

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ $Y-Ba-Cu-O$ КЕРАМИК В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 80—300 К

*В. А. Берштейн, А. А. Гурьянов, В. М. Егоров, В. Ф. Мастеров,
Д. А. Мясников, А. В. Федоров, И. А. Хахаев, Ф. А. Чудновский,
Е. Б. Шадрин*

Исследованы температурные зависимости сигнала ЭПР, теплоемкости (методом ДСК), катодолуминесценции и рассеяния света для ряда образцов керамик системы $Y-Ba-Cu-O$ в диапазоне 80—300 К. На основании полученных данных сделан вывод, что наблюдаемые в области 140—250 К фазовые переходы обусловлены антиферромагнитным упорядочением в $Cu-O$ -плоскостях с небольшим дефицитом кислорода, а нестабильность переходов — метастабильностью этих состояний и влиянием локальных механических полей.

После обнаружения сверхпроводящего перехода при $T_c \sim 90$ К в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ неоднократно наблюдались немонотонности изменения свойств в температурном диапазоне 130—260 К. Так, отмечались скачкообразное снижение электросопротивления при охлаждении в интервале 200—240 К [1], нестабильное состояние высокой проводимости при 150—160 К [2, 3] и исчезновение эффектов после термоциклирования в интервале 77—300 К [1]. Аномалии в диапазонах 130—180 и 240—250 К наблюдались на температурных зависимостях внутреннего трения и скорости ультразвука [4–7]. С помощью адиабатического калориметра наряду со сверхпроводящим переходом при 90 К [8, 9] была обнаружена также аномалия теплоемкости ΔC_p при 220—230 К [10]. Немонотонности при ≈ 150 и 230 К на зависимости $C_p(T)$ отмечались также в работе [11] при измерении методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК), а рентгенодифракционные измерения [12] указывают на фазовый переход в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при 160—170 К.

В данной работе с целью получения новой информации о природе переходов проведены комплексные исследования ряда образцов керамик составов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y_{1.2}Ba_{0.8}CuO_4$ методами ДСК, ЭПР, рассеяния света и катодолуминесценции в интервале температур от 80—100 до 300 К.

Калориметрические исследования проводились на сканирующем калориметре DSC-2 Perkin-Elmer на восьми образцах однофазных керамик $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, подобных охарактеризованным в работе [5]. Шесть из них были получены по «мокрой» технологии и обладали мелкозернистой структурой (размер зерен 1—3 мкм), а два — крупнозернистой с зернами анизодиаметричной формы размером 30—40 мкм (получены по «сухой» технологии). Для сравнения измерения были проведены также на поликристаллических порошках оксидов Cu_2O и CuO . Измерения проводились путем определения температурных зависимостей теплоемкости $\Delta C_p(T)$ в диапазоне 100—280 К при нагревании или охлаждении образцов массой 30—50 мг со скоростью 10 К/мин в газовой среде гелия. Термическое циклирование образцов производилось в диапазоне 110—270 К со скоростью 160 К/мин. Температурная шкала калибровалась по температурам плавления льда (273.1 К) и 1,2-дихлорэтана (237.5 К), а шкала C_p — по теплоемкости сапфира.

Температурные зависимости спектров ЭПР были получены для трех образцов керамик разной структуры: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (образцы 2 и 3) и многофазной $(\text{Y}_{1.2}\text{Ba}_{0.8}\text{CuO}_4)$ (образец 1). Оценивались интенсивность сигнала ЭПР, g -фактор, форма и ширина линий, обусловленных присутствием ионов Cu^{2+} в несверхпроводящих фазах; это позволяло следить за фазовыми переходами в диэлектрической, полупроводниковой и металлической фазах. Переход в сверхпроводящее состояние фиксировался по появлению нерезонансного поглощения СВЧ мощности в слабых магнитных полях (0—40 Гс) [13]. В исследованных образцах наблюдались два типа спектров: анизотропный с $g_{\parallel}=2.23$ и $g_{\perp}=2.09$, приписываемый обычно Cu^{2+}

