1992 SOLID STATE PHYSICS Vol. 34, N 9

ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНОГО ПОКРЫТИЯ ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ НА МОДУЛЯЦИОННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ БЕЗОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

С. В. Тарасенко

Найдены необходимые условия, при выполнении которых немагнитное покрытие тонкой магнитной пленки может (по сравнению со свободной магнитной пленкой) качественно изменять условия модуляционной неустойчивости как объемных, так и поверхностных безобменных спиновых волн.

Обычно в качестве возможного механизма формирования как дисперсии, так и модуляционной неустойчивости безобменных поверхностных и объемных спиновых волн рассматривается косвенное взаимодействие спиновых колебаний через квазистатическое электромагнитное поле (магнитостатические спиновые волны — МСВ) [1, 2]. Что же касается влияния магнитоупругого взаимодействия на формирование солитонных режимов распространения безобменных магнитных колебаний в ограниченных магнетиках, то до сих пор считалось, что покрытие магнитной пластины слоем немагнитного диэлектрика не может существенно повлиять на модуляционную неустойчивость безобменных спиновых волн, если акустически связанный магнитный или немагнитный слои не являются резонаторами для распространяющейся в магнитном слое спиновой волны (т. е. вне условий магнитоакустического резонанса — МАР) [3, 4].

В данной работе найдены необходимые условия, при выполнении которых взаимодействие спиновых и звуковых колебаний приводит вне условий МАР к новому, немагнитостатическому механизму модуляционной неустойчивости безобменных как поверхностных, так и объемных спиновых колебаний, и на этой основе изучены особенности формирования солитонов огибающей распространяющихся магнитных колебаний, индуцированных двухсторонним диэлектрическим покрытием тонкой магнитной пленки толщиной d (среда 1), немагнитными слоями толщиной t и q (среда 2).

В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель легкоосного (ось OZ) антиферромагнетика (ЛО АФМ) [5] (внешнее магнитное поле $H=0$), в котором, как известно, возможны одновременное обменное усиление магнитоупругих и обменное ослабление магнитодипольных эффектов [6], и потому вкладом магнитодипольного взаимодействия в спиновую динамику ЛО АФМ в дальнейшем будем пренебрегать. Магнитоупругие и упругие свойства как магнитной пленки, так и немагнитной подложки для простоты будем полагать изотропными, но различными. Если ввести лабораторную систему координат, в которой положительное направление оси $\tilde{O}\tilde{Z}$ совпадает с положительным направлением нормали $\mathbf{n}$ к поверхности АФМ пленки толщиной d, то тогда среда 1 лежит при $0<\tilde{z}<d$, а среда 2 (немагнитное покрытие) соответственно при $d<\tilde{z}<-d+t$ и $-q<\tilde{z}<0$.

Проведенный в [7] на примере легкоплоскостного АФМ анализ дисперсионного уравнения, описывающего спектр магнитоупругих колебаний в свободной магнитной пластине толщиной d, показал, что косвенное взаимодействие спиновых колебаний через поле фононов приводит к новому немагнитостатическому типу бегущих безобменных спиновых волн, частота ω и волновой вектор $\mathbf{k}$ которых удовлетворяют эластостатическому критерию [8]

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

где s — минимальная фазовая скорость упругих волн в неограниченном ЛОАФМ. В этом случае бегущая вдоль магнитной пластины безобменная объемная спиновая волна сопровождается квазистатическим полем упругих деформаций, формирующим альтернативный по отношению к магнитостатическому механизм дисперсии безобменных спиновых волн в ограниченных магнетиках. Следуя аналогии с МСВ, такой тип бегущих безобменных спиновых волн будем называть эластостатическими спиновыми волнами (ЭСВ).

Чтобы проанализировать влияние диэлектрического покрытия магнитной пленки на модуляционную неустойчивость ЭСВ, положим в дальнейшем, что эластостатический критерий (1) выполнен не только в магнитной пленке толщиной d (среда 1), но и в покрывающих ее немагнитных слоях толщиной i и q соответственно (среда 2), т. е. в (1) $s = \min(s_1, s_2)$, $d = \min(t, q, d)$. Из совместного решения уравнений Ландау—Лифшица для намагниченностей подрешеток и основного уравнения механики сплошной среды следует, что для ЛО АФМ с учетом неоднородного обменного взаимодействия характеристическое уравнение, определяющее связь между частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$ для спиновых колебаний, удовлетворяющих d в неограниченном ЛО АФМ условию, аналогичному (1)

$$\omega^2 << s^2 \mathbf{k}^2, \tag{2}$$

может быть представлено в виде ($\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k^2$)

$$\Delta_1 \Delta_2 = 0, \tag{3}$$

$$\Delta_1 = c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 + \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \sin^2\theta, \tag{4}$$

$$\Delta_2 = c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 + \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \sin^2\theta, \tag{5}$$

