

Л. Т. ЕРИМБЕТОВА, А. Е. ДАВЛЕТОВ, Е. С. МУХАМЕТКАРИМОВ, Ж. А. КУДЫШЕВ

## РАДИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОВОДЯЩИХ МАКРОЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Казахский Национальный университет им аль-Фараби, г. Алматы

Предлагается псевдопотенциальная модель взаимодействия пылевых частиц в плазме, в которой учитываются как электростатическая поляризация, так и эффекты экранировки. Вывод потенциала основан на теории перенормировки взаимодействия частиц в плазме, разработанной ранее. Пылевые частицы считаются проводящими, так что поляризационные явления рассматриваются строго в рамках метода электростатических изображений. Такое приближение не накладывает никаких ограничений на общность рассмотрения, поскольку поляризационные эффекты имеют важное значение для точного описания потенциала взаимодействия пылевых частиц. Псевдопотенциальная модель использовалась для нахождения радиальной функции распределения путем решения уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении. Обнаружено немонотонное поведение радиальной функции распределения пылевых частиц при достаточно больших значениях параметра связи пылевой компоненты, что свидетельствует о формировании ближнего или даже дальнего порядка.

**Введение.** Пылевая плазма появляется при помещении макрочастиц в плазму, состоящую из электронов, ионов и пылевых частиц. Она является очень удобным объектом для экспериментальных исследований [1], так как макрочастицы, называемые пылевыми, являются видимыми, что позволяет легко изучать их поведение в различных внешних условиях. Будучи помещенными в буферную плазму, пылевые частицы приобретают большой электрический заряд, [2], тем самым формируя классический аналог неидеальной системы, в которой, по определению, существенную роль играет взаимодействие между частицами. Поэтому, представляют большой интерес исследования, позволяющие получать информацию о характере взаимодействия пылевых частиц в плазме [3, 4].

**1. Параметры плазмы.** В данной работе рассматривается взаимодействие двух пылевых частиц, помещенных в двухкомпонентную водородную плазму, состоящую из свободных электронов с электрическим зарядом  $-e$  и концентрацией  $n_e$  и свободных протонов с электрическим зарядом  $e$  и концентрацией  $n_p = n_e = n$ . Пылевые частицы предполагаются изготовленными из проводящего материала, поэтому существенную роль должна играть электростатическая индукция, приводящая к наличию дополнительного механизма притяжения пылевых частиц. Данное предположение не ограничивает общности рассмотрения, так как в случае диэлектрического материала поляризационные эффекты также приведут к появлению притяжения между пылевыми частицами. Отличие состоит лишь в том, что для проводящих частиц проще найти выражение для потенциальной энергии взаимодействия.

Будем считать, что пылевые частицы представляют собой проводящие шары радиуса  $R$  и имеют заряд зарядом  $-Z_d e$ , где  $Z_d$  – зарядовое число, а  $e$  – элементарный заряд.

Для описания состояния буферной плазмы введем эффективный параметр неидеальности, определяемый выражением

$$\Gamma_R = \frac{e^2}{R k_B T}, \quad (1)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура среды.

Параметр неидеальности (1) представляет собой отношение кулоновской энергии взаимодействия электронов, расположенных на расстоянии  $R$  друг от друга, к их средней энергии хаотического теплового движения.

Также необходимо определить безразмерный параметр экранирования

$$\kappa = \frac{R}{\lambda_D}, \quad (2)$$

где  $\lambda_D = \sqrt{k_B T / 8\pi n e^2}$  – дебаевский радиус экранирования.

Параметр неидеальности пылевых частиц в плазме связан с эффективным параметром неидеальности буферной плазмы соотношением

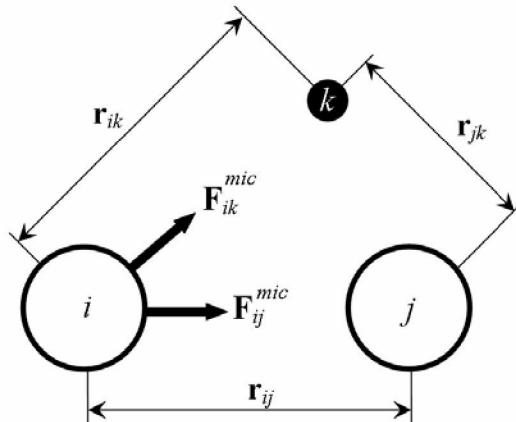
$$\Gamma_d = \frac{z_d^2 \Gamma_R}{D}, \quad (3)$$

где  $D = a_d/R$ , а  $a_d = (3 / 4\pi n_d)^{1/3}$  – среднее расстояние между пылевыми частицами;  $d_d$  – концентрация пылевых частиц.

