

УДК 537.362

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ ВТСП СИСТЕМЫ $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$: ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЛЕГИРОВАНИЯ

Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, Л. И. Иванова, И. Б. Крынецкий, А. П. Русаков

Выполнены измерения теплового расширения при низких температурах в монокристаллах системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с разным уровнем легирования. Изучено влияние магнитного поля на тепловое расширение $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$. Обнаружено аномальное (отрицательное) тепловое расширение при $T < 20$ К, характеристики которого зависят от уровня легирования образца. Найдено также сильное влияние умеренного магнитного поля на эти характеристики. Результаты эксперимента подтверждают выводы модели, объясняющей аномальное тепловое расширение в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) при низких температурах и сильное влияние магнитного поля на него стабилизирующей ролью волны зарядовой плотности (ВЗП) в кислородной подрешетке.

За последние годы были проведены многочисленные экспериментальные и теоретические исследования электронных, фоновых и других свойств оксидных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Тем не менее, многие фундаментальные проблемы, касающиеся механизма сверхпроводимости, природы основного состояния в этом классе необычных соединений до сих пор до конца не выяснены. Считается, что эти системы в исходном состоянии (без легирования) являются диэлектриками с переносом заряда [1]. Энергетическая щель в электронном спектре возникает в них из-за переноса заряда. ВТСП системы – это неустойчивые кристаллохимические системы. Эта неустойчивость проявляется, в частности, в их температурных зависимостях

низкоэнергетической фононной моды в направлении [110] [2], аномального коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ при низких температурах [3], скоростей ультразвука [4], упругих модулей [5], структурных параметров [6] и других характеристик. На неустойчивость таких систем указывает также сильное влияние магнитных полей на эти аномалии [4, 5, 7].

Нами предложена физическая модель ВТСП систем [8], приводящая к возникновению в них аномального теплового расширения при низких температурах и к аномально сильному влиянию магнитного поля на тепловое расширение. Для проверки выводов модели проведены экспериментальные исследования теплового расширения монокристаллов $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ в широком интервале составов при низких температурах, изучено влияние магнитных полей до 4 T на температурные зависимости коэффициента теплового расширения, а также роль различных условий, в которых осуществляется эксперимент.

Эксперимент: методики, образцы. 1. Предложенная модель [8] качественно объясняет наблюдавшиеся ранее аномалии теплового расширения в ряде ВТСП систем [7, 9–16]. В настоящей работе исследовалась ВТСП система $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$. Эта система выбрана нами для изучения теплового расширения при низких температурах, поскольку ранее она практически не исследовалась в этом отношении. Важную роль при выборе системы для исследования играло наличие качественных монокристаллов различного состава.

2. Изменение длины образца $\Delta L/L$ измерялось дилатометрическим методом с помощью тензодатчиков с чувствительностью $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ [17]. Магнитное поле было параллельно направлению, в котором измерялась деформация образца. Калибровка установки проводилась с помощью измерений теплового расширения монокристаллов меди и редкоземельных оксидов с хорошо изученной зависимостью $\alpha(T)$.

3. Исследовались образцы ВТСП системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с разным уровнем легирования. Отметим, что образцы без лантана ($x = 0$), которые имели состав с избытком кислорода $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$, соответствуют случаю сильного легирования (“передопированные”) по отношению к концентрации дырок p , особенно при $\delta > 0$. Замена части стронция лантаном приводит к уменьшению концентрации дырок в образце. При этом растет температура перехода образца в сверхпроводящее состояние T_c . Оптимальное легирование с максимальной $T_c = 27 - 32 K$ (в зависимости от δ и концентрации дефектов) в $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6+\delta}$ достигается при $x = 0.4$ [18, 19]. При увеличении концентрации лантана ($x > 0.4$) величина T_c уменьшается и при $x \geq 0.8$ возникает

диэлектрическая фаза.

4. Образцы ВТСП системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ были приготовлены различными методами:

- методом безтигельной зонной плавки с радиационным нагревом [20];
- методом выращивания в газовой камере внутри раствора-расплава [21];
- методом выращивания из стехиометрического расплава [22, 23].

5. Рентгеновские исследования показали высокое качество приготовленных образцов. Параметры их приведены ниже. Отметим, что кристаллы, не содержащие лантана ($x = 0$), были двух типов: с $\delta = 0.18 - 0.19$ (образцы типа $Bi-A$) и с $\delta = 0.10$ (образцы типа $Bi-B$). Т.е. монокристаллы типа $Bi-A$ легированы сильнее и имеют более низкие T_c по сравнению с образцами типа $Bi-B$. О структурном совершенстве образцов говорит такой факт: в образцах типа $Bi-A$ полуширина кривой качания рефлекса (0 0 16) основной решетки составляла $0.1 - 0.2^\circ$.

Для образцов, легированных лантаном, параметр решетки вдоль оси "с" определялся по рефлексу (0 0 16). Поскольку изменение величины параметра решетки "с" практически линейно зависит от концентрации лантана [24], то из полученных данных можно было определить среднее содержание лантана в каждой серии образцов. Наиболее совершенными как с точки зрения морфологии, так и с точки зрения структуры являлись кристаллы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0.38$ [22, 23] ($T_c = 27 K$, оптимальное легирование). Данные рентгеновских измерений хорошо согласуются с данными, полученными методами EPMA и EDX.