где ω_{me} — магнитоупругая щель в спектре однородных спиновых колебаний ЛО АФМ на границе устойчивости данного магнитного состояния; ω_0 — активация спин-волнового спектра магнетика, обусловленная одноосной магнитной анизотропией; полярный угол θ определяет ориентацию волнового вектора относительно направления равновесной ориентации вектора антиферромагетизма $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 (\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$, M_0 — намагниченность насыщения магнитной подрешетки, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ)$. Если, пользуясь цилиндрической симметрией задачи, считать, что волновой вектор спиновой волны $\mathbf{k}$ лежит в плоскости XZ ($k_y = 0$), то из анализа системы динамических уравнений движения следует, что соотношение (4) является следствием взаимодействия спиновых колебаний с вектором поляризации $\tilde{l}_y \neq 0$ и поля квазистатических упругих деформаций с $\tilde{u}_y \neq 0$, тогда как выражение (5) определяет закон дисперсии спиновой волны в неограниченном ЛО АФМ с поляризацией $\tilde{l}_x$, сопровождаемой квазистатическими упругими деформациями с $\tilde{u}_{x,z} \neq 0$ (где $\tilde{\mathbf{l}}$, $\tilde{\mathbf{u}}$ определяют амплитуду смещений соответственно вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ и вектора смещений решетки $\mathbf{u}$ относительно равновесных значений). Если магнитная пленка и ее немагнитное покрытие имеют акустическую связь, а внешние поверхности рассматриваемой планарной структуры свободны от напряжений, то, следуя стандартной методике расчета спектра магнитоупругих колебаний в многослойных структурах (см., например, [9]), можно в общем виде получить соответствующее дисперсионное уравнение для распространяющихся вдоль магнитной пленки спиновых волн (как объемных, так и поверхностных), удовлетворяющих эластостатическому критерию (1) в общем виде. Поскольку в данной работе нас интересует необменный механизм формирования модуляционной неустойчивости спиновых колебаний, то перейдем в соотношениях (3)—(5) к безобменному пределу ($ck \ll \omega_{me}$), что соответствует пренебрежению неоднородным обменом и возможно в тех антиферромагнитных кристаллах, для которых имеет место условие $T_N \gg T_D$, где T_N (T_D) — температура Нееля (Дебая). Ввиду громоздкости соответствующего дисперсионного уравнения основные особенности модуляционной неустойчивости данного типа безобменных магнитных колебаний проанализируем на примере частного случая, когда бегущая эластостатическая спиновая волна (как поверхностная или объемная) с волновым вектором $\mathbf{k}_\perp$ ($\mathbf{k}_\perp \perp \mathbf{n}$) сопровождается квазистатическим полем дальнодействующих упругих деформаций с вектором смещений $\mathbf{u}$, одновременно удовлетворяющим условию $\tilde{\mathbf{u}} \perp \mathbf{k}_\perp$ и $\tilde{\mathbf{u}} \perp \mathbf{n}$. В этом случае дисперсионное уравнение, определяющее спектр распространяющихся эластостатических колебаний (как поверхностных, так и объемных), может быть представлено в виде

$$\operatorname{th}(k_\perp t)\operatorname{th}(k_\perp q) + \alpha\left(\operatorname{th}(k_\perp t) + \operatorname{th}(k_\perp q)\right)\operatorname{cth}(k_n d) + \alpha^2 = 0, \tag{6}$$

где коэффициенты α и k_n в случае объемных эластостатических спиновых волн, распространяющихся в плоскости с $k_y = 0$ ($\mathbf{k} \in XZ$, $\tilde{\mathbf{u}}_y \neq 0$), при $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$ ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{l}_0$) или $\mathbf{n} \perp \mathbf{l}_0$ имеют соответственно вид:

$$\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n}$$

$$\alpha = \frac{k_n \mu_1}{k_\perp \mu_2}\frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)} > 0,$$

$$k_n^2 = -k_\perp^2 \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)} > 0, \tag{7}$$

$$\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{n}$$

$$\alpha = \frac{k_n \mu_1}{k_\perp \mu_2},$$

$$k_n^2 = -k_\perp^2 \frac{(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)} > 0. \tag{8}$$

