

## СТРУКТУРА НАМАГНИЧЕННОСТИ ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*Бутрим В. И., кандидат физико-математических наук, Михерский Р. М., аспирант,  
Вишневский В. Г., кандидат технических наук, доцент,  
Дубинко С. В., кандидат физико-математических наук, доцент*

Задачи о магнитоэлектронных взаимодействиях в двухслойных системах приобрели актуальность в связи с совершенствованием магнитооптических (МО) устройств для ввода информации с гибких подвижных магнитных носителей (МН) в оптические процессоры и для визуализации магнитных полей сложной топологии. Как правило, в таких устройствах применялись МО среды с бинарной доменной структурой - эпитаксиальные пленки феррит-гранатов (ЭПФГ) с перпендикулярной анизотропией. Теория вынужденной доменной структуры, возникающей под воздействием неоднородного поля МН, отражена, например, в [1]. Однако невозможность прямого аналогового отображения информации и ограничения динамического диапазона МО преобразования при использовании указанных ЭПФГ стимулировали поиск материалов, модуляция намагниченности в которых осуществлялась бы не смещением доменных границ, а вращением вектора магнитного момента. Об опыте использования аналоговых МО сред сообщалось в [2]. Целью теоретического анализа настоящей работы является оценка соответствия локальной структуры намагниченности в монокристаллическом слое ЭПФГ форме неоднородного внешнего поля при условии варьирования его амплитудно-частотных характеристик.

Изучается модель ферромагнетика (ФМ) с анизотропной плоскостью легкого намагничивания, которая достаточно адекватно описывает ЭПФГ, выращенные на подложках с ориентацией, близкой к [111]. Такие пленки обладают анизотропией «легкая плоскость» со слабо выраженной кубической кристаллографической анизотропией. Однако даже незначительная разориентация подложки от плоскости [111] приводит к появлению значительной (в сравнении с кубической) компоненты орторомбической кристаллографической анизотропии.

Рассмотрим ФМ в форме плоскопараллельной пластины, развитая поверхность XOY которой совпадает с анизотропной плоскостью легкого намагничивания. ФМ, основное состояние которого монокристаллическое, помещен в пространственно периодическое магнитное поле вида

$$H_x = H_0 \cos \frac{2\pi x}{d}, \quad H_z = H_0 \sin \frac{2\pi x}{d}, \quad H_y = 0, \quad (1)$$

так, что ось легкого намагничивания (ОЛН) в легкой плоскости перпендикулярна направлению модуляции поля  $x$  ( $d$  - период поля). Далее считаем, что амплитуда внешнего поля  $H_0$  мала в сравнении с полем нормализации образца, но сравнима с полем одноосной анизотропии в «легкой плоскости»  $H_A$ . Это означает, что вектор плотности магнитного момента  $\vec{M}$  не «выходит» из плоскости XOY и z-компонента намагниченности равна нулю. Предполагая также, что

намагниченность, равно как и внешнее поле, модулирована вдоль  $x$ , воспользуемся винтеровским приближением для размагничивающего поля:  $H_x^m = -4\pi M_x$ .

Варьируемая часть плотности энергии изучаемой системы, записанная через угол  $\varphi$  полярной системы координат с полярной осью направленной вдоль  $x$ , имеет вид

$$w = \frac{\alpha}{2}(\nabla\varphi)^2 + \frac{1}{2}(\rho + 4\pi)\sin^2\varphi - \frac{H_0}{M_S}\cos\varphi\cos\frac{2\pi x}{d}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  - константа неоднородного обмена,  $\rho > 0$  - константа одноосной анизотропии в плоскости легкого намагничивания,  $M_S$  - намагниченность насыщения.

Равновесное состояние системы с энергией (3) определяется уравнением Эйлера

$$\frac{\delta w}{\delta\varphi} = 0. \quad (3)$$

В результате варьирования получим следующее уравнение для угла  $\varphi$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi^2} + \sin\varphi\left[\cos\varphi - B\cos\frac{2\pi\xi}{N}\right] = 0, \quad (4)$$

где введены следующие обозначения

$$\xi = \frac{x}{x_0}, \quad x_0 = \frac{\alpha}{\rho + 4\pi}, \quad B = \frac{H_0}{M_S(\rho + 4\pi)}, \quad N = \frac{d}{x_0}. \quad (5)$$

Величина  $B$  представляет собой безразмерную амплитуду поля,  $N$  - приведенный период.

Граничные условия выбирались таким образом, чтобы в точках нулевого поля намагниченность была направлена вдоль ОЛН

$$\cos\varphi(\xi_0) = 0 \quad \text{при} \quad \xi_0 = \frac{N}{4}n, \quad n = \pm 1, 3, \dots \quad (6)$$

Решение поставленной задачи осуществлялось численными методами. На первом этапе краевая задача сводилась к задаче Коши, которая затем интегрировалась методом Рунге-Кутты.

