

УДК 533.9...15

ИССЛЕДОВАНИЯ ПЫЛЕВОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ НА КОСМИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ “ПЛАЗМЕННЫЙ КРИСТАЛЛ-3 ПЛЮС” (обзор)

© 2020 г. А. М. Липаев^{1,2}, В. И. Молотков¹, Д. И. Жуховицкий¹, В. Н. Наумкин¹*,
А. Д. Усачев¹, А. В. Зобнин¹, О. Ф. Петров^{1,2}, В. Е. Фортгов¹

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Московская область, г. Долгопрудный, Россия

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

Поступил в редакцию 29.02.2020 г.

После доработки 10.03.2020 г.

Принят к публикации 10.03.2020 г.

Обсуждаются главные результаты завершеного цикла комплексных исследований сильнонеидеальной пылевой плазмы, выполненных с помощью уникальной экспериментальной космической установки “Плазменный кристалл-3 Плюс”, размещенной на Международной космической станции. Проанализированы эксперименты по исследованию физики явлений в пылевой плазме. Исследовано новое состояние пылевой плазмы – электрореологическая плазма, в которой происходит переход от изотропной плазменно-пылевой жидкости к анизотропному состоянию. Описано исследование взаимопроникновения частиц различных диаметров, представляющее собой неравновесный переход. Обсуждаются экспериментальные исследования фазового перехода жидкость–кристалл в трехмерной плазменно-пылевой системе, в которых установлено, что при уменьшении давления нейтрального газа происходит сжатие пылевой компоненты и ее кристаллизация. Проанализировано почти свободное движение крупных частиц в объеме плазменного кристалла, являющееся невязким безвихревым обтеканием крупной частицы “жидкостью” мелких пылевых частиц. Описано экспериментальное исследование динамики процессов кристаллизации трехмерных плазменно-пылевых систем при постоянном давлении аргона при воздействии низкочастотного переменного электрического поля и без его воздействия в условиях микрогравитации. Обнаружено формирование фронта кристаллизации и его распространение в трехмерной плазменно-пылевой системе со скоростью порядка среднего межчастичного расстояния в секунду.

DOI: 10.31857/S0040364420040092

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Введение

1. Экспериментальная установка ПК-3 Плюс
 2. Базовые эксперименты
 3. Исследование фазового перехода от изотропной плазменно-пылевой жидкости к неизо- тропному состоянию – электрореологическая плазма
 4. Бинарная пылевая плазма
 5. Фазовый переход плазменный кристалл– плазменная жидкость
 6. Исследование движения частиц в пылевом кристалле в условиях микрогравитации
 7. Исследование процессов кристаллизации плазменно-пылевой системы
- Заключение
Список литературы

Пылевая или комплексная плазма состоит из слабоионизированного газа и заряженных микро- частиц [1–11]. Пыль и пылевая плазма широко распространены в космосе: они присутствуют в кольцах планет, хвостах комет, межпланетных и межзвездных облаках, мезосфере, грозových тучах, находятся в непосредственной близости от искусственных спутников и космических стан- ций и т.д. Наличие пылевых частиц играет важ- ную роль во многих важных промышленных про- цессах (таких как плазменное осаждение, произ- водство микросхем, травление, где образование пыли происходит в процессе производства), а также в управляемом термоядерном синтезе (где возможность образования радиоактивной и ток- сичной пыли при взаимодействии плазмы со стенками является критичной для проектирова- ния установок). Кроме того, плазма с пылевыми частицами, которые наблюдаются с помощью оп- тического микроскопа, активно исследуется во

многих лабораториях (термин “комплексная плазма” используется для того, чтобы отличить системы, специально созданные для таких исследований, от природной пылевой плазмы). Спустя почти столетие исследований (сообщение о первых наблюдениях пыли в разрядах содержится в работе Ленгмюра, датированной 1924 г.) интерес к пылевой плазме резко усилился в 1990-х годах после революционного открытия плазменных кристаллов в лаборатории.

Благодаря высокой подвижности электронов частицы приобретают значительный (макроскопический) отрицательный электрический заряд. В результате частицы выталкиваются из центральной части разряда в приэлектродную область. Таким образом, они могут образовывать почти однородные протяженные облака частиц в объеме газового разряда низкого давления. В комплексной плазме можно изменять силу электростатического взаимодействия между частицами, которую принято характеризовать безразмерным параметром Γ — отношением средней энергии парного кулоновского взаимодействия к тепловой энергии частиц (так называемым “параметром неидеальности”). Величина Γ , которая пропорциональна квадрату заряда пылевой частицы Q^2 , может варьироваться в очень широких пределах и достигать гигантских значений. Заряд приближенно пропорционален размеру частиц и может достигать очень больших значений (например, $Q \sim 3 \times 10^3$ электронных зарядов на частице радиусом 1 мкм). Таким образом, в комплексной плазме наблюдается как переход из неупорядоченной газообразной фазы в жидкое состояние, так и формирование упорядоченных структур пылевых частиц — плазменных кристаллов [12–18]. Кроме того, парным взаимодействием между частицами можно управлять путем подбора внешних условий. Эти уникальные особенности отличают пылевую плазму от “обычных” видов плазмы, где заряды ионов малы, потенциалы взаимодействия являются фиксированными, а параметр Γ едва достигает единицы.

Благодаря большой массе частиц и небольшой вязкости нейтрального газа характерные времена релаксации в пылевой компоненте (секунды) значительно превышают соответствующие времена в обычных веществах, но оказываются существенно меньшими времен релаксации в коллоидах. Это позволяет исследовать физические процессы, протекающие в пылевой плазме на кинетическом уровне, т.е. поведение отдельных частиц в реальном времени. Пылевые частицы могут не только преднамеренно вводиться в плазму, но и образовываться самопроизвольно в результате различных процессов. Широкая распространенность плазменно-пылевых систем, а также целый ряд уникальных и необычных свойств (про-

ста получения, наблюдения и управления параметрами, возможность измерения на кинетическом уровне, открытость системы, непостоянство заряда частиц, высокая диссипативность, способность к самоорганизации и образованию упорядоченных структур) делают пылевую плазму чрезвычайно привлекательным и интересным объектом исследования. Свойства пылевой плазмы значительно разнообразнее свойств обычной многокомпонентной плазмы электронов и ионов различного сорта. Присутствие пылевой компоненты существенным образом отражается на коллективных процессах в плазме. Пыль может не только модифицировать, но зачастую и определять спектр колебаний, влиять на эффекты затухания и неустойчивости. Пылевые частицы обычно могут наблюдаться невооруженным глазом или с помощью простейшей оптической техники, что позволяет существенно упростить методы диагностики параметров пылевых частиц и окружающей плазмы. Это также дает принципиальную возможность проводить измерения с прямым определением функции распределения частиц по координатам и импульсам, позволяя тем самым детально исследовать фазовые переходы, критические явления и процессы переноса в пылевой плазме на кинетическом уровне.

В лабораторных условиях на Земле исследуются в основном двумерные плазменно-пылевые системы и кластеры. Большое значение имеют эксперименты в условиях микрогравитации, так как микрочастицы, масса которых составляет порядка 10^{-11} г, в 10^{12} раз тяжелее атомов [1, 19–25]. Это означает, что ряд прецизионных измерений в больших трехмерных плазменно-пылевых системах, содержащих более миллиона пылевых частиц, может быть выполнен только в условиях невесомости, где скомпенсировано влияние гравитации.

В данной обзорной статье приводятся главные результаты завершеного цикла экспериментальных исследований сильнеидеальной пылевой плазмы, выполненных на уникальной экспериментальной космической установке “Плазменный кристалл-3 Плюс” (ПК-3 Плюс), которая была размещена на борту Российского сегмента Международной космической станции (МКС) и работала в период с января 2006 г. по июнь 2013 г. С ее помощью выполнялись эксперименты по следующим направлениям: упорядоченные структуры в трехмерной пылевой плазме в слабом электрическом поле; поиск фазовых переходов кристалл–жидкость–газ в трехмерной изотропной плазменно-пылевой системе; структурные фазовые переходы в трехмерной пылевой плазме при внешних воздействиях; линейные и нелинейные волны в трехмерной пылевой плазме, в том числе ударные волны; коллективное движение пылевых частиц. Следует отметить, что безвременно ушедший от нас Владимир Иванович Мо-

лотков был душой и сердцем коллектива, создавшего и проводившего исследования комплексной плазмы на установке ПК-3 Плюс, и внес огромный вклад в понимание процессов, происходящих в такой плазме.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ПК-3 ПЛЮС

Экспериментальная установка ПК-3 Плюс [23] была создана с учетом огромного опыта, накопленного во время проведения экспериментов на установке “ПК-Нефедов” на борту МКС. Аппаратура состоит из двух основных частей: оснащенного герметичным защитным корпусом экспериментального блока (ЭБ) и блока “Телесайенс” (ТС) (рис. 1), взаимодействующих между собой посредством комбинированного кабеля цифровых и видеоданных. Экспериментальный блок на время проведения эксперимента подключался к бортовой системе обеспечения газового состава для создания предварительного вакуума для турбомолекулярного насоса с использованием забортного вакуума и последующей откачки экспериментальной камеры и состоял из плазменной камеры, системы вакуумирования, подачи и контроля давления газа, системы подсветки и видеорегистрации микрочастиц и блока электроники (рис. 2).

Плазменная камера является основным элементом аппаратуры (рис. 3). Она состоит из двух алюминиевых квадратных фланцев и стеклянной вставки квадратного сечения, зафиксированной между фланцами. На верхнем фланце предусмотрен вакуумный порт, к которому подключается система вакуумирования, и отдельный порт для контроля давления газа. Подача газа осуществляется через нижний фланец. На каждом из фланцев смонтированы дисковые алюминиевые электроды диаметром 60 мм для создания высокочастотного (ВЧ) разряда. Расстояние между электродами составляет 30 мм. Каждый электрод окружен заземленным охранным кольцом шириной 15 мм. В каждое охрannое кольцо вмонтировано по три диспенсера (дозатора) для инъекции калиброванных микрочастиц в плазму. Диспенсер представляет собой небольшой цилиндрический контейнер, стенка которого со стороны плазменной камеры сделана из стальной сетки (размер ячейки подбирался экспериментально для каждого размера микрочастиц). Для “вытряхивания” микрочастиц сквозь сетку контейнер совершает возвратно-поступательные движения с помощью электромагнита. Для того чтобы микрочастицы не слипались и не забивали сетку, в контейнер добавлено несколько стальных шариков диаметром 1 мм. В первом диспенсере были частицы из оксида кремния диаметром 1.55 ± 0.04 мкм, а в пяти остальных — частицы из меламин формальдегида



(a)



(б)

Рис. 1. ПК-3 Плюс: (а) – экспериментальный блок (ЭБ), (б) – блок “Телесайенс” (ТС).

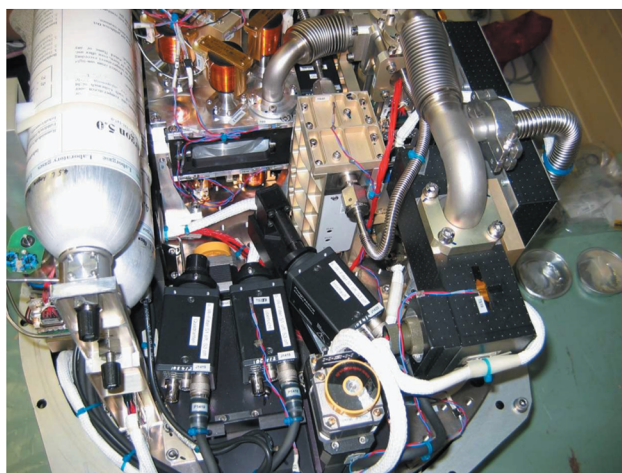


Рис. 2. ЭБ при снятой верхней части контейнера.

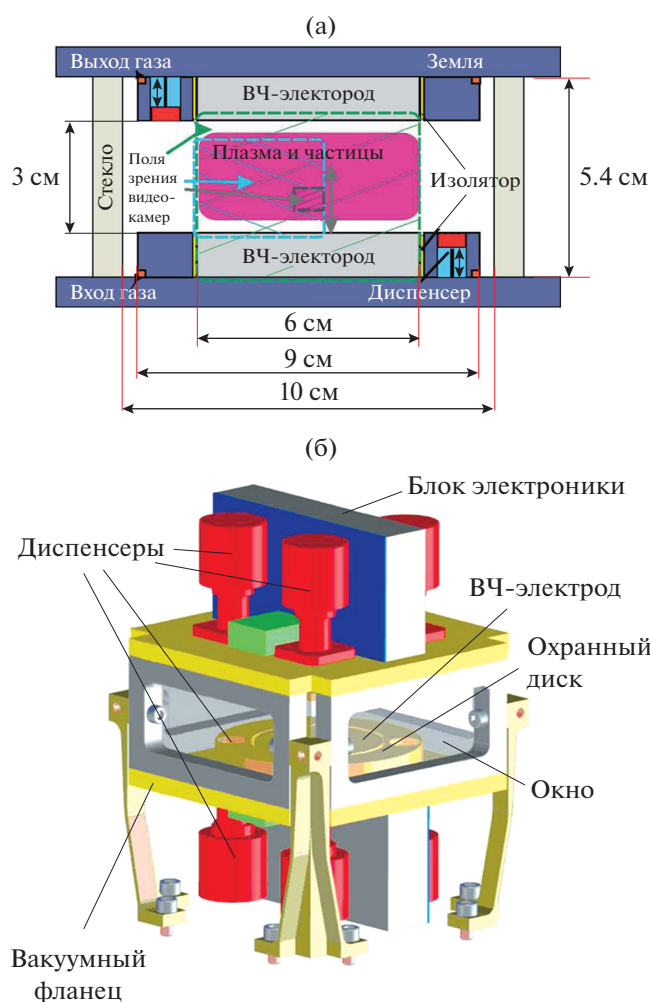


Рис. 3. Схема плазменной камеры (а) и трехмерное изображение камеры с диспенсерами (б).

диаметрами 2.55 ± 0.04 , 3.42 ± 0.06 , 6.81 ± 0.1 , 9.19 ± 0.09 и 14.9 ± 0.26 мкм.

На электроды подается ВЧ-напряжение (13.56 МГц). Мощностью разряда можно управлять, изменяя напряжение на ВЧ-электродах; максимальная мощность составляет 4 Вт. К электродам в ходе экспериментов прикладывалось ВЧ-напряжение амплитудой от 25 до 100 В. Напряжение на электроды подается симметрично (в режиме Push-Pull). Также предусмотрена возможность измерения величины ионного тока на каждый из электродов, что позволяет контролировать свойства разряда и, в частности, определять пограничные режимы горения разряда и избегать тем самым его погасания.

Электроника, смонтированная непосредственно на внешней поверхности верхнего и нижнего фланцев в отдельных экранирующих корпусах, позволяет непосредственно на электродах измерять ряд параметров, таких как эф-

фективное значение ВЧ-напряжения, эффективное значение ВЧ-тока, постоянный ток плазмы на электродах. Кроме того, предусмотрена возможность подавать на электроды низкочастотное напряжение от функционального генератора для возбуждения низкочастотных колебаний в плазме. Функциональный генератор позволяет подавать синусоидальный, треугольный, прямоугольный и другие сигналы напряжением до ± 55 В и частотой 0–255 Гц.

Для обеспечения предварительного вакуума в установке используется открытый космос. Турбомолекулярный насос обеспечивает высокий вакуум вплоть до $\sim 10^{-6}$ мбар. Вакуум можно контролировать с помощью датчика Пирани. Регулятор давления служит для установки и поддержания заданного давления в ходе эксперимента внутри вакуумной камеры от 5 до 255 Па. Рабочие давления в ходе экспериментов составляли от 8 до 980 Па. Давление в камере можно независимо контролировать при помощи баратрона из состава регулятора давления.

Запасы аргона (чистота 5.0) и неона (4.0) хранятся в баллонах емкостью 1 л при давлении ~ 4.5 бар. Для подачи газа из одного из баллонов и создания потока газа в плазменную камеру предназначены два дозирующих клапана с дозирующими объемами, балластный объем и протяженная трубка малого сечения для обеспечения постоянной подачи газа в плазменную камеру с низким расходом.

Когда дозирующий трехходовой клапан совершает полный оборот, он сначала заполняет дозирующий объем газом (общий объем, включая внутренний объем клапана, — 0.105 мл) до давления, равного давлению в баллоне, а затем газ из дозирующего объема расширяется в балластный объем (100 мл) и через протяженную трубку (500 мм) малого сечения ($D_{in} = 1$ мм) попадет в плазменную (вакуумную) камеру. Параметры балластного объема и трубки выбраны так, чтобы свежий газ, непрерывно поступающий в плазменную камеру, обеспечивал низкое содержание примесей, возникающих преимущественно в результате эрозии поверхностей, контактирующих с плазмой, и при этом поток газа, возникающий в плазменной камере, не оказывал газодинамического влияния на частицы в плазме. Кроме того, для снижения влияния потока газа, отверстия, через которые газ поступает и через которые он уходит, сделаны на периферии плазменной камеры, на внешнем диаметре охранных колец.

Система подсветки и видеорегистрации частиц состоит из двух полупроводниковых лазеров и четырех черно-белых ПЗС-камер с объективами. Каждый из лазеров может генерировать непрерывное излучение с длиной волны 686 нм и мощностью 40 мВт. Для сохранения примерно

одинакового потока рассеянного света от микро-частиц разного размера мощность лазера подстраивается с помощью широтно-импульсной модуляции. Лазерный луч формируется в плоский пучок толщиной 150 мкм, шириной около 25 мм с помощью системы линз, одна из которых цилиндрическая. Таким образом, полупроводниковый лазер освещает почти плоский срез пылевой структуры. Второй такой же лазер смонтирован рядом с первым на случай, если основной лазер выйдет из строя. Три из четырех ПЗС-камер регистрируют излучение лазера, рассеянное микро-частицами под углом 90° с разными увеличениями и, соответственно, с разными полями зрения. Обзорная камера имеет поле зрения $58.6 \times 43.1 \text{ мм}^2$. Она позволяет наблюдать весь межэлектродный промежуток. Вторая камера имеет поле зрения $35.7 \times 26.0 \text{ мм}^2$. Она позволяет наблюдать левую часть межэлектродного пространства (примерно половину) с большим увеличением. Третья камера имеет наибольшее увеличение и дополнительно может перемещаться вертикально вдоль оси плазменной камеры, что позволяет наблюдать частицы с наибольшей точностью в разных областях комплексной плазмы. Ее поле зрения составляет $8.1 \times 5.9 \text{ мм}^2$. Для устранения влияния излучения плазмы эти камеры оборудованы интерференционными фильтрами, соответствующими длине волны лазеров. ПЗС-камеры имеют разрешение 768×576 пикселей с частотой кадров 50 Гц. Камеры и лазеры смонтированы на общем подвижном столе (рис. 3). Подвижный стол можно перемещать вдоль оси ПЗС-камер при помощи шагового двигателя, освещая таким образом различные срезы плазменно-пылевой структуры. Скорость перемещения равна $0-4.8 \text{ мм/с}$, полный ход составляет $\pm 25 \text{ мм}$ относительно центра плазменной камеры. Если скорость сканирования достаточно низкая, а плазменно-пылевая структура стабильна, то можно восстановить трехмерную картину пылевого облака. Четвертая ПЗС-камера закреплена неподвижно и позволяет наблюдать собственное свечение плазмы интегрально по всему видимому спектру. Ее поле зрения примерно соответствует полю зрения обзорной камеры.

