

УДК 537.632.4; 537.639

МЕХАНИЗМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ИТТРИЕВОМ ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ $Y_3Fe_5O_{12}$

Б. Б. Кричевцов, Р. В. Писарев, А. Г. Селицкий

В иттриевом феррите-гранате экспериментально исследован электромагнитооптический (ЭМО) эффект — поворот плоскости поляризации света $\delta\alpha^{ЭМО}$, обусловленный одновременным воздействием на кристалл электрического E и магнитного H поля. Характерными свойствами $\delta\alpha^{ЭМО}$ является квадратичная зависимость от электрического поля E , линейная зависимость от магнитного поля H в полях, меньших поля насыщения ($H_{нас}$), и независимость эффекта от величины H при $H > H_{нас}$. Обнаружена тонкая структура $\delta\alpha^{ЭМО}$ в интервале полей $\Delta H \approx 100$ Э при $H \approx 1$ кЭ. Показано, что различным участкам кривой намагничивания соответствуют разные механизмы ЭМО эффекта: в области движения доменных стенок $\delta\alpha^{ЭМО}$ обусловлен влиянием E на среднюю кривизну потенциальных ям, в которых находятся стенки; в области вращения намагниченности — на магнитную анизотропию кристалла; в области насыщения — на частоты оптических переходов, ответственных за эффект Фарадея. Тонкая структура $\delta\alpha^{ЭМО}$ при $H \approx 1$ кЭ связывается с коллапсированием части доменов при смене механизмов намагничивания.

Известно, что приложение электрического поля E к магнитоупорядоченному кристаллу может привести к изменению его магнитного состояния вследствие так называемого магнитоэлектрического (МЭ) эффекта, предсказанного Дзялошинским [1] и экспериментально открытого Астровым в Sr_2O_3 [2] в 1960 г. Впоследствии МЭ эффект наблюдался и исследовался в большом числе материалов [3] и, в частности, в редкоземельных ферритах-гранатах $R_3Fe_5O_{12}$ [4–8]. В отличие от линейного МЭ эффекта в Sr_2O_3 МЭ эффект в кубических ферритах-гранатах квадратичен по электрическому полю E и его величина зависит от магнитного поля H . Теоретическое рассмотрение и анализ полевых зависимостей МЭ эффекта в ферритах-гранатах показали [5], что феноменологически эффект может быть связан с членами типа $\beta_{ijk} H_i E_j E_k$ (эффект типа HE^2) в термодинамическом потенциале, а максимум эффекта соответствует области вращения намагниченности M при намагничивании кристалла. Тем не менее, по нашему мнению, полное понимание механизмов МЭ эффекта отсутствует. Так, согласно [7], МЭ эффект в гранатах связан с влиянием электрического поля на магнитную кристаллографическую анизотропию. Это позволяет объяснить существование МЭ эффекта в области вращения намагниченности, однако такой механизм не применим для описания МЭ эффекта в относительно слабых магнитных полях, где процесс намагничивания обусловлен движением доменных стенок [7].

Исследование МЭ эффекта в [4–8] проводилось в радиочастотном диапазоне путем измерения электрической поляризации или магнитного момента кристалла при воздействии на него соответственно магнитного или электрического поля. Использование оптических поляриметрических методов открывает новые возможности в исследовании МЭ эффекта. Преимуществами оптических методов являются их высокая чувствительность, отсутствие гальванических или индукционных связей между исследуемым кристаллом и измерительным прибором, возможность изучать отдельные

участки кристалла и кристаллы малых размеров, возможность изучать как объемный, так и поверхностный МЭ эффект и т. д.

В [9] сообщалось о наблюдении в $Y_3Fe_5O_{12}$ электромагнитооптического (ЭМО) эффекта — поворота плоскости поляризации света, прошедшего через кристалл, помещенный в электрическое E и магнитное поле H . В магнитных полях, меньших поля насыщения ($H_{нас}$), ЭМО эффект можно рассматривать как оптический аналог МЭ эффекта и использовать для изучения МЭ воздействий. ЭМО эффект наблюдается также в полях, больших $H_{нас}$, где МЭ эффект отсутствует, что говорит о существовании специфических механизмов ЭМО эффекта. Целью данной работы явилось изучение ЭМО эффекта в иттриевом ($Y_3Fe_5O_{12}$) и галлий-содержащем ($Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$) ферритах-гранатах и выявление физических механизмов этого явления.

