

СТАТИСТИЧНА МОДЕЛЬ КОЛОЇДНОЇ ПЛАЗМИ З ДИНАМІЧНОЮ ПЕРЕЗАРЯДКОЮ

М. О. Вакуленко

Інститут теоретичної фізики НАН України ім. М. М. Боголюбова, Київ

На основі перенормованого статистичного підходу досліджено низькочастотні (частота збуджень значно менша за електронну гірчастоту) флуктуації колоїдної плазми з урахуванням динамічної перезарядки. Було виявлено, що динамічна перезарядка в такій плазмі спричиняє істотне додаткове нелінійне поширення електростатичного спектра й породжує перенормовану частоту налипання, нелінійна складова якої зумовлена взаємодією між флуктуаціями потенціалу та заряду. Перенормована ширина довгохвильового (довжини хвиль значно більші за іонний ларморовський радіус) потенціального спектра втрачає залежність від k , через що перегін енергії до довгих хвиль відсутній і відповідні колмогоровські спектри заборонені. Крім того, динамічна перезарядка істотно зменшує аномальну дифузію. Усе це дозволяє припустити, що колоїдна плазма є цікавим об'єктом для подальших теоретичних та експериментальних досліджень.

Вивчення колоїдної плазми, де концентрація пилової домішки є великою, – новий і цікавий напрямок плазмової фізики [1]. Внаслідок значного вмісту сторонньої домішки всі плазмові складові є тут рівноправними – тому за своїми властивостями колоїдна плазма істотно відрізняється від звичайної двокомпонентної плазми й навіть розглядається як приклад нового стану речовини. У побудові моделі такої плазми важливим є врахування ефекту динамічної перезарядки, зумовленого налипанням заряджених частинок на пилову складову та їх відлипанням від неї.

Коли пилова складова починає давати суттєвий внесок в інтеграл зіткнень, відбувається перехід запорошеної плазми в колоїдну. Згідно з [1], додаткова складова стає істотною, якщо $n_d Z_d^2 \geq 0.44 n_e$ або $n_d Z_d \geq 0.02 n_i$, де n_d , n_e і n_i є концентрації домішки, електронів та іонів відповідно, а Z_d – зарядове число колоїдної складової [1].

Низькочастотні ($\omega \ll \omega_{Be}$, де $\omega_{Be} = B_0 e / (m_e c)$ – електронна циклотронна частота) плазмові флуктуації відіграють важливу роль у поведінці плазми [3 – 6]. Зокрема, низькочастотні (НЧ) короткохвильові (КХ) збурення плазми ($\rho_i k > 1$, де $\rho_i = (T_i / m_i)^{1/2} / \omega_{Bi}$ – іонний ларморовський радіус) пов'язуються з аномальною електронною теплопровідністю [3 – 5]. Довгохвильові (ДХ) флуктуації ($\rho_i k < 1$), що проявляються на краю плазми, мають відношення до аномальної дифузії [3, 6].

У роботах [3, 5, 6] (див. також посилання в них) було виявлено, що аномальне перенесення в плазмі зумовлюється головним чином електростатичними збуреннями. Крім того, у [3] було показано, що при нехтовно малій перезарядці наявність домішки призводить до зміни лише потенціального спектра. Тому для простоти обмежимося тут потенціальним наближенням (межі застосовності цього наближення виведено, зокрема, у [3, 6]) і вважатимемо амплітуду флуктуацій нехтовно малою й неістотною.

Виходимо з рівнянь неперервності та руху, а також рівнянь Максвелла, припускаючи розподіл Больцмана для КХ іонних рухів [3, 5].

