Письма в ЖЭТФ, том 100, вып. 5, с. 357 – 361 © 2014 г. 10 сентября

Эластодипольные магноны – новый класс безобменных спин-волновых возбуждений

О. В. Приходько, О. С. Сухорукова, С. В. Тарасенко[1], В. Г. Шавров[+]

Донецкий физико-технический институт им. Галкина НАН Украины, 83114 Донецк, Украина

[+]Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 июля 2014 г.

Интерференция в ограниченном магнетике фононного и магнитодипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия может приводить к ранее неизученному классу безобменных спиновых волн.

DOI: 10.7868/S0370274X14170068

Метаматериал, как известно, есть композитная среда из локально резонирующих структурных элементов, волновые свойства которой в длинноволновом пределе качественно отличаются от динамических характеристик структурных элементов, образующих данный композит. Число объектов, относящихся к метаматериалам, постоянно расширяется. В частности, к ним относятся искусственные диэлектрики и искусственные магнетики, киральные и омега-структуры, биизотропные и бианизотропные среды, фотонные кристаллы и т.д. [1]. Предпринимаются попытки учета акустической сплошности и механических степеней свободы электромагнитных композитных структур с целью создания на их основе магнитоупругих метаматериалов [2]. При этом во всех вышеперечисленных случаях в качестве резонирующих элементов, как правило, использовались металл-диэлектрические структуры. Вместе с тем задачей последних лет стало создание как электромагнитных, так и акустических метаматериалов, динамические характеристики которых можно эффективно и плавно изменять с помощью внешних полей (магнитного, электрического или их комбинации). В этом отношении особый интерес представляет магнитная среда, так как в ней уже в случае монокристалла в качестве естественной локально резонирующей структуры выступает магнитный момент единицы объема. Магноника – одно из наиболее динамически развивающихся направлений современной физики магнитных явлений. В ее основе лежит идея использования спин-волновых возбуждений для создания нового класса композитных сред – магнитных метаматериалов [3–5]. Среди взаимодействий, формирующих дисперсионные свойства магнитной среды, помимо неоднородного обменного взаимодействия, важная роль принадлежит магнитодипольному полю. Это дальнодействующее взаимодействие реализует косвенный спин-спиновый обмен, что, в частности, приводит к формированию в ограниченных пространственно-однородных магнетиках "безобменных" спин-волновых возбуждений, получивших название магнитостатических спиновых волн (МСВ) [6]. С учетом граничных условий на поверхности магнетика динамика этого класса безобменных спин-волновых возбуждений определяется системой уравнений

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = 0, \tag{1}$$

где $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$ – векторы магнитной индукции и магнитного поля соответственно. Такие безобменные спин-волновые возбуждения, интенсивно изучаемые в магнонике прежде всего в ферромагнитных (ФМ) средах [3–5], можно рассматривать как аналог магнитоиндуктивных волн, формирующихся в композитных электромагнитных метаматериалах [7]. В реальных магнитных средах механизмом косвенного спин-спинового обмена может служить и магнитоупругое взаимодействие. В антиферромагнетиках (АФМ) его влияние на спиновую динамику обменно усиливается, что в случае достаточно слабого неоднородного обменного взаимодействия (низкотемпературные АФМ) приводит к фононному механизму косвенного спин-спинового обмена. Как следствие в ограниченных пространственно-однородных магнетиках с учетом граничных условий формируется другой класс "безобменных" спин-волновых возбуждений, получивших название эластостатических спиновых волн

[1]e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

[8]. Их динамика определяется с помощью уравнений эластостатики:

$$\operatorname{div}\sigma_{ik} = 0, \tag{2}$$

где σ_{ik} – тензор упругих напряжений.

В общем случае магнитодипольный и фононный механизмы формирования безобменных магнонов в ограниченном магнетике взаимно дополняют друг друга. Вместе с тем расчеты показали, что в пластине одноосного ФМ или АФМ с направлением легкого намагничивания вдоль оси высокого порядка OZ и сагиттальной плоскостью (XY) невозможно формирование и распространение ни магнитостатических, ни эластостатических объемных спиновых волн с волновым вектором $\mathbf{k} \in (XY)$. Физически это связано с тем, что в данной геометрии косвенный спин-спиновый обмен как за счет магнитодипольного поля, так и за счет поля квазистатических упругих деформаций не зависит от направления волнового вектора в указанной сагиттальной плоскости.

