

ТЕОРИЯ ДИФFUЗНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

П.А.Поляков

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 июля 1994 г.

Предложена теория диффузной доменной границы, удовлетворительно согласующаяся с экспериментальными результатами.

Введение

В работе [1] при магнитооптическом наблюдении движения доменной границы (ДГ) цилиндрического магнитного домена, расширяющегося под действием импульса поля смещения, было обнаружено явление размывания ДГ, получившее название диффузной доменной границы (ДДГ). Впоследствии это явление изучалось многими исследователями в нескольких научных лабораториях и наблюдалось в магнитных пленках с различными параметрами [2-6]. Несмотря на достаточно большой экспериментальный материал, данное явление до настоящего времени не получило объяснения.

Характерные экспериментальные закономерности ДДГ состоят в следующем. В большинстве случаев ДДГ возникало при наличии магнитного поля в плоскости пленки или – плоскостной анизотропии, причем уширение ДГ имеет место только на участках, расположенных перпендикулярно этому полю. Уширение происходит до некоторого максимального значения и далее ДГ движется с постоянной эффективной диффузной шириной аналогично нормальной ДГ вплоть до окончания импульсов поля смещения H_0 . Величина поля H_0 , при котором наблюдается ДДГ, имеет порядок величины $4\pi M_s$. Характерное время образования ДДГ составляет десятые доли микросекунды. Наличие поля в плоскости облегчает появление ДДГ, но, по-видимому, не является необходимым условием ее появления, так как в [5] ДДГ наблюдалась и в отсутствие плоскостного поля или соответствующей анизотропии. В данной работе предлагается теория ДДГ, объясняющая отмеченные экспериментальные особенности, и дающая удовлетворительные количественные результаты.

Теория

Для магнитных пленочных материалов с большим фактором качества, когда $K \gg 2\pi M^2$, где K – константа одноосной анизотропии, M – вектор намагниченности, можно воспользоваться системой уравнений Слончевского, вытекающих из микромагнитных уравнений Ландау – Лифшица [6,8]:

$$q_t = \gamma \Delta(f\varphi) - (2A/M)\varphi_{zz} + \alpha \Delta \varphi_t, \quad (1)$$

$$\varphi_t = \gamma(H_0 + (2A/M)q_{zz}/\Delta) - \alpha q_t/\Delta, \quad (2)$$

$$f(\varphi) = \pi(H_x \sin \varphi - (H_y + H_s(z)) \cos \varphi) + 2\pi M \sin 2\varphi, \quad (3)$$

где $q(t, z)$ – координата у середины ДГ на высоте z в момент времени t , координатная ось Z направлена перпендикулярно плоскости пленки, $\varphi(t, z)$ –

азимутальный угол вектора намагниченности M , $\Delta = (A/K)^{1/2}$ – ширина ДГ, $H_s(z)$ – поле скрученности, H_x, H_y – составляющие плоскостного поля.

ДДГ наблюдается при полях смещения H_0 , много больших критического поля Уокера $H_w = \alpha 2\pi M$. В этом случае спины в ДГ прецессируют с угловой скоростью порядка γH_0 [8]. Усредняя уравнения (1)–(3) по периоду указанных осцилляций, в соответствующем приближении получим

$$q_t = \alpha \Delta \varphi_t, \quad (1 + \alpha^2) \varphi_t = \omega_H - (a^2 + b^2) / 2\omega_H + (2\gamma A / M) q_{zz} / \Delta, \quad (4)$$

где $\omega_H = \gamma H$,

$$a = \pi \alpha \gamma (H_y + H_s(z)), \quad b^2 = (\alpha \gamma 2\pi M)^2 + (\alpha \gamma \pi H_x / 2)^2. \quad (5)$$

Система уравнений (4) имеет стационарное решение при $\varphi_t = \omega = \text{const}$, соответствующее равномерному движению усредненной ДГ. В этом случае из (4) найдем

$$q_{zz} = a_1 + a_2 H_s(z) + a_3 H_s(z)^2, \quad (6)$$

где

$$a_1 = \Delta \frac{M}{2\gamma A} \left((1 + \alpha^2) \omega - \omega_H + \frac{\alpha^2 \gamma^2 \pi^2}{2} \frac{H_y^2}{2\omega_H} + \frac{b^2}{2\omega_H} \right),$$

$$a_2 = \Delta \frac{M}{2\gamma A} \frac{\alpha^2 \gamma^2 \pi^2}{4} \frac{H_y}{2\omega_H}, \quad a_3 = \Delta \frac{M}{2\gamma A} \frac{\alpha^2 \gamma^2 \pi^2}{8\omega_H}. \quad (7)$$

