

Увеличение критической температуры сверхпроводящего перехода гибридной структуры при намагничивании спиральных антиферромагнетиков

Н. Г. Пугач^{+*1)}, М. О. Сафончик[×]

⁺ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} Национальный исследовательский университет (Высшая школа экономики), 101000 Москва, Россия

[×] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 7 ноября 2017 г.

После переработки 8 декабря 2017 г.

Теоретически описан спин-вентильный эффект в сверхпроводниковых гибридных структурах на основе магнитных материалов с неколлинеарным магнитным упорядочением. Показано, что в таких структурах возможен следующий эффект: при намагничивании образца критическая температура сверхпроводящего перехода увеличивается. Причиной является подавление дальнедействующих триплетных сверхпроводящих корреляций. Такие структуры могут использоваться в качестве элементов памяти нового типа для сверхпроводниковой спинтроники.

DOI: 10.7868/S0370274X18050077

Сверхпроводниковая спинтроника является новой областью в нанoeлектронике квантовых систем. Она опирается на использование переноса спина электронов для хранения и обработки информации, реализованного в сверхпроводящих контурах при низкой температуре [1, 2]. Элементы памяти являются одним из основных элементов как обычной, так и сверхпроводящей спинтроники [1, 2]. Работа этих элементов основывается на спин-вентильном эффекте (spin valve effect – SVE), т.е. изменении критической температуры T_c сверхпроводников (S) при перемагничивании магнитных слоев системы от антипараллельной до параллельной ориентации [3–6]. Механизм SVE основан на подавлении критической температуры сверхпроводника магнитным обменом в F-слоях через эффект близости. В антипараллельной конфигурации воздействия двух F-слоев вычитаются, а в случае параллельной магнитной ориентации складываются, и эффективнее подавляют сверхпроводимость.

Сверхпроводимость делает возможным еще один механизм SVE, который заключается в изменении T_c при изменении магнитной конфигурации между коллинеарной (параллельной или антипараллельной) и неколлинеарной (ортогональной) [5, 7–17], которое может даже существенно превосходить обычный

спин-вентильный эффект [8, 9]. Это связано с возникновением дальнедействующих триплетных сверхпроводящих корреляций (long range triplet correlation – LRTC) в гибридных наноструктурах с неколлинеарной намагниченностью, которые обеспечивают дополнительный канал утечки куперовских пар из сверхпроводника, и эффективно понижают его T_c [7–9]. Такой SVE, называемый триплетным, реализуется в двух конфигурациях слоев: FSF [3–5] или SFF [7–9]. Конфигурация SFF более предпочтительна, поскольку допускает тесное взаимодействие двух ферромагнитных слоев [7–10].

В сверхпроводящих спиновых вентилях дополнительный антиферромагнитный слой используется для пиннинга одного F-слоя магнитной обменной связью, в то время как намагниченность второго F-слоя можно свободно вращать. Также требуются немагнитные слои для разделения двух F-слоев, к тому же в интерметаллические интерфейсы вводится дополнительный медный слой для улучшения их качества. В результате структура содержит несколько различных магнитных, немагнитных и антиферромагнитных материалов, что сильно усложняет технологию производства и контроль магнитной конфигурации.

В данной работе мы рассматриваем реализацию другого типа триплетных устройств, содержащих только один магнитный слой с контролируемой внут-

¹⁾e-mail: pugach@magn.ru

ренной неколлинеарной намагниченностью. Подходящими магнитными материалами являются, к примеру, Er, Ho, соединения семейства MnSi, которые имеют спиральную или геликоидальную намагниченность. В настоящее время такие соединения и пленки интенсивно исследуются в качестве среды для магнитных топологических дефектов типа скирмионов. Их спиральной магнитной структурой, характеризуемой вектором \mathbf{Q} , можно управлять с помощью слабого внешнего магнитного поля, меньше критического для тонких сверхпроводящих пленок.

