

В. І. Маренков

Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова

Наведена поляризація в запиленій плазмі з електричним струмом

В рамках статистичної чарункової моделі досліджено квазінейтральність стаціонарної запиленої плазми з електричним струмом. Опис багаточастинкової взаємодії кулонівських мікрополів і зарядів поляризованої ЗП шляхом осереднення за ансамблем чарунок зведено до ефективної електростатичної проблеми зарядової рівноваги індивідуальної КЧ та її електрон-іонної атмосфери. В термінах безрозмірних максвелівського та деполяризуючого електричних полів досліджено вплив поляризації ЗП на структуру кулонівських мікронеоднорідностей поблизу макрочастинок. Показано, що індукована зовнішнім електричним полем поляризація ЗП може продукувати умови для утворення регулярних структур макрочастинок у плазмі.

Вступ

Електричний струм в запиленій плазмі (ЗП) завжди виникає і підтримується в її об'ємі за рахунок дії зовнішніх електричних полів, створюваних джерелами термостату [1]. В установках сучасних високотемпературних технологій і виробництва (плазмохімічні реактори [2], пристрої для усталення та обробки поверхонь [3], електрофільтри, МГД- та ЕГД-генератори [4], тощо) зазвичай використовують стаціонарні режими функціонування, у яких підтримується певний стаціонарний розподіл електричного поля у робочому об'ємі (РО), заповненому плазмовим середовищем. При цьому, складний баланс електрон-іонних процесів у ЗП супроводжується встановленням локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) у плазмі і деякого рівня іонізації в кожній з її ЛТР-областей. Напруженість зовнішнього електричного поля та густина електричного струму регулюються зовнішніми (по відношенню до ЗП) чинниками, які спричиняють зміну локальних електрофізичних параметрів плазми в РО. Змінюються не тільки умови іонізації макрочастинок пилової компоненти ЗП, але (за рахунок їх адитивних внесків) і характер колективної електростатичної взаємодії кожної з них із самоузгодженим електростатичним полем. Зовнішніми джерелами підтримується як стаціонарний розподіл електричного струму в ЗП, так і локальне максвелівське поле, яке спричинює появу поля вектора поляризації плазмового середовища, і в кінцевому підсумку, зміну структури розподілу самоузгодженого потенціалу в областях ЛТР, та спряжені з нею загальні зміни осередненого рівня іонізації ЗП [5]. Поляризаційний відгук плазмової системи на зовнішнє електричне поле —

є слабо дослідженою і, в той же час, дуже актуальною, орієнтованою на запити впровадженнь, проблемою сучасної теорії властивостей гетерогенних плазмових систем. Невирішені аспекти даної проблеми: наведена поляризація макрочастинок та її вплив на рівень іонізації ЗП, складають мету і окреслюють напрямки досліджень проведених у даній роботі.

У розділі 1 дано постановку основної проблеми — у рамках фізичної моделі безпосередньо пов'язати термодинамічні та електрофізичні параметри запиленої плазми в умовах дії зовнішнього електричного поля. Вплив деполяризуючого поля на структуру кулонівських неоднорідностей ЗП досліджено у розділі 2. Комп'ютерну симуляцію електрофізичних характеристик ЗП в області термодинамічних параметрів діючих плазмових установок, що має на меті визначення внеску вектора поляризації в іонізаційні характеристики ЗП, проведено в 3-му розділі. У висновках увага акцентується на фізичному механізмі впливу наведеного дипольного моменту плазми на її електрофізичні параметри і мікроструктуру кулонівських неоднорідностей в околі індивідуальних частинок конденсованої дисперсної фази .

1. Статистична модель іонізації ЗП зі струмом в об'ємі

Частинки конденсованої дисперсної фази (КДФ) залучаються до процесу переносу заряду в ЗП двома чином: 1) переносять заряд безпосередньо, набуваючи, в залежності від власної полярності, осередненої швидкості у напрямку “вперед”- , або “проти” зовнішнього поля; 2) за рахунок зміни парціальних внесків окремих конденсованих частинок (КЧ) у рівень іонізації ЗП, спричинених зміною умов термоіонізаційної рівноваги КДФ у зовнішньому полі. Концентрація носіїв струму в електрон-іонній атмосфері КЧ і інші електрофізичні параметри ЗП — є функціями її власних термодинамічних параметрів і зовнішнього параметру — напруженості створюваного джерелами термостату електростатичного поля $\vec{E}_0$. В стаціонарних умовах зв'язок між локальними термодинамічними параметрами плазми та її осередненими за об'ємом електрофізичними характеристиками здійснюється на базі механізму кореляцій руху заряджених частинок у самоузгодженому електромагнітному полі системи. При відносно малих швидкостях “дрейфу” вільних зарядів ЗП у напрямку зовнішнього поля $\vec{E}_0$ кулонівське екранування в плазмі потерпає малі зміни, які у рамках статистичної моделі чарунк ЗП [6] можуть бути враховані шляхом використання нових межових умов для осередненої області електронейтральності плазми — чарунки C_ξ^z (рис.1). Оскільки теплова швидкість найбільш легких носіїв заряду ЗП — електронів, досягає при температурах $T \sim 1500 \div 5000$ К значень $\langle v \rangle \sim (3kT/m_e)^{1/2} \in 2.6 \div 4.8 \cdot 10^5$ м/с і на порядки перевищує осереднену швидкість їх направленої руху в полі $\vec{E}_0$, то фактично, як і в плазмі “без поля”, форма чарунки C_ξ^z зали-

