

УДК 533.9.01

²А.Е. Давлетов*, ²Л.Т. Еримбетова, ²А. Кисан, ¹И.Р. Габитов¹Университет штата Аризона, США, Тусон, Аризона²Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Республика Казахстан, г. Алматы

*E-mail: askar@physics.kz

Сравнение метода интегральных уравнений с результатами Монте-Карло моделирования для радиальных функций распределения частиц в пылевой плазме

Представлен оригинальный подход для получения псевдопотенциальной модели взаимодействия между пылевыми частицами, которая одновременно учитывает иполяризацию, конечность размеров и эффект экранировки поля. Рассмотрение начинается с предположения, что пылевые частицы являются твердыми проводящими шарами, так что их взаимодействие между собой и взаимодействие с электронами и ионами буферной плазмы может быть аналитически интерпретировано в рамках метода электростатических изображений. После этого теория перенормировки взаимодействия частиц в плазме, приводящая к так называемому обобщенному уравнению Пуассона-Больцмана, применяется для построения потенциала взаимодействия двух изолированных пылевых частиц, находящихся в буферной плазме электронов и ионов. В дальнейшем уравнение Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении решается численно и изучается поведение радиальных функций распределения пылинок. При этом система твердых шариков фактически подменяется системой точечных зарядов с некоторой эффективной концентрацией, полученной путем введения поправки Ван-дер-Ваальса. Проведено прямое сравнение с результатами Монте-Карло моделирования и найдено достаточно хорошее согласие для радиальной функции распределения при относительно высоких значениях параметра связи пылевых частиц.

Ключевые слова: пылевая плазма, эффекты экранировки, поляризация, модель взаимодействия частиц, радиальные функции распределения, интегральное уравнение Орнштейна-Цернике, метод Монте-Карло.

A.E. Davletov, L.T. Yerimbetova, A. Kissan, I.R. Gabitov

Comparison of the integral equation method with the results of Monte Carlo simulations for the radial distribution functions of particles in dusty plasmas

An original approach is proposed for the pseudopotential model of interaction between dust particles, which simultaneously takes into account their polarization, finite dimension and the screening phenomenon due to buffer plasma particles. The derivation starts from the assumption that the dust particles are conductive hard balls, so that their interaction and the interaction with the electrons and ions of the buffer plasma can be analytically interpreted in the framework of the charge image method. After that, the renormalization theory of the plasma particles interaction, leading to the so-called generalized Poisson-Boltzmann equation, is utilized to construct the interaction potential of two isolated dust grains in the buffer plasma of electrons and ions. Then, the Ornstein-Zernike relation in the hypernetted chain approximation is numerically solved and behavior of the radial distribution function of dust grains is regularly studied. The idea of consistent treatment of finite size effects demands that the system of hard spheres should actually be replaced by a system of point charges with some effective number density

in which the van der Waals correction is thoroughly introduced. A direct comparison with the results of Monte Carlo simulations is made and fairly good agreement is found for the radial distribution function at relatively high values of the dust coupling parameter.

Key words: Dusty plasma, screening effects, polarization, model of particle interaction, radial distribution function, Ornstein–Zernike equation, Monte Carlo method.

А.Е. Давлетов, Л.Т. Ерімбетова, А. Қисан, И.Р. Габитов

Тозаңды плазмадағы бөлшектердің радиалды таралу функциясына арналған интегралдық теңдеулер әдісін Монте-Карло моделдеуінің нәтижелерімен салыстыру

