

**VIII Международная студенческая электронная научная конференция
«Студенческий научный форум 2016»**

Физико-математические науки

**СПЕКТР МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ
В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННЫХ
ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ЖИГ
В УСЛОВИЯХ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА**

Андреева Е.В., Барышевский С.О.

*Мелитопольский государственный педагогический
университет им. Богдана Хмельницкого, Мелитополь,
e-mail: kat_gorbacheva@mail.ru*

В связи с успехами пленочной технологии выращивания железо-иттриевого граната (ЖИГ) появилась возможность применения спиновых и магнитоупругих (МУ) колебаний и волн в эпитаксиальных структурах, состоящих из пленок ЖИГ, выращенных на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), для создания устройств аналоговой обработки сверхвысоко частотных (СВЧ) электромагнитных сигналов в реальном масштабе времени [1-5].

Вопросы взаимодействия обменных спиновых и упругих волн в перпендикулярно намагниченных пленках ЖИГ с любой толщиной пленки при определенных состояниях поверхностных спинов пленки рассмотрены в работах [1-5]. В настоящее время по нашему мнению представляет интерес рассмотрение взаимодействия обменных спиновых и упругих волн в касательно намагниченных тонких пластинах и эпитаксиальных пленках ЖИГ. Этот интерес обусловлен тем, что при касательном намагничивании пластины или пленки ЖИГ до насыщения требуется приложить достаточно меньшее по значению внешнее постоянное магнитное поле, чем при перпендикулярном их намагничивании.

Целью работы является теоретическое исследование спектра МУ колебаний в касательно намагниченных тонких пластинах и эпитаксиальных структурах ЖИГ-ГГГ в условиях взаимодействия обменных спиновых и упругих волн при учете обменных граничных условий, выражающих произвольные состояния поверхностных спинов тонких пластин и пленок ЖИГ.

Полная энергия феррита, при учете МУ связи, состоит из магнитной, обменной, упругой и МУ энергии. Динамику феррита в рамках феноменологического подхода описывают связанные уравнения прецессии намагниченности (уравнение Ландау-Лифшица [3,6]) и движения вектора упругого смещения. Решение этих уравнений должны удовлетворять обменным и упругим граничным условиям. Эти уравнения будем записывать и преобразовывать так, как в [2,4-7].

Рассмотрим тонкую пластину или пленку ЖИГ толщиной S в постоянном магнитном поле \vec{H}_0 направленном вдоль оси z , которая параллельна поверхности пленки (рис. 1.3). Для случая распространения МУ волн в направлении x , которое совпадает с направлением кристаллографической оси III кубического кристалла, если учесть обменное взаимодействие, пренебрегая диполь-дипольным и принять, что упругие свойства ЖИГ и ГГГ являются изотропными, можно получить следующие линеаризованные уравнения движения:

$$i\omega m_x = -\gamma \left(H_0 m_y - D \frac{\partial^2 m_y}{\partial x^2} \right), -S < z < 0 \quad (1)$$

$$i\omega m_y = \gamma \left[(H_0 + 4\pi M) m_x - D \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} - b_{\text{эфф}} \frac{\partial u_{12}}{\partial x} \right], \quad (2)$$

$$-\rho_1 \omega^2 u_{12} = c_{44,1} \frac{\partial^2 u_{12}}{\partial x^2} + \frac{b_{\text{эфф}}}{M} \frac{\partial m_x}{\partial x}, \quad (3)$$

$$-\rho_2 \omega^2 u_{22} = c_{44,2} \frac{\partial^2 u_{22}}{\partial x^2}, 0 < z < d, \quad (4)$$

где m_x и m_y – проекции переменной намагниченности на соответствующие оси координат (рис. 1), u_{12} и u_{22} – проекции упругого смещения на ось z для ЖИГ и ГГГ соответственно.

