

УДК 538.245

© 1992

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ИТРИЙ-ЖЕЛЕЗИСТЫХ ГРАНАТОВ

Р. А. Дорошенко, М. С. Сетченков, И. В. Владимиров, В. А. Тимофеева

Фотоиндуцированные изменения магнитной анизотропии в выращенных из различных растворителей монокристаллах $Y_3Fe_5O_{12}$ изучены при 77 К. Обнаружены возрастание кубической анизотропии, наведение одноосной анизотропии при фотомагнитном отжиге и нечувствительность к поляризации света в монокристаллах, выращенных из растворителя $BaO-B_2O_3$. Такая совокупность фотоиндуцированных проявлений объясняется возникновением и перераспределением ионов Fe^{4+} в октаэдрических узлах с синглетным основным состоянием. В легированных кремнием монокристаллах (растворитель $PbO-PbF_2$) наблюдались уменьшение кубической анизотропии после первоначального освещения, возможность наведения при поляризованном свете, фотомагнитном или термомагнитном отжиге одноосной анизотропии в любом направлении в плоскости (110). Наведение одноосной анизотропии объяснено на основе комбинированной модели с одноосными центрами (ионы Fe^{2+}) в октаэдрических узлах.

Воздействие света на магнитную анизотропию иттрий-железистых гранатов изучалось в ряде экспериментальных и теоретических работ [1-5]. Наиболее изученными оказались монокристаллы $Y_3Fe_5O_{12}$, легированные кремнием. В последнее время были проведены исследования фотоиндуцированных изменений анизотропии в монокристаллических пленках ИЖГ [6, 7]. Обнаружено различие проявлений поляризации света в номинально чистых пленках и пленках, легированных Si.

В данной работе представлены результаты исследований изменений констант кубической анизотропии после первоначального освещения и возможности наведения анизотропии при поляризованном свете, фотомагнитном и термомагнитном отжигах в выращенных из различных растворителей монокристаллах, обладающих разнообразием проявлений фотоиндуцированных изменений магнитных параметров [8-11].

Образцы изготавливались в виде полированных дисков с плоскостью (110) диаметром 3 и толщиной 0.5 мм из монокристаллов $Y_3Fe_5O_{12}$, выращенных методом спонтанной кристаллизации из растворителей $BaO-B_2O_3$ (1), $PbO-PbF_2$ (2), $(PbO-PbF_2) : SiO_2$ (3).

Константы анизотропии до и после воздействия света

Номер образца	Образцы $Y_3Fe_5O_{12}$ из растворителей	$K_1^I \cdot 10^3$	$K_2^I \cdot 10^3$	$K_3^I \cdot 10^3$	$K_1^C \cdot 10^3$	$K_2^C \cdot 10^3$	$K_3^C \cdot 10^3$
1	$BaO-B_2O_3$	-25.7	-0.94	-1.2	-27.4	-2.3	-1.3
2	$PbO-PbF_2$	-21.7	-1.09	0.12	-21.7	-1.1	0.05
3	$(PbO-PbF_2) : SiO_2$	-23.7	-4.2	-1.0	-23.2	-4.9	-1.1

Измерения магнитной анизотропии проводились с вращающимся образцом [12, 13] в магнитных полях 1 кЭ при температуре 77 К. Применение ЭВМ (ДЗ-28) в комплексе с анизометром расширило его возможности, повысило точность измерений, позволило одновременно исследовать гармонические составляющие сигнала и получать зависимости энергии анизотропии от угла, определять константы магнитной анизотропии. Использовался двух-

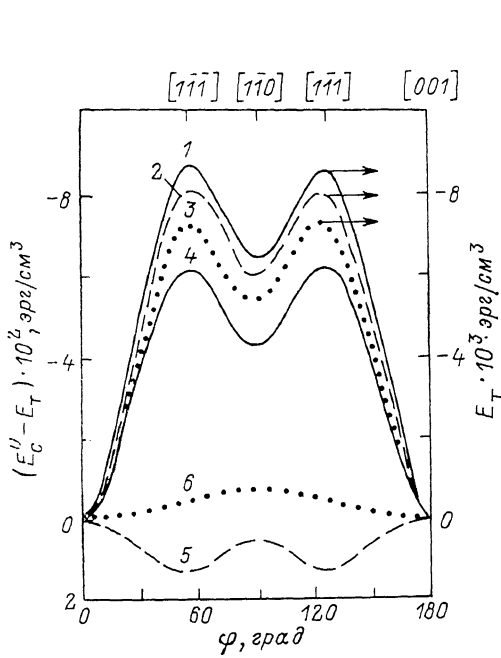


Рис. 1. Угловые зависимости энергии анизотропии E_m в плоскости (110) монокристаллов ИЖГ, выращенных из растворов $\text{BaO}-\text{B}_2\text{O}_3$ (1), $\text{PbO}-\text{PbF}_2$ (2), $\text{PbO}-\text{PbF}_2$ (3) до воздействия света.