Запись видео- и цифровой информации, полученной в ходе эксперимента, обеспечивается блоком ТС. Этот блок также обеспечивает загрузку управляющих процедур для проведения экспериментов и интерактивное управление оператором. Блок ТС на время проведения эксперимента подключался к бортовой телевизионной системе, включая видеомонитор, систему приема-передачи видео и цифровой информации “Лири” через наземные измерительные пункты и к системе электропитания.

Эксперименты выполнялись космонавтами в соответствии с программой экспериментов, бортовой документацией, радиограммами с Земли и переговорами с постановщиками, находившимися в Центре управления полетами (ЦУП), во время сеансов радиосвязи. Часть экспериментов контролировалась с Земли в режиме реального времени, когда был возможен сброс видеoinформации в ЦУП через бортовую телевизионную систему и наземные измерительные пункты.

2. БАЗОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В январе 2006 г. выполнены первые эксперименты по исследованию сильнонеидеальной пылевой плазмы в условиях микрогравитации на МКС с использованием новой экспериментальной установки ПК-3 Плюс. Первая серия экспериментов, выполненных на борту МКС В.И. Токаревым, показала работоспособность оборудования и перспективность дальнейших экспериментов по исследованию физики сильнонеидеальной пылевой плазмы. Выполненные базовые эксперименты с частицами диаметром 3.4 и 6.8 мкм в аргоне и неоне подтвердили возможность получения больших (свыше миллиона частиц) плазменно-пылевых систем с полным заполнением межэлектродного пространства. Отметим, что наблюдаемые структуры стабильны, конвективное движение пылевых частиц как на оси разряда, так и на периферии отсутствует. Рис. 4 демонстрирует пример такой плазменно-пылевой системы.

Это подтверждает возможность получения центрального плазменно-пылевого образования и проведения исследования различных явлений в пылевой плазме.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ОТ ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ ЖИДКОСТИ К НЕИЗОТРОПНОМУ СОСТОЯНИЮ – ЭЛЕКТРОРЕОЛОГИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

С помощью установки ПК-3 Плюс на МКС было сделано открытие электрореологической (ЭР) плазмы, аналогичной электрореологической жидкости. ЭР-жидкости представляют собой жидкости, содержащие коллоиды, реагирующие на воздействие внешних электрических полей с изменением вязкости на порядки величины. “Обычные” ЭР-жидкости состоят из суспензий микро-частиц, погруженных в (обычно) непроводящие жидкости, обладающие различными диэлектрическими постоянными. Межчастичное взаимодействие и, следовательно, реология ЭР-жидкостей определяется внешним электрическим полем, которое поляризует микросферы и этим создает дополнительное диполь-дипольное взаимодействие. Электрическое поле играет роль новой степени свободы, которая позволяет “на-

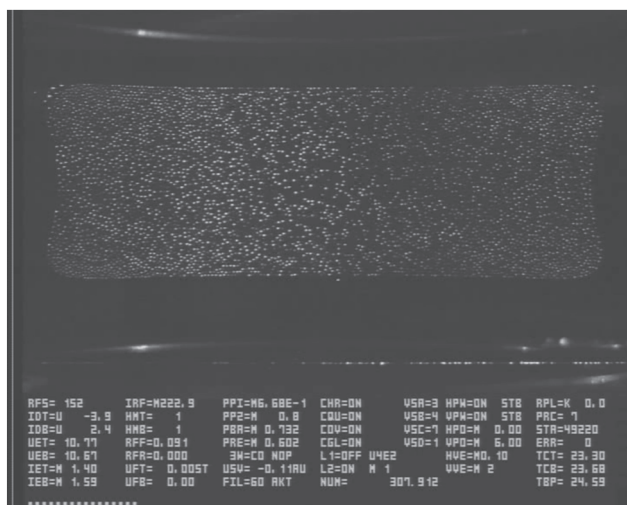


Рис. 4. Видеоизображение плазменно-пылевой структуры с монодисперсными частицами диаметром 3,4 мкм, полученное камерой общего вида при давлении аргона 60 Па.

страивать” взаимодействие между частицами. Это вносит большое разнообразие в фазовую диаграмму ЭР-жидкостей.

Объяснение термина “электрореологическая жидкость” содержится в его названии: при низких электрических полях микрочастицы могут быть полностью разупорядочены (при условии, что их концентрация достаточно мала), и тогда ЭР-жидкости ведут себя как обычные ньютоновские жидкости. При больших полях, однако, ситуация заметно меняется. Если дрейфовая скорость ионов становится сравнимой с ионно-звуковой или больше ее, симметрия пространственного распределения ионов вокруг частицы резко нарушается. В результате заряд частицы и заряд смещенного вниз по потоку облака ионов образует диполь, в котором пространственный масштаб разделения зарядов может быть порядка межчастичного. Тогда, благодаря сильному диполь-дипольному взаимодействию, частицы организуются в сильно взаимодействующие цепи (“нити” или даже “листы”) вдоль поля. Это, естественно, меняет реологию. Иными словами, при малых касательных напряжениях ЭР-жидкости могут вести себя как упругие твердые тела, а при напряжениях, больших определенного предела текучести, они снова становятся вязкими жидкостями. ЭР-жидкости обладают значительным потенциалом для промышленного использования — в гидравлике, в фотонике, для производства дисплеев и т.д.

В противоположность обычным ЭР-жидкостям (т.е. коллоидным), где диполи возникают из-за поляризации самих микрочастиц, в комплексной плазме первичную роль играют облака

из нейтрализующих зарядов (главным образом ионов), окружающих отрицательно заряженные микрочастицы (рис. 5, где приведена схематическая иллюстрация потенциала пылевой частицы в плазме). Без внешних полей облака сферически симметричны (“сфера Дебая”). Под воздействием поля облако, которое приобретает в этом случае весьма сложную форму, называемую плазменным кильватером (“plasma wake”), сдвигается от частицы по направлению дрейфа ионов, который вызван полем. В этом случае парное взаимодействие между микрочастицами в общем не взаимно (т.е., негамильтоново, не выполняется третий закон Ньютона). Невзаимность взаимодействия можно устранить, только когда кильватерный потенциал является четной функцией от координат. Создание такого взаимного кильватерного потенциала заключается в том [26], чтобы приложить переменное электрическое поле с частотой, которая много меньше обратного характерного времени отклика ионов (ионной плазменной частоты, типично 10^7 с⁻¹) и в то же время много больше обратного характерного отклика пылинок (пылевой плазменной частоты, типично 10^2 с⁻¹ или меньше см. (1)). Тогда ионы будут реагировать на поле мгновенно, а микрочастицы не будут реагировать вообще. Эффективное взаимодействие в этом случае определяется усредненным по времени кильватерным потенциалом. Результирующее взаимодействие строго взаимно (гамильтоново), поэтому можно использовать формализм статистической физики для описания ЭР-плазмы.

Таким образом, частота f внешнего переменного электрического поля, воздействующего на плазменно-пылевую систему в экспериментах, должна лежать в пределах

$$f_{\text{dust}} \ll f \ll f_{\text{ion}}, \quad (1)$$

где f_{dust} — плазменно-пылевая частота, f_{ion} — ионная плазменная частота. В этом случае ионы практически мгновенно реагируют на изменение поля, а пылевые частицы не реагируют на изменение поля. Как следует из [26], заряженные пылевые частицы взаимодействуют между собой идентично взаимодействию диполей в обычных ЭР-жидкостях с дипольным моментом:

$$d = 0.65Q\lambda v_{\text{ion}}/v_{\text{th}}, \quad (2)$$

где Q — заряд частицы, λ — ионный дебаевский радиус, v_{ion} — скорость дрейфа в электрическом поле, v_{th} — тепловая скорость ионов. Таким образом, можно менять межчастичное взаимодействие, изменяя величину скорости дрейфа ионов при варьировании амплитуды внешнего низкочастотного напряжения.

Фазовый переход “изотропная среда—цепочечная структура” в ЭР-плазме исследовался в экспериментах в условиях микрогравитации. Ча-

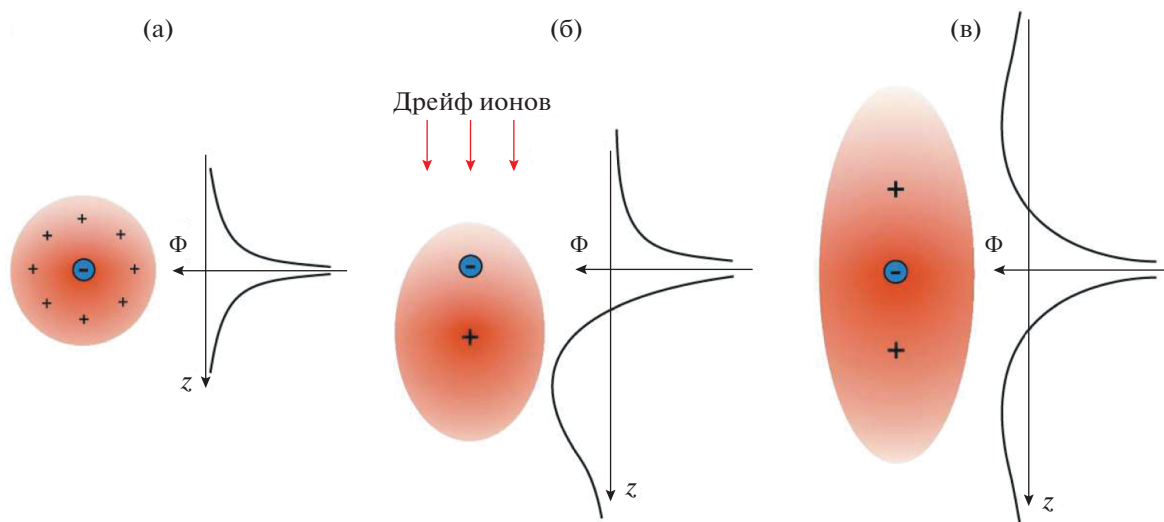


Рис. 5. Потенциал пылевой частицы в плазме: (а) – в случае отсутствия внешнего электрического поля облако ионов вокруг частицы имеет сферическую форму (“дебаевская сфера”); (б) – при наложении внешнего электрического поля облако ионов становится ассиметричным и приобретает достаточно сложную форму; (в) – при наложении внешнего низкочастотного поля с частотой, удовлетворяющей условию (1).

стицы оставались в разупорядоченной жидкой фазе, пока амплитуда приложенного переменного поля (поля переменного тока) была ниже определенного порога. Дальнейшее увеличение поля приводило к реорганизации частиц. Они становились более и более упорядоченными, пока вдоль поля постепенно не сформировались хорошо определяемые цепочки. Переход между изотропным и цепочечным жидким состояниями был полностью обратимым – уменьшение поля возвращало частицы обратно в изотропное состояние. Тенденция к формированию цепочек увеличивалась с размером частиц.

Рис. 6 демонстрирует результаты экспериментов по формированию ЭР-плазмы, т.е. состояние, когда в плазменно-пылевой системе увеличивается упорядоченность и формируется цепочечная структура. Здесь U – двойная амплитуда внешнего напряжения. При $U = 31$ В наблюдается изотропная плазменно-пылевая жидкость, при $U = 56.8$ В – анизотропная плазменно-пылевая среда с цепочечными структурами. Эксперименты выполнялись при давлении аргона 10 Па с частицами диаметром 6.8 мкм. Параметры эксперимента: $\lambda = 0.05$ мм, концентрация пылевой компоненты $n = 3 \times 10^4$ см $^{-3}$, температура ионов $T_{\text{ion}} = 0.03$ эВ, заряд пылевой частицы (по оценке) $Q = 10^4 e$ (e – элементарный заряд). Межчастичное расстояние в случае изотропной жидкости – 370 мкм. При переходе к цепочечным структурам расстояние между частицами в цепочках остается тем же. Цепочки отстоят друг от друга на расстоянии 580 мкм. Частота внешнего поля составляла 100 Гц, что удовлетворяет соотношению (1). В

экспериментах с частицами диаметром 14.9 мкм в соответствии с уравнением (2), поскольку возрастает заряд частиц, переход к цепочечным структурам происходит при меньшей величине внешнего напряжения.

4. БИНАРНАЯ ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Было выполнено исследование взаимопроникновения частиц диаметром 3.4 мкм в плазменно-пылевую систему, образованную пылевыми частицами большего диаметра, при различных условиях. Пылевая плазма формировалась путем инжектирования частиц микронного размера в разряд. Частицы визуализировались, как обычно, лазерным ножом, плоскость которого перпендикулярна электродам. В данных экспериментах в начале формировалась стабильная плазменно-пылевая система, образованная из частиц диаметром 6.8, 9.2 или 14.9 мкм. Затем в сформированную структуру с левой стороны камеры инжектировались частицы диаметром 3.4 мкм. Здесь используется удачное расположение диспенсера с частицами 3.4 мкм: ось диспенсера находится в плоскости, освещаемой лазерным ножом. Частицы 3.4 мкм проникают в стабильную структуру больших частиц и движутся к центру плазменной камеры. Во внешней зоне, когда скорость проникающих частиц достаточно велика, наблюдается формирование проходов и цепочек. Рис. 7 иллюстрирует это явление. Демонстрируемые кадры получены суперпозицией последовательных изображений: малые частицы идентифицируются в виде длинных треков, большие частицы отображаются как точки. Ясно видно, что проникнове-

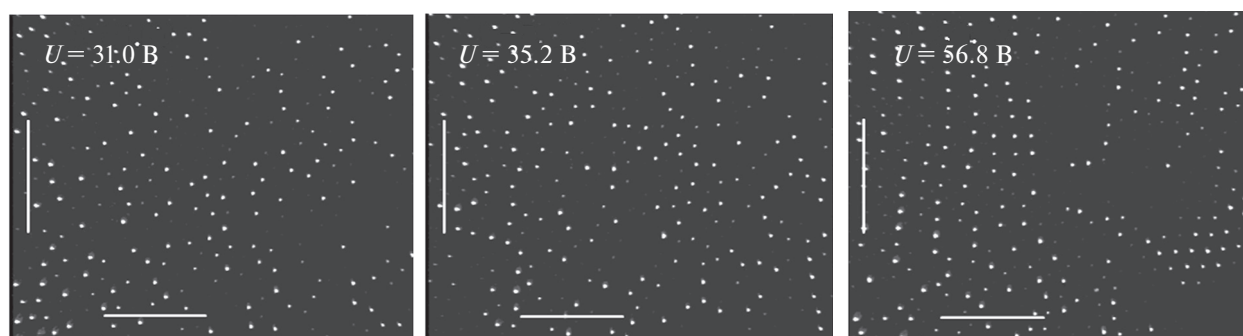


Рис. 6. Видеоизображения, полученные камерой большого увеличения в эксперименте по структурному фазовому переходу при давлении аргона 10 Па, диаметре частиц 6.8 мкм, частоте внешнего поля 100 Гц.

ние малых частиц ведет к формированию цепочек. Большие частицы также структурируются в цепочки и образуют проходы. Формирование таких структур наблюдается в природе, когда два потока частиц движутся навстречу друг другу под действием некоторой силы. Наблюдаемое явление представляет собой неравновесный переход, зависит от особенностей и динамики взаимодействия частиц и представляет интерес для различных областей физики. В случае экспериментов с пылевой плазмой в условиях микрогравитации возможно разрешить движение отдельной частицы и исследовать динамику перехода.

Были выполнены также эксперименты при давлении 10, 60 и 100 Па при тех же амплитудах ВЧ-напряжения. В этих случаях не наблюдается перехода к образованию цепочек и проходов, т.е. это явление происходит в некотором параметрическом окне аналогично тому, что фиксировалось в коллоидных системах при внешнем воздействии на заряженные микрочастицы [27]. На рис. 8 показано проникновение малых пылевых частиц диаметром 3.4 мкм в плазменно-пылевую

систему из частиц 9.2 мкм при давлении аргона 10 Па (рис. 8а) и при том же давлении с наложением низкочастотного напряжения частотой 255 Гц (рис. 8б). В обоих случаях видно хаотическое движение малых частиц. Следует заметить, что скорость движения малых частиц примерно в 3 раза меньше в случае рис. 8а по сравнению с рис. 8б. На рис. 9 показан случай взаимопроникновения частиц при давлении аргона 100 Па. Заметна низкая концентрация пылевой компоненты в начальной структуре. Формирование проходов и цепочек не наблюдается.

Для определения условий возникновения неравновесного перехода к формированию цепочек были выполнены расчеты экранированного параметра неидеальности:

$$\Gamma_{\text{scr}} = \Gamma \exp(-\Delta/\lambda),$$

где $\Gamma = Q^2/(T\Delta)$, Δ – межчастичное расстояние, T – кинетическая энергия (температура) пылевых частиц, λ – длина экранирования. Здесь и далее используется система единиц CGS; температура и кинетическая температура измеряется в энергетических единицах (постоянная Больцмана полагается равной единице).

Γ_{scr} для начальной структуры из больших частиц была рассчитана с использованием измеренных значений Δ и оценки λ . Помимо этого было принято во внимание, что заряд частицы диаметром 9.2 мкм составлял $8 \times 10^3 e$, а для частицы 14.9 мкм – $13 \times 10^3 e$ [28]. В таблице приведены результаты расчета параметров пылевой структуры.

Рис. 11 демонстрирует экспериментальную зависимость экранированного параметра неидеальности Γ_{scr} от давления аргона. Заметим, что при давлении 60 Па использовались частицы диаметром 14.9 мкм. Таким образом, формирование проходов и цепочек существует только в определенном диапазоне экранированного параметра неидеальности. При малом параметре неидеальности малые частицы проникают в структуру больших частиц без заметного взаимодействия с

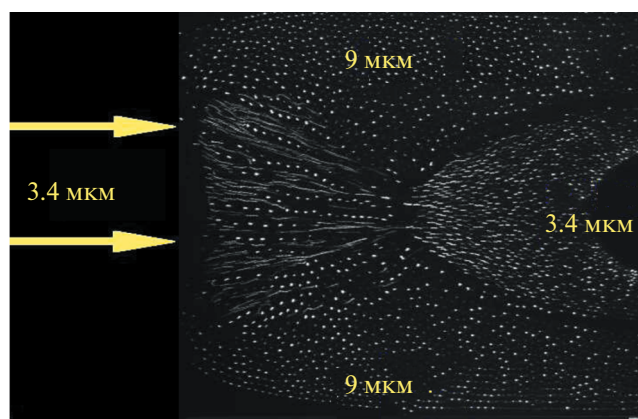


Рис. 7. Проникновение пылевых частиц диаметром 3.4 мкм в структуру из частиц диаметром 9.2 мкм в аргоновой плазме при давлении 30 Па.

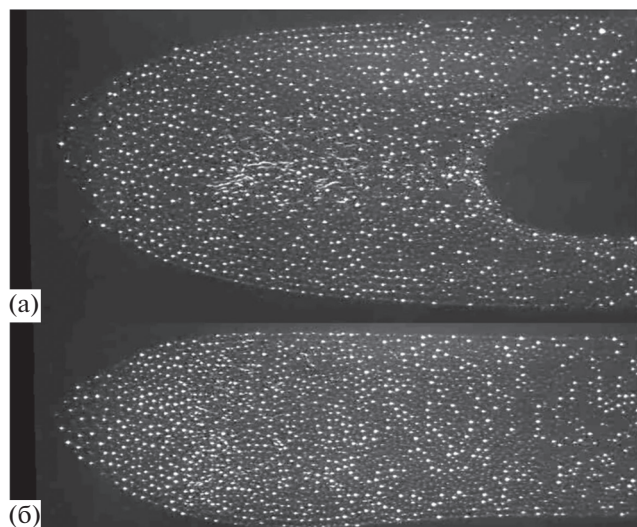


Рис. 8. Проникновение пылевых частиц диаметром 3.4 мкм в структуру из частиц диаметром 9.2 мкм в аргонной плазме при давлении 10 Па: (а) – без наложения внешнего низкочастотного поля; (б) – при наложении внешнего низкочастотного поля частотой 255 Гц.