Однако хорошо известно, что при определенных симметрийных условиях, накладываемых на магнитную структуру, в АФМ формируется пьезомагнитное взаимодействие [9]

$$W_{pm} = \gamma_{ijk} H_i u_{jk}, \tag{3}$$

где γ_{ijk} – пьезомагнитный тензор, u_{jk} – тензор упругих деформаций. Как показывает расчет, оно способно приводить к невозможности независимого распространения сдвиговых упругих и электромагнитных волн даже в плоскости с нормалью вдоль оси высокого порядка, отвечающей направлению вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}\|OZ$. Следовательно, в таком пьезомагнетике уже в эластостатическом пределе для $\mathbf{k} \in (XY)$ за счет анизотропного взаимодействия (3) между полем квазистатических магнитоупругих деформаций и магнитодипольным полем может сниматься вырождение по направлению. Это позволяет рассчитывать на возможность формирования в окрестности частоты магнитного резонанса ранее неизученного класса распространяющихся безобменных спин-волновых возбуждений. Однако до сих пор спиновая динамика пьезомагнитных АФМ-пластин с учетом данного обстоятельства не обсуждалась.

Целью настоящей работы является определение условий, при выполнении которых только интерференция фононного и магнитодипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия приводит к формированию в пластине низкотемпературного пьезомагнетика нового класса распространяющихся безобменных спиновых волн.

В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2$ – намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель легкоосного (ось OZ) обменноколлинеарного АФМ [8], магнитоупругие и упругие свойства которого в дальнейшем для простоты и наглядности расчетов будем полагать изотропными. Соответствующая плотность термодинамического потенциала с учетом взаимодействия Дзялошинского (W_{D}) в терминах векторов ферромагнетизма ($\mathbf{m}$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l}$) может быть представлена в виде

$$W = \frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 + \frac{b}{2}(l_x^2 + l_y^2) + W_{\mathrm{D}} - \mathbf{mh} + \gamma l_i l_k u_{ik} + \frac{\lambda}{2}u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2. \tag{4}$$

Здесь δ, b и γ – константы межподрешеточного обмена, легкоосной магнитной анизотропии ($b > 0$) и изотропного магнитоупругого взаимодействия соответственно, λ – модуль всестороннего сжатия, μ – модуль сдвига, $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$, $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$, $\mathbf{h}$ – приведенное магнитное поле. В дальнейшем ограничимся следующими структурами взаимодействия Дзялошинского (d – константа взаимодействия):

$$W_{\mathrm{D}} = d(m_x l_y \pm m_y l_x), \tag{5}$$

$$W_{\mathrm{D}} = d(m_x l_x \pm m_y l_y). \tag{6}$$

В пренебрежении конечностью скорости распространения электромагнитной волны магнитоупругая динамика модели (4)–(6) описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$, основного уравнения механики сплошной среды и уравнений магнитостатики:

$$\frac{1}{g}\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = [\mathbf{m}H_{\mathbf{m}}] + [\mathbf{l}H_1], \quad \frac{1}{g}\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = [\mathbf{m}H_1] + [\mathbf{l}H_m], \tag{7}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{h} = -8\pi\operatorname{div}\mathbf{m}, \quad \rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k},$$

ρ – плотность, $\mathbf{u}$ – вектор упругих смещений, g – гиромагнитное отношение, которое мы будем считать одинаковым для обеих подрешеток [9], $H_r \equiv -\delta W/\delta r$ – эффективное поле, $r = \mathbf{m}, \mathbf{l}$.

В случае сдвиговой волны с $\mathbf{u}\|OZ$, $\mathbf{k} \in (XY)$ материальные соотношения для АФМ со структурой $4_z^- 2_d^+$ (знак "плюс" в (5)) могут быть представлены в виде

