УДК 538.22

АНОМАЛИИ ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ ТОНКИХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С.В.Тарасенко

Донецкий физико-технический институт академии наук Украины,
340114, Донецк, Украина
(Поступила в Редакцию 5 марта 1994 г.
В окончательной редакции 17 января 1995 г.)

Показано, что если во внешнем магнитном поле **H** толщина однородно намагниченной пластины легкоосного антиферромагнетика становится меньше некоторой критической, то влияние динамического магнитоупругого взаимодействия на сул–накамуровский обмен ядерных спинов приводит к формированию качественно новых типов распространяющихся ядерных спиновых волн, не имеющих аналога ни в модели неограниченного магнетика, ни при $\mathbf{H} = 0$ в случае тонкой пластины легкоосного антифферомагнетика.

Недавно в работах [1,2] было показано, что поскольку частота однородного ЯМР ω_n, как правило, на два-три порядка ниже минимальной частоты однородного АФМР ω_m, то исследование взаимодействия ядерных спиновых и упругих колебаний представляет собой удобный объект для изучения влияние динамического упругого взаимодействия на условия распространения коротковолновых спиновых колебаний, волновой вектор которых удовлетворяет критерию эластостатичности [3] (s — скорость распространения упругих волн).

$$\omega_n^2 \ll s^2 k^2. \tag{1}$$

В случае магнитной пленки толщиной d и объемных спиновых волн (1) соответствует соотношению (a — постоянная решетки)

$$a \ll d \ll d_* = s/\omega_n. \tag{2}$$

В этих условиях уравнение для поля виртуальных фононов, участвующих в формировании косвенного спин-спинового взаимодействия в подсистеме ядерных спинов, должно характеризоваться не системой линейных алгебраических уравнений для компонент тензора упругих напряжений σ_{ik}

$$\sigma_{ik} = 0,$$

а системой дифференциальных уравнений первого порядка в частных производных для σ_{ik} (уравнений эластостатики) [3]

$$\frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k} \cong 0. \qquad (3)$$

Такой подход к анализу магнитной динамики тонких пленок магнитоупорядоченных кристаллов использовался в [1,2]. В частности, было показано, что в тонких пленках магнитоупорядоченных кристаллов косвенный спин-спиновый обмен через поле виртуальных фононов в условиях (1) приводит для одночастичных ядерных спин-волновых возбуждений с волновым вектором $k \neq 0$ не только к формированию нового механизма дисперсии магнонов, но и к реализации нового класса одночастичных спин-волновых возбуждений — эластостатических ядерных спиновых волн (ЯСВ). Спецификой данного типа ядерных спин-волновых возбуждений в отличие от традиционно исследуемых случаев [4–6] является то обстоятельство, что их дисперсионные свойства не связаны жестко с дисперсионными свойствами распространяющихся электронных спиновых волн той же поляризации. Такая ситуация, в частности, имеет место в случае тонких пленок высокотемпературных магнетиков ($T_N > T_D$) толщиной $sd^{-1} \gg \omega_n$, а также в случае тонких пленок низкотемпературных магнетиков толщиной $\omega_m \gg sd^{-1} \gg \omega_n$($\omega_m$ — минимальная частота АФМР в модели неограниченного кристалла). Данный класс магнитных возбуждений представляет собой магнитоупругий аналог хорошо известных, в том числе и в ядерной спиновой динамике [5], магнитостатических типов распространяющихся спиновых возбуждений. Однако, несмотря на четко прослеживаемую аналогию в условиях формирования и распространения магнитостатических и эластостатических спиновых волн, до сих пор даже теоретически не были изучены условия формирования магнитоупругого аналога интенсивно исследуемых в последнее время анизотропно–дипольных распространяющихся спиновых волн, индуцированных влиянием магнитной анизотропии кристалла на спиновую динамику одноосного магнетика. Поскольку традиционно используемые на практике для изучения ЯСВ магнитные кристаллы представляют собой антиферромагнетики (АФМ), то в качестве удобного и экспериментального легко реализуемого способа формирования дополнительной магнитной анизотропии будем рассматривать внешнее магнитное поле **H**, ориентированное перпендикулярно равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма.

