

Новые типы неоднородного ядерного спин-спинового резонанса в тонких антиферромагнитных пленках

© Е.П. Стефановский, С.В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 21 апреля 1997 г.)

Теоретически исследован ряд новых размерных резонансных эффектов в объемной ядерной спиновой динамике тонкой магнитной пленки. Физическим механизмом, ответственным за их формирование в ограниченном магнетике, является косвенный обмен ядерных спинов через поле виртуальных фононов "лэмбовского" типа.

Хорошо известно [1], что при низких и сверхнизких температурах основной вклад в формирование как кинетических, так и термодинамических свойств магнетиков с сильным сверхтонким взаимодействием могут вносить ядерные спиновые волны (ЯСВ) — особый тип коллективных одночастичных спин-волновых возбуждений в парамагнитной ядерной спин-системе магнитоупорядоченного кристалла.

Идея о возможности их существования вблизи частоты однородного ЯМР была впервые сформулирована в работе [2]. Физическим механизмом, ответственным за существование подобного типа магнитных возбуждений, является, согласно [2], сул-накамуровский обмен ядерных спинов посредством обмена виртуальными электронными спиновыми волнами. В результате пространственная дисперсия таких ЯСВ определяется исключительно неоднородным обменным взаимодействием в подсистеме электронных спинов магнетика. Именно этот класс ЯСВ и был на протяжении тридцати лет тщательно изучен в большом числе экспериментальных и теоретических работ, итоги которых затем были обобщены в работах [3–5]. При этом в качестве объекта экспериментального исследования выбирались, как правило, слабо анизотропные антиферромагнетики (АФМ) с магнитной анизотропией типа "легкая плоскость" (MnCO_3 , CsMnF_3 , CsMnCl_3), "легкая ось" (MnF_2) или кубические антиферромагнетики (RMnF_3 , KMnF_3). Вместе с тем практически все до сих пор выполненные в этом направлении теоретические работы обладали одним существенным для реальных магнитных образцов ограничением: при расчетах использовалась модель бесконечного кристалла. Таким образом, результаты расчетов даже спектра ЯСВ, выполненные в такой модели, являются корректными, только если между волновым вектором ЯСВ k и характерными размерами магнитного образца d выполнено соотношение

$$kd \gg 1. \quad (1)$$

Современные технологические успехи в изготовлении высококачественных тонких магнитных пленок и поиск их возможного применения в области низких и сверхнизких температур требуют от физики ЯСВ дальнейшего развития существенных теоретических представлений.

При этом, естественно, особое значение приобретает задача последовательного учета влияния конечных размеров реального магнитного образца на его ядерную спиновую динамику. Если оставаться в рамках предложенного в [2] обменного механизма формирования дисперсии ЯСВ, то по сравнению со случаем неограниченного кристалла в случае тонкой магнитной пленки (ТМП) единственным новым моментом в дисперсионных свойствах объемных ядерных спиновых колебаний (рассмотрением только объемных ЯСВ мы в данной работе и ограничимся) является возможность спин-волнового резонанса ЯСВ в тонкой антиферромагнитной пленке [3]. Вместе с тем обменный механизм формирования дисперсии ЯСВ для ТМП не является единственным. Возможность формирования в ТМП дисперсии объемных бегущих "безобменных" ЯСВ за счет косвенного спин-спинового взаимодействия через дальнедействующие магнитостатические поля была теоретически предсказана и практически подтверждена в работах [6,7]. Однако, как известно, в спектре спиновых волн АФМ одновременно имеют место обменное ослабление магнитодипольных и обменное усиление магнитоупругих и сверхтонких эффектов, а именно этот класс магнетиков и исследовался экспериментально при изучении ЯСВ. Однако до последнего времени влияние фононов на спектр объемных ЯСВ вне условий ядерного магнитоакустического резонанса в основном сводилось в двум эффектам: изменению области устойчивости данного магнитного состояния и формированию магнитоупругой щели в спектре электронных спиновых волн, т.е. к уменьшению величины динамического сдвига частоты однородного ЯМР.

Недавно в работах [8–11] на примере двухподрешеточной модели низкотемпературного АФМ ($T_N < T_D$, где $T_N(T_D)$ — температура Нееля (Дебая)) с сильным сверхтонким взаимодействием было показано, что если толщина ТМП d , частота несмещенного ЯМР ω_n и минимальная фазовая скорость распространения упругих волн в неограниченном магнитном кристалле s удовлетворяют эластостатическому критерию [12]

$$\omega_n \ll sd^{-1}, \quad (2)$$

то в таком магнетике возможно формирование нового класса распространяющихся объемных ядерных спи-

