было обнаружено. Некоторые отличия в магнитосопротивлении различных образцов связаны, в основном, с планарными размерами мостиков (см. рис. 2 и обсуждение ниже).

В настоящей работе мы изучали магнитосопротивление FSF-мостиков различных размеров при температурах в пределах сверхпроводящего перехода. Эксперименты проводились в криостате ^{4}He, оборудованном мембранным стабилизатором давления, позволяющим фиксировать температуру в ходе эксперимента с точностью лучше 0.01 K. На рисунке 2 представлены типичные зависимости $\Delta R(H)/R_N$,

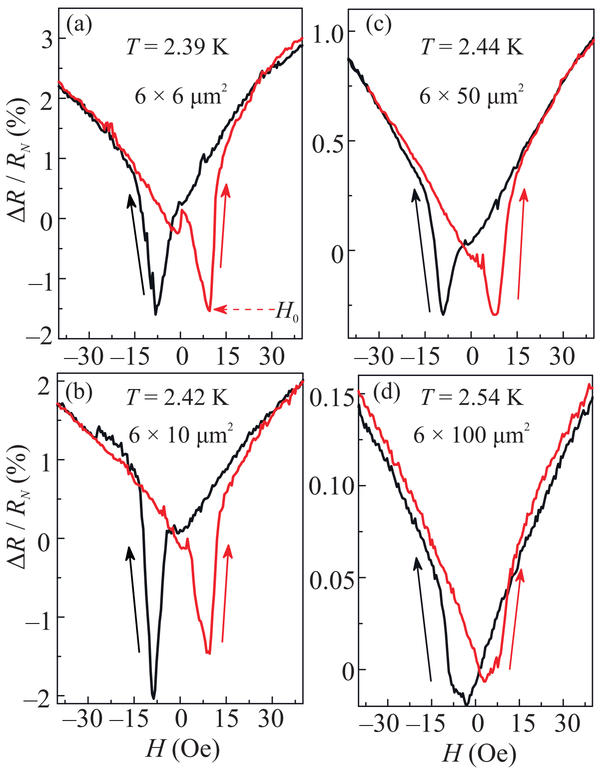

Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнитосопротивление FSF-мостиков с одинаковой шириной 6 мкм и разной длиной в диапазоне от 6 до 100 мкм. Толщина верхнего слоя PdFe равна 45 нм, а нижнего – 25 нм. Ток смещения 20 мкА

где $\Delta R = R(H) - R(0)$, R_N – сопротивление образца выше T_c, магнитное поле H приложено в плоскости образца параллельно длинной стороне мостика (см. рис. 1) при помощи сверхпроводящего соленоида. Мы стартовали с большого положительного поля H, заведомо превышающего поля насыщения обоих ферромагнитных слоев, и разворачивали H до больших отрицательных значений и обратно. Можно легко видеть резкое уменьшение магнитосопротивления в двух магнитных полях $\pm H_0$, противоположных по направлению намагниченности исходного насыщенного состояния. Наиболее выраженные провалы наблюдались для самых маленьких образцов длиной 4–20 мкм и шириной 6–8 мкм (см., например, рис. 2a, b). С увеличением размеров мостика провалы становились шире и постепенно вырождались в слабое искажение магниторезистивной кривой (рис. 2c, d). Это согласуется с нашими предыдущими исследованиями [34], в которых наблюдался переход от квазиоднородного к магнитно-неоднородному состоянию квадратных джозефсоновских контактов Nb-PdFe-Nb при увеличении размера от 10 до 30 мкм.

Глубина провалов возрастает по мере уменьшения температуры в пределах сверхпроводящего перехода мостика. На рисунке 3 представлена серия маг-

