

УДК 29.33.25

А.Е. Давлетов*, Л.Т. Еримбетова, Б.А. Ташев Б.А., Е.С. Мухаметкаримов, А. Кисан
 Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан
 *askar@physics.kz

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Аннотация. Целью исследования является построение самосогласованной теории статических свойств, в частности, вычисление давления пылевой компоненты плазмы с последующим сравнением с результатами моделирования методом Монте-Карло. Предложена самосогласованная методика расчета статических свойств пылевой компоненты плазмы, которая начинается с определения заряда пылевых частиц и завершается нахождением уравнения состояния пылевой компоненты плазмы. Считается, что пылевые частицы взаимодействуют посредством предложенного ранее потенциала взаимодействия, который учитывает конечность их размера, а также использует корректное граничное условие, полученное в рамках классической электродинамики плазмы. Для этого расстояние отсчитывается между поверхностями взаимодействующих частиц и используется теория линейного диэлектрического отклика в приближении хаотических фаз. Расчет заряда частиц производится в рамках приближения ограниченного орбитального движения, полностью пренебрегающего столкновениями частиц плазмы в процессе зарядки. Рассчитаны радиальные функции распределения и статические структурные факторы пылевой компоненты плазмы путем использования так называемого базового гиперцепного приближения, разработанного для учета конечности размеров пылевых частиц. Это позволит рассчитывать спектр пыли-акустических волн с учетом процесса перезарядки пылинок, характерное время которой много меньше обратной ленгмюровской частоты.

Ключевые слова: пылевая плазма, радиальные функции распределения, статические структурные факторы, метод интегральных уравнений, уравнение состояния.

Введение

В последние десятилетия активно продолжают исследования пылевой плазмы, то есть обычной плазмы, в которой присутствуют частицы микронных размеров, называемые пылинками [1,2]. Известно, что пылинки в плазме приобретают такой, в основном отрицательный, электрический заряд [3,4], что энергия их взаимодействия становится много большей в сравнении с кинетической энергией их хаотического движения [5,6]. При этом пылинки в своем расположении по отношению друг к другу образуют структуру, напоминающую кристаллическую решетку и называемую плазменным кристаллом [7,8].

Пылевая плазма часто встречается как в природных, так и в лабораторных условиях [9,10]. Например, она изучается в астрофизических приложениях и экспериментах в космосе [11,12], рождается при контакте плазмы со стенками установок управляемого термоядерного синтеза [13,14], используется в ме-

дицине для лечения рака [15,16] и т.д. Пылевая плазма сохраняет и свое фундаментальное значение, так как поведение частиц легко фиксируется в эксперименте с помощью видеокамеры высокого разрешения [17,18], что позволяет непосредственно тестировать теоретические методы, разработанные для открытых и неидеальных многочастичных систем [19,20].

В современной литературе по физике пылевой плазмы главным образом применяются эвристические подходы для исследования термодинамических свойств пылевой компоненты, которые в той или иной мере основаны на использовании потенциала Юкавы (Дебая-Хюккеля) [21,22] с постоянным зарядом частиц. До конца такое приближение нельзя считать удовлетворительным, так как при выводе потенциала Юкавы существенно используется тот факт, что частицы должны быть точечными, но тогда они не смогут приобретать электрический заряд. В этом смысле логически последовательное ис-

следованное необходимо проводить по предложенной в данном проекте методике, которая базируется на определении потенциалов взаимодействия, прямом вычислении заряда пылинок в рамках метода ограниченного орбитального движения, определении радиальных функций распределения и соответствующих им статических структурных факторов методами интегральных уравнений, Монте-Карло и молекулярной динамики, и, наконец, расчете на их основе термодинамических характеристик пылевой компоненты. Подобное рассмотрение позволяет точно рассчитывать спектр пыле-акустических волн, в котором учитывается процесс перезарядки самих пылевых частиц, характерное время которого должно оставаться много меньшим обратной частоты легмюровских колебаний пылинок.

Безразмерные параметры пылевой плазмы

В обычных условиях пылевая плазма является многокомпонентной и содержит как минимум четыре сорта частиц. Для дальнейшего исследования положим, что буферная часть плазмы состоит из свободных электронов, имеющих электрический заряд $-e$ и концентрацию n_e , а также из свободных протонов, несущих электрический заряд e и обладающих концентрацией n_p . Кроме того, пусть в среде имеются монодисперсные пылевые частицы одинакового радиуса R с концентрацией n_d . Реальная пылевая плазма всегда содержит нейтральную компоненту, то есть атомы и молекулы, тем не менее, в дальнейшем рассмотрении ее влияние на электростатическое взаимодействие заряженных пылевых частиц не учитывается, так как она не заряжена и ее вкладом можно пренебречь.

Для описания состояния буферной плазмы определим следующие безразмерные параметры. Концентрацию протонов в системе будем полагать фиксированной и определим параметр связи следующим образом

$$\Gamma = \frac{e^2}{a_p k_B T_p}, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд, k_B – постоянная Больцмана, а $a_p = (3/4\pi n_p)^{1/3}$ – среднее расстояние между протонами плазмы, T_p – температура протонов.

Для определения концентрации пылевых частиц введем параметр плотности,

представляющий ее отношение к концентрации протонов

$$\beta = \frac{n_d}{n_p}. \quad (2)$$

Главной целью проводимого исследования является учет конечности размеров пылинок, который описывается параметром, называемым плотностью упаковки

$$\eta = \frac{4}{3} \pi R^3 n_d. \quad (3)$$

Отметим, что плотность упаковки не может превысить теоретически предельного значения $\sqrt{2}\pi/6$, соответствующего наиболее компактному расположению шаров одинакового радиуса в пространстве.

Очевидно, что заряд пылевых частиц напрямую определяется подвижностью окружающих их заряженных частиц плазменной среды, а это приводит к необходимости рассмотрения параметра неизотермичности, представляющего собой отношения температур электронов и протонов

$$\tau = \frac{T_e}{T_p} \quad (4)$$

В обычной газоразрядной пылевой плазме электронная температура T_e обычно существенно больше температуры протонов T_p , то есть $\tau > 1$. При этом температуру пылинок T_d может изменяться в довольно широком диапазоне [23], поэтому для определенности будем полагать ее равной электронной температуре. Отметим ради справедливости, что подвижность плазменных частиц определяется не только их температурой, но и массой, а сам заряд определяется отношением масс электронов и протонов, которое считается известным.

