ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 4, № 3 (2000) с. 259–265

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 3 (2000) p. 259–265

МЕХАНІЗМ ФОРМУВАННЯ ЗБУДЖЕНЬ ТИПУ "СПІНОВА ХВИЛЯ" В МАГНЕТНИХ РІДИНАХ

І. М. Мриглод[1], С. О. Дубик[2], Ю. К. Рудавський[2]
[1] *Інститут фізики конденсованих систем НАН України, вул. Свєнціцького 1, Львів, 79011, Україна*
[2] *Державний університет "Львівська Політехніка", вул. С. Бандери, 12, Львів, 79013, Україна*

(Отримано 14 березня 2000 р.)

На прикладі гайзенберґівської моделі магнетної рідини досліджено механізм формування пропаґаторних колективних збуджень типу "спінова хвиля" у високотемпературній фазі. Знайдено умови виникнення таких збуджень та їх прояву в поведінці магнетного динамічного структурного фактора. Отримані результати проаналізовано в порівнянні з дослідженнями, що проводили для твердотільних магнетиків.

Ключові слова: узагальнена гідродинаміка, магнетні рідини, спінові збудження.

PACS number(s): 05.60.+w, 51.10.+y, 75.50.Mm

ВСТУП

Особливості переходу від дифузійної до хвильової динаміки у твердотільних магнетних середовищах у парамагнетному стані ($T > T_c$) досліджували ще в 70–ті роки. Зокрема, в експериментах з EuO Мук спостерігав такий перехід при величині хвильового вектора порядку половини ширини зони Бріллюена [1]. Подібні експерименти проводили і з феромагнетиками Fe, Ni, MnSi [2,3]. У праці Калашникова [4] зроблено обґрунтування зміни типу спінової динаміки, досліджено спектр і спінові кореляції для гайзенберґівської моделі кристалічного магнетика. Для пояснення появи спін–хвильового піка в парамагнетній фазі у спіновій динаміці EuO і EuS застосовували також метод моментів [5].

Моделі магнетних рідин почали досліджувати порівняно недавно [6–12]. Стимулюючий вплив на ці дослідження був зумовлений висновками про можливість експериментального спостереження феромагнетної фази в рідкому стані [13–15]. Недавні експерименти з вивчення властивостей переохолодженого розплаву $Co_{80}Pd_{20}$ [16], як і результати комп'ютерного розрахунку фазових діяграм для гайзенберґівської моделі магнетної рідини [8,9,17], підтвердили цю можливість. Основним завданням нашої роботи є вивчення можливости спостерігати динамічний кросовер від дифузійної до хвильової поведінки в магнетній рідині, що перебуває в парамагнетному стані.

У попередніх наших дослідженнях розраховано спектр гідродинамічних колективних збуджень та отримано вирази для гідродинамічних часових кореляційних функцій (ЧКФ) для гайзенберґівської моделі магнетної рідини [10–12,18,19]. У цій праці докладніше розглянемо динаміку магнетної підсистеми. При цьому використаємо формалізм узагальнених колективних мод [20], у рамках якого вдалося доволі просто описати явище виникнення колективних збуджень типу "зсувна хвиля" та з'ясувати особливості кросоверу від в'язкої до еластичної поведінки в простих рідинах [21,22]. У найпростішому двомодовому наближенні цей метод є ідейно близьким до підходу Калашникова [4]. Основну увагу зосередимо на вивченні особливостей поведінки магнетної підсистеми з ростом хвильового вектора та прояву зміни дифузійної динаміки на спін–хвильовий режим у магнетному динамічному структурному факторі.

I. МОДЕЛЬ ТА ОСНОВНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

Усі обчислення проведено для гайзенберґівської моделі магнетної рідини з гамільтоніяном:

$$H = H_L + H_S, \tag{1}$$

де

$$H_L = \sum_{f=1}^{N} \frac{p_f^2}{2m} + \frac{1}{2}\sum_{f\neq l} V(r_{fl}) \tag{2}$$

описує рідинну підсистему або ж трансляційні ступені вільности N частинок з потенціялом $V(r_{fl})$, а

$$H_S = -\frac{1}{2}\sum_{f\neq l} J(r_{fl})\mathbf{S}_f\mathbf{S}_l - \mu h \sum_{f=1}^{N} S_f^z \tag{3}$$

