

Физические процессы в высокотемпературных сверхпроводниках на границе раздела вихревых и мейснеровских областей

© Х.Р. Ростами

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, Московская обл., Россия

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

(Поступила в Редакцию 12 марта 2013 г.)

Для выяснения особенностей взаимодействия кристаллической и магнитной микроструктур поликристаллических ВТСП предложена методика исследований магнитного микросостояния сверхпроводников, позволяющая одновременно получать информацию о кристаллическом микросостоянии образца. Для образцов с различной микроструктурой получены качественно новые результаты. В частности, как при росте, так и при уменьшении поля на магнитопольных зависимостях плотности захваченного магнитного потока $B_{tr}(H_0)$ поликристаллических и эпитаксиальных пленок ВТСП обнаружены регулярные ступеньки. Из полученных результатов следует, что в сильных магнитных полях исследованные эпитаксиальные пленки, так же как и массивные и пленочные поликристаллические ВТСП, „распадаются“ на монодомены, кристаллиты и субкристаллиты с различными размагничивающими факторами. При одновременном проникновении вихрей в близкие по размерам кристаллиты и более упорядоченно расположенные субкристаллиты на зависимости $B_{tr}(H_0)$ возникают ступеньки. С улучшением качества образцов эти ступеньки проявляются более ярко, что связано с возрастанием ближнего порядка. Отсутствие ступенек на зависимости $B_{tr}(H_0)$ массивных поликристаллических образцов наглядно демонстрирует отсутствие в них дальнего порядка. Именно проявлением стеклообразности кристаллографической микроструктуры ВТСП объясняются обнаруженные преобразования в вихревой системе. Сходство результатов, полученных на образцах с различными микроструктурами, указывает на единый механизм проникновения (выхода), распределения и захвата магнитного потока. Обнаружено, что поликристаллические ВТСП в действительности являются многоступенчатыми, а не двухступенчатыми системами. Показано, что стеклообразность микроструктуры ВТСП и плотное расположение границ двойникования приводят к проникновению магнитного потока в исследованные образцы в виде гипервихрей и являются причиной образования в них состояния сверхпроводящего стекла на другой физической основе, чем в гранулированной модели стекла Эбнера–Штроуда.

1. Введение

Проблема выяснения механизма взаимодействия кристаллической и магнитной микроструктуры высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является одной из центральных задач физики ВТСП; ее решением занимаются во многих странах. Эта проблема является одной из основных на пути создания сверхпроводников с величиной плотности критического тока J_c , близкой к критическому току распаривания Гинзбурга–Ландау J_c^{GL} [1–6], — задача весьма важная как для физики, так и для электроники, электро- и магнитоэнергетики. Технологически гораздо проще и дешевле синтезировать поликристаллические ВТСП-образцы нужной формы и размеров. Однако J_c в ВТСП-поликристаллах существенно ниже, чем в ВТСП-монокристаллах и эпитаксиальных пленках [3–6], что ограничивает их применение на практике. Известно [1,7,8], что причиной низкой плотности критического тока в поликристаллических ВТСП являются малые токи слабых связей, соединяющих кристаллиты. Макроструктура ВТСП [1,9] и физические процессы, происходящие в межкристаллитной джоулефоновской среде, хорошо изучены [8,10–12]. Однако микросостояние кристаллитов и физические процессы, происходящие внутри кристаллитов, изучены недоста-

точно. Для повышения J_c поликристаллов очень важно изучить физические процессы, происходящие внутри самих кристаллитов [13–15], так как именно кристаллиты обладают наименьшими структурными несовершенствами и имеют наиболее высокие критические параметры. Как предполагалось в работах [1,12,16], кристаллиты (зерна) поликристаллических ВТСП могут иметь более мелкую субкристаллитную структуру. Такая дробность структуры связывалась с наличием границ двойникования в кристаллитах поликристаллических ВТСП. Исходя из того что в кристаллитах поликристаллического $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) границы двойникования могут находиться друг от друга на расстоянии $\sim 50 \text{ \AA}$ [17], обнаружение субкристаллитов с помощью токовых и магнитных измерений было проблематичным. Для обнаружения субкристаллитов и измерения характеристик монодоменов (кристаллитов большого размера), кристаллитов и субкристаллитов в работах [18–20] подробно анализировалась проблема полей размагничивания и термодинамического поля и была установлена тесная связь между ними. Комплексное решение этих проблем открывает прямой путь к экспериментальному измерению профиля термодинамического магнитного поля, что важно для описания физических свойств пространственно неоднородных сверхпроводников второго рода.

Исследование магнитопольевых зависимостей эффективного размагничивающего фактора образца $n_{\text{eff}}(H_0)$ и термодинамического магнитного поля $H_i(H_0)$ позволяло проследить движение границы раздела между областями, занятыми вихрями, и мейснеровскими областями, свободными от вихрей. При проникновении вихрей поля в образце внутрь тех или иных его структурных единиц (кристаллитов, субкристаллитов и др.), обладающих близкими размагничивающими факторами, на зависимости $n_{\text{eff}}(H_0)$ появлялись заметные особенности. По этим особенностям для выделенных монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов определялись значения J_{ci} и термодинамические критические магнитные поля: $H_{ic1} = H_i = H_0/(1 - n_{\text{eff}})$.

Несмотря на большое число работ по проникновению (выходу), распределению и захвату магнитного потока в пленочных, монокристаллических и поликристаллических ВТСП-образцах, до сих пор не проводился систематический сравнительный анализ экспериментальных данных по захвату магнитного потока, полученных по единой схеме для образцов с различной микроструктурой [21,22]. Между тем проведение такого рода анализа позволит получить полезную информацию о магнитном микросостоянии (локальных критических параметрах монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов, а также междоменных, межкристаллитных и межсубкристаллитных слабых связей; энергии соответствующих джозефсоновских переходов; энергии конденсации в монодоменах, кристаллитах и субкристаллитах; силах пиннинга в них и т.д.) и кристаллографическом микросостоянии сверхпроводников (линейных размерах монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов; степени изменения анизотропии, плотности границ двойникования; усилении ближнего порядка с уменьшением размеров монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов; морфологии разномасштабных дефектов, локализованных дислокаций, пластических деформаций и других особенностей микроструктуры). Ответы на эти вопросы позволят установить взаимосвязь кристаллографической и магнитной микроструктуры ВТСП. Традиционные методики исследования магнитных свойств (см., например, работы [23–30] и ссылки в них) позволяют наблюдать интегральные характеристики сверхпроводников, так как внешнее поле после его выключения или уменьшения плавно выходит из образца и частично захватывается образцом. Это обстоятельство не позволяет одновременно получить информацию о магнитной и кристаллографической микроструктуре образца. Как известно, одновременно изучать магнитную и кристаллографическую микроструктуру образцов можно с помощью дифракции нейтронов. Однако, несмотря на то что распределение полей регистрируется локально, эта методика также является интегральной, так как магнитная структура образца исследуется в магнитном поле или после его плавного снятия [31]. Исходя из изложенного выше, разработка методики локальной диагностики ВТСП, позволяющей произвести захват магнитного потока как в однородном, так и в локальном

магнитном поле с возможностью плавного изменения пространственного масштаба приложенного поля, представляется актуальной. Такая методика позволит от больших пространственных масштабов перейти к малым пространственным масштабам и селективно исследовать распределение локальных полей вокруг образца, вблизи монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов.

Целью настоящей работы являются выяснение механизма проникновения магнитного потока в ВТСП, выявление особенностей взаимодействия кристаллической и магнитной микроструктуры ВТСП, разработка методики изучения магнитного микросостояния сверхпроводников, позволяющей одновременно получать информацию о кристаллографическом микросостоянии образца.

2. Образцы и методика эксперимента

Для регистрации захвата магнитного потока только от фронта магнитного поля параллельно соленоиду (индуктивностью $L \approx 7.6$ Н с активным сопротивлением обмотки $R \approx 85.9$ Ω), создающему внешнее поле, включалась емкость $C = 0.05$ μF . После подачи на образованный LC-контур импульса постоянного напряжения в соленоиде возникало переменное затухающее магнитное поле $H(t) = H_0 \exp(-\beta t) \cos \Omega t$. В этом выражении $\beta = R/2L$ — коэффициент затухания, $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2} \approx 1.6$ kHz — собственная частота колебательного контура, $\omega^2 = 1/LC$. Поскольку амплитуда колебания $H_0 \exp(-\beta t)$ экспоненциально затухает до нуля, захват потока от переменного поля не происходит: он имеет место только на первом четверть периоде поля $H(t)$ [32]. На рис. 1, а приведена временная зависимость поля $H(t)$ для произвольных параметров LC-контура. С помощью изменения емкости C мы убедились, что LC-контур устойчиво работает в частотном диапазоне до 2 kHz. Увеличение емкости C до 100 μF привело к исчезновению колебаний и переходу системы в режим работы, аналогичный традиционным методикам, когда параллельно соленоиду вместо емкости включается резистор. Исследование магнитопольевой зависимости плотности захваченного магнитного потока $B_{\text{tr}}(H_0)$ с помощью предложенной методики проводилось в режиме ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) [18–20]. Согласно методике ZFCMFA, образец охлаждался до температуры жидкого азота в нулевом магнитном поле. Затем подавалось внешнее магнитное поле и через 5 min после снятия поля измерялась индукция B_{tr} в центре на поверхности образца. Затем без нагревания образца подавалось поле H_0 следующей величины (ступени) и через 5 min измерялась суммарная B_{tr} , и т.д. „Высота“ ступеней монотонно увеличивалась шаг за шагом на равные величины, а после достижения необходимой величины такими же шагами уменьшалась. С целью плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым после каждого цикла измерений высота ступенек поля H_0

уменьшалась, при этом после каждого цикла измерения образец нагревался до температуры выше T_c и заново охлаждался до температуры $T = 77.4$ К. Такой подход позволял поэтапно передвигать фронт магнитного поля в глубь образца, монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов, а затем обратно и следить за движением границы раздела между областями, занятыми вихрями, и мейснеровскими областями, свободными от вихрей. Поскольку по условию эксперимента влияние заднего фронта магнитного импульса исключалось, зондирование объема образца с помощью переднего фронта переменного затухающего магнитного поля позволяло раздельно исследовать магнитное состояние групп областей с близкими критическими параметрами, произвести „локальный“ захват потока и изменить топологию захваченного магнитного потока. С ростом внешнего поля граница раздела вихревых и мейснеровских областей постепенно сжималась вокруг зон с наиболее высокими критическими параметрами (H_{ci} , J_{ci} , T_{ci}). Таким образом, с помощью циклирования поля можно добиться взаимных переходов между гауссовским и дельтообразным распределением захваченного магнитного потока.

