

типа спаривания, решения ведут себя неодинаково. Причина различия в угловых зависимостях $|\psi_l(p)|^2$. Если бы щель была изотропной, т.е. $|\psi_l(p)| = 1$, то основной вклад в интеграл по зоне Бриллюэна давала бы узкая область энергий вблизи особенности Ван Хофа. Для щели d-типа угловая зависимость сохраняет большой вклад особенности Ван Хофа, в то время как угловая зависимость в р-канале такова, что сингулярность Ван Хофа сокращается. По этой причине при численном решении уравнения (3) $T_c(p) \ll T_c(d)$ даже при $\lambda_p = \lambda_d$ (рис. 5). Так, для типичных в случае купратов и рутенатов параметров $\lambda_p = \lambda_d = 0,5$ и $t = 0,1$ эВ получаем при оптимальном допировании $T_c(p) \approx 2,5$ К и $T_c(d) \approx 70$ К.

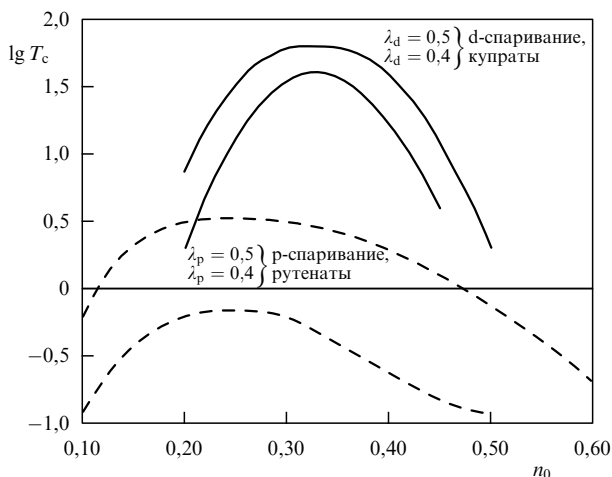


Рис. 5. Сравнение концентрационных зависимостей T_c в р- и d-каналах спаривания. Здесь $\lambda_p = I/t$, $\lambda_d = (2J - I)/t$.

Работа выполнена при поддержке Красноярского краевого фонда науки, грант 8Ф0032.

Список литературы

1. Гинзбург В Л, Максимов Е Г *СФХТ* **5** 1543 (1992)
2. Dagotto E *Rev. Mod. Phys.* **66** 763 (1994)
3. Shen Z X, Dessau D S *Phys. Rep.* **253** 1 (1995)
4. Локтев В М *ФНТ* **22** 3 (1996)
5. Овчинников С Г *УФН* **167** 1043 (1997)
6. Bianconi A et al. *Physica C* **162–164** 209 (1990)
7. Romberg H et al. *Phys. Rev. B* **41** 2609 (1990)
8. Ovchinnikov S G, Sandalov I S *Physica C* **161** 607 (1989)
9. Гавричков В А, Овчинников С Г *ФТТ* **40** 184 (1998)
10. Hefferson J H *Physica B* **165–166** 1013 (1990)
11. Lovtsov S V, Yushankhai V Yu *Physica C* **179** 159 (1991)
12. Jefferson J H, Eshes H, Feiner L F *Phys. Rev. B* **45** 7959 (1992)
13. Zhang F C, Rice T M *Phys. Rev. B* **37** 3759 (1988)
14. Feiner L F, Jefferson J H, Raimondi R *Phys. Rev. B* **53** 8751 (1996)
15. Feiner L F, Jefferson J H, Raimondi R *Phys. Rev. B* **53** 8774 (1996)
16. Kamimura H, Eto M *Jpn. J. Phys. Soc.* **59** 3053 (1990)
17. Eskes H, Tjeng L H, Sawatzky G A *Phys. Rev. B* **41** 288 (1990)
18. Овчинников С Г *Письма в ЖЭТФ* **64** 23 (1996)
19. Зайцев Р О *ЖЭТФ* **70** 1100 (1976)
20. Wells B O et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 964 (1995)
21. Овчинников С Г *ЖЭТФ* **102** 534 (1992)
22. Marshall D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4841 (1996)
23. Аврамов П В, Овчинников С Г *ЖСХ* **40** 131 (1999)
24. Scalapino D J *Phys. Rep.* **250** 329 (1995)
25. Изюмов Ю А *УФН* **169** 225 (1999)
26. Wu D H et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 85 (1993)
27. Stadlober B et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4911 (1995)
28. Rice T M, Sirist M J. *Phys.: Condens. Matter* **7** 643 (1995)
29. Ахиезер А И, Померанчук И Я *ЖЭТФ* **36** 859 (1959)
30. Кузьмин Е В, Овчинников С Г, Бакланов И О *ЖЭТФ* **116** 655 (1999)
31. Plakida N M, Yushankhai V Yu, Stasynk I V *Physica C* **160** 80 (1989)

