

УДК 538.221

©1993

СПЕКТРЫ СПИН-ВОЛНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛОСОВОГО ДОМЕНА В ПОЛЕ СМЕЩЕНИЯ

Ю.И.Джежеря

Для модели ферромагнетика с сильной одноосной анизотропией исследован вопрос об устойчивости структуры полосового домена, находящегося в поле смещения. При строгом учете магнитостатического взаимодействия найдено критическое значение поля смещения, при котором полосовой домен теряет устойчивость к изгибным искажениям. Получены спектральные характеристики спин-волновых возмущений равновесной структуры полосового домена.

В связи с проводимыми в настоящее время попытками создания запоминающих устройств на вертикальных блоховских линиях (ВБЛ) возникает вопрос об использовании внутренней структуры полосовых доменов (ПД) и доменных стенок (ДС) в феррит-гранатовых пленках для записи, хранения и считывания информации [1-3]. При этом большой интерес представляет исследование поведения данных структур под влиянием таких факторов, как температурные изменения, внешние поля, эффекты магнитострикции [4-6] и т.д.

В настоящей работе для модели ферромагнетика с сильной одноосной анизотропией исследовался вопрос устойчивости ПД в поле смещения. Были получены спектральные характеристики спин-волновых возбуждений ПД и рассмотрена роль магнитостатического взаимодействия в процессах преобразования его структуры.

При изучении свойств ПД во внешнем поле смещения рассмотрим модель одноосного ферромагнетика с плотностью энергии

$$w = \frac{1}{2}\beta M_0^2 \left\{ \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{r}} \right)^2 - \mathbf{m}_z^2 - \varepsilon h m_z + \varepsilon \frac{h_m^2}{8\pi} \right\}, \quad (1)$$

где M_0 — намагниченность насыщения образца; $\mathbf{r}_i = \mathbf{x}_i/l = (\xi, \eta, \zeta)$ — пространственные координаты в единицах магнитной длины $l = \sqrt{\alpha/\beta}$; α, β — постоянные обменного взаимодействия и одноосной анизотропии соответственно; $\varepsilon = 1/\beta$ и при условии сильной одноосной анизотропии является малым параметром; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ — нормированный на единицу вектор намагниченности; $h = H_z/M_0$ — приведенное внешнее магнитное поле; h_m — собственное магнитостатическое поле в единицах M_0 .

В пренебрежении рассеивающими полями от поверхности, справедливым для толстых образцов, \mathbf{h}_m может рассматриваться в виде

$$\mathbf{h}_m = \nabla \int d\mathbf{r}' \frac{\operatorname{div} \mathbf{m}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (2)$$

где

$$\nabla = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial \xi} + \nabla_{\perp}, \quad \nabla_{\perp} = \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial \eta} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial \zeta}.$$

Для удобства дальнейших вычислений введем сферические переменные в системе отсчета с полярной осью OX . При этом компоненты вектора намагниченности имеют вид

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \sin \theta \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Если ввести обозначения $\cos \theta = q$, то уравнения динамики намагниченности принимают гамильтонову форму

$$-\beta M_0^2 \frac{\partial q}{\partial \tau} = \frac{\delta w}{\delta \varphi}, \quad \beta M_0^2 \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{\delta w}{\delta q}, \quad (4)$$

$$\tau = t\omega_0, \quad \omega_0 = 2\mu M_0 \beta / \hbar,$$

μ — магнетон Бора.

Будем предполагать, что в основном состоянии изменение намагниченности происходит в направлении, ортогональном ПД (OX). Возникающие при этом рассеивающие поля в окрестности ПД формируют эффективную ромбическую анизотропию по OX . Поэтому в отсутствие внешних планарных полей значение θ близко к $\pi/2$ и $q \ll 1$.

