

УДК 537.632.4, 537.639

ЛИНЕЙНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

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

Экспериментально и теоретически рассмотрена задача о влиянии электрического поля на процессы намагничивания магнитных пленок с одноосной магнитной анизотропией. Экспериментальные исследования проводились на эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ методом прецизионной оптической поляриметрии. Обнаружено «запрещенное» линейное по электрическому полю воздействие как в области движения магнитных доменных стенок, так и в области вращения намагниченности. Эти результаты служат первым однозначным доказательством существования в пленках области, в которой отсутствует центр инверсии. Теоретически решена задача о влиянии электрического поля на процессы намагничивания в предположении, что электрическое поле линейно воздействует как на величину константы одноосной анизотропии, так и на положение оси легкого намагничивания. Получено хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими результатами.

Высококачественные эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов являются одним из наиболее интересных объектов современной физики магнитных явлений [1-3], и многие особенности их свойств связаны с одноосной магнитной анизотропией (ОМА), возникающей в процессе роста пленки на кубической подложке. Для изучения природы ОМА используются различные методы, такие как варьирование химического состава пленок, состава и ориентации подложек, температуры роста и отжига и др. К настоящему времени предложено несколько механизмов образования ОМА, в частности магнитоупругий, связанный с деформацией пленки подложкой [4], и ростовой, где причиной служит ориентационное упорядочение ионов в додекаэдрических позициях или предпочтительное заполнение некоторых додекаэдрических позиций определенными редкоземельными ионами [5]. Однако многие экспериментальные факты не укладываются в рамки этих простых моделей, и исследования природы анизотропии новыми экспериментальными методами представляется весьма актуальным с фундаментальной и с практической точек зрения [6].

Поскольку в числе основных источников магнитной анизотропии в кристаллах следует указать локальные электрические поля, создаваемые ионами-лигандами в месте расположения магнитных ионов (одноионная анизотропия), то можно ожидать, что внешние электрические поля могут оказать заметное влияние на магнитную анизотропию. К настоящему времени исследования в этом направлении предпринимались только в применении к объемным кубическим ферромагнетикам [7-10]. Вследствие того что в редкоземельных ферритах-гранатах энергия магнитной анизотропии описывается сложными выражениями, а магнитная структура содержит 8 типов магнитных доменов, интерпретация экспериментов оставалась на качественном уровне [7, 10, 11]. В этом отношении эпитаксиальные пленки с ОМА представляют большой интерес, поскольку характеризуются простым выражением для магнитной анизотропии, а их магнитная структура содержит два типа доменов. В результате, как будет

показано в работе, описание влияния электрического поля на процессы намагничивания допускает аналитическое решение.

В литературе отсутствуют какие-либо сообщения об исследованиях влияния электрического поля на магнитные пленки, что, возможно, связано с трудностями, возникающими при использовании прямых методов, таких, например, как метод вращательных моментов, ферромагнитного резонанса или магнитоэлектрического эффекта. В данной работе мы сообщим о результатах изучения влияния электрического поля на процессы намагничивания, полученных методом прецизионной поляриметрии, и предложим их теоретическое объяснение.

1. Экспериментальная установка

Исследование влияния переменного электрического поля E на процессы намагничивания эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов проводилось путем измерения эффекта Фарадея (ЭФ) с помощью прецизионного поляриметра, описанного в [12]. Усовершенствования, внесенные в конструкцию поляриметра, позволили достичь чувствительности измерений модулированных поворотов плоскости поляризации света около $0.005''$ на длине волны $\lambda = 0.6328$ мкм. Немодулированные повороты плоскости поляризации в магнитном поле измерялись с точностью около $20''$.

Образцы представляли собой односторонние эпитаксиальные пленки висмутсодержащих ферритов-гранатов состава $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, выращенные на подложках типа (111) из гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$. Параметры элементарных ячеек подложки и пленки составляли соответственно 12.384 и 12.438 Å, т. е. рассогласование составляло $\Delta a = 0.054$ Å. Толщина пленок ~ 4.7 , подложек ~ 490 мкм. Измерения показали, что температура Кюри $T_c = 415$ К. При комнатной температуре намагниченность насыщения равнялась $4\pi M_s \approx 140$ Гс, а фарадеевское вращение $\sim 3.7^\circ$. Пленки обладали магнитной анизотропией типа «легкая ось», и исследования показали, что направление этой оси отличалось от направления нормали к плоскости пленки на величину $\sim 0.5^\circ$. Параллельно с измерениями ЭФ и его изменений под действием электрического и магнитного полей в установке осуществлялось прямое наблюдение доменной структуры и ее изменений с помощью поляризационного микроскопа и телевизионной установки ПТУ-60. В отсутствие внешних полей в пленке наблюдалась типичная лабиринтная структура с высоким контрастом.

Переменное электрическое поле величиной [до 1 кВ с частотой 700 Гц] прикладывалось к полупрозрачным платиновым электродам, один из которых находился на внешней стороне магнитной пленки, а другой — на внешней стороне подложки. Свет распространялся вдоль нормали к пленке, т. е. вдоль направления электрического поля.

К образцам могло прикладываться постоянное подмагничивающее поле величиной до 200 Э вдоль нормали к пленке, т. е. вдоль оси легкой намагничивания, а также постоянное магнитное поле H величиной до 10 кЭ, направление которого могло меняться в пределах $\gamma \leq \pm 10^\circ$ относительно плоскости пленки. Магнитное поле измерялось датчиком Холла, помещенным рядом с образцом. Образцы могли поворачиваться вокруг направления распространения света в диапазоне углов $0 \leq \theta \leq 360^\circ$ с точностью до 1° .

