

05:09;11

Новый класс анизотропных безобменных спиновых волн

© С.В. Тарасенко

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

(Поступило в Редакцию 14 октября 1996 г. В окончательной редакции 26 июля 1999 г.)

На примере тонкой магнитной пленки тетрагонального антиферромагнетика показано, что косвенный спин-спиновый обмен через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций при учете кристаллографической магнитной анизотропии кристалла приводит к формированию качественно новых типов безобменных распространяющихся спиновых волн, как поверхностных, так и объемных. Исследован случай изолированной магнитной пленки и тонкой магнитной пленки с одно- или двусторонним покрытием.

Введение

В работах [1–4] было показано, что если косвенный спин-спиновый обмен в тонкой магнитной пленке осуществляется за счет магнитодипольного взаимодействия, то последовательный учет кристаллографической магнитной анизотропии может приводить к формированию новых типов распространяющихся магнитных возбуждений — анизотропно-дипольных спиновых волн. Однако вследствие обменного ослабления магнитодипольного взаимодействия эффективность подобного механизма формирования безобменных спин-волновых возбуждений резко снижается в пленках антиферромагнитных материалов. Вместе с тем в [5] показано, что если частота спиновых колебаний ω и проекция их волнового вектора k на плоскость магнитной пленки (k_{\perp}) удовлетворяют эластостатическому критерию [6] (s — минимальная фазовая скорость распространения упругих волн)

$$\omega \ll sk_{\perp}, \quad (1)$$

то альтернативой магнитодипольному механизму формирования безобменных спиновых волн может быть обменно-усиленный в антиферромагнетиках косвенный спин-спиновый обмен через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций. Соответствующий класс распространяющихся безобменных спин-волновых возбуждений может быть назван эластостатическими спиновыми волнами (ЭСВ) [5], поскольку условие (1) в континуальной теории упругости соответствует эластостатическому приближению, а условия формирования ЭСВ во многом аналогичны условиям формирования магнитоэластических спиновых волн. Однако условия формирования и дисперсионные свойства всех до сих пор рассмотренных типов ЭСВ, как поверхностных, так и объемных, не зависели от характера кристаллографической магнитной анизотропии реального магнитного образца. Следовательно, с этой точки зрения они могут быть названы изотропными эластостатическими спиновыми волнами.

Целью данной работы является определение необходимых условий, при выполнении которых влияние кристаллографической магнитной анизотропии на характер

спин-спинового обмена через поле "эластостатических фононов" может приводить в условиях (1) к формированию в ограниченных магнетиках нового класса распространяющихся объемных и поверхностных спин-волновых возбуждений — анизотропных эластостатических спиновых волн.

Основные соотношения

В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ($M_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель легкоплоскостного тетрагонального антиферромагнетика (АФМ) [7,8]. Особенности спиновой динамики этого класса магнитных кристаллов связаны, как известно, с наличием взаимодействия Дзялошинского, вид которого зависит от четности антиферромагнитной структуры относительно оси четвертого порядка (0Z). Если эта ось нечетна (4^-), то в терминах векторов ферромагнетизма (m) и антиферромагнетизма (l) такое взаимодействие $D_{ik}m_i l_k$ содержит инварианты ($|M_1| = |M_2| = M_0$)

$$d_1(m_x l_y + m_y l_x), \quad d_1(m_x l_x - m_y l_y). \quad (2)$$

В рамках феноменологического подхода плотность энергии рассматриваемой модели W произвольного двухподрешеточного антиферромагнетика, учитывающая взаимодействие спиновой и упругой подсистем, может быть представлена в виде функционала от векторов \mathbf{m} , \mathbf{l} , их пространственных производных и тензора упругих деформаций u_{ik} . Чтобы наглядно продемонстрировать влияние кристаллографической магнитной анизотропии на формирование эластостатических спиновых волн, в дальнейшем магнитоупругие и упругие свойства кристалла будем полагать изотропными

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

$$W_m = 2M_0^2 \left\{ \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} [(\nabla \mathbf{l})^2] + W_a \{\mathbf{l}\} + \frac{2}{g\delta M_0} D_{ij} m_i l_j - 2\mathbf{m} \mathbf{h} \right\},$$

$$W_{me} = 2M_0^2 \gamma l_i l_k u_{ik}, \quad W_e = \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2. \quad (3)$$

Всюду в дальнейшем будем предполагать выполненным соотношение

$$|\mathbf{m}| \ll 1. \quad (4)$$

Следуя [8], можно показать, что в условиях (1) как линейная, так и нелинейная эластообменная спиновая динамика рассматриваемой модели магнетика может быть описана с помощью следующей системы динамических уравнений, связывающих между собой вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} и вектор упругих смещений решетки \mathbf{u} :

$$\begin{aligned} & \alpha \left[\mathbf{l} \left(\Delta \mathbf{l} - \frac{1}{c^2} \mathbf{l}_{tt} - \frac{\partial W_{me}}{\partial \mathbf{l}} \right) \right]_i - \frac{8}{g\delta M_0} (\mathbf{lh}) \frac{\partial l_i}{\partial t} - \frac{4}{\delta} (\mathbf{lh}) [\mathbf{lh}]_i \\ & + \frac{2}{g\delta M_0} \left(\varepsilon_{ijk} l_j D_{pk} \varepsilon_{prs} l_r \frac{\partial l_s}{\partial t} + 2R \frac{\partial l_i}{\partial t} + l_i D_{pk} l_p \frac{\partial l_k}{\partial t} D_{ik} \frac{\partial l_k}{\partial t} \right) \\ & + \frac{2}{\delta} \varepsilon_{ijk} l_j ((\mathbf{lh})(D_{kr} + D_{rk}) l_r + h_k R - D_{rk} h_r) = 0, \\ & \frac{\partial^2 W}{\partial x_k \partial u_{ik}} \equiv 0, \quad D_i \equiv D_{ik} l_k, \quad R \equiv D_{ik} l_i l_k. \end{aligned} \quad (5)$$

Эффективная энергия магнитной анизотропии W_a для вектора \mathbf{l} в рассматриваемом случае имеет вид

$$W_a = \frac{\beta}{2} (l_x^2 + l_y^2) + \frac{1}{4} (b(l_x^2 + l_y^2)^2 + 4\tilde{b} l_x^2 l_y^2), \quad (6)$$

