НОВЫЙ МЕХАНИЗМ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ БЕЗОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛАСТИНАХ

С. В. Тарасенко

На примере кубического антиферромагнетика показано, что существует некоторая критическая толщина магнитной пластины d_*($d_* \gg a$, a — постоянная решетки), ниже которой косвенное взаимодействие спинов через поле фононов может приводить к снятию вырождения в спектре спиновых волн данного АФМ, если оно имело место в случае достаточно массивных образцов :$d \gg d_*$. Рассмотрены особенности спектров стоячих спиновых волн при $d \ll d_*$.

В работах [1, 2] показано, что если частота ω объемных спиновых колебаний в свободной магнитной пленке толщиной d удовлетворяет эластостатическому критерию [3]

$$\omega^2 \ll s^2 d^{-2}, \tag{1}$$

где s — минимальная фазовая скорость распространения упругих волн в данном магнетике при $d \to \infty$, то в спектре квазиоднородных по толщине пленки спиновых колебаний возможно исчезновение магнитоупругой щели ω_{me}. Вместе с тем до сих пор не было изучено в условиях (1) влияние на спектр спиновых волн симметрии магнитных колебаний и относительной ориентации нормали к поверхности пленки n и равновесного направления вектора магнитной поляризации магнетика (в случае антиферромагнетика (АФМ) — это вектор антиферромагнетизма l). Особый интерес представляет выяснение этого вопроса для тонких пленок легкоосного или кубического АФМ, поскольку, как известно, в указанных типах магнетиков возможно вырождение по частоте законов дисперсии нормальных спиновых колебаний в неограниченном кристалле и, значит, возможна реализация таких условий, при которых все вырожденные магнитные нормальные моды одновременно удовлетворяют эластостатическому критерию (1).

В связи со сказанным целью данной работы является изучение особенностей спиновой динамики в однородно-намагниченной пластине толщиной d кубического АФМ, индуцированных взаимодействием спиновой и упругой подсистем в условиях, когда частоты вырожденных спиновых колебаний неограниченного АФМ одновременно удовлетворяют эластостатическому критерию (1). В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель кубического АФМ, плотность энергии спин-системы которого W_M с учетом только одной константы магнитной анизотропии K_1 в терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ (M_0 — намагниченность насыщения подрешетки) при $\mathbf{m} \ll \mathbf{l}$ может быть представлена в виде [4]

$$W = \frac{1}{2}\delta\, \mathbf{m}^2 + K_1 (\mathbf{l}_x^2\mathbf{l}_y^2 + \mathbf{l}_x^2\mathbf{l}_z^2 + \mathbf{l}_y^2\mathbf{l}_x^2) - \mathbf{m}\mathbf{H} + \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_1}\right)^2, \tag{2}$$

где δ, α — соответственно константы однородного и неоднородного обменного взаимодействия, $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле.

Что касается магнитоупругих и упругих свойств рассматриваемой модели кубического АФМ, определяемых плотностями энергии W_{ME} и W_E соответственно, то для простоты и наглядности расчетов будем предполагать их изотропными

$$W_{me} = \gamma l_i l_k u_{ik} \tag{3}$$

$$W_e = \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \tag{4}$$

где γ — константа магнитострикции; λ, μ — коэффициенты Ламэ; u_{ik} — тензор деформации. Если спины на поверхности пленки кубического АФМ с нормалью к поверхности n не закреплены и внешние упругие напряжения отсутствуют, то тогда соответствующие граничные условия могут быть представлены в виде

$$\frac{\partial l}{\partial x} n_k = 0, \quad \sigma_{ik} n_k = 0, \tag{5}$$

где σ_{ik} — тензор упругих напряжений.

В этом случае из (2)—(4) следует, что в сделанных приближениях для $H=0$ реализуются две возможные ориентации равновесного вектора $\mathbf{l}=\mathbf{l}_0 \parallel [001]$ при $K_1>0$ и $\mathbf{l}_0 \parallel [111]$ при $K_1<0$. Поскольку можно показать, что в данной модели линейная магнитоупругая динамика кубического АФМ практически не зависит от направления $\mathbf{l}_0$, то в дальнейшем ограничимся рассмотрением $\mathbf{l}_0 \parallel [001]$. Следуя традиционной методике расчета спектра магнитоупругих колебаний в ограниченных магнетиках [5], характеристическое уравнение, определяющее спектр спиновых волн с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$ кубического АФМ, удовлетворяющих аналогу эластостатического критерия (1) при $d \to \infty$: $\omega^2 \ll s^2, k^2$, факторизуется и может быть представлено в виде ($\mathbf{k}_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$; $\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$)

