

УДК 537.871.7

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В ЩЕЛЕВОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ИХ ДОЗВУКОВОМ ОТНОСИТЕЛЬНОМ ПЕРЕМЕЩЕНИИ

С. Н. Марышев¹, А. В. Моисеев¹, Е. А. Вилков², Л. А. Фомин³¹ Московский физико-технический институт (государственный университет),
141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии
наук, 125009, Москва, Моховая, 11-7³ Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432, Черноголовка Московской обл., ул. академика Осипьяна, 6

Статья поступила в редакцию 24 июня 2019 г.

Аннотация. Теоретически рассматривается влияние дозвукового относительного продольного перемещения (ОПП) планарной структуры двух ферромагнитных пленок с зазором на спектр щелевых магнитоупругих волн. Проведен анализ преобразования магнитоупругих волн в щелевой структуре и спектральные особенности мод в режиме малых (много меньше звуковых) скоростей относительного перемещения и при различных значениях толщин зазора и пленок. Результаты исследований могут составить теоретическую основу для разработки систем мониторинга устройств, в которых перемещение деталей с определенной скоростью положено в основу функционирования.

Ключевые слова: магнитоупругие поверхностные волны, щелевые структуры, ферромагнитная пленка, магнитострикция, относительность движения, дисперсия волн, симметричная и антисимметричная моды.

Abstract. Theoretically we consider the influence of the relative longitudinal displacement (RLD) of ferromagnetic films of planar structure with a gap on the propagation of slot-hole magnetoelastic waves. It is found, that taking into account the thickness of ferromagnetic media leads to the displacement of the initial points of the branches of the spectrum of magnetoelastic waves. The spectrum of volume acoustic waves in films is split into two lines due to the movement of crystals. The spectrum of other acoustic modes of the film structure has no splitting and is

transformed similarly to the spectrum of magnetostatic waves. It is revealed from the analysis of the obtained spectrum of slot-hole magnetoelastic waves at RLD, that both the phase and group speed of the waves and the type of wave dispersion can be changed within a wide range by changing the speed and direction of the crystals. It can lead to the appearance of an anomalous Doppler effect, which is characteristic for the artificial metamaterial. Results of researches can be a theoretical basis for the development of systems of monitoring of devices in which moving of details is the basis for functioning.

Keywords: magnetoelastic surface waves, slot-hole waves, magnetostriction, ferromagnetic film, relativity of moving, wave dispersion, symmetric and antisymmetric modes.

Введение

Магнитоупругие волны на поверхности ферромагнитных кристаллов при различных направлениях распространения волн и симметрии кристаллов рассматривались во многих работах [1-11]. При этом всегда полагалось, что ферромагнитные кристаллы статичны. Для оценки новых перспективных приложений активных (пьезоэлектрических или магнитных) материалов в робототехнике и механотронике, устройствах в которых нередко реализуется движение механически неконтактных деталей конструкций, представляется актуальным изучение волновых процессов в щелевых структурах при наличии относительного продольного перемещения (ОПП). Недавно были опубликованы работы [12,13], в которых сообщалось, что в магнитоупорядоченных средах возможно проявление аномального эффекта Доплера, характерного для искусственных метасред [14,15]. В частности, в работе [12] сообщалось об экспериментальном наблюдении аномального эффекта Доплера при распространении обратных объемных магнитостатических волн в свободной ферромагнитной пленке. В работе [13] теоретически обосновывалось предположение о существовании аномального эффекта Доплера для магнитостатических волн в различных структурах. Кроме

того, можно отметить, как ключевую работу [16], в которой рассматривались особенности распространения электрорезонансных волн щелевого типа для пары пьезоэлектриков, испытывающих ОПП. Аналогичные [16, 17] проявления ОПП кристаллов, разделенных щелью, но только в усложненном варианте из-за резонансного отклика магнитной подсистемы и частотной дисперсии волн проявляются и для магнитоупругих волн в щелевой структуре двух ферромагнитных кристаллов при их относительном продольном перемещении [18]. Однако в этой работе были рассмотрены полубесконечные ферромагнитные кристаллы, и тем самым из внимания выпадали особенности спектра щелевых магнитостатических волн, связанные с конечной толщиной ферромагнитных кристаллов. Между тем, учет толщины ферромагнитных кристаллов, при анализе влияния ОПП на спектр щелевых магнитостатических волн, вызывает несомненный интерес, как с теоретической, так и практической точек зрения. В настоящей работе впервые теоретически рассмотрено влияние ОПП ферромагнитных пленок на спектральные свойства щелевых магнитоупругих волн.

1. Формулировка граничной задачи и вывод дисперсионного соотношения

На рис.1 показана схема задачи. Две ферромагнитные пленки с противоположной намагниченностью $M_0^{(j)}$ вдоль оси z ($M_0^{(1)} \uparrow \downarrow M_0^{(2)} \parallel [001]$, $j=1, 2$, где j – номер пленки) и с толщинами d_1 и d_2 соответственно, разделены зазором $2h$. Тогда спонтанные намагниченности $M_0^{(j)}$ и внутренние магнитные поля $H_i^{(j)}$ в пленках примут значения:

$$M_0^{(j)} = (-1)^{j+1} M_0, \quad H_i^{(j)} = (-1)^{j+1} (H_a) \quad (1)$$

где: H_a – поле анизотропии, M_0 – модуль намагниченности насыщения, $j=1$ при $y > h$, $j=2$ при $y < -h$.

Предполагается, что вторая пленка ($j=2$) движется параллельно первой вдоль оси x со скоростью V . Примем, что сдвиговые волны распространяются в плоскости (001) ферромагнетика вдоль оси x с волновым вектором $k = (k, 0, 0)$ ферромагнетика со смещениями u_j , коллинеарными спонтанным

намагниченностям $M_0^{(j)}$. Решение строим в лабораторной системе отсчета xOy , привязанной к неподвижной пленке ($j=1, (d_1+h) \leq y \leq h$). Однако, параметры волн, возникающих в движущейся пленке ($j=2, -h \leq y \leq -(h+d_2)$), условимся соотносить попутной системе отсчета $\tilde{x}0\tilde{y}$, привязанной к движущейся пленке. Из-за очевидного неравенства $V \ll c$, где c - скорость света, связь систем отсчета двух пленок будет определяться преобразованием Галилея. Поэтому волны в движущейся пленке будут иметь частотный сдвиг $\Omega = \omega - kV$, где ω - частота волны в лабораторной системе отсчета, а дифференциальные операторы в исходных уравнениях лабораторной и попутной систем отсчета свяжутся равенствами

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{x}} = \frac{\partial}{\partial x}; \frac{\partial}{\partial \tilde{y}} = \frac{\partial}{\partial y}; \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} = V \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \quad (2)$$

С учетом (1), (2) и оговоренных условий распространения из уравнений Максвелла, линеаризованного уравнения движения магнитного момента и уравнения движения теории упругости в безобменном магнитостатическом приближении имеем уравнения

$$\nabla^2 u_j + (\rho \Omega^2 / \lambda_{\Omega}^*) u_j = 0, \nabla^2 \varphi_j = (-1)^{j+1} \frac{4\pi\gamma\beta\omega_{0j}}{\Omega_j^2 - \omega_k^2} \nabla^2 u_j. \quad (3)$$

где $\Omega_1 = \omega$ при $j=1$, $\Omega_2 = \omega - kV$ при $j=2$, φ_j - магнитостатический потенциал, ω_0 - частота ферромагнитного резонанса, $\omega_k = [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ - частота магнитоакустического резонанса, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$ - частота намагничивания, γ - гиромагнитное отношение, ∇ - оператор Гамильтона в плоскости xOy , β - коэффициент магнитоупругого взаимодействия $\lambda_{\Omega_j}^* = \lambda + \gamma\beta^2\omega_0 / [M_0(\Omega_j^2 - \omega_k^2)]$, $\lambda = \lambda_{44}$ - модуль сдвига, ρ - плотность.