тогда как вектор ферромагнетизма \mathbf{m} можно определить из формулы

$$\mathbf{m} = \frac{2}{\delta} \left\{ \frac{1}{gM_0} [\mathbf{l}, \mathbf{l}] + \mathbf{h} - \mathbf{l}(\mathbf{lh}) \right\} + \frac{1}{2} (\mathbf{IR} - \mathbf{D}). \quad (7)$$

Если систему динамических уравнений (5) записать как систему уравнений Эйлера–Лагранжа, то плотность соответствующей функции Лагранжа L может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} L = M_0^2 & \left\{ \frac{\alpha}{2} \left[\frac{1}{c^2} \mathbf{l}_t^2 - (\nabla \mathbf{l})^2 \right] - W_a \{ \mathbf{l} \} \right. \\ & + \frac{2}{g\delta M_0} D_{ij} \left[\mathbf{l}, \mathbf{l}_i l_j + l_i \left(\frac{2}{\delta} (\mathbf{R} h_i - D_{ik} h_k) \right) \right] \left. \right\} \\ & + \frac{\rho}{2} \mathbf{u}_t^2 - W_{me} - W_e. \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку нас интересует эластообменная динамика тонкой магнитной пленки, то для решения краевой задачи система динамических уравнений (5), (6) должна быть дополнена соответствующими краевыми условиями. В случае тонкой изолированной пленки АФМ толщиной d и полностью свободными спинами такая система граничных условий имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial \xi} = 0; \quad \sigma_{ik} n_k = 0; \quad \xi = 0, d. \quad (9)$$

Если же образец является полностью "зажатым", то совместно с (5), (6) необходимо использовать следующую систему граничных условий:

$$\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial \xi} = 0; \quad u_i = 0; \quad \xi = 0, d. \quad (10)$$

Пользуясь условием $|\mathbf{l}| = 1$, удобно систему динамических уравнений (5), (6) и соответствующие граничные условия (9) или (10) представить в терминах полярного ϑ и азимутального φ углов, определяемых исходя из соотношения

$$l_x = \sin \vartheta \cos \varphi; \quad l_y = \sin \vartheta \sin \varphi; \quad l_z = \cos \vartheta. \quad (11)$$

В этом случае, как показывает анализ (5), (6), легкоплоскостному характеру равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма отвечает $\beta < 0$. При этом в зависимости характера анизотропии в базисной плоскости, определяемой величиной \tilde{b} , основному состоянию отвечает следующая равновесная ориентация вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} :

$$\vartheta = \pi/2, \quad \varphi = 0, \pi/2, \quad \tilde{b} > 0 \quad (12)$$

или

$$\vartheta = \pi/2, \quad \varphi = \pi/4, 3\pi/4, \quad \tilde{b} < 0. \quad (13)$$

Поскольку нас в данной работе интересуют условия формирования анизотропных электростатических спиновых волн (ЭСВ), то для получения соответствующих выражений в аналитическом виде ограничимся рассмотрением таких геометрий распространения спиновых колебаний, при которых $\mathbf{u} \perp \mathbf{k}$. Совместный анализ (12), (13) и сопоставление полученных результатов с условиями существования "изотропных" ЭСВ [5] показывает, что новые "анизотропные" типы распространяющихся эластостатических спиновых волн возникают при $\mathbf{u} \parallel \mathbf{l}$. При этом, однако, структура спектра этих типов бегущих безобменных спин-волновых возбуждений существенно зависит от равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма в плоскости XY в соответствии с (12), (13).

Изолированная магнитная пленка

В случае $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = 0$ (или $\varphi = \pi/2$) (12) косвенный спин-спиновый обмен через поле эластостатических фононов с вектором смещений решетки $u_x \neq 0$ ($u_y \neq 0$) приводит к формированию объемных анизотропных ЭСВ, волновой вектор которых $\mathbf{k} \in YZ$ ($\mathbf{k} \in XZ$), а число мод ν представляет собой бесконечное счетное множество. Особенностью спектра данного типа безобменных спин-волновых возбуждений является то, что составляющие его моды при фиксированном ν и $0 < k_{\perp} < \infty$ по частоте формируются в две пересекающиеся полосы. Если обозначить частоту возбуждения "высокочастотной" объемной моды как ω_+ , "низкочастотной" — ω_- , то области существования "высокочастотных" (ω_+) и "низкочастотных" (ω_-) зон спектра объемных анизотропных ЭСВ при $0 < k_{\perp} < \infty$ определяется соответственно условиями

$$\omega_c < \omega_+ < \omega_d, \quad \omega_a < \omega_- < \omega_b. \quad (14)$$

Частоты ω_{a-d} являются точками сгущения спектра рассматриваемого класса безобменных спин-волновых возбуждений при $k_{\perp} \rightarrow 0$ и определяются из дисперсионных соотношений. Анализ показывает, что области существования данных типов безобменных магнитных возбуждений не перекрываются по частоте ($\omega_b < \omega_c$) и определяются величиной магнитной анизотропии. При этом характер дисперсионной кривой каждой из ветвей зависит от относительной ориентации нормали к поверхности пленки \mathbf{n} и направления равновесного вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} . Качественно различные ситуации реализуются при $\mathbf{n} \parallel 0Y$ и $\mathbf{n} \parallel 0Z$ ($4c^2 = g^2 M_0^2 \delta\alpha$, $\omega_{me}^2 = c^2 \gamma^2 M_0^2 / \mu\alpha$)

$$\frac{k_{\perp}^2}{(\pi\nu/d)^2} = -\frac{\mu_{\parallel}}{\mu_{\perp}}, \quad (15)$$

$$\mu_{\parallel} \equiv \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{22}}{\Delta}, \quad \mu_{\perp} \equiv \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{11}}{\Delta}, \quad \mathbf{n} \parallel 0Z,$$

$$\mu_{\parallel} \equiv \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{11}}{\Delta}, \quad \mu_{\perp} \equiv \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{22}}{\Delta},$$

$$\mathbf{n} \parallel 0Y, \quad (16)$$

$$\Delta = A_{11}A_{22}, \quad A_{11} = \omega^2 - \omega_{me}^2 - (|\beta| + b)c^2/\alpha,$$

