

в двух длинах волн изображений объектов – узких светящихся полосок на диффузоре – приведен на рис. 2.

Результаты проведенного рассмотрения показали, что многократная псевдоглубокая голограмма может быть реконструирована излучением, длина волны которого отличается от длины волны излучения, использованного при ее записи. Вместе с тем при такой реконструкции существенно изменяются масштаб и положение реконструированных изображений. Эти искажения, по-видимому, могут быть частично компенсированы соответствующим выбором положений реконструирующих источников r_1, r_2, \dots

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Д е н и с ю к Ю.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 6. С.59–66.
- [2] Д е н и с ю к Ю.Н., Г а н ж е р л и Н.М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 15. С. 16–19.
- [3] Д е н и с ю к Ю.Н., Г а н ж е р л и Н.М. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 11. С. 154–164.

Поступило в Редакцию
12 марта 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

05.4

© 1991

ПОРОГОВЫЙ ХАРАКТЕР ПОТЕРЬ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Н.К. Д а н ь ш и н, М.А. С д в и ж к о в,
Л.Т. Ц ы м б а л, А.Н. Ч е р к а с о в

В работе экспериментально исследована магнитная восприимчивость монокристаллических образцов $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($R = Y, Dy$) в области сверхпроводящего перехода. В результате исследований установлено качественное различие характера электромагнитных потерь в монокристаллических и керамических образцах системы 1–2–3.

Измерение синфазной χ' и диссипативной χ'' составляющих магнитной восприимчивости, проведено методом синхронного детектирования на частоте 2 кГц. Образец размещался в одном из плеч индуктивного моста нормально к невозмущенным силовым линиям возбуждающего магнитного поля h . Амплитуда h варьировалась от 0,005 до 1,0 Э. Геомагнитное поле не экранирова-

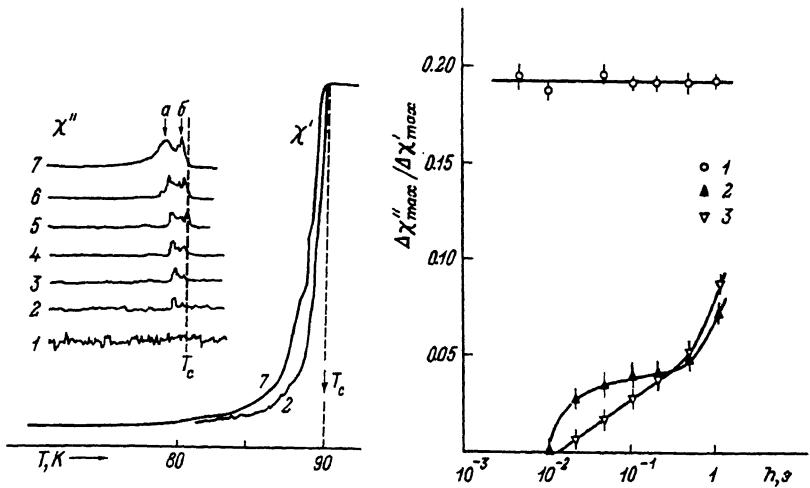


Рис. 1. Записи действительной (χ') и мнимой (χ'') частей восприимчивости в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ для различных величин возбуждающего поля h , Э: 1 - 0.01; 2 - 0.02; 3 - 0.05; 4 - 0.1; 5 - 0.2; 6 - 0.5; 7 - 1.0. T_c - температура начала сверхпроводящего перехода при охлаждении (масштабы по температуре для записей χ' и χ'' одинаковы).

Рис. 2. Зависимость относительных потерь $\Delta\chi''_{max}/\Delta\chi'_{max}$: 1 - в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$; 2, 3 - в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ для пиков потерь, показанных на рис. 1 стрелками "а" и "б" соответственно.

пось. Чтобы представить данные в удобном для сопоставления виде, коэффициент усиления всего усилительного тракта, включая y -канал самописца, каждый раз подбирался таким, чтобы после завершения перехода, когда $\Delta\chi'$ максимально, величина усиленного сигнала разбаланса $u' \sim \Delta\chi'_{max}$ была всегда одинаковой. Подчеркнем, что в указанном диапазоне изменения h величина $\Delta\chi'$ линейно связана с амплитудой поля, $\Delta\chi' \sim h$. Это позволило представить результаты измерений на разных образцах при различных амплитудах возбуждающего поля в виде температурных зависимостей относительных изменений восприимчивости $\Delta\chi' / \Delta\chi'_{max}$ и $\Delta\chi'' / \Delta\chi'_{max}$. Для краткости в дальнейшем будем называть из $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$. Все измерения проводились в режиме отогрева со скоростью не более 2 К/мин.

На рис. 1 представлены результаты измерений восприимчивости одного из монокристаллических образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Кривая $\chi'(T)$ имеет обычный вид; увеличение амплитуды возбуждающего поля, как и следовало ожидать, смещает ее в сторону

низких температур. Нетривиальными, на наш взгляд, являются результаты, относящиеся к мнимой части восприимчивости χ'' , характеризующей низкочастотные электромагнитные потери в образце. А именно: 1) при малых уровнях возбуждающего поля $h < h_n$ на кривой $\chi''(T)$ никаких особенностей в области перехода не наблюдается; 2) превышение некоторого „порогового“ уровня возбуждения h_n приводит к появлению сразу нескольких пиков $\chi''(T)$, величина которых растет с увеличением переменного поля h .

