

УДК 533.951

Ю. А. Клименко, О. К. Черемных

Институт космічних досліджень Національної академії наук України і Національного космічного агентства України, Київ

О распределении заряда на пылевых частицах космической плазмы

Надійшла до редакції 29.07.03

Для вивчення зарядових властивостей пилу в космічній плазмі ми вперше застосували метод детального балансу, розвинутий раніше для задач фізики твердого тіла. Запропонований метод адекватно враховує факт дискретності заряду та оперує у термінах ймовірностей наявності того чи іншого заряду на пилинці. Отримана система рівнянь дозволяє знайти аналітичний вираз для форми зарядового розподілу на пилинці. Показано, що це розподіл Гаусса, а його пік збігається зі значенням, відомим з теорії обмежених орбіт. Показано, що відносна флуктуація заряду на пилинці збільшується зі зменшенням її розміру. Наведено прості аналітичні вирази для основних статистичних і термодинамічних параметрів пилу в космічній плазмі. Результати обговорюються у термінах статистичної теорії та фізики плазми.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему моменту времени имеется ряд экспериментальных доказательств наличия пылевых частиц в космической плазме, начиная от звезд и квазаров, межзвездных пылевых облаков, планетарных колец, кометных хвостов, и вплоть до магнитосферы и ионосферы Земли, где образование пыли формируется за счет извержения вулканов, метеоритных дождей и ряда антропогенных факторов — пожаров, ракетных выхлопов, взрывов и пр. [6—8, 10]. С развитием космических исследований выясняется все большая роль пыли в космической плазме. Она играет доминирующую роль в механизмах формирования звезд и «энергетическом питании» квазаров, в образовании планетарных колец в структуре кометных хвостов и пр. Характерными трудностями для описания космических пылевых структур являются: необходимость одновременного учета электростатического и гравитационного взаимодействия пылевых частиц, рост пылинок за счет постоянной и долговременной депозиции вещества на них, сложные, и до сих пор окончательно не понятое, процессы слипания пылевых частиц и зависимость динамики этих процессов от размеров пыли [2—4, 6—11].

Данная теоретическая работа направлена на изучение зарядовых свойств пылинок в космической плазме. Хорошо известно, что внесение частиц пыли в плазму приводит к практически мгновенному накоплению заряда на них, однако до сих пор считалось, что стационарный заряд, накопленный на пылинке, является фиксированным. В работе на основании простых соображений мы показываем, что данное утверждение, вообще говоря, справедливо только для макроскопического размера пылинок. В микроскопической пыли (порядка микрометра и менее) заряд на пылинках сильно флуктуирует, и эта зарядовая флуктуация тем больше, чем меньше заряд пылинки. Предлагаемый подход позволяет естественным образом определить основные термодинамические параметры пылевой плазмы как системы частиц (пылинок) с переменным электрическим зарядом на них, что невозможно в рамках уже известных и широко используемых подходов. Ниже будут изложены: стандартный метод определения заряда на пылинке, основные идеи предлагаемого подхода, основные уравнения, на основании которых будут изучены основные статистические свойства зарядового распределения и найдены аналитические зависимости для термодинамических параметров пылевой плазмы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одной из основных проблем в физике пылевой плазмы является проблема определения заряда на микрочастицах пыли. Как показывают экспериментальные исследования [8, 10], пылевые частицы, по тем или иным причинам появившиеся в плазме, достаточно быстро приобретают большие отрицательные заряды за счет их столкновений с электронами и ионами. Хорошим качественным методом описания таких столкновений является модель ограниченных орбит [8, 10]. В рамках этой модели предполагается, что любая из плазменных частиц (электрон или ион), попадая на пылинку, «прилипает» к ней и рекомбинирует с находящимися на ней электронами и ионами. Преимущество такой модели состоит в том, что каким бы сложным не было поведение электростатического потенциала вокруг пылинки, предельный прицельный параметр попадания плазменных частиц на пылинку, определяемый из условия нормального касания с пылевой частицей, может быть легко найден из законов сохранения энергии и момента импульса. В предположении максвелловских распределений для скоростей электронов и ионов вдали от пылевой частицы и учета всех возможных путей попадания плазменных частиц на пылинку несложно посчитать полный поток электронов и ионов, падающих на пылевую частицу.

