

УДК 537.362

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА АНОМАЛИЮ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ $MgB_2$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

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

*Экспериментально обнаружено аномальное (отрицательное) тепловое расширение  $MgB_2$  в области низких температур. Магнитное поле  $H = 36$  кЭ уменьшает абсолютную величину отрицательного коэффициента теплового расширения и смещает температуру максимума аномалии в область более низких температур. Обсуждается природа этой аномалии и общность аномальных свойств  $MgB_2$  и оксидных ВТСП.*

Сверхпроводник  $MgB_2$  с критической температурой  $T_c = 40$  К, обнаруженный в январе этого года [1], имеет хорошие перспективы для технических приложений. Это обусловлено отсутствием у него сильной анизотропии свойств, характерной для оксидных ВТСП. Большая длина когерентности  $MgB_2$  по сравнению с купратными ВТСП уменьшает проблемы, связанные с наличием слабых связей. Новый сверхпроводник отличается высокой проводимостью и значительными критическими токами, в том числе в сильных магнитных полях. Однако для широкого использования таких материалов необходимо поднять их критическую температуру. При целенаправленном поиске таких возможностей важно понять, относится ли соединение  $MgB_2$  по своим свойствам к группе ВТСП, или оно является традиционным сверхпроводником, свойства которого описываются теорией Бардина–Купера–Шриффера (БКШ).

Имеющиеся пока результаты исследований свойств  $MgB_2$  приводят к противоречивым выводам о природе сверхпроводимости в этом соединении. Например, измерения нижнего критического магнитного поля  $H_{c1}$  в зависимости от температуры  $T$  дают линейную зависимость до  $T = 2$  К [2], что не согласуется с данными для обычных сверхпроводников. С другой стороны, температурная зависимость верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$ , найденная в работе [3], не обнаруживает положительной

кривизны, характерной для оксидных ВТСП [4]. Правда, как показывают авторы [3], с улучшением качества образцов величина  $H_{c2}(0)$  растет, так же как в  $Ba_{1-x}K_xBiO_4$ . В этом же последнем соединении с улучшением качества образцов зависимость  $H_{c2}(T)$  изменилась от характерной для обычных сверхпроводников до аномальной, как в купратных ВТСП. В работах [5] на образцах  $MgB_2$  с  $T_c \approx 39 K$  наблюдалась зависимость  $H_{c2}(T)$  с положительной кривизной около  $T_c$  и в промежуточной области температур, а при  $T < 10 K$  – со слабо отрицательной кривизной. В целом же кривые авторов [5], измеренные до  $T = 3 K$ , близки к линейным.

Сильным аргументом в пользу обычной сверхпроводимости  $MgB_2$  является высокая концентрация носителей заряда  $N \approx 1.5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$  [3]. Эта концентрация близка к концентрации носителей заряда в металлах с высокой проводимостью. В то же время, в оксидных ВТСП характерная концентрация носителей  $N \approx (3 \div 5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Однако расчеты зонной структуры  $MgB_2$  показывают, что эта концентрация обусловлена двумя группами носителей [6]. Одна из этих групп возникает от участков квазидвумерной поверхности Ферми, которые сформированы из состояний бора  $p_{xy}$ . Вторая группа носителей возникает от участков поверхности Ферми, сформированных из  $p_z$ -состояний бора [6]. Возникает вопрос, не является ли существенной для сверхпроводимости  $MgB_2$  лишь одна из этих двух групп носителей? Возможно, что квазидвумерные  $p_{xy}$ -состояния бора с концентрацией носителей  $N_{xy} < 10^{22} \text{ см}^{-3}$  играют такую же роль, как квазидвумерные состояния кислорода в плоскостях  $CuO_2$  купратных ВТСП. Полная концентрация, обусловленная всеми носителями заряда,  $N = N_z + N_{xy}$  составляет величину порядка  $10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, нельзя однозначно утверждать, что  $MgB_2$  подобен обычным сверхпроводникам.