новых возбуждений, дисперсионные свойства которых полностью определяются магнитоупругим и упругим взаимодействием в магнетике. Данный класс ЯСВ не только не реализуется в неограниченном магнетике, но и может не иметь своего аналога в спектре электронных спиновых волн даже в случае ТМП [13] в отличие от традиционного исследуемого ЯСВ [2–5]. Поскольку дисперсионные свойства последних определяются неоднородным обменным взаимодействием в электронной спиновой подсистеме магнитоупорядоченного кристалла [2–5], в дальнейшем мы их будем называть ЯСВ обменного типа (ОЯСВ). Физической причиной формирования дисперсии спектра ЯСВ, исследованных в работах [8–11], является косвенное спин-спиновое взаимодействие через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций в подсистеме электронных спинов магнитоупорядоченного кристалла. В результате такой тип негейзенберговского обменного взаимодействия вследствие сильного сверхтонкого взаимодействия уже сам по себе приводит к пространственной дисперсии одночастичных возбуждений в ядерной спиновой подсистеме ограниченного магнетика и как следствие к формированию в условиях (2) нового класса ОЯСВ. Эти магнитные возбуждения представляют собой часть общего спектра связанных магнитоупругих колебаний тонкой антиферромагнитной пленки, так же как в [6,7] магнитоэластические волны представляют собой часть общего спектра связанных спиново-электромагнитных колебаний ограниченного магнетика. В связи с этим в дальнейшем по аналогии с магнитоэластикой класс распространяющихся ЯСВ, изученный в [8–11], будем называть эластостатическими ядерными спиновыми волнами (ЭЯСВ). Однако в [8–10] был исследован только тот частный случай, при котором в условиях (2) поляризация "эластостатических" фононов (вектор смещений решетки \mathbf{u}), реализующих косвенный спин-спиновый обмен через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций имеет только одну ненулевую компоненту — вдоль нормали к плоскости распространения ЯСВ (\mathbf{k}_\perp — проекция волнового вектора на плоскость пленки)

$$\mathbf{u} \perp \mathbf{k}_\perp. \quad (3)$$

Соответствующий тип ЭЯСВ в дальнейшем будем называть эластостатическими ЯСВ первого типа (ЭЯСВ-I). Как известно из кристаллоакустики [14], в случае (3) в тонкой пленке имеет место распространение упругих объемных волн сдвигового типа (SH-волны). Таким образом, изученный в [8–11] тип ЭЯСВ-I является результатом косвенного спин-спинового обмена через поле виртуальных SH-фононов. В [8–11] было показано, что без учета неоднородного обменного взаимодействия такая распространяющаяся "безобменная" ЭЯСВ-I может быть волной прямого ($\partial\omega/\partial k_\perp > 0$) или обратного ($\partial\omega/\partial k_\perp < 0$) типа в зависимости от относительной ориентации волнового вектора \mathbf{k}_\perp , нормали к поверхности пленки \mathbf{n} и равновесного параметра порядка (в

АФМ вектора антиферромагнетизма \mathbf{L}). Что же касается ОЯСВ [3–5], то она всегда является волной прямого типа. Одновременный учет наличия в подсистеме электронных спиновых волн ограниченного магнетика как неоднородного обменного взаимодействия, так и указанного выше фононного механизма негейзенберговского обмена приводит к формированию нового типа неоднородного ядерного спин-спинового резонанса для ЭЯСВ-I прямого типа и формированию минимума на дисперсионной кривой для ЭЯСВ-I обратного типа. Как в том, так и в другом случае указанные особенности формирования спектра результирующей эластообменной ЯСВ являются следствием интерференции ОЯСВ и ЭЯСВ прямого или обратного типа. Вместе с тем из кристаллоакустики также известно [14], что при заданных величине и направлении волнового вектора акустических колебаний \mathbf{k}_\perp спектр объемных упругих волн, распространяющихся вдоль изолированной тонкой пленки, образуют не только волны SH-типа, но и волны Лэмба, вектор поляризации которых (вектор смещений решетки \mathbf{u}) лежит в плоскости распространения волны

$$\mathbf{u}\mathbf{k}_\perp \neq 0. \quad (4)$$

Однако вопрос о формировании в тонкой антиферромагнитной пленке безобменных ядерных спин-волновых возбуждений эластостатического типа за счет косвенного обмена фононами "лэмбовского" типа (ЭЯСВ-II) и линейном взаимодействии этого вида ЭЯСВ с распространяющимися в том же направлении как ЯСВ обменного типа, так и ЭЯСВ-I до сих пор не рассматривался.

В связи с этим цель работы состоит в исследовании в условиях (2) для ТМП АФМ необходимых условий формирования и дисперсионных свойств объемных ЭЯСВ второго типа (ЭЯСВ-II) с учетом неоднородного обменного взаимодействия в подсистеме электронных спиновых волн при произвольной ориентации волнового вектора \mathbf{k}_\perp в плоскости пленки. Дальнейшая структура работы включает в себя постановку задачи, состоящую из описания вида лагранжиана рассматриваемой модели на основе одновременного учета взаимодействия трех подсистем реального магнетика (электронной спиновой, ядерной спиновой и решетки), определение замкнутой системы динамических уравнений и формулировку соответствующих граничных условий. Поскольку хорошо известно, что спектр объемных колебаний, неоднородных по толщине пленки, является малочувствительным к выбору типа граничных условий, из трех широко распространенных в акустике типов упругих граничных условий для изолированной твердотельной пленки в качестве основного выбрано то, которое при интересующих нас киттельевских граничных условиях для магнитных моментов допускает точное вычисление спектра объемных ЭЯСВ как в безобменном приближении, так и с учетом неоднородного обменного взаимодействия в электронной спиновой подсистеме рассматриваемой модели АФМ. Параллельно изучен вопрос о взаимодействии

ЭЯСВ-I и ЭЯСВ-II. Затем приведены результаты приближенных аналитических расчетов для спектров ЭЯСВ-I и ЭЯСВ-II для двух других типов упругих граничных условий. Проанализированы основные особенности объемных ЯСВ, индуцированные обсуждаемым фононным механизмом спин-спинового обмена в случае ТМП АФМ, помещенной во внешнее магнитное поле, а также сформулированы как основные физически интересные особенности спектра объемных эластообменных ЯСВ, так и необходимые условия формирования новых типов неоднородного ядерного спин-спинового резонанса в изолированной ТМП.

