

© 1992

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ОДНОНАПРАВЛЕННОСТИ СПЕКТРА БЕЗОБМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНИТНОМ СЛОЕ С НЕМАГНИТНЫМ ПОКРЫТИЕМ

С. В. Тарасенко

На примере тонкой однородно-намагниченной пластины легкоосного (ось OZ) антиферромагнетика с одно- или двухсторонним немагнитным покрытием найдены необходимые условия для реализации немагнитостатических механизмов однонаправленности спектра безобменных спиновых волн: $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ (ω — частота магнитных колебаний, k_{\perp} — параллельная поверхности магнетика составляющая волнового вектора спиновой волны), распространяющихся в плоскости XY ($k_z = 0$).

До сих пор считалось, что качественно повлиять на характер дисперсии безобменных поверхностных спиновых волн (ПСВ) можно, только нагружая тонкую магнитную пленку (ТМП) через диэлектрическую прослойку на металлический экран [1, 2]. При этом одной из основных особенностей спектра безобменных ПСВ с законом дисперсии $\omega(k_{\perp})$ (ω — частота спиновых колебаний, k_{\perp} — параллельная поверхности магнетика составляющая волнового вектора бегущей вдоль поверхности спиновой волны) является его однонаправленность: $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ [1]. Однако при анализе условий распространения безобменных ПСВ обычно учитывался только магнитостатический механизм формирования спектра (а значит, и однонаправленности) безобменных ПСВ (магнитостатические ПСВ). Что же касается собственно диэлектрического слоя на поверхности ТМП, то в отсутствие металлических экранов возможность его влияния на однонаправленность спектра распространяющейся безобменной ПСВ до сих пор не изучалась. Вместе с тем в работе [3] была показана возможность формирования в ТМП толщиной d (среда 1) с диэлектрическим немагнитным покрытием толщиной t (среда 2) немагнитостатического типа безобменной ПСВ за счет косвенного взаимодействия магнитных моментов через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций как в самой магнитной пленке, так и в ее диэлектрическом покрытии, если частота спиновых колебаний ω удовлетворяет критерию эластостатичности [4]

$$\omega^2 \ll s^2 r^{-2}, \quad r = \min(d, t), \quad s = \min(s_1, s_2), \quad (1)$$

где s — минимальная фазовая скорость упругих волн в неограниченной среде (1 или 2). Особенности формирования эффекта однонаправленности спектра данного класса безобменных спиновых волн (в дальнейшем по аналогии с магнитостатическими колебаниями будем называть их эластостатическими спиновыми волнами (ЭСВ)) до сих пор не изучались.

В данной работе найдены необходимые условия, при выполнении которых одно- или двухстороннее покрытие тонкой магнитной пленки (среда 1) немагнитным диэлектрическим слоем (среда 2) может качественно повлиять на спектр бегущей вдоль ТМП безобменной ПСВ вплоть до формирования однонаправленного спектра $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ даже в отсутствие металлических экранов.

Анализ проведен для трехслойной планарной структуры с нормалью к поверхности n , состоящей из однородно намагниченной ТМП толщиной d (среда 1) и нагруженной с обеих сторон немагнитными диэлектрическими слоями толщиной t и l (среда 2), имеющими с ТМП акустический контакт.

Для того чтобы в дальнейшем можно было пренебрегать магнитодипольным взаимодействием, в качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($M_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель легкоосного (ось OZ) антиферромагнетика (ЛО АФМ) [5], в котором, как известно, имеют место одновременное обменное усиление магнитоупругих эффектов и обменное ослабление эффектов магнитодипольного взаимодействия. Ограничиваясь в дальнейшем случаем слабых магнитных полей: $H: m \ll 1$ (где m, l — соответственно векторы ферро- и антиферромагнетизма), плотность свободной энергии ЛО АФМ представим в виде

$$W_{AFM} = W_M + W_{ME} + W_E. \quad (2)$$

Энергия спин-системы W_M в терминах векторов $m = (M_1 + M_2)/2M_0$ и $l = (M_1 - M_2)/2M_0$ (M_0 — намагниченность одной подрешетки) при $m \ll l$ имеет вид [5]

$$W_M = \frac{1}{2} \delta m^2 + \alpha \left(\frac{dl}{dx} \right)^2 - \frac{1}{2} b l_z^2 - mH, \quad (3)$$

где δ, α и b — константы однородного обмена, неоднородного обмена и магнитной анизотропии соответственно, H — внешнее магнитное поле.

