

УДК 537.312.62+538.945+548:537.611.45

©1994

## МАГНЕТИЗМ ПОДРЕШЕТКИ $Gd^{3+}$ В СИСТЕМЕ $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$

*М. Баран, В. П. Дьяконов, В. И. Маркович, Г. Шимчак*

Экспериментально изучены магнитные свойства керамических образцов  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ . На основе измерений полевой и температурной зависимостей магнитной восприимчивости построены магнитные фазовые  $H$ - $T$  диаграммы соединений  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  ( $x = 0.5, 1.0$ ). Усиление трехмерных свойств в стронцийсодержащих соединениях по сравнению с  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  свидетельствует об увеличении межслоевого взаимодействия ионов  $Gd^{3+}$ . Обнаружено немонотонное изменение поля спин-флип перехода и температуры Нееля при замещении бария стронцием.

Редкоземельные купраты  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $RE$  — редкая земля, за исключением  $Pt$ ) являются широко исследуемыми ВТСП соединениями с  $90^\circ$  сверхпроводимостью [1-3]. Твердые растворы замещения при подстановке стронция вместо  $Ba$  в системе  $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  получены и изучены в широком интервале составов ( $0 < x < 1.5$ ) [4-10]. Интерес к этим соединениям, в частности, обусловлен наблюдавшимся [4] повышением плотности критического тока в  $YBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  по сравнению с  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Влияние замещения бария стронцием на структурные, тепловые, электрофизические свойства твердых растворов  $REBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  также исследованы довольно подробно [11-18]. Исследование кристаллической структуры ряда соединений  $REBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  [17] показало, что тип кристаллической решетки при  $\delta \approx 0.1$  зависит от величины редкоземельного иона. При  $r_{RE} < r_{Dy}$  она орторомбическая, при  $r_{RE} > r_{Dy}$  тетрагональная [17], а  $DyBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  получается в тетрагональной или орторомбической модификации в зависимости от теплового режима образцов [16,17]. Однако, по-видимому, и для  $GdBaSrCu_3O_{7-\delta}$  ( $\delta \approx 0.1$ ) может реализоваться как тетрагональная, так и орторомбическая фаза [14-16,19].

В ряде соединений  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $RE = Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Ho, Yb$ ) при низких температурах происходит антиферромагнитное (АФМ) упорядочение редкоземельной подрешетки [20,21]. Влияние замещения  $Ba^{2+}$  стронцием на магнитное упорядочение редкоземельной подрешетки изучалось в соединениях  $REBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  лишь для  $RE = Gd$  [22,23] и  $RE = Dy$  [24]. Используя данные температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости, для случая  $RE = Dy$  мы по-

казали, что по мере замещения бария стронцием происходит усиление низкоразмерных свойств подрешетки  $Dy^{3+}$  [24]. Результаты исследований теплоемкости  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  [22,23] довольно противоречивы. Так, для сверхпроводящих образцов  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  было показано [22], что температура Нееля  $T_N$  понижается с ростом содержания стронция: для  $GdBa_{1.5}Sr_{0.5}Cu_3O_{7-\delta}$   $T_N = 2.15$  К, а для  $GdBaSrCu_3O_{7-\delta}$   $T_N = 2.05$  К (в чисто бариевом  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$   $T_N \approx 2.20 \div 2.25$  К как у керамических [20,21,25,26], так и монокристаллических [27] образцов). Другие результаты измерения теплоемкости [23] показывают, что максимум теплоемкости, связанный с АФМ упорядочением и определяющий значение  $T_N$  у  $GdBaSrCu_3O_y$ , сдвигается в сторону высоких температур для сверхпроводящих и несверхпроводящих образцов ( $y = 7$  и  $6.1$  соответственно) относительно максимума  $C(T)$   $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

В данной работе мы сообщаем результаты исследования особенностей магнитного упорядочения редкоземельной подрешетки  $Gd^{3+}$  в системе  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  ( $x = 0.5, 1.0$ ;  $\delta \approx 0.5$ ), полученные в результате измерения и анализа полевых и температурных зависимостей магнитной восприимчивости.

