

## ВПЛИВ ЕФЕКТІВ ЕКРАНУВАННЯ НА ЗАРЯД ПИЛИНКИ В ТЕРМІЧНІЙ ЗАПИЛЕНІЙ ПЛАЗМІ

Д. Ю. МІШАГЛІ

Одеський національний університет імені І.І. Мечникова,  
кафедра теоретичної фізики  
(Вул. Дворянська, 2, Одеса 65026; e-mail: mishagli@onu.edu.ua)

УДК 533.92  
© 2012

В роботі досліджено вплив неоднорідного екранованого електричного поля на процес заряджання пилових частинок в термічній запиленій плазмі. Електричне поле заряджених частинок враховано в межах коміркового підходу, за допомогою якого задачу зведено до одночастинкової. В межах моделі квазіхімічної рівноваги, яку узагальнено на випадок неоднорідного екранованого електричного поля, отримано середній заряд пилових частинок, функцію розподілу частинок за зарядами та дисперсію цього розподілу. Також отримано критерій неоднорідності  $g(z)$  електричного поля та показано, що впливом ефектів екранування можна знехтувати у випадку розрідженої підсистеми пилових частинок (при  $r_c/r_p \gg 1$ ) та у випадку частинок малих радіусів ( $r_p \sim 10^{-5}$  см).

значенні заряду однакових пилових частинок радіуса  $r_p$ . В рамках цього методу аналогом енергії йонізації  $I$  в рівнянні Саха є робота виходу електронів з поверхні частинок, що мають заряд  $z$ :  $I \Rightarrow W_0 + ze^2/r_p$ , де  $W_0$  – робота виходу з поверхні нейтральних частинок, а член  $ze^2/r_p$  ( $z$  – заряд, що виражено в одиницях заряду електрона  $e$ ) має зміст роботи з переміщення електрона з поверхні частинки на нескінченність. Показано, що при зроблених припущеннях середнє значення  $Z$  заряду пилових частинок при  $Z \gg 1$  визначається виразом

$$Z = \frac{kTr_p}{e^2} \ln \frac{n_{es}}{n_e} + \frac{1}{2}, \quad (1)$$

де  $n_{es} = 2(2\pi m_e kT/h^2)^{3/2} \exp(-W_0/kT)$  – рівноважна густина електронів поблизу поверхні емітуючої частинки,  $n_e$  – середня густина електронів в плазмі.

У роботах [5–7] в рамках підходу [4], який далі будемо називати квазіхімічним було враховано можливість утворення негативного заряду та побудовано функцію розподілу за зарядами частинок. Було показано, що коефіцієнт  $kTr_p/e^2$  є дисперсією розподілу. Зазначимо, що невелика кількість пилових частинок може бути заряджена й від'ємно, проте в середньому пилові частинки в плазмі продуктів згоряння мають додатний заряд.

В роботі [8] заряд пилових частинок однакового розміру  $r_p$  визначається з умови балансу потоків: струм термоемісії врівноважується струмом електронів, які рекомбінують із зарядженими пиловими частинками. Струм термоемісії визначається, як і в роботі [4], рівнянням Ричардсона–Дешмана. Припускається, що рекомбінують всі електрони, які зіштовхуються з пиловою частинкою. Швидкість рекомбінації

### 1. Вступ

Термічна запилена плазма, яка характеризується рівністю температур усіх компонент, в основному зустрічається в земних умовах у продуктах згоряння різних палив [1]. Однією з важливих проблем теорії запиленої плазми є проблема визначення заряду пилових частинок [2, 3]. Для вирішення цієї проблеми використовуються різні методи, які відображають специфіку задачі з тим або іншим ступенем адекватності. Розглянемо найбільш характерні роботи.

В роботі [4] для визначення заряду пилових частинок використано існування аналогії між процесом термойонізації пилових частинок та процесом йонізації атомів. Заряд атомів при йонізації змінюється не більш ніж на декілька одиниць заряду електрона, тому впливом екранування можна знехтувати й вважати, що електрони віддаляються на достатньо велику відстань (нескінченність) від йонів, що їх емітували. Такий самий підхід застосовано в роботі [4] при ви-

оцінюється в наближенні бінарних зіткнень ( $-an_en_p$ , де  $\alpha = \sigma v$ ,  $\sigma$  — поперечний переріз пилової частинки ( $\sigma \approx \pi r_p^2$ ), а  $v$  — середнє значення теплової швидкості відносного руху,  $n_p$  — середнє значення густини пилових частинок у плазмі). Рівняння балансу потоків дозволяє встановити зв'язок між середнім зарядом  $Z$  та середньою густиною електронів  $n_e$ :  $Z = kTr_p/e^2 \ln n_{es}/n_e$ . Цей результат фактично збігається з (1). У цій самій роботі величина  $n_e$  позичається з експериментальних даних (в принципі, вона припускає й теоретичне визначення), що дозволяє отримати оцінку величини заряду. Так, при  $n_e = 3,47 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_p = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$  та  $T = 3285 \text{ К}$  для частинок радіуса  $r_p = 10^{-4} \text{ см}$  отримано заряд  $Z = 1700$ .

Принципової відміни між розглянутими підходами немає, що можна побачити з [9, 10], де кінетичним шляхом отримано вираз для констант рівноваги, що використано в [4–7].

У роботах [11–15] здійснено спроби врахувати неоднорідний розподіл електронів навколо пилової частинки та вплив відповідного електричного поля на процес рекомбінації. В [11] ефекти екранування враховано в лінійному наближенні. В роботі [15] розглянуто відокремлену пилову частинку, а розподіл електричного поля в її околі визначено як розв'язок рівняння Пуассона в наближенні Дебая–Хюккеля.

Переліченим вище підходам властива суперечливість: уведення поняття “середньої густини” є некоректним, оскільки вважається, що електрони термоемісії віддаляються на нескінченність.

Тому природним чином виникли підходи, в яких вважається, що електрони термоемісії залишаються в обмеженій області, яка охоплює пилову частинку [16–20]. Ця область, яку ми називатимемо далі коміркою (the cell), є електронейтральною. Електрони можуть переходити з однієї комірки до іншої, однак середнє число електронів у кожній комірці за даних умов залишається фіксованим. Такий підхід дозволяє перейти до розгляду лише однієї пилової частинки в комірці, тобто зробити задачу одночастинковою. Зауважимо, що в рамках коміркових підходів уведення середньої густини емітованих електронів є цілком коректним.

В [16] розглядається система, що складається з однакових пилових частинок сферичної форми, емітованих ними електронів та буферного газу. Кожна пилова частинка знаходиться всередині електронейтральної сферично-симетричної комірки радіуса  $r_c$ . Розмір комірки визначається з геометричних міркувань як половина середньої відстані між пиловими

частинками:

$$r_c = \frac{1}{2} \left( \frac{3}{4\pi n_p} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

Пилові частинки мають однаковий заряд  $Ze$ . Електричне поле всередині комірки визначається шляхом розв'язання рівняння Пуассона чисельними методами з відповідними крайовими умовами. В [16] приймається, що на межі комірки перетворюються на нуль потенціал та напруженість електричного поля. Розглянуто випадки слабого та сильного екранування частинки електронною хмарою, для яких отримано апроксимаційні вирази для потенціалу електричного поля. В роботі [17] показано, що розв'язок електростатичної задачі для випадку слабого екранування ( $r_D \gg r_p$ ) при розрядженні підсистеми пилових частинок переходить у (1).