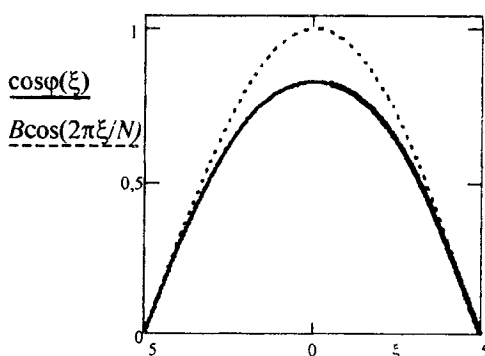


Рис. 1. Координатная зависимость внешнего поля и  $x$ -компоненты намагниченности при  $B=2$  и  $N=20$

Вид полученных решений существенно зависит от параметров поля  $N$  и  $B$ . Так, при  $B < 1$ , уравнение (4) имеет решения, описывающие пространственные колебания  $\vec{M}$  около направления ОЛН, так что  $x$ -компонента намагниченности  $M_x(\xi)/M_S = \cos\varphi(\xi)$  практически повторяет форму внешнего поля (рис.1), т.е. имеет вид

$$\cos\varphi(\xi) \approx A\cos\frac{2\pi\xi}{N}, \quad (7)$$

причем амплитуда решения  $A = \cos \varphi(0)$  зависит от амплитуды внешнего поля  $B$  и его периода  $N$ . При конечных  $N$  амплитуда колебаний  $\bar{M}$  не превосходит  $B$ . С ростом периода  $A \rightarrow B$ . Так, при  $B=1$  амплитуды  $A$  и  $B$  сравниваются уже при  $N \geq 80$  (рис. 2). Зависимость амплитуды колебаний  $A$  от амплитуды внешнего поля  $B$  при фиксированном  $N$  представлена на рис.3.

При  $B > 1$  форма решений меняется. На зависимости  $\cos \varphi(\xi)$  появляется «полочка», соответствующая области насыщения, в пределах которой величина внешнего поля больше некоторого поля насыщения  $H_S(B, N) > H_A$  и меньше амплитудного (рис. 4). При конечных  $N$  величина поля  $H_S$ , при которой вектор  $\bar{M}$  коллинеарен полю, всегда больше  $H_A$ . Так, при  $B=2$  и  $N=20$  (рис. 4)  $H_S \approx 1,9 H_A$ . В пределе больших периодов  $H_S$  снижается и стремится к  $H_A$ .

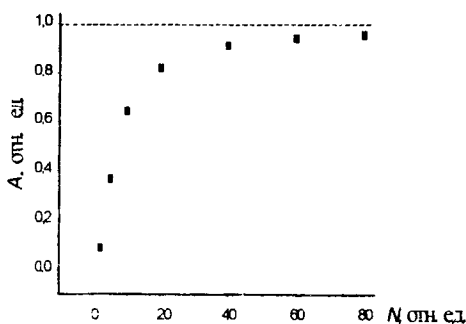


Рис. 2. Амплитуда колебаний  $\bar{M}$  как функция  $N$  при  $B = 1$

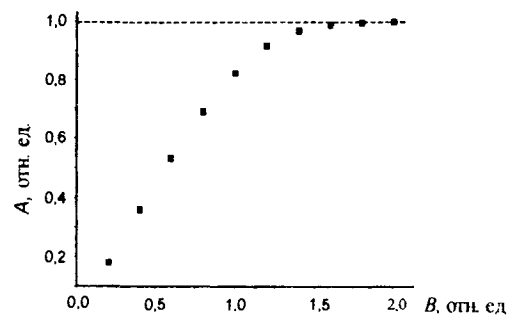


Рис. 3. Амплитуда колебаний  $\bar{M}$  как функция  $B$  при  $N=20$

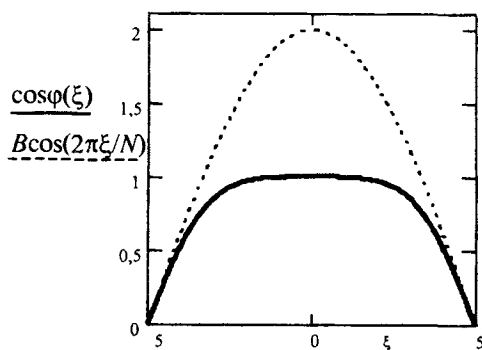


Рис. 4. Координатная зависимость внешнего поля и x-компоненты намагниченности при  $B = 2$  и  $N=20$

Степень соответствия распределения индуцированной намагниченности форме поля может быть оценена путем разложения в ряд функции  $M_x(\xi) / M_S$ . Но даже не прибегая к методам Фурье-анализа, можно констатировать, что для решений, аппроксимирующихся косинусоидальной зависимостью (7), степень искажений снижается с ростом  $N$  и с уменьшением амплитуды поля  $B$ .

### Литература

1. Huijjer E., Lehureau J.-C., Castera J.-P. Analysis of medium-garnet interaction in a parallel high-density magneto-optic read head // IEEE Trans. Magn. - 1987. - Vol. MAG-23, N 3. - P. 1919-1922.
2. Garnet films for optical processing / Vishnevski V., Dubinko S., Nedviga A. et al. // Int. Conf. on Ferrites ICF7, Bordeaux'96, France: Abstr. - Bordeaux, 1996. P. 439.