ними. В случае больших значений параметра неидеальности взаимодействие между частицами настолько сильно, что малые частицы проникают хаотически в структуру больших частиц.

5. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПЛАЗМЕННЫЙ КРИСТАЛЛ–ПЛАЗМЕННАЯ ЖИДКОСТЬ

Эксперименты выполнялись в аргоне при малой величине ВЧ-мощности, составлявшей примерно 0.5 Вт [22, 29]. Выполнены две серии экспериментов, в которых использовались частицы двух размеров: монодисперсные частицы из двуокиси кремния диаметром 1.55 мкм и монодисперсные частицы из меламинформальдегида диаметром 2.55 мкм.

Эксперименты выполнялись в следующей последовательности. Частицы инжестировались в межэлектродное пространство и формировали стабильное плазменно-пылевое образование при начальном давлении 15 Па. Далее открывался клапан регулятора давления к вакуумному насосу, что приводило к слабому снижению давления газа в плазменной камере. Затем клапан закрывался, и давление газа медленно возрастало из-за поступления аргона в камеру. Отметим, что поток нейтрального газа практически не оказывал влияния на пылевые частицы. В процессе изменения давления газа, период которого составлял примерно 6 мин, выполнялось наблюдение плазменно-пылевой структуры. При этом давление изменялось от 15 Па до наименьшего достигавшегося давления 11 Па и далее до давления 21 Па.

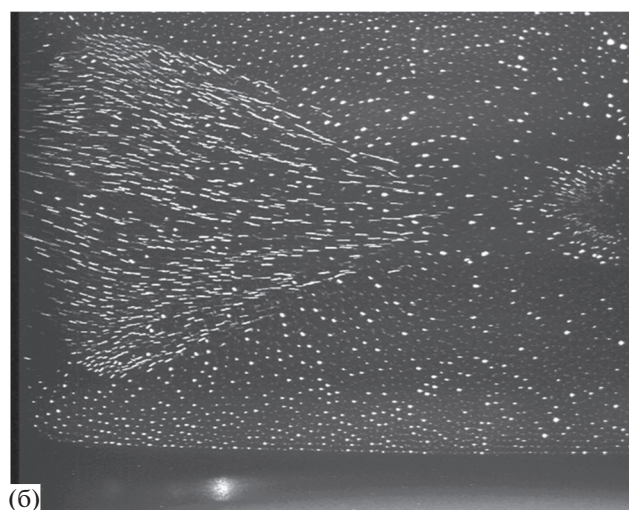
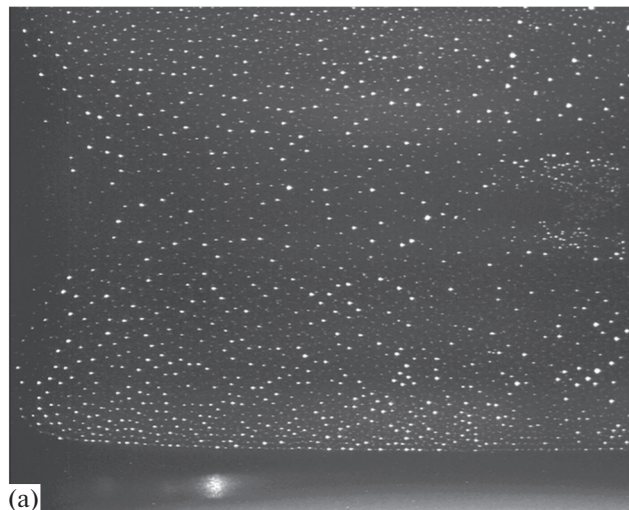


Рис. 9. Давление аргона 100 Па: (а) – начальная структура из частиц 9.2 мкм, (б) – проникновение частиц 3.4 мкм в начальную структуру. Формирования цепочек и проходов (lane formation) не наблюдается.

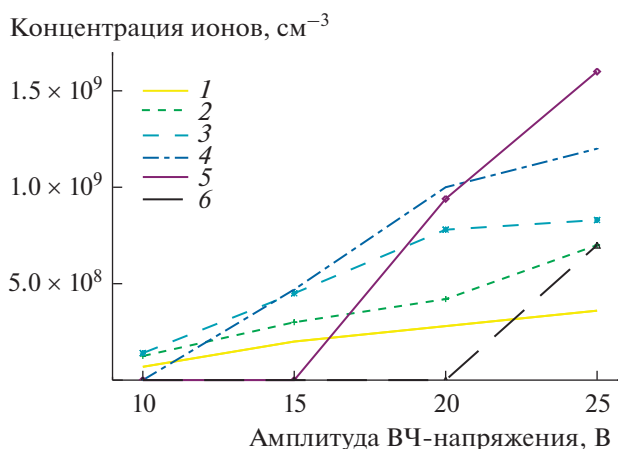


Рис. 10. Расчетная зависимость концентрации ионов в плазме аргона без пылевых частиц от амплитуды ВЧ-напряжения на электродах в плазменной камере ПК-3 Плюс при различных давлениях [23]: 1 – 8 Па, 2 – 15, 3 – 30, 4 – 60, 5 – 100, 6 – 200.

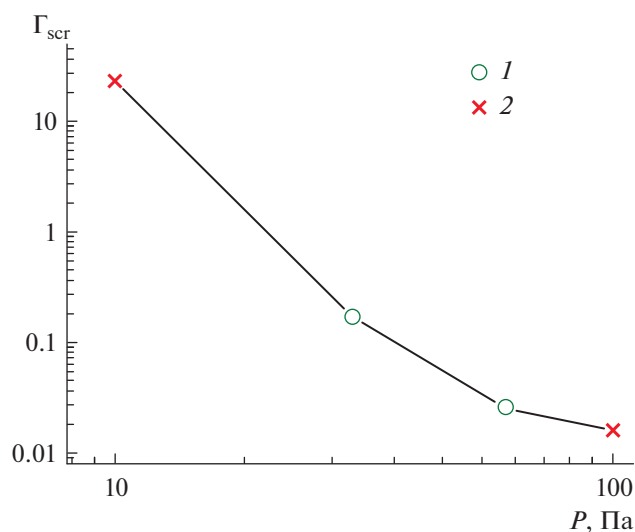


Рис. 11. Экспериментальная зависимость экранированного параметра неидеальности Γ_{scr} от давления аргона: 1 – эксперименты, в которых наблюдалось образование проходов; 2 – эксперименты, в которых проходы не наблюдались.

Для получения трехмерных координат положения пылевых частиц проводилось сканирование пылевой структуры. Было выполнено 30 сканирований. Сканирование проводилось путем одновременного движения лазера и камер в направлении, перпендикулярном полю зрения, со скоростью 0.6 мм/с. Время сканирования составляло 8 с при глубине сканирования 4.8 мм. Интервал времени между последовательными сканированиями составлял 4 с. Положения пылевых частиц идентифицировались в процессе томографической реконструкции трехмерных картин, полученных с помощью камеры высокого разрешения, регистрировавшей область площадью $8 \times 6 \text{ мм}^2$ над центром.

Рассмотрим глобальную реакцию пылевой компоненты на изменение давления. Пример пылевой структуры, регистрируемой камерой общего вида и камерой высокого разрешения, приведен на рис. 12а. Рис. 12б демонстрирует изменение толщины пылевого образования в вертикальном направлении в зависимости от времени (номера скана) для обеих подсистем из малых и больших пылевых частиц. Видно, что положение верхней границы строго коррелирует с давлением p . При понижении давления верхняя граница движется вниз. Это имеет простое физическое объяснение. Пылевые частицы не могут проникнуть в область сильного электрического поля слоя пространственного заряда, формируемого около верхнего электрода. Положение верхней границы пылевого образования, таким образом, определяется положением границы слоя пространственного заряда. Толщина слоя пространственного заряда примерно пропорциональна длине электронного дебаевского радиуса λ_{De} . Этот параметр подчиняется следующей зависимости:

$$\lambda_{De} \sim n_e^{-1/2} \sim p^{-1/2},$$

где n_e – концентрация электронов.

Отсюда следует, что при понижении давления p частицы отталкиваются дальше от электрода, что находится в полном согласии с экспериментальными наблюдениями. Положение нижней границы связано с наличием области свободной от частиц (войд) в центральной части разряда и обнаруживает менее систематическое поведение. Его положение не изменяется при снижении давления, а при повышении давления эта граница монотонно сдвигается вверх. Однако амплитуда смещения относительно мала. Как результат, толщина пылевого образования обнаруживает заметное уменьшение при снижении давления. Таким образом, пылевая компонента испытывает

Параметры плазменно-пылевой системы из больших частиц

| P , Па (D_d , мкм) | 10 (9.2) | 10 при НЧ (9.2) | 30 (9.2) | 60 (14.9) | 100 (9.2) |
|--------------------------------|-------------|--------------------|-------------|--------------|--------------|
| Δ , мкм | 450 | 405 | 490 | 510 | 500–840 |
| λ , мкм | 77 | 77 | 46 | 38 | 40 |
| N_d , 10^3 см^{-3} | 11 | 15 | 8.5 | 7.5 | 1.7 |
| N_i , 10^8 см^{-3} | 2.5 | 2.5 | 7 | 10 | 9 |
| l_i , мкм | 200 | 200 | 67 | 33 | 20 |
| V_d , мм/с | – | 5 | 3 | – | 2.2 |
| $\delta = \Delta/\lambda$ | 5.84 | 5.26 | 10.65 | 13.47 | 12.5–21 |

Примечание. НЧ – дополнительное воздействие низкочастотным генератором; N_d – концентрация пылевых частиц, определялась из видеоизображений; N_i – концентрация ионов, определялась расчетными зависимостями (рис. 10); l_i – средняя длина свободного пробега ионов; V_d – скорость движения пылевых частиц; δ – параметр экранирования.

сжатие при снижении давления. Результирующие зависимости межчастичного расстояния от давления для обеих систем из малых и больших частиц показаны на рис. 12в. Межчастичное расстояние Δ строго коррелирует с давлением p , хотя имеется некоторый гистерезис, как видно из вставок на рис. 12в. Отметим, что гистерезис более четко выражен для системы из малых частиц.

Для оценки состояния фаз жидкость–кристалл применяются различные критерии. Используем феноменологический критерий для кристаллизации и плавления, известный как критерий Равеше–Монтен–Стриитта [30]. Применяемые в литературе критерии основываются обычно на свойствах только одной из существующих фаз и предсказывают квазиуниверсальные значения определенных структурных или динамических параметров при фазовом переходе. Критерий Равеше–Монтен–Стриитта основан на свойствах радиальной функции распределения $g(r)$ в жидкой фазе. Согласно этому критерию, для убывающих по степенному закону потенциалов $\propto r^{-n}$ критическое отношение R первого ненулевого минимума $g(r)$ к первому максимуму лежит в диапазоне от ≈ 0.1 (для $n = 1$) до ≈ 0.26 (для системы твердых сфер). Этот критерий основан на том, что, поскольку площадь под кривой, выражающей собой парную корреляционную функцию, пропорциональна числу ближайших соседей, величины данных минимума и максимума не являются независимыми. Вблизи кристаллизации величина $R = g(r_{\min})/g(r_{\max})$ постоянна и равна $R \approx 0.2$. Данный критерий достаточно хорошо описывает кристаллизацию для леннард-джонсово жидкости, но не является универсальным. Рассмотрим применение указанного критерия для исследованных плазменно-пылевых систем из частиц 1.55 и 2.55 мкм. Рис. 13 демонстрирует рассчитанные по данным экспериментов значения критерия (индикатора) кристаллизации R для различных моментов времени (различных сканов). Применение критического условия $R \approx 0.2$ показывает, что система из малых частиц плавится при возрастании давления нейтрального газа (вторая половина исследованного диапазона). В то же время видно, что плазменно-пылевая система из больших частиц остается в кристаллическом состоянии.

Наблюдаемое в эксперименте фазовое изменение в системе малых частиц следует отнести к изменению электрического взаимодействия между частицами. Варьирование давления газа приводит к изменению различных параметров пылевой плазмы и изменяет силу взаимодействия. При достижении некоторого порогового значения параметра взаимодействия происходит кристаллизация. Выполним оценки соответствующих параметров плазмы. Для оценок используем резуль-

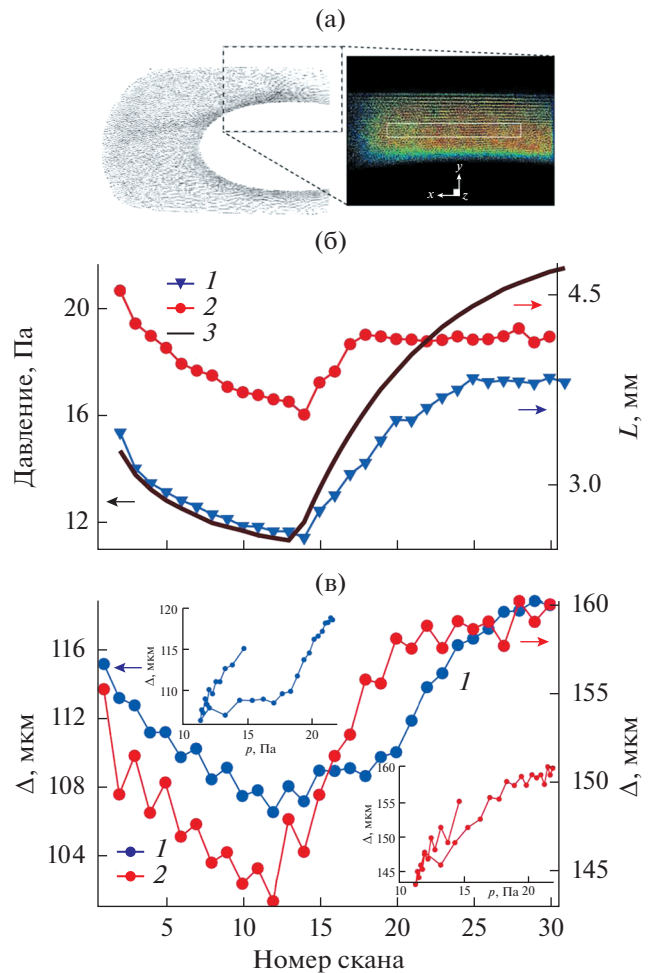


Рис. 12. Видеоизображение (а) пылевого облака (негативное изображение, полученное камерой общего вида (слева) и соответствующее поле зрения камеры высокого разрешения (справа) [29] (прямоугольником выделена часть структуры, использованная для детального структурного анализа); (б) — толщина пылевой структуры в вертикальном направлении в зависимости от номера скана: 1 — пылевая система из малых частиц (1.55 мкм), 2 — система из больших частиц (2.55 мкм); 3 — соответствующие значения давления (зависимости давления от номера скана практически идентичны в обоих случаях); (в) — среднее межчастичное расстояние Δ (в части структуры, выделенной для анализа) в зависимости от номера скана для двух экспериментальных серий: 1 — для системы из малых частиц, 2 — больших частиц; на вставках — зависимость межчастичного расстояния от давления, демонстрирующая наличие некоторого гистерезиса, особо заметного для случая малых частиц.

таты расчетов с помощью программы SIGLO-2D [31]. Ранее было показано, что расчеты с использованием этой программы находятся в удивительном согласии с результатами измерений зондом Ленгмюра для плазмы разряда без пылевых частиц в аналогичной камере. В рассматриваемом диапазоне давлений газа и высокочастотного напряжения концентрация плазмы линейно

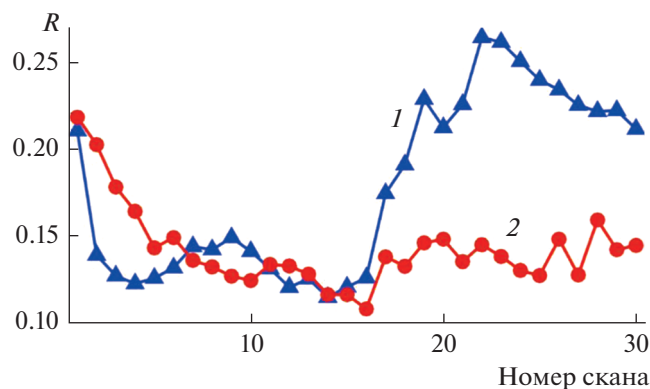


Рис. 13. Индикатор кристаллизации и плавления для пылевой плазмы, состоящей из малых (1) и больших (2) частиц, — коэффициент Равеше–Монтен–Стригга [29].

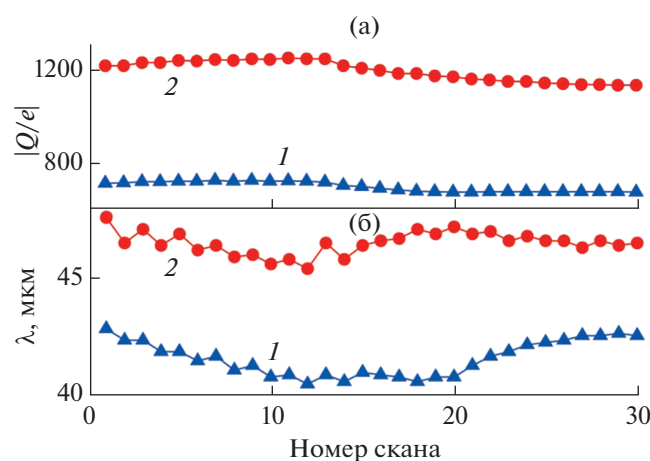


Рис. 14. Расчетные значения заряда пылевых частиц $|Q/e|$ (а) и эффективная длина экранирования λ (б) в зависимости от номера скана [29]: 1, 2 — см. рис. 13.

зависит от давления p и описывается зависимостью $n_0 \approx (1.2 + 0.11p) \times 10^8$, где n_0 в см^{-3} и p в Па. Температура электронов практически не зависит от давления и составляет $T_e \approx 3.8$ эВ. Ионы и нейтралы находятся при комнатной температуре $T_{i,n} \approx 0.03$ эВ.

При инжектировании пылевых частиц в разрядную плазму параметры плазмы изменяются. При выполнении оценок предполагалось, что внутри пылевого облака температура электронов остается неизменной, в то время как концентрации электронов и ионов изменяются при сохранении квазинейтральности $n_e + |Q/e|n_p \approx n_i$, где Q — заряд частицы. Более того, предполагаем, что n_e остается близкой к значению концентрации электронов в плазме без частиц, а концентрация ионов возрастает в соответствии с изменениями пылевой компоненты. Используя эти предположения, можно рассчитать зависимость заряда пы-

левой частицы от давления (и межчастичного расстояния), применив определенную модель для потока электронов и ионов на поверхность частицы и при условии баланса этих потоков. Для потока электронов используется модель ограниченного орбитального движения (OML): $J_e = \sqrt{8\pi a^2 n_e v_{Te}} \exp(-z)$, где $z = |Q|e/aT_e$ приведенный заряд частицы, v_{Te} — тепловая скорость электронов.