Для однозарядных ионов метод ограниченных орбит дает следующие выражения для теплового электронного и ионного потоков на отрицательно заряженную пылевую частицу радиуса a [8]:

$$\psi_e = 2\sqrt{2\pi} n_{e,0} v_{Te} a^2 \exp(-\eta N), \quad (1)$$

$$\psi_i = 2\sqrt{2\pi} n_{i,0} v_{Ti} a^2 \left(1 + \frac{\eta N}{\tau}\right). \quad (2)$$

Здесь $n_{e,0}$ и $n_{i,0}$ — равновесные концентрации электронов и однозарядных ионов в пылевой плазме, v_{Te} и v_{Ti} — средние скорости их теплового движения, $\tau = T_i/T_e$, T_e и T_i — электронная и ионная температуры в энергетических единицах, N — зарядовое число пылинки, а величина η имеет вид

$$\eta = \frac{e^2}{aT_e}. \quad (3)$$

Выражения (1) и (2) определяют число частиц, падающих на пылинку в единицу времени (размерность с^{-1}). Сомножители в (1) и (2) учитывают эффекты отталкивания электронов от отрицательно заряженной пылевой частицы и притяжения однозарядных ионов к ней соответственно.

Обычно предполагается, что в условиях термоди-

намического равновесия тепловые потоки электронов и ионов на пылевую частицу должны уравновешивать друг друга ($\psi_e = \psi_i$). Равенство потоков дает следующее уравнение для величины N искомого зарядового числа на отдельно взятой пылевой частице:

$$\eta N = \ln \left(\frac{\sqrt{\tau\mu}}{\tau + \eta N} \right), \quad (4)$$

где $\mu = m_i/m_e$ — отношение масс иона и электрона. При получении (4) было учтено условие квазинейтральности плазмы в пределе бесконечно малой концентрации пылевых частиц:

$$n_{e,0} = n_{i,0}. \quad (5)$$

Численное решение уравнения (4) при $\eta \ll 1$ показывает [10], что зарядовое число N обратно пропорционально числу η :

$$N \approx \frac{2.5}{\eta}, \quad (6)$$

и практически во всех интересующих нас случаях слабо (по логарифмическому закону) зависит от остальных параметров пылевой плазмы.

Изложенный подход определения заряда пылевой частицы игнорирует тот факт, что приход и уход заряда на пылинку происходит дискретным образом, в единицах, кратных заряду электрона. Очевидно, что эффектом дискретности заряда плазменных частиц можно пренебречь при условии, что поток этих частиц на пылинку является непрерывным. То есть, в момент попадания какой-либо частицы на пылинку следующая за ней частица находится достаточно близко от поверхности пылинки.

Для оценки непрерывности падающих электронного и ионного потоков, определим средние расстояния \bar{L}_e , \bar{L}_i между плазменной частицей и пылинкой в момент падения предыдущей частицы на пылинку и сравним их с размером a пылинки. Если справедливо неравенство $\max(\bar{L}_e, \bar{L}_i) \ll a$, то потоки можно считать непрерывными, и дискретностью заряда на падающих частицах можно пренебречь. Предполагая, что характерные скорости частиц потока имеют порядок тепловых, и учитывая, что характерные частоты электронных и ионных соударений с пылевой гранулой равны

$$\begin{aligned} \tau_e &= \psi_e^{-1}, \\ \tau_i &= \psi_i^{-1}, \end{aligned} \quad (7)$$

получаем

$$\begin{aligned} \bar{L}_e &= v_{Te} \tau_e, \\ \bar{L}_i &= v_{Ti} \tau_i. \end{aligned} \quad (8)$$

