УДК 535.3

РОЗПОДІЛ ДРІБНОМАСШТАБНИХ КОРЕЛЯЦІЙ ВКЛЮЧЕНЬ ДИСПЕРСНИХ МАТРИЧНИХ СИСТЕМ

О. Ю. Грищук, кандидат фізико-математичних наук
Інститут хімії поверхні НАН України
С. В. Стеценко, старший викладач
Національний університет біоресурсів і природокористування України
e-mail: nni.elektrik@gmail.com

Анотація. *Досліджено розв'язок крайової задачі для випадку двочасткового розподілу з дрібномасштабними кореляціями для неупорядкованих систем. Проаналізовано умови та доведено, що ефективна діелектрична проникність є об'ємною властивістю макроскопічно однорідної системи, і не залежить від форми того, що її збуджує.*

Ключові слова: ***частинка, мультипольний момент, дрібномасштабна кореляція, ефективна діелектрична проникність.***

Розглядатимемо двочасткові включення, що призводять до зникаючо-малих флуктуаційних ефектів. Часто це називають наближенням середнього поля [1]. Не використовуватимемо дипольне наближення, оскільки враховуємо мультипольні моменти всіх порядків як для частинок, так і для їх зображень.

Мета досліджень – розв'язок крайової задачі для випадку двочасткового розподілу з дрібномасштабними кореляціями для неупорядкованих систем.

Якщо двочасткові кореляції мають малу довжину $R << d$, то доводимо, що: а) вищі мультипольні моменти всіх інших частинок, розміщених за межами відстані кореляції, а також моменти їх зображень, не дають ніякого включення в локальне поле, а їх дипольні моменти утворюють просто однорідне поле; б) включення всіх мультипольних моментів інших частинок, що знаходяться за межами довжини кореляції, у локальне поле, що діє на цю частинку, суттєво залежать від особливостей форми двочасткового розподілу і в загальному випадку не рівні нулю, якщо розподіл несферичний.

Матеріали та методика досліджень. Якщо положення всіх частинок відомі, як, наприклад, у кристалах, можна точно визначити конфігураційну матрицю системи та обчислити мультипольні моменти й ефективну діелектричну проникність до будь-якого бажаного порядку. Для невпорядкованих систем чітко усереднене за ансамблем рішення визначається в принципі, якщо задано N-частковий розподіл. Для великих систем це практично неможливо, тому можна визначити лише наближені рішення, що відповідають розподілам нижчих порядків. Будемо розглядати лише макроскопічні однорідні системи, тобто однорідні одночастинні розподіли, та використовувати лише такі одно- та двочасткові розподіли, при яких можна знехтувати флуктуаційними ефектами.

Розглянемо систему однакових частинок радіуса a та діелектричної проникності ϵ_p.

Запишемо рівняння :

$$\sum_{l'm'} q_{l'm'} \sum_{i'} G_{ilm}^{i'l'm'} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \alpha a^3 E_0 \delta_l^1 \delta_m^0 + \sum_{i'l'm'} G_{ilm}^{i'l'm'} \left[q_{l'm'} - q_{i'l'm'} \right], \tag{1a}$$

де
$$\alpha = \frac{\epsilon_p - \epsilon_m}{\epsilon_p + 2\epsilon_m}; \tag{1b}$$

$q_{lm} = \langle q_{ilm} \rangle$ – середні мультипольні моменти.

Після усереднення за ансамблем останній доданок в (1a) є включенням від флуктуацій. Він дає ненульові поправки лише при розгляді розподілу для трьох і більшої кількості частинок. Отже, ці поправки, меншою мірою, другого порядку за об'ємною концентрацією, і вони тут розглядатися не будуть. Це єдине вихідне наближення, яке використовується в цій статті.

Двочастковий розподіл можна записати в загальному вигляді як

$$n(\vec{r} - \vec{r}_i) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + n^0 + f(\vec{r} - \vec{r}_i), \tag{2a}$$

де $n^0 = \frac{(N-1)}{V} \approx \frac{N}{V}$ – середня концентрація частинок;

$f(\vec{r} - \vec{r}_i)$ – описує відхилення від однорідного розподілу внаслідок кореляцій.

