

Структура и параметры стыковых вихрей в сверхпроводящей джозефсоновской среде

Х. Р. Ростами¹⁾

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Института Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Россия

Поступила в редакцию 13 августа 2018 г.

После переработки 11 октября 2018 г.

В массивных и пленочных $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в процессе “распада” их на двойники с ростом поля, продемонстрирована динамика образования разномасштабных междвойниковых стыковых вихрей и междвойниковых стыковых антивихрей. Определены пространственные размеры и энергии обнаруженных междвойниковых стыковых вихрей и междвойниковых стыковых антивихрей. Показано, что поперечные размеры междвойниковых стыковых антивихрей совпадают с пространственными размерами двойников и, сохраняя свою форму, уменьшаются с ростом поля, становясь меньше размера абрикосовских вихрей. При этом не зависимо от этапа “деления” образца поперечные размеры междвойниковых стыковых вихрей меньше, чем размеры междвойниковых стыковых антивихрей, а энергия междвойниковых стыковых вихрей больше энергии междвойниковых стыковых антивихрей.

DOI: 10.1134/S0370274X18230030

Введение. Исследованию вихревых структур в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) посвящено большое число работ, так как детальное изучение свойств вихрей их динамики и пиннинга является один из способов получить более глубокое понимание микроскопических механизмов, ведущих к сверхпроводимости [1–10]. Достаточно подробно изучены, например, поля рассеяния вихрей в зависимости от вихревой структуры и пиннинга [4], особенности взаимодействия вихрей с искусственно созданным наномасштабным периодическим ландшафтом пиннинга [5], а также вихревые состояния со структурой вихря, отличной от абрикосовской вихревой нити, и фазовые переходы между вихревыми состояниями [6–9]. Теоретически исследованы эффекты, связанные с соизмеримостью и несоизмеримостью периода вихревой решетки и постоянной кристаллической решетки ВТСП [10]. Тем не менее, до сих пор не рассматривались вопросы о возникновении на центрах пересечения границ двойниковаания (ГД) различных стыковых вихревых структур. Не было обращено внимание на эту проблему, так как традиционные методики не дают возможности селективно выделить и проанализировать процессы на границе раздела вихревых и мейснеровских областей (ГРВМО) [11, 12]. Между тем, “перемещением” ГРВМО по объему образца можно одновременно

исследовать магнитную и кристаллическую микроструктуру образца, подробно проанализировать взаимодействие этих микроструктур, обнаружить стыковые вихри, установить их структуру и параметры в зависимости от периода трансляционной инвариантности ГД в ВТСП.

Методика. Возбуждая в соленоиде переменное затухающее магнитное поле $H(t) = H_0 \exp(-\beta t) \cos \omega t$ и используя процедуру вычитания плотности захваченного магнитного потока (ЗМП) B_{tr1} , измеренной в режиме ZFC (*zero field cooling*), из величины B_{tr2} , измеренной в режиме ZFCMFA (*zero field cooling with magnetic flux accumulation*) создана осцилляционная дифференциальная методика локального приближения [11, 12]. Здесь $\beta = R/(2L) \approx 11 \text{ с}^{-1}$ – коэффициент затухания LC контура, $\omega/2\pi = 1/2\pi[(1/(LC) - \beta^2)]^{1/2} \approx 352 \text{ Гц}$ – собственная частота контура, $L \approx 4.13 \text{ Гн}$ индуктивность соленоида с остаточным активным сопротивлением обмотки $R \approx 92.2 \Omega$ при $T = 77.4 \text{ К}$, $C = 0.05 \text{ мкФ}$ – емкость контура. Аналогичные поля были созданы и при питании соленоида источником экспоненциально затухающего косинусоидального тока. Благодаря применению процедуры вычитания B_{tr1} из B_{tr2} удается исключить влияние поверхностного барьера, краевого и объемного пиннингов, а также внутренних и внешних полей размагничивания образца на результаты измерений. Такая процедура вместе с ступенчатым изменением

¹⁾e-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

амплитуды H_0 приложенного к образцу поля $H(t)$ создает δ -подобное пространственное распределение ЗМП, что позволяет с более высокой точностью выделить составляющие, связанные с мейснеровскими экранирующими токами образца и ее двойников (монодоменов, кристаллитов, суб- и нанокристаллитов). Таким образом, методика позволяет селективно выделить ГРВМО, который, как показано [11–13] в свою очередь из себя представляет эффективный размагничивающий фактор образца:

$$n_{\text{eff}} = \frac{n(B_{tr2} + B_1 - H_0) - B_{tr2}}{B_2 - H_0 - B_{tr2} + n(B_1 + B_{tr2} - B_2)} \sim \sim B_{tr2} - B_{tr1}. \quad (1)$$

