

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

© 2022 г. Р. У. Машеева^а *, К. Н. Джумагулова^а, М. Мырзали^а

^а Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
НАО “КазНУ им. аль-Фараби”, Алматы, Казахстан

*e-mail:masheyeva.ranna@gmail.com

Поступила в редакцию 26.07.2022 г.

После доработки 20.08.2022 г.

Принята к публикации 01.09.2022 г.

Исследован процесс зарядки пылевых частиц, находящихся в неравновесной космической плазме, в приближении ограниченного орбитального движения (orbit motion limited – OML). Исследование процесса зарядки пылевых частиц было проведено с учетом различных механизмов для широкого диапазона параметров космической плазмы. Получены выражения для потоков ионов и электронов в условиях немаксвелловского распределения частиц плазмы. Показано, что при малых энергиях частиц эти формулы переходят в выражения, полученные на основе максвелловского распределения. При балансе потоков ионов и электронов на поверхность пылевых частиц получены зависимости приведенного заряда от отношения температур и соотношения масс электронов и ионов. Также была получена и построена зависимость приведенного заряда от времени зарядки. Характерное время зарядки пылевых частиц в случае неравновесного каппа-распределения увеличивается по сравнению с характерным временем зарядки частиц для максвелловского распределения.

Ключевые слова: космическая пылевая плазма, вторичная электронная эмиссия, фотоэлектронная эмиссия, каппа-распределение, поток частиц

DOI: 10.31857/S0367292122601059

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что большая часть космической плазмы представляет собой плазму с конденсированной дисперсной фазой. Такую плазму часто называют пылевой плазмой [1]. В межзвездном пространстве пыль везде встречается вместе с газом. На ее долю приходится примерно один процент от массы газа. Интерес к изучению непосредственно космических пылевых частиц растет. Межпланетная пыль регулярно собирается бортовыми коллекторами в стратосфере Земли [2]. В 2006 г. была организована миссия НАСА Stardust (“Звездная пыль”), осуществившая сбор и доставку капсулы с образцами частиц из окрестностей ядра кометы 81P/Wild 2 на Землю [3]. Примером повышенного интереса к пылевой плазме в космосе может также служить история исследования лунной пыли. В недавней американской миссии LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer – “исследователь лунной атмосферы и пылевой среды”) [4] проводились наблюдения за лунной пылью с орбиты космического модуля. Следует также упомянуть, что на протяжении уже почти двадцати лет международной группой исследователей, в которую входят и

казахстанские ученые, проводятся эксперименты с пылевой плазмой в условиях микрогравитации на борту Международной космической станции (МКС) [5].

Измерения, выполненные космическими аппаратами, показали, что отклонение от равновесного распределения частиц часто обнаруживается в солнечном ветре, в плазме планетарных магнитосфер и некоторых других астрофизических объектах из-за присутствия частиц с высокими энергиями [6, 7]. В большинстве случаев распределение частиц имеет степенной “хвост” в области высоких энергий, и по имеющимся эмпирическим данным лучше всего такое распределение соответствует так называемому семейству каппа-распределений (к-распределений) [8]. В настоящее время оно уже нашло интересные применения в пылевой космической плазме. Например, в работе [9] были исследованы пыле-акустические солитоны в пылевой плазме с к-распределенными ионами.

Одной из важных задач в области космической пылевой плазмы является исследование зарядки пылевых частиц. Размеры пылевых частиц, входящих в состав космической плазмы, составляют

от десятых и сотых долей микрометра до нескольких микрометров, благодаря чему частицы могут приобретать очень большие статические электрические заряды за счет потоков ионов и электронов на их поверхность. В случае учета вторично-электронных ионно-электронных эмиссионных процессов пылинки могут заряжаться положительно. Целью данной работы является исследование процесса зарядки пылевых частиц в космической неравновесной плазме с учетом различных механизмов зарядки. Для описания процесса зарядки пылинок широко применяется метод ограниченного орбитального движения, так называемое приближение OML (orbit motion limited). В уравнениях, полученных на основе этого метода, было использовано равновесное распределение Максвелла. Мы использовали приближение OML с учетом каппа-распределения. Получены выражения для потоков электронов и ионов на основе каппа-распределения, получена зависимость приведенного заряда пылевой частицы от параметров системы.

2. ТЕОРИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Модель приближения OML [10] позволяет из законов сохранения энергии и момента импульса определить сечения поглощения электронов и ионов пылевой частицей. Применимость метода обычно выражается следующим условием:

$$a \ll \lambda_D \ll l_{e(i)}, \quad (1)$$

где λ_D – длина экранирования плазмы (радиус Дебая), $l_{e(i)}$ – длина свободного пробега электронов (ионов), a – радиус пылевой частицы. Также подразумевается, что другие пылевые частицы не оказывают влияния на движение электронов и ионов в ее окрестности.

