

Здесь  $e$  — заряд электрона,  $z$  — кратность заряда кислородного иона. При расчетах положим  $z=2$ , имея в виду оценить  $T_c$  сверху.

Подставляя (6) и (7) в (5), находим  $T_c$  численным интегрированием. При этом  $p_F$  берем из холловских измерений [5],  $p_F a = 1.73$ . На рисунке представлены соответствующие результаты для  $T_c$  как функций от  $\epsilon_0$  с электронными массами  $m/m_0 = 1$  и 10 и тремя значениями ширины слоя  $\lambda = d/h = 0, 1/2, 1$ .

Сделанные оценки показывают, что максимальные значения  $T_c$ , которые можно получить, варьируя основные параметры модели при заданной геометрии решетки, существенно меньше наблюдаемых на опыте. Главным образом это связано с большими межатомными расстояниями ( $a$  и  $h$  много больше атомной единицы длины).

Авторы благодарны Ю. Кагану и В. А. Соменкову за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Batlogg B., Kourouklis G., Weber W., Cava R. J., Jayaraman A., White A. E., Short K. T., Rupp L. W., Rietman E. A. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, N 8, p. 912—914.
- [2] Paul D. M., Balakrishnan G., Bernhoeft N. R., David W. I. F., Harrison W. T. A. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 19, p. 1976—1978.
- [3] Jorgensen J. D., Schluttler H. B., Hinks D. G., Capone D. W., Zhang K., Brodsky M. B., Scalapino D. J. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 10, p. 1024—1027.
- [4] Козлов А. Н., Дубовский Л. Б. ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 6, с. 2224—2234.
- [5] Suzuki M., Murakami T. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, p. L524—L525.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова  
Москва

Поступило в Редакцию  
2 декабря 1987 г.

УДК 535.375.5+539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

## ЛОКАЛЬНАЯ АНИЗОТРОПИЯ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ: $^{119}\text{Sn}$ В $\text{CeSn}_3$ И $\text{CeIn}_3$

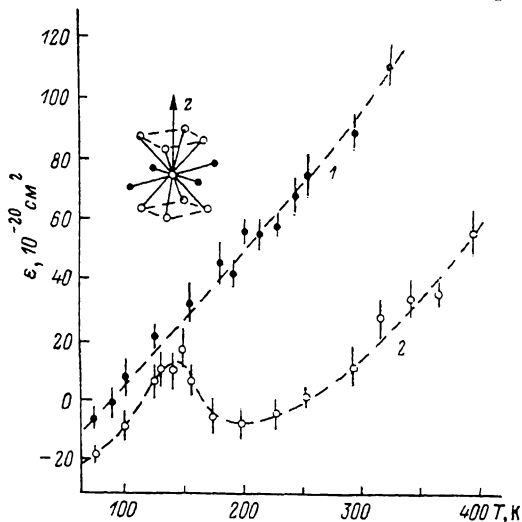
Н. Н. Делягин, В. И. Нестеров

В кристаллах с кубической пространственной симметрией фактор Дебая—Валлера и вероятность эффекта Мёссбауэра изотропны. Это исключает возможности существования в таких кристаллах локальной анизотропии колебаний атомов в тех случаях, когда точечная симметрия какого-либо из узлов решетки ниже кубической. Для такого узла можно ожидать асимметричного распределения электронной плотности и, как следствие, зависимости силовых констант от направления относительно локальных осей симметрии. Анизотропию колебаний такого типа в кубических кристаллах нельзя наблюдать традиционными методами. Для ее обнаружения необходима взаимосвязь динамики атомов с каким-либо другим свойством, которое зависит от направления относительно локальных осей, но не чувствительно к пространственному усреднению, связанному с кубической симметрией кристалла в целом. Таким свойством является сверхтонкое электрическое квадрупольное взаимодействие при условии, что для наблюдения квадрупольного взаимодействия используется эффект Мёссбауэра.

В данной работе сообщается о первом наблюдении локальной анизотропии колебаний атомов в кубических кристаллах методом мёссбауэровской спектроскопии. Локальная несферичность электронной плот-

ности вызывает отличный от нуля градиент электрического поля (ГЭП) в области ядра и квадрупольное расщепление мёссбауэровской линии. При этом вероятность эффекта Мёссбауэра становится зависящей от направления вылета  $\gamma$ -кванта относительно осей тензора ГЭП (которые одновременно являются и осями тензора силовых констант). Взаимосвязь углового распределения интенсивностей компонент квадрупольного дублета и угловой зависимости вероятности эффекта Мёссбауэра вызывает асимметрию интенсивностей компонент дублета, причем эта асимметрия не исчезает при пространственном усреднении (эффект Гольданского—Карягина [1]). Для изотопа  $^{119}\text{Sn}$ , который использовался в данной работе, разность квадратов амплитуд колебаний атома для двух направлений относительно локальных осей определяется непосредственно из отношения интенсивностей компонент дублета [1, 2].

Спектры резонансного поглощения 23.9 кэВ  $\gamma$ -излучения  $^{119}\text{Sn}$  были измерены в диапазоне температур 77—400 К для интерметаллидов  $\text{CeSn}_3$ .



Температурные зависимости параметра анизотропии колебаний  $\epsilon$  для атомов Sn в  $\text{CeSn}_3$  (1) и  $\text{CeIn}_3$  (2).