Плотности энергий магнитоупругого W_{ME} и упругого W_E взаимодействий для наглядности расчетов выберем изотропными

$$W_{ME} = \gamma l_i l_{jk} u_{ik}, \quad (4)$$

$$W_E = \frac{1}{2} \lambda u_{ij}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (5)$$

где γ — константа магнитоупругости, а λ, μ — коэффициенты Ламэ.

Магнитоупругую динамику данной трехслойной системы будем описывать с помощью системы динамических уравнений, состоящей из уравнений Ландау—Лифшица для намагниченностей подрешеток и основного уравнения механики сплошной среды. Если нормаль к поверхности рассматриваемой структуры $n \parallel OX$, а внешние поверхности немагнитных слоев (среда 2) свободны от напряжений, то в безобменном приближении система граничных условий, описывающая ТМП (среда 1. $0 < x < d$), имеющую акустический контакт со своим немагнитным покрытием (среда 2, $d < x < d + t$ и $-q < x < 0$), может быть представлена в виде [6]:

$$\text{при } x = 0 \text{ или } x = d \quad u_i^{(1)} = u_i^{(2)}$$

$$\Sigma_{ik}^{(1)} = \Sigma_{ik}^{(2)},$$

$$\text{при } x = d + t \text{ или } x = -q$$

$$\Sigma_{ik}^{(2)} = 0, \quad (6)$$

где $u^{(j)}$ и $\Sigma_{ik}^{(j)}$ — соответственно вектор смещения решетки и тензор напряжений в среде $j = 1, 2$.

В этом случае, пользуясь стандартной методикой расчета спектра магнитоупругих колебаний в слоистых средах [6], можно получить соответствующее дисперсионное уравнение, которое в общем виде имеет весьма громоздкий вид.

Из его анализа следует, что в интересующем нас эластостатическом пределе (1) (где теперь $r = \min(d, t, q)$) при распространении магнитных колебаний в плоскости XY ($k_z = 0$) возможно формирование в ТМП с диэлектрическим немагнитным покрытием безобменных ПСВ эластостатического типа (с частотой ω и волновым вектором k), бегущих вдоль оси OY , спектр которых при $H \neq 0$ ($H \parallel OZ$) состоит при двухстороннем покрытии из четырех ветвей и в рассматриваемых приближениях определяется дисперсионным уравнением вида

$$\begin{aligned} & \text{th}(kq) \text{th}(kt) + \alpha (\text{th}(kq) + \text{th}(kt)) \text{cth}(kd) + \\ & + \alpha_p (\text{th}(kq) - \text{th}(kt)) + \alpha^2 - \alpha_p^2 = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{\mu_1}{\mu_2} \left(1 - \frac{\omega_{me}^2 (\omega_m^2 - \omega^2)}{(\omega_m^2 - \omega^2)^2 - \omega^2 \omega_H^2} \right),$$

$$\omega_m^2 \equiv \omega_{me}^2 + \omega_0^2 + \omega_H^2, \quad (8)$$

$$\alpha_p = \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{\omega_{me}^2 \omega \omega_H}{(\omega_m^2 - \omega^2) (\omega_m^2 - \omega^2) - \omega^2 \omega_H^2}, \quad (9)$$

где $\mu_{1(2)}$ — модуль сдвига в среде 1(2); ω_0 — активация спин-волнового спектра ЛО АФМ, индуцированная легкоосной анизотропией; ω_{me} — магнитоупругая жестель в спектре одночастотного АФМР; ω_H — внешнее магнитное поле $H \parallel OZ$, выраженное в единицах частоты; $p = \pm 1$, знак определяется направлением волнового вектора k_y при заданной ориентации H .

При одностороннем покрытии ТМП немагнитным слоем толщиной t спектр поверхностных ЭСВ может быть получен из (7)—(9), если положить $q = 0$, и в этом случае соответствующее дисперсионное уравнение будет иметь вид (две ветви спектра ЭСВ, определяемые (7)—(9) в этом пределе совпадают с частотой однородных объемных спиновых колебаний)

$$\alpha \text{th}(kt) \text{cth}(kd) + \alpha_p \text{th}(kt) + \alpha^2 - \alpha_p^2 = 0. \quad (10)$$