Первое из уравнений (3) – уравнение Гельмгольца, допускает решение в виде плоских гармонических волн. Второе из них позволяет написать

$$\varphi_j = (-1)^{j+1} \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\Omega_j^2 - \omega_k^2} u_j + \Phi_j, \nabla^2 \Phi_j = 0. \quad (4)$$

где Φ_j – потенциал поля рассеяния магнитных полюсов [5]. Следует подчеркнуть, что именно вследствие возбуждения приграничных магнитостатических полей на границах «кристалл – вакуумный зазор» возможно распространение щелевой магнитоупругой волны в зазоре ферромагнетиков, а не изолированно существующих магнитоупругих волн на границах ферромагнетиков.

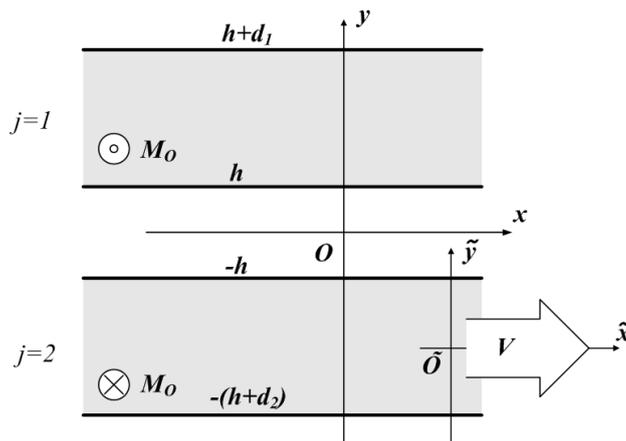


Рис. 1а. Геометрия задачи. Стрелкой показано направление движения второй пленки.

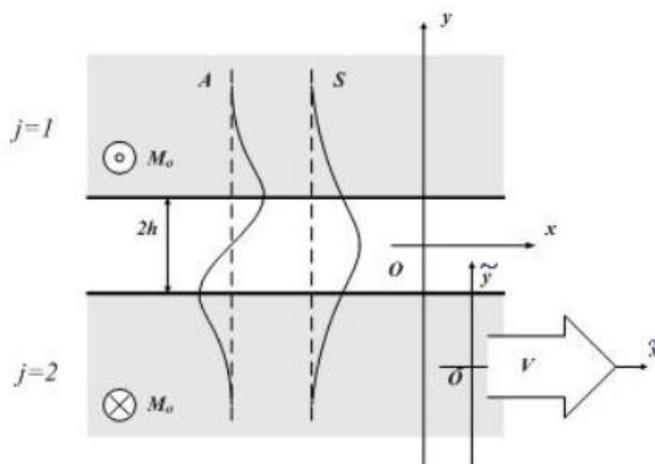


Рис. 1б. Кривыми показана геометрия распределения магнитостатического поля в щелевой структуре для симметричной (S) и антисимметричной моды (A).

2. Решение граничной задачи

Решение уравнений (3) с учетом требования ограниченности сдвиговых смещений и потенциалов магнитных полей кристаллов запишем для первой ($h < y < (h + d_1)$), второй пленки ($-h > y > -(h + d_2)$), вакуумного зазора ($-h < y < h$) и вакуумных полупространств ($y > (h + d_1)$ и $y < -(h + d_2)$) соответственно в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= (F'_1 \exp[-k(y-h)] + F''_1 \exp[k(y-(h+d_1))]) \exp[i(kx - \omega t)], \\ U_1 &= (U'_1 \exp[-s_1(y-h)] + U''_1 \exp[s_1(y-(h+d_1))]) \exp[i(kx - \omega t)], \\ \Phi_2 &= (F'_2 \exp[k(y+h)] + F''_2 \exp[-k(y+(h+d_2))]) \exp[i(k\tilde{x} - \Omega t)], \\ U_2 &= (U'_2 \exp[s_2(y+h)] + U''_2 \exp[-s_2(y+(h+d_2))]) \exp[i(k\tilde{x} - \Omega t)], \\ \Phi_0 &= (C \exp[k(y-h)] + D \exp[-k(y+h)]) \exp[i(kx - \omega t)], \\ \Phi_3 &= (E_1 \exp[-k(y-(h+d_1))]) \exp[i(kx - \omega t)], \\ \Phi_4 &= (E_2 \exp[k(y+(h+d_2))]) \exp[i(k\tilde{x} - \Omega t)], \end{aligned} \quad (5)$$

где: $U'_1, U''_1, U'_2, U''_2, F'_1, F''_1, F'_2, F''_2, C, D, E_1, E_2$ - амплитуды щелевых магнитоупругих колебаний, k - волновое число, ω - циклическая частота щелевой волны в лабораторной системе отсчета. Величины $s_{1,2}$, имеющие смысл коэффициентов амплитудного спада сдвиговых смещений в соответствующий кристалл с удалением от его границы, в формулах (5) определяются равенствами

$$s_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^{*2}(\omega)}}, \quad s_2 = \sqrt{k^2 - \frac{(\omega - kV)^2}{c_t^{*2}(\omega - kV)}}, \quad c_t^*(\Omega_j) = c_t \left(1 + \chi \frac{\omega_0 \omega_m}{(\Omega_j^2 - \omega_k^2)} \right)^{1/2} \quad (6)$$

где $\Omega_1 = \omega$ при $j=1$, $\Omega_2 = \omega - kV$ при $j=2$, c_t^* - скорость сдвиговых волн в кристаллах с учетом магнитоупругого взаимодействия, c_t - скорость акустических сдвиговых волн, $\chi = \beta^2 / (4\pi M_0^2 \lambda_{44})$ - безразмерная константа магнитоупругого взаимодействия.

