

*Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 6, стр. 320 – 323*

*20 марта 1972 г.*

## **ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЯДЕРНОГО И ЭЛЕКТРОННОГО РАССЕЯНИЯ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ**

*А. Н. Артемьев, В. В. Скляревский, Г. В. Смирнов,*

*Е. П. Степанов*

В прежних исследованиях интерференционных явлений при дифракции резонансных  $\gamma$ -лучей [ 1 – 4 ] не наблюдались особенности, связанные с существованием резкой поляризационной зависимости резонансного ядерного рассеяния. В настоящей работе были созданы такие условия, в которых эта зависимость ярко проявилась, в частности, в том, что в одном мессбауэровском спектре различные интерференционные линии имеют разные направления асимметрии.

Эксперимент проводился при комнатной температуре на мессбауэровском дифрактометре [ 5 ]. Пучок  $\gamma$ -лучей расходимостью  $1^\circ$  от ис-

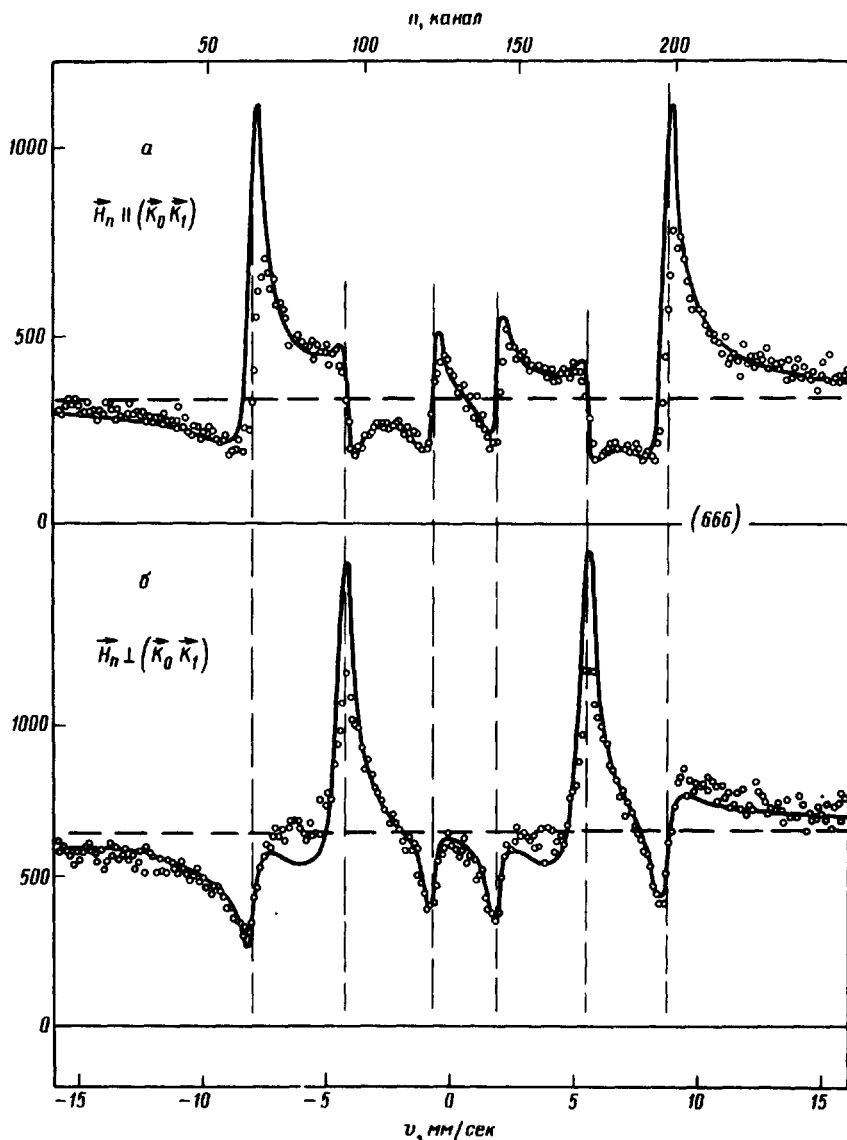


Рис. 1. Мессбауэровские спектры, измеренные при брегговском отражении  $14,4 \text{ кэВ}$   $\gamma$ -лучей  $\text{Fe}^{57}$  от плоскостей (666) монокристалла  $\alpha = \text{Fe}_2\text{O}_3$  (85%  $\text{Fe}^{57}$ ). Вертикальными линиями обозначены положения резонансов, определенные в опыте по пропусканию: *a* – магнитное поле на ядрах железа лежит в плоскости рассеяния ( $\vec{H}_n \parallel (\vec{K}_0 \vec{K}_1)$ , где  $\vec{K}_0$  и  $\vec{K}_1$  – волновые векторы падающего и рассеянного излучения); *б* – магнитное поле на ядрах железа перпендикулярно плоскости рассеяния

