

## СПЕКТР МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В ЩЕЛЕВОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ИХ ДОЗВУКОВОМ ОТНОСИТЕЛЬНОМ ПЕРЕМЕЩЕНИИ

С. Н. Марышев<sup>1</sup>, А. В. Моисеев<sup>1</sup>, Е. А. Вилков<sup>2</sup>, Л. А. Фомин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет),  
141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии  
наук, 125009, Москва, Моховая, 11-7

<sup>3</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,  
142432, Черноголовка Московской обл., ул. академика Осипьяна, 6

Статья поступила в редакцию 7 ноября 2018 г.

**Аннотация.** Теоретически рассматривается влияние дозвукового относительного продольного перемещения (ОПП) ферромагнетиков планарной структуры 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 толщины зазора. 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, магнитострикция, относительность движения, дисперсия волн, симметричная и антисимметричная моды.

**Abstract.** Theoretically we consider the influence of the relative longitudinal displacement (RLD) of ferromagnetics of planar structure with a gap on the propagation of slot-hole magnetoelastic waves. The analysis of the transformation of magnetoelastic waves in the gap structure and the spectral features of modes for small velocities of the relative displacement (much less than sound) and for different values of the gap thickness is carried out. Results of researches can be a theoretical basis for 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, relativity of moving, wave dispersion, symmetric and antisymmetric modes.

## Введение

В работе [1] была показана возможность существования на поверхности ферромагнетика магнитоупругого аналога поверхностных акустических волн Гуляева-Блюстейна. Волна типа Рэлея в ферритовом полупространстве впервые была рассмотрена в работе [2], а впоследствии для различных геометрий намагничивания в целом ряде работ [2-9]. Исследовалось также влияние металлизации поверхности [4, 5], диссипации [5-9] и неоднородного обмена [9] на свойства поверхностной магнитоупругой волны (ПМУВ) Рэлея. Невзаимные свойства ПМУВ и влияние анизотропии рассматривалось в [6]. Щелевые магнитоупругие волны также рассматривались в ряде работ [10, 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 рассматривалось 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 и частотной дисперсии волн следует ожидать и для магнитоупругих волн в щелевой структуре двух ферромагнитных кристаллов при их относительном продольном перемещении. В настоящей работе впервые будет рассмотрено влияние ОПП полубесконечных ферромагнитных сред на спектральные свойства щелевых магнитоупругих волн.

## 2. Формулировка граничной задачи и вывод дисперсионного соотношения

На рис.1 показана схема задачи. Два одинаковых полубесконечных одноосных ферромагнитных кристалла с противоположной намагниченностью  $M_0^{(j)}$  вдоль оси  $z$  ( $M_0^{(1)} \uparrow M_0^{(2)} \parallel [001]$ ,  $j = 1,2$ , где  $j$  - номер кристалла) разделены зазором толщины  $2h$ .

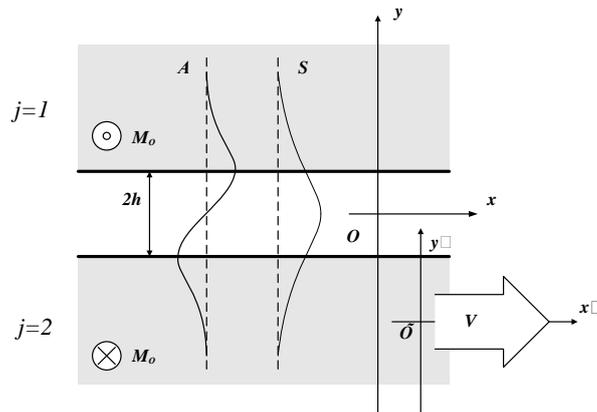


Рис.1. Геометрия задачи для структуры «+-». Кривыми показана геометрия распределения магнитостатического поля в щелевой структуре для симметричной (S) и антисимметричной моды (A). Стрелкой показано направление движения второго кристалла.