Для ионов используем известное выражение Лампе [32]. Экранирование пылевых частиц в плазменно-пылевой системе, в которой температура электронов значительно превосходит температуру ионов, определяется в основном ионной компонентой, и эффективная длина экранирования принимает вид $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{1 + (zaT_e/e^2)(n_p/n_e)}$, где $\lambda_0 = \sqrt{T_i/4\pi e^2 n_e}$ — невозмущенный присутствием частиц ионный дебаевский радиус.

Результирующие зависимости заряда пылевой частицы и длины экранирования приведены на рис. 14. Видно, что абсолютное значение заряда частицы слабо снижается при возрастании давления газа, в то время как зависимость длины экранирования обнаруживает противоположный характер.

Потенциал электрического взаимодействия между сильно заряженными частицами обычно принимается в виде взаимодействия Дебая–Хюккеля (Юкавы):

$$U(r) = (Q^2/r) \exp(-r/\lambda),$$

где r — межчастичное расстояние. Используя измеренные в эксперименте значения межчастичного расстояния и рассчитанные значения заряда Q и длины экранирования λ , оценим изменения в энергии взаимодействия между ближайшими частицами $U(\Delta)$. Результаты оценок приведены на рис. 15. Следует отметить, что энергия взаимодействия пылевых частиц более чем на порядок величины превосходит температуру газа (комнатная температура) ($T_n \approx 0.03$ эВ). Это свидетельствует о том, что обе плазменно-пылевые системы находятся в состоянии сильной неидеальности. Энергия взаимодействия как функция давления максимальна при наименьшем значении давления $p \approx 11$ Па для обоих исследованных плазменно-пылевых систем. Таким образом, увеличение давления нейтрального газа приводит к снижению энергии взаимодействия между пылевыми частицами, а снижение давления газа вызывает рост взаимодействия. Как отмечалось, главным фактором, ответственным за такое поведение, является сжатие плазменно-пылевой системы при снижении давления газа и, напротив, расширение системы при повышении давления. Отметим,

что заряд пылевой частицы и длина экранирования менее чувствительны к изменению давления. Следовательно, пылевая плазма оказывается более упорядоченной системой при низком давлении и менее упорядоченной при высоком давлении (в наблюдаемом интервале давления). Следует ожидать кристаллизации и плавления в системе при условии ее нахождения вблизи фазовой границы.

Для определения фазового состояния наблюдаемой в эксперименте плазменно-пылевой системы сделаем оценки траекторий фаз такой системы на соответствующей равновесной фазовой диаграмме. Система частиц, взаимодействующих по потенциалу Юкавы, может быть охарактеризована с помощью двух безразмерных параметров. В случае пылевой плазмы в качестве таких параметров обычно используются параметр экранирования $\kappa = \Delta/\lambda$, характеризующий эффективность экранирования, и параметр взаимодействия $\Gamma = (Q^2/T_p \Delta) \exp(-\kappa)$, определяющий отношение энергии взаимодействия при среднем межчастичном расстоянии к кинетической температуре частиц. Равновесные фазовые диаграммы юкавских систем исследованы достаточно обширно. В режиме сильнонеидеальной плазмы они могут быть в жидкостной или кристаллической фазах. В случае кристаллической фазы частицы формируют или ОЦК-решетку (режим слабого экранирования) или ГЦК-решетку (режим сильного экранирования). Тройная точка располагается при $\kappa = 6.9$ и $\Gamma = 3.5$. Граница между жидкой и твердой фазами на плоскости (κ, Γ) может быть аппроксимирована выражением

$$\Gamma_M \approx \frac{106}{1 + \kappa + \frac{1}{2} \kappa^2},$$

где индекс M обозначает плавление. Рис. 17 показывает равновесную фазовую диаграмму системы Юкава в плоскости (κ, Γ) совместно с расчетными точками фазового состояния по данным выполненных экспериментов. На этом рисунке символы соответствуют фазовым состояниям систем из малых (1) и больших (2) частиц. Стрелками показано направление фазовой эволюции при возрастании давления. При увеличении давления обе системы движутся в направлении кривой плавления. Плазменно-пылевая система из частиц малого размера пересекает фазовую границу при высоких давлениях. В то же время система из больших частиц всегда находится в кристаллическом состоянии. Эти результаты количественно согласуются с расчетными значениями индикатора кристаллизации/плавления, приведенными ранее. Как показывает рис. 16, равновесные кристаллы Юкавы в диапазоне исследованных значений параметра κ должны формировать ОЦК

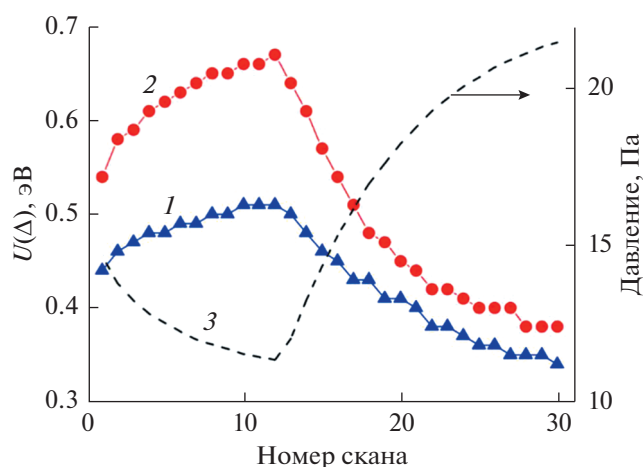


Рис. 15. Расчетная энергия межчастичного взаимодействия $U(\Delta)$ для каждого скана [29]: 1 — пылевая плазма с малыми частицами, 2 — с большими частицами, 3 — изменение давления нейтрального газа в процессе эксперимента.

(объемно-центрированную кубическую) решетку. В настоящее время выполняется структурный анализ экспериментальных данных с целью определения типов кристаллических решеток, формируемых в больших трехмерных плазменно-пылевых системах. В действительности процесс кристаллизации сопровождается неравновесными стадиями. Физика таких процессов еще недостаточно исследована. Это особенно касается нуклеации кристаллов, как гомогенной, так и гетерогенной.

Отметим некоторые особенности наблюдаемых в экспериментах фазовых переходов. Возрастание межчастичного расстояния (т.е. снижение плотности пылевой компоненты) является основным фактором, ответственным за плавление плазменно-пылевой системы при увеличении давления нейтрального газа. Аналогично снижение давления приводит к сжатию пылевой системы и стимулирует кристаллизацию. Это — общий механизм фазового перехода жидкость—кристалл, который может реализовываться в весьма широком диапазоне различных веществ и материалов. В пылевой плазме это в принципе может наблюдаться как в трехмерных, так и в двумерных системах. Однако, как известно, в двумерных плазменно-пылевых системах действуют специфические плазменные эффекты при плавлении. Одним из ярких проявлений является обычная процедура плавления плоского плазменного кристалла путем снижения давления нейтрального газа в лабораторных экспериментах на Земле. Различие в сравнении с трехмерными системами определяется не существенно двумерным характером наблюдаемых в земных условиях кристаллов, а главным образом наличием сильных элект-

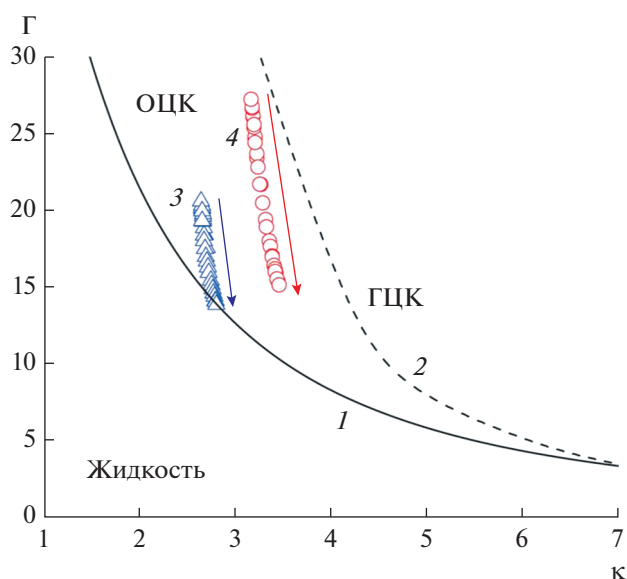


Рис. 16. Расчетные положения фазовых траекторий плазменно-пылевых систем, исследованных в эксперименте, на равновесной фазовой диаграмме юкавской системы [29]: 1 – фазовый переход жидкость–кристалл, 2 – граница между ОЦК- и ГЦК-решетками, 3 – фазовые состояния для системы из малых частиц, 4 – больших частиц; стрелками показано направление эволюции фазового состояния при повышении давления газа.

трических полей (и, следовательно, сильных ионных потоков), необходимых для уравнивания силы тяжести. Имеются эффективные механизмы превращения энергии, связанной с ионными потоками в кинетическую энергию пылевых частиц. В результате действия этих механизмов происходит резкое возрастание кинетической энергии частиц при давлениях ниже определенного порогового значения, что ведет к плавлению плазменно-пылевого кристалла. Процесс плавления, наблюдаемый в проведенных экспериментах, свободен от отмеченных плазменных эффектов, и имеет много общего с процессами в обычных атомных, молекулярных системах и в частично упорядоченных средах (soft matter systems).

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОМ КРИСТАЛЛЕ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

На установке ПК-3 Плюс исследовано дозвуковое движение крупной частицы в объеме пылевого кристалла, образованного отрицательно заряженными малыми частицами. С помощью регистрации конусов Маха, возбуждаемых крупной частицей во время ее движения в объеме протяженного облака частиц при числе Маха не более трех, измерена скорость звука, соответствующая пылезвуковым колебаниям. Анализ траекторий частиц показал, что большая частица почти свободно движется в объеме плазменного кристалла,

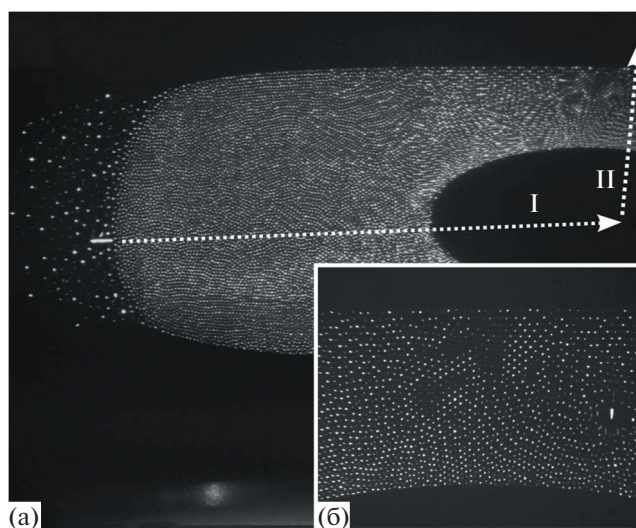


Рис. 17. Фотография (а) облака пылевых частиц, полученная квадрантной камерой с полем обзора $35.7 \times 26.0 \text{ мм}^2$ [48], слева наблюдается короткий трек на участке вхождения крупной частицы в пылевое облако: пунктир – траектории движения крупной частицы слева направо (фаза I) и вверх из войда в пылевое облако (фаза II); (б) – фотография облака пылевых частиц, полученная камерой высокого разрешения с полем обзора $35.7 \times 26.0 \text{ мм}^2$, короткий трек показывает движение крупной частицы в фазе II.

а мелкие пылевые частицы, находящиеся вблизи крупной, описывают характерные α -образные траектории. Для построения теории невязкого движения пылевых частиц в окрестности большой частицы использовано гидродинамическое приближение. Получено хорошее согласие между рассчитанными и наблюдавшимися в эксперименте траекториями пылевых частиц, которое подтверждает справедливость предложенного теоретического метода. Показано теоретически и подтверждено экспериментально существование дозвуковой пороговой скорости крупной частицы, выше которой конфигурация полости вокруг частицы, свободной от частиц пыли, теряет сферическую симметрию.

В последнее время проводятся интенсивные исследования самовозбуждающихся волн плотности частиц, возникающих в результате взаимодействия заряженных частиц с потоком ионов в плазме разряда [33] и кристаллизации и плавления пылевой плазмы при изменении давления нейтрального газа [22]. В [25, 34–37] изучалось движение частиц в объеме пылевого кристалла (в наземном эксперименте [38] отдельные крупные частицы двигались между цепями мелких частиц, подвешенных в тлеющем разряде). Если крупная частица движется со скоростью, большей скорости звука, соответствующей пылезвуковым колебаниям, наблюдаются конусы Маха [25]. Крупные частицы, движущиеся с дозвуковой

скоростью в объеме пылевой плазмы, образованной мелкими частицами, либо не тормозятся, либо ускоряются. При этом они не изменяют структуры пылевого кристалла. Кажущееся отсутствие значительной силы взаимодействия между крупной частицей и пылевым кристаллом противоречит общепринятым представлениям о сильновзаимодействующей кулоновской системе. С помощью установки ПК-3 Плюс на борту МКС были детально исследованы траектории мелких частиц, а также разработана теория их движения, основанная на гидродинамическом приближении [1, 39–41]. Сравнение траекторий частиц, рассчитанных на основе классического решения [42], с полученными из эксперимента показывает, что движение пылевых частиц соответствует случаю невязкого обтекания ими сферической ячейки Вигнера–Зейтца вокруг крупной частицы, при котором, как известно, не происходит передачи момента импульса между средой и обтекаемым телом. Это обстоятельство и объясняет эффект исчезновения силы торможения со стороны пылевого кристалла.

Другим эффектом, наблюдаемым в эксперименте, является деформация полости вокруг крупной частицы, движущейся с дозвуковой скоростью в облаке мелких пылевых частиц [35]. Эта деформация возникает внезапно, если скорость крупной частицы превышает некоторую критическую величину. Для объяснения этого явления используется уравнение Навье–Стокса для сжимаемой жидкости с учетом трения между частицами пыли и атомами нейтрального газа. Его решение показывает, что за счет этого трения давление пылевого облака на поверхности полости вокруг крупной частицы может быть отрицательным, вследствие чего появляется значительная асимметрия, или деформация, полости. Расчет соответствующей пороговой скорости приводит к выводу о том, что эта скорость уменьшается с увеличением размера полости. Измерение пороговой скорости позволяет оценить статическое давление частиц внутри пылевого облака.

Пылевые частицы, которые вводятся в плазму с помощью диспенсеров, образуют облако вблизи центра камеры с войдом в центре, возникающим вследствие наличия потока ионов, направленного от центра. В качестве буферного газа использовался аргон при давлении 10 Па; пылевой кристалл был образован частицами из меламинформальдегида с диаметром 2.55 мкм. В камере присутствуют также крупные частицы, возникающие, возможно, в результате слипания частиц, оставшихся в камере после предыдущих экспериментов. Благодаря зависимости соотношения силы, действующей со стороны электрического поля, и силы ионного увлечения от диаметра частицы крупные частицы скапливаются, как правило, на периферии камеры [43]. Время от времени от-

дельные крупные частицы ускоряются и проникают в объем пылевого кристалла. Механизм такого ускорения в настоящее время не ясен, он может быть связан, например, с реактивной силой, возникающей в результате воздействия лазерного излучения [44]. Движущиеся частицы можно использовать в качестве зондов для пылевого облака [45, 46]. В некоторых исследованиях крупные частицы ускоряются и вводятся в плазму с помощью специального устройства (“cogwheel”) [34–36, 47].

В экспериментах наблюдалась следующая характерная картина движения частиц. Крупные частицы с диаметром $a_p = 7.5$ мкм двигались в объеме пылевого кристалла практически горизонтально слева направо в сторону войда (рис. 17а, фаза I). При этом их скорость уменьшалась от 80 до 37 мм/с и дополнительно понижалась внутри войда, а ее направление менялось (рис. 17а, фаза II). Двигаясь по направлению к верхнему электроду, частица снова оказывалась внутри облака, при этом она медленно ускорялась от 7 до 14 мм/с, что меньше скорости звука (порядка 20 мм/с [25]). По мере движения крупная частица вытесняла пылевые, вызывая их вихреобразное движение (рис. 17б). Положения частиц фиксировались с помощью камеры высокого разрешения, ведущей съемку на скорости 50 кадров в секунду. Разрешение камеры составляло 11.3 мкм по горизонтали и 10.3 мкм по вертикали.

Рассмотрим движение крупной частицы с большой скоростью, соответствующее фазе I. Как видно из рис. 18, движение частицы сопровождается возникновением конуса Маха. Показанные на рисунке конусы получены вычитанием двух последовательных кадров видеосъемки. Видно, что проекции двойного конуса на плоскость несколько отличаются от прямых линий. Измерение угла Маха, который составляет половину угла раствора конуса Маха, является эффективным методом измерения скорости звука в среде c . Угол Маха ϑ связан с числом Маха M и скоростью частицы v соотношением

$$\sin \vartheta = c/v = 1/M. \quad (3)$$

Это соотношение справедливо для самых различных систем: от снаряда, движущегося в атмосфере [49], галактических кластеров [50] и гранулированных сред [51, 52] до кварк-глюонной плазмы, образующейся при столкновениях тяжелых ионов [53, 54]. Конусы Маха обнаруживаются также и в средах, подобных жидкости, в которых могут наблюдаться отдельные частицы. Примером такой среды является пылевая плазма, в которой в условиях микрогравитации присутствуют трехмерные структуры, такие как конусы Маха. Ранее уже наблюдалось их возникновение в двумерной комплексной плазме при движении круп-

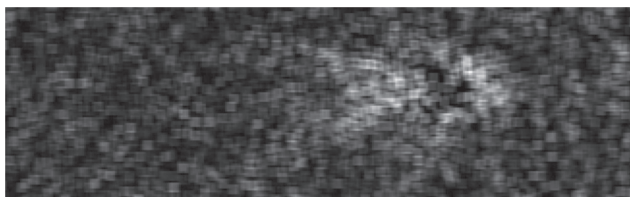


Рис. 18. Разность между двумя последовательными кадрами для крупной частицы, проходящей через пылевое облако, сглаженная в окне шириной 50 мкм [25].

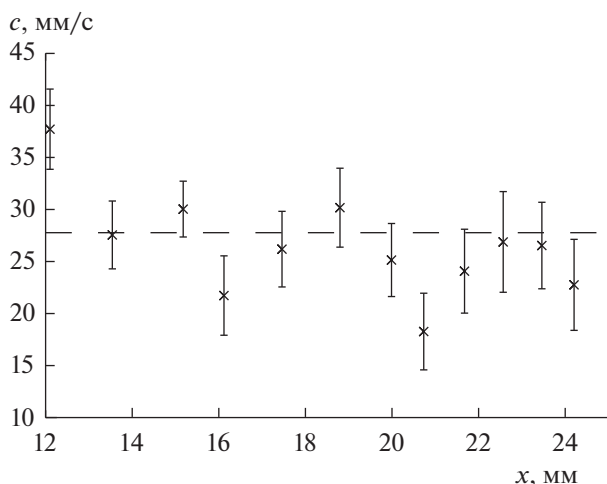


Рис. 19. Скорость звука как функция горизонтального положения, отсчитываемого от левого края рис. 18, что приблизительно соответствует координате входа крупной частицы в облако микрочастиц [25]; пунктир — скорость звука, определенная из условия наилучшего согласия с соотношением для конуса Маха (3).

