Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 8, с. 514 – 522

Влияние структурной неоднородности и невзаимных эффектов во взаимодействии макрочастиц на динамические свойства плазменно-пылевого монослоя

Д. А. Колотинский[+*], *В. С. Николаев*[+*1)], *А. В. Тимофеев*[*+×]

[+]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

[*]*Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

[×]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 123458 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 января 2020 г.
После переработки 19 марта 2021 г.
Принята к публикации 20 марта 2021 г.

В работе исследованы динамические свойства квазидвумерной плазменно-пылевой структуры из идентичных отрицательно заряженных пылевых частиц. Взаимодействие частиц описывается с учетом асимметрии распределения электростатического потенциала вокруг них. Асимметрия вызвана присутствием потока ионов в области существования монослоя и приводит к нарушению взаимности эффективных взаимодействий частиц и невыполнению для них третьего закона Ньютона. Продемонстрировано, что динамические свойства плазменно-пылевого монослоя – кинетическая энергия частиц, амплитуда их тепловых колебаний, параметр неидеальности в системе – в общем случае обладают неоднородным пространственным распределением по структуре. При этом центральная область упорядоченного монослоя может являться как более, так и менее неидеальной, чем граничная, в зависимости от параметров пылевой плазмы. Этот уникальный эффект обусловлен тем, что в центре монослоя может возникать гибридная мода без плавления системы. Обсуждается, что характер неоднородности динамических свойств юкавовского монослоя и плазменно-пылевого существенно отличаются. Полученные результаты позволяют предложить качественно новый взгляд на динамические свойства сильнонеидеальных плазменно-пылевых систем.

DOI: 10.31857/S1234567821080048

Квазидвумерный плазменно-пылевой монослой представляет из себя сильнонеидеальную систему из конечного числа отрицательно заряженных макрочастиц, организованных в треугольную кристаллическую решетку в центральной области и в оболочечную структуру на периферии [1–3]. Обычно монослой наблюдают в плазме высокочастотного емкостного разряда, где заряженные пылевые частицы левитируют над поверхностью плоского электрода за счет баланса между вертикально направленными гравитационными и электростатическими силами. Исследования монослоя вызывают повышенный интерес, так как предоставляют возможность для изучения сложных кинетических явлений в твердых телах с использованием методов видеомикроскопии. К числу рассматриваемых явлений относятся плавление [2–8], диффузия [9, 10], пластические деформации [11], динамика дислокаций [12] и т.д. Такие исследования не только проливают свет на фундаментальные свойства конденсированной материи, но и обнаруживают новые свойства, связанные с принципиально открытым характером плазменно-пылевых систем.

Важнейшим из таких свойств является эффективное невыполнение третьего закона Ньютона для взаимодействия пылевых частиц, которое выражается в нарушении симметрии действия и противодействия между ними [13–18]. Эта эффективная невзаимность сил взаимодействия между пылевыми частицами обусловлена передачей импульса от ионов пылевой компоненте и при определенных условиях может быть описана в рамках кильватерного потенциала [19, 20]. Он описывает взаимодействие в пылевой подсистеме, но рассчитывается с учетом вклада ионной подсистемы, которая является анизотропной вследствие эффектов ионной фокусировки в условиях плазменно-пылевых экспериментов [19, 21]. При этом простых аналитических выражений для описания кильватерного потенциала не получено. По этой причине при теоретическом анализе часто исполь-

[1)]e-mail: vladislav.nikolaev@phystech.edu

зуется упрощенная модель так называемого ионного фокуса (*ion focus*) [22–25]. В рамках этой модели в кильватере каждой пылевой частицы на фиксированном расстоянии от нее размещается виртуальный точечный заряд противоположного знака и с нулевой массой. Этот заряд не действует на "родительскую" частицу и на другие виртуальные заряды, при этом с соседними пылевыми частицами он взаимодействует. В связи с этим взаимодействие пылевых частиц в рамках такого модельного подхода становится невзаимным, а динамика системы — негамильтоновой. Такая упрощенная модель позволяет проиллюстрировать невзаимные эффекты и описать динамику пылевого монослоя на качественном уровне, однако параметры этой модели не допускают расчета через напрямую измеряемые в эксперименте параметры плазменно-пылевой системы. В данной работе расчет электростатического потенциала вокруг пылевой частицы опирается на более глубокий самосогласованный подход, основанный на прямом моделировании кинетики ионов.

Учет невзаимных эффектов при описании плазменно-пылевого монослоя позволяет объяснить широкий набор доступных экспериментальных данных, в том числе, неравновесное плавление монослоя, вызванное неустойчивостью связанных мод [23, 26, 27]. В рамках модели ионного фокуса неустойчивость связанных мод обусловлена тем, что расстояние между областью ионного фокуса произвольной частицы 1 и соседней частицей 2 в общем случае отличается от расстояния между областью ионного фокуса частицы 2 и частицей 1. Этот геометрический эффект проиллюстрирован на рис. 1. Он приводит к резонансному связыванию горизонтального и вертикального движения соседних частиц и разогреву движения при достаточно слабом вертикальном конфайнменте.

Притом что влияние невзаимности эффективных взаимодействий макрочастиц на структурные свойства [28–30] и плавление монослойной пылевой структуры [26, 31] детально исследовано, анализ динамических свойств системы в этих условиях представляет повышенный интерес. Наряду со структурными, динамические свойства измеряются в экспериментах и используются для диагностики поведения как отдельных частиц, так и всей системы.

