

КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА  
НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ІНСТИТУТ ВИСОКИХ ТЕХНОЛОГІЙ

Завідувач кафедри нанофізики конденсованих середовищ  
проф. Валерій Антонович Скришевський  
Протокол № \_\_\_\_ засідання кафедри  
від “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 20 \_\_\_\_ р.

**КЕРОВАНЕ СТРУМОМ СТВОРЕННЯ ТА МАНІПУЛЮВАННЯ  
ВИХОРАМИ НА ДОМЕННІЙ СТІНЦІ В КВАЗІ-2D МАГНЕТИКАХ**

Випускна кваліфікаційна робота магістра  
студента спеціальності 105  
Прикладна фізика та наноматеріали  
ОП «Високі технології (Прикладна фізика та наноматеріали)»  
**Теслі Романа Руслановича**

Науковий керівник  
професор кафедри теоретичних  
основ високих технологій  
д.ф.-м.н., с.н.с. **Колежук Олексій Костянтинович**

Оцінка захисту роботи

---

Київ – 2024 р.

## АНОТАЦІЯ

Тесля Р.Р. Кероване струмом створення та маніпулювання вихорами на доменній стінці в квазі-2D магнетиках. – Випускна кваліфікаційна робота магістра за спеціальністю 105 Прикладна фізика та наноматеріали ОП «Високі технології (Прикладна фізика та наноматеріали)».

У роботі досліджено особливості динаміки магнітних вихорів (вертикальних ліній Блоха) на доменній стінці в матеріалах з антиферромагнітним упорядкуванням та ефект впливу руху доменної стінки на вихор при пропусканні спін-поляризованого струму. Показано, що така взаємодія викликає одностороннє зміщення стінки, дозволяючи впливати на динаміку вихору, пінінкуючи доменну стінку. Також продемонстровано, що за малих швидкостей електронів спін-поляризованого струму залежність швидкості руху вихору в усталеному режимі від прикладеної сили струму може бути неасимптотичною і мати максимум за певного значення струму, меншого від критичного для даного матеріалу.

**Ключові слова:** спінтроніка; доменна стінка; магнітний вихор; пінінг.

## ABSTRACT

Teslia R.R. Current-driven creation and manipulation of vortices on a domain wall in quasi-2D magnets. – Master's Thesis, specialty 105 Applied physics and nanomaterials, EP High technologies (Applied physics and nanomaterials).

In this work, we investigated the peculiarities of the dynamics of magnetic vortices (vertical Bloch lines) on the domain wall in materials with antiferromagnetic ordering and the effect of the motion of the domain wall on the vortex during the passage of a spin-polarized current. It is shown that such an interaction causes a one-sided displacement of the wall, allowing to influence the dynamics of the vortex by pinning the domain wall. It was also demonstrated that at low velocities of electrons in the spin-polarized current, the dependence of the velocity of the vortex in the steady state on the applied current can be non-asymptotic and can have a maximum at a certain value of the current, which is less than the critical value for the given material.

**Keywords:** spintronics; domain wall; magnetic vortex; pinning.

## ЗМІСТ

Вступ .....	5
Розділ 1. Огляд літератури .....	7
1.1 Модель досліджуваної системи. Динаміка намагніченості.....	7
1.2 Динаміка доменних границь .....	9
1.3 Взаємодія струму з неоднорідним розподілом намагніченості ..	12
.....	12
1.3.1 Випадок антиферромагнетика .....	12
1.3.2 Випадок альтермагнетика .....	15
1.4 Дисипація енергії .....	18
Розділ 2. Результати роботи .....	19
2.1 Підхід колективних координат .....	19
2.2 Динаміка вихору намагніченості в альтермагнетіку.....	19
2.3 Динаміка вихору намагніченості в антиферромагнетіку. Вплив	
пінінгу .....	22
2.4 Аналітична оцінка нового режиму.....	23
2.5 Чисельний розв'язок задачі.....	24
2.6 Створення одиничного вихору та пари вихор-антивихор .....	25
2.6.1 Динаміка одиничного магнітного вихору за відсутності	
зв'язку з відхиленням доменної стінки.....	26
2.6.2 Вплив руху центра доменної стінки на динаміку вихору ...	28
Висновки .....	32
Література .....	33

## Вступ

Топологічно нетривіальні магнітні текстури є перспективними як носії інформації в пристроях зберігання та обробки даних [1,2].

Одним із найстаріших кандидатів є вертикальні лінії Блоха (ВЛБ) [3] у ферромагнетиках (ФМ), із запропонованими схемами пам'яті, керованими полем [4,5] та керованими струмом [6].

Однак ферромагнітна динаміка накладає значні обмеження на швидкість обробки: зазвичай досяжні швидкості ВЛБ в ФМ не перевищують кількох сотень м/с [6-8]. Швидка динаміка намагнічення антиферромагнетиків (АФ) є дуже перспективною для застосування в спінтроніці, що зробило її об'єктом інтенсивних досліджень протягом останнього десятиліття [9-14]. Вони проявляють швидку спінову динаміку, що дозволяє створювати нанорозмірні осцилятори субтерагерцового частотного діапазону [15].

Відкриття індукованих струмом неелівських полів в АФ [16-18] дозволило досягти повністю електричного швидкого перемикавання антиферромагнітного параметра порядку. Нещодавно було повідомлено про електричне створення та маніпулювання «парами мерон-антимерон» (по суті, такими ж топологічними текстурами, як ВЛБ), локалізованими на 180-градусних доменних стінках у  $\text{CuMnAs}$  [19].

В іншій недавній роботі була запропонована схема пам'яті на основі ВЛБ в АФ (див. Рис. 1.1), керованих спін-поляризованим струмом [20], причому швидкість ВЛБ потенційно досягає діапазону кількох км/с.

Разом з тим, при аналізі руху ВЛБ під дією струму в роботі [20] було знехтувано доданком у взаємодії [21,22], який пов'язує кутову змінну (що описує обертання вектора антиферромагнетизму в стінці) та зміщення центру стінки. Метою даної роботи було провести аналіз руху ВЛБ/вихора під дією струму в антиферромагнітній доменній стінці, з врахуванням цього доданку. Як ми побачимо, рух ВЛБ вздовж стінки завжди викликає локальне

поперечне зміщення стінки, тому пінінг стінки в поперечному напрямку суттєво впливає на динаміку вихора. Як буде показано, в залежності від параметрів задачі, залежність швидкості вихора від сили струму може бути немонотонною, і демонструвати максимум при певній силі струму, подібно до відомого явища уокерівського брейкдауну в феромагнетиках.

## Розділ 1. Огляд літератури

### 1.1 Модель досліджуваної системи. Динаміка намагніченості

Метою даної роботи є дослідження особливостей динаміки вихору намагніченості на пінінгованій (закріпленій) доменній стінці в квазідвовимірних магнетиках. Вихор керується за допомогою струму як спінополяризованого, так і неполяризованого. В якості магнітного зразка розглядається нанорозмірна плівка з антиферомагнітним упорядкуванням (антиферомагнетики (АФ), а також новітній клас магнетиків – альтермагнетики (АМ)) з товщиною  $L_z \ll L_x, L_y$  та двовісною магнітною анізотропією. Гратка вважається простою кубічною.

Для квантового опису динаміки намагніченості в матеріалах, де ключову роль грає обмінна взаємодія, записують гамільтоніан Гейзенберга:

$$\hat{H} = \frac{1}{2} J \sum_{\langle ll' \rangle} \vec{S}_l \cdot \vec{S}_{l'} + \sum_l [K_1 (S_l^z)^2 + K_2 (S_l^x)^2], \quad (1.1)$$

тут сума по  $\langle ll' \rangle$  означає підсумовування по найближчих сусідах,  $J$  – обмінна стала,  $\vec{S}_l$  являють собою спінові оператори для електронів,  $K_1 > K_2 > 0$  – сталі магнітної однойонної анізотропії. Осі координат обрано таким чином, що  $y$  – «легка» вісь, а  $z$  – «важка» вісь намагніченості.

Використавши підхід інтегрування за траєкторіями та спінові когерентні стани, можна переписати ефективний гамільтоніан через локальну вісь квантування  $\vec{n}$ . Здійснивши континуальний перехід, коли відповідний параметр порядку  $\vec{n}_l$  вузла гратки  $l$  повільно змінюється вздовж зразка, можна отримати так званий лагранжіан нелінійної  $\sigma$ -моделі з урахуванням анізотропії [23]:

$$L_0 = \frac{1}{2} JS^2 a^2 \frac{1}{V_0} \int dV \left[ \frac{1}{c^2} (\partial_t \vec{n})^2 - (\nabla \vec{n})^2 \right] - W_{aniso}(\vec{n}), \quad (1.2)$$

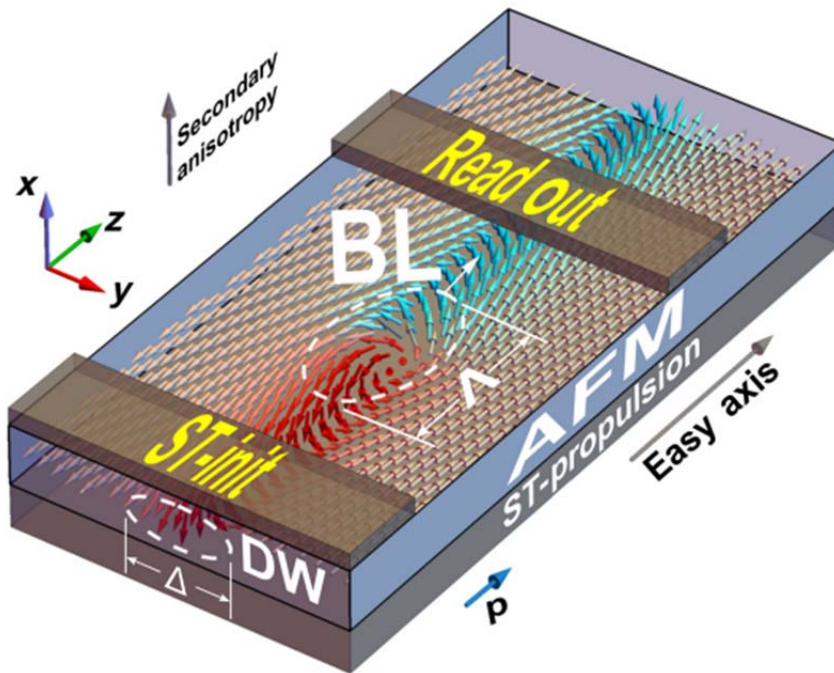


Рис. 1.1 – Зображення лінії передачі на доменній стінці з магнітним вихором (лінією Блоха, Bloch line, BL) в якості носія інформації [20].

де  $S$  – величина спіну одного магнітного атома,  $a$  – стала ґратки (однакова в усіх напрямках),  $V_0$  – об’єм елементарної магнітної комірки,  $\int dV \equiv \int dx dy dz$ , інтегрування здійснюється по всьому об’єму зразка, вектор  $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$  є параметром порядку системи ( $|\vec{n}| \approx 1$ ), тут – це вектор Нееля, що пропорційний різниці намагніченості двох магнітних підґраток кристалу,  $c = 2JSa / \hbar$  – гранична швидкість спінових хвиль в АФ/АМ.

Енергія біаксіальної анізотропії набуває вигляду:

$$W_{aniso}(\vec{n}) = S^2 \frac{1}{V_0} \int dV [K_1 n_z^2 + K_2 n_x^2]. \quad (1.3)$$

Квазідвовимірність системи спрощує її аналіз, дозволяючи явно проінтегрувати лагранжіан вздовж осі  $z$  та знехтувати градієнтом  $\partial_z \vec{n}$ , тоді

$$\int dV = \iiint dx dy dz \mapsto h \iint dx dy, \quad (\nabla \vec{n})^2 \mapsto (\partial_x \vec{n})^2 + (\partial_y \vec{n})^2 \quad (1.4)$$

де  $h$  – товщина зразка вздовж осі  $z$ .