## 1. Образцы и методика эксперимента

Технология приготовления и сверхпроводящие свойства образцов системы  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  ( $x = 0.5, 1.0$ ) описаны нами ранее [19]. Для измерений магнитной восприимчивости из синтезированного порошка под давлением  $\sim 1.5$  ГПа прессовались цилиндрические образцы диаметром  $\approx 2.4$  мм, длиной  $\approx 5 \div 6$  мм, массой  $\sim 0.15$  г, которые затем подвергались спеканию и термообработке [19]. Измерения магнитной восприимчивости производились на несверхпроводящих образцах  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  во избежание вклада диамагнитного сигнала, связанного со сверхпроводимостью.

Измерения температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости выполнялись на низкочастотном магнитометре ( $f = 300$  Hz,  $\tilde{h} = 0.5 \div 10$  Oe) в диапазоне температур  $T = 0.4 \div 4.2$  К и магнитных полей до 30 кОе. Поляризация низкочастотного поля совпадала с осью цилиндрического образца. Температура в рабочем объеме определялась как по давлению паров  $He^3$ , так и с помощью угольного термометра сопотривления ТСУ-2 (ВНИИФТРИ), прокальброванного до 0.5 К по парам  $He^3$ .

## 2. Результаты измерений и их обсуждение

Результаты рентгеноструктурных измерений исследованных образцов  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  ( $x = 0.5, 1.0$ ) приведены в [19]. Образцы  $GdBaSrCu_3O_{7-\delta}$  ( $\delta \approx 0.1$ ), по-видимому, содержат кристаллиты как орторомбической, так и тетрагональной модификации. Появление тетрагональной фазы в образцах  $GdBaSrCu_3O_{7-\delta}$  с высоким содержанием кислорода может быть вызвано не только влиянием замещения  $Ba^{2+}$  стронцием, но и перемешиванием позиций  $Gd^{3+}$  и  $Sr^{2+}$ . Анализ рентгеновских спектров свидетельствует о том, что около 26% ионов  $Gd^{3+}$

может занимать позицию  $\text{Sr}^{2+}$  и соответствующее количество ионов стронция находится на позициях  $\text{Gd}^{3+}$  в соединении  $\text{GdBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [15].

Исследования же структуры соединений  $\text{RE}_{1+x}\text{Ba}_{2-x}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\text{RE} = \text{Eu}, \text{Sm}, \text{La}, \text{Nd}, \text{Gd}$ ) [28,29] показывают, что в этих соединениях при  $x \approx 0.15 \div 0.20$  происходит переход из орторомбической фазы в тетрагональную, причем для  $\text{Gd}$  предельное количество для образования твердого раствора  $x = 0.2$  [29,30]. Поэтому возможно, что для всех соединений  $\text{REBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $r_{\text{RE}} > r_{\text{Dy}}$  стабилизация тетрагональной фазы для больших  $\text{RE}^{3+}$  [17] обусловлена перемешиванием позиций  $\text{Sr}^{2+}$  и  $\text{RE}^{3+}$ .

Как известно из исследований нейтронных и мессбауэровских спектров [31,32], в  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при температурах ниже  $T_N \approx 2.20 \text{ K}$  в подрешетке  $\text{Gd}^{3+}$  устанавливается коллинеарная магнитная структура с магнитным моментом вдоль оси  $C$ . Моменты  $\text{Gd}^{3+}$  образуют квазидвумерную решетку, что проявляется, в частности, в характерной температурной зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ : широкий максимум выше  $T_N$ , указывающий на ближний порядок [25]. Исследуя полевые зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(H)$  керамических [26] и монокристаллических [27] образцов  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , мы обнаружили аномалии восприимчивости, которые были интерпретированы как переходы из АФМ фазы в ферромагнитную (ФМ) через спин-флоп (СФ) фазу.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  (рис. 1) образцов  $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $x = 0.5, 1.0$ ) не имеет таких явно выраженных особенностей, характерных для низкоразмерных систем, какие наблюдались у  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [25-27]. Зависимость (рис. 1) является разностью между  $\chi(T)$  и  $\chi(4.2 \text{ K})$ .

