

ДВУМЕРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СИЛЬНОНЕИДЕАЛЬНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

О. Ф. Петров^{a,b,}, М. М. Васильев^{a,b}, Йе Тун^b, К. Б. Стаценко^a,
О. С. Ваулина^{a,b}, Е. В. Васильева^a, В. Е. Фортвов^{a,b}*

^a ФГБУН Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2014 г.

Представлены результаты экспериментального наблюдения плавления плазменно-пылевого монослоя (двумерный фазовый переход) в газовом разряде низкого давления. Проведены измерения и выполнен анализ парных и ориентационных корреляционных функций, а также числа топологических дефектов в монослое. Характер изменения ориентационных корреляционных функций подтверждает существование фазового перехода твердое тело – гексатическая фаза – жидкость, что полностью согласуется с теорией Березинского – Костерлица – Таулесса.

DOI: 10.7868/S0044451015020169

Плавление двумерных систем представляет интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения в первую очередь из-за его качественного отличия от фазового перехода твердое тело – жидкость в трехмерных системах [1–3]. В настоящее время существуют две основные теоретические модели, используемые для описания плавления двумерных систем. Согласно одной из них, так называемой теории Березинского – Костерлица – Таулесса (в англоязычной литературе — теории Berezinskii–Kosterlitz–Thouless или Kosterlitz–Thouless–Halperin–Nelson–Young (КТННУ)), основанной на рассмотрении поведения топологических дефектов (дисклинаций и дислокаций), переход двумерной системы из кристаллического состояния в жидкое носит двухстадийный характер с образованием промежуточной, так называемой гексатической фазы [4–9]. В кристалле ориентационная и трансляционная симметрии имеют дальний порядок. При переходе в гексатическую фазу трансляционный дальний порядок нарушается, но при этом сохраняется ориентационная жесткость. В жидкостной фазе как трансляционный порядок, так и ориентационный порядок носят короткодействующий характер.

Другая известная теория (в англоязычной литературе — теория grain-boundary-induced melting (GBI)) описывает плавление двумерных систем как фазовый переход от кристалла к жидкости без формирования какой-либо промежуточной фазы [10, 11].

Доказательства в пользу теории Березинского – Костерлица – Таулесса в системах с различными потенциалами межчастичного взаимодействия были представлены в серии экспериментальных и численных работ [12–18], в том числе для электронов на поверхности жидкого гелия [13], в коллоидных растворах с полимерными частицами [14, 15], для магнитных пузырьков в тонких пленках [16–18]. Отдельные попытки обнаружить гексатическую фазу были также сделаны и в экспериментах с пылевой плазмой [19–24].

Пылевая плазма, представляющая собой систему нейтральных атомов, электронов, ионов и заряженных частиц микронных размеров, является удобным объектом для изучения фазовых переходов в неидеальных системах, так как, благодаря своим относительно большим размерам (1–10 мкм), пылевые частицы могут наблюдаться при помощи видеокамеры, что существенно упрощает использование прямых диагностических методов для анализа плазменно-пылевых структур [25–27]. Пылевая плазма по-

*E-mail: ofpetrov@ihed.ras.ru

всеместно распространена в природе: в космосе, атмосфере планет и т. д., также она часто возникает в ряде технологических процессов, например, при производстве полупроводников. Принято считать, что пылевые частицы в плазме взаимодействуют между собой через экранированный кулоновский или дебаевский потенциал (называемый также потенциалом Юкавы). Этот вид потенциала также часто используется для описания межчастичного взаимодействия в медицине, физике полимеров и др. Большинство экспериментальных исследований пылевой плазмы выполнены в слабо ионизованной плазме газовых разрядов, где диссипация энергии частиц вследствие их столкновений с нейтральными частицами может существенно повлиять на физические свойства системы. Неэмитирующие пылевые частицы, инжектированные в плазму газового разряда, приобретают значительный отрицательный электрический заряд ($Z_d \sim 10^3-10^5 e$), вследствие чего могут формироваться трехмерные или квазидвумерные (монослои) упорядоченные плазменно-пылевые образования, подобные жидкостным или кристаллическим структурам. Для плазмы высокочастотного (ВЧ) разряда возможно формирование пылевых структур, состоящих из одного и более (до нескольких десятков) слоев [25–27].