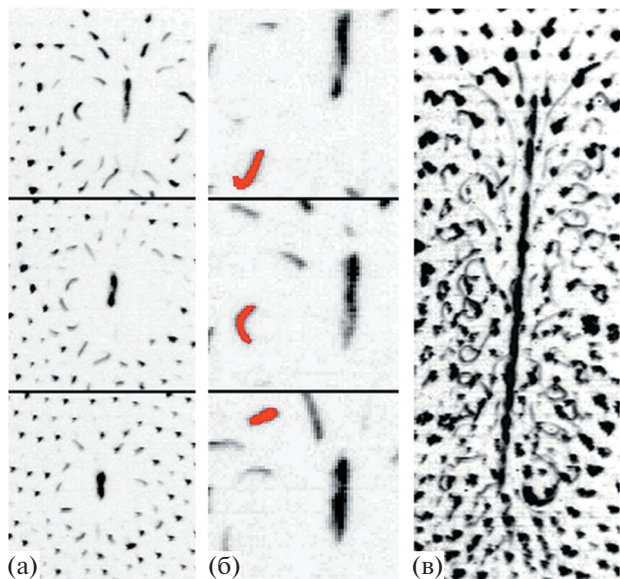


Рис. 20. Кадры, на которых зарегистрированы положения крупной и пылевых частиц (негативное изображение) [48]; интервал между отдельными кадрами составляет 0.1 с (а) и 0.02 с (б); движению крупной частицы от войда к верхней части камеры соответствует расположение кадров снизу вверх; (в) — наложение 12 кадров с интервалом 0.02 с.

ных частиц параллельно плоскости, в которой располагались частицы [55–57], а также при лазерном ускорении крупных частиц [58, 59]. Единственное наблюдение конуса Маха в работе [24], выполненное в условиях микрогравитации на борту МКС, не дало возможности измерить скорость звука ввиду недостатка данных.

В фазе I скорость крупной частицы превышала 35 мм/с, т.е. была сверхзвуковой. Методика измерения этой скорости сводилась к определению координат крупной частицы на каждом кадре и вычислению расстояния, пройденного частицей за временной интервал между двумя кадрами. В каждой точке угол конуса Маха вычислялся двумя способами. Сначала положения крыльев конуса Маха определялись на глаз, а угол измерялся по найденным координатам пикселей, причем данная процедура многократно повторялась. Окончательно угол определялся путем усреднения по десяти измерениям, как для верхнего, так и для нижнего крыла первого конуса. На рис. 19 показаны средние значения, вычисленные путем взвешенного усреднения результатов, полученных обоими методами. Измеренная скорость звука показана на рис. 19 как функция положения вдоль горизонтальной оси. Как видно, точность измерений не позволяет судить о характере зависимости скорости от координаты.

Рассмотрим теперь дозвуковое движение крупной частицы, иллюстрируемое кадрами видеосъемки (рис. 20а). Видно, что структура плазменного кристалла может быть представлена в виде системы ячеек Вигнера–Зейтца, окружающих каждую частицу. Концентрация частиц оценивалась как $n_d = 3 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, поэтому радиус ячейки составлял $\bar{r}_d = (3/4 \pi n_d)^{1/3} = 9.3 \times 10^{-3} \text{ см}$. Расстояние от центра крупной частицы до ближайшей пылевой частицы, определенное по снимку, $R \approx 3.3 \times 10^{-2} \text{ см}$ (рис. 20а). Можно определить параметр взаимодействия между крупной частицей и пылевым кристаллом $\beta_{dp} = 2Z_p Z_d e^2 / \lambda M_d u^2$ как отношение характерной кулоновской энергии $Z_p Z_d e^2 / \lambda$ к кинетической энергии пылевой частицы $M_d u^2 / 2$ в системе отсчета, в которой крупная частица неподвижна. Здесь Z_p и Z_d — заряды крупной и пылевой частиц соответственно, выраженные в единицах заряда электрона e ; λ — длина экранирования; $M_d = 1.31 \times 10^{-11} \text{ г}$ — масса пылевой частицы; $u \approx 1 \text{ см/с}$ — скорость крупной частицы. Основываясь на результатах анализа плавления плазменного кристалла [22], можно получить оценки $\lambda \approx 6 \times 10^{-3} \text{ см}$, $Z_d \approx -1200$ и $Z_p \approx -7000$, что дает $\beta_{dp} \approx 100$. Это свидетельствует о сильном взаимо-

действию между крупной частицей и пылевыми частицами, в результате которого ячеечная структура системы должна сохраняться при ее коллективном движении.

На рис. 20б показаны последовательные фазы движения отдельной пылевой частицы, а на рис. 20в траектории пылевых частиц, полученные наложением кадров. Видно, что пылевые частицы движутся вдоль характерных α -образных петель. Отсутствует петля в некоторых областях на рис. 20в можно объяснить следующим образом. Во-первых, траектория крупной частицы, а также плоскости кристалла непараллельны плоскости “лазерного ножа”, применяемого для подсветки системы, так что можно наблюдать лишь проекции траекторий на эту плоскость. Во-вторых, видимые траектории частиц оканчиваются в тех точках, где частицы выходят за пределы “лазерного ножа”. В-третьих, кристаллизация пылевой частицы, переместившейся в область за крупной частицей, приводит к случайному искажению ее траектории.

На крупную частицу, движущуюся в объеме пылевого кристалла, действуют следующие основные силы: сила трения о нейтральные атомы (буферный газ) F_n , сила ионного увлечения F_i , сила, связанная с наличием в плазме электрического поля, F_e и сила взаимодействия с пылевыми частицами F_d . Оценка для первой из этих сил дается выражением [7]

$$F_n = \delta \frac{8\sqrt{2}\pi}{3} m_n n_n v_{Tn} a_p^2 u \approx 3 \times 10^{-8} \text{ дин},$$

где $\delta \approx 1.4$ – коэффициент аккомодации, $m_n = 6.63 \times 10^{-23}$ г – масса атома аргона, $n_n = 2.42 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ – концентрация нейтральных атомов, $v_{Tn} = (T_n/m_n)^{1/2} = 2.50 \times 10^4 \text{ см/с}$ – их тепловая скорость. Напряженность постоянного электрического поля можно оценить по формуле [60] $eEL \sim T_e$, где $L = 3 \text{ см}$ – расстояние между электродами, $T_e = 3.5 \text{ эВ}$ – температура электронов. Отсюда

$$F_e = |Z_p| eE = |Z_p| T_e / L \sim 10^{-8} \text{ дин}.$$

Эта оценка, по-видимому, является оценкой сверху [28, 61]. Если сила ионного увлечения определяется столкновением ионов с поверхностью частицы, она может быть представлена в виде [7]

$$F_i \approx \pi \lambda^2 \ln^2 \beta_{pi} m_i n_i u_i^2 \sim 10^{-8} \text{ дин}.$$

Здесь $\beta_{pi} = |Z_p| e^2 / \lambda T_i \sim 10$ – параметр рассеяния ионов на частице, T_i – температура ионов, m_i – масса иона, $n_i \approx |Z_d| n_d \sim 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ – концентра-

ция ионов, оцениваемая при большом числе Хавнса $H = |Z_d| n_d / n_e$, n_e – концентрация электронов, $u_i \sim 3 \times 10^4 \text{ см/с}$ – дрейфовая скорость ионов. Число Хавнса указывает на роль пылевой компоненты в зарядовом балансе комплексной плазмы: при $H > 1$ эта роль велика, и отрицательный заряд несут в основном частицы. Для оценки F_d сверху предположим, что кулоновское взаимодействие экранируется на малом расстоянии, а импульс пылевых частиц, находящихся внутри цилиндра с радиусом R , полностью передается крупной частице. Тогда [7]

$$F_d = \pi R^2 n_d M_d u^2 \sim 10^{-8} \text{ дин}.$$

Таким образом, все силы, действующие на крупную частицу, одного порядка величины, причем в результате сильного трения о буферный газ движение частицы быстро, за время порядка $M_p u / F_n \sim 0.1 \text{ с}$, становится стационарным.

Предположим, что пылевой кристалл плавится на некотором расстоянии от движущейся крупной частицы, и “расплавленные” пылевые частицы обтекают ячейку Вигнера–Зейтца вокруг крупной частицы. В гидродинамическом приближении задача сводится к задаче об обтекании жидкостью сферы с радиусом \bar{R} , движущейся со скоростью \mathbf{u} относительно жидкости (пылевого облака). В системе координат, связанной с движущейся сферой, течение жидкости описывается стационарным уравнением Навье–Стокса

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \frac{p}{\rho} + \eta \nabla^2 \mathbf{v}, \quad (4)$$

где $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ – поле скоростей, p и ρ – давление и плотность жидкости соответственно, η – ее вязкость. Предполагая жидкость несжимаемой ($\rho = \text{const}$), дополним (4) уравнением непрерывности

$$\text{div} \mathbf{v} = 0. \quad (5)$$

Оценка числа Рейнольдса, предполагающая, что сдвиговая вязкость пылевой подсистемы может быть оценена по результатам численного моделирования юкавских жидкостей [62], дает $\text{Re} \sim 10$, поэтому можно пренебречь вязкостью и свести (4) к уравнению Эйлера для идеальной жидкости

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p. \quad (6)$$

Для безвихревого течения вместо (5) получим уравнение

$$\nabla^2 \varphi = 0, \quad (7)$$

где $\mathbf{v} = \nabla \varphi$, с граничными условиями

$$\mathbf{v}(\infty) = \mathbf{u}, \quad (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})|_{r=R} = 0, \quad (8)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$. Решение (7) имеет вид [42]

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = -\frac{R^3}{2r^3}[\mathbf{u} - 3\mathbf{n}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})] - \mathbf{u}. \quad (9)$$

Для вычисления уравнений траектории пылевых частиц необходимо проинтегрировать (9) в лабораторной системе координат, в которой ось X направлена вдоль траектории крупной частицы. В этой системе координат $\mathbf{n} = \{(x - ut)/r, y/r, z/r\}$. Вводя переменные $\zeta = (x - ut)/R$, $\eta = y/R$, $\tau = v_0 t$, где $v_0 = 3u/2R$, перепишем (9) в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\zeta}{d\tau} &= \left(\frac{\zeta^2}{\zeta^2 + \eta^2} - \frac{1}{3} \right) (\zeta^2 + \eta^2)^{-3/2} - \frac{2}{3}, \\ \frac{d\eta}{d\tau} &= \zeta \eta (\zeta^2 + \eta^2)^{-5/2} \end{aligned} \quad (10)$$

с начальными условиями $\zeta(0) = 0$ и $\eta(0) = \eta_0$. Вследствие аксиальной симметрии третье уравнение вдоль оси z совпадает по форме со вторым из уравнений (10) и поэтому не выписывается. Поскольку нас интересует течение вблизи сферы ($r = R$, “приповерхностное” приближение), приближенно положим $\zeta^2 + \eta^2 \approx 1$. В результате (10) сведется к

$$\frac{d\zeta}{d\tau} = \zeta^2 - 1, \quad \frac{d\eta}{d\tau} = \zeta \eta \quad (11)$$

с начальными условиями $\zeta(0) = 0$ и $\eta(0) = 1$. Решение (11) имеет вид [48]

$$x^* = \frac{x}{R} = \frac{2}{3} v_0 t - \text{th } v_0 t, \quad y^* = \frac{y}{R} = \frac{1}{\text{ch } v_0 t}. \quad (12)$$

В рассматриваемом приближении частицы движутся конечное время от момента $t = -\Delta t$, когда они оказываются вблизи поверхности обтекаемой сферы, до момента $t = \Delta t$, когда они удаляются от нее. Полное время движения получим из второго уравнения (12)

$$2\Delta t = 2v_0^{-1} \ln \left(\frac{R}{d} + \sqrt{\frac{R^2}{d^2} - 1} \right), \quad (13)$$

где d – расстояние между прямой, вдоль которой движется крупная частица, и пылевой частицей (прицельный параметр).

Траектория пылевой частицы, задаваемая уравнениями (12), показана на рис. 21 для $d/R = 0.163$, что соответствует $v_0 \Delta t = 2.5$. Приближенное решение практически совпадает с численным решением системы уравнений (10) при том же значении d/R . “Приповерхностное” приближение применимо даже при относительно

больших прицельных параметрах, поскольку даже при $d = R$ численное решение уравнений (10) дает $y(0) = 1.33R$, т.е. расстояние между пылевой и крупной частицами не принципиально отличается от R . На рис. 22 видно хорошее соответствие между полученными решениями (12), (13) и наблюдаемыми в эксперименте траекториями отдельных частиц, выделенными из рис. 20в. О соответствии теории эксперименту говорит и хорошее согласие в величинах отношения высоты замкнутой петли к R (рис. 20в и 22). Из эксперимента это отношение можно оценить как 0.28, тогда как его теоретическое значение составляет 0.277 (ср. рис. 21). Данное отношение не зависит также и от положения отдельных петель относительно траектории крупной частицы, несмотря на то, что высота петли и R изменяются. Заметим, что вследствие кристаллизации пылевых частиц на некотором расстоянии от крупной частицы их течение фактически имеет место лишь вблизи сферы с радиусом R . Поэтому использованное “приповерхностное” приближение, приводящее к результату (12), (13), должно более адекватно описывать рассматриваемую систему, чем численное решение точных уравнений (10).

Выше показано, что коллективное движение пылевых частиц в комплексной плазме можно интерпретировать как потенциальное движение невязкой жидкости и описывать его в рамках гидродинамического приближения. Как известно, в этом случае поток импульса, передаваемый передней (по потоку) полусфере крупной частицы от пылевых частиц, равен взятому с противоположным знаком потоку импульса, передаваемому от пылевых частиц задней полусфере крупной частицы. В результате сила взаимодействия между крупной частицей и пылевой плазмой оказывается равной нулю. Однако данная идеализированная картина не учитывает то обстоятельство, что движущиеся пылевые частицы испытывают действие силы трения со стороны нейтральных атомов, в результате чего импульс, возвращаемый крупной частице, оказывается меньшим, чем отдаваемый пылевым частицам. Оценив среднюю скорость движения пылевых частиц вдоль петели как $u/2$, запишем выражение для силы взаимодействия между крупной частицей и пылевым кристаллом в виде [48]

$$F_d \approx \frac{F_n}{2} \left(\frac{a_d}{a_p} \right)^2 \frac{4\pi}{3} n_d R^3 \sim 10^{-8} \text{ дин}, \quad (14)$$

где $a_d = 1.275 \times 10^{-4}$ см – радиус пылевой частицы. Фактически данная сила является дополнительной по отношению к F_n силой, тормозящей крупную частицу, также связанной с трением о буферный газ. В условиях рассматриваемого эксперимента эта сила оказывается того же порядка,

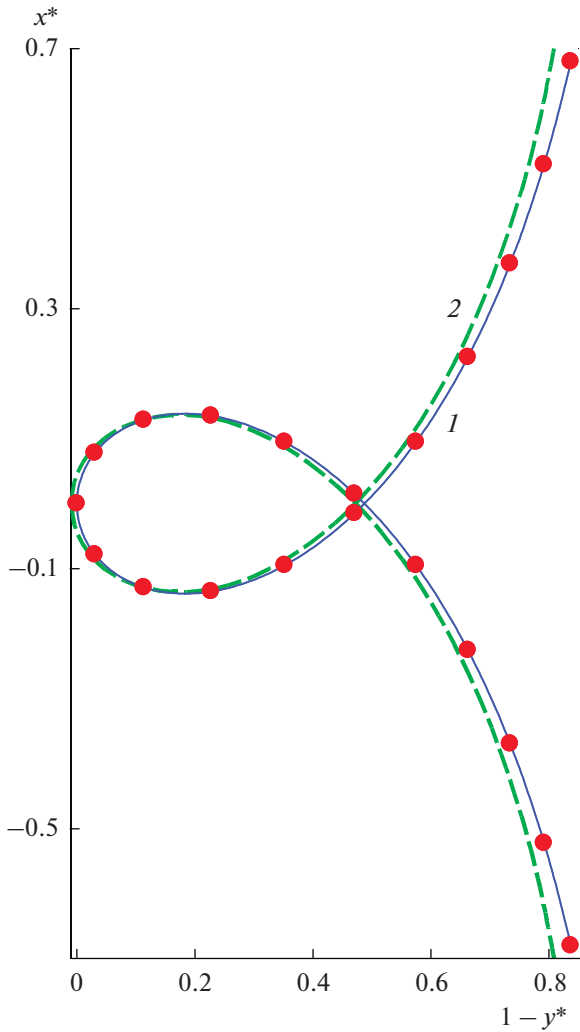


Рис. 21. Расчет траекторий пылевых частиц, движущихся в окрестности крупной частицы для $v_0 \Delta t = 2.5$ [48]: 1 – решение (12), (13); 2 – численное решение уравнений (10) для того же значения прицельного параметра $d = 0.163R$; временной интервал между соседними точками $v_0 t = 1/4$.

что и оценка сверху для F_d , а также F_n . При соответствующем подборе параметров эксперимента эта сила может даже доминировать над F_n . Однако это обстоятельство не нарушает справедливости полученного выше решения (12), (13), поскольку учет силы трения в уравнении (6) повлиял бы лишь на распределение давления p , но не на поле скоростей, определяемое не изменившимся уравнением (5).

Развита теория, позволяющая оценить порог деформации для первоначально сферической полости вокруг крупной частицы, движущейся с дозвуковой скоростью. Эта деформация возникает резко, в тот момент, когда скорость крупной частицы превышает пороговое значение, что видно

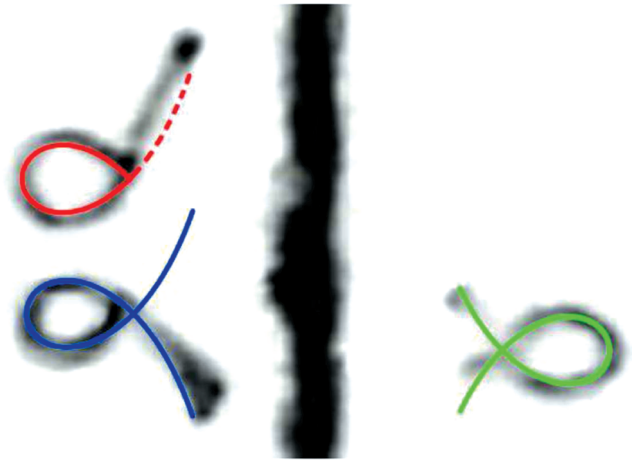


Рис. 22. Типичные α -образные траектории пылевых частиц [48], полученные наложением снимков исследуемой системы (негативное изображение, вертикальный трек – траектория крупной частицы); сплошные линии – расчет по формулам (12), (13), пунктир – участок траектории, искаженный локальной кристаллизацией.

на снимках, приведенных в работах [34, 35]. Для теоретического описания данного явления используется уравнение Навье–Стокса для сжимаемой жидкости с учетом трения между пылевыми частицами и атомами нейтрального газа. В исследовании не ставится задача описания динамики деформации полости с учетом срыва потока. Напротив, подразумевается, что скорость крупной частицы находится ниже порогового значения, так что можно рассматривать регулярный поток вокруг сферической полости без срыва. Полученное решение показывает, что, благодаря трению мелких частиц о газ нейтральных частиц, давление пылевого облака на границе полости позади крупной частицы может стать отрицательным. Это вызывает кавитацию, или образование микроскопической пустоты в облаке, т.е. деформацию полости. Соответствующая пороговая скорость уменьшается с увеличением размера полости. Измерение такой скорости позволяет оценить статическое давление внутри пылевого облака.

Рассмотрим задачу об обтекании жидкостью сферы с радиусом R , движущейся со скоростью \mathbf{u} относительно пылевого облака (рис. 23). С учетом нестационарности течения и трения пылевых частиц о газ уравнение Навье–Стокса записывается в виде

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \mathbf{v}(\mathbf{v} + \mathbf{u}) = -\frac{\nabla p}{\rho}, \quad (15)$$

где $p(t, \mathbf{r})$ – поле давлений, $\mathbf{v} = (8\sqrt{2\pi}/3) \times \delta m_n n_n v_{Tn} a_d^2 / M_d$ – коэффициент трения [7].