Как показано в работах [18, 19], бислои из сверхпроводника и спирального магнетика с направляющим вектором спирали \mathbf{Q} , параллельным плоскости слоев, как и в случае его однородной намагниченности, не производит LRTC-компонентов. Последние появляются, когда \mathbf{Q} перпендикулярен по отношению к плоскости [20]. Переключение между спиральным и однородным магнитным упорядочением подавляет канал проникновения куперовских пар, связанный с LRTC.

В недавней работе [21] предложен новый вид сверхпроводящей памяти, где SVE возникает при контролируемом изменении направления магнитной спирали. Триплетный эффект близости при наличии спиральной или геликоидальной намагниченности описан теоретически в чистом [15, 22] и в грязном [18–21, 23] пределах, а также экспериментально [17, 23–27] в многослойных магнитных структурах. Работа [23] предполагает предел короткой магнитной спирали с периодом $\lambda \ll \xi_f$ с \mathbf{Q} , перпендикулярным интерфейсу, что подходит для Ho (но не для MnSi). Случай длинной спирали рассматривался в работах [20, 21]. В работе [25] не учитывались LRTC.

Мотивацией для данной работы послужили эксперименты [24, 25], где SVE наблюдался при изменении магнитного упорядочения от геликоидального до однородного, которое сохраняется и после выключения поля. В этих экспериментах T_c подавлялась однородной намагниченностью. То же происходит и при \mathbf{Q} , параллельном слоям. Здесь демонстрируется возможность обратного эффекта: при намагничивании спирального антиферромагнетика от начального состояния с полным магнитным моментом, равным нулю, T_c может возрастать.

Расчет критической температуры основан на решении линейризованных квазиклассических уравнений Узаделя, применимых в пределе сильного рассеяния в окрестности T_c . Сверхпроводящая длина когерентности в слоях F и S равна $\xi_{f,s} = \sqrt{D_{f,s}/2\pi T_{cb}}$, где $D_{f,s}$ – соответствующий коэффициент диффузии и T_{cb} – критическая температура объемного сверх-

проводника. Магнитная длина $\xi_h = \sqrt{D_f/H}$ описывает затухание и осцилляции короткодействующих компонент в однородно намагниченном F слое под действием обменного расщепления H , а ξ_f – LRTC.

Рассмотрим сверхпроводящий слой конечной толщины d_s , покрывающий полубесконечный слой F со спиральным вектором \mathbf{Q} вдоль направления OZ , которое ортогонально слоям, как показано на рис. 1. Линейризованные уравнения Узаделя для синглетной f_s и триплетной $\mathbf{f}_t = (f_x, f_y, f_z)$ спиновых компонент аномальной функции Грина, описывающей сверхпроводящие корреляции, записываются в виде [18, 19]

$$\begin{aligned} (D_{f,s}\nabla^2 - 2|\omega|)f_s &= -2\pi\Delta + 2i\operatorname{sgn}(\omega)\mathbf{h} \cdot \mathbf{f}_t, \\ (D_{f,s}\nabla^2 - 2|\omega|)\mathbf{f}_t &= 2i\operatorname{sgn}(\omega)\mathbf{h}f_s. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь мы предполагаем, что синглетный сверхпроводящий параметр порядка Δ зависит от координат и отличен от нуля только для S-слоя, а обменное поле $\mathbf{h} = h(\cos(Qz), \sin(Qz), 0)$ отлично от нуля и направлено вдоль локальной намагниченности в магнитном слое. Так как $h_z = 0$, третий компонент триплета $f_z = 0$. Используя унитарное преобразование $f_{\pm} = (\mp f_x + if_y) \exp(\pm iQz)$ и принимая во внимание симметрию функции Грина по отношению к мацубаровской частоте $\omega = \omega_n = \pi T(2n + 1)$, где n – целое, можно переписать уравнения Узаделя для $w \geq 0$ в виде

$$(D_{f,s}\nabla^2 - 2\omega)f_s = -2\pi\Delta + ih[f_- - f_+],$$

$$(D_{f,s}\nabla^2 \mp 2iD_{f,s}\frac{\partial}{\partial z} - D_{f,s}Q^2 - 2\omega)f_{\pm} = \mp 2ihf_s. \quad (2)$$

