

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ ім. М.М. БОГОЛЮБОВА

**КРАВЧУК ВОЛОДИМИР ПЕТРОВИЧ**

УДК 537.611

**ВИХРОВІ СТАНИ НАНОМАГНЕТИКІВ**

01.04.02 – теоретична фізика

Автореферат  
дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

**КИЇВ – 2008**

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана на кафедрі математики та теоретичної радіофізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Науковий керівник: кандидат фізико-математичних наук, доцент  
**Шека Денис Дмитрович**,  
Київський національний університет  
імені Тараса Шевченка,  
доцент кафедри математики та теоретичної  
радіофізики.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, доцент  
**Гомонай Олена Василівна**,  
Фізико-технічний інститут Національного  
технічного університету України «КПІ»,  
професор кафедри інформаційної безпеки.

кандидат фізико-математичних наук, доцент  
**Голод Петро Іванович**,  
Національний університет «Києво-  
Могилянська академія»,  
завідувач кафедри фізико-математичних наук.

Захист відбудеться «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2009 р. о \_\_\_ годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д26.191.01 в Інституті теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України за адресою: 03680, м. Київ, вул. Метрологічна 14-б, аудиторія 322.

З дисертацією можна ознайомитись у науковій бібліотеці Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України за адресою: 03680, м. Київ, вул. Метрологічна 14-б.

Автореферат розісланий «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2008 р.

Вчений секретар  
спеціалізованої вченої ради  
доктор фізико-математичних наук

Кузьмичев В.С.

дискретности кристаллической структуры реального магнетика вместо диска рассматривалось кольцо с внутренним радиусом, равным межатомному расстоянию. Таким образом, в качестве вихревого состояния рассматривалось описанное на предыдущем этапе промежуточное вихревое состояние. Для процесса переключения рассчитаны зависимости амплитуды вихря и размера его кора от приложенного поля.

В рамках модели коллективных переменных и модели фиксированных граничных условий исследовано динамику вихря вблизи центра диска. При этом в приближении тонких дисков впервые получено точное аналитическое выражение для гиротропной частоты вращения вихря.

Используя микромагнитные моделирования, учитывающие магнитодипольное взаимодействие, проведен обширный численный эксперимент по изучению влияния внешнего однородного поля, равномерно вращающегося в плоскости диска, на вихревое состояние диска. Частоты поля при этом превышали гиротропную частоту диска. Показано, что интенсивность взаимодействия указанного поля с вихревым распределением намагниченности зависит от взаимной ориентации вектора частоты поля и полярности вихря: при их противоположной ориентации ( $\omega p < 0$ ) взаимодействие значительно более интенсивно и может привести к переключению полярности вихря. Время переключения составляет  $t_s \sim 10^{-10}$  с. Построено диаграмму переключения – на плоскости (частота поля, амплитуда поля) выделены области с различными типами поведения вихря в указанном переменном поле. При этом область, соответствующая однонаправленному переключению, оказалась ограниченной в обоих направлениях, что составляет принципиальное отличие полученной диаграммы от аналогичной, ранее рассчитанной диаграммы переключения для гайзенберговских магнетиков.

Несмотря на то, что собственно процесс переключения происходит по известному механизму с образованием вихрь-антивихревой пары противоположной полярности, предложенный метод переключения является уникальным. Уникальность его состоит в применении поля с частотой, значительно превышающей гиротропную частоту вихря. В аналогичных методиках внешнее воздействие (переменные поля различных полярностей, импульс поля, спин-поляризованный ток) приводит вихрь в движение и провал, из которого в последствии рождается необходимая для переключения вихрь-антивихревая пара, образовывается как некий инерционный эффект. В предложенном же методе, вследствие высокой частоты поля, движение вихря происходит в малой области вблизи центра диска и не является существенным. Провал при этом образовывается как результат нелинейного взаимодействия магнитных мод, возбуждаемых полем на фоне вихря.

**Ключевые слова:** магнитный вихрь, наномагнетик, полярность вихря.

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Ферромагнітні частинки розміром від десятків нанометрів до одиниць мікрометрів є сьогодні предметом все зростаючого інтересу як з боку промислових лабораторій так і зайнятих у фундаментальних дослідженнях наукових спільнот. Вказаний розмір є для більшості ферромагнетиків проміжним між однодоменим та багатодоменим станами. В результаті, внаслідок конкуренції між обмінною та магнітодипольною взаємодією, станомі з найменшою магнітною енергією може відповідати суттєво неоднорідний розподіл намагніченості. Чинниками, що визначають конкретний вигляд такого розподілу, окрім матеріальних параметрів, є розмір та форма частинки, що є наслідком нелокальності магнітодипольної взаємодії. Так для частинок симетричної форми характерним є вихровий стан намагніченості. Найбільш відомим прикладом магнітного вихору є розподіл намагніченості в центрі структури Ландау-Ліфшиця у плоскій квадратній призмі. Найбільш простий вигляд мають вихори, що реалізуються в високосиметричних наночастинках, таких як диски та кільця. Так вихровий розподіл в нанодиску являє собою замкнений розподіл намагніченості, яка лежить у площині диску, а її напрямком є дотичним до бічної поверхні. У центрі ж диску створюється область з намагніченістю, перпендикулярною до його площини — осердя вихору.

Магнітні частинки вказаного розміру, для яких є характерними нетривіальні структури намагніченості, традиційно називають *наномагнетиками*, а статика та динаміка їх намагніченості зазвичай описується в рамках феномологічної моделі, запропонованої у 1935 році Ландау та Ліфшицем.

Не дивлячись на те, що магнітні вихори у двовимірних гайзенбергівських магнетиках інтенсивно досліджуються вже протягом останніх трьох десятиліть, вихрові стани наномагнетиків – тривимірних магнітних часток обмежених розмірів – лише в останні роки стали предметом інтенсивних досліджень. Для цього є кілька причин. По-перше, так як вихровий стан наномагнетиків стабілізується завдяки магнітодипольній взаємодії, то врахування останньої стає принциповим, що у свою чергу суттєво ускладнює розрахунки, внаслідок нелокального характеру вказаної взаємодії. По-друге, лише протягом останнього десятиліття з'явилися методики виготовлення ферромагнітних часток потрібної форми в субмікрометровому діапазоні розмірів та експериментальні методики спостереження розподілу намагніченості в них.

