

УДК 539.124.6.03 + 62.039.8

© 1992

## ИССЛЕДОВАНИЕ $YBaCuO$ -КЕРАМИК МЕТОДАМИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ И ОБРАТНОГО РЕЗЕРФОРДОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

*А. З. Ильясов, А. В. Михайлин, Х.-Й. Кауфманн, Б. И. Смирнов*

Методами аннигиляции позитронов и обратного резерфордовского рассеяния проведено исследование керамик системы  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  для  $x = 0.05, 0.34$  и  $0.78$ . Проведены измерения кривых угловой корреляции аннигиляционных гамма-квантов в интервале температур  $80-300$  К. Установлено, что в случае  $x = 0.05$  и  $0.34$  наблюдается аномальное поведение  $f$ -параметра вблизи  $90$  К. У всех керамик имеется также более высокотемпературная аномалия  $f$ -параметра, положение которой смещается к более низким температурам по мере увеличения  $x$  (от  $220$  К при  $x = 0.05$  до  $160$  К при  $x = 0.78$ ). Сама величина  $f$ -параметра с увеличением содержания кислорода уменьшается. Значение среднего времени жизни позитрона растет, а величина эффективного заряда кислорода падает по мере увеличения  $x$ . Последнее свидетельствует о доминирующей роли цепочек  $Cu(1)-O(4)$  в образовании сверхпроводящего состояния.

Открытие явления высокотемпературной сверхпроводимости металлоксидных керамик [1] вызвало появление огромного числа публикаций, в которых исследуются свойства ВТСП-материалов и делаются попытки объяснения природы этого явления.

На сегодняшний день экспериментально установленным фактом является определяющая роль концентрации атомов кислорода в создании высокотемпературной сверхпроводимости. Уменьшение концентрации кислорода в образцах  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  снижает температуру перехода  $T_c$ , и уже при  $x > 0.4$  соединения не обладают сверхпроводящими свойствами [2]. Для создания модели, описывающей явление ВТСП, необходима информация, полученная различными независимыми методами. Поэтому подключение неразрушающих ядерно-физических методов анализа (позитронная диагностика, резерфордовское обратное рассеяние и др.) для определения концентрации и распределения по глубине стехиометрического кислорода, его эффективного заряда, изучения кислородных вакансий и т. д. является очень актуальным как в научном, так и в технологическом плане.

### 1. Методика эксперимента

Позитронная диагностика (ПД) является одним из информативных неразрушающих методов физики твердого тела, позволяющих получить информацию об электронной структуре металлов и сплавов, типах и поведении дефектов, поверхностных состояниях вещества и т. д. Высокая чувствительность, обусловленная способностью позитронов после термализации локализоваться около отрицательных ионов кристалла, образуя связанную систему позитрон—анион ( $e^+A^-$ ), а также эффективно захватываться дефектами, стимулирует использование ПД в исследованиях уникальных свойств ВТСП-материалов [3]. Наиболее распространенными экспериментальными методами позитронной диагностики являются:

измерение времени жизни позитронов, изучение доплеровского уширения аннигиляционной линии, наблюдение угловой корреляции аннигиляционных линий, наблюдение угловой корреляции аннигиляционных гамма-квантов (УКАГ).

В настоящей работе методом УКАГ исследовались высокотемпературные сверхпроводники системы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с различным содержанием кислорода: 6.95, 6.66 и 6.22 ( $x = 0.05, 0.34$  и  $0.78$ ). Однофазные керамические образцы приготавливали по стандартной методике спекания в виде таблеток диаметром 8 и высотой 5 мм. Образцы с различным содержанием кислорода получали за счет термообработки в соответствующих условиях. Для керамики с  $x = 0.05$  температура сверхпроводящего перехода по изменению электросопротивления  $T_c \approx 93$  К, а при  $x = 0.34$  величина  $T_c \approx 65$  К. В керамике с  $x = 0.78$  сверхпроводящий переход не наблюдался. Кристаллографическая структура материала в первом случае была орторомбической, во втором — орто-II и в третьем — тетрагональной.

