

УДК 539.9

Ж.А. Молдабеков, Т.С. Рамазанов, А.Ж. Габдулин

НИИЭТФ, Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

*e-mail: zhandos@physics.kz

ВЛИЯНИЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ТРАНСПОРТНЫЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Аннотация. В данной статье представлены результаты моделирование молекулярной динамики (МД) двумерной, сильно связанной Юкава жидкости, где возникает диполь-дипольное взаимодействие. В нашем случае дипольный момент частиц параллельны между собой и равны друг другу. Здесь рассматривается влияние дополнительного диполь-дипольного взаимодействия на следующие свойства: скорость звуковой волны, диффузия и спектр флуктуации продольных и поперечных токов. Мы получили результаты скорости звуковой волны на основе автокорреляционной функции скоростей в логарифмическом виде. Анализируя данные, мы обнаружили значительное увеличение продольной скорости звуковой волны благодаря дополнительному диполь-дипольному взаимодействию. Также мы исследовали коэффициент диффузии при помощи среднеквадратичного смещения и выявили, что дополнительное диполь-дипольное взаимодействие подавляет субдиффузию. И наконец, мы построили дисперсию продольных и поперечных токов Юкава системы, где ширина на полу высоте соответствует времени жизни коллективных возбуждений, для различных параметров диполь-дипольного взаимодействия. Чем шире спектр, тем короче время жизни коллективных возбуждений. Мы показали, что в присутствии дополнительного диполь-дипольного взаимодействия изменяется время жизни коллективного возбуждения продольных и поперечных токов Юкава системы.

Ключевые слова: пылевая плазма, система Юкава, диполь-дипольное взаимодействие.

Введение

Изучение двумерных систем с потенциалом взаимодействия между Юкавой представляет большой интерес для физики плазмы, физики коллоидов и физики конденсированных сред [1-3]. Появление дипольного момента пылевой частицы из-за неравновесных эффектов в комплексной плазме теоретически было предсказано в работах [4-6]. Экспериментальное наблюдение было реализовано только для частиц пыли в так называемом газообразном состоянии [7, 8]. Недавно было предположено, что аномально высокая кинетическая энергия пылевых частиц является результатом взаимодействия между составными частицами (заряженная пылевая частица + сфокусированное ионное облако) [9]. Однако существуют и другие неустойчивости, которые могут быть причиной аномально высокой кинетической энергии пылевых частиц, таких как резонанс между вертикальными и горизонтальными колебательными модами [10] и индуцированным пото-

ком ионно-индуцированного перехода порядок-беспорядок [11]. Таким образом, чистое наблюдение дипольного момента пылевой частицы в сильно связанной пылевой плазме все еще отсутствует. Поскольку прямое измерение дипольного момента пылевой частицы в такой системе является сложным, в результате сложного характера фазового перехода системы пылевых частиц с учетом потенциала косвенные методы становятся интересными. Для этого представляет интерес теоретическая разработка возможных методов такого измерения. Было доказано, что моделирование молекулярной динамики (МД) может точно описывать свойства пылевой плазмы. Например, наблюдалось хорошее согласие между парной корреляционной функцией, вычисленной методом МД, и парной корреляционной функцией, полученной экспериментально [12, 13]. Кроме того, было показано, что компьютерное моделирование может помочь в точном измерении пылевых свойств плазмы, таких как заряд пылевых

частиц и плотность электронов (ионов) [14, 15].

В этой работе рассматривается двумерная Юкава жидкость с дополнительным экранированным диполь-дипольным взаимодействием между частицами. Здесь, анализируя автокорреляционную функцию скорости, рассматриваем различие в значениях скорости звука и характеристику диффузии между системой Юкава и системой заряженных частиц с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием.

В связи с недавними экспериментами над пылевой плазмой [16, 17] мы рассматриваем случай, когда преобладает экранированный член заряда-заряда, а экранированное диполь-дипольное взаимодействие приводит к возмущению основного состояния Юкава системы.

Для потенциала взаимодействия между пылевыми частицами, используется следующий экранированный потенциал:

$$\Phi = \frac{Q^2}{R} \exp(-Rk_s) + \frac{d^2}{R^3} (1 + Rk_s) \exp(-Rk_s), (1)$$

где k_s – параметр экранирования, Q – заряд пылевой частицы, d – дипольный момент пылевой частицы.

Потенциал взаимодействия (1) был получен при помощи мультипольного разложения экранированного потенциала Юкавы с учетом ненулевого дипольного момента частицы. Дипольные моменты всех частиц равны и параллельны между собой. В этом случае вклад зарядово-дипольного взаимодействия в общий потенциал взаимодействия между частицами равен нулю. В пылевой плазме такое межчастичное взаимодействие может возникнуть в результате создания составной частицы (заряженной частицы пыли + сфокусированного ионного облака) из-за ионного потока [6, 9] (например, в экспериментах, где дополнительное внешнее постоянное поле применяется для разрядки ВЧ [17]). Воздействие дополнительного диполь-дипольного взаимодействия на структурные свойства [19], продольные колебания [20] и бинарное столкновение (рассеяние) [21] были изучены в предыдущих работах.

