

УДК 535.42

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА НАМАГНИЧИВАНИЯ ЭПФГ С АНИЗОТРОПИЕЙ «УГЛОВАЯ ФАЗА»

Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Семук Е.Ю.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: roton@crimea.edu, domain@home.cris.net*

Магнитооптическим методом проведено исследование эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов (111) с анизотропией типа «угловая фаза». При перемагничивании пленок постоянным магнитным полем, направленным под различными углами относительно нормали к плоскости, обнаружены переходы доменной структуры через промежуточное монокломоменное состояние. Методом ФМР определены константы магнитной анизотропии образцов и на их основе рассчитаны области существования однородных состояний, показывающие возможность таких переходов. Показано, что определяющим фактором, ответственным за существование промежуточного монокломоменного состояния, является отношение K_1/K_u .

Ключевые слова: пленки ферритов-гранатов, анизотропия, ФМР, монокломоменное состояние.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие магнитооптических методов анализа пространственно-неоднородных магнитных полей стимулировало выращивание эпитаксиальных пленок феррит-гранатов (ЭПФГ) со сложным характером магнитной анизотропии, которые позволяют обрабатывать сигналы как цифрового, так и аналогового типа [1].

В ЭПФГ с анизотропией «угловая фаза» и «легкая плоскость» при перемагничивании постоянным магнитным полем, направленным под различными углами относительно нормали к плоскости, обнаружено аномальное поведение магнитной восприимчивости в интервале углов наклона магнитных полей от $0,3^\circ$ до $1,5^\circ$. При этом перестройка доменной структуры (ДС) происходит через промежуточное монокломоменное состояние (ПМДС) с последующим появлением новой ДС и ее исчезновением в магнитных полях, достаточных для насыщения [2].

В приведенных работах изложены экспериментальные результаты исследования ЭПФГ магнитооптическим и индуктивно-частотным методами. В работе [3] приведены кривые, определяющие границы существования однородного состояния и демонстрирующие возможность переходов при перемагничивании по схеме: неоднородное состояние - однородное состояние - неоднородное состояние - однородное состояние.

Цель работы: исследование возможности появления промежуточных монокломоменных состояний на основе анализа свободной энергии пленки с учетом измеренных материальных констант.

Все исследованные ЭПФГ имели фактор качества $Q \approx 1$, толщину 5-6 мкм, формульный состав $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ и синтезировались методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевых подложках ориентации (111).

Магнитооптическим методом исследовано поведение ДС в магнитных полях, ориентированных под различными углами к поверхности пленки в областях перехода через ПМДС.

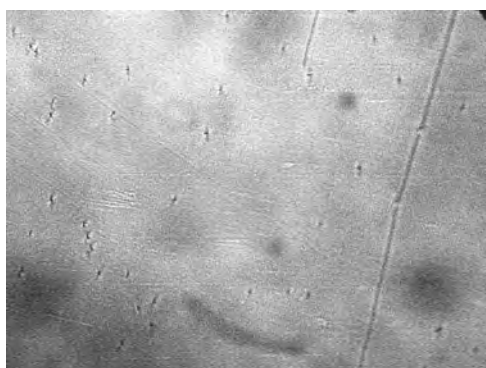
Ориентация \mathbf{H} задавалась азимутальным углом φ и полярным углом β , который отсчитывался от нормали плоскости ЭПФГ. Исследования проводились при ориентациях внешнего магнитного поля в следующих пределах: φ от 0° до 360° , β от 0° до 3° . Наблюдение перестройки ДС образцов во внешнем магнитном поле показало, что при определенных ориентациях \mathbf{H} имеются переходы ДС через промежуточные монодоменные состояния. В качестве примера на рис.1 показана перестройка ДС для одного из образцов (образец №1). При отсутствии внешнего поля наблюдаются зоны с клиновидными макрообластями (рис. 1,а). При увеличении поля «светлые» клиновидные домены вытесняют «темные» клиновидные домены (рис. 1, б,в). Когда поле достигает 113 Э, происходит переход в ПМДС (рис. 1, г), которое сохраняется до 160 Э. При дальнейшем увеличении поля (рис.1, д,е) снова появляется клиновидная ДС. При этом ориентация ее по отношению к клиновидным областям, которые наблюдаются при отсутствии поля, составляет 30 градусов.