В случае отсутствия внешнего магнитного поля (в (7)—(10) $\alpha_p = 0$) найденные выше дисперсионные соотношения определяют спектр поверхностных ЭСВ, полученный в работе [3], которые могут быть использованы в качестве затравочных при нахождении из (7)—(10) методом итераций спектра безобменных ЭСВ в слабом магнитном поле $H \parallel OZ$ в явном виде. Не приводя здесь соответствующих выражений, ограничимся исследованием дисперсионных соотношений для поверхностных ЭСВ, бегущих в рассматриваемой трехслойной структуре вдоль оси OY , в общем виде, поскольку интересующий нас эффект однонаправленности спектра безобменных поверхностных ЭСВ может быть прослежен уже на этой стадии расчетов. Сравнительный анализ дисперсионных соотношений для спектра безобменных поверхностных ЭСВ в магнитном поле (7)—(10) и без него ($\alpha_p = 0$) позволяет сделать вывод, что включение внешнего магнитного поля $H \parallel OZ$ приводит не только к появлению дополнительных ветвей бегущих поверхностных волн (по сравнению со случаем $H = 0$), но и к формированию асимметрии закона дисперсии всех ветвей спектра поверхностных эластостатических колебаний ($\omega(k_y) \neq \omega(-k_y)$) за счет появления эффективной гиротропии в рассматриваемой трехслойной системе: $\alpha_p \neq 0$. Кроме того, многомодовый характер спектра рассматриваемого типа эластостатических поверхностных спиновых волн (9)—(10) приводит к тому, что данный тип локализованных безобменных спино-

вых колебаний может распространяться как при $k_y > 0$, так и при $k_y < 0$ вдоль одной и той же поверхности антиферромагнитной пленки, что является особенностью данного типа безобменных поверхностных спиновых волн по сравнению с магнитоэлектрическими поверхностными спиновыми волнами в ферромагнитных пленках [1].

Таким образом, совместное действие внешнего магнитного поля $H \parallel I$ и косвенного взаимодействия спиновых моментов через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций может уже при немагнитном покрытии поверхности ТМП (необходимо, чтобы t и q одновременно не равнялись нулю) привести к новому механизму однонаправленности спектра бегущих вдоль ТМП безобменных ПСВ, удовлетворяющих эластостатическому критерию (1). Необходимо, однако, отметить, что включение внешнего магнитного поля H вдоль равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма $I \parallel OZ$ не является единственно возможным способом формирования однонаправленности спектра поверхностных безобменных ЭСВ. Аналогичным путем можно показать, что если магнитная симметрия ЛО АФМ допускает существование инварианта типа $dm_z l_z$ (симметричное взаимодействие Дзялошинского) [7], то спектр бегущих вдоль ТМП с немагнитным покрытием ($k_y \neq 0, k_z = 0$) безобменных поверхностных ЭСВ по-прежнему определяется дисперсионным уравнением (7)–(10), где, однако, теперь

$$\alpha = \frac{\mu_1}{\mu_2} \left(1 - \frac{\omega_{mc}^2 (\omega_m^2 - \omega^2)}{(\omega_m^2 - \omega^2)^2 - \omega^2 \omega_d^2} \right),$$

$$\omega_m^2 \equiv \omega_{mc}^2 + \omega_0^2, \quad (11)$$

$$\alpha_* = \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{\omega_{mc}^2 \omega \omega_d}{(\omega_m^2 - \omega^2) (\omega_m^2 - \omega^2) - \omega^2 \omega_d^2}, \quad (12)$$

где величина ω_d — частота, пропорциональная полю Дзялошинского с константой d .

Третий возможный вариант формирования однонаправленности спектра безобменных поверхностных ЭСВ, распространяющихся в ТМП с немагнитным одно- или двухсторонним диэлектрическим покрытием, реализуется, если в качестве магнитной среды выбрать легкоосный (ось OZ) ферримагнетик вблизи точки магнитной компенсации $\nu = 0$.

Можно показать, что если магнитная среда в рассматриваемой трехслойной структуре может быть описана с помощью предложенной в работе [8] двухподрешеточной (намагниченности подрешеток в общем случае $m_1 \neq m_2$) модели одноосного (ось OZ) ферримагнетика с точкой компенсации $\nu = 0$ ($\nu = (M_1^2 - M_2^2)/4M_0^2$), то при $\nu \neq 0$ ($\nu \ll 1$) дисперсионные уравнения, определяющие спектр безобменных поверхностных ЭСВ в случае двух- или одностороннего покрытия ТМП, также структурно совпадают с приведенным в (7)–(10), однако теперь (ω_E — обменная частота)

$$\alpha = \frac{\mu_1}{\mu_2} \left(1 - \frac{\omega_{mc}^2 (\omega_m^2 - \omega^2)}{(\omega_m^2 - \omega^2)^2 - \omega^2 \omega_E^2 \nu^2} \right),$$

$$\omega_m^2 \equiv \omega_{mc}^2 + \omega_0^2, \quad (13)$$

$$\alpha_* = \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{\omega_{mc}^2 \omega \omega_E \nu}{(\omega_m^2 - \omega^2) (\omega_m^2 - \omega^2) - \omega^2 \omega_E^2 \nu^2}. \quad (14)$$