В данной работе рассматривается влияние невзаимности эффективных взаимодействий пылевых частиц на пространственное распределение динамических свойств в плазменно-пылевом монослое в условиях, характерных для лабораторных плазменно-пылевых экспериментов. Исследование

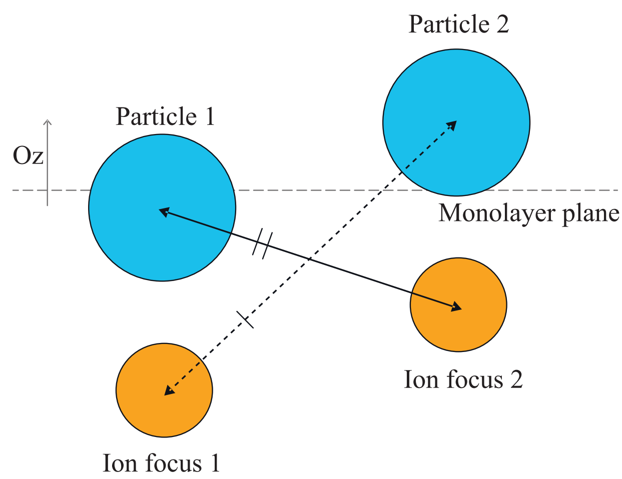

Рис. 1. (Цветной онлайн) Иллюстрация невзаимного характера взаимодействия пылевых частиц в рамках модели ионного фокуса

поведения частиц монослоя проводится при помощи численного решения уравнений движения пылевых частиц, аналогично методу классической молекулярной динамики. В отличие от большинства теоретических работ [24, 32–34], в которых взаимодействие пылевых частиц описывается экранированным кулоновским потенциалом, а ионный фокус моделируется точечным положительным зарядом, зафиксированным относительно частицы, в данной работе используется более глубокий подход к описанию взаимодействия. Распределение электростатического потенциала вокруг пылевой частицы рассчитывается из прямого моделирования кинетики ионов методом частиц в ячейках. Такой подход к расчету электростатического потенциала является самосогласованным и позволяет исключить из математической модели дополнительные параметры, описывающие ионный фокус. Вместо этого становится возможным вычислить потенциал взаимодействия через параметры, получаемые в лабораторном эксперименте. Как и в подходе с точечным положительным зарядом, распределение электростатического потенциала вокруг пылевых частиц в данной работе полагается неизменным на протяжении расчета и вычисляется на нулевом шаге интегрирования уравнений движения. При расчете сил, действующих на каждую пылевую частицу, делаются следующие предположения:

1. Электрический потенциал в области монослоя без учета электростатической ловушки может быть представлен как линейная суперпозиция потенциалов уединенных пылевых частиц.

2. Время релаксации распределения ионов и электростатического потенциала при изменении конфигурации пылевой системы намного меньше минимального характерного времени динамики пылевых частиц.

3. Соседние частицы слабо изменяют траектории ионов вблизи положений друг друга.

На основании этих предположений сила межчастичного взаимодействия в данной работе вычисляется через градиент электростатического потенциала. При этом сила взаимодействия частиц с возмущенным ими потоком ионов – сила ионного увлечения [35, 36] – считается независящей от времени и положения частиц и не учитывается при расчете их динамики. Аналогичный подход к расчету межчастичного взаимодействия используется в работах [30, 37].

Выбор параметров плазменно-пылевой системы сделан в соответствии с характерными условиями лабораторных экспериментов, в которых исследуется монослой [1–3, 13, 26]. Предполагается, что плазма создается в аргоне при давлении $P = 136$ мТорр и температуре $T_{\mathrm{Ar}} = 300\,$K. Температура ионов в первом приближении считается совпадающей с температурой нейтральной компоненты $T_i = T_{\mathrm{Ar}}$. Температура электронов в плазме принимается равной $T_e = 2.58\,$эВ ($T_e/T_i = 100$), концентрация заряженной компоненты – $n_{i(e)} = 2 \cdot 10^9\,\text{см}^{-3}$. Такой температуре и концентрации электронов соответствует величина электронного дебаевского радиуса $r_{\mathrm{De}} = 260\,$мкм и константы экранировки $\kappa = 38\,\text{см}^{-1}$. В первом приближении именно электронный дебаевский радиус определяет экранировку потенциала пылевых частиц при наличии потока ионов со скоростью больше Бомовской в области существования монослоя. Заряд пылевой частицы оценивается в первом приближении как $Q = 23000$ элементарных зарядов для частицы радиусом $a = 4.41$ мкм и массой $m = 5.43 \cdot 10^{-10}$ г.

Перейдем к описанию схемы расчета электростатического потенциала. Потенциал рассчитывается самосогласованно из моделирования кинетики ионов методом частиц в ячейках [38]. В данном расчете учитывается внешнее электрическое поле и ион-нейтральные столкновения по механизму резонансной перезарядки [39]. Этот механизм является доминирующим в плазме газового разряда при низких давлениях [40]. Учет внешнего электрического поля и ион-нейтральных столкновений приводит к отклонению функции распределения ионов от распределения Максвелла. Такое отклонение характерно для приэлектродной области разряда и изменяет структуру хвоста потенциала вокруг пылевой частицы [41, 42]. Предполагается, что электроны в расчете имеют распределение Больцмана. Также при расчете потенциала пылевая частица заменяется точечным зарядом. Система уравнений для моделирования кинетики ионов записывается следующим образом:

$$\nabla^2\varphi = -4\pi e\left[n_i - n_e \exp\left(-\frac{e\varphi}{k_B T_e}\right) + Q\delta(\boldsymbol{r})\right], \quad (1)$$

$$m_i \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -e\nabla\varphi + \mathbf{E}_0|e|, \quad (2)$$

где φ – электростатический потенциал, e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, $\delta(\boldsymbol{r})$ – дельта-функция, m_i – масса ионов, $\mathbf{E}_0$ – внешнее электрическое поле. Система уравнений Пуассона–Больцмана (1) и Ньютона (2) описывает динамику ионов в самосогласованном электростатическом потенциале. Ион-нейтральные столкновения учитываются с помощью метода Монте-Карло [43]. Данная система уравнений численно решается с помощью программного пакета COPTIC [44].