Здесь B_1 и B_2 – индукции в центре на поверхности образца, измеренные в режимах ZFC и ZFCMFA, соответственно, $n = \left(\frac{1}{e^2} - 1\right) \left(\frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} - 1\right)$ – размагничивающий фактор в направлении поля, $e = \left(1 - \frac{h^2}{D^2}\right)^{1/2}$, h – толщина, D – диаметр образца [14]. Величина n фиксирует начало проникновения магнитного поля в образец, а изменение n в ходе проникновения внешнего поля в образец, которым определяется положение ГРВМО для данного значения H_0 , учитывается зависимостью (1). Таким образом, пространственное разрешение используемой методики определяется точностью измерения n_{eff} и зависит от шага заданных ступенек поля $H(t)$ и чувствительности магнитометра.

Детали эксперимента. Исследование зависимостей $B_{tr}(H_0)$ и $n_{\text{eff}}(H_0)$ с помощью предложенной методики проводили в режимах ZFC и ZFCMFA. В режиме ZFC подачей к образцу поля $H(t)$ обеспечивалось непосредственное взаимодействие магнитного поля с образцом, находящимся в мейснеровском состоянии, и тем самым исследовались макроскопические свойства образца. Режим ZFCMFA позволял, кроме макроскопических свойств ВТСП, изучить также физические процессы внутри образца. Для упрощения процедуры анализа полученных результатов величина ступеней амплитуды поля $H(t)$ монотонно увеличивалась шаг за шагом на величину $\Delta H_0 \approx 32$ Гс, а затем от максимального значения таким же шагом уменьшалась. Из-за того, что на образец действовал только передний фронт ступени $H(t)$, то с помощью первоначального задания, а затем последовательного суммирования ступенек с заранее определенными H_0 создавалась возможность сначала фиксировать, а затем передвигать ГРВМО и следить за движением ГРВМО вглубь образца и во внутри двойников, а затем обратно. Для сравнительного анализа исследования также проводились

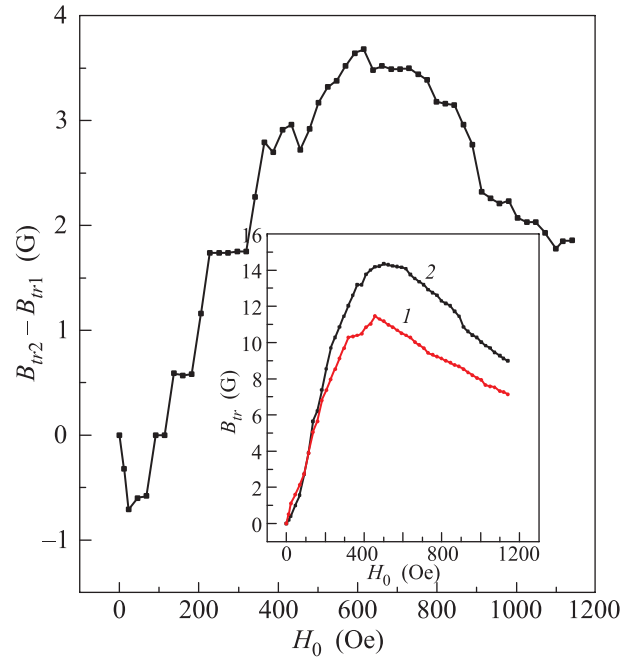


Рис. 1. (Цветной онлайн) Типичные магнитопольные зависимости $(B_{tr2} - B_{tr1})(H_0) \sim n_{\text{eff}}(H_0)$ и $B_{tr}(H_0)$ (вставка) для массивного образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, диаметром $D \approx 8$ мм и $h \approx 0.7$ мм (образец #1). Зависимость получена вычитанием кривой 1, измеренной в режиме ZFC, из кривой 2, измеренной в режиме ZFCMFA (см. вставку). Температура 77.4 К