И, наконец, вся система в целом считается локально квазинейтральной, что требует выполнения следующего условия

$$n_p = n_e + Z_d n_d, \quad (5)$$

где Z_d – заряд пылевых частиц, который был рассчитан ранее. Особо следует подчеркнуть то, что при фиксированной концентрации протонов выражение (5) отвечает за баланс заряда, который перераспределяется между пылевыми частицами и электронами.

Для проведения сравнения с результатами других авторов, нам понадобятся два наиболее широко используемых параметра, характеризующих состояние пылевой компоненты плазмы. Это параметр связи

$$\Gamma_d = \frac{Z_d^2 e^2}{a_d k_b T_d} \quad (6)$$

и параметр экранирования

$$\kappa = \frac{a_d}{r_D} \quad (7)$$

Здесь $a_p = (3/4\pi n_p)^{1/3}$ – среднее расстояние между пылинками, а дебаевский радиус экранирования r_D определяется выражением

$$r_D = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{k_B T_e} + \frac{4\pi n_p e^2}{k_B T_p} \right)^{-1/2} \quad (8)$$

Метод интегральных уравнений

Для определения радиальных функций распределения широко используются различные методы, среди которых наиболее быстрым и надежным считается метод интегральных уравнений.

С точки зрения статистической физики полная многочастичная функция распределения известна точно и выражается распределением Гиббса. Однако она несет в себе много лишней информации, которая не нужна на практике. С точки зрения вычисления термодинамических характеристик среды достаточно знать всего лишь парную корреляционную функцию или соответствующую радиальную функцию распределения.

Из статистической физики равновесных систем многих частиц известно, что прямая корреляционная функция $C(\mathbf{r})$ и парная корреляционная функция $h(\mathbf{r})$ связаны соотношением, называемым уравнением Орнштейна-Цернике, которое для однокомпонентной системы имеет вид

$$h(\mathbf{r}) = C(\mathbf{r}) + n \int C(\mathbf{r} - \mathbf{r}') h(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (9)$$

где

$$h(\mathbf{r}) = g(\mathbf{r}) - 1, \quad (10)$$

а $g(\mathbf{r})$ – парная корреляционная функция и n – концентрация частиц.

Уравнения (9) и (10) являются фактически определениями, а поэтому точны в математическом и физическом смысле, но их недостаточно для определения трех неизвестных функций.

Существует еще одно соотношение, которое является точным и выражает радиальную функцию распределения через так называемую мостиковую поправку $B(\mathbf{r})$ в виде

$$g(\mathbf{r}) = \exp\left(-\frac{\varphi(\mathbf{r})}{k_B T} + h(\mathbf{r}) - C(\mathbf{r}) + B(\mathbf{r})\right), \quad (11)$$

где $\varphi(\mathbf{r})$ – потенциальная энергия взаимодействия частиц системы, а T – температура системы.

Уравнение (11) не дает нам ничего нового с точки зрения возможности нахождения радиальных функций распределения, так как оно одновременно вводит еще одно неизвестное переменное $B(\mathbf{r})$. Поэтому рассмотрим несколько практических способов, предложенных в литературе.

Наиболее простым является так называемое гиперцепное приближение, которое состоит в том, что мостиковая поправка просто обнуляется, то есть полагается

$$B(\mathbf{r}) = 0. \quad (12)$$

В этом случае система уравнений (9)-(11) может быть решена численно путем использования итерационного алгоритма. Сравнение с результатами численного моделирования показало, что гиперцепное приближение очень хорошо работает для не слишком сильно связанных систем.

С уменьшением расстояний между частицами отклонения гиперцепного приближения от результатов моделирования методом Монте-Карло и молекулярной динамики достигает значительных величин, что стимулировало дальнейшие исследования в этом направлении. Было отмечено, что при очень больших параметрах связи системы радиальные функции становятся похожими на те, которые наблюдаются для системы так называемых твердых шаров, которые обычно анализируются в приближении Перкуса-Йевица

$$C(\mathbf{r}) = g(\mathbf{r}) \left[1 - \exp\left(\frac{\varphi(\mathbf{r})}{k_B T}\right) \right]. \quad (13)$$

Дополнительное условие того, что радиальная функция распределения обращается в нуль там, где потенциал твердых сфер обращается в бесконечность, позволяет решить полученную систему уравнений и полностью определить все неизвестные функции для твердых сфер. Обнуление радиальной функции распределения на расстояниях, меньше диаметра взаимодействующих частиц, является естественным физическим требованием модели твердых сфер, которые не могут проникать друг в друга. Для этого достаточно вспомнить физический смысл радиальной функции распределения, которая представляет собой плотность вероятности обнаружения частиц на некотором расстоя-

нии друг от друга. Следует особо подчеркнуть, что результаты компьютерного моделирования системы твердых сфер методами Монте-Карло и молекулярной динамики полностью подтвердили справедливость уравнения Перкуса-Йевики.

Этот успех для систем твердых сфер позволил продвинуться дальше, выдвинув целый ряд возможных приближенных решений для произвольного потенциала взаимодействия. Основная их идея состоит в том, чтобы использовать систему твердых сфер в качестве базовой и представить реальный потенциал взаимодействия как сумму двух частей, одна из которых составляет потенциал твердых сфер, а другая жестко определена потенциалом взаимодействия самой системы. Все эти методы так или иначе используют тот факт, что мостиковые вклады слабо зависят от потенциала взаимодействия и поэтому могут быть фактически взяты из решения уравнения Перкуса-Йевики для твердых сфер. Так появилось простейшее, так называемое базовое гиперцепное приближение [24,25].

В дальнейшем Ладо предложил усложнить схему [26,27], так как было не вполне ясно выбор размера частиц. Он предложил минимизировать свободную энергию системы при вариации радиальной функции распределения. Такая схема получила название модифицированного гиперцепного приближения.

