Письма в ЖЭТФ, том 56, вып.2, стр. 118–121 25 июля 1992 г.

РОТАЦИОННЫЕ НЕОДНОМЕРНЫЕ СОЛИТОНЫ В МАГНЕТИКАХ

Б.А.Иванов

Институт металлофизики АН Украины

252142, Киев, Украина

Поступила в редакцию 24 июня 1992 г.

Показано, что в магнетиках с неодноосной симметрией могут существовать стабильные двух- и трехмерные локализованные солитоны, стабилизированные сохранением момента импульса поля намагниченности.

Известно, что статические двух- и трехмерные ($2D$ и $3D$) солитоны нелинейного поля, в частности, поля намагниченности M, в ферромагнетиках (ФМ) с энергией вида

$$E = \int \{\alpha/2(\nabla \mathrm{M})^2 + w_a(\mathrm{M})\} d\mathrm{r}, \qquad (1)$$

где α – константа неоднородного обмена, w_a – энергия анизотропии, могут быть стабилизированы только при наличии некоторого дополнительного к энергии интеграла движения. В противном случае локализованные (то есть такие, в которых направление намагниченности M вдали от солитона постоянно) солитоны нестабильны, см. [1]. Примеры $2D$- и $3D$-солитонов в одноосных ФМ, в которых энергия анизотропии $w_a = w_a(\theta)$ не зависит от азимутального угла φ (здесь θ, φ – угловые переменные, $M_x + iM_y = M_0 \sin\theta \exp(i\varphi)$, z – легкая ось ФМ) были построены в работах [2–6]. Все они стабилизировались сохранением z-проекции суммарной намагниченности $I_z = \int M_z d\mathrm{r}$ и характеризовались прецессией намагниченности с постоянной частотой ω, $\varphi = \varphi_0(\mathrm{r}) + \omega t$ и амплитудой $\theta = \theta(\mathrm{r})$, зависящей от координаты. Такие же закономерности справедливы для ряда нелинейных моделей комплексного поля (см. [7]), антиферромагнетиков [8,9] и так далее. Если же энергия анизотропии зависит от угла φ, (например, в двухосных ФМ, одноосных ФМ при учете анизотропии в базисной плоскости xy) интеграл движения I_z разрушается, и обсуждаемые выше прецессионные солитоны отсутствуют.

Солитоны могут стабилизироваться, даже при $\partial w_a/\partial\varphi \neq 0$ и $I_z \neq \mathrm{const}$, за счет сохранения другой величины – орбитального момента импульса поля намагниченности L, см. [3–6,1]

$$\mathrm{L} = (M_0/g) \int (1 - \cos\theta)[\nabla\varphi, \mathrm{r}] d\mathrm{r}. \qquad (2)$$

Критерий сохранения L связан с изотропией не в спиновом, а в координатном пространстве. Конкретно, если в общей формуле для энергии неоднородного обмена $\alpha_{ij}(\partial \mathrm{M}/\partial x_i)$ $(\partial \mathrm{M}/\partial x_j)$ тензор $\alpha_{ij} \sim \delta_{ik}$ (см. (1)), то сохраняются все три проекции L. Это справедливо, например, для кубических ФМ, но выполнено также для многих двухосных магнетиков, например, ортоферритов (см. [10]). В одноосных магнетиках с произвольной анизотропией в базисной плоскости $\alpha_{ij} = \mathrm{diag}(\alpha, \alpha, \alpha_z)$ и сохраняется L_z.

Если $\mathbf{L} = \text{const}$ или $L_z = \text{const}$, то можно показать, что уравнения Ландау–Лифшица для $\mathbf{M}$ допускают динамические решения вида

$$\theta = \theta(\mathbf{r}'), \quad \varphi = \varphi(\mathbf{r}'), \quad \partial\mathbf{r}'/\partial t = [\vec{\omega}, \mathbf{r}'], \tag{3}$$

