

- [1] Санников Д. Г., Леванюк А. П. // ФТТ. 1978. Т. 20. N 4. С. 1005—1012.
 [2] Kudo S., Ikeda T. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 3. P. 733—734.
 [3] Вихний В. С., Недолянская Е. Г., Шильников А. В., Юшин Н. К. // ФТТ. 1988. Т. 30. N 2. С. 606—609.
 [4] Струков Б. А., Уесу И., Арутюнова В. М. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 35. N 10. С. 424—427.
 [5] Леманов В. В., Бржезина Б., Есаян С. Х., Караев А. // ФТТ. 1984. Т. 26. N 5. С. 1331—1333.

Харьковский институт
инженеров железнодорожного транспорта

Поступило в Редакцию
16 апреля 1990 г.

УДК 538.945 . 539.166

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

ПАРАМЕТРЫ ТЕНЗОРА ГРАДИЕНТА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В УЗЛАХ БАРИЯ ДЛЯ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ МЕТОДОМ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

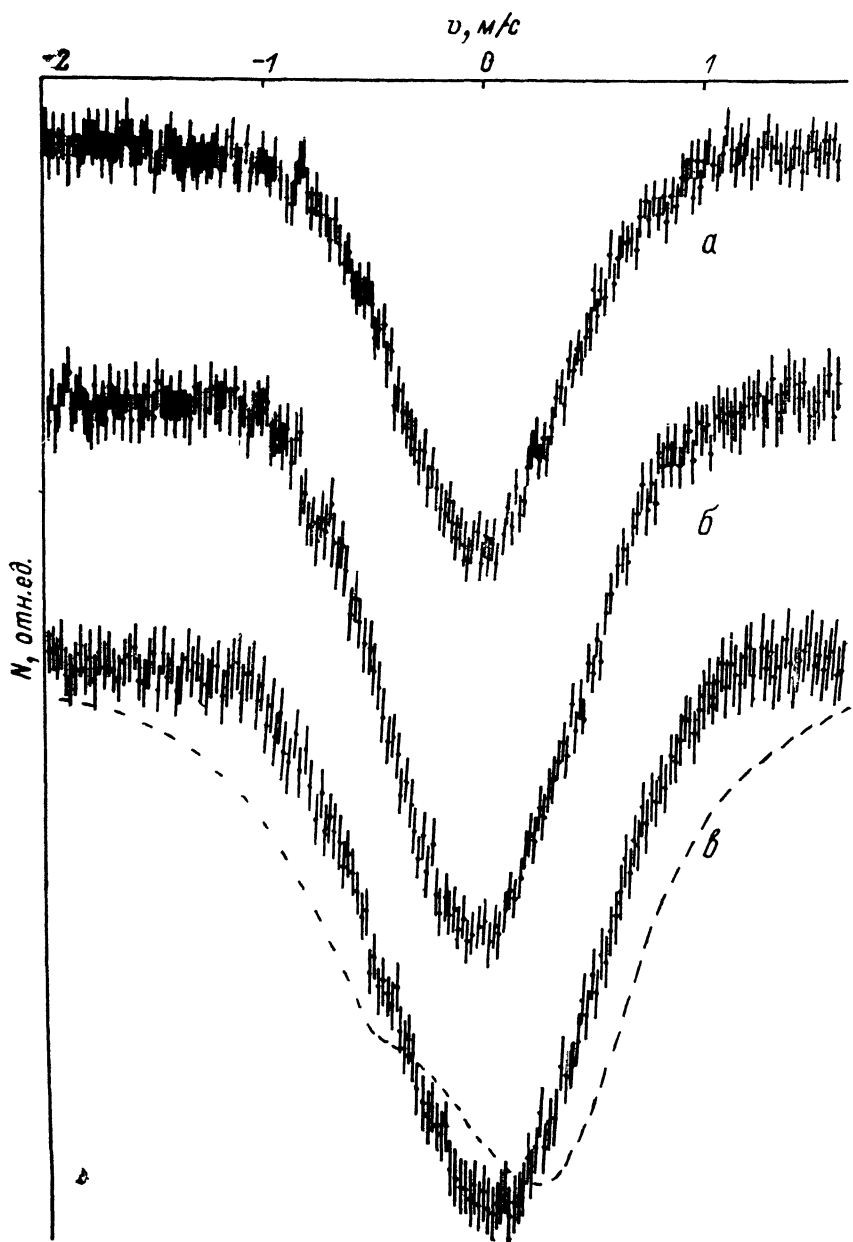
Г. Т. Дарибаева, В. Ф. Мастеров, Ф. С. Насрединов, П. П. Серегин