Воспользовавшись этим, при записи уравнений (4) в явном виде сохраним лишь члены не старше третьей степени по q

$$\begin{aligned} \dot{\varphi} + [-\nabla^2 + \cos^2 \varphi - (\nabla \varphi)^2 + \varepsilon \hbar \cos \varphi + 4\pi\varepsilon] q - \frac{1}{2} q \nabla^2 q^2 + \frac{1}{2} \varepsilon \hbar \cos \varphi q^3 = \\ = -\varepsilon \nabla_{\perp}^2 \int d\mathbf{r} \frac{q(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \varepsilon \left[\frac{\partial}{\partial \xi} - 2q \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial \eta} + \cos \theta \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \right] \times \\ \times \int d\mathbf{r} \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial \eta} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} -\dot{q} + (1 - q^2) [-\nabla^2 \varphi + \sin \varphi \cos \varphi + \varepsilon \hbar \sin \varphi] + \nabla \varphi \nabla q^2 + \frac{1}{2} \varepsilon \hbar q^2 \sin \varphi = \\ = \varepsilon \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \eta} - \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \int d\mathbf{r}' \left(q \frac{\partial}{\partial \xi} + \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \eta} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \end{aligned} \quad (5b)$$

В правой части уравнения (5) выделены поправки к винтеровскому приближению магнитостатического взаимодействия [7], вызванные учетом продольных искажений структуры ПД. При этом в разложении по степеням q здесь сохранены лишь члены не старше первого порядка.

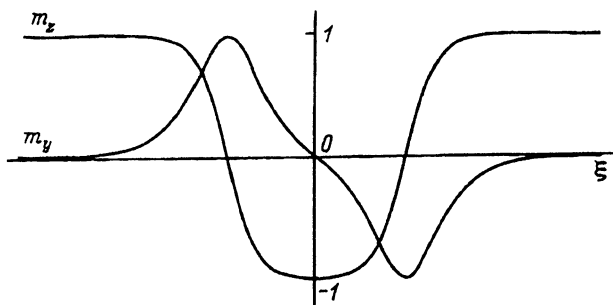


Рис. 1. Компоненты намагниченности в окрестности полосового домена.

Для учета спин-волновых искажений статической структуры ПД значения φ и q представим как

$$\varphi(\mathbf{r}, \tau) = \varphi_0(\xi) + \varphi_1(\mathbf{r}, \tau) + \dots,$$

$$q(\mathbf{r}, \tau) = q_0(\xi) + q_1(\mathbf{r}, \tau) + \dots,$$

где $q_0(\xi)$, $\varphi_0(\xi)$ описывают равновесное распределение намагниченности в основном состоянии. В одномерном случае для описания распределения намагниченности основного состояния воспользуемся частным решением системы (5), найденным Широбоковым [8]

$$q_0 = 0, \quad \varphi_0(\xi) = \pi + 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon h} \operatorname{sh}(\kappa \xi)}{\kappa} \right), \quad (7)$$

$$\kappa = \sqrt{1 + \varepsilon h}.$$

Представив (7) в виде

$$\varphi_0(\xi) = \pi + 2 \operatorname{arctg} (\exp(\kappa \xi - \delta/2) - \exp(-(\kappa \xi - \delta/2) - \delta)), \quad (8)$$

где

$$\delta = \ln \left(\frac{4}{\varepsilon h} \right),$$

убеждаемся, что данное решение описывает связанное состояние двух однополярных блоховских ДС. Величина δ играет роль расстояния между «центрами масс» ДС и неограниченно возрастает при $h \rightarrow 0$. При этом в пределе мы имеем две независимые 180° ДС.

Намагниченность основного состояния удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$m_x(\xi) = 0, \quad m_y(\xi) = -m_y(\xi), \\ m_y(\xi)|_{\xi \rightarrow \pm\infty} = 0, \quad m_z(\xi)|_{\xi \rightarrow \pm\infty} = 1, \quad m_z(0) = -1. \quad (9)$$

На рис. 1 приведены значения нормированных на единицу компонент намагниченности в окрестности ПД. Из этого рисунка видно, что при значительном сжатии ПД полем смещения его ширина более точно может быть оценена по формуле

$$\delta = (1/2) \int d\xi (1 - m),$$

откуда находим, что

$$\delta = \ln[(\kappa + 1)/(\kappa - 1)]$$

и в пределе

$$\varepsilon h \rightarrow 0, \quad \delta \rightarrow \ln(4/\varepsilon h),$$

что совпадает с выводами, сделанными ранее.