Во всех образцах наблюдалась сверхрешеточная модуляция, коррелирующая с величиной критической температуры. В кристаллах с $x = 0.65$ ($T_c = 10 K$) обнаружен один тип модулированной сверхрешетки. В кристаллах с $x = 0.72$ ($T_c = 8 K$) обнаружено два типа модулированной сверхрешетки. Если для монокристаллов первого типа модулированная сверхрешетка ромбическая, близкая по параметрам к модуляции в кристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, то для вторых обе сверхрешетки моноклинные. По данным проведенных рентгеновских исследований параметры модулированной сверхрешетки кристаллов системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ тесно связаны с концентрацией избыточного висмута в позициях стронция и с температурой сверхпроводящего перехода. По-видимому, эти результаты (наличие двух типов модуляции) свидетельствуют о двух различных механизмах замещения атомами лантана позиций в структуре $Bi_2Sr_2CuO_6$.

6. Критические температуры образцов определялись из измерений дифференциальной магнитной восприимчивости.

Параметры кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ приведены в следующей таблице:

Т а б л и ц а

Концентрация $\text{La}_x(x)$	Параметр решетки ("с"), нм	T_c , K	Тип образца
0	2.455	< 4	Bi-A
0	2.460	7.2	Bi-B
0.38	2.443	27	
0.65	2.420	10	
0.72	2.415	8	

На рис. 1 показана зависимость параметра решетки наших образцов от концентрации лантана, а на рис. 2 – зависимость T_c от концентрации лантана. Наши данные совпадают с известными литературными данными.

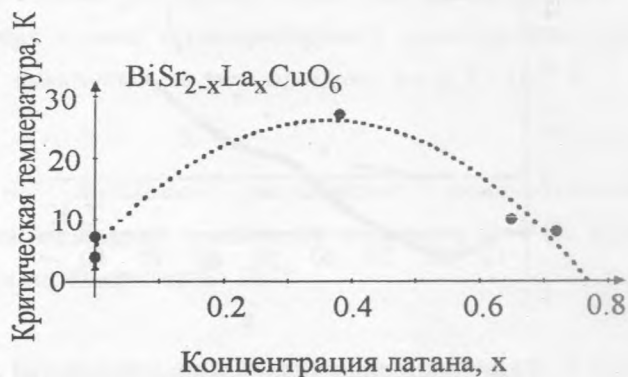
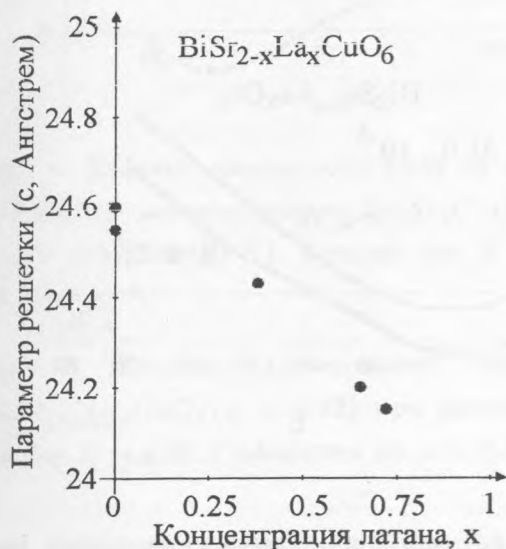


Рис. 1. Зависимость параметра решетки "с" от концентрации лантана (x) для кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$.

Рис. 2. Зависимость T_c от концентрации лантана (x) для кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$. Пунктирная парабола проведена методом наименьших квадратов.

7. Тепловое расширение исследовалось на образцах с $x = 0$ (с разным значением δ , $T_c = 4 - 7$ K), $x = 0.38$ ($T_c = 27$ K), $x = 0.72$ ($T_c = 8$ K).

Результаты.

1. Тепловое расширение в нулевом магнитном поле. На рис. 3а и 3б приведены зависимости $\Delta L/L$, полученные в нулевом магнитном поле при низких температурах для четырех образцов $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ разного состава (с разной концентрацией дырок). При этом два образца с $x = 0$ (рис. 3а) отличаются величиной δ , т.е. уровнем легирования (концентрацией дырок). В образце с $\delta = 0.18 - 0.19$ (тип *Bi-A*) концентрация дырок выше, величина T_c ниже, чем в образце с $\delta = 0.10$ (тип *Bi-B*). Из рисунков видно, что в области температур $T < 20 K$ тепловое расширение аномально, т.е. коэффициент теплового расширения $\alpha = (dL/dT)/L < 0$. Из рисунка также видно, как меняется область аномалии α при изменении уровня легирования. Таким образом, аномалия теплового расширения в образце с максимальным уровнем легирования (образец типа *Bi-A*) практически исчезла, осталась лишь область с нулевым коэффициентом теплового расширения.