Уравнения (1) – (3) можно объединить в одно дифференциальное уравнение для переменной намагниченности m_x :

$$\frac{d^2 m_x}{dx^2} + a_1 \frac{d^4 m_x}{dx^4} + b_1 \frac{d^4 m_x}{dx^4} + c m_x = 0, \quad (5)$$

где введены следующие обозначения:

$$k_e^2 - \varphi + \gamma^2 = a_1; \quad (7)$$

$$-\psi k_e^2 = c. \quad (8)$$

Здесь

$$\psi = \frac{\omega^2 - \gamma^2 H_0 (H_0 + 4\pi M)}{\gamma^2 D^2},$$

$$\varphi = \frac{H_0 + (H_0 + 4\pi M)}{D}.$$

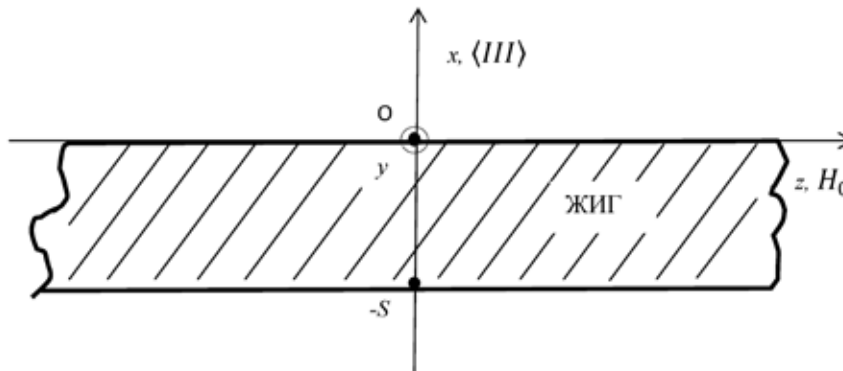


Рис. 1. Пластина ЖИГ, намагниченная касательно поверхности

Корни характеристического уравнения дифференциального уравнения (5) можно представить в виде:

$$z_{1,2} = \pm i \sqrt{\frac{\alpha_1}{3} + \frac{u+v}{2} + i \frac{u-v}{2} \sqrt{3}} \equiv \pm i \sigma_{\pm}, \quad (9)$$

$$z_{3,4} = \pm i \sqrt{\frac{\alpha_1}{3} + \frac{u+v}{2} - i \frac{u-v}{2} \sqrt{3}} \equiv \pm i \tau_{\pm}, \quad (10)$$

$$z_{5,6} = \pm i \sqrt{\frac{\alpha_1}{3} + (u+v)} \equiv \pm i \tau_{\pm}, \quad (11)$$

где $u = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{\Delta}}$ и $v = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{\Delta}}$ (кубические кор-

ни выбираются так, что $uv = -3p$).

Здесь

$$\Delta = \frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27},$$

$$m_x = C_1 \cos \sigma_{+} x + C_2 \sin \sigma_{+} x + C_3 \cos \tau x + C_4 \sin \tau x + C_5 \operatorname{ch} \sigma_{-} x + C_6 \operatorname{sh} \sigma_{-} x, \quad (14)$$

$$m_y = -\frac{\gamma}{i\omega(H_0 + k_e^2 D)} [C_1 a_{\tau} a_{-} \cos \sigma_{+} x + C_2 a_{\tau} a_{-} \sin \sigma_{+} x + C_3 a_{\tau} a_{-} \cos \tau x + C_4 a_{\tau} a_{-} \sin \tau x + C_5 a_{\tau} a_{-} \operatorname{ch} \sigma_{-} x + C_6 a_{\tau} a_{-} \operatorname{sh} \sigma_{-} x]; \quad (15)$$

$$u_{12} = \frac{D}{b_{\text{эфф}} k_e^2} \left(\frac{D}{H_0 + k_e^2 D} \right) [C_1 \beta_2 \beta_3 \sigma_{+} \sin \sigma_{+} x - C_2 \sigma_{+} \beta_2 \beta_3 \cos \sigma_{+} x + C_3 \tau \beta_1 \beta_3 \sin \tau x - C_4 \tau \beta_1 \beta_3 \cos \tau x + C_5 \sigma_{-} \beta_1 \beta_3 \operatorname{sh} \sigma_{-} x + C_6 \sigma_{-} \beta_1 \beta_3 \operatorname{ch} \sigma_{-} x], \quad (16)$$

