

УДК 537,312,62

©1994

МИКРОВОЛНОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ В НОРМАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ СОЕДИНЕНИЙ 1-2-3 С ДЕФИЦИТОМ КИСЛОРОДА

Ф.Н.Бузанько, Н.А.Дорошенко

С ростом дефицита кислорода микроволновое сопротивление соединений 1-2-3 при 300 К увеличивается немонотонно: зависимость действительной части поверхностного импеданса образцов иттриевой и диспрозиевой керамики от кислородного индекса, снятая на частоте 9.2 ГГц, модулирована по кислородному индексу и имеет вид лестницы, ступеньки которой соответствуют областям стабилизации тетрагональной, орто-I и орто-II структурных фаз, а пороги соответствуют областям концентрационных фазовых переходов при критических индексах $y_{c1} = 6.4$ и $y_{c2} = 6.7$. В гадолиниевой керамике, согласно поведению импеданса, орто-II фаза не стабилизируется. Обнаружены сингулярности микроволнового сопротивления, структурных параметров и парамагнитной восприимчивости в образцах с дефицитом кислорода с кислородным индексом, близким к критическому значению $y_{c3} \approx 6.98$. Частотная зависимость микроволнового поглощения образцов иттриевой керамики с критическим значением кислородного индекса y_{c3} имеет аномальный характер. Пороги микроволнового сопротивления качественно согласуются с теоретической зависимостью эффективной проводимости двухкомпонентной среды металл-диэлектрик вблизи порога протекания. Рассмотрены микроскопические модели структурных фазовых превращений.

Ранее мы провели комплексное исследование влияния содержания кислорода в образце на структурные, проводящие и магнитные свойства нескольких серий образцов иттриевой и диспрозиевой керамики [1-3]. Согласно снятым при 300 К с помощью дифракции рентгеновских лучей зависимостям параметра ромбических искажений $\eta = (b - a)/(b + a)$ от дефицита кислорода, ромбические искажения кристаллической решетки в закаленных после отжига образцах существовали вплоть до рекордно малой концентрации интеркалированного в CuO -плоскостях кислорода, соответствующей индексу $y = 6.3$. Исчезновение сверхпроводимости в образцах с индексом, близким к критическому значению $y_{c1} = 6.4$, сопровождалось резким увеличением параметра C кристаллической решетки при сохранении плавности изменений ромбических искажений. Концентрационный переход от орто-I к орто-II ромбической фазе вблизи $y_{c2} = 6.7$ сопровождался быстрым уменьшением температуры перехода в сверхпроводящее состояние от 90 до 60 К, а также скачком параметра ромбизма без существенных изменений параметра решетки C . Аналогичные особенности были обнаружены нами в концентрационных зависимостях резонансной магнитной восприимчивости [3]. Как показано в [2], скачки параметров решетки согласуются с фазовой диаграммой, рассчитанной Уайлом [4]

для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, согласно которой при температуре 300 К вблизи кислородного индекса $y = 6.5$ находится бикритическая точка фазовой диаграммы, где встречаются две линии переходов II рода и две границы фазовых переходов I рода.

Однако многие авторы не наблюдали никаких признаков фазового перехода I рода при структурных превращениях в соединениях 1-2-3 в широком интервале температур и концентраций кислорода, что побудило нас провести дополнительную проверку полученных ранее результатов с помощью нового метода исследования. В данной работе рассмотрены концентрационные зависимости действительной части микроволнового импеданса $R(y)$ закаленной после отжига керамики (RE)Ba₂Cu₃O_y ($6.2 < y < 7.0$) [RE = Y, Dy, Gd], снятых на частоте 9.2 ГГц резонансным методом. Обсуждаются также модели структурных превращений, которые, по нашему мнению, частично объясняют полученные нами результаты.

