

01,02

Особенности нелинейного СВЧ отклика ультратонких пленок YBaCuO

© Е.Е. Пестов^{1,2}, М.Ю. Левичев¹, П.А. Юнин^{1,2}, Д.В. Мастеров¹, А.Е. Парафин¹,
С.А. Павлов¹, Д.А. Савинов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: pestov@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

С помощью метода нелинейной ближнеполюсной СВЧ микроскопии были изучены температурные зависимости мощности третьей гармоники при различных ориентациях осей $a-b$ ультратонких пленок YBaCuO толщиной 4–5 nm. Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что нелинейный отклик в области низких температур может быть связан с наличием андреевских краевых состояний.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, ближнеполюсная СВЧ микроскопия, нелинейный эффект Мейснера, андреевские краевые состояния, ультратонкие пленки.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58228.19NN

1. Введение

Одним из фундаментальных свойств сверхпроводника является нелинейный эффект Мейснера (НЭМ). Этот механизм нелинейности обусловлен разрушением куперовских пар и уменьшением концентрации сверхпроводящих электронов под действием тока текущего по сверхпроводнику. Это приводит к зависимости поверхностного импеданса сверхпроводника от тока или магнитного поля или генерации высших гармоник основной частоты [1,2].

Как известно, НЭМ чувствителен к внутренним свойствам сверхпроводника, к таким, например, как симметрия параметра порядка. В частности, высокотемпературные сверхпроводники с d симметрией параметра порядка щели могут иметь сильный НЭМ при стремлении температуры T к нулю за счет низколежащих возбуждений вблизи минимумов сверхпроводящей щели [3]. Кроме этого, состояние с d спариванием также приводит к зависимости нелинейного отклика от угла между направлением протекания тока и минимумами сверхпроводящей щели [4]. Сначала анизотропия в плоскости $a-b$ для зависимости лондоновской глубины проникновения от магнитного поля была предсказана при $T = 0$. Позже эта теория была обобщена на весь диапазон температур в рамках нелинейного СВЧ отклика анизотропного сверхпроводника и был предложен практический метод исследования НЭМ [5–7]. Также было установлено, что анизотропия НЭМ в купратных сверхпроводниках становится существенной только при температурах $T/T_c < 0.6$. При этом, при низких температурах коэффициент нелинейности в чистом сверхпроводнике растет по закону $1/T$ [7]. При более низких температурах наблюдается насыщение температурной

зависимости, которое связано с нелокальными эффектами, обусловленными примесями в сверхпроводниках [6].

Было предпринято много экспериментальных попыток для наблюдения НЭМ в купратных сверхпроводниках. Первое косвенное подтверждение существования минимумов сверхпроводящей щели монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-x}$ (Bi-2212) было получено в работе Маэда и др., в которой было продемонстрировано линейное поведение $\lambda(H, T)$ в зависимости от постоянного магнитного поля H [8]. Позже были получены первые экспериментальные доказательства существования НЭМ в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO [9,10] с использованием чувствительного метода основанного на измерениях интермодуляционных СВЧ искажений. Также было установлено, что наблюдение НЭМ сильно зависит от образца и чувствительности методов измерения.

Дополнительный вклад в НЭМ может быть обусловлен андреевскими связанными состояниями (АСС) [11], которые возникают, например, в результате наличия (110)-ориентированной поверхности в высокотемпературных сверхпроводниках. Такие интерфейсы на границах двойников могут образовываться спонтанно во время роста эпитаксиальной пленки. Изменение знака параметра порядка приводит к сильному андреевскому отражению квазичастиц на поверхности сверхпроводника. В результате интерференции электронных и дырочных возбуждений образуется связанное состояние, которое приводит к парамагнитному поверхностному току в сверхпроводнике.

