

# ПОЛЯ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ КРИСТАЛЛИТОВ И СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОЛЯ КВАЗИМОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ ДИСКОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

*Х. Р. Ростами\**

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
141190, Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 27 июня 2007 г.,  
после переработки 16 апреля 2008 г.

Исследована роль полей размагничивания кристаллитов в ВТСП-образцах. Показано, что рост размеров кристаллитов приводит к подавлению межкристаллитного и внутрикристаллитного критических токов в более слабых полях. Обнаружено, что поля размагничивания кристаллитов являются одной из основных причин несоблюдения модели Бина в ВТСП. Предложен способ измерения термодинамического поля сверхпроводников, позволяющий с высокой точностью определить характерные значения термодинамических первых критических магнитных полей образца, кристаллитов и субкристаллитов. По измеренным значениям термодинамических первых критических магнитных полей оценены величины плотности критического тока  $J_c$  образца, кристаллитов и субкристаллитов.

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

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Создание высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с плотностью критического тока  $J_c$ , близкой к плотности критического тока распаривания Гинзбурга–Ландау, является весьма важной задачей как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения [1–6]. Технологически гораздо проще и дешевле синтезировать поликристаллические ВТСП-образцы нужной формы и размеров. Однако величина  $J_c$  в ВТСП-поликристаллах существенно меньше, чем в ВТСП-монокристаллах и эпитаксиальных пленках [3–6], что ограничивает их широкое применение на практике. Известно [1, 7], что причиной низкой плотности критического тока поликристаллических ВТСП являются малые токи слабых связей, соединяющих кристаллиты. Для повышения  $J_c$  поликристаллов очень важно изучить физические процессы, происходящие внутри самих кристаллитов [8, 9], так как именно кристаллиты имеют наиболее высокие критические параметры. Физиче-

ские процессы, происходящие в межкристаллитной джозефсоновской среде [10], хорошо изучены. Однако конкретные характеристики структуры кристаллитов и физические процессы, происходящие внутри кристаллитов, недостаточно изучены. Известно [1], что в кристаллитах также имеется иерархия слабых связей и кристаллиты могут иметь более мелкую, субкристаллитную структуру. Предполагается, что такое мелкое деление может быть связано с существованием границ двойникования в кристаллитах ВТСП. Установлено, что в кристаллитах поликристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  границы двойникования могут находиться друг от друга на расстоянии нескольких сотен ангстрем. В настоящее время не существует методики, позволяющей отчетливо выделить эти субкристаллиты и измерить их критические параметры путем измерения токовых и магнитных характеристик образцов. Кроме этого, при обработке результатов измерения токовых и магнитных характеристик ВТСП-материалов при помощи традиционных методик обычно не принимается во внимание влияние локальных полей размагничивания кристаллитов на плотность критического тока

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

$J_c$  из-за отсутствия полной информации о конкретной форме, размерах, ориентации и взаиморасположении кристаллитов. Отсутствует также и единая аналитическая модель критического состояния для жестких сверхпроводников второго рода, позволяющая определить  $J_c$  из экспериментальных результатов. Разработанные аналитические модели критического состояния лишь по отдельности учитывают влияние на  $J_c$  магнитного поля [11], анизотропии образца [12], нелокальных эффектов [13] и т. д. Имеются только численные модифицированные модели критического состояния, учитывающие влияние на  $J_c$  формы образца и размагничивающего фактора образца, изменяющегося в процессе проникновения поля в образец [14].

При наличии информации о величине полей размагничивания, их зависимости от внешнего поля, температуры, размеров и пространственного распределения кристаллитов можно установить величину, пространственное распределение, а также полевую и температурную зависимости термодинамического поля  $H_i$  [15]. Это, в свою очередь, упростит процедуру расчета  $J_c$ , повысит ее точность и позволит более глубоко изучить физические процессы, происходящие в кристаллитах. Исходя из изложенного выше, разработка методики точной диагностики ВТСП-поликристаллов, позволяющей изучать распределение поля вокруг образца и его отдельных кристаллитов, представляется актуальной [8]. В данной работе путем исследования влияния размеров кристаллитов на зависимость эффективного (усредненного) размагничивающего фактора образца  $n_{eff}$  от внешнего магнитного поля  $H_0$  изучено влияние полей размагничивания кристаллитов на величину межкристаллитных и внутрикристаллитных критических токов.

Целью работы является разработка методики исследования полей размагничивания кристаллитов, измерение магнитолевой зависимости термодинамического магнитного поля образца и определение термодинамических первых критических магнитных полей и величин  $J_c$  образца, кристаллитов и субкристаллитов.

## 2. ПОЛЯ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Известно [16, 17], что поле внутри однородного магнитного образца эллипсоидальной формы, помещенного во внешнее однородное поле  $\mathbf{H}_0$ , направленное вдоль одной из главных осей эллипсоида, одно-

родно, параллельно внешнему полю на бесконечности и равно  $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 - 4\pi n\mathbf{I}$ . Здесь  $n$  — размагничивающий фактор образца, а  $\mathbf{I}$  — намагниченность образца. «Внутреннее», или максвелловское поле  $\mathbf{H}_i$  не имеет непосредственного физического смысла, так как внутри образца его невозможно измерить. Однако  $\mathbf{H}_i$  может рассматриваться как формальная величина, связанная с индукцией  $\mathbf{B}$  в образце и с внешним полем  $\mathbf{H}_0$  соотношением

$$(1 - n)\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 - n\mathbf{B}. \quad (1)$$

При помещении массивного сверхпроводника в слабое внешнее магнитное поле на поверхности образца индуцируются экранирующие токи, которые создают поле размагничивания  $\mathbf{H}_D$ , направленное против внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  и компенсирующее его внутри образца. Следовательно, внутри сверхпроводника имеется поле  $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_D$ . Для эллипсоидального образца  $\mathbf{H}_D = 4\pi n\mathbf{I}$ , где  $\mathbf{I} = \mathbf{M}/V$  — эффективная намагниченность образца,  $\mathbf{M}$  — магнитный момент сверхпроводника, созданный экранирующими токами, а  $V$  — объем образца. Поскольку в мейснеровском состоянии внутри сверхпроводника  $\mathbf{B} = 0$ , из выражения (1) следует, что  $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0/(1 - n)$ .

