УДК 537.6, 538.9

В. В. Куліш
Національний технічний університет України «Київський Політехнічний Інститут», м. Київ

СПІНОВІ ХВИЛІ У ФЕРОМАГНІТНІЙ НАНООБОЛОНЦІ. ВРАХУВАННЯ ЕФЕКТІВ ДИСИПАЦІЇ У КОРОТКОХВИЛЬОВОМУ НАБЛИЖЕННІ

У роботі теоретично досліджено спінові збудження у нанооболонці з одновісного феромагнетику типу «легка вісь». Для дипольно-обмінних збуджень у магнітостатичному наближенні отримано рівняння для магнітного потенціалу з урахуванням дисипативних ефектів та анізотропії. Для короткохвильових спінових збуджень отримано дисперсійне рівняння, характерний час згасання та спектр радіальних хвильових чисел. Отримані обмеження на кількість можливих радіальних та азимутальних мод спінових збуджень. За допомогою числових оцінок показано, що короткохвильове наближення є застосовним для типових нанооболонок.

Ключові слова: феромагнітна нанооболонка, спінове збудження, дипольно-обмінна теорія.

Вступ. Останнім часом спінові хвилі у нанорозмірних системах – тонких феромагнітних плівках, квантових точках, нанодротах та інших наносистемах – інтенсивно досліджуються як теоретично, так і експериментально [1–4]. Актуальність досліджень спінових збуджень у наноструктурах обумовлена, зокрема, перспективами їх застосувань у техніці – для створення нових пристроїв зберігання та передачі інформації [5, 6], нових обчислювальних пристроїв [7], у біології [8] тощо. Відомо, що картина спінових хвиль у наносистемі сильно залежить від її форми та розмірів, тому спінові збудження досліджуються окремо в різних типах наносистем.

Особливий інтерес для вивчення представляють собою спінові хвилі у композитних наносистемах, зокрема, спінові збудження у феромагнітних нанооболонках – композитних наночастинках, що складаються з діелектричного ядра та тонкої металевої оболонки. Перші металеві нанооболонки, синтезовані в кінці 1990-х, складались з немагнітних матеріалів і тому представляли інтерес для вивчення переважно через їх оптичні властивості, зокрема, досліджувався плазмонний резонанс у таких системах [9, 10]. Проте, в останні роки були синтезовані нанооболонки з феромагнітного матеріалу [11], що робить дослідження спінових збуджень у таких системах актуальним.

Відомо, що ефекти, пов'язані з дисипацією енергії, можуть як суттєво впливати на картину спінових хвиль у системі, так і бути нехтовно малими (в залежності від частоти хвилі, розмірів, форми та матеріалу системи та інших факторів), див., наприклад, [12]. Тому при дослідженні спінових хвиль у наносистемах, взагалі, необхідно враховувати дисипативні ефекти.

Дана робота присвячена теоретичному дослідженню спінових хвиль у сферичній феромагнітній нанооболонці. Для спінової хвилі у такій структурі знайдено диференційне рівняння для магнітного потенціалу з урахуванням ефектів поглинання, магнітної диполь-дипольної взаємодії, обмінної взаємодії та анізотропії, а також спектр радіальних хвильових чисел. Для випадку короткохвильових спінових збуджень знайдено дисперсійне відношення, характерний час згасання спінового збудження та спектр радіальних хвильових чисел. Застосовність наближення короткохвильових спінових збуджень для типових нанооболонок підтверджено числовими оцінками.

Постановка задачі. Розглянемо сферичну нанооболонку, що складається з немагнітної серцевини та феромагнітної металевої оболонки. Внутрішній радіус оболонки позначимо a, зовнішній – b.

Нехай феромагнетик, з якого складається оболонка, має локально тип «легка вісь», так що рівноважна намагніченість $\boldsymbol{M}_0$ всюди у оболонці спрямована радіально та є також постійною за модулем. Будемо вважати, що феромагнетик характеризується наступними параметрами: константа одновісної анізотропії β (вважається постійною), константа обмінної енергії α. Гіромагнітне відношення феромагнетику γ будемо вважати фіксованим і відомим. Згасання для спінових хвиль у оболонці вважаємо суттєвим, залишаючи релаксаційний доданок у рівнянні Ландау-Ліфшица. Оскільки типові нанооболонки мають товщину порядку кількох нанометрів та розміри порядку десятків нанометрів, хвильові числа для спінових збуджень лежать в інтервалі, в якому ми маємо застосовувати дипольно-обмінне наближення, враховуючи як магнітну диполь-дипольну взаємодію, так і обмінні ефекти.

