СИЛЬНОНЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

С.В.Тарасенко

На примере двухподрешеточной модели легкоосного антиферромагнетика показано, что последовательный анализ нелинейной спиновой динамики обменно-связанных двухслойных магнитных структур может приводить к формированию новых типов поверхностных спин-волновых возбуждений, не имеющих ни линейного, ни малоамплитудного предела и локализованных вблизи границы раздела магнитных сред.

Как известно, одной из особенностей магнитоупорядоченного кристалла является то обстоятельство, что его спин-волновая динамика становится существенно нелинейной уже при сравнительно низких и легко экспериментально достижимых мощностях СВЧ поля. В работах [1–3] показано, что последовательный учет влияния магнитных нелинейностей на условия формирования поверхностных спин-волновых возбуждений, локализованных на границе раздела обменно-связанных магнитных сред, приводит к формированию качественно нового типа поверхностной волны, не имеющей линейного аналога при стремлении амплитуды спиновых возбуждений к нулю. Вместе с тем соответствующий анализ в работах [1,2] проводился в слаболинейном пределе, что естественно накладывает определенные ограничения на область применимости полученных в [1,2] результатов.

В связи со сказанным цель данной работы состоит в анализе условий формирования нелинейных поверхностных спин-волновых состояний с произвольной величиной амплитуды спиновых отклонений, локализованных вблизи границы раздела двухслойных обменно-связанных магнитных полупространств ($\mathbf{n} \parallel OZ$, $\mathbf{n}$ — нормаль к границе раздела), не имеющих малоамплитудного предела. В качестве примера магнитной среды как при $z > 0$, так и при $z < 0$ рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченность подрешеток) модель легкоосного (легкая ось OZ) антиферромагнетика (ЛО АФМ), считая что внешнее магнитное поле $H = 0$. В дальнейшем все параметры, характеризующие магнитное полупространство, лежащее выше (ниже) границы раздела $Z = 0$, будем определять индексом $+(-)$ соответственно. В терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m}$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ плотность термодинамического потенциала рассматриваемой модели АФМ W как при $z > 0$, так и при $z < 0$ в пределе $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ (с учетом индекса $+(-)$)

может быть представлена в виде [4]

$$W = M_0^2 \left\{ 2\delta \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_1} \right)^2 - \beta l_z^2 - b(1 - l_z)^2 \right\}, \tag{1}$$

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

где δ, α — соответственно константы однородного и неоднородного обмена, β и b — константы анизотропии первого и второго порядков, M_0 — намагниченность насыщения одной подрешетки. Как показано в [4], для $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ можно получить эффективное уравнение движения для вектора антиферромагнетизма l. Поскольку в данном случае имеет место соотношение $|\mathbf{l}| \approx 1$, то в сферической системе координат

$$l_x = \sin\vartheta \cos\varphi, \quad l_y = \sin\vartheta \sin\varphi, \quad l_z = \cos\vartheta \tag{2}$$

динамика рассматриваемой модели двухподрешеточного АФМ в терминах полярного ϑ и азимутального φ углов имеет вид

$$c^2 \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x_1^2} - \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} + \sin\vartheta \cos\vartheta \left\{ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 - c^2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} \right)^2 - \omega_0^2 \right\} +$$

$$+(4\delta b)(gM_0)^2 \sin^3\vartheta \cos\vartheta = 0,$$

$$c^2 \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sin^2\vartheta \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\sin^2\vartheta \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right). \tag{3}$$

Пользуясь методикой работы [5] нетрудно показать, что на границе раздела ($z = 0$) обменно-связанных АФМ полупространств имеет место система граничных условий

$$\alpha_+ M_{0+}^2 \frac{\partial \vartheta_+}{\partial z} = \alpha M_{0-}^2 \frac{\partial \vartheta}{\partial z}, \quad \vartheta_+ = \vartheta_-, \tag{4}$$

$$\alpha_+ M_{0+}^2 \sin^2\vartheta_+ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = \alpha_- M_{0-}^2 \sin^2\vartheta \left(\frac{\partial \varphi_-}{\partial z} \right), \quad \varphi_+ = \varphi_-. \tag{5}$$

Поскольку в дальнейшем нас будут интересовать только спин-волновые возбуждения, локализованные вблизи границы раздела обменно-связанных магнитоупорядоченных кристаллов, то, считая состояния с $\mathbf{l}$ и $-\mathbf{l}$ эквивалентными [4] систему граничных условий (4), (5) необходимо дополнить условием

$$\varphi_\pm \to 0, \pi, \quad z \to \pm\infty, \tag{6}$$

что соответствует равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l} \parallel OZ$ как при $z > 0$, так и при $z < 0$.