1. Экспериментальная установка

В эксперименте исследовалось изменение угла поворота плоскости, поляризации света, прошедшего через пластинку иттриевого феррита-граната, обусловленное приложением к кристаллу переменного электрического поля E (ЭМО эффект) или переменного магнитного поля H (магнитооптическая восприимчивость). Схема, использованная для измерения,

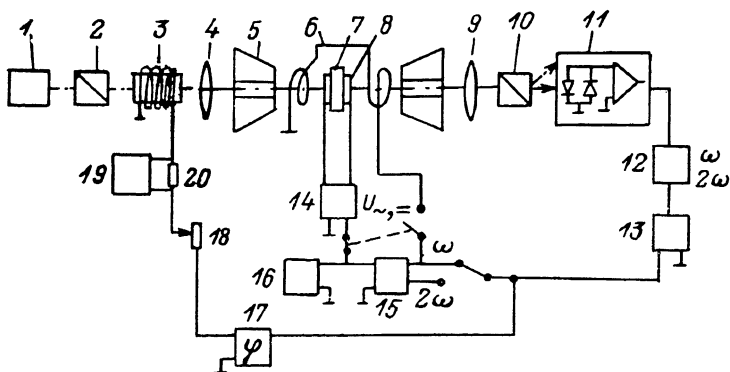


Рис. 1. Экспериментальная установка для изучения ЭМО эффекта.

приведена на рис. 1. Оптическая часть содержала гелий-неоновый лазер ЛГ-75 (длина волны света $\lambda = 1.15$ или $\lambda = 0.63$ мкм), поляризатор 2, компенсационную фарадеевскую ячейку 3, фокусирующую линзу 4, исследуемый кристалл 7, расположенный в зазоре электромагнита 5, линзу 9, анализатор 10. Балансная схема регистрации сигнала 11 состояла из двух фотодиодов ФД-10Г, включенных по дифференциальной схеме. Электрическое поле прикладывалось к полупрозрачным электродам, напыленным на поверхность образца. К кристаллу могло прикладываться отдельно или одновременно постоянное (до 1.1 кВ) и переменное (до 2 кВ) напряжение на частоте $\Omega = 700$ Гц.

Переменный электрический сигнал регистрировался схемой синхронного детектирования, состоящей из селективного усилителя У2-6 и синхронного детектора В9-2. Измерения ЭМО эффекта проводились как на основной Ω , так и на удвоенной 2Ω частоте переменного электрического поля. Измерения угла поворота плоскости поляризации проводились компенсационным методом. Для этого на компенсатор 3 подавалось напряжение, противофазное ЭМО сигналу. Регистрация угла поворота плоскости поляризации проводилась нулевым методом с помощью цифрового вольтметра, шкала которого калибровалась в угловых секундах. Чувствительность установки была не хуже $0.05''$ при точности 30%. В работе также измерялась динамическая фарадеевская восприимчивость $\chi^{МО} = \partial\Theta_F / \partial h_{\sim}$, где Θ_F — угол поворота плоскости поляризации, h_{\sim} — напряженность

переменного магнитного поля. Для этого в зазор электромагнита помещалась катушка b , создающая магнитное поле напряженностью $h_{\sim} \approx 80$ А/м на частоте Ω . При измерениях луч фокусировался на поверхность кристалла в пятно диаметром ~ 150 мкм для $\lambda = 1.15$ мкм и ~ 250 мкм для $\lambda = 0.63$ мкм.

Исследуемые образцы представляли собой плоскопараллельные пластины иттриевого $Y_3Fe_5O_{12}$ и галлий-содержащего $Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$ феррита-граната толщиной от 50 до 240 мкм. Направление магнитного поля H , переменного магнитного поля h_{\sim} , электрического поля E были коллинеарны и перпендикулярны плоскости пластины.

2. Экспериментальные результаты

Приложение к кристаллу электрического поля E на частоте Ω приводит к появлению ЭМО сигнала на второй гармонике (2Ω), квадратично зависящего от величины E . На рис. 2, 3 представлены результаты исследований ЭМО эффекта $\delta\alpha^{ЭМО}$ и магнитооптической восприимчивости $\chi^{МО} = \partial\theta_F/\partial h_{\sim}$ в $Y_3Fe_5O_{12}$ для образцов толщиной ~ 60 мкм в плоскости типа

