

3D-ПОВЕРХНОСТНЫЕ И 2D-КРАЕВЫЕ ПРЕЦЕССИОННЫЕ СОЛИТОНЫ (МАГНИТНЫЕ КАПЛИ) В ОДНООСНЫХ МАГНЕТИКАХ С ЧАСТИЧНЫМ ЗАКРЕПЛЕНИЕМ СПИНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ

© Ю.И.Беспятых, А.Д.Бордман,* И.Е.Дикштейн, С.А.Никитов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

* Салфордский университет, Салфорд, Великобритания

(Поступила в Редакцию 20 февраля 1995г.

В окончательной редакции 6 июля 1995 г.)

На примере одноосного обменного ферромагнетика рассмотрено влияние поверхностного закрепления спинов на 3D-поверхностные и 2D-краевые прецессионные солитоны (магнитные капли). Показано, что закрепление спинов на поверхности кристалла приводит к изменению области существования и параметров магнитных капель. Поверхностный магнитный солитон имеет максимум амплитуды переменной намагниченности на поверхности в случае поверхностной анизотропии легкоплоскостного типа. Для поверхностной анизотропии типа «легкая ось» максимум амплитуды переменной намагниченности имеет место в глубине кристалла.

Нелинейность магнитных кристаллов может стать причиной изменения характера распространения поверхностных спиновых возбуждений: параметрической неустойчивости поверхностных спиновых волн (ПСВ) [1,2], образования поверхностных магнитных солитонов [3-5] и т.д. Обменные ПСВ, локализация которых вблизи поверхности обусловлена нелинейными свойствами среды, были исследованы в [6-9], а нелинейные диполь-обменные волны этого типа анализировались в [7,9]. Как было показано в [7], нелинейные ПСВ, рассмотренные в [6-9], модуляционно неустойчивы, т.е. могут распадаться на 2D- или 3D-неоднородные состояния.

В [10] было показано, что в одноосном магнетике возможно существование нового типа нелинейных возбуждений, а именно 3D-поверхностных прецессионных солитонов, или поверхностных магнитных капель. Такие солитоны являются пространственно локализованными решениями уравнений Ландау-Лифшица для поля намагниченности, удовлетворяющими граничным условиям на поверхности магнетика. Локализация этих солитонов вблизи поверхности целиком обусловлена нелинейными свойствами среды. 3D-поверхностные прецессионные солитоны [10], так же как 3D-объемные прецессионные солитоны [11,12], представляют собой связанные состояния большого числа

магнонов и характеризуются прецессией намагниченности с фиксированной частотой ω . В [10] определены области частот прецессии ω , в которых $3D$ -поверхностные солитоны абсолютно устойчивы и абсолютно неустойчивы относительно малых возмущений. Показано, что при фиксированном числе магнонов N энергия и частота прецессии $3D$ -поверхностных солитонов в области их устойчивости ниже, чем энергия и частота $3D$ -объемных солитонов. Для антиферромагнетиков была исследована проблема движения $3D$ -поверхностных прецессионных солитонов. Показано, что солитоны сохраняют при движении свою динамическую структуру.

В [10] рассматривались $3D$ -поверхностные прецессионные солитоны в чисто обменных магнетиках со свободными спинами на поверхности. В то же время хорошо известно, что даже слабое отклонение параметров магнетика (констант анизотропии, обменного взаимодействия, гиромагнитного отношения и т.д.) в тонком приповерхностном слое толщиной δ от соответствующих значений в объеме кристалла приводит к возникновению новых локализованных состояний в спектре спиновых волн [13,14], а также к изменению основного состояния магнетика [15,16] (появлению неоднородного распределения намагниченности по толщине магнетика). Если ферромагнетик обладает достаточно большой одноосной поверхностной анизотропией, закрепление спинов на поверхности играет решающую роль в формировании крупномасштабной поверхностной магнитной неоднородности — поверхностной доменной структуры [17,18]. Очевидно, закрепление спинов на поверхности магнетика должно существенно влиять на свойства поверхностных магнитных капель.

