О ПРЯМОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ СТРУКТУРЫ, ОБРАЗУЕМОЙ МАГНИТНЫМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ НА ЯДРАХ, ИМЕЮЩИХ МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИЗОТОПЫ

В.А.Беляков, Ю.М.Айвазян

В настоящей работе показано, что характер интерференции при мёссбауэровском рассеянии γ-квантов на кристалле зависит от структуры, образуемой кристаллическими магнитными полями на ядрах мёссбауэровского изотопа и тем самым зависит от магнитной структуры кристалла. Анализ картины дифракции и поляризации мёссбауэровского излучения в брегговских максимумах позволяет определить структуру, образуемую магнитными полями в узлах кристаллической решетки, содержащих мёссбауэровские ядра. Физическая причина влияния магнитной структуры на характер мёссбауэровского рассеяния заключается в зависимости амплитуды мёссбауэровского рассеяния от направления магнитного поля на рассеивающем ядре.

Пусть монохроматический пучок γ-квантов упруго резонансно рассеивается на монокристалле, содержащем мёссбауэровский изотоп, и пусть магнитное упорядочение в кристалле создает магнитные поля на ядрах, достаточные для расщепления мёссбауэровского излучения на отдельные зеемановские компоненты. Будем считать кристалл идеальным, содержание мёссбауэровского изотопа 100%, ядра имеющими нулевой спин в основном состоянии и жестко закрепленными в узлах кристалла. Сделанные допущения означают, что упругое рассеяние полностью когерентно и что мёссбауэровский фактор $f = 1$. Полагая также кристалл достаточно тонким, будем пренебрегать экстинкцией. В случае полностью поляризованного пучка первичных γ-квантов, поляризация которого задается вектором поляризации $\mathbf{n}$, сечение упругого резонансного рассеяния, отвечающее конечной поляризации, описываемой вектором поляризации n', имеет вид

$$\frac{d\sigma(\mathbf{k},\ \mathbf{n};\ \mathbf{k}'\mathbf{n}')}{d\Omega_{\mathbf{k}'}} = A \left| \sum_m f_m(\mathbf{k},\ \mathbf{n};\ \mathbf{H}_m;\ \mathbf{k}',\ \mathbf{n}') e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_m} \right|^2,$$

где $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$ – волновые векторы исходного и рассеянного γ-квантов, соответственно, $\mathbf{H}_m$ – магнитное поле на ядре, находящемся в m-ом узле решетки, f_m – амплитуда мёссбауэровского рассеяния γ-кванта для

m-го узла, а A–несущественный для дальнейшего множитель. Суммирование в (1) проводится по узлам, содержащим мёссбауэровский изотоп. Выражение (1) известным образом преобразуется к виду

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A' \left| \sum_m f_m e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_m} \right|^2 \sum_\tau \delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}'-\tau), \qquad (2)$$

где $\tau = 2\pi\mathbf{b}$, $\mathbf{b}$ – вектор обратной решетки кристалла, а A' – величина, отличающаяся только множителем от A в выражении (1). Теперь m в выражении (2) обозначает индекс суммирования по узлам, содержащим ядра мёссбауэровского изотопа, в пределах одной элементарной ячейки кристалла, $\mathbf{r}_m$ – вектор, определяющий положение m-го узла. Остановимся на случае, когда магнитные поля на мёссбауэровских ядрах могут отличаться только направлением, т.е. $|\mathbf{H}_m|$ не зависит от m. Если бы амплитуда f_m не зависела от направления магнитного поля, как это имеет место для рассеяния рентгеновских лучей, то независимо от того, существует или нет упорядочение магнитных полей на ядрах, дифракционная картина, описываемая выражением (2), определялась бы элементарной ячейкой кристаллической структуры. При наличии упорядочения магнитных полей на ядрах с периодом, отличным от кристаллического, вследствии зависимости f_m от направления магнитного поля, формула (2) дает дополнительные интерференционные максимумы, соответствующие магнитному упорядочению. Отметим, что положение этих максимумов не совпадает с положением максимумов релеевского рассеяния.

