

УДК 538.61

ГИРОМАГНИТНОЕ ОТНОШЕНИЕ В ФЕРРИТ-ГРАНАТЕ**В. В. Рандошкин, А. В. Спажакин, Н. Н. Сысоев, В. А. Базиленко***(кафедра молекулярной физики)*

E-mail: sysoev@phys.msu.ru

Рассчитаны концентрационные и температурные зависимости эффективного значения гиромагнитного отношения в феррит-гранате $\text{Tm}_3[\text{Fe}_{2-x}\text{Ga}_x](\text{Fe}_{3-y}\text{Ga}_y)\text{O}_{12}$. При расчете использовались теория молекулярного поля и формула Киттеля для эффективного значения гиромагнитного отношения.

Исследование движения намагниченности в ферромагнетиках представляет собой одно из важных направлений фундаментальной и прикладной физики. Причинами этого являются необходимость познания основных закономерностей динамического поведения спиновой системы магнитоупорядоченных веществ и интенсивное применение этих материалов в современной технике. В основе теорий движения намагниченности, как правило, лежит уравнение, предложенное 70 лет назад Ландау и Лифшицем [1].

Большой интерес исследователей вызывают монокристаллы феррит-гранатов [2, 3]. При этом среди объектов исследований особое место занимают монокристаллические пленки феррит-гранатов [4–7].

Быстродействие устройств на основе пленок феррит-гранатов в первую очередь определяется эффективным значением гиромагнитного отношения γ [8, 9]. В связи с этим исследование зависимости γ от химического состава феррит-граната и температуры является актуальной задачей.

Феррит-гранаты являются трехподрешеточными ферромагнетиками, однако при описании динамических свойств их часто рассматривают как ферромагнетик, характеризующийся суммарной намагниченностью \mathbf{M} и эффективным значением гиромагнитного отношения γ . Уравнение Ландау–Лифшица в форме Гильберта имеет вид [8, 10]:

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma[\mathbf{M}, \delta w/\mathbf{M}] + (\alpha/M)[\mathbf{M}, d\mathbf{M}/dt], \quad (1)$$

где $d\mathbf{M}/dt$ — производная вектора намагниченности по времени, $\delta w/\delta\mathbf{M}$ — функциональная производная плотности полной свободной энергии, α — безразмерный параметр затухания Гильберта.

В феррит-гранатах эффективное значение гиромагнитного отношения определяется формулой Киттеля [8–11]:

$$\gamma = \gamma_0(M_R + M_{\text{Fe}})/M_{\text{Fe}}, \quad (2)$$

которая получена в предположении быстрой релаксации спинов редкоземельных ионов R^{3+} в феррит-гранате, имеющем две магнитные подрешетки: с медленно релаксирующими ионами Fe^{3+} в первой и быстро релаксирующими магнитными ионами R^{3+} во второй. Здесь γ_0 — гиромагнитное отношение

ионов Fe^{3+} , M_R — суммарный магнитный момент ионов R^{3+} , M_{Fe} — суммарный магнитный момент ионов Fe^{3+} . При этом подрешетка из быстро релаксирующих ионов дает вклад в намагниченность феррит-граната, но не в угловой момент. Из формулы Киттеля (2) следует, что в точке компенсации момента импульса (КМИ) $M_{\text{Fe}} = 0$, $M_s = M_R \neq 0$, а γ изменяется от $-\infty$ до $+\infty$.

Быстро релаксирующими являются все редкоземельные ионы, кроме Y^{3+} , Lu^{3+} , La^{3+} и Gd^{3+} , при этом только ионы Gd^{3+} являются магнитными.