Граничные условия на четырех границах ($y = h$, $y = -h$, $y = h + d_1$, $y = -(h + d_2)$) выражаются равенством нулю сдвиговых напряжений, непрерывностью магнитного потенциала и нормальной компоненты магнитной индукции:

$$\begin{aligned}
 T_{xy}^{(1)} \Big|_{y=h} = 0, \quad T_{xy}^{(2)} \Big|_{y=-h} = 0, \quad T_{xy}^{(1)} \Big|_{y=h+d_1} = 0, \quad T_{xy}^{(2)} \Big|_{y=-(h+d_2)} = 0 \\
 \Phi_1 \Big|_{y=h} = \Phi_0 \Big|_{y=h}, \quad \Phi_2 \Big|_{y=-h} = \Phi_0 \Big|_{y=-h}, \quad \Phi_1 \Big|_{y=h+d_1} = \Phi_3 \Big|_{y=h+d_1}, \quad \Phi_2 \Big|_{y=-(h+d_2)} = \Phi_4 \Big|_{y=-(h+d_2)} \quad (7) \\
 b_{y1} = b_{y0} \Big|_{y=h}, \quad b_{y2} = b_{y0} \Big|_{y=-h}, \quad b_{y1} \Big|_{y=h+d_1} = b_{y3} \Big|_{y=h+d_1}, \\
 b_{y2} \Big|_{y=-(h+d_2)} = b_{y4} \Big|_{y=-(h+d_2)}
 \end{aligned}$$

Величины, входящие в (7), определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 T_{xy}^{(j)} = \lambda_{\Omega_j}^* \cdot \frac{\partial u_z^{(j)}}{\partial y} + (-1)^{j+1} (i\Omega_j) \frac{\gamma \cdot \beta^2}{M_0 (\Omega_j^2 - \omega_k^2)} \frac{\partial u_z^{(j)}}{\partial x} + \\
 + \frac{\gamma \cdot \beta}{(\Omega_j^2 - \omega_0^2)} \left[i\Omega_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial x} + (-1)^{j+1} \omega_0 \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right], \\
 b_{yj} = 4\pi \cdot m_y^{(j)} - \frac{\partial \varphi_j}{\partial y}, \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$m_y^{(j)} = \frac{\gamma\beta}{\Omega_j^2 - \omega_k^2} \left[i\Omega_j \frac{\partial u_j}{\partial x} + (-1)^{j+1} \omega_0 \frac{\partial u_j}{\partial y} \right] + \frac{\omega_m}{4\pi(\Omega_j^2 - \omega_0^2)} \left[(-1)^{j+1} i\Omega_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial x} + \omega_0 \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right] -$$

у- составляющая динамической намагниченности.

Дисперсионное уравнение (зависимость $\omega(k)$) получается из равенства нулю детерминанта системы однородных алгебраических уравнений:

$$\mathbf{1) } \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\omega^2 - \omega_k^2} (U_1' + U_1'' \exp(-s_1 d_1)) + F_1' + F_1'' \exp(-k d_1) + 0 \cdot U_2' + 0 \cdot U_2'' + 0 \cdot F_2' + 0 \cdot F_2''$$

$$-C - D \exp(-2kh) + 0 \cdot E_1 + 0 \cdot E_2 = 0;$$

$$\mathbf{2) } 0 \cdot U_1' + 0 \cdot U_1'' + 0 \cdot F_1' + 0 \cdot F_1'' - \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\Omega^2 - \omega_k^2} (U_2' + U_2'' \exp(-s_2 d_2)) + F_2' + F_2'' \exp(-k d_2)$$

$$-C \exp(-2kh) - D + 0 \cdot E_1 + 0 \cdot E_2 = 0;$$

$$\mathbf{3) } \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\omega^2 - \omega_k^2} (U_1' \exp(-s_1 d_1) + U_1'') + F_1' \exp(-k d_1) + F_1'' + 0 \cdot U_2' + 0 \cdot U_2'' + 0 \cdot F_2' + 0 \cdot F_2''$$

$$-0 \cdot C - 0 \cdot D - E_1 + 0 \cdot E_2 = 0;$$

$$\mathbf{4) } 0 \cdot U_1' + 0 \cdot U_1'' + 0 \cdot F_1' + 0 \cdot F_1'' - \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\Omega^2 - \omega_k^2} (U_2' \exp(-s_2 d_2) + U_2'') + F_2' \exp(-k d_2) + F_2''$$

$$-0 \cdot C - 0 \cdot D + 0 \cdot E_1 - E_2 = 0;$$

$$5) \left[-\frac{\omega k \gamma \cdot \beta^2}{M_s(\omega^2 - \omega_k^2)} \right] (U_1' + U_1'' \exp(-s_1 d_1)) - s_1 \lambda_{\omega}^* (U_1' - U_1'' \exp(-s_1 d_1)) - \frac{\gamma \cdot \beta \cdot k}{(\omega - \omega_0)} F_1' - \frac{\gamma \cdot \beta \cdot k}{(\omega + \omega_0)} F_1'' \exp(-k d_1) + 0 \dots = 0 ;$$

6)

$$\left[-\frac{\omega k \gamma \cdot \beta^2}{M_s(\omega^2 - \omega_k^2)} \right] (U_1' \exp(-s_1 d_1) + U_1'') - s_1 \lambda_{\omega}^* (U_1' \exp(-s_1 d_1) - U_1'') - \frac{\gamma \cdot \beta \cdot k}{(\omega - \omega_0)} F_1' \exp(-k d_1) - \frac{\gamma \cdot \beta \cdot k}{(\omega + \omega_0)} F_1'' + 0 \dots = 0 ;$$

$$0 \cdot U_1' + 0 \cdot U_1'' + 0 \cdot F_1' + 0 \cdot F_1'' + \left[\lambda_{\Omega}^* \cdot s_2 (U_2' - U_2'' \exp(-s_2 d_2)) \right] +$$

$$7) + \frac{\Omega k \gamma \cdot \beta^2}{M_0(\Omega^2 - \omega_k^2)} (U_2' + U_2'' \exp(-s_2 d_2)) - \frac{\gamma \cdot \beta k}{(\Omega - \omega_0)} F_2' - \frac{\gamma \cdot \beta k}{(\Omega + \omega_0)} F_2'' \exp(-k d_2) + 0 \dots = 0 ; \quad (9)$$

8)

$$0 \cdot U_1' + 0 \cdot U_1'' + 0 \cdot F_1' + 0 \cdot F_1'' + \left[\lambda_{\Omega}^* \cdot s_2 (U_2' \exp(-s_2 d_2) - U_2'') \right] + \frac{\Omega k \gamma \cdot \beta^2}{M_0(\Omega^2 - \omega_k^2)} (U_2' \exp(-s_2 d_2) + U_2'') - \frac{\gamma \cdot \beta k}{(\Omega - \omega_0)} F_2' \exp(-k d_2) - \frac{\gamma \cdot \beta k}{(\Omega + \omega_0)} F_2'' + 0 \dots = 0 ;$$

$$9) -\frac{4\pi \gamma \beta \omega k}{\omega^2 - \omega_k^2} (U_1' + U_1'' \exp(-s_1 d_1)) + \left[\frac{\omega - (\omega_m + \omega_0)}{(\omega - \omega_0)} \right] k F_1' - \left[\frac{\omega + (\omega_m + \omega_0)}{(\omega + \omega_0)} \right] k F_1'' \exp(-k d_1)$$

$$0 \cdot U_2' + 0 \cdot U_2'' + 0 \cdot F_2' + 0 \cdot F_2'' + k \cdot C - k \cdot D \exp(-2kh) + 0 \cdot E_1 + 0 \cdot E_2 = 0 ;$$