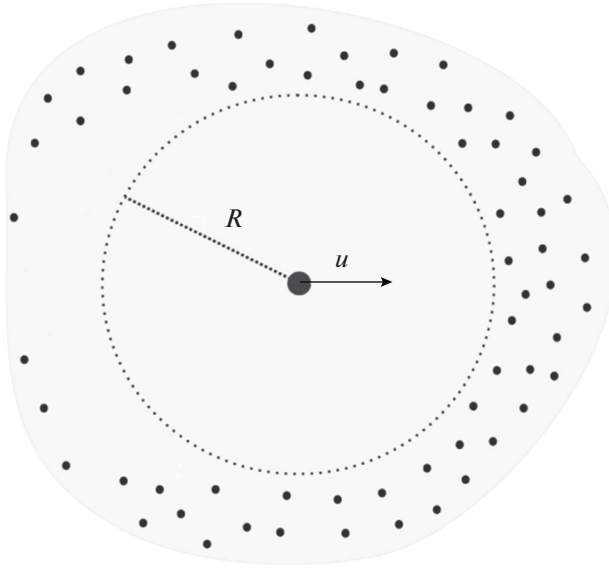


Рис. 23. Деформация полости позади движущейся крупной частицы (жирная точка в центре), движущейся со скоростью u через пылевое облако (маленькие точки) в газе нейтральных частиц; крупная частица окружена деформированной полостью с начальным радиусом R .

Вначале рассмотрим случай безвихревого потока ($\nabla \times \mathbf{v} = 0$) несжимаемой жидкости, который, как показано ниже, хорошо отражает качественные особенности явления. В этом случае уравнение непрерывности имеет форму (5), и с учетом граничных условий (8) получаем решение (9). Подставляя (9) в (15), найдем поле давлений

$$p = p_{st} + \frac{\rho v R}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} + \frac{\rho u^2}{8} \left[9 \frac{(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})^2}{u^2} - 5 \right] + \frac{\rho R}{2} \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}, \quad (16)$$

где $p_{st} = \text{const} > 0$ – статическое давление пыли при $r = \infty$. Пусть $\dot{\mathbf{u}} = 0$; тогда минимум давления (16) определяется условием

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} = \frac{9}{4} \rho u^2 (\xi - \xi_{cr}),$$

где $\cos \theta = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} / u \equiv \xi$, $\xi_{cr} = -2vR/9u$. Если $|\xi_{cr}| > 1$, то давление достигает минимума на заднем по отношению к набегающему потоку полюсе полости ($\xi = -1$) и там $p_{min} = p_{st} - \rho u^2 (9|\xi_{cr}|/2 - 1)/2$. В данном режиме скорость ограничена условием $u < 2vR/9$, которое выполняется для небольших значений R . В соответствии с обсуждением, приведенным выше, порог деформации полости определяется условием $p_{min} = 0$. Заметим, что, записывая это условие, неявно предполагается, что

пылевое облако может быть аппроксимировано системой твердых шаров, потенциал взаимодействия которых не содержит притягивательной части. Приближенно условие деформации можно записать в виде $u_{cr} \approx 2p_{st}/(\rho v R)$, где предполагается, что $p_{st} \leq \rho(vR)^2/8$. Если же $u > 2vR/9$, то минимум давления сдвинут от полюса к окружности, асимптотически достигающей экватора ($\xi = 0$). В этом случае трение не играет существенной роли и $u_{cr} \approx \sqrt{8p_{st}/5\rho}$. Если крупная частица движется с ускорением ($\dot{\mathbf{u}} \parallel \mathbf{u}$), то, заменяя частоту v ее эффективным значением $v_{eff} = v + \dot{u}/u$, получим для пороговой скорости те же соотношения. В газодинамике известно, что срыв потока происходит при наличии областей отрицательного давления, покрывающих значительную часть обтекаемой поверхности. Однако можно надеяться, что приведенное выше u_{cr} дает хорошую оценку для истинной пороговой скорости начала деформации.

В действительности пылевое облако, разумеется, сжимаемо. Поэтому рассмотрим теперь случай стационарного ($\dot{\mathbf{u}} = 0$) безвихревого ($\nabla \times \mathbf{v} = 0$) движения сжимаемой жидкости, плотность которой зависит от радиус-вектора, $\rho = \rho(\mathbf{r})$. Для простоты предположим, что в некоторой ограниченной области параметров уравнение состояния пылевого облака позволяет считать скорость звука $c = \sqrt{(\partial p / \partial \rho)_T}$ постоянной и записать $\nabla p = c^2 \nabla \rho$. Тогда уравнение (15) можно переписать следующим образом:

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \mathbf{v}(\mathbf{v} + \mathbf{u}) = -\frac{c^2}{\rho} \nabla \rho. \quad (17)$$

Уравнение непрерывности записывается в виде

$$\nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \frac{\nabla \rho}{\rho} = 0. \quad (18)$$

Подставляя $\nabla \rho / \rho = -(1/c^2)(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} / c^2)(\mathbf{v} + \mathbf{u})$ из (17) в (18), получим

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \cdot (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \frac{v}{c^2} (v^2 + \mathbf{u} \cdot \mathbf{v}). \quad (19)$$

Решение (19) ищем в виде $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1$, где $\mathbf{v}_0(\mathbf{r})$ – решение задачи для несжимаемой жидкости, даваемое формулой (9), которое соответствует пределу $c \rightarrow \infty$, когда $\rho = \rho_0 = \text{const}$. Предполагая, что сжимаемость жидкости дает малую поправку, $|\mathbf{v}_1| \ll |\mathbf{v}_0|$, вместо (19) запишем в первом приближении

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_1 = \frac{1}{2c^2} \mathbf{v}_0 \cdot \nabla v_0^2 + \frac{v}{c^2} (v_0^2 + \mathbf{u} \cdot \mathbf{v}_0). \quad (20)$$

Из граничных условий (8) следует, что $v_1(\infty) = 0$ и $\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_1|_{r=R} = 0$. Решение уравнения (20), полученное в [63], весьма громоздко и здесь не приводится. На заднем полюсе полости оно имеет вид

$$v_1|_{x=1} = \frac{u^2}{c^2} \left(\frac{243}{176} \xi^2 + \frac{\kappa}{4} \xi - \frac{551}{880} \right) (\mathbf{u} - \xi u \mathbf{n}).$$

Данное решение в сочетании с уравнением (17) позволяет вычислить поправку к давлению за счет сжимаемости пылевого облака. Ограничиваясь членами, пропорциональными u^2 , получим вместо (16) [63]

$$p(R, \xi) \approx p_{st} + \frac{\rho_0 u v R}{2} \xi + \frac{\rho_0 u^2}{8} \left(9\xi^2 - 5 + \frac{4v^2 R^2}{3c^2} \right). \quad (21)$$

Из (21) видно, что конечная сжимаемость приводит к увеличению давления, так что пороговая скорость деформации полости также увеличивается. Однако легко убедиться, что полученная поправка мала, если $\kappa u/c \ll 1$. Также можно видеть, что поправка на конечную сжимаемость всегда мала для больших частиц, даже если это условие не выполняется.

Добавка к силе F_n , тормозящей крупную частицу, возникающая за счет взаимодействия последней с частицами пылевого облака, равна [64]

$$F_d = 2\pi R^2 \int_{-1}^1 \xi p(R, \xi) d\xi. \quad (22)$$

Поскольку поправка на конечную сжимаемость в (21) пропорциональна ξ^2 , она не влияет на величину интеграла в (22), и, следовательно, F_d с учетом конечной сжимаемости по-прежнему дается выражением (14). Исходя из (21), можно уточнить оценки порога деформации полости для различных режимов, сделанные выше для несжимаемой жидкости. Поскольку поправка на конечную сжимаемость не зависит от ξ , по-прежнему имеем $\xi_{cr} = -2vR/9u$. Если $|\xi_{cr}| > 1$, то в (21) необходимо положить $\xi = -1$, что дает оценку

$$u_{cr} = \frac{vR}{2\omega} - \sqrt{\frac{v^2 R^2}{4\omega^2} - \frac{2p_{st}}{\omega\rho_0}} \approx \frac{2p_{st}}{vR\rho_0}, \quad (23)$$

где $\omega = 1 + v^2 R^2/3c^2$. Для больших полостей ($R \rightarrow \infty$) приближение (23) справедливо, если $p_{st}/\rho_0 c^2 \ll 1$. При этом условие $\kappa u/c > 1$ может не выполняться. Обратная зависимость $p_{st}(u_{cr})$ имеет вид

$$\frac{p_{st}}{\rho_0} = \frac{\omega u_{cr}^2}{2} \left(\frac{vR}{\omega u_{cr}} - 1 \right) \approx \frac{1}{2} v R u_{cr}. \quad (24)$$

Соотношение (24) позволяет по известному из эксперимента значению u_{cr} оценить статическое давление в пылевом облаке. Поскольку в соответствии с обсуждением, приведенным выше, истинная пороговая скорость должна быть выше u_{cr} , из (24) можно заключить, что соответствующая оценка для статического давления будет его оценкой сверху.

В случае $|\xi_{cr}| < 1$, характерном для малых полостей, имеем

$$u_{cr} = 2 \left(\frac{2p_{st}}{5\rho_0} - \frac{v^2 R^2}{45} \right)^{1/2} \times \left(1 - \frac{4v^2 R^2}{15c^2} \right)^{-1/2} \approx \left(\frac{8p_{st}}{5\rho_0} \right)^{1/2}.$$

В этом случае предел $R \rightarrow 0$ также соответствует пределу несжимаемой жидкости. Обратное соотношение, позволяющее оценить p_{st} , имеет вид

$$\frac{p_{st}}{\rho_0} = \frac{5u_{cr}^2}{8} + \frac{v^2 R^2}{18} \left(1 - \frac{3u_{cr}^2}{c^2} \right) \approx \frac{5u_{cr}^2}{8}. \quad (25)$$

В этом случае при $u > u_{cr}$ область отрицательного давления расширяется до области между двух окружностей на поверхности полости. Можно показать, что для не слишком крупных частиц при увеличении u область отрицательного давления быстро расширяется. Таким образом, величина u_{cr} должна давать разумную оценку (как минимум по порядку величины) для порога деформации полости.

На основе разработанной теории проанализируем возможность наблюдения деформации полости в эксперименте. Рассмотрим сначала эксперимент с аргоном в качестве газа-носителя, проведенный на установке ПК-3 Плюс в условиях микрогравитации [25, 48]. Эксперимент проводился при давлении 10 Па и температуре $T_n = 300$ К. При этих условиях $m_n = 6.63 \times 10^{-23}$ г, $n_n = 2.42 \times 10^{15}$ см⁻³ и $v_{T_n} = 2.5 \times 10^4$ см/с. Пылевое облако было образовано частицами из меламинформальдегида радиусом $a_d = 1.275 \times 10^{-4}$ см и массой $M_d = 1.31 \times 10^{-11}$ г, поэтому $v = 46.6$ с⁻¹. Последовательные кадры, регистрирующие траекторию крупной частицы с помощью камеры высокого разрешения, показаны на рис. 24. Скорость крупной частицы плавно увеличивалась от $u = 0.7$ до 1.4 см/с. Поскольку скорость звука, измеренная в данном эксперименте, составляет 2.2 см/с [25], такое движение оказывается дозвуковым. Особенностью этого движения является резкое изменение конфигурации полости. Вначале крупная частица движется в центре полости (ср. рис. 24а и 24б). Затем в точке траектории, где

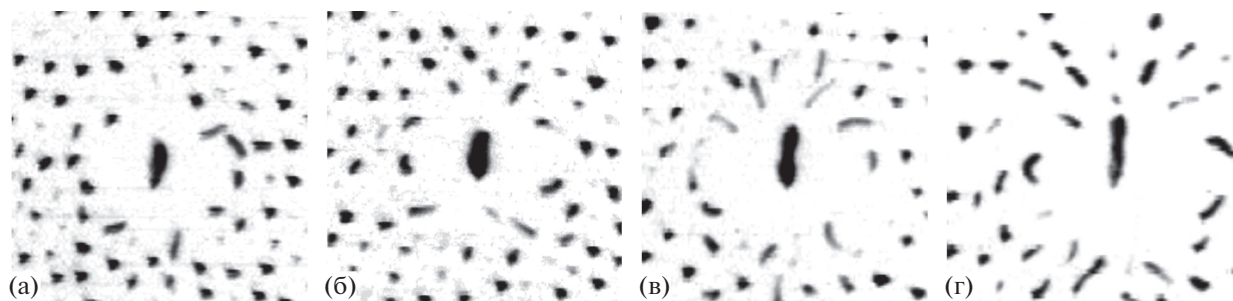


Рис. 24. Конфигурации частиц пыли и крупной частицы (негативное изображение) в последовательные моменты времени; интервал между отдельными кадрами – 0.08 с; кадры (а) и (б) иллюстрируют сферическую полость, (в) и (г) – деформированную полость; крупная частица ускоряется от (а) к (г).

скорость частицы составляет $u = 1.06$ см/с, ускорение $\dot{u} = 2.6$ см/с², а радиус полости $R = 3.74 \times 10^{-2}$ см, крупная частица резко смещается из центра полости вперед (рис. 24в). При дальнейшем движении деформация полости сохраняется (рис. 24г). Можно предположить, что в точке, показанной на рис. 24в, скорость крупной частицы превосходит порог деформации полости. При указанных условиях эксперимента $\xi_{cr} = -0.365$, поэтому, подставляя $u_{cr} = 1.06$ см/с в (25), получим оценку сверху для статического давления пылевого облака $p_{st}/\rho_0 \approx 0.753$ см²/с² (или $p_{st} \approx 3.0 \times 10^{-7}$ Па). Отметим, что поправка на ускорение к общему давлению $-\rho \dot{u} R/2$ в уравнении (16) мала вследствие малости ускорения крупной частицы в выбранной точке ($\dot{u}/u \ll \nu$).

Сравним полученную выше оценку с теоретической оценкой для статического давления, основанной на соображениях размерности. Так как размерности давления и плотности энергии совпадают, можно записать по порядку величины $p_{st} \sim Z_d^2 e^2 n_d / 2\bar{r}$, где $\bar{r} = (3/4 \pi n_d)^{1/3}$ – радиус Вигнера–Зейтца для пылевого кристалла, n_d – плотность пылевых частиц. При $Z_d = 1200$ и $n_d = 3 \times 10^5$ см⁻³ [25] эта оценка дает $p_{st} \sim 5.4 \times 10^{-7}$ Па, что коррелирует с оценкой сверху, полученной из эксперимента.

Условия микрогравитации также могут создаваться в полетах по параболической траектории. Такие эксперименты проводились с использованием камеры IMPF-K2 [34]. В эксперименте использовался аргон при 30 Па и $a_d = 4.775 \times 10^{-4}$ см ($M_d = 6.88 \times 10^{-10}$ г и $\nu = 33.5$ с⁻¹). Крупные частицы ускорялись специальным устройством (зубчатым колесом, “cogwheel”) до сверхзвуковых и дозвуковых скоростей. Характерная фотография, иллюстрирующая движение дозвуковой крупной частицы внутри пылевого облака, пока-

зана на рис. 25. Заметны как смещение крупной частицы из центра полости к ее передней части, так и несферичность (удлинение) полости. К сожалению, точка перехода от сферической к деформированной полости в этом эксперименте не определялась. Тем не менее для этого случая можно оценить величину порога. Заметим, что из оценки $p_{st} \sim Z_d^2 e^2 n_d / 2\bar{r}$ с $Z_d = 8800$ и $n_d = 2 \times 10^4$ см⁻³ [34] следует $p_{st} \sim 7.8 \times 10^{-7}$ Па, что близко к приведенной выше оценке для эксперимента [48]. Таким образом, можно предположить, что величины p_{st} близки в обеих системах и использовать оценку сверху (23) для вычисления u_{cr} в рассматриваемом случае. Если радиус полости приблизительно оценить как $R = 0.1$ см, то получим $u_{cr} \approx 0.462$ см/с. Это означает, что крупная частица движется в низкоскоростном режиме ($\xi_{cr} = -1.61$). Следовательно, порог для данной системы не превышает 1 см/с. Этот результат согласуется со скоростью крупной частицы на рис. 36 $u = 1.8$ см/с, что также ниже скорости звука $c = 2.0$ см/с [34]. Таким образом, подтверждается основная идея данного исследования, заключающаяся в том, что полость вокруг движущейся крупной частицы может деформироваться уже при дозвуковой скорости.

7. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ СИСТЕМЫ

В 2011 г. на МКС с использованием установки ПК-3 Плюс было выполнено исследование динамики процессов кристаллизации трехмерных плазменно-пылевых систем при постоянном давлении аргона (10, 14 и 20 Па) с частицами диаметром 1.55 мкм. Последовательность эксперимента была такова: вначале формируется кристаллическая структура при постоянном давлении аргона, далее самоорганизованная структура подвергается воздействию внешнего низкочастотного электрического поля с целью разрушения установив-

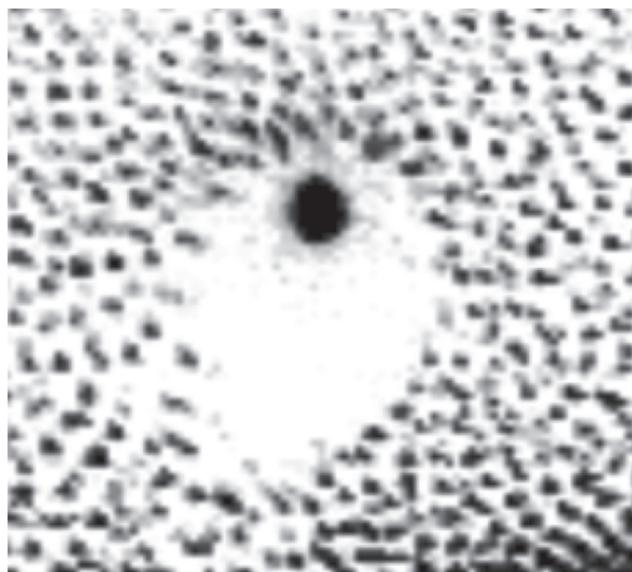


Рис. 25. Деформированная полость вокруг большой частицы, движущейся с дозвуковой скоростью $u = 1.8$ см/с; воспроизведен увеличенный фрагмент рис. 3а из работы [34].

шегося порядка, после разрушения кристаллической структуры внешнее воздействие снимается и наблюдается динамика восстановления кристаллической структуры. Для наложения низкочастотного электрического поля использовался функциональный генератор. Подавалось напряжение амплитудой 13 В и частотой 255 Гц.

На рис. 26 показано видеоизображение сечения плазменно-пылевого формирования, т.е. демонстрируется первоначальная структура большой трехмерной плазменно-пылевой системы из частиц 1.55 мкм. На рис. 27 представлена парная корреляционная функция $g(r)$, полученная из обработки 43 последовательных видеокадров с камеры высокого разрешения. Как следует из результатов обработки, среднее межчастичное расстояние составляет $\Delta = 104$ мкм. Как известно, параметр $K = g_{\min}/g_{\max}$, где g_{\min} – первый минимум $g(r)$ и g_{\max} – первый максимум $g(r)$, является одной из характеристик степени упорядоченности и в диапазоне K , равном 0.2, существует граница кристаллического и жидкостного состояний [65]. В данном случае параметр $K = 0.16$, что подтверждает кристаллическое состояние пылевой системы.

