

УДК 548 : 537.611.44/45/46

© 1990

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК

А. К. Звездин, М. И. Лебедева, А. С. Логгинов,
Г. А. Непокойчицкий, Т. Б. Розанова

Разработана модель, описывающая динамику магнитных моментов в сильных магнитных полях с учетом энергии анизотропии и внешнего поля. Проведено численное моделирование процессов импульсного перемагничивания пленок ферритов-гранатов (ФГ) с различными анизотропными свойствами в аксиально-симметричном пространственно-неоднородном поле, создаваемом плоской катушкой. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными картинками перемагничивания, полученными методом высокоскоростной фотографии, показало их хорошее согласие и применимость модели к описанию подобных процессов. Развитый подход к описанию динамики перемагничивания открывает новые возможности определения анизотропии тонких магнитных пленок.

Интерес к исследованию быстропротекающих динамических процессов в пленках ферритов-гранатов вызван в первую очередь возможностями их применения в запоминающих устройствах, для создания магнито-оптических транспарантов и невзаимных устройств волоконно-оптических линий связи. С другой стороны, высокая оптическая прозрачность этих материалов и большое фарадеевское вращение открывают широкие перспективы фундаментальных научных исследований. Ранее [1-3] были обнаружены интересные динамические структуры (ДС), возникающие в больших импульсных полях (амплитуда импульса $H \geq 10^3$ Э, длительность импульса $t_n \sim 0.5$ мкс) и характеризующиеся высокими скоростями распространения фронта перемагничивания (до $\sim 10^7$ см/с). На рис. 1 представлены типичные ДС, наблюдаемые в эпитаксиальных пленках с ориентацией (111) и (110). Они образуются за счет вращения спинов в пространственно-неоднородных аксиально-симметричных полях, создаваемых плоской катушкой. При этом в зависимости от ориентации подложки, на которой выращена пленка, возникают различные динамические конфигурации. В образцах ориентации (111) процесс неоднородного вращения (НВ) магнитных моментов начинается у витков импульсной катушки и распространяется к ее центру, причем область, не захваченная еще неоднородным вращением, имеет треугольную форму (рис. 1, а) [1, 2]. В пленках с ориентацией (110) наблюдается более сложная конфигурация, состоящая, как правило, из двух непересекающихся областей (рис. 1, б) [3].

Природа и свойства таких ДС, связь их формы и параметров с магнитной анизотропией пленок в настоящее время, несмотря на имеющийся большой экспериментальный материал, еще окончательно не выяснены. Аналитическое исследование подобных сильно нелинейных динамических структур является трудной задачей. Настоящая работа посвящена разработке модели и численному моделированию процессов импульсного перемагничивания пленок ФГ с различными анизотропными свойствами

в аксиально-симметричном неоднородном магнитном поле, создаваемом плоской катушкой.

Пространственно-временное распределение намагниченности в магнитной пленке, создаваемое импульсом внешнего магнитного поля, определяется уравнением Ландау—Лифшица, которое удобно записать в форме, предложенной Гильбертом [4]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \mathbf{H}_{\text{эфф}}] + \frac{\alpha}{M} \left[\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где

$$\mathbf{H}_{\text{эфф}} = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{M}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial W}{\partial (\partial \mathbf{M} / \partial x_k)} = \mathbf{H}_{\text{обм}} + \mathbf{H}_{\text{ан}} + \mathbf{H} + \mathbf{H}^m, \quad (2)$$

α — безразмерный параметр затухания, γ — гиромангнитное отношение, $M = |\mathbf{M}|$, W — плотность свободной энергии магнитной системы. Эффек-

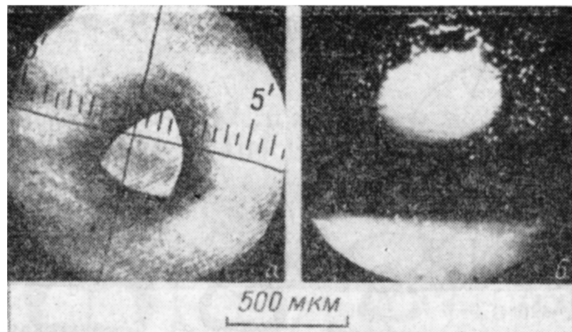


Рис. 1. Типичные динамические распределения векторов намагниченности, наблюдаемые при импульсном перемагничивании пленок ФГ ориентаций (111) (а) и (110) (б) в аксиально-симметричном градиентном магнитном поле.

