Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 4, стр. 174 – 177 *25 августа 1986 г.*

ПРЕЦЕССИОННЫЙ СОЛИТОН В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

А.С.Ковалев, А.М.Косевич, И.В.Манжос, К.В.Маслов

Получено нелинейное интегро-дифференциальное уравнение, описывающее солитон намагниченности тонкой ферромагнитной пленки. Численными методами на ЭВМ найдено локализованное решение этого уравнения. Обсужден вопрос устойчивости магнитного солитона.

В настоящее время предпринимаются экспериментальные попытки обнаружения магнитных солитонов – специфических локализованных возбуждений в магнитоупорядоченных средах[1-3]. Хотя общая теория таких возбуждений развита достаточно полно [4], бо́льшая часть количественных результатов получена в одномерном случае без учета магнито-дипольного взаимодействия. Эксперименты же ставятся в основном на пленочных образцах ферритов-гранатов [1, 2], для которых учет размагничивающих полей является существенным, а в ряде случаев — определяющим. Поэтому необходимо развитие теории магнитных солитонов в образцах конечных размеров, простейшему варианту которой посвящена предлагаемая работа.

Рассмотрим пленку легкоосного ферромагнетика толщиной h, легкая ось которого лежит в плоскости пленки и совпадает с осью $0y$. Ось $0z$ направим по нормали к пленке. Ограничимся случаем, когда намагниченность зависит только от одной координаты — координаты x.

В тонкой ферромагнитной пленке при условии $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x)$, динамика намагниченности определяется уравнением Ландау — Лифшица

$$\frac{\hbar}{2\mu_0}\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \alpha\left[\mathbf{M}\frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x^2}\right] + \beta[\mathbf{M}\mathbf{n}_y]M_y + [\mathbf{M}\mathbf{H}^{(m)}] = 0, \tag{1}$$

где α и β — константа обмена и анизотропии ($\beta > 0$) соответственно, а магнитное поле $\mathbf{H}^{(m)}$ выражается через распределение намагниченности:

$$H_x^{(m)} = 2\pi h\frac{\partial}{\partial x}\hat{g}M_x, \qquad H_y^{(m)} = 0, \qquad H_z^{(m)} = -4\pi M_z - 2\pi h\frac{\partial}{\partial x}\hat{g}M_z. \tag{2}$$

Здесь введено стандартное обозначение для преобразования Гильберта

$$\hat{g}u(x) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{u(x')dx'}{x'-x} \tag{3}$$

Одномерные уравнения (1) — (3) имеют смысл при условии, что характерный размер Δ неоднородности распределения намагниченности вдоль оси $0x$ существенно больше толщины пленки: $\Delta \gg h$.

Измеряя время в единицах $\hbar/2\beta\mu_0 M_0$ (где M_0 — номинальная намагниченность) и координату — в единицах $l_0 = \sqrt{\alpha/\beta}$, получаем для единичного вектора намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ интегро-дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \left[\mathbf{m}\frac{\partial^2\mathbf{m}}{\partial x^2}\right] + [\mathbf{m}\hat{J}\mathbf{m}] = 0, \qquad \hat{J} = \mathrm{diag}\left(\gamma\frac{\partial}{\partial x}\hat{g},\ 1,\ -Q - \gamma\frac{\partial}{\partial x}\hat{g}\right), \tag{4}$$

где $Q = 4\pi/\beta$ и $\gamma = Qh/2l_0$.

В линейном по m_x и m_z приближении из (4) следует закон дисперсии спиновых волн (зависимость частоты ω от волнового вектора k)

$$\omega^2 = (1 + k^2 + \gamma|k|)(\omega_0^2 + k^2 - \gamma|k|), \qquad \omega_0^2 = 1 + Q \tag{5}$$

совпадающий в пределе $kh/l_0 \ll 1$ с полученным в работах [5, 6].

Рассмотрим решение уравнения (4), отвечающее малоамплитудным неподвижным солитонам, для которых $\omega_0 - \omega \ll \omega_0$. Воспользуемся асимптотической процедурой [7], выбрав в качестве малого параметра разложения величину $\epsilon = \sqrt{1 - \omega/\omega_0} \ll 1$. Тогда в основном по ϵ приближении можно записать

$$m_z = \epsilon\varphi(x)\cos\omega t, \qquad m_x = \epsilon\omega_0\varphi(x)\sin\omega t, \tag{6}$$

где $\varphi(x)$ находится как решение уравнения

$$(1 + \omega_0^2)\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + Q\gamma\hat{g}\frac{\partial\varphi}{\partial x} - \epsilon^2\omega_0^2\left\{2 - (1 + \omega_0^2)\frac{\varphi^2}{2}\right\}\varphi = 0. \tag{7}$$

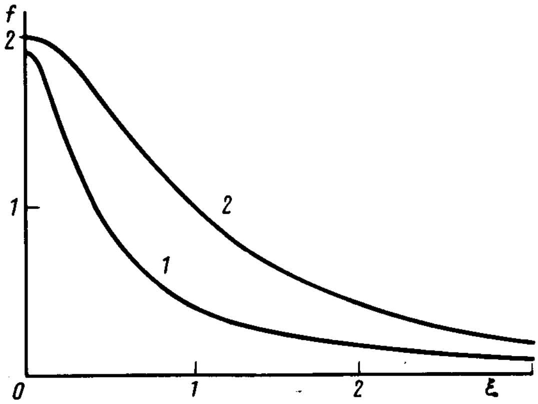
При $\dfrac{\partial\varphi}{\partial x} \ll \varphi\gamma Q/(2+Q)$ последний член в (7) может быть отброшен, что соответствует так называемому безобменному приближению. В этом приближении

$$\varphi(x) = \frac{2}{\sqrt{1+\omega_0^2}} f(\xi), \qquad \xi = \frac{2\omega_0^2}{Q\gamma}\epsilon^2 x\,, \tag{8}$$