Согласно граничным условиям теории Максвелла, поле на границе сверхпроводника с вакуумом имеет только непрерывную тангенциальную компоненту, т. е. вблизи поверхности эллипсоидального образца эффективное магнитное поле  $H_{eff} = H_i \sin \varphi = H_0/\sin \varphi(1 - n)$ . Здесь  $\varphi$  — угол между полем  $\mathbf{H}_0$  и нормалью к поверхности сверхпроводника в данной точке [17]. Таким образом, когда внешнее поле направлено вдоль одной из осей эллипсоидального образца, эффективное поле максимально на экваторе,  $H_{eff} = H_i = H_0/(1 - n)$ , т. е. на экваторе поле размагничивания суммируется с внешним полем.

Поскольку вблизи поверхности образца роль находящегося в термодинамически равновесных условиях внешнего эффективного поля  $H_{eff}$  начинает играть внутреннее поле  $H_i$  [16], в литературе по сверхпроводимости вместо понятия максвелловское, или внутреннее поле часто используется понятие термодинамического поля  $\mathbf{H}_i = 4\pi\partial F/\partial\mathbf{B}$ , где  $F$  — плотность свободной энергии сверхпроводника [14, 18, 19]. В сверхпроводниках второго рода при  $H_{eff} = H_i = H_0/(1 - n) = H_{c1}$  (первое критическое магнитное поле образца) вихри проникают в образец. Однако из-за изменения размагничивающего фактора образца по мере проникновения поля в

образец и из-за того, что конфигурация поля  $H_i$  внутри образца неизвестна, значения термодинамического поля внутри сверхпроводников второго рода в критическом состоянии можно было определить только численно [14].

Согласно изложенному выше и как показано в работе [14], для эллипсоидального образца из сверхпроводника второго рода вихревой фронт проникает в образец до глубины, при которой величина термодинамического поля  $H_i$  сравнивается с  $H_{c1}$ . Внутренняя область с более высоким значением  $H_{c1}$  находится в мейснеровском состоянии, свободном от вихрей ( $B = 0$ ). С ростом внешнего поля профиль термодинамического поля с экватора постепенно сжимается к оси образца. Отсюда следует, что измерение значений  $n$  и  $B$  при заданном поле  $H_0$  позволит определить профиль термодинамического поля  $H_i$  и проследить за процессом проникновения вихрей в образец и за ходом движения вихрей в глубь образца. Для применения формулы (1) к сверхпроводникам второго рода в смешанном состоянии необходимо, чтобы образец состоял из однородно распределенных одинаковых магнитных моментов — диполей. Такая ситуация может создаться в ВТСП-образцах в области насыщения захваченного магнитного потока в кристаллитах, когда сверхпроводимость слабых связей подавляется полями рассеяния абрикосовских вихрей, захваченных в кристаллитах. В образце сверхпроводящими остаются только «изолированные» друг от друга кристаллиты, в которых справедлива модель Бина ( $J_{cg} = \text{const}$ ). В этом случае  $H_i = H_0/(1 - n_{eff})$ . Эффективный размагничивающий фактор образца равен

$$n_{eff} = \frac{1}{k} \sum_{k=1}^N n_k,$$

где  $n_k$  — размагничивающий фактор кристаллитов, а  $k$  — число кристаллитов в образце. Отсюда видно, что по зависимости  $n_{eff}(H_0)$  можно установить зависимость  $H_i(H_0)$ . Поскольку эти зависимости следят за движением границы раздела между областями, занятыми вихрями, и мейснеровскими областями, свободными от вихрей, можно сделать следующее предположение. При проникновении вихрей в образец или при одновременном проникновении вихрей в большое число кристаллитов или субкристаллитов с близкими размагничивающими факторами на зависимости  $n_{eff}(H_0)$  должны появляться заметные особенности. Таким образом, по значениям  $H_0$ , при которых на зависимости  $n_{eff}(H_0)$  возникают особенности, можно определить значе-

ния термодинамических первых критических магнитных полей образца, кристаллитов и субкристаллитов,  $H_{ic1} = H_i = H_0/(1 - n_{eff})$ .

### 3. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для одновременного учета полей размагничивания всех кристаллитов, а также для минимизации влияния на них краевых эффектов, вызванных внешней поверхностью образца, величина  $n_{eff}$  измерялась в центре на поверхности образца. При этом для выявления отклика непосредственного взаимодействия внешнего магнитного поля с образцом и его отдельными кристаллитами измерялась индукция  $B$  и плотность захваченного магнитного потока  $B_{tr}$  в двух режимах: ZFC (zero field cooling) — это режим охлаждения образца в нулевом магнитном поле с последующим включением внешнего поля, и ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) — это режим охлаждения в нулевом магнитном поле с последующим накоплением магнитного потока при ступенчатом росте внешнего поля (подробное описание см. ниже). Ранее нами демонстрировалась возможность измерения эффективного размагничивающего фактора  $n_{eff}$  образца на примере тонких дисков  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  [20]. Было получено, что