тивное поле $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ включает в себя следующие вклады: $\mathbf{H}_{\text{обм}}$ — эффективное поле обменного взаимодействия, $\mathbf{H}_{\text{ан}}$ — поле анизотропии, \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, \mathbf{H}^m — поле размагничивания. Важно отметить, что $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ зависит от \mathbf{r} .

В сферической системе координат (1) преобразуется в систему двух дифференциальных уравнений [5]

$$\begin{aligned} \dot{\theta} &= \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [(\mathbf{H}_{\text{эфф}})_\varphi + \alpha (\mathbf{H}_{\text{эфф}})_\theta], \\ \dot{\varphi} &= \frac{\gamma}{(1 + \alpha^2) \sin \theta} [-(\mathbf{H}_{\text{эфф}})_\theta + \alpha (\mathbf{H}_{\text{эфф}})_\varphi], \end{aligned} \quad (3)$$

где $(\mathbf{H}_{\text{эфф}})_\theta$, $(\mathbf{H}_{\text{эфф}})_\varphi$ — проекции эффективного магнитного поля на оси сферической системы координат.

При рассмотрении перемагничивания однородно-намагниченной пленки ФГ за счет движения волны опрокидывания магнитных моментов [1] уравнение движения намагниченности можно упростить, оценив вклад в $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ каждого из слагаемых. Эту оценку можно сделать на основе данных эксперимента [1-3]. Для уничтожения доменной структуры в пленке ФГ она должна быть помещена в однородное магнитное поле смещения $H_{\text{см}}$, превышающее поле коллапса. В исследуемых образцах эта величина составляет $\sim 10^2$ Э. Магнитостатическое поле, создаваемое векторами намагниченности, при любом их распределении не превышает величины $4\pi M \sim 10^2$ Э. Для оценки эффективного поля обменного взаимодействия заметим, что в отличие от доменной границы ширина переходной области x_0 , в которой происходит разворот намагниченности на π

при неоднородном вращении магнитных моментов, составляет ~ 100 мкм. Величину $H_{обм}$ можно оценить как

$$H_{обм} = \frac{A}{M^2} \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} \sim \frac{A}{M} \frac{\pi^2}{x_0^2} \sim 10^{-2} \text{ Э.} \quad (4)$$

Поле одноосной анизотропии $H_{ан}^{(u)} = 2K_u/M$ в исследованных образцах составляет $\sim 10^3$ Э. Процесс НВ векторов намагниченности развивается в импульсных полях, сравнимых с полем одноосной анизотропии, т. е. в $H_{нмг} \sim 10^3$ Э.

Таким образом, в первом приближении можно пренебречь полем смещения, размагничивающим и обменными полями по сравнению с эффективным полем анизотропии и внешним магнитным полем $H_{нмг}$.

Плотность энергии магнитной анизотропии $W_{ан}$ может быть представлена в виде суммы одноосной W_u , ромбической W_p и кубической W_c ком-

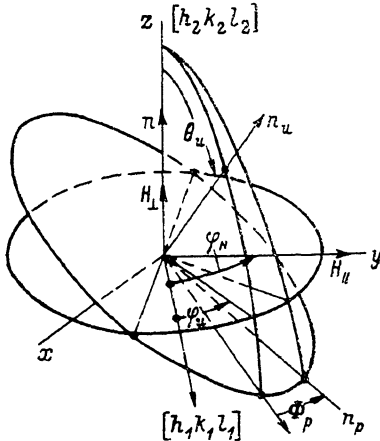


Рис. 2. Система координат, используемая в [6] для расчета энергии анизотропии.

$[h_1k_1l_1] = [11\bar{2}]$ и $[110]$; $[h_2k_2l_2] = [111]$ и $[110]$ соответственно для пленок с ориентацией (111) и (110).