В связи с этим цель данной работы состоит в исследовании влияния внешнего магнитного поля **H** на формирование аномалий ядерной спин-волновой динамики тонкой магнитной пленки, толщина которой d удовлетворяет критерию

$$d \ll d_* = s/\omega_n. \qquad (4)$$

Поскольку известно, что в обменно-коллинеарных магнитных структурах имеет место обменное усиление магнитоупругих эффектов при одновременном ослаблении эффектов магнитодипольных, то последними в дальнейшем будем пренебрегать, а в качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ ($\mathbf{m}_{1,2}$) — намагниченности подрешеток электронной (ядерной) спин-системы, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, ($|\mathbf{m}_1| = |\mathbf{m}_2| = m_0$)) модель легкоосного (ось OZ) АФМ [7]. Поскольку нас будет интересовать случай, когда $\mathbf{H}$ и $\mathbf{k}$ лежат к плоскости XY, то магнитоупругие и упругие свойства рассматриваемой модели АФМ кристалла будем для простоты расчетов и наглядности полагать изотропными, что соответствует реальной физической ситуации, имеющей место как в гексагональных кристалла, так и в кубических с $\mathbf{L}_0 \parallel [001]$. Плотность термодинамического потенциала W рассматриваемой модели в терминах векторов ферро- и антиферромагнетизма ($\mathbf{M}$ и $\mathbf{L}$ для электронной спин-системы и $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$ для подсистемы ядерных спинов) при $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}|$ можно представить в виде [2]

$$W = 2M_0^2 \left\{ \frac{1}{2}\delta \mathbf{M}^2 - \frac{1}{2} b L_z^2 + \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i}\right)^2 + A\mathbf{L}\mathbf{l} - 2\mathbf{M}\mathbf{h} + \gamma L_i L_k u_{ik} \right\} +$$

$$+ \frac{1}{2}\nu u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2,$$

$$2M_0\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad 2M_0\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2,$$

$$2m_0\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2, \quad 2M_0\mathbf{l} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2, \tag{5}$$

где $\delta, \alpha, b, \gamma$ — соответственно константы однородного обмена, неоднородного обмена, одноосной анизотропии и магнитострикции, ν и μ — коэффициенты Ламэ, u_{ik} — тензор деформаций, M_0 — намагниченность насыщения одной магнитной подрешетки, A — константа сверхтонкого взаимодействия. Пользуясь цилиндрической симметрией рассматриваемой задачи, в дальнейшем без ограничения общности будем полагать, что $\mathbf{H}$ параллелен оси OX. Будем считать, что нормаль к поверхности пленки $\mathbf{n}$ лежит в плоскости XY, тензор упругих напряжений σ на поверхности магнитной пленки определяется соотношением $\sigma_{ik}n_k = 0$, а спины свободны, то из совместного анализа уравнений Ландау–Лифшица для намагниченностей подрешеток и уравнения (3) для вектора смещений решетки $\mathbf{u}$ следует, что в основном состоянии рассматриваемая АФМ-пленка является однородно намагниченной $\mathbf{L}_0 \parallel$ оси OZ. В этом случае в условиях (4) может быть получено громоздкое дисперсионное уравнение, определяющее при произвольной относительной ориентации векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{k}$ спектр одночастичных спин-волновых возбуждений тонкой однородно намагниченной пленки легкоосного АФМ с учетом как неоднородного обмена, так и косвенного спин-спинового взаимодействия через поле виртуальных «эластостатических» фононов. Естественно, что его анализ в общем случае возможен только численными методами, однако целый ряд эффектов в динамике ядерной спиновой подсистемы может быть исследован и аналитически, если ограничиться случаем, когда волновой вектор магнитоупругих колебаний $\mathbf{k}$ лежит в XY, а вектор упругих смещений решетки $\mathbf{u}$ параллелен оси OZ. При этом характеристическое уравнение ядерных спиновых колебаний ($\omega < \omega_n$), удовлетворяющих эластостатическому критерию (1), факторизуется и определяется соотношениями ($\mathbf{k}$ — волновой вектор, $\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\operatorname{tg}^2\vartheta = k_x^2/k_y^2$)

$$\Delta_+\Delta_- = 0,$$

$$\Delta_{\pm} = c^2k^2 + \omega_0^2 + \frac{\omega_H^2 + \omega_{me}^2}{2} - \omega_*^2 \pm \left\{ \left(\frac{\omega_{me}^2 + \omega_H^2}{2} \right)^2 - \omega_{me}^2 \omega_H^2 \sin^2 \vartheta \right\}^{1/2},$$

$$\omega_*^2 \approx \frac{\omega_T^2 \omega^2}{\omega_n^2 - \omega^2}, \qquad (6)$$

где ω_{me} — магнитоупругая щель в спектре однородного АФМР, ω_H — активация спин-волнового спектра, индуцированная внешним магнитным полем, c — минимальная фазовая скорость распространения спиновых волн в неограниченном легкоосном АФМ, ω_0 — активация спин-волнового спектра легкоосного АФМ, индуцированная одноосной магнитной анизотропией, ω_T — динамический сдвиг частоты однородного АФМР [3,7]. Анализ показал, что наличие в (6) слагаемых анизотропных относительно направления волнового вектора $\mathbf{k}$, в отличие от ситуации, рассмотренной в [1,2], вызвано не только косвенным взаимодействием спинов через поле «эластостатических» фононов, но и наличием внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$, нарушающего изотропию в плоскости XY относительно ориентации $\mathbf{k}/|\mathbf{k}|$. Поэтому в дальнейшем соответствующие ядерные спиновые возбуждения будем называть анизотропными эластостатическими ЯСВ.