а



б



в



г

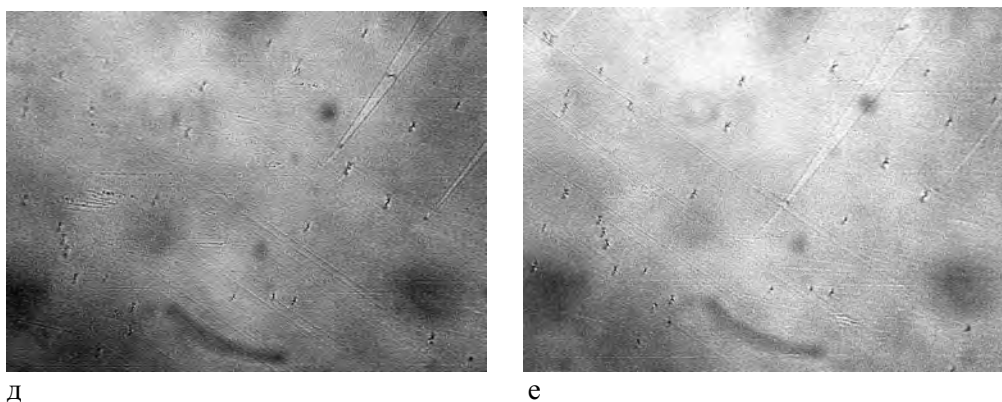


Рис. 1. Перестройка ДС для ЭПФГ состава $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ (образец №1). Угол между направлением поля и нормалью к плоскости ЭПФГ $\beta=0,7^\circ$. а — $H=0$ Э, б — $H=32$ Э, в — $H=58$ Э, г — $H=113$ Э, д — $H=204$ Э, е — $H=253$ Э.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ДС ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ ЭПФГ

С целью определения констант магнитной кристаллографической анизотропии: K_u , K_1 , K_2 была измерена угловая зависимость резонансного поля $H_{res}(\beta)$ в плоскости $(\bar{1}10)$ в интервале углов от 0° до 180° с шагом 10° . На рис. 2 приведена такая зависимость для образца №1.

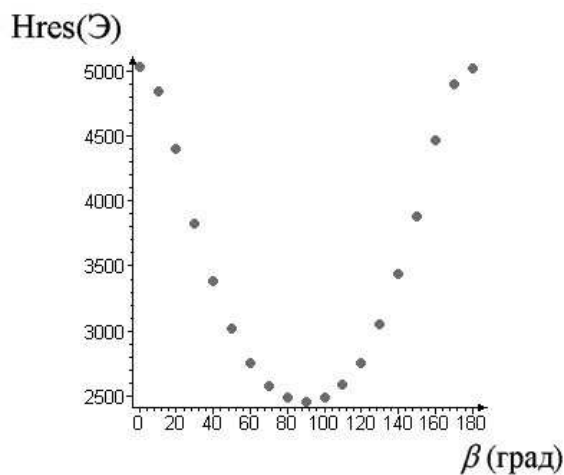


Рис. 2. Угловая зависимость резонансного поля $H_{res}(\beta)$ в плоскости $(\bar{1}10)$ (образец №1).

Измерения ФМР проводились при комнатной температуре, на частоте $f=9.44$ ГГц на ЭПР спектрометре РЭ1306. Намагниченность насыщения для образцов, измерялась пондеромоторным методом. Для приведенного выше образца $4\pi M_s=1200$ Гс. Условие ФМР может быть представлено в виде:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \frac{1}{M_s \sin(\theta)} \sqrt{\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2}, \quad (1)$$

где ω – угловая частота, γ – гиромагнитное отношение θ и φ – соответственно полярный и азимутальный углы, определяющие направление вектора намагниченности \mathbf{M}_s . В выражении для полной свободной энергии учитывается энергия пленки в магнитном поле, энергия размагничивания, энергия одноосной магнитной анизотропии и кубической магнитной анизотропии с учетом первой и второй константы K_1 и K_2 .