Тогда условие непрерывности потоков сводится к достаточно простому неравенству

$$n_{e,0}a^3 \gg 1. \quad (9)$$

Для характерных размеров космических пылинок $a \approx 1$ мкм (хвост кометы Галлея, планетарные кольца Юпитера и Сатурна и пр. [6]) неравенство (9) реализуется при достаточно высоких концентрациях плазменных частиц ($n_{e,0}, n_{i,0} \gg 10^{12} \text{ см}^{-3}$), что практически не реализуется в условиях космоса. Последнее означает, что расчет заряда на пылевых частицах требует иного подхода, который бы учел дискретность заряда на плазменных частицах, взаимодействующих с пылинкой.

Легко понять, что в космической плазме практически всегда реализуется неравенство, обратное (9):

$$n_{e,0}a^3 \ll 1. \quad (10)$$

Поэтому в момент попадания какой-либо плазменной частицы на космическую пылинку следующая за ней частица находится на достаточно большом удалении от поверхности пылевой гранулы и «чувствует» изменение заряда пылинки в результате попадания на нее предыдущей частицы. Это означает, что проблема расчета заряда на пылинке является более сложной, чем модель, основанная на балансе потоков плазменных частиц. В частности, в рамках этой модели ничего нельзя сказать о величине флуктуации зарядов на пылинках в зависимости от основных экспериментально наблюдаемых параметров пылевой плазмы. Поэтому представляется актуальным рассмотреть вопрос о распределении заряда на пылинках, учитывая дискретный характер накопления заряда на пылинке. Ниже, оставаясь в рамках модели ограниченных орбит, мы продемонстрируем простой эффект флуктуации заряда на пылинке относительно некоторого среднего значения. Это означает, что заряд на пылинке является величиной переменной, а не постоянной, как обычно считается. Следовательно, рассматриваемая система из пылевых гранул является открытой системой с флуктуирующим параметром, в качестве которого выступает заряд. Поскольку к такой системе с фактически переменным числом частиц можно применить математический аппарат классической термодинамики, то в рамках предлагаемой модели можно получить простые аналитические выражения для основных термодинамических величин и потенциалов.

Изучению изложенных выше вопросов и посвящена данная работа.

УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА И ИХ СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ

Вместо сложных кинетических уравнений, обычно используемых для определения заряда на пылинке, мы будем руководствоваться простыми соображениями, основанными на балансе «ухода—прихода» частиц на пылинку [1, 5]. Для описания такого баланса введем вероятность P_n того, что в текущий момент времени t полный заряд пылевой частицы (в единицах заряда электрона $e < 0$) равен числу n ($-\infty < n < \infty$). Тогда уход пылинки из состояния с зарядовым числом n возможен двумя путями — в состояние с зарядом $(n + 1)e$ после попадания электрона на пылинку, либо в состояние с зарядом $(n - 1)e$ в результате соударения пылинки с однозарядным ионом. При этом мы пренебрегаем вероятностью одновременного прихода двух и более частиц на пылинку. Из общих соображений понятно, что темп изменения данного зарядового состояния пропорционален величине P_n и суммарному потоку $\psi_e(n) + \psi_i(n)$, падающему на пылинку и вызывающему собственно изменение зарядового состояния. Под величинами $\psi_e(n)$ и $\psi_i(n)$ мы подразумеваем потоки (1) и (2) с точностью до замены N на n . Наряду с уходом пылинки из зарядового состояния n возможен и *переход* пылинки в это состояние из состояния с зарядом $(n + 1)e$ после попадания на пылинку однозарядного иона и из состояния с зарядом $(n - 1)e$ после попадания на нее электрона. Очевидно, что темпы этих переходов можно записать в виде $P_{n+1}\psi_i(n + 1)$ и $P_{n-1}\psi_e(n - 1)$ соответственно. Таким образом, интересующее нас уравнение баланса можно представить в виде

$$\frac{d}{dt} P_n = -P_n [\psi_e(n) + \psi_i(n)] + P_{n-1}\psi_e(n - 1) + P_{n+1}\psi_i(n + 1). \quad (11)$$

