

МАГНИТНОЕ ПОВЕДЕНИЕ КЕРАМИКИ $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Г. Г. Левченко, В. И. Маркович, В. М. Свистунов, И. М. Фита

Интерес к изучению магнитных свойств соединений $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Gd}, \text{Dy}, \text{Er}, \text{Sm}, \text{Nd}$) связан с фактом сосуществования в них при низких температурах сверхпроводимости и дальнего магнитного порядка. В двумерной структуре $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ реализуются различные антиферромагнитные (АФМ) структуры: так, при $\text{Re}=\text{Gd}, \text{Dy}$ магнитный момент направлен вдоль оси C , а при $\text{Re}=\text{Er}$ он лежит в плоскости ab ; в системах с Gd и Er хорошо выражено двумерное магнитное поведение.

Мультиплет основного состояния $\text{Dy}^{3+} - {}^6H_{15/2}$ испытывает сильное расщепление в кристаллическом поле, в результате нижним уровнем оказывается сильноанизотропный дублет, отделенный на 40 К от возбужденных уровней. О большой величине анизотропии свидетельствует тот факт, что при низких температурах магнитный момент керамики $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ остается ненасыщенным даже в поле ~ 100 кЭ. Поэтому при $T < T_N$ в магнитном поле, направленном вдоль оси C , следует ожидать метамагнитное поведение $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в отличие от слабоанизотропного $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (основное состояние $\text{Gd}^{3+} - {}^8S_{7/2}$, анизотропия имеет дипольное происхождение), в котором ранее мы обнаружили спин-фlop фазу на магнитной $T-H$ диаграмме [1].

В настоящей работе исследованы температурная и полевые зависимости магнитной восприимчивости $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, измеренной на переменном токе ($f=30 \div 300$ Гц, $\tilde{h} \sim 1$ Э) в рефрижераторе растворения ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$ (область температур 0.07–100 К). Цилиндрические образцы керамики в тетрагональной и орторомбической структурных фазах, приготовленные с использованием давления ~ 1 ГПа, оказывались текстурированными с преимущественной ориентацией оси C кристаллитов вдоль оси цилиндра и соответственно вдоль магнитного поля в эксперименте.

Данные восприимчивости $\chi(T)$ тетрагональной структуры при $H=0$ показывают выполнение закона Кюри–Вейсса ($\Theta \approx -8$ К) в области температур 15–70 К и максимум χ при 0.95 К, связанный с АФМ упорядочением. Эти параметры хорошо согласуются с известными данными восприимчивости, теплоемкости, нейтроннографии. Поведение $\chi(T)$ в районе T_N отличается от такового в $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, где хорошо различаются температуры ближнего и дальнего порядков.

При температурах ниже T_N на полевой зависимости $\chi(H)$ появляется максимум, амплитуда и поле H_c которого растут с понижением температуры. На рис. 1 показаны характерные кривые изменения восприимчивости в магнитном поле, записанные при постоянных температурах (значения H_c и амплитуда определялись при десятикратном усилении сигнала). Максимум интерпретируется как фазовый переход в магнитном поле из АФМ в парамагнитное (ПМ) состояние, который реализуется лишь в тех кристаллитах образца, ось C которых совпадает с направлением внешнего магнитного поля. Значение H_c при $T=0.35$ К хорошо согласуется с положением точки перегиба на кривой намагниченности $M(H)$, определенной в [2]. По данным $\chi(H)$ построена магнитная $T-H$ фазовая диаграмма $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (рис. 2), где экспериментальные точки определяют линию $H_c(T)$, ограничивающую область существования АФМ фазы в магнитном поле, приложенном в направлении C . Характерной особенностью линии $H_c(T)$ является аномальное возрастание поля перехода H_c при $T \rightarrow 0$.

Экспериментальная линия фазовых переходов $H_c(T)$ сравнивалась с теоретической зависимостью для изинговского АФМ [3], рассчитанной

в приближении высокотемпературных рядов по сдвигу аномалии χ в магнитном поле. Сильное расхождение эксперимента с результатом для квадратной решетки (рис. 2, кривая 1) и лучшее согласие с зависимостью

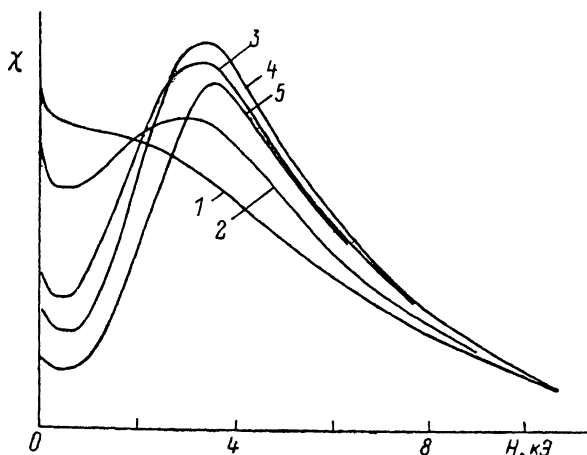


Рис. 1. Изменение восприимчивости $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ тетрагональной структуры в магнитном поле при различных температурах.

T , К: 1 — 1.015, 2 — 0.708, 3 — 0.377, 4 — 0.249, 5 — 0.120. Восприимчивость измерена при $f=300$ Гц и $h=0.85$ Э.