Соответственно этому спонтанным намагниченностям  $M_0^{(j)}$  и внутренним магнитным полям  $H_i^{(j)}$  в кристаллах придадим значения:

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

где  $H_a$  - поле анизотропии,  $M_0$  - модуль спонтанной намагниченности,  $j=1$  при  $y > h$ ,  $j=2$  при  $y < -h$ . Пусть кристалл под номером 2 движется вдоль оси  $x$  относительно первого со скоростью  $V$ . Примем, что сдвиговые волны распространяются в плоскости (001) ферромагнетика со смещениями  $u_j$ ,

коллинеарными спонтанным намагниченностям  $M_0^{(j)}$ . Решение строим в лабораторной системе отсчета  $xOyz$ , привязанной к неподвижному кристаллу ( $y > h$ ). Однако, параметры волн, возникающих в движущемся кристалле ( $y < -h$ ), удобнее соотносить попутной системе отсчета  $\tilde{x}0\tilde{y}\tilde{z}$ , привязанной к движущемуся кристаллу, лишь затем переходя в лабораторную систему отсчета. Сразу оговоримся, что избранная конфигурация намагниченности кристаллов и направления распространения волн обеспечивает наиболее сильное проявление резонансных свойств ферромагнетика.

Из-за автоматически выполняющегося неравенства  $V \ll c$ , где  $c$  - скорость света, связь систем отсчета кристаллов будет определяться преобразованием Галилея. Как выражение этой связи волны в движущемся кристалле будут иметь частотный сдвиг  $\Omega = \omega - k_x V$ , где  $\omega$  - частота волны в лабораторной системе отсчета, а дифференциальные операторы в исходных уравнениях лабораторной и попутной систем отсчета связаны 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 следуют следующие уравнения

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

где  $\Omega_1 = \omega$  при  $j=1$ ,  $\Omega_2 = \Omega = \omega - k_x V$  при  $j=2$ ,  $\varphi_j$  - магнитостатический потенциал,  $\omega_0$  - 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,  $\gamma$  - гиромагнитное отношение,  $\nabla$  - оператор Гамильтона в плоскости  $xOy$ ,  $\beta$  - 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,  $\rho$  - плотность.

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

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

где  $\Phi_j$  – 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.

### 3. Решение граничной задачи

Решение уравнений (3), (4) ищем в виде волн, распространяющихся вдоль границ структуры  $y=\pm h$  т.е. примем, что  $u_j, \varphi_j$  и  $\Phi_0 \sim \exp[i(kx - \omega t)]$ , где  $k$  – волновое число,  $\omega$  – циклическая частота щелевой волны в лабораторной системе отсчета. С учетом требования ограниченности сдвиговых смещений и потенциалов магнитных полей кристаллов получим

$$\begin{aligned} u_1 &= U_1 \exp(i\varphi) \exp(-s_1 y), & \Phi_1 &= F_1 \exp(i\varphi) \exp(-ky), \\ u_2 &= U_2 \exp(i\varphi) \exp(s_2 y), & \Phi_2 &= F_2 \exp(i\varphi) \exp(ky), \\ \Phi_0 &= \exp(i\varphi) [A \exp(ky) + B \exp(-ky)], & \varphi &= kx - \omega t. \end{aligned} \quad (5)$$

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  $j=1$ ,  $\Omega_2 = \Omega = \omega - k_x V$  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 двух границах ( $y = h$  и  $y = -h$ ) выражаются равенством нулю сдвиговых напряжений, непрерывностью магнитного потенциала и нормальной компоненты магнитной индукции :

$$\begin{aligned} T_{xy}^{(1)} \Big|_{y=h} &= 0, \quad T_{xy}^{(2)} \Big|_{y=-h} = 0, \\ \phi_1 &= \phi_0 \Big|_{y=h}, \quad \phi_2 = \phi_0 \Big|_{y=-h}, \\ b_{y1} &= b_{y0} \Big|_{y=h}, \quad b_{y2} = b_{y0} \Big|_{y=-h}. \end{aligned} \quad (7)$$

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

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

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

$y$ - составляющая динамической намагниченности.

