

УДК 538.245:546.659

Н. В. ВОЛКОВА, Л. П. КАБУРИНА, Л. П. МИТИНА

ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ ИТТРИЯ С МАЛЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ИОНОВ Sm^{3+}

Методом ферромагнитного резонанса изучена магнитная анизотропия пяти монокристаллов системы феррита-граната иттрия $\text{Y}_{3-x}\text{Sm}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, где $x=0,0\%$; $0,01\%$; $0,1\%$; $0,2\%$ и $0,5\%$.

Магнитная анизотропия самариевых гранатов с большим содержанием Sm^{3+} изучалась методом вращающегося момента в интервале температур от 80 до 320 К в работах [1, 2] и при низких температурах в работе [3]. Было обнаружено, что чистый самариевый гранат имеет анизотропию, существенно превышающую анизотропию других редкоземельных гранатов, причем анизотропия этого граната изменяется с температурой по закону $K_1 \sim 1/T^3$ в области температур 80—160 К [1].

Большая анизотропия самариевых гранатов связана с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Наличие сильного спин-орбитального взаимодействия приводит в свою очередь, как к одноионной анизотропии, так и к анизотропному обменному взаимодействию. Так как ферриты-гранаты иттрия с малыми замещениями Sm^{3+} еще не изучались, то представляло интерес исследовать причины анизотропии в этих гранатах.

Все кристаллы были выращены методом кристаллизации из раствора в расплаве. Состав образцов проверялся по поликристаллическому эталону на микрорентгеновском анализаторе. Измерения в интервале температур 4,2—300 К проводились при частоте 9,2 ГГц на полированных сферах диаметром приблизительно 0,05 см. Ориентировка образцов производилась рентгеновским методом с точностью $\pm 1^\circ$.

По значениям измеренных резонансных полей были рассчитаны температурные зависимости первой K_1 и второй K_2 констант анизотропии (с точностью 1 и 3% соответственно), которые приведены на рис. 1 (а, б). Для всех составов K_1 и K_2 отрицательны. Увеличение содержания Sm^{3+} приводит к резкому возрастанию констант анизотропии в области температур 4,2—80 К.

Экспериментальные значения K_1 хорошо укладываются на прямую $K_1 \sim 1/T^3$ в интервале температур 10—90 К (рис. 2). Как было показано в работе [4], такая температурная зависимость констант анизотропии позволяет сделать предположение, что кристаллическое поле, окружающее ион Sm^{3+} , имеет большую кубическую компоненту, причем в области $K_1 \sim 1/T^3$ можно оценить обменное взаимодействие, действующее на ионы Sm^{3+} в решетке граната.

Рассмотрим применение одноионной модели к вычислению вклада иона Sm^{3+} в магнитную анизотропию иттриевого граната при температуре 0 К. Ион Sm^{3+} обладает орбитальным моментом $L=5$, спиновым моментом $S=5/2$ и полным моментом $J=5/2$. Фактор Ланде $g_J = 2/7$. Основное состояние иона Sm^{3+} — ${}^6H_{5/2}$. Примесь первого возбужденного уровня ${}^6H_{7/2}$, отделенного от основного на $\sim 1100 \text{ см}^{-1}$, пренебрегаем. Поскольку кристаллическое поле слабее спин-орбитальных взаимодействий, рэссел-саундерсовские связи не нарушаются, и

полный момент (равный в рассматриваемом случае $5/2$) сохраняется, а матричные элементы могут быть вычислены на собственных волновых функциях операторов \hat{J} и \hat{J}_z (z — ось квантования).

Возмущающий потенциал, действующий на редкоземельный ион в решетке граната, записывается в виде

$$\hat{V}_b = \sum_{n,m} B_n^m O_n^m - \beta g_J H \hat{J}_z, \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает кристаллическое поле, действующее на редкоземельный ион в решетке граната, а второе слагаемое соответствует магнитной энергии редкоземельного иона в эффективном поле H , действующем со стороны ионов Fe^{3+} . В формуле (1) B_n^m — параметр кристаллического поля, O_n^m — эквивалентные операторы, β — магнетон Бора, g_J — фактор Ланде, \hat{J}_z — проекция оператора \hat{J} на ось z .