$$A_{22} = \omega_{me}^2 - \omega^2 - 2\tilde{b}c^2/\alpha. \quad (17)$$

Если теперь, пользуясь (15)–(17), исследовать характер дисперсионных кривых найденных безобменных спин-волновых мод, то несложно показать, что при $\mathbf{n} \parallel 0Y$ ”высокочастотная” анизотропная объемная ЭСВ является волной прямого типа ($\partial\omega/\partial k_{\perp} > 0$) ($\omega_{+}(k_{\perp} \rightarrow 0) \rightarrow \omega_c$, $\omega_{+}(k_{\perp} \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_d$). Одновременно низкочастотная ветвь спектра анизотропных ЭСВ является волной обратного типа ($\partial\omega/\partial k_{\perp} < 0$) ($\omega_{-}(k_{\perp} \rightarrow 0) \rightarrow \omega_b$, $\omega_{-}(k_{\perp} \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_a$). Прямо противоположная ситуация для рассматриваемого спектра анизотропных объемных ЭСВ реализуется при $\mathbf{n} \parallel 0Z$. В этом случае высокочастотные моды, определяемые (15)–(17) с $\nu \neq 0$, являются волнами обратного типа ($\omega_{+}(k_{\perp} \rightarrow 0) \rightarrow \omega_d$, $\omega_{+}(k_{\perp} \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_c$), тогда как низкочастотные с $\nu \neq 0$ — прямого типа ($\omega_{-}(k_{\perp} \rightarrow 0) \rightarrow \omega_a$, $\omega_{-}(k_{\perp} \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_b$). Что же касается анизотропных ЭСВ мод с $\nu = 0$, то как при $\mathbf{n} \parallel 0Y$, так и при $\mathbf{n} \parallel 0Z$ их частота возбуждения в рассматриваемом безобменном приближении ($c \rightarrow 0$) не зависит от величины \mathbf{k} ($\mathbf{k} \in YZ$) и с учетом (15)–(17) определяется соотношением

$$\mu_{\parallel}^{-1} = 0, \quad \mu_{\perp} = 0. \quad (18)$$

Рассмотрим теперь, как изменится спектр найденных выше типов объемных анизотропных эластостатических спиновых волн в случае, когда направление нормали к поверхности магнитной пленки \mathbf{n} по-прежнему лежит в плоскости YZ , но составляет угол ψ с осью $0Z$ ($0 < \psi < \pi/2$). Как показывает расчет, теперь структура спектра объемных ЭСВ, индуцированных косвенным

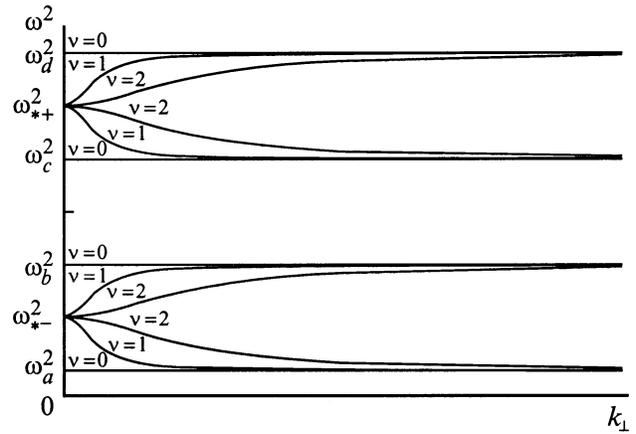


Рис. 1. $0 < \psi < \pi/2$; $\vartheta = \pi/2$; $\varphi = 0, \pi/2$; $t = l = 0$.

спин-спиновым обменом через дальнедействующее поле эластостатических фононов с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{l}$, для заданного ψ определяется уравнением, совпадающим в предельных случаях с $\psi = 0$ или $\psi = \pi/2$ с (15)–(17) при $\nu \neq 0$,

$$\frac{k_{\perp}^2}{(\pi\nu/d)^2} = -\frac{\mu_{\parallel}^2}{\mu_s^2 - \mu_{\parallel}\mu_{\perp}}, \quad (19)$$

$$\mu_{\parallel} = \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{11} \sin^2 \psi - \omega_{me}^2 A_{22} \cos^2 \psi}{\Delta},$$

$$\mu_{\perp} = \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{11} \cos^2 \psi - \omega_{me}^2 A_{22} \sin^2 \psi}{\Delta},$$

$$\mu_s = \frac{\omega_{me}^2 (A_{22} - A_{11})}{\Delta} \sin 2\psi. \quad (20)$$

Спектр нулевой моды спектра объемных анизотропных ЭСВ с учетом (19), (20) состоит из четырех ветвей

$$(\mu_{\parallel}\mu_{\perp} - \mu_s^2)\mu_{\parallel}^{-2} = 0. \quad (21)$$

Таким образом, диапазон существования распространяющихся в плоскости YZ анизотропных объемных ЭСВ по-прежнему состоит из двух удовлетворяющих условиям (14), (15) полос (”высокочастотной” (ω_{+}) и ”низкочастотной” (ω_{-})), однако теперь имеются не два, а четыре типа ветвей спектра объемных ЭСВ (рис. 1). При $\nu \neq 0$ (19), (20) структура спектра распространяющихся объемных анизотропных ЭСВ изменяется следующим образом. При $k_{\perp} \rightarrow \infty$ теперь имеются четыре точки сгущения спектра ЭСВ, значения которых соответствуют ω_{a-d} , тогда как при $k_{\perp} \rightarrow 0$ число точек сгущения по-прежнему равно двум, однако теперь их значения равны $\omega_{\pm*}$. Между всеми этими характерными точками спектра объемных анизотропных ЭСВ с $\psi \neq 0$ имеют место следующие соотношения:

$$\omega_a < \omega_{*-} < \omega_b < \omega_c < \omega_{*+} < \omega_d. \quad (22)$$

Из (19), (20) следует, что ветви спектра анизотропных объемных ЭСВ при $\omega_{*+} < \omega < \omega_d$ и