1. Основные уравнения

В качестве примера рассмотрим тонкую пленку (d — толщина, \mathbf{n} — нормаль к поверхности) двухподрешеточного ($\mathbf{M}_{1,2}$ ($\mathbf{m}_{1,2}$) — намагниченности подрешеток электронной (ядерной) спин-систем) легкоосного (ось OZ) АФМ (ЛО АФМ), магнитоупругие и упругие свойства которого, а также сверхтонкое обменное взаимодействие в дальнейшем для простоты и наглядности расчетов предполагаем изотропными. В результате можно по-прежнему воспользоваться приведенным в работе [8] выражением для термодинамического потенциала W , одновременно учитывающим взаимодействие трех подсистем реального магнитоупорядоченного кристалла: 1) электронный спиновой, 2) ядерной спиновой и 3) решетки. Следуя методике расчета, развитой в [8], для исследования спектров взаимодействующих электронной, ядерной и упругой подсистем ограниченного двухподрешеточного АФМ удобно от W перейти к плотности функции Лагранжа, определяющей взаимодействие трех указанных подсистем [8] ($\partial R/\partial t \equiv R_t$),

$$L = L_m + L_{me} + L_e,$$

$$L_m = 2M_0^2 \left[\frac{\alpha}{2c^2} (\mathbf{L}_t)^2 + \frac{1}{2g_n^2 A M_0^2} (\mathbf{l}_t)^2 - \frac{a}{2} L_z^2 - A \mathbf{l} \mathbf{l} - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{4}{g_e \delta M_0} [\mathbf{h}(\mathbf{L} \mathbf{L}_t)] - \frac{2}{\delta} (\mathbf{L} \mathbf{h})^2 \right],$$

$$L_{me} = -\gamma M_0^2 L_i L_k u_{ik},$$

$$L_e = \frac{\rho u_t^2}{2} - \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 - \mu u_{ik}^2, \quad (5)$$

где $c^2 = \delta \alpha (g_e M_0)^2$, a , δ , α , A — соответственно константы одноосной магнитной анизотропии, однородного и неоднородного обмена и изотропного сверхтонкого взаимодействия, $\mathbf{H} = \mathbf{h} M_0$ — внешнее магнитное поле, λ , μ — коэффициенты Ламэ, ρ — плотность кристалла, γ — константа магнитоупругости, u_{ik} — тензор упругих деформаций, M_0 — намагниченность насыщения электронной подрешетки, $g_e (g_n)$ — гиромагнитное отношение для электронной (ядерной) спин-системы. Векторы ферромагнетизма $\mathbf{M}_{1,2}$, $\mathbf{m}_{1,2}$ и антиферромагнетизма \mathbf{L} , \mathbf{l}

связаны с векторами намагниченностей электронной и ядерной спиновых подрешеток соотношениями

$$2M_0 \mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad 2m_0 \mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2,$$

$$2M_0 \mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2, \quad 2m_0 \mathbf{l} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2, \quad (6)$$

и для достаточно слабого по сравнению с обменным полем внешнего магнитного поля \mathbf{H} естественно считать выполненными неравенства

$$|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}|, \quad |\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|. \quad (7)$$

Магнитоупругая динамика в рассматриваемой модели может быть описана с помощью системы связанных динамических уравнений, состоящей из эффективных уравнений Лагранжа для векторов антиферромагнетизма электронной (\mathbf{L}) и ядерной (\mathbf{l}) спин-систем и основного уравнения теории упругости для вектора смещений решетки \mathbf{u} . При этом последнее в условиях (2) переходит в уравнение эластостатики [12]

$$\frac{\partial^2 W}{\partial u_{ik} \partial x_k} = 0. \quad (8)$$

Поскольку мы рассматриваем ТМП (точнее, тонкую магнитную полосу), необходимо указанную систему динамических уравнений дополнить соответствующими граничными условиями как для магнитной, так и для упругой подсистем кристалла. В случае пиннинга магнитных моментов на обеих поверхностях магнитной пленки система граничных условий для вектора антиферромагнетизма электронной спиновой подсистемы может быть представлена в виде [15] (χ — координата вдоль нормали к поверхности пленки)

$$L_i = 0, \quad \chi = 0, \quad d. \quad (9)$$

Что же касается упругих граничных условий, то, как известно (С. 196 в [14]), в акустике в качестве упругих граничных условий на обеих поверхностях изолированной пленки твердого тела используются граничные условия одного из трех нижеперечисленных типов (σ_{ik} — тензор упругих напряжений)

$$\sigma_{ik} n_k = 0, \quad (10)$$

$$\mathbf{u} = 0, \quad (11)$$

$$[\mathbf{s} \mathbf{n}] = 0, \quad (\mathbf{u} \mathbf{n}) = 0, \quad s_i = \sigma_{ik} n_k. \quad (12)$$

