

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ
КВАДРУПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ИТТРИЕВЫХ ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ

Г.Н.Белозерский, В.Н.Гитцович, А.Н.Мурин, Ю.П.Химич, Ю.М.Яковлев

Иттриевые ферритах-гранатах (ИЖГ) являются предметом интенсивных исследований различными методами, в том числе и ЯГР [1,2]. В данной работе достаточно полно использованы характерные физические и методические особенности метода ЯГР.

В качестве поглотителей в работе использовались ориентированные срезы монокристаллов ИЖГ толщиной порядка 70 мк. Источником является Co^{57} в хrome, дающий на нашей установке электродинамического типа с поглотителем из нитропрусида натрия две совершенно симметричные линии с $\Gamma = 0,25$ мм/сек. Спектры регистрировались с помощью 400-канального анализатора, работающего во временном режиме. В каждом канале набиралось от $1,5 \times 10^5$ до 10^6 импульсов. Такая статистика вместе с машинной обработкой спектров позволяла весьма точно определять их параметры.

Известно, что в ИЖГ реализуется случай $e^2qQ \sim \mu H$. Следовательно, выражение

$$E_m = -g_{3/2} \mu_H mH + \frac{e^2qQ}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)] \frac{3\cos^2\theta - 1}{2} \quad (1)$$

для определения уровней сверхтонкой структуры (СТС) ядра в общем случае несправедливо. Наибольший интерес в этом смысле представляет спектр ЯГР монокристалла ИЖГ ориентации [100] во внешнем продольном магнитном поле H_H . Величина H_H варьировалась от 2 до 11 кэс. Полученные спектры ЯГР представляют собой суперпозицию трех "четверок", так как линии, соответствующие переходам с $\Delta m = 0$, отсутствуют. Одна из четверок соответствует атомам Fe^{57} в a и a' положениях, а две другие, обозначенные нами d_1 и d_2 , с соотношением интенсивностей 1:2 – атомам Fe^{57} в d -положениях, для которых $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ соответственно (см. рисунок).

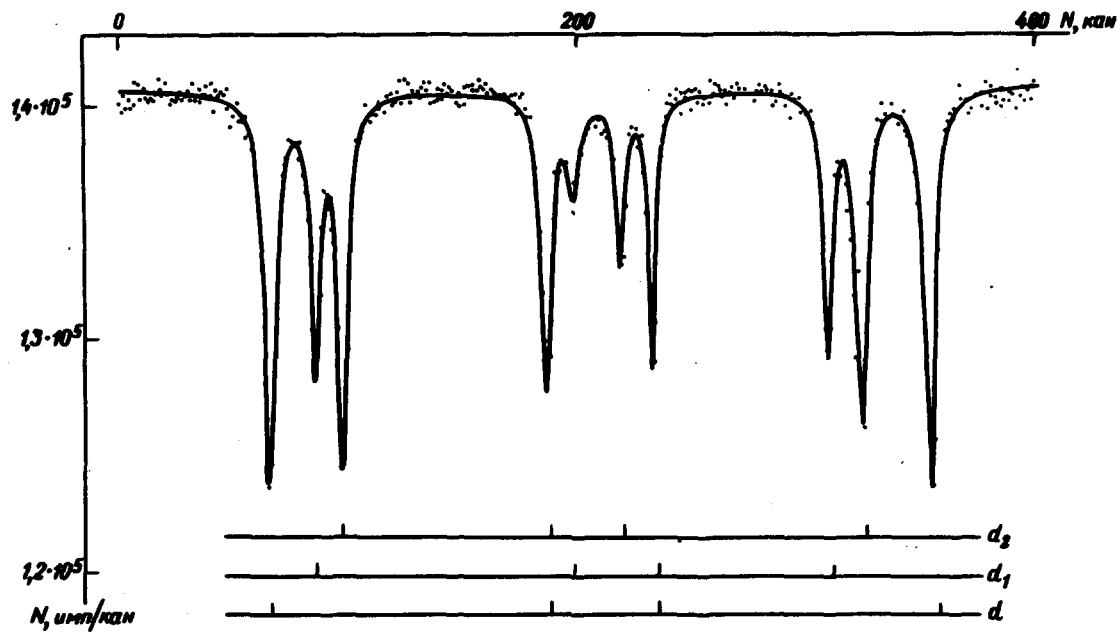
Действительно, интерпретация данного спектра в предположении справедливости формулы (1) невозможна (так как эта формула предполагает равенство всех величин $E_n(Q)$), где

$$E_n(Q) = \epsilon_n - E_n(H),$$

ϵ_n – энергия n -го уровня СТС ядра в возбужденном состоянии, $n = 1, 2, 3, 4$. $E_n(H)$ – энергия этого уровня в предположении наличия только магнитного взаимодействия. Параметры полученного спектра приведены в таблице.