$$\begin{cases} \sigma_{zx} = c_\perp \dfrac{\partial u_z}{\partial x} + (\beta_{14} - i\beta_*)h_y, \\ \sigma_{zy} = c_\perp \dfrac{\partial u_z}{\partial y} + (\beta_{41} + i\beta_*)h_x, \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_x = \mu_\perp h_x - 4\pi(\beta_{41} - i\beta_*)\dfrac{\partial u_z}{\partial y}, \\ B_y = \mu_\perp h_y - 4\pi(\beta_{14} + i\beta_*)\dfrac{\partial u_z}{\partial x}, \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} c_\perp \equiv \mu\dfrac{\omega_*^2 - \omega_{me}^2 - \omega^2}{\omega_*^2 - \omega^2}, \quad \omega_{me}^2 \equiv \dfrac{g^2 M_0^2 \delta\gamma^2}{\mu}, \\ \omega_*^2 \equiv \omega_0^2 + \omega_{me}^2, \quad \mu_\perp \equiv 1 + 4\pi\chi, \\ \beta_{14} = \beta_{41} \equiv \dfrac{g^2 M_0^2 \gamma d}{\omega_*^2 - \omega}, \quad \beta_* \equiv \dfrac{g M_0 \gamma\omega}{\omega_*^2 - \omega^2}, \\ \chi \equiv \chi_\perp \dfrac{\omega_*^2}{\omega_*^2 - \omega^2}, \quad \chi_\perp \equiv \dfrac{4}{\delta}, \end{cases}$$

где $\mathbf{B}$ – магнитная индукция, φ – магнитостатический потенциал ($\mathbf{h} \equiv -\nabla\varphi$), $c_\perp$ – эффективный упругий модуль, β_{14}, β_{41}, β_* – эффективные пьезомагнитные модули, $\mu_\perp$ - компоненты тензора магнитной проницаемости, $\omega_0^2 = g^2 M_0^2(\delta b - d^2)$ – индуцированная одноосной анизотропией энергия активации спиновой волны, ω_{me}^2 – магнитоупругая щель [9].

Так как целью данной работы является изучение магнитоупругой динамики пьезомагнитной АФМ-пластины толщиной $2L$ с сагиттальной плоскостью (XY), рассматриваемая система динамических уравнений должна быть дополнена соответствующими упругими и электродинамическими граничными условиями. В дальнейшем мы ограничимся случаем $\mathbf{n}\|[100]$, предполагая, что система граничных условий имеет вид [10]

$$\mathbf{u} = 0, \quad \mathbf{Bn} = 0, \quad x = \pm L. \quad (9)$$

Вследствие (8) при направлении распространения сдвиговой волны с $\mathbf{u}\|OZ$ вдоль OY для краевой задачи (7)–(9) получаем следующее характеристическое уравнение ($\omega_d^2 \equiv g^2 M_0^2 \delta d$, $s_t^2 \equiv \mu/\rho$, $\mathbf{k} = \{k_\|, k_\perp, 0\}$):

$$(k_\|^2 + k_\perp^2)\left[c_\perp + \varepsilon\frac{\omega_{me}^2\omega_d^2}{\mu_\perp(\omega_{me}^2 + \omega_0^2 - \omega^2)^2}\frac{k_\|^2 k_\perp^2}{(k_\|^2 + k_\perp^2)^2}\right] = k_0^2,$$

$$k_0^2 \equiv \frac{\omega^2}{s_t^2}, \quad \varepsilon \equiv \frac{16\pi}{\delta}. \quad (10)$$

Это означает, что пространственное распределение как поля сдвиговых упругих смещений, так и магнитостатического потенциала в рассматриваемой АФМ-пластине отвечает двухпарциальной волне:

$$u_z = \sum_{i=1}^{2}(A_i \cos q_i x + B_i \sin q_i x)\exp[i(k_\perp y - \omega t)], \quad (11)$$

$$\varphi = \sum_{i=1}^{2}(-A_i\Delta_i \sin q_i x + B_i\Delta_i \cos q_i x)\exp[i(k_\perp y - \omega t)],$$

$$\Delta_i \equiv \frac{q_i k_\perp}{q_i^2 + k_\perp^2}. \quad (12)$$

Таким образом, уже в эластостатическом пределе (для этого в правой части (10) надо перейти к пределу $k_0^2 \to 0$) расчет дает следующее выражение для спектра нормальных объемных колебаний, распространяющихся вдоль рассматриваемой пьезомагнитной пластины ($\kappa_\nu \equiv \pi\nu/2L$, $\omega_*^2 \equiv \omega_{me}^2 + \omega_0^2$):

$$[\omega_*^2(1+\varepsilon) - \omega^2][\omega_0^2 - \omega^2] + \varepsilon\omega_{me}^2\omega_d^2\frac{\kappa_\nu^2 k_\perp^2}{(\kappa_\nu^2 + k_\perp^2)^2} \cong 0. \quad (13)$$

Полученное соотношение определяет дисперсионные свойства распространяющихся вдоль пьезомагнитной пластины безобменных объемных спинволновых возбуждений с $\mathbf{k}_\perp\|OY$, $\mathbf{n}\|[100]$. В отличие от ранее известных типов безобменных магнонов (как дипольных, так и эластостатических) рассматриваемый класс безобменных спиновых волн можно назвать эластодипольными магнонами, поскольку, как следует из (13), он обладает дисперсией, только если $\varepsilon\omega_{me}^2\omega_d^2 \neq 0$ (т.е. только при одновременном учете как магнитодипольного, так и фононного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия в рассматриваемом ограниченном пьезомагнетике).