Перезарядку розглядаємо як колективний процес електронно-домішкових та іонно-домішкових зіткнень, унаслідок чого виникають локальні варіації заряду як у часі, так і в просторі, але сумарний заряд плазми є сталим (зауважимо, що в моделі [2] питання збереження загального заряду залишається відкритим). Покладаємо, що додані частинки мають масу $M \gg m_a$ ($a = e$ для КХ, і $a = (e, i)$ для ДХ збурень), нехтуючи таким чином їхнім власним рухом, і заряд $q = -Ze$ (у загальному випадку зарядове число Z може бути як додатним, так і від'ємним). Динамічна перезарядка спричиняє варіації сумірника Z : $Z = Z_0 + \delta Z(r, t)$, де покладаємо $\delta Z(r, t) \ll Z_0$. Будемо нехтувати ефектами квантування і вважатимемо

функцію $\delta Z(r, t)$ неперервною (внаслідок екранування заряду і того, що Z значно більше за 1). Повний струм перезарядки зумовлюється електронно-домішковими та іонно-домішковими зіткненнями (абсорбцією):

$$I_{ch} = v_d \delta Z e, \quad (1)$$

де $v_d = v_{ed} - v_{id}$. Рівняння (1) свідчить, що зарядове число змінюється на величину δZ у кожному акті зіткнення (абсорбції). Частоти електронно-домішкових та іонно-домішкових зіткнень, v_{ed} і v_{id} , визначаються відповідними перерізами, наведеними в [2]:

$$\sigma_e(Z, v) = \pi b^2 [1 - Ze^2/(bT_e)], \text{ якщо } v_e^2 > 2Ze^2/(bm_e), \text{ або } \sigma_e(Z, v) = 0, \text{ якщо } v_e^2 \leq 2Ze^2/(bm_e), \quad (2)$$

$$\sigma_i(Z, v) = \pi b^2 [1 + Ze^2/(bT_i)], \quad (3)$$

де b – радіус домішкової частинки. Із рівнянь (2) і (3) маємо

$$v_{ed} - v_{id} = \pi b^2 n_d \{ [1 - Ze^2/(bT_e)] (2T_e/m_e)^{1/2} - [1 + Ze^2/(bT_i)] (2T_i/m_i)^{1/2} \}, \text{ коли } v_e^2 > 2Ze^2/(bm_e), \text{ і } v_{ed} - v_{id} = -\pi b^2 n_d [1 + Ze^2/(bT_i)] (2T_i/m_i)^{1/2}, \text{ коли } v_e^2 \leq 2Ze^2/(bm_e).$$

За винятком доволі рідкісних випадків, у плазмі виконуються такі співвідношення:

$$v_e \gg v_i, T_e/T_i \ll m_e/m_i, \text{ і } v_e^2 > 2Ze^2/(bm_e), \text{ так що } v_{ed} - v_{id} \approx \pi b^2 n_d \{ [1 - Ze^2/(bT_e)] (2T_e/m_e)^{1/2} \}. \quad (3')$$

Введемо у вираз (1) ланжевенівське джерело флуктуацій зарядового числа S_d^0 :

$$I_{ch} = v_d \delta Z e + S_d^0 \quad (4)$$

(кореляційну функцію S_d^0 визначимо нижче).

Закон збереження енергії вимагає, щоб струм перезарядки дорівнював повній часовій похідній від заряду

$$I_{ch} = -(\partial_t + \sum_{a=e,i} \mathbf{v}_a \cdot \nabla) \delta Z e, \quad (5)$$

де $\mathbf{v}_a$ – дрейфова швидкість частинок.

Враховуючи залежності (4) та (5), після низки перетворень одержуємо з вихідних рівнянь систему нелінійних модельних рівнянь для фур'є-складових флуктуацій електростатичного потенціалу (ϕ_k) і зарядового числа (z_k) у колоїдній плазмі з динамічною перезарядкою

$$[-i\omega + \gamma_k] \phi_k - i\omega^* z_k + \sum_{1+2=k} [M(1,2) \phi_1 \phi_2 + M_q(1,2) \phi_1 z_2] = s_k \quad (6)$$

$$[-i\omega + v_d] z_k + \sum_{1+2=k} M_{dq}(1,2) \phi_1 z_2 = s_{dk}, \quad (7)$$

де

$$\sum_{1+2=k} = (2\pi)^{-3} \int dk_1 \int dk_2 \delta(k_1 + k_2 - k) \dots, \quad k = (\mathbf{k}_\perp, \omega),$$

$$p_a = n_a T_a, \quad e_i = -e, \quad k_{||} < k; \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad \mathbf{b} = \mathbf{B}_0 / B_0.$$