$$n_{eff} = \frac{1}{4\pi} \frac{H_{i1} - H_{i2}}{B_{tr2} - B_{tr1}}.$$

Здесь  $H_{i1}$ ,  $H_{i2}$  — термодинамические магнитные поля,  $B_{tr1}$  и  $B_{tr2}$  — плотности захваченного магнитного потока, измеренные соответственно в режимах ZFC и ZFCMFA. Измерения проводились при температуре жидкого азота в стационарных магнитных полях до 750 Э на квазиоднокристаллических и поликристаллических тонких дисках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  датчиком Холла с размером рабочей области  $50 \times 50$  мкм<sup>2</sup> и чувствительностью приблизительно 200 мкВ·мТл<sup>-1</sup>. Установка позволяла перемещать образец радиально и по оси по отношению к датчику Холла. Технология получения квазиоднокристаллических плавленых текстурированных образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (с размером кристаллитов около 0.1 см<sup>2</sup>) и поликристаллических (нетекстурированных) 1-2-3-образцов (со средним размером кристаллитов около 1 мкм) описана ранее [20]. Температура и ширина сверхпроводящего перехода ( $T_c$  и  $\Delta T_c$ ) образца, находящегося внутри микросоленоида ( $L \approx 330$  мкГн), измерялись резонансным измерителем индуктивности  $L$  в частотном диа-

пазоне 110–155 кГц. Из температурной зависимости индуктивности,  $L(T)$ , для квазимонокристаллических и поликристаллических образцов было получено  $T_c \approx 92$  К, а  $\Delta T_c \approx 1$  К и  $\Delta T_c \approx 4$  К, соответственно. Зависимость плотности захваченного потока  $B_{tr}$  от внешнего поля  $H_0$  измерялась следующим образом.

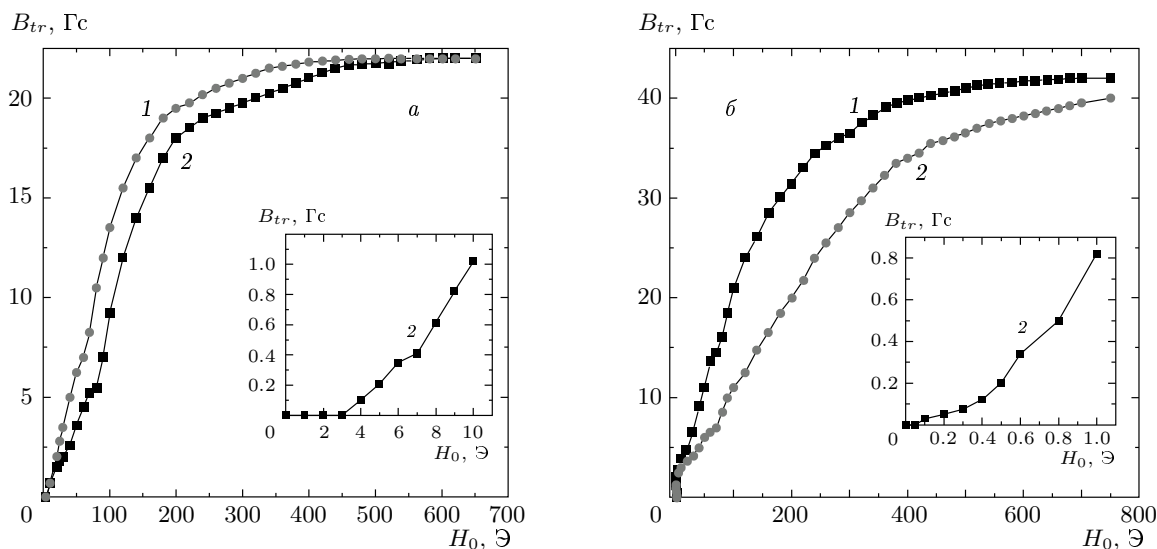
а) Режим ZFC — образец охлаждался до температуры жидкого азота в нулевом магнитном поле, затем подавалась ступенька внешнего магнитного поля и через 10 мин (после релаксации составляющей  $B_{tr}$ , связанной с вязким течением потока и процессами установления жестко укрепленной вихревой решетки) в центре на поверхности образца измерялась величина  $B_{tr}$ . Далее образец нагревался до температуры  $T > T_c$ , и эксперимент повторялся для другой ступеньки  $H_0$ . В данном случае обеспечивается непосредственное взаимодействие поля с образцом, позволяющее определить размагничивающий фактор образца из результатов измерений. Размагничивающий фактор образца в направлении поля,  $n = 1 - \pi d/D$ , также определялся геометрией образца, находящегося в мейснеровском состоянии. Здесь  $d$  и  $D$  — соответственно толщина и диаметр образца.

б) Режим ZFCMFA отличается от режима ZFC тем, что после первоначального захвата без изменения величины  $B_{tr}$  и без нагревания образца подавалось поле  $H_0$  следующей ступени, через 10 мин измерялась суммарная плотность захваченного потока  $B_{tr}$  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. Вычитание величины  $B_{tr}$ , измеренной в режиме ZFC, из величины  $B_{tr}$ , измеренной в режиме ZFCMFA, позволяет исключить влияние поверхностного барьера [21], а также краевого и объемного пиннингов на результаты измерений и выделить составляющие, связанные с мейснеровскими экранирующими токами образца, кристаллитов и субкристаллитов. Таким образом, для образца, находящегося в смешанном состоянии, создается возможность раздельного определения величин  $n$  и  $n_{eff}$ . Поле размагничивания  $H_D$  в режимах ZFC и ZFCMFA также непосредственно измерялось при помощи двух близких по техническим характеристикам датчиков Холла, находящихся в одной плоскости и включенных в противофазе. Первый датчик измерял индукцию в центре на поверхности образ-

ца, а второй датчик находился вдали от образца и измерял невозмущенное образцом внешнее однородное магнитное поле. В результате вычитания выходных сигналов датчиков возникал сигнал, соответствующий  $H_D(H_0)$ . Компонента магнитного поля Земли  $H_z$  компенсировалась катушкой, коаксиальной соленоиду, задающему внешнее магнитное поле. Методика и установка подробно описаны в работах [20, 22].