2. Экспериментальные результаты

Было обнаружено, что приложение электрического напряжения U к системе эпитаксиальная пленка—подложка в геометрии, показанной на рис. 1, приводит к появлению линейных по электрическому полю поворотов плоскости поляризации света $\delta\alpha_E$, зависящих от магнитного состояния пленки. Квадратичных по электрическому полю эффектов [7, 10, 11], характерных для монокристаллов, зафиксировано не было. Это связано, по нашему мнению, с малой величиной электрического поля E , приложен-

ного к пленке, а также с малой толщиной пленки и сдвигается от 0 к $\pm m$, что величина линейного эффекта в пленке по край ней мере на порядок больше, чем квадратичного эффекта в монокристаллах. Оценка возможного квадратичного эффекта в пленке, полученная на основании параметров, характерных для монокристаллов ферритов-гранатов [11], дает величину $\sim 0.04''$ при условии, что распределение поля E в системе подложка—пленка однородно.

На рис. 2 представлены зависимости угла поворота плоскости поляризации $\delta\alpha_E$ от величины магнитного поля H при $\gamma=0^\circ$, $U_-=600$ В для трех значений подмагничивающего поля. Во всех случаях при $H=0$ эффект отсутствует. Приложение поля H к предварительно монодоменизированному

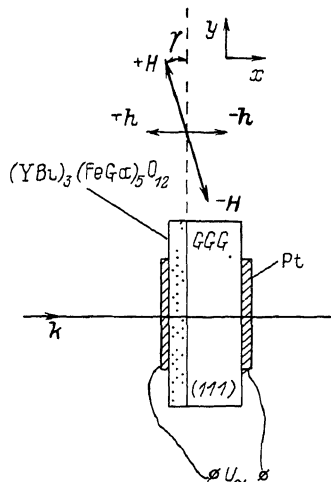


Рис. 1. Геометрия экспериментов по исследованию ЭМО эффекта в системе эпитаксиальная пленка—подложка.

образцу ($h=\pm 160$ Э) приводит к появлению $\delta\alpha_E$ с максимумом эффекта при $H \simeq 4$ кЭ и уменьшением сигнала при $H > 4$ кЭ. Знак эффекта в данном случае определяется направлением насыщающего поля h или,

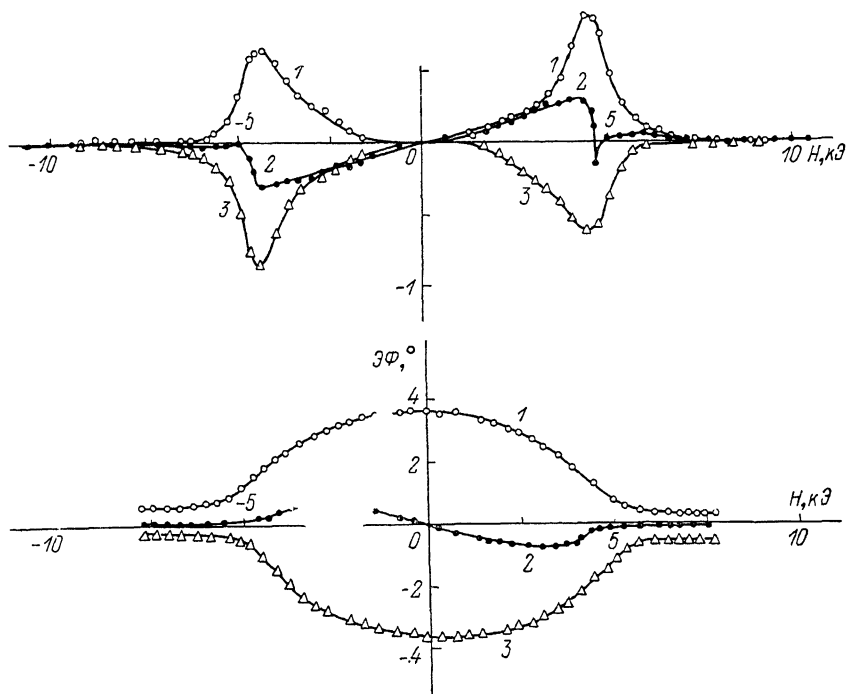


Рис. 2. Экспериментальные полевые зависимости $\delta\alpha_E(H)$ и Φ при $\gamma=-0.7^\circ$, $E=1.2 \cdot 10^4$ В/см для $h=160$ (1), 0 (2), -160 Э (3).

говоря более строго, знаком проекции намагниченности на направление k . При $h=0$, когда образец остается многодоменинным, зависимость $\delta\alpha_E(H)$ существенно иная: в диапазоне $-4 \div +4$ кЭ сигнал линеен по H и резко

уменьшается при $H \approx \pm 4$ кЭ. Величина сигнала $\delta\alpha_E$ линейно зависит от электрического напряжения U . Полевые зависимости $\delta\alpha_E$ при $h = \pm 160$ Э отражают изменение проекции M на направление k вследствие вращения вектора M в магнитном поле H . При $h=0$ величина $\delta\alpha_E$ значительно меньше, поскольку образец находится в многодоменном состоянии и значение поля