С другой стороны, оксидные ВТСП проявляют ряд характерных аномалий. В частности, тепловое расширение качественных образцов оксидных ВТСП при низких температурах обнаруживает аномалию – отрицательный коэффициент теплового расширения  $\alpha$  [7]. Кроме того, найдено сильное влияние магнитного поля на температурную зависимость  $\alpha(T)$  [8]. Эти аномалии не наблюдаются в обычных сверхпроводниках. Таким образом, измерение этих характеристик в  $MgB_2$  поможет выяснить, к какой группе сверхпроводников принадлежит это соединение, что является актуальным для выяснения механизма его сверхпроводимости.

В данной работе проведены измерения температурной зависимости теплового расширения  $MgB_2$  как без магнитного поля, так и в поле  $H = 36 \text{ кЭ}$ . Кроме того, при фиксированных температурах измерена зависимость теплового расширения от магнит-

ного поля вплоть до  $H \approx 42$  кЭ. В области низких температур при  $H = 0$  обнаружена область отрицательного теплового расширения, характерного для оксидных ВТСП. Обнаружено также, что магнитное поле уменьшает эту аномалию.

Образцы получались методом горячего прессования порошка  $MgB_2$ . Исследуемый образец представлял собой плотный цилиндр диаметром 3 мм и высотой 4 мм. Изменение длины образца  $\Delta L/L$  в dilatометре измерялось тензодатчиком с чувствительностью  $\sim 10^{-7}$  [8]. Магнитное поле было направлено параллельно направлению, в котором измерялась деформация (т.е. измерялась продольная стрикция). Для калибровки проводились многократные измерения температурной зависимости теплового расширения  $\alpha(T)$  образцов редкоземельных оксидов со структурой искаженного перовскита. Измерения обнаружили для них нормальный ход  $\alpha(T)$  во всей низкотемпературной области. Т.е. для этих соединений  $\alpha > 0$  и не меняло знак.

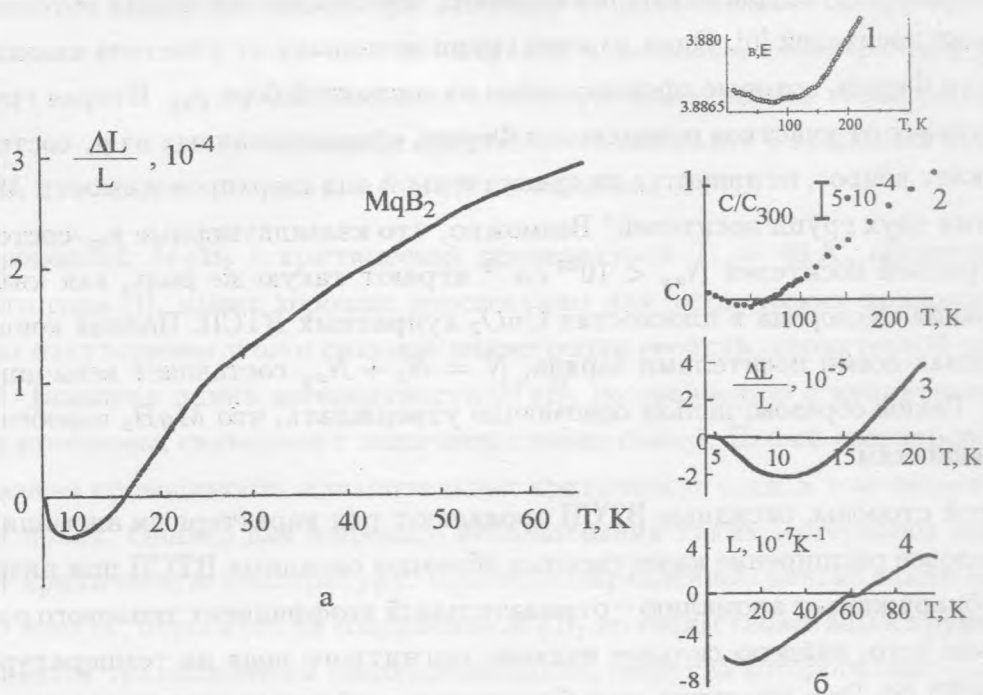


Рис. 1. Температурная зависимость теплового расширения  $\Delta L/L$  для  $MgB_2$  (а) и сравнение ее с результатами для других ВТСП (б): (1)  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  ( $b$  – постоянная решетки вдоль оси "b") [9]; (2)  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  ( $c$  – постоянная решетки вдоль оси "c",  $c_{300}$  – постоянная решетки при  $T = 300$  K) [10]; (3)  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  ( $x = 0.1$ , "ab" – плоскость) [8]; (4)  $Va_{1-x}K_xBiO_3$  ( $x = 0.13$ ,  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения) [8].