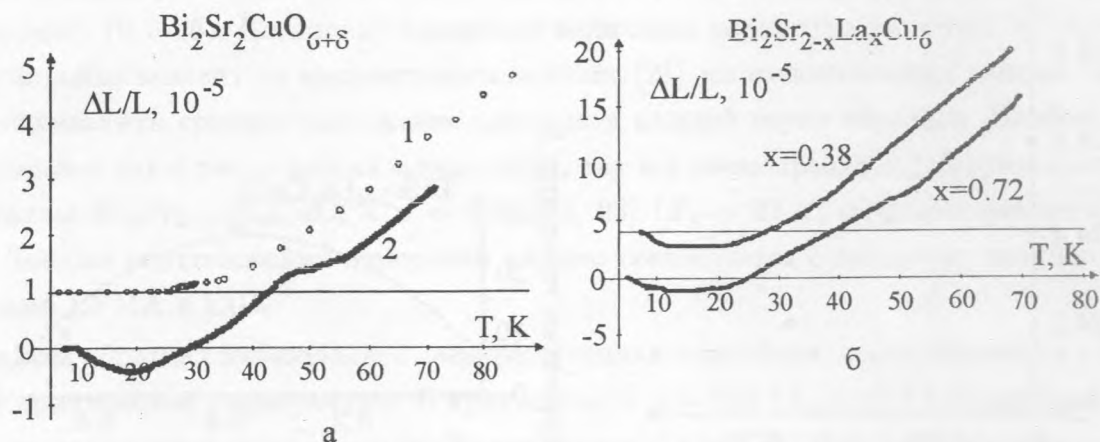


Рис. 3. Температурная зависимость $\Delta L/L$ (а) для образцов $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ с разным δ , кривая 1 – $\delta = 0.18 - 0.19$, кривая 2 – $\delta = 0.10$; (б) для образцов $Bi_2Sr_{2-x}La_xCu_6$ с разным уровнем легирования x . Для ясности кривые смещены по оси ординат.

2. Влияние магнитного поля. Влияние магнитного поля $H = 1 - 4 T$ на тепловое расширение образцов системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ в области аномалии теплового расширения показано на рисунках 4 и 5. На рис. 4 приведены кривые для образца $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ (*Bi-B*), не содержащего лантана. Видно, что область аномалии сдвигается в сторону низких температур и уменьшается. Т.е. магнитное поле подавляет аномалию теплового расширения в этом соединении. На рис. 5 показано влияние магнитного поля $H = 4.05 T$ на тепловое расширение в области аномалии для образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0.72$.

Магнитное поле также подавило аномалию теплового расширения в этом образце.

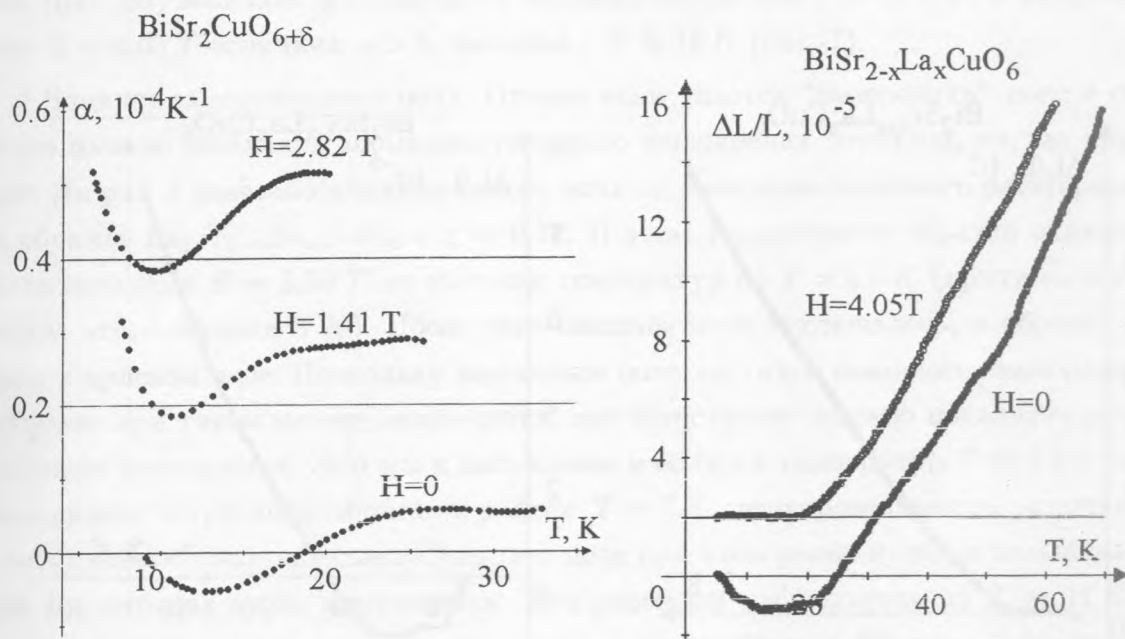


Рис. 4. Влияние магнитного поля на коэффициент линейного теплового расширения $\alpha = (1/L)dL/dT$ монокристалла $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ при низких температурах в области аномалии $\alpha < 0$ (образец Vi-B). Кривые для $H \neq 0$ сдвинуты по оси ординат на $0.2 \cdot 10^{-4} K^{-1}$ и $0.4 \cdot 10^{-4} K^{-1}$.

Рис. 5. Влияние магнитного поля на тепловое расширение монокристалла $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.72$) при низких температурах в области аномалии $\alpha < 0$. Кривая для $H = 4.05 T$ сдвинута по оси ординат на величину $2 \cdot 10^{-5}$.

3. Влияние экранировки поля. На рис. 6 показано как влияет магнитное поле $H = 2.1 T$ на аномалию теплового расширения того же образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0.72$ и $T_c = 8 K$. В этом эксперименте образец был охлажден в нулевом поле до гелиевой температуры, затем было включено поле $H = 2.1 T$ и начато измерение теплового расширения при повышении температуры. При самых низких температурах $T \geq 4.6 K$ поле $H = 2.1 T$ недостаточно для полного подавления сверхпроводимости образца [18], т.е. внешнее поле сильно экранируется и не проникает заметно в образец. Поэтому при $T \approx 4.6 - 6 K$ еще наблюдается аномалия теплового расширения. Таким образом, мы видим конец аномалии при $T \approx 6 K$. При $T \geq 6 K$ поле уже проникает в образец и поэтому давит аномалию. Вывод из этого эксперимента совпадает с предыдущим вы-

водом, что поле сдвигает аномалию теплового расширения в область низких температур и подавляет ее.