Путем линеаризации уравнений (5) в окрестности основного состояния, определяемого (7), получаем уравнения для спин-волновых искажений равновесной структуры

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \hat{\sigma} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ q_1 \end{pmatrix} + \hat{G}(\varphi_0) \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ q_1 \end{pmatrix} + \hat{G}_1 \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ q_1 \end{pmatrix} = -\varepsilon \hat{G}^m \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ q_1 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\hat{G}_0(\varphi_0) = \begin{pmatrix} \hat{L}_1(\varphi_0) & 0 \\ 0 & \hat{L}_2(\varphi_0) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

— оператор основного приближения,

$$\hat{L}_1(\varphi_0) = -\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \cos 2\varphi_0 + \varepsilon h \cos \varphi_0,$$

$$\hat{L}_2(\varphi_0) = -\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \cos 2\varphi_0 - \varphi_0'^2 + \varepsilon h \cos \varphi_0 + \varepsilon 4\pi,$$

штрих над функцией $\varphi_0(\xi)$ обозначает дифференцирование по переменной ξ ,

$$\hat{G}_1 = \begin{pmatrix} -\nabla_{\perp}^2 & 0 \\ 0 & -\nabla_{\perp}^2 \end{pmatrix}$$

— оператор продольных возмущений обменного происхождения.

Наличие члена в правой части уравнения (10) вызвано учетом продольных возмущений структуры ПД. Этот член имеет магнитоэлектронную природу и является поправкой к винтеровскому приближению [7]. Его компоненты равны

$$G_{11}^m(\varphi_1) = - \int d\mathbf{r}' \left[\left(\cos \varphi_0(\xi) \frac{\partial}{\partial \eta} - \sin \varphi_0(\xi) \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\cos \varphi_0(\xi') \frac{\partial}{\partial \eta} - \sin \varphi_0(\xi') \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \right] \frac{\varphi_1(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|},$$

$$G_{12}^m(q_1) = - \int d\mathbf{r}' \left[\left(\cos \varphi_0(\xi) \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta} - \sin \varphi_0(\xi) \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \zeta} \right) \right] \frac{q_1(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|},$$

$$G_{21}^m(\varphi_1) = - \int d\mathbf{r}' \left[\left(\cos \varphi_0(\xi') \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta} - \sin \varphi_0(\xi') \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \zeta} \right) \right] \frac{\varphi_1(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|},$$

$$G_{22}^m(q_1) = \nabla_{\perp}^2 \int d\mathbf{r}' \frac{q_1(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (12)$$

Анализ устойчивости структуры ПД во внешнем поле можно проводить на основании исследования спектра динамических возмущений, определяемого из уравнений (10). Решение этой задачи в общем случае

осложняется наличием в уравнениях интегрального члена (12), поэтому целесообразно использовать методы теории возмущений (ТВ).

1) Рассмотрим вначале винтеровскую модель. При этом исключаем из рассмотрения правую часть уравнения (10). Поскольку продольные и временные возмущения входят в рассматриваемое линейное уравнение аддитивным образом, его решение может быть представлено в виде разложения по собственным функциям (СФ) операторов $\hat{L}_i(\varphi_0)$ с множителями, зависящими от времени и продольных координат. Принимая во внимание ортогональность полного набора СФ линейных операторов \hat{L}_i , будем рассматривать лишь те из них, которые локализованы вблизи ПД и описывают его состояние.