Измерения зависимости $B_{tr}(H_0)$ проводились в магнитных полях до 1.3 кОе при температуре жидкого азота датчиком Холла с размером рабочей области $50 \times 50 \mu\text{m}$ и чувствительностью $\sim 200 \mu\text{V} \cdot \text{mT}^{-1}$. Установка позволяла регистрировать сигнал датчика Холла с чувствительностью $2.5 \cdot 10^{-3} \text{G}$ и перемещать образец вдоль оси z и радиально к периферии по отношению к датчику Холла. При этом сначала как по радиусу r , так и по оси z образец большими шагами перемещался по отношению к датчику Холла до интересующей области, а затем с шагом $10 \mu\text{m}$ исследовалась выделенная область [33]. Из-за токовых и потенциальных контактов, имеющих на поверхности датчика Холла, минимальный зазор между рабочей поверхностью датчика Холла и поверхностью образца составлял около $200 \mu\text{m}$. Для установления точного значения максимальной плотности захваченного магнитного потока в центре на поверхности образцов $B_{tr}^{\text{max}}(0)$ были построены нормированные осевые распределения $B_{tr}(z)/B_{tr}^{\text{max}}(0)$. Экстраполяция кривых к оси ординат, смещенной по оси z на $200 \mu\text{m}$, показала, что потери сигнала на расстоянии $200 \mu\text{m}$ от поверхности образцов составляли не более 5% от $B_{tr}^{\text{max}}(0)$ [22]. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образцов.

На рис. 1, *b* схематически показано распределение по радиусу r отклика образца B_{tr} на воздействие поля $H(t)$, позволяющее определить величину остаточного поля ΔB_{tr} , вызванного неполной компенсацией сигнала от положительных и отрицательных полупериодов поля $H(t)$. Рассмотрен случай, когда поле $H(t)$ приводит к реализации модели Бина [34] в кристаллитах размером $2r_g$ и подавлению слабых связей в межкуристаллитном пространстве шириной δ [18–20]. При полях ниже первого критического магнитного поля кристаллитов H_{c1g} величина сдвига фронта B_{tr} от центра диска r_x

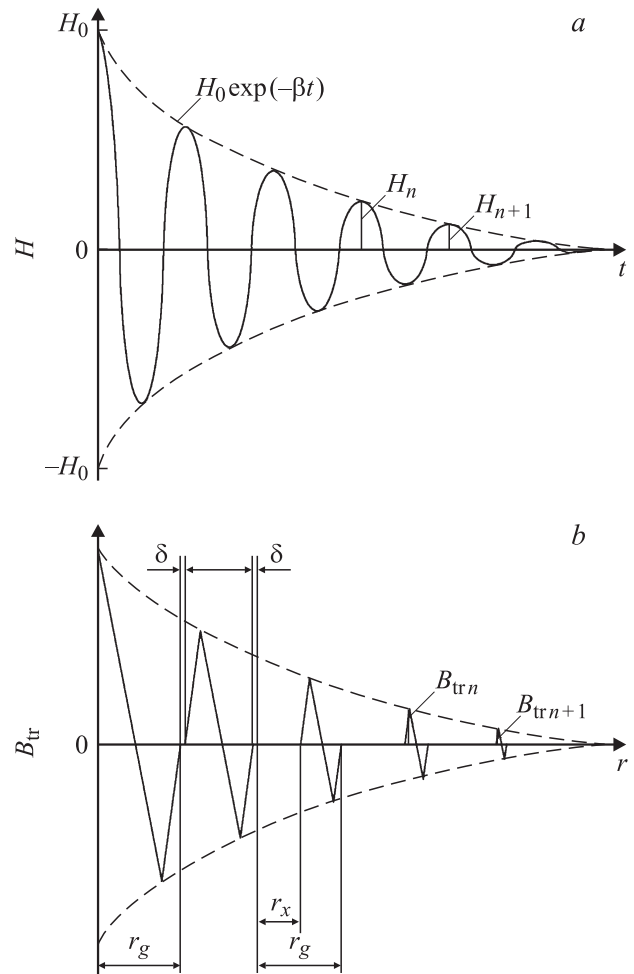


Рис. 1. Временная зависимость поля $H(t)$ для произвольных параметров LC-контура (*a*) и схематическое распределение B_{tr} по радиусу образца r после воздействия на образец максимального поля $H(t)$ (*b*).

сравнима с радиусом диска r_g . Степень подавления ΔB_{tr} определялась с помощью выражений

$$k = \frac{B_{tr}(t=0)}{\Delta B_{tr}} = \frac{B_{tr}(t=0)}{\sum_{n=1}^N [B_{tr}(t_{2n-1}) - B_{tr}(t_{2n})]} \quad (1)$$

Как показал анализ, из-за компенсации сигнала отклика от положительных и отрицательных полупериодов поля $H(t)$ усредненный остаточный сигнал ΔB_{tr} является величиной второго порядка по сравнению с сигналом отклика образца B_{tr} на первый четверть период поля $H(t)$. Для оценки величины ΔB_{tr} при значении t , соответствующем шести экстремумам первых трех периодов поля $H(t)$, определим $B_{tr}(t)$ из $H_0 \exp(-\beta t)$. Далее вычислим $B_{tr}(t_{2n}) = B_{tr2} + B_{tr4} + B_{tr6}$ и $B_{tr}(t_{2n-1}) = B_{tr1} + B_{tr3} + B_{tr5}$ для положительных и отрицательных полупериодов соответственно. Как показал расчет, $k \approx 23.1$ для всех заданных значений H_0 и не изменяется в частотном диапазоне 0.1–2 kHz. Кроме

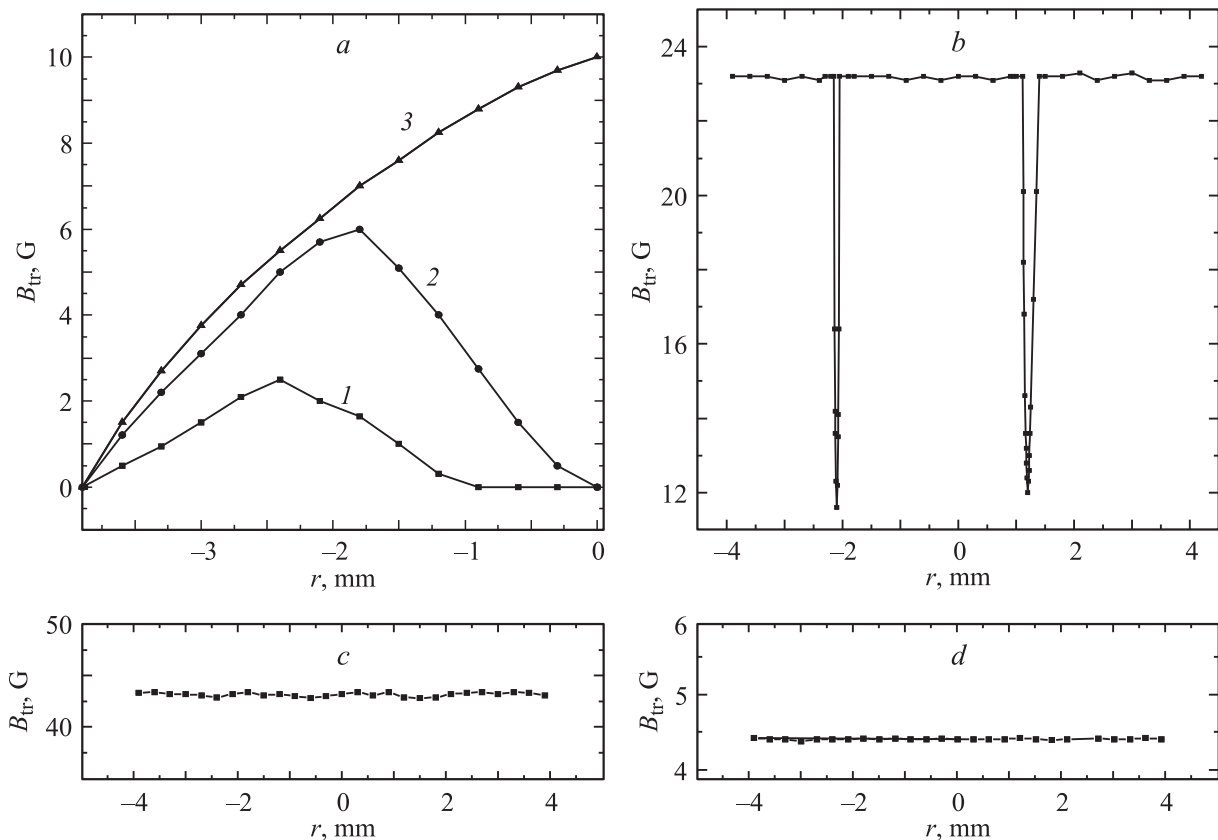


Рис. 2. Радиальное распределение плотности захваченного магнитного потока B_{tr} для образцов №1–3. *a* — зависимость $B_{tr}(r)$ для образца №2, измеренная в магнитных полях 25 (1), 50 (2) и 65 Ое (3); *b* — аналогичная зависимость в поле 1.3 кОе; *c* и *d* — зависимости $B_{tr}(r)$ для образцов №3 и 1, измеренные в магнитном поле 1.3 кОе.