4-6 — соответствующие фотоиндуцированные изменения энергии магнитной анизотропии после первоначального освещения.

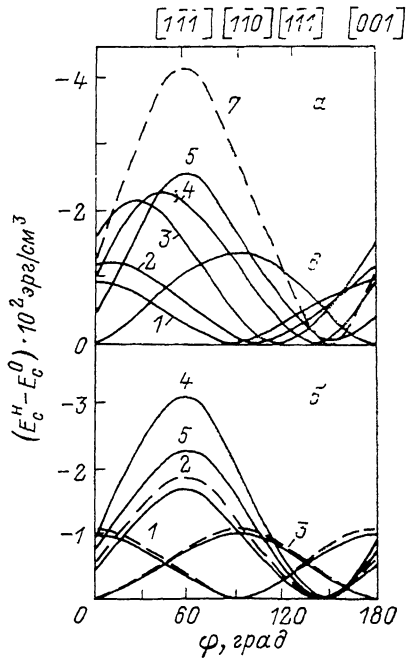


Рис. 2. Зависимости энергии наведенной магнитной анизотропии $E^a - E_c^u - E_c^0$ в плоскости (110).

a — после воздействия поляризованного света и намагничивающего поля $E \parallel H$ в образце 3 (1-6) и в образце 2 (7). E отклонен в плоскости образца от направления [001] на угол 0 (1), 10 (2), 20 (3), 35 (4), 55 (5, 7), 90° (6); б — после воздействия магнитного (сплошные кривые 1-3) и фотомагнитного (штриховые кривые 1-3) отжига вдоль направлений соответственно [001], [111], [110] в образце 3. Кривые 4, 5 — фотомагнитный отжиг вдоль направления [111] в образцах 1 и 2 соответственно.

байтный ввод сигнала в ЭВМ после аналогоцифрового преобразования (АЦП Ф7077/1). Численное решение системы нелинейных алгебраических уравнений позволяло находить не только константы анизотропии, но и постоянную установки. Однако в последнем случае из нескольких сильно различающихся действительных решений необходимо было выбирать одно с K_1 , соответствующим ИЖГ.

Для освещения образцов использовался арсенид-галлиевый излучающий диод АЛ107Б с мощностью излучения при температуре жидкого азота 10 мВт на длинах волн 0.9 мкм. Для получения поляризованного излучения использовался ИК поляриод. Светодиод размещался в жидком азоте на расстоянии 5 мм от образца. Освещение образцов проводилось в течение 5 мин, измерения — через 5 мин после выключения света.

Изучалось изменение констант магнитной кубической K_1 , K_2 и одноосной K_u в плоскости анизотропии после первоначального воздействия света. Изме-

нения энергии магнитной анизотропии для различных образцов представлены на рис. 1. Значения констант анизотропии до (K_1^T, K_2^T, K_u^T) и после (K_1^C, K_2^C, K_u^C) воздействия света для исследованных образцов приведены в таблице.

Таким образом, после первоначального освещения в монокристаллах ИЖГ при 77 К константа кубической анизотропии K_1 может как возрастать по абсолютной величине (образцы 1), так и уменьшаться (образцы 3) или не изменяться (образцы 2). Во всех образцах обнаружены возрастание констант анизотропии K_2 и изменение одноосной анизотропии K_u : возрастание по абсолютной величине в образцах 1, 3 и уменьшение в образцах 2. Наблюдаемое изменение одноосной анизотропии при первоначальном освещении образцов 2 приведено на рис. 1, кривая 6.