точника  $\text{Co}^{57}$  в  $\text{Cr}$  (100  $\mu\text{кюри}$ ) падал на монокристалл  $\alpha = \text{Fe}_2\text{O}_3$ , установленный в положение симметричного брегговского отражения (666);  $2\theta_B = 69^\circ$ . Кристалл находился в магнитном поле  $\sim 1 \text{ кэ}$ , которое в разных экспериментах ориентировало магнитные поля на ядрах железа в плоскости рассеяния или перпендикулярно ей. Источник дви-

гался с постоянным ускорением, информация накапливалась в многоканальном анализаторе. Результаты измерений представлены на рисунке. Видно, что линии спектров имеют ярко выраженную дисперсионную форму, характерную для интерференции ядерного резонансного и релеевского рассеяния, причем направление асимметрии линий 2 и 5 (рис. а) противоположно направлению асимметрии остальных линий. Эта особенность спектра обусловлена, в частности, зависимостью амплитуды когерентного ядерного рассеяния элементарной ячейкой кристалла от ориентации магнитного поля и  $\Delta m$  ядерного перехода.

В нашем случае эта амплитуда пропорциональна величине

$$P = \frac{1}{2} (1 - \delta_{\Delta m, 0}) (\mathbf{h}_0 \cdot \mathbf{h}_1) + \left(-\frac{1}{2}\right)^{|\Delta m|} (\mathbf{h}_0 \cdot \mathbf{n})(\mathbf{h}_1 \cdot \mathbf{n}).$$

Здесь  $\mathbf{h}_0$  и  $\mathbf{h}_1$  – векторы поляризации магнитного поля падающей и рассеянной волн,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор в направлении магнитного поля на ядре железа. Значения  $P$  для  $\pi$  и  $\sigma$  поляризаций падающего излучения для различных ориентаций магнитного поля на ядре железа  $\mathbf{H}_n$  приведены в таблице. Из таблицы видно, что для переходов  $\Delta m = 0$

	$\mathbf{H}_n \parallel (\mathbf{K}_0 \mathbf{K}_1)$		$\mathbf{H}_n \perp (\mathbf{K}_0 \mathbf{K}_1)$	
	$\Delta m = 0$	$\Delta m = \pm 1$	$\Delta m = 0$	$\Delta m = \pm 1$
$\pi$	0	1/2	1/2	0
$\sigma$	$-\frac{1}{2} \sin^2 \theta$	$\frac{1}{2} \cos^2 \theta$	0	$\frac{1}{2} \cos 2\theta$

при обеих ориентациях магнитного поля вклад в рассеянное излучение дает лишь одна из поляризаций. То обстоятельство, что при  $\mathbf{H}_n \parallel (\mathbf{K}_0 \mathbf{K}_1)$  величина  $P(\sigma)$  отрицательна, обуславливает инверсию интерференционных кривых, соответствующих переходам  $\Delta m = 0$  (рис. а). При  $\mathbf{H}_n \perp (\mathbf{K}_0 \mathbf{K}_1)$  величины  $P$  для обеих поляризаций имеют одинаковые знаки (или просто равняются нулю). В этом случае все интерференционные кривые имеют одно направление асимметрии (рис. б). Сплошные кривые рассчитаны по динамической теории взаимодействия резонансных  $u$ -квантов с идеальными кристаллами [6], модифицированной для случая рассеивателя, обладающего сверхтонким расщеплением. Наблюдаемые различия между теорией и экспериментом, по-видимому, обусловлены неполной идеальностью кристалла. Действительно, при возникновении мозаичности увеличивается эффективная глубина проникновения излучения в кристалл и пики "подсаживаются" за счет возросшего ядерного поглощения.

В заключение отметим, что полученные нами результаты позволяют непосредственно определить фазу исследованного отражения аналогично тому, как это было продемонстрировано для кристалла  $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$  в работе [7].

Авторы благодарят И.П.Перстнева за полезные обсуждения и расчеты теоретических кривых.

Поступила в редакцию  
7 февраля 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] S.Bernstein, E.C.Campbell. Phys. Rev., 132, 1625, 1963.
  - [ 2 ] P.I.Black, D.E.Evans, D.A.O'Connor. Proc. Phys. Soc., A270, 168, 1962.
  - [ 3 ] P.I.Black, G.Longworth, D.A.O'Connor. Proc. Phys. Soc., 83, 925, 1964.
  - [ 4 ] В.К. Войтовецкий И.Л. Корсунский, А.И.Новиков, Ю.Ф.Пажин. ЖЭТФ, 54, 1361, 1968.
  - [ 5 ] А.Н.Артемьев, К.П.Алешин, Р.М.Мирзабабаев, В.В.Скляревский, Г.В.Смирнов, Е.П.Степанов. ПТЭ , №6, 1971.
  - [ 6 ] А.М.Афанасьев, Ю.Каган, И.П.Перстнев. ЖЭТФ, 54, 1530, 1968.
  - [ 7 ] F.Parak, R.L.Mössbauer et al Z. Phys. B-244, 456, 1971.
-