

©1993

## ТЕНЗОР КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГЭП В УЗЛАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ И ЭФФЕКТИВНЫЕ АТОМНЫЕ ЗАРЯДЫ В РЕШЕТКАХ $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

*П. П. Серегин, В. Ф. Мастеров, Ф. С. Насрединов,  
Ч. С. Саидов, Е. А. Томильцев*

Методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе  $^{155}\text{Eu}$  ( $^{155}\text{Gd}$ ) определены параметры тензора градиента электрического поля (ГЭП), создаваемого в узлах редкоземельных металлов (РЗМ) решеток  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ( $R$  — РЗМ или иттрий) ионами кристаллической решетки. Проведен расчет тензора ГЭП для узлов РЗМ в приближении модели точечных зарядов. Показано, что согласие экспериментальных и расчетных параметров тензора ГЭП может быть достигнуто, если дырки локализованы преимущественно в подрешетке цепочечного кислорода.

Пространственное распределение зарядов на узлах в кристаллических решетках может быть определено путем сравнения экспериментальных и расчетных параметров тензора градиента электрического поля (ГЭП). В общем случае компоненты диагонализированного тензора ГЭП  $U_{pp}$  имеют две составляющие

$$U_{pp} = (1 - \gamma)V_{pp} + (1 - R_0)W_{pp}, \quad (1)$$

где  $V_{pp}$ ,  $W_{pp}$  — компоненты тензоров ГЭП, создаваемого соответственно ионами кристаллической решетки (кристаллический ГЭП) и валентными электронами атома (валентный ГЭП);  $\gamma$ ,  $R_0$  — коэффициенты Штернхеймера;  $p$  — декартовы координаты.

Кристаллический ГЭП может быть рассчитан в рамках модели точечных зарядов [1], а валентный — с помощью различных квантовомеханических методов [2,3]. Достоверность результатов квантовомеханических расчетов нередко вызывает сомнения, поэтому для экспериментального определения параметров тензора ГЭП предпочтительно использовать такие атомы-зонды, для которых в выражении (1) отсутствует вклад от валентных электронов, т.е. со сферически-симметричной электронной оболочкой.

Это обстоятельство побудило нас предложить для экспериментального определения тензора ГЭП в решетках высокотемпературных сверхпроводников на основе металлоксидов меди метод эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе  $^{67}\text{Cu}$  ( $^{67}\text{Zn}$ ): после распада материнского изотопа  $^{67}\text{Cu}$  в узлах меди оказывается ион  $\text{Zn}^{2+}$  (электронная конфигурация  $3d^{10}$ ), для которого ГЭП на ядре  $^{67}\text{Zn}$  создается только ионами

кристаллической решетки [4]. Реализация этой методики для соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  позволила нам определить эффективные заряды атомов кислорода, делая ряд допущений относительно зарядов катионов [5]. Позднее, привлекая данные ядерного магнитного резонанса на изотопе  $^{17}\text{O}$  [6], мы смогли определить заряды всех атомов решетки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (в единицах заряда ионов иттрия) [7].

Согласование расчетных и измеренных параметров тензора кристаллического ГЭП может быть достигнуто для двух типов моделей. Обе модели требуют наличия дырки в ближайшем окружении цепочечной меди: либо на цепочечном (модели А), либо на мостиковом (апикальном) кислороде (модели В). Однако для выбора одного из типов моделей требуются дополнительные критерии помимо данных мессбауэровской спектроскопии на  $^{67}\text{Cu}$  ( $^{67}\text{Zn}$ ) и ядерного магнитного резонанса на  $^{17}\text{O}$ .

В настоящей работе в качестве таких критериев предлагаются данные эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе  $^{155}\text{Eu}$  ( $^{155}\text{Gd}$ ) для ряда соединений  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (здесь R — редкоземельный металл (РЗМ) или иттрий).