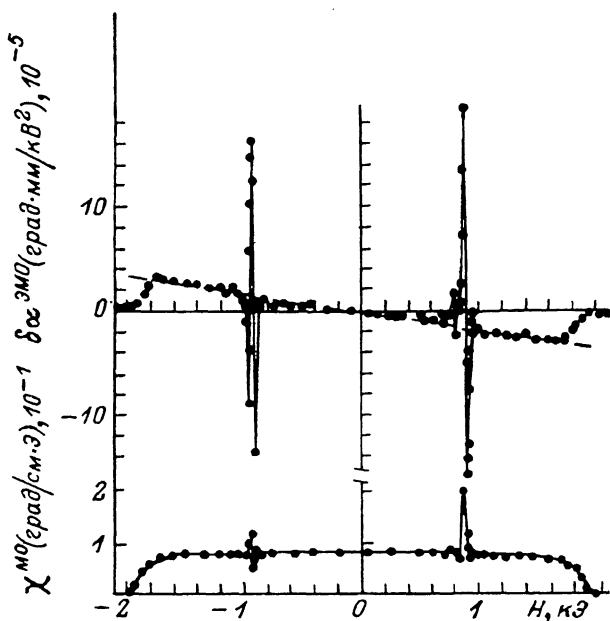


Рис. 2. Зависимости ЭМО эффекта $\delta\alpha^{ЭМО}$ и магнитооптической восприимчивости $\chi^{МО}$ от магнитного поля в $Y_3Fe_5O_{12}$ на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм для $k \parallel [100]$.

(100) на длине волны света 0.63 и 1.15 мкм. Характерной чертой зависимостей $\delta\alpha^{ЭМО}(H)$ (рис. 2, 3) является смена знака эффекта при изменении знака намагничивающего поля H . В сравнении с ранее полученными результатами [9] в данном эксперименте были достигнуты более высокая точность и чувствительность, что позволило разрешить тонкую структуру ЭМО сигнала при изменении намагничивающего поля. Наиболее сильный, резко изменяющийся сигнал наблюдается в узкой области магнитных полей ($\Delta H \approx 100$ Э) при $H \approx 1$ кЭ. В этой области ЭМО эффект достигает своей максимальной величины ($2 \cdot 10^{-4}$ град·мм/кВ²). В области слабых полей $H \leq 0.8$ кЭ зависимость $\delta\alpha^{ЭМО}(H)$ близка к линейной. Примерно такая же зависимость наблюдается при значениях магнитного поля от 1 до 1.8 кЭ. В области насыщения $H > 2$ кЭ ЭМО эффект имеет небольшую величину ($0.1 \div 0.5$) $\cdot 10^{-5}$ град·мм/кВ² и не зависит от величины магнитного поля. Магнитооптическая восприимчивость $\chi^{МО}$ имеет постоянное значение в диапазоне магнитных полей 0—0.8 кЭ. В полях $H = 1$ кЭ наблюдаются аномалии $\chi^{МО}$. При значениях $1 \text{ кЭ} < H < 2 \text{ кЭ}$ магнито-

оптическая восприимчивость постоянна и обращается в нуль в области насыщения.

Следует отметить, что особенности ЭМО эффекта и магнитооптической восприимчивости, проявляющиеся в области полей ΔH при $H \approx 1$ кЭ,

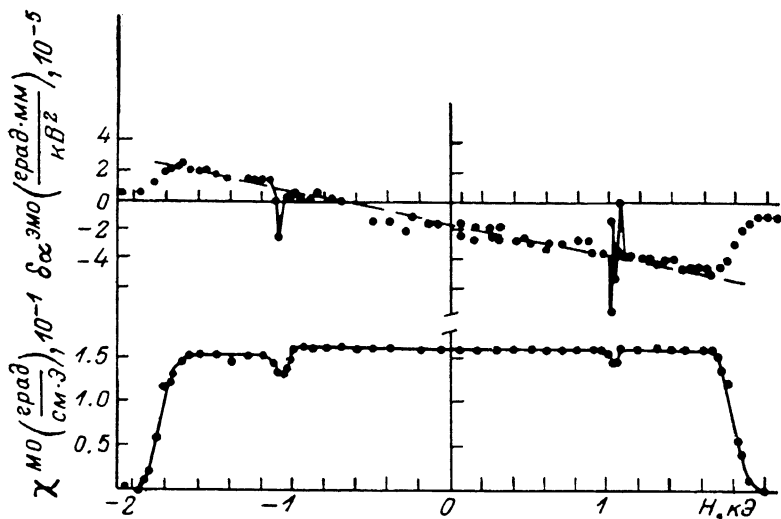


Рис. 3. Зависимости $\delta\alpha^{\text{ЭМО}}$ и $\chi^{\text{МО}}$ от магнитного поля в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на длине волны $\lambda=0.63$ мкм для $k \parallel [100]$.