где $\vec{\omega}$ – постоянный вектор. В случае $\alpha_{ik} = \text{diag}(\alpha, \alpha, \alpha_z)$ $\vec{\omega} \parallel \mathbf{e}_z$, для $\alpha_{ik} \sim \delta_{ik}$ ориентация $\vec{\omega}$ произвольная. Выбирая для определенности $\vec{\omega} = \omega\mathbf{e}_z$, преобразуем (3) к виду $\theta = \theta(x', y', z)$, $\varphi = \varphi(x', y', z)$, где $x' = x\cos\omega t - y\sin\omega t$, $y' = x\sin\omega t + y\cos\omega t$. Для функций θ и φ из общего уравнения Ландау–Лифшица получается "стационарное" во вращающейся системе координат уравнение

$$\begin{gathered}\alpha\nabla^2\theta - \sin\theta\cos\theta(\nabla\varphi)^2 - \partial w_a/\partial\theta = -(\omega/gM_0)\sin\theta(\partial\varphi/\partial\chi),\\ \alpha\nabla(\sin^2\theta\nabla\varphi) - \partial w_a/\partial\varphi = (\omega/gM_0)\sin\theta(\partial\theta/\partial\chi),\end{gathered} \tag{4}$$

где $\nabla = \partial/\partial\mathbf{r}'$, $x' = r\cos\chi$, $y' = r\sin\chi$. Эти уравнения суть условия экстремальности функционала

$$F = E - \omega L_z = M_0^2 \int d\mathbf{r}\{\alpha/2[(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta(\nabla\varphi)^2] + w_a(\theta, \varphi) - \omega/gM_0(1 - \cos\theta)\partial\varphi/\partial\chi\}. \tag{5}$$

Условие $\delta F = 0$ можно представить как условие минимума энергии ФМ E при заданном значении L_z, ω имеет смысл множителя Лагранжа, и $dE/dL_z = \omega$.

Простейшим солитоном, стабилизирующимся за счет сохранения L_z, является двумерный солитон с топологическим зарядом ν (см. [3–5]),

$$\nu = (1/4\pi)\int \sin\theta d\theta d\varphi = \pm 1, \pm 2, \ldots,$$

ему отвечают граничные условия вида $\theta(0, \chi) = \pi$, $\theta(\infty, \chi) = 0$, $\varphi(r, \chi + 2\pi) = 2\pi\nu + \varphi(r, \chi)$. Явное решение (4) при $w_a = w_a(\theta, \varphi)$ в этом случае найти не удается, но из физических соображений можно построить пробные функции и, вычислив $F(a_i)$, определить их параметры a_i из условия $\partial F/\partial a_i = 0$, а затем определить зависимости $E(L_z)$ и $\omega(L_z)$, характеризующие солитон.

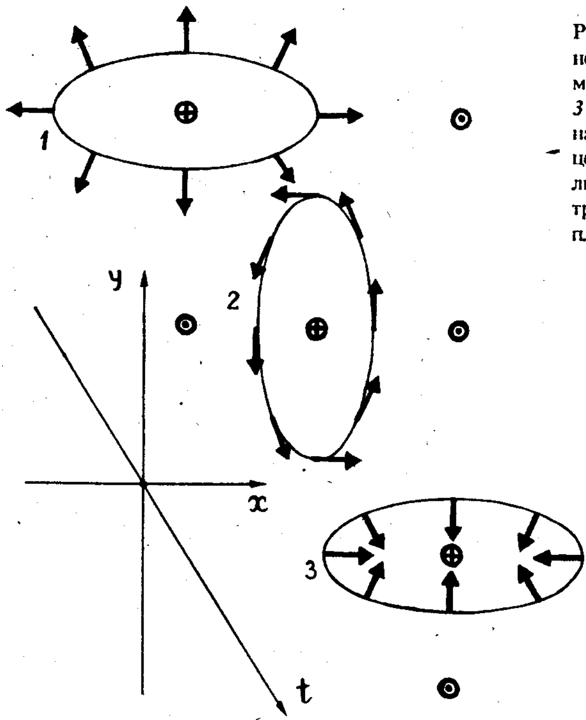
Структура пробных функций выбирается в виде $\varphi = \nu\chi + f(\chi)$, $f(0) = f(2\pi)$, $\theta = \theta(\xi)$, $\xi = \xi(r, \chi)$. Для ромбического ФМ с $w_a = (\beta/2)\sin^2\theta(1 + \epsilon\cos^2\varphi)$ функции $\xi = [(x'/c)^2 + (y'/b)^2]^{1/2}$, $f(\chi) = B\sin 2\nu\chi$, при малом $\epsilon \ll 1$ $B \sim \epsilon$, $(c - b) \sim \epsilon$. Зависимость $\theta(\xi)$ выбирается аналогичной зависимости $\theta(r)$ для радиально-симметричного солитона (см. [1,4,5,9]). В предельных случаях солитона большого или малого радиуса, когда $\xi_0 \gg (\alpha/\beta)^{1/2}$ или $\xi_0 \ll (\alpha/\beta)^{1/2}$, где $\theta(\xi_0) = \pi/2$, свойства солитона могут быть описаны аналитическими зависимостями, например,

