

ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ КЕРАМИКАМИ $\text{Ho}(\text{Y})\text{—Ba—Cu—O}$ М. К. Алиев, Я. Ваврышук, С. П. Волосяный,
Т. М. Муминов, Б. А. Олимов, И. Холбаев

При исследовании высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на спектрометрах ЭПР был обнаружен интенсивный сигнал в области слабых магнитных полей, о чем неоднократно сообщалось в печати [1-5]. В опубликованных работах приводился, как это обычно принято в ЭПР спектроскопии, спектр сигнала по полю, полученный при фиксированных значениях температуры. В настоящей работе представлены результаты исследования зависимости величины указанного сигнала от температуры.

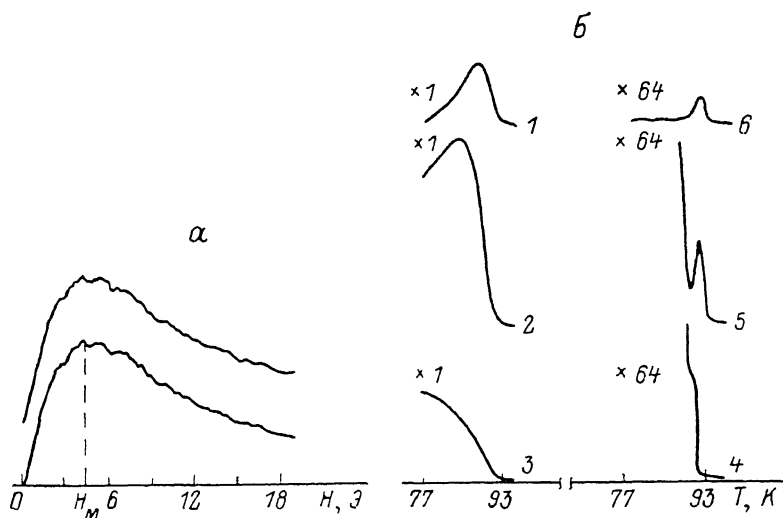


Рис. 1. Двумерные графики $\partial R(H, T)/\partial H$, полученные при амплитуде модуляции $h_m=1$ Э и частоте модуляции $\nu_m=100$ кГц.

a — зависимость от величины магнитного H при $T=77$ К; *b* — от температуры при $H=0.6$ (1), 3 (2), 12 (3), 30 (4), 300 (5) и 6000 Э (6) ($\times 1$ и $\times 64$ — кратность усиления сигнала).

Объектами исследования были керамики Ho—Ba—Cu—O и Y—Ba—Cu—O в виде твердых образцов весом 1 мг. Всего было исследовано 10 образцов, полученных из разных лабораторий нашей страны и ПНР. Измерения проводились на ЭПР-спектрометре SE/X-2543 «RADIOPAN» (частота ~ 9 ГГц). Источником слабых магнитных полей служили катушки Гельмгольца. Была специально собрана температурная система, позволяющая осуществлять контролируемый нагрев образца начиная с 77 К.

На рис. 1, *a* показана зависимость сигнала от поля, полученная для образца $\text{Ho}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-y}$ при $T=77$ К. Максимуму сигнала соответствует значение магнитного поля $H_m \approx 4$ Э. Спектр дан с повтором, чтобы продемонстрировать неслучайный характер его тонкой структуры. Для остальных образцов спектр имеет аналогичный характер, но с отличающимися значениями H_m , лежащими в пределах $1 \text{ Э} \leq H_m \leq 4 \text{ Э}$.

Измерение температурной зависимости сигнала проводилось в следующей последовательности: охлаждение образца до 77 К в нулевом магнитном поле (влияние магнитного поля Земли с помощью пермаллового экрана было ослаблено в 15—20 раз), настройка ЭПР-спектрометра, повышение магнитного поля до определенной величины, нагрев образца. На рис. 1, *b* показаны типичные температурные зависимости сигнала, по-

лученных при различных значениях магнитного поля для образца $\text{Ho}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-y}$. Как видно, в температурной зависимости существуют два разных по характеру поведения пика. Первый пик (графики 1—3 на рис. 1, б) при увеличении магнитного поля смещается в область низких температур, наращивая при этом свою амплитуду. При $H=H_x \approx 4$ Э он проходит точку $T=77$ К, вследствие чего на графике с $H=8$ Э его уже не видно. Второй пик обнаруживает себя лишь при дополнительном усилении сигнала в несколько десятков раз и к тому же при более высоких полях (графики 4—6 на рис. 1, б). В отличие от первого пика он локализован

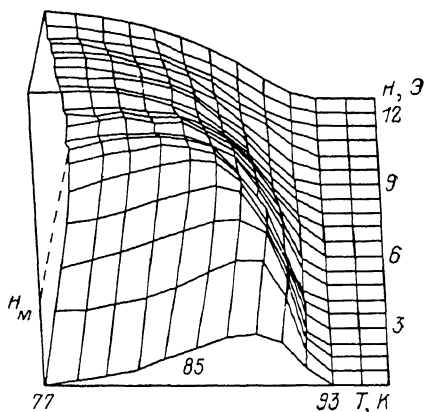


Рис. 2. Трехмерная картина зависимости $\partial R(H, T)/\partial H$ от величины магнитного поля и температуры.