В настоящей работе исследованы $3D$ -поверхностные и $2D$ -краевые прецессионные солитоны в одноосных обменных магнетиках с частичным закреплением спинов на поверхности. Показано, что закрепление спинов на поверхности кристалла приводит к изменению параметров магнитных капель.

1. Постановка задачи

Рассмотрим в обменном приближении $3D$ -поверхностные и $2D$ -краевые прецессионные солитоны в одноосном ферромагнетике, занимающем полупространство $z < 0$. Предположим, что характерный пространственный масштаб изменения намагниченности в солитоне значительно превышает толщину слоя δ , в котором существенно меняются макроскопические характеристические среды. В этом случае специфика поверхности формально может быть учтена путем добавления к свободной энергии магнетика поверхностной магнитной энергии, причем распределение намагниченности в магнетике описывается уравнением Ландау–Лифшица с эффективными граничными условиями. Магнитную свободную энергию одноосного обменного ферромагнетика W во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_e \parallel \mathbf{e}_z$ можно представить в виде суммы объемной W_v и поверхностной W_s свободных энергий

$$W = W_v + W_s, \quad (1)$$

где

$$W = M_0^2 \int dv [(\alpha/2)(\nabla_i m_k)^2 + \beta/2(m_x^2 + m_y^2) - hm_z], \quad (2)$$

$$W_s = \delta M_0^2 \int ds (\beta_s/2)(m_x^2 + m_y^2), \quad (3)$$

α — константа неоднородного обмена, β ($\beta > 0$) и β_s — константы объемной и поверхностной анизотропии соответственно, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ — нормированный вектор намагниченности, $h = H_e/M_0$, $M_0 = |\mathbf{M}|$. Константы поверхностной и объемной анизотропии ферромагнетика могут отличаться по знаку.

В угловых переменных ν , ϕ ($m_z = \cos \nu$, $m_x + im_y = \sin \nu \exp(i\phi)$) уравнениям движения намагниченности в системе со свободной энергией (1) можно сопоставить функцию Лагранжа L

$$L = \frac{M_0}{g} \int dv (1 - \cos \nu) \frac{\partial \phi}{\partial t} - W, \quad (4)$$

g — гиромагнитное отношение.

Далее нам потребуются следующие интегралы движения: полная энергия ферромагнетика

$$W = M_0^2 \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\alpha}{2} [(\nabla \nu)^2 + \sin^2 \nu (\nabla \phi)^2] + \frac{\beta}{2} \sin^2 \nu - h \cos \nu \right\} +$$

$$+ (\delta \beta_s/2) (5) M_0^2 \int ds \sin^2 \nu \quad (5)$$

и z -компонента полной намагниченности (или число спиновых возбуждений)

$$N = \frac{M_0}{g} \int dv (1 - \cos \nu). \quad (6)$$

Уравнения Ландау–Лифшица для рассматриваемой системы имеют вид

$$r_0^2 \Delta \nu - [1 + r_0^2 (\nabla \phi)^2] \sin \nu \cos \nu + \frac{1}{\omega_0} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - \omega_H \right) \sin \nu = 0, \quad (7)$$

$$r_0^2 \nabla (\sin^2 \nu \cdot \nabla \phi) - \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial \nu}{\partial t} \sin \nu = 0, \quad (8)$$

а граничные условия на границе магнетика $z = 0$ можно записать как

$$\frac{\partial \nu}{\partial z} + Q \sin \nu \cos \nu = 0, \quad (9)$$

$$\sin^2 \nu \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0. \quad (10)$$

Здесь $r_0 = (\alpha/\beta)^{1/2}$, $\omega_0 = g\beta M_0$, $\omega_H = gH_e$, $Q = \beta_s \delta / (\beta r_0)$.