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

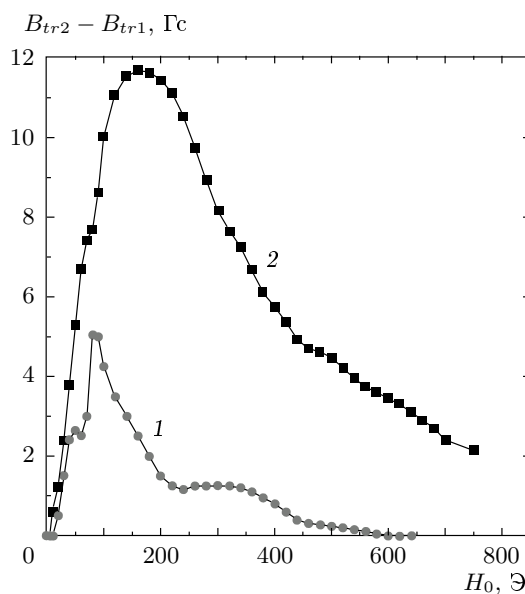
На рис. 1 приведены типичные магнитопольные зависимости плотности захваченного магнитного потока для квазимонокристаллических и поликристаллических 1-2-3-образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . Как видно из рис. 1, кривые 1, измеренные в режиме ZFCMFA, проходят гораздо выше, чем кривые 2, измеренные в режиме ZFC. Это связано с тем, что в режиме ZFCMFA перед подачей очередной ступени магнитного поля запоминается магнитный поток, захваченный на предыдущей ступени. В режиме ZFCMFA происходит снижение краевого барьера за счет частичной компенсации мейснеровских экранирующих токов токами пиннинга, а также частичного подавления токов слабых связей захваченным потоком. Таким образом, создается возможность проникновения в образец вихрей при более низких полях по сравнению с режимом ZFC. На начальном этапе образец находится в мейснеровском состоянии и обе кривые совпадают. С ростом внешнего поля влияние размагничивающих факторов кристаллитов становится все сильнее, что приводит к расхождению кривых. После постепенного уменьшения влияния размагничивающих полей кристаллитов на процесс проникновения и захвата магнитного потока кривые снова сливаются. Согласно рис. 1 (кривые 2 на вставках), для квазимонокристаллического образца величина первого критического магнитного поля равна  $H_{c1} = H_0/(1 - n) \approx 3.9$  Э, а для поликристаллического образца  $H_{c1} \approx 0.2$  Э. Насыщение зависимости  $B_{tr}(H_0)$  для квазимонокристаллического образца наступает при более низких полях ( $H_0 \approx 550$  Э), чем для поликристаллического образца ( $H_0 > 750$  Э). Величина максимальной плотности захваченного магнитного потока составляет  $B_{tr}^{max} \approx 23.2$  Гс для квазимонокристаллического образца и  $B_{tr}^{max} \approx 43.5$  Гс для поликристаллического образца. Полученные характеристики показывают, что, в отличие от поликристаллического образца, квазимонокристаллический образец имеет более высокое значение плотности межкристаллитно-



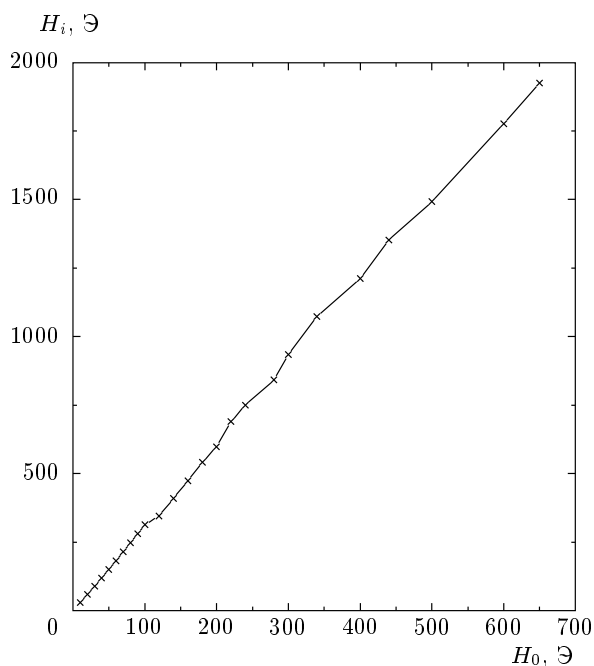
**Рис. 1.** Типичные магнитопольевые зависимости плотности захваченного магнитного потока  $B_{tr}$  для квазимонокристаллического образца  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  диаметром  $D = 9$  мм и толщиной  $d = 0.7$  мм (а) и для поликристаллического образца  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  диаметром  $D = 9$  мм и толщиной  $d = 2$  мм (б): кривые 1 — режим ZFCMFA; 2 — режим ZFC. Температура 77.4 К. На вставках приведены начальные участки кривых 2

го критического тока  $J_{cJ}$ , сравнительно узкий энергетический спектр распределения центров пиннинга и обладает высоким краевым барьером и низким объемным пиннингом [23].