$\omega_{*-} < \omega < \omega_b$ соответствуют "высокочастотной" и "низкочастотной" волнам прямого типа $\omega_+(k_\perp \rightarrow 0) \rightarrow \omega_{*+}$, $\omega_+(k_\perp \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_d$, $\omega_-(k_\perp \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_b$, $\omega_-(k_\perp \rightarrow 0) \rightarrow \omega_{*-}$, тогда как в случае $\omega_c < \omega < \omega_{*+}$ и $\omega_a < \omega < \omega_{*-}$ — "высокочастотной" и "низкочастотной" волнам обратного типа $\omega_+(k_\perp \rightarrow 0) \rightarrow \omega_{*+}$, $\omega_+(k_\perp \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_c$, $\omega_-(k_\perp \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_a$, $\omega_-(k_\perp \rightarrow 0) \rightarrow \omega_{*-}$. Спектр объемных ЭСВ с $\nu = 0$ (21) содержит 4 ветви, не имеющих дисперсии в безобменном приближении, а их частоты совпадают с ω_{a-d} . Как показывает анализ, корни (19), (20) в предельных случаях ($\psi = 0$ или $\psi = \pi/2$) совпадают с ω_{a-d} , а структура спектра распространяющихся анизотропных объемных ЭСВ при всех ν полностью соответствует рассмотренной выше (15)–(18). Дополнительные к найденным в фазе с $\varphi = 0$ (или $\varphi = \pi/2$) типы анизотропных ЭСВ возникают в случае, если равновесная ориентация вектора антиферромагнетизма определяется условием (14) $\varphi = \pi/4$, $\vartheta = \pi/2$.

При тех же относительных ориентациях векторов \mathbf{n} и \mathbf{l} , что и в случае (15)–(17), дисперсионные соотношения, определяющие спектр анизотропных ЭСВ с $\mathbf{k} \perp \mathbf{l} \parallel \mathbf{u}$ в фазе $\varphi = \pi/4$, $\vartheta = \pi/2$, имеют вид ($\omega_d^2 = 6dc^2/\alpha$)

$$(\mu_{\parallel}^2 \mathcal{K}^2 - \mu_*^2 k_{\perp}^2) \operatorname{tg}(\mathcal{K}d) = 0; \quad \mathcal{K}^2 \equiv -\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} k_{\perp}^2,$$

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel} &= \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{22} - \omega^2 \omega_d^2}{\Delta}, \quad \mathbf{n} \parallel 0Z, \\ \mu_{\perp} &= \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{11} - \omega^2 \omega_d^2}{\Delta}, \quad \mathbf{n} \parallel 0Z, \\ \mu_{\parallel} &= \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{11} - \omega^2 \omega_d^2}{\Delta}, \quad \mathbf{n} \perp 0Z, \\ \mu_{\perp} &= \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{22} - \omega^2 \omega_d^2}{\Delta}, \quad \mathbf{n} \perp 0Z, \end{aligned} \quad (23)$$

$$\mu_* = i \frac{\omega \omega_d \omega_{me}^2}{\Delta}, \quad \Delta = A_{11}A_{22} - \omega^2 \omega_d^2, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} A_{11} &= \omega^2 - \omega_{me}^2 - (|\beta| + b + 2|\tilde{b}|)c^2/\alpha, \\ A_{22} &= \omega^2 - \omega_{me}^2 - 2|\tilde{b}|c^2/\alpha. \end{aligned} \quad (25)$$

И в данном случае, как и в (15)–(17), возможно формирование "высокочастотной" и "низкочастотной" полос распространяющихся объемных анизотропных ЭСВ ($\mathcal{K}^2 > 0$), удовлетворяющих (14), (15). При этом зависимость их дисперсионных характеристик от относительной ориентации вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} по отношению к ориентации нормали к поверхности магнитной пленки \mathbf{n} качественно не отличается от исследованной выше в фазе с $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = 0$. Однако принципиально новой особенностью рассматриваемого спектра безобменных спин-волновых возбуждений по сравнению с (15)–(17) является формирование двух ветвей анизотропных поверхностных ЭСВ ($\mathcal{K}^2 < 0$). Анализ (23)–(25) показывает, что их формирование обусловлено косвенным спин-спиновым взаимодействием

через поле эластостатических фононов с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{l}$ в условиях, когда среди магнитных взаимодействий кристалла имеется взаимодействие, нарушающее лоренцевскую инвариантность данной магнитной системы. В исследуемом случае этот эффект индуцирован наличием взаимодействия Дзялошинского с $D_{ik} \neq \varepsilon_{ik} d_j$. В рассматриваемом безобменном приближении все эти ветви (как и моды с $\nu = 0$ анизотропных ЭСВ объемного типа) являются бездисперсными. Обозначим частоты этих ветвей анизотропных поверхностных ЭСВ в порядке возрастания частоты $\Omega_{s\pm}$ ($\Omega_{s-} < \Omega_{s+}$). Тогда анализ (23)–(25) показывает, что для $0 < k_{\perp} < \infty$ как при $\mathbf{n} \parallel 0Z$, так и $\mathbf{n} \perp 0Z$ с учетом (14), (15) имеют место условия

$$\omega_a < \omega_b < \Omega_{s-} < \Omega_{s+} < \omega_c < \omega_d. \quad (26)$$

Здесь необходимо отметить, что характерные частоты ω_{a-d} должны определяться теперь из (23)–(25) при $k_{\perp} \rightarrow 0$ и $k_{\perp} \rightarrow \infty$. Проанализируем теперь для данной магнитной фазы ($\vartheta = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$) структуру спектра анизотропных ЭСВ, распространяющихся в плоскости с нормалью вдоль l , но при произвольной ориентации n в этой плоскости, определяемой углом ψ , отсчитываемым относительно оси $0Z$. Соответствующее дисперсионное уравнение, описывающее одновременно структуру спектра как объемных, так и поверхностных ЭСВ, при произвольном ψ ($0 < \psi < \pi/2$) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} (\mu_{\parallel}^2 \mathcal{K}^2 - \mu_*^2 k_{\perp}^2) \operatorname{tg}(\mathcal{K}d) &= 0; \\ \mathcal{K}^2 &\equiv \left\{ \left(\frac{\mu_s}{\mu_{\parallel}} \right)^2 - \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} \right\} k_{\perp}^2; \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel} &= \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{11} - \omega^2 \omega_d^2 - \omega_{me}^2 (A_{22} - A_{11}) \cos^2 \psi}{\Delta}, \\ \mu_{\perp} &= \frac{A_{11}A_{22} - \omega_{me}^2 A_{11} - \omega^2 \omega_d^2 - \omega_{me}^2 (A_{22} - A_{11}) \sin^2 \psi}{\Delta}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\mu_* = i \frac{\omega \omega_d \omega_{me}^2}{\Delta}, \quad \mu_s = \frac{\omega_{me}^2 (A_{22} - A_{11})}{\Delta} \sin 2\psi. \quad (29)$$

Как и в случае фазы с $\vartheta \equiv \pi/2$, $\varphi \equiv 0$ (19)–(20) при $\psi \neq 0$ структура спектра распространяющихся анизотропных объемных ЭСВ качественно не отличается от исследованной при $\psi \neq 0$ в фазе $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = 0$ ($\Delta = A_{11}A_{22} - \omega^2 \omega_d^2$).