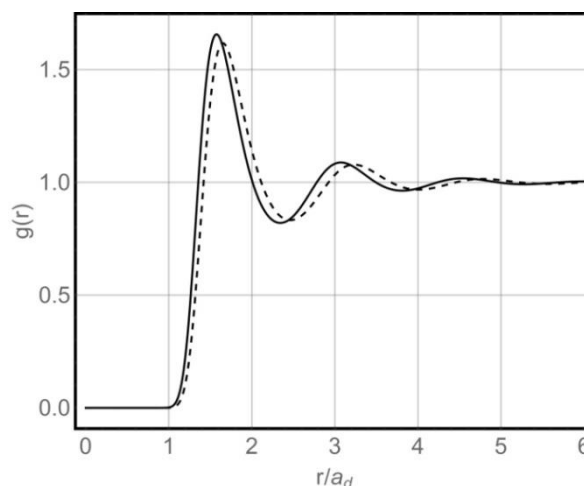
Розенфельд и Ашкрофт [28-30] пошли еще дальше и предложили минимизировать свободную энергию производя вариацию всех параметров системы, что позволило не контролировать выполнение дополнительных условий, которые появлялись в модифицированном гиперцепном приближении.

Корреляционные функции

В нашей системе пылевые частицы сами по себе представляют заряженные твердые сферы, поэтому варьирование их размера не представляется возможным. В этой связи представляется разумным использование базового гиперцепного приближения, а также предложенного ранее подхода, основанного на решении обычного уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении, в котором введена поправка ван-дер-

Ваальса на конечный размер частиц. Сравнение радиальных функций распределения для предложенного ранее потенциала взаимодействия представлено на рисунках 1-4, а заряд рассчитывался по результатам [31]. При этом следует отметить, что отдельно не приходится требовать обнуление радиальной функции распределения там, где расстояние между частицами фактически уменьшается до значения, меньшего диаметра взаимодействия пылевых частиц. Этот результат гарантируется использованием самого метода, в который органично входит использование решения уравнения Перкуса-Йевики для потенциала твердых сфер.

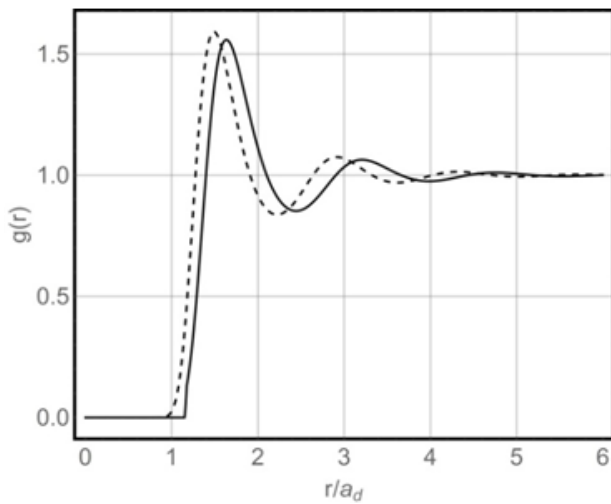
Анализ полученных графических данных позволяет сделать следующие выводы. При не слишком больших плотностях упаковки оба использованных метода, то есть уравнение Орнштейна-Цернике в гиперцепном и базовом гиперцепном приближениях, дают практически совпадающие результаты.



$$\beta = 10^{-4}; \tau = 38; \Gamma = 0.01;$$

$$\eta = 0.1; \Gamma_d = 1143; \kappa = 3.7$$

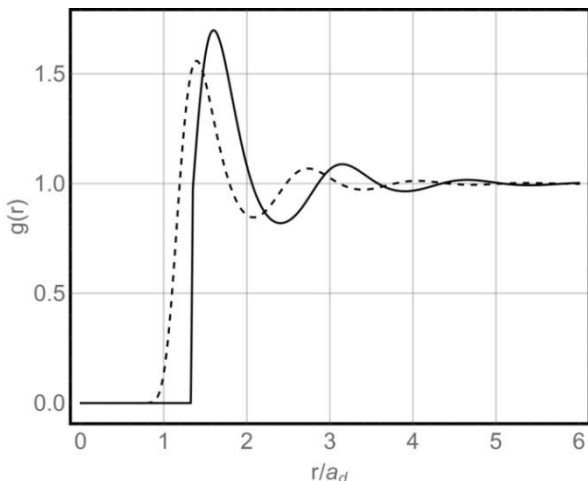
сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: гиперцепное приближение с поправкой ван-дер-Ваальса
Рисунок 1 – Радиальные функции распределения, рассчитанные разными методами



$$\beta = 10^{-4}; \tau = 38; \Gamma = 0.01;$$

$$\eta = 0.2; \Gamma_d = 1158; \kappa = 3.7$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: гиперцепное приближение с поправкой ван-дер-Ваальса.
Рисунок 2 – Радиальные функции распределения, рассчитанные разными методами



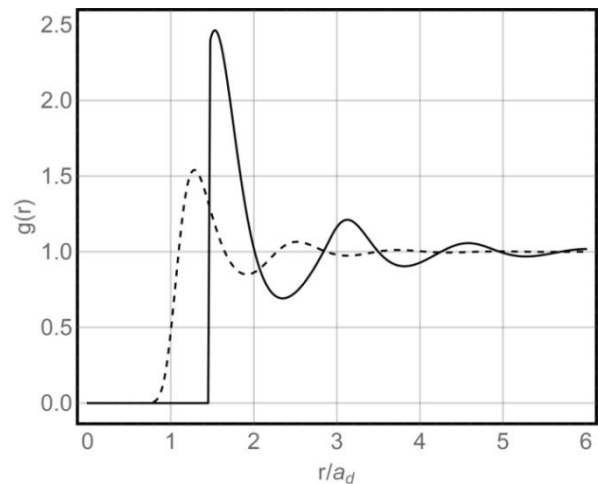
$$\beta = 10^{-4}; \tau = 38; \Gamma = 0.01;$$

$$\eta = 0.3; \Gamma_d = 1164; \kappa = 3.7$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: гиперцепное приближение с поправкой ван-дер-Ваальса
Рисунок 3 – Радиальные функции распределения, рассчитанные разными методами

При этом величина первого пика на радиальной функции распределения в базовом гиперцепном приближении резко возрастает с увеличением плотности упаковки, а сам он располагается значительно правее такого же пика в гиперцепном приближении. Это свидетельствует о необходимости корректного и последовательного учета размера