Решение уравнения (6) при свободных граничных условиях

$$q_z(0) = q_z(h) = 0 \quad (8)$$

имеет вид

$$q(z) = a_2 \int_0^z dz_1 \int_0^{z_1} H_s(z_2) dz_2 + a_3 \int_0^z dz_1 \int_0^{z_1} H_s(z_2)^2 dz_2 - \frac{a_3 z^2}{2h} \int_0^h H_s(z)^2 dz + q(0). \quad (9)$$

При выводе формулы (9) использовано равенство

$$a_1 = -a_3 \frac{1}{h} \int_0^h H_s(z)^2 dz \equiv -a_3 \langle H_s(z)^2 \rangle, \quad (10)$$

вытекающее из условий (8).

Из соотношения (10) несложно вывести выражение для угловой скорости прецессии спинов ω и скорости перемещения q_t ДГ при ее усредненном стационарном движении:

$$\omega = \left(1 + \frac{\alpha^2 \gamma^2 \pi^2}{4\omega_H^2} \left(H_y^2 + \frac{\langle H_s(z)^2 \rangle}{2} \right) - \frac{b^2}{2\omega_H^2} \right) \frac{\omega_H}{1 + \alpha^2}, \quad (11)$$

$$q_t = \alpha \Delta \omega. \quad (12)$$

Аппроксимируя поле скрученности линейной функцией вида

$$H_s(z) = 4\pi M (2z/h - 1), \quad (13)$$

для изгиба ДГ (9) найдем

$$q(z) = W_0 \left[2x^3 - 3x^2 + \frac{1}{16} \frac{4\pi M}{H_y} ((2x-1)^2 - 1)^2 \right] + q(0), \quad (14)$$

где $x = z/h$, $\Lambda_0^2 = A/2\pi M^2$,

$$W_0 = \Delta(\pi\alpha h/\Lambda_0)^2 (H_y/H_0)/24. \quad (15)$$

Таким образом, ДГ при стационарном движении находится в изогнутом состоянии с формой изгиба, определяемой выражениями (9) или (14). При $H_y \sim 4\pi M$ второе слагаемое в (14) на порядок меньше первого, и, следовательно, изгиб ДГ будет определяться плоскостным полем H_y , направленным перпендикулярно плоскости ДГ. Магнитное поле H_x в рассматриваемом приближении не влияет на изгиб ДГ. Максимальная величина изгиба ДГ, обусловленная полем H_y , равна

$$W = q(h) - q(0) = W_0. \quad (16)$$

В отсутствие плоскостного поля для максимального изгиба движущейся ДГ из (14) найдем

$$W = q(h/2) - q(0) = \Delta(\pi\alpha h/\Lambda_0)^2 (4\pi M/H_0)/384. \quad (17)$$

Для определения характерного времени, в течение которого устанавливается стационарная форма ДГ, необходимо решить нестационарную систему уравнений (4). Для этого преобразуем (4) к виду

$$q_t = \kappa^2 q_{zz} + f(z), \quad (18)$$

где

$$\kappa^2 = \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \frac{2\gamma A}{M}, \quad (19)$$

$$f(z) = \frac{\alpha \Delta \omega_H}{1 + \alpha^2} \left(1 - \frac{a^2 + b^2}{2\omega_H^2} \right). \quad (20)$$

Решая уравнение (18) методом разделения переменных при начальном условии $q(0, z) = 0$ и граничных условиях (8), получим

$$q(t, z) = f_0 t + \sum_{n=1}^{\infty} (1 - \exp(-\kappa^2 k_n^2 t)) \frac{2f_n}{h\kappa^2 k_n^2} \cos(k_n z), \quad (21)$$

где

$$k_n = \pi n/h, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (22)$$

$$f_n = \frac{2}{h} \int_0^h f(z) \cos(k_n z) dz, \quad f_0 = \frac{1}{h} \int_0^h f(z) dz. \quad (23)$$

Несложно убедиться, что величина f_0 совпадает со скоростью (12) стационарного усредненного движения ДГ, а ряд в (21) при $t \rightarrow \infty$ представляет собой разложение Фурье стационарного изгиба (8) или (14).