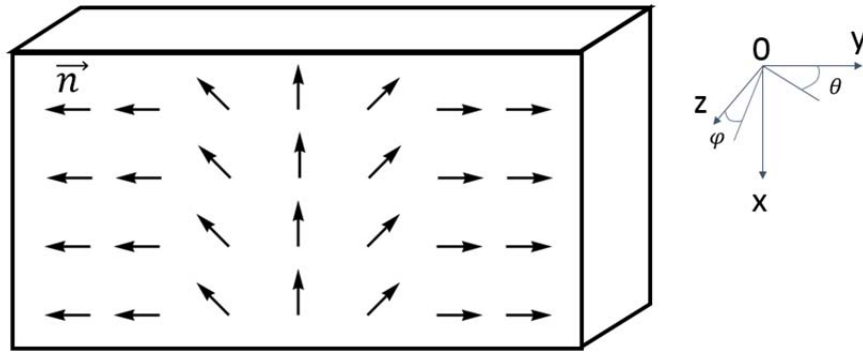


Рис. 1.2 – Схематичне зображення доменної стінки в квазі-2D зразку. Стрілками позначено напрямок параметра порядку  $\vec{n}$ .

## 1.2 Динаміка доменних границь

У незбуреному стані магнітні моменти атомів напрямлені вздовж осі найлегшого намагнічування. Доменна стінка являє собою область зміни намагніченості з одного напрямку на протилежний, причому в цій області магнітні моменти відхиляються від найбільш вигідного напрямку (легкої осі).

Для визначеності розглянемо зміну вектора Нееля від напрямку протилежного до осі  $y$ ,  $\vec{n} = (0, -1, 0)$  при  $y \rightarrow -\infty$ , до напрямку вздовж осі  $y$ ,  $\vec{n} = (0, 1, 0)$  при  $y \rightarrow +\infty$ , як зображено на Рис. 1.2. При цьому сама стінка простягається вздовж осі  $x$  та зафіксована таким чином, щоб її рух в напрямку, перпендикулярному до  $x$ , був обмежений.

Потенціал пінігу моделюємо як такий, що пропорційний квадрату відхилення стінки від центру (лінії) закріплення (рівноважного положення):

$$U_{pin} = \frac{G}{2a} \int y_{DW}(x)^2 dx, \quad (1.5)$$

пінінг створюється вздовж прямої  $y = 0$ ,  $G$  – деякий параметр, що описує силу пінінгу.

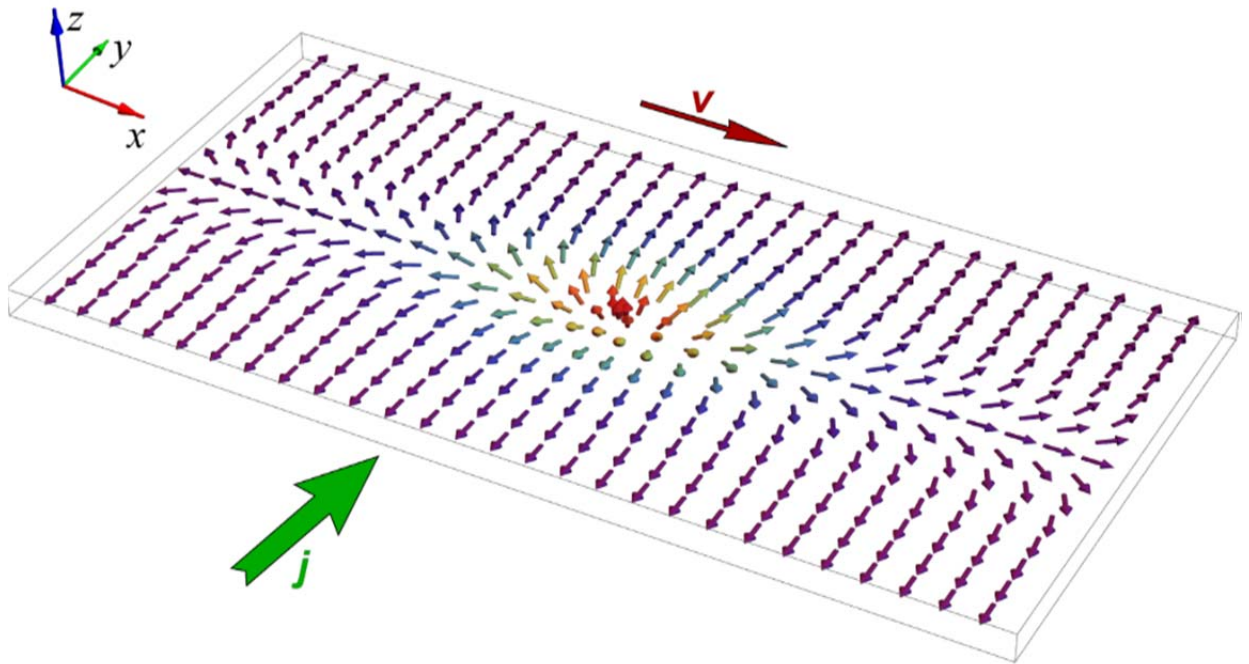


Рис. 1.3 – Зображення вихору на доменній стінці. Вектор Нееля майже всюди лежить у легкій площині ( $xy$ ), за виключенням області локалізації вихору.

Тут вважається, що  $y_{DW}(x)$  – колективна координата стінки, яка ефективно описує її положення залежно від  $x$ , тому доменна границя поводить себе як квазічастинка, що коливається на дні потенціальної ями (у випадку сильного пінінгу). Процеси депінінгу (виходу стінки з потенціальної ями за її скінченної глибини) в даній моделі не розглядаються.

Щоб описати профіль доменної границі, параметризуємо вектор  $\vec{n}$  наступним чином:

$$\vec{n} = \vec{n}(x, y, z, t), \quad \vec{n} = (\sin \theta \sin \varphi, \cos \theta, \sin \theta \cos \varphi), \quad (1.6)$$

$\theta$  та  $\varphi$  як функції координат та часу описують напрямок вектора Нееля в АФ/АМ, легку вісь  $y$  обрано як полярну для сферичних координат, а кут  $\varphi$  відраховується від осі  $z$ .

Лагранжіан системи набуває вигляду:

$$L_0 = \frac{1}{2} JS^2 a^2 \frac{\hbar}{V_0} \int dx dy \left\{ \frac{1}{c^2} [(\partial_t \theta)^2 + \sin^2 \theta \cdot (\partial_t \varphi)^2] - -((\partial_x \theta)^2 + \sin^2 \theta \cdot (\partial_x \varphi)^2) \right\}$$

$$-S^2 \frac{h}{V_0} \int dx dy \{ K_2 \sin^2 \theta (1 + \rho \cos^2 \varphi) \},$$

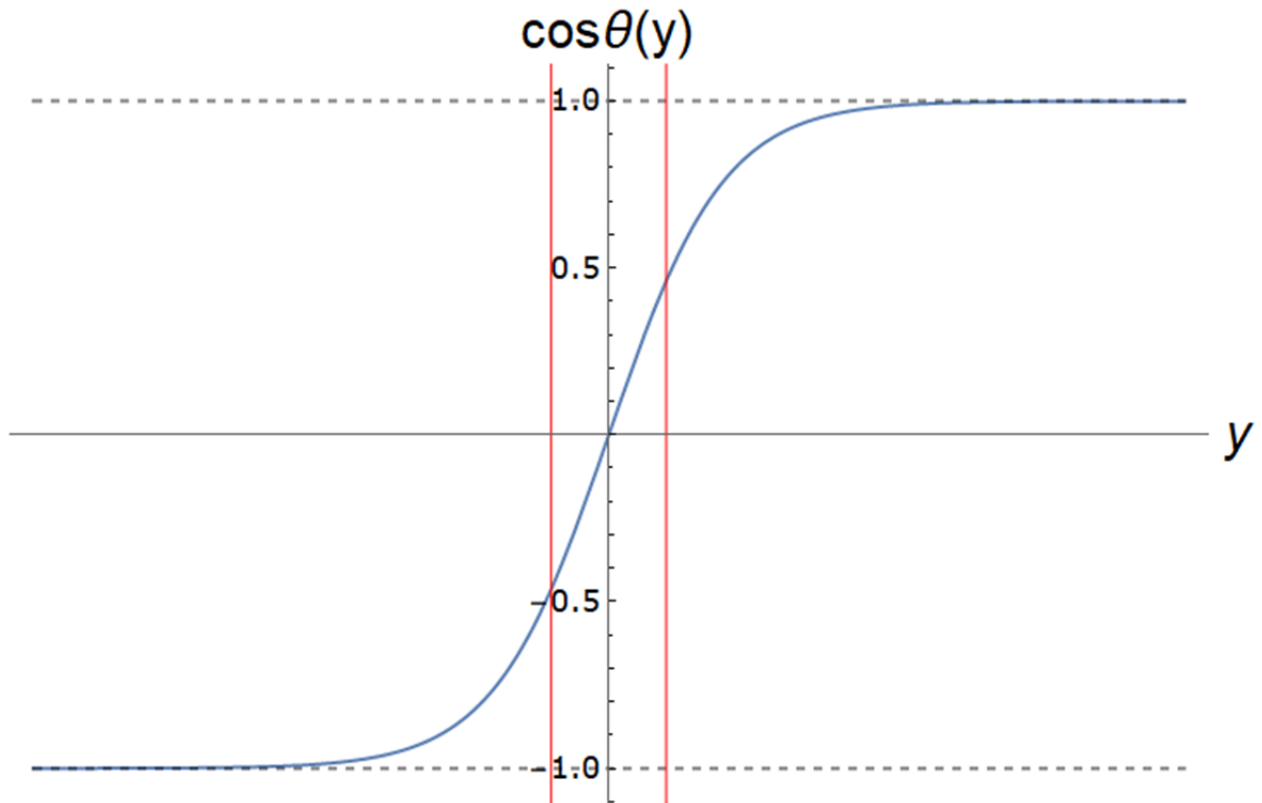


Рис. 1.4 – Функція профілю доменної стінки. Червоні лінії умовно відділяють перехідну область, що відповідає товщині стінки.

де позначено  $\rho = (K_1 - K_2) / K_2$  – показник відхилення анізотропії від уніаксіальної.

Для стаціонарної доменної стінки, що лежить у легкій площині ( $xy$ ) та не залежить від  $x$ , маємо  $\varphi = \pm \pi / 2 (= const)$ , рівняння руху:

$$\frac{\delta L_0}{\delta \theta} = 0 \Rightarrow \partial_{yy} \theta - \frac{1}{\delta^2} \sin \theta \cos \theta = 0, \quad \delta = \sqrt{\frac{Ja^2}{2K_2}}. \quad (1.8)$$

Розв'язок даного рівняння має форму  $\cos \theta(y) = \tanh(y / \delta)$ , він відповідає сталому розподілу намагніченості на нескінченності ( $\theta \rightarrow 0$  при  $y \rightarrow +\infty$  і  $\theta \rightarrow -\pi$  при  $y \rightarrow -\infty$ , відповідно вздовж та протилежно осі  $y$ );  $\delta$  має зміст ширини стінки (див. Рис. 1.4).