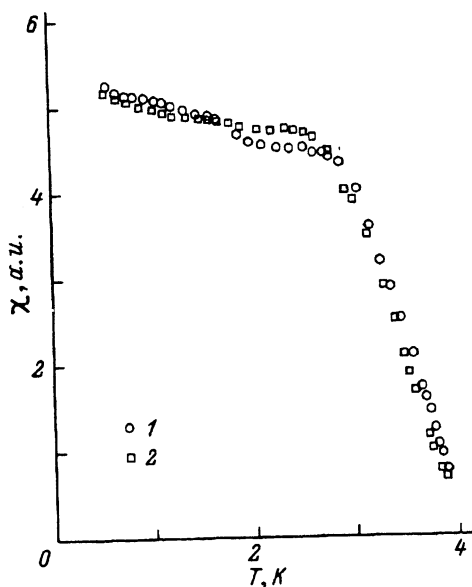


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости на переменном токе ( $f = 300 \text{ Hz}$ ,  $h \sim 0.5$ )  $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

$x, \delta$ : 1 — 0.5, 0.5; 2 — 1.0, 0.5.

Как показано в [33], величина межслоевого взаимодействия магнитных ионов может очень критичным образом сказываться на поведении магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ . В нашем случае межслоевые взаимодействия, возможно, очень чувствительны к «химическому давлению», т.е. к изменению расстояния между слоями с редкоземельными ионами из-за замещения  $\text{Ba}^{2+}$  ( $r = 1.42 \text{ \AA}$ ) на  $\text{Sr}^{2+}$  ( $r = 1.26 \text{ \AA}$ ). Гидростатическое сжатие («физическое давление») до 2.0 ГПа [34], также уменьшающее расстояние между слоями с  $\text{RE}^{3+}$ , не приводит к такому эффекту. Форма кривой  $\chi(T)$  у  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  практически не изменяется, а лишь сдвигается в сторону высоких температур, что свидетельствует о росте температуры АФМ упорядочения  $T_N$  под давлением. Такое различие «физического» и «химического» давлений может быть обусловлено сильной неоднородностью «химического давления», что показано на примере системы  $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [35].

Другая причина, которая может вызывать трансформацию  $\chi(T)$  при замещении бария стронцием, — это усиление межслоевого обмена за счет сильного перемешивания позиций  $\text{Gd}^{3+}$  и  $\text{Sr}^{2+}$  [15,17].

В результате по полученным зависимостям  $\chi(T)$  (рис. 1) для  $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $x = 0.5, 1.0$ ) невозможно определить ни положение температуры максимума  $T_{\text{max}}$ , характеризующей ближний порядок, ни значение температуры Нееля  $T_N$ .

Полевые зависимости магнитной восприимчивости при фиксированных температурах  $\chi(H)_T$  для образцов  $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (рис. 2) подобны тем, которые мы ранее наблюдали у  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [26,34]. Аномалии на зависимости  $\chi(H)_T$  связаны с АФМ–СФ переходом в СФ фазу в поле  $H_{SF}$  и со СФ–ФМ переходом (из СФ фазы в индуцированную полем ФМ фазу) в поле  $H_E$ . Максимумы восприимчивости  $\chi(H)_T$  при АФМ–СФ переходе довольно размыты, что, естественно, связано с природой керамических образцов, в которых СФ переход испытывают лишь те кристаллиты, в которых ось легкого намагничивания близка к направлению магнитного поля. По мере понижения температуры ниже 1.5 К величина максимума  $\chi(H)_T$  на линии переходов АФМ–СФ постоянно возрастает, при этом значение поля перехода  $H_{SF}$  практически не изменяется. Качественно иное поведение имеет  $\chi(H)_T$  на линии СФ–ФМ при  $0.5 \text{ К} < T < 1.6 \text{ К}$  — амплитуда широкого максимума растет с понижением температуры до 1.6 К.