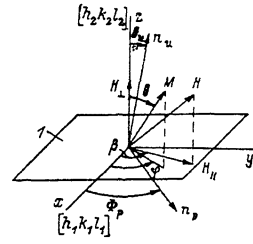


Рис. 3. Сферическая система координат, используемая при расчете динамики намагниченности.

1 — плоскость образца.

понент. По аналогии с [6] в ненормированном виде ее удобно переписать как

$$W_{ан} = W_u + W_p + W_c = -K_u (m n_u)^2 + K_p (m n_p)^2 + K_c [(m n_{100})^2 (m n_{010})^2 + (m n_{010})^2 (m n_{001})^2 + (m n_{001})^2 (m n_{100})^2], \quad (5)$$

где $m = M/M$; n_u — орт вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН); n_p — орт вдоль нормали к плоскости предпочтительного отклонения вектора намагниченности ($n_u \perp n_p$); n_{hki} — орт вдоль кристаллографических осей; K_u , K_p , K_c — константы одноосной, ромбической и кубической анизотропии соответственно. В системе координат, используемой в [6] (рис. 2), выражения для ненормированных плотностей энергии анизотропии принимают вид

$$W_u = K_u [(m'_x)^2 + (m'_y)^2], \quad (6)$$

$$W_p = K_p (m'_x \cos \Phi_p + m'_y \sin \Phi_p)^2, \quad (7)$$

где

$$m'_x = m_x \cos \theta_u \sin (\varphi_n - \varphi_u) + m_y \cos \theta_u \cos (\varphi_n - \varphi_u) - m_z \sin \theta_u, \\ m'_y = -m_x \cos (\varphi_n - \varphi_u) + m_y \sin (\varphi_n - \varphi_u), \quad (8)$$

m_x , m_y , m_z — проекции вектора m на оси координат.

Функции W_c для пленок с ориентацией (111) и (110) определяются соответственно выражениями

$$W_c^{(111)} = K_c \left\{ \frac{1}{4} (m_x^2 + m_y^2)^2 + \frac{1}{3} m_x^4 + \frac{\sqrt{2}}{3} m_x^2 + \frac{\sqrt{2}}{3} m_z [(-m_x^2 + 3m_x m_y^2) \sin 3\varphi_n + (m_y^3 + 3m_z^2 m_y^2) \cos 3\varphi_n] \right\}, \quad (9)$$

$$W_c^{(110)} = -K_c \left\{ \frac{3}{32} (m_x^4 - 6m_x^2 m_y^2 + m_y^4) \cos 4\varphi_H + \frac{3}{8} m_x m_y (m_x^2 - m_y^2) \sin 4\varphi_H - \right. \\ \left. - \left[\frac{1}{8} (m_x^4 - m_y^4) + \frac{3}{4} m_x^2 (m_y^2 - m_x^2) \right] \cos 2\varphi_H - \left[-\frac{1}{4} m_x m_y (m_x^2 + m_y^2) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{3}{2} m_x m_y m_z^2 \right] \sin 2\varphi_H + \frac{7}{32} (m_x^2 + m_y^2)^2 + \frac{1}{4} m_z^2 \right\}. \quad (9a)$$

Перемагничивание пленок ФГ ориентации (111). Моделирование процесса перемагничивания пленки ФГ за счет вращения векторов намагниченности с учетом одноосной и кубической анизотропии сводится к численному решению системы уравнений (3) со следующими значениями проекций эффективного поля:

$$(H_{\Phi\Phi})_{\theta} = -\frac{2K_u}{M} \sin \theta \cos \theta - \frac{1}{3} \frac{K_c}{M} [\sin \theta \cos \theta (7 \sin^2 \theta - 4) - \\ - \sqrt{2} \sin^2 \theta \cos 3\varphi (4 \sin^2 \theta - 3)] + H_{\parallel} \cos \beta \cos \theta \cos \varphi + H_{\parallel} \sin \beta \cos \theta \sin \varphi + H_{\perp} \sin \theta, \\ (H_{\Phi\Phi})_{\varphi} = \sqrt{2} \frac{K_c}{M} \sin^2 \theta \cos \theta \sin 3\varphi - H_{\parallel} \cos \beta \sin \varphi + H_{\parallel} \sin \beta \cos \varphi, \quad (10)$$

где β — угол между осью $[11\bar{2}]$ и проекцией внешнего магнитного поля на плоскость пленки (рис. 3). При расчете мы полагали, что $\theta_u = 0$, $\varphi_u = 0$, $\varphi_H = \pi/2$.