Экспериментально АСС были изучены с помощью транспортных [12] и магнитных измерений [13,14]. В частности, было показано, что появление пика в дифференциальной проводимости при нулевом смещении

обусловлено образованием АСС на границах высокотемпературных сверхпроводников. Кроме этого, было установлено, что температурная зависимость эффективной глубины проникновения демонстрирует локальный минимум. Он связан с тем, что с одной стороны при уменьшении температуры ВТСП пленки величина глубины проникновения, обусловленная объемными токами, монотонно убывает. С другой стороны, поверхностный ток, связанный с квазичастицами приводит к увеличению эффективной глубины проникновения. Для купратных сверхпроводников этот минимум может наблюдаться при сравнительно высокой температуре $T/T_c \cong 1/\sqrt{\kappa} \cong 0.1$ (κ — параметр Гинзбурга–Ландау). Также парамагнитный эффект Мейснера наблюдался в тонких пленках YBCO с ориентированными внутренними поверхностями, полученными бомбардировкой тяжелыми ионами [14].

Кроме этого, для этого механизма НЭМ теория [15,16] предсказала сильную температурную зависимость коэффициента нелинейности $\sim 1/T^3$ при низких температурах. Также в работе [16] было показано, что нелинейный отклик, обусловленный АСС, может приводить к смене знака нелинейного тока, текущего по сверхпроводнику и занулению температурной зависимости мощности третьей гармоники.

Однако локальным исследованиям НЭМ в высокотемпературных сверхпроводниках посвящено мало работ. Для этих целей в последнее время были разработаны чувствительные ближнепольные нелинейные СВЧ микроскопы [17–19]. Эти методы позволяют исследовать нелинейный эффект Мейснера, используя различные ориентации тока относительно направлений минимумов сверхпроводящей щели.

В работе с помощью метода нелинейной ближнепольной СВЧ микроскопии были изучены температурные зависимости мощности третьей гармоники при различных ориентациях осей a – b ультратонких пленок.

2. Метод исследования и образцы

В работе с помощью метода нелинейной ближнепольной СВЧ микроскопии были исследованы нелинейные СВЧ свойства ультратонких пленок YBaCuO. Этот метод основан на регистрации нелинейного СВЧ отклика с помощью зонда индуктивного типа. Зонд представляет собой тонкую медную проволочку длиной 2 мм и диаметром 40 мкм закорачивающую внутренний и внешний проводники коаксиального кабеля [17]. Частота первой гармоники в эксперименте была равна 472 МГц. СВЧ сигнал промодулирован по амплитуде сигналом с частотой 1 кГц. Уровень падающей мощности на частоте первой гармоники при измерениях изменялся в диапазоне от 2 до 100 мВт. Максимальная мощность СВЧ сигнала ограничена мощностью генератора, усилителя мощности и потерями в СВЧ тракте,

а минимальная СВЧ мощность определяется чувствительностью приемника. Поскольку волновой импеданс коаксиального кабеля значительно больше импеданса закорачивающей проволочки, при отражении СВЧ сигнала от ближнепольного зонда в медной проволочке течет переменный ток высокой плотности. При взаимодействии сильного высокочастотного поля с исследуемым образцом из-за нелинейных свойств сверхпроводника в спектре отраженного сигнала возникают высшие гармоники основной частоты. Амплитуда отраженного СВЧ сигнала на частоте третьей гармоники измеряется приемником. Выделение этого сигнала осуществляется с помощью полосовых фильтров с полосой пропускания 1.41–1.43 GHz. Для его усиления используется малошумящий усилитель промежуточной частоты с шириной полосы 0.1–2 GHz. Затем он детектируется, усиливается синхронным усилителем SR830 на частоте 1 кГц и регистрируется на компьютере. Локальный метод исследования нелинейности позволяет исследовать пространственное распределение мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(x, y)$ пленок YBCO в диапазоне температур от 4.2 до 100 К.

