

02,05

Эффект Мейсснера и структурная неоднородность в ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$

© Л.Г. Мамсурова¹ С.Ю. Гаврилкин² И.В. Мамсуров³

¹ Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова РАН, Москва, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: lmams@yandex.ru

Поступила в Редакцию 27 сентября 2022 г.

В окончательной редакции 27 сентября 2022 г.

Принята к публикации 1 октября 2022 г.

Для оптимально допированных высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$ с различной степенью структурной неоднородности рассмотрено влияние данной неоднородности на проявление эффекта Мейсснера. Результаты измерений свидетельствуют, что для исследуемых образцов, для которых были реализованы практически одинаковые значения температур сверхпроводящего перехода $T_c \sim 92$ К, величины эффекта Мейсснера оказались различными и коррелирующими со степенью структурной неоднородности, что свойственно также и другим магнитным характеристикам.

Ключевые слова: сверхпроводимость, ВТСП, структурное разупорядочение, магнитные свойства, d -волновые узлы, Ферми-дуги, эффект Мейсснера.

DOI: 10.21883/FTT.2023.01.53920.486

1. Введение

Как известно, ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ являются d -сверхпроводниками. Известно также, что важное различие между s -волновой и d -волновой сверхпроводимостью состоит в том, что первая относительно невосприимчива к структурному беспорядку, а вторая — легко разрушается [1,2]. Это способствует изменению физических свойств, обусловленных, наличием структурного разупорядочения в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. Суть отличия s - и d -сверхпроводников состоит в том, что сверхпроводящая щель для s -сверхпроводников реализуется для всех направлений зоны Бриллюэна, в то время, как для d -сверхпроводников сверхпроводящая щель имеет узлы, в которых щель обращается в ноль.

В нашей недавней работе [3] было показано, что в зависимости от степени структурной неоднородности, щель вблизи узлов оказывается равной нулю не только в самих узлах, но и в их окрестности. Чем более выражена структурная неоднородность, тем большие участки поверхности Ферми вблизи узлов (нодальных точек) оказываются не покрытыми сверхпроводящей щелью. Иными словами, происходит образование Ферми-дуг.

Как известно [4], наличие сверхпроводящей щели является достаточным условием для проявления эффекта Мейсснера. Мы полагаем, что величина этого эффекта должна зависеть и от размеров Ферми-дуг, которые оказываются различными в образцах с разной степенью структурной неоднородности. Проверке справедливости этого утверждения посвящена настоящая работа.

Следует отметить, что ранее эффект Мейсснера был предметом исследования большого числа работ, преимущественно, на образцах высокого химического и структурного качества моно- и поликристаллов ВТСП, что сводило к минимуму влияние неоднородности и беспорядка на намагниченность (см., например, [5–7]).

В частности, в работе [5] эффект Мейсснера изучали на монокристалле $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. Полученные результаты подтвердили, что наблюдаемый эффект Мейсснера является обычным сверхпроводящим переходом Гинзбурга–Ландау в однородном сверхпроводнике.

В другой работе [6] эффект Мейсснера систематически исследовали на ряде монокристаллов, в том числе и на $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Полученные значительные различия долей мейсснеровской фракции объясняли на основе модели пиннинга вихрей.

В работе [7] было отмечено, что в поликристаллических образцах ВТСП мейсснеровские и экранирующие эффекты становятся неполными, когда размеры кристаллитов оказываются соизмеримыми с глубиной проникновения магнитного поля (λ).

В настоящей работе исследование проводится на трех, рассмотренных в наших предыдущих работах, поликристаллических образцах состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$, имеющих близкие значения температур сверхпроводящего перехода T_c от 90.8 К до 91.9 К, но различающихся размерами кристаллитов, степенью контролируемого структурного разупорядочения и, как оказалось, размерами Ферми-дуг в окрестности d -волновых узлов [3].

Измерения эффекта Мейсснера проводились на установке PPMS (Quantum Design).

