Матеріали X міжнародної наукової міждисциплінарної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених

Шевченківська весна

Частина I

Кібернетика

Межі сучасної математики

Фізика

Київ, 19-23 березня 2012 року

Гіроскопічна динаміка вихорів на сферичній поверхні

М. І. Слойка, В. П. Кравчук, Д. Д. Шека

Магнітний вихор утворює основний стан в наночастинках магнітом'якого матеріалу при розмірах порядку сотень нанометрів. Збудження гіроскопічної динаміки вихору дозволяє керувати процесами перемикання полярності вихору з перспективою застосування в надщвидкій магнітній оперативній пам'яті. Теоретичний розрахунок гіроскопічної динаміки вихору на сферичній поверхні свідчить, що гірочастота в магнетиках сферичної форми менша за частоту в диску. Проведено аналіз залежності гірочастоти від аспектного відношення. Аналітичні розрахунки підтверджено проведеними мікромагнітними моделюваннями.

Вступ

Завдяки сучасним досягненням в нанотехнології стало можливим виготовлення різноманітних низьковимірних діелектричних, металевих та напівпровідникових систем складної геометрії. Одним з таких перспективних об'єктів є магнітні частинки нанометрового розміру. Розподіл намагніченості в наночастинках може бути неоднорідним, якщо характерний розмір частинки перевищує деякий критичний розмір, що становить для типових магнітом'яких матеріалів 10 нм. Завдяки нетривіальним топологічним властивостям і нелінійному характеру взаємодії, еволюція неоднорідних станів в наномагнетиках — це динаміка неодновимірних топологічних солітонів, зокрема, вихорів. Нещодавні прямі експериментальні спостереження вихорів в таких системах доводять, що вихори можуть бути переважним енергетичним станом в таких наноелементах. Саме магнітні вихори забезпечують стабільний запис інформації (біт) при розмірах порядку 100 нм. Магнітні наночастинки у вихровому стані та їх структури є дуже перспективними кандидатами для носіїв накопичувальної пам'яті високої щільності, оперативної пам'яті високої швидкості і мініатюрних датчиках.

В останні роки поширився інтерес до поведінки топологічних дефектів, зокрема, вихорів, на кривих поверхнях. Вихори являють собою найпростішу «внутрішньо–поверхневу» топологічну структуру на поверхні, що має неперервний розподіл параметра порядку, такий розподіл характеризується завихреністю. Вихори на кривих поверхнях досліджувались в тонких шарах надтекучих рідин і надпровідників [1, 2]. В магнетиках вихори мають більш складну топологічну структуру та характеризуються додатково полярністю — напрямком намагніченості в вихровому осерді (вгору чи вниз). Одним з наслідків складнішої топології є поява гіроскопічної сили, що залежить як від завихреності, так і полярності і завжди діє на рухомий магнітний вихор. Зв'язок між полярністю вихору та гіроскопічною силою дає змогу ефективно перемикати полярність вихору збудженням гіроскопічної динаміки вихору [3]. Зараз запропоновано різні

шляхи керуванням процесу перемикання полярності: як за допомогою різномагнітних магнітних полів, так і за допомогою електричних струмів [4].

Метою досліджень даної роботи був вплив кривизни поверхні на гіроскопічну динаміку магнітного вихору.

Гіроскопічний рух вихору на сферичній поверхні: теорія та моделювання

Розглянемо магнітом'який наномагнетик, що має форму напівсферичного шару («магнітна шапка»). Відомо, завдяки конкуренції обмінної та магнітодипольної взаємодії основний стан такого магнетика є вихровим, якщо розміри перевищують декілька десятків нанометрів [5]. Отже розглядатиме вихровий стан магнітної шапки. В рівноважному стані вихор розташований на вершині шапки, тобто в центрі напівсферичної поверхні.