В эксперименте используются две модификации ближнепольного СВЧ зонда индуктивного типа. Первый зонд предназначен для сканирования в одном направлении вдоль образца (рис. 1, *a*). Проволочка ближнепольного СВЧ зонда при сканировании параллельна краю пленки. Перемещение зонда выполняется механически с помощью поворота винта. Шаг сканирования составляет величину 0.5 мм. Начальное расстояние от проволочки зонда до одного из четырех краев квадратной пленки фиксируется с помощью электронного штангенциркуля. После охлаждения смещение положения ближнепольного СВЧ зонда контролируется с помощью угла поворота винта. Для компенсации температурных дрейфов размеров вставки СВЧ кабель размещается внутри трубки из нержавеющей стали. Следует отметить, что в случае нелинейной ближнепольной СВЧ микроскопии величина сигнала мощности третьей гармоники сильно зависит от высоты проволочки зонда над поверхностью пленки. Поэтому его высота фиксируется с помощью тефлоновой пленки толщиной 10 мкм, которая помещается между образцом и ближнепольным СВЧ зондом.

Второй зонд предназначен для измерения анизотропных нелинейных СВЧ свойств сверхпроводящих пленок (рис. 1, *b*). В этом случае ближнепольный СВЧ зонд размещается в центре пленки, а коаксиальный кабель направлен нормально к ее поверхности. При этом, проволочка зонда симметрична относительно центра пленки (рис. 1, *b*). Для уменьшения смещений зонда относительно центра пленки при его повороте трубка СВЧ кабеля центрируется пенопластовыми кольцами. Для равномерного прижима проволочки зонда используется пружинка.

На подложке LaAlO₃ размером 10 × 10 мм² при температуре 665°C выращивалась эпитаксиальная пленка

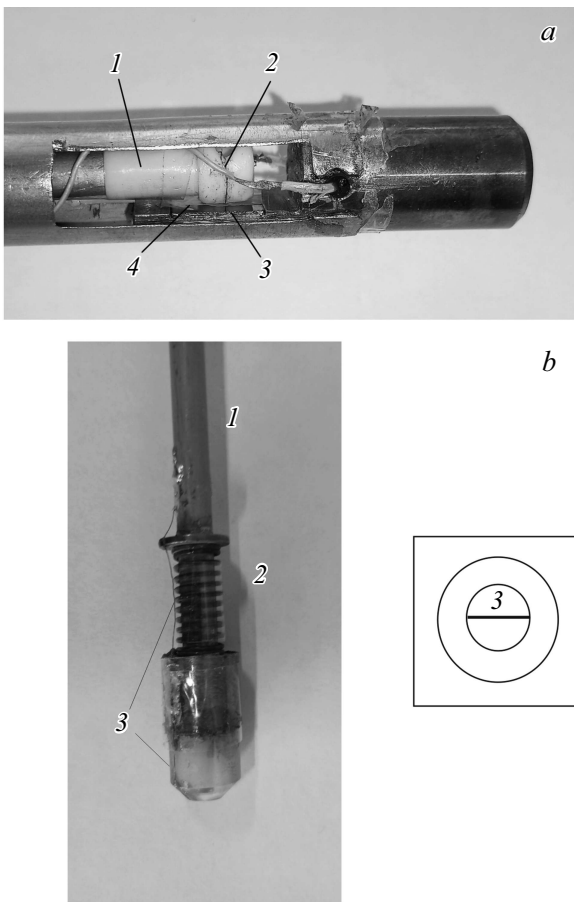


Рис. 1. а) Фото ближнепольного СВЧ зонда для сканирования вдоль пленки: 1 — коаксиальный кабель, 2 — проволочка ближнепольного СВЧ зонда, 3 — пленка ВТСП, 4 — тефлоновая пленка; б) фото ближнепольного СВЧ зонда для измерения анизотропии нелинейных СВЧ свойств сверхпроводников: 1 — коаксиальный кабель, 2 — пружинка, 3 — проволочка ближнепольного СВЧ зонда. На вставке для случая (б) показан вид снизу.

