

УТВОРЕННЯ ПУСТОТ В ЗАПОРОШЕНІЙ ПЛАЗМІ

О.Ю. Кравченко, Ю.І. Чутов, М.М. Юрчук
Київський національний університет ім. Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет, Київ, Україна, kau@univ.kiev.ua

Проводиться комп'ютерне моделювання еволюції одновимірного пилового шару, що знаходиться в необмеженій аргонівій плазмі. Для дослідження використовуються гідродинамічні рівняння для пилових частинок та іонів, а також рівноважне наближення для електронів. В результаті проведених розрахунків одержані просторові розподіли плазмових параметрів у різні моменти часу. Показано, що в ряді режимів пилові частинки зосереджуються в тонких шарах, що розділяються областями, де пилові частинки практично відсутні. При збільшенні концентрації нейтральних частинок ефект зникає внаслідок дії сили тертя між пиловими частинками та нейтральною компонентою плазми. В залежності від концентрації плазми пилові частинки можуть розширюватись чи відбувається їх стискання силою іонного вітру.

1. ВСТУП

Пилова плазма, яка складається з електронів, іонів та заряджених пилових частинок, останнім часом є предметом інтенсивних досліджень. Це обумовлено широким розповсюдженням такої плазми в космосі [1,2], лабораторних експериментах та промислових установках плазмового травлення для створення комп'ютерних мікросхем, нанесення плівок [3]. Проведені експериментальні дослідження показали, що для пилової плазми характерні процеси самоорганізації, внаслідок яких пилові частинки локалізуються в областях з різкими границями. Зокрема, дослідження заповненої плазми в умовах мікрогравітації показали утворення пилових згустків та пустот, які мають стійкі границі з шириною, порядку відстані між пиловими частинками [4,5]. В ряді робіт були запропоновані теоретичні пояснення цього явища. В [5] було висунуто ідею, що утворення пустот всередині пилових згустків обумовлено розвитком плазмових нестійкостей і вирішальне значення має дія на пилові частинки електричної сили та сили іонного вітру. Проте в цьому питанні ще не існує повного розуміння. В більшості моделей використовуються рівноважні розподіли для електронів та іонів, справедливості яких викликає сумнів. Зокрема, в [6] показано, що на границях між електрон-іонною плазмою і плазмою з пиловими частинками виникають подвійні шари, які можуть пояснити утворення різких границь в заповненій плазмі. Для самоузгодженого описання процесу утворення вказаних структур необхідно враховувати іонну інерцію. Внаслідок цього, метою нашої роботи є дослідження часової еволюції пилового згустку при його взаємодії з оточуючою плазмою на початковому етапі, коли суттєвим є рух іонної компоненти.

2. МОДЕЛЬ ЗАДАЧІ ТА МЕТОД ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ

Розглянемо плоский шар пилових частинок, що знаходиться в безмежній сильно іонізованій плазмі. В початковий момент часу концентрація пилинок визначається формулою

$$n_d = n_{d0} \quad \text{при } -L_{d0} \leq x \leq L_{d0},$$

$$n_d = n_{d0} \exp\left(-\frac{(x - L_{d0})^2}{\sigma}\right) \quad \text{при } |x| > L_{d0}.$$

Параметр L_{d0} визначає півширину пилового шару, а параметр σ - ширину його границі.

При взаємодії з плазмою пилинки набувають деякого заряду і тим самим приймають участь у формуванні потенціалу самоузгодженого електричного поля ϕ , який описується рівнянням Пуасона

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} [n_i - n_e + q_d n_d] \quad (1)$$

де n_i, n_e, n_d - концентрації іонів, електронів та пилових частинок, q_d - заряд пилової частинки.

