

УДК 537.312.62+538.945+548:611.45

©1995

## МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ ПОДРЕШЕТКИ $Gd^{3+}$ В СИСТЕМЕ $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$

*В.П.Дьяконов, Г.Г.Левченко, В.И.Маркович,  
И.М.Фита, Н.А.Дорошенко*

Донецкий физико-технический институт академии наук Украины,  
340114, Донецк, Украина  
(Поступила в Редакцию 23 декабря 1994 г.  
В окончательной редакции 15 мая 1995 г.)

Экспериментально изучены магнитные свойства ВТСП-керамики  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  ( $0 < x < 0.38$ ) в области температур 0.5–4.2 К. На основе измерения полевых и температурных зависимостей магнитной восприимчивости построены магнитные фазовые  $H$ - $T$ -диаграммы соединений  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  с  $x = 0.2, 0.38$ . Усиление трехмерных свойств редкоземельной подсистемы по сравнению с  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  свидетельствует об усилении межслоевого взаимодействия ионов  $Gd^{3+}$ . Обнаружены аномалии в поведении полевой зависимости  $\chi(H)_T$ , возможно связанные с образованием кластеров.

Твердые растворы замещения  $RE_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  получены и изучены для ряда лантаноидов La, Nd, Sm, Eu и Gd [ $1-10$ ]. В основном исследовались структурные и электрофизические свойства этих материалов. При таком замещении на фоне монотонного уменьшения  $T_c$  от  $\approx 90$  до 0 К по мере увеличения  $x$  имеется небольшой перегиб, соответствующий орто-тетра-переходу при  $x \approx 0.15 - 0.2$  [ $7-10$ ]. Фактором, влияющим на изменение структуры твердых растворов  $RE_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  в ростом  $x$ , является увеличение содержания кислорода (его количество на одну ячейку может быть больше 7.0).

Области гомогенности для твердых растворов  $RE_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  с разными редкоземельными ионами зависят от ионного радиуса лантаноида [ $11$ ]. Легкие редкоземельные элементы La ( $r \approx 1.22 \text{ \AA}$ ), Nd ( $r \approx 1.16 \text{ \AA}$ ), Sm ( $r \approx 1.13 \text{ \AA}$ ), ионный радиус которых ближе к ионному радиусу бария ( $r \approx 1.47 \text{ \AA}$ ) допускают большую степень замещения (до  $x \leq 0.7$ ) ионами  $RE^{3+}$  ионов бария  $Ba^{2+}$  без образования вторичной фазы [ $11$ ]. Когда расхождение между ионными радиусами  $RE^{3+}$  и  $Ba^{2+}$  возрастает, область существования твердого раствора уменьшается. Для редкоземельных элементов с  $r_{RE} < r_{Gd}$  образования твердых растворов  $RE_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  не происходит [ $11$ ]. Для  $RE = Gd$  нам известна единственная работа [ $12$ ], в которой при измерении сопротивления образцов  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  с  $x > 0.2$  на зависимости  $\rho(T)$

наблюдалось вначале уменьшение сопротивления при  $T \approx 90$  К, затем вплоть до  $\sim 40$  К плато и после этого падение  $\rho(T)$  до нуля при температуре 30–40 К. Такое поведение, по-видимому, свидетельствует о том, что в образцах присутствовали две фазы, одна из которых чисто гадолиниевая 1–2–3-фаза, а во второй был избыток  $Gd^{3+}$ .