Экспериментальное определение параметров тензора градиента электрического поля (ГЭП) в узлах решетки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ является актуальной задачей. В первую очередь это объясняется возможностью для указанной керамики провести сравнение экспериментальных и расчетных параметров ГЭП и, как результат, оценить справедливость тех исходных предположений, в рамках которых производится расчет решеточных сумм.

Наиболее полная информация о параметрах ГЭП в узлах кристаллической решетки может быть получена методами ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) и мессбауэровской спектроскопии. Однако в применении к $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ оба метода относятся либо к центрам меди (ЯКР на изотопах ^{63}Cu , ^{65}Cu [1]), либо к примесным центрам в положении атомов меди (эффект Мессбауэра на изотопах ^{57}Fe (^{57}Co) [2], ^{119}Sn [3] и ^{67}Zn (^{67}Cu) [4]), либо к центрам редкоземельных металлов в положении атомов иттрия (эффект Мессбауэра на изотопах ^{151}Eu [5], ^{155}Gd [6], ^{161}Dy [7], ^{166}Er [8], ^{169}Tm [9] и ^{170}Yb [10]). Не касаясь здесь проблемы извлечения из экспериментальных значений e^2qQ информации о $eq_{кр}$ (см., например, обсуждение в [4]), отметим лишь, что практически отсутствуют прямые измерения параметров тензора ГЭП в узлах атомов бария для керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (здесь eQ — квадрупольный момент исследуемого ядра; eq — главная компонента тензора ГЭП на исследуемом ядре; $eq_{кр}$ — главная компонента тензора ГЭП, создаваемого ионами решетки в данном узле). Это связано как с трудностями измерений спектров ЯКР на изотопах ^{135}Ba , ^{137}Ba , так и с отсутствием стабильных мессбауэровских изотопов бария.

В настоящей работе предлагается использовать для определения параметров тензора ГЭП в узлах бария эмиссионную мессбауэровскую спектроскопию на изотопе ^{133}Ba (^{133}Cs). Электронный захват в материнском ядре ^{133}Ba приводит к образованию возбужденного 81-кэВ уровня ^{133}Cs , причем энергия отдачи при испускании нейтрино в данном случае не превышает 1 кэВ, так что дочерний атом цезия оказывается в положении атомов бария. Изомерный переход в ^{133}Cs совершается между состояниями со спинами $5/2$ и $7/2$, поэтому при нахождении атома цезия в кристаллическом поле, симметрия которого ниже кубической, в мессбауэровском спектре должно появиться восемь линий разной интенсивности. Однако, учитывая

значения квадрупольных моментов ядра ^{133}Cs в основном и возбужденном состояниях $Q_{\text{осн}} = -0.003 \cdot 10^{-24}$, $Q_{\text{возб}} = -0.22 \cdot 10^{-24}$ см² [7], реально снижается вырождение лишь для возбужденного ядра ^{133}Cs , так что в мессбауэровском спектре должны наблюдаться три линии, относительное положение которых в скоростном спектре позволяет в принципе определить



Эмиссионные мессбауэровские спектры при 4.2 К ^{133}BaO (а), $\text{Y}^{133}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (б) и $\text{Y}^{133}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ (в). Поглотитель $^{133}\text{CsCl}$.

значение e^2qQ , ее знак и значение параметра асимметрии. Наконец, дочерний атом цезия в своих химических соединениях проявляет только валентность +1 (электронная конфигурация $4d^{10}$), что позволяет из экспериментальных значений eq определять значение $eq_{\text{кр}}$ и, как результат, проводить сравнение экспериментальных и расчетных значений $eq_{\text{кр}}$.