$$\omega(L_z) = \omega_0 \begin{cases} (1/\nu^2)f_\nu(L_z/\hbar N_0), & L_z \ll \hbar N_0, \\ (\hbar N_0/\nu L_z)^{1/2}, & L_z \gg \hbar N_0, \end{cases} \tag{6}$$

где $N_0 = 2\pi s(\alpha/\beta a^2) \gg 1$, s – спин атома, a – постоянная решетки, $\omega_0 = gM_0\beta(1 + \epsilon)^{1/2}$ – частота активации магнона, функция $f_\nu(x) \to 1$ при $x \to 0$, она аналитическая при $\nu > 1$ и имеет особенность производной при $\nu = 1$, подробнее о выборе пробных функций и получении зависимостей $\omega(L_z)$ (см.

[5,9]). Эти зависимости качественно такие же, как для прецессионных солитонов, но содержат другие степени топологического заряда ν.

Распределение намагниченности в солитоне и ее эволюция во времени качественно представлена на рисунке. При $\epsilon \to 0$ линии $\theta = \text{const}$ превращаются в окружности, и ротационный солитон неотличим от прецессионного.



Распределение намагниченности (стрелки) в некоторых точках ротационного солитона в моменты времени 1 – $t = 0$, 2 – $t = T/4$, 3 – $t = T/2$, $T = 2\pi/\omega$ – период вращения намагниченности. На эллипсе $\theta = \pi/2$, в центре солитона $\theta = \pi$ ($\times$), вдали от солитона $\theta = 0$ ($\odot$). Оси x и y – наиболее трудная и промежуточная оси в базисной плоскости xy, ось z – легкая ось

Аналогично можно построить и ротационный солитон, локализованный в трех измерениях, его топологические свойства определяются инвариантом Хопфа $h = \pm 1$, ± 2 (см. [6,11]). Для этого солитона значение $L_z \sim h \neq 0$, однако, анализ его структуры и зависимостей $\omega(L_z)$ и $E(L_z)$ сложнее и выходит за рамки настоящей статьи. Кроме ФМ, ротационные солитоны могут существовать и в других нелинейных моделях. Особенно интересна возможность их существования в вещественных скалярных или векторных лоренц-инвариантных моделях (типа моделей синус-Гордон, φ^4, для которых $L_z \sim \int (\partial\varphi/\partial t)[\vec{r}, \nabla\varphi] d\vec{r}$ или антиферромагнетиков (см. [1,9])).

Я признателен В.Г.Барьяхтару, А.С.Ковалеву, А.М.Косевичу, Н.Папаниколау и Т.Томаросу за обсуждение проблем динамики солитонов, А.А.Жмудскому и А.К.Колежуку за полезные советы и помощь.

1. A.M.Kosevich, B.A.Ivanov, and A.S.Kovalev, Phys. Rep. **194**, 118 (1990).
2. Б.А.Иванов, А.М.Косевич, Письма в ЖЭТФ **24**, 495 (1976).
3. А.С.Ковалев, А.М.Косевич, К.В.Маслов, Письма в ЖЭТФ **30**, 321 (1979).

4. В.П.Воронов, Б.А.Иванов, А.М.Косевич, ЖЭТФ **84**, 2235 (1983).
5. Б.А.Иванов, В.А.Стефанович, ЖЭТФ **91**, 638 (1986).
6. И.Е.Дзялошинский, Б.А.Иванов, Письма в ЖЭТФ **23**, 592 (1979).
7. V.G.Makhankov, Phys. Rep. **35**, 1 (1979).
8. И.В.Барьяхтар, Б.А.Иванов, ЖЭТФ **85**, 328 (1983).
9. Б.А.Иванов, В.А.Стефанович, ФНТ **13**, 921 (1987).
10. В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов, М.В.Четкин, УФН **146**, 417 (1985).