Уравнения (2) дополнены граничными условиями при $z = 0$ в форме Куприянова–Лукичева [28], пригодной для слабых ферромагнетиков:

$$\xi_s \frac{\partial}{\partial z} f_{s,x,y}^S = \gamma \xi_f \frac{\partial}{\partial z} f_{s,x,y};$$

$$f_{s,x,y}^S = f_{s,x,y} - \gamma_b \xi_f \frac{\partial}{\partial z} f_{s,x,y}, \quad (3)$$

где безразмерные параметры интерфейса $\gamma_b = R_b A \sigma_f / \xi_f$ и $\gamma = (\sigma_f \xi_s) / (\sigma_s \xi_f)$ (R_b и A – сопротивление и площадь S-F интерфейса соответственно, а $\sigma_{s,f}$ – удельная проводимость металла в слое F или S). Корреляции в S-слое (при $z < 0$) описываются функциями $f_{s,x,y}^S$, а функции $f_{x,y,z}$ содержат информацию о структуре F-слоя (при $z > 0$).

Решения уравнений Узаделя (2) для триплетных компонент – плоские волны с волновыми векторами, являющимися собственными значениями систе-

мы (2). Эти решения в случае спиральной магнитной структуры находились численно, что позволило отказаться от ограничений на характерные длины $\xi_{f,s}$, ξ_h , λ , используемых в предыдущих расчетах [20, 21, 23], и, в конечном итоге, получить новые результаты.

Из решения уравнений (2) выводится замкнутая краевая задача для синглетной компоненты f_s^S с граничным условием на интерфейсе:

$$\xi_s \partial f_s^S / \partial z = -W f_s^S. \quad (4)$$

Здесь эффект близости в F-слое полностью инкапсулирован в действительной величине W . Это свойство учитывается в дальнейших вычислениях в двух магнитных конфигурациях F-слоя. Уравнение Уздедя для синглетной компоненты (2) включает координатную зависимость параметра порядка Δ , который должен быть вычислен самосогласованно. Для расчета T_c уравнение самосогласования

$$\ln \frac{T_{cb}}{T_c} = \pi T_c \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{|\omega|} - \frac{f_s^S}{\pi \Delta} \right) \quad (5)$$

решалось численно с использованием метода фундаментального решения [19, 29]. Был проведен расчет изменения критической температуры сверхпроводящего спинового вентиля, состоящего из слоя сверхпроводника на поверхности спирального антиферромагнетика (см. рис. 1) при его намагничивании.

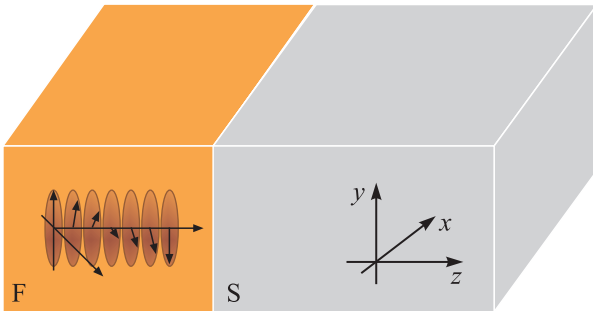


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематический вид сверхпроводящего элемента магнитной памяти, переключаемого между состояниями с перпендикулярным спиральным магнитным упорядочением и однородной намагниченностью

Пленки Eг и Но, использовавшиеся ранее в комбинации с Nb [16, 17, 22–25] обладают сравнительно короткой спиралью $\lambda = 4–6$ нм и сильной магнитной анизотропией, что определяет перпендикулярное направление \mathbf{Q} . В экспериментах [24, 25] критическая температура подавляется при необратимом намагничивании пленок Но или Eг, т.е. распаривающий эффект обменного магнитного поля эффективно усредняется. Это верно не всегда.