Численные расчеты, выполненные для кулоновских систем и систем Юкавы, показывают, что физические свойства таких систем имеют две характерные точки фазовых переходов [19, 28–34]. Первая из них относится к фазовому переходу жидкость – гексатическая фаза и наблюдается, когда эффективный параметр неидеальности системы

$$\Gamma^* = \frac{1.5(eZ)^2(1 + \kappa + \kappa^2/2) \exp(-\kappa)}{T_d r_p} \approx 98;$$

вторая точка (при $\Gamma^* \approx 154$) соответствует переходу от гексатической фазы к идеальному кристаллу, где коэффициент диффузии частиц стремится к нулю [19, 28, 29]. Здесь $\kappa \equiv r_p/\lambda$ — параметр экранирования, λ — длина экранирования, r_p — межчастичное расстояние, T_d — кинетическая температура частиц. Отличие величины Γ^* от указанных точек фазовых переходов в работах других авторов составляют не более 5 % [30–34].

В настоящее время сравнение теоретических предсказаний с лабораторными экспериментами в пылевой плазме не выявило достоверного согласия со сценарием плавления, предложенного в упомянутых выше теориях [19–24]. Тем не менее, авторы работ [22, 24] склоняются в пользу GVI-теории, как наиболее подходящей для описания плавления

двумерных плазменно-пылевых структур, формирующихся в плазме ВЧ-разряда низкого давления.

В настоящей работе представлены новые результаты экспериментального изучения трансляционно-го и ориентационного порядка и топологических дефектов, полученные при плавлении пылевого монослоя в слабоионизованной плазме ВЧ-разряда низкого давления.

Экспериментальный стенд для изучения пылевой плазмы представлял собой газоразрядную камеру, откачиваемую до давления 0.01 Па, которая затем наполнялась аргоном до давлений 4–7 Па [27]. Мощность ВЧ-разряда в экспериментах составляла 4–12 Вт. Для формирования плазменно-пылевых структур в разряд инжектировались полистироловые пылевые частицы диаметром 10.16 мкм и плотностью 1.05 г/см³. В таких условиях частицы приобретали значительный отрицательный электрический заряд и, при достижении баланса электрической силы и силы тяжести, формировали пылевую структуру (монослой) в приэлектродной области ВЧ-разряда с числом частиц не менее 2500–3000. Для визуализации (подсветки) структуры и одновременно для кинетического разогрева монослоя (увеличения кинетической температуры частиц) применялся аргоновый лазер, плоскопараллельный пучок излучения которого имел в перетяжке толщину около 250 мкм (лазерный «нож»). Мощность лазерного излучения варьировалась от 18 до 300 мВт.

Движение пылевых частиц регистрировалось при помощи высокоскоростной ПЗС-видеокамеры с частотой видеосъемки, варьируемой в пределах 50–200 кадров/с. Полученные видеоизображения обрабатывались при помощи специально разработанных компьютерных программ, в результате чего были определены координаты частиц, их траектории и скорости движения [27]. Полученные распределения скоростей пылевых частиц в пределах экспериментальной погрешности соответствуют распределению Максвелла, что также согласуется с работами [21, 25, 28, 35, 36]. Таким образом, для пылевой компоненты плазмы соблюдается локальное равновесие.

Для невозмущенных областей пылевого монослоя также были измерены средние межчастичные расстояния r_p , кинетическая температура частиц T_d , получены функции $D(t) = \langle \Delta r^2 \rangle / 4t$ (здесь $\langle \Delta r^2 \rangle$ — среднеквадратичное смещение пылевых частиц), а также парные $g(r)$ и ориентационные $g_6(r)$ корреляционные функции.