Для визначення електричного поля всередині комірки в [18, 19] розв'язується лінеаризоване рівняння Пуассона, яке доповнене двома крайовими умовами, що встановлюють: (i) рівність нулю напруженості електричного поля на межі комірки та (ii) зв'язок напруженості електричного поля на поверхні частинки з її зарядом.

Відзначимо, що крайова умова (i) є тривіальною (виходить з теореми Остроградського–Гаусса) та не повинна приводити до нових результатів. Не враховано також належним чином вплив електричного поля на процес заряджання пилових частинок.

В роботі [20], яка також ґрунтується на комірковому підході до опису властивостей запиленої плазми, використано поняття “потенціалу плазми” (“bulk plasma potential”), що уведено раніше тими самими авторами [21, 22]. Пропонується потенціал електричного поля  $\phi$  відлічувати від цього “потенціалу плазми”. Автори пояснюють такий відлік потенціалу тим, що тільки в цьому випадку можна покласти  $\phi(r)|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0$ . В попередніх роботах “потенціал плазми” означається так, щоб узгодити розподіл Больцмана з умовою електронейтральності плазми. Подібне твердження є некоректним, оскільки процес термоелектронної емісії з ізольованої частинки є нестационарним, та використання розподілу Больцмана є неможливим.

Питання про процеси заряджання та вплив на них ефектів екранування стало особливо актуальним після виявлення в термічній запиленій плазмі впорядкованих структур [23]. Цьому питанню присвячені, зокрема, й роботи [24–26], в яких вивчається вплив ефектів екранування на зарядку відокремленої частинки. В [24] чисельними методами вивчається пове-

дінка екранованого поля пиллової частинки, яке описано лінеаризованим рівнянням Пуассона. Показано, що суттєві відхилення від лінійної теорії екранування повинні очікуватися для частинок, радіус яких має порядок радіуса Дебая. В [25], також чисельними методами, досліджується динаміка процесів зарядки пиллової частинки за наявності зовнішніх джерел йонізації та з урахуванням фотоемісії з її поверхні. Заряд визначається з умови рівності потоків. Отримано густини електронів та йонів в околі пиллової частинки та заряд частинки як функцію часу. В [26] вивчається вплив меж на екранування точкової пиллової частинки.

Крім того, останнім часом знов почали звертатися до рівняння Саха як до засоба опису властивостей запиленої плазми [27, 28] (див. також [21, 22]). Це пояснюється простотою та фізичною прозорістю цього підходу. Тому уявляється очевидною необхідність детально дослідити питання щодо можливості застосування квазіхімічного підходу.

В даній роботі досліджується величина та дисперсія середнього заряду пиллових частинок у термічній плазмі. Для цього використовуються: (i) коміркове наближення та (ii) підхід, який ґрунтується на квазіхімічній моделі заряджання пиллових частинок. Буферний газ не враховується.

## 2. Означення комірки та енергія електростатичного поля

У цьому параграфі сформулюємо основні положення коміркової моделі та визначимо енергію електростатичного поля, що утворено зарядженою пилловою частинкою. Також розглянемо граничний випадок слабко зарядженої частинки.

### 2.1. Коміркова модель запиленої плазми

Розглянемо однакові пиллові частинки радіуса  $r_p$ , що знаходяться в рівновазі з електронами, які з них емітували, та мають середній заряд  $Ze$ . Будемо вважати, що навколо кожної частинки можна виділити електронейтральну комірку, радіус  $r_c$  якої визначається виразом (2). Умова електронейтральності комірки має вигляд

$$Ze + 4\pi \int_{r_p}^{r_c} \rho(\mathbf{r}) r^2 dr = 0, \quad (3)$$

де відстань  $r$  відраховується від центра частинки.

Припускається, що розподіли об'ємного заряду  $\rho(\mathbf{r})$  та потенціалу  $\phi(\mathbf{r})$  електростатичного поля всередині комірки мають сферичну симетрію:  $\rho(\mathbf{r}) \Rightarrow \rho(r)$ ,  $\phi(\mathbf{r}) \Rightarrow \phi(r)$ . Розподіл потенціалу описується в наближенні самоузгодженого поля: потенціал  $\phi(r)$  задовольняє рівняння Пуассона, в якому густина заряду  $\rho(r)$  визначається розподілом Больцмана.

Треба зауважити, що густина заряду в околі зарядженої частинки не завжди описується розподілом Больцмана. Так, воно є некоректним у нестационарних задачах, які відповідають зміні заряду пиллової частинки з часом. В цьому випадку доцільно використовувати методи нерівноважної термодинаміки, які запропоновано у [29, 30].

Для розв'язку поставленої у Вступі задачі звернемося до лінеаризованого рівняння Пуассона. Це виправдовується такими міркуваннями. Поведінка потенціалів, які є розв'язками лінеаризованого та нелінійного рівнянь Пуассона, є близькою при  $r_p < r < r_p + r_D$  та  $r_p + r_D < r < r_c$  ( $r_D$  – дебаївський радіус пиллових частинок). У другій області лінеаризоване рівняння Пуассона взагалі є цілком адекватним. Помітна різниця між потенціалами є суттєвою тільки при  $r \sim r_D$ . Ця обставина є важливою в задачах, в яких детальна поведінка потенціалу є визначальною. Для оцінки середнього заряду  $Z$ , згідно з використаним нами методом, потрібно розрахувати енергію електростатичного поля, яка є функціоналом від потенціалу. Тому “тонкі” деталі поведінки потенціалу не відіграють визначальної ролі.

У безрозмірному вигляді лінеаризоване рівняння Пуассона є

$$\Delta_{\tilde{r}} \psi(\tilde{r}) - \frac{1}{\lambda^2} \psi(\tilde{r}) = 0, \quad (4)$$

де  $\Delta_{\tilde{r}}$  – безрозмірна радіальна частина оператора Лапласа. Безрозмірні параметри дорівнюють:

$$\tilde{r} = \frac{r}{r_p}, \quad \varsigma = \frac{r_c}{r_p}, \quad \psi(\tilde{r}) = 1 + \frac{e\phi(\tilde{r})}{kT}, \quad (5)$$

де  $\varsigma$ ,  $\psi(\tilde{r})$  – відповідно безрозмірні радіус комірки та потенціал електростатичного поля всередині комірки,  $e$  – елементарний заряд,  $k$  – стала Больцмана. Величина  $\lambda$  – безрозмірний дебаївський радіус, який дорівнює

$$\lambda = \sqrt{\frac{1}{\tilde{n}_{e0}}}, \quad \tilde{n}_{e0} = \frac{n_{e0}}{n_*}, \quad n_* = \frac{kT}{4\pi e^2 r_p^2}, \quad (6)$$

де  $n_{e0}$  – середня густина електронів при  $\phi(r) = 0$ , тобто на межі комірки. Тут вважається, що екрану-

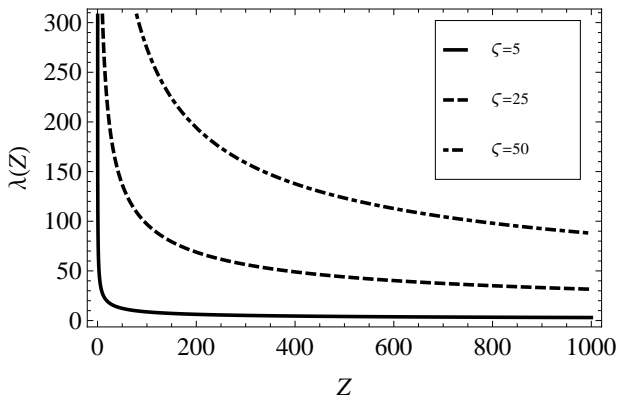


Рис. 1. Безрозмірний радіус Дебая  $\lambda(Z)$  при різних радіусах комірки  $\zeta$

вання частинки відбувається тільки електронами, які емітували з її поверхні.

