

ISSN 0367-2921

Том 49, Номер 1

Январь 2023



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



www.sciencejournals.ru

Журнал для научных работников в области теоретических и экспериментальных исследований по физике плазмы и взаимодействию плазмы с твердым телом, по проблеме управляемого термоядерного синтеза



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 1, 2023

*Настоящий выпуск включает избранные статьи, подготовленные по материалам докладов
9-й Международной конференции по физике пылевой плазмы ICPDP 2022 –
под редакцией Л.М. Зеленого и С.И. Попеля*

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

9-я Международная конференция по физике пылевой плазмы <i>Л. М. Зеленый, С. И. Попель</i>	3
Пылевая плазма в условиях тлеющего разряда в магнитном поле до 2.5 Тл <i>Е. С. Дзиева, Л. Г. Дьячков, В. Ю. Карасев, Л. А. Новиков, С. И. Павлов</i>	7
Пылевая плазма в окрестностях Луны: современные исследования и новые перспективы <i>С. И. Попель, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый</i>	12
Термодинамическая устойчивость многокомпонентной неидеальной плазмы <i>А. В. Филиппов</i>	25
Фрактальное броуновское движение коллоидных частиц в плазме <i>К. Г. Косс, И. И. Лисина, М. М. Васильев, А. А. Алексеевская, Е. А. Кононов, О. Ф. Петров</i>	33
Проявления модуляционной неустойчивости в ионосфере Земли, включая хвосты метеороидов <i>Т. И. Морозова, С. И. Попель</i>	42
Проявления аномальной диссипации в плазменно-пылевых системах <i>С. И. Попель</i>	48
Плазменно-пылевая система в марсианской ионосфере <i>Ю. С. Резниченко, А. Ю. Дубинский, С. И. Попель</i>	57
Спектры колебаний броуновских частиц в ловушке с эффективным нарушением симметрии межчастичного взаимодействия <i>Э. А. Саметов, Е. А. Лисин, О. С. Ваулина</i>	67
Микроволновые плазменные имитационные эксперименты по осаждению лунной пыли на пластины металлов <i>Н. Н. Скворцова, В. Д. Степахин, В. Д. Борзосеков, А. А. Сорокин, Д. В. Малахов, В. В. Качмар, Л. В. Колик, Е. М. Кончиков, Н. Г. Гусейн-заде, Н. С. Ахмадуллина, Е. В. Воронова, О. Н. Шишилов</i>	75
Нелинейные пыле-акустические волны в околоидеальной (газоподобной) криогенной пылевой плазме тлеющего разряда <i>Ф. М. Трухачёв, Р. Е. Болтнев, А. А. Алексеевская, М. М. Васильев, О. Ф. Петров</i>	85
О модификации и потере массы частиц меламин-формальдегида в пылевой плазме в тяжелом инертном газе <i>Е. С. Дзиева, А. П. Горбенко, М. С. Голубев, М. А. Ермоленко, Л. А. Новиков, С. И. Павлов, В. А. Полищук, В. Ю. Карасев</i>	92
Сепарация частиц в пылевой плазме в смесях инертных газов <i>Л. А. Новиков, В. Ю. Карасев, С. И. Павлов, М. В. Балабас, И. Р. Крылов, Е. С. Дзиева, С. А. Майоров</i>	98
Получение микрокапельных плазменных кристаллов <i>Р. И. Пяскин, А. И. Щербина</i>	103

9-я МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. Л. М. Зеленый^a, С. И. Попель^a, *

^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 01.11.2022 г.

После доработки 02.11.2022 г.

Принята к публикации 10.11.2022 г.

Краткое описание истории проведения Международных конференций по физике пылевой плазмы. Особое внимание уделяется 9-й Международной конференции по физике пылевой плазмы, которая проводилась в г. Москве.