В частности, из (27)–(29) следует, что при $k_{\perp} \rightarrow \infty$ имеются четыре точки сгущения ω_{a-d} , а при $k_{\perp} \rightarrow 0$ — две (ω_{*+}), связанные между собой системой неравенств, аналогичной (22). С учетом выше сделанных обозначений ($\Omega_{s\pm}$ — поверхностные волны) при $0 < k_{\perp} < \infty$ области существования по частоте как поверхностных, так и объемных анизотропных ЭСВ в данном случае удовлетворяет системе неравенств

$$\omega_a < \omega_{*-} < \omega_b < \Omega_{s-} < \Omega_{s+} < \omega_c < \omega_{*+} < \omega_d. \quad (30)$$

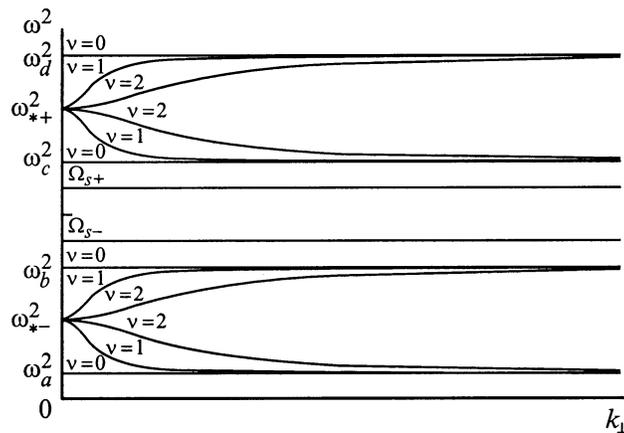


Рис. 2. $0 < \psi < \pi/2; \vartheta = \pi/2; \varphi = \pi/4, 3\pi/4; t = l = 0$.

Как и в случае фазы с $\vartheta = \pi/2, \varphi = 0$, для фазы с $\vartheta = \pi/2, \varphi = \pi/4$ ветви спектра анизотропны объемных ЭСВ при $\omega_{*+} < \omega < \omega_d$ и $\omega_{*-} < \omega < \omega_b$ соответствует "высокочастотной" и "низкочастотной" волнам прямого типа, а в случае $\omega_c < \omega < \omega_{*+}$ и $\omega_a < \omega < \omega_{*-}$ — "высокочастотной" и "низкочастотной" волнам обратного типа. Спектр объемных ЭСВ с $\nu = 0$ содержит 4 бездисперсионные (в безобменном приближении) ветви и их частоты совпадают с ω_{a-d} . Как показывает анализ (27)–(29), в предельных случаях $\psi = 0$ или $\psi = \pi/2, \omega_{*\pm}$ совпадает соответственно с ω_{a-d} , а структура спектра анизотропных объемных ЭСВ полностью соответствует рассмотренной выше (23)–(25) (рис. 2).

До сих пор при рассмотрении условий формирования анизотропных типов ЭСВ мы ограничивались анализом тонкой изолированной магнитной пленки. Вместе с тем на эффективность исследуемого "фононного" механизма формирования безобменных спиновых волн может влиять изменение упругих граничных условий на поверхности магнитной пленки. Например, это может быть одно- и двустороннее немагнитное покрытие, имеющее с поверхностью магнетика сплошной акустический контакт.

Магнитная пленка с одно- и двусторонним немагнитным покрытием

В этом случае система граничных условий (9) изменится следующим образом (параметры магнитной и немагнитной, упругоизотропной среды будут обозначены соответственно индексом 1 и 2, b_s — константа поверхностной магнитной анизотропии): при одностороннем немагнитном покрытии

$$\alpha \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial \xi} + b_s \mathbf{n}(\mathbf{l}\mathbf{n}) = 0, \quad \sigma_{ik}^{(1)} n_k = \sigma_{ik}^{(2)} n_k, \quad \xi = d,$$

$$\sigma_{ik}^{(1)} n_k = 0, \quad \xi = 0, \quad \sigma_{ik}^{(2)} n_k = 0, \quad \xi = d + t, \quad (31)$$

при двустороннем немагнитном покрытии

$$\alpha \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial \xi} + b_s \mathbf{n}(\mathbf{l}\mathbf{n}) = 0, \quad \sigma_{ik}^{(1)} n_k = \sigma_{ik}^{(2)} n_k, \quad \xi = 0, d,$$

$$\sigma_{ik}^{(2)} n_k = 0, \quad \xi = d + t, \quad \xi = -l. \quad (32)$$

Чтобы исследовать, как повлияет наличие немагнитного покрытия на условия формирования и дисперсионные свойства анизотропных ЭСВ, существующих в изолированной магнитной пленке, исследуем $\mathbf{k}_\perp \perp \mathbf{l} \parallel \mathbf{u}$. Как показывает расчет, наличие одностороннего (31) или двустороннего (32) немагнитного покрытия следующим образом изменяет дисперсионное уравнение для распространяющихся анизотропных ЭСВ в фазе $\vartheta = \pi/2, \varphi = 0$ ($\mathbf{k} \in YZ$): одностороннее немагнитное покрытие

$$\mu_\parallel \chi a + k_\perp \text{th}(k_\perp t) \text{ctg}(\chi d) = 0, \quad \chi^2 \equiv -\frac{\mu_\perp}{\mu_\parallel} k_\perp^2, \quad (33)$$

двустороннее немагнитное покрытие

$$\mu_\parallel^2 \chi^2 a^2 + \mu_\parallel \chi k_\perp a (\text{th}(k_\perp t) + \text{th}(k_\perp l)) \text{ctg}(\chi d) + k_\perp^2 \text{th}(k_\perp t) \text{th}(k_\perp l) = 0, \quad (34)$$

где μ_\parallel, μ_\perp при $\mathbf{n} \parallel 0Z$ или $\mathbf{n} \parallel 0Y$ определяются соотношениями (16), (17); $a \equiv \mu_1/\mu_2$.