Карта рассчитанного электростатического потенциала вокруг уединенной пылевой частицы представлена на рис. 2. Вблизи пылевой частицы потенциал отрицательный. В то же время, за пылевой частицей по направлению потока ионов вследствие яв-

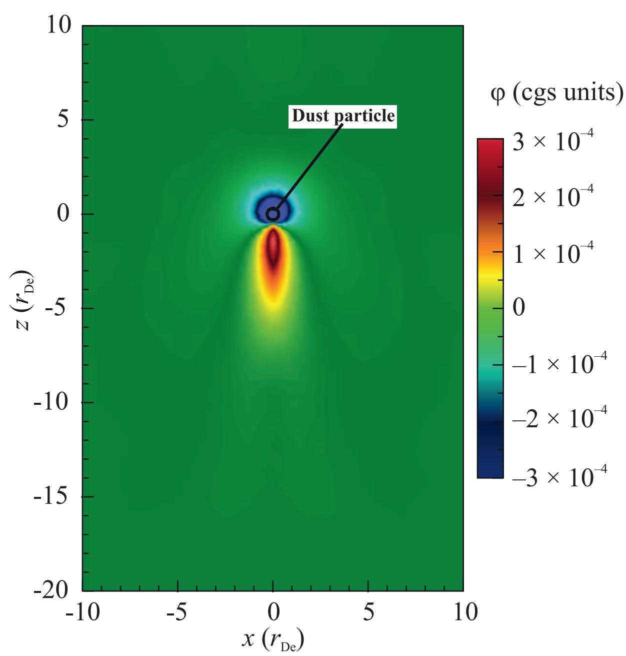

Рис. 2. (Цветной онлайн) Карта анизотропного электростатического потенциала вокруг уединенной пылевой частицы в плазме газового разряда. Поток ионов направлен сверху вниз

ления ионной фокусировки появляется область положительного потенциала. Проверено, что для рассматриваемых параметров пылевой плазмы распределение электростатического потенциала, рассчитанное для двух пылевых частиц, расположенных на одной высоте, незначительно отличается от суперпозиции потенциалов, рассчитанных для уединенных частиц. В связи с этим для исследования свойств однослойной пылевой структуры используется распределение электростатического потенциала вокруг уединенной пылевой частицы. Отметим, что используемый в данной работе подход для расчета потенциала межчастичного взаимодействия позволяет учитывать коллективную силу ионного увлечения, описанную в [45]. Эта сила зависит от расстояния между пылевыми частицами и в плотных системах оказывается сравнимой с весом частицы. Для рассматриваемых в данной работе параметров плазменно-пылевой системы она составляет около 10 % от веса пылевой частицы. Сила ионного увлечения, действующая на уединенную пылевую частицу, для рассматриваемых параметров оказывается пренебрежимо малой, поэтому в расчетах динамики монослоя она не учитывается.

Перейдем к исследованию динамических свойств монослойной пылевой структуры. Она содержит 10^3 частиц. Их радиус, масса и заряд совпадают со значениями, используемыми при расчете электростатического потенциала. Удержание одноименно заряженных пылевых частиц от разлета в горизонтальном направлении происходит за счет дополнительного центрального потенциала, имеющего параболический профиль: $U_{\rm trap} = \alpha(x_i^2 + y_i^2)/2$. В вертикальном направлении конфайнмент описывается аналогичным соотношением: $U_{\rm vert} = \beta z_i^2/2$. Такой подход к описанию удерживающего потенциала используется во многих работах по численному моделированию монослоя [6, 24, 46]. Значение $\alpha = 1.3\cdot 10^{-2}$ ед. СГСЭ выбрано таким образом, чтобы обеспечить соответствующее лабораторным экспериментам [1–3] межчастичное расстояние в системе: $\Delta = 260$ мкм в центральной области и на 85 % большее – на периферии. При этом параметр экранировки $\kappa\Delta$ изменяется от 1.00 в центре до 1.85 в краевой области монослоя. В свою очередь, выбор значения $\beta = 800\alpha$ обеспечивает возможность развития в системе неустойчивости связанных мод (НСМ) и наблюдения аномального разогрева движения пылевых частиц [23, 24, 27]. При таком значении β частота колебаний частиц в вертикальном направлении $\omega_v = \sqrt{\beta Q/m}$ не превышает величины $3.5\sqrt{Q^2/m\Delta^3}$ в центре монослоя. В связи с этим выполняется необходимое условие для пересечения продольной горизонтальной и поперечной вертикальной мод колебаний частиц и появления при определенных условиях НСМ.

Для ясности напомним, что вызываемое НСМ плавление двумерного плазменно-пылевого кристалла не является объектом исследования в данной работе. Динамические свойства монослоя рассматриваются для упорядоченного состояния системы, в котором, тем не менее, связанные с НСМ особенности могут присутствовать. По этой причине выбрано высокое значение давления нейтрального газа – 136 мТорр, или около 18 Па. Соответствующее такому давлению значение коэффициента трения нейтрального газа можно оценить из формулы [11, 47]:

$$\gamma = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3}\frac{a^2 P}{v_n m}, \tag{3}$$

где v_n – тепловая скорость нейтральных частиц. Используемое в работе значение $\gamma = 7.5$ с$^{-1}$.

