

01;05;09

Критерий существования обобщенных поверхностных спиновых волн

© С.В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк

Поступило в Редакцию 17 апреля 1997 г.

В окончательной редакции 25 февраля 1998 г.

На основе анализа дипольно-обменной поверхностной спиновой динамики касательно намагниченного полугораниченного легкоосного антиферромагнетика предложен критерий существования обобщенных поверхностных спиновых волн.

В работах [1,2] на примере нормально намагниченного полугораниченного легкоосного ферромагнетика (антиферромагнетика) было показано, что гибридизация магнитодипольного и обменного механизмов дисперсии магнитных колебаний в ограниченном кристалле может приводить к формированию распространяющейся вдоль границы магнетика дипольно-обменной обобщенной поверхностной (квазиповерхностной) спиновой волны, которая не реализуется ни в чисто обменном, ни в магнитостатическом приближении. Однако до сих пор оставался неясным критерий, которому должна удовлетворять дипольно-обменная динамика неограниченного магнетика, чтобы на границе этого магнетика могла формироваться обобщенная поверхностная спиновая волна.

В данной работе на примере анализа условий формирования дипольно-обменных поверхностных спиновых волн в полугораниченном легкоосном антиферромагнетике (Cr_2O_3) впервые показано, что критерием существования обобщенной поверхностной спиновой волны может служить наличие участков с максимальной отрицательной кривизной на изочастотной поверхности нормальных спиновых колебаний неограниченного магнетика и их определенная пространственная ориентация относительно нормали к поверхности магнетика и выбранного направления распространения. В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель легкоосного антиферромагнетика (OZ — легкая ось). В этом случае плотность термодинамического потенциала W легкоосного антиферро-

магнетика в терминах векторов ферромагнетизма \mathbf{m} и антиферромагнетизма \mathbf{l} может быть представлена в виде

$$W = \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{\beta}{2} l_z^2 - \mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{H}_m),$$

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad (1)$$

где δ , α и $\beta > 0$ — соответственно константы однородного обмена, неоднородного обмена и одноосной анизотропии, $\mathbf{H} \parallel OY$ и \mathbf{H}_m — соответственно внешнее магнитное поле и поле, индуцированное магнитодипольным взаимодействием. Дипольно-обменная динамика рассматриваемой модели магнитной среды, как известно, описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} и уравнений магнитостатики. Считая, что легкоосная антиферромагнитная среда занимает полупространство $x < 0$ ($\mathbf{n} \parallel OX \perp \mathbf{H}$), указанная система динамических уравнений должна быть дополнена соответствующими граничными условиями. Если спины на поверхности легкоосного антиферромагнетика свободны ($\tilde{\mathbf{m}}, \tilde{\mathbf{l}}$ — малые отклонения векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} от равновесной ориентации), то система граничных условий, которым должна удовлетворять дипольно-обменная поверхностная спиновая волна, локализованная на границе раздела магнитной и немагнитной среде ($x = 0$), может быть представлена в виде $\mathbf{V}_m, \mathbf{H}_m, \phi_m$ ($\mathbf{V}, \mathbf{H}, \phi$), соответственно вектор магнитной индукции, магнитного поля и магнитостатический потенциал в магнитной (немагнитной) среде

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{m}}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{l}}}{\partial x} = 0; \quad \mathbf{V}_m \mathbf{n} = \mathbf{V} \mathbf{n}; \quad [\mathbf{H}_m \mathbf{n}] = [\mathbf{H} \mathbf{n}];$$

$$|\tilde{\mathbf{m}}|, \phi_m |\tilde{\mathbf{l}}| \rightarrow 0 \quad \text{при } x \rightarrow -\infty;$$

$$\phi \rightarrow 0 \quad \text{при } x \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Хорошо известно, что в рассматриваемой модели легкоосного антиферромагнетика (АФМ) спектр антиферромагнитного резонанса без учета конечных размеров реального магнитного образца состоит из двух ветвей, которые по типу возбуждения их СВЧ полем \mathbf{h} можно разделить на квазиферромагнитную моду (ω_F), линейно возбуждаемую $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ и квазиантиферромагнитную (ω_{AF}), линейно связанную с $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$. Для

