

Осцилляционная дифференциальная методика локального приближения для анализа физических процессов в интерфейсе между вихревыми и мейснеровскими областями в сверхпроводниках

Х. Р. Ростами¹⁾

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

Поступила в редакцию 26 апреля 2017 г.

После переработки 15 мая 2017 г.

Разработана “дифференциальная” методика локальной диагностики сверхпроводников. На магнито-полевых зависимостях плотности захваченного магнитного потока $B_{tr}(H_0)$ и эффективного размагничивающего фактора $n_{eff}(H_0)$ массивных и пленочных YBCO образцов через определенные интервалы внешнего поля обнаружены регулярные ступеньки одинаковой высоты. Показано, что в сильных магнитных полях образец скачкообразно “распадается” на субкристаллиты и нанокристаллиты размером существенно меньше глубины проникновения магнитного поля λ .

DOI: 10.7868/S0370274X17120098

Введение. Возможность одновременного исследования физических процессов вблизи и на границе раздела вихревых и мейснеровских областей (ГРВМО) и определение поперечных размеров монодоменов, кристаллитов, субкристаллитов и нанокристаллитов (двойниковых доменов) высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) являются одной из центральных задач физики ВТСП во многих странах мира. Она лежит в основе разработки сверхпроводников с плотностью критического тока J_c , близкой к критическому току распаривания Гинзбурга–Ландау J_c^{GL} [1–4]. Задача весьма важная как для физики, так и для электроники [5], электро- [6] и магнитоэнергетики [7, 8]. В этой связи представляет интерес разработка методики прецизионных магнитных измерений на монокристаллах и эпитаксиальных пленках ВТСП при одновременном контроле периода двойниковой структуры.

Методика. В [4, 9] описаны осцилляционная методика локального приближения и полученные с ее помощью результаты. В этой методике для регистрации захваченного магнитного потока (ЗМП) только от переднего фронта магнитного поля параллельно медному соленоиду (с индуктивностью $L \approx 7.6$ Гн и с остаточным активным сопротивлением обмотки $R \approx 85.9$ Ом при $T = 77.4$ К), создающему внешнее поле, включали емкость $C = 0.05$ мкФ. После подачи на образованный LC -контур импульса постоянного напряжения в соленоиде возникало переменное затуха-

ющее магнитное поле $H(t) = H_0 \exp(-\beta t) \cos \Omega t$ с коэффициентом затухания $\beta = R/(2L) \approx 5.6 \text{ с}^{-1}$ и собственной частотой контура $\omega/2\pi = 1/2\pi[(1/(LC) - \beta^2)]^{1/2} \approx 1.6$ кГц. Поскольку в такой схеме амплитуда колебаний магнитного поля экспоненциально затухает, захват потока от переменного поля уже не происходит, а фиксируется только захват от начальной амплитуды H_0 .

В данной работе мы хотим обратить внимание на другой практический важный аспект данной методики. Затухающее магнитное поле создает бегущую волну, которая взаимодействует с образованными L , C , R контурами взаимодействующих слабых джоуфсоновских связей [10]. Между тем, как известно [11], любую пространственную характеристику кристалла можно записать в виде суммы компонент в фурье-пространстве, или в обратном пространстве. Векторы в обратном пространстве имеют длину ℓ^{-1} . Для ВТСП ℓ – расстояние между границами двойникового (ГД). Векторы обратного пространства можно сопоставить с волновыми векторами возбуждений. Следовательно, мгновенное значение амплитуды волны, распространяющейся со скоростью v и имеющей частоту f , можно записать в виде

$$A = A_0 \exp[2\pi i f(x/v - t)].$$

В трехмерном пространстве амплитуду волны можно выразить через волновой вектор

$$A = A_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)],$$

¹⁾e-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

где \mathbf{k} – волновой вектор, $|\mathbf{k}| = \omega/v$, угловая частота $\omega = 2\pi f$, \mathbf{r} – радиус-вектор. Для переменного затухающего магнитного поля $A_0 = H_0 \exp(-\beta t)$.

Детали эксперимента. Исследование магнитополевых зависимостей плотности ЗМП $B_{tr}(H_0)$ и эффективного размагничивающего фактора образца $n_{eff}(H_0)$ с помощью предложенной методики проводили в режимах ZFC (zero field cooling) и ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) [3, 4]. В режиме ZFC подача ступенчатого магнитного поля обеспечивала непосредственное взаимодействие магнитного поля с образцом, находящимся в мейснеровском состоянии, и тем самым позволяла исследовать макроскопические свойства образца. Режим ZFCMFA позволяет, кроме макроскопических свойств ВТСП, изучить также физические процессы внутри образца. “Перемещением” ГРВМО по объему образца можно одновременно исследовать магнитную и кристаллическую микроструктуры образца и подробно анализировать взаимодействие этих микроструктур. Указанное обстоятельство позволяет раздельно исследовать магнитное состояние локальных областей образца с близкими критическими параметрами, производить локальный захват и изменять топологию ЗМП (подробнее см. [4]).

