

## ГИГАНТСКИЙ ЛИНЕЙНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Б.Б.Кричевцов, В.В.Павлов, Р.В.Писарев

Обнаружен линейный по электрическому полю МЭ эффект большой величины, запрещенный для структуры граната. Линейность эффекта свидетельствует об отсутствии центра инверсии в структуре пленок, а его большая величина говорит об эффективном воздействии электрического поля на магнитную анизотропию, т. е. на ориентацию намагниченности.

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект впервые был обнаружен в антиферромагнетике  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ <sup>1, 2</sup>. К настоящему времени МЭ эффекты различного типа, отличающиеся характером зависимости от электрического ( $E$ ) или магнитного ( $H$ ) поля, исследованы в большом числе ферри- и антиферромагнетиков (см., например,<sup>3</sup>). Линейный по электрическому полю МЭ эффект может наблюдаться только в тех кристаллах, группа магнитной симметрии которых не содержит пространственной инверсии  $I$ , в centrosимметричных кристаллах зависимость МЭ эффекта от  $E$  является квадратичной. Квадратичный МЭ эффект наблюдается, в частности, в кубических редкоземельных ферритах-гранатах, имеющих кристаллографическую пространственную группу  $O_h^{10}$ <sup>4</sup>. В данной работе сообщается о первом наблюдении линейного, запрещенного в объемных кристаллах, МЭ эффекта аномально большой величины в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов.

Исследование МЭ эффекта в тонких магнитных пленках с помощью традиционных индукционных методов практически невозможно, поскольку для этого обычно требуются большие объемы изучаемого вещества, порядка  $(1 - 10)$  мм<sup>3</sup>. Значительно более широкими возможностями обладают оптические поляризметрические методы, которые, по нашим оценкам, позволяют изучать образцы объемом до  $10^{-6}$  мм<sup>3</sup>.

Измерения МЭ эффекта проводились на установке, аналогичной описанной в<sup>5</sup>. Изучались повороты плоскости поляризации света на длине волны  $\lambda = 0,6328$  мкм, вызванные приложением к образцу постоянного магнитного поля (эффект Фарадея – ЭФ) и переменного электрического поля  $E$  на частоте 1400 Гц (электромагнитооптический (ЭМО) эффект). Чувствительность измерений переменных поворотов плоскости поляризации была  $0,01''$ , постоянных  $30''$ . Измерения проводились при температуре  $T = 294$  К. Магнитное поле  $H$  величиной до 10 кЭ могло прикладываться либо в направлении распространения света  $H \parallel k$ , либо под углом  $\gamma$  в пределах  $60^\circ < \hat{H}k < 120^\circ$ . Электрическое поле  $E$  величиной до  $2 \cdot 10^4$  В/см прикладывалось перпендикулярно поверхности образца. Исследовались пленки двух составов – I и II, основные характеристики которых представлены в таблице.

| №  | Состав пленки                                    | Подложка       | Толщина пленки, мкм | ЭФ, ° | $4\pi M_s$ , Гс | Отклон. ОЛН, ° |
|----|--|----------------|---------------------|-------|-----------------|----------------|
| I  | $(\text{YBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$     | (111), 490 мкм | 4,7                 | 3,7   | ~ 140           | ~ 0,5          |
| II | $(\text{YBiLaPr})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ | (210), 605 мкм | 10,5                | 15    | ~ 100           | ~ 16           |

Первым неожиданным и существенным результатом проведенных исследований явилось наблюдение в пленках обоих составов линейного по электрическому полю ЭМО эффекта, запрещенного для структуры феррита-граната. Линейный эффект наблюдался нами и в ряде других пленок. На рис. 1 представлены результаты для пленки II в продольной геометрии  $H \parallel k \parallel E \parallel n$  ( $n$  – вектор нормали к поверхности); там же приведена зависимость ЭФ, характеризующая изменение проекции намагниченности на  $k$  под действием магнитного поля  $H$ . ЭМО эффект  $\alpha^{\text{ЭМО}}$  достигает максимума в монодоменном состоянии

( $H \approx 80$  Э) и исчезает при  $H > 750$  Э, когда направления  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{M}$  совпадают. В пленке I в данной геометрии ЭМО эффект не обнаружен. На рис. 2 показана полевая зависимость линейного ЭМО эффекта в поперечной геометрии  $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{n}$ . Эффект также исчезает при  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ , однако, в отличие от предыдущего случая, он наблюдается в пленках обоих составов и в более широком диапазоне магнитных полей.