Измерения спектров УКАГ проводились на экспериментальной установке с длиннощелевой геометрией с угловым разрешением 1.0 мрад и разрешающим временем схемы совпадений  $10^{-7}$  с. В качестве инжектора позитронов использовался экспериментальный источник на основе изотопа  $\text{Na}^{22}$  активностью 50 мКи. Низкотемпературные измерения проводились в вакуумной камере, внутри которой размещалась емкость с жидким азотом объемом  $10^3$  см<sup>3</sup>, укрепленная на сильфонном узле. Такая конструкция криостата позволяла одновременно использовать его в качестве юстировочного стола для установки образца. Для обеспечения хорошего теплового контакта исследуемого образца с хладопроводом использовался припой на основе сплава Вуда. В теле-хладопровода находился нагревательный элемент, управляемый блоком температурной стабилизации с электронно-мостовой схемой, позволяющей поддерживать температуру с точностью  $\pm 0.05$  К и перекрывать температурный диапазон от 80 до 400 К. В качестве датчика и контроля температуры использовались хромель-алюмелевые термопары, отградуированные с помощью низкотемпературного термометра сопротивления типа ТСПН-3.

Учитывая высокую подвижность кислорода в 1—2—3 керамиках в вакууме и длительность измерения полной кривой УКАГ, нами проводились измерения  $f$ -параметра [<sup>4-6</sup>], представляющего собой отношение скоростей счета в максимуме кривой  $\theta = 0$  мрад и при значении  $\theta = 8$  мрад:  $f = N(0)/N(8)$ . При некоторых характерных значениях температуры проводились измерения полной кривой УКАГ.

Математическая обработка результатов измерений проводилась с помощью программы DOLLY, которая позволяет аппроксимировать экспериментальную кривую набором парабол и гауссианов [<sup>4</sup>]. Аппроксимация измеренных кривых с помощью набора лишь одних гауссианов (DOLLY, PAACFIT) не позволяла получить требуемые значения подгоночных критериев.

Исследование резерфордского обратного рассеяния (РОР) проводилось с помощью оригинальной установки [<sup>7</sup>], в которой вместо ускорителя ионов гелия используется радионуклидный источник ФАКТ-I на основе нуклида полоний-210. Разрешающая способность установки по глубине составляет 300 Å, по концентрации —  $10^{18}$ — $10^{19}$  ат/см<sup>3</sup>.

Типичный спектр РОР ионов гелия для  $\text{YBaCuO}$ -керамики представлен на рис. 1. Обработка энергетических спектров обратнорассеянных ионов осуществлялась с помощью программы РЕЗОР, позволяющей получить информацию об элементном составе, концентрации компонентов сложной мишени, толщине исследуемых слоев, диффузии атомов и др.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Зависимости  $f$ -параметра от температуры для образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с различным содержанием кислорода показаны на рис. 2. Видно, что для керамики с  $x = 0.05$  значение  $f$ -параметра существенно меньше, чем для двух других

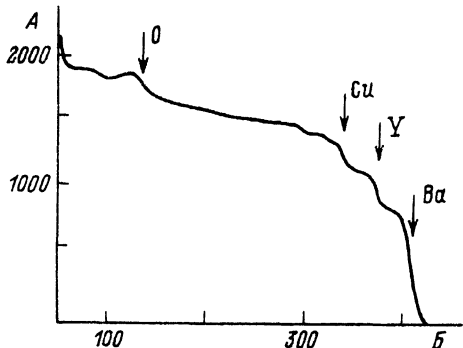


Рис. 1. Типичный спектр резерфордовского обратного рассеяния ионов гелия для керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .

А — число отсчетов, Б — номер канала. Стрелками на спектре отмечены точки, соответствующие рассеянию на элементах Y, Ba, Cu и O.

керамик, причем положение аномалии смещается в сторону меньших температур по мере увеличения  $x$ .

В табл. 1 представлены результаты обработки измеренных кривых УКАГ с помощью программы DOLLY, а именно, доли параболического ( $D_p$ ) и гауссова ( $D_g$ ) компонентов, значения импульса Ферми ( $\theta_F$ ) и ширины гауссиана ( $\theta_g$ ).

Термализованные позитроны в ВТСП-керамиках, как и в металлах, могут аннигилировать из свободного состояния со скоростью  $\lambda_p$  и из локализованного состояния при захвате дефектами со скоростью  $\lambda_d$ . Феноменологическое описание взаимодействия позитронов с дефектами осуществляется в рамках модели захвата [3]. Позитрон захватывается такими дефектами, у которых появляется избыточный отрицательный заряд (вакансии, комплексы и кластеры, дислокации, микропоры и т. д.).