На рис. 2 приведена зависимость разности плотностей захваченных магнитных потоков, которая пропорциональна зависимости эффективного размагничивающего фактора образца  $n_{eff}(B_{tr}) = F(B)/(B_{tr2} - B_{tr1})$  от внешнего поля  $H_0$ , где  $F(B) = (H_{i1} - H_{i2})/4\pi$ . Зависимость на рис. 2 получена вычитанием кривых 2 из кривых 1, приведенных на рис. 1. Кривая 1 на рис. 2 позволяет четко выявить величины следующих полей: первого критического магнитного поля межкристаллитной среды  $H_{c1J} \approx 3$  Э, поля установления критического состояния межкристаллитной среды  $H_{cJt} \approx 50$  Э, первого критического магнитного поля кристаллитов  $H_{c1g} \approx 60$  Э и ряд значений субкристаллитных первых критических магнитных полей (примерно 240, 320, 460, 600 Э и т.д.). Полученные значения  $H_{c1J}$ ,  $H_{cJt}$  и  $H_{c1g}$  хорошо согласуются с литературными данными [24, 25]. Как видно из рис. 1, из кривых 1 и 2 невозможно четко определить значения полей  $H_{cJt}$ ,  $H_{c1g}$  и субкристаллитных первых критических магнитных полей. Кривые на рис. 2 позволяют точно определить значения этих полей, так как при вычитании кривых определяющими являются мейснеровские экранирующие



**Рис. 2.** Зависимости разности плотностей захваченных магнитных потоков от внешнего поля  $H_0$  (объяснение см. в тексте). Кривая 1 соответствует квазимонокристаллическому образцу  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  диаметром  $D = 9$  мм и толщиной  $d = 0.7$  мм; 2 — поликристаллическому образцу  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  диаметром  $D = 9$  мм и толщиной  $d = 2$  мм. Температура 77.4 К



**Рис. 3.** Магнитолевая зависимость термодинамического магнитного поля для квазимонокристаллического образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  диаметром  $D = 9$  мм и толщиной  $d = 0.7$  мм. Температура 77.4 К

токи. Когда функция распределения кристаллитов по размерам имеет сильно выраженные максимумы, на магнитолевой зависимости эффективного размагничивающего фактора образца,  $n_{eff}(H_0)$ , сильнее выделяются характерные поля (рис. 2, кривая 1), а когда функция имеет плавный характер, характерные поля проявляются слабее (рис. 2, кривая 2). В случае рис. 1 происходят непрерывный цикл захвата вихрей и постепенное заполнение межкристаллитного пространства вихрями вплоть до порога проникновения вихрей в кристаллиты, благодаря чему кривые имеют плавный монотонно растущий характер.

На рис. 3 для квазимонокристаллического образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , находящегося в смешанном состоянии, приведена магнитолевая зависимость термодинамического поля, рассчитанная по формуле  $H_i = H_0 / (1 - n_{eff})$ . Алгоритм расчета  $n_{eff}$  приведен в работе [20]. С ростом внешнего поля профиль термодинамического поля постепенно сжимается вокруг областей с наиболее высокими критическими параметрами ( $H_{c1i}$ ,  $J_{ci}$ ,  $T_{ci}$ ). Из зависимости  $H_i(H_0)$  можно более точно определить  $H_{c1J}$ ,  $H_{c1t}$ ,  $H_{c1g}$  и значения субкристаллитных первых критических магнитных полей. Уточненные поля яв-

ляются термодинамическими первыми критическими магнитными полями внутри образца. Как видно из рис. 3, значения термодинамических первых критических магнитных полей  $H_{ic}$ , рассчитанные с учетом полей размагничивания образца, кристаллитов и субкристаллитов, существенно превосходят соответствующие первые критические магнитные поля, не учитывающие поля размагничивания. Различие между первым критическим магнитным полем и термодинамическим первым критическим магнитным полем также было продемонстрировано в работах [14, 26]. Измеренному значению первого критического магнитного поля субкристаллитов, равному 600 Э, соответствует расчетное значение термодинамического первого критического магнитного поля  $H_{ic1} \approx 2.3 \cdot 10^3$  Э, что хорошо согласуется с теоретическим значением  $H_c \approx 2.4 \cdot 10^3$  Э [27]. Известно [2], что мейснеровские поверхностные токи можно определить по формуле

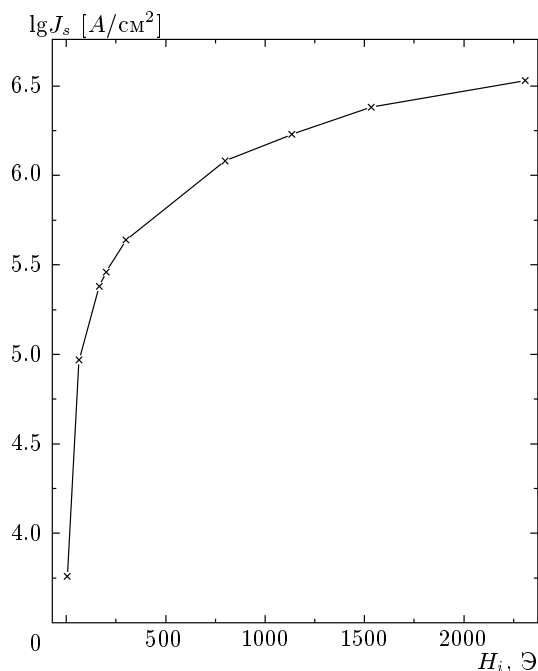
$$J_s = (cH_0/4\pi\lambda) e^{-x/\lambda}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — глубина проникновения поля в образец,  $c$  — скорость света,  $x$  — координата, отсчитываемая от поверхности образца. Подставляя в формулу (2) вместо  $H_0$  значение термодинамических первых критических магнитных полей  $H_{ic}$ , можно оценить величины мейснеровских экранирующих токов образца, кристаллитов и субкристаллитов для  $x = \lambda = 0.2$  мкм.