характеризує магнетну підсистему (або ж орієнтаційні ступені вільности) як систему взаємодіючих спінів у постійному магнетному полі h, що прикладене вздовж оси Oz. Взаємодія спінових моментів задається обмінним інтеґралом $J(r_{fl})$. Спінові змінні задовольняють комутаційні співвідношення:

$$[S_i^\alpha, S_j^\beta] = \delta_{ij}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}S_j^\gamma, \tag{4}$$

де індекси α, β, γ позначають просторові компоненти, а $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — символ Леві–Чівіти, що дорівнює ± 1 для різних індексів α, β, γ і нулеві для інших випадків.

Фур'є–компонента повної густини магнетного моменту введена стандартним чином:

$$\hat{m}_k = \sum_{f=1}^{N} S_f^z \mathrm{e}^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_f}. \tag{5}$$

Похідна за часом від мікроскопічних операторів може бути означена через дію оператора Ліувілля [11], зокрема маємо:

$$\begin{aligned}\dot{\hat{m}}_k &= \frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}, \hat{m}_k\right] \\ &= i\hat{L}_N \hat{m}_k = i\mathbf{k}\left(\mathbf{J}_{m,L}(k) + \mathbf{J}_{m,S}(k)\right) = i\mathbf{k}\mathbf{J}_m.\end{aligned} \tag{6}$$

Вирази для потоків $\mathbf{J}_{m,L}(k)$ і $\mathbf{J}_{m,S}(k)$ можна знайти в праці [11]. Зауважимо, що границя $\lim\limits_{k\to 0}\dot{\hat{m}}_k = 0$ реалізується завдяки законові збереження повного спіну, оскільки динамічна змінна $\hat{m}_{k=0}$ є адитивним інтеґралом руху. Аналогічним чином можна означити і вищі похідні.

Використовуючи метод нерівноважного статистичного оператора [23,24], неважко переконатися, що рівняння макродинаміки для довільного набору динамічних змінних $\{\hat{Y}_k\}$ можна записати у вигляді [10]:

$$\left[i\omega I - i\Omega(k) + \phi(k, i\omega)\right]\langle\Delta\hat{Y}_k\rangle^{\omega} = 0, \tag{7}$$

де

$$i\Omega(k) = \left(i\hat{L}_N\hat{Y}_k, \hat{Y}_{-k}\right)\left(\hat{Y}_k, \hat{Y}_{-k}\right)^{-1} \tag{8}$$

— частотна матриця, а

$$\begin{aligned}\phi(k,z) = &\left((1-\hat{\mathcal{P}})i\hat{L}_N\hat{Y}_k, \frac{1}{z+(1-\hat{\mathcal{P}})i\hat{L}_N}(1-\hat{\mathcal{P}})i\hat{L}_N\hat{Y}_{-k}\right) \\ &\times\left(\hat{Y}_k, \hat{Y}_{-k}\right)^{-1}\end{aligned} \tag{9}$$

— відповідна матриця функцій пам'яті. Подібну до рівняння (7) структуру матиме також рівняння для лаплас–зображень $\tilde{F}(k,z)$ рівноважних часових кореляційних функцій $F(k,t)$,

$$\begin{aligned}F(k,t) &= \int_0^1 \mathrm{d}\tau\langle\Delta\hat{Y}_k, \mathrm{e}^{-i\hat{L}_N t}\rho_0^{\tau}\,\Delta\hat{Y}_{-k}\,\rho_0^{-\tau}\rangle \\ &\equiv \left(\hat{Y}_k\,, \mathrm{e}^{-i\hat{L}_N t}\,\hat{Y}_{-k}\right),\end{aligned} \tag{10}$$

а саме [11]:

$$\left[zI - i\Omega(k) + \phi(k,z)\right]\tilde{F}(k,z) = F(k), \tag{11}$$

де $F(k) = (\hat{Y}_k, \hat{Y}_{-k})$ — матриця статичних кореляційних функцій. Як видно з (11), спектр колективних збуджень отримуємо з рівняння:

$$\det\left(zI - i\Omega(k) + \phi(k,z)\right) = 0. \tag{12}$$

У виразах (8)–(10) використано таке означення для статичних кореляційних функцій:

$$(\hat{\mathcal{A}}, \hat{\mathcal{B}}) = \int_0^1 d\tau\langle\hat{\mathcal{A}}, \rho_0^{\tau}\hat{\mathcal{B}}\rho_0^{-\tau}\rangle_0, \tag{13}$$