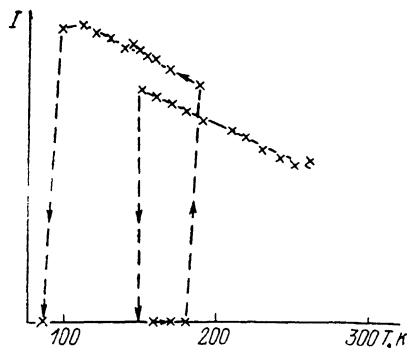
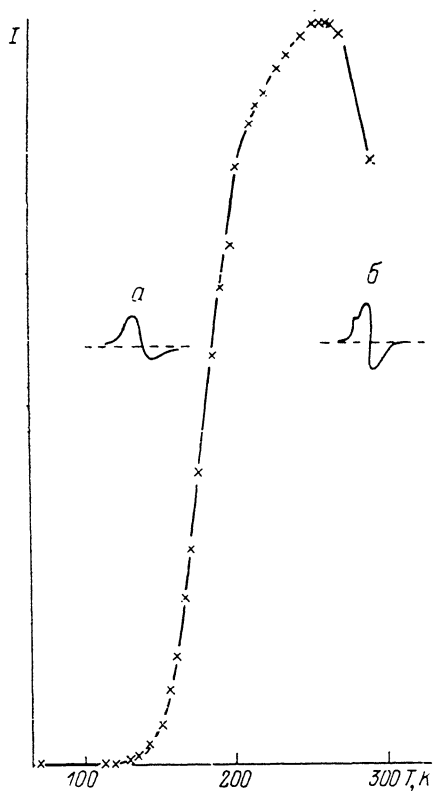


Рис. 2. Гистерезис в температурной зависимости интенсивности сигнала ЭПР для образца 2 состава 1 : 2 : 3.

Рис. 1. Зависимость интенсивности сигнала ЭПР от температуры для многофазного образца 1 состава $\text{Y}_{1.2}\text{Ba}_{0.8}\text{CuO}_4$.

Вставки — изменение формы ЭПР линий. $T=140$ (а) и 290 К (б).

в диэлектрической «зеленой» фазе состава 2 : 1 : 1 [14], и линия формы Дайсона с $g=2.04$, характерная для образцов с высокой концентрацией носителей (металлов).

При оптических исследованиях, проводимых на пластинках керамики размером $2 \times 2 \times 8$ мм (спекание производилось по «сухой» технологии при 1000°C в фарфоровом тигле [15]), изучалась температурная зависимость интегральной интенсивности светового поля, образованного при рассеянии излучения He—Ne и Ar лазеров шероховатой поверхностью образцов в пределах угла 0.12 рад. Охлаждение и нагрев производились со скоростью 10 К/мин. Были также проведены наблюдения за поверхностью образца в поляризационном микроскопе при изменении температуры.

Возбуждение катодолюминесценции производилось электронным пучком с энергией 6.6 кэВ и плотностью тока 300 мкА/см².

Все использованные методы указали на немонотонный ход температурных зависимостей изучаемых свойств в диапазоне между T_c и 300 К.

Как видно из рис. 1—3, температурные зависимости интенсивности и формы линий ЭПР неодинаковы для трех исследованных образцов. Для образца 1 при охлаждении аномалии начинаются с 260 — 270 К, а с 240 К интенсивность сигнала плавно уменьшается до нуля при 120 К (рис. 1). Форма линии постепенно изменяется от характерной для диэлектрической

фазы до линии Дайсона (при 140 К), характерной для проводящих сред. Следовательно, в области 260—120 К в образце 1 наблюдается размытый фазовый переход диэлектрик—металл. Сверхпроводящий переход при охлаждении до 80 К отсутствовал (поглощения СВЧ мощности не возникало).¹

В образце 2 форма линии ЭПР оказалась дайсоновской во всем исследованном температурном интервале, в том числе при 300 К, и сигнал внезапно становился ненаблюдаемым при 150 К (рис. 2). Поскольку поглощение в слабом магнитном поле при этом отсутствовало, эффект соответ-

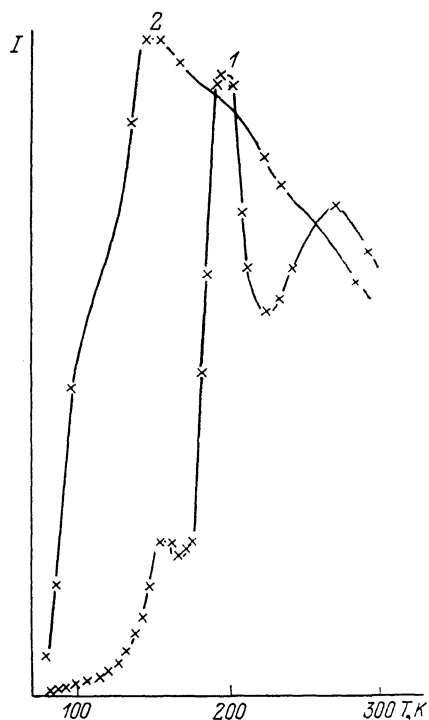


Рис. 3. Нестабильности аномалий интенсивности сигнала ЭПР для образца 3 состава 1 : 2 : 3.