$$\Delta_1 \Delta_2 = 0,$$

$$\Delta_1 = c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 + \omega_0^2 + \omega_{me}^2 k_\perp^2 / \mathbf{k}^2, \tag{6}$$

$$\Delta_2 = c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 + \omega_0^2 + \omega_{me}^2 (1 - c_t^2/c_l^2)\, k_\perp^2 k_z^2 / \mathbf{k}^4, \tag{7}$$

где $\omega_{me}^2 = \omega_E\, \omega_{mes}$ совпадает по величине с магнитоупругой щелью в спектре однородного АФМР; $\omega_0^2 = \omega_E\, \omega_A$ — активация спин-волнового спектра кубического АФМ, индуцированная магнитной анизотропией; c (c_t или c_l) — минимальная фазовая скорость спиновых (упругих сдвиговых c_t или продольных c_l) волн в данной модели неограниченного АФМ; $\omega_E = g\delta/2M_0$ — обменная частота; $\omega_A = gK_1/2M_0 (l_0 \parallel [001]$, $\omega_{mes} = g\gamma/2M_0\, \mu$, $c = g(\delta\alpha)^{1/2}/2M_0)$.

В то же время при $\omega^2 \gg s^2 \mathbf{k}^2$ (что для стоячих спиновых волн соответствует условию $\omega^2 \gg s^2 d^{-2}$) аналогичное характеристическое уравнение для спиновых колебаний в кубическом АФМ имеет вид

$$\Delta_1 \Delta_2 = 0; \quad \Delta_1 = \Delta_2 = c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 + \omega_0^2 + \omega_{me}^2. \tag{8}$$

Поскольку толщина АФМ пленки d такова, что для рассматриваемых частот магнитных колебаний выполнен эластостатический критерий (1), то из (5) следует, что для стоячей по толщине АФМ пленки объемной спиновой волны нормальная к поверхности магнетика составляющая волнового вектора k (так же как и при $\omega^2 \gg s^2 d^{-2}$) определяется условием

$$k_p = \frac{\pi p}{d}, \quad p = 0, \pm 1, \pm 2\ldots, \tag{9}$$

где $p = 0$ соответствует случаю квазиоднородной по толщине магнитной пластины объемной спиновой волне. В этом случае с помощью (5)—(7) спектр стоячих спиновых волн в пластине кубического АФМ, удовлетворяющий критерию эластостатичности (1) при произвольной относительной ориентации равновесного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}_0$ и нормали к поверхности пластины $\mathbf{n}$, запишем как

$$\omega_{1p}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \sin^2\theta + c^2 (\pi p/d)^2, \tag{10}$$

$$\omega_{2p}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 (1 - c_t^2/c_l^2) \sin^2 2\theta + c^2 (\pi p/d)^2, \tag{11}$$

где θ — полярный угол в системе координат с полярной осью вдоль равновесного направления вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}_0$, определяющий относительную ориентацию вектора нормали к поверхности АФМ пластины n. Магнитным колебаниям с законом дисперсии (10) (ω_{1p}) соответствуют спиновые колебания, при которых переменная составляющая вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l} : \tilde{\mathbf{l}}$ линейно поляризована вдоль нормали к плоскости, в которой лежат $\mathbf{n}$ и $\mathbf{l}_0$. Что же касается соотношения (11), то оно определяет закон дисперсии объемных спиновых колебаний (ω_{2p}) в рассматриваемой модели АФМ, при котором $\tilde{\mathbf{l}}$ линейно поляризовано вдоль направления, лежащего в плоскости $\mathbf{l}_0$ и $\mathbf{n}$ перпендикулярно направлению $\mathbf{l}_0$. Для сравнения приведем закон дисперсии стоячих спиновых волн в пластине кубического АФМ, удовлетворяющих традиционно рассматриваемому условию для частот спиновых колебаний: $\omega^{22} \gg s^2 d^{-2}$

$$\omega_{1p}^2 = \omega_{2p}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 (\pi p/d)^2. \tag{12}$$