## 1. Методика эксперимента

Идея методики заключается в выделении безносительного препарата материнского изотопа  $^{155}\text{Eu}$ , синтезе керамик  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , легированных  $^{155}\text{Eu}$ , и измерении эмиссионных мессбауэровских спектров образцов  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7:^{155}\text{Eu}$ . Предполагалось, что изотоп  $^{155}\text{Eu}$  в процессе синтеза будет занимать узлы РЗМ (в пользу этого свидетельствует близость как химических свойств всех РЗМ, так и структур соединений  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ), так что образующийся после бета-распада материнского ядра  $^{155}\text{Eu}$  мессбауэровский зонд  $^{155}\text{Gd}$  также окажется в нормальном узле РЗМ решетки. Безносительный препарат  $^{155}\text{Eu}$  позволяет приме-

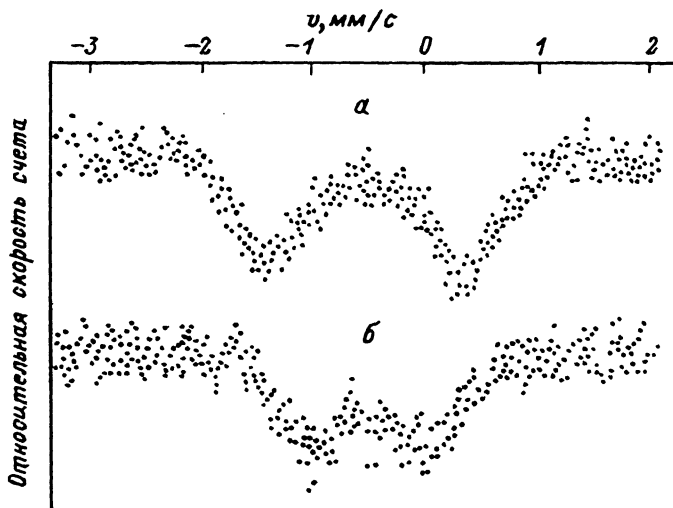


Рис. 1. Эмиссионные мессбауэровские спектры  $^{155}\text{Eu}$  ( $^{155}\text{Gd}$ ) керамик  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (а) и  $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (б).

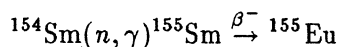
Параметры эмиссионных мессбауэровских спектров  $^{155}\text{Eu}(^{155}\text{Gd})$  керамик  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 

R	$I.S., \text{мм/с}$	$S, \text{мм/с}$	R	$I.S., \text{мм/с}$	$S, \text{мм/с}$
Nd	-0.50	1.70	Dy	-0.51	1.19
Sm	-0.52	1.61	Y	-0.51	1.19
Eu	-0.51	1.48	Tm	-0.50	1.00
Gd	-0.52	1.43		$\pm 0.02$	$\pm 0.03$

Примечание.  $I.S.$  — изомерный сдвиг относительно  $\text{GdPd}_3$ ,  $S$  — квадрупольное расщепление.

вять малые концентрации мессбауэровской примеси и использовать при интерпретации результатов структурные данные для нелегированных соединений  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Для иона  $\text{Gd}^{3+}$  характерно  $^6S_{7/2}$  основное состояние со сферически-симметричной полузаполненной  $4f$  оболочкой, и поэтому можно ожидать, что ГЭП на ядрах  $^{155}\text{Gd}$  будет создаваться только ионами кристаллической решетки.

Изотоп  $^{155}\text{Eu}$  получали по реакции



с последующим хроматографическим выделением препарата  $^{155}\text{Eu}$  (период полураспада промежуточного ядра  $^{155}\text{Sm}$  составляет 23.5 мин).

Образцы  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ( $\text{R}=\text{Nd}, \text{Sm}, \text{Eu}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Y}, \text{Tm}$ ) получали по традиционной технологии спекания соответствующих оксидов, причем в исходную шихту добавлялся радиоактивный изотоп  $^{155}\text{Eu}$ . Контрольные образцы имели орторомбическую структуру и переходили в сверхпроводящее состояние при  $T_c \sim 85 \text{ K}$ .

Эмиссионные мессбауэровские спектры  $^{155}\text{Eu}(^{155}\text{Gd})$  снимались при 80 K с поглотителем  $^{155}\text{GdPd}_3$ . Типичные спектры приведены на рис. 1, а результаты их обработки сведены в табл. 1.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Эмиссионные мессбауэровские спектры керамик  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7: ^{155}\text{Eu}$  представляют собой квадрупольные дублеты, что указывает на некубическое окружение РЗМ узлов, а их изомерные сдвиги соответствуют  $\text{Gd}^{3+}$ . Характерной чертой спектров является увеличение квадрупольного расщепления  $S$  по мере увеличения ионного радиуса редкоземельного иона  $r$  (рис. 2, а). Квадрупольное расщепление мессбауэровских спектров  $^{155}\text{Gd}$  определяется основным состоянием ядра (спин  $I = 3/2$ , квадрупольный момент  $Q = 1.59$  барн) и описывается выражением