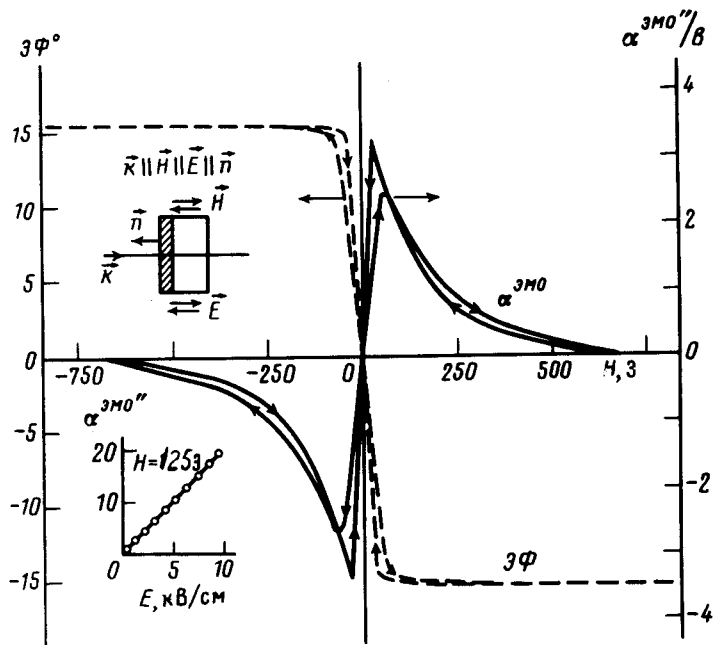


Рис. 1. Полевая зависимость ЭМО эффекта и ЭФ в пленке II в продольной геометрии. На вставке – зависимость ЭМО эффекта от поля  $E$  при  $H = 1253$  Э

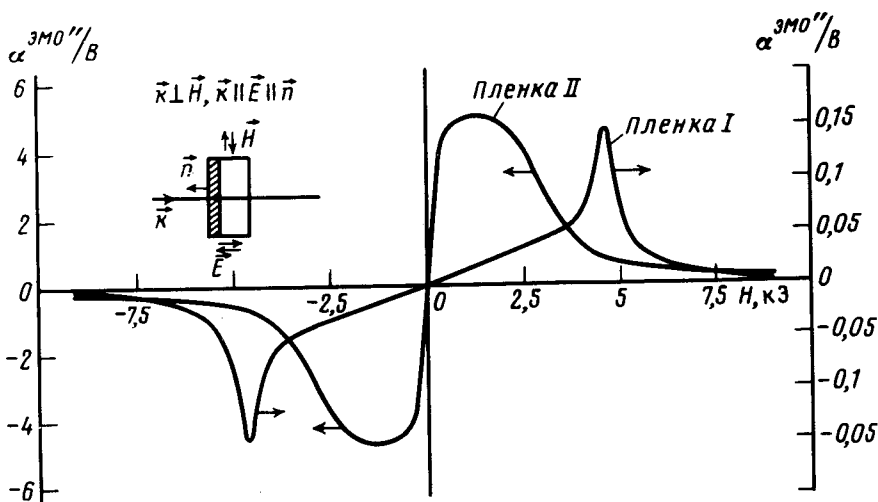


Рис. 2. Полевые зависимости ЭМО эффекта в пленках I и II в поперечной геометрии

Величина ЭМО эффекта сильно зависит от поворота кристалла или магнитного поля относительно направления  $\mathbf{k}$ . На рис. 3 представлена полевая зависимость ЭМО эффекта в геометрии  $\hat{\mathbf{k}}\mathbf{n} = 17^\circ$ ,  $\hat{\mathbf{k}}\mathbf{H} = 111^\circ$ . Отметим большую величину эффекта при  $H = 2$  кЭ  $\alpha^{\text{ЭМО}} \approx 17,5''$  В, что более чем в 700 раз превосходит аналогичную величину  $\alpha^{\text{ЭМО}}$  в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  <sup>5</sup>.

Линейная зависимость ЭМО эффекта от поля  $E$  однозначно свидетельствует об отсутствии центра инверсии в кристаллической структуре пленок. Насколько нам известно, этот результат ранее никем не отмечался. Понижение симметрии по сравнению с монокристаллами может быть связано либо с неоднородными деформациями пленки подложкой, либо с избирательным заселением определенных позиций в структуре граната ионами  $\text{V}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{La}^{3+}$ ,  $\text{Ga}^{3+}$ .