Для КХ флуктуацій

$$\gamma_k = \nu k^2 / (1 + \rho^2 k^2), \quad \omega^* = \omega / (1 + \rho^2 k^2), \quad M(1,2) = [c / (2B_0)] \mathbf{b} \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2 \rho^2 (k_1^2 - k_2^2) / (1 + \rho^2 k^2),$$

$$M_q(1,2) = (c/B_0) \mathbf{b} \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2 / (1 + \rho^2 k^2), \quad M_{dq}(1,2) = - (c/B_0) \mathbf{b} \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2, \\ s_k = -i(4\pi c a_i^2 / B_0) \mathbf{b} \cdot \mathbf{k} \times \delta \mathbf{R}_e^0(\mathbf{k}) / (1 + \rho^2 k^2), \quad s_{dk} = -4\pi n_d a_i^2 S_{dk}^0,$$

δR_e^0 – ланжевенівська сила, що породжує флуктуації; $\rho^2 = \varepsilon a_i^2$, $a_i^2 = T_i / (4\pi e^2 n_0)$ – квадрат іонного радіуса Дебая, $\varepsilon = 1 + (1 + \nu)\alpha_e$, $\alpha_e = 4\pi n_0 m_e c^2 / B_0^2$, $\tau = T_e / T_i$; ν – кінематична в'язкість, спричинена електрон-електронними “зіткненнями” [6, 7], $z = [n_d T_i / (n_0 e)] \delta Z$, n_0 – незбурена густина іонів.

Для ДХ рухів

$$\gamma_k = \nu k^2, \quad \omega^* = \omega / (a_i^2 k^2), \quad M(1,2) = [c / (2B_0)] \mathbf{b} \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2 (k_1^2 - k_2^2) / k^2, \quad M_q(1,2) = (c/B_0) \mathbf{b} \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2 / k^2,$$

$$M_{dq}(1,2) = - (c/B_0) \mathbf{b} \cdot \mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2, \quad s_k = [4\pi c / (B_0 \varepsilon)] \mathbf{k} \cdot [\mathbf{b} \times \mathbf{k} \cdot \delta \pi_i^0(\mathbf{k})] / k^2, \quad s_{dk} = - 4\pi n_d a_i^2 S_{dk}^0,$$

$\delta \pi_i^0$ – ланжевенівська в'язкість, яка спричиняє флуктуації.

Розглядатимемо для простоти відносно невеликі зарядові флуктуації, $\delta Z \ll (e\varphi/T_i)(n_0/n_d)$, і надалі знехтуємо в рівнянні (6) лінійним доданком, пропорційним z_k . Оскільки ми цікавимося переважно нелінійною поведінкою плазми, це спрощення істотно не вплине на результати.

Означимо спектральні кореляційні функції

$$\begin{aligned} \langle \varphi_p \varphi_q^* \rangle &= (2\pi)^{-3} \delta(p-q) \langle \varphi^2 \rangle_p, \quad \langle \varphi_p z_q^* \rangle = (2\pi)^{-3} \delta(p-q) \langle \varphi z^- \rangle_p, \\ \langle z_p z_q^* \rangle &= (2\pi)^{-3} \delta(p-q) \langle z^2 \rangle_p. \end{aligned} \quad (8)$$

За допомогою представлень

$$\begin{aligned} \langle \varphi^2 \rangle_k &= 2 n_k \operatorname{Re}(1/l_k^N), \quad \langle z^2 \rangle_k = 2 n_{dk} \operatorname{Re}(1/l_{dk}^N), \quad \langle \varphi z^- \rangle_k = n_{ck} (1/l_k^N + 1/l_{dk}^{N*}), \\ l_k^N &= -i\omega + \gamma_k^N, \quad l_{dk}^N = -i\omega + \nu_{dk}^N \end{aligned} \quad (9)$$

