

О.Г. ГАЛКІНА,¹ В.Є. КІРЄЄВ,² Р.В. ОВЧАРОВ,³ Р.С. ХИМИН,⁴ Б.О. ІВАНОВ^{1,2,3}¹ Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки 46, Київ 03028)² Інститут магнетизму НАН і МОН України
(Просп. Вернадського, 36-б, Київ 03142)³ Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Просп. Академіка Глушкова, 4, Київ 03127)⁴ Department of Physics, University of Gothenburg
(41296 Gothenburg, Sweden)

СПІНОВА ДИНАМІКА В АНТИФЕРОМАГНЕТИКАХ З ДОМЕННИМИ СТІНКАМИ І ДИСКЛІНАЦІЯМИ

УДК 537.6/.8

Обговорюється спінова динаміка антиферомагнетиків при наявності атомних дислокацій і породжуваних ними спінових дисклінацій. Показано, як звичайне рівняння сигма-моделі може бути використано для опису такої динаміки. Досліджено динамічні стани, яким відповідає неоднорідна в просторі прецесія спінів. Показано, що така внутрішня динаміка спінових дисклінацій і пов'язаних з ними доменних стінок може бути корисною для створення спин-холлівського наногенератора з накачуванням спіновим струмом, що має малий поріг збудження.

Ключові слова: антиферомагнетик, дисклінація, спіновий струм.

1. Вступ і постановка задачі

Дослідження антиферомагнетиків (АФМ) почалося в 30-і роки минулого століття, незабаром після того, як була побудована послідовна квантово-механічна теорія магнітного впорядкування за рахунок обмінної взаємодії спінів. АФМ мають характерну особливість обмінної взаємодії сусідніх спінів: вона така, що вигідною є їх антипаралельна орієнтація. У найпростішому випадку кристалічна ґратка АФМ містить дві магнітні підґратки з намагніченостями M_1 і M_2 , причому ці намагніченості є рівними за модулем та орієнтовані антипаралельно. Таким чином, для АФМ симетрія щодо відображення часу є порушеною, але сумарна намагніченість АФМ дорівнює нулю, $M_1 + M_2 = M = 0$. Магнітний порядок АФМ визначається вектором антиферомагнетизму $L = M_1 - M_2$.

Дослідження антиферомагнетизму становлять значну частину фундаментальної фізики магнетизму. Для опису фізичних властивостей АФМ особливо важливу роль відіграє симетрія. За визначенням, підґратки АФМ кристалографічно еквівалентні, тобто існує елемент кристалічної групи

симетрії (групи симетрії парамагнітної фази, “парафази”), що переводить їх одна в одну, див. монографію Турова зі співавторами [1]. Іншими словами, кристалічна група АФМ включає як мінімум один елемент симетрії, який переводить магнітні підґратки одна в одну. Зокрема, з цією симетрійною властивістю пов'язана можливість строго нульового значення намагніченості $M = 0$, тобто існує можливість точної компенсації намагніченостей підґраток при зміні зовнішніх параметрів (наприклад, температури) в широкій області значень. При цьому одночасно має місце обернення на нуль сумарної намагніченості і сумарної спінової густини АФМ. Слідуючи Турову, будемо називати операції симетрії, що не переставляють магнітні підґратки, парними, а ті, що переставляють – непарними. Критерієм антиферомагнетизму є присутність хоча б одного непарного елемента симетрії парафази. Під дією непарного елемента підґратки “міняються місцями”, $M_1 \rightarrow M_2$, $M_2 \rightarrow M_1$, тобто вектор антиферомагнетизму L змінює знак. Ці умови відрізняють АФМ від ферімагнетиків, в яких також є магнітні підґратки з “антиферомагнітною” обмінною взаємодією, але ці підґратки нееквівалентні, див. [1–4]. Для ферімагнетиків сумарна намагніченість також може обернутися в нуль,

© О.Г. ГАЛКІНА, В.Є. КІРЄЄВ, Р.В. ОВЧАРОВ,
Р.С. ХИМИН, Б.О. ІВАНОВ, 2020

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2020. Т. 65, № 10

але тільки при певному значенні температури (в точці компенсації). Для ферімагнетиків температури компенсації спінових густин і намагніченостей підграток можуть не збігатися.

Для АФМ відомі цікаві властивості, серед яких особливо важливим є обмінне підсилення (exchange enhancement) їх динамічних параметрів, див. оглядові роботи [1, 5–8] і наступний розділ. АФМ мають вищі частоти магнітного резонансу, більші швидкості магнітонів і магнітних солітонів в порівнянні з феромагнетиками, у яких значення обмінних інтегралів і констант анізотропії такі самі. По суті, ці особливості зумовлені тим, що основною динамічною змінною для АФМ є вектор антиферомагнетизму \mathbf{L} . Динаміка вектора \mathbf{L} визначається так званою сигма-моделлю, і обмінне підсилення можна безпосередньо пояснити наявністю непарного елемента групи симетрії АФМ. Цікавими є також і специфічні “немагнітні” властивості АФМ – оптичні [1, 9–14], гальваномагнітні [1, 10] і акустичні [1, 10, 15]. Протягом багатьох років вивчення магнітного порядку в АФМ і пов’язаних з ним “немагнітних” явищ була встановлена визначальна роль характеру саме непарних елементів симетрії. Найбільш яскравим прикладом можна вважати появу слабкого феромагнетизму в АФМ, який можливий у тому випадку, коли непарні елементи симетрії є поворотами, але заборонені при наявності непарних трансляцій або інверсії [16, 17]. Такі самі обмеження характерні і для \mathbf{L} -залежних (антиферомагнітних) ефектів Фарадея і Холла, зумовлених вектором \mathbf{L} , а не намагніченістю АФМ, см. [1, 10, 12]. Наприклад, магнітоелектричний ефект можливий, якщо непарною є операція інверсії [1, 10].

Інтерес до дослідження статичних і особливо динамічних властивостей АФМ постійно зростає. Основною причиною є те, що спінова динаміка в АФМ швидша, ніж для феромагнетиків. Зокрема, частоти спінових коливань в АФМ лежать в інтервалі від сотень ГГц до декількох ТГц і належать до терагерцового діапазону. В останні роки потреба в освоєнні цього діапазону зростає, що пов’язано із застосуваннями в областях астрофізики і фізики атмосфери, біології та медицині, в системах забезпечення безпеки і пошуку заборонених матеріалів, див. недавній колективний огляд [18].

Використання АФМ в терагерцовій техніці базується на різних фізичних ефектах. Застосуван-

ня фемтосекундних лазерів (з довжиною імпульсу коротше, ніж 100 фемтосекунд) дозволяє реалізувати нетеплове збудження спінових коливань в прозорих АФМ [19–27], що можна використовувати для створення генераторів електромагнітних хвиль терагерцового діапазону з оптичним накачуванням і управлінням параметрами випромінювання [28–30]. Можливість такого збудження базується на використанні ефектів, зворотних до добре відомих магнітооптичних ефектів Фарадея і Коттона–Мутона [7, 8]. Таким чином можна збуджувати також і нелінійні режими руху вектора \mathbf{L} , які відповідають “інерційному” перекиданню вектора \mathbf{L} з одного рівноважного стану в інший (динамічна спінова переорієнтація) [31, 32]. Така можливість відкриває перспективу надшвидкого запису й обробки інформації [7].

Великі очікування пов’язані із застосуванням АФМ в спінтроніці [34–38]. Було показано, що ефекти спінового струму в АФМ також можуть бути досить істотними [33]. АФМ можуть ефективно проводити спіновий струм, навіть надпровідний спіновий струм [39–44]. Передбачений ефект підсилення спінового струму у антиферомагнетиків [45], він недавно спостерігався експериментально [46]. Спостерігалися ефекти перемикання напрямку вектора \mathbf{L} під дією спінового струму [47, 48]. Реалізовано резонансне спінове накачування з використанням АФМ як активного елемента на частотах до 200 ГГц [49] та до 450 ГГц [50]. Все це, в принципі, дає можливість створити суто спінтронний наносцилятор на основі АФМ, в якому і накачування спіновим струмом, і зняття корисного сигналу здійснюється за рахунок спінового струму (наприклад, із застосуванням прямого та зворотного спінового ефекту Холла), див. [51–54]. Такий генератор міг би ефективно працювати в діапазоні субтерагерц і терагерц. Тут, однак, виникає проблема, пов’язана з особливістю динаміки АФМ: спіновий струм, як правило, може збуджувати чисто планарне обертання вектора \mathbf{L} , яке не створює змінного сигналу за рахунок спінового ефекту Холла. Зауважимо, що для ферімагнетиків, які також мають надвисокі частоти спінових коливань, прецесія спінів не є планарною [4, 55–57], і така проблема не виникає. Різні можливості вирішення цієї проблеми для АФМ обговорювалися в недавніх публікаціях [37, 38, 58–63]; але їх реалізація пов’язана зі збільшенням порогового значення струму накачу-

вання [58] або суттєвим ускладненням конструкції приладу [60].

Було запропоновано також використання доменної стінки АФМ в ролі активного елемента наноосцилятора [64]. Наявність доменів і доменних стінок в АФМ, а також можливість їх контролю, добре відомі. Для слабких ферромагнетиків регулярні доменні структури виникають за рахунок стандартного механізму мінімізації магнітодипольної енергії, див. [5, 6]. Однак для “чистих” АФМ без слабого ферромагнетизму такий механізм формування рівноважної доменної структури не працює.