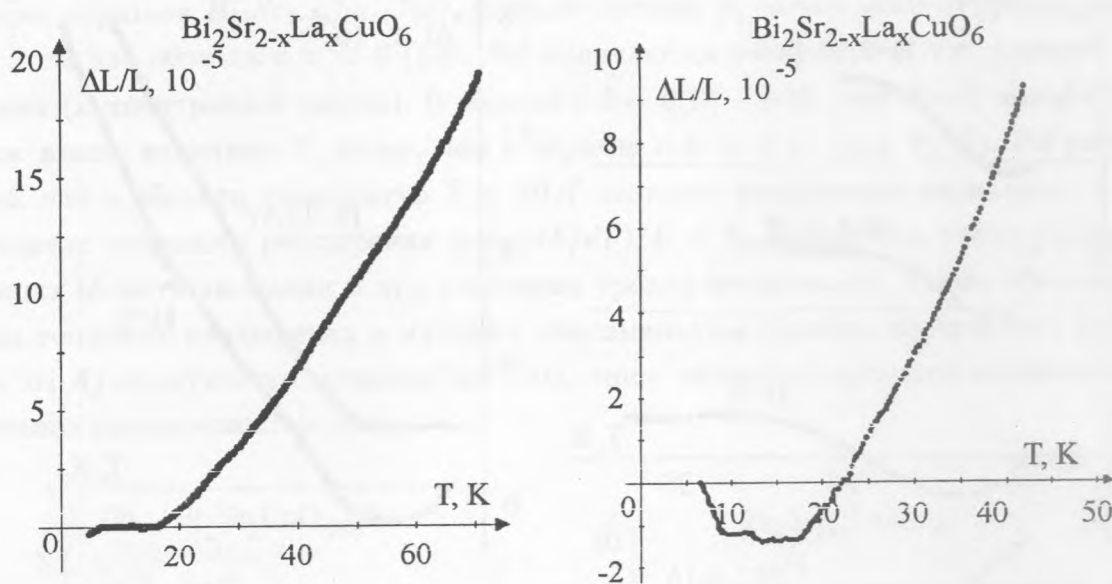


Рис. 6. Тепловое расширение образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0.72$ в магнитном поле $H = 2.1 T$. Образец был охлажден в нулевом поле до гелиевой температуры, затем было включено поле $H = 2.1 T$ и начато измерение теплового расширения при повышении температуры.

Рис. 7. Температурная зависимость теплового расширения образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0.38$ ($T_c = 27 K$), измеренная в поле $H = 4.03 T$, включенном при гелиевых температурах.

Совершенно аналогичная картина наблюдалась нами для образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0.38$ ($T_c = 27 K$). Однако для этого образца верхнее критическое поле $H_{c2} \approx 40 T$ [18] при $T = 6 K$ и оно значительно больше тех полей, которые мы использовали в своих экспериментах. Поэтому при охлаждении образца в нулевом поле и при включении поля при гелиевых температурах оно не проникает в образец, и аномалия α сохраняется практически до температур, близких к T_c . На рис. 7 показана температурная зависимость теплового расширения образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0.38$ ($T_c = 27 K$), измеренная в поле $H = 4.03 T$, включенном при гелиевых температурах. Кривая почти аналогична кривой, полученной для этого образца в нулевом магнитном поле (рис. 3b).

Однако подавление аномалии α все же наблюдается в области $T \approx 18 - 22$ K, когда критическое поле образца заметно уменьшается. Действительно, в нулевом магнитном поле (рис. 3b) величина α становится положительной при $T \approx 21.5$ K, в то время как в поле $H = 4.03$ T величина $\alpha > 0$, начиная с $T \approx 18$ K (рис. 7).

4. Влияние замороженного поля. Однако если удастся “заморозить” поле в образце, то оно должно подавлять аномалию теплового расширения точно так же, как и внешнее поле. На рис. 8 показано влияние такого поля на аномалию теплового расширения того же образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0.72$. В этом эксперименте образец охлаждался в магнитном поле $H = 3.55$ T от высоких температур до $T = 4.8$ K (критическая температура этого образца 8 K). После чего внешнее поле отключалось, и образец отогревался в нулевом поле. Поскольку магнитное поле частично оказалось “замороженным” в образце при таком методе охлаждения, оно естественно должно подавлять аномалию теплового расширения. Это мы и наблюдаем в области температур $T \approx 4.8 - 7$ K. При дальнейшем нагревании образца в районе $T \approx 7$ K сверхпроводимость разрушается, и “замороженное” поле исчезает. Внешнее поле при этом равно нулю, и аномалия теплового расширения вновь проявляется. Эта аномалия наблюдается до $T \approx 17$ K, после чего, как и в других случаях, температурная зависимость α становится обычной.

Аналогичная картина наблюдалась нами на образце $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.38$). Образец охлаждался в магнитном поле $H = 3.95$ T до $T = 6.8$ K (критическая температура этого образца 27 K). Затем внешнее поле отключалось, и образец отогревался в нулевом поле. В этом случае “замороженное” поле должно быть значительно сильнее, чем в случае образца с $T_c = 8$ K. Поэтому мы наблюдаем практически полное подавление аномалии теплового расширения (рис. 9).