того, как видно из рис. 1, b , величина k дополнительно увеличивается из-за сравнительно близкого положения рабочей области датчика Холла к центру действия магнитного импульса. Остаточный сигнал ΔB_{tr} можно существенно снизить путем уменьшения декремента затухания $D = \ln(H_n/H_{n+1})$ LC-контура и уменьшения размера датчика Холла (известны датчики Холла с размером рабочей области $10 \times 10 \mu\text{m}$).

Для осуществления захвата магнитного потока в однородном магнитном поле и измерения магнитолевых зависимостей $n_{\text{eff}}(H_0)$ и $H_i(H_0)$, а также для сравнения с результатами, полученными в режиме переменного затухающего магнитного поля, исследования также проводились в режиме ZFC (zero field cooling). Этот режим отличался от обычного режима ZFCMFA тем, что каждый раз после захвата магнитного потока образец нагревался до температуры выше T_c и заново охлаждался до температуры 77.4 К. Компонента магнитного поля Земли H_z компенсировалась катушкой, коаксиальной соленоиду, задающему внешнее магнитное поле H_0 . Методика и установка подробно описаны в [18–20,33].

Для сравнительного анализа исследования проводились на образцах YBCO с разными микроструктурами и различной высотой краевого барьера, объемным

пиннингом, размагничиванием. Образцы в форме диска диаметром 8 mm, изготовленные из эпитаксиальных квазиоднокристаллических пленок YBCO (образец №1), массивного текстурированного (ось c перпендикулярна плоскости образца) квазиоднокристаллического YBCO (образец №2) и нетекстурированного поликристаллического YBCO (образец №3), имели толщину примерно 0.4 μm , 0.7 mm и 4.3 mm соответственно. Эпитаксиальные пленки YBCO получены лазерным распылением на подложке NdGaO₃ (110) стехиометрической YBCO-мишени высокой плотности [35,36]. Исследование на рентгеновском дифрактометре показало, что пленки имеют ориентацию оси c перпендикулярно плоскости подложки и низкую дефектность. Исследования с помощью растрового электронного микроскопа высокого разрешения и токовые измерения показали, что пленки обладают меньшим числом двойниковых границ и имеют анизотропию в плоскости ab , сравнимую с анизотропией монокристалла [37]. Критический ток, измеряемый по четырехзондовой схеме на мостиках, изготовленных методом фотолитографии и жидкостного травления, при 77.4 К составил $\sim 5 \cdot 10^6$ А/см² в поле Земли. Текстурированные квазиоднокристаллические и нетекстурированные поликристаллические образ-

цы YBCO вырезались алмазной фрезой из заготовки цилиндрической формы. Плавленные текстурированные квазиоднокристаллические образцы синтезировались с помощью затравки, устанавливаемой сверху при высокой температуре. С помощью оптического микроскопа в поляризованном свете отчетливо наблюдались блестящие однокристаллические блоки (монодомены) размером $\sim 0.11 \text{ cm}^2$, разделенные узкими включениями зеленого оттенка. Это подтверждалось картографированием захваченного магнитного потока с помощью датчика Холла. Нетекстурированные образцы, синтезированные по стандартной твердофазной технологии, имели относительную плотность около 95% (за теоретическую плотность бралась величина $6.38 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) и состояли из анизотропных хаотически ориентированных кристаллитов разной формы с различным взаиморасположением со средним размером $\sim 1 \mu\text{m}$. С целью исключения неоднородности распределения кислорода на торцах по отношению к объему торцевые поверхности удалялись алмазным резцом.

На рис. 2 приведено радиальное распределение плотности захваченного магнитного потока B_{tr} для образцов № 1–3. Для образца № 2 зависимость $B_{\text{tr}}(r)$ измерялась в магнитных полях 25, 50 и 65 Ое (кривые 1–3 на рис. 2, *a*) и в поле 1.3 кОе (рис. 2, *b*). На рис. 2, *c* и *d* для образцов № 3 и 1 приведены зависимости $B_{\text{tr}}(r)$, измеренные в магнитном поле 1.3 кОе. Зависимости измерены в обычном режиме ZFCMFA, когда параллельно соленоиду включался резистор. Для исключения влияния на результаты измерения внешних и внутренних полей размагничивания, созданных индукцией B_{tr} , исследования проводились следующим образом. Датчик Холла помещался в зазор (высотой 0.8 мм) между исследуемым образцом и соосно приложенным к нему аналогичным образцом, вырезанным из той же заготовки. Путем перемещения составного образца по отношению к датчику Холла измерялась зависимость $B_{\text{tr}}(r)$. Как видно из рис. 2, *a*, граница применимости модели Бина ограничивается полем 65 Ое, которое примерно соответствует первому критическому полю проникновения магнитного потока в кристаллиты. Кривая на рис. 2, *b* отчетливо демонстрирует появление монодоменов размером $\sim 3\text{--}4 \text{ mm}$. Как видно из рис. 2, *c*, из-за малых размеров кристаллитов образца № 3 по сравнению с размером рабочей поверхности датчика Холла особенности в этом случае не обнаруживаются. Ранее результаты, аналогичные приведенным на рис. 2, *a* и *c*, были продемонстрированы для нетекстурированных поликристаллических ВТСП, полученных по другой технологии (см. рис. 2 в работе [38]). Аналогичные результаты, полученные для пленки (рис. 2, *d*), показывают, что в сильных (с учетом размагничивающего фактора пленки) магнитных полях пленка также распадается на кристаллиты с размерами меньше рабочей поверхности датчика Холла. Критический ток, измеряемый по четырехзондовой схеме на мостиках, для квазиоднокристаллических и нетекстурированных поликристаллических

YBCO-образцов при $T = 77.4 \text{ K}$ в поле Земли составил $\sim 5.7 \cdot 10^3$ и $\sim 10^2 \text{ A/cm}^2$ соответственно. На поверхности монодоменов квазиоднокристаллического YBCO наблюдались двойниковые границы. Критический ток, измеренный по четырехзондовой схеме на мостике, изготовленном из монодомена, составил $\sim 6 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ при 77.4 К в поле Земли. Анизотропия сопротивления, измеренная на поверхности монодомена, составила ~ 3 , что указывает на малое число двойниковых границ в монодомене. Температура начала и ширина сверхпроводящего перехода (T_c и ΔT_c) образца, находящегося внутри микросолоноида ($l \approx 330 \text{ mH}$), измерялись резонансным измерителем индуктивности l в частотном диапазоне 110–155 kHz. Из температурной зависимости индуктивности $l(T)$ для эпитаксиальной пленки были получены $T_c \approx 92 \text{ K}$ и $\Delta T_c \approx 0.6 \text{ K}$. Для образцов № 2 и 3 были найдены следующие значения: $T_c \approx 92 \text{ K}$ и $\Delta T_c \approx 1$ и 4 К соответственно.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Захват магнитного потока в осциллирующем магнитном поле. На рис. 3 приведены магнитополевые зависимости плотности захваченного магнитного потока $B_{\text{tr}}(H_0)$. Как видно из рис. 3, *a, b* (кривые 1), с ростом поля зависимости $B_{\text{tr}}(H_0)$ имеют максимум. При обратном ступенчатом уменьшении поля от его максимального значения (кривые 2) до определенной точки необратимости Q зависимости повторяют первоначальные кривые 1 и только после точки необратимости расходятся. Именно кривые 2 монотонно растут, достигая насыщения. Дальнейшее многократное повторение циклов увеличения и уменьшения внешнего поля не приводит к изменению характера кривых 2. Как видно из рис. 3, *c*, при захвате в однородном поле кривая 1 с увеличением поля плавно растет, достигая области насыщения. При уменьшении внешнего поля (кривая 2) образец запоминает максимальное значение B_{tr} , достигнутое на кривой 1.

На рис. 4 приведены магнитополевые зависимости B_{tr} для образца № 3 (*a*) и для образца № 1 при измерении в точке, смещенной на 2 мм от геометрической оси пленки (*b*). На рис. 4, *c* в увеличенном масштабе показан фрагмент рис. 4, *b*. Из сравнения кривых, приведенных на рис. 3, *a, b* и 4, *a*, видно, что с ухудшением качества образцов точка необратимости все ближе подходит к точке максимума, а кривая 2 выше точки необратимости все сильнее „размазывается“ при циклировании внешнего поля. Как видно из рис. 4, *b* и *c*, как при росте, так и при уменьшении поля на кривых 1 и 2 отчетливо видны регулярные ступеньки через определенные интервалы внешнего поля. Сравнение рис. 4, *b* с представленной на рис. 3, *a* начальной частью зависимости $B_{\text{tr}}(H_0)$ связано в первую очередь с демонстрацией хорошей повторяемости кривой 2 для образца № 1 по сравнению с образцами № 2 и 3. Интересно также