Условия (10) и (11) отвечают соответственно случаям границы, свободной от упругих напряжений и жестко закрепленной, и достаточно часто используются в магнитоакустике. Что же касается условия (12), то оно отвечает границе с проскальзыванием и широко применяется при расчетах в акустике, однако до сих пор не использовалось при решении динамически магнитоупругих задач. Практически оно может быть реализовано, если поверхность пленки связана с "абсолютно" твердым материалом через жидкую прослойку (смазку). Это

условие, как будет показано далее, и позволяет точно решить задачу о спектре объемных ЭЯСВ-II, бегущих в ТМП при произвольной величине волнового вектора \mathbf{k}_\perp в плоскости пленки. Как и в работах [8–11], для анализа ядерной спиновой динамики удобно ввести эффективную частоту Ω , связанную с реальной частотой ω соотношением (ω_T — динамический сдвиг частоты)

$$\Omega^2 = \frac{\omega^2 \omega_T^2}{\omega_n^2 - \omega^2} + \omega^2. \quad (13)$$

2. Безобменное приближение

Прежде всего рассмотрим граничную задачу (9), (12) в безобменном приближении, что физически означает пренебрежение неоднородным обменом в подсистеме электронных спинов по сравнению с динамическим магнитоупругим взаимодействием. В этом случае, считая, что $c^2 \rightarrow 0$ и учитывая только упругие граничные условия (12), несложно показать, что как при $\mathbf{L} \parallel \mathbf{n}$, так и при $\mathbf{L} \perp \mathbf{n}$ спектр распространяющихся безобменных объемных ЭЯСВ при произвольной величине и направлении волнового вектора \mathbf{k}_\perp в плоскости пленки для заданного номера моды ν состоит из двух невзаимодействующих между собой ветвей и отличающихся поляризациями векторов \mathbf{L} и \mathbf{u} . Физическим механизмом, ответственным за формирование обоих типов ЯСВ, является косвенный обмен ядерных спинов через поле виртуальных фононов с поляризациями, отвечающими соответственно (3) или (4). Первый тип объемных ЭЯСВ (ЭЯСВ-I) отвечает случаю (3) и был ранее рассмотрен в работе [8] (для других граничных условий). Характер его дисперсионной кривой качественно изменяется в зависимости от относительной ориентации векторов \mathbf{L} и \mathbf{n} ($\nu = 1, 2, \dots$).

Случай $\mathbf{L} \parallel \mathbf{n}$ отвечает ЭЯСВ-I прямого типа ($\partial\Omega/\partial k_\perp > 0$)

$$\Omega_{1\nu}^2(k_\perp) = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_\perp^2}{k_\perp^2 + (\pi\nu/d)^2}, \quad (14)$$

тогда как при $\mathbf{L} \perp \mathbf{n}$ реализуется ЭЯСВ-I обратного типа ($\partial\Omega/\partial k_\perp < 0$)

$$\Omega_{1\nu}^2(k_\perp) \approx \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{(\pi\nu/d)^2}{k_\perp^2 + (\pi\nu/d)^2}. \quad (15)$$

Здесь ω_0 — активация однородного АФМР ЛО АФМ, ω_{me} — магнитоупругая щель. Что же касается второго типа объемных безобменных ядерных спин-волновых возбуждений (ЭЯСВ-II) (случай (4)), то, как показывает расчет, соответствующая дисперсионная кривая качественно не изменяется в зависимости от того, коллинеарна или перпендикулярна относительно нормали к поверхности пленки \mathbf{n} равновесная ориентация вектора антиферромагнетизма

$$\Omega_{2\nu}^2(k_\perp) = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 (1 - c_t^2/c_l^2) \times \frac{4k_\perp^2 (\pi\nu/d)^2}{(k_\perp^2 + (\pi\nu/d)^2)^2}, \quad \mathbf{n} \parallel \mathbf{L}(\mathbf{n} \perp \mathbf{L}), \quad (16)$$

где $c_t(c_l/c_l)$ — скорость распространения поперечной (продольной) упругой волны в неограниченном магнетике. Данный тип ядерных спин-волновых возбуждений (ЭЯСВ-II), как и ЭЯСВ-I, не реализуется без учета конечных размеров магнитного образца, но, в отличие от ЭЯСВ-I не имеет своего аналога в спектре объемных магнитостатических колебаний [14]. Из (16) следует, что при $k_\perp < \pi\nu/d$ закон дисперсии ЭЯСВ-II соответствует волне прямого типа, тогда как при $k_\perp > \pi\nu/d$ он отвечает волне обратного типа и имеет точку максимума при $k_\perp \neq 0$. Новой характерной чертой спектра объемных безобменных ЭЯСВ в случае (4) является то обстоятельство, что отвечающий (16) тип негейзенберговского спин-спинового обмена (через фононы "лэмбовского" типа) уже сам по себе приводит к формированию при $k_\perp \neq 0$ двух ранее неизвестных типов точек вырождения мод спектра объемных ЭЯСВ с номерами ν и ρ , определяемых из (14)–(16) условием

$$\Omega_\nu(k_\perp) = \Omega_\rho(k_\perp), \quad \nu \neq \rho. \quad (17)$$

Первый тип связан с пересечением дисперсионных кривых, отвечающих модам спиновых колебаний, принадлежащих только к спектру ЭЯСВ-II, тогда как второй тип точек вырождения определяется пересечением дисперсионных кривых, относящихся к ЭЯСВ-I и ЭЯСВ-II соответственно, и может реализоваться даже при $\nu = \rho$.