Рівняння (4) доповнюється крайовими умовами на межі комірки та на поверхні пилової частинки:

$$\begin{cases} \psi(\zeta) = 1, \\ \left. \frac{\partial \psi(\tilde{r})}{\partial \tilde{r}} \right|_{\tilde{r}=1} = -\frac{Z}{Z_0}, \end{cases} \quad (7)$$

де  $Z_0 = kTr_p/e^2$  (для частинок радіуса  $10^{-4}$  см при температурі  $T = 3000$  К за порядком величин  $Z_0 \sim 10^2$ ). Розв'язок рівняння (4), який задовольняє крайові умови (7), має вигляд

$$\psi(\tilde{r}) = \frac{1}{\tilde{r}} \frac{(Z/Z_0)\lambda \operatorname{sh} \frac{\zeta-\tilde{r}}{\lambda} + \zeta (\lambda \operatorname{sh} \frac{\tilde{r}-1}{\lambda} + \operatorname{ch} \frac{\tilde{r}-1}{\lambda})}{\lambda \operatorname{sh} \frac{\zeta-1}{\lambda} + \operatorname{ch} \frac{\zeta-1}{\lambda}}. \quad (8)$$

Можна показати, що напруженість електричного поля

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\tilde{r}) = & \frac{1}{\tilde{r}} \frac{(Z/Z_0) \operatorname{ch} \frac{\zeta-\tilde{r}}{\lambda} - \zeta (\frac{1}{\lambda} \operatorname{sh} \frac{\tilde{r}-1}{\lambda} + \operatorname{ch} \frac{\tilde{r}-1}{\lambda})}{\lambda \operatorname{sh} \frac{\zeta-1}{\lambda} + \operatorname{ch} \frac{\zeta-1}{\lambda}} + \\ & + \frac{1}{\tilde{r}^2} \frac{(Z/Z_0)\lambda \operatorname{sh} \frac{\zeta-\tilde{r}}{\lambda} + \zeta (\lambda \operatorname{sh} \frac{\tilde{r}-1}{\lambda} + \operatorname{ch} \frac{\tilde{r}-1}{\lambda})}{\lambda \operatorname{sh} \frac{\zeta-1}{\lambda} + \operatorname{ch} \frac{\zeta-1}{\lambda}} \end{aligned} \quad (9)$$

(тут  $\tilde{E}(\tilde{r}) = eE(r)r_p/kT$ ) на межі електронейтральної комірки перетворюється на нуль. Це є природним наслідком теореми Остроградського-Гаусса. Отже, вибраних крайових умов (7) цілком достатньо для повного розв'язання електростатичної задачі, та розглядати крайову умову  $E(r_c) = 0$  замість  $\phi(r_c) = 0$  немає необхідності. Відзначимо, що  $\tilde{E}(\zeta) = 0$  з урахуванням залежності дебайвського радіуса  $\lambda$  від заряду частинки  $Z$  (див. наступний підрозділ).

Енергія електростатичного поля  $W_{el}$  може бути обчислена стандартним чином:

$$W_{el} = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E}^2 dV. \quad (10)$$

Проводячи всі необхідні обчислення, отримуємо, що безрозмірна енергія електростатичного поля  $\tilde{W}_{el}(Z) = W_{el}(Z)/kT$  має вигляд

$$\tilde{W}_{el}(Z) = \alpha Z^2/Z_0 - \beta Z + \gamma Z_0, \quad (11)$$

де коефіцієнти  $\alpha, \beta, \gamma$ , відповідно, дорівнюють

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\lambda \operatorname{sh} 2\frac{\zeta-1}{\lambda} + 2\lambda^2 \operatorname{ch} 2\frac{\zeta-1}{\lambda} + 2(\zeta - \lambda^2 - 1)}{8D}, \\ \beta &= \frac{\zeta [(\zeta - \lambda^2 - 1) \operatorname{sh} \frac{\zeta-1}{\lambda} + \lambda(\zeta - 1) \operatorname{ch} \frac{\zeta-1}{\lambda}]}{2\lambda D}, \\ \gamma &= \frac{\zeta}{8\lambda^2 D} \left[ \lambda [(\zeta - 4)\lambda^2 + \zeta] \operatorname{sh} 2\frac{\zeta-1}{\lambda} + \right. \\ & \left. + 2\lambda^2(\zeta - 1 - \lambda^2) \operatorname{ch} 2\frac{\zeta-1}{\lambda} + 2 [(\zeta^2 + \lambda^2)(\lambda^2 - 1) + \zeta] \right], \\ D &= \left( \lambda \operatorname{sh} \frac{\zeta-1}{\lambda} + \operatorname{ch} \frac{\zeta-1}{\lambda} \right)^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Коефіцієнти  $\alpha, \beta, \gamma$  неявним чином залежать від заряду пилової частинки  $Z$ . Щоб врахувати це, визначимо далі залежність  $\lambda(Z)$

### 2.2. Залежність дебайвського радіуса від заряду пилової частинки

Неважно переконалися, що рівняння електронейтральності (3) переписується у вигляді

$$\frac{Z}{Z_0} - \frac{1}{\lambda^2} \int_1^\zeta \psi(\tilde{r}) \tilde{r}^2 d\tilde{r} = 0. \quad (13)$$

Після підстановки розв'язку (8) у (13), знаходимо

$$\frac{Z}{Z_0} = \frac{1}{\lambda} \left[ (\zeta - \lambda^2) \operatorname{sh} \frac{\zeta-1}{\lambda} + \lambda(\zeta - 1) \operatorname{ch} \frac{\zeta-1}{\lambda} \right]. \quad (14)$$

Отримане рівняння встановлює залежність між безрозмірним дебайвським радіусом  $\lambda$  та середнім зарядом  $Z$  частинки. Відповідну залежність при різних

розмірах комірки  $\varsigma$  наведено на рис. 1, з якого видно, що з ростом розміру комірки (тобто при збільшенні середньої відстані між пиловими частинками) безрозмірний дебайвський радіус  $\lambda$  стає набагато більшим одиниці.