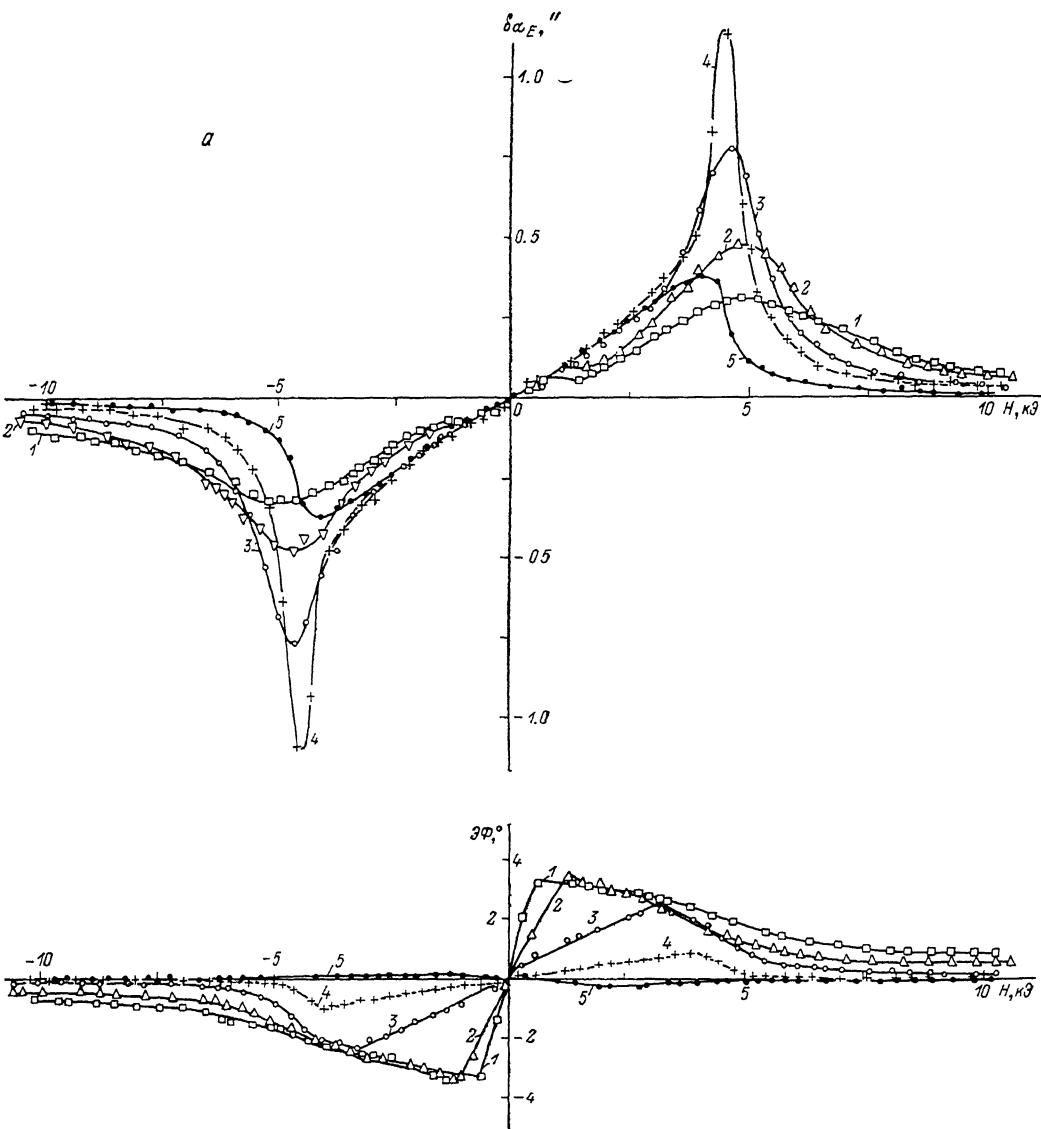


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $\delta\alpha_E(H)$ при $h=0$, $E=1.2 \cdot 10^4$ В/см для $\gamma = 8.6$ (1), 4.6 (2), 2.6 (3), 0.4 (4), -0.5 (5), -0.9 (6), -2.2 (7), -3.8 (8), -7.8 (9) и соответствующие полевые зависимости ϕ .

H вдоль оси легкого намагничивания недостаточно для исчезновения доменной структуры.

На рис. 3 представлены зависимости $\delta\alpha_E$ (а также величина ϕ) от магнитного поля H при $h=0$ для различных направлений магнитного поля H (т. е. для разных γ). При $\gamma = -0.5^\circ$ зависимость $\delta\alpha_E(H)$ практически та же, что и на рис. 2 ($h=0$), однако даже небольшие изменения угла γ приводят к резким изменениям этой зависимости, а именно к появлению мощных узких пиков $\delta\alpha_E$ при $H \approx \pm 4$ кЭ. При дальнейшем росте угла γ ширина пиков $\delta\alpha_E$ увеличивается, а их амплитуда падает. В отличие от за-

зависимостей рис. 2 ($h = \pm 160$ Э) знак в пиках (при $h = 0$) определяется направлением поля H (при изменении поля H на $-H$ $\delta\alpha_E$ меняет знак). Однако следует учитывать, что в случае $h = 0$, $\gamma \neq -0.5^\circ$ монодоменизация образца осуществляется полем H , поэтому, так же как и для $h \neq 0$ (рис. 2), знак эффекта $\delta\alpha_E$ в монодоменированном состоянии соответствует знаку проекции M на k .