Розглядаємо кореляції малого масштабу $R << d$. Тому функція f повинна задовольняти такі умови:

1) $f(\vec{r} - \vec{r}_i) = -n^0$ для $|\vec{r} - \vec{r}_i| \le 2a$, (2b)

оскільки всередині зазначеної області є лише одна частинка;

2) $f(\vec{r} - \vec{r}_i) = 0$ для $|\vec{r} - \vec{r}_i| > R$, (2c)

оскільки за межами відстані кореляції розподіл стає однорідним;

3) збереження повного числа частинок потребує:

$$\int_{|\vec{r} - \vec{r}_i| \le R} f(\vec{r} - \vec{r}_i) d^3\vec{r} = 0 \tag{2d}$$

Використовуючи (2a), додавання по i' в (1a) можна замінити інтегруванням. Оскільки кожен доданок в $C_{lm}^{l'm'}(\vec{r}_{i'} - \vec{r}_i)$ має множник $e^{j(m'-m)\phi_{i'i}}$, де $\phi_{i'i}$ – азимутальний кут вектора $\vec{r}_{i'} - \vec{r}_i$, інтегрування по $\phi_{i'i}$ дає нуль при $m' \ne m$, оскільки розподіл частинок має азимутальну симетрію. Таким чином, рівняння для мультипольних моментів із різними m розщеплюються. Для моментів $m \ne 0$ маємо набір (систему) однорідних лінійних рівнянь із ненулевим детермінантом, тому кожен мультипольний момент з $m \ne 0$ повинен бути нулевим.

Для $m' = m = 0$ маємо середні для коефіцієнтів зв'язку

$$\sum_{i'} C_{l0}^{l'0}\left(\vec{r}_{i'}-\vec{r}_i\right)= f_l^{l'} + \left(\frac{8\pi}{9}\right) n^0 \delta_l^1 \delta_1^{l'} - \left(\frac{4\pi}{3}\right) n^0 \delta_l^1 \delta_1^{l'}, \qquad (3)$$

де $$f_l^{l'} = \int\limits_{\left|\vec{r}-\vec{r}_i\right|\le R} f\left(\vec{r}-\vec{r}_i\right) A_{l0}^{l'0}\left(\vec{r}-\vec{r}_i\right) d^3\vec{r}\,. \qquad (4)$$

Цей доданок – включення від сусідніх частинок, які знаходяться в межах відстані кореляції. Узагалі, всі мультипольні моменти цих частинок вносять включення в локальне поле, яке діє на *i*-ту частинку, і залежать від специфічної форми функції $f\left(\vec{r}-\vec{r}_i\right)$. Другий доданок в (3) – це включення частинок, які розміщені за межами кореляції, а третій доданок – включення всіх зображень. Множник $\delta_l^1 \delta_1^{l'}$ вказує, що вищі мультипольні моменти цих частинок і всі зображення не дають включень у локальне поле, а їх дипольні моменти утворюють лише однорідне поле. Коефіцієнти зв’язку не залежать від форми та орієнтації частинок і, таким чином, одержуємо необхідні результати.

Із матриці конфігурації системи $G_{ilm}^{i'l'm'} = \delta_i^{i'} \delta_l^{l'} \delta_m^{m'} + (2l+1)\beta_{il} C_{lm}^{l'm'}\left(\vec{r}_{i'}-\vec{r}_i\right)$ та (3) одержуємо:

$$\sum_{i'} G_{il0}^{i'l'0} = \delta_l^{l'} - v\alpha\delta_l^1\delta_1^{l'} + (2l+1)\beta_l f_l^{l'} = G_l^{l'}, \qquad (5)$$

де $v = \left(\frac{4\pi a^3}{3}\right) n^0$ – доля об’єму, зайнятого частинками,

$$\beta_l = \left[(\epsilon_p - \epsilon_m) l a^{2l+1}\right] / \left[l\epsilon_p + (l+1)\epsilon_m\right]. \qquad (6)$$

Рівняння (5) визначає $G_l^{l'}$ – конфігураційну матрицю системи зменшених розмірів. Рівняння (1а) приймає вигляд:

$$\sum_{l'} G_l^{l'} q_{l'0} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \alpha a^3 E_0 \delta_l^1 \qquad (7)$$

і, тоді

$$q^{l0} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \alpha a^3 (G^{-1})_l^1 E_0\,. \qquad (8)$$

Одержуємо ефективну діелектричну проникність:

$$\frac{\epsilon_e}{\epsilon_m} = 1 + 4\pi\sqrt{\frac{4\pi}{3}}\frac{n^0 q_{10}}{E_0} = 1 + 3v\alpha(G^{-1})_1^1\,. \qquad (9)$$

Результати досліджень. У загальному випадку вищі мультипольні моменти інших частинок, що знаходяться в зоні кореляції, дають включення в локальне поле, яке діє на кожну частинку, і роблять його неоднорідним, що, у свою чергу, приводить до виникнення вищих мультиполів навіть у сферичних частинок. Оскільки дипольний момент кожної частинки пов’язаний з вищими мультиполями інших частинок із зони кореляції, ефективна діелектрична проникність змінюється під їх впливом і відхиляється від формули Максвелла-Гарнетта. Ці зміни специфічно залежать від несферичної частини двочасткового розподілу і мають порядок об’ємної концентрації. Для макроскопічно однорідної системи, якщо припустити однорідне зовнішнє поле, замість плоско-паралельного, одержимо однакові результати. Таким чином, ефективна діелектрична проникність є об'ємною властивістю макроскопічно однорідної системи, і не залежить від форми того, що її збуджує.