в однородном поле, когда соленоиду вместо емкости параллельно включался резистор. Измерения зависимостей $B_{tr}(H_0)$ и $n_{\text{eff}}(H_0)$ проводились в магнитном поле $H(t)$ амплитудой H_0 до 1.3 кГс при температуре жидкого азота преобразователем Холла (ПХ) с размером рабочей области 50×100 мкм² и коэффициентом преобразования ≈ 200 мкВ · мТл⁻¹. Установка позволяла регистрировать сигнал ПХ с чувствительностью $\approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ Гс. Магнитное поле было направлено перпендикулярно к плоскости образцов. Компонента поля Земли H_z компенсировалась катушкой, коаксиальной соленоиду, задающему внешнее магнитное поле. В измерениях использовались эпитаксиальные пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) с осью c , перпендикулярной плоскости подложки NdGaO_3 (110), и массивные текстурированные образцы YBCO; все они имели форму диска диаметром $D \sim 8$ мм и толщиной $h \sim 0.4$ –1.0 мкм (пленки) и ~ 0.7 –4.3 мм (массивные образцы). Критическая температура $T_c \sim \sim 92$ К и ширина сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx \approx 0.6$ –1 К измерялись индуктивным методом.

Результаты и обсуждение. На рисунке 1 приведены типичные зависимости $(B_{tr2} - B_{tr1})(H_0) \sim n_{\text{eff}}(H_0)$ и $B_{tr}(H_0)$ (вставка) для массивного YBCO

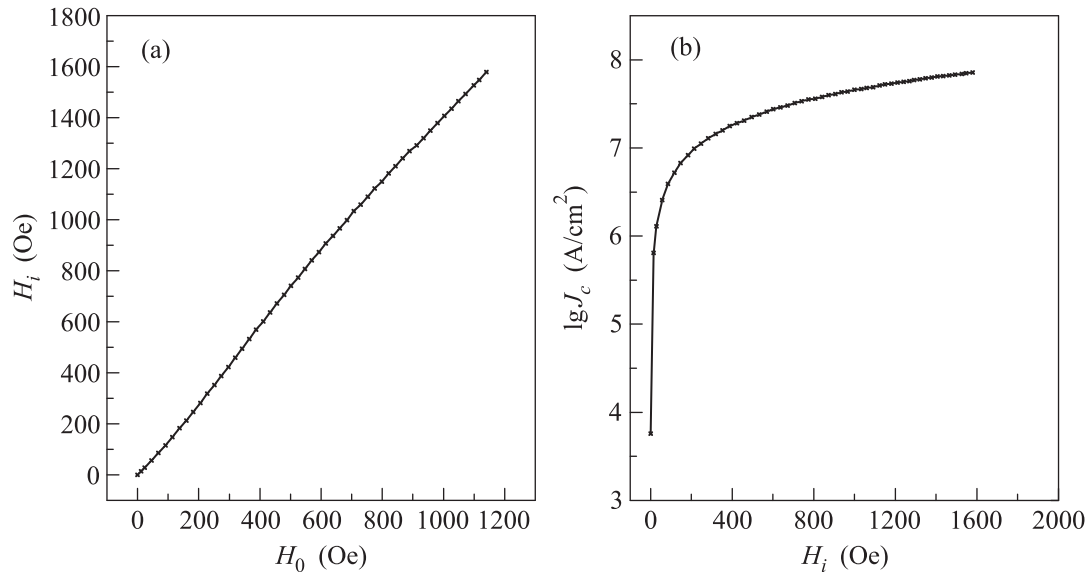


Рис. 2. (а) – Магнитополевая зависимость термодинамического магнитного поля $H_i(H_0)$ для образца # 1, рассчитанная по формуле $H_i = H_0/(1 - n_{\text{эф}})$; (б) – в полулогарифмическом масштабе приведена зависимость плотности мейснеровских поверхностных токов двойников от термодинамического магнитного поля $J_S(H_i)$ для YBCO образца # 1. Температура 77.4 К

образца # 1 диаметром $D \approx 8$ мм и $h \sim 0.7$ мм. Зависимость получена вычитанием кривой 1, измеренной в режиме ZFC из кривой 2, измеренной в режиме ZFCMFA (см. вставку на рис. 1). Как было показано в [11, 12] и видно из рис. 1 с ростом внешнего магнитного поля образец скачкообразно распадается на двойники с разными размагничивающими факторами (чем меньше ΔH_0 , тем ярче проявляются скачки). На рисунке 2а для образца # 1 приведена магнитополевая зависимость термодинамического магнитного поля $H_i(H_0)$ рассчитанная по формуле $H_i = H_0/(1 - n_{\text{эф}})$.

