

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ЭФФЕКТА
ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ
МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ
КРИСТАЛЛЕ ГЕМАТИТА**

В.Г.Лабушкин, С.Н.Иванов, Г.В.Чечин

Экспериментально наблюдалось явление двулучепреломления поляризованных мессбауэровских гамма-квантов при прохождении через антиферромагнитный кристалл гематита, обусловленное ядерным механизмом взаимодействия гамма-квантов с веществом.

Согласно теоретическим представлениям, развитым в ряде работ [1 – 3], при прохождении мессбауэровского излучения через кристаллы необходимо учитывать, что прошедшая волна представляет собой суперпозицию волны, не претерпевшей рассеяния, и волны, когерентно рассеянной вперед. Из теоретических работ по мессбауэровской оптике следует существование эффектов двойного лучепреломления и вращения плоскости поляризации. Эти эффекты были экспериментально исследованы только на ферромагнитных структурах авторами [4, 5].

В настоящей работе впервые проведено экспериментальное исследование методами мессбауэровской оптики эффекта двулучепреломления в антиферромагнитном монокристалле гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) ниже температуры Морина ($T = 260^\circ\text{K}$), где слабый ферромагнитизм, присущий кристаллу при комнатных температурах, исчезает, а антиферромагнитная ось [111] ориентируется перпендикулярно поверхности кристалла.

Теория мессбауэровской оптики показывает, что показатель преломления (его действительная и мнимая часть) зависит от структуры кристалла и его ориентации относительно падающего пучка излучения. Для случая антиферромагнетика с полностью разрешенным зеемановским расщеплением мессбауэровской линии показатели преломления

собственных волн вблизи отдельной линии будут иметь следующий вид (для ядерного перехода $\Delta m = 0$):

$$\kappa_1 = 1$$

$$\kappa_2 = 1 + \frac{2\pi N a_0 \Gamma e^{-z(k)} n}{k^3 (E_\gamma - E_0 + (i\Gamma/2)) (1 + \alpha)} \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где N – число элементарных ячеек в единице объема кристалла, a_0 – безразмерный множитель, зависящий от концентрации мессбауэровского изотопа и магнитных квантовых чисел ядерного перехода, Γ – ширина мессбауэровского уровня, $e^{-z(k)}$ – фактор Лэмба – Мессбауэра, n – число мессбауэровских ядер в элементарной ячейке, θ – угол между волновым вектором γ -кванта k и антиферромагнитной осью, E_γ – энергия гамма-кванта, E_0 – энергия мессбауэровского перехода, α – коэффициент внутренней конверсии [3]. Из (1) следует, что для ядерного перехода $\Delta m = 0$ одна собственная волна не взаимодействует с ядрами кристалла ($\kappa_1 = 1$), а ядерное взаимодействие другой зависит от угла падения излучения на кристалл (показатель преломления κ_1 имеет волна, линейно-поляризованная в плоскости $(k, [111])$, а показатель преломления κ_2 соответствует волне, поляризованной в перпендикулярном направлении).

Различие мнимых частей показателя преломления можно определить путем измерения интенсивности излучения, прошедшего через кристалл для двух линейных поляризаций, совпадающих с поляризациями собственных волн в кристалле.

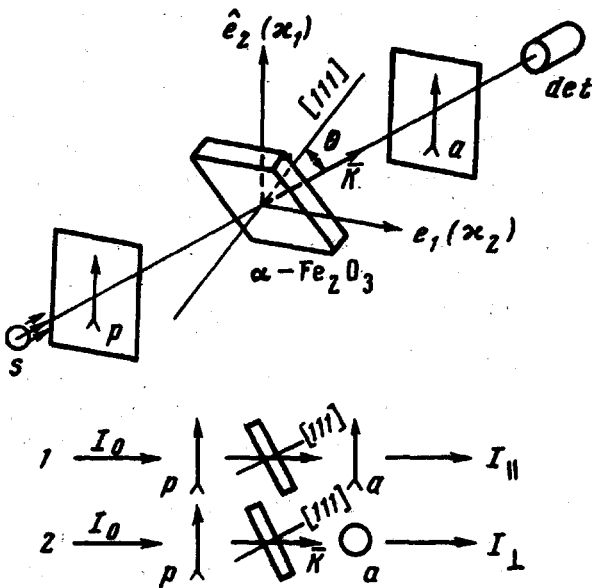


Схема эксперимента

На рис. 1 приведена схема эксперимента. Линейно-поляризованные с помощью поляризатора P гамма-кванты из мессбауэровского источника (Co^{57} в матрице хрома) падали на искусственно выращенный монокристалл гематита со степенью обогащения по изотопу $Fe^{57} \sim 85\%$.

