

Магнитный резонанс межфазной границы в ферромагнитной пленке с модулированной анизотропией в условиях ориентационного фазового перехода

Ю.И. Джежеря^{1,2}, Д.П. Азарх², Е.С. Климук², А.О. Хребтов¹

¹Институт магнетизма НАН и МОН Украины, бульв. Акад. Вернадского, 36 б, г. Киев, 03142, Украина

²Национальный технический университет Украины «КПИ им. Игоря Сикорского»,
пр. Победы, 37, г. Киев, 03056, Украина

E-mail: dui_kpi@ukr.net

Статья поступила в редакцию 19 апреля 2017 г., после переработки 21 июня 2017 г.,
опубликована онлайн 28 ноября 2017 г.

На основании уравнений динамики намагниченности Ландау–Лифшица описаны особенности формирования межфазной границы в условиях пространственной модуляции константы анизотропии по толщине пленки. Получены уравнения Лагранжа для коллективных переменных поля намагниченности, на основании которых исследована динамика колебаний межфазной границы в переменном магнитном поле. Показано, что при определенных условиях проявления резонанса межфазной границы чрезвычайно чувствительны к направлению и величине внешнего магнитного поля. В связи с этим данную систему естественно использовать в качестве остроуправленного детектора магнитного поля.

На підставі рівнянь динаміки намагніченості Ландау–Ліфшица описано особливості формування міжфазної межі в умовах просторової модуляції константи анізотропії по товщині плівки. Отримано рівняння Лагранжа для колективних змінних поля намагніченості, на підставі яких досліджено динаміку коливань міжфазної межі у змінному магнітному полі. Показано, що при певних умовах прояви резонансу міжфазної межі стають надчутливими до напрямку та величини зовнішнього магнітного поля. У зв'язку з цим дану систему цілком природно використовувати в якості високочутливого гостроспрямованого детектора магнітного поля.

PACS: 75.70.Ak Магнитные свойства монослоев и тонких пленок;

76.50.+g Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонансы; спин-волновой резонанс;

76.60.Es Релаксационные эффекты;

77.55.Px Эпитаксиальные и сверхрешеточные пленки.

Ключевые слова: межфазная граница, ферромагнетик, феррит-гранатовые пленки, магнитный ориентационный фазовый переход.

Эпитаксиальные пленки феррит–граната имеют уникальные физические свойства и длительный период используются в качестве функциональных элементов магнитоэлектронных устройств [1]. Во время их синтеза на монокристаллической гранатовой подложке возникает так называемая ростовая анизотропия, обусловленная расхождением параметров кристаллических решеток подложки и функционального слоя [2]. Таким образом, наводится одноосная анизотропия типа

«ось легкого намагничивания» или «плоскость легкого намагничивания». Тип и величина анизотропии в магнитном поле определяют распределение намагниченности и, таким образом, оказывают влияние на статические и динамические свойства ферромагнитных пленок [3]. Кроме анизотропии, при выращивании пленок пространственную модуляцию могут претерпевать также намагниченность насыщения, постоянная обменного взаимодействия, коэффициенты магнитоупругости и т.д. [4].

Чаще всего пространственные неоднородности рассматриваются как дефекты магнитной системы. От них пытаются избавиться различными технологическими приемами. Однако, как показано в серии работ [5,6], некоторые пространственные модуляции магнитных параметров могут направленно использоваться для обеспечения определенных динамических особенностей системы. Ранее было показано [7], что в пленках с модулированной по толщине магнитной анизотропией наблюдалось уникальное поведение магнитной восприимчивости. Так, в узком полевом интервале при частотах, значительно уступающих частоте ферромагнитного резонанса, имеет место высокая магнитная восприимчивость системы, отличающаяся чрезвычайной чувствительностью к направлению магнитного поля относительно нормали ферромагнитной пленки. Важно отметить, что в указанном интервале магнитных полей доменная структура была подавлена. В настоящей работе будет показано, что этот эффект обусловлен особенностями ориентационного фазового перехода намагниченности под влиянием внешнего магнитного поля при условии пространственной модуляции константы магнитной анизотропии.