где $a_{+} = H_0 + \sigma_{+}^2 D$, $a_{-} = H_0 - \sigma_{-}^2 D$, $a_{\tau} = H_0 + \tau^2 D$, $\beta_1 = \sigma_{+}^2 - k_e^2$,

$$\beta_2 = \tau^2 - k_e^2 \text{ и } \beta_3 = \sigma_{-}^2 + k_e^2.$$

Будем рассматривать граничные условия в том случае, когда ось поверхностной анизотропии перпендикулярна поверхности пленки, так как обычно в пленках ЖИГ реализуется именно такой вид поверхностной анизотропии:

$$\left[\frac{\partial m_y}{\partial x} \right]_{x=-S} = 0, \quad (17)$$

$$\left[\frac{\partial m_x}{\partial x} \right]_{x=0} = 0, \quad (18)$$

$$\left[\frac{\partial m_x}{\partial x} - d_1^s m_x \right]_{x=-S} = 0, \quad (19)$$

$$\left[\frac{\partial m_x}{\partial x} + d_2^s m_x \right]_{x=0} = 0, \quad (20)$$

$$\left[c_{44,1} \frac{\partial u_{12}}{\partial x} - \frac{b_{\text{эфф}}}{M} m_x \right]_{x=-S} = 0, \quad (21)$$

$$\left[c_{44,1} \frac{\partial u_{12}}{\partial x} - \frac{b_{\text{эфф}}}{M} m_x \right]_{x=0} = \left[c_{44,2} \frac{\partial u_{22}}{\partial x} \right]_{x=0}, \quad (22)$$

Подставляя решения (13) – (16) в граничные условия (17) – (24) и исключая постоянные $C_i (i = 1, 6)$, найдем уравнение, которое определяет возможные значения σ_{+} , σ_{τ} , σ_{-} при произвольных параметрах закрепления поверхностных спинов d_1^s и d_2^s :

$$D_{1r} = \beta_3^2 \sigma_{\tau}^2 [a_{\tau}^2 (\beta_1^2 \sigma_{+}^2 D^2 \delta_2^2 - d_1^s d_2^s a_{\tau}^2 \delta_1^2) \sin \sigma_{+} S \sin \tau S - \delta_1 (d_1^s + d_2^s) \times \\ \times D a_{\tau} a_{-} (\beta_2 \tau a_{\tau} \delta_3 \sin \sigma \cos \tau S - \beta_1 \sigma_{+} a_{\tau} \sigma_2 S \cos \tau S)] \operatorname{sh} \sigma_{-} S + 2 \beta_1 \beta_2 a_{\tau} a_{-} \sigma_{\tau} \tau \delta_2 \delta_3 \times \\ \times (\cos \sigma_{+} S \cos \tau S - 1) [(\beta_3^2 \sigma_{\tau}^2 D^2 + d_1^s d_2^s a_{\tau}^2) \operatorname{sh} \sigma_{-} S + (d_1^s + d_2^s) \beta_3 a_{-} \sigma_{-} \cdot D \operatorname{ch} \sigma_{-} S] +$$

где $p = -\frac{\alpha_1^2}{3} + b_1$, а $q = 2\left(\frac{a_1}{3}\right) - \frac{a_1 b_1}{3} + c$. В отсутствие

МУ связи, то есть когда $\gamma_2 = 0$, выражение (11) показывает, что могут существовать две поперечные линейно поляризованные упругие волны, каждая из которых может распространяться в положительном и отрицательном направлении оси x , то есть $\tau \rightarrow k_e$. Что касается выражений (9) и (10), то они определяют в этом случае, волновые вектора k_{s+} и k_{s-} спиновой обменной волны частоты ω :

$$k_{s\pm}^2 = -\frac{\Phi}{2} \pm \sqrt{\frac{\Phi^2}{4} + \Psi}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что значения k_{s-} всегда чисто мнимые. Что касается значения k_{s+} , то они являются мнимыми при $\omega < \omega_0$, где $\omega_0 = \gamma \sqrt{H_0 (H_0 + 4\pi M)}$ и действительными при $\omega \geq \omega_0$.