Возможен обратный эффект: намагничивание пленки увеличивает T_c . Изменение конфигурации от перпендикулярной спирали с нулевым полным магнитным моментом к однородной намагниченности создает условия для уничтожения LRTC. Связанное с LRTC проникновение куперовских пар из S-слоя эффективно усиливает эффект близости и уменьшает T_c . Конкуренцией двух этих влияний: LRTC и эффективного усреднения обменного подавления, и определяется результат, который зависит от соотношения характерных длин: $\xi_{f,s}$, ξ_h , λ (рис. 2).

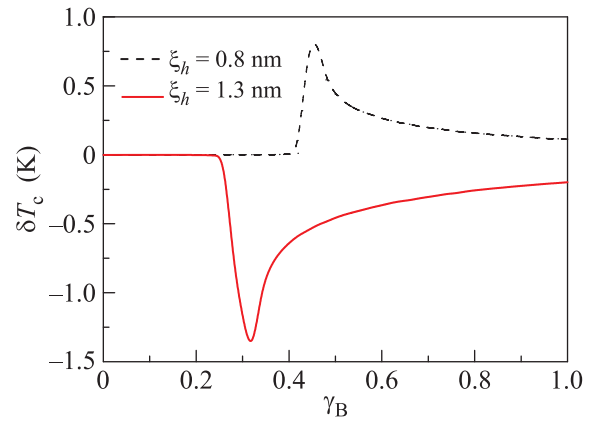


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость разности критической температуры сверхпроводящего слоя при спиральной антиферромагнитной и однородной ферромагнитной намагниченности от параметра прозрачности SF-границы γ_b при различных значениях ферромагнитной длины ξ_h

Для модельного расчета был выбран S-слой из Nb, который имеет критическую температуру $T_c = 9.2$ К. Другие данные по Nb взяты из экспериментальной работы [8], например $\xi_s = 11$ нм. Для магнетика были взяты данные, близкие к параметрам MnSi [21, 30, 31]: сверхпроводящая длина когерентности $\xi_f = 3$ нм, параметр интерфейса $\gamma = 0.7$. Неизвестными параметрами являются энергия магнитного расщепления и сопротивление SF-границы. Поэтому для параметра ξ_h на рис. 2 были выбраны два более-менее реалистичных значения $\xi_h = 0.8, 1.3$ нм. На рис. 2 показаны зависимости δT_c между критической температурой в однородной и спиральной магнитной конфигурации от прозрачности SF-интерфейса γ_b для различных длин ξ_h . Видно, что δT_c может иметь разный знак в зависимости от соотношения длин, в частности от величины ξ_h , уменьшение которой делает формирование LRTC более эффективным.

Как ожидается, γ_b ослабляет сверхпроводящий эффект близости, но характерные значения δT_c по-

рядка десятков-сотен милликельвин вполне заметны в эксперименте. Величина $SVE \delta T_c$ увеличивается с приближением толщины S-слоя к критической толщине, соответствующей полному исчезновению сверхпроводимости, где сверхпроводящие слои наиболее чувствительны к эффекту близости. На рис. 2 и 3 она считалась равной 24 нм.

На рис. 3 представлены зависимости T_c от ξ_h и от λ при реалистичной оценке $\gamma_b = 0.7$ [21]. На рис. 3а знак δT_c меняется. Естественно, увеличение обменного расщепления (уменьшение ξ_h) подавляет сверхпроводимость. В области, где $\xi_h > 1$ нм, $\delta T_c < 0$ и преобладает эффективное усреднение обмена, которое тем сильнее, чем короче период спирали. Немонотонное поведение δT_c в зависимости от периода спирали (рис. 3б) отвечает конкуренции эффективного усреднения обменного подавления и LRTC. Первое преобладает при малом периоде, при большом периоде магнитной спирали $\lambda/2\pi \gg \xi_h$ оно неэффективно и T_c подавляется LRTC.