из высокотемпературного сверхпроводника YBCO толщиной 4–5 nm. Затем она покрывалась тонким слоем золота толщиной 20 nm для защиты от влаги. Пленка золота наносилась при температуре около 100°C с небольшим разрывом вакуума после напыления пленки YBCO. Следует отметить, что в работе исследовались как двухслойные структуры YBCO/Au, так и пленки YBCO.

Ориентация осей a – b и толщина пленок YBaCuO определялась методом рентгеноструктурного анализа на дифрактометре Bruker D8 Discover.

3. Экспериментальные результаты

Ранее было показано, что температурная зависимость нелинейного СВЧ отклика сверхпроводящих пленок YBa₂Cu₃O₇ толщиной 100 nm имеет максимум вблизи

критической температуры перехода [17]. А в области низких температур не наблюдалось возрастания мощности третьей гармоники в $P_{3\omega}(T)$ при уменьшении температуры. Поэтому для увеличения чувствительности установки были исследованы ультратонкие пленки YBCO. Это обусловлено тем, что уменьшение толщины пленки приводит к увеличению нелинейного СВЧ сигнала из-за увеличения плотности сверхпроводящего тока текущего по ней.

На рис. 2 приведены температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ двухслойной структуры YBaCuO/Au при различных расстояниях от края пленки толщиной 5 nm. Как видно из рис. 2, температурная зависимость нелинейного СВЧ отклика в этом случае демонстрирует максимум вблизи температуры 80 K. Кроме этого, в области низких температур $P_{3\omega}(T)$ демонстрирует возрастание нелинейного СВЧ отклика при уменьшении температуры. Как известно, в высокотемпературных сверхпроводниках возрастание нелинейного СВЧ отклика при низких температурах может быть связано, как с нелинейным эффектом Мейснера, так и с нелинейным откликом, обусловленным наличием андреевских связанных состояний. При расстоянии зонда 1 mm от края наблюдается также зануление мощности третьей гармоники и сильное возрастание нелинейного СВЧ отклика в области низких температур.

На рис. 3 показаны температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ двухслойной структуры YBaCuO/Au при различных мощностях СВЧ сигнала при расстоянии 1 mm от края сверхпроводящей структуры. Как видно из рис. 3, температура зануления $P_{3\omega}(T)$ зависит от СВЧ мощности и сдвигается в сторону более низких температур при ее увеличении.

На рис. 4 показаны результаты сканирования пленки YBaCuO толщиной 4 nm. На рисунке приведены тем-

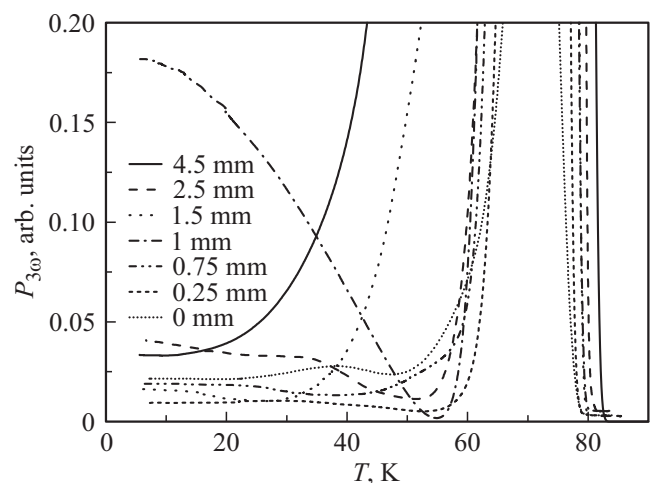


Рис. 2. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ двухслойной структуры YBaCuO/Au при различных расстояниях от края пленки. Угол между направлением осей a – b и краем образца составляет 45°. Толщина ВТСП пленки 5 nm. Мощность СВЧ сигнала 7 dBm.