Во всех образцах изучалась возможность наведения анизотропии при воздействии поляризованного и неполяризованного света. При освещении неполяризованным светом направление наведения выделялось за счет намагничивания образца. Изучалась также возможность наведения анизотропии в отсутствие освещения — магнитный отжиг при температуре измерения. Обнаружено, что при условиях проведения эксперимента в образцах 1 и 2 магнитный отжиг несуществен. В образцах 3 наблюдается значительный эффект магнитного отжига (рис. 2, б). При этом фотомагнитный отжиг значительно меньше магнитного отжига. Интересно то, что в образцах 3 наведенная анизотропия возникает в любом направлении, в том числе в $[001]$ и $[1\bar{1}0]$. При этом константа фотоиндуцированной анизотропии максимальна при наведении вдоль направления $\langle 111 \rangle$ в плоскости образца. В образцах 1 эффект поляризованного света не наблюдается. Фотомагнитный отжиг наводит максимальную величину анизотропии вдоль направления $\langle 111 \rangle$ (рис. 2, б, кривая 4). В образцах 2 наведение анизотропии возможно как поляризованным, так и неполяризованным светом. Максимальный эффект наблюдается при наведении в направлениях $\langle 111 \rangle$ в плоскости образца (рис. 2, а, кривая 7; рис. 2, б, кривая 5).

Объяснение фотоиндуцированных изменений кубической анизотропии возможно путем введения фотоактивных многоионных центров — кубически анизотропных центров. Однако магнитные ионы железа, находясь в окта- или тетраположениях, обладают аксиальной симметрией. Поэтому при их равномерном распределении изменение кубической анизотропии объясняется одноионными аксиальными октаэдрическими или тетраэдрическими анизотропными центрами. Уменьшение константы кубической анизотропии K_1 в образцах, легированных Si, объясняется возникновением (перераспределением из менее анизотропных в более анизотропные положения) ионов Fe^{2+} в октаэдрических узлах на основе как дублетной $[^{14-17}]$, так и синглетной модели $[^{18-20}]$. Возрастание константы кубической анизотропии K_1 в образцах, легированных Ba, объясняется возникновением ионов Fe^{4+} в октаэдрических узлах. Значения магнитокристаллической анизотропии иона Fe^{4+} с синглетным основным состоянием в октаэдрических окружениях получены в работе $[^{18}]$. Несоответствие как теоретических расчетов, так и наших экспериментальных результатов выводам работ $[^{21, 22}]$, по-видимому, связано с иным реализуемым случаем.

Фотоиндуцированная одноосная анизотропия объясняется обычно на основе аксиальных октаэдрических центров, перераспределение которых возможно за счет поляризации света или/и фотомагнитного отжига $[^{23, 24}]$. Наличие эффекта фотомагнитного отжига и отсутствие проявления поляризованного света в YIG (Ba) объясняется тем, что перераспределение ионов Fe^{4+} идет через фотоионизацию ионов Fe^{3+} , волновые функции которых сферически-симметричны. Неравновесные фотоиндуцированные эффекты, затрагивающие фотовозбуждение ионов Fe^{4+} , могут быть поляризационно-зависимыми. Анизотропные центры Fe^{4+} являются аксиальными центрами типа «легкая плоскость», т. е. меньшее количество их в октаэдрических i -х положениях делает это i -е направление осью легкого намагничивания.

Полученные результаты по наведению одноосной магнитной анизотропии в плоскости (110) образцов \mathcal{Z} не удается описать на основе традиционной октаэдрической модели четырех типов ориентационно неэквивалентных центров с локальными осями симметрии типа $\langle 111 \rangle$. Действительно, существуют по крайней мере два экспериментальных факта, которые противоречат выводам вышеуказанной модели: это наведение одноосной анизотропии вдоль направления $\langle 001 \rangle$ и совпадение оси симметрии наведенной анизотропии с направлением наведения. Как будет показано ниже, подобное поведение наведенной анизотропии невозможно также объяснить с точки зрения модели центров с локальными осями симметрии типа $\langle 100 \rangle$. Поэтому возникает необходимость модификации традиционных моделей наведенной анизотропии. Не рассматривая микроскопическую природу фотоактивных центров, предположим, что в образце одновременно существуют две группы центров с локальными осями симметрии $\langle 100 \rangle$ (тетраэдрические центры) и $\langle 111 \rangle$ (октаэдрические центры).