С учетом всего вышесказанного, уравнение движения, которое численно решается для каждой пылевой частицы, выглядит следующим образом:

$$m\ddot{\mathbf{r}}_i = -Q\nabla U_{\rm trap} - Q\nabla U_{\rm vert} - Q\nabla\sum_j \varphi(r_{ij}) - m\gamma\dot{\mathbf{r}}_i + \mathbf{L}_i, \tag{4}$$

где $\mathbf{L}_i$ – изотропная случайная сила, действующая на частицу за счет столкновений с атомами нейтрального газа. Математически последние два слагаемых в уравнении эквивалентны действию Ланжевеновского термостата при температуре 300 K. Шаг интегрирования уравнений движения выбран равным 10^{-5} с и составляет 10^{-3} от характерной обратной частоты колебаний частиц в системе $\sqrt{m\Delta^3/Q}$. Длина траекторий, по которым усредняются необходимые параметры, не менее 20 с.

Рассматриваемый монослой имеют типичную структуру: в центре частицы организованы в треугольную решетку, на периферии – в концентрические оболочки. Радиус монослоя составляет 5.5 мм. Ввиду его сильной пространственной неоднородности, для расчета его свойств используется локальное приближение. Если возможно, параметры рассчитываются для каждой отдельной частицы, например, в случае среднеквадратичного отклонения от положения равновесия и расстояния до ближайших соседей. В остальных случаях усреднение делается по близким к однородным подсистемам – кольцам малой толщины, в которых частицы находятся в эквивалентных условиях. Этот подход применяется лишь в нескольких теоретических работах [48, 49], при этом вполне соответствует экспериментальным возможностям по анализу структурных и динамических свойств монослоя [50].

Одной из важных обнаруженных особенностей рассматриваемого плазменно-пылевого монослоя является пространственно неоднородный характер аномального разогрева движения пылевых частиц. Он продемонстрирован на рис. 3. На периферии системы

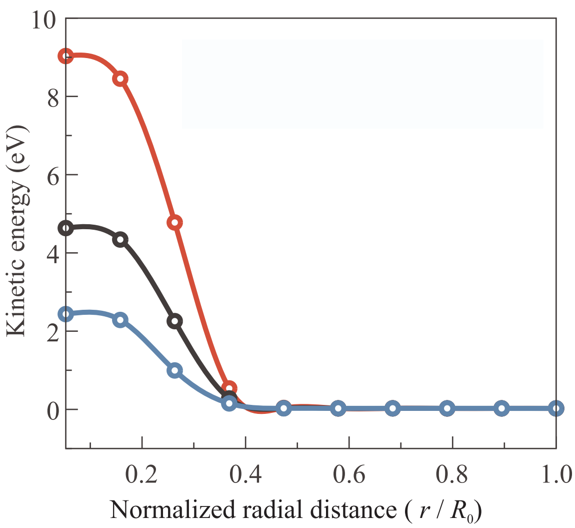

Рис. 3. (Цветной онлайн) Радиальные профили средней кинетической энергии частиц в монослое с невзаимным характером взаимодействия между частицами. Красная кривая соответствует энергии движения частиц в вертикальной плоскости, голубая – в горизонтальной плоскости, черная кривая соответствует полной кинетической энергии частиц. Значение кинетической энергии каждой частицы усредняется отдельно

в плоскости монослоя частицы совершают движение со средней кинетической энергией, соответствующей комнатной температуре. Она определяется взаимодействием с термостатом. Одновременно с этим в центральной области системы энергия внутриплоскостного движения частиц больше на порядок, чем на периферии, а внеплоскостного – на два порядка. При этом упорядоченность монослоя не нарушается, обмена частицами между ячейками не наблюдается. Такой режим существования монослоя описан впервые: разогретая за счет влияния невзаимных эффектов центральная область системы стационарно сосуществует с находящейся в тепловом контакте с термостатом периферийной. При уменьшении коэффициента трения в системе возникает фронт плавления, обусловленный НСМ. Напомним, в рассматриваемых в данной работе условиях НСМ не развивается.

Сильно неоднородный профиль средней кинетической энергии частиц приводит к пространственной неоднородности других параметров. Среди них – среднеквадратичное отклонение частиц от положения равновесия, т.е. амплитуда тепловых колебаний, и параметр неидеальности, который рассчитывается в локальном приближении по формуле [51]:

$$\Gamma = \frac{Q^2}{\Delta k T_{\rm hor}} \exp(-\kappa\Delta)\left(1 + \kappa\Delta + \frac{\kappa\Delta}{2}\right), \qquad (5)$$

где $T_{\rm hor}$ – средняя локальная энергия внутриплоскостного движения. Поведение этих характеристик показано на рис. 4. Параметр неидеальности в цен-

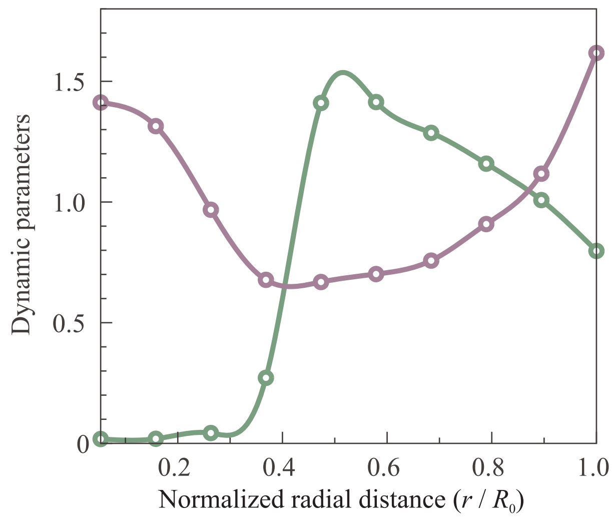

Рис. 4. (Цветной онлайн) Радиальные профили параметра неидеальности – зеленая кривая – и амплитуды тепловых колебаний частиц – фиолетовая кривая – в плазменно-пылевом монослое с невзаимным характером взаимодействия частиц. Оба параметра приведены в виде отношения к значению, усредненному по всей структуре

тре монослоя имеет значение, практически на три порядка меньшее, чем на периферии: кинетическая энергия частиц велика. С увеличением радиального расстояния кинетическая энергия падает, что приводит к росту параметра неидеальности. На периферии системы его рост сменяется падением: при практически одинаковой средней кинетической энергии увеличивается расстояние между частицами. Амплитуда тепловых колебаний частиц в первом приближении связана с параметром неидеальности обратным образом, по этой причине ее радиальный профиль ведет себя противоположно.