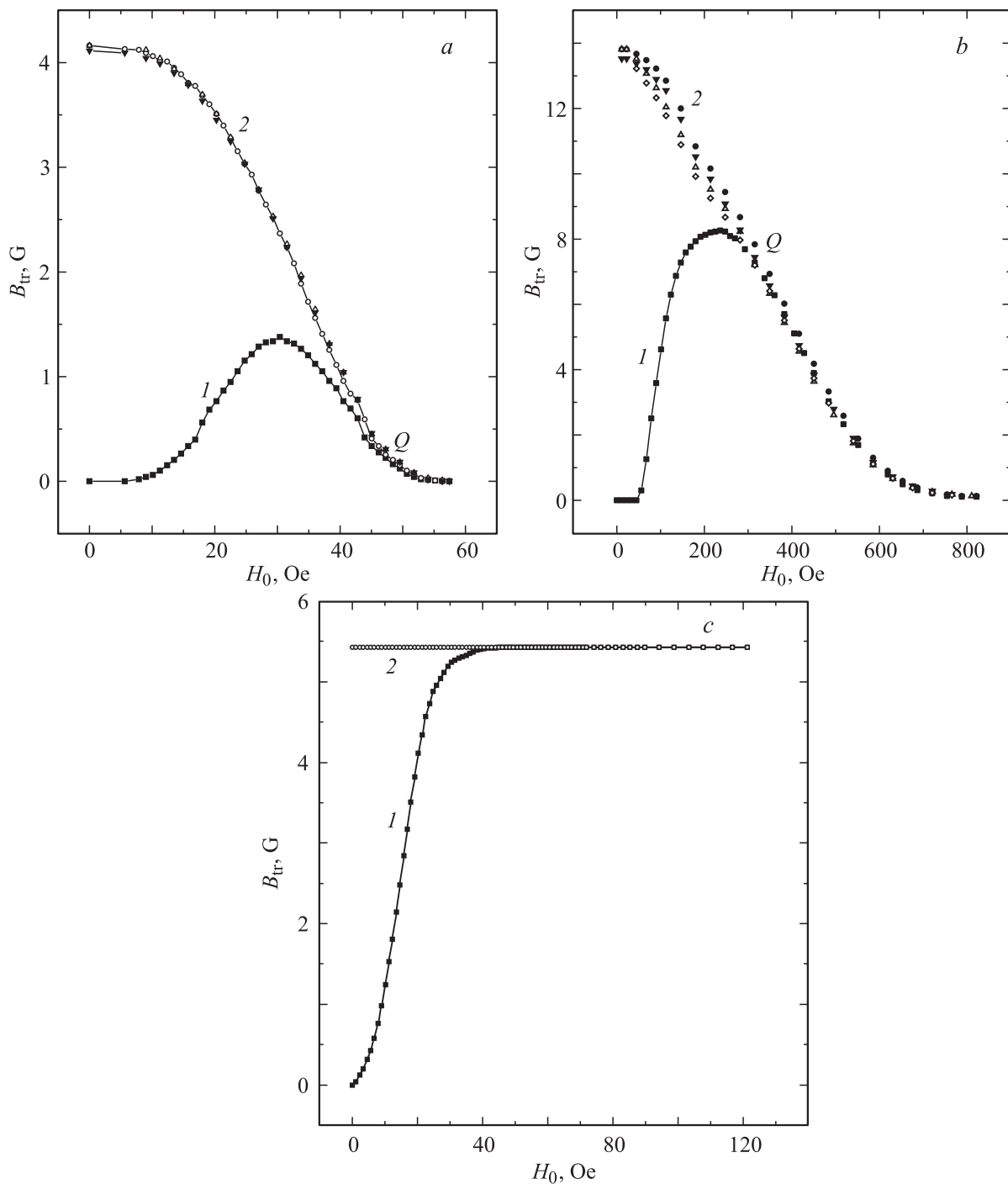


Рис. 3. Магнитополевые зависимости плотности захваченного магнитного потока B_{tr} . *a* — для образца № 1, *b* — для образца № 2. *c* — для образца № 1 при измерении в обычном режиме ZFCMFA. Кривые 1 получены в режиме увеличения, кривые 2 — в режиме уменьшения поля. Различные символы (кривые 2) соответствуют циклированию магнитного поля.

сопоставить результаты для точки на геометрической оси пленки и точки, смещенной от оси на 2 mm. Как видно из рис. 3, *a* и рис. 4, *b*, для области слабых полей результаты количественно различаются. Эти различия могут быть связаны как с более сильным проявлением полей размагничивания, так и с микроструктурой пленки и не являются экспериментальной ошибкой, так как

в противном случае на зависимостях $B_{tr}(H_0)$ обнаруживались бы ступени независимо от микроструктуры образцов. Следует отметить, что в области сильных полей зависимости $B_{tr}(H_0)$ для обеих точек аналогичны. Для уточнения количественного различия в значениях Q и ходе кривых 1 и 2 (рис. 3, *a* и рис. 4, *b*) были измерены зависимости $B_{tr}(H_0)$ и $B_{tr}(r)$ с помощью датчиков Холла

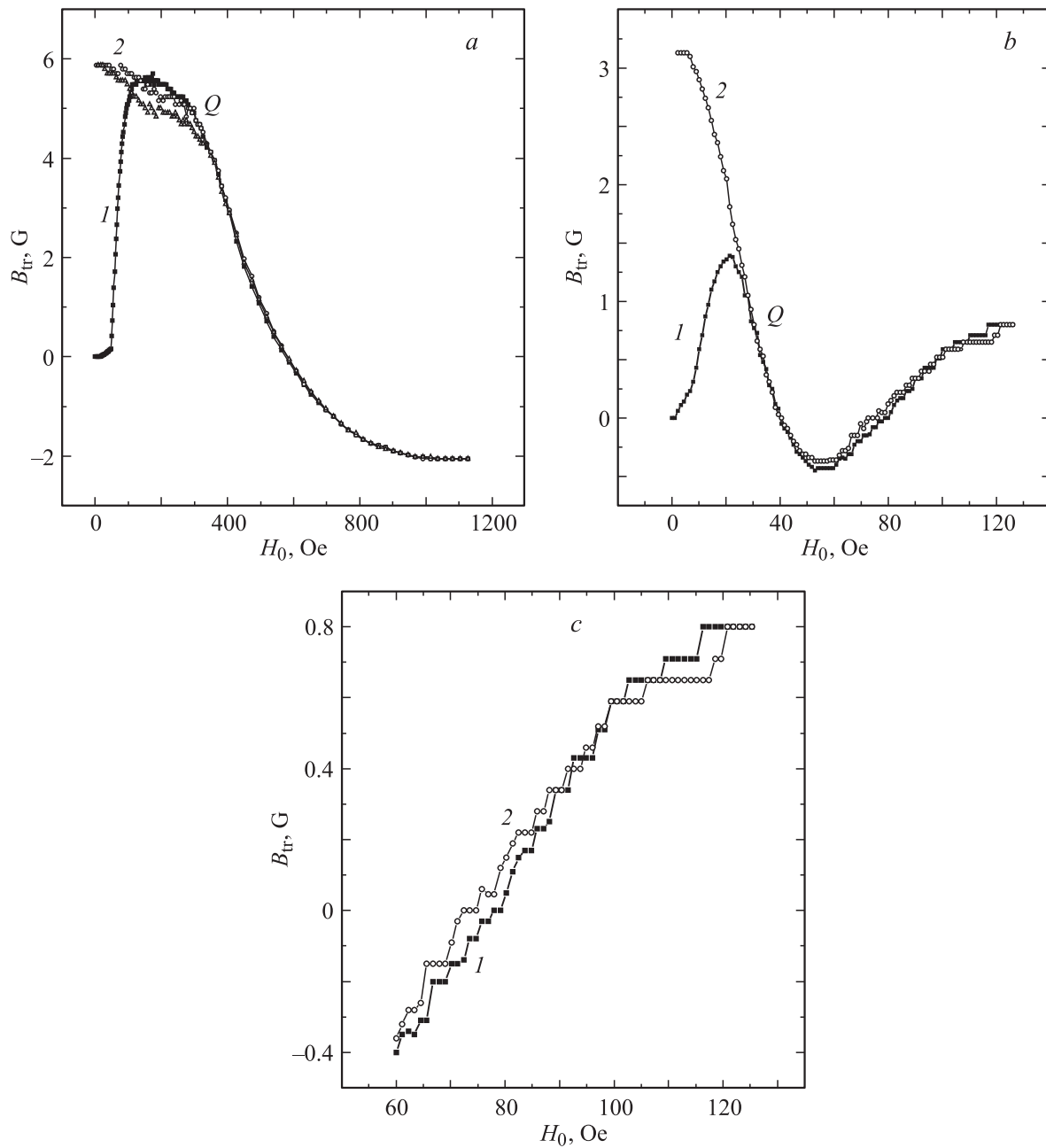


Рис. 4. Магнитополевые зависимости B_{tr} . *a* — для образца №3, *b* — для образца №1 при измерении в точке, смещенной на 2 mm от геометрической оси пленки. *c* — фрагмент части *b* в увеличенном масштабе. Обозначение кривых то же, что на рис. 3.

с разными размерами рабочей поверхности ($50 \times 50 \mu\text{m}$, $150 \times 450 \mu\text{m}$ и $0.5 \times 1.5 \text{ mm}$). Было обнаружено количественное различие в показаниях датчиков, при этом с увеличением размера датчика Холла разница в показаниях возрастала. Между тем измеренные обычным способом зависимости $B_{tr}(r)$ и $B_{tr}(H_0)$ не испытывали влияния размера рабочей поверхности датчика Холла, что исключает влияние внешних и внутренних полей размагничивания на результаты. Таким образом, полученные результаты отчетливо демонстрируют, что обнаруженные количественные различия в положении точек Q и

кривых 1 и 2 (рис. 3, *a* и рис. 4, *b*) связаны с увеличением пространственного разброса локальных характеристик образца из-за отсутствия дальнего порядка в пленке. Итак, поле $H(t)$ усиливает проявление незначительного пространственного разброса локальных характеристик образца. „Размазывание“ кривых 2 (рис. 3, *b* и 4, *a*) при циклировании внешнего поля вызвано увеличением разупорядоченности кристаллитов и разброса параметров межкристаллитных слабых связей из-за ухудшения качества образцов [39]. Следует отметить, что нами также были проведены исследования на поликристалли-

