

МРНТИ 29.27.01, 29.27.31

Ткаченко И.М., Еримбетова Л.Т. *, Давлетов А.Е., Архипов Ю.В.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: lyazzat.yerimbet.26@gmail.com

ДИНАМИЧЕСКИЙ СТРУКТУРНЫЙ ФАКТОР НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Целью исследования является определение влияния конечного размера пылевых частиц на статические и динамические характеристики пылевой компоненты плазмы. В качестве потенциала взаимодействия между пылинками используется модельное выражение, полученное из теории линейного диэлектрического отклика с диэлектрической функцией плазмы в приближении хаотических фаз. Статические структурные факторы пылевых частиц определены путем решения уравнения Орнштейна-Цернике в базовом гиперцепном приближении, которое неотъемлемо содержит модель абсолютно твердых сфер, рассчитываемых на основе уравнения Перкуса-Йевики. На кривых статических структурных факторов обнаружено появление максимумов и минимумов, свидетельствующих об образовании ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц. Динамический структурный фактор восстановлен с помощью только статического на основе самосогласованного метода моментов, который предполагает обращение в нуль его второй производной по частоте ω при $\omega = 0$. Таким образом, получено аналитическое выражение для динамического структурного фактора, которое справедливо в широкой области параметров неидеальной пылевой плазмы и больших плотностях упаковки. При малых плотностях упаковки динамические структурные факторы совпадают с результатами моделирования методом молекулярной динамики, а с ростом плотности упаковки максимумы на кривых динамических структурных факторов возрастают и смещаются влево или вправо по частоте в зависимости от волнового числа.

Ключевые слова: пылевая плазма, потенциал взаимодействия, динамический структурный фактор, метод моментов.

Tkachenko I.M., Yerimbetova L.T. *, Davletov A.Ye., Arkhipov Yu.V.

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
*e-mail: lyazzat.yerimbet.26@gmail.com

Dynamic structure factor of non-ideal dusty plasmas with finite size macroscopic particles

The aim of the study is to determine the effect the finite size of dust particles has on the static and dynamic characteristics of the dust component of a plasma. A model expression, obtained from the linear density-response theory with the plasma dielectric function in the random phase approximation, is used as an interaction potential between dust particles. The static structure factor of dust particles is evaluated from the reference hypernetted-chain approximation, which inherently contains the hard sphere model handled within the Percus-Yevik closure. The appearance of maxima and minima is found in the curves of the static structural factor, indicating the formation of short- and long-range orders in the arrangement of dust particles. The dynamic structure factor is restored using only its static counterpart based on the self-consistent method of moments, which assumes that the second derivative of the dynamic structure factor with respect to frequency vanishes at the origin. Thus, an analytical expression has been put forward for the dynamic structural factor, which is valid in a wide range of parameters of plasma nonideality and dust packing fractions. At low packing fractions, the dynamic structure factor coincides

with the results of molecular dynamics simulations, but with increase of the packing fraction, the maximum of the dynamic structure factor grows and shifts to the left or right in frequency, depending on the wavenumber.

Key words: dusty plasma, interaction potential, dynamic structure factor, the method of moments.

Ткаченко И.М., Ерімбетова Л.Т.* , Давлетов А.Е., Архипов Ю.В.

Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,
*e-mail: lyazzat.yerimbet.26@gmail.com

Өлшемі шектелген бөлшектері бар идеал емес плазманың динамикалық құрылымдық факторы

Зерттеудің мақсаты тозаң бөлшектердің шектелген өлшемінің плазмадағы тозаңды компоненттің статикалық және динамикалық сипаттамасына әсерін анықтау болып табылады. тозаңдар арасындағы өзара әсерлесу потенциалы ретінде хаустық фаза жуықтауындағы плазмалық диэлектрлік функция бар, сызықтық диэлектрлік үндестік теориясынан алынған моделді өрнек қолданылады. Тоzaң бөлшектерінің статикалық құрылымдық факторлары негізгі гипертізбектік жуықтаудағы Орнштейн-Церник теңдеулерін шешу арқылы анықталады. Ол жуықтаудағы абсолютты қатты сфера моделі Перкус-Иевик теңдеулеріне сүйеніп есептеледі. Статикалық құрылымдық фактордың қисықтарында, тозаң бөлшектер орналасуында жақын және алыс реттілік түзілгенін айғақтайтын, максимумдар мен минимумдар пайда болатыны байқалды. Динамикалық құрылымдық фактор өзара келісілген моменттер әдісі негізінде $\omega = 0$ болғанда оның ω бойынша екінші ретті туынды нөлге айналады деп болжау арқылы статикалық фактор көмегімен қалпына келтірілді. Осылайша, идеалды емес тозаңды плазма параметрлерінің кең аймағында және үлкен орау тығыздығы кезінде әділ болатын, динамикалық құрылымдық факторға арналған аналитикалық өрнек алынды. Орау тығыздығы аз болған кезде динамикалық құрылымдық фактор молекулалық динамика әдісімен моделдеу нәтижелерімен сәйкеседі, ал орау тығыздығы өскен сайын, динамикалық құрылымдық фактор қисықтарындағы максимумдар артады және толқындық санға сәйкес жиілік бойынша солға немесе оңға ығысады.

Түйін сөздер: тозаңды плазма, өзара әсерлесу потенциалы, динамикалық құрылымдық фактор, моменттер әдісі.