1. Методика приготовления образцов и эксперимента

Исходные образцы иттриевой, диспрозиевой и гадолиниевой керамики были синтезированы взаимодействием в интервале температур 750–900 °С нитрата бария и окислов меди, иттрия, диспрозия и гадолиния, взятых в мольном соотношении 2:3:0.5 соответственно. Синтезированный порошок прессовался под давлением $14 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ в диски размером $6 \times 1.4 \text{ mm}$ и спекался при температуре 950 °С в течение 14 h с последующим охлаждением со скоростью 80 °С/h до 400 °С с промежуточными выдержками по 2–3 h при температурах 900 и 440 °С. Полученные таблетки иттриевой, диспрозиевой и гадолиниевой керамики представляли собой однофазную, по рентгеновским данным, сверхпроводящую керамику с плотностью 5.77, 6.26, 6.13 г/см³ соответственно и температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 90 \text{ K}$. Для получения образцов с различными значениями кислородного индекса использовался общепринятый метод закалки образцов в жидком азоте после достижения равновесия между кислородом в образце и атмосфере при выбранных температурах отжига в интервале 400–950 °С. Определение кислородного индекса производилось методом термогравиметрии с помощью лабораторных аналитических весов ВЛР-200, позволяющих определять массу образца с точностью не хуже $\pm 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ g}$ [2].

При классическом скин-эффекте в нормальных металлах действительная часть импеданса

$$R = (\omega\mu_0/2\sigma)^{1/2},$$

где $\sigma = ne^2\tau/m$, n — концентрация свободных носителей, τ — время их релаксации. Если принять, что дефицит кислорода в образце не влияет существенно на время релаксации свободных носителей, то при измерениях, выполненных на одной частоте, действительная часть импеданса образца ВТСП-металлооксидов зависит только от концентрации свободных носителей и определяется простой формулой

$$R(y) \approx \text{const } n^{-1/2}.$$

Таким образом, при отсутствии дополнительных вкладов в проводимость измерения действительной части сверхвысокочастотного (СВЧ)

импеданса могут быть использованы для бесконтактного определения изменений концентрации свободных носителей в соединениях 1-2-3 с дефицитом кислорода, находящихся в нормальном состоянии.

Исследование концентрационной зависимости микроволнового сопротивления соединений 1-2-3 в данной работе производилось при 300 К на частоте 9.2 ГГц резонансным методом, основанным на измерении изменений параметра $1/\beta$ цилиндрического медного резонатора, нагруженного тонкими дисками размером 6×1.4 мм из ВТСП-керамики с различным составом, где β — коэффициент связи резонатора с передающим микроволновое излучение волноводом. Согласно [5], в случае слабой связи резонатора с волноводом ($\beta < 1$) справедливо соотношение

$$1/\beta = (1 + \sqrt{p})/(1 - \sqrt{p}) = \gamma R + \gamma_c R_c,$$

где $p = P_r/P_i$; γ, γ_c — постоянные, зависящие только от размеров резонатора и образца; R, R_c — действительные части их поверхностного импеданса. При установленной величине коэффициента связи коэффициент отражения p без образца не зависит существенно от уровня СВЧ мощности и внешних воздействий, поэтому хорошо выполняется соотношение

$$\Delta(1/\beta) = \gamma \Delta R,$$

что позволяет, зная величину γ , определять действительную часть импеданса образца с помощью измерений величины $1/\beta$. При слабой связи $1/\beta$ равняется коэффициенту стоячей волны (КСВ) в волноводе, который измерялся нами с помощью микроволнового измерителя КСВ типа Р2-61 с точностью не хуже ± 0.01 . Для измерений использовался медный цилиндрический резонатор с внутренним диаметром 48 мм, длиной 20–35 мм, собственной добротностью $Q_0 = 10^4$, механически перестраиваемый в диапазоне частот 9–12 ГГц. Связь с волноводом регулировалась с помощью перемещений тефлонового клина вблизи отверстия связи. Образцы исследуемой керамики помещались с помощью тефлоновой вставки в центре резонатора в пучность магнитной компоненты H_{011} -моды возбуждаемых электромагнитных колебаний. На основе измерений КСВ при 300 К были получены зависимости параметров резонатора $1/\beta$ и p от кислородного индекса и частоты измерительного электромагнитного поля, с помощью которых были затем построены концентрационные и частотные зависимости действительной части импеданса исследуемых образцов $R(y)$ и $R(f)$, выраженной в относительных единицах.