Если считать, что позитрон захватывается дефектами лишь одного типа, то изменение во времени  $t$  относительного числа позитронов, проаннигилировавших в бездефектной области кристалла  $n_p$  и из локализованных состояний на дефектах  $n_d$ , можно описать системой дифференциальных уравнений:

$$dn_p / dt = -\lambda_p n_p - k_d n_p,$$

$$dn_d / dt = k_d n_p - \lambda_d n_d \quad (1)$$

где  $k_d$  — скорость захвата позитрона дефектом,  $\lambda_p$  и  $\lambda_d$  — скорости аннигиляции позитронов в бездефектной и дефектной областях кристалла соответственно. При этом вероятности ( $P_i$ ) аннигиляции позитронов из каждого состояния, определяемые из (1), могут быть представлены в виде

$$P_p = \frac{\lambda_p}{\lambda_p + k_d - \lambda_d}; \quad P_d = \frac{k_d}{\lambda_p + k_d - \lambda_d}; \quad P_p + P_d = 1, \quad (2)$$

а доля позитронов  $g_d$  захватываемых дефектами и аннигилирующих в них, описана выражением

$$g_d = \frac{k_d}{\lambda_p + k_d} = \frac{\tau_0 k_d}{1 - \tau_0 k_d} \quad (3)$$

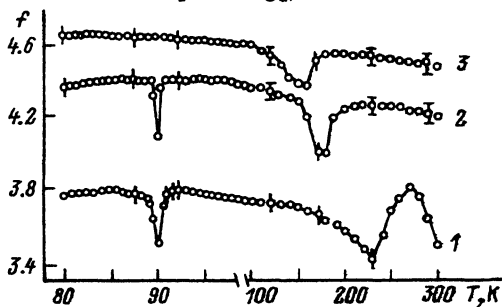


Рис. 2. Зависимость  $f$ -параметра от температуры для образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .  $x$ : 1 — 0.05, 2 — 0.34, 3 — 0.78.

Таблица 1

Параметры кривых УКАГ для керамик с различным содержанием кислорода

$x$	$T, K$	$D_p, \%$	$\theta_F, \text{мрад}$	$D_g, \%$	$\theta_g, \text{мрад}$	$D_p/D_g$	$f$
0.05	300	21±1	7.0±0.2	79±2	14.1±0.2	0.26	3.50±0.05
	80	24±1	7.2±0.2	76±3	13.7±0.4		3.75±0.05
0.34	300	53±4	6.5±0.2	47±4	14.1±0.4	1.11	4.21±0.05
	80	48±4	6.7±0.2	52±4	13.6±0.4		4.37±0.05
0.78	300	67±3	5.1±0.3	33±3	15.0±0.3	2.05	4.60±0.05
	80	65±3	5.0±0.2	35±3	15.2±0.3		4.65±0.05

Скорость же захвата позитронов дефектами можно записать в следующем виде:

$$k_d = C_d G_d \nu = \frac{1}{\tau_0} \frac{g_d}{1 - g_d}, \quad (4)$$

где  $C_d$  — концентрация дефектов,  $G_d$  — сечение захвата позитронов дефектами,  $\nu$  — скорость термализованного позитрона.

Согласно данным [8], используя параметры кривых УКАГ, оценить среднее время жизни позитронов:

$$\tau = \left( 2 + \frac{6.9 \cdot 10^{-3} P_F^3}{D_p + 0.2 D_g} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где  $P_F = m c \theta_F$  — ферми-импульс, мрад. Результаты расчетов  $\tau$ , а также ряда других параметров для 300 К представлены в табл. 2.

Как уже отмечалось, об изменениях кривой УКАГ мы судим по значениям  $f$ -параметра, соответствующим отношениям скорости счета в максимуме кривой УКАГ к скорости счета на «хвосте». Таким образом, оцениваются относительные изменения вкладов в кривую УКАГ, обусловленные аннигиляцией позитронов с электронами проводимости и остовными электронами. Используя уравнения (2) и (3),  $f$ -параметр можно представить в следующем виде:

$$f = \frac{f_p \lambda_p + f_d C_d G_d}{\lambda_p + C_d G_d}, \quad (6)$$

где  $f_p$  и  $f_d$  — значения  $f$ -параметра для бездефектной и дефектной областей кристалла соответственно.