2. 3D-поверхностные прецессионные солитоны

Рассмотрим неподвижные прецессионные солитоны без узлов. Тогда нетривиальными интегралами движения являются энергия W и число магнонов N . Ранее было показано [11,12], что уравнения (7), (8) имеют симметричное решение

$$\nu = \nu(r), \quad \phi = \omega t \quad (11)$$

($\nu(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$ и $\frac{\partial \nu}{\partial r} = 0$ при $r = 0$), описывающее объемные солитоны в 3D-кристаллах. Установлено [1], что в отсутствие поверхностной анизотропии ($\beta_s = 0$) эти решения удовлетворяют граничным условиям (9), (10) и также описывают 3D-поверхностные прецессионные солитоны в ферромагнетике, занимающем область пространства $z < 0$, $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$. Подстановка решения (11) в (7) дает уравнение для $\nu(r)$

$$r_0^2 \left(\frac{\partial^2 \nu}{\partial r^2} + \frac{D-1}{r} \frac{\partial \nu}{\partial r} \right) + \tilde{\Omega} \sin \nu - \sin \nu \cos \nu = 0, \quad (12)$$

где $\Omega = (\omega - \omega_H)/\omega_0$.

Хорошо известно [2,3], что в области частот $0 < \Omega < 1$ уравнение (16) имеет решение $\nu(r)$ без узлов, монотонно убывающее на бесконечности. Асимптотика этого решения при $r \rightarrow \infty$ имеет следующий вид (размерность пространства $D = 3$):

$$\nu(r) = \frac{\text{const}}{r^{(D-1)/2}} \exp \left[-\frac{r}{r_0} (1 - \tilde{\Omega})^{1/2} \right]. \quad (13)$$

Для малых r аналитическое решение $\nu(r)$ может быть найдено в двух предельных случаях. При $1 - \Omega \ll 1$ амплитуда солитона мала ($\nu \ll 1$), и решение может быть представлено как

$$\nu_D(r) = \sqrt{2}(1 - \Omega)^{1/2} f_D \left[\frac{r}{r_0} (1 - \Omega)^{1/2} \right], \quad (14)$$

где $f_D(x)$ — некоторая функция с областью локализации порядка единицы.

При $\Omega \ll 1$ солитон представляет сферическую область радиуса

$$R = (D-1)r_0/\Omega \gg r_0, \quad (15)$$

в которой полярный угол ν равен

$$\nu = \nu_1 = \pi - 2\Omega^{1/2}. \quad (16)$$

Внутренняя область солитона отделена от остальной части магнетика сферической доменной границей толщиной r_0 .

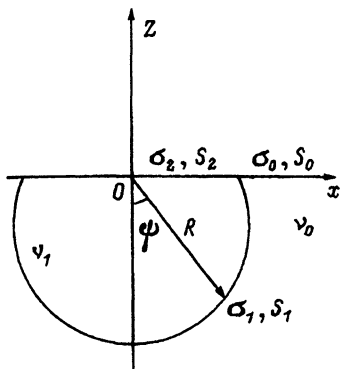


Рис. 1. Сечение солитона плоскостью, проходящей через ось симметрии.

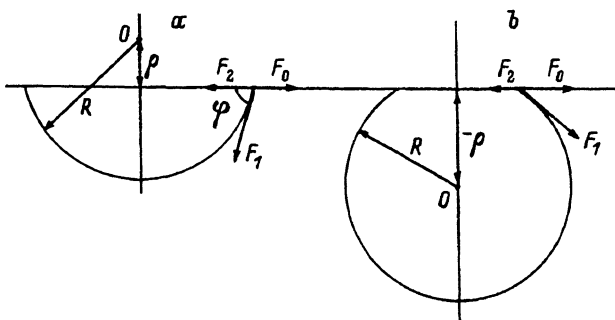


Рис. 2. Распределение сил, действующих на поверхности солитона.

$a - \beta_s < 0$, $b - \beta_s > 0$.

В [1] было показано, что $3D$ -поверхностные солитоны устойчивы при $\omega < \omega^* + \omega_H$, когда $\partial\omega/\partial N < 0$ ($\omega^* = 0.915\omega_0$, $N^* = 4.54$), а частота $3D$ -поверхностных прецессионных солитонов при $\Omega \ll 1$ равна

$$\omega = \omega_H + 2\omega_0(N_3/3N)^{1/3}, \quad (17)$$

где $N_3 = 4\pi r_0^3 M_0/g \gg 1$ — величина порядка максимального числа магновов в объеме порядка r_0^3 .