Определяемый соотношениями (13) спектр безобменных объемных эластодипольных магнонов на плоскости $\omega - k_\perp$ является двухзонным. В дальнейшем условно разделим его на "низкочастотную" ($c_\perp < 0$) и "высокочастотную" ($\mu_\perp < 0$) зоны. Для выбранной ориентации нормали $\mathbf{n}$ полученные дисперсионные соотношения (13) в каждой из зон обладают и длинноволновой (формально при $k_\perp \to 0$) и коротковолновой (формально при $k_\perp \to \infty$) точками сгущения спектра, вырожденными по частоте: $\omega^2 = \omega_0^2$, если $c_\perp < 0$, и $\omega^2 = (\omega_0^2 + \omega_{me}^2)(1+\varepsilon)$, если $\mu_\perp < 0$. При этом для фиксированного номера моды ν спектр соответствующей безобменной объемной эластодипольной спиновой волны при $k_\perp = k_* \neq 0$ имеет критическую точку, определяемую условием

$$k_*^2 = -\kappa_\nu^2\left(1 \pm \sqrt{-\frac{16\pi\beta_{14}^2}{c_\perp\mu_\perp}}\right). \quad (14)$$

В "низкочастотной" зоне такая точка отвечает максимуму (при $\mathbf{n}\|[100]$) соответствующей дисперсионной кривой. Если зона "высокочастотная", то критическая точка отвечает минимуму. Для заданного номера моды ν и выбранной зоны (высокочастотная или низкочастотная) соответствующая дисперсионная кривая (13) меняет тип волны, если ее поперечное волновое число становится больше критического значения (14). Для низкочастотной зоны по мере роста $k_\perp$ тип волны меняется с прямого ($k_\perp \partial\omega/\partial k_\perp > 0$) на обратный ($k_\perp \partial\omega/\partial k_\perp < 0$), а для высокочастотной зоны – наоборот. Кроме того, для любой пары мод с заданными номерами ν и τ, принадлежащими одной и той же зоне рассматриваемого спектра (13), при $k_\perp \neq 0$ существует точка вырождения спектра. Она отвечает пересечению соответствующих дисперсионных кривых (причем обязательно одна из них является волной прямого типа, а вторая – волной обратного типа). С физической точки зрения это безобменный эластодипольный механизм формирования неоднородного спин-спинового резонанса. Его можно рассматривать как аналог хорошо известного в магнитных пластинах неоднородного спин-спинового резонанса с участием магнитостатической и обменной спиновых волн [6]. Отметим также, что в безобменном пределе число как точек экстремума, так и точек вырождения в спектре обсуждаемых спин-волновых возбуждений образует бесконечное счетное множество.

Так же как и магнитостатическая спиновая волна, которая относится к "медленной" ветви спектра нормальных спиново-электромагнитных волн в ограниченном магнетике [6], найденный класс безобменных эластодипольных магнонов является частью "медленной" ветви спектра сдвиговых упругих волн в ограниченном пьезомагнетике рассматриваемого типа.

Изучим основные дисперсионные эффекты, обусловленные учетом конечности скорости распространения в сагиттальной плоскости (XY) сдвиговой упругой волны, поляризованной вдоль равновесного вектора антиферромагнетизма ($\mathbf{l}\|OZ$). Если по-прежнему $\mathbf{n}\|[100]$, то для расчета можно воспользоваться характеристическим уравнением (10), полагая теперь, что его правая часть отлична от нуля. Структурно решение граничной задачи опять можно искать в виде, аналогичном (11), (12). В результате соответствующее соотношение для спектра нормальных сдвиговых упругих объемных колебаний, распространяющихся вдоль пьезомагнитной пластины, с учетом магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий может быть представлено в виде ($\kappa_\nu \equiv \pi\nu/d$)

$$(\kappa_\nu^2 + k_\perp^2)\left[1 + K^2 \frac{\kappa_\nu^2 k_\perp^2}{(\kappa_\nu^2 + k_\perp^2)^2}\right] = \frac{k_0^2}{c_\perp},$$

$$K^2 \equiv \varepsilon \frac{\omega_{me}^2 \omega_d^2}{(\omega_{me}^2 + \omega_0^2 - \omega^2)^2 \mu_\perp c_\perp}. \qquad (15)$$