$$10) 0 \cdot U_1' + 0 \cdot U_1'' + 0 \cdot F_1' + 0 \cdot F_1'' - \frac{4\pi \gamma \beta \Omega k}{\Omega^2 - \omega_k^2} (U_2' + U_2'' \exp(-s_2 d_2)) + \frac{\omega_0 + \omega_m - \Omega}{(\Omega - \omega_0)} k F_2' +$$

$$+ \frac{\omega_0 + \omega_m + \Omega}{(\Omega + \omega_0)} k F_2'' \exp(-k d_2) + k \cdot C \exp(-2kh) - k \cdot D + 0 \cdot E_1 + 0 \cdot E_2 = 0 .$$

$$11) -\frac{4\pi \gamma \beta \omega k}{\omega^2 - \omega_k^2} (U_1' \exp(-s_1 d_1) + U_1'') + \left[\frac{\omega - (\omega_m + \omega_0)}{(\omega - \omega_0)} \right] k F_1' \exp(-k d_1) - \left[\frac{\omega + (\omega_m + \omega_0)}{(\omega + \omega_0)} \right] k F_1''$$

$$0 \cdot U_2' + 0 \cdot U_2'' + 0 \cdot F_2' + 0 \cdot F_2'' + 0 \cdot C + 0 \cdot D - k \cdot E_1 + 0 \cdot E_2 = 0 ;$$

12)

$$0 \cdot U_1' + 0 \cdot U_1'' + 0 \cdot F_1' + 0 \cdot F_1'' - \frac{4\pi \gamma \beta \Omega k}{\Omega^2 - \omega_k^2} (U_2' \exp(-s_2 d_2) + U_2'') + \frac{\omega_0 + \omega_m - \Omega}{(\Omega - \omega_0)} k F_2' \exp(-k d_2) +$$

$$+ \frac{\omega_0 + \omega_m + \Omega}{(\Omega + \omega_0)} k F_2'' + 0 \cdot C + 0 \cdot D + 0 \cdot E_1 + k \cdot E_2 = 0 ,$$

образующихся при подстановке выражений (5), (6), (8) в граничные условия (7). Спектральное уравнение для щелевых магнитоупругих волн, получаемое из системы 12 уравнений (9) имеет громоздкий вид и поэтому здесь не приводится. В отсутствии магнитоупругого взаимодействия выражения значительно упрощаются и можно записать достаточно компактное выражение для спектра щелевых магнитостатических волн (ЩМСВ) [19]

$$-\frac{4}{\omega_m^2} c_1 c_2 e^{-2hk} (\omega_D^2 - \Omega^2)(\omega_D^2 - \omega^2) - \omega^2 (a + c_1 + c_2) + \omega(2c_2 kV - a(kV - 2\omega_D)) + \omega_D a(-kV + \omega_D) + c_1 \omega_D^2 + c_2 (\omega_D^2 - k^2 V^2) - \frac{1}{4} e^{4hk} \omega_m^2 = 0, \quad (10)$$

где

$$a = (-1 + e^{2d_1 k})(-1 + e^{2d_2 k}), \quad c_1 = e^{2(d_1 + 2h)k}, \quad c_2 = e^{2(d_2 + 2h)k}.$$

В статичном случае $V = 0$ при неограниченном увеличении толщин пленок d_1 и $d_2 \rightarrow \infty$ из уравнения (10) после некоторых преобразований получим дисперсионные выражение для ЩМСВ для полубесконечных кристаллов [20, 21]

$$\omega = \omega_0 + \omega_m / 2 \pm (\omega_m / 2) \exp(-2k h) \quad (11)$$

С учетом ОПП кристаллов это выражение можно записать в виде [22]

$$\omega = \omega_0 + \frac{\omega_m}{2} + \frac{Vk}{2} \pm \sqrt{\frac{(Vk)^2}{4} + \frac{\omega_m^2}{4} \exp(-4kh)} \quad (12)$$

Как отмечалось в работе [18], знак «+» в (11) отвечает симметричному распределению магнитного поля в волне (симметричная мода) внутри щели между кристаллами, знак «-» – антисимметричному распределению (антисимметричная мода). Таким образом, в выбранной конфигурации намагниченности магнитных сред для магнитостатической поверхностной волны не запрещено распространение волн вдоль границ как первого, так и второго кристалла. В результате сцепления этих волн через зазор мы имеем две волны различной симметрии распределения магнитного поля вдоль зазора, как показано на рис.1б.

При удалении пленок друг от друга на неограниченное расстояние $h \rightarrow \infty$ получим из (12) два выражения, описывающие спектры не взаимодействующих между собой магнитостатических волн в тонких пленках. В этом случае в неподвижной пленке спектр описывается выражением

$$\omega_1 = \frac{1}{2} \sqrt{(1 - e^{-2d_1 k}) \omega_m^2 + 4\omega_k^2}, \quad (13)$$

а в движущейся пленке выражение для спектра записывается с учетом доплеровского сдвига частоты

$$\omega_2 = \frac{1}{2} \sqrt{(1 - e^{-2d_2 k}) \omega_m^2 + 4\omega_k^2 + kV}, \quad (14)$$

где $\omega_k = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)}$. Спектр (13) это известный результат Деймона-Эшбаха для поверхностных магнитостатических волн в пленке, намагниченной перпендикулярно направлению распространения волн [23].

В случае коротких волн ($kd \gg 1$) все ветви спектров, описываемых выражениями (11)-(13) асимптотически приближаются к частоте $\omega_D = \omega_0 + \omega_m / 2$ – частоте Деймона-Эшбаха, описывающих спектр поверхностных магнитостатических волн на границе вакуум-ферромагнетик [24]. Таким образом, следует ожидать, что спектр прямых ЩМУВ (волновой вектор сонаправлен оси x – рис.1) вдали от спектра объемных акустических волн будет изменяться аналогично изменению бездиссипативного спектра щелевых магнитостатических волн под влиянием движения ферромагнетика в области промежуточных частот, между частотой магнитостатической волны на одиночной доменной границе $\omega_0 + \omega_m$ и частотой ФМР полей рассеяния ω_0 с точками зарождения ветвей на частоте ω_k (тонкие пленки [19]) или на частотах $\omega_0 + \omega_m$, ω_0 (толщина пленок много больше толщины зазора [22]), что и подтверждается результатами численного решения, приведенного ниже.

3. Спектры щелевых магнитоупругих волн

На рис.2,3 показан спектр щелевых магнитоупругих волн (ЩМУВ), рассчитанный согласно системе уравнений (9) для $V=0$. Кривые 3 и 4 совпадают со спектром щелевых магнитостатических колебаний [21] (см. формулу (10)).

Высокочастотные (низкочастотные) кривые определенного номера соответствуют симметричным (антисимметричным) модам. Зарождение этих кривых ($k = 0$) происходит на частотах $\omega_0 + \omega_m$ и ω_0 при отношении толщины зазора к толщине пленки $h / d_{1,2} \approx 10^{-4}$. При уменьшении толщины пленки точки зарождения ветвей ЦМСВ смещаются к частоте ω_k .