Зміна заряду пилової частинки q_d описується рівнянням

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial q_d}{\partial x} = I_e + I_i \quad (2)$$

де електронний та іонний струми I_e та I_i на пилінку згідно з теорією зонду записуються у вигляді [6]

$$I_e = -\pi a^2 e \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp\left(\frac{eq_d}{akT_e} \right) \quad (3)$$

$$I_i = \pi a^2 e n_i \left(\frac{8kT_i}{\pi m_i} + v_i^2 \right)^{1/2} \left(1 - \frac{eq_d}{a(kT_i + m_i v_i^2 / 2)} \right) \quad (4)$$

Оскільки ми будемо цікавитися характерними часами, значно більшими за період електронних коливань, то для концентрації електронів вважатимемо справедливим розподіл Больцмана

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{kT_e} \right) \quad (5)$$

де n_{e0} - концентрація електронів в незбуреній плазмі на нескінченності.

Для іонів та пилових частинок будемо користуватись рівняннями холодної гідродинаміки:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{e}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x} + F_{id} + F_{in}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (v_i n_i)}{\partial x} = -I_i n_d + \Gamma_i \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial (n_d v_d)}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

$$M_d n_d \left(\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} \right) = F_{di} + F_{dn} - \frac{q_d}{M_d} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (9)$$

де v_i, e, m_i - гідродинамічна швидкість, заряд та маса іонів, M_d, v_d - маса та гідродинамічна швидкість пилових частинок. Член в правій частині рівняння неперервності для іонів характеризує осадження іонів на пилових частинках та іонізацію нейтральних атомів електронним ударом. Швидкість іонізації Γ_i визначається [6]

$$\Gamma_i = CT_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left(\frac{I}{T_e} + 2 \right) \exp\left(-\frac{I}{T_e}\right) n_e n_{Ar},$$

де n_{Ar} - концентрація нейтральних атомів аргону, $I = 15,8 \text{ eV}$ - потенціал іонізації аргону, $C = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2 / \text{eV}$.

Сила іонної в'язкості F_{di} , яка діє на пилові частинки, визначається згідно [7]

$$F_{di} = (\sigma_{coul} + \sigma_{coll}) n_i m_i v_i^2,$$

$$\sigma_{coul} = 2\pi b_0^2 \ln \Lambda, \quad b_0 = \frac{eq_d}{4\pi\epsilon_0 m_i v_i^2},$$

$$\sigma_{coll} = \pi a^2 \left(1 - \frac{2eq_d}{am_i v_i^2} \right).$$

Сила F_{id} , з якою пилові частинки діють на іони внаслідок тертя, записується у вигляді

$$F_{id} = -\sigma_{coul} n_i m_i v_i^2.$$

Систему рівнянь (1)-(9) доповнюємо наступними граничними та початковими умовами:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x \rightarrow \pm\infty, \quad (10)$$

$$n_i = n_0, \quad v_i = 0 \quad \text{при } x \rightarrow \pm\infty, \quad (11)$$

$$v_i = 0, \quad n_i = n_0, \quad q_d = 0 \quad \text{при } t = 0. \quad (12)$$

Якщо ввести безрозмірні величини

$$\xi = \frac{x}{\lambda_d}, \quad \psi = \frac{e\phi}{kT_e}, \quad Q_d = \frac{q_d}{e}, \quad N_d = \frac{n_d}{n_0},$$

$$N_i = \frac{n_i}{n_0}, \quad N_e = \frac{n_e}{n_0}, \quad V_i = \frac{v_i}{c_0} \quad \tau = t\omega_{pi}$$

то рівняння (1)-(9) приймуть вигляд

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} = -[N_e - N_i + Q_d N_d] \quad (13)$$

$$\frac{dQ_d}{d\tau} = \pi A l n \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sqrt{\frac{T_e N_i}{s}} \left(1 - \frac{Q_d}{4\pi A l T_{ns}} \right) N_e \exp\left(\frac{Q_d}{4\pi A l n}\right) \quad (14)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial \tau} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial \xi} = -\frac{\partial \psi}{\partial \xi}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial \tau} + \frac{\partial (V_i N_i)}{\partial \xi} = -I_i N_d \quad (16)$$

$$\frac{\partial V_d}{\partial \tau} + V_d \frac{\partial V_d}{\partial \xi} = -\frac{Q_d m_i}{M_d} \frac{\partial \psi}{\partial \xi}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial N_d}{\partial \tau} + \frac{\partial (V_d N_d)}{\partial \xi} = 0. \quad (18)$$

Система рівнянь (13)-(18) розв'язувалась чисельно методом кінцевих різниць. При цьому для інтегрування рівнянь (15)-(18) використовувалась схема Лакса-Вендроффа [8], а рівняння (13) інтегрувалось за допомогою ітераційного методу Ньютона.