$$\begin{aligned} E_{total} = & -HM_s (\sin \theta \cos \varphi \sin \beta + \cos \theta \cos \beta) + K_u \sin^2 \theta + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta + \\ & K_1 \left(\frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi \right) + \\ & \frac{K_2}{216} (5\sqrt{2} \cos^3 \theta - 3\sqrt{2} \cos \theta - 2 \sin^3 \theta \cos 3\varphi)^2. \end{aligned} \quad (2)$$

В положении равновесия φ и θ удовлетворяют условиям $\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0, \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$;

Условие $\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0$ всегда выполняется для $\varphi=0$. Это означает, что \mathbf{M}_s всегда лежит в плоскости $(\bar{1}10)$, в которой мы прикладываем внешнее магнитное поле \mathbf{H} .

Условие $\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$ с учетом $\varphi=0$ имеет вид

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial E}{\partial \theta} = & -HM_s (\cos \theta \sin \theta - \sin \theta \cos \theta) + 2K_u \sin \theta \cos \theta - 4\pi M_s^2 \cos \theta \sin \theta + \\
 & + K_1 (\sin^3 \theta \cos \theta - \frac{4}{3} \cos^3 \theta \sin \theta + \sqrt{2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \sqrt{2} \sin^4 \theta) + \\
 & + \frac{1}{108} K_2 (5\sqrt{2} \cos^3 \theta - 3\sqrt{2} \cos \theta - 2\sin^3 \theta) \times \\
 & \times (-15\sqrt{2} \cos^2 \theta \sin \theta + 3\sqrt{2} \sin \theta - 6\sin^2 \theta \cos \theta) = 0.
 \end{aligned} \tag{3}$$

Подставляя в уравнение (1) 2-е производные $\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2}$, $\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2}$, и $\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta}$ получаем условие резонанса.

$$\begin{aligned}
 \frac{\omega}{\gamma} = & \frac{1}{M_s \sin \theta} [(HM_s \sin \theta \sin \beta - 3K_1 \sqrt{2} \sin^3 \theta \cos \theta + \\
 & + \frac{K_2}{6} (5\sqrt{2} \cos^3 \theta - 3\sqrt{2} \cos \theta - 2\sin^3 \theta) \sin^3 \theta) \times (HM_s (\sin \theta \sin \beta + \cos \theta \cos \beta) + \\
 & + 2K_u \cos^2 \theta - 2K_u \sin^2 \theta + 4\pi M_s^2 \sin^2 \theta - 4\pi M_s^2 \cos^2 \theta + \\
 & + K_1 (7\sin^2 \theta \cos^2 \theta - \sin^4 \theta - \frac{4}{3} \cos^4 \theta + 2\sqrt{2} \sin \theta \cos^3 \theta - \frac{10}{3} \sqrt{2} \sin^3 \theta \cos \theta) + \\
 & + \frac{K_2}{108} (-15\sqrt{2} \cos^2 \theta \sin \theta + 3\sqrt{2} \sin \theta - 6\sin^2 \theta \cos \theta)^2 + \\
 & + \frac{K_2}{108} (5\sqrt{2} \cos^3 \theta - 3\sqrt{2} \cos \theta - 2\sin^3 \theta) (30\sqrt{2} \cos \theta \sin^2 \theta - 15\sqrt{2} \cos^3 \theta + \\
 & + 3\sqrt{2} \cos \theta - 12\sin \theta \cos^2 \theta + 6\sin^3 \theta))]^{\frac{1}{2}}.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Условия для перпендикулярного ($\beta=0^\circ$) и параллельного ($\beta=90^\circ$) резонанса имеют вид

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_\perp + \frac{2K_u}{M_s} - 4\pi M_s - \frac{4}{3} \frac{K_1}{M_s} - \frac{4}{9} \frac{K_2}{M_s}, \tag{5}$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2} (H_\parallel M_s - \frac{1}{3} K_2) (H_\parallel M_s - 2K_u + 4\pi M_s^2 - K_1 + \frac{1}{18} K_2). \tag{6}$$