Для доменної стінки, що рухається зі сталою швидкістю  $v$ , при  $\varphi = \pm \pi / 2$  отримуємо:

$$\cos \theta(y, t) = \tanh \left( \frac{y - vt}{\delta \sqrt{1 - v^2 / c^2}} \right). \quad (1.9)$$

Якщо не фіксувати кут  $\varphi$  в легкій площині, для довільного  $\varphi = \varphi_0$ :

$$\cos \theta = \tanh \left( \frac{y - vt}{\delta(\varphi_0) \sqrt{1 - v^2 / c^2}} \right), \quad \delta(\varphi_0) = \frac{\delta}{\sqrt{1 + \rho \cos^2 \varphi_0}}, \quad (1.10)$$

тобто ефективна товщина стінки залежить як від швидкості руху («релятивістське» стиснення), так і від кута  $\varphi_0$  виходу з легкої площини.

Розв'язок (1.10) буде використано в якості анзацу колективних координат для спрощеного опису динаміки стінки. При цьому вважатимемо, що параметри  $\rho, v/c \ll 1$ , так що вираз (1.10) можна розкласти в ряд за малими параметрами та знехтувати вищими членами розкладу. «Ромбічність» анізотропії  $\rho$  залежить від матеріалу зразка і має порядок  $10^{-3} \div 1$ , а характерна швидкість руху стінки  $v$  буде значно меншою за  $c$  внаслідок фіксації стінки за допомогою пінінгу.

### 1.3 Взаємодія струму з неоднорідним розподілом намагніченості

#### 1.3.1 Випадок антиферомагнетика

Гамільтоніан електронів провідності, що взаємодіють з локалізованими магнітними моментами  $\vec{S}_l$ , в АФ у формі вторинного квантування має вигляд [22]:

$$H_{sd} = -t \sum_{\langle ll' \rangle} (\psi_l^\dagger \psi_{l'} + h.c.) - J_{sd} \sum_l \psi_l^\dagger (\vec{\sigma} \cdot \vec{S}_l) \psi_l. \quad (1.11)$$

Це так звана модель сильного зв'язку (tight-binding). Тут  $l$  нумерує вузли ґратки, сума  $\langle ll' \rangle$  обчислюється по найближчих сусідах,  $\psi_l = (c_l^\uparrow, c_l^\downarrow)^T$  – двокомпонентний спіно́р, що описує електрони провідності,  $t$  – амплітуда перескоків електронів між найближчими атомами ґратки,  $J_{sd}$  описує обмінну

взаємодію електронів зі спінами ґратки, причому вектори  $\vec{S}_l$  розглядаються як класичні,  $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  – вектор матриць Паулі.

Лагранжіан відповідної моделі:

$$L_{sd} = i(\hbar/2) \sum_l (\psi_l^\dagger \partial_t \psi_l - \partial_t \psi_l^\dagger \psi_l) - H_{sd}. \quad (1.12)$$

Для АФ, що має дві підґратки,  $\vec{S}_l = S(\vec{m}_l + \eta_l \vec{n}_l)$ , де  $\eta_l$  набуває значень  $\pm 1$  в залежності від підґратки. Вектор  $\vec{m}$  – намагніченість, а  $\vec{n}$  – вектор Нееля. Вони задовольняють умови  $\vec{m} \cdot \vec{n} = 0$  та  $\vec{m}^2 + \vec{n}^2 = 1$ . Якщо напрямки спінів у зразку змінюються досить повільно, намагніченість  $\vec{m}$  буде пропорційною до просторових градієнтів та часової похідної параметра порядку  $\vec{n}$ , тому  $|\vec{m}| \propto |\vec{n}|$ , і вектор  $\vec{n}$  можна розглядати як одиничний.

Зробимо унітарний поворот  $\psi_l = U(\vec{n}) \chi_l$ , тут

$$U(\vec{n}_l) = \vec{\sigma}_l \cdot \vec{e}_l, \quad \vec{e} = \frac{\vec{n}_0 + \vec{n}}{[2(1 + \vec{n} \cdot \vec{n}_0)]^{1/2}}. \quad (1.13)$$

Це перетворення виконує поворот на  $180^\circ$  навколо вектора  $\vec{e}$ , який є бісектрисою кута, утвореного напрямками  $\vec{n}_l$  та  $\vec{n}_0$ , де  $\vec{n}_0$  – початкова вісь квантування. При цьому вісь квантування обертається в кожному вузлі ґратки  $\vec{n}_l$  таким чином, що доданок, який описує взаємодію,  $\psi_l^\dagger (\vec{\sigma} \cdot \vec{S}_l) \psi_l = S \chi_l^\dagger \sigma_z \chi_l$ , діагоналізується в новій системі координат.

Перший доданок в гамільтоніані (1.11) модифікується наступним чином:

$$\psi_l^\dagger \psi_{l'} = (\vec{e}_l \cdot \vec{e}_{l'}) \chi_l^\dagger \chi_{l'} + i(\vec{e}_l \cdot \vec{e}_{l'}) \cdot (\chi_l^\dagger \vec{\sigma} \chi_{l'}). \quad (1.14)$$

Тепер можна перейти до континуального наближення, поклавши  $l \mapsto \vec{r}$ ,  $l' \mapsto \vec{r} + \vec{a}$  та виконавши градієнтний розклад. Враховуючи члени до другого порядку по градієнтам включно, маємо новий вираз, що описує переміщення електронів:

$$ta^2 (\nabla_a \psi^\dagger) (\nabla_a \psi) = ta^2 (\nabla \chi^\dagger - i \chi^\dagger \mathbf{A}_a) (\nabla \chi + i \mathbf{A}_a \chi), \quad (1.15)$$

тут було введено матричне калібрувальне поле у формі  $A_a = (\vec{A}_a \cdot \vec{\sigma})$ , відповідний йому набір векторних калібрувальних полів:

$$\vec{A}_a = (\vec{e} \times \nabla_a \vec{e}) = \frac{(\vec{n}_0 + \vec{n}) \times \nabla_a \vec{n}}{2(1 + \vec{n} \cdot \vec{n}_0)}, \quad (1.16)$$

де позначено  $\nabla_a \equiv \frac{1}{a}(\vec{a} \cdot \vec{\nabla})$ .

Вираз (1.15) описує кінетичну енергію електронів з ефективною масою

$$m_* = \hbar^2 / (2ta^2), \quad (1.17)$$

які взаємодіють з SU(2) калібрувальним полем  $A$ . Доданок лінійний по полю  $A$  дає наступний вклад в густину функції Лагранжа в континуальному наближенні:

$$-2\vec{j}_a^{(s)} \cdot \vec{A}_a, \quad (1.18)$$

де

$$\vec{j}_a^{(s)} = -\frac{i\hbar^2}{4m_*V_0} (\chi^\dagger \vec{\sigma} \nabla_a \chi - \nabla_a \chi^\dagger \vec{\sigma} \chi) \quad (1.19)$$

є густина спіну поляризованого струму в напрямку  $\vec{a}$  (компоненти вектора  $\vec{j}_a^{(s)}$  обраховуються в системі координат після повороту).

Крім цього, унітарний поворот змінює перший доданок в лагранжіані (1.12), його вклад в густину функції Лагранжа має подібний вигляд:

$$-2\vec{\tau}^{(s)} \cdot \vec{A}_0, \quad (1.20)$$

тут компонент калібрувального поля  $\vec{A}_0$  утворюється аналогічно до (1.16) заміною  $\nabla_a \mapsto \partial_t$ ;  $\vec{\tau}^{(s)}$  – густина спіну електронів провідності в локальній системі координат, отриманій після повороту:

$$\vec{\tau}^{(s)} = (\hbar / 2V_0) (\chi^\dagger \vec{\sigma} \chi). \quad (1.21)$$

Отже, електрони провідності, рухаючись через неоднорідний розподіл магнітних моментів в АФ, «взаємодіють» з фіктивним калібрувальним полем

$A_a = (\vec{A}_a \cdot \vec{\sigma})$  [24-26]. В результаті, вклад струму в класичний лагранжіан системи після інтегрування за об'ємом зразка виражається наступним чином:

$$L_{\text{int}} = -h \int dx dy \left\{ j^{(s)} (\vec{A} \cdot \partial_y \vec{n}) + \tau^{(s)} (\vec{A} \cdot \partial_t \vec{n}) \right\}, \quad (1.22)$$

де  $j^{(s)} = \hbar P \cdot j^{(c)} / (2e)$ ,  $P$  – ступінь поляризації струму, який подається вздовж осі  $y$  та поляризований вздовж цієї ж осі,  $j^{(c)}$  – його густина;  $\tau^{(s)} = \hbar P \cdot j^{(c)} / (2e \cdot v_s)$  – густина спіну електронів провідності,  $v_s$  – відношення густини спін-поляризованого струму до густини спіну, тобто це деяка ефективна швидкість руху електронів через магнітну структуру [27],  $\hbar$  – стала Планка,  $e$  – модуль заряду електрона.

Вектор  $\vec{A}$  вибрано у формі векторного потенціалу монополя Дірака:

$$\vec{A}(\vec{n}_0, \vec{n}) = \frac{(\vec{n}_0 \times \vec{n})}{1 + (\vec{n}_0 \cdot \vec{n})}, \quad (1.23)$$

рівняння руху не залежатимуть від  $\vec{n}_0$ , тому для обрахунків зручно обрати  $\vec{n}_0 = (0, 1, 0)$  вздовж легкої осі. Це напрямок квантування магнітного моменту електронів провідності до проведення унітарного повороту.

Зазначимо, що даний розгляд справедливий у випадку, коли обмінна взаємодія між електронами провідності та спінами ґратки достатньо сильна, так що спін електронів адіабатично слідує напрямку намагніченості кристалу. Проте неадіабатичний ефект струму в матеріалах з антиферомагнітним упорядкуванням призводить до виникнення подібного доданку (1.22) в лагранжіані [24, 28].

### 1.3.2 Випадок альтермагнетика

Для АМ (Рис 1.5) гамільтоніан, який описує електрони провідності, має вигляд:

$$H = \sum_{\langle ll' \rangle} \left\{ -t \psi_l^\dagger \psi_{l'} - t' \psi_l^\dagger (\vec{\sigma} \cdot \vec{S}_{ll'}) \psi_{l'} + h.c. \right\}. \quad (1.24)$$

Така модель є спрощеною, проте вона охоплює основні властивості матеріалу.

Введемо вектор  $\vec{m}$  намагніченості ґратки та вектор Нееля  $\vec{n}$  :

$$\vec{S}_{1,l} = S(\vec{m}_l + \vec{n}_l), \quad \vec{S}_{2,l} = S(\vec{m}_l - \vec{n}_l). \quad (1.25)$$

Аналогічно вважаємо, що в незбуреному стані  $\vec{m} = 0$ , позначимо вектор  $\vec{l} = \vec{n}_0$ ,  $\vec{n}_0$  – так само є початковою віссю квантування.

Перейшовши до нової системи координат за допомогою перетворення (1.13), маємо вектор Нееля  $\vec{n}_l$  вузла ґратки, як локальну вісь квантування для електронів. Спін-незалежний доданок гамільтоніана (1.24) модифікується так само, як у АФ (1.15), даючи вклад просторових градієнтів магнітної текстури (1.18). Проте, спін-залежне переміщення електронів веде до появи доданку, що зв'язується не лише зі спін-поляризованим струмом, але й зі звичайним зарядовим струмом. Маємо наступне перетворення:  $\psi_l^\dagger (\vec{\sigma} \cdot \vec{S}_{ll'}) \psi_{l'} = \chi_l^\dagger W_{ll'} \chi_{l'}$ , де

$$W_{ll'} = -i\vec{S}_{ll'} \cdot (\vec{e}_l \times \vec{e}_{l'}) \cdot \hat{E} + \left\{ \vec{e}_l (\vec{e}_{l'} \cdot \vec{S}_{ll'}) + \vec{e}_{l'} (\vec{e}_l \cdot \vec{S}_{ll'}) - \vec{S}_{ll'} \cdot (\vec{e}_l \cdot \vec{e}_{l'}) \right\} \cdot \vec{\sigma}, \quad (1.26)$$

де  $\hat{E}$  – одинична матриця розмірності 2.