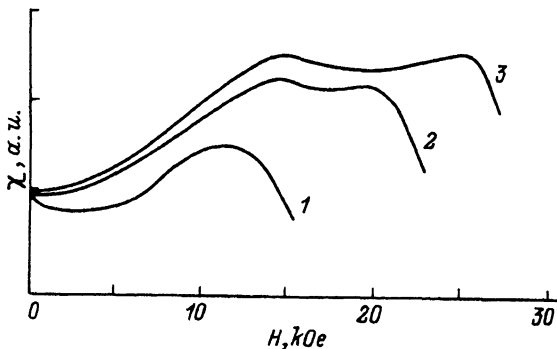


Рис. 2. Полевые зависимости магнитной восприимчивости  $\text{GdBaSrCu}_3\text{O}_{6.5}$  при постоянных температурах.  
 $T$ , К: 1 — 2.00, 2 — 1.40, 3 — 0.50.

На основании экспериментальных результатов построена магнитная фазовая  $H-T$  диаграмма образцов  $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с содержанием стронция  $x = 0.5$  и  $1.0$ . Отметим, что поле СФ перехода практически не изменяется при различном содержании стронция, его значение при  $T = 0\text{ K}$  (полученное путем экстраполяции кривой АФМ-СФ перехода к  $T = 0\text{ K}$ ) составляет приблизительно  $14\text{ kOe}$ , что несколько выше значения  $H_{SF}$  у  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\approx 13.7\text{ kOe}$ ) [34]. Полученное аналогично значение  $H_E$  у  $\text{GdBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  на  $\approx 2\text{ kOe}$  меньше, чем у  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , а у соединения  $\text{GdBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$   $H_E$  то же, что и у  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\approx 25.5\text{ kOe}$ ). Такое поведение  $H_E$  при изменении содержания стронция трудно объяснить, однако отметим, что подобным образом изменяется и поле метамагнитного перехода в  $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [24].

Экспериментальная линия фазовых переходов  $H_E(T)$  сравнивалась с теоретической зависимостью для изинговского АФМ, рассчитанной методом высокотемпературного разложения по сдвигу аномалии  $\chi$  в магнитном поле [36]

$$T_c(H)/T_c(0) = \{1 - (H/H_c)^2\}^\xi, \quad (1)$$

где  $\xi = 0.87$  для квадратной решетки,  $\xi = 0.35$  для простой кубической решетки.

Для керамики  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  экспериментальная зависимость  $H_E(T)$  хорошо согласуется с выражением (1) при  $\xi = 0.87$  [26], что свидетельствует о квазидвумерном упорядочении ионов  $\text{Gd}^{3+}$ . Сравнение экспериментальных точек поля  $H_E(T)$  для  $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с теоретическими зависимостями (см. рис. 3) проводилось по уравнению (1) со следующими параметрами:  $\xi = 0.87$ ,  $H_E(0) = 23.5\text{ kOe}$ ,  $T_c(0) = 2.08\text{ K}$  (кривая *a*),  $\xi = 0.35$ ,  $H_E(0) = 23.5\text{ kOe}$ ,  $T_c(0) = 2.08\text{ K}$  (кривая *b*),  $\xi = 0.35$ ,  $H_E(0) = 25.7\text{ kOe}$ ,  $T_c(0) = 2.08\text{ K}$  (кривая *c*). Лучшее

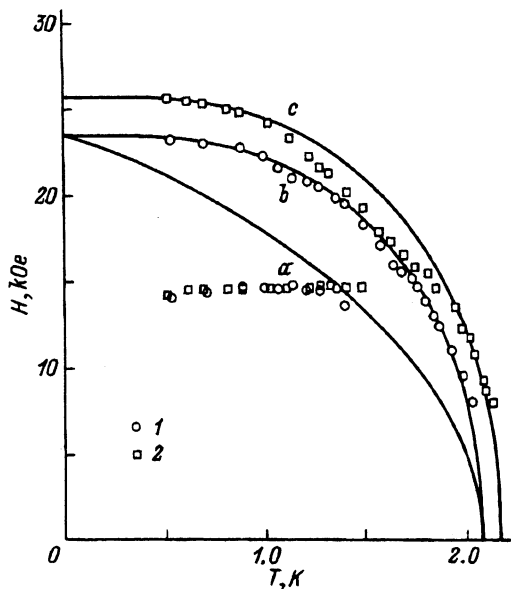


Рис. 3. Магнитная  $H-T$  фазовая диаграмма  $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

Экспериментальные точки 1, 2 определены по аномалиям на полевой зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(H)$  ( $x, \delta$ : 1 — 0.5, 0.5; 2 — 1.0, 0.5). Линии *a-c* — теоретические зависимости поля перехода  $H_c(T)$  (уравнение (1)) для изинговского АФМ: *a* — плоская квадратная решетка; *b, c* — простая кубическая решетка [36].

