

## ОСОБЕННОСТИ ТРАНСЛЯЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ ДОМЕНОВ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ С РАЗОРИЕНТИРОВАННЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

*Дубинко С. В., кандидат физико-математических наук, доцент*

Эпитаксиальные пленки феррит-гранатов (ЭПФГ) обладают наведенной одноосной магнитной анизотропией, возникающей в процессе выращивания пленок. Изменение характера анизотропии можно достигнуть при выращивании ЭПФГ на разориентированных поверхностях, которые не совпадают с естественными кристаллографическими плоскостями. При этом возникает наклон оси легкого намагничивания (ОЛН). Магнитная анизотропия играет существенную роль в процессах перемагничивания ЭПФГ. Частным типом перемагничивания является трансляционное движение цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), которое практически не исследовано в ЭПФГ с наклоном ОЛН.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные исследования трансляционного движения ЦМД в пленках с составом  $(\text{BiLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , выращенных на подложках гадолиний-галлиевого граната, поверхности которых лежат между кристаллографическими плоскостями (111) и (112) (рис. 1). Трансляционное движение доменов исследовалось магнитооптическим методом на установке, собранной на базе поляризационного микроскопа. Продвижение ЦМД осуществлялось с помощью градиентной петли на площади  $40 \times 300$  мкм, меньшая сторона прямоугольника располагалась вдоль  $\mathbf{n}$ , где  $\mathbf{n}$  - направление градиента импульсного продвигающего магнитного поля, а большая - вдоль проводника.

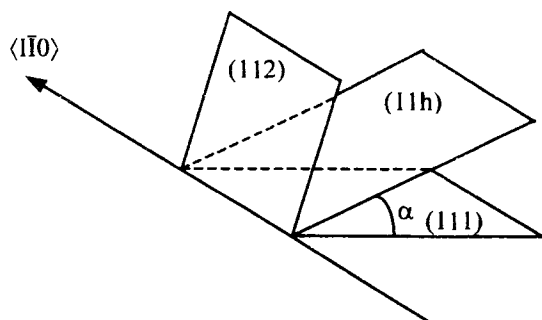


Рис. 1. Ориентация кристаллографических поверхностей в ЭПФГ

Для исследований были выбраны шесть образцов ЭПФГ. Для первого образца угол  $\alpha$  равнялся нулю градусов, что соответствовало плоскости (111), для последнего образца  $\alpha = 19,4^\circ$  -- плоскость (112). Угол  $\alpha$  между плоскостями (112) и (11h) составлял  $4^\circ \pm 0,5^\circ$ . Исследование характера движения доменов проводилось следующим образом. Проекция ОЛН на плоскость образца располагалась, соответственно, параллельно и перпендикулярно  $\mathbf{n}$ . Для ряда образцов исследовался характер движения доменов также и для других углов между проекцией ОЛН на плоскость пленки и  $\mathbf{n}$ . Геометрия эксперимента по исследованию трансляционного движения ЦМД представлена на рис. 2. Точность измерения угла между направлениями  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{n}$  составляла  $\sim 0,5^\circ$ .

Методом ферромагнитного резонанса были измерены константы магнитной анизотропии:  $K_u$  - константа одноосной анизотропии и  $K_{от}$  - константа ромбической анизотропии,  $K_1$  - константа кубической анизотропии. На рис. 3 представлена зависимость отношения констант ромбической и одноосной анизотропии от угла  $\alpha$ , а следовательно и наклона ОЛН. Показано, что вклад ромбической анизотропии растет по мере увеличения наклона ОЛН, при значении  $\alpha = 15,3^\circ$  наблюдается резкое увеличение  $K_{от}/K_u$ . Зависимость  $K_{от}/K_u$  от  $\alpha$  определяет характер трансляционного движения ЦМД.

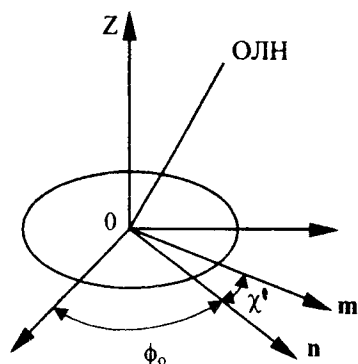


Рис. 2. Геометрия эксперимента,  $n$  - направление градиента продвигающего поля,  $m$  - направление движения ЦМД

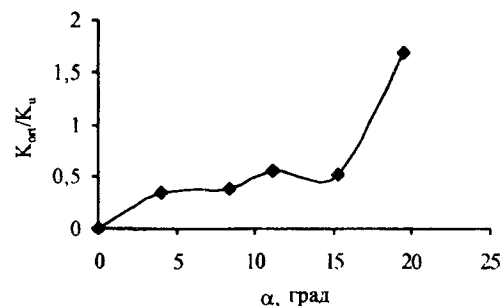


Рис. 3. Зависимость констант анизотропии ЭПФГ от  $\alpha$

Анализ трансляционного движения ЦМД в пленках с  $\alpha = 0^\circ$  показал, что магнитная анизотропия в плоскости образца, обусловленная наклоном ОЛН, не оказывает существенного влияния на движение ЦМД. В пленках с  $\alpha = 8,3^\circ$  и  $11,3^\circ$  магнитная анизотропия в плоскости пленки повышает вероятность образования ЦМД, движущихся вдоль  $n$ .