3. Эффекты неоднородного обмена

До сих пор мы пренебрегали влиянием неоднородного обмена на спектр распространяющихся вдоль ТМП ЛО АФМ объемных ЯСВ и ограничивались только учетом косвенного взаимодействия ядерных спинов через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций (эластостатическое приближение). Однако, как уже отмечалось выше, учет неоднородного обмена в подсистеме электронных спинов сам по себе приводит к формированию пространственной дисперсии объемных ядерных спиновых колебаний. При этом в реальной антиферромагнитной пленке, толщина которой d удовлетворяет условию (2), последовательный анализ дисперсионных свойств объемных бегущих ЯСВ требует одновременного учета как неоднородного обменного, так и указанного выше "фононного" механизмов ядерного спин-спинового взаимодействия магнитоупорядоченного кристалла. И в данном случае выбранное вместе с (9) в качестве упругого граничного условия соотношение (12) позволяет в явном виде найти структуру спектра распространяющихся объемных как ЭЯСВ-I, так и ЭЯСВ-II при произвольной ориентации волнового вектора \mathbf{k}_\perp в плоскости пленки и $\mathbf{L} \parallel \mathbf{n}$. По-прежнему число мод ν таких объемных эластообменных ЯСВ образует бесконечное счетное множество, а их спектр в случае

ЭЯСВ-I определяется выражением вида

$$\Omega_{I\nu}^2(k_{\perp}) = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + (\pi\nu/d)^2} + c^2(k_{\perp}^2 + (\pi\nu/d)^2), \quad (18)$$

а в случае ЭЯСВ-II — выражением вида

$$\Omega_{II\nu}^2(k_{\perp}) = \omega_0^2 + \omega_{me}^2(1 - c_i^2/c_t^2) \frac{4k_{\perp}^2(\pi\nu/d)^2}{(k_{\perp}^2 + (\pi\nu/d)^2)^2} + c^2(k_{\perp}^2 + (\pi\nu/d)^2). \quad (19)$$

Несложно убедиться, что теперь, если обе моды с номерами $\nu \neq \rho$ одновременно принадлежат спектру объемных эластообменных ЯСВ первого или второго типа, для них при $k_{\perp} \neq 0$ возможно по две точки вырождения спектра, определяемых соотношениями (17)–(19). Также из (18), (19) следует, что для этих же мод с номерами ν и ρ формируются еще две точки вырождения спектра объемных ЭЯСВ при $k_{\perp} \neq 0$, если одно из мод относится к спектру ЭЯСВ-II (18), а вторая — к ЭЯСВ-II (19). Анализ (19) показывает, что совместный учет неоднородного обменного взаимодействия и косвенного спин-спинового обмена через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций с вектором смещений решетки \mathbf{n} , лежащим в плоскости распространения магнитной волны (4), приводит к формированию объемных эластообменных ЯСВ (ЭЯСВ-II). Этот тип магнитных возбуждений не имеет своего аналога ни среди объемных эластообменных ЯСВ (ЭЯСВ-I), рассмотренных ранее в работе [8–11], ни среди ОЯСВ [3–5]. Число мод ν таких объемных ЭЯСВ-II по-прежнему образует бесконечное счетное множество. При этом в области частот

$$\Omega_{II\nu}^2(k_{-}) < \Omega^2 < \Omega_{II\nu}^2(k_{+}) \quad (20)$$

в спектре ЭЯСВ-II (18) фиксированному значению ω отвечают три различных значения волнового вектора k_{\perp} . В (20) $k_{-}(k_{+})$ соответствует максимуму (минимуму) дисперсионной кривой (19), тогда если точки $k_{*\pm}$ являются точками перегиба этой же кривой, то $k_{*-} < k_{-} < k_{*+} < k_{+}$. Таким образом, при $k_{+} < k_{\perp} < k_{-}$ такая объемная ЭЯСВ является волной прямого типа, тогда как при $k_{-} < k_{\perp} < k_{+}$ ее дисперсионная кривая соответствует волне обратного типа. Сравнивая результаты безобменного приближения и результаты анализа соотношений (18), (19), можно утверждать, что одновременный учет как фононного механизма негеизенберговского обмена, так и неоднородного обменного взаимодействия в условиях (4) приводит к формированию дополнительных по отношению к безобменному пределу (14)–(16) точек вырождения спектров распространяющихся объемных ЭЯСВ-II, а также к формированию минимума на дисперсионной кривой, связанного с одновременным учетом обоих типов спин-спинового обмена в ограниченном магнетике.

