ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 4, № 2 (2000) с. 149–154

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 2 (2000) p. 149–154

КОРЕЛЯЦІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ ПРОСТОРОВО ОБМЕЖЕНИХ АНІЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩ ПРИ ВИКОРИСТАННІ МЕТОДУ МЮНСТЕРА В ТРИМОМЕНТНОМУ НАБЛИЖЕННІ

О. М. Васильєв, О. В. Чалий
Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
кафедра теоретичної фізики, просп. Глушкова, 6, 03127, Київ
Національний медичний університет імені акад. О. О. Богомольця,
кафедра медичної та біологічної фізики,
бульв. Шевченка, 13, 01004, Київ,
(Отримано 28 жовтня 1999 р.; в остаточному вигляді — 7 квітня 2000 р.)

Для розгляду анізотропних систем у тримоментному наближенні використано модифікований метод Мюнстера. Суть цього методу полягає в знаходженні послідовних ітерацій для прямої та парної кореляційних функцій за допомогою інтеґрального та диференціяльного рівнянь Орнштайна–Церніке. Отримано вирази для першого наближення прямої та парної кореляційних функцій просторово обмеженої анізотропної системи з геометрією плоского паралельного прошарку для різних видів анізотропії. Знайдено радіус кореляції системи з аксіяльною симетрією.

Ключові слова: кореляційна функція, анізотропне середовище, тримоментне наближення, просторово обмежена система, критична точка, радіус кореляції.

PACS number(s): 05.70.Fh, 05.70.Jk.

ВСТУП

Багато систем, що викликають як практичний, так і теоретичний інтерес, мають специфічну геометрію плоского паралельного прошарку. Як приклад можна навести біомембрани, синаптичні щілини, поверхневі прошарки та ін. При дослідженні в таких системах кореляційних властивостей та критичних явищ необхідно враховувати їхню просторову обмеженість. Вихідним пунктом у розв'язанні багатьох теоретичних й експериментальних задач фізики конденсованих середовищ є знаходження парної кореляційної функції (КФ) $G_2(\mathbf{r})$ флюктуацій густини [1,2]. У випадку ізотропних середовищ для цього зручно скористатись диференційним рівнянням Орнштайна–Церніке (ОЦ) і знайти асимптотичний вираз для парної кореляційної функції, а потім за допомогою інтеґрального рівняння ОЦ — і наступну ітерацію для КФ. У цьому полягає суть методу Мюнстера при знаходженні послідовних ітерацій для КФ [3]. Однак за наявности анізотропії ситуація дещо ускладнюється. Для анізотропного середовища при отриманні відповідного диференційного рівняння для КФ уже недостатньо враховувати лише парні просторові моменти C_0 і C_2 прямої кореляційної функції (ПКФ) $f(\mathbf{r})$, як це робиться в наближенні ОЦ. У цьому випадку необхідно брати до уваги і перший просторовій момент C_1, тобто використати тримоментне наближення [4].

I. РІВНЯННЯ ОРНШТАЙНА–ЦЕРНІКЕ

Інтеґральне рівняння Орнштайна–Церніке в однорідному ізотропному середовищі, як відомо, має вигляд [1–3]:

$$G_2(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) = f(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) + \int \rho(\mathbf{r}')f(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}')\cdot G_2(\mathbf{r}',\mathbf{r}_2)d\mathbf{r}'. \tag{1}$$

Пряма кореляційна функція $f(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}')$, як правило, є короткосяжною, тобто суттєво відмінною від нуля тільки при малих значеннях $|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}'|$, тому під інтеґралом функцію $G_2(\mathbf{r}',\mathbf{r}_2)$ можна розкласти в ряд в околі $\mathbf{r}_1$ за $(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}')$. Якщо середовище є ізотропним, тобто $f(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}') = f(|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}'|)$ - залежить тільки від модуля $|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}'|$, то з використанням наближення двох парних просторових моментів ПКФ $C_0 = \langle\rho\rangle\int f(\mathbf{r})d\mathbf{r}$, $C_2 = \frac{\langle\rho\rangle}{6}\int f(\mathbf{r})\mathbf{r}^2 d\mathbf{r}$, де введені позначення $\kappa^2 = (1-C_0)/C_2$, $\langle\rho\rangle$ — середня густина, можна отримати диференційне рівняння Орнштайна–Церніке для однорідного ізотропного середовища [1–3]:

$$(\nabla^2-\kappa^2)\cdot G_2(\mathbf{r}) = -\frac{f(\mathbf{r})}{C_2}. \tag{2}$$