Безразмерные параметры, используемые для характеристики системы Юкавы: параметр связи заряд-заряда

$\Gamma = Q^2 / (ak_B T)$ и параметр связи диполь-диполя $\Gamma = d^2 / (a^3 k_B T)$ использовались для описания силы связи; здесь a среднее межчастичное расстояние, которое задается как $a = (\pi n)^{-1/2}$.

Рассматриваемый диапазон параметров плазмы: $\Gamma = 20 - 160$ и $k_s = 1.0 - 2.0$. В общем случае Γ_d не зависит от Γ . Сухинин и др. [6, 22, 23] показали, что ионное облако, которое фокусируется за счет внешнего электрического поля и притяжения заряженной частицей пыли, может иметь объемный заряд $\square Q/2$ и находиться на расстоянии $\square \lambda/2$ от частицы пыли. Соответственно, мы рассматриваем Γ_d в диапазоне от 0 до $\Gamma_d = 0.2 \times \Gamma$.

Моделирование МД проводилось для $N = 4080$ частиц. Ниже, время приведено в единицах плазменной частоты $\omega_p = (2\pi n Q^2 / ma)^{1/2}$ и расстояния в единицах радиуса Вигнера-Зейтца a . Время моделирования $19 \times 10^4 \omega_p^{-1}$. В следующем разделе представлены результаты моделирования молекулярной динамики.

Скорость звука в двумерной Юкава жидкости

Скорость звука в 2D-системе сильно коррелированных частиц изучается с использованием автокорреляционной функции скорости

$$Z(t) = \langle \mathcal{V}(t) \cdot \mathcal{V}(0) \rangle \quad (2)$$

Автокорреляционная функция скорости (АКФ) была рассчитана стандартным путем при помощи метода МД [24-26]. Общая длина времени для АКФ равна $\omega_p t = 1000$ (на графиках АКФ показано до $\omega_p t \square 5 \times 10$). АКФ представлены на рисунках 1 и 2. Кривые сдвинуты вертикально для ясности графиков. На АКФ происходят начальные затухающие колебания. Они связаны с движением частиц в клетке и не представляют интереса к этой работе. Воздействие дополнительного экранированного диполь-дипольного взаимодействия на эти колебания было проанализировано в нашей предыдущей работе [20]. Начальный

режим распадающихся колебаний сопровождается наклонной в виде $\propto 1/t^n$. Определение коэффициента диффузии путем интегрирования АКФ (отношение Грина-Кубо) имеет смысл, если $n > 1$. Коэффициент n был тщательно проанализирован в работе [27] (где использовались обозначения α вместо n). Наконец, плавный спад заканчивается звуковым пиком, сопровождаемым шумовыми колебаниями (как видно на рисунках 1 и 2).

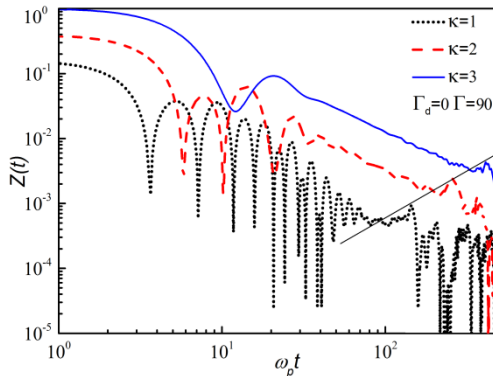


Рисунок 1 – АКФ для разных значений параметра экранирования при $\Gamma_d = 0$ и $\Gamma = 90$.

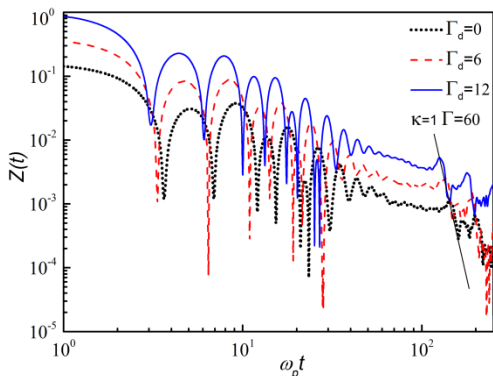


Рисунок 2 – АКФ для разных значений Γ_d при $k_s = 1.0$ и $\Gamma = 60$.

Пик звука возникает из-за периодических граничных условий в момент времени δt_c , который является отношением длины блока моделирования, деленной на скорость звука c . В рисунках соответствующие звуковые пики для разных значений Γ_d обозначаются соединением тонкой линией. При $\Gamma_d = 0$, изменение параметра связи Γ_d слабо влияет на положение звукового пика в VAF [27]. Напротив, увеличение пара-

метра экранирования приводит к значительному сдвигу положения звукового (см. рисунок 1) (в соответствии с [27]). Аналогично, увеличение диполь-дипольного параметра связи Γ_d , даже если $\Gamma_d \ll \Gamma$, приводит к обнаруживаемому сдвигу положения пика звуковой волны к большим временам (см. рисунок 2).