Дисперсионное уравнение (зависимость  $\omega(k)$ ) получается из равенства нулю детерминанта системы однородных алгебраических уравнений, образующихся при подстановке выражений (5), (6), (8) в граничные условия (7).

$$1) \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\omega^2 - \omega_k^2} U_1 \exp(-s_1 h) + F_1 \exp(-kh) + 0 \cdot U_2 + 0 \cdot F_2 - A \exp(kh) - B \exp(-kh) = 0;$$

$$2) 0 \cdot U_1 + 0 \cdot F_1 - \frac{4\pi\gamma\beta\omega_0}{\Omega^2 - \omega_k^2} U_2 \exp(-s_2 h) + F_2 \exp(-kh) - A \exp(-kh) - B \exp(kh) = 0;$$

$$3) \left[ -s_1 \lambda_{\omega}^* - \frac{\omega k \gamma \cdot \beta^2}{M_s (\omega^2 - \omega_k^2)} \right] U_1 \exp(-s_1 h) - \frac{\gamma \cdot \beta \cdot k}{(\omega - \omega_o)} F_1 \exp(-kh) + 0 \dots = 0 \quad ;$$

4)

$$0 \cdot U_1 + 0 \cdot F_1 + \left[ \lambda_{\Omega}^* \cdot s_2 + \frac{\Omega k \gamma \cdot \beta^2}{M_0 (\Omega^2 - \omega_k^2)} \right] U_2 \exp(-s_2 h) - \frac{\gamma \cdot \beta k}{(\Omega - \omega_o)} F_2 \exp(-kh) + 0 \cdot A + 0 \cdot B = 0 \quad (9);$$

5)

$$-\frac{4\pi\gamma\beta\omega k}{\omega^2 - \omega_k^2} U_1 \exp(-s_1 h) + \left[ \frac{\omega - (\omega_m + \omega_0)}{(\omega - \omega_0)} \right] k F_1 \exp(-kh) + 0 \cdot U_2 + 0 \cdot F_2 + k A \exp(kh) - k B \exp(-kh) = 0;$$

6)

$$0 \cdot U_1 + 0 \cdot F_1 - \frac{4\pi\gamma\beta\Omega k}{\Omega^2 - \omega_k^2} U_2 \exp(-s_2 h) + \frac{\omega_0 + \omega_m - \Omega}{(\Omega - \omega_0)} k F_2 \exp(-k h) + k A \exp(-kh) - k B \exp(kh) = 0.$$

Из этой системы уравнений в статичном случае  $V = 0$  мы можем получить следующее дисперсионное уравнение

$$\omega_m^4 \chi^2 k^2 (a^2 - b^2 \text{Exp}(-4hk)) - (\chi k \omega_m \omega + f)^2 (c^2 - \omega_m^2 \text{Exp}(-4hk)) = 0, \quad (10)$$

где  $a = \omega - \omega_0$ ,  $b = \omega + \omega_0$ ,  $c = \omega_m + 2\omega_0 - 2\omega$ ,

$$f = \left[ (\omega^2 - \omega_k^2 + \chi \omega_0 \omega_m) (k^2 c^2 (\omega^2 - \omega_k^2 + \chi \omega_0 \omega_m) - \omega^2 (\omega^2 - \omega_k^2)) \right]^{1/2}$$

В отсутствие магнитоупругого взаимодействия  $\chi = 0$  получим согласно (9) выражение для дисперсионного уравнения щелевых магнитостатических волн [18, 19]

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

С учетом ОПП кристаллов это выражение можно записать в виде [20]

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

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). Это объясняется тем, что в выбранной конфигурации намагниченности магнитных сред для магнитостатической поверхностной волны [21] не запрещено распространение волн вдоль границ как первого, так и второго кристалла. В результате взаимодействия этих волн через зазор мы имеем две волны различной симметрии распределения магнитного поля вдоль зазора, как показано на рис.1. Таким образом, следует ожидать, что спектр

прямых ЩМУВ (волновой вектор сонаправлен оси  $x$  – рис.1) вдали от спектра объемных акустических волн будет изменяться качественно, аналогично изменению бездиссипативного спектра щелевых магнитостатических волн под влиянием движения ферромагнетика в области частот, промежуточных между частотой магнитостатической волны на одиночной доменной границе  $\omega_0 + \omega_m$  и частотой ФМР полей рассеяния  $\omega_0$ , что и подтверждается результатами численного решения, приведенного ниже.