Дещо іншою ситуація буде, коли розглядати анізотропне середовище. Причиною такої анізотропії може бути, наприклад, однорідне зовнішнє поле. Тоді з інтеґрального рівняння, розкладаючи під інтеґралом $G_2(\mathbf{r}',\mathbf{r}_2)$ в ряд за $|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}'|$ і виконуючи інтеґрування за $\mathbf{r}'$, маємо:

$$\sum_{i,j=1}^{3} a_{ij}(\mathbf{r}_2)\cdot\frac{\partial^2 G_2(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)}{\partial x_{1i}\partial x_{1j}} - \mathbf{C}_1(\mathbf{r}_2)\cdot\boldsymbol{\nabla}_1 G_2(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) - (1-C_0(\mathbf{r}_2))G_2(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2) = -f(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2), \tag{3}$$

де введено такі позначення: $C_0(\mathbf{r}_2) = \int\rho(\mathbf{r})f(\mathbf{r},\mathbf{r}_2)d\mathbf{r}$,

$\mathbf{C}_1(\mathbf{r}_2) = \int \rho(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}, \mathbf{r}_2)\mathbf{r} d\mathbf{r}$, $a_{ij}(\mathbf{r}_2) = a_{ji}(\mathbf{r}_2) = \frac{1}{2}\int \rho(x_1,x_2,x_3) f(x_1,x_2,x_3|\mathbf{r}_2) x_i x_j dx_1 dx_2 dx_3$ і $C_2(\mathbf{r}_2) = \frac{1}{3}(a_{11}(\mathbf{r}_2) + a_{22}(\mathbf{r}_2) + a_{33}(\mathbf{r}_2))$. У загальному випадку $a_{11} \neq a_{22} \neq a_{33}$, однак для аналізованих нижче систем це не суттєво, тому надалі будемо вважати, що відхилення величин $a_{ii}(i = 1, 2, 3)$ від їхнього середнього значення, тобто від C_2, незначні, а залежність $a_{ij}(\mathbf{r})$, $\mathbf{C}_1(\mathbf{r})$ та $\rho(\mathbf{r})$ від $\mathbf{r}$ є слабкою. Іншими словами, вважаємо $a_{ii}(\mathbf{r}) \cong C_2 = \text{const}$, $\mathbf{C}_1(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{C}_1$ і $\rho(\mathbf{r}) = \langle\rho\rangle$ =const. Після ділення на C_2 з (3) отримаємо:

$$\triangle G_2 + G_{2xy}\frac{a_{12}}{C_2} + G_{2xz}\frac{a_{13}}{C_2} + G_{2yz}\frac{a_{23}}{C_2}$$
$$- \mathbf{a}\boldsymbol{\nabla} G_2 - \kappa^2 G_2 = -\frac{f}{C_2}, \qquad (4)$$

де вектор $\mathbf{a} = \mathbf{C}_1/C_2$. Рівняння (4) є вихідним для знаходження асимптотичного розв'язку КФ, а потім першої ітерації для КФ та ПКФ у тримоментному наближенні.

II. СИСТЕМИ З ГЕОМЕТРІЄЮ ПЛОСКОГО ПАРАЛЕЛЬНОГО ПРОШАРКУ

Далі будемо розглядати системи з геометрією плоского паралельного прошарку. Такі системи, як уже зазначалось, досить поширені і викликають певний практичний інтерес. Отже, у декартовій системі координат (ДСК) маємо $-h \leq z \leq h$ і $-\infty \leq x, y \leq +\infty$. Крайові умови будемо вважати нульовими, оскільки при $h \to \infty$ маємо отримати КФ просторово необмеженої системи, тобто КФ у наближенні ОЦ. Розглянемо деякі конкретні ситуації.

