

ЭФФЕКТИВНЫЙ РАЗМАГНИЧИВАЮЩИЙ ФАКТОР КВАЗИМОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И ГРАНУЛИРОВАННЫХ ТОНКИХ ДИСКОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

*Х. Р. Ростами**

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
141190, Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 25 февраля 2005 г.

При использовании захваченного магнитного потока в качестве тестирующего поля выделен и измерен с помощью датчика Холла эффективный размагничивающий фактор n_{eff} квазимонокристаллических и гранулированных тонких дисков $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с разными высотами краевого барьера, объемными пиннингами и размагничиванием. С ростом захваченного магнитного потока обнаружен максимум зависимости n_{eff} от внешнего поля, качественно не меняющийся при существенном изменении морфологии образца. Показано, что в случае различия примерно на полтора порядка плотности внутригранульных и межгранульных критических токов размагничивающий фактор n_{eff} в основном определяется геометрией образца, а не энергией джозефсоновской связи между гранулами. Экспериментальные данные согласуются с результатами расчетов в рамках предлагаемой модели «изолированных» кристаллитов (гранул).

PACS: 74.25.Na, 74.25.Qt, 74.25.Sz

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время для построения обобщенной модели критического состояния сверхпроводников второго рода интенсивно изучаются нелокальные эффекты, эффекты размагничивания, эффекты объемного и краевого пиннинга магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) (см., например, [1–6]). Обнаружено, что эти эффекты в ВТСП-пластинах и пленках приводят к отклонению распределения профиля потока и плотности тока от модели Бина [7]. В связи с этим значительный интерес представляют вопросы а) трансформации размагничивающего фактора образца с ростом внешнего магнитного поля (H_0) [8, 9], когда после проникновения поля в образец единым макроскопическим размагничивающим фактором образца n становится эффективный размагничивающий фактор n_{eff} , являющийся интегральным размагничивающим фактором отдельных кристаллитов (гранул); б) влияния n_{eff} образца на

1) процессы проникновения (выхода), распределения и захвата магнитного потока;

- 2) перераспределение плотности тока в образце;
- 3) процесс перехода [10] от области полей установления критического состояния в джозефсоновской среде [11, 12] до области полей установления критического состояния внутри отдельных кристаллитов (гранул) [10, 13];
- 4) степени проявления перечисленных выше эффектов;
- 5) формирование макроскопических параметров ВТСП-образцов.

Зависимость полей размагничивания от предыстории образца и конфигурации захваченного магнитного потока [14, 15] и определение размагничивающего фактора образца с захваченным магнитным потоком [2] также до сих пор слабо изучены.

Обычно, при анализе процессов, происходящих в джозефсоновской среде, во избежание сложностей, связанных с учетом размагничивающего фактора кристаллитов (гранул), предполагается, что в ВТСП-образцах все гранулы имеют одинаковый размер, форму бесконечно длинных цилиндров [13, 16] либо бесконечных тонких пластин [17] в продольном поле.

В данной работе предлагается и демонстриру-

*E-mail: rost18@yandex.ru

ется способ экспериментального измерения n_{eff} . В плотных, почти плавленных ВТСП-образцах, n_{eff} в основном определяются суммарным размагничивающим фактором кристаллитов (гранул). Известно [18], что критический ток в ВТСП-керамиках и поликристаллах при 77.4 К в полях до 100 Э убывает более чем на два порядка. В случае, когда локальные поля рассеяния абрикосовских вихрей, захваченных в кристаллиты (гранулы), превышают характерное поле H_{0m} подавления межкристаллитного (межгранульного) критического тока J_{cJ}^1 , происходит разрушение слабых связей. В процессе захвата образцом магнитного потока и с ростом этого захвата можно проследить динамику образования «изолированных» конгломератов кристаллитов (гранул), либо невзаимодействующих между собой [13, 19] одинаково намагниченных кристаллитов (гранул) [10], или их сочетания. Намагниченность образца $\mathbf{I} = V^{-1} \Sigma \mathbf{M}_g$ будет определяться экранирующими сверхтоками, образованными внутри отдельных кристаллитов (гранул), $\mathbf{J}_{cg} = c \cdot \text{rot } \mathbf{M}_g$ (где V — объем образца, \mathbf{M}_g — магнитный момент, c — скорость света) [20].