Упорядочение редкоземельной подрешетки в соединениях  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $RE=Gd, Nd, Sm, Dy, Er, Yb$ ) интенсивно изучается с 1987 г. по настоящий момент. Результаты многочисленных исследований показывают, что характер магнитного упорядочения и температура Нееля для  $RE=Nd, Sm, Dy, Er$  существенно зависят от содержания кислорода, хотя для  $Gd$  1–2–3 температура Нееля  $T_N$  практически одинакова в сверхпроводящих (насыщенных кислородом) и несверхпроводящих (дефицитных по кислороду) образцах [13,14]. Влияние замещения бария редкоземельным ионом на магнетизм редкоземельной подсистемы исследовано лишь для  $RE=Nd$  [15,16]. Удивительным оказалось то, что форма и положение пика аномалии теплоемкости, связанного с антиферромагнитным упорядочением в сверхпроводящих образцах ( $\delta \approx 0.5$ ), практически не зависят от содержания  $Nd^{3+}$  (для  $x = 0, 0.25, 0.5$  температура Нееля равна приблизительно 1.5 К) [15], хотя в  $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  характер магнитного упорядочения подрешетки  $Nd^{3+}$  и температура Нееля при варьировании содержания кислорода изменяются сложным образом [17].

В настоящей работе исследовано влияние частичного замещения ионами  $Gd^{3+}$  ионов  $Ba^{2+}$  на характер магнитного упорядочения редкоземельной подрешетки в несверхпроводящих образцах  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$ .

## 1. Образцы и методика эксперимента

Соединения  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$ , где  $x = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.38$ , получали в результате взаимодействия окислов меди, гадолиния и нитрата бария при  $T = 800 - 850^\circ C$  в течение 2 ч в атмосфере воздуха с последующим перетиранием, брикетированием, термообработкой в потоке кислорода в течение 15 ч при  $T = 950^\circ C$  и охлаждением вместе с печью до комнатной температуры. Затем из порошка приготовленного таким способом материала прессовали таблетки диаметром 10 мм и толщиной 1.3 мм. Полученные образцы спекали в потоке кислорода при температуре  $950^\circ C$  в течение 18 ч, а затем охлаждали с выдержками: 1 ч при температуре  $900^\circ C$ , 5 ч — при  $650^\circ C$ , 15 ч — при  $580^\circ C$ , 15 ч — при  $430^\circ C$ , 5 ч — при  $340^\circ C$ .

Спрессованные под давлением  $P \sim 1.5$  ГПа цилиндрические образцы для магнитных измерений переводили в несверхпроводящее состояние термообработкой в потоке сухого азота при температуре  $800^\circ C$  в течение 20 ч с последующим охлаждением до комнатной температуры вместе с печью (в результате следы диамагнитного отклика в этих образцах не наблюдались).

Тип кристаллической решетки определялся методом рентгеновской дифракции на дифрактометре ДРОН-1.5 в  $FeK_{\alpha 1+\alpha 2}$ -излучении при комнатной температуре.

Измерения температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости образцов  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  выполнялись на низкочастотном магнитометре ( $f = 300$  Hz,  $h = 1$  Oe) в диапазоне температур

0.5–4.2 К в магнитных полях до 30 кОе. Исследования выполнялись на цилиндрических керамических образцах диаметром 2.4 мм, длиной 5–6 мм, массой  $\sim 0.1$  г. Поляризация низкочастотного поля совпадала с осью цилиндрического образца. Температура в рабочем объеме определялась как по давлению паров  $\text{He}^3$ , так и с помощью угольного термометра сопротивления ТСУ-2 (ВНИИФТРИ).

## 2. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1, 2 представлены участки рентгеновских спектров, на которых показано, как изменяются спектры при последовательном замещении  $\text{Ba}^{2+}$  гадолинием в системе  $\text{Gd}_{1+x}\text{Ba}_{2-x}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Участок на рис. 1 показывает присутствие зеленой фазы «green»  $\text{BaGd}_2\text{CuO}_5$  уже при  $x = 0.1$ , и, судя по интенсивности пиков, ее количество резко возрастает при  $x \geq 0.3$ . Эта фаза, как правило, имеет орторомбическую структуру и является изолятором [11]. Другая особенность, характерная для серии соединений  $\text{RE}_{1+x}\text{Ba}_{2-x}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  — структурный фазовый переход из орторомбической в тетрагональную структуру, когда значение  $x$  возрастает до 0.15–0.2 [11]. Рис. 2 демонстрирует последовательные изменения в форме пика и превращение дублета в синглет при этом переходе. Спектр, соответствующий  $x = 0.1$ , характерен для орторомбической структуры, а  $x = 0.2$  — для тетрагональной.