Полученные результаты (рис. 2) показывают, что значения  $f$ -параметров для образцов с различными кислородными индексами значительно отличаются друг от друга, причем чем меньше дефицит кислорода в ВТСП-керамике, тем меньше

Таблица 2

Расчетные значения среднего времени жизни  $\tau_0$ , эффективного заряда кислорода  $\eta$ , концентраций электронов  $n_{6,95}/n_{7-x}$  и плотностей электронных состояний  $N(E_F)_{6,95}/N(E_F)_{7-x}$  при 300 К

$x$	$\tau, 10^{-9} \text{с}$	$\eta$	$\frac{n_{6,95}}{n_{7-x}}$	$\frac{N(E_F)_{6,95}}{N(E_F)_{7-x}}$
0.05	0.120	0.81	—	—
0.34	0.194	0.51	1.6	1.1
0.78	0.312	0.36	2.8	1.5

значение имеет  $f$ -параметр. Это свидетельствует в пользу того, что наличие кислородных вакансий приводит к возникновению таких центров, которые эффективно захватывают позитроны, дающие при аннигиляции вклад в нулевые углы кривой УКАГ.

Решая (4) и (6) относительно  $k_{\mathcal{X}0}$ , получаем следующее выражение:

$$k_{\mathcal{X}0} = \frac{f - f_p}{f_d - f} \quad (7)$$

Считая  $f_p = 3.5$  (значение  $f$ -параметра для образца с  $x = 0.05$  при комнатной температуре), а  $f_d = 4.65$  (для образца с  $x = 0.78$ ), оценим изменение концентрации кислородных вакансий в керамических образцах для составов  $0.05 < x < 0.78$  при условии, что  $f = 0.9f_d$  и  $f = 1.1f_p$ , а  $\tau_0 = 0.12$  нс (табл. 2):

$$C_{6.22} / C_{6.95} = 3.4. \quad (8)$$

Таким образом, количество центров захвата позитронов в образцах с индексом  $x = 0.78$  в 3.4 раза больше, чем в образце с  $x = 0.05$ .

Используя данные рентгеноструктурного анализа, мы оценили концентрацию кислородных вакансий для образцов с  $x = 0.78$  и  $0.34$  по отношению к  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ , что составляло  $4.5 \cdot 10^{21}$  и  $1.6 \cdot 10^{21}$  вак/см<sup>3</sup> соответственно. Расчеты показывают, что уже в диапазоне  $0.34 < x < 0.78$  концентрация вакансий возрастает в 2.8 раза, что в принципе совпадает с результатами вычислений по модели «захвата» концентрации кислорода.

В ходе температурной зависимости  $f(T)$ , как и в ранее исследованных 1—2—3-керамиках с добавками серебра [5, 6], наряду с резким изменением  $f$ -параметра при  $T \approx T_c$  для исследуемых керамик наблюдаются резкие провалы (рис. 2): для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.22}$  в районе  $T = 150$  К, для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.66}$  — при 180, для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  — при 220 К. Существование подобных аномалий физических свойств при температурах  $T > T_c$  (акустических, магнитных, механических и т. д.) наблюдалось в ряде работ [9—11]. Наличие провала в зависимостях  $f(T)$  в высокотемпературной области, который с уменьшением кислородного индекса сдвигается к более высоким температурам, по аналогии с работами [9, 10] мы связываем с упорядочением кислородных вакансий в плоскости  $\text{Cu}(1)$ , чувствительным к предистории образцов. Дальнейшее увеличение  $f$ -параметров, скорее всего, связано с возникновением фазового перехода типа мартенситного, сопровождающегося появлением двойников вплоть до  $T_c$ .

Резкий провал в зависимости  $f(T)$  вблизи  $T_c$ , который соответствует переходу в сверхпроводящее состояние для керамики с  $x = 0.05$ , видимо, вызван возмущением кристаллической решетки вследствие переноса заряда и увеличения плотности электронных состояний. Что же касается образцов с  $x = 0.34$ , то в них, по-видимому, также имеются отдельные участки, содержание кислорода в которых близко к  $\text{O}_7$  [12]. Об этом свидетельствует и наличие при  $T \approx 90$  К ступеньки на температурной зависимости электросопротивления этих образцов. Предположение, что вблизи сверхпроводящего перехода расположена область структурных флуктуаций, подтверждают кривые угловой корреляции, измеренные при  $T < T_c$  и  $T > T_c$ , которые для одной и той же ВТСП-керамики полностью идентичны.