DOI: 10.31857/S036729212260145X, EDN: KMPBPS

Настоящий выпуск журнала включает избранные статьи, подготовленные по материалам докладов на 9-й Международной конференции по физике пылевой плазмы (9th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (ICPDP 2022)), которая проводилась в г. Москве в Институте космических исследований РАН с 23 по 27 мая 2022 года (рис. 1, 2). История проведения данной конференции восходит к 1996 году, когда в ответ на растущий интерес к теме пылевой плазмы после открытия плазменно-пылевого кристалла^{1,2} первая из данной серии международных конференций была проведена в Гоа (Индия). Впоследствии Международные конференции по физике пылевой плазмы проводились каждые три года в разных точках мира (Хаконе, Япония, 1999 г.; Дурбан, ЮАР, 2002 г.; Орлеан, Франция, 2005 г.; Азорские острова, Португалия, 2008 г.; Гармиш-Партенкирхен, Германия, 2011 г.; Нью-Дели, Индия, 2014 г.; Прага, Чехия, 2017 г.). Проведение конференции в Москве обсуждалось еще в 2014 году в Нью-Дели. Однако в виду организации в то время 40-й Научной Ассамблеи COSPAR в Московском государственном университете конференцию по пылевой плазме тогда решили не проводить, и вопрос передвинулся на 2017 год. На 8-й Международной конференции по физике пылевой плазмы, которая проводилась в Праге, решение о проведении конференции в Москве, наконец, было принято Международным кон-

сультативным комитетом (International Advisory Committee) Международных конференций по физике пылевой плазмы.

Первоначально проведение конференции в Москве планировалось на 2020 год. Однако из-за эпидемии COVID-19 организаторы были вынуждены переносить ее несколько раз. В конечном итоге, по согласованию с Дирекцией Института космических исследований РАН и Международным консультативным комитетом в январе 2022 года были определены окончательные даты проведения конференции.

Препятствовали проведению конференции в Москве не только эпидемия COVID-19, но и ряд других трудностей, в том числе, связанных с нынешней политической ситуацией в мире. В частности, после февраля 2022 года, из-за запрета в ряде стран Запада своим исследователям общаться с российскими коллегами, оказалось невозможным общение между членами Программного и Организационного комитетов конференции с



Рис. 1. Эмблема конференции.

¹ Chu J. H., Lin I. Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 4009–4012.

² 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. P. 652–655.



Рис. 2. Открытие конференции. Сидят (слева-направо): директор ИКИ РАН, член-корреспондент РАН А.А. Петрукович; член Международного консультативного комитета ICPDP, директор ОИВТ РАН, академик РАН О.Ф. Петров; заместитель председателя Программного и Организационного комитетов ICPDP 2022, научный руководитель ИКИ РАН, академик РАН Л.М. Зеленый; заместитель председателя Программного и Организационного комитетов ICPDP 2022, зав. лабораторией ИКИ РАН, д.ф.-м.н., проф. С.И. Попель.

членами Международного консультативного комитета из Европейского Союза и США. Впоследствии значительное число исследователей из Европы и Северной Америки, несмотря на приглашения из Москвы, не смогли участвовать в конференции. Далее, серьезной потерей для конференции стала безвременная кончина 29 ноября 2020 года Председателя ее Программного и Организационного Комитетов академика Владимира Евгеньевича Фортова.

Несмотря на все эти неблагоприятные обстоятельства, конференция в Москве прошла достаточно успешно. Всего на конференции зарегистрировался 281 участник. Было сделано 126 докладов исследователями из 14 стран: Австрии, Белоруссии, Германии, Египта, Индии, Казах-

стана, Китайской Народной Республики, Мьянмы, Нидерландов, Пакистана, России, США, Франции, Южной Кореи. Отметим, что ряд участников из Европейского Союза, несмотря на формальный запрет общения с российскими коллегами, обошел его и представил свои стендовые доклады на веб-сайте конференции, минуя прямое общение. В Таблице 1 приведены количества докладов различного статуса на Международных конференциях по физике пылевой плазмы в Нью-Дели, Индия, 2014 г., Праге, Чехия, 2017 г. и Москве, Россия, 2022 г.

Организаторы конференции старались не снижать качество приглашенных докладов. На роль приглашенных докладчиков приглашались исключительно исследователи, имеющие беспор-

Таблица 1. Количество докладов различного статуса на Международных конференциях по физике пылевой плазмы в Нью-Дели, Индия, 2014 г., Праге, Чехия, 2017 г. и Москве, Россия, 2022 г.