наблюдаются только в сфокусированном луче, когда диаметр изучаемой области не превышает ~ 200 мкм. Резкие выбросы $\delta\alpha^{\text{ЭМО}}$ в этих полях наблюдаются в различных точках кристалла, причем характер зависимости может изменяться от точки к точке.

ЭМО эффект в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, измеренный в несфокусированном луче (диаметр пятна ~ 2 мм), характеризуется линейными зависимостями $\delta\alpha^{\text{ЭМО}}(H)$

в слабых магнитных полях, максимумом эффекта в полях ~ 1.2 кЭ и малой величиной эффекта в области насыщения. ЭМО эффект анизотропен — наименьшая величина $\delta\alpha^{\text{ЭМО}}$ наблюдается для кристалла, вырезанного в плоскости (111), наибольшая — в плоскости (100) [10].

Согласно феноменологической теории, ЭМО эффект в ферритах-гранатах пропорционален E^2 и должен наблюдаться на второй гармонике электрического поля 2Ω [9]. На рис. 4 показана зависимость $\delta\alpha^{\text{ЭМО}}$ от квадрата электрического поля при двух значениях магнитного поля (меньшего и большего

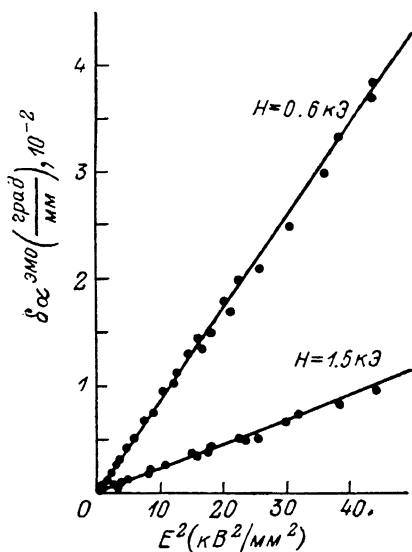


Рис. 4. Зависимость ЭМО эффекта от квадрата электрического поля в феррите-гранате $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.42}\text{Ga}_{0.58}\text{O}_{12}$ при двух значениях магнитного поля для $k \parallel [110]$. $\lambda=1.15$ мкм.

$H_{\text{нас}}$) в гранате состава $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.42}\text{Ga}_{0.58}\text{O}_{12}$. Наблюдение ЭМО эффекта на первой гармонике Ω возможно при линейризации эффекта постоянным электрическим полем E [9]. Тем не менее в отдельных участках нескольких кристаллов галлий-содержащего феррита-граната наблюдался сигнал на первой гармонике без приложения постоянного поля $E_{\text{ст}}$. На рис. 5 представлены результаты экспериментальных исследований

ЭМО эффекта на первой гармонике в гранате $Y_3Fe_{4.75}Ga_{0.25}O_{12}$. В отсутствие смещающего поля ($E_{\perp}=0$) зависимость $\delta\alpha^{ЭМО}(H)$ является четной функцией поля в слабых магнитных полях ($H < H_{нас}$). Приложение постоянного смещения ($E_{\perp}\neq 0$) приводит к изменению формы полевой зависимости ЭМО эффекта. В полях $E_{\perp}=3.8$ кВ/мм эта зависимость близка к нечетной, характерной для квадратичного по полю ЭМО эффекта. В области насыщения приложение E_{\perp} приводит к смене знака эффекта.

Проведенные экспериментальные исследования позволяют выделить следующие основные свойства ЭМО эффекта в иттриевом феррите-гранате.