Значения скорости звука для разных Γ , Γ_d и k_s показаны на рисунках 3 и 4.

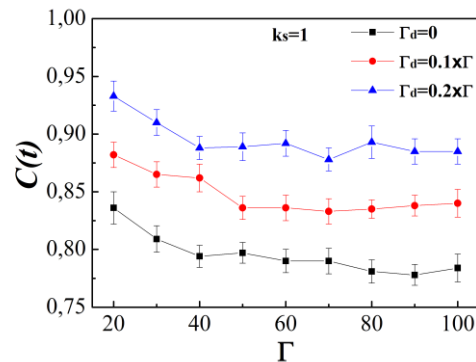


Рисунок 3 – Скорость звука в зависимости от параметра связи Γ для случаев $\Gamma_d = 0.1 \times \Gamma$ и $\Gamma_d = 0.2 \times \Gamma$ при $k_s = 1.0$.

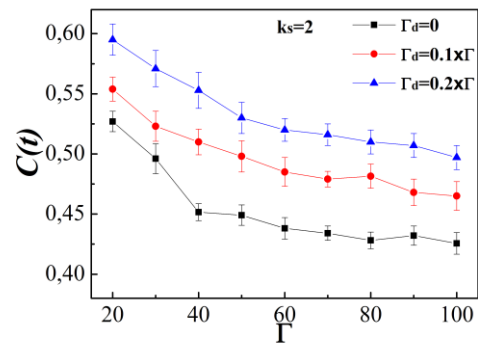


Рисунок 4 – Скорость звука в зависимости от параметра связи Γ для случаев $\Gamma_d = 0.1 \times \Gamma$ и $\Gamma_d = 0.2 \times \Gamma$ при $k_s = 2.0$.

При $\Gamma = 100$ и $k_s = 1$, Донко и др. определили скорость звука $c \approx 0.78 a \omega_p$ [27] (при $\Gamma_d = 0$). Скорость звука, полученная в наших расчетах, хорошо согласуется с результатом Донко и др. (см. соответствующее значение скорости звука на рисунке 3). При $k_s = 1$ ($k_s = 2$) значение скорости звука уменьшается с увеличением Γ в диапазоне $\Gamma = 20 - 40$ ($\Gamma = 20 - 60$) и остается

почти постоянной в диапазоне $\Gamma = 40 - 100$ ($\Gamma = 60 - 100$). Такое же поведение наблюдается при $\Gamma_d = 0.1 \times \Gamma$ и $\Gamma_d = 0.2 \times \Gamma$ что означает, что Юкава часть в потенциале по-прежнему является основным управляющим взаимодействием. В диапазоне $\Gamma = 20 - 100$ при $k_s = 1$ дополнительное экранированное диполь-дипольное взаимодействие с $\Gamma_d = 0.2 \times \Gamma$ приводит к увеличению скорости звука на 10% (по сравнению со случаем $\Gamma_d = 0$). При $k_s = 2$ в том же диапазоне Γ увеличение скорости звука составляет 15% – 20%.

Среднеквадратичное смещение в двумерной Юкава жидкости

Характер диффузии, анализируемый на основе среднеквадратического смещения (СКС),

$$MSD(t) = \left\langle |r(t) - r(0)|^2 \right\rangle_N, \quad (3)$$

где усреднение по всем частицам.

СКС может быть параметризован в форме

$$MSD(t) = D_0 t^\alpha. \quad (4)$$

В случае $\alpha \neq 1$, этот параметр характеризует так называемое аномальное поведение [27, 28]. Режим $\alpha > 1$ называется супердиффузией, тогда как $\alpha < 1$ соответствует так называемой субдиффузии.

СКС приведены на рисунках 5 и 6. На малых временах $t\omega_p \ll 10$, соответствует баллистическому движению. На больших временах $t\omega_p > 10$, наклонная кривых СКС распадается с $1 < \alpha < 1.5$. Следует отметить, что рассчитанные данные по СКС имеют смысл только до $t\omega_p = \delta t_c \approx 10^2$, поскольку частицы возвращаются в основную ячейку моделирования из-за периодических граничных условий. На рисунке 5 при $\Gamma = 100$ и $k_s = 2$ согласие наших данных в среднеквадратичном смещении с результатами Донко и др. [27] в случае $\Gamma_d = 0$. Из рисунках 5 и 6 видно, что дополнительное экранированное диполь-дипольное взаимодействие приводит к уменьшению, как значений, так и наклона СКС. Чтобы проанализировать изменения наклона СКС из-за

экранированного диполь-дипольного взаимодействия, значения α как функции времени представлены на рисунках 7 и 8. Чтобы иметь возможность сравнивать данные для разных k_s с результатом Отта и др. [28], мы используем параметр относительной связи $\Gamma_{rel} = \Gamma / \Gamma_c$, нормируя параметр связи Γ_d с параметром связи, соответствующим точке кристаллизации Γ_c [29].