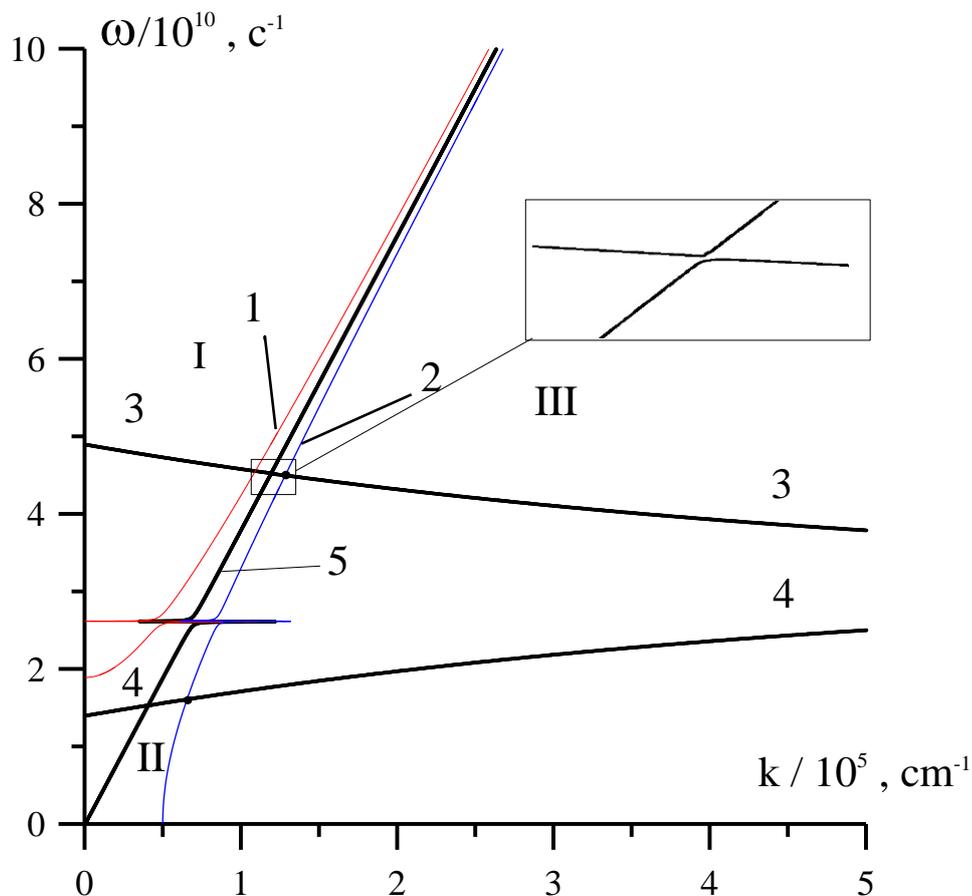


Рис.2. Спектр ЩМУВ в отсутствии относительного продольного перемещения ферромагнитных кристаллов. Толщина зазора  $h = 10^{-6}$  см.

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 [18, 19] (см. формулу (11)). Зарождение этих кривых ( $k=0$ ) происходит на частотах  $\omega_0 + \omega_m$  и  $\omega_0$ . При  $kh > 1$  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. Мы имеем одну частоту в спектре магнитостатических колебаний:  $\omega = \omega_0 + \omega_m/2$ . Она определяет магнитостатическую волну с частотой Деймона-Эшбаха на полуплоскости неподвижного ферромагнетика, граничащего с вакуумом.

