Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 2, стр. 97 - 99 25 июля 1991 г.

БИЗЕРЫ И СОЛИТОНЫ ОГИБАЮЩЕЙ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ ОДНООСНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

А.Ф.Попков

НИИ физических проблем им. Ф.В.Лукина
103460, Москва

Поступила в редакцию 21 мая 1991 г.

Путем редукции магнитодинамических уравнений для доменной границы (ДГ) одноосного ферромагнетика исследуются малоамплитудные нелинейные спинволновые возбуждения, локализованные на ДГ. Найдены решения, описывающие волны бризерного типа и определены условия их стационарного существования в переменном магнитном поле.

Доменная граница ферромагнетика является удобным объектом исследования нелинейных возбуждений с солитоноподобными свойствами [1,2]. До сих пор однако основное внимание уделялось изучению топологически устойчивых магнитных образований - блоховских линий [3-6]. Бризеры и солитоны огибающей спиновых волн, локализованных на ДГ менее изучены, особенно теоретически. Бризеры принимают непосредственное участие в процессах аннигиляции и рождения блоховских линий, а также представляют самостоятельный интерес [5,7]. Некоторые численные эксперименты с нетопологическими солитонами в ДГ одноосного ферромагнетика проводились в [5]. Построение аналитической теории для них затрудняется отсутствием полной интегрируемости применяемых для их описания уравнений магнитодинамики [8]. Ниже на примере магнетика с большой одноосной анизотропией проводится редукция исходных уравнений для слабоамплитудных возбуждений к диффузионному нелинейному уравнению типа нелинейного уравнения Шредингера (НШ) с дополнительными возмущающими членами, учитывающими диссипацию и накачку. Эти уравнения позволяют найти приближенные решения, описывающие волны бризерного типа, исследовать динамические процессы в ДГ с их участием, образование диссипативных структур и т.д.

Как известно, спинволновые процессы в ДГ одноосного ферромагнетика с большой анизотропией хорошо описываются уравнениями Слончевского, которые можно записать в следующем виде

$$\begin{cases} \partial_t\psi - \partial_x^2 q + b^2 q = h_z - \alpha\partial_t q, & (1)\\ \partial_t q + \partial_x^2\psi - \dfrac{1}{2}\sin 2\psi = \alpha\partial_t\psi + h_x\sin\psi, & (2)\\ & (3) \end{cases}$$

где ψ - азимутальный угол, характеризующий выход намагниченности из плоскости ДГ, которая располагается параллельно плоскости ZX, q - координата смещения центра ДГ вдоль оси Y, b - параметр, определяющий силу закрепления ДГ в плоскости $q = 0$, h_x и h_z - нормированные магнитные поля, действующие вдоль осей X и Z, α - постоянная затухания Гильберта. Нормировка переменных такая же, как в [6].

Предположим, что невозбужденному основному состоянию ДГ соответствует вектор $\vec{a} = \left(\frac{\psi_0}{q_0}\right) = 0$, а амплитуда колебаний в нелинейной волне мала, т.е.

$|\psi| \ll \pi$. Тогда решение системы (1) - (2) можно искать в виде разложения в гармонический ряд

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} \psi \\ q \end{pmatrix} = \sum_{1=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n \vec{a}_1^{(n)} \exp[il(kx - \omega t)] + \text{к.с.}, \tag{3}$$

где ϵ - малый параметр разложения (по окончании расчетов полагается $\epsilon = 1$), ω - частота колебаний в волне, k - волновое число. Будем предполагать, что диссипация и магнитные поля малы, т.е. h_z, $h_x\psi$, $\alpha\omega\psi \le \epsilon^3$. Кроме того будем считать, что амплитуды гармоник медленно меняются во времени и пространстве так, что $\psi_l^{(n)}$, $q_l^{(n)} = F(\tau, \varsigma)$, где $\tau = \epsilon^2 t$, $\varsigma = \epsilon(x - \lambda t)$. Принятая иерархия параметров малости позволяет перейти от уравнений колебаний (1)-(2) к эволюционным уравнениям для амплитуд огибающей.

При подстановке (3) в (1) - (2) получается система уравнений следующего вида

$$\hat{T}_l \vec{a}_l^{(n)} = \vec{f}_l^{(n)}$$

$$\hat{T}_l = \begin{pmatrix} -i\omega l & b^2 + k^2 l^2 \\ -1 - k^2 l^2 & -i\omega l \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Причем $\det \hat{T}_{l \neq 1} \neq 0$, а $\det T_l = 0$, так как частота ω удовлетворяет дисперсионному уравнению $\omega^2 = (b^2 + k^2)(1 + k^2)$. Векторы $\vec{f}_l^{(n)}$ содержат малые поправки, связанные с наличием диссипации, накачки, пространственных и временных производных по "медленным" переменным. Последовательно применяя процедуру исключения секулярных членов в этих уравнениях (см. [9]) из (4) найдем, что $\lambda = \partial\omega/\partial k$ - групповая скорость волны, а для амплитуды первой гармоники получим эволюционное уравнение

$$-i\partial_\tau \psi_1^{(1)} + \frac{1}{2}\omega_{kk}\partial_\varsigma^2 \psi_1^{(1)} + \sqrt{\frac{b^2 + k^2}{1 + k^2}} |\psi_1^{(1)}|^2 \psi_1^{(1)} = \frac{i\alpha}{2} \psi_1^{(1)} (1 + b^2 + 2k^2) -$$

$$-\frac{i}{2} h_z e^{-i\omega t} + \frac{1}{2} h_x (\psi_l^{(1)*} e^{-2i\omega t} + \psi_1^{(1)}) \sqrt{\frac{b^2 + k^2}{1 + k^2}}, \tag{5}$$

где $\omega_{kk} = \partial_k^2 \omega(k)$. При этом $q_1^{(1)} \psi_1^{(1)} \simeq [(b^2 + k^2)/i\omega]^{-1}$.