із рівнянь (6) і (7), подібно до [3] (див. також [5, 6]), одержуємо рівняння, що описують інтенсивності флуктуаційних спектрів та перенормовані коефіцієнти загасання (перенормовані ширини):

$$\begin{aligned} \gamma_k n_k - \langle s^2 \rangle_k / 2 &= \operatorname{Re} \sum_{1+2=\vec{k}} [2M(1,2) \Delta_{1,2} \{M(1,2)n_1 n_2 + M(-1,\mathbf{k})n_1 n_k + M(-2,\mathbf{k})n_2 n_k + M_q(1,2)n_1 n_{c2} + \\ &+ M_q(\mathbf{k},-2)n_{c2} n_k + M_q(-2,\mathbf{k})n_2 n_{ck}\} + M_q(1,2) \Delta_{\mathbf{k},-1}^q \{M_q(1,2)n_1 n_{d2} + 2M(-2,\mathbf{k})n_{c2} n_k + M_q(\mathbf{k},- \\ &- 2)n_{d2} n_k\} + (M_q(2,1)n_{c1} n_{c2} + M_{dq}(\mathbf{k},-1)n_{c1} n_k) + (2M(1,2)n_1 n_{c2} + M_{dq}(-1,\mathbf{k})n_1 n_{ck} + \\ &+ M_q(-2,\mathbf{k})n_{c2} n_{ck})\}]; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \nu_{dk} n_{dk} - \langle s_d^2 \rangle_k / 2 &= \operatorname{Re} \sum_{1+2=\vec{k}} M_{dq}(1,2) \Delta_{-2,\mathbf{k}}^d \cdot [M_{dq}(1,2)n_1 n_{d2} + M_{dq}(-1,\mathbf{k})n_1 n_{dk} + \\ &+ (M_{dq}(2,1)n_{c1} n_{c2} + M_{dq}(\mathbf{k},-1)n_{c1} n_{ck} + 2M(\mathbf{k},-2)n_{c2} n_{ck})] \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \gamma_k^N &= \gamma_k - \operatorname{Re} \sum_{1+2=\vec{k}} [2M(1,2) \Delta_{1,2} \{M(-1,\mathbf{k})n_1 + M(-2,\mathbf{k})n_2\} + M_q(\mathbf{k},-2)n_{c2} + (n_k)^{-1} M_q(-2,\mathbf{k})n_2 n_{ck}\} + \\ &+ M_q(1,2) \Delta_{\mathbf{k},-1}^q \{2M(-2,\mathbf{k})n_{c2} + M_q(\mathbf{k},-2)n_{d2}\} + M_{dq}(\mathbf{k},-1)n_{c1} + \\ &+ (n_k)^{-1} (M_{dq}(-1,\mathbf{k})n_1 n_{ck} + M_q(-2,\mathbf{k})n_{c2} n_{ck})\}]; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\nu_{dk}^N = \nu_{dk} - \operatorname{Re} \sum_{1+2=\vec{k}} M_d(1,2) \Delta_{-2,\mathbf{k}}^d \cdot [M_{dq}(-1,\mathbf{k})n_1 + (n_{dk})^{-1} (M_{dq}(\mathbf{k},-1)n_{c1} n_{ck} + 2M(\mathbf{k},-2)n_{c2} n_{ck})]; \quad (13)$$

де $\Delta_{l,2} = [\gamma_l^N + \gamma_2^N + \gamma_k^N J^{-1}]$, $\Delta_{l,2}^q = [\gamma_l^N + \gamma_2^N + v_{dk}^N J^{-1}]$, $\Delta_{l,2}^d = [v_{dl}^N + v_{d2}^N + \gamma_k^N J^{-1}]$.

Кореляційні функції випадкових джерел вираховуються згідно із загальною теорією флуктуацій [3, 5, 6]

$$\langle s^2 \rangle_k = 8\pi T a_i^2 \gamma_k / [L(1 + \rho^2 k^2)] \text{ (КХ збурення)}, \quad \langle s^2 \rangle_k = 8\pi T_i \gamma_k / [L \epsilon k^2] \text{ (ДХ збурення)};$$

$$\langle s_d^2 \rangle_k = 8\pi T_d a_i^2 v_d / L, \quad (14)$$

де $T = T_e / (1 + \tau)$, $L^{-1} = (2\pi)^{-1} \int dk_{||}$.