2. Образцы и их физические характеристики

Образцы были синтезированы с использованием приемов механохимии [8] при различных температурах отжига: $T_{\text{ан}} = 840, 900$ и 930 (°C).

Чем меньше была температура отжигов $T_{\text{ан}}$, тем меньшие размеры кристаллитов можно было реализовать: $\langle D \rangle = 0.4 \mu\text{m}$ (образец № 1), $1 \mu\text{m}$ (образец № 2) и $2 \mu\text{m}$ (образец № 3). При этом тем большее количество дефектных элементарных ячеек фиксировалось нейтронно-дифракционным методом [9].

Насыщение образцов кислородом осуществляли одинаковым образом. По данным йодометрического титрования для всех трех образцов были реализованы практически одинаковые значения кислородного индекса ($y = 6.92 \pm 0.03$).

Структурный беспорядок появлялся в таких образцах вследствие неравновесных условий синтеза, проводимого в высокоскоростном режиме и при пониженных температурах.

Полученные значения средних размеров кристаллитов оказались соизмеримыми с глубиной проникновения магнитного поля λ , а средний размер области структурной однородности не превышал двух-трех элементарных ячеек [9].

В нашей работе [3] приводился небольшой обзор, содержащий для рассматриваемых образцов результаты рентгеновских данных, а также структурных характеристик (в том числе, параметров элементарных ячеек) и магнитных свойств, как в переменных, так и в постоянных магнитных полях.

Магнитная восприимчивость в переменном магнитном поле $\chi_{\text{ac}}(T)$, продемонстрировала реализацию температур сверхпроводящего перехода $T_c = 90.8; 91.2; 91.9$ (K) для образцов № 1, 2 и 3 соответственно. При этом (по данным [9]) величины глубин проникновения магнитного поля λ для исследуемых образцов № 1, 2 и 3 при температуре $T = 0.9T_c$ были различными и составляли значения: $0.485, 0.355$ и $0.292 \mu\text{m}$ соответственно.

Представленный ниже рис. 1 демонстрирует результаты по измерению намагниченности в зависимости от величины приложенного постоянного магнитного поля. Средние значения намагниченности в зависимости от величины приложенного магнитного поля, полученные при вводе и выводе магнитного поля, также являются функциями глубины проникновения магнитного поля λ и длины когерентности ξ .

Было показано, что причиной такого существенного различия в значениях λ , является различная степень структурной неоднородности.

В работе [3] особое внимание было уделено существованию линейного по температуре вклада в теплоемкость,

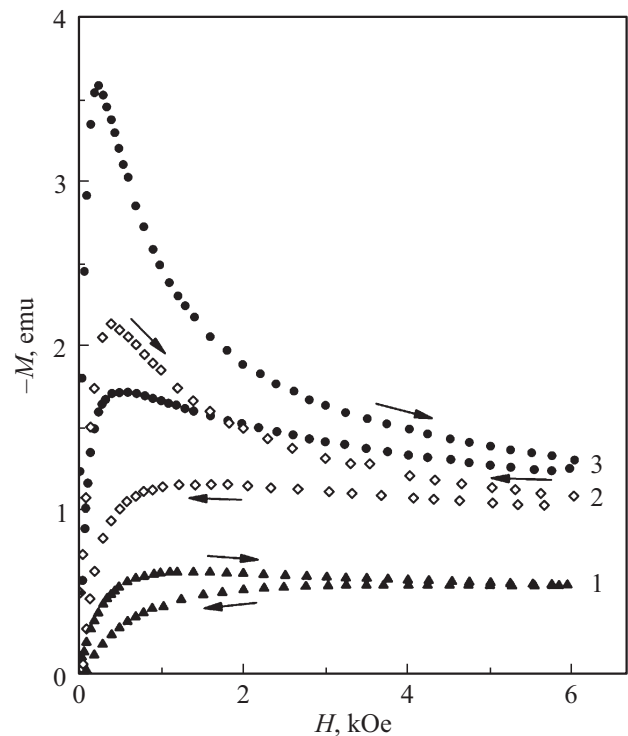


Рис. 1. Зависимость намагниченности M от магнитного поля H при $T = 0.9T_c$ для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$ (по данным [9]). (Номер гистерезиса соответствует номеру образца.)