У неперервному наближенні,  $l \mapsto \vec{r}$ ,  $l' \mapsto \vec{r} + \vec{a}$ , після градієнтного розкладу з урахуванням доданків до першого порядку включно:

$$\begin{aligned} W &= \eta_{\vec{a}} (\vec{n}_0 \cdot \vec{\sigma}) + (2\vec{e}(\vec{e} \cdot \vec{m}) - \vec{m}) \cdot \vec{\sigma} + \\ &+ \eta_{\vec{a}} a \left( \vec{e}(\vec{n} \cdot \nabla_a \vec{e}) + \nabla_a \vec{e}(\vec{n} \cdot \vec{e}) \right) \cdot \vec{\sigma} - \\ &- ia\vec{n} \cdot (\vec{e} \times \nabla_a \vec{e}) \cdot \hat{E}, \end{aligned} \quad (1.27)$$

де  $\eta_{\vec{a}} = \pm 1$  для  $\vec{a} = \vec{e}_x$  та  $\vec{a} = \vec{e}_y$  відповідно. Dodanok bez gradyentiv y  $W$  відповідає спін-залежному рухові електронів через антиферомагнітно упорядкований матеріал.

Перший градієнтний доданок, що множиться на матриці Паулі, описує взаємодію густини спінів електронів з неоднорідністю параметра порядку, проте він не містить струмів. Останній же доданок пропорційний одиничній

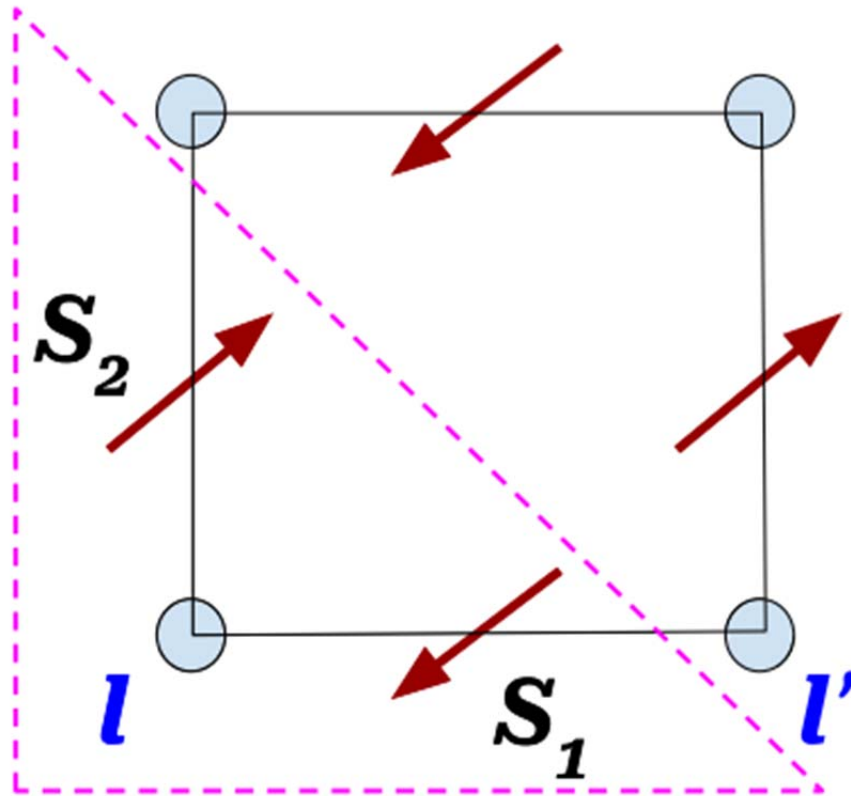


Рис. 1.5 – Зображення простої моделі альтермагнетика, що описується гамільтоніаном (1.24). Стрілки позначають локалізовані спіни, штрихова лінія обмежує магнітну комірку [22].

матриці і веде до наступної зміни в функції Лагранжа континуальної системи:

$$-\frac{t'}{t} \frac{\hbar}{e} \sum_{\vec{a}=\vec{e}_x, \vec{e}_y} j_a^{(c)} \eta_{\vec{a}} (\vec{n} \cdot \vec{A}_a), \quad (1.28)$$

зі струмом

$$j_a^{(c)} = -\frac{ie\hbar}{2m_*V_0} (\chi^\dagger \nabla_a \chi - \nabla_a \chi^\dagger \chi) \quad (1.29)$$

електронів без спінової поляризації, що рухаються в напрямку  $\vec{a}$ . Отже, в АМ просторова неоднорідність вектора Нееля взаємодіє зі звичайним струмом електронів, на відміну від випадку ФМ чи АФ, де взаємодія можлива лише за наявності спин-поляризації електронів.

Доданок (1.28) можна переписати в іншій формі:

$$-\kappa \frac{\hbar}{2e} \sum_{\vec{a}=\vec{e}_x, \vec{e}_y} j_a^{(c)} \eta_{\vec{a}} \vec{A}(\vec{n}_0, n) \cdot \nabla_a \vec{n}, \quad (1.30)$$

де потенціал монополя Дірака визначається формулою (1.23), а  $\kappa = t' / t$  це – є відносна величина спін-залежного руху електронів.

Вклад від частини лагранжіану, що містить часові похідні (1.12) залишається незмінним (1.20). Цей вклад зникає за відсутності спін-поляризації струму, тоді залишається лише вплив (1.28) [22].

В результаті отримуємо повний вклад в лагранжіан системи для АМ у наступній формі:

$$L_{\text{int}} = -h \int dx dy \left\{ j^{(s)} (\vec{A} \cdot \partial_y \vec{n}) + \tau^{(s)} (\vec{A} \cdot \partial_t \vec{n}) \right\}, \quad (1.31)$$

де  $j^{(s)} = \hbar(P + \kappa) \cdot j^{(c)} / (2e)$ ,  $\kappa = t' / t$  – відношення амплітуд спін-залежного та спін-незалежного «перескакування» (hopping) електронів (між вузлами ґратки). Тепер при  $P = 0$  (неполяризований струм) взаємодія не зникає.

#### 1.4 Дисипація енергії

Втрати енергії враховуються феноменологічно за допомогою дисипативної функції Релея [29,30]:

$$R = \frac{1}{2} \alpha \int dx dy (\partial_t \vec{n})^2, \quad (1.32)$$

де  $\alpha = \alpha_G \hbar \hbar S / V_0$  – розмірна стала,  $\alpha_G \sim 10^{-3}$  – стала демпінгу Гільберта (безрозмірна величина).

Рівняння руху за наявності дисипації модифікуються таким чином:

$$\frac{\delta L}{\delta q} = \frac{\partial R}{\partial \dot{q}}. \quad (1.33)$$

## Розділ 2. Результати роботи

### 2.1 Підхід колективних координат

Для подальшого аналізу динаміки намагніченості на доменній стінці введемо так звані колективні координати, поклавши змінні  $\varphi$  та  $\theta$  у рівнянні (9) залежними від  $x, t$  та від  $y$  наступним чином [31,32]:

$$\varphi = \varphi_{DW}(x, t), \quad \cos \theta = \tanh \left( \frac{y - y_{DW}(x, t)}{\delta(\varphi_{DW}) \sqrt{1 - \dot{y}_{DW}^2 / c^2}} \right), \quad (2.1)$$

$$\delta(\varphi_{DW}) = \delta / \sqrt{1 + \rho \cos^2 \varphi_{DW}(x, t)}.$$

Така підстановка дозволяє розкласти відповідні вирази в ряд за малими параметрами  $\rho, v/c \ll 1$  та виконати інтегрування по  $y$ , отримуючи ефективну функцію Лагранжа (та дисипативну функцію Релея) як функцію нових змінних  $\varphi_{DW}, y_{DW}$  – кута повороту намагніченості в площині  $(zx)$  та положення доменної стінки відповідно:

$$L_0 = \frac{1}{2} W_0 \int dx \left\{ \frac{1}{c^2} \dot{y}_{DW}^2 - y_{DW}'^2 - \rho \cos^2 \varphi_{DW} + \delta^2 \left( \frac{1}{c^2} \dot{\varphi}_{DW}^2 - \varphi_{DW}'^2 \right) \right\},$$

$$L_{\text{int}} = \frac{1}{\pi} f_0 \int dx \left\{ -(P + \kappa) \varphi_{DW} + \frac{P}{v_S} y_{DW} \dot{\varphi}_{DW} \right\}, \quad (2.2)$$

$$L_{\text{pin}} = -\frac{1}{2} W_0 \int dx \frac{\Omega_0^2}{c^2} y_{DW}^2, \quad R = \alpha \int dx \left\{ \frac{1}{\delta} \dot{y}_{DW}^2 + \delta \dot{\varphi}_{DW}^2 \right\},$$

тут  $\varphi_{DW} = \varphi_{DW}(x, t)$ ,  $y_{DW} = y_{DW}(x, t)$ ; крапкою позначено похідну по часу, штрихом – по координаті  $x$ ; нові позначення:  $W_0 = 2S^2 \sqrt{2K_2 J} \cdot ha / V_0$ ,  $\Omega_0^2 = Gc^2 / (aW_0)$ ,  $f_0 = \pi \hbar h j^{(c)} / e$ . Для антиферромагнетика  $\kappa = 0$ .

### 2.2 Динаміка вихору намагніченості в альтермагнетику

У випадку АМ матеріалу для керування намагніченістю можна використовувати неполяризований струм ( $P = 0$ ), тоді доданок, що зв'язує координату стінки та кут повороту  $y_{DW} \dot{\varphi}_{DW}$ , відсутній, і динаміку цих змінних можна розглядати окремо.

Нас цікавитиме поведінка  $\varphi_{DW}$ :

$$L_{\varphi} = \frac{1}{2} W_0 \int dx \left\{ \delta^2 \left( \frac{1}{c^2} \dot{\varphi}_{DW}^2 - \varphi_{DW}'^2 \right) - \rho \cos^2 \varphi_{DW} \right\} - \frac{f_0 \kappa}{\pi} \int dx \{ \varphi_{DW} \}. \quad (2.3)$$

Рівняння Ейлера-Лагранжа в бездисипативному наближенні за відсутності струму

$$\frac{1}{c^2} \ddot{\varphi}_{DW} - \varphi_{DW}'' - \frac{1}{\Delta_0^2} \sin \varphi \cos \varphi = 0, \quad \Delta_0 = \delta / \sqrt{\rho} \quad (2.4)$$

допускають стаціонарний розв'язок у формі гіперболічного тангенса:

$$\sin \varphi_v = \pm \tanh \left( \frac{x - x_v}{\Delta_0} \right). \quad (2.5)$$

Нестационарний розв'язок – вихор, що рухається зі сталою швидкістю,

$$\sin \varphi_v = \pm \tanh \left( \frac{x - vt}{\Delta_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2}} \right), \quad (2.6)$$

використаємо як повторний анзац колективних координат для опису поведінки  $\varphi_{DW}(x, t)$  з урахуванням струму та дисипації:

$$\sin \varphi_v = \tanh \left( \frac{x - x_v(t)}{\Delta(t)} \right), \quad (2.7)$$

тут  $x_v(t)$ ,  $\Delta(t)$  – центр вихору та його змінна ширина відповідно. Тоді функція Лагранжа та функція Релея після інтегрування по  $x$  набувають вигляду:

$$L = f_0 \kappa \cdot x_v + W_0 \delta^2 \frac{1}{\Delta} \left\{ \left( \frac{\dot{x}_v}{c} \right)^2 + \frac{\pi^2}{12} \cdot \left( \frac{\dot{\Delta}}{c} \right)^2 - \frac{\Delta^2}{\Delta_0^2} - 1 \right\} \quad (2.8)$$

$$R = \alpha \delta \frac{1}{\Delta} \left\{ 2 \dot{x}_v^2 + \frac{\pi^2}{6} \dot{\Delta}^2 \right\}$$