Как известно, внутреннее поле в образце [21]

$$H_i = H_0 - H_D. \quad (1)$$

Чем больше намагниченность образца $4\pi n\mathbf{I}$, тем сильнее поле размагничивания H_D . Для определения зависимости n_{eff} от плотности захваченного магнитного потока B_{tr} и H_0 в двух близких режимах ZFC₁ и ZFC₂ (объяснение см. ниже) проведем намагничивание образца так, чтобы $B_{tr}^{ZFC_2} > B_{tr}^{ZFC_1}$. Величины полей определяются формулами

$$H_{i2} = H_0 - 4\pi n_{eff} B_{tr}^{ZFC_2} \quad (2)$$

$$H_{i1} = H_0 - 4\pi n_{eff} B_{tr}^{ZFC_1}. \quad (3)$$

Вычтем друг из друга уравнения (2) и (3) и получим

$$n_{eff} = \frac{H_{i1} - H_{i2}}{4\pi(B_{tr}^{ZFC_2} - B_{tr}^{ZFC_1})}. \quad (4)$$

Величина $H_{i1} - H_{i2}$ согласно формуле (4) растет с ростом $B_{tr}^{ZFC_2} - B_{tr}^{ZFC_1}$. При этом из-за того что уменьшение объема образца за счет подавления слабых связей происходит быстрее, чем намагничивание кристаллитов (гранул), темп роста $H_{i1} - H_{i2}$ будет опережать темп роста $B_{tr}^{ZFC_2} - B_{tr}^{ZFC_1}$, сохраняя закон его изменения. В разд. 4 будет приведен

¹⁾ Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при температуре 77.4 К поле $H_{0m} \approx 22.5$ Э, а величина первого критического магнитного поля гранул $H_{c1g} \approx 40$ Э [18].

алгоритм вычисления (для заданных величин H_0 и B_{tr}) значений n_{eff} из экспериментальной зависимости от H_0 :

$$n_{eff}(B_{tr}) \equiv B_{tr}^{ZFC_2} - B_{tr}^{ZFC_1}. \quad (5)$$

Целью работы является разработка методики измерения n_{eff} , исследование влияния на n_{eff} величин H_0 и B_{tr} и морфологии образца, а также выяснения роли размагничивающего фактора кристаллитов (гранул) в макроскопическом распределении магнитных полей вблизи образца и токов в образце.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В связи с тем, что диапазоны и проявления эффектов размагничивания, краевого и объемного пиннинга магнитного потока во многом перекрываются, для изучения зависимости $n_{eff}(H_0)$ и влияния на них морфологии образца проводились

- 1) сканирование объема образцов внешним полем [10, 15];
- 2) одновременное измерение отмеченных параметров в режимах FC, ZFC₁, ZFC₂ (см. ниже);
- 3) изменение толщины образцов;
- 4) изучение «эволюции» пространственного распределения захваченного магнитного потока [10, 15].

Сравнительный анализ проводился на образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с разными структурой, высотой краевого барьера, объемным пиннингом и размагничиванием. Квазимонокристаллические (негранулированные) и керамические образцы в форме диска диаметром 9 мм разной толщины вырезались из заготовки цилиндрической формы. Квазимонокристаллические плавленные текстурированные образцы (с ориентацией оси c параллельно оси цилиндра) синтезировались с помощью затравки, устанавливаемой сверху при высокой температуре [22]. Под микроскопом по периметру и на хорошо механическим образом отполированной поверхности были видны блестящие (монокристаллические) блоки размером примерно 0.11 см^2 , разделенные узкими включениями зеленого оттенка. Это подтверждало картографирование захваченного магнитного потока с помощью датчика Холла. Керамические образцы синтезировались по стандартной твердофазной технологии, имели относительную плотность около 95% (за теоретическую плотность бралась величина $6.38 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$) со средним размером гранул примерно 1 мкм [10]. С целью исключения неоднородности распределения кислорода на торцах по отношению к объему

торцевые поверхности образцов удалялись алмазным резцом. Температура сверхпроводящего перехода (T_c , ΔT_c) измерялась индуктивным методом, при этом для поликристаллических и керамических образцов $T_c \approx 91.5$ К, а $\Delta T_c \approx 0.8$ К, 3.5 К, соответственно. Измерения проводились при температуре жидкого азота в стационарных магнитных полях до 1 кЭ датчиком Холла с размером рабочей области 50×50 мкм² и чувствительностью примерно 20 мкВ · Гс⁻¹. Установка позволяла регистрировать сигнал датчика Холла с точностью не хуже $2.5 \cdot 10^{-6}$ Гс и перемещать датчик от центра вдоль оси z и к периферии образца. В центре на минимальном расстоянии около 200 мкм от поверхности образцов измерялись величины индукции $B(0)$ и $B_{tr}(0)$ (начало отсчета координаты z от величины $z = 200$ мкм связано с толщиной токовых и холловских контактов на поверхности датчика Холла) в зависимости от H_0 , нормированные осевые распределения $B_{tr}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ от координаты z ; $B_{tr}(z)$ — осевая зависимость B_{tr} , измеренная для разных значений внешнего поля, $B_{tr}^{max}(0)$ — величина максимальной плотности захваченного магнитного потока в центре на поверхности образцов. Зависимость $B_{tr}(0)$ от H_0 измерялась следующим образом.

1) Режим FC — образец в заданном поле охлаждался до температуры жидкого азота, затем внешнее поле выключалось и через 10 мин (время, достаточное для релаксации составляющей B_{tr} , связанной с вязким течением потока и процессами установления жестко укрепленной вихревой решетки) в центре на поверхности образца измерялось значение B_{tr} . Далее образец нагревался до температуры выше T_c и эксперимент повторялся для другого значения H_0 .