PACS numbers: 74.25.-q, 74.72-h

Экспериментальные исследования особенностей тепловых и электронных характеристик $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ и других перовскитоподобных оксидных ВТСП-систем

А.И. Головашкин, А.П. Русаков

Основные свойства купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) связывают с антиферромагнитным (АФ) упорядочением ионов Cu — волной спиновой плотности (ВСП). Однако в последнее время был обнаружен ряд аномальных свойств, которые не удается объяснить влиянием только такого упорядочения. С целью выяснения возможной причины этих аномалий в настоящей работе исследовались некупратные ВТСП-системы $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ (BKBO) и $\text{BaPb}_x\text{Bi}_{1-x}\text{O}_3$ (BPBO), в которых обнаружены аналогичные аномалии.

Нейтроннографические исследования показали [1], что при легировании происходит сильное смягчение высокочастотной части фоновых спектров BKBO. Изучение дисперсионных кривых $\omega(\mathbf{Q})$ показало [2–4], что при легировании в металлической фазе ВТСП аномально сильное смягчение испытывают продольные оптические высокочастотные фононы $\omega_{\text{LO}}(\mathbf{Q})$. Для волновых векторов $\mathbf{Q}$ вблизи границы зоны Бриллюэна частоты $\omega_{\text{LO}}(\mathbf{Q})$ становятся меньше поперечных оптических частот $\omega_{\text{TO}}(\mathbf{Q})$ ("ω_{LO} — аномалия"). Во всех исследованных ВТСП — BKBO, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO), $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) — аномальная дисперсия ω_{LO} наблюдалась только в направлениях [100] кристалла и не наблюдалась в других направлениях, в частности, в [110]. Отметим, что необходимым следствием определяющей роли АФ упорядочения в направлении [110] были бы аномалии ω_{LO} в этом же направлении, что не соответствует эксперименту.

Нами было показано, что коэффициент линейного расширения $\alpha(T)$ ВТСП-систем BKBO, BPBO [5, 6], LSCO [7] при низких температурах T является аномальным (отрицательным). Эффект наблюдается только на качественных образцах. Подобные аномалии наблюдались также для YBCO [8] и Bi-2212 [9]. На монокристаллических образцах LSCO, YBCO и Bi-2212 обнаружена анизотропия $\alpha(T)$. При увеличении легирования эффект уменьшается.

Интересной особенностью ВТСП-систем является аномально сильная зависимость теплового расширения от магнитного поля $\alpha(H)$. В магнитных полях до 4 Тл наблюдается уменьшение области отрицательных значений α и смещение ее в сторону низких температур. Эффект обнаружен нами как в купратных, так и в безмедных ВТСП [10].

Из оптических измерений следует, что при легировании BKBO и BPBO энергетическая щель между валент-

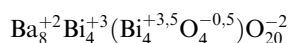
ной зоной и зоной проводимости уменьшается, но все еще наблюдается, даже в металлической фазе при не слишком сильном легировании [11–14]. Указания на подобный эффект получены также методами фотоэлектронной эмиссии сверхвысокого разрешения (7 мэВ) в LSCO [15, 16] и рентгеновского поглощения в Bi-2212 [17]. Таким образом, "металлическая" фаза является фазой вырожденного полупроводника как для безмедных, так и для купратных ВТСП.

