

# МЕХАНИЗМЫ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ И ВНУТРЕННИХ ПОЛЕЙ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ, ДИНАМИКИ И ЭВОЛЮЦИИ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В ДВОЙНИКОВЫХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

© 2024 г. Х. Р. Ростами\*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт радиотехники и электроники  
имени В.А. Котельникова Российской академии наук», Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

\* E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Показано, что в двойниковых  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  сначала образуются вихревые «молекулы» больших размеров, запиннигованные в точках пересечения периодически расположенных границ двойникового. Малоподвижные молекулы одинаковой формы состоят из внутريدвойниковых стыковых вихрей и междвойниковых стыковых антивихрей, между которыми «зажаты» абрикосовские и джозефсоновские вихри, захваченные на берегах границ двойникового и в границах двойникового соответственно. Увеличение поля приводит к усилению его взаимодействия с остаточными полями размагничивания двойников и к распаду многокомпонентных вихревых молекул на двухкомпонентные молекулы меньших размеров.

DOI: 10.31857/S0367676524110125, EDN: FKTDXO

## ВВЕДЕНИЕ

Исследованию вихревых структур в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) посвящено большое число работ, так как детальное изучение свойств вихрей, их динамики и пиннинга является одним 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 [6–8]. Теоретически исследованы эффекты, связанные с соизмеримостью и несоизмеримостью периода вихревой решетки и постоянной кристаллической решетки ВТСП [9]. Рассматривались вопросы о возникновении на центрах пересечения границ двойникового (ГД) различных стыковых вихревых структур [10]. Тем не менее до сих пор не изучалось влияние внешних ( $H_D$ ) и внутренних ( $H_{Dtr}$ ) полей размагничивания ( $H_{Dtr}$ ) на механизмы образования, динамики,

эволюции и пиннинга вихревой решетки в двойниковых  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) ВТСП. На эту проблему не было обращено внимание, 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 микроструктуры образца, подробно проанализировать взаимодействие этих микроструктур, обнаружить вихревые молекулы, установить их структуру и параметры решетки вихревых молекул в зависимости от периода трансляционной инвариантности ГД в ВТСП. Как показано в [11, 12] внешние и внутренние поля размагничивания являются одной из основных фундаментальных причин низкой плотности критического тока двойниковых YBCO ВТСП. Так как наличие слабых связей и низкая плотность критического тока  $J_c$  являются фундаментальными свойствами ВТСП материалов, мы проводили анализ полученных в [11, 12] результатов для выяснения роли полей  $H_D$  и  $H_{Dtr}$  в формировании вихревой структуры двойниковых сверхпроводников. Поле  $H_D$  вызывается макроскопическими поверхностными экранирующими

критическими токами образца ( $J_s$ ), поле  $H_{Dtr}$  создается экранирующими мейснеровскими критическими токами двойников ( $j_{cg}$ ), внутривдвойниковыми критическими токами пиннинга ( $j_{cp}$ ) и эффективными токами двойников ( $j_{ceff}$ ). Двойники — это монодомены, кристаллиты-зерна, суб- и нанокристаллиты, соединенные между собой слабыми джозефсоновскими связями. Согласно проведенным в [11, 12] исследованиям, двойниковые YBCO ВТСП с ростом поля скачкообразно распадаются на группы двойников со все меньшими и меньшими размерами с близкими по значению размагничивающими факторами ( $n$ ), одинаково увеличивающимися  $H_D$ ,  $H_{Dtr}$ ,  $j_{cp}$ ,  $j_{ceff}$ ,  $j_{cg}$  и энергией междвойниковых связей. Это приводит к перетрансформации ГРВМО, которая, как показано в [11, 12], в свою очередь представляет собой эффективный размагничивающий фактор образца ( $n_{eff}$ ) и определяет термодинамическое магнитное поле  $H_i = H_o / (1 - n_{eff})$ . Следовательно, в процессе проникновения поля в образец и двойники происходит изменение влияния полей  $H_D$  и  $H_{Dtr}$  на  $n$  и особенности формирования вихревой структуры в двойниковых сверхпроводниках. Таким образом, при построении обобщенной аналитической модели критического состояния образца, позволяющей адекватно описать пространственные распределения профиля потока и плотности тока в образце, а также для более глубокого изучения физических процессов, происходящих в образце, двойниках и джозефсоновской среде в целом необходимо учитывать определяющую роль  $H_D$  и  $H_{Dtr}$  в формировании, преобразовании, динамике и эволюции вихревой структуры в ВТСП образце.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ И ОБРАЗЦЫ. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Вышеуказанные исследования проводились с помощью ранее предложенной осцилляционной дифференциальной методики локального приближения для изучения особенностей взаимодействия кристаллической и магнитной микроструктур сверхпроводников. Методика, разработанная на принципиально новой физической основе, позволяет повлиять на образец осциллирующим затухающим локальным магнитным полем (ОЗЛМП) со ступенчато регулируемой амплитудой и частотой. Путем локального приближения к пространственной области магнитного отклика и дифференциального способа регистрации сигнала создается возможность экспериментально выделить ГРВМО и исследовать распределение внутренних локальных полей размагничивания в YBCO ВТСП вблизи и на ГД. В основе разработанной прецизионной осцилляционной дифференциальной методики локального приближения [10–12] лежит регистрация вызванных захваченным магнитным потоком (ЗМП) величин  $H_D$  и  $H_{Dtr}$ , которые возникают

