

01

© 1992

ОСОБЕННОСТИ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНЫХ СПИН-ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ МАГНИТОУПРУГОЙ СВЯЗИ

Т а р а с е н к о С.В.

Известно, что если стационарный волновой пучок представляет собой совокупность нормальных колебаний с одинаковой частотой ω , но различными волновыми векторами k , то его как линейные, так и нелинейные режимы распространения определяются особенностями топологии изочастотных поверхностей законов дисперсии соответствующих нормальных колебаний ($\omega_*(k)$) условием: $\omega = \omega_*(k)$ [1]. При этом для спин-волновых пучков, до сих пор в качестве единственного возможного необменного механизма формирования структуры изочастотных поверхностей рассматривалось магнитодипольное взаимодействие [2]. Что же касается магнитоупругого взаимодействия, то до сих пор его влиянием на условия распространения интенсивных спин-волновых пучков вне области магнитоакустического резонанса (МАР) пренебрегалось, что объяснялось предполагаемой малостью параметра линейного магно-фононного взаимодействия (линейной магнитоупругой связи) $0 < \xi \ll 1$. Вместе с тем в работе [3] было показано, что вне области МАР условия сильной магнитоупругой связи: $\xi \cong 1$ могут быть реализованы в широком классе магнетиков со слабой магнитной анизотропией. Однако до сих пор анализ особенностей распространения интенсивных спин-волновых пучков с учетом данного обстоятельства ($\xi \cong 1$) не проводился.

В данной работе впервые найдены необходимые условия, при выполнении которых наличие в магнетике сильной магнитоупругой связи приводит к существенным аномалиям в реализации эффектов самовоздействия при распространении интенсивных плоских спин-волновых пучков. В качестве примера магнитоупорядоченного кристалла рассмотрим двухподрешеточную ($\bar{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель легкоосного (OZ — легкая ось) антиферромагнетика (ЛО АФМ) [4], поскольку в нем реализация условий сильной магнитоупругой связи вследствие малости полей эффективной магнитной анизотропии и обменного усиления магнитоупругих эффектов возможна уже в окрестности спонтанного спин-ориентационного фазового перехода. Для простоты расчетов магнитоупругие и упругие свойства магнетика будем предполагать изотропными. В этом случае для достаточно малого магнитного поля $\vec{H} (H \in XZ)$ в равновесном состоянии вектор антиферромагнетизма $\vec{l} = \vec{l}_0 // OZ$ (где $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2) / 2M_0$, M_0 — намагниченность насыщения отдельной подрешетки), а при $H = H_x$ нормальные спиновые колебания составляющие спектр

ЛО АФМ являются линейнополяризованными и характеризуются направлением вектора $\vec{l} = \vec{l} - \vec{l}_0$. Следуя методике работы [1], нетрудно показать, что вне условий МАР дифференциальное уравнение, определяющее амплитуду плоского стационарного спин-волнового с узким угловым спектром $k_{||} \gg k_{\perp}$ ($k_{||} = (k\eta)$, $k_{\perp} = (k\xi)$, $k \in XZ$), имеет вид¹

$$i\partial l_j / \partial \eta + \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \rho_n \partial^n l_j / \partial \xi^n + q |l_j|^2 l_j = 0; \quad j = x, y, \quad (1)$$

$$\rho_n = \frac{1}{n!} \frac{\partial^n k_{||}}{\partial k_{\perp}^n}; \quad q = \partial k_{||} / \partial |l_j|^2,$$

где связь между частотой спин-волновых колебаний ω и волновым вектором $k^2 = k_{||}^2 + k_{\perp}^2$ вне условий МАР ($\omega = sk$, s — минимальная фазовая скорость упругих колебаний в неограниченном ЛО АФМ) определяется соотношением вида ($H \parallel OX$, $k^2 = k_x^2 + k_z^2$):

$$\Delta_1 \Delta_2 = 0$$

при $\omega \gg sk$ [3]

$$\Delta_2 = \omega_H^2 + \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k^2 - \omega^2 \quad (2)$$

$$\Delta_1 = \omega_0^2 + \omega_{Hx}^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k^2 - \omega^2$$

при $\omega \ll sk$

$$\Delta_1 = \omega_{Hx}^2 + \omega_0^2 + \tilde{\omega}_{me}^2 \sin^2 2\theta + c^2 k^2 - \omega^2; \quad \tilde{\omega}_{me}^2 = \omega_{me}^2 (1 - c_t^2 / c_l^2), \quad (3)$$

$$\Delta_2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \sin^2 \theta + c^2 k^2 - \omega^2; \quad \operatorname{tg}^2 \theta = k_x^2 / k_z^2.$$