Используя параметры кривой УКАГ, можно вычислить концентрацию электронов на один атом [13]:

$$n_e = \frac{8\pi}{3} (m\theta_F / h)^3 V_c \quad (9)$$

где  $V_a$  — объем, приходящийся на один атом;  $m$  — масса свободного электрона;  $c$  — скорость света;  $h$  — постоянная Планка;  $\theta_F$  — угол разлета аннигиляционных квантов, соответствующий максимальному импульсу электронов на границе Ферми. Из табл. 2, где представлены расчетные данные, видно, что относительная величина  $n_a$  возрастает с увеличением  $x$ .

Зная величины максимальных импульсов электронов на поверхности Ферми (в приближении свободных электронов), можно определить плотность электронных состояний:

$$N(E_F) = \frac{8\pi m^2 c}{h^3} \theta_F V_m, \quad (10)$$

где  $V_m$  — молекулярный объем.

С ростом упорядоченности кислорода наблюдается значительное уменьшение вклада от аннигиляции на электронах проводимости ( $D_p$  уменьшается примерно в 3 раза) и существенно увеличивается вклад от аннигиляции на остовных электронах ( $D_g$  увеличивается в 2 раза). Наиболее вероятным объяснением такого перераспределения является гибридизация электронных орбиталей. Появление атомов кислорода O (4) при  $x < 0.34$  приводит к существенному перераспределению электронной плотности и к росту вклада от аннигиляции вдоль цепочек Cu (1)—O (4).

Плотность состояний на границе Ферми  $N(E_F)$ , согласно нашим расчетам (табл. 2), увеличивается в 1.5 раза для образцов с  $x = 0.05$  по отношению к образцу с  $x = 0.78$ , а концентрация электронов возрастает в 2.8 раза. На изменение характера аннигиляции указывает также существенное изменение энергии Ферми (на 5.8 эВ) с уменьшением  $x$ . Таким образом, можно сделать вывод, что с ростом концентрации кислорода происходит сильная гибридизация  $3d$ -электронов меди и  $2p$ -электронов кислорода.

Независимым подтверждением этого вывода является изменение значений эффективного заряда кислорода. Из спектров УРАФ в рамках модели оптического позитрона [<sup>14</sup>] можно оценить значения эффективного заряда отрицательного иона ( $\eta$ ), в поле которого движется позитрон.

Выражение для кривой УКАГ при условии аннигиляции позитронов только на внешних  $2s, p$ -оболочках для окислов металлов определяется следующими соотношениями:

$$P_{2s}^i(K_z) = \frac{\gamma_i^{10} (11\gamma_i^4 - 28k_z^2\gamma_i^2 + 21k_z^2)^4}{11(\gamma_i^2 + k_z^2)^7},$$

$$P_{2p}^i(k_z) = \frac{\gamma_i^8 (71\gamma_i^6 + 497\gamma_i^4 k_z^2 - 259\gamma_i^2 k_z^4 + 35k_z^6)}{71(\gamma_i^2 + k_z^2)^7}, \quad (11)$$

где  $\gamma_i = \alpha_i + \beta_i$ ,  $\alpha_i = \frac{3}{2}\eta$  — постоянная величина, пропорциональная значению эффективного заряда.

$$\beta_i = \frac{z_i - \sigma_i}{n_i^*}, \quad k_z = \frac{m\theta}{h}.$$

Здесь  $z_i$  — заряд ядра иона,  $\sigma_i$  — число экранирования,  $n_i^*$  — эффективное квантовое число.

Из (11) следует, что полуширина кривой углового распределения  $(P_z^i)_{2s,p}$  и наивероятнейший импульс аннигилирующих пар  $(P_{\max}^i)$  в окислах имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} (P_z^i)_{2s,p} &= 2.86\gamma_i \quad [10^{-3}mc], \\ (P_{\max}^i)_{2s,p} &= 1.51\gamma_i \quad [10^{-3}mc]. \end{aligned} \quad (12)$$

Значения эффективного заряда кислорода, рассчитанные по формулам (11) и (12), представлены в табл. 2. Видно, что наблюдается резкое увеличение  $\eta$  с ростом упорядоченности по кислороду. С уменьшением  $x$  резко возрастает электронная плотность на ионах кислорода, что приводит к уменьшению плотности электронов на ионах меди. Так, вклад электронов проводимости ( $D_p$ ) по отношению к электронам внутренних оболочек ( $D_g$ ) в процессе аннигиляции позитронов уменьшается в 8 раз при изменении  $x$  от 0.78 до 0.05.