Как и следовало ожидать, спектр ядерных спин-волновых возбуждений в неограниченной модели легкоосного АФМ состоит из двух ветвей, изочастотные поверхности которых $k_{\pm}(\vartheta)$ определяются (6) при $\omega = \text{const}$ ($k_+(\vartheta)$ соотношением $\Delta_+ = 0$, $k_-(\vartheta)$ соотношением $d\Delta_- = 0$). Исследуем особенности изочастотных магнонных поверхностей в зависимости от ориентации волнового вектора $\mathbf{k}$ (угла ϑ) и внешних параметров $\mathbf{H}$ и ω. Для сравнения приведем выражения для изочастотных поверхностей ядерных спин-волновых возбуждений в легкооосном АФМ, рассмотренных в [2] при $\omega_* \ll sk$ и $H = 0$,

$$k_-^2(\vartheta) = \frac{\omega_*^2 - \omega_0^2}{c^2}, \quad k_+^2(\vartheta) = \frac{\omega_*^2 - \omega_0^2 - \omega_{me}^2}{c^2}. \qquad (7)$$

Точки экстремумов изочастотных поверхностей $k_{\pm}(\vartheta)$ в пространстве волновых векторов определяются условием $\partial k_{\pm}/\partial\vartheta - 0$, что, как следует из (6), соответствует при $0 < \vartheta < \pi \quad \vartheta = \vartheta_* = 0, \pi/2, \pi$. Как известно из [8], одним из важных элементов, характеризующих поверхность, является ее кривизна $K_{\pm}$.

Ограничиваясь анализом точек экстремума по ϑ изочастотных поверхностей $k_{\pm}(\vartheta)$, определяемых (6), и сопоставляя полученные результаты с аналогичными расчетами для изочастотных поверхностей, определяемых (7), можно сделать вывод о том, что во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$, индуцирующем дополнительную ромбическую анизотропию в плоскости XY рассматриваемого магнетика, наличие в условиях (4) дополнительного косвенного спин-спинового взаимодействия через поле виртуальных «эластостатических» фононов приводит к формированию на изочастотных поверхностях (6) участков отрицательной кривизны, определяемых для заданного ϑ условием $\text{sign}(K_{\pm}) < 0$. В частности, при $\vartheta_* = 0$ участок с отрицательной кривизной формируется на поверхности $k_+ = k_+(\vartheta)$ при условии

$$\omega_*^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2 + \frac{2\omega_H^2\omega_{me}^2}{\omega_{me}^2 + \omega_H^2}, \tag{8}$$

тогда как для $\vartheta_* = \pi/2$ условие $\mathrm{sign}(K_\pm) < 0$ может быть выполнено для $k_- = k_-(\vartheta)$, если

$$\omega_*^2 < \omega_0^2 + \omega_H^2 + \frac{2\omega_{me}^2\omega_H^2}{|\omega_{me}^2 - \omega_H^2|}, \quad \omega_{me}^2 > \omega_H^2, \tag{9}$$

$$\omega_*^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \frac{2\omega_{me}^2\omega_H^2}{|\omega_{me}^2 - \omega_H^2|}, \quad \omega_{me}^2 < \omega_H^2. \tag{10}$$

Поскольку условие $\mathrm{sign}(K_\pm) < 0$ для $k_\pm(\vartheta)$ при $H = 0$ не может быть выполнено ни при каких значениях ϑ и ω, то можно заключить, что в данном случае формирование участков отрицательной кривизны является кооперативным эффектом как внешнего магнитного поля $\omega_H \neq 0$, так и фононного механизма косвенного спин-спинового обмена в условиях (4).

Как показано в [8], наличие подобных особенностей на изочастотной поверхности $\omega = \omega(k)$ спектра нормальных колебаний (в данном случае спиновых) приводит к формированию целого ряда аномалий при взаимодействии таких нормальных колебаний с границей кристалла. Впервые эластостатический механизм изменения кривизны изочастотной поверхности нормальных спиновых колебаний рассматривался в [9]. Однако в [9] такой эффект был «спонтанным», тогда как в данном случае формирование участков с отрицательной кривизной на изочастотной поверхности нормальных магнитных колебаний индуцировано наличием внешнего магнитного поля (6)–(9). Поскольку соответствующий анализ соотношений (6) несложен и качественно не отличается от проведенного в [8,9], то здесь мы ограничимся лишь перечислением наиболее важных эффектов, возникающих при взаимодействии спиновых волн с границей магнетика за счет косвенного спин-спинового взаимодействия через дальнодействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций: 1) формирование сопутствующей поверхностной ЯСВ, которая не является собственным колебанием системы, а возникает только в присутствии падающей на границу ЯСВ; 2) реализация при определенных условиях эффекта двухлучевого отражения (преломления) ЯСВ без изменения её поляризации; 3) возникновение интервала углов скольжения, при котором падение объемной ЯСВ на границу невозможно.