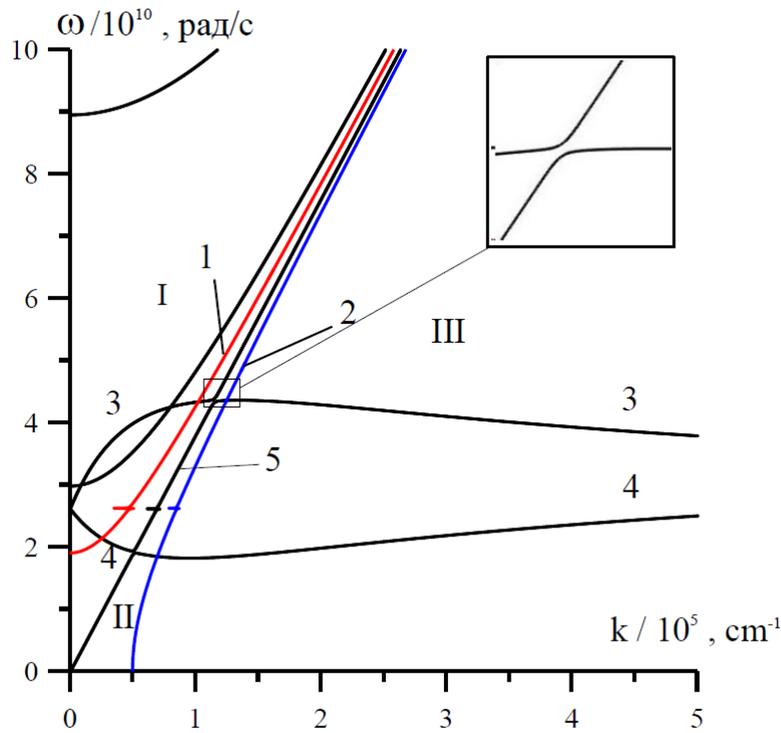


Рис. 2. Спектр ЦМУВ в отсутствии относительного продольного перемещения ферромагнитных пленок. Толщина зазора $h = 10^{-6}$ см, толщины пленок $d_{1,2} = 10 \cdot h$.

При $h \approx d_{1,2}$ точки зарождения каждой ветви отличаются от частоты магнитоакустического резонанса только во втором знаке после запятой. Таким образом, при учете поперечных размеров ферромагнитных кристаллов происходит смещение точек зарождения ветвей спектра антисимметричной и симметричной моды от частот $\omega_0 + \omega_m$ и ω_0 к частоте $\omega_k = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)}$. Зарождение ветвей именно на этой частоте легко объяснить, если вспомнить, что «активационная частота» ω_k является частотой однородной прецессии магнитных моментов внутри пленок в поле анизотропии с учетом

размагничивающего поля внешних границ кристаллов [25]. Аналогичное смещение точек зарождения ветвей спектра поверхностных магнитостатических волн на доменных границах происходит и в случае увеличения числа доменных границ с одной до трех [26]. При этом «активационная частота» спектра магнитостатических волн в ферромагнетике с доменной структурой так же равна ω_k , поскольку она так же является частотой однородной прецессии магнитных моментов внутри доменов в поле анизотропии с учетом размагничивающего поля уже доменных стенок.

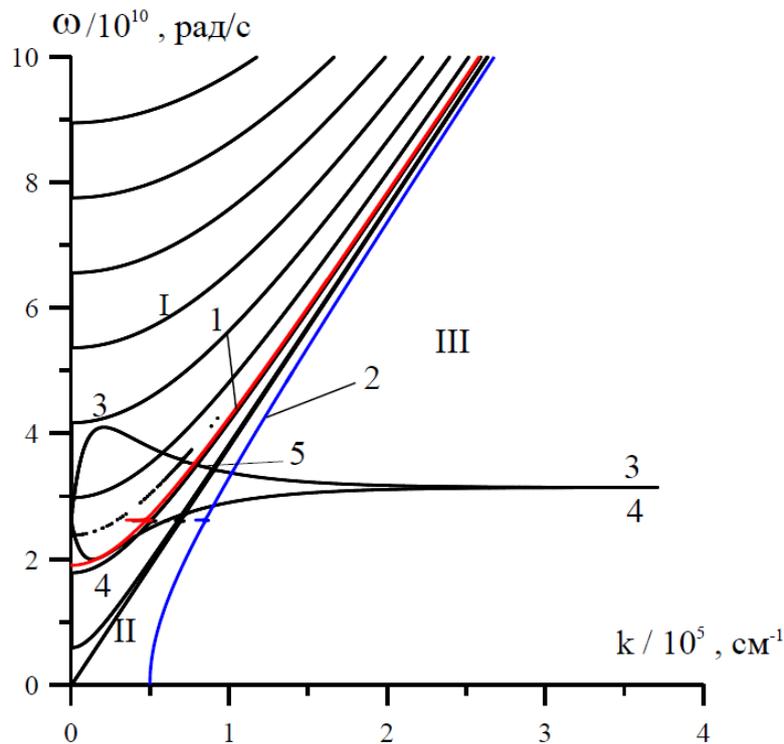


Рис. 3. Спектр ЩМУВ в отсутствии относительного продольного перемещения ферромагнитных кристаллов. Толщина зазора $h = 10^{-5}$ см, толщины пленок $d_{1,2} = 5 \cdot h$.

Сужение петель спектров ЩМСВ на рис. 2,3 происходит, либо при уменьшении толщины пленок, либо при увеличении толщины зазора. При этом кривые спектров сливаются с асимптотой $\omega_0 + \omega_m / 2$ уже при меньших значениях волнового вектора. Аналогичное изменение спектров будет происходить, если уменьшать толщину одной из пленок, фиксируя толщину другой. Такой результат легко понять, если обратиться к дисперсионному

соотношению (10). Из него следует, что при уменьшении толщины пленок или при и увеличении толщины зазора, спектр ЦМСВ асимптотически переходит в спектр поверхностных магнитостатических волн в одиночной пленке (см. формулу (13)), частотный диапазон которого задается неравенством $\omega_k \leq \omega \leq \omega_D$. Тот же самый результат можно достичь, если просто уменьшать длину волны. Кроме этого, необходимо отметить, что характерной особенностью спектра щелевых волн при $kh \geq 1$ (см. например, кривые 3,4 на рис.4) является то, что заметная модификация спектра происходит в диапазоне волновых чисел $k < 10^4 \text{ см}^{-1}$. Такой диапазон удобен для экспериментального наблюдения исследуемых эффектов ОПШ.

При $kh > 1$ (или $kd_{1,2} > 1$) и равенстве толщин пленок ($h \approx d_{1,2}$) кривые 3 и 4 асимптотически переходят в одну кривую (см. рис.2), т.е. в случае большого зазора по сравнению с длиной волны способность приграничных волн кристаллов сцепляться полями через щель исчезает. В итоге имеем одну частоту в спектре магнитостатических колебаний $\omega_D = \omega_0 + \omega_m / 2$, которая определяет магнитостатическую волну с частотой Деймона-Эшбаха на полуплоскости неподвижного ферромагнетика, граничащего с вакуумом. Сильное различие в толщинах пленок приводит к тому, что обе кривые ЦМСВ не выходят на одну асимптоту. Так, если $h = 10^{-5}$ см, $d_1 = 0.01 \cdot h$, $d_2 = h$ имеем моды магнитостатических волн с асимптотами на частоте $\omega_D = \omega_0 + \omega_m / 2$ и на частоте $\omega \approx \omega_k$.