Полученное нелинейное уравнение Шредингера с возмущающими членами достаточно подробно исследовано. НШ имеет солитонные решения, которые описывают спинволновые пакеты, локализованные на ДГ. В пределе малых волновых векторов ($k \ll b$) односолитонные решения НШ соответствуют стоячим волновым пакетам бризерного типа исходной системы (1) - (2) следующего вида

$$\psi = \frac{\Psi_0 \sin(\omega t - \Psi_0^2 bt/8 + \beta)}{\mathrm{ch}[\Psi_0 b(x - x_0)/2\sqrt{1 + b^2}]}, \tag{6}$$

$$q = -\frac{\Psi_0 \cos(\omega t - \Psi_0^2 bt/8 + \beta)}{b\,\mathrm{ch}[\Psi_0 b(x - x_0)/2\sqrt{1 + b^2}]}, \tag{7}$$

где β - фаза, x_0 - положение центра солитона. Найденное приближенное решение для бризера можно использовать в качестве опорного при построении теории возмущений, когда требуется рассмотреть взаимодействие его с блоховской линией, столкновения бризеров и другие процессы с его участием.

Рассмотрим, например, условия стационарного существования бризера в ДГ при наличии диссипации и переменного магнитного поля $h_z(t) = h_z^0 \exp(i\omega_0 t)$, $h_x = 0$.

На основе теории возмущений для солитонов НШ [10,11] из (5) можно получить для амплитуды $\Psi_0(\tau)$ и фазы $\chi(t) = \int_0^t (b - \Psi_0^2 b/8 - \omega_0) d\tau$ следующие уравнения эволюции

$$\begin{cases} -\partial_\tau \Psi_0 = \alpha(1+b^2)\Psi_0 - \pi h_z^0 \sin\chi, \\ \partial_\tau \chi = b - \Psi_0^2 \dfrac{b}{8} - \omega_0, \end{cases} \tag{8}$$

из которых следует, что стационарное состояние $\partial_\tau \Psi_0 = \partial_\tau \chi = 0$ возможно лишь при выполнении условий $\omega_0 = b(1 - \Psi_0^2/8)$, $h_z^0 > (\alpha\Psi_0/\pi)(1+b^2)$. Учитывая нормировку параметров [6], эти условия можно переписать в виде $\omega_0 = 4\pi M\gamma b(1 - \Psi_0^2/8)$, $H_z > 4M\alpha\Psi_0(1+b^2)$, где M - намагниченность, γ - магнитомеханическое отношение.

Проведем численную оценку выполнимости этих условий для пленок редкоземельных ферритов-гранатов, в которых исследуются блоховские линии. Взяв $4\pi M = 200$ Гс, $\alpha = 0,1; \gamma = 2,8 \cdot 10^6$ Гц/Гс для $\Psi_0 \sim 1$ найдем, что амплитуда поля накачки должна составлять не менее 8 Э при частоте 28 МГц. Амплитуда колебаний ДГ, определяемая соотношением $q_0 = \Psi_0 \Delta / b$, где Δ - толщина ДГ, при $\Delta = 0,03$ мкм будет составлять при этом примерно полмикрона. Эти оценки показывают, что в принципе возможно визуальное наблюдение бризеров в ДГ феррит-гранатовых пленок.

Автор благодарит Елеонского В.М., Звездина А.К. и Четкина М.В. за полезное обсуждение работы.

---

1. Горнаков В.С., Дедух Л.И., Никитенко В.И., Сыногач В.Т. ЖЭТФ, 1986, 90, 2090.
2. Четкин М.В., Парыгина И.В., Смирнов В.Б., Гадецкий С.Н. ЖЭТФ, 1990, 97, 337.
3. Никифоров А.В., Сонин Э.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 325.
4. Звездин А.К., Попков А.Ф. ЖЭТФ, 1986, 91, 1789.
5. Zebrovski J.J. Phys. Rev. B, 1989, 39, 7205.
6. Звездин А.К., Попков А.Ф., Ярема И.П. ЖЭТФ, 1990, 98, 1070.
7. Kivshar Y.S., Malomed B.A. Rev. Mod. Phys., 1989, 61, 767.
8. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
9. Taniuti N., Yajima N. J. Math. Phys., 1969, 10, 1369.
10. Keener J.P., McLaughlin D.W. Phys. Rev. A, 1977, 16, 777.
11. Ньюэлл А. Обратное преобразование рассеяния. В сб. Солитоны, ред. Буллаф Р., Кодри Ф.М.: Мир. 1983, с. 193 - 269.