5. Влияние дефектов и вакансий кислорода при термоциклированиях. Увеличение концентрации дефектов должно приводить к уменьшению амплитуды ВЗП из-за размытия нестинга и влиять на положение области аномалии теплового расширения, хотя, конечно, роль дефектов более сложная. Аномалия α должна подавляться при росте концентрации дефектов в образце.

Чтобы уменьшить влияние таких дефектов, мы обычно проводили измерения на свежеприготовленных образцах или образцах, покрытых слоем клея БФ для устранения эффекта ухода кислорода при термоциклированиях в кислородном вакууме и связанного с этим образованием дефектов типа вакансий.

Для проверки сделанного утверждения о влиянии термоциклирования и изменения концентрации дефектов (вакансий кислорода) в образце при охлаждении в кислородном

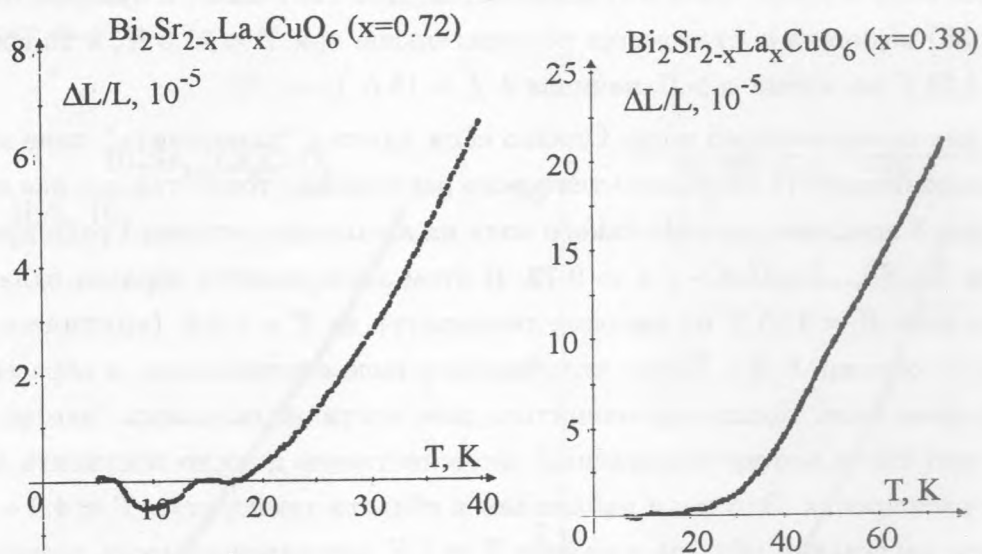


Рис. 8. Влияние замороженного поля на аномалию теплового расширения образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.72$ ($T_c = 8\text{ K}$). Образец охлаждался в магнитном поле $H = 3.55\text{ T}$ от высоких температур до $T = 4.8\text{ K}$. После чего внешнее поле отключалось, и образец отогревался в нулевом поле.

Рис. 9. Влияние замороженного поля на аномалию теплового расширения образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.38$ ($T_c = 27\text{ K}$). Образец охлаждался в магнитном поле $H = 3.95\text{ T}$ до $T = 6.8\text{ K}$. После отключения поля образец отогревался в нулевом внешнем поле.

вакууме на аномалию теплового расширения был проведен следующий эксперимент. Образец $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.38$), не покрытый клеем, был измерен после получения, а затем после ряда охлаждений до гелиевых температур с последующим нагреванием до комнатной температуры в парах гелия. На рис. 10 проведено сравнение температурных зависимостей теплового расширения этого образца, полученных после первого измерения и после указанного ряда охлаждений и нагреваний. Видно, что область аномалии теплового расширения заметно уменьшилась по величине и сдвинулась в сторону низких температур. Это согласуется с нашим представлением о происходящих в образце процессах и накладывает ограничения на качество образцов.

6. “Высокотемпературная” особенность. В образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$) на кривых $\Delta L/L(T)$ была найдена дополнительная особенность при $T \approx 40 - 50\text{ K}$. Эта особенность четко видна на рис. За (кривая 2) для кристалла

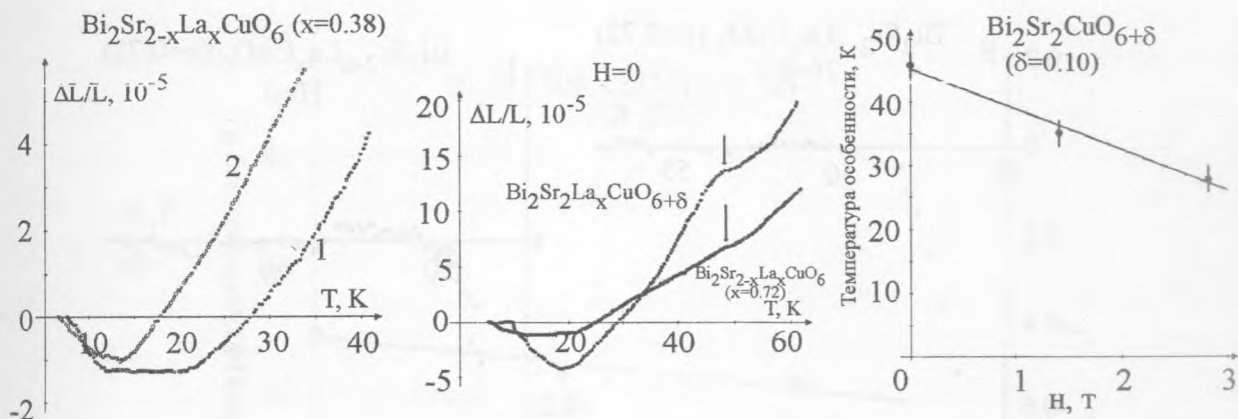


Рис. 10. Сравнение температурных зависимостей теплового расширения образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.38$), полученных после первого измерения (1) и после ряда охладений и нагреваний в параз гелия (2).

