

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ ИТТРИЙ-ЖЕЛЕЗИСТОГО ГРАНАТА

В. Г. Веселаго, И. В. Владимиров, Р. А. Дорошенко, М. С. Сетченков

Исследовались изменения магнитной анизотропии под воздействием неполяризованного и линейно-поляризованного света в эпитаксиальных пленках $Y_3Fe_5O_{12}$ ($2\Delta H \approx 0.6$) и $Y_3Fe_5O_{12} : Si$ ($2\Delta H \approx 30$), выращенных на подложках (111) $Ga_3Gd_5O_{12}$. Образцы изготавливались в виде дисков диаметром ~ 4 мм из пленок толщиной 5—10 мкм. Измерения проводились при 77 К на анизометре с вращающимся образцом [1, 2], работающем в комплексе с ЭВМ 15ИПГ 32. ЭДС с измерительных катушек, наводимая при изменении ориентации намагниченности, после усилителя и аналого-цифрового преобразователя Ф7077/1 через оптронную развязку вводилась в память ДЗ-28. После накопления до заданной точности, фурье-преобразования и двойного интегрирования зависимость энергии анизотропии от ориентации намагниченности M выводилась на графостроитель. Применение ЭВМ позволяло анализировать отдельные гармоники энергии анизотропии и их комбинации, выводить разности энергий анизотропии после различных воздействий света. Отметим, что вращение образца в магнитном поле во время измерения существенно замедляет распад наведенной анизотропии, поскольку при этом отсутствует выделение какого-либо направления в плоскости образца. Поэтому анизометр с вращающимся образцом можно применять при изучении магнитной анизотропии в образцах с магнитным последствием. Сопряжение анизометра с ЭВМ из-за одновременности получения гармонических составляющих повышает точность, ускоряет и облегчает измерения. Измерения наведенной анизотропии проводились через 3 мин после выключения света. Воздействие света через поляризатор или в его отсутствие производилось в течение ~ 3 мин интенсивностью 10 мВт/см^2 на длинах волн 900—950 нм.

Изучалась магнитная анизотропия после первоначального освещения. Воздействие света осуществлялось при вращении образца в постоянном магнитном поле. Напряженность поля была достаточной для однородного намагничивания образцов. Обнаружено, что в номинально чистых образцах ИЖГ кубическая анизотропия $E_K = K_2 f(\varphi)$ и имеющаяся в плоскости пленок одноосная анизотропия практически не изменялись. В легированных кремнием образцах ($C_{Si} = 0.4\%$) наблюдалось увеличение кубической анизотропии на $\sim 10\%$ и уменьшение одноосной анизотропии на $\sim 30\%$ от первоначальной величины.

Исследовалась возможность наведения анизотропии как при воздействии неполяризованного света при одновременном намагничивании — фотомагнитном отжиге, так и при намагничивании в отсутствие освещения — термомагнитном отжиге при температуре измерения. Исходное состояние получали при вращении образцов в магнитном поле и одновременном воздействии неполяризованного света. Обнаружено, что в образцах $Y_3Fe_5O_{12}$ термомагнитный отжиг несуществен. В образцах $Y_3Fe_5O_{12} : Si$ при термомагнитном отжиге наводится анизотропия с осью легкого намагничивания (ОЛН), параллельной вектору намагниченности при любом его направлении в плоскости пленки. В результате фотомагнитного отжига в нелегированных и легированных образцах наводится анизотропия в любом направлении в плоскости пленки с ОЛН, параллельной вектору M . Подчеркнем, что величина фотонаведенной анизотропии в легированных кремнием образцах меньше термонаведенной анизотропии. Поэтому в этих образцах при воздействии неполяризованного света наблюдается уменьшение наведенной в результате термоотжига анизотропии. Во всех исследованных образцах величина наведенной анизотропии

максимальна при наведении вдоль направлений $\langle 110 \rangle$, лежащих в плоскости пленок.

Наведение анизотропии при воздействии поляризованного света проводилось в образцах, однородно-намагниченных параллельно и перпендикулярно вектору поляризации света E . Исходное состояние получали при воздействии поляризованного света на вращающийся в магнитном поле образец. На рис. 1, а, б представлены зависимости энергии наведенной анизотропии при различных направлениях E и M . Обнаружено, что в образцах $Y_3Fe_5O_{12}$ (рис. 1, а) ОЛН наведенной анизотропии определяется вектором поляризации E независимо от направления M и возникает перпендикулярно E (1—4). Величина наведенной анизотропии больше при $E \perp M$ (3, 4), чем при $E \parallel M$ (1, 2). В образцах $Y_3Fe_5O_{12} : Si$ (рис 1, б) ОЛН наведенной анизотропии определяется направлением вектора на-