только от фронта ОЗЛМП. Для этого параллельно создающему внешнее поле соленоиду с индуктивностью  $L \approx 4.22$  Гн и активным сопротивлением обмотки  $R \approx 92.6$  Ом при температуре 77 К подключалась емкость ( $C \approx 2.5 \times 10^{-8}$  Ф). После подачи на образованный LC-контур ступени постоянного напряжения в соленоиде возникала ОЗЛМП  $H(t) = H_o \exp(-\beta t) \cos \Omega t$ . В этом выражении  $\beta = R / (2L) \approx 22 \text{ с}^{-1}$  — коэффициент затухания,  $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2} \approx 352$  Гц — собственная частота колебательного контура,  $\omega^2 = 1 / (LC)$ . Так как амплитуда колебания  $H_o \exp(-\beta t)$  от значений  $H_o$  до  $-H_o$  экспоненциально затухала до нуля, то захват потока от переменного поля не происходил, и фиксировался захват только от поля  $H_o$ . Максимальная амплитуда ОЗЛМП достигала  $\approx 8 \times 10^{-2}$  Тл и менялась ступенчато с шагом  $\Delta H_o \approx 4.66 \times 10^{-4}$  Тл.

Исследование  $H_D(H_o)$  с помощью предложенной методики проводилось в режимах ZFC (zero field cooling) и ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) следующим образом:

1. Режим ZFC — образец охлаждался до температуры жидкого азота в нулевом магнитном поле, затем подавалась ступенька внешнего магнитного поля и через 300 с на поверхности в центре образца измерялось  $H_D$ . Далее образец нагревался до температуры выше  $T_c$ , и эксперимент повторялся для другой ступеньки  $\Delta H_o$ .

2. Режим ZFCMFA отличался от режима ZFC тем, что после первоначального захвата без изменения величины  $H_D$  и без нагревания образца подавалось поле  $\Delta H_o$  следующей ступени и через 300 с измерялось суммарное  $H_D$  и т.д.

В режиме ZFC обеспечивается непосредственное взаимодействие магнитного поля с образцом, находящимся в мейснеровском состоянии, тем самым исследуются макроскопические свойства образца. Так как в режиме ZFCMFA магнитный поток от предыдущей ступени уже заморожен в образце, то в данном режиме производится поэтапное подавление токов слабых связей полями рассеяния предварительно захваченных в образце вихрей и по возможности обеспечивается взаимодействие внешнего поля с отдельными двойниками [10–12]. Таким образом, в отличие от режима ZFC, режим ZFCMFA кроме макроскопических свойств ВТСП позволяет также изучить физические процессы внутри образца. Для упрощения процедуры анализа полученных результатов величину ступеней монотонно шаг за шагом увеличивали на равную величину через одинаковые интервалы времени. С помощью процедуры вычитания из измеренной в режиме ZFC  $H_{D1}$  величины  $H_{D2}$ , измеренной в режиме ZFCMFA, исключалось влияние на результаты измерений поверхностного барьера, краевого и объемного пиннингов образца и двойников. Кроме этого, проведенная таким образом процедура дифференцирования магнитопольевой