Введение

Известно, что пылевая плазма широко распространена в космических объектах, таких как планетарные кольца, хвосты комет, межпланетные и межзвездные облака [1-3]. С другой стороны, пыль может появляться в промышленных установках, в которых плазма является рабочим телом, так как полностью избежать ее контакта с твердыми стенками и электродами камеры не представляется возможным [4-6]. Это особенно ярко проявляется в установках управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием [7-9], в которых пылевые частицы могут оказывать существенное негативное влияние на процесс удержания плазмы. Приведенные примеры однозначно подчеркивают важность изучения пылевой плазмы, как теоретического, так и экспериментального. В последнем случае пылевые частицы обычно преднамеренно вводятся в плазму, а их динамика фиксируется скоростными видеокамерами [10, 11], что открывает беспрецедентную возможность изучения системы уже на кинетическом уровне. Особо

следует отметить, что поведение пылевой компоненты при этом довольно легко контролируется внешними условиями, изменение которых приводит к возможности наблюдения эволюции ее состояний.

С фундаментальной точки зрения особый интерес представляет ситуация, в которой электростатическая энергия взаимодействия пылинок значительно превосходит их тепловую энергию. В этом случае пылевая компонента называется сильно связанной, потому что при этом наблюдается образование ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц друг относительно друга [12-14]. Такое поведение пылевых частиц обычно трактуется как формирование жидкостной или даже кристаллической структур, что открывает целый спектр возможностей по проверке теоретических подходов, разработанных для систем многих частиц с сильным взаимодействием [15-17]. Например, для пылевой компоненты были теоретически предсказаны и экспериментально наблюдаются фазовые переходы первого и второго родов [18-20], а в так называемых плазменных кристаллах

методом лазерной интерферометрии зафиксированы дефекты [21], которые могут существенно влиять на их транспортные свойства [22].

В реальности пылевая плазма представляет собой многокомпонентную систему, в которой твердые частицы пыли находятся в нейтрализующем окружении обычной плазмы, которая состоит из электронов, ионов и нейтралов. В теоретических исследованиях, однако, принято считать, что пылевая плазма представляет собой однокомпонентную систему заряженных пылинок, а роль электронов и ионов фактически сводится к экранированию их взаимодействия. Эта привычная модель часто упоминается в литературе как однокомпонентная плазма Юкавы, так как потенциал Юкавы (Дебая-Хюккеля) обычно используется для описания взаимодействия пылевых частиц [23-25]. Ради справедливости следует признать, что данная модель оказалась весьма успешной при описании экспериментально полученных характеристик сильно связанной пылевой компоненты плазмы [26-28], что можно объяснить несколькими причинами. Прежде всего в сильно связанной пылевой плазме электростатическое взаимодействие между пылинками доминирует на фоне других возможных вкладов, таких как сила ионного увлечения. Помимо этого, необходимо чтобы пылевая компонента не слишком сильно влияла на ионизационное равновесие самой плазмы [29, 30], иначе необходимо учитывать перезарядку пылевых частиц, что неизбежно потребует включения в рассмотрение электронов и ионов [31, 32]. В данном исследовании мы считаем эти условия выполненными и фокусируем наше внимание на влиянии конечности размеров самих пылинок на их коллективные динамические свойства, к которым относятся динамический структурный фактор.

Параметры плазмы

Как было уже упомянуто выше, в данной работе сильно связанная пылевая плазма рассматривается как однокомпонентная система, состоящая из макроскопических частиц конечных размеров. Будем считать, что пылевые частицы с концентрацией n_d и массой m_d представляют собой твердые шары радиуса R , несущие электрический заряд $Z_d e$ где Z_d – зарядовое число, а e – элементарный заряд.

Тогда пылевую компоненту можно охарактеризовать безразмерным параметром связи

$$\Gamma = \frac{Z_d^2 e^2}{a_d k_B T}, \quad (1)$$

где $a_d = (3/4\pi n_d)^{1/3}$ – среднее расстояние между пылевыми частицами, k_B – постоянная Больцмана, T – температура пылевой подсистемы. При $\Gamma \ll 1$ пылевую компоненту можно считать идеальным газом, а при $\Gamma \geq 1$ она находится в неидеальном состоянии.

Известно, что электрическое поле пылинок, помещенных в плазменную среду, экранируется с характерным размером, который называется радиусом Дебая r_D и полностью определяется свойствами окружающей среды. Для описания этого явления вводится безразмерный параметр экранирования

$$\kappa = \frac{a_d}{r_D}. \quad (2)$$

В случае $\kappa \ll 1$ пылевая компонента фактически является кулоновской и эффекты экранировки не играют никакой роли, в противном случае экранировка оказывает существенное влияние на взаимодействие пылинок.

Конечность размеров пылевых частиц будем описывать плотностью упаковки, которая следующим образом определяет долю пространства системы, заполненную пылевыми частицами

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

Пылевые частицы начинают проявлять конечность своего размера, когда плотность упаковки растет, не превышая своего предельного теоретического значения $\pi/\sqrt{18}$.