Решения уравнений (1) – (4) для случая $\omega \geq \omega_0$ можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
& +\beta_2^2 \tau^2 [a_-^2 (\beta_3^2 \sigma_-^2 D^2 \delta_3^2 + d_1^s d_2^s a_-^2 \delta_2^2) \sin \sigma_+ S \text{Sh} \sigma_- S + \delta_2 (d_1^s + d_2^s) D a_+ a_- \times \\
& \times (\beta_3 \sigma_- a_+ \delta_3 \sin \sigma_+ S \text{Ch} \sigma_- S - \beta_1 \sigma_+ a_- \delta_1 \cos \sigma_+ S \text{Sh} \sigma_- S)] \sin \tau S - 2\beta_1 \beta_3 a_+ a_- \sigma_+ \tau \delta_1 \delta_3 \times \\
& \times (\cos \sigma_+ S \text{Ch} \sigma_- S - 1) [(\beta_2^2 \tau^2 D^2 - d_1^s d_2^s a_-^2) \sin \tau S + (d_1^s + d_2^s) \beta_2 a_+ \tau D \cos \tau S] - \\
& - \beta_1^2 \sigma_+^2 [a_-^2 (\beta_2^2 \tau^2 D^2 \delta_1^2 - d_1^s d_2^s a_-^2 \delta_3^2) \sin \tau S \text{Sh} \sigma_- S - \delta_3 (d_1^s + d_2^s) D a_+ a_- \times \\
& \times (\beta_3 \sigma_- a_+ \delta_2 \sin \tau S \text{Ch} \sigma_- S + \beta_2 \tau a_- \cos \tau S \text{Sh} \sigma_- S)] \sin \sigma_+ S + 2\beta_2 \beta_3 a_+ a_- \sigma_+ \tau \delta_1 \delta_2 \times \\
& \times (\cos \tau S \text{Ch} \sigma_- S - 1) [(\beta_1^2 \sigma_+^2 D^2 - d_1^s d_2^s a_+^2) \sin \sigma_+ S + (d_1^s + d_2^s) \beta_1 a_+ \sigma_+ D \cos \sigma_+ S], \quad (25)
\end{aligned}$$

где $\delta_1 = \sigma_+^2 - \tau^2$, $\delta_2 = \sigma_+^2 - \delta_-^2$, $\delta_3 = \sigma_-^2 + \tau^2$.

Анализируя уравнение (25) можно заметить что в пренебрежении МУ связью, то есть когда $\gamma_2 = 0$, уравнение (25) дает выражение для определения возможных значений k_{s+} и k_{s-} при произвольном закреплении поверхностных спинов тонкой пластины и пленки ЖИГ и выражение для определения возможных значений k_e тонкой пластины и пленки ЖИГ.

Далее рассмотрим спектр магнитоупругих колебаний в касательно намагниченных эпитаксиальных пленках ЖИГ в условиях спин-волнового резонанса.

Итак, рассмотрим эпитаксиальную пленку ЖИГ толщиной S выращенную на подложке ГГГ толщиной d в постоянном магнитном поле \vec{H}_0 , направленном вдоль оси z , которая параллельна поверхности пленки (рис. 2). Для случая распространения МУ волн в направлении x , которое совпадает с направлением кристаллографической оси III кубического кристалла, если учесть обменное взаимодействие, пренебрегая диполь-дипольным и приняв, что упругие свойства ЖИГ и ГГГ являются изотропными, можно получить следующие линеаризованные уравнения движения (1) – (4), где m_x и m_y – проекции переменной намагниченности на соответствующие оси координат (рис. 2), u_{1z} и u_{2z} – проекции упругого смещения на ось z для ЖИГ и ГГГ соответственно.