шається сферичною для всіх можливих значень густини електричного струму в об'ємі ЗП. Однак, на відміну від рівноважної ЗП у відсутності зовнішнього поля, межева умова Неймана для самоузгодженого електростатичного потенціалу на поверхні електронейтральної чарунки C_{ξ}^z вже не буде тривіальною [7]. В результаті дії електричного поля $\vec{E}_0$ структурні елементи плазми набувають індукованого дипольного моменту і виникає її об'ємна поляризація, яку зазвичай характеризують осередненим за об'ємом вектором $\vec{d}$ — середнім значенням дипольного моменту одиниці об'єму гетерогенного плазмового середовища. Сумарна дія наведених диполів створює в об'ємі ЗП деполаризуюче поле, за рахунок якого напруженість результуючого макроскопічного поля плазми зменшується в ε разів, ε — діелектрична проникність плазми.

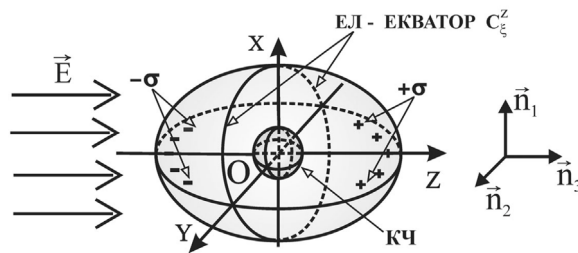


Рис. 1. Електронейтральна чарунка C_{ξ}^z ЗП при наявності зовнішнього електричного поля $\vec{E}_0$. Макроскопічне електричне поле плазми $\vec{E} \parallel \vec{n}_3$; $\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3$ — орти співпутної лагранжевої системи координат, пов'язаної з індивідуальною КЧ, σ — густина поляризаційних зарядів.

Похідна самоузгодженого потенціалу плазми за напрямком радіуса $\vec{r}$ визначатиметься проекцією осередненого максвелівського електричного поля в об'ємі ЗП на напрямок $(\vec{r}/r)$, який на межі сферичної чарунки співпадає з ортом зовнішньої нормалі C_{ξ}^z (див. рис. 1), тобто

$$\frac{\partial \varphi(\vec{r})}{\partial \vec{n} \Big|_{r_c}} = (\vec{\nabla} \varphi \cdot \vec{r}_c) / r_c = -|\vec{E}| \cdot \cos(\vec{n}_3, \vec{E}), \quad (1)$$

де $\vec{E}$ — макроскопічне електростатичне поле в об'ємі плазми, r_c — радіус чарунки. Аналогічна умова для похідної потенціалу за напрямком нормалі на поверхні макрочастинки набуває вигляду

$$\frac{\partial \varphi(\vec{r})}{\partial \vec{n}} \Big|_{r_p} = -\frac{ze}{r_p^2} - \frac{(\vec{E}_p \cdot \vec{r}_p)}{r_p} \quad (2)$$

z, r_p — зарядове число і радіус КЧ; e — елементарний заряд; $\vec{E}_p$ — осереднене за об'ємом макрочастинки максвелівське поле.

З використанням межових умов (1) — (2) проблема опису іонізації ЗП зі стаціонарним струмом в об'ємі формулюється в термінах електростатичної задачі про розподіл самоузгодженого потенціалу $\varphi(\vec{r})$ та осередненого об'ємного заряду в чарунці електронейтральності C_ξ^z плазми, поляризованої полем $\vec{E}_0$. Результируюче поле $\vec{E}$ пов'язується з осередненим вектором поляризації плазми (дипольним моментом одиниці об'єму ЗП) $\vec{d}$ за допомогою відомої з електростатики формули [8]

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \frac{4}{3}\pi \cdot \vec{d} \quad (3)$$

Дипольний момент електронейтральної чарунки C_ξ^z визначається сумою осереднених за часом дипольних моментів частинок плазми, що локалізуються у миттєвих чарунках електронейтральності C_ξ

$$\vec{P}_C = \sum_j \vec{d}_j \quad (4)$$

$\vec{d}_j$ — дипольні моменти окремих частинок ЗП, які попадають у миттєву електронейтральну область C_ξ в момент часу t . Отже поляризація плазмової системи буде

$$\vec{d} = \langle \vec{P}_C \rangle_t / C_\xi^z = \left\{ \sum_j \langle \vec{d}_j \rangle_t \right\} / C_\xi^z. \quad (5)$$

Встановивши зв'язок між макроскопічним електричним полем $\vec{E}$ в об'ємі ЗП, поляризацією плазми $\vec{d}$ та густиною електричного струму $\vec{j}$, матимемо замкнене формулювання завдання, щодо визначення впливу поляризації плазми індукованої зовнішнім електричним полем $\vec{E}_0$ на її електрофізичні характеристики. Електростатичне поле $\vec{E}_0$, створюване зовнішніми джерелами (джерелами термостату) змінюється в широких межах і завжди має певне значення, що дефінується тим, чи іншим режимом функціонування плазмової установки. При цьому, в залежності від умов протікання електричного