1) В небольших магнитных полях $H < 1$ кЭ наблюдается линейная зави-

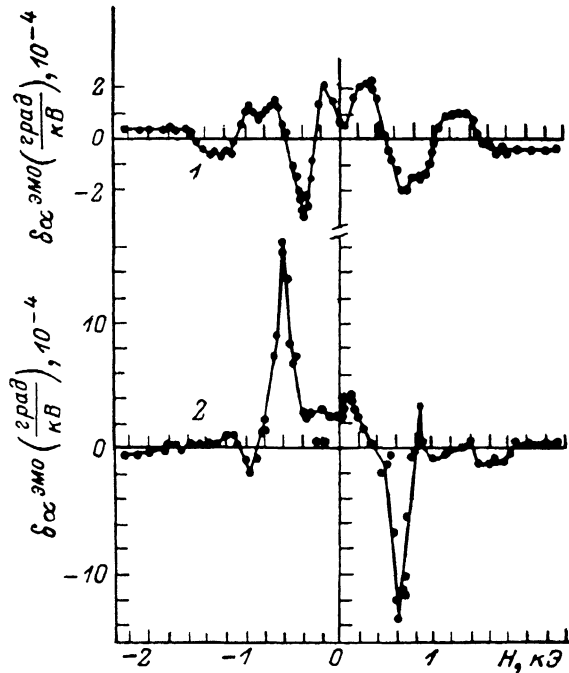


Рис. 5. Полевая зависимость ЭМО эффекта на первой гармонике в одной из областей феррита-граната $Y_3Fe_{4.75}Ga_{0.25}O_{12}$ в отсутствие смещающего поля $E_{\perp}=0$ (1) и при приложении к кристаллу поля $E_{\perp}=3.8$ кВ/мм (2).

Длина волны света $\lambda=1.15$ мкм, $k \parallel [110]$.

симость $\delta\alpha^{ЭМО}(H)$. 2) При определенных значениях магнитного поля $H=H_1$ при локальных измерениях наблюдаются резкие изменения ЭМО эффекта. При этих же значениях поля наблюдаются аномалии магнито-оптической восприимчивости $\chi^{МО}$. 3) Зависимости $\delta\alpha^{ЭМО}(H)$, близкие к линейным, наблюдаются в $Y_3Fe_5O_{12}$ при значениях $H_1 < H < H_{нас}$. 4) ЭМО эффект не исчезает в магнитных полях, больших насыщения. Эффект в этой области не зависит от величины магнитного поля. 5) ЭМО эффект обладает анизотропией.

3. Обсуждение результатов

Прохождение света через кристалл, обладающий магнитным моментом M , сопровождается поворотом плоскости поляризации вследствие эффекта Фарадея. Величина поворота при распространении света вдоль M пропорциональна магнитному моменту кристалла [11], т. е.

$$\Theta_F = AM, \quad (1)$$

где Θ_F — удельный угол поворота плоскости поляризации, A — магнито-оптический коэффициент.

Влияние электрического поля на эффект Фарадея в кристаллах, обладающих спонтанной намагниченностью, может проявляться как через

изменение магнитного момента кристалла M вследствие МЭ эффекта, так и через влияние электрического поля на магнитооптические коэффициенты, описывающие ЭФ. Анализируя полевые зависимости ЭМО эффекта и динамической восприимчивости в $Y_3Fe_5O_{12}$, мы пришли к выводу, что различным участкам намагничивания — области движения доменных стенок, области смены режимов намагничивания, области вращения намагниченности, области насыщения — соответствуют различные механизмы ЭМО эффекта. Рассмотрим каждую область в отдельности.

а) Область движения доменных стенок. Согласно элементарной теории [12, 13], изменение δM магнитного момента кристалла под действием поля H вследствие движения доменных стенок имеет вид

$$\delta M = 2m_s S \overline{\delta x} \cos \theta, \quad (2)$$

где S — общая длина доменных стенок, θ — угол между направлением M в домене и магнитным полем, m_s — намагниченность насыщения, $\overline{\delta x}$ — среднее отклонение доменных стенок от равновесных положений

$$\overline{\delta x} = 2m_s H \cos \theta / \alpha, \quad (3)$$

α — средняя кривизна потенциальных ям для доменных стенок, образующихся в результате нарушений кристаллической структуры. Обратимая магнитная восприимчивость в этом случае имеет вид [13]

$$\chi = 4m_s^2 S \cos^2 \theta / \alpha. \quad (4)$$

Изменение магнитного момента кристалла M под действием электрического поля E может проявиться через зависимости $m_s(E)$, $S(E)$, $\theta(E)$ и $\alpha(E)$. В области движения доменных стенок изменение намагниченности происходит вследствие увеличения объемов энергетически выгодных и уменьшения невыгодных доменов. При этом направление намагниченности в доменах совпадает с направлением легкой оси и в рассматриваемой области зависимость $\theta(E)$ можно не учитывать. Как показали исследования МЭ эффекта в гранатах, электрическое поле не меняет величины спонтанной намагниченности, т. е. $m_s(E) = \text{const}$ [5, 7]. Изменение общей длины доменных стенок S обычно происходит при резких изменениях доменной структуры и имеет скачкообразный характер. Поэтому единственным механизмом, обеспечивающим существование ЭМО эффекта в области движения доменных стенок, является изменение в электрическом поле величины α : $\alpha(E) = \alpha(0) + \eta E^2$.