На рисунке 2б в полулогарифмическом масштабе для YBCO образца # 1 приведена зависимость плотности мейснеровских поверхностных токов двойников от термодинамического магнитного поля $J_S(H_i)$ определений из формулы:

$$J_S = 10H_c/4\pi\lambda, \quad (2)$$

здесь λ – глубина проникновения магнитного поля в образец [15]. Как видно из данных рис. 2б, мейснеровский экранирующий ток нелинейно зависит от поля. С ростом поля J_S меняется от значения $\approx 5.7 \cdot 10^3$ А/см² для образца до $\approx 7.2 \cdot 10^7$ А/см² для суб- и нанокристаллитов.

На рисунке 3 приведены типичные зависимости $V_{tr}(H_0)$, измеренные в режиме ZFCMFA: (а) – для эпитаксиальной пленки (образец # 2 – $h \sim 0.4$ мкм) и (б) – для массивного образца (# 3 – $h \sim 1$ мм).

Кривые 1, 2 измерены при подаче поля $H(t)$, кривые 3, 4 – однородного поля. Кривые 1, 3 измерены при росте поля, кривые 2, 4 – уменьшения поля. Как видно из рис. 3а, б (кривые 1), с ростом поля зависимости $V_{tr}(H_0)$ имеют максимум. При обратном ступенчатом уменьшении поля от его максимального значения кривые 2 монотонно растут, достигая насыщения. При захвате в однородном поле кривые 3 с ростом поля плавно растут, достигая области насыщения. При уменьшении внешнего поля (кривые 4), образец запоминает максимальное значение V_{tr} , достигнутое на кривой 3. Оценка для эпитаксиальной пленки # 2 показала, что $V_{tr}^{\text{max}}(0) = J_c d \approx 200$ Гс (плотность критического тока пленки при 77.4 К – $J_c \approx 5 \cdot 10^6$ А/см²). Полученный результат сильно расходится с экспериментальным результатом $V_{tr}^{\text{max}}(0) \approx 5.5$ Гс, приведенным на рис. 3а (кривая 3). Такой результат показывает, что измеренный с помощью ПХ сигнал является знакопеременным, следовательно, часть потока через ГД замыкается внутри пленки. Для объяснения полученных результатов воспользуемся качественной картиной, приведенной на рис. 4, демонстрирующей распределения плотности мейснеровских экранирующих токов двойников J_S , динамику возникновения и преобразования междвойниковых стыковых вихрей (МДСВ) и междвойниковых стыковых антивихрей (МДСАВ) с ростом поля. Здесь 1 – МДСАВ, 2 – МДСВ, 3 – джозефсоновские вихри, 4 – абрикосов-