струму в РО, зайнятому ЗП, теж встановлюється деяке усталене значення макроскопічного поля $\vec{E}$. Осереднені заряди макрочастинок КДФ, локальні значення концентрацій частинок газових компонентів і розподіли локального максвелівського електричного поля в околах індивідуальних КЧ теж в даному випадку будуть характеризуватися певними усталеними осередненими значеннями. Тому в завданнях комп'ютерної симуляції станів термоіонізаційної рівноваги в ЗП буде доцільним нормувати значення макроскопічного поля $|\vec{E}|$ на модуль напруженості кулонівського електростатичного поля

зарядженої КЧ $|\vec{E}_Q| = \frac{|z| \cdot e}{r_p^2}$. Таке ж нормування можна провести і для моду-

ля деполаризуючого поля $\vec{E}_p$ на поверхні макрочастинок КДФ, з якою пов'язані локальні лагранжеві координати у чарунці електронейтральності (див. рис.1). Це, з одного боку, позбавляє нас від необхідності громіздких обчислень вектора поляризації ЗП і, з іншого — дає можливість в шкалі безрозмірних параметрів визначитись з відносним впливом поляризаційних ефектів на електрофізичні процеси в ЗП.

В фізичній моделі ЗП покладемо, що в межах чарунки зліченні концентрації електронів і іонів газової фази підпорядковані статистиці Больцмана. Вважаємо також, що ансамбль макрочастинок КДФ є представленим монодисперсними сферичними КЧ заданої концентрації n_p і радіусу r_p рівномірно розподіленими у газовій фазі плазмової системи. Температура частинок КДФ і газу T покладається відомою і разом з потенціалами іонізації газових компонентів — I_a , та роботою виходу електронів з поверхні речовини КЧ — W входить до набору визначальних параметрів ЗП, які задаються попередньо. Рівень Фермі електронної підсистеми вважається однорідним в екваторіальній площині чарунки, причому за початок відліку самоузгодженого електростатичного потенціалу плазми обирається його рівень на екваторіальній лінії “ЕЛ” чарунки C_ξ^z (рис. 1). Самоузгоджений потенціал для області значень $|\vec{r}_p| \leq |\vec{r}| \leq |\vec{r}_c|$, тобто в об'ємі зайнятому в чарунці газовою фазою, задовольняє рівнянню Пуассона-Больцмана

$$\nabla^2 \varphi(\vec{r}) = 4\pi e \cdot \left\{ n_{e0} \cdot \exp[e\varphi/(kT)] - \sum_i m_i \cdot n_{i0} \cdot \exp[-m_i \cdot e\varphi/(kT)] \right\}, \quad (6)$$

Застосовність (6) лімітується критерієм малості кінетичної енергії носіїв струму (електронів і іонів газової фази), що вони її набувають за рахунок взаємодії з макроскопічним полем між сусідніми зіткненнями, порівняно з середнім значенням їх теплової енергії в межах чарунки. n_{e0} , n_{i0} — відпо-

відно: концентрації електронів та іонів сорту “і” на межі чарунки; m_i — кратність іонізації іонів. Доповнене граничними умовами (1) і (2) та законами збереження маси для компонентів ЗП заданого сорту, рівняння (6) визначає розподіл потенціалу $\varphi(\vec{r})$ в околі виділеної макрочастинки КДФ в поляризованій плазмі. Перший інтеграл (6) дає розподіл локального електричного поля в C_ξ^z . Разом з умовами (3-5), дані щодо поляризуємостей частинок плазми дають можливість отримати замкнену систему рівнянь для визначення функції $\varphi(\vec{r})$, зарядового числа з КЧ та злічених концентрацій електронів і іонів в газовій фазі. Якщо підсистема частинок КДФ представлена монодисперсною фракцією сферичних емітерів, то розв’язок іонізаційних рівнянь ЗП значно спрощується, оскільки об’єм чарунки електронейтральності згідно з принципом симетрії співпадає з парціальним об’ємом на одну макрочастинку в плазмовій системі.

У наступному розділі наведено (з наголосом на суттєвих фізичних моментах модельного підходу) результати аналізу даних комп’ютерної симуляції впливу поляризаційних ефектів в ЗП на розподіл вільних зарядів поблизу макрочастинок КДФ.

2. Структура кулонівських неоднорідностей поляризованої ЗП

Для області визначальних параметрів, у якій потенціальна енергія електронів і іонів в екваторіальній площині чарунки мала порівняно з kT , рівняння Пуасона (6) допускає лінеаризацію. В цьому випадку, нормуючи радіальну координату за допомогою дебаєвської довжини електрон-іонного компонента плазми на екваторіальній лінії чарунки “ЕЛ” (рис.1)

$$r_D = \alpha^{-1} = \left\{ \frac{4\pi e^2}{kT} \left(n_{e0} + \sum m_i^2 \cdot n_{i0} \right) \right\}^{-1}, \quad (7)$$

а потенціальну енергію зарядів (і всі інші “енергетичні” величини) на теплову енергію kT , рівняння Пуасона-Больцмана в термінах безрозмірних величин

$$\Psi = \left[e\varphi \cdot (kT)^{-1} + \alpha \right]; \quad \alpha = \left(n_{e0} - \sum m_i^2 \cdot n_{i0} \right) \cdot \left(n_{e0} + \sum m_i^2 \cdot n_{i0} \right)^{-1}; \quad \chi = \alpha r; \quad (8)$$

