

УСТОЙЧИВОСТЬ К СИНУСОИДАЛЬНЫМ ДЕФОРМАЦИЯМ ПЛОСКОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

Вилесов Ю. Ф., к.т.н., в.н.с., Грошенко Н. А., к.х.н., профессор

Периодические доменные структуры находят широкое применение в качестве перестраиваемых магнитооптических дифракционных решеток в оптоэлектронике: в магнитооптических дефлекторах, спектроанализаторах, датчиках магнитного поля, магнитоуправляемых лазерах и т.д. [1,2]. Следует ожидать, что доменная решетка с дисклинациями при магнитооптической дифракции будет действовать как магнитная голограмма оптического вихря и преобразовывать фундаментальный гауссов пучок в волну, переносящую угловой момент импульса [3 - 6]. Дисклинации доменной структуры существенно влияют на параметры продифрагировавшего излучения, и от них необходимо либо избавляться (в дефлекторах, спектроанализаторах, лазерах), либо индуцировать их для получения оптических вихрей. Поэтому задача согласования параметров магнитооптических материалов весьма актуальна, и связь магнитных параметров пленки (например, поля анизотропии) с качеством доменной решетки, рассмотренная в данной работе, позволяет оптимизировать технологию синтеза магнитооптических материалов для конкретных технических применений.

В пленках магнитооптического материала с осью анизотропии, перпендикулярной поверхности пленки и фактором качества порядка единицы $q = \frac{H_k}{4\pi M_s} \geq 1$

при отсутствии внешних магнитных полей и оси анизотропии в плоскости пленки реализуется лабиринтная доменная структура. Возникновение лабиринтной структуры связано с тем, что доменная граница, как аналог проводника с током, неустойчива относительно деформаций изгиба [7, 8]. Магнитное поле, возникшее при малой деформации проводника с током, стремится увеличить эту деформацию. В итоге прямые доменные границы оказываются энергетически невыгодными по сравнению с искривленными, что и приводит к появлению лабиринтной доменной структуры.

В опубликованной к настоящему времени литературе довольно много работ, исследующих стабилизирующее действие на доменную структуру магнитных полей (например, [1, 2, 9, 10]). В настоящей работе исследуется стабилизирующее действие плоскостной составляющей вектора анизотропии в магнитных пленках с анизотропией типа “легкая ось”

Наличие составляющей поля анизотропии в плоскости пленки приводит к тому, что вектор намагниченности в доменах поворачивается под действием этого поля на некоторый угол относительно нормали в направлении плоскостной составляющей вектора анизотропии. Такой поворот вектора намагниченности в доменах уменьшает угол поворота вектора намагниченности в доменных стенках, ориентированных вдоль вектора анизотропии в плоскости пленки. Поэтому энергия доменных стенок, ориентированных вдоль направления анизотропии в плоскости пленки, уменьшает-

ся. Для доменной структуры становится энергетически выгодным ориентироваться вдоль поля анизотропии в плоскости пленки.

Для рассмотрения вопроса об изгибной неустойчивости плоской доменной границы вычислим полную энергию синусоидально возмущенной доменной границы в эффективном магнитном поле с постоянным градиентом (Рис. 1). Поворот доменной границы относительно оси легкого намагничивания приведет к повышению удельной энергии доменной границы, и появлению некоторых компенсирующих сил, стремящихся вернуть границу в исходное состояние. Эти упругие силы можно интерпретировать как результат действия некоторого эффективного градиентного магнитного поля. Величина этих сил, и, соответственно, эффективного градиентного магнитного поля, для синусоидально возмущенной границы пропорциональна отношению: $H_z \sim 2B_s / \Lambda_s$, где B_s - амплитуда синусоидального возмущения доменной границы, Λ_s - период синусоидального возмущения.

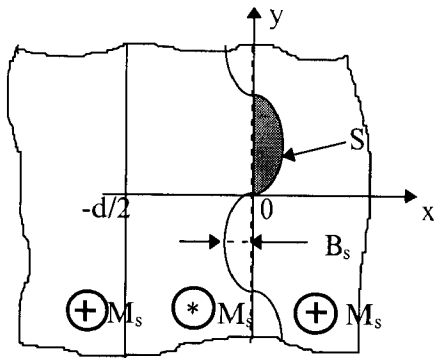


Рис. 1. Полосовой домен с одной плоской и одной синусоидально возмущенной границей.