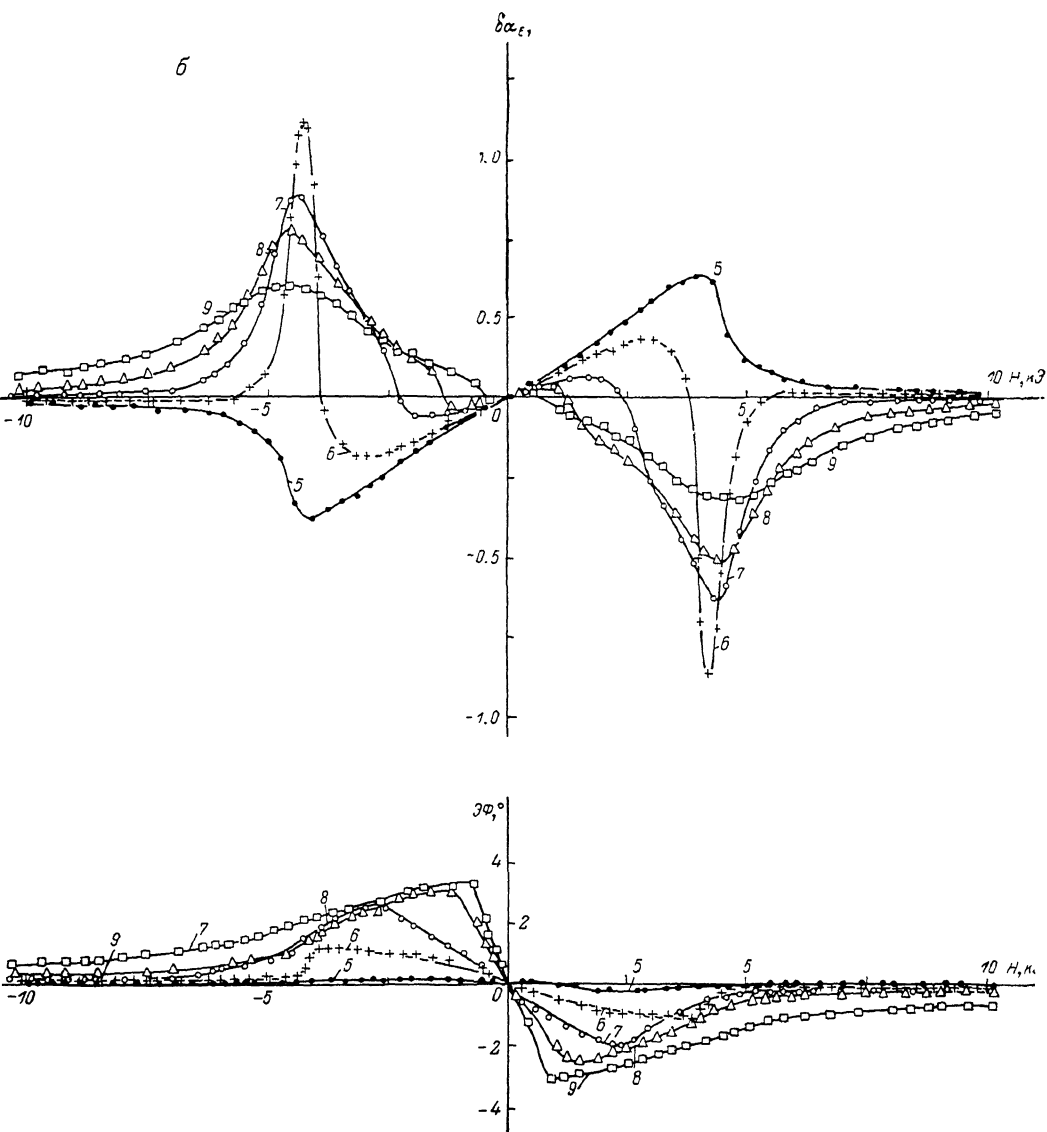


Рис. 3 (продолжение).

Полевые зависимости ЭФ представляют собой линейные функции поля H до тех пор, пока образец не монодоменизирован; резкий спад ЭФ при превышении определенного поля H_M отражает процесс перехода от режима движения доменных границ к режиму поворота намагниченности насыщенного образца. Величина H_M , естественно, уменьшается с увеличением угла γ . При $\gamma = -0.5^\circ$ ЭФ практически не появляется, т. е. образец не монодоменизируется. Намагниченности в доменах поворачиваются симметрично а доменные стенки не двигаются. Наблюдаемая лабиринтная доменная структура, не изменяясь по форме, постепенно теряет контраст. При этом $\delta\alpha_E(H)$ представляет собой линейную зависимость от H в диапазоне

$-4 \text{ кЭ} < H < 4 \text{ кЭ}$, резко спадающую при значениях $H > |\pm 4| \text{ кЭ}$. Сравнивая полевые зависимости $\delta\alpha_E$ и ЭФ от магнитного поля H (рис. 2, 3), можно заключить, что сигнал $\delta\alpha_E$ в виде пиков (или максимумов) (обозначим его $\delta\alpha_E^{\text{моно}}$) соответствует монодоменному состоянию кристалла. Для многодоменного состояния характерна другая, линейная по H , зависимость $\delta\alpha_E(H)$, которую мы обозначим $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$. Если знак $\delta\alpha_E^{\text{моно}}$ определяется проекцией M на k , то знак $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$ от этого не зависит (рис. 2). Отметим, что аналогичные зависимости $\delta\alpha_E(H)$ наблюдались на пленках других составов, обладающих несколько иными магнитными параметрами ($H_A = 1.5 \text{ кЭ}$). Основное отличие в поведении $\delta\alpha_E(H)$ состоит в величинах амплитуд, характеризующих линейные зависимости $\delta\alpha_E^{\text{ли}}(H)$ и пики $\delta\alpha_E^{\text{моно}}$, что свидетельствует о различных механизмах этих явлений.

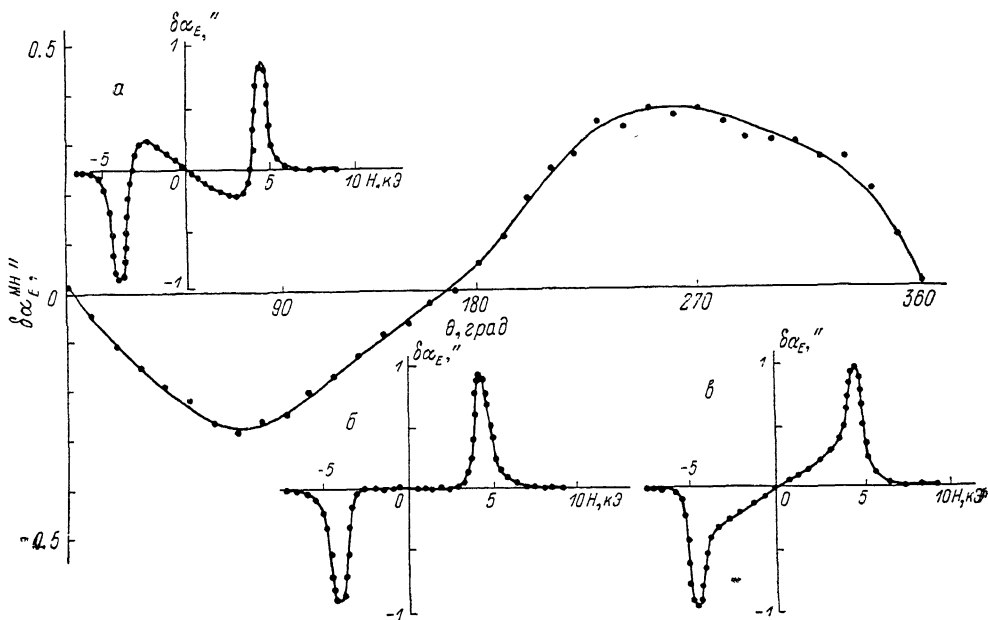


Рис. 4. Зависимость $\delta\alpha_E^{\text{ли}}(H)$ от угла θ при $E = 1.2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ и полевые зависимости $\delta\alpha_E(H)$ для $\theta = 90$ (а), 170 (б), 270 град (в).