Формування рівноважної доменної структури може бути наслідком іншого типу далекодіючих сил, а саме, магнітопружної взаємодії [65–69]. У роботах групи С.М. Рябченко було виявлено, що для багатьох АФМ рівноважний (або близький до рівноважного) багатодоменний стан АФМ існує в широкому інтервалі температур від гелієвих до температури Нееля [70–72]. Було доведено, що неоднорідний пружно деформований стан кристала забезпечує мінімум повної енергії кристала АФМ. У роботах С.М. Рябченка і його колег зазначалася також роль дефектів, зокрема, дислокацій, які локально змінюють характер магнітної анізотропії, в силу чого вигідним стає неоднорідний стан спінів [70–72]. Ці механізми є універсальними і порівняно слабо залежать від магнітної симетрії, зокрема, від парності елементів кристалічної симетрії. Відомі також специфічні неоднорідні стани АФМ, існування яких зумовлене наявністю непарної елементарної трансляції. У певному сенсі, такі АФМ є “хрестоматійними”, саме для них можуть не збігатися магнітна і атомна елементарні комірки. Зокрема, до таких АФМ відносяться оксиди перехідних металів типу NiO, CoO, а також багато матеріалів з металевою провідністю, наприклад, хром Cr, FeMn, IrMn, Mn₂Au, які перспективні для надшвидкої спінтроніки АФМ. Наявність непарної трансляції призводить до заборони багатьох цікавих ефектів, зокрема, слабого ферромагнетизму, а також зазначених вище **L**-залежних ефектів Фарадея і Холла. В той самий час присутність в групі симетрії АФМ непарних трансляцій зумовлює особливості властивостей неідеальних кристалів, що містять атомні дислокації та їх системи. Як зазначалося ще в 70-і роки, будь-яка дислокація з вектором Бюргерса, що збігається з вектором непарної трансляції, породжує макроскопічну неодно-

рідність (спінову дисклінацію) в розподілі спінів [73, 74]. Аналіз глобальних топологічних властивостей розподілу вектора **L** в АФМ із дислокаціями або вихорами можна знайти в огляді [75]. Аналіз статичних спінових станів для магнетиків з антиферромагнітною взаємодією в цьому випадку є досить складним, а динамічні стани, наскільки нам відомо, не досліджувалися.

У даній роботі обговорюється версія сигма-моделі для вектора **L**, що враховує в макроскопічному наближенні наявність атомних дислокацій і породжуваних ними спінових дисклінацій в спіновій системі АФМ. Досліджено динамічні стани, яким відповідає неоднорідна в просторі прецесія спінів. Показано, що така внутрішня динаміка спінових дисклінацій і пов'язаних з ними доменних стінок може бути корисною для створення спінохллівського наногенератора з накачуванням спіновим струмом, що має малий поріг збудження.

2. Опис АФМ з дислокаціями в рамках сигма-моделі

При побудові стандартної феноменологічної теорії для АФМ з ідеальною ґраткою вводять вектори намагніченостей підґраток **M**₁ і **M**₂ або їх комбінації **M** = **M**₁ + **M**₂ і **L** = **M**₁ – **M**₂. Зручно використовувати нормовані вектори

$$\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0, \quad \mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0, \quad (1)$$

де M_0 – намагніченість підґратки АФМ. Ці вектори пов'язані між собою співвідношеннями

$$\mathbf{l}^2 + \mathbf{m}^2 = 1, \quad \mathbf{ml} = 0. \quad (2)$$

Нехай тепер в кристалі існує атомна дислокація, вектор Бюргерса якої є непарним вектором трансляції. При обході навколо такої дислокації підґратки поміняються місцями, тобто **M**₁ → **M**₂, **M**₂ → **M**₁, і вектор **l** має змінити знак. Поява дисклінацій в кристалі з крайовою дислокацією можна пояснити тим, що будь-який контур, проведений уздовж обмінних зв'язків і такий, що охоплює вісь дислокації, містить непарне число вузлів і не допускає точного АФМ впорядкування. При цьому реальна картина розподілу спінів в усьому АФМ, включаючи область дислокації, може бути досить складною. Як приклад, розглянемо шаруваті АФМ типу дигалідів елементів групи заліза

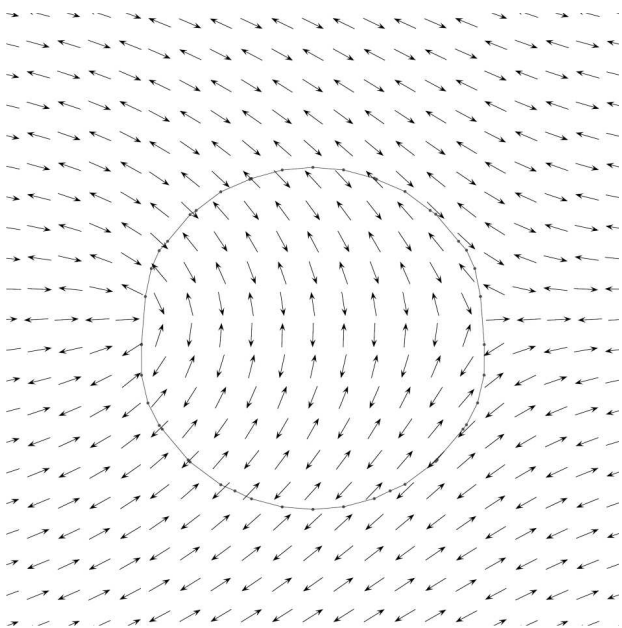


Рис. 1. Розподіл спінів в тонкій плівці АФМ з двома дислокаціями, див. нижче аналітичний розв’язок. Отримано чисельно для дискретної моделі АФМ з квадратною ґраткою [77]. На замкнутій лінії кут відхилення спінів від того напрямку, який вони мають далеко від дислокацій, дорівнює $\pi/4$

CoCl_2 , FeCl_2 , NiCl_2 або CoBr_2 , для яких в атомних площинах є більш сильною феромагнітна взаємодія спінів з обмінним інтегралом $J_{\text{ор}}$, а взаємодія спінів, розташованих в сусідніх площинах, антиферомагнітна з обмінним інтегралом $J_{\text{іп}}$ і більш слабка, $J_{\text{іп}} \gg J_{\text{ор}}$. Для таких АФМ за наявності гвинтової дислокації атомна площина перетворюється в гвинтову поверхню (аналогічну рімановій поверхні функції комплексної змінної $w = \ln z$), і, на перший погляд, картина є далекою від стандартної схеми підґраток [76]. Однак аналіз показав, що відхилення від стандартної “підґраткової” картини АФМ виникають тільки в деякому малому (з розміром $r < R_c$) околі дислокаційної лінії. Розмір цей є максимальним для зазначеного вище прикладу шаруватого АФМ, для нього $R_c \sim a\sqrt{J_{\text{іп}}/J_{\text{ор}}}$, де a – міжатомна відстань. Для типових значень $J_{\text{ор}}/J_{\text{іп}} \sim 10^{-2}$ маємо розмір R_c порядку десятків міжатомних відстаней a [76]. Поза цією областю можна локально ввести вектор \mathbf{l} як різницю векторів спінів, зв’язаних антиферомагнітною взаємодією. При цьому знову виходить, що при обході навколо лінії будь-якої дислокації уздовж замкне-

ного контуру, проведеного через обмінні зв’язки спінів, вектор \mathbf{l} змінює знак. Ця умова справедлива для будь-якої дислокації, крайової або гвинтової, і для будь-якому напрямку вектора Бюргерса. Дисклінація в АФМ може розглядатися як антиферомагнітний вихор з півцілим значенням π -топологічного заряду [75].

При обході навколо дислокації узгодити підґратки не вдається, що не дозволяє глобально визначити вектор антиферомагнетизму \mathbf{l} . Подібна ситуація з визначенням вектора трансляції виникає при побудові теорії пружності для кристала з дислокацією. В обох цих випадках відповідний вектор можна визначити локально в декількох областях кристала, що перекриваються. Для АФМ вектор \mathbf{l} можна ввести в таких областях, через які не проходить лінія дислокації, і погоджувати підґратки на перетині областей. У кожній з цих областей можна ввести вектор \mathbf{l} як однозначну функцію координат $\mathbf{l} = \mathbf{l}(\mathbf{r})$ і користуватися стандартним феноменологічним підходом, що базується на запису енергії системи у вигляді функціонала вектора \mathbf{l} (підхід сигма-моделі). Потім можна узгодити рішення, знайдені в різних областях. Для цього досить зробити розріз по довільній поверхні, яка закінчується на лінії дислокації, і поставити умову, щоб в кожній точці поверхні по різні боки від розрізу напрямки вектора антиферомагнетизму, \mathbf{l}_+ і \mathbf{l}_- , були протилежними, $\mathbf{l}_+ = -\mathbf{l}_-$, або в інваріантній формі, $(\mathbf{l}_+ \cdot \mathbf{l}_-) = -1$. Якщо є кілька дислокацій, треба вибрати кілька таких поверхонь, по одній на кожну лінію. Таким чином, поверхні розрізу закінчуються або на лінії дислокації, або на поверхні АФМ. Для випадку замкненої дислокаційної петлі досить вважати, що скачок вектора \mathbf{l} має місце на кінцевій поверхні, натягнутій на лінію дислокації, див. рис. 1, 2.

При наявності магнітної анізотропії дислокація може призводити до появи доменної стінки, що закінчується на лінії дислокації, або декількох таких стінок. Для одновісного АФМ з анізотропією типу “легка вісь”, а також АФМ з одновісною анізотропією в базисній площині виникає 180-градусна стінка, яка закінчується на лінії дислокації, див. рис. 3, 4. Зрозуміло, що доменної структури звичайного типу, в якій різні домени розділені доменними стінками, в цьому випадку не існує.