Важным является вопрос не только о величине средней кинетической энергии частиц, но и о распределении частиц по скоростям в центральной и периферийной областях системы ввиду существенного различия их свойств. Распределение частиц по скоростям в различных областях системы показано на

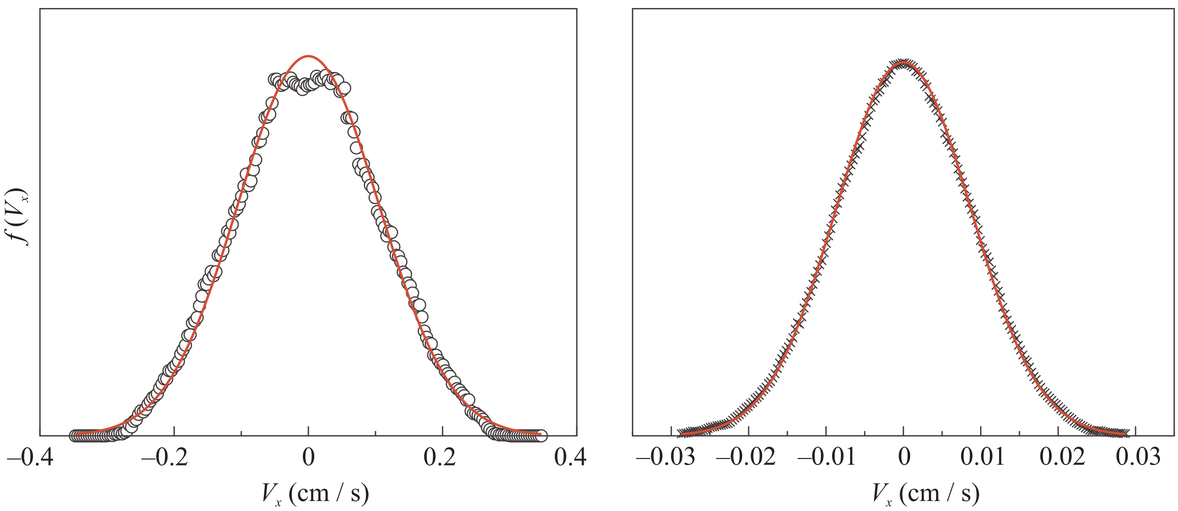

Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение частиц по скоростям в плоскости монослоя в двух областях системы. Слева показано распределение по скоростям для центральной области, справа — для периферии структуры. Полыми кругами обозначены точки, полученные по результатам моделирования для центральной области, черными крестами обозначены точки для периферии структуры. Красные кривые показывают аппроксимацию полученных точек распределением Максвелла с параметром, равным средней кинетической энергии частиц в подсистеме

рис. 5. Распределение скоростей частиц в плоскости монослоя на его внешних оболочках соответствует максвелловскому при температуре 300 К. Величина мгновенной энергии движения частиц флуктуирует около среднего значения, равного температуре термостата. В то же время, в центральной области системы распределение заметным образом отличается от максвелловского как при малых скоростях, так и в "хвосте". Из этого следует вывод, что измеренная величина средней кинетической энергии в центре монослоя в первом приближении не соответствует параметру температуры в распределении Максвелла, что указывает на протекание неравновесного процесса, вызванного невзаимными эффектами.

Особенности протекающего неравновесного процесса проиллюстрированы на временной зависимости кинетической энергии частиц в центре системы на рис. 6. В отличие от термодинамических флуктуаций величины энергии, которых следовало бы ожидать в равновесном случае, энергия движения пылинок как в плоскости монослоя, так и в перпендикулярном ей направлении изменяется периодически с частотой $2f_{\text{center}} = 110$ Гц. При этом частицы совершают колебания с временной частотой $f_{\text{center}} = 55$ Гц. Амплитуда колебаний и усредненная за период колебаний величина кинетической энергии частиц не выходят на стационарное значение в ходе расчета. Однако расходимость этих параметров не наблюдается, они изменяются в ограниченном диапазоне значений. Например, значение энергии внутриплоскостного движения частиц на протяжении всего расчета изменяется немонотонно и остается в диапазоне 1–5 эВ. Столь необычный процесс, стационарно поддерживаемый в центральной области за счет интенсивного взаимодействия частиц с ионным следом, имеет объяснение: совпадение частот вертикальных и горизонтальных колебаний частиц указывает на возникновение *гибридной моды* [27].

Напомним, гибридная мода часто является индикатором развития НСМ [23, 24]. Она возникает в некоторой близости от пересечения продольной горизонтальной и поперечной вертикальной дисперсионных ветвей колебаний решетки плазменно-пылевого монослоя. Пересечение ветвей приводит к появлению резонансной связи между ними и запуску экспоненциального роста кинетической энергии в центральной области системы, где плотность частиц наибольшая. Это происходит по той причине, что, в отличие от остальных колебательных мод в структуре, гибридная мода имеет инкремент затухания, превышающий скорость диссипации за счет трения. Этот эффект многократно подтвержден экспериментально [23, 26, 27]. Особенностью нашей работы является рассмотрение режима существования монослоя, в котором появление гибридной моды не запускает НСМ, а влияет на свойства монослоя еще в упорядоченном состоянии, вдали от плавления. Отсутствие плавления в системе проверяется посредством анализа парной корреляционной функции как для всей системы, так и отдельно для ее центральной области.