Непосредственным дифференцированием уравнения (5б) по переменной ξ находим, что СФ оператора $\hat{L}_i(\varphi_0)$ с нулевым собственным значением (СЗ) равна

$$\psi_{11}(\xi) = \varphi'_0(\xi). \quad (13a)$$

Вторая СФ оператора L_1 , найденная с точностью до линейных по ε членов, равна

$$\psi_{12}(\xi) = \sin \varphi_0 - \varepsilon h \xi \varphi'_0(\xi). \quad (13б)$$

При этом СЗ на основании методов ТВ определяется до членов, квадратичных по ε включительно

$$\varepsilon_{12} = 2\varepsilon h [1 + \varepsilon h + \varepsilon h(\delta/2)].$$

Аналогично для оператора $\hat{L}_2(\varphi_0)$

$$\psi_{21}(\xi) = \varphi'_0(\xi) + \varepsilon h \xi \sin \varphi_0, \quad \varepsilon_{21} = \varepsilon 4\pi - 2\varepsilon h(1 - \varepsilon h(\delta/2)), \quad (13в)$$

$$\psi_{22}(\xi) = \sin \varphi_0, \quad \varepsilon_{22} = \varepsilon 4\pi. \quad (13г)$$

Обратим внимание на то, что при проведении этих и последующих вычислений в основном можно обойтись без представления функции $\varphi_0(\xi)$ в явном виде. Все СФ можно проверить действием на них соответствующих операторов в неявном виде с использованием уравнения для основного состояния (5б).

Кроме локализованных в окрестности ПД, операторы L_i обладают набором СФ с непрерывным высокочастотным спектром, которые соответствуют объемным возбуждениям. Из-за значительной энергии активации эти возбуждения малы и в дальнейшем рассматриваться не будут.

Спектр спин-волновых возбуждений, найденный из уравнений (10) с использованием (13), имеет две ветви

$$\begin{aligned} \omega_{1\mathbf{k}} &= \left(1 + \left(\varepsilon h \frac{\delta}{2} \right)^2 \right) \sqrt{\mathbf{k}^2(\mathbf{k}^2 + \varepsilon_{21})}, \\ \omega_{2\mathbf{k}} &= \left(1 + \left(\varepsilon h \frac{\delta}{2} \right)^2 \right) \sqrt{(\mathbf{k}^2 + \varepsilon_{12})(\mathbf{k}^2 + \varepsilon_{22})}, \end{aligned} \quad (14)$$

$\mathbf{k} = (k_y, k_z)$ — волновой вектор в единицах l^{-1} . Ветвь $\omega_{1\mathbf{k}}$ бесщелевая. Она является следствием трансляционной инвариантности основного состояния и соответствует изгибным колебаниям ПД. Ветвь $\omega_{2\mathbf{k}}$ имеет щель и, очевидно, соответствует пульсирующим колебаниям ПД.

Из (14) следует, что частота однородного резонанса связанного состояния двух блоховских ДС равна

$$\Omega(h) = \left[1 + \left(\varepsilon h \frac{\delta}{2} \right)^2 \right] \sqrt{\varepsilon_{12} \varepsilon_{22}} \simeq \varepsilon \sqrt{8\pi h [1 + \varepsilon h (1 + \delta/2)]}. \quad (15)$$

При $h_z \rightarrow 0$ обе ветви асимптотически стремятся друг к другу и в пределе совпадают с винтеровским приближением дисперсионного выражения для поверхностных СВ ферромагнетика со свободной ДС [7]. При $h_z \neq 0$ доменные стенки образуют связанное состояние, в результате чего происходит расщепление спектральных ветвей.

Анализируя поведение ω_{1k} , замечаем, что спектр становится комплексным в длинноволновой части при $\varepsilon_{21} < 0$. Это условие в рамках используемой модели определяет критическое значение поля, которое с точностью до линейных по ε членов есть

$$h_c^W = 2\pi \left(1 + \varepsilon \pi \ln \frac{2}{\varepsilon \pi} \right). \quad (16)$$

Это значение критического поля совпадает с выводами работы [9] в основном, однако является более точным в поправках по ε , так как при нахождении h_c^W и ε_{21} были использованы СФ оператора $\hat{L}_2(\varphi_0)$, найденные с точностью до членов, линейных по ε .