Якщо зовнішнім впливом відхилити вихор з центру, він почне рухатись. При незначних відхиленнях (в гармонічному наближенні) можна вважати, що вихор буде рухатися не змінюючи свою форму. Гіроскопічну динаміку вихору можна описати в підході моделі біжучої хвилі, коли намагніченість $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{m}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{X}(t))$, де колективна змінна $\boldsymbol{X}(t)$ — координата центра вихору. Еволюція вихору як цілого визначається рівняннями Тіля [4]:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{X}}{\mathrm{d}t} \times \boldsymbol{G} - \frac{\partial E}{\partial \boldsymbol{X}} = 0. \qquad (1)$$

Тут перший доданок описує гіроскопічну силу, $\boldsymbol{G}$ — гіроскопічний вектор, другий доданок — зовнішня сила, що діє на вихор під впливом енергії $E(\boldsymbol{X})$. В гармонічному наближенні $E = k\boldsymbol{X}^2/2$ і баланс сил результує в гіроскопічному русі вихору з частотою $\Omega = k/|\boldsymbol{G}|$.

Основним зовнішнім чинником, що діє на вихор магнітом'якому наномагнетику є магнітостатична взаємодія. Дослідження були проведені раніше для магнетика у формі диску (R — радіус, h — товщина). Теоретичні розрахунки в наближенні малого аспектного відношення ($\varepsilon = h/R$) свідчать про лінійну залежність гірочастоти від аспектного відношення: $\Omega_{\mathrm{disk}} \approx C_{\mathrm{disk}}\Omega_0\varepsilon$, де $C_{\mathrm{disk}} \approx 0.1765$, частота $\Omega_0 = 4\pi\gamma M_S$ (γ — гіромагнітне відношення, M_S — намагніченість насичення). Результати аналітичних розрахунків гірочастоти з [4] добре узгоджуються з даними мікромагнітного моделювання, див. Рис. 1.

Розрахунок гірочастоти для напівсфери проводився в підході рівнянь Тіля (1) з використанням гармонічного наближення для магнітостатичної енергії. При цьому основний внесок до магнітостатичної енергії зумовлений об'ємними магнітостатичними зарядами, що з'являються при відхиленні вихору від центру системи в точку $X = (\vartheta_0, \chi_0)$. Густина об'ємних магнітостатичних зарядів $\lambda(\boldsymbol{r}) = -\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r}) \approx \vartheta_0 \sin\chi/r$. Тут використано сферичні координати (r,ϑ,χ) для радіус–вектора $\boldsymbol{r}$. Розрахунок магнітостатичної енергії для вихору на сферичній шапці в гармонічному наближенні приводить до наступної залежності:

$$E_{\mathrm{ms}} = \frac{M_S^2}{2}\int \mathrm{d}\boldsymbol{r}\int \mathrm{d}\boldsymbol{r}'\frac{\lambda(\boldsymbol{r})\lambda(\boldsymbol{r}')}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|} \approx 4\pi^2 M_S^2 R^2 h\vartheta_0^2 C_{\mathrm{caps}}\varepsilon, \quad \text{де} \quad C_{\mathrm{caps}} \approx 0.1233. \qquad (2)$$

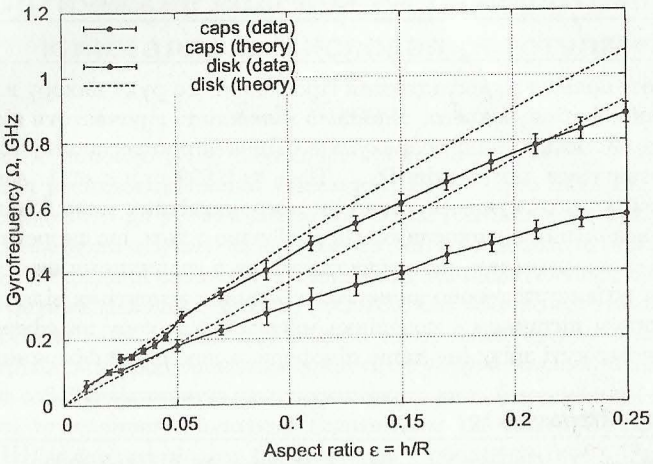

Рис. 1. Залежність гіроскопічної частоти Ω від аспектного відношення ε для дисків (сині криві) та для напівсфер (червоні криві). Штрихові лінії відповідають теоретичним розрахункам (див. текст), символи — даним мікромагнітних моделювань. Параметри моделювань зазначені в тексті.