Кинетические уравнения перераспределения фотоактивных анизотропных центров запишем в виде

$$dn_i^{0c}/dt = -(W_i^{0c} + 1/\tau_i^{0c}) n_i^{0c} + (D/4) \sum_{j \neq 1}^4 (W_j^{0c} + 1/\tau_j^{0c}) n_j^{0c} + (T/3) \sum_j^3 (W_j^t + 1/\tau_j^t) n_j^t,$$

$$dn_i^t/dt = -(W_i^t + 1/\tau_i^t) n_i^t + (D/4) \sum_j^4 (W_j^{0c} + 1/\tau_j^{0c}) n_j^{0c} + (T/3) \sum_{j \neq 1}^3 (W_j^t + 1/\tau_j^t) n_j^t,$$

где вероятность возбуждения $W_i^{0c(t)}$ электрона в центре i -й ориентацией оси типа $\langle 111 \rangle$ ($\langle 100 \rangle$) и время релаксации τ_i определяются выражениями вида

$$W_i^{0c(t)} = A^{0c(t)} (1 + B^{0c(t)} \cos^2 \vartheta_i^{0c(t)}) (1 + C^{0c(t)} \cos^2 \varphi_i^{0c(t)}),$$

$$\tau_i^{0c(t)} = \tau_0^{0c(t)} \exp(1 + \varepsilon^{0c(t)} \cos^2 \varphi_i^{0c(t)}),$$

$A^{0c(t)}$, $B^{0c(t)}$, $C^{0c(t)}$, $\tau_0^{0c(t)}$, $\varepsilon^{0c(t)}$ — некоторые постоянные; D , T — интенсивности захвата электронов соответственно октаэдрическими и тетраэдрическими центрами; $\vartheta_i^{0c(t)}$ — угол между вектором поляризации света \mathbf{E} и i -й осью типа $\langle 111 \rangle$ ($\langle 100 \rangle$); $\varphi_i^{0c(t)}$ — угол между вектором намагниченности и i -й осью типа $\langle 111 \rangle$ ($\langle 100 \rangle$). Считая, что число фотоактивных центров конечно и равно n_0 , найдем решения кинетических уравнений в стационарном случае

$$n_i^{0c}/n_0 = \frac{(1 + D/4)^{-1} (W_i^{0c} + 1/\tau_i^{0c})^{-1}}{(1 + D/4)^{-1} \sum_i^4 (W_i^{0c} + 1/\tau_i^{0c})^{-1} + (1 + T/3)^{-1} \sum_i^3 (W_i^t + 1/\tau_i^t)^{-1}},$$

$$n_i^t/n_0 = \frac{(1 + T/3)^{-1} (W_i^t + 1/\tau_i^t)^{-1}}{(1 + D/4)^{-1} \sum_i^4 (W_i^{0c} + 1/\tau_i^{0c})^{-1} + (1 + T/3)^{-1} \sum_i^3 (W_i^t + 1/\tau_i^t)^{-1}}.$$

Запишем выражения для энергии наведенной анизотропии в виде

$$E_u = \sum_i^4 \varepsilon_i^{0c} n_i^{0c} + \sum_i^3 \varepsilon_i^t n_i^t,$$

где ε_i^{0c} , ε_i^t — энергия i -го центра октаэдрического и тетраэдрического типа соответственно; $\varepsilon_i^{0c(t)} = -\varepsilon_0^{0c(t)} \cos^2 \varphi_i^{0c(t)}$; $\varepsilon_0^{0c(t)}$ — постоянная энергия анизотропии фотоактивного центра октаэдрического (тетраэдрического) типа.

Подставляя полученные решения кинетических уравнений в выражение для энергии наведенной анизотропии, рассмотрим угловые зависимости E_u . Будем считать, что векторы \mathbf{E} и \mathbf{M} лежат в плоскости (110). Рассчитанные на основе

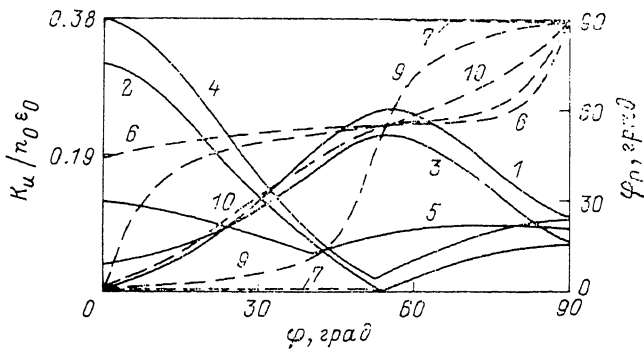


Рис. 3. Зависимости константы наведенной анизотропии K_u (1–5) и угла φ_0 (6–10), определяющего ориентацию наведенной анизотропии, от угла наведения φ .