Принциповим є те, що на відміну від гайзенбергівських магнетиків, у яких магнітний вихор є збуренням, вихровий стан наномагнетика може бути основним. Завдяки цій обставині виник ряд задач, пов'язаних з можливим використанням наномагнетиків у вихровому стані у якості елементів

енергонезалежної пам'яті. Деякі з неоднорідних станів наномагнетиків, в тому числі і вихровий, можуть бути виродженими по ряду дискретних параметрів, що конкретизують геометрію даного розподілу намагніченості. Наприклад, у випадку вихрового стану такими параметрами є полярність (напрямок намагніченості в осерді вихора) та хіральність (напрямок обходу намагніченості осердя вихору). При цьому, переходи між енергетично еквівалентними формами одного і того ж стану часто здійснюються лише шляхом нетривіальної динаміки намагніченості, що потребує специфічного зовнішнього впливу та подолання певного енергетичного бар'єру. Наномагнетики, намагніченість яких володіє вказаними властивостями, можуть розглядатись як потенційні кандидати для виготовлення комірок пам'яті. З'ясування ж умов, при яких потрібний стан намагніченості буде для наномагнетика основним, дослідження характеристик цього стану та його поведінки за умов зовнішніх впливів, таких як магнітні поля, спінополяризовані струми, є задачею, що має значний практичний інтерес.

Таким чином, дослідження вихрових структур намагніченості в наномагнетиках мають як фундаментальну так і прикладну цінність. Фундаментальним є питання впливу нелокальної магнітодипольної взаємодії на структуру магнітного вихору, його поведінку в зовнішньому магнітному полі та динаміку. Практична цінність даних досліджень пов'язана з можливістю використання наномагнетиків у вихровому стані у якості стійкого до випадкових зовнішніх впливів елемента енергонезалежної пам'яті.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційна робота виконувалась в рамках двох науково-дослідних робіт, підтриманих МОН України: «Динаміка і статика магнетиків в масштабах нанометрів та пікосекунд» (№ держ. реєстрації 0107U008223, термін виконання 2007) та «Динаміка солітонів і вихорів у наномагнетиках» (№ держ. реєстрації 0108U005929, термін виконання 2008-2009).

**Мета і завдання дослідження.** Метою даної дисертаційної роботи є теоретичне дослідження властивостей вихрового стану симетричних наноточок (дисків, кілець, призм), і його поведінка в постійному зовнішньому полі. Крім того, ставиться задача дослідити механізм перемикання полярності вихору в диску під дією змінного зовнішнього магнітного поля кругової поляризації.

*Об'єктом дослідження* є неоднорідність розподілів намагніченості, що виникає в наномагнетиках за рахунок конкуренції між обмінною та магнітостатичною взаємодіями.

*Предметом дослідження* є вихровий розподіл намагніченості у плоских наномагнетиках скінчених розмірів та симетричної форми.

*Методи дослідження.* Усі розрахунки виконані в рамках феноменологічної моделі Ландау-Ліфшица-Гільберта з урахуванням магнітодипольної взаємодії. Для з'ясування структури статичного вихрового

## АННОТАЦІЯ

**Кравчук В.П. Вихревые состояния наномагнетиков.** – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02 – теоретическая физика. – Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины, Киев, 2008.

В рамках феноменологической модели Ландау-Лившица проведено теоретическое исследование свойств вихревого состояния наномагнетиков симметричной формы. Особое внимание уделено эффектам, вызванным влиянием нелокального магнитодипольного взаимодействия. Определены области размеров нанокольца, для которых вихревое состояние является основным. Показано, что наименьший радиус нанокольца, при котором оно еще может находиться в вихревом состоянии составляет  $R_0 = l_{ex} \sqrt{3}$ . В кольцах с малым (порядка обменной длины) внутренним радиусом продемонстрировано наличие промежуточного вихревого состояния и описано фазовый переход между промежуточным и планарным вихрями. Получено, что для бесконечно тонких нанокольцев значение критического внутреннего радиуса, при котором происходит указанный переход, составляет  $r_{cr} \approx 0.3 l_{ex}$ . Показано, что, вследствие влияния нелокального магнитодипольного взаимодействия, критический внутренний радиус  $r_{cr}$  растет с увеличением толщины кольца по закону корня кубического.

Исследовано поведение различных состояний намагнитченности нанодиска в постоянном поперечном внешнем поле. При этом показано, что учет нелокального магнитодипольного взаимодействия приводит к ряду новых эффектов. Например, при адиабатически медленном перемагничивании диска поперечным полем с однородного состояния в плоскости в состояние насыщения за полем диск может перейти в промежуточное вихревое состояние. Расчитана область размеров дисков, для которых характерен указанный эффект. На диаграмме основных состояний диска указанная область находится вблизи линии раздела между вихревым состоянием и состоянием однородной намагнитченности в плоскости.

Описан переход диска в вихревом состоянии под действием внешнего поперечного поля в состояние насыщения за полем. Показано, что в отличии от бесконечно тонких магнетиков данный переход для дисков конечных размеров происходит при полях  $H_c < 4\pi M_s$ , при этом для достаточно больших радиусов дисков ( $R_0 \gg l_{ex}$ ) размер кора вихря остается в момент перехода конечным (и меньшим за радиус диска).

В приближении бесконечно тонкого диска описан процесс переключения полярности вихря поперечным внешним полем, и получен соответствующий гистерезис. Так как в случае непрерывного распределения намагнитченности указанный эффект переключения полярности невозможен, то для учета

## АНОТАЦІЯ

**Кравчук В.П. Вихрові стани наномагнетиків.** – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика. – Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, 2008.

В рамках феноменологічної моделі Ландау-Ліфшиця теоретично досліджено властивості вихрового стану наномагнетиків симетричної форми. З'ясовано області розмірів нанокілець, для яких вихровий стан є основним. Виявлено наявність проміжного вихрового стану та описано фазовий перехід між проміжним та планарним вихорами. Оцінено мінімальні розміри нанодисків та нанокілець, при яких вихровий стан є основним. Досліджено поведінку різних станів намагніченості нанодиску в зовнішньому поперечному полі з урахуванням магнітодипольної взаємодії. Описано процес перемикання полярності вихору в тонких дисках.