На рис. 4 в полулогарифмическом масштабе приведена зависимость плотности мейснеровского экранирующего тока  $J_s$  от поля  $H_i$  для квазимонокристаллического образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Как видно из рис. 4, мейснеровский экранирующий ток нелинейно зависит от поля. С ростом поля значение  $J_s$  меняется от  $5.7 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup> для образца до  $3.4 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> для субкристаллитов.

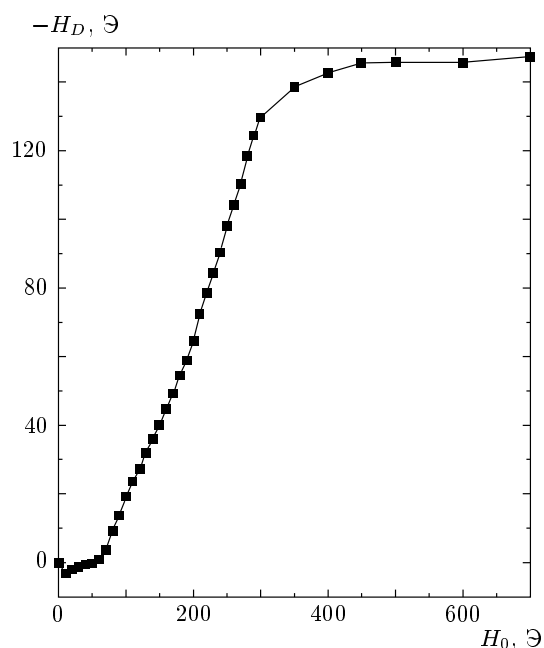
На рис. 5 приведена магнитолевая зависимость поля размагничивания  $H_D$  для квазимонокристаллического образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , на которой видны особенности в районе полей  $H_0 \approx 60, 200, 320, 450, 600$  Э, что неплохо согласуется с характерными значениями описанных выше полей  $H_0$ .

На рис. 6 приведена зависимость плотности захваченного магнитного потока  $B_{tr}$  от внешнего магнитного поля  $H_0$  для сильно неоднородного поликристаллического образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Измерение зависимости  $L(T)$  показало, что переход образца в сверхпроводящее состояние начинается при  $T_c \approx 92$  К и продолжается примерно до 86 К по закону, близкому к экспоненциальному. Далее начинается резкий спад индуктивности до температуры 84 К,



**Рис. 4.** Зависимость мейснеровского экранирующего тока  $J_s$  от термодинамического магнитного поля для квазимонокристаллического образца  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  диаметром  $D = 9$  мм и толщиной  $d = 0.7$  мм. Температура 77.4 К. Точки на кривой соответствуют значениям  $J_s$ , рассчитанным для характерных значений  $H_i$ , при которых на кривой 1 на рис. 2 появляются особенности

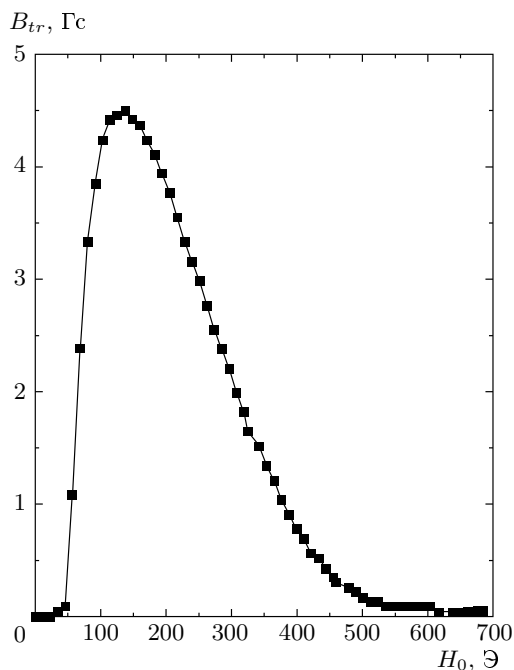
который составляет около 90 % от всего перехода. Затем индуктивность продолжает плавно убывать до температуры 78 К. Как видно из рис. 6, величина плотности захваченного магнитного потока с ростом поля растет, проходит через максимум и убывает до нуля. Такой результат наблюдался в разных точках образца при радиальном перемещении образца по отношению к датчику Холла. Спад величины  $B_{tr}$  до нуля может являться результатом подавления токов макроскопических контуров, образованных кристаллитами, соединенными между собой слабыми джозефсоновскими связями под действием полей рассеяния абрикосовских вихрей, захваченных в кристаллитах. Для выяснения этого вопроса мы решили обрывать слабые связи между кристаллитами механическим образом. Для этого мы размолотили этот образец на мелкие частицы. Полученный порошок прессовали в тefлоновую тонкостенную ампулу и далее при помощи датчика Холла и измерителя индуктивности измеряли магнитопольные зависимости  $B_{tr}$  и остаточной индуктивности. Датчик Холла в преде-



**Рис. 5.** Магнитопольная зависимость поля размагничивания  $H_D$  для квазимонокристаллического образца  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  диаметром  $D = 9$  мм и толщиной  $d = 3.5$  мм (из другой серии), измеренная при температуре 77.4 К в режиме ZFCMFA

лах точности измерения (чувствительность около  $10^{-2}$  Гс) показал, что  $B_{tr} = 0$  во всем диапазоне исследуемых полей. Однако измерение по индуктивности отчетливо демонстрировало захват потока в частицах. Полученные результаты можно объяснить следующим образом. Известно [25], что критический ток в ВТСП-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 кристаллитах, превышают характерное поле  $H_{0m}$  подавления межкристаллитного критического тока  $J_{cJ}$ , происходит разрушение слабых связей<sup>1)</sup>. Как видно из рис. 6, для данного образца величина  $B_{tr}^{max} = 4.5$  Гс, что значительно ниже  $H_{0m}$ . Следовательно, для подавления слабых связей локальные поля должны иметь более высокие значения, чем величина  $B_{tr}$ , измеренная при помощи датчика Холла. Высокие значения локальных полей обусловлены существенной разницей между внутрикристаллическими и межкристаллическими критическими токами, что приводит к значи-

<sup>1)</sup> Для  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  при температуре 77.4 К  $H_{0m} \approx 22.5$  Э, а величина первого критического магнитного поля кристаллитов  $H_{c1g} \approx 40$  Э [25].