В пленках с  $\alpha = 15,3^\circ$  и  $19,4^\circ$  магнитная анизотропия в плоскости пленки полностью определяет характер трансляционного движения ЦМД, которые имеют явно выраженную эллиптическую форму. Рассмотрим поведение ЦМД на примере ЭПФГ с  $\alpha = 19,4^\circ$ . При изменении угла  $\phi_0$  в плоскости образца на  $360^\circ$  была обнаружена асимметрия трансляционного движения ЦМД (рис. 4), которая связана с наличием анизотропии в плоскости пленки.

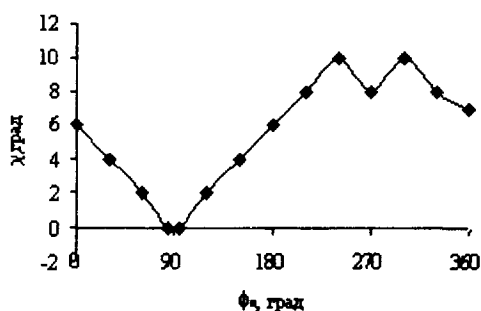


Рис. 4. Зависимость угла  $\chi$  от  $\phi_0$

Энергия магнитной анизотропии для ЭПФГ с ориентацией (112) имеет следующий вид:

$$E = (K_u + 2\pi M_0^2)\cos^2\theta + K_{\text{от}}(\sin^2\theta\sin^2\varphi + 2^{1/2}\sin 2\theta \sin\varphi) + K_1[(\sin^4\theta \cos^4\varphi + \cos^4\theta)/4 + (\sin^4\theta\sin^4\varphi)/3 + \sin^2 2\theta\cos^2\varphi - 2^{1/2}(\sin\theta\cos^3\theta\sin\varphi)/3 + 2^{1/2}\sin^3\theta\cos^2\varphi\sin\varphi\cos\theta], \quad (1)$$

где  $\theta$  и  $\varphi$  - углы, описывающие ориентацию вектора намагниченности  $M$  относительно ЭПФГ, равновесное положение которого в исследуемом образце реализуется при  $\theta = 48^\circ$ .

Для объяснения асимметричного трансляционного движения ЦМД была построена зависимость энергии анизотропии ЭПФГ от угла  $\varphi$  при фиксированном значении угла  $\theta$ , соответствующему равновесному положению вектора  $M$  (рис. 5).

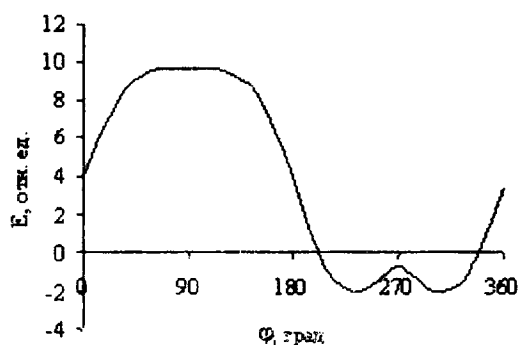


Рис. 5. Зависимость энергии анизотропии ЭПФГ от  $\varphi$  при  $\theta = 48^\circ$

Из представленной на рис. 5 зависимости видно, что она коррелирует с зависимостью, показанной на рис. 4. Изменение величины энергии анизотропии определяет величину угла  $\chi$ , то есть возникает "притягивающий" эффект, когда ЦМД стремится двигаться вдоль  $n$  в направлениях, которым соответствует большее значение энергии анизотропии, и наоборот. Данное поведение ЦМД определяется действием внешней гиротропной силы, создаваемой градиентом продвигающего поля, и силой, которая препятствует движению ЦМД и обусловлена процессами рассеяния энергии на доменной границе [1]. Приведенные в [1] результаты исследования трансляционного движения ЦМД обусловлены присутствием в плоскости пленки магнитного поля. В нашем случае составной частью препятствующей силы, определяющей эллиптичность ЦМД и характер их трансляционного движения, являлась магнитная анизотропия.

#### Литература.

1. Beaulieu T. J., Calhoun B.A. Dependence of bubble deflection angle on the orientation of an in-plane magnetic field // Appl. Phys. Letters.- 1976.- V. 28, N 5.- P. 290-292.