Если воспользоваться результатами анализа нелинейной спиновой динамики неограниченного АФМ, проведенного в [4], то нетрудно показать, что если пренебречь анизотропией второго порядка ($b_\pm \to 0$), то структура одного из возможных типов нелинейных поверхностных возбуждений с частотой ω, распространяющихся вдоль границы раздела обменно-связанных магнитных полупространств (плотность XY, волновой вектор $\mathbf{k}$) и удовлетворяющих системе (3)–(6), может быть представлена в виде ($\mathbf{r}_\perp \in XY$)

$$\varphi_\pm(x,y) = \mathbf{k}\mathbf{r}_\perp,$$

$$\vartheta_\pm(z,t) = 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{A_\pm \cos\omega t}{\mathrm{ch}\,\varkappa_\pm(z-z_\pm)},$$

$$A_\pm^2 = \omega_{0\pm}^2 - \omega^2, \quad \varkappa_\pm = \omega A_\pm,$$

$$\omega_{0\pm}^2 = \omega_{*\pm}^2 - \omega_{b\pm}^2, \quad \omega_{*\pm}^2 = g_\pm^2 H_{E\pm} H_{*\pm}, \quad \omega_{b\pm}^2 = g_\pm^2 H_{E\pm} H_{b\pm}, \tag{7}$$

где g_t — гиромагнитное отношение; $H_{E\pm}$, H_* и $H_{b\pm}$ — поля обмена, спин-флоп перехода и анизотропии второго порядка соответственно [4]; параметры $z_\pm$ определяются из условия (4)

$$\alpha_+ M_{0+}^2 \varkappa_+ \,\mathrm{th}\,\varkappa_+ z_+ = \alpha_- M_{0-}^2 \varkappa_- \,\mathrm{th}\,\varkappa_- z_-. \tag{8}$$

Таким образом, для существования данного типа нелинейной поверхностной спиновой волны необходимо, чтобы имело место условие $z_+ z_- > 0$, что соответствует такому распределению колеблющихся спинов, при котором максимум амплитуды отклонений вектора антиферромагнетизма достигается не на границе раздела обменно-связанных магнитных сред ($z = 0$), а при $z_+ \neq 0$ (для $z_\pm > 0$) или при $z_- \neq 0$ (для $z_\pm < 0$), спадая затем экспоненциально до нуля при $z \to \pm\infty$. Следовательно, данный тип нелинейных спиновых возбуждений является обобщением соответствующих решений работы [2] на случай произвольных амплитуд отклонений вектора $\mathbf{l}$ от равновесной ориентации и представляет собой локализованное спин-волновое возбуждение, динамика вектора антиферромагнетизма которого определяется уравнением типа «sin =Gordon» как при $z > 0$, так и при $z < 0$.

Однако данный тип нелинейной поверхностной спиновой волны, формирующейся на границе раздела двух обменно-связанных магнитных полупространств, не является единственным. Пользуясь результатами анализа условий формирования одномерных нелинейных спиновых волн солитонного типа в двухподрешеточной одноосной модели АФМ [4], нетрудно показать, что при

$$\varphi_\pm(t,x,y) = \omega t + \mathbf{k}\mathbf{r}_\perp \tag{9}$$

распределение полярного угла $\vartheta_\pm$, характеризующего амплитуду отклонения вектора антиферромагнетизма от оси OZ, пространственное в нелинейной поверхностной спиновой волне, локализованной вблизи $z = 0$, соответствует одному из трех случаев.

А. Связанное состояние двух динамических солитонов

$$\vartheta_\pm(z,t) = 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{A_\pm}{\mathrm{ch}\,\varkappa_\pm(z-z_\pm)}, \tag{10}$$

$$A^2_\pm = (\omega^2_{0\pm} - \omega^2)/(\omega^2_{*\pm} - \omega^2),$$
$$\varkappa^2_\pm = (\omega^2_{0\pm} - \omega^2)/c^2_\pm. \tag{11}$$

B. Связанное состояние динамического солитона и 180° АФМ доменной границы

$$\vartheta_+(z,t) = 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{A_+}{\mathrm{ch}\,\varkappa_+(z-z_+)},$$
$$\vartheta_-(z,t) = 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{A_-}{\mathrm{sh}\,\varkappa_-(z-z_-)}. \tag{12}$$