запишемо

$$\frac{1}{\chi^2} \frac{d}{d\chi} \left(\chi^2 \frac{d\Psi}{d\chi} \right) + \frac{1}{\chi^2 \cdot \sin\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin\theta \frac{d\Psi}{d\theta} \right) = \Psi \quad (9)$$

З врахуванням циліндричної симетрії завдання, межових умов (1-2) та співвідношень (3-5), аналітичний розв'язок (9) було одержано в [7] у вигляді розкладу за базисом модифікованих сферичних функцій Бесселя напівцілого порядку

$$\Psi(\chi, \theta) = \sqrt{\pi/(2\chi)} \cdot \sum_{m=0}^1 P_m(\cos \theta) \cdot [Q_m I_{m-1/2}(\chi) + S_m I_{-m-1/2}(\chi)], \quad (10)$$

де: μ — полярний кут співпутної сферичної системи координат пов'язаної з КЧ, полярна вісь якої співпадає з віссю OZ; $P_m(\cos \theta)$, $I_{\pm(m+1/2)}$ — поліноми Лежандра та модифіковані сферичні функції Бесселя напівцілого порядку [9-10]; Q_m , S_m , $m=1, 2$ — коефіцієнти розкладу (10), обчислюються на основі межових умов (1-2) за формулами:

$$\begin{aligned} Q_0 &= \kappa \left[2\alpha \cdot \chi_a \cdot ch(\chi_p) - \chi_a \chi_p sh(\chi_p) - \frac{z \cdot e^2}{kT/\kappa} \cdot ch(\chi_p) \right] \times \\ &\quad \times \left[\chi_a \cdot ch(\chi_a - \chi_p) + sh(\chi_a - \chi_p) \right]^{-1}; \\ S_0 &= \alpha \cdot \left[\chi_p \cdot ch(\chi_p) - \chi_a \cdot sh(\chi_p) + \frac{z \cdot e^2}{kT/\kappa} \cdot sh(\chi_a) \right] \times \\ &\quad \times \left[\chi_a \cdot ch(\chi_a - \chi_p) + sh(\chi_a - \chi_p) \right]^{-1}; \\ Q_1 &= \frac{eE\chi_a^3}{ckT} \cdot \left\{ [2\chi_p \cdot sh(\chi_p) - 2ch(\chi_p) - \chi_p^2 \cdot ch(\chi_p)] - \right. \\ &\quad \left. - [ch(\chi_a) - \chi_a \cdot sh(\chi_a)] \right\} D^{-1}; \\ S_1 &= \frac{eE\chi_a^3}{ckT} \cdot \left\{ [2\chi_p \cdot ch(\chi_p) - 2sh(\chi_p) - \chi_p^2 \cdot sh(\chi_p)] - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\chi_p^3 \cdot E_p}{\chi_a^3 \cdot E} \cdot [sh(\chi_a) - \chi_a \cdot ch(\chi_a)] \right\} \cdot D^{-1}; \\ D &\equiv \left\{ ch(\chi_a - \chi_p) \cdot [\chi_a \chi_p^2 + 2 \cdot (\chi_a - \chi_p)] + \right. \\ &\quad \left. + sh(\chi_a - \chi_p) \cdot [\chi_a \chi_p + \chi_p \cdot (\chi_a - \chi_p) - 2] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Напруженість локального електричного поля в стаціонарній плазмовій системі зі струмом, як і у випадку плазми “без поля”, визначається градієнтом потенціалу (10)

$$\vec{E}(\chi, \theta) = - \sum_{j=1}^3 \left[\frac{\partial \Psi}{\partial \chi} \cdot \frac{\partial \chi}{\partial x_j} + \frac{\partial \Psi}{\partial \cos \theta} \cdot \frac{\partial \cos \theta}{\partial x_j} \right] \cdot \vec{n}_j \quad (12)$$

Співвідношення (10-12) визначають розподіли потенціалу і напруженості локального максвелівського поля в C_ξ^z , тобто фактично задають мікроструктуру локальних кулонівських неоднорідностей поблизу КЧ в слабоіонізованій ЗП поляризованій зовнішнім електричним полем. Для завдань комп'ютерного моделювання електрофізичних параметрів ЗП з суттєвою іонізацією компонентів та в умовах дії сильних зовнішніх електричних полів (які поблизу КЧ досягають значень, що порівнюються з локальними) на алгоритмічній мові MS-Fortran було розроблено комплекс програм плазмової симуляції RIGPM. В основу алгоритмів розв'язку рівняння (6) покладено модифіковані методи “матричної прогонки” для обмежених 2D-областей означення потенціалу Ψ [11-12]. Проекції локального електричного поля на координатних вісі і саме поле (модуль його напруженості) визначаються з врахуванням формул (8,10-12) за допомогою співвідношень

$$E_j = -\frac{\partial \Psi}{\partial x_j} = -(\vec{\nabla} \Psi \cdot \vec{n}_j), \quad j = 1, 2, 3;$$

$$E(\vec{r}) \equiv |\vec{E}(\vec{r})| = \sqrt{\sum_{j=1}^3 (\partial \Psi / \partial x_j)^2}. \quad (13)$$