пропорционального $\sim (\gamma(0)T)$. Такой вклад в температурной зависимости теплоемкости является вкладом металлического типа, которого не должно быть в сверхпроводниках с идеальной кристаллической структурой, но при этом его наличие (с различной величиной) фиксируется во всех работах и других авторов, в которых исследовалась низкотемпературная теплоемкость ВТСП данного состава (рис. 2).

Как было показано в [3], в структурно-неоднородных образцах ВТСП сверхпроводящая щель подавляется не только в нодальных точках (как должно быть в идеальных d -сверхпроводниках), но и вблизи узлов. И этот эффект обязан своим существованием механизму распаривания, который присутствует в образцах благодаря частичному структурному разупорядочению. В результате, вблизи узлов, вместо линейно исчезающей сверхпроводящей щели, имеет место конечная плотность состояний даже при 0 K (рис. 3).

Присутствие вклада $(\gamma(0)T)$ в выражении для теплоемкости для исследуемых образцов явилось одним из главных свидетельств существования дуг Ферми в окрестности d -волновых узлов сверхпроводящей щели, в которых сверхпроводимость оказывается полностью подавленной. Но при этом сама щель сохраняется при $T < T_c$ в остальных направлениях зоны Бриллюэна (рис. 2 и 3).

Полученные в [3] результаты свидетельствуют о том, что возникающие дуги Ферми в окрестности d -волновых

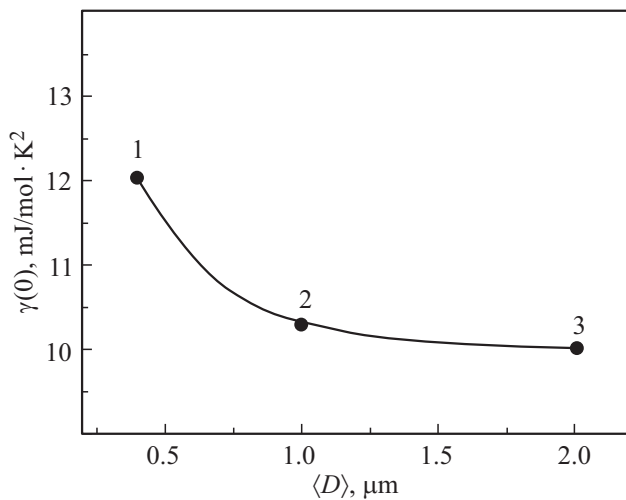


Рис. 2. Зависимость коэффициента линейного по температуре вклада в теплоемкость $\gamma(0)$ от среднего размера кристаллитов $\langle D \rangle$. (по данным [3]). Цифры — номера образцов.

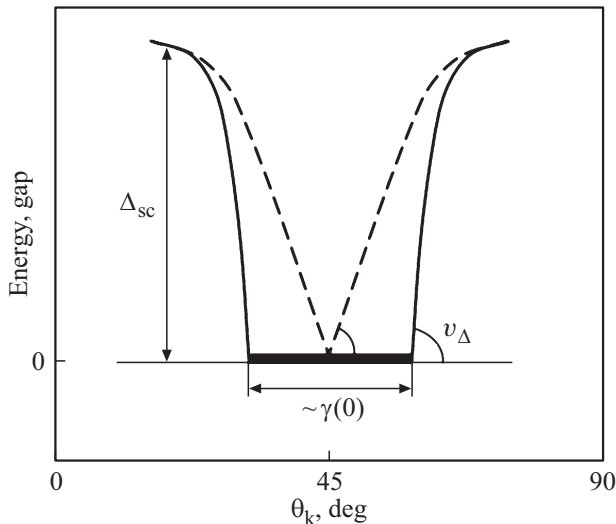


Рис. 3. Схематическое изображение области вблизи d -волнового узла сверхпроводящей щели, когда сверхпроводимость полностью подавлена не только в нодальной точке, но и около нее. Пунктир — d -волновой узел для идеального сверхпроводника (по данным [3]).