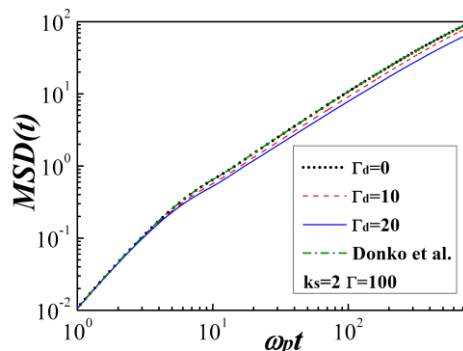


Рисунок 5 – СКС для разных значений Γ_d при $k_s = 2.0$ и $\Gamma = 100$.

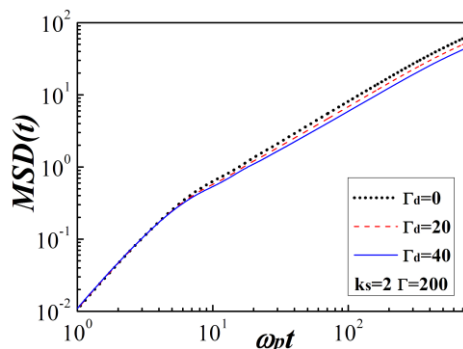


Рисунок 6 – СКС для разных значений Γ_d при $k_s = 2.0$ и $\Gamma = 200$.

Для случая $\Gamma_d = 0$ и $\Gamma_{rel} = 0.5$ сравнение полученных данных с результатами работы [28] представлен на рисунке 7. В соответствии с данными Отта и др. α имеет колебания в более ранние времена с частотой между частотой Эйнштейна и плазменной частотой [33], обусловленным заложенным движением частиц [31]. За этим режимом следует сверхдиффузионное движение, которое, возможно, стремится к нормальной диффузии в течение более длительного времени $t\omega_p > 10^5$ [28]. При

$\Gamma_d = 0.1 \times \Gamma$ и $\Gamma_d = 0.2 \times \Gamma$ дополнительное диполь-дипольное взаимодействие не меняет характера колебаний. Однако дополнительное диполь-дипольное взаимодействие уменьшает α , тем самым подавляет проявление сверхдиффузии.

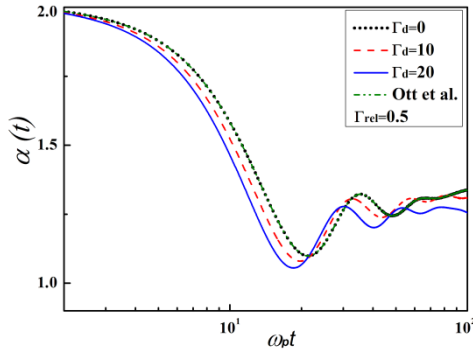


Рисунок 7 – Показатель диффузии α как функция времени для различных значений Γ_d при фиксированном $\Gamma_{rel} = 0.5$.

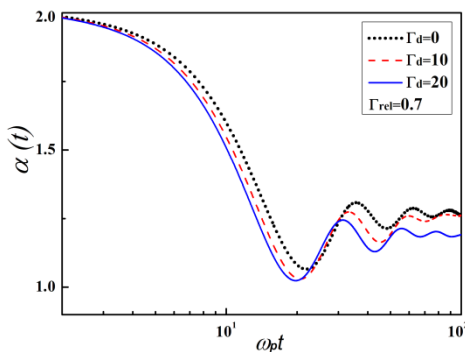


Рисунок 8 – Показатель диффузии α как функция времени для различных значений Γ_d при фиксированном $\Gamma_{rel} = 0.7$.

Динамические свойства

Для получения первого обзора коллективных возбуждений изображены несколько результатов для продольных и поперечных волновых спектров для системы Юкавы с $k_s = 2$ и $\Gamma = 200$ (см. рисунок 9-10). Спектры флуктуаций продольного тока показывают, что при малых k частота моды линейно возрастает с k (см. рисунок 9-12). Спектр $T(k, \omega)$ по сравнению со спектрам $L(k, \omega)$ более широкий для любого значения k : флуктуации поперечных токов распределены по довольно широкой частотной области. На рисунках 11-12 видно, что в присутствии диполь-дипольного взаимодействия спектры продольных и поперечных токов становятся шире, т.е. время жизни

коллективного возбуждения системы становятся меньше.

