01;05;11

Эффекты поверхностной магнитной анизотропии в эластообменной спиновой динамике тонких магнитных пленок

© С.В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт АН Украины,
340114 Донецк, Украина

(Поступило в Редакцию 2 августа 1996 г. В окончательной редакции 21 июля 1997 г.)

На примере однородно намагниченной пленки ромбического антиферромагнетика изучены аномалии эластообменной спиновой динамики ограниченного магнетика, индуцированные влиянием обменных граничных условий.

Недавно в работе [1] было показано, что если частота ω и волновой вектор $k_\parallel$ распространяющихся в плоскости магнитной пленки спиновых волн удовлетворяют эластостатическому критерию

$$\omega^2 \ll s^2 k_\parallel^2, \qquad (1)$$

то для этих ω и $k_\parallel$ резонансные свойства ограниченного магнитоупорядоченного кристалла определяются связанной системой динамических уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для векторов намагниченностей подрешеток и уравнений эластостатики [2] для вектора смещений решетки $\mathbf{u}$. Такой "эластостатический" подход к анализу краевой магнитоупругой задачи позволил аналитически исследовать широкий круг вопросов, связанных с влиянием решетки на низкочастотную спиновую динамику ограниченного магнитоупругого кристалла. Физическим механизмом, формирующим при выполнении условий (1) аномалии резонансных свойств ограниченного магнитного образца, является косвенный спин-спиновый обмен через дальнодействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций. Уже в пренебрежении неоднородным обменом (безобменное приближение) данный тип спин-спинового взаимодействия приводит в ограниченных магнетиках к формированию нового класса безобменных спин-волновых возбуждений — эластостатических спиновых волн (ЭСВ). Этот класс спиновых колебаний является частью общего спектра магнитоупругих волн ограниченного магнетика, так же как магнитостатические волны являются частью спектра связанных спин-электромагнитных колебаний в магнетике конечных размеров. Для заданной величины и ориентации волнового вектора k одновременный учет указанного фононного механизма спин-спинового обмена и неоднородного обменного взаимодействия приводит при выполнении условий (1) к существенной перестройке спектра как обменных, так и эластостатических спиновых волн, что позволяет говорить об эластообменной спин-волновой динамике тонкой магнитной пленки. В случае тонкой пленки ромбического антиферромагнетика (АФМ) [1] к числу таких эластообменных аномалий спектра распространяющихся спиновых волн относятся: 1) возможность формирования минимума на дисперсионной кривой бегущей объемной спиновой волны; 2) при определенных $k_\parallel$ реализация условий для неоднородного спин-спинового резонанса в точках вырождения спектров распространяющихся обменных и эластостатических объемных спиновых волн; 3) возможность формирования в модели полуограниченного ромбического АФМ при $k_\parallel \neq 0$ двухпарциального эластообменного связанного спин-волнового состояния, которое при $k \ll k_c$ представляет собой квазиповерхностную [3] (обобщенную [4]) поверхностную спиновую волну, плавно переходящую при $k = k_c$ в чисто поверхностную двухпарциальную спиновую волну. Однако весь до сих пор проведенный анализ эластообменной спиновой динамики тонких АФМ пленок проводился при условии полностью свободных магнитных спинов на поверхности кристалла (граничные условия Амента–Радо [5]). В то же время из результатов исследования спектров магнитодипольных спиновых волн [3] следует, что учет влияния поверхностной магнитной анизотропии может существенно повлиять на структуру спектра магнитных возбуждений тонкой магнитной пленки по сравнению со случаем свободных спинов.

В связи с этим цель данной работы состоит в теоретическом исследовании влияния поверхностной магнитной анизотропии на эластообменную динамику тонкой АФМ пленки, поскольку, как известно, в АФМ кристаллах одновременно имеют место обменное усиление магнитоупругих и обменное ослабление магнитодипольных эффектов в магнитном спектре кристалла. В результате при выполнении указанного условия спиновую динамику АФМ можно описывать на основе одновременного учета гейзенберговского и магнитоупругого взаимодействий при одновременном пренебрежении дипольным механизмом спин-спинового обмена. В качестве примера выберем однородно намагниченную пленку ромбического АФМ, эластообменная динамика которой с граничными условиями типа Радо–Амента была ранее изучена в работе [1]. Если рассмотреть двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель обменноколлинеарного АФМ кристалла и ввести вектора ферро- и антиферромагнетизма ($\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$), то в случае достаточно слабых (по сравнению с обменом) магнитных полей H с хорошей точностью будет выполняться приближение

$$|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|, \quad \mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}. \qquad (2)$$