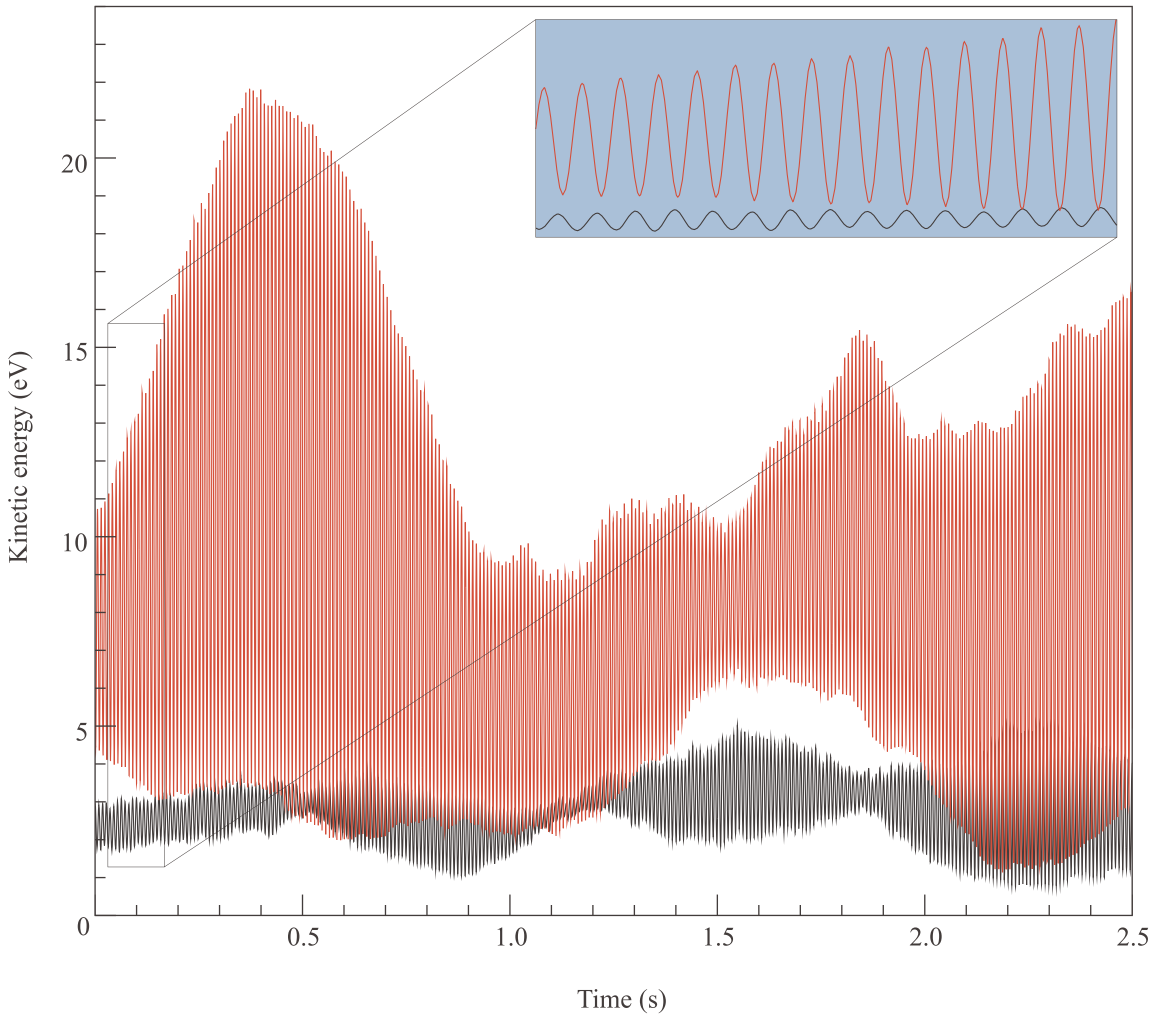

Рис. 6. (Цветной онлайн) Временная зависимость кинетической энергии частиц, находящихся в центральной области монослоя. Нулевой момент времени на графике соответствует 30 расчетным секундам с момента начала уравновешивания системы. Красным цветом обозначена энергия внеплоскостного движения, черным цветом — внутриплоскостного. В голубую рамку помещена кривая для более короткого временного интервала для наглядной демонстрации колебательного характера зависимости

Сделанный вывод о возникновении в центральной области системы гибридной моды подтверждается на основании численных оценок и анализа спектров автокорреляционных функций скорости для различных областей системы. Спектры показаны на рис. 7. На периферии спектр колебаний частиц совпадает с характерным для классического юкавовского монослоя. В то же время, для центра системы в спектре колебаний преобладает одна гармоника, соответствующая гибридной моде, причем как для колебаний в плоскости монослоя, так и для колебаний в перпендикулярном направлении. Частота этой гармоники $2\pi f_{\mathrm{center}}$ в 3 раза больше частоты продольной моды $\sqrt{Q^2/m\Delta^3}$ и составляет 0.75 от частоты вертикального конфайнмента $\sqrt{\beta Q/m}$, что соответствует характерным значениям для гибридной моды. При этом колебания частиц в соседних рядах совершаются в противофазе, что объясняется близостью волнового числа гибридного режима к $k_{\mathrm{hyb}}\Delta = \pi$ [52].

