

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНВЕРСИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ИОНА Tb^{3+} В ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

У.В.Валиев, Г.С.Кринчик, Р.З.Левитин,
Б.М.Мукимов

Обнаружен скачок эффекта Фарадея тербий-иттриевого феррита-граната в полях ~ 80 кЭ при гелиевых температурах. Этот скачок интерпретируется в модели инверсии энергетических уровней иона Tb^{3+} в магнитном поле.

В работе [1] с участием одного из нас были обнаружены при гелиевых температурах в полях ~ 100 кЭ скачки намагниченности монокристаллов тербий-иттриевых ферритов-гранатов (ТИФГ) $Tb_x Y_{3-x} Fe_5 O_{12}$ с малым ($x \leq 0,65$) содержанием тербия. Аномалии намагниченности ТИФГ интерпретировались [1] на основе модели инверсии энергетических уровней редкоземельного иона тербия Tb^{3+} в магнитном поле, предложенной ранее Купером [2] для объяснения магнитных свойств редкоземельных соединений RSb . В этой модели предполагается, что расщепление нижнего мультиплета редкоземельного иона (в нашем случае Tb^{3+}) в кристаллическом поле таково, что имеется близкий к основному второй уровень. Наложение внешнего поля приводит к изменению энергии этих уровней, и, если энергия второго уровня уменьшается с полем сильнее, чем основного, в некотором поле H_k произойдет пересечение уровней: при $H > H_k$ основным станет второй уровень. При достаточно низких температурах, когда можно считать заселенным только нижний уровень, инверсия уровней должна сопровождаться скачком магнитного момента [2, 3].

Возможность инверсии уровней Tb^{3+} в магнитном поле подтверждается данными об энергетической структуре этого иона в гранатах. Например, в парамагнитном тербий-галлиевом гранате в спектре Tb^{3+} имеется второй уровень, отстоящий от основного на 2 см^{-1} [4]. Аномалии ферромагнитного резонанса в ТИФГ при низких температурах объясняются, исходя из предположения о наличии в спектре Tb^{3+} уровней, находящихся от основного на энергетическом расстоянии порядка 10 см^{-1} [5 – 7]. Однако, явление инверсии уровней в ферромагнитных ТИФГ значительно сложнее, чем в простом случае парамагнитных соединений, рассмотренном Купером [2]. В ферромагнетиках наложение внешнего поля может вызывать возникновение неколлинеарной магнитной структуры, в которой магнитные моменты железной и редкоземельной подрешеток отклонены от направления поля, что также приводит к аномалиям намагниченности [8]. Поэтому вопрос о природе скачка намагниченности в ТИФГ не может быть решен только из данных по намагниченности, так как из этих данных нельзя определить какая из подрешеток (тербиевая или железная) дает наблюдаемые аномалии.

Сведения о вкладе различных подрешеток в скачки намагниченности ТИФГ в сильных полях можно получить, сопоставляя результаты по намагниченности с результатами, полученными из измерений магнитооптических эффектов, например, вращения плоскости поляризации (эффект Фарадея). Действительно, намагниченность складывается из проекции магнитных моментов тербиевой M_{Tb} и железной M_{Fe} подрешеток на направление поля

$$M = (M_{Fe})_H + (M_{Tb})_H . \quad (1)$$

С другой стороны, эффект Фарадея можно представить в виде [9]

$$\alpha_{\phi} = A(M_{Fe})_H + B(M_{Tb})_H . \quad (2)$$

Если коэффициенты A и B известны, то из экспериментальных данных по намагниченности и эффекту Фарадея можно определить изменение с полем проекции магнитных моментов тербиевой $(M_{Tb})_H$ и железной $(M_{Fe})_H$ подрешеток (эти проекции мы будем обозначать M_{Tb} и M_{Fe}).

Ниже сообщается о результатах исследования с помощью измерений намагниченности и эффекта Фарадея природы аномалии намагниченности в сильных магнитных полях в монокристалле ТИФГ $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ вдоль оси $\langle 111 \rangle$.