Бір уақытта поляризация мен өлшемдердің шектілігін және өрістің экрандалу эффектісін ескеретін, тозаң бөлшектер арасындағы өзара әсерлесуінің псевдопотенциалдық моделін алуға арналған тәлтіма тәсіл ұсынылған. Бұл қарастыруда, алдымен, тозаң бөлшектер қатты өткізгіш шарлар болып табылады деп жорамалданады. Сондықтан, олардың бір-бірімен және буферлік плазманың электрондарымен және иондарымен әсерлесуін электростатикалық кескіндеу әдісі арқылы аналитикалық жолмен түсіндіруге болады. Осыдан кейін, электрондар мен иондардың буферлік плазмасындағы оқшауланған екі тозаң бөлшектің өзара әсерлесу потенциалын жасауға плазмадағы бөлшектердің өзара әсерлесуін қайта нормалау теориясы қолданылады. Бұл жалпыланған Пуассон-Больцман теңдеуіне әкеледі. Әрі қарай, гипер-тізбектік жуықтаудағы Орнштейн-Цернике теңдеуі сандық әдіспен шешіледі және тозаңдардың радиалды таралу функциясы зерттеледі. Сонымен бірге, қатты шарлардың жүйесі іс жүзінде Ван-дер-Ваальс түзетулерін енгізу арқылы алынған, қандай да бір тиімді концентрациясы бар нүктелік зарядтар жүйесіне ауыстырылады. Монте-Карло моделдеуінің нәтижелерімен тікелей салыстырылулар жүргізілді және тозаң бөлшектер байланыс параметрінің салыстырмалы жоғары мәндерінде радиалды таралу функциясымен жақсы үйлесімділік табылды.

Түйін сөздер: Тозаңды плазма, экрандалу эффектісі, поляризация, бөлшектердің өзара әсерлесу моделі, радиалды таралу функциясы, Орнштейн-Цернике интегралдық теңдеуі, Монте-Карло әдісі.

Введение

В настоящее время так называемые сильно связанные кулоновские системы все еще привлекают огромный интерес ученых в области физики плазмы, так как они встречаются на самых различных масштабах, от нанотехнологии ловушек Пеннинга до астрофизических объектов. Одна общая черта, которая объединяет все эти разнообразные системы, – это сильное межчастичное взаимодействие, обусловленное действующими кулоновскими силами, приводящими к широко известным трудностям в теоретическом описании даже равновесных свойств плазменной среды. Таким образом, становится очевидным, что все разнообразие сильно связанных кулоновских систем нельзя охватить с помощью какого-то одного единственного теоретического подхода. Более того, приходится использовать весь арсенал аппарата теоретической физики и методы компьютерного моделирования для описания всего спектра процессов, происходящих в таких принципиально различных условиях.

Пылевая плазма занимает особое место среди сильно связанных кулоновских систем, так как она с фундаментальной точки зрения представляет собой классическую систему, поведение которой может быть изучено с помощью обычной видеокамеры в достаточно стандартных установках газового разряда. С другой стороны, это позволяет протестировать разработанные в последние десятилетия теоретические подходы к исследованию неидеальных систем и пролить свет на то, какой эффект имеет сильное межчастичное взаимодействие на термодинамические и транспортные свойства плазмы. До настоящего времени почти все исследования пылевой плазмы, так или иначе, использовали потенциал взаимодействия частиц в форме Юкавы для описания взаимодействия между пылевыми частицами. При этом неявно предполагается, что пылинки представляют собой точечные частицы, а это не всегда является справедливым, особенно при увеличении их концентрации. Главная цель этого проекта как раз и состоит в том, чтобы установить влияние конечности размеров пыле-

вых частиц на микроскопические и макроскопические свойства пылевой компоненты плазмы.

Параметры плазмы

В физике неидеальной пылевой плазмы принято описывать ее состояние некоторыми безразмерными параметрами, которые введены ниже.

Пусть пылевые частицы, называемые пылинками, находятся в двухкомпонентной водородной плазме, которая состоит из свободных электронов, имеющих электрический заряд $-e$ и концентрацию n_e , а также протонов, обладающих зарядом e и концентрацией n_p . В дальнейшем предполагается, что пылевые частицы представляют собой твердые металлические шары радиуса R , несущие заряд $-Z_d e$, где Z_d – зарядовое число пылевых частиц.

Так как в целом плазма полагается электронеutralной, то должно выполняться следующее условие:

$$n_p = n_e + Z_d n_d, \quad (1)$$

где n_d – концентрация пылевых частиц.

Состояние буферной водородной плазмы будем описывать параметром плотности электронов

$$r_s = \frac{a_e}{a_B}, \quad (2)$$

где $a_e = (3/4\pi n_e)^{1/3}$ – среднее расстояние между электронами, $a_B = \hbar^2 / m_e e^2$ – так называемый первый боровский радиус, \hbar – постоянная Планка и m_e – масса электрона.