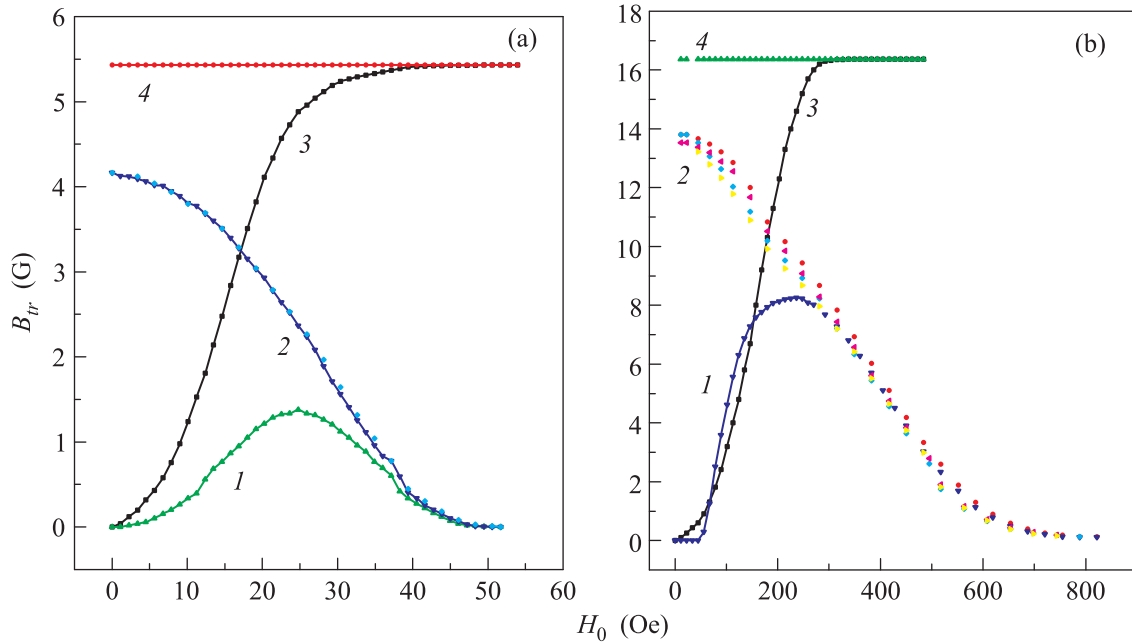


Рис. 3. (Цветной онлайн) Типичные магнитолевые зависимости $B_{tr}(H_0)$ измеренные в режиме ZFCMFA. (а) – Для эпитаксиальной пленки (образец # 2 – $h \sim 0.4$ мкм). (б) – Для массивного образца (# 3 – $h \sim 1$ мм). Кривые 1, 2 измерены при подаче поля $H(t)$, кривые 3, 4 – однородного поля. Кривые 1, 3 измерены при росте поля, кривые 2, 4 – уменьшения поля. Температура 77.4 К

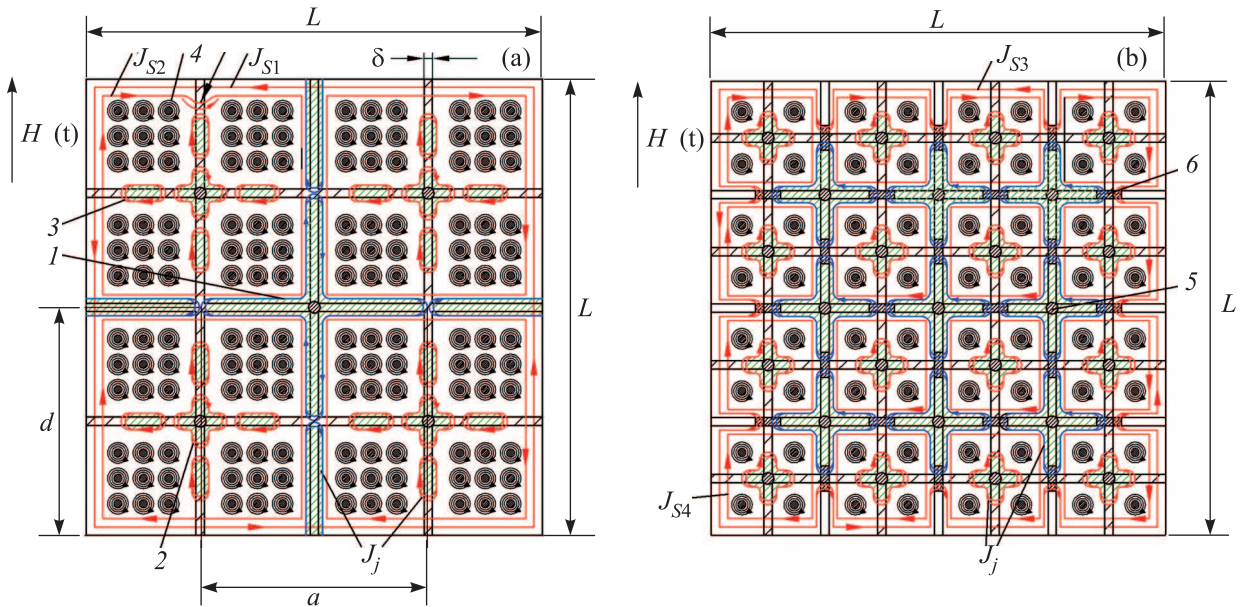


Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределения плотности мейснеровских экранирующих токов двойников J_S , динамика возникновения и преобразования МДСВ и МДСАВ с ростом поля $H(t)$. (а), (б) – 1 – МДСАВ; 2 – МДСВ; 3 – джозефсоновские вихри; 4 – абрикосовские вихри, 5 – остова МДСАВ; 6 – область замыкания токов МДСАВ

ские вихри, 5 – остова МДСАВ, 6 – область замыкания токов МДСАВ. Так как с уменьшением размеров двойников J_S растет $J_{S4} > J_{S3} > J_{S2} > J_{S1}$, то поочередно токи двойников больших размеров ста-