Рассмотрим, к каким физическим эффектам приводит наличие указанных выше особенностей на изочастотной поверхности нормальной магнонной моды в случае тонкой магнитной пленки, толщина которой d удовлетворяет условию (4). В качестве примера рассмотрим случаи, когда $\mathbf{n}$ параллелен OX и OY ($\mathbf{k}$ лежит к плоскости XY).

Для такой граничной задачи соотношение (6) является характеристическим уравнением, позволяющим однозначно определить зависимость $q_j = q_j(\omega, k_\parallel)$, где q и $k_\parallel$ — соответственно нормальная и касательная к поверхности магнетика составляющие волнового вектора $\mathbf{k}$

спиновой волны ($k^2 = k_\parallel^2 + q^2$), $1 < j < N$, N — порядок характеристического уравнения $k_\pm(\vartheta)$ относительно q, в данном случае $N = 6$. Структура амплитуды поля смещений решетки u_2, сопровождающего данный тип магнонных возбуждений, распространяющийся вдоль поверхности магнитоупорядоченного кристалла, может быть в этих обозначениях представлена как

$$u_z = \sum_{j=1}^{N} A_j \exp(iq_j\xi + ik_\parallel\eta), \tag{11}$$

где A_j — амплитуда парциальной волны, соответствующая данному вектору q_j, ξ и η — соответственно текущие координаты вдоль нормали к поверхности магнетика ($\xi > 0$)$\mathbf{n}$ и перпендикулярно ей.

На основании (6) можно, как и в работе [2], классифицировать все возможные типы распространяющихся анизотропных эластостатических ЯСВ при заданных значениях ω_* и $k_\parallel$ в зависимости от знака нормальной к поверхности составляющей волнового вектора спиновых колебаний q. Однако поскольку в данной работе нас будут интересовать только объемные типы распространяющихся ЯСВ, то для них в соответствии с (6) условия существования можно представить в виде

$$\omega_*^2 > \omega_0^2, \qquad \omega_*^2 > \omega_0^2 + \omega_{me}^2, \qquad \omega_{me}^2 > \omega_H^2, \tag{12}$$

$$\omega_*^2 > \omega_0^2, \qquad \omega_*^2 > \omega_0^2 + \omega_H^2, \qquad \omega_{me}^2 < \omega_H^2. \tag{13}$$

В качестве конкретного примера рассмотрим условия формирования некоторых объемных типов распространяющихся анизотропных ЯСВ. Пользуясь симметрией задачи, можно записать отдельно дисперсионное уравнение, характеризующее спектр симметричных и антисимметричных относительно плоскости $x=0$ ($\mathbf{n} \parallel OX$) или $y=0$ ($\mathbf{n} \parallel OY$) одночастичных спин-волновых возбуждений в тонкой магнитной пленке с учетом неоднородного обмена и косвенного спин-спинового взаимодействия через поле виртуальных «эластостатических» фононов.

Если ввести обозначения

$$B_{x\alpha} = \frac{\omega_{me}^2}{\omega_{me}^2 + \omega_0^2 + \omega_H^2 + c^2(k_\parallel^2 + q_\alpha^2) - \omega^2},$$

$$B_{y\alpha} = \frac{\omega_{me}^2}{\omega_{me}^2 + \omega_0^2 + c^2(k_\parallel^2 + q_\alpha^2) - \omega^2},$$

$$\cos(q_\alpha 2d) = c_\alpha, \quad \sin(q_\alpha 2d) = s_\alpha, \quad \alpha = 1, 2, 3, \tag{14}$$

то в случае симметричных относительно плоскости $\zeta = 0$ колебаний u_z соответствующее дисперсионное уравнение как при $\mathbf{n} \parallel OX$, так и при $\mathbf{n} \parallel OY$ может быть представлено в виде (см. соответственно формулы (П1) и (П2) Приложения)

$$R(\omega, k_\parallel) = 0. \tag{15}$$

Анализ дисперсионных соотношений (6), (14), (15) очень громоздок и в общем случае может быть выполнен только численно. Поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением отдельных, физически наиболее интересных, частных случаев соотношений (6), (14), (15). Прежде всего при $k_\parallel = 0$ соотношения (6), (14), (15) определяют собой спектр стоячих обменных мод спин-волнового резонанса в тонкой пленке легкоосного АФМ, соответствующий двум типам нормальных колебаний в неограниченной модели легкоосного АФМ [6],

$$\left.\begin{aligned} \omega_*^2 &= \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2 + c^2(\pi\rho/d)^2, \\ \omega_*^2 &= \omega_0^2 + c^2(\pi\rho/d)^2, \end{aligned}\right\} \qquad \mathbf{n} \parallel OX, \tag{16}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega_*^2 &= \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2(\pi\rho/d)^2, \\ \omega_*^2 &= \omega_0^2 + \omega_H^2 + c^2(\pi\rho/d)^2, \end{aligned}\right\} \qquad \mathbf{n} \parallel OY. \tag{17}$$

