

УДК 537.312.62 + 538.945 + 548 : 537.611.45

© 1993

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

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

Синтезированы образцы системы $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и проведено исследование их электрофизических свойств. В области низких температур вплоть до 0.5 К исследованы температурные и полевые зависимости магнитной восприимчивости χ керамики $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x = 0.5, 1.0$) в тетрагональной модификации. Построенная по полевым зависимостям $\chi(H)_T$ магнитная фазовая $H-T$ диаграмма соединений $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x = 0.5, 1.0$) топологически идентична фазовой диаграмме $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и имеет одну линию $H_c(T)$, характеризующую фазовый переход 2^+ на Sr^{2+} приводит к усилению низкоразмерных свойств. При этом температура максимума на $\chi(T)$, характеризующая 2D магнитные корреляции, и температура T_N , соответствующая 3D упорядочению, становятся существенно отличными. При $T \approx 2.4$ К в системе $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ реализуется структурный фазовый переход с сильным поглощением тепла.

Для соединений типа 123, имеющих перовскитоподобную структуру ($\text{ABX}_{3-\delta}$), возможны замещения в двух типах катионных позиций (А и В). Влияние катионного замещения бария стронцием на структурные и электрофизические свойства исследовалось в основном для системы $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [1-3]. В работах [4, 5] наряду со сверхпроводящими свойствами изучались вопросы изоструктурности бариевой и стронциевой фаз, границ замещения этих катионов друг другом, а также влияние этих факторов на температуру сверхпроводящего перехода.

Известно, что в целом ряде соединений $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Er}, \text{Ho}, \text{Yb}$) имеет место низкотемпературное антиферромагнитное упорядочение редкоземельной подрешетки [6, 7]. В этих соединениях исследовано влияние замещения бария стронцием на физические свойства лишь для $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [8-10] и показано, что температура Нееля T_N с ростом содержания стронция уменьшается [9]. Это не связано с уменьшением объема решетки из-за различия ионных радиусов Ba^{2+} (1.52 Å) и Sr^{2+} (1.36 Å), так как под действием высокого давления температура T_N соединения $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ возрастает [11, 12]. Также интересно отметить, что для системы $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ решетка тетрагональна при $\delta \approx 1$ для $0.6 < x < 1.0$ [8], а для $\text{GdBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [10] тетрагональна для $0 < x < 0.4$ и $0.6 < x < 1.0$ между этими состояниями, т. е. при $0.4 < x < 0.6$ орторомбична.

В соединении $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ антиферромагнитное (АФМ) упорядочение с осью легкого намагничивания вдоль оси С возникает при $T = 0.92 \pm 0.02$ К [1, 7]. Магнитный момент Dy^{3+} остается ненасыщенным даже в полях ~ 100 кЭ вследствие сильного расщепления мультиплета основного состояния ${}^6H_{15/2}$ в кристаллическом поле. Согласно данным, полученным из измерений теплоемкости [13], парамагнитной релаксации [14], спектров рассеяния нейтронов [15], расстояние между возбужденным и нижним крамерсовским дублетами составляет ~ 40 К.

В настоящем исследовании впервые осуществлено получение соединений $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и изучены особенности структурных, электрофизических и магнитных свойств.

1. Образцы и методика эксперимента

Соединения $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x = 0.5, 1.0$) получали в результате взаимодействия в потоке кислорода окислов диспрозия и меди с нитратами бария и стронция при температуре $900\text{--}950^\circ\text{C}$ с промежуточным перетирированием и брикетированием под давлением ~ 2 ГПа. Из синтезированного таким образом порошка прессовали под давлением $\sim 1\div 1.2$ ГПа цилиндрические образцы, спекание которых осуществлялось в потоке кислорода в течение 15 ч при температуре 950°C с последующим охлаждением до 410°C со скоростью 75 град/ч, нагревом до 580°C , охлаждением до 420°C с той же скоростью и выдержкой при 420°C в течение 12 ч.