Звідси, поклавши праві частини виразів (10) і (11) рівними нулеві, знаходимо розв'язки в лінійному наближенні (що відповідає малим числам Рейнольдса):

$$n_k = 4\pi T a_i^2 / [L(1 + \rho^2 k^2)] \text{ (КХ збудження)}, \quad n_k = 4\pi T_i / [L \epsilon k^2] \text{ (ДХ збурення)},$$

$$n_{dk} = 4\pi T_d a_i^2 / L. \quad (15)$$

Зі співвідношення (15) видно, що вимога мализни зарядового збурення справджується за умови достатньо низької температури додаткової плазмової складової

$$T_d \ll T / (1 + \rho^2 k^2) \text{ (КХ флуктуації)}, \quad T_d \ll T_i / (\epsilon a_i^2 k^2) \text{ (ДХ флуктуації)}. \quad (16)$$

Тепер урахуємо нелінійності. Внаслідок властивостей симетрії (співпоміру) матричних елементів $M(1,2)$, $M_d(1,2)$ і $M_{dq}(1,2)$ праві частини (10) і (11) можуть дорівнювати нулеві лише за відсутності кореляції між флуктуаціями потенціалу та заряду: $n_{ck} = 0$. Це означає, що коли нелінійна взаємодія мод є істотною, стаціонарний стан колоїдної плазми з динамічною перезарядкою (він відповідає нульовим потокам інтегралів руху) можливий за умови нульової кореляції між збуреннями потенціалу та заряду. У протилежному випадку сильної перехресної кореляції – коли ці змінні є лінійними комбінаціями одна одної – такий стан також можливий, адже перехресні нелінійності, що відповідають $M_d(1,2)$ і $M_{dq}(1,2)$, заносяться. Така ситуація подібна до описаної в [3].

Якщо перехресні кореляції відсутні, згадані вище умови симетрії задовольняються лінійними розв'язками рівняння (15).

Коли нелінійні доданки в рівняннях (10) і (11) заносяться, формули (12) і (13) можна переписати у вигляді

$$\gamma_k^N = \gamma_k + (n_k)^{-1} \text{Re} \sum_{1+2=k} \{2M^2(1,2) \Delta_{l,2} n_1 n_2 + M_q^2(1,2) \Delta_{k-l}^q n_1 n_{d2}\}, \quad (17)$$

$$v_{dk}^N = v_d + (n_{dk})^{-1} \text{Re} \sum_{1+2=k} M_{dq}^2(1,2) \Delta_{-2,k}^d n_1 n_{d2}. \quad (18)$$

Бачимо, що динамічна перезарядка призводить до додаткового нелінійного поширення електростатичного спектра, представленого другим нелінійним доданком у формулі (17). Крім того, як видно із рівності (18), динамічна перезарядка призводить до перенормування частоти абсорбції, причому нелінійна частина v_{dk}^N зумовлена нелінійною взаємодією між потенціальними та зарядовими флуктуаціями. Розвиваючи концепцію Ішімари про екрановані частинки [8], можна сказати, що це перенормування має глибокий фізичний зміст: оскільки електронно-домішкові та іонно-домішкові зіткнення відбуваються на тлі далекочинної кулонівської взаємодії, то вони є прикладом колективних явищ у плазмі й тому мають бути описані за допомогою істотно нелінійного формалізму.

Шукатимемо розв'язки рівнянь (17) і (18) у випадку сильної нелінійності: $\gamma_k^N \gg \gamma_k$, $v_{dk}^N \gg v_d$.

Розглянемо випадок, коли перезарядка є істотною і другий нелінійний доданок у виразі (17) переважає. Ця вимога забезпечується такими умовами.

КХ флуктуації:

$$\alpha_e \geq 1, \quad T_e \sim T_i, \quad T_d/T \gg \rho_e^4 k^4. \quad (19)$$

ДХ флуктуації:

$$T_d/T_i \gg \rho_i^2 k^2 / [\alpha_i(\alpha_i + 1)]. \quad (20)$$

За допомогою процедури, подібної до [3], і передбачивши, що $v_{dk}^N \gg \gamma_k^N$, для КХ збуджень знаходимо

$$\gamma_k^N = C (T_d/T_e) v_{fl} \rho k^3, \quad (21)$$

$$v_{dk}^N = C_d (1 + \tau) v_{fl} \rho k^3, \quad (22)$$

де $v_{fl}^2 = c^2 T / (2B_0^2 \varepsilon L)$ – квадрат ефективного сучинника в'язкості, зумовленого тепловими флуктуаціями. Перенормований коефіцієнт загасання має кубічну залежність від k без логарифмічної поправки.

