

## ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ, ПОЛЯРИЗАЦИОННО ЗАВИСИМЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ АНИЗОТРОПИИ В ФЕРРИМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ (YCa)<sub>3</sub>(FeCoGe)<sub>5</sub>O<sub>12</sub>

*М.В.Верченко, В.Г.Веселаго, М.Киселевски\*, С.Н.Ляхимец<sup>□</sup>,  
А.Мазевски\*, С.Г.Рудов, У.Читко\**

*Институт общей физики РАН  
117942 Москва, Россия*

*\*Филиал Варшавского университета  
Белосток, Польша*

*□ Институт металлофизики АН Украины, с.Киев  
252142 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 16 февраля 1993 г.

В ферримагнитной пленке (YCa)<sub>3</sub>(FeCoGe)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> обнаружено фотоиндуцированное увеличение перпендикулярной компоненты намагниченности на 1–2 Гс под действием импульсов света ( $\lambda = 0,53 \mu\text{м}$ ,  $t = 20 \text{нс}$ ), что соответствует изменению энергии анизотропии на  $10^4 \text{эрг/см}^3$ .

Существуют два класса фотоиндуцированных эффектов в магнетиках: 1) эффекты, не зависящие от поляризации оптического излучения (наблюдались в широком классе магнетиков – легированных хромовых и феррошпинелях, ферритах-гранатах<sup>1</sup>); 2) эффекты, чувствительные к поляризации излучения (наблюдались ранее лишь в иттриевом феррите-гранате (YIG) с примесью кремния).

В настоящей работе сообщается о наблюдении зависящего от поляризации света изменения перпендикулярной компоненты намагниченности (величина которой определяется энергией магнитной анизотропии образца) в ферримагнитных гранатовых пленках с составом  $\text{Y}_2\text{Ca}_1\text{Fe}_{3,9}\text{Co}_{0,1}\text{Ge}_1\text{O}_{12}$ . О магнитных свойствах этих пленок ( $m \sim 10 \text{Гс}$ ,  $K \sim -10^4 \text{эрг/см}^3$  при  $T = 290 \text{К}$ ) сообщалось в работах<sup>2,3</sup>. Для измерений из пленок толщиной 7–10 мкм, выращенных в плоскости (001) на подложках из галлий-гадолиниевого граната, вырезались диски диаметром 1,8 мм. Образец помещался на кварцевом штоке, позволяющем вращать его относительно внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости диска. В качестве источника света использовался импульсный неодимовый лазер (2-я гармоника) со следующими параметрами излучения: длина волны 0,532 мкм; длительность импульса света  $\tau = 20 \text{нс}$ ; плотность энергии света, падающего перпендикулярно плоскости образца, не превышала  $0,04 \text{Дж/см}^2$ ; частота следования импульсов света 12 Гц. В качестве датчика изменения намагниченности (см. описание в<sup>4</sup>) использовалась измерительная катушка, расположенная рядом с образцом. Ось измерительной катушки лежала в плоскости образца. При ориентации оси измерительной катушки перпендикулярно магнитному полю регистрировались изменения перпендикулярной компоненты намагниченности. При освещении образца светом вследствие изменения магнитного потока в катушке возникает ЭДС, амплитуда которой пропорциональна скорости изменения магнитного потока. Импульс ЭДС записывался на самописце с помощью строб-интегратора.

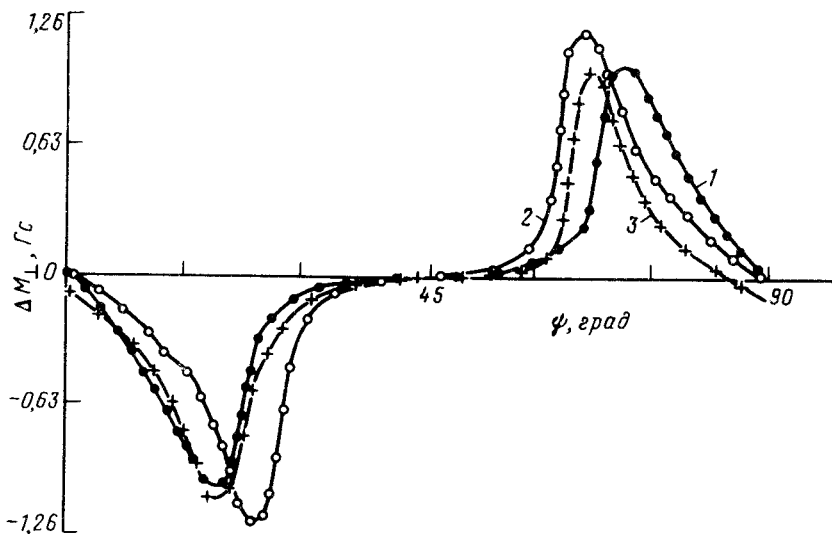


Рис.1. Зависимость фотоиндуцированного изменения перпендикулярной компоненты намагниченности от угла  $\psi$  между магнитным полем  $H$  и осью  $[100]$  ( $T = 77$  К,  $H = 5$  кЭ). Кривая 1 - поляризация света  $E \perp H$ , 2 -  $E \parallel H$ , 3 -  $E$  под углом 45 градусов к  $H$