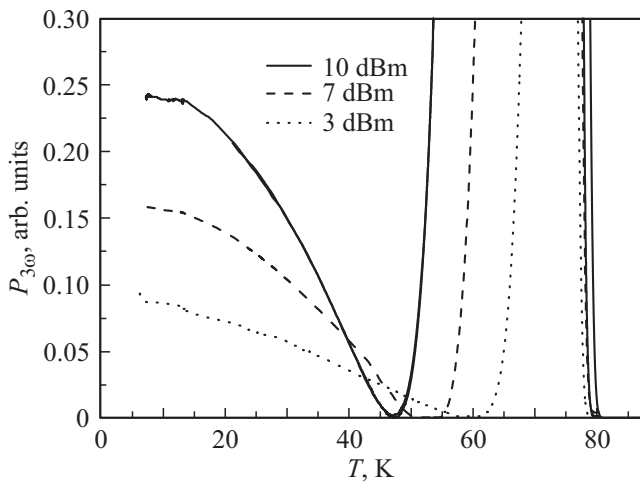


Рис. 3. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ двухслойной структуры YBaCuO/Au при различных мощностях СВЧ сигнала. Угол между направлением осей $a-b$ и краем образца составляет 45° . Толщина ВТСП пленки 5 nm. Расстояние проволочки зонда до края пленки 1 mm.

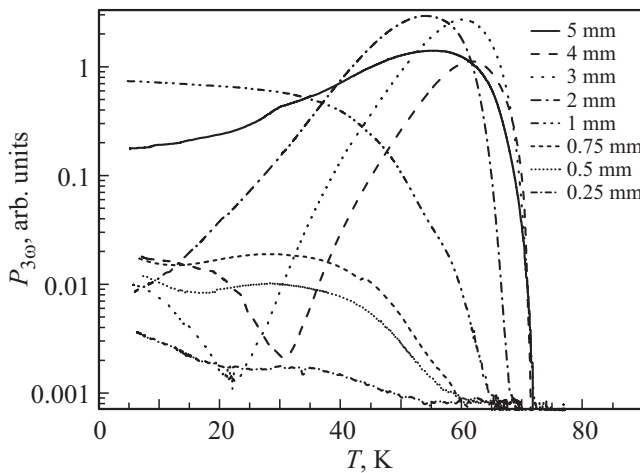


Рис. 4. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ пленки YBaCuO толщиной 4 nm при различных расстояниях от края пленки. Угол между направлением осей $a-b$ и краем образца составляет 45° . Мощность СВЧ сигнала 3 dBm.

температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ при различных расстояниях от края пленки. Рис. 4 демонстрирует возрастание нелинейного СВЧ сигнала при температурах порядка 20–25 К. Кроме этого, при расстоянии зонда 3 и 4 mm от края наблюдается также зачленение нелинейного СВЧ отклика, как и в случае двухслойной структуры YBaCuO/Au.

Как известно, зачленение мощности третьей гармоники может возникать из-за нелинейного отклика, связанного с андреевскими краевыми состояниями. В этом случае фаза нелинейного тока андреевских состояний сдвинута на 180° по сравнению, например, с объемным нелинейным

эффектом Мейснера [16]. При этом, эти состояния в пленках высокотемпературного сверхпроводника могут возникать как на границе образца, так и в центре пленки. Это связано с тем, что такие интерфейсы на границах двойников могут образовываться спонтанно во время роста эпитаксиальной пленки [20]. На рис. 5 схематически показан процесс возникновения отклика, связанного с АСС на границе двойникования.