соответствие экспериментальных точек кривым  $b$  и  $c$  по сравнению с кривой  $a$  свидетельствует о трехмерном характере магнитного упорядочения ионов  $Gd^{3+}$ . Такое поведение поля  $H_E(T)$   $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  в сравнении с зависимостью  $H_E(T)$  у  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [26,34] может быть результатом действия двух причин, на которые уже указывалось в данной работе, — уменьшение расстояния между плоскостями с ионами  $Gd^{3+}$  вследствие подстановки стронция вместо бария и за счет перемешивания состояний  $Gd^{3+}$  и  $Sr^{2+}$ . О точном значении температуры Нееля  $T_N$  трудно что-либо сказать, так как ни из температурной зависимости  $\chi(T)$ , ни из фазовой  $H-T$  диаграммы ее определить невозможно, а зависимость  $H_E(T)$  при  $H \rightarrow 0$  может и не стремиться к  $T_N$ , особенно для систем, проявляющих низкоразмерные свойства [26,27]. Однако, судя по фазовой  $H-T$  диаграмме (рис. 3), можно считать, что  $T_N$   $GdBaSrCu_3O_{6.5}$  больше, чем  $T_N$   $GdBa_{1.5}Sr_{0.5}Cu_3O_{6.5}$  приблизительно на 0.09 К. Это расходится со значениями  $T_N$  [13], полученными из измерений теплоемкости для  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  ( $x = 0.5$ ,  $T_N = 2.15$  К;  $x = 1.0$ ,  $T_N = 2.05$  К). Необходимо отметить, что в [13] измерения  $C(T)$  проводились на сверхпроводящих образцах, а значение  $T_N$  и магнитная структура соединений  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  существенно зависят от содержания кислорода [37]. Такая ситуация действительно имеет место для  $RE = Er, Dy, Sm, Nd$ . Однако, несмотря на различие магнитной структуры в соединениях  $GdBa_2Cu_3O_7$  (антиферромагнитно связанные моменты  $Gd^{3+}$  во всех трех направлениях) и  $GdBa_2Cu_3O_{6.5}$  (АФМ связь ближайших соседей вдоль  $a$  и  $b$  и ФМ вдоль  $c$ ) [38], значения  $T_N \approx 2.2$  К в обоих соединениях совпадают. Но такую возможность нельзя исключить для соединений  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ , хотя в этом случае речь идет не только о разных значениях температуры Нееля в сверхпроводящих и несверхпроводящих образцах, но и о различном характере изменения  $T_N$  по мере замещения  $Ba^{2+}$  на  $Sr^{2+}$  в зависимости от кислородного индекса. Отчасти это подтверждается исследованиями теплоемкости  $GdBa_2Cu_3O_y$  ( $y = 6.13, 7.0$ ) и  $GdBaSrCu_3O_y$  ( $y = 6.1, 7.0$ ) в области магнитного упорядочения ионов  $Gd^{3+}$  [23]. Температура Нееля и высота пика аномалии теплоемкости при  $T_N$  для  $GdBa_2Cu_3O_y$  практически совпадают, а замещение  $Ba^{2+}$  на  $Sr^{2+}$  приводит к небольшому сдвигу аномалии теплоемкости в область высоких температур ( $\Delta T_N \approx 0.1$  К) по сравнению с  $GdBa_2Cu_3O_y$ . Высота аномалии теплоемкости в  $GdBaSrCu_3O_y$  существенно ниже, чем  $GdBa_2Cu_3O_y$ , и, кроме того, у соединения с  $y = 6.1$  она приблизительно в два раза больше, чем у  $GdBaSrCu_3O_7$  [23].