Из формулы (21) следует, что характерное время τ достижения ДГ стационарного изгиба (8) по порядку величины равно

$$\tau = \frac{1}{\kappa^2 k_1^2} = \frac{1 + \alpha^2}{\alpha} \frac{M}{2\gamma A} \frac{h^2}{\pi^2} = \left(\frac{h}{\pi \Lambda_0} \right)^2 \frac{1}{\alpha \omega_M}, \quad (24)$$

где $\omega_M = \gamma 4\pi M$.

Сравнение с экспериментальными результатами

Предполагая, что появление ДДГ при движении доменной границы связано с рассмотренным в предыдущем пункте изгибом ДГ, сравним величину максимального уширения ДДГ (14) и время установления этого уширения (24) с результатами экспериментальных работ [1-5]. Предварительно, однако, заметим, что в работах [1,3,4] параметр затухания α приведен по данным ФМР резонанса. В то же время хорошо известно [6], что для редкоземельных ферритов-гранатов динамический параметр затухания, как правило, на порядок превосходит величину α , полученную на основе ФМР. Поэтому величину α будем оценивать, исходя из приведенных в указанных работах данных о подвижности ДГ.

В результате для величины уширения ДГ W и времени τ для параметров образца из работы [2] согласно формулам (16) и (24) получаем: $W = 19$ мкм и $\tau = 1,9$ мкс (экспериментальные результаты: $W = 12$ мкм, $\tau = 0,5$ мкс). Для параметров образца из работы [3] при $\alpha = 0,3$ - $W = 5,4$ мкм и $\tau = 0,6$ мкс (экспериментальные результаты: $W = 4$ мкм, $\tau = 0,4$ мкс). Для параметров образца из работы [1] при $\alpha = 0,35$ - $W = 9,8$ мкм и $\tau = 2,1$ мкс (экспериментальные результаты: $W = 25$ мкм, $\tau = 0,4$ мкс). Для параметров образца из работы [4] при $\alpha = 0,5$ - $W = 3,5$ мкм и $\tau = 0,17$ мкс (экспериментальные результаты: $W = 4$ мкм, $\tau = 0,15$ мкс).

В работе [5] ДДГ наблюдалась при $H_y = 0$ по всему периметру расширяющегося цилиндрического магнитного домена. Используя кривую подвижности ДГ, приведенную в [5], для параметра затухания можно получить оценку $\alpha \sim 0,5$. Тогда из формул (16) и (24) для образца работы [5] будем иметь $W = 53$ мкм и $\tau = 1$ мкс (экспериментальные результаты: $W = 20$ мкм, $\tau = 2$ мкс).

-
1. G.J.Zimmer, T.M.Morris, K.Vural and F.V.Humphry., Appl. Phys. Lett. **25**, 750 (1974).
 2. Л.П.Иванов, А.С.Логгинов, Г.А.Непокойчицкий и др., ФТТ **21**, 1886 (1979).
 3. K.Vural and F.V.Humphrey, J. Appl. Phys. **51**, 549 (1980).
 4. T.Suzuki and L.Gal, Jap. J. Appl. Phys. **19**, 627 (1980).
 5. V.G.Kleparski, I.Pinter and G.J.Zimmer, IEEE Trans. Magn. **MAG-17**, 2775 (1981).
 6. А.Малоземов, Дж.Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
 7. В.Е.МаcNeal, F.V.Humphrey, IEEE Trans. Magn. **MAG-15**, 1272 (1979).
 8. Л.И.Антонов, А.С.Жукарев, А.Н.Матвеев и др., ФММ **64**, 873 (1987).

в области концентраций избыточного кислорода ($x < 0,01$) наблюдается монотонное уменьшение температуры Нееля без каких-либо следов фазового расслоения и сверхпроводимости при низких температурах [9]. Накислораживание таких исходно хороших диэлектриков проводилось в специальной бомбе при $T = 650 - 700^\circ\text{C}$, $p = 3\text{ кбар}$ в течение 72 час. Для сравнения вместе с этими кристаллами в бомбу загружались образцы, выращенные при низких температурах (1050°C), диэлектрические свойства которых были значительно хуже [10]. Предел растворимости кислорода для этих двух партий образцов оказался различным — $x = 0,03$ для хороших диэлектриков и $x = 0,04$ для образцов сравнения. Целью настоящей работы является исследование СП и магнитных свойств кристаллов $\text{La}_2\text{CuO}_{4,03}$ и $\text{La}_2\text{CuO}_{4,04}$, и построение фазовой диаграммы $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$.