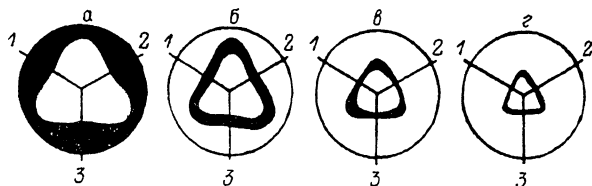


Рис. 4. Динамические конфигурации, возникающие при моделировании процесса перемагничивания пленки ФГ с одноосной и кубической анизотропией в градиентном аксиально-симметричном поле.

Ток в катушке $I=24$ А, $L=280$ мкм, $2K_u/M=1000$ Э, $K_c/M=400$ Э, длительность фронта $H_{\text{нп}} t_{\Phi}=2$ нс, $\alpha=0.02$, $\gamma=1.14 \cdot 10^7$ (Э·с) $^{-1}$. Момент времени относительно начала фронта $H_{\text{нп}} t$ (нс): $a-1$, $б-3$, $в-5$, $г-7$. 1 — $[211]$, 2 — $[1\bar{2}1]$, 3 — $[11\bar{2}]$.

Начальные условия имеют вид

$$0(t=0) = 0, \quad \varphi(t=0) = \beta - \pi/2. \quad (11)$$

При расчете нормальной $H_{\perp}(r)$ и тангенциальной $H_{\parallel}(r)$ составляющих импульсного магнитного поля, действующего на образец, учитывались количество витков плоской катушки, диаметр провода катушки, ее внутренний диаметр, внешний диаметр, расстояние L от плоскости пленки до центров витков катушки, ток катушки [7].

Система (3) решалась численно для различных конфигураций поля $H_{\text{нп}}$, определяемых L . Для каждой точки перемагничиваемого образца, характеризуемой углом β и расстоянием r от центра катушки, находились временные зависимости азимутального φ и полярного θ углов. Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6. Использовался метод Рунге—Кутты четвертого порядка [8].

Поскольку при экспериментальном изучении процессов перемагничивания методом высокоскоростной фотографии регистрируются динамические конфигурации намагниченности, усредненные за время подсветки, то и при численном моделировании вводилось усреднение за время 10^{-9} с по формуле

$$\bar{\theta}(t) = \frac{1}{100} \sum_{j=1}^{100} \theta(t-1+j\Delta t), \quad (12)$$

где t — время в наносекундах, $\Delta t = 0.01$ нс — шаг интегрирования. Без усреднения при численном моделировании наблюдались осцилляции зависимости $\theta(t)$ с характерным временем $\sim 10^{-10}$ с, связанные с прецессией вектора намагниченности вокруг направления $H_{эфф}$, не регистрируемые в экспериментах.

При расчете значение угла β изменялось от 0 до 120° . В области значений углов $120^\circ < \beta < 360^\circ$ динамические картины аналогичны в силу кубической симметрии исследуемых образцов. Результаты расчета могут быть представлены в виде изолиний угла θ , $\theta(r) = \text{const}$. Полученные в результате численного моделирования конфигурации намагниченности