Для исследования влияния поверхностной анизотропии на свойства $3D$ -поверхностных солитонов в области их устойчивости ($\omega < \omega^* + \omega_H$) воспользуемся следующей моделью.¹ Пусть намагниченность внутри солитона однородна, а толщины переходных слоев малы по сравнению с характерным размером солитона R . Иными словами, будем считать границы солитона узкими, а свойства их будем описывать поверхностной плотностью энергии доменных границ σ . Это приближение справедливо при достаточно больших числах магновов ($N \gg 1$). Очевидно, солитон обладает осью симметрии, нормальной к поверхности магнетика. В полярной системе координат сечение солитона плоскостью, проходящей через ось симметрии, описывается зависимостью $R(\psi)$. Это сечение представлено на рис. 1, где σ_0 , σ_1 , σ_2 — плотности поверхностной энергии переходных слоев на границах ферромагнетик-вакуум вне солитона, солитон-ферромагнетик и солитон-вакуум соответственно, величина S_1 — площадь поверхности солитона, являющейся частью поверхности ферромагнетика. В принятой нами модели вне солитона угол $\nu = 0$, а внутри солитона $\nu = \nu_1$. Энергия солитона практически совпадает с энергией доменных границ на поверхности солитона. Тогда энергия солитона E_1 , связанная с частями поверхности S_1 и S_2 , равна

$$E_1 = \sigma_1 S_1 + (\sigma_2 - \sigma_0) S_2, \quad (18)$$

¹ Далее для простоты будет рассмотрен случай $H_e = 0$. Однако приведенные ниже результаты справедливы и при $H_e \neq 0$, если в соответствующих формулах сделать замену $\omega \rightarrow \omega - \omega_H$.

где

$$\sigma_1 = 2\beta r_0 M_0^2, \quad S_1 = 2\pi \int_0^{\pi/2} d\psi R(R^2 + R'^2)^{1/2} \sin \psi,$$

$$S_2 = \pi R^2(\psi = \pi/2),$$

штрих у величины R означает дифференцирование по ψ . Величины σ_0 и σ_2 слабо зависят от распределения полярного угла ν в переходном слое. Поэтому для оценки величины σ_2 можно использовать энергию одномерного солитона, локализованного вблизи поверхности ферромагнетика. Разность энергий таких солитонов при наличии ($\beta_s \neq 0$) и в отсутствие ($\beta_s = 0$) поверхностной анизотропии дает искомую величину поверхностной энергии на единицу площади поверхности ферромагнетика. Из (7), (8) находим распределение углов ϕ и ν в таком локализованном состоянии

$$\phi = \omega t, \quad \nu = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{(1 - \Omega)^{1/2}}{\Omega^{1/2} \operatorname{ch}[(1 - \Omega)^{1/2}(z - z_0)/r_0]} \right], \quad (19)$$

где z_0 — координата центра солитона.

Используя граничные условия (9), получаем

$$\operatorname{th} \left[(1 - \Omega)^{1/2} z_0 / r_0 \right] = -\gamma Q / (1 - \Omega)^{1/2}. \quad (20)$$

Подставляя выражения (19), (20) в (5), определяем поверхностную плотность энергии одномерного солитона $\sigma(Q)$ как функцию Q в форме

$$\sigma(Q) = \sigma_1 \left[(1 - \Omega)^{1/2} + 2Q\Omega(1 - \Omega/2 - Q^2)/(1 - Q^2) \right]. \quad (21)$$

Отсюда находим плотность поверхностной энергии σ_2

$$\sigma_2 = \sigma(Q) - \sigma(0) = 2\sigma \left[(1 - \Omega)^{1/2} + 2Q\Omega(1 - \Omega/2 - Q^2)/(1 - Q^2) \right]. \quad (22)$$