Статические свойства

Для определения всех свойств пылевой компоненты крайне важно знать потенциал взаимодействия пылевых частиц, который может содержать вклады от разных физических процессов [33]. В данном исследовании нас интересует сильно неидеальная пылевая компонента, поэтому, как уже было сказано выше, домини-

рующую роль играет электростатическое взаимодействие между пылинками, которые погружены в окружающую плазму. Для точечных пылевых частиц потенциал взаимодействия хорошо известен и обычно выбирается в форме потенциала Юкавы, но для частиц конечных размеров ситуация с определением потенциала выглядит сложнее. В [34,35] было исследовано взаимодействие двух изолированных сферических пылинок на основе тензора напряжений в равновесной плазме в рамках модели Пуассона-Больцмана. Вполне аналогичный подход, осно-

ванный на обобщенном уравнении Пуассона-Больцмана, был вначале развит для частично ионизованной плазмы [36], а затем применен к пылевой компоненте плазмы [37]. В отличие от модели Юкавы, эти важные результаты обладают одним существенным недостатком – отсутствием простого выражения для потенциала взаимодействия между пылинками. Недавно, исходя из теории линейного диэлектрического отклика, был получен упрощенный модельный потенциал, который учитывает конечность размера пылинок и имеет следующий вид [38].

$$\varphi(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r+2R} - \frac{Z_d^2 e^2}{r} \times [1 - \exp(-k_D r) - 2k_D R B(r)], \quad (4)$$

где

$$B(r) = \exp(k_D(2R+r)) \text{Ei}(k_D(2R+r)) - \exp(k_D(2R-r)) \text{Ei}(2k_D R) + \\ + \exp(-k_D(2R+r)) \times [\text{Ei}(2k_D R) - \text{Ei}(-k_D(2R+r))] \quad (5)$$

с экспоненциальной интегральной функцией

$$\text{Ei}(x) = \int_x^\infty \frac{\exp(-t)}{t} dt \quad \text{и} \quad \text{волновым} \quad \text{числом}$$

экранирования $k_D = r_D^{-1}$

Рассмотрим два интересных предельных случая для потенциала взаимодействия между пылинками (4). В случае очень малых пылевых частиц $k_D R \rightarrow 0$, когда их можно считать практически точечными, потенциал взаимодействия переходит в широко применяемый потенциал Юкавы

$$\varphi(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r} \exp(-k_D r). \quad (6)$$

где

$$\zeta(k) = \frac{1}{1+k^2/k_D^2} \left(1 - 2kR [\text{Ci}(2kR) \times \sin(2kR) + \frac{1}{2} \cos(2kR)(\pi - 2\text{Si}(2kR))] \right) \quad (9)$$

С помощью потенциала (4) численно решалось базовое гиперцепное приближение (RHNC) [39,40], которое представляет собой фактическую реализацию уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении, так

Другой предельный случай соответствует очень большим пылевым частицам $k_D R \gg 1$ и приводит к выражению

$$\varphi(r) = \frac{4Z_d^2 e^2 R}{k_D^2 r (r+2R)^3} - \frac{Z_d^2 e^2}{2k_D^2 R^2 r} \exp(-k_D r). \quad (7)$$

Интересно отметить, что экспоненциальный характер спада потенциала взаимодействия для малых пылевых частиц в формуле (6) фактически сменяется обратным степенным законом для больших пылевых частиц, о чем свидетельствует первый член в формуле (7).

Отметим для дальнейшего, что Фурье-образ потенциала (4) записывается как

$$\Phi_{ab}(k) = \frac{4\pi Z_d^2 e^2}{k^2} \zeta(k) \quad (8)$$

что в нем органично учитывается конечность размера пылинок путем решения интегрального уравнения Перкуса-Йевики для модели твердых сфер. Результаты проведения вычислений для статического структурного фактора $S(k)$, пред-

ставленные на рисунках 1 и 2, демонстрируют появление локальных максимумов и минимумов, величина которых растет с увеличением параметра связи, а также при уменьшении параметра экранирования и плотности упаковки. Очевидно, что появление локальных максимумов и минимумов можно истолковать как фор-

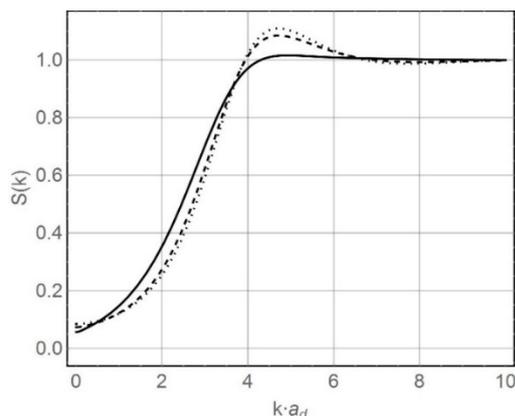


Рисунок 1 – Статические структурные факторы пылевой компоненты плазмы, рассчитанные на основе потенциала (4) методом RHNC при $\Gamma = 20, \kappa = 2$.

Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$

Динамический структурный фактор

В экспериментах по рентгеновской и нейтронной спектроскопии соответствующее сечение неупругого рассеяния оказывается пропорциональным динамическому структурному фактору $S(k, \omega)$, который представляет собой усредненный по ансамблю пространственный и временной Фурье-образ коррелятора плотности. Таким образом очевидно, для систематизации экспериментальных данных необходимо разрабатывать теоретические подходы для получения динамического структурного фактора, корректным образом учитывающие происходящие в системе процессы.

Данная работа сфокусирована на режиме сильной связи, в котором методы компьютерного моделирования дают вполне адекватное описание результатов эксперимента. Однако, хотелось бы иметь и теоретические схемы расчета, которое бы давали надежное предсказание поведения динамического структурного фактора в достаточно широкой области изменения параметров плазмы. Отметим, что для сильно связанной пылевой компоненты

мирование ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц друг относительно друга. При этом отметим, что первый пик на кривых статического структурного фактора фактически не зависит от плотности упаковки, то есть размера пылевых частиц и расположен вблизи волнового числа $ka_d \approx 4.2$.

