НЕЛИНЕЙНЫЕ БЕЗОБМЕННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ДИНАМИЧЕСКИМ МАГНИТОУПРУГИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

С.В.Тарасенко

Показано, что последовательный учет косвенного спин-спинового взаимодействия через поле «эластостатических фононов» уже в слабонелинейном пределе может приводить к новому типу нелинейных безобменных поверхностных и щелевых спиновых волн, локализованных на границе магнитной и немагнитной сред.

Нелинейная спиновая динамика магнитоупорядоченных кристаллов традиционно исследуется без учета конечных размеров реального образца [1] и, как правило, только с учетом неоднородного обменного взаимодействия. Что же касается влияния магнитных нелинейностей на формирование и распространение безобменных спиновых волн, то до сих пор исследовался случай, когда имеется косвенное взаимодействие спинов за счет магнитостатического взаимодействия [2,3]. Вместе с тем в широком классе слабоферромагнитных и антиферромагнитных структур магнитостатические эффекты в спиновой динамике магнитоупорядоченного кристалла обменно ослаблены, тогда как магнитоупругие обменно усилены [4]. В работах [5,6] с учетом этого обстоятельства в линейном приближении были найдены новые типы безобменных поверхностных и щелевых спиновых волн, локализованных вблизи границы раздела магнитной и немагнитной сред и, в частности, на плоских немагнитных дефектах.

Необходимым условием формирования подобных немагнитостатических типов безобменных спиновых возбуждений является выполнение критерия эластостатичности для бегущей вдоль границы магнетика спиновой волны с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$

$$\omega^2 s^2 \ll \mathbf{k}^2, \tag{1}$$

где s — минимальна фазовая скорость распространения упругих колебаний в неограниченном магнетике.

В этом случае безобменные спиновые волны формируются вследствие косвенного обмена спинов через поле виртуальных «эластостатических» фононов и поэтому по аналогии с магнитостатикой их можно назвать эластостатическими спиновыми волнами (ЭСВ). Однако до сих пор спиновая динамика в условиях (1) исследовалась без учета магнитной нелинейности, несмотря на то что одной из особенностей спиновой динамики магнитоупорядоченных кристаллов является, как известно, возможность формирования существенных нелинейных эффектов уже при сравнительно малых мощностях действующего на магнитную среду СВЧ поля.

В связи с этим цель данной работы состоит в анализе в условиях (1) особенностей формирования вблизи плоского немагнитного дефекта новых типов безобменных поверхностных спиновых волн, индуцированных нелинейностью свойств спин-системы магнитной матрицы.

В качестве примера магнитоупорядоченного кристалла (среда 1) рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченность подрешеток) модель легкоплоскостного (XY — легкая плоскость) антиферромагнетика (ЛП АФМ), считая, что внешнее магнитное поле $\mathbf{H} \parallel OX$. Плоский немагнитный дефект (среда 2) будем рассматривать в виде слоя толщиной d и нормалью к поверхности $\mathbf{n} \parallel OZ$, одна (двухслойная структура) или обе (трехслойная структура) поверхности которого акустически связаны с магнитной средой. Магнитоупругие и упругие свойства сред 1 и 2 для простоты будем полагать изотропными, но различными.

Плотность термодинамического потенциала ЛП АФМ (W), учитывающего взаимодействие спиновой и упругой подсистем магнетика, в терминах векторов ферро- и антиферромагнетизма ($\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$) при условии $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ можно представить в виде

$$W = \frac{1}{2}\alpha\left(\frac{\partial l}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{1}{2}\delta\mathbf{m}^2 - \frac{1}{2}bl_z^2 - \mathbf{mH} + \gamma l_i l_k u_{ik} + \frac{1}{2}\lambda u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \tag{2}$$

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \qquad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0},$$

где δ, α, b, γ — соответственно константы однородного обмена, неоднородного обмена, одноосной анизотропии и магнитострикции; λ и μ — коэффициенты Ламе; H — внешнее магнитное поле; u_{ik} — тензор деформаций; M_0 — намагниченность насыщения подрешетки; $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$.

Из анализа связанной системы динамических уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для магнитной подсистемы и уравнения Навье для упругой, следует, что в такой геометрии равновесной ориентации вектору антиферромагнетизма $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0$ соответствует ось OY. Как известно, в слабых магнитных полях H спектр спиновых волн в рассматриваемой модели ЛП АФМ состоит из двух ветвей: низкочастотной ω_{1m} и высокочастотной ω_{2m}, таких, что $\omega_1 \ll \omega_2$.