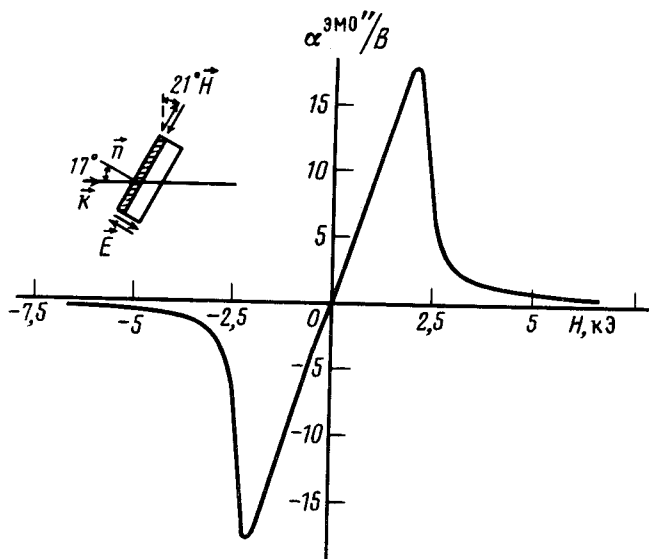


Рис. 3. Полевая зависимость ЭМО эффекта в пленке II в геометрии  $\hat{k}_n = 17^\circ$ ,  $\hat{k}_H = 111^\circ$

Отсутствие ЭМО эффекта в насыщенный при  $M \parallel H$  во всех геометриях эксперимента показывает, что электрическое поле не изменяет величину намагниченности и магнитооптических коэффициентов и поэтому для объяснения эффекта следует учесть изменения пространственной ориентации вектора  $M$  под действием  $E$ . В монодоменном состоянии в пленке с ромбической магнитной анизотропией равновесное направление  $M$  определяется минимумом потенциала:

$$W = K_u (m)^2 + K_p (p)^2 - HM + 2\pi(Mn)^2, \quad (1)$$

где  $m = M/M$ ,  $K_u$  и  $K_p$  — константы одноосной и ромбической анизотропии,  $u$  и  $p$  — вектора, характеризующие направления осей анизотропии. Влияние электрического поля  $E$  может проявляться как через изменение констант  $K_u$  и  $K_p$ , так и направлений  $u$  и  $p$ . Расчеты показали, что в пленке I эффект объясняется изменением поля анизотропии  $H_A \approx 4$  кЭ на  $\sim 0,15$  Э и поворотом оси легкого намагничивания (ОЛН) на  $\sim 0,24^\circ$  в поле  $E = 1,2 \cdot 10^4$  В/см. Разный характер полевых зависимостей  $\alpha^{\text{ЭМО}}$  в пленках I и II обусловлен отличием параметров, характеризующих их магнитную анизотропию. Наличие  $\alpha^{\text{ЭМО}}$  в пленке I и его отсутствие в пленке II в продольной геометрии связано с различием наклонов ОЛН, поскольку в пленке I в этой геометрии практически отсутствует режим вращения  $M$ . Различие магнитных полей, в которых наблюдается максимум ЭМО эффекта в поперечной геометрии связано с различием величин  $H_A$ , т. е. с разными зависимостями угла поворота  $M$  от  $H$ .

МЭ коэффициент, соответствующий максимальному ЭМО эффекту, имеет очень большую величину  $\alpha^{\text{МЭ}} = 10^{-2}$ , что на порядок выше, чем в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  и на три порядка превосходит величину МЭ коэффициента для квадратичного эффекта, разрешенного в монокристаллах ферритов-гранатов<sup>4</sup>. Насколько нам известно, при комнатной температуре МЭ эффект такой величины ранее не наблюдался. Большая величина эффекта, по-видимому, связана с тем, что в феррит-гранатовых пленках электрическое поле за счет отсутствия центра инверсии эффективно конкурирует с относительно слабыми релятивистскими силами ( $H_A \sim 10^3$  Э), а не с обменными силами ( $H_{\text{обм}} \sim 10^6$  Э), как это имеет место в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ .

В заключение авторы благодарят В.П.Клин за предоставление некоторых пленок и М.В.Красинькову за помощь в нанесении прозрачных электродов.

### Литература

1. Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ, 1959, 37, 881.
2. Астров Д.Н. ЖЭТФ, 1960, 35, 384.
3. Magnetolectric interaction phenomena in crystals. Ed. by A.Y.Freeman et al. London, 1974.
4. Mercier M. с. 99 в ссылке <sup>3</sup>.
5. Кричевцов Б.Б., Павлов В.В., Писарев Р.В. ЖЭТФ, 1988, 94, 284.

Физико-технический институт им. А. Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
22 марта 1989 г.