Еще один параметр, характеризующий состояние буферной плазмы, называется параметром связи

$$\Gamma = \frac{e^2}{a_e k_B T} \quad (3)$$

и представляет собой отношение средней кулоновской энергии взаимодействия электронов к их энергии теплового движения. Здесь

k_B – постоянная Больцмана, а T – температура среды, предполагаемая одинаковой для всех компонент.

Взаимосвязь между пылевой компонентой и буферной плазмой описывается параметром Хавнеса [1]:

$$P = \frac{Z_d n_d}{n_e}, \quad (4)$$

который определяет отношение плотностей зарядов пылинок и электронов, а также параметром экранирования:

$$\kappa = \frac{a_d}{\lambda_D}, \quad (5)$$

где $\lambda_D = (k_B T / 4\pi(n_e + n_p)e^2)^{1/2}$ – дебаевский радиус экранирования, а $a_d = (3/4\pi n_d)^{1/3}$ – среднее расстояние между пылевыми частицами.

Целью дальнейшего является последовательный учет конечности размеров пылевых частиц, а для этого введем еще один безразмерный параметр:

$$D = \frac{a_d}{R}, \quad (6)$$

который назовем параметром размера пылевых частиц.

Следует отметить, что все числовые значения параметров плазмы, то есть концентрации всех компонент и температура, могут быть легко восстановлены, если заданы значения безразмерных параметров (2)-(6).

Псевдопотенциальная модель взаимодействия пылевых частиц

Выше уже было упомянуто, что пылинки представляют собой твердые, металлические, заряженные шары, так что взаимодействия между плазменными компонентами могут быть описаны в рамках метода электростатических изображений [2] в виде:

$$\varphi_{ee}(r) = \varphi_{pp}(r) = -\varphi_{ep}(r) = \frac{e^2}{r}, \quad (7)$$

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

$$\varphi_{id}(r) = -\frac{Z_d e^2}{r} - \frac{e^2 R^3}{2r^2(r^2 - R^2)}, \quad (8)$$

$$\varphi_{dd}(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{R} \left[\frac{1}{\operatorname{sh} \beta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\operatorname{sh} n\beta}} - 1 \right], \quad (9)$$

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

Как видно из выражения (8) для потенциала взаимодействия электронов и протонов с пылевыми частицами, явление электростатической индукции приводит к появлению дополнительного слагаемого, которое учитывает взаимодействие частиц буферной плазмы с их изображениями и приводит к дополнительному притяжению. Отметим, что в формуле (9), описывающей взаимодействие пылевых частиц, необходимо учесть взаимодействие бесконечного числа изображений, также приводящих к появлению дополнительного механизма притяжения.

Очевидно, что не имеет смысла рассматривать проникновение электронов и протонов в пылевую частицу, так как это только может изменить ее электрический заряд, который уже учтен введением параметра Z_d . То же самое можно сказать и о взаимном проникновении пылевых частиц. Таким образом, для учета конечности размеров пылевых частиц в потенциалах взаимодействия (8) и (9) необходимо сделать следующие подстановки: $\varphi_{d(i,e)}(r) \rightarrow \varphi_{d(i,e)}(r + R)$ и $\gamma_{dd}(r) \rightarrow \varphi_{dd}(r + 2R)$, тем самым подразумевая, что с этого момента расстояния будут отсчитываться не от центра пылинок, а от их поверхностей. Подобный сдвиг в начале отсчета расстояний введен для того, чтобы получить корректные выражения для Фурье-образов потенциалов взаимодействия (8) и (9), которые понадобятся нам для всего дальнейшего рассмотрения. Кроме того, это фактически означает, что систему частиц конечных размеров необходимо заменить системой точечных зарядов и ввести соответствующие поправки в

концентрацию пылевых частиц, что подробно обсуждается в следующем разделе.