Аналогичные результаты получаются и при других способах оценки σ_2 . В частности, если при вычислении поверхностной плотности энергии σ_2 считать, что угол ν в переходном слое толщины Δ_2 меняется линейно от значения $\nu = \nu_1$ внутри солитона до значения $\nu = \nu_s = \pi - 2\Omega^{1/2}(1 - \Omega - Q^2)^{1/2}$ на поверхности S_2 , то получим результат (22) с точностью до коэффициента порядка единицы. Расчет поверхностной плотности энергии σ_0 дает

$$\sigma_0 = 0. \quad (23)$$

Часть лагранжиана ωN удобно записать в виде

$$\omega N = \frac{N_0 \omega}{g} (1 - \cos \nu_1) v = (p_1 - p_2) v, \quad (24)$$

где $p_1 - p_2 \cong \frac{M_0\omega}{g}$ имеет физический смысл разницы давлений газа квазичастиц (магнонов) внутри (p_1) и вне (p_2) солитона, $v = \frac{\pi/2}{0} = \pi \int_0^{\pi/2} d\psi R^2 (R \sin \psi)' \sin^2 \psi$ — объем солитона.

Очевидно, форма солитона должна быть такой, чтобы давление, оказываемое поверхностью солитона на газ магнонов, было постоянным в каждой точке поверхности солитона S_1 . Поэтому поверхность солитона является частью сферы радиуса R , опирающейся на плоскую поверхность S_2 , и можно ограничиться анализом модели солитона, изображенной на рис. 2.

Приравнивая избыточное давление газа магнонов в солитоне $p_1 - p_2$ давлению, создаваемому искривленной поверхностью солитона $p_L = (D - 1)\sigma_1/R$, находим величину радиуса солитона

$$R = (D - 1)\sigma_1/(p_1 - p_2) = (D - 1)r_0\omega_0/\omega. \quad (25)$$

Действительно, при смещении элемента площади поверхности солитона ds на величину $\delta\xi$ работа dA_p , совершенная газом магнонов, равна

$$dA_p = (p_1 - p_2)\delta\xi dS, \quad (26)$$

а работа dA_s , связанная с изменением площади искривленной поверхности солитона при таком смещении, может быть представлена в виде

$$dA_p = -\frac{2\sigma_1}{R}\delta\xi dS. \quad (27)$$

Приравнивая полную работу к нулю, получаем (25).

Формула (25) является следствием конкуренции двух противоположных тенденций. Газ магнонов стремится увеличить объем солитона и тем самым увеличить его поверхность. Однако это невыгодно, так как приводит к увеличению поверхностной энергии. Уменьшение же поверхности приводит к сжатию газа магнонов. При выполнении соотношения (25) обе тенденции уравниваются. Нетрудно видеть, что формула (25) совпадает с (15).

Остальные параметры модели определяются из условий равновесия на границах солитон-вакуум S_2 и ферромагнетик-вакуум S_0 . На рис. 2 стрелками обозначены силы натяжения доменных границ $\mathbf{F}_0, \mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2$, а также сила давления газа магнонов на поверхность S_2

$$\mathbf{F}_p = -(p_1 - p_2)S_2\mathbf{e}_z. \quad (28)$$

Из условия равновесия тангенциальных сил, действующих на поверхности ферромагнетика S_0 и S_1 ,

$$\sigma_0 = \sigma_1 \cos \phi + \sigma_2 \quad (29)$$

определяем расстояние ρ от центра сферы до поверхности ферромагнетика

$$\rho = R \cos \phi = (\sigma_0 - \sigma_2)/\sigma_1. \quad (30)$$

Легко видеть, что условия равенства нулю нормальных сил, действующих на поверхности раздела солитон-вакуум S_2 и ферромагнетик-вакуум S_0 , удовлетворяются автоматически, поскольку сила давления газа магнонов на поверхность S_2 (28) уравновешивается силой натяжения

$$F_n = 2\pi\sigma_1 (R^2 - \rho^2)^{1/2} \sin \phi = 2\pi\sigma_1 (R^2 - \rho^2)/R. \quad (31)$$