4. Случай тонкой магнитной пленки с граничными условиями типа $\sigma_{ik}n_k = 0$ или $u = 0$

До сих пор мы рассматривали только один из трех (см. [14]) наиболее часто используемых в физической акустике вариантов упругих граничных условий. Он обычно не рассматривается при решении магнитоупругих задач, но, как следует из вышеизложенного, его достоинством является то, что во всех вышерассмотренных случаях спектр объемных ядерных спиновых колебаний ТМП с учетом трех взаимодействующих подсистем реального магнитоупорядоченного кристалла (электронной спиновой, ядерной спиновой и решетки) при произвольной величине волнового вектора \mathbf{k}_{\perp} в плоскости пленки и произвольной поляризации упругих и спиновых колебаний может быть найден в явном виде. Поскольку хорошо известно, что спектр объемных колебаний, неоднородных по толщине пленки, слабо зависит от характера граничных условий, можно надеяться, что найденные выше для (9), (12) эффекты в ядерной спиновой динамике ТМП являются достаточно общими. Однако естественно, что изменение характера упругих граничных условий (12), например, на (10) или (11) даже при неизменных обменных граничных условиях (9) приведет к снятию вырождения для найденных выше мод спектра объемных ЭЯСВ (17) как с учетом, так и без учета неоднородного обменного взаимодействия, а также к формированию щелей непропускания [8–11,13].

Расчет соответствующей краевой магнитоупругой задачи приводит теперь при произвольной ориентации и величине k_{\perp} к трансцендентному уравнению для спектра ЭЯСВ-II уже в безобменном пределе. И в явном виде точный аналитический расчет соответствующих дисперсионных кривых теперь уже невозможен. Однако анализ показал, что если ограничиться областью частот

$$\Omega^2 - \omega_0^2 \ll \omega_{me}^2, \quad (21)$$

то можно получить явный вид дисперсионных кривых объемных ЭЯСВ при $k_{\perp} \ll \pi\nu/d$ или $k_{\perp} \gg \pi\nu/d$ независимо от того, какая из систем граничных условий выполнена на обеих поверхностях ТМП: (9), (10) или (9), (11). И в том, и в другом случае для заданного номера моды ν соответствующая дисперсионная кривая при $\mathbf{L} \parallel \mathbf{n}$ в случае $k_{\perp} \ll \pi\nu/d$ имеет вид

$$\Omega_{I\nu}^2(k_{\perp}) \approx \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_{\perp}^2}{(\pi\nu/d)^2} + c^2(\pi\nu/d)^2 \quad (\text{ЭЯСВ-I}), \quad (22)$$

$$\Omega_{II\nu}^2(k_{\perp}) \approx \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{4k_{\perp}^2}{(\pi\nu/d)^2} + c^2(\pi\nu/d)^2 \quad (\text{ЭЯСВ-II}), \quad (23)$$

а в случае $k_{\perp} \gg \pi\nu/d$

$$\Omega_{I\nu}^2(k_{\perp}) \approx \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{(\pi\nu/d)^2}{k_{\perp}^2} + c^2 k_{\perp}^2 \quad (\text{ЭЯСВ-I}), \quad (24)$$

$$\Omega_{II\nu}^2(k_{\perp}) \approx \omega_0^2 + \omega_{me}^2 (1 - c_t^2/c_l^2) \times \frac{4(\pi\nu/d)^2}{k_{\perp}^2} + c^2 k_{\perp}^2 \quad (\text{ЭЯСВ-II}). \quad (25)$$

Анализ (21)–(24) показывает, что при выполнении указанных приближений по-прежнему возможна реализация соотношений (17), т.е. пересечение дисперсионных кривых всех вышеперечисленных типов для мод с номерами ν и ρ при условии, что их волновой вектор и параметры пленки удовлетворяют неравенству

$$\left(\frac{\pi\nu}{d}\right)^2 \ll k_{\perp}^2 \ll \left(\frac{\pi\rho}{d}\right)^2. \quad (26)$$

Однако теперь условие (17) выполнено только приближенно. Если теперь вместо (22)–(25) рассмотреть не приближенные, а точные решения соответствующих трансцендентных уравнений, то понятно, что указанное вырождение, определяемое из (17) с помощью (22)–(25), снимется, и реальные моды бегущих вдоль ТМП объемных ЭЯСВ, относящиеся одновременно к спектру ЭЯСВ-I или ЭЯСВ-II, будут расталкиваться в области волновых векторов, определяемой (26), как в случае граничных условий (9), (10), так и в случае (9), (11). Что же касается случая, когда одна из мод относится к спектру ЭЯСВ-I, а другая — к спектру ЭЯСВ-II, то для них и при упругих граничных условиях (10) или (11) по-прежнему возможно одновременное существование в спектре возбуждений ядерной спин-системы пленки ЛО АФМ при $k_{\perp} \neq 0$ двух точек вырождения. Физически это связано с тем, что фононы SH-типа или "лэмбовского" типа, осуществляющие рассматриваемый механизм спин-спинового обмена, в линейном приближении не взаимодействуют между собой при любых ω и k_{\perp} [14]. При этом каждый из этих механизмов спин-спинового обмена соответствует определенному типу нормальных эластостатических колебаний в электронно-ядерной спин-системе ЛО АФМ. Таким образом, моды, относящиеся к (22), (24) и (23), (25) соответственно, являются в данных условиях ортогональными типами колебаний.