На рис. 1а приведена температурная зависимость величины  $\Delta L/L$  ( $L$  – длина образ-

ца) для соединения  $MgB_2$ , полученная в настоящей работе при  $H = 0$ . Для сравнения на рис. 1b показаны ранее полученные данные для образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  [9],  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  [10],  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  ( $x = 0.1$ ) [8] и  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  ( $x = 0.13$ ) [8]. Для  $MgB_2$  величина  $\Delta L/L < 0$  в области  $7 K < T < 16.5 K$ . Таким образом, коэффициент теплового расширения  $\alpha = (1/L)dL/dT$  является отрицательным в области температур примерно 7 – 11 K. Как видно из рис. 1b, в оксидных ВТСП при низких температурах также наблюдается отрицательное тепловое расширение  $\alpha(T)$ . Т.е.  $MgB_2$  характеризуется таким же аномальным свойством ( $\alpha < 0$ ) как и оксидные ВТСП, данные для которых приведены на рис. 1b.

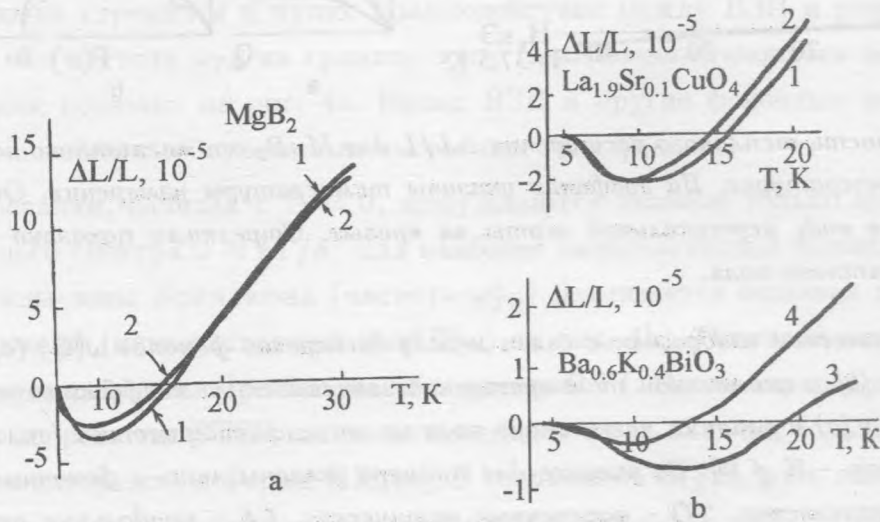


Рис. 2. Влияние магнитного поля на температурную зависимость теплового расширения: (а)  $MgB_2$  (кривая 1 –  $H = 0$ ; кривая 2 –  $H = 36$  кЭ); (б)  $La_{1.9}Sr_{0.1}CuO_4$  (кривая 1 –  $H = 0$ ; кривая 2 –  $H \approx 4$  Тл) и  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$  (кривая 3 –  $H = 0$ ; кривая 4 –  $H = 4$  Тл) [8].

На рис. 2а показано влияние магнитного поля  $H = 36$  кЭ на температурную зависимость  $\Delta L/L$  для  $MgB_2$ . Для сравнения на рис. 2б показано влияние магнитного поля на зависимость  $\Delta L/L$  для образцов  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$  и  $La_{1.9}Sr_{0.1}CuO_4$  [8]. Видно, что магнитное поле  $H = 40$  кЭ аномально сильно влияет на величину  $\alpha(T)$  при низких температурах в этом классе веществ.