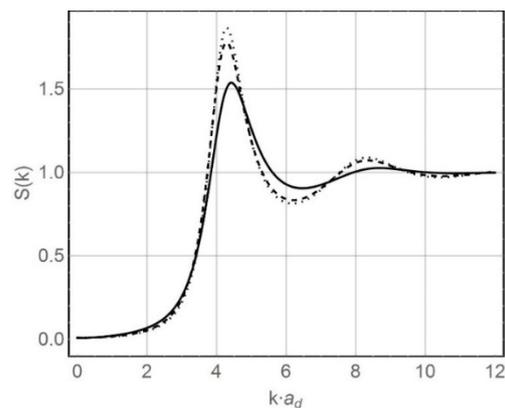


Рисунок 2 – Статические структурные факторы пылевой компоненты плазмы, рассчитанные на основе потенциала (4) методом RHNC при $\Gamma = 50, \kappa = 1.5$.

Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$

наиболее продуктивными считаются приближения квазилокализованных частиц [41] и теория на периодической решетке [42], хотя последняя и дает результаты по волновым спектрам, которые не зависят от параметра связи.

В данной работе используется метод моментов, который был успешно применен к разным видам плазмы [43,44]. Фактически он базируется на том, что для динамических величин, типа динамического структурного фактора, существуют правила сумм, которые должны безоговорочно выполняться для их истинных значений. Сами по себе правила сумм определяются независимо, например, методом вторичного квантования, и представляют собой частотные моменты искомой функции, восстановление которой представляет собой чисто математическую задачу. При этом вполне естественно, что решение этой задачи не однозначно и параметризуется произвольной функцией с известными математическими свойствами [44], которую можно восстанавливать по результатам компьютерного моделирования. Однако недавно была предложена самосогласованная версия метода моментов [16], которая не привязывается

к данным эксперимента или моделирования, а позволяет напрямую рассчитывать все динамические характеристики системы из ее статических свойств. Этот метод систематически применен ниже к пылевой плазме с частицами конечных размеров.

Пусть известны частотные моменты $M_\nu(k)$ динамического структурного фактора, то есть выполнены равенства

$$M_\nu(k) = \frac{1}{n_d} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^\nu S(k, \omega) d\omega, \quad \nu = 0, 1, \dots, 5. \quad (10)$$

Как было упомянуто выше, моменты вычисляются независимо, так что для классической системы все нечетные обращаются в нуль, а четные равны

$$M_0(k) = S(k), \quad (11)$$

$$M_2(k) = \frac{\omega_p^2 k^2}{k_g^2} \quad (12)$$

$$M_4(k) = \omega_p^2 M_2(k) \left[\zeta(k) + \frac{3k^2}{k_g^2} + U(k) \right], \quad (13)$$

где особо выделяется потенциальный вклад

$$U(k) = \frac{1}{12\pi n_d} \int_0^\infty q^2 (S(q) - 1) \times \left(\Lambda(k, q) - \frac{8\zeta(q)}{3} \right) dq \quad (14)$$

с

$$\Lambda(k, q) = \frac{1}{q \cdot k^3} \int_{q-k}^{q+k} \frac{\zeta(p) (q^2 - k^2 - p^2)^2}{p} dp \quad (15)$$

Здесь и в дальнейшем используется частота продольных колебаний $\omega_p = \sqrt{4\pi n_d Z_d^2 e^2 / m_d}$ и обратное волновое число $k_g = \sqrt{4\pi n_d Z_d^2 e^2 / m_d}$ для пылевых частиц.

Таким образом, по известному значению статического структурного фактора $S(k)$, рассчитанного в предыдущем разделе, можно рассчитать первые пять моментов динамического

структурного фактора. После этого теория моментов позволяет записать динамический структурный фактор в следующем виде

$$\frac{S(k, \omega)}{S(k)} = \frac{\omega_1^2(k)(\omega_2^2(k) - \omega_1^2(k)) \operatorname{Im} Q(k, \omega)}{\left| \omega(\omega^2 - \omega_2^2(k)) + Q(k, \omega)(\omega^2 - \omega_1^2(k)) \right|^2}, \quad (16)$$

где $\omega_1^2(k) = M_2(k) / M_0(k)$, $\omega_2^2(k) = M_4(k) / M_2(k)$, а $Q(k, \omega)$ – неизвестная функция класса Неванлинны, которую необходимо найти для замыкания выражения (16).

В качестве простейшего приближения воспользуемся статической величиной функции-параметра Неванлинны $Q(k, \omega) = ih(k)$ и потребуем, чтобы для динамического структурного фактора (16) выполнялось дополнительное условие

$$\left. \frac{d^2 S(k, \omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=0} = 0. \quad (17)$$

Требование (17) само по себе не является очевидным, хотя, по-видимому, выполняется для широкого класса сильно связанных систем. В режиме слабой связи соотношение (17) заведомо нарушается, но с повышением неидеальности системы оно начинает выполняться все точнее и точнее. Можно даже выдвинуть правдоподобную гипотезу о том, что сильное взаимодействие в кулоновских системах приводит к быстрому исчезновению корреляций плотности на больших временах, что напрямую связано с поведением динамического структурного фактора на низких частотах. Тем не менее, можно провести прямое сравнение следствий из соотношения (17) с результатами компьютерного моделирования, что и выполнено ниже.