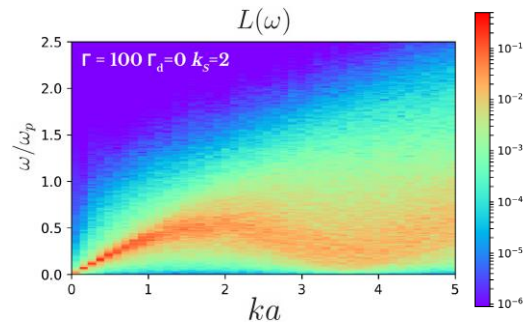


Рисунок 9 – $L(k, \omega)$ флуктуации продольного тока, полученные при $\Gamma = 200$, $k_s = 2$ и $\Gamma_d = 0$.

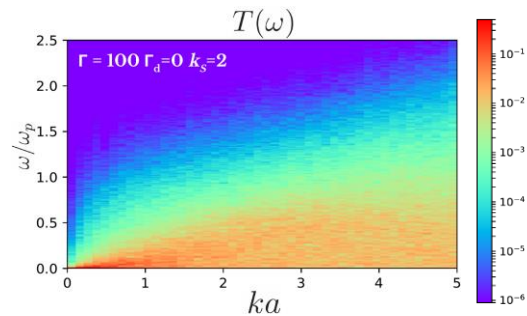


Рисунок 10 – $T(k, \omega)$ флуктуации поперечного тока, полученные при $\Gamma = 200$, $k_s = 2$ и $\Gamma_d = 0$.

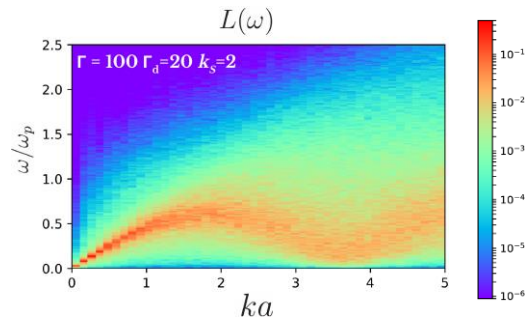


Рисунок 11 – $L(k, \omega)$ флуктуации продольного тока, полученные при $\Gamma = 200$, $k_s = 2$ и $\Gamma_d = 20$.

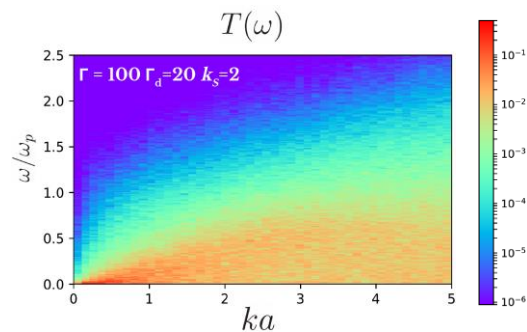


Рисунок 12 – $T(k, \omega)$ флуктуации поперечного тока, полученные при $\Gamma = 200$, $k_s = 2$ и $\Gamma_d = 20$.

Заключение

Моделирование молекулярной динамики Юкава жидкости с дополнительным экранированным диполь-дипольным взаимодействием ясно показывает, что этот дополнительный член приводит к заметному увеличению значения скорости звука и уменьшению угла наклонной СКС. Рассматриваемые параметры соответствуют случаю $\Gamma_d \ll \Gamma$. Чтобы понять этот эффект, необходимо проанализировать межчастичные корреляции и так называемое время взаимодействия [31], то есть характерное время, которое частица проводит в локальной ловушке многочастичных потенциалов.

Дипольный член в потенциале (1) вносит вклад в межчастичные корреляции, приводящие к более высоким пикам парной корреляционной функции положения частиц $g(r)$ [19]. Это приводит к большей ловушке частицы в локальной потенциальной клетке [31]. Эта потенциальная ловушка может быть проиллюстрирована парным потенциалом, полученным из соотношения $\exp(-\Phi_{eff}/k_b T) \approx g(r)$. На рисунке 13 представлена парная корреляционная функция и соответствующий эффективный потенциал. Видно, что дополнительное диполь-дипольное взаимодействие приводит к более сильной межчастичной корреляции и более глубоким минимумам в эффективном потенциале. Наблюдаемое увеличение скорости звука является следствием более сильных корреляций между частицами, а уменьшение значений и угла наклонной СКС связано с более длительным временем частицы в клетке [31]. Пылевая плазма может быть уникальным инструментом для исследования коллективных динамических и статических свойств систем, в которых важны как экранированные кулоновские, так и диполь-дипольные взаимодействия. Поэтому, создается мост между физикой сильно связанных кулоновских систем и физикой систем с дипольным взаимодействием [32].

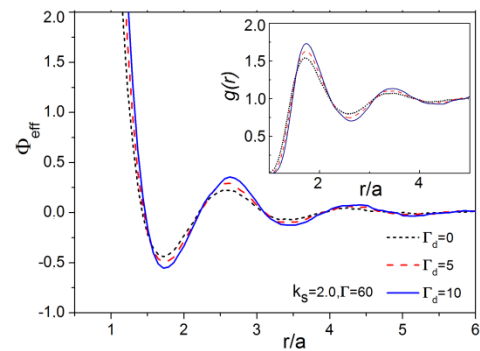


Рисунок 13 – Парная корреляционная функция и соответствующий эффективный потенциал

Более сильные корреляции, обусловленные дополнительным диполь-дипольным взаимодействием, видны из кривых для парной корреляционной функции $g(r)$ и соответствующих более глубоких минимумов в эффективном потенциале $\Phi_{eff}(r)/k_b T$.