2) Режим ZFC₁ — образец охлаждался до температуры жидкого азота в нулевом магнитном поле, затем подавался импульс внешнего магнитного поля и через 10 мин в центре на поверхности образца измерялось значение B_{tr} . Далее образец нагревался до температуры выше T_c и эксперимент повторялся для другого значения H_0 .

3) Режим ZFC₂ отличается от режима ZFC₁ тем, что после первоначального захвата при сохранении без изменения величины захваченного B_{tr} и без нагрева образца подавался импульс H_0 следующей ступени и через 10 мин измерялось суммарное значение B_{tr} и т. д. В данном случае величина ступеней монотонно увеличивалась шаг за шагом на равные величины. Такой подход был применен с целью поэтапного разрушения слабых связей полями рассеяния захваченных в образце вихрей и по

возможности обеспечения взаимодействия внешнего поля с отдельными кристаллитами (гранулами). Импульс внешнего магнитного поля длительностью $\tau \geq 1$ мин был направлен перпендикулярно плоскости образцов. Для устранения влияния выбросов в области фронтов, возникающих при переключения источника питания соленоида индуктивностью больше 10 Гн, а также для преобразования импульса прямоугольной формы в трапецевидную, соленоид шунтировался конденсатором емкостью 50 мкФ. Длительность τ задавалась в зависимости от напряжения источника. Эти меры были приняты в целях исключения влияния скорости ввода и вывода магнитного поля на намагниченность образцов [23]. Компонента поля Земли H_z компенсировалась катушкой, соосной соленоиду, задающему внешнее магнитное поле. Методика и установка подробно описаны в [15, 24].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены типичные магнитопольные зависимости $B_{tr}(H_0)$ для поликристаллических (рис. 1а) и керамических (рис. 1б) образцов диаметром $D = 9$ мм, толщиной $d = 1$ мм при температуре 77.4 К в трех режимах измерения. Как видно на рис. 1 (кривые 2, вставки), для поликристаллического образца величина первого критического магнитного поля $H_{c1} = H_0/(1-n) \approx 14$ Э, а для керамического образца $H_{c1} \approx 0.5$ Э. Насыщение зависимости $B_{tr}(H_0)$ для поликристаллического образца наступает в более низких полях, $H_0 \approx 600$ Э, чем для керамического образца, $H_0 > 650$ Э. Для поликристаллического образца $B_{tr}^{max}(0) \approx 22$ Гс, а для керамического $B_{tr}^{max}(0) \approx 42$ Гс. Характеристики показывают, что поликристаллический образец имеет более узкий энергетический спектр распределения центров пиннинга, обладает высоким краевым барьером и низким объемным пиннингом по сравнению с керамическим образцом [25].

В режиме FC (кривые 1 на рис. 1) магнитные поля малой величины проникают в образец и захватываются после снятия поля. Такая ситуация аналогична случаю бесконечной пленки в перпендикулярном магнитном поле с размагничивающим фактором $n = 1$. В режиме ZFC₁ (кривые 2 на рис. 1) захват магнитного поля не влияет на n . В режиме ZFC₂ (кривые 3 на рис. 1) перед подачей последующей ступени магнитного поля запоминается захваченный магнитный поток от предыдущей ступени. В связи с тем, что для режимов ZFC₁ и ZFC₂ влияние краевого и объемного пиннингов вихрей на величину n можно считать примерно одинаковым, увели-