**Рис. 6.** Магнитопольная зависимость плотности захваченного магнитного потока  $B_{tr}$  для сильнонеоднородного поликристаллического образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  диаметром  $D = 8$  мм и толщиной  $d = 3.8$  мм, измеренная в режиме ZFCMFA. Температура 77.4 К

тельному отличию намагниченностей кристаллитов от намагниченности межкристаллитной среды, так как  $\mathbf{J} = c \text{rot } \mathbf{I}$ . Кроме того, поля рассеяния абрикосовских вихрей, захваченных в кристаллитах, в межкристаллитном пространстве значительно усиливаются полями размагничивания близлежащих кристаллитов. В результате уровень локальных полей становится достаточным для подавления слабых связей между кристаллитами, что приводит к распаду образца на «изолированные» кристаллиты, размеры которых существенно меньше размера рабочей поверхности датчика Холла [28].

Таким образом, полученные в данной работе результаты отчетливо показывают, что в таких пространственно-сильнонеоднородных сверхпроводниках, какими являются поликристаллические ВТСП-образцы, поля размагничивания образца, кристаллитов и субкристаллитов могут заметно повлиять на происходящие в них процессы проникновения (выхода), распределения и захвата магнитного потока.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из рис. 1 и 2, несмотря на то что в квазиоднокристаллическом образце величина  $J_{cJ}$  примерно в  $H_{c1}^{qmon}/H_{c1}^{poly} \approx 19.5$  раза превышает величину  $J_{cJ}$  в поликристаллическом образце, а уровень  $B_{tr}^{max}$  в поликристаллическом образце в два раза превышает уровень  $B_{tr}^{max}$  в квазиоднокристаллическом образце, зависимость эффективного размагничивающего фактора образца  $n_{eff}(B_{tr})$  от внешнего поля  $H_0$  для поликристаллического образца возрастает и убывает медленнее, чем в квазиоднокристаллическом образце. Такой результат связан с тем, что в кристаллитах с малым размагничивающим фактором сверхпроводимость подавляется слабее, чем в кристаллитах большого размера. Поскольку анизотропные кристаллиты также представляют собой джозефсоновские среды [1], состоящие из субкристаллитов разной формы и размеров, соединенных между собой сравнительно сильными джозефсоновскими связями, с ростом поля начинается разрушение слабых связей и разбиение кристаллитов на субкристаллиты. Об этом свидетельствуют многочисленные изломы и участки плато на рис. 2. Отметим, что аналогичные результаты были получены для квазиоднокристаллического и поликристаллического образцов одинакового размера из другой серии (см. рис. 3б в работе [20]). Итак, рост размеров кристаллитов приводит к подавлению плотности их критического тока  $J_{cg}$  в более низких полях. Таким образом, учитывая увеличение  $J_c$  при уменьшении размеров монокристаллических образцов [1] и имея в виду, что поле  $H_{c1}$  больше в мелкозернистых керамиках и убывает с увеличением размеров зерен [29], можно заключить следующее. Несмотря на увеличение  $J_{cJ}$  в текстурированных массивных поликристаллических образцах и эпитаксиальных пленках [3–6], за счет уменьшения угла разориентации кристаллитов и усиления влияния центров пиннинга, имеющихся на границе раздела подложки и пленки, укрупнение площадей кристаллитов приводит к уменьшению величины  $J_{cg}$  и увеличению ее отставания от максимального для ВТСП тока распаривания Гинзбурга – Ландау [8]. Очевидно, что рост размеров кристаллитов из-за увеличения концентрации поля вокруг кристаллитов также приведет к подавлению  $J_{cJ}$  в более слабых полях. Как видно из рис. 1 и 2, значения поля, при котором фронт магнитного потока достигает середины образца, равны  $H_p \approx 50$  Э и  $H_p \approx 80$  Э соответственно для квазиоднокристаллического и поликристаллического образцов, так как значения  $H_p$  и  $H_{c1}$  являются близки-



ми по значению величинами. Согласно модели Бина,  $H_p = (2\pi/c)J_c J D$  [30]. Оценки  $H_p$  по этой формуле существенно расходятся с полученными результатами. Полученный результат показывает, что, несмотря на то что критический ток в квазимонокристаллическом образце примерно в 19.5 раз больше критического тока в поликристаллическом образце из-за больших размеров кристаллитов квазимонокристаллического образца, фронт магнитного потока достигает середины образца в более слабых полях, чем в поликристаллическом. Таким образом, учитывая 1) минимизацию степени влияния анизотропии образца на результаты измерения из-за использования в эксперименте текстурированных образцов, 2) исключение влияния на результаты измерения эффектов, связанных с поверхностным барьером, пиннингом и намагничиванием вихревой решетки, 3) единый закон магнитополовой зависимости плотности критического тока квазимонокристаллических и поликристаллических образцов [7], можно заключить, что поля размагничивания кристаллитов являются одной из основных причин [9] несоблюдения модели Бина в ВТСП-образцах [31].

Итак, полученные результаты приводят к следующим выводам.

1) Безусловно, поликристаллические соединения  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  являются сложными трехмерными джозефсоновскими средами. Несмотря на то что параметр порядка в области контактов между кристаллитами сильно подавлен, в среднем критический ток высок из-за многочисленности контактов между кристаллитами.