Для исследования анизотропии нелинейности была изучена зависимость мощности третьей гармоники от ориентации проволочки ближнепольного СВЧ зонда в

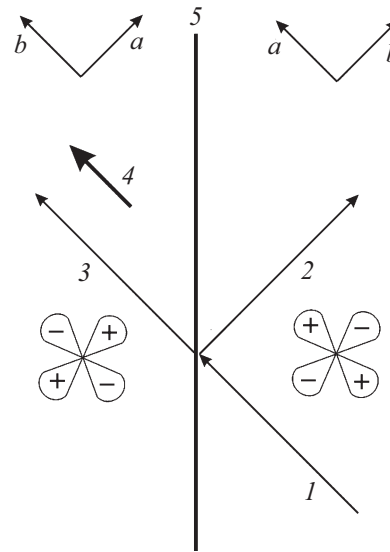


Рис. 5. Схематическое изображение процесса возникновения отклика, связанного с АСС: 1 — падающий электрон, 2 — отраженный электрон, 3 — прошедший электрон, 4 — СВЧ ток, 5 — граница двойникования. Угол между осью a и границей двойникования равен 45° .

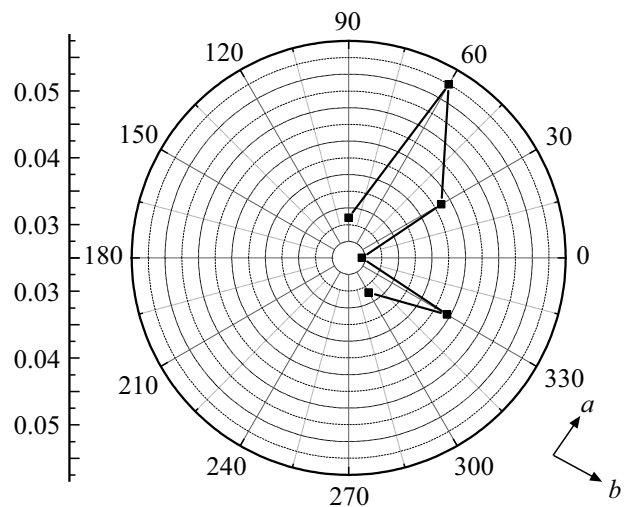


Рис. 6. Зависимость мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ от ориентации проволочки зонда относительно осей $a-b$ при температуре $T = 4.2$ К. Зонд расположен в центре пленки. Мощность СВЧ сигнала 10 dBm.

центре пленки (рис. 6). Из рис. 6 видно, что максимальное значение нелинейного СВЧ отклика наблюдается в направлении осей $a-b$. Следует отметить, что в работе [19] увеличение нелинейного сигнала вдоль направлений осей $a-b$ также связывали с нелинейностью андреевских состояний. С другой стороны, в центре пленки анизотропия формы образца, по нашему мнению, не влияет на нелинейный СВЧ отклик, поскольку, как видно из рис. 6, возрастание нелинейного СВЧ отклика наблюдается на расстоянии 1 mm от ее края (рис. 2). Поэтому угловая зависимость нелинейного СВЧ отклика не связана с влиянием краев пленки.

В заключение следует отметить, что СВЧ свойства довольно чувствительны к различным типам дефектов структуры [21,22]. Это связано с малой длиной когерентности пленок YBCO (порядка 2 nm) по сравнению с размерами этих дефектов. Поэтому, несмотря на то, что характерные размеры двойника составляют величину порядка 50 nm, микроструктура пленок оказывает влияние на нелинейные СВЧ отклик. При этом, неоднородное распределение мощности третьей гармоники на миллиметровых масштабах в плоскости пленки обусловлено, по-видимому, неоднородным распределением границ двойникования в пленке YBCO (рис. 2 и 4).

Таким образом, во-первых, возрастание нелинейного отклика при низких температурах в ультратонких пленках YBCO, во-вторых, наличие зануления в $P_{3\omega}(T)$ при температурах ниже критической и, в-третьих, анизотропия мощности третьей гармоники указывают на то, что нелинейный СВЧ отклик обусловлен нелинейностью андреевских состояний, возникающих на интерфейсах границ двойников.