Согласно Кондорскому [14], величина α определяется внутренними напряжениями в кристалле, поэтому влияние электрического поля на α может быть обусловлено электрострикцией. Другая возможность влияния E на α связана с изменением в электрическом поле константы анизотропии k_1 , поскольку $\alpha \sim k_1^{-1/2}$ [13]. Выражения для $\delta \alpha^{\text{ЭМО}}$ и $\chi^{\text{МО}}$ с учетом зависимости $\alpha(E)$ имеют вид

$$\begin{aligned} \delta \alpha^{\text{ЭМО}} &= -A \chi H \eta E^2 / \alpha(0) = -\chi^{\text{МО}} H \eta E^2 / \alpha(0), \\ \chi^{\text{МО}} &= A \chi, \end{aligned} \quad (5)$$

где χ — магнитная восприимчивость.

Таким образом, согласно (5), в области движения доменных стенок ЭМО и МЭ эффект линейно зависят от магнитного поля, что находится в согласии с экспериментальными результатами. Исходя из выражения (5), зная величину $\chi^{\text{МО}}$, можно оценить относительное изменение средней кривизны потенциальных ям доменных стенок $\eta / \alpha(0)$. Для случая, приведенного на рис. 2, эта величина $\sim 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ мм}^2 / \text{кВ}^2$. Отметим, что линейная зависимость ЭМО эффекта от поля H , описываемая формулой (5), свидетельствует о том, что в этой области полей δM и $\delta \alpha^{\text{ЭМО}}$ связаны с инвариантами типа $\beta_{i,jkl} E_i E_j H_k H_l$ (эффекты типа $E^2 H^2$), а не с $\beta_{i,jk} E_i E_j H_k$, как предполагалось ранее [5]. Инвариант типа $E^2 H^2$ возможен во всех кристаллах

и может обуславливать большую величину МЭ и ЭМО эффектов в неоднородных магнитных состояниях, например в многодоменном образце [15].

б) Область смены режимов намагничивания. Увеличение намагниченности кристалла за счет движения доменных стенок будет происходить до определенной величины магнитного поля $H = H_1$, которая определяется формой образца (размагничивающим фактором), величиной спонтанной намагниченности m_s и направлением магнитного поля H . Если магнитное поле приложено вдоль оси типа [100] иттриевого феррита-граната и размагничивающий фактор равен 4π , то величина $H_1 = 4\pi m_s / \sqrt{3} \approx 1$ кЭ. В этом случае в полях $H \approx 1$ кЭ происходит смена режимов намагничивания, что сопровождается исчезновением части доменов, намагниченность которых имеет компоненту, направленную против поля H . Большие значения $\delta\alpha^{\text{ЭМО}}$ и аномалии $\chi^{\text{МО}}$ в области полей ΔH , очевидно, связаны с коллапсированием невыгодных доменов, что сопровождается резкими изменениями общей длины доменных границ, т. е. проявлением зависимости $S(E)$ в (4), (5). Зависимость ЭМО сигнала от исследуемой области кристалла свидетельствует о том, что в различных областях кристалла невыгодные домены коллапсируют при различных значениях магнитного поля.

в) Область вращения намагниченности. МЭ в этой области подробно рассмотрен в [7, 16]. Равновесное направление намагниченности M в оставшихся доменах определяется минимумом потенциала, содержащего зеемановскую энергию, энергию магнитной анизотропии и энергию полей размагничивания [12, 13]

$$U = -MH + k_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + k_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + M\hat{N}M. \quad (6)$$

Учет электрического поля приводит к появлению в (6) новых членов, связанных с влиянием E на магнитную анизотропию [7, 16]

$$\delta U_E = C(\alpha_1^2 E_1^2 + \alpha_2^2 E_2^2 + \alpha_3^2 E_3^2) + D(\alpha_1\alpha_2 E_1 E_2 + \alpha_1\alpha_3 E_1 E_3 + \alpha_2\alpha_3 E_2 E_3). \quad (7)$$

Выражения для магнитоэлектрической восприимчивости $\beta^{\text{МЭ}}$ и характерные типы полевой зависимости $\beta^{\text{МЭ}}(H)$ приведены в [7]. Согласно этой модели, МЭ эффект должен скачком появляться при $H = H_1$, линейно зависеть от магнитного поля в промежутке $H_1 < H < H_{\text{нас}}$ и скачком исчезать при $H = H_{\text{нас}}$. Используя наши данные по ЭМО эффекту, ЭФ и выражения для $\beta^{\text{МЭ}}$ [7], мы оценили величину константы в наших образцах: $C \approx 2 \cdot 10^{-3}$ эрг/см \cdot кВ 2 .