Якщо ж в базисній площині одновісного АФМ з анізотропією типу “легка площина” є анізотропія

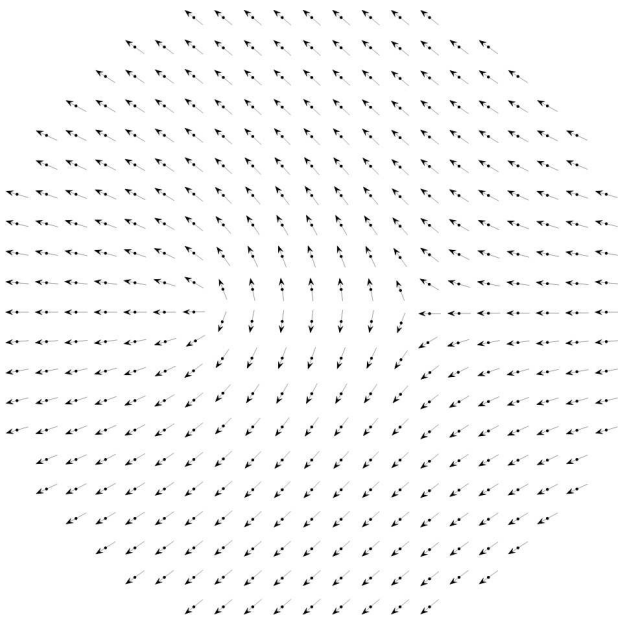


Рис. 2. Розподіл вектора l для системи (АФМ з двома дислокаціями), яка наведена на рис. 1. Лінія розрізу вибрана уздовж відрізка, який з'єднує точки положення дислокацій

четвертого порядку (головна вісь C_4) або шостого порядку (головна вісь C_3 або C_6), то можливою є специфічна “топологічна” доменна структура з доменами, розділеними доменними стінками. При описі такої структури зручно вважати, що поверхня розриву “захована” в одній з таких стінок. Тоді для АФМ з віссю C_4 і дислокацією має місце структура з двох доменів з ортогональними напрямками вектора l , розділених 90-градусною стінкою зі складною внутрішньою структурою [73, 74], див. рис. 5. Для АФМ з анізотропією шостого порядку можна очікувати появи структури з трьох доменів, в яких напрямки вектора l становлять кут 60 градусів, і які розділені 60-градусними стінками. “Дефіцит” кута розвороту компенсується наявністю лінії, яка еквівалентна додатковому розвороту вектора l на 180 градусів.

Геометрія топологічних доменних структур інша, ніж для “стандартних” доменів, викликаних або дипольною, або магнітопружною взаємодією [71, 72]. Для магнетиків з анізотропією четвертого порядку відома класична структура Ландау з чотирма доменами. Для магнетика з анізотропією шостого порядку можна очікувати або існування структури з шістьма 60-градусними стінками, або з трьома 120-градусними стінками, див. рис. 13 в

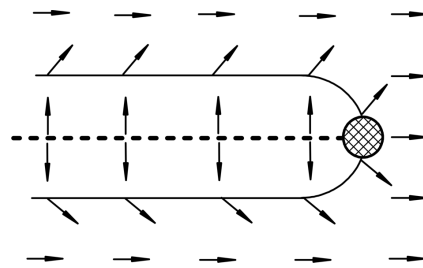


Рис. 3. Розподіл вектора l для доменної стінки в АФМ з анізотропією типу “легка вісь” (схематично). Тут і далі на малюнках заштриховане коло визначає область сингулярності в околі дислокації, товста штрихова лінія – лінія розрізу

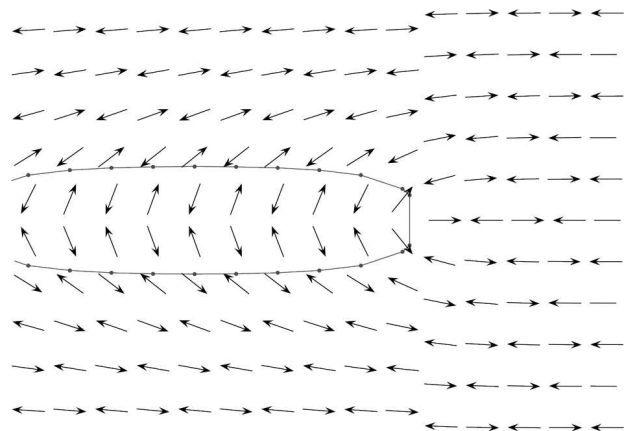


Рис. 4. Розподіл спінів для доменної стінки в АФМ з анізотропією типу “легка вісь”. Отримано чисельно для дискретної моделі АФМ [77]

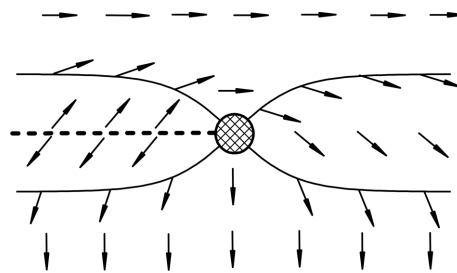


Рис. 5. Розподіл вектора l в АФМ з анізотропією четвертого порядку і дислокацією, який містить доменну стінку складної структури (див. текст), яка розділяє два домена (схематично)

роботі [72]. Для “стандартних” доменів роль дислокацій по суті така ж, як і інших (нетопологічних) дефектів. Їхній вплив зводиться до локальної зміни характеру магнітної анізотропії, в силу чого вигідним стає неоднорідний стан спінів [71, 72].

Зокрема, структура з трьома 120-градусними стінками може стати стабільною при наявності дефекту [69].

Повернемося до розгляду АФМ з топологічними неоднорідностями. Поза розрізами можна користуватися стандартною теорією АФМ, яка базується на введенні підґраток або векторів \mathbf{m} , \mathbf{l} як однозначних функцій координат. Статична енергія АФМ містить велику кількість інваріантів, побудованих з компонент векторів \mathbf{m} , \mathbf{l} і їх градієнтів. У разі, коли треба враховувати стани з $|\mathbf{m}| \sim |\mathbf{l}|$, наприклад, близько дислокації, аналіз значно ускладнюється, однак в ряді випадків також може бути проведеним, див. [76, 78–86] та монографії [87, 88]. Далеко від дислокації для стандартного гейзенберґівського АФМ в не дуже сильному магнітному полі можна вважати, що $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \simeq 1$, див. деталі в [76]. В цьому випадку можна виключити вектор \mathbf{m} і записати енергію тільки через вектор $\mathbf{l} = \mathbf{L}/|\mathbf{L}| \simeq \mathbf{L}/2M_0$, вважаючи його одиничним. Феноменологічний опис АФМ базується на використанні однієї польової змінної $\mathbf{l} = \mathbf{l}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{l}^2 = 1$.

Статична енергія АФМ записується у вигляді функціонала $W[\mathbf{l}]$ тільки через вектор \mathbf{l} і його градієнти, її можна вибрати у вигляді

$$W = \int d\mathbf{r} \left[\frac{A}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 + w_a(\mathbf{l}) \right], \quad (3)$$

де A – константа неоднорідного обміну, $w_a(\mathbf{l})$ – енергія анізотропії, $\int (...)d\mathbf{r}$ означає інтегрування по всьому об'єму магнетика. Мінімізація цієї енергії дає рівноважний розподіл вектора \mathbf{l} . Природно, всі константи у всіх областях, в яких можна однозначно визначити вектор \mathbf{l} , однакові. Очевидно також, що якщо є якийсь рівноважний стан $\mathbf{l} = \mathbf{l}(\mathbf{r})$, то стан $\mathbf{l} = -\mathbf{l}(\mathbf{r})$ також є рівноважним і має ту саму енергію. Таким чином, можна провести мінімізацію енергії з урахуванням наявності розрізів типу $\mathbf{l} \rightarrow -\mathbf{l}$ на вибраних особливих поверхнях і отримати статичний розподіл вектора \mathbf{l} , що відповідає основному стану АФМ з дислокаціями. Зрозуміло, що необхідність таких розрізів призводить до неоднорідності стану АФМ.

Динаміка АФМ може бути описана замкненим рівнянням для \mathbf{l} (його називають рівнянням сигма-моделі). Виведення сигма-моделі може бути проведено різними способами [89–91], воно детально описане в багатьох оглядах і монографіях [1, 5, 6,

75, 87, 91–94] і тут не наводиться. У найпростішому випадку рівняння сигма-моделі містить другу похідну \mathbf{l} за часом і має вигляд,

$$\frac{2M_0}{\gamma^2 H_{\text{ex}}} \left(\mathbf{l} \times \frac{\partial^2 \mathbf{l}}{\partial t^2} \right) = A(\mathbf{l} \times \nabla^2 \mathbf{l}) - \left(\mathbf{l} \times \frac{\partial w_a}{\partial \mathbf{l}} \right) + \mathbf{R}, \quad (4)$$

де H_{ex} – обмінне поле АФМ, – гіромагнітне відношення, \mathbf{R} позначає внесок неконсервативних процесів, дисипації і дії спінового струму, його форма буде приведена нижче. В рамках підходу сигма-моделі намагніченість АФМ \mathbf{m} є залежною змінною і виражається через вектор \mathbf{l} та його похідну за часом. У найбільш загальному випадку

$$H_{\text{ex}} \mathbf{m} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \times \mathbf{l} \right) + \mathbf{H}^{(\text{eff})} - \mathbf{l}(\mathbf{H}^{(\text{eff})} \cdot \mathbf{l}), \quad (5)$$

де $\mathbf{H}^{(\text{eff})}$ – ефективне поле, що включає зовнішнє поле \mathbf{H} , а також складові, що залежать від вектора \mathbf{l} і допустимі за симетрією, наприклад, поле Дзялошинського, див. [94]. Для АФМ з непарною трансляцією за відсутності зовнішнього поля $\mathbf{H}^{(\text{eff})} = 0$ і залишається тільки перший (динамічний) внесок у намагніченість. Зауважимо, що і динамічний внесок, і внесок зовнішнього поля білінійні по компонентах вектора \mathbf{l} , так що при зміні його знаку намагніченість не змінюється.

Без урахування релаксації сигма-модель може бути отримана в рамках формалізму Лагранжа. Функціонал Лагранжа записується в стандартному вигляді $L = T - W$, де статична енергія (3) відіграє роль потенціальної енергії, а кінетична енергія T визначається формулою

$$T = \frac{M_0}{\gamma^2 H_{\text{ex}}} \int d\mathbf{r} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2. \quad (6)$$

Повна енергія динамічного стану АФМ E визначається сумою $E = T + W$.