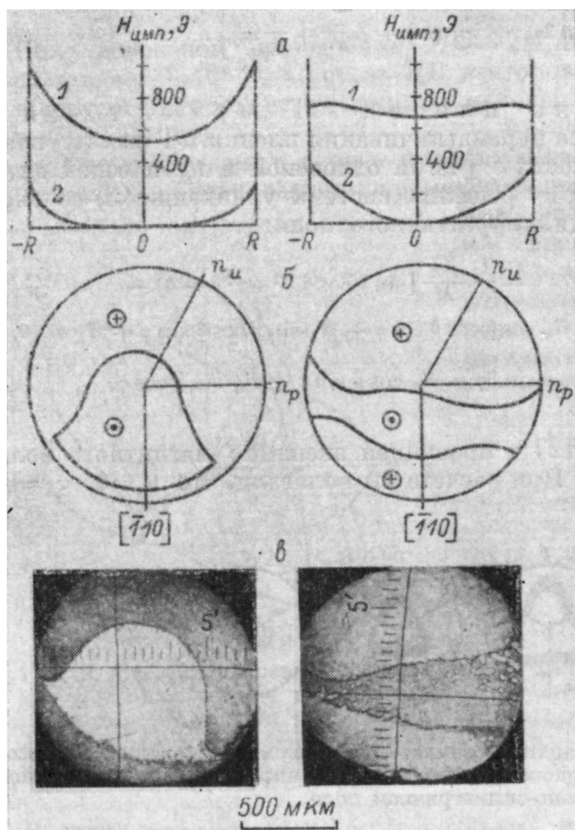


Рис. 5. Процесс неоднородного вращения векторов намагниченности в пленке ФГ состава $(Y\text{GdYbBi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ ориентации (110).

$K_u = 1880$, $K_p = 5657$, $K_c = 1800$ эрг/см³, $4\pi M = 85$ Гс. $L = 0$ (А) и 190 мВ (Б). а — распределение компонент импульсного поля в катушке, б — результаты численного моделирования, в — фотографии процесса перемагничивания.

ности для различных моментов времени после включения $H_{имп}$ представлены на рис. 4. Темная область охватывает значения θ , лежащие в интервале $\pi/2 - \pi/9 < \theta < \pi/2 + \pi/9$. Ее ширина максимальна вблизи витков катушки, где напряженность перемагничивающего поля максимальна

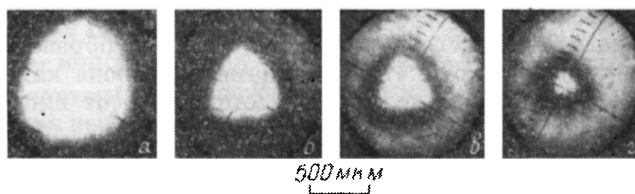


Рис. 6. Фотографии процесса перемагничивания пленки ФГ состава $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ ориентации (111) в аксиально-симметричном поле.

$2K_u/M = 600$ Э, длительность фронта $H_{имп}$ $t_f = 10$ нс, в центре катушки $H_{имп} = 1600$ Э. t , нс: а — 3, б — 5, в — 10, г — 15

(рис. 5, Б). Вращение векторов намагниченности в таком поле происходит почти когерентно. По мере продвижения к центру переходная область сужается.

Результаты, полученные на основе изложенной модели, качественно хорошо согласуются с процессами перемагничивания, наблюдаемыми в эксперименте (рис. 6). Для детального сравнения численных и экспери-

ментальных результатов необходим более точный расчет процесса перемагничивания в центральной области катушки, так как в этой области напряженность импульсного поля становится сопоставимой с полем смещения и размагничивающим полем, которыми мы пренебрегали.

Перемагничивание пленок ФГ ориентации (110). В отличие от пленок ФГ ориентации (111), где в процессе перемагничивания возникают динамические доменные конфигурации треугольной формы, однозначно связанные с кубической симметрией ферритов-гранатов, процесс импульсного перемагничивания пленок ФГ ориентации (110), как правило, идет в двух непересекающихся областях (рис. 1, б). Для рассмотрения этих особенностей не обязательно подробно решать динамическую задачу. Достаточно найти области, в которых возможно перемагничивание за счет вращения векторов намагниченности, считая длительность $H_{\text{имп}}$ бесконечной.