Рассмотрим ферромагнитную пленку толщиной L , нормаль которой совпадает с осью Oz системы координат, как показано на рис. 1. Полагаем, что пленка имеет одноосную анизотропию, направление которой совпадает с осью Oz . Плотность энергии, включающая основные типы взаимодействия системы, дается выражением

$$W = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} \right)^2 - \frac{\beta(z)}{2} M_z^2 - H_z M_z - H_x M_x + \frac{H_m^2}{8\pi}, \quad (1)$$

где α — константа обменного взаимодействия; $\beta(z)$ — параметр одноосной анизотропии, который рассматривается как функция координат; $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$ — внешнее магнитное поле; \mathbf{H}_m — собственное магнитостатическое поле ферромагнетика.

При записи плотности энергии (1) предполагалось, что распределение намагниченности однородно в плоскости пленки xOy . Данное предположение справедливо в достаточно сильных магнитных полях, когда доменная структура подавлена. Зависимость распределения намагниченности от координаты z обусловлена модуляцией параметра магнитной анизотропии $\beta(z)$. В этом случае из уравнения Максвелла

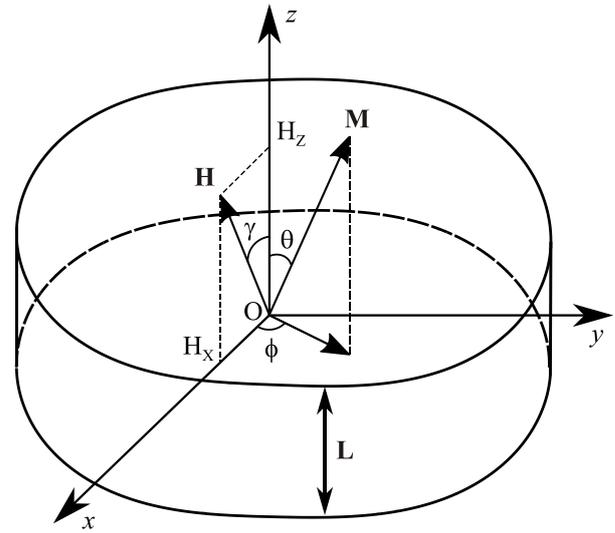


Рис. 1. Фрагмент ферромагнитной пленки.

$\text{div } \mathbf{B} = \frac{\partial}{\partial z} (H_z^m + 4\pi M_z) = 0$, магнитостатическое поле определяется однозначно и имеет вид $\mathbf{H}^m = -\mathbf{e}_z 4\pi M_z$.

Здесь и в дальнейшем будем полагать, что направление внешнего поля незначительно отклоняется от нормали пленки на угол $\gamma \ll 1$ так, что: $\mathbf{H} = (H \sin \gamma, 0, H \cos \gamma) \approx (H\gamma, 0, H)$ (где H — модуль внешнего поля). Данное замечание позволит в некоторой степени упростить последующие расчеты.

Дальнейшее упрощение связано с существованием условия связи между компонентами вектора намагниченности: $\mathbf{M}^2 = M^2$, где M — константа, равная намагниченности насыщения материала пленки. Таким образом, возможен переход к двум независимым угловым переменным, определяющим ориентацию вектора намагниченности пленки:

$$\mathbf{M} = M \begin{pmatrix} \cos \phi \sin \theta \\ \sin \phi \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где θ, ϕ — полярный и азимутальный углы ориентации вектора намагниченности в системе координат с полярной осью Oz .

Таким образом, после сделанных замечаний и введенных обозначений плотность энергии ферромагнитной системы (1) в угловых переменных вектора намагниченности принимает вид

$$W = \frac{M^2}{2} \left\{ \frac{\alpha}{L^2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{\alpha}{L^2} \sin^2 \theta \left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)^2 + (4\pi - \beta(z)) \cos^2 \theta - 2(H/M)(\cos \theta + \gamma \cos \phi \sin \theta) \right\}. \quad (3)$$

При записи выражения (3) введена нормированная на толщину пленки безразмерная координата $\xi = z/L$.