На рис. 3 показаны зависимости  $\Delta L/L$  для  $MgB_2$  от магнитного поля  $H$  при разных температурах. Видно, что зависимость  $\Delta L/L$  от  $H$  при  $T = 12.1$  K, т.е. в области отрицательных значений  $\Delta L/L$  ( $T < 16.5$  K), качественно отличается от зависимостей при  $T > 16.5$  K (для примера приведены лишь три кривые: при  $T = 18.8$  K,  $T = 28.2$  K



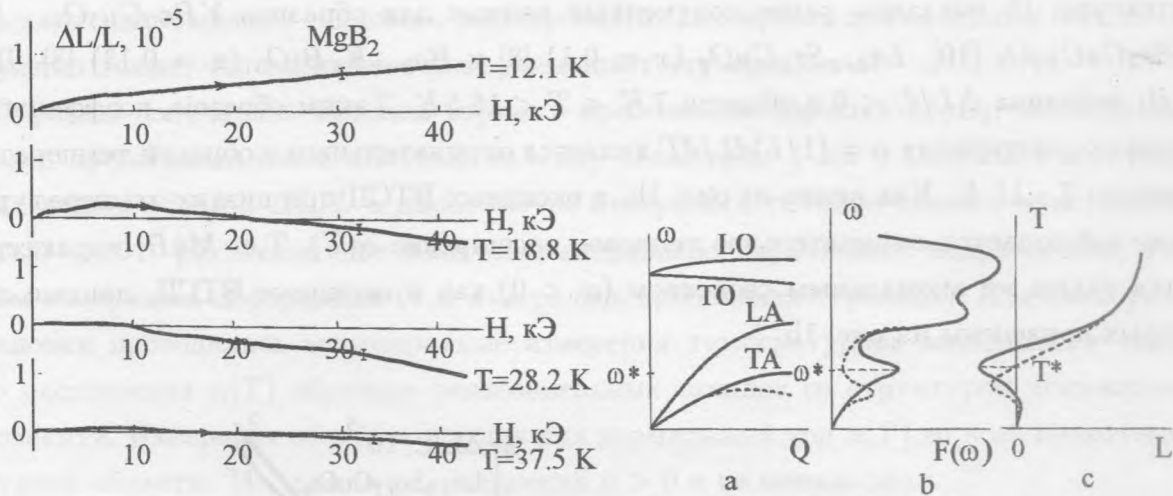


Рис. 3. Зависимость теплового расширения  $\Delta L/L$  для  $MgB_2$  от магнитного поля при фиксированных температурах. На графиках указаны температуры измерения. Ошибки измерения указаны в виде вертикальной черты на кривых. Стрелками показано направление изменения магнитного поля.

Рис. 4. Схематическое изображение связи между дисперсией фононов  $\omega(Q)$  (a), фононным спектром  $F(\omega)$  (b) и аномальной температурной зависимостью коэффициента теплового расширения  $\alpha(T)$  (c) и влияния магнитного поля на эти характеристики (сплошные линии –  $H = 0$ ; пунктир –  $H \neq 0$ ). На рисунке для примера указаны лишь 4 фононные ветви: LO – продольные оптические, TO – поперечные оптические, LA – продольные акустические, TA – поперечные акустические фононы. Величины  $\omega^*$  – частота поперечных акустических фононов на границе зоны Бриллюэна,  $T^*$  – температура, соответствующая максимальному по модулю отрицательному значению  $\alpha(T)$ .

и  $T = 37.5 K$ ). Кривые при  $T > 16.5 K$  могут быть объяснены влиянием магнитострикции, в то время как знак изменения  $\Delta L/L$  от  $H$  при  $T = 12.1 K$  противоположен. Кроме того, при низкой температуре магнитострикция мала, т.к. в  $MgB_2$   $H_{c2} \sim 20 T$ , а измерения проводились в полях  $H \sim 4 T$ . Поэтому такое изменение нельзя объяснить эффектом магнитострикции. Как известно, для сверхпроводящего соединения  $Ba_{0.66}K_{0.34}BiO_3$  эффект магнитострикции приводит к уменьшению величины  $\Delta L/L$  с ростом  $H$  до  $5 T$  при низких температурах [11]. Подобные зависимости наблюдались нами для  $MgB_2$  при  $T > 16.5 K$ . Таким образом, для  $MgB_2$  при  $T < 16.5 K$  дополнительно к эффекту магнитострикции существует более сильный эффект противоположного

знака, как в образцах других ВТСП.