зависимости  $[(H_{D1} - H_{D2}) / \Delta H_0](H_0)$  позволяет обнаружить скачкообразное изменение производной  $\Delta H_{Dtr} / \Delta H_0$  в области полей, когда ГРВМО пересекает ГД. Это существенно сужает ширину  $\delta$ -подобного распределения и с более высокой точностью выделяет составляющие, связанные с мейснеровскими экранирующими токами образца и его двойников. В целях плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым после каждого цикла измерений высота ступенек поля  $\Delta H_0$  постепенно уменьшали до минимальной, при этом образец нагревали до температуры выше  $T_c$  и снова охлаждали до температуры  $T = 77.4$  К. Такой подход позволял поэтапно передвигать фронт магнитного поля вглубь образца, двойников и обратно. В свою очередь это давало возможность следить за движением ГРВМО. Так как по условию эксперимента влияние заднего фронта ОЗЛМП исключалось, то зондирование объема образца с помощью фронта переменного затухающего магнитного поля позволяло раздельно исследовать магнитное состояние областей с одинаковыми критическими параметрами, производить «локальный» захват потока и изменять топологию ЗМП с помощью фронта поля, и с ростом внешнего поля ГРВМО постепенно локализовать его вокруг двойников с наиболее высокими критическими параметрами ( $H_{c1i}$ ,  $J_{ci}$ ,  $T_{ci}$ ).

Исследования зависимости  $H_D(H_0)$  проводились при температуре жидкого азота (77.4 К) с помощью преобразователей Холла (ПХ) с размерами рабочей области  $(0.1 \times 0.05) \times 10^{-6}$  м<sup>2</sup> и коэффициентами преобразования  $\approx 0.12$  В $\times$ Тл<sup>-3</sup>. Для измерения  $H_D(H_0)$  один из преобразователей ПХ<sub>1</sub> устанавливался в центре геометрической оси на поверхности образца, а второй ПХ<sub>2</sub> – в невозмущенном поле вдали от образца. Оба ПХ имели близкие технические параметры, находились в одной плоскости и были включены в противофазе. Коэффициенты преобразования ПХ выравнивались за счет независимой регулировки тока через ПХ<sub>2</sub>. Установка позволяла регистрировать сигнал ПХ с точностью не хуже  $2.5 \times 10^{-7}$  Тл и перемещать ПХ от центра вдоль оси  $z$  и к периферии образца [10–12]. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образцов. Компонента поля Земли  $H_z$  компенсировалась катушкой, коаксиальной задающему внешнее магнитное поле соленоиду.

## ОБРАЗЦЫ

Для сравнительного анализа исследования проводились на YBCO образцах с разными толщинами, микроструктурами и с разной высотой краевого барьера, объемным пиннингом, размагничиванием и величиной  $J_c$ . Образцы в форме диска диаметром  $\approx 8 \times 10^{-3}$  м, изготовленные из массивных текстурованных (ось с перпендикулярна плоскости образца) квазиоднокристаллических и поликристаллических YBCO, имели толщину  $\approx (0.7–4.2) \times$