Для описания динамических процессов введем рассмотрение функцию Лагранжа Λ^* [3].

$$\Lambda^* = V \int_0^1 d\xi \mathcal{L}$$

$$\mathcal{L} = \frac{M}{g} (1 - \cos \theta) \frac{\partial \varphi}{\partial t} - W, \quad (4)$$

где V — объем магнитной пленки; \mathcal{L} — плотность функции Лагранжа; $g = 2\mu_0/\hbar$, μ_0 — магнетон Бора.

Динамика намагниченности исследуемой системы определяется уравнениями Ландау–Лифшица (ЛЛ), которые совпадают с уравнениями Лагранжа:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)} - \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right)} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta} = 0,$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)} - \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} = 0. \quad (5)$$

Кроме того, на верхней и нижней поверхностях пленки в отсутствие закрепления намагниченности должны выполняться следующие граничные условия:

$$\frac{\alpha}{L^2} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0,1}, \quad \frac{\alpha}{L^2} \sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0,1}. \quad (6)$$

Для упрощения последующих рассуждений и выделения основной идеи данной работы конкретизируем характер магнитной анизотропии. Считаем, что параметр анизотропии медленно изменяется по толщине пленки, например по линейному закону, так, что $\beta(\xi) = \beta_0 + \Delta\beta\xi$ (где $\beta_0 < 4\pi$ — некоторая постоянная величина, $\Delta\beta$ — поправка, определяющая амплитуду изменения анизотропии).

С учетом введенных обозначений уравнения ЛЛ (5) можно представить в виде

$$\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = \sin \theta \left(\gamma h_0 \sin \varphi + \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right), \quad (7.1)$$

$$-\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \sin \theta \left[h_0 - \left(1 - k\xi - \frac{\delta^2}{L^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 \right) \cos \theta \right] =$$

$$= \gamma h_0 \cos \varphi \cos \theta + \sin \theta \left(\frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} - h_1 \cos \tau \right), \quad (7.2)$$

где введены обозначения: $\delta = \sqrt{\alpha/(4\pi - \beta_0)}$ — характерная магнитная длина, которая по условиям задачи значительно меньше толщины пленки, $\delta \ll L$; $\omega_0 = g(4\pi - \beta_0)M$ — характерная частота магнитной системы; $h_0 = H_0/((4\pi - \beta_0)M)$ — нормированная постоянная составляющая магнитного поля; $h_1 = H_1/((4\pi - \beta_0)M)$ — нормированная переменная составляющая магнитного поля; ω — частота колебаний

переменной составляющей внешнего магнитного поля; $\tau = t\omega$ — безразмерная временная переменная $k = \Delta\beta/4\pi - \beta_0$ — коэффициент, определяющий относительное изменение анизотропии в пределах пленки.

В правой части уравнений (7.1), (7.2) собраны члены, пропорциональные малым величинам: углу отклонения магнитного поля от нормали пленки γ , амплитуде h_1 и частоте переменной составляющей поля ω/ω_0 . В работе [7], где экспериментально наблюдалось аномальное поведение магнитной восприимчивости в системах с неоднородной перпендикулярной анизотропией, данные величины находились в пределах $h_1, \gamma, \omega/\omega_0 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$.