На рис. 4 представлена зависимость $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$ при $H = 3 \text{ кЭ}$ от угла поворота образца θ вокруг оси, совпадающей с направлением распространения света, а также зависимости $\delta\alpha_E(H)$ для трех значений угла θ . Функция $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$ от θ имеет период 360° , т. е. величину и знак $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$ можно менять поворотом кристалла. Отметим, что величина и знак $\delta\alpha_E^{\text{моно}}$ при таких поворотах не изменяются.

Таким образом, мы имеем следующие основные черты наблюдаемого эффекта. 1) Величина эффекта $\delta\alpha_E$ является линейной функцией электрического поля. 2) Существуют два различных типа проявления $\delta\alpha_E$: $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$, наблюдающееся в многодоменном состоянии и представляющее собой линейную по H зависимость, знак которой зависит от угла θ и не зависит от γ , и $\delta\alpha_E^{\text{моно}}$, характерное для монодоменного состояния, наблюдающееся в виде пиков, знак которых (при $h=0$) зависит от γ и не зависит от θ .

3. Теоретическое рассмотрение

Наблюдаемые повороты плоскости поляризации обусловлены ЭФ [13] и определяются проекцией суммарной намагниченности пленки M на направление распространения света k [14] и изменениями этой проекции под действием электрического поля. Рассмотрим процессы, происходящие

при намагничивании пленки с одноосной анизотропией при приложении полей h , H и E . Приложение поля H к образцу, насыщенному полем h , приводит к повороту намагниченности M на некоторый угол ϑ , величина которого определяется значениями полей H и h , а также величиной константы одноосной анизотропии K_u . Если электрическое поле меняет величину K_u , то вместе с ней изменится угол ϑ и проекция M на k . Пусть, например, приложение E увеличит K_u , тогда M повернется к оси легкого намагничивания. При этом, очевидно, изменение проекции M будет иметь разный знак в зависимости от того, какова была проекция M на k .

Следует также учесть, что электрическое поле может приводить к повороту направления оси легкого намагничивания, поскольку в реальных пленках это направление может не совпадать с перпендикуляром к поверхности образца и с осью типа $[111]$ [15, 16]. Легко показать, что поворот оси легкого намагничивания должен приводить к изменению ΔM одного знака для состояний с противоположными проекциями M на k .

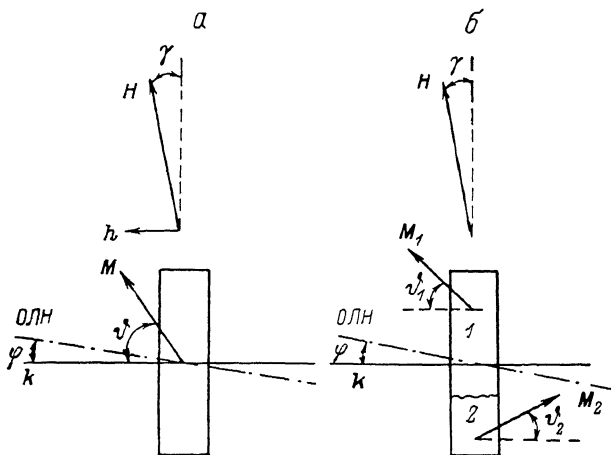


Рис. 5. Взаимное расположение векторов k , H , h , M и направление ОЛН для двух моделей, использованных для расчета $\delta\alpha_E(H)$: с подмагничивающим полем (а), в отсутствие подмагничивающего поля h (б).

Приложение поля H к многодоменному образцу ($h=0$) приведет к двум процессам: к постепенной монодоменизации образца за счет проекции H на направление легкой оси и к повороту намагниченности M в доменах по направлению к H . Возможен также случай, когда образец не монодоменизируется и намагниченности в доменах поворачиваются симметрично. При этом проекции суммарной намагниченности на k не возникает. Тем не менее, как будет показано ниже, влияние электрического поля будет проявляться и в этом случае.

1. Для получения зависимости $\delta\alpha_E(H)$ рассмотрим потенциал, описывающий взаимодействие намагниченности пленки с магнитным полем (рис. 5, а)

$$W = \left[\frac{\alpha}{2} + \sin^2(\vartheta - \varphi) - (H_{\perp} + h) \cos \vartheta - H_{\parallel} \sin \vartheta + \frac{r}{2} \cos^2 \vartheta \right] M_s, \quad (1)$$

где $\alpha = -2K_u/M_s$; $r = 4\pi M_s$; φ — угол, определяющий положение оси легкого намагничивания; H_{\perp} , H_{\parallel} — проекции поля H на оси x и y . Первый член в (1) описывает одноосную магнитную анизотропию, последний — энергию полей размагничивания, остальные — энергию взаимодействия намагниченности M с магнитными полями H и h . Минимизируя (1) по ϑ , получаем выражение для поля H

$$H = \left[\frac{\alpha}{2} \sin 2(\vartheta - \varphi) - \frac{r}{2} \sin 2\vartheta + h \sin \vartheta \right] / \cos(\gamma + \vartheta). \quad (2)$$