В приближении OML считается, что электроны и ионы поглощаются в том случае, если их траектории пересекают поверхность пылевой частицы или касаются ее. Тогда сечения поглощения, зависящие от их скоростей, имеют следующий вид:

$$\sigma_e(v) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 + \frac{2e\phi_s}{m_e v^2}\right), & \frac{2e\phi_s}{m_e v^2} > -1, \\ 0, & \frac{2e\phi_s}{m_e v^2} < -1, \end{cases} \quad (2)$$

$$\sigma_i(v) = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e\phi_s}{m_i v^2}\right),$$

где $m_{e(i)}$ – масса электронов (ионов), а v – скорости электронов и ионов относительно пылевой частицы, ϕ_s – связанный с зарядом стационарный потенциал поверхности пылевой частицы. В рамках приближения ограниченного орбиталь-

ного движения $\sigma_e(v)$ и $\sigma_i(v)$ не зависят от конкретной формы распределения электрического потенциала в окрестности пылевой частицы. Потоки электронов и ионов на поверхность частицы определяются интегрированием соответствующего сечения с функциями распределения частиц по скоростям $f_{e(i)}(v)$

$$I_{e(i)} = n_{e(i)} \int v \sigma_{e(i)}(v) f_{e(i)}(v) d^3 v, \quad (3)$$

где $n_{e(i)}$ – концентрация электронов (ионов). Выражение для максвелловского распределения плазменных частиц по скоростям

$$f_{e(i)}(v) = (2\pi v_{Te(i)}^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te(i)}^2}\right), \quad (4)$$

Каппа-распределение плазменных частиц по скоростям записывается следующим образом:

$$f_{e(i)}(v) = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\pi^{3/2} \theta^3} \frac{1}{\kappa^{3/2} \Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa \theta^2}\right)^{-\kappa-1}, \quad (5)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{2\kappa - 1}{\kappa}} v_{Te(i)},$$

где $v_{Te(i)} = \sqrt{k_B T_{e(i)} / m_{e(i)}}$ обозначает тепловую скорость электронов (ионов), κ – спектральный индекс, k_B – постоянная Больцман, $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов).

Стоит отметить, что при $\kappa \rightarrow \infty$ каппа-распределение стремится к распределению Максвелла, что и можно наблюдать из рис. 1. Распределения скоростей представлены в безразмерном виде

$$f[v^*] = f_e\left(v^* = \frac{v}{v_{Te}}\right) v_{Te}^3.$$

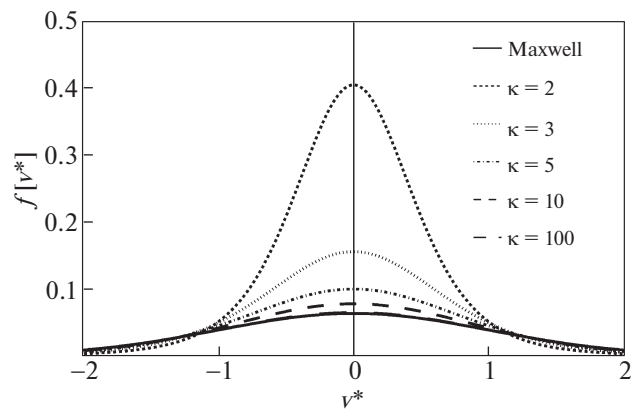


Рис. 1. Максвелловское и κ -распределения при различных значениях κ .

Таблица 1. Параметры астрофизической пылевой плазмы

В межзвездном пространстве						
	$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{К}$	$n_d, \text{см}^{-3}$	$a, \text{мкм}$	$\mu = \frac{m_e}{m_i}$	$\tau = \frac{T_e}{T_i}$
Межзвездное облако	$10^{-4}-10^{-3}$	10–20	$10^{-7}-10^{-6}$	0.1–0.5	$10^{-5}-10^{-4}$	1–100
Зодиакальный пылевой диск	1–10	10^4-10^5	$10^{-12}-10^{-11}$	1–10		
Комета Хейли	10^2-10^4	10^3-10^4	$10^{-8}-10^{-3}$	0.1–10		
в Е кольце, F кольце и в спице Сатурна						
Е кольцо	10–20	10^5-10^6	$10^{-7}-10^{-6}$	0.1–0.5	$10^{-5}-10^{-4}$	1–100
F кольцо	10–20	10^5-10^6	1–10	1–10		
Спицы Сатурна	0.1–100	10^4-10^5	0.5–1.5	0.5–1.5		

Интегрирование (3) с учетом (2) и (4) дает следующие выражения для потоков ионов и электронов

$$I_e = \sqrt{8\pi} n_e a^2 v_{Te} \exp\left(-\frac{e|\Phi_s|}{k_B T_e}\right), \quad (6)$$

$$I_i = \sqrt{8\pi} n_i a^2 v_{Ti} \exp\left(1 + \frac{e|\Phi_s|}{k_B T_i}\right). \quad (7)$$