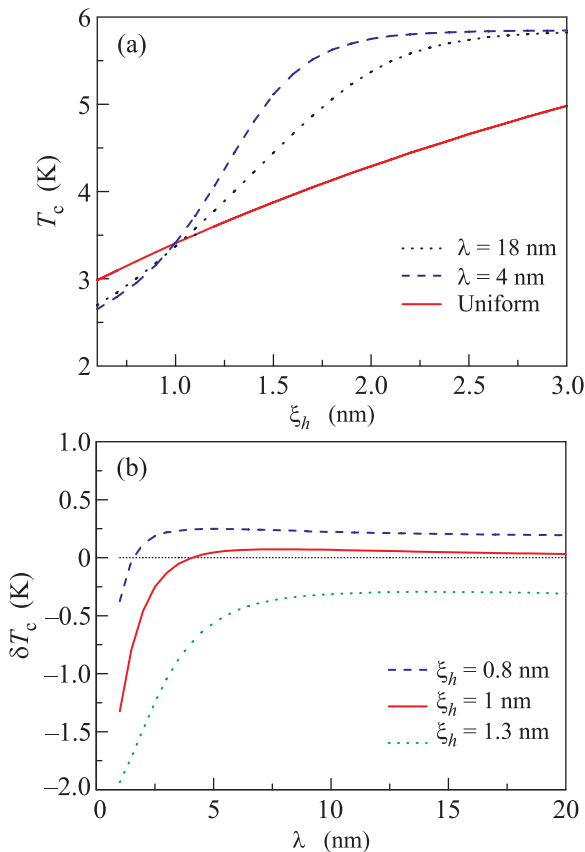


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость T_c от магнитной длины для однородной намагниченности и спиральной с периодом 18 нм как в MnSi и 4 нм как в Eg. (б) – Зависимость δT_c от периода спирали λ при различных значениях ξ_h

Предлагаемые структуры подходят для приложений как элементы магнитной памяти для низкотемпературной и квантовой электроники, которая в настоящее время является очень быстро развивающимся направлением исследований [32–35], связанным с актуальной необходимостью в энергоэффективной логике.

Использование только одного S-слоя и объемного магнетика может существенно упростить технологию изготовления таких элементов.

В заключение исследовался эффект близости в гетероструктурах, состоящих из тонкого сверхпроводящего слоя, на поверхности объемного спирального антиферромагнетика. Такие бислои в качестве элементов памяти имеют очень простую структуру по сравнению с предложенными ранее. Было численно показано, что однородное намагничивание может не только уменьшать, но и увеличивать T_c в зависимости от свойств магнетика. Этот эффект является следствием подавления дальнедействующих триплетных сверхпроводящих корреляций при намагничивании антиферромагнетика.

Работа была поддержана совместными Российско-Греческими проектами Т4ΔΡΩ-00031 и RFMEFI61717X0001 “Экспериментальное и теоретическое исследование физических свойств низкоразмерных квантовых нанoeлектронных систем”.

1. M. G. Blamire and J. W. A. Robinson, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 453201 (2014).
2. J. Linder and J. W. A. Robinson, *Nature Physics* **11**, 307 (2015).
3. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, *Europhys. Lett.* **48**, 686 (1999).
4. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
5. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, *Pis'ma ZhETF* **77**, 609 (2003) [*JETP Lett.* **77**, 510 (2003)].
6. A. V. Vedyayev, C. Lacroix, N. G. Pugach, and N. V. Ryzhanova, *Europhysics Lett.* **71**(4), 679 (2005).
7. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, *JETP Lett.* **91**(6), 308 (2010).
8. M. G. Flokstra, T. C. Cunningham, J. Kim, N. Satchell, G. Burnell, S. J. Bending, P. J. Curran, S. J. Langridge, C. Kinane, J. F. K. Cooper, N. Pugach, M. Eschrig, and S. L. Lee, *Phys. Rev. B* **91**, 060501(R) (2015).
9. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts, *Phys. Rev. X* **5**, 021019 (2015).
10. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Kamashev, A. A. Validov, Ya. V. Fominov, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. B* **93**, 100502 (2016).