1 — первое охлаждение, 2 — второе охлаждение.

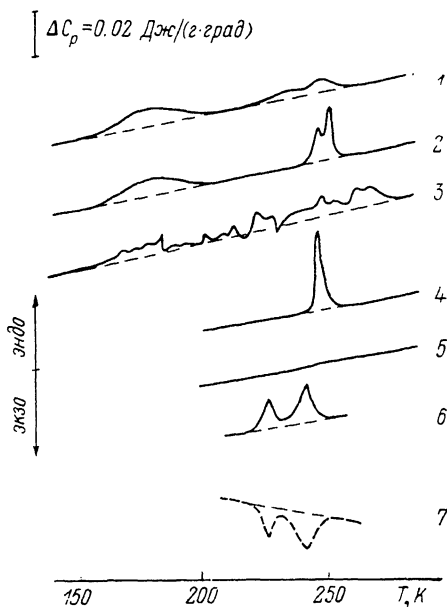


Рис. 4. Кривые ДСК образца крупнозернистой керамики состава 1 : 2 : 3 и поликристаллического оксида меди.

Охлаждение керамики производилось со скоростью 320 К/мин до температуры $T_{\text{охл}}$, нагрев — со скоростью 10 К/мин. Охлаждение и нагрев оксида меди производились со скоростью 10 К/мин. 1 — $T_{\text{охл}}=110$; 2 — 110 К, при нагревании «остановка» на 1 ч при 200 К; 3 — $T_{\text{охл}}=110$ К, после 10-кратного циклирования (охлаждение—нагрев) в диапазоне 110—270 К со скоростью 160 К/мин; 4 — $T_{\text{охл}}=110$ К, в интервале 110—200 К $v_{\text{охл}}=320$ К/мин; 5 — $T_{\text{охл}}=200$ К; 6, 7 — нагрев и охлаждение CuO .

ствовал фазовому переходу типа «плохой» металл—«хороший» металл. При последующем нагревании обнаружился температурный гистерезис: восстановление сигнала произошло не при 150, а при 180 К. Охлаждение этого образца привело к исчезновению сигнала ЭПР уже только при $T \approx 85$ К; поглощение СВЧ мощности свидетельствовало о возникновении сверхпроводящего состояния.

В образце 3 форма линии ЭПР была дайсоновской также во всем диапазоне 300—80 К, т. е. в нем содержались области с достаточно высокой концентрацией носителей заряда. При этом на температурной зависимости интенсивности сигнала наблюдались спады при 260—220, 190—160 и 140—80 К (рис. 3). Переход в сверхпроводящее состояние наблюдался при

¹ Для многофазного образца эффект Мейснера составлял 75 % по отношению к свинцу при 4.2 К.

80 К. Интересно, что при повторном охлаждении резкое падение интенсивности сигнала ЭПР (переход) начиналось только со 140 К, причем сверхпроводимость при 80 К не была обнаружена. Таким образом, во всех трех образцах переходы при $T=80\div 300$ К сопровождались изменением состояния ионов меди.

При калориметрическом анализе мелкозернистых образцов керамик $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ аномалии C_p в диапазоне 100—280 К не были обнаружены. В то же время для крупнозернистых керамик на кривых ДСК при нагревании наблюдались две области аномалий: широкая эндотерма в диапазоне $T \sim 155\div 195$ К с максимумом $T'_m=180$ К и два эндотермических пика (дублет) с максимумами $T''_m=235$ и $T'''_m=250$ К (рис. 4), указывающие на фазовые переходы.