Образцы $\text{Y}^{133}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ готовили путем спекания соответствующих оксидов на воздухе, а образцы $\text{Y}^{133}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ получали путем нагревания

$Y^{133}Ba_2Cu_3O_7$ при вакуумной откачке. Образцы $YBa_2Cu_3O_7$ имели ромбическую структуру, $T_c \sim 85$ К. Образцы $YBa_2Cu_3O_6$ имели тетрагональную структуру, и они были полупроводниками при $T \geq 4.2$ К. Мессбауэровские спектры снимались при 4.2 К с поглотителем CsCl поверхностной плотностью 350 мГ/см².

В качестве предварительного этапа был измерен эмиссионный мессбауэровский спектр ^{133}BaO (см. рисунок, а). Он представляет собой одиночную линию, ширина которой ($\Gamma_{\text{экс}} = 0.90 \pm 0.02$ мм/с) несколько превышает удвоенную естественную ширину 81-кэВ уровня ^{133}Cs ($2\Gamma_{\text{ест}} = 0.54$ мм/с). Поскольку BaO имеет решетку типа NaCl, мы сочли, что различие между $\Gamma_{\text{экс}}$ и $2\Gamma_{\text{ест}}$ обусловлено лишь аппаратурными эффектами, и в дальнейшем за аппаратурную ширину спектральной линии принимали 0.90 мм/с (т. е. при разложении экспериментальных мессбауэровских спектров $Y^{133}BaCu_3O_{7-x}$ на квадрупольные мультиплеты предполагалось, что ширина компонент не может быть меньше 0.90 мм/с).

Параметры мессбауэровских спектров и значения $eq_{\text{кр}}$ для $Y^{133}Ba_2Cu_3O_{7-x}$

Состав	$\delta(\text{CsCl}), \text{мм/с}$	$\Gamma_{\text{экс}}, \text{мм/с}$	$e^2qQ, \text{МГц}$	$eq_{\text{кр}}, \text{e}/\text{Å}^3$	
				эксп.	расч. [12]
$YBa_2Cu_3O_7$	+0.02	1.00	45	0.048	0.110
$YBa_2Cu_3O_6$	+0.02	1.10	65	0.069	0.147
BaO	+0.01	0.90	0	0	—
Погрешность	± 0.01	± 0.02	± 5		

Примечание. δ — изомерный сдвиг спектра.

Мессбауэровский спектр сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_7$ представляет собой одиночную уширенную линию б (см. рисунок и таблицу), которая отвечает центрам $^{133}Cs^+$ в узлах бария. В структуре $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ атомы бария занимают единственное положение, и поэтому уширение экспериментального спектра связано с неразрешенным квадрупольным расщеплением. В таблице приведены значения e^2qQ , определенные из спектра б на рисунке. Для полупроводниковой керамики $YBa_2Cu_3O_6$ мессбауэровский спектр также представляет собой одиночную линию в, но ее ширина заметно возрастает (см. рисунок и таблицу). Этот спектр также отвечает центрам $^{133}Cs^+$ в узлах бария, значения e^2qQ для них приведены в таблице.

Из экспериментальных значений eq по соотношению $eq = (1 - \gamma) eq_{\text{кр}}$ (γ — коэффициент Штернхеймера для Cs^+ , $\gamma = -121.3$ [11]) были получены значения $eq_{\text{кр}}$, которые могут быть сравнены с результатами теоретических расчетов $eq_{\text{кр}}$ [12]. Как видно из таблицы, переход от ромбической к тетрагональной модификации $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ сопровождается возрастанием $eq_{\text{кр}}$, причем имеется качественное согласие между экспериментально определенными и расчетными значениями $eq_{\text{кр}}$, хотя количественного согласия нет. В качестве иллюстрации на рисунке, в штрихом показан теоретический мессбауэровский спектр для образца $YBa_2Cu_3O_6$, причем для расчета использовалось значение $eq_{\text{кр}}$, приведенное в [12]. Видно, что в отличие от экспериментального для теоретического спектра наблюдаются отчетливая структура и значительное уширение. Мы полагаем, что расхождение экспериментальных и расчетных значений $eq_{\text{кр}}$ объясняется несовершенством моделей, используемых для расчета $eq_{\text{кр}}$.