В рамках моделі колективних змінних та моделі фіксованих межових умов досліджено гіротропну динаміку вихору поблизу центру диску та вплив на неї змінного зовнішнього магнітного поля, що обертається у площині диску. Використовуючи мікромагнітні моделювання, побудовано діаграму перемикання полярності вихора під дією змінного поля кругової поляризації з частотою значно вищою за гіротропну.

Ключові слова: магнітний вихор, наномагнетик, полярність вихору.

## ABSTRACT

**Kravchuk V.P. Vortex states of nanodots.** – Manuscript.

Thesis for candidate's degree by speciality 01.04.02 – theoretical physics. – Bogolubov Institute for Theoretical Physics of NAS of Ukraine, Kiev, 2008.

Properties of vortex state nanomagnets of symmetrical shape were investigated theoretically within the phenomenological Landau-Lifshitz model. Ranges of nanoring sizes for which vortex state is ground one were determined. Availability of an intermediate vortex state was demonstrated. The transition between intermediate and planar vortex was described. Minimum sizes of nanorings and nanodisks which allow vortex states were appreciated. The behaviour of different magnetization states of a nanodisk in transverse magnetic field was studied with taking into account non-local magnetostatic interaction.

The gyrotropic vortex dynamics near the disk center was investigated within the collective variables model and model of fixed boundary conditions. The influence of rotating external field with frequencies higher than vortex gyrofrequency was also studied. Using micromagnetic modeling the corresponding diagram of vortex polarity switching was built.

Keywords: magnetic vortex, nanomagnet, vortex polarity.

розподілу за даних геометрії магнетика та зовнішнього поля використовується прямий варіаційний метод Рітца. Для опису динаміки вихору використовується розроблений раніше метод колективних змінних. Усі теоретичні розрахунки перевірялись за допомогою мікромагнітних моделювань, що проводились за допомогою пакету OOMMF.

**Наукова новизна одержаних результатів** полягає у з'ясуванні впливу нелокальної магнітодипольної взаємодії на властивості вихрового стану, його поведінку в зовнішньому магнітному полі, а також в дослідженні процесу перемикання полярності вихору під дією змінного поля кругової поляризації. Оригінальні результати є наступними:

1. Вперше побудовано діаграми рівноважних станів намагніченості для феромагнітних кілець субмікрометрового розміру.
2. Вперше описано перехід між непланарним та планарним вихровими станами для кілець з малим (порядку обмінної довжини) внутрішнім радіусом. Знайдено зумовлену нелокальною магнітодипольною взаємодією залежність критичного внутрішнього радіусу від товщини кільця.
3. Вперше досліджено вплив магнітодипольної взаємодії на поведінку намагніченості тонкого нанодиску під дією поперечного магнітного поля. Встановлено параметри вихрового стану при зміні полярності вихору та при переході у стан насичення. Передбачено можливість переходів під дією поля з однорідного стану у вихровий.
4. Вперше описано явище перемикання полярності вихору в нанодиску змінним зовнішнім магнітним полем, що обертається в площині диску. Знайдено область параметрів поля, для яких має місце однапрявлене, контрольоване перемикання.

**Практичне значення одержаних результатів.** Результати, отримані в даній дисертаційній роботі, відповідають на ряд запитань, важливих для можливого використання в якості елемента пам'яті наномагнетика у вихровому стані. А саме: (i) при яких геометричних параметрах диску чи кільця вихровий стан є для нього основним, зокрема, при якому мініимальному радіусі диск чи кільце ще може перебувати у вихровому стані, (ii) при яких геометричних параметрах маємо непланарний вихор, а при яких планарний, (iii) які умови перемикання полярності вихора постійним поперечним полем, та полем, що обертається у площині диску.

Доцільність і справедливність проведених в роботі теоретичних розрахунків підтверджено нещодавніми експериментальними роботами по перемиканню полярності вихора змінним зовнішнім магнітним полем в тому числі, полем, що обертається в площині наномагнетика.

**Особистий внесок здобувача.** Здобувач безпосередньо брав участь на всіх етапах проведення досліджень: постановці задач, розробці підходів і

методів, проведенні розрахунків, написанні статей. Нижче наводиться список спільних публікацій з зазначенням конкретного внеску здобувача.

В роботі [1] здобувачем отримано діаграми основних станів намагніченості ферромагнітних дисків та кільця, а також описано перехід між планарним та непланарним вихровими станами. У цій роботі здобувачеві належать теоретичні розрахунки та їх перевірка за допомогою мікромагнітних моделювань.

В роботі [2] здобувачеві належить теоретичний опис поведінки ферромагнітного нанодиску в постійному поперечному магнітному полі з урахуванням магнітодипольної взаємодії: перехід з однодоменого стану у вихровий, перемикання полярності вихору, переходи в насичення з однодоменого та вихрового станів. Теоретичні розрахунки перевірено мікромагнітними моделюваннями.

В роботах [3-4] здобувачеві належить основане на мікромагнітних моделюваннях дослідження процесу перемикання полярності вихору під дією змінного зовнішнього поля, що обертається у площині диску.

В роботі [5] здобувачеві належить перевірка застосовності методу ефективної магнітодипольної анізотропії для наномагнетиків у формі квадратних призм.