Используя статическое приближение $Q(k, \omega) = ih(k)$, из формулы (16) при условии (17), находим

$$h(k) = h_0(k) = \frac{\omega_2^2(k)}{\sqrt{2}\omega_1(k)} \quad (18)$$

что позволяет переписать формулу (16) в виде

$$\frac{S(k, \omega)}{S(k)} = \frac{\omega_1^2(k)(\omega_2^2(k) - \omega_1^2(k))h_0(k)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_2^2(k))^2 + h_0^2(k)(\omega^2 - \omega_1^2(k))^2}. \quad (19)$$

Выражение (19) очень примечательно тем, что позволяет по известному статическому структурному фактору определить динамический структурный фактор сильно связанной кулоновской системы. Так как статические структурные факторы были рассчитаны в предыдущем разделе, то это позволяет определить поведение динамического структурного фактора для пылевой компоненты плазмы с частицами конечных размеров, а результаты представлены на рисунках 3-6 в сравнении с данными моделирования методом молекулярной динамики [16]. Видно, что наблюдается очень хорошее не только качественное, но и

количественное согласие для больших значений параметра связи и очень малых значениях плотности упаковки. С ростом плотности упаковки максимумы на кривых динамического структурного фактора сильно возрастают и становятся уже, что с физической точки зрения свидетельствует об уменьшении затухания коллективных мод в системе, в частности, для пыле-акустических волн. Смещение же максимумов носит нерегулярный характер и может происходить как влево, так и вправо в зависимости от волнового числа, что тоже должно получить отражение в спектре коллективных мод.

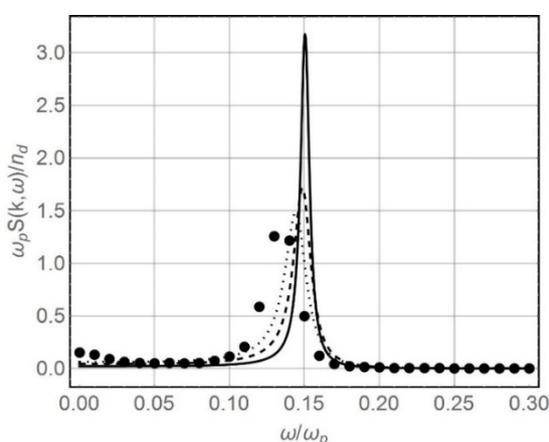


Рисунок 3 – Динамический структурный фактор пылевой компоненты плазмы $S(k, \omega)$, рассчитанный по формулы (19) при $\Gamma = 20, \kappa = 2, ka_d = 0.31$. Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$; черные кружки: метод МД [16]

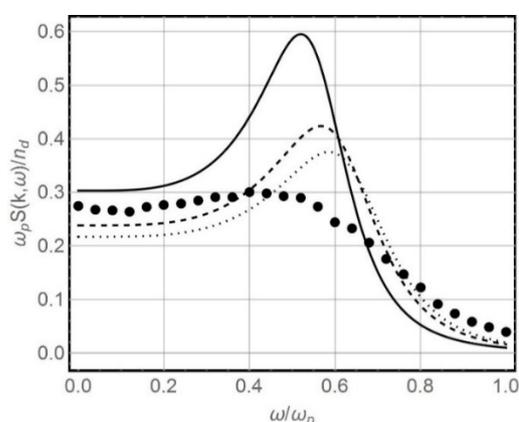


Рисунок 4 – Динамический структурный фактор пылевой компоненты плазмы $S(k, \omega)$, рассчитанный по формулы (19) при $\Gamma = 20, \kappa = 2, ka_d = 2.63$. Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$; черные кружки: метод МД [16]

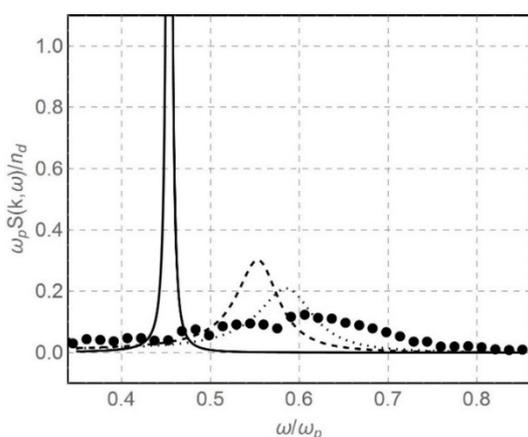


Рисунок 5 – Динамический структурный фактор пылевой компоненты плазмы $S(k, \omega)$, рассчитанный по формулы (19) при $\Gamma = 50, \kappa = 1.5, ka_d = 1.547$. Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$; черные кружки: метод МД [16]

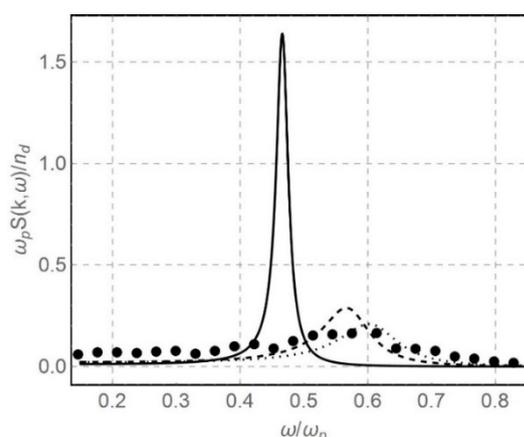


Рисунок 6 – Динамический структурный фактор пылевой компоненты плазмы $S(k, \omega)$, рассчитанный по формулы (19) при $\Gamma = 50, \kappa = 1.5, ka_d = 1.934$. Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$; черные кружки: метод МД [16]

Заключения и выводы

В данной работе последовательно рассматривалось влияние конечности размеров пылевых частиц на статические и динамические свойства пылевой компоненты плазмы. В частности, в качестве потенциала взаимодействия пылинок было выбрано модельное выражение, полученное в рамках теории линейного диэлектрического отклика с диэлектрической функцией плазмы в приближении хаотических фаз. При этом интересно отметить, что в случае малых пылевых частиц потенциал взаимодействия переходит в экспоненциальный потенциал Юкавы, в то время как для больших пылевых частиц потенциал спадает по обратному степенному закону на расстояниях, превышающих радиус экранирования.