Нехай у описаній вище феромагнітній оболонці розповсюджуються у азімутально-полярних напрямках спінові коливання (стоячі хвилі) з малими збуреннями густини магнітного моменту та, відповідно, магнітного поля. Таким чином, для збурення $\boldsymbol{m}$ густини магнітного моменту ($\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_0 + \boldsymbol{m}$, де $\boldsymbol{M}$ – загальна густина магнітного моменту) виконується $|\boldsymbol{m}| << |\boldsymbol{M}_0|$, для збурення $\boldsymbol{h}$ напруженості магнітного поля $|\boldsymbol{h}| << |\boldsymbol{H}_0^{(i)}|$, де $\boldsymbol{H}_0^{(i)}$ – рівноважне значення напруженості магнітного поля всередині феромагнетику.

Задача даної роботи полягає у знаходженні дисперсійного відношення та спектру радіальних хвильових чисел для таких коливань.

Теоретичне підґрунтя. Рівняння для магнітного потенціалу. Запишемо рівняння Ландау-Ліфшица для нашої системи, використовуючи релаксаційний член у формі Гільберта: $\boldsymbol{T_G} = \frac{\alpha_G}{M}\left[\boldsymbol{M} \times \frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t}\right]$, де α_G – параметр дисипації. Тоді лінеарізоване рівняння Ландау-Ліфшица має вигляд [13]

$$\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial t} = \gamma\left(\boldsymbol{M_0} \times \left(\boldsymbol{h} + \alpha \sum_i \frac{\partial^2 \boldsymbol{m}}{\partial x_i^2} + \beta \boldsymbol{n}(\boldsymbol{mn}) - \frac{1}{M_0^2}\left(\boldsymbol{M_0 H_0^{(i)}} + \beta(\boldsymbol{M_0 n})^2\right)\boldsymbol{m} + \frac{\alpha_G}{\gamma M_0}\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial t}\right)\right), \quad (1)$$

тут $\boldsymbol{n}$ – одиничний вектор у напрямку осі анізотропії системи. У сферичних координатах (r, θ, φ) та для величин $\boldsymbol{m}$ та $\boldsymbol{h}$ у вигляді періодичних коливань $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{m_0}(r,\theta,\varphi)\exp(i\omega t)$, $\boldsymbol{h}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{h_0}(r,\theta,\varphi)\exp(i\omega t)$ з міркувань симетрії, враховуючи також $\boldsymbol{M_0} \parallel \boldsymbol{H_0^{(i)}} \parallel \boldsymbol{n} \parallel \boldsymbol{e_r}$, $\boldsymbol{m_0} \perp \boldsymbol{e_r}$, де $\boldsymbol{e_r}$ – радіальний орт, вираз (1) можна переписати наступним чином:

$$i\omega \boldsymbol{m_0} = \gamma\left(M_0 \boldsymbol{e_r} \times \left(\boldsymbol{h_0} + \alpha \sum_i \frac{\partial^2 \boldsymbol{m_0}}{\partial x_i^2} - \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} - \frac{i\alpha_G \omega}{\gamma M_0}\right)\boldsymbol{m_0}\right)\right). \quad (2)$$

Для отримання повної системи рівнянь, що пов'язують магнітне поле та густину магнітного моменту, використаємо магнітостатичне наближення [13]: $\boldsymbol{h} = -\nabla\Phi$, $\boldsymbol{h_0} = -\nabla\Phi_0$, де Φ – магнітний потенціал, Φ_0 – потенціал амплітуди збурення поля $\boldsymbol{h_0}$ ($\Phi = \Phi_0(\boldsymbol{r})\exp(i\omega t)$). Тоді з рівняння Максвелла $\operatorname{div}\boldsymbol{h} = -4\pi \cdot \operatorname{div}\boldsymbol{m}$ отримуємо шукане співвідношення:

$$\operatorname{div}\boldsymbol{m_0} = \Delta\Phi_0/(4\pi). \quad (3)$$

Виключимо з системи рівнянь (2), (3) збурення густини магнітного моменту $\boldsymbol{m_0}$. Для цього перепишемо (2) у вигляді

$$-\frac{i\omega}{\gamma M_0}\boldsymbol{e_r} \times \boldsymbol{m_0} = -\nabla\Phi_0 + \alpha\Delta\boldsymbol{m_0} - \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} - \frac{i\alpha_G\omega}{\gamma M_0}\right)\boldsymbol{m_0} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial r}\boldsymbol{e_r}. \quad (4)$$