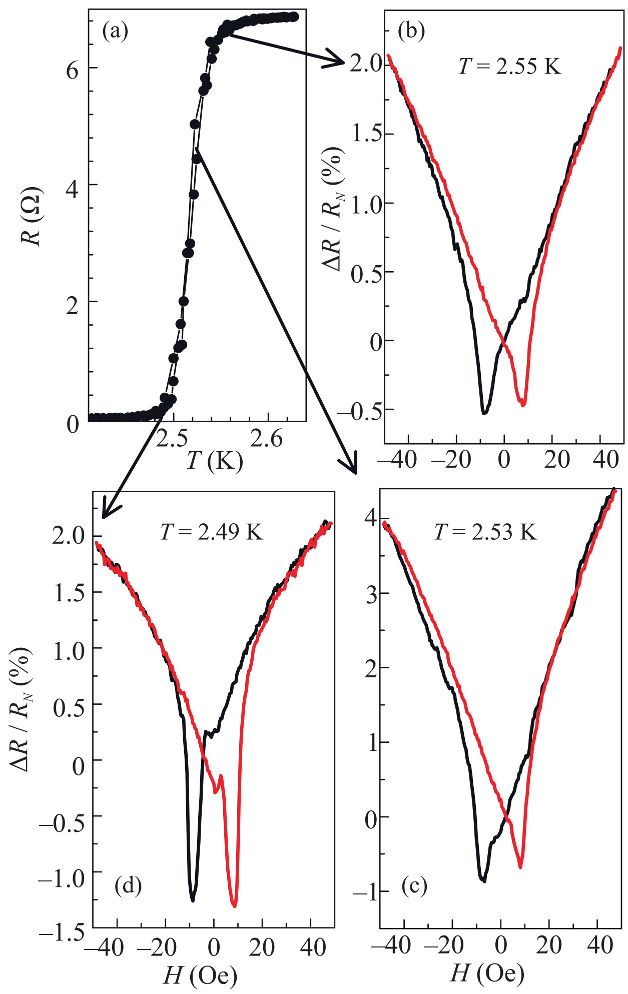

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Резистивный переход в сверхпроводящее состояние FSF-мостика размером 6×15 мкм^2. (b)–(d) – Магнитосопротивление данного мостика при различных температурах в пределах сверхпроводящего перехода. Приведена зависимость разности сопротивления $R(H)$ и сопротивления при $H = 0$, нормированная на сопротивление в нормальном состоянии. Ток смещения 20 мкА

ниторезистивных кривых, полученных для мостика (6×15) мкм^2 при различных температурах в пределах сверхпроводящего перехода $T_c^{(e)} < T < T_c^{(b)}$[4]. При $T = 2.55$ К ($T \approx T_c^{(b)}$) глубина провала составляет около 35 мОм, т.е. около 0.5 % от нормального сопротивления образца (рис. 3b). При уменьшении температуры эффект увеличивается со скоростью примерно 0.85 мОм/мК. Максимальная величина эффекта 90 мОм (1.3 % нормального сопротивления) достигается при $T = 2.49$ К, т.е. $T \approx T_c^{(e)}$. При этой температуре глубина провала составляет около 70 % сопротивления в нулевом магнитном поле. В работах [4–6, 8, 12–17] эффект спинового вентиля оценивался в терминах изменения критической температуры. Мы оценили, что провал на магниторезистивной кривой при $T = 2.49$ К эквивалентен изменению $T_c^{(e)}$ на величину около 1 мК. Столь малое изменение сложно заметить в ходе измерения температурной зависимости сопротивления $R(T)$, однако нам удалось его обнаружить на кривых $R(H)$ в нашей экспериментальной ситуации. Обнаруженная температурная зависимость указывает, что данный магниторезистивный эффект связан именно с усилением сверхпроводимости в тонком слое ниобия, а не вызван, например, эффектом анизотропного магнитосопротивления в слоях PdFe.

К своему удивлению, мы обнаружили всего несколько работ, посвященных исследованию SF-микромостиков [20, 21, 35], в которых, однако, обнаруживался эффект положительного магнитосопротивления. Наблюдавшиеся пики магнитосопротивления в гибридных SF структурах были связаны с магнитостатическим взаимодействием между слоями в ходе их перемагничивания. В работах [6, 8, 12–14] было показано, что для наблюдения отрицательного магнитосопротивления при использовании обычных ферромагнетиков (например, Py) необходимо использование якорного антиферромагнитного подслоя. Кластерная природа ферромагнетизма в PdFe позволяет замыкать магнитные линии внутри ферромагнитной пленки, уменьшая поля рассеяния и ослабляя магнитостатическое взаимодействие между слоями в целом. Поэтому в трехслойных структурах на основе слоев PdFe эффект отрицательного магнитосопротивления обнаруживается и без наличия якорного подслоя, что делает возможным их применение, например, в качестве джозефсоновского барьера в переходах типа S-(F_1sF_2)-S, обсуждаемых в [36]. Важным преимуществом сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ для использования в таких устройствах является его высокая прозрачность для протекания сверхпроводящего тока.