г) Область насыщения. Как отмечалось в [7], МЭ эффект в ферритах-гранатах отсутствует в области насыщения. В отличие от этого небольшой сигнал ЭМО эффекта наблюдается в полях $H > 1.8$ кЭ, причем величина эффекта в этой области не зависит от величины магнитного поля. Существование $\delta\alpha^{\text{МЭ}}$ при $H > H_{\text{нас}}$ свидетельствует о влиянии электрического поля на магнитооптические параметры, характеризующие ЭФ в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Микроскопическим механизмом, обуславливающим это влияние, может быть квадратичный по электрическому полю сдвиг резонансных частот оптических переходов, ответственных за ЭФ в октаэдрах и тетраэдрах. Оценим величину этого сдвига в случае одноосцилляторной модели. Пусть вклад в ЭФ на частоте ω от оптического перехода на частоте ω_0 имеет диамагнитную дисперсионную зависимость [17]

$$\theta_F = A'M/(\omega_0^2 - \omega^2)^2. \quad (8)$$

Тогда изменение ЭФ за счет изменения ω_0 в поле E имеет вид

$$\delta\alpha^{\text{ЭМО}} = -A'M4\omega_0\Delta\omega_0(E)/(\omega_0^2 - \omega^2)^3, \quad (9)$$

где $\Delta\omega_0(E) = rE^2$,

$$\delta\alpha^{\text{ЭМО}}/\theta_F = -4\omega_0\Delta\omega_0(E)/(\omega_0^2 - \omega^2). \quad (10)$$

Поскольку основной вклад в ЭФ в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ определяется переходами в диапазоне частот $\sim 25\,000$ см $^{-1}$ [18], то, зная $\omega = 9800$ см $^{-1}$, $\theta_F = 240$ град//см, легко получить $r \approx 4 \cdot 10^{-4}$ см $^{-1} \cdot$ мм 2 /кВ 2 .

Для интерпретации полевой зависимости ЭМО эффекта в $Y_3Fe_5O_{12}$ во всем исследуемом диапазоне магнитных полей следует учесть неоднородность по образцу величины размагничивающего фактора, которая приводит к определенному разбросу величин H_1 и H_2 [19]. О величине этого разброса можно судить, например, по полевой зависимости χ^{MO} вблизи $H_{нас}$, где исчезновение χ^{MO} при увеличении поля происходит не скачком, а в диапазоне полей ~ 200 Э. Качественно картина образования полевой зависимости ЭМО эффекта показана на рис. 6.

Появление запрещенного в ферритах-гранатах линейного по электрическому полю ЭМО эффекта связано, очевидно, с дефектами кристаллической решетки граната. Необходимым условием для этого является исчезновение центра инверсии в некоторой области кристалла. В ферритах-гранатах смешанного состава ($Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$) такая ситуация может возникнуть вследствие преимущественного заселения ионами Ga^{3+} определенных кристаллографических позиций (например, неравномерное распределение ионов Ga^{3+} и, следовательно, Fe^{3+} по тетраэдрам). Поскольку ионы Fe^{3+} находятся в тетраэдрах в нецентросимметричном окружении, зависимость $\omega_0(E)$ может содержать линейную по E часть. В чистом $Y_3Fe_5O_{12}$ вследствие наличия центра инверсии в кристалле после суммирования по всем ионам элементарной ячейки зависимость $\omega_0(E)$ становится квадра-

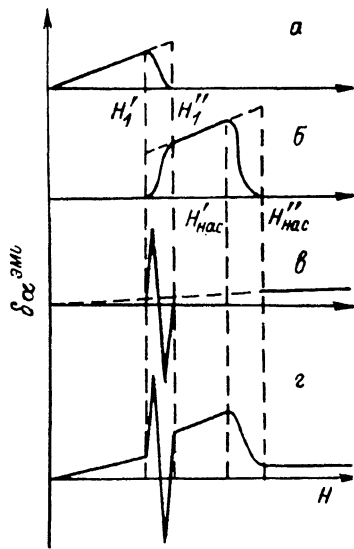


Рис. 6. Вклады различных механизмов в образование полевой зависимости ЭМО эффекта в ферритах-гранатах.