В настоящей работе получены выражения для потоков электронов и ионов на основе κ -распределения, которые записываются следующим образом:

$$I_{\kappa e} = \sqrt{8\pi} n_e a^2 v_{Te} \times \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \frac{e|\Phi_s|}{k_B T_e}\right)^{\kappa-1}}, \quad (8)$$

$$I_{\kappa i} = \sqrt{8\pi} n_i a^2 v_{Ti} \times \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \frac{e|\Phi_s|}{k_B T_i}(\kappa-1)\right)}. \quad (9)$$

Стационарный потенциал поверхности и заряд пылевой частицы определяется равенством потоков ионов и электронов, поглощаемых частицей

$$I_e = I_i. \quad (10)$$

Вводим следующие безразмерные параметры, которые широко используются в разных работах [11, 12]

$$z = \frac{|Z_d| e^2}{a k_B T_e}, \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}, \quad \mu = \frac{m_e}{m_i}, \quad (11)$$

здесь z – абсолютная величина заряда частицы в единицах $a k_B T_e / e$ (в дальнейшем просто приведенный заряд), Z_d – зарядовое число пылевой частицы (заряд, выраженный в единицах элементарного заряда e), τ и μ – отношения температур и масс электронов и ионов, соответственно. Надо отметить, что в обычной газоразрядной плазме отношение температур $\tau \gg 1$ ($\tau \sim 10-100$), абсолютная величина заряда $z \geq 1$ и конечно, $\mu \ll 1$. В табл. 1 представлены параметры реальных плазм в космосе и в экспериментальных установках, приведенные в работе [13].

Выражения (6), (7) для потоков электронов и ионов распределения Максвелла в безразмерном виде записываются как

$$I_e[z] = \frac{I_e a_0}{v_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} a^{*2} \exp(-z), \quad (12)$$

$$I_i[z] = \frac{I_i a_0}{v_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} \frac{a^{*2}}{n^*} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + z\tau), \quad (13)$$

для каппа-распределения

$$I_e[z] = \frac{I_{\kappa e} a_0}{v_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} a^{*2} \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa-1}}, \quad (14)$$

$$I_i[z] = \frac{I_{\kappa i} a_0}{v_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} \frac{a^{*2}}{n^*} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\tau(\kappa-1)\right)}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (15)$$

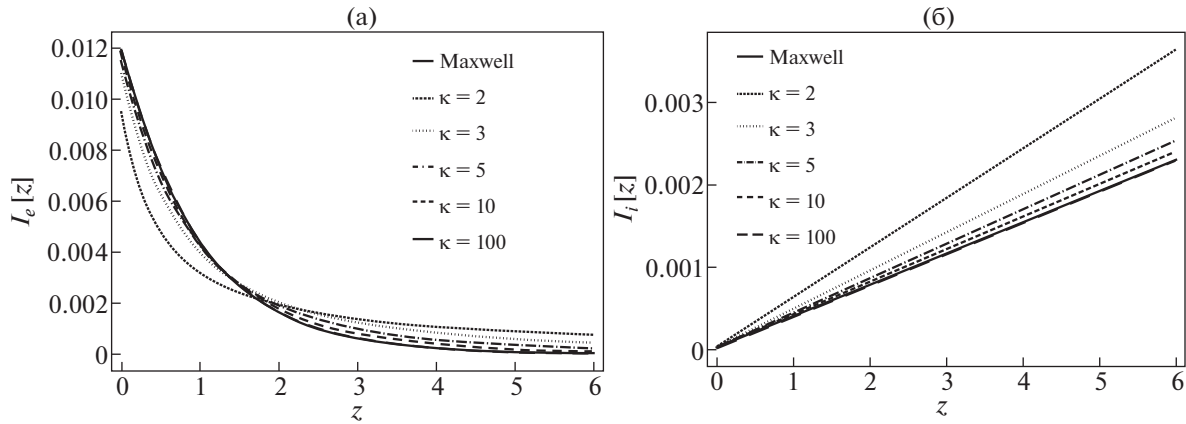


Рис. 2. Зависимость потоков электронов (а) и ионов (б) от приведенного заряда z для разных значений параметра кап-па (κ).

где $a^* = \frac{a}{a_0}$ – отношение радиуса пылевых частиц к среднему расстоянию между частицами $a_0 = \left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)^{1/3}$. Для частицы с радиусом $a = 1$ мкм и $n_e \approx 10^9$ см⁻³, $a^* \approx 10^{-1}$, а параметр $n^* = \frac{n_e}{n_i}$ является отношением концентраций электронов и ионов. На рис. 2 представлена зависимость потоков электронов и ионов от параметра z . Результаты показывают схожее поведение с результатами, полученными на основе максвелловского распределения при $\kappa \rightarrow \infty$.