Термодинамические характеристики переходов в диапазоне 150—260 К в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и в CuO

Образец	T_{max} , К	ΔT , К	ΔH , Дж/г	ΔS , Дж/моль · К
Керамика $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	180	155—195	0.32 ± 0.03	1.2 ± 0.1
	I 235	220—255	0.16 ± 0.03	0.5 ± 0.1
	250			
	II 247	243—255	0.12 ± 0.01	0.32 ± 0.03
	250			
	III 246	242—252	0.12 ± 0.01	0.32 ± 0.03
Поликристаллический порошок CuO	227	248—230	0.28 ± 0.03	0.80 ± 0.08
	242	230—246		

Аномалии теплоемкости в области 220—255 К оказались нестабильными: для одного и того же образца температурное положение, форма, высота и даже само наличие эндотермических пиков зависели от температурно-временного режима (предыстории) образца, варьируемого в ходе калориметрических измерений. Как видно, например, из рис. 4, «остановка» на 1 ч в ходе нагревания при 200 К уже изменяет параметры эндотермического дублета. Если при нагревании проходить область 110—200 К с высокой скоростью (320 К/мин), то дублет превращается в острый и высокий одиночный пик. Связь поведения дублета в области 220—255 К с условиями пребывания керамики при 100—200 К видна также из следующего опыта: если предварительное охлаждение образца производить только до 200 К, то при последующем нагревании эндотерма при $T > > 200$ К отсутствует (рис. 4). Многократное и быстрое термическое циклирование образцов в диапазоне 110—270 К полностью «расстраивало» исходные три эндотермических пика, и вместо них на кривой ДСК появлялось много нерегулярностей эндотермического характера примерно в том же диапазоне температур 160—260 К (рис. 4).

Для дальнейшего обсуждения результатов интересны данные, полученные при калориметрических измерениях на поликристаллических оксидах меди Cu_2O и CuO при 100—280 К. Оказалось, что для Cu_2O аномалии на кривой ДСК отсутствуют, а при нагревании CuO наблюдаются два эндотермических пика (фазовые переходы) при 227 и 242 К. На кривой охлаждения им соответствуют такие же экзотермические пики (рис. 4). В этом случае пики стабильны и хорошо воспроизводятся при многократных повторных сканированиях. В таблице приведены сравнительные характеристики фазовых переходов в диапазоне 150—250 К.

Исследование катодолюминесценции керамик состава $Y_{1.2}Ba_{0.8}CuO_4$ (соотношение компонент при закладке) показало, что при 238, 213 и 136 К происходит возгорание соответственно синей (490 нм), желтой (570 нм) и фиолетово-красной (410 и 640 нм) люминесценции. Фиолетово-красное свечение имело вид равномерного фона по всей поверхности образца размером 2×8 мм, а синяя и желтая люминесценция представляли собой

систему из нескольких десятков светящихся пятен со средним диаметром пятна около 0.1 мм. На керамиках состава 1 : 2 : 3 никакой люминесценции не было обнаружено.

Наконец, на одно- и многофазных образцах керамик, подвергнутых нескольким циклам «охлаждение—нагрев», возникали оптические эффекты. При нагревании образцов возникали особенности на кривой температурной зависимости интенсивности рассеянного света: наблюдался минимум вблизи 180 К, а затем — ряд затухающих осцилляций интенсивности (рис. 5, 6). В зависимости от условий опыта эти аномалии продолжались

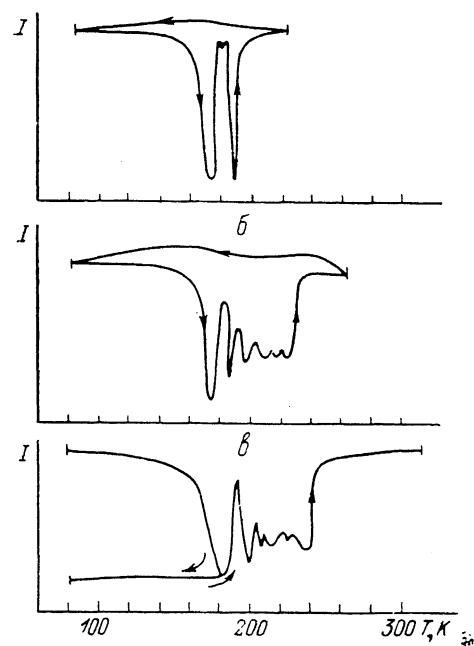


Рис. 5. Проявление осцилляций интенсивности рассеянного излучения для предварительно охлажденного до 80 К образца керамики в зависимости от конечной температуры нагрева.

a, б — нагрев до 230 и 260 К соответственно с последующим охлаждением; *в* — нагрев до 300 К с промежуточным охлаждением от 180 до 80 К.