При повышении поля смещения до критического значения состояние (7) перестает быть устойчивым к изгибным искажениям, в результате чего в системе произойдут изменения характера намагниченности.

Исследования тенденции преобразования структуры ПД в полях $h > h_c$, проведенные в ангармоническом приближении до членов третьей степени по q_1 , φ_1 включительно, показывают, что отклонение намагниченности от блоховской ориентации при $h > h_c$ приводит к уменьшению зеемановской энергии системы. При этом рост энергии обменного взаимодействия и одноосной анизотропии происходит менее интенсивно. Поэтому преобразование структуры ПД при переходе через $h = h_c$ осуществляется скачком. Для количественного описания характера этого преобразования метод ангармонических приближений непригоден.

2) Выясним пределы применимости винтеровской модели магнитостатического взаимодействия в вопросах о спектральных характеристиках спин-волновых возбуждений и устойчивости структуры ПД.

Для этого используем уравнения (10), включая правую часть. Полагая, что в докритических полях основное состояние ПД определяется функциями (7), как и в п. 1, решения (10) ищем в виде разложения по локализованным СФ (13) операторов основного приближения $\hat{L}_1(\varphi_0)$, $\hat{L}_2(\varphi_0)$

$$\varphi_1(\mathbf{r}, \tau) = a_1(\boldsymbol{\rho}, \tau) \psi_{11}(\xi) + a_3(\boldsymbol{\rho}, \tau) \psi_{12}(\xi),$$

$$\theta_1(\mathbf{r}, \tau) = a_2(\boldsymbol{\rho}, \tau) \psi_{21}(\xi) + a_4(\boldsymbol{\rho}, \tau) \psi_{22}(\xi),$$

$$\boldsymbol{\rho} = (\eta, \zeta). \quad (17)$$

Воспользовавшись тем, что в длинноволновой части спектра все члены разложения, включая СЗ операторов $\hat{L}_1(\varphi_0)$, $\hat{L}_2(\varphi_0)$, значительно меньше основных членов, рассматриваем их как малое возмущение.

Применив методы ТВ [10], домножив скалярно уравнения (10) с φ_1, q_1 , в форме (17) на локализованные СФ операторов основного приближения, получаем уравнения для $a_i(\rho, \tau)$ и переходим к их Фурье-представлению.

Основные трудности здесь сопряжены с вычислением Фурье-образов коэффициентов при $a_i(\mathbf{k}, \omega)$, обусловленных магнитостатическим взаимодействием.

Обойдем эти трудности, ограничив точность вычислений асимптотическим приближением в длинноволновом пределе $|\mathbf{k}|\delta < 1$. Учитывая, что перед оператором (12) стоит малый параметр ε , ограничимся лишь линейными членами разложения Фурье-образов его коэффициентов по степеням k_i . В результате получаем следующую систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} A_{ij}(\mathbf{k}, \omega) a_j(\mathbf{k}, \omega) &= 0, \\ a_j(\mathbf{k}, \omega) &= \int d\tau d\rho e^{-i(\omega\tau - \rho\mathbf{k})} a_i(\tau, \rho), \\ A_{11} &= k^2, \quad A_{22} = k^2 - \varepsilon 2\pi^3 |\mathbf{k}| + \varepsilon_{21}, \\ A_{12} = A_{34} &= -i \left(1 - \varepsilon h \frac{\delta}{2} \right) (\omega + \varepsilon 2\pi^2 k_z), \\ A_{21} = A_{43} &= i \left(1 + \varepsilon h \frac{\delta}{2} \right) (\omega + \varepsilon 2\pi^2 k_z), \\ A_{14} &= A_{41}^* = i\varepsilon 4\pi k_y, \\ A_{23} &= A_{32}^* = i\varepsilon 4\pi (k_z \pi - k_y), \\ A_{33} &= k^2 + \varepsilon 8\pi (k_z^2 / |\mathbf{k}|) + \varepsilon_{12}, \\ A_{44} &= k^2 + \varepsilon 4\pi, \\ A_{13} = A_{31} = A_{24} = A_{42} &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Спектр возбужденных состояний ПД определяется из условий разрешимости уравнений (18)