При учете конечных размеров пылевых частиц взаимодействие между электроном и пылевой частицей носит характер чистого отталкивания, однако сам микропотенциал становится конечным при $r \rightarrow 0$. Поляризационные эффекты, обусловленные появлением индуцированных зарядов, приводят к смене характера взаимодействия на малых расстояниях. При этом отталкивание на некотором расстоянии сменяется притяжением, а микропотенциал взаимодействия вновь становится неограниченным при $r \rightarrow 0$. В силу противоположности зарядов протон притягивается пылевой частицей, а поляризационные эффекты лишь усиливают этот эффект. Пылевые частицы заряжены отрицательно, и поэтому отталкивают друг друга. Учет конечности их размеров приводит к ограниченности микропотенциалов при сближении пылевых частиц, а поляризационные эффекты ослабляют отталкивание между ними.

Фурье-образы микропотенциалов взаимодействия (7)-(9) имеют вид:

$$\tilde{\varphi}_{ee}(k) = \tilde{\varphi}_{pp}(k) = -\tilde{\varphi}_{ep}(k) = \frac{4\pi e^2}{k^2}, \quad (10)$$

$$\tilde{\varphi}_{pd}(k) = -\frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k^2} + \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k} [(Ci(k) \sin(k) + \frac{1}{2} \cos(k)(\pi - 2Si(k)))] - \frac{\pi \Gamma_R}{k} [2 Ci(k) \sin(k) - 2 Ci(2k) \sin(2k) + \cos(k)(\pi - 2Si(k)) - \cos(2k)(\pi - 2Si(2k))], \quad (11)$$

$$\tilde{\varphi}_{ed}(k) = \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k^2} - \frac{4\pi z_d \Gamma_R}{k} [Ci(k) \sin(k) + \frac{1}{2} \cos(k)(\pi - 2Si(k))] - \frac{\pi \Gamma_R}{k} [2 Ci(k) \sin(k) - 2 Ci(2k) \sin(2k) + \cos(k)(\pi - 2Si(k)) - \cos(2k)(\pi - 2Si(2k))], \quad (12)$$

$$\tilde{\varphi}_{dd}(k) = \frac{4\pi z_d^2 \Gamma_R}{k^2} + \frac{4\pi z_d^2 \Gamma_R}{k^2} f(k) - \frac{8\pi z_d^2 \Gamma_R}{k} [Ci(2k) \sin(2k) + \frac{1}{2} \cos(2k)(\pi - 2Si(2k))], \quad (13)$$

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

Для учета эффектов экранирования при взаимодействии двух изолированных пылевых частиц применим следующее обобщенное уравнение Пуассона-Больцмана [3]:

$$\Delta_i \Phi_{ij}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_j^b) = \Delta_i \varphi_{ij}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_j^b) - \sum_{c=e,p} \frac{n_c}{k_B T} \int \Delta_i \varphi_{ik}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_k^c) \Phi_{jk}(\mathbf{r}_j^b, \mathbf{r}_k^c) d\mathbf{r}_k^c, \quad (14)$$

где n_c – концентрация частиц сорта c . Следует отметить, что в уравнении (14) суммирование распространяется только на свободные электроны и протоны буферной плазмы $c = e, p$, в то время как концентрация пылинок подразумевается равной нулю. Это сделано намеренно, так как для дальнейшего понадобится знание закона взаимодействия двух изолированных пылевых частиц, который бы учитывал экранирование поля, вызываемое электронами и протонами буферной плазмы.

В силу (14), микроскопические потенциалы φ_{ab} полностью определяют потенциал взаимодействия пылинок Φ_{dd} , который учитывает экранировку поля путем включения в себя концентраций электронов и протонов буферной плазмы. В пространстве Фурье система уравнений (14) превращается в систему линейных алгебраических уравнений, решение которой для потенциала взаимодействия пылинок находится как:

$$\tilde{\Phi}_{dd}(k) = \tilde{\varphi}_{dd}(k) - \frac{A_p \tilde{\varphi}_{pd}^2(k) + A_e \tilde{\varphi}_{ed}^2(k) - A_e A_p \tilde{\varphi}_{ee}(k) [\tilde{\varphi}_{ed}^2(k) + 1 + (A_e + A_p) \tilde{\varphi}_{ee}(k) + \tilde{\varphi}_{pd}^2(k) + 2\tilde{\varphi}_{ed}(k) \tilde{\varphi}_{pd}(k)]}{\dots}, \quad (15)$$

где $A_{(e,p)} = n_{(e,p)} / k_B T$.