Уравнения (1) – (3) можно объединить в одно дифференциальное уравнение для переменной намагниченности m_x (5).

Корни характеристического уравнения дифференциального уравнения (5) можно представить в виде формул (9) – (11).

В отсутствие МУ связи, то есть когда $\gamma_2 = 0$, выражение (11) показывает, что могут существовать две поперечные линейно поляризованные упругие волны, каждая из которых может распространяться в положительном и отрицательном направлении оси x , то есть $\tau \rightarrow k_e$. Что касается выражений (9) и (10), то они определяют в этом случае, волновые вектора k_{s+} и k_{s-} спиновой обменной волны частоты ω по формуле (12).

Из (12) видно, что значения k_{s-} всегда чисто мнимые. Что касается значения k_{s+} , то они являются мнимыми при $\omega < \omega_0$, где $\omega_0 = \gamma \sqrt{H_0 (H_0 + 4\pi M)}$, и действительными при $\omega \geq \omega_0$.

Решения уравнений (1) – (4) для случая $\omega \geq \omega_0$ можно представить в виде формул (13) – (15) в области $-S < x < 0$ и

$$u_{2z} = C_7 \cos kx + C_8 \sin kx \quad (26)$$

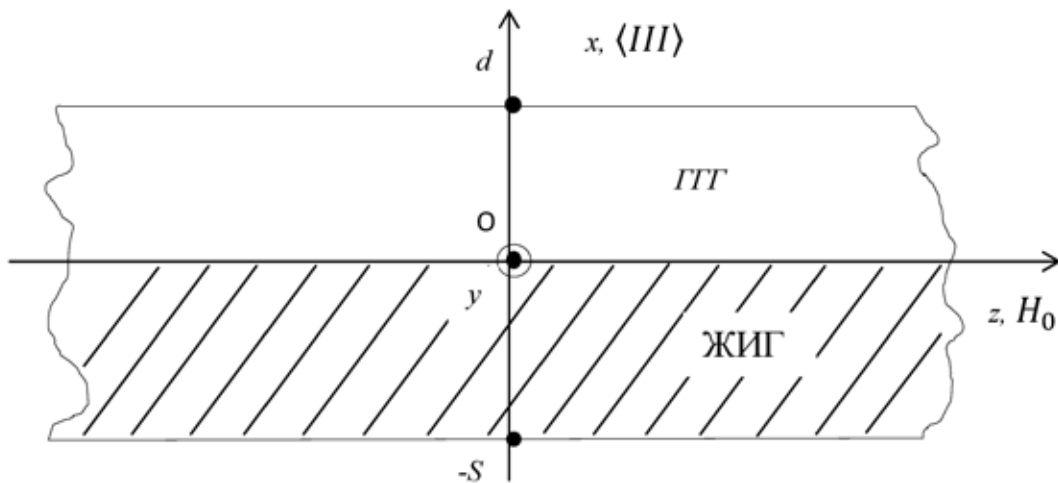


Рис. 2. Эпитаксиальная пленка ЖИГ, намагниченная касательно поверхности

где $\kappa = \sqrt{\frac{p_2 \omega^2}{C_{44,2}}}$ – величина волнового вектора упругой волны в ГГГ, где $p_2, C_{44,2}$ – плотность ГГГ и упругая постоянная ГГГ соответственно.