Форма и ширина пика магнитного вклада в теплоемкость соединений  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $RE = Nd, Dy$ ) [39,40] наряду с результатами по рассеянию нейтронов показывают, что характер магнитного упорядочения ( $2D$  — модель Изинга при высоком содержании кислорода) и корреляционная длина существенно изменяются при уменьшении содержания кислорода. Для  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и тем более для  $GdBaSrCu_3O_{7-\delta}$  отсутствуют результаты нейтронных исследований, характеризующих АФМ упорядочение подрешетки  $Gd^{3+}$ . Тем не менее, учитывая представленные в данной работе результаты по исследованию  $\chi(T, H)$ , можно предположить, что усиление трехмерных свойств в соединениях со

стронцием (в сравнении с  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ) может привести к такому поведению  $C(T)$ .

Итак, в результате данного исследования синтезированы образцы  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  ( $x = 0.5; 1.0$ ) и проведено исследование их магнитных свойств в области АФМ упорядочения редкоземельной подрешетки. На основе измерения температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости построена магнитная фазовая  $H-T$  диаграмма. Изменение топологии  $H-T$  диаграммы соединений со стронцием по сравнению с  $H-T$  диаграммой  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  свидетельствует об усилении межслоевого обмена ионов  $Gd^{3+}$  при замещении  $Ba^{2+}$  стронцием. Обнаружено немонотонное изменение поля СФ перехода и температуры Нееля при таком замещении.

Авторы благодарны Н.А. Дорошенко за приготовление образцов  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ , а В.И. Каменеву — за проведение рентгеновского анализа.

Работа частично поддержана Государственным комитетом по науке (КВН) Польши, контракт № 2P30208205.

### Список литературы

- [1] Fisk Z., Thompson J.D., Zirngiebl E., Smith J.L., Cheong S.W. // *Solid State Commun.* 1987. V. 62. N 11. P. 743-744.
- [2] Marle M.B., Dalichaouch Y., Ferreira J.M., Hake R.R., Lee B.W., Neumeier J.J., Torikachvili M.S., Yang K.N., Zhou H., Guertin R.P., Kuric M.V. // *Physica B.* 1987. V. 148. P. 155-162.
- [3] Hor P.H., Meng R.L., Wang Y.Q., Gao L., Huang Z.J., Bechtold J., Forster K., Chu C.W. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. N 18. P. 1891-1894.
- [4] Wordenweber R., Heinemann K., Freyhardt H.C. // *Physica C.* 1988. V. 153-155. P. 870-871.
- [5] Liang J.M., Chang L., Sung H.M., Wu P.T., Chen L.J. // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 64. N 7. P. 3593-3597.
- [6] Wada T., Sakurai T., Suzuki N., Koriyama S., Yamauchi H., Tanaka S. // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 41. N 16. P. 11 209-11 213.
- [7] Ono A. // *Physica C.* 1992. V. 200. P. 296-300.
- [8] Golben J., Vlasse M. // *Supercond. Sci. Technol.* 1992. V. 5. P. 231-235.
- [9] Пашин С.Ф., Антипов Е.В., Ковба Л.М. // *Сверхпроводимость.* 1990. Т. 3. № 10. С. 2386-2389.
- [10] Колесов Б.А., Алферова Н.И., Веснин Ю.И., Шубин Ю.В., Стариков М.А. // *Сверхпроводимость.* 1992. Т. 5. № 2. С. 314-318.
- [11] Currie D.B., Forrest A.M. // *Solid State Commun.* 1988. V. 66. N 7. P. 715-718.
- [12] Noel D., Parent L. // *Thermochimica Acta.* 1990. V. 171. P. 57-65.
- [13] Девятых Г.Г., Алексеевский Н.Е., Гусев А.В., Кабанов А.В., Митин А.В., Хлыбов Е.П. // *ДАН СССР.* 1990. Т. 313. № 2. С. 365-367.
- [14] Yamaya K., Okajama Y., Yagi T., Domon M., Itoh F. // *Physica C.* 1991. V. 185-189. P. 1237-1238.
- [15] Wang X.Z., Bauerle D. // *Physica C.* 1991. V. 176. P. 507-510.
- [16] Wang X.Z., Steger P.L., Reissner M., Steiner M. // *Physica C.* 1992. V. 196. P. 247-251.
- [17] Wang X.Z., Hellebrand B., Bauerle D. // *Physica C.* 1992. V. 200. P. 12-16.
- [18] Rozell J.M., Book G.W., Cunningham J., Glorioso C., Vlasse M., Golben J.P. // *Physica C.* 1993. V. 204. P. 384-388.
- [19] Маркович В.И., Дьяконов В.П., Войко Ф.А., Левченко Г.Г., Фита И.М. // *ФТТ.* 1994. Т. 36. № 6. С. 1672-1678.
- [20] Ramirez A.P., Schneemeyer L.F., Waszczak J.V. // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 36. N 13. P. 7145-7147.
- [21] Dunlap B.D., Slaski M., Hinks D., Soderholm L., Beno M., Zhang K., Segre S., Grubtree G.W., Kwok W.K., Malik S.K., Schuller I.K., Jorgensen J.D., Sugaila A. // *J. Magn. and Magn. Mat.* 1987. V. 68. N 2. P. 139-144.