вблизи критической температуры $T=93$ К, реагируя на увеличение поля вплоть до 10 кЭ только уменьшением своей амплитуды и медленным расширением в сторону низких температур. Из графика 4 ясно видно, что при более слабых полях он должен «размазаться» на хвосте первого пика, чем и объясняется его отсутствие в графиках 1—3.

На основе температурных графиков, полученных для различных значений поля, построена трехмерная картина зависимости $\partial R(H, T)/\partial H$ от температуры и поля (рис. 2). Видно, что рельеф трехмерного графика

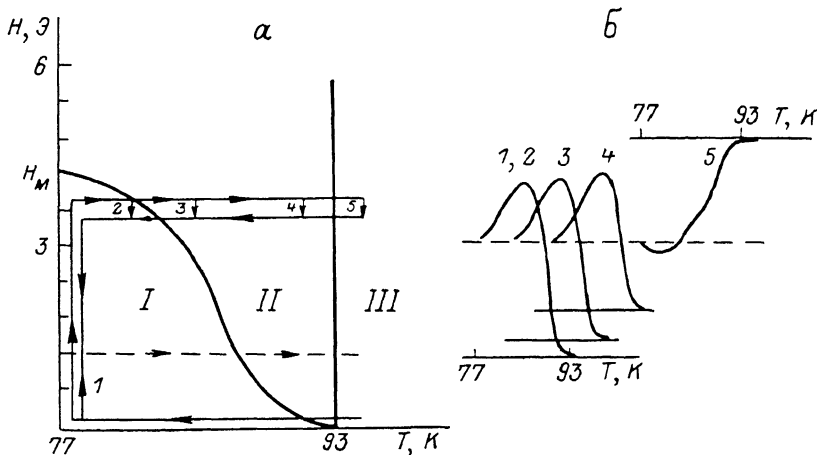


Рис. 3. Фазовая плоскость (H, T) (а) и зависимость температурных графиков от предыстории образца (б).

Жирные линии обозначают границы, разделяющие области I—III. Линии со стрелкой и цифры 1—5 показывают магнитно-температурную предысторию образца до измерения. Измерение сигнала $\partial R(H, T)/\partial H$ производилось вдоль штриховой линии.

характеризуется хребтом, изгибающимся в сторону низких температур, и ровным участком правее линии $T=T_c=93$ К. Заметим, что вдоль этой линии также тянется хребет; из-за отмеченной выше малости соответствующих пиков он на рис. 2 не показан. Таким образом, фазовая плоскость (H, T) естественным образом разбивается на три области I—III (рис. 3, а). Показанные на рисунке границы этих областей построены по положениям максимумов температурных графиков, которые в рассматриваемом нами интервале температур идентифицируются с большей определенностью, чем

положение максимума в зависимости сигнала от поля. Аналогичные результаты были получены и для остальных образцов, что позволяет считать приведенные выше свойства микроволнового поглощения общими для всех сверхпроводящих керамик.

Сходство рис. 3, *a* с фазовыми диаграммами сверхпроводников II рода наводит на предположение о возможном соответствии областей I и II мейснеровской и смешанной фазам ВТСП. В связи с этим нами была исследована зависимость сигнала от магнитно-температурной предыстории образца. Суть примененного метода и полученные результаты отражены на рис. 3. Оказалось, что изменение состояния образца вдоль любой траектории, лежащей в области I, является обратимым. На рис. 3, *б* этот факт продемонстрирован тождественностью сигнала, записанного после прохождения образцом траектории 2, пересекающей всю область I, с контрольным сигналом (траектория 1). При пересечении траекториями области II обнаруживаются признаки необратимости, причем тем сильнее, чем дальше отстоит точка возврата термоциклирования от границы областей I и II. Меняя магнитное поле термоциклирования, мы убедились, что точки возврата, при которых появляется необратимость, довольно точно следуют указанной границе. Рассмотренная необратимость, по нашему мнению, обусловлена пиннингом вихрей, которые появляются в образце при переводе его в состояния области II. Малые величины магнитных полей, при которых начинают появляться вихри, по-видимому, говорят об их джоузефсоновской природе. Это предположение выглядит естественным ввиду гранулированной структуры керамики. Более того, факт наблюдения низкополевого сигнала ЭПР не только в керамиках, но и в монокристаллах [4, 5] позволяет думать, что граница областей I и II соответствует началу проникновения вихрей в области двойникового монокристаллов, из которых состоит сверхпроводящая керамика. В связи с этим заметим, что наблюдаемые нами величины критических магнитных полей на порядок превышают теоретически предсказанные значения (10^{-1} Э) в работе [6].