Выражение для потенциала взаимодействия пылевых частиц в конфигурационном пространстве окончательно получается из (15) путем обратного преобразования Фурье:

$$\Phi_{dd}(\mathbf{r}) = \int \tilde{\Phi}_{dd}(\mathbf{k}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{k}. \quad (16)$$

Стоит отметить, что в соответствии с настоящим рассмотрением частицы пыли не имеют абсолютно никакого влияния на взаимодействия частиц буферной плазмы, то есть свободных электронов и протонов. В то же время часто используемый потенциал Юкавы является предельным случаем вышеприведенных выражений при $R \rightarrow 0$, то есть когда частицы пыли можно считать точечными зарядами, полностью пренебрегая их размерами.

Как было упомянуто выше, выражения (15) и (16) одновременно учитывают конечный размер пылинок, экранирование их электрического поля частицами буферной плазмы и поляризационные явления. Теоретическое аналогом данного подхода является приближение диэлектрической среды [4], в котором экранировка взаимодействия частиц пыли вводится через диэлектрическую функцию буферной плазмы. Единственным недостатком обоих методов является то, что пылевая плазма считается находящейся в состоянии термодинамического равновесия, а это предположение несколько ограничивает применимость получаемых результатов к реальным пылевым плазменным системам. Тем не менее, отклонения функции распределения частиц от максвелловской, обусловленные так называемыми эффектами поглощения и затенения, могут быть легко учтены, при этом оказывается, что потенциал Юкавы становится несправедливым на достаточно больших расстояниях между пылинками [5-7]. Кроме того, при определенных внешних условиях длина свободного пробега частиц буферной плазмы может оказаться меньше по величине, чем дебаевская длина экранирования, и, таким образом, все более важную роль начинают играть межчастичные столкновения. В результате, может происходить явление захвата ионов в непосредственной близости от частиц пыли [8] или даже может потребоваться применение гидродинамического подхода для корректного описания экранировки поля [9]. Следует признать, что реальные частицы пыли не могут иметь идеальную сферическую форму, что приводит к появлению ненулевых дипольных моментов пылинок и, как следствие, к анизотропным взаимодействиям между ними [10]. Потенциал взаимодействия пылевых частиц может быть определен и экспериментально с помощью некоторых теоретических предположений, что, например, было сделано в [11] для пылевой плазмы высокочастотного

разрядас использованием идей динамики Ланжевена.

На рисунках 1 и 2 показаны потенциалы взаимодействия двух изолированных пылевых частиц, находящихся в буферной плазме водорода. При этом рассматриваются два различных случая. Первый соответствует учету явления поляризации, тогда как второй полностью пренебрегает ими. Как и следовало ожидать, электростатическая индукция приводит к ослаблению взаимодействия пылинок, так как она вызывает новый механизм притяжения между ними. Еще один факт, который очевиден из анализа обеих рисунков, это то, что учет конечных размеров существенно ослабляет взаимодействие между пылевыми частицами.

Следует отметить, что явление экранировки вводится путем использования процедуры перенормировки взаимодействия частиц плазмы. Действительно, частицы пыли имеют отрицательный заряд, а значит, они отталкивают электроны и притягивают протоны, что приводит к образованию положительно заряженных «облаков» вокруг них. Такие облака появляются потому, что плотность вероятности нахождения протонов на некотором расстоянии от пылевой частицы выше, чем соответствующая плотность вероятности для электрона. Максимум плотности вероятности лежит прямо между пылевыми частицами и положительно заряженные облака могут играть ту же роль, что и спаренные электроны в образовании ковалентных связей в молекулах.