Система уравнений (11) имеет интеграл движения

$$\frac{d}{dt} \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n = 0,$$

из которого следует, что условие нормировки

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n = 1 \quad (12)$$

будет сохраняться с течением времени. Уравнения (11), (12), дополненные соответствующим начальным условием, позволяют в принципе исследовать временную динамику изменения заряда на пылинке. В то же время из эксперимента мы знаем, что процесс накопления заряда на пылинке после ее попадания в плазму происходит практически мгновенно.

венно. Поэтому представляется целесообразным опустить процесс зарядки пылинки и ограничиться рассмотрением установившегося распределения заряда на пылинке, т. е. найти не зависящие от времени решения системы следующих уравнений:

$$\begin{aligned} P_n [\psi_e(n) + \psi_i(n)] = \\ = P_{n-1} \psi_e(n-1) + P_{n+1} \psi_i(n+1), \quad (13) \\ -\infty < n < \infty. \end{aligned}$$

Такие решения можно найти, если использовать тот факт, что решения уравнений

$$P_n = P_{n-1} \frac{\psi_e(n-1)}{\psi_i(n)}, \quad -\infty < n < \infty \quad (14)$$

автоматически являются решениями уравнения (13).

Уравнения (13) и (14) учитывают возможность наличия как отрицательного ($ne < 0$), так и положительного ($ne > 0$) зарядов на пылинке. Поэтому в общем случае нам необходимо иметь выражения для потоков плазменных частиц, падающих на произвольно заряженную пылинку. При отрицательном заряде пылинки потоки имеют вид

$$\begin{aligned} \psi_e(n) = 2\sqrt{2\pi} n_{e,0} v_{Te} a^2 \exp(-\eta n), \\ \psi_i(n) = 2\sqrt{2\pi} n_{i,0} v_{Ti} a^2 \left(1 + \frac{\eta n}{\tau}\right), \quad (15) \end{aligned}$$

а в противоположном случае они могут быть также получены в рамках того же приближения ограниченных орбит:

$$\begin{aligned} \psi_e(n) = 2\sqrt{2\pi} n_{e,0} v_{Te} a^2 \left(1 + \frac{\eta |n|}{\tau}\right), \\ \psi_i(n) = 2\sqrt{2\pi} n_{i,0} v_{Ti} a^2 \exp(-\eta |n|). \quad (16) \end{aligned}$$

Подстановка (15) и (16) в (14) с учетом (5) позволяет посредством рекурсии выразить произвольную вероятность P_n через вероятность P_0 нахождения пылинки в незаряженном состоянии:

$$\begin{aligned} P_1 = P_0 \frac{\sqrt{\tau\mu}}{\tau + \eta}, \\ P_n = P_{n-1} \frac{\sqrt{\tau\mu} e^{-\eta(n-1)}}{\tau + \eta n}, \quad (17) \\ n > 1, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{-1} = P_0 \frac{\sqrt{\tau^3/\mu}}{\tau + \eta}, \\ P_{n-1} = P_n \frac{\sqrt{\tau^3/\mu} e^{-\eta|n|}}{\tau + \eta|n-1|}, \quad (18) \\ n < -1. \end{aligned}$$

Формулы (12), (17) и (18) дают искомое решение для стационарного распределения заряда на пылинке. Эти выражения можно существенно упростить, если воспользоваться следующими характерными оценками для входящих в (17) и (18) безразмерных величин $\eta \equiv e^2/aT_e \ll 1$, $\tau \equiv T_i/T_e \approx 1$ и $\mu \equiv m_i/m_e \gg 1$. Легко видеть, что все вероятности P_n нахождения пылинки в состояниях с положительным зарядом ($n < 0$) являются пренебрежимо малыми по сравнению с аналогичными выражениями для отрицательного заряда на пылинке. В случае отрицательного заряда ($n > 0$) вероятность P_n быстро увеличивается с увеличением числа n и достигает максимального значения вблизи точки $n = N$, которое определяется из трансцендентного уравнения

$$\eta(N-1) = \ln \left(\frac{\sqrt{\tau\mu}}{\tau + \eta N} \right). \quad (19)$$