новятся междвойниковыми токами для двойников меньшего размера. Из-за сосредоточивания вокруг двойников полей рассеяния захваченных в двойниках вихрей внутривойниковые и междвойниковые

токи имеют противоположные направления. Центры пересечения ГД создают сильный пиннинг, одинаково ограничивающее движение вихрей в четырех легких междвойниковых направлениях, при этом в стыке четырех больших двойников возникают МДСАВ, а внутри них в стыке четырех двойников меньшего размера образуются МДСВ (см. рис. 4). По сравнению с джозефсоновскими и абрикосовскими вихрями МДСВ и МДСАВ являются малоподвижными, так как они не могут перепрыгнуть через двойники. С ростом поля постепенно увеличивается число захваченных в двойниках МДСВ, джозефсоновских и абрикосовских вихрей и зависимость $B_{tr}(H_0)$ монотонно растет, достигая максимума (кривые 1 рис. 3а, б). Дальнейший рост поля приводит к увеличению числа МДСАВ и спаду кривых 1. Уменьшение внешнего поля от заданного максимального значения приводит обратно к постепенной перестройке по полю МДСАВ и зависимость $B_{tr}(H_0)$ растет, достигая области насыщения, когда поля рассеяния всех вихрей замыкаются вокруг образца (кривые 2 рис. 3а, б). Последующее циклическое изменение внешнего поля не приводит к изменению характера кривых 2 из-за повторения циклов переориентации МДСАВ по полю и против поля. Таким образом, с ростом поля захваченный поток поэтапно переключается на центры с более сильным пиннингом (МДСВ и МДСАВ), подавляя захваченный поток в центрах со слабым пиннингом (джозефсоновские вихри). При уменьшении поля захваченный поток сохраняется на центрах с сильным пиннингом, и постепенно в захвате участвуют центры со слабым пиннингом. В традиционных методиках, как при росте, так и при уменьшении поля, в захвате потока участвуют одновременно все центры пиннинга. Определим параметры МДСВ и МДСАВ, основываясь на результатах построенной в [16] теории джозефсоновской среды для ВТСП. В широком диапазоне магнитных полей правомерность применения этой теории объясняется сохранением соотношения между параметрами теории вне зависимости от этапа распада образца. С ростом поля лишь уменьшаются размеры МДСВ и МДСАВ. Согласно этой теории, первое критическое магнитное поле двойников:

$$H_{c1} \sim \frac{E_J d}{\Phi_0} \ln \frac{\lambda}{d}, \quad (3)$$

здесь энергия джозефсоновских связей на единицу площади [17]:

$$E_J = \frac{\hbar}{2e} i_{jc}, \quad (4)$$

Φ_0 – квант магнитного потока, e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, i_{jc} – критический ток джозефсоновского контакта, $d = \sqrt{\frac{\Phi_0}{H_{c1}}}$ – размер двойни-

ков. После каждого этапа деления образца на двойники, выравнивая плотности джозефсоновских критических токов и мейснеровских поверхностных токов двойников из формул (3) и (4), можно определить поперечные размеры МДСВ и МДСАВ:

$$a = \lambda = d e^{k \frac{H_{c1} \Phi_0}{J_c d^3}}. \quad (5)$$

Здесь $k = \frac{S_{HP}}{d^2}$ – число двойников, охватываемое рабочей поверхностью ПХ, J_c – плотность джозефсоновского критического тока. Энергии МДСВ и МДСАВ можно определить по формуле:

$$\varepsilon_v = \pi d E_J \ln \frac{\lambda}{d}. \quad (6)$$

На рисунке 5 для образца #1 приведена зависимость размера МДСАВ от термодинамического маг-

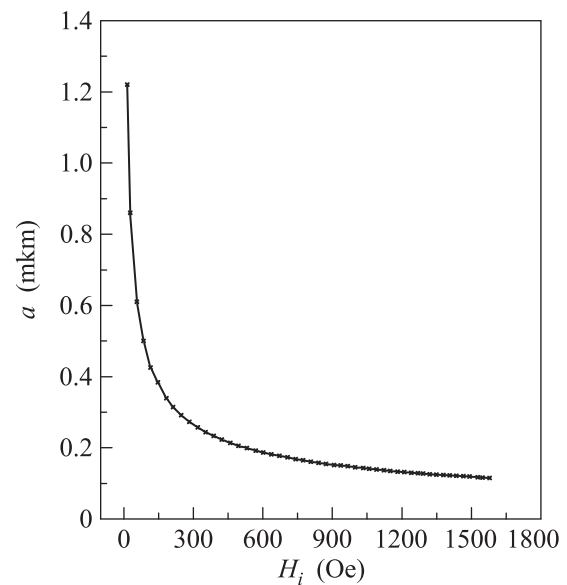


Рис. 5. Зависимость размера МДСАВ от термодинамического магнитного поля $a(H_i)$ для YBCO образца #1 – $a(H_i)$. Температура 77.4 К