Из сопоставления (12) и (10)—(11) можно сделать вывод, что в пленках низкотемпературных кубических (и легкоосных) АФМ имеется критическая толщина пленки $d_* \cong s/\omega$, ниже которой ($d \ll d_*$) косвенное взаимодействие магнитных моментов через дальнодействующее поле квазистатических упругих деформаций приводит (при $\theta \neq 0$) к снятию вырождения в спектре стоячих спиновых колебаний, имевшего место в случае достаточно толстых пленок: $d \gg d_*$ (12). Кроме того, как следует из (10)—(11), имеется критический угол θ_* ($\cos\theta_* = 0.25\,(1 - c_t^2/c_1^2)^{-1}$), такой что при $\theta > \theta_*$ $\omega_{1p}^2 > \omega_{2p}^2$, тогда как при $\theta > \theta_*$ $\omega_{1p}^2 < \omega_{2p}^2$.

Чтобы проанализировать влияние внешнего магнитного поля, ограничимся случаем, когда включение внешнего магнитного поля H не меняет по сравнению с $H = 0$ равновесную ориентацию вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0$, и будем пренебрегать при расчетах обменно-ослабленным магнитодипольным взаимодействием ($\mathbf{m} \ll \mathbf{l}$). Если $\mathbf{H} \perp \mathbf{l}_0$, то при тех же граничных условиях спектр стоячих спиновых волн, удовлетворяющих эластостатическому критерию (1), имеет вид: при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$

$$\omega_{1p}^2 = \omega_H^2 + \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \sin^2\theta + c^2 (\pi p/d)^2,$$

$$\omega_{2p}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 (1 - c_t^2/c_l^2) \sin^2\theta + c^2 (\pi p/d)^2, \tag{13}$$

при $(\mathbf{Hn}) \neq 0$

$$\omega_{1p}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \sin^2\theta + c^2 (\pi p/d)^2,$$

$$\omega_{2p}^2 = \omega_H^2 + \omega_0^2 + \omega_{me}^2 (1 - c_t^2/c_l^2) \sin^2 2\theta + c^2 (\pi p/d)^2, \tag{14}$$

где $\omega_H = gH$ — активация спин-волнового спектра кубического АФМ, обусловленная внешним магнитным полем. Из анализа (13)—(14) следует, что с ростом внешнего магнитного поля может происходить вырождение по частоте законов дисперсии рассматриваемых типов нормальных спиновых колебаний, что, как известно, является необходимым условием их резонансного взаимодействия. Таким образом, в тонких пленках кубических АФМ косвенное взаимодействие магнитных моментов через дальнодействующее поле квазистатических упругих деформаций во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{l}_0$ приводит к формированию нового типа спин-спинового резонанса уже для квазиоднородных по толщине магнитной пленки объемных спиновых волн (13)—(14). Заметим, что для реализации данного механизма магнитного резонанса принципиально важными являются толщина пленки кубического АФМ ($d \ll d_*$) и относительная ориентация направлений векторов $\mathbf{l}_0$ и $\mathbf{n}$ (в частности, при $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n}$ или $d \gg d_*$ рассматриваемый спин-спиновый резонанс отсутствует).

До сих пор мы рассматривали только одну возможную равновесную ориентацию вектора антиферромагнетизма: $\mathbf{l}_0 \parallel [001]$, однако кубический АФМ является, как известно, многоосным кристаллом. Чтобы рассмотреть основные особенности в динамике стоячих спиновых волн в АФМ пленке, связанные с этим обстоятельством, будем считать, что магнитная анизотропия рассматриваемой модели двухподрешеточного кубического АФМ определяется с помощью двух констант магнитной анизотропии K_1, K_2. В этом случае, кроме рассмотренной выше ($\mathbf{l}_0 \parallel [001]$ и $\mathbf{l}_0 \parallel [111]$), возможна еще одна равновесная ориентация вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$: $\mathbf{l}_0 \parallel [110]$, которая сопровождается соответствующими спонтанными упругими деформациями ($H = 0$). Следуя аналогичной использованной выше методике расчета, можно показать, что в случае, когда толщина АФМ пластины d такова, что $d \gg d_*$, то спектр стоячих спиновых волн в рассматриваемой модели двухподрешеточного АФМ определяется соотношениями вида:

при $\mathbf{l}_0 \parallel [110]$

$$\omega_{1p}^2 = \omega_{01}^2 + \omega_{me1}^2 + c^2 (\pi p/d)^2, \quad \omega_{01}^2 = \omega_E \omega_{A1}, \quad \omega_{me1}^2 = \omega_E \omega_{ms1}, \tag{15}$$

$$\omega_{2p}^2 = \omega_{02}^2 + \omega_{me2}^2 + c^2 (\pi p/d)^2; \quad \omega_{02}^2 = \omega_E \omega_{A2}; \quad \omega_{me2}^2 = \omega_E \omega_{ms2} \tag{16}$$

или при $\mathbf{l}_0 \parallel [111]$

$$\omega_{1p}^2 = \omega_{2p}^2 = \omega_{0*}^2 + \omega_{me*}^2 + c^2 (\pi p/d)^2; \quad \omega_{0*} = \omega_E \omega_{A*}, \quad \omega_{me*} = \omega_E \omega_{mes*}, \tag{17}$$

где обменная частота ω_E, поля магнитной анизотропии ω_{A1}, ω_{A2}, ω_{0*}, магнитострикционные поля ω_{ms1}, ω_{ms2}, ω_{me*} выражаются через константы магнитной анизотропии K_1, K_2, магнитострикции B_1, B_2 и упругие модули C_{11}, C_{44}, C_{12} кубического кристалла следующим образом:

$$\omega_{A1} = -gK/2M_0,\ \ \omega_{A2} = g(K + K_2/2)/2M_0,\ \ \omega_{0*} = g(-4(K + K_2/3)2M_0),$$

$$\omega_{ms1} = g2B_1^2/2M_0(C_{11} - C_{12}),\ \ \omega_{ms2}\, gB_2^2/2M_0C_{44},$$

$$\omega_{me*} = g(4B_1^2/6M_0(C_{11} - C_{12}) + B_2^2/6M_0C_{44}). \qquad (18)$$

Таким образом, из (15)—(16) следует, что в случае, когда в основном состоянии $\mathbf{l}_0 \parallel [110]$, учет уже спонтанных магнитоупругих деформаций приводит к снятию вырождения в спектре объемных спиновых волн кубического АФМ, однако оно не зависит ни от толщины магнитной пленки ($d \gg d_*$), ни от относительной ориентации векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{l}_0$. Что же касается случая, когда $\mathbf{l}_0 \parallel [111]$, то, как следует из (17)—(18), так же как и при $\mathbf{l}_0 \parallel [001]$, спектр стоячих спиновых волн в двухподрешеточной модели кубического АФМ при $d \gg d_*$ остается вырожденным по частоте. Если же частота спиновых колебаний такова, что для них выполняется эластостатический критерий (1), то из расчетов следует, что при $\mathbf{l}_0 \parallel [111]$ спектр стоячих спиновых волн в пленке кубического АФМ с толщиной $d \ll d_*$ по сравнению с (17)—(18) существенно изменяется. Возникающая при $d \ll d_*$ зависимость частоты стоячих спиновых волн от относительной ориентации векторов $\mathbf{l}_0$ и $\mathbf{n}$ как при $\mathbf{l}_0 \parallel [110]$, так и при $\mathbf{l}_0 \parallel [111]$ для произвольных относительных ориентаций векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{l}_0$ является более громоздкой, чем при $\mathbf{l}_0 \parallel [001]$ (для $\mathbf{l} \parallel [001]$ соответствующие соотношения качественно не отличаются от тех, что были получены в предположении об изотропии магнитоупругих и упругих свойств рассматриваемой модели АФМ). Не приводя здесь соответствующих соотношений, ограничимся их анализом в некоторых физически наиболее интересных частных случаях. Так, при $d \ll d_*$ в отличие от случая $\mathbf{l}_0 \parallel [001]$ в фазе с $\mathbf{l}_0 \parallel [111]$ снятие вырождения по частоте в спектре стоячих спиновых колебаний тонкой АФМ пластины достигается уже при коллинеарной взаимной ориентации векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{l}_0$. Углов относительной ориентации векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{l}_0$ (θ_*), при которых имеет место смена знака неравенства между частотами ω_{1p} и ω_{2p}, в отличие от ранее рассмотренного случая может быть несколько, и они определяются параметрами анизотропии магнитоупругих B_1/B_2 и упругих $2C_{44}/(C_{11}—C_{12})$ свойств кубического АФМ. Анализ показывает, что учет косвенного взаимодействия магнитных моментов через дальнодействующее поле квазистатических упругих деформаций при $d \ll d_*$ может оказаться принципиально важным и для тонкой АФМ пленки с $\mathbf{l}_0 \parallel [011]$. В частности, можно показать, что при определенных относительных ориентациях равновесного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}_0$ и волнового вектора стоячей спиновой волны $\mathbf{k}$ ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{n}$) при $d \ll d_*$ возможно выполнение условия $\omega_{1p} < \omega_{2p}$ ($\omega_{1p} > \omega_{2p}$), несмотря на то что в случае достаточно толстых АФМ пластин при любой относительной ориентации $\mathbf{l}_0$ и $\mathbf{n}$ может иметь место обратное соотношение $\omega_{1p} > \omega_{2p}$ ($\omega_{1p} < \omega_{2p}$). Подобная ситуация может быть реализована при $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n}$, если $\omega_{01}^2 > \omega_{02}^2$ ($\omega_{01}^2 < \omega_{02}^2$), поскольку при этом спектр стоячих спиновых волн в пластине кубического АФМ ($\mathbf{l}_0 \parallel [011]$), удовлетворяющих эластостатическому критерию (1), имеет вид