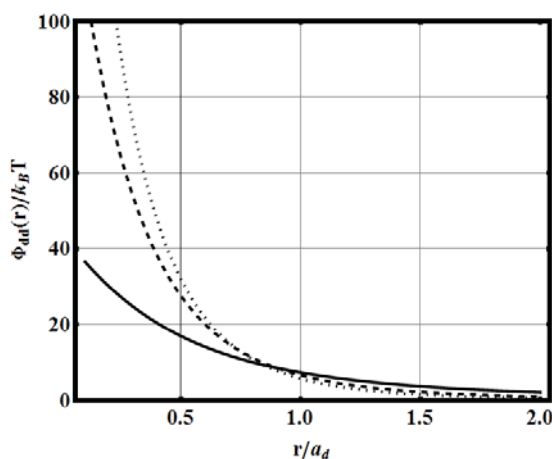


Рисунок 1 – Потенциал взаимодействия двух изолированных пылевых частиц с учетом поляризационных эффектов в плазме с параметрами $\Gamma = 0.2$, $P = 5$ и $\kappa = 4$. Сплошная линия: $D = 2$; штрихованная линия: $D = 5$; точечная линия: $D = 8$

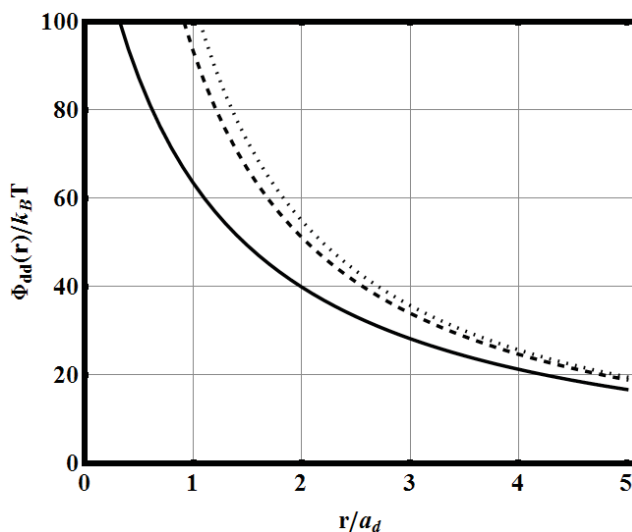


Рисунок 2 – Потенциал взаимодействия двух изолированных пылевых частиц без учета поляризационных эффектов в плазме с параметрами $\Gamma = 0.2$, $P = 5$ и $\kappa = 4$. Сплошная линия: $D = 2$; штрихованная линия: $D = 5$; точечная линия: $D = 8$

Радиальные функции распределения пылевой плазмы

Уже было подчеркнуто в предыдущем разделе, что нынешнее рассмотрение, по существу, вытекает из понимания того, что система из металлических твердых шариков должна быть заменена системой точечных зарядов. Это имеет непосредственное влияние на взаимодействие между двумя конкретными пылинками, так как, если плотность частиц пыли останется неизменной, то средняя энергия взаимодействия неизбежно уменьшится, поскольку расстояние между пылевыми частицами теперь отсчитывается от их поверхности. Таким образом, в концентрацию пылевых частиц должна быть введена поправка для того, чтобы средняя энергия взаимодействия осталась прежней, что может быть достигнуто использованием идей Ван-дер-Ваальса, который ввел свою знаменитую поправку на конечность размеров атомов в уравнение состояния идеального газа. В частности, эффективная концентрация частиц пыли n_d^{eff} принимает следующий вид:

$$n_d^{eff} = \frac{n_d}{1 - \frac{4\pi n_d R^3}{3\Delta}} \tag{17}$$

Здесь $\Delta = \pi / \sqrt{18}$ обозначает параметр упаковки для гексагональной решетки твердых шариков, которая считается самой компактной из всех возможных упаковок в теории конденсированных сред. Идея состоит в том, чтобы рассматривать только объем, доступный для пылевых частиц, так что пылинки должны полностью потерять подвижность, когда упаковка станет самой компактной и расс-

тояние между поверхностями двух смежных частиц пыли уменьшится до нуля. В этом случае эффективная концентрация частиц пыли оказывается бесконечной и реальное среднее расстояние между ними становится равным $2R$ как и должно быть.