Числові сталі мають порядок одиниці й визначаються виразами

$$C^2 = (4/\pi) \int dp dq p^2 |\sin \alpha| / q, \quad C_d^2 = (4/\pi) \int dp dq p^2 q^2 |\sin \alpha| / (1 + q^3), \quad (23)$$

$$\text{де } \sin^2 \alpha = 1 - (1 - p^2 - q^2)^2 / (2pq)^2, \quad \int dp dq \dots = \int_0^1 dp \int_{1-p}^{1+p} dq \dots + \int_1^\infty dp \int_{p-1}^{p+1} dq \dots$$

У випадку ДХ збурень отримуємо

$$\gamma_k^N = 2^{1/2} \varepsilon T_d / (T_i a_i^2) v_{fl} \ln^{1/2} \{1 + [T_i / (\varepsilon T_d)] a_i^2 k_{max}^2\}, \quad (24)$$

$$v_{dk}^N = 2^{1/2} v_{fl} k^2 \ln^{1/2} \{1 + [T_i / (\varepsilon T_d)] a_i^2 k_{max}^2\}, \quad (25)$$

де $v_{fl}^2 = c^2 T_i / (2B_0^2 \varepsilon L)$, $k_{max} \sim \rho_i^{-1}$, і $\gamma_k^N \gg v_{dk}^N$.

Бачимо, що додаткова плазмова складова, як і в [3], спричиняє ефекти скінченного ларморовського радіуса. Зі співвідношень (24) і (20) випливає також, що зумовлена перезаряджуваною додатковою складовою перенормована ширина електростатичного спектра значно переважає класичні значення, одержані в [5, 6] без урахування цього процесу. Аналітичний вигляд розв'язку (24) суттєво відрізняється від результатів [5, 6], де γ_k^N була пропорційна до k^2 . У вогниці з динамічною перезарядкою перенормований коефіцієнт загасання ДХ потенціального спектра фактично втрачає свою залежність від k , так що відповідний стік виявляється рівномірно розподіленим по шкалі хвильових векторів. Як наслідок, перегин енергії до довгих хвиль не відбувається, і колмогоровські спектри заборонені – адже вони можуть виникнути за умови, якщо джерело та стік розділені достатньо широким інерційним інтервалом.

Якщо $\alpha_i(\alpha_i + 1) \gg T_i/T_d$ (внаслідок великої густоти іонів), вираз (24) зводиться до

$$\gamma_k^N = [2(\alpha_i + 1) T_d / (\alpha_i T_i)]^{1/2} a_i^{-2} v_{fl}. \quad (26)$$

Тут перенормована ширина конвективного спектра пропорційна квадратному кореню температури домішки й обернено пропорційна температурі іонів.

За допомогою описаного в [6] формалізму (див. також [3, 5]) можна вирахувати коефіцієнти аномальної електронної теплопровідності κ (КХ рухи) та незвичайної дифузії D (ДХ рухи):

$$\kappa = 4 C_g^{-1} (1 + \tau) v_{fl} \rho k_{max}, \quad (27)$$

$$D = 2\sqrt{2} \nu_{\text{fl}} \ln^{1/2} \{1 + [T_i / (\varepsilon T_d)] \alpha_i^2 k_{\text{max}}^2\}, \quad (28)$$

$$\text{де } C_g = \frac{4}{\pi} \int dp dq \frac{|\sin \alpha| p^2 q^2}{C_p^3 + C_g q^3}.$$

Аномальна електронна теплопровідність дещо зростає порівняно з [3, 6].

Якщо $\alpha_i(\alpha_i + 1) \gg T_i / T_d$,

$$D = 2\sqrt{2} \nu_{\text{fl}} \{T_i / [\alpha_i(\alpha_i + 1) T_d]\}^{1/2} = 2 c T_i / [B_0 \alpha_i^{1/2} (\alpha_i + 1) T_d^{1/2} L^{1/2}]. \quad (29)$$

У порівнянні з класичними значеннями [6] аномальна дифузія зменшується в $r \sim \{T_i / [\alpha_i(\alpha_i + 1) T_d]\}^{1/2}$ разів. Відповідний коефіцієнт обернено пропорційний квадратному кореню температури домішки (пор. [3]), пропорційний температурі іонів і не проявляє бомівської залежності від поля. Отже, поки умова рівняння (16) справедлива, підвищення температури домішаної компоненти пригнічує аномальну дифузію.