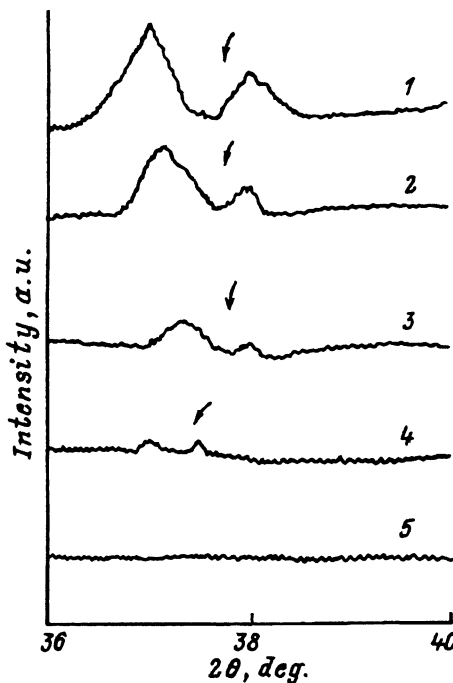


Рис. 1. Участок рентгеновского спектра  $\text{Gd}_{1+x}\text{Ba}_{2-x}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

Появление «зеленой» фазы указано стрелками.  $x$ : 1 — 0.38, 2 — 0.3, 3 — 0.2, 4 — 0.1, 5 — 0.

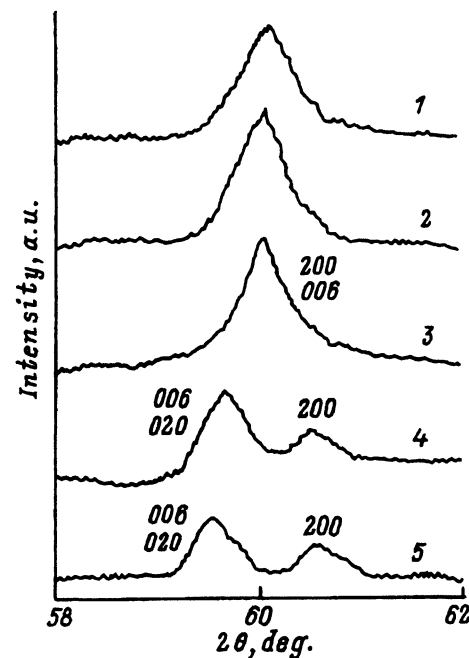


Рис. 2. Участок рентгеновского спектра  $\text{Gd}_{1+x}\text{Ba}_{2-x}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

Номера кривых те же, что и на рис. 1.

Исследования нейтронных, мессбаэровских спектров [18,19] показали, что в  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ниже  $T_N \approx 2.20 - 2.25$  К в подрешетке  $\text{Gd}^{3+}$  устанавливается коллинеарная магнитная структура с магнитным моментом вдоль оси  $C$ . В соединениях  $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  квазидвумерный характер магнитного упорядочения, казалось бы, должен непосредственно следовать из кристаллографии, так как здесь приходится один редкоземельный ион на элементарную ячейку и параметр решетки  $c$  приблизительно в три раза больше осей параметров  $a$  и  $b$ . Действительно, квазидвумерный характер магнитного упорядочения моментов  $\text{Gd}^{3+}$  в  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  проявляется в характерной температурной зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  (широкий максимум выше  $T_N$  [20,21], указывающей на установление ближнего порядка). При исследовании полевых зависимостей магнитной восприимчивости при фиксированных температурах  $\chi(H)_T$  керамических и монокристаллических образцов  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  мы обнаружили аномалии восприимчивости, которые были интерпретированы как переходы из антиферромагнитной (AFM) фазы в ферромагнитную (FM) через промежуточную фазу спин-флоп (SF).

Температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  образцов  $\text{Gd}_{1+x}\text{Ba}_{2-x}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $x = 0.2, 0.38$ ), представленная на рис. 3, не имеет явно выраженных особенностей, характерных для низкоразмерных систем [20-22]. Показанная на рис. 3 зависимость является разницей между  $\chi(T)$  и  $\chi(4.2 \text{ К})$  (при температуре 4.2 К производилась компенсация сигнала измерительных катушек). Все же можно проследить некоторую корреляцию в поведении  $\chi(T)$  в  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [21] и  $\text{Gd}_{1.2}\text{Ba}_{1.8}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ,  $\text{Gd}_{1.38}\text{Ba}_{1.62}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Приблизительно там, где у  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  имелся максимум, характеризующий ближний порядок при  $T_{\text{max}} \approx 2.5$  К, у соединений с избытком Gd после участка быстрого роста восприимчивости наблюдается перегиб при  $T \approx 2.6$  К. В соедине-

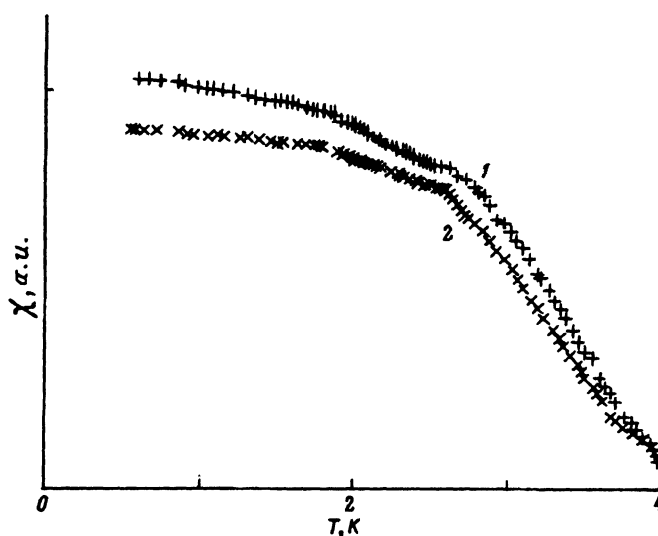


Рис. 3. Температурная зависимость магнитной восприимчивости на переменном токе ( $f = 300$  Гц,  $h \sim 0.5$  Ое)  $\text{Gd}_{1+x}\text{Ba}_{2-x}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .  $x$ : 1 — 0.2, 2 — 0.38.

с избытком  $Gd^{3+}$  ( $x = 0.2, 0.38$ ) ниже температуры 2.6 К в интервале 0.2–0.3 К  $\chi(T)$  практически не изменяется и лишь затем при  $T < 2.2$  К наблюдается небольшой монотонный рост с понижением температуры. Ранее подобную трансформацию зависимости  $\chi(T)$  мы наблюдали в системе  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  [23], и там усиление трехмерных свойств связывалось с возрастанием межслоевого обмена ионов  $Gd^{3+}$  в результате перемешивания (до 26% в  $GdBaSrCu_3O_{7-\delta}$ ) позиций ионов  $Gd^{3+}$  и  $Sr^{2+}$  [24].

В  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  ионы  $Gd^{3+}$ , занимая позицию бария, естественно, также усиливают межслоевое взаимодействие, что приводит к трансформации зависимости  $\chi(T)$ . Но, к сожалению, по этим зависимостям (рис. 3) невозможно определить, ни положение  $T_{max}$ , характеризующей ближний порядок, ни температуру Неела  $T_N$ . Можно лишь, сопоставляя  $\chi(T)$   $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$ , предполагать, что температура  $T_N$  в соединениях с избытком  $Gd^{3+}$  находится где-то в интервале 2.25–2.5 К. Для установления значения  $T_N$  соединений с избытком  $Gd^{3+}$  необходимо провести дополнительные исследования другими методами (например, измерения теплоемкости или дифракции нейтронов).