Изменение кислородного индекса образцов осуществлялось путем термообработки в атмосфере воздуха при температурах $898, 650, 570^\circ\text{C}$ в течение 3, 6, 7 ч соответственно с последующей закалкой в жидкий азот. Величина индекса рассчитывалась по изменению веса образцов. В насыщенном кислороде при температуре 420°C образце кислородный индекс был ≈ 6.9 , а в результате термообработки при температуре 898°C его величина уменьшилась до 6.3 для $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и до 6.4 для $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$. При температуре 650°C кислородный индекс уменьшался до 6.63 и 6.66, а при 570°C — до 6.75 и 6.76 соответственно.

Тип кристаллической решетки определялся методом рентгеновской дифракции на дифрактометре ДРОН-1.5 в медном излучении при комнатной температуре.

Измерения температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости образцов $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ выполнялись на низкочастотном магнитометре ($f = 300$ Гц, $\hbar = 0.5\div 10$ Э) в диапазоне температур $T = 0.4\div 4.2$ К и магнитных полей до 25 кЭ. Исследования выполнены на цилиндрических керамических образцах ($\varnothing \approx 2.4$ мм, $l \approx 6$ мм, $m \sim 0.15$ г). 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 сопротивления (ВНИИФТРИ).

Измерение зависимости $R(T)$ производилось на тех же цилиндрических образцах по стандартной четырехзондовой схеме с использованием компьютера для фильтрации сигнала и наполнения данных. Чувствительность измерительного блока ~ 1 мкВ.

2. Результаты измерений и их обсуждение

По данным рентгеноструктурного анализа, тип решетки в зависимости от содержания кислорода для системы $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ изменяется так же, как у обычных соединений типа 123 и $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [3], т. е. образцы $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x = 0.5, 1.0, \delta \approx 0.1$) имели орторомбическую структуру, а образцы с $\delta > 0.5$ тетрагональную в отличие от $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.1$), у которого при $x \approx 0.6$ происходит переход из орторомбической решетки в тетрагональную [8, 10].

На рис. 1 показана температурная зависимость электросопротивления образцов $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различным значением кислородного индекса (кривые 1—4) и образца $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.1$). Соответствующие значения сопротивления этих образцов при комнатной температуре приведены в таблице. Поведение сопротивления $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при изменении кислородного индекса

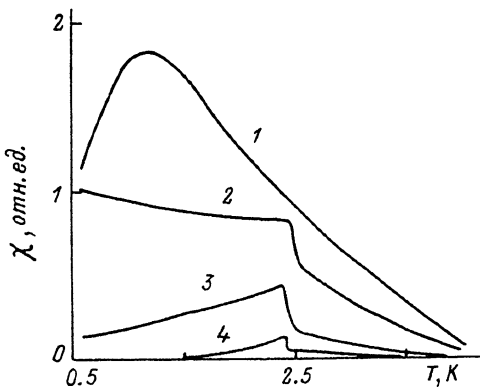
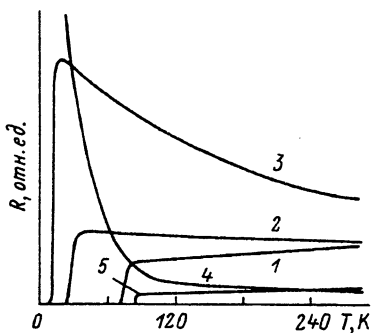


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры керамических образцов $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

$x = 1.0$ (1—4), 0.5 (5). $\delta = 0.1$ (1, 5), 0.24 (2), 0.34 (3), 0.6 (4).

Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.7$) от температуры.

1 — $x = 0$, 2 — 0.5, 3 — 1.0. Стрелками показана температура максимума T_M .