**2. Перенормировка взаимодействия пылевых частиц.** Учтем коллективные эффекты в парном потенциале рассмотрим взаимодействия двух частиц в присутствии третьей (см. рис. 1). Полная сила  $\mathbf{F}_{ij}^{mac}$ , действующая на  $i$ -ую частицу со стороны всей системы и называемая макроскопической, может быть записана в виде

$$\mathbf{F}_{ij}^{mac} = \mathbf{F}_{ij}^{mic} + \sum_k \int \mathbf{F}_{ik}^{mic} P(\mathbf{r}_{ik}, \mathbf{r}_{jk}) d\mathbf{r}_k. \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{F}_{ij}^{mic}$  – микроскопическая сила, действующая между  $i$ -ой и  $j$ -ой частицами;  $\mathbf{F}_{ik}^{mic}$  – микроскопическая сила, действующая между  $i$ -ой и  $k$ -ой частицами;  $P(\mathbf{r}_{ik}, \mathbf{r}_{jk})$  – плотность вероятности нахождения  $k$ -ой частицы на определенном расстоянии от  $i$ -ой и  $j$ -ой частиц. Суммирование в выражении (4) подразумевается по всем частицам, кроме  $i$ -ой и  $j$ -ой, а после этого производится усреднение по всем возможным положениям  $k$ -ой частицы путем интегрирования по  $\mathbf{r}_k$ .



**Рис. 1.**  
Диаграмма перенормировки взаимодействия двух частиц в присутствии третьей частицы

Известно, что микроскопическая сила  $\mathbf{F}_{ij}^{mic}$ , действующая на  $i$ -ую частицу со стороны  $j$ -ой, выражается через микроскопический потенциал  $\varphi_{ij}$  с помощью оператора набла  $\nabla_i$ :  $\mathbf{F}_{ij}^{mic} = -\nabla_i \varphi_{ij}$ . Аналогичное соотношение справедливо и для взаимодействия  $i$ -ой и  $k$ -ой частиц. Предположим, что макроскопическая сила может быть найдена из неизвестного пока макроскопического потенциала  $\Phi_{ij}$  с помощью оператора набла  $\nabla_i$ :  $\mathbf{F}_{ij}^{mac} = -\nabla_i \Phi_{ij}$ . Для замыкания уравнения (4) остается сделать некоторое предположение о виде плотности вероятности  $P(\mathbf{r}_{ik}, \mathbf{r}_{jk})$ , которая в общем случае должна быть получена из более последовательной теории. Тем не менее, вполне естественно предположить, что распределение плотности вероятности носит большевановский характер

$$P(\mathbf{r}_{ik}, \mathbf{r}_{jk}) = \frac{1}{V} \exp\left(-\frac{\Phi_{ik} + \Phi_{jk}}{k_B T}\right) \quad (5)$$

с нормировкой на объем системы  $V$ .

Подставляя (5) в (4) и линеаризуя экспоненциальный член, а затем переходя от суммирования по номерам частиц  $k$  к суммированию по сортам  $c$ , получаем следующее обобщенное уравнение Больцмана-Пуассона [5]

$$\Delta_i \Phi_{ij}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_j^b) = \Delta_i \varphi_{ij}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_j^b) - \sum_{c=e, p} \frac{n_c}{k_B T} \int \Delta_i \varphi_{ik}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_k^c) \Phi_{jk}(\mathbf{r}_j^b, \mathbf{r}_k^c) d\mathbf{r}_k^c, \quad (6)$$

где  $n_c$  – концентрация частиц сорта  $c$ . Заметим, что в формуле (6) суммирование производится только по электронам и протонам буферной плазмы  $c = e, p$ , концентрация пылинок считается равной нулю, так как нас интересует взаимодействие двух изолированных пылевых частиц.

