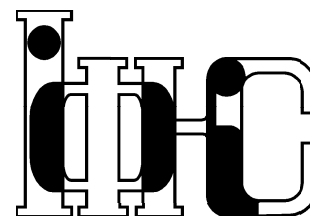


Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Національна академія наук України



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

Максим Леонідович Дудка

КРИТИЧНА ДИНАМІКА НЕВПОРЯДКОВАНИХ МАГНЕТИКІВ:
ТЕОРЕТИКО-ПОЛЬОВИЙ ПІДХІД

Роботу отримано 12 червня 2008 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку відділу СТеКС

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені

ICMP-08-09U

М.Дудка

КРИТИЧНА ДИНАМІКА НЕВПОРЯДКОВАНИХ
МАГНЕТИКІВ: ТЕОРЕТИКО-ПОЛЬОВИЙ ПІДХІД

ЛЬВІВ

УДК: 530.145

PACS: 05.50.+q, 05.70.Jk, 61.43.-j, 64.60.Ak, 64.60.Ht

**Критична динаміка неупорядкованих магнетиків:
теоретико-польовий підхід**

М.Дудка

Анотація. У цій статті обговорюється вплив безладу на динамічну критичну поведінку тривимірних магнетиків з точки зору теоретико-польового підходу ренорм-групи. Аналізуються результати отримані для трьох форм структурного безладу у двопетловому наближенні. Особлива увага приділяється неасимптотичній динамічній критичній поведінці.

Critical dynamics of the disordered magnets: field-theoretical approach

M.Dudka

Abstract. In this paper the disorder influence on the dynamic critical behaviour of three-dimensional magnets is discussed within field-theoretical approach of renormalisation group. Results obtained for three types of structural disorder within two-loop approximation are analyzed. Particular attention is paid to non-asymptotic dynamic critical behaviour.

Подається в Фізичний збірник Наукового товариства ім. Т. Шевченка
Submitted to Physical collection of Shevchenko scientific society

1. Вступ

Особливості поведінки фізичних систем поблизу критичної точки є постійним об'єктом зацікавлення для дослідників, починаючи з другої половини позаминулого століття. Ґрунтовно розроблена теорія статичних, незалежних від часу, критичних явищ є одним з важливих досягнень сучасної рівноважної статистичної фізики. Разом з тим до цієї області фізики потрапляє також динамічна, залежна від часу, критична поведінка фізичних систем, що знаходяться в близькому до рівноваги стані. Динамічні критичні явища, є значно різноманітнішими, однак менш вивченими порівняно із статичними.

Аномалії динамічної поведінки, які спостерігаються поблизу критичної точки є подібними до тих, що характерні для статичних критичних властивостей. Це дозволяє застосовувати до їх опису ті самі ідеї та способи аналізу, що вже дали достовірні результати при аналізі статичної критичної поведінки. Зокрема, це виявляється у поширенні гіпотези подібності (скейлінгу) [1] на динамічні критичні явища [2]. Як і у випадку статички, в динаміці правомірність гіпотези підтвержується застосуванням методів ренорм-групи (РГ). Її теоретико-польовий підхід є потужним засобом для розрахунку кількісних характеристик критичної поведінки [3]. Розвиток теорії поля в області динамічних критичних явищ [4] дозволив описати критичну динамічну поведінку цілого ряду фізичних систем (див. огляди [5,6]).

При дослідженні реальних фізичних систем не можна оминати питання їх структурної однорідності. Тому вплив структурного безладу на критичну поведінку викликає значне зацікавлення. Зокрема це стосується критичної динаміки неупорядкованих магнетиків. Неоднорідність структури магнітних систем може мати різну природу, що в свою чергу приводить до різних змін в критичній поведінці. Перш за все, слід розрізняти безлад введений в систему рівноважним чином (відпалений безлад) і заморожений [7]. У той час як статичні критичні показники відпалених систем повністю визначаються показниками чистої системи [8], критична поведінка систем із замороженими дефектами структури не є такою тривіальною (див. наприклад [9, 10]). Питання про ступінь безладу теж є важливим, оскільки сильний безлад може зруйнувати фазовий перехід другого роду. Тут ми зосереджуємось на дослідженні слабого замороженого безладу. При цьому розглянемо три типи безладу: у вигляді (i) випадкових вузлів, (ii) протяжних домішок та (iii) випадкової анізотропії.

При експериментальних дослідженнях виявляється, що поведінка неупорядкованих систем поблизу критичної точки має неуніверсаль-

ний характер. З теоретичної точки зору відомо, що неуніверсальною є неасимптотична (ефективна) поведінка. Тому детальне дослідження ефективної критичної поведінки неоднорідних систем має важливе практичне значення. Справді, як виявилось при теоретичному аналізі статичних властивостей, неуніверсальна поведінка дозволяє прояснити експериментально спостережувану ситуацію [11].

Метою цієї статті є ознайомити читача з критичною динамікою непорядкованих магнітних систем та з її теоретико-польовим описом. У наступному розділі 2 ми введемо основні фізичні величини пов'язані з описом критичної динаміки. Розділ 3 присвячений різним моделям динамічної критичної поведінки. У розділі 4 розглядаються форми структурного безладу. У розділі 5 описується теоретико-польове представлення критичної динаміки у лагранжевій формі та даються лагранжіани для непорядкованих систем. Розділ 6 коротко знайомить з динамічною РГ. Результати зібрані у розділі 7. Закінчують статтю висновки у розділі 8.

2. Критична динаміка: основні поняття

Одним з перших в критичній динаміці постає питання про вибір змінних для її адекватного опису. Повний мікроскопічний підхід, який ґрунтується на роз'язку системи рівнянь руху для усіх мікроскопічних змінних системи, виявляється непрактичним, оскільки такі рівняння є оборотними в часі, і, відповідно, не відбивають картини необоротності, яка спостерігається на макроскопічному рівні. На практиці з усієї множини мікроскопічних змінних радше виділяють величини найсуттєвіші для динамічної поведінки. Найбільш характерним явищем критичної динаміки є *критичне сповільнення*, яке полягає у тому, що, при невеликих відхиленнях від рівноваги, чим ближче температура фізичної системи знаходиться до свого критичного значення, тим довшого часу релаксації t_c потребує система, щоб повернутись до рівноважного стану. Таким чином повільні зміни параметра порядку (для магнетиків густина локального намагнічення) з часом визначають поведінку системи на великих часах. Крім параметра порядку повільними змінами характеризуються величини, які підпорядковуються законам збереження властивим для розглядуваної системи. Змінні для опису отримуються при усередненні відповідних мікроскопічних змінних на масштабах простору та часу, що є меншими за реальні розміри макроскопічної системи та часи спостереження, але перевищують мікроскопічні просторові та

часові масштаби ¹.