Очевидно, что число N должно быть целым, поэтому необходимо выбрать ближайшее к целому числу решение (19). Для дальнейших расчетов удобно выразить все вероятности P_n через максимальную вероятность P_N . В результате получаем следующие соотношения

$$P_{N+k} = P_N \prod_{p=1}^k e^{-p\eta} \left(\prod_{q=1}^k (1 + qc\eta) \right)^{-1}, \quad k \geq 1, \quad (20)$$

$$P_{N-1} = P_N,$$

$$P_{N-k} = P_N \prod_{p=1}^{k-1} e^{-p\eta} \prod_{q=1}^{k-1} (1 - qc\eta), \quad k \geq 2, \quad (21)$$

где

$$c = \frac{1}{\tau + \eta N}. \quad (22)$$

Формулы (20) и (21) могут быть существенно упрощены, поскольку справедливы тождества

$$\begin{aligned} \prod_{p=1}^k e^{-p\eta} = \exp\left(-\eta \sum_{p=1}^k p\right) = e^{-\eta k(k+1)/2}, \\ \prod_{p=1}^{k-1} e^{-p\eta} = \exp\left(-\eta \sum_{p=1}^{k-1} p\right) = e^{-\eta k(k-1)/2}, \quad (23) \end{aligned}$$

а при $kc\eta \ll 1$ можно записать

$$\begin{aligned} \prod_{q=1}^k (1 + qc\eta) \approx \prod_{q=1}^k e^{qc\eta} = e^{\eta ck(k+1)/2}, \\ \prod_{q=1}^{k-1} (1 - qc\eta) \approx \prod_{q=1}^{k-1} e^{-qc\eta} = e^{-\eta ck(k-1)/2}. \quad (24) \end{aligned}$$

Подстановка этих выражений в (20) и (21) дает

общую формулу

$$P_{N+k} = P_N \exp \left[-\frac{\eta(1+c)k(k+1)}{2} \right], \quad (25)$$

$-N < k < \infty.$

Как будет показано ниже, при $\eta \ll 1$ решением трансцендентного уравнения (19) будут достаточно большие зарядовые числа $N \gg 1$. Поэтому, обозначая $n = N + k$ и принимая во внимание условие нормировки (12), можно получить окончательное выражение

$$P_n = \sqrt{\frac{\eta'}{2\pi}} \exp \left[-\frac{\eta'(n-N)^2}{2} \right], \quad (26)$$

$-\infty < n < \infty,$

в котором

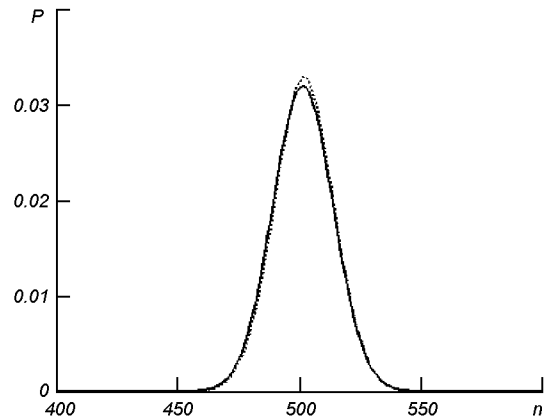
$$\begin{aligned} \eta' &= \eta(1+c) = \eta \left(1 + \frac{1}{\tau + \eta N} \right) = \\ &= \frac{e^2}{aT_e} + \frac{e^2}{a[T_i + e^2 N/a]}, \end{aligned} \quad (27)$$