З рівнянь руху

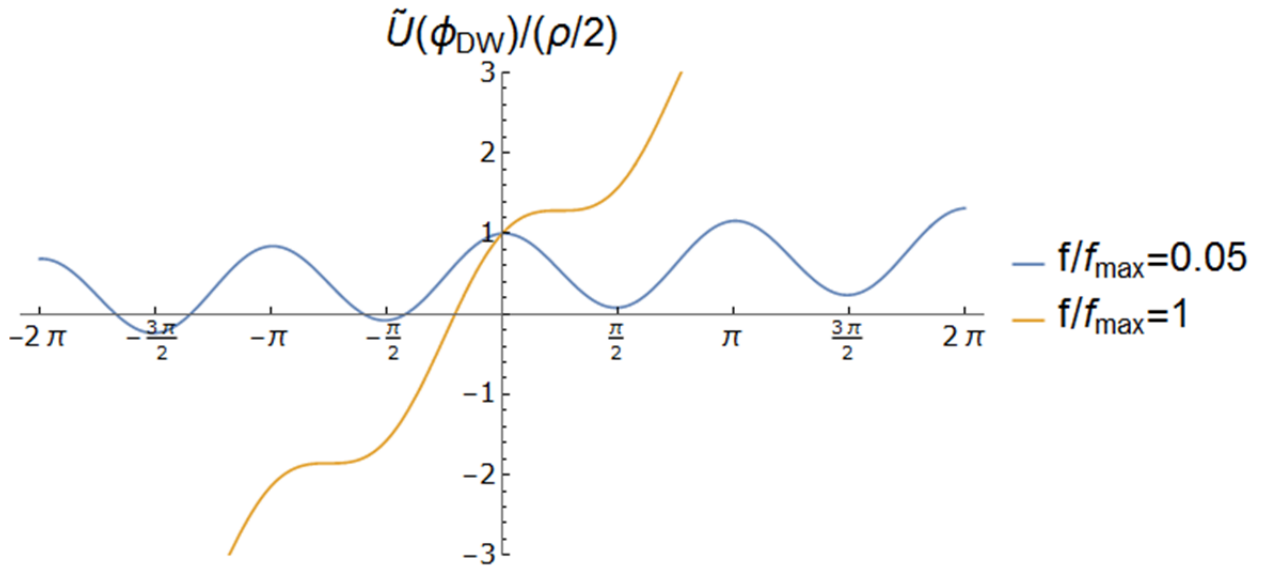


Рис. 2.1 – Зображення ефективного потенціалу анізотропії для невеликого значення струму та для критичного струму.

$$\begin{cases} f_0 \kappa - 2 \frac{W_0 \delta^2}{c^2} \frac{d}{dt} \left( \frac{\dot{x}_v}{\Delta} \right) = 4 \alpha \delta \cdot \frac{\dot{x}_v}{\Delta}, \\ \left( 1 - \frac{\dot{x}_v^2}{c^2} \right) \frac{1}{\Delta^2} - \frac{1}{\Delta_0^2} - \frac{\pi^2}{12c^2} \left\{ 2 \frac{\ddot{\Delta}}{\Delta} - \frac{\dot{\Delta}^2}{\Delta^2} \right\} = \frac{\pi^2}{3} \frac{\alpha}{W_0 \delta} \cdot \frac{\dot{\Delta}}{\Delta}, \end{cases} \quad (2.9)$$

отримуємо асимптотичний стаціонарний розв'язок – вихор певної ширини, що рухається з усталеною швидкістю:

$$\dot{x}_v = v = const, \quad \Delta = \Delta_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2}, \quad (2.10)$$

для швидкості вихору  $v$  маємо:

$$v = \frac{\beta f \cdot c}{\sqrt{(\beta f)^2 + c^2}}, \quad (2.11)$$

тут  $f \equiv f_0 \kappa$  – пропорційно силі струму;  $\beta = 1 / (4 \alpha \sqrt{\rho})$  має зміст рухливості вихору при малих швидкостях ( $v \approx \beta f$ ). При значних силах струму швидкість прямує до асимптотичного значення  $c$ . Аналогічний результат було отримано у статті [20] для АФ в наближенні нерухомої доменної стінки.

Також треба врахувати, що на максимальну рушійну силу існує обмеження. Якщо розглянути потенціальну енергію лагранжіану (2.3):

$$\tilde{U}(\varphi_{DW}) = \frac{1}{2} \rho \cdot \cos^2(\varphi_{DW}) + \frac{f}{\pi W_0} \cdot \varphi_{DW}, \quad (2.12)$$

можна побачити, що струм призводить до «перекосу» потенціальних ям періодичної частини потенціалу. За критичного значення  $f_{\max}$  ями зникають (див. Рис. 2.1), потенціал стає монотонним, що відповідає умові  $\partial \tilde{U}(\varphi_{DW}) / \partial \varphi_{DW} \geq 0$  для будь-якого  $\varphi_{DW}$ , звідки  $f_{\max} = (\pi/2) W_0 \rho$ , зростає зі збільшенням бар'єру анізотропії.

Варто зазначити, що значення  $\varphi_{DW} = \pm \pi/2$  при увімкненому струмі вже не є положеннями мінімуму потенціальної енергії, тому на початку свого руху вихор (2.7) почне підлаштовуватись під новий профіль потенціалу.

### 2.3 Динаміка вихору намагніченості в антиферромагнетику. Вплив пінінгу

В антиферромагнетику лише спін-поляризований струм дозволяє керувати доменною стінкою, тому змінні  $y_{DW}, \varphi_{DW}$  мають пов'язану динаміку. Проаналізуємо рівняння Ейлера-Лагранжа для координати  $y_{DW}$ :

$$\frac{\delta L}{\delta y_{DW}} = \frac{\partial R}{\partial \dot{y}_{DW}} \Rightarrow \frac{\Omega_0^2}{c^2} \cdot y_{DW} + \left\{ \frac{1}{c^2} \ddot{y}_{DW} - y_{DW}'' + \frac{2\alpha}{W_0 \delta} \dot{y}_{DW} \right\} = \frac{f_0 P}{\pi W_0 v_S} \cdot \dot{\varphi}_{DW} \quad (2.13)$$

За умови сильного пінінгу ( $\Omega_0 \gg \sqrt{\rho} \cdot c / \delta$ ), коли частота коливань «масивного поля»  $y_{DW}$  поблизу мінімуму значно більша за частоту коливань кута  $\varphi_{DW}$ , можна знехтувати виразом у фігурних дужках рівняння (29). Тепер змінні можна розділити за допомогою співвідношення:

$$y_{DW} \approx \frac{f_0 P}{\pi W_0 v_S \Omega_0^2} \cdot \dot{\varphi}_{DW}. \quad (2.14)$$

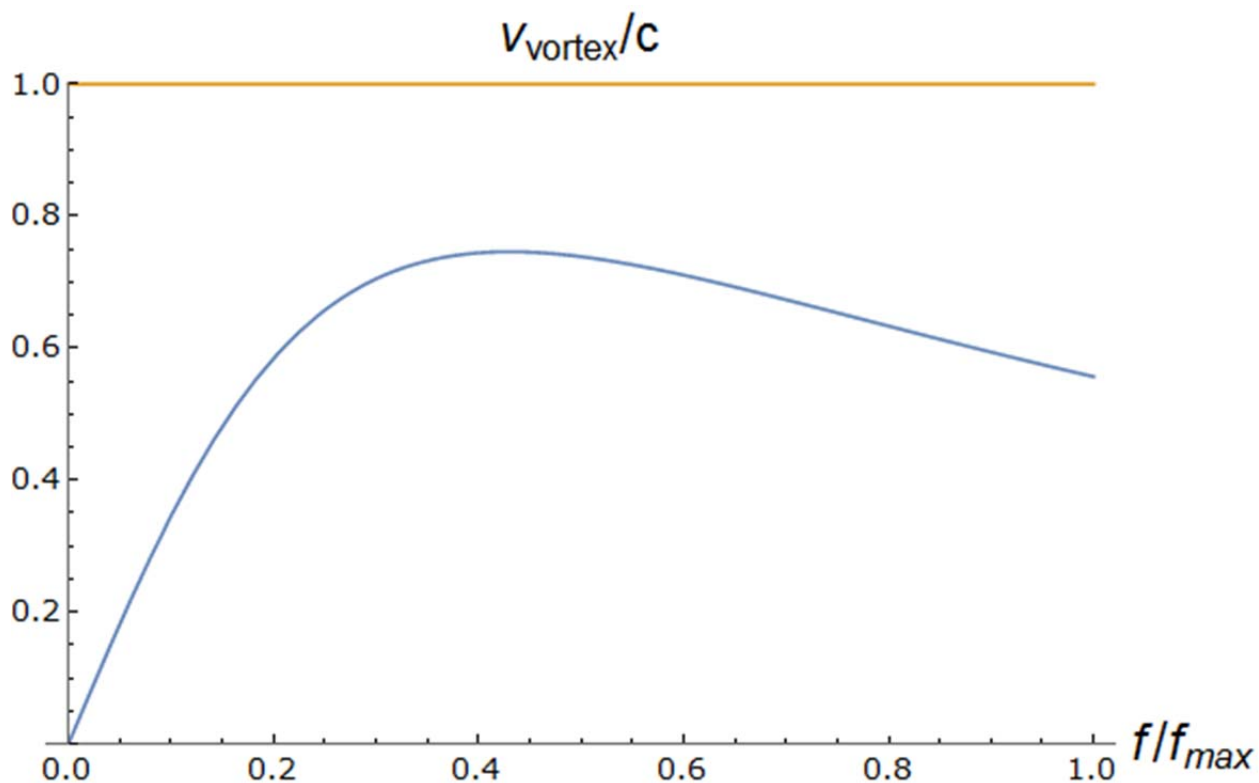


Рис. 2.2 – Аналітична крива залежності швидкості руху вихору в усталеному режимі від сили прикладеного струму.

Після підстановки (2.14) отримуємо лагранжیان (2.2), але з перенормованим параметром  $c \rightarrow \tilde{c} = c / \sqrt{1 + Q^2}$ , де  $Q = \frac{f_0 P}{\pi W_0} \cdot \frac{c}{\Omega_0 \delta} \cdot \frac{c}{v_s}$ . Тепер швидкість магнітного вихору має максимум при деякій скінченній величині сили струму (див. рис. 2.2).

## 2.4 Аналітична оцінка нового режиму

Введемо безрозмірні змінні:  $\tau = (c / \delta)t$ ,  $\xi = x / \delta$ ,  $\tilde{y} = y_{DW} / \delta$ ,  $\varphi = \varphi_{DW}$  та безрозмірні параметри системи:  $\tilde{\Omega} = \Omega_0 \delta / c$  – пінінг,  $\tilde{\alpha} = 2\alpha c / W_0 \equiv 2\alpha_G \cdot \delta / a$  – демпінг,  $\tilde{f} = f_0 P / (\pi W_0)$  – вклад струму (для АМ маємо аналогічний вираз);  $v_s / c = \tilde{v}_s$  – відношення ефективної швидкості руху електронів до граничної швидкості магнітонів:

$$\begin{cases} \tilde{y}_{\tau\tau} - \tilde{y}_{\xi\xi} + \tilde{\Omega}^2 \tilde{y} - (\tilde{f} / \tilde{v}_s) \varphi_\tau + \tilde{\alpha} \tilde{y}_\tau = 0, \\ \varphi_{\tau\tau} - \varphi_{\xi\xi} - \rho \sin \varphi \cos \varphi + \tilde{f} + (\tilde{f} / \tilde{v}_s) \tilde{y}_\tau + \tilde{\alpha} \varphi_\tau = 0. \end{cases} \quad (2.15)$$

У нових позначеннях можна записати компактний вираз залежності швидкості переміщення вихору від прикладеного струму:

$$\frac{V_{vortex}}{c} = \frac{F}{\sqrt{1 + F^2(1 + r^2 F^2)}}, \quad (2.16)$$

де  $F = \pi \tilde{f} / (2\tilde{\alpha}\sqrt{\rho})$  – пропорційно силі струму,  $r = 2\tilde{\alpha}\sqrt{\rho} / (\pi\tilde{v}_s\tilde{\Omega})$  – залежить лише від характеристик зразка.