С помощью метода, основанного на анализе процессов массопереноса на малых временах наблюде-

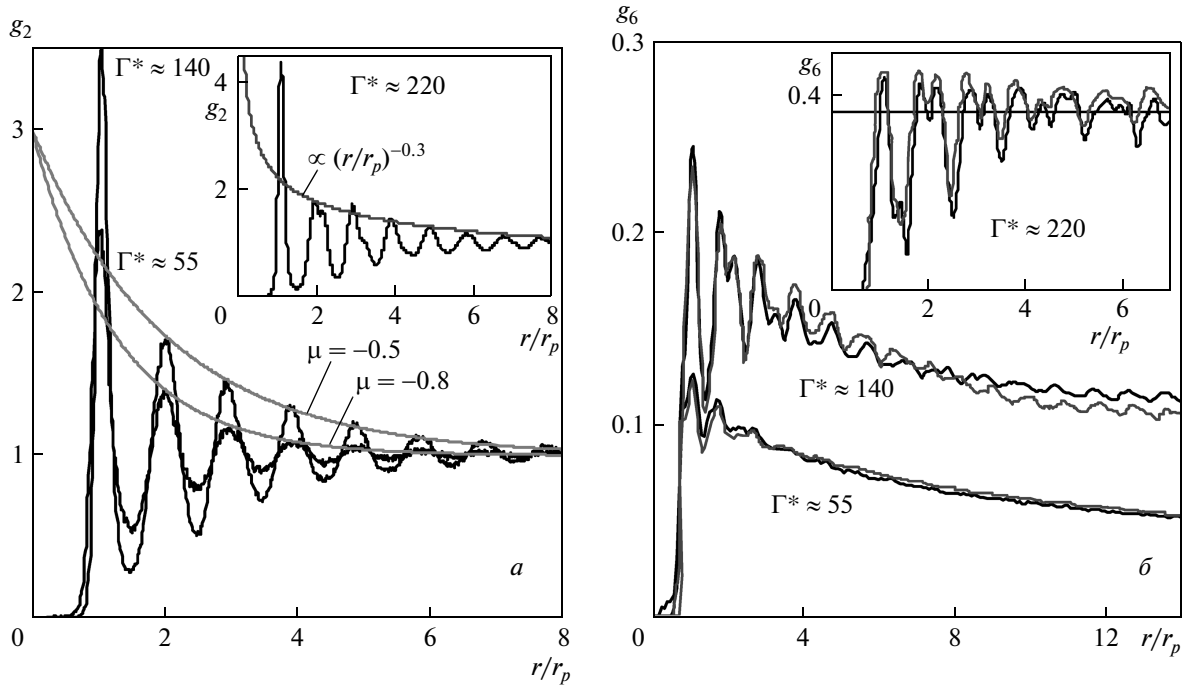


Рис. 1. Парные и ориентационные корреляционные функции при различных параметрах неидеальности Γ^* для кристаллической ($\Gamma^* = 220$), гексатической ($\Gamma^* = 140$) и жидкостной фазы ($\Gamma^* = 55$). Серые кривые: а) аппроксимации пиков парных корреляционных функций $g_2(r/r_p)$, б) результаты численного моделирования функций $g_6(r/r_p)$ с параметрами, близкими к экспериментальным

ния [28], были определены основные параметры пылевой компоненты, такие как эффективный параметр неидеальности Γ^* и параметр масштабирования $\xi = \omega^* / \nu_{fr}$. Здесь

$$\omega^* = \left\{ 2(eZ)^2 \left(1 + \kappa + \frac{\kappa^2}{2} \right) \frac{\exp(-\kappa)}{r_p^3 \pi M} \right\}^{1/2},$$

M — масса пылевой частицы, а ν_{fr} — коэффициент трения частиц при их столкновениях с нейтральными атомами буферного газа. При описанных выше параметрах эксперимента величина Γ^* изменялась в пределах от 10 до 600, заряд частиц $Z_d = 15000 \pm 500$, среднее межчастичное расстояние $r_p \approx 670$ мкм, характерная частота $\omega^* \approx 14.5 \pm 1$ и коэффициент трения $\nu_{fr} \approx 4 \text{ с}^{-1}$.

Для количественного и качественного описания фазового состояния системы, как правило, применяется анализ парных $g(r)$ и ориентационных $g_6(r)$ корреляционных функций, наряду с анализом динамики различных топологических дефектов [1–3, 11]. Напомним, что парная корреляционная функция $g(r)$ определяет вероятность нахождения некоторой частицы на расстоянии r от заданной и является мерой трансляционного порядка в системе взаимодей-

ствующих частиц ($g(r) = 1$ для идеального газа). Для двумерных систем ориентационная корреляционная функция $g_6(r)$ определяется углом $\theta(\mathbf{r})$, образованным отрезком, соединяющим соседние частицы, и выбранным направлением \mathbf{r} [1–3]. Для идеальной гексагональной структуры функция $g_6(r) \equiv 1$, в то время как для других фазовых состояний системы (например, жидкости) она убывает с увеличением расстояния. В свою очередь, топологическим дефектом называют любое нарушение трансляционной симметрии изначально идеальной кристаллической решетки, при этом число дефектов зависит от фазового состояния системы.