Оскільки  $\tilde{n}_{e0} = \lambda^{-2}$ , то рівняння (14) встановлює також залежність густини  $n_{e0}$  термоемісійних електронів на межі комірки від середнього заряду частинки  $Z$ . Знання величини  $n_{e0}$  дозволяє визначити середнє значення густини  $n_e$  електронів термоемісії в комірці:

$$n_e = \frac{4\pi}{V_c} \int_{r_p}^{r_c} n_e(r) r^2 dr, \quad (15)$$

де  $V_c = 4\pi(r_c^3 - r_p^3)/3$  – об'єм комірки, вільний від пилової частинки. Враховуючи  $n_e(r) \simeq n_{e0} \left(1 + \frac{e\phi(r)}{kT}\right)$ , отримуємо

$$n_e(Z) = \frac{3}{\varsigma^3 - 1} \frac{Z}{Z_0} n_* = \frac{3}{4\pi} \frac{Z}{r_c^3 - r_p^3}. \quad (16)$$

Зрозуміло, що обчислене середнє значення електронної густини  $n_e$  в комірці в граничному випадку  $\varsigma \rightarrow \infty$  повинно збігатися з  $n_{e0}$  (див. рис. 2), яке в цьому випадку буде мати зміст середньої густини електронів у системі.

Рівняння (14) значно спрощується у граничному випадку малих зарядів пилової частинки ( $Z \rightarrow 0$ ), що відповідає умові  $\lambda \rightarrow \infty$ . В цьому випадку з'являється малий параметр  $\sqrt{\tilde{n}_{e0}}$ , за яким можна розкласти праву частину рівняння (14) в ряд. З точністю до  $(Z/Z_0)^{3/2}$  отримаємо

$$\tilde{n}_{e0}(Z) \simeq \left(\frac{Z}{a_2 Z_0}\right) \left(1 - \frac{a_4}{a_2^2} \frac{Z}{Z_0}\right), \quad (17)$$

де  $a_2 = (\varsigma^3 - 1)/3$ ,  $a_4 = (\varsigma^5 - 5\varsigma^3 + 5\varsigma^2 - 1)/30$  – коефіцієнти при відповідних степенях  $\sqrt{\tilde{n}_{e0}}$ . Область застосовності асимптотичної формули (17) визначається нерівністю  $\tilde{n}_{e0} \ll a_2/a_4$ .

Таким чином, при  $\lambda \rightarrow \infty$  отримуємо залежність

$$\lambda(Z) \simeq \left(a_2 \frac{Z_0}{Z}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{a_4}{2a_2^2} \frac{Z}{Z_0}\right), \quad (18)$$

застосовну при  $\lambda \gg \sqrt{a_2/a_4}$ .

### 2.3. Поведінка потенціалу та енергії електростатичного поля при великому дебайвському радіусі ( $\lambda \gg 1$ )

У цьому граничному випадку отримані вирази для потенціалу (8) та енергії (11) електростатичного по-

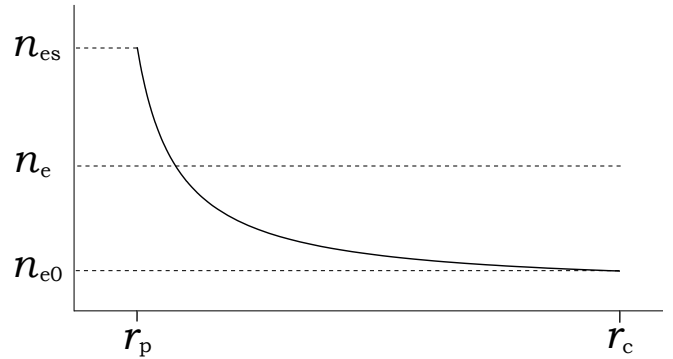


Рис. 2. Схематичний розподіл густини термоемісійних електронів в електронейтральній комірці. Тут  $n_{es}$  – рівноважна густина електронів поблизу поверхні частинки ( $r = r_p$ ),  $n_{e0}$  – густина електронів при  $\phi = 0$  ( $r = r_c$ ),  $n_e$  – середня густина електронів у комірці

ля помітно спрощуються. Покажемо, що при  $\lambda \rightarrow \infty$  приходимо до випадку, розглянутому у Додатку.

Дійсно, умова  $\lambda \rightarrow \infty$  еквівалентна  $Z \rightarrow 0$ . Тому, враховуючи (18) та розкладаючи (8) в ряд за  $Z$ , отримуємо (A3). Таку поведінку коміркового потенціалу було відзначено ще у роботі [17].

Вирази для  $\alpha$ ,  $\beta$  та  $\gamma$ , обмежуючись першим членом у розкладі, набувають вигляду

$$\alpha \simeq \frac{\varsigma - 1}{2\varsigma} + \dots, \quad \beta \simeq \frac{\varsigma^3 - 3\varsigma + 2}{2\varsigma(\varsigma^3 - 1)} \frac{Z}{Z_0} + \dots, \quad (19)$$

$$\gamma \simeq \frac{\varsigma^6 - 5\varsigma^3 + 9\varsigma - 5}{10\varsigma(\varsigma^3 - 1)^2} \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^2 + \dots$$

Отже, електростатична енергія (11) в наближенні  $\lambda \rightarrow \infty$  ( $Z \rightarrow 0$ ) дорівнює (A5). В граничному випадку  $\varsigma \rightarrow \infty$  енергія  $W_{el}$  переходить в енергію незаекранованої частинки:  $W_{el} \Rightarrow (Ze)^2/2r_p$ .

### 3. Модель квазіхімічної рівноваги

У цьому параграфі ми нагадаємо основні результати робіт [4–7] та проведемо узагальнення підходу, який було в них розвинуто. Для цього використаємо результати попереднього параграфа. Також побудуємо функцію розподілу частинок за зарядами, як це було зроблено у [7], але з урахуванням зроблених поправок, та визначимо дисперсію  $Z_D$  цього розподілу.

#### 3.1. Узагальнення на випадок екранованого поля

Відомо [31], що йонізаційна рівновага з термодинамічної точки зору є окремим випадком хімічної рівно-

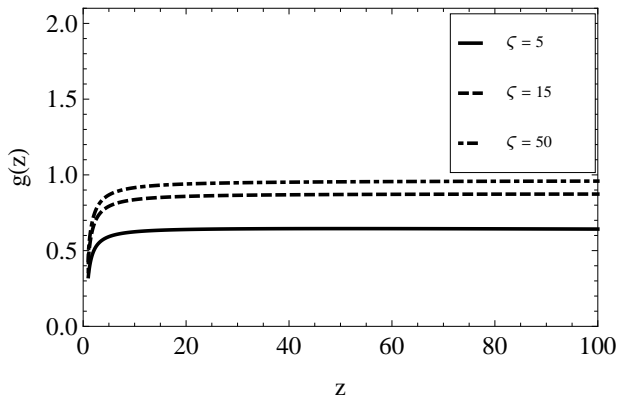


Рис. 3. Поведінка функції  $g(z)$  при різних значеннях безрозмірного радіуса комірки  $\zeta$

ваги, який відповідає одночасно протікаючим «реакціям йонізації», які можна подати у вигляді

$$A_0 = A_1 + e^-, \quad A_1 = A_2 + e^-, \quad \dots, \quad (20)$$

де символ  $A_0$  позначає нейтральний атом,  $A_1, A_2, \dots$  — одно-, дво- і т. д. кратно йонізовані атоми,  $e^-$  — електрон.