В результаті баланс сил (1) дозволяє визначити частоту гіроскопічного руху вихору

$$\Omega_{\text{caps}} \approx C_{\text{caps}} \Omega_0 \varepsilon. \tag{3}$$

Для перевірки розрахунків було проведено мікромагнітні моделювання з використанням пакету MAGPAR з використанням параметрів пермалою[1]. Чисельно проводилось інтегрування мікромагнітних рівнянь Ландау—Ліфшиця—Гільберта в широкому діапазоні $\varepsilon = 0.05 \div 0.25$ ($R = 100 \div 150$нм та $h = 5 \div 25$нм). Початково за допомогою релаксаційної процедури стан намагніченості було зрелаксовано до вихрового. Потім імпульсом поля в площині основи півсфери вихор було відхилено від центру. Після цього вихор починав рухатися уздовж спіралі (гіроскопічний рух з урахуванням тертя) до центру. Проводячи Фур'є–аналіз коливань намагніченості було визначено основну (гіроскопічну) частоту руху вихору для різних аспектних відношень. Результати моделювань подано на Рис. 1. Також для порівняння наведено теоретичний асимптотичний розрахунок (3). Результати розрахунків добре узгоджуються з даними моделювання.

[1] Моделювання проводились з використанням пакету MAGPAR версії 0.9 http://www.magpar.net/ з параметрами пермалою: обмінна стала $A = 1.05 * 10^{-11} J/m$, намагніченість насичення $M_S = 1.0T$, стала релаксації $\alpha = 0.01$. Розмір елементарної комірки вибирався змінним: в області знаходження центру вихору комірка мала розмір 2нм, за її межами — 15нм.

Висновки

В роботі проведено дослідження гіроскопічного руху вихору в наночастинках сферичної форми, зокрема, знайдено залежність гірочастоти від аспектного відношення частинки. Дані розрахунків свідчать про те, що частоти менші за відповідні значення для дисків: $\Omega_{\text{caps}}/\Omega_{\text{disk}} \approx 0.699$ при $\varepsilon \ll 1$. Аналітичні залежності добре узгоджуються з даними мікромагнітних моделювань лише при невеликих аспектних відношеннях. Це пов'язано з тим, що теоретичні (лінійні) залежності — асимптотики, що справджуються в граничному випадку малих ε. Планується розвинути теорію на випадок більших аспектних відношень. Окрім того, важливим питанням є поведінка магнітного вихору на сферичній шапці при довільному куті зрізу (не лише півсфери, а довільний сферичний сеґмент).

Список літератури

[1] M.J. Bowick, L. Giomi, Advances in Physics **58**(5), 449 (2009). URL http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00018730903043166

[2] A.M. Turner, V. Vitelli, D.R. Nelson, **82**(2), 1301 (2010). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.1301

[3] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K.W. Chou, T. Tyliszczak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Bruckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C.H. Back, G. Schütz, Nature **444**(7118), 461 (2006). URL http://dx.doi.org/10.1038/nature05240

[4] Y. Gaididei, V.P. Kravchuk, D.D. Sheka, International Journal of Quantum Chemistry **110**(1), 83 (2010). URL http://dx.doi.org/10.1002/qua.22253

[5] D.D. Sheka, A.O. Vidil, in *Proceeding of X International Young Scientists' Conference on Applied Physics, June 16-19, 2010, Kiev, Ukraine* (2010), pp. 72–73. URL http://www.rpd.univ.kiev.ua/downloads/conference/icap/2010.pdf

Автори

Микола Ігорович Слойка — студент 4-го курсу кафедри квантової радіофізики радіофізичного факультету, Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна; E-mail: *sloyka.m.i@gmail.com*

Володимир Петрович Кравчук — кандидат фіз.-мат. наук, науковий співробітник, Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова, Київ, Україна; E-mail: *vkravchuk@bitp.kiev.ua*

Денис Дмитрович Шека — доктор фіз.-мат. наук, доцент кафедри математики та теоретичної радіофізики, Радіофізичний факультет, Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна; E-mail: *sheka@univ.net.ua*