В [4] вторая константа кубической анизотропии K_2 не учитывалась, а для определения γ, K_1, K_u решалась система уравнений (5),(6), при этом K_1 подбиралась. Если учитывать K_2 , то число неизвестных окажется на единицу больше. Поэтому для определения γ, K_1, K_2, K_u к системе уравнений (5),(6) добавлено еще одно уравнение, которое представляет собой условие для резонанса при $\beta = 45^\circ$. Для образца №1 с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1200 \text{ Гс}$ были определены γ, K_1, K_2, K_u .

$\gamma = 1,85 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $K_1 = -3070 \text{ эрг/см}^3$, $K_2 = 443 \text{ эрг/см}^3$, $K_u = -2,27 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$
Если не учитывать K_2 , то K_1, K_u будут отличаться на 10-15% от приведенных выше значений K_1, K_u .

ГРАНИЦЫ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОДНОРОДНЫХ СОСТОЯНИЙ

В [5] при выводе уравнения астроида — кривой критических полей, при которых происходит необратимое вращение вектора намагниченности тонкой пленки, в выражении для свободной энергии учитывалась энергия одноосной анизотропии и зеемановская энергия. Для наших образцов в общем случае вектор \mathbf{M} не будет лежать в плоскости, проходящей через нормаль и направление \mathbf{H} , так как в выражении для свободной энергии учтен вклад кубической анизотропии.

Поскольку для нашего образца $\frac{\partial E}{\partial \varphi} \rightarrow 0$, при $\theta \rightarrow 0$, будем пренебрегать

отклонением \mathbf{M} от \mathbf{H} по φ в области углов θ , близких к нулю. Т.е. считаем, что направления векторов \mathbf{M} и \mathbf{H} отличаются только по θ вблизи $\theta=0^\circ$ (т.е. вблизи интервала углов $[0,3^\circ-1,5^\circ]$, при которых обнаружено аномальное поведение магнитной восприимчивости). Тогда выражение для энергии пленки с ориентацией (111), для углов θ и β близких к нулю, можно записать в виде:

$$E_{total} = -H_x M_s \sin \theta - H_z M_s \cos \theta + K_u \sin^2 \theta + 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta + K_1 \left(\frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi \right) + \frac{K_2}{216} (5\sqrt{2} \cos^3 \theta - 3\sqrt{2} \cos \theta - 2 \sin^3 \theta \cos 3\varphi)^2. \quad (7)$$

Решая систему уравнений $\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$, $\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} = 0$ (вводя безразмерные величины $h_x = H_x M_s / K_u$, $h_z = H_z M_s / K_u$, $k_1 = K_1 / K_u$, $k_2 = K_2 / K_u$), строим кривые, определяющие границы существования однородных состояний для различных

значений угла φ , определяющего плоскость, в которой подается внешнее магнитное поле.

Для образца №1 с определенными выше константами анизотропии, приведены кривые, определяющие границы существования однородных состояний. Для случая $\varphi=0^\circ$ (рис. 3,а) приведена вся кривая, поскольку в этом случае **М** и **Н** лежат в одной плоскости (110). Эта кривая имеет вид астроида. На (рис.3, б-г) выделены нижние пики астроида, соответствующие области малых углов β , для значений $\varphi: 0^\circ, 30^\circ$ и 60° .