A. Система з аксіяльною симетрією

Уважаємо, що вектор $\mathbf{a}$ в ДСК має вигляд $\mathbf{a} = (0, 0, a)$. В інтеґральному рівнянні ОЦ робимо таку заміну: $G_2(\mathbf{r}) = \exp(az/2) \cdot g(\mathbf{r})$ і $f(\mathbf{r}) = \exp(az/2) \cdot C(\mathbf{r})$. Далі будемо виходити з таких міркувань: у нульовому наближенні для ПКФ вважалось, що $f^{(0)}(\mathbf{r}) \sim \delta(\mathbf{r})$, тобто в нових позначеннях $C(\mathbf{r}) \sim \delta(\mathbf{r}) \cdot e^{-az/2}$. У цьому випадку маємо:

а) $C(0) \sim \delta(0) \cdot 1 = \infty$,
б) $C(\mathbf{r} \neq 0) \sim \delta(\mathbf{r} \neq 0) \cdot e^{-\frac{az}{2}} = 0$.

Для довільної функції $\phi(\mathbf{r})$ справедливі рівності:
в) $\int \phi(\mathbf{r}) \cdot \delta(\mathbf{r}) \cdot e^{-\frac{az}{2}} d\mathbf{r} = \phi(0)$,
г) $\int \delta(\mathbf{r}) \cdot e^{-\frac{az}{2}} d\mathbf{r} = 1$.

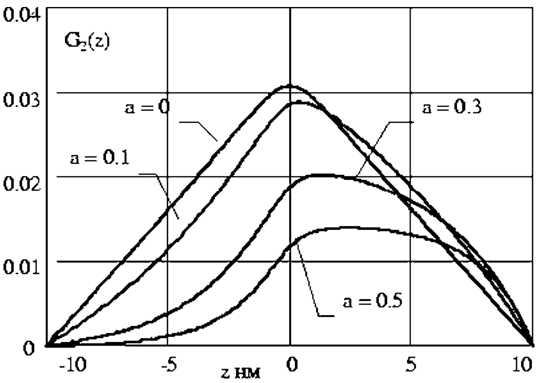

Рис. 1. Залежність $G_2(z)$ (безрозмірна) при $\rho = 1$ нм за різних значень a. Згідно з формулою (7). Плоский паралельний прошарок, поле вздовж оси z.

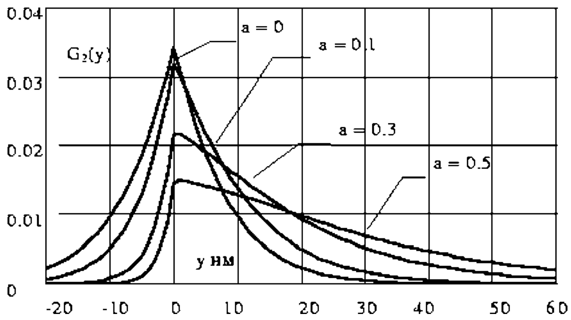

Рис. 2. Залежність $G_2(y)$ (безрозмірна) при $z = x = 0$ за різних значень a. Згідно з формулою (10). Плоский паралельний прошарок, поле вздовж оси y.