С учетом этого обстоятельства плотность энергии W ромбического АФМ, описывающая взаимодействие магнитной и упругой подсистем кристалла, может быть представлена в виде [1]

$$W = W_m + W_{me} + W_e,$$

$$W_m = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2}(\nabla \mathbf{l})^2 + \frac{\beta_z}{2} l_z^2 + \frac{\beta_y}{2} l_y^2 + \frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 \right\},$$

$$W_e = \frac{1}{2}(c_{11}u_{xx}^2 + c_{22}u_{yy}^2 + c_{33}u_{zz}^2)$$

$$+ (c_{12}u_{xx}u_{yy} + c_{12}u_{xx}u_{zz} + c_{23}u_{yy}u_{zz})$$

$$+ 2(c_{44}u_{yz}^2 + c_{55}u_{zz}^2 + c_{66}u_{xy}^2),$$

$$W_{me} = (p_{11}l_x^2 + p_{12}l_y^2 + p_{13}l_z^2)u_{xx}$$

$$+ (p_{21}l_x^2 + p_{22}l_y^2 + p_{23}l_z^2)u_{yy}$$

$$+ (p_{31}l_x^2 + p_{32}l_y^2 + p_{33}l_z^2)u_{zz}$$

$$+ 2(p_{44}l_yl_zu_{yz} + p_{55}l_xl_zu_{xz} + p_{66}l_xl_yu_{xy}), \qquad (3)$$

где

$$u_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right)$$

— тензор деформации, $c_{\alpha\beta}$ и $p_{\alpha\beta}$ — упругие модули и константы магнитоупругого взаимодействия соответственно, $\beta_{y,z}$ — константы магнитной анизотропии (с учетом перенормировки за счет магнитоупругого взаимодействия [1]), δ и α — константы однородного и неоднородного обмена соответственно, $c^2 = g^2\alpha\delta M_0^2/2$ — скорость распространения спиновых волн в неограниченном магнетике, g — гиромагнитное отношение.

Как и в [1], в дальнейшем без ограничения общности будем полагать, что между константами магнитной анизотропии ($\tilde{\beta}_{y,z}$), рассчитанными с учетом магнитострикционных деформаций в основном состоянии выполнены соотношения

$$\tilde{\beta}_z > \tilde{\beta}_y > 0. \qquad (4)$$

Это соответствует равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма вдоль оси $0X$. Если обе поверхности рассматриваемой тонкой магнитной пленки свободны от упругих напряжений, то систему граничных условий, определяющая линейную спиновую динамику исследуемой модели магнетика с нормалью к поверхности $\mathbf{n} \perp \mathbf{l}$, удобно представить в виде

$$\left.\begin{array}{c} \frac{\partial \tilde{l}_{y,z}}{\partial \xi} + b_\pm \tilde{l}_{y,z} = 0 \\ \sigma_{ik}n_k = 0 \end{array}\right\} \quad \xi = 0, d, \qquad (5)$$

где $\tilde{l}_y(\tilde{l}_z)$ описывают амплитуду малых колебаний вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ вблизи равновесия $\mathbf{l} \parallel 0X$ вдоль оси $0Y(0Z)$; ξ — координата вдоль направления $\mathbf{n}$; $b_\pm$ — параметр поверхностной магнитной анизотропии, характеризующий степень закрепления моды магнитных колебаний с поляризацией $\tilde{l}_y(\tilde{l}_z)$ при $\xi = d(b_+)$ и при $\xi = 0(b_-)$; σ_{ik} — тензор упругих напряжений.