$$S = (1/2)|eQU_{zz}| (1 + N^2/3)^{1/2}, \quad (2)$$

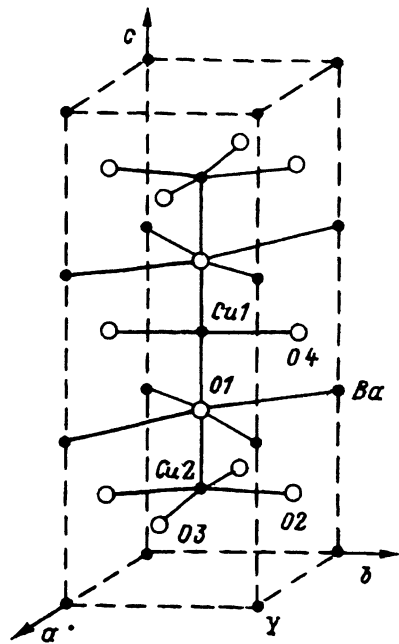
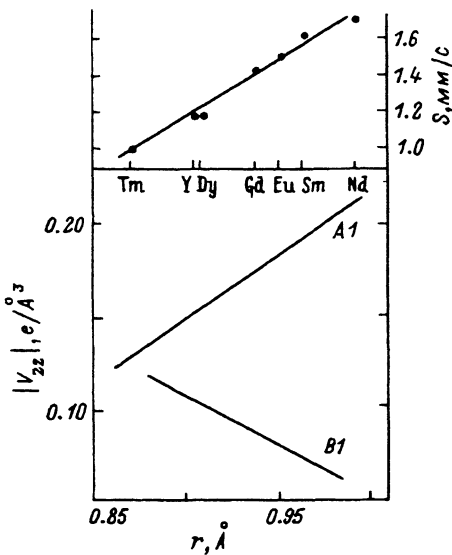


Рис. 2. а) Зависимость квадрупольного расщепления  $S$  мессбауэровских спектров  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ :  $^{155}\text{Eu}$  от радиуса редкоземельного иона  $r$ . б) Зависимость главной компоненты тензора кристаллического ГЭП  $|V_{zz}|$  в узлах РЗМ решеток  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  от радиуса  $r$  для моделей А1 ( $z$  ось тензора ГЭП направлена по кристаллографической оси  $c$ ) и В1 ( $z$  ось направлена по кристаллографической оси  $a$ ).

Рис. 3. Элементарная ячейка  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ .

$V_{zz}$  имеет отрицательный знак для обеих моделей, но для удобства сравнения с рис. 2,а построена  $|V_{zz}|$ .

где  $U_{zz}$  — главная компонента тензора суммарного ГЭП на ядрах  $^{155}\text{Gd}$ ;  $N = (U_{xx} - U_{yy})/U_{zz}$  — параметр асимметрии тензора суммарного ГЭП, причем для компонент тензора ГЭП выполняется неравенство  $|U_{zz}| > |U_{yy}| > |U_{xx}|$ .

Таким образом, величина  $S$  определяется главной компонентой тензора суммарного ГЭП  $U_{zz}$ , которая для зонда  $\text{Gd}^{3+}$  определяется кристаллическим ГЭП и равна  $(1 - \gamma)V_{zz}$ , где  $V_{zz}$  и  $\gamma$  относятся к узлам РЗМ и ионам  $\text{Ga}^{3+}$  соответственно.

Мы провели расчет компонент тензора кристаллического ГЭП  $V_{pp}$  для всех узлов решеток  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  в приближении модели точечных зарядов (детали расчетов можно найти в [5]). Решетка представлялась в виде суперпозиции восьми подрешеток  $\text{RBa}_2\text{Cu}(1)\text{Cu}(2)_2\text{O}(1)_2\text{O}(2)_2\text{O}(3)_2\text{O}(4)$ . В литературе встречаются разные варианты нумерации кислородных узлов. Принятые нами обозначения показаны на рис. 3. Для расчета тензоров кристаллического ГЭП по ряду  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  структурные параметры были взяты из работ [8,9], а для расчета температурных зависимостей компонент тензора кристаллического ГЭП в узлах решетки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  —