Таким чином, можемо вважати за вказаних вище обставин, що в нульовому наближенні $C(\mathbf{r}) \sim \delta(\mathbf{r})$. На підставі раніше отриманих результатів [5–7] записуємо такі вирази для першої ітерації ПКФ та нульової і першої ітерації для КФ у випадку тримоментного наближення, коли вектор $\mathbf{a}$ направлений уздовж оси z ($K_0(u)$ — циліндрична функція Макдональда):

нульове наближення для КФ

$$G_2^{(0)}(\mathbf{r}) = \frac{C_0 \cdot \exp(\frac{az}{2})}{2\pi h C_2 \langle\rho\rangle} \sum_{m=0}^{\infty} K_0\left(\sqrt{(x^2+y^2)(\kappa^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2})}\right) \cos\left(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}\right), \qquad (5)$$

перше наближення для ПКФ

$$f^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{C_0 \cdot \exp(\frac{az}{2})}{2\pi h C_2 \langle\rho\rangle} \sum_{m=0}^{\infty} K_0\left(\sqrt{(x^2+y^2)(\kappa^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2} + \frac{C_0}{C_2})}\right) \cos\left(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}\right), \tag{6}$$

перше наближення для КФ

$$G_2^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{\exp(\frac{az}{2})}{2\pi h C_2 \langle\rho\rangle} \sum_{m=0}^{\infty} \left[K_0\left(\sqrt{(x^2+y^2)(\kappa^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2})}\right)\right.$$
$$\left. - K_0\left(\sqrt{(x^2+y^2)(\kappa^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2} + \frac{C_0}{C_2})}\right)\right] \cos(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}). \tag{7}$$

На рис. 1 показано графік залежности КФ $G_2(z)$ при $\rho = \sqrt{x^2+y^2} = 1$ нм для різних значень параметра a. Тут і далі значення дебаєвської довжини загасання прийнято рівним $\sqrt{C_2/C_0} \approx 0.1$ нм. Слід зазначити, що в першому наближенні КФ $G_2(z)$ є обмеженою навіть при $z = 0$.

B. Система з площиною симетрії

Розгляньмо випадок, коли вектор $\mathbf{a}$ не має z–складової. Виберімо систему координат так, щоб $\mathbf{a} = (0, a, 0)$. Цілком аналогічно до попереднього випадку маємо такий результат:
нульове наближення для КФ

$$G_2^{(0)}(\mathbf{r}) = \frac{C_0 \cdot \exp(\frac{ay}{2})}{2\pi h C_2 \langle\rho\rangle} \sum_{m=0}^{\infty} K_0\left(\sqrt{(x^2+y^2)(\kappa^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2})}\right) \cos\left(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}\right), \tag{8}$$

перше наближення для ПКФ

$$f^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{C_0 \cdot \exp(\frac{ay}{2})}{2\pi h C_2 \langle\rho\rangle} \sum_{m=0}^{\infty} K_0\left(\sqrt{(x^2+y^2)(\kappa^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2} + \frac{C_0}{C_2})}\right) \cos\left(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}\right), \tag{9}$$

перше наближення для КФ

$$G_2^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{\exp(\frac{ay}{2})}{2\pi h C_2 \langle\rho\rangle} \sum_{m=0}^{\infty} \left[K_0\left(\sqrt{(x^2+y^2)(\kappa^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2})}\right)\right.$$
$$\left. - K_0\left(\sqrt{(x^2+y^2)(\kappa^2 + \frac{a^2}{4} + \frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2} + \frac{C_0}{C_2})}\right)\right] \cos\left(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}\right). \tag{10}$$

Якщо порівняти відповідні формули (5)–(7) і (8)–(10), то легко побачити, що відрізняються вони лише арґументом експоненти. На рис. 2 показано графік залежности КФ $G_2(y)$ при $z = x = 0$ для декількох значень параметра a.

C. Система з відсутністю симетрії

Розгляньмо випадок, коли $\mathbf{a} = (0, a \cdot \sin\theta, a \cdot \cos\theta)$. Рівняння (4) в цьому разі матиме вигляд:

$$\Delta G_2 + s \cdot \frac{\partial^2 G_2}{\partial y \partial z} - a \cdot \sin\theta \cdot \frac{\partial G_2}{\partial y}$$
$$- a \cdot \cos\theta \cdot \frac{\partial G_2}{\partial z} - \kappa^2 G_2 = -\frac{f}{C_2}, \tag{11}$$