Для удобства сравнения полученных результатов с [1] в дальнейшем ограничимся анализом эластообменной спиновой динамики ограниченного АФМ, обусловленной косвенным спин-спиновым обменом через поле "эласто-статических" фононов для $\mathbf{u} \perp \mathbf{k}$. При этом будем считать, что направление нормали к поверхности пленки $\mathbf{n}$ совпадает с одной из декартовых осей АФМ кристалла. В этом случае можно показать, что для $k \in XZ(\mathbf{u} \parallel 0Y)$ при $\mathbf{n} \parallel 0X$ или $k \in XY(\mathbf{u} \parallel 0Z)$ при $\mathbf{n} \parallel 0X$ стандартная методика решения задачи Штурма–Лиувилля для указанной системы граничных условий приводит к следующему дисперсионному соотношению, определяющему эластообменную динамику тонкой пленки ромбического АФМ при произвольной степени закрепления магнитных моментов на поверхности пленки ($t_i \equiv \mathrm{th} q_i d$; $i = 1, 2$; $R_i \equiv 1/(k_\parallel^2 - \gamma q_i^2)$):

$$Ab_+b_- + B(b_+ + b_-) + C = 0,$$

$$A = 2(R_2 - R_1)^2 t_1t_2,$$

$$B = (R_2 - R_1)[q_2R_1t_1 - q_1R_2t_2 + t_1t_2(q_2R_1t_2 - q_1R_2t_1)], \quad (6)$$

$$C = 2[R_2q_1t_1 - q_2R_1t_2][-q_2R_1t_1 + q_1R_2t_2],$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 + c^2(k_\parallel^2 - q^2) + \frac{\omega_{me}^2 k_\parallel^2}{k_\parallel^2 - \gamma q^2}. \qquad (7)$$

Для $k \in XZ$, $\mathbf{u} \parallel 0Y$ $\omega_0^2 = c^2\beta_y/\alpha$, $\gamma \equiv c_{66}/c_{44}$, $\omega_{me}^2 \equiv g^2c^2p_{66}^2M_0^2/(c_{66}\alpha)$; для $k \in XY$, $\mathbf{u} \parallel 0Z$ $\omega_0^2 = c^2\beta_z/\alpha$, $\gamma \equiv c_{55}/c_{44}$, $\omega_{me}^2 \equiv g^2c^2p_{55}^2M_0^2/(c_{55}\alpha)$, $q_{1,2}(\omega, k_\parallel)$ — корни характеристического уравнения (7) биквадратного относительно величины q $(q^2 = -(kn)^2)$, которое в эластостатическом приближении определяет структуру спектра спиновых волн рассматриваемой модели магнетика без учета граничных условий. Необходимо отметить, что в предельном случае совершенно свободных спинов на поверхности магнетика ($b_\pm = 0$) дисперсионное соотношение (6) полностью совпадает с найденным в [1]. Характеристическое уравнение для рассматриваемой эластообменной краевой задачи было ранее получено и проанализировано в [1], где, в частности, было показано, что в случае $\mathbf{u} \perp (\mathbf{l} \parallel \mathbf{n})$ $((\mathbf{l} \perp \mathbf{n}) \perp \mathbf{u})$ в зависимости от величины частоты (ω) и проекции волнового вектора k на плоскость пленки $(k_\parallel)$ возможны четыре принципиально различных типа распространяющихся двухпарциальных эластообменных спиновых волн, структура которых не зависит от величины поверхностной магнитной анизотропии, а характеризуется параметром $q^2 = -(kn)^2$.

В результате при $(\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}) \perp \mathbf{u}$ возможны $(\omega_1^2 \equiv \omega^2 - \omega_0^2)$ A) объемные эластообменные спиновые волны I ($q^2_{1,2} < 0$)

$$c^2k^2(1-\gamma) + 2\omega_{me}ck_\parallel\sqrt{\gamma} < \omega_1^2 < \omega_{me}^2 + c^2k_\parallel^2$$

$$(ck_\parallel \leqslant \omega_{me}), \qquad (8)$$

B) поверхностные эластообменные спиновые волны ($q^2_{1,2} > 0$)

$$c^2k^2(1-\gamma)+2\omega_{me}ck_\parallel\sqrt{\gamma} < \omega_1^2 < \omega_{me}^2+c^2k_\parallel^2, \quad (ck_\parallel \geqslant \omega_{me}),$$

$$c^2k^2(1-\gamma) - 2\omega_{me}ck_\parallel\sqrt{\gamma} > \omega_1^2 > 0,$$

C) квазиповерхностные эластообменные спиновые волны

$$c^2k^2(1-\gamma)-2\omega_{me}ck_\parallel\sqrt{\gamma} < \omega_1^2 < c^2k^2(1-\gamma)+2\omega_{me}ck_\parallel\sqrt{\gamma},$$