Наблюдаемые на измерительной катушке импульсы ЭДС были однополярные, почти полностью повторяли лазерный импульс. Однополярность импульсов связана с большими (по сравнению с длительностью световых импульсов) временами релаксации намагниченности к темновому значению. На рис.1 представлены угловые зависимости фотоиндуцированного увеличения перпендикулярной компоненты намагниченности для различной поляризации света при  $T = 78$  К. Характер угловых зависимостей указывает, что под действием поляризованного света возрастает энергия кубической анизотропии, а также возникает одноосная анизотропия вдоль плоскости поляризации света. Амплитуда фотоиндуцированного изменения намагниченности быстро падает к нулю с ростом температуры до 180 К.

На рис.2 представлены полевые зависимости фотоиндуцированного изменения перпендикулярной компоненты намагниченности от величины внешнего поля  $H$  при различной поляризации света. Наблюдаемый гистерезис связан с фотонаведенной одноосной анизотропией вдоль плоскости поляризации света, причем часть фотонаведенной анизотропии имеет времена распада порядка нескольких десятков секунд. Максимальные изменения перпендикулярной компоненты намагниченности в поле  $H = 5$  кЭ достигали величины  $\sim 1 - 2$  Гс, что соответствует изменению энергии кубической магнитной анизотропии на величину  $\sim 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>.

При интерпретации эффекта мы исходим из того, что оптическое излучение, воздействуя на электронную примесную подсистему кристалла, может изменить в магнитной подсистеме характер обменных и релятивистских взаимодействий. Известно, что именно последними обусловлены большие по величине фотомагнитные эффекты в YIG с примесями<sup>1</sup>. Природа эффекта

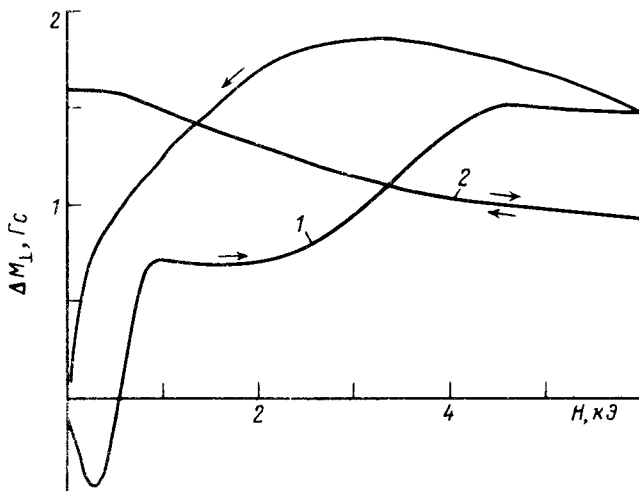


Рис.2. Зависимость фотоиндуцированного изменения перпендикулярной компоненты намагниченности от величины внешнего магнитного поля  $H$  ( $\psi \approx 12^\circ$ ,  $T = 77$  К). Кривая 1 – поляризация света  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ , 2 –  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$

в исследуемых пленках связана с наличием сильноанизотропных, фоточувствительных ионов  $\text{Co}$ . Это обстоятельство, а также зависимость эффекта от ориентации линейной поляризации света является аргументом в пользу релятивистского механизма. Кроме того, в этих пленках наблюдался эффект сильного магнитного последствия, обусловленного индуцированием одноосной анизотропии<sup>2,5</sup>. Поэтому, пренебрегая изменением обменных взаимодействий, мы интерпретируем эффект как поворот вектора намагниченности  $\mathbf{M}$ , причиной которого является фотоиндуцированное изменение анизотропии. Ниже на основании этого факта приведено феноменологическое описание эффекта, опирающееся лишь на соображения симметрии.