з якого для класичних систем маємо звичний результат $(\hat{\mathcal{A}}, \hat{\mathcal{B}}) = \langle\hat{\mathcal{A}}, \hat{\mathcal{B}}\rangle$. Середні

$$\langle\ldots\rangle_0 = \mathrm{Sp}(\ldots)\rho_0(x^N) \tag{14}$$

означені з рівноважним статистичним оператором ρ_0. Величини

$$\hat{I}_k = (1-\hat{\mathcal{P}})\,i\hat{L}_N\hat{Y}_k \tag{15}$$

у виразі для матриці функцій пам'яті (9) виступають як узагальнені потоки, де

$$\hat{\mathcal{P}}\ldots = \left(\ldots, \hat{Y}_{-k}\right)\left(\hat{Y}_k, \hat{Y}_{-k}\right)^{-1}\hat{Y}_k \tag{16}$$

— так званий проекційний оператор Морі.

Вирази (8)–(12) складають математичну основу для наступного вивчення динаміки магнетної підсистеми в моделі (1), яке проводимо в подальших розділах.

II. ДВОМОДОВЕ НАБЛИЖЕННЯ

У попередніх працях [11,12,18,19] спектр гідродинамічних збуджень і гідродинамічні часові кореляційні функції для моделі ізотропної гайзенберґівської рідини розраховували у формалізмі колективних мод. При цьому як параметр скороченого опису вибирали мікроскопічні густини консервативних величин, а саме: густини числа частинок $\hat{n}_k$, імпульсу $\hat{p}_k$, енерґії $\hat{\varepsilon}_k$ і z–компоненти магнетного моменту $\hat{m}_k$. У гідродинамічній границі вдалося розрахувати частотну матрицю й матрицю функцій пам'яті і виразити їх через термодинамічні величини та коефіцієнти переносу відповідно. У результаті отримано асимтотично точні вирази для ЧКФ і колективних мод у гідродинамічній границі. Проте щоб урахувати швидші кінетичні процеси, що відповідають за зміну типу динаміки, зумовлену появою спін–хвильових збуджень, необхідно вийти за рамки гідродинамічного наближення.

Насамперед максимально спростимо задачу. Відокремимо опис “рідинної” підсистеми та обмежимося розглядом динаміки в магнетній підсистемі. Це можна зробити з таких міркувань: магнетострикційні ефекти, що відповідають за статичну взаємодію між підсистемами, є малими і при малих магнетних полях взаємними кореляціями можемо знехтувати. Урахування кінетичних процесів легко провести в рамках формалізму узагальнених колективних мод [20], розглядаючи розширений набір динамічних величин. У найпростішому нетривіяльному випадку це можна зробити на просторі двох динамічних змінних — густини магнетного моменту $\hat{m}_k$ та її першої часової похідної $\hat{\dot{m}}_k$. Двомодове наближення дає змогу якісно врахувати швидкі процеси при розрахунку спектра колективних мод і часових кореляційних функцій та проаналізувати отримані результати при виході з гідродинамічого режиму.

Для обчислення частотної матриці (8) використаємо симетрійні властивості кореляційних функцій:

$$\left(\mathcal{A}_k, \dot{\mathcal{B}}_{-k}\right) = -\left(\dot{\mathcal{A}}_k, \mathcal{B}_{-k}\right), \tag{17}$$

що доводить рівність $\left(\dot{\mathcal{A}}_k, \mathcal{A}_{-k}\right) = 0$. Таким чином, маємо:

$$i\Omega_{mm}(k) = i\Omega_{\dot{m}\dot{m}}(k) = 0. \tag{18}$$

Недіягональні елементи матриці $i\hat{\Omega}(k)$ відмінні від нуля, і для них знаходимо:

$$i\Omega_{m\dot{m}}(k) = 1, \tag{19}$$

$$i\Omega_{\dot{m}m}(k) = \frac{(\ddot{m}_k, m_{-k})}{(m_k, m_{-k})} = \omega_2(k) = -k^2\omega_2^0(k), \tag{20}$$