С учетом безразмерных переменных и выражений для потоков ионов и электронов уравнение (10) для распределения Максвелла может быть переписано в виде

$$\exp(-z) = \frac{n_e}{n_i} \left(\frac{\mu}{\tau}\right)^{1/2} (1 + z\tau). \quad (16)$$

Если переписать уравнение (10) для потоков электронов и ионов с учетом каппа-распределения, получим следующее выражение:

$$\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa-1} \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \tau z(\kappa - 1)\right) = \frac{n_e}{n_i} \sqrt{\frac{\tau}{\mu}} \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^\kappa. \quad (17)$$

Для уединенной частицы условие квазинейтральности имеет вид $n_i = n_e$. Тем самым величину приведенного параметра z определяют фактически отношения температур электронов и ионов плазмы, а также род газа (отношение масс электронов и ионов).

Абсолютная величина безразмерного заряда уединенной сферической пылевой частицы как функция отношения температур электронов и

ионов τ и как функция отношения масс электронов и ионов μ представлена на рис. 3. Данные результаты получены с помощью выражений (16) и (17), на основе распределения Максвелла и каппа-распределения, соответственно. Приведенный заряд частицы z уменьшается с увеличением как отношения температур τ , так и отношения масс электронов и ионов μ .

Выражения (16) и (17) получены для уединенных частиц в плазме. Однако концентрация пылевых частиц может сильно влиять на их заряд. За счет ухода заметной части свободных электронов на соседние пылевые частицы, уменьшается их потенциал и заряд по абсолютной величине. Для учета данного обстоятельства и считая условие (1) выполненным, используя выражения для потоков электронов и ионов (12)–(15), принимая во внимание вклад пылевой компоненты в зарядовый состав плазмы, условие квазинейтральности записывается

$$n_e = n_i + Z_d n_d \quad (18)$$

И вместо уравнений (16) и (17) выражения для определения равновесного потенциала записываются для максвелловского и каппа-распределения следующим образом:

$$\exp(-z) = (1 + P) \left(\frac{\mu}{\tau}\right)^{1/2} (1 + z\tau). \quad (19)$$

$$\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa-1} \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \tau z(\kappa - 1)\right) (1 + P) = \sqrt{\frac{\tau}{\mu}} \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^\kappa, \quad (20)$$

где параметр $P = |Z_d| \frac{n_d}{n_e}$ – определяет отношение плотностей заряда пылевой и электронной компонент и называется параметром Хавнеса [14].

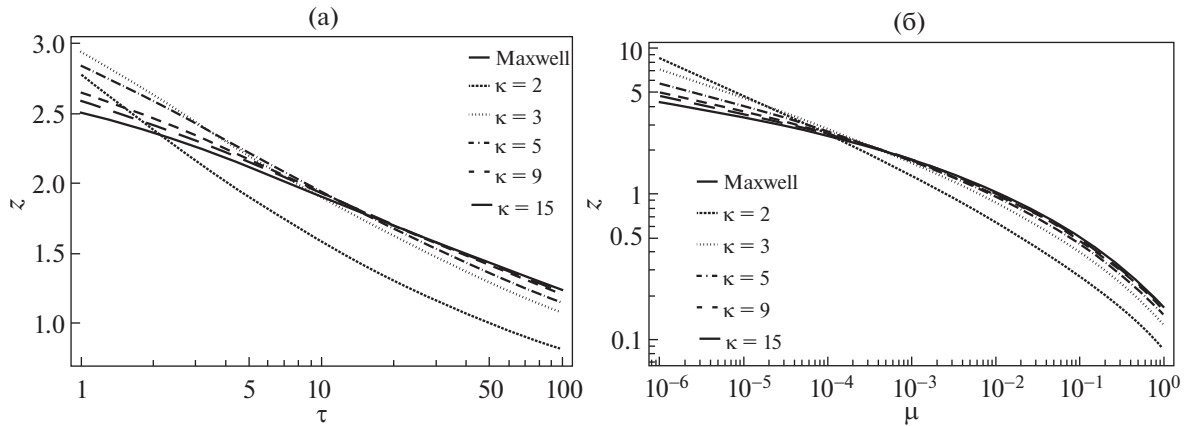


Рис. 3. Величина приведенного заряда z уединенной сферической пылевой частицы как функция отношения температур электронов и ионов τ (а) при значении отношения масс электронов и ионов $\mu = 10^{-4}$; (б) – величина приведенного заряда z в зависимости от отношения масс электрона и иона μ при отношения температур электронов и ионов $\tau = 10$.