Представленные результаты показывают, что если дополнительное относительно слабое межчастичное отталкивание $\propto 1/r^3$ или $\propto \exp(-r/\lambda_s)/r^2$ существуют в сильно связанной системе шаров Юкава, то наблюдение структурных и транспортных характеристик может обнаружить эту модификацию в потенциале парного взаимодействия.

Более того, присутствие диполь-дипольного взаимодействия влияет на спектр поперечного и продольного тока. В результатах видно, что спектр флуктуации продольного и поперечного тока становится шире, тем самым уменьшается время жизни коллективного возбуждения.

Одной из нерешенных проблем, связанных с фазовой диаграммой двумерных жидкостей Юкавы, является существование так называемого гексатического состояния. Хартмана и др. [33] заметили, что в процессе перехода от жидкой фазы к кристаллической фазе отсутствует гексатическое состояние. Однако недавно Петров и др. [34] экспериментально наблюдалось гексатическое состояние в двумерной системе заряженных частиц пыли в комплексной плазме. Поэтому, предвидя будущие работы, представляет большой интерес проанализировать, может ли быть причи-

ной наблюдаемого гексатического состояния относительно слабое отклонение от потенциала типа Юкавы, как это рассматривается в этой работе.

Благодарности. Работа поддержана грантами Министерства образования и науки Республики Казахстан № 3097/GF4.

Литература

- 1 S. Nunomura, J. Goree, S. Hu, X. Wang, and A. Bhattacharjee (2002, June). Dispersion relations of longitudinal and transverse waves in two-dimensional screened Coulomb crystals, *Phys. Rev. E*, 65, p. 066402.
- 2 C.C. Grimes and G. Adams (1976, November). Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium, *Phys. Rev. Lett.* 36, p. 145.
- 3 Z. Donko, P. Hartmann, G. J. Kalman, and M. Rosenberg (2003, October). Static and dynamic properties of 2-dimensional strongly coupled Yukawa liquids, *Contrib. Plasma Phys.* 43, p. 282.
- 4 Giovanni Lapenta (1995, December). Dipole Moments on Dust Particles Immersed in Anisotropic Plasmas. *Physical Review Letters.* 75, p. 4409-4412.
- 5 P. K. Shukla and B. Eliasson (2009, January). Colloquium: Fundamentals of dust-plasma interactions. *Reviews of Modern Physics.* 81, p.25-44.
- 6 G. I. Sukhinin, and A. V. Fedoseev (2010, September). Formation of a Trapped-Ion Cloud Around a Dusty Particle in Low-Density Plasma. *IEEE Transactions on Plasma Science.*38(9), p. 2345-2352.
- 7 K.B. Chai and P. M. Bellan (2015, January). Study on morphology and growth of water-ice grains spontaneously generated in a laboratory plasma, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 127, p. 83-91.
- 8 R. Yousef, A. B. Davis, J. Carmona-Reyes, L. S. Matthews, and T. W. Hyde (2014, August). Measurements of net electric charge and dipole moment of dust aggregates in a complex plasma. *Phys. Rev. E.* 90, p. 033101.
- 9 E. A. Lisin, I. I. Lisina, O. S. Vaulina and O. F. Petrov (2015, March). Solution of the inverse Langevin problem for open dissipative

- systems with anisotropic interparticle interaction. *Physics of Plasmas.* 22, p. 033704.
- 10 Ke Qiao, Jie Kong, Jorge Carmona-Reyes, Lorin S. Matthews, and Truel W. Hyde (2014, September). Mode coupling and resonance instabilities in quasi-two-dimensional dust clusters in complex plasmas. 90, p. 033109.
- 11 Hanno Kaehlert (2015, July). Ion-dust streaming instability with non-Maxwellian ions. 22, p. 073703.
- 12 T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, S. K. Kodanova, T. T. Daniyarov, and M. K. Dosbolayev (2009, April). Thermodynamic Properties of Dusty Plasma on the Basis of the Langevin Dynamics, *Contrib. Plasma Phys.* 49, p. 15.
- 13 T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, A. N. Jumabekov, and M. K. Dosbolayev (2008, May). Structural properties of dusty plasma in direct current and radio frequency gas discharges, *Phys. Plasmas* 15, p. 053704.
- 14 T. S. Ramzanov, S. K. Kodanova, K. N. Dzhumagulova, and N. Kh. Bastykova (2011, November). The new method for measuring of dust particles charge in glow discharge. *EPL.* 96, p. 45004.
- 15 S. A. Orazbayev, M. M. Muratov, T. S. Raazanov, M. K. Dosbolayev, M. Silamia, M. N. Jumagulov, and L. Boufendi (2013, February). The Diagnostics of Dusty Plasma in RF Discharge by Two Different Methods. *Contrib. Plasma Phys.* 53, p. 436-441.
- 16 M.K.Dosbolayev, A.U.Utegenov, and T.S.Ramazanov, Structural Properties of Bufer and Complex Plasmas in RF Gas Discharge Imposed Electrostatic Field, *IEEE Transactions on Plasma Science*, DOI:10.1109/TPS.2015.2497267.
- 17 N. Kh. Bastykova, A. Zs. Kovacs, I. Korolov, S. K. Kodanova, T. S. Ramazanov, P. Hartmann, and Z. Donko (2015, October). Controlled Levitation of Dust Particles in RF+DC Discharges. *Contrib. Plasma Phys.* 55, p. 671.
- 18 T. S. Ramazanov, Zh. A. Moldabekov, M. T. Gabdullin, Multipole expansion and effective interaction potentials of plasma particles, to be published.
- 19 T. S. Ramazanov, A.Zh. Gabdulin, and Zh. A. Moldabekov, MD Simulation of Charged Dust Particles with Dipole Moments, *IEEE*