$\times 10^{-3}$  м. Из температурной зависимости индуктивности  $I(T)$  для квазиоднокристаллического и поликристаллического YBCO образцов были получены  $T_c \approx 92$  К и  $DT_c \approx 1$  К.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 схематически изображено распределение полей  $H_0$ ,  $H_D$  и  $H_{eff}$  вокруг образца, токов  $J_{cj}$  и  $J_{cgi}$ . В середине образца в монодоме продемонстрирована ламельная структура, состоящая из двойников меньших размеров, напоминающих паркет. Путем первоначального ЗМП в виде полей размагничивания от плотности ЗМП  $B_{tr}$  в образце искусственно создается магнитный барьер для входа вихрей от следующей ступени поля. Чтобы в дальнейшем произвести ЗМП от следующей ступени поля, необходимо сначала компенсировать поле размагничивания от  $B_{tr}$  и снять заранее созданный магнитный барьер, а затем увеличивать магнитное давление на  $J_{cg} \approx j_{cp} + j_{ceff}$  двойников до тех пор, пока не произойдет распад образца на очередные более мелкие группы двойников с близкими  $n$ . Исходя из вышесказанного и рис. 1, для полноценной реализации модели Бина [13] в образце и в пределах отдельных двойников необходимо существенно корректировать параметры модели в зависимости от формы и размеров двойников. Этого можно достичь путем проведения процедуры кусочно-дискретной аппроксимации, исходя из параметров двойников. Следовательно, если и возможно описать критическое состояние образца и его двойников в рамках модели Бина, то вместо

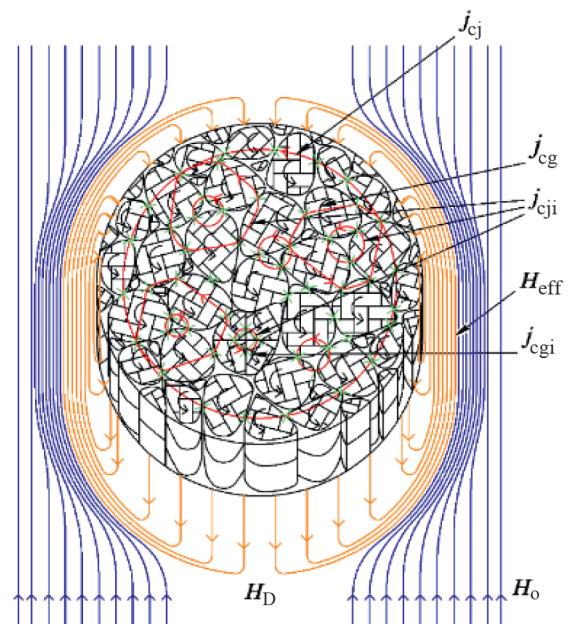


Рис. 1. Схематическое изображение распределения полей  $H_0$ ,  $H_D$  и  $H_{eff}$  вокруг образца, токов  $J_{cj}$  и  $J_{cgi}$ .



единой модели Бина для всего образца необходимо его представить в виде суммы:

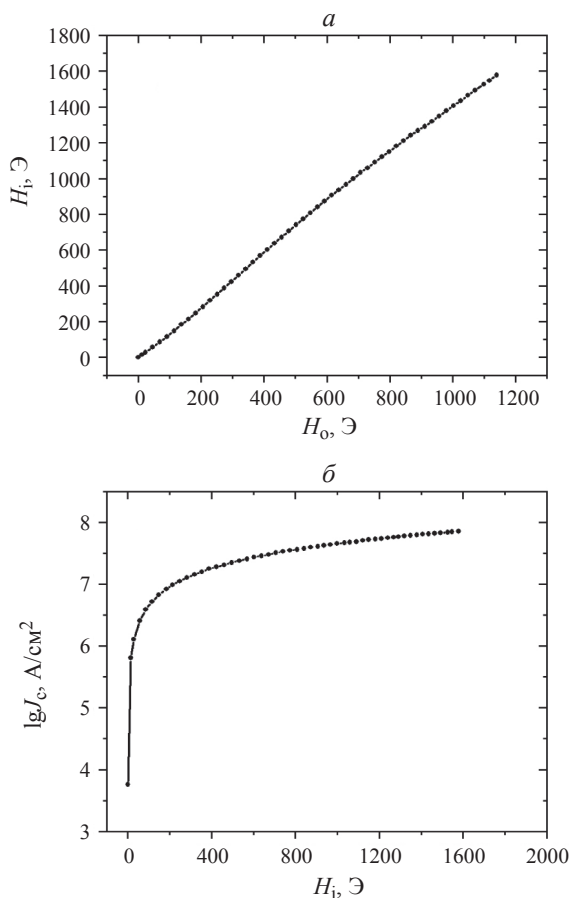
$$\sum_{i=1}^N J_{ci}(H_0) = \sum_{i=1}^N J_{cgi}(H_{iclg}) = \sum_{i=1}^N C_i = \text{const}, \quad (1)$$

которая состоит из дискретных составляющих для отдельных групп двойников с близкими размагничивающими факторами. Постоянные  $C_i$  имеют определенные значения для каждой группы двойников. То есть, единую модель Бина для всего образца необходимо разложить в ряд по критическим полям, токам и по  $n$  двойникам.