Таким образом, по сравнению с интегральными методами, создается возможность исследовать с повышенной разрешающей способностью не только макроскопические, но и локальные характеристики сверхпроводников. В частности, это позволит установить подробную картину промежуточного состояния в сверхпроводниках I рода и смешанного состояния сверхпроводников II рода.

Для упрощения процедуры анализа полученных результатов высоту ступеней монотонно увеличивали шаг за шагом на $\Delta H_0 = 10 \text{ Э}$. После достижения максимально возможного или желаемого значения $H_0 \sim 1.3 \text{ кЭ}$ магнитное поле с таким же шагом уменьшали. С целью плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым после каждого цикла измерений высоту ступенек поля H_0 постепенно уменьшали от $\Delta H_0 = 50 \text{ Э}$ до минимальной $\Delta H_0 = 1 \text{ Э}$, при этом после каждого цикла измерений образец нагревали до температуры выше T_c и заново охлаждали до $T = 77.4 \text{ К}$.

Так как поле проникает в образец в областях, где $H_0 \geq H_{c1}$, то ГРВМО с ростом поля постепенно сжимается вокруг зон с наиболее высокими критическими параметрами (H_{c1i} , J_{ci} , T_{ci}). Из-за того, что на образец действовал только передний фронт ступени H_0 , с помощью первоначального задания, а затем последовательного суммирования ступенек

с заранее определенными H_0 , создавалась возможность сначала фиксировать, а затем передвигать и следить за движением ГРВМО вглубь образца (и образующих его частей) и обратно. Точность выделения ГРВМО повышается с применением процедуры дифференцирования, а именно путем вычитания значения B_{tr1} , измеренного в режиме ZFC, из B_{tr2} , измеренного в режиме ZFCMFA. Зависимость $B_{tr}(H_0)$ измеряли при температуре жидкого азота преобразователем Холла (ПХ) с размерами рабочей области $100 \times 50 \text{ мкм}$ и коэффициентом преобразования $\approx 200 \text{ мкВ} \cdot \text{мТл}^{-1}$. Установка позволяла регистрировать сигнал ПХ с чувствительностью $\approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ Гс}$ и перемещать ПХ от центра к периферии образца [9, 12]. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца. Компонента поля Земли компенсировалась катушкой, коаксиальной соленоиду, задающему внешнее магнитное поле. В измерениях использовали эпитаксиальные пленки с осью c , перпендикулярной плоскости подложки NdGaO_3 (110), и массивные текстурированные образцы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO); все они имели форму диска диаметром $D \sim 8 \text{ мм}$ и толщиной $h \sim 0.4\text{--}1.0 \text{ мкм}$ (пленки) и $h \sim 0.7 \text{ мм}$ (массивные образцы). Критическую температуру $T_c \approx 92 \text{ К}$ и ширину сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx 0.6\text{--}1 \text{ К}$ измеряли индуктивным методом.

Результаты и обсуждение. На рис. 1 приведены типичные зависимости $B_{tr}(H_0)$ для эпитаксиальной пленки (образец #1 $h \sim 0.4 \text{ мкм}$, образец #2 $h \sim 0.5 \text{ мкм}$) и для массивного образца #3 $h \sim 0.7 \text{ мм}$. На рис. 1с в увеличенном масштабе показана хвостовая часть рис. 1b. Зависимости, изображенные на рис. 1а, b, d (кривая 2), измерены в режиме ZFCMFA. Кривая 1 на рис. 1d измерена в режиме ZFC. На вставке рис. 1с приведена прецизионная картина области скачка, полученная путем разворачивания поля вокруг скачка с более мелким шагом. Для всех скачков переход происходил примерно с одинаково высокой резкостью. Кривая 1 получена при росте поля, кривая 2 – при его спаде. Как следует из рис. 1, в отличие от интегральных методов, предложенная в [4] осцилляционная методика локального приближения позволила наблюдать регулярные ступеньки на зависимости $B_{tr}(H_0)$ только для пленочных образцов.