2. Экспериментальные результаты

Внесение тонкого медного диска в пучность магнитной компоненты H_{011} -моды цилиндрического резонатора, возбуждаемой на частоте 9.2 ГГц, практически не влияло на добротность резонатора. Замена медного диска на диски из сверхпроводящей керамики с кислородным индексом, близким к 7, сопровождалась небольшим увеличением микроволновых потерь. При этом параметр $1/\beta$, характеризующий СВЧ сопротивление образцов, изменялся от значения 1.6 для меди до значений 2.04, 2.26, 2.28 для образцов иттриевой, диспрозиевой и гадолиниевой керамик соответственно. Образцы керамик с кислородным

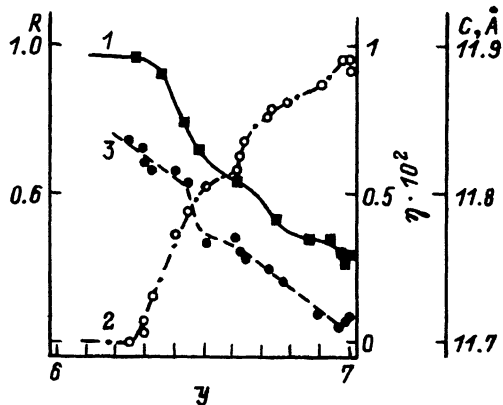


Рис. 1. Концентрационные зависимости микроволнового сопротивления R_1 (1), параметров кристаллической решетки η (2) и c (3) образцов иттриевой керамики при 300 К на частоте 9.2 GHz.

индексом, близким к $\gamma = 6.25$, сильно поглощали электромагнитную энергию, что соответствовало увеличению их микроволнового сопротивления и сопровождалось значительным ростом коэффициента отражения ρ и параметра $1/\beta$ измерительного резонатора.

Как видно из рис. 1, СВЧ сопротивление $R(\gamma)$ образцов иттриевой керамики с увеличением дефицита кислорода растет немонотонно: зависимость импеданса от кислородного индекса имеет вид лестницы, ступеньки которой соответствуют областям стабилизации тетрагональной, орто-I и орто-II структурных фаз, а пороги соответствуют областям концентрационных фазовых переходов, имеющих признаки переходов I рода. Обращает на себя внимание когерентность изменений микроволнового сопротивления образцов с изменениями структурных параметров иттриевой керамики, исследованными нами ранее в работе [2]. Резкое увеличение $R(\gamma)$ вблизи кислородного индекса $\gamma_{c1} = 6.4$ соответствует фазовому переходу металл-полупроводник, который сопровождается скачком параметра C кристаллической решетки в узком интервале концентраций кислорода вблизи критического значения кислородного индекса и уменьшением до нуля параметра ромбических искажений η , размазанным в широком интервале значений кислородного индекса. Переход из орто-I в орто-II фазу вблизи кислородного индекса $\gamma_{c2} = 6.7$ также сопровождается скачками ми-

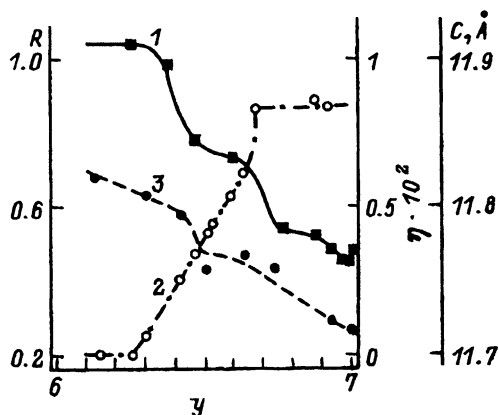


Рис. 2. Концентрационные зависимости микроволнового сопротивления R (1), параметров кристаллической решетки η (2) и c (3) образцов диспрозиевой керамики при 300 К на частоте 9.2 GHz.

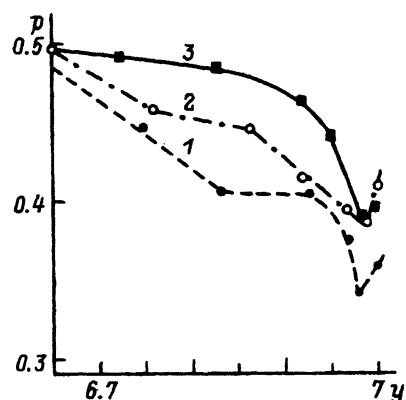


Рис. 3. Сингулярность в зависимостях коэффициента отражения тонких дисков из иттриевой (1), диспрозиевой (2) и гадолиниевой (3) керамики от кислородного индекса вблизи критического значения y_{c3} на частоте 9.2 GHz.