Анализ показывает, что учет конечности скорости распространения упругих волн приводит к тому, что число точек экстремумов и точек вырождения оказывается конечным. При этом оно зависит от номера моды и толщины пластины, уменьшаясь с ее ростом вплоть до нуля. Для сдвиговых объемных упругих волн точка $c_\perp = 0$ при $k_\perp \to 0$ является точкой сгущения спектра, но только при $\omega \to \omega_0 - 0$. При $k_0 \neq 0$ найденные в эластодипольном приближении длинноволновых точек сгущения спектра при $k_\perp/\kappa_\nu \to 0$ будут отсутствовать как в высокочастотном ($\mu_\perp < 0$), так и в низкочастотном ($c_\perp < 0$) диапазонах. Что касается коротковолновых точек сгущения спектра, то для них по-прежнему при $k_\perp/\kappa_\nu \to \infty$ $\mu_\perp \to 0$, если $\mu_\perp < 0$, и $c_\perp \to 0$, если $c_\perp < 0$.

С учетом запаздывания соотношения для точек вырождения спектра принимают вид ($\kappa_\tau \equiv \pi\tau/2L$)

$$k_0^2 = c_\perp(\kappa_\nu^2 + k_\perp^2) + \frac{16\pi\beta_{14}^2}{\mu_\perp} \frac{\kappa_\nu^2 k_\perp^2}{\kappa_\nu^2 + k_\perp^2};$$

$$1 + K^2 \frac{k_\perp^4}{(\kappa_\nu^2 + k_\perp^2)(\kappa_\tau^2 + k_\perp^2)} = 0. \qquad (16)$$

Анализ показывает, что для некоторых начальных номеров мод при толщине пластины ниже критической могут формироваться (в том же частотном интервале $c_\perp\mu_\perp < 0$) дополнительные точки вырождения спектра (а те, что были в эластостатическом пределе, будут смещаться как по частоте, так и по волновому числу). Это будет точка пересечения двух волн прямого типа.

Следует отметить, что этот "дополнительный" тип точек вырождения спектра, связанный с учетом конечности скорости распространения упругих волн, не является аналогом быстрых магнитоупругих волн, достаточно подробно изученных ранее на примере однородно намагниченных ферромагнитных пластин [11]. Если в случае [11] формально положить равным нулю магнитоупругое взаимодействие, то быстрые магнитоупругие волны сведутся к появлению на плоскости частота – поперечное волновое число точек вырождения между дисперсионными кривыми, отвечающими спектру распространяющихся объемных МСВ, и дисперсионными кривыми, определяющими спектр объемных упругих волн пластины. В нашем же случае дисперсия эластодипольных магнонов есть результат гибридизации дипольного и магнитоупругого взаимодействий, и если положить равным нулю магнитоупругое взаимодействие, то пересечения спектров МСВ и упругих волн не будет.

Как известно, объемные волны в пластине есть результат интерференции плоских упругих волн, отраженных от ее поверхностей. Это дает возможность установить соответствие между геометрией сечения сагиттальной плоскостью поверхности волновых векторов (ППВ) нормальной сдвиговой упругой волны в рассматриваемом неограниченном пьезомагнетике и структурой спектра найденной выше сдвиговой объемной волны, распространяющейся вдоль пластины такого пьезомагнетика. Для сагиттальной плоскости (XY) форму сечения ППВ можно представить в виде

$$k^2 = \left(\frac{1}{c_\perp}\right)\frac{k_0^2}{1+K^2\sin^2 2\varphi}, \quad \mathrm{tg}\,\varphi \equiv \frac{k_\perp}{k_\parallel}, \quad \mathbf{n}\|[100]. \tag{17}$$