де величина $\omega_2^0(k) = \left(\hat{\mathbf{J}}_m(k), \hat{\mathbf{J}}_m(-k)\right)/(m_k, m_{-k})$ прямує до відмінного від нуля значення ω_2^0, коли $k \to 0$. При отриманні виразу (20) ми скористалися з рівности (6). Зауважимо, що функція $\omega_2(k)$ є фактично другим частотним моментом для ЧКФ $F_{mm}(k,t)$, тобто:

$$\omega_2(k) = \frac{1}{(m_k, m_{-k})} \frac{\partial^2}{\partial t^2} F_{mm}(k,t)|_{t=0}. \tag{21}$$

Таким чином, у двомодовому наближенні частотна матриця матиме досить просту форму:

$$i\Omega(k) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -k^2\omega_2^0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{22}$$

При розрахунку матриці функції пам'яти (9) скористаємось властивостями проекційного оператора $\mathcal{P}$, для якого у двомодовому наближенні виконуються такі співвідношення:

$$\hat{\mathcal{P}}\hat{m}_k = \hat{m}_k, \qquad \hat{\mathcal{P}}\hat{\dot{m}}_k = \hat{\dot{m}}_k,$$

$$\hat{\mathcal{P}}\hat{\ddot{m}}_k = \frac{(\hat{\ddot{m}}_k, \hat{m}_{-k})}{(\hat{m}_k, \hat{m}_{-k})}\hat{m}_k = -k^2\omega_2^0(k)\,\hat{m}_k. \tag{23}$$

Використовуючи рівності (23), легко показати, що:

$$\phi_{mm}(k,z) = \phi_{\dot{m}m}(k,z) = \phi_{m\dot{m}}(k,z) \equiv 0, \tag{24}$$

і отже, маємо лише один відмінний від нуля матричний елемент:

$$\tilde{\phi}_{\dot{m}\dot{m}}(k,z) = \left((1-\hat{\mathcal{P}})\hat{\ddot{m}}_k, \frac{1}{z+(1-\hat{\mathcal{P}})i\hat{L}_N}(1-\hat{\mathcal{P}})\hat{\ddot{m}}_{-k}\right) \times \left(\hat{\dot{m}}_k, \hat{\dot{m}}_{-k}\right)^{-1}. \tag{25}$$

Із виразу (25), використовуючи рівності (6) і (23), легко переконатися, що в марківському наближенні маємо:

$$\tilde{\phi}_{\dot{m}\dot{m}}(k,z) \simeq \tilde{\phi}_{\dot{m}\dot{m}}(k,0) \equiv \frac{1}{\tau_1(k)}, \tag{26}$$

де функція $1/\tau_1(k)$ прямує до відмінного від нуля значення $1/\tau_1$, коли $k \to 0$. Зауважимо, що, за аналогією з теорією простих рідин [22], τ_1 можна розглядати як час релаксації Максвелла. Відповідно, в області малих та проміжних значень k для матриці функцій пам'яти знаходимо:

$$\tilde{\phi}(k,z)|_{k\to 0} \simeq \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1/\tau_1 \end{pmatrix}. \tag{27}$$

Матрицю статичних кореляційних функцій $\hat{F}(k)$ можна записати у вигляді:

$$\hat{F}(k) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & k^2\omega_2^0 \end{pmatrix} (\hat{m}_k, \hat{m}_{-k}). \tag{28}$$

Тепер, використовуючи рівняння (12) та вирази (22) і (27), можемо перейти до вивчення спектра колективних збуджень.

III. СПЕКТР КОЛЕКТИВНИХ МОД

З рівняння (12) знаходимо два розв'язки:

$$z^{\pm}(k) = \frac{1}{2\tau_1} \pm \sqrt{\frac{1}{4\tau_1^2} - \omega_2^0 k^2}, \tag{29}$$