Вследствие (4) уже здесь влияние поля «эластостатических» фононов на сул–накамуровский обмен в подсистеме ядерных спинов легкоосного АФМ приводит к эффекту «исчезновения» магнитоупругого вклада в одной из ветвей спектра стоячих обменных ЯСВ в зависимости от относительной ориентации нормали к поверхности пластины $\mathbf{n}$ и равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма. Если теперь рассмотреть случай распространяющихся вдоль пленки объемных ядерных спин-волновых возбуждений, то в соответствии с (16), (17) два из трех корней бикубического характеристическо уравнения (6) будут отвечать обменным ЯСВ, модифицированным с учетом динамического магнитоупругого взаимодействия. При $kd \ll 1$ и $c^2d^{-2} \ll \omega_{me}^2$ соответствующие дисперсионные соотношения могут быть представлены в виде

$$\left.\begin{aligned} \omega_*^2 &\cong \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2 + c^2\left((\pi\rho/d) + k_\parallel^2\right)^2, \\ \omega_*^2 &\cong \omega_0^2 + c^2\left((\pi\rho/d) + k_\parallel^2\right)^2, \end{aligned}\right\} \qquad \mathbf{n} \parallel OX, \tag{18}$$

$$\left.\begin{aligned} \omega_*^2 &\cong \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2\left((\pi\rho/d) + k_\parallel^2\right)^2, \\ \omega_*^2 &\cong \omega_0^2 + \omega_H^2 + c^2\left((\pi\rho/d) + k_\parallel^2\right)^2, \end{aligned}\right\} \qquad \mathbf{n} \parallel OY. \tag{19}$$

Третий корень в (6) индуцирован косвенным спин-спиновым взаимодействием через поле эластостатических фононов и соответствует формированию распространяющейся анизотропной ЯСВ эластостатического типа. В этом случае нетрудно показать, что уже в пренебрежении неоднородным обменом (безобменное приближение $c/\omega_0 \to 0$) в спектре одночастичных спиновых возбуждений тонкой пленки легкоосного АФМ толщиной d ($d_* = s/\omega_n$ под действием внешнего магнитного поля ($\mathbf{H} \parallel OX$) формируется новый тип распространяющихся объемных спин-волновых возбуждений, дисперсионные свойства которых определяются в первую очередь магнитоупругими и упругими свойствами кристалла. В безобменном пределе ($c^2 \to 0$) характеристическое уравнение (6) может быть представлено в виде

$$\mu_{xx} k_x^2 + \mu_{yy} k_y^2 = 0, \tag{20}$$

$$\mu_{xx} = \frac{\omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega_*^2}{\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega_*^2}, \tag{21}$$

$$\mu_{yy} = \frac{\omega_0^2 - \omega_*^2}{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega_*^2},$$

тогда как нормальная к поверхности компонента волнового вектора спиновой волны k_n как при $\mathbf{n} \parallel OX$, так и при $\mathbf{n} \parallel OY$ при $k_\parallel d \ll 1$ определяется условием

$$k_n \cong \pi\rho/2d, \quad \rho = 1, 2, 3 \ldots . \tag{22}$$

Анализ соотношений (20)–(22) показывает, что как при $\mathbf{n} \parallel OX$, так и при $\mathbf{n} \parallel OY$ спектр рассматриваемого типа возбуждений одночастичного магнонного спектра состоит из двух непересекающихся наборов ветвей, соответствующих двум возможным изочастотным поверхностям (6). При этом один из них ω_+^2 (высокочастотный) при $0 < \omega_H^2 < \omega_{me}^2$ формируется при $\omega_0^2 + \omega_{me}^2 < \omega_*^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2$, тогда как низкочастотный (ω_-) реализуется в интервале $\omega_0^2 < \omega_*^2 < \omega_0^2 + \omega_H^2$. Если же имеет место условие $\omega_H^2 > \omega_{me}^2$, то «безобменные» моды с законом дисперсии ω_+ расположены в интервале частот $\omega_0^2 + \omega_H^2 < \omega_*^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2$, тогда как область существования в безобменном приближении мод ω_- определяется условием $\omega_0^2 < \omega_*^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2$. При этом характер дисперсионной кривой данных типов спин-волновых возбуждений существенно зависит от относительной ориентации векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \parallel OX$. Так, при $\mathbf{n} \parallel OX$ моды с законом дисперсии, определяемым ω_+, соответствуют прямой волне ($\omega_+ \partial\omega_+/\partial k_\parallel > 0$), тогда как моды ω_- — обратной ($\omega_- \partial\omega_-/\partial k_\parallel < 0$). Если же $\mathbf{n} \parallel OY$, то для любого $H_x \neq 0$ имеет место противоположная ситуация: $\omega_+ \partial\omega_+/\partial k_\parallel < 0$, $\omega_- \partial\omega_-/\partial k_\parallel > 0$.