За припущенням, що така модель заряджання є справедливою й для пилових частинок, в роботах [5–7] отримано константи рівноваги

$$K_z = n_{es} \exp\left(-\frac{ze^2}{r_p kT}\right). \quad (21)$$

Множник  $ze^2/r_p$  у виразі (21), як вже відзначалося вище (див. Вступ), являє собою додаткову роботу, що здійснює електрон при переміщенні з поверхні частинки, яка має заряд  $z$ , на нескінченність.

Врахування впливу електричного поля становиться суттєвим у ряді випадків. Так, для частинок радіуса  $r_p = 10^{-5}$  см при  $Z = 100$  відношення множника  $Ze^2/r_p$  до роботи виходу  $W_0 = 2,75$  еВ виявляється рівним 0,52. Таке саме значення отримаємо й для частинок радіуса  $r_p = 10^{-4}$  см при  $Z = 1000$ . Таким чином, вплив електричного поля стає суттєвим (для частинок радіуса  $r_p = 10^{-5} - 10^{-4}$  см) при  $Z \sim 100 - 1000$ . Такі заряди є типовими для запыленої плазми.

Рівняння Саха  $n_p^{(z)} n_e / n_p^{(z-1)} = K_z$  дозволило подати середню густину пилових частинок з зарядом  $z$  у вигляді  $n_p^{(z)} = \prod_{i=0}^{z-1} K_i / n_e$ , а середні густини пилових частинок  $n_p$  та електронів термоемісії  $n_e$  у вигляді

$$n_p = \sum_{z=-\infty}^{\infty} n_p^{(z)}, \quad n_e = \sum_{z=-\infty}^{\infty} z n_p^{(z)}. \quad (22)$$

В указаних роботах з умови електронейтральності  $n_e = Z n_p$  було отримано вираз для середньої величини заряду  $Z$  пилових частинок:

$$Z = \frac{\sum_{z=-\infty}^{\infty} z \exp\left(-\frac{z(z-1)e^2}{2r_p kT} + z \ln \frac{n_{es}}{n_e}\right)}{\sum_{z=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{z(z-1)e^2}{2r_p kT} + z \ln \frac{n_{es}}{n_e}\right)}. \quad (23)$$

Рівняння (23) не є замкненим для визначення  $Z$ , оскільки величина  $n_e$  залишається невизначеною. В роботах [5–7] величина  $n_e$  була запозичена з експерименту. Крім того, ймовірність набування частинкою від’ємного заряду, очевидно, визначається тільки енергією електростатичної взаємодії. Тому при  $z \leq 0$  треба покласти  $n_{es} = n_e$ , та в (23) отримаємо  $\ln n_{es}/n_e = 0$ .

Узагальнемо результат (23) шляхом врахування: (i) існування кінцевої області (електронейтральної комірки); (ii) впливу ефектів екранування. Тоді константи рівноваги (21) будуть мати вигляд

$$K_z = n_{es} \exp\left(-\frac{W_{el}(z) - W_{el}(z-1)}{kT}\right), \quad (24)$$

де різниця  $W_{el}(z) - W_{el}(z-1)$  являє собою додаткову роботу, що здійснює електрон при переміщенні з поверхні частинки в електронну хмарку, яка оточує частинку.

На рис. 3 наведено залежність

$$\frac{W_{el}(z) - W_{el}(z-1)}{ze^2/r_p} \equiv g(z) \quad (25)$$

при різних розмірах комірки  $\zeta$ . З рисунка видно, що при  $\zeta \gg 1$ , тобто при відстані між пиловими частинками набагато більшій за їх радіус, функція  $g(z) \rightarrow 1$  та можна вважати, що електрони термоемісії віддаляються від частинок на нескінченність. Тому в разі  $r_c \gg r_p$  екрануванням можна знехтувати та використовувати константи рівноваги (21).

Константи рівноваги (24) приводять до результату:

$$Z = \frac{\sum_{z=-\infty}^{\infty} z \exp[f(z, Z)]}{\sum_{z=-\infty}^{\infty} \exp[f(z, Z)]}, \quad (26)$$

де

$$f(z, Z) = \begin{cases} -\tilde{W}_{el}(z), & z \leq 0; \\ -\tilde{W}_{el}(z) + z \ln \frac{n_{es}}{n_e}, & z > 0. \end{cases} \quad (27)$$

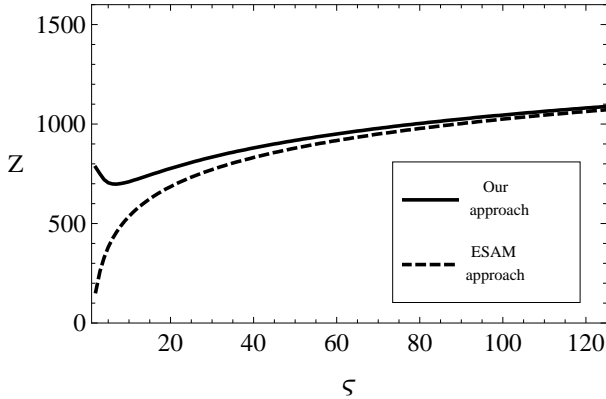


Рис. 4. Залежність середнього заряду  $Z$  пилових частинок  $\text{CeO}_2$  радіуса  $r_p = 5 \cdot 10^{-5}$  см від безрозмірного радіуса комірки  $\zeta$  при  $T = 2500$  К

Тут середня густина електронів термоемісії  $n_e$  в комірці є функцією середнього заряду пилових частинок  $Z$  (див. рівняння (16)).

Значення середніх зарядів пилових частинок  $\text{CeO}_2$  ( $W_0 = 2,75$  eV) при різних температурах та розмірах комірки (або, що те саме, при різних середніх відстанях між пиловими частинками) наведено в табл. 1–3.

Спочатку виконувався розрахунок заряду  $Z$  при заданих  $\zeta$ ,  $T$  та  $r_p$  за формулою (26) (колонка  $Z_{\text{cell}}$ ). При цьому самоузгоджено встановлювалося значення середньої густини електронів  $n_e$  в комірці за формулою (16). Далі розраховувалось значення заряду за «старою» формулою (23) (колонка  $Z_{\infty}$ ), де була використана розрахована величина  $n_e$ . Розрахунки виконувались за допомогою розробленого алгоритму на мові Java з використанням класу `BigDecimal` з пакета `Math`.

На рис. 4 показано залежність середнього заряду  $Z$  пилових частинок  $\text{CeO}_2$  радіуса  $r_p = 5 \cdot 10^{-5}$  см від безрозмірного радіуса комірки  $\zeta$  при  $T = 2500$  К. Видно, що при малих комірках роль неоднорідності є суттєвою, а зі збільшенням комірки формула (26) переходить у (23). Крім того, при  $\zeta \leq 5$  величина  $Z$  зменшується, а при  $\zeta > 5$  починає зростати. Такий результат пояснюється тим, що квазіхімічний підхід, який розглядаємо в даній роботі, є незастосовним для дуже щільних систем ( $\zeta \sim 1$ ).