Измерения намагниченности и эффекта Фарадея (на длине волны $\lambda = 6328\text{Å}$) проводились в импульсных магнитных полях при гелиевых температурах.

На рис. 1 показана зависимость намагниченности монокристалла $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ вдоль оси $\langle 111 \rangle$ от поля. В слабых полях (при $H \leq 30$ кЭ) наблюдается увеличение намагниченности, обусловленное процессами смещения доменных границ и вращения от оси легкого намагничивания $\langle 100 \rangle$ к оси $\langle 111 \rangle$. Наличие гистерезиса и скачкообразное изменение намагниченности в области процессов вращения показывает, что переход в фазу с $M \parallel \langle 111 \rangle$ является фазовым переходом первого рода. Такой характер перехода в поле должен наблюдаться, если вторая константа магнитной анизотропии велика по сравнению с первой [10]. В больших полях имеет место насыщение: намагниченность здесь не зависит от поля. Однако при увеличении поля до критической величины H_K наблюдается скачкообразное возрастание намагниченности. Изменение намагниченности в этой области происходит с гистерезисом ($H_K = 80$ кЭ при возрастании и 73 кЭ при убывании поля), что указывает на то, что здесь происходит фазовый переход первого рода. При дальнейшем возрастании поля намагниченность почти не меняется.

На рис. 1 показана также полевая зависимость намагниченности иттриевого феррита -граната ИФГ $Y_3Fe_5O_{12}$. Намагниченность этого ферромагнетика насыщается в слабых полях и не зависит от поля.

Вращение плоскости поляризации ФГ $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ в зависимости от поля изображено на рис. 2. Видно, что в слабых полях эффект Фарадея резко меняется с полем, что обусловлено процессами

технического намагничивания¹⁾. В поле H_K наблюдается скачок эффекта Фарадея, причем, если намагниченность в этом поле возрастает, то вращение плоскости поляризации уменьшается.

На рис. 2 показана также полевая зависимость эффекта Фарадея ИФГ. Видно, что в той области полей, где намагниченность насыщается, наблюдается уменьшение вращения плоскости поляризации при возрастании поля. Это явление, вызванное влиянием поля на спин-орбитальное взаимодействие ионов Fe^{3+} [11], наблюдалось ранее [12], и оно обуславливает полевую зависимость эффекта Фарадея ТИФГ в той области полей, где намагниченность не меняется (см. рис. 1, 2).

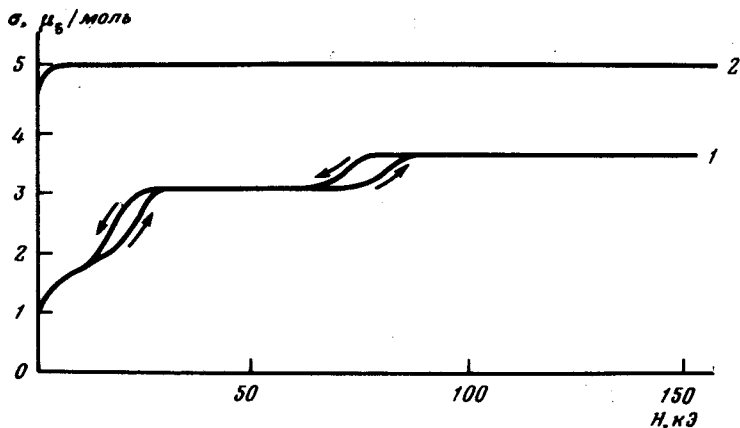


Рис. 1. Зависимость намагниченности монокристалла $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ (кривая 1) и $Y_3Fe_5O_{12}$ (кривая 2) вдоль оси $\langle 111 \rangle$