Магнитные моменты подрешеток и намагниченность насыщения рассчитывали в рамках теории молекулярного поля, которая хорошо описывает экспериментальные зависимости намагниченности насыщения для ряда феррит-гранатов от их состава и температуры [12–15]:

$$M_s = |M_a + M_c - M_d|, \quad (3)$$

$$M_i(T) = M_i(0)B_i(Z_i), \quad (4)$$

$$B_i(Z_i) = [(2J_i + 1)/2J_i] \text{cth}[(2J_i + 1)Z_i/2J_i] - (1/2J_i) \text{cth}(Z_i/2J_i), \quad (5)$$

$$Z_i = g_i \mu J_i (k_B T)^{-1} \sum N_{ij} M_j(T), \quad (6)$$

где $i, j = a$ — (октаэдрическая), d — (тетраэдрическая) и c — (додекаэдрическая) подрешетки, $M_i(T)$ и $M_j(0)$ — намагниченности i -й подрешетки при абсолютной температуре T и $T = 0$ соответственно, N_{ij} — коэффициент молекулярного поля, g и J_i — фактор Ланде и квантовое число полного момента количества движения для ионной i -й подрешетки, k_B — постоянная Больцмана.

Намагниченности при $T = 0$ определяются соотношениями [12, 15]:

$$M_a(0) = g_a \mu_B J_a N_A (2 - x) C_a(y), \quad (7)$$

$$M_d(0) = g_d \mu_B J_d N_A (3 - y) C_d(x), \quad (8)$$

$$M_c(0) = 3g_c \mu_B J_c N_A, \quad (9)$$

где N_A — число Авогадро, $C_a(y)$ и $C_d(x)$ — эмпирические функции. Коэффициенты молекулярного

поля для a - и d -подрешеток зависят от степени их разбавления диамагнитными ионами:

$$N_{ij}(x, y) = N_{ji}(x, y) = N_{ij}(0)F_{ij}(x, y), \quad (10)$$

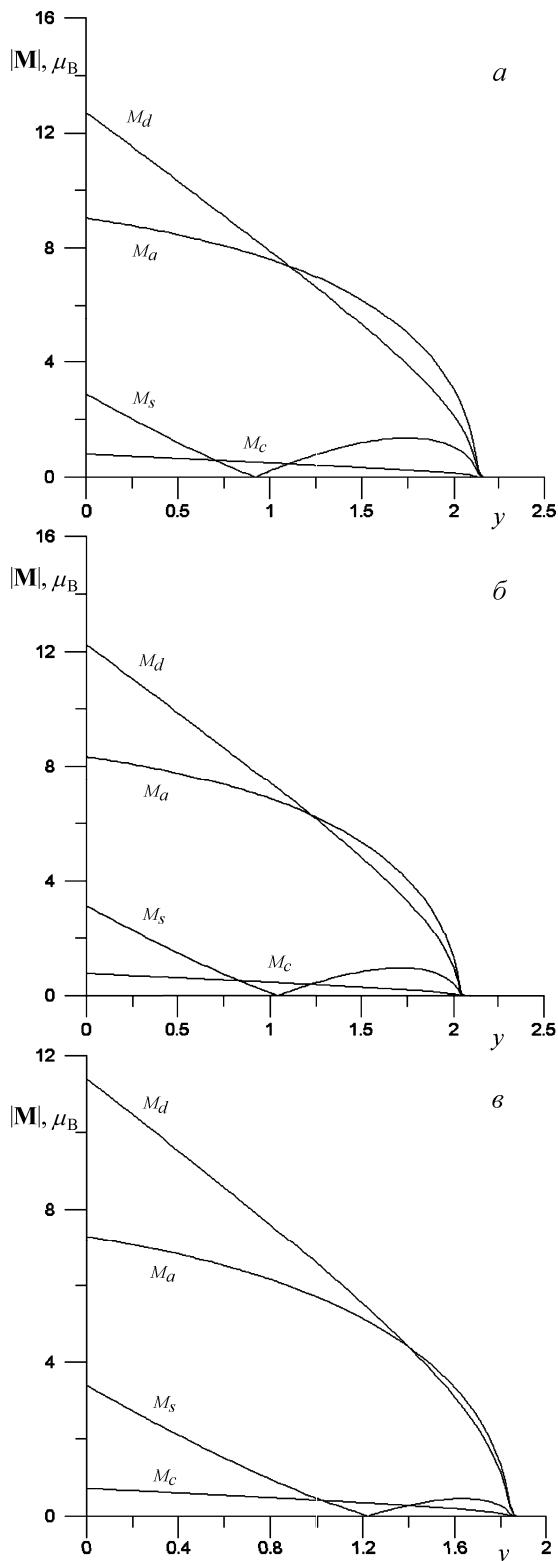


Рис. 1. Концентрационные зависимости намагниченности октаэдрической M_a , тетраэдрической M_d и додекаэдрической M_c подрешеток, намагниченности насыщения M_s (в магнетонах Бора) в феррит-гранате $Tm_3[Fe_{2-x}Ga_x](Fe_{3-y}Ga_y)O_{12}$ при комнатной температуре для $x = 0$ (а), 0.14 (б) и 0.35 (в)

где $i, j = a, d$, $N_{ij}(0)$ — коэффициенты молекулярного поля для $Y_3Fe_5O_{12}$.

Для исследования влияния содержания галлия и его распределения по подрешеткам на эффективное значение гиромангнитного отношения был выбран феррит-гранат $Tm_3[Fe_{2-x}Ga_x](Fe_{3-y}Ga_y)O_{12}$, по-

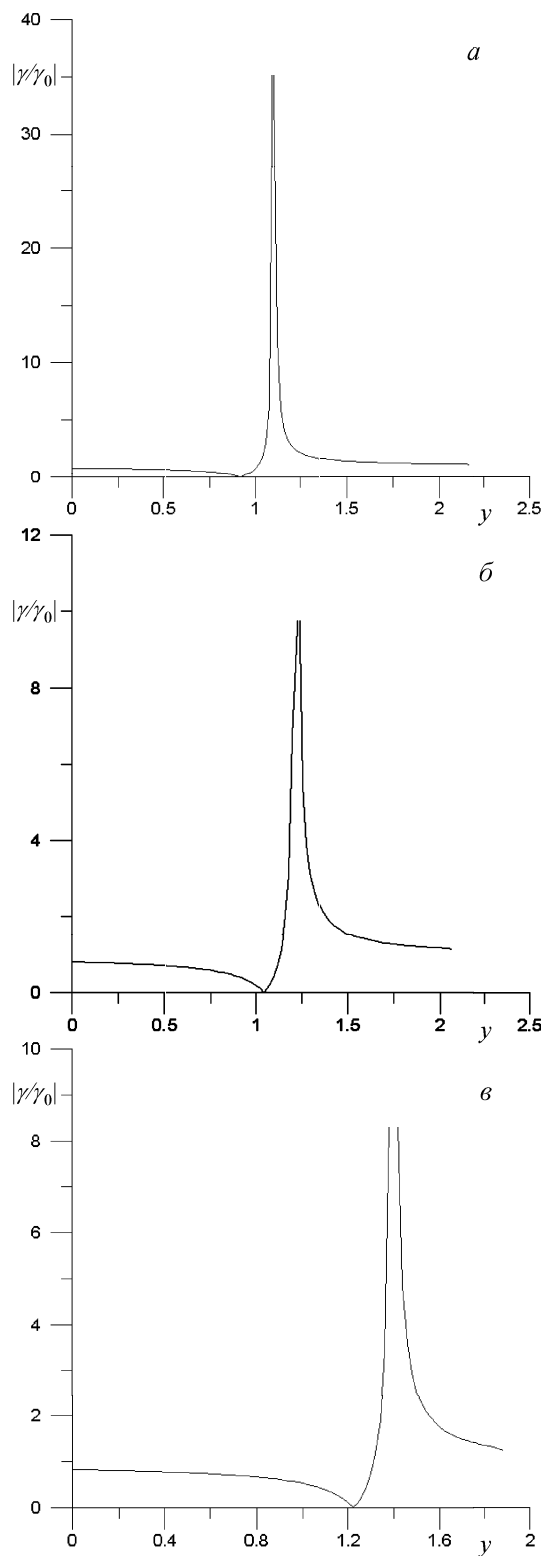


Рис. 2. Концентрационные зависимости приведенного эффективного значения гиромангнитного отношения γ/γ_0 в феррит-гранате $Tm_3[Fe_{2-x}Ga_x](Fe_{3-y}Ga_y)O_{12}$ при комнатной температуре для $x = 0$ (а), 0.14 (б) и 0.35 (в)