Эффективные заряды атомов решетки  $YBa_2Cu_3O_7$ 

Y	Ba	Cu(1)	Cu(2)	O(1)	O(2)	O(3)	O(4)	Модель
+3	+2.05	+2.13	+2.16	-2.17	-2.01	-1.90	-1.38	A1
+3	+3.28	+1.23	+1.31	-1.44	-1.96	-1.85	-2.91	B1
+3	+2.06	+1.96	+2.01	-2.13	-1.95	-1.84	-1.26	A2
+3	+3.25	+1.32	+1.48	-1.49	-2.02	-1.90	-2.98	B2

Примечание. Расчет зарядов производился по методике, описанной в [7]. Для моделей А использовались пары узлов Cu(1), Cu(2) и O(1), O(2), для моделей В — Cu(1), Cu(2) и O(2), O(4). Модели А1 и В1 получены с использованием структурных данных авторов [8,9] для  $YBa_2Cu_3O_7$ , а модели А2, В2 — данные авторов [10] для  $YBa_2Cu_3O_7$  при 5 К.

из работы [10]. Тензоры кристаллического ГЭП для всех узлов оказались диагональными в кристаллографических осях.

Ранее [7], используя данные этих расчетов для узлов Cu(1), Cu(2), O(1), O(2) и O(4) в  $YBa_2Cu_3O_7$  (структурные данные [8,9]) и экспериментальные данные для параметров тензоров квадрупольного взаимодействия  $^{67}Zn$  в узлах Cu [4] и  $^{17}O$  [6], мы определили распределение зарядов по узлам  $YBa_2Cu_3O_7$  для моделей А и В (табл. 2). Затем для моделей А1 и В1 были рассчитаны тензоры кристаллического ГЭП для узлов РЗМ решеток  $RBa_2Cu_3O_7$ . Как видно из рис. 2, б, для моделей А1 и В1 зависимости  $V_{zz}(r)$  для узлов РЗМ противоположны по знаку, причем для модели А1 z ось тензора кристаллического ГЭП совпадает с кристаллической осью c, а для модели В1 — с кристаллической осью a. Сопоставление экспериментальных  $S(r)$  (рис. 2, а) и расчетных  $V_{zz}(r)$  зависимостей (рис. 2, б) показывает, что согласие между ними достигается только для модели А1 и, следовательно, данные эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе  $^{155}Eu(^{155}Gd)$  для керамик  $RBa_2Cu_3O_7$  свидетельствуют в пользу реализации моделей типа А.

Однако последний вывод справедлив лишь в случае, если ГЭП на ядрах  $^{155}Gd$  для зондов  $Gd^{3+}$  создается только ионами кристаллической решетки. Для проверки этого условия мы построили зависимость  $S$  от величины  $V_{zz}(1 + n^2/3)^{1/2}$  (рис. 4), где  $n$  — параметр асимметрии тензора кристаллического ГЭП. Из рис. 4 видно, что эта зависимость для модели А1 хорошо описывается прямой. Ее экстраполяция к  $V_{zz}(1 + n^2/3)^{1/2} = 0$  дает величину  $S_0 = -(0.10 \pm 0.08)$  мм/с, малую по сравнению с измеренными величинами  $S$ , и поэтому зависимость на рис. 4 можно считать прямой пропорциональностью.

Квадрупольное расщепление мессбауэровских спектров  $^{155}Gd$  описывается выражением, получаемым из (1) и (2)

$$S = (1/2)eQ\{(1 - \gamma)V_{zz} + (1 - R_0)W_{zz}\}(1 + F/3)^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$F = \{(1 - \gamma)V_{zz}n + (1 - R_0)W_{zz}m\} / \{(1 - \gamma)V_{zz} + (1 - R_0)W_{zz}\}^2,$$

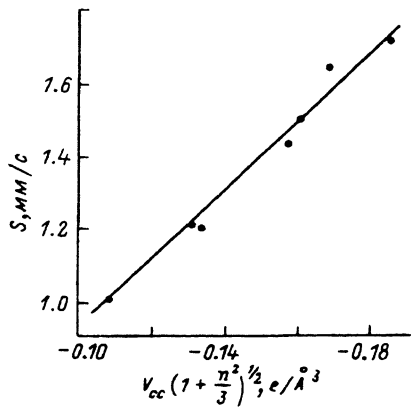


Рис. 4. Зависимость квадрупольного расщепления  $S$  мессбауэровских спектров  $\text{RВa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 \cdot ^{155}\text{Eu}$  от расчетных параметров тензора кристаллического ГЭП для узлов РЭМ (модель А1).