Таким образом, как следует из совместного анализа соотношений (7)–(14), формирование немагнитостатического механизма однонаправленности спектра безобменных поверхностных спиновых волн, удовлетворяющих эластостатическому критерию (1), возможно только при наличии одно- или двухстороннего покрытия (в этом случае необходимо, чтобы $t \neq q$ (7)) тонкой магнитной пленки слоем немагнитного диэлектрика в случае, когда имеет место один из трех вышеперечисленных механизмов формирования эффективной гиротропии в рассматриваемой модели легкоосного антиферромагнетика.

Сравнение полученных результатов с аналогичным эффектом для поверхностных магнитостатических спиновых позволяет сделать вывод, что, несмотря на качественно различные механизмы формирования дисперсии безобменных поверхностных спиновых волн, в основе нарушения инвариантности спектра спиновых колебаний относительно операции отражения (здесь $k \rightarrow -k$) лежит одна и та же симметричная причина: наличие одного из указанных выше механизмов в магнетике приводит к формированию в плоскости, перпендикулярной нормали к границе n , некоторого выделенного направления, характеризующего аксиальным вектором τ (например, при $H \parallel OZ$ $\tau \parallel H$). Это в свою очередь приводит к тому, что прямое произведение операций отражения в плоскостях с нормальными соответственно вдоль осей OX и OY не принадлежит группе магнитной симметрии рассматриваемого ограниченного магнитного кристалла, что и нашло свое отражение в спектре поверхностных волн в виде неэквивалентности направлений k_y и $-k_y$ при фиксированном k_x .

Если же при наличии такой гиротропии в легкоосном АФМ немагнитное покрытие отсутствует, $t = q = 0$, то, как следует из анализа (7)–(14), косвенное взаимодействие магнитных моментов через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций в самой магнитной пленке приводит уже в отсутствие магнитодипольного взаимодействия к формированию в рассматриваемой АФМ пленке безобменных поверхностных спиновых волн немагнитостатического типа, спектр которых, как видно из (7), (10), состоит из четырех ветвей и определяется соотношением

$$\alpha^2 - \alpha_*^2 p^2 = 0, \quad (15)$$

где величины α , α_* в зависимости от механизма эффективной гиротропии соотношениями (8)–(9), (11)–(14). В этом случае уже $\omega(k_y) = \omega(-k_y)$, однако аналогично магнитостатическим поверхностным спиновым волнам в металлизированной магнитной пластине [1] неважность рассматриваемых эластостатических поверхностных спиновых колебаний проявляется в том, что распределение квазистатических упругих деформаций, сопровождающих конкретную поверхностную спиновую волну из (15), по толщине магнитной пластины зависит как от направления распространения данной спиновой волны (направления волнового вектора k), так и от знака α_* , что, как следует из вышеизложенного, может быть связано со знаком $H_z \neq 0$ или $d \neq 0$, или $\nu \neq 0$. При этом, однако, в отличие от случая безобменной поверхностной магнитостатической волны в металлизированной пленке ферромагнетика [1] для фиксированной поверхности ТМП ЛО АФМ (нормаль $n \parallel OX$) возможно распространение эластостатических безобменных поверхностных спиновых волн как при $k_y > 0$, так и при $k_y < 0$, что связано с многомодовостью спектра безобменных поверхностных эластостатических спиновых волн (15) в свободной магнитной пленке ЛО АФМ при $H_z \neq 0$ ($n \parallel OZ$).

В заключение автор хотел бы выразить глубокую благодарность Е. П. Стефановскому, А. Л. Сукстанскому и А. Н. Богданову за плодотворные обсуждения и поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [2] Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. М.: Мир, 1965. 245 с.
- [3] Тарасенко С. В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 6. С. 76—79.
- [4] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллографии. М.: Наука, 1979. 640 с.
- [5] Иванов Б. А., Лапченко В. Ф., Сукстанский А. Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 173—180.
- [6] Филиппов Б. Н. // Препринт ИФМ80/1. Свердловск, 1980. 62 с.
- [7] Иванов Б. А., Оксюк Г. К., Сукстанский А. Л. // Сб. «Современные проблемы теории магнетизма». Киев: Наукова думка, 1986. С. 111—130.
- [8] Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 1. С. 370—379.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
18 ноября 1991 г.
В окончательной редакции
17 июня 1992 г.