дійсні частини яких $\gamma_k^{\pm} = \mathrm{Re}\, z^{\pm}(k)$ є коефіцієнтами загасання відповідних колективних мод, а уявні $\omega_k^{\pm} = \mathrm{Im}\, z^{\pm}(k)$ — описують їх дисперсію. Як видно з виразу (29), особливою є точка:

$$k_0 = \frac{1}{2\tau_1\sqrt{\omega_2^0}}, \tag{30}$$

у якій обидва розв'язки збігаються $z_0^{\pm} = 1/2\tau_1$, а вираз під коренем дорівнює нулеві. Тому розглянемо окремо два випадки. Перший, коли $k \le k_0$, і тоді маємо два чисто дійсні розв'язки:

$$z^{\pm}|_{k \le k_0} = \gamma_k^{\pm} \tag{31}$$

з коефіцієнтами загасання:

$$\gamma_k^{\pm} = \frac{1}{2\tau_1} \pm \sqrt{\frac{1}{4\tau_1^2} - \omega_2^0 k^2}. \tag{32}$$

Це ділянка чисто дифузійної динаміки ($\omega_k^{\pm} = 0$). При цьому в гідродинамічній границі ($k \to 0$) знаходимо, що:

$$\gamma_k^{+} = \frac{1}{\tau_1} - Dk^2, \qquad \gamma_k^{-} = Dk^2, \tag{33}$$

де $D = \tau_1\omega_2^0$ — коефіцієнт спінової дифузії. Із (33) бачимо, що мода γ_k^{-} описує спін–дифузійне збудження, яке добре відоме з гідродинамічного розгляду [11]. З ростом хвильового вектора в області $k \gtrsim k_0$ структура розв'язків (31) якісно змінюється. Тут отримуємо:

$$z^{\pm}|_{k \ge k_0} = \gamma_k \pm i\omega_k, \tag{34}$$

де

$$\omega_k = \sqrt{\omega_2^0 k^2 - \frac{1}{4\tau_1^2}} \tag{35}$$

— частота нового пропаґаторного збудження, а

$$\gamma_k = \frac{1}{2\tau_1} \tag{36}$$

— коефіцієнт загасання. Зауважимо, що γ_k стає меншим за частоту цього пропаґаторного збудження ($\Gamma_k = \gamma_k / \omega_k < 1$) при $k > k_1$, де величину k_1 визначаємо з умови:

$$k_1 = \frac{1}{\tau_1\sqrt{2\omega_2^0}}. \tag{37}$$

Якісно перебудова спектра колективних збуджень, про яку йшлося вище, показана на рис. 1. Найважливішим при цьому є висновок про виникнення за деякого фіксованого значення $k = k_0$ збуджень пропаґаторного типу (спінових хвиль), які мали б спостерігатися в поведінці часової кореляційної функції $F_{mm}(k,t)$ при $k > k_1$.

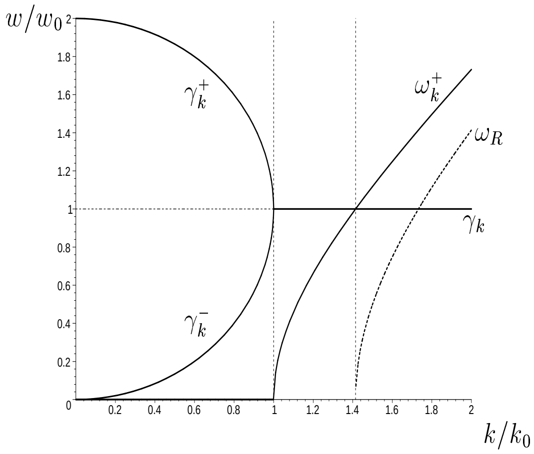

Рис. 1. Спектр колективних збуджень (якісна поведінка) та проекція "спін–хвильового" піка (штрихована лінія). Усі величини наведено в безрозмірній формі з $k_0 = 1/\left(2\tau_1\sqrt{\omega_2^0}\right)$ і $\omega_0 = 1/2\tau_1$.

IV. ЧАСОВІ КОРЕЛЯЦІЙНІ ФУНКЦІЇ

Вирази для часових кореляційних функцій, що описують динаміку "магнетної" підсистеми у двомодовому наближенні, отримуємо з розв'язку матричного рівняння (11), де частотну матрицю $i\Omega(k)$ та матрицю функцій пам'яти $\tilde{\phi}(k,z)$ вибираємо у формі (22) і (27) відповідно. Неважко переконатися, що в такому випадку розв'язки для матриці часових кореляційних функцій $F(k,t) = \left(\hat{Y}_k(t), \hat{Y}_{-k}(t)\right)$ із $\hat{Y}_k = \{\hat{m}_k, \hat{\dot{m}}_k\}$ матимуть такий вигляд:

$$\frac{F(k,t)}{(m_k, m_{-k})} = \sum_{\alpha} \mathcal{G}^{\alpha}(k)\mathrm{e}^{-z^{\alpha}(k)t}, \tag{38}$$