Из выражений (18), (24), (25), (30) и условия $\omega = \partial W/\partial N$ определяем параметры поверхностного солитона в случае $|\sigma_2/\sigma_1| \ll 1$

$$\begin{aligned} R &\cong \tilde{R}(1 - \sigma_2/2\sigma_1), & \rho &\cong -\tilde{R}\sigma_2/\sigma_1, & V &\cong \tilde{V}(1 - 3\sigma_2/2\sigma_1), \\ \omega &\cong \tilde{\omega}(1 + \sigma_2/2\sigma_1), & N &\cong \tilde{N}(1 - 3\sigma_2/2\sigma_1), & W &\cong \tilde{W}(1 + \sigma_2/2\sigma_1), \\ W/N &\cong \tilde{W}/\tilde{N}(1 + 2\sigma_2/\sigma_1), \end{aligned} \quad (32)$$

где величины со знаком тильда, соответствующие параметрам солитона в отсутствии поверхностной анизотропии, равны [1]

$$\begin{aligned} \tilde{R} &\cong 2r_0 \frac{\omega_0}{\tilde{\omega}}, & \tilde{V} &\cong \frac{2\pi}{3} R^3, & \tilde{\omega} &\cong 2\omega_0 \left(\frac{N_3}{3\tilde{N}} \right)^{1/3}, & \tilde{N} &\cong \frac{2M_0}{g} \tilde{V}, \\ \tilde{W} &= 2\pi\sigma_1 \tilde{R}^2. \end{aligned} \quad (33)$$

Из (32) следует, что в случае поверхностной анизотропии типа «легкая плоскость» ($\sigma > 0$) объем поверхностного солитона увеличивается, а частота прецессии уменьшается с ростом величины константы поверхностной анизотропии $|\beta_s|$. В случае поверхностной анизотропии типа «легкая ось» ($\sigma > 0$) объем уменьшается, а частота поверхностного солитона увеличивается с ростом $|\beta_s|$.

3. Двумерные краевые прецессионные солитоны

Рассмотрим краевые прецессионные солитоны в $2D$ -магнетике. В этом случае осесимметричное решение системы уравнений (7), (8), удовлетворяющее граничным условиям (9), (10) в отсутствие закрепления спинов на поверхности, имеет вид (13), (14), где $D = 2$ — размерность пространства, $r = (x^2 + z^2)^{1/2}$. Распределение угла $\nu(r)$ в $2D$ -краевом прецессионном солитоне описывается на больших r асимптотической формулой (13), формулами (16) при $\Omega \ll 1$ и (14) при $1 - \Omega \ll 1$, где $f_D = f_2$ — функция с областью локализации порядка единицы. При $0 < 1 - \Omega < 1$ вычисление распределения $\nu(r)$ солитона необходимо производить численно.

На рис. 3 (кривая 1) показана зависимость $\omega(N)$ для $2D$ -краевых прецессионных солитонов при $\omega_H = 0$ в отсутствие закрепления спинов на поверхности ферромагнетика. Кривая 2 представляет для сравнения зависимость $\omega(N)$ для $2D$ -объемных прецессионных солитонов [11,12]. При одинаковых значениях числа магнонов N частота $2D$ -краевых солитонов меньше частоты объемных прецессионных солитонов. Как и в случае $2D$ -объемных прецессионных солитонов [11,12],

частота $2D$ -краевых прецессионных солитонов монотонно убывает с ростом N . Условия стабильности $2D$ -краевых прецессионных солитонов по отношению к малым возмущениям $\partial\omega/\partial N < 0$, полученные методом Ляпунова [11,12,19,20] с учетом граничных условий (9), (10), выполняются во всей их области существования $0 < \omega < \omega_0$.

Частоту прецессии $2D$ -краевых солитонов можно получить аналитически в двух предельных случаях $\Omega \ll 1$ и $1 - \Omega \ll 1$. При $\Omega \ll 1$

$$\omega = \omega_0(N_2/2N)^{1/2}, \quad (34)$$

где N_2 — характерное число спиновых отклонений, равное максимальному числу магнов на площадке радиуса r_0

$$N_2 = 2\pi (ar_0^2) M_0/g \gg 1, \quad (35)$$

где a — постоянная решетки.