- [22] Алексеевский Н.Е., Гусев А.В., Девятых Г.Г., Кабанов А.В., Нарожный В.Н., Нижанковский В.И., Хлыбов Е.П. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 10. С. 540-542.
- [23] Hilscher G., Holubar T., Schaudy G., Dumschat J., Strecker M., Wortmann G., Wang X.Z., Hellebrand B., Bauerle D. // Proc. XX Intern. Conf. on Low Temp. Physics, Eugene Oregon. 1993. (to be published).
- [24] Маркович В.И., Дорошенко Н.А., Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Фита И.М., Южелевский Ю.И. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 3. С. 667-684.
- [25] Van den Berg J., Van der Beek C.J., Kes P.H., Mydosh J.A. // Solid State Commun. 1987. V. 64. N 5. P. 699-703.
- [26] Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Свистунов В.М., Фита И.М. // Сверхпроводимость. 1989. Т. 2. № 8. С. 74-81.
- [27] Dyakonov V.P., Zubov E.E., Kozeeva L.P., Levchenko G.G., Markovich V.I., Pavlyuk A.A., Fita I.M. // Physica C. 1991. V. 178. N 1-3. P. 221-224.
- [28] Akinaga H., Katoh H., Takita K., Asano H., Masuda K. // Jap. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. N 4. P. L610-L612.
- [29] Wong-NG W., Paretzkin B., Fuller E.R. // J. of Solid State Chemistry. 1990. V. 85. P. 117-132.
- [30] Chatterjee R., Prasanna T.R.S., Mooder J., O'Handley R.C. // Physica C. 1989. V. 158. P. 485-489.
- [31] McK Paul D., Mook H.A., Sales B.C., Boather L.A., Thompson J.K., Mostoller, Hewat A.W. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 4. P. 2341-2344.
- [32] Smit H.A., Dirken M.W., Thiel R.C., de Jongh L.J. // Solid State Commun. 1987. V. 64. N 5. P. 695-698.
- [33] de Jongh L.J. // Magnetic properties of layered transition metal compounds / Ed. L. J. de Jongh. Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1990.
- [34] Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Олейник А.В., Поляков П.И., Фита И.М. // ФНТ. 1990. Т. 16. № 11. С. 1424-1427.
- [35] Fernandes A.A., Santamaria J., Budko S.L., Nakamura O., Guimpel J., Schuller I.K. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 14. P. 7601-7604.
- [36] Bienenstock A. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 3. P. 1459-1461.
- [37] Markert J.T., Dalichaouch Y., Maple M.B. // Physical Properties of High Temperature Superconductors. I / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, Singapore, 1989.
- [38] Chattopadhyay T., Brown P.J., Maletta H., Wirges W., Fisher K., Bonnenberg D., Ewert S. // Indian J. Phys. 1989. V. 63A. N 3. P. 211-220.
- [39] Clinton T.W., Lynn J.W., Lee B.W., Buchgeister, Maple M.B. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 10. P. 6320-6323.
- [40] Allenpach P., Maple M.B. // Proc. Rare-Earth. Conf., Monterey. 1993. (to be publ. in J. of Alloys and Compounds).

Институт физики Польской  
Академии Наук  
Варшава

Поступило в Редакцию  
30 мая 1994 г.