На рис. 2а для образца YBCO приведена магнитополевая зависимость  $H_i(H_0)$ , рассчитанная по формуле  $H_i = H_0/(1 - n_{\text{eff}})$  [11,12]. На рис. 2б в полулогарифмическом масштабе для YBCO образца приведена зависимость  $J_s(H_i)$ , определенная из [14]:

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

здесь  $\lambda$  глубина проникновения магнитного поля в образец.



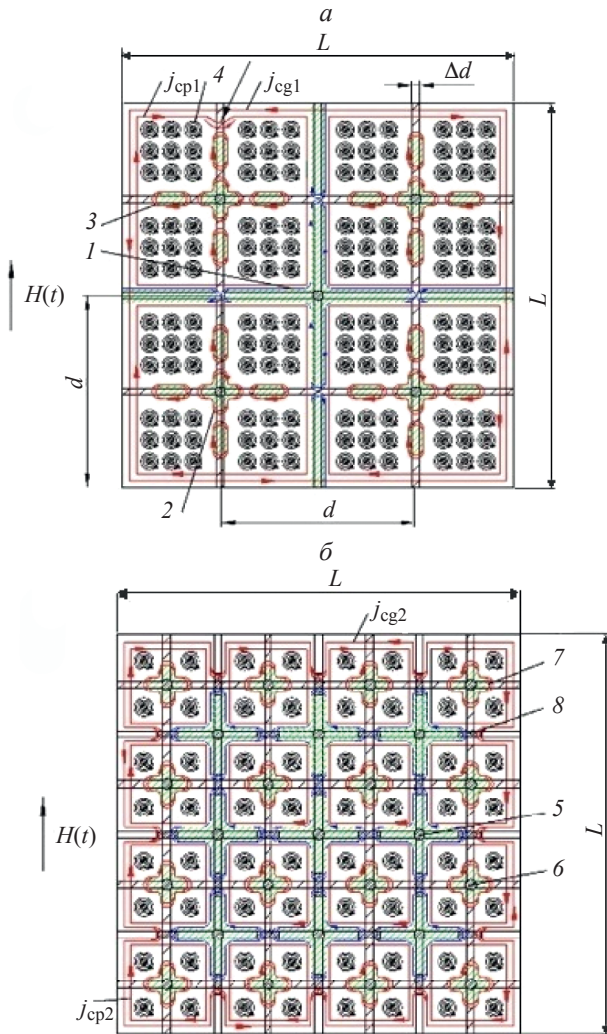
**Рис. 2.** Для образца YBCO приведены: магнитополевая зависимость  $H_i(H_0)$  (а); зависимость  $J_s(H_i)$  в полулогарифмическом масштабе (б).

На рис. 3 приведена модель, демонстрирующая процесс распада монодомена квадратной формы (для удобства) на четыре кристаллита, каждый из которых в свою очередь распадается на четыре суб- и нанокристаллита. Согласно такой картине, внутри двойников в точках пересечения периодически расположенных ГД образуются внутривойниковые стыковые вихри (ВДСВ), а между ними абрикосовские вихри. Вокруг этих вихрей циркулируют токи пиннинга  $J_{cp}$ . В междвойниковом пространстве в точках пересечения ГД также образуются междвойниковые стыковые антивихри (МДСАВ) и джозефсоновские вихри, через которые замыкаются поля рассеяния ВДСВ и абрикосовских вихрей. С «делением» образца поперечные