Пользуясь этим обстоятельством, в дальнейшем эффектами, связанными с высокочастотной модой ω_2, будем пренебрегать, считая, что критерий эластостатичности спиновых колебаний (1) выполнен только для нормальной спин-волновой моды спектра ЛП АФМ с законом дисперсии, определяемым ω_1. В этом пределе совместное решение указанной выше системы динамических уравнений дает без учета неоднородного обменного взаимодействия (безобменное приближение) следующее, справедливое при произвольной относительной ориентации векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{l}_0$ характеристическое уравнение для указанного типа спиновых колебаний ($\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$):

$$\omega_m^2 = \omega_H^2 + \omega_{me}^2\left(\frac{k_z^2}{\mathbf{k}^2} + 4\left(1 - c_t^2/c_l^2\right)\frac{k_x^2 k_y^2}{\mathbf{k}^4}\right), \tag{3}$$

где ω_{me} — величина магнитоупругой щели; ω_H — активация спин-волнового вектора, индуцированная внешним магнитным полем $H \parallel OX$; $c_t(c_l)$ — скорость распространения поперечной (продольной) упругой волны в парафазе кристалла [4].

Для данной геометрии задачи спектру (3) соответствуют колебания вектора антиферромагнетизма в плоскости XY, около положения равновесия $\mathbf{l} \parallel OY$. Соотношение (3) получено в линейном пределе по амплитуде спиновых колебаний $l_x \ll l_0$. В дальнейшем мы ограничимся учетом ангармонизмов спиновой подсистемы ЛП АФМ в слабонелинейном пределе ($l_x \ll l_0$), для чего заменим в (2) l_0^2 на l_x^2. Поскольку в данной работе нас интересуют только локализованные спин-волновые возбуждения, то помимо условий акустической сплошности на границе раздела магнитной и немагнитной сред будем в дальнейшем считать, что $l_x \to 0$ при $z \to \infty$ (для двухслойной структуры: среда 1 при $z < 0$, среда 2 при $0 < z < d$) или $l_x \to 0$ при $z \to \pm\infty$ (для трехслойной структуры: среда 1 при $z < -d$ и $z > d$, среда 2 при $-d < z < d$). Если эластостатический критерий (1) выполнен как для магнитной, так и немагнитной среды, то анализ системы динамических уравнений показывает, что для спиновой волны с $l_x \to 0$, бегущей в направлении OY вдоль границы раздела магнитной и немагнитной сред, возможен новый нелинейный тип безобменной поверхностной спиновой волны.

Для двухслойной структуры амплитуда смещений решетки $u_x(z)$, сопровождающих волну магнитных отклонений l_x, описывается соотношениями:

при $z < 0$

$$u_x(z) = A\,\mathrm{ch}^{-1}\left(\varkappa(z - z_0)\right),$$

$$\varkappa^2 = k^2\frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2},$$

$$A^2 = \frac{2\varkappa^2\alpha^2\left(\omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2\right)^4}{k^4c^4\gamma^4\omega_{me}^2\left(\omega_H^2 - \omega^2\right)}, \tag{4}$$

при $0 < z < d$

$$u_x(z) = C\cos(kz) + D\sin(kz), \quad C(z) = \mathrm{const}, \quad D(z) = \mathrm{const}. \tag{5}$$

Подставляя данные распределения в условия акустической сплошности магнитной и немагнитной сред при $z = 0$ и предлагая поверхность немагнитного слоя при $z = d$ свободной от напряжений, получим следующее соотношение, определяющее вместе с (4) дисперсионное соотношение для нелинейной поверхностной эластической спиновой волны (НПЭСВ):

$$\mathrm{th}(\varkappa z_0) = -p\,\mathrm{th}(kd); \qquad p = k\mu_2/\varkappa\mu_1, \tag{6}$$

где $\mu_1(\mu_2)$ — модуль сдвига в среде 1 (2).

Таким образом, для существования решения уравнения (5) необходимо, чтобы $z_0 < 0$. Следовательно, амплитуда спиновых отклонений $l_x(l_x \approx \partial u_x/\partial y)$ нарастает при $z_0 < z < 0$, достигая максимума при $z = z_0$, и затем экспоненциально спадает до нуля при $z \to -\infty$.