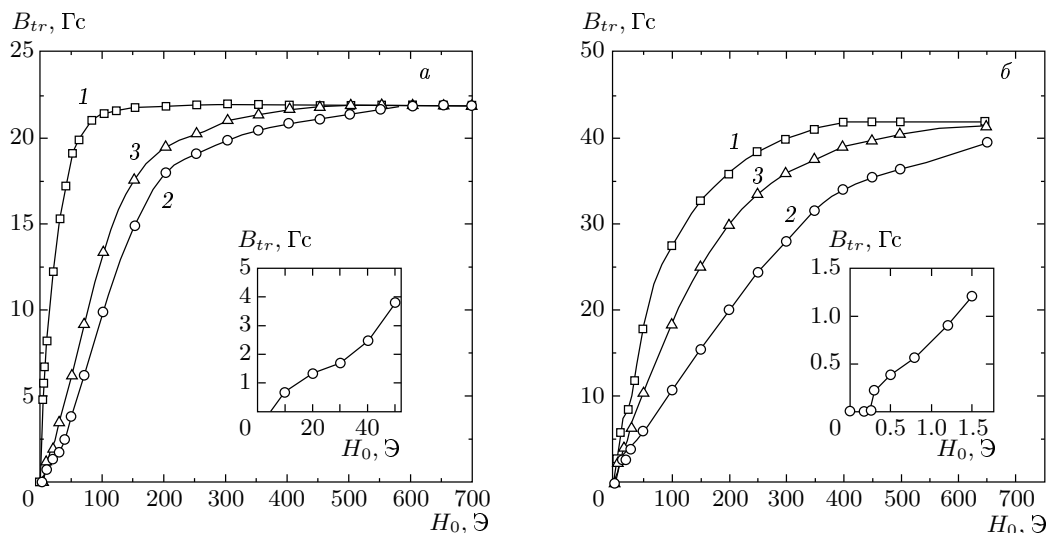


Рис. 1. Типичные магнитопольевые зависимости плотности захваченного магнитного потока $B_{tr}(H_0)$ для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ поликристаллического (а); керамического (б) образцов диаметром $D = 9$ мм и толщиной $d = 1$ мм. Кривые 1 — режим FC, кривые 2 — режим ZFC_1 , кривые 3 — режим ZFC_2 . Температура 77.4 К

чение n_{eff} (смещение кривых 3 в сторону кривых 1 на рис. 1) происходит за счет роста захваченного магнитного потока. При этом, как видно на рис. 1, высокий уровень захваченного поля сильнее влияет на n_{eff} (зазор между кривыми 1, 3 для керамического образца меньше, чем для поликристаллического образца).

Для выяснения зависимости n_{eff} от структуры захваченного магнитного потока проанализируем зависимости B_{tr} и $B_{tr}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ от толщины d для серии образцов, измеренных в трех режимах.

На рис. 2 приведена зависимость $B_{tr}(H_0)$ поликристаллического образца диаметром $D = 9$ мм разной толщины d . Кривые 1, 2 соответствуют $d = 5.7$ мм, 3, 4 — $d = 2.2$ мм, 5, 6 — $d = 0.7$ мм. Кривые 1, 3, 5 измерены в режиме ZFC_2 , а кривые 2, 4, 6 — в режиме ZFC_1 . Как видно на рис. 2, с уменьшением d влияние захваченного магнитного потока на n_{eff} усиливается, несмотря на снижение уровня B_{tr} . Это обстоятельство наглядно демонстрирует рис. 3а, иллюстрирующий зависимость $n_{eff}(B_{tr}) \equiv B_{tr}^{ZFC_2} - B_{tr}^{ZFC_1}$ от H_0 , полученную из рис. 2 вычитанием кривых 2 из 1 (кривая 1); 4 из 3 (кривая 2); 6 из 5 (кривая 3). На рис. 3б приведена зависимость $n_{eff}(B_{tr}) \equiv B_{tr}^{ZFC_2} - B_{tr}^{ZFC_1}$ от H_0 , полученная вычитанием кривых 2 из 3, рис. 1. Кривая 1 соответствует поликристаллическому образцу, а 2 — керамическому.

Рисунок 4 демонстрирует нормированное осевое

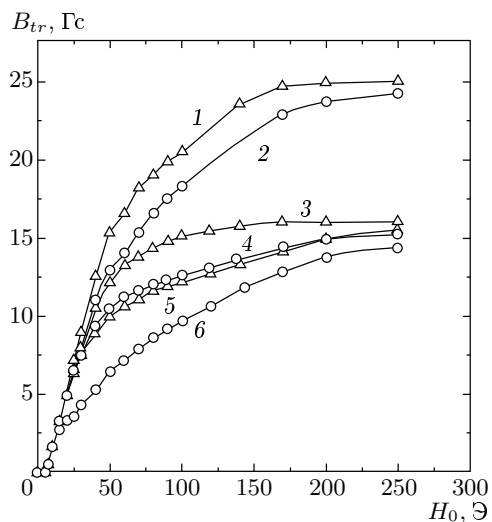


Рис. 2. Зависимости $B_{tr}(H_0)$ для разных толщин d поликристаллического образца диаметром $D = 9$ мм. Кривые 1, 2 — $d = 5.7$ мм, 3, 4 — $d = 2.2$ мм, 5, 6 — $d = 0.7$ мм. Кривые 1, 3, 5 — режим ZFC_2 , кривые 2, 4, 6 — режим ZFC_1 . Температура 77.4 К

распределение $B_{tr}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ для поликристаллических образцов диаметром $D = 9$ мм. В режиме FC распределение захваченного магнитного потока более однородно, чем в режиме ZFC_2 , поскольку исходно однородное внешнее поле более однородно за-