Из (33), (34) следует, что точки сгущения спектра распространяющихся анизотропных объемных ЭСВ (ω_{a-d}) представляют собой решения (33), (34) при $k_\perp \rightarrow 0$ и $k_\perp \rightarrow \infty$. С их помощью, пользуясь (33), (34), можно показать, что при $0 < k_\perp < \infty$, как и в случае изолированной магнитной пленки, в спектре объемных ЭСВ имеются как "низкочастотные" моды (ω_-) ($\omega_a < \omega < \omega_b$), так и "высокочастотные" (ω_+) — при $\omega_c < \omega < \omega_d$. При этом по-прежнему при $\mathbf{n} \parallel 0Y$ "высокочастотные" ветви спин-волновых возбуждений относятся к волнам прямого типа ($\partial\omega/\partial k_\perp > 0$), а "низкочастотные" — к волнам обратного типа ($\partial\omega/\partial k_\perp < 0$). Если $\mathbf{n} \parallel 0Z$, то имеет место прямо противоположная ситуация: $\omega_+(k_\perp \rightarrow 0) \rightarrow \omega_d, \omega_+(k_\perp \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_c$ и $\omega_-(k_\perp \rightarrow 0) \rightarrow \omega_a, \omega_-(k_\perp \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_b$. Анализ (33), (34) показал, что наличие немагнитного покрытия наиболее сильно изменяет структуру спектра квазиоднородных по толщине магнитной пленки объемных спин-волновых мод (ω_{a-d}), которым в спектре изолированной магнитной пленки (18) соответствовали моды с $\nu = 0$. Обе ветви этой моды объемных безобменных спиновых волн становятся дисперсионными, причем тип волны (прямой или обратный) прямо противоположен типу мод с более высокими номерами $\nu > 1$ и распространяющимися в том же частотном интервале. Наконец, при $\mathbf{n} \parallel 0Y$ для ω_- или $\mathbf{n} \parallel 0Z$ (для ω_+) и $k_\perp \rightarrow 0$ область существования квазиоднородных по толщине пленки анизотропных эластостатических спин-волновых мод становится зависящей от соотношения толщин и упругих модулей сдвига магнитного и немагнитного слоев.

Анализ (33), (34) позволяет сделать вывод, что косвенный спин-спиновый обмен через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций в присутствии немагнитного покрытия, имеющее сплошной акустический контакт с поверхностью магнитной пленки, приводит к формированию качественно нового типа распространяющихся безобменных спин-волновых возбуждений — внутренних ЭСВ. Спектр этих ЭСВ зависит от отношения толщины магнитной пленки и немагнитного покрытия и в случае (33), (34) состоит из одной (Ω_i) или двух ветвей ($\Omega_{i\pm}$) в зависимости от того, имеет ли магнитная пленка одно- или двустороннее немагнитное покрытие. При $0 < k_{\perp} < \infty$ область существования указанных внутренних ЭСВ как в случае (33) (одна ветвь), так и в случае (34) (две ветви) лежит в интервале (ω_b, ω_c) . Следовательно, для $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = 0$ при $0 < k_{\perp} < \infty$ частоты объемных и внутренних спиновых ЭСВ с $\mathbf{k} \perp \mathbf{l} \parallel \mathbf{u}$ в пленке тетрагонального АФМ как в случае (33), так и в случае (34) расположены следующим образом: двустороннее немагнитное покрытие

$$\omega_a < \omega_b < \Omega_{i-} < \Omega_{i+} < \omega_c < \omega_d, \quad (35)$$

одностороннее немагнитное покрытие

$$\omega_a < \omega_b < \Omega_i < \omega_c < \omega_d. \quad (36)$$

Рассмотрим теперь, как влияет наличие немагнитного покрытия на условия формирования и дисперсионные свойства анизотропных объемных и поверхностных безобменных ЭСВ в фазе с $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$. Пользуясь системой динамических уравнений (6) и граничных условий (31), (32), можно показать, что при $\mathbf{k} \perp \mathbf{l} \parallel \mathbf{u}$ косвенный спин-спиновый обмен через поле "эластостатических" фононов приводит к следующему дисперсионному уравнению для распространяющихся безобменных анизотропных ЭСВ ($\chi^2 \equiv (\mu_{\perp}/\mu_{\parallel})k_{\perp}^2$): одностороннее немагнитное покрытие

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel}^2 \chi^2 a^2 + \mu_{\parallel} k_{\perp} a \chi \operatorname{th}(k_{\perp} t) \operatorname{cth}(\chi d) \\ + \mu_a s k_{\perp}^2 \operatorname{ath}(k_{\perp} t) - \mu_*^2 a^2 k_{\perp}^2 = 0, \end{aligned} \quad (37)$$

двустороннее немагнитное покрытие

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel}^2 \chi^2 a^2 + \mu_{\parallel} \chi k_{\perp} a (\operatorname{th}(k_{\perp} t) + \operatorname{th}(k_{\perp} l)) \operatorname{cth}(\chi d) \\ + \mu_a s a k_{\perp}^2 (\operatorname{th}(k_{\perp} t) - \operatorname{th}(k_{\perp} l)) \\ + k_{\perp}^2 \operatorname{th}(k_{\perp} t) \operatorname{th}(k_{\perp} l) - \mu_a^2 a^2 k_{\perp}^2 = 0, \end{aligned} \quad (38)$$

где $\mu_{\parallel}, \mu_{\perp}$ при $\mathbf{n} \parallel 0Z$ или $\mathbf{n} \parallel 0Y$ определяются соотношениями (24), (25); $s = 1$ или $s = -1$ соответствуют положительному или отрицательному значению проекции волнового вектора бегущей спиновой волны k_{\perp} на плоскость пленки.