При исследовании динамики намагниченности методами теории возмущений полагаем, что все члены левой части уравнений (7.1), (7.2) значительно превышают данные оценочные значения. Таким образом, в пренебрежении правой частью, полярный и азимутальный углы в основном приближении можно представить как $\theta = \Theta$, $\varphi = \Phi$, где Θ и Φ являются решением краевой задачи:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \sin^2 \Theta \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0, \quad (8.1)$$

$$-\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \sin \Theta \left[h_0 - \left(1 - k\xi - \frac{\delta^2}{L^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2 \right) \cos \Theta \right] = 0, \quad (8.2)$$

$$\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0,1}, \quad \frac{\delta^2}{L^2} \sin \Theta \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0,1}. \quad (8.3)$$

Из (8.1) следует, что в основном приближении угол Φ не зависит от координаты ξ , но может быть функцией времени. При этом уравнение (8.2) существенно упрощается и преобразуется к виду

$$-\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \left(\frac{\Theta}{2} \right) + \sin \left(\frac{\Theta}{2} \right) \cos \left(\frac{\Theta}{2} \right) \times$$

$$\times \left(-\varepsilon + k\xi + 2(1 - k\xi) \sin^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right) = 0. \quad (9)$$

При записи (9) было введено обозначение $\varepsilon = 1 - h_0$.

Уравнение (9) является нелинейным с переменными коэффициентами. В общем случае проинтегрировать его возможно только численными методами, однако в важном частном случае, при выполнении условия $\delta^2/L^2 \ll 1$, распределение намагниченности и ее динамика могут быть исследованы с достаточной точностью в аналитическом виде. Данное ограничение дополняет условие применимости развиваемой теории, которое принимает следующий вид:

$$h_1, \gamma, \frac{\omega}{\omega_0} \ll \frac{\delta^2}{L^2} \ll 1. \quad (10)$$

Отметим, что при выполнении соотношений (10) граничные условия (8.3) выполняются с высокой точностью для любых функций Θ и Φ , которые не имеют сингулярных особенностей вблизи поверхности пленки.

Слагаемое с производной в уравнении (9) имеет малый коэффициент. Приближенное решение таких уравнений составляет предмет теории сингулярных возмущений [8].

Рассмотрим ситуацию, в которой слагаемое с производной можно представить как возмущение. Анализ показывает, что в пренебрежении первым слагаемым решение уравнения (9) приближенно можно представить в виде кусочно-непрерывной функции

$$\sin(\Theta_0/2) = \begin{cases} \sqrt{\frac{k(\xi_0 - \xi)}{2(1 - k\xi)}}, & \xi_0 > \xi > 0 \\ 0, & 1 > \xi > \xi_0. \end{cases} \quad (11)$$

В выражение (11) введена величина ξ_0 , которая соответствует точке ветвления решений и разделяет две области с различным характером распределения намагниченности. Данную величину будем рассматривать как координату межфазной границы. В пренебрежении возмущения значение координаты дается выражением $\xi_0 = \varepsilon/k$.

Отметим, что сосуществование различных ориентационных фаз намагниченности, представленных на рис. 2, возможно в полевом интервале

$$0 < 1 - h_0 < \Delta\beta/(4\pi - \beta_0). \quad (12)$$

При выполнении условий (12) граница фаз ξ_0 будет находиться между верхней и нижней поверхностями пленки.

Кривые Θ_0 , $d\Theta_0/d\xi$ описывают приближенные зависимости полярного угла (11) и его производной от координаты $\xi = z/L$ в пренебрежении обменным взаимодействием. Учет обменного взаимодействия приво-

дит к сглаживанию резких переходов между областями с различными ориентационными фазами. Для иллюстрации влияния обменного взаимодействия на рис. 2 приведены кривые $(\Theta, d\Theta/d\xi)$, построенные на основании качественного представления о характере распределения намагниченности. Точка ξ_0 приближенно определяет координату межфазной границы. Справа от нее лежит область однородной фазы, в которой намагниченность «прижата» к нормали пленки; слева находится область неоднородной фазы, в которой полярный угол зависит от координаты. Истинное положение межфазной границы на кривой $\Theta(\xi)$ можно отождествить, например, с точкой перегиба (на рисунке не обозначена), где вторая производная $d^2\Theta/d\xi^2 = 0$. Рисунок 2 демонстрирует, что истинные и приближенные значения угловых переменных близки, поэтому в дальнейшем, где необходимо и возможно, будем использовать приближенное значение полярного угла намагниченности (11).