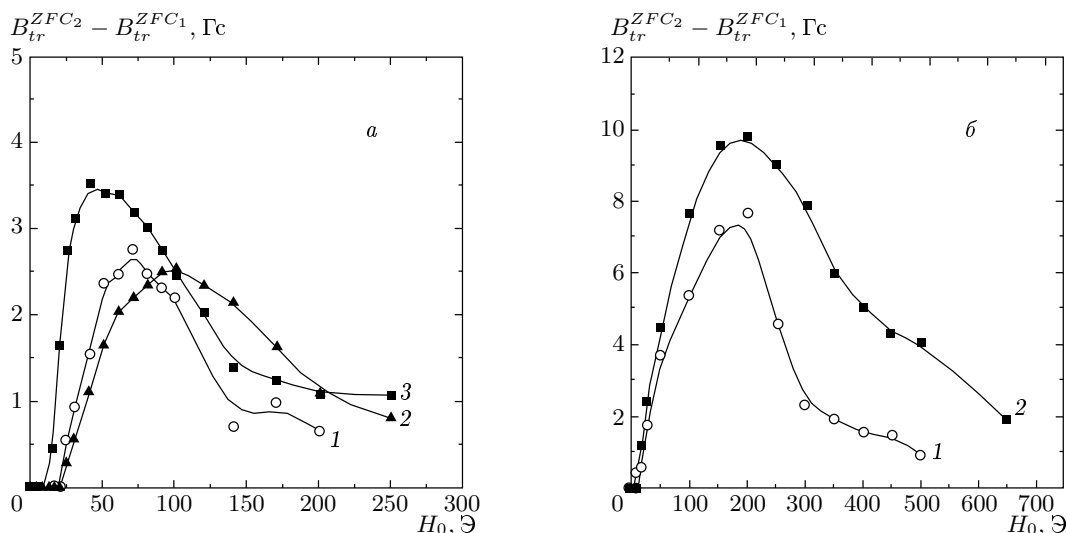


Рис. 3. Зависимости $B_{tr}^{ZFC_2} - B_{tr}^{ZFC_1}$ от H_0 . а) Кривая 1 — разность кривых 1, 2 (рис. 2), кривая 2 — разность кривых 3, 4 (рис. 2); кривая 3 — разность кривых 5, 6 (рис. 2). б) Кривая 1 — разность кривых 3, 2 (рис. 1а); кривая 2 — разность кривых 3, 2 (рис. 1б). Температура 77.4 К

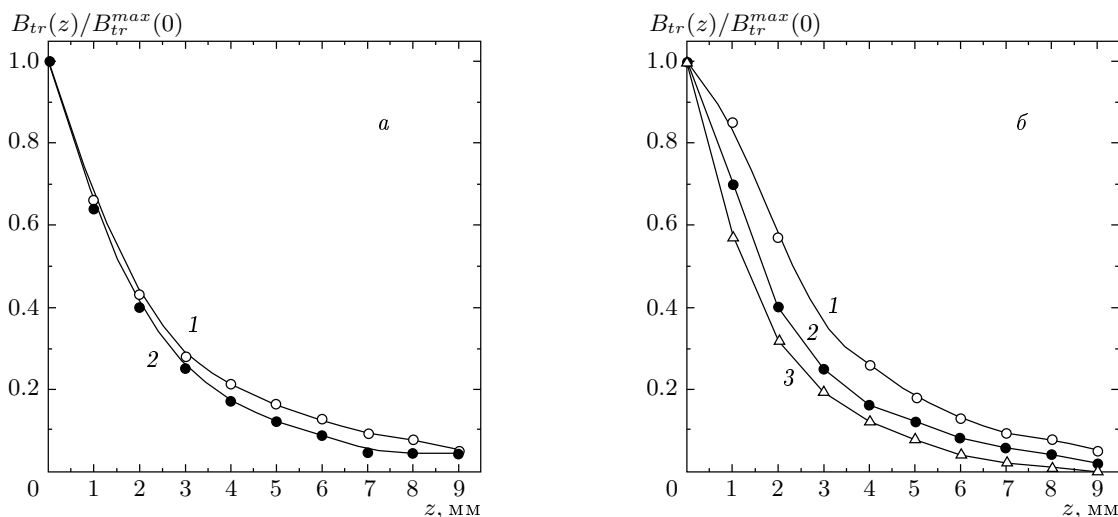


Рис. 4. Нормированное осевое распределение $B_{tr}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ для поликристаллических образцов диаметром $D = 9$ мм: а — $d = 1$ мм, в режимах FC (кривая 1), ZFC₂ (кривая 2); б) режим ZFC₂ для различных толщин: кривая 1 — $d = 8$ мм, 2 — 4 мм, 3 — 1 мм. Температура 77.4 К

хватывается после его снятия. Как видно на рис. 4а, в случае однородной намагниченности зависимость $B_{tr}(z)/B_{tr}^{max}(0)$ убывает медленнее (кривая 1), чем в случае неоднородной намагниченности (кривая 2). Согласно рис. 4б (см. также рис. 3а), меняется морфология образца с уменьшением его толщины и распределение захваченного магнитного потока становится более неоднородным. Таким образом, неоднородное пространственное распределение захваченно-

го магнитного потока в образце сильнее деформирует поле вокруг него. Изменение амплитуды n_{eff} , площади под кривой зависимости $n_{eff}(H_0)$ и смещение по оси H_0 положения максимума с изменением толщины образцов (рис. 3а) связаны с изменением соотношения числа кристаллитов (гранул), различающихся размерами, формой и ориентацией по отношению к внешнему магнитному полю, а также с изменением их взаимного расположения.