Візьмемо дивергенцію від обох частин рівняння. Використовуючи (3), після деяких перетворень ми отримаємо

$$\begin{gathered}\left(\frac{\omega^2}{\gamma^2 M_0^2} - \left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta - \frac{i\alpha_G\omega}{\gamma M_0} - \alpha\Delta\right)\left(\left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta - \frac{i\alpha_G\omega}{\gamma M_0}\right) + 4\pi - \alpha\Delta\right)\right)\Delta\Phi_0 + \\ +4\pi\left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta - \frac{i\alpha_G\omega}{\gamma M_0} - \alpha\Delta\right)\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \Phi_0}{\partial r}\right) = 0.\end{gathered} \quad (5)$$

Аналогічне рівняння можна отримати для системи з циліндричною симетрією, див., наприклад [14, 15]. Розв'язок такого рівняння шукається у вигляді лінійної комбінації циліндричних функцій. Яки ми побачимо далі, ми можемо розв'язати задачу аналогічним чином у випадку, коли спінові збудження є короткохвильовими, так що $ka >> l$.

Дисперсійне рівняння. Використовуючи рівняння (5), знайдемо дисперсійне рівняння для спінових збуджень у системі, яку ми моделюємо. Підставимо спочатку розв'язок рівняння (5) у вигляді

$$\Phi_0(r,\theta,\varphi) = \left(A_1 j_l(kr) + A_2 n_l(kr)\right)Y_{lm}(\theta,\varphi), \quad (6)$$

тут j_l, n_l – сферичні функції Бесселя та Неймана порядку l, відповідно, Y_{lm} – сферичні поліноми, k – радіальне хвильове число, A_1, A_2 – константи. Ми отримаємо

$$\begin{gathered}-\left(\frac{\omega^2}{\gamma^2 M_0^2} - \left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta + \alpha k^2 - \frac{i\alpha_G\omega}{\gamma M_0}\right)\left(\left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta - \frac{i\alpha_G\omega}{\gamma M_0}\right) + 4\pi + \alpha k^2\right)\right)k^2 + \\ +4\pi\left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta + \alpha k^2 - \frac{i\alpha_G\omega}{\gamma M_0}\right)\left(\frac{l(l+1)}{r^2} - k^2\right) = 0\end{gathered}. \quad (7)$$

Рівняння (7) не можна вважати дисперсійним відношенням, оскільки воно містить змінний доданок $l(l+1)/r^2$. Проте, якщо коливання є короткохвильовими, так що $ka >> l$, ми можемо знехтувати у рівнянні (7) змінним доданком $l(l+1)/r^2$ порівняно з k^2. Справді, за умови $ka >> l$ виконується також $k^2r^2 >> l(l+1)$ для всіх $r \in [a,b]$. Таким чином, в цьому наближенні ми можемо переписати рівняння (7) у вигляді

$$-\left(\omega^2/(\gamma^2M_0^2)-\left(H_0^{(i)}/M_0+\beta+\alpha k^2-i\alpha_G\omega/(\gamma M_0)\right)\left(\left(H_0^{(i)}/M_0+\beta-i\alpha_G\omega/(\gamma M_0)\right)+4\pi+\alpha k^2\right)\right)k^2+ \\ +4\pi\left(H_0^{(i)}/M_0+\beta+\alpha k^2-i\alpha_G\omega/(\gamma M_0)\right)\left(-k^2\right)=0 , \quad (8)$$

або, оскільки за $ka>>l$ виконується $k \neq 0$,

$$\omega^2/(\gamma^2M_0^2)-\left(H_0^{(i)}/M_0+\beta+\alpha k^2-\frac{i\alpha_G\omega}{\gamma M_0}\right)\left(\left(H_0^{(i)}/M_0+\beta-i\alpha_G\omega/(\gamma M_0)\right)+4\pi+\alpha k^2\right)+ \\ +4\pi\left(H_0^{(i)}/M_0+\beta+\alpha k^2-i\alpha_G\omega/(\gamma M_0)\right)=0 . \quad (9)$$