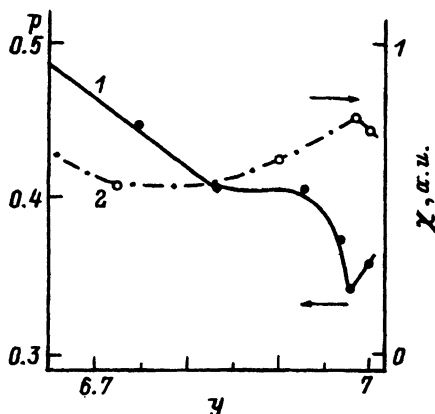


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения p (1) и парамагнитной восприимчивости χ (2) образцов иттриевой керамики от кислородного индекса при 300 K на частоте 9.2 GHz.

кроволинового импеданса образцов и параметров кристаллической решетки.

Тесная связь между изменениями высокочастотного сопротивления и структурными фазовыми переходами установлена нами и в образцах диспрозиевой керамики (рис. 2). Согласно полученным результатам, стабилизация орто-II фазы в образцах иттриевой и диспрозиевой керамики происходит в относительно узком интервале концентраций кислорода вблизи значений $y = 6.5$ и, по-видимому, отсутствует в гадолиниевой керамике, где не формируется плато в зависимости импеданса от кислородного индекса.

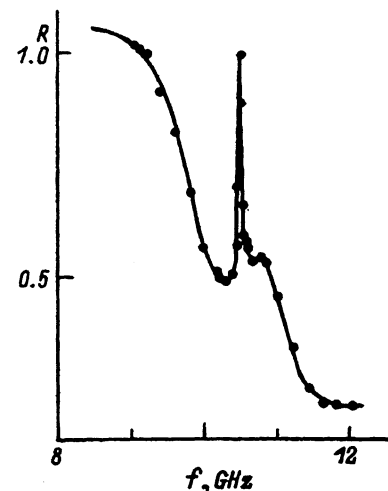


Рис. 5. Частотная зависимость микроволнового сопротивления тонкого диска из $YBa_2Cu_3O_{6.98}$ в пучности моды H_{011} цилиндрического резонатора при 300 K.

Особый интерес представляют обнаруженные нами особенности в концентрационных зависимостях микроволнового сопротивления $R(y)$ структурных параметров и парамагнитной восприимчивости образцов соединений 1-2-3 от содержания кислорода вблизи критического значения кислородного индекса $y_{c3} = 6.98$ (рис. 1-4). Минимум поверхностного импеданса иттриевой керамики в орто-I фазе хорошо коррелирует с аномальным пиком резонансной магнитной восприимчивости вблизи $y = 7.0$, обнаруженным нами ранее в гранулированных образцах Y-Ba-Cu-O с дефицитом кислорода [3]. Минимумы высокочастотного сопротивления слегка смещались при изменении частоты измерительного электромагнитного поля. В связи с этим мы сняли частотную зависимость импеданса тонкого диска иттриевой керамики с кислородным индексом $y_{c3} = 6.98$.

Полученная при 300 К зависимость параметра $R(f)$ от частоты необычна (рис. 5). Наличие излома частотной зависимости и узкого пика поглощения вблизи 10 ГГц можно объяснить резонансным возбуждением моды E_{210} цилиндрического резонатора и собственного колебания образца. В то же время резкая дисперсия поверхностного импеданса образца иттриевой керамики с кислородным индексом $y_{c3} = 6.98$ в узком интервале частот 9-12 ГГц носит релаксационный характер и, по-видимому, вызвана резонансным возбуждением в образце затухающих микроволновых колебаний неизвестной природы.