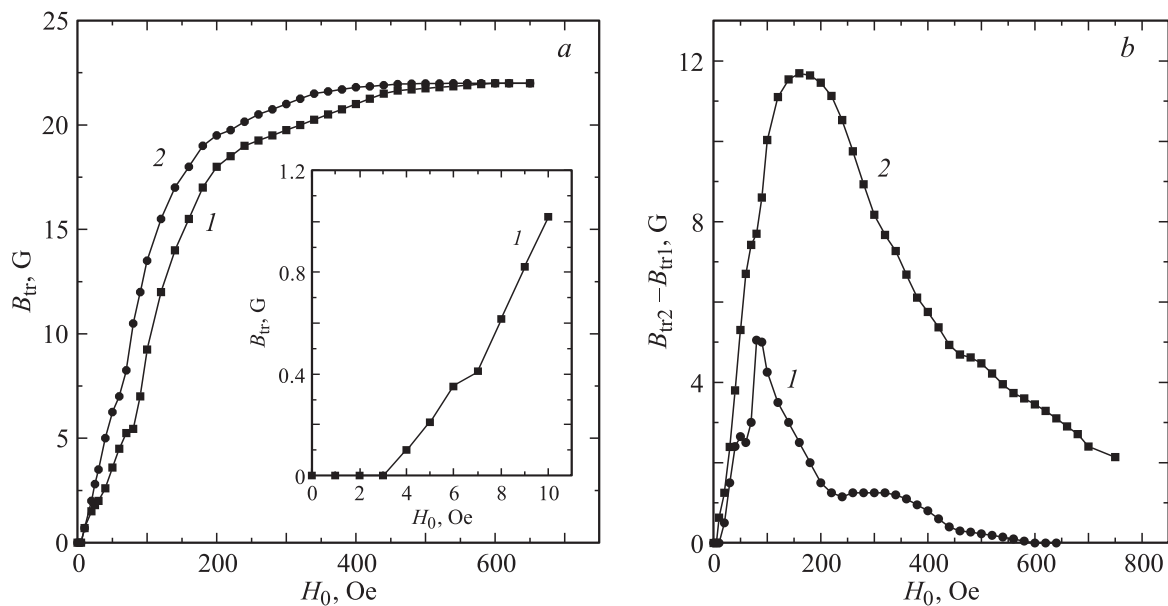


Рис. 5. Типичные магнитопольевые зависимости B_{tr} (a) и разности плотностей захваченных магнитных потоков $B_{tr2} - B_{tr1}$ (b) для образца № 2. На части a кривая 1 измерена в режиме ZFC, кривая 2 — в режиме ZFCMEA. На вставке показан фрагмент кривой 1. На части b кривая 1 представляет разность кривых 1 и 2, показанных на части a, кривая 2 соответствует образцу № 3 и приведена для сравнения.

ческих пленках с разветвленной сетью слабых связей. В отличие от случая массивных поликристаллических образцов на полученных зависимостях $B_{tr}(H_0)$ были отчетливо видны ступеньки, однако фронты ступенек были шире и „размазаны“ по сравнению с аналогичными ступеньками для эпитаксиальных квазиоднокристаллических пленок. Приведенные на рис. 3, 4 результаты качественно не изменились в частотном диапазоне 0.1–2 kHz при радиальном перемещении образца по отношению к датчику Холла. Оценка для эпитаксиальной пленки № 1 показала, что $B_{tr}^{\max}(0) = J_c d \approx 200$ G (d — толщина пленки). Полученное значение сильно расходится с экспериментальным результатом для $B_{tr}^{\max}(0) \approx 5.5$ G (рис. 3, c). Это показывает, что вопреки результатам транспортных измерений и показаниям рентгеновского дифрактометра и электронного растрового микроскопа в сильных магнитных полях границы двойникования в исследованной эпитаксиальной пленке ведут себя аналогично слабым связям в поликристаллических пленках. Учитывая более яркое проявление ступенек с ростом поля и увеличение интервала между ступеньками, можно также предположить, что при отсутствии магнитного поля или в слабом магнитном поле более короткие границы двойникования, расположенные существенно ближе друг к другу, замаскированы. Именно это является причиной их необнаружения с помощью микроскопов. Исходя из изложенного выше, можно предположить, что хотя повышение качества образцов приводит к уменьшению числа границ двойникования, тем не менее их достаточно много и они существенно влияют на физические процессы, происходящие в ВТСП.

Таким образом, как видно из полученных результатов, по сравнению с традиционными методами предложенная методика демонстрирует повышенную разрешающую способность и высокую чувствительность к незначительным пространственным разбросам локальных характеристик образца. Сравнение рис. 3 и 4 показывает, что методика позволяет получать качественно новые результаты для образцов с разной микроструктурой:

- в отличие от результатов традиционных методик при росте поля зависимость $B_{tr}(H_0)$ не выходит на насыщение, а проходит через максимум;
- при уменьшении поля зависимость $B_{tr}(H_0)$ не „запоминает“ достигнутое при росте поля максимальное значение, а демонстрирует сильный гистерезис;
- при дальнейшем циклировании по полю зависимость $B_{tr}(H_0)$ демонстрирует полную обратимость (отсутствие гистерезиса);
- кривые $B_{tr}(H_0)$ имеют „ступенчатый“ характер.

3.2. Захват магнитного потока в однородном магнитном поле. На рис. 5 для образца № 2 приведены типичные зависимости $B_{tr}(H_0)$ и разности плотностей захваченных магнитных потоков $B_{tr2} - B_{tr1}$ от H_0 . Как показано в [18], зависимость $B_{tr2} - B_{tr1}$ от поля H_0 пропорциональна зависимости $n_{eff}(H_0)$. Кривая 1 на рис. 5, b позволяет четко выявить величины следующих характерных полей: первого критического поля междоменной среды $H_{c1J} \approx 3$ Oe, поля установления критического состояния междоменной среды $H_{cJ} \approx 50$ Oe, первого критического магнитного поля монодоменов $H_{c1g} \approx 65$ Oe, а также ряд значений кристаллитных и субкристаллитных первых критических

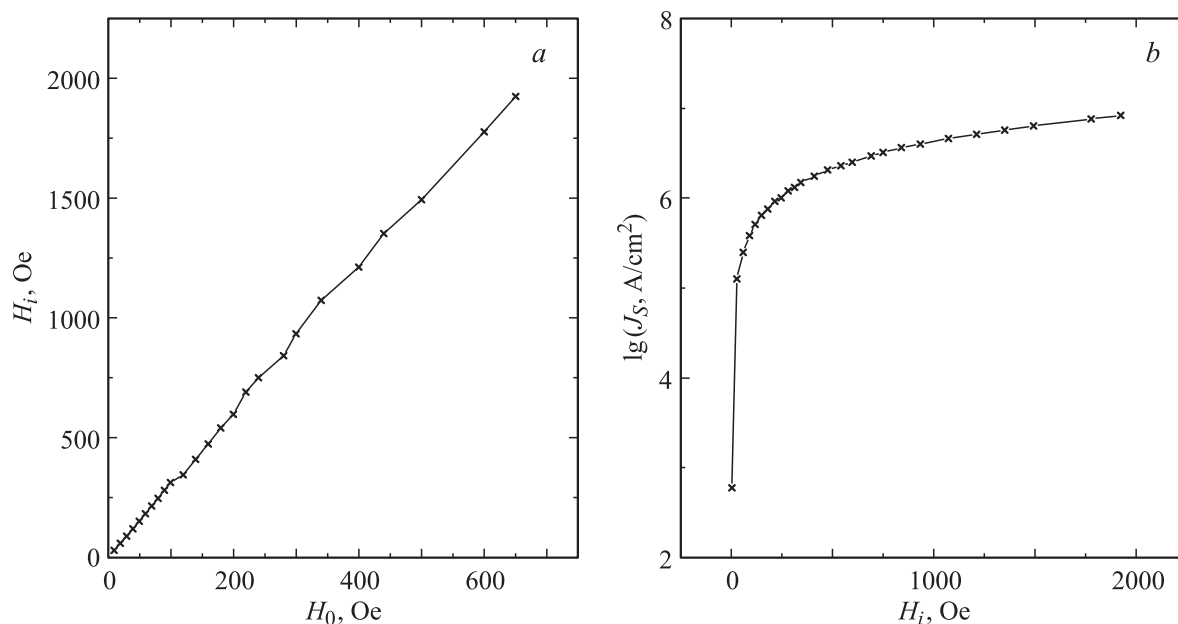


Рис. 6. Магнитополевые зависимости $H_i(H_0)$ (a) и $J_S(H_i)$ (b) для образца № 2.

магнитных полей ($\sim 240, 320, 460, 600, 650$ Oe и т.д.). Полученные значения H_{c1l} , H_{c1t} и H_{c1g} хорошо согласуются с литературными данными [40,41]. Можно видеть, что из рис. 5, a эти значения определить затруднительно. При вычитании кривых определяющими являются мейснеровские экранирующие токи. Когда функция распределения монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов по размерам имеет сильно выраженные максимумы, на магнитополевой зависимости эффективного размагничивающего фактора образца $n_{\text{eff}}(H_0)$ сильнее выделяются характерные поля (рис. 5, b, кривая 1), а когда функция распределения имеет плавный ход, характерные поля проявляются слабее (рис. 5, b, кривая 2).

На рис. 6, a для образца № 2 приведена магнитополевая зависимость H_i , рассчитанная по формуле $H_i = H_0 / (1 - n_{\text{eff}})$. Алгоритм расчета n_{eff} приведен в [18]. Известно, что при нулевой температуре критическое термодинамическое магнитное поле $H_c(0) \approx 1$ Т для массивного YBCO [9,42]. Подстановкой соответствующих величин в формулу [2]

$$H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^{1/2}] \quad (2)$$

для образца № 2 определим $H_c(77.4) \approx 2.8 \cdot 10^3$ Oe. Измеренному значению первого критического магнитного поля субкристаллитов 650 Oe соответствует расчетное значение термодинамического первого критического магнитного поля $H_{ic} \approx 2.82 \cdot 10^3$ Oe, что хорошо согласуется с оценочным значением.

Мейснеровские поверхностные токи можно определить с помощью выражения [43]

$$J_S = 10H_c / 4\pi\lambda. \quad (3)$$

Здесь λ — глубина проникновения магнитного поля в образец.

На рис. 6, b в полулогарифмическом масштабе приведена магнитополевая зависимость $J_S(H_i)$. Точки на кривой соответствуют значениям J_S , рассчитанным для характерных значений H_i , при которых на кривой I (рис. 5, b) появляются особенности. Как видно из рис. 6, b, мейснеровский экранирующий ток нелинейно зависит от поля. С ростом поля J_S меняется от значения $\sim 5.7 \cdot 10^3$ A/cm² для образца до $\sim 8.2 \cdot 10^7$ A/cm² для субкристаллитов, при этом кривая не выходит на насыщение, а продолжает слабо расти. Отсюда видно, что токи субкристаллитов в поле $H_c \approx 2.82 \cdot 10^3$ Oe более чем на два порядка превышают критический ток монодомена, измеренный четырехзондовым методом в поле Земли. Для образца № 2 при температуре 77.4 К ток распаривания J_c^{GL} найдем из формулы [43]

$$J_c^{\text{GL}}(T) = 10H_c[1 - (T/T_c)^{1/2}](3 \cdot 6^{1/2}\pi\lambda). \quad (4)$$

Сравнение оценочной величины $J_c^{\text{GL}}(77.4) \approx 1.91 \cdot 10^7$ A/cm² с измеренным значением $J_S \approx 8.2 \cdot 10^7$ A/cm² показывает, что с уменьшением размеров ток субкристаллитов существенно растет и в итоге превосходит ток распаривания Гинзбурга–Ландау J_c^{GL} . Подставляя значения J_{ci} и B_{ti} в выражения

$$F_p = (1/c)J_c B_{ti}, \quad (5)$$

$$f_p = (\Phi_0/c)J_c \quad (6)$$

(Φ_0 — квант магнитного потока, c — скорость света), определим объемную плотность силы пиннинга F_p и силу пиннинга, действующую на единицу длины вихря, f_p соответственно [22].