4. Заключение

С помощью метода нелинейной ближнепольной СВЧ микроскопии в ультратонких пленках YBCO обнаружено возрастание мощности третьей гармоники в области низких температур. Температурная зависимость нелинейного СВЧ отклика демонстрирует зануление при температурах меньше T_c . Изучена анизотропия нелинейного отклика ультратонких пленок YBCO методом ближнепольной СВЧ микроскопии. Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что в области низких температур нелинейный СВЧ отклик может быть связан с наличием андреевских краевых состояний, возникающих на интерфейсах границ двойников.

Благодарности

Автор благодарит А.С. Мельникова за полезные обсуждения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема ГЗ:FFUF-2022-0006). В работе исполь-

зовано оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.C. Amato, W.L. McLean. Phys. Rev. Lett. **37**, 930 (1976).
- [2] Г.И. Левиев, А.В. Рыляков, М.Р. Трунин. Письма в ЖЭТФ **50**, 78 (1989).
- [3] S.K. Yip, J.A. Sauls. Phys. Rev. Lett. **69**, 2264 (1992).
- [4] D. Xu, S.K. Yip, J.A. Sauls. Phys. Rev. B **51**, 16233 (1995).
- [5] T. Dahm, D.J. Scalapino. Appl. Phys. Lett. **69**, 4248 (1996).
- [6] T. Dahm, D.J. Scalapino. Phys. Rev. B **60**, 13125 (1999).
- [7] T. Dahm, D.J. Scalapino. J. Appl. Phys. **81**, 2002 (1997).
- [8] A. Maeda, Y. Iino, T. Hanaguri, N. Motohira, K. Kishio, T. Fukase. Phys. Rev. Lett. **74**, 1202 (1995).
- [9] D.E. Oates, S.-H. Park, G. Koren. Phys. Rev. Lett. **93**, 197001 (2004).
- [10] K.T. Leong, J.C. Booth, S.A. Schima. IEEE Trans. Appl. Supercond. **15**, 3608 (2005).
- [11] C.-R. Hu. Phys. Rev. Lett. **72**, 1526 (1994).
- [12] B. Chesca, D. Doenitz, T. Dahm, R. P. Huebener, D. Koelle, R. Kleiner, Ariando, H.J.H. Smilde, H. Hilgenkamp. Phys. Rev. B **73**, 014529 (2006).
- [13] A. Carrington, F. Manzano, R. Prozorov, R.W. Giannetta, N. Kameda, T. Tamegai. Phys. Rev. Lett. **86**, 1074 (2001).
- [14] H. Walter, W. Prusseit, R. Semerad, H. Kinder, W. Assmann, H. Huber, H. Burkhardt, D. Rainer, J.A. Sauls. Phys. Rev. Lett. **80**, 3598 (1998).
- [15] Y.S. Barash, M.S. Kalenkov, J. Kurkijärvi. Phys. Rev. B **62**, 6665 (2000).
- [16] A. Zare, T. Dahm, N. Schopohl. Phys. Rev. Lett. **104**, 237001 (2010).
- [17] E.E. Pestov, Yu.N. Nozdrin, V.V. Kurin. IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 131 (2001).
- [18] A.P. Zhuravel, B.G. Ghamsari, C. Kurter. Phys. Rev. Lett. **110**, 087002 (2013).
- [19] A.P. Zhuravel, S. Bae, S.N. Shevchenko, A.N. Omelyanchouk, A.V. Lukashenko, A.V. Ustinov, S.M. Anlage. Phys. Rev. B **97**, 054504 (2018).
- [20] А.В. Варганов, Е.А. Вopilкин, П.П. Вышеславцев, Ю.Н. Ноздрин, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, В.В. Таланов. Письма в ЖЭТФ **63**, 608 (1996).
- [21] Halbritter. J. Supercond. **8**, 691 (1995).
- [22] S.V. Baryshev, E.E. Pestov, A.V. Bobyl, Yu.N. Nozdrin, V.V. Kurin. Phys. Rev. B **76**, 054520 (2007).

Редактор Т.Н. Василевская