При $1 - \Omega \ll 1$ число спиновых отклонений N в основном приближении по малому параметру $(\omega - \omega_0)/\omega_0$ не зависит от частоты

$$N \cong 0.9N_2. \quad (36)$$

Для анализа влияния поверхностной анизотропии на $2D$ -краевые солитоны воспользуемся моделью, аналогичной рассмотренной выше модели $3D$ -поверхностного солитона. Пусть при $\Omega \ll 1$ распределение $\nu(r)$ однородно в области $2D$ -полуплоскости, ограниченной кривой L_1 , описываемой зависимостью $R(\Psi)$, и отрезком границы солитон-вакуум L_2 ; L_0 — граница ферромагнетик-вакуум вне солитона; $\Sigma_0 = a\sigma_0$ (23), $\Sigma_1 = a\sigma_1$ (18), $\Sigma_2 = a\sigma_2$ (22) — линейные плотности энергии границ на соответствующих кривых L_0, L_1, L_2 . Поскольку избыточное давление газа магнов $p_1 - p_2$ внутри солитона постоянно, то кривая L_1 представляет собой круговой сегмент радиуса R .

Радиус солитона R (см. (25), где $D = 2$) определяется, как и ранее, из условия равенства избыточного давления газа магнов $p_1 - p_2$ на контур L_1 и давления $2\sigma_1/R$, возникающего вследствие искривления этого контура. Условия равенства нормальных составляющих сил, действующих на границы L_0 и L_2 , выполняются автоматически. Краевой угол ϕ в точке соприкосновения внутренней границы солитона с

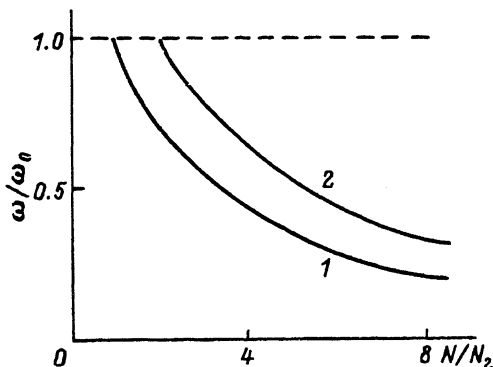


Рис. 3. Зависимость приведенной частоты ω/ω_0 от N/N_2 .
1 — $2D$ -краевые солитоны, 2 — $2D$ -объемные солитоны.

поверхностью ферромагнетика, а также параметр ρ , характеризующий отклонение центра солитона от поверхности ферромагнетика, описываются формулой (30).

В результате находим следующие выражения для параметров солитона

$$\begin{aligned}
 R &\cong \tilde{R} \left(1 - 2\sigma_2/\pi\sigma_1\right), \quad \rho \cong -\tilde{R}\sigma_2/\sigma_1, \quad S \cong \tilde{S} \left(1 - 4\sigma_2/\pi\sigma_1\right), \\
 \omega &\cong \tilde{\omega} \left(1 + 2\sigma_2/\pi\sigma_1\right), \quad N \cong \tilde{N} \left(1 - 4\sigma_2/\pi\sigma_1\right), \quad W \cong \tilde{W} \left(1 + 2\sigma_2/\pi\sigma_1\right), \\
 W/N &\cong \tilde{W}/\tilde{N} \left(1 + 6\sigma_2/\pi\sigma_1\right),
 \end{aligned} \tag{37}$$

где соответствующие параметры краевого солитона в отсутствие поверхностной анизотропии равны

$$\begin{aligned}
 \tilde{R} &\cong \tau_0 \frac{\omega_0}{\tilde{\omega}}, \quad \tilde{S} \cong \frac{\pi}{2} R^2, \quad \tilde{\omega} \cong \omega_0 \left(\frac{N_2}{2\tilde{N}}\right)^{1/2}, \\
 \tilde{N} &\cong \frac{2M_0}{g} \tilde{S}a, \quad \tilde{W} = \pi\sigma_1 \tilde{R}a.
 \end{aligned} \tag{38}$$

Сравнивая (37), (38) с (32), (33), легко видеть, что качественно влияющие закрепления на параметры $2D$ -краевых солитонов не отличается от влияния его на параметры $3D$ -поверхностных солитонов.