Как было сказано выше, в пренебрежении возмущения $\xi_0 = \varepsilon/k$. Учет возмущений приведет к отклонению координаты от данного значения, поэтому будем полагать

$$\xi_0 = \varepsilon/k + q(\tau), \quad (13)$$

где $q(\tau)$ — новая динамическая переменная, которая определяет отклонение положения межфазной границы от своего равновесного значения ε/k в отсутствие возмущений. По сути, величина $q(\tau)$ является коллективной координатой поля намагниченности.

Изучение динамики намагниченности проведем на основе уравнений укороченного описания для переменных $q(\tau)$, $\Phi(\tau)$, которые получим по аналогии с уравнениями Слончевского для доменной границы [9], или уравнений динамики полосового домена [10,11]. Искомые уравнения определим через функцию Лагранжа Λ^* .

В результате интегрирования выражения (4) с учетом координатной зависимости (11) для угла Θ_0 получим

$$\Lambda = E_0 \left\{ \ln h_0 \left[\left(-\frac{1}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} + h_1 \right) q + \frac{kq^2}{2} \right] + \gamma \left(\frac{G_h}{k} + 2qh_0 \arctg \sqrt{\frac{1-h_0}{1+h_0}} \right) \cos \Phi \right\},$$

$$E_0 = (4\pi - \beta_0)M^2V; \quad G_h = h_0 \left(\sqrt{1-h_0^2} - 2h_0 \arctg \sqrt{\frac{1-h_0}{1+h_0}} \right). \quad (14)$$

Функция Лагранжа Λ отличается от Λ^* тем, что при ее записи были исключены несущественные аддитивные константы, полная производная по времени и произведено разложение по степеням q до квадратичных членов включительно. В слагаемых, которые в качестве множителей содержат малые величины типа h_1, γ , сохранены члены разложения по q не старше линейных. Также были исключены, пропорциональные

$k(\delta^2/L^2), k^2(\delta^2/L^2)$, что оправдано при малом градиенте анизотропии $k \ll 1$.

Учет релаксационных процессов в магнетиках обычно проводится на основе диссипативной функции Гильберта, и этот подход эквивалентен тому, что получается на основе релаксационного слагаемого, введенного в оригинальной работе Ландау и Лифшица. Однако еще в 80-е годы Барьяхтар показал, что использование релак-

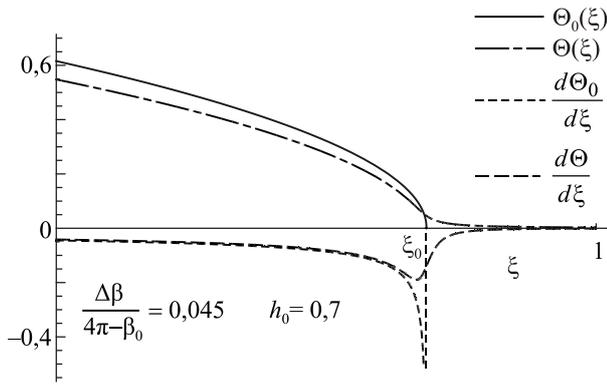


Рис. 2. Координатные зависимости полярного угла и его производной.

сационного члена Ландау–Лифшица–Гильберта, который сохраняет длину вектора намагниченности, является неадекватным [12,13]. Согласно этим работам, корректные слагаемые как релятивистской, так и обменной природы связаны с изменением модуля намагниченности. В рамках линейной теории подход дает согласованное с микроскопической теорией описание основных явлений, релаксации длины намагниченности и зависимости затухания магновов от волнового вектора (см. обзор [14] и монографию [15]). В нелинейном случае, например для анализа процессов релаксации движущихся локализованных возмущений намагниченности, возникает дополнительный механизм диссипации, связанный с изменением модуля намагниченности в области локализации возмущения. Описание этого механизма для доменных стенок ферритов–гранатов было проведено в работе [16], где показано, что коэффициент подвижности доменной границы η , рассчитанный с учетом указанных эффектов, более чем на порядок уступает подвижности, определенной в теории Ландау–Лифшица–Гильберта, что соответствует экспериментальным данным [16].