Кривая 5 на рис.2,3 определяет спектр объемных акустических волн поперечной поляризации $\omega = c_t k$. В области пересечения кривых 3 и 4 с кривой 5 происходит перестройка спектра магнитостатических волн в спектр акустических волн (и наоборот) с некоторой областью расталкивания высокочастотной и низкочастотной частью спектра, как это показано на рис.2 на увеличенном фрагменте спектра, выделенного прямоугольником. Это трансформация спектров спиновых и акустических волн при пересечении кривых 3,4,5 напоминает перестройку спектра объемных магнитоупругих волн

в области магнитоакустического резонанса ω_k [27]. На рис.2,3 спектр ЩМУВ в окрестности частоты ω_k претерпевает разрыв в силу некорректности теории в этой спектральной области из-за пренебрежения обменным взаимодействием.

Область спектра, обозначенная римской цифрой III (определяется участком спектра $\omega(k)$ правее кривой 2), соответствует спектру поверхностных ЩМУВ. Он полностью совпадает со спектром щелевых магнитоакустических волн – кривые 3 и 4. Согласно формулам (5), коэффициент локализации этих волн равен волновому числу k . В области I коэффициент граничной локализации $s = s_1 = s_2$ чисто мнимый. Таким образом, область спектра левее кривой 1 – это спектр делокализованных (объемных) акустических волн, сопровождаемых локализованными в зазоре между двумя ферромагнетиками и на внешних границах пленок магнитными колебаниями. Участки спектра между кривыми 1 и 2 – это промежуточный случай комплексного коэффициента локализации акустических волн, когда они имеют свойство граничной локализации, но нестабильны за счет утечки в объем. Из рис. 3 также видно, что чем больше произведение величин kh или $kd_{1,2}$, тем больше ветвей объемных акустических волн располагается в области I. Здесь уместно провести аналогию со спектром акустических волн Лява, бегущих на границе тонкого слоя материала толщиной h и объемного материала, заполняющего пространство $z > h$ [28]. Если в случае волн Лява число мод определяет произведение волнового числа и толщины материала, то в случае ЩМУВ оно задается произведением волнового числа на толщину вакуумного зазора, либо на толщину пленок. Чем меньше длина волн магнитных колебаний по сравнению с толщиной зазора, либо толщиной пленки, тем больше мод объемных акустических волн может возбуждаться приграничными магнитоакустическими колебаниями в пленках. Причем, как видно из рис.3, скорость распространения этих акустических волн меньше, чем скорость объемных сдвиговых волн. В отличие от спектральных свойств ЩМУВ в щелевой структуре полубесконечных кристаллов [18] в пленочной структуре спектром

ЩМУВ можно “управлять”, меняя толщины пленок. Кроме того, разница толщин пленок ($d_1 \neq d_2$) нарушает равномерность расположения ветвей мод акустических волн на спектре, т.е. появляются полосы плотного расположения ветвей и полосы «запрещенных зон».

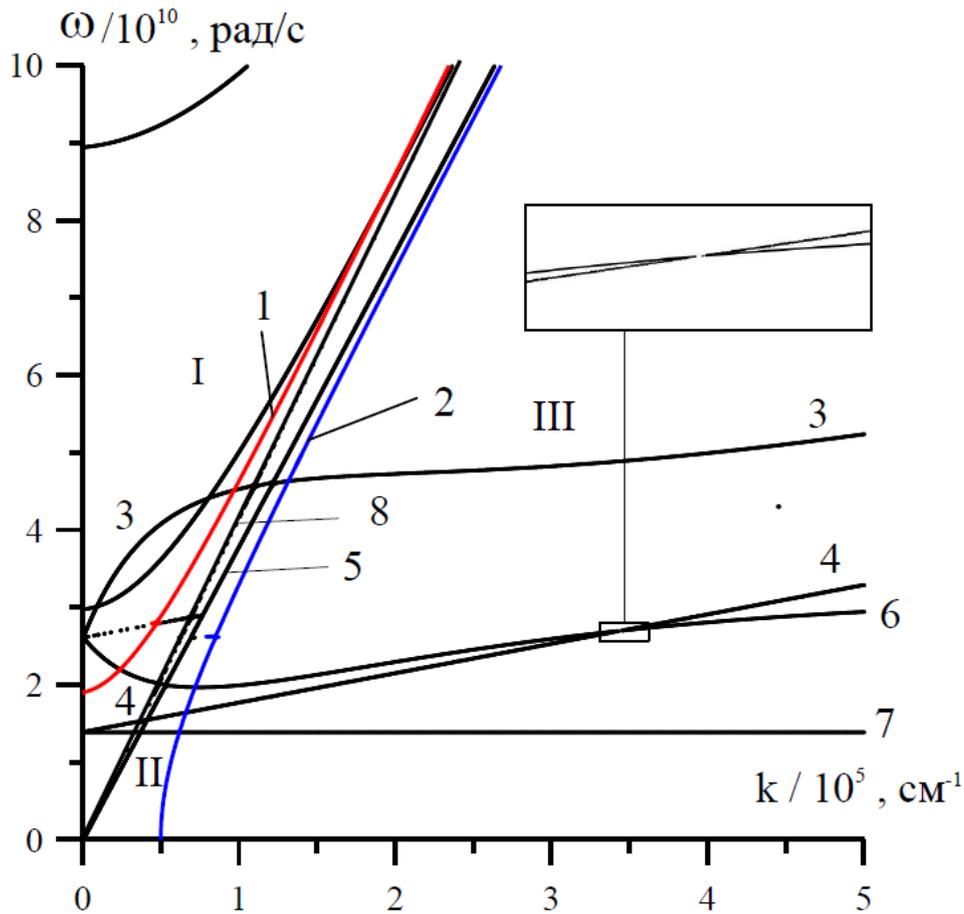


Рис. 4. Спектр ЩМУВ при относительном продольном перемещении ферромагнитных кристаллов - $V = 0.1 \cdot c_t$. Толщина зазора $h = 10^{-6}$ см, $d_{1,2} = 10 \cdot h$

На рис.4,5 показан спектр ЩМУВ с учетом относительного продольного перемещения второго кристалла для положительных скоростей (рис.5, движение по направлению оси x) и отрицательных скоростей (рис.6) на основе численного решения системы (9). Для рис. 4,5 выбраны лишь характерные параметры щелевой структуры из возможного их диапазона (см. рис. 3), поскольку влияние ОПП на ход других дисперсионных кривых рис.4

аналогичен модификации хода кривых, показанной на рис.4,5. Для нормировки скорости ДГ использовано значение скорости акустических поперечных волн $c_t = 3.8 \cdot 10^5$ cm/s.