Совместный учет магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий в рамках (6), (14), (15) приводит к модификации спектров распространяющихся объемных ядерных спин-волновых возбуждений (18)–(22). Анализ показывает, что в тех случаях, когда области существования обменной и эластостатической ядерных спиновых мод, отвечающих одной и той же изочастотной поверхности (6) (одной и той же поляризации спиновых колебаний), не перекрываются ($\mathbf{n} \parallel OY$, ω_+ и $\mathbf{n} \parallel OX$, ω_-), совместный учет магнитоупругого взаимодействия и неоднородного обмена приводит при $k_\parallel = k_*$ ($\partial\omega/\partial k_\parallel = 0$) к формированию минимума на законе дисперсии распространяющейся объемной ЯСВ той же спиновой поляризации (в безобменном приближении соответствующая ветвь спектра эластостатических спин-волновых возбуждений (20)–(22) была обратной). Если же области существования обменной и эластостатической спиновых волн, отвечающих одной и той же спиновой поляризации, перекрываются ($\mathbf{n} \parallel OY$, ω_- и $\mathbf{n} \parallel OX$ ω_+), то в этом случае совместный учет неоднородного обмена и динамического магнитоупругого взаимодействия делает возможным формирование нового типа неоднородного ядерного спин-спинового резонанса с участием объемных ЯСВ одной поляризации: объемной обменной и эластостатической, индуцированных соответственно неоднородным обменом и косвенным спин-спиновым взаимодействием через поле виртуальных «эластостатических» фононов. При этом в области резонансного взаимодействия указанных типов волн они уже не могут быть разделены соответственно на эластостатическую и обменную объемные волны, а образуют новый, эластообменный, тип распространяющихся объемных анизотропных ($H_x \neq 0$) ЯСВ, определяемый (14), (15).[1] Поскольку совместно величины q и $k_\parallel$ в соотношениях (6) определяют как угол ϑ, так и модуль волнового вектора спиновых колебаний $\mathbf{k}$, то можно сопоставить интервалы существования и тип волны рассматриваемых ядерных спин-волновых мод с условиями существования участков отрицательной кривизны на изочастотных поверхностях (6). Сравнение показывает, что если нормаль к поверхности тонкой магнитной пленки $\mathbf{n}$ ориентирована так, что ее направление отвечает точке изочастотной поверхности с максимальной отрицательной кривизной, то такой магнонной моде в спектре тонкой магнитной пленки будет соответствовать распространяющаяся обратная объемная эластообменная ЯСВ. Если же направление волнового вектора $\mathbf{k}$, отвечающее максимальной отрицательной кривизке изочастотной поверхности (6), совпадает с $k_\parallel$, то соответствующая распространяющаяся ЯСВ будет прямой. При этом неоднородный спин-спиновый резонанс представляет собой реализацию эффекта многолучевого отражения спиновой волны без изменения ее поляризации в образце конечных размеров. Дополнительный к указанному тип неоднородного спин-спинового резонанса возникает вследствие того, что область существования высокочастотных мод ω_+ спектра эластостатических ЯСВ (20)–(22) как при $\mathbf{n} \parallel OX$, так и при $\mathbf{n} \parallel OY$ перекрывается с областью существования обменных эластостатических ЯСВ, отвечающих низкочастотной моде обменных ЯСВ. С увеличением толщины магнитной пленки и при выполнении условий (4) участвующая в неоднородном спин-спиновом резонансе объемная эластостатическая ЯСВ превращается в резонансный уровень, формирующийся на фоне спектра распространяющихся объемных ядерных обменных спиновых волн.

Остановимся теперь на возможностях экспериментального обнаружения рассмотренных в работе эффектов. Из (6) следует, что частота ядерных спин-волновых возбуждений ω связана с эффективной частотой ω_* соотношением $\omega^2 \approx \omega_*^2/(\omega_*^2 + \omega_T^2)$, и, следовательно, в традиционно изучаемых с позиций ЯСВ АФМ-кристаллах типа MnF_2, $RbMnF_3$ исследованные в работе новые типы распространяющихся ЯСВ могут достаточно хорошо наблюдаться уже в области гелиевых температур. Однако поскольку кроме достаточно больших значений ω_T^2 существенное проявление эффектов «эластостатичности» в спектре ЯСВ

[1] Данный тип возбуждений представляет собой магнитоупругий аналог ранее исследованного [10] диполь-обменного типа распространяющихся объемных спиновых волн.