скольким ионам Tm^{3+} среди быстрорелаксирующих магнитных редкоземельных ионов вносят наименьшее затухание, вследствие чего Tm -содержащие

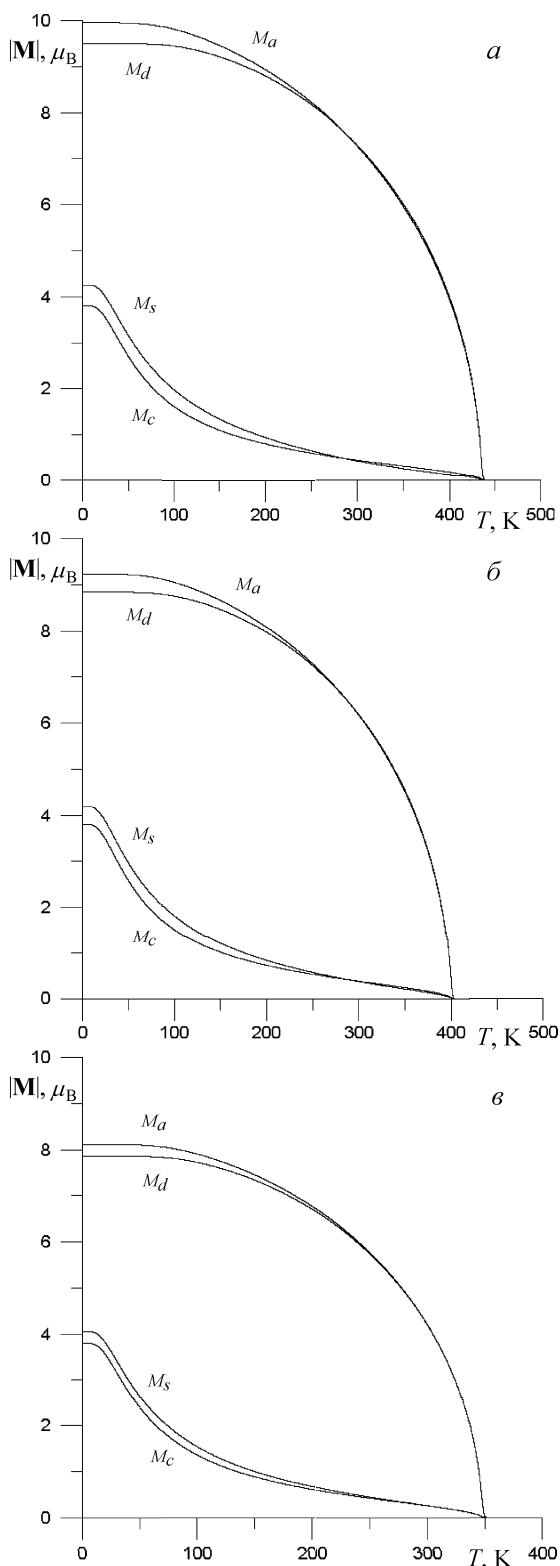


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности октаэдрической M_a , тетраэдрической M_d и додекаэдрической M_c подрешеток, намагниченности насыщения M_s (в магнетонах Бора) в феррит-гранате $Tm_3[Fe_{2-x}Ga_x](Fe_{3-y}Ga_y)O_{12}$ для $x = 0, y = 1.10$ (а); $x = 0.14, y = 1.22$ (б) и $x = 0.35, y = 1.40$ (в)

эпитаксиальные пленки феррит-гранатов обладают наибольшим быстродействием [1].