При  $T > T_c$ , т.е. в нормальном состоянии  $MgB_2$ , зависимости  $\alpha(T)$  и  $\alpha(H)$  напоминают зависимости для обычных металлов. Такими же свойствами обладают и образцы системы  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  с металлической проводимостью при  $x > 0.4$  [12].

Как в  $MgB_2$ , так и в оксидных ВТСП системах эффект аномального (отрицательного) теплового расширения может быть объяснен влиянием волн зарядовой плотности (ВЗП) на устойчивость кристаллической решетки [13]. Без учета дополнительного кулоновского взаимодействия ВЗП с ионной решеткой кристаллическая структура ВТСП систем неустойчива, т.е. частота поперечных акустических фононов  $\omega_{TA}$  на границе зоны Бриллюэна стремится к нулю. Взаимодействие между ВЗП и решеткой приводит к тому, что частота  $\omega_{TA}$  на границе зоны Бриллюэна становится положительной ( $\omega_{TA} > 0$ ), как показано на рис. 4а. Вклад ВЗП в другие фононные ветви является малым по сравнению с собственными частотами этих фононов.

При нагревании, начиная с  $T = 0$ , возбуждаются вначале только низкочастотные ветви фононного спектра  $\omega \approx kT/h$ . Для наиболее низкочастотной фононной ветви  $\omega_{TA}$  вблизи границы зоны Бриллюэна (частота  $\omega_{TA}^*$ ) реализуется большая плотность фононных состояний (низкочастотный пик  $F(\omega)$  на рис. 4b). Основной вклад в частоту  $\omega_{TA}^*$  вблизи границы зоны Бриллюэна обусловлен ВЗП. Волна зарядовой плотности в кислородной подрешетке ВТСП системах возникает из-за наличия больших конгруэнтных участков поверхности Ферми [13, 14]. В соединении  $MgB_2$  роль плоскостей  $CuO_2$  играют плоскости, образованные атомами бора. Электрон-фононное взаимодействие при наличии таких конгруэнтных участков поверхности Ферми приводит к расходимости диэлектрической восприимчивости и к отрицательности диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\omega, Q)$  для волновых векторов  $Q$ , связывающих эти участки. Поэтому при возбуждении фононов с такими  $Q$  и  $\omega$  кристалл должен сжиматься, т.к.  $\epsilon(\omega^*, Q) < 0$ . Этой области частот  $\omega^*$  соответствует температура  $T^* = h\omega^*/k$ , в окрестности которой и должно наблюдаться отрицательное значение  $\alpha$  (рис. 4с). При дальнейшем нагреве возбуждаются фононы других ветвей спектра с более высокими частотами. Для них  $\epsilon(\omega, Q) > 0$ , что приводит к нормальному поведению  $\alpha(T)$  (т.е.  $\alpha > 0$ ).

Влияние магнитного поля на тепловое расширение  $MgB_2$  и других ВТСП легче обсудить на примере диэлектрического состояния. При синглетном спаривании электронов и дырок, образующих ВЗП, сильное магнитное поле будет разрушать эти пары. Тем самым оно будет уменьшать амплитуду ВЗП. Это приведет к уменьшению фононных частот  $\omega_{TA}^*$  вблизи границы зоны Бриллюэна, как показано на рис. 4а пунктирной лини-

ей. При этом пик плотности фононных состояний уменьшается по величине и смещается в область низких частот (пунктир на рис. 4b). Это, в свою очередь, приведет к понижению температуры  $T^*$  (температуры минимума  $\alpha(T)$ ), уменьшению температурной области, где  $\alpha < 0$ , и уменьшению абсолютного значения отрицательного  $\alpha$  (пунктир на рис. 4с).