Рис. 11. Сравнение температурных зависимостей теплового расширения образцов $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ и $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.72$), полученных в нулевом магнитном поле $H = 0$. Стрелками показаны "высокотемпературные" особенности.

Рис. 12. Зависимость положения "высокотемпературной" особенности от величины магнитного поля для образца $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ (Bi-B).

$Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ с $\delta = 0.10$ (образец Bi-B). Для наиболее сильно легированного образца $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ с $\delta = 0.18 - 0.19$ (образец Bi-A) эта особенность, по-видимому, сместилась в область $T \approx 30 K$. В образцах $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.72$) эта особенность выражена менее ярко, однако она довольно четко выделяется. В образцах $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.38$) в исследованной области температур этой особенности не обнаружено. Возможно, она находится при более высоких температурах. На рис. 11 показаны для сравнения температурные зависимости $\Delta L/L$ для образцов $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ (образец Bi-A) и $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.72$), полученные в нулевом магнитном поле $H = 0$. Стрелками отмечены указанные особенности на обеих кривых.

Магнитное поле влияло на положение этих особенностей: более сильно в образцах $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ и несколько слабее - в $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.72$). На рис. 12 приведена зависимость положения такой "высокотемпературной" особенности от величины магнитного поля для образца $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ (Bi-B). Чтобы более четко выделить положение особенности в образце $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.72$) в разных магнитных полях,

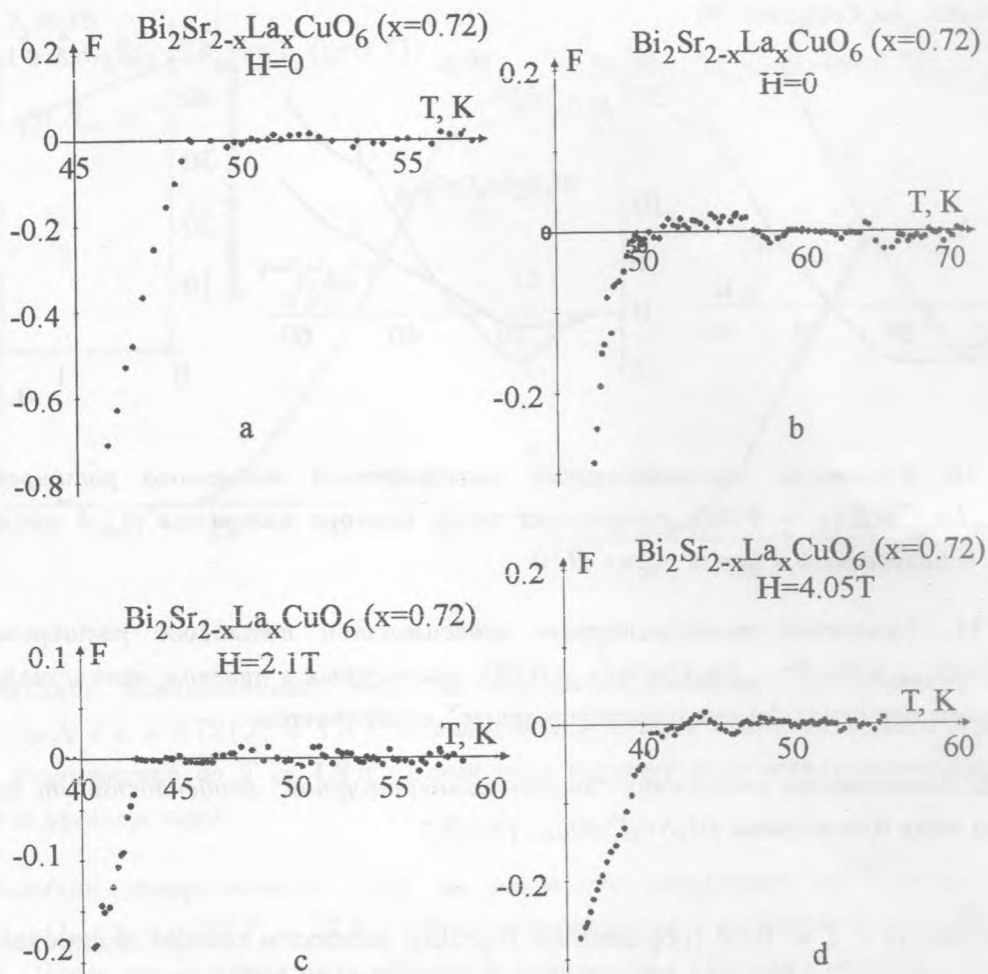


Рис. 13. Выделенные из экспериментальных кривых “высокотемпературные” особенности для образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.72$). Измерения сделаны в разных магнитных полях H . Величина F измеряется в единицах 10^{-5} . а - $H = 0$ (образец охлажден в нулевом поле); б - $H = 0$ (образец охлажден в поле $H = 3.55$ Т); с - $H = 2.1$ Т; д - $H = 4.05$ Т.