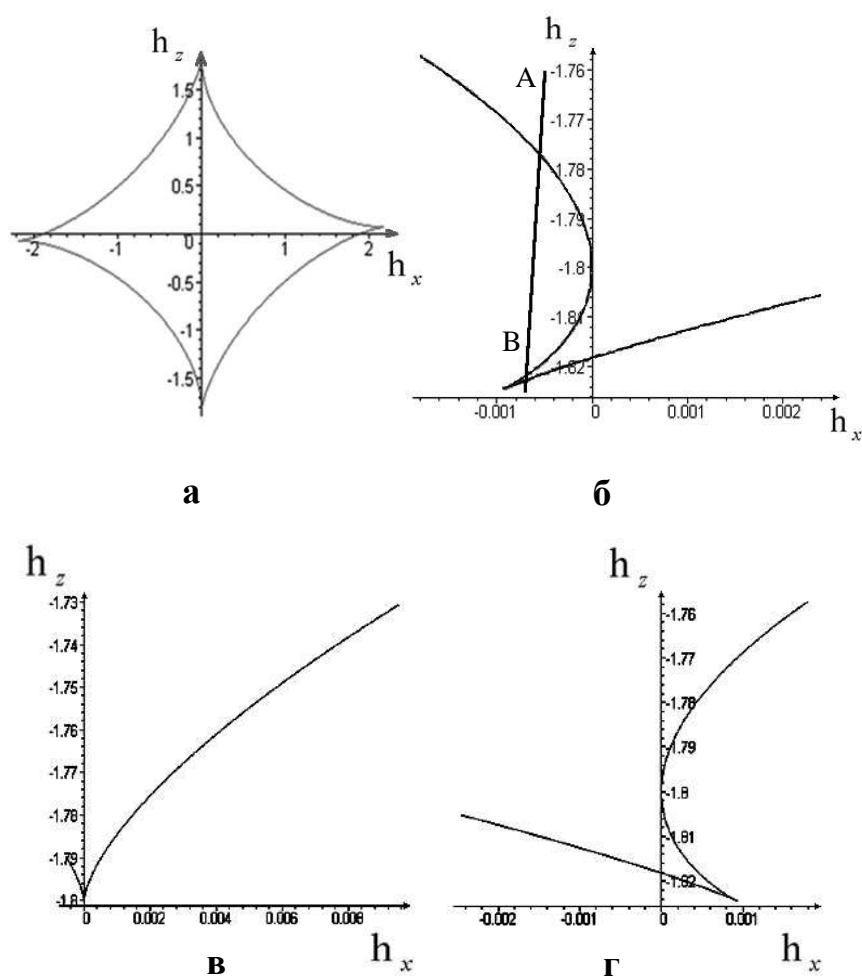


Рис. 3. Кривые, определяющие границы существования однородных состояний (образец №1).

а – $\varphi = 0^\circ$, б, в, г – $\beta \rightarrow 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$, соответственно.

Приведенные кривые позволяют описать особенности перемагничивания ЭПФГ, связанные с переходом через ПМДС в области малых углов β . На (рис. 3, б) в некотором интервале углов $\Delta\beta$, вблизи луча АВ существуют две области неоднородных состояний - низкополевая и высокополевая, которые разделены промежуточной областью однородного состояния.

Для случая $\varphi=0^\circ$ (плоскость(110)) (рис. 3, б) определена область существования ПМДС. Она существует в следующем интервале значений магнитного поля Н от 425 Э до 435 Э, ($\Delta H=10Э$). При этом угловой интервал существования ПМДС $\Delta\beta < 0.1^\circ$.

Если не учитывать k_2 для данного образца, то вид кривых, приведенных на (рис.3) мало изменится. При условии $k_1 \rightarrow 0$ эффект, связанный с возможностью перехода при перемагничивании через промежуточное монокристаллическое состояние, исчезает (астроида будет симметричной относительно осей h_x, h_z). Следовательно, кубическая анизотропия отвечает за наличие этого явления. Отношение K_1/K_2 определяет интервалы углов $\Delta\beta$ и интервалы значений магнитного поля ΔH , в которых ПМДС существует.

При $\varphi = \pi/6 + \pi n/3, n=0,1,2..$ (рис. 3, в) величина углового интервала $\Delta\beta$, в котором может существовать ПМДС, минимальна и равна нулю, т.е. ПМДС в данном случае не возникает.