Описанный эффект, при котором упорядоченная центральная область, находящаяся в гибридном режиме, сосуществует с периферийной, находящейся в тепловом равновесии со средой, обнаружен нами и в модельном подходе к описанию ионного следа, так называемой модели точечного ионного фокуса (*point-wake model*) [6, 24, 32–34]. В этом случае взаимодействие между пылевыми частицами описывается юкавовским потенциалом, а ионный фокус моделируется дополнительным точечным положительным зарядом, находящимся на фиксированном рас-

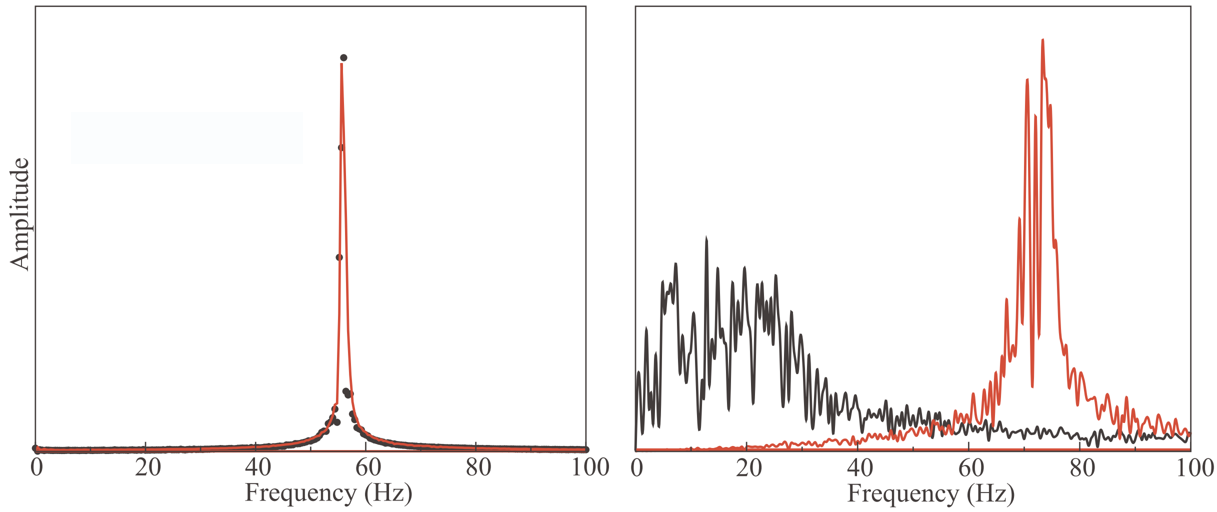

Рис. 7. (Цветной онлайн) Амплитудно-частотные характеристики горизонтальных и вертикальных колебаний пылевых частиц, полученные как Фурье-преобразование автокорреляционной функции скорости для соответствующих направлений. Черные кривые соответствуют спектрам горизонтальных колебаний частиц, красные кривые — спектрам вертикальных колебаний. Слева представлены спектры для центральной области, где явно различим один пик, соответствующий гибридной моде. Справа представлены спектры для частиц на периферии системы

стоянии строго под каждой отдельной частицей. При типичных значениях заряда точечного ионного фокуса $q/Q = 0.2$ и расстояния между фокусом и частицей в вертикальном направлении $h_z/\Delta = 0.28$ аналогичный режим обнаружен при неизменных остальных параметрах системы. Зависимости, представленные на рис. 3–7, имеют аналогичный вид.

Отметим, что обсуждаемые динамические свойства монослоя значительно различаются для случаев сильной и слабой невзаимности во взаимодействии частиц. Ситуация со слабой невзаимностью может быть реализована при достаточно малой плотности пылевых частиц, высоком давлении разрядного газа или высокой мощности разряда. Свойства такого "классического" монослоя детально рассмотрены в нескольких теоретических работах [10, 48, 49]. При этом определяющей особенностью системы оказывается ее структурная неоднородность, вызванная действием удерживающего центрального конфайнмента. Она приводит к уменьшению плотности частиц с удалением от центра структуры, что, в свою очередь, влияет и на степень упорядоченности подсистем. В отличие от рассмотренной системы с невзаимными взаимодействиями, в "классическом" монослое параметр неидеальности монотонно спадает к периферии, а амплитуда тепловых колебаний частиц – напротив, монотонно увеличивается. При повышении температуры системы это может приводить к возникновению необычного явления – "волны плавления", распространяющейся от края к центру структуры [49].

Таким образом, совокупное действие невзаимных эффектов и структурной неоднородности, присутствующих в плазменно-пылевом монослое, может приводить к существенному отличию его динамических свойств от свойств классической юкавовской системы. Впервые показано, что динамические свойства монослоя – кинетическая энергия пылевых частиц, параметр неидеальности, среднеквадратичное отклонение частиц от положения равновесия – при определенных параметрах пылевой плазмы распределены по системе пространственно неоднородно. В центральной области монослоя энергия движения частиц существенно выше, чем на периферии. В то время, как периферийная подобласть находится в близком к равновесному тепловом контакте с окружающей средой, динамика центральной области определяется гибридной модой. При этом в рассматриваемых условиях возникновение гибридной моды не приводит к экспоненциальному развитию неустойчивости связанных мод. Система продолжает существовать в упорядоченном состоянии вдали от плавления. Полученные результаты представляют большую важность для исследования систем с невзаимным характером межчастичных взаимодействий.

1. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann, Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994).
2. H. Thomas and G. E. Morfill, Nature **379**, 6868 (1996).