Выпишем теперь явный вид амплитуды мёссбауэровского рассеяния на ядре, помещенном в магнитное поле, для случая расщепленной линии рассеивателя. Используя результаты работ [1, 2], амплитуду упругого мёссбауэровского рассеяния запишем в виде

$$f(\mathbf{n}, \mathbf{k}; \mathbf{H}; \mathbf{n}', \mathbf{k}') = C\,(\mathbf{n}^*\mathbf{n}_0)(\mathbf{n}'\mathbf{n}_0'^*)\sqrt{I \cdot I'}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{n}_0$ и $\mathbf{n}_0'$ векторы поляризации γ-квантов с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ испускаемых рассеивающим ядром, находящимся в поле $\mathbf{H}$ в переходе обратном поглощающему, I, I' – интенсивности излучения соответствующих γ-квантов, C – несущественный для нас фактор. Зависимость правой части выражения (3) от $\mathbf{H}$ входит через $\mathbf{n}_0$, $\mathbf{n}_0'$, I, I'. В брегговском максимуме с помощью (2) и (3) для вектора поляризации

γ-кванта, рассеянного кристаллом чисто мёссбауэровским образом, получим

$$\mathbf{n}' = \frac{\sum\limits_m \mathbf{n}'_{m0}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}^*_{m0})\sqrt{l_m l'_m}\, e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_m}}{\left|\sum\limits_m \mathbf{n}'_{m0}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}^*_{m0})\sqrt{l_m l'_m}\, e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_m}\right|} . \qquad (4)$$

Обозначения в (4) те же, что и в формулах (1) – (3), а индекс m выделяет величины, относящиеся к m-ому направлению магнитного поля. Как следует из (4), информация о магнитном упорядочении содержится и в поляризации рассеянного излучения. При рассеянии неполяризованного пучка поляризационная матрица плотности рассеянного излучения может быть получена из (4) путем соответствующего усреднения.

Остановимся на мёссбауэровском рассеянии γ-излучения кристаллом, в котором существует антиферромагнитное упорядочение магнитных полей на мёссбауэровских ядрах (например, коллинеарный антиферромагнетик). В этом случае формула (2) для сечения рассеяния примет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A\left| f_\uparrow + f_\downarrow\, e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')(\mathbf{r}_\downarrow - \mathbf{r}_\uparrow)}\right|^2 \sum_\tau \delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}'-\tau) , \qquad (5)$$

где τ – вектор обратной решетки магнитной структуры, а индексы ($\uparrow,\downarrow$) введены, так как в этом случае существуют только два взаимно противоположных неэквивалентных направления магнитного поля на мёссбауэровских изотопах. Для вектора поляризации рассеянного излучения в пренебрежении релеевским рассеянием из выражения (5) (см. 2, 3) можно получить:

$$\mathbf{n}' = \frac{\mathbf{n}'_0(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}^*_0) \mp \mathbf{n}'^*_0(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}_0)}{\left|\mathbf{n}'_0(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}^*_0) \mp \mathbf{n}'^*_0(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}_0)\right|} , \qquad (6)$$

где верхний знак относится к чисто магнитным максимумам, а нижний – к кристаллическим. Выше были рассмотрены случаи полностью когерентного рассеяния. Учет факторов, приводящих к частичной некогерентности (дефекты кристалла, его тепловые колебания, отличие от нуля спина основного состояния рассеивающих ядер и т.д.), как известно, качественно не меняет приведенных результатов.

В заключение для иллюстрации рассмотренного выше примера коллинеарного антиферромагнетика приведем значения брегговских углов, при которых возникают магнитные максимумы для рассеяния мёссбауэровокого излучения с энергией 14,4 *кэв* от ^{57}Fe, на монокристалле антиферромагнетика Fe_2O_3. Первые два кристаллических максимума находятся при брегговских углах ~16 и 23°, а первые два магнитных максимума – при углах ~11 и 20°.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
физико-технических и радиотехнических
измерений

Поступило в редакцию
27 марта 1968 г.

Литература

[1] В.А.Беляков. ЖЭТФ, 54, 1162, 1968.

[2] В.А.Беляков, В.Г.Циноев, Л.А.Микаэлян. Препринт ВНИИФТРИ, 1968.