де $\mathcal{G}^{\alpha}(k)$ — матриця вагових коефіцієнтів, а індекс $\alpha = \{+,-\}$ нумерує власні значення $z^{\pm}(k)$. Для матриці $\mathcal{G}^{\alpha}(k)$ у двомодовому наближенні знаходимо:

$$\mathcal{G}^{\pm}(k) = \mp\frac{1}{z^{+}(k) - z^{-}(k)}\left[\begin{array}{cc} z^{\mp}(k) & d(k) \\ -d(k) & -d(k)z^{\pm}(k) \end{array}\right], \tag{39}$$

де $d(k) = z^{+}(k)z^{-}(k) = \omega_2^0 k^2$. Із виразів (38) і (39) легко переконатися, що отриманий розв'язок для функції $F_{mm}(k,t)$ задовольняє правила сум до другого порядку включно, а для перехресних функцій $F_{\dot{m}m}(k,t)$ і $F_{m\dot{m}}(k,t)$ виконується точне співвідношення $F_{\dot{m}m}(k,t) = -F_{m\dot{m}}(k,t)$. Загальніші співвідношення для елементів матриці $F(k,t)$ випливають із рівностей:

$$\mathcal{G}^{\pm}_{m\dot{m}} = -\mathcal{G}^{\pm}_{\dot{m}m} = z^{\pm}\mathcal{G}^{\pm}_{mm}, \qquad (40)$$

$$\mathcal{G}^{\pm}_{\dot{m}\dot{m}} = z^{\pm}\mathcal{G}^{\pm}_{\dot{m}m} = -[z^{\pm}]^2\mathcal{G}^{\pm}_{mm},$$

із яких виходить, що для наближених розв'язків $F_{mm}(k,t)$ і $F_{\dot{m}\dot{m}}(k,t)$ виконується рівність $d^2/dt^2 F_{mm}(k,t) = -F_{\dot{m}\dot{m}}(k,t)$, яку задовольняють точні часові кореляційні функції.

Із виразів (38) і (39) для магнетного динамічного структурного фактора

$$S_m(k,\omega) = \frac{1}{\pi}\mathrm{Re}\,\tilde{F}_{mm}(k,i\omega), \qquad (41)$$

де $\tilde{F}_{mm}(k,z)$ — лаплас–зображення функції $F_{mm}(k,t)$, знаходимо вираз:

$$\frac{S_m(k,\omega)}{S_m(k)} = \frac{1}{\pi}\frac{\tau_1 k^2\omega_2^0}{\tau_1^2\left(k^2\omega_2^0-\omega^2\right)^2+\omega^2}. \qquad (42)$$

Або в іншому зображенні (з виділенням внесків від окремих мод) маємо:

$$\left.\frac{S_m(k,\omega)}{S_m(k)}\right|_{k\le k_0} = \frac{\gamma_k^+\gamma_k^-}{\pi\left(\gamma_k^- - \gamma_k^+\right)}\left(\frac{1}{\omega^2+\left(\gamma_k^+\right)^2} - \frac{1}{\omega^2+\left(\gamma_k^-\right)^2}\right) \qquad (43)$$

і

$$\left.\frac{S_m(k,\omega)}{S_m(k)}\right|_{k\ge k_0} = \frac{\gamma_k}{2\pi\omega_k}\left(\frac{\omega+2\omega_k}{\left(\omega+\omega_k\right)^2+\gamma_k^2} - \frac{\omega-2\omega_k}{\left(\omega-\omega_k\right)^2+\gamma_k^2}\right). \qquad (44)$$

При цьому видно, що при значеннях $k\to 0$ основний внесок дає лише мода $z^-(k)$, а збудження $z^+(k)$ починає проявляється при $k \simeq k_0$. Відповідні вагові коефіцієнти в області малих k можна записати так:

$$\mathcal{G}^+(k)|_{k\to 0} = -\tau_1^2\omega_2^0 k^2, \qquad (45)$$

$$\mathcal{G}^-(k)|_{k\to 0} = 1+\tau_1^2\omega_2^0 k^2.$$

Цей факт та співвідношення (40) приводять до висновку, що в гідродинамічній області найбільш суттєвими є внески до часової кореляційної функції $F_{mm}(k,t)$. Функція $F_{\dot{m}\dot{m}}(k,t)$ у цій області є пропорційною до k^2.