узлов для исследуемых образцов имеют различные размеры, наибольший из которых реализуется для образца № 1, что должно означать реальное уменьшение размеров сверхпроводящей щели для данного образца и увеличение области, в которой сверхпроводящая щель полностью подавлена.

Представляет интерес вопрос о влиянии степени структурной неоднородности на проявление эффекта Мейсснера на примере тех же оптимально допированных механоактивированных образцов ВТСП № 1, 2 и 3 с различными размерами Ферми-дуг вблизи d -волновых узлов и, соответственно, с различной величиной сверхпроводящей щели.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 4 представлены полученные данные по измерению намагниченности трех рассматриваемых механоактивированных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$, находящихся в магнитном поле $H = 10$ Ое, в процессе их охлаждения от 100 до 10 К.

Видно, что при достижении температуры $T = T_c$ намагниченность образцов стремительно уменьшается: происходит выталкивание силовых линий магнитного поля (в чем и состоит эффект Мейсснера). Видно также, что максимальный эффект Мейсснера осуществляется в образце № 3, а минимальный — в образце № 1.

Наблюдающиеся различия в ширине сверхпроводящих переходов и, соответственно, в величинах эффекта Мейсснера, для исследуемых образцов, демонстрируют степень их структурной неоднородности. При дальнейшем понижении температуры намагниченность образцов в представленном масштабе перестает изменяться (выходит на квази-константу, также разную для исследуемых образцов). Как показывает рис. 4, величина намагниченности оказывается тем меньше (по абсолютной величине), чем меньше размеры кристаллитов образца и, чем более низкой была температура его синтеза.

Заметим, что именно для образца № 3, для которого наблюдается максимальный эффект Мейсснера, реализуются также и максимальные значения намагниченности в постоянных магнитных полях, (см. рис. 1). В то же время, для образца № 1, для которого наблюдается минимальный эффект Мейсснера, размеры кристаллитов оказались сравнимы с глубиной проникновения магнитного поля λ . А в этом случае, как было отмечено еще в работе [7], следовало ожидать неполного эффекта Мейсснера.

Необходимо также заметить, что, именно, для образца № 3 наблюдается максимальный скачок теплоемкости

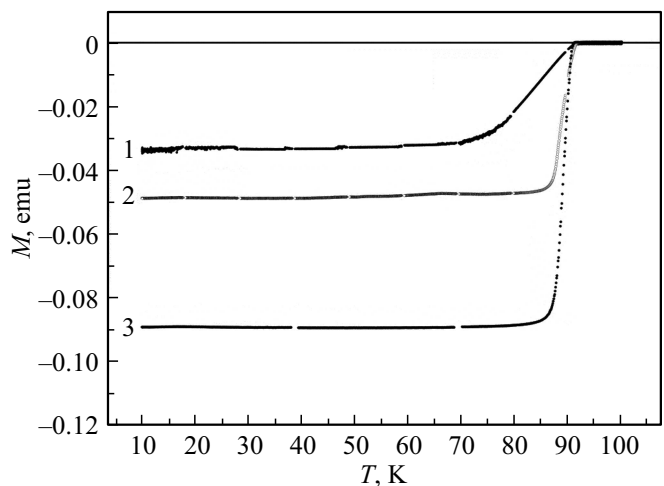


Рис. 4. Эффект Мейсснера для исследуемых образцов № 1, 2, 3.

при температуре сверхпроводящего перехода T_c [11] и максимальные значения термодинамического критического поля H_c [10]. Именно для этого образца № 3 реализуются минимальные значения для вклада в теплоемкость металлического типа $\gamma(0)T$ (см. рис. 2). А это соответствует минимальной величине дуг Ферми в окрестности d -волновых узлов [3] и означает, что сверхпроводящая щель имеет максимальную величину именно в этом образце № 3.

