

МРНТИ 30.17.51

И.М. Ткаченко | ©



Д-р физ.-мат. наук, профессор

ORCID

<https://orcid.org/0000-0001-8767-0581>

Политехнический университет Валенсии,



г.Валенсия, Испания

tkch@gmail.com<https://doi.org/10.55956/OUFB2674>

ПРЯМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КЛАССИЧЕСКОЙ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ КУЛОНА И ЮКАВЫ

Аннотация. Динамические характеристики сильносвязанных классических однокомпонентных плазм Кулона и Юкавы получены в рамках непертурбативного подхода на основе свободного момента модели без ввода данных моделирования, так что динамический структурный коэффициент (ДСК-DSF) автоматически удовлетворяет первым трём правилам исчезающей суммы. ДСК-DSF, дисперсия, затухание, скорость звука, и другие характеристики коллективных колебаний определяются только с использованием статического структурного коэффициента, рассчитанного в рамках модифицированных или классических приближений гиперсетчатой цепи. Достигнуто хорошее количественное согласие со всеми доступными данными молекулярно-динамического моделирования.

Ключевые слова: плазма, динамические системы, метод моментов, потенциал Кулона, термодинамические параметры, динамическая характеристика.



Ткаченко, И.М. Прямое определение динамических свойств классической однокомпонентной плазмы кулона и юкавы [Текст] / И.М. Ткаченко // Механика и технологии / Научный журнал. – 2024. – №2(84). – С.468-478.
<https://doi.org/10.55956/OUFB2674>

Введение. Сильно связанная плазма (ССП-SCP) возникает в природе в различных условиях (например, в плотной астрофизической материи "белых карликов" и нейтронных звёзд [1]), а также в лабораторных условиях (в ультрахолодной плазме [2], электролитах и заряженных стабилизированных коллоидах [3], лазерно-охлаждённых ионах в криогенных ловушках [4], и пылевой плазме [5]). Рабочими телами инерциальных термоядерных установок должны стать ССП-SCP и тёплая плотная материя [6]. Общим свойством ССП-SCP является преобладание межчастичной потенциальной энергии над тепловой энергией. Многие из вышеупомянутых систем были проанализированы и их характерные эффекты стали понятны в рамках основополагающей модельной системы, модели *Однокомпонентной Плазмы (ОКП-ОСР)*, которая подробно рассматривает только один тип заряженных частиц, в то время как наличие и влияние других заряженных частиц выражаются потенциалом взаимодействия $\varphi(r)$.

ССП-SCPs, как многотельные динамические системы демонстрируют различные коллективные возбуждения, свойства которых исследовались как с помощью теоретических подходов, так и численного моделирования. Численные методы обеспечивают прямой доступ к основной величине коллективных эффектов, динамическому структурному коэффициенту (ДСК-DSF). Наиболее успешный теоретический подход, способный описать сильносвязанную плазму, приближение квазилокализованного Заряда (ПКЛЗ-QLCA) [7] способно предсказать (по статической функции парного распределения, ФПП-PDF) дисперсионные соотношения коллективных колебаний, но оно не может предсказать время жизни (затухание) колебаний и формы самого ДСК-DSF. Здесь мы покажем, что теоретический подход метод моментов [8] способен предсказать форму и строение ДСК-DSF однокомпонентной плазмы (ОКП-ОСР), основываясь только на статических данных, т.е. ФПП-PDF или статическом структурном коэффициенте ССК-SSF. Поскольку и ФПП-PDF, и ССК-SSF также могут быть получены теоретически (например, в рамках приближения гиперсетчатой цепи и его модификаций, в том числе мостовой функции) настоящий подход обеспечивает чисто теоретический доступ в полному ДСК-DSF и полное количественное описание коллективных колебаний, включая их затухание и другие характеристики, без необходимости использования данных моделирования в качестве ввода, как это было сделано в [9] и [10].

Моментный подход является непертурбативным и не параметрическим, т.е. не требует модели, и таким образом идеально подходит к широкому классу текучих сред, характеризующихся функциями реагирования как полудегенеративные многокомпонентные системы Кулона или даже простые жидкости. Благодаря строгой математической базе метод основан на автоматическом выполнении правил суммы и других точных соотношений. Эмпирическое руководство включается непосредственно в промежуточный этап теоретических расчётов, тем самым завершая подход и позволяя, кроме того, определять динамические характеристики через статические. Однокомпонентная плазма (ОКП-ОСР) выбрана в данном письме для демонстрации численной обоснованности подхода. Результаты для других текучих сред должны быть представлены в другом месте.