Для массивного образца ступенчатую структуру удается выявить, получив зависимость разности плотностей ЗМП $B_{tr2} - B_{tr1}$ от H_0 (рис. 2). Зависимость на рис. 2 получена вычитанием кривой 1 из кривой 2 (см. рис. 1d). Дифференцирование позволяет исключить влияние поверхностного барьера,

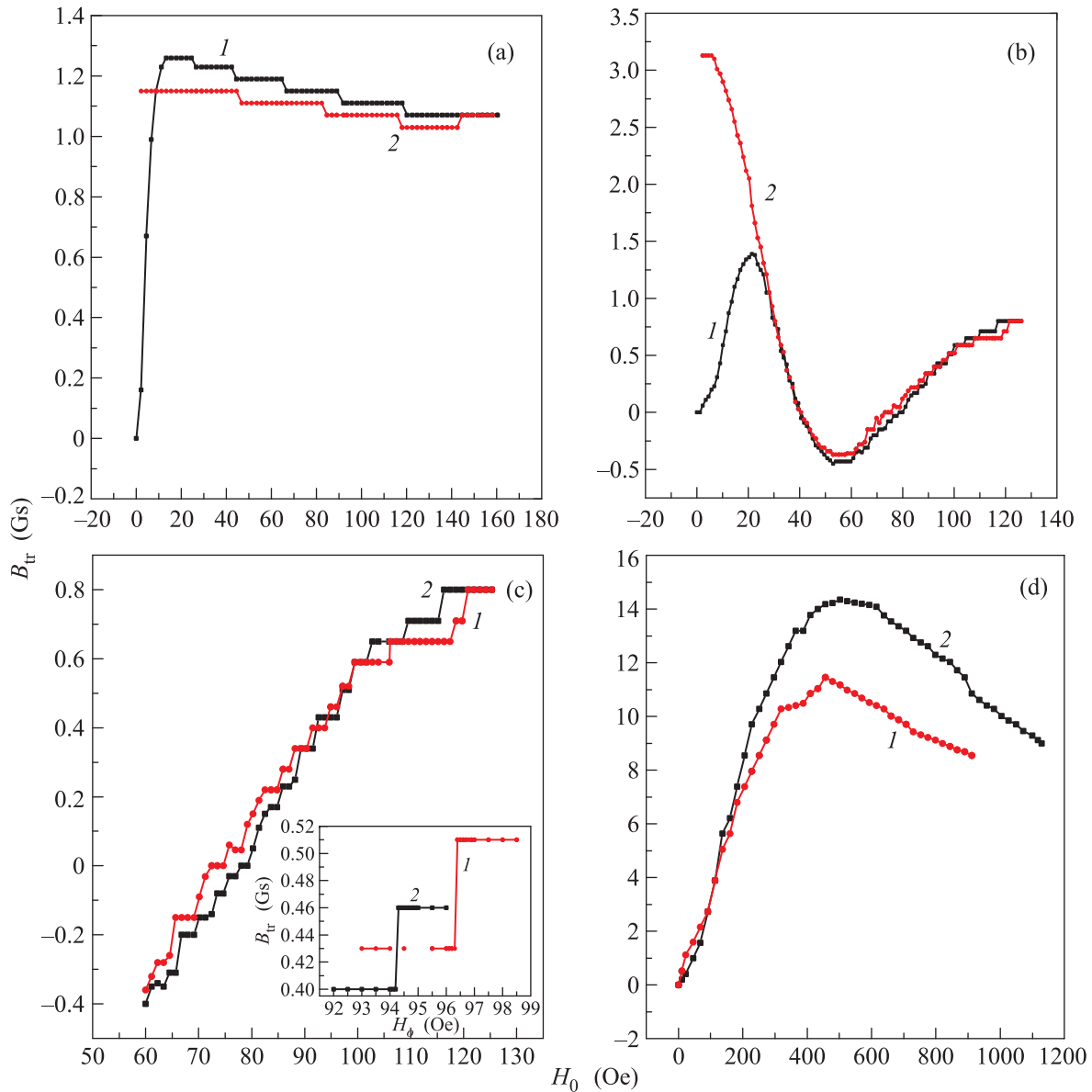


Рис. 1. (Цветной онлайн) Магнитополевые зависимости плотности захваченного магнитного потока $B_{tr}(H_0)$ для эпитаксиальной пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. (а) – Образец # 1, диаметр $D \sim 8$ мм, толщина $h \sim 0.4$ мкм. (б) – Образец # 2, $D \sim 8$ мм, $h \sim 0.5$ мкм (кривая 1 – прямой ход, кривая 2 – обратный ход). (с) – Хвостовая часть (б) в увеличенном масштабе. (д) – Массивный образец $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (# 3), $D \sim 8$ мм, $h \sim 0.7$ мм (кривая 1 – режим ZFC, кривая 2 – режим ZFCMF.) На вставке рис. 1с приведена прецизионная картина области скачка: кривая 1 при росте поля и кривая 2 при его спаде. Температура 77.4 К