Таким образом, в данной работе исследовано влияние поверхностной магнитной анизотропии на параметры прецессионных $3D$ -поверхностных и $2D$ -краевых солитонов в одноосных обменных ферромагнетиках. На основе простейшей модели проанализирована зависимость размера, формы и частоты этих солитонов от величины и знака константы поверхностной анизотропии. Приведенные результаты применимы для сравнительно узкой области частот и малой величины константы поверхностной анизотропии. Детальные расчеты таких солитонов во всей области их устойчивости и в широком интервале значений β_s могут быть выполнены посредством варьирования функции Лагранжа системы (4), однако это невозможно осуществить без применения численных методов. Можно ожидать, что анализ солитонов при больших значениях константы поверхностной анизотропии позволит обнаружить качественно новые эффекты, например коллапс $3D$ -поверхностных и $2D$ -краевых солитонов в случае положительной константы поверхностной анизотропии ($\beta_s > 0$) и их отрыв от поверхности или края ферромагнетика в случае отрицательной константы поверхностной анизотропии ($\beta_s < 0$).

Отметим также, что проведенный выше анализ нетрудно обобщить на широкий класс материалов, описываемых нелинейным уравнением Шриденгера и скалярной полевой моделью [21].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-2018).

Список литературы

- [1] Вaшкoвский A.В., Мурмужев B.A. Письма в ЖЭТФ **11**, 4, 215 (1970).
- [2] Вендик O.Г., Калинин B.A., Чарторижский Д.Н. ФТТ **16**, 9, 2757 (1974).
- [3] Звездин A.K., Попков A.Ф. ЖЭТФ **84**, 2, 606 (1983).
- [4] Калинин B.A., Ковшиков Н.Г., Славин A.Н. Письма в ЖЭТФ **38**, 7, 343 (1983).
- [5] Kalinik B.A., Kovshikov N.G., Slavin A.N. Phys. Rev. **B42**, 8658 (1990).
- [6] Сукстанский A.Л., Тарасенко C.B. ФТТ **35**, 2, 270 (1993).
- [7] Беспятыx Ю.И., Дикштейн И.Е. ФТТ **35**, 5, 1175 (1993).
- [8] Ковалев A.C. ФТТ **35**, 8, 1935 (1993).
- [9] Boardman A.D., Bespyatykh Yu.I., Dikshtein I.E., Nikitov S.A. Phys. Rev. **B50**, 13435 (1994).
- [10] Bespyatykh Yu.I., Dikshtein I.E., Nikitov S.A. Phys. Lett. **A184**, 198 (1994).
- [11] Косевич A.M., Иванов B.A., Ковалев A.C. Нелинейные волны намагниченности. Топологические и динамические солитоны. Киев 189 с.
- [12] Косевич A.M., Иванов B.A. ЖЭТФ **72**, 5, 2000 (1977).
- [13] Филиппов B.Н. ФТТ **9**, 5, 1339 (1967).
- [14] Филиппов B.Н. Препринт ИФМ УНЦ АН СССР № 80. Свердловск (1980). 63 с.
- [15] Барьяхтар В.Г., Клепиков В.Ф., Соболев В.Л. ФТТ **13**, 6, 1454 (1971).
- [16] Барьяхтар В.Г., Клепиков В.Ф., Соболев В.Л. ФТТ **13**, 11, 3517 (1971).
- [17] Беспятыx Ю.И., Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В. ФТТ **22**, 11, 3335 (1980).
- [18] Беспятыx Ю.И., Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В. ФТТ **23**, 12, 3652 (1981).
- [19] Кумар A., Нисиченко В.П., Рыбаков Ю.П. Изв. вузов. Физика **56**, 1, 1 (1981).
- [20] Барьяхтар И.В., Иванов B.A. ЖЭТФ **85**, 2, 328 (1983).
- [21] Makhankov V.G. Phys. Rep. **35**, 1, 1 (1978).