Результаты исследований и обсуждение. В ОКП-ОСР представляют интерес два основных типа потенциалов. Потенциал Кулона описывает системы, в которых фон из противоположно заряженных частиц не поляризуется (например, дегенеративная электронная жидкость внедряющая положительные ионы) – системы с этим свойством в дальнейшем будут называться Кулоновскими ОКП-ОСР (КОКП-СОСР), а Юкава ОКП-ОСР (ЮОКП-ЮОСР) характеризуются экранированным Кулон-Дебая-Хюккель, или потенциалом Юкавы между "первичными" видами (частицами), где экранирование установлено "вторичными" видами (частицами). С точки зрения статистики, ОКП-ОСР, которые мы здесь рассматриваем – это классические системы, без учёта квантовых эффектов. Отсюда, все свойства КОКП-СОСРs характеризуются потенциалом взаимодействия $\varphi(r)=(Ze)^2/r$ зависят от уникального безразмерного связующего параметра $\Gamma=\beta(Ze)^2/a$. Здесь β^{-1} – это температура в единицах энергии, Ze обозначает заряд частицы, а $a = (3/4\pi n)^{1/3}$ - это радиус Вигнера-Зейтца, n - это численная плотность частиц. Сильносвязанный (жидкий) домен (область) характеризуется $\Gamma>1$ Верхний предел связующего параметра для жидкой фазы определяется кристаллизацией Вигнера в кристаллы Кулона [11]. В плазме ЮОКП, кроме

связующего параметра Γ , экранирование выражается параметром K , который «настраивает» диапазон потенциала взаимодействия,

$$\varphi(r) = ((Ze)^2/r) \exp(-kr/a). \quad (1)$$

Потенциал Кулона восстанавливается при $k \rightarrow 0$.

Для удобства мы здесь вводим безразмерное волновое число $q = ka$ и пишем преобразование Фурье (1) в виде форм-фактора:

$$\varphi\alpha(q) = 4\pi(Zea/q)^2 \zeta_\alpha(q; k), \quad \alpha = C, Y$$

В плазме Юкава (ЮОКП), $\zeta_y(q; k) = q^2/(q^2 + k^2)$ тогда как в плазме Кулона (КОКП), $\zeta_\alpha(q; k = 0) = 1$

Главная динамическая характеристика систем, которые мы здесь рассматриваем, это ДСК-DSF, $S(q, \omega; k)$, который является положительной равномерной функцией частоты. Безразмерные моменты энергетической частоты чётного порядка ДСК-DSF,

$$S_v(q; k) = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^v S(q, \omega; k) d\omega, \quad v = 0, 2, 4$$

являются известными правилами суммы [12,13]:

$$\begin{aligned} S_0(q; k) &= S(q; k), \quad S_2(q) = \frac{\omega_p^2 q^2}{3\Gamma}, \\ S_4(q; k) &= \omega_p^2 S_2(q) \left(\zeta_\alpha(q; k) + \frac{q^2}{\Gamma} + U(q; k) \right), \\ U(q; k) &= \frac{1}{12\pi} \int_0^\infty [S(q; k) - 1] f(p, q; k) p^2 dp, \\ f(p, q; k) &= \frac{2(3q^2 - k^2 - p^2)}{q^2} + \\ &+ \frac{(q^2 - k^2 - p^2)^2}{2q^3 p} \ln \left(\frac{k^2 + (q+p)^2}{k^2 + (q-p)^2} \right) - \frac{8p^2}{3(k^2 + p^2)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Моменты нечётного порядка исчезают из-за симметрии ДСК-DSF. В отличие от ситуации с многокомпонентной плазмой [14], правила суммы для ОКП более высокого порядка сходятся, но они относятся к малоизученным непарным корреляциям, которыми мы здесь пренебрегаем [15]. Обратите внимание, что

$$f(p, q \rightarrow 0; k) \approx \frac{8}{15} \frac{q^2(2p^4 + 5p^2k^2 + 15k^4)}{(p^2 + k^2)^3} + O(q^4)$$

так что,

$$U(q \rightarrow 0; k) \approx \frac{4q^2}{45\pi} \int_0^\infty \frac{\left(1 + \frac{5k^2}{2p^2} + \frac{5k^2}{2p^2}\right)}{\left(1 + \frac{k^2}{p^2}\right)^3} (S(p; k) - 1) dp = \frac{4q^2}{45\Gamma} u(\Gamma; k), \quad (3)$$

где: $u(\Gamma; k)$ – корреляционная энергия на частицу, нормированная на температуру [16]; $\omega_p^2 = 3e^2/ma^3$ – частота плазмы и $S(q; k)$ – статический структурный коэффициент.