### 3.2. Розподіл частинок за зарядами

Безсумнівною перевагою розглянутого підходу є можливість побудови функції розподілу пилових частинок за зарядами так, як це було зроблено в роботі [7],

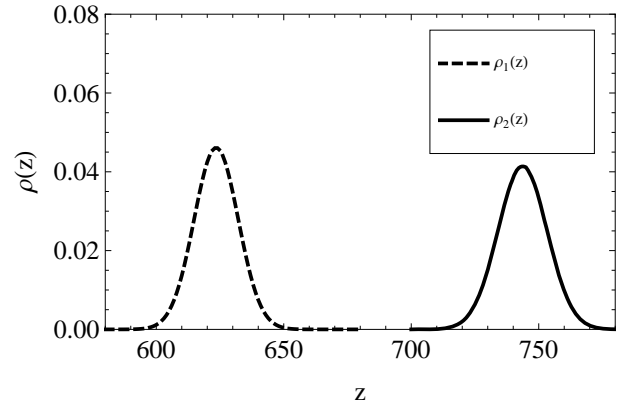


Рис. 5. Функції розподілу  $\rho_1(z)$  та  $\rho_2(z)$  при  $T = 2500$  К,  $r_p = 5 \cdot 10^{-5}$  см та  $\zeta = 15$

де було використано константи рівноваги (21). Так, в припущенні, що заряд частинок змінюється неперервно, було отримано

$$\frac{n_p^{(z)}}{n_p} = \frac{1}{\sqrt{2\pi Z_0}} \exp\left(-\frac{z(z-1)}{2Z_0} + z \ln \frac{n_{es}}{n_e}\right) \equiv \rho_1(z). \quad (28)$$

Дисперсія цього розподілу дорівнює  $Z_0 = kTr_p/e^2$ .

У комірковому наближенні закон розподілу заряду  $z$  пилових частинок визначається виразом

$$\frac{n_p^{(z)}}{n_p} = \frac{\exp[f(z, Z)]}{\sum_{z=-\infty}^{\infty} \exp[f(z, Z)]} \equiv \rho_2(z). \quad (29)$$

На рис. 5 наведено функції розподілу  $\rho_1(z)$  та  $\rho_2(z)$  при  $T = 2500$  К,  $r_p = 5 \cdot 10^{-5}$  см та  $\zeta = 15$ . Видно, що в область від'ємно заряджених частинок попадає нехтовна мала їх частина.

Дисперсія  $Z_D$  розподілу (29) може бути визначена стандартно:

$$Z_D = \mu_2 - \mu_1^2, \quad (30)$$

де  $\mu_i$  –  $i$ -й момент розподілу, що дорівнює

$$\mu_i = \sum_{z=-\infty}^{\infty} z^i \rho_2(z). \quad (31)$$

Для тих самих параметрів, як і на рис. 4, наведено залежність  $Z_D(\zeta)$ . Видно, що при малих радіусах комірки дисперсія  $Z_D$  дещо відрізняється від значення  $Z_0$ , а при  $\zeta \rightarrow \infty$  дисперсія  $Z_D(\zeta) \rightarrow Z_0$ .

**Т а б л и ц я 1.** Середнє значення заряду пилових частинок, розраховане за узагальненою формулою (26) та за формулою (23) при різних радіусах комірки  $\varsigma$  для різних радіусів частинок  $r_p$  та при температурі  $T = 2000$  К

$\varsigma$	$T = 2000$ К								
	$r_p = 10^{-4}$ см			$r_p = 5 \cdot 10^{-5}$ см			$r_p = 10^{-5}$ см		
	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$
5	757	$1,46 \cdot 10^{12}$	427	261	$4,02 \cdot 10^{12}$	153	13	$2,55 \cdot 10^{13}$	9
10	863	$2,06 \cdot 10^{11}$	662	338	$6,46 \cdot 10^{11}$	263	30	$7,10 \cdot 10^{12}$	24
15	942	$6,67 \cdot 10^{10}$	797	385	$2,18 \cdot 10^{11}$	328	40	$2,84 \cdot 10^{12}$	35
25	1061	$1,62 \cdot 10^{10}$	966	449	$5,49 \cdot 10^{10}$	410	54	$8,24 \cdot 10^{11}$	50
35	1149	$6,40 \cdot 10^9$	1078	495	$2,20 \cdot 10^{10}$	465	63	$3,53 \cdot 10^{11}$	60
50	1248	$2,38 \cdot 10^9$	1196	545	$8,33 \cdot 10^9$	523	74	$1,41 \cdot 10^{11}$	71
150	1582	$1,12 \cdot 10^8$	1562	713	$4,04 \cdot 10^8$	705	107	$7,57 \cdot 10^9$	106

**Т а б л и ц я 2.** Середнє значення заряду пилових частинок, розраховане за узагальненою формулою (26) та за формулою (23) при різних радіусах комірки  $\varsigma$  для різних радіусів частинок  $r_p$  та при температурі  $T = 2250$  К

$\varsigma$	$T = 2250$ К								
	$r_p = 10^{-4}$ см			$r_p = 5 \cdot 10^{-5}$ см			$r_p = 10^{-5}$ см		
	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$
5	1250	$2,41 \cdot 10^{12}$	676	472	$7,27 \cdot 10^{12}$	264	36	$7,01 \cdot 10^{13}$	23
10	1265	$3,02 \cdot 10^{11}$	955	520	$9,95 \cdot 10^{11}$	398	56	$1,35 \cdot 10^{12}$	45
15	1326	$9,38 \cdot 10^{10}$	1113	562	$3,18 \cdot 10^{11}$	474	68	$4,81 \cdot 10^{12}$	59
25	1441	$2,20 \cdot 10^{10}$	1308	627	$7,66 \cdot 10^{10}$	570	83	$1,27 \cdot 10^{11}$	77
35	1533	$8,54 \cdot 10^9$	1436	675	$3,01 \cdot 10^{10}$	633	94	$5,28 \cdot 10^{11}$	89
50	1641	$3,14 \cdot 10^9$	1571	731	$1,12 \cdot 10^{10}$	700	105	$2,01 \cdot 10^{11}$	102
150	2013	$1,42 \cdot 10^8$	1988	918	$5,20 \cdot 10^8$	907	143	$1,01 \cdot 10^{10}$	142

**Т а б л и ц я 3.** Середнє значення заряду пилових частинок, розраховане за узагальненою формулою (26) та за формулою (23) при різних радіусах комірки  $\varsigma$  для різних радіусів частинок  $r_p$  та при температурі  $T = 2500$  К