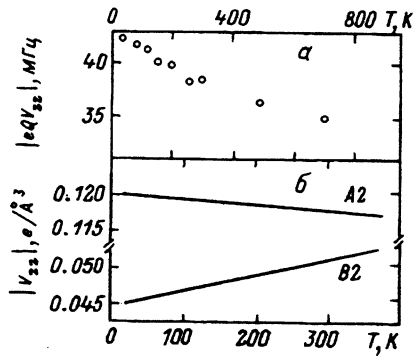


Рис. 5. а) Температурная зависимость  $|eQV_{zz}|$  для центров  $^{111}\text{Cd}^{2+}$  в узлах иттрия решетки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [14]. б) Температурная зависимость  $|V_{zz}|$  в узлах иттрия решетки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  для моделей А2 и В2.

$V_{zz}$  имеет отрицательный знак для обеих моделей,  $|V_{zz}|$  построена для удобства сравнения с рис. 5, а.

$\gamma$ ,  $R_0$  — коэффициенты Штернхеймера для центра  $\text{Gd}^{3+}$ ,  $m$  — параметр асимметрии тензора валентного ГЭП.

Из выражения (3) следует, что прямая пропорциональность между  $S$  и  $V_{zz}(1 + n^2/3)^{1/2}$  свидетельствует о малости валентного вклада в ГЭП на ядрах  $^{155}\text{Gd}$ . Мерой этого вклада может служить величина  $S_0 = (1 - R_0)W_{zz} = -(0.13 \pm 0.10) e/\text{Å}^3$ . Наклон прямой на рис. 4 соответствует коэффициенту Штернхеймера для ионов  $\text{Gd}^{3+}$   $\gamma = -(24.2 \pm 2.0)$ , что дает  $(1 - \gamma)V_{zz} = -(2.45 \div 4.60) e/\text{Å}^3$  в исследованном ряду соединений  $\text{RВa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Таким образом, наши результаты показывают, что квадрупольное расщепление эмиссионных мессбауэровских спектров  $^{155}\text{Eu}$  ( $^{155}\text{Gd}$ ) в соединениях  $\text{RВa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  определяется главным образом кристаллическим ГЭП в узлах РЭМ. Это означает пригодность мессбауэровской спектроскопии на изотопе  $^{155}\text{Eu}$  ( $^{155}\text{Gd}$ ) для экспериментального определения параметров тензора кристаллического ГЭП. Определенное нами для  $\text{Gd}^{3+}$  значение  $\gamma = -24.2$  значительно ниже значения  $\gamma = -60.87$ , полученного из квантовомеханических расчетов [11].

Из-за трудностей экспериментального плана мы не смогли определить раздельно величины  $eQU_{zz}$  и  $N$ , направление  $z$  оси тензора ГЭП, а также определить температурную зависимость  $eQU_{zz}$  по ряду  $\text{RВa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Однако для отдельных соединений ряда  $\text{RВa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  для узлов РЭМ эти величины и зависимости были получены методами абсорбционной мессбауэровской спектроскопии на изотопе  $^{155}\text{Gd}$  [12,13] и возмущенной угловой корреляции (ВУК) на изотопе  $^{111}\text{In}$  ( $^{111}\text{Cd}$ ) [14].

Согласно [12,13], с учетом данных по рассеянию медленных нейтронов [15] в области антиферромагнитного упорядочения соединения

GdBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> для узлов гадолиния получено

$$U_{zz} = U_{cc} = -(0.354 - 0.342) e/\text{Å}^3, \quad N = (0.42 - 0.54).$$

Результаты наших расчетов для узлов гадолиния решетки GdBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>: модель A1

$$V_{zz} = V_{cc} = -0.146 e/\text{Å}^3 \quad (\text{или } U_{zz} = U_{cc} = (1 - \gamma)V_{cc} = -0.370 e/\text{Å}^3), \quad n = 0.51,$$

модель B1

$$V_{zz} = V_{aa} = -0.041 e/\text{Å}^3 \quad (\text{или } U_{zz} = U_{aa} = (1 - \gamma)V_{aa} = -0.102 e/\text{Å}^3), \quad n = 0.36$$

(мы использовали значение  $\gamma = -24.2$ ). Совпадение знака и абсолютной величины  $U_{zz}$ , параметра асимметрии и направления  $z$  оси тензора ГЭП, рассчитанных для модели A1, с экспериментом и отсутствие такого совпадения по абсолютному значению  $U_{zz}$ , величине параметра асимметрии и направлению  $z$  оси тензора ГЭП для модели B1 служат подтверждением правильности моделей типа A.