Таким образом, увеличение эффективного заряда кислорода, происходящее при уменьшении  $x$  [появление атомов O (4)], подтверждает ранее сделанный вывод о доминирующей роли цепочек Cu (1)—O (4) в образовании сверхпроводящего состояния. Ранее выполненным методом ОЛКАО расчеты перекрытия электронных и позитронных плотностей [15] подтверждают это предположение.

Данные о стехиометрическом составе исследуемых образцов, полученные в результате обработки спектров POP с помощью программы РЕЗОР, представлены в табл. 3. Они показывают, что концентрация кислорода существенно превышает значения, определенные другими методами. Это связано с тем, что метод POP

Таблица 3

Стехиометрический состав YBaCuO-керамик с различным содержанием кислорода по данным POP

$x$	Y	Ba	Cu	O
0.05	1	2.89	4.16	11.40
0.34	1	2.20	3.14	8.0
0.78	1	2.66	3.76	8.25

дает информацию не только о кислороде, входящем в кристаллическую решетку, но и о кислороде, присутствующем в объеме материала и на его поверхности.

Таким образом, в работе измерены кривые УКАГ для образцов YBaCuO-керамик с различным содержанием кислорода в диапазоне температур 80—300 К. Результаты обработки кривых с помощью программы DOLLY, а также расчета эффективного заряда кислорода, выполненные в рамках модели «оптического» позитрона, подтверждают сделанное ранее предположение о том, что в образцах, находящихся в сверхпроводящем состоянии, позитроны аннигилируют преимущественно в Cu (1)—O (4) цепочках, а в CuO<sub>2</sub> плоскостях — в образцах, не обладающих сверхпроводящими свойствами.

Авторы выражают благодарность Р. А. Садыкову и С. Т. Бектурсынову за помощь в проведении измерений.

#### Список литературы

- [1] Bednorz J. G., Müller K. A. // Z. Phys. B. 1986. Bd 64. N 1—4. S. 189—193.
- [2] Chemistry of high-temperature superconductors / Ed. D. L. Nelson, M. C. Whittingham and T. F. George // Washington: Am. Soc., 1987. 400 p.
- [3] Brandt W. // Appl. Phys. 1974. V. 5. N 1. P. 1—23.

- [4] Арифов П. У., Шевелев С. В. // Методы позитронной диагностики и расшифровка спектров аннигиляции позитронов. Ташкент: Фан, 1985. С. 214—259.
- [5] Ilyasov A. Z., Mikhailin A. W., Orlova T. S., Sadikov R. A., Smirnov B. I. // Third Internat. Workshop on Positron and Positronium Chemistry / Ed. Y. C. Jean. Singapore: World Scientific Co. Pte. Ltd., 1990. P. 528—532.
- [6] Ильясов А. З., Михайлин А. В., Орлова Т. С., Смирнов Б. И., Садыков Р. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3016—3020.
- [7] Ильясов А. З., Михайлин А. В., Садыков Р. А. // Тез. докл. трех Постоянных всесоюзных семинаров. Череповец, ЧГПИ, 1988. С. 146—148.
- [8] Дехтяр И. Я., Федченко Р. Г. и др. // Вопросы атомной науки и техники, сер. ФРП и РМ. 1985. Вып. 3 (36). С. 7—10.
- [9] Гусаковская И. Г., Пирумов С. И., Атовмян Л. О. // Сверхпроводимость. ФХТ. 1990. Т. 3. № 9. С. 1343—1355.
- [10] Токмакова С. П., Чабан И. А. // Сверхпроводимость. ФХТ. 1990. Т. 3. № 11. С. 2567—2580.
- [11] Песчанская Н. Н., Смирнов Б. И., Степанов Ю. П., Шпейзман В. В., Якушев П. Н. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 4. С. 271—273.
- [12] Шпейзман В. В., Песчанская Н. Н., Смирнов Б. И., Степанов Ю. П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 12. С. 105—108.
- [13] Дехтяр И. Я., Немощкаленко В. В. Электронная структура и электронные свойства переходных металлов и их сплавов. Киев: Наукова думка, 1971. 330 с.
- [14] Гольданский В. И., Прокопьев Е. П. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 2. С. 516—525.
- [15] Sundar S. S., Bharathi A., Jean Y. C. // Third Internat. Workshop on Positron and Positronium Chemistry / Ed. Y. C. Jean. Singapore: World Scientific Co. Pte. Ltd. 1990. P. 460—463.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
6 декабря 1991 г.