краевого и объемного пиннингов, а также внутренних и внешних полей размагничивания на результаты измерений. Этим способом можно существенно сузить ширину δ -подобного распределения ЗМП и с более высокой точностью выделить составляющие, связанные с мейснеровскими экранирующими токами образца и ее составных частей. Локальные магнитные поля, созданные с помощью ферромагнитных частиц [13] или с помощью магнитных концен-

траторов [14], имеют гауссовское распределение (анализ см. в [15]). Как показано в [3], указанная зависимость пропорциональна зависимости эффективно размагничивающего фактора образца $n_{eff}(B_{tr})$ от внешнего поля H_0 . Из рис. 2 следует, что ступенчатая структура зависимости $B_{tr2} - B_{tr1}$ от H_0 для массивного образца проявляется вполне отчетливо, как и на рис. 1а, с. Причем, как видно из представленных зависимостей, высота ступенек остается примерно по-

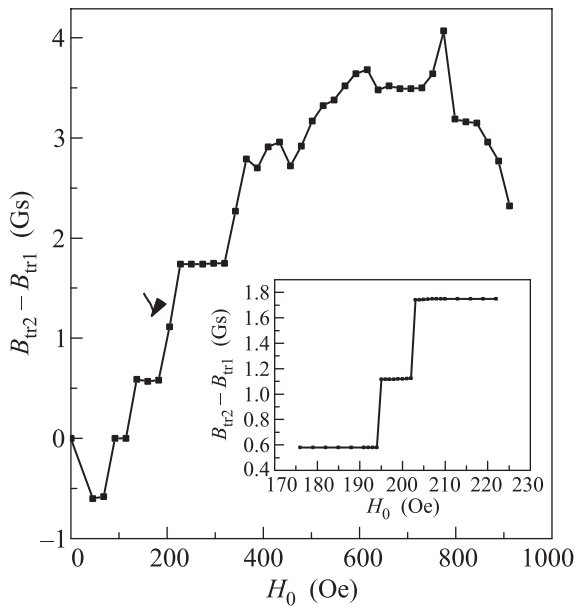


Рис. 2. Зависимость разности плотностей захваченных магнитных потоков $B_{tr2} - B_{tr1}$ от поля H_0 для массивного образца #3. На вставке: прецизионная картина области скачка с одинаковой резкостью для всех скачков. Температура 77.4 К

стоянной, а интервал полей между скачками имеет тенденцию роста по мере увеличения H_0 .

Наконец, следует отметить, что зависимости $B_{tr}(H_0)$ для всех образцов имели гистерезисный характер. С учетом одного кванта потока на субкристаллит или нанокристаллит, для значений H_0 , при которых на рис. 2 появляются особенности, определим значения термодинамических первых критических магнитных полей H_{ic1} и линейные размеры кристаллитов, субкристаллитов и нанокристаллитов $a_g = (\Phi_0/H_{ic1})^{1/2}$, которые начинают принимать участие в процессе ЗМП при достижении поля $H_{ic1} = H_0/(1 - n_{eff})$. Соответствующие первые критические магнитные поля внутри образца H_{ic1} определяли по особенностям на зависимости $n_{eff}(H_0)$, когда внешнее поле только проникало в образец и в его составные части. Алгоритм расчета n_{eff} приведен в [3].

На рис. 3 приведена зависимость $a_g(H_{ic1})$. Как следует из рис. 3, с ростом поля линейные размеры кристаллитов, суб- и нанокристаллитов, участвующих в процессе ЗМП, спадают от значения $a_g = 0.36$ мкм до $a_g = 0.081$ мкм, которое существенно меньше глубины проникновения магнитного поля [16, 17]. Согласно [16] для YBCO при температуре $T = 0$ К в ab -плоскости кристалла $\lambda_{ab}(0) = 0.139$ мкм. Погрешность определения a_g определяется шириной