Звідси (з урахуванням $\gamma<0$) ми отримуємо для частоти

$$\omega=-\gamma M_0\sqrt{\left(H_0^{(i)}/M_0+\beta-i\alpha_G\omega/(\gamma M_0)\right)^2+2\alpha\left(H_0^{(i)}/M_0+\beta-i\alpha_G\omega/(\gamma M_0)\right)k^2+\alpha^2k^4}= \\ =-\gamma M_0\left(\beta+H_0^{(i)}/M_0-i\alpha_G\omega/(\gamma M_0)+\alpha k^2\right) , \quad (10)$$

або після групування доданків, що містять частоту, у обох частинах цього рівняння, отримуємо

$$\omega=\frac{|\gamma|M_0}{1+\alpha_G^2}\left(1+i\alpha_G\right)\left(\beta+\frac{H_0^{(i)}}{M_0}+\alpha k^2\right) \quad (11)$$

для частоти, або

$$k=\sqrt{\frac{1}{\alpha}\left(\frac{\omega}{|\gamma|M_0}\left(1-i\alpha_G\right)-\beta-\frac{H_0^{(i)}}{M_0}\right)}. \quad (12)$$

для хвильового числа. Відповідно, характерний час згасання хвилі за умови дійсного хвильового числа запишеться

$$\tau=\frac{2\pi}{\operatorname{Im}\omega}=\frac{2\pi\left(1+\alpha_G^2\right)}{|\gamma|M_0\alpha_G\left(\beta+H_0^{(i)}/M_0+\alpha k^2\right)} . \quad (13)$$

Зауважимо, що дисперсійне рівняння (12) співпадає з отриманим для для спінових хвиль у тонкому циліндричному нанодроті [14, 15] та – за умови нехтування дисипацією – з відомими дисперсійним рівнянням для спінових хвиль у тонкій плівці [16]. Отже, ми можемо зробити висновок, що для досить малої (принаймні по одному виміру) наносистеми картина спінових хвиль стає квазіодновимірною, причому критерієм переходу для нанооболонки є умова $ka >> l$, тобто умова досить коротких хвиль, великого розміру оболонки або малого номеру азимутальної моди.

Спектр хвильових чисел. Знайдемо спектр радіальних хвильових чисел k у системі, яку ми розглядаємо. Ця задача, взагалі, потребує розв'язку рівняння для магнітного потенціалу разом з граничними умовами для магнітного поля для обох векторів $\boldsymbol{B}$ і $\boldsymbol{H}$ як всередині, так і ззовні оболонки. Таким чином, ми можемо отримати ще одне (крім отриманого дисперсійного рівняння) відношення між частотою ω спинової хвилі та хвильовим числом k, що і задасть шуканий спектр. Цей метод вимагає чисельних розрахунків, проте, для нанооболонки з немагнітним зовнішнім матеріалом ми можемо вибрати граничні умови, які дозволяють отримати шуканий спектр в аналітичному вигляді. Для нашої задачі має сенс використовувати «закріплені» граничні умови разом з умовою неперервності нормальної компоненти потоку енергії. Оскільки густина магнітного моменту ззовні оболонки дорівнює нулю, ми отримуємо $\boldsymbol{m}|_{r=a,b}=0$, $\partial\boldsymbol{m}/\partial\rho|_{r=a,b}=0$.

Використаємо рівняння Максвелла (4) для перетворення цих граничних умов на граничні умови для магнітного потенціалу. Ми отримаємо $\Delta\Phi|_{r=a,b}=0$, або з (8) $k^2\Phi=0$. Звідси, зауваживши, що у короткохвильовому наближенні $k \neq 0$, отримуємо $\Phi_0\big|_{a,b} = 0$, тобто

$$A_1 j_l(ka) + A_2 n_l(ka) = A_1 j_l(kb) + A_2 n_l(kb) = 0\,. \qquad (19)$$

На даному етапі ми, взагалі, маємо розв'язати рівняння для магнітного потенціалу разом з граничними умовами на поверхні оболонки для отримання іншого зв'язку між A_1, A_2 та k. Проте, оскільки ми шукаємо спектр хвильових чисел, а не значення амплітуд хвилі, ми можемо зробити систему (20) повною, розділивши на одну з амплітуд, наприклад, A_1:

$$j_l(ka) + A_2/A_1 \cdot n_l(ka) = j_l(kb) + A_2/A_1 \cdot n_l(kb) = 0\,. \qquad (21)$$

Система (21) задає шуканий спектр в неявному вигляді. Для випадку короткохвильових спінових збуджень ми можемо значно спростити цей вираз і отримати спектр в явному вигляді. Справді, за умови $ka >> l > 1$, ми можемо використати асимптотику функцій Бесселя. Записавши магнітний потенціал у вигляді $\Phi_0(r) = Dr^{-1}\sin(kr+\delta)Y_{lm}(\theta,\varphi)$, де D – константа нормування, а δ – початкова фаза, отримуємо з (21)

$$k = \pi n/(b-a)\,. \qquad (22)$$

Зауважимо, що спектр хвильових чисел (22) є аналогічним до спектру хвильових чисел частинки у одновимірній потенційній ямі, таким чином, в даному наближенні задача стає квазіодновимірною.