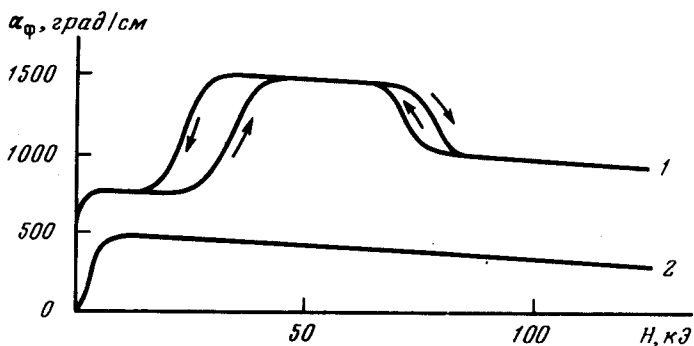


Рис. 2. Зависимость эффекта Фарадея для монокристаллов $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ (кривая 1) и $Y_3Fe_5O_{12}$ (кривая 2) вдоль оси $\langle 111 \rangle$ (длина волны света 6328Å)

¹⁾ Некоторое отличие кривой $\alpha_F(H)$ от кривой $\sigma(H)$ связано с разными намагничивающими факторами образцов (намагниченность измерялась на длинном стержне, а эффект Фарадея на тонкой (50 мкм) пластинке), а также, по-видимому, большим влиянием механических направлений, главным образом, поверхностных, на процессы намагничивания в пластинке.

Из данных по намагниченности и эффекту Фарадея легко найти коэффициенты A и B входящие в формулу (2). В ИФГ имеются только ионы железа и из рис. 1 и 2 следует: $A = 94 [\text{град} \cdot \mu_B^{-1} \cdot \text{см}^{-1}] - 0,32 H [\text{град} \cdot \mu_B^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{кЭ}^{-1}]$. Для того чтобы найти B , сопоставим данные по намагниченности и эффекту Фарадея в области насыщения ($40 \text{ кЭ} \leq H \leq 70 \text{ кЭ}$). Здесь магнитные моменты подрешеток коллинеарны полю и антипараллельны друг другу. Из данных по намагниченности ИФГ $M_{\text{Fe}} = 5 \mu_B$, следовательно, так как намагниченность ТИФГ в этом интервале поле $M = 3 \mu_B$, $M_{\text{Тб}} = -2 \mu_B$. Из величины вращения в этом интервале полей, используя полученное выше значение A , находим $B = 540 \text{ град} \cdot \mu_B^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Теперь, зная A и B , можно по формулам (1) - (2) найти значения магнитных моментов тербиевой и железной подрешеток (точнее, их проекции на направление поля) при $H \geq H_k$. Из наших данных получаем $M_{\text{Тб}} = (1,2 \pm 0,2) \mu_B$, $M_{\text{Fe}} = (4,8 \pm 0,3) \mu_B$ ¹⁾.

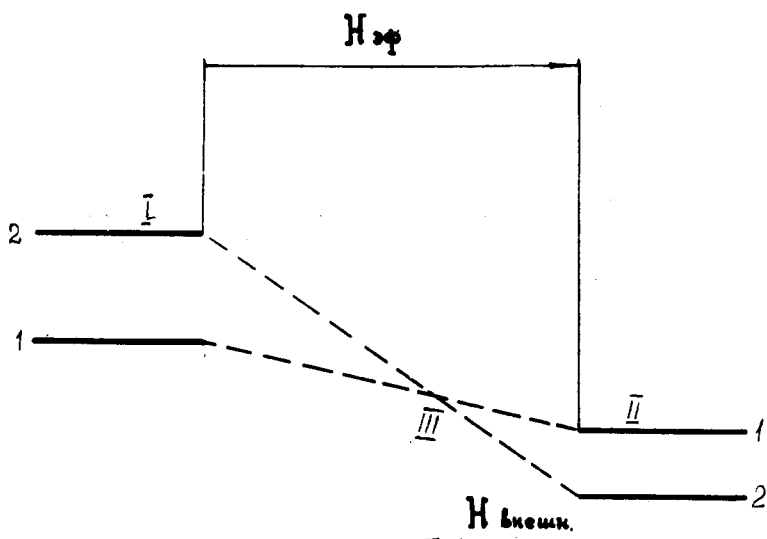


Рис. 3. Схема расположения нижних энергетических уровней иона Tb^{3+} в гранатах: I — расщепление в кристаллическом поле; II — расщепление в кристаллическом и эффективном поле; III — поле пересечения уровней