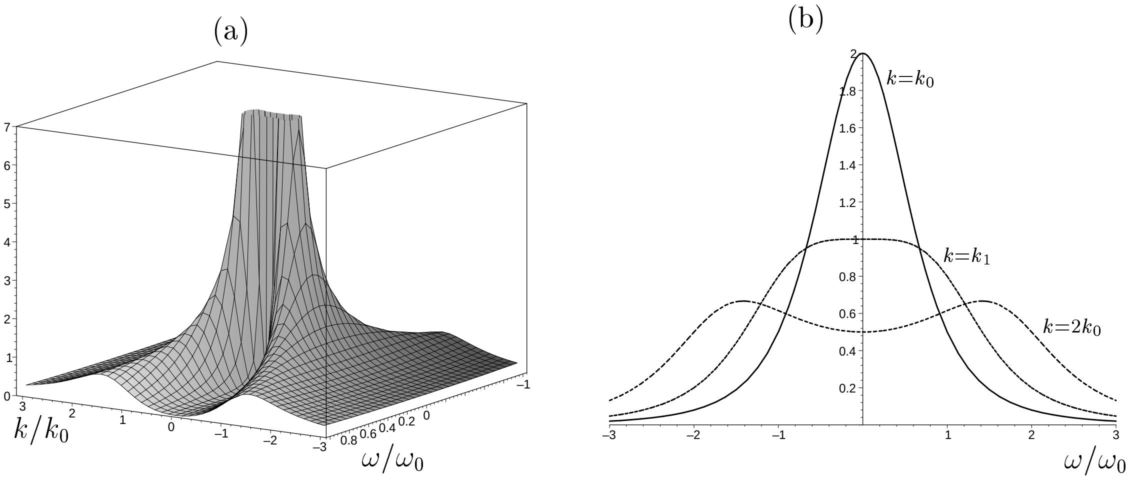

Рис. 2. Якісна поведінка нормованого магнетного структурного фактора $S_m(k,\omega)/S_m(k)$: (a) залежно від k та ω; (b) при фіксованих значеннях k.

Динамічний перехід від дифузійної до хвильової динаміки повинен спостерігатися в поведінці нормованого магнетного динамічного структурного фактора $S_m(k,\omega)$. На рисунку 2 схематично показано характер залежности нормованої функції $S_m(k,\omega)/S_m(k)$ від значення хвильового вектора k та частоти ω. При цьому бачимо (див. рис. 2a), що спін–хвильові збудження проявляються у функції $S_m(k,\omega)$ у вигляді характерних хребтів. Положення бокових максимумів $\omega=\omega_R(k)$ функції $S_m(k,\omega)$ при $k=\mathrm{const}$ (див. рис. 2b) легко знайти, використавши вираз (42). Очевидно, що їх локалізація

$$\omega_R(k)=\pm\sqrt{k^2\omega_2^0-\frac{1}{2\tau_1^2}} \tag{46}$$

не збігатиметься з дисперсійною кривою для спін-хвильових мод ω_k (див. рис. 1). Ця обставина є суттєвою для розуміння відмінностей між інтуїтивним означенням колективних збуджень через положення максимумів певної функції відгуку та загальноприйнятим у статистичній фізиці означенням колективних мод через полюси відповідних функцій Ґріна. Неважко переконатися з виразу (46), що максимуми функції $S_m(k,\omega)$ можуть спостерігатися, лише починаючи із $k=k_1$ (див. (37)), хоча спінові хвилі виникають уже при $k=k_0=k_1/\sqrt{2}$.

ВИСНОВКИ

Запропонований підхід ілюструє зміну дифузійної динаміки на хвильову для магнетних рідин. Досліджено два режими динамічної поведінки системи з ростом хвильового вектора і вивчено прояв цих особливостей у часових кореляційних функціях. Отримано умови виникнення спін–хвильових збуджень (30) та їх спостереження (37) у поведінці магнетного динамічного структурного фактора. Зауважимо, що у твердих тілах це явище спостерігається далеко не завжди, що пов'язано насамперед з обмеженням значень хвильового вектора k шириною зони Бріллюена. Подані тут результати про появу спін–хвильового піка в магнетному структурному факторі можна використати в експериментах з розсіяння. Загалом, поява спін–хвильових колективних збуджень видається загальною рисою середовищ із гайзенберґівською взаємодією між спінами окремих частинок.

