

©1994

ВЛИЯНИЕ ЗАМЕЩЕНИЯ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА НА ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ Eu-СОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

В.В.Рандошкин, В.Б.Сизгачев

Показано, что пик на экспериментальной зависимости скорости доменной стенки от уровня замещения железа немагнитными ионами в Вс-МПФГ, обусловленный КМИ, существенно уширен по сравнению с расчетной зависимостью. Это объясняется изменением эффективного значения гиромагнитного отношения по толщине переходных поверхностных слоев.

Среди висмут-содержащих монокристаллических пленок феррит-гранатов (Вс-МПФГ) с компенсацией момента импульса (КМИ) особое место занимают пленки, в состав которых в качестве быстрорелаксирующих ионов входят ионы Eu^{3+} [1-7]. Это обусловлено, с одной стороны, видом основного состояния иона Eu^{3+} , а с другой — наличием ромбической магнитной анизотропии при некоторых кристаллографических ориентациях Eu-содержащих пленок [6-8].

Настоящая работа посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям влияния уровня замещения железа немагнитными ионами на динамические параметры Eu-содержащих Вс-МПФГ.

Значение g -фактора свободного многоэлектронного иона рассчитывается по формуле Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (1)$$

где J , S , L — квантовые числа, определяемые по правилу Хунда. Значения g -фактора для свободных трехвалентных редкоземельных ионов остаются приближенно справедливыми для ионов, находящихся в кристаллической решетке феррит-граната [9].

Для иона Eu^{3+} основное состояние характеризуется $J = 0$ и $L = S$, поэтому его g -фактор по формуле (1) вычислить нельзя. Однако, несмотря на отсутствие полного механического момента, ион Eu^{3+} является парамагнитным [10,11], поэтому для него $g \gg 2$ [12].

Для Eu-содержащих Вс-МПФГ эффективное значение гиромагнитного отношения рассчитывалось по формуле Киттеля [1]

$$\gamma = \gamma_0 \frac{M_c + M_d + M_a}{M_d + M_a}, \quad (2)$$

где M_c — намагниченность додекаэдрической подрешетки, обусловленная ионами Eu^{3+} ; M_d и M_a — намагниченности тетраэдрической и октаэдрической подрешеток соответственно, обусловленные ионами Fe^{3+} ; $\gamma_0 = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ — гиромангнитное отношение ионов Fe^{3+} .

Намагниченности тетра- и октаэдрической подрешеток рассчитывались по теории молекулярного поля с учетом известных эмпирических соотношений для коэффициентов молекулярного поля [1,13-17]. Проводилась корректировка этих коэффициентов, учитывающая влияние висмута на сверхобменное взаимодействие [18-20].

Намагниченность додекаэдрической подрешетки рассчитывалась с помощью формулы ван Флека [10,11]

$$M_d = (\mu_B^2 H_{ex}/5k) \left[1 + \left(\frac{15}{8} \frac{E_1}{E_2 - E_1} - 1 \right) \exp(-E_1/kT) \frac{3E_1}{16kT} \exp(-E_1/kT) \right], \quad (3)$$

где μ_B — магнетон Бора, E_1/k и E_2/k — энергии состояний иона Eu^{3+} с $J = 1$ и 2 соответственно ($E_1/k = 480$, $E_2/k = 1330$ К).

Для обменного поля E_{ex} использовалось соотношение, полученное в [11]

$$\mu_B H_{ex}/k = 22.5 M_d(T)/M_d(0). \quad (4)$$

Кроме того, рассчитывались начальная подвижность доменных стенок

$$\mu = \Lambda^{-1} \Delta_0 M_s, \quad (5)$$

где $4\pi M_s$ — намагниченность насыщения, Δ_0 — параметр ширины доменной стенки, Λ — параметр затухания Ландау-Лифшица (при расчетах использовались значения $\Delta_0 = 1.4 \cdot 10^{-6}$ см и $\Lambda = 7 \cdot 10^{-8} \text{ Oe}^2 \cdot \text{s}/\text{rad}$), а также скорость насыщения с помощью эмпирической формулы [21]