D) объемные эластообменные спиновые волны II ($q_1^2q_2^2 < 0$)

$$\omega_1^2 > \omega_{me}^2 + c^2k_\parallel^2.$$

Из анализа (8) следует, что одной из характерных особенностей спектра эластообменных спиновых волн в рассматриваемой геометрии является наличие "высоко-" и "низкочастотных" зон существования поверхностных эластообменных спиновых волн, разделенных областью квазиповерхностных (обобщенных) эластообменных спиновых волн. Для того чтобы при одном и том же значении $k_\parallel$ было возможно одновременное существование и высоко-, и низкочастотной зоны указанных поверхностных спиновых возбуждений, необходимо, чтобы величина $k_{\parallel *}$, определяемая уравнением $c^2k_\parallel^2(1-\gamma)-2\omega_{me}ck_\parallel\sqrt{\gamma}+\omega_0^2 = 0$, была больше $\omega_{me}/\sqrt{\gamma}$. В зависимости от соотношения параметров упругой анизотропии (γ) структура этих зон на плоскости $\omega, k_\parallel$ существенно искажается [1], но топологически остается неизменной.

Пользуясь соотношениями (6)–(8), теперь можно перейти к более подробному исследованию влияния поверхностной магнитной анизотропии на эластообменную динамику пленки ромбического АФМ. Прежде всего рассмотрим роль эффектов поверхностной магнитной анизотропии в эластообменной спиновой динамике полуограниченного АФМ, дисперсионное соотношение для которой при $\mathbf{n} \parallel 0X$ как при $k \in XZ$, так и при $k \in XY$ определяется (6), (7) в пределе $d \to \infty$ ($b = b_+$ при $\xi > 0$ и $b = b_-$ при $\xi < 0$)

$$q_1^2 + q_2^2 + q_1q_2 - \gamma k_\parallel^2 = b(q_1 + q_2). \qquad (9)$$

Можно показать, что для полностью не закрепленных на поверхности полуограниченного магнетика спинов ($b = 0$) дисперсионное уравнение (9) описывает найденную и исследованную в [6,1] двухпарциальную поверхностную эластообменную спиновую волну, дисперсионное уравнение которой может быть найдено из (9) в явном виде

$$\omega^2 = \omega_0^2 + c^2k_\parallel^2 + \frac{\gamma}{2}\left\{-c^2k_\parallel^2 + ck\left(\frac{4\omega_{me}^2}{\gamma} + c^2k_\parallel^2\right)^{1/2}\right\}. \qquad (10)$$

Если спины частично закреплены, то найти точно решение дисперсионного уравнения (9) в явном виде не представляется возможным, однако при произвольной величине $k_\parallel$ дисперсионное соотношение для спектра поверхностной ЭСВ с учетом частичного поверхностного закрепления спинов $b < 0$ ($b > 0$) может быть найдено в приближении $\omega^2 \ll \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2k^2$

$$\omega^2 \cong \omega_0^2 + 2c^2k_\parallel^2(1+\gamma) + 2ck_\parallel(\gamma(\omega_{me}^2 + c^2k_\parallel^2))^{1/2} - \left\{\frac{|b|c}{2} \pm \left(\frac{c^2b^2}{4} + \gamma c^2k_\parallel^2 + \sqrt{\frac{\omega_{me}^2 + c^2k_\parallel^2}{c^2}\gamma k_\parallel^2}\right)^{1/2}\right\}^2. \qquad (11)$$

Совместный анализ дисперсионных кривых (11) и условий существования различных типов эластообменных спиновых волн (8) показывает, что основные эффекты, связанные с влиянием поверхностной магнитной анизотропии на характер локализации распространяющейся эластообменной поверхностной спиновой волны (10), связаны с относительно малыми величинами волнового вектора $k_\parallel$. В этом пределе легкоплоскостная поверхностная магнитная анизотропия (11) в области малых $k_\parallel$ приводит к резкой (по сравнению с (10)) локализации бегущей спиновой волны вблизи поверхности и при этом она становится чисто поверхностной ($q^2_{1,2} > 0$), попадая в соответствии с (8) в низкочастотную зону поверхностных эластообменных спинволновых возбуждений. Если же поверхностная магнитная анизотропия носит легкоосный характер ($b > 0$), то при малых $k_\parallel$ вообще нет локализованных вблизи поверхности магнетика спин-волновых возбуждений рассматриваемого типа, а уравнение (11) в этом случае соответствует квазиоднородной по толщине магнитной пленки объемной моде, совпадающей с областью $A1$ двухпарциальных эластообменных спиновых волн (8). Однако постепенно, с ростом $k_\parallel$, влияние закрепления магнитных моментов на характер дисперсионных кривых (11) ослабевает, и при $k_\parallel = k_{*1}(b)$ она как в том, как и в другом случае плавно переходит в область квазиповерхностных (обобщенных) эластостатических спиновых волн. По мере увеличения величины $k_\parallel$ рассматриваемая локализованная поверхностная спиновая волна, определяемая (11), при $k = k_{*2}(b)$ плавно переходит в зону "высокочастотных" эластостатических спиновых волн (8). Значения критических величин $k_{*1,2}(b)$ определяются из (11) и (8). Граничной линией

Таблица 1.