Полевые зависимости магнитной восприимчивости при фиксированных температурах  $\chi(H)_T$  для образцов  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  (рис. 4) также имеют некоторое сходство с теми, которые мы наблюдали ранее у  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [21]. Из рис. 4 видно, как трансформируется кривая  $\chi(H)_T$  по мере понижения температуры: один максимум исчезает, а при  $T < 1.7$  К на зависимости  $\chi(H)_T$  имеются две особенности. Одна из них (низкополевая) связана с переходом из AFM- в SF-фазу в поле  $H_{SF}$ , а вторая — с переходом из SF-фазы в индуцированную полем FM-фазу. Амплитуда максимума AFM–SF-перехода постоянно возрастает с понижением температуры, так же как и в  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [25]. Поле перехода в SF-фазу слабо возрастает по мере увеличения содержания гадолиния. Так, при  $T = 0.5$  К в  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$   $H_{SF} = 13.7$  кОе, у  $Gd_{1.2}Ba_{1.8}Cu_3O_{7-\delta}$   $H_{SF} = 14.0$  кОе, у  $Gd_{1.38}Ba_{1.62}Cu_3O_{7-\delta}$   $H_{SF} = 14.2$  кОе. Необходимо отметить, что поле SF-перехода крайне слабо реагирует на разные воздействия в системе Gd 1–2–3. Так,  $H_{SF}$  практически не изменяется под давлением [26], а введение стронция вместо бария в системе  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  ( $x = 0.5; 1.0$ ) и соответствующее перемешивание состояний  $Gd^{3+}$  и  $Sr^{2+}$  [24] приводят лишь к едва заметному изменению  $H_{SF}$  [23].

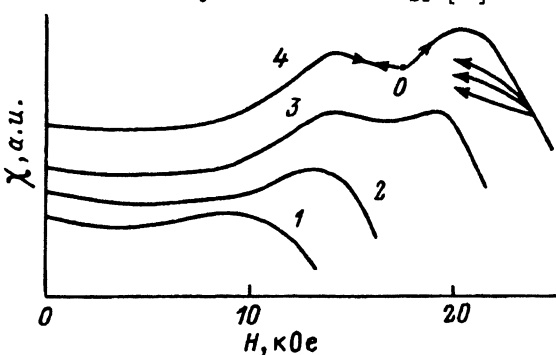


Рис. 4. Полевые зависимости магнитной восприимчивости на переменном токе ( $f = 300$  Гц,  $h \sim 0.5$  Ое)  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  при постоянных температурах.  $T$  (К): 1 — 2.24, 2 — 1.93, 3 — 1.45, 4 — 0.75.

Поскольку в приближении молекулярного поля выражение для  $H_{SF}$  имеет вид

$$H_{SF}^2 = (2H_A H_E + H_A^2) (1 - \chi_{\parallel} / \chi_{\perp}),$$

где  $H_A$  и  $H_E$  — поля анизотропии и обмена, то можно сказать, что и давление, и замещение бария стронцием или гадолинием крайне слабо влияют на эти параметры. По-видимому, несмотря на то что зависимость  $\chi(T)$  очень чувствительна к изменению межслоевого обмена магнитных ионов [22, 23], параметры  $H_A$  и  $H_E$  определяются главным образом взаимодействиями ионов  $Gd^{3+}$  в плоскости  $ab$  и поэтому практически не реагируют на эти замещения.

На линии переходов AFM-SF ( $1.7 < T < 2.3$  К)  $\chi(H)_T$  соединений с избытком  $Gd^{3+}$  ведет себя подобно магнитной восприимчивости  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ : имеется широкий максимум, амплитуда которого сдвигается в область больших полей с понижением температуры. Однако при  $T < 1.4$  К поведение  $\chi(H)_T$  соединений  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  ( $x = 0.2, 0.38$ ) отличается от такового у  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Положение второго максимума на  $\chi(H)_T$  практически перестает зависеть от температуры, а также наблюдается явно выраженный гистерезис, величина которого сильно зависит от температуры и скорости протяжки поля (рис. 4). При обратном ходе  $\chi(H)_T$  (уменьшение магнитного поля) после прохождения перехода FM-SF  $\chi(H)_T$  выходит на кривую, записанную при наборе поля, и четко ей следует.