Квазистационарное распределение намагниченности после завершения вращения векторов \mathbf{M} с учетом внешнего магнитного поля, одноосной, кубической и ромбической анизотропии легко получается при решении динамических уравнений (3) с большим заданным α и коротким фронтом импульса магнитного поля. Выражения для эффективных полей анизотропии в сферической системе координат, используемые при расчете, имеют вид

$$\begin{aligned} (H_u)_\theta &= -\frac{2K_u}{M} \{(\sin \theta \cos \varphi \cos \theta_u \cos \varphi_u + \sin \theta \sin \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u - \cos \theta \sin \theta_u) \times \\ &\quad \times (\cos \theta \cos \varphi \cos \theta_u \cos \varphi_u + \cos \theta \sin \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u + \sin \theta \sin \theta_u) + \\ &\quad + (-\sin \theta \cos \varphi \sin \varphi_u + \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi_u) (-\cos \theta \cos \varphi \sin \varphi_u + \cos \theta \sin \varphi \cos \varphi_u)\}, \\ (H_u)_\varphi &= -\frac{2K_u}{M} \{(\sin \theta \cos \varphi \cos \theta_u \cos \varphi_u + \sin \theta \sin \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u - \cos \theta \sin \theta_u) \times \\ &\quad \times (-\sin \varphi \cos \theta_u \cos \varphi_u + \cos \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u) + (-\sin \theta \cos \varphi \sin \varphi_u + \\ &\quad + \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi_u) (\sin \varphi \sin \varphi_u + \cos \varphi \cos \varphi_u)\} \end{aligned} \quad (13)$$

(одноосная анизотропия),

$$\begin{aligned} (H_c)_\theta &= \frac{K_c}{2M} \sin 2\theta \left\{ -\frac{3}{8} \sin^2 \theta \cos 4(\varphi + \varphi_u) + \left(1 - \frac{7}{2} \sin^2 \theta\right) \cos 2(\varphi + \varphi_u) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{7}{8} \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \right\}, \\ (H_c)_\varphi &= \frac{K_c}{M} \sin \theta \left\{ \frac{3}{2} \sin^2 \theta \sin 4(\varphi + \varphi_u) + (7 \sin^2 \theta - 6) \sin 2(\varphi + \varphi_u) \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

(кубическая анизотропия),

$$\begin{aligned} (H_p)_\theta &= -\frac{2K_p}{M} \{(\sin \theta \cos \varphi \cos \theta_u \cos \varphi_u + \sin \theta \sin \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u - \cos \theta \sin \theta_u) \cos \Phi_p + \\ &\quad + (-\sin \theta \cos \varphi \sin \varphi_u + \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi_u) \sin \Phi_p\} \{(\cos \theta \cos \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u + \\ &\quad + \cos \theta \sin \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u + \sin \theta \sin \theta_u) \cos \Phi_p + (-\cos \theta \cos \varphi \sin \varphi_u + \\ &\quad + \cos \theta \sin \varphi \cos \varphi_u) \sin \Phi_p\}, \\ (H_p)_\varphi &= -\frac{2K_p}{M} \{(\sin \theta \cos \varphi \cos \theta_u \cos \varphi_u + \sin \theta \sin \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u - \cos \theta \sin \theta_u) \cos \Phi_p + \\ &\quad + (-\sin \theta \cos \varphi \sin \varphi_u + \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi_u) \sin \Phi_p\} \{(-\sin \varphi \cos \theta_u \cos \varphi_u + \\ &\quad + \cos \varphi \cos \theta_u \sin \varphi_u) \cos \Phi_p + (\sin \varphi \sin \varphi_u + \cos \varphi \cos \varphi_u) \sin \Phi_p\} \end{aligned} \quad (15)$$

(ромбическая анизотропия). Обозначения в формулах (13)–(15) соответствуют принятым на рис. 3.

Начальные условия находятся из уравнения $[\text{MH}_{\text{эф}}] = 0$ или, что то же самое,

$$H_\theta(t=0) = 0, \quad H_\varphi(t=0) = 0. \quad (16)$$

При численном решении системы (3) с $H_{\text{эфф}} = H + H_u + H_c + H_p$ и начальными условиями, следующими из (16), для каждой точки внутренней области катушки находились значения углов φ и θ , соответствующие положению равновесия. При определенных соотношениях напряженностей внешнего магнитного поля и внутренних полей вектор намагниченности лишь отклоняется от первоначального положения на некоторый угол, другие же области перемагничиваются.