	$(b_+ + b_-) > 0$	$(b_+ + b_-) = 0$	$(b_+ + b_-) < 0$
$b_+b_- > 0$	B, B	0	A, B
$b_+b_- = 0$	A_0, B	A_0, A_0	A_0, A
$b_+b_- < 0$	A, B	A, B	A, A

Таблица 2.

	$(b_+ + b_-) > 0$	$(b_+ + b_-) = 0$	$(b_+ + b_-) < 0$
$b_+b_- > 0$	0	0	1
$b_+b_- = 0$	0	1	1
$b_+b_- < 0$	1	1	2

является $\omega^2 = \omega_0^2 + c^2k^2(1-\gamma) - 2\omega_{me}ck_\parallel\sqrt{\gamma}$ в случае $b < 0$ и $\omega^2 = \omega_0^2 + c^2k^2(1-\gamma) + 2\omega_{me}ck_\parallel\sqrt{\gamma}$ в случае $b > 0$. Таким образом, найденный в [6,1] для случая полностью незакрепленных спинов закон дисперсии бегущей двухпарциальной эластообменной поверхностной спиновой волны (10) определяет для уравнения (9) нижнюю (верхнюю) границу существования локализованных вблизи поверхности эластообменных спиновых волн в случае легкоосной (легкоплоскостной) поверхностной магнитной анизотропии. Анализ (10), (11) показывает, что величина константы легкоплоскостной анизотропии не может быть выше некоторого критического значения, поскольку в противном случае в объеме и вблизи поверхности магнетика направление равновесной намагниченности будет различным [7].

Из (6)–(9) следует, что результаты проведенного выше анализа (9) в пределе $q_{1,2}d \gg 1$ определяют также и спектр эластообменных гиперболических мод тонкой АФМ пленки толщиной d (6). В чисто обменном приближении спектр гиперболических мод исследуемой тонкой АФМ пленки в рассматриваемой геометрии определяется соотношением

$$(q^2 - b_+b_-)\mathrm{th}qd = q(b_+ + b_-);$$
$$q^2 = (\omega_0^2 + c^2k_\parallel^2 - \omega^2)/c^2. \tag{12}$$

Ранее аналогичное выражение было исследовано в работах [7,8]. Условия существования и число его действительных корней (поверхностных обменных спиновых волн), следуя [9], удобно представить в виде таблицы (табл. 1). Для того чтобы в аналогичной форме представить результаты анализа спектра эластообменных гиперболических мод АФМ пленки, определяемого (6)–(9) при $q_{1,2}d \gg 1$, введем некоторые обозначения. Пусть A и B — обозначают моду эластообменной поверхностной спиновой волны (11), реализующуюся соответственно при легкоплоскостной ($b < 0$) и легкоосной ($b > 0$) поверхностной магнитной анизотропии, а через A_0 обозначим рассмотренный в [6,1] (10) вариант формирования поверхностной эластообменной спиновой волны в случае полностью свободных спинов на поверхности магнетика. В этом случае условия существования, число и тип возможных эластообменных гиперболических мод в пленке ромбического АФМ при $q_{1,2}^2 \gg 1$ могут быть представлены в виде табл. 2.

Из сравнения табл. 1 и 2 можно сделать вывод, что косвенный спин-спиновый обмен через поле эластостатических фононов может принципиально изменить структуру спектра обменных гиперболических мод с $k_\parallel \neq 0$ тонкой однородно намагниченной АФМ пленки.