Возможно, такое поведение связано с образованием кластеров, которые могут существенно различаться по количеству магнитных ионов  $Gd^{3+}$ . В [16] для описания теплоемкости  $Nd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  в области упорядочения подрешетки  $Nd^{3+}$  использовалась кластерная модель и для упрощения учитывались лишь кластеры с четырьмя магнитными ионами, при этом необходимо было ввести три разных параметра обмена:  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_{12} = \mathcal{J}_{13}$ ,  $\mathcal{J}' = \mathcal{J}_{23} = \mathcal{J}_{14}$ ,  $\mathcal{J}'' = \mathcal{J}_{13} = \mathcal{J}_{24}$ . Реальная ситуация может быть значительно сложнее: и различное число магнитных ионов в кластерах, и различное их расположение в кластере, и большее число параметров обмена, необходимых для описания существующей картины. Результаты нейтронографических исследований для  $Nd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  [16] показывают, что корреляционная длина, правда при низких температурах  $\sim 1$  К, составляет для образца с  $\delta = 0.22$   $\xi = 22$  Å, а для образца с  $\delta = 0.06$  —  $\xi = 54$  Å (что грубо эквивалентно 5–12 элементарным ячейкам). Следует отметить, что кластерная модель [16] дала удовлетворительные результаты при использовании ее для описания поведения магнитного вклада в теплоемкость  $Nd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$ . Однако остается непонятным, почему ниже температуры 1.4 К наблюдается переход с сильным гистерезисом.

На основании представленных экспериментальных результатов построена магнитная фазовая  $H$ - $T$ -диаграмма образцов  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  с  $x = 0.2$  и  $0.38$  (рис. 5). Как уже указывалось, поле AFM-SF-перехода слабо зависит от избытка  $Gd^{3+}$ , а поля  $H_E$  перехода SF-FM у образцов с равной величиной избытка Gd (0.2 и 0.38) довольно близки. Точка  $R$  разделяет участки линии SF-FM-перехода с различным поведением: выше этой точки по температуре он идет как фазовый переход второго рода, а ниже — с сильным гистерезисом как фазовый переход первого рода.

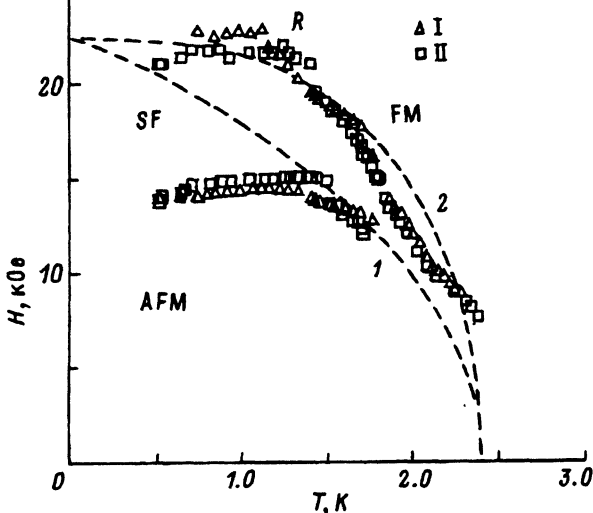


Рис. 5. Магнитная фазовая  $H$ - $T$ -диаграмма  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$ .

Экспериментальные точки ( $x = 0.2$  (I),  $0.38$  (II)) определены по аномалиям на полевой зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(H)_T$ . Точка  $R$  указывает температуру, ниже которой имеется аномалия с гистерезисом на зависимости  $\chi(H)_T$ .

Экспериментальная линия фазовых переходов  $H_E(T)$  сравнивалась с теоретической зависимостью для изинговского антиферромагнетика, рассчитанной методом высокотемпературного разложения по сдвигу аномалии магнитной восприимчивости в магнитном поле [27]:

$$T_C(H) = T_C(0) \left\{ 1 - (H/H_C)^2 \right\}^\xi, \quad (1)$$

где  $\xi = 0.87$  и  $0.35$  для квадратной и простой кубической решеток соответственно.