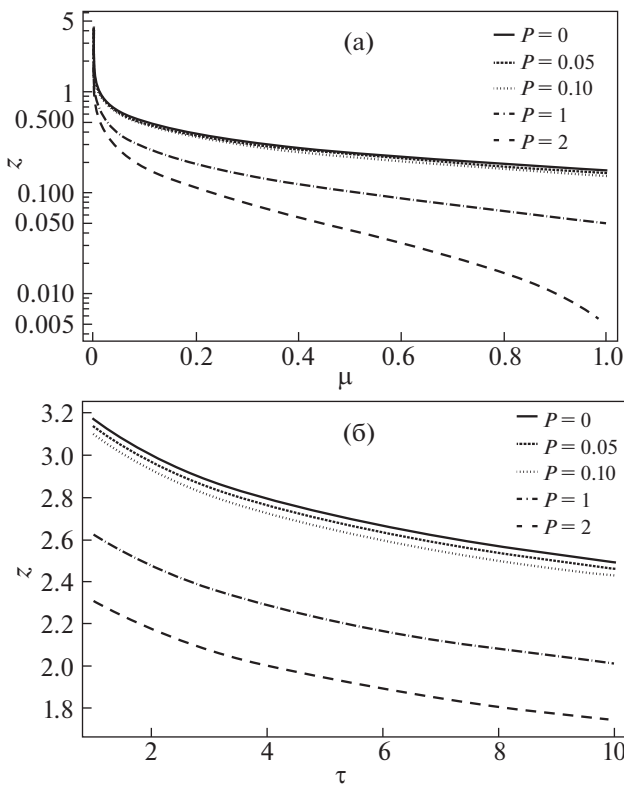


Рис. 4. Абсолютная величина безразмерного приведенного заряда z как функция отношения масс μ (а) при отношении температур электронов и ионов $\tau = 10$; (б) – величина безразмерного приведенного заряда z как функция отношения температур электронов и ионов τ при отношения масс электронов и ионов $\mu = 10^{-4}$ с учетом параметра Хавнеса P для каппа-распределения.

Вычисленный при $P \ll 1$ заряд соответствует заряду уединенной частицы, а при $P > 1$ он существенно уменьшается по абсолютной величине, что и можно наблюдать из рис. 4, построенного на основе уравнений (19) и (20) для параметра каппа $\kappa = 5$. Более подробно данную зависимость для разных значений параметра каппа можно видеть на рис. 5.

Для получения зависимости заряда z от времени используется уравнение [12]

$$\frac{dz}{dt^*} = \sum_j I_j(t), \tag{21}$$

где суммирование производится по всем потокам заряженных частиц I_j , поглощаемых либо эмитируемых пылевой частицей, взятым с соответствующим

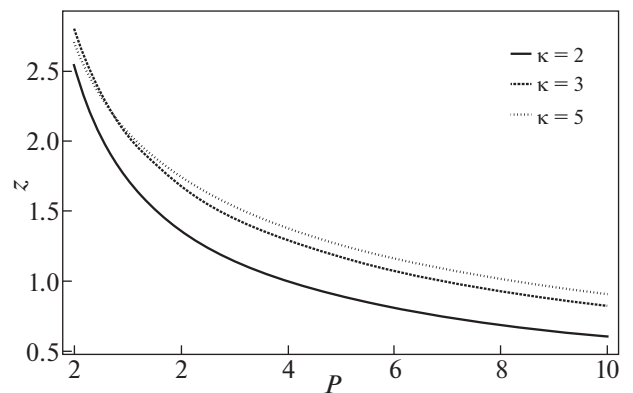


Рис. 5. Абсолютная величина безразмерного приведенного заряда в зависимости от параметра Хавнеса P при значении параметров $\mu = 10^{-4}$, $\tau = 10$.

ющим знаком. Стационарный заряд пылевых частиц определяется выражением

$$\frac{dz}{dt^*} = 0. \quad (22)$$

При рассмотрении зарядки пылевых частиц в отсутствие эмиссионных процессов за счет потоков ионов и электронов для максвелловского распределения скоростей частиц используем выражения для потоков электронов (6) и ионов (7) на поверхность заряженной уединенной сферической частицы в приближении OML. Введем безразмерное время: $t^* \rightarrow \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{a}{\lambda_{Di}} \right) t$, $\lambda_{Di} = \sqrt{k_B T_i / 4\pi e^2 n_i}$ –

ионный дебаевский радиус, $\omega_{pi} = \frac{v_{Ti}}{\lambda_{Di}}$ – ионная плазменная частота, и перепишем уравнение (21) для максвелловского распределения скоростей частиц

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \left[\exp(-z) - \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + \tau z) \right], \quad (23)$$

для каппа-распределения скоростей частиц

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)} \times \left(\frac{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa - 1}} - \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}} \right). \quad (24)$$

Вместе с начальным условием $z(t^* = 0) = 0$ уравнение позволяет определить стационарный приведенный заряд $z = z(\tau, \mu)$ при $t^* \rightarrow \infty$ и характерное время $t_{ch}^*(\tau, \mu)$ зарядки пылевой частицы от незаряженного состояния. В работе [11] характерное время зарядки определено как

$t_{ch} = \frac{|Z_d|}{I_0}$, где $I_0 = I_{e0} = I_{i0}$ – потоки электронов и ионов в стационарном состоянии. А частота зарядки Ω_{ch} как частота релаксации малых возмущений заряда к стационарному значению,

$\Omega_{ch} = \left. \frac{dI_0}{dZ_d} \right|_{Z_{d0}}$, где значение производной вычисляется для стационарного заряда.