Transactions on Plasma Science, DOI: 10.1109/TPS.2015.2490282
20 T. S. Ramazanov, A. Zh. Gabdulin and Zh. A. Moldabekov (2016, February). Effect of Dipole-Dipole Interaction on the Compressional Oscillations in Two-Dimensional Yukawa liquids, *Contrib. Plasma Phys.* 56, p. 391.
21 S. K. Kodanova, T. S. Ramazanov, N. Kh. Bastykova, and Zh. A. Moldabekov (2015, June). Effect of dust particle polarization on scattering processes in complex plasmas, *Phys. Plasmas* 22, p. 063703.
22 G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, S. N. Antipov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov (2009, March). Effect of trapped ions and nonequilibrium electron-energy distribution function on dust-particle charging in gas discharges, *Phys. Rev. E* 79, p. 036404
23 G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev, R.O. Khokhlov, and S.Yu. Suslov (2012, January). Plasma Polarization Around Dust Particle in an External Electric Field, *Contrib. Plasma Phys.* 52, p. 62.
24 M. P. Allen and D. J. Tildesley, *Computer Simulation of Liquids*, Oxford University Press, New York, 1991.
25 F. B. Baimbetov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, E. R. Kadyrsizov, O. F. Petrov and A V Gavrikov (2006, April). Modeling of dusty plasma properties by computer simulation methods, *J. Phys. A: Math. Gen.* 39, p. 4521.
26 T. S. Ramazanov and K. N. Dzhumagulova (2008, May). Shear Viscosity of Dusty Plasma

Obtained on the Basis of the Langevin Dynamics, *Contrib. Plasma Phys.* 48, p. 357.
27 Z. Donko, J. Goree, P. Hartmann, and B. Liu, (2009, February). Time-correlation functions and transport coefficients of two-dimensional Yukawa liquids, *Phys. Rev. E* 79, p. 026401.
28 T. Ott and M. Bonitz (2009, November). Is Diffusion Anomalous in Two-Dimensional Yukawa Liquids? *Phys. Rev. Letters* 103, p. 195001.
29 T. Ott, M. Bonitz, and P. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* 103, 099501 (2009).
30 P. Hartmann, G. J. Kalman, Z. Donko, and K. Kutasi, (2005, August). *Phys. Rev. E* 72, p. 026409.
31 Z. Donko, G. J. Kalman, and K. I. Golden, *Phys. Rev. Lett.* 88, 225001 (2002);
32 K.I. Golden, G.J. Kalman, Z. Donko, and P. Hartmann (2009, May). Collective excitations in a two-dimensional dipole system, *J. Phys. A: Math. Theor.* 42, p. 214017.
33 P. Hartmann, G. J. Kalman, Z. Donko, and K. Kutasi (2005, August). Equilibrium properties and phase diagram of two-dimensional Yukawa systems, *Phys. Rev. E.* 72, p. 026409.
34 O. F. Petrov, M. M. Vasiliev, O. S. Vaulina, K. B. Stacenko, E. V. Vasilieva, E. A. Lisin, Y. Tun and V. E. Fortov (2015, September). Solid-hexatic-liquid transition in a two-dimensional system of charged dust particles, *EPL* 111 p. 45002.

Ж.А. Молдабеков^{1*}, Т.С. Рамазанов¹, А.Ж. Габдулин¹

¹НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

*e-mail: zhandos@physics.kz

ВЛИЯНИЕ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ТРАНСПОРТНЫЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ.