В роботі [6] здобувачем застосовано метод ефективної магнітодипольної анізотропії для розрахунку доменної структури, що може виникати у плоских кутах та плоских наномагнетиках у формі правильних багатокутників.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати дисертації доповідались та обговорювались на семінарі кафедри математики та теоретичної радіофізики Київського національного університету ім. Тараса Шевченка; на семінарі відділу квантової електроніки Інституту теоретичної фізики ім. Боголюбова, Київ; на семінарі кафедри теоретичної фізики Байройтського університету (Universität Bayreuth), Німеччина; а також були представлені на наступних конференціях:

- I міжнародна конференція «Електроніка та прикладна фізика», Київ, 24-27 листопада (2005);
- VI міжнародна конференція молодих вчених з прикладної фізики, Київ, 14-16 червня (2006);
- VII міжнародна конференція молодих вчених з прикладної фізики, Київ, 13-15 червня (2007);
- International Conference on Nanoscale Magnetism, ICNM—2007, Istanbul, Turkey, June 25-29 (2007);
- International Conference "Functional Materials", Partenit, Ukraine, October 1-6 (2007);
- III міжнародна конференція «Електроніка та прикладна фізика», Київ, 25-27 жовтня (2007);

## ВИСНОВКИ

В рамках феноменологічної моделі Ландау-Ліфшиця з урахуванням нелокальної магнітодипольної взаємодії досліджено властивості вихрового стану наномагнетиків симетричної форми. Основні оригінальні результати:

1. Вихровий стан нанокільця є основним, якщо зовнішній радіус не перевищує деякого критичного значення, що визначається матеріальними параметрами та співвідношенням геометричних розмірів.
2. При збільшенні внутрішнього радіусу кільця величина позаплощинної компоненти осердя вихору швидко зменшується і при досягненні деякого критичного значення, яке залежить від товщини кільця, відбувається перехід до планарного вихору.
3. Існує певна область розмірів дисків, близьких до межі переходу між однодоменим та вихровим станами, які під дією зовнішнього поперечного поля можуть змінити свій основний стан з однодоменого на вихровий.
4. Під впливом однорідного магнітного поля, що рівномірно обертається у площині диску, є можливим перемикання полярності вихору. Однонаправленому, контрольованому процесу перемикання відповідає обмежена в обох напрямках область частоти та амплітуди поля.

## СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

- [1] Kravchuk V. P., Sheka D. D., Gaididei Y. B. *Equilibrium magnetisation structures in ferromagnetic nanorings* // J. Magn. Magn. Mater. –2007. – Vol. **310**, no. 1. —Pp. 116–125.
- [2] Кравчук В., Шека Д. Д. *Тонкий ферромагнітний нанодиск в поперечном магнітному полі* // Фізика твердого тела. –2007. –Т. **49**, № 10. –С. 1834–1841.
- [3] Kravchuk V.P., Sheka D.D., Gaididei Yu.B., Mertens F.G. *Controlled vortex core switching in a magnetic nanodisk by a rotating field* // J. Appl. Phys. – 2007. –Vol. **102**, no. 4. –P. 043908.
- [4] Yu. B. Gaididei, V.P. Kravchuk, F.G. Mertens, D.D. Sheka *Switching phenomena in magnetic vortex dynamics* // Фізика низьких температур. – 2008. –Vol. **34**, no. 7. –Pp. 669–676.
- [5] Caputo J.-G., Gaididei Yu.B., Kravchuk V.P., Mertens F.G., Sheka D.D. *Effective anisotropy of thin nanomagnets: Beyond the surface-anisotropy approach* // Phys. Rev. B. –2007. –Vol. **76**, no. 17. –P. 174428.
- [6] Кравчук В. П., Шека Д. Д. *Ефективна магнітодипольна анізотропія наномагнетиків: рівноважні конфігурації намагніченості* // Український фізичний журнал. –2008. –Т. **53**, № 8. –С. 804–811.

поблизу центру диску. Вперше було отримано *точний* аналітичний вираз для гіротропної частоти вихору  $\Omega_G$  у наближенні тонкого диску. Відомо, що приріст магнітної енергії  $\Delta E$  при зміщенні вихору із центру диску в моделі фіксованих межових умов (5) має в основному магнітостатичну природу і виникає за рахунок утворення об'ємних фіктивних магнітостатичних зарядів:

$$\Delta E = \frac{1}{8\pi} \int_V \int_V dV' \frac{\text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (10)$$

Можна показати, що за малих аспектичних відношень ( $\varepsilon \rightarrow 0$ ) приріст енергії (10) для малих зміщень є квадратичним по зміщенню:  $\Delta E / M_s^2 V \approx 2 / (3\pi) (2\varepsilon - 1) \varepsilon s^2$ , де  $s = R/R_0$  – відносне зміщення, а  $\varepsilon \approx 0.916$  – константа Каталана. Такий приріст енергії відповідає гіротропній частоті  $\Omega_G = 2 / (3\pi) (2\varepsilon - 1) \Omega_0 \varepsilon$ , де  $\Omega_0 = 4\pi \gamma M_s$  (для пермалою  $\Omega_0 \approx 30.3$  ГГц).

Досліджено вплив змінного зовнішнього магнітного поля  $\mathbf{B} = B_0(\cos \alpha t, \sin \alpha t, 0)$ , що обертається у площині диску, на гіротропний рух вихору. Використовуючи мікромагнітні моделювання показано, що інтенсивність взаємодії вказаного поля з вихровим розподілом залежить від взаємної орієнтації вектора частоти та полярності вихору: при їх протилежній орієнтації ( $\omega \varphi < 0$ ) взаємодія значно інтенсивніша та може призвести до перемикання полярності вихору. Приклад такої діаграми перемикання, побудованої для пермалоєвого диску з  $R_0 = 66$  нм та  $h = 20$  нм, показано на Рис. 5. Вперше досліджено вказаний процес перемикання для частот поля більших від гіротропної ( $\omega > \Omega_G$ ) та з урахуванням магнітодипольної взаємодії. При цьому показано, що однонапрявленому перемиканню відповідає обмежена в обох напрямках область на площині  $(\omega, B_0)$ . Це принципово відрізняється від аналогічного результату, раніше отриманому для гайзенбергівських магнетиків. Власне процес перемикання в даному випадку відбувається за відомим механізмом з проміжним утворенням вихор-антивихрової пари протилежної полярності. Характерний час перемикання становить  $t_s \sim 10^{-10}$  с та зменшується при збільшенні амплітуди поля.

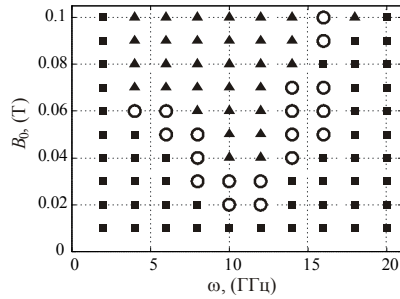


Рис. 5. Діаграма перемикання полярності вихору циркулярно поляризованим зовнішнім полем. Символи відповідають параметрам поля, при яких відбувається:  
 ○ – однонапрявлене перемикання,  
 ▲ – багатократне перемикання,  
 ■ – перемикання не відбувається.