В принципе, полный анализ эффектов диссипации для межфазной границы достаточно сложный и выходит за рамки настоящей работы. Однако в интересующем нас случае медленной динамики границы результат может быть получен достаточно просто. Рассмотрим диссипативную функцию для динамических переменных q, Φ . Для медленного движения можно ограничиться простейшим выражением, квадратичным по обобщенным скоростям и записать

$$F = \frac{E_0}{2\omega_0} \left(\lambda_{h1} \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 + \lambda_{h2} \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 \right), \quad (15)$$

где λ_{h1} и λ_{h2} — некоторые эффективные диссипативные параметры (безразмерные), которые должны определяться из микроскопического расчета на базе полных уравнений с учетом диссипативных слагаемых Барьяхтара. Индекс h акцентирует внимание на зависимости коэффициентов диссипации от внешнего поля — единст-

венного параметра системы, который можно менять в ходе эксперимента.

Сопоставление этих коэффициентов с теорией торможения доменной стенки [16] показывает, что коэффициент λ_{h1} усилен за счет эффектов продольной диссипации. Для коэффициента λ_{h2} такого эффекта усиления нет, и его значение такое же, как следует из стандартного слагаемого Гильберта. Как будет показано ниже, это позволяет выразить ширину линии резонанса межфазной границы через один параметр, подвижность этой границы в постоянном магнитном поле.

Динамика межфазной границы теперь определяется уравнениями Лагранжа

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt} \frac{\partial \Lambda}{\partial \left(\frac{dq}{dt} \right)} + \frac{\partial \Lambda}{\partial q} &= \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{dq}{dt} \right)}, \\ -\frac{d}{dt} \frac{\partial \Lambda}{\partial \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)} + \frac{\partial \Lambda}{\partial \Phi} &= \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)}, \end{aligned} \quad (16)$$

которые после подстановки функции Лагранжа и диссипативной функции принимают вид

$$\begin{aligned} \ln h_0 \left(-\frac{1}{\omega_0} \frac{dq}{dt} + kq + h_1 \right) - \frac{\lambda_{h1}}{\omega_0} \frac{dq}{dt} &= -2\gamma h_0 \arctg \sqrt{\frac{1-h_0}{1+h_0}} \\ \frac{\ln h_0}{\omega_0} \frac{dq}{dt} - \frac{\lambda_{h2}}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} - \gamma \frac{G_h}{k} \sin \Phi &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

В статике, когда переменная составляющая магнитного поля $h_1 = 0$, решение уравнений (17) имеет вид

$$\begin{aligned} q = q_0 &= -(k \ln h_0)^{-1} 2\gamma h_0 \arctg \sqrt{\frac{1-h_0}{1+h_0}}, \\ \Phi = \Phi_0 &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Данный результат свидетельствует, что учет продольной составляющей магнитного поля γh_0 приводит к незначительному изменению координаты межфазной границы до значения $\xi_0 = \varepsilon/k + q_0$.

В свою очередь, колебания межфазной границы под влиянием переменного поля $h_1 \sim \cos \omega t$ будут определяться системой линейных уравнений для q_1 -поправки к координате и Φ_1 -поправки к азимутальному углу намагниченности:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\omega_0} \frac{dq_1}{dt} - \frac{\lambda_{h1}}{\omega_0 \ln h_0} \frac{dq_1}{dt} + kq_1 &= -h_1, \\ \frac{1}{\omega_0} \frac{dq_1}{dt} - \frac{\lambda_{h2}}{\omega_0 \ln h_0} \frac{d\Phi_1}{dt} - \gamma \frac{G_h}{k \ln h_0} \Phi_1 &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Анализ уравнений (19) позволяет связать феноменологические коэффициенты диссипации с подвижностью межфазной границы η , которая определяется в рамках теории Барьяхтара [16] через диссипативные характери-