Изучение пространственной асимптотики парных $g(r)$ и ориентационных $g_6(r)$ корреляционных функций также используется для анализа фазового состояния системы. Асимптотика парных функций в двумерных неидеальных системах была детально изучена в работе [16]. В этой работе было показано, что пространственное убывание пиков (g^s) парной корреляционной функции в идеальном кристалле описывается степенной функцией $g^s \propto (r/r_p)^{-\eta}$ при $\eta < 1/3$, в гексатической фазе и жидкости — экспоненциальной зависимостью $g^s \propto \exp(-\mu r/r_p)$ со-

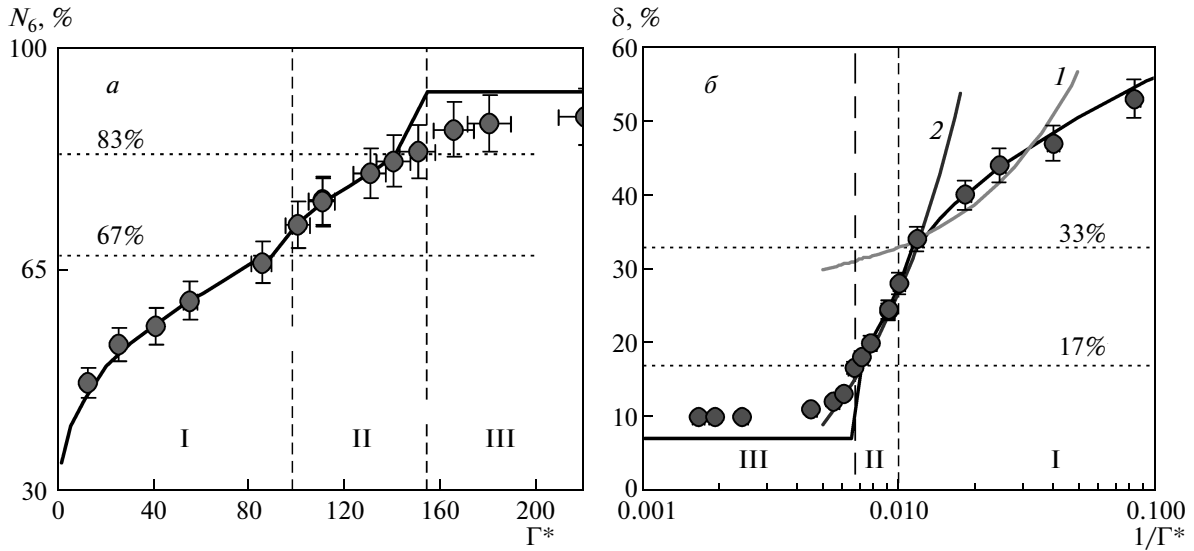


Рис. 2. Зависимости числа частиц N_6 (в % отношении) с шестью ближайшими соседями от параметра неидеальности Γ^* (а) и числа дефектов δ [%] = $100 - N_6$ от $1/\Gamma^*$ (б) (показаны кружками). Сплошные линии соответствуют результатам численного моделирования. Серые кривые на рис. б — линейные аппроксимации температурной зависимости числа дефектов в различных фазовых состояниях: 1 — $f(\Gamma^*) \approx 27 + 600/\Gamma^*$, 2 — $f(\Gamma^*) \approx -9 + 3600/\Gamma^*$. Вертикальными штриховыми линиями обозначены области фазовых переходов $\Gamma^* \approx 100$ и $\Gamma^* \approx 150$, найденные в работе [19]; I — жидкость, II — гексатическая фаза, III — кристалл

ответственно при $\mu = \mu_h \equiv \text{const}$ и $\mu > \mu_h$. Для ориентационной корреляционной функции характерна степенная асимптотика в гексатической фазе и экспоненциальная — в жидкостной.