нитного поля $a(H_i)$. Приведенные на рис. 5 результаты показали, что с ростом поля размеры МДСАВ, оставаясь близкими к размеру двойников, уменьшаются от значения ~ 1.22 мкм при поле $\sim 10^3$ Э до значения ~ 0.115 мкм при поле $\approx 1.2 \cdot 10^3$ Э (см. вихри 1 на рис. 4а, б). При этом при поле $H_0 \approx 700$ Э размер МДСАВ сравнивается с размером абрикосовского вихря. Так как плотность критического тока растет с уменьшением размеров двойников, то, согласно формулам (5) и (6), пространственные размеры МДАВ меньше, чем размеры МДСАВ, а энергия МДСВ больше энергии МДСАВ. Из-за того, что размеры МДСВ и МДСАВ задаются двойниками, то это

не приводит к изменению их формы и взаиморасположения с ростом поля. Используя данные из рис. 1, оценим число вихрей $N = \Delta\Phi/\Phi_0$, соответствующих скачкам магнитного потока $\Delta\Phi = S_{HP}\Delta B_{trm}$ (здесь $S_{HP} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ — площадь ПХ). Получаем $N \approx 145$. То есть, после каждого скачка число вихрей приблизительно увеличивается на 145 и на каждый двойник или МДСАВ приходится $\frac{N\Phi_0}{k}$ квант магнитного потока.

Заключение. Разработан алгоритм исследования практически не изученных стыковых вихревых структур, возникающих на центрах пересечения ГД в ВТСП. Показано, что с распадом образца параметры двойников и захваченных в образце МДСВ и МДСАВ меняются самосогласованно. Так как МДСВ возникают на стыке двойников меньших размеров находящихся внутри двойников больших размеров, то периоды расположения МДСВ и образованных на стыке двойников больших размеров МДСАВ являются одинаковыми и смещены относительно друг друга на величину, равной периоду трансляционной инвариантности ГД. Таким образом, топология двойниковой структуры ВТСП задает особую форму и “навязывает” характерные размеры МДСВ и МДСАВ.

1. В. Л. Покровский, УФН **161**(7), 193 (1991).
2. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. V. Geshkenbein,

- A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
3. S. J. Bending, Physica C **470**(19), 754 (2010).
4. Y. Schlussel, T. Lenz, D. Rohner, Y. Bar-Haim, L. Bougas, D. Groswasser, M. Kieschnick, E. Rozenberg, L. Thiel, and A. Waxman, Phys. Rev. Appl. **10**, 034032 (2018).
5. G. Zechner, W. Lang, M. Dosmailov, M. A. Bodea, and J. D. Pedarnig, Phys. Rev. B **98**, 104508 (2018).
6. Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ЖЭТФ **134**, 922 (2008).
7. Ю. М. Ципенюк, *Физические основы сверхпроводимости*, Физматкнига, М. (2003).
8. D. K. Nelson, Phys. Rev. Lett. **60**, 1973 (1988).
9. M. C. Marchetti, Phys. Rev. B **43**, 8012 (1991).
10. С. А. Ктиторов, Письма в ЖТФ **29**(5), 15 (2003).
11. Х. Р. Ростами, ФТТ **55**(9), 1677 (2013).
12. Х. Р. Ростами, Письма в ЖЭТФ **105**, 792 (2017).
13. Х. Р. Ростами, *Поля размагничивания и термодинамическое поле сверхпроводников*, XXIII Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах” (НМММ-XXIII), г. Москва, МИРЭА, 30 июня–5 июля 2018 г. Сб. трудов, с. 133.
14. Э. Линтон, *Сверхпроводимость*, Мир, М. (1971).
15. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, М. (1980).
16. Э. Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
17. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона, Физика и применения*, Мир, М. (1984).