Індекс “j” нумерує вісі координат, $\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3$ – орти координатних вісей OX, OY, OZ (див. рис. 1). На рис. 2 а), б), в) представлені дані розрахунку “повздожнього” (у напрямку $\vec{E}_0$) компоненту напруженості локального поля $E_z(r, \theta)$ слабоіонізованої ЗП в умовах стаціонарного електричного поля зовнішніх зарядів, модуль якого становить відповідно 0.1, 0.5 та 0.9 величини кулонівського поля $E_Q = ze/r_p^2$ центральної макрочастинки КДФ у чарунці. Розподіли z-компоненту E_z визначено в перетині чарунки C_ξ^z координатною площиною YZ . Внаслідок циліндричної симетрії завдання, ці розподіли залишаються незмінними для довільних перетинів C_ξ^z площиною, що проходить через вісь OZ (див. рис. 1.). У слабкому зовнішньому полі, осереднене макроскопічне поле ЗП $\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_1$ ($\vec{E}_1$ – деполяризуюче поле, величина якого пропорційна поляризації) приймає малі за модулем значення порівняно зі значеннями кулонівського поля уєднаної КЧ із зарядом ze . В даному випадку зміни z-компоненту локального електричного поля $\vec{E}(\chi, \theta)$ спричинені взаємодією поляризації ЗП та поля $\vec{E}$ теж будуть

незначними, і помітно проявляються тільки в області $\chi \leq 3r_p$, $\theta > 120^\circ$ (рис.2, а) та 2, б)). Нелінійне екранування КЧ (в умовах суттєвого значення зовнішнього поля $E = 0.9 \cdot E_0$, рис. 3, в)) породжує значні неоднорідності у розподілі локального поля $E_z(\chi, \theta)$ в чарунці C_ξ^z . Потенціальна енергія взаємодії макроскопічного поля $\vec{E}$ і вектора об'ємної поляризації ЗП (5) у цій області перевищує kT , що призводить до суттєвої перебудови “картини” силових ліній локального електричного поля в межах електронейтральної чарунки (див. рис. 3, б); 3, в)) та безпосередньо відбивається на розподілах густини електрон-іонного компоненту в об'ємі чарунки. Парціальний внесок поляризаційної складової потенціальної енергії зростає та спричинює все більш суттєві неоднорідності градієнтів поля на периферії електронейтральних чарунок плазми.

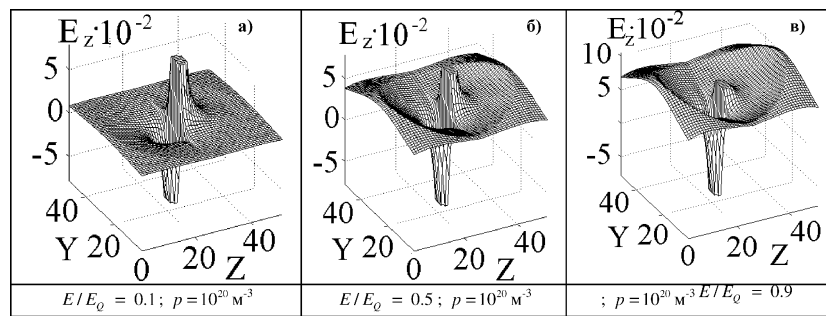


Рис. 2. “Повздовжній” компонент напруженості локального електричного поля у чарунці електронейтральності ЗП. а), б), в) — відповідають нарощуванню зовнішнього поля та відносному зростанню модуля макроскопічного поля ЗП $\vec{E}$

Комп'ютерний експеримент

В загальному випадку рівняння Пуасона (6) з граничними умовами (1) і (2) розв'язків у квадратурах не має. При суттєвій неоднорідності розподілу потенціалу інтеграл (6) можна отримати методом “розділу об'єму чарунки на області нелінійного та лінійного екранування” [10], або за допомогою метода сіток на обмеженому 2D-інтервалі радіальної та кутової змінних [11]. Обидва вказані методи було долучено до алгоритмів пакету RIGPM, що дозволило провести комп'ютерне моделювання станів ЗП в широкому діапазоні визначальних термодинамічних параметрів, який охоплює практично всю характерну для впроваджень область температур і тисків, і у якій ще є можливим співіснування газової фази та частинок КДФ. Інтеграл радіальної складової локального максвелівського поля за поверхнею чарунки виз-

начає потік вектора напруженості електростатичного поля через S_C , який згідно з теоремою Остроградського-Гауса, в свою чергу, визначається зарядом частинок, що локалізуються в C_{ξ}^z , і повинен для кожної електронейтральної частинки обертатись до нуля. Цей верифікаційний критерій завжди застосовувався для оцінок точності та стабільності функціонування програм RIGPM, причому відносна точність розрахунків потенціалу і мікрополів складала 10^{-12} .

В умовах лабораторного експерименту або в технологічних плазмових установках необхідних інтегральних рівнів іонізації ЗП досягають шляхом зміни концентрації атомів, що легко іонізуються (лужних домішок), в газовій фазі ЗП, або підвищуючи парціальний дисипативний внесок у внутрішню енергію ЗП (зазвичай омичний внесок Джоулевого тепла при протіканні струму через плазму [2,10]). Причому інтервал можливих значень концентрацій носіїв струму в газовій фазі (електронів і іонів) є попередньо відомим. У завданнях комп'ютерного моделювання, які мають на меті вивчення механізму впливу поляризації компонентів ЗП на її іонізацію, весь спектр допустимих рівнів іонізації ЗП може бути "просканиваний" за допомогою програм комплексу RIGPM. Таким чином, з'являється можливість в рамках комп'ютерного експерименту, що ґрунтується на рівняннях запропонованого модельного підходу, змінюючи сумарну концентрацію іонів та електронів p , з одного боку — "відстежити" вплив поляризаційних ефектів на електрофізичні параметри ЗП, з іншого — визначити потенціальну взаємодію її зарядів і електричного поля.