Будем рассматривать граничные условия в том случае, когда ось поверхностной анизотропии перпендикулярна поверхности пленки, так как обычно в пленках ЖИГ реализуется именно такой вид поверхностной анизотропии, по формулам (17) – (22),

$$[u_{12}]_{x=0} = [u_{22}]_{x=0}, \quad (27)$$

$$\left[c_{44,2} \frac{\partial u_{12}}{\partial x} \right]_{x=0} = 0. \quad (28)$$

Подставляя решения (13) – (16) в граничные условия (17) – (24) и исключая постоянные $C_i (i=1,8)$, найдем уравнение, которое определяет возможные значения $\sigma_+, \sigma_-, \tau_+$ при произвольных параметрах закрепления поверхностных спинов d_1^s и d_2^s :

$$D_{1r} - \left[(H_0 + k_e^2 D) / k_e \right] (z_2 / z_1) D_{2r} \operatorname{tg} kd = 0, \quad (29)$$

где D_{1r} определяется выражением (25) и представляет собой уравнение дисперсии для пленки ЖИГ без подложки ГГГ:

$$\begin{aligned} & \delta^2 \cos \sigma_+ S \sin \tau S \delta_1 + (d_1^s + d_2^s) a_+ a_+ \sigma_+ \tau D \delta_1^2 \delta_2 \delta_3 \cos \sigma_+ S \cos \tau S \} sh \sigma_- S - \\ & - d_2^s \beta_1 \beta_2 \beta_3 a_+^2 \sigma_+^2 \tau^2 \cdot D \delta_1^2 \sin \sigma_+ S \sin S sh \sigma_- S + 2 d_2^s \beta_1 \beta_2 a_+ a_+ \sigma_+ \tau \sigma_- \beta_2 \beta_3 (\cos \sigma_+ S \cos \tau S - 1) \times \\ & \times (\beta_3 \sigma_- D sh \sigma_- S + d_1^s a_+ ch \sigma_- S) - \beta_2 \tau^2 \{ [\beta_1 a_+ \sigma_- (\beta_1 \sigma_-^2 D^2 \delta^2 - d_1^s d_2^s a_+^2)] \delta_2 \sin \sigma_+ S ch \sigma_- S + \\ & + \beta_3 a_+ \sigma_+ (\beta_3 \sigma_-^2 D^2 \delta_3 + d_1^s d_2^s a_+^2) \delta_1 sh \sigma_- S \cos \sigma_- S \} \delta_2 + (d_1^s + d_2^s) a_+ a_+ \sigma_+ \tau D \delta_1 \delta_2^2 \delta_3 \cos \sigma_+ S \times \\ & \times ch \sigma_- S \} \sin \tau S + d_2^s \beta_1 \beta_2 \beta_3 a_+^2 \sigma_+^2 \tau^2 D \delta_2^2 \sin \sigma_+ S \sin \tau S sh \sigma_- S + 2 d_2^s \beta_1 \beta_3 a_+ a_+ \sigma_+ \tau \delta_1 \delta_3 \times \\ & \times (\cos \sigma_+ S ch \sigma_- S - 1) (\beta_2 \tau D \sin \tau S + d_1^s a_+ \cos \tau S) + \beta_1 \sigma_+^2 \{ [\beta_2 a_+ \sigma_- (\beta_2 \tau^2 D^2 \delta_1 + d_1^s d_2^s a_+^2)] \times \\ & \times \delta_2 \sin \tau S ch \sigma_- S + \beta_3 a_+ \tau (\beta_3 \sigma_-^2 D^2 \delta_2 + d_1^s d_2^s a_+^2) \delta_1 sh \sigma_- S \cos \tau S \} \delta_3 + (d_1^s + d_2^s) a_+ a_+ \tau \sigma_- D \times \\ & \times D \delta_3^2 \delta_2 \delta_1 \cos \tau S sh \sigma_- S \} \sin \sigma_+ S + d_2^s \beta_1 \beta_2 \beta_3 a_+^2 \tau^2 \sigma_-^2 D \delta_3^2 \sin \sigma_+ S \sin \tau S sh \sigma_- S - 2 d_2^s \beta_2 \beta_3 a_+ \sigma_+ \sigma_- \times \\ & \times \tau \delta_1 \delta_2 (\cos \tau S ch \sigma_- S - 1) \beta_1 \sigma_+ D \sin \sigma_+ S + d_1^s a_+ \cos \sigma_+ S), \end{aligned} \quad (28)$$

где $\delta_1 = \sigma_+^2 - \tau^2$, $\delta_2 = \sigma_+^2 - \delta_-^2$, $\delta_3 = \sigma_-^2 + \tau^2$.