Магнитная восприимчивость измерялась с помощью моста взаимной индуктивности методом двойной модуляции [11]. Во время измерения образец, находясь в переменном магнитном поле $H = H_0 \sin(\omega t)$, колеблется между двумя приемными катушками с частотой $\Omega = 3\text{ Гц}$. На выходе моста возникает сигнал с частотой ω и с амплитудной модуляцией на частоте Ω . Сигнал ЭДС, пропорциональный магнитной восприимчивости, выделялся с помощью двойного синхронного детектирования промодулированного сигнала. Установка имеет абсолютную точность измерений восприимчивости $5 \cdot 10^{-8}$ э.м.е. при амплитуде модулирующего поля $0,3\text{ мТл}$, что особенно важно при измерении малой восприимчивости в $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ в нормальном состоянии и необходимости использования малых амплитуд магнитного поля при регистрации диамагнитного отклика.

На рис.1 представлена температурная зависимость магнитной восприимчивости монокристалла $\text{La}_2\text{CuO}_{4,03}$ в области низких (а) и высоких (б) температур. Основной результат заключается в том, что температура появления диамагнитного отклика ($\sim 12\text{ К}$) значительно ниже, чем обычно наблюдается в $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ системе, где, согласно картине фазового расслоения, T_c определяется существованием металлической фазы, и с ростом концентрации избыточного кислорода просто меняется ее объем. То, что в кристаллах $\text{La}_2\text{CuO}_{4,03}$ не происходит фазового расслоения, было показано прямыми структурными измерениями [10]; данные, представленные на рис.1б, подтверждают вывод об однородном распределении кислорода в кристалле. В случае распада системы на две фазы одновременно с диамагнитным откликом должен был бы наблюдаться пик в магнитной восприимчивости при $T = T_N$, связанный с возникновением дальнего магнитного порядка в обедненной кислородом части образца. Температурно независимая (при $T > T_c$) магнитная восприимчивость свидетельствует об отсутствии макроскопической неоднородности в системе. Отметим, что абсолютное значение $\chi(T > T_c) \cong 3,5 \cdot 10^{-7}$ э.м.е./г несколько выше по сравнению со слаболегированными образцами ($2 \cdot 10^{-7}$ э.м.е./г) [9], что также является следствием значительного легирования и приводит к появлению однородного фона носителей заряда в образце. Сильная чувствительность к величине модулирующего магнитного поля при $T < T_c$ и малая величина ($\sim 1\%$) диамагнитного сигнала (рис.1а), по-видимому, свидетельствуют о важной роли центров пиннинга в этом сверхпроводнике.

Совершенно другая картина возникновения СП состояния наблюдается в кристаллах с несколько большим кислородным индексом $x = 0,04$. На рис.2 приведен тот же набор данных для образца $\text{La}_2\text{CuO}_{4,04}$. В образце одновре-