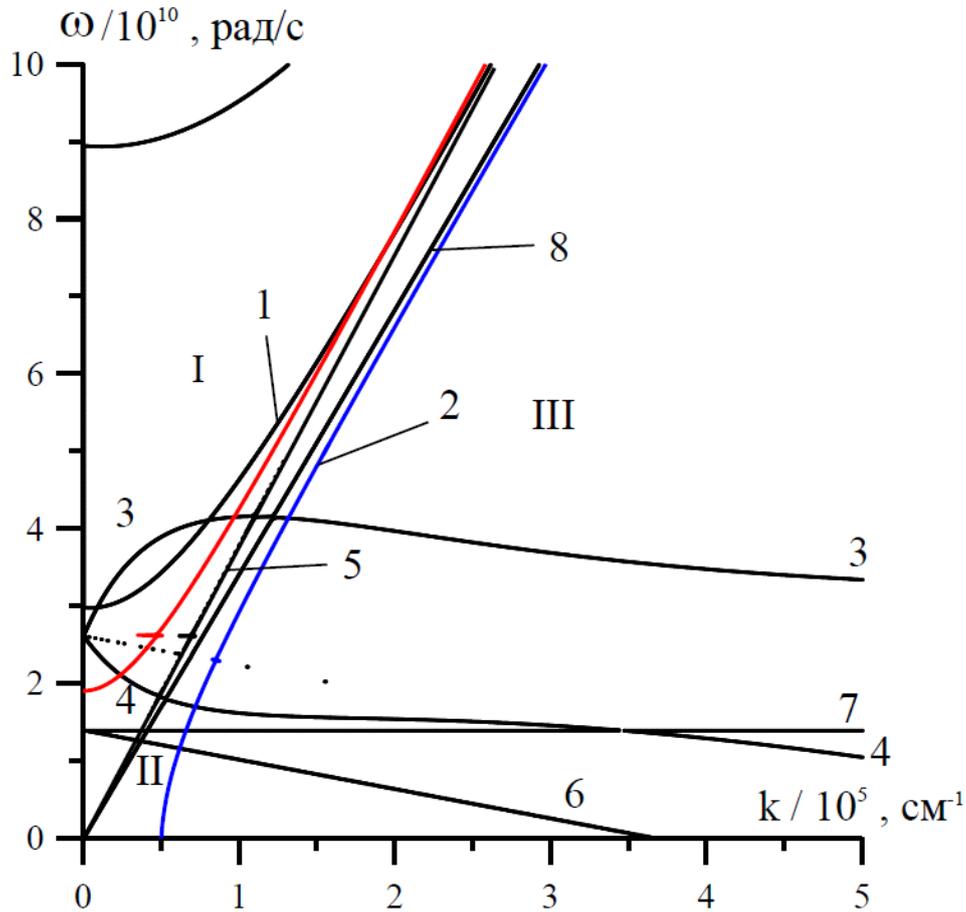


Рис. 5. Спектр ЩМУВ при относительном продольном перемещении ферромагнитных кристаллов - $V = -0.1 \cdot c_t$. Толщина зазора $h = 10^{-6}$ см, $d_{1,2} = 10 \cdot h$.

Из рис. 4,5 видно, что движение пленки приводит к доплеровскому расщеплению ветви объемных акустических волн поперечной поляризации. Кроме прямой 5, соответствующей спектру акустической волны $\omega = c_t k$ в неподвижной пленке, появляется прямая 8 для спектра акустических волн в движущейся пленке $\Omega = c_t k$. При этом согласно формуле $\omega = \Omega + kV$ для положительных скоростей частота с точки зрения наблюдателя в лабораторной системе отсчета растет, что и подтверждается расчетом, т.е. прямая 8 для $V > 0$ (рис.4) лежит в области более высоких частот ω , чем прямая 5. Противоположное выполняется для отрицательных скоростей пленки. Кроме

этого, ограничительные кривые 1 и 2 так же расщепляются на две ветви. Однако на рис.4,5 из-за соображений наглядности оставлены лишь те кривые, которые определяют области для мнимых (область III), действительных (область I) и комплексных значений (область II) значений $s_{1,2}$. В области II между прямыми 5 и 8 существует область, где s_2 становится чисто мнимым, а s_1 комплексным. Другие акустические моды в области I не испытывают расщепления: происходит либо увеличение наклона кривых (для положительных V), либо его уменьшение (для отрицательных V).

Движению пленки более подвержен спектр ЦМУВ в области магнитостатических волн. Видно, что помимо кривых 3 и 4, соответствующее движение кристаллов приводит к появлению дополнительных ветвей спектра – кривые 6 и 7 на рис.4 и 5. Кривая 7 соответствует частоте ω_0 - частоте ФМР на приграничных магнитостатических колебаниях. Характер поведения кривых 6,7 позволяет их характеризовать, как медленные магнитостатические моды.

Появление дополнительных кривых 6 и 7 к кривым 3 и 4 на рис.4,5 объясняется тем, что движение кристаллов снимает вырождение решений дисперсионного уравнения (10) из-за доплеровского смещения частоты в движущемся кристалле. Таким образом, в решении уравнения четвертой степени уже имеются четыре действительных корня.

В целом модификация спектров щелевых магнитостатических волн в щелевой структуре ферромагнитных пленок движением кристаллов (рис. 5,6) соответствует модификации щелевых магнитостатических волн в щелевой структуре полубесконечных ферромагнитных сред [18]. Т.е. при $V > 0$ (сонаправленное распространение волн и движения кристаллов) кривые спектра симметричной и антисимметричной мод разворачиваются в высокочастотную (утолщенные кривые на рис.3), а при $V < 0$ – наоборот, в низкочастотную область (тонкие кривые на рис.3). С обращением скорости ОПП преобразование спектров происходит так, как если бы каждый спектр магнитостатической волны соответствующей симметрии расщеплялся на две ветви. Такое расщепление носит невзаимный характер, отражая известную

невзаимность свойств магнетика в резонансных условиях. Видно также, что в длинноволновой области нормальный (аномальный) дисперсия симметричной (антисимметричной) моды щелевой структуры может модифицироваться в аномальный (нормальный) тип дисперсии.

Как видно из рис. 4,5, можно значительно изменить фазовую скорость именно магнитостатических волн в спектре (ЩМСВ), варьируя скорость движения кристалла. При этом в области больших волновых чисел можно «разогнать» симметричную моду при $V > 0$ (для $k=2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ изменение фазовой скорости составляет примерно двадцать процентов) или сильно «замедлить» антисимметричную моду по сравнению с фазовой скоростью ЩМСВ для статичной структуры. Однако такая «прибавка» к фазовой скорости ЩМСВ возможна лишь при достаточно больших скоростях ОПП, составляющих десятые доли от скорости звука. Такие скорости ОПП трудно реализовать на практике. Впрочем, можно предположить, что если кристаллы вращать или колебать относительно друг друга с достаточно большими частотами колебания (угловыми скоростями вращения), то указанные эффекты «разгона» или «торможения» мод окажутся доступными для наблюдения.

Отметим, что результирующий доплеровский сдвиг на два порядка больше, чем для электромагнитной волны той же самой частоты. Эту «чувствительность» магнитостатических волн к движению приемного устройства или самого активного кристалла можно использовать для обработки сигнальной информации с частотным выходом. Здесь можно провести аналогию с линиями задержки, где используется свойство малости скорости распространения магнитостатических волн по сравнению с электромагнитными волнами.