пылевых частиц. Следует отметить, что в пылевой плазме, встречающейся в реальных экспериментальных установках, плотность упаковки обычно не является большой и можно применять обычное гиперцепное приближение. Однако это может оказаться несправедливым для так называемых коллоидных суспензий, к которым построенная теоретическая модель также применима.



$$\beta = 10^{-4}; \tau = 38; \Gamma = 0.01;$$

$$\eta = 0.4; \Gamma_d = 1168; \kappa = 3.7$$

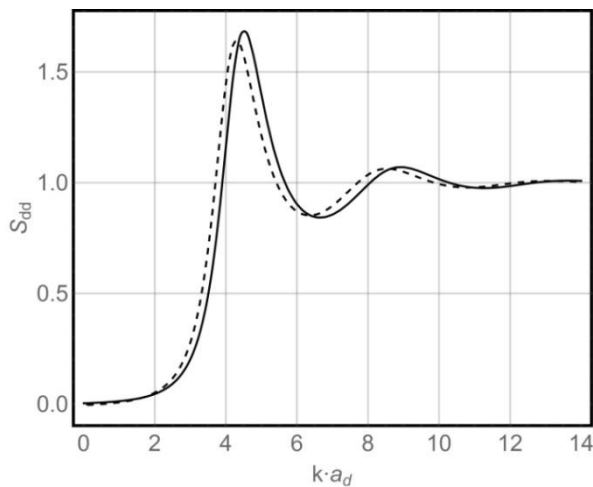
сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: гиперцепное приближение с поправкой ван-дер-Ваальса

Рисунок 4 – Радиальные функции распределения, рассчитанные разными методами

Аналогичное сравнение выполнено для статических структурных факторов и представлено на рисунках 5-8.

Из анализа полученных данных для статических структурных факторов можно сделать выводы, аналогичные сделанным для радиальных функций распределения. В частности, при малых плотностях упаковки оба использованных метода дают практически совпадающие результаты. При этом величина первого пика на статическом структурном факторе в базовом гиперцепном приближении резко возрастает с увеличением плотности упаковки, а сам он, в отличие от радиальной функции распределения, располагается значительно левее такого же пика в гиперцепном приближении. При этом видно, что вблизи малых волновых чисел структурный фактор для базового гиперцепного приближения поднимается

вверх, что, по всей видимости, обусловлено учетом конечности размеров пылевых частиц в самом методе интегральных уравнений, а именно в использовании мостиковых поправок для твердых сфер.

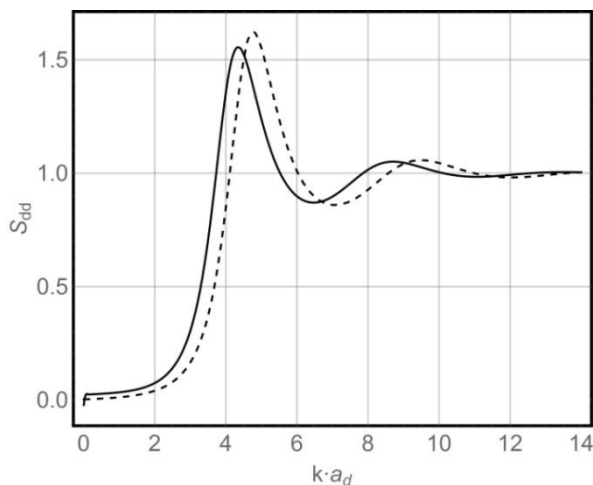


$$\beta = 10^{-4}; \tau = 38; \Gamma = 0.01;$$

$$\eta = 0.1; \Gamma_d = 1143; \kappa = 3.7$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: гиперцепное приближение с поправкой ван-дер-Ваальса.

Рисунок 5 – Статические структурные факторы, рассчитанные разными методами

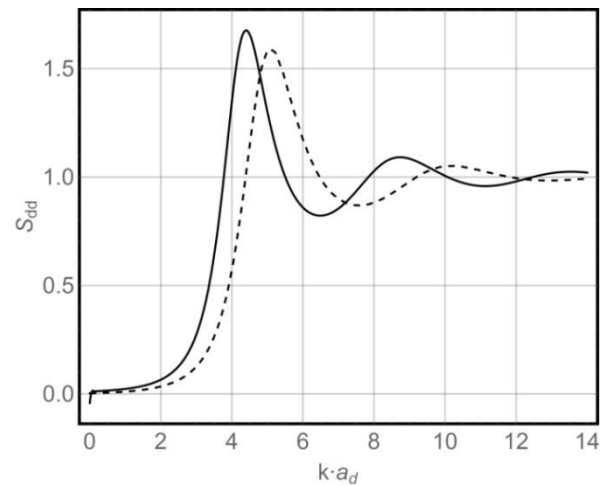


$$\beta = 10^{-4}; \tau = 38; \Gamma = 0.01;$$

$$\eta = 0.2; \Gamma_d = 1158; \kappa = 3.7$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: гиперцепное приближение с поправкой ван-дер-Ваальса

Рисунок 6 – Статические структурные факторы, рассчитанные разными методами

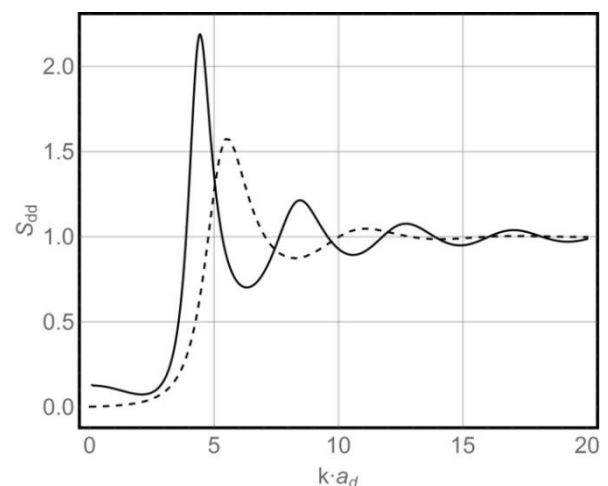


$$\beta = 10^{-4}; \tau = 38; \Gamma = 0.01;$$

$$\eta = 0.3; \Gamma_d = 1164; \kappa = 3.7$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: гиперцепное приближение с поправкой ван-дер-Ваальса