была проделана следующая операция: из экспериментальных данных вычиталась температурная зависимость $\Delta L/L$, полученная в области температур выше особенности. Результаты (кривые, обозначенные буквой F) для разных магнитных полей приведены на рис. 13. На рис. 14 показана зависимость положения “высокотемпературной” особенности от величины магнитного поля для образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.72$).

Обсуждение.

1. Полученные экспериментальные результаты по тепловому расширению монокри-

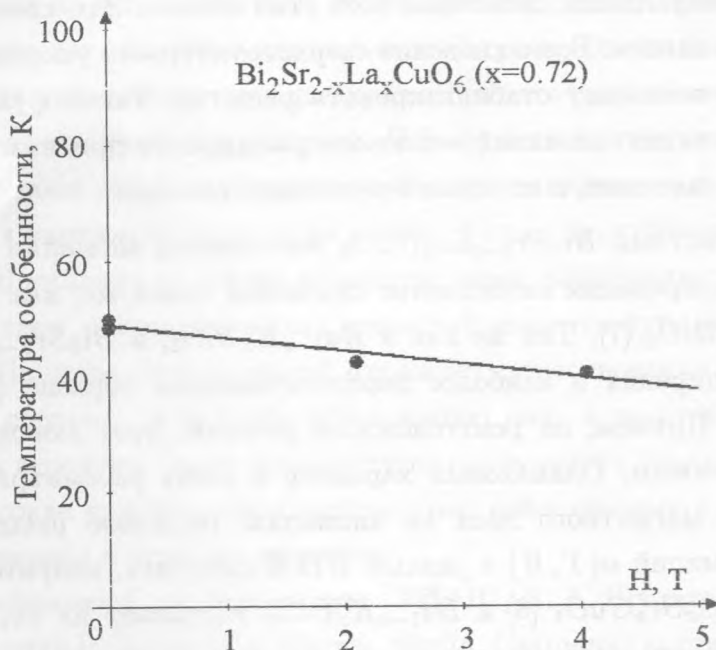


Рис. 14. Зависимость положения “высокотемпературной” особенности от величины магнитного поля для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$).

сталлов системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ согласуются с выводами физической модели, предложенной в [8]. Модель объясняет также наблюдавшиеся ранее в ряде ВТСП систем аномалии теплового расширения [9 – 16].

2. Исследованная нами в данной работе ВТСП система $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ интересна по ряду соображений. Во-первых, это относительно простая ВТСП система, ее кристаллическая решетка содержит в элементарной ячейке всего одну плоскость CuO_2 . Во-вторых, тепловое расширение этой системы при низких температурах подробно не исследовалось (тем более в магнитном поле). В-третьих, влияние легирования в широком интервале составов на тепловое расширение в купратных ВТСП системах вообще не изучалось. А для системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ хорошие образцы существуют в широкой области составов ($0 \leq x \leq 0.8$). Именно из-за этих соображений для исследований была выбрана система $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$.

3. Наблюдение аномалии теплового расширения при низких температурах и влияния на нее умеренных магнитных полей в системе $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ в дополнение к ранее обнаруженным в ряде других ВТСП систем, усиливает мнение, что эти анома-

лии являются фундаментальным свойством всех этих систем. Это свойство связано с нестабильностью этих систем. Возникновение сверхструктурного упорядочения (волны зарядовой плотности) позволяет стабилизировать решетку. Такой фундаментальный вывод требует исследования аномалий теплового расширения при низких температурах и в других ВТСП системах, в которых это не было сделано.

4. Для купратной системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ зависимость аномалии теплового расширения от уровня легирования качественно оказалась такой же, как для висмутатной системы $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ [7]. Так же как в $Ba_{1-x}K_xBiO_3$, в $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ аномалия теплового расширения в наиболее перелегированном образце (образец *Bi-A*) практически исчезла. Причем, по рентгеновским данным, этот монокристалл является наиболее совершенным. Одинаковый характер в обеих рассматриваемых системах носит и влияние магнитного поля на аномалию теплового расширения. Качественное сходство аномалий $\alpha(T, H)$ в разных ВТСП системах, например, в системах $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$, $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [3] и $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ указывает на то, что аномалии определяются, прежде всего, особенностями в кислородной (анионной) подрешетке, а не в подрешетке ионов металла *Cu* или *Bi*. Это указывает на некоторую фундаментальную общность особенностей в анионной подрешетке ВТСП систем.

5. Температура, при которой в образцах $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ наблюдается “высокотемпературная” особенность, совпадает с известной из литературы температурой возникновения псевдощели T^* в этой системе [25, 26]. Весьма возможно, что наблюдаемая нами в этих образцах особенность есть проявление псевдощели в тепловом расширении.

Для образцов $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ нам неизвестны работы, в которых бы наблюдалась псевдощель в сильно легированных лантаном (т.е. “недодопированных”) образцах. Известно, что величина T^* падает с ростом зарядового легирования. Однако в работах [27, 28] развиваются модели, в которых обосновывается факт падения величины T^* с уменьшением легирования в области слабого зарядового легирования ВТСП. Если модели авторов [27, 28] верны, то особенность, наблюдаемая в нашем наиболее слабо зарядово-легированном образце, также есть проявление псевдощели в тепловом расширении. При этом в согласии с другими экспериментами, величина T^* в образце $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ ($x = 0.38$) с $T_c = 27 K$ должна превышать максимальную температуру, при которой мы проводили измерения теплового расширения, и не могла наблюдаться в данных экспериментах.