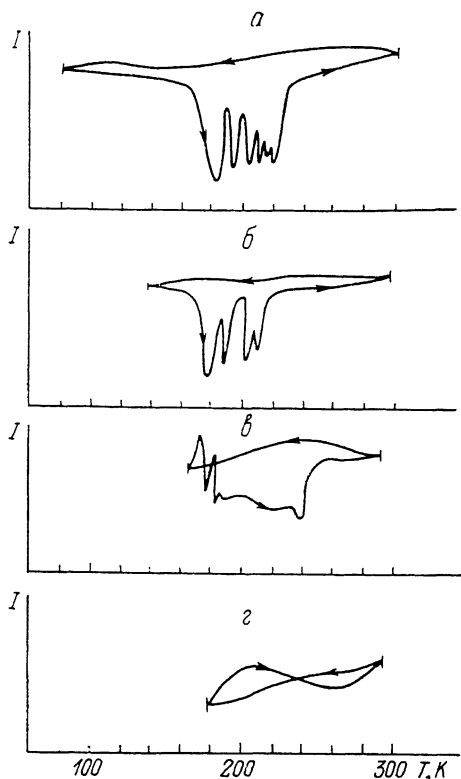


Рис. 6. Зависимость числа и характера осцилляций от температуры охлаждения до 80 (*a*), 140 (*б*), 170 (*в*) и 180 К (*г*).

до 200—250 К. Вариация длины волны (457.9, 528 и 632.8 нм) не влияла на характер осцилляций. Наблюдения в поляризационном микроскопе при нагреве образца от 80 до 300 К позволили отметить осциллирующее изменение окраски его поверхности в диапазоне температур 180—240 К, причем различное для разных кристаллитов. При охлаждении оптические эффекты практически отсутствовали.

Более детальные исследования показали, что, как и в калориметрических опытах, температурный диапазон проявления оптических аномалий и их интенсивность зависят от предыстории образца, в частности от конечной температуры нагрева (от 80 К) или охлаждения (от 300 К) образца. Как видно из рис. 5, 6, завершение осцилляций может наблюдаться при 240, 230 и 190 К, а с увеличением температуры предварительного охлаждения число осцилляций уменьшается. При охлаждении только до 180 К они вообще исчезают, как и эндотермические пики в интервале 200—250 К

на кривых ДСК, если образец был предварительно охлажден только до 200 К (рис. 4).

В литературе высказывались разные соображения о природе немонотонностей в изменении свойств керамик $Y-Ba-Cu-O$ при 130—260 К. Их предположительно связывали с проявлением второго сверхпроводящего перехода в микрообъемах образца («гранулярная сверхпроводимость») [1, 10], с влиянием термоупругих напряжений и локальных неупругих деформаций [4-6], с проявлением магнитной упорядоченности [16] и упорядочением кислородных вакансий [10]. Априори проявление переходов при 220—250 К можно было бы также связать с размораживанием сорбированной молекулярной воды (с учетом депрессии ее температуры замерзания). Проанализируем эти гипотезы.

Прежде всего рассматриваемые переходы связаны, очевидно, не с водой, а с изменением состояния основного вещества. На это указывают, в частности, данные ЭПР и своеобразные изменения хода кривой ДСК при $T < 300$ К при циклировании образцов в среде осушенного гелия. Контрольные проверки указали также на отсутствие эндотермы десорбции воды при нагревании керамики в диапазоне 300—420 К. Данные ЭПР показывают, что ответственность за исследуемые переходы несут процессы, происходящие в $Cu-O$ -подрешетках керамики и сопровождающиеся изменением состояния ионов меди.

Маловероятным представляется также и отнесение фазовых переходов в интервале 150—250 К к дополнительным сверхпроводящим переходам, реализуемым в части объема образца. На это указывает отсутствие нерезонансного поглощения СВЧ мощности.