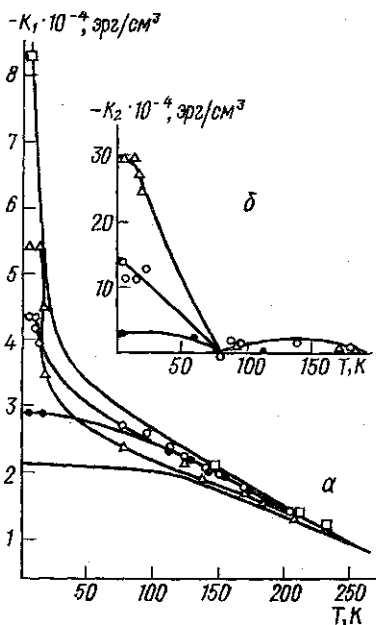


Рис. 1. Зависимость констант анизотропии K_1 (а) и K_2 (б) для монокристаллов $Y_{3-x}Sm_xFe_5O_{12}$ от температуры: а — $x=0,00$ (—); 0,01% (●); 0,1% (○); 0,2% (△) и 0,5% (□); б — $x=0,01$ % (●); 0,1% (○) и 0,2% (△)

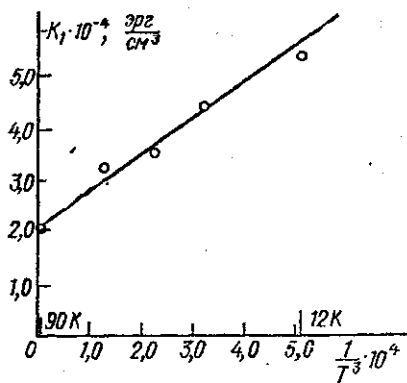


Рис. 2. Экспериментальная зависимость первой константы анизотропии в функции температуры

При определении симметрии с-положения ограничимся кубическим приближением и ось квантования направим вдоль оси $[100]$.

Так как для Sm^{3+} параметр кристаллического поля $B_6^0 = 0$ [5], то уравнение (1) для этого иона в решетке граната можно переписать в виде

$$\hat{V}_b^{[100]} = B_4^0 (O_4^0 + 5O_4^4) - \beta g_J H \hat{J}_z. \quad (2)$$

Выпишем матричные элементы потенциала (2), вычисленные на волновых функциях $|J, J_z\rangle$ свободного иона Sm^{3+} , принадлежащих состоянию ${}^6H_{5/2}$:

$$\left\langle \pm \frac{5}{2} | V_b | \pm \frac{5}{2} \right\rangle = -60B_4^0 \pm \frac{5}{2} \beta g_J H,$$

$$\begin{aligned} \left\langle \pm \frac{3}{2} |V_b| \pm \frac{3}{2} \right\rangle &= -180B_4^0 \pm \frac{3}{2} \beta g H, \\ \left\langle \pm \frac{1}{2} |V_b| \pm \frac{1}{2} \right\rangle &= -120B_4^0 \pm \frac{1}{2} \beta g H, \\ \left\langle \frac{5}{2} |V_b| - \frac{3}{2} \right\rangle &= \left\langle -\frac{3}{2} |V_b| \frac{5}{2} \right\rangle = -12\sqrt{5}B_4^0, \\ \left\langle -\frac{5}{2} |V_b| \frac{3}{2} \right\rangle &= \left\langle \frac{3}{2} |V_b| - \frac{5}{2} \right\rangle = -12\sqrt{5}B_4^0. \end{aligned} \quad (3)$$

Общее секулярное уравнение 6-й степени распадается на 2 квадратных уравнения и 2 уравнения первой степени:

$$\begin{aligned} E_{1,2} &= 60B_4^0 + \frac{1}{2} \beta g H \pm \{-480\beta g H B_4^0 + 3200(B_4^0)^2 + 4(\beta g H)^2\}^{1/2}, \\ E_{3,4} &= 60B_4^0 - \frac{1}{2} \beta g H \pm \{480\beta g H B_4^0 + 32400(B_4^0)^2 + 4(\beta g H)^2\}^{1/2}, \\ E_5 &= -120B_4^0 + \frac{1}{2} \beta g H, \\ E_6 &= -120B_4^0 - \frac{1}{2} \beta g H. \end{aligned} \quad (4)$$