Повномасштабні розрахунки розподілу самоузгодженого потенціалу та локальної напруженості електричного поля в околі індивідуальних макрочастинок КДФ було проведено для стандартних умов реально діючих плазмових установок, які використовують плазму продуктів згоряння або електричного вибуху провідників [1-2,5]:

$$T \in [1000, 5000] \text{ K}; \quad p \in [10^8, 10^{22}] \text{ м}^{-3}; \quad n_p = [10^{11}, 10^{20}] \text{ м}^{-3};$$

$$r_p = [10^{-9}, 10^{-5}] \text{ м}; \quad I_a, W \in [2, 8] \text{ еВ};$$

$$\alpha \in [-1, +1]; \quad \tilde{E} \equiv |E/E_Q| \in [0, 1]; \quad \tilde{E}_p \equiv |E_p/E_Q| \in [0, 0.08]$$

(T — температура, p — зліченна концентрація електронів і іонів в газовій фазі; n_p — концентрація частинок КДФ; I_a — потенціал іонізації молекул або атомів газу; W — робота виходу електронів для речовини КЧ; α згідно з (5) задає співвідношення густини компонентів електрон-іонної атмосфери позитивної та негативної поляриностей; $\tilde{E}$ та $\tilde{E}_p$ — модулі напруженостей макроскопічних полів ЗП і КЧ нормовані на кулонівське поле макрочастинок. Типовий варіант результатів комп'ютерної симуляції електрофізичних параметрів (потенціалу і локального поля) для ЗП зі струмом та наведеною зовнішнім полем $\vec{E}_0$ поляризацією представлено на рис. 3. Триади рисунків

3 а), б), в); 3 г), д), е) та 3 є), ж), з) отримано за допомогою програм пакету RIGPM для фіксованого набору визначальних параметрів ЗП ($T = 2600 \text{ K}$; $n_p = 10^{16} \text{ м}^{-3}$; $p = (n_{e0} + n_{i0}) = 10^{19} \text{ м}^{-3}$; $r_p = 1 \cdot 10^{-7} \text{ м}$; $\alpha = 0.8$; $W = 4.7 \text{ eV}$). Дані для кожної з них обчислено для певного співвідношення осередненої напруженості максвелівського електричного поля в об'ємі плазми та напруженості кулонівського поля КЧ і заданих значень густини електрон-іонної атмосфери макрочастинки (відповідні значення модуля макроскопічного поля $\tilde{E} = E/E_0$ та концентрації p наведені знизу, під кожною з груп рисунків). Залежності самоузгодженого потенціалу потенціалу та локального електричного поля на рис 3,а) + 3, з) є охоплюють весь інтервал зміни полярного кута $\theta \in [0, \pi]$ та радіальної координати $\tilde{r} = r/r_p$, яка для означеного вище набору визначальних термодинамічних параметрів ЗП змінювалась у межах відрізка $[\tilde{r} \in 1, 8]$. Як видно з рисунків, падіння самоузгодженого потенціалу в напрямку зовнішнього поля $\vec{E}_0$ (відображується на рисунках 3,в); 3,е); 3, з) кривими "1") є найбільш різким, та, у випадку слабкої іонізації ЗП, при великих значеннях $\tilde{r} > 3$ — практично лінійне. Отже на периферії чарунк в слабо-іонізованій ЗП складові градієнту концентрацій газових іонів у напрямку $\vec{E}_0$ теж будуть лінійними. Для $\theta = \pi/6, \pi/3, \pi/2$ падіння потенціалу $\Psi(\tilde{r}, \theta)$ має аналогічний характер, але ділянки його лінійного ходу вкорочуються. У напрямках "проти поля" $\vec{E}_0: \theta = 2\pi/3, 5\pi/6, \pi$ на радіальних залежностях Ψ добре видно наявність локальних мінімумів потенціалу. Їх існування спричинене деполяризуючим полем в об'ємі ЗП, яке разом з власним полем позитивної КЧ "протиіде" зовнішньому полю $\vec{E}_0$. В стаціонарних точках така протидія обертає до нуля радіальну компоненту локального електричного поля в чарунці, і вільні заряди електрон-іонної атмосфери КЧ поблизу екстремальних точок не набувають радіальних прискорень. Фізично це призводить до накопичення протиіонів макрочастинок поблизу точок екстремуму Ψ . Зростання зовнішнього поля підсилює даний ефект, причому пропорційне зростання зовнішнього поля та іонізації ЗП у випадку нелінійного екранування КЧ (рис. 3, з)) призводить до значних неоднорідностей розподілу зарядів в периферійних областях чарунки $\chi \leq \chi_a$ при відносному зменшенні градієнтів Ψ її внутрішній області. Підвищення іонізації ЗП є спряженим із зростанням заряду індивідуальних КЧ, що у свою чергу спричинює зростання деполяризуючого поля ЗП та призводить до значної трансформації структури розподілу об'ємного заряду в електрон-іонній атмосфері КЧ. Порівняння 1-ї, 2-ї та 3-ї триад рисунків 3 дає наочне уявлення щодо якісних і кількісних

змін у розподілах потенціалу і напруженості локального електричного поля в чарунці електронейтральності ЗП. Вказані зміни, як показує комп'ютерний експеримент, носять загальний характер, відтворюються в широкому діапазоні параметрів плазми і є стимульованими взаємодією зовнішнього поля $\vec{E}_0$ та наведеної поляризації макрочастинок КДФ і їх електрон-іонних атмосфер.