сходно с обычным для систем типа 123 и, в частности, для соединения $\text{GdBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различным δ [10]. Для образцов $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с $\delta \approx 0.1$ (кривые 1, 5) ярко выражено металлическое поведение вплоть до температур ≈ 90 и ≈ 80 К соответственно. Нулевое сопротивление достигается для первой системы при $T^{R=0} = 85.3$ К, для второй $T^{R=0} = 73.0$ К (причем наблюдается уширение сверхпроводящего перехода с ростом содержания Sr. Эти результаты качественно согласуются с результатами подобных измерений на системах $\text{YBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [1, 3-5] и $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [8, 10] (отметим, что в работе [9] сообщается о значительно более сильном уменьшении T_c при допировании стронцием в системе $\text{GdBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$). Для образца $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с $\delta = 0.34$ (кривая 3) сопротивление возрастает до $T = 25$ К, а ниже $T = 20$ К уменьшается, достигая $R = 0$ при $T \approx 10$ К (что, по-видимому, свидетельствует о близости по кислородному индексу к переходу металл—диэлектрик). Для образцов $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.7$) и $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.6$) наблюдалось явно выраженное полупроводниковое поведение $R(T)$ вплоть до $T = 4.2$ К. Значение электросопротивления образца $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ возрастает при низких температурах до $\rho(4.2 \text{ К}) \approx 7.9 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Измерения магнитной восприимчивости керамики $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.7$) [16] показали, что $\chi(T)$ имеет острый максимум при $T_N \approx 0.95$ К, связанный с АМФ упорядочением, причем значения температуры максимума на восприимчивость и аномалии на теплоемкости совпадают [6]. Этим поведение $\chi(T)$ в области T_N $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ отличается от поведения $\chi(T)$ $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [17], у которого на $\chi(T)$ хорошо различаются температуры ближнего и дальнего порядков, при этом температура максимума $T_M \approx 2.5$ К соответствует установ-

Содержание кислорода, стронция, температура сверхпроводящего перехода (начало — T_c^N , конец — $T_c^{R=0}$) и электросопротивление в системе $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Номер образца	x	δ	$\rho_{300 \text{ К}}, \text{ мОм} \cdot \text{см}$	$T_c^N, \text{ К}$	$T_c^{R=0}, \text{ К}$
1	1.0	0.1	21	81.1	73
2	1.0	0.24	23	35.2	24.6
3	1.0	0.34	41	20.2	9.5
4	1.0	0.6	180	—	—
5	0.5	0.1	6.4	87.3	85.3

лению ближнего порядка, а $T_N \approx 2.2$ К соответствует точка перегиба на нисходящем участке $\chi(T)$ при $T < T_M$ [17, 18].

На рис. 2 представлены зависимости $\chi(T)$ для трех соединений $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.7$, $x = 0, 0.5, 1.0$). Зависимости $\chi(T)$ приведены в относительных единицах, однако они нормированы на одинаковое количество ионов Dy^{3+} . Измерения проводились следующим образом: при температуре $T = 4.2$ К сигнал компенсировался до шумов (~ 1 мкВ), и затем при понижении температуры измерялась величина $\chi = \chi_T - \chi_{4.2\text{ К}}$. Видно (рис. 2), как трансформируется кривая $\chi(T)$ при замещении Ba^{2+} на Sr^{2+} : максимум $\chi(T)$ уменьшается и смещается в сторону высоких температур. Зависимость $\chi(T)$ для $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (кривая 3) становится похожей на зависимость $\chi(T)$ для $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [17]. При этом не ясно, соответствует ли для $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $x = 0.5, 1.0$ температура максимума $\chi(T)$ температуре Нееля, как у $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [16], или же T_N лежит ниже T_M , как это имеет место для $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [17, 18].

Здесь необходимо отметить, что совпадение T_N и температуры максимума $\chi(T)$ для керамики $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ является, по-видимому, случайным, как следует из наших измерений χ_{\parallel} и χ_{\perp} монокристалла $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.2}$ [19], так как максимумы на χ_{\parallel} и χ_{\perp} реализуются при существенно различных температурах (1.2 и 0.62 К соответственно). Учитывая, что восприимчивость керамики определяется как $\chi_{\text{ср}} = 1/3\chi_{\parallel} + 2/3\chi_{\perp}$, максимум $\chi(T)$ для керамического образца как раз и приходится на $T \approx 0.95$ К.