	$\delta,$ мм/сек	$E_1(Q),$ мм/сек	$E_2(Q),$ мм/сек	$E_3(Q),$ мм/сек	$E_4(Q),$ мм/сек
$\theta = 0^\circ$ d_1	0,16 $\pm 0,02$	-0,515 $\pm 0,025$	+0,515 $\pm 1,025$	+0,515 $\pm 0,025$	-0,515 $\pm 0,025$
$\theta = 90^\circ$ d_2	0,16 $\pm 0,02$	+0,30 $\pm 0,02$	-0,17 $\pm 0,02$	-0,28 $\pm 0,02$	+0,16 $\pm 0,02$
Расчетные данные для d_2		+0,28 $\pm 0,02$	-0,20 $\pm 0,02$	-0,28 $\pm 0,02$	+0,20 $\pm 0,02$
$\theta = \arccos \frac{1}{\sqrt{3}}$ a и a'	0,33 $\pm 0,02$	0,015 $\pm 0,020$	0,015 $\pm 0,020$	0,015 $\pm 0,020$	0,015 $\pm 0,020$

δ – химический сдвиг относительно железа армко.



Спектр ЯГР монокристалла ИЖ1' срезанного перпендикулярно [100]. Поглотитель находится при комнатной температуре в продольном магнитном поле 11 кэс

Для расчета положений уровней СТС ядра необходимо решать секулярное уравнение с гамильтонианом

$$\hat{\mathcal{H}} = -g_{3/2} \mu_{\text{Я}} H [\hat{I}_z \cos \theta - \frac{1}{2i} (I_+ - I_-) \sin \theta] + \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} [3\hat{I}_z^2 - I(I+1)] \quad (2)$$

где $I_{\pm} = I_x \pm iI_y$, I_x, I_y, I_z — операторы проекции спина ядра. Гамильтониан получен в предположении аксиально-симметричного тензора градиента электрического поля (ГЭП) и записан в системе координат, совпадающей с системой главных осей тензора ГЭП. В интересующих нас случаях $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ секулярные уравнения соответственно имеют вид

$$(E_Q - 3E_H - \epsilon)(E_H + E_Q + \epsilon)(E_H - E_Q - \epsilon)(3E_H + E_Q - \epsilon) = 0, \quad (3)$$

$$\epsilon^4 - (10E_H^2 + 2E_Q^2)\epsilon^2 + 8E_H^2 E_Q \epsilon + (E_Q^4 + 2E_H^2 E_Q^2 + 9E_H^4) = 0, \quad (4)$$

где

$$E_H = \frac{1}{2} g_{3/2} \mu_{\text{Я}} H, \quad E_Q = \frac{1}{4} e^2 q Q.$$

Для вычисления коэффициентов секулярного уравнения использовались значения $e^2 q Q / 4 = -0,515$ мж/сек и $H = 389$ кГц, найденные из спектра d_1 , для которого $\theta = 0^\circ$, и, как следует из (3), справедливо выражение (1). В результате решения уравнения (4) были получены следующие величины ϵ_n : $\epsilon_1 = 4,382$ мж/сек, $\epsilon_2 = 1,154$ мж/сек, $\epsilon_3 = -1,648$ мж/сек, $\epsilon_4 = -3,989$ мж/сек. Отсюда легко получить, что $|E_1(Q)| = |E_3(Q)|$, $|E_2(Q)| = |E_4(Q)|$ и, как видно из таблицы, все расчетные значения $E_n(Q)$ полностью соответствуют эксперименту.

Таким образом, исходя из взятого нами гамильтониана [2], были рассчитаны уровни сверхтонкой структуры ядер Fe^{57} в d -подрешетке граната, согласие которых с экспериментальными подтверждает правильность данной модели, в которой энергии квадрупольного взаимодействия для всех уровней СТС различны. Тем самым показано, что для вычисления внутренних магнитных полей H при $E_n(Q) \neq 0$ нужно пользоваться только положениями 2 и 4 или 3 и 5 линий спектра.

Нами впервые точно измерены параметры квадрупольного взаимодействия в d -подрешетке при комнатной температуре, что обычно не удается сделать, так как в отсутствии внешнего поля для этих положений $\theta = \arccos 1/\sqrt{3}$. Градиент напряженности электрического поля в d -подрешетке при комнатной температуре $q = -2,1 \cdot 10^{24}$ см⁻³, для $Q = +0,33$ барн (3).

Определение степени "замешивания" уровней дало величину порядка нескольких процентов, поэтому дополнительные линии в спектре не наблюдались.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
29 декабря 1969 г.

Литература

- [1] C.Alff, G.K.Wertheim. Phys. Rev., 122, 1414, 1961.
- [2] I.I.Van Loef. J. Appl. Phys., 39, 1258, 1968.
- [3] A.Muir. Mössbauer data Index, 1965.