размеры ВДСВ и МДСАВ  $a = \lambda = de k \frac{\hbar}{2e} J_c d^3$  скач-

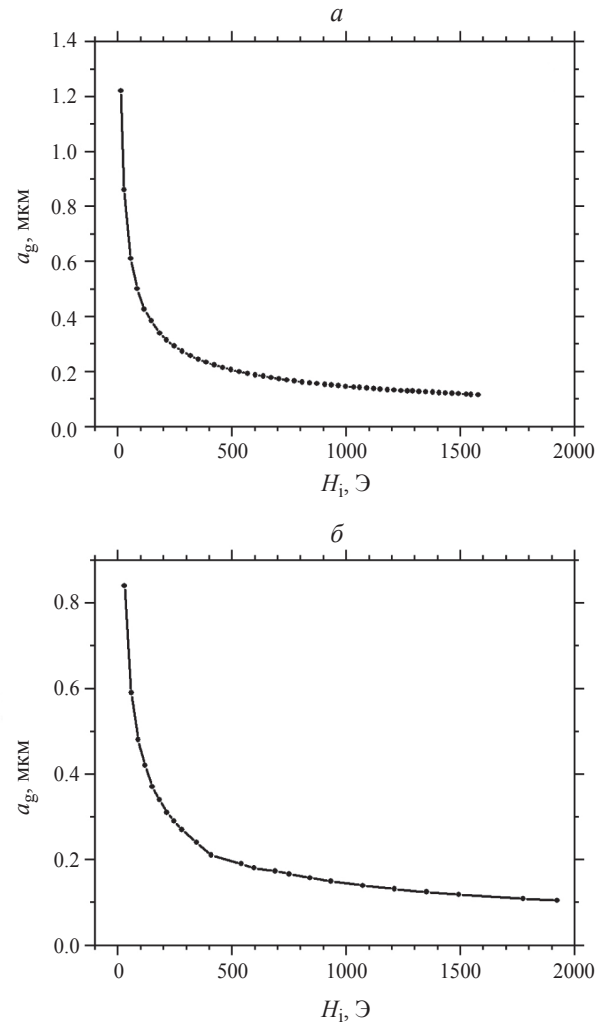
кообразно уменьшаются с уменьшением размеров двойников. Здесь  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $d = \sqrt{\frac{\Phi_0}{H_{icl}}}$  — размер двойников,  $k = \frac{S_{HP}}{d^2}$  — число двойников, охватываемое рабочей поверхностью ПХ,  $H_{icl}$  — термодинамическое первое критическое магнитное поле двойников.

На рис. 4а для определения размера МДСАВ представлена зависимость  $a(H_i)$ . Приведенные на рис. 4а результаты показали, что с ростом поля размеры МДСАВ, оставаясь близкими размеру двойников, уменьшаются от значения  $\approx 1.22 \times 10^{-6}$  м при поле  $\approx 10^{-3}$  Тл до значения  $\approx 1.15 \times 10^{-7}$  м при поле  $\approx 1.2 \times 10^{-1}$  Тл. При этом размер МДСАВ сравнивается с размером абрикосовского вихря при поле  $H_0 \approx 7 \times 10^{-2}$  Тл. Так как плотность критического тока растет с уменьшением размеров двойников, пространственные размеры ВДСВ меньше, чем размеры МДСАВ. ВДСВ и МДСАВ меняют свои размеры и становятся меньше абрикосовских вихрей, при этом не меняя свою форму [10]. Отсюда следует, что с уменьшением пространственного размера МДСАВ (возле ГД) скачкообразно должна уменьшаться величина  $\lambda$ . Таким образом, с ростом поля в образце сначала возникают сложные вихревые образования в виде периодически расположенных больших вихревых молекул одинаковых форм и размеров. Структурно такие многокомпонентные вихревые молекулы состоят из малоподвижных ВДСВ и МДСАВ, зажимающих между собой образованные в берегах ГД абрикосовские вихри и джозефсоновские вихри, захваченные на ГД. Дальнейший рост поля приводит к усилению влияния полей  $H_D$  и  $H_{Dtr}$  на  $J_s = J_{cg}$ , приводящего к распаду двойников больших размеров на более мелкие двойники. В результате этого уменьшаются размеры ВДСВ и МДСАВ и постепенно вытесняются из



**Рис. 3.** Распределение плотности мейснеровских экранирующих токов двойников  $J_{sc}$ , плотность критических токов пиннинга двойников  $J_{cg}$ , динамика возникновения и преобразования ВДСВ и МДСАВ с ростом поля  $H(t)$ . 1 – МДСАВ, 2 – ВДСВ, 3 – джозефсоновские вихри, 4 – абрикосовские вихри (а); 5, 6 – остова ВДСВ и МДСАВ; 7, 8 – области замыкания токов ВДСВ и МДСАВ через ГД (б).