$$\det A_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = 0. \quad (19)$$

В вопросах об устойчивости ПД наибольший интерес представляет область длинноволновых возбуждений равновесной структуры, так как для этой части спектра зеэмановский и магнитостатический вклады соизмеримы с влиянием более сильного обменного взаимодействия. Для удобства обработки результатов произведем замену

$$\mathbf{k} = \varepsilon \boldsymbol{\kappa} \quad (20)$$

и представим дисперсионные соотношения возбужденных состояний ПД в виде разложения по ε

$$\begin{aligned} \omega_1 \boldsymbol{\kappa} &= -\varepsilon_i^2 2\pi^2 \boldsymbol{\kappa}_z + \varepsilon |\boldsymbol{\kappa}| \sqrt{\varepsilon_{21} + \varepsilon^2 \left(\boldsymbol{\kappa}^2 - 2\pi^3 |\boldsymbol{\kappa}| - 4\pi(4\pi - 2h) \frac{\boldsymbol{\kappa}_y^2}{\boldsymbol{\kappa}^2} \right) + O(\varepsilon^3)}, \\ \omega_2 \boldsymbol{\kappa} &= -\varepsilon_i^2 2\pi^2 \boldsymbol{\kappa}_z + \sqrt{\Omega^2(h) + \varepsilon^2 (8\pi\varepsilon_{22} \boldsymbol{\kappa}_z^2 |\boldsymbol{\kappa}| + (\varepsilon_{12} + \varepsilon_{22}) \boldsymbol{\kappa}^2) + O(\varepsilon^4)}. \end{aligned} \quad (21)$$

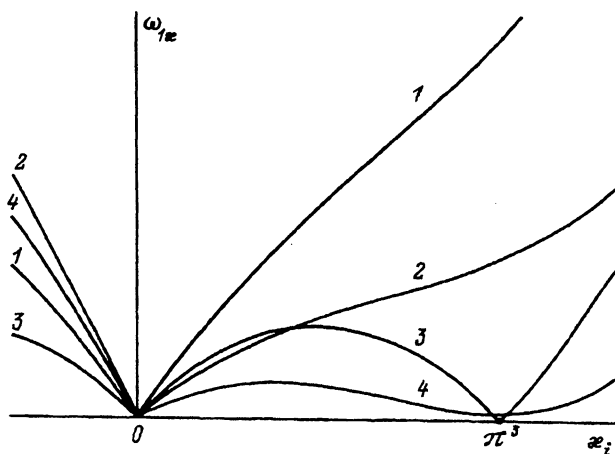


Рис. 2. Дисперсионные кривые изгибных спин-волновых возбуждений ПД в направлении $(x_y, 0)$, $h < h_c^*$ (1), $(0, x_z)$, $h < h_c$ (2), $(x_y, 0)$, $h = h_c^*$ (3), $(0, x_z)$, $h = h_c$ (4).

Очевидно, что дисперсионные свойства спин-волновых возмущений существенно анизотропны в длинноволновой части спектра. Кроме того, они инвариантны к замене $k_z \rightarrow -k_z$. В направлении OY дисперсионные соотношения обладают четностью.