Далее для расчета статического структурного фактора использовалось базовое гиперцепное приближение, которое в качестве базовой системы использует модель твердых сфер. На кривых статического структурного фактора с ростом параметра связи появляются локальные

максимумы и минимумы, величина которых растет при увеличении параметра связи и уменьшается с ростом плотности упаковки и параметра экранирования. При этом следует отметить, что положение первого пика слабо зависит от размера пылевых.

Используя статические структурные факторы системы самосогласованным методом моментов восстановлены динамические структурные факторы, соответствующие режимы сильной связи пылевой компоненты. При достаточно малых значениях плотности упаковки пылевых частиц самосогласованный метод моментов дает очень хорошее согласие с результатами данных моделирования методом молекулярной динамики для точечных пылевых частиц. С увеличением плотности упаковки пылинок максимумы на кривых динамического структурного фактора сильно возрастают, незначительно смещаясь влево или вправо в зависимости от волнового числа.

Данная работа выполнена в рамках программы целевого финансирования МОН РК BR05236730.

Литература

- 1 Forsberg M., Brodin G., Marklund M., Shukla P.K., Moortgat J. nonlinear interactions between gravitational radiation and modified Alfvén modes in astrophysical dusty plasmas// *Phys. Rev. D* – 2006. – Vol. 74. – Art. No. 064014.
- 2 Malmrose M.P., Marscher A.P., Jorstad S.G., Nikutta R., Elitzur m. Emission from hot dust in the infrared spectra of gamma-ray bright blazars// *Astrophys. J.* – 2011. – Vol. 732. – P. 116.
- 3 Seok J.Y., Koo B.-C., Nirasahita H. Dust cooling in supernova remnants in the large Magellanic cloud// *Astrophys. J.* – 2015. – Vol. 807. – P. 100.
- 4 Kersten H., Deutsch H., Stoffels E., Stoffels W.W., Kroesen G.M.W., Hippler R. Micro-disperse particles in plasmas: from disturbing side effects to new applications// *Contrib. Plasma Phys.* – 2001. – Vol. 41. – P. 598.
- 5 Walk R.M., Snyder J.A., Scrinivasan P., Kirch J., Diaz S.O., Blanco F.C., Shashurin A., Keidar M., Sandler A.D. Cold atmospheric plasma for the ablative treatment of neuroblastoma// *J. Pediatr. Surg.* – 2013. – Vol. 48. – P. 67.
- 6 Szetzen L., Hsiu-Feng C., Chien-Ju C. Spectroscopic study of carbonaceous dust particles grown in benzene plasma// *J. Appl. Phys.* – 2007. – Vol. 101. – Art. No. 113303.
- 7 Bacharis M., Coppins M., Allen J.E. Dust in tokamaks: An overview of the physical model of the dust in tokamaks code// *Phys. Plasmas* – 2010. – Vol. 17. – P. 042505.
- 8 Castaldo C., Ratynskaia S., Pericoli V., de Angelis U., Rypdal K., Pieroni L., Giovannozzi E., Maddaluno G., Marmolino C., Rufoloni A., Tuccillo A., Kretschmer M., Morfill G.E. // *Nucl. Fusion* – 2007. – Vol. 47. – L5-L9.
- 9 Tolias P., Ratynskaia S., De Angeli M., De Temmermen 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. – Art. No. 025009.
- 10 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. – Art. No. 033101.
- 11 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.
- 12 Erimbetova L.T., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A., Mukhametkarimov Ye.S. Influence of polarization phenomena on radial distribution function of dust particles// *Contrib. Plasma Phys.* – 2013. – Vol. 53. – P. 414-418.
- 13 Shahzad A., He M.-G. Structural order and disorder in strongly coupled Yukawa liquids// *Phys. Plasmas* – 2016. – Vol. 23. – Art. No. 093708.
- 14 Nosenko V., Ivlev A.V., Morfill G.E. Microstructure of a liquid two-dimensional dusty plasma under shear// *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol. 108. – Art. No. 135005.
- 15 Magyar P., Donkó Z., Kalman G.J., Golden K.I. Linear and quadratic static response functions and structure functions in Yukawa liquids// *Phys. Rev. E* – 2014. – Vol. 90. – Art. No. 023102.