Наведенная анизотропия создавалась в результате фотоманнитного отжига. 1, 6 — октаэдрическая модель, $A/\tau_0=1$, $C=-0.9$, $\epsilon=1$; 2, 7 — тетраэдрическая модель, A/τ_0 , $C=-0.9$; $\epsilon=1$; 3–5, 8–10 — комбинированная модель при $C^{oc}=-0.9$, $C^t=-0.1$ (3, 8), -0.1 , -0.9 (4, 9), -0.5 , -0.5 (5, 10), $A^{oc}/\tau_0^{oc}=1$, $A^t/\tau_0^t=1$, $\tau_0^t/\tau_0^{oc}=0.8$, $\epsilon^{oc}=\epsilon^t=1$, $T=D=1$, $\epsilon_0^t/\epsilon_0^{oc}=0.9$.

данной модели кривые качественно соответствуют экспериментальным, что подтверждает пригодность предложенной феноменологической модели наведенной анизотропии. На рис. 3 представлены зависимости константы наведенной анизотропии от угла наведения в плоскости образца для различных моделей (кривые 1–5). На этом же рисунке построены зависимости угла φ_0 , определяющего ориентацию оси симметрии наведенной анизотропии, от направления наведения φ (кривые 6–10). В случае октаэдрической модели при углах наведения $\varphi < 55^\circ$ ось симметрии возникающей анизотропии лежит вблизи направления $[111]$ в плоскости (110) , а при $\varphi > 55^\circ$ плавно поворачивается вслед за направлением наведения. В случае тетраэдрической модели угол φ_0 принимает только два значения: $\varphi_0=0^\circ$ при $\varphi < 55^\circ$ и $\varphi_0=90^\circ$ при $\varphi > 55^\circ$. При $\varphi \approx 55^\circ$ происходит скачкообразная переориентация оси наведенной анизотропии. Для комбинированной модели угол φ_0 практически совпадает с углом наведения при использованных параметрах, что хорошо согласуется с наблюдаемыми экспериментальными зависимостями в образцах 3.

Список литературы

- [1] Teale R., Temple D. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. N 16. P. 904–906.
- [2] Pearson R. F., Annis A. D., Kompfner P. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 2, N 27. P. 1805–1807.
- [3] Dillon J., Gyorgy E., Remeika J. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23, N 13. P. 643–645.
- [4] Flanders P., Graham C., Dillon J., Gyorgy E., Remeika J. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 4. P. 1443–1445.
- [5] Alben R., Gyorgy E., Dillon J. F., Remeika J. P. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 7. P. 2560–2577.
- [6] Жуковский А. В., Коваленко В. Ф., Куц П. С., Нам В. П., Хе А. С. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2841–2843.
- [7] Веселаго В. Г., Владимиров И. В., Дорошенко Р. А., Сетченков М. С. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 272–274.
- [8] Дорошенко Р. А., Халилов Р. З. // Динамика и статика доменной структуры в магнитоупорядоченных кристаллах. Уфа, БНЦ УрО АН СССР, 1988. С. 74–84.
- [9] Веселаго В. Г., Дорошенко Р. А., Халилов Р. З. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 7. С. 34–37.
- [10] Серегин С. В., Дорошенко Р. А., Тимофеева В. А., Фахретдинова Р. С. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 30. № 3. С. 130–132.
- [11] Веселаго В. Г., Воробьева Н. В., Дорошенко Р. А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 8. С. 402–404.
- [12] Фландерс П. Ж. // Приборы для научных исследований. 1970. № 5. С. 87–101.
- [13] Минаков А. А., Веселаго В. Г. // Препринт ФИАН. 1980. № 31. 23 с.

- [14] Slonczewski J. C. // Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 1341—1345.
- [15] Slonczewski J. C. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 3. Suppl. P. 253—263.
- [16] Hartwick T. S., Smit J. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 10. P. 3995—4001.
- [17] Rudowicz J. C., Kowalewski L. // Physica B. 1975. V. 80. P. 517—540.
- [18] Rudowicz J. C. // Z. Naturforsch. 1983. V. 38a. N 5. P. 540—544.
- [19] Rudowicz J. C. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 1. P. 593—595.
- [20] Tucciarone A. // Physiks of Magnetic garnets. LXX Corso. Soc. Italiana di Fisica. Bologna, Italy, 1978. P. 320—363.
- [21] Коваленко В. В., Нараев Э. Л. // УФН. 1986. Т. 148. № 4. С. 561—602.
- [22] Tchernev D. T. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 1318—1323.
- [23] Sturge M. D., Gyorgy E. M., Le Graw R. C., Remeika J. P. // Phys. Rev. 1969. V. 180. N 2. P. 413—419.

Башкирский научный центр
УрО РАН
Уфа

Поступило в Редакцию
27 мая 1991 г.