- Workshop Dreikönigstreffen Magnetismus'08 «New concepts in spin dynamics», Bad Honnef, Germany, January 6-8 (2008);
- VIII міжнародна конференція молодих вчених з прикладної фізики, Київ, 11-13 червня (2008).

**Публікації.** Матеріали, що увійшли до складу дисертаційної роботи, опубліковано в 13 наукових роботах, зокрема в 6 наукових статтях, з них 4 в закордонних фахових виданнях, 2 у вітчизняних фахових журналах, що відповідають вимогам ВАК України. Матеріали дисертаційної роботи також представлені у 7 друкованих матеріалах конференцій.

**Структура і об'єм дисертації.** Робота складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, одного додатку та списку використаної літератури із 167 найменувань. Робота викладена на 140 сторінках машинописного тексту та містить 32 ілюстрації, з яких 5 не займають окремих сторінок.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

**Перший розділ** носить оглядовий характер та не містить оригінальних результатів. В ньому наводиться огляд наявних на сьогодні відомостей про структуру магнітного вихору та особливостей його динаміки в двовимірних та плоских тривимірних магнетиках. В першій його частині розглядаються загальні принципи *мікромагнетизму* – розділу магнетизму, що ґрунтується на використанні феноменологічної моделі Ландау-Ліфшиця-Гільберта для опису статистики та динаміки поля намагніченості макроскопічних магнетиків. Вказана вище модель може бути сформульована у вигляді трьох тезисів:

- Намагніченість вважається неперервною функцією координат та часу  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  причому модуль вектора намагніченості є незмінним:  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ , де  $|\mathbf{m}| = 1$ . Завдяки останньому обмеженню поле намагніченості стає двокомпонентним  $(\theta, \varphi)$ :  $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ .
- Рівнянням руху поля намагніченості є рівняння Ландау-Ліфшиця:  $\partial \mathbf{m} / \partial t = -\gamma [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}]$ , де ефективне поле  $\mathbf{H}_{eff}$  є варіаційною похідною повної магнітної енергії магнетика по намагніченості  $\mathbf{H}_{eff} = -\delta E / \delta \mathbf{M}$
- Повна енергія магнетика  $E$  має вигляд

$$E = \int \left\{ \frac{A}{2} [(\nabla \theta)^2 + \sin^2 \theta (\nabla \varphi)^2] + U_{an} - \frac{1}{2} \mathbf{M} \mathbf{H}_{ms} - \mathbf{M} \mathbf{H} \right\} dV \quad (1)$$

Перший доданок підінтегрального виразу ототожнюється з густиною обмінної енергії.  $U_{an}$  – густина енергії магнітної анізотропії, для одновісних кристалів  $U_{an} = K \sin^2 \theta$ , якщо вісь анізотропії співпадає з віссю  $\theta = 0, \pi$ . Останні два доданки визначають енергію взаємодії з магнітними полями: зовнішнім магнітним полем  $\mathbf{H}$  та полем, що створюється магнітними полюсами на поверхні та в об'ємі самого магнетика  $\mathbf{H}_{ms}$ .

Поле  $\mathbf{H}_{ms}$  знаходиться як розв'язок рівнянь Максвелла з відповідними межовими умовами.

Друга частина розділу присвячена розглядові магнітного вихору в двовимірних легкоплощинних гайзенберзьких магнетиках та в магнітних пластинах скінченної товщини. Двовимірним магнітним вихором називається розв'язок рівняння Ландау-Ліфшиця загального виду

$$\theta = \theta(r), \varphi = q\chi + \varphi_0, \quad (2)$$

де  $(r, \chi, z)$  – координати циліндричної с.к., вісь  $z$  якої напрямлена перпендикулярно до площини пластини. Припущення про відсутність в (2) залежності від  $z$  є справедливим, якщо товщина пластини  $h$  не перевищує кількох обмінних довжин  $l_{ex} = \sqrt{A/4\pi M_s^2}$ . Завихренність  $q = \pm 1, \pm 2, \dots$  являє собою кількість повних оборотів, які здійснює вектор намагніченості при обході по контуру навколо центру вихору і є  $\pi_1$ -топологічним зарядом.  $\varphi_0$  – довільна константа, наявність якої відображає нескінченну виродженість основного стану легкоплощинного магнетика.

Слід відмітити кілька відомих ефектів впливу магнітодипольної взаємодії на вихровий розв'язок (2):

- При точному врахуванні магнітодипольної взаємодії розв'язок (2) є розв'язком рівняння Ландау-Ліфшиця лише при  $q = \pm 1$  та  $\varphi_0 = \pm \pi/2$  (навіть для безмежної пластини).
- Рівняння для знаходження функції  $\theta(r)$  є інтегро-диференціальним, а його розв'язок для межових умов  $\theta(0) = 0, \pi$ ,  $\theta(\infty) = \pi/2$  є немонотонною функцією. При нехтуванні ж магнітодипольною взаємодією,  $\theta(r)$  є монотонним розв'язком відповідного звичайного диференціального рівняння.
- Завдяки магнітодипольній взаємодії вихровий розв'язок в пластині є можливим навіть при відсутності анізотропії.

Магнітні вихори з ненульовою полярністю  $p = \cos \theta(0)$  володіють ненульовим  $\pi_2$ -топологічним зарядом

$$Q = -\frac{1}{8\pi} \int \varepsilon_{xy} [\partial_x m \times \partial_y m] \cdot m \, dx dy = -\frac{pq}{2}, \quad (3)$$

наявність якого визначає характер їх руху. Так, в рамках моделі біжучої хвилі  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))$ , тобто в припущенні, що вихор рухається як ціле без зміни форми, а його положення характеризується деякою колективною змінною  $\mathbf{R}$ , рух вихору визначається рівнянням Тіля

$$\frac{M_s}{\gamma} \left[ \mathbf{G} \times \frac{d\mathbf{R}}{dt} \right] + \mathbf{F} = 0 \quad (4)$$