Изменения величин α и φ в электрическом поле ($\Delta\alpha$ и $\Delta\varphi$) приведут к изменению зависимости $H(\vartheta)$ (2), которые можно записать в виде

$$\Delta H = \left[\frac{\Delta\alpha}{2} \sin 2(\vartheta - \varphi) - \alpha \cos 2(\vartheta - \varphi) \Delta\varphi \right] / \cos(\gamma + \vartheta). \quad (3)$$

При этом изменение угла ϑ , вызванное наличием $\Delta\alpha$ и $\Delta\varphi$ ($\Delta\alpha \ll \alpha$, $\Delta\varphi \ll \varphi$), легко определить по формуле

$$\Delta\vartheta = \Delta H / (dH/d\vartheta) \quad (4)$$

и получить изменение проекции намагниченности на ось x

$$\Delta M = M_s \sin \vartheta \frac{(\Delta\alpha/2) \sin 2(\vartheta - \varphi) - \Delta\varphi\alpha \cos 2(\vartheta - \varphi)}{h \cos \vartheta + \alpha \cos 2(\vartheta - \varphi) - r \cos 2\vartheta + H \sin(\gamma + \vartheta)}. \quad (5)$$

При помощи выражений (2) и (5) мы рассчитывали полевые зависимости ЭФ и $\delta\alpha_E$ на ЭВМ, используя следующие значения параметров: $\alpha = 4$ кЭ,

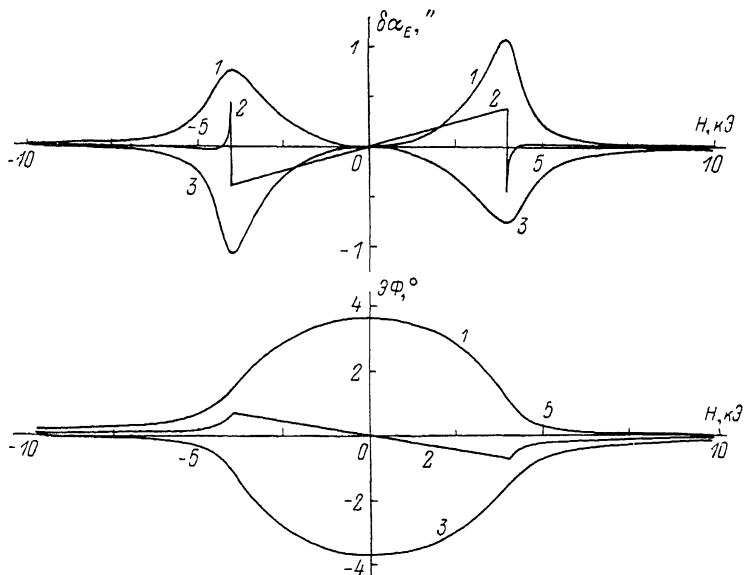


Рис. 6. Рассчитанные зависимости $\delta\alpha_E(H)$ при $\Delta\alpha = 0.15$ Э, $\Delta\varphi = 0.24''$ и соответствующие зависимости ЭФ. $h = 160$ (1), 0 (2), -160 Э (3).

$\varphi = 0.5^\circ$, $h = \pm 160$ Э, $r = 140$ Э, $\Delta\alpha = 0.15$ Э, $\Delta\varphi = 0.24''$. Результаты расчета представлены на рис. 6 (кривые ± 160 Э). Параметры $\Delta\alpha$ и $\Delta\varphi$ подбирались для наилучшего совпадения с экспериментом. Отметим, что в данном случае наибольший вклад в $\delta\alpha_E$ обусловлен появлением $\Delta\alpha$, а вклад от $\Delta\varphi$ значительно слабее (пренебрежимо мал).

2. Рассмотрим теперь случай $h = 0$, т. е. когда начальное состояние образца является многодоменным. Термодинамический потенциал в этом случае запишем в следующем виде:

$$W = \left\{ \frac{1+V}{2} \left[\frac{\alpha}{2} \sin^2(\vartheta_1 - \varphi) - H_{\perp} \cos \vartheta_1 - H_{\parallel} \sin \vartheta_1 \right] + \right. \\ \left. + \frac{1-V}{2} \left[\frac{\alpha}{2} \sin^2(\vartheta_2 + \varphi) + H_{\perp} \cos \vartheta_2 - H_{\parallel} \sin \vartheta_2 \right] + \right. \\ \left. + \frac{r}{2} \left[\frac{1+V}{2} \cos \vartheta_1 - \frac{1-V}{2} \cos \vartheta_2 \right]^2 \right\} M_s, \quad (6)$$

где $V = (V_1 - V_2)/V_0$; V_1 (2) — объем, занимаемый доменом 1 (2); V_0 — объем кристалла ($V = \pm 1$ соответствуют монодоменным состояниям; $V = 0$ — многодоменному с одинаковыми объемами доменов); ϑ_i — углы, характеризующие направления M в доменах 1 и 2. В многодоменной области до тех

пор, пока образец не насыщен, необходимо минимизировать (6) по V , ϑ_1 и ϑ_2 . Минимизация по V означает, что отсутствует жесткое закрепление доменных стенок и внешние поля могут вызывать перераспределение объемов доменов. В монодоменной области можно считать $\bar{V}=1$ и потенциал (6) практически совпадает с (1) при $h=0$. Опуская довольно громоздкие выкладки, приведем результаты точного решения этой задачи. В многодоменной области проекция M на k записывается в виде

$$M = M_s (H_{\perp} + H_{\parallel} \operatorname{tg} \varphi) / r, \quad (7)$$

т. е. не зависит от величины α (т. е. K_u) и изменений α в электрическом поле. Это происходит за счет того, что изменения направлений намагниченностей доменов, вызванные появлением $\Delta\alpha$, полностью компенсируются изменением объемов доменов вследствие движения доменных стенок. Таким образом, единственной причиной существования $\delta\alpha_E$ в этой области может служить появление $\Delta\varphi$. Важно отметить, что, как следует из (7), в этом случае $\delta\alpha_E^{\text{ли}} \text{ будет линейно зависеть от } H_{\parallel}$

$$\Delta M = M_s H_{\parallel} \Delta\varphi / r \cos^2 \varphi. \quad (8)$$

Физически появление ΔM (8) обусловлено тем, что при повороте оси легкого намагничивания теряется эквивалентность доменов относительно поля H_{\parallel} . Один тип доменов становится более «выгодным» и его объем увеличивается, другой соответственно уменьшается. Зависимость V от поля H и φ имеет следующий вид:

$$V = [\alpha H_{\perp} \cos \varphi + (\alpha + r) \sin \varphi H_{\parallel}] / r (\alpha^2 \cos^2 \varphi - H_{\parallel}^2)^{1/2} \cos \varphi.$$

Таким образом, эффект $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$ связан с перераспределением объемов доменов, т. е. с движением доменных стенок.