простоты и наглядности расчетов в дальнейшем будем полагать, что величина внешнего поля \mathbf{H} такова, что

$$\omega_F \gg \omega_{AF}. \quad (3)$$

В этом случае можно пренебречь косвенной связью указанных мод неограниченного кристалла через магнитодипольное поле взаимодействием и исследовать поверхностную дипольно-обменную спиновую динамику полуограниченного легкоосного антиферромагнетика только с участием квазиантиферромагнитной моды спектра спин-волновых возбуждений ($|\tilde{m}_{x,z}|, |\tilde{m}_y|$). В этом случае соответствующее характеристическое уравнение, определяющее нормальную к поверхности компоненту волнового вектора магнитных колебаний $\mathbf{k}(k_x)$ как функцию задаваемых в эксперименте частоты ω , k_\perp и ψ ($\cos \psi = k_y/k_\perp$, k_\perp — касательная к границе раздела сред компонента волнового вектора спиновых колебаний), может быть представлено в виде ($\tilde{R} = \omega_0^2 \tilde{\epsilon}$; $\tilde{\epsilon} = (4\pi M_0/H_E) \cos^2 \psi$; $\omega_0^2 \approx g^2(2H_E H_A - H_A H^2/2H_E)$, $c^2 = g^2 2H_E(1 - H^2/(2H_E)^2)\alpha M_0$, g — гиромагнитное отношение, H_E и H_A — соответственно поле межподрешеточного обмена и одноосной анизотропии $H_E \gg H_A$):

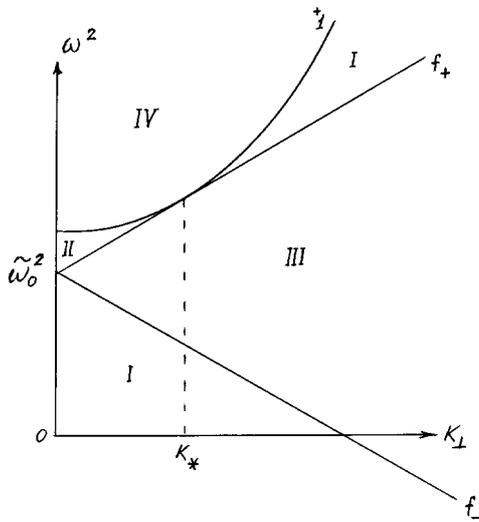
$$k_x^4 + A k_x^2 + B = 0; \quad A = 2k_\perp^2 - \frac{\omega^2 - \tilde{\omega}_0^2}{c^2}; \quad B = k_\perp^2 \left(\frac{c^2 k_\perp^2 + \tilde{R} - \omega^2 + \tilde{\omega}_0^2}{c^2} \right);$$

$$\tilde{R} = \omega_0^2 \tilde{\epsilon}; \quad \tilde{\omega}_0^2 = \omega_0^2 + \tilde{\epsilon} c^2 k_\perp^2. \quad (4)$$

Поскольку соотношение (4) представляет собой биквадратное относительно k_x уравнение, то можно утверждать, что все возможные типы дипольно-обменных линейных магнитных колебаний, распространяющихся в плоскости пленки легкоосного антиферромагнетика в пределе (3), являются спин-волновыми возбуждениями двухпарциального типа. Таким образом, структура амплитуды малых колебаний магнитостатического потенциала ϕ_m (для легкоосного антиферромагнетика) вдоль нормали к границе раздела сред представлена в виде ($A_{1,2}$ — произвольные константы, определяемые из граничных условий):

$$\phi_m = A_1 \exp(i\omega t - q_1 x) + A_2 \exp(i\omega t - q_2 x), \quad q^2 \equiv -k_x^2. \quad (5)$$

На основе (4)–(5) можно классифицировать возможные типы распространяющихся вдоль поверхности легкоосного антиферромагнетика с $\mathbf{n} \parallel OX$ в зависимости от условий их локализации вблизи границы



Возможные типы дипольно-обменных спин-волновых возбуждений в ограниченном легкоосном антиферромагнетике с $\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{H} \parallel OY$, $\mathbf{l} \parallel OZ$ в зависимости от частоты ω и касательной к поверхности магнетика составляющей волнового вектора k_{\perp} : $f_1 = \tilde{\omega}_0^2 + \tilde{R} + c^2 k_{\perp}^2$, $f_{\pm} = \tilde{\omega}_0^2 \pm 2\sqrt{\tilde{R}}ck_{\perp}$; $ck_* = \sqrt{\tilde{R}}$.

раздела магнитной и немагнитной сред, определяемых из (4) характером корней q_j^2 ($j = 1, 2$) на плоскости внешних параметров ω и k_{\perp} для заданного ψ (см. рисунок). Из (4)–(5) следует, что в области существования дипольно-обменных поверхностных спиновых волн (область I) или объемных спиновых волн (область II) на плоскости параметров ω , k_{\perp} и ψ соответственно выполняются неравенства $q_{1,2}^2 > 0$ или $q_{1,2}^2 < 0$. В областях существования дипольно-обменных обобщенных поверхностных спиновых волн (область III) и вытекающих поверхностных спиновых волн (область IV) соответственно имеют место соотношения $q_1^2 = (q_2^2)^*$ и $q_1^2 > 0$, $q_2^2 < 0$ (знак "*" обозначает комплексное сопряжение). Условие нетривиальной разрешимости системы (2), (4)–(5) определяет в неявном виде закон дисперсии обменно-дипольных поверхностных спиновых волн, распространяющихся вдоль свободной границы легкоосного антиферромагнетика с $\mathbf{H} \perp \mathbf{n} \perp \mathbf{l}$. В длинноволновом пределе при дополнительном ограничении $c^2\gamma \ll \tilde{R}$