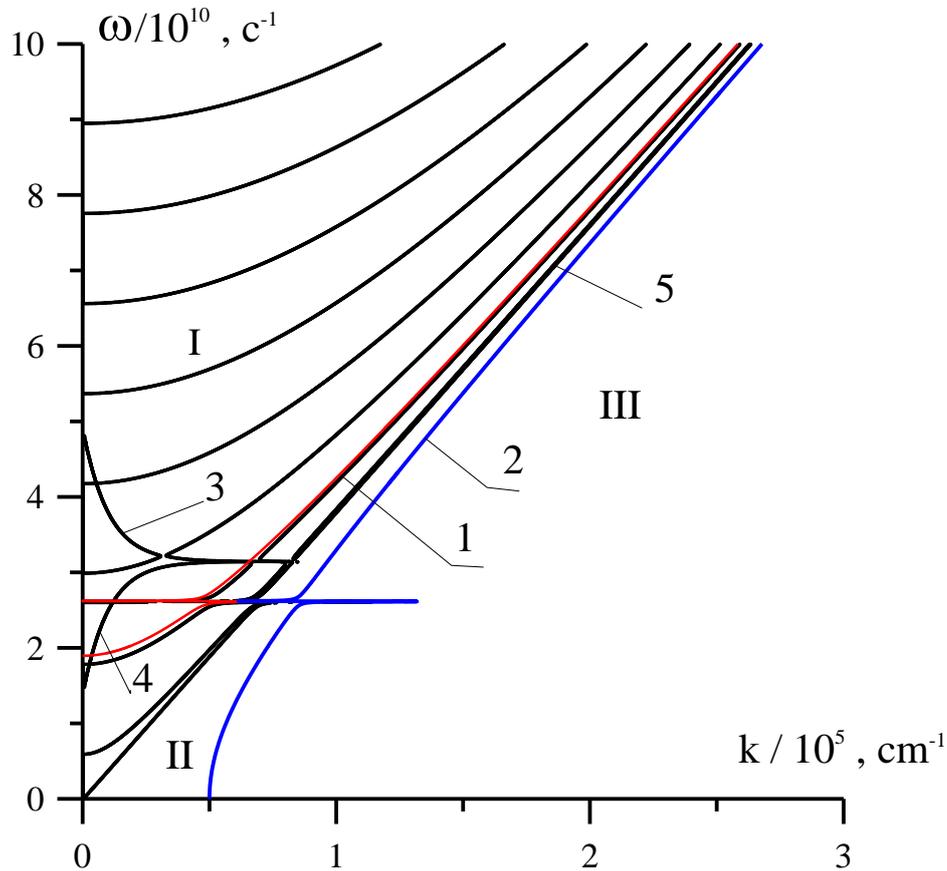


Рис.3. Спектр ЩМУВ в отсутствии относительного продольного перемещения ферромагнитных кристаллов. Толщина зазора  $h = 10^{-4}$  см.

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 аналогично перестройке спектра объемных магнитоупругих волн в

области магнитоакустического резонанса  $\omega_k$  [22]. На рис.2,3 спектр ЩМУВ в окрестности частоты  $\omega_k$  претерпевает разрыв в силу некорректности теории в этой спектральной области из-за пренебрежения обменным взаимодействием.

Область спектра, обозначенная римской цифрой III (определяется областью зависимости  $\omega(k)$  правее кривой 2), соответствует спектру поверхностных ЩМУВ. Он полностью совпадает со спектром щелевых магнитостатических 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 магнитными колебаниями. Участки спектра между кривыми 1 и 2 это промежуточный случай, когда коэффициент локализации акустических волн не чисто мнимый, не чисто действительный. Волна имеет свойство граничной локализации в зазоре, но нестабильна за счет утечки в объем. Кроме того, из рис. 3 видно, что чем меньше произведение величин  $kh$ , тем больше ветвей объемных акустических волн, лежащих в области I. Здесь можно провести аналогию со спектром акустических волн Лява бегущих на границе тонкого слоя материала толщиной  $h$  и объёмного материала, заполняющего пространство  $z > h$  [23]. Если в случае волн Лява число мод определяет произведение волнового числа и толщины материала, то в случае ЩМУВ оно задается произведением волнового числа и толщины вакуумного зазора. Чем меньше длина волн магнитных колебаний по сравнению с толщиной зазора, тем больше мод объемных акустических волн может возбуждаться приграничными магнитостатическими колебаниями в ферромагнитных полупространствах. Причем, как видно из рис.3, скорость распространения этих акустических волн меньше, чем скорость объемных сдвиговых волн.