Формула классической теории моментов [8] Неванлинны устанавливает одностороннее соответствие между ДСК-DSF (как неканоническим решением проблемы моментов) и нефеноменологической функцией параметра Неванлинны (ФПН-NPF) $Q(q, \omega = Re z + i0^+; k)$, которое дополнительно выполняет следующее условие [10]:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} (Q(q, z; k)/z) = 0, Im z > 0:$$

$$\frac{\pi S(q, \omega; k)}{n S(q; k)} = \frac{\omega_1^2 (\omega_2^2 - \omega_1^2) Im Q}{|\omega (\omega^2 - \omega_2^2) + Q(\omega^2 - \omega_1^2)|^2} \quad (4)$$

где характерные частоты определяются соотношениями моментов:

$$\omega_1^2(q; k) = \frac{S_2(q)}{S(q; k)}, \omega_2^2(q; k) = \frac{S_4(q; k)}{S_2(q)}. \quad (5)$$

Рассмотрим каноническое решение проблемы моментов, соответствующее множеству

$$\{S_0(q; k), 0, S_2(q), 0, S_4(q; k)\} \quad (6)$$

$$\frac{S(q, \omega; k)}{n S(q; k)} = \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}\right) \delta(\omega) + \frac{\omega_1^2}{2\omega_2^2} [\delta(\omega - \omega_2) + \delta(\omega + \omega_2)]. \quad (7)$$

Обратите внимание, что из-за неравенства Коши-Шварца [13], $\omega^2(q; \kappa) < \omega^2(q; \kappa)$.

Решение типа Фейнмана [17] (7) описывает незатухающие коллективные колебания в системе: диффузионное при $\omega=0$, а также оптическое (плазма или Ленгмюр-Бом-Гросс) колебание при

$$\omega_L = \omega_2(q; k = 0). \quad (8)$$

В плазме Кулона (КОКП) и в квазиакустических колебаниях плазмы Юкавы (ЮОКП) со скоростью звука

$$c_S(k) = \omega_p \sqrt{\frac{1}{k^2} + \frac{4u(\Gamma, k) + 45}{45\Gamma}}; \quad (9)$$

Это показывает минимум ротона при более высоких значениях q , относящихся к квазилокализации частиц в сильно коррелированной жидкости [18]. Благодаря уравнению сжимаемости и равенству Парсевалья, корреляционная энергия $u(\Gamma, \kappa)$ напрямую связана со сжимаемостью системы.

В настоящей работе мы не воссоздаём функцию параметра Неванлинны (ФПН-NPF) из тех самых данных, которые мы хотим описать, как в [19], но моделируем её по её статическому значению [9, 10]:

$$Q(q, \omega; k) = Q(q, 0; k) = ih(q; k), \quad h(q; k) > 0 \quad (10)$$

Последняя положительная функция параметра была связана в [10] со статическим значением ДСК-DSF прямо через (4). Здесь мы предлагаем определить её независимо, на основе эмпирического наблюдения, что ДСК-DSFs демонстрируют экстремумы при $\omega=0$. Благодаря своей симметрии ДСК-DSF

$$\frac{\pi S(q, \omega; k)}{n S(q; k)} \Big|_{Q=ih} = \frac{\omega_1^2 (\omega_2^2 - \omega_1^2) h}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_1^2)^2 + h^2 (\omega^2 - \omega_1^2)^2} \quad (11)$$

зависит только от квадрата частоты. Правая часть уравнения (11) как функция новой переменной $x = \omega^2$ пропорциональна

$$F(x; h) = (x(x - \omega_2^2)^2 + h^2(x - \omega_1^2)^2)^{-1}$$

которое демонстрирует экстремумы при $x = 0$, если $F'(0; h) = \frac{(2h^2\omega_1^2)}{h^4\omega_1^8} = 0$, т.е. если

$$h(q; k) = h_0(q; k) = \frac{\omega_2^2(q; k)}{\sqrt{2}\omega_1(q; k)}, \quad (12)$$

в то время как знак второй производной при $x = 0$ для $h = h_0$

$$F''(0; h_0) = \frac{4(4\omega_1^2 - \omega_2^2)}{(\omega_1\omega_2)^6}$$

т. е. знак параметра

$$\theta = \frac{2\omega_1 - \omega_2}{\omega_p} \in \left(-\frac{\omega_2}{\omega_p}, \frac{\omega_2}{\omega_p} \right) \quad (13)$$

определяет природу экстремума при $\omega = 0$ положительное $\theta(q; k)$ соответствует минимуму, и наоборот. Обратите внимание, что значение ДСК-DSF при $\omega = 0$,

$$\frac{\pi S(q, 0; k)}{n S(q; k)} \Big|_{Q=ih} = \frac{\omega_2^2(q; k) - \omega_1^2(q; k)}{h(q; k)\omega_1^2(q; k)},$$

положительное и заметьте, что $S(q, 0, k)$ для $h = h_0$ это убывающая функция параметра $\theta(q, k)$.