При $\beta H = 0$, имеем:

$$\begin{aligned} E_{1,2} &= 60B_4^0 \pm 180B_4^0, \\ E_{3,4} &= 60B_4^0 \pm 180B_4^0, \\ E_{5,6} &= -120B_4^0. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, кристаллическое поле расщепляет основное состояние ${}^6H_{5/2}$ иона Sm^{3+} на две системы уровней: дублет Γ_7 , для которого $E_1 = E_3 = 240 B_4^0$, и квартет Γ_8 , для которого $E_2 = E_4 = E_5 = E_6 = -120 B_4^0$. Считая $E_{\Gamma_8} - E_{\Gamma_7} = 245 \text{ см}^{-1}$ [1], находим, что $B_4^0 = -0,680 \text{ см}^{-1}$.

По формулам (4) можно определить зависимость энергетических уровней $E_1, E_2, E_3, E_4, E_5, E_6$ от величины обменного поля βH .

На рис. 3 представлены результаты расчетов положения энергетических уровней $E_1, E_2, E_3, E_4, E_5, E_6$ от величины обменного поля βH при направлениях оси квантования вдоль $[100]$, $[111]$ и $[110]$.

Если магнитное поле направлено произвольно относительно кристаллографических осей, то оказывается, что положение энергетических уровней квартета Γ_8 зависит от углов, которые составляет намагниченность с кристаллографическими осями.

Как было показано Блини [6], положение энергетических уровней зависит от углов следующим образом:

$$\left(\frac{E}{g\beta H} \right)^2 = \frac{1}{4} (5\gamma^2 + 3\delta^2) \pm \gamma \left\{ \gamma^2 + \frac{1}{2} \delta^2 (9A - 3) \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

В формуле (6) β — магнетон Бора, g_J — фактор Ланде,

$$\gamma = a + \frac{7}{4} b, \quad \delta^2 = b \left(a + \frac{5}{2} b \right), \quad A = l^2 + m^2 + n^2,$$

l, m, n — направляющие косинусы магнитного поля относительно кубических осей, а a и b — постоянные, которые зависят от квантовых чисел свободного иона и в общем от силы взаимодействия между ионом и его окружением.

Вклад в анизотропию от каждого иона Sm^{3+} пропорционален свободной энергии

$$F_s = -kT \ln Z_s, \quad (7)$$

где

$$Z_s = \sum_{i=1}^4 \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right). \quad (8)$$

Суммирование производится по четырем энергетическим уровням квартета, E_i — энергия каждого уровня квартета.

Если разложить свободную энергию (8) в ряд по степеням $1/T$, то первое не исчезающее слагаемое в сумме (7), зависящее от направления, будет пропорционально $1/T^3$. Заметим, что хотя разложение ведется по степеням T^{-1} , однако температура T должна быть в то же самое время и достаточно низкой, так как в сумме (8) не учитываются уровни дублета Γ_7 .

Свободная энергия F_s зависит от углов A_s , как следует из уравнения (6), следующим образом:

$$\frac{\partial F_s}{\partial A_s} = -\frac{Y}{4!} (g\beta H)^4 (kT)^{-3}. \quad (9)$$

Здесь величина

$$Y = \gamma^2 \left(6\alpha^2 - \frac{3}{2}\gamma^2\right), \quad \alpha = -\frac{7}{6}$$

характеризует отклонение квартета от идеального, вызванное примесью состоянием $J=7/2$. Значение $\gamma \cong 10/9$ определяется квартет-дублетным расщеплением для термина $J=5/2$.

$$\text{Величина } \frac{\partial F_s}{\partial A_s} = \frac{\langle F_{111} - F_{100} \rangle}{\langle A_{111} - A_{100} \rangle}$$

— среднее значение энергии анизотропии, приходящееся на один ион Sm^{3+} . Из рис. 2 видно, что для температуры 15 К хорошо выполняется закон $K_1 \sim 1/T^3$ для состава $x=0,2\%$.