Рисунок 7 – Статические структурные факторы, рассчитанные разными методами



$$\beta = 10^{-4}; \tau = 38; \Gamma = 0.01;$$

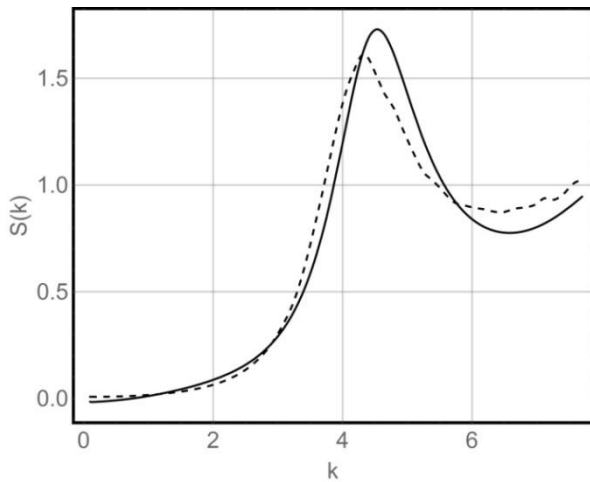
$$\eta = 0.4; \Gamma_d = 1168; \kappa = 3.7$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: гиперцепное приближение с поправкой ван-дер-Ваальса

Рисунок 8 – Статические структурные факторы, рассчитанные разными методами

Помимо этого, было проведено моделирование методами Монте-Карло и молекулярной динамики системы, состоящей из 10000 частиц. В качестве потенциала взаимодействия выбирался известный потенциал Юкавы, а частицы для простоты считались

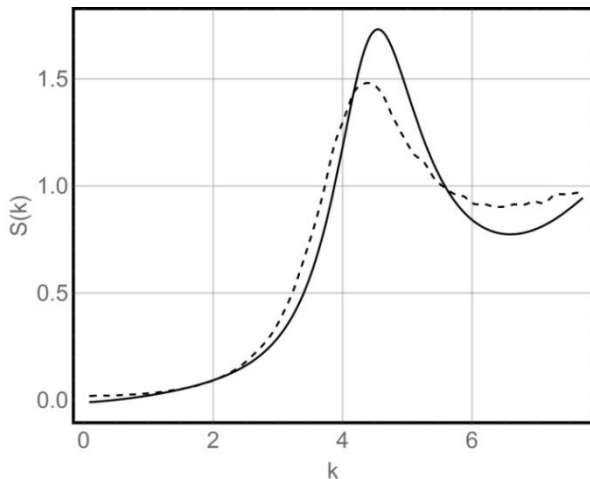
точечными. Сравнение радиальных функций распределения в этом случае представлено на рисунках 9-11.



$$\Gamma = 50; \kappa = 1; \eta = 0.35$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: результаты моделирования методом Монте-Карло.

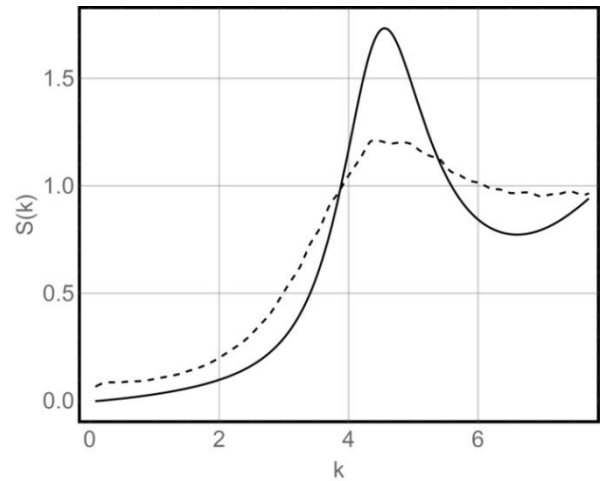
Рисунок 9 – Сравнение базового гиперцепного приближения с результатами компьютерного моделирования для статического структурного фактора



$$\Gamma = 50; \kappa = 1.5; \eta = 0.35$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: результаты моделирования методом Монте-Карло

Рисунок 10 – Сравнение базового гиперцепного приближения с результатами компьютерного моделирования для статического структурного фактора



$$\Gamma = 50; \kappa = 2; \eta = 0.35$$

сплошная линия: базовое гиперцепное приближение; штриховая линия: результаты моделирования методом Монте-Карло

Рисунок 11 – Сравнение базового гиперцепного приближения с результатами компьютерного моделирования для статического структурного фактора

Следует отметить, что результаты моделирования методами Монте-Карло и молекулярной динамики дают совпадающие данные по статическим свойствам, поэтому сравнение показано для метода Монте-Карло. На рисунках можно отчетливо наблюдать, что с увеличением плотности упаковки становится необходимым учет размера пылевых частиц.

Давление пылевой компоненты

Одной из наиболее важных термодинамических функций системы является ее уравнение состояния, то есть зависимость давления P от температуры среды T и ее объема V . В данном случае пылевая компонента имеет фиксированное число частиц, поэтому ее давление определяется параметрами Γ_p и β , а также, как и в уравнение ван-дер-Ваальса, плотностью упаковки η , которая представляет собственный объем всех пылинок. Удобно выражать давление в безразмерных единицах избыточного давления, которое имеет вид

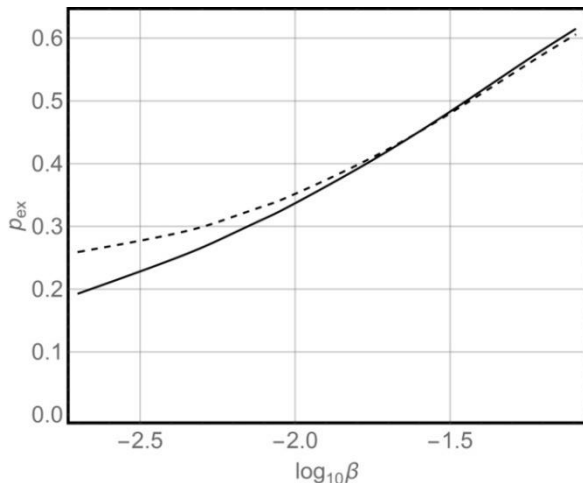
$$p_{ex} = \frac{P}{n_d k_B T} - 1. \quad (14)$$

Из статистической теории систем, состоящих из большого числа частиц, известно, что избыточное давление можно записать так

$$p_{ex} = \frac{2\pi n_d}{3k_B T} \int_0^\infty r^3 \Phi'_{dd}(r) g(r) dr, \quad (15)$$

где Φ_{dd} – определенный на предыдущих этапах потенциал взаимодействия пылевых частиц, а $g(r)$ – радиальная функция распределения.