Тут гіровектор  $\mathbf{G} = 4\pi h Q \mathbf{e}_z$ , а сила  $\mathbf{F} = -\partial E / \partial \mathbf{R}$  може бути спричиненою дією зовнішнього поля, взаємодією з іншими вихорами або, при русі в пластині обмежених розмірів, – впливом певних межових умов. При врахуванні

$$\text{де } C_1 = \int_0^{x_0} x f^2(x) dx, \quad C_2 = \int_0^{x_0} x f(x) dx, \quad x_0 = R_0 / \lambda_{ex}$$

В рамках вказаної моделі можна показати, що при  $R_0 \gg l_{ex} \cos \theta_c \approx h / h_v$ , де  $h_v \approx N_z - N_x$ , а  $N_x \approx 2l_{ex}^2 / R_0^2 \ln(R_0 / l_{ex} \lambda_c)$ . При цьому слід відзначити, що, на відміну від випадку гайзенберзького магнетика, для диску скінченних розмірів  $h_v < 1$ , і власне перехід у стан насичення відбувається при скінченному розмірові осердя вихору  $\lambda_c l_{ex} = R_0 \omega (1 + 2N_x R_0^2 / l_{ex}^2)$ , де функція  $\omega(x)$  задається в неявному вигляді як  $2 \ln \omega + \omega^2 = x$ , причому  $0 < \omega < 1$  і  $x > 1$ . Аналіз показує, що  $\lambda_c \rightarrow \infty$  при  $R_0 \rightarrow \infty$ , але при цьому  $\lambda_c l_{ex} / R_0 \rightarrow 0$ .

Іншим важливим наслідком врахування нелокальності магнітостатичної взаємодії є те, що за умови  $R_0 \gg l_{ex}$  при  $h > h_0$  за будь-яких зовнішніх полів, менших від критичного, виконується нерівність  $\cos \theta_c > \cos \theta_v$ . Гранична товщина  $h_0$  залежить від радіусу диску  $R_0$  та при збільшенні останнього швидко прямує до нуля. Вказана властивість пояснює описаний в роботі ефект переходу диску під дією поля з однорідного стану у вихровий. Так як при збільшенні величини поперечного поля отновний стан однорідно намагніченого диску  $\cos \theta_c$  збільшується швидше, аніж основний стан того ж диску у вихровому стані  $\cos \theta_v$ , то магнітостатична енергія однорідного стану зростатиме швидше аніж вихрового. Тому природно припустити, що буде існувати певна область розмірів дисків, для яких при певному значенні зовнішнього поля  $h_{uv}$  стане енергетично вигідно перейти з однорідного стану у вихровий: вигреш у магнітостатичній енергії може виявитись більшим аніж приріст обмінної енергії. Чисельно порахована область розмірів дисків, для яких можливий описаний ефект, показана на Рис. 4. штриховим заповненням.

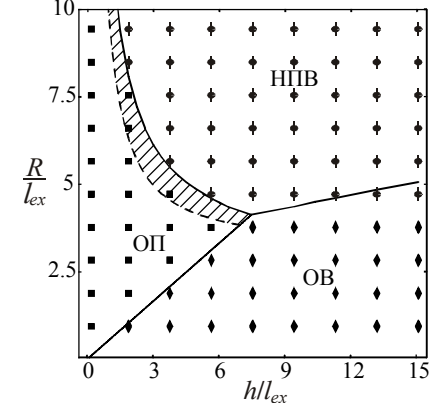


Рис. 4. Діаграма основних станів дисків за відсутності магнітного поля. Заштрихована область відповідає дискам, для яких є характерним ефект переходу у вихровий стан при перемагнічуванні.

В четвертому розділі в рамках моделі колективних змінних та моделі фіксованих межових умов (5) досліджено гіротропну динаміку вихору



Слід відмітити наступні властивості побудованих діаграм: (i) область ПрВ присутня на діаграмі лише при  $\alpha < \alpha_0 \approx 0.15$ , (ii) лінії розділення однорідних, однорідних та вихрових станів сходяться в одній точці ( $h^u$ ,  $R^u$ ) і при фіксованому  $\alpha$   $R^u$  є найменшим радіусом кільця, для якого вихровий стан є основним.  $R^u$  та  $h^u$  монотонно зменшується при збільшенні  $\alpha$  і при  $\alpha \rightarrow 1$  мають наступну асимптотику:  $R^u(\alpha) \sim l_{ex} \sqrt{3} [1 + (1 - \alpha)/2]$ ,  $h^u \sim 2l_{ex} \sqrt{3} (1 - \alpha)$ . Таким чином, найменше значення зовнішнього радіусу кільця, при якому воно ще може перебувати у вихровому стані становить  $R^u(1) = \sqrt{3} l_{ex}$ . Для диску ( $R_{disk}^u$ ,  $R_{disk}^r$ ) =  $l_{ex}$  (6.76, 3.73).

В **третьому розділі** розглядається вплив на основні стани нанодиску постійного поперечного зовнішнього поля. Особливу увагу при цьому приділено ефектам, пов'язаним з нелокальністю магнітодипольної взаємодії. Крім того, описано перемикавання полярності вихору поперечним зовнішнім полем. Для цього використано наступну модель: (i) для врахування ефекту дискретності кристалічної структури магнетика замість диску розглядалось кільце із внутрішнім радіусом, рівним міжatomній відстані, (ii) припускалось, що процес перемикавання здійснюється через описаний в попередньому розділі проміжний вихровий стан (ПрВ).

Припустивши, що в присутності поперечного поля  $H$  намагніченість диску в стані ОП залишатиметься однорідною і складатиме з напрямком поля кут  $\theta_u$ , легко отримати, що  $\cos \theta_u = h/h_u$ , де  $h_u = N_z - N_x$ , а  $h = H/4\pi M_S$  – приведенне магнітне поле.  $N_x$  та  $N_z$  – коефіцієнти розмагнічування для намагніченості відповідно в площині диску та перпендикулярно до неї.