Анализируя уравнение (25), можно заметить, что в пренебрежении МУ связью, то есть когда $\gamma_2 = 0$, уравнение (25) дает выражение для определения возможных значений k_{s+} и k_{s-} при произвольном закреплении поверхностных спинов эпитаксиальной пленки ЖИГ и выражение для определения возможных значений k_e эпитаксиальной пленки ЖИГ [2,7].

На основании уравнения (25) проведен численный расчет спектра частот МУ колебаний эпитаксиальной структуры ЖИГ – ГГГ при следующих параметрах пленки ЖИГ и подложки ГГГ [6,8]:

$$d = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}, \quad 4\pi M = 1750 \text{ Гс}, \quad \rho_1 = 5,17 \frac{\text{Г}}{\text{см}^3},$$

$$\rho_2 = 7,02 \frac{\text{Г}}{\text{см}^3}, \quad c_{44,1} = 7,64 \cdot 10^{11} \frac{\text{дин}}{\text{см}^2},$$

$$c_{44,2} = 8,25 \cdot 10^{11} \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}, \quad \gamma = 1,76 \cdot 10^7 (\text{Э} \cdot \text{с})^{-1},$$

$$b_1 = 3,48 \cdot 10^6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}, \quad b_2 = 6,96 \cdot 10^6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3},$$

$$D = 5,2 \cdot 10^{-9} \text{ Э} \cdot \text{см}^2, \quad d_1^s = d_2^s = d^s.$$

Величину подмагничивающего магнитного поля $\overline{H_0}$, в данном случае, следует принять равной 687,5 Э.

В таблице приведены результаты расчета для первых восьми МУ мод (отсчет ведется от частоты однородного ФМР) вблизи первой моды СВР пленки ЖИГ

Результаты расчета для первых восьми МУ мод вблизи первой моды СВР пленки ЖИГ

d^s см ⁻¹	Частоты МУ колебаний структуры ЖИГ- ГГГ, МГц						
	1	2	3	4	5	6	7
0	1925,821	1929,259	1932,759	1936,259	1941,665	1950,540	1954,063
1,0·10 ³	1925,821	1929,250	1932,754	1936,247	1941,662	1950,541	1954,165
1,0·10 ⁵	1925,696	1929,165	1931,853	1933,072	1936,259	1939,790	1943,321
1,0·10 ⁷	1925,654	1929,124	1931,812	1933,030	1936,218	1939,750	1943,319
∞	1925,654	1929,124	1931,812	1933,030	1936,218	1939,750	1943,319

Выводы. В данной работе теоретически исследован спектр МУ колебаний, обусловленный взаимодействием обменных спиновых и уругих волн в продольно намагниченной структуре ЖИГ – ГТГ. Показано, что характер такого спектра, зависимость спектра от величины закрепления поверхностных спинов и толщины пленки оказываются в общем, такими же, как при перпендикулярной ориентации постоянного магнитного поля.

Результаты данной работы могут быть использованы и частично уже используются в лаборатории функциональной электроники факультета радиофизики, электроники и компьютерных систем Киевского национального университета имени Тараса Шевченко для разработки ряда СВЧ-устройств, например, магнитоотрикативных преобразователей и линий поддержки на их основе. Акт внедрения №052/178-15 от 14 декабря 2015 года