Рис. 28 демонстрирует вид пылевой структуры в первоначальный момент после снятия внешнего низкочастотного поля. На рис. 29 представлена парная корреляционная функция $g(r)$, полученная из обработки 43 кадров в первоначальный момент после снятия внешнего низкочастотного поля. Среднее межчастичное расстояние составляет $\Delta = 108$ мкм. Параметр $K = 0.23$, что соответ-

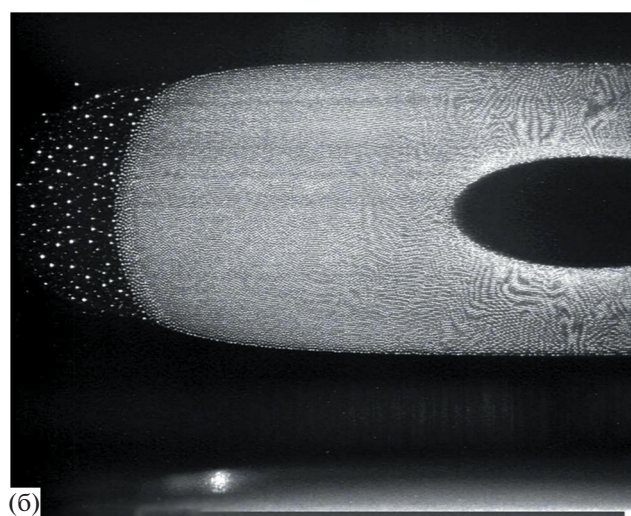


Рис. 26. Видеоизображения пылевой структуры для частиц 1.55 мкм при давлении аргона 10 Па для случая без воздействия внешнего поля: (а) – видеоизображение, полученное камерой высокого разрешения, (б) – квадрантной камерой.

ствует жидкостной фазе пылевой системы и подтверждает факт разрушения кристаллической структуры вследствие внешнего воздействия.

Дальнейшее наблюдение за восстановлением кристаллической структуры пылевой системы обнаруживает возникновение фронта кристаллизации. Под фронтом кристаллизации подразумевается граница между кристаллической областью и жидкостной фазой. Рис. 30 демонстрирует продвижение фронта кристаллизации. Оценка скорости распространения проекции фронта кристаллизации дает значение 0.5Δ в секунду.

В финальной стадии восстановления кристаллической структуры наблюдается появление нескольких кристаллических доменов с различной пространственной ориентацией. Рис. 31 демонстрирует образование указанных доменов.

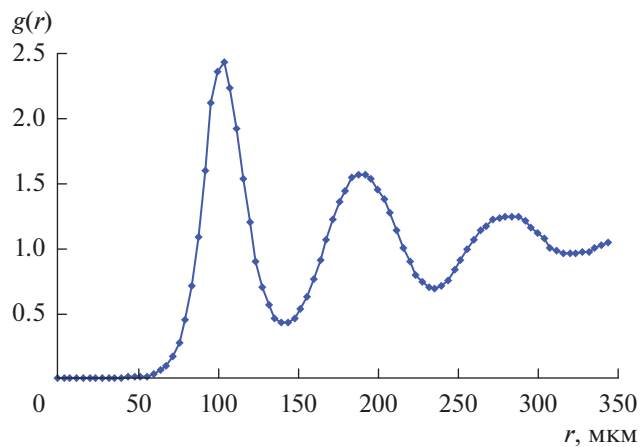


Рис. 27. Парная корреляционная функция, полученная обработкой 43 последовательных кадров для давления аргона 10 Па.

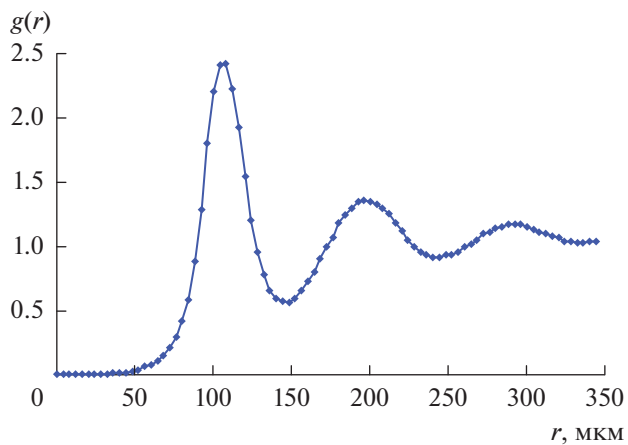


Рис. 29. Парная корреляционная функция, полученная обработкой 43 последовательных кадров для давления аргона 10 Па после разрушения кристалла.

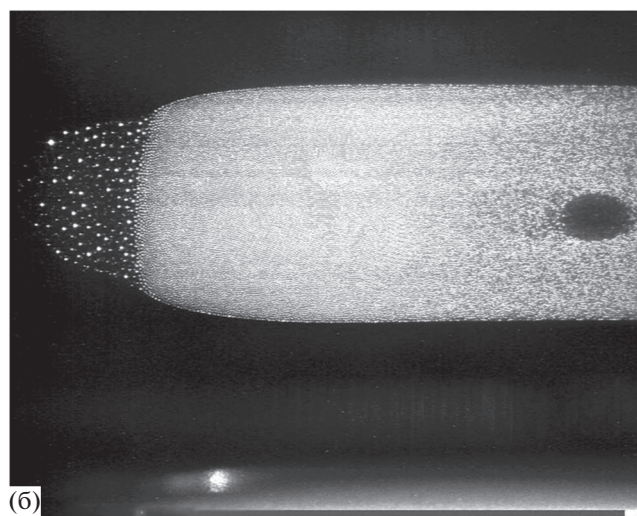
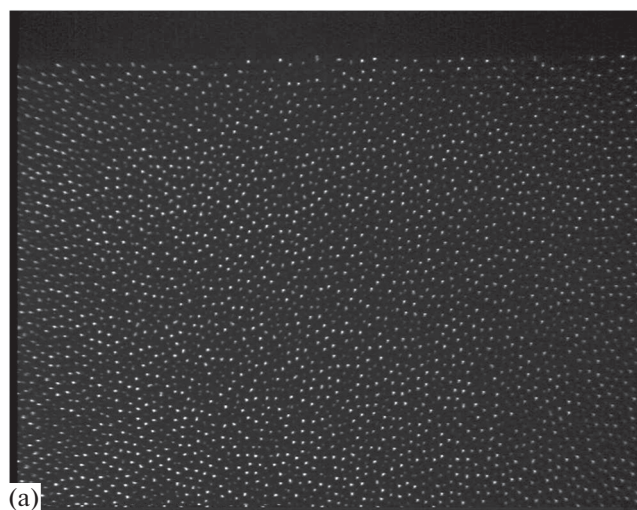


Рис. 28. Видеоизображения пылевой структуры для частиц 1.55 мкм при давлении аргона 10 Па после разрушения кристалла наложением и последующим снятием внешнего низкочастотного поля.

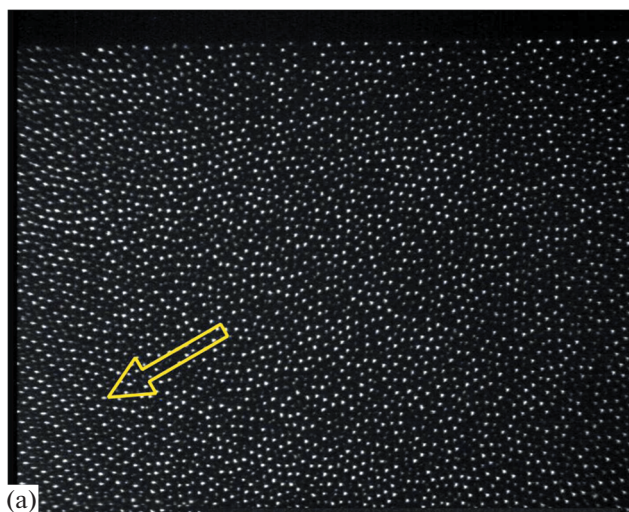


Рис. 30. Движение фронта кристаллизации после разрушения кристаллической структуры под воздействием низкочастотного поля; интервал времени между кадрами – 1 мин; стрелка указывает на фронт кристаллизации: $P_{\text{Ar}} = 10$ Па, $d_p = 1.5$ мкм, $\Delta = 100$ мкм, $V_{\text{front}} = 0.5\Delta$ в секунду.

Следует заметить, что в лабораторных экспериментах на Земле [13] было выполнено исследование восстановления кристаллической структуры пылевой системы из частиц диаметром 1.28 мкм при давлении аргона 23 Па после ее разрушения резким снижением ВЧ-мощности. Наблюдалось движение фронта кристаллизации со скоростью порядка одного межчастичного расстояния Δ в секунду ($\Delta = 75$ мкм).

Для точного определения трехмерной скорости распространения фронта кристаллизации описанный выше эксперимент производился со сканированием пылевого облака, что позволило определить трехмерные координаты частиц. В начале наблюдения (первый скан) в поле зрения камеры нет ни одного домена; часть поверхности первого из них оказывается в поле зрения лишь на седьмом скане. При давлении аргона 10 Па первый домен в объеме наблюдения регистрируется уже на седьмом сканировании, а затем объем, занимаемый кристаллической фазой, увеличивается до начала 11-го скана, когда все домены перестают расти. Кроме того, к этому времени весь объем заполнен контактирующими кристаллическими доменами (кроме окрестности приэлектродной области, где кристаллизация невозможна).

В основу методики разделения частиц на жидкоподобные и кристаллоподобные и выделения различных доменов положено определение главных кристаллических осей для каждого домена (метод осей, [16, 66]). Это позволило не только идентифицировать кристаллоподобные частицы, но и эффективно определить тип кристаллической решетки исследованных доменов. Оказалось, что он соответствует решетке ОЦК (рис. 32). Для выделения группы поверхностных частиц домена, которые образуют распространяющийся фронт, использовался способ определения поверхности [67].

Ключевым моментом в измерении скорости фронта является определение направления прямой распространения. Предполагалось, что существует небольшая область поверхности домена (площадка), образованная группой из m поверхностных частиц, распространяющаяся вдоль этой прямой перпендикулярно к ней. Эта прямая определяется из процедуры минимизации разности между вектором, соединяющим центры площадок, соответствующих последовательным однонаправленным сканам, и его проекцией на направление нормали к этим площадкам. При этом учитывается поворот видимых нормалей вследствие конечной скорости сканирования (рис. 33). В ходе данной процедуры рассчитывается скорость фронта кристаллизации [16]

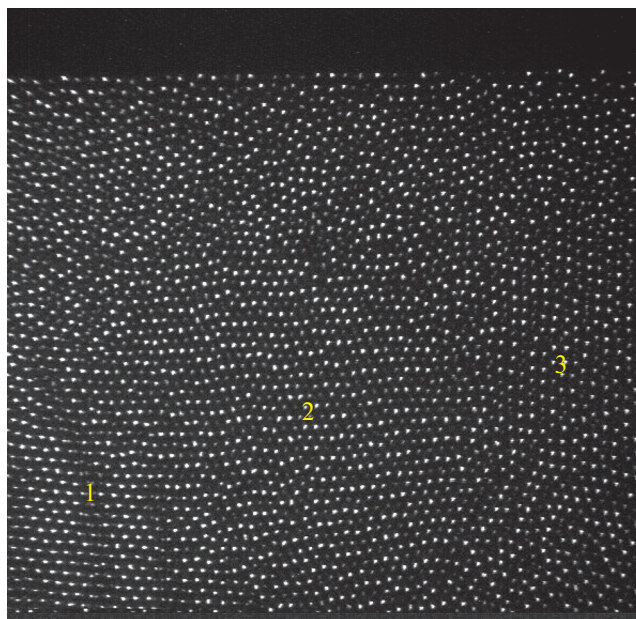


Рис. 31. Кристаллические домены с различной ориентацией.

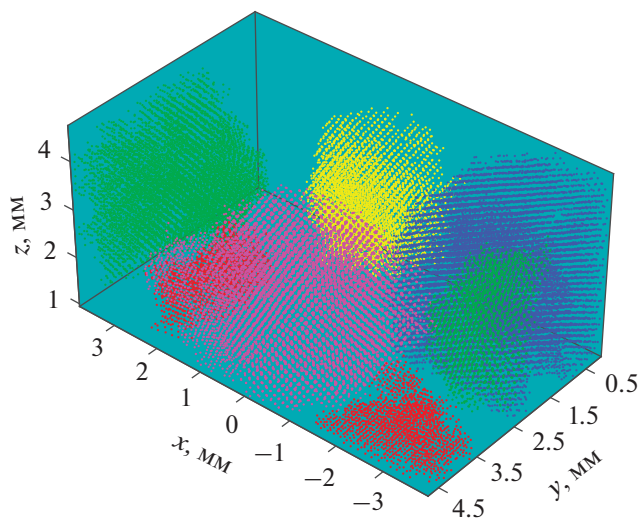


Рис. 32. Кристаллические домены пылевых частиц на поздней стадии кристаллизации; домены определены с помощью осевого алгоритма для скана № 11; цвет указывает на различную ориентацию кристаллических осей (жидкоподобные частицы и кристаллические домены, содержащие менее 1000 частиц, не показаны).

$$v = \frac{v_0}{1 + n_y \frac{v_0}{u}}, \quad v_0 = \frac{r_2 - r_1}{\tau_2 - \tau_1}, \quad (26)$$

где n_y – y -компонента нормали к наблюдаемой площадке \mathbf{n} (сканирование производится в направлении оси y декартовой системы координат), u – скорость сканирования,

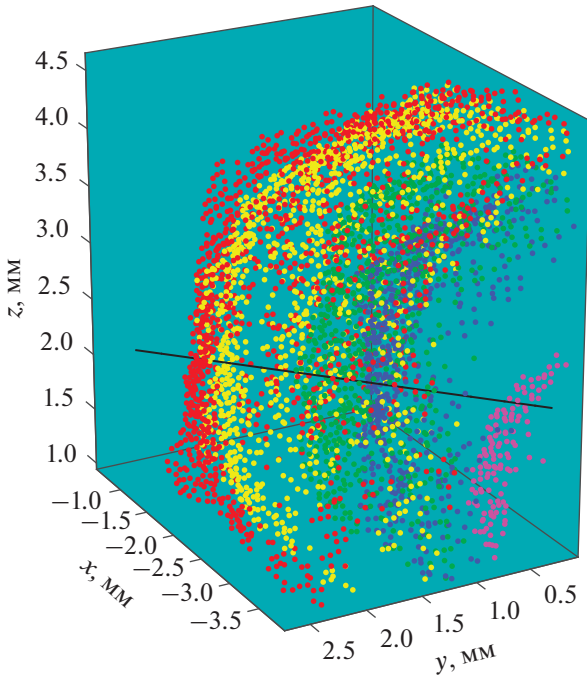


Рис. 33. Распространение фронта кристаллизации при эволюции домена, маркированного синим на рис. 32 (цветом обозначены различные моменты времени, соответствующие сканам с № 7 по 11), вдоль линии прямолинейного движения (сплошная линия).

$$r_l = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m r_i \cdot n,$$

r_l – радиус-векторы поверхностных частиц, образующих площадку, индексы $l = 1, 2$ соответствуют двум последовательным однонаправленным сканам, τ_l – время начала l -го скана. Эта истинная скорость трехмерного фронта является важным свойством кинетики кристаллизации плазмы.

Результаты определения скорости фронта кристаллизации с помощью (26) показаны на рис. 34 для экспериментов при давлении аргона 10 и 15 Па. Для каждого давления были исследованы по два домена. Оказывается, что скорость фронта кристаллизации почти постоянна для рассмотренной системы, слабо зависит от давления аргона и составляет 60–80 мкм/с, т.е. порядка межчастичного расстояния Δ в секунду. Для сравнения производилось точечное определение скорости фронта путем нахождения расстояния между точками пересечения линии прямолинейного распространения и поверхностями домена для последовательных однонаправленных сканов, а также времени распространения фронта между этими точками. Отметим хорошее согласие между точечными измерениями и определением скорости методом прямолинейного распространения площадок. Видно, что фронты кристаллиза-

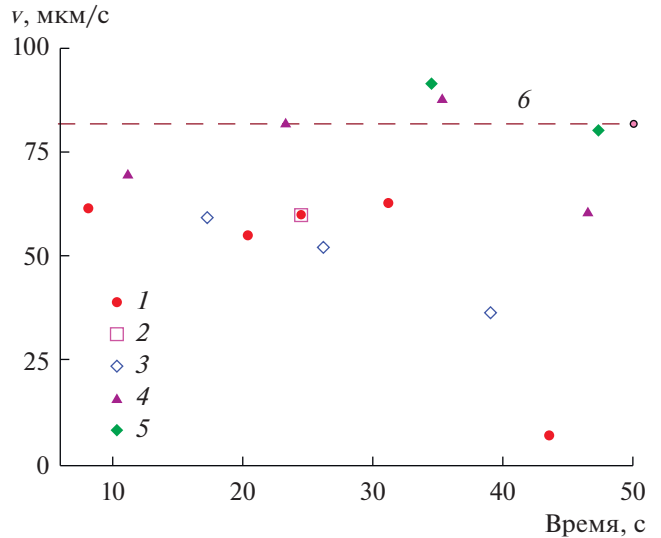


Рис. 34. Скорость распространения фронта кристаллизации (26) как функция времени наблюдения при различных давлениях аргона: 1 – 10 Па, точечное измерение, домен № 1; 2, 3 – эволюция синего № 1 и пурпурного № 2 домена на рис. 32 соответственно, 10 МПа; 4, 5 – 15 Па; 6 – теоретическая оценка сверху (27).

ции равномерно распространяются в однородном пылевом облаке и замедляются, когда поверхности соседних доменов соприкасаются.

Теоретические оценки, сделанные в данной работе, основаны на предположении, что поток жидкоподобных частиц пропорционален разности коэффициентов самодиффузии жидкоподобных и кристаллоподобных частиц [66]. Распространение фронта кристаллизации описывается уравнением

$$\frac{\partial n_\ell}{\partial t} = (D_\ell - D_c) \frac{\partial^2 n_\ell}{\partial x^2},$$

где n_ℓ – концентрация жидкоподобных частиц, D_ℓ и D_c – коэффициенты самодиффузии жидких и кристаллоподобных частиц. Его решение

$$n_\ell(\xi) = n_0 \left(1 - e^{-\frac{\xi}{l}} \right),$$

где $\xi = x - vt$, x – координата вдоль линии прямолинейного распространения,

$$v = \frac{D_\ell}{l} \left\{ 1 - \exp \left[\left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right) \delta \right] \right\}$$

– скорость фронта. Здесь l – толщина фронта, Γ_0 – значение кулоновского параметра неидеальности на бинадали кристалл–жидкость, δ характеризует разность энергий активации “прыжков” частиц в жидкой и кристаллической фазах.

Коэффициент самодиффузии для жидкоподобных частиц может быть заимствован из результатов моделирования юкавской жидкости. Тогда оценку сверху для скорости фронта можно записать в виде [66]

$$\bar{v} \approx \frac{3}{4\pi(36\pi)^{2/3}} \omega_0 n_d^{-1/3} \exp\left(-\frac{3\Gamma}{\Gamma_0}\right). \quad (27)$$

Для частоты колебаний частиц в ячейках Вигнера–Зейтца $\omega_0 \approx 1.46 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ при концентрации частиц $n_d = 7.4 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ получим $\bar{v} \approx 82 \text{ мкм/с}$.