Стоит отметить, что в различных работах математические выражения для функции $g_6(r)$ несколько различаются, а значит, различаются и методы расчета этой функции. В нашей работе $g_6(r)$ вычислялась из следующего выражения [11, 12]:

$$g_6(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{\langle \psi_6^*(\mathbf{r}) \psi_6(\mathbf{r}') \rangle}{\langle \rho(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}') \rangle}.$$

Здесь $\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$, а

$$\psi_6(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \psi_{6,i}$$

— локальная плотность параметра ориентационного порядка

$$\psi_{6,i} = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} \exp(6i\theta_{ij}),$$

где суммирование по j проводится по всем ближайшим соседям N_i для i -й частицы, а угол θ_{ij} образован отрезком, соединяющим i -ю и j -ю частицы, и

фиксированной осью. При таком определении функции $g_6(r)$ величина функции для идеальной гексагональной кристаллической решетки всегда будет тождественно равна единице независимо от шага разбиения Δr , выбранного для расчетов.

На рис. 1 приведены парные корреляционные функции $g(r)$ и ориентационные корреляционные функции $g_6(r)$, полученные экспериментально при трех различных значениях параметра неидеальности Γ^* вблизи фазовых переходов. Также на рис. 1б представлены результаты численных расчетов функций $g_6(r)$ при различных параметрах неидеальности $\Gamma^* = 220, 140, 55$, что соответствует, как будет показано ниже, кристаллической ($\Gamma^* = 220$), гексатической ($\Gamma^* = 140$) и жидкостной фазам ($\Gamma^* = 55$). Расчеты были выполнены методом молекулярной динамики Ланжевена [25, 26] для однородной двумерной системы Юкава с параметром экранирования $\kappa \equiv r_p/\lambda = 1, 2, 3, 4$ при различных значениях эффективных параметров: параметра неидеальности Γ^* и параметра масштабирования $\xi = \omega^*/\nu_{fr}$. Величина ξ варьировалась от 1 до 4, что соответствует экспериментальным условиям в плазме газовых разрядов, величина Γ^* менялась в диапазоне значений от 5 до 200.

Для моделирования протяженного однородного слоя использовались периодические граничные условия для двух направлений (x и y). Число независимых частиц N_p в центральной расчетной ячейке менялось от 256 до 4096. В зависимости от числа частиц потенциал обрезался на расстоянии r_{cut} от 5 до 25 средних межчастичных расстояний r_p . Основные расчеты проводились при $N_p = 1024$, $r_{cut} = 12r_p$, так как дальнейшее увеличение числа частиц в ячейке заметно не влияло на вид функции $g_6(r)$ и число дефектов δ [%] = $100 - N_6$ при указанных параметрах расчета.

На рис. 2 показаны зависимость числа частиц N_6 с шестью ближайшими соседями (в процентном отношении от общего числа частиц) от параметра неидеальности Γ^* и зависимость числа дефектов δ [%] = $100 - N_6$ от $1/\Gamma^*$, где вертикальные пунктирные линии указывают на фазовые переходы при значениях $\Gamma^* \approx 100$ и $\Gamma^* \approx 150$, полученных в работе [19]. На рис. 3 в двойном логарифмическом масштабе представлены нормированные функции $g_6^* = 100g_6(r/r_p)/N_6$ для жидкостной и гексатической фаз при различных значениях параметра $\Gamma^* = 10, 85, 110, 140$.

Результаты анализа полученных экспериментально корреляционных функций показывают, что в пределах точности полученных данных для монослоя при $\Gamma^* = 220$ пространственное убывание пиков (g^s) парной корреляционной функции соответствует степенной зависимости $g^s \propto (r/r_p)^{-0.3}$, тогда как ориентационная функция с увеличением расстояния r не убывает (см. рис. 1), что соответствует кристаллической структуре и подтверждается наблюдениями.