Зависимости относительной величины максимумов потерь $\mathcal{E} = \Delta\chi''_{max} / \Delta\chi'_{max}$ от амплитуды возбуждающего поля для двух крайних пиков, отмеченных стрелками, приведены на рис. 2. Из рисунка следует, что для исследованного образца $h_n \sim 0.005$ Э, а зависимости $\mathcal{E}(h)$ для разных пиков отличаются между собой. Данные рис. 1, 2 получены на образце ($\sim 2.2 \times 2.2 \times 0.18$ мм³), выращенном в Донецком ГУ. Аналогичные измерения были повторены на ряде монокристаллов $YBa_2Cu_3O_x$ и $DyBa_2Cu_3O_x$ с шириной перехода 10–40 К. Во всех случаях был обнаружен „пороговый“ характер потерь и наличие нескольких максимумов $\chi''(T)$ [1]. Последнее обстоятельство может быть связано с неоднородностью образца, тем более что с увеличением h отдельные пики, воз­растая по амплитуде, накладываются друг на друга и при $h \gtrsim 1$ Э возможна регистрация одного широкого пика. Такое предположение не снимает, однако, вопроса о причинах наблюдаемых особенностей поглощения. Величина порогового поля в исследованных образцах изменялась в пределах $h_n \sim 0.005$ – 0.01 Э, относительный максимум потерь при $h = 1$ Э варьировался от 0.05 до 0.11. Конкретный вид зависимостей $\mathcal{E}(h)$, отличаясь на разных образцах, качественно близок к виду, представленному на рис. 2.

На рис. 2 для сравнения приведены результаты обработки контрольных измерений на мелкозернистом керамическом образце $YBa_2Cu_3O_x$ идентичной с монокристаллом формы. Как обычно, в керамике при $h \lesssim 1$ Э наблюдается одиночный максимум поглощения, а величина относительных потерь $\Delta\chi''_{max} / \Delta\chi'_{max}$ практически не зависит от амплитуды h и составляет ~ 0.2 . Качественное различие характера кривых $\mathcal{E}(h)$ для моно- и поликристаллов (рис. 2) означает качественное различие механизмов, определяющих потери в этих двух ВТСП–структурах, по крайней мере в исследованном интервале амплитуд переменного магнитного поля h .

Сверхпроводящая керамика является джозефсоновской средой, что, в основном, и определяет механизм потерь [2, 3]. Иная картина имеет место в монокристаллах. Роль границ гранул теперь в каком-то смысле играют границы двойникования кристаллов, относительная доля которых в объеме исследованных образцов незначительна. В этом случае множественные джозефсоновские контакты сказываются на свойствах сверхпроводника существенно меньше, и поглощение обуславливается одиночными джозефсоновскими или абрикосовскими вихрями, присущими собственно монокристаллу.

В целом вопрос о причинах „порогового“ характера поглощения и механизмах, определяющих потери в монокристаллах $RBa_2Cu_3O_x$,

требует дальнейшего изучения. Однако очевидно, что эксперименты именно на монокристаллах наиболее адекватным образом отражают микроскопическую природу как потерь, так и высокотемпературной сверхпроводимости в целом.

Авторы выражают признательность Э.Б. Солину за обсуждение результатов работы и Н.Г. Макаровой за предоставление совершенного образца

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Даньшин Н.К., Сдвижков М.А., Цымбал Л.Т., Черкасов А.Н. Препринт ДонФТИ, 89-56, 1989. С. 3-16.
- [2] Solin E.B., Tagantsev A.K. // Phys. Lett. 1989. V. 140. P. 127-132.
- [3] Muller K.-H. // Physica C. 1989. P. 717-726.

Физико-технический
институт АН УССР,
Донецк

Поступило в Редакцию
3 ноября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

01;12

© 1991

РАСЧЕТ РАВНОВЕСИЙ В СИСТЕМАХ С ИНКОНГРУЭНТНО ПЛАВЯЩИМИСЯ СОЕДИНЕНИЯМИ (НА ПРИМЕРЕ $Si - C$)

А.М. Литвак

Термодинамическое моделирование диаграмм плавкости (ДП) систем с инконгруэнтно плавящимися соединениями (ИПС) представляет большой интерес в связи с применением некоторых из этих соединений для нужд оптоэлектроники (например, $Si - C$, $Mn - Te$ и др.), для создания новых магнитных материалов и т.д. В ряде случаев эти соединения получают методами равновесной кристаллизации из расплавов (например, методами жидкофазной эпитаксии) и для управления этими процессами (особенно при переходе к многокомпонентным системам) требуется создание моделей для высокоточного расчета ДП подобных систем. Наибольшую трудность при расчетах, вызывает отсутствие ряда термодинамических данных, таких, как энтропии плавления ИПС, что делает трудно применимыми такие методы, как метод регулярных и