Для розрахунку енергії вихрового стану в поперечному полі, як і в попередньому пункті, було використано варіаційний метод. Пробну функцію при цьому обрано у наступному загальному вигляді  $\cos \theta(r) = f(r/\lambda_{ex})(\mu - \cos \theta_v) + \cos \theta_v$ , де  $f(x)$  – локалізована функція така, що  $f(0) = 1$  і  $f(\infty) = 0$  (при проведенні кінцевих розрахунків вважалось  $f(x) = \exp\{-x^2\}$ ). Якщо нас не цікавить ефект перемикавання полярності вихору то можна вважати  $\mu = 1$ , проте в загальному випадку маємо 3 варіаційні параметри: розмір осердя вихору  $\lambda$ , амплітуда вихору  $\mu$  та кут  $\theta_v$ , який складає з полем намагніченість далеко від центру вихору. При точному врахуванні нелокальної магнітостатичної взаємодії наявність 3-х варіаційних параметрів суттєво ускладнює розв'язок даної варіаційної задачі, навіть чисельний. Тому було запропоновано та використано наступний наближений вираз для магнітостатичної енергії, що частково враховує нелокальність останньої:

$$E_{ms} \approx 2\pi M_S^2 V \left\{ \cos^2 \theta_v N_z + \frac{2l_{ex}^2 \lambda^2}{R_0^2} \left[ (\mu - \cos \theta_v)^2 C_1 + \cos \theta_v C_2 \right] \right\}, \quad (9)$$

магнітодипольної взаємодії виправданим є використання моделі фіксованих межових умов, яка у випадку диску з радіусом  $R_0$  має вигляд

$$\varphi = \arg[\zeta - Z] + \arg[\zeta - Z_I] - \arg[Z] \pm \pi/2 \quad (5)$$

Тут вжито позначення  $\zeta = x + iy$ ,  $Z = X + iY$ , де  $(X, Y) = \mathbf{R}$ , а  $Z_I = ZR_0^2 / R^2$ . В моделі (5) зміщення вихору із центру диску супроводжується появою об'ємних магнітостатичних зарядів і, в результаті, приростом магнітостатичної енергії. При цьому для невеликих зміщень сила  $\mathbf{F}$  в рівнянні (4) є лінійною по зміщенню:  $\mathbf{F} = -2\pi M_S h \Omega_G \mathbf{R} / \gamma$ . Розв'язком рівняння (4) при цьому є рівномірний рух вихора по колу радіусом  $R$  з частотою  $\Omega_G = \Omega_G p e_z$ .

Заряди  $q$  та  $Q$  є інваріантами.

В **другому розділі** розв'язується задача про знаходження рівноважних станів ізотропних нанодисків та нанокільць за відсутності зовнішнього поля. Врахування магнітної анізотропії не становить принципових труднощів, проте робить інтерпритування кінцевих результатів більш громіздким. Вказана задача розв'язувалась в рамках припущення, що за фіксованих матеріальних констант основним станом нанокільця (диску) залежно від його геометричних розмірів може бути один з трьох наступних станів: (i) однорідна намагніченість в площині (ОП), (ii) однорідна намагніченість уздовж осі симетрії (ОВ), (iii) вихровий стан. При розгляді вихрового стану розрізнялись *планарний вихор* (ПВ), для якого  $\cos \theta = 0$ , *непланарний вихор* (НПВ), для якого  $|\cos \theta(0)| = 1$  та *проміжний вихровий стан* (ПрВ), для якого  $0 < |\cos \theta(0)| < 1$ . Задача знаходження основного стану для дисків та кільць в певному вигляді розв'язувалась раніше, проте стан ПрВ розглядається в даній роботі вперше і його дослідження є важливим при розгляді процесів перемикавання полярності вихору.

За умов даної задачі магнітна енергія (1) однорідно намагніченого кільця містить лише магнітостатичну складову, яка може бути розрахованою у традиційний спосіб:

$$E_{ms} = \frac{M_S^2}{2} \int_S \int_{S'} \frac{(\mathbf{m}(r) \cdot d\mathbf{S})(\mathbf{m}(r') \cdot d\mathbf{S}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (6)$$

де як  $S$  так і  $S'$  позначають повну поверхню кільця. У випадку стану ОП, безпосереднім інтегруванням (6) був отриманий громіздкий але аналітично точний вираз для відповідної магнітостатичної енергії  $E_{ms}^x$ . Магнітостатичну енергію кільця у стані ОВ можна знайти із співвідношення  $(2E_{ms}^x + E_{ms}^z) / VM_S^2 = 2\pi$ , що відповідає відомому співвідношенню між коефіцієнтами розмагнічування.

Для знаходження  $E^{vx}$  – сумарної обмінної та магнітостатичної енергії вихрового стану (для випадку  $q=1$ ,  $\varphi_0 = \pm \pi/2$ ) було використано наближений варіаційний метод Рітца з пробною функцією  $\cos \theta = \mu \exp\{-(r/\lambda_{ex})^2\}$ , де варіаційні параметри  $\lambda$  та  $\mu$  визначають відповідно розмір осердя вихору та

величину його позаплощинної компоненти. Для диску ( $\mu=1$ ), в результаті мінімізації  $E^{vx}$  відносно варіаційного параметра  $\lambda$ , окрім шуканого виразу для енергії, було також отримано, що  $\lambda \rightarrow \sqrt{2}$  при  $R_0 \rightarrow \infty$ , (вже при  $R > 3l_{ex}$   $\lambda$  з точністю  $10^{-4}$  співпадає зі своїм граничним значенням), що співпадає результатом, отриманим раніше Фелькеллером. При цьому магнітостатична енергія розраховувалась у справедливому лише для тонких магнетиків локальному наближенні

$$E_{ms}^{vx} \approx 2\pi M_s^2 \int \cos^2 \theta dV. \quad (7)$$

При точному ж врахуванні магнітостатичної енергії по відомій формулі

$$E_{ms}^{vx} = 4\pi^2 M_s^2 R_0^3 \int_0^\infty dx (1 - e^{-\varepsilon x}) \left[ \int_\alpha^1 \rho \cos(\rho) J_0(\rho x) d\rho \right]^2, \quad (8)$$

де  $\varepsilon = h/R_0$  – аспектне відношення, а  $\alpha=0$  (в загальному випадку кільця  $\alpha$  – відношення внутрішнього та зовнішнього радіусів), було чисельно отримано залежність розміру осердя вихору від товщини диску. Отримана залежність з високою точністю апроксимується аналітичним виразом  $\lambda(h) = \sqrt{2} \sqrt{1 + dh/l_{ex}}$ , де  $d \approx 0.39$ .