Следует отметить, что аналогичные зависимости были получены и для керамических образцов.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для интерпретации зависимостей $n_{eff}(H_0)$ и демонстрации усиления с помощью захваченного магнитного потока эффекта размагничивания образца или отдельных кристаллитов (гранул) и распределения поля вокруг образца воспользуемся схемой, приведенной на рис. 5. При индукции внешнего поля $B_0 \leq B_{tr}$ внешнее поле вокруг образца компенсируется либо отдалается от его краев (см. сплошную силовую линию на рис. 5, $B_{tr} \neq 0$ и штриховую силовую линию, $B_{tr} = 0$). Вначале разность между увеличением эффективного диаметра и толщиной образца будет расти за счет усиления взаимодействия между возрастающими полями рассеяния B_{tr} и полем B_0 . При $B_0 \geq B_{tr}$ внешнее поле подавляет поля рассеяния захваченного магнитного потока и сплошная силовая линия приближается к краям образца, сливаясь со штриховой линией. В результате зависимость $n_{eff}(H_0)$ проходит через максимум.

Объяснение полученных результатов в более общем случае невозможно в рамках модели взаимодействующих контуров. Согласно работе [26], размер контура с захваченным магнитным потоком в поле 50 Э составляет (30–40) мкм и уменьшается с увеличением поля. Поэтому максимум зависимости

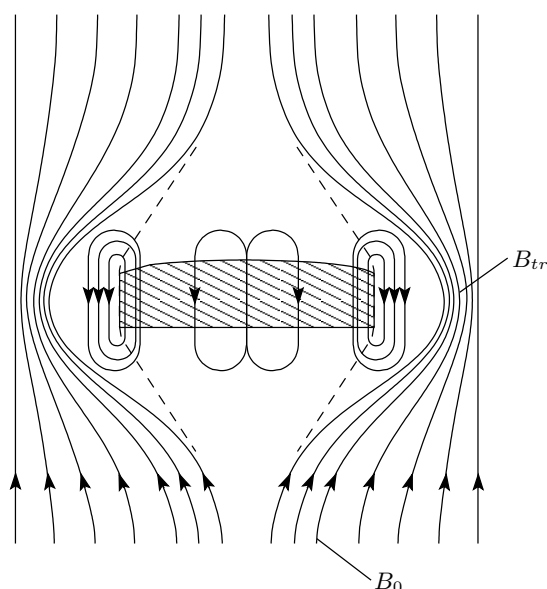


Рис. 5. Распределение силовых линий плотности захваченного магнитного потока B_{tr} и индукции B_0 внешнего поля вокруг образца

$n_{eff}(H_0)$, наблюдаемый в полях около 200 Э, можно объяснить, используя контуры гораздо меньшего размера. Учитывая то, что в поликристаллическом образце площадь кристаллитов составляет примерно 0.11 см^2 , а для образования контура необходимы 2–3 кристаллита, размеры контуров должны быть весьма большими, что противоречит приведенным выше доводам.

Полученные результаты можно объяснить, исходя из следующих представлений. Как известно [27], для образца в форме сплюснутого эллипсоида вращения с малой осью d и диаметром $D \gg d$, находящегося во внешнем однородном поле, направленном вдоль малой оси, термодинамическое или внутреннее поле H_i и индукция B связаны с внешним полем H_0 соотношением

$$(1 - n)H_i = H_0 - nB, \quad (6)$$

где $n = 1 - \pi d/D$ — размагничивающий фактор в направлении поля. В смешанном состоянии для использования формулы (6) необходимо, чтобы образец состоял из однородно распределенных одинаковых магнитных моментов — диполей [10]. Такая ситуация может создаться в ВТСП-образцах в области насыщения захваченного магнитного потока, когда модель Бина ($J_{cg} = \text{const}$) справедлива в пределах рассматриваемых кристаллитов (гранул) [13]. В этом случае [28] термодинамическое поле H_i зависит не только от внешнего поля H_0 , но и от координаты y , а индукция B — еще и от B_{tr} . Решение уравнения (6) получено путем обработки зависимостей $B_1(y, H_0)$ и $B_2(y, B_{tr}, H_0)$ от H_0 , измеренных в режимах ZFC₁ и ZFC₂. Для режима ZFC₁ формула (6) имеет вид

$$H_i(y, H_0) = \frac{H_0 - nB_1(y, H_0)}{1 - n}. \quad (7)$$

В выражении (7) величина n фиксирует начало проникновения магнитного поля в образец, а изменение n в ходе проникновения внешнего поля в образец [29] учитывается зависимостью H_i и B_1 от H_0 и координаты y . Для нахождения n_{eff} в режиме ZFC₂ преобразуем формулу (7) к следующему виду:

$$n_{eff} = \frac{H_i(y, H_0) - H_0}{H_i(y, H_0) - B_2(y, B_{tr}, H_0)}. \quad (8)$$