3. A. V. Ivlev, U. Konopka, G. Morfill, and G. Joyce, Phys. Rev. E. **68**, 2 (2003).
4. C. L. Chan, W. Y. Woon, and I. Lin, Phys. Rev. Lett. **93**, 220602 (2004).
5. O. S. Vaulina, I. E. Drangevski, X. G. Adamovich, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Phys. Rev. Lett. **97**, 19 (2006).
6. S. O. Yurchenko, E. V. Yakovlev, L. Couëdel, N. P. Kryuchkov, A. M. Lipaev, V. N. Naumkin, A. Yu. Kislov, P. V. Ovcharov, K. I. Zaytsev, E. V. Vorob'ev, G. E. Morfill, and A. V. Ivlev, Phys. Rev. E **96**, 043201 (2017).
7. V. Nosenko, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, Phys. Rev. E **87**, 043115 (2013).
8. V. S. Nikolaev and A. V. Timofeev, Phys. Plasmas **28**, 033704 (2021).
9. S. I. Popel, G. E. Morfill, P. K. Shukla, and H. Thomas, J. Plasma Phys. **79**, 6 (2013).
10. H. Totsuji, Phys. Plasmas **8**, 1856 (2001).
11. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров, УФН **174**, 5 (2004).
12. V. Nosenko, S. K. Zhdanov, G. E. Morfill, Phys. Rev. Lett. **99**, 025002 (2007).
13. E. A. Lisin, O. F. Petrov, E. A. Sametov, O. S. Vaulina, K. B. Statsenko, M. M. Vasiliev, J. Carmona-Reyes, and T. W. Hyde, Sci. Rep. **10**, 1 (2020).
14. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. И. Момот, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **132**, 4 (2007).
15. S. V. Vladimirov, S. A. Maiorov, and O. Ishihara, Phys. Plasmas **10**, 10 (2003).
16. В. В. Решетняк, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, ЖЭТФ **154**, 6 (2018).
17. О. С. Ваулина, И. И. Лисина, Е. А. Лисин, ЖЭТФ **148**, 4 (2015).
18. V. S. Nikolaev and A. V. Timofeev, J. Phys.: Conf. Ser. **1147**, 012109 (2019).
19. S. V. Vladimirov and M. Nambu, Phys. Rev. E **52**, R2172 (1995).
20. G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, M. V. Salnikov, A. Rostom, M. M. Vasiliev, and O. F. Petrov, Phys. Rev. E **95**, 6 (2017).
21. V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, Phys. Rev. E **54**, 4155 (1996).
22. В. А. Швейгерт, М. С. Обрехт, Письма в ЖТФ **21** 10 (1995).
23. S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, Phys. Plasmas **16**, 083706 (2009).
24. L. Couëdel, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, V. Nosenko, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, Phys. Plasmas **18**, 083707 (2011).
25. P. Ludwig, W. J. Miloch, H. Kählert, and M. Bönitz, New. J. Phys. **14**, 053016 (2012).
26. A. V. Ivlev, V. Nosenko, and T. B. Röcker, Contrib. Plasma Phys. **55**, 35 (2015).
27. A. V. Ivlev and G. Morfill, Phys. Rev. E **63**, 016409 (2000).
28. A. Melzer, V. A. Schweigert, and A. Piel, Phys. Rev. Lett. **83**, 3194 (1999).
29. A. A. Samarian, S. V. Vladimirov, and B. W. James, Phys. Plasmas **12**, 022103 (2005).
30. А. М. Игнатов, Физика плазмы **46**, 4 (2020).
31. O. F. Petrov, M. M. Vasiliev, O. S. Vaulina, K. B. Stacenko, E. V. Vasilieva, E. A. Lisin, Y. Tun, and V. E. Fortov, EPL **111**, 4 (2015).
32. A. Melzer, V. A. Schweigert, and I. V. Schweigert, Phys. Rev. E **54**, R46 (1996).
33. A. V. Ivlev and G. Morfill, Phys. Rev. E **63**, 026412 (2001).
34. V. V. Yaroshenko, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, Phys. Rev. E **71**, 046405 (2005).
35. I. H. Hutchinson and C. B. Haakonsen, Phys. Plasmas **20**, 083701 (2013).
36. S. Khrapak, A. Ivlev, G. Morfill, and H. Thomas, Phys. Rev. E **66**, 046414 (2002).
37. G. Joyce, M. Lampe, and G. Ganguli, IEEE Trans. Plasma Sci. **29**, 238 (2001).
38. V. V. Serikov, S. Kawamoto, and K. Nanbu, IEEE Trans. Plasma Sci. **84**, 1389 (1999).
39. T. P. Grozdanov and R. K. Janev, Phys. Rev. A **17**, 880 (1998).
40. A. V. Phelps, J. Phys. Chem. Ref. Data **20**, 557 (1991).
41. R. Kompaneets and G. E. Morfill, Phys. Rev. E **93**, 063201 (2016).
42. S. Sandar, Phys. Plasmas **1702**, 07152 (2017).
43. V. Vahedi and M. Surendra, Comput. Phys. Commun. **87**, 179 (1995).
44. I. H. Hutchinson, Phys. Plasmas **18**, 032111 (2011).
45. А. М. Игнатов, Физика плазмы **45**, 9 (2019).
46. T. B. Röcker, L. Couëdel, S. K. Zhdanov, V. Nosenko, A. V. Ivlev, H. M. Thomas, and G. E. Morfill, EPL **106**, 4 (2014).
47. А. В. Тимофеев, В. С. Николаев, В. П. Семенов, ЖЭТФ **157**, 1 (2020).
48. V. S. Nikolaev and A. V. Timofeev, Phys. Plasmas **26**, 073701 (2019).
49. Б. А. Клумов, Письма в ЖЭТФ **110**, 11 (2019).
50. M. Hariprasad, P. Bandyopadhyay, G. Agora, and A. Sen, Phys. Plasmas **25**, 123704 (2018).
51. O. Vaulina and X. Koss, Phys. Rev. E **92**, 042155 (2015).
52. Л. Кедель, В. Носенко, С. Жданов, А. В. Ивлев, И. Лаут, Е. В. Яковлев, Н. П. Крючков, П. В. Овчаров, А. М. Липаев, С. О. Юрченко, УФН **189**, 10 (2019).