Еще одной общей аномалией ВТСП-систем является существование ЭПР-сигналов в "половинном поле" с g -фактором примерно равным 4. Этот "запрещенный" сигнал наблюдается при наличии локализованных триплетных пар. Линия поглощения с $g \approx 4,2$ (помимо линии с $g \approx 2,1$) была обнаружена при детальных измерениях ЭПР-поглощения в широком интервале составов качественных образцов ВКВО и ВРВО [18]. Подобные сигналы наблюдались также в LSCO [19] и YBCO [20].

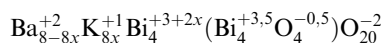
Выделенность направлений [100] в ВТСП-системах (как купратных, так и безмедных) проявляется также в форме их поверхности Ферми. Экспериментально обнаружено, что большие участки поверхности Ферми ВКВО [21], Bi-2212 [22], YBCO [23] и других ВТСП параллельны направлениям [100], а не [110], как ожидалось бы только из-за АФ упорядочения ионов Cu.

Таким образом, эксперимент показывает, что как в фоновом, так и в электронном спектрах ВТСП-систем (и купратных, и безмедных) проявляется выделенность направлений [100]. Налицо противоречие между теоретическими моделями, учитывающими только упорядочение в металлической подрешетке в направлениях [110] (зарядовое упорядочение $\text{Bi}^{+3} - \text{Bi}^{+5}$ в ВКВО, АФ упорядочение $\text{Cu}^{\uparrow} - \text{Cu}^{\downarrow}$ в купратах), и совокупностью экспериментальных данных. Чтобы разобраться в этом противоречии, рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные об электронных и структурных свойствах ВТСП-систем.

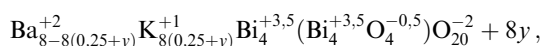
Рентгеновские [24] и нейтронографические [25] исследования с повышенной чувствительностью на качественных монокристаллах ВКВО показали наличие удвоения периода решетки в направлениях [100]. Кроме того, в такой ячейке с удвоенным периодом существуют четыре иона кислорода с меньшей валентностью по сравнению с другими. Из анализа данных по легированию и из условия электронейтральности следует [26], что соединения BaBiO_3 и ВКВО в диэлектрическом состоянии описываются химическими формулами:



и



при $x \leq 0,25$, соответственно. В металлической фазе ($x \geq 0,25$) ВКВО описывается формулой:



где $8y$ — концентрация дырок ($0 \leq y \leq 0,25$; верхний предел y определяется растворимостью калия: $\text{Ba}_{0,5}\text{K}_{0,5}\text{BiO}_3$ для обычной ячейки без удвоения). Таким образом, в удвоенной ячейке ВКВО имеются четыре "ковалентные" связи $\text{Bi}-\text{O}^{-0,5}$ в дополнение к "ионным" связям $\text{Bi}-\text{O}^{-2}$. Характер упорядочения этих связей показан на рис. 1а для металлической фазы ($x > 0,25$). В

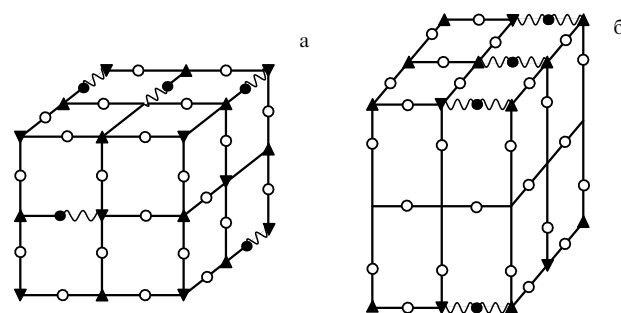
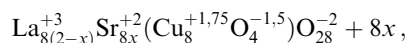