Интересно отметить, что влияние магнитного поля на другие характеристики  $MgB_2$  уже было отмечено в литературе. Например, в работе [15] наблюдалось влияние поля  $H \sim 9 \text{ Тл}$  на температурную зависимость статической электропроводности при  $T > T_c$  вплоть до  $T \approx 150 \text{ К}$ . В настоящей работе мы наблюдали небольшое влияние магнитного поля  $H$  на тепловое расширение  $MgB_2$  при  $T > T_c$  (при  $T \approx 50 \text{ К}$ ). В этой области температур изменение  $\Delta L/L$  при  $H \approx 4 \text{ Тл}$  было обратно по знаку изменению  $\Delta L/L$  в области  $16.5 \text{ К} < T \leq 37.5 \text{ К}$ , показанному на рис. 3.

Наконец, в работе [16] методом вращения спинов мюонов ( $\mu SR$ ) получена необычная (квадратичная) температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник  $MgB_2$  при низких температурах. На основании результатов своих измерений авторы [16] делают вывод о присутствии нулей в сверхпроводящей энергетической щели.

Таким образом, в настоящей работе обнаружено, что  $MgB_2$  при низких температурах характеризуется отрицательным коэффициентом теплового расширения  $\alpha < 0$ , как и другие оксидные ВТСП. Как и в других ВТСП найдено также сильное влияние магнитного поля на аномалию теплового расширения  $\alpha(T)$  при низких температурах, которое нельзя объяснить одним лишь эффектом магнитострикции. Дано качественное объяснение обоих эффектов, основанное на проявлении свойств ВЗП. Все эти данные указывают на то, что природа аномалий свойств и механизм сверхпроводимости в  $MgB_2$  и в оксидных ВТСП подобны. Целый ряд других исследований подтверждают этот вывод.

Авторы выражают благодарность Я. Г. Пономареву за содействие в проведении данных исследований. Работа выполнена в рамках проекта "Интеграция" при поддержке РФФИ (проект N 01-02-16395) и Научного совета ГНТП "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (подпрограмма "Сверхпроводимость").

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Nagamatsu J., Nakagawa N., Nurnaka T., et al. Nature, 410, 63 (2001).

- [2] Li S. L., Wen H. H., Zhao Z. W., Ni Y. M. et al. Cond-mat/0103032 (2001).
- [3] Bud'ko S. L., Petrovic C., Lapertot G., Cunningham C. E. et al. Cond-mat/0102413 (2001).
- [4] Аншукова Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И., Русаков А. П. УФН, **167**, 887 (1997).
- [5] Müller K.-H., Fuchs G., Handstein A., Nenkov K. et al. Cond-mat/0102517 (2001); Fuchs G., Müller K.-H., Handstein A., Nenkov K. et al. Cond-mat/0104088 (2001).
- [6] Kortus J., Mazin I. I., Belashchenko K. D., Antropov V. P., Boyer L. L. Cond-mat/0101446 (2001).
- [7] Anshukova N. V., Golovashkin A. I., Ivanova L. I., et al. Intern. J. Modern Phys., **B12**, 3251 (1998).
- [8] Аншукова Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И., Русаков А. П. Письма в ЖЭТФ, **71**, 550 (2000).
- [9] You H., Welp U., Fang Y. Phys. Rev., **B43**, 3660 (1991).
- [10] Yang Z. J., Yewondwossen M., Lawther D. W., Ritcey S. P. et al. J. Supercond., **8**, 223 (1995).
- [11] Еременко В. В., Сиренко В. А., Шимаков Г., Набялек А. и др. ФТТ, **40**, 1199 (1998).
- [12] Anshukova N. V., Golovashkin A. I., Bugoslavskii Yu. V., et al. J. Supercond., **7**, 427 (1994).
- [13] Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л., Жарков Г. Ф., и др. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница. М., Наука, 1977.
- [14] Головашкин А. И., Русаков А. П. УФН, **170**, 192 (2000).
- [15] Finnemore D. K., Ostenson J. E., Bud'ko S. L., et al. Cond-mat/0102114 (2001).
- [16] Panagopoulos C., Rainford B. D., Xiang T., Scott C. A. et al. Cond-mat/0103060 (2001).

Поступила в редакцию 11 мая 2001 г.