Качественно новой особенностью данного спектра распространяющихся анизотропных ЭСВ по сравнению с (33), (34) является появление двух ветвей внутренних

ЭСВ ($\Omega_{i\pm}$). Если по-прежнему обозначить ω_{a-d} характерные частоты распространяющихся объемных ЭСВ, определяемые из (37), (38) при $k_{\perp} \rightarrow 0$ и $k_{\perp} \rightarrow \infty$, то можно показать, что при $0 < k_{\perp} < \infty$ области существования внутренних и объемных анизотропных ЭСВ удовлетворяют системе неравенств, аналогичной (26),

$$\omega_a < \omega_b < \Omega_{i-} < \Omega_{i+} < \omega_c < \omega_d. \quad (39)$$

Важными чертами рассматриваемого спектра анизотропных поверхностных и объемных ЭСВ (37), (38), связанными с наличием немагнитного покрытия (одно- или двустороннего), являются его невзаимность относительно инверсии направления распространения волны $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$, а также возможность формирования при $k_{\perp} \neq 0$ участков с нулевой групповой скоростью.

Если теперь рассмотреть случай, когда в фазе $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$ нормаль к поверхности пленки $\mathbf{n} \perp \mathbf{l}$ образует неравный нулю или $\pi/2$ угол ψ с осью $0Z$, то с учетом соотношений (27)–(29) дисперсионное уравнение, определяющее спектр анизотропных ЭСВ тонкой магнитной пленки, может быть представлено в виде ($\chi^2 \equiv -(\mu_s^2 - \mu_{\perp} \mu_{\parallel})k_{\perp}^2/\mu_{\parallel}^2$): одностороннее немагнитное покрытие

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel}^2 \chi^2 a^2 + \mu_{\parallel} \chi k_{\perp} \operatorname{ath}(k_{\perp} t) \operatorname{cth}(\chi d) \\ + \mu_* s k_{\perp}^2 \operatorname{ath}(k_{\perp} t) - \mu_*^2 a^2 k_{\perp}^2 = 0, \end{aligned} \quad (40)$$

двустороннее немагнитное покрытие

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel}^2 \chi^2 a^2 + \mu_{\parallel} \chi k_{\perp} a (\operatorname{th}(k_{\perp} t) + \operatorname{th}(k_{\perp} l)) \operatorname{cth}(\chi d) \\ + \mu_* s k_{\perp}^2 a (\operatorname{th}(k_{\perp} t) - \operatorname{th}(k_{\perp} l)) \\ + k_{\perp}^2 \operatorname{th}(k_{\perp} t) \operatorname{th}(k_{\perp} l) - \mu_*^2 a^2 k_{\perp}^2 = 0. \end{aligned} \quad (41)$$

Если по-прежнему справедливы введенные выше обозначения для точек сгущения спектра "высокочастотных" (ω_+) и "низкочастотных" (ω_-) объемных мод ЭСВ (ω_{a-d}) и для моды спектра внутренних ЭСВ ($\Omega_{i\pm}$), то, как следует из (40), (41), спектры соответствующих типов безобменных ЭСВ удовлетворяют системе неравенств

$$\omega_a < \omega_{*+} < \omega_b < \Omega_{i-} < \Omega_{i+} < \omega_c < \omega_{*+} < \omega_d. \quad (42)$$

Здесь при $\nu > 1$ объемные ЭСВ прямого типа формируются при $\omega_{*+} < \omega < \omega_d$ и $\omega_{*-} < \omega < \omega_b$, тогда как объемные волны обратного типа расположены в интервалах $\omega_a < \omega < \omega_{*-}$ и $\omega_c < \omega < \omega_{*+}$. Кроме того, при $k_{\perp} \equiv k_{\pm*}$ определяемые (39)–(41) дисперсионные кривые обеих ветвей внутренних ЭСВ могут плавно переходить в соответствующие дисперсионные кривые для квазиоднородных по толщине пленки мод анизотропных объемных ЭСВ (рис. 3, 4). Для этого необходимо, чтобы дисперсионные кривые мод, принадлежащие спектру низкочастотных эластостатических объемных колебаний (ω_-), представляли собой волны

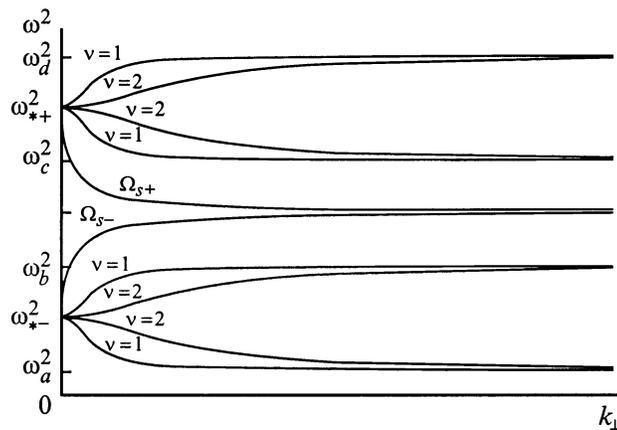


Рис. 3. $0 < \psi < \pi/2; \vartheta = \pi/2; \varphi = 0, \pi/2; t = l = \infty$.

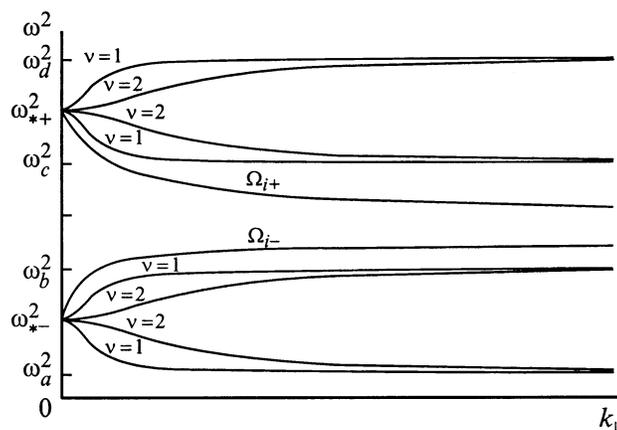


Рис. 4. $0 < \psi < \pi/2; \vartheta = \pi/2; \varphi = \pi/4, 3\pi/4; t = l = \infty$.