Аннотация. В данной статье представлены результаты моделирование молекулярной динамики (МД) двумерной, сильно связанной Юкава жидкости, где возникает диполь-дипольное взаимодействие. В нашем случае дипольный момент частиц параллельны между собой и равны друг другу. Здесь рассматривается влияние дополнительного диполь-дипольного взаимодействия на следующие свойства: скорость звуковой волны, диффузия и спектр флуктуации продольных и поперечных токов. Мы получили результаты скорости звуковой волны на основе автокорреляционной функции скоростей в логарифмическом виде. Анализируя данные, мы обнаружили значительное увеличение продольной скорости звуковой волны благодаря дополнительному диполь-дипольному взаимодействию. Также мы исследовали коэффициент

диффузии при помощи среднеквадратичного смещения и выявили, что дополнительное диполь-дипольное взаимодействие подавляет субдиффузию. И наконец, мы построили дисперсию продольных и поперечных токов Юкава системы, где ширина на полу высоте соответствует времени жизни коллективных возбуждений, для различных параметров диполь-дипольного взаимодействия. Чем шире спектр, тем короче время жизни коллективных возбуждений. Мы показали, что в присутствии дополнительного диполь-дипольного взаимодействия изменяется время жизни коллективного возбуждения продольных и поперечных токов Юкава системы.

Ключевые слова: пылевая плазма, система Юкава, диполь-дипольное взаимодействие.

Ж.А. Молдабеков, Т.С. Рамазанов, А.Ж. Габдулин
ЭТФҒЗИ, Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

ДИПОЛЬ-ДИПОЛДЫҢ ӘСЕРЛЕСУІНІҢ ТОЗАҢДЫ ПЛАЗМАНЫҢ ТРАНСПОРТ ЖӘНЕ ДИНАМИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІНЕ ӘСЕРІ.

Аннотация. Бұл мақалада диполь-дипольдік әсерлесу бар екі өлшемді, тығыз байланған Юкава сұйықтықтың молекулалық динамика (МД) модельдеу нәтижелері ұсынылған. Біздің жағдайда бөлшектердің дипольдік моменті өзара бір-біріне параллель және тең. Мұнда қосымша диполь-диполды әсерлесудің келесі қасиеттерге әсерін қарастырамыз: дыбыс толқынының жылдамдығы, диффузия және бойлық және көлденең токтардың флуктуациясының спектрі. Логарифмдік түрдегі жылдамдықтың автокорреляциялық функциясы негізінде дыбыстық толқынның жылдамдығының нәтижелерін алдық. Деректерді талдай отырып, қосымша диполь-диполдың әсерлесуінен дыбыс толқындарының бойлық жылдамдығын елеулі түрде жоғарылатады. Сондай-ақ, орташа квадраттың аутқуы арқылы диффузия коэффициентін зерттеп, қосымша диполь-диполь әсерлесуі субдиффузияны басатынын байқадық. Соңында, диполь-диполды әсерлесудің әртүрлі параметрлеріндегі жартылай биіктегі ені ұжымдық қозудың созылу уақытына сәйкес келетін Юкава жүйесіндегі бойлық және көлденең токтардың дисперсиясын тұрғыздық. Спект енді болса, ұжымдық қозудың созылу уақыты қысқа болады. Қосымша диполь-диполь әсерлесу болғанда Юкава жүйесіндегі ұжымдық қозудың созылу уақыты өзгертінін көрсеттік.

Түйін сөздер: тозаңды плазма, Юкава жүйесі, диполь-дипольдік әсерлесу.

Zh.A. Moldabekov, T.S. Ramazanov, A.Zh. Gabdulin
IETP, Kazakh National University named after Al-Farabi, Almaty, Kazakhstan

INFLUENCE OF THE DIPOLE-DIPOLE INTERACTION ON THE TRANSPORT AND DYNAMIC PROPERTIES OF DUSTY PLASMAS.

Abstract. This paper presents the results of molecular dynamics simulation (MD) of a two-dimensional, strongly-coupled Yukawa liquid, where there is emergence of dipole-dipole interaction. In our case, the dipole moments of the particles are parallel to each other and are equal to each other. Here we consider the effect of an additional dipole-dipole interaction on the following properties: speed of the sound wave, diffusion, and the fluctuation spectrum of the longitudinal and transverse currents. We obtained the results of the speed of the sound wave on the basis of the autocorrelation function of the velocities in the logarithmic form. Analyzing the data, we found a significant increase in the longitudinal velocity of the sound wave due to an additional dipole-dipole interaction. We also investigated the diffusion coefficient by the mean square displacement and found that the additional

dipole-dipole interaction suppresses subdiffusion. Finally, we constructed a dispersion of the longitudinal and transverse currents of the Yukawa system, where the width at the half of height corresponds to the lifetime of collective excitations, for various parameters of the dipole-dipole interaction. The wider the spectrum, the shorter the lifetime of collective excitations. We have shown that in the presence of an additional dipole-dipole interaction, the lifetime of the collective excitation of the longitudinal and transverse currents of the Yukawa system changes.

Keywords: dusty plasmas, Yukawa system, dipole-dipole interaction.