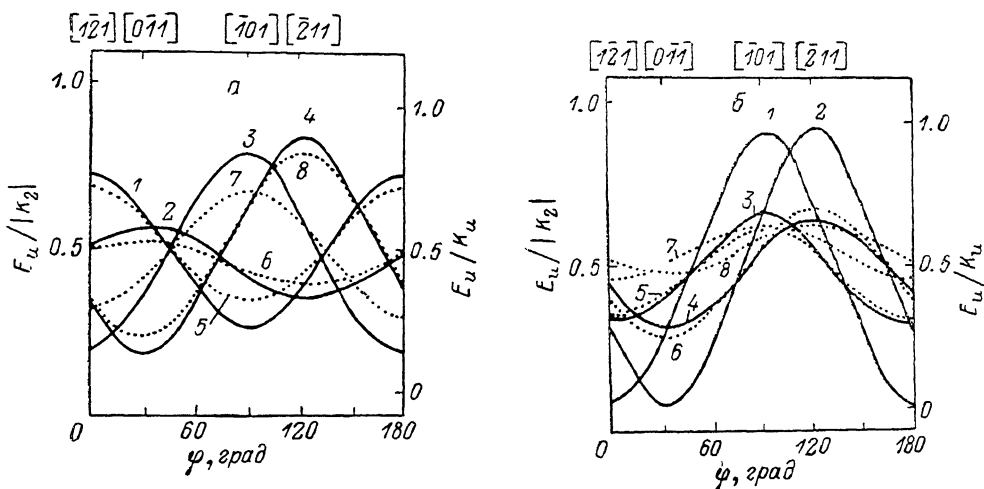


Рис. 1. Зависимости энергии наведенной при воздействии поляризованного света анизотропии от ориентации вектора намагниченности в плоскости (111) пленки $Y_3Fe_5O_{12}$ (а) и $Y_3Fe_5O_{12} : Si$ (б).

Эксперимент: 1 — $E \parallel [1\bar{2}1]$, $M \parallel [1\bar{2}1]$; 2 — $E \parallel [0\bar{1}1]$, $M \parallel [0\bar{1}1]$; 3 — $E \parallel [1\bar{0}1]$, $M \parallel [1\bar{2}1]$; 4 — $E \parallel [1\bar{2}1]$, $M \parallel [1\bar{0}1]$. Теория: 5 — $E \parallel [1\bar{2}1]$, $M \parallel [1\bar{2}1]$, 6 — $E \parallel [0\bar{1}1]$, $M \parallel [0\bar{1}1]$, 7 — $E \parallel [1\bar{0}1]$, $M \parallel [1\bar{2}1]$, 8 — $E \parallel [1\bar{2}1]$, $M \parallel [1\bar{0}1]$. $B = -0.99$, $C = 1.5$ (а); $B = -0.99$, $C = -0.9$, $E_1/kT = 3$, $1/A \tau_0 \exp [E_0/kT] = 1.5$ (б).

магнитности и возникает параллельно M (1—4). Величина наведенной анизотропии больше при $E \parallel M$ (1, 2), чем при $E \perp M$ (3, 4). В исследованных образцах фотоиндуцированная анизотропия достигает максимальной величины при выделении поляризацией E направлений $\langle 110 \rangle$, лежащих в плоскости пленок.

Для объяснения на основе октаэдрической модели фотоиндуцированной анизотропии [3] наблюдаемых нами в номинально чистых образцах ИЖГ эффектов необходимо ввести понятие о «трудных» светочувствительных центрах, фотоактивация анизотропного состояния которых в октаэдрических узлах с j -й ориентацией тригональной оси увеличивает энергию анизотропии данного направления. Энергию наведенной анизотропии запишем в виде

$$E_u = \sum_j^4 n_j \varepsilon_j,$$

где $\varepsilon_j = \varepsilon_0 \cos^2 \psi_j$, $\varepsilon_0 > 0$ для нелегированных образцов и $\varepsilon_0 < 0$ для легированных Si образцов; ψ_j — угол между вектором M и j -й тригональной осью. Зависимость энергии наведенной анизотропии от ориентации вектора намагниченности в плоскости пленки можно представить в виде

$$E_u = K_u \sin(2\varphi + \varphi_0),$$

$$K_u = \frac{8}{9} \varepsilon_0 n_0 \left[\frac{1}{4} \frac{n_1^2}{n_0^2} + \frac{1}{16} \left(\frac{n_2}{n_0} + \frac{n_3}{n_0} \right)^2 - \frac{1}{4} \frac{n_1}{n_0} \left(\frac{n_2}{n_0} + \frac{n_3}{n_0} \right) + \frac{3}{16} \left(\frac{n_2}{n_0} - \frac{n_3}{n_0} \right)^2 \right]^{1/2},$$

$$\varphi_0 = \arctg \left[\left(n_1 - \frac{1}{2} (n_2 + n_3) \right) / \left(\frac{\sqrt{3}}{2} (n_2 - n_1) \right) \right].$$