При кинетическом разогреве монослоя (при более высоких кинетических температурах частиц, соответствующих $\Gamma^* = 140$) наблюдается экспоненциальный характер убывания пиков парной функции: $\{g^s - 1\} \propto \exp(-0.5r/r_p)$, при этом ориентационный порядок убывает как степенная функция пропорционально $(r/r_p)^{-\eta}$ при $\eta = 1/5$ (рис. 1б и рис. 3). Прямые линии на графике рис. 3 в двойном логарифмическом масштабе, соответствующие степенной зависимости $r^{-1/4}$, являются пределом для квазидальнего порядка в теории Березинского–Костерлица–Таулесса. Такое поведение характерно для гексатической фазы. И, наконец, при дальнейшем увеличении температуры частиц ($\Gamma^* = 85$) пространственное убывание пиков $\{g^s - 1\}$ парной корреляционной функции соответствует жидкостной фазе (рис. 1а). Что касается ориентационной функции, то в соответствии с КТНУ-теорией асимптотика

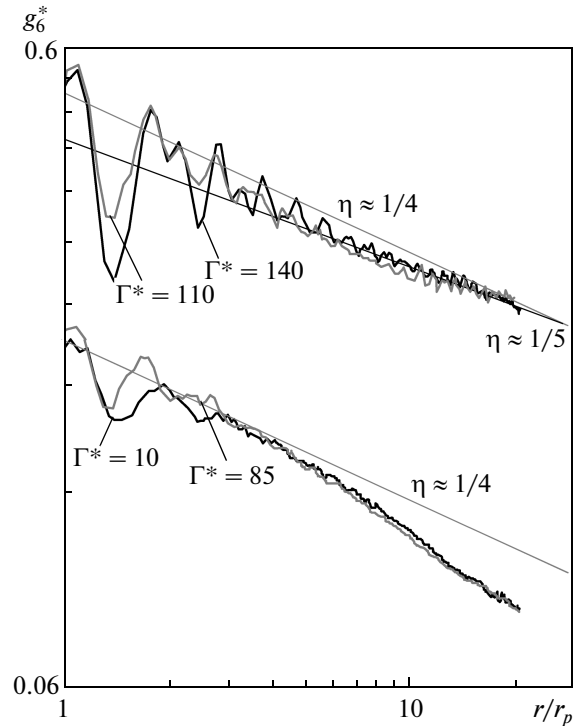


Рис. 3. Значения ориентационных корреляционных функций $g_6^* = 100g_6(r/r_p)/N_6$, нормированные на число частиц N_6 (в % отношении) с шестью ближайшими соседями для различных значений параметра неидеальности $\Gamma^* = 10, 85, 140$. Прямые линии показаны аппроксимации экспериментальных данных функцией, пропорциональной $(r/r_p)^{-\eta}$, при $\eta = 1/5$ и при $\eta = 1/4$ (предел для теории Березинского–Костерлица–Таулесса)

затухания функции $g_6(r)$ в жидкости должна соответствовать экспоненте на больших расстояниях $r/r_p \gg 1$ [34, 37]. Из рис. 3 видно, что кривые при $\Gamma^* = 10-85$ (жидкостная фаза), имеют асимптотику, отличающуюся от теоретических предсказаний для гексатической фазы ($\eta < 1/4$).

Таким образом, мы считаем, что фаза, соответствующая значениям Γ^* в интервале от 100 до 140 является гексатической, причем при переходе системы в изотропную жидкостную фазу (в точке $\Gamma^* \approx 100$) наблюдается экспоненциальное убывание как парной функции $g(r)$, так и функции $g_6(r)$. Это означает, что сценарий плавления, предложенный теорией Березинского–Костерлица–Таулесса, хорошо согласуется с представленными измерениями.

Еще одно подтверждение существования гексатической фазы было получено при анализе формы нормированных ориентационных корреляцион-

ных функций (см. рис. 3). Ранее было найдено [29], что форма ориентационных корреляционных функций различна в жидкостной и гексатической фазах, но сохраняется в пределах упомянутых фаз, при этом значения функций $g_6(r)$ полностью определяются числом N_6 появляющихся дефектов. Форма парных корреляционных функций не выявила такого поведения. Как видно из рис. 3, при $\Gamma^* = 110\text{--}140$ и $\Gamma^* = 10\text{--}85$ форма ориентационных корреляционных функций сохраняется, тогда как при изменении Γ^* от 85 до 110 происходит резкое изменение формы (другая затухающая асимптотика в сравнении с пределом при $\eta = 1/4$) и абсолютных значений нормированных корреляционных функций, что указывает на переход из одной фазы (гексатической при $\Gamma^* = 110\text{--}140$) в другую (изотропную жидкость при $\Gamma^* = 10\text{--}85$).