Числові оцінки. Зауважимо, що у нанооболонці, яку ми розглядаємо, не можуть бути збуджені моди з довільним значенням квантових чисел *n*, *l* через наявність обмежень на значення цих чисел. Зробимо оцінки кількості мод, що можуть бути збуджені такій системі.

Обмеження на *n* пов'язано з тим, що радіальна довжина півхвилі спінового збудження, з одного боку, не може перевищувати товщину оболонки (яка складає складає одиниці нанометрів для типових нанооболонок), з іншого боку, не може бути менша за обмінну довжину l_{ex}, яка складає одиниці нанометрів для типових феромагнетиків. Це означає, що для типових нанооболонок може бути збуджена тільки перша мода зі значенням хвильового числа $k = \pi/(b-a)$ (або нульова, яку ми не розглядаємо, оскільки у наближенні $ka >> l,\ k \neq 0$).

Обмеження на число *l* можна отримати з аналогічних міркувань: оскільки максимальна азимутальна довжина хвилі має порядок $2\pi r_0/l$, де середній радіус оболонки $r_0 = (a+b)/2$ складає одиниці або десятки нанометрів для типових нанооболонок, а мінімальна також обмежена обмінною довжиною, для типових феромагнітних нанооболонок можна збудити тільки перші $N \sim 2\pi r_0/l_{ex} \sim 10$ азимутальних мод.

Зробимо числові оцінки для частот спінового збудження. З наведених вище обмежень на довжину хвилі ми можемо сказати, що хвильове число *k* для типової нанооболонки має порядок величини 10^6–10^7 см$^{-1}$. Для типових феромагнетиків β~1, α~10^{-12} см$^{-2}$, α_G<<1, так що для типових значень гіромагнітного відношення та рівноважної намагніченості γ=10^7 Гц/Гс, M_0=10^3 Гс частота спінового збудження, згідно (11), має порядок 10^{10} Гц на всьому інтервалі хвильових чисел. Характерний час згасання спінової хвилі, обрахований з умови (13), складає 10^{-5}–10^{-9} с (оскільки для типових феромагнетиків α_G лежить в діапазоні 10^{-1}–10^{-5}).

Нарешті, проаналізуємо застосовність короткохвильового наближення $ka >> l$ для типових нанооболонок. У відповідності з наведеними вище міркуваннями $ka = \pi a/(b-a) \sim 10^2$ для типових нанооболонок, у той час як $l \leq N \sim 10$ для типових нанооболонок. Отже, ми можемо стверджувати, що для типових феромагнітних нанооболонок короткохвильове наближення, в якому ми працюємо, виконується.

Підсумки і зауваження. Таким чином, нами досліджені дипольно-обмінні спінові коливання у сферичній нанооболонці з феромагнетику, що має тип «легка вісь». Отримано рівняння для магнітного потенціалу малих спінових збуджень у такій системі з урахуванням ефектів, пов'язаних з дисипацією енергії. Для коротких спінових збуджень (або великого розміру оболонки чи малого номеру азимутальної моди, так що виконуєтся *ka*>>*l*, де *k* – радіальне хвильове число, *a* – внутрішній радіус оболонки, *l* – номер азимутальної моди) отримане дисперсійне відношення та характерний час згасання спінового збудження (за умови дійсного хвильового числа). Крім того, отримано спектр радіальних хвильових чисел для таких спінових збуджень. З обмежень на довжину хвилі спінового збудження отримано обмеження на кількість радіальних та азимутальних мод коливань. Застосовність короткохвильового наближення для типових нанооболонок підтверджено числовими оцінками.