Следует отметить, что обобщенное уравнение Больцмана-Пуассона может быть строго получено из цепочки уравнений Боголюбова для равновесных функций распределения в приближении парных корреляций [6]. Оно было успешно применено к самым различным видам плазмы, таким как квазиклассическая [7, 8], частично ионизованная [9,10] и даже пылевая плазма в дебаевском приближении [11].

Уравнение (6) представляет собой соотношение для определения макроскопического потенциала  $\Phi_{ij}$  через микроскопический потенциал  $\varphi_{ij}$ . Видно, что макропотенциал учитывает коллективные эффекты, так как в него неизбежно входят концентрации частиц разных сортов.

В Фурье-пространстве система уравнений (6) представляет собой систему линейных алгебраических уравнений, решение которых легко находится и имеет вид

$$\tilde{\Phi}_{ee}(k) = \frac{1}{\Delta} \left[ \tilde{\varphi}_{ee}(k) + A_p \left( \tilde{\varphi}_{ee}(k) \tilde{\varphi}_{pp}(k) - \tilde{\varphi}_{ep}^2(k) \right) \right], \quad (7)$$

$$\tilde{\Phi}_{pp}(k) = \frac{1}{\Delta} \left[ \tilde{\varphi}_{pp}(k) + A_e \left( \tilde{\varphi}_{ee}(k) \tilde{\varphi}_{pp}(k) - \tilde{\varphi}_{ep}^2(k) \right) \right], \quad (8)$$

$$\tilde{\Phi}_{ep}(k) = \frac{\tilde{\varphi}_{ep}(k)}{\Delta}, \quad (9)$$

$$\tilde{\Phi}_{ed}(k) = \frac{1}{\Delta} \left[ \tilde{\varphi}_{ed}(k) + A_p \left( \tilde{\varphi}_{ed}(k) \tilde{\varphi}_{pp}(k) - \tilde{\varphi}_{pd}(k) \tilde{\varphi}_{ep}(k) \right) \right], \quad (10)$$

$$\tilde{\Phi}_{pd}(k) = \frac{1}{\Delta} \left[ \tilde{\varphi}_{pd}(k) + A_e \left( \tilde{\varphi}_{pd}(k) \tilde{\varphi}_{ee}(k) - \tilde{\varphi}_{ed}(k) \tilde{\varphi}_{ep}(k) \right) \right], \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}_{dd}(k) = & \frac{1}{\Delta} \left[ \tilde{\varphi}_{dd}(k) + A_e \left( \tilde{\varphi}_{dd}(k) \tilde{\varphi}_{ee}(k) - \tilde{\varphi}_{ed}^2(k) \right) + A_p \left( \tilde{\varphi}_{dd}(k) \tilde{\varphi}_{pp}(k) - \tilde{\varphi}_{pd}^2(k) \right) \right. \\ & + A_e A_p \left( 2 \tilde{\varphi}_{ed}(k) \tilde{\varphi}_{pd}(k) \tilde{\varphi}_{ep}(k) + \tilde{\varphi}_{dd}(k) \tilde{\varphi}_{ee}(k) \tilde{\varphi}_{pp}(k) \right. \\ & \left. \left. - \tilde{\varphi}_{dd}(k) \tilde{\varphi}_{ep}^2(k) - \tilde{\varphi}_{ee}(k) \tilde{\varphi}_{pd}^2(k) - \tilde{\varphi}_{pp}(k) \tilde{\varphi}_{ed}^2(k) \right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\Delta = 1 + A_e \tilde{\varphi}_{ee}(k) + A_p \tilde{\varphi}_{pp}(k) + A_e A_p \left( \tilde{\varphi}_{pp}(k) \tilde{\varphi}_{ee}(k) - \tilde{\varphi}_{ep}^2(k) \right). \quad (13)$$

Здесь индекс  $d$  отвечает пылевой компоненте плазмы, а  $A_{e,p,d} = \frac{n_{e,p,d}}{k_b T}$ .

Макропотенциалы взаимодействия частиц сортов  $a$  и  $b$  в конфигурационном пространстве получаются из выражений (7)-(13) обратным преобразованием Фурье

$$\Phi_{ab}(\mathbf{r}) = \int \tilde{\Phi}_{ab}(\mathbf{k}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{k}. \quad (14)$$

Из выражений (7)-(13) заключаем, что на взаимодействие частиц буферной плазмы (электроны и протоны) пылевые частицы не оказывают никакого влияния.