Висновки

Зовнішнє поле стає однорідним усередині макроскопічної однорідної системи з дрібномасштабним двочастковим розподілом. Поле, утворене частинками не в зоні кореляції, також стає однорідним, незалежно від форми та орієнтації частинок. Поле інших частинок в зоні кореляції в загальному випадку неоднорідне і вирішальним чином залежить від форми двочасткового розподілу. Якщо розподіл сферичний, ці частинки не дають включень у локальне поле, що діє на центральну частинку. Отже, всі мультипольні моменти, крім дипольних, зникають, і в межах наближення середнього поля чітко маємо результат Максвелла-Гарнетта.

Список літератури

1. Гречко Л. Г. Ефективна діелектрична проникність матричних дисперсних систем з багатошаровими включеннями: пряма та обернена задачі / Л. Г. Гречко, Л. Б. Лерман, Н. Г. Шкода // Вісник Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки. – 2004. – № 2. – С. 181–186.
2. Поглинання електромагнітного випромінювання багатошаровими кульовими частинками та матричними дисперсними системами / Л. Г. Гречко, Ю. Б. Гнучій, С. В. Шостак, С. В. Стеценко // Науковий вісник НУБіП України. Серія «Техніка та енергетика АПК». – 2010. – № 153. – С. 188–198.
3. Maxwell J. C. A Treatise on Electricity and Magnetism / Maxwell J. C. // Dover, New York, 1954. – Vol. 1. – Sec. 314. – P. 440.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ВКЛЮЧЕНИЙ ДИСПЕРСНЫХ МАТРИЧНЫХ СИСТЕМ

Е. Ю. Грищук, С. В. Стеценко

Аннотация. *Исследовано решение краевой задачи для случая двухчастичных распределений с мелкомасштабными корреляциями для неупорядоченых систем. Проанализированы условия и доказано, что эффективная диэлектрическая проницаемость является объемным свойством макроскопически однородной системы, и не зависит от формы того, что ее возбуждает.*

Ключевые слова: ***частица, мультипольный момент, мелкомасштабная корреляция, эффективная диэлектрическая проницаемость.***

DISTRIBUTION OF SMALL-SCALE CORRELATIONS INCLUSIONS DISPERSE MATRIX SYSTEMS

O. Grischuk, S. Stetsenko

Annotation. *The investigation of solving boundary value problems for the case of two-particle distributions with small-scale correlations to disordered systems. The conditions and proved that the effective dielectric constant of the*

bulk properties of a macroscopically homogeneous system, and does not depend on the form that excites her.

Key words: ***particle, multipole moment, short-range correlation, effective dielectric function.***

УДК 629.113

ВИЗНАЧЕННЯ ВИТРАТИ ПАЛИВА МАШИННО-ТРАКТОРНИМ АГРЕГАТОМ ПІД ЧАС ПОЛЬОВИХ ВИПРОБУВАНЬ

Г. А. Голуб, доктор технічних наук
В. В.Чуба, інженер
О. А. Марус, кандидат технічних наук
e-mail: rogovskii@yandex.ua

Анотація. *Розроблено принципову схему витратоміра палива та схему його включення в паливну систему двигуна, а також уточнено методику експериментального визначення витрат палива за допомогою розробленого об'ємного порційного витратоміра.*

Ключові слова: ***витратомір палива, машинно-тракторний агрегат, дизельний двигун, паливна система, дизельне паливо.***

Економічна ефективність експлуатації машинно-тракторного агрегату (МТА) визначається величиною витрати палива віднесеної до одиниці виконаної роботи. Тому під час проведення експериментальних досліджень, виробничих та порівняльних випробувань визначення витрати палива МТА залишається однією з головних задач. Нині на ринку існує велика кількість різноманітних систем вимірювання витрат палива, більшість із них – це проточні витратоміри палива побудовані на базі проточно-ротаційних датчиків DFM або ж об'ємні датчики паливного баку на базі ємнісного датчика типу DUT-E AF.

Крім високої ціни, основним недоліком витратомірів палива на базі датчика DFM є висока вимога до чистоти палива, адже даний тип датчика має рухому роторну частину, яка зношується, а тому датчик потребує періодичного калібрування. Слід відзначити, що існування коливань потоку палива в паливній системі дизельного двигуна, за рахунок наявності зворотних клапанів натискної дії також зменшує точність вимірювання проточних витратомірів. Недоліком ємнісних датчиків є їхня специфіка роботи, яка не дає змоги визначити дуже незначні витрати палива протягом короткого часу. Також слід відзначити залежність роботи даних систем від властивостей палива. Особливо гостро питання визначення витрати палива стоїть при роботі МТА на дизельному біопаливі, адже дане паливо має ряд суттєвих відмінностей у фізико-хімічних властивостях.