Считаем также, что величина поля одноосной анизотропии много больше плоскостной составляющей поля анизотропии, и вклад плоскостной анизотропии в общую энергию системы полностью учитывается введенным нами эффективным магнитным полем. Будем считать, что эффективное поле направлено перпендикулярно поверхности магнитной пленки, и в исходном (невозмущенном) состоянии плоской доменной границы равно нулю. Для возмущений с постоянным периодом Λ_s поле изменяется вдоль оси x как:

$$H_z(x) = \alpha x / \Lambda_s \quad (1)$$

где α - некоторый постоянный коэффициент, зависящий от величины соотношения между плоскостной составляющей поля анизотропии и нормальной к поверхности магнитной пленки. Равновесное положение границы при $\alpha > 0$ соответствует координате $x=0$.

Изменение энергии доменной структуры в введенном нами эффективном магнитном поле, обусловленное изгибом границы:

$$\Delta W_H = 4M_s \frac{\alpha}{\Lambda_s} t \frac{L_y}{\Lambda_s} \int_S x dS \quad (2)$$

где t - толщина магнитной пленки, $\frac{L_y}{\Lambda_s}$ - количество изгибов доменной грани-

цы, а интегрирование проводится по площади ее полупериода S (см. Рис. 1). Интеграл (2) вычисляется следующим образом:

$$\int_S x dS = \int_0^{\frac{\Lambda_s}{2}} dy \int_0^{B_s \sin k_s y} x dx = \frac{\pi B_s^2}{4k_s} \quad (3)$$

где $k_s = \frac{2\pi}{\Lambda_s}$. Таким образом,

$$\Delta W_H = \frac{M_s B_s^2 \alpha t L_y}{2\Lambda_s} \quad (4)$$

Изменение поверхностной энергии с ее поверхностной плотностью σ характеризуется формулой [9]:

$$\Delta W_s = \sigma \frac{2tL_y}{\Lambda_s} \int_0^{\Lambda_s} dy \left(\sqrt{1 + B_s^2 k_s^2 \cos^2 k_s y} - 1 \right) \approx \frac{\sigma B_s^2 k_s^2 L_y}{4} \quad (5)$$

Изменение магнитостатической энергии синусоидально деформированной границы при $d = \infty$ определяется выражением:

$$\Delta W_M = -4M_s^2 L_y B_s^2 \left\{ K_0(k_s t) + \gamma - \ln \frac{k_s t}{2} \right\} \quad (6)$$

где $\gamma = 0,5772$ - постоянная Эйлера, K_0 - функция Макдональда.

Суммируя все виды изменения энергии деформированной границы, получаем:

$$\Delta W_M = 4\pi M_s^2 L_y B_s^2 \left[\tilde{\Phi}(k_s t) + \frac{\alpha t}{8M_s \Lambda_s} \right] \quad (7)$$

Здесь

$$\tilde{\Phi}(k_s t) = \frac{\sigma(k_s t)^2}{16M_s^2 t} - \gamma - \ln \frac{k_s t}{2} - K_0(k_s t) \quad (8)$$

Анализируя (7) с учетом графической зависимости $\tilde{\Phi}$ от $(k_s t)$ (рис. 2), приходим к выводу, что при отсутствии эффективного поля ($\alpha=0$) плоская доменная граница в одноосной ферритгранатовой пленке (в гранатových магнитных пленках, как правило, $t/d < 1$) неустойчива относительно увеличения амплитуды деформации B_s , так как при этом приращение энергии ΔW становится отрицательным. Минимальное значение градиента поля α/Λ_s , при котором плоская доменная граница еще устойчива, находится, очевидно, из условия обращения в нуль приращения энергии ΔW при минимально возможном значении функции $\tilde{\Phi}$, что определяется соотношениями:

$$\frac{\alpha}{\Lambda_s} = \frac{8M_s}{t} \left[K_0(k_s t) + \ln \frac{k_s t}{2} + \gamma - \frac{\sigma k_s^2}{16M_s} \right] \quad (9)$$

$$\frac{\sigma k_s^2}{16M_s^2} - \frac{1}{k_s t} + K_1(k_s t) = 0 \quad (10)$$

где K_1 - функция Макдональда. Уравнение (10) определяет период возникающих возмущений.