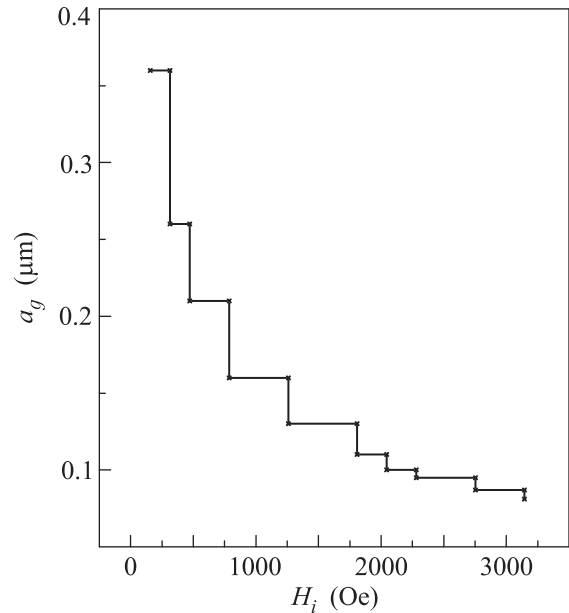


Рис. 3. Зависимость линейных размеров кристаллитов a_g от характерных значений термодинамических первых критических полей $a_g(H_{ic})$ для массивного образца #3. Температура 77.4 К

линии ГРВМО и разбросом размеров суб- и нанокристаллитов из-за нестройной параллельности границ двойникования и непостоянства их периода.

Закключение. Таким образом, с уменьшением размеров более упорядоченно расположенных суб- и нанокристаллитов, распространяющаяся волна охватывает все больше ГД, в берега которых полностью проникает поле. Из-за квантования магнитного потока, соизмеримости периода вихревой решетки и квазипериодической сверхструктуры слабых связей, распад и проникновение вихрей происходит самосогласованно. Это приводит к тому, что после каждого процесса “деления” образца число проникающих вихрей не меняется.

Автор глубоко благодарен В.Н. Губанкову, проявившему интерес к проводимым исследованиям, за многолетнее плодотворное сотрудничество, оказанную поддержку, полезные дискуссии и ценные замечания.

1. M. W. Rupich, U. Schoop, D. T. Verebelyi, C. Thiem, and W. Zhang, IEEE Trans. on Appl. Supercond. **13**, 2458 (2003).
2. M. S. Hatzistergos, H. Efstathiadis, E. Lifshin, A. Kaloyeros, J. Reeves, V. Selvamanickam, L. Allen, and R. Mac Crimmon, IEEE Trans. on Appl. Supercond. **13**, 2470 (2003).
3. X. P. Ростами, ЖЭТФ **128**, 760 (2005).

4. Х. Р. Ростами, ФТТ **55**, 1677 (2013).
5. В. Н. Алфеев, П. А. Бахтин, А. А. Васенков, И. Д. Войтович, В. И. Махов, *Интегральные схемы и микроэлектронные устройства на сверхпроводниках*. Радио и связь, М. (1985).
6. *Сверхпроводящие машины и устройства*, под ред. С. Фонера, Б. Шварца, Мир, М. (1977).
7. М. Уилсон, *Сверхпроводящие магниты*, Мир, М. (1985).
8. *Материалы II национальной конференции по прикладной сверхпроводимости НКПС*, Национальный исследовательский центр "Курчатовский Институт", М. (2013).
9. Х. Р. Ростами, Измерительная Техника **11**, 55 (2013).
10. И. Р. Рахмонов, Ю. М. Шукринов, П. Х. Атанасова, Е. В. Земляная, М. В. Башашин, ЖЭТФ **151**, 151 (2017).
11. Дж. Блейкмор, *Физика твердого тела*, Мир, М. (1988).
12. Х. Р. Ростами, ПТЭ **2**, 112 (2016).
13. А. Ю. Аладышкин, А. К. Воробьев, П. П. Вышеславцев, Е. Б. Ключенков, А. С. Мельников, Ю. Н. Ноздрин, И. Д. Токман, ЖЭТФ **116**, 1735 (1999).
14. Kh.R. Ozmanyanyan, V.V. Sandomirskii, and A.A. Sukhanov, *Supercond. Sci. Technol.* **3**, 255 (1990).
15. Х. Р. Ростами, *Способ создания в исследуемых объектах локальных электрических и магнитных полей*, Патент РФ на изобретение № 2613332, Бюл. № 8 (2017).
16. A. Schilling, F. Hulliger, and H. R. Ott, *Physica C* **168**, 272 (1990).
17. А. М. Балагуров, Л. Г. Мамсурова, И. А. Бобриков, Т. Т. Лоан, В. Ю. Помякушин, К. С. Пигальский, Н. Г. Трусевич, А. А. Вишнев, ЖЭТФ **141**, 1144 (2012).