прямого типа ($\partial\omega/\partial k_{\perp} > 0$), а дисперсионные кривые мод, принадлежащие спектру высокочастотных эластостатических объемных колебаний, представляли собой волны обратного типа ($\partial\omega/\partial k_{\perp} < 0$). Формирование найденных выше мод безобменных внутренних эластостатических спиновых волн невозможно, если одновременно выполняются соотношения $\mu_{\parallel} = 0; a^2\mu_*^2 > 1$ (при $t = l = \infty$).

Результаты развитого выше эластостатического подхода к анализу спектра спин-волновых возбуждений тонкой магнитной пленки не теряет своей актуальности и при учете неоднородного обменного взаимодействия.

Влияние неоднородного обменного взаимодействия

Расчет дисперсионного уравнения описывающего эластообменную спиновую динамику тонкого магнитного слоя (изолированного или с немагнитным покрытием), хотя и весьма громоздок, однако не представляет особых затруднений. Естественно, что его анализ требует

применения численных методов, однако на качественном уровне структуру спектра распространяющихся эластообменных спиновых волн можно изучить, если сопоставить при одних и тех же значениях k_{\perp} области существования по частоте найденных выше ЭСВ (14), (22), (26), (30), (35), (36), (42) и распространяющихся обменных спин-волновых возбуждений. Как показывает анализ, в полной аналогии с обменно-дипольной динамикой тонких магнитных пленок учет мод спектра обменных объемных спиновых волн является необходимым условием для формирования неоднородного спин-спинового резонанса с участием бегущих эластостатических и обменных мод. Взаимодействие этих волн приводит в области вырождения спектров к расталкиванию дисперсионных кривых указанных мод и образованию в области резонанса распространяющихся эластообменных спиновых волн. По мере увеличения толщины магнитной пленки расхождения между соседними обменными модами спектра объемных спиновых колебаний магнитной пленки будет уменьшаться, в условиях (1) найденные выше типы эластостатических спиновых волн постепенно превратятся в резонансные уровни на фоне сплошного спектра объемных спиновых волн. В другом предельном случае при уменьшении толщины магнитной пленки расхождение между соседними обменными модами будет неограниченно возрастать, что при $d < d_*$ приведет к невозможности реализации в пленке указанного выше эластообменного типа неоднородного спин-спинового резонанса. Если область существования найденных выше анизотропных поверхностных ЭСВ и внутренних ЭСВ лежит ниже спектра объемных спиновых мод, то при решении полной эластообменной краевой задачи они превращаются в эластообменные связанные спин-волновые состояния. Если же ниже области существования обменных объемных мод тонкой магнитной пленки возможно формирование найденных выше анизотропных типов обратных ЭСВ, то в последовательное решение эластообменной краевой задачи приведет к формированию минимума на дисперсионной кривой распространяющейся вдоль пленки соответствующей объемной эластообменной спиновой моды.

Заключение

Таким образом, последовательный учет магнитной кристаллографической анизотропии может существенным образом влиять на характер косвенного спин-спинового взаимодействия через поле эластостатических фононов в тонких магнитных пленках, формируя ранее не исследованные типы безобменных спин-волновых возбуждений анизотропных объемных, поверхностных и внутренних эластостатических спиновых волн.

Необходимо отметить, что рассмотренный выше случай тетрагональной симметрии антиферромагнетика не является единственно возможным для формирования указанных выше анизотропных типов эластостатических

спиновых волн. В частности, анализ в условиях (1) тонких пленок магнетиков со структурой ортоферрита показывает, что весь проведенный выше расчет спектра анизотропных ЭСВ для фазы $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = 0$ тетрагонального АФМ остается в силе в случае, если основное состояние однородно намагниченной пленки — одна из слабоферромагнитных фаз ортоферрита ($G_x F_z$ или $G_z F_x$). Что же касается спектра анизотропных ЭСВ в фазе с $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$ тетрагонального АФМ, то в случае ортоферрита аналогичный случай реализуется, если основное состояние пленки ортоферрита — угловая фаза. Для экспериментального исследования найденных выше типов безобменных спин-волновых возбуждений между температурами Нееля T_N и Дебая T_D в силу (1) должно выполняться условие $T_N < T_D$. Здесь, однако, необходимо отметить, что если в кристалле имеется изотропное сверхтонкое взаимодействие $A \neq 0$ (A — константа сверхтонкого поля), то, как показано в [9], результаты анализа условий формирования эластостатических спиновых волн в электронной спин-системе магнетика будут полностью справедливы и для спектра ядерных спин-волновых возбуждений с точностью до замены частоты колебаний спинов ω на эффективную частоту ω_* , определяемую условием (ω_T — динамический сдвиг частоты ядерного магнитного резонанса (ЯМР), ω_n — несмещенная частота ЯМР)

$$\omega_*^2 = \frac{\omega^2 \omega_T^2}{\omega_n^2 - \omega^2} + \omega^2. \quad (43)$$

Вследствие того что частота ЯМР на несколько порядков меньше частоты однородного АФМР, условия безобменного приближения могут быть гораздо легче выполнены для ядерных анизотропных ЭСВ даже в тех кристаллах, где аналогичное приближение для электронных ЭСВ просто нереально. Учитывая сказанное, одним из возможных объектов поиска найденных в данной работе анизотропных ЭСВ может являться пленка (изолированная или с немагнитным покрытием) тетрагонального антиферромагнетика MnF_2 , находящегося в "spin-flip" фазе, для которого уже ранее экспериментально исследовались ядерные спиновые волны [10].

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

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований ГКНТ Украины.

Список литературы

- [1] *Schneider B.* // Phys. Stat. Sol. (B). 1972. Vol. 51. N 1. P. 325–338.
- [2] *Берегов А.С.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1981. Т. 24. № 27. С. 9–36.
- [3] *Галкин О.Л., Зильберман П.Е.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 17. С. 1077–1081.

- [4] *Афиногенов В.Б., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т.* и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 16. С. 996–1000.
- [5] *Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. Вып. 4. С. 928–942.
- [6] *Сиротин Ю.А., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
- [7] *Туров Е.А.* Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 223 с.
- [8] *Иванов Б.А., Оксюк Г.А.* Нелинейная динамика антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом. Препринт ИТФ. Киев, 1984. № 84-8Р. 30 с.
- [9] *Стефановский Е.П., Тарасенко С.В.* // ФНТ. 1993. Т. 19. Вып. 7. С. 779–782.
- [10] *King A.R., Jaccarino V., Rezende S.M.* // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 533–540.