Возможность появления спиновых автоволн в модели ферромагнетика с неоднородной диссипацией

© Ю.Н. Прошин, Р.Б. Тагиров

Казанский государственный университет,
420008 Казань, Россия

(Поступила в Редакцию 8 июля 1996 г.)

Для уравнения Ландау–Лифшица вводится модель ферромагнетика с неоднородной диссипацией. Показано, что в рамках этой модели ферромагнетик можно представить как осциллирующую активную среду, в которой возможно образование автоволновых структур: спиновых автоволн, пейсмекеров, спиральных волн. Для частного случая найдены их волновые характеристики, выражающиеся через параметры среды.

1. Экспериментальные исследования магнитоодноосных феррит-гранатовых пленок [1–4] показали, что в переменном магнитном поле при определенных условиях в них может возникнуть особое возбужденное состояние (ангерное состояние). Для этого состояния характерны наличие процессов самоорганизации в системе движущихся доменных границ и образование упорядоченных динамических доменных структур (ДДС): ведущих центров (пейсмекеров), спиральных волн и т. п. Теоретическое описание данного явления практически отсутствует. В единственной известной нам работе [5] на основании решения уравнения Ландау–Лифшица (УЛЛ) с затуханием в форме Гильберта была показана принципиальная возможность существования решетки спиральных солитонов в модели одноосного ферромагнетика и ее стабилизации подбором конфигурации переменного поля.

В настоящей работе, исходя из аналогии ДДС и диссипативных структур в активных средах, введем модель ферромагнетика с неоднородной диссипацией и теоретически исследуем возможности автоволновых процессов в ней.

2. Рассмотрим тонкую ферромагнитную магнитоодноосную пластинку с анизотропией типа трудная ось во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}(0,0,H)$. При низких температурах модуль вектора намагниченности $\mathbf{M}(M_x, M_y, M_z)$ можно считать постоянным и равным M_0; в этом случае вместо двух независимых проекций M_x и M_y стандартным образом введем комплексную переменную $\Psi = M_x + iM_y = \rho e^{i\varphi}$.

Распределение намагниченности удовлетворяет УЛЛ, которое с учетом неоднородной диссипации запишем следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \sum_{i=1}^{3} \Big\{ -g\big[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_i\big] + \mathbf{R}_i \Big\},$$

$$\mathbf{R} = \sum_{i=1}^{3} \varepsilon_i \left(\mathbf{H}_i - \frac{(\mathbf{H}_i\,\mathbf{M})}{\mathbf{M}^2}\,\mathbf{M} \right). \qquad (1)$$

Здесь введены различные коэффициенты затухания ε_i для обменного поля $\mathbf{H}_1 = \alpha\Delta\mathbf{M}$, поля анизотропии $\mathbf{H}_2 = \beta M_z \mathbf{e}_z$ и внешнего поля $\mathbf{H}_3 = H\mathbf{e}_z$; g — гиромагнитное отношение, α и β — константы обмена и анизотропии соответственно ($\beta < 0$), $\mathbf{R}_i$ — оператор Лапласа, H — величина внешнего магнитного поля, $\mathbf{e}_\alpha$ — единичные векторы декартовых осей координат.

Уравнение (1) переходит в стандартное УЛЛ при следующей подстановке $\varepsilon_i = \varepsilon$. Заметим, что введенное таким образом неоднородное диссипативное слагаемое $\mathbf{R}$ удовлетворяет общим требованиям, накладываемым на релаксационные члены [6]: он линеен по эффективному магнитному полю $\tilde{\mathbf{H}} = \sum_{i=1}^{3} \mathbf{H}_i$ и $\mathbf{R}\cdot[\mathbf{M}\times\tilde{\mathbf{H}}] = 0$.

Перепишем уравнение (1) для величины Ψ

$$\frac{1}{\omega_0}\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -M_z\big(\varepsilon_2 M_z + \varepsilon_3 h\big)\Psi + i\big(M_z + h\big)\Psi + l_0^2 M_z\big(\varepsilon_1 M_z - i\big)\Delta\Psi, \qquad (2)$$

где $\omega_0 = g\beta M_0$, $l_0^2 = \alpha/\beta$, $h = H/\beta M_0$. Здесь и далее компоненты вектора намагниченности считаются безразмерными ($\mathbf{M} = \mathbf{M}/M_0$).