а текущий индекс n распространен на всю область своего определения. Константа нормировки в (26) получена при переходе от суммирования по n к соответствующему интегрированию (в силу малости параметра η такой переход является вполне оправданным). Изучению свойств зарядового распределения (26) посвящен следующий раздел.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЗАРЯДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Из простого сравнения формул (19) и (4) легко видеть, что максимум зарядового распределения (26) с точностью до малого параметра $\eta \ll 1$ совпадает с тем зарядовым числом, которое получается из условия равенства электронного и ионного потоков, падающих на частицу. Принимая же во внимание то обстоятельство, что зарядовые числа пылинок в обоих случаях должны быть целыми, мы приходим к выводу, что максимум распределения Гаусса (26), то есть среднее значение этого распределения, совпадает с решением трансцендентного уравнения (4). Это число, как было показано ранее, является большим, и его значение может быть приближенно найдено по хорошо известной формуле (6).

На рисунке представлены графические зависимости для зарядовых распределений (17) и (26) на пылинке радиуса $a = 10^{-4}$ см при следующих безразмерных значениях параметров пылевой водо-



Нормированное распределение P заряда на пылевой грануле. Непрерывная линия — точная кривая (17), штриховая линия — приближение (26). Параметры расчета приведены в тексте

родной плазмы: $\eta = 0.005$ и $\tau = 1$. Как легко видеть, распределение (26) фактически не отличается от точного распределения (17). Простой гауссов вид распределения (26) позволяет аналитически определить ряд важных статистических и термодинамических параметров зарядового распределения на пылинке. Для простоты ограничимся случаем водородной плазмы, для которой условие (6) выполняется достаточно строго. Его подстановка в (27) позволяет получить весьма простое соотношение

$$\eta' = \frac{7}{5} \eta = \frac{7}{5} \frac{e^2}{aT_e}, \quad (28)$$

использование которого дает следующее выражение для дисперсии заряда на пылинке:

$$D(P_n) = \sum_n (n-N)^2 P_n = \frac{1}{\eta'} = \frac{5}{7} \frac{aT_e}{e^2} = \frac{2}{7} N, \quad (29)$$

то есть, дисперсия заряда пропорциональна размеру частицы и накопленному заряду на ней. Для более важной характеристики относительной флуктуации заряда на пылинке получаем

$$\frac{\sqrt{D(P_n)}}{P_n} \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{e^2}{aT_e}} \approx 0.55 \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (30)$$

Отсюда видно, что, чем больше размер частицы и заряд на ней, тем меньше относительная флуктуация заряда на пылинке. Достаточно просто получаются и следующие, термодинамические выражения для электростатической энергии пылинки:

$$U = \sum_n \left(\frac{e^2 n^2}{2a} \right) P_n = \frac{e^2}{2a} \left(N^2 + \frac{1}{\eta'} \right) \quad (31)$$

и энтропии

$$S = - \sum_n P_n \ln(P_n) \approx \ln \frac{1}{\sqrt{\eta}} = \ln \sqrt{\frac{a \Gamma_e}{e^2}} \approx \ln \sqrt{N}. \quad (32)$$

А поскольку химической потенциал μ пылинки может быть легко вычислен как изменение электростатической энергии пылинки при изменении ее заряда на один электрон

$$\mu = \frac{Ne^2}{a}, \quad (33)$$

то по выражениям (31)—(33) может быть легко получена как свободная энергия Гельмгольца $F = U - T_i S$, так и термодинамический потенциал Гиббса $\Phi = F - \mu N$.

ВЫВОДЫ

Итак, распределение заряда на микроскопических пылинках космической плазмы описывается распределением Гаусса. При этом положение максимума зарядового распределения совпадает с уже известным зарядовым числом, полученным из приближения ограниченных орбит на основе приравнивания электронного и ионного потоков, падающих на пылинку. Предсказано, что относительная флюктуация заряда на пылинке уменьшается с уменьшением ее размера по закону $a^{-1/2}$, где a — размер пылевой частицы. Последнее означает, что эффекты флюктуации заряда пылевых частиц становятся более существенными с уменьшением размера пылинки.