образца абрикосовские и джозефсоновские вихри. Это приводит к распаду больших многокомпонентных вихревых молекул на двухкомпонентные вихревые молекулы меньших размеров, состоящих только из ВДСВ и МДСАВ. Таким образом, с ростом поля происходит перетрансформация решетки периодически расположенных вихревых молекул больших размеров на более компактную решетку вихревых молекул меньших размеров. Для выяснения пространственного распределения  $\lambda$  в образце и в двойниках проанализируем зависимость  $a_g(H_i)$ , приведенную на рис. 4б. Как видно из рис. 4б, с ростом поля линейные размеры суб- и нанокристаллов  $a_g = d = (\Phi_0/H_{ic1})^{1/2}$ , участвующих в процессе ЗМП уменьшаются от  $a_g \approx 3.6 \times 10^{-7}$  м до  $a_g \approx 8.1 \times 10^{-8}$  м; последняя величина существенно



**Рис. 4.** Магнитопольные зависимости поперечных размеров: МДСАВ –  $a(H_i)$  (а); двойников  $a_g(H_i)$  (б).

меньше  $\lambda$ , измеренной с помощью традиционных методик (известно [15], что для YBCO при температуре  $T = 0$  К в  $ab$  плоскости кристалла  $\lambda_{ab}(0) \approx 1.39 \cdot 10^{-7}$  м). С учетом полученных данных можно заключить, что из-за множественных ГД в ВТСП [16, 17],  $\lambda$  сильно промодулирована, значение ее меньше вблизи ГД и возрастает при удалении. Это показывает, что в действительности  $\lambda$  является эффективной величиной и с распадом двойников также скачкообразно уменьшается. Сокращение размеров двойников приводит к уменьшению размера решетки периодически расположенных вихревых молекул и сдвигу  $\lambda_{eff}$  в сторону ее уменьшения и, как следствие, к увеличению плотности сверхтока  $J_s = J_{cg}$  по сравнению с током распаривания Гинзбурга–Ландау  $J_c^{GL}$  (см. рис. 2б). С другой стороны, установлено, что длина когерентности в  $ab$  плоскости кристалла  $\xi_{ab}(0) \approx (10-15) \cdot 10^{-10}$  м, а в направлении оси  $c$  –  $\xi_c(0) \approx (5-7) \cdot 10^{-10}$  м. При скачкообразном уменьшении размеров «изолированных» друг от

друга двойников  $\xi$  в них также становится эффективной величиной. Так как нанокристаллиты — это самые маленькие по размерам двойники, не имеющие внутри себя ГД, то в нанокристаллиты поле не может проникать в виде вихрей [об этом свидетельствуют полученные результаты при вычете  $a(H_i)$  из  $a_g(H_i)$ ], и двойники меньших размеров переходят в состояние с уменьшающимся параметром Гинзбурга—Ландау  $\kappa_{\text{eff}} \approx \lambda_{\text{eff}} / \xi_{\text{eff}}$ . Следует также отметить, что в настоящее время, несмотря на отсутствие единой теории сверхпроводимости, описывающей накопленный экспериментальный материал по физическим свойствам ВТСП, интенсивно изучаются: новые структуры сверхпроводящих спинового клапанов [18]; совместное влияние случайных квантовых закороток в неупорядоченном слое изолятора и ненулевых температур на распределение напряженности магнитного поля вдоль стационарного джозефсоновского вихря, находящегося в контакте сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник [19]; изготовление по твердофазной технологии сверхпроводящих многослойных лент для медицинских МР томографов [20]; возможность обнаружения с помощью сквид-магнитометра рассеивания в коре мозга откликов на непрерывную ритмическую зрительную стимуляцию [21] и т.д.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что увеличение поля приводит к усилению его взаимодействия с внешними и внутренними полями размагничивания образца, что изменяет размеры и топологию распределения ВДСВ и МДСАВ, постепенно вытесняет зажатые между ВДСВ и МДСАВ абрикосовские и джозефсоновские вихри, образуя вихревые молекулы, состоящие только из замыкающихся через друг друга ВДСВ и МДСАВ меньших размеров. В результате этого, с распадом двойников YBCO ВТСП переходят в состояние с уменьшающимся параметром  $\kappa_{\text{eff}}$  и превосходством критического тока двойников над током  $J_c^{\text{GL}}$ .