Представляется, что проявление наблюдаемых фазовых переходов при 150—250 К есть следствие эффектов антиферромагнитного упорядочения. Отправными фактами для такого объяснения следует считать проявление также в области ~230 К антиферромагнитных переходов (АФМП) у CuO [16, 17], наблюдаемых нами с помощью ДСК при 227 и 242 К (рис. 4), и обнаружение антиферромагнетизма в системах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $La_2CuO_{4-\delta}$ (данные по дифракции нейтронов) [16, 18-21]. Заметим, что из сопоставления рентгеновских спектров Cu , Cu_2O , CuO и керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ следует, что валентность меди в последней, как и в оксиде меди, близка к двум [22, 23]. Следовательно, АФМП могут проявляться в $Cu-O$ -подрешетках независимо от того, образуют ли они отдельную фазу или входят в состав более сложных структур.

Резкое уменьшение интенсивности сигнала ЭПР в керамике, начиная с температур 240—250, 150—190 и 140 К (рис. 1—3) в отсутствие сверхпроводящего перехода при $T \leq 100$ К, также не противоречит предлагаемому объяснению, поскольку на частоте 10^{10} Гц антиферромагнитный резонанс не наблюдается. Для АФМП характерно перестроение энергетического спектра тела и проявление эффектов люминесценции. Это, очевидно, и находит выражение в возгорании указанных линий в спектре катодоллюминесценции.

При анализе полученных данных возникает, однако, вопрос: с чем связаны неодинаковые проявления переходов у разных образцов, отсутствие переходов на кривых ДСК у части из них, множественность и нестабильность температурного положения переходов при изменении предьстории и особенно при термическом циклировании?

Для понимания этого важно, что антиферромагнитное упорядочение проявляется в системе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ лишь в условиях небольшого дефицита кислорода ($6 < x < 6.5$, где $x = 7 - \delta$) [18, 19], причем наблюдается характерная зависимость температуры Нееля T_N от концентрации кислорода и степени окисления меди [24]. У орторомбической фазы при $x > 6.5$ АФМП вырождается (или $T_N \ll T_c$), а у тетрагональной полупроводниковой структуры (образуется при $x < 6.2$) $T_N > 300$ К. В то же время при $x \approx 6.2 \div 6.3$, т. е. в орторомбической структуре на границе ее потенциальной способности к проявлению сверхпроводимости (при сниженных температурах T_c), обнаруживается резкая зависимость T_N от x : в этом

диапазоне степеней окисления меди T_N изменяется от ~ 300 до 100 К [24].

Поскольку для проявления АФМП при $100\text{--}300$ К требуется присутствие вакансий кислорода, можно допустить, что он сопровождается также упорядочением расположения вакансий.

Из зависимостей T_c и T_N в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ от средней концентрации кислорода [24, 25] следует, что АФМП и сверхпроводящий переход являются антагонистами, проявляясь совместно лишь в узком интервале $x \approx 6.3\text{--}6.4$, вблизи области резкого изменения T_N . Следует, однако, учитывать, что плотность кислородных вакансий распределяется в структуре неоднородно и поэтому возможно сосуществование в керамике антиферромагнитно упорядоченных и сверхпроводящих доменов с достаточно высокой T_c [21, 26]. В этом плане показательно, что исследуемые образцы люминесцировали неоднородно по поверхности, а спады интенсивности сигнала ЭПР при переходах могли быть как до нуля, так и частичными. Для неоднородных по степени окисления меди образцов можно, по-видимому, ожидать достаточно широкого распределения значений T_N , проявления нескольких переходов, а также отсутствия АФМП в заданном температурном интервале. Возможно, например, что переход с $T_m = 180$ К у крупнозернистой керамики обусловлен большей вероятностью присутствия относительно обедненных кислородом областей.

Возникает вопрос: в каких элементах решетки (цепи, плоскости) дефицит кислорода может приводить к возникновению антиферромагнитного упорядочения атомов меди? По нашему мнению, это скорее всего происходит в плоскостях $Cu\text{--}O$, что подтверждается расчетами [27] (обменный интеграл $Cu^{2+}\text{--}O\text{--}Cu^{2+}$ равен -40 К). Кроме того, если предположить, что проводимость в плоскостях $Cu\text{--}O$ осуществляется по p_x -состояниям кислорода, то его дефицит в плоскостях должен приводить к увеличению концентрации дырок, что и наблюдается в исследованных образцах. При этом за магнитоупорядоченные состояния ответственны $3d^9$ -состояния ($d_{x^2-y^2}$) меди, гибридизованные с $2p(x, y)$ -состояниями кислорода [28]. Магнитная система является локализованной вследствие эффекта Мотта, а ее состояние, согласно гипотезе Андерсона, при достаточно большой концентрации носителей является спиновым синглетом.