$$v_s = 0.4\pi M_s \Delta_0. \quad (6)$$

Заметим, что в непосредственной близости от точки КМИ эффект насыщения скорости доменной стенки не наблюдается, а она достигает предела Уокера. Мы исследовали Вс-МПФГ системы $(\text{Bi}, \text{Eu}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}$, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111). Содержание немагнитных ионов Ga^{3+} и Al^{3+} в пленках изменялось от 0.36 до 1.8 атомов на формульную единицу граната путем варьирования в растворе-расплаве мольного отношения $R_0 = \text{Fe}_2\text{O}_3/(\text{Ga}_2\text{O}_3 + \text{Al}_2\text{O}_3)$ в интервале от 23.3 до 2.9. Соотношение окислов Eu_2O_3 , Lu_2O_3 и Bi_2O_3 в растворе-расплаве при разных R_0 поддерживалось постоянным, что должно было обеспечить неизменность Δ_0 . Согласование параметров решетки пленки и подложки при разных R_0 обеспечивалось соответствующим варьированием соотношения Ga_2O_3 и Al_2O_3 . Основные параметры некоторых исследованных образцов приведены в таблице. Скорость доменной стенки V измерялась по методу [22] на установке высокоскоростной фотографии с временем экспозиции 5 нс. По наклону начального участка зависимости V от действующего магнитного поля H определялась начальная подвижность доменной стенки μ (вдали от

Параметры Вс-МПФГ $(\text{Bi}, \text{Eu}, \text{Lu})_3(\text{Fe}, \text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}$ (h — толщина пленки, w — равновесная ширина полосовых доменов, l — характеристическая длина, H_0 — поле коллапса цилиндрических магнитных доменов)

№ п/п	R_0	$h, \mu\text{m}$	$w, \mu\text{m}$	$l, \mu\text{m}$	H_0, Oe
1	23.3	2.4	1.4	0.11	524
2	14.7	2.3	2.5	0.29	268
3	7.9	2.2	6.0	0.81	73
4*	5.3	2.9	—	—	—
5*	4.4	2.1	—	—	—
6	3.8	4.8	15.5	1.92	90
7*	3.6	1.3	—	—	—
8	2.9	1.5	19	1.22	5.5

* Из-за малой намагнитченности насыщения Вс-МПФГ доменная структура неупорядочена.

точки КМИ значение измерялось с помощью метода трансляционного продвижения цилиндрических магнитных доменов).

Расчетные зависимости $4\pi M_s$ и $|\gamma|/\gamma_0$ от содержания немагнитных ионов t в феррит-гранате $(\text{Bi}_{0.4}\text{Eu}_{1.1}\text{Lu}_{1.5})(\text{Lu}_{0.1}\text{Fe}_{4.9-t}\text{Me}_t)\text{O}_{12}$, где $\text{Me}^{3+} = \text{Ga}^{3+}$ и Al^{3+} , приведены на рис. 1. В точке компенсации магнитного момента (КММ) обе эти величины обращаются в нуль. При приближении к точке КМИ значение $|\gamma|$ неограниченно возрастает, причем эффективное значение γ при переходе через эту точку меняет знак на противоположный [2,3,23].

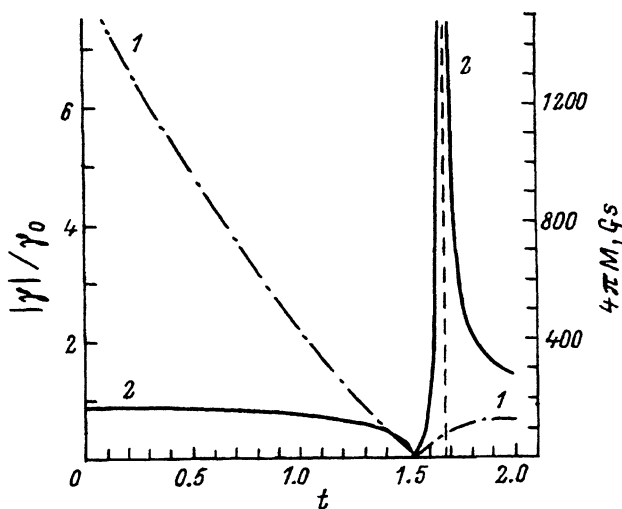


Рис. 1. Расчетные зависимости намагнитченности насыщения $4\pi M_s$ (1) и относительной величины эффективного значения гиромангнитного отношения $|\gamma|/\gamma_0$ (2) от содержания немагнитных ионов t (в формульных единицах).

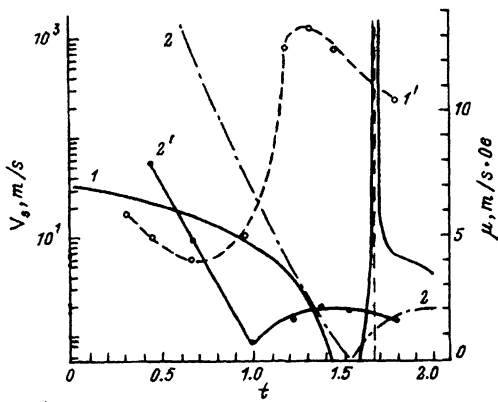


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные зависимости скорости насыщения V_s (1, 1') и подвижности доменных стенок μ (2, 2') от содержания немагнитных ионов t (в формульных единицах).