Для керамики  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  экспериментальная зависимость  $H_E(T)$  хорошо согласуется с выражением (1) при  $\xi = 0.87$  [21], что свидетельствует о квазидвумерном характере магнитного упорядочения подрешетки  $Gd^{3+}$ . Наличие  $Gd^{3+}$  в позициях бария в соединениях  $GdBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$  [23,24] привело к усилению межслоевого обмена, и экспериментальная зависимость  $H_E(T)$  стала ближе к трехмерному случаю. На рис. 5 наряду с экспериментальными точками для сравнения штриховыми линиями представлены зависимости, построенные по уравнению (1) со следующими параметрами:  $\xi = 0.87$ ,  $H_C(0) = 22.5$  kOe,  $T_C(0) = 2.4$  K (кривая 1) и  $\xi = 0.35$ ,  $H_C(0) = 22.5$  kOe,  $T_C(0) = 2.4$  K (кривая 2). Как следует из рис. 5, хорошего согласия экспериментальных точек с кривыми 1 и 2 не наблюдается (в какой-то степени это связано с произвольным выбором параметров  $T_C(0)$  и  $H_C(0)$ ), однако видно, что они существенно лучше соответствуют кривой 2, чем кривой 1. Это, по-видимому, свидетельствует о трехмерном характере упорядочения ионов  $Gd^{3+}$  в соединениях с избытком гадолиния.

О точном значении температуры Нееля трудно что-либо сказать, так как в отличие от  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ни по температурной зависимости

$\chi(T)$ , ни из магнитной фазовой  $H-T$ -диаграммы ее определить невозможно, а зависимость  $H_E(T)$  при  $H \Rightarrow 0$  для систем с низкоразмерными свойствами может и не стремиться к  $T_N$  [21,25,28]. Однако и ход зависимости  $\chi(T)$  (рис. 3), и, в особенности, практическое совпадение  $H-T$ -фазовых диаграмм соединений  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  с  $x = 0.2$  и  $0.38$  (рис. 5) убеждают в том, что температуры Нееля в обоих соединениях практически одинаковы и находятся в области температур  $2.3-2.5$  К, т. е. довольно близки к  $T_N$   $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Это может быть обусловлено главным образом тем, что взаимодействия вдоль оси  $C$ , которые мы существенно изменяем при внедрении  $Gd^{3+}$  вместо бария, не дают существенного вклада в эффективные взаимодействия, хотя и усиливают трехмерные свойства редкоземельной подсистемы. Таким образом, в результате данной работы синтезированы образцы  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  ( $0 < x \leq 0.38$ ) и проведено исследование их магнитных свойств. На основе измерения температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости построена магнитная фазовая  $H-T$ -диаграмма соединений  $Gd_{1+x}Ba_{2-x}Cu_3O_{7-\delta}$  с  $x = 0.2$  и  $0.38$ . Изменение топологии  $H-T$ -диаграмм этих соединений по сравнению с  $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  свидетельствует об усилении трехмерных свойств, вызванном возрастанием межслоевого обмена. Поле SF-перехода и, вероятно, температура Нееля изменяются очень слабо при замещении ионами  $Gd^{3+}$  бария, что может быть обусловлено определяющим вкладом взаимодействий в плоскости  $ab$  в эффективные взаимодействия ионов  $Gd^{3+}$ , а внутрислоевые взаимодействия при таком замещении практически не изменяются.

Авторы выражают благодарность В.И.Каменеву за рентгеновский анализ исследованных образцов, а также сотруднику Лаборатории нейтронного рассеяния Высшей технической школы г. Пюриха П.Алленшпаху (Dr. P.Allenspach) за любезно предоставленную возможность ознакомиться с результатами исследований до их опубликования.

