

фициентов теплового расширения преобразователя, склейки и образца может приводить к возникновению сильных внутренних напряжений и даже потере акустического контакта между преобразователем и образцом. Однако применяемая склейка ГКЖ-94 обычно замерзает при температурах порядка 200 К, и в области азотных температур, как показывает эксперимент, коэффициент передачи звука не изменяется. Для доказательства того, что эмиссия не связана со склейкой, акустическая эмиссия была измерена в стеклянной пластинке тех же размеров, что и исследуемый образец, с тем же преобразователем и склейкой (см. рисунок, точки 2).

Приведенные результаты показывают, что акустическая эмиссия является перспективным методом исследования перестройки структуры высокотемпературных сверхпроводников.

Авторы выражают благодарность В. И. Воронковой за предоставление образца керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
13 февраля 1989 г.

УДК 537.312.62+538.945+548 : 537.611.45

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 8, 1989

МАГНИТНАЯ $T-H$ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Н. А. Дорошенко, Г. Г. Левченко, В. И. Маркович,
Ю. Ф. Ревенко, И. М. Фита

Выяснению взаимосвязи и влиянию дальнего магнитного порядка на сверхпроводящую подсистему посвящены многочисленные исследования. В настоящей работе изучается этот вопрос на примере соединения $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, в котором ниже температуры 2.2 К устанавливается коллинеарная антиферромагнитная структура с магнитным моментом, ориентированным вдоль оси C [1]. Оценки эффективного поля H_E и поля анизотропии $H_A < H_E$ [2] позволяют ожидать реализации спин-флоп фазы в диапазоне полей $H_{\Pi} < H < 2H_E$, где $H_{\Pi} = \sqrt{2H_E H_A}$ — поле спин-флоп перехода. Однако попытки построения фазовой диаграммы по данным магнитной восприимчивости [3], теплоемкости [2] и магнитосопротивления [4] не указывают на присутствие СФ фазы, характерной для слабоанизотропных антиферромагнетиков.

С целью исследования $T-H$ магнитных фазовых диаграмм в сверхпроводящем и нормальном состоянии нами было проведено измерение магнитной восприимчивости образцов $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в орторомбической и тетрагональной модификациях на переменном токе ($\hbar \sim 0.3 \div 20$ Э, $f = 30 \div 3000$ Гц) в диапазоне температур 0.2–100 К в магнитных полях до 40 кЭ. Исследования выполнены на керамических образцах цилиндрической формы (\varnothing 2.3 мм, $l = 6$ мм, $m \sim 0.15$ г).

ВТСП-керамика состава $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ синтезировалась из Gd_2O_3 , CuO и $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$. Прессование образцов проводилось под давлением $P \sim 1$ ГПа. Спекание ВТСП-керамики проводилось в течение 5 ч при температуре 975 °С в потоке кислорода с последующим охлаждением со скоростью 150 град/ч. Плотность образцов ~ 4.7 г/см³, что составляет ≈ 70 % от теоретической, рассчитанной по параметрам решетки.

Для образца орторомбической модификации получено значение температуры сверхпроводящего перехода $T_c = 92.0$ К по максимальной величине $d\chi/dT$. Для образца тетрагональной модификации следы диамагнит-

ного отклика не обнаружены. Восприимчивость образца $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ тетрагональной фазы в области температур 6—60 К следует закону Кюри—Вейсса; полученное значение парамагнитной температуры Кюри $\Theta = -2.6 \pm 0.2$ К хорошо согласуется с данными работы [2]. Температурная зависимость восприимчивости несверхпроводящего образца имеет вид, характерный для антиферромагнетика с низкой размерностью. Положение максимума χ при $T_m = 2.45 \pm 0.02$ К и температура Нееля $T_N = 2.2 \pm 0.02$ К, определенная по максимальному значению $d\chi/dT$, хорошо соответствуют данным работы [2]. Ниже T_N наблюдается сильная частотная зависимость $\chi(T)$.

Изучение влияния магнитного поля на температуру магнитного упорядочения $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ как в тетрагональной, так и в орторомбической модификациях проводилось методом измерения полевых зависимостей магнитной восприимчивости при фиксированных температурах. Характерные зависимости $\chi(H)$ соединения $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в тетрагональной фазе

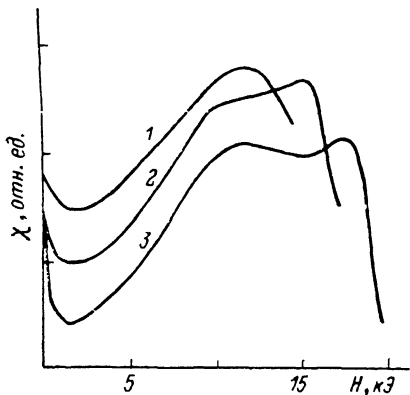


Рис. 1. Полевые зависимости магнитной восприимчивости при $T = 1.85$ (1), 1.38 (2) и 1.03 К (3).

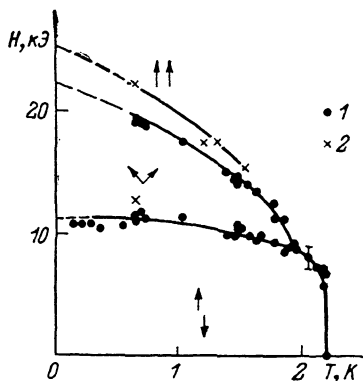


Рис. 2. Магнитная $H-T$ фазовая диаграмма $CdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. 1 — тетрагональная модификация, 2 — орторомбическая.