Угол φ отсчитывается от направления [1 $\bar{2}$ 1]; n_1, n_2, n_3 — количество анизотропных центров с осями симметрии [1 $\bar{1}$ 1], [1 $\bar{1}$ 1], [1 $\bar{1}$ 1] соответственно; n_0 — общее число светочувствительных центров. Для описания экспериментальных результатов предложена следующая система кинетических уравнений возникновения анизотропных центров:

$$\frac{dn_j}{dt} = - \left(W_j + \frac{1}{\tau_j} \right) n_j + K_j \sum_{i \neq j} \left(W_i + \frac{1}{\tau_i} \right) n_i,$$

где W_j — вероятность активации анизотропного состояния j -го центра под воздействием света; τ_j — время релаксации j -го центра; $K_j = 1/4 (1 -$

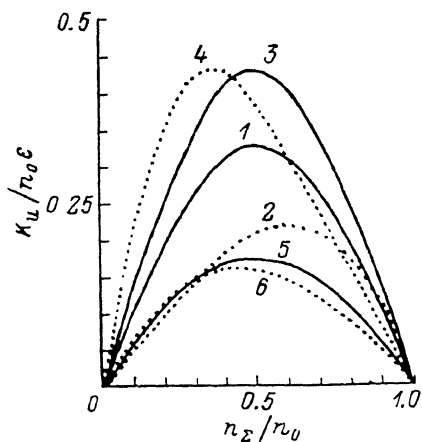


Рис. 2. Рассчитанные зависимости константы наведенной анизотропии $K_u/n_0\varepsilon_0$

от числа анизотропных центров n_z/n_0 ($n_z =$

$= \sum_{j=1}^4 n_j$) для образцов $Y_3Fe_5O_{12}$ при фотомагнитном отжиге: М || [0 $\bar{1}$ 1] (1), М || [1 $\bar{2}$ 1] (2); для образцов $Y_3Fe_5O_{12} : Si$ при термомангнитном отжиге М || [0 $\bar{1}$ 1] (3), М || [1 $\bar{2}$ 1] (4) и фотомагнитном отжиге М || [0 $\bar{1}$ 1] (5), М || [1 $\bar{2}$ 1] (6).

Кривые получены при значениях параметров: $C=6$ (1, 2) и $1/A \tau_0 \exp(E_0/kT)=1.5$, $E_1/kT=3$, $C=-0.9$ (3-6).

$= n_j/n_0$) — вероятность захвата с учетом эффекта насыщения; n_0 — максимальное количество анизотропных центров с j -й ориентацией тригональной оси; W_j и τ_j взяты в виде

$$W_j = A (1 + B \cos^2 \theta_j) (1 + C \cos^2 \varphi_j), \quad \tau_j = \tau_0 \exp [(E_0 + E_1 \cos^2 \varphi_j)/kT],$$

$A, B, C, \tau_0, E_0, E_1$ — постоянные; φ_j — угол между М и j -й тригональной осью; θ_j — угол между Е и j -й тригональной осью.

Расчет зависимости величины константы наведенной анизотропии от числа анизотропных центров (рис. 2) показывает, что наблюдаемые явления объясняются для $Y_3Fe_5O_{12}$ вдали от насыщения (1, 2), для $Y_3Fe_5O_{12} : Si$ вблизи насыщения (3-6). Рассчитанные для стационарного случая зависимости энергии анизотропии E_u/K_u находятся в качественном соответствии с экспериментальными кривыми 5-8 (рис. 1, а, б).

Л и т е р а т у р а

- [1] Фландерс П. Ж. // Приборы для научн. исслед. 1970. № 5. С. 87-101.
 [2] Минаков А. А., Веселаго В. Г. // Препринт ФИАН. 1980. № 31. 23 с.
 [3] Tucciarone A. // Physics of Magnetic Garnets. LXX Corso. Soc. Italiana di Fisica. Bologna. Italy, 1978. P. 320-363.

Отдел физики и математики
с вычислительным центром
БФ АН СССР
Уфа

Поступило в Редакцию
14 июля 1988 г.
В окончательной редакции
12 сентября 1988 г.