За допомогою мікромагнітних моделювань на прикладі пермалоевих ( $A=2.3 \times 10^{-6}$  erg/cm,  $M_s=860$  G,  $l_{ex}=5.3$  нм) кільць було встановлено, що величина позаплощинної компоненти ПрВ суттєво залежить від внутрішнього радіусу кільця  $r_0$  і швидко зменшується при збільшенні останнього, див. Рис. 1, 2. При досягненні  $r_0$  деякого критичного значення  $r_{cr}$  відбувається перехід ПрВ  $\rightarrow$  ПВ, див. Рис. 2.

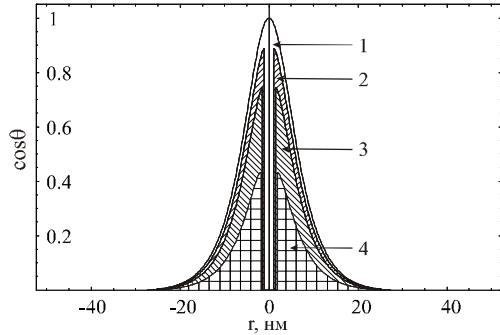


Рис. 1. Позаплощинна компонента вихору (діаметральний переріз) для кільць з різними внутрішніми радіусами: 1 –  $r_0=0$ , 2 –  $r_0=0.19l_{ex}$ , 3 –  $r_0=0.26l_{ex}$ , 4 –  $r_0=0.34l_{ex}$ . Результат мікромагнітних моделювань для пермалоевих кільць з  $R_0=50$  нм,  $h=5$  нм.

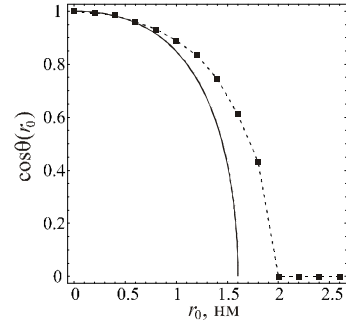


Рис. 2. Амплітуда вихору в залежності від внутрішнього радіусу. Суцільна лінія – теор. розрахунок при  $h \rightarrow 0$ , точки – мікромагнітні моделювання для  $h=5$  нм.

Для випадку  $h \rightarrow 0$ , використовуючи наближення (7), було побудовано аналітичний опис переходу ПрВ  $\rightarrow$  ПВ. При цьому енергія ПрВ в околі точки  $\mu=0$  має вигляд  $E^{IMV} \approx C_1(\lambda)\mu^2/2 + C_2(\lambda)\mu^4/2$ , де  $C_1(\lambda)$  та  $C_2(\lambda)$  відомі функції, причому  $C_2$  завжди додатна. Це означає, що вихор з  $\mu \neq 0$  може існувати лише коли  $C_1 < 0$ . У цьому випадку  $E^{IMV}$  має вигляд 2-яного потенціалу з мінімумами в точках  $\mu = \pm \sqrt{|C_1/C_2|}$ . Розв'язок для ПВ ( $\mu=0$ ) відповідає випадку  $C_1 > 0$ . Таким чином умова  $C_1=0$  є умовою переходу ПрВ  $\rightarrow$  ПВ. Ця ж умова задає неявний зв'язок між  $\lambda$  та  $r_0$  (при  $R_0 > 3l_{ex}$  залежність від  $R_0$  несуттєва). Вважаючи, що критичним внутрішнім радіусом є максимальне  $r_0$ , при якому виконується умова  $C_1=0$ , отримуємо, що  $r_{cr} = l_{ex} \sqrt{x_0 - x_0^2} \approx 0.3l_{ex}$ , де  $x_0$  – додатній корінь рівняння  $2e^{-x} + Ei(-x) = 0$ ,  $Ei(x)$  – експоненційна інтегральна функція. При точному врахуванні магнітостатичної енергії (8) була чисельно побудована залежність  $r_{cr}(h)$ , яка з високою точністю апроксимується аналітичним виразом  $r_{cr}(h) = r_{cr}(0) \sqrt[3]{1 + ch/l_{ex}}$ , де  $c \approx 0.68$ , а  $r_{cr}(0) \approx 0.3l_{ex}$  – розраховане вище значення крит. радіусу для випадку  $h \rightarrow 0$ .

Таким чином, для кільця заданих геометричних розмірів можна поррахувати енергію кожного з трьох станів намагніченості: енергії однорідних станів – точно, вихорового стану – наближено за допомогою варіаційного методу. Вважаючи основним станом той, якому відповідає найменша з отриманих енергій, можна побудувати діаграми основних станів намагніченості для кільць, див. Рис. 3.

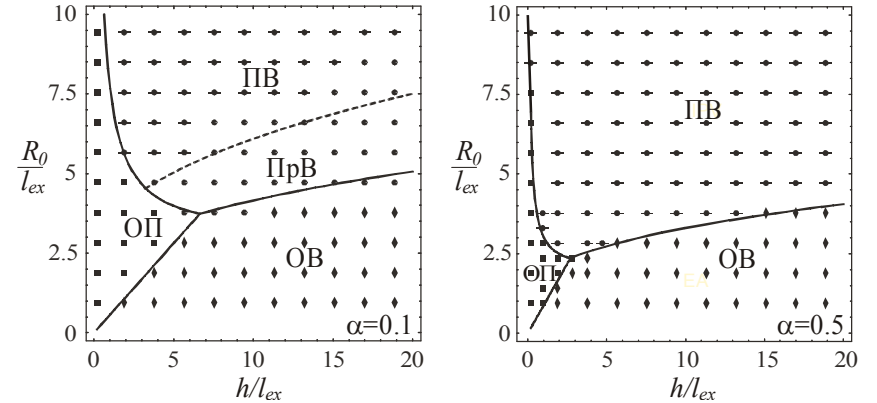


Рис. 3. Діаграми основних станів намагніченості для кільць з двома різними співвідношенням внутрішнього та зовнішнього радіусів  $\alpha$ . Лінії, що розділяють різні стани розраховані теоретично, знаки позначають результати мікромагнітних моделювань: ■ – ОП, ♦ – ОВ, ● – ПрВ, ● – ПВ.