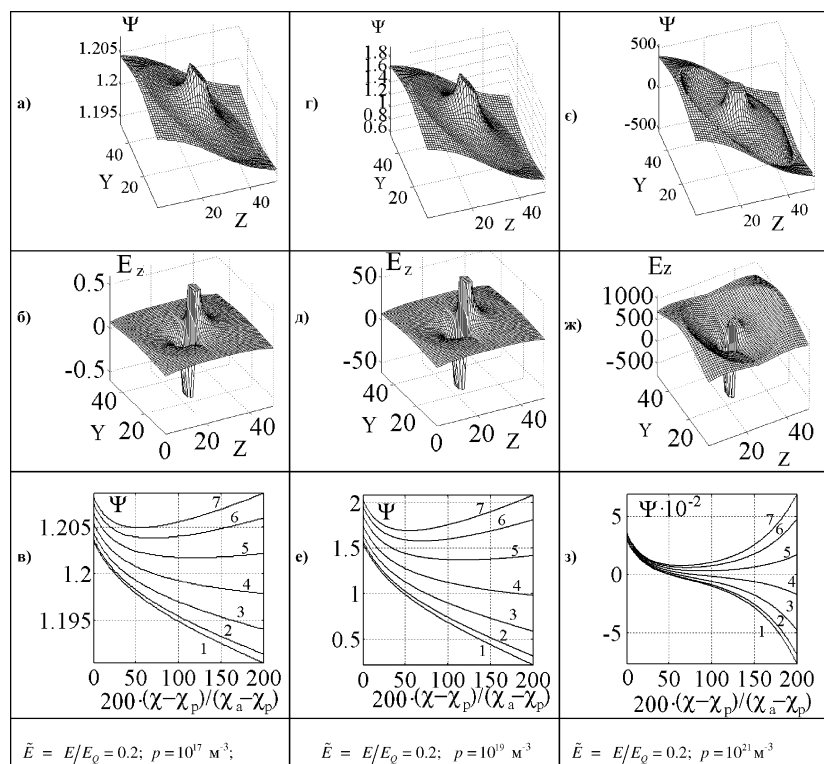


Рис. 3. 2D-графіки самоузгодженого потенціалу та модуля z-компоненту напруженості локального електричного поля в околі макрочастинки КДФ у запиленій плазмі зі струмом, поляризованій електростатичним полем джерел термостату

У напрямках "назад" ($\theta = \pi, 5\pi/6, 2\pi/3$) у всіх випадках спостерігається наявність локальних мінімумів потенціалу $\Psi(r, \theta)$ за радіальною координатою. Причому, зростання рівня іонізації ЗП разом з відповідним (у

стільки ж разів) зростанням напруженості максвелівського електричного поля, призводить до відносного “поглиблення” мінімуму (зниження значення потенціалу в стаціонарній точці за радіальною координатою χ порівняно з максимальним). В сильному зовнішньому полі суттєво іонізована ЗП стає “більш однорідною” поблизу індивідуальних КЧ, і, в той же час, має більш різкі зміни градієнтів злічених концентрацій зарядів газових компонентів в електрон-іонній атмосфері макрочастинки на периферії чарунки (див. рис.3, є), 3,ж), 3,з))

Висновки

Фізично нелінійність розподілу густини екрануючого заряду поблизу межевої поверхні чарунок C_{ξ}^z зумовлена конкуруючою взаємодією внесків в локальне електростатичне поле макрочастинок, зарядів термостату та наведеної поляризації ЗП. Зростання зовнішнього поля ЗП посилює призводить до зростання поляризації, отже зростає напруженість деполаризуючого поля за рахунок якого і підсилюється вказаний ефект. Дані комп’ютерної симуляції (див. рис. 2 та рис.3) підтверджують цей висновок.

Слід зазначити, що “паралельне” зростання ефективного значення наведеного дипольного моменту зарядженої макрочастинки $\vec{d}_p$ та макроскопічного максвелівського поля $\vec{E}$ ЗП зі збільшенням модуля зовнішнього поля $\vec{E}_0$ підвищує парціальний внесок потенціальної енергії ЗП в термодинамічні потенціали. При деяких рівнях поляризації “частикового” компоненту енергії взаємодії дипольного моменту індивідуальної КЧ з полем $\vec{E}$ стає порівнюваною і перевищує kT . В цьому випадку колективізована взаємодія зарядів поляризованої плазми і електричного поля відіграє вирішальну роль у механізмі виникнення регулярних структур макрочастинок в об’ємі ЗП в умовах дії зовнішнього поля, що їх виявлено в натурних експериментах [15-17].