Отметим, что влияние замещения Ba^{2+} стронцием на АФМ упорядочение редкоземельного элемента, так же как и в $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, не адекватно влиянию высокого гидростатического давления. Так, под давлением до 0.8 ГПа в керамике $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ температура Нееля возрастает ($dT_N/dP = 0.17$ К/ГПа), но при этом практически не изменяются характер и величина изменения $\chi(T)$ при $T < 4.2$ К [20].

В общем квазидвумерный характер магнитного упорядочения, проявляющийся на $\chi(T)$ $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, вытекает непосредственно из кристаллографии и должен иметь место для всех соединений $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. В этих соединениях один редкоземельный ион приходится на химическую элементарную ячейку и ось C приблизительно в три раза больше a и b осей. Как следует из измерений по рассеянию нейтронов [21, 22], на монокристалле $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ выше 3D температуры магнитного упорядочения температурная зависимость рассеяния характерна для 2D поведения. Возможно, замещение Ba^{2+} на Sr^{2+} усиливает низкоразмерные свойства системы, однако для подтверждения этого необходимы дополнительные исследования.

На рис. 3 показана зависимость восприимчивости от магнитного поля при постоянных температурах для образца $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{6.4}$. Качественное поведение $\chi(H)_T$ для $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$ носит аналогичный характер (поэтому не представлено на отдельном рисунке), различие лишь в величинах магнитных полей, при которых наблюдается максимум $\chi(H)_T$. Такое же поведение $\chi(H)_T$ наблюдалось нами ранее у $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [16]. Так же как и в $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, у образцов $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $T < T_N$ на зависимости $\chi(H)_T$ появляется максимум, который с понижением температуры смещается в область более высоких полей, при этом ширина перехода по полю уменьшается и максимум становится острее.

Для точной фиксации максимума на кривой $\chi(H)_T$ и уменьшения погрешности в определении H_c масштаб измеряемых величин $\chi(H)_T$ в окрестности фазового перехода увеличивался (в данном эксперименте в 10 раз). При этом погрешность измерения H_c не превышала ± 20 Э при $0.4 < T < 0.6$ К, ± 40 Э при $0.6 \text{ К} < T < 0.8$ К и ± 70 Э при $T > 0.8$ К. Максимум восприимчивости в $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ интерпретируется, так же как для $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [16], как фазовый переход в магнитном поле из АФМ в парамагнитное состояние. Величина максимума определяется лишь той частью кристаллитов образца, ось C которых совпадает

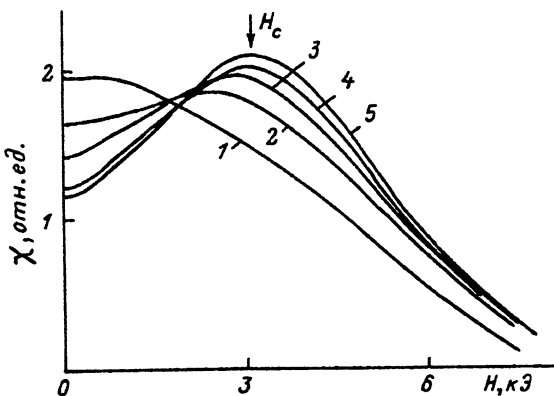


Рис. 3. Зависимость восприимчивости $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{6.4}$ от магнитного поля при постоянных температурах.

1 — $T = 1.16$, 2 — 0.79 , 3 — 0.63 , 4 — 0.52 , 5 — 0.48 К.

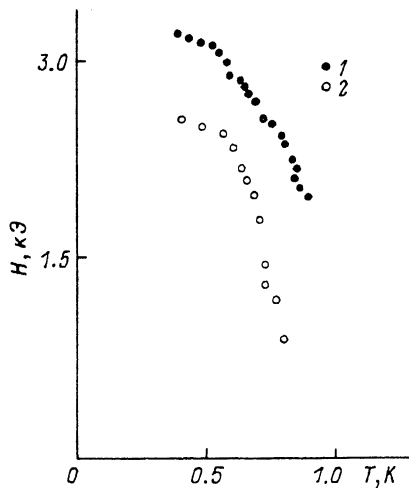


Рис. 4. Магнитная $H-T$ фазовая диаграмма системы $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

1 — $x = 1.0$, $\delta = 0.6$; 2 — $x = 0.5$, $\delta = 0.7$.