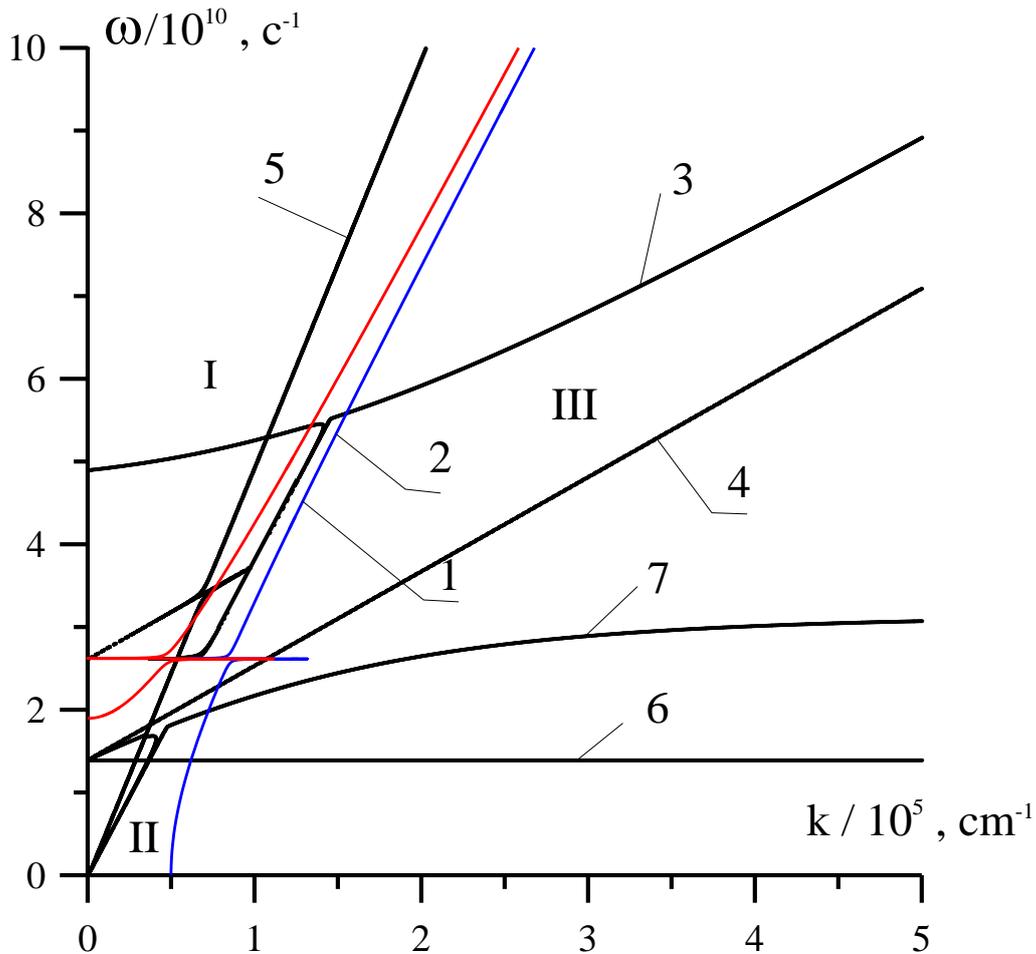


Рис.4. Спектр ЩМУВ при относительном продольном перемещении ферромагнитных кристаллов -  $V = 0.3 \cdot c_t$ . Толщина зазора  $h = 10^{-6}$  см.

На рис.4,5 приведен ЩМУВ при наличии ОПП на основе численного решения системы (9). Видно, что помимо кривых 3 и 4, соответствующих, как и в случае статичных кристаллов, спектру щелевых магнитостатических волн (см. формулы (11), (12)) движение кристаллов приводит к появлению дополнительных ветвей спектра – кривые 6 и 7 на рис.4 и 5. Кривая 7 соответствует частоте  $\omega_0$  - частоте ФМР на приграничных магнитостатических колебаниях. Зарождение кривой 7 происходит в области II в акустической части спектра, но дальнейший ход кривой 7 показывает, что в области III она соответствует спектру медленной магнитостатической волны. Появление дополнительных кривых 6 и 7 к кривым 3 и 4 - главное отличие спектра ЩМУВ в длинноволновой части спектра (область III) от спектра щелевых магнитостатических волн (см. формулы (11), (12)), что объясняется учетом

акустической подсистемы при решении дисперсионного уравнения. Движение кристаллов снимает вырождение решений дисперсионного уравнения из-за доплеровского смещения частоты в движущемся кристалле для акустической части спектра ЩМУВ, т.е. помимо кривой 5 появляется дополнительная кривая в области II. При этом магнитоупругое взаимодействие приводит и к дополнительным магнитоэластическим колебаниям.