Характерные особенности полученных результатов приведены в графическом виде на рис. 2, 3. Отметим, что влияние магнитостатического взаимодействия при $h > 8/\pi$ вызывает смещение минимума энергии пульсирующих колебаний из состояния $x_z = 0$ в состояние

$$x_z = \frac{4\pi \left(\sqrt{\pi h/8} - 1 \right)}{1 + (h/2\pi)}.$$

Интересной особенностью закона дисперсии является появление при h , близком к критическому, минимума энергии изгибных колебаний для волн с $|x| = \pi^3$, что делает возможным предположение о периодическом характере развития преобразования структуры ПД. Анализ поведения спектра в фазовой плоскости (x_y, x_z) показывает, что структура ПД наименее устойчива относительно возбуждений в направлении OZ .

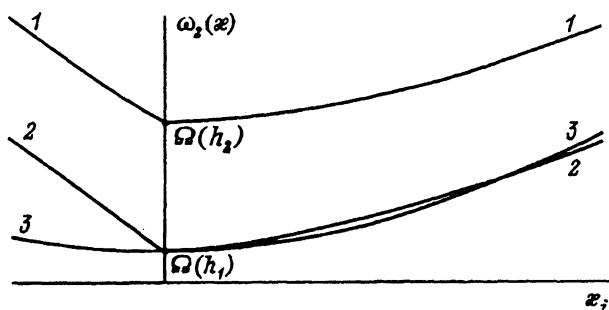


Рис. 3. Дисперсионные кривые пульсирующих колебаний ПД в направлении $(0, x_z)$, $h = h_2$ (1), $(0, x_z)$, $h = h_1 < h_2$ (2), $(x_y, 0)$, $h = h_1$ (3).

Для них спектр обращается в нуль в точке $(0, \pi^3)$ при значении поля смещения ниже, чем в винтеровской модели

$$h_c = h_c^W - \varepsilon \frac{\pi^4(\pi^2 + 4)}{2}. \quad (22)$$

В заключение отметим, что в направлении $(\kappa_y, 0)$ вид дисперсионных соотношений качественно сохраняется при переходе от модели неограниченного ферромагнитного образца к пленке малой толщины. В этом случае критическое поле несколько выше, чем (22), и равно

$$h_c^* = h_c^W - \varepsilon \frac{\pi^6}{2}. \quad (23)$$

Количественную ценность полученные результаты имеют для высокоанизотропных материалов, у которых поправки к критическому полю значительно ниже h_c^W . Для практического применения в остальных случаях точность вычислений следует повысить. Однако в области $|\kappa| \rightarrow 0$ асимптотическое приближение к спектру возбужденных состояний (21) описывает более широкий класс материалов. В этом случае ограничения на ε менее жесткие.

Таким образом, характерные особенности, выявленные в результате точного учета магнитостатического взаимодействия, указывают на ограниченность винтеровской модели в вопросах устойчивости ПД и спектральных характеристик его спин-волновых возбуждений.

Автор благодарит Ю.И.Горобца и В.И.Финохина за плодотворное обсуждение предлагаемого материала.

Список литературы

- [1] Konishi S.A. // IEEE Trans. Magn. 1983. V. MAG-19. N 5. P. 1838-1840.
- [2] Юрченко С.Е., Жарков Г.Ю. // Микроэлектроника. 1991. Т. 20. № 6. С. 610-614.
- [3] Ходенков Г.Е. // Микроэлектроника. 1991. Т. 20. № 6. С. 597-603.
- [4] Ялышев Ю.И., Показаньев В.Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 32-39.
- [5] Ялышев Ю.И., Политов В.Ю., Показаньев В.Г. // ФММ. 1986. Т. 62. № 1. С. 61-68.
- [6] Прудников А.М., Шишадский А.Е. // ЦМД: физические свойства и техническое применение. Тез. доклада. М., 1981. С. 30.
- [7] Winter J.M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 2. P. 452.
- [8] Ширококов И.А. // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. № 1-2. С. 57-76.
- [9] Куделькин Н.Н., Рандошкин В.В., Ходенков Г.Е. // Письма в ЖТФ. 1983. № 22. С. 1357-1360.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Т. 3. М.:Наука, 1989. 767 с.

Донецкий государственный университет

Поступило в Редакцию
31 мая 1993 г.