На рис. 6 представлены результаты вычисления зарядки пылевых частиц в отсутствие эмиссионных процессов за счет потоков ионов и электронов при соотношении температур электронов и ионов $\tau = 50$ для плазмы с ионами аргона. Также, на рисунке безразмерные величины Ω_{ch}^{-1} и t_{ch} указаны вертикальными штриховыми линиями.

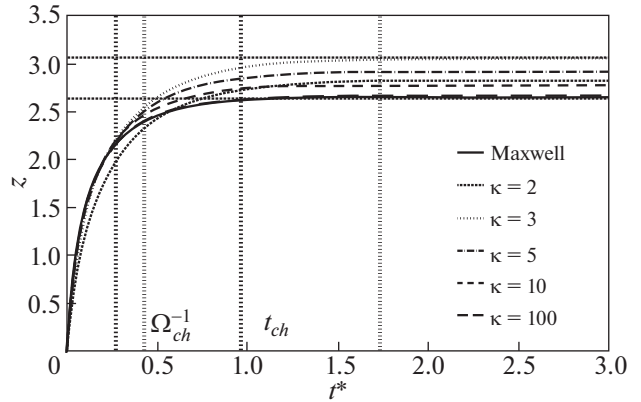


Рис. 6. Абсолютная величина безразмерного заряда как функция безразмерного времени t^* для плазмы аргона при $\tau = \frac{T_e}{T_i} = 50$.

Вертикальные линии (первые две слева) соответствуют значениям величины Ω_{ch}^{-1} для максвелловского и каппа-распределения (слева направо), а две другие вертикальные линии соответствуют значениям величины t_{ch} . То есть результаты показывают, что для немаксвелловского распределения скоростей частиц характерное время зарядки пылевых частиц увеличивается почти в два раза по сравнению с характерным временем зарядки частиц для максвелловского распределения частиц. Отметим, что горизонтальная линия показывает стационарный приведенный заряд пылевых частиц. Результаты показывают хорошее согласие с результатами работы для максвелловского распределения [11]. Для плазмы с ионами гелия, которая более широко распространена в космосе чем плазма аргона, результаты ведут себя аналогично.

При вторичной электронной эмиссии поток вторичных эмитированных электронов I_{se} связан с потоком первичных электронов I_e через коэффициент вторичной электронной эмиссии δ , определяющего отношение потока выбитых вторичных электронов I_{se} с поверхности пылевой частицы к потоку I_e падающих электронов $I_{se} = \delta I_e$. Коэффициент δ зависит как от энергии первичных электронов E , так и от материала пылевой частицы. Зависимость $\delta(E)$ оказывается почти универсальной для различных материалов, если нормировать δ на величину максимального значения коэффициента вторичной электронной эмиссии δ_m , а текущую энергию падающих электронов E на энергию E_m , при которой этот максимум δ_m достигается. Для некоторых материалов, из которых состоит пылевая частица величины параметров δ_m , и E_m составляют $\delta_m \sim (1-4)$, $E_m \sim (0.2-0.4)$

кэВ. Таким образом для вычисления зарядки пылевых частиц за счет вторичной электронной эмиссии выражение (21) перезаписывается следующим образом:

$$\frac{dZ_d}{dt} = -(I_e + I_i + I_s), \quad (25)$$

где I_e, I_i – потоки электронов и ионов соответствующей функции распределения скоростей частиц, тогда как поток вторичной электронной эмиссии определяется выражением

$$I_s = 3.7\delta_m 2\sqrt{2}\pi a^2 n_e v_{Te} \exp\left(\frac{\Phi_s e}{k_B T_e}\right) F_{5,B}\left(\frac{E_m}{4k_B T_e}\right), \quad (26)$$

здесь функция $F_{5,B} = F_{5,B}(x)$ задана в интегральном виде

$$F_{5,B}(x) = x^2 \int_B^\infty u^5 \exp(-xu^2 - u) du, \quad (27)$$

и нижний предел определяется положительным квадратом $B^2 = 4e\phi_s/E_m$. Надо отметить, что так как объектом исследования является космическая пылевая плазма, мы рассматриваем случай, когда $\phi_s < 0$.