Здесь ω_{me} соответствует магнитоупругой щели в спектре однородного АФМР, ω_0 и ω_{Hx} — активация спин-волнового спектра, обусловленная соответственно одноосной магнитной анизотропией или внешним магнитным полем $H \parallel OX$ (при $\xi \approx l\omega_0$, $\omega_{Hx} \ll \omega_{me}$), c и $c_t(l)$ — соответственно минимальная фазовая скорость распространения спиновых и поперечных (продольных) упругих волн в неограниченном ЛО АФМ [4]. Появление в (3) неаналитических слагаемых по $k_x / |k|$, как показывает анализ уравнений движения, связано с косвенным взаимодействием спинов через дальнедействующее поле „эластостатических фононов“ ($\omega \ll sk$) [5]. Влияние нелинейности, следуя [6], будем учитывать с помощью замены в (2)–(3) $l_0^2 \rightarrow l_0^2 - \tilde{l}_x^2 - \tilde{l}_y^2$. Основные особенности, связанные с влиянием дальнедействующего поля квазистатических упругих деформаций на самовоздействие интенсивного спин-волнового пучка с $\tilde{l}_x(\tilde{l}_y) \neq 0$, можно изучить с помощью (1)–(3) уже при $H_z = 0$ ($H \parallel OX$). В этом случае возможно независимое распространение

¹ где $\vec{\eta}(\vec{\xi})$ — оси вдоль (перпендикулярно) направления распространения плоского спин-волнового пучка, амплитуда которого $\tilde{l}_x(\tilde{l}_y)$ задана в плоскости с $\eta = 0$

спин-волновых пучков с $\tilde{l}_x(\tilde{l}_y) \neq 0$. Сравнительный анализ (1)-(2) и (1)-(3) показывает, что косвенное взаимодействие спинов через поле „эластостатических“ фононов ($\omega \ll sk$) при $\tilde{l}_y(\tilde{l}_x) \neq 0$ приводит к формированию в ЛО АМФ с $\xi \approx 1$ при $\omega^2 < \omega_0^2 + 2\omega_{me}^2$ ($\omega^2 < \omega_0^2 + 2\tilde{\omega}_{me}^2$) особых направлений распространения стационарного спин-волнового пучка $\theta = \theta_*$ ($\theta = \theta_{*1,2}$), определяемых из (3) условием $\partial^2 k_{||} / \partial k_{\perp}^2 = 0$. Если $\theta < \theta_*$ (при $\tilde{l}_y \neq 0$), а также при $\theta < \theta_{*1}$ или $\pi/2 > \theta > \theta_{*2}$ ($\tilde{l}_x \neq 0$), то соответствующие уравнения из (1) представляют собой нелинейные уравнения Шредингера, что при $P_2 q > 0$ соответствует самоканализации рассматриваемых узких спин-волновых пучков. Одновременно из (1)-(3) следует, что при $\theta > \theta_*$ ($\tilde{l}_y \neq 0$) и $\theta_{*1} < \theta < \theta_{*2}$ ($\tilde{l}_x \neq 0$) косвенное взаимодействие спинов через поле квазистатических магнитоупругих деформаций в условиях сильной магнитоупругой связи является более эффективным, чем неоднородный обмен, и в этом случае самоканализация узкого стационарного спин-волнового пучка невозможна. До сих пор при анализе (1)-(3) мы считали, что внешнее магнитное поле направлено строго вдоль оси Ox . Если же учесть их возможную неколлинеарность, то при $H_{x,z} \neq 0$ независимое распространение узких спин-волновых пучков с $\tilde{l}_x(\tilde{l}_y) \neq 0$ становится невозможным. При этом уже в случае малых $H_{x,z} \neq 0$ в ЛО АМФ возможно распространение двух типов эллиптически поляризованных в плоскости XY : $\tilde{l}_x \neq 0$ (где \pm - амплитуды эллиптически поляризованных нормальных спиновых колебаний, являющиеся при $H_z \neq 0$ линейной комбинацией спиновых амплитуд с $\tilde{l}_x(y) \neq 0$ колебаний, дисперсионное уравнение которых при $k \in XZ$ с учетом (2)-(3) определяется вне области МАР соотношением вида $(\omega H_z \sim H_z)^2$

$$(A_1 - \omega H_z^2)(A_2 - \omega H_z^2) - 4\omega_z^2 \omega^2 = 0. \quad (4)$$

В этом случае в (1) $j = \pm$, а коэффициенты q и P_2 определяются из (4) с учетом замены ($\tilde{l}_0^2 \rightarrow \tilde{l}_0^2 - \tilde{l}_x^2 - \tilde{l}_y^2$). Поскольку $q > 0$, то из (1), (4) следует, что косвенное взаимодействие спиновых колебаний через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций приводит при $H_z \neq 0$ к формированию дополнительных областей самоканализации интенсивного спин-волнового пучка. Данный эффект будет иметь место при $\theta_1 < \theta < \theta_2$, где $\theta_{*1} < \theta_1 < \theta_2 < \theta_{*2}$ определяется из (4) $\partial^2 k_{||} / \partial k_{\perp}^2 = 0$. При $q = 0$ самовоздействие спин-волнового пучка за счет одновременного учета неоднородного обменного и магнитоупругого взаимодействий вне условий МАР, как следует из (1), описывается модифицированным уравнением Кортевега де Вриза.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Лукомский В.И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 2. С. 513-525.

- [2] Вашковский А.В., Стальмахов А.В., Шахназарян Д.Г. // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31.В.11. С. 67-75.
- [3] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. В. 3. С. 429-469.
- [4] Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагнитченности. Динамические и топологические солитоны. Киев.: Наукова думка, 1983. 192 с.
- [5] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.
- [6] Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973. 133 с.

Донецкий физико-технический
институт

Поступило в Редакцию
30 декабря 1991 г.