предполагает также и выполнение условия $c^2(\pi\rho/d+k_\parallel^2) \ll \omega_{me}^2$, то при $\omega_{me} \approx 10^{10}$ Hz, $c \approx 10^5$ cm/s, $k_\parallel \approx 10^3 - 10^4$, и, следовательно, метод параметрического резонанса может оказаться неэффективным. В то же время в этой области волновых векторов $k_\parallel$ и частот ($\omega \approx 10^8$ Hz) в настоящее время имеются хорошо разработанные и достаточно эффективные методы акустоэлектроники и магнитостатики, позволяющие работать именно в этом диапазоне параметров. Таким образом, задача о возбуждении обсуждаемых в данной работе новых типов распространяющихся ЯСВ может ставиться следующим образом. Если имеются в виду акустические методы возбуждения, то ищется для тонкой магнитной пленки, удовлетворяющей условию (4), отклик системы на заданное на поверхности пленки поле упругих напряжений $\sigma_{ik}(r_\perp, t) = \sigma_0 \exp(i\omega t - i\boldsymbol{\varkappa} r_\perp)$, где $r_\perp \perp \mathbf{n}$, а $\boldsymbol{\varkappa}$ — волновой вектор, лежащий в плоскости магнитной пленки. В нашем случае для возбуждения симметричных относительно средины пленки распространяющихся ядерных спиновых возбуждений необходимо, чтобы при $\zeta = \pm d$, $\mathbf{n} \parallel OX$ $\sigma_{xz}(r_\perp, t) \neq 0$. В этом случае соответствующая система граничных условий, например, при $\mathbf{n} \parallel OX$ может быть представлена в виде

$$\frac{\partial l_x}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial l_y}{\partial x} = 0, \quad \mu\frac{\partial u_z}{\partial x} + \gamma l_z l_x = \sigma_{xz}(r_\perp, t), \quad \zeta = \pm d. \tag{23}$$

Несложно показать, что в этом случае при $\varkappa = k_\parallel$ имеет место соотношение («$\hat{}$» обозначает фурье-компоненту соответствующей величины)

$$\hat{u}_z(\omega, k_\parallel) = M(\omega, k_\parallel)\hat{\sigma}_{xz}(\omega, k_\parallel),$$

$$M(\omega, k_\parallel) = \frac{A(\omega, k_\parallel)}{R(\omega, k_\parallel)}, \tag{24}$$

где $R(\omega, k_\parallel) = 0$ соответствует дисперсионному соотношению (14), (15), а $A(\omega, k_\parallel)$ для случая $\mathbf{n} \parallel OX$ определяется соотношением (П3) Приложения.

Таким образом, на частотах, соответствующих найденным выше новым типам распространяющихся ЯСВ в тонкой однородно намагниченной пленке легкоосного АФМ, удовлетворяющей условию (4) и граничной задаче (23), в принципе можно резонансным образом возбуждать указанные выше новые типы анизотропных эластообменных ЯСВ.

Несколько изменяются условия возбуждения рассматриваемых типов эластообменных анизотропных ЯСВ в случае, если на обеих поверхностях магнитной пленки симметричным образом задано неоднородное магнитное поле $h = h_0 \exp(i\varkappa r_\perp - i\omega t)$ (в частности, ограничимся случаем $h = h_x$ при $\mathbf{n} \parallel OX$). Соотношение, аналогичное (24) и определяющее отклик $u_z = u_z(h)$, может быть представлено в виде ($\varkappa = k_\parallel$)

$$\hat{u}_z(\omega, k_\parallel) = M(\omega, k_\parallel)\hat{h}_x(\omega, k_\parallel),$$

$$M(\omega, k_{\parallel}) = \frac{A(\omega, k_{\parallel}) C(\omega, k_{\parallel})}{R(\omega, k_{\parallel})}, \tag{25}$$

где $A(\omega, k_{\parallel})$ и $R(\omega, k_{\parallel})$ те же, что и раньше, а $C(\omega, k_{\parallel})$ имеет вид

$$C(\omega, k_{\parallel}) = \gamma \frac{\omega_H g_e M_0}{\omega_{me}^2 + \omega_H^2 + c^2 k_{\parallel}^2 - \omega_*^2}. \tag{26}$$

Наличие теперь (в отличие от (24)) двух типов резонансных знаменателей у функции отклика $M(\omega, k_{\parallel})$ показывает, что теперь реализуется следующий механизм возбуждения распространяющихся вдоль магнитной пленки неоднородных ядерных спиновых колебаний с $k_{\parallel} = \varkappa$. Однородное по толщине антиферромагнитной пленки поле h возбуждает на частоте ω однородные по толщине, но с $k_{\parallel} \neq 0$ колебания намагниченности (в частности, вектора антиферромагнетизма), которые в свою очередь в силу граничных условий оказываются связанными с интересующими нас неоднородными по толщине анизотропными объемными эластообменными ЯСВ и играют для них роль вынуждающей силы. Следовательно, и в данном случае можно возбудить рассмотренные в работе новые типы ядерных спин-волновых возбуждений резонансным образом.