Для случая $x = 0$ зависимости намагниченности подрешеток и намагниченности насыщения от содержания Ga в тетраэдрической подрешетке

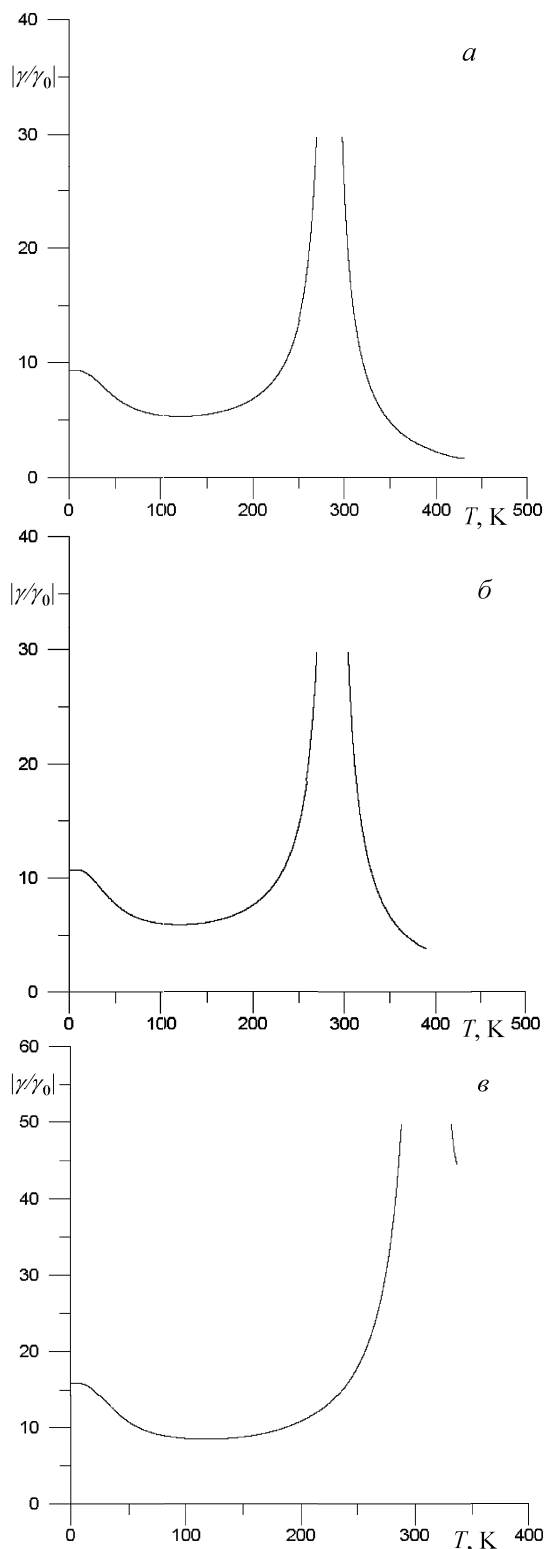


Рис. 4. Температурные зависимости приведенного эффективного значения гиромагнитного отношения γ/γ_0 в феррит-гранате $Tm_3[Fe_{2-x}Ga_x](Fe_{3-y}Ga_y)O_{12}$ для $x = 0, y = 1.10$ (а); $x = 0.14, y = 1.22$ (б) и $x = 0.35, y = 1.40$ (в)

показаны на рис. 1, *a*, а зависимость эффективного значения гиромагнитного отношения — на рис. 2, *a*. Из рис. 1, *a* видно, что для феррит-граната $Tm_3Fe_2(Fe_{3-y}Ga_y)O_{12}$ компенсация магнитного момента происходит при $y = 0.92$, а магнитное упорядочение исчезает при $y = 2.16$. КМИ для него имеет место при $y = 1.10$, причем пик на зависимости $\gamma(y)$ очень узкий (рис. 2, *a*).