Дополнительным подтверждением вывода о локализации дырки в цепи может служить анализ температурной зависимости  $|eQU_{zz}|$ , измеренной методом ВУК [14] для <sup>111</sup>Cd в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> (рис. 5,а). <sup>111</sup>Cd получается из <sup>111</sup>In, замещающего иттрий, и находится в химической форме Cd<sup>2+</sup> со сферической 4d<sup>10</sup> оболочкой, так что ГЭП на ядрах <sup>111</sup>Cd создается только ионами решетки. На рис. 5,б показаны температурные зависимости  $V_{zz}$  для тех же узлов, рассчитанные нами для моделей A2 и B2 (табл. 2). Эти модели были получены описанным в [7] способом с использованием структурных параметров [10] при 5 К. Последние измерения только для YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>, но зато в широком температурном интервале, что и позволило рассчитать температурную зависимость ГЭП. Центры Cd<sup>2+</sup> имеют сферически-симметричную внешнюю электронную оболочку, и ГЭП на ядрах <sup>111</sup>Cd создается ионами решетки. Видно, что и для зондов Cd<sup>2+</sup> согласие расчетных и экспериментальных зависимостей имеет место только для моделей типа A.

Таким образом, в настоящей работе показана применимость эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе <sup>155</sup>Eu(<sup>155</sup>Gd) для экспериментального определения параметров тензора кристаллического ГЭП в узлах решеток RBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>. Продемонстрировано, что согласие экспериментальных и расчетных параметров тензора ГЭП может быть достигнуто, если дырка локализована преимущественно в подрешетке цепочечного кислорода. В пользу последнего свидетельствуют и данные по абсорбционным мессбауэровским спектрам <sup>155</sup>Gd в соединении GdBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> (в области антиферромагнитного упорядочения) [12,13], и данные ВУК для центров <sup>111</sup>In(<sup>111</sup>Cd) в узлах иттрия решетки YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> [14].

Работа поддержана Научным советом по проблеме «Высокотемпературная сверхпроводимость» в рамках проекта № 92.

#### Список литературы

- [1] Adrian F.J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 2426.
- [2] Schwarz K., Ambrosch-Draxl C., Blaha P. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 2051.
- [3] Yu J., Freeman A.J., Podlucky R., Herzig P., Weinberger P. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 532.

- [4] Seregin P.P., Nasredinov F.S., Masterov V.F., Daribaeva G.T. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 159. P. K97.
- [5] Seregin N.P., Nasredinov F.S., Masterov V.F., Daribaeva G.T. // Supercond. Sci. Technol. 1991. V. 4. P. 283.
- [6] Hanzawa K., Kawatsu E., Yashida K. // J. Phys. Soc. Jap. 1990. V. 59. P. 3345.
- [7] Мастеров В.Ф., Насрединов Ф.С., Серегин Н.П., Серегин П.П., Саидов Ч.С. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1992. Т. 5. С. 1830.
- [8] Tarascon J.M., McKinnon W.R., Greene L.H., Hull G.W., Vogel E.M. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P.226.
- [9] LePage Y., Siegrist T., Sunshine S.A., Schneemeyer L.P., Murphy D.W., Zahurak S.M., Wazczak J.V., McKinnon W.R., Tarascon J.M., Hull G.W., Greene L.H. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 3617.
- [10] Francois M., Junod A., Yvon K., Hewat A.W., Capponi J.J., Strobel P., Marezio M., Fischer P. // Solid State Commun. 1988. V. 66. P. 1117.
- [11] Gupta R.P., Sen S.K. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. P. 1169.
- [12] Wortmann G., Kolodziejczyk A., Bergold M., Stadermann G., Simmons C.T., Kaindl G. // Hyperfine Interact. 1990. V. 50. P. 555.
- [13] Smit H.H., Dirken M.W., Thiel R.C., DeJongh L.J. // Solid State Commun. 1987. V. 64. P. 695.
- [14] Plank H., Meyer F., Witthahn W. // Phys. Lett. A. 1988. V. 133. P. 451.
- [15] Paul D.McK., Mook H.A., Hewat A.W., Sales B.C., Boatner L.A., Thompson J.R., Mostoller M. // Phys. Rev. B. 1988.V. 37. P. 2341.

Государственный технический университет  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
18 марта 1993 г.