3. Обсуждение

В соединениях 1-2-3 с дефицитом кислорода структурный переход из неупорядоченной тетрагональной фазы в упорядоченную орторомбическую сопровождается электронным переходом полупроводник-металл. Известно, что вблизи перехода диэлектрик-металл многие соединения состоят из случайно распределенных диэлектрических и металлических областей. Часть объема, занимаемая металлическими областями, увеличивается при изменениях некоторых физических параметров (состав, температура), и переход диэлектрик-металл происходит, когда эта часть соответствует порогу протекания для металлических областей. Для описания эффективной электропроводности таких неоднородных систем удобно использовать модели «решеток со случайно оборванными связями» [6]. Согласно этим моделям, протекание между металлическими областями возникает при достижении концентрации связей между областями порогового значения x_c . Поведение эффективной проводимости и диэлектрической проницаемости двухкомпонентных систем вблизи перехода металл-неметалл в рамках теории протекания хорошо описана в [7,8]. В простейшем случае нулевой проводимости на постоянном токе диэлектрических областей $\sigma(x) = 0$ для $x < x_c$, тогда как для $x > x_c$ проводимость $\sigma(x) = \sigma_M(x - x_c)^t$, где σ_M — проводимость решетки со всеми связями ($x = 1$); t — критический индекс, величина которого зависит от размерности решетки. Учет конечной проводимости σ_D диэлектрической фазы приводит к более сложной зависимости эффективной проводимости на постоянном токе от двух параметров $\tau = x - x_c$ и $h = \sigma_D/\sigma_M$. Получено, что при $h = 10^{-5}$ зависимость электропроводности от концентрации металлической фазы терпит разрыв при $x = x_c$. Концентра-

дионная зависимость σ двухкомпонентной среды в переменном электромагнитном поле в простейшем случае $\sigma_D^0 = 0$ имеет вид

$$\operatorname{Re} \sigma(\omega, x) = \omega^2 \varepsilon_0^2 / 4\pi \sigma_M^0 \tau^p, \quad x < x_c,$$

$$\operatorname{Re} \sigma(\omega, x) = \sigma_M^0 \tau^t, \quad x > x_c,$$

где σ_D^0 и σ_M^0 — проводимости диэлектрика и металла на постоянном токе; p и t — критические индексы, зависящие только от размерности системы. Построенные в [8] зависимости эффективной электропроводности от концентрации связей x вблизи перехода диэлектрик–металл имеют вид порогов, крутизна которых определяется значением параметра h .

Полученный нами экспериментально двухступенчатый характер концентрационной зависимости микроволнового сопротивления

$$R(y) = [\omega \mu_0 / 2\sigma(y)]^{1/2}$$

соединений 1–2–3 от кислородного индекса качественно согласуется с теоретической степенной зависимостью эффективной проводимости неоднородной среды в переменном поле вблизи порога протекания, если принять, что $y = 6 + x$. Так как в нормальном состоянии соединений 1–2–3 сверхвысокочастотное сопротивление $R(y) \sim n^{-1/2}$, то полученная нами немонотонная зависимость $R(y)$ свидетельствует о том, что и концентрационная зависимость $n(y)$ носит двухступенчатый характер, что хорошо согласуется с результатами холловских и рентгеновских измерений [9,10]. Из рис. 3, 5 видно, что пороги протекания совпадают с границами устойчивости метастабильной орто-II фазы, поэтому представляло интерес выяснить связь между порогами протекания и структурными превращениями в соединениях 1–2–3 с дефицитом кислорода. Для описания процесса формирования упорядоченных микроструктур в соединениях 1–2–3 вследствие заполнения CuO -слоев кислородом в ряде работ была использована двумерная модель Изинга формирования «бесконечного» кластера в CuO -слоях, что позволило произвести строгий расчет фазовой диаграммы Y-Ba-Cu-O [4,11,12], согласно которому при 300 К существуют только две стабильные орто-I и орто-II ромбические структуры. На основании данных электронной микроскопии и дифракции электронов в [13] установили, что орто-II сверхструктура возникала в малых объемах образцов Y-Ba-Cu-O с широким диапазоном значений кислородного индекса, а в основном формировалась в образцах с индексом, близким $y = 6.5$. Образцы с $y < 6.5$ были двухфазными материалами, содержащими тетрагональную фазу и орто-II сверхструктуру, возникающую вследствие упорядочения кислородных вакансий, тогда как образцы с $y > 6.5$ состояли из смеси орто-I и орто-II областей. Только в образцах, нагретых в вакууме и быстро охлажденных, были обнаружены более сложные одномерные сверхструктуры, такие как 3а, 4а и 5а. На основании полученных результатов авторы предположили, что переход порядок–беспорядок в керамике Y-Ba-Cu-O с ростом дефицита кислорода происходит в три стадии. На первом этапе разрушается корреляция между последовательными двумерными конфигурациями в