11. K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel, R. Brucas, B. Hjorvarsson, D. A. Tikhonov, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 097003 (2005).
12. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Y. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Büchner, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 057005 (2012).
13. 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).
14. A. Iovan, T. Golod, and V. M. Krasnov, *Phys. Rev. B* **90**, 134514 (2014).
15. A. A. Jara, C. Safranski, I. N. Krivorotov, C.-T. Wu, A. N. Malmi-Kakkada, O. T. Valls, and K. Halterman, *Phys. Rev. B* **89**, 184502 (2014).
16. 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).
17. N. Banerjee, C. B. Smiet, R. G. J. Smits, A. Ozaeta, F. S. Bergeret, M. G. Blamire, and J. W. A. Robinson, *Nat. Commun.* **5**, 048 (2014).
18. T. Champel and M. Eschrig, *Phys. Rev. B* **71**, 220506(R) (2005).
19. T. Champel and M. Eschrig, *Phys. Rev. B* **72**, 054523 (2005).
20. A. F. Volkov, A. Anishchanka, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **73**, 104412 (2006).
21. N. G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, M. E. Zhitomirsky, E. Lähderanta, M. Eschrig, and C. Lacroix, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 162601 (2017).
22. C.-T. Wu, O. T. Valls, and K. Halterman, *Phys. Rev. B* **86**, 184517 (2012).
23. G. B. Halász, J. W. A. Robinson, J. F. Annett, and M. G. Blamire, *Phys. Rev. B* **79**, 224505 (2009).
24. Y. Gu, J. W. A. Robinson, M. Bianchetti, N. A. Stelmashenko, D. Astill, F. M. Grosche, J. L. MacManus-Driscoll, and M. G. Blamire, *APL Mater.* **2**, 046103 (2014).
25. N. Satchell, J. D. S. Witt, M. G. Flokstra, S. L. Lee, J. F. K. Cooper, C. J. Kinane, S. Langridge, and G. Burnell, *Phys. Rev. Appl.* **7**, 044031 (2017).
26. I. Sosnin, H. Cho, V. T. Petrashov, and A. F. Volkov, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 157002 (2006).
27. L. Y. Zhu, Y. Liu, F. S. Bergeret, J. E. Pearson, S. G. E. te Velthuis, S. D. Bader, and J. S. Jiang, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 177001 (2013).
28. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 1163 (1988) [M. Yu. Kupriyanov and V. F. Lukichev, *ZhETF* **94**, 139 (1988)].
29. Ya. V. Fominov, N. M. Chitchev, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **66**, 014507 (2002).
30. M. Lee, Y. Onose, Y. Tokura, and N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **75**, 172403 (2007).
31. F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, A. Neubauer, W. Münzer, A. Bauer, T. Adams, R. Georgii, P. Böni, R. A. Duine, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch, *Science* **330**, 1648 (2010).
32. B. Baek, W. H. Rippard, S. P. Benz, S. E. Russek, and P. D. Dresselhaus, *Nat. Commun.* **5**, 3888 (2014).
33. I. V. Vernik, V. V. Bol'ginov, S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, V. V. Ryazanov, and O. A. Mukhanov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23**, 1701208 (2013).
34. B. M. Niedzielski, S. G. Diesch, E. C. Gingrich, Y. Wang, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge, *IEEE Trans. Appl. Sup.* **24**(4), 1800307 (2014).
35. N. Klenov, V. Kornev, A. Vedyayev, N. Ryzhanova, N. Pugach, and T. Romyantseva, *J. Phys.: Conf. Series* **97**, 012037 (2008).