#### Список литературы

- [1] Akinaga H., Katch H., Takita K., Asano H., Masuda K. Jap. J. Appl. Phys. **27**, 4, L610 (1988).
- [2] Van Woerden R.A.M., De Leeuw D.M. Physica C **165-166**, 221 (1990).
- [3] Tamegai T., Iye Y. Physica C **165-166**, 1549 (1990).
- [4] Kramer M.J., Yoo S.I., McCallum R.W., Yelon W.B., Xie H., Allenspach P. Physica C **219**, 145 (1994).
- [5] Владимирская Е.В., Гасумянц В.Э., Кайданов В.И., Патрина И.Б., Разуменко М.В., Баранская Н.П., Кобелев В.Ф., Приходько О.А. ФТТ **35**, 12, 3188 (1993).
- [6] Munukata F., Shinobara K., Yamanaka M. Jap. J. Appl. Phys. **27**, 8, L1507 (1988).
- [7] Steeman R.A., Frikkee E., Helmholtz R.B., De Leeuw D.M., Mustsaers C.A. Physica C **150-153**, 950 (1988).
- [8] Takita K., Katch H., Akinaga H., Nishino M., Ishigaki T., Asano H. Jap. J. Appl. Phys. **27**, 1, L57 (1988).
- [9] Asano H., Yokoyama Y., Nishino M., Katch H., Akinaga H., Takita K. Mod. Phys. Lett. **B2**, 2, 583 (1988).
- [10] McCallum R.W., Yoo S.I. IEEE Trans. Magn. **27**, 2, 1143 (1991).
- [11] Wong-Ng W., Paretzkin B., Fuller E.R. J. Solid State. Chem. **85**, 117 (1990).
- [12] Chatterjee R., Prasanna T.R.S., Moodera J., O'Handley R.C. Physica C **158**, 485 (1989).



- [13] Markert J.T., Dalichaouch Y., Maple M.B. *Physical Properties of High Temperature Superconductors I* / Ed. D.M.Ginsberg. Singapore (1989).
- [14] Chattopadhyay T., Broun P.J., Maletta H., Wirges W., Fisher K., Bonnenberg D., Ewert S. *Ind. J. Phys.* **63A**, 3, 211 (1989).
- [15] Allenspach P., Lee B.W., Gajewski D., Maple M.B. *J. Appl. Phys.* **73**, 10, 6317 (1993).
- [16] Allenspach P., Maple M.B., Furrer A. *J. All. Comp.* **207/208**, 213 (1994).
- [17] Clinton T.W., Lynn J.W., Lee B.W., Buchgeister M., Maple M.B. *J. Appl. Phys.* **73**, 10, 6320 (1993).
- [18] McK Paul D., Mook H.A., Sales B.C., Boather L.A., Thompson J.K., Mostoller, Hewat A.W. *Phys. Rev.* **B37**, 4, 2341 (1988).
- [19] Smit H.A., Dirken M.W., Thiel R.C., de Jongh L.J. *Solid State Commun.* **64**, 5, 695 (1987).
- [20] Van den Berg J., Van der Beek C.J., Kes P.H., Mydosh J.A. *Solid State Commun.* **64**, 5, 699 (1987).
- [21] Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Свистунов В.М., Фита И.М. *СФХТ* **2**, 8, 74 (1989).
- [22] De Jongh L.J. *Magnetic Properties of Layered Transition Metal Compounds* / Ed. L.J.de Jongh. Netherlands (1990).
- [23] Баран М., Дьяконов В.П., Маркович В.И., Шимчак Г. *ФТТ* **36**, 11, 3461 (1994).
- [24] Wang X.Z., Bauerle D. *Physica C* **176**, 507 (1991).
- [25] Дьяконов В.П., Zubov Э.Е., Козеева Л.П., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Павлюк А.А., Фита И.М. *СФХТ* **4**, 9, 1694 (1991).
- [26] Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Маркович В.И., Олейник А.В., Поляков П.И., Фита И.М. *ФНТ* **16**, 11, 1424 (1990).
- [27] Bienenstock A. *J. Appl. Phys.* **37**, 3, 1459 (1966).
- [28] Dyakonov V.P., Zubov E.E., Kozeeva L.P., Levchenko G.G., Markovich V.I., Pavlyuk A.A., Fita I.M. *Physica C* **178**, 1-3, 221 (1991).