де $s = a_{23}/\sqrt{a_{22} \cdot a_{33}} \approx a_{23}/C_2$. Щоб рівняння мало простішу форму, треба зробити таку заміну змінних: $x \to x$, $y \to \frac{y-(sz)/2}{\sqrt{1-(s/2)^2}}$, $z \to z$. Тоді в нових змінних x,u,z маємо рівняння:

$$\Delta G_2 - a\cdot\cos\theta\cdot\frac{\partial G_2}{\partial z} - \left[\frac{a\cdot\sin\theta - \frac{a\cdot s\cdot\cos\theta}{2}}{\sqrt{1-\frac{s^2}{4}}}\right]$$
$$\times\frac{\partial G_2}{\partial u} - \kappa^2 G_2 = -\frac{f}{C_2}. \qquad (12)$$

Відповідне інтеґральне рівняння має вигляд:

$$G_2(x,u,z) = f(x,u,z) + \langle\rho\rangle\sqrt{1-\frac{s^2}{4}}\int f(x',u',z')$$
$$\times G_2(x-x',u-u',z-z')dx'du'dz'. \qquad (13)$$

Функції $G_2(x,u,z)$ та $f(x,u,z)$ будемо шукати в такому записі:

$$G_2(x,u,z) = \exp\left(\frac{az\cos\theta}{2} + \frac{1}{2}\left[\frac{a\sin\theta - \frac{a\cdot s\cdot\cos\theta}{2}}{\sqrt{1-\frac{s^2}{4}}}\right]\cdot u\right)$$
$$\times g(x,u,z) \qquad (14)$$

і відповідно

$$f(x,u,z) = \exp\left(\frac{az\cos\theta}{2} + \frac{1}{2}\left[\frac{a\sin\theta - \frac{a\cdot s\cdot\cos\theta}{2}}{\sqrt{1-\frac{s^2}{4}}}\right]\cdot u\right)$$
$$\times C(x,u,z). \qquad (15)$$

Тоді для функцій $C(x,u,z)$ та $g(x,u,z)$ маємо таке рівняння:

$$\left(\nabla^2 - \left(\kappa^2 + \frac{a^2(1-\frac{s\cdot\sin 2\theta}{2})}{4-s^2}\right)\right)g(x,u,z) = -\frac{C(x,u,z)}{C_2}. \qquad (16)$$

Слід зробити одне зауваження: оскільки в нульовому наближенні вважалось, що $f(x,y,z)\sim\delta(x,y,z)$, то нульове наближення для $C(x,u,z)\sim\delta(x,u,z)/\sqrt{1-s^2/4}$. Таким чином, якщо взяти до уваги (13), необхідно просто у відповідних формулах зробити заміну $\langle\rho\rangle\to\langle\rho\rangle\sqrt{1-s^2/4}$. Отже, розв'язок задачі (12),(13) має такий вигляд:

нульове наближення для КФ

$$G_2^{(0)}(\mathbf{r}) = \frac{C_0\cdot\exp\left[\frac{a((\cos\theta-\frac{s\cdot\sin\theta}{2})z+(\sin\theta-\frac{s\cdot\cos\theta}{2})y)}{2(1-\frac{s^2}{4})}\right]}{2\pi h C_2\langle\rho\rangle\sqrt{1-\frac{s^2}{4}}}$$
$$\times\sum_{m=0}^{\infty}K_0\left(\sqrt{(x^2+\frac{(y-\frac{sz}{2})^2}{1-\frac{s^2}{4}})(\kappa^2+\frac{a^2(1-\frac{s\cdot\sin 2\theta}{2})}{4-s^2}+\frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2})}\right)\cos\left(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}\right), \qquad (17)$$

перше наближення для ПКФ

$$f^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{C_0\cdot\exp\left[\frac{a((\cos\theta-\frac{s\cdot\sin\theta}{2})z+(\sin\theta-\frac{s\cdot\cos\theta}{2})y)}{2(1-\frac{s^2}{4})}\right]}{2\pi h C_2\langle\rho\rangle\sqrt{1-\frac{s^2}{4}}}$$
$$\times\sum_{m=0}^{\infty}K_0\left(\sqrt{(x^2+\frac{(y-\frac{sz}{2})^2}{1-\frac{s^2}{4}})(\kappa^2+\frac{a^2(1-\frac{s\cdot\sin 2\theta}{2})}{4-s^2}+\frac{C_0}{C_2}+\frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2})}\right)\cos\left(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}\right), \qquad (18)$$