Коротко остановимся на причине отмеченных выше различий в физических свойствах рассматриваемых образцов.

Ранее для аналогичных образцов нейтронно-дифракционные исследования [9] показали, что уменьшение средних размеров кристаллитов до микронных и субмикронных размеров приводит к образованию структурных дефектов особого типа, не свойственных крупнокристаллическим образцам. В частности, было выявлено наличие антиструктурного иновалентного взаимозамещения катионов Y^{3+} и Ba^{2+} , которое сопровождается изменениями в положениях атомов кислорода. Было показано, что такое разупорядочение приводит к изменению решеточных параметров и их необычному соотношению в мелкокристаллических образцах.

При этом в [9] также было получено объяснение сохранения высоких значений T_c при наличии разупорядочения такого типа. Было показано, что данный вид структурного разупорядочения практически не влияет на степень заполнения кислородом цепочечных позиций $Cu1-O4$, что и определяет уровень допирования сверхпроводящих плоскостей носителями заряда и, соответственно, величину T_c .

4. Заключение

Таким образом, реализующаяся в мелкокристаллических образцах наномасштабная структурная неоднородность, приводящая даже при оптимальных значениях кислородного индекса $y = 6.92$ к изменениям фундаментальных сверхпроводящих характеристик (лондоновской глубины проникновения (λ) и длины когерентности (ξ)), является причиной различной степени проявления эффекта Мейсснера в исследуемых образцах.

Полученные в настоящей работе результаты, свидетельствующие о минимальном эффекте Мейсснера в образце № 1, полностью согласуются и с результатами работы [3], в которой было установлено, что именно для этого образца значительная доля поверхности Ферми оказывается непокрытой сверхпроводящей щелью.

Корреляция всех результатов (как полученных в предыдущих наших работах, так и в настоящей), однозначно свидетельствует, что они должны быть отнесены к тем закономерным последствиям, которые обусловлены разной степенью структурного разупорядочения, реализующегося при синтезе ВТСП в различных условиях.

Благодарности

Авторы благодарят А.А. Вишнёва за синтез образцов.

Финансирование работы

Работа поддержана субсидией Минобрнауки, выделенной ФИЦ ХФ РАН на выполнения государственного задания по теме „Наноструктурированные системы нового поколения с уникальными функциональными свойствами“ (регистрационный номер № 122040500071-0).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.A. Abrikosov, L.P. Gor'kov. Sov. Phys. JETP **12**, 1243 (1961).
- [2] B.K.J. Keimer, S.A. Kivelson, M.R. Norman, S. Uchida, J. Zaanen. Nature Phys. **518**, 179 (2015).
- [3] Л.Г. Мамсурова, Н.Г. Трусевич, Л.И. Трахтенберг. ФТТ **63**, 1040 (2021).
- [4] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. 2-е изд. МЦНМО, М. (2000). С. 318.
- [5] J. Mosqueira, L. Cabo, F. Vidal. Phys. Rev. B **76**, 064521 (2007).
- [6] Y. Tomioka, M. Naito, K. Kishio, K. Kitazawa. Physica C **223**, 347 (1994).
- [7] T. Nogano, Y. Tomioka, Y. Nakayama, K. Kishio, K. Kitazawa. Phys. Rev. B **48**, 9689 (1993).
- [8] А.А. Вишнёв, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич. Хим. физика **21**, 86 (2002).
- [9] А.М. Балагуров, Л.Г. Мамсурова, И.А. Бобриков, То Тхань Лоан, В.Ю. Помякушин, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, А.А. Вишнёв. ЖЭТФ **141**, 1144 (2012).
- [10] Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, А.А. Вишнёв, М.А. Рогова, С.Ю. Гаврилкин, А.Ю. Цветков. Письма в ЖЭТФ **102**, 752 (2015).
- [11] Л.Г. Мамсурова, Н.Г. Трусевич, А.А. Вишнёв К.С. Пигальский, Л.И. Трахтенберг. Хим. физика **39**, 12 (2020).

Редактор Ю.Э. Китаев