Из (4)–(6) следует, что данный тип нелинейных поверхностных спиновых возбуждений не имеет линейного предела и при фиксированной частоте возбуждения $\omega^2 < \omega_H^2$ и волновом векторе $\mathbf{k} \parallel OY$ формируется начиная с некоторого порогового значения амплитуды отклонений магнитных моментов на границе магнитной и немагнитной сред.

Если же плоским дефектом является свободная граница полуограниченного ЛП АФМ (чему в (6) соответствует предельный переход $\mu_2 \to 0$), то $z_0 = 0$. Следовательно, максимум амплитуды спиновых отклонений l_x находится на поверхности АФМ полупространства, стремясь к нулю при $z \to -\infty$. Физическим механизмом, ответственным за формирование в условиях (1) данного типа безобменных нелинейных поверхностных спиновых волн, является косвенный спин-спиновой обмен через поле виртуальных «эластостатических фононов» как в самом магнетике, так и в акустически связанном с ним магнитном дефекте (при $\mu_2 \neq 0$).

Рассмотрим теперь трехслойную структуру, когда плоский тонкий немагнитный дефект толщиной $2d$ с нормалью к поверхности $\mathbf{n} \parallel OZ$ располагается при $-d < z < d$ и с обеих сторон имеет непрерывный акустический контакт с полуограниченными ЛП АФМ. Если по-прежнему считать, что эластостатический критерий (1) выполнен как в магнитной, так и в немагнитной среде, то для тех же относительных ориентаций векторов $\mathbf{H}$, $\mathbf{k}$, $\mathbf{l}_0$, $\mathbf{n}$ распределение амплитуды спиновых отклонений l_x и связанного с ним распределения смещений решетки u_x в нелинейных магнитных полупространствах можно по-прежнему искать в виде (4)–(5). Считая материальные контакты, относящиеся к магнетику, лежащему при $z > d$ и $z < -d$, идентичными, сохраним для них прежние обозначения, тогда как константу z_0 в (4) для магнетика $z > d$ или $z < -d$ будем соответственно обозначать как z_+ и z_-.

Распределение упругих смещений u_x в немагнитном слое можно искать в виде ($u_0(z) = \text{const}$)

$$u_x = u_0 \begin{cases} \operatorname{sh}(k(z - z_*)), \\ \operatorname{ch}(k(z - z_*)). \end{cases} \tag{7}$$

Таким образом, на основании [7,8], в зависимости от того, выполняется условие $z_* = 0$ или нет, НПЭСВ можно классифицировать соответственно на симметричные и несимметричные, а на основании (7) — на четные (ch) (НПЭСВ-1) и нечетные (sh) (НПЭСВ-2). Расчет показывает, что как симметричные, так и несимметричные НПЭСВ-1 и НПЭСВ-2 в рассматриваемой трехслойной гибридной структуре имеют соответственно следующие дисперсионные уравнения:

$$\operatorname{th} \varkappa(d \pm z_\mp) = -p \operatorname{th} k(d \pm z_*), \quad (\text{НПЭСВ} - 1),$$

$$\operatorname{th} \varkappa(d \pm z_\mp) = -p \operatorname{cth} k(d \pm z_*), \quad (\text{НПЭСВ} - 2), \tag{8}$$

где параметр z_* определяется соотношением

$$\frac{1 - p^2 \operatorname{th}^2 k(d - z_*)}{1 - p^2 \operatorname{th}^2 k(d + z_*)} = \frac{\operatorname{ch}^2 k(d - z_*)}{\operatorname{ch}^2 k(d + z_*)} \tag{9}$$

для НПЭСВ-1 и соотношением

$$\frac{1-p^2 \operatorname{cth}^2 k(d-z_*)}{1-p^2 \operatorname{cth}^2 k(d+z_*)} = \frac{\operatorname{sh}^2 k(d-z_*)}{\operatorname{sh}^2 k(d+z_*)} \tag{10}$$

для НПЭСВ-2.