**3. Пылевая плазма с точечными частицами.** Для начала будем полностью пренебречь конечностью размеров пылинок, то есть рассмотрим пылевую плазму, состоящую из точечных частиц.

В качестве микропотенциала взаимодействия заряженных частиц буферной плазмы возьмем потенциал Кулона

$$\varphi_{ee}(r) = \varphi_{pp}(r) = -\varphi_{ep}(r) = \frac{e^2}{r}. \quad (15)$$

Аналогично поступаем для микропотенциалов взаимодействия пылевой компоненты

$$\varphi_{ed}(r) = -\varphi_{pd}(r) = \frac{Z_d e^2}{r}, \quad \varphi_{dd}(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r}. \quad (16)$$

В этом случае Фурье-образы микропотенциалов хорошо известны, а Фурье-образы макропотенциалов легко находятся из выражений (7)-(13). Например, для взаимодействия пылевых частиц получается хорошо апробированный потенциал Юкавы

$$\Phi_{dd}(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (17)$$

где  $\lambda_D = \sqrt{k_B T / 8\pi n e^2}$  – дебаевский радиус экранирования.

Потенциал вида (17) широко применяется при теоретических расчетах и компьютерном моделировании. Из приведенного вывода следует, что при использовании формулы (17) полностью пренебрегают конечностью размеров пылинок и их поляризацией. Очевидно, что это возможно только в том случае, когда среднее расстояние между пылинками много больше их размеров, что не всегда выполняется на практике.

**4. Учет конечности размеров пылинок.** Для учета конечности размеров макрочастиц сделаем замены  $\varphi_{d(p,e)}(r) \rightarrow \varphi_{d(p,e)}(r + R)$ ,  $\varphi_{dd}(r) \rightarrow \varphi_{dd}(r + 2R)$  в микропотенциалах (16), (17), тогда получим:

$$\varphi_{ee}(r) = \varphi_{pp}(r) = -\varphi_{ep}(r) = \frac{e^2}{r}, \quad (18)$$

$$\varphi_{de}(r) = \frac{Z_d e^2}{r + R}, \quad \varphi_{dp}(r) = -\frac{Z_d e^2}{r + R}, \quad (19)$$

$$\varphi_{dd}(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r + 2R}. \quad (20)$$

Фурье образ Кулона микропотенциала (18) имеет следующий вид:

$$\varphi_{ii}(k) = \varphi_{ii}(k) = -\varphi_{ei}(k) = \frac{4\pi\Gamma_R}{k^2}. \quad (21)$$

Фурье-образы микропотенциалов взаимодействия заряженных частиц плазмы с пылевой компонентой (электроны и протоны) и последних между собой (19),(20) приведены ниже:

$$\varphi_{pd}(k) = -\frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k^2} + \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k} [Ci(k) \sin(k) + \frac{1}{2} \cos(k)(\pi - 2Si(k))], \quad (22)$$

$$\varphi_{ed}(k) = \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k^2} - \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k} [Ci(k) \sin(k) + \frac{1}{2} \cos(k)(\pi - 2Si(k))], \quad (23)$$

$$\varphi_{dd}(k) = \frac{4\pi z_d^2 \Gamma_R}{k^2} - \frac{8\pi z_d^2 \Gamma_R}{k} [Ci(2k) \sin(2k) + \frac{1}{2} \cos(2k)(\pi - 2Si(2k))], \quad (24)$$

где  $Ci$  и  $Si$  интегральный косинус и синус, а  $f(k)$  – некоторая интерполяционная функция.

**5. Учет индуцированных зарядов на проводящих пылевых частицах.** Микропотенциалы взаимодействия пылевых частиц с заряженными частицами (электрон и протон) и между собой вычисляются в рамках метода электростатических изображений в предположении, что пылевые частицы являются заряженными проводящими шарами [12].

$$\varphi_{ee}(r) = \varphi_{pp}(r) = -\varphi_{ep}(r) = \frac{e^2}{r}, \quad (25)$$

$$\varphi_{de}(r) = \frac{Z_d e^2}{r} - \frac{e^2 R^3}{2r^2(r^2 - R^2)}, \quad \varphi_{dp}(r) = -\frac{Z_d e^2}{r} - \frac{e^2 R^3}{2r^2(r^2 - R^2)}, \quad (26)$$

$$\varphi_{dd}(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{R} \left[ \frac{1}{\operatorname{sh} \beta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\operatorname{sh} n\beta}} - 1 \right], \quad (27)$$

где  $\operatorname{ch} \beta = r / 2R$ .