Природа обнаруженного магниторезистивного эффекта на данный момент не вполне ясна, и может быть предложено несколько возможных механизмов. Обычно отрицательный магниторезистивный пик в сверхпроводящих структурах связывают с образованием антипараллельной конфигурации

[4] Здесь $T_c^{(b)} = 2.55$ К и $T_c^{(e)} = 2.49$ К обозначают температуры начала и конца сверхпроводящего перехода.

намагниченностей F-слоев, в которой частично компенсируется их обменное воздействие на S-слой (см., например, [2, 37]). При перемагничивании образца антипараллельное состояние достигается в магнитных полях, промежуточных по отношению к коэрцитивным полям двух ферромагнетиков. Другая возможность состоит в компенсации обменного воздействия [38–40] или просто в исчезновении полей рассеяния при размагничивании ферромагнетиков [41]. Возможность альтернативных интерпретаций обнаруженного нами эффекта подтверждается результатами численного моделирования [42], согласно которым разворот намагниченности мезоскопического образца PdFe может происходить через образование разупорядоченного завихренного состояния. Указанные альтернативные механизмы могут также работать в более простых SF-структурах с одним ферромагнитным слоем.

Таким образом, в данной статье был обнаружен отрицательный магниторезистивный эффект в трехслойных FSF-мостиках $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. Несмотря на очень низкое содержание магнитных атомов в $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$, приводящее к низкой температуре Кюри, мы обнаружили значительный эффект для прямоугольных мостиков микронных размеров. Эффект наблюдается в пределах сверхпроводящего перехода и увеличивается с понижением температуры. Величина эффекта достигает нескольких процентов нормального сопротивления образца.

Л. Н. Карелина и В. В. Рязанов благодарят за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (проект # 19-32-90162). В технологических работах и обсуждении результатов принимали участие сотрудники НИТУ "МИСиС" И. А. Головчанский и В. И. Чичков в рамках Госзадания # 0718-2020-0025.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИФТТ РАН Н. С. Степакову, В. Н. Шилову и Н. С. Шуравину за помощь в проведении экспериментов и подготовке публикации.

1. E. Y. Tsymbal and D. G. Pettifor, *Perspectives of giant magnetoresistance*, ed. by H. Ehrenreich and F. Spaepen, in *Solid State Physics – Advances in Research and Applications*, Academic Press, N.Y. (2001), v. 56, p. 113.
2. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
3. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
4. G. Deutscher and F. Meunier, Phys. Rev. Lett. **22**(9), 395 (1969).
5. J. Y. Gu, C. Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
6. I. C. Moraru, W. P. Pratt, and N. O. Birge, Phys. Rev. Lett. **96**, 037004 (2006).
7. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
8. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, J. Schumann, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Buchner, Phys. Rev. B **85**, 024502 (2012).
9. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, Pis'ma v ZhETF **91**, 329 (2010) [JETP Lett. **91**, 308 (2010)].
10. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma v ZhETF **77**, 609 (2003) [JETP Lett. **77**, 510 (2003)].
11. T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Phys. Rev. B **84**, 064531 (2011).
12. J. Zhu, I. N. Krivorotov, K. Halterman, and O. T. Valls, Phys. Rev. Lett. **105**, 207002 (2010).
13. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Buchner, Phys. Rev. Lett. **109**, 057005 (2012).
14. 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).
15. X. L. Wang, A. Di Bernardo, N. Banerjee, A. Wells, F. S. Bergeret, M. G. Blamire, and J. W. A. Robinson, Phys. Rev. B **89**, 140508 (2014).
16. A. A. Jara, C. Safranski, I. N. Krivorotov, Ch.-T. Wu, A. N. Malmi-Kakkada, O. T. Valls, and K. Halterman, Phys. Rev. B **89**, 184502 (2014).
17. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts, Phys. Rev. X **5**, 021019 (2015).
18. M. G. Flokstra, T. C. Cunningham, J. Kim, N. Satchell, G. Burnell, P. J. Curran, S. J. Bending, C. J. Kinane, J. F. K. Cooper, S. Langridge, A. Isidori, N. Pugach, M. Eschrig, and S. L. Lee, Phys. Rev. B **91**, 060501 (2015).
19. D. Lenk, R. Morari, V. I. Zdravkov, A. Ullrich, Yu. Khaydukov, G. Obermeier, C. Müller, A. S. Sidorenko, H.-A. Krug von Nidda, S. Horn, L. R. Tagirov, and R. Tidecks, Phys. Rev. B **96**, 184521 (2017).
20. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokof'ev, and S. V. Dubonos, Pis'ma v ZhETF **77**, 43 (2003) [JETP Lett. **77**, 39 (2003)].
21. A. Yu. Rusanov, M. Hesselberth, J. Aarts, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **93**, 057002 (2004).
22. T.-J. Hwang and D. H. Kim, J. Korean Phys. Soc. **61**, 1628 (2012).