Примером безобменной поверхностной ЭСВ, удовлетворяющей соотношению (6), является бегущая в плоскости XY ($k_z = 0$) магнитная волна, сопровождаемая квазистатическим полем упругих деформаций с $\tilde{u}_z \neq 0$. В этом случае коэффициенты α и k_n в (6) имеют вид ($k_\perp = k_y$)

$$\alpha = \frac{\mu_1}{\mu_2}\frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)},$$

$$k_n = \mp k_y. \tag{9}$$

Для анализа модуляционной неустойчивости ЭСВ конечной амплитуды $\tilde{l}_x$ (y), следуя (2), будем считать магнитную нелинейность слабой, а значит, спектр нелинейной ЭСВ по-прежнему будет определяться (1) с учетом замены $l + l_0^2 - (\tilde{l}_x^2 + \tilde{l}_y^2)$ ($\tilde{l}_{x(y)}/l_0 \ll 1$). Таким образом, нелинейный сдвиг частоты нелинейных ЭСВ отрицателен и, следовательно, выполнение критерия Лайтхилла

[2] для солитонов огибающей ЭСВ определяется характером дисперсионной кривой линейной ЭСВ (6)—(10) $\partial^2\omega/\partial k_\perp^2 > 0$. Для выяснения влияния немагнитного покрытия ($t \neq 0$, $q \neq 0$) на формирование солитонов огибающей безобменной ЭСВ (как поверхностной, так и объемной) приведем следующие из (6)—(9) дисперсионные соотношения для тех же типов ЭСВ для свободной магнитной пленки: $t = q = 0$. В случае объемной безобменной ЭСВ как при $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n}$, так и при $\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{n}$ соответствующий закон дисперсии может быть получен в явном виде ($p = 0 \pm 1$, $\pm 2 \ldots$):

$\mathbf{l}_c \parallel \mathbf{n}$

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_\perp^2}{k_\perp^2 + (\pi p/d)^2}, \tag{10}$$

$\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{n}$

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{(\pi p/d)^2}{k_\perp^2 + (\pi p/d)^2}. \tag{11}$$

В то же время типа безобменной поверхностной ЭСВ, определяемого (6), (9), без учета немагнитного покрытия АФМ пленки просто не существует. Таким образом, из (10) следует, что при малых волновых векторах в свободной АФМ пленке объемная ЭСВ с номерами $p = \pm 1$, ± 2 и т. д. является неустойчивой относительно формирования солитона огибающей, тогда как при $\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{n}$ соответствующий тип модуляционной неустойчивости безобменных объемных ЭСВ не реализуется. Что же касается объемной моды ЭСВ с $p = 0$, то, как следует из (10)—(11), в рассматриваемых приближениях в свободной АФМ пленке она является бездисперсионной. Сравнивая полученные результаты с аналогичными соотношениями из (6)—(7), можно сделать вывод, что наличие у магнитной пленки немагнитного покрытия (t, $q \neq 0$), качественно не изменяя характера дисперсионных кривых (а следовательно, и условий модуляционной устойчивости объемных ЭСВ мод с $p = \pm 1$, $\pm 2 \ldots$), существенно сказывается на характере дисперсионной кривой именно для объемной безобменной ЭСВ с $k_n d \ll 1$, соответствующей при t, $q \neq 0$ рассмотренной выше бездисперсионной ветви спектра объемных ЭСВ $p = 0$. Анализ показывает, что дополнительное косвенное взаимодействие магнитных моментов АФМ через поле фононов в немагнитном слое на поверхности магнитной пленки приводит при малых волновых векторах к формированию солитона огибающей для указанной моды при $\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{n}$. Если же $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n}$, то, как следует из (6)—(7), характер дисперсионной кривой обсуждаемой моды ЭСВ при малых $k_\perp$ существенно отличается от дисперсионных более высоких мод: $\partial^2\omega/\partial k_\perp^2 < 0$ при $p = 0$. Таким образом, в данном случае наличие немагнитного покрытия приводит к формированию устойчивой по отношению к образованию солитонов огибающей объемной ЭСВ моды с $k_n d \ll 1$.