На рис. 6 приведены рассчитанные по формуле (8) зависимости $n_{eff}(H_0)$ и $n_{eff}(B_{tr})$ для образца, описанного на рис. 1а. На рис. 3б (кривая 1) и 6а видно качественное согласие экспериментальных и расчетных кривых. Значения $n_{eff} \approx 0.66$ (при

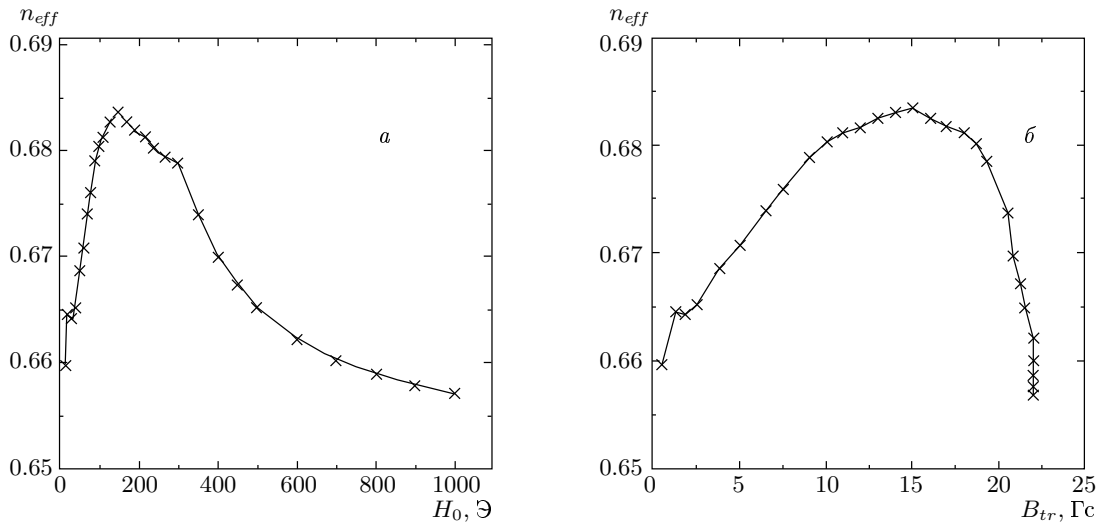


Рис. 6. Расчетная магнитополевая зависимость эффективного размагничивающего фактора образца n_{eff} : а) зависимость $n_{eff}(H_0)$; б) зависимость $n_{eff}(B_{tr})$ (образец тот же, что и на рис. 1а). Температура 77.4 К

$B_{tr} = 0$) и $n_{eff} \approx 0.65$ (в диапазоне отсутствия влияния B_{tr} на n_{eff}) совпадают со значением $n \approx 0.65$, определенным из геометрических размеров образца, находящегося в мейснеровском состоянии. Этот факт подтверждает результаты настоящих исследований и согласуется с ранее полученными экспериментальными результатами в том, что в плотных, почти плавленых ВТСП-образцах подавляющую часть объема занимают кристаллиты (гранулы). Согласно рис. 1 (кривые 2), плотность критического тока J_{cJ} в поликристаллическом образце примерно в 28 раз превышает величину J_{cJ} в керамическом образце. Значения полей H_p , при которых их фронты достигают осей поликристаллических и керамических образцов, являются величинами одного порядка, что сильно расходится с оценками по формуле [7]

$$H_p = \frac{2\pi}{c} J_{cJ} D. \tag{9}$$

Следовательно, совпадение полей ($H_0 \approx 200$ Э), при которых наблюдаются максимумы зависимостей $n_{eff}(H_0)$ (рис. 3б), связаны с величиной J_{cg} , задающей примерно одинаковые эффективные токи намагничивания ($J = cId$) [10, 20] в поликристаллических и керамических образцах.

Проведенный анализ показывает, что в случае различия величин J_{cg} и J_{cJ} примерно в 28 раз размагничивающий фактор в основном определяется геометрией образца, а не энергией джозефсоновской связи между кристаллитами (гранулами).

Полученные в работе результаты интерпретиро-

ваны в соответствии с приближениями, для реализации которых были выбраны ВТСП-образцы со сравнительно низкими значениями J_{cJ} и высоким значением захваченного магнитного потока в кристаллиты (гранулы). Для более качественных образцов [30, 31] уровень такого захвата недостаточен для подавления J_{cJ} . Поскольку даже в качественных ВТСП-образцах $J_{cg} \geq 10J_{cJ}$, в области сильных полей с учетом усиления H_0 за счет концентрации поля вокруг кристаллитов (гранул) будут происходить подавление J_{cJ} и распад образца на изолированные кристаллиты (гранулы).