Результаты моделирования приведены на рис. 5, 7. Сплошные линии, пересекающие круговую область перемагничиваемого образца, разделяют участки с противоположным направлением намагниченности. Крестики и точки соответствуют перемагнитенным и неперемагнитенным областям. На рис. 5, 6; 7, б, в четко видны две непересекающиеся области, в которых возможно перемагничивание.

Возможность перемагничивания одноосных пленок с не отклоненной от нормали к их поверхности ОЛН определяется соотношением нормальной H_{\perp} и тангенциальной H_{\parallel} составляющих внешнего магнитного поля и эффективного поля одноосной анизотропии. Критической кривой является астроида

$$h_{\perp}^{2/3} + h_{\parallel}^{2/3} = 1, \quad (17)$$

где $h_{\perp} = H_{\perp} / (2K_n / M)$, $h_{\parallel} = H_{\parallel} / (2K_n / M)$.

Рис. 7. Процесс неоднородного вращения векторов намагниченности в пленке ФГ состава $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ ориентации (110).

$4\pi M = 162$ Гс, $K_u = 2890$, $K_p = 987$, $K_c = 561$ эрг/см³. А — численное моделирование, Б — экспериментальные результаты. L, мкм: а — 190, б — 380, в — 1000.

Точки образца, напряженность внешнего магнитного поля в которых лежит внутри астроида, остаются неперемагнитенными. Если перемагничивающее поле превосходит критическое значение, то происходит опрокидывание вектора M . В образцах, обладающих неотклоненной ОЛН, при перемагничивании в аксиально-симметричном поле квазистатические конфигурации намагниченности должны обладать осью симметрии 2-го (пленки 110) или 3-го (пленки 111) порядка, что следует из рассмотрения выражения для энергии анизотропии (5). При отклонении ОЛН от нормали перемагничивание образца в диаметрально противоположных точках протекает неодинаково, вследствие чего картины перемагничивания не обладают осью симметрии (например, рис. 5).

Проведение в полном объеме теоретического анализа процессов импульсного перемагничивания тонких пленок, основанного на решении уравнения Ландау—Лифшица (Гильберта), связано с большими вычислительными трудностями. Однако на основании результатов экспериментальных исследований оказалось возможным предложить модель описания процессов перемагничивания в аксиально-симметричных градиентных

магнитных полях, учитывающую спин-орбитальную и зееманову энергию магнитных моментов. В рамках развитого подхода проведен ряд численных экспериментов.

Исследовано перемагничивание пленок ферритов-гранатов ориентации (111) за счет волны опрокидывания магнитных моментов. С учетом одноосной и кубической анизотропии найдены динамические конфигурации, возникающие в процессе перемагничивания образцов в градиентном аксиально-симметричном поле.

Для пленок ориентации (110) с сильной ромбической анизотропией и ОЛН, отклоненной от нормали к поверхности образца, получены квазистационарные распределения намагниченности, соответствующие завершению процесса перемагничивания за счет неоднородного вращения магнитных моментов. Объяснена природа асимметрии наблюдаемых в эксперименте распределений намагниченности в образцах ориентации (110).

Таким образом, методом математического моделирования удалось раскрыть механизм образования динамических магнитных структур в тонких пленках различной ориентации.

Исследования показали высокую чувствительность конфигурации динамических структур к виду и величине энергии анизотропии, что открывает новые возможности определения анизотропии, разделения ее различных вкладов и т. д.

Математическое моделирование позволяет формировать динамические структуры заданной конфигурации, что может представить интерес для решения определенных технических задач.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 3. С. 1006—1022.
- [2] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Никитин Н. И. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 839—847.
- [3] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Лисовский Ф. В. // Физика многочастичных систем. 1984. № 6. С. 76—98.
- [4] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [5] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник // Под ред. Н. Н. Евтихиева, Б. Н. Наумова. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.
- [6] Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Тарасенко В. В. // Микроэлектроника. 1984. Т. 13. № 4. С. 337—347.
- [7] Карасик В. Р. Физика и техника сильных магнитных полей. М.: Наука, 1964. 347 с.
- [8] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984.

Государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
7 июля 1989 г.
В окончательной редакции
3 января 1990 г.