Для этого состава (плотность $n=7,5 \cdot 10^{19}$ ионов/см³) экспериментальное значение $K_1 = -447 \cdot 10^2$ эрг/см³ при $T=14,6$ К. Подставляя эти величины в уравнение (9) и учитывая, что $\partial A_s = A_{111} - A_{100} = 11/36$ (см. [4]), находим

$$\frac{\beta H}{k} = 47,6 \text{ К} = 32,6 \text{ см}^{-1}.$$

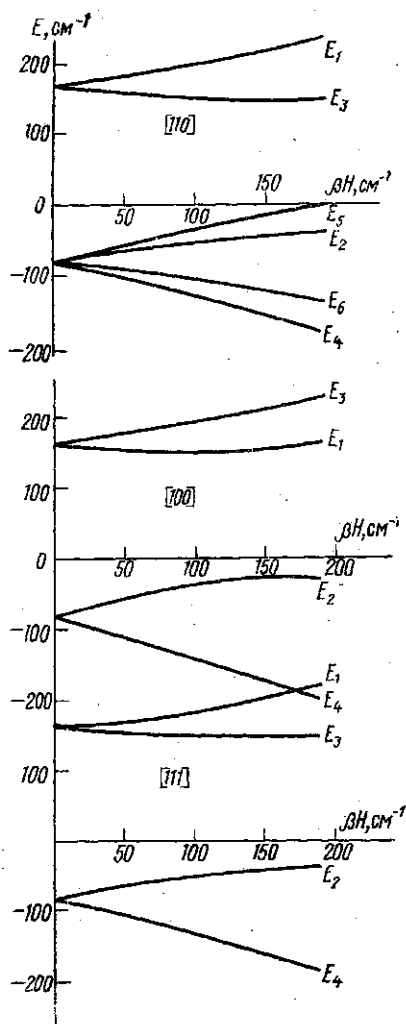


Рис. 3. Зависимость положения нижних энергетических уровней иона Sm^{3+} от обменного поля βH для трех направлений оси квантования: [100], [111] и [110]

Полученное значение обменного поля близко к обменному полю ≈ 55 К, найденному из калориметрических измерений Харрисом и Мейером [7]. Используя найденное значение обменного поля, можно подсчитать теоретические величины K_1 и K_2 при 0 К исходя из одноионной модели.

В структуре граната редкоземельные ионы располагаются в узлах додекаэдрической подрешетки (*c*-места), причем локальные оси этих узлов могут быть ориентированы различно по отношению к кристаллографическим осям элементарной ячейки. Всего имеется шесть типов неэквивалентных додекаэдрических узлов. Это приводит к тому, что намагниченность кристалла в общем случае в каждом узле направлена различно относительно локальных ромбических осей. Если намагниченность лежит в плоскости (110), то число узлов уменьшается до четырех.

При усреднении по неэквивалентным местам воспользуемся разложением энергии иона Sm^{3+} по направляющим косинусам, определяющим ориентацию его магнитного момента относительно локальных кубических осей *c*-положения. Формула для определения его магнитного момента относительно локальных кубических осей будет иметь вид:

$$F = E_{100} + 4(-E_{100} + E_{110})(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + 27\left\{E_{111} + \frac{1}{3}E_{100} - \frac{4}{3}E_{110}\right\}\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2, \quad (10)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — направляющие косинусы магнитного момента иона Sm^{3+} относительно локальных кубических осей *c*-положения; $E_{100}, E_{111}, E_{110}$ — величины энергии нижнего уровня иона Sm^{3+} в иттриевом гранате при ориентации его магнитного момента вдоль направлений [100], [111], [110] относительно локальных кубических осей. $E_{100}, E_{110}, E_{111}$ были уже вычислены выше в виде функций от βH (см. рис. 3).

Если магнитный момент направлен вдоль кристаллографической оси [100], то из формулы (10) можно получить, что

$$F_{100} = \frac{1}{48}E_{100} + \frac{9}{16}E_{111} + \frac{5}{12}E_{110}.$$

Аналогично можно вычислить F_{111} и F_{110} .