$\varsigma$	$T = 2500$ К								
	$r_p = 10^{-4}$ см			$r_p = 5 \cdot 10^{-5}$ см			$r_p = 10^{-5}$ см		
	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$	$Z_{\text{cell}}$	$n_{e0}, \text{см}^{-3}$	$Z_{\infty}$
5	1782	$3,43 \cdot 10^{12}$	933	705	$1,09 \cdot 10^{13}$	381	76	$9,27 \cdot 10^{13}$	44
10	1681	$4,02 \cdot 10^{11}$	1255	710	$1,36 \cdot 10^{12}$	536	97	$1,21 \cdot 10^{13}$	75
15	1719	$1,22 \cdot 10^{11}$	1434	744	$4,21 \cdot 10^{11}$	624	109	$3,71 \cdot 10^{12}$	93
25	1827	$2,79 \cdot 10^{10}$	1654	807	$9,87 \cdot 10^{10}$	733	125	$8,48 \cdot 10^{11}$	115
35	1922	$1,07 \cdot 10^{10}$	1797	858	$3,82 \cdot 10^{10}$	804	137	$3,21 \cdot 10^{11}$	129
50	2038	$3,89 \cdot 10^9$	1949	918	$1,40 \cdot 10^{10}$	879	151	$1,14 \cdot 10^{11}$	145
150	2447	$1,73 \cdot 10^8$	2415	1125	$6,36 \cdot 10^8$	1110	180	$1,27 \cdot 10^{10}$	178

#### 4. Обговорення результатів

У роботі наведено результати теоретичного дослідження впливу екранованого електричного поля на процес заряджання пилових частинок в термічній плазмі. Було використано такі наближення: (i) коміркова модель пилової плазми для опису розподілу електростатичного поля; (ii) квазіхімічний підхід для визначення середнього заряду пилових частинок, розподілу частинок за зарядами та дисперсії цього розподілу.

Введення електронейтральної комірки, яка охоплює частинку, дозволяє: (i) врахувати ту обставину,

що емітовані електрони залишаються в околі пилової частинки, а не віддаляються на нескінченність; (ii) задовільно описати розподіл потенціалу електростатичного поля зарядженої частинки. Завдяки уведенню комірки отримано замкнуту систему рівнянь для визначення середнього значення заряду  $Z$ : (14), (16) та (26).

Вплив неоднорідності в розподілі електростатичного поля істотний при  $g(z) < 1$ . На рис. 6 показано лінію, відповідну  $g(z) = 0,9$  при температурі  $T = 3000$  К та радіусі частинок  $r_p = 10^{-4}$  см. Вище цієї лінії (область I) знаходиться область густин



$n_p$  та зарядів  $z$ , у якій слід використовувати уточнені вирази для визначення середнього значення заряду пилових частинок. Нижче цієї лінії (область II) — впливом екранування можна знехтувати.

В роботі показано, що екранування приводить до збільшення середнього заряду пилових частинок в порівнянні з передбаченнями теорії, яка не враховує ефекти екранування. При збільшенні розміру комірки, тобто при збільшенні середньої відстані між пиловими частинками, узагальнений результат (26) переходить у відомий результат Айнбіндера–Сміта–Аршинова–Мусіна (23).

Для частинок радіуса  $r_p = 10^{-5}$  см відмінності в передбаченнях двох теорій практично несуттєві. Це пояснюється тим, що частинки таких розмірів набувають дуже малих зарядів ( $\sim 1$ ), та екранування не відіграє істотної ролі.

В експериментах [32] з частинками  $\text{CeO}_2$  ( $W_0 = 2,75$  eВ) середня густина частинок  $n_p$  варіювалася в межах  $(0,2-5,0) \cdot 10^7$  см $^{-3}$ , температура  $T$  — в межах 1700 – 2200 К. Виміряна середня густина електронів  $n_e$  змінювалася в межах  $(2,5-7,2) \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ . Середній радіус частинок був  $r_p = 4 \cdot 10^{-5}$  см. Нижня межа отриманого в експериментах середнього заряду  $Z \approx 500$ .

Для частинок вказаного радіуса та густиною  $n_p = 2 \cdot 10^6$  см $^{-3}$  безрозмірний радіус комірки дорівнює  $\zeta \approx 62$ . При температурі  $T = 2000$  К для середніх заряду та густини термоємисійних електронів згідно з (26) та (14) отримаємо відповідно  $Z \approx 442$  та  $n_e \approx 6,91 \times 10^9$  см $^{-3}$ ; дисперсія розподілу заряду згідно з (30) є  $Z_D \approx 49$ . При температурі  $T = 2200$  К знаходимо:  $Z \approx 560$ ,  $n_e \approx 8,76 \cdot 10^9$  см $^{-3}$  та  $Z_D \approx 55$ .

Розрахований середній заряд попадає в межі, що узгоджуються з експериментальним результатом ( $Z \approx 500$ ). Однак, розраховані густини електронів на порядок менші за експериментальні. Це, очевидно, пояснюється тим, що при розрахунку не враховується вплив йонізованого буферного газу. Тому порівняння результатів з експериментом не цілком є коректним.

Вивченню впливу екранування буферного газу буде присвячено окрему роботу.

Додамо також, що суттєве перевищення значення середнього заряду  $Z$  над  $Z_0$  супроводжується порушенням умови використання лінеаризованого рівняння Пуассона. Похибка отриманого значення середнього заряду  $Z$  зростає із зростанням величини  $Z$ , оскільки в цьому випадку внесок області, де важливими є ефекти нелінійності, теж зростає. Це буде детально досліджено у подальшому.

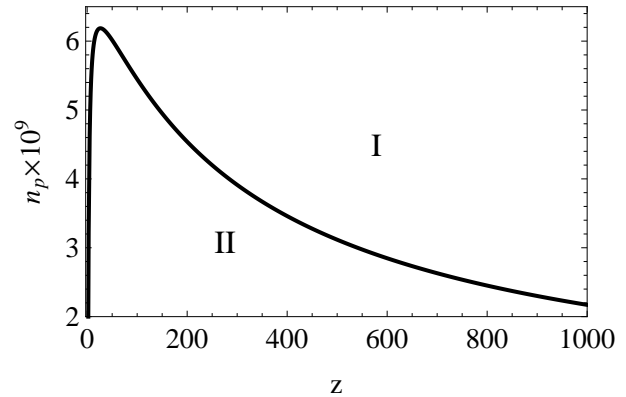


Рис. 6. Лінія, що відповідає значенням  $n_p$  та  $z$  (при  $T = 2500$  К та  $r_p = 5 \cdot 10^{-5}$  см), при яких виконується умова  $g(z) = 0,9$ . Область I відповідає  $g(z) < 0,9$ , а область II —  $g(z) > 0,9$

Автор висловлює подяку професору М.П. Маломужу, а також В.І. Засенку за корисне обговорення результатів роботи. Роботу було виконано при частковій підтримці Міністерства Освіти і Науки, Молоді та Спорту України (грант № 0112U001739909).