$$\omega_{1p}^2 = \omega_{01}^2 + c^2(\pi p/d)^2,$$

$$\omega_{2p}^2 = \omega_{02}^2 + c^2(\pi p/d)^2. \qquad (19)$$

Расчет показывает, что указанная относительная ориентация векторов $\mathbf{l}_0$ и $\mathbf{n}$ не является единственно возможной. Так, изменение соотношения между частотами ω_{1p} и ω_{2p} с $\omega_{1p} > \omega_{2p}$ (при $d \gg d_*$) на $\omega_{1p} < \omega_{2p}$ при ($d \ll d_*$) достигается для $\mathbf{n} \parallel [\bar{1}10]$, поскольку в этом случае ($\mathbf{l}_0 \parallel [110]$, $d \ll d_*$).

$$\omega_{1p}^2 = \omega_{01}^2,$$

$$\omega_{2p}^2 = \omega_{02}^2 + \omega_{me2}^2. \tag{20}$$

Если же при $d \gg d_*$ имеет место неравенство $\omega_{1p} < \omega_{2p}$, то для $\mathbf{n} \parallel [001]$, $\mathbf{l}_0 \parallel [110]$ в случае достаточно тонких пластин кубического АФМ $d \ll d_*$ знак данного неравенства изменяется на обратный.

$$\omega_{1p}^2 = \omega_{01}^2 + \omega_{me1}^2,$$

$$\omega_{2p}^2 = \omega_{02}^2. \tag{21}$$

Помимо рассмотренного в ограниченном кубическом (или легкоосном) АФМ при $d \ll d_{**} = c_{ph}/\omega$ (где c_{ph} — скорость распространения электромагнитных колебаний), как известно, при $H = 0$ существует также и магнитодипольный механизм снятия вырождения в спектре стоячих спиновых волн — магнитодипольный. Однако вследствие того, что в АФМ кристаллах возможно одновременное обменное усиление магнитоупругого и обменное ослабление магнитодипольного взаимодействий, то при $d \ll d_*$ рассмотренный выше эластостатический механизм расщепления спин-волнового спектра является преобладающим.

Естественно, что все отмеченные выше эффекты в законах дисперсии стоячих спиновых волн могут быть обнаружены и при изучении в АФМ пленках толщиной $d \ll d_*$ соответствующих высокочастотных магнитных восприимчивостей $\chi(k = k_p, \omega)$, полюсами которых являются найденные выше законы дисперсии нормальных спиновых колебаний, однако к данному вопросу мы предполагаем вернуться в отдельной работе.

В заключение автор выражает глубокую благодарность И. М. Витебскому, И. Б. Дикштейну, М. И. Куркину, А. Н. Танкееву, Е. А. Турову, В. В. Николаеву, Е. Р. Стефановскому, А. Л. Сукстанскому за плодотворные обсуждения и дискуссии.

Список литературы

[1] Ганн В. В., Жуков А. Ю. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 10. С. 2210—2212.
[2] Луговой А. А., Туров Е. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 10. С. 358—367.
[3] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
[4] Иванов Б. А., Лапченко В. Ф., Сукстанский А. Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 173—180.
[5] Филиппов Б. Н. // Препринт ИФМ 80/1. Свердловск, 1980. 62 с.

Донецкий
физико-технический институт

Поступило в Редакцию
12 июня 1989 г.
В окончательной редакции
13 января 1992 г.