- 16 Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Davletov A.E., Dubovtsev D.Yu., Donkó Z., Hartman P., Korolov I., Conde L., Tkachenko I.M. Direct determination of dynamic properties of Coulomb and Yukawa classical one-component plasmas// *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – Vol. 119. – Art. No. 045001.
- 17 Khrapak S.A., Thomas H.M., Fluid approach to evaluate sound velocity in Yukawa systems and complex plasmas// *Phys. Rev. E* – 2015. – Vol. 91. – Art. No. 033110.
- 18 Kundu M., Avinash K., Sen A. and Ganesh R. On the existence of vapor-liquid phase transition in dusty plasmas// *Phys. Plasmas* – 2014. – Vol. 21. – Art. No. 103705 (8 p.).
- 19 Naumkin V.N., Lipaev A.M., Molotkov V.I., Zhukhovitskii D.I., Usachev A.D., Thomas H.M. Crystal-liquid phase transitions in three dimensional complex plasma under microgravity conditions// *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2018. – Vol. 946. – Art. No. 012144.
- 20 Piel A., Block D., Meltzer A., Mulsow M., Schablinski J., Schella A., Wieben F., Wilms J. Microphysics of liquid complex plasmas in equilibrium and non-equilibrium systems// *Eur. Phys. J. D* – 2018. – Vol. 72. – Art. No. 80.
- 21 Chiang C.-H., Lin I. Cooperative particle motions and dynamical behaviors of free dislocations in strongly coupled quasi-2D dusty plasmas // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – Vol. 77. – P. 647 – 650.
- 22 Kostadinova E.G., Guyton F., Cameron A., Busse k., Liaw C., Matthews L.S., Hyde T.W. Transport properties of disordered two-dimensional complex plasma crystal// *Contrib. Plasma Phys.* – 2018. – doi: <https://doi.org/10.1002/ctpp.20170011>.
- 23 Khrapak S.A., Thomas H.M. Practical expressions for the internal energy and pressure of Yukawa fluids// *Phys. Rev. E* – 2015. – Vol. 91. – Art. No. 023108.
- 24 Marciante M., Murillo M.S. Thermodynamic and kinetic properties of shocks in two-dimensional Yukawa systems// *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – Vol. 118. – Art. No. 025001.
- 25 Tolias P., Ratynskaia S., de Anglis U. Soft mean spherical approximation for dusty plasma liquids: One-component Yukawa systems with plasma shielding// *Phys. Rev. E* – 2014. – Vol. 90. – Art. No. 053101.
- 26 Rios de Anda I., Statt A., Turci F., Royall C.P. Low-density crystals in charge colloids: Comparison with the Yukawa theory// *Contrib. Plasma Phys.* – 2015. – Vol. 55. – P. 172-179.
- 27 Mukhopadhyay A.K., Goree J. Two-particle distribution and correlation function for a 1D dusty plasma experiment// *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol. 109. – Art. No. 165003.
- 28 Petrov O.F., Fortov V.E. Collective phenomena in strongly coupled dissipative systems of charged dust: from ground to microgravity experiments// *Contrib. Plasma Phys.* – 2013. – Vol. 53. – P. 767-777.
- 29 Xie B.S., Yu M.Yu. Dust acoustic waves in strongly coupled dissipative plasmas// *Phys. Rev. E* – 2000. – Vol. 62. – P. 8501.
- 30 Davletov A.E., Yerimbetova L.T., Arkhipov Yu.V., Mukhametkarimov Ye.S., Kissan A., Tkachenko I.M. Dust particles of finite dimensions in complex plasmas: thermodynamics and dust-acoustic wave dispersion// *J. Plasma Phys.* – 2018. – Vol. 84. – Art. No. 905840410.
- 31 Wang Y.-L., Guo X.-Y., Li Q.-S. Nonlinear dust acoustic waves in strongly coupled dusty plasmas with positively charged dust particles// *Commun. Theor. Phys.* – 2016. – Vol. 65. – P. 247-253.
- 32 Lee M.-J., Jung Y.-D. Dust-charge fluctuation effects on surface dust-acoustic waves in astrophysical half-space dusty plasmas// *Eur. Phys. J. D* – 2018. – Vol. 72. – Art. No. 33.
- 33 Lampe M., Joyce G. Grain-grain interaction in stationary dusty plasma// *Phys. Plasmas* – 2015. – Vol. 22. – Art. No. 023704.
- 34 Momot A.I., Zagorodny A.G., Orel I.S. Interaction force between two finite-size charged particles in weakly ionized plasma// *Phys. Rev. E* – 2017. – Vol. 95. – Art. No. 013212.
- 35 Fillippov A.V., Pal' A.F., Starostin A.N., Ivanov A.S. // *JETP. Lett.* – 2006. – Vol. 83. – P. 546.
- 36 Arkhipov Yu.V., Baimbetov F.B., Davletov A.E. Pseudopotential theory of a partially ionized hydrogen plasma// *Contrib. Plasma Phys.* – 2003. – Vol. 43. – P. 258-260.
- 37 Baimbetov F.B., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A., Mukhametkarimov E.S. New model of dusty plasma particles interaction// *Contrib. Plasma Phys.* – 2011. – Vol. 51. – P. 533-536.
- 38 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.
- 39 Lado F. Perturbation Correction for the Free Energy and Structure of Simple Fluids // *Phys. Rev. A* – 1973. – Vol. 8. – P. 2548-2552.
- 40 Lado F. Charged hard spheres in a uniform neutralizing background using 'mixed' integral equations // *Mol. Phys.* – 1976. – Vol. 31. – P. 1117-1127.
- 41 Kalman G., Golden K.I. // *Phys. Rev. A* – 1990. – Vol. 41. – P. 5516.
- 42 Ott T., Baiko D.A., Kahlert H., Bonitz M. Wave spectra of a strongly coupled magnetized one-component plasma: Quasilocalized charge approximation versus harmonic lattice theory and molecular dynamics // *Phys. Rev. E* – 2013. – Vol. 87. – Art. No. 043102.
- 43 Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ballester D., Davletov A.E., Meirkanova G.M., Tkachenko I.M. Collective and static properties of model two-component plasmas// *Phys. Rev. E* – 2007. – Vol. 76. – Art. No. 026403.
- 44 Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ballester D., Davletov A.E., Tkachenko I.M., Zwicknagel G. Dynamic properties of one-component strongly coupled plasmas: The sum rule approach// *Phys. Rev. E* – 2010. – Vol. 81. – Art. No. 026402.