для простой кубической решетки (кривая 2) могут свидетельствовать о трехмерном характере магнитного поведения $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Этот вывод согласуется с данными $\chi(T)$ при $H=0$: восприимчивость максимальна в точке Нееля. Отметим здесь, что в $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ мы наблюдали ярко выраженное двумерное магнитное поведение, в частности $H_c(T)$ точно следует зависимости для плоской квадратной решетки. Различный характер магнитных взаимодействий в $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, видимо, связан с наличием в последнем сильного спин-орбитального взаимодействия.

На линии $H_c(T)$ обнаружена особенная точка R при $T=0.23$ К, в которой восприимчивость в поле достигает максимального значения. Ниже T_R максимум $\chi(H)$ быстро падает; максимальная χ в T_R наблюдалась также и при измерениях на постоянном токе. Это поведение трудно объяс-

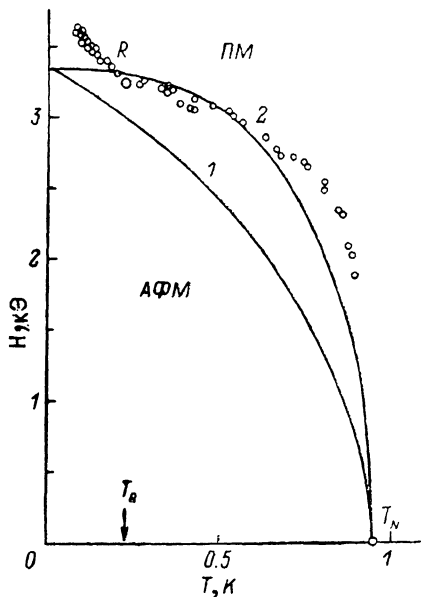


Рис. 2. Магнитная $T-H$ фазовая диаграмма $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ тетрагональной структуры.

нить, поскольку мы имеем дело с неоднородным распределением различных магнитных фаз по керамическому образцу и нельзя использовать представление о размагничивающем факторе. При $T < T_R$, однако, мы наблюдали гистерезис при фазовом переходе, что дает основание полагать, что в этой области температур он является первородным. Наличие таких особенностей позволяет интерпретировать результаты в рамках теории метамагнитных фазовых переходов двухподрешеточного антиферромагнетика [4]. В пределах этой теории (приближение молекуляр-

ного поля) из данных T_N и T_R определены константы внутри- и междо- решеточного обмена: $\mathcal{J}_{11}=0.237$, $\mathcal{J}_{12}=-0.712$ К. В критической точке R сходятся линии фазовых переходов 1-го и 2-го рода АФМ \leftrightarrow ПМ (ФП 1-го рода при $T < T_R$).

Аномальный рост поля перехода при низких температурах объясняется возрастанием магнитного момента, индуцированного взаимодействием ядра Dy^{3+} ($I=5/2$) с $4f$ -оболочкой, которое весьма значительно в $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ по данным мессбауэровских измерений (при $T \sim 0$ поле на ядре достигает 4300 кЭ) [2]. Влияние сверхтонкого взаимодействия проявляется также в возрастании теплоемкости $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $T < 0.3$ К [5], когда температура становится сравнимой с расщеплением ядерных подуровней. В этом случае $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ можно рассматривать как сильно связанную электронно-ядерную систему. Теория [4] качественно описывает возрастание $H_c(T)$ при $T \rightarrow 0$ при учете сверхтонкого взаимодействия, оцененного из мессбауэровских данных.

В сверхпроводящем образце ($T_c=88.5$ К, температура АФМ упорядочения равна 1.14 К в поле 1 кЭ) подобные метамагнитные переходы удалось выявить лишь при очень низких температурах $T < 0.3$ К (поле переходов H_c на ~ 3 кЭ превышает такое значение полей для тетрагональной структуры). Здесь также наблюдались аномалии в районе $T=0.23$ К, где восприимчивость в поле достигала максимума, и возрастание поля перехода при $T \rightarrow 0$.

Авторы выражают благодарность Д. А. Яблонскому и В. Н. Криво- ручко за обсуждение работы и ценные замечания.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Дорошенко Н. А., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Ревенко Ю. Ф., Фита И. М. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 282—284.
- [2] Hodges J. A., Imbert P., Marimon da Cunha J. B., Hammamm J., Vincent E., Sanchez J. P. // Physica C. 1988. V. 156. N 1. P. 143—156.
- [3] Bienenstock A. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 3. P. 1459—1461.
- [4] Барьяхтар В. Г., Витебский И. М., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 7. С. 2135—2142.
- [5] Dunlap B. D., Slaski M., Hinks D. G., Soderholm L., Bena M., Zhang K., Segre C., Crabtree G. W., Kwok W. K., Malik S. K., Schuller I. K., Jorgenson J. D., Suga- gaila A. // J. Magn. and Magn. Mat. 1987. V. 68. N 2. P. 139—144.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
30 июня 1989 г.

ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И СТРУКТУРА ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $AgGaS_2(1-x)Se_{2x}$

В. Ф. Агекян, Д. Раджаб, А. Ю. Серов

Кристаллы группы $A^IVB^III C_2^VI$ (симметрия халькопирита $\bar{4}2m$) являются тройными аналогами бинарных кристаллов A^IVB^VI . Некоторые из многочисленных веществ этой группы имеют практическое значение: $CuInSe_2$ используется как преобразователь солнечной энергии, $AgGaS_2$ интересен сильно выраженными нелинейными свойствами и возможностью применения в электрооптических затворах.

В настоящей работе исследовано изменение параметров зонной структуры твердого раствора (ТР) $AgGaS_2(1-x)Se_{2x}$ в зависимости от значе-