Найденные точные решения можно также выбрать в качестве нулевых при построении теории возмущений для исследования спектров объемных эластообменных ЯСВ (I или II) и в случае, когда обменные граничные условия отличаются от указанных выше (а упругие по-прежнему определяются (12)). Если b — константа поверхностной магнитной анизотропии, то при $b \gg 1$ с точностью до b^{-2} соответствующая структура спектра с учетом (18), (19) может быть представлена в виде

$$(\Omega^2 - \Omega_{\nu}^2(k_{\perp}))(\Omega^2 - \Omega_{\rho}^2(k_{\perp})) - \xi_{\nu\rho}^2 \Omega_{\nu}^2(k_{\perp}) \Omega_{\rho}^2(k_{\perp}) \approx 0, \quad \nu \neq \rho. \quad (27)$$

При $b \rightarrow \infty$ безразмерный параметр $\xi_{\nu\rho}^2 \rightarrow 0$ ($|\xi_{\nu\rho}^2| < 1$). Таким образом, в случае (9), (12) при $b < \infty$ будут иметь место снятие вырождения в точках пересечения дисперсионных кривых, отвечающих различным модам спектра эластообменных ЯСВ, и образование щели по частоте, в которой формирование объемных эластообменных ЯСВ с данными k_{\perp} невозможно.

5. Влияние внешнего магнитного поля

До сих пор мы считали внешнее магнитное поле \mathbf{H} отсутствующим. Вместе с тем несомненный не только теоретический, но и экспериментальный интерес представляет анализ влияния на рассматриваемые выше эффекты внешнего магнитного поля, величина и направление которого не изменяют равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} . Как известно из теории резонансных свойств неограниченного ЛО АФМ, в коллинеарной фазе наличие внешнего магнитного поля, не изменяющего по сравнению со случаем $H = 0$ равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} , сводится к двум основным эффектам в спиновой динамике: 1) формированию гиротропии при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{L}$; 2) созданию дополнительной магнитной анизотропии в плоскости с нормалью вдоль \mathbf{L} при $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$. Таким образом, учет влияния внешнего магнитного поля позволит также обобщить рассматриваемые в работе эффекты и на случай легкоплоскостных АФМ, в которых, как уже отмечалось выше, также ранее экспериментально регистрировались ЯСВ. Расчет показывает, что если воспользоваться граничными условиями (9), (12), то по-прежнему спектр бегущих объемных ЯСВ в тонкой антиферромагнитной пленке может быть получен в явном виде при произвольных величине и направлении волнового вектора k_{\perp} в плоскости пленки, если $\mathbf{L} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$, а внешнее магнитное поле \mathbf{H} удовлетворяет условию $|\mathbf{H}| < H_{EA}$ (H_{EA} — поле спин-флуп перехода). Без ограничения общности будем считать, что нормальная к \mathbf{L} проекция внешнего магнитного поля связана с осью OX ; тогда для произвольной относительной ориентации \mathbf{L} и \mathbf{H} дисперсионное уравнение, определяющее спектр объемных бегущих ЭЯСВ в тонкой пленке двухподрешеточного АФМ, при одновременном учете неоднородного обменного и рассмотренного выше "фононного" механизмов формирования дисперсии ЯСВ с учетом (18), (19) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \Omega^4 - N_1 \Omega^2 + N_2 &= 0, \\ N_1 &= \Omega_{I\nu}^2 + \Omega_{II\nu}^2 - 2\omega_z^2 + \omega_x^2, \\ N_2 &= (\omega_z^2 - \Omega_{I\nu}^2(k_{\perp}))(\omega_x^2 - \Omega_{II\nu}^2(k_{\perp})) \\ &+ \omega_z^2 \left[\omega_0^2 + \omega_{me}^2 (1 - c_t^2/c_l^2) \frac{4k_x^2 (\pi\nu/d)^2}{(k_{\perp}^2 + (\pi\nu/d)^2)^2} \right. \\ &\left. + \omega_{me}^2 \frac{k_x^2}{k_{\perp}^2 + (\pi\nu/d)^2} + c^2 (k_{\perp}^2 + (\pi\nu/d)^2) \right]. \quad (28) \end{aligned}$$

Здесь $\omega_z \equiv g_e H_z$, $\omega_x \equiv g_e H_x$. Проанализируем (28) в отдельных частных случаях. Прежде всего при $H = 0$ корни уравнения совпадают соответственно с (18), (19). Если одновременно $H_x \neq 0$ и $H_z = 0$, то из (27) следует, что дисперсионное уравнение для спектра распространяющихся в тонкой антиферромагнитной пленке объемных ЭЯСВ-I и ЭЯСВ-II с учетом (18), (19) примет вид

$$\begin{aligned} & (\Omega^2 - \Omega_{IV}^2(k_\perp))(\Omega^2 - \Omega_{IIV}^2(k_\perp)) \\ & - \omega_x^2 \left[\Omega^2 - \omega_0^2 - \omega_{me}^2(1 - c_t^2/c_l^2) \frac{4k_y^2(\pi\nu/d)^2}{(k_\perp^2 + (\pi\nu/d)^2)^2} \right. \\ & \left. - \omega_{me}^2 \frac{k_x^2}{k_\perp^2 + (\pi\nu/d)^2} - c^2(k_\perp^2 + (\pi\nu/d)^2) \right] = 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Анализ (29) показывает, что наличие в АФМ ромбической магнитной анизотропии (в данном случае индуцированной внешним магнитным полем $\mathbf{H} \perp \mathbf{L} \parallel OZ$) приводит к формированию уже в безобменном приближении ($c^2 \rightarrow 0$) дополнительной точки вырождения спектров ЭЯСВ-I и ЭЯСВ-II при $k_\perp \neq 0$. Эта точка связана с выполнением условия (17), причем и в случае $\nu = \rho$. Если же одновременно $H_x = 0$ и $H_z \neq 0$, то, пользуясь (18), (19), дисперсионное уравнение (28) можно представить в виде

$$(\Omega^2 - \Omega_\nu^2(k_\perp) + \omega_z^2)(\Omega^2 - \Omega_\rho^2(k_\perp) + \omega_z^2) - 4\omega^2\omega_z^2 = 0. \quad (30)$$