это дисперсионное соотношение может быть получено в явном виде:

$$\omega^2 = \tilde{\omega}_0^2 + c^2(k_\perp^2 + \gamma(k_\perp)); \quad \gamma(k_\perp \rightarrow 0) \rightarrow 0;$$

$$\gamma(k_\perp) = 2k_\perp \sqrt{\frac{\tilde{R}}{c^2} + k_\perp^2} - \left(\sqrt{k_\perp \sqrt{\frac{\tilde{R}}{c^2} + k_\perp^2} + \frac{\tilde{R}}{4c^2}} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tilde{R}}{c^2}} \right)^2. \quad (6)$$

Сопоставляя (6) с областями существования возможных типов обменно-дипольных типов спин-волновых возбуждений, представленных на рисунке, можно сделать вывод, что поверхностная спиновая волна (6) при $k_\perp \ll k_*$ является обобщенной поверхностной спиновой волной. Рассмотрим теперь, пользуясь (4), характер изменения при фиксированном ψ кривизны изочастотной поверхности $K(\theta)$ ($\cos \theta = k_x/k$, $k^2 = k_x^2 + k_\perp^2$) квазиантиферромагнитной моды спектра нормальных спиновых колебаний неограниченного АФМ (4) в зависимости от изменения внешнего параметра ω . С этой целью исследуем форму кривой, являющейся результатом сечения изочастотной поверхности плоскостью, в которой лежат вектора \mathbf{n} и \mathbf{k}_\perp . Анализ показывает, что при $\omega^2 < \omega_0^2 + \tilde{R}(2 + \tilde{\epsilon})$, $\theta = 0, \pi$ на этой кривой в направлении распространения исследованной обобщенной поверхностной спиновой волны формируются участки с максимальной отрицательной кривизной $K(\theta)$:

$$K(\theta = 0, \pi) < 0. \quad (7)$$

Несложно убедиться в том, что аналогичная связь между условиями существования обобщенной поверхностной спиновой волны и расположением участков с максимальной отрицательной кривизной на кривой, определяемой сечением изочастотной поверхности нормального спинового колебания неограниченного магнетика, плоскостью в которой лежат векторы \mathbf{n} и \mathbf{k}_\perp , имеет место и в случаях дипольно-обменных обобщенных поверхностных спиновых волн, исследованных в [1,2]. Таким образом, пользуясь указанным критерием, можно на основе расчета дипольно-обменного (эласто-обменного) спектра магнонов неограниченного магнетика указать необходимые условия формирования обобщенной поверхностной спиновой волны дипольно-обменного или эласто-обменного типа.

До сих пор мы рассматривали случай, когда при $H_y \neq 0$ между частотами антиферромагнитного резонанса неограниченного антиферромагнетика имело место соотношение (3). Пусть теперь между

квазиферромагнитной и квазиантиферромагнитной ветвями спектра антиферромагнитного резонанса рассматриваемого магнетика имеет место условие, противоположное (3), что возможно при $\mathbf{H} \parallel OX$ ($\mathbf{l} \parallel OZ$). Расчет показывает, что в пренебрежении магнитодипольным механизмом взаимодействия квазиферромагнитной и квазиантиферромагнитной мод спектра легкоосного антиферромагнетика и при тех же относительных ориентациях векторов \mathbf{n} , \mathbf{l} , \mathbf{k}_\perp найденная выше дипольно-обменная обобщенная поверхностная спиновая волна по-прежнему является результатом локализации вблизи поверхности магнетика нормальной квазиантиферромагнитной моды неограниченного кристалла. Однако теперь ее спектр (6) лежит по частоте выше спектра квазиферромагнитной моды антиферромагнитного резонанса и, следовательно, поверхностная спиновая волна (6) теперь будет вытекающей обобщенной спиновой волной, поскольку генерирует при своем распространении объемные спиновые волны квазиферромагнитного типа. Таким образом, в зависимости от того, низкочастотная или высокочастотная мода спектра нормальных объемных магнонов неограниченного магнетика локализуется, критерий (7) соответственно является условием существования обобщенных поверхностной спиновой волны или вытекающей обобщенной поверхностной спиновой волны.

В случае металлизации поверхности магнетика или полностью закрепленных спинов дипольно-обменные обобщенные поверхностные спиновые волны рассматриваемого типа не реализуются.

Список литературы

- [1] De Wames R.E., Wolfram T.J. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 987–992.
- [2] Иванов Б.А., Лапченко В.Ф., Сукстанский А.Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 1. С. 173–180.