Итак, на основании полученных результатов характер зависимости $n_{eff}(H_0)$ не изменяется при изменении морфологии (рис. 3а), а также параметров образцов, изначально различающихся по структуре и критическим параметрам (рис. 3б). Имея также в виду то, что ВТСП-пленки и монокристаллы являются многосвязными джозефсоновскими средами, можно полагать, что аналогичная зависимость $n_{eff}(H_0)$ может наблюдаться как в них, так и в пространственно-неоднородных традиционных сверхпроводниках второго рода [32].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при исследовании взаимодействия захваченного образцом магнитного потока с внешним полем демонстрируется возможность выделения и изучения динамики изменения эффек-

тивного размагничивающего фактора на примере квазимонокристаллических и гранулированных тонких дисков $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Проведен анализ влияния внешнего поля, величины и топологии захвата магнитного потока на n_{eff} . Для заданных V_{tr} и H_0 измерен пространственный профиль термодинамического магнитного поля. С ростом захваченного магнитного потока обнаружен максимум зависимости $n_{eff}(H_0)$, качественно не меняющийся при существенном изменении морфологии образца. Показано, что в случае $J_{cg} \geq 28J_{cJ}$ размагничивающий фактор в основном определяется геометрией образца, а не энергией джозефсоновской связи между кристаллитами (гранулами).

Полученные результаты и планируемый цикл исследования полезны в плане корректного определения таких фундаментальных величин, как первые и вторые критические магнитные поля и практически важной величины J_c , а также для уточнения существующих моделей критического состояния сверхпроводников второго рода.

Автор выражает благодарность В. Н. Губанкову за проявленный интерес, полезные обсуждения работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Горбачев, С. Е. Савельев, ЖЭТФ **109**, 1387 (1996).
2. А. А. Елистратов, И. Л. Максимов, ФТТ **42**, 196 (2000).
3. M. Benkraouda and J. R. Clem, Phys. Rev. B **53**, 5716 (1996).
4. E. Zeldov, A. Larkin, V. Geshkenbein et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1428 (1994).
5. E. Zeldov, J. R. Clem, M. Mcelfresh et al., Phys. Rev. B **49**, 9802 (1994).
6. Д. Ю. Водолазов, Письма в ЖТФ **25**, 84 (1999).
7. С. Р. Беан, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
8. Х. Р. Ростами, *Физика электронных материалов. Материалы Международной конференции 1–4 октября 2002 г., Калуга, Россия*, с. 402.
9. Kh. R. Rostami, *The 23rd International Conference on Low Temperature Physics LT 23*, August 20–27, 2002, Hiroshima, Japan, Program and Abstracts, p. 312.
10. Х. Р. Ростами, В. В. Манторов, В. И. Омельченко, ФНТ **22**, 736 (1996).
11. Э. Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
12. Н. Д. Кузмичев, Письма в ЖЭТФ **74**, 291 (2001).
13. Е. Е. Кокорина, М. В. Медведев, СФХТ **7**, 1127, 1136 (1994); **8**, 533, 551 (1995).
14. М. П. Петров, М. В. Красинькова, Ю. И. Кузьмин и др., ФТТ **32**, 379 (1990).
15. Х. Р. Ростами, ФНТ **27**, 103 (2001).
16. J. R. Clem, Physica C **153–155**, 50 (1988).
17. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. В. Зюбин, ЖЭТФ **121**, 442 (2002).
18. H. Dersch and G. Blatter, Phys. Rev. B **38**, 11391 (1988).
19. D. D. Stancil, T. E. Schlesinger, A. K. Stamper et al., J. Appl. Phys. **64**, 5899 (1988).
20. И. Е. Тамм, *Основы теории электричества*, Наука, Москва (1989).
21. Э. А. Линтон, *Сверхпроводимость*, Мир, Москва, (1964).
22. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, Л. М. Фишер и др., ЖЭТФ **120**, 1273 (2001).
23. С. А. Иванов, В. И. Кулаков, Р. К. Николаев и др., ФТТ **33**, 1387 (1991).
24. Х. Р. Ростами, ПТЭ № 6, 95 (2004).
25. В. Н. Губанков, Х. Р. Ростами, ФТТ **43**, 1168 (2001).
26. Kh. R. Rostami, A. A. Sukhanov, and V. V. Mantorov, Supercond. Sci. Technol. **9**, 736 (1996).
27. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987), с. 384.
28. В. Г. Антонов, Л. М. Петров, А. П. Щелкин, *Средства измерений магнитных параметров материалов*, Энергоатомиздат, Ленинград (1986), с. 76.
29. V. M. Krasnov, V. A. Larkin, and V. V. Ryazanov, Physica C **174**, 440 (1991).
30. A. S. Mel'nikov, Yu. N. Nozdrin, I. D. Tokman et al., Phys. Rev. B **58**, 11672 (1998).
31. С. А. Позигун, В. М. Пан, В. А. Алексеев и др., УФМ **5**, 167 (2004).
32. Л. Б. Иоффе, А. И. Ларкин, ЖЭТФ **81**, 707 (1981).