Таким чином, на основі перенормованого статистичного підходу досліджено низькочастотні (частота збуджень значно менша від електронної гірочастоти) флуктуації колоїдної плазми, що значною мірою зумовлюють її властивості перенесення. Виявляється, що динамічна перезарядка у вогнищі викликає істотне додаткове нелінійне поширення електростатичного спектра й породжує перенормовану частоту налипання, нелінійна складова якої зумовлена взаємодією між флуктуаціями потенціалу та заряду. Перенормована ширина довгохвильового (довжини хвиль значно більші за іонний ларморовський радіус) потенціального спектра втрачає залежність від k : отже, відповідний дисипативний стік виявляється рівномірно розподіленим по шкалі хвильових векторів, через що перегін енергії до довгих хвиль відсутній і відповідні колмогоровські спектри заборонені. Крім того, динамічна перезарядка істотно зменшує аномальну дифузію. Все це дозволяє припустити, що колоїдна плазма є цікавим об'єктом для подальших теоретичних та експериментальних досліджень.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Morfill G.E., Thomas H.M., Konopka U., Zuzic M. // Phys. Plasmas. – 1999. – Vol. 6, No. 5.
2. Sytenko A.G., Zagorodny A.G., Chutov Ju. I. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1996. – Vol. 38. – P. A105.
3. Vakulenko M.O., Sosenko P.P. // Physica Scripta. – 2000. – Vol. 62. – P. 202.
4. Kadomcev B.B. // Nuclear Fusion. – 1991. – Vol. 31. – P. 1301.
5. Sitenko A.G., Sosenko P.P. // Soviet Fizika Plasmy. – 1987. – Vol. 13. – P. 456.
6. Sytenko O.G., Sosenko P.P. // Physica Scripta. – 1993. – Vol. 47. – P. 250.
7. Braginskij S.I. // Reviews of Plasma Physics / Ed. by M.A. Leontovich. – New York: Consultants Bureau, 1965. – Vol. I. – P. 205.
8. Ichimaru S. General principles of the plasma physics (statistical approach). – Borders of physics, 1973.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЛЛОИДНОЙ ПЛАЗМЫ С ДИНАМИЧЕСКОЙ ПЕРЕЗАРЯДКОЙ

М. О. Вакуленко

На основе перенормированного статистического подхода исследованы низкочастотные (частота возбуджений значительно меньше электронной гирочастоты) флуктуации коллоидной плазмы с учетом динамической перезарядки. Было обнаружено, что динамическая перезарядка в коллоидной плазме вызывает существенное дополнительное уширение электростатического спектра и порождает перенормированную частоту налипания, нелинейная составляющая которой обусловлена взаимодействием между флуктуациями потенциала и заряда. Перенормированная ширина длинноволнового (длины волн значительно больше ионного ларморовского радиуса) потенциального спектра теряет зависимость от k , вследствие чего перекачка энергии в область

длинных волн отсутствует и соответствующие колмогоровские спектры запрещены. Кроме того, динамическая перезарядка существенно уменьшает аномальную диффузию. Это позволяет допустить, что коллоидная плазма является интересным объектом для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

STATISTICAL MODEL OF A COLLOIDAL PLASMA WITH DYNAMIC RECHARGING

M. O. Vakulenko

The low-frequency excitations in colloidal plasma with dynamic recharging were investigated on the ground of the renormalized statistical approach. It was shown that the dynamic recharging conditioned by electron-dope and ion-dope interaction gives a rise to additional nonlinear broadening of the electrostatic spectrum and to renormalization of the absorption frequency. The renormalized width of the long-wave potential spectrum is much larger than the conventional one and is independent on the wavenumber, so that the energy transfer towards large wavelengths is absent, and the Kolmogorov spectra are forbidden. An interesting result is that the anomalous diffusion is strongly reduced by dynamic recharging. All this makes it possible to assume that colloidal plasmas are the interesting objects for further theoretic and experimental investigation.

Надійшла до редакції 23.10.01,
після доопрацювання – 13.02.02.