- [1] Brinkmann D. // Physica C. 1988. V. 153—155. P. 737—738.
 [2] Bottyan L., Molnar B., Nagy D. L., Szucz I. S., Toth J., Dengler J., Ritter G., Schober J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 16. P. 11373—11381.
 [3] Zhang H., Wang G. M., Zhang Q. R. // Phys. Lett. A. 1989. V. 138. N 9. P. 517—522.
 [4] Мастеров В. Ф., Насрединов Ф. С., Серегин П. П. // Сверхпроводимость: физика, химия, технология. 1990. Т. 3. N 3.
 [5] Stadnik Z. M., Stroink G., Dunlap R. A. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 13. P. 9108—9112.
 [6] Alp E. E., Soderholm L., Shenoy G. K., Hinks D. C., Cappone D. W., Zhang H. K., Dunlap B. D. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8910—8913.
 [7] Hodges J. A., Imbert P., Marimon da Cunha J. B., Hammann J., Vincent E., Sanchez J. P. // Physica C. 1988. V. 156. N 1. P. 143—156.
 [8] Hodges J. A., Imbert P., Marimon de Cunha J. B., Sanchez J. P. // Physica C. 1989. V. 160. N 1. P. 49—54.
 [9] Gubbens P. C. M. // J. Magn. and Magn. Mater. 1988. V. 76—77. P. 615—616.
 [10] Hodges J. A. e. a. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 9. P. 1209—1211.
 [11] Dezzi I., Pattyn H., Verbiest E., van Rossum M. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 10. P. 6321—6324.
 [12] Lyubutin I. S., Terziev V. G., Dmitrieva T. V., Gor'kov V. P. // Phys. Lett. A. 1989. V. 137. N 3. P. 144—148.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
24 апреля 1990 г.

УДК 548.0.539.3 : 5

© Физика твердого тела, том, 32, № 11, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПРИМЕСИ НА СКОРОСТНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ NaCl : Ca

Ю. С. Боярская, Р. П. Житару, Н. А. Палистрант

На кристаллах NaCl, легированных двухвалентными катионными примесями, обнаружен аномальный ход скоростной зависимости предела текучести $\tau_{тек}$ [1, 2] и высказано предположение, что это явление связано с разбием примесных комплексов движущимися дислокациями (повидимому, эти комплексы являются более сильными препятствиями для движения дислокаций, чем вновь возникающие, более мелкие дефекты; в результате происходит разупрочнение кристалла, т. е. уменьшение $\tau_{тек}$). Если это предположение справедливо, то на кристаллах, подвергнутых специальной термообработке, приводящей к разрушению примесных агрегатов и преципитатов, следует ожидать отсутствия аномального поведения $\tau_{тек}$.

Влияние закалки на предел текучести кристаллов NaCl : Ca,
деформированных при 100 °С

$\dot{\epsilon}$, с ⁻¹	$C = 3.65 \cdot 10^{-2}$ мол.%		$C = 1.6 \cdot 10^{-1}$ мол.%	
	$\Delta\tau_{тек}$, кг/мм ²	$\Delta\tau_{тек}/\tau_{тек}^0$, %	$\Delta\tau_{тек}$, кг/мм ²	$\Delta\tau_{тек}/\tau_{тек}^0$, %
$1.66 \cdot 10^{-5}$	-0.26	26.5	-0.88	58.6
$6.6 \cdot 10^{-5}$	0.6	63.7	-0.22	14.4
$3.4 \cdot 10^{-4}$	0.52	53.0	-0.31	20.8
$1.66 \cdot 10^{-3}$	0.45	45.0	-0.1	7.3
$33.4 \cdot 10^{-3}$	0.9	100.0	0.36	30.5