Из анализа выражения (7) и рис. 2 видно, что при положительных значениях функции $\tilde{\Phi}$ в магнитной пленке устанавливается спонтанная параллельная периодическая доменная структура с полосовыми доменами. Однако большинство практически используемых ферритгранатовых пленок обладают соотношением толщины к периоду доменной структуры меньше единицы, что соответствует отрицательному значению функции $\tilde{\Phi}$. Поэтому в ферритгранатовых пленках, как правило, реализуется лабиринтная доменная структура. Реализующаяся в некоторых образцах магнитных пленок периодическая полосовая доменная структура может быть обусловлена рассмотренным нами вкладом поля плоскостной анизотропии в общую энергию магнитной пленки. Отрицательные значения функции $\tilde{\Phi}$ частично компенсируются положительными значениями энергии плоскостного поля анизотропии, что приводит к возникновению положительных значений ΔW при t/d близком к нулю (дополнительная энергия, обусловленная вкладом поля плоскостной анизотропии,

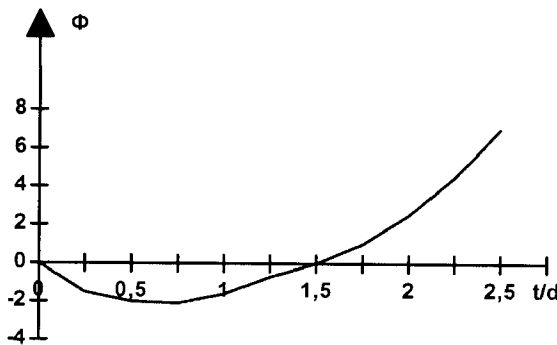


Рис. 2. Качественное поведение функции $\tilde{\Phi}(k_s t)$,

“сместит” кривую на рис. 2 вверх). Именно наличием плоскостной составляющей поля анизотропии можно объяснить наблюдающееся в некоторых образцах магнитных пленок образование спонтанной плоскопараллельной доменной структуры при отношении $t/d \ll 1$.

Проведенное нами рассмотрение поведения полосовых доменов в магнитных пленках с плоскостной составляющей поля анизотропии, несмотря на свой приближенный характер, определяет условия стабильности плоской доменной грани-

цы относительно изгибных деформаций и объясняет наблюдающуюся в некоторых образцах магнитных пленок плоскопараллельную доменную структуру.

Литература

1. Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники//М. “Энергия” 1979. с. 21 - 65.

2. Вилесов Ю.Ф. Грошенко Н.А. Магнитная оптоэлектроника/Симферополь, "Таврия" 1995, 230 с.
3. J.F. Nye. Polarization effects in the diffraction of electromagnetic waves: the role of disclinations. // Proc.R.Soc.Yond, 1983,v.A387, p.105-132.
4. Н.А. Грошенко, А.В. Воляр, Т.А. Фадеева, Векторное рассеяние света на профилированных доменных решетках/Письма в ЖТФ,1996, в. 15, с. 37-41.
5. N. Groshenko, T. Fadeyeva, A. Volyar, Optical vortex diffraction from the magnetic domain structure. /Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystal, SPIE 1995. v. 2649, p. 212-215.
6. А.В. Воляр, Т.А. Фадеева, Н.А. Грошенко, Угловой момент импульса полей маломодового волокна: II. Конверсия углового момента. /Письма в ЖТФ,1997, в. 22, с. 58-65.
7. Hagedorn F.B. Instability of an isolated straight magnetic domain wall//J. Appl. Phys. - 1970. - 41, №3. p. 1161 - 1162.
8. Schlomann E. Wall-displacement waves in bubble films//Intern. conf. magnetism, Moscow, August. 1973. P. 22 - 28.
9. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки//Киев, "Наукова думка" 1988 с. 133 - 135.
10. Герус С.В., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. Магнитооптические дифракционные решетки.//Микроэлектроника, т. 10, В. 6, 1981, С. 506 - 515.