На рис. 2 приведены расчетные зависимости V_s и μ , а также экспериментальные данные. Заметим, что для ВС-МПФГ вблизи точки КМИ, где участок насыщения на кривой $V(H)$ не наблюдается, приведено максимальное значение V , полученное в эксперименте при $H = 600$ Ое.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных показывает, что возрастание V_s на два порядка величины может быть связано только с ростом эффективного значения гирромагнитного отношения в окрестности точки КМИ, которая для исследованной системы ВС-МПФГ имеет место при $t \approx 1.7$. Изменение μ в исследованном интервале значений t обусловлено в основном изменением намагниченности насыщения.

Обращает на себя внимание тот факт, что пик на экспериментальной кривой $v_s(H)$ существенно шире, чем на расчетной. Это объясняется наличием в ВС-МПФГ переходных поверхностных слоев, отличающихся по составу и магнитным параметрам от основного объема пленки и препятствующих срыву стационарного движения доменной стенки [1,2,5]. Малые вариации содержания ионов Ga^{3+} и Al^{3+} в этих слоях должны приводить к значительным изменениям γ вблизи КМИ. Поскольку генерация блоховских линий, приводящая к такому срыву, начинается в приповерхностном слое, то повышение $|\gamma|$ в этом слое по сравнению с основным объемом пленки приводит к пропорциональному повышению порогового поля срыва стационарного движения доменной стенки в этом слое и, следовательно, во всем объеме пленки. По-видимому, важную роль при этом играет изменение знака γ , так как в слоях с разным знаком эффективного значения гирромагнитного отношения векторы намагниченности должны вращаться в противоположные стороны.

Поскольку спектр изменения γ в переходных поверхностных слоях ВС-МПФГ широк, хотя состав основного объема пленки удаляется от обеспечивающего КМИ, тем не менее находится тот или иной слой, в котором имеет место КМИ и, как следствие, сохраняется режим стационарного движения доменной стенки. Срыв стационарного движения доменной стенки произойдет так же, как и в безграничном феррит-гранате, т.е. при достижении порога Уокера.

Работа частично поддержана Программой индивидуальных грантов Международного научного фонда.

Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [2] Randoshkin V.V. // Proc. SPIE. 1989. V. 1126. P. 103-110.
- [3] Рандошкин В.В. // Сб. «Магнитооптические пленки феррит-гранатов и их применение». М.: Наука, 1992. С. 49-107.
- [4] Зоря В.И., Зуева И.Ю., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 7. С. 1381-1383.
- [5] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 12. С. 2350-2354.
- [6] Рандошкин В.В., Логунов М.В., Сажин Ю.Н., Чани В.И., Клиш В.П., Шушера Е.Э. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 4. С. 71-74.
- [7] Рандошкин В.В., Ефимов В.В., Шушера Е.Э. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 2. С. 43-46.
- [8] Chani V.I., Randoshkin V.V. // Fiz. Nizk. Temp. 1992. V. 18. Suppl. N S1. P. 217-220.
- [9] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [10] Wolf W.P., van Vleck J.H. // Phys. Rev. 1960. V. 108. N 5. P. 1152-1157.
- [11] Myer S.M., Remeika J.P., Meyer H. // Phys. Rev. 1968. V. 170. N 2. P. 520-523.
- [12] Le Craw R.C., Remeika J.P., Matthews H.J. // Appl. Phys. 1965. V. 36. N 3. Pt 2. P. 901-905.
- [13] Dionne G.F. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 5. P. 2142-2143.
- [14] Dionne G.F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 9. P. 4220-4221.
- [15] Brandle C.D., Blank S.L. // IEEE Trans. Magn. 1976. V. MAG-12. N 1. P. 14-18.
- [16] Röschmann P., Hansen P. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 10. P. 6267-6269.
- [17] Телеснин Р.В., Виноградов О.А., Дудоров В.Н., Рандошкин В.В. // Сб. «Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники». М.: Наука, 1976. С. 46-48.
- [18] Hansen P., Witter K., Tolksdorf W. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 7. P. 4375-4383.
- [19] Hansen P., Witter K., Tolksdorf W. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 11. P. 6608-6625.
- [20] Hansen P., Witter K., Tolksdorf W. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. N 4. P. 1052-1061.
- [21] De Leeuw F.H. // IEEE Trans. Magn. 1978. V. MAG-14. N 5. P. 596-598.
- [22] Патент РФ № 1788523. МКИ 11 С 11/14.
- [23] Логинов Н.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 9. С. 126-128.

Мордовский государственный университет
им. Н.П.Огарева
Институт общей физики РАН
Совместная хозрасчетная лаборатория
«Магнитооптоэлектроника»
Саранск

Поступило в Редакцию
3 марта 1994 г.