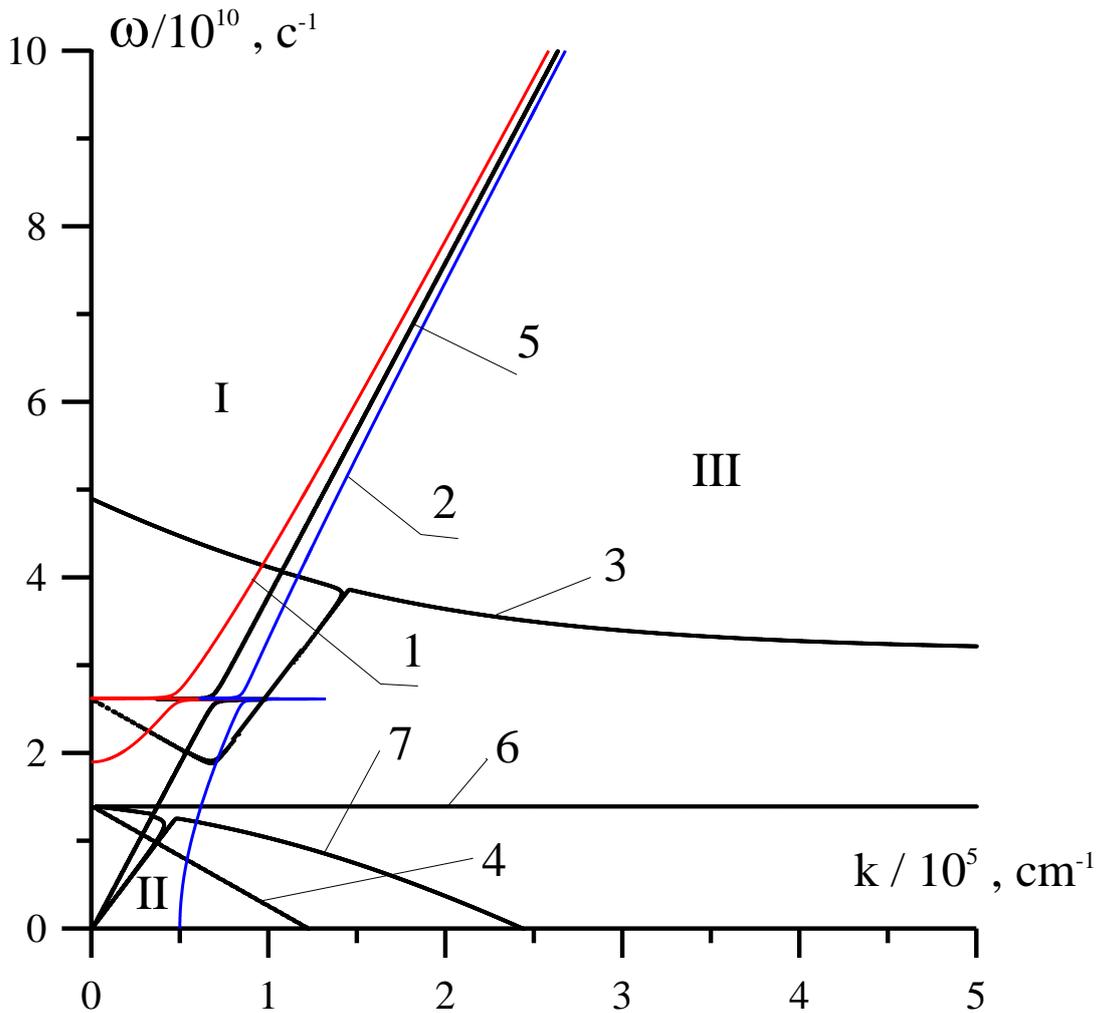


Рис.5. Спектр ЩМУВ при относительном продольном перемещении ферромагнитных кристаллов -  $V = -0.3 \cdot c_t$ . Толщина зазора  $h = 10^{-6}$  см.