где функция $f(\xi)$ удовлетворяет уравнению

$$f - f^3 - \frac{\partial}{\partial\xi}\hat{g}f = 0. \tag{9}$$

Солитонное решение уравнения (9) найдено численным методом с помощью ЭВМ. Зависимость $f = f(\xi)$ приведена на рисунке (кривая *1*). Для сравнения на рисунке (кривая *2*) приведено автомодельное решение уравнения Бенджамена – Оно [8], соответствующее замене $f^3 \to f^2$ в уравнении (9).



Основными особенностями рассмотренного солитона являются неэкспоненциальный (степенной) ход асимптотики этого решения на больших расстояниях ($f(\xi) \sim \xi^{-2}$ при $\xi \to \pm\infty$) и необычная для малоамплитудных солитонов зависимость размера области локализации Δ от амплитуды ϵ ($\Delta \propto \epsilon^{-2}$ – солитон слабо локализован). Из (8) следует, что неравенство $\Delta \gg h$ выполняется при $1 - \omega/\omega_0 \ll Q^2/4\omega_0^2$, а неравенство $\partial\varphi/\partial x \ll \varphi Q\gamma/(2+Q)$ – при $1 - \omega/\omega_0 \ll (h/l_0)^2 Q^4/8\omega_0^2(2+Q)$. Какое из этих неравенство является более жестким, определяется величиной параметра $hQ/l_0\sqrt{2+Q}$, отношение которого к единице в принципе может быть любым. Однако при достаточной близости ω к ω_0 возможно выполнение обеих неравенств, обеспечивающих правильность принятого приближения.

Найдем число связанных в солитоне магнонов N, для чего в квазиклассическом приближении необходимо вычисть адиабатический инвариант [4] $I = N/\hbar$. При вычислении на ЭВМ оказалось, что $\int_{-\infty}^{\infty} d\xi f^2(\xi) \approx 2{,}49$, поэтому в случае $\omega \to \omega_0$ число связанных магнонов, приходящееся на единицу длины вдоль оси $0y$, равно

$$N(\omega_0) \approx 0{,}62(M_0/\mu_0)h^2 Q^2/\omega_0(1+\omega_0^2)\,. \tag{10}$$

Наличие предельного значения N при $\omega \to \omega_0$ напоминает ситуацию для двумерных динамических солитонов [4]. Однако в данном случае выражение (10) содержит множитель Q^2, и отличие от нуля предельного значения N обусловленного исключительно учетом магнитодипольного взаимодействия. Наличие порогового значения $N(\omega_0)$, по-видимому, усложняет экспериментальную задачу возбуждения магнитных солитонов в пленках.

Для выяснения вопроса об устойчивости найденных солитонов необходимо знать знак производной $dN/d\omega$ при $\omega \to \omega_0$. Его можно установить, имея решение для малоамплитудного солитона еще для одного значения частоты, близкого к ω_0. Уравнение (7) допускает точное решение

$$\begin{Bmatrix} m_x \\ m_z \end{Bmatrix} = \frac{4\gamma Q/3(1+\omega_0^2)\omega_0}{1+[\gamma Q x/3(1+\omega_0^2)]^2} \begin{Bmatrix} \omega_0 \sin\omega_* t \\ \cos\omega_* t \end{Bmatrix} \tag{11}$$

при определенном значении частоты

$$\omega_* = \omega_0\{1 - \gamma^2 Q^2/6\omega_0^2(1+\omega_0^2)\} < \omega_0 \,. \tag{12}$$

Квазиклассическое квантование решения (11) приводит к значению числа связанных в солитоне магнонов

$$N(\omega_*) \approx \frac{\pi}{3}(M_0/\mu_0)h^2 Q^2 / \omega_0(1+\omega_0^2) > N(\omega_0)\,. \tag{13}$$

Следовательно, $dN/d\omega < 0$ в окрестности частоты ω_0. Во всех рассмотренных ранее задачах [4] такой знак неравенства свидетельствовал об устойчивости динамическх солитонов.

В заключение мы выражаем благодарность А.В.Тартаковскому за помощь в рашении уравнения (9) на ЭВМ.

Литература

1. *Калиникос Б.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**, 343.
2. *Горнаков В.С., Дедух Л.М., Никитенко В.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 199.
3. *Смирнов А.И.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 1369.
4. *Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* Нелинейные волны намагниченности. Киев: Наукова думка, 1983.
5. *Калиникос Б.А.* Известия Высш. уч. зав., серия Физика, 1981, **8**, 42.
6. *Damon R.W., Eshbach J.R.* J. Phys. Chem. Solid, 1961, **19**, 308.
7. *Косевич А.М., Ковалев А.С.* ЖЭТФ, 1974, **67**, 1793.
8. *Joseph R.I.* J. Math. Phys., 1977, **18**, 2251.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
28 мая 1986 г.
После переработки
4 июля 1986 г.