Функціонал енергії (3) має той самий вигляд, що і стандартний функціонал енергії феромагнетика, записаний через нормовану намагніченість феромагнетика $\mathbf{m}_{\text{FM}} = \mathbf{M}/M_s$, де M_s – намагніченість насичення. Більше того, для магнетиків з подібними іонами і близькими значеннями мікроскопічних параметрів (постійна ґратки, обмінний інтеграл тощо) значення параметрів в (3) для АФМ і феромагнетиків будуть порівнянними. Однак спінова динаміка для цих двох класів магнетиків від-

різняється принципово. Справа в тому, що рівняння Ландау – Ліфшиця для намагніченості містить першу похідну за часом,

$$\frac{M_s}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{m}_{\text{FM}}}{\partial t} = \left(\mathbf{m}_{\text{FM}} \times \frac{\delta W[\mathbf{m}_{\text{FM}}]}{\delta \mathbf{m}_{\text{FM}}} \right),$$

$W[\mathbf{m}_{\text{FM}}]$ – функціонал енергії ферромагнетика. Такий доданок з першою похідною є інваріантним при інверсії часу $t \rightarrow -t$ та допустимим для ферромагнетиків, оскільки інших перетворень симетрії, що змінюють знак намагніченості, не існує. Однак він є недопустимим для вектора \mathbf{l} АФМ, оскільки він не інваріантний щодо дії непарного елемента симетрії АФМ, який переставляє підґратки. Отже, рівняння для \mathbf{l} може містити лише другу похідну за часом, поділену на величину, що має розмірність частоти. Ця величина повинна бути універсальною і відповідальною за АФМ впорядкування, тому єдиним варіантом в (4) є вибір обмінної частоти $\omega_{\text{ex}} = \gamma H_{\text{ex}}$. Порівняння цих двох рівнянь, з урахуванням $M_s = 2M_0$ і того факту, що структури функціоналів $W[\mathbf{m}_{\text{FM}}]$ і $W[\mathbf{l}]$ аналогічні, пояснює появу додаткового великого параметра (обмінного поля) у всіх динамічних параметрах спінових збуджень АФМ (ефект обмінного посилення). Таким чином, ефекти обмінного посилення можна безпосередньо пов'язати з особливістю трансформаційних властивостей вектора \mathbf{l} , і перш за все – з наявністю непарних елементів групи симетрії АФМ. Суто симетрійне обґрунтування рівняння сигма-моделі було запропоновано Андреевим і Марченко, в їхньому підході обмінна частота виражалася через просту фізичну характеристику – поперечну сприйнятливість АФМ $\chi_{\perp} = 2M_0/H_{\text{ex}}$ [91].

3. Неоднорідні нелінійні динамічні стани АФМ

При врахуванні ефективного поля $\mathbf{H}^{\text{(eff)}}$, зокрема, поля Дзялошинського, рівняння сигма-моделі стають більш складними, і містять додаткові складові, лінійні по похідній $\partial \mathbf{l} / \partial t$, див. огляд [94]. Але в нашому випадку, АФМ з непарною трансляцією в відсутності зовнішнього магнітного поля, єдиним можливим динамічним доданком в рівнянні (4) є “інерційний” доданок з $\partial^2 \mathbf{l} / \partial t^2$. Для одновісних АФМ з головною віссю \mathbf{e} , в яких енергія анізотропії залежить тільки від $(\mathbf{e} \cdot \mathbf{l})^2$, це дозволяє побудувати точний клас динамічних станів АФМ, що

відповідають деякому статичному стану $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0(\mathbf{r})$. Дійсно, легко переконатися, що динамічний стан із залежністю від часу типу простої прецесії з частотою ω навколо головної осі АФМ \mathbf{e} , яке задовольняє рівняння

$$\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = \omega [\mathbf{e} \times \mathbf{l}], \quad (7)$$

є рішенням статичної версії (4) з перенормованою енергією анізотропії $w_a(\mathbf{l}) \rightarrow \tilde{w}_a(\mathbf{l})$, де

$$\tilde{w}_a = w_a + \omega^2 \frac{M_0}{\gamma^2 H_{\text{ex}}} [(\mathbf{e} \cdot \mathbf{l})^2 - 1]. \quad (8)$$

Ця властивість рівняння сигма-моделі в тій чи іншій формі використовувалася багатьма авторами при аналізі різних солітонів в АФМ, див. нещодавні роботи та посилання у них [94–97]. Вона дозволяє побудувати динамічні рішення, просто застосовуючи формули (6), (7) до відомих статичних рішень. Природно, при цьому виникає ряд питань, зокрема, про фізичний сенс і про стійкість одержуваних динамічних станів. Однорідна прецесія зберігає умову $(\mathbf{l}_+ \cdot \mathbf{l}_-) = -1$ на лінії розрізу, оскільки ця умова є інваріантною щодо поворотів. Тому перетворення (7) можна застосовувати і для АФМ з довільною системою дислокацій.

Обговоримо тепер вплив неконсервативних процесів – дисипації і дії спінового струму. Зазвичай їх описують, вибираючи доданок \mathbf{R} у вигляді

$$\mathbf{R} = \frac{2M_0}{\gamma} \left[-\alpha_G \left(\mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right) + \tau (\mathbf{l} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{l})) \right], \quad (9)$$

де перший доданок, пропорційний до $\partial \mathbf{l} / \partial t$, являє собою дисипативний доданок у формі Гільберта з безрозмірною константою α_G , а другий – описує дію спінового струму з поляризацією спінів уздовж одиничного вектора \mathbf{p} . Значення константи τ є пропорційним до щільності струму накачування j , $\tau = \sigma j$, а конкретні значення параметра σ для різних схем приладів можна знайти в оглядовій роботі [98].

Легко переконатися, що рівняння (9) і (7) можна узгодити, вважаючи, що вектори \mathbf{e} і \mathbf{p} паралельні, а частота прецесії задовольняє умову

$$\omega = \frac{\tau}{\alpha_G} = j \frac{\sigma}{\alpha_G}. \quad (10)$$

Якщо ці умови виконані, значення $\mathbf{R} = 0$, тобто дія спінового струму компенсує релаксаційні

процеси і створює умови для існування незгасаючої неоднорідної прецесії. Частота цієї прецесії пропорційна значенню струму і обернено пропорційна малому параметру, константі α_G . Для такого режиму існування динамічних станів пов'язане тільки з подоланням тертя. Оцінки в роботах [55, 57, 59, 60] показали, що для реальних параметрів АФМ і частот до ТГц необхідне значення густини струму є невеликим (менше 10^8 А/см²), при тому, що вже реалізовані прилади спінтроники феромагнетиків зі щільністю струму до значень 10^9 А/см², див. [51, 99].

Для подальшого аналізу зручно записати одиничний вектор \mathbf{l} через кутові змінні. Виберемо трійку ортогональних векторів (\mathbf{e} , \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2) і направимо полярну вісь уздовж вибраної осі АФМ \mathbf{e} , тоді $\mathbf{l} \cdot \mathbf{e} = \cos \theta$, $l_1 = \sin \theta \cos \phi$, $l_2 = \sin \theta \sin \phi$. Прецесійному стану типу (7) відповідає $\theta = \theta(\mathbf{r})$, $\phi = \omega t$.

Для одновісних магнетиків енергію анізотропії $w_a(\theta)$ зазвичай вибирають у вигляді $w_a(\theta) = (K/2) \sin^2 \theta$. При $K > 0$ основному стану відповідає напрямок \mathbf{l} уздовж \mathbf{e} , тобто реалізується анізотропія типу легка вісь (ЛВ). Якщо ж $K < 0$, в основному стані $\mathbf{l} \cdot \mathbf{e} = 0$, тобто має місце анізотропія типу легка площина (ЛП). Перенормовану енергію анізотропії (8) з урахуванням явного вигляду $w_a(\theta)$ можна записати у вигляді

$$\tilde{w}_a = \frac{\tilde{K}}{2} \sin^2 \theta, \quad \tilde{K} = K - \omega^2 \frac{2M_0}{\gamma\omega_{ex}}. \quad (11)$$

Легко бачити, що для АФМ ЛП прецесія не змінює характер цієї анізотропії, і при $K < 0$ значення $\tilde{K} < 0$ при всіх частотах. Для АФМ ЛВ ситуація інша: константа \tilde{K} змінює знак при $\omega > \omega_0$, де величина $\omega_0 = \sqrt{\omega_a \omega_{ex}}$ збігається з частотою АФМ резонансу. Тут $\omega_{ex} = \gamma H_{ex}$ – обмінна частота, $\omega_a = \gamma H_a$, поле анізотропії H_a визначено формулою $2H_a M_0 = K$, розподіл вектора \mathbf{l} описується функцією $\theta = \theta(\mathbf{r})$, яка визначається рішенням “статичного” рівняння

$$A \nabla^2 \theta = \tilde{K} \sin \theta \cos \theta, \quad (12)$$

яке є добре вивченим. Зокрема, стандартні доменні стінки існують при $\tilde{K} > 0$, тобто при досить високих значеннях частоти, від нуля до ω_0 [95].

Повна енергія динамічного стану АФМ виду (7) $E = T + W$ може бути записана як функціонал

тільки змінної θ в такому вигляді:

$$E = \int d\mathbf{r} \left[\frac{A}{2} (\nabla \theta)^2 + w_{\text{eff}}(\theta) \right], \quad (13)$$

$$w_{\text{eff}}(\theta) = w_a(\theta) + \omega^2 \frac{M_0}{\gamma\omega_{ex}} \sin^2 \theta,$$

тобто внесок прецесії в енергію АФМ можна уявити як деяку добавку до енергії анізотропії. Зауважимо, що ця добавка позитивна, тобто внески прецесії в енергію системи $w_{\text{eff}}(\theta)$ і в функцію \tilde{w}_a , яка визначає структуру рішення, мають протилежні знаки (порівняйте (11) і (13)).

4. Застосування АФМ дисклінацій в спінтрониці

Обговоримо, як описана вище неоднорідна динаміка може бути використана для отримання корисного сигналу у вигляді змінного струму. Універсальний метод, який можна застосовувати для всіх АФМ, базується на використанні двошарових систем “АФМ – нормальний метал”. Обертання вектора \mathbf{l} в АФМ за рахунок механізму спінового накачування генерує в шарі нормального металу спіновий струм з поляризацією \mathbf{j}_{sp} , $\mathbf{j}_{\text{sp}} \propto (\mathbf{l} \times \partial \mathbf{l} / \partial t)$ (“зворотний” спіновий струм). Цей спіновий струм створює (за рахунок зворотного спінового ефекту Холла) в металі електричний струм \mathbf{j}_{ISH} , який тече уздовж поверхні в напрямку, перпендикулярному \mathbf{j}_{sp} . Для таких пристроїв вибирають важкі метали з сильною спін-орбітальною взаємодією, такі як платина (Pt) або тантал (Ta), для яких спіновий ефект Холла є значним [49]. Якщо спіновий струм \mathbf{j}_{sp} є змінним, виходить корисний сигнал у вигляді змінного електричного струму, див. деталі в [57, 59, 98]. Такі системи вже реалізовані для феромагнетиків і доведена їх висока ефективність [51–54].