Будем исходить из стандартной формулы для магнитной энергии пленки в монокристаллическом состоянии:

$$W(\mathbf{m}) = (1/2)K_u m_z^2 + K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + k_{ij} m_i m_j - \mathbf{M} \mathbf{H}. \quad (1)$$

Здесь  $K_u$  и  $K_1$ ,  $K_2$  – константы одноосной (ростовой) и кубической анизотропии,  $H$  – магнитное поле,  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$ . Компоненты тензора  $k_{ij}$  описывают индуцируемую светом магнитную анизотропию второго порядка и зависят от намагниченности  $\mathbf{m}$  и ориентации вектора линейной поляризации света  $\mathbf{e}$  ( $|\mathbf{e}| = 1$ ) в момент облучения. При достаточно длительном облучении, когда достигается некоторое стационарное состояние –  $\mathbf{m}'$  (такая ситуация реализуется в эксперименте),  $k_{ij}(\mathbf{m}', \mathbf{e})$  можно разложить по компонентам  $m'$  и  $e$ :

$$k_{ij}(\mathbf{e}, \mathbf{m}') = \lambda_{ijkn} m'_k m'_n + \nu_{ijkn} e_k e_n. \quad (2)$$

В силу кубической симметрии граната тензоры  $\hat{\lambda}$  и  $\hat{\nu}$  описываются четырьмя константами<sup>6</sup>:  $\lambda_{xxxx} = F$ ,  $\lambda_{xyxy} = G$ ,  $\nu_{xxxx} = A$ ,  $\nu_{xyxy} = B$ . В условиях

эксперимента  $m'$  совпадает с  $m$  в момент измерения. В этом случае, подставив (2) в (1), легко убедиться, что константы  $F$  и  $G$  приводят просто к изменению  $K_1$ , а наведенная одноосная анизотропия будет определяться только вторым слагаемым в (2). Тогда из минимизации энергии (1) можно определить равновесную ориентацию  $m^{(i)}$  до облучения (при  $k_{ij} = 0$ ) и стационарную ориентацию намагниченности  $m^{(f)}$  при облучении ( $k_{ij} \neq 0$ ), и перенормированные константы  $K'_1 = K_1 + \delta K$ , где  $\delta K$  – величина фотоиндуцированного изменения  $K_1$ . Тогда по формуле

$$\Delta M_{\perp}(\psi) = |M|[(m_y^{(f)} - m_y^{(i)}) \cos \psi - (m_x^{(f)} - m_x^{(i)}) \sin \psi] \quad (3)$$

можно вычислить наблюдаемую величину  $\Delta M_{\perp}$ . Удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом удается получить при следующих значениях подгруппных параметров (в единицах величины  $|K_1|$ ):  $A < 0$ ,  $B > 0$ ,  $\delta K_1 = -1$ ,  $|B/A| \approx 5$ . Наиболее вероятным микроскопическим механизмом является оптическая перезарядка ионов кобальта:  $\text{Co}^{3+} \longleftrightarrow \text{Co}^{2+}$ , локализованных в разных ориентационно неэквивалентных кристаллографических позициях и обладающих в решетке YIG стабильной валентностью <sup>7</sup>. Не зависящий от поляризации вклад в  $\delta K_1$  можно связать с увеличением числа сильно анизотропных ионов  $\text{Co}^{2+}$  в октаэдрических позициях. Зависящий от поляризации вклад можно объяснить стандартной моделью четырех типов окта-позиций с локальными осями типа [111], в которой в силу анизотропии фотопоглощения происходит преимущественное заселение одной позиции, что приводит к появлению макроскопической анизотропии. При  $A < 0$ ,  $B > 0$  максимальное заселение конкретной позиции будет происходить при ортогональном расположении плоскости поляризации света к локальной оси позиции.

Исследование частично выполнено в рамках Польского научного проекта РВ 922/2/91. Авторы глубоко благодарны П.Гернерту за предоставление образцов и ценные дискуссии.

- 
1. В.Ф.Коваленко, Э.Л.Нагаев, УФН **148**, 561 (1986).
  2. M.Kisielewski, A.Maziewski, P.Görner, J. Phys. D.: Appl. Phys. **20**, 222 (1987).
  3. A.Maziewski, J.Magn. Magn. Mat. **88**, 325 (1990).
  4. В.Г.Веселаго, А.А.Минаков, С.Г.Рудов, ЖЭТФ **87**, 629 (1984).
  5. Б.А.Иванов, М.Киселевски, С.Н.Ляхимец, А.Мазевски, ЖЭТФ **101**, 1894 (1992); A.Maziewski, B.Ivanov, M.Kisielewski, S.Lyakhimets, J. Magn. Magn. Mat. **361**, 104 (1992).
  6. С.Н.Ляхимец, УФЖ **34**, 107 (1989).
  7. M.D.Sturge, E.M.Gyorgy, R.C. Le Graw, J.P.Remeika, Phys. Rev. **180**, 413 (1969).