Из (8) следует, что при $p > 1$ уравнение для НПЭСВ-2 не имеет решения ни при каких $\omega^2 < \omega_H^2$, тогда как для НПЭСВ-1 с $p < 1$ имеет место только симметричная мода (т.е. с $z_* = 0$). Совместный анализ (8)–(10) показывает, что при $p < 1$ для НПЭСВ-2 и при $p > 1$ для НПЭСВ-1 помимо симметричной моды существуют также и несимметричные моды, для которых $z_* = z_*^{(1)}$ или $z_* = z_*^{(2)}$, причем $z_*^{(1)} > d > z_*^{(2)} > 0$.

При $z_* = z_*^{(1)}$ амплитуда спиновых отклонений l_0 как в НПЭСВ-1, так и в НПЭСВ-2 имеет только один максимум, тогда как при $z_* = z_*^{(2)}$ — один максимум и один минимум (при $|z| > d$) и два максимума (при $|z| > d$) в случае НПЭСВ-1. Для $z \to \pm\infty$ амплитуда спиновых отклонений во всех указанных модах в соответствии с (4) стремится к нулю.

Таким образом, из (9)–(10) следует, что при фиксированной частоте возбуждения НПЭСВ ω при $d > d_*$ возможно отщепление от симметричной НПЭСВ несимметричной с $z_* < d$ за счет наращивания толщины линейного немагнитного слоя в рассматриваемой трехслойной структуре. Соотношение, которому удовлетворяет d_*, соответственно имеет вид ($b = \operatorname{sh}^2 kd_*$)

$$b = (1+p^2) \Big/ (p^2-1), \qquad (p > 1) \tag{11}$$

для четной моды и

$$b = 2p^2 \Big/ (1-p^2), \qquad (p < 1) \tag{12}$$

для нечетной моды.

Данный тип НПЭСВ, локализованной вблизи диэлектрической щели рассматриваемой трехслойной структуры, обусловлен совместным действием как магнитной нелинейности в магнитных слоях, так и косвенным спин-спиновым взаимодействием через поле «эластостатических фононов» не только в АФМ полупространствах, но и в разделяющем их немагнитном дефекте. В отличие от двухслойной магнитной структуры данный тип нелинейной безобменной поверхностной спиновой волны без учета наличия плоского немагнитного дефекта не реализуется. Соответствующая нелинейная спиновая волна распадается на две НПЭСВ, определяемые (6) при $d \to \infty$ и локализованные вблизи поверхности соответствующего АФМ полупространства.

Если входящие в (2)–(4) материальные параметры обозначить индексом «+» для магнетика при $z > 0$ и индексом «−» для магнетика при $z < 0$, то при выполнении условия (1) в обеих средах дисперсионное соотношение для НПЭСВ, локализованной на границе раздела такой двухслойной структуры, может быть представлено в виде

$$\operatorname{th}(\varkappa_+ z_{0+}) = p \operatorname{th}(\varkappa_- z_{0-}), \qquad p = \varkappa_-\mu_-/\varkappa_+\mu_+. \tag{13}$$

Таким образом, решение данного уравнения при $p < 1$ существует, если имеет место $z_{0+}z_{0-} > 0$ или $z_{0+}z_{0-} < 0$. Следовательно, амплитуда спиновых отклонений l_x в данном типе НПЭСВ имеет один максимум, лежащий или при $z > 0$, или при $z < 0$ (что обусловлено наличием в данной системе при $z = 0$ плоскости отражения), и экспоненциально спадает до нуля при $z \to \pm\infty$.

Приведенные результаты позволяют утверждать, что последовательной учет спин-спинового взаимодействия через поле «эластостатических фононов» уже в слабонелинейном пределе может приводить к формированию новых типов нелинейных безобменных поверхностных спиновых волн, не имеющих линейного предела.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Е.П.Стефановскому и А.Л.Сукстанскому за поддержку и плодотворные дискуссии.

Список литературы

[1] Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983. 192 с.
[2] Звездин А.Н., Попков А.Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 2. С. 606–615.
[3] Бордман А.Д., Гуляев Ю.В., Никитов С.А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 6. С. 2140–2150.
[4] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429–462.
[5] Тарасенко С.В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 6. С. 76–79.
[6] Тарасенко С.В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 6. С.79–82.
[7] Ахмедиев Н.Н. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 2. С. 545–553.
[8] Ломтев А.И. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 21. С. 1310–1314.

Донецкий физико-технический
институт АН Украины

Поступило в Редакцию
27 июля 1992 г.
В окончательной редакции
14 мая 1993 г.