Важно то, что здесь мы не полагаемся на регулируемые параметры, типа $S(q, 0, k)$, и что полученное выражение

$$\frac{\pi S(q, \omega, k)}{n S(q, k)} = \frac{\omega_1^2 (\omega_2^2 - \omega_1^2) h_0}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_2^2)^2 + h_0^2 (\omega^2 - \omega_1^2)^2} = \frac{\sqrt{2}\omega_1\omega_2^2(\omega_2^2 - \omega_1^2)}{2\omega^6 + \omega^4(\omega_2^2/\omega_1^2)(\omega_2^2 - 4\omega_1^2) + \omega_1^2\omega_2^4}, \quad (14)$$

не содержит параметров, которые мы не могли рассчитать теоретически. Иными словами, учитывая термодинамические параметры системы или значения связующего и экранирующего параметров Γ и K мы способны

предсказать форму ДСК-DSF путём расчёта только его статических характеристик. Кроме того, положение смещённого максимума в спектре, которое является частотой колебаний Ленгмюр-Бом-Гросса КОКП или частотой акустико-ротонных колебаний, можно рассчитать прямо как точное решение дисперсионного уравнения

$$z \left(z^2 - \omega_2^2(q; k) \right) + i h_0(q; k) \left(z^2 - \omega_1^2(q; k) \right) = 0 \quad (15)$$

С этой целью можно использовать решения уравнения, найденные в [10], в частности, в том, которое соответствует "смещённому" колебанию:

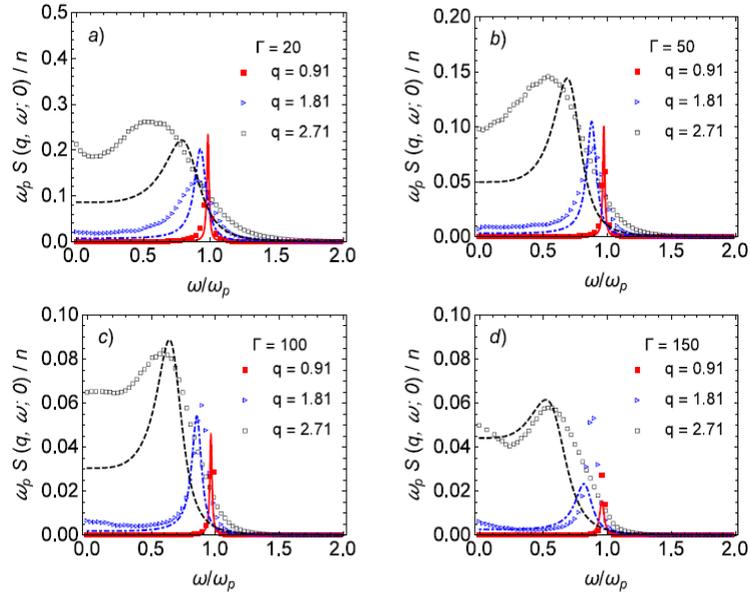
$$\begin{aligned} \omega_{sh}(q, k) &:= \\ = \omega(q, k) - i\delta(q, k) &= -\omega X - \omega^2 Y - i h_0/3 \end{aligned} \quad (16)$$

где, $\omega = \exp(2\pi i/3)$

$$\begin{aligned} X &= \sqrt[3]{\frac{h_0 W}{2i} + Z^3}, Y = \sqrt[3]{\frac{h_0 W}{2i} + Z^3}, Z^3 = \sqrt{-\left(\frac{\omega_2^2}{3} - \frac{h_0^2}{9}\right)^3 - \left(\frac{h_0 W}{2}\right)^2}, \\ W &= -\frac{\omega_2^2}{3} + \omega_1^2 + \frac{2h_0^2}{27}. \end{aligned} \quad (17)$$