[1] H. A. Mook, Phys. Rev. Lett. **46**, 508 (1981).
[2] Y. Ishikava, Y. Noda, C. Fincher, G. Shirane, Phys. Rev. B **25**, 254 (1982).
[3] Y. I. Uemura, G. Shirane, O. Steinsvoll, J. Wicksted, Phys. Rev. Lett. **51**, 2322 (1983).
[4] В. П. Калашников, С. В. Третьяков, Физ. мет. металлов. **59**, 1075 (1985).
[5] A. P. Young, B. S. Shastry, J. Phys. C **15**, 4547 (1982).
[6] И. А. Вакарчук, Ю. К. Рудавский, Г. В. Понедилок, Теор. мат. физ. **58**, 445 (1984).
[7] I. A. Akhiezer, I. T. Akhiezer, Sov. Phys. Solid State **29**, 48 (1987).
[8] E. Lomba, J. J. Weis, N. G. Almarza, F. Bresme, G. Stell, Phys. Rev. E **49**, 5169 (1994).
[9] J. M. Tavares, M. M. Telo de Gama, P. I. C. Teixtera, J. J. Weis, M. J. P. Nijmeier, Phys. Rev. E **52**, 1915 (1995).
[10] I. M. Mryglod, M. V. Tokarchuk, R. Folk, Physica A **220**, 325 (1995).
[11] I. M. Mryglod, R. Folk, Physica A **234**, 129 (1996).
[12] I. M. Mryglod, R. Folk, S. O. Dubyk, Yu. K. Rudavskii, Physica A **277**, 389 (2000).
[13] К. Хандрих, С. Кобе, *Аморфные ферро– и ферримагнетики* (Мир, Москва, 1982).
[14] G. Busch, H. J. Guentherodt, Phys. Lett. A **27**, 110 (1968).
[15] T. R. Kalaf, T. M. Wu, Phys. Rev. B **18**, 448 (1978).
[16] T. Albrecht, C. Bűhrer, M. Făhnle, K. Maier, D. Platzek, J. Reske, Appl. Phys. A **65**, 215 (1997).
[17] M. Takahashi, J. Phys. Soc. Jpn. **52**, 3592 (1983).
[18] І. М. Мриглод, Ю. К. Рудавський, С. О. Дубик, М. В. Токарчук, препринт ICMP–98–31U, Львів (1998).
[19] I. M. Mryglod, R. Folk, S. Dubyk, Yu. Rudavskii, Cond. Matt. Phys. (Lviv) iss. 2, 221 (1999).
[20] I. M. Mryglod, Cond. Matt. Phys. (Lviv) iss. 1, 753 (1998).
[21] I. M. Mryglod, I. P. Omelyan, Mol. Phys. **91**, 1005 (1998).
[22] J. P. Boon, S. Yip, *Molecular hydrodynamics* (McGraw–Hill Inc., New–York, 1980).
[23] Д. Н. Зубарев, *Неравновесная статистическая термодинамика* (Наука, Москва, 1971).
[24] Д. Н. Зубарев, Итоги науки и техники. Совр. проблемы математики **15**, 131 (1980).

MECHANISM OF FORMATING SPIN-WAVE–LIKE EXCITATIONS IN A MAGNETIC LIQUID

I. Mryglod[1], S. Dubyk[2], Yu. Rudavskii[2]
[1]*Institute for Condensed Matter Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 1 Svientsitskii Str., Lviv, UA–79011, Ukraine*
[2]*State University “Lvivska Politekhnika”, 12 Bandera Str., Lviv, UA–79013, Ukraine*

A mechanism of formating propagating spin–wave–like collective excitations in high–temperature phase is studied on the example of the Heisenberg model of a magnetic liquid. The conditions for the appearance and observation of such excitations in the behaviour of magnetic dynamic structural factor are found. The obtained results are analysed in comparison with the ones found for solid magnets.