Можно предположить, что нестабильность переходов, в том числе при многократном термическом циклировании, обусловлена метастабильностью состояний с дефицитом кислорода в $Cu\text{--}O$ -плоскостях керамик. Так, например, перескоки атомов кислорода из $Cu\text{--}O$ -цепей в плоскости с образованием более устойчивой структуры должны приводить к резким изменениям значений T_N и T_c . Характерно, что исчезновение некоторых переходов при повторных сканированиях сопровождалось и утратой сверхпроводящего состояния при 80 К (рис. 3). Наконец, нестабильность переходов при термоциклировании, возможно, связана и с известным влиянием механического поля на температуру Нееля [29], в данном случае — локальных, разных по величине термоупругих напряжений и деформаций. На этой основе можно понять рассмотренные выше оптические эффекты при $150\text{--}260$ К. Влияние механического поля на переходы в керамике обсуждалось ранее в работах [4, 5] при наблюдении нестабильности пиков внутреннего трения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Chen J., Wenger L., McEwan C., Logothetis E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 19. P. 1972—1975.
- [2] Bhargava R., Herko S., Osborne W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 13. P. 1462—1471.
- [3] Obshinsky S., Young R., Allred D., De Maggio G., van der Leeden G. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 24. P. 2579—2581.
- [4] Cannelli G., Gantelli R., Cordero F. et al. // Europhys. Lett. 1988. V. 6. N 3. P. 271—276.
- [5] Буренков Ю. А., Иванов В. И., Лебедев А. В. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3188—3192.
- [6] Лебедев А. В., Буренков Ю. А., Иванов В. И. и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 300—303.

- [7] Кобелев Л. Я., Нугаева Л. Л., Горин Ю. Ф. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1229—1231.
- [8] Brennan W., Di Vito M., Culmo R., Williams C. // Nature. 1987. V. 330. N 89. P. 89—90.
- [9] Гавричев К. С., Горбунов В. Е., Коновалова И. А. и др. // Изв. АН СССР, георг. матер. 1988. Т. 24. № 2. С. 343—345.
- [10] Lxgreid T., Fossgeim K., Sandvold E., Julsrud S. // Nature. 1987. V. 330. N 6149. P. 637—638.
- [11] He Yusheng, Zhang Baiwen, Lin Sihan et al. // J. Phys. F. 1987. V. 17. N 10. P. L243—L248.
- [12] Александров О. В., Иваненко О. М., Карасик В. Р. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2052—2057.
- [13] Мастеров В. Ф., Егоров А. И., Герасимов П. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 7. С. 289.
- [14] Bowden G. J., Elliston P. R., Wan K. T. et al. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1987. V. 20. P. L545—L552.
- [15] Андреев В. Н., Захарченя Б. П., Никитин С. Е., Чудновский Ф. А., Шадрин Е. Б., Шер Э. М. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 10. С. 391—393.
- [16] Fisher R., Gordon J., Phillips N. // Nature. 1987. V. 330. N 6149. P. 601—602.
- [17] Yang B., Tranquada J., Shirane G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 1. P. 174—178.
- [18] Nishida N., Miyatake H., Shimada D. et al. // Jap. J. Appl. Phys. Lett. 1987. V 26. N 11. P. L1856—L1858.
- [19] Tranquada J., Cox D., Kunnman W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 2. P. 156—159.
- [20] Li W., Lynn J., Mook H. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 16. P. 9844—9847.
- [21] Papoular M. // Sol. St. Comm. 1988. V. 67. N 1. P. 61—62.
- [22] Leon Y., Li F., Jhans H. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 7. P. 3891—3894.
- [23] Horn S., Gai J., Shakeen S. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 7. P. 3895—3898.
- [24] Brewer J., Ansaldo E., Carolan J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 11. P. 1073—1076.
- [25] Zaanen J., Paxton A., Jepsen O., Andersen O. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 25. P. 2685—2688.
- [26] Jing R., Zhao G., Qi Z. // Sol. St. Comm. 1988. V. 67. N 4. P. 415—416.
- [27] Алексашин Б. А., Богданович А. М., Верховский С. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 5. С. 263.
- [28] Элиашберг Г. М. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 5. С. 275.
- [29] Завадский Э. А., Вальков В. И. Магнитные фазовые переходы. Киев, 1980. 195 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
9 марта 1989 г.