Ось кристалла [111] составляла угол θ с направлением падающего излучения. После прохождения через монокристалл гамма-излучение проходило через анализатор, служащий для определения степени поляризации излучения и регистрировалось детектором излучения *det*, входящим в состав мессбауэровского спектрометра, работающего в режиме постоянных скоростей. Система охлаждения (на рисунке не показана) позволяла создавать на монокристалле гематита температуру ниже температуры Морина.

Поляризатор и анализатор представляли собой тонкие слои напыленного на бериллиевые подложки изотопа Fe^{57} , помещенные в поля постоянных магнитов, и позволяли получать и анализировать линейно-поляризованное мессбауэровское излучение. Принципиальная схема установки, содержащей поляризатор, исследуемый кристалл и анализатор, была аналогична схемам соответствующих установок классической оптики и предусматривала возможность поворота анализатора относительно поляризатора.

Источник мессбауэровских гамма-квантов приводился в движение с постоянной скоростью таким образом, что линия испускания источника совпадала с линией $\Delta m = 0$ (в отрицательном диапазоне скоростей) в спектре резонансного поглощения ядрами Fe^{57} в поляризаторе (анализаторе) и отличалась на величину $\Delta E \approx 2 \Gamma$ от линии $\Delta m = 0$ в спектре поглощения гематита E_0 .

При проведении экспериментов поляризатор устанавливался так, что падающее на монокристалл гематита излучение было линейно-поляризованным вдоль векторов $\hat{e}_2(\kappa_1)$ и $\hat{e}_1(\kappa_2)$ (где $\hat{e}_2(\kappa_1)$ и $\hat{e}_1(\kappa_2)$ — направления поляризации собственных волн в монокристалле гематита).

Проводились измерения интенсивности прошедшего через систему поляризатор — монокристалл гематита — анализатор излучения при двух положениях анализатора, показанных на рис. 1. Измерялась величина $I_{\kappa} = [(I_{\parallel} - I_{\perp}) / I_{\perp}] \cdot 100\%$ для значений углов $\theta = 0$ и $\theta = 20$. Результаты измерений приведены в таблице.

| θ | $I_{\kappa_1}, \%$ | $I_{\kappa_2}, \%$ |
|----------|--------------------|--------------------|
| 0 | $5,10 \pm 0,20$ | $4,90 \pm 0,16$ |
| 20 | $5,10 \pm 0,19$ | $3,70 \pm 0,18$ |

Полученные результаты свидетельствуют о том, что волна с поляризацией вдоль $\hat{e}_2(\kappa_1)$ взаимодействует с кристаллом слабее, чем волна с поляризацией вдоль $\hat{e}_1(\kappa_2)$, что аналогично явлению двулучепреломления в оптике и находится в согласии с теоретическими представлениями.

Отношение $(I_{\kappa_2}(\theta) / I_{\kappa_1}(\theta)) = \exp\{-\mu(\theta)(h / \cos \theta)\}$, (2) где h — толщина кристалла, связывает экспериментально полученные значения величин $I_{\kappa_1}(\theta)$ и $I_{\kappa_2}(\theta)$ с коэффициентом ядерного поглощения $\mu(\theta)$ мессбауэровского излучения, поляризованного вдоль $\hat{e}_1(\kappa_2)$.

Из (1) для $\mu(\theta)$ имеем

$$\mu(\theta) = \text{Im} \langle k k_2 \rangle. \quad (3)$$

Подставив в (2) значения I_{k_2} и I_{k_1} из таблицы при значении угла наклона кристалла $\theta = 20^\circ$, находим:

$$\mu_{\text{эксп}}(\theta) / \sin^2 \theta = (240 \pm 60) \text{ см}^{-1}. \quad (4)$$

Расчет коэффициента поглощения $\mu_{\text{теор}}$, проведенный на основе соотношения (3), дает значение $\mu_{\text{теор}} / \sin^2 \theta = 235 \text{ см}^{-1}$, что находится в хорошем согласии с экспериментально полученным значением этой величины.

Отметим, что измерения, аналогичные выполненным в настоящей работе, могут быть использованы для нахождения фактора Лэмба – Мессбауэра в исследуемом образце. Действительно, выражение (3) не зависит от фактора Лэмба – Мессбауэра источника, а непосредственно связывает экспериментально измеряемое отношение интенсивностей (2) с фактором Лэмба – Мессбауэра для исследуемого кристалла.

В заключение выражаем благодарность В.А.Белякову за постановку задачи и постоянное внимание к работе и Ю.М.Айвазяну – за плодотворное обсуждение результатов.

Литература

- [1] M.Blume. Phys. Rev., 171, 417, 1968.
- [2] R.M.Housley. Phys. Rev., 178, 514, 1969.
- [3] Ю.М.Айвазян, В.А.Беляков. ФТТ, 13, 968, 1971.
- [4] R.M.Housley, U.Grant. Phys. Rev., 171, 480, 1968.
- [5] P.Imbert. Le. J. de Physique, 27, 429, 1966.