При $H = 0$ все полученные выше результаты остаются справедливыми с точностью до замены $\omega_H \to \omega_p$, если p — одноосное давление вдоль оси OX.

Таким образом, результаты данной работы позволяют сделать следующие выводы.

1) В тонких антиферромагнитных пленках, толщина которых d удовлетворяет критерию эластостатичности $d \ll d_* = s/\omega_n$ (при $\omega_n \approx \approx 10^8\,\text{Hz}$, $d \approx 10^5\,\text{cm/s}$, $d_* \approx 10^{-3}\,\text{cm}$), последовательный учет влияния магнитоупругого взаимодействия на сул–накамуровский обмен в подсистеме ядерных спинов приводит к формированию качественно новых по сравнению с [1,2] особенностей в ядерной спиновой динамике ограниченных магнетиков.

2) Условия формирования и распространения найденных типов ядерных спин-волновых возбуждений тесно связаны с формой изочастотной поверхности, полученной из характеристического уравнения для данного типа колебаний.

3) Все найденные в работе типы ядерных спин-волновых возбуждений могут быть резонансным образом возбуждены хорошо развитыми в настоящее время методами генерации бегущих как упругих, так и магнитостатических спиновых волн.

Автор выражает глубокую благодарность Е.П.Стефановскому и А.Л.Сукстанскому за поддержку данной работы и плодотворные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Формулы для $R(\omega, k_\|)$ и $A(\omega, k_\|)$

Для $\mathbf{n} \parallel OX$

$$R(\omega, k_\|) \equiv q_1 s_1 (1 + B_{x1})(B_{x2} B_{y3} q_2^2 q_3 c_2 s_3 - B_{y2} B_{x3} q_3^2 q_2 c_3 s_2) -$$
$$- q_2 s_2 (1 + B_{x2})(B_{x1} B_{y3} q_1^2 q_3 c_1 s_3 - B_{y1} B_{x3} q_3^2 q_1 c_3 s_1) +$$
$$+ q_3 s_3 (1 + B_{x3})(B_{x1} B_{y2} q_1^2 q_2 c_1 s_2 - B_{y1} B_{x2} q_2^2 q_1 c_2 s_1). \quad (\text{П}1)$$

Для $\mathbf{n} \parallel OY$

$$R(\omega, k_\|) \equiv q_1 s_1 (1 + B_{y1})(B_{y2} B_{x3} q_2^2 q_3 c_2 s_3 - B_{x2} B_{y3} q_2^2 q_3 c_2 s_3) -$$
$$- q_2 s_2 (1 + B_{y2})(B_{y1} B_{x3} q_1^2 q_3 c_1 s_3 - B_{x1} B_{y3} q_3^2 q_1 c_3 s_1) +$$
$$+ q_3 s_3 (1 + B_{x3})(B_{y1} B_{x2} q_1^2 q_1 c_1 s_2 - B_{x1} B_{y2} q_2^2 q_1 c_2 s_1). \quad (\text{П}2)$$

Для $\mathbf{n} \parallel OX$

$$A(\omega, k_\|) \equiv \mu^{-1} \Big\{ (B_{x2} B_{y3} q_2^2 q_3 c_2 s_3 - B_{y2} B_{x3} q_3^2 q_2 c_3 s_2) c_1 -$$
$$- (B_{x1} B_{y3} q_1^2 q_3 c_1 s_3 - B_{y1} B_{x3} q_3^2 q_1 c_3 s_1) c_2 +$$
$$+ (B_{x1} B_{y2} q_1^2 q_2 c_1 s_2 - B_{y1} B_{x2} q_2^2 q_1 c_2 s_1) c_3 \Big\}. \quad (\text{П}3)$$

Список литературы

[1] Стефановский Е.П., Тарасенко С.В. ФНТ **19**, *1*, 63 (1993).
[2] Стефановский Е.П., Тарасенко С.В. ФНТ **19**, *7*, 779 (1993).
[3] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М. (1979). 640 с.
[4] Тулин В.А. ФНТ **5**, *9*, 965 (1979).
[5] King A.R., Jaccarino V., Rezende S.M. Phys. Rev. Lett. **37**, 533 (1976).
[6] Андриенко А.В., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю. УФН **161**, *10*, 1 (1991).
[7] Иванов Б.А., Лапченко В.Ф., Сукстанский А.Л. ФНТ **27**, *1*, 173 (1985).
[8] Балакирев, Гилинский И.В. Волны в пьезокристаллах. М. (1982). 320 с.
[9] Тарасенко С.В. ФТТ **33**, *8*, 2394 (1991).
[10] Ганн В.В. ФТТ **8**, *9*, 3167 (1966).