Література

1. Цытович В.Н., Морфилл Г.Е., Томас В.Х. Комплексная плазма: I. Комплексная плазма как необычное состояние вещества // Физика плазмы. — 2002. — Т. 28, № 8. — Р. 675-708.
2. Dusty Plasmas: Physics, Chemistry, and Technological Impact in Plasma Processing Andre Bouchoule (Editor), John Wiley & Sons, Inc. — 1999. — 418 p.
3. Yu.Yu.Protasov, Telekh V.D., Chuvashev S.N. The Gasdischarge electronics/ Ed. Yu. S. Protasov — М.: Р.Н. ВМSTU, 2002. — 723 p.
4. Маренков В.І. Вплив електронних та діелектричних властивостей металу на іонізацію гетерогенної плазми, утвореної буферним газом та ансамблем емітуючих металевих макрочастинок // Вісник Одеського державного університету. — 2000. — Т.5, Вип.3. — С. 202-208.

5. Marenkov V.I. Polarization Influence on the Aerosol Plasma Ionization // *Journal of Aerosol Science*. — 2001. — Vol.32, Sup. 1. — P. S995 — S996.
6. Marenkov V.I. Statistical Description of Ionization State in Combustion Aerosols // *Journal of Aerosol Sci.* — 1995. — Vol. 26, Sup.1. — P. S621 — S692.
7. Маренков В.І. Структура кулонівських неоднорідностей запиленої плазми, поляризованої зовнішнім електростатичним полем // *Вісник Одеського державного університету*. — 2003. — Т.5, Вип.6. — С. 256-265.
8. Abramowitz, M. and Stegun, I. A. (Eds.). “Modified Spherical Bessel Functions.” §10.2 in *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, 9th printing. — New York: Dover, 1972. — P. 443-445.
9. Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A., and Vetterling W. T. “Bessel Functions of Fractional Order, Airy Functions, Spherical Bessel Functions.” §6.7 in *Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing*, 2nd ed.- Cambridge, England: Cambridge University Press, 1992.-P. 234-245.
10. Marenkov V.I. Connection of the Particles Charges with their Size Distribution in Dusty Plasma Systems. — *Physics of Low Temperature Plasma 03, Seminar on Technological Applications of Plasma, Workshop on Application of the Low Temperature Plasma in the Power Engineering, PLTP-03, Kyiv, Ukraine, May 11-15, 2003*. — Kyiv, 2003. — P.9-1-89-i.
11. Marenkov V.I. Chapskyy E. Influence of the Polarization on the ionization of a Dusty Plasma.- 2nd International Conference *Physics of Liquid Matter: Modern Problems (PLM MP Kyiv 2003)*, September 12-15, 2003. — Kyiv, Ukraine. — P.1-27.P.
12. Pieper J. B., Goree J., and Quinn R. A. Experimental studies of two-dimensional and three-dimensional structure in a crystallized dusty plasma // *J. Vac. Sci. Technol. A*. — 1996a. — Vol. 14. — P. 519-524.
16. Vasut J. A. and Hyde T. Computer simulations of Coulomb crystallization in a dusty plasma // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2001. — Vol. 29, №2. — P. 231-237.
15. Tsytoich V. N., Vladimirov S. V., Morfill G. E. and Goree J. Theory of Collision-Dominated Dust Voids in Plasmas // *Physical Review E*. — 2001. — Vol. 63. — P. 056609-1 056609-11
16. Vasut J. A., Lennek M. D. and Hyde T. W. Plasma condensation and the one component plasma model // *Adv. Space Res.* — 2002a. — Vol. 29(9). — P. 1295-1300.
17. Quinn R. A. and Goree J. Particle Interaction Measurements in a Coulomb Crystal Using Caged-Particle Motion // *Physical Review Letters*, 2002. — Vol. 88. — P. 195001-1 — 195001-4.

В. И. Маренков

**Наведенная поляризация запыленной плазмы
с электрическим током**

АННОТАЦИЯ

В рамках статистической ячейочной модели исследована квазинейтральность стационарной запыленной плазмы (ЗП) с электрическим током. Описание многочастичного взаимодействия кулоновских микрополей и зарядов поляризованной ЗП путем усреднения по ансамблю ячеек сведено к эффективной электростатической задаче о зарядовом равновесии индивидуальной КЧ и ее электрон-ионной атмосферы. В терминах безразмерных максвелловского и деполаризующего электрических полей исследовано влияние поляризации ЗП на структуру кулоновских микронеоднородностей вблизи макрочастиц. Показано, что индуцированная внешним электрическим полем поляризация ЗП может создавать условия для образования регулярных структур макрочастиц в плазме.

Marenkov V. I.

The Induced Polarization of the Dusty Plasma with Electric Current

SUMMARY

The quasineutrality of the stationary dusty plasma (DP) with the electric current was investigated in the frame of the statistic cell model. The description of manyparticles interaction of the Coulomb micro fields and with charges of the polarized DP by means of averaging-out the cell by ensemble is reduced to the effective electrostatic problem on charge equilibrium of the individual condensed particle and its electric-ionic atmosphere. The influence of the polarization DP on the structures of the Coulomb microinhomogeneities near the macro particles is investigated in the terms of dimensionless of Maxwell and depolarization electric fields. It is shown that induced by external electric field DP-polarization may create conditions for the formation of regular structures macroparticles in plasma.