Рассмотрим теперь с помощью (6)–(8), как повлияет наличие поверхностной магнитной анизотропии на спектр тригонометрических (объемных) эластообменных спин-волновых возбуждений тонкой магнитной пленки. Анализ (6) показывает, что в случае предельно большой поверхностной магнитной анизотропии ($b_\pm \to \infty$) дисперсионные соотношения для спектра объемных эластообменных спиновых мод пленки ромбического АФМ могут быть найдены в явном виде

$$\omega_n^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2\frac{k_\parallel^2}{k_\parallel^2 + \gamma(\pi n/d)^2} + c^2(k_\parallel^2 + (\pi n/d)^2);$$
$$n = 1, 2, \ldots . \tag{13}$$

Из (14) следует, что косвенный спин-спиновый обмен через поле эластостатических фононов приводит к возможности вырождения законов дисперсии нижайших мод эластообменных объемных спиновых волн (13) при $d > c\pi n/\omega_{me}$. Это вырождение связано с тем, что при одних и тех же значениях ω и $k_\parallel$ в рассматриваемой магнитной пленке возможно независимое распространение обменной и эластостатической объемных спиновых волн, которые имеют одну и ту же спиновую поляризацию. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно соотношение (13) рассмотреть в двух предельных случаях: 1) $c^2 \to 0$ и 2) $p \to 0$. В первом варианте ("безобменное приближение") соотношение (13) описывает спектр мод объемных распространяющихся эластостатических спиновых индуцированных в магнитной пленке косвенным спин-спиновым обменом через поле "эластостатических" фононов. Число этих мод образует бесконечное счетное множество, их частоты лежат в определенном частотном интервале ω, $\omega_0^2 \leqslant \omega^2 \leqslant \omega_0^2 + \omega_{me}^2$ и при $0 < k_\parallel < \infty$ эти граничные частоты являются точками сгущения спектра объемных безобменных спиновых волн. Во втором случае ($p \to 0$) формула (13) описывает спектр распространяющихся вдоль магнитной пленки объемных обменных спиновых волн без учета магнитоупругого взаимодействия. Число мод этих возбуждений также представляет собой бесконечное счетное множество, однако теперь при $0 < k_\parallel < \infty$ их спектр ограничен только снизу $\omega^2 \geqslant \omega_0^2 + c^2k_\parallel^2$. При этом магнитная волна является прямой $k_\parallel\partial\omega/\partial k_\parallel > 0$ как в том, так и в другом случае. В результате при заданном значении $k_\parallel$ области существования обоих типов объемных спин-волновых возбуждений перекрываются, что и проявляется в существовании точек вырождения в спектре объемной эластообменной спиновой волны (13). Если спины на поверхности магнитика не являются жестко закрепленными (хотя бы на одной из поверхностей), то, как следует из (6), вырождение спектра эластообменных объемных спиновых волн (13) снимается вследствие резонансного взаимодействия указанных типов распространяющихся объемных спиновых волн (неоднородный спин-спиновый резонанс). В окрестности резонанса формируются ветви объемных эластообменных спиновых волн [1,10]. При этом образуется интервал частот, в которых формирование объемных спин-волновых возбуждений данного типа невозможно (в дипольно-обменной динамике тонких магнитных пленок такие щели называются "дипольными" [9]). Структура спектра этих возбуждений легко может быть получена с помощью (6), (13), если в качестве малого параметра использовать величину $1/b$ (где b — величина поверхностей магнитной анизотропии на той из поверхностей магнетика, которая уже не удовлетворяет киттелевским условиям пининга моментов).

Таким образом, исследуя спектр эластообменных объемных спиновых волн методами спин-волновой СВЧ электроники можно судить о характере поверхностного закрепления спинов. Из (13) следует, что полный пининг магнитных моментов на обеих поверхностях тонкой магнитной пленки приводит к невозможности трансформации моды с номером n исследуемого спектра объемных эластообменных спиновых волн в квазиповерхностную волну. Если при $k_\parallel \to 0$ собственная частота этой моды лежала в области эластообменных объемных спиновых волн I (8), то, как следует из (8), (13), по мере роста $k_\parallel$ ее дисперсионная кривая плавно перейдет в область эластообменных объемных спиновых волн II причем в точке перехода величина волнового вектора $k^2_{\parallel n} = \omega^2_{me}/c^2 - (\pi n/d)^2 > 0$. Если же $\omega^2_{me}/c^2 - (\pi/d)^2 < 0$, то все моды спектра объемных спин-волновых возбуждений будут при любых значениях $k_\parallel$ являться объемным эластообменными спиновыми волнами из области II (8).