При $\omega_0^2 < \omega^2 < (\omega_{me}^2 + \omega_0^2)(1+\varepsilon)$ (т.е. в области эластодипольных магнонов) ППВ превращается из замкнутой поверхности в открытую. В сагиттальной плоскости появляются интервалы углов (сектора) величины $\varphi = 2\varphi_c$ $(1 = |K^2|\sin^2 2\varphi_c)$, внутри которых на соответствующей частоте в АФМ возможно только формирование эванесцентных волн. При $c_\perp < 0$ биссектрисы таких углов взаимно ортогональны и направлены вдоль основных осей координат ($\varphi = 0, \pm\pi/2$), тогда как при $\mu_\perp < 0$ они совпадают с направлениями $\varphi = \pm\pi/4, \pm 3\pi/4$. Внешняя нормаль к кривой (17) определяет направление усредненного потока энергии, переносимого волной. Из сравнения (13) и (17), в частности, следует, что при $c_\perp\mu_\perp < 0$ обратным эластодипольным объемным волнам отвечает наличие участков с отрицательной гауссовой кривизной на сечении ППВ сагиттальной плоскостью. В противоположном случае распространяющаяся в АФМ-пластине объемная волна будет волной прямого типа.

Выше мы ограничивались анализом условий формирования объемных эластодипольных магнонов только в антиферромагнитной пластине, взаимодействие Дзялошинского в которой определяется выражением (5) со знаком “плюс”. Вместе с тем, как показывает расчет, аналогичный тип возбуждений может быть реализован и в пластинах АФМ с инвариантом (6). Необходимо лишь учесть, что инварианты (5) со знаком “плюс” и (6) со знаком “минус” переходят один в другой при повороте используемой системы координат на угол $\pi/4$ относительно оси OZ. Таким образом, все найденные выше соотношения сохранят свою силу и в случае пластины АФМ с инвариантом (6) со знаком “минус” при граничных условиях (9), если $\mathbf{n}\|[110]$, (XY) – сагиттальная плоскость, $\mathbf{l}\|OZ$. Все остальные варианты знаков в (5) и (6) не приводят к формированию в АФМ-пластине обсуждаемого типа безобменных объемных эластодипольных магнонов. Уже слабое отклонение от использованных выше граничных условий приводит к исчезновению найденных выше точек вырождения спектра (16). Вместо этого дисперсионные кривые, отвечающие разным модам рассматриваемого спектра, в окрестности точек вырождения будут расталкиваться и демонстрировать эффект “бутылочного горла”. При этом если точка вырождения была образована волнами прямого и обратного типа, то при снятии вырождения на дисперсионных кривых будут парами формироваться дополнительные критические точки $\partial\omega/\partial k_\perp = 0$, отвечающие максимуму и минимуму. Следующая из (10) сильная зависимость дисперсионных свойств нормальной сдвиговой волны $\mathbf{u}\|OZ$ от направления распространения в плоскости (XY), приводит к тому, что спектр исследуемых в данной работе безобменных объемных эластодипольных магнонов оказывается крайне чувствительным к ориентации нормали к поверхности АФМ-пленки в обсуждаемой сагиттальной плоскости.

Более подробно влияние ориентации $\mathbf{n}$ в сагиттальной плоскости на структуру спектра объемных эластодипольных магнонов, а также эффекты неоднородного обменного взаимодействия будут рассмотрены отдельно.

Работа выполнена в рамках конкурса совместных российско-украинских исследовательских проектов РФФИ–НАНУ (номера проектов 14-02-90416 (Р) и 29-02-14 (У)).

1. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*, ed. by N. Engheta and R. W. Ziolkowski, Wiley-IEEE Press, New Jersey (2006).
2. M. Lapine, I. V. Shadrivov, D. A. Powell, Yu. S. Kivshar, Nat. Mat. **11**, 30 (2012).
3. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. D Appl. Phys. **43**, 264001 (2010).
4. B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Münzenberg, Phys. Rep. **507**, 107 (2011).
5. M. Krawczyk and D. Grundler, J. Phys.: Cond. Matt. **26**, 123202 (2014).
6. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, М. (1994).
7. L. Solymar, E. Shamonina, *Waves in Metamaterials*, Oxford University Press (2009).
8. Ю. В. Гуляев, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, УФН **181**, 595 (2011).
9. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин, И. Ф. Мирсаев, В. В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, М. (2001).
10. V. I. Alshits, A. N. Darinskii, and J. Lothe, Wave Motion **16**, 265 (1992).
11. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Изв. вузов. Сер. Физика **31**, 6 (1988).