Значимо, що приведена модель включає декілька параметрів:

- температура електронів T_e ;
- відношення температури іонів до температури електронів $T_s = T_i / T_e$;
- відношення концентрації пилових частинок в центрі згустку до концентрації електронів на нескінченності $N_d = n_{d0} / n_0$;
- радіус пилових частинок в дебаївських радіусах $A = a / \lambda_d$;
- відношення маси іона до маси пилової частинки $m_{id} = m_i / m_d$;
- концентрація іонів n_0 в незбуреній плазмі;
- концентрація нейтральних атомів аргону n_{Ar} .

3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

В роботі проведені числові розрахунки задачі для наступних значень вказаних вище параметрів:

$$T_e = 1 \text{ eV}, \quad A = 0.02, \quad T_s = 0.03, \quad m_{id} = 0.0001.$$

Значення концентрацій іонів, нейтральних атомів та пилових частинок варіювались. Значимо, що вибрана маса пилових частинок в розрахунках дещо занижена в порівнянні з даними експериментальних робіт, що обумовлено необхідністю зменшити розрахунковий час задачі.

На рис.1 представлені просторові розподіли концентрації пилових частинок, нормованої на концентрацію іонів в незбуреній плазмі, в різні моменти часу для трьох варіантів, що відрізняються концентрацією іонів та нейтральних атомів. Координата нормована на дебаївський радіус в незбуреній плазмі.

Як видно з рисунка 1а, в розподілах концентрації пилових частинок формується осциляторна структура. З часом спостерігається утворення кількох різких максимумів концентрації пилу, які

розділені областями з низькою концентрацією пилових частинок. Частина максимумів рухається від центру пилового шару, а частина – до центру. Величина максимумів збільшується з часом, а концентрація пилу навколо них зменшується. Таким чином, спочатку однорідний пиловий згусток перетворюється на шароподібну структуру, в якій пилові частинки збираються в тонких шарах.

При збільшенні концентрації нейтральних атомів (рис.1б), просторові розподіли концентрації пилових частинок залишаються монотонними. З рисунка видно, що з часом пилові частинки рухаються в бік оточуючої пилової шар плазми. При цьому в приведених розподілах можна виділити вузьку область, в якій концентрація пилових частинок швидко падає практично до нуля. Цю область будемо називати фронтом пилової компоненти.

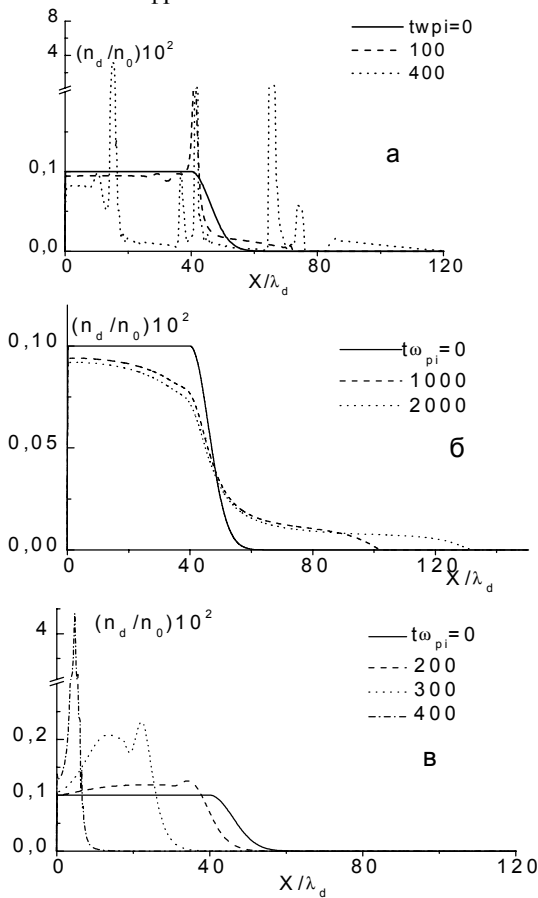


Рис.1. Залежності концентрації пилових частинок від просторової координати:

- (а - $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$;
- б - $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
- в - $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

Збільшення концентрації іонів (рис. 1в) приводить до стиснення пилових частинок. В цьому випадку пилові частинки збираються в тонкому шарі, а їх концентрація, в порівнянні з початковою, збільшується в сотні разів.

На рис.2 зображені просторові залежності направленої швидкості пилових частинок, нормованої на швидкість іонного звуку в незбуреній плазмі. Видно, що при концентрації іонів

$n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (рис.2,а, 2,б) відбувається розширення пилових частинок. Проте у випадку $n_{Ar} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в розподілах швидкості спостерігаються осциляції і з'являються області, де направлена швидкість пилу негативна. При $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ швидкість пилових частинок позитивна і змінюється плавно. Її максимальне значення відповідає фронту пилових частинок. При збільшенні концентрації іонів (рис. 2,в) пилові частинки мають негативну швидкість і рухаються до центру пилового шару. Максимальне (по модулю) значення направленої швидкості відповідає фронту пилового шару. В центральній області пилового шару, відбувається гальмування пилових частинок.

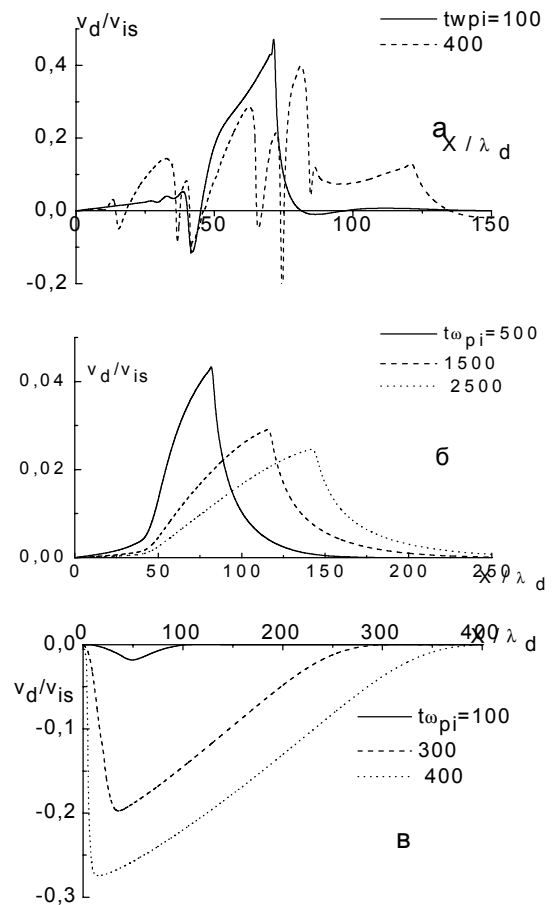


Рис.2. Просторові розподіли направленої швидкості пилових частинок:

- (а - $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$;
- б - $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
- в - $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

Зазначимо, що направлена швидкість пилових частинок у варіанті (б) на порядок менша ніж у варіанті (а), що можна пояснити збільшенням сили тертя з нейтралами. Досить велика швидкість пилових частинок на рис.2,в обумовлена силою іонного тертя, яка направлена до центру пилового шару.