23. Y. Gu, G. Halász, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, Phys. Rev. Lett. **115**, 067201 (2015).
24. B. Heller, K.-H. Speidel, R. Ernst, A. Gohla, U. Grabowy, V. Roth, G. Jakob, F. Hagelberg, J. Gerber, S. N. Mishra, and P. N. Tandon, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **142**, 133 (1998).
25. J. Crangle and W. R. Scott, J. Appl. Phys. **36**, 921 (1965).
26. C. Büscher, T. Auerswald, E. Scheer, A. Schröder, H. V. Löhneysen, and H. Claus, Phys. Rev. B **46**, 983 (1992).
27. R. P. Peters, Ch. Buchal, M. Kubota, R. M. Mueller, and F. Pobell, Phys. Rev. Lett. **53**(11), 1108 (1984).
28. T. Shinohara, T. Sato, T. Taniyama, and I. Nakatani, J. Magn. Magn. Mater. **196–197**, 94 (1999).
29. L. S. Uspenskaya, A. L. Rakhmanov, L. A. Dorosinskii, A. A. Chugunov, V. S. Stolyarov, O. V. Skryabina, and C. V. Egorov, Pis'ma v ZhETF **97**, 176 (2013) [JETP Lett. **97**, 155 (2013)].
30. I. A. Golovchanskiy, V. V. Bolginov, N. N. Abramov, V. S. Stolyarov, A. Ben Hamida, V. I. Chichkov, D. Roditchev, and V. V. Ryazanov, J. Appl. Phys. **120**, 163902 (2016).
31. V. V. Bol'ginov, O. A. Tikhomirov, and L. S. Uspenskaya, Pis'ma v ZhETF **105**, 153 (2017) [JETP Lett. **105**, 169 (2017)].
32. L. S. Uspenskaya, A. L. Rakhmanov, L. A. Dorosinskii, S. I. Bozhko, V. S. Stolyarov, and V. V. Bolginov, Mater. Res. Express **1**, 036104 (2014).
33. L. S. Uspenskaya and I. N. Khlyustikov, ZhETF **125**, 1029 (2017) [JETP **125**, 875 (2017)].
34. V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, D. S. Sobanin, A. L. Karpovich, and V. V. Ryazanov, Pis'ma v ZhETF **95**, 408 (2012) [JETP Lett. **95**, 366 (2012)].
35. A. Rusanov, M. Hesselberth, S. Habraken, and J. Aarts, Physica C **404**, 322 (2004).
36. N. Klenov, Yu. Khaydukov, S. Bakurskiy, R. Morari, I. Soloviev, V. Boian, T. Keller, M. Kupriyanov, A. Sidorenko, and B. Keimer, Beilstein J. Nanotechnol. **10**, 833 (2019).
37. Y. Zhu, A. Pal, M. Blamire, and Z. H. Barber, Nature Mater **16**, 195 (2017).
38. Z. Yang, M. Lange, A. Volodin, R. Szymczak, and V. V. Moshchalkov, Nature Mater. **3**, 793 (2004).
39. A. Y. Aladyshkin, A. I. Buzdin, A. A. Fraerman, A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, and A. V. Sokolov, Phys. Rev. B **68**, 184508 (2003).
40. A. I. Buzdin and A. S. Mel'nikov, Phys. Rev. B **67**, 020503(R) (2003).
41. S. Pagano, N. Martucciello, F. Bobba, G. Carapella, C. Attanasio, C. Cirillo, R. Cristiano, M. Lisitskiy, M. Ejrnaes, G. P. Pepe, and L. Parlato, IEEE Trans. Appl. Supercond. **27**, 1801004 (2017).
42. I. A. Golovchanskiy, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, N. N. Abramov, A. Ben Hamida, O. V. Emelyanova, B. S. Stolyarov, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **94**, 214514 (2016).