Точка максимуму:  $F_{extr} = 1/\sqrt{r}$ . При цьому граничне значення швидкості вихору виявляється меншим, ніж  $c$ :  $V_{max} = c/\sqrt{1+2r}$ . Умова на максимальну силу струму, за якої зникає бар'єр анізотропії, в безрозмірних позначеннях набуває вигляду:  $\tilde{f}_{max} = \rho/2$ , тому, щоб даний ефект був спостережуваний (точка максимуму швидкості досягалася за значення струму, меншого від граничного), необхідно виконання нерівності:

$$(8/\pi) \cdot (\tilde{\alpha}\tilde{v}_s/\rho) \cdot (\tilde{\Omega}/\sqrt{\rho}) < 1. \quad (2.17)$$

Умова (2.17) конкурує з вимогою сильного пінінгу  $\tilde{\Omega}/\sqrt{\rho} \square 1$ , проте, режим помірного пінінгу можна проаналізувати чисельно.

Загалом, даному ефекту сприяють матеріали, які мають слабкий демпінг, мале відношення ефективної швидкості руху електронів до швидкості спінових хвиль та сильну магнітну анізотропію у площині, перпендикулярній до легкої осі.

## 2.5 Чисельний розв'язок задачі

Чисельний аналіз системи рівнянь (2.15) підтверджує існування стабільного розв'язку у формі солітону, що розганяється постійним струмом до сталої швидкості, див. Рис. 2.3(а). Положення мінімумів енергії при увімкненому струмі підлаштовуються відповідно до формули (2.12).

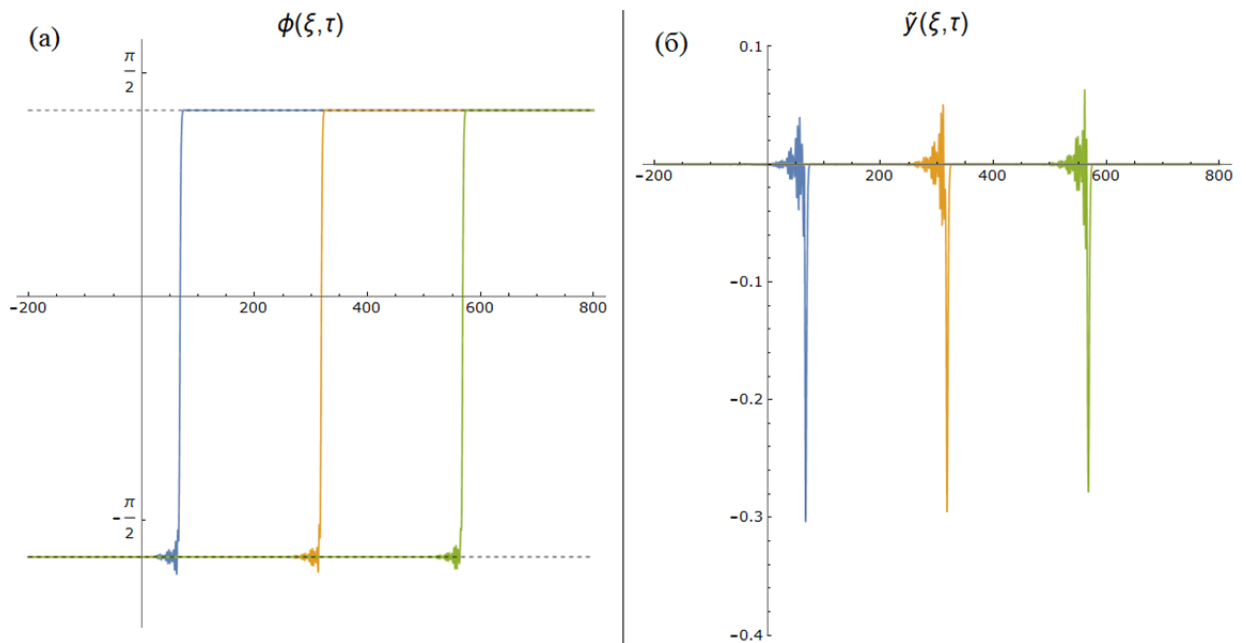


Рис. 2.3 – Магнітний вихор у динаміці в три послідовні моменти часу. (а) Кутовий профіль вихору, солітон зміщується поступально. Штрихованими лініями позначено положення мінімумів потенціалу за наявності сталого струму. (б) Відхилення центра доменної стінки від рівноважного положення. Параметри системи:  $\tilde{\Omega} = 1.5$ ,  $\rho = 0.22$ ,  $\tilde{v}_s = 0.05$ ;  $\tilde{\alpha} = 0.1$ .

На Рис. 2.3(б) зображено графік відхилення  $\tilde{y}(\xi, \tau)$  положення доменної стінки від рівноважного для трьох послідовних моментів часу. Максимум  $\tilde{y}(\xi, \tau)$  відповідає положенню магнітного вихору. Побудовані графіки (Рис. 2.3(а, б)) дозволяють оцінити відповідність вибраного режиму параметрів (одиничний вихор, відсутність суттєвих осциляцій на «хвості» тощо) та прослідкувати силу пінінгу, оцінивши максимальне значення функції  $\tilde{y}(\xi, \tau)$ .

## 2.6 Створення одиничного вихору та пари вихор-антивихор

Вихор можна утворити, приклавши локалізований струм на межі доменної стінки протягом відносно короткого проміжку часу, щоб частина функції  $\varphi(\xi, \tau)$  подолати бар'єр анізотропії та потрапила в сусідній мінімум, наприклад, від  $\pi/2$  до  $-\pi/2$ , як зображено на Рис. 2.4(а, б). Після

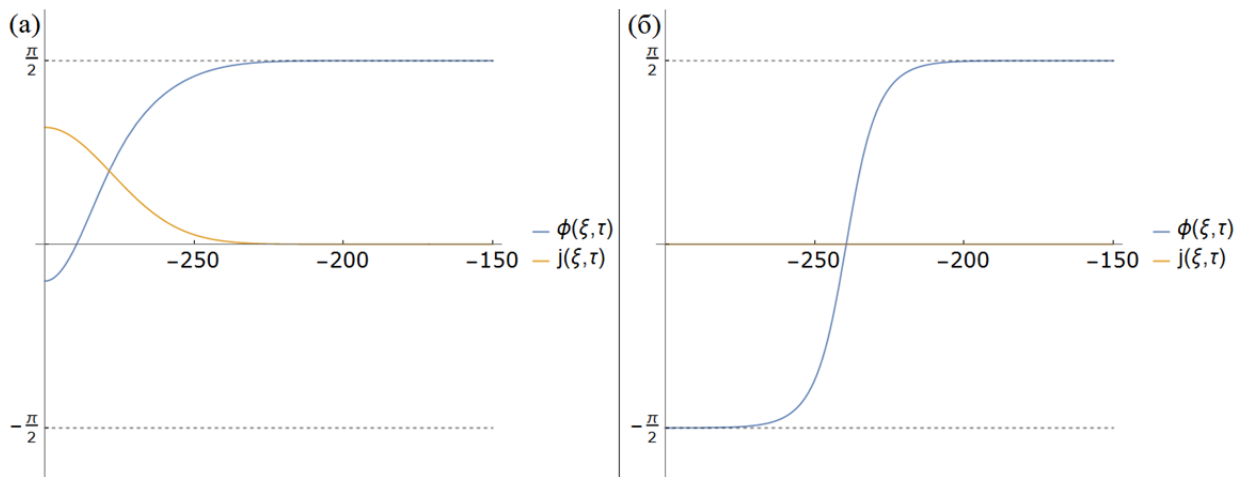


Рис. 2.4 – Утворення одиничного магнітного вихору на межі доменної стінки. (а) Вигинання профілю  $\varphi(\xi, \tau)$  від початкового положення  $\varphi(\xi, \tau) = \pi / 2$  під дією короткочасного локалізованого струму  $j(\xi, \tau)$ . (б) Сформований профіль після релаксації. Штрихованими лініями позначено положення мінімумів потенціалу анізотропії за відсутності струму.

вимикання струму виникають коливання кута навколо положень рівноваги, які затухають за рахунок демпінгу, і вихор набуває сталої форми (Рис. 2.4(б)).

Інший можливий варіант – утворення пари «вихор-антивихор» при проходженні струму через внутрішню область доменної стінки (див. Рис. 2.5(а,б)), хоча режим руху при цьому вже не є односолітонним.

### 2.6.1 Динаміка одиничного магнітного вихору за відсутності зв'язку з відхиленням доменної стінки

Проаналізуємо спочатку деякі ефекти руху вихору, які не пов'язані з відхиленням доменної стінки. Для цього перепишемо систему (2.15) без відповідного доданка, що зв'язує колективні координати:

$$\begin{cases} \tilde{y}_{\tau\tau} - \tilde{y}_{\xi\xi} + \tilde{\Omega}^2 \tilde{y} + \tilde{\alpha} \tilde{y}_\tau = 0, \\ \varphi_{\tau\tau} - \varphi_{\xi\xi} - \rho \sin \varphi \cos \varphi + \tilde{f} + \tilde{\alpha} \varphi_\tau = 0. \end{cases} \quad (2.18)$$

Еволюція положення доменної стінки при цьому стає тривіальною – за відсутності початкового відхилення стінка не рухається.

Рівняння для кута:

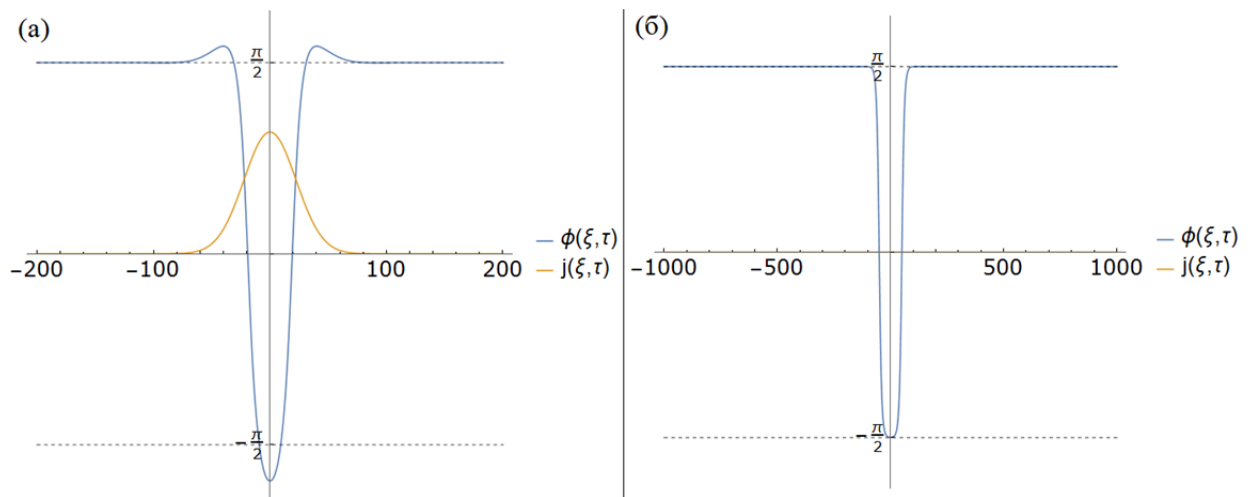


Рис. 2.5 – Створення пари вихорів всередині доменної стінки за допомогою локального струму. (а) Вигин  $\varphi(\xi, \tau)$  з утворенням двох солітонів. (б) Стабільний нерухомий розподіл після вимкнення струму та релаксації коливань.

$$\varphi_{\tau\tau} - \varphi_{\xi\xi} - \rho \sin \varphi \cos \varphi + \tilde{f} + \tilde{\alpha} \varphi_{\tau} = 0. \quad (2.19)$$

Створивши одиничний вихор, як на Рис. 2.4(б), поступово збільшуватимемо струм  $\tilde{f} = \tilde{f}(\tau)$  від нуля до деякого значення, меншого за граничне  $\tilde{f}_{\max} = \rho / 2$ . При цьому спостерігаємо два ефекти: вертикальні коливання профілю як цілого через зміщення положень мінімумів потенціалу (2.12) при увімкненні струму, та поява осциляційного «хвоста» позаду вихору (Рис. 2.6).