Рис. 1. Элементарные ячейки с удвоением периодов решетки. (а) ВКВО: $\blacktriangle, \blacktriangledown$ — ионы Bi с разной валентностью ($x < 0,25$), $\circ$ — O^{-2} , $\bullet$ — $\text{O}^{-0,5}$, волнистой линией показана ковалентная связь $\text{Bi}-\text{O}^{-0,5}$. Ионы Ba и K не показаны. В соседних слоях BiO_2 ковалентные связи упорядочены во взаимно перпендикулярных направлениях [100]. (б) LSCO: $\blacktriangle, \blacktriangledown$ — ионы Cu со спином вверх и вниз, $\circ$ — O^{-2} , $\bullet$ — $\text{O}^{-1,5}$, волнистой линией показана ковалентная связь $\text{Cu}-\text{O}^{-1,5}$. В соседних слоях CuO_2 ковалентные связи упорядочены во взаимно перпендикулярных направлениях [100]. Ионы La и Sr не показаны.

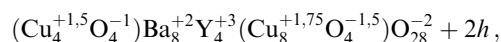
соседних слоях BiO_2 ковалентные связи упорядочены во взаимно перпендикулярных направлениях [100]. Это упорядочение моделирует реальные волны зарядовой плотности (ВЗП) в подрешетке ионов кислорода.

Как недавно показано в работе [4] методом неупругого рассеяния нейтронов на примере LSCO (при $T \approx 10$ K), в плоскости CuO_2 существуют две группы связей $\text{Cu}-\text{O}$ (условно, "ковалентные" и "ионные"). Их упорядочение в направлениях [100] приводит к удвоению периодов решетки в плоскости CuO_2 . Это упорядочение является проявлением ВЗП в кислородной подрешетке купратных ВТСП-систем. Для YBCO такое упорядочение при $T \leq 35$ K наблюдалось в работе [27]. Из анализа измерений эффекта Холла, μSR , нейтронографических исследований следует [26], что упорядоченная решетка $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ может быть представлена следующей химической формулой:



где $8x$ — концентрация дырочных носителей ($0 \leq x \leq 0,25$). Таким образом, в удвоенной ячейке LSCO (по аналогии с ВКВО) имеются четыре "ковалентные" связи $\text{Cu}-\text{O}^{-1,5}$. Их упорядочение показано на рис. 1б. В соседних слоях CuO_2 ковалентные связи упорядочены во взаимно перпендикулярных направлениях [100].

Соответствующий анализ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ приводит к формуле [26]:



где $2h$ — концентрация дырок. Выделенный в формуле блок $\text{Cu}_{8+1,75}^{+1,75}\text{O}_{4-1,5}$ является общим для всех слоистых купратных ВТСП и определяет общность их физических свойств.

Важность учета зарядового упорядочения в кислородной подрешетке и тип этого упорядочения были предсказаны нами ранее [28] и получили прямое экспериментальное подтверждение в последнее время [4, 24, 27].

Для удвоенной ячейки ВКВО зона Бриллюэна — это уменьшенный вдвое куб (рис. 2а, штриховая линия). Два электрона от четырех ионов $\text{O}^{-0,5}$ заполняют первую

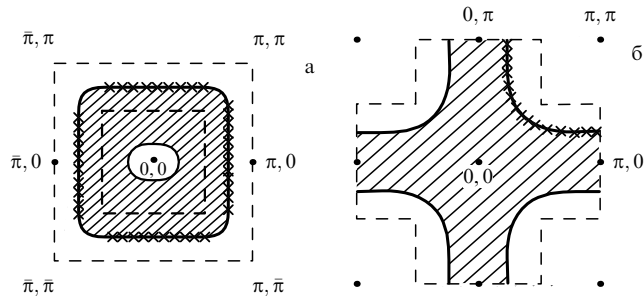


Рис. 2. Поверхность Ферми оксидных ВТСП. (а) $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$, сечение плоскостью $k_z = 0$. Заштрихована область дырочных состояний вокруг границы уменьшенной зоны Бриллюэна. Сплошная линия — оценка [26], крестики — эксперимент [21]. (б) Слоистое купратное соединение. Штриховая линия — граница третьей зоны Бриллюэна для удвоенной ячейки, сплошная линия — оценка поверхности Ферми, крестики — эксперимент для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [29]. Заштрихована область состояний, заполненных электронами.