Качественно иной характер эластообменной динамики тонкой пленки ромбического АФМ имеет место, если $\mathbf{n} \perp (\mathbf{u} \parallel \mathbf{l} \perp \mathbf{k})$. Из граничных условий (5) теперь следует, что распространяющаяся в плоскости YZ эластообменная спиновая волна является теперь не четырехпарциальной, как в случае (6), а шестипарциальной волной. Однако и в данном случае краевая задача для распространяющейся в плоскости YZ $(\mathbf{u} \parallel 0X)$ объемной эластообменной спиновой волны может быть решена точно при следующих значениях параметров поверхностной магнитной анизотропии:

$$\frac{\partial l_z}{\partial y} = 0; \quad l_y = 0; \quad \sigma_{yx} = 0;$$

$$\xi = 0, d; \quad k \in YZ, \quad \mathbf{n} \parallel 0Y,$$

$$\frac{\partial l_y}{\partial z} = 0; \quad l_z = 0; \quad \sigma_{zx} = 0;$$

$$\xi = 0, d; \quad k \in YZ, \quad \mathbf{n} \parallel 0Z. \tag{14}$$

Соответствующее дисперсионное уравнение представляет собой биквадратное уравнение относительно частоты спин-волновых возбуждений ω и, следовательно, структура спектра этой граничной задачи также может быть найдена в явном виде

$$\omega^2_{\pm n} = \frac{P_1}{2} \pm \left\{ \left(\frac{P_1}{2}\right)^2 - P_2 \right\}^{1/2},$$

$$P_1 = \left((\tilde\omega^2_{0y} + \tilde\omega^2_z)\beta + \tilde\omega^2_{0z} + \tilde\omega^2_y\right)/(1+\beta),$$

$$P_2 = (\tilde\omega^2_{0y}\tilde\omega^2_z\beta + \tilde\omega^2_{0z}\tilde\omega^2_y)/(1+\beta),$$

$$\tilde\omega^2_{0y} \equiv \omega^2_{0y} + c^2\left((\pi n)^2/d^2 + k^2_\parallel\right), \quad \tilde\omega^2_y \equiv \tilde\omega^2_{0y} + \omega^2_{mey},$$

$$\tilde\omega^2_{0z} \equiv \omega^2_{0z} + c^2\left((\pi n)^2/d^2 + k^2_\parallel\right), \quad \tilde\omega^2_z \equiv \tilde\omega^2_{0z} + \omega^2_{mez},$$

$$\omega^2_{mey} \equiv g^2c^2p^2_{66}M^2_0/(c_{66}\alpha), \quad \omega^2_{0y} = g^2c^2\tilde\beta_y/\alpha,$$

$$\omega^2_{mez} \equiv g^2c^2p^2_{55}M^2_0/(c_{55}\alpha), \quad \omega^2_{0z} = g^2c^2\tilde\beta_z/\alpha,$$

$$\beta \equiv \begin{cases} c_{55}(\pi n/d)^2/c_{66}k^2_\parallel, & \mathbf{n} \parallel 0Z, \\ c_{55}k^2_\parallel/c_{66}(\pi n/d)^2, & \mathbf{n} \parallel 0Y, \end{cases} \tag{15}$$

Анализ соотношений (15) в безобменном приближении ($c^2 \to 0$) показывает, что в данном случае спектр бегущих в плоскости пленки объемных эластостатических спиновых волн, как и в случае (13), является дискретным и число этих мод образует бесконечное счетное множество. Однако теперь эти моды обладают четырьмя точками сгущения спектра: ω_{1-4} и при $0 < k_\parallel < \infty$ группируются в две, не перекрывающиеся по частоте полосы, которые условно назовем "высокочастотной" (ω_+) и "низкочастотной" (ω_-). Если $\tilde\omega^2_z > \tilde\omega^2_y$, то для заданной ориентации векторов $\mathbf{n}, \mathbf{l}$ тип волны (прямой или обратный) для мод объемных эластостатических спиновых волн находящихся по частоте в одной полосе один и тот же и противоположен для мод принадлежащих по частоте к названным полосам. При одних и тех же значениях параметров кристалла смена типа волны на противоположный в каждой из полос происходит при изменении ориентации вектора n от одной декартовой оси к другой в плоскости с нормалью вдоль $0X$. Если же $\tilde\omega^2_z < \tilde\omega^2_y$, то все объемные моды для данного кристалла как в низкочастотной, так и высокочастотной полосах спектра (15) одновременно являются прямыми ($k_\parallel \partial\omega/\partial k_\parallel > 0$) или обратными ($k_\parallel \partial\omega/\partial k_\parallel < 0$) волнами в зависимости от того, направлен ли вектор $\mathbf{n}$ вдоль трудной ($0Z$) или средней ($0Y$) оси кристалла.