Появу таких осциляцій можна пояснити «інертністю» вихору, що допускається хвильовим рівнянням. Вектор Нееля, долаючи бар'єр анізотропії, за рахунок нееквівалентності енергетичних положень потенціальних ям при увімкненому струмі набуває додаткової енергії та рухається далі, не зупиняючись в мінімумі.

Якщо демпінг достатньо високий ( $\tilde{\alpha} \sim 0.1$  при анізотропії  $\rho = 0.22$ ), вплив коливань буде несуттєвим. Проте для менших значень  $\tilde{\alpha}$  амплітуда осциляцій стає помітною (Рис. 2.6(а)).

«Хвіст» вихору за певного значення сили струму  $\tilde{f}_{crit} < \tilde{f}_{\max}$  (достатнього нахилу потенціалу) може за інерцією подолати наступний

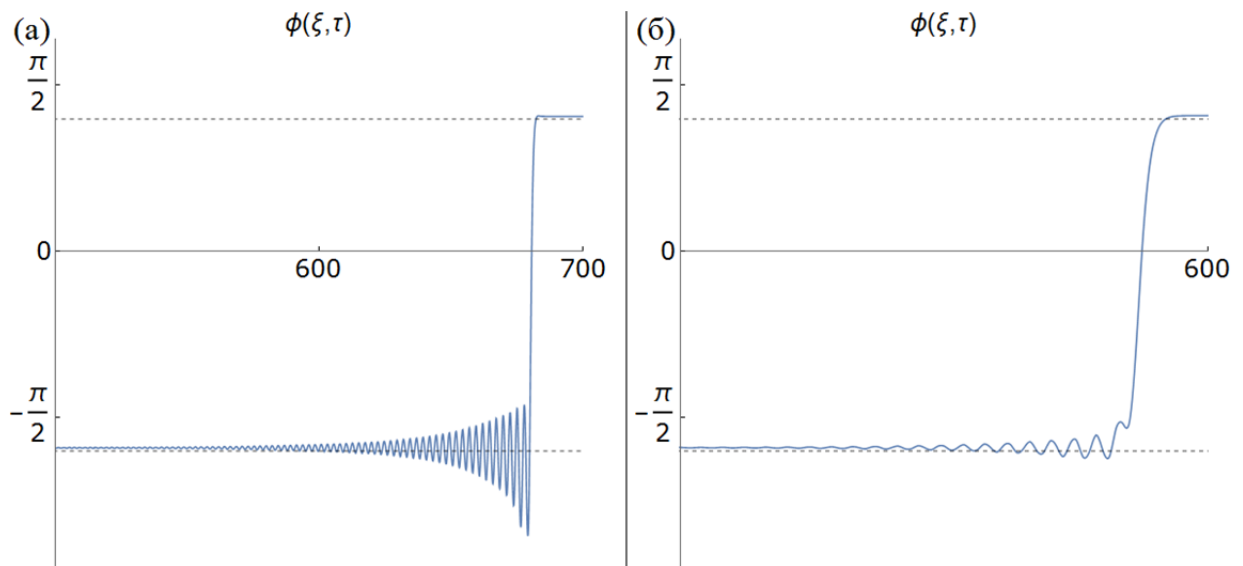


Рис. 2.6 – Осциляції, що виникають позаду вихору, для двох значень демпінгу. Параметри системи:  $\rho = 0.22$ ,  $\tilde{f} / \tilde{f}_{\max} = 0.6$ . (а) Слабкий демпінг  $\tilde{\alpha} = 10^{-2}$ . (б) Помірний демпінг  $\tilde{\alpha} = 5 \cdot 10^{-2}$ . Штриховими лініями позначено потенціальні ями

бар'єр анізотропії з утворенням пари вихор-антивихор, в якій вихор закручений на повний оберт  $2\pi$  (Рис. 2.7(а)). Подальша часова еволюція таких вихорів або збільшення керуючого струму призведуть до того, що система буде «провалюватися» з потенціальної гірки далі й далі, перекручуючись з утворенням великої кількості солітонів (Рис. 2.7(б)).

Швидкість одиничного вихору при русі в усталеному режимі можна знайти методом апроксимації послідовних позицій центра вихору в різні проміжки часу прямою, як зображено на Рис. 2.8.

### 2.6.2 Вплив руху центра доменної стінки на динаміку вихору

Перевірити залежність (2.16) швидкості вихору від сили прикладеного струму можна чисельно, розв'язавши систему (2.15) за виконання умови (2.17) та обмежень моделі.

Виконаємо обчислення для конкретного вибору параметрів:  $\tilde{\Omega} = 1.5$ ,  $\rho = 0.22$ , так що  $\tilde{\Omega} / \sqrt{\rho} \approx 3$  (умова сильного пінінгу виконується лише

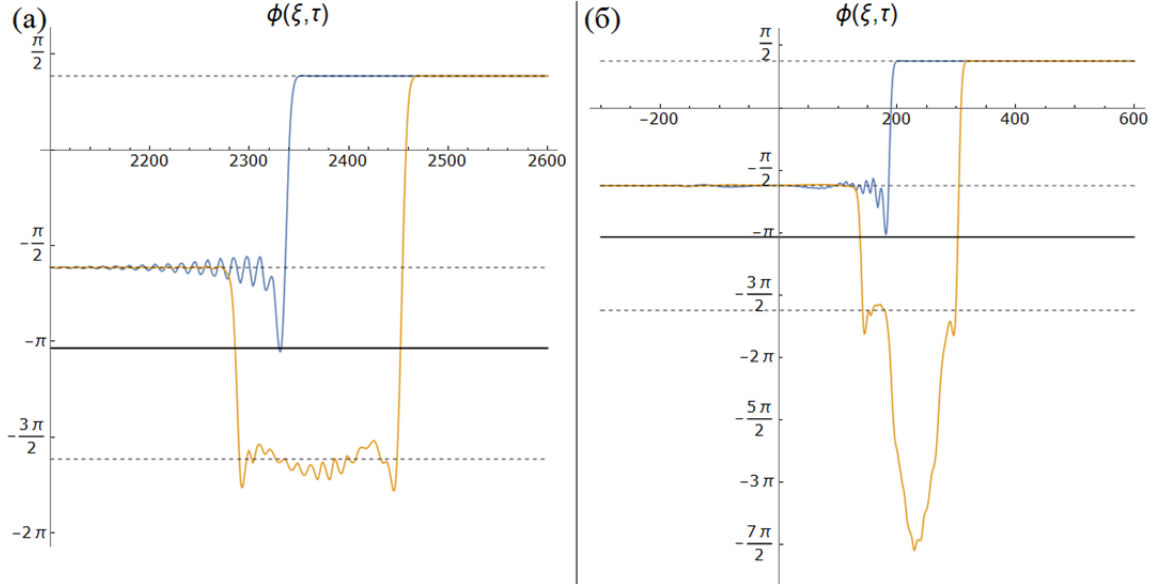


Рис. 2.7 – Синім зображено функцію кута перед подоланням бар'єру анізотропії (суцільна чорна лінія), жовтим – еволюція  $\varphi(\xi, \tau)$  після подолання бар'єру. (а) Режим квазістабільної пари вихор-антивихор,  $\tilde{f} \approx \tilde{f}_{crit}$ . (б) Режим «каскаду», коли функція  $\varphi(\xi, \tau)$  прискорено «падає» з утворенням великої кількості перекручень,  $\tilde{f} > \tilde{f}_{crit}$ . Штрихові лінії відображають перші три мінімуми потенціальної енергії.

наближено);  $\tilde{v}_s = v_s / c = 1/20$  – невелика швидкість руху електронів у порівнянні зі швидкістю спінових хвиль;  $\tilde{\Omega} = 1.5$  – відповідає сильному демпінгу. Нерівність (33) виконується:  $(8/\pi) \cdot (\tilde{\alpha} \tilde{v}_s / \rho) \cdot (\tilde{\Omega} / \sqrt{\rho}) \approx 0.2 < 1$ .

На Рис. 2.9 зображено аналітичну криву (2.16) та значення швидкості вихору в залежності від сили прикладеного струму, які обраховано при моделюванні. Бачимо якісну відповідність чисельного та аналітичного результатів, швидкість має максимум за докритичної величини спінополяризованого струму, причому швидкість в екстремумі сягає приблизно 0.7 від максимальної, що відповідає оцінці  $V_{extr} / c = 1 / \sqrt{1 + 2r} \approx 0.75$ .

Як слідує з Рис. 2.3, при русі вихору в області його локалізації центр доменної стінки відхиляється переважно в один бік, тобто пінінкуючи доменну стінку (змінюючи амплітуду відхилення центру), можна впливати і на динаміку вихору. Хоча такий режим якісно порушує припущення (2.14), відповідні зміни руху магнітного вихору викликані лише більш складною взаємозалежністю кута та положення центра стінки.