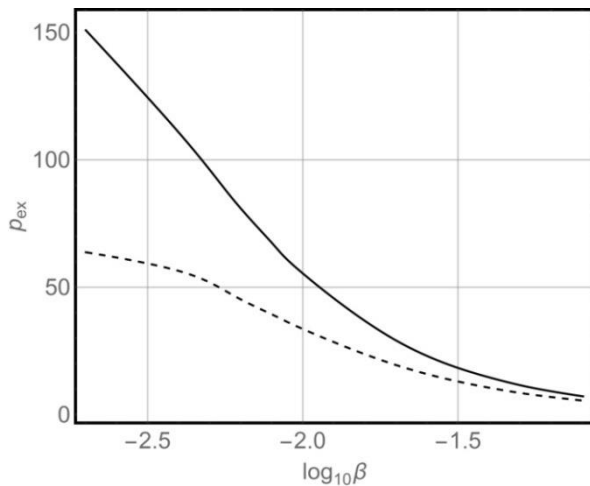
На рисунках 12-14 представлены зависимости избыточного давления p_{ex} от параметров пылевой плазмы. Там же проведено сравнение с результатами работы [32].



$$\tau = 1; \Gamma = 0.01; \eta = 10^{-6}$$

штриховая линия: [32]; сплошная линия: базовое гиперцепное приближение

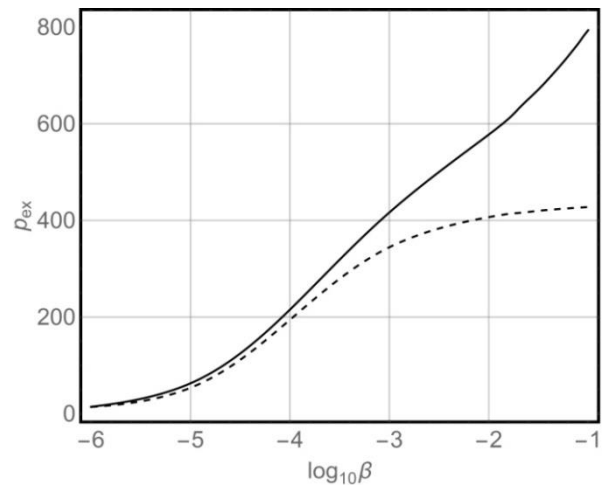
Рисунок 12 – Избыточное давление пылевой компоненты в зависимости от $\log_{10}\beta$



$$\tau = 1; \Gamma = 0.01; \eta = 10^{-2}$$

штриховая линия: [32]; сплошная линия: базовое гиперцепное приближение

Рисунок 13 – Избыточное давление пылевой компоненты в зависимости от $\log_{10}\beta$



$$\tau = 1; \Gamma = 0.01; \eta = 10^{-3}$$

штриховая линия: [32]; сплошная линия: базовое гиперцепное приближение
Рисунок 14 – Избыточное давление пылевой компоненты в зависимости от $\log_{10}\eta$

Анализ графических зависимостей позволяет сделать следующие выводы. При малых плотностях упаковки избыточное давление возрастает при увеличении концентрации пылевых частиц, а при больших плотностях наблюдается противоположная картина, что объясняется изменением заряда пылевых частиц. При увеличении плотности упаковки в избыточном давлении начинает доминировать отталкивание, обусловленное конечным объемом пылевых частиц, как это происходит в уравнение ван-дер-Ваальса.

Заключения и выводы

В данной работе предложен самосогласованный подход к определению термодинамических характеристик пылевой компоненты плазмы, применение, которого начинается с вычисления заряда пылевых частиц, после которого определяются радиальные функции распределения, и подсчитывается давление пылевой компоненты.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1) При не слишком больших плотностях упаковки оба использованных метода, то есть уравнение Орнштейна-Цернике в гиперцепном и базовом гиперцепном приближениях, дают практически совпадающие результаты. При этом величина первого пика на радиальной функции распределения в базовом гиперцепном приближении резко возрастает с увеличением плотности упаковки, а

сам он располагается значительно правее такого же пика в гиперцепном приближении;

2) Величина первого пика на статическом структурном факторе в базовом гиперцепном приближении резко возрастает с увеличением плотности упаковки, а сам он, в отличие от радиальной функции распределения, располагается значительно левее такого же пика в гиперцепном приближении. При этом видно, что вблизи малых волновых чисел структурный фактор для базового гиперцепного приближения поднимается вверх, что, по всей видимости, обусловлено учетом конечности размеров пылевых частиц в самом методе интегральных уравнений, а именно в использовании мостиковых поправок для твердых сфер;

3) При малых значениях плотности упаковки радиальные функции распределения и статические структурные факторы пылевой компоненты, полученные из уравнения Орнштейн-Цернике в базовом гиперцепном приближении, совпадают с результатами моделирования методами Монте-Карло и молекулярной динамики;

4) При малых плотностях упаковки избыточное давление и корреляционная энергия возрастают при увеличении концентрации пылевых частиц, а при больших плотностях наблюдается противоположная картина, что объясняется изменением заряда пылевых частиц. При увеличении плотности упаковки в избыточном давлении начинает доминировать отталкивание, обусловленное конечным объемом пылевых частиц, как это происходит в уравнении ван-дер-Ваальса;

Следует отметить, что в процессе распространения пыле-акустических волн необходимо учитывать перезарядку пылевых частиц, для этого необходимо построение самосогласованной теории статических свойств пылевой компоненты, выполненное в данной работе. Результаты этого исследования будут изложены в последующих публикациях.

Данная работа выполнена в рамках проекта МОН РК 3120/ГФ4 «Самосогласованная модель статических свойств пылевой плазмы с частицами конечных размеров».