Преобразование магнитоэластических волн относительным продольным перемещением согласуется с формулой (12). Как видно из рисунков, при  $V > 0$  кривые спектра симметричной и антисимметричной мод разворачиваются в высокочастотную, а при  $V < 0$  – наоборот, в низкочастотную область. С

обращением скорости ОПП преобразование спектров происходит так, как если бы каждый спектр магнитостатической волны соответствующей симметрии расщеплялся на две ветви. Примечательно, что такое расщепление имеет невзаимный характер, отражая известную невзаимность свойств магнетика в резонансных условиях. Необходимо также заметить, что при учете относительного движения кристаллов разворот дисперсионных кривых происходит так, что изначальный тип дисперсии<sup>1</sup> сменяется на противоположный. Все указанные эффекты проявляются тем сильнее, чем больше значение произведения  $Vk$ . Из формулы (12) видно, что преобразование спектра движением кристаллов будет значительным, если значение  $Vk$  сравнивается или окажется больше характерных частот.

Естественно, что влияние движения кристалла на спектр мод щелевых магнитостатических волн проявляется сильнее всего в условиях наиболее эффективной магнитной связи кристаллов полями через щель  $hk \ll 1^2$  и особенно заметно в области малых волновых чисел. Фактически, при  $hk \ll 1$  щелевая структура ферромагнетиков с противоположной намагниченностью выступает в магнитостатическом приближении аналогом одиночной 180-градусной доменной границы (ДГ). Это объясняет, почему возбуждение магнитостатических волн происходит именно на частотах поверхностной магнитостатической волны на одиночной ДГ. При этом, как и в случае движения одиночной доменной границы [11], ОПП кристаллов устраняет моностотность спектральных линий. При  $kh \gg 1$  способность приграничных волн кристаллов сцепляться полями через щель исчезает. Согласно (12) здесь мы имеем две частоты в спектре:  $\omega = \omega_0 + \omega_m / 2$  и  $\omega = \omega_0 + \omega_m / 2 + Vk$ . Первая из них определяет магнитостатическую волну с частотой Деймона-Эшбаха на полуплоскости неподвижного ферромагнетика, граничащего с вакуумом.

<sup>1</sup> Нормальный (аномальный) тип дисперсии симметричной (антисимметричной) моды щелевой структуры.

<sup>2</sup> Экспонента в (12) под знаком корня равна единице.

Вторая частота описывает магнитостатическую волну с доплеровски смещенной частотой Деймона-Эшбаха в движущемся кристалле.

### **Заключение**

На основе численного решения дисперсионного выражения проведен анализ преобразования магнитоупругих волн в щелевой структуре и спектральные особенности мод в режиме малых (околозвуковых) скоростей относительного перемещения и при различных значениях толщины зазора. Выявлено существенное изменение спектра прямых ЦМУВ (волновой вектор сонаправлен оси  $x$  – рис.1) движением, качественно аналогичное изменению бездиссипативного спектра щелевых магнитостатических волн под влиянием движения ферромагнетика [20] в области частот, промежуточных между частотой магнитостатической волны на одиночной доменной границе и частотой ФМР полей рассеяния. Охарактеризована специфика трансформации спектра прямых ЦМУВ при наличии перемещения кристалла и параметров ферромагнетика. Результаты исследований могут составить теоретическую основу для разработки систем мониторинга устройств, в основу функционирования которых положено относительное перемещение деталей.

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

### **Литература**

1. Parekh J.P. Magnetoelastic surface waves in ferrits. 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 // УФН, 2011, Т.181, №6, С.595-626.
12. Daniel D. Stancil et al. // *Physical review*, B 74, 2006, p. 060404.
13. Ю. А. Игнатов, А. А. Климов, С. А. Никитов. // *РЭ*, 2010, Т 55. № 4. С. 480-487.
14. Reed E.J., Soljacic M. Jannopoulos J.D. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V.91. №13. P.133901.
15. Hu X., Hang Z., Li J., et al // *Phys. Rev. E* 2006. V. 73. №1. P. 015602.
16. Гуляев Ю.В., Марышев С.Н., Шевяхов Н.С.// *Письма в ЖТФ*, 2006. Т. 32. № 20. С. 18-26.
17. Марышев С.Н., Шевяхов Н.С. Электрорезонансная волна в зазоре осциллирующе перемещающихся пьезоэлектриков // *Письма в ЖТФ*, 2017. Т. 43. № 22. С. 32-39.

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

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

20. 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.

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

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

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

**Для цитирования:**

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>  
DOI 10.30898/1684-1719.2018.11.8