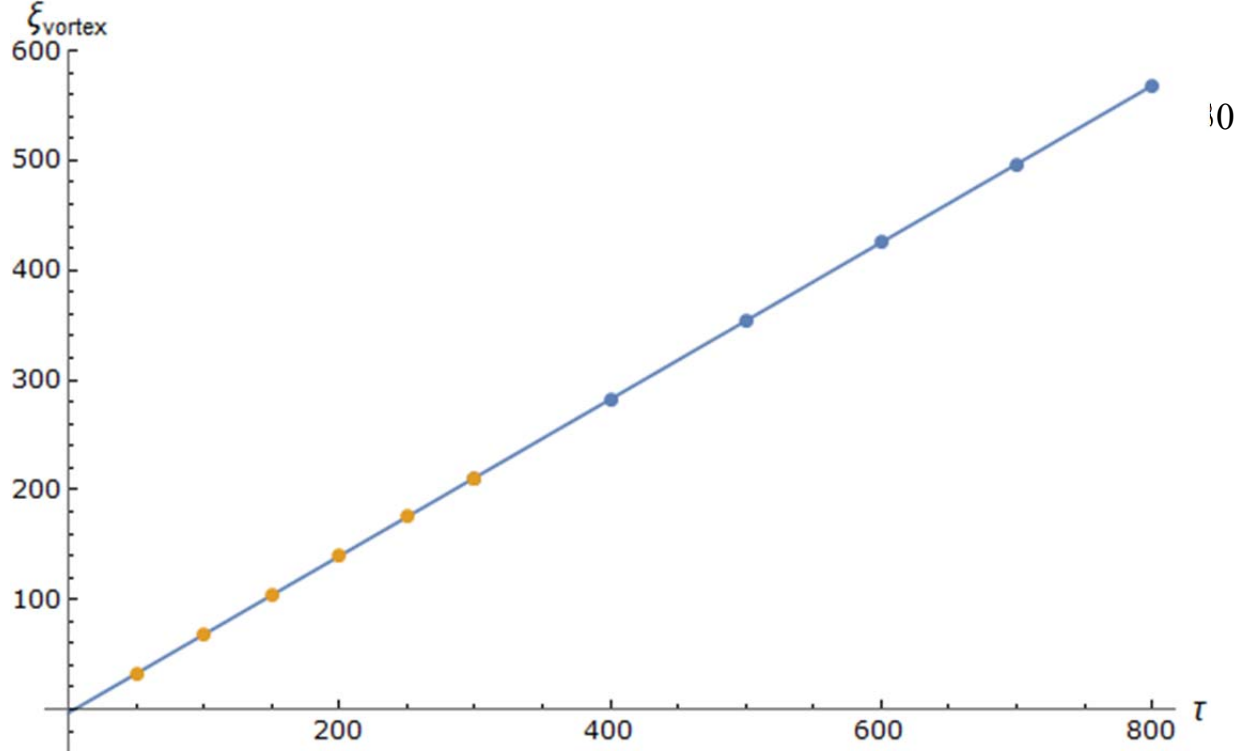


Рис. 2.8 – Апроксимація швидкості руху вихору шляхом обчислення позиції вихору у послідовні моменти часу.

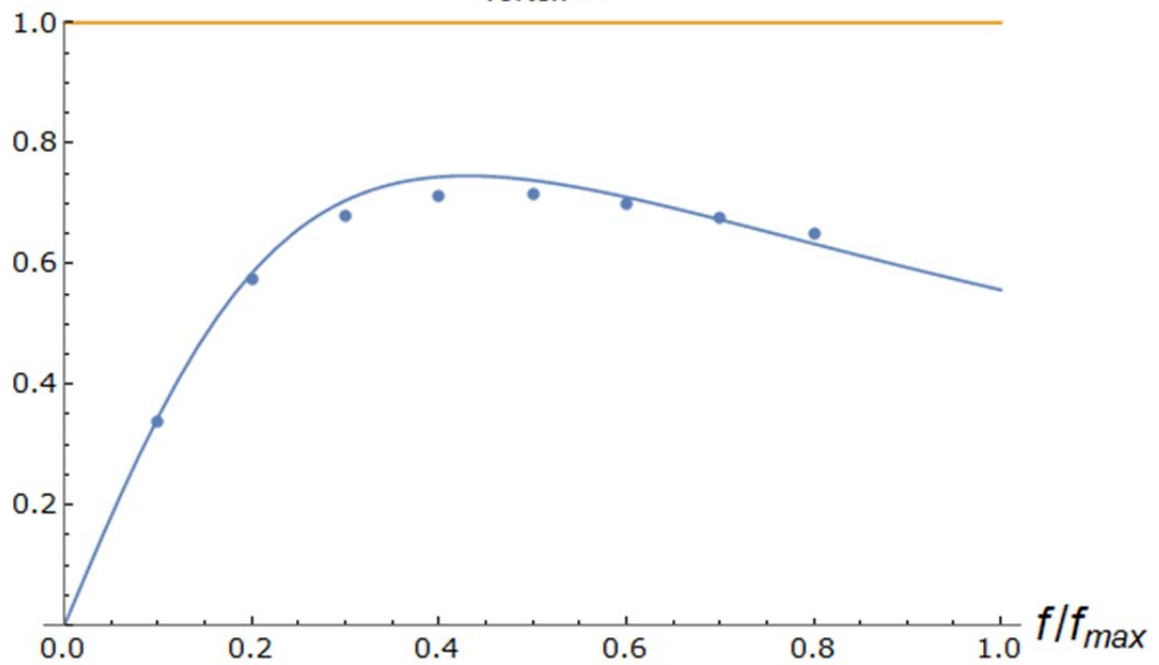


Рис 2.9 – Порівняння залежності швидкості переміщення вихору, обрахованої за формулою (2.16) (суцільна синя крива) та за допомогою чисельної апроксимації (сині точки). Помаранчева лінія відображає максимально можливе значення швидкості.

## Висновки

1. У роботі показано, що при розгляді індукованого спін-поляризованим струмом руху вихорів (вертикальних блохівських ліній) в антиферомагнітних доменних стінках необхідно враховувати доданок у взаємодії, який пов'язує кутову змінну (що описує обертання вектора антиферомагнетизму в стінці) та зміщення центру стінки. Оскільки рух вихора вздовж стінки завдяки цьому доданку завжди викликає локальне поперечне зміщення стінки, то пінінг стінки в поперечному напрямку може суттєво впливати на динаміку вихора.
2. Показано, що при малих ефективних швидкостях руху електронів, що утворюють спін-поляризований струм, залежність швидкості вихора від сили струму може бути немонотонною, і демонструвати максимум при певній силі струму, подібно до відомого явища уокерівського брейкдауну в феромагнетиках.

## Література

- [1] B. Göbel, I. Mertig, and O. A. Tretiakov, Beyond skyrmions: Review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles, *Physics Reports* **895**, 1 (2021).
- [2] N. Nagaosa and Y. Tokura, Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions, *Nature Nanotechnology* **8**, 899 (2013).
- [3] J. C. Slonczewski, Theory of Bloch-line and Bloch-wall motion, *Journal of Applied Physics* **45**, 2705 (1974).
- [4] S. Konishi, A new ultra-high-density solid state memory: Bloch line, *IEEE Transactions on Magnetism* **MAG-19**, 1838 (1983).
- [5] F. Humphrey and J. Wu, Vertical Bloch line memory, *IEEE Transactions on Magnetism* **21**, 1762 (1985).
- [6] J. Yang, K.-W. Moon, A. M. G. Park, S. Lee, D. H. Kang, M. Shin, S. Kim, and K.-J. Kim, Racetrack memory based on current-induced motion of topological Bloch lines, *Applied Physics Express* **14**, 103002 (2021).
- [7] V. G. Bar'yakhtar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, and S. N. Gadetskii, *Dynamics of Bloch lines and their clusters, in Dynamics of Topological Magnetic Solitons: Experiment and Theory* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1994) pp. 131–167.
- [8] T. Herranen and L. Laurson, Domain walls within domain walls in wide ferromagnetic strips, *Phys. Rev. B* **92**, 100405 (2015).
- [9] E. V. Gomonay and V. M. Loktev, Spintronics of antiferromagnetic systems (Review Article), *Low Temperature Physics* **40**, 17 (2014).
- [10] O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, High Antiferromagnetic Domain Wall Velocity Induced by Néel Spin-Orbit Torques, *Physical Review Letters* **117**, 017202 (2016).
- [11] O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, Concepts of antiferromagnetic spintronics, *Physica Status Solidi - Rapid Research Letters* **11**, 1700022 (2017), arXiv:1701.06556.

- [12] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Antiferromagnetic spintronics, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016).
- [13] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Antiferromagnetic spintronics, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- [14] H. Chen, P. Qin, H. Yan, Z. Feng, X. Zhou, X. Wang, Z. Meng, L. Liu, and Z. Liu, Noncollinear antiferromagnetic spintronics, *Materials Lab* **1**, 220032 (2022).
- [15] R. Ovcharov, E. Galkina, B. Ivanov, and R. Khymyn, Spin Hall nano-oscillator based on an antiferromagnetic domain wall, *Phys. Rev. Appl.* **18**, 024047 (2022).
- [16] J. Z'elezny', H. Gao, K. Vy'borny', J. Zemen, J. Mas'ek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, Relativistic Ne'el-Order Fields Induced by Electrical Current in Antiferromagnets, *Physical Review Letters* **113**, 157201 (2014), arXiv:1410.8296.
- [17] P. Wadley, B. Howells, J. Z'elezny', C. Andrews, V. Hills, R. P. Campion, V. Nova'k, K. Olejn'ik, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, S. Y. Martin, T. Wagner, J. Wunderlich, F. Freimuth, Y. Mokrousov, J. Kunes', J. S. Chauhan, M. J. Grzybowski, A. W. Rushforth, K. Edmond, B. L. Gallagher, and T. Jungwirth, Electrical switching of an antiferromagnet, *Science* **351**, 587 (2016), arXiv:1503.03765.
- [18] S. Y. Bodnar, L. S'mejkal, I. Turek, T. Jungwirth, O. Gomonay, J. Sinova, A. A. Sapozhnik, H. J. Elmers, M. Klau'i, and M. Jourdan, Writing and reading antiferromagnetic Mn<sub>2</sub>Au by Ne'el spin-orbit torques and large anisotropic magnetoresistance, *Nature Communications* **9**, 948 (2018).
- [19] O. J. Amin, S. F. Poole, S. Reimers, L. X. Barton, A. Dal Din, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, V. Nova'k, F. Krizek, J. S. Chauhan, R. P. Campion, A. W. Rushforth, T. Jungwirth, O. A. Tretiakov, K. W. Edmonds, and P. Wadley, Antiferromagnetic half-skyrmions electrically generated and controlled at room temperature, *Nature Nanotechnology* **18**, 849 (2023).
- [20] R. Ovcharov, B. Ivanov, J. A° kerman, and R. Khymyn, Antiferromagnetic

- Bloch line driven by spin current as room-temperature analogue of a fluxon in a long Josephson junction, *Phys. Rev. Appl.* **20**, 034060 (2023).
- [21] R. Cheng and Q. Niu, Dynamics of antiferromagnets driven by spin current, *Phys. Rev. B* **89**, 081105 (2014).
- [22] O. Kolezhuk, R. Teslia, I. Buryak, and O. Gomonay, Current-controlled chirality dynamics in a mesoscopic magnetic domain wall, *Phys. Rev. B* **109**, 134418 (2024).
- [23] Auerbach, *Interacting Electrons and Quantum Magnetism* (Springer-Verlag, 1994) p. 255.
- [24] B. I. Shraiman and E. D. Siggia, Mobile vacancies in a quantum Heisenberg antiferromagnet, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 467 (1988).
- [25] Y. B. Bazaliy, B. A. Jones, and S.-C. Zhang, Modification of the Landau-Lifshitz equation in the presence of a spin-polarized current in colossal- and giant-magnetoresistive materials, *Phys. Rev. B* **57**, R3213 (1998).
- [26] H. Kohno and J. Shibata, Gauge field formulation of adiabatic spin torques, *Journal of the Physical Society of Japan* **76**, 063710 (2007).
- [27] R. Cheng and Q. Niu, Dynamics of antiferromagnets driven by spin current, *Phys. Rev. B* **89**, 081105 (2014).
- [28] C. Swaving and R. A. Duine, Current-induced torques in continuous antiferromagnetic textures, *Phys. Rev. B* **83**, 054428 (2011).
- [29] H. V. Gomonay and V. M. Loktev, Spin transfer and current-induced switching in antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **81**, 144427 (2010).
- [30] B. A. Ivanov, Spin dynamics for antiferromagnets and ultrafast spintronics, *J. Exp. Theor. Phys.* **131**, 95 (2020).
- [31] S. Takagi and G. Tatara, Macroscopic quantum coherence of chirality of a domain wall in ferromagnets, *Phys. Rev. B* **54**, 9920 (1996).
- [32] E. G. Galkina, B. A. Ivanov, S. Savel'ev, and F. Nori, Chirality tunneling and quantum dynamics for domain walls in mesoscopic ferromagnets, *Phys. Rev. B* **77**, 134425 (2008).