а — область движения доменных стенок, б — область вращения намагниченности, в — область смены режимов намагничивания и область насыщения, г — суммарная зависимость.

тичной. Преимущественное заселение ионами Ga^{3+} определенных типов тетраэдров снимает эту компенсацию и обуславливает появление запрещенного ЭМО эффекта (рис. 4). Идея о преимущественном заселении определенных кристаллографических позиций в решетке граната использовалась для объяснения одноосной магнитной анизотропии в ЦМД материалах [20]. Изложенные соображения позволяют ожидать в таких материалах существования линейного ЭМО эффекта в области насыщения.

Проведенное в работе исследование показало, что ЭМО эффект может служить удобным инструментом для изучения влияния электрического поля на различные параметры и свойства магнитоупорядоченного кристалла. По сравнению с традиционными исследованиями ЭМ эффекта использование прецизионных поляриметрических методов позволило обнаружить в $Y_3Fe_5O_{12}$ новые МЭ свойства: линейную зависимость от магнитного поля ЭМО и МЭ эффекта в области движения доменных стенок, тонкую структуру в области смены режимов намагничивания, линейную зависимость от H в области вращения намагниченности. Анализ этих свойств позволил предложить новые механизмы МЭ взаимодействия в гранатах, в частности связать величину МЭ и ЭМО эффекта с подвижностью доменных стенок при $H < H_1$ и с исчезновением части доменов при $H \simeq H_1$. Отметим, что ЭМО эффект может быть использован для изучения влияния электрического поля на магнитную анизотропию кристалла, а также на оптические переходы, ответственные за ЭФ в $Y_3Fe_5O_{12}$.

Авторы выражают благодарность М. В. Красиньковой за помощь в нанесении прозрачных электродов, а также Т. М. Журавлевой за качественную обработку кристаллов.

- [1] Дзяло шинский И. Е. ЖЭТФ, 1959, т. 37, № 3 (9), с. 881—883.
 [2] Астро в Д. Н. ЖЭТФ, 1960, т. 38, № 3, с. 984—990.
 [3] Magnetoelectric interaction phenomena in crystals / Ed. A. J Freeman and H. Schmid. Gordon and Breach, London, 1975. 288 p.
 [4] O'Dell T. H. Phil. Mag., 1967, vol. 16, N 141, p. 487—494.
 [5] Ascher E. Phil. Mag., 1968, vol. 17, N 145, p. 149—157.
 [6] Cardwell M. J. Phil. Mag., 1969, vol. 20, N 167, p. 1087—1089.
 [7] Velleaud G., Sangare B., Mercier M. J. M. M. M., 1983, vol. 31—34, p. 865—866.
 [8] Cardwell M. J. Phys. St. Sol. (b), 1971, vol. 45, N 2, p. 597—601.
 [9] Кричевцов Б. Б., Писарев Р. В., Селицкий А. Г. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 6, с. 259—261.
 [10] Pisarev R. V., Krichevstov B. B., Pavlov V. V., Selitsky A. G. J. Magn. Soc. Jpn., 1987, vol. 11, NS1, p. 33—38.
 [11] Dillon J. F. Jr. J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, N 2, p. 922—929.
 [12] Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. М.: ОГИЗ, 1948. 816 с.
 [13] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. 420 с.
 [14] Кондорский Е. И. ДАН, 1938, т. 19, № 6, с. 397.
 [15] Кричевцов Б. Б., Павлов В. В., Писарев Р. В. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 10, с. 471—476.
 [16] Aubert G. J. M. M. M., 1983, vol. 31—34, p. 767—768.
 [17] Физика магнитных диэлектриков. Отв. редактор Г. А. Смоленский. Л.: Наука, 1974. 450 с.
 [18] Писарев Р. В., Очиллов О. ФТТ, 1980, т. 22, № 8, с. 2504—2506.
 [19] Craik D. J., J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 3, p. 931—938.
 [20] Rosenzweig A., Tabor W. J. AIP Conf. Proc., 1972, vol. 5, p. 57.

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

Ленинградский электротехнический
институт им. В. И. Ульянова (Ленина)
Ленинград

Поступило в Редакцию
22 февраля 1988 г.