На рис.3 зображені просторові залежності концентрації іонів, одержані в різні моменти часу

для трьох вказаних вище варіантів розрахунку. На рис.3,а ми бачимо утворення різких максимумів в розподілах концентрації іонів, які відповідають максимумам концентрації пилових частинок (рис.1,а). Концентрація іонів між цими максимумами зменшується з часом і на пізній стадії розрахунку стає близькою до нуля. Таким чином, в об'ємі утворюються шари шириною в кілька дебайвських радіусів, в яких збираються пилові частинки та іони. При цьому концентрація пилових частинок та іонів між цими шарами прямує до нуля з часом. Можна сказати, що у варіанті (а) має місце структуризація пилової та іонної компоненти плазми.

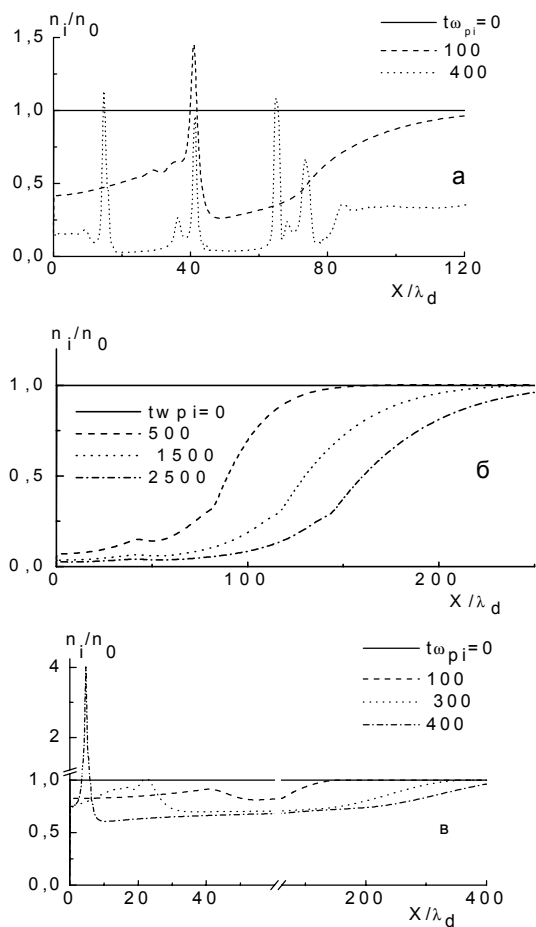


Рис.3. Просторові розподіли концентрації іонів
 (а - $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$;
 б - $n_0 = 10^0 \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
 в - $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

При збільшенні сили тертя з нейтральними атомами ця структуризація зникає. В цьому випадку концентрація іонів в області пилового шару зменшується на порядок в порівнянні з концентрацією оточуючої плазми, що пов'язано з осіданням іонів на пилові частинки. Збільшення концентрації іонів (рис.3,в) приводить, як вже відзначалось, до стискання пилових частинок і до виникнення максимуму концентрації іонів в пиловому шарі.

На рис.4,5 представлені просторові розподіли потенціалу самоузгодженого електричного поля та

заряду пилових частинок для трьох вище вказаних режимів в момент часу $t\omega_{pi} = 500$. Потенціал тут нормований на величину $\phi_0 = kT_e/e$, а заряд пилової частинки на заряд протона. З рис.4 видно, що у всіх приведених розподілах середній градієнт потенціалу позитивний, так що електричне поле намагається виштовхнути негативно заряджені пилові частинки в оточуючу пиловий шар плазму. Це обумовлено акумуляцією негативного заряду в області пилового шару. Перепад потенціалу між незбуреною плазмою на нескінченності і центром пилового шару, а значить і вплив електричної сили на пилові частинки, у варіантах (а), (б) значно більший ніж у варіанті (в). Цей факт і пояснює значно більший вплив самоузгодженого електричного поля на динаміку пилових частинок у випадках (а), (б). У випадку (в) дія електричної сили не досить велика, а сила іонного тертя, навпаки, більша. Це і приводить до стискання пилового шару. Зазначимо, що в останньому випадку в розподілах потенціалу поблизу центра пилового шару утворюється мінімум, який відповідає максимуму концентрації