Если положить в этом уравнении $\lambda(\rho) = -\omega_0 M_z(\varepsilon_2 M_z + \varepsilon_3 h)$ и $\omega(\rho) = -\omega_0(M_z + h)$, то оно совпадает с уравнением "λ–ω" модели для осциллирующей активной среды [7]. Равновесное значение ρ_0 находится из условия $\lambda(\rho) = 0$.

Ограничимся рассмотрением плавных распределений намагниченности с большим пространственным масштабом L и предположим, что характерное время изменения τ_L для распределения фазы φ велико по сравнению с временем релаксации $\tau_1 = |\rho_0 \lambda'_\rho(\rho_0)|^{-1}$ амплитуды ρ. Тогда, следуя [7], из уравнения (2) можно получить уравнение фазовой динамики (УФД)

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = a\,(\nabla\varphi)^2 + b\,(\Delta\varphi), \qquad (3)$$

где

$$a = -\omega_0 l_0^2 M_{z0}\left(1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\mathrm{sign}(\beta)\right),$$

$$b = \omega_0 l_0^2\left(\varepsilon_1 M_{z0}^2 - \frac{1}{\varepsilon_2}\mathrm{sign}(\beta)\right),$$

$M_{z0} = \sqrt{M_0^2 - \rho_0^2}$. В настоящей работе исследуется частный случай, когда $\varepsilon_1 = 0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$. Физический смысл этого утверждения сводится к тому, что возмущение амплитуды $\rho = |\Psi|$ релаксирует к своему устойчивому значению ρ_0 по закону Блоха $d\rho/dt = (\rho_0 - \rho)/\tau_1$. Заметим здесь, что для ферромагнетиков типа легкая ось в этом частном случае $b < 0$ и возникают лишь турбулентные решения. Для стандартного затухания в форме Ландау–Лифшица ($\varepsilon_i = \varepsilon$), как и для затухания в форме Гильберта, $a = 0$ и автоволновых решений также не возникает.

Общий случай различных ε_i будет рассмотрен дополнительно. Заметим лишь, что в этом случае появляется возможность получения автоволновых решений и для легкоосевых магнетиков.

Из уравнения (3) видно, что для плавных распределений фазы $\tau_L \approx L^2/b$. Поэтому условие справедливости УФД ($\tau_L \gg \tau_1$) запишется как

$$L^2 \gg \frac{l_0^2}{\rho_0^2\varepsilon^2}. \tag{4}$$

Уравнение (3), как известно (см. [7]), допускает в качестве решения фазовые автоволны, пейсмекеры — источники концентрически расходящихся фазовых волн и спиральные волны.

Закон дисперсии и скорость распространения фазовых волн для нашего случая выглядят следующим образом:

$$\omega = -\omega_0 l_0^2 M_{z0} k^2, \quad c = -\omega_0 l_0^2 M_{z0} k, \tag{5}$$

где ω, k, c — частота, волновой вектор и скорость фазовых волн соответственно. Таким образом, мы получили квадратичный закон дисперсии.

Если заставить каким-либо образом вращаться вектор $\mathbf{M}$ в малой области ферромагнетика радиуса r_0 с частотой $\omega + \delta\omega$ (где ω — частота вращения остальной части ферромагнетика; в нашем случае $\omega = 0$), то получим пейсмекер, работающий с частотой ω_p и волновым вектором k_p, равным

$$\omega_p \approx \delta\omega, \quad k_p \approx \left(\frac{\delta\omega}{a}\right)^{1/2}, \quad \delta\omega \ll \frac{b}{a\tau_1} \tag{6}$$

соответственно.