Ни концентрация частиц пыли, ни его эффективный аналог не входит в потенциал взаимодействия (15) и (16), который в действительности представляет собой энергию взаимодействия двух изолированных пылинок, чья экранировка осуществляется электронами и протонами буферной плазмы. Поэтому вполне оправдано дальнейшее использование построенного эффективного потенциала в хорошо апробированных теоретических подходах и методах компьютерного моделирования, так или иначе учитывающих коллективные явления для частиц пыли, как это обычно делается в однокомпонентной системе. Одним из надежных методов изучения корреляционных функций системы является метод интегральных уравнений [12, 13]. В частности, численно решалось уравнение Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении с эффективной концентрацией пылинок, введенной выше. Были получены радиальные функции распределения пылевых частиц, чье немонотонное поведение показано на рисунках 3 и 4 демонстрирует формирование ближнего или даже дальнего порядка в системе. На тех же рисунках приведено сравнение с результатами моделирования методом Монте-Карло с тем же потенциалом взаимодействия между пылинками и обнаружено очень хорошее согласие для достаточно больших значений параметра связи пылевых частиц. Аналогичное поведение корреляционных функций распределения было продемонстрировано в [14-16].

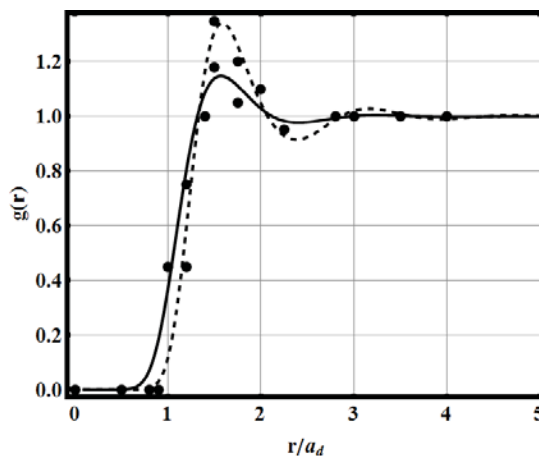


Рисунок 3 – Радиальная функция распределения пылевой плазмы при $\Gamma = 0.2$, $P = 5$, $\kappa = 4$ и $D = 2$, полученная решением уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении. Сплошная линия: без учета эффектов поляризации; штриховая линия: с учетом эффектов поляризации; круги: результаты моделирования методом Монте-Карло

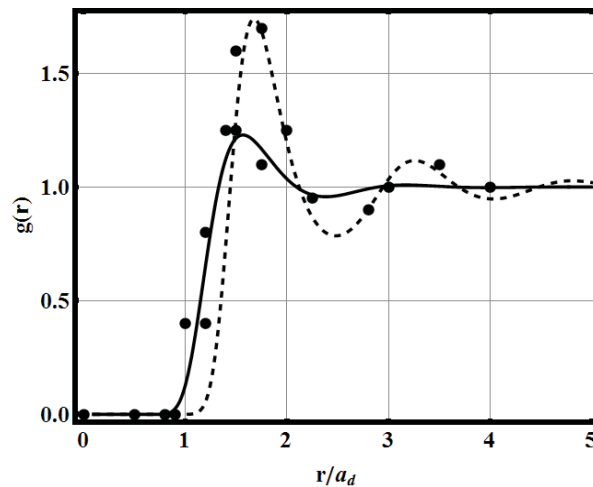


Рисунок 4 – Радиальная функция распределения пылевой плазмы при $\Gamma = 0.2$, $P = 5$, $\kappa = 4$ и $D = 8$, полученная решением уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении. Сплошная линия: без учета эффектов поляризации; штриховая линия: с учетом эффектов поляризации; круги: результаты моделирования методом Монте-Карло

Заключение

В этой статье изучены корреляционные функции пылевых частиц на основе предложенной оригинальной модели взаимодействия, учитывающей явление поляризации, конечность размеров пылинок и экранировку частицами буферной плазмы. Пылинки считаются металлическими твердыми шарами, а эффекты поляризации учитываются методом электростатического изображения. Затем было применено обобщенное уравнение Пуассона-Больцмана для надлежащего учета явления экранировки электрического поля. Основная идея этой статьи заключается в замене системы твердых шаров системой точечных частиц с надлежащим образом введенной эффективной концентрацией, как это обычно делается в уравнении Ван-дер-Ваальса реальных газов. После этого итерационным методом решалось уравнение Орнштейн-Зернике в гиперцепном приближении с эффективной концентрацией пылинок и было обнаружено появление ярко выраженных

максимумов и минимумов на кривой радиальной функции распределения, что свидетельствует об образовании ближнего или даже дальнего порядка в системе.