Список литературы

- 1 Fortov V. E., Morfill G. E. Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space CRC Press: 2010. – 440 p.
- 2 Bonitz M., Horing N., Ludwig P. Introduction to Complex Plasmas Springer, 2010. – 450 p.
- 3 Khrapak S., Morfill G. Basic processes in complex (dusty) plasmas: Charging, interaction and ion drag force // Contrib. Plasma Phys. – 2009. – Vol. 49. – P. 148-168.
- 4 Shukla P. K. and Eliasson B. Colloquium: Fundamentals of dust-plasma interactions // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 25-44.
- 5 Tsyтович V. N. New paradigm for plasma crystal formation // J. Phys. A: Math. Gen. – 2006. – Vol. 39 – P. 4501-4509.
- 6 Piel A. Plasma crystals: experiments and simulation // Plasma Phys. Control. Fusion – 2017. – Vol. 59. – 014001 (10 p.).
- 7 Dietz C., Thoma M. H. Investigation and improvement of three-dimensional plasma crystal analysis // Phys. Rev. E – 2016. – Vol. 94. – 033207 (8 p.).
- 8 Khlert H. and Bonitz M. How Spherical Plasma Crystals Form // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 104. – P. 015001 (4 p.).
- 9 Shukla P. K. A survey of dusty plasma physics // Phys. Plasmas – 2001. – Vol. 8. – P. 1791-1803.
- 10 Fortov V. E., Khrapak A. G., Khrapak S. A., Molotkov V. I., Petrov O. F. Dusty plasmas // Physics-Uspekhi, – 2004. – Vol. 47. – P. 447 – 492
- 11 Seok J. Y., Koo B. C. and Hirashita H. Dust cooling in supernova remnants in the large magellanic cloud // Astrophys. J. – 2015. – Vol. 807. – P. 100-106.
- 12 Fedoseev A.V., Sukhinin G. I., Abdirakhmanov A. R., Dosbolayev M. K. and Ramazanov T. S. Voids in Dusty Plasma of a Stratified DC Glow Discharge in Noble Gases // Contrib. Plasma Phys. – 2016. – Vol. 56. – P. 234-239.
- 13 Tolia P., Ratynskaia S., de Angeli M., de Temmerman G., Ripamonti D., Riva G., Bykov I., Shalpegin A., Vignitchouk L., Brochard F., Bystrov K., Bardin S., Litnovsky A. Dust remobilization in fusion plasmas under steady state conditions // Plasma Phys. Control. Fusion – 2016. – Vol. 58. – P. 025009 (16 p.).

- 14 Castaldo C., Ratynskaia S., Pericoli V., de Angelis U., Rypdal K., Pieroni L., Giovannozzi E., Mad-daluno G., Marmolino C., Ruffoloni A., Tuccillo A., Kretschmer M. and Morfill G. E. Diagnostics of fast dust particles in tokamak edge plasmas // Nucl. Fusion – 2007. – Vol. 47. – P. L5-L9.
- 15 Keidar M., Shashurin A., Volotskova O., Stepp M. A., Srinivasan P., Sandler A. and Trink B. Cold atmospheric plasma in cancer therapy // Phys. Plasmas – 2013. – Vol. 20. – P. 057101 (8 p.).
- 16 Walk R. M., Snyder J. A., Scrivasan P., Kirch J., Diaz S. O., Blanco F. C., Shashurin A., Keidar M. and Sandler A. D. Cold atmospheric plasma for the ablative treatment of neuroblastoma // J. Pediatr. Surg. – 2013. – Vol. 48. – P. 67-73.
- 17 Yousefi R., Davis A.B., Carmona-Reyes J., Matthews L.S., Hyde T.W. Measurement of net electric charge and dipole moment of dust aggregates in a complex plasma // Phys. Rev. E. – 2014. – Vol. 90. – P. 033101 (6 p.).
- 18 Ramazanov T.S., Bastykova N.Kh., Ussenov Y.A., Kodanova S.K., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K. The Behavior of Dust particles Near Langmuir Probe // Contrib. Plasma Phys. – 2012. – Vol. 52. – P. 110-113.
- 19 Bonitz M., Henning C., and Block D. Complex plasmas: a laboratory for strong correlations // Rep. Prog. Phys. – 2010. – Vol. 73. – P. 066501 (29 p.).
- 20 Kalman G., Hartmann P., Donko Z., Golden K. J., Kyrkos S. Collective modes in two-dimensional binary Yukawa systems // Phys. Rev. E – 2013. – Vol. 87. – P. 043103 (15 p.).
- 21 Khrapak S. A., Thomas H. M., Fluid approach to evaluate sound velocity in Yukawa systems and complex plasmas // Phys. Rev. E – 2015. – Vol. 91. – P. 033110 (8 p.).
- 22 Khrapak S. A., Thomas H. M., Filinov, V. S. and Fortov, V. E. and Bonitz, M. and Moldabekov, Zh. Fermionic path-integral Monte Carlo results for the uniform electron gas at finite temperature // Phys. Rev. E – 2015. – Vol. 91. – P. 033108 (12 p.).
- 23 Avinash K., Merlino R. L., Shukla P. K. Anomalous dust temperature in dusty plasma experiments // Phys. Lett. A – 2011. – Vol. 375. – P. 2854-2857.
- 24 Lado F. Perturbation Correction for the Free Energy and Structure of Simple Fluids // Phys. Rev. A – 1973. – Vol. 8. – P. 2548-2552.
- 25 Lado F. Charged hard spheres in a uniform neutralizing background using 'mixed' integral equations // Mol. Phys. – 1976. – Vol. 31. – P. 1117-1127.
- 26 Lado F. A local thermodynamic criterion for the reference-hypernetted chain equation // Phys. Lett. A – 1982. – Vol. 89A. – P. 196-198.
- 27 Lado F., Foiles S., Ashcroft N. W. Solutions of the reference-hypernetted-chain equation with minimized free energy // Phys. Rev. A – 1983. – Vol. 28. – P. 2374-2379.
- 28 Rosenfeld Y., Ashcroft N. Theory of simple classical fluids: Universality in the short-range structure // Phys. Rev. A – 1979. – Vol. 20. – P. 1208-1235.
- 29 Rosenfeld Y. Comments on the variational modified-hypernetted-chain theory for simple fluids // J. Stat. Phys. – 1986. – Vol. 42. – P. 437-457.
- 30 Faussurier G. Description of strongly coupled Yukawa fluids using the variational modified hypernetted chain approach // Phys. Rev. E – 2004. – Vol. 69. – P. 066402 (23 p.).
- 31 Davletov A.E., Arkhipov Yu.V., Tkachenko I.M. Electric charge of dust particles in a plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2016. – Vol. 56. – P. 308-320.
- 1 Tejero C. F., Lutsko J. F., Colot J. L., Baus M. Thermodynamic properties of the fluid, fcc, and bcc phases of monodisperse charge-stabilized colloidal suspensions within the Yukawa model // Phys. Rev. A – 1992. – Vol. 46. – P. 3373-3379.