с направлением внешнего магнитного поля, а размытие его обусловлено вкладом от кристаллитов с произвольной ориентацией вектора антиферромагнетизма. По данным $\chi_{\max}(H)$ построены магнитные фазовые $H-T$ диаграммы $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$ и $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{6.4}$ (рис. 4), где экспериментальные точки определяют линию $H_c(T)$, ограничивающую область существования АФМ-фазы в магнитном поле, приложенном в направлении C . Несколько неожиданным является факт немонотонного изменения величины H_c с ростом количества замещенных стронцием ионов Ba^{2+} . Так, у $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [16] и $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{6.4}$ (рис. 4) поле фазового перехода H_c при $T = 0.5$ К практически совпадает (≈ 3.1 кЭ), тогда как у $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$ существенно меньше (≈ 2.5 кЭ при $T = 0.5$ К). Вообще максимум на зависимости $\chi(H)_T$ для соединений со стронцием появляется при температурах, существенно более низких ($\approx 0.83 \div 0.85$ К), чем температура максимума на $\chi(T)_{H=0} \approx 1.0$ К для $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$ и ≈ 1.14 К для $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{6.4}$ (рис. 2). Для $\text{DyBaCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ температура появления максимума на зависимости $\chi(H)_T$ и положение максимума $\chi(T)$ очень близки (различие ~ 0.01 К) [16].

Этот факт вместе с трансформацией температурной зависимости восприимчивости при замещении бария стронцием (рис. 2), по-видимому, дает основание предположить, что температуры T_N и T_M на $\chi(T)$, характеризующие 3D АФМ упорядочение и 2D магнитные корреляции в плоскости ab соответственно, существенно разделены. При этом максимум на $\chi(H)_T$ появляется лишь при $T < T_N$, а T_N в этом случае, вероятно, соответствует точке перегиба на ниспадающем участке $\chi(T)$ при $T < T_M$, как у $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [17]. Но, поскольку кривые $\chi(T)$ для $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ довольно размыты (рис. 2), достаточно точная фиксация T_N представляется затруднительной.

В настоящей работе также исследовано проявление структурного фазового перехода (СФП) в системе $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, ранее обнаруженного нами при исследовании керамических образцов $\text{Dy}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x = 0.7 \div 1.0$) [16, 23] и монокристалла $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [24].

Результаты измерений показывают, что зависимость магнитной восприимчивости от температуры в постоянных магнитных полях $\chi(H)_T$ соединений $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x = 0.5$, $\delta \approx 0.7$; $x = 1.0$, $\delta \approx 0.6$) проявляет те же

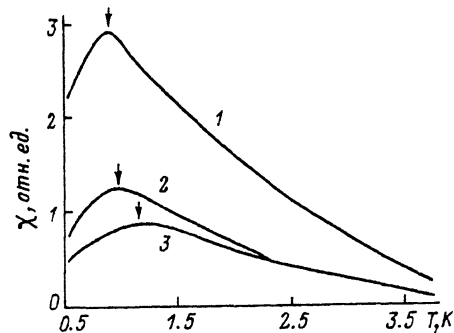


Рис. 5. Зависимость магнитной восприимчивости $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{6.4}$ от температуры в постоянном магнитном поле.

1 — $H=0$, 2 — 7.2, 3 — 12, 4 — 15.6 кЭ.