Таким образом выражение (25) для максвелловского распределения имеет вид

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{n_e}{n_i} \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \times \left[\exp(-z) - \frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + z\tau) - \beta \exp(-z) \right], \quad (28)$$

для каппа-распределения

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{n_e}{n_i} \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \times \left[A \left(B - \frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2} \right) + z\tau(\kappa - 1) \right)}{\left(\kappa - \frac{3}{2} \right)^{\frac{1}{2}}} \right) - \beta \exp(-z) \right], \quad (29)$$

$$A = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)},$$

$$B = \frac{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa - 1}},$$

здесь $\beta = 3.7\delta_m F_{5,B}\left(\frac{E_m}{4k_B T_e}\right)$. В работах [15], где исследуется зарядка пылевых частиц в результате вторичной электронной эмиссии, значение коэффициента вторичной эмиссии берется $\delta_m = 15$,

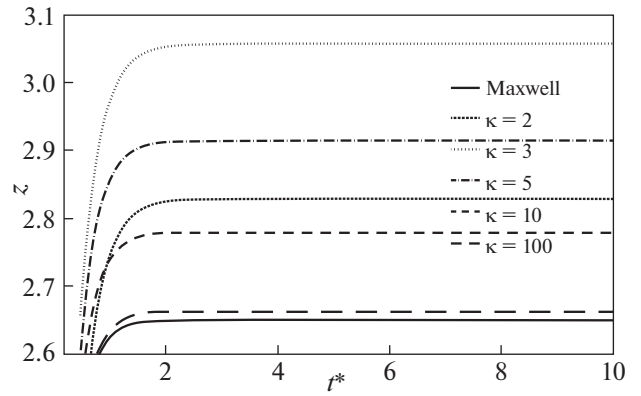


Рис. 7. Абсолютная величина безразмерного приведенного заряда с учетом вторичной электронной эмиссии как функция безразмерного времени t^* для плазмы с ионами гелия при соотношении температур электронов и ионов $\tau = \frac{T_e}{T_i} = 2$.

а отношение $\frac{E_m}{k_B T_e} \approx 180$, данные значения были использованы и в данной статье.

Результаты учета вторичной электронной эмиссии показывают (рис. 7), что время зарядки не меняется с увеличением параметра каппа, а величина приведенного заряда уменьшается с увеличением параметра каппа.

За счет эффекта фотоэмиссии при облучении пылевых частиц в плазме потоком фотонов с энергией, превосходящей работу выхода фотоэлектрона с их поверхности, пылевые частицы могут приобретать положительный заряд [16, 17]. Так как характерная величина работы выхода фотоэлектрона для большинства веществ не превышает 6 эВ, фотоны с энергией меньше 12 эВ могут зарядить частицы, не ионизируя при этом буферный газ (как правило водород). От свойств источника излучения, материала частиц, а также знака их заряда зависит величина потока эмитированных электронов, которая выражается следующим образом [17]:

$$I_{pe} = 4\pi a^2 Y_p J_p \begin{cases} 1, & \phi_s < 0 \\ \exp\left(-\frac{e\phi_s}{k_B T_p}\right), & \phi_s > 0 \end{cases} \quad (30)$$

здесь J_p – плотность потока фотонов, Y_p – квантовый выход материала пылевых частиц. А выражение (21) с учетом потока фотонов для максвелловского распределения записывается следующим образом:

$$\frac{dz}{dt'} = \left[(1 - z\tau) - \alpha \exp\left(z \frac{T_e}{T_p}\right) \right], \quad (31)$$

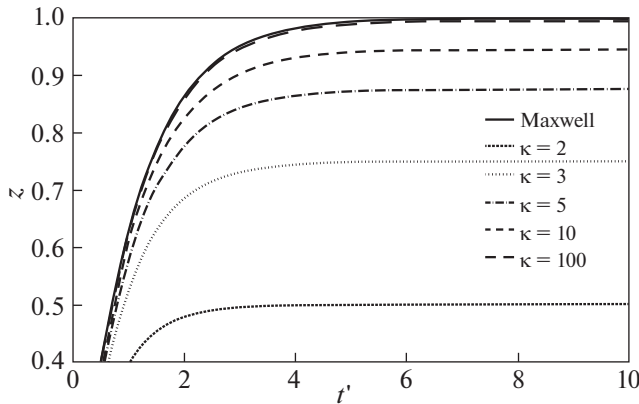


Рис. 8. Абсолютная величина безразмерного приведенного заряда с учетом фотоэлектронной эмиссии как функция безразмерного времени t' .