при трех фиксированных температурах приведены на рис. 1. Видно, что с понижением температуры происходит трансформация кривой $\chi(H)$ — вместо одного максимума появляется полка, а затем два максимума. С понижением температуры аномалии $\chi(H)$ становятся более отчетливыми, при этом амплитуда низкополевого максимума растет. Отметим, что качественное поведение $\chi(H)$ сходно при измерениях на частотах 30 Гц и 3 кГц, несмотря на сильное их различие в нулевом поле при $T < T_N$. Особенности на полевой зависимости восприимчивости образца орторомбической модификации из-за сильной экранировки сигнала удалось получить лишь при $T < 1.6$ К, причем по форме кривые $\chi(H)$ аналогичны зависимостям восприимчивости для образцов тетрагональной модификации. При температурах $T < 0.7$ К особенности $\chi(H)$ сверхпроводящего образца явно выражены.

Магнитная фазовая $T-H$ диаграмма $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для сверхпроводящих и несверхпроводящих образцов широко обсуждается в [2-4]. В данном случае важное значение имеют количество существующих фаз и топология фазовой диаграммы. По имеющимся данным температура магнитного упорядочения уменьшается с ростом магнитного поля, причем зависимость $H_c(T)$ авторы связывают с переходом из антиферромагнитной в парамагнитную фазу вплоть до $T = 0.3$ К. Существование СФ фазы не было обнаружено ни в тетрагональной, ни в орторомбической модификациях. Наличие или отсутствие СФ фазы является важным для установления характера процесса намагничивания.

В нашем эксперименте наличие одного максимума на зависимости $\chi(H)$ отождествляется с переходом между АФМ и ПМ фазами; отметим, что широкие максимумы наблюдаются в области $T_N < T < T_m$, что связано с раз-

рушением ближнего порядка. Появление особенности в виде полки на кривой $\chi(H)$ и последующая трансформация ее в два максимума при понижении температуры связаны с появлением СФ фазы в поле H_{c1} и с переходом из СФ фазы в ПМ фазу в поле H_{c2} . Размытие максимумов в зависимости $\chi(H)$ объясняется тем, что эксперименты проводились на керамических образцах и переход в СФ фазу испытывают лишь те кристаллиты, ось легкого намагничивания которых близка к направлению магнитного поля. Вклад остальных кристаллитов размывает аномалию χ в области перехода.

Экспериментальная фазовая диаграмма представлена на рис. 2, из которой экстраполяцией к $T=0$ определены значения критических полей АФМ—СФ перехода $H_{c1}(0) \approx 11.4$ кЭ и СФ—ПМ перехода $H_{c2}(0) \approx 22$ кЭ. Определение $T_{кр}$ — трикритической точки — вызывает большие затруднения из-за сильного размытия особенностей кривой $\chi(H)$ при температурах, близких к $T_{кр} \approx 1.8 \div 1.9$ К. Расчет в теории молекулярного поля с учетом полученных в [2] параметров $H_E = 14$ кЭ (сумма обменного и дипольного полей) и $H_A = 4.5$ кЭ (рассчитанная анизотропия дипольного происхождения) дает значение $H_{c1} = 11.2$ и $H_{c2} = 23.5$ кЭ. Эти значения близки к экспериментальным, что является подтверждением природы фазовой линии $H_{c1}(T)$. Особенностью $T-H$ диаграммы является сильный рост H_{c2} с понижением температуры, что характерно для низкоразмерного антиферромагнетика.

Линия H_{c2} для сверхпроводящих образцов сдвинута в область высоких полей на 1.5—2 кЭ относительно этой линии для образцов тетрагональной модификации. Отметим, что наблюдаемый сдвиг больше величины нижнего критического поля $H_{кр1} \approx 600$ Э при $T \sim 4.2$ К.

Авторы выражают благодарность А. Н. Богданову, В. М. Свистуну, Д. А. Яблонскому за обсуждение работы и ценные замечания.

Список литературы

- [1] Smit H. H. A., Dirken M. W., Thiel R. C., de Jongh L. J. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 5. P. 695—697.
- [2] Van den Berg J., van der Beek C. J., Kes P. H., Mydosh J. A., Nieuwenhuys G. J., de Jongh L. J. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 5. P. 699—703.
- [3] Huang C. Y., Shapira Y., Hor P. H., Meng R. L., Chu C. W. // Modern Physics Lett. B. 1987. V. 1. N 5—6. P. 245—250.
- [4] Tamegai T., Oguro I., Koga K., Watanabe A., Iye Y. // Physics B. 1987. V. 148B. N 1—3. P. 453—455.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
15 февраля 1989 г.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ge/Si

В. А. Гайслер, В. А. Марков, М. П. Синюков, А. Б. Талочкин

В недавних работах [1, 2] было показано, что комбинационное рассеяние света позволяет регистрировать фононы, локализованные на границе раздела двух сред. В [1] нами были обнаружены локальные оптические колебания на свободной поверхности германия, а авторами [2] — колебания Ge—Si связей на гетерогранице Ge/Si. В настоящей работе мы исследовали спектры рассеяния гетероструктур Ge/Si и твердых растворов