Список литературы

1. Барышевский С.О., Лобода А.И. Магнитоотрикативные преобразователи – как элементы автоматического контроля электромагнитного поля сверхвысокой частоты // Техника в сельскохозяйственном производстве: Труды / Таврическая государственная агротехническая академия: темат. науч.-техн. сб. – Мелитополь: ТГАТА, 1998. Вып. 1. – С. 14-17.
2. Барышевский С.О. Спектр магнитоупругих колебаний ферритовых пленок // Моделирование процессов и технологического оборудования в сельском хозяйстве: матер. междунар. науч.-практич. конф. Мелитополь. ТГАТА 17-19 авг, 1994. – Мелитополь, 1994. – С. 6-8.
3. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. Магнитоупругие волны в платинах и пленках ферромагнетиков // Изв. вузов. Физика. – 1988. – Т. 31. № 11. – С. 6-23.
4. Бутко А.Н., Барышевский С.О. Возбуждение гиперзвука перпендикулярно-намагниченными эпитаксиальными пленками железитриугольного граната с нечетко закрепленными поверхностными спинами пленки // Вестник магистратуры. – № 12 (27) том IV, 2013. – С.6-17.
5. Сейдаметова З.Р., Барышевский С.О. Спектр магнитоупругих колебаний в перпендикулярно-намагниченными эпитаксиальными пленках ЖИГс нечетко закрепленными поверхностными спинами в условиях спин-волнового резонанса // Вестник магистратуры. – № 12 (29) том I. – 2014. – С. 4-11.
6. Ле-Кроу Р., Комсток Р. Магнитоупругие взаимодействия в ферромагнетных диэлектриках // Физическая акустика / Под. ред. У. Мэзона. – М.: Мир, 1968. Т. 3. Ч. Б. – С. 156-243.
7. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. – Новосибирск: Наука, Сибирское отд., 1975. – 222 с.
8. Штраус В. Магнитоупругие свойства иттриевого ферритаграната // Физическая акустика / Под. Ред. У Мэзона. – М.: Мир, 1970. Т.4. Ч. Б. С. 247-316.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ КОГНИТИВНОГО ПРОСТРАНСТВА ЧЕЛОВЕКА

Аверьянова А.Н., Арбузова М.С.

Уральский Федеральный университет им. Б.Н. Ельцина,
Екатеринбург, e-mail: masha15031995@rambler.ru

Когнитивным называется пространство, состоящее из концептов, объединенных единой сетью [1]. В настоящее время можно визуализировать это пространство с помощью различных информационных программ, таких как SmartTools, Хебес и др.

А.Ю. Хренников и Ж. Факуньер в своих работах представляют когнитивное пространство в виде иерархий. [3, 4] Именно поэтому в своей работе мы изображаем пространство тоже в виде иерархий. Основные правила составления иерархий: 1) количество дочерних вершин от одной материнской вершины (7 ± 2); 2) желателен разбег по одному принципу. [2] Возникает вопрос, если человек может разбить предмет по нескольким принципам, как формируется это пространство у него.

Наше предложение – изображение когнитивного пространства в n-мерном пространстве. Изначально иерархия строится в двумерной плоскости. Появляется две оси координат, выделяется главная вершина и происходит деление только по одному выбранному признаку. Когда иерархия построена, происходит ее анализ, т.е. рассматривается каждая вершина. Если какую-то вершину возможно еще разбить по какому-то принципу, то строится еще одна плоскость, пространство становится трехмерным. В новой плоскости строится еще одна иерархия, у которой главной вершиной будет та, у которой был найден новый признак разбегия. Этот процесс повторяется многократно. В итоге получается многомерная иерархия. Именно так мы представляем себе концептуальное пространство.

Перед нами поставлена задача реализовать программный продукт, который будет наглядно изображать процесс построения иерархий и их итоговый вид. Для этого в начале надо будет разработать алгоритм формирования когнитивного пространства человека, понять, как работает это пространство, то есть как в нем происходят какие-то преобразования, а также разобраться в том, как пространства взаимодействуют друг с другом. Для начала реализуем программу, которая будет строить только две плоскости: главную и перпендикулярную к ней дополнительную плоскость на каком-то уровне. Наша программа поможет человеку увидеть и понять, как формируется и как выглядит его внутреннее когнитивное пространство.



Системно-структурная модель предполагаемого решения