стики материала. Для движущихся с постоянной скоростью доменных границ подвижность определяется как коэффициент пропорциональности между скоростью и ведущим полем $\dot{q} = \eta h_1$. Если предположить, что $k = \Delta\beta / (4\pi - \beta_0)$ (коэффициент связи межфазной границы с потенциальной ямой) имеет пренебрежимо малую величину, система уравнений (19) в медленно меняющемся поле h_1 будет иметь решение

$$\begin{aligned} \dot{q}_1 &= \omega_0 (\ln h_0 / \lambda_{h1}) h_1, \\ \Phi_1 &= (\ln h_0 / \lambda_{h1}) h_1. \end{aligned} \quad (20)$$

Таким образом, между коэффициентом диссипации и подвижностью устанавливается связь $\eta = -\omega_0 |\ln h_0| / \lambda_{h1}$. Отрицательная величина подвижности определяет направление движения, так, при увеличении поля межфазная граница перемещается в отрицательном направлении оси Oz . Второй коэффициент совпадает с релаксационной константой теории Гильберта $\lambda_{h2} = \alpha_G$.

Решение системы (19) запишем в виде

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} q_1 \\ \Phi_1 \end{pmatrix} &= \frac{h_1}{\omega^2 - \Omega^2 - i\omega\omega_0\Gamma} \begin{pmatrix} k^{-1}\Omega^2 + i\lambda_{h2}(\omega\omega_0/\ln(1/h_0)) \\ -i\omega\omega_0 \end{pmatrix}, \\ \Omega &= \omega_0 \sqrt{\gamma G_h / \ln(1/h_0)}, \\ \Gamma &= \lambda_{h1}k / \ln(1/h_0) + \lambda_{h2}G_h / (\ln(1/h_0))^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Из (21) следует, что движение межфазной границы в пленке с неоднородной анизотропией в малом переменном поле описывается уравнением гармонического осциллятора. Собственная частота осциллятора

$$\begin{aligned} \Omega &= \omega_0 \sqrt{\frac{\gamma G_h}{\ln(1/h_0)}} = \\ &= (4\pi - \beta_0) g M \sqrt{\frac{\gamma h_0}{\ln(1/h_0)} \left(\sqrt{1 - h_0^2} - 2h_0 \arctg \sqrt{\frac{1 - h_0}{1 + h_0}} \right)} \end{aligned} \quad (22)$$

зависит от величины и направления внешнего магнитного поля и может изменяться в широких пределах. Особый интерес представляет динамика данной магнитной системы в высоких магнитных полях при $1 - h_0 \rightarrow 0$. В этом случае доменная структура магнитной пленки будет подавлена и намагниченность станет однородной в плоскости пленки, что полностью соответствует принятой модели. В итоге гармонический осциллятор в виде межфазной границы будет распространяться на всю плоскость феррит-гранатовой пленки, что в комбинации с малой диссипацией в данных монокристаллических структурах обеспечивает четкий сигнал в виде лоренциана на кривых поглощения. Таким образом, в пределе

$1 - h_0 \rightarrow 0$ собственная частота колебаний межфазной границы асимптотически стремится к пределу

$$\Omega = g(4\pi - \beta_0) M \sqrt{\frac{2\gamma}{3}} \left(2 \left(1 - \frac{H_0}{(4\pi - \beta_0)M} \right) \right)^{1/4}. \quad (23)$$

Дисперсионная кривая поглощения определяется выражением

$$\begin{aligned} I(\Delta\Omega) &= I_{\max} \frac{\omega_0^2 \Gamma^2}{\Delta\Omega^2 + \omega_0^2 \Gamma^2}, \\ I_{\max} &= V \frac{H_1^2}{8} \frac{1 - h_0}{\Delta\beta} \frac{\Omega^2}{\omega_0 \Gamma}, \end{aligned} \quad (24)$$

где $I(\Delta\Omega) = \bar{F}$, $\Delta\Omega$ — отклонение собственной резонансной частоты Ω межфазной границы от частоты внешнего поля ω .