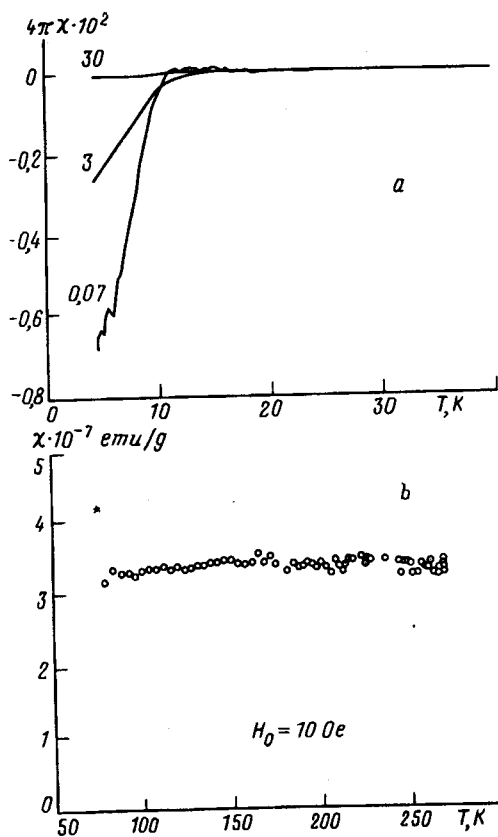


Рис.1

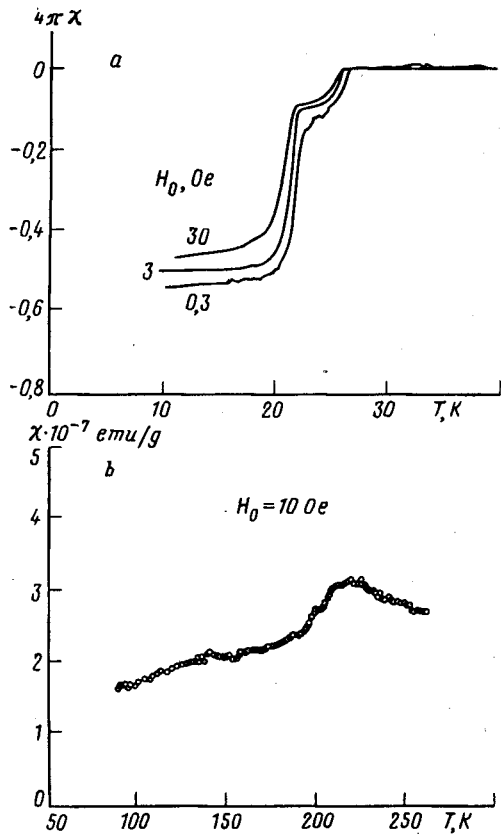


Рис.2

Рис.1. Зависимость магнитной восприимчивости от температуры для $\text{La}_2\text{CuO}_{4,03}$: а - диамагнитный отклик для разных амплитуд модулирующего поля (в Э); б - в парамагнитном состоянии при $H_0 = 10 \text{ Э}$. В обоих случаях $\mathbf{H} \perp ab$ плоскости
 Рис.2. Зависимость магнитной восприимчивости от температуры для $\text{La}_2\text{CuO}_{4,04}$. Обозначения те же, что и на рис.1

менно сосуществуют СП (рис.2а) и антиферромагнитная (АФ) (рис.2б) фазы с температурой Нееля $T_N \approx 230 \text{ К}$. При этом, во-первых, наблюдается слабая зависимость от амплитуды магнитного поля в том же интервале магнитных полей, что и для образца $\text{La}_2\text{CuO}_{4,03}$ (рис.1а), а, во-вторых, большая величина диамагнитного отклика (50%) указывает на примерное равенство объемов АФ и СП фаз в $\text{La}_2\text{CuO}_{4,04}$. Это хорошо соответствует фазовой диаграмме $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ [12], где стехиометрическая обогащенная фаза имеет кислородный индекс $x = 0,08$. Наличие макроскопически больших областей как СП, так и АФ фаз свидетельствует о большой подвижности кислорода в $\text{La}_2\text{CuO}_{4,04}$ и о неустойчивости системы относительно фазового расслоения. На фазовой диаграмме "температура-состав" пересыщенных твердых растворов [13] в зависимости от знака $\partial^2 F / \partial x^2$ (F - свободная энергия, x - концентрация) существуют области абсолютной неустойчивости раствора относительно фазового расслоения, когда пересыщенный раствор распадается путем образования сегрегаций во всем объеме кристалла одновременно без образования

зародышей (механизм спиноподобного распада, $\partial^2 F/\partial x^2 < 0$). Для обратного случая, $\partial^2 F/\partial x^2 > 0$, такой раствор нестабилен только к большим флуктуациям концентраций и распад происходит с образованием зародышей. В этом случае подвижность кислорода становится решающим фактором для реализации процесса фазового расслоения. Мы полагаем, что коэффициент диффузии кислорода в кристаллах $\text{La}_2\text{CuO}_{4,03}$ существенно меньше, благодаря их более высокому качеству, и образования макроскопически больших зародышей не происходит. Следует отметить, что попытки увеличить концентрацию избыточного кислорода в таких кристаллах путем более длительной выдержки в кислородной бомбе при тех же условиях ($T = 650^\circ\text{C}$, $p = 3\text{кбар}$) не дали положительных результатов — концентрация избыточного кислорода оставалась на том же уровне $x = 0,03$. Возможно, что предел растворимости кислорода зависит от степени дефектности кристалла.