References

- 1 M. Forsberg, G. Brodin, M. Marklund, et al, Phys. Rev. D 74, 064014 (2006).
- 2 M.P. Malmrose, A.P. Marscher, S.G. Jorstad, et al, Astrophys. J. 732, 116 (2011).
- 3 J.Y. Seok, B.-C. Koo, and Nirasahita H., Astrophys. J. 807, 100 (2015).
- 4 H. Kersten, H. Deutsch, E. Stoffels, et al, Contrib. Plasma Phys. 41, 598 (2001).
- 5 R.M. Walk, J.A. Snyder, P. Scrinivasan, et al, J. Pediatr. Surg. 48, 67 (2013).
- 6 L. Szetzen, C. Hsiu-Feng, and Chien-Ju C., J. Appl. Phys. 101, 113303 (2007).
- 7 M. Bacharis, M. Coppins, and Allen J.E., Phys. Plasmas 17, 042505 (2010).
- 8 C. Castaldo, S. Ratynskaia, V. Pericoli, et al, Nucl. Fusion 47, L5 (2007).
- 9 P. Tolias, S. Ratynskaia, M. De Angeli, et al, Plasma Phys. Control. Fusion 58, 025009 (2016).
- 10 R. Yousefi, A.B. Davis, J. Carmona-Reyes, et al, Phys. Rev. E. 90, 033101 (2014).
- 11 T.S. Ramazanov, N.Kh. Bastykova, Y.A. Ussenov, et al, Contrib. Plasma Phys. 52, 110-113, (2012).
- 12 L.T. Erimbetova, A.E. Davletov, et al, Contrib. Plasma Phys. 53, 414-418, (2013).
- 13 A. Shahzad and M.-G. He, Phys. Plasmas 23, 093708 (2016).
- 14 V. Nosenko, A.V. Ivlev and G.E. Morfill, Phys. Rev. Lett. 108, 135005 (2012).
- 15 P. Magyar, Z. Donkó, G.J. Kalman and K.I. Golden, Phys. Rev. E 90, 023102 (2014).
- 16 Yu.V. Arkipov, A. Askaruly, A.E. Davletov, et al, Phys. Rev. Lett. 119, 045001 (2017).
- 17 S.A. Khrapak and H.M. Thomas, Phys. Rev. E 91, 033110 (2015).
- 18 M. Kundu, K. Avinash, A. Sen and R. Ganesh, Phys. Plasmas 21, 103705 (2014).
- 19 V.N. Naumkin, A.M. Lipaev, V.I. Molotkov, et al, J. Phys.: Conf. Ser. 946, 012144 (2018).
- 20 A. Piel, D. Block, A. Meltzer, et al, Eur. Phys. J. D 72, 80, (2018).
- 21 C.-H. Chiang and I. Lin, Phys. Rev. Lett. 77, 647-650, (1996).
- 22 E.G. Kostadinova, F. Guyton, et al, Contrib. Plasma Phys., 58, 209-216 (2018).
- 23 S.A. Khrapak and H.M. Thomas, Phys. Rev. E 91, 023108 (2015).
- 24 M. Marciante and M.S. Murillo, Phys. Rev. Lett. 118, 025001 (2017).
- 25 P. Tolias, S. Ratynskaia and de U. Anglis, Phys. Rev. E 90, 053101 (2014).
- 26 I. Rios de Anda, et al, Contrib. Plasma Phys. 55, 172-179 (2015).
- 27 A.K. Mukhopadhyay and J. Goree, Phys. Rev. Lett. 109, 165003 (2012).
- 28 O.F. Petrov and V.E. Fortov, Contrib. Plasma Phys. 53, 767-777 (2013).
- 29 B.S. Xie and M.Yu. Yu, Phys. Rev. E 62, 8501 (2000).
- 30 A.E. Davletov, L.T. Yerimbetova, et al, J. Plasma Phys. 84, 905840410 (2018).
- 31 Y.-L. Wang, X.-Y. Guo and Q.-S. Li, Commun. Theor. Phys. 65, 247-253 (2016).
- 32 M.-J. Lee and Y.-D. Jung, Eur. Phys. J. D 72, 33 (2018).
- 33 M. Lampe and G. Joyce, Phys. Plasmas 22, 023704 (2015).
- 34 A.I. Momot, A.G. Zagorodny and I.S. Orel, Phys. Rev. E 95, 013212 (2017).
- 35 A.V. Fillippov, A.F. Pal', A.N. Starostin and A.S. Ivanov, JETP. Lett. 83, 546 (2006).
- 36 Yu.V. Arkipov, F.B. Baimbetov and A.E. Davletov, Contrib. Plasma Phys. 43, 258-260 (2003).
- 37 F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, et al, Contrib. Plasma Phys. 51, 533-536, (2011).
- 38 A.E. Davletov, Yu.V. Arkipov and I.M. Tkachenko, Contrib. Plasma Phys. 56, 308-320 (2016).
- 39 F. Lado, Phys. Rev. A 8, 2548-2552 (1973).
- 40 F. Lado, Mol. Phys. 31, 1117-1127 (1976).
- 41 G. Kalman and K.I. Golden, Phys. Rev. A 41, 5516 (1990).
- 42 T. Ott, D.A. Baiko, H. Kahlert and M. Bonitz, Phys. Rev. E 87, 043102 (2013).
- 43 Yu.V. Arkipov, A. Askaruly, D. Ballester, et al, Phys. Rev. E 76, 026403 (2007).
- 44 Yu.V. Arkipov, A. Askaruly, D. Ballester, et al, Phys. Rev. E 81, 026402 (2010).