C. Связанное состояние двух 180° АФМ доменных границ (если считать направления $\mathbf{l}$ и $-\mathbf{l}$ эквивалентными)

$$\vartheta_\pm(z,t) = 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{A_\pm}{\mathrm{sh}\,\varkappa_\pm(z-z_\pm)}. \tag{13}$$

При этом параметры $z_\pm$ в (9)–(11) определяются соответственно соотношениями

$$\alpha_+ M^2_{0+} \varkappa_+ \,\mathrm{th}\,\varkappa_+ z_+ = \alpha_- M^2_{0-} \varkappa_- \,\mathrm{th}\,\varkappa_- z_-, \tag{14}$$

$$\alpha_+ M^2_{0+} \varkappa_+ \,\mathrm{cth}\,\varkappa_+ z_+ = \alpha_- M^2_{0-} \varkappa_- \,\mathrm{th}\,\varkappa_- z_-, \tag{15}$$

$$\alpha_+ M^2_{0+} \varkappa_+ \,\mathrm{cth}\,\varkappa_+ z_+ = \alpha_- M^2_{0-} \varkappa_- \,\mathrm{cth}\,\varkappa_- z_-. \tag{16}$$

Как видно из анализа (10)–(16), необходимым условием существования данных типов нелинейных поверхностных спиновых возбуждений является выполнение соотношений

$$A^2_\pm > 0, \quad \varkappa^2_\pm > 0. \tag{17}$$

В этом случае из (11), (14) и (13), (16) следует, что при фиксированных внешних параметрах ω и $\mathbf{k}$ нелинейные поверхностные спиновые волны типа A и типа C формируются при $z_+ z_- > 0$. Таким образом, для (11), (14), как и в случае (7), (8), максимальное отклонение вектора антиферромагнетизма в такой нелинейной волне достигает максимума при $z_+ > 0$, если $z_\pm > 0$, и при $z_- < 0$, если $z_\pm < 0$, спадая затем до нуля (состояния с $\mathbf{l}$ и $-\mathbf{l}$ эквивалентны) при $z \to \pm\infty$. Что же касается (12), (15), то здесь формирование нелинейной поверхностной волны типа B имеет место, если $z_+ z_- < 0$. В этом случае возможны два варианта пространственного распределения вектора антиферромагнетизма, при $-\infty < z < \infty$ удовлетворяющего граничным условиям (4)–(6). В первом из них ($z_+ > 0$, $z_- < 0$) амплитуда спиновых отклонений вектора $\mathbf{l}$ обладает максимумом при $z = z_+$ и локальным минимумом при $z = 0$, тогда как во втором ($z_+ < 0$, $z_- > 0$) максимум лежит на границе раздела ($z = 0$) двух обменно-связанных сред. В случае (13), (15) распределение угла ϑ вдоль оси OZ носит монотонный характер, изменяясь от $\vartheta_\pm(-\infty) = 0$ до $\vartheta_\mp(\infty) = \pi$, и имеет точку излома при $z = 0$.

Все полученные выше соотношения, определяющие структуру и дисперсионные свойства рассмотренных типов нелинейных поверхностных волн, получены для произвольной величины спиновых отклонений от равновесной ориентации. Нетрудно показать, что если в случаях (7), (8) и (11), (14) дисперсионные соотношения могут быть получены в слабонелинейном приближении ($\vartheta_\pm \ll 1$), то в случае (12), (15) и (13), (16) соответствующие типы нелинейных поверхностных спиновых волн могут быть получены только в результате анализа спин-волновой динамики магнетика при произвольной величине отклонений вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ от равновесной ориентации.

В заключение отметим, что приведенные выше типы нелинейных поверхностных спиновых волн на границе обменно-связанных АФМ кристаллов не имеют линейного предела и представляют собой новый класс локализованных спин-волновых возбуждений. Что же касается собственно линейных поверхностных спиновых волн, формирующихся вблизи границы раздела обменно-связанных магнитных сред, то в условиях (1)–(6) они вообще не реализуются.

Автор выражает глубокую признательность Е.П.Стефановскому и А.Л.Сукстанскому за поддержку и плодотворные обсуждения.

Список литературы

[1] Тарасенко С.В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 13. С. 23–27.
[2] Тарасенко С.В. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 4. С. 1055–1058; С. 606–615.
[3] Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 2. С. 606–615.
[4] Барьяхтар И.В., Иванов Б.А. // ФНТ. 1979. Т. 5. № 7. С. 759–771.
[5] Игнатченко В.А. // ФММ. 1973. Т.36. № 6. С. 1219–1228.

Донецкий физико-технический
институт АН Украины

Поступило в Редакцию
26 июля 1993 г.