Штриховые линии проведены для наглядности. Слева сверху показано ближее окружение атома Sn (атомы Ce — темные кружки, атомы Sn или In — светлые кружки); ось  $z$  — ось симметрии градиента электрического поля.

и  $\text{CeIn}_{2.97}\text{Sn}_{0.03}$ . Соединения имеют кубическую структуру типа  $\text{AuCu}_3$ . Атом Sn имеет 12 ближайших соседей (4 атома Ce и 8 атомов Sn или In, см. рисунок), причем 4 атома Ce расположены в одной плоскости. Сильное взаимодействие Ce—Sn создает несферичность распределения плотности валентных электронов, что приводит к возникновению аксиально-симметричного ГЭП и анизотропии силового взаимодействия. Анизотропия колебаний характеризуется параметром  $\epsilon = \langle z^2 \rangle - \langle x^2 \rangle$ , где  $\langle z^2 \rangle$  и  $\langle x^2 \rangle$  — средние значения квадратов смещения атома Sn соответственно вдоль оси симметрии (ось  $z$  на рисунке) и в плоскости, перпендикулярной этой оси. Расчет величин  $\epsilon$  из наблюдаемых значений асимметрии компонент дублета проводился с помощью формул, полученных в [2]. При 77 К квадрупольное расщепление мёссбауэровской линии равно 1.10 (3) мм/с в  $\text{CeSn}_3$  и 1.37 (2) мм/с в  $\text{CeIn}_3$ ; изомерные сдвиги равны соответственно 2.54 (2) и 2.37 (1) мм/с.

Измеренные температурные зависимости параметра анизотропии  $\epsilon$  показаны на рисунке. Для  $\text{CeSn}_3$  параметр анизотропии монотонно возрастает при повышении температуры. Интересным является поведение  $\epsilon$  для примесных атомов Sn в  $\text{CeIn}_3$ . В этом случае наблюдается инверсия знака анизотропии при  $\sim 120$  К и локальный максимум анизотропии при  $\sim 140$  К. Температурная зависимость вероятности эффекта Мёссбауэра

в  $\text{CeSn}_3$  соответствует эффективной дебаевской температуре 189 (7) К. В дебаевском приближении мы нашли, что для  $\text{CeSn}_3$  при 295 К отношение  $\langle z \rangle / \langle x \rangle \approx 1.6$ . Локальная анизотропия колебаний в кубических кристаллах  $\text{CeSn}_3$  и  $\text{CeIn}_3$  сравнима с анизотропией колебаний в анизотропных некубических кристаллах.

Наличие узлов с некубической точечной симметрией характерно для ряда структурных типов с кубической пространственной симметрией. Метод мёссбауэровской спектроскопии дает возможность получить новую информацию о динамике атомов в таких кристаллах. Теоретические расчеты динамики атомов в таких системах могли бы представить значительный интерес.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Гольдманский В. И., Городинский Г. М., Карягин С. В., Корытко Л. А. и др. ДАН СССР, 1962, т. 147, № 1, с. 127—130; Карягин С. В. ДАН СССР, 1963, т. 148, № 5, с. 1102—1105.  
[2] Shenoy G. K., Friedt J. M. Nucl. Instr. Meth., 1976, vol. 136, N 2, p. 569—574.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова  
НИИЯФ  
Москва

Поступило в Редакцию  
2 декабря 1987 г.

УДК 539.12.043

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

## ОСОБЕННОСТИ НАКОПЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ПРИ ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В. Я. Арбузов, А. В. Кружалов, В. П. Коробейников,  
А. Л. Крымов, Б. В. Шульгин, В. М. Скориков

Для кристаллов германозвлинита  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO), известных в качестве эффективных сцинтилляторов [1-3], актуальными остаются вопросы накопления радиационных дефектов и их влияния на световыход. В настоящей работе эти вопросы рассмотрены с использованием методик обратного рассеяния и каналирования протонов [4, 5].

Монокристалл BGO размером  $5 \times 5 \times 1$  мм облучали в направлении кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$  протонами ( $E_p = 600$  кэВ, диаметр пучка 0.5 мм, расходимость не хуже  $0.05^\circ$ , плотность тока  $0.01$ — $0.1$  мкА/см<sup>2</sup>,  $T = 300$  К). Для 30 различных значений флюенсов протонов в диапазоне  $\Phi = 10^{13}$ — $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> измеряли спектр обратного рассеяния протонов при каналировании вдоль направления  $\langle 111 \rangle$  и одновременно регистрировали величину световыхода  $L(\Phi)$ .

Степень радиационного повреждения BGO оценивали с помощью параметра  $\chi_{\min}(\Phi)$ , представляющего собой нормированный выход обратно-рассеянных протонов в режиме каналирования и несущего информацию об интегральной дефектности кристалла без разделения вкладов от различных типов дефектов. Несмотря на то что параметр  $\chi_{\min}$  определялся по числу протонов, рассеянных только атомами висмута в слое толщиной 0.1 мкм, изменение этого параметра в силу аддитивного вклада различных дефектов в процессе деканалирования отражает в той или иной степени разупорядочение всех подрешеток кристалла.

Из рисунка видно, что изменение  $\chi_{\min}$  в диапазоне  $\Phi = 1 \cdot 10^{13}$ — $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> происходит с различной скоростью и немонотонно: до  $\Phi \cong \cong 1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> (область I)  $\chi_{\min}$  увеличивается незначительно; при  $\Phi =$