Ниже мы представляем результаты, полученные посредством теоретического подхода, описанного выше, и сравниваем их с результатами численного моделирования. Наш молекулярно-динамический код имитирует движение $N = 10\,000$ точечных частиц внутри кубической ячейки. Для случая плазмы Кулона (КОКП) мы используем метод PPPM для учёта большого диапазона Кулоновского потенциала [21], в то время как для плазмы Юкавы (ЮОКП) быстрое затухание сил взаимодействия делает возможным ввод расстояния отсечки, за которым взаимодействием пар частиц можно пренебречь. Интегрирование уравнений движения выполняется по схеме Верле. При инициализации моделирования положения частиц задаются случайным образом, тогда как векторы их начальной скорости выбираются из распределения Максвелла, соответствующего заданной температуре системы. На первом этапе моделирования скорости частиц масштабируются на каждом временном шаге, для достижения желаемой температуры. Эта процедура приостанавливается до второго, измерительного, этапа моделирования, когда собираются данные для пространственных компонентов Фурье микроскопической плотности, и дополнительного преобразования Фурье в то время, как домен (область) даёт ДСК-DSF. На Рисунках 1 и 2 мы показываем результаты ДСК-DSF соответственно для плазмы Кулона (КОКП) и плазмы Юкавы (ЮОКП), сравненные с данными моделирования. Эти и другие результаты, показанные здесь, были получены используя ССК-SSF, рассчитанный в рамках модифицированного приближения гиперсетчатой цепи (МГСЦ-МНС). Наблюдается довольно хорошее согласие не только по цифрам выше, но по всем рассмотренным нами случаям, см. Дополнительные Материалы. Мы считаем, что нынешний подход можно использовать для всей области жидкостей ОКП. Обратите внимание, что даже прямая корректировка данных MD (магнитооптического носителя) с четырьмя свободными параметрами в рамках общего гидродинамического подхода не всегда могла

гарантировать такой уровень общего согласия [22]. Параметр $\theta(q; k)$ передаёт важную информацию о затухании коллективного колебания: положительные значения указывают на распространение (слабое затухание) колебаний, а при отрицательных значениях преобладают процессы рассеивания энергии (Рис. 3).



(a,b,c): MM с ССК-SSF МГСЦ-МННС, (d): MM с ССК-SSF ГСЦ-ННС.

Рис. 1. ДСК-DSF КОКП, рассчитанный по (14) (линии) и полученный из моделирования MD (цифры).

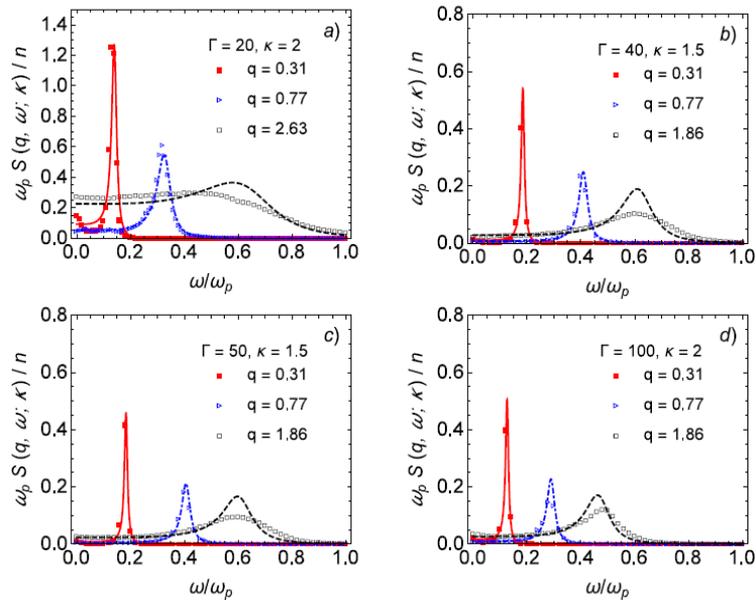
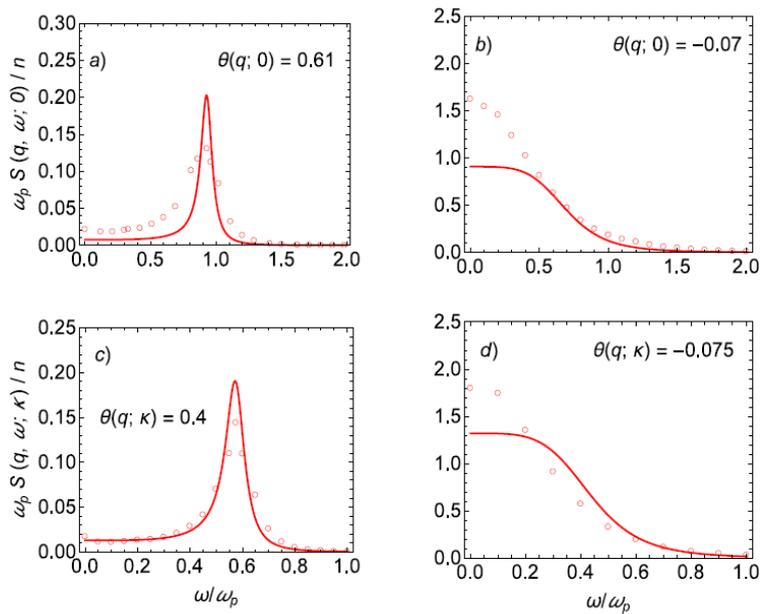


Рис. 2. ДСК-DSF ЮОКП, рассчитанный по (14) (линии) и полученный из моделирования MD (цифры).