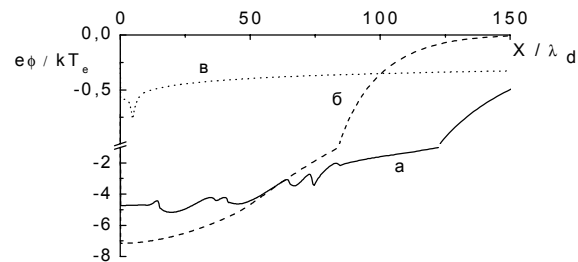


Рис.4. Залежності потенціалу самоузгодженого електричного поля від координати в момент часу

$t\omega_{pi} = 500$ (а - $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$;

б - $n_0 = 10^0 \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$;

в - $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

пилу (крива (в)). В цій області виникає сильне електричне поле, яке гальмує пилові частинки (рис. 2,в).

З просторових розподілів заряду пилових частинок (рис.5) видно, що пилові частинки найбільший негативний заряд приймають на периферії згустку, де їх концентрація мала. Величина цього заряду однакова у варіантах (а) і (б), та значно менша у варіанті (в).

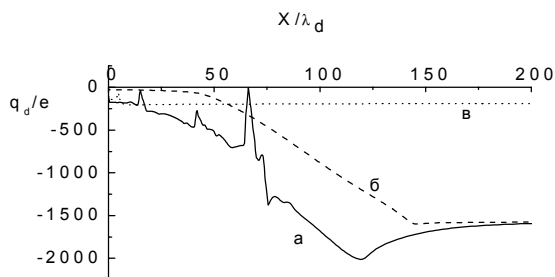


Рис.5. Залежності заряду пилових частинок від координати в момент часу $t\omega_{pi} = 500$

(а - $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_{Ar} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$;

$$\begin{aligned} \text{б} - n_0 &= 10^0 \text{ см}^{-3}, & n_{Ar} &= 10^{15} \text{ см}^{-3}; \\ \text{в} - n_0 &= 10^2 \text{ см}^{-3}, & n_{Ar} &= 10^{15} \text{ см}^{-3} \end{aligned}$$

Це пояснюється меншим розміром пилинок у варіанті (в) в розмірних одиницях, оскільки збільшення концентрації іонів приводить до зменшення дебаївського радіусу. Всередині пилового шару спостерігається зменшення заряду пилинок, що пояснюється збільшенням їх концентрації. В точках, де формуються максимуми концентрації пилу та іонів, розподіли заряду пилових частинок мають мінімуми (крива а).

4. ЛІТЕРАТУРА

1. U.de Angelis. The physics of dusty plasmas // *Physica Scripta*. 1992, vol. 45, p.465-474.
2. O. Havnes, J. Troim, T. Blix, W. Mortensen, L.I. Naesheim, E. Thrane, and T. Tonnesen. First detection of charged dust particles in the earth's mesosphere // *J. Geophys. Res-Space. Phys.* 1996, vol.101(A5), p.10839-10847.
3. L. Boufendi, A. Plain, J. Blondeau, A. Bouchoule, and C. Laure M. Toogood. Measurements of particle size kinetics from nanometer to micrometer scale in a low-pressure argon-silan radio-frequency discharge // *Appl. Phys. Lett.* 1992, vol.60, p.169-171.
4. D. Samsonov, J. Goree. Instabilities in a dusty plasma with ion drag and ionization // *Phys. Rev.* 1999, vol.59, #1, p. 1047 - 1058.
5. J. Goree, G.E. Morfill, V.N. Tsytovich, S.V. Vladimirov. Theoty of dust voids in plasmas // *Phys.Rev.E*. 1999, vol.59, #6, p.7055-7067.
6. B.M. Annaratone, S.A. Khrapak, P. Bryant, G.E.Morfill at al. Complex-plasma boundaries // *Phys. Rev.E*. 2002, vol. 66, 056411.
7. T. Nitter. Levitation of dust in rf and dc glow discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1996, vol.5, p.93-111.
8. Д. Поттер. Вычислительные методы в физике. М.: "Мир", 1977, с.394.