зону Бриллюэна. Нестинг на вектор обратной решетки $\mathbf{G} = (\pi/a)$ [100] приводит к образованию диэлектрической щели $\Sigma \approx 2$ эВ при низких уровнях легирования калием. При легировании калием возникают дырочные носители у потолка валентной зоны, а при их вырождении образуется дырочная поверхность Ферми (область дырочных состояний на рис. 2а заштрихована) с плоскостями, параллельными граням куба (100). Оценки поверхности Ферми хорошо согласуются с экспериментом для $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$, как показано на рис. 2а.

Для купратных ВТСП первая зона Бриллюэна (плоская) также вдвое уменьшена, как и в ВКВО, но в ячейке имеется четыре иона $\text{O}^{-1.5}$, что приводит к заполнению первых трех зон Бриллюэна (граница третьей зоны — штриховая линия на рис. 2б). Нестинг на вектор $\mathbf{G} = (\pi/a)$ [100] приводит к образованию диэлектрической щели $\Sigma \approx 2$ эВ вдоль границы третьей заполненной зоны Бриллюэна. Рассеяние на вектор (π/a) [110] дает дополнительный вклад в величину Σ . При легировании и вырождении носителей образуется поверхность Ферми, оценки которой показаны сплошной линией на рис. 2б. Экспериментальные данные [29], отмеченные крестиками, хорошо согласуются с оценками. Так же, как и в ВКВО, наблюдаются плоские участки поверхности Ферми, параллельные направлениям [100].

Как видно из рис. 2 условия нестинга (т.е. участки, параллельные [100]) сохраняются и при не слишком сильном легировании, что является причиной аномалий ряда физических свойств ВТСП. Нестинг $E(\mathbf{k} + \mathbf{G}) = E(\mathbf{k})$ на вектор $\mathbf{G} = (\pi/a)$ [100] приводит к расходимости электронной восприимчивости $\chi(\mathbf{Q}) \sim [E(\mathbf{k} + \mathbf{Q}) - E(\mathbf{k})]^{-1}$ при $\mathbf{Q} = \mathbf{G}$ и $|\mathbf{k}| \rightarrow |\mathbf{G}|/2$ [30]. Отсюда следует, что диэлектрическая проницаемость электронной подсистемы

$$\epsilon(\mathbf{Q}) = 1 + \frac{(4\pi e^2/|\mathbf{Q}|^2)|\chi(\mathbf{Q})|}{1 - (4\pi e^2/|\mathbf{Q}|^2)L(\mathbf{Q})|\chi(\mathbf{Q})|}$$

становится меньше нуля [31] при $\mathbf{Q} \approx \mathbf{G}$. Поскольку для наиболее высокочастотной продольной ветви фононов можно записать [32] $\omega_{\text{LO}}^2(\mathbf{Q}) \approx \omega_{\text{TO}}^2(\mathbf{Q}) + (\omega_p^*)^2/\epsilon(\mathbf{Q})$, то при $\epsilon(\mathbf{Q}) < 0$ получим $\omega_{\text{LO}}^2 \approx \omega_{\text{TO}}^2 - (\omega_p^*)^2/|\epsilon(\mathbf{Q})| < \omega_{\text{TO}}^2$. Здесь ω_p^* — плазменная частота ионов, $\omega_{\text{TO}}(\mathbf{Q})$ —

поперечная высокочастотная оптическая частота фононов, которая в купратах практически не зависит от $\mathbf{Q}$. Таким образом, аномальная переэкранировка ω_{LO} возникает из-за нестинга вдоль [100], что в свою очередь связано с возникновением ВЗП в подрешетке кислорода.