	ICPDP 2014, Нью-Дели, Индия	ICPDP 2017, Прага, Чехия	ICPDP 2022, Москва, Россия
Пленарные доклады	7	6	4
Приглашенные доклады	20	13	14
Устные доклады	18	41	43
Стендовые доклады	125	111	46
Всего докладов	170	171	107

ное международное признание и известность. Такая высокая планка, а также то, что многие ключевые специалисты из Европы и Северной Америки не смогли участвовать в конференции, обусловило меньшее количество пленарных докладов по сравнению с предыдущими конференциями. Тем не менее, в докладах на конференции в Москве удалось охватить все традиционные направления исследований пылевой плазмы, а также новые направления, которые получили существенное развитие после конференции 2017 года в Праге. Важными являются новые направления, связанные с исследованием активных броуновских частиц и пылевой плазмы в ионосфере Марса. На конференции были представлены новые материалы, относящиеся к будущим лунным миссиям “Луна-25” и “Луна-27”, пылевой плазме в магнитном поле и в установках по управляемому термоядерному синтезу, пылевой плазме высокой плотности, нелинейным волнам и процессам самоорганизации в пылевой плазме, астрофизическим приложениям, пылевой плазме в Солнечной системе и т.д.

В данном выпуске содержится часть статей участников конференции, представленных в редакцию журнала на русском языке. В английской версии журнала переводы этих статей на английский язык будут дополнены статьями, представленными в редакцию на английском языке. Среди материалов русско- и англоязычных версий журнала содержатся работы, которые были представлены на конференции в виде пленарных или приглашенных [1–7], устных [8–17] и стендовых [18–23] докладов. Работы отражают широкий спектр направлений теоретических и экспериментальных исследований таких, как лабораторная пылевая плазма, в том числе и плазма в магнитном поле, криогенная плазма, неидеальная плазма, плазменно-химические процессы, линейные и нелинейные волны, броуновское движение в пылевой плазме, плазма ионосферы и магнитосферы Земли, пылевая плазма в окрестностях Луны, Марса, Юпитера и т.д.

Scientific Program Committee

Vladimir Fortov – chairman (Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Lev Zelenyi – vice-chairman (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Sergey Popel – vice-chairman (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Cecile Arnas (CNRS (National Center of Scientific Research), Aix-Marseille University, Marseille, France)

Barbara Atamaniuk (Space Research Centrum of the Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland)

Merlan Dosbolayev (al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan)

Namik Gusein-zade (A.M. Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Yasuaki Hayashi (Department of Electronics, Kyoto Institute of Technology, Kyoto, Japan)

Ioannis Kourakis (Centre for Plasma Physics, Department of Physics and Astronomy, Queen’s University Belfast, Northern Ireland, United Kingdom)

Gerrit Kroesen (Department of Applied Physics, Eindhoven University of Technology, Netherlands)

Jinxu Ma (Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui, China)

Sergey Maiorov (A.M. Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Lorin Swint Matthews (Department of Physics, Baylor University, Waco, TX, USA)

Zdeněk Němeček (Charles University, Prague, Czech Republic)

Nareshpal Singh Saini (Plasma Science Society of India & Guru Nanak Dev University, Amritsar, India)

Ming Yu (College of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Guangdong Province, China)

Local Organizing Committee

Vladimir Fortov – chairman (Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Lev Zelenyi – vice-chairman (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Sergey Popel – vice-chairman (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Elena Antonenko (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Mikhail Boyarskiy (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Vyacheslav Davydov (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Andrey Dubinsky (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Yurii Dumin (Sternberg Astronomical Institute of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia)

Yulia Izvekova (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Attia Kassem (Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia)

Sergey Kopnin (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Ekaterina Korableva (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Tatiana Losseva (Institute for Dynamics of Geospheres of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Tatiana Morozova (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Yulia Reznichenko (Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia)

Dmitriy Shokhrin (National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia)

Anna Titova (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Alexey Ustinov (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

Tatiana Zharkova (Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Borisov N.D.* Dust grains dynamics in the Jupiter's gossamer rings // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 5. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22601481>
2. *Дзлueva E.C., Карасев В.