Принято в печать 10.10.2017

А.Е. Давлетов*, Л.Т. Еримбетова, Б.А. Ташев, Е.С. Мухаметкаримов, А. Қисан
Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан
**askar@physics.kz*

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Аннотация. Целью исследования является построение самосогласованной теории статических свойств, в частности, вычисление давления пылевой компоненты плазмы с последующим сравнением с результатами моделирования методом Монте-Карло. Предложена самосогласованная методика расчета статических свойств пылевой компоненты плазмы, которая начинается с определения заряда пылевых частиц и завершается нахождением уравнения состояния пылевой компоненты плазмы. Считается, что пылевые частицы взаимодействуют посредством предложенного ранее потенциала взаимодействия, который учитывает конечность их размера, а также использует корректное граничное условие, полученное в рамках классической электродинамики плазмы. Для этого расстояние отсчитывается между поверхностями взаимодействующих частиц и используется теория линейного диэлектрического отклика в приближении хаотических фаз. Расчет заряда частиц производится в рамках приближения ограниченного орбитального движения, полностью пренебрегающего столкновения частиц плазмы в процессе зарядки. Рассчитаны радиальные функции распределения и статические структурные факторы пылевой компоненты плазмы путем использования так называемого базового гиперцепного приближения, разработанного для учета конечности размеров пылевых частиц. Это позволит рассчитывать спектр пыле-акустических волн с учетом процесса перезарядки пылинок, характерное время которой много меньше обратной ленгмюровской частоты.

Ключевые слова: пылевая плазма, радиальные функции распределения, статические структурные факторы, метод интегральных уравнений, уравнение состояния.

А.Е. Давлетов*, Л.Т. Еримбетова, Б.А. Ташев, Е.С. Мухаметкаримов, А. Қисан
ал-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан

ҚҰРАМЫНДА ШЕКТЕУЛІ ӨЛШЕМДІ БӨЛШЕКТЕРІ БАР ПЛАЗМАНЫҢ ТОЗАҢДЫҚ КОМПОНЕНТІНІҢ ТЕРМОДИНАМИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

Аннотация. Зерттеудің мақсаты плазманың статикалық қасиеттерін сипаттайтын өзара келісілген теорияны құрастыру, атап айтқанда тозаңдық компоненттің қысымын есептеу және оны Монте-Карло әдісімен жасалынған модельдеу нәтижесімен салыстыру болып табылады. Плазманың тозаңдық компонентінің статикалық қасиеттерін өзара келісілген түрде, яғни тозаңдық бөлшектердің зарядын анықтаудан бастап, тозаңдық компоненттің күй теңдеуін қорытып шығарумен бітетін, есептеу әдістемесі ұсынылған. Тозаң бөлшектері алдын ұсынылған олардың өлшемдерінің шектеулі екенін ескеретін, әсерлесу потенциалы арқылы өзара әсерлеседі деп есептелінеді, және де плазманың классикалық электродинамикасы аясында алынған дұрыс шекаралық шартты қолданады. Ол үшін бөлшектің өзара әсерлесуі беткі қабаттары арасы қашықтығынан бастап есептелінеді және де бейберекет фазалар жуықтауындағы сызықты диэлектрлік үндестік теориясы қолданылады. Бөлшектің заряды зарядталу үрдісі кезінде плазмадағы бөлшектердің соқтығысуын ескермейтін, шектеулі орбитал қозғалысының жуықтауы аясында есептелінеді. Тозаңды плазма бөлшектердің өлшемін ескеру үшін жабықталған, базалық гиперцептік жуықтауындағы деп аталынатын жолмен тозаңды плазманың компоненттерінің радиальды функциясы таралуын және статикалық құрылымдық факторы есептелінді. Өз кезегінде бұл тозаңдық бөлшектердің, сипаттамалық уақыт шамасы кері Ленгмюр жиілігінен әлдеқайда кіші болатын, қайта зарядталу үрдісі ескерілген жағдай үшін тозаң-акустикалық толқындардың спектрлерін есептеуге мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: тозаңдық плазма, радиал таралу функциялары, статикалық құрылымдық факторлар, интегралдық теңдеулер әдісі, күй теңдеуі.

A.E. Davletov, L.T. Yerimbetova, B.A. Tashev, Ye.S. Mukhametkarimov, A. Kissan
Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

THERMODYNAMIC PROPERTIES OF THE DUST COMPONENT OF PLASMAS WITH PARTICLES OF FINITE DIMENSIONS

Abstract. The main objective of the investigation is to construct a self-consistent theory of static properties, in particular, the calculation of the equation of state of the dust component of plasmas with subsequent comparison with the Monte Carlo simulation results. The self-consistent approach to evaluation of the static properties of the dust component of plasmas is proposed, which starts from the determination of the dust particle charge and finishes with derivation of the equation of state of the dust component. It is believed that the dust particles interact via the previously proposed interaction potential, which takes into account the finiteness of their size, and also exploits the correct boundary condition obtained in the framework of the classical plasma electrodynamics. For this purpose, the distance is measured between the surfaces of the interacting particles and the linear density-response formalism is engaged in the random-phase approximation. Calculation of the charge of dust particles is performed within the orbital motion limited approximation that completely ignores the collision of plasma particles in the charging process. Radial distribution function and static structural factor of the plasma dust component are calculated by using the so-called reference hypernetted-chain approximation, developed to take into account the finite size of the dust particles. This opens a new possibility to evaluate the spectrum of dust-acoustic waves taking into account the recharging of dust particles in a plasma, whose characteristic time should be much less than the inverse Langmuir frequency of the dust particles.

Keywords: dusty plasma, dust radial distribution functions, static structure factors, integral equation method, equation of state.