Магнитное поле H , необходимое для монодоменизации образца, записывается в виде

$$H_M = \alpha r \cos^2 \varphi / [(\alpha \cos \varphi \sin \gamma + (\alpha + r) \sin \varphi \cos \gamma)^2 + r^2 \cos^2 \gamma \cos^2 \varphi]^{1/2}. \quad (9)$$

Когда H превышает H_M , для расчета ΔM можно пользоваться формулами (2)–(5), положив $h=0$. В этом случае $\delta\alpha_E$ будет наблюдаться в виде пиков и в основном определяться величиной $\Delta\alpha$. Однако если магнитное поле H приложено так, что монодоменизация не наступает (при $\gamma = -0.5^\circ$ и $H_{\perp} = 0$), зависимость $\delta\alpha_E(H)$ будет линейной функцией H (без пиков), обрывающейся при схлопывании намагниченностей в доменах при $H = \alpha$. На рис. 7 представлены рассчитанные зависимости $\delta\alpha_E(H)$ для различных углов γ .

Важно отметить, что эффект $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$ в многодоменной области, определяемый $\Delta\varphi$, возможен лишь в том случае, если при повороте легкой оси изменяется проекция поля H на эту ось. Этим объясняется зависимость $\delta\alpha_E^{\text{ли}}$ от поворота образца относительно оси, совпадающей с k . Исчезновение эффекта соответствует положениям оси, когда $\Delta\varphi \perp H$.

Основным экспериментальным результатом данной работы является обнаружение линейного по электрическому полю сильного воздействия на процессы намагничивания в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов. Этим пленки качественно отличаются от монокристаллов ферритов-гранатов, имеющих centrosymmetrichnyy кубическую структуру O_h^{10} , в которых наблюдается квадратичный электромагнитооптический эффект типа E^2H . Линейный по электрическому полю эффект в монокристаллах феррогранатов наблюдается только в области дефектов кристаллической структуры [17], а также в иттриевом феррогранате при температурах ниже ~ 120 К при охлаждении кристалла в постоянном электрическом поле [18]. Наблюдение в пленках линейного эффекта типа EH однозначно свидетельствует об отсутствии либо во всей пленке, либо в какой-то ее области центра инверсии, а также плоскости симметрии типа (111). Причиной,

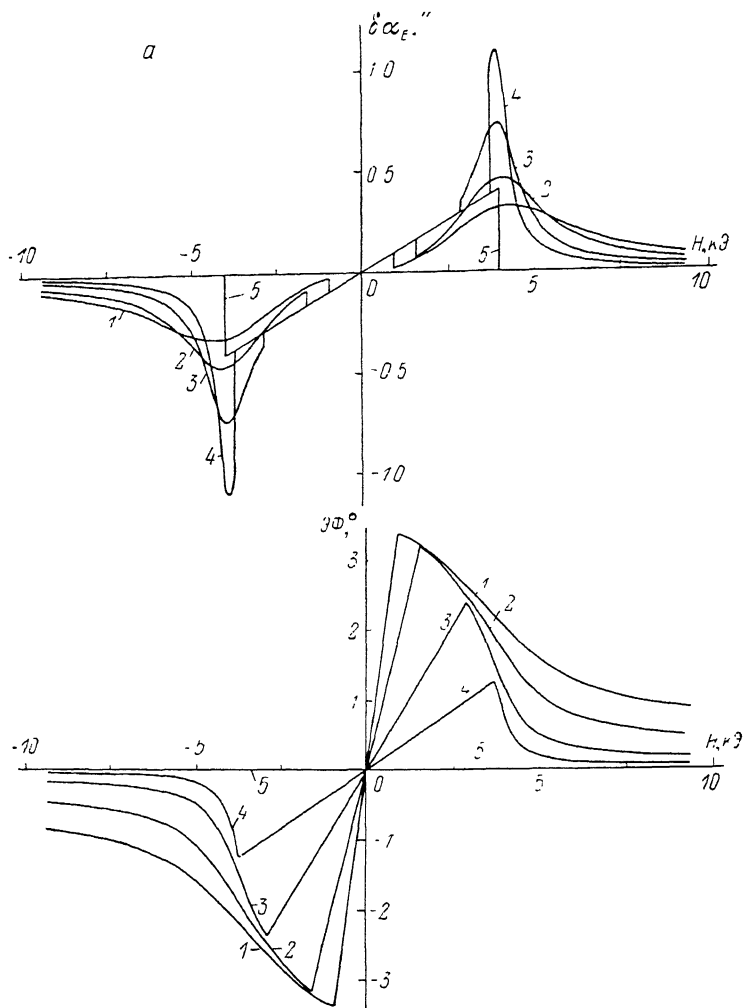


Рис. 7. Рассчитанные зависимости $\delta\alpha_E(H)$ при $h=0$ для $\gamma=8.6$ (1), 4.6 (2), 2.6 (3), 0.4 (4), -0.5 (5), -0.9 (6), -2.2 (7), -3.8 (8), -7.8 (9) и соответствующие зависимости $\Delta\varphi$.

вызывающей понижение кристаллографической симметрии пленки, может быть неоднородная деформация по толщине вследствие рассогласования параметров подложки и пленки. Очевидно, что наибольшие деформации должны возникать в пограничном слое пленка—подложка, и физические свойства такого слоя могут существенно отличаться от свойств остального объема пленки [19]. Этот вопрос требует дальнейших целенаправленных исследований.