#### ДОДАТОК

##### Електричне поле слабко зарядженої сферичної частинки в комірці

Малим зарядам  $Z$  пилової частинки відповідає умова  $r_D \gg r_c - r_p$ . В цьому випадку об'ємна густина  $\rho$  електронів термоємисії в комірці має стале значення  $\rho = -en_e$ , де  $n_e$  — середня густина електронів у комірці, яка визначається очевидним співвідношенням

$$n_e = \frac{3}{4\pi} \frac{Z}{r_c^3 - r_p^3}. \quad (\text{A1})$$

Потенціал  $\phi$  задовольняє рівняння Пуассона

$$\Delta_r \phi = 4\pi en_e. \quad (\text{A2})$$

В безрозмірних змінних (5) рівняння (A2), доповнене крайовими умовами (7), має такий розв'язок:

$$\psi(\tilde{r}) = 1 + \frac{Z/Z_0}{\zeta^3 - 1} \left[ \frac{\zeta^3}{\tilde{r}} - \frac{3}{2}\zeta^2 + \frac{1}{2}\tilde{r}^2 \right]. \quad (\text{A3})$$

Цей вираз з точністю до позначень збігається з виразом, який було отримано в [16] для випадку слабкого екранування.

Для напруженості та енергії електростатичного поля слабко зарядженої частинки в комірці маємо відповідно:

$$\tilde{E}(\tilde{r}) = \frac{Z/Z_0}{\zeta^3 - 1} \left( \frac{\zeta^3}{\tilde{r}^2} - \tilde{r} \right), \quad (\text{A4})$$

$$\tilde{W}_{el} = \frac{1}{2} \frac{Z^2/Z_0}{(\zeta^3 - 1)^2} \left[ \zeta^6 - \frac{9}{5}\zeta^5 + \zeta^3 - \frac{1}{5} \right]. \quad (\text{A5})$$

Помітимо, що в розглянутому граничному випадку малих зарядів (коли відсутнє екранування) отримуємо строго  $\tilde{E}(\zeta) = 0$ .

1. P.K. Shukla, A.A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics* (IOP Publishing Ltd, 2004).
2. В.Е. Фортов, А.Г. Храпак и др., УФН **174**, 5 (2004).
3. G.E. Morfill, A.V. Ivlev, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1353 (2009).
4. Н. Einbinder, *J. Chem. Phys.* **26**, 4 (1957).
5. F.T. Smith, *J. Chem. Phys.* **28**, 746 (1958).
6. А.А. Аршинов, А.К. Мусин, Докл. АН СССР **120**, 4 (1958).
7. А.А. Аршинов, А.К. Мусин, Радиотехника и Электроника **5**, (1962).
8. А.А. Аршинов, А.К. Мусин, Докл. АН СССР **118**, 3 (1958).
9. M.S. Sodha, *J. Appl. Phys.* **32**, 2059 (1961).
10. M.S. Sodha, *Brit. J. Appl. Phys.* **14**, 172 (1963).
11. Е.В. Самуйлов, Теплофиз. Выс. Темп. **3**, 2 (1965).
12. Е.В. Самуйлов, Теплофиз. Выс. Темп. **4**, 2 (1966).
13. Е.В. Самуйлов, в сб. *Свойства газов при высоких температурах* (Наука, Москва, 1967).
14. Е.В. Самуйлов, в сб. *Физическая газодинамика ионизированных и химически реагирующих газов* (Наука, Москва, 1968).
15. Э.П. Зимин, З.Г. Михневич, В.А. Попов, *Труды Международного симпозиума по производству электроэнергии с помощью МГД-генераторов. Австрия, Зальцбург, 4–8 июля 1966 г.* (ВИНИТИ, Москва, 1968).
16. E.G. Gibson, *Phys. Fluids* **9**, 12 (1966).
17. Д.И. Жуховицкий, А.Г. Храпак, И.Т. Якубов, Химия плазмы **2**, 130 (Атомиздат, Москва, 1984).
18. В.И. Маренков, Физика Аэродисперсных Систем **33**, 142 (Высшая Школа, Киев, 1990).
19. В.И. Маренков, Вісник Одеськ. держ. ун-ту. **8**, 256 (2003).
20. V.I. Vishnyakov and G.S. Dragan, *Phys. Rev. E* **74**, 036404 (2006).
21. V.I. Vishnyakov and G.S. Dragan, *Ukr. J. Phys.* **49**, 2 (2004).
22. V.I. Vishnyakov and G.S. Dragan, *Ukr. J. Phys.* **49**, 3 (2004).
23. А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов, УФН **167**, 1215 (1997).
24. Т. Bystrenko and A. Zagorodny, *Ukr. J. Phys.* **47**, 4 (2002).
25. A. Zagorodny, V. Mal'nev, and S. Rumyantsev, *Ukr. J. Phys.* **50**, 5 (2005).
26. A.G. Zagorodny and A.I. Momot, *Ukr. J. Phys.* **51**, 1071 (2006).
27. M.S. Sodha, S.K. Mishra and S. Misra, *Phys. Plasmas* **16**, 123701 (2009).
28. M.S. Sodha and S.K. Mishra, *Phys. Plasmas* **18**, 044502 (2011).
29. О. Bystrenko, А. Zagorodny, *Phys. Rev. E* **67**, 066403 (2003).
30. I.L. Semenov, A.G. Zagorodny, and I.V. Krivtsun, *Phys. Plasmas* **18**, 103707 (2011).
31. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Т. V. Статистическая физика. Ч.1, 5-е изд., стереот.* (Физматлит, Москва, 2005).
32. В.Е. Фортов, А.П. Нефедов, О.Ф. Петров, А.А. Самарян, А.В. Чернышев, ЖЭТФ **111**, 2 (1997).

Отримано 27.01.12

#### ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ЭКРАНИРОВКИ НА ЗАРЯД ПЫЛИНКИ В ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Д.Ю. Мишагли

## Резюме

В работе исследовано влияние неоднородного экранированного электрического поля на процесс зарядки пылевых частиц в термической запыленной плазме. Электрическое поле заряженных частиц определено в рамках ячеечного подхода, с помощью которого задача приведена к одночастичной. В рамках модели квазихимического равновесия, которая обобщена на случай неоднородного экранированного электрического поля, получены средний заряд пылевых частиц, функция распределения частиц по зарядам и дисперсия этого распределения. Также получен критерий неоднородности  $g(z)$  электрического поля и показано, что влиянием эффектов экранирования можно пренебречь в случае разреженной подсистемы пылевых частиц (при  $r_c/r_p \gg 1$ ) и в случае частиц малых радиусов ( $r_p \sim 10^{-5}$  см).

#### THE INFLUENCE OF SCREENING EFFECTS ON THE GRAIN CHARGE IN A THERMAL DUSTY PLASMA

D.Yu. Mishagli

I.I. Mechnikov Odesa National University,  
Department of Theoretical Physics  
(2, Dvoryans'ka Str., Odesa 65026, Ukraine;  
e-mail: mishagli@onu.edu.ua)

## Summary

The influence of an inhomogeneous screened electric field on the charging of dust grains in a thermal dusty plasma is studied. The electric field of charged grains is considered within the cell approach, where the problem is reduced to a one-particle one. Within the model of quasichemical equilibrium, which is generalized to the case of an inhomogeneous screened electric field, we obtain the

value of mean charge of dust grains, the distribution function of grains over charges, and the variance of this distribution. We also give the criterion of an inhomogeneity  $g(z)$  of the electric field and

show that the influence of screening effects can be neglected in the case of the rarefied subsystem of dust grains (for  $r_c/r_p \gg 1$ ) and in the case of small-radius grains ( $r_p \sim 10^{-5}$  cm).