Величины $E_{100}, E_{111}, E_{110}$ определяются из графика (рис. 3) для значения $\beta H = 32,6$ см⁻¹, найденного нами. Константы анизотропии K_1 и K_2 находятся из формул

$$K_1 = 4(F_{110} - F_{100}),$$

$$K_2 = 27(F_{111} - F_{100}) - 9K_1.$$

Определенные нами теоретические и экспериментальные значения первой и второй констант анизотропии сведены в таблицу:

Константы анизотропии	Теоретические	Экспериментальные
$K_1, \text{см}^{-1}$	-4,8	-3,6
$K_2, \text{см}^{-1}$	-10,8	-19,7

Как видно из таблицы, имеется вполне удовлетворительное согласие найденных нами теоретических и экспериментальных констант ани-

зотропии K_1 и K_2 . Следовательно, можно считать, что для ферритов-гранатов иттрия с малым содержанием Sm^{3+} анизотропия в основном является одноионной. То расхождение, которое, однако, имеется, может быть связано с тем, что расчет обменного поля βH проводился в предположении изолированного квартета Γ_8 , т. е. не учитывалось возбужденное состояние Γ_7 . Кроме того, расчет K_1 и K_2 и обменного поля βH был проведен в кубическом приближении. Возможно, что учет ромбических искажений поля, действующих на ионы Sm^{3+} в c -местах граната, привел бы к лучшему согласию теории с экспериментом.

В заключение авторы выражают благодарность К. П. Белову за обсуждение полученных результатов и Б. В. Миллю за предоставленные кристаллы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pearson R. F. Magnetocrystalline anisotropy of rare-earth iron garnets.— J. Appl. Phys., 1962, 33, p. 1236—1242.
2. Калачева Н. М., Левитин Р. З. Магнитная анизотропия иттрий-самариевых ферритов-гранатов.— Физ. тв. тела, 1977, 19, с. 970—972.
3. Pearson R. F., Cooper R. W. Magnetic anisotropy of rare earth doped yttrium iron garnets at low temperatures.— J. Appl. Soc. Japan (Suppl.), B—1, 1962, 17, p. 369—371.
4. White J. A. Theory of the magnetic torque anisotropy of the samarium iron garnet.— Proc. Phys. Soc., 1967, 90, p. 1095—1109.
5. Сорин Л. А., Власова М. В., Левандовский В. Д. Введение в радиоспектроскопию парамагнитных кристаллов. Киев, 1969, с. 1—254.
6. Bleaney B. The spin hamiltonian of a Γ_8 quartet.— Proc. Phys. Soc., 1959, 73, p. 939—942.
7. Harris A. B., Meyer H. Calorimetric determination of energy levels in rare-earth and yttrium iron garnets.— Phys. Rev., 1962, 127, p. 101—118.

Поступила в редакцию
02.02.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 551.511.6:532.515

**Б. С. АГРОВСКИЙ, Е. П. АНИСИМОВА, А. Г. ЗАЦЕПИН,
М. М. МАСЕЕВ, А. А. СПЕРАНСКАЯ**

О МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯ СКОРОСТИ В ОТРЫВНОМ ТЕЧЕНИИ

Отрывные течения являются широко распространенным типом течений, реализующихся как в природных условиях, так и в технике.

До последнего времени единственным методом, позволяющим определять горизонтальную и вертикальную составляющие скорости в отрывных течениях, являлся метод киносъемки [1]. Однако этот метод необычайно трудоемок и для воздушных потоков почти неприменим. Исследование же отрывных течений методом термоанемометрии принципиально невозможно, так как термоанемометр является модульным датчиком. Даже угловой [2] или X-образный [3] термоанемометры позволяют получить вектор скорости потока только в диапазоне малых углов изменения направления скорости ($\pm 20^\circ$). В зоне отрыва пограничного слоя от подстилающей поверхности (и, где средние скорости течения невелики и меняют знак, а интенсивность турбулентности значительна, термоанемометр заведомо должен дать большую ошибку, завышая реально существующую среднюю скорость и искажая измеренные частотные характеристики потока. Это обстоятельство побуди-