На основании вышеуказанных результатов можно сделать вывод, что поляризационные эффекты ослабляют взаимодействие между пылинками по сравнению со случаем учета только конечности размеров, что проявляется в снижении соответствующих пиков на кривых корреляционных функций и их сдвигом в сторону меньших значений расстояния. Моделирование методом Монте-Карло показало удовлетворительное согласие для радиальной функции распределения при относительно высоких значениях параметра связи пыли.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Министерству образования и науки Республики Казахстан за поддержку проведенных исследований в рамках гранта ГФ1129.

References

- 1 Havnes O., Goertz C., Morfill G., Grun E., Ip W. Dust Charges, Cloud Potential, and Instabilities in a Dust Cloud Embedded in a Plasma// *J. Geophys. Res.* – 1987. – Vol. 92. – P. 2281-2287.
- 2 Saranin V.A., Mayer V.V. Interaction of two charged conducting balls: theory and experiment// *Physics – Uspekhi.* V. – 2010. – Vol. 53 – P. 1067-1074.
- 3 Arkhipov Yu. V., Baimbetov F.B., Davletov A.E. Self-consistent chemical model of partially ionized plasmas// *Phys. Rev. E.* – 2011. – Vol. 83. – P. 016405.
- 4 Tsyтович V., de Angelis U. Kinetic theory of dusty plasmas. III. Dust–dust collision integrals// *Phys. Plasmas.* – 2001. – Vol. 8. – P. 1141.

- 5 Khrapak S., Klumov B., Morfill G. Electric Potential Around an Absorbing Body in Plasmas: Effect of Ion-Neutral Collisions// *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 100. – P. 225003.
- 6 Khrapak S.A., Ivlev A. K, Morfill G. E. Interaction potential of microparticles in a plasma: Role of collisions with plasma particles// *Phys. Rev. E.* – 2001. – Vol. 64. – P. 046403.
- 7 Filippov A.V., Zagorodny A.G., Starostin A.N., Momot A. Kinetic description of the screening of the charge of macroparticles in a nonequilibrium plasma// *JETP Lett.* – 2008. – Vol. 86. – P. 761-766.
- 8 Lampe M., Goswami R., Sternovsky Z., Robertson S., Gavrishchaka V., Ganguli G., Joyce G. Trapped ion effect on shielding, current flow, and charging of a small object in a plasma// *Phys. Plasmas.* – 2003. – Vol. 10. – P. 1500-1513.
- 9 Tolia P., Ratynskaia S. Screening in weakly ionized dusty plasmas; effect of dust density perturbations// *Phys. Plasmas.* – 2013. – Vol. 20. – P. 023702.
- 10 Lisin E.A., Vaulina O.S. Formation of layered structures of particles with anisotropic pair interaction// *EPL* – 2013. – Vol. 103. – P. 55002.
- 11 Vaulina O.S., Lisin E.A., Gavrikov A.V., Petrov O.F., Fortov V.E. Determination of Pair Interaction Forces between Particles in Nonideal Dissipative Systems// *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 103. – P. 035003.
- 12 Starrett C.E., Saumon D. A simple method for determining the ionic structure of warm dense matter// *High Energy Density Physics.* – 2014. – Vol.10. – P. 35-42.
- 13 Dutta S., Dufty J. Classical representation of a quantum system at equilibrium: Applications// *Phys. Rev. E.* – 2013. – Vol. 87. – P. 032102.
- 14 Fortov V. E., Petrov O. F., Vaulina O. S. Dusty-Plasma Liquid in the Statistical Theory of the Liquid State // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 101. – P. 195003.
- 15 Erimbetova L.T., Davletov A.E., KudyshevZh.A., MukhametkarimovYe.S. Influence of Polarization Phenomena on Radial Distribution Function of Dust Particles// *Contrib. Plasma Phys.* – 2013. – Vol. 53. – P. 414-418.
- 16 Davletov A.E., Yerimbetova L.T., MukhametkarimovYe.S., Ospanova A.K. Finite size effects in the static structure factor of dusty plasmas// *Phys. Plasmas.* – 2014. – Vol. 21. – P. 073704.