Можливі подальші дослідження в даному напрямку включать в себе:

- отримання точного розв'язку рівняння для магнітного потенціалу (5) та, відповідно, точного дисперсійного відношення;
- проведення подібних розрахунків для іншої конфігурації намагніченості нанооболонки та іншого типу феромагнетику.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Stapele R. P. The spin-wave spectrum of layered magnetic thin films / R. P. van Stapele, F. J. A. M. Greidanus, J. W. Smits // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol. 57. – P. 1282–1290.
2. Kalinikos B. A. Envelope solitons of highly dispersive and low dispersive spin waves in magnetic films / B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, A. N. Slavin // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol. 69. – P. 5712–5717.
3. Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron-size magnetic wires / J. Jorzick, S. O. Demokritov, C. Mathieu et al. // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 60. – P. 15194.
4. Spin waves in magnetic wires: a Brillouin study / S.M. Chérif, Y. Roussigné, C. Dugautier, P. Moch // J. Magn. Magn. Mater. – 2000. – Vol. 222. – P. 337–346.
5. Neusser S. Magnonics: spin waves on the nanoscale / S. Neusser, D. Grundler // Advanced Materials. – 2009. – Vol. 21. – P. 2927–2932.
6. Chappert C. The emergence of spin electronics in data storage / C. Chappert, A. Fert, F.N. Van Dau // Nature Materials. – 2007. – Vol. 6. – P. 813–823.
7. Realization of spin-wave logic gates / T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven et al. // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 92, Iss. 2. – 022505.
8. Micro-engineered local field control for high-sensitivity multispectral MRI / G. Zabow, S. Dodd, J. Moreland, A. Koretsky // Nature. – 2008. – Vol. 453. – P. 1058–1063.
9. Averitt R. D. Plasmon Resonance Shifts of Au-Coated Au_2S Nanoshells: Insight into Multicomponent Nanoparticle Growth / R. D. Averitt, D. Sarkar, N. J. Halas // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78. – P. 4217–4220.
10. Hybridization Model for the Plasmon Response of Complex Nanostructures / E. Prodan, C. Radloff, N. J. Halas, P. Nordlander // Science. – 2003. – Vol. 302. – P. 419–422.
11. Sonochemical synthesis of ferromagnetic core–shell Fe_3O_4–FeP nanoparticles and FeP nanoshells / C. G. Hu, Y. Lic, J. P. Liu et al. // Chem. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 428. – P. 343–347.
12. Wu C. Spin Wave Resonance and Relaxation in Microwave Magnetic Multilayer Structures and Devices: Thesis of Disser. for Ph.D. / Wu Cheng. – New York, 2008. – 104 p.
13. Ахиезер А. И. Спиновые волны / А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский. – М.:Наука, 1967. – 368 с.
14. Arias R. Theory of spin excitations and the microwave response of cylindrical ferromagnetic nanowires / R. Arias, D.L. Mills // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 63. – 134439.
15. Spin waves in a periodically layered magnetic nanowire / V. V. Kruglyak, R. J. Hicken, A. N. Kuchko, V. Yu Gorobets // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 98. – P. 014304.
16. Kruglyak V. V. Spin-wave spectrum of an ideal multilayer magnet upon modulation of all parameters of the Landau-Lifshitz equation / V. V. Kruglyak, A. N. Kuchko, V. I. Finokhin // Physics of the Solid State. – 2004. – Vol. 46. – P. 867–871.

Надійшло до редакції 13.12.2013 р.

РЕЗЮМЕ

В работе теоретически исследованы спиновые возбуждения в нанооболочке из одноосного ферромагнетика типа «легкая ось». Для дипольно-обменных возбуждений в магнитостатическом приближении получено уравнение для магнитного потенциала с учетом диссипативных эффектов и анизотропии. Для коротковолновых спиновых возбуждений получено дисперсионное уравнение, характерное время затухания и спектр радиальных волновых чисел. Получены ограничения на количество возможных радиальных и азимутальных мод спиновых возбуждений. С помощью числовых оценок показано, что используемое в работе коротковолновое приближение применимо для типичных нанооболочек.

Ключевые слова: ферромагнитная нанооболочка, спиновое возбуждение, дипольно-обменная теория.

SUMMARY

In the paper, spin excitations in a nanoshell comprised of an uniaxial ferromagnet of the "easy axis" type are investigated theoretically. For dipole-exchange excitations, an equation for the magnetic potential in magnetostatic approximation is obtained with accounting for the dissipative effects and the anisotropy. For short-wave spin excitations, a dispersion relation, a characteristic damping time and a radial wavenumber spectrum is obtained. Limitations on the number of possible radial and azimuthal modes of spin excitations are obtained. It is shown (via numerical evaluations) that the short-wave approximation used in the paper is applicable for typical nanoshells.

Keywords: ferromagnetic nanoshell, spin excitation, dipole-exchange theory.