(a) $q = 1.8$, (b) $q = 4.7$, (c) $q = 1.39$, (d) $q = 4.02$.

Рис. 3. ДСК-DSF КОКП при $\Gamma = 20$ (a,b) и ДСК-DSF ЮОКП при $\Gamma = 40$, $\kappa = 1.5$ (c,d) рассчитанные из (14) (линии) и полученные из моделирования MD (круги);

Когда коллективные колебания слабо затухают, мы можем предсказать характеристики колебания: дисперсия колебаний Ленгмюр-Бом-Гросс в плазме Кулона (КОКП-СОСР) и квазиакустические колебания в плазме Юкавы (ЮОКП-ЮОСР); в последних мы также можем с довольно высокой точностью рассчитать скорость звука. Частоты коллективных колебаний, данные в (7), были подсчитаны при соответствующей характерной частоте $\omega_2(q; \kappa)$, скорость звука была подсчитана согласно (9). Эти данные были сравнены с соответствующими характеристиками, рассчитанными из точного решения дисперсионного уравнения (16) и данных моделирования (Рис. 4 и Рис. 5).

Параболические минимумы ротона становятся хорошо выраженными на дисперсионных кривых коллективных колебаний плазмы Юкавы (ЮОКП-ЮОСР) при более высоких значениях волнового числа и связующего параметра Γ , и когда экранирующий параметр a/κ доходит до радиуса Вигнера-Зейтца a или $\kappa \rightarrow 1$ [18]. И, конечно, наблюдается отрицательная дисперсия для оптического колебания плазмы Кулона (КОКП-СОСР).

Линии получены из (16), при этих условиях они показывают результаты, которые практически не отличимы от результатов в (8). (b) Дисперсионное соотношение для квази-акустических колебаний ЮОКП при $\Gamma=100$ и $\kappa=2$, в сравнении с данными MD. 1 означает (16), 2 представляет $\omega_2(q; \kappa)$, 3 акустическая часть колебания, $\omega=c_s q$, (c) Ослабление колебаний плазмы КОКП, (d) Ослабление акустических колебаний ЮОКП. Линии означают точные решения с ССК-SSFs МГСЦ-МННС, точки были получены при полной ширине на половине максимума (ПШПМ-FWHM).

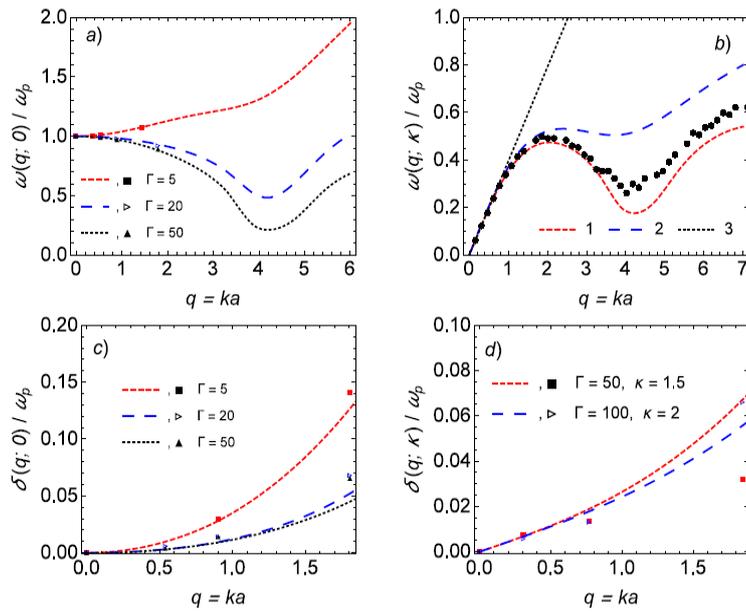


Рис. 4. (а) Дисперсионное соотношение для колебаний плазмы КОКП, в сравнении с данными MD

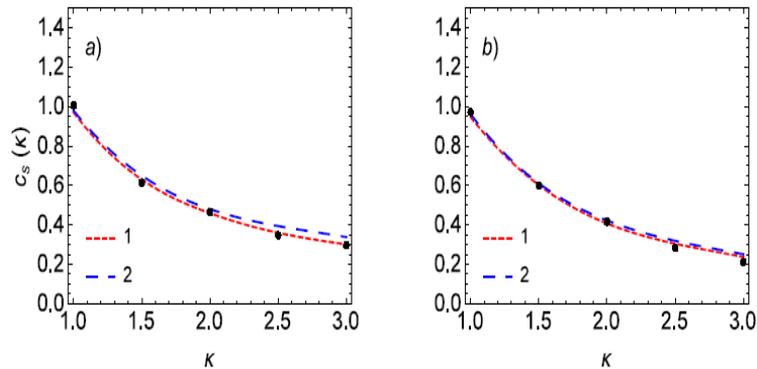


Рис. 5. Скорость звука в плазме Юкавы (ЮОКП-УОСРPs) для (а) $\Gamma = 20$, (b) $\Gamma = 100$, в сравнении с результатами MD (точки). 1 был рассчитан используя ССК-SSFs МГСЦ-МННС, 2 соответствует (9)