особенности, что и $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [16, 23]. Это видно из рис. 5, где представлены зависимости $\chi(T)_H$ для $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.6$). Однако если в $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ температура структурного фазового перехода T_i росла с увеличением магнитного поля [16], то для образцов $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x=0.5, 1.0$) переход происходил при $T_i \approx 2.40 \div 2.43$ К и T_i практически не зависела от величины магнитного поля. В $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{Dy}_x\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [16, 23, 24] T_i росла с увеличением магнитного поля, и это казалось естественным. Предполагалось, что магнитное поле за счет магнитострикции индуцирует деформацию той же симметрии, что и спонтанная, и поэтому повышает температуру перехода. В системе $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ этого не происходит или эффект не превышает 0.01—0.02 К и находится в пределах погрешности эксперимента.

Хотя изменение $\chi(T)$ при уменьшении температуры от $T=4.2$ К до T_m уменьшается с ростом содержания стронция (рис. 2), максимальная величина скачка $\Delta\chi(T_i)$ при СФП для системы $\text{DyBaSrCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ приблизительно в два раза больше, чем для $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (рис. 6). При этом сами зависимости $\Delta\chi(T_i)$ от магнитного поля (рис. 6) подобны тем, которые наблюдались для $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [23]. Величина скачка магнитной восприимчивости также растет с увеличением магнитного поля, достигая максимального значения в полях $\sim 7 \div 8$ кЭ, а затем уменьшается.

Для системы $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, так же как и для $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, характерным является ярко выраженный гистерезис магнитной восприимчивости в магнитном поле в окрестности T_i (на рис. 7 представлена зависимость $\chi(T)_H$ $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; $\delta \approx 0.7$) при понижении и росте температуры в магнитном поле $H=5$ кЭ). Измерения термограмм показывают скачкообразное понижение

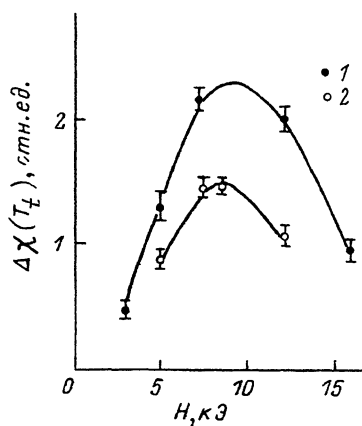


Рис. 6. Зависимость величины скачка магнитной восприимчивости при структурном фазовом переходе в системе $\text{DyBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

1 — $x=0.1$, $\delta=0.6$; 2 — $x=0.5$, $\delta=0.7$.

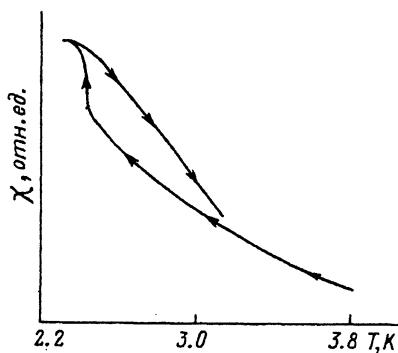


Рис. 7. Зависимость магнитной восприимчивости $\text{DyBa}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Cu}_3\text{O}_{6.3}$ при понижении и росте температуры в магнитном поле 5 кЭ.

температуры при СФП. Т. е. основные особенности проявления СФП первого рода, проявляющиеся в керамических образцах $Du_{1-x}Y_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [23] и монокристалле $DuBa_2Cu_3O_{6,2}$ [24], также имеют место в системе $DuBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$.

Таким образом, в результате данного исследования синтезированы образцы системы $DuBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ и проведено исследование их электрофизических свойств. По результатам измерения температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости построены магнитные фазовые $H-T$ диаграммы соединений $DuBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$ при $x=0.5, 1.0$. Трансформация полевых и температурных зависимостей магнитной восприимчивости при замещении Ba^{2+} на Sr^{2+} приводит к усилению низкоразмерных свойств в системе $DuBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$. При этом температура максимума T_m на температурной зависимости $\chi(T)$, характеризующая 2D магнитные корреляции в плоскости $a-b$, и температура Нееля T_N , соответствующая 3D АФМ упорядочению, становятся существенно различными ($T_N < T_m$). В системе $DuBa_{2-x}Sr_xCu_3O_{7-\delta}$, так же как и в $DuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, при $T \approx 2.4$ К реализуется структурный фазовый переход первого рода с сильным поглощением тепла.