перше наближення для КФ

$$G_2^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{\exp\left[\frac{a((\cos\theta-\frac{s\cdot\sin\theta}{2})z+(\sin\theta-\frac{s\cdot\cos\theta}{2})y)}{2(1-\frac{s^2}{4})}\right]}{2\pi h C_2\langle\rho\rangle\sqrt{1-\frac{s^2}{4}}}$$

$$\times \sum_{m=0}^{\infty}\left[K_0\left(\sqrt{(x^2+\frac{(y-\frac{sz}{2})^2}{1-\frac{s^2}{4}})(\kappa^2+\frac{a^2(1-\frac{s\cdot\sin 2\theta}{2})}{4-s^2}+\frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2})}\right)\right.$$

$$\left.-K_0\left(\sqrt{(x^2+\frac{(y-\frac{sz}{2})^2}{1-\frac{s^2}{4}})(\kappa^2+\frac{a^2(1-\frac{s\cdot\sin 2\theta}{2})}{4-s^2}+\frac{C_0}{C_2}+\frac{\pi^2(2m+1)^2}{4h^2})}\right)\right]\cos\left(\frac{(m+0.5)z\pi}{h}\right). \quad (19)$$

Легко бачити, що в граничних випадках — $s\to 0$, $\sin\theta=0$, $\cos\theta=0$ — отримуємо вже відомі формули. На рис. 3 зображено графіки залежности кореляційної функції від координати z за різних значень параметра s при $a\approx 0.1\text{нм}^{-1}$.

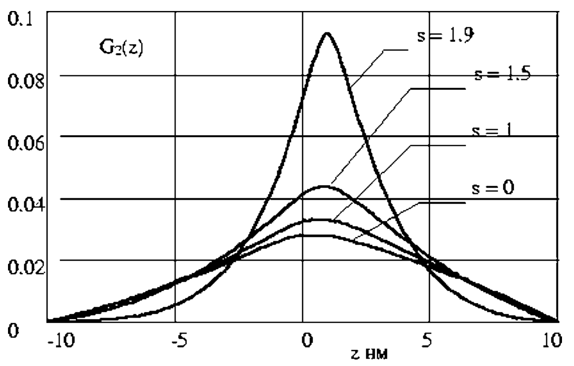

Рис. 3. Залежність $G_2(z)$ (безрозмірна) при $x=y=1$ нм за різних значень параметра s. Згідно з формулою (19).

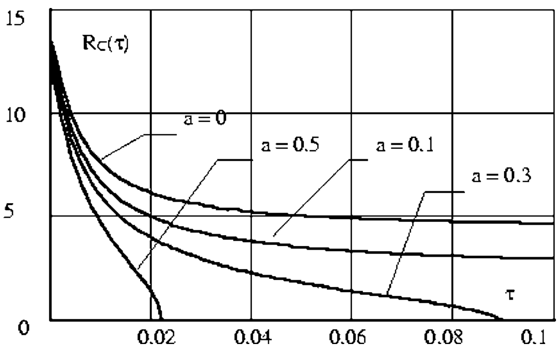

Рис. 4. Залежність $R_C(\tau)$ при різних a. Плоский паралельний прошарок. Згідно з формулою (21).