В случае, когда $\rho \ll 1$, уравнение (2) можно привести к обобщенному уравнению Гинзбурга–Ландау

$$\frac{1}{\omega_0}\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \left[-(1+h)\varepsilon + i(1+h)\right]\Psi - \left[-(1+h/2)\varepsilon + i/2\right]\Psi|\Psi|^2 - il_0^2\Delta\Psi. \tag{7}$$

Теперь можно воспользоваться результатами Хагана для спиральных волн [8]. Для волнового числа и частоты спиральной волны вдали от ее ядра получим выражения

$$k_s = \eta(\rho_0/l_0)\exp(-\pi/2\varepsilon), \ \omega_s = \eta^2\omega_0\rho_0^2\exp(-\pi/\varepsilon), \tag{8}$$

где η — численный коэффициент, зависящий от конкретного вида функции $\lambda(\rho)$; для уравнения Гинзбурга–Ландау $\eta \sim 0.5$.

Волновое число k_s, а следовательно, и частота ω_s спиральных волн экспоненциально зависят от параметра затухания ε, поэтому при достаточно малых ε $k_s \to 0$ и $\omega_s \to 0$, т. е. спиральные волны не возникают.

Оценим c, ω_p, ω_s и k_s, исходя из значений для величин, соответствующих условиям упомянутых экспериментов [1–4]

$$l_0^2 \sim 10^{-11}\,\mathrm{cm}^2, \qquad g \sim 10^7\,\mathrm{G}^{-1}, \qquad \beta \sim 10^3,$$

$$M_0 \sim 10\,\mathrm{Oe}, \qquad M_{z0} \sim 1,$$

$$L \sim 10^{-2}\,\mathrm{cm}, \quad \rho_0 \sim 10^{-1}, \quad \varepsilon \sim 0.3, \quad k_p \sim 10^2\,\mathrm{cm}^{-1}.$$

Получим

$$\omega_p \sim 10^4\,\mathrm{s}^{-1}, \qquad c \sim 10^2\,\mathrm{cm/s},$$

$$k_s \sim 10^2\,\mathrm{cm}^{-1}, \qquad \omega_s \sim 10^4\,\mathrm{s}^{-1}. \tag{9}$$

Порядки получающихся величин сравнимы с теми, что наблюдались в эксперименте. Кроме того, спиральные солитоны, полученные в теоретической работе [5], и автоволны обладают существенно разным характером взаимодействия. Как известно [7], автоволны при встрече взаимно "гасят" друг друга и граница двигается в сторону источника с меньшей частотой.

3. Итак, мы показали, что УЛЛ для магнитоодноосного ферромагнетика с трудноосевой анизотропией во внешнем магнитном поле при учете неоднородной диссипации можно свести к УФД, если выполняется ограничение, накладываемое на время релаксации амплитуды ρ (оно получается из условия справедливости УФД) (4). Это означает, что в нашей модели появляется возможность представить ферромагнетик в качестве осциллирующей активной среды, в которой возможно наблюдение спиновых автоволновых процессов: фазовых автоволн, пейсмекеров, спиральных волн.

Для пейсмекера и спирали найдены зависимости частоты и волнового числа от параметров среды. Проведены оценки полученных величин для типичных значений параметров.

Авторы благодарны Г.С. Кандауровой и С.Л. Царевскому за обсуждение результатов и полезные замечания.

Список литературы

[1] Г.С. Кандаурова, А.Э. Свидерский. Письма в ЖЭТФ **47**, *8*, 410 (1988).
[2] Г.С. Кандаурова, Ю.В. Иванов. ФММ **7**, *1*, 49 (1990).
[3] Г.С. Кандаурова, В.Х. Осадченко, А.А. Русинов, Е.А. Русинова. Письма в ЖЭТФ **63**, *6*, 453 (1996).
[4] Г.С. Кандаурова, Ж.А. Кипшакбаева. ФТТ **37**, *4*, 1058 (1995).
[5] А.Б. Борисов, В.А. Фейгин, Б.Н. Филиппов. ФТТ **33**, *8*, 2316 (1991).
[6] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. М. (1967). 368 с.
[7] А.Ю. Лоскутов, А.С. Михайлов. Введение в синергетику. М. (1990). 272 с.
[8] P.S. Hagan. SIAM J. Appl. Math. **42**, 762 (1982).