Таким образом, при взаимодействии заряженной частицы с проводящим заряженным шаром (пылевой частицей) наряду с чисто кулоновским взаимодействием возникает дополнительный член, отвечающий за взаимодействия заряженной частицы с индуцированными зарядами противоположенного знака. При описании взаимодействия двух заряженных проводящих шаров также использовался метод электрических изображений. В данном случае, две заряженные пылинки взаимодействуют посредством бесконечного числа индуцированных друг в друге зарядов. Учет взаимодействия индуцированных зарядов соответствует поляризационному взаимодействию макроскопических частиц. В (26), (27) необходимо исключить внутренние части пылевых частиц. Это делается с помощью преобразования  $\varphi_{d(i,e)}(r) \rightarrow \varphi_{d(i,e)}(r+R)$ ,  $\varphi_{dd}(r) \rightarrow \varphi_{dd}(r+2R)$ , которая дает возможность интегрировать по всему свободному пространству.

Фурье-образы микропотенциалов (26), (27) имеют вид:

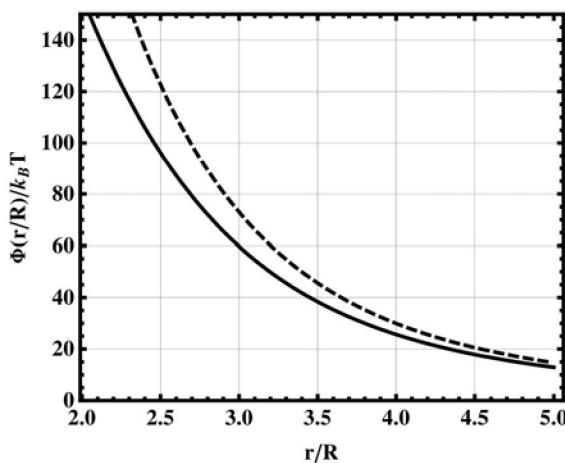
$$\begin{aligned} \varphi_{pd}(k) = & -\frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k^2} + \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k} [(Ci(k) \sin(k) + \frac{1}{2} \cos(k)(\pi - 2Si(k)))] - \\ & - \frac{\pi \Gamma_R}{k} [2Ci(k) \sin(k) - 2Ci(2k) \sin(2k) + \cos(k)(\pi - 2Si(k)) - \cos(2k)(\pi - 2Si(2k))], \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \varphi_{ed}(k) = & \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k^2} - \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k} [Ci(k) \sin(k) + \frac{1}{2} \cos(k)(\pi - 2Si(k))] - \\ & - \frac{\pi \Gamma_R}{k} [2Ci(k) \sin(k) - 2Ci(2k) \sin(2k) + \cos(k)(\pi - 2Si(k)) - \cos(2k)(\pi - 2Si(2k))], \end{aligned} \quad (29)$$

$$\varphi_{dd}(k) = \frac{4\pi z_d^2 \Gamma_R}{k^2} + \frac{4\pi z_d^2 \Gamma_R}{k^2} f(k) - \frac{8\pi z_d^2 \Gamma_R}{k} [Ci(2k) \sin(2k) + \frac{1}{2} \cos(2k)(\pi - 2Si(2k))], \quad (30)$$

где  $f(k)$  – некоторая интерполяционная функция.