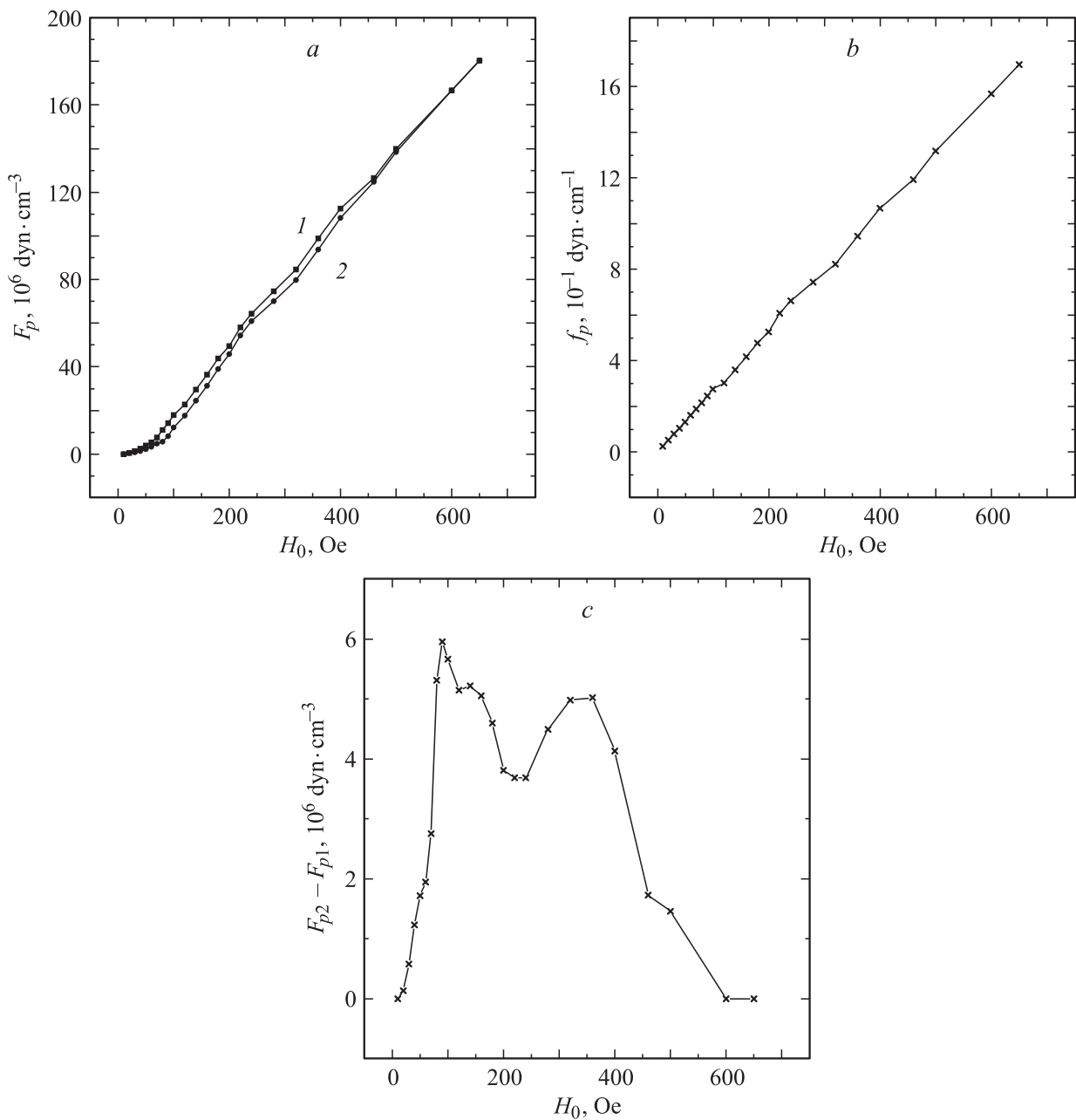


Рис. 7. Магнитополевые зависимости F_p (a), f_p (b) и $F_{p2} - F_{p1}$ (c) для образца №2. Кривая 1 соответствует режиму ZFC, кривая 2 — режиму ZFCMFA.

На рис. 7 для образца №2 приведены магнитополевые зависимости F_p , f_p и $F_{p2} - F_{p1}$. Как видно из рис. 7, c, зависимость $F_{p2} - F_{p1}$ от H_0 является немонотонной. Такое поведение кривых может быть связано как с анизотропией пиннинга на плоскостях двойниования [44,45], так и с пиннингом магнитного потока на других возможных дефектах структуры [8]. Линейный размер кристаллитов и субкристаллитов определим с помощью выражения

$$a_g = (\Phi_0/H_c)^{1/2}. \tag{7}$$

На рис. 8 для образца №2 приведена зависимость $a_g(H_i)$. Как видно, с ростом поля размеры субкристаллитов уменьшаются от ~ 0.84 до $\sim 0.1 \mu\text{m}$ (для наглядной демонстрации хода кривой начальные точки $\sim 3 \text{ nm}$ и $\sim 2.3 \mu\text{m}$, соответствующие размерам монодоменов и внутридоменных кристаллитов, не приведены). Уменьшение линейного размера субкристаллитов a_{gi} может в конце концов привести к образованию нанокристаллитов (междвойниковые домены) [8]. Энергии междоменных, межкристаллитных и межсубкристаллитных джозефсоновских переходов E_J и внутридоменную, внутрикри-

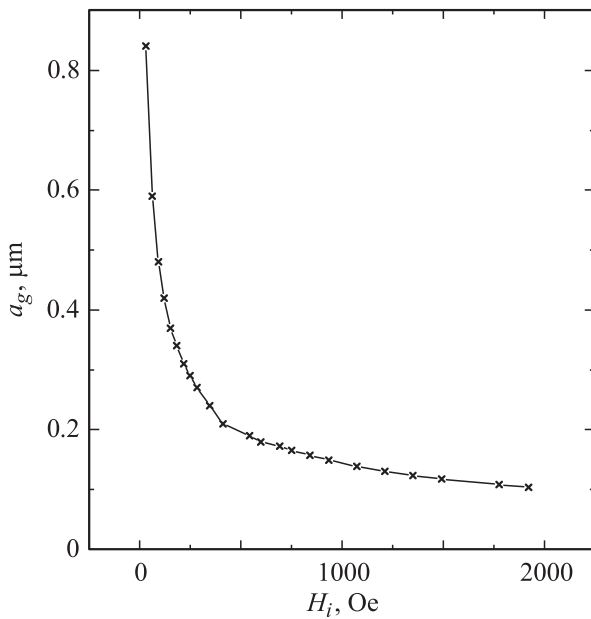


Рис. 8. Зависимость $a_g(H_i)$ для образца № 2.

сталлитную и внутрисубкристаллитную энергии конденсации E_g для полей H_{ic} и токов J_{ci} можно определить с помощью выражений [11,45]

$$E_J = J_c a_g^2 / 2e, \quad (8)$$

$$E_g = V_g H_{cg}^2 / 8\pi, \quad (9)$$

где $V_g = a_g^3$ — объем доменов или кристаллитов и субкристаллитов, e — заряд электрона.

На рис. 9 для образца № 2 приведены магнитопольевые зависимости E_J , E_g и E_J/E_g . Как видно из рис. 9, a , энергии джозефсоновских переходов, образованных на межкристаллитных и межсубкристаллитных плоскостях двойникования, существенно превосходят энергии междоменных джозефсоновских переходов, при этом с ростом поля энергии внутримономенных джозефсоновских переходов меняются незначительно. Однако, как видно из рис. 9, b , значения внутримономенных, внутрикристаллитных и внутрисубкристаллитных энергий конденсации с уменьшением размеров кристаллитов и субкристаллитов растут. Как видно из рис. 9, c , важнейший параметр такой многоуровневой магнитной системы E_J/E_g [11,42,46] с ростом поля уменьшается, при этом E_g более чем на три порядка превышает E_J . Очевидно, что из-за большого размагничивающего фактора пленки для составляющих ее доменов, кристаллитов и субкристаллитов характерные значения H_{ci} , J_{ci} , E_{Ji} , E_{gi} будут существенно превышать аналогичные значения для образца № 2.