При $\varphi = \pi n/3, n=0,1,2..$ (рис.3, б, г) интервалы $\Delta\beta$ и ΔH , в которых ПМДС существует, максимальны. При $\varphi = 2\pi n/3, n=0,1,2..$ (рис.3, б, г) ПМДС возникает, если h_x, h_z одного знака, при $\varphi = \pi/3 + 2\pi n/3, n=0,1,2..$ этот эффект имеет место, если h_x, h_z разных знаков. Таким образом, угловые и полевые интервалы существования ПМДС подчиняются шестидесятиградусной симметрии в плоскости (111). Это является результатом влияния кубической анизотропии, поскольку в выражении для свободной энергии пленки только член, отвечающий за кубическую анизотропию явно зависит от φ .

Магнитооптическим методом изучено поведение доменной структуры под действием постоянного подмагничивающего поля, приложенного в плоскости пленки. Оказалось, что азимутальная зависимость (рис. 4, а) поля, при котором происходит исчезновение доменной структуры, имеет шестидесятиградусную симметрию.

Индуктивно-частотным методом исследовано явление аномального поведения магнитной восприимчивости, связанное с переходом через монокристаллическую фазу. (рис. 4, б). При углах $\varphi = \pi/6 + \pi n/3, n=0,1,2..$, аномальное поведение магнитной восприимчивости имеет симметричный характер по отношению к нормали плоскости пленки, при этом величина интервала $\Delta\beta$, при которых оно наблюдается, минимальна. При углах $\varphi = \pi n/3, n=0,1,2..$, аномальное поведение

магнитной восприимчивости не имеет симметричный характер по отношению к нормали плоскости пленки, при этом величина углового интервала $\Delta\beta$, при которых оно наблюдается, максимальна.

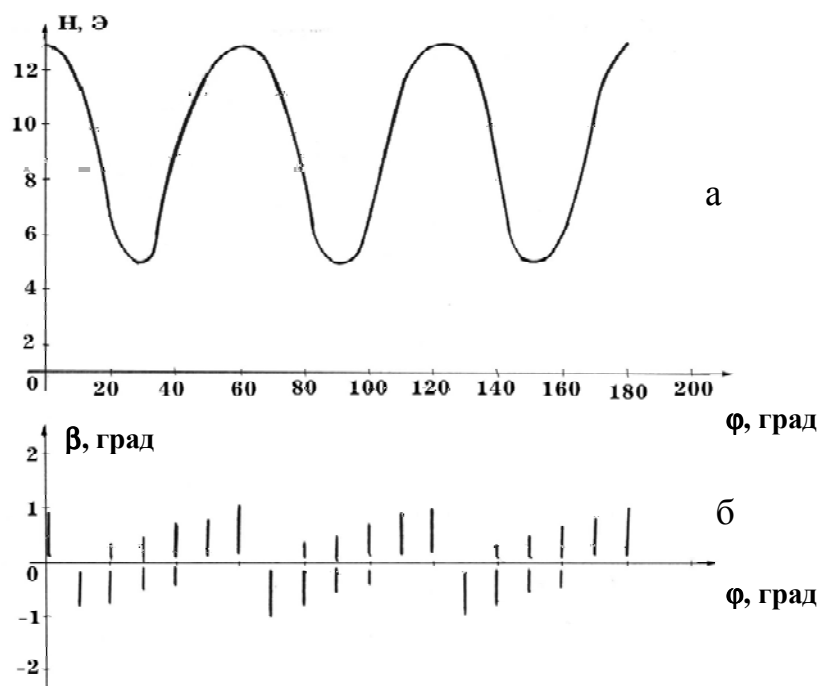


Рис. 4. Образец №1. Азимутальные зависимости: а) приложенного в плоскости (111) поля, при котором исчезает ДС и б) области аномального поведения магнитной восприимчивости.

Таким образом, симметрия проявления указанных аномальных эффектов носит такой же характер, как и все, приведенные выше зависимости. Все это свидетельствует о важности учета кубической анизотропии с точностью до второй константы K_2 .

Сравнение расчетных кривых, определяющих границы существования однородных состояний и результатов, экспериментально полученных индуктивно-частотным методом также показало, что аномальное поведение магнитной восприимчивости при некоторых углах φ имеет место, как при положительных, так и при отрицательных β . Расчетные зависимости такого поведения не обнаруживают. Это связано, по-видимому, с тем, что реальные образцы всегда

имеют небольшую разориентацию от плоскости (111), и, следовательно, необходимо учитывать и ромбическую анизотропию.