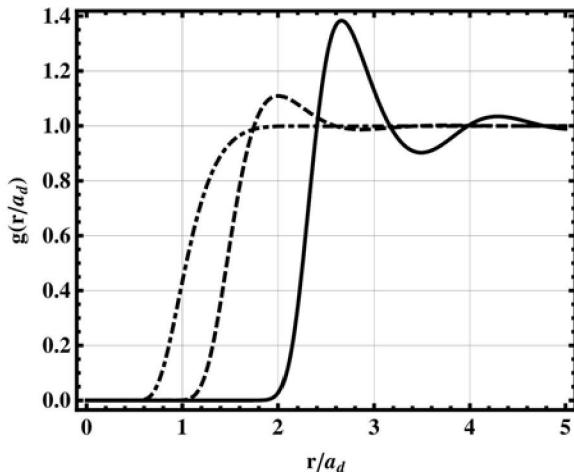
На рис. 2 построены графики зависимостей потенциалов взаимодействия от безразмерного расстояния. Сплошной кривой представлен макропотенциал, при расчете которого использовались микропотенциалы (18)-(20), учитывающие конечные размеры пылевых частиц, а штрихованная кривая соответствует макропотенциалу взаимодействия, рассчитанного на основе микропотенциалов (25)-(27), учитывающих еще и индуцированные заряды. Из рисунка видно, что индуцированные заряды приводят к ослаблению парного потенциала взаимодействия пылевых частиц, так как приводят к дополнительному притяжению между пылинками.



Сплошная кривая: псевдопотенциал взаимодействия на основе микропотенциалов (25)-(27);  
штриховая кривая: псевдопотенциал взаимодействия на основе микропотенциалов (18)-(20).

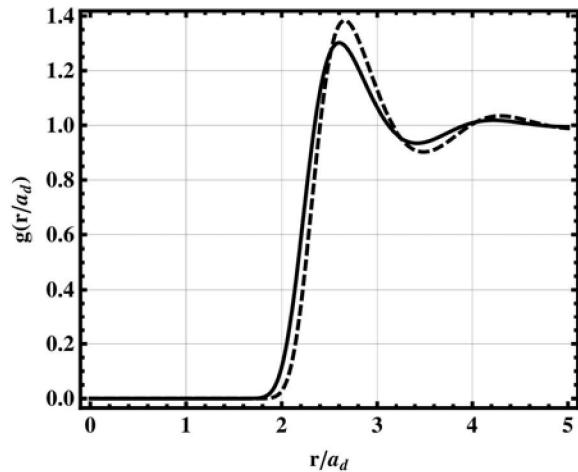
Рис. 2. Зависимость псевдопотенциала взаимодействия пылевых частиц между собой от безразмерного расстояния  $r/R$  при  $\Gamma_R = 0.1$ ,  $\kappa = 2$

**6. Решение интегрального уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении.** Построенная псевдопотенциальная модель не включает в себя плотность пылевых частиц и может использоваться при компьютерном моделировании, например, в методе Монте-Карло и молекулярной динамике, для определения коллективных характеристик пылевой плазмы. Помимо этого можно использовать интегральное уравнение Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении для нахождения функции вероятности взаимного расположения пар пылевых частиц в плазме. Результаты расчетов показаны на рис. 3 и 4.



Сплошная линия:  $D = 2$ ; штрихованная линия:  $D = 5$ ;  
штрихованные с точками:  $D = 10$ .

**Рис. 3.** Зависимость радиальной функции распределения пылевых частиц в плазме от безразмерного расстояния  $r/a_d$  на основе микропотенциалов (18)-(20) при  $\Gamma_R = 0.1$ ,  $\kappa = 10$



Штрихованная кривая:  
на основе микропотенциалов (18)-(20);  
Сплошная кривая: на основе микропотенциалов (25)-(27).

**Рис. 4.** Зависимость радиальной функции распределения пылевых частиц в плазме от безразмерного расстояния  $r/a_d$  при  $\Gamma_R = 0.1$ ,  $\kappa = 10$ ,  $D = 10$

Из анализа рис. 3 и 4 можно сделать следующие выводы. При определенных безразмерных параметрах плазмы радиальная функция распределения имеет немонотонный характер, что свидетельствует об образовании ближнего или даже дальнего порядка в расположении пылевых частиц. При увеличении параметра  $D$  пики на радиальной функции распределения уменьшаются, поскольку из (3) видно, что это приводит к уменьшению параметра связи пылевых частиц. Электростатическая индукция также приводит к сдвигу максимумов в сторону меньших расстояний, так как ее учет соответствует дополнительному механизму притяжения между пылевыми частицами.