Для $\Gamma \gtrsim 9$, когда вклад отрицательной корреляции в четвёртое правило суммы (2), $U(q; 0)$, компенсирует кинетическую. В плазме Кулона (КОКП-СОСРPs) мы также наблюдаем значительное затухание колебания плазмон-ротон.

Обратите внимание, что когда $\theta(q, \kappa)$ положителен, мы способны с приемлемой точностью предсказать даже ослабление распространения колебания. Когда $\theta(q, \kappa) < 0$ "смещённое" колебание сливается с "несмещённым" диффузионным колебанием, мы больше не можем назначать другим колебаниям мнимые части решений уравнения (18).

Заключение. Для простого расчёта различных динамических характеристик классических сильносвязанных жидких ОКП Кулона и Юкавы теоретически строгий и эффективный с точки зрения вычислений нефеноменологический алгоритм без каких-либо возмущающих или

корректирующих параметров предложен только с точки зрения структурных факторов этих систем. Последние были рассчитаны с использованием схемы автосогласования МГСЦ-МННС. Вводится параметр, допускающий различать между распространением и сильным затуханием коллективных колебаний. Таким образом, мы способны предсказать форму и предоставить надежный численный результат для ДСК-DSFs без корректировки динамических данных. Достигнуто хорошее согласие с доступными численными данными по другим динамическим характеристикам, таким как дисперсия коллективных колебаний в плазме Кулона (КОКП-СОСР), акустически-ротонные колебания и скорость звука в плазме Юкавы (ЮОКП-УОСР). Дополнительный графический материал, в частности полученный с РМ-МД и ССК-SSFs ГСЦ-ННС, и другие детали предоставлены в Дополнительных Материалах.

В контексте обратной диэлектрической функции настоящий метод может также быть использован для решения других динамических задач, таких как отражательная или тормозная способность и рассеяние более сложных систем. Эта работа сейчас проводится. В целом, предложенный математический подход идеально подходит к любой физической системе, описанной функцией реагирования, такой как обратная диэлектрическая функция или ДСК-DSF, как это было задумано в [23-25], но всё же с привлечением данных моделирования.

Список литературы

1. Ichimaru S., Rev. Mod. Phys. The Equation of State in Astrophysics, edited by G. Chabrier and E. Schatzman // Cambridge University Press, Cambridge, 1994. Vol. 65, P. 255.
2. Kilian et al., Phys. Reports, 2007, Vol. 449. P. 77.
3. Alexander S., Chem. J., Phys. K., Kremer M.O., Robbins G.S. Phys. Rev. Lett., 1986. Vol. 57. P. 2694.
4. Gilbert S.L., Bollinger J.J., Wineland D.J. Phys. Rev. Lett., 1988. Vol. 60, P. 2022.
5. H. Ohta and S. Hamaguchi, Phys. Rev. Lett. 84, 6026 (2000); G. Kalman, M. Rosenberg, and H.E. DeWitt, *ibid.*, 84, 6030 (2000); P. K. Kaw and A. Sen, Phys. Plasmas 5, 3552 (1998); M. S. Murillo, Phys. Rev. Lett. 85, 2514 (2000).
6. M. S. Murillo, Phys. Plasmas 11, 2964 (2004); V. Fortov, I. Yakubov, A. Khrapak, Physics of Strongly Coupled Plasma, Oxford, Clarendon Press, 2006; F. Graziani, M.P. Desjarlais, R. Redmer, and S.D.B. Trickey, Frontiers and Challenges in Warm Dense Matter, Springer, Berlin, 2014.
7. K.I. Golden and G.J. Kalman, Phys. Plasmas 7, 14 (2000); *ibid.*, 8, 5064 (2001).
8. M.G. Krein and A.A. Nudel'man, The Markov moment problem and extremal problems, Translations of Mathematical Monographs American Mathematical Society, Providence, RI, 1977, Vol. 50; V.M. Adamyan, T. Mayer,
9. S.V. Adamyan, T. Meyer, I.M. Tkachenko, Contr. Plasma Phys. 29, 373 (1989).
10. Yu.V. Arkhipov et al., Phys. Rev. E 81, 026402 (2010)
11. H. M. Van Horn, Phys. Lett. A 28, 706 (1969); J.P. Hansen, Phys. Lett. A 41, 213 (1972); H. Ikezi, Phys. Fluids 29, 1764 (1986); H. Thomas et al., Phys. Rev. Lett. 73, 652 (1994).
12. A.A. Kugler, J. Stat. Phys. 8, 107 (1973); K.N. Pathak, P. Vashishta, Phys. Rev. B 7, 3649 (1973).
13. Yu. V. Arkhipov et al., Contr. Plasma Phys. 55, 381 (2015); for more details see: Yu. V. Arkhipov et al., Phys. Rev. E 90, 053102 (2014), *ibid.*, 91, 019903 (2015).
14. V. I. Perel' and G. M. Eliashberg, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 41, 886 (1961) [Sov. Phys. JETP 14, 633 (1962)].
15. P. Magyar et al., Book of abstracts of 15th Intl. Conf. Physics of Non-Ideal Plasmas, Almaty, Kazakhstan (2015).