Таким образом, для скорости фронта получена оценка сверху, которая коррелирует со скоростью, следующей из обработки данных эксперимента. Отметим, что исследования в данной области могут способствовать развитию теории сильнонеидеальной плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены наиболее значимые результаты космического эксперимента “Плазменный кристалл”, проведенного с помощью установки ПК-3 Плюс, размещенной на МКС. Впервые исследовано новое состояние пылевой плазмы – электрореологическая плазма, в которой происходит переход от изотропной плазменно-пылевой жидкости к анизотропному состоянию. Изучено взаимопроникновение частиц диаметром 3.4 мкм в плазменно-пылевую систему, образованную пылевыми частицами большого диаметра, при различных условиях. Наблюдаемое явление представляет собой неравновесный переход, зависит от особенностей и динамики взаимодействия частиц и представляет интерес для различных областей физики. В случае экспериментов с пылевой плазмой в условиях микрогравитации возможно разрешить движение отдельной частицы и исследовать динамику перехода.

Произведены экспериментальные исследования фазового перехода жидкость–кристалл в трехмерной плазменно-пылевой системе. Получены экспериментальные данные процесса кристаллизации/плавления для систем из частиц диаметром 1.55 и 2.55 мкм. Установлено, что при уменьшении давления нейтрального газа происходит сжатие пылевой компоненты и ее кристаллизация. При последующем повышении давления наблюдается плавление плазменно-пылевой системы. Процесс плавления в проведенных экспериментах имеет много общего с процессами в обычных атомных, молекулярных системах и в частично-упорядоченных средах (soft matter systems).

В экспериментах, проведенных в условиях микрогравитации, наблюдались крупные частицы, почти свободно движущиеся в объеме плаз-

менного кристалла, сформированного в ВЧ-разряде. Наблюдение данного явления возможно только в условиях микрогравитации. С помощью наложения кадров видеосъемки получены траектории пылевых частиц, движущихся в окрестности крупной частицы. Продемонстрировано, что эти траектории имеют характерную α -образную форму.

Показано, что наблюдаемое в эксперименте коллективное движение пылевых частиц может быть описано в рамках гидродинамического приближения как невязкое безвихревое обтекание ячейки Вигнера–Зейтца, образующейся вокруг крупной частицы, расплавленным пылевым кристаллом, или “жидкостью” более мелких пылевых частиц. Тем самым отсутствие заметной силы взаимодействия между крупной частицей и плазменным кристаллом объясняется отсутствием передачи импульса между жидкостью и обтекаемым телом. Впервые установлено, что в условиях микрогравитации гидродинамическое приближение оказывается адекватным для описания коллективных движений в пылевой плазме даже на очень малых масштабах порядка нескольких межчастичных расстояний.

Вследствие трения между частицами пыли и атомами нейтрального газа давление пылевого облака на поверхности полости вокруг крупной частицы может стать отрицательным. По этой причине существует дозвуковая критическая скорость, при превышении которой появляется значительная асимметрия, или деформация, полости, свободной от пылевых частиц.

Экспериментально исследована динамика процессов кристаллизации трехмерных плазменно-пылевых систем при постоянном давлении аргона при воздействии низкочастотного переменного электрического поля и без его воздействия в условиях микрогравитации. Обнаружено формирование фронта кристаллизации и его распространение в трехмерной плазменно-пылевой системе. Разработан “осевой” алгоритм идентификации кристаллоподобных частиц, который позволяет распознавать различные кристаллические домены и их поверхность. Предложено определение трехмерной скорости фронта, предполагающее, что существует небольшой участок поверхности домена, распространяющейся вдоль некоторой линии, перпендикулярной к этому участку. Показано, что скорость фронта практически не зависит от времени и составляет 60–80 мкм/с. Предложена теория распространения фронта кристаллизации в пылевом облаке, предполагающая, что поток кристаллизующихся частиц пропорционален разности коэффициентов самодиффузии жидкой и кристаллической фаз. Полученная оценка сверху для скорости фронта коррелирует с результатами обработки экспери-

мента. Уникальность эксперимента заключается в наличии условий микрогравитации, которые позволяют создать практически однородную плазменно-пылевую систему.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комплексная и пылевая плазма: из лаборатории в космос / Под ред. В. Фортова, Г. Морфилла. М.: Наука, Физматлит, 2012. 444 с.
2. *Thomas H.M., Morfill G.E.* Melting Dynamics of a Plasma Crystal // *Nature*. 1996. V. 379. № 6568. P. 806.
3. *Chu J.H., Lin I* Direct Observation of Coulomb Crystals and Liquids in Strongly Coupled RF Dusty Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72. № 25. P. 4009.
4. *Thomas H., Morfill G.E., Demmel V., Goree J., Feuerbacher B., Möhlmann D.* Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. № 5. P. 652.
5. *Melzer A., Trottenberg T., Piel A.* Experimental Determination of the Charge on Dust Particles Forming Coulomb Lattices // *Phys. Lett. A*. 1994. V. 191. № 3. P. 301.
6. *Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A.* Physics and Applications of Complex Plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 456 p.
7. *Fortov V., Ivlev A., Khrapak S., Khrapak A., Morfill G.* Complex (Dusty) Plasmas: Current Status, Open Issues, Perspectives // *Phys. Rep.* 2005. V. 421. № 1. P. 1.
8. *Bonitz M., Henning C., Block D.* Complex Plasmas: a Laboratory for Strong Correlations // *Rep. Prog. Phys.* 2010. V. 73. № 6. P. 066501.
9. *Morfill G.E., Ivlev A.V.* Complex Plasmas: an Interdisciplinary Research Field // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. № 4. P. 1353.
10. *Цытович В.Н.* Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 57.
11. *Цытович В.Н.* О перспективах экспериментальных и теоретических исследований самоорганизованных пылевых структур в комплексной плазме в условиях микрогравитации // УФН. 2015. Т. 185. № 2. С. 161.
12. *Naumkin V.N., Lipaev A.M., Molotkov V.I., Zhukhovitskii D.I., Usachev A.D., Thomas H.M.* Crystal–Liquid Phase Transitions in Three-dimensional Complex Plasma under Microgravity Conditions // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. V. 946. P. 012144.
13. *Rubin–Zuzic M., Morfill G.E., Ivlev A.V., Pompl R., Klumov B.A., Bunk W., Thomas H.M., Rothermel H., Havnes O., Fouquet A.* Kinetic Development of Crystallization Fronts in Complex Plasmas // *Nat. Phys.* 2006. V. 2. № 3. P. 181.
14. *Khrapak A.G., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Zhukhovitskii D.I., Naumkin V.N., Fortov V.E., Petrov O.F., Thomas H.M., Khrapak S.A., Huber P., Ivlev A., Morfill G.* Complex Plasma Research under Microgravity Conditions: PK-3 Plus Laboratory on the International Space Station // *Contrib. Plasma Phys.* 2016. V. 56. № 3–4. P. 253.
15. *Naumkin V.N., Zhukhovitskii D.I., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Fortov V.E., Thomas H.M., Huber P., Morfill G.E.* Density Distribution of a Dust Cloud in Three-dimensional Complex Plasmas // *Phys. Rev. E*. 2016. V. 94. № 3. P. 033204.
16. *Zhukhovitskii D.I., Naumkin V.N., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Thomas H.M.* New Approach to Measurement of the Three-dimensional Crystallization Front Propagation Velocity in Strongly Coupled Complex Plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2019. V. 28. № 6. P. 065014.
17. *Hayashi Y.* Structure of a Three-Dimensional Coulomb Crystal in a Fine-Particle Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. № 23. P. 4764.
18. *Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Petrov O.F.* Dusty Plasmas // *Phys.-Usp.* 2004. V. 47. № 5. P. 447.
19. *Morfill G.E., Konopka U., Kretschmer M., Rubin-Zuzic M., Thomas H.M., Zhdanov S.K., Tsytovich V.* The “Classical Tunnelling Effect” – Observations and Theory // *New J. Phys.* 2006. V. 8. P. 7.
20. *Schwabe M., Zhdanov S.K., Thomas H.M., Ivlev A.V., Rubin-Zuzic M., Morfill G.E., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Fortov V.E., Reiter T.* Nonlinear Waves Externally Excited in a Complex Plasma under Microgravity Conditions // *New J. Phys.* 2008. V. 10. № 3. P. 033037.
21. *Morfill G.E., Thomas H.M., Konopka U., Rothermel H., Zuzic M., Ivlev A., Goree J.* Condensed Plasmas under Microgravity // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. № 8. P. 1598.
22. *Khrapak S.A., Klumov B.A., Huber P., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Naumkin V.N., Thomas H.M., Ivlev A.V., Morfill G.E., Petrov O.F., Fortov V.E., Malentschenko Y., Volkov S.* Freezing and Melting of 3D Complex Plasma Structures under Microgravity Conditions Driven by Neutral Gas Pressure Manipulation // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. № 20. P. 205001.
23. *Thomas H.M., Morfill G.E., Fortov V.E., Ivlev A.V., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Hagl T., Rothermel H., Khrapak S.A., Suetterlin R.K., Rubin-Zuzic M., Petrov O.F., Tokarev V.I., Krikalev S.K.* Complex Plasma Laboratory PK-3 Plus on the International Space Station // *New J. Phys.* 2008. V. 10. № 3. P. 033036.
24. *Jiang K., Nosenko V., Li Y.F., Schwabe M., Konopka U., Ivlev A.V., Fortov V.E., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Petrov O.F., Turin M.V., Thomas H.M., Morfill G.E.* Mach Cones in a Three-dimensional Complex Plasma // *EPL*. 2009. V. 85. № 4. P. 45002.
25. *Schwabe M., Jiang K., Zhdanov S., Hagl T., Huber P., Ivlev A.V., Lipaev A.M., Molotkov V.I., Naumkin V.N., Suetterlin K.R., Thomas H.M., Fortov V.E., Morfill G.E., Skvortsov A., Volkov S.* Direct Measurement of the Speed of Sound in a Complex Plasma under Microgravity Conditions // *EPL*. 2011. V. 96. № 5. P. 55001.
26. *Ivlev A.V., Morfill G.E., Thomas H.M., R ath C., Joyce G., Huber P., Kompaneets R., Fortov V.E., Lipaev A.M., Molotkov V.I., Reiter T., Turin M., Vinogradov P.* First Observation of Electrorheological Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. № 9. P. 095003.
27. *Chakrabarti J., Dzubiella J., L wen H.* Reentrance Effect in the Lane Formation of Driven Colloids // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 70. № 1. P. 012401.
28. *Suetterlin K.R., Wysocki A., Ivlev A.V., R ath C., Thomas H.M., Rubin-Zuzic M., Goedheer W.J., Fortov V.E.,*

- Lipaev A.M., Molotkov V.I., Petrov O.F., Morfill G.E., Löwen H.* Dynamics of Lane Formation in Driven Binary Complex Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. № 8. P. 085003.
29. *Khrapak S.A., Klumov B.A., Huber P., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Naumkin V.N., Ivlev A.V., Thomas H.M., Schwabe M., Morfill G.E., Petrov O.F., Fortov V.E., Malentschenko Y., Volkov S.* Fluid-Solid Phase Transitions in Three-dimensional Complex Plasmas under Microgravity Conditions // *Phys. Rev. E.* 2012. V. 85. № 6. P. 066407.
30. *Raveché H.J., Mountain R.D., Streett W.B.* Freezing and Melting Properties of the Lennard-Jones System // *J. Chem. Phys.* 1974. V. 61. № 5. P. 1970.
31. *Boeuf J.P., Pitchford L.C.* Two-dimensional Model of a Capacitively Coupled RF Discharge and Comparisons with Experiments in the Gaseous Electronics Conference Reference Reactor // *Phys. Rev. E.* 1995. V. 51. № 2. P. 1376.
32. *Lampe M., Goswami R., Sternovsky Z., Robertson S., Gavrishchaka V., Ganguli G., Joyce G.* Trapped Ion Effect on Shielding, Current Flow, and Charging of a Small Object in a Plasma // *Phys. Plasmas.* 2003. V. 10. № 5. P. 1500.
33. *Menzel K.O., Arp O., Piel A.* Frequency Clusters and Defect Structures in Nonlinear Dust-density Waves under Microgravity Conditions // *Phys. Rev. E.* 2011. V. 83. № 1. P. 016402.
34. *Caliebe D., Arp O., Piel A.* Dynamics of Dust-free Cavities Behind Fast Projectiles in a Dusty Plasma under Microgravity Conditions // *Physics of Plasmas.* 2011. V. 18. № 7. P. 073702.
35. *Piel A., Arp O., Klindworth M., Melzer A.* Obliquely Propagating Dust-density Waves // *Phys. Rev. E.* 2008. V. 77. № 2. P. 026407.
36. *Arp O., Caliebe D., Piel A.* Cavity Dynamics and Particle Alignment in the Wake of a Supersonic Projectile Penetrating a Dusty Plasma // *Phys. Rev. E.* 2011. V. 83. № 6. P. 066404.
37. *Fortov V.E., Petrov O.F., Usachev A.D., Zobnin A.V.* Micro-sized Particle-charge Measurements in an Inductive RF Gas-discharge Plasma using Gravity-driven Probe Grains // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 70. № 4. P. 046415.
38. *Chang M.-C., Tseng Y.-P., Lin I* Projectile Channeling in Chain Bundle Dusty Plasma Liquids: Wave Excitation and Projectile-wave Interaction // *Physics of Plasmas.* 2011. V. 18. № 3. P. 033704.
39. *Nosenko V., Goree J.* Shear Flows and Shear Viscosity in a Two-Dimensional Yukawa System (Dusty Plasma) // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. № 15. P. 155004.
40. *Morfill G.E., Rubin-Zuzic M., Rothermel H., Ivlev A.V., Klumov B.A., Thomas H.M., Konopka U., Steinberg V.* Highly Resolved Fluid Flows: "Liquid Plasmas" at the Kinetic Level // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. № 17. P. 175004.
41. *Ivlev A.V., Steinberg V., Kompaneets R., Höfner H., Sidorenko I., Morfill G.E.* Non-Newtonian Viscosity of Complex-Plasma Fluids // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. № 14. P. 145003.
42. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика в 10 томах. Том 6. Гидродинамика. 5-е изд., стереот. М.: Физматлит, 2001. 736 с.
43. *Goree J., Morfill G.E., Tsytovich V.N., Vladimirov S.V.* Theory of Dust Voids in Plasmas // *Phys. Rev. E.* 1999. V. 59. № 6. P. 7055.
44. *Nosenko V., Ivlev A.V., Morfill G.E.* Laser-induced Rocket Force on a Microparticle in a Complex (Dusty) Plasma // *Phys. Plasmas.* 2010. V. 17. № 12. P. 123705.
45. *Schweigert V.A., Schweigert I.V., Nosenko V., Goree J.* Acceleration and Orbits of Charged Particles Beneath a Monolayer Plasma Crystal // *Phys. Plasmas.* 2002. V. 9. № 11. P. 4465.
46. *Liu B., Goree J., Nosenko V., Boufendi L.* Radiation Pressure and Gas Drag Forces on a Melamine-formaldehyde Microsphere in a Dusty Plasma // *Phys. Plasmas.* 2003. V. 10. № 1. P. 9.
47. *Buttenschön B., Himpel M., Melzer A.* Spatially Resolved Three-dimensional Particle Dynamics in the Void of Dusty Plasmas under Microgravity using Stereoscopia // *New J. Phys.* 2011. V. 13. № 2. P. 023042.
48. *Zhukhovitskii D.I., Fortov V.E., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Naumkin V.N., Thomas H.M., Ivlev A.V., Schwabe M., Morfill G.E.* Nonviscous Motion of a Slow Particle in a Dust Crystal under Microgravity Conditions // *Phys. Rev. E.* 2012. V. 86. № 1. P. 016401.
49. *Maccoll J.W.* The Conical Shock Wave Formed by a Cone Moving at a High Speed // *Proc. R. Soc. A.* 1937. V. 159. № 898. P. 459.
50. *Weźgowiec M., Vollmer B., Ehle M., Dettmar R.-J., Bomans D.J., Chyży K.T., Urbanik M., Soida M.* Hot Gas in Mach Cones around Virgo Cluster Spiral Galaxies // *Astron. Astrophys.* 2011. V. 531. P. A44.
51. *Makse H.A., Gland N., Johnson D.L., Schwartz L.* Granular Packings: Nonlinear Elasticity, Sound Propagation, and Collective Relaxation Dynamics // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 70. № 6. P. 061302.
52. *Heil P., Rericha E.C., Goldman D.I., Swinney H.L.* Mach Cone in a Shallow Granular Fluid // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 70. № 6. P. 060301.
53. *Casalderrey-Solana J.* Mach Cones in Quark Gluon Plasma // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2007. V. 34. № 8. P. S345.
54. *Ulery J.G.* Are there Mach Cones in Heavy Ion Collisions? // *Int. J. Mod. Phys. E.* 2007. V. 16. № 07n08. P. 2005.
55. *Samsonov D., Goree J., Ma Z.W., Bhattacharjee A., Thomas H.M., Morfill G.E.* Mach Cones in a Coulomb Lattice and a Dusty Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. № 18. P. 3649.
56. *Samsonov D., Goree J.* Instabilities in a Dusty Plasma With Ion Drag and Ionization // *Phys. Rev. E.* 1999. V. 59. № 1. P. 1047.
57. *Dubin D.H.E.* The Phonon Wake Behind a Charge Moving Relative to a Two-dimensional Plasma Crystal // *Phys. Plasmas.* 2000. V. 7. № 10. P. 3895.
58. *Nosenko V., Goree J., Ma Z.W., Piel A.* Observation of Shear-Wave Mach Cones in a 2D Dusty-Plasma Crystal // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. № 13. P. 135001.

59. *Melzer A., Nunomura S., Samsonov D., Ma Z.W., Goree J.* Laser-excited Mach Cones in a Dusty Plasma Crystal // *Phys. Rev. E.* 2000. V. 62. № 3. P. 4162.
60. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Изд. 2-ое, доп. и перераб. М.: Наука, 1992. 536 с.
61. *Land V., Goedheer W.J.* Effect of Large-angle Scattering, Ion Flow Speed and Ion-neutral Collisions on Dust Transport under Microgravity Conditions // *New J. Phys.* 2006. V. 8. P. 8.
62. *Saigo T., Hamaguchi S.* Shear Viscosity of Strongly Coupled Yukawa Systems // *Phys. Plasmas.* 2002. V. 9. № 4. P. 1210.
63. *Zhukhovitskii D.I., Ivlev A.V., Fortov V.E., Morfill G.E.* Onset of Cavity Deformation upon Subsonic Motion of a Projectile in a Fluid Complex Plasma // *Phys. Rev. E.* 2013. V. 87. № 6. P. 063108.
64. *Ivlev A.V., Zhukhovitskii D.I.* The Drag Force on a Subsonic Projectile in a Fluid Complex Plasma // *Phys. Plasmas.* 2012. V. 19. № 9. P. 093703.
65. *Frenkel D., McTague J.P.* Computer Simulations of Freezing and Supercooled Liquids // *Annu. Rev. Phys. Chem.* 1980. V. 31. № 1. P. 491.
66. *Жуховицкий Д.И., Наумкин В.Н., Хуснулгатин А.И., Молотков В.И., Липаев А.М.* Распространение трехмерного фронта кристаллизации в сильнонеидеальной пылевой плазме // *ЖЭТФ.* 2020. Т. 157. № 4. С. 734.
67. *Zhukhovitskii D.I.* Spectra of the Liquid Cluster Surface Thermal Fluctuations // *J. Chem. Phys.* 2006. V. 125. № 23. P. 234701.