Что касается спектра распространяющихся в этой же плоскости спектра объемных обменных спиновых волн при $\hat p \to 0$, то, как следует из (15), он отвечает не взаимодействующим между собой типам объемных спиновых колебаний, связанных с двумя взаимно ортогональными поляризациями амплитуды спин-волновых колебаний (двухподрешеточная модель АФМ). Все они являются волнами прямого типа и при фиксированном $k_\parallel$ $(0 < k_\parallel < \infty)$ области их существования ограничены только снизу. Поскольку найденные области существования объемных эластостатических и обменных спиновых волн могут перекрываться по частоте при заданной величине $k_{\|}$, то, учитывая проведенный выше анализ дисперсионного уравнения (13), можно и в случае (15) ожидать формирования точек вырождения спектра распространяющихся эластообменных спиновых волн. Однако теперь это будут точки вырождения спектра двух типов. Первый из них, как и в случае (13), будет отвечать пересечению ветвей описывающих закон дисперсии мод с разными номерами (n и ν), но с одинаковой спиновой поляризацией: $\omega_{+n} = \omega_{+\nu}$ или $\omega_{-n} = \omega_{-\nu}$. Второй тип точек вырождения соответствует пересечению дисперсионных кривых, отвечающих модам спектра эластообменных спиновых волн с разными спиновыми поляризациями: $\omega_{+n} = \omega_{-\nu}$. Естественно, что изменение значений параметров поверхностной магнитной анизотропии приведет, как и в случае (13), к резонансному взаимодействию спин-волновых мод в точках вырождения и формированию в их окрестности двух видов неоднородного спин-спинового резонанса различающихся спиновой поляризацией резонансно взаимодействующих мод. В зависимости от указанного выше типа точки вырождения характер дисперсионных кривых эластообменных спиновых волн, формирующихся в результате резонансного взаимодействия, также будет отличаться. Это связано с тем, что для точки вырождения первого типа резонансно взаимодействующие моды одного типа, а в случае точек вырождения второго типа может происходить взаимодействие прямой и обратной спиновых волн, что приведет к существенным по сравнению с (6), (13) аномалиям в поведении групповой скорости такой волны вблизи резонансной области.

Касаясь вопросов экспериментального обнаружения исследованных выше эффектов поверхностной магнитной анизотропии в объемной эластообменной динамике тонких магнитных пленок, следует подчеркнуть, что для их регистрации необходимо, чтобы при заданной величине $k_{\|}$ ширина линии одной отдельно взятой моды спектра нормальных эластообменных колебаний $\Delta\omega_n$ удовлетворяла условию $\Delta\omega_n \ll |\omega_n - \omega_{n+1}|$. Рассмотренные в данной работе типы спин-волновых возбуждений представляют собой результат гибридизации в ограниченном магнетике гейзенберговского и "фононого" механизмов спин-спинового обмена. Таким образом, можно ожидать, что их эффективное возбуждение возможно не только методами, присущими физике магнитостатических колебаний, но и методами, традиционно используемыми в акустоэлектронике для генерации бегущих объемных и поверхностных акустических волн.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Е.П. Стефановскому, Т.Н. Тарасенко и А.Н. Богданову за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения.

Список литературы

[1] *Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. № 4. С. 928–942.

[2] *Новацкий В.* Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.

[3] *Филиппов Б.Н.* Поверхностные спиновые и магнитоупругие волны в ферромагнетиках. Препринт ИФМ УНЦ АН СССР, № 80/1. Свердловск, 1980. 62 с.

[4] *Балакирев М.К., Гилинский И.А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 239 с.

[5] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 462 с.

[6] *Тарасенко С.В.* // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3021–3026.

[7] *Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш.* Физические свойства и применение тонких магнитных пленок. М.: Наука, 1975. 220 с.

[8] *Суху Р.* Тонкие магнитные пленки. М.: Мир, 1967. 423 с.

[9] *Kalinikos B.A., Slavin A.N.* // J. Phys. C. 1986. Vol. 19. P. 7013–7033.

[10] *Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 2. С. 28–32.