Заключение. В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование теплового расширения в области низких температур в ВТСП системе $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$, ис-

следовано влияние на него магнитных полей. Найдено, что в образцах с разным уровнем легирования имеются области с аномальным (отрицательным) коэффициентом теплового расширения при низких температурах. При этом в наиболее “передопированном” образце аномалия практически исчезает. Обнаружено также аномально сильное влияние магнитного поля на области отрицательного теплового расширения этой системы: магнитные поля напряженностью в несколько *Тесла* практически полностью подавляли аномалию. Поскольку такие же аномалии ранее наблюдались в ряде других ВТСП систем, мы считаем, что наличие этих аномалий является фундаментальным свойством ВТСП систем. Наличие этих аномалий отражает существование волны зарядовой плотности в таких системах и ее стабилизирующую роль в неустойчивых решетках этих систем. Весьма вероятно, что эти структуры существуют только благодаря ВЗП. Возможно, что высокие критические температуры, наблюдаемые при некоторых составах этих систем, связаны с этим же явлением.

Авторы благодарят Г. А. Калюжную (ФИАН), Д. А. Шулятева (МИСИС), А. Краф (Humboldt-Universität, Institut für Physik, Berlin, Germany) за предоставление образцов, В. П. Мартовицкого за проведение рентгеновского анализа образцов, С. А. Зверькова и С. Г. Черноок за измерения состава образцов. Авторы выражают благодарность Я. Г. Пономареву за содействие в проведении данных исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 04-02-16455) и Минобрнауки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Damascelli A., Hussain Z., and Shen Z.-X. Rev. Mod. Phys., **75**, 473 (2003).
- [2] Baroni S., Giannozzi S., Dal Corso A., and Giannozzi P. Rev. Mod. Phys., **73**, 515 (2001).
- [3] Golovashkin A. I., Anshukova N. V., Ivanova L. I., et al. Physica C, **341–348**, 1945 (2000).
- [4] Hanaguri T., Fukase T., Suzuki T., et al. Physica B, **194–196**, 1579 (1994).
- [5] Nohara M., Suzuki T., Maeno Y., et al. Phys. Rev. B, **52**, 570 (1995).
- [6] Kivelson S. A., Bindlos I. P., Fradkin E., et al. Rev. Mod. Phys., **75**, 1201 (2003).
- [7] Аншуклова Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И. и др. Письма в ЖЭТФ, **71**, N 9, 550 (2000).
- [8] Головашкин А. И., Иванова Л. И., Русаков А. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5, 29 (2006).

- [9] Аншукова Н. В., Воробьев Г. П., Головашкин А. И. и др. Письма в ЖЭТФ, **46**, N 9, 373 (1987).
- [10] Lang M., Höhr A., Spille H., et al. Z. Phys. B – Condensed Matter, **74**, 3 (1989).
- [11] You H., Welp U., and Fang Y. Phys. Rev. B, **43**, 3660 (1991).
- [12] Ogasawara H., Matsukawa M., Noto K., and Kimura H. Proc. Intern. Cryogenic Material Conf., Hawaii, Oct. 1994, p. 315.
- [13] Yang Z. J., Yewondwossen M., Lawther D. W., et al. J. Supercond., **8**, N 2, 233 (1995).
- [14] Аншукова Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И. и др. ФТТ, **46**, N 8, 1356 (2004); Краткие сообщения по физике ФИАН, N 8, 32 (2003).
- [15] Аншукова Н. В., Булычев Б. М., Головашкин А. И. и др. ЖЭТФ, **124**, 80 (2003).
- [16] Lortz R., Meingast C., Ernst D., et al. Journal Low Temp. Phys., **131**, 1101 (2003).
- [17] Anshukova N. V., Golovashkin A. I., Bugoslavskii Y. V., et al. J. Supercond., **7**, 427 (1994).
- [18] Wang Y., Ono S., Onose Y., et al. Science, **299**, 86 (2003); Ono S., Ando Y., Balakirev F. F., et al. Cond-mat/0408603 (2004).
- [19] Schneider M., Unger R.-S., Mitdank R., et al. Cond-mat/0504590 (2005).
- [20] Aprelev A. M., Grazhulis V. A., and Shulyatev G. A. Phys. Low-Dim. Struct., **10**, 31 (1994).
- [21] Gorina Y. I., Kaljushnaia G. A., Senturina N. N., and Stepanov V. A. Solid State Comm., **126**, 557 (2003).
- [22] Manzke R., Müller R., Janowitz C., et al. Phys. Rev. B, **63**, 100504(R) (2001).
- [23] Müller R., Schneider M., Mitdank R., et al. Physica B, **312-313**, 94 (2002).
- [24] Yang W. L., Wen H. H., Ni Y. M., et al. Physica C, **308**, 294 (1998).
- [25] Hou X. H., Zhu W. J., Li J. Q., et al. Phys. Rev. B, **50**, 496 (1994).
- [26] Kugler M., Fischer O., Renner C., et al. Phys. Rev. Lett., **86**, 4911 (2001).
- [27] Амелин И. И. Письма в ЖЭТФ, **70**, в. 1, 24 (1999).
- [28] de Mello E. V. L., Caixeiro E. S., González J. L. Phys. Rev. B, **67**, 024502 (2003).

Поступила в редакцию 31 августа 2005 г.