Таким образом, анализ статических и динамических свойств двумерных систем пылевых частиц в плазме с дебаевским потенциалом взаимодействия приводит к заключению о двухстадийном характере процесса плавления, что полностью согласуется с теорией Березинского–Костерлица–Таулесса и результатами численного моделирования. Это первое, насколько нам известно, прямое свидетельство существования фазовых переходов между кристаллом и гексатической фазой и между гексатической фазой и жидкостью в физически реализованной экспериментальной квазидвумерной плазменно-пылевой системе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-01440).

ЛИТЕРАТУРА

- И. Ф. Люкотов, А. Г. Наумовец, В. Л. Покровский, *Двумерные кристаллы*, Наук. думка, Киев (1988).
- D. R. Nelson, *Defects and Geometry in Condensed Matter Physics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2002).
- 40 Years of Berezinskii–Kosterlitz–Thouless Theory*, ed. by J. V. Jose, World Sci. (2013).
- В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970).
- В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971).
- J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **6**, 1181 (1973).
- J. M. Kosterlitz, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **7**, 1046 (1974).
- D. R. Nelson and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **19**, 2457 (1979).
- A. P. Young, *Phys. Rev. B* **19**, 1855 (1979).
- S. T. Chui, *Phys. Rev. B* **28**, 178 (1983).
- K. J. Strandburg, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 161 (1988); *Bond-Orientational Order in Condensed Matter Systems*, ed. by K. J. Strandburg, Springer, New York (1992).
- A. Jaster, *Phys. Rev. E* **59**, 2594 (1999).
- D. C. Glatzli, E. Y. Andrei, and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 420 (1988).
- C. A. Murray and R. A. Wenk, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1643 (1989).
- A. H. Marcus and S. A. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2577 (1996).
- R. Seshadri and R. Westervelt, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2774 (1991).
- K. Zahn and G. Maret, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3656 (2000).
- R. E. Kusner, J. A. Mann, J. Kerins, and A. J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3113 (1994).
- O. S. Vaulina, I. E. Drangevski, X. G. Adamovich, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 195001 (2006).
- R. A. Quinn, C. Cui, J. Goree, J. B. Pieper, H. Thomas, and G. E. Morfill, *Phys. Rev. E* **53**, 2049 (1996).
- A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, *Phys. Rev. E* **53**, 2757 (1996).
- C. A. Knapek, D. Samsonov, S. Zhdanov, U. Konopka, and G. E. Morfill, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 015004 (2007).
- T. E. Sheridan, *Phys. Plasmas* **15**, 103702 (2008).
- V. Nosenko, S. K. Zhdanov, A. V. Ivlev, C. A. Knapek, and G. E. Morfill, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 015001 (2009).
- О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов и др., *Пылевая плазма (эксперимент и теория)*, Физматлит, Москва (2009).
- Комплексная и пылевая плазма: из лаборатории в космос*, под ред. В. Фортова, Г. Морфилла, Физматлит, Москва (2012).
- V. E. Fortov, O. F. Petrov, O. S. Vaulina, and R. A. Timirkhanov, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 055002 (2012).

28. O. S. Vaulina, X. G. Adamovich, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, *Phys. Rev. E* **77**, 066404 (2008).
29. Е. В. Васильева, О. С. Ваулина, *ЖЭТФ* **144**, 195 (2013).
30. B. K. Clark, M. Casula, and D. M. Ceperley, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 055701 (2009).
31. S. Muto and H. Aoki, *Phys. Rev. B* **59**, 14911 (1999).
32. P. Hartmann, G. J. Kalman, and Z. Donko, *J. Phys. A: Math. Gen.* **39**, 4485 (2006).
33. X. H. Zheng and J. C. Earnshaw, *Europhys. Lett.* **41**, 635 (1998).
34. A. Derzsi, A. Zs. Kovacs, Z. Donko, and P. Hartmann, *Phys. Plasmas* **21**, 023706 (2014).
35. О. С. Ваулина, К. Г. Адамович, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, *ЖЭТФ* **134**, 367 (2008).
36. A. Ivlev, G. Morfill, H. Lowen, and C. P. Royall, *Complex Plasmas and Colloidal Dispersions: Particle-Resolved Studies of Classical Liquids and Solids*, World Sci., Singapore (2012).
37. K. Strandburg, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 161 (1988).