¹⁾ В поле, параллельном направлению $\langle 111 \rangle$, в структуре граната имеется два типа неэквивалентных мест редкоземельных ионов [6]. Наиболее вероятно, что в поле H_k происходит инверсия уровней ионов Tb^{3+} только в одном из этих типов мест. Если считать, что в слабых полях полные магнитные моменты в неэквивалентных местах одинаковы ($M_{\text{Тб}_1} = M_{\text{Тб}_2} = \frac{M_{\text{Тб}}}{2} = 1 \mu_B$), из наших экспериментальных данных следует, что при H_k полный магнитный момент в одном из типов мест уменьшается до $0,2 \pm 0,2 \mu_B$, т. е. становится близким к нулю.

Таким образом, из наших измерений следует, что при $H = H_k$ почти не меняется магнитный момент железной подрешетки, а возрастание намагниченности ТИФГ в этом поле связана со значительным уменьшением ориентированного антипараллельно полю магнитного момента тербиевой подрешетки. Именно такая ситуация должна происходить, если в этом поле происходит инверсия уровней.

При анализе этого явления в ТИФГ необходимо учитывать, что на ион Tb^{3+} в этих ферромагнетиках действует наряду с внешним полем эффективное обменное поле со стороны железной подрешетки (200 кЭ), причем для ТИФГ с малым содержанием тербия, когда $M_{Tb} < M_{Fe}$, внешнее и эффективное поля антипараллельны. Если в кристаллическом поле имеется два близких синглета (рис. 3, состояние I) и уровень 2 имеет больший g -фактор, чем уровень 1, эффективное поле благодаря эффекту Зеемана изменяет расположение уровней и приводит к состоянию, обозначенному на рис. 3 цифрой II. При этом магнитный момент иона Tb^{3+} увеличивается. Наложение внешнего поля, антипараллельного эффективному, вызывает пересечение уровней и обратный переход в состояние I с меньшим значением магнитного момента иона Tb^{3+} .

Отметим, что некоторое уменьшение проекции магнитного момента железной подрешетки на направление поля можно также объяснить в этой модели, так как явление инверсии уровней должно сопровождаться искажениями магнитной структуры, снимающими вырождение уровней при $H = H_k$ (магнитный эффект Яна – Теллера [13]).

Московский

государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
16 января 1979 г.

Литература

- [1] В.Г.Демидов, Р.З.Левитин, Ю.Ф.Попов. ФТТ, 18, 596, 1976.
- [2] В. Cooper. Phys. Lett., 22, 244, 1966.
- [3] F.Varret. J. Phys. Chem. Sol., 37, 257, 1976.
- [4] D. Boal. P.Grunberg, J. Koningstein. Phys. Rev., B7, 4757, 1973.
- [5] J.Dillon, L.Walker. Phys. Rev., 124, 1401, 1961.
- [6] L.Walker. J. Appl. Phys., 33, 1243, 1963.
- [7] А.Г.Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., изд. Наука, 1973.
- [8] К.П.Белов. Ферриты в сильных полях. М., изд. Наука, 1975.
- [9] J.R. Shen. Phys. Rev., 133, 2A, 511, 1964.
- [10] В.Г.Барьяхтар, В.А.Бородин, В.Д.Дорошев, Н.М.Ковтун, Р.З.Левитин, Е.П.Стевановский. ЖЭТФ, 74, 600, 1978.
- [11] Г.С.Кринчик, С.А.Гущина. ЖЭТФ, 55, 490, 1968.
- [12] Н.Ф.Харченко, В.В.Еременко, Л.И.Белый. ЖЭТФ, 55, 419, 1968.
- [13] А.К.Звездин, А.А.Мухин, А.И.Попов. Письма в ЖЭТФ, 23, 267, 1976.