В отличие от рассмотренного выше случая объемных ЭСВ закон дисперсии безобменных поверхностных ЭСВ, определяемый (6), может быть получен в явном виде как для одностороннего ($q = 0$, $t \neq 0$), так и для двухстороннего (t, $q \neq 0$) немагнитного покрытия АФМ пленки. Соответствующие выражения могут быть представлены в виде

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{\operatorname{th}(k_\perp t)\operatorname{cth}(k_\perp d)}{\operatorname{th}(k_\perp t)\operatorname{cth}(k_\perp d) + \mu_1/\mu_2}, \quad q = 0, \tag{12}$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{\operatorname{th}(k_\perp t)\operatorname{cth}(k_\perp d/2)}{\operatorname{th}(k_\perp t)\operatorname{cth}(k_\perp d/2) + \mu_1/\mu_2}, \quad q = t, \tag{13}$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{\mathrm{th}\,(k_\perp t)\,\mathrm{th}\,(k_\perp d/2)}{\mathrm{th}\,(k_\perp t)\,\mathrm{cth}\,(k_\perp d/2) + \mu_1/\mu_2}, \quad q = t. \tag{14}$$

Из (12) следует, что одностороннее немагнитное покрытие тонкой АФМ пленки приводит в указанных выше условиях к формированию одной ветви безобменной поверхностной ЭСВ, закон дисперсии которой, однако, существенно зависит от соотношения толщин магнитного и немагнитного слоев. Анализ (12) показывает, что для волновых векторов $k_\perp$, удовлетворяющих условию

$$t\,\mathrm{sh}\,(2k_\perp d) = d\,\mathrm{sh}\,(2k_\perp t), \tag{15}$$

на дисперсионной кривой ПЭСВ имеются минимум при $d/t > 1$ $(\partial^2\omega/\partial k_\perp^2 > 0)$ и максимум, если $d/t < 1$ $(\partial^2\omega/\partial k_\perp^2 < 0)$. Таким образом, косвенное взаимодействие спинов через дальнодействующее поле квазистатических упругих деформаций (не только в магнитной пленке, но и в немагнитной подложке) приводит к формированию немагнитостатического типа солитона огибающей безобменной бегущей поверхностной спиновой волны (при $d/t > 1$). Что же касается случая q, $t \neq 0$, то, как следует из (13)—(14), двухстороннее немагнитное покрытие тонкой магнитной пленки приводит к формированию двух ветвей спектра безобменных ПЭСВ, закон дисперсии одной из которых (13) качественно не отличается от полученного за счет односторонней диэлектризации магнитной пленки (12), и, следовательно, проведенный выше анализ условий модуляционной неустойчивости для ветви (13) остается в силе. Что же касается ветви (14), то для нее условие формирования солитона огибающей в отличие от (12), (13) выполняется в области малых k_y и не зависит от относительной толщины магнитного и немагнитного слоев. При этом необходимо отметить, что на длину безобменных ЭСВ (как поверхностных, так и объемных) имеется ограничение не только снизу (1), но и сверху: $k_\perp < k_*$, где k_* определяется условием безобменности спиновых колебаний: $\omega_{me} > ck_*$.

Заметим, что как в случае объемных ЭСВ с $k_\perp d_n \ll 1$ ($\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{n}$ или $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n}$), так и в случае поверхностных ЭСВ (12)—(14) помимо разобранного выше случая малых волновых векторов $k_\perp$ возможно формирование точки перегиба на дисперсионной кривой $\omega\,(k_\perp)$: $\partial^2\omega/\partial k_\perp^2 = 0$ и, как следствие, в области волновых векторов, лежащих выше этой точки, предсказанный выше характер модуляционной устойчивости (или неустойчивости) рассмотренных выше безобменных ЭСВ будет изменяться на противоположный.

Важной особенностью предлагаемого немагнитостатического механизма модуляционной неустойчивости безобменных ПСВ является то, что он реализуется и в случае, когда немагнитная среда 2 — идеальный металл, тогда как закон дисперсии поверхностной и объемной МСВ с $k_n d \ll 1$ в аналогичной ситуации вообще не обладает дисперсией.

Необходимо отметить, что наряду с рассмотренным выше эластостатическим механизмом модуляционной неустойчивости безобменных ПСВ возможна и распадная неустойчивость бегущих спиновых волн, индуцированная дальнодействующим полем квазистатических упругих деформаций, однако к рассмотрению последней мы предполагаем вернуться в другом месте.

Список литературы

[1] Стальмахов В. С., Игнатьев А. И. Лекции по спиновым волнам. Саратов, 1983. 181 с.
[2] Звездин А. К., Попков А. Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 2. С. 606—615.
[3] Никитов С. А. // Автореф. докт. дис. М., 1990. 40 с.
[4] Медников А. М. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 1. С. 242—245.
[5] Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С. Нелинейные волны намагниченности. Киев: Наукова думка, 1983. 190 с.
[6] Туров Е. А., Шавров В. Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429—461.

[7] Тарасенко С. В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3021—3027.
[8] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с
[9] Филиппов Б. Н., Болтачев В. Д., Тараканов В. В. // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 1. С. 209—219.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
24 декабря 1991 г.