Особый интерес представляет зависимость поглощения от модуляции константы анизотропии $\Delta\beta$, поскольку при уменьшении ее значения, с одной стороны, растет поглощение, а с другой — сокращается полевой интервал (12) существования границы фаз.

Следующий эффект связан с резкой (корневой) зависимостью собственной частоты от величины поля и угла направления (23). Этот факт приводит к особой чувствительности характеристик поглощения к обозначенным величинам в окрестности резонанса при малых значениях γ и $(1 - h_0)$. Указанное обстоятельство позволяет использовать данную систему в качестве функционального элемента с высокой селективностью к величине и направлению магнитного поля. Действительно, при настройке в «резонанс» магнитная восприимчивость пленки будет реагировать на малейшие внешние возмущения.

Таким образом, показано, что в условиях пространственной неоднородности магнитных параметров в ферромагнитной пленке может быть сформирована межфазная граница, разделяющая области с различным характером намагниченности. Эта граница охватывает всю плоскость пленки, обладает высокой подвижностью, свойственной обычным доменным стенкам, а условия резонанса ее колебаний чрезвычайно чувствительны к параметрам магнитного поля. Такую систему естественно использовать в качестве высокочувствительного, узконаправленного детектора магнитного поля.

1. В.Н. Дудоров, В.В. Рандошкин, Р.В. Телеснин, *УФН* **122**, 253 (1977).
2. В.И. Бутрим, С.В. Дубинко, Ю.Н. Мицай, *ФТТ* **45**, 1052 (2003).
3. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решетки*, Наукова думка, Киев (1988).
4. В.В. Рандошкин, М.Ю. Гусев, Ю.Ф. Козлов, Н.С. Неустроев, *ЖТФ* **70**, 118 (2000).

5. Ю.И. Горобец, О.В. Ильчишин, В.Ф. Клепиков, *ФММ* **50**, 261 (1980).
6. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, О.В. Ильчишин, А.И. Савуцкий, Е.Ф. Ходосов, А.О. Хребтов, Сб. *Вопросы построения устройств на ЦМД* **95**, 7 (1982).
7. А.Р. Прокопов, С.В. Дубинко, А.О. Хребтов, М.И. Еремина, *ФТТ* **39**, 1415 (1997).
8. С.А. Ломов, *Введение в общую теорию сингулярных возмущений*, Наука, Москва (1981).
9. А.П. Малоземов, Д. Слозуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
10. Ю.И. Джежеря, *ЖЭТФ* **115**, 1315 (1999).
11. Ю.И. Джежеря, *ЖЭТФ* **116**, 1694 (1999).
12. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
13. V.G. Bar'yakhtar, *Physica B* **159**, 20 (1989).
14. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, *ФНТ* **41**, 855 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 661 (2015)].
15. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, В.Н. Криворучко, А.Г. Данилевич, *Современные проблемы динамики намагниченности: от основ до сверхбыстрой релаксации*, Химджест, Киев (2013).
16. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun.* **72**, 1117 (1989).

Magnetic resonance of the interface boundary in a ferromagnetic film with modulated anisotropy under the orientational phase transition

Yu.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, E.S. Klimuk, and A.O. Khrebtov

On Landau–Lifshitz equations of the magnetization dynamics is described the formation features of the interface boundary under conditions of the spatial modulation of the anisotropy constant of the film thickness. Lagrangian equations for collective variables of the magnetization field are obtained, on the basis of which the dynamics of the oscillations of the interphase boundary in an alternating magnetic field is investigated. It is shown that under certain conditions, the manifestations of the resonance of the interface are extremely sensitive to the direction and magnitude of the external magnetic field. In connection with this, it is natural to use this system as a highly directional magnetic field detector.

PACS: 75.70.Ak Magnetic properties of monolayers and thin films;
76.50.+g Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance;
76.60.Es Relaxation effects;
77.55.Px Epitaxial and superlattice films.

Keywords: interphase boundary, ferromagnetic ferrite-garnet film, the magnetic orientation phase transition.