Для значения $y = 1.1$, при котором при комнатной температуре имеет место компенсация момента импульса, рассчитывали температурные зависимости намагниченности подрешеток и намагниченности насыщения (рис. 3, *a*), а также температурную зависимость эффективного значения гиромагнитного отношения (рис. 4, *a*). Из этих рисунков видно, что температура Нееля составляет $T_N = 438$ К.

Для случая $x = 0.14$ зависимости намагниченности подрешеток и намагниченности насыщения от содержания Ga в *d*-подрешетке показаны на рис. 1, *b*, а зависимость эффективного значения гиромагнитного отношения — на рис. 2, *b*. Из сравнения рис. 1, *a* и рис. 1, *b* видно, что при вхождении ионов Ga^{3+} в октаэдрическую подрешетку значение y , при котором происходит компенсация магнитного момента, возрастает, а значение y , при котором исчезает магнитное упорядочение, уменьшается. Эта тенденция усиливается по мере увеличения процентного содержания галлия в *a*-подрешетке.

Компенсация магнитного момента происходит для феррит-граната $Tm_3[Fe_{1.86}Ga_{0.14}](Fe_{3-y}Ga_y)O_{12}$ при $y = 1.04$, а магнитное упорядочение исчезает при $y = 2.06$ (рис. 2, *a*). Компенсация момента импульса для него имеет место при $y = 1.22$ (рис. 2, *b*).

Для значения $x = 0.14$ и $y = 1.22$, при которых при комнатной температуре имеет место компенсация момента импульса, рассчитывали температурные зависимости намагниченности подрешеток и намагниченности насыщения (рис. 3, *b*), а также температурную зависимость эффективного значения гиромагнитного отношения (рис. 4, *b*). Из сравнения рис. 3, *a* и рис. 3, *b* видно, что при вхождении ионов Ga^{3+} в *a*-подрешетку температура Нееля снижается и для $x = 0.14$ и $y = 1.22$ составляет $T_N = 422$ К.

Вышеописанная тенденция сохраняется и при дальнейшем повышении уровня замещения железа галлием в октаэдрической подрешетке (рис. 1–4, *b*). В частности, при $x = 0.35$ и $y = 1.40$ температура Нееля составляет $T_N = 352$ К.

Температура Нееля T_N для феррит-граната $Tm_3[Fe_{2-x}Ga_x](Fe_{3-y}Ga_y)O_{12}$ с компенсацией момента импульса вблизи комнатной температуры

№	x	y	T_N , К
1	0	1.10	438
2	0.06	1.16	422
3	0.14	1.22	404
4	0.23	1.30	381
5	0.35	1.40	352

Результаты расчета T_N для других значений x и y приведены в таблице.

Литература

1. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М., 1990.
2. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М., 1975.
3. Белов К.П., Белянчикова М.А., Левитин Р.З., Никитин С.А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., 1965.
4. Боков В.А., Смоленский Г.А. // Микроэлектроника. 1978. 7, № 3. С. 195.
5. Балбахов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М., 1979.
6. Лисовский Ф.В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М., 1979.
7. Балбахов А.М., Рыбак В.И., Червоненкис А.Я. // Зарубежная электронная техника. 1982. № 6–7. С. 1.
8. Малоземов А., Слоузуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982.
9. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М., 1983.
10. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., 1973.
11. Куттель Ч. Введение в физику твердого тела. М., 1978.
12. Dionne C.D. // J. Appl. Phys. 1971. 42, N 5. P. 2142.
13. Dionne C.D. // J. Appl. Phys. 1976. 47, N 9. P. 4220.
14. Brandle C.D., Blank S.L. // IEEE Trans. Magn. 1976. MAG-12, N 1. P. 14.
15. Roschmann P., Hansen P. // J. Appl. Phys. 1981. 52, N 10. P. 6257.

Поступила в редакцию
25.02.04