III. РАДІУС КОРЕЛЯЦІЇ

Радіус кореляції, як і в праці [7], будемо визначати через другий нормований просторовий момент КФ:

$$R_c=\sqrt{\frac{\int G_2(\mathbf{r})\mathbf{r}^2d\mathbf{r}}{\int G_2(\mathbf{r})d\mathbf{r}}}. \quad (20)$$

У випадку плоского паралельного прошарку з напрямком поля вздовж осі z маємо для радіуса кореляції при врахуванні лише першого доданка у відповідних сумах:

$$R_c(\tau)=h\cdot\sqrt{\frac{4}{\kappa^2h^2+\frac{\pi^2}{4}}+1-\frac{8}{a^2h^2+\pi^2}-\frac{8ah\cdot\tanh(\frac{ah}{2})}{a^2h^2+\pi^2}+\frac{16a^2h^2}{(a^2h^2+\pi^2)^2}}. \quad (21)$$

Ця формула в граничному випадку а $\to 0$ переходить у формулу, отриману в [2] для плоского паралельного прошарку в двомоментному наближенні:

$$R_c(\tau)=h\cdot\sqrt{\frac{4}{\kappa^2h^2+\frac{\pi^2}{4}}+1-\frac{8}{\pi^2}}. \quad (22)$$

Згідно з [8] параметр κ вздовж критичної ізохори залежить від температури так: $\kappa^2=\kappa_0^2\cdot\tau^{2\nu}$, де величина κ_0 обернена до радіуса міжмолекулярної взаємодії, який за порядком величини будемо вважати рівним $R_0=0.2$ нм, $h=10$ нм, $\tau=(T-T_c)/T_c$ — безрозмірна температура, $\nu=0.625$ — критичний показник. Відповідний графік залежности радіуса кореляції, що визначається формулою (21), від температури зображено на рис. 4.

ВИСНОВКИ

Використане в цій праці тримоментне наближення дозволяє врахувати вплив анізотропії на кореляційні властивості просторово обмежених систем. Отримані формули для кореляційних функцій та радіуса кореляції флюктуацій параметра порядку містять феноменологічні параметри і можуть бути застосовані при експериментальному дослідженні анізотропних середовищ, оскільки, на відміну від раніше отримуваних асимптотичних виразів, не мають синґулярностей у нулі і тому більш адекватно описують реальну поведінку системи.

[1] И. Р. Юхновский, М. Ф. Головко, *Статистическая теория равновесных систем* (Наук. Думка, Киев, 1980).

[2] К. Крокстон, *Физика жидкого состояния* (Мир, Москва, 1978).

[3] А. Мюнстер, в: *Термодинамика необратимых процессов* (ИЛ, Москва, 1962).

[4] А. В. Чалый, Л. М. Черненко, Физ. жидкост. №3, 76 (1975).

[5] Л. Г. Гречко, А. В. Чалый, Л. М. Черненко, Поверхность №12, 22 (1990); №1, 50 (1991).

[6] A. V. Chalyi, L. M. Chernenko, in: *Dynamical Phenomena at Interfaces, Surfaces and Membranes*, edited by D. Beysens, N. Boccara, G. Forgacs (Nowa Science Publishers, New York, 1993).

[7] A. V. Chalyi, J. Mol. Liquids (Amsterdam) **58**, 179 (1993).

[8] А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов, 2-е изд.* (Наука, Москва, 1982).

THE CORRELATION PROPERTIES OF THE FINITE–SIZE ANISOTROPIC SYSTEMS UNDER USING THE MUNSTER METHOD IN THE THREE–MOMENT APPROXIMATION

A. N. Vasil'ev, A. V. Chalyi

Department of Theoretical Physics, Taras Shevchenko Kiev National University,
6 Glushkov Prospect, 03127, Kiev, Ukraine
Tel. 266–44–77, e-mail: vasilal@ups.kiev.ua
Department of Physics, O. O. Bogomolets National Medical University
13, Shevchenko Blvd., 01004, Kiev, Ukraine
Tel. 441–49–21, e-mail: avchal@mbph.nmu.kiev.ua

The modified Munster method is used for the study of anisotropic systems in the three–moments approximation. The essence of this method consists in finding consequent iterations for the direct and pair correlation functions with the help of the integral and differential Ornstein–Zernike equations. The first iteration for the direct and pair correlation functions in a spatial finite–size anisotropic system with the geometry of a plane–parallel layer are received. The correlation length for the system with an axial symmetry are found.