4. Обсуждение результатов

Учитывая сходство результатов для исследованных эпитаксиальных и поликристаллических пленок, мас-

сивных текстурированных и нетекстурированных поликристаллических ВТСП-образцов, сравнительный анализ результатов проведем, опираясь на обширный материал, накопленный для образца № 2. Плотное расположение междоменных слабых связей широкого спектра джозефсоновской энергии и стеклообразность микроструктуры образца приводят к макроскопическому проникновению магнитного потока в него. Магнитный поток сначала проникает в междоменные слабые связи в виде гипервихрей [10] и после снятия поля захватывается в них. Затем с ростом поля поток в виде линейных цепочек джозефсоновских и абрикосовских вихрей проникает в монодомены и захватывается в них после снятия поля. Таким образом, зависимость $B_{tr}(H_0)$ монотонно растет, достигая максимума. Дальнейший рост внешнего поля постепенно приводит к проникновению вихрей в кристаллиты и субкристаллиты. Поскольку поля рассеяния захваченных вихрей существенно усиливаются полями размагничивания близлежащих монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов, их уровень становится достаточным для подавления токов междоменных слабых связей и замыкания вокруг монодоменов [18–20,47–49]. Это приводит к уменьшению размеров гипервихрей и среднего значения B_{tr} . По мере роста поля происходит увеличение плотности потока, направленного противоположно внешнему полю (спад кривой 1 на рис. 3, b). Изменения соотношения мейснеровская фаза–граница двойникования приводит не только к увеличению критических параметров кристаллитов и субкристаллитов, но и к более однородному распределению близких по величине сильных локальных полей между кристаллитами и между субкристаллитами. Уменьшение внешнего поля приводит к постепенной перестройке по полю вихрей, захваченных на границах двойникования, захвату джозефсоновских и абрикосовских вихрей на межсубкристаллитные и межкристаллитные плоскости двойникования. Это приводит к формированию в образце фазозависимых одинаково направленных вихревых массивов. Дальнейшее уменьшение поля приводит к постепенному объединению вихревых массивов, и зависимость $B_{tr}(H_0)$ растет, достигая области насыщения, когда вихревой массив занимает весь объем образца и поля рассеяния всех вихрей замыкаются вокруг образца. Последующее циклирование внешнего поля не приводит к изменению характера кривой 2 на рис. 3, b из-за повторения циклов постепенного подавления слабых связей полями рассеяния захваченных джозефсоновских и абрикосовских вихрей и дальнейшего переворачивания и захвата вихрей в слабых связях. Таким образом, при росте поля захваченный поток поэтапно переключается на центры с более сильным пиннингом, подавляя захваченный поток в центрах со слабым пиннингом. Об этом свидетельствовало постепенное уменьшение магнитной релаксации вплоть до полного ее исчезновения с ростом поля (релаксация измерялась по изменениям B_{tr} в течение 5 мин сразу после отключения тока соленоида). При уменьшении поля захваченный поток сохраняется на

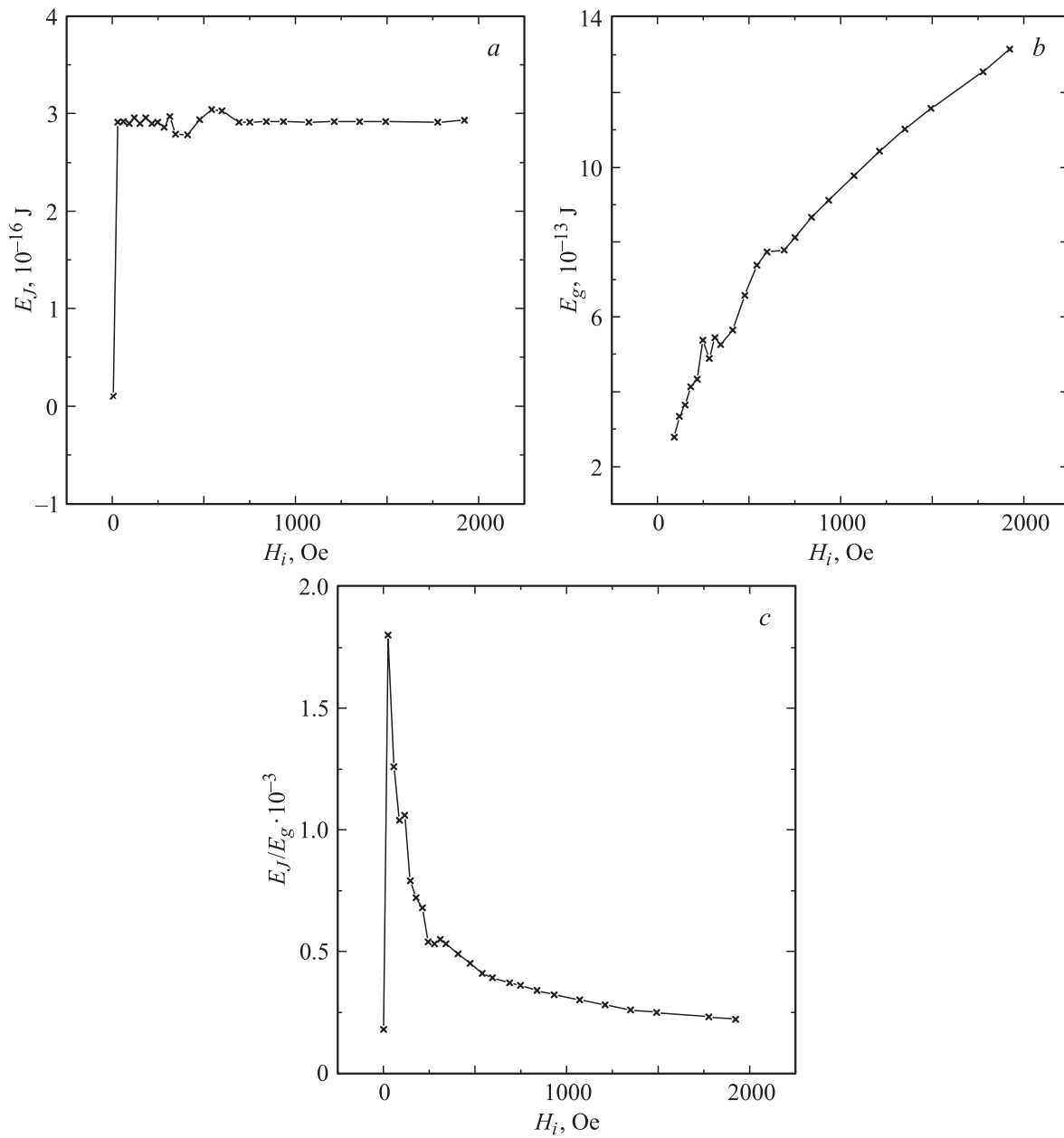


Рис. 9. Магнитопольевые зависимости E_J (a), E_g (b), E_J/E_g (c) для образца №2.

центрах с сильным пиннингом, и постепенно в захвате начинают участвовать центры со слабым пиннингом. Таким образом, с ростом внешнего поля граница раздела вихревых и мейснеровских областей постепенно сжимается вокруг зон с наиболее высокими критическими параметрами (H_{cli} , J_{ci} , T_{ci}), а при уменьшении поля заполняется пространство между этими зонами. Приведенное выше объяснение отчетливо демонстрирует, что циклирование поля приводит к взаимным переходам между гауссовским и дельтаобразным распределениям захваченного магнитного потока. В традиционных методиках как при росте, так и при уменьшении поля в захвате потока участвуют одновременно все центры пиннинга.

Сходство полученных результатов для образцов № 1–3 указывает на единый механизм проникновения (выхода), распределения и захвата магнитного потока в них. Рост поля только приводит к укорачиванию более длинных слабых связей и границ двойникования и трансформации пространственных масштабов джозефсоновских вихрей. С уменьшением размеров джозефсоновских вихрей они начинают „замечать“ близко расположенные короткие границы двойникования и мелкомасштабные структурные неоднородности образца. Точка необратимости Q определяет границу исчезновения гиперовихрей. Об этом свидетельствует смещение точки необратимости к точке максимума с ухудшением качества образцов, межкри-

сталлитные связи которых подавляются в более слабых полях. Таким образом, многофазность магнитного потока (состоящего из абрикосовских и джозефсоновских вихрей разных пространственных масштабов, а также нанодиполей вихрь–антивихрь [50], образованных разнонаправленными джозефсоновскими и абрикосовскими вихрями) и стеклообразность ВТСП приводят к возникновению в образце состояния сверхпроводящего стекла. Одновременное проникновение вихрей в монодомены, большое число более упорядоченных кристаллитов и субкристаллитов с близкими значениями размагничивающего фактора приводят к скачкам на зависимости $V_{tr}(H_0)$ (рис. 4, *b* и *c*). Поскольку с ростом внешнего поля в процессе участвует все большее число мелких кристаллитов и субкристаллитов, скачки на зависимостях становятся более ярко выраженными, а уменьшение размагничивающего фактора кристаллитов и субкристаллитов усложняет процесс проникновения в них поля и тем самым увеличивает интервал между ступеньками.

5. Заключение

Имеем следующий набор фактов:

— J_c увеличивается при уменьшении размеров монокристаллических образцов [1];

— H_{c1} больше в мелкозернистых керамиках и убывает с увеличением размеров зерен [51];

— длина когерентности ξ и глубина проникновения λ зависят от размера кристаллитов в мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [52]. Из полученных нами результатов следует, что стеклообразность микроструктуры ВТСП диктуется самой природой ВТСП, точнее, малой длиной когерентности. Обнаруженное экспериментальное значение J_c^{GL} субкристаллитов существенно превышает оценочное теоретическое значение. Однако остаются открытыми следующие вопросы.

1. Как меняются ширина и длина границ двойнирования с ростом поля?

2. Является ли эффективная длина когерентности ξ_{eff} нижним пределом размера субкристаллитов, при котором отсутствуют влияющие на J_c слабые связи?

3. Как меняется эффективная глубина проникновения λ_{eff} при переходе от больших к малым пространственным масштабам?

4. Как меняются размеры и энергия вихрей при переходе к наномасштабам?

Таким образом, усиление ближнего порядка с улучшением качества образцов, а также существенное превышение J_c монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов по сравнению с J_c для макроскопического образца приводят к качественному различию локальных и интегральных свойств ВТСП. Более подробное выяснение причин различия локальных и интегральных свойств ВТСП поможет в создании модели для адекватного описания физики ВТСП. Для выяснения механизмов протекания тока по токовым кластерам и протекания вихрей

по нормальным зонам целесообразно использовать не кластерную модель слабых связей [53,54], а блочную модель мейснеровских областей. Для учета трансформации топологии мейснеровских областей и эффектов множественности масштабов, а также расчета характеристик перколяционного перехода и критических показателей гораздо удобнее использовать ковер Серпинского с бесконечной разветвленностью — модифицированный двумерный аналог конторова множества [55–58].