Рассмотренная электронная структура позволяет понять аномалию $\alpha(T)$. Исходная электронная структура неустойчива, поэтому и происходит перестройка системы с удвоением периода. Формально в исходной системе $\omega_{\text{TA}}^2 < 0$ [33]. Перестроенная структура устойчива из-за возникновения неоднородного распределения плотности (ВЗП) в кислородной подрешетке. Дополнительное кулоновское взаимодействие ВЗП с ионами решетки стабилизирует ее ($\omega_{\text{TA}}^2 > 0$). С ростом T растет амплитуда колебаний ионов, увеличивается перекрытие их электронных оболочек, т.е. увеличивается экранирование зарядов. Это приводит к уменьшению амплитуды ВЗП ($A_{\text{ВЗП}}$) и росту неустойчивости системы ($\omega_{\text{TA}}^2 \rightarrow 0$). Аномалия теплового расширения должна наблюдаться в области $kT \sim \hbar\omega_{\text{TA}} (\mathbf{Q} \approx \mathbf{G})$. С дальнейшим ростом T возбуждаются другие фононы с $\mathbf{Q} \neq \mathbf{G}$, и тепловое расширение становится нормальным.

Влияние магнитного поля H на тепловое расширение связано с уменьшением $A_{\text{ВЗП}}$ в поле [30]. При этом должна уменьшаться ω_{TA} , и область неустойчивости ($\alpha < 0$) смещается в сторону низких температур. Что и наблюдается на эксперименте.

Сигнал ЭПР с $g \approx 2,1$ возникает в системах ВКВО и ВРВО из-за нарушений (дефектов) в идеальном упорядочении ковалентных связей $\text{Bi}-\text{O}^{-0.5}$. Такие дефекты имеют локализованный магнитный момент и "проявляются" при ЭПР-измерениях. Связанные пары таких дефектов приводят к возникновению синглетного основного и триплетного возбужденного уровней [18]. Последние наблюдаются в виде аномального ЭПР-сигнала "в половинном поле" с $g \approx 4,2$. Обычные дефекты "размывают" эту линию. Сигнал с $g \approx 4,2$ наблюдается и в купратных ВТСП, хотя в них он маскируется сильной ЭПР-линией от ионов Cu^{+2} .

Наиболее важная "аномалия" ВТСП — их высокие критические температуры T_c , — на наш взгляд, связана с рассмотренными особенностями их электронной структуры. Выше мы говорили о переэкранировке $\omega_{\text{LO}}^2 < \omega_{\text{TO}}^2$ для $\mathbf{Q} \approx \mathbf{G}$. В этом случае диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\mathbf{Q} \rightarrow \mathbf{G}) < 0$. Отрицательные значения $\epsilon(\mathbf{Q} \approx \mathbf{G})$ обуславливают спаривание электронов через фононы с $\mathbf{Q} \approx \mathbf{G}$. При этом образуются электронные пары с длиной когерентности $\xi \sim 1/|\mathbf{G}|$ и псевдощель на поверхности Ферми. С ростом концентрации таких пар происходит их бозе-конденсация. Как видно из рис. 2, конгруэнтные (плоские) участки поверхности Ферми, параллельные [100], обеспечивают высокую плотность состояний. С учетом частоты фононов $\omega_{\text{LO}} \sim 70-90$ мэВ легко достигаются критические температуры $T_c \sim 100$ К. Таким образом, в ВТСП при электронном спаривании преимущественную роль играют коротковолновые бозоны. Отметим также, что в окрестности точки $(\pi/2, \pi/2)$ зоны Бриллюэна уменьшенная область фазового пространства приводит к уменьшению сверхпроводящей щели Δ для направлений [110], т.е. возникает сильная анизотропия щели.

В заключение отметим, что, по нашему мнению, основная причина аномалий в ВТСП (как висмутатных,

так и купратных) — ВЗП в подрешетке кислорода. Эксперименты убедительно свидетельствуют, что:

— В ВТСП-системах, в дополнение к упорядочению в подрешетке металла, существует упорядочение (ВЗП) в подрешетке ионов кислорода в направлении [100]; такое упорядочение приводит к удвоению периодов решетки, новой зоне Бриллюэна, нестингу на вектор (π/a) [100] и основному диэлектрическому состоянию; диэлектрическая щель есть следствие ВЗП и ВСП, т.е. связана с упорядочением в кислородной подрешетке в дополнение к упорядочению в подрешетке металла (Bi, Cu).

— При легировании возникает поверхность Ферми с плоскими участками, параллельными направлениям [100], т.е. условия нестинга сохраняются и при относительно небольшом легировании.