Заключение

На основе численного решения дисперсионного выражения проведен анализ преобразования магнитоупругих волн в щелевой структуре двух ферромагнитных пленок и спектральные особенности мод в режиме малых (околозвуковых) скоростей относительного перемещения и при различных

значениях толщины зазора и толщин пленок. Установлено, что учет толщины ферромагнитных сред приводит к смещению точек зарождения ветвей спектра магнитоупругих волн. Спектр объемных акустических волн в пленках из-за движения кристаллов расщепляется на две прямые. Спектр других акустических мод пленочной структуры не имеет расщепления, а преобразуется аналогично спектру магнитоэластических волн. Из анализа полученных спектров щелевых магнитоупругих волн при ОПП выявлено, что меняя скорость и направление движения кристаллов, можно в широких пределах менять как фазовую и групповую скорость волн, так и тип дисперсии волн, что может приводить к появлению аномального эффекта Доплера, характерного для искусственных метасред. Результаты исследований могут составить теоретическую основу для разработки систем мониторинга устройств, в основу функционирования которых положено относительное перемещение деталей.

Добавим также, что в представленной работе рассматривается лишь одно фиксированное направление поле анизотропии и намагниченности в пленках. При дальнейшем исследовании интересно учесть влияние поля анизотропии на полученные результаты. Для статичной щелевой структуры подобное исследование было проделано в работе [29].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (18-07-00614 а).

Литература

1. Parekh J.P. Magnetoelastic surface waves in ferrites. *Electron. Lett.*, 1969, V.5, №14, p.322-323.
2. Филиппов Б.Н., Оноприенко Л.Г. Связанные магнитоупругие волны в ограниченной среде. *ФММ*, 1970, Т.30, №6, с.1121-1133.
3. Parekh J.P., Bertoni H.L. Magnetoelastic Rayleigh-type surface wave on tangentially magnetized YIG substrate. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, V.20, №9, p.362-364.

4. Parekh J.P., Bertoni H.L. Magnetoelastic Rayleigh waves propagating along a tangential bias field on a YIG substrate. *J. Appl. Phys.*, 1974, V.45, №1, p.434-445.
5. Parekh J.P., Bertoni H.L. Magnetoelastic Rayleigh waves on a YIG substrate magnetized normal to its surface. *J. Appl. Phys.*, 1974, V.45, №4, p.1860-1868.
6. Emtage P.R. Nonreciprocal attenuation of magnetoelastic surface waves. *Phys. Rev. B*, 1976, V.13, №7, p.3063-3070.
7. Scott R.Q., Mills D.L. The interaction of Rayleigh waves with ferromagnetic spins propagation parallel to the magnetization. *Sol. St. Comm.*, 1976, V.18, №7, p.849-852.
8. Scott R.Q., Mills D.L. Propagation of surface magnetoelastic waves on ferromagnetic crystal substrate. *Phys. Rev. B*, 1977, V.15, №7, p.3545-3557.
9. Филиппов Б.Н., Лукомский В.П. К теории магнитоупругих волн в ферромагнитных пластинах. *ФММ*, 1972, Т.34, №4, с.682-690.
10. Белубекян М. В., Мартиросян Э. В. Щелевые магнитоупругие сдвиговые волны в косом магнитном поле. // Докл. НАН Армении. 2006, Т.106, № 2, С.129-135.
11. Ю.В. Гуляев, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров Спинволновая акустика антиферромагнитных структур как магнитоакустических метаматериалов. // 2011, УФН. Т.181, №6 , С.595-626.
12. Daniel D. Stancil at al. Observation of an inverse Doppler shift from left-handed dipolar spin waves // *Physical review*, В 74, 2006 , p. 060404.
13. Ю. А. Игнатов, А. А. Климов, С. А. Никитов. Аномальный эффект доплера при распространении магнитостатических волн в ферромагнитных пленках и в структурах феррит–диэлектрик–металл // *РЭ*, 2010, Т 55, № 4, С. 480-487.
14. Reed E.J., Soljagic M. Jannopoulos J.D. Reversed Doppler Effect in Photonic Crystals // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V.91. №13. P.133901.
15. Hu X., Hang Z., Li J., et al Anomalous Doppler effects in phononic band gaps // *Phys. Rev. E* 2006. V. 73. №1. P. 015602.

16. Гуляев Ю.В., Марышев С.Н., Шевяхов Н.С. Электрорезонансная волна в зазоре пьезоэлектрической пары с относительным продольным перемещением // Письма в ЖТФ, 2006, Т. 32, № 20, С. 18-26.

17. Марышев С.Н., Шевяхов Н.С. Электрорезонансная волна в зазоре осцилляционно перемещающихся пьезоэлектриков. // Письма в ЖТФ, 2017, Т. 43, № 22, С. 32-39.

18. С. Н. Марышев, А. В. Моисеев, Е. А. Вилков, Л. А. Фомин. Спектр магнитоупругих волн в щелевой структуре ферромагнитных кристаллов при их дозвуковом относительном перемещении. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 11. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/nov18/8/text.pdf>.

19 Вилков Е.А., Никитов С.А., Моисеев А.В. Магнитостатические волны в зазоре двух относительно перемещающихся ферромагнитных пленок. // РЭ. 2012. том 57. № 11, с. 1–7.

20. Кайбичев И.А., Шавров В.Г. Щелевые магнитостатические волны в ферромагнетиках с противоположным направлением намагниченности. // Радиотехника и Электроника, 1993, Вып.10. С.1816-1822.

21. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. Новые типы безобменных спиновых поверхностных волн на границе двух ферромагнетиков. // ФТТ. 1979. Т.21. №5. С. 1549-1551.

22. Е.А. Вилков, А.В. Моисеев. Щелевые магнитостатические волны в зазоре ферромагнитных кристаллов с относительным продольным перемещением. // ЖТФ, Т. 80, № 6, 2010, С. 138-140.

23. Damon R. W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab/ // J. Phys. Chem. Sol., 1961, Vol. 19, N 3/4, P.308.

24. Eshbach J.R., Damon R. W. Surface Magnetostatic Modes and Surface Spin Waves // Phys. Rev., 1960, Vol. 118, N 5, P.1208.

25. Вугальтер Г.А., Гишинский И.А. Магнитостатические волны: обзор. // Изв.вузов. Радиофизика.-1989.- Т.32, № 10, С. 1187-1220.

26. Вилков Е.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2003. Т.6. Вып 3. С.123-131.

27. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука, 1991. 148 С.

28. Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах. — М.: Наука, 1981. — 287 с.

29. Филимонов Ю.А., Шеин И.В. Внутренние магнитостатические волны в структуре с двумя анизотропными ферритовыми слоями // ЖТФ. 1992. Т.62. Вып. 1. С. 187-196.

Для цитирования:

С.Н.Марышев, А.В.Моисеев, Е.А.Вилков, Л.А.Фомин. Спектральные свойства магнитоупругих волн в щелевой структуре ферромагнитных пленок при их дозвуковом относительном перемещении. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 7. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jul19/8/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2019.7.8