Итак, разработан алгоритм экспериментального исследования практически не изученных для ВТСП вопросов. Предложена методика локального приближения для одновременного исследования кристаллографического и магнитного микросостояния сверхпроводников и изучения особенностей взаимодействия их кристаллографической и магнитной микроструктуры. Обнаружено, что изученные эпитаксиальные пленки, так же как и массивные и пленочные поликристаллические ВТСП, состоят из разных групп монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов с различными размагничивающими факторами. Получено подтверждение ранее сделанных выводов [18–20], что для уменьшения составляющей свободной энергии Гиббса, вызванной полями размагничивания, образцу выгодно распадаться на монодомены, кристаллиты и субкристаллиты. Установлено, что протяженные междоменные слабые связи широкого спектра джозефсоновской энергии и сильные поля размагничивания монодоменов позволяют слабым магнитным полям проникать в текстурированный поликристаллический ВТСП, образуя в нем гипервихри. Обнаружено, что многофазность магнитного потока и стеклообразность микроструктуры поликристаллического ВТСП-образца приводят к возникновению в нем состояния сверхпроводящего стекла на другой физической основе, чем в гранулированной модели стекла Эбнера–Штроуда [1,59,60]. Показано, что ВТСП являются совокупностью многоуровневых пространственно „разделенных“ токовыми кластерами взаимопроникающих магнитных подсистем с противоположно направленными магнитными моментами [61]. Измерены локальные критические токи и термодинамические первые критические магнитные поля монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов, а также междоменных, межкристаллитных, межсубкристаллитных и внутрисубкристаллитных слабых связей; энергии междоменных, межкристаллитных и межсубкристаллитных джозефсоновских переходов E_J ; энергии конденсации E_g в монодоменах, кристаллитах и субкристаллитах и силы пиннинга в них; линейные размеры монодоменов, кристаллитов и субкристаллитов. Обнаружено, что с ростом поля происходит резкий рост E_J при переходе из междоменного пространства внутрь монодомена, при этом E_J изменяется незначительно во внутримономерном пространстве, а E_g растет с уменьшением размеров двойников. Показано, что E_g превышает E_J более чем на три порядка во всем диапазоне изменения внешнего поля.

Комбинируя способы „однородное поле–локальная регистрация“, „локальное поле–локальная регистрация“, методику можно применять для исследования магнитного состояния (магнитной микроструктуры, магнитного момента, магнитной индукции, внутренних и внешних полей размагничивания, магнитной релаксации и других магнитных характеристик) ферромагнетиков, антиферромагнетиков, магнитных жидкостей и других физических объектов.

Автор выражает глубокую благодарность В.Н. Губанкову за проявленный интерес и ценные замечания.

Список литературы

- [1] А.П. Малоземофф. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М. Гинзберга. Мир, М. (1990). 543 с.
- [2] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, М. (2000). 402 с.
- [3] В.М. Пан. ФНТ **32**, 8/9, 1039 (2006).
- [4] A.S. Mel'nikov, Yu.N. Nozdrin, I.D. Tokman, P.P. Vyshe-slavtsev. Phys. Rev. B **58**, 11 672 (1998).
- [5] M.W. Rupich, U. Schoop, D.T. Verebelyi, C. Thiem, W. Zhang. IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 2, 2458 (2003).
- [6] M.S. Hatzistergos, H. Efstathiadis, E. Lifshin, A.E. Kaloyeros, J.L. Reeves, V. Selvamanicham, L.P. Allen, R. MacCrimmon. IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 2, 2470 (2003).
- [7] А.А.Жуков, В.В. Мошалков. СФХТ **4**, 850 (1991).
- [8] Е.З. Мейлихов. УФН **163**, 27 (1993).
- [9] Высокотемпературные сверхпроводники / Под ред. Д. Нелсона, М. Уиттингема, Т. Джорджа. Мир, М. (1988). 400 с.
- [10] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
- [11] J.R. Clem. Physica C **153–155**, 50 (1988).
- [12] G. Deutsher. Physica C **153–155**, 15 (1988).
- [13] Kh.R. Rostami. The 23rd Int. Conf. on Low Temperature Physics (LT-23). Program and Abstracts. Hiroshima, Japan (2002). P. 312.
- [14] Kh.R. Rostami. 20th Int. Conf. on Magnet Technology (MT-20). Program and Abstracts. Philadelphia, Pennsylvania, USA (2007). N 5105.
- [15] Kh.R. Rostami. 20th Int. Symp. on Superconductivity (ISS). Program and Abstracts. Tsukuba, Japan (2007). PCP-45, PCP-46. P. 77.
- [16] A. Sulpice, P. Lejay, R. Tournier, J. Chaussy. Europhys. Lett. **7**, 365 (1988).
- [17] S. Nakahara, T. Boone, M.F. Yan, G.J. Fisanick, D.W. Jonson, Jr. J. Appl. Phys. **63**, 451 (1988).
- [18] Х.Р. Ростами. ЖЭТФ **128**, 760 (2005).
- [19] Х.Р. Ростами. ЖЭТФ **134**, 716 (2008).
- [20] Kh.R. Rostami. Mod. Phys. B **23**, 4277 (2009).
- [21] В.Н. Губанков, Х.Р. Ростами. ФТТ **43**, 1168 (2001).
- [22] Х.Р. Ростами. ФНТ **27**, 103 (2001).
- [23] L.M. Fisher, A.V. Kalinov, L.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii. Phys. Rev. B **71**, 140 503 (2005).
- [24] D. Daghero, P. Mazzett, A. Stepanescu, A. Masoero. Phys. Rev. B **66**, 184 514 (2002).
- [25] D. Zola, M. Polichetti, C. Senatore, S. Pace. Phys. Rev. B **70**, 224 504 (2004).
- [26] Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, H. Kronmüller. Rep. Prog. Phys. **65**, 651 (2002).
- [27] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.В. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **53**, 865 (2011).
- [28] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **54**, 427 (2012).
- [29] Л.Я. Винников, Д.Э. Бойнагров, В.Н. Зверев, И.С. Вешунов, J. Karpinski. ЖЭТФ **136**, 331 (2009).
- [30] А.А. Картамышев, Е.П. Красноперов, Ю.Д. Куроедов, О.Л. Полушенко, Н.А. Нижельский. Письма в ЖТФ **35**, 17, 26 (2009).
- [31] В.Н. Забенкин, Л.А. Аксельрод, А.А. Воробьев, Г.П. Гордеев, С.А. Чуринов. Письма в ЖЭТФ **70**, 771 (1999).
- [32] Kh.R. Rostami. 4th Int. Conf. on Magnetoscience (ICMS-2011). Shanghai & Xi'an, China (2011); www.mag-sci2011.com
- [33] Х.Р. Ростами. ПТЭ **6**, 95 (2004).
- [34] С.Р. Ван. Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [35] М.С. Афанасьев, А.Н. Базлов, В.Н. Губанков, И.М. Котелянский, В.А. Шахун. Радиотехника **10**, 88 (2005).
- [36] П.Б. Можяев, Г.А. Овсянников, А. Кюле, Й.Л. Сков, П. Бодин. СФХТ **8**, 288 (1995).
- [37] T. Scherer, P. Marienhoff, R. Herwig, N. Neuhaus, W. Jutzi. Physica C **197**, 79 (1992).
- [38] Х.Р. Ростами, В.В. Манторов, В.И. Омельченко. ФНТ **22**, 736 (1996).
- [39] H. Hilgenkamp, J. Mannhart. Rev. Mod. Phys. **74**, 485 (2002).
- [40] Cao Xiaowen, Han Guchang, Zhang Tingyu. Mod. Phys. Lett. B **1**, 9–10, 383 (1988).
- [41] H. Dersch, G. Blatter. Phys. Rev. B **38**, 11 391 (1988).
- [42] Е.З. Мейлихов. СФХТ **2**, 5 (1989).
- [43] М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. Атомиздат, М. (1980). 310 с.
- [44] Л.Я. Винников, И.В. Григорьева, Л.А. Гуревич, А.Е. Кошелев. СФХТ **3**, 1434 (1990).
- [45] W.K. Kwok, U. Welp, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort, R. Hulscher, J.Z. Liu. Phys. Rev. Lett. **64**, 966 (1990).
- [46] А. Бароне, Дж. Патерно. Эффект Джозефсона. Физика и применения. Мир, М. (1984). 640 с.
- [47] Kh.R. Rostami. 25th Int. Conf. on Low Temperature Physics (LT-25). Program and Abstracts. Leiden, Netherlands (2008). P. 45.
- [48] А. Кемпбелл, Дж. Иветс. Критические токи в сверхпроводниках. Мир, М. (1975). 332 с.
- [49] В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко, Ю.А. Осипьян, А.А. Полянский, Р.Л. Прозоров. СФХТ **5**, 1637 (1992).
- [50] В.Ф. Хирный, А.А. Козловский. УФН **174**, 285 (2004).
- [51] А.С. Красильников, Л.Г. Мамсурова, К.К. Пухов, Н.Г. Трусевич, Л.Г. Щербакова. ЖЭТФ **109**, 1006 (1996).
- [52] А.М. Балагуров, Л.Г. Мамсурова, И.А. Бобриков, То Тхань Лоан, В.Ю. Помякушин, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, А.А. Вишнев. ЖЭТФ **141**, 1144 (2012).
- [53] А.И. Олемской, А.Я. Флат. УФН **163**, 1 (1993).
- [54] Y.I. Kuzmin. Low Temp. Phys. **130**, 3/4, 261 (2003).
- [55] А.Н. Герега, Н.Г. Дрик, А.П. Угольников. УФН **182**, 5, 555 (2012).
- [56] С.В. Божокин, Д.А. Паршин. Фракталы и мультифракталы. РХД, Ижевск (2001). 128 с.
- [57] И.М. Соколов. УФН **150**, 221 (1986).
- [58] D. Ben-Avraham, S. Havlin, D. Movshovitz. Phil. Mag. B **50**, 297 (1984).
- [59] C. Ebner, D. Stroud. Phys. Rev. B **31**, 165 (1985).
- [60] G. Deutcher, K.A. Muller. Phys. Rev. Lett. **59**, 1745 (1987).
- [61] Г.Л. Дорофеев, Ю.Д. Куроедов, С.В. Фролов. СФХТ **4**, 737 (1991).