Поскольку в реальных космических условиях пылевая плазма состоит из дисперсных по размеру пылинок, то распределение заряда на пылевом компоненте плазмы должно описываться суперпозицией распределения частиц по размерам и предсказанного в работе гауссова распределения, имеющего место на пылинках фиксированного размера.

Поскольку заряд на пылинке является величиной переменной, а не постоянной, как считалось раньше, то для полного описания процессов взаимодействия пылинок в плазме должен быть применен чисто термодинамический подход, как к системе с переменным числом «частиц», в роли которых выступает элементарный заряд электрона. Детальный анализ эффектов взаимодействия ансамбля из пылевых частиц субмикронного размера с учетом

обнаруженного зарядового распределения на них будет проведен в последующих работах.

Работа выполнена при поддержке УНТЦ, грант номер NN-37.

1. *Beenakker C. W.* Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot // *Phys. Rev.*—1991.—**B44**, N 4.—P. 1646—1656.
2. *Bringol L. A., Hyde T. W.* Charging in a dusty plasma // *Adv. Space Res.*—1997.—**20**, N 8.—P. 1539—1542.
3. *Bringol-Barge L., Hyde T. W.* The calculation of grain charge in a dense dusty plasma with a nonuniform surface potential // *Adv. Space Res.*—2002.—**29**, N 9.—P. 1277—1282.
4. *Bringol-Barge L., Hyde T. W.* Charging in a dusty plasma with a size distributions: a comparison of three models // *Adv. Space Res.*—2002.—**29**, N 9.—P. 1283—1288.
5. *Klymenko Yu. O.* Manifestation of Coulomb blockade effects at an arbitrary degeneracy of the levels of a molecular contact // *Low Temperature Phys.*—2002.—**28**, N 6, P. 395—402.
6. *Kotsarenko N. Ya., Koshevaya S. V., Kotsarenko A. N.* Dusty plasma in space // *Geofis. int.*—1998.—**37**, N 2.—P. 71—86.
7. *Shukla P. K.* New collective processes in dusty plasmas: applications to space and laboratories // *Plasma Phys. Control. Fusion.*—2000.—**42**.—P. 213—221.
8. *Shukla P. K., Mamun A. A.* Introduction to dusty plasma physics. — London: IOP Publishing Ltd, 2002.—265 p.
9. *Thomas H., Morfill G. E., Demmel V., Goree J., et al.* Plasma crystal: coulomb crystallization in a dusty plasma // *Phys. Rev. Lett.*—1994.—**73**.—P. 652—655.
10. *Tsyтович V. N.* Dust plasma crystals, drops, and clouds // *Physics-Uspokhi.*—1997.—**40**, N 1.—P. 53—94.
11. *Watanabe Y.* Dust phenomena in processing plasmas // *Plasma Phys. Control. Fusion.*—1997.—**39**.—P. 59—72.

CHARGE DISTRIBUTION ON DUST PARTICLES OF SPACE PLASMA

Yu. O. Klymenko and O. K. Cheremnykh

We present a new approach to the study of charge properties of dust particles in a dusty plasma. We adopt for the first time the detailed balance method developed earlier in the solid state physics. The present theory takes adequately into account the discreteness of the charge variations on a dust grain and operates in terms of probabilities to find one or other charge on a dust particle. The proposed equations, being solved analytically, give simple analytical expressions for the shape of the charge probabilities. We demonstrate that the charge distribution of a dust grain has a Gaussian form and the peak position is coincident with the charge derived in widely used Orbital Motion Limited (OML) theory. It is shown that the relative charge fluctuation on a dusty grain is increased with decreasing the dust size. The proposed method also enables us to obtain some useful information concerning statistical and thermodynamic properties of dust grains in the space dusty plasma. We present simple analytic expressions for statistical and thermodynamic properties of dust grains in the space dusty plasma and discuss the results of our theoretical approach in terms of statistical theory and plasma physics.