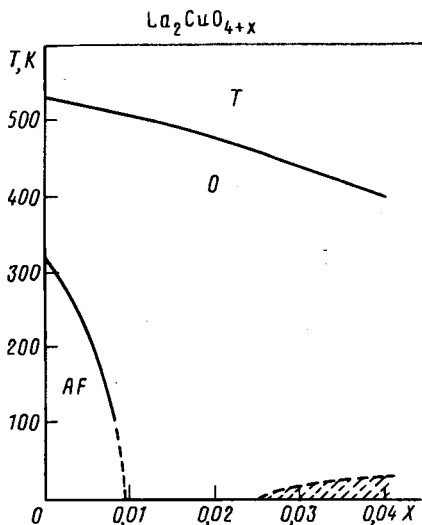


Рис.3. Начальный участок фазовой диаграммы $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$, построенный на основе данных, полученных при исследовании монокристаллов высокого качества. Т, О — тетра и орто фазы, соответственно. Заштрихованная область соответствует сверхпроводящему состоянию, а пунктирные линии — предполагаемым зависимостям $T_N(x)$ и $T_c(x)$

Таким образом, можно говорить о том, что фазовая диаграмма системы $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ существенным образом зависит от качества исследуемых исходных образцов. На рис.3 приведен начальный участок фазовой диаграммы $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$, построенный по совокупности результатов, полученных на слаболегированных [9] и сильнолегированных [10, настоящая работа] хороших диэлектриках. В отличие от опубликованных фазовых диаграмм [14,15], где область однородного твердого раствора кислорода в матрице La_2CuO_4 чрезвычайно узкая, фазовая диаграмма, приведенная на рис.3, больше напоминает фазовую диаграмму системы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, где СП и АФ области разделены значительным концентрационным интервалом фазы спинового стекла. При этом открытым и требующим дальнейшего изучения остается вопрос о концентрационной зависимости T_c в системе $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$. На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что сверхпроводящие свойства системы $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ зависят от конкретной реализации избыточного кислорода: более высокие значения T_c наблюдаются в фазово-неоднородных образцах.

Работа поддерживается в рамках проекта 93019 Государственной программы по ВТСП.

1. J.D.Jorgensen, B.Dabrowski, S.Pei et al., Phys. Rev. **B38**, 11337 (1989).
2. P.Zolliker, D.E.Cox, J.B.Parise et al., Phys. Rev. **B42**, 6332 (1990).
3. J.Ryder, P.A.Midgley, R.Exley et al., Physica **C173**, 9 (1991).
4. M.F.Hundley, J.D.Thompson, S.Cheong et al., Phys. Rev. **B41**, 4062 (1990).
5. C.Y.Chen, R.J.Birgeneau, M.A.Kastner et al., Phys. Rev. **B43**, 392 (1991).
6. S.N.Barilo, A.P.Ges, S.A.Guretski et al., Int. Conf. on HTSC: Material Aspects (ICMC'90) Garmisch-Partenkirchen, v.1, p.107.
7. A.V.Bazhenov, A.V.Gorbunov, K.B.Rezchikov et al., Physica **C208**, 197 (1993).
8. A.V.Bazhenov, K.B.Rezchikov, T.N.Fursova et al., Physica **C214**, 45 (1993).
9. А.А.Захаров, М.Б.Цетлин, С.Н.Барило, СФХТ **5**, 198 (1992).
10. А.А.Zakharov, А.А.Nikonov, О.Е.Parfionov et al., Physica **C223**, 157 (1994).
11. А.А.Никонов, Препринт ИАЭ-5467/9, 1992.
12. V.Dabrowski, J.D.Jorgensen, D.G.Hinks et al., Physica **C162-164**, 99 (1989).
13. М.И.Захарова, Атомно-кристаллическая структура и свойства металлов и сплавов, М.: Изд. Московского Университета, 1972.
14. J.-C.Grenier, N.Lagueyte, A.Wattiaux et al., Physica **C202,209** (1992).
15. P.G.Radaelli, J.D.Jorgensen, R.Kleb et al., Phys. Rev. **B49**, 6239 (1994).