Итак:

1. Для ЭПФГ с анизотропией «угловая фаза» в которых наблюдается переход ДС₁- ПМДС- ДС₂ - МДС, методом ФМР определены константы магнитной анизотропии K_u , K_1 , K_2 , а также гиромагнитное отношение γ .
2. Теоретически определены области существования однородных состояний, показывающие возможность перехода ДС₁- ПМДС- ДС₂ - МДС при намагничивании ЭПФГ в узком диапазоне углов направления магнитного поля относительно нормали к плоскости образца.
3. Показано, что определяющим фактором, ответственным за существование перехода ДС₁ - ПМДС- ДС₂ - МДС является отношение K_1 / K_u .
4. Поскольку для исследуемого образца обнаружена анизотропия в плоскости (111), в выражении для энергии кубической анизотропии целесообразен учет K_2 .

Список литературы

1. Прокопов А.Р., Недвига А.С. Синтез Вi-содержащих феррит-гранатовых пленок с анизотропией типа "угловая фаза" и "легкая плоскость" // Ученые записки Симферопольского государственного университета. – Симферополь, 1988.-№7(46).-С.199-201.
2. Prokopov A.R., Dubinko S.V., Khrebtov A.O., Yeryomina M.I. Anomalous magnetic susceptibility of multilayer epitaxial garnet ferrite films. // Frontiers in magnetism of reduced dimension system. NATO ASI series.3. High technology. Vol.49/V.G. Barr'yakhtar et (eds.).- Dordrecht; Boston; London: Kluwer Academic Publishers, 1998.-P.463-468.
3. Міхерський Р.М., Дубінко С.В., Бутрим В.І., Прокопов А.Р., Сахацький В.П. Перемагнічування плівок феррит-гранатів із похилою віссю легкого намагнічування // Вісник Київського університету. Серія : фізико-математичні науки. – 2000-№4.-С.366-370.
4. Makino H., Hidaka Y. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. №8. P.957-966.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Электродинамика сплошных сред. Изд-во «Наука» (1982)

Бержанський В.Н., Прокопов А.Р., Семук Є.Ю. Особливості процесу намагнічування ЕПФГ з анізотропією "кутова фаза" // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. – 2007. – Серія «Фізика». - Т. 20 (59). - № 1. - С. 136 - 146.

Магнітооптичним методом проведено дослідження епітаксійних плівок феритів-гранатів (111) з анізотропією типу "кутова фаза". При перемагнічуванні плівок постійним магнітним полем, спрямованим під різними кутами відносно нормалі до площини, виявлено переходи доменної структури через проміжний монодомений стан. Методом ФМР визначено константи магнітної анізотропії зразків і на їхній основі розраховано області існування однорідних станів, що показують можливість таких переходів. Показано, що визначальним фактором, відповідальним за існування проміжного монодоменоного стану, є відношення K_1/K_u .

Ключові слова: плівки феритів-гранатів, анізотропія, ФМР, монодомений стан.

Berzhansky V.N., Prokopov A.R., Semuk Ye.Yu. Peculiarity of magnetization process in epitaxial garnet films with "angle phase" anisotropy // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2007. – Series «Fizika». – V. 20 (59). - № 1. – P. 136 - 146.

In this work, we have magnetooptically researched the "angle phase" anisotropy epitaxial garnet ferrite films (111). When switched with a constant magnetic field directed at different angles relative the plane normal, films with "angle phase" anisotropy show transitions of domain structure through intermediate single-domain states. The magnetic anisotropy constants are determined for the samples with FMR method. Taking into account the measured constants, we have calculated the zones where homogeneous states exist giving evidence to the possibility of such transition. We have demonstrated that the major factor responsible for existence of transition through intermediate single-domain states is the ratio of values of cubic and uniaxial anisotropy constants of magnetic crystallographic anisotropy.

Keywords: garnet ferrite films, anisotropy, FMR, single-domain state.

Поступила в редакцию 5.03.2007 г.