Таким образом, из анализа (30) можно сделать вывод о том, что в рассматриваемом случае наличие ненулевой проекции внешнего магнитного поля на легкую ось АФМ OZ приводит по сравнению с (17)–(19) к снятию вырождения мод с $\nu = \rho$ при $k_\perp \neq 0$ в спектре объемных ЭЯСВ-I и ЭЯСВ-II и рассталкиванию их дисперсионных кривых. Понятно, что в случае отклонения граничных условий от (9), (12) вырождение в спектре объемных эластообменных ЯСВ (I и II) будет сниматься и характер изменения дисперсионных кривых в окрестности волновых чисел, определенных условием (17), (28), качественно не будет отличаться от уже обсуждавшегося выше в случае $|\mathbf{H}| = 0$.

Основные результаты, полученные в рамках данной работы, могут быть сформулированы следующим образом.

1) Последовательный учет косвенного взаимодействия ядерных спинов через виртуальные фононы "лэмбовского" типа приводит к формированию в тонкой изолированной пленке нового класса распространяющихся безобменных объемных ядерных спиновых волн (ЭЯСВ-II). Этот тип возбуждений не реализуется не только в рамках модели неограниченного магнетика, но и в случае ТМП, если спин-спиновый обмен в подсистеме ядерных спинов магнетика реализуется за счет обмена виртуальными фононами, отвечающими упругим волнам SH-типа.

2) В безобменном приближении (случае слабого неоднородного обмена в электронной спин-системе кристалла) дисперсионные кривые каждой из мод спектра объемных ЯСВ имеют максимум при $k_\perp \neq 0$.

3) Рассмотренный в работе фоновый механизм косвенного взаимодействия в подсистеме ядерных спинов уже в пренебрежении неоднородным обменом приводит к формированию ранее неизвестных типов неоднородного ядерного спин-спинового резонанса с участием мод с разными поляризациями принадлежащими или только спектру ЭЯСВ-II, или ЭЯСВ-II и ЭЯСВ-I одновременно.

4) Совместный учет фононного и традиционного сул-накамуровского механизмов спин-спинового обмена приводит к формированию N -образной формы дисперсионной кривой для нижних мод спектра объемных ЭЯСВ, а также к возникновению при $k_\perp \neq 0$ дополнительных, ранее неизвестных, типов неоднородного ядерного спин-спинового резонанса.

5) В силу того что между частотами однородного АФМР (ω_{AFM}) и ЯМР (ω_n) с хорошей точностью выполнено соотношение $\omega_{AFM} \gg \omega_n$, то при $\omega_n^2 \ll s^2 d^{-2} \ll \omega_{AFM}^2$ спектр исследованного типа ЯСВ (ЭЯСВ-II) не является прямым "отражением" спектра электронных спиновых волн в отличие от ранее исследованных "обменных" ЯСВ.

Если считать, что частота несмещенного ЯМР $\omega_n \approx 10^2$ МГц, $s \approx 10^5$ см/с, то толщина пленки, при которой становятся возможными вышеперечисленные эффекты в ядерной спиновой динамике ограниченного магнетика, удовлетворяет условию $d \ll 10^{-3}$ см.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований ГКНТ Украины.

Список литературы

- [1] С.О. Гладков. Автореф. канд. дис. ИФП, М. (1980).
- [2] P.G. de Gennes, P.F. Pincus, F. Hartmann-Boutron, J.M. Winter. Phys. Rev. **129**, 1105 (1963).
- [3] Е.А. Туров, М.П. Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. Наука, М. (1969).
- [4] В.А. Тулин. ФНТ **5**, 965 (1979).
- [5] А.В. Андриенко, В.И. Ожогин, В.Л. Сафонов, А.Ю. Якубовский. УФН **161**, 10 (1991).
- [6] A.R. Ring, V. Jaccarino, S.M. Rezende. Phys. Rev. Lett. **37**, 533 (1976).
- [7] T.G. Blocker. Phys. Rev. **154**, 446 (1967).
- [8] Е.П. Стефановский, С.В. Тарасенко. ФНТ **19**, 779 (1993).
- [9] С.В. Тарасенко. ФТТ **37**, 8, 2348 (1995).
- [10] С.В. Тарасенко. ФНТ **21**, 1208 (1995).
- [11] С.В. Тарасенко. ЖЭТФ **110**, 1411 (1996).
- [12] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1979).
- [13] А.Л. Сукстанский, С.В. Тарасенко. ЖЭТФ **105**, 250 (1994).
- [14] В.А. Красильников, В.В. Крылов. Введение в физическую акустику. Наука, М. (1984).
- [15] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994).