для каппа-распределения

$$\frac{dz}{dt'} = \left[\frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)} \times \frac{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) - z\tau(\kappa - 1)\right)}{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}} - \alpha \exp\left(z \frac{T_e}{T_p}\right) \right], \quad (32)$$

где $\alpha = \sqrt{2\pi} \frac{Y_p J_p}{n_e v_{Te}}$, здесь безразмерное время уже другое, связанное с электронной плазменной частотой $t' \rightarrow \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{a}{\lambda_{De}}\right) t$, $\lambda_{De} = \sqrt{k_B T_e / 4\pi e^2 n_e}$ – электронный дебаевский радиус, $\omega_{pe} = \frac{v_{Te}}{\lambda_{De}}$ – электронная плазменная частота.

На рис. 8 представлены результаты исследования зарядки пылевых частиц за счет фотоэлектронной эмиссии частиц для плазмы с ионами аргона. Параметр квантового выхода материала брался как $Y_p = 0.5$, а концентрация электронов $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$. Безразмерное время зарядки увеличивается с увеличением параметра каппа, и, наоборот, с увеличением параметра каппа уменьшается абсолютная величина безразмерного приведенного заряда z .

3. ВЫВОДЫ

В работе исследован процесс зарядки пылевой частицы в космической плазме. Для исследования был использован метод орбитального огра-

ниченного движения. Уравнения данного метода решались на основе каппа-распределения, определяемое параметром κ , значение которого в расчетах может изменяться от 2 до 100. В результате исследования получена зависимость приведенного заряда пылевой частицы от параметров системы. Получены выражения для потоков электронов и ионов на основе каппа-распределения. Показано, что при параметре $\kappa \rightarrow \infty$ эти формулы переходят в выражения, полученные на основе максвелловского распределения. Исследование процесса зарядки пылевых частиц с учетом различных механизмов было проведено для широкого диапазона значений параметров системы: соотношения масс электронов и ионов, соотношения температуры электронов и ионов. Зависимость приведенного заряда от времени зарядки без учета эмиссионных процессов показала, что характерное время зарядки для каппа-распределения увеличивается по сравнению с характерным временем зарядки частиц для максвелловского распределения частиц. Результаты учета вторичной электронной эмиссии показывают, что время зарядки не меняется с увеличением параметра каппа, а величина приведенного заряда уменьшается с увеличением этого параметра. В то же время при учете фотоэлектронной эмиссии безразмерное время зарядки увеличивается с увеличением параметра каппа, и, наоборот, с увеличением параметра каппа уменьшается абсолютная величина приведенного заряда. В дальнейшем результаты исследований планируем применить для исследования зарядки пылевых части в реальных астрофизических объектах.

Настоящая работа была выполнена при поддержке гранта АР09058005 МОН РК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Goertz C.K.* // Rev. Geophys. 1989. V. 27. № 2. P. 271.
2. *Taylor S., Lever J.H., Burgess K., Stroud R.M., Brownlee D.E., Nittler L., Bardyn A., Conel M., Alexander O.D., Farley K.A., Treffkorn J., Messenger S., Wozniakiewicz P.J.* // Meteoritics and Planetary Science. 2020. V. 55 (5). P. 1128.
3. *Gainsforth Z., Westphal A.J., Butterworth A.L., Jilly-Rehak C.E., Brownlee D.E., Joswiak D.J., Ogliore R.C., Zolensky M.E., Bechtel H.A., Ebel D.S., Huss G.R., Sandford S.A., White A.J.* // Meteoritics and Planetary Science. 2019. V. 54(5). P. 1069–1091.
4. *Elphic R.C., Delory G.T., Butler P.H., Mahaffy P.R., Horanyi M., Colaprete A., Benna M., Noble S.K.* // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 3.
5. *Fortov V.E., Nefedov A.P., Vaulina O.S., Petrov O.F., Dranzhevski I.E., Lipaev A.M., Semenov Y.P.* // New J. Phys. 2003. V. 5. 102.
6. *Hellberg M.A., Mace R.L., Baluku T.K., Kourakis I., Saini N.S.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 094701.

7. Ziebell L.F., Gaelzer R., Simões Jr. F.J.R. // J. Plasma Phys. 2017. V. 83. P. 905830503.
8. Livadiotis G., Geophys J. // Res. Space Physics. 2015. V. 120. P. 1607.
9. Baluku T.K., Hellberg M.A. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 012106.
10. Tang X., Delzanno G. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 123708.
11. Фортков В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495.
12. Морфилл Г.Е., Цытович В.Н., Томас Х. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 1. С. 3.
13. Mamun A.A., Shukla P.K. // Journal of Plasma Physics. 1994. V. 77 (04). P. 437–455.
14. Havnes O. // Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 2281.
15. Christoph L., Nazish R., Owen W.R., Justin C.H., Klaus T., Rumi N. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 103704.
16. Rosenberg M., Mendis D.A., Sheehan D.P. // IEEE Trans. Plasma Series. 1996. V. 24. 1422.
17. Goree J. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. P. 400–406.