CuO-плоскостях, связанными с сосуществованием в образцах с кислородным индексом $y > 6.5$ двух орто-I и орто-II сверхструктур. Далее взаимодействие между Cu-O-цепочками становится короткодействующим и дальний порядок окончательно разрушается, но сохраняются ближний порядок внутри цепочек, а также их предпочтительная ориентация вдоль b -оси, что приводит к сохранению ромбизма кристаллической решетки, хотя и значительно меньшему, чем в исходных образцах. На последнем, третьем, этапе порядок внутри цепочек полностью разрушается и короткие Cu-O-сегменты формируются вдоль двух направлений в CuO-плоскостях, что приводит к тетрагональной дифракционной картине.

Поэтапный характер образования сверхструктур сопровождается также поэтапными изменениями электронной структуры соединений 1-2-3. Согласно результатам, полученным для $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с помощью нейтронной спектроскопии [14], образование кислородных вакансий в Cu-O-цепочках индуцирует смещение двух мостиковых кислорода из удельных позиций вдоль O -оси на расстояние $\Delta z \simeq 0.1 \text{ \AA}$, что приводит к повышению отрицательной плотности заряда на $O(2)$ -позиции на 10%. Это соответствует перераспределению заряда в терминах механизма переноса электронов от цепочек к плоскостям. Конечный эффект этого механизма — уменьшение концентрации дырок в CuO_2 -плоскостях. Статистическое рассмотрение, проведенное в [14], показало, что для $y = 6.75$ большинство плоскостей подвержено перераспределению зарядов, что согласуется с быстрым уменьшением T_c в интервале концентраций $6.7 < y < 6.8$. Максимальное уменьшение концентрации дырок происходит вблизи $y = 6.4$, где пропадает сверхпроводимость. Таким образом, согласно [14], подавление сверхпроводимости не совпадает с O - T переходом, что было обнаружено нами ранее [1,2]. Рассмотренный механизм поэтапного индуцирования кислородными вакансиями переноса отрицательного заряда от Cu-O-цепочек к CuO_2 -плоскостям качественно объясняет двухступенчатый характер увеличения $R(y)$ с ростом дефицита кислорода, установленный в настоящей работе.

Рассмотренные выше модели поэтапного упорядочения не объясняют, однако, таких деталей структурных фазовых превращений, как двойникование, расслоение фаз, и не дают четкого ответа на вопрос о причинах обнаруженных нами признаков фазовых переходов I рода на границах спинодального расслоения фаз. В этой связи представляет интерес рассмотреть отдельно модели двойникования и расслоения фаз.

Согласно [15,16], соединения 1-2-3 практически во всей области изменений концентрации кислорода являются спинодальной композицией двух фаз: тетрагональной (T) и орторомбической (O) с разной стехиометрией по кислороду. Модель [16] рассматривает упорядочение тетрагональной фазы, которое приводит к возникновению и росту ромбических доменов вдоль направления $[110]$ с последующим образованием микроблоков ромбических и тетрагональных тонких слоев толщиной несколько десятков нанометров. Внедрение в CuO-плоскости кислорода сопровождается возникновением локальных деформаций внутри плоскостей BaO , CuO_2 и вдоль оси C , которые могут изменять характер фазовых превращений вблизи спинодальных границ раство-