16. S. Ichimaru, Statistical Plasma Physics (Addison-Wesley, New York, 1994), Vol. II.
17. R.P. Feynman, Phys. Rev. 94, 262 (1954).
18. G.J. Kalman et al., Contrib. Plasma Phys. 52, 219 (2012); *ibid*, EPL, 90, 55002 (2010); V.B. Bobrov, S.A. Trigger, D.I. Litinski, arXiv:1407.6184 [cond-mat.other].
19. J. Vorberger, Z. Donko, I.M. Tkachenko, and D.O. Gericke, Phys. Rev. Lett. 109, 225001 (2012).
20. D. Ballester, I. M. Tkachenko, Phys. Rev. Lett. 101, 075002 (2008).
21. J.W. Eastwood, R.W. Hockney and D.N. Lawrence, Com- put. Phys. Commun., 19, 215 (1980).
22. J.P. Mithen, J. Daligault, B.J.B. Crowley and G. Gregori, Phys. Rev. E, 84, 046401 (2011).
23. S.V. Adamjan and I.M. Tkachenko, Ukr. Fiz. Zh., 36, 1336 (1991) (in Russian). The translation can be provided on request by the corresponding author.
24. J. Ortner and I.M. Tkachenko, Phys. Rev. A, 46, 7882 (1992).
25. J. Ortner, Physica Scripta, T84, 69 (2000).

Материал поступил в редакцию 19.06.24

И.М. Ткаченко

Валенсия политехникалық университеті, Валенсия қ., Испания

КЛАССИКАЛЫҚ БІР КОМПОНЕНТТІ КУЛОН ЖӘНЕ ЮКАВА ПЛАЗМАСЫНЫҢ ДИНАМИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІН ТІКЕЛЕЙ АНЫҚТАУ

Аңдатпа. Күшті байланысқан классикалық бір компонентті Кулон және Юкава плазмаларының динамикалық сипаттамалары динамикалық құрылым факторы (DSC-DSF) автоматты түрде алғашқы үштік қанағаттандыратындай, симуляция деректерін енгізбестен бос момент моделіне негізделген пертурбациялық емес тәсілде алынған. жоғалмайтын сома ережелері. DSC-DSF, дисперсия, әлсіреу, дыбыс жылдамдығы және ұжымдық тербелістердің басқа сипаттамалары модификацияланған немесе классикалық гиперторлы тізбектің жуықтауы шеңберінде есептелген статикалық құрылым коэффициенті арқылы ғана анықталады. Барлық қол жетімді молекулалық динамикалық модельдеу деректерімен жақсы сандық келісімге қол жеткізіледі.

Тірек сөздер: плазма, динамикалық жүйелер, момент әдісі, кулондық потенциал, термодинамикалық параметрлер, динамикалық сипаттама.

I.M. Tkachenko

Polytechnic University of Valencia, Valencia, Spain

DIRECT DETERMINATION OF DYNAMIC PROPERTIES OF CLASSICAL SINGLE-COMPONENT COULOMB AND YUKAWA PLASMA

Abstract. The dynamic characteristics of strongly coupled classical single-component Coulomb and Yukawa plasmas are obtained in a non-perturbative approach based on the free moment model without input of simulation data, so that the dynamic structure factor (DSC-DSF) automatically satisfies the first three nonvanishing sum rules. DSC-DSF, dispersion, attenuation, speed of sound, and other characteristics of collective oscillations are determined only using the static structure coefficient calculated within the framework of modified or classical hypergrid chain approximations. Good quantitative agreement is achieved with all available molecular dynamics' simulation data.

Keywords: plasma, dynamic systems, method of moments, Coulomb potential, thermodynamic parameters, dynamic characteristic