2) Действительно, критические токи контактов сильно зависят от магнитного поля и собственного поля тока, и это является одним из основных факторов, препятствующих практическому применению поликристаллических образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .

3) Ситуацию можно существенно улучшить путем создания текстурированных ВТСП-материалов с кристаллитами малых размеров и обеспечением пространственно-однородного распределения локального размагничивающего фактора по периметру кристаллитов.

4) Для повышения плотности критического тока также необходим компромисс между размагничивающим фактором кристаллитов, величиной краевого барьера, силами объемного пиннинга и ориентацией кристаллитов.

Однако следующие вопросы остаются открытыми:

а) является ли более высокий критический ток субкристаллитов следствием только уменьшения их

размагничивающего фактора или одновременно с уменьшением размеров кристаллитов улучшается качество контактов между ними;

б) является ли длина когерентности нижним пределом размера кристаллитов, при которой отсутствуют слабые связи.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложена альтернативная, более информативная методика диагностики ВТСП-поликристаллов, позволяющая на основе измерения магнитополовой зависимости эффективно размагничивающего фактора образца,  $n_{eff}(H_0)$ , с высокой точностью измерять характерные значения термодинамических первых критических магнитных полей  $H_{ic}$  образца, его кристаллитов и субкристаллитов. По измеренным значениям термодинамических первых критических магнитных полей оценены величины мейснеровских экранирующих токов образца, кристаллитов и субкристаллитов. Показано, что рост размеров кристаллитов приводит к подавлению внутрикристаллитного и межкристаллитного критических токов образца в более слабых полях. Обнаружено, что, несмотря на примерно 19.5-кратное превышение критического тока в квазимонокристаллическом образце по сравнению с поликристаллическим образцом из-за больших размеров кристаллитов квазимонокристаллического образца, фронт магнитного потока достигает середины образца в более слабых полях, чем в поликристаллическом. Показано, что при минимизации степени влияния анизотропии образца на величину  $J_c$  поля размагничивания кристаллитов являются одной из основных причин несоблюдения модели Бина в ВТСП-образцах. Проводя трехмерное сканирование образца холловским микроскопом [22], можно построить топограммы распределения тока в образце и полей внутри и вокруг образца и определить распределение размагничивающих факторов кристаллитов. Этим способом можно точно оценить значения  $H_i$ ,  $H_{c1}$ ,  $J_c$  и их локальные величины  $H_{ii}$ ,  $H_{c1i}$ ,  $J_{ci}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, под ред. Д. М. Гинзберга, Мир, Москва (1990).
2. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, МЦНМО, Москва (2000).

3. В. М. Пан, ФНТ **32**, 1039 (2006).
4. A. S. Mel'nikov, Yu. N. Nozdrin, I. D. Tokman et al., Phys. Rev. B **58**, 11672 (1998).
5. M. W. Rupich, U. Schoop, D. T. Verebelyi et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 2458 (2003).
6. M. S. Hatzistergos, H. Efstathiadis, E. Lifshin et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 2470 (2003).
7. А. А. Жуков, В. В. Мошталков, СФХТ **4**, 850 (1991).
8. Kh. R. Rostami, *MT 20 — the 20<sup>th</sup> Int. Conf. on Magnet Technology*, August 27–31, 2007, Philadelphia, Pennsylvania, USA, Program and Abstracts, № 5105.
9. Kh. R. Rostami, *20<sup>th</sup> Int. Symp. on Superconductivity (ISS)*, November 5–7, 2007, Tsukuba, Japan, Program and Abstracts, PCP-46, p. 77.
10. Э. Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
11. В. Р. Карасик, Н. Г. Васильев, В. Г. Ершов, ЖЭТФ **59**, 790 (1970).
12. В. В. Мошталков, А. А. Жуков, Л. И. Леонюк и др., СФХТ **2**(12), 84 (1989).
13. В. С. Горбачев, С. Е. Савельев, ЖЭТФ **109**, 1387 (1996).
14. V. M. Krasnov, V. A. Larkin, and V. V. Ryazanov, Physica C **174**, 440 (1991).
15. Х. Р. Ростами, *Конференция по физике конденсированного состояния, сверхпроводимости и материаловедению*, 26–30 ноября 2007 г., Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия. Сборник тезисов докладов, с. 218.
16. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1992).
18. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
19. А. Н. Артемов, Письма в ЖЭТФ **68**, 460 (1998).
20. Х. Р. Ростами, ЖЭТФ **128**, 760 (2005).
21. C. P. Bean and J. D. Livingston, Phys. Rev. Lett. **12**, 14 (1964).
22. Х. Р. Ростами, ПТЭ № 6, 95 (2004).
23. В. Н. Губанков, Х. Р. Ростами, ФТТ **43**, 1168 (2001).
24. Cao Xiaowen, Han Guchang, and Zhang Tingyu, Mod. Phys. Lett. B **1**, 383 (1988).
25. H. Dersch and G. Blatter, Phys. Rev. B **38**, 11391 (1988).
26. А. В. Безрядин, В. Н. Копылов, В. М. Краснов и др., Письма в ЖЭТФ **51**, 147 (1990).
27. *Высокотемпературные сверхпроводники*, под ред. Д. Нелсона, М. Уиттингема, Т. Джорджа, Мир, Москва (1988), гл.28.
28. Kh. R. Rostami, *25<sup>th</sup> Int. Conf. on Low Temperature Physics (LT 25)*, August 6–13, 2008, Leiden, Netherlands, Program and Abstracts, B1LT1286.
29. А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, К. К. Пухов и др., ЖЭТФ **109**, 1006 (1996).
30. C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
31. S. Senoussi, G. Aguilon, and S. Hadjoudj, Physica C **175**, 215 (1991).