Для описаного вище динамічного стану поляризація “зворотного” спінового струму \mathbf{j}_{sp} визначається формулою

$$\mathbf{j}_{\text{sp}} \propto \omega [\sin^2 \theta \mathbf{e} - \sin \theta \cos \theta (\mathbf{e}_1 \cos \omega t + \mathbf{e}_2 \sin \omega t)]. \quad (14)$$

Для всіх значень амплітуди прецесії $\theta \neq 0$ має місце накачування в металеву підкладку постійного спінового струму, що створює додатковий канал релаксації в системі, див. докладніше [59, 100].

А ось змінний струм, що осцилює з частотою ω , виникає тільки в тому випадку, якщо значення $\sin \theta \cos \theta \neq 0$. Для однорідної прецесії в одновісному АФМ значення кута визначається умовою $d\tilde{w}_a/d\theta = 0$. В рамках стандартної моделі (11) $d\tilde{w}_a/d\theta \propto \sin \theta \cos \theta$ і однорідній прецесії вектора \mathbf{l} відповідає кут $\theta = \pi/2$, тобто корисний сигнал змінного струму відсутній [59]. У цьому випадку вектор \mathbf{l} , сказати б, обертається вхолосту.

Значення $\theta \neq \pi/2$ неминуче виникають для неоднорідних станів типу доменної стінки або спінової дисклінації. Обговоримо властивості таких станів і можливість їх використання для створення спітронних генераторів. Для створення наногенераторів, в яких частинка ферромагнетика збуджується спін-поляризованим струмом, використання двовимірних солітонів типу магнонних крапель в тонких плівках з перпендикулярною анізотропією має серйозні переваги перед системами з однорідно намагніченими частинками [101–103]. Для неоднорідних станів АФМ важливою перевагою може стати можливість неплоского обертання спінів і генерація змінного струму за рахунок областей з $\theta \neq \pi/2$ (14). Одиночна атомна дислокація створює нелокалізований неоднорідний стан, спінову дисклінацію. Зазвичай вважається, що для неї є характерним планарний стан, коли розподіл спінів є неоднорідним, але спіни лежать в одній площині. Просте обертання спінів в цій площині, як і однорідне планарне обертання, вносить внесок в дисипацію, але не створює змінний сигнал.

Розглянемо варіанти більш складних динамічних режимів. Як і для ферромагнетиків, цікаві наперед локалізовані солітони в АФМ, для яких далеко від солітону вектор \mathbf{l} є паралельним до осі обертання. Такі локалізовані спінові неоднорідності, схожі на солітони типу магнонної краплі, виникають за рахунок замкнутих дислокаційних петель у тривимірному АФМ або за рахунок пари точкових дислокацій в двовимірному (2D) АФМ [77]. Використання 2D моделей сильно спрощують аналіз. Зокрема, рівняння (13) зводиться до статичного (еліптичного) двовимірного рівняння сінус-Гордон, яке є точно інтегровним. Для нього відомий ряд точних рішень, що описують стани типу вихорів, дисклінацій і вихрових диполів [77, 104, 105], див. також монографію [88]. Результати аналізу 2D моделей застосовні для опису тонких плівок АФМ, товщина яких менше всіх ха-

рактерних розмірів задачі, а саме, відстані між дислокаціями R і обмінної довжини $l_0 = \sqrt{A/K}$, яка визначає товщину доменної стінки. Для реальних АФМ обмінна довжина перевищує 10 нм, див. оцінки в [77]. Дослідження саме таких плівок актуально для застосувань у спітроніці, оскільки при товщині більше 10 нм дія спінового струму стає менш ефективною. При описі тонкої плівки АФМ в рамках 2D моделі мається на увазі заміна $\int d\mathbf{r} \rightarrow L \int dx dy$, де L – товщина плівки, x, y – координати в площині плівки.

В рамках 2D моделі можна вважати, що вектор \mathbf{l} залежить тільки від двох просторових змінних, скажімо, $\mathbf{l} = \mathbf{l}(x, y)$. Область визначення функції $\mathbf{l} = \mathbf{l}(x, y)$ являє собою площину з виколотими околами особливих точок, в яких розташовані дислокації. З цих особливих точок виходять лінії розрізу, на яких має місце розрив вектора \mathbf{l} вигляду $\mathbf{l}_{(+)} = -\mathbf{l}_{(-)}$, де $\mathbf{l}_{(+)}$ і $\mathbf{l}_{(-)}$ позначають напрямки \mathbf{l} на різних берегах розрізу. Ці лінії або з'єднують точки дислокацій, або закінчуються на межі АФМ. Лінії розрізу зручно вибрати так, щоб їх симетрія відповідала симетрії системи дислокацій і енергії анізотропії АФМ.

Обмежимося аналізом найпростішого випадку, для якого можливі локалізовані стани, а саме, тонкої плівки АФМ з парою дислокацій. Для визначеності будемо вважати, що дислокації розташовані на осі x на відстані R від початку координат, тобто їх координати $(-R, 0)$ і $(R, 0)$. Лінію розрізу в площині АФМ зручно вибрати у вигляді відрізка прямої лінії, що з'єднує дислокації, $\theta = \pi/4$, $y = 0$, див. рис. 6.

Точне аналітичне рішення цієї задачі в статичному випадку має найбільш простий вигляд для ізотропного АФМ [77]. Обговоримо його докладніше, оскільки воно також описує АФМ ЛВ в найбільш цікавому випадку високих частот, $\omega \sim \omega_0$. При нашому виборі кутової параметризації вектора \mathbf{l} у верхній півплощині $y \geq 0$ рішення записується у вигляді

$$\tan 2\theta = \frac{2yR}{x^2 + y^2 - R^2}, \quad (15)$$

а для опису \mathbf{l} в нижній півплощині досить зробити заміну $\theta \rightarrow -\theta$. Далеко від солітону $\theta \rightarrow 0$, тобто $\mathbf{l} \rightarrow \mathbf{e}$. На лінії розрізу $-R < x < R$ значення $|\theta|$ є максимальним, $\theta = \pm\pi/2$, наприклад, $\mathbf{l} = \mathbf{e}_1$ при

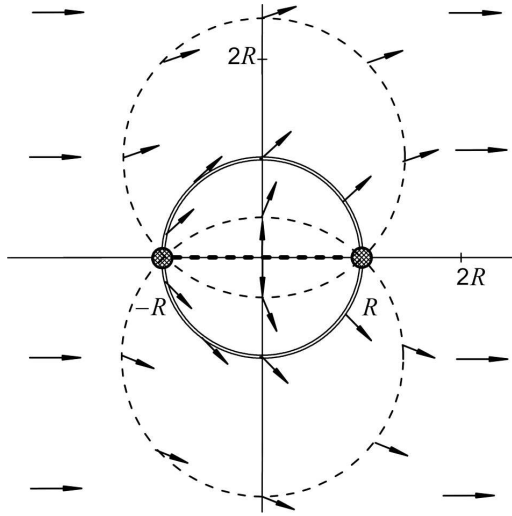


Рис. 6. Розподіл вектора \mathbf{I} в двовимірній моделі ізотропного АФМ що знайдено з точного розв'язку задачі [77]. Коло, що позначено подвійною лінією, відповідає значення $\theta = \pi/4$; на колах, що представлені штрихованими лініями, значення $\theta = 3\pi/8$ і $\theta = \pi/8$ (всередині і ззовні кола з $\theta = \pi/4$, відповідно)

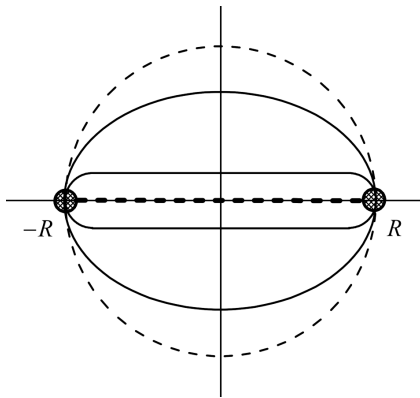


Рис. 7. Трансформація форми специфічної лінії, на якій значення $\theta = \pi/4$, при збільшенні константи анізотропії

$y \rightarrow +0$ і $\mathbf{I} = -\mathbf{e}_1$ при $y \rightarrow -0$. Величина корисного сигналу (змінного струму) максимальна для значення $\theta = \pm\pi/4$. Легко бачити, що для вирішення (15) це характерне значення досягається на колі $x^2 + y^2 = R^2$, яке проходить через точки дислокацій. Таким чином, область, в якій може ефективно генеруватися змінний сигнал, має велику площу близько R^2 . Для ізотропного рішення (15) далеко від солітону $\theta \rightarrow 0$ і немає ні генерації, ні втрат на збудження постійного струму.

У реальному АФМ завжди присутня магнітна анізотропія. При врахуванні анізотропії типу легка вісь відповідні рішення (досить громіздкі) були отримані аналітично в роботах [104, 105] і досліджувалися чисельно для ґраткової моделі АФМ [77]. Аналіз показав, що при малій анізотропії (або близько розташованих дисклінаціях), коли $R < l_0$, рішення (15) справедливе з високою точністю. Якщо ж обмінна довжина порівнянна з відстанню між дислокаціями $2R$, то область істотного відхилення спінів від легкої осі, де $|\theta| \geq \pi/4$, зменшується і втрачає кругову симетрію, див. вище рис. 3–5. Якщо ж $R \gg l_0$, ширина характерної області з $|\theta| \sim \pi/4$ в напрямку осі y перестає залежати від x , тобто поблизу відрізка, що з'єднує дислокації, формується розподіл спінів такого типу, як в 180° антиферромагнітної доменної стінки, див. рис. 7. При цьому зменшується розмір області, в якій може ефективно генеруватися змінний сигнал, її площа близько $l_0 R$, а не R^2 , як в ізотропному випадку.