Авторы выражают благодарность В. И. Каменеву за рентгеновский анализ исследованных образцов.

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполнялась в рамках проекта № 619 Государственной программы «Высокотемпературная сверхпроводимость».

Список литературы

- [1] Фуеки К., Китазава К., Кишио К., Хасегава Т., Ушида Ш., Такати Х., Танака Ш. // Высокотемпературные сверхпроводники / Под ред. Д. Нелсона, М. Уиттингема, Т. Джорджа. М.: Мир, 1988. 400 с.
- [2] Liang J. M., Chang L., Sung N. M., Wu P. T., Chen L. J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 7. P. 3593—3597.
- [3] Wada T., Sakurai T., Suzuki N., Koriyama S., Yamauchi H., Tanaka S. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 16. P. 11209—11213.
- [4] Колесов Б. А., Алферова Н. И., Веснин Ю. И., Шубин Ю. В., Стариков М. А. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 2. С. 314—318.
- [5] Пашин С. Ф., Антипов Е. В., Ковба Л. М. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 10. Ч. 2. С. 2386—2389.
- [6] Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д. М. Гинсберга. М.: Мир, 1990. 544 с.
- [7] De Bell K., Whitehead J. P. // J. Phys.: Condens. Matter. 1991. V. 3. P. 2431—2439.
- [8] Currie D. B., Forrest A. M. // Solid State Commun. 1988. V. 66. N 7. P. 715—718.
- [9] Девярых 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.
- [10] Wang X. Z., Bauerle D. // Physica C. 1991. V. 176. P. 507—510.
- [11] Алексеевский Н. Е., Гусев А. В., Девярых Г. Г., Кабанов А. В., Нарожный В. Н., Нижанковский В. И., Хлыбов Е. П. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 10. С. 540—542.
- [12] Дьяконов В. П., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Олейник А. В., Поляков П. И., Фита И. М. // ФНТ. 1990. Т. 16. № 11. С. 1425—1427.
- [13] Dunlap B. D., Slaski M., Hinks D., Soderholm L., Beno M., Zhang K., Serge C., Grabtree G. W., Kwok W. K., Malik S. K., Schuller I. K., Jorgenson J. D., Sugaila A. // J. Magn. and Magn. Mat. 1987. V. 68. N 2. P. 139—144.
- [14] Hodges J. A., Imbert P., Marimon da Gunha J. B., Hammann J., Vincent E., Sanches J. P. // Physica C. 1988. V. 156. N 1. P. 143—156.
- [15] Allenpach P., Furrer A., Hulliger F. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 4. P. 2226—2232.
- [16] Дьяконов В. П., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Свиштунов В. М., Фита И. М. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 7. С. 90—96.
- [17] Дьяконов В. П., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Свиштунов В. М., Таренков В. Ю., Фита И. М. // СФХТ. 1989. Т. 2. № 8. С. 74—81.
- [18] Дуаконов В. Р., 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.
- [19] Дьяконов В. П., Zubov Э. Е., Козеева Л. П., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Павлюк А. А., Фита И. М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 2. С. 520—524.
- [20] Дьяконов В. П., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Фита И. М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 11. С. 3443—3445.
- [21] Clinton T. W., Lynn J. W., Liu J. Z., Jia Y. X., Shelton R. N. // J. Magn. and Magn. Mat. 1992. V. 104—107. P. 625—626.

- [22] Clinton T. W., Lynn J. W., Liu J. Z., Jia Y. X., Shelton R. N. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 10. P. 5751—5753.
- [23] Дьяконов В. П., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Ревенко Ю. Ф., Фита И. М. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 6. С. 1816—1820.
- [24] Дьяконов В. П., Козеева Л. П., Левченко Г. Г., Маркович В. И., Павлюк А. А., Фита И. М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 4. С. 1220—1223.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
14 октября 1992 г.