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Покровский В.Л. // УФН. 1991. Т. 161. № 7. С. 193; Pokrovskii V.L. // Sov. Phys. Usp. 1991. V. 34. No. 7. P. 626.
2. Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B. et al. // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 1125.
3. Bending S.J. // Physica C. 2010. V. 470. No. 19. P. 754.
4. Schluskel Y., Lenz T., Rohner D. et al. // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. P. 034032.
5. Zechner G., Lang W., Dosmailov M. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 104508.
6. Ростаму Х.Р. // ФТТ. 2022. Т. 64. № 2. С. 155; Rostami Kh.R. // Phys. Solid State. 2022. V. 64. No. 2. P. 151.
7. Nelson D.K. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1973.
8. Marchetti M.C. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 8012.
9. Кнуморов С.А. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 5. С. 15; Kniutorov S.A. // Tech. Phys. Lett. 2003. V. 29. No. 3. P. 181.
10. Ростаму Х.Р. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 755; Rostami Kh.R. // JETP Lett. 2018. V. 108. P. 734.
11. Rostami Kh.R. // Supercond. Sci. Technol. 2023. V. 36. Art. No. 095012.
12. Ростаму Х.Р. // ФТТ. 2023. Т. 65. № 9. С. 1496; Rostami Kh.R. // Phys. Solid State. 2023. V. 65. No. 9. P. 1436.
13. Bean C.P. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 31.
14. Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980.
15. Schilling A., Hulliger F., Ott H.R. // Physica C. 1990. V. 168. P. 272.
16. Nakahara S., Boone T., Yan M.F. et al. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 451.
17. Абрикосов А.А., Буздин А.И., Кулич М.Л. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 371; Abrikosov A.A., Buzdin A.I., Kulic M.L. et al. // Sov. Phys. JETP. 1989. V. 68. No 1. P. 210.
18. Камашев А.А., Валидов А.А., Гарифьянов Н.Н., Гарифуллин И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. No. 4. С. 518; Kamashev A.A., Validov A.A., Garifyanov N.N., Garifullin I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023 V. 87. No. 4. P. 448.
19. Кирпиченков В.Я., Кирпиченкова В.Я., Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. No 9. С. 1335; Kirpichenkov V.Y., Kirpichenkova V.Y., Kirpichenkova N.V., Lozin O.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020 V. 84. No. 9. P. 1141.
20. Коржов В.П., Зверев В.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. No 7. С. 1036; Korzhov V.P., Zverev V.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021 V. 85 No. 7. P. 803.
21. Введенский В.Л., Бондарев Д.П., Гребенкин А.П., и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. No 11. С. 1623; Vvedenskiy V.L., Bondarev D.P., Grebenkin A.P., et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020 V. 84. No. 11. P. 1385.

**Mechanisms of influence of external and internal demagnetization fields  
on the formation, dynamics, and evolution of vortex structure in twinned  
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  high temperature superconductors**

**Kh. R. Rostami\***

*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics  
of the Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, 141190, Russia  
\* e-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru*

It is shown that in twinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , first large vortex “molecules” pinned at the intersection points of periodic twin boundaries are formed. Low-mobility molecules of similar shape consist of intratwin junction vortices and intertwin junction antivortices, between which Abrikosov and Josephson vortices trapped at the banks of twin boundaries and in twinning boundaries, respectively, are “sandwiched”. An increase in the field leads to an increase in its interaction with the residual demagnetization fields of twins and to the decay of multicomponent vortex molecules into smaller two-component molecules.