Розглянемо тепер, як прецесійна динаміка впливає на характер розподілу вектора \mathbf{I} . В силу формули (11), ефективна константа ЛВ-анізотропії при наявності прецесії зменшується, при цьому величина $l_0(\omega) = l_0/\sqrt{1 - \omega^2/\omega_0^2}$, де $\omega_0 = \sqrt{\omega_a \omega_{ex}}$ – частота лінійного АФМ резонансу, зростає. Відповідно, зростає і розмір “корисної” області з $|\theta| \sim \pi/4$. Зокрема, навіть при $R \gg l_0$ задача стає ефективно ізотропною, тобто $l_0(\omega) > R$, при $\omega \geq \omega_0 \sqrt{1 - l_0^2/R^2}$, але, природно, $\omega < \omega_0$.

Для аналізу динаміки спінів взаємна орієнтація “спінової” системи координат (векторів $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$) і площині магнетика xy (орт $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$) може бути вибрана довільно. Для реальних спітронних генераторів їх орієнтація визначається напрямом вектора поляризації \mathbf{p} спінового струму, який використовується для збудження спінової динаміки. Зауважимо, що в даному випадку АФМ може бути і металом, тобто для накачування можна застосовувати не тільки спіновий ефект Холла, а й стандартну схему спінового вентиля. Для спінового ефекту Холла напрямки електричного струму і спінового струму, а також поляризації спінового струму є трьома взаємно ортогональними векторами. Однак для отримання сигналу придатний тільки спіновий ефект Холла, оскільки для “чистого” АФМ стандартний метод, заснований на використанні ефекту гігантського магнітоопору, не

придатний. Це означає, що напрямок поляризації “зворотного” спінового струму \mathbf{j}_{sp} (14), що створює корисний сигнал, має бути паралельним площині півки нормального металу.

При накачуванні за рахунок спінового ефекту Холла поляризація \mathbf{p} завжди паралельна площині магнетика. В силу умови $\mathbf{p} \parallel \mathbf{e}$, в цьому випадку ЛВ АФМ повинна лежати в площині півки. Така геометрія використовувалася в роботах [49, 50] при дослідженні спінового накачування за допомогою АФМ. Якщо прийняти, що $\mathbf{e} \parallel \mathbf{e}_x$, то виходить, що $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_2 \parallel \mathbf{e}_z$, $\mathbf{j}_{sp} \propto \omega \mathbf{e}_y \sin \theta \cos \theta \cos \omega t$ і змінний електричний струм, перпендикулярний \mathbf{j}_{sp} , тече в напрямку осі x , тобто в напрямку, перпендикулярному електричному струму, який створює накачування. Якщо ж поляризація струму накачування \mathbf{p} і ЛВ АФМ є перпендикулярні площині півки, то напрямок \mathbf{j}_{sp} ,

$$\mathbf{j}_{sp} \propto \omega \sin \theta \cos \theta (\mathbf{e}_1 \cos \omega t + \mathbf{e}_2 \sin \omega t),$$

а також напрямок змінного електричного струму обертаються в площині півки.

Загальною властивістю для всіх генераторів, що використовують доменні стінки або дисклінації, є те, що середнє за зразком значення $\mathbf{j}_{sp}^{(tot)} = \int \mathbf{j}_{sp} dx dy$, дорівнює нулю: функція $\sin \theta \cos \theta$ змінює знак при заміні $y \rightarrow -y$. Тому треба незалежно знімати сигнали з ділянок півки, в яких $\sin \theta \cos \theta > 0$ і $\sin \theta \cos \theta < 0$, і робити це так, щоб сигнали різного знака склалися. Тут можна застосувати дотепний прийом, використаний в роботі [49], розташувати паралельно два нанодроти, які зроблені з важких металів з різними знаками спін-холлівського кута, тобто відношення спінового струму до електричного. Такими металами є, наприклад, тантал і платина, використані в [49]. Якщо ці дроти контактують з двома областями півки з різними знаками \mathbf{j}_{sp} , то в них наводиться спіновий струм в протилежних напрямках, але електричні струми спрямовані однаково, тобто ефект досягається при звичайному паралельному з’єднанні цих дротів, див. рис. 8.

Відзначимо корисну особливість схеми, яка використовує спінові дисклінації в АФМ з анізотропією типу ЛВ для реального випадку $R \gg l_0$. При малих значеннях струму частота прецесії мала, і також мала (порядку $l_0 R$) площа області, яка виробляє корисний сигнал. Але ця ж область дає і

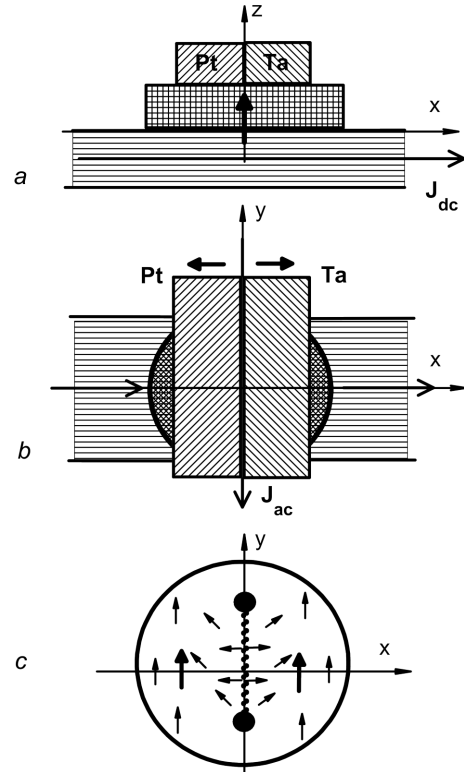


Рис. 8. Схема НВЧ-генератора з тонкою півкою одноосного АФМ з двома дислокаціями, як активного елемента. Панелі *a* і *b* представляють вигляд приладу з напрямку осей y (легка вісь АФМ) і z ; *c* – деталі для активного шару АФМ. Різні елементи позначені різним штрихуванням. Стрілки з відкритими головками представляють напрямок протікання електричного струму; постійного струму, який створює спіновий струм в активний елемент на панелі *a* і змінного сигналу на панелі *b*. Стрілки з суцільними головками показують спінові струми; на панелі *a* – спін-холлівський струм в активний елемент, на панелі *b* – струми (антипаралельні) з активного елемента в струмознімальних шарах Pt і Ta. На панелі *c*: тонкі стрілки – напрямку вектора \mathbf{l} , дві товсті стрілки (паралельні) – напрям поляризації спінового струму накачування

внесок у дисипацію, пов’язану з накачуванням постійного струму, тому також мала і ця додаткова дисипація. При збільшенні струму частота зростає, а разом з нею зростає (аж до величини R^2 при $\omega \rightarrow \omega_0$) і розмір “корисної” області системи з $\theta \sim \pi/4$. Таким чином, амплітуда корисного сигналу збільшується з підвищенням його частоти, що є унікальною властивістю для всіх схем “чисто спітронних” наногенераторів, які використовують ефекти спінового струму як для збудження

спінових коливань в АФМ, так і отримання корисного сигналу.

5. Висновок

Таким чином, навіть при наявності атомних дислокацій і породжуваних ними сингулярностей, – спінових дисклінацій, спінова динаміка антиферомагнетиків може бути описана на основі звичайного рівняння сигма-моделі для одиничного вектора антиферомагнетизму \mathbf{l} . Наявність спінових дисклінацій призводить до існування динамічних станів, яким відповідає неоднорідна в просторі прецесія спінів. Така внутрішня динаміка спінових дисклінацій і пов'язаних з ними доменних стінок може бути корисною для створення спінохолодильського наногенератора з накачкою спіновим струмом, який має малий поріг збудження. Таким чином, в даному випадку дефекти, атомні – дислокації, і спінові – дисклінації і доменні стінки, можуть виявитись корисними при створенні приладів спітроніки.

Зауважимо, що присутність дислокацій є невід'ємною властивістю реальних кристалів, зокрема, тонких монокристалічних плівок, що отримані методами епітаксії, і які застосовуються в спітроніці. Аналіз ролі дислокацій та інших дефектів в нанозразках магнетиків, що застосовуються в спітроніці, особливо можливих корисних властивостей таких дефектів, тільки починається. Відзначимо нещодавно роботу [106], в якій показано, що гвинтові дислокації можуть призводити до підсилення ефективної спін-орбітальної взаємодії в напівпровідниках. Відзначалась також можливість стабілізації і, навіть, підсилення спінового струму в магнетику з гвинтовою дислокацією [107].

Корисно також зауважити, що роль дислокацій в АФМ не зводиться тільки до створення сингулярних розподілів вектора \mathbf{l} . Доменні стінки в АФМ зі слабкою анізотропією в базисній площині можуть стабілізуватися за рахунок так званих “металургійних дефектів”, які, спотворюючи кристалічну ґратку, локально змінюють напрямки полів анізотропії [72]. В цьому випадку далеко від дефекту має місце “звичайна” доменна стінка, яка також може використовуватися для створення спінохолодильського наногенератора як спінова неоднорідність з фіксованим розміром.

1. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков* (Физматлит, 2001).
2. А.Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках* (Наука, 1973).
3. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (Наука, 1979).
4. В.А. Ivanov. Ultrafast spin dynamics and spintronics for ferrimagnets close to the spin compensation point (Review). *Low Temp. Phys.* **45**, 935 (2019).
5. V.G. Bar'yakhtar, В.А. Ivanov, M.V. Chetkin. Dynamics of domain walls in weak ferromagnets. *Usp. Fiz. Nauk* **146**, 417 (1985) [*Sov. Phys. Uspekhi* **28** (7), 563 (1985)].
6. V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, В.А. Ivanov, S.N. Galdetskii. *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory*. Tracts in Modern Physics **129** (Springer-Verlag, 1994).
7. А. Kirilyuk, А.В. Kimel, Th. Rasing. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
8. В.А. Ivanov. Spin dynamics of antiferromagnets under action of femtosecond laser pulses (Review article). *Low Temp. Phys.* **40**, 91 (2014).
9. В.В. Еременко, Н.Ф. Харченко, Ю.Г. Литвиненко, В.М. Науменко. *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков* (Наук. думка, 1989).
10. Е.А. Туров. *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков* (Изд. УрО РАН, 1990).
11. G.S. Krinchik, M.V. Chetkin. Transparent ferromagnets. *Sov. Phys. Usp.* **12**, 307 (1969).
12. G.A. Smolenskii, R.V. Pisarev, I.G. Sinii. Birefringence of light in magnetically ordered crystals. *Usp. Fiz. Nauk* **116**, 231 (1975) [*Sov. Phys. Usp.* **18**, 410 (1975)].
13. А.К. Zvezdin, V.A. Kotov. *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (IOP, 1997).
14. А.С. Borovik-Romanov, N.M. Kreines. Brillouin–Mandelstam scattering from thermal and excited magnons. *Phys. Rep.* **81**, 351 (1982).
15. Е.А. Туров, V.G. Shavrov. Broken symmetry and magnetoacoustic effects in ferroand antiferromagnetics. *Usp. Fiz. Nauk* **140**, 429 (1983) [*Sov. Phys. Usp.* **26**, 593 (1983)].
16. I.E. Dzialoshinskii. Thermodynamical theory of “weak” ferromagnetism in antiferromagnetic substances. *Sov. Phys. JETP* **5**, 1259 (1957).
17. I.E. Dzialoshinskii. The magnetic structure of fluorides of the transition metals. *Sov. Phys. JETP* **6**, 1120 (1958).
18. S.S. Dhillon, M.S. Vitiello, E.H. Linfield, A.G. Davies, M.C. Hoffmann, J. Booske, C. Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G.P. Williams, E. Castro-Camus, D.R.S. Cumming *et al.* The 2017 terahertz science and technology roadmap. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 043001 (2017).

19. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, Th. Rasing. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO₃. *Nature* **429**, 850 (2004).
20. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, Th. Rasing. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses. *Nature (London)* **435**, 655 (2005).
21. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Grdnev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. Impulsive generation of coherent magnons by linearly polarized light in the easy-plane antiferromagnet FeBO₃. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007).
22. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Grdnev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet FeBO₃. *Phys. Rev. B* **78**, 104301 (2008).
23. T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B.A. Ivanov, F. Nori, M. Fiebig. Spin oscillations in antiferromagnetic NiO triggered by circularly polarized light. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077402 (2010).
24. T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, Y. Fujii, A. Koreeda, H. Ueda, T. Shimura, K. Kuroda, V.I. Butrim, B.A. Ivanov. Excitation of coupled spin-orbit dynamics in cobalt oxide by femtosecond laser pulses. *Nat. Commun.* **8**, 638 (2017).
25. C. Tzschaschel, K. Otani, R. Iida, T. Shimura, H. Ueda, S. Günther, M. Fiebig, T. Satoh. Ultrafast optical excitation of coherent magnons in antiferromagnetic NiO. *Phys. Rev. B* **95**, 174407 (2017).
26. T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, M. Fiebig, T. Shimura. Writing and reading of an arbitrary optical polarization state in an antiferromagnet. *Nat. Photon.* **9**, 25 (2014).
27. C. Tzschaschel, T. Satoh, M. Fiebig. Tracking the ultrafast motion of an antiferromagnetic order parameter. *Nat. Commun.* **10**, 3995 (2019).
28. J. Nishitani, K. Kozuki, T. Nagashima, M. Hangyo. Terahertz radiation from coherent antiferromagnetic magnons excited by femtosecond laser pulses. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 221906 (2010).
29. T. Higuchi, N. Kanda, H. Tamaru, M. Kuwata-Gonokami. Selection rules for light-induced magnetization of a crystal with threefold symmetry: The case of antiferromagnetic NiO. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 047401 (2011).
30. J. Nishitani, T. Nagashima, M. Hangyo. Coherent control of terahertz radiation from antiferromagnetic magnons in NiO excited by optical laser pulses. *Phys. Rev. B* **85**, 174439 (2012).
31. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. Inertia-driven spin switching in antiferromagnets. *Nature Phys.* **5**, 727 (2009).
32. D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, Th. Rasing, R.V. Pisarev, A.V. Kimel. Control of the ultrafast photoinduced magnetization across the morin transition in DyFeO₃. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 097401 (2016).
33. H.V. Gomonay, V.M. Loktev. Spin transfer and current-induced switching in antiferromagnets. *Phys. Rev. B* **81**, 144427 (2010).
34. E.V. Gomonay, V.M. Loktev. Spintronics of antiferromagnetic systems (Review article). *Low Temp. Phys.* **40**, 17 (2014).
35. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak. Antiferromagnetic spintronics. *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
36. M.B. Jungfleisch, W. Zhang, A. Hoffmann. Perspectives of antiferromagnetic spintronics. *Phys. Lett. A* **382**, 865 (2018).
37. P.A. Popov, A.R. Safin, A. Kirilyuk, S.A. Nikitov, I. Lisenkov, V. Tyberkevich, A. Slavin. Voltage-controlled anisotropy and current-induced magnetization dynamics in antiferromagnetic-piezoelectric layered heterostructures. *Phys. Rev. Applied* **13**, 044080 (2020).
38. P. Stremoukhov, A. Safin, A. Kirilyuk. THz generation and frequency manipulation in AFM/HM interfaces. *J. Phys.: Conf. Series* **1461** (1), 012171 (2020).
39. B.I. Halperin, P.C. Hohenberg. Hydrodynamic theory of spin waves. *Phys. Rev.* **188**, 898 (1969).
40. E.B. Sonin. Analogs of superfluid currents for spins and electron-hole pairs. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **74**, 2097 (1978) [*Sov. Phys. JETP* **47**, 1091 (1978)].
41. S. Takei, B.I. Halperin, A. Yacoby, Y. Tserkovnyak. Superfluid spin transport through antiferromagnetic insulators. *Phys. Rev. B* **90**, 094408 (2014).
42. A. Qaiumzadeh, H. Skarsveg, C. Holmqvist, A. Brataas. Spin superfluidity in biaxial antiferromagnetic insulators. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 137201 (2017).
43. E.B. Sonin. Spin currents and spin superfluidity. *Adv. Phys.* **59**, 181 (2010).
44. E.B. Sonin. Superfluid spin transport in magnetically ordered solids (Review article). *Low Temp. Phys.* **46**, 436 (2020).
45. R. Khymyn, I. Lisenkov, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin, B.A. Ivanov. Transformation of spin current by antiferromagnetic insulators. *Phys. Rev. B* **93**, 224421 (2016).
46. M. Dabrowski, T. Nakano, D.M. Burn, A. Frisk, D.G. Newman, C. Klewe, Q. Li, M. Yang, P. Shafer, E. Arenholz, T. Hesjedal, G. Van der Laan, Z.Q. Qiu, R.J. Hicken. Coherent transfer of spin angular momentum by evanescent spin waves within antiferromagnetic NiO. *Phys. Rev. Lett.* **124**, 217201 (2020).
47. P. Wadley, B. Howells, J. Zelezny, C. Andrews, V. Hills, R.P. Campion, V. Novak, K. Olejnik, 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.W. Edmonds, B.L. Gallagher, T. Jungwirth. Investigation of magnetic anisotropy and heat dissipation in thin films of compensated antiferromagnet CuMnAs by pump-probe experiment. *Science* **351**, 587 (2016).
48. D. Kriegner, K. Vyborny, K. Olejnik, H. Reichlova, V. Novak, X. Marti, J. Gazquez, V. Saidl, P. Nemeč, V.V. Vo-