Позначимо $\{\psi_i\}$ множину усіх усереднених змінних, що описують властивості системи. Можна припустити, що динаміка цих змінних буде складатись з руху до рівноважного стану та впливу швидких мікроскопічних процесів. Це припущення приводить до опису динамічної поведінки системи рівнянням Ланжевена (див. наприклад [5])

$$\frac{\partial \psi_i(t)}{\partial t} = - \sum_j L_{ij} \frac{\delta \mathcal{H}[\psi]}{\delta \psi_i(t)} + \theta_i(t). \quad (2.1)$$

Перший доданок в правій частині рівняння (2.1) відповідає за ефективний повільний рух до рівноважного стану, L_{ij} носить назву кінетичного коефіцієнта, ефективний функціонал \mathcal{H} описує статичні властивості системи. Сукупний вплив мікроскопічних флуктуацій на повільнозмінні величини ψ моделюється введенням випадкового шуму θ . Вважається, що він описується розподілом Гаусса (так званий Гаусовий білий шум) з середнім $\langle \theta_i \rangle = 0$ та

$$\langle \theta_i(t) \theta_j(t') \rangle = 2D_{ij} \delta(t - t'). \quad (2.2)$$

Тут $\langle . \rangle$ означає усереднення за можливими реалізаціями шуму. Необхідною умовою того, щоб система залишена сама на себе на великих часах $t \rightarrow \infty$ прийшла до рівноважного стану описуваного розподілом $P[\psi] \sim e^{\mathcal{H}[\psi]}$ є зв'язок кінетичного коефіцієнта з кореляційною функцією випадкового шуму через співвідношення Айнштайна

$$L_{ij} = D_{ij}. \quad (2.3)$$

2.1. Функції

Основними об'єктами розгляду в динаміці є кореляційні функції та функції відгуку. Останні описують реакцію системи на слабе збурення. Якщо h_ψ є зовнішнє поле спряжене до повільнозмінної величини ψ , то відповідна функція відгуку запишеться як

$$G_\psi(\mathbf{R} - \mathbf{R}', t - t') = \left. \frac{\delta \langle \psi(\mathbf{R}, t) \rangle}{\delta h_\psi(\mathbf{R}', t')} \right|_{h_\psi=0}. \quad (2.4)$$

Тут середнє знову означає усереднення за випадковим шумом. Функція G ще носить назву узагальненої динамічної сприйнятливості. Наприклад, якщо ψ є параметром порядку магнітної системи, а

¹В літературі таке усереднення ще має назву "укрупнення" (coarse-graining)

h_ψ зовнішнім магнітним полем, то G_ψ відповідає динамічній магнітній сприйнятливості. Залежні від часу кореляційні функції визначаються наступним чином

$$C_\psi(\mathbf{R} - \mathbf{R}', t - t') = \langle \psi(\mathbf{R}, t) \psi(\mathbf{R}', t') \rangle. \quad (2.5)$$

Вони зв'язані з функціями вігуку функціонально-дисипативним співвідношенням. Вводячи перетворення Фур'є $F(\mathbf{q}, \omega) = \int_0^\infty F(\mathbf{R}, t) e^{i(\omega t - \mathbf{q}\mathbf{R})} dt d\mathbf{R}$, функціонально-дисипативне співвідношення можна записати у вигляді

$$C_\psi(\mathbf{q}, \omega) = \frac{2}{\omega} \text{Im} G_\psi(\mathbf{q}, \omega). \quad (2.6)$$

2.2. Гіпотеза скейлінгу

Характеристичний час релаксації поблизу точки фазового переходу другого роду T_c зростає згідно степеневому закону:

$$t_c = \xi^z, \quad (2.7)$$

з динамічним критичним показником z , де ξ кореляційна довжина. Таким чином при описі динамічних критичних властивостей як додаток до набору статичних показників з'являється ще один показник. Оскільки кореляційна довжина розбігається в T_c , то при наближенні до T_c час релаксації зростає і стає безмежним при T_c . Таке явище отримало назву явища *критичної сповільнення*.

Динамічна гіпотеза скейлінгу включає поряд з кореляційною довжиною ще характеристичну частоту ω_c (величину обернену до t_c) і полягає в наступних припущеннях:

(1) характеристична частота $\omega_c(\xi, \mathbf{q})$ є однорідною функцією змінних ξ та \mathbf{q}

$$\omega_c(\xi, \mathbf{q}) = |q|^z \hat{\omega}(\mathbf{q}\xi); \quad (2.8)$$

(2) кореляційна функція залежить від частоти ω тільки через співвідношення $\omega/\omega_c(\xi, \mathbf{q})$

$$C(\xi, \mathbf{q}, \omega) = \frac{C^{st}(\tau, \mathbf{q})}{\omega_c(\xi, \mathbf{q})} \mathcal{F}\left(\frac{\omega}{\omega_c(\xi, \mathbf{q})}, \mathbf{q}\xi\right), \quad (2.9)$$

де \mathcal{F} носить назву функції форми.

Динамічні класи універсальності на відміну від статичних визначаються не тільки глобальними параметрами фізичних систем (такими як вимірність простору, вимірність та симетрія параметра

порядку тощо), а й враховують існування законів збереження визначальних для цих систем та характер зв'язку між збережними величинами. Різні реалізації динамічної поведінки описуються основними моделями, які маркуються латинськими літерами (А-Н) за класифікацією [12]. Деякі з них розглядаються у наступному розділі.

3. Моделі динамічної поведінки

3.1. Моделі А та В

Модель А. Розглянемо спочатку найпростішу модель. Прийемо, що поблизу точки фазового переходу усі інші фізичні величини флюктуують набагато швидше, ніж n -компонентний параметр порядку $\vec{\varphi}(\mathbf{R}, t)$ в координаті \mathbf{R} d -вимірному простору в момент часу t ². Параметр порядку вважаємо незбереженою величиною. Тоді вплив цих величин можна уявити як наслідок дії стохастичних сил θ_φ на поведінку параметра порядку. В цьому випадку множину ψ складають лише компоненти $\vec{\varphi}$. Рівняння Ланжевена (2.1) матиме вигляд:

$$\frac{\partial \varphi_0^i}{\partial t} = -\overset{\circ}{\Gamma} \frac{\delta \mathcal{H}[\vec{\varphi}]}{\delta \varphi_0^i} + \theta_{\varphi^i} \quad i = 1 \dots n, \quad (3.1)$$

Множина кінетичних коефіцієнтів L_{ij} в даному випадку містить лише один елемент $\overset{\circ}{\Gamma}$. Стохастичні сили θ_φ зображають сукупний вплив усіх швидких процесів. Рівняння (2.2) у цьому випадку:

$$\langle \theta_{\varphi^i}(\mathbf{R}, t) \theta_{\varphi^j}(\mathbf{R}', t') \rangle = 2\overset{\circ}{\Gamma} \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') \delta(t - t') \delta_{ij}. \quad (3.2)$$

Потенціал \mathcal{H} в рівнянні (3.1) є ефективним Гамільтоніаном типу Ландау-Гінзбурга-Вільсона. Для для граткової моделі n -компонентних спінів в d -вимірному просторі він має вигляд $\mathcal{H}[\vec{\varphi}] = \mathcal{H}_0[\vec{\varphi}]$, де

$$\mathcal{H}_0[\vec{\varphi}] = \int d^d \mathbf{R} \left\{ \frac{1}{2} [|\nabla \vec{\varphi}_0|^2 + \overset{\circ}{r} |\vec{\varphi}_0|^2] + \frac{\overset{\circ}{v}}{4!} |\vec{\varphi}_0|^4 \right\} \quad (3.3)$$

$\overset{\circ}{r}$ пропорційний до відстані до критичної точки за температурою, константа зв'язку $\overset{\circ}{v}$ є додатною величиною.

Традиційно вважається, що модель А застосовна до опису деяких анізотропних магнетиків і сплавів, що належать до ізингівського класу універсальності ($n = 1$) [12].