Теперь обратим внимание на значительно более сильный захват магнитного потока при пересечении траекторией области III (цикл 5 на рис. 3), что в приведенном примере проявляется в изменении даже фазы исследуемого сигнала. Тщательное исследование показало, что резкое усиление захвата магнитного потока в действительности наступает уже при точках возврата, соответствующих температурам, лежащим немного ниже критической температуры, причем значения этих температур зависят от величины магнитного поля. Иными словами, на фазовой плоскости существует еще одна кривая помимо указанных выше, которая, по нашему мнению, отображает границу появления абрикосовских вихрей в гранулах керамики. Подробные результаты будут опубликованы в отдельной статье.

В заключение отметим работы [7, 8], в которых совершенно иными методами были также обнаружены критические магнитные поля, имеющие малые величины того же порядка, что и в нашей работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Bhat S. V., Ganguly P., Rao C. N. P. // *Pramana J. Phys.* 1987. V. 28. N4. P. L425—L427.
- [2] Лыфарь Д. Л., Моисеев Д. П., Мотуз А. А. и др. // *ФНТ*, 1987. № 13. С. 876—878.
- [3] Мастеров В. Ф., Егоров А. И., Герасимов Н. П. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 1987. Т. 46. С. 289—292.
- [4] Александров В. И., Бадалян А. Г., Баранов П. Г. и др. // *Письма в ЖЭТФ*, 1988. Т. 47. С. 169—173.
- [5] Богачев С. В., Емельченко Г. А., Ильин В. А. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 1988. Т. 47. С. 166—168.
- [6] Сонин Э. Б. // *Письма в ЖЭТФ*. 1988. Т. 47. С. 415—418.
- [7] Александров В. И., Борик М. А., Веселаго В. Г. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 1987. Т. 46. Приложение. С. 90—93.

Ташкентский государственный
университет им. В. И. Ленина
НИИПФ
Ташкент

Поступило в Редакцию
20 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
30 марта 1989 г.

УДК 537.311.33 : 539.213

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989

Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ПОДАВЛЕНИЕ КЛАСТЕРНОГО МНОГООБРАЗИЯ В СТЕКЛООБРАЗНОМ CdGeAs_2

В. Д. Ожунев, З. А. Самойленко

Стеклообразные пленки CdGeAs_2 характеризуются существенно неоднородной структурой: в среде неупорядоченно расположенных атомов присутствуют и мезоскопические образования (кластеры) с намечающимся дальним порядком [1]. Подобная ситуация, по-видимому, типична для многих аморфных веществ [2]. Конкретный тип упаковки атомных плоскостей в кластерах определяется при исследовании начальных стадий кристаллизации образцов [3, 4]. Введение примесей в состав пленок сопровождается образованием в матрице стекла примесных кластеров (одного или нескольких типов [1]). Размеры кластеров, найденные с помощью известных приближений [5], составляют 50—100 Å. Прямым доказательством существования примесных кластеров служит поведение системы в области критических концентраций примеси: при концентрациях выше критических на фоне гало, связанного с примесной квазифазой, появляются линии, свидетельствующие о начальной стадии кристаллизации образцов, когда примесные кластеры начинают превращаться в устойчивые зародыши кристаллической фазы; в то же время гало, характеризующее основное состояние вещества, сохраняется еще в широком интервале концентраций примеси после начала кристаллизации пленок [1]. Термическая устойчивость примесных квазифаз также, как правило, на 100—200° ниже по сравнению с устойчивостью основной фазы.

Очевидно, что пространственное перераспределение примеси в объеме растущей пленки с последующим формированием примесных кластеров, куда наряду с примесными атомами входят и атомы основного вещества, невозможно без диффузии примеси на расстоянии, существенно превышающие межатомные. При введении примесей с очень малыми коэффициентами диффузии следует ожидать два возможных варианта поведения системы: 1) полное разрушение кластерной структуры аморфного вещества с ростом концентрации примесных атомов и 2) переход системы с двумя или более типами кластеров в состояние с единственным типом кластеров при достаточно большой концентрации примеси.

Эксперименты по подавлению кластерного многообразия в стеклообразном CdGeAs_2 проводились при легировании аморфных пленок (методом совместного распыления мишеней [6]) молибденом, который при обычных условиях имеет пренебрежимо малые коэффициенты диффузии в известных полупроводниковых материалах [7].

На рентгенограммах нелегированных пленок выявляются два диффузных максимума — гало I и II, обусловленные когерентным рассеянием рентгеновского излучения кластерами двух типов с кристаллоподобной упаковкой атомов [1], и фон, увеличивающийся с ростом угла дифракции и возникающий за счет некогерентного рассеяния излучения межкластерной средой с неупорядоченно расположенными атомами; соотношение интегральных интенсивностей гало $I_2/I_1 \approx 0.05 \div 0.15$. Доля излучения, рас-