римости. Согласно этой модели, расслоение смеси $T-O$ фаз на спи-
нодальных границах фазовой диаграммы должно носить характер рас-
пада, характерного для термоупругих мартенситных превращений, т.е.
происходить скачком. На основании рассмотренной модели расслоение
фаз можно утверждать, что скачки параметров кристаллической
решетки C и η на спинодальных границах орто-II фазы обусловлены
появлением в нестехиометричных образцах сильных локальных напря-
жений. С увеличением кислородного содержания толщина ромбиче-
ских слоев постепенно возрастает до критической, после чего направ-
ление роста ромбических областей меняется на 90° и возникают двой-
ники, чередующиеся со слоями тетрагональной фазы, толщина кото-
рых с ростом концентрации кислорода плавно уменьшается. Минимум
свободной энергии смешанного состояния, связанный с размерами че-
редующихся слоев фаз, определяется соотношением между энергией
деформации решетки и поверхностной энергией двух решеток. Это
соотношение зависит от температуры, давления газообразного кисло-
рода и других параметров. Возникновение наиболее стабильного сме-
шанного состояния, характеризуемого минимумом свободной энергии,
должно проявиться как фазовый переход с возможными аномалиями
различных свойств керамики [17]. Этот вывод согласуется с результа-
тами исследования дифракции электронов [18], согласно которым при
кислородной концентрации $y = 6.85$ микроструктура образца предстает
собой смесь ($O + T$) либо ($O_I + O_{II}$) фаз. Для образцов с вы-
соким содержанием кислорода теряет смысл говорить о фазовом рас-
слоении, так как объем, занимаемый метастабильными фазами, стре-
мится к нулю. По-видимому, имеет смысл говорить только о гра-
ницах двойниковой структуры, ширина которых и электронные свой-
ства сильно зависят от дефицита кислорода, температуры, давления
и других внешних факторов. По данным рентгеновской спектроско-
пии [10], увеличение содержания кислорода в высокоокисидированных
ВТСП-керамиках для $y > 6.93$ приводит к трансформации состояния
меди Cu^{2+} в $d-p$ -гибридизированное состояние $Cu^{2+}-O^-$, что согласо-
уется с обнаруженными нами особенностями проводимости и магнитной
восприимчивости вблизи $y_{сз} = 6.98$. Возникновение этих особенностей,
по-видимому, можно отнести к возникновению сингулярности Ван Хо-
ва функции плотности состояний $N(y)$, связанной с неустойчивостью
спектра носителей при половинном заполнении зоны Бриллюэна. Сле-
дует отметить, что аналогичные аномалии наблюдались в температур-
ных зависимостях низкочастотного сопротивления и магнитной вос-
приимчивости в низкоразмерных металлах вблизи перехода образцов
в состояние волны зарядовой плотности. Однако вопрос о возможно-
сти образования волны зарядовой (спиновой) плотности в соединениях
1-2-3 с дефицитом кислорода требует отдельного экспериментального
и теоретического исследования.

Список литературы

- [1] Буханько Ф.Н., Дорошенко Н.А., Каменев В.И. и др. // Препринт ДонФТИ АН СССР. Донецк, 1989. № 89-56. 41 с.
- [2] Буханько Ф.Н., Дорошенко Н.А., Каменев В.И. и др. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 6. С. 1754-1761.
- [3] Буханько Ф.Н., Дорошенко Н.А., Лукьяненко Л.В. // ФНТ. 1991. Т. 17. № 10. С. 1307-1310.

- [4] Wille L.T., Berera A., de Fontaine D. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 11. P. 1065-1068.
- [5] Li Q., Rigby K.W., Rzhowski M.S. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 10. P. 6607-6611.
- [6] Шкловский Б.И., Эфрос А.А. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [7] Efros A.L., Shklovskii B.J. // Phys. Stat. Sol. (b). 1976. V. 76. N 2. P. 475-485.
- [8] Webman J., Jortner J., Cohen M.H. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. N 8. P. 2885-2892.
- [9] Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М. Гинзберга. М., 1990. 543 с.
- [10] Tolentino H., Dartype E., Fontaine A. et al. // Phys. Lett. A. 1989. V. 139. N 9. P. 474-479.
- [11] McKinnon W.R., Post M.L., Selwyn L.S. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 10. P. 6543-6553.
- [12] Binder K., Landay D.P. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 5. P. 1941-1962.
- [13] Reyes-Gasga J., Krekels T., van Tendeloo G. et al. // Sol. St. Commun. 1989. V. 70. N 4. P. 269-273.
- [14] Furrer A., Allenspach P. // J. Phys. C. 1989. V. 4535. N 23. P. 3715-3720.
- [15] Khachatryan A.G., Semenovskaya S.V., Morris J.W. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 4. P. 2243-2245.
- [16] Hiroi Z., Takano M., Bando Y. // Sol. St. Commun. 1989. V. 69. N 3. P. 223-228.
- [17] Гусаковская И.Г., Пирумова С.И., Автомян Л.О. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 9. С. 1969-2132.
- [18] Werder D.J., Chen C.H., Cava R.J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 7. P. 5130-5135.

Донецкий физико-технический
институт АН Украины

Поступило в Редакцию
20 октября 1992 г.
В окончательной редакции
1 февраля 1994 г.