**Заключение.** В псевдопотенциаловой модели взаимодействия пылевых частиц в плазме предложено учитывать как эффекты конечных размеров пылевых частиц, так и электростатическую индукцию, а также явление экранировки поля заряда в плазме. Пылевые частицы были представлены как проводящие заряженные шары, для описания взаимодействия которых можно использовать метод электростатических изображений [12]. Такая псевдопотенциальная модель применима в различных теоретических расчетах и методах компьютерного моделирования. Например, в настоящей работе с помощью данной псевдопотенциальной модели изучалась радиальная функция распределения, рассчитанная из уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении. Анализ радиальной функции распределения показывает, что при достаточно больших значениях параметра связи наблюдается немонотонное поведение функции распределения от безразмерного расстояния, соответствующее ближнему или даже дальнему порядку в расположении пылевых частиц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Baumgartner H., Block D., Bonitz M. // Contrib. Plasma Phys. 49, 281 (2009).
2. Khrapak S., Morfill G. // Contrib. Plasma Phys. 49, 148 (2009).
3. Filippov A.V. // Contrib. Plasma Phys. 49, 431 (2009).
4. Filippov A.V., Derbenev I.N. // Contrib. Plasma Phys. 49, 769 (2009).
5. Arkhipov Yu.V., Baimbetov F.B., Davletov A.E. // Phys. Rev. E 83, 016405 (2011).
6. Arkhipov Yu.V., Baimbetov F.B., Davletov A.E., Ramazanov T.S. // Contrib. Plasma Phys. 39, 495 (1999).
7. Arkhipov Yu.V., Baimbetov F.B., Davletov A.E. // Eur. Phys. J. D 8, 299 (2000).
8. Arkhipov Yu.V., Baimbetov F.B., Davletov A.E., Starikov K.V. // J. Plasma Phys. 68, 81 (2002).
9. Yu.V. Arkhipov, F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, Phys. Plasmas 12, 082701 (2005).
10. Yu.V. Arkhipov, F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, Contrib. Plasma Phys. 43, 258 (2003).
11. F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, Zh.A. Kudyshev, E.S. Mukhametkarimov, Contrib. Plasma Phys. 51, 533 (2011).
12. V.A. Saranin, Uspekhi Fizicheskikh Nauk 169, 453 (1999) (in Russian).

*Л. Т. Ерімбетова, А. Е. Даулетов, Е. С. Мұхаметқарімов, Ж. А. Құдышев*

## **ӨТКІЗГІШ ТОЗАҢ БӨЛШЕКТЕРІ БАР ПЛАЗМАНЫҢ ТАРАЛУ ФУНКЦИЯЛАРЫ**

Электростаттық полярлану мен экрандану нәтижелерін ескеретін бөлшектердің эсерлесу жалған-элеуеттік үлгісі ұсынылды. Элеует плазма бөлшектердің эсерлесу теориясына негізделіп анықталды. Тозаң бөлшектері өткізгіш деп есептелініп, полярлану құбылыстары үшін заряд-бейне жуықтауы қолданылды. Бұл жуықтау жалпы қарастыруға ешқандай шектеу қоймайды, өйткені полярланулық нәтижелер элеуетті дұрыс сипаттауда маңызды. Жалғанәлеуметтік үлгі көмегімен Оринштейн-Цернике теңдеуін гиперцентrik жуықтауда шешу арқылы радиал таралу функциясы анықталып, байланыс параметрінің үлкен мәндері үшін таралу функциясының монотонды емесі көрсетілді. Бұл плазмада тозаң бөлшектері таралуында жақын немесе алыс қашықтықтағы реттелу пайда болғанын көрсетеді.

*L. T. Erimbetova, A. E. Davletov, Zh. A. Kudyshev, Ye. S. Mukhametkarimov*

## **RADIAL DISTRIBUTION FUNCTION OF CONDUCTIVE DUST PARTICLES IN PLASMAS**

A pseudopotential model of intergrain interaction in dusty plasmas is proposed to take into account both the electrostatic polarization and the screening phenomena. The derivation is entirely based on the renormalization theory of plasma particles interaction developed previously. Dust particles are assumed to be conductive such that the polarization phenomenon can strictly be treated in the charge-image approximation. Such an assumption imposes no restraint on generality of the present consideration because the polarization effects are essential for accurate description of intergrain interaction potential. The pseudopotential model is then used in the hypernetted chain approximation (HNC) for the dust component to obtain the radial distribution function which reveals the non-monotonic behavior at sufficiently large values of the dust coupling parameter. This can be viewed upon as a short- or even long-range order formation in the dust component of the plasma.