То обстоятельство, что пленки характеризуются не кубической, а одноосной анизотропией, позволило получить аналитическое решение задачи о намагничивании пленок в присутствии магнитных и электрических полей. Рассмотрение показало, что имеются два основных механизма воздействия электрического поля на процессы намагничивания. Один из них связан с влиянием электрического поля на коэффициент одноосной магнитокристаллографической анизотропии K_u , что хорошо проявляется в экспериментах на монокристаллизованной пленке. Второй механизм связан с изменением под действием электрического поля ориентации оси легкой намагничивания, и он проявляется в многодоменном состоянии. Выявление микроскопических механизмов линейного воздействия электрического поля на коэффициент одноосной анизотропии и на ориентацию легкой оси

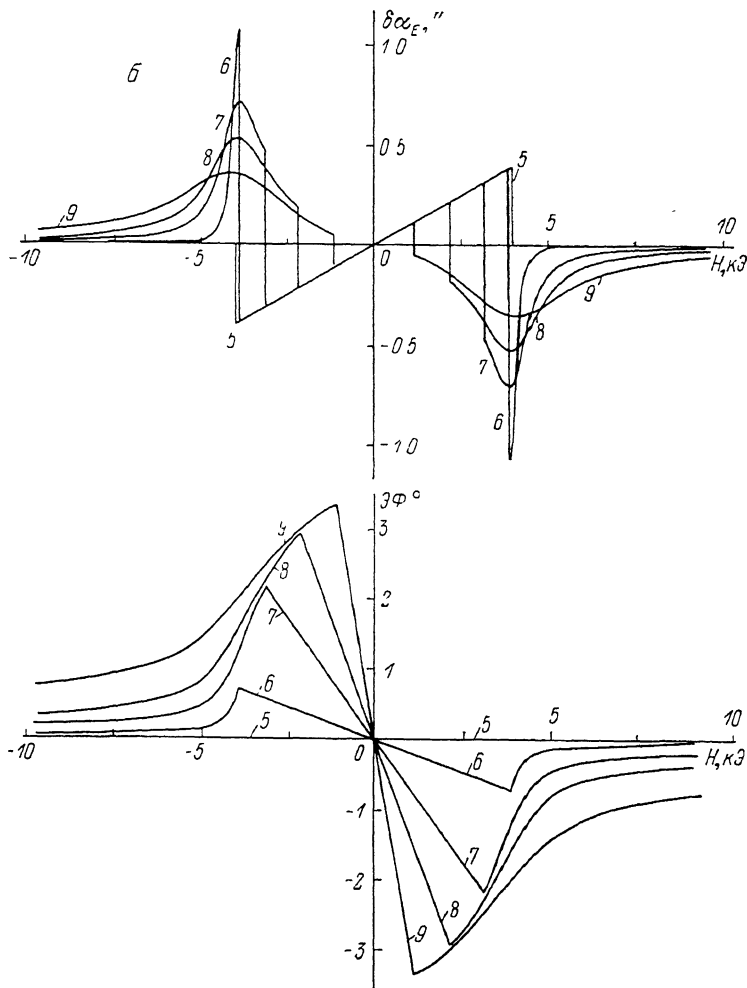


Рис. 7 (продолжение).

требует дальнейших исследований. В качестве одного из возможных механизмов можно указать на пьезоэлектрический эффект, вызывающий линейное по электрическому полю изменение параметров ячейки нецентросимметричного слоя, что может вызвать соответствующие деформации во всем объеме пленки.

Авторы благодарят В. Н. Гриднева за полезные обсуждения результатов работы, а также М. В. Красинькову за помощь в нанесении прозрачных электродов и Н. В. Зайцеву за определение параметров элементарных ячеек пленки и подложки.

Список литературы

- [1] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
- [2] Малоземов А., Слоузуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [3] Бобек Э., Делла Торре Э. Цилиндрические магнитные домены. М.: Энергия, 1977. 190 с.
- [4] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987. 420 с.
- [5] Rosencwaig A., Tabor W. J. // AIP Conf. Proc. 1972. V. 5. P. 57—70.
- [6] Звездин А. К., Котов В. А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 190 с.
- [7] Vellaud G., Sanagare B., Mercier M. // JMMM. 1983. V. 31—34. P. 865—866.

- [8] Rado G. T., Ferrari J. M., Remeika J. P. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 3. P. 1953—1955.
- [9] Перекалина Т. М., Желудев И. С., Смирновская Е. М., Фонтон С. С., Коноплев Н. А. // ФТТ. 1971. Т. 16. № 1. С. 199—201.
- [10] Mercier M. in: *Magnetoelectric interaction phenomena in crystals* / Ed. Freeman A. J., Schmid H. Gordon and Breach, London, 1975. P. 99—110.
- [11] Кричевцов Б. Б., Писарев Р. В., Селицкий А. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2139—2147.
- [12] Кричевцов Б. Б., Павлов В. В., Писарев Р. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 284—295.
- [13] Физика магнитных диэлектриков / Под ред. Смоленского Г. А. Л.: Наука, 1974. С. 451.
- [14] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред*. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [15] Malozemoff A. P., de Luca J. C. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 10. P. 4586—4589.
- [16] Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Щеглов В. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 7. С. 2102—2105.
- [17] Pisarev R. V., Krichevtsov B. B., Pavlov V. V., Selitsky A. G. // J. Magn. Soc. Jpn. 1987. V. 11. N 31. P. 33—38.
- [18] Ogawa H., Kito E., Mochida Y., Kimura S., Tasaki A., Sitori K. // J. Phys. Soc. Jpn. 1987. V. 56. N 2. P. 452—455.
- [19] Henry R. D., Whitcomb E. C. // Mat. Res. Bull. 1975. V. 10. P. 681—686.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
27 января 1989 г.