- lobuev, G. Springholz, V. Holy, T. Jungwirth. Multiple-stable anisotropic magnetoresistance memory in antiferromagnetic MnTe. *Nat. Commun.* **7**, 11623 (2016).
49. J. Li, C.B. Wilson, R. Cheng, M. Lohmann, M. Kavand, W. Yuan, M. Aldosary, N. Agladze, P. Wei, M.S. Sherwin, J. Shi. Spin current from sub-terahertz-generated antiferromagnetic magnons. *Nature* **578**, 70 (2020).
 50. P. Vaidya, S.A. Morley, J. Van Tol, Y. Liu, R. Cheng, A. Brataas, D. Lederman, E. del Barco. Subterahertz spin pumping from an insulating antiferromagnet. *Science* **368**, 160 (2020).
 51. V.E. Demidov 1, S. Urazhdin, H. Ulrichs, V. Tiberkevich, A. Slavin, D. Baither, G. Schmitz, S.O. Demokritov. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current. *Nat. Mater.* **11**, 1028 (2012).
 52. V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, S.O. Demokritov. Nanoconstriction-based spin-Hall nano-oscillator. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 172410 (2014).
 53. Z. Duan, A. Smith, L. Yang, B. Youngblood, J. Lindner, V.E. Demidov, S.O. Demokritov, I.N. Krivorotov. Nanowire spin torque oscillator driven by spin orbit torques. *Nat. Commun.* **5**, 5616 (2014).
 54. M. Collet, X. de Milly, O. d'Allivy Kelly, V.V. Naletov, R. Bernard, P. Bortolotti, J. Ben Youssef, V.E. Demidov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Munoz, V. Cros, A. Anane, G. de Loubens, O. Klein. Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque. *Nat. Commun.* **7**, 10377 (2016).
 55. C.E. Zaspel, E.G. Galkina, B.A. Ivanov. High-frequency current-controlled vortex oscillations in ferrimagnetic disks. *Phys. Rev. Appl.* **12**, 044019 (2019).
 56. E.G. Galkina, C.E. Zaspel, B.A. Ivanov, N.E. Kulagin, L.M. Lerman. Limiting velocity and dispersion law of domain walls in ferrimagnets close to the spin compensation point. *JETP Letters* **110**, 481 (2019).
 57. I. Lisenkov, R. Khymyn, J. Akerman, N.X. Sun, B.A. Ivanov. Subterahertz ferrimagnetic spin-transfer torque oscillator. *Phys. Rev. B* **100**, 100409(R) (2019).
 58. R. Cheng, D. Xiao, A. Brataas. Terahertz antiferromagnetic spin hall nano-oscillator. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 207603 (2016).
 59. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tyberkevych, B.A. Ivanov, A. Slavin. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like oscillator driven by spin current. *Sci. Rep.* **7**, 43705 (2017).
 60. O.R. Sulymenko, O.V. Prokopenko, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin, B.A. Ivanov, R. Khymyn. Terahertz-frequency spin hall auto-oscillator based on a canted antiferromagnet. *Phys. Rev. Appl.* **8**, 064007 (2017).
 61. O. Gomonay, V. Baltz, A. Brataas, Y. Tserkovnyak. Antiferromagnetic spin textures and dynamics. *Nat. Phys.* **14**, 213 (2018).
 62. V. Puliafito, R. Khymyn, M. Carpentieri, B. Azzerboni, V. Tiberkevich, A. Slavin, G. Finocchio. Micromagnetic modeling of terahertz oscillations in an antiferromagnetic material driven by the spin Hall effect. *Phys. Rev. B* **99**, 024405 (2019).
 63. R.E. Troncoso, K. Rode, P. Stamenov, J.M.D. Coey, A. Brataas. Antiferromagnetic single-layer spin-orbit torque oscillators. *Phys. Rev. B* **99**, 054433 (2019).
 64. R. Khymyn, E. Galkina, B. Ivanov, J. Akerman. Spin-torque nano-oscillator based on magnetic textures in antiferromagnets. In: *Inter. Conf. "Nanomagnetism and spintronics – Sol-SkyMag 2018"*, San Sebastian, Spain, June 18–22, 2018.
 65. A.F. Andreev. Strictive superstructures in two-dimensional phase transitions. *JETP Letters* **32**, 640 (1980).
 66. Y.I. Bespyatykh, I.E. Dikshtein, V.V. Tarasenko. Nonuniform magnetoelastic states in ferromagnetic plates in the region of second-order orientational phase transitions. *Fiz. Tverd. Tela* **23** 3013 (1981).
 67. E.V. Gomonaj, V.M. Loktev. On the theory of equilibrium magnetoelastic domain structure in easy-plane antiferromagnet. *Fiz. Niz. Temp.* **25**, 699 (1999).
 68. H. Gomonay, V. Loktev. Magnetostriction and magnetoelastic domains in antiferromagnets. *J. Phys.: Cond. Matt.* **14**, 3959 (2002).
 69. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко. О магнитоупругой природе антиферромагнитных доменов в легкоплоскостных кристаллах дигалидов группы железа. *ФНТ* **27**, 489 (2001).
 70. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко. Магнитоупругость и доменная структура в антиферромагнитных кристаллах дигалидов группы железа. *УФЖ* **43**, 1469 (1998).
 71. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко. Роль дефектов в формировании многодоменного состояния легкоплоскостных антиферромагнетиков с магнитоупругим взаимодействием. *ЖЭТФ* **126**, 1209 (2004).
 72. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко. Магнитоупругость и доменная структура в антиферромагнитных кристаллах дигалидов группы железа. *ФНТ* **31**, 1042 (2005).
 73. I.E. Dzhyaloshinski. Domains and dislocations in antiferromagnets. *JETP Lett.* **25**, 98 (1977).
 74. A.S. Kovalev, A.M. Kosevich. Dislocations and domains in antiferromagnets. *Low Temp. Phys.* **3**, 117 (1977).
 75. B.A. Ivanov. Mesoscopic antiferromagnets: statics, dynamics, and quantum tunneling (Review). *Low Temp. Phys.* **31**, 635 (2005).
 76. B.A. Ivanov, V.E. Kireev. Spin disclination in a layered antiferromagnet with a screw dislocation. *JETP Lett.* **73**, 188 (2001).
 77. V.E. Kireev, B.A. Ivanov. Localized magnetic non-uniformities in an antiferromagnet with a system of dislocations. *Low Temp. Phys.* **45**, 1256 (2019).
 78. A.K. Zvezdin. Dynamics of domain walls in weak ferromagnets. *JETP Lett.* **29**, 553 (1979).
 79. V.M. Eleonskii, N.N. Kirova, N.E. Kulagin. Accidental degeneracy of self-localized solutions of the Landau–

- Lifshitz equations. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **79**, 321 (1980) [*Sov. Phys. JETP* **48**, 1113 (1978)].
80. V.M. Yeleonsky, N.N. Kirova, N.E. Kulagin. Models of 2-sublattice magnets which can be solved exactly. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **80**, 357 (1981).
 81. V.M. Yeleonsky, N.E. Kulagin. Some novel cases of the integrability of Landau–Lifshitz equations. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **84**, 616 (1983).
 82. V.M. Yeleonsky, N.E. Kulagin. Integrable models in the problem for particle motion in a two-dimensional potential well. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **85**, 1437 (1983).
 83. E.G. Galkina, B.A. Ivanov. Quantum tunneling in a magnetic vortex in a 2D easy-plane magnetic material. *JETP Letters* **61**, 511 (1995).
 84. O.K. Dudko, A.S. Kovalev. Magnetic ordering at the stepped ferro/antiferromagnetic interface. *Low Temp. Phys.* **24**, 422 (1998).
 85. O.K. Dudko, A.S. Kovalev. Influence of dislocations on the magnetic structure of two-dimensional anisotropic antiferromagnets. *Low Temp. Phys.* **26**, 603 (2000).
 86. E.G. Galkina, A.Yu. Galkin, B.A. Ivanov. Solitons in isotropic antiferromagnets: Beyond the sigma model. *Low Temp. Phys.* **34**, 662 (2008).
 87. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны* (Наукова думка, 1983).
 88. А.Б. Борисов, В.В. Киселев. *Нелинейные волны, солитоны и локализованные структуры в магнетиках* (УроРАН, 2009).
 89. I.V. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov. Nonlinear magnetization waves in the antiferromagnet. *Fiz. Nizk. Temp.* **5**, 759 (1979) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **5**, 361 (1979)].
 90. H.-J. Mikeska. Non-linear dynamics of classical one-dimensional antiferromagnets. *J. Phys. C* **13**, 2913 (1980).
 91. A.F. Andreev, V.I. Marchenko. Symmetry and the macroscopic dynamics of magnetic materials. *Usp. Fiz. Nauk* **130**, 39 (1980).
 92. B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk. Solitons in low-dimensional antiferromagnets. *Fiz. Nizk. Temp.* **21**, 355 (1995).
 93. H.-J. Mikeska, M. Steiner. Solitary excitations in one-dimensional magnets. *Adv. Phys.* **40**, 191 (1991).
 94. E.G. Galkina, B.A. Ivanov. Dynamic solitons in antiferromagnets (Review article). *Low Temp. Phys.* **44**, 618 (2018).
 95. E.G. Galkina, R.V. Ovcharov, B.A. Ivanov. Precessional one-dimensional solitons in antiferromagnets with low dynamic symmetry. *Low Temp. Phys.* **43**, 1283 (2017).
 96. O.Y. Gorobets, Y.I. Gorobets. 3D analytical model of skyrmion-like structures in an antiferromagnet with DMI. *J. Magn. Magn. Mater.* **507**, 166800 (2020).
 97. Б.А. Иванов. Спиновая динамика антиферромагнетиков и сверхбыстрая спинтроника. *ЖЭТФ* **158**, 103 (2020).
 98. A. Slavin, V. Tiberkevich. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current. *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875 (2009).
 99. S. Bonetti, P. Muduli, F. Mancoff, J. Akerman. Spin-torque oscillator linewidth narrowing under current modulation. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 102507 (2009).
 100. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
 101. M.A. Hoefer, M. Sommacal, T.J. Silva. Propagation and control of nanoscale magnetic-droplet solitons. *Phys. Rev. B* **85**, 214433 (2012).
 102. M. Mohseni, S.R. Sani, J. Persson, T.N. A. Nguyen, S. Chung, Y. Pogoryelov, P.K. Muduli, E. Iacocca, A. Eklund, R.K. Dumas, S. Bonetti, A. Deac, M.A. Hoefer, J. Akerman. Spin transfer torque generated magnetic droplet solitons (invited). *Science* **339**, 1295 (2013).
 103. Y. Zhou, E. Iacocca, A.A. Awad, R.K. Dumas, F.C. Zhang, H.B. Braun. Dynamically stabilized magnetic skyrmions. *J. Akerman, Nat. Commun.* **6**, 8193 (2015).
 104. A.B. Borisov, S.N. Ionov. Vortices and vortex dipoles in 2D sine-Gordon model. *Physica D* **99**, **18** (1996).
 105. A.B. Borisov, V.V. Kiseliev. Vortex dipoles on a soliton lattice background: Solution of the boundary-value problem by inverse spectral transform. *Physica D* **111**, 96 (1998).
 106. L. Hu, H. Huang, Z. Wang, W. Jiang, X. Ni, Y. Zhou, V. Zielasek, M.G. Lagally, B. Huang, F. Liu. Ubiquitous spin-orbit coupling in a screw dislocation with high spin coherency. *Phys. Rev. Lett.* **121**, 066401 (2018).
 107. O. Gomonay. Crystals with defects may be good for spintronics. *Physics* **11**, 78 (2018).
- Одержано 12.07.20
- E.G. Galkina, V.E. Kireev,
R.V. Ovcharov, R.S. Khymyn, B.A. Ivanov*
- SPIN DYNAMICS IN ANTIFERROMAGNETS
WITH DOMAIN WALLS AND DISCLINATIONS
- S u m m a r y
- The spin dynamics in antiferromagnets with atomic dislocations and dislocation-induced spin disclinations has been discussed. It is shown how the usual sigma-model equation can be used to describe it. The dynamical states with the spatially inhomogeneous spin precession are studied. It is demonstrated that such an internal dynamics of the spin disclinations and the related domain walls can serve as a basis for creating a spin-Hall nanogenerator pumped with a spin current and characterized by a low excitation threshold.