— Нестинг на вектор $\mathbf{G} = (\pi/a)$ [100] приводит к расходимости восприимчивости $\chi(\mathbf{Q})$ и отрицательной $\varepsilon(\mathbf{Q})$ для $\mathbf{Q} \approx \mathbf{G}$; отрицательное значение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{Q})$ является причиной аномалии $\omega_{LO}(\omega_{LO} < \omega_{TO})$ для векторов $\mathbf{Q} \approx \mathbf{G}$ в направлении [100].

— ВЗП в кислородной подрешетке и обусловленное этой волной дополнительное взаимодействие с ионами стабилизируют решетку, так что $\omega_{TA}(\mathbf{Q} \approx \mathbf{G}) > 0$; при нагревании амплитуда ВЗП уменьшается из-за экранирования, это приводит к уменьшению ω_{TA} , т.е. к сжатию кристалла; магнитное поле также приводит к уменьшению амплитуды ВЗП, уменьшению ω_{TA} и сдвигу области аномального (отрицательного) теплового расширения в сторону низких температур.

Работа выполнена при поддержке Научного совета направления "Сверхпроводимость" в рамках Российской научно-технической программы "Актуальные проблемы физики конденсированных сред". Эксперименты проводились в сотрудничестве с Н.В. Аншуковой, С.В. Гуденко, Л.И. Ивановой, К.В. Крайской, И.Б. Крынецким, Л.И. Леонюк, А.Ю. Якубовским.

Список литературы

1. Zemlyanov M G et al. *Physica B* **174** 360 (1991); *Physica C* **185** – **189** 1367 (1991)
2. Braden M et al. *J. Supercond.* **8** 595 (1995)
3. Reichardt W et al. *J. Supercond.* **7** 399 (1994)
4. McQueeney R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 628 (1999)
5. Anshukova N V et al. *J. Supercond.* **7** 427 (1994)
6. Anshukova N V et al. *Int. J. Modern Phys. B* **12** 3251 (1998)
7. Anshukova N V et al. *Physica C* **282** – **287** 1065 (1997)
8. You H, Welp U, Fang Y *Phys. Rev. B* **43** 3660 (1991)
9. Yang Z J et al. *J. Supercond.* **8** 223 (1995)
10. Golovashkin A I et al. *Physica B* (1999) (in press)
11. Uchida S, Kitazawa K, Tanaka S *Phas. Trans.* **8** 95 (1987)
12. Blanton S H et al. *Phys. Rev. B* **47** 996 (1993)
13. Karlow M A et al. *Phys. Rev. B* **48** 6499 (1993)
14. Puchkov A V et al. *Phys. Rev. B* **54** 6686 (1996)
15. Ino A et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 2124 (1998)
16. Sato T et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2254 (1999)
17. Ghigna P et al. *Phys. Rev. B* **57** 13426 (1998)
18. Якубовский А Ю и др. *ЖЭТФ* **115** 1326 (1999)
19. Kochelaev B I et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 4274 (1997)
20. Eremina R M et al. *Physica B* (1999) (in press)
21. Mosley W D et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 4274 (1997)
22. Marshall D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4841 (1996)
23. Matsuura A et al. *Phys. Rev. B* **55** 2796 (1997)
24. Du C H et al. *J. Phys.: Condens Matter* **6** L575 (1994)
25. Lightfoot P et al. *J. Solid State Chem.* **92** 473 (1991)
26. Golovashkin A I et al. *Physica C* **317** – **318** 630 (1999)
27. Krämer S, Mehring M *Phys. Rev. Lett.* **83** 396 (1999)
28. Anshukova N V et al. *Progr. High Temper. Supercond.* **32** 403 (1992)
29. Ding H et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 2628 (1997)
30. Копаев Ю В *Труды ФИАН* **86** 3 (1975)
31. Максимов Е Г *Труды ФИАН* **86** 101 (1975)
32. Rice M J, Wang Y R *Physica C* **157** 192 (1989)
33. Максимов Е Г, в кн. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржница) (М.: Наука, 1977) Гл. 3, 4