²Надалі залежність параметра порядку та збережних величин від \mathbf{R} та t ми будемо записувати явно тільки в окремих випадках

Динамічний критичний показник для моделі А звичайно шукають у формі $z = 2 + c\eta$, де η звичайний статичний критичний показник парної кореляційно функції моделі φ^4 . Коефіцієнт c , на сьогодні відомий в третьому порядку теорії збурень, виявився незалежним від вимірності параметра порядку n [13]. Таким чином уся залежність z від n міститься в η . Для випадку $n = 1$ критичний показник z розраховано в четвертому порядку [14].

Модель В. Параметер порядку в деяких фізичних системах може бути збереженою величиною (просторовий інтеграл є константою руху: $d[\int d^d\mathbf{R} \varphi(\mathbf{R})]/dt = 0$). У такому випадку для опису системи застосовується модель В. Структура рівнянь залишається такою ж як в моделі А із заміною в (3.1)-(3.2) кінетичного коефіцієнта для параметра порядку з $\mathring{\Gamma}$ на $-\mathring{\Gamma}\nabla^2$.

Вважається, що модель В описує динамічні властивості деяких одновісних феромагнітних систем з $n = 1$ [12].

Динамічний критичний показник для моделі В повністю виражається через статичний критичний показник парної кореляційної функції η : $z = 4 - \eta$ [12].

3.2. Модель С і D

Модель С. У багатьох випадках для адекватного опису динамічної поведінки поблизу критичної точки не достатньо обмежуватись тільки параметром порядку. Потрібно враховувати величини пов'язані з законами збереження характерними для розглядуваної фізичної системи. Найпростішим є випадок, коли взаємодія збережних величин з параметром порядку розглядається тільки в статичному потенціалі. Наприклад взаємодію скалярної збережної величини $m_0(\mathbf{R}, t)$, яку можна вважати густиною енергії, з незбережним параметром порядку можна записати у вигляді доданку до Гамільтоніана (3.3):

$$\Delta\mathcal{H}[\varphi, m] = \int d^d\mathbf{R} \left\{ \frac{1}{2}m_0^2 + \frac{1}{2}\mathring{\gamma}m_0|\vec{\varphi}_0|^2 \right\} \quad (3.4)$$

Рівняння руху для m_0 та $\vec{\varphi}_0$ мають такий вигляд

$$\frac{\partial\varphi_0^i}{\partial t} = -\mathring{\Gamma}\frac{\partial\mathcal{H}[\varphi, m]}{\partial\varphi_0^i} + \theta_{\varphi_i} \quad i = 1 \dots n, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial m_0}{\partial t} = \mathring{\lambda}\nabla^2\frac{\partial\mathcal{H}[\varphi, m]}{\partial m_0} + \theta_m, \quad (3.6)$$

де $\mathring{\Gamma}$ та $\mathring{\lambda}$ кінетичні коефіцієнти для $\vec{\varphi}_0$ і m_0 відповідно, $\mathcal{H}[\vec{\varphi}, m] = \mathcal{H}_0[\vec{\varphi}] + \Delta\mathcal{H}[\vec{\varphi}, m]$. Стохастичні величини θ_{φ_i} і θ_m розподілені за гаусо-

вим законом з нульовим середнім та задовільняють співвідношення Айнштайна:

$$\langle \theta_{\varphi_i}(\mathbf{R}, t)\theta_{\varphi_j}(\mathbf{R}', t') \rangle = 2\mathring{\Gamma}\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}')\delta(t - t')\delta_{ij}, \quad (3.7)$$

$$\langle \theta_m(\mathbf{R}, t)\theta_m(\mathbf{R}', t') \rangle = -2\mathring{\lambda}\nabla^2\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}')\delta(t - t')\delta_{ij}. \quad (3.8)$$

При відінтегровуванні m_0 гамільтоніан $\mathcal{H}[\vec{\varphi}, m]$ перетворюється в $\mathcal{H}_0[\vec{\varphi}]$ із заміною \mathring{v} на:

$$\mathring{v} = \mathring{v}' - 3\mathring{\gamma}^2, \quad (3.9)$$

Системи, які можуть описуватись моделлю С, обговорювались в роботі [38]. До них належать граткові моделі інтерметалічних сплавів, переохоложені рідини тощо. Початково модель С застосовувалась для опису деяких ізінгівських магнітних систем [12].

На сьогодні поведінка параметру порядку та збережної величини в рамках моделі С відома [15]. Тут велике значення має значення поведінка теплоємності в околі критичної точки. Для систем з $n = 1$ (критичний показник теплоємності $\alpha > 0$) характерний сильний скейлінг, при якому обидві величини φ та m релаксують з однаковим показником $z = z_m = 2 + \alpha/\nu$. У випадку $n = 2, 3$ ($\alpha < 0$) зв'язок $\vec{\varphi}_0$ та m_0 руйнується в околі критичної точки і поведінка φ є такою ж як в моделі А: $z = 2 + c\eta$, а релаксація m описується $z_m = 2$.

Модель D описує системи із збережним параметром порядку, що взаємодіє із збереженою скалярною величиною. У такому випадку рівняння для моделі отримуються з рівнянь (3.5)-(3.8) при заміні кінетичного коефіцієнта для параметра порядку $\mathring{\Gamma} \rightarrow -\mathring{\Gamma}\nabla^2$. Модель D може описувати динамічну поведінку одновісних гейзенберзьких феромагнетиків [12]. Критична поведінка праметра порядку в цієї моделі є такою ж як в моделі В: $z = 4 - \eta$, у той час як критичний показник для збережної величини $z_m = 2 + \alpha/\nu$ при $\alpha > 0$ та $z_m = 2$ для $\alpha < 0$ [12].

3.3. Інші моделі

Решту абетки роботи [12] становлять моделі, в яких включаються до розгляду недисипативні члени, спричинені міроскопічними особливостями і/або міжмодовим зв'язком. В ізотропному феромагнетизму з трикомпонентним параметром порядку враховується спінова прецесія (*модель J*). *Модель E* описує магнетик з незбережним двокомпонентним параметром порядку, компоненти якого можуть взаємодіяти зі збережними флуктуаціями третьої компоненти намагнічення ($\langle \varphi^3 \rangle = 0$). В ізотропному антиферомагнетизму незбережний

параметер порядку представлений трикомпонентним намагніченням однієї підґратки, пов'язаним з збережним повним намагніченням (*модель G*). Узагальнення моделей E та G до n -компонентного параметра порядку носить назву моделі SSS (Sasvári-Schwabl-Szépfolusy), початково введеної для опису динаміки структурних переходів [16]. Узгоджений опис критичної динаміки поблизу точки переходу газ-рідина або фазового розшарування в бінарних плінах включає не тільки збережний скалярний параметер порядку, але також і відповідний збережний поперечний потік густини (*модель H*). Надплинний гелій описується *моделлю F*, у якій двокомпонентний параметер порядку пов'язаний із збереженою скалярною густиною ентропії.

Критичні динамічні властивості цих моделей визначаються в асимптотиці динамічними критичними показниками, які виражаються через вимірність простору і/або статичні показники.

4. Структурний безлад

Врахування неупорядкованості структури в ґраткових моделях здійснюється за допомогою введення випадкових величин у спінові Гамільтоніани. В теоретико-польовому представленні на мові ефективних Гамільтоніанів це звичайно приводить до появи доданків, які містять випадкові змінні.

4.1. Випадкові вузли

Магнітні системи з безладом заміщення звичайно описуються ґратковими спіновими моделями, на деяких вузлах яких випадковим чином відсутні спіни. Таке розведення магнітної системи незаповненими вузлами можна описати додавши до (3.3) член, який містить змінну типу випадкової температури:

$$\Delta\mathcal{H}_{rs} = \int d^d\mathbf{R} V(\mathbf{R})|\bar{\varphi}_0|^2 \quad (4.1)$$

Розподіл випадкових величин $V(\mathbf{R})$ має Гаусову природу

$$P(V) \sim \exp\left(\frac{3}{2u} \int d^d\mathbf{R} V^2(\mathbf{R})\right) \quad (4.2)$$

Константа u_0 є від'ємною, оскільки пропорційна до $c - 1$, де c концентрація магнітних вузлів.

Статична критична поведінка систем з випадковими вузлами підпорядковується критерію Гаріса [17], за яким критична поведінка

розведеної системи не змінюється, якщо теплоємність чистої системи перед розведенням при фазовому переході другого роду не розбігається: $\alpha < 0$. Оскільки для $d = 3$ тільки системи з $n = 1$ володіють додатним α , то лише для Ізинґівських магнетиків в асимптотиці спостерігаються нові критичні показники [18]. Аналогічна ситуація спостерігається також і в динаміці: нвий прказник z мають тільки магнетики із однокомпонентним параметром порядку.

Динамічна критична поведінка випадкових систем набагато менш відома, порівняно з статистичною. Основна увага приділяється випадковій моделі Ізинґа (для огляду доступних результатів див. [6, 21]). Двопетлеві теоретичні оцінки $z = 2.375$ [19], $z = 2.18$ [20] не підтверджуються результатами комп'ютерних симуляцій $z = 2.62 \pm 0.07$ [21], однак узгоджуються з останніми експериментальними даними $z = 2.18 \pm 0.10$ [22].

Потрібно зазначити, що теоретичні дослідження стосуються критичної динаміки релаксаційних моделей без збережних величин. Для нової критичної поведінки характерна несингулярна теплоємність, що в свою чергу має наслідок для зв'язку параметра порядку із збереженою величиною. Оскільки для усіх систем з випадковими вузлами $\alpha < 0$, то для них в асимптотиці збережна густина не з'єднана із незбережним параметром порядку.

4.2. Протяжні дефекти

Однією з можливостей описувати дефекти комплексної структури є введення точкового безладу, скорельованого згідно певних правил. Прикладом цього може бути система з протяжними дефектами, які скорельовані у ε_d просторі і випадково розподілені у $(d - \varepsilon_d)$ -просторі [23]. Тоді випадки $\varepsilon_d = 0, 1, 2$ описують точкові, лінійні та планарні дефекти відповідно. Нецілі ε_d можна інтерпретувати як дефекти фрактальної структури.

Наявність у системі просторової анізотропії не дозволяє обмежитись введенням тільки нового доданку до Гамільтоніану (3.3), а вимагає незалежно розглядати напрямки паралельні $\mathbf{R}_{||}$ та перпендикулярні \mathbf{R}_{\perp} до дефектів, що приводить до такого функціоналу:

$$\mathcal{H}[\bar{\varphi}] = \int d^d\mathbf{R} \left\{ \frac{1}{2} [r + V(\mathbf{R})] \bar{\varphi}_0^2(\mathbf{R}) + [\nabla_{\perp} \bar{\varphi}_0(\mathbf{R})]^2 + a [\nabla_{||} \bar{\varphi}_0(\mathbf{R})]^2 + \frac{\tilde{v}}{4!} [\bar{\varphi}_0^2(\mathbf{R})]^2 \right\}, \quad (4.3)$$

де ∇_{\parallel} і ∇_{\perp} позначають диференціювання за координатами \mathbf{R}_{\parallel} і \mathbf{R}_{\perp} . А випадкові величини $V(\mathbf{R})$ мають нульове середнє та скорельовані згідно

$$P(V) \sim \exp\left(\frac{3}{2\hat{u}} \int d^{d-\varepsilon_d} \mathbf{R}_{\perp} V^2(\mathbf{R}_{\perp})\right). \quad (4.4)$$

($-\hat{u}$) - додатня константа, яка пропорційна до концентрації домішок. Константа анізотропії \hat{a} параметризує анізотропію, що з'являється в системі завдяки наявності протяжних дефектів.

Просторова анізотропія веде до появи двох кореляційних довжин: перпендикулярної (ξ_{\perp}) та паралельної (ξ_{\parallel}) до протяжних домішок. В свою чергу це приводить до опису динамічної поведінки за допомогою двох характерних часів, що описують релаксацію: в напрямку перпендикулярному (τ_{\perp}) та в паралельному (τ_{\parallel}) до орієнтації домішок. Ці часи релаксації визначаються різними динамічними показниками:

$$\tau_{\perp} \sim \xi_{\perp}^{z_{\perp}} \quad \tau_{\parallel} \sim \xi_{\parallel}^{z_{\parallel}} \quad (4.5)$$

В статичі для систем з протяжними домішками справедливий модифікований критерій Гаріса [24]: дана форма безладу змінює критичні показники, якщо задовільняється така нерівність

$$\varepsilon_d > d - 2/\nu_d. \quad (4.6)$$

Огляд результатів дослідження статичних критичних властивостей можна зйти в [25]. Подібним чином, як для випадкових вузлів, цей критерій справедливий також для динаміки. Критичний показник z_{\perp} в рамках моделі А обчислювався в двопетлевому порядку тільки у вигляді подвійних розкладів за параметрами ε_d та $\varepsilon = d - 4$ [26].

4.3. Випадкова анізотропія

Інший тип замороженого безладу описується за допомогою спінової моделі, в якій кожен вузол підпорядковується локальній анізотропії випадкової орієнтації. Введена на спочатку для опису аморфних сплавів [27], ця модель тепер застосовується для ширшого класу неупорядкованих систем [28, 29]. В теоретико-польовому представленні її можна описати за допомогою ефективного Гамільтоніану $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \Delta\mathcal{H}_{RAM}$ з

$$\Delta\mathcal{H}_{RAM} = - \int d^d \mathbf{R} D(\hat{x}(\mathbf{R})) \vec{\varphi}(\mathbf{R})^2. \quad (4.7)$$

Оскільки ми розглядаємо випадок замороженого безладу, вектори \hat{x} в (4.7) вважаються випадково зафіксованими в певній конфігурації, згідно функції розподілу $p(\hat{x})$. Розподіл осі анізотропії має визначальний вплив на природу низькотемпературної фази магнетиків з випадковою анізотропією. Для ізотропного розподілу, коли випадкові вектори \hat{x} вказують з однаковою імовірністю в будь-якому напрямку феромагнітне впорядкування неможливе при вимірності простору $d \leq 4$ (див. [29]). У той час воно може відбуватись для анізотропного розподілу, що дозволяє \hat{x} спрямовуватись тільки вздовж $2m$ напрямків осей \hat{k}_i гіперкубічної ґратки (*кубічний розподіл*):

$$p(\hat{x}) = \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^m \left[\delta^{(m)}(\hat{x} - \hat{k}_i) + \delta^{(m)}(\hat{x} + \hat{k}_i) \right], \quad (4.8)$$

де $\delta(y)$ – дельта-символи Кронекера. У цьому випадку відбувається фазовий перехід другого роду в магнетно-впорядкований стан. Цей перехід характеризується критичними показниками моделі Ізинґа з випадковими вузлами в асимптотичному режимі (див. огляд в [29]).

Оскільки вивчення статичної критичності магнетиків з випадковою анізотропією не такі інтенсивні як для розведених магнетиків [18], ще менше відомо про їх динамічну критичну поведінку. Існують тільки окремі дослідження для ізотропного розподілу локальної осі анізотропії (див. вступ [30]). Динамічна критична поведінка моделі з випадковою анізотропією з розподілом (4.8) залишається не дослідженою.

5. Теоретико-польовий підхід

У цьому розділі ми коротко опишемо підхід Бауша-Янсена-Вагнера (Bausch-Janssen-Wagner) [31], який сьогодні є одним з головних методів теорії динамічних критичних явищ. Кореляції стохастичних величин (2.2) з врахуванням (2.3) описуються розподілом імовірності

$$\mathcal{W}[\zeta] \sim \exp\left(-\frac{1}{4} \int dt d^d \mathbf{R} \sum_{ij} \zeta_i(\mathbf{R}, t) [L^{-1}]_{ij} \zeta_j(\mathbf{R}, t)\right), \quad (5.1)$$

Розглянемо шум ζ як функцію поля ψ . З рівняння (2.1) слідує, що $\zeta_j = \frac{\partial \psi_j}{\partial t} - F_j[\psi]$, де використано позначення $F_j[\psi] = \sum_j L_{ij} \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \psi_j}$. Тоді

розподіл імовірності $P[\psi]$ для повільнозмінних величин можна задати наступним чином:

$$\mathcal{W}[\zeta]\mathcal{D}[\zeta] = \mathcal{P}[\psi]\mathcal{D}[\psi] \sim e^{-\mathcal{G}[\psi]}\mathcal{D}[\psi], \quad (5.2)$$

Функціонал $\mathcal{G}[\psi]$ записується як

$$\mathcal{G}[\psi] = \frac{1}{4} \int dt d^d R \sum_{ij} \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial t} - F_i[\psi] \right) [L^{-1}]_{ij} \left(\frac{\partial \psi_j}{\partial t} - F_j[\psi] \right) \quad (5.3)$$

При роботі з таким функціоналом в теорії збурень виникають степені виразу $F_j[\psi][L^{-1}]_{ij}F_j[\psi]$, що значно ускладнює розрахунки. Введення допоміжного поля ψ дозволяє уникнути цього: $\mathcal{P}[\psi] = \int \mathcal{D}[i\tilde{\psi}] \mathcal{P}[\psi, \tilde{\psi}]$. Тут густина імовірності $\mathcal{P}[\psi, \tilde{\psi}] \sim \exp(-\mathcal{L}[\psi, \tilde{\psi}])$ визначається ліанеризованим динамічним потенціалом

$$\mathcal{L}[\psi, \tilde{\psi}] = \int dt d^d \mathbf{R} \left[- \sum_{ij} \tilde{\psi}_i L_{ij} \tilde{\psi}_j + \sum_i \tilde{\psi}_i \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial t} - F_i[\psi] \right) \right]. \quad (5.4)$$

При дослідженні критичної поведінки неперенормованих систем потрібно зробити ще один крок, який полягає в усередненні за можливими конфігураціями випадкових величин. На відміну від статистики [18], в динаміці можна обійтись без методу реплік [32]. Достатньо усереднювати за розподілом випадкових змінних функцію $\mathcal{P}[\psi, \tilde{\psi}]$.

Лагранжیان для магнетиків з випадковими вузлами розрахований на основі рівнянь (3.1), (3.2), (3.3), (4.1) та (4.2) буде мати вигляд

$$\mathcal{L} = \int d^d \mathbf{R} dt \left\{ \sum_i \tilde{\varphi}_0^i \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \dot{\Gamma}(\dot{r} - \nabla^2) \right) \varphi_0^i - \dot{\Gamma} \tilde{\varphi}_0^i + \frac{\dot{\Gamma} \dot{v}}{3!} \varphi_0^i \sum_j \varphi_0^j \varphi_0^j \right] + \int dt' \frac{\dot{\Gamma}^2 \dot{u}}{3!} \sum_{ij} \tilde{\varphi}_0^i(t) \varphi_0^i(t) \tilde{\varphi}_0^j(t') \varphi_0^j(t') \right\}. \quad (5.5)$$

У виразі (5.5) \dot{r} пропорційне відстані до критичної температури і неперенормовані константи зв'язку мають знаки: $\dot{v} > 0$, $\dot{u} < 0$.

Магнетики з протяжними дефектами описуються Лагранжіаном, що включає властивості рівнянь (3.1), (3.2), (4.3) та (4.4), вигляду

$$\mathcal{L}[\tilde{\varphi}, \varphi] = \int d^d \mathbf{R} dt \left\{ \sum_i \tilde{\varphi}_0^i \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \dot{\Gamma}(\dot{r} - \nabla_{\perp}^2 - \dot{a} \nabla_{\parallel}^2) \right) \varphi_0^i - \dot{\Gamma} \tilde{\varphi}_0^i \right] \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} & + \frac{\dot{\Gamma} \dot{v}}{3!} \varphi_0^i \sum_j \varphi_0^j \varphi_0^j \right] + \sum_{i,j} \dot{\Gamma}^2 \frac{\dot{u}}{3!} \int d^d \mathbf{R}' dt' \delta(\mathbf{R}_{\perp} - \mathbf{R}'_{\perp}) \tilde{\varphi}_0^i(\mathbf{R}, t) \times \\ & \varphi_0^i(\mathbf{R}, t) \tilde{\varphi}_0^j(\mathbf{R}', t') \varphi_0^j(\mathbf{R}', t') \left. \right\} \quad (5.6) \end{aligned}$$

Подібним чином як і в попередньому випадку $\dot{v} > 0$, $\dot{u} < 0$.

Лагранжیان магнетиків з випадковою анізотропією розраховується на основі (3.1), (3.2), (3.3), (4.7) та (4.8) і має вигляд

$$\mathcal{L} = \int d^d \mathbf{R} dt \left\{ \sum_i \tilde{\varphi}_0^i \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \dot{\Gamma}(\dot{r} - \nabla^2) \right) \varphi_0^i - \dot{\Gamma} \tilde{\varphi}_0^i + \frac{\dot{\Gamma} \dot{v}}{3!} \varphi_0^i \sum_j \varphi_0^j \varphi_0^j + \frac{\dot{\Gamma} \dot{y}}{3!} (\varphi_0^i)^3 \right] + \int dt' \sum_i \tilde{\varphi}_0^i(t) \varphi_0^i(t) \left[\frac{\dot{\Gamma}^2 \dot{u}}{3!} \sum_j \tilde{\varphi}_0^j(t') \varphi_0^j(t') + \frac{\dot{\Gamma}^2 \dot{w}}{3!} \tilde{\varphi}_0^i(t') \varphi_0^i(t') \right] \right\}. \quad (5.7)$$

Тут неперенормовані константи зв'язку мають знаки: $\dot{u} > 0$, $\dot{v} > 0$, $\dot{w} < 0$. Константи \dot{u} and \dot{w} пов'язані з моментами розподілу (4.8). Доданок з константою зв'язку \dot{y} не з'являється після усереднення за безладом, Однак його варто додати, оскільки пізніше він породжується застосуванням методів РГ. Далі ми будемо використовувати позначення $\{u_i\} = \{u, v, w, y\}$.

Для дослідження критичної динаміки в рамках моделі С до вище наведених Лагранжіанів потрібно додати частину, яка описує зв'язок параметра порядку з збереженою величиною (і отримана на основі (3.5)-(3.8)):

$$\Delta \mathcal{L} = \int d^d \mathbf{R} dt \sum_{i=1}^n \left\{ \dot{\lambda} \tilde{m}_0 \nabla^2 \tilde{m}_0 + \tilde{m}_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} - \dot{\lambda} \nabla^2 \right) m_0 + \dot{\Gamma} \dot{\gamma} m_0 \tilde{\varphi}_0^i \varphi_0^i - \frac{1}{2} \dot{\lambda} \dot{\gamma} \tilde{m}_0 \nabla^2 \varphi_0^i \varphi_0^i \right\}. \quad (5.8)$$

6. Модельні рівняння і перенормування

В рамках теоретико польової РГ [3] об'єкт аналізу становлять динамічні вершинні функції отримані на основі відповідного Лагран-

жіану. Для аналізу динамічних властивостей достатньо розрахувати динамічні двоточкові вершинні функції $\Gamma_{\psi_i \tilde{\psi}_j}$.

Перенормування отриманих вершинних функцій ми здійснюємо в схемі мінімального віднімання [3]. У цій схемі, для того щоб визначити перенормовані статичні $(\vec{\varphi}, m, r, \{u_i\}, \gamma, a)$ та динамічні $(\vec{\varphi}, \tilde{m}, \Gamma, \lambda)$ поля та константи зв'язку, вводяться ренормуючі множники $Z_\varphi, Z_m, Z_r, Z_{u_i}, Z_\gamma, Z_a$ та $Z_{\vec{\varphi}}, Z_{\tilde{m}}, Z_\Gamma, Z_\lambda$:

$$\vec{\varphi}_0 = Z_\varphi^{1/2} \vec{\varphi}, m_0 = Z_m m, \dot{r} = Z_r r, \dot{u}_i = \mu^\varepsilon Z_{u_i} Z_\varphi^{-2} A_d^{-1} u_i, \quad (6.1)$$

$$\dot{\gamma} = \mu^{\varepsilon/2} Z_\varphi^{-1} Z_m^{-1} Z_\gamma A_d^{-1/2} \gamma, \dot{a} = Z_a a \quad (6.2)$$

$$\vec{\varphi}_0 = Z_{\vec{\varphi}}^{1/2} \vec{\varphi}, \tilde{m}_0 = Z_{\tilde{m}} \tilde{m}, \dot{\Gamma} = Z_\Gamma \Gamma, \dot{\lambda} = Z_\lambda \lambda. \quad (6.3)$$

Тут μ – масштабний параметр, $\varepsilon = 4 - d$, and A_d – геометричний фактор. Перенормування r пов'язане з перенормуванням вставки φ^2 , тоді як перенормовуючий множник Z_m визначається аддитивним перенормуванням A_{φ^2}

$$\varphi^2 = Z_{\varphi^2}^{-1} \varphi^2, Z_{\varphi^2} = Z_\varphi^{-1} Z_r \quad (6.4)$$

$$A_{\varphi^2} = -\frac{\mu^\varepsilon}{4} [Z_{\varphi^2}^2 < \varphi_0^2 \varphi_0^2 >]_s A_d^{-1}, Z_m^{-2} = 1 + \gamma^2 A_{\varphi^2} \quad (6.5)$$

Інформацію про критичну поведінку системи ми отримуємо на основі аналізу РГ функцій $\zeta_i = \frac{d \ln Z_i}{d \ln \mu}$ та β -функцій, які описують РГ потоки констант зв'язку при перенормуванні:

$$\ell \frac{dy_i}{d\ell} = \beta_{y_i}(\{y_i\}), \quad (6.6)$$

де параметр потоку ℓ пов'язаний з відстанню до критичної точки. Функції в правій частині рівняння (6.6) мають структуру

$$\beta_{y_i}(\{y_i\}) = y_i(-c_i - p_i \zeta_\varphi(\{y_i\}) - q_i \zeta_m(\{y_i\}) + \zeta_{y_i}(\{y_i\})) \quad (6.7)$$

Де y позначає усі константи зв'язку (крім a) та динамічне відношення $w = \frac{\Gamma}{\lambda}$, а c_i, p_i, q_i є показниками з загальної форми перенормування

$$y_{0,i} = \mu^{c_i} Z_\varphi^{-p_i} Z_m^{-q_i} Z_{y_i} y_i \quad (6.8)$$

Знання про властивості критичної поведінки дає аналіз нерухомих точок (НТ) рівнянь на потоки (6.6). НТ $\{y_i^*\}$ знаходиться з умови рівності нулю одночасно усіх β -функцій:

$$\beta_{y_i}(\{y_i^*\}) = 0, \quad (6.9)$$

З усіх розв'язків системи рівнянь (6.9) критичній точці відповідає НТ, яка є стійкою і досяжною з початкових умов. Стійкість НТ визначається умовою, що усі власні значення ω_i матриці стійкості $B_{i,j} = \frac{\partial \beta_{y_i}}{\partial y_j}$, розраховані у цій НТ, мають додатні дійсні частини.

При підстановці координат НТ у ζ -функції отримуються асимптотичні значення критичних показників. Зокрема динамічний асимптотичні критичні показники для параметра орядку z та збережної велтчини z_m визначаються стійкою і досяжною НТ таким чином:

$$z = 2 + \zeta_\Gamma(\{y_i^*\}), z_m = 2 + \zeta_\lambda(\{y_i^*\}). \quad (6.10)$$

Для протяжних домішок обчислюються два критичні показники для параметра поряку з формул:

$$z_\perp = 2 + \zeta_\Gamma(\{y_i^*\}), z_\parallel = z_\perp / (1 - \frac{\zeta_a(\{y_i^*\})}{2}). \quad (6.11)$$

Динамічна критична поведінка системи в неасимптотичній області визначається ефективним динамічним показником z_{eff} , який отримується шляхом підстановки розв'язків рівняння на потоки (6.6) замість координат нерухої точки у рівняння (6.10):

$$z_{\text{eff}} = 2 + \zeta_\Gamma(\{y_i(\ell)\}), z_{m,\text{eff}} = 2 + \zeta_\lambda(\{y_i(\ell)\}). \quad (6.12)$$

7. Результати

Задача кількісного опису динамічної критичної поведінки є трудоємкішою проблемою, ніж розрахунок статичних характеристик. Тому у більшості задач навіть без введення безладу динамічні критичні характеристики розраховані тільки до другого порядку РГ. Однак, як показує досвід, вже другого порядку переважно достатньо для адекватного чисельного опису. Нижче представлені результати отримані при аналізі двопетлевих РГ функцій отриманих для систем безладу при фіксованій вимірності простору $d = 3$ [33].

7.1. Магнетики з випадковими вузлами

Як уже згадувалось у підрозділі 4.1, в асимптотиці збережна густина не взаємодіє із незбережним параметром прядку в структурно невпорядкованій системі. Однак, зв'язок параметра порядку зі збережною величиною чинить значний вплив на неасимптотичні критичні властивості. Це спостерігається вже в першому наближенні

РГ [34]. Результати, отримані у двопетловому наближенні [35], представлені на Рис. 1, де зображено залежність ефективного динамічного критичного показника розведених моделей Ігінга та Гайзенберга z_{eff} від параметра РГ потоку при різних сценаріях наближення до критичної точки. Характерною рисою всіх кривих є немонотонна поведінка ефективного динамічного критичного показника при наближенні до асимптотичної границі. Як слідує з Рис. 1, можна спостерігати значення динамічного критичного показника z , що перевищують або є меншими за асимптотичне значення. Отримане асимптотичне значення $z = 2.14$ [35] менше за експериментальний результат $z = 2.18 \pm 0.10$ [22] для динаміки розведеної моделі Ізінга, однак ці експериментальні дані узгоджуються з нашими неасимптотичними спостереженнями. Подібним чином експериментальний результат для неупорядкованого Гайзенберґівського магнетика теж може відповідати неасимптотичній поведінці [36].

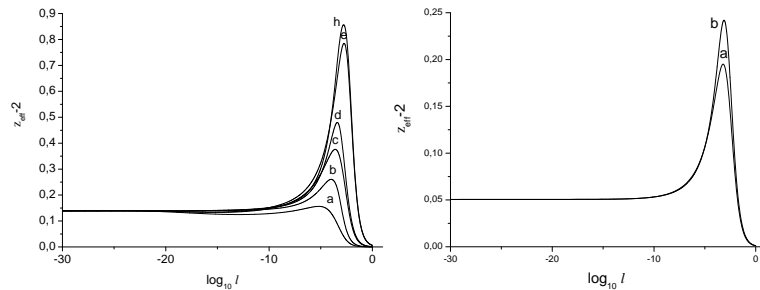


Рис. 1. Залежність ефективного динамічного показника від параметра РГ потоку для вимірності параметра порядку $n = 1$ (праворуч) і $n = 3$ (ліворуч) для різних початкових значень констант, які залежать від ступеня неупорядкованості, значення γ та $\rho = w/(1+w)$ [35].

7.2. Магнетики з протяжними дефектами

Аналіз критичної динаміки системи з протяжними домішками проводиться в рамках моделі А в двопетловому наближенні з фіксованим $d = 3$. У той час як для $n = 1$ показник z_{\perp} змінюється зі зміною ε_d , для $n = 2, 3, 4$ із зростанням ε_d показники z_{\perp} залишаються сталими і дорівнюють відповідним показникам системи без домішок поки ε_d менше ніж $d_c(n)$. Для $\varepsilon_d > d_c(n)$ вони починають зростати [37]. Така поведінка пояснюється узагальнюючим критерієм Гаріса (4.6). Ви-

являється, що безлад із протяжними дефектами суттєвий при $d = 3$ у ширшій ділянці n , ніж безлад у формі точкових дефектів. Чисельне значення динамічного критичного показника $z_{\perp} = 2.418$ для $\varepsilon_d = 1, n = 1$ [37] більше, ніж для моделі Ізінга із точковими дефектами ($z = 2.18$) [20]. А це означає, що поведінка часу релаксації в околі критичної точки характеризується сильнішою сингулярністю. Таким чином, присутність протяжних дефектів приводить до посилення критичного сповільнення [37]. Ефективна динамічна поведінка при $\varepsilon_d = 1$ характеризується немонотонною залежністю z_{\perp} від $\ln \ell$ тільки для $n = 1$, для вищих n немонотонної поведінки z_{\perp} не спостерігалось [37].

7.3. Магнетики з випадковою анізотропією

Як відомо, асимптотичні показники магнетиків з випадковою анізотропією є такі самі як для магнетиків з випадковими вузлами. Однак випадкова анізотропія володіє багатшою ефективною поведінкою. Існування у фізично цікавій області $u > 0, v > 0, w < 0$ великої кількості нерухомих точок приводить до існування значної різноманітності підходів до асимптотичного режиму, що зображено на Рис. 2 (графік ліворуч).

Врахування зв'язку параметра порядку зі збереженою величиною приводить до появи ще одного піку на кривій залежності z_{eff} від $\ln \ell$ висота якого залежить від початкових значень γ і $\rho = w/(1+w)$, Рис. 2 (графік праворуч) .

Як видно з Рис. 2, інша особливість z_{eff} полягає в тому, що показник досягає свого асимптотичного значення z завжди з області $z_{\text{eff}} > z$. Тому в експериментах спадання z_{eff} може служити очевидністю підходу до асимптотичного режиму.

8. Висновки

Дослідження, представлені у цій статті, стосуються впливу неупорядкованості структури на критичну динамічну поведінку тривимірних магнітних систем. Було розглянуто три типи безладу: (i) у формі випадкових вузлів, (ii) протяжних домішок та (iii) випадкової анізотропії для систем, у яких враховується релаксація тільки незбереженого параметра порядку (модель А), та систем, у яких присутній зв'язок параметра порядку зі збереженою величиною (модель С). Результати отримані методами динамічної теоретичної групи в рамках двопетлового наближення.

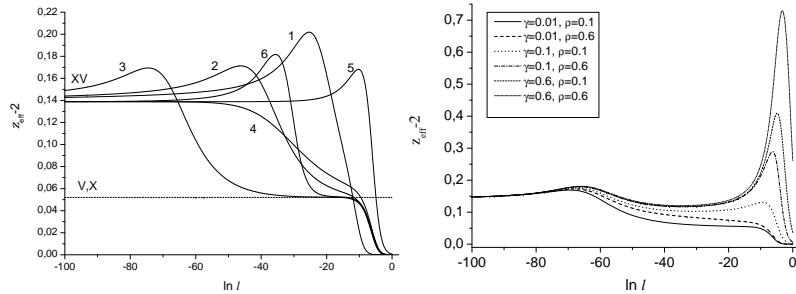


Рис. 2. Ефективний критичний показник z_{eff} як функція логарифму параметру потоку для параметру порядку з $n = 2$ моделі з випадковою анізотропією при розподілі (4.8) для різних початкових умов (ліворуч) [30]. Вплив зв'язку параметру порядку зі збереженою величиною представлений на правому графіку для початкових умов кривої 3 з графіку ліворуч [38].

Хоча асимптотична критична поведінка розглядуваних моделей зводиться до вже відомих динамічних класів універсальності, результати проведених досліджень демонструють, що безлад має кардинальний вплив на неасимптотичну критичну поведінку. Оскільки експериментальні вимірювання та комп'ютерні симуляції проводяться переважно в неасимптотичній області, важливо мати РГ передбачення для типових сценаріїв підходу до критичності в магнетиках з безладом. Так, отримані результати для магнетиків з випадковими вузлами можуть бути використані для пояснення спостережуваної динамічної критичної поведінки цих систем. У той час як теоретично знайдені особливості поведінки систем з протяжними домішками та випадковою анізотропією повинні бути підтверджені експериментально та чисельними розрахунками.

Література

1. B. Widom. J. Chem. Phys., 1965, **43**, 3898; L.P. Kadanoff. Physics, 1966, **2**, 263; A.Z. Patashinskii, V.L. Pokrovskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1966, **50**, 439 [Sov. Phys. JETP, 1966, **23**, 292].
2. Ferrell R. A., Menyárd N., Schmidt H., Schwabl F., Szépfalusy P. Phys. Rev. Lett. 1967. **18**. 891; Ferrell R. A., Menyárd N., Schmidt H., Schwabl F., Szépfalusy P. Ann. Phys. 1968. **47**. 565. Halperin B.

- I., Hohenberg P. C. Phys. Rev. Lett. 1967. **19**. 700; Halperin B. I., Hohenberg P. C. Phys. Rev. 1969. **177**. 952.
3. Zinn-Justin J. Quantum Field Theory and Critical Phenomena. Oxford University Press, Oxford, 1996; Kleinert H., Schulte-Frohlinde V. Critical Properties of ϕ^4 -Theories. World Scientific, Singapore, 2001.
4. Täuber U. K. Critical Dynamics <http://www.phys.vt.edu/tauber/>
5. Folk R., Moser G. J. Phys. A. 2006. **39**. R207.
6. Calabrese P., Gambassi A. J. Phys. A. 2005 **38**. R133.
7. Brout R. Phys. Rev. 1959. **115**. 824.
8. Fisher M. E. Phys. Rev. 1968. **176**. 257.
9. Holovatch Yu., Blavats'ka V., Dudka M., von Ferber C., Folk R., Yavors'kii T. Int. J. Mod. Phys. B. 2002. **16**. 4027.
10. Holovatch Yu. Condens. Matter Phys. 2006. **9**. 237.
11. Dudka M., Folk R., Holovatch Yu., Ivaneiko D. J. Magn. Mater. 2003. **53**. 243; Perumal A., Srinivas V., Rao V. V., Dunlap R. A. Phys. Rev. Lett. 2003. **91**. 137202; Folk R., Holovatch Yu., Yavors'kii T. Phys. Rev. B. 2000. **61**. 15114; Calabrese P., Parruccini P., Pelissetto A., Vicari E. Phys. Rev. E. 2004. **69**. 036120.
12. Halperin B. I., Hohenberg P. C. Rev. Mod. Phys. 1977. **49**. 436.
13. Antonov N. V., Vasil'ev A. N. Theor. Math. Phys. 1984. **60**. 671; Антонов Н. В., Васильев А. Н., Теор. Мат. Физ. 1984. **60**. 59.
14. Prudnikov V. V., Ivanov A. V., Fedorenko A. A. JETP Letters. 1997. **66**. 835.
15. Folk R., Moser G. Phys. Rev. Lett. 2003. **91**. 030601; Folk R., Moser G. Phys. Rev. E. 2004. **69**. 036101.
16. Sasvári L., Schwabl F., Szépfalusy P. Physica A. 1975. **81**. 108.
17. Harris A. B. J. Phys. C. 1974. **7**. 1671.
18. За останніми оглядами критичності розведених магнетиків див. наприклад: Pelissetto A., Vicari E. Phys. Rep. 2002. **368**. 549; Folk R., Holovatch Yu., Yavors'kii T. Physics - Uspekhi. 2003. **46**. 169 [Успех Физических наук. 2003. **173**. 175].
19. Prudnikov V. V., Vakilov A. N. Zh. Eksp. Teor. Phys. 1992. **101**. 990.
20. Oerding K., Janssen H. K. J. Phys. A. 1995. **28**. 4271;
21. Parisi G., Ricci-Tersenghi F., Ruiz-Lorenzo J. J. Phys. Rev. E. 1999. **60**. 5198.
22. Rosov N., Hohenemser C., Eibschütz M. Phys. Rev. B. 1992. **46**, 3452.
23. Dorogovtsev S. M. Fiz. Tverd. Tela. 1980. **22**. 321. [Sov. Phys.-Solid State. 1980. **22**. 188]; Fiz. Tverd. Tela. 1980. **22**. 3659 [Sov. Phys.-

- Solid State. 1980. **22**. 2141].
24. *Boyanovsky D., Cardy J.L.* Phys. Rev. B 1982. **26**. 154; Phys. Rev. B. 1983. **27**. 6971.
 25. *Blavats'ka V., von Ferber C., Holovatch Yu.* Phys. Rev. B. 2003. **67**. 094404.
 26. *Lawrie I. D., Prudnikov V. V.* J. Phys. C. 1984. **17**. 1655.
 27. *Harris R., Plischke M., Zuckermann M. J.* Phys. Rev. Lett. 1973. **31**. 160.
 28. Огляд ранніх робіт по магнетикам з випадковою анізотропією можна знайти в: *Cochrane R. W., Harris R., Zuckermann M. J.* Phys. Reports. 1978. **48**. 1. Недавні експериментальні, чисельні, та теоретичні дослідження оглянуті в [29].
 29. *Dudka M., Folk R., Holovatch Yu.* Journ. Magn. Mater. 2005. **294**. 305.
 30. *Dudka M., Folk R., Holovatch Yu., Moser G.* Condens. Matter Phys. 2005. **8**. 737-748.
 31. *Bausch R., Janssen H. K., Wagner H. Z.* Phys. B. 1976. **24**. 113.
 32. *De Dominicis C.* Phys. Rev. B. 1978. **18**. 4913.
 33. *Schloms R., Dohm V.* Europhys. Lett. 1987. **3**. 413; Nucl. Phys. B 1989. **328**. 639.
 34. *Dudka M., Folk R., Holovatch Yu., Moser G.* Phys. Rev. E. 2005. **72**. 036107;
 35. *Dudka M., Folk R., Holovatch Yu., Moser G.* J. Phys. A. 2006. **39**. 7943.
 36. *Alba M., Pouget S.* J. Magn. Mater. 2001. **226-330**. 542
 37. *Blavats'ka V., Dudka M., Folk R., Holovatch Yu.* Phys. Rev. B. 2005. **72**. 064417 ; preprint cond-mat/0506644; *Blavats'ka V., Dudka M., Folk R., Holovatch Yu.* J. Mol. Liq. 2006. **127**. 60.
 38. *Dudka M., Folk R., Holovatch Yu., Moser G.* J. Phys. A. 2007. **40**. 8247.

CONDENSED MATTER PHYSICS

The journal **Condensed Matter Physics** is founded in 1993 and published by Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine.

AIMS AND SCOPE: The journal **Condensed Matter Physics** contains research and review articles in the field of statistical mechanics and condensed matter theory. The main attention is paid to physics of solid, liquid and amorphous systems, phase equilibria and phase transitions, thermal, structural, electric, magnetic and optical properties of condensed matter. Condensed Matter Physics is published quarterly.

ABSTRACTED/INDEXED IN:

- Chemical Abstract Service, Current Contents/Physical, Chemical&Earth Sciences
- ISI Science Citation Index-Expanded, ISI Alerting Services
- INSPEC
- Elsevier Bibliographic Databases (EMBASE, EMNursing, Compendex, GEOBASE, Scopus)
- "Referativnyi Zhurnal"
- "Dzherelo"

EDITOR IN CHIEF: Ihor Yukhnovskii

EDITORIAL BOARD: T. Arimitsu, *Tsukuba*; J.-P. Badiali, *Paris*; B. Berche, *Nancy*; T. Bryk, *Lviv*; J.-M. Caillol, *Orsay*; C. von Ferber, *Freiburg*; R. Folk, *Linz*; D. Henderson, *Provo*; F. Hirata, *Okazaki*; Yu. Holovatch, *Lviv*; M. Holovko, *Lviv*; O. Ivankiv, *Lviv*; W. Janke, *Leipzig*; M. Korynevskii, *Lviv*; Yu. Kozitsky, *Lublin*; M. Kozlovskii, *Lviv*; H. Krienke, *Regensburg*; R. Levitskii, *Lviv*; V. Morozov, *Moscow*; I. Mryglod, *Lviv*; O. Patsahan (Assistant Editor), *Lviv*; N. Plakida, *Dubna*; G. Röpke, *Rostock*; I. Stasyuk (Associate Editor), *Lviv*; M. Tokarchuk, *Lviv*; I. Vakarchuk, *Lviv*; M. Vavruk, *Lviv*; A. Zagorodny, *Kyiv*

CONTACT INFORMATION:

Institute for Condensed Matter Physics
of the National Academy of Sciences of Ukraine
1 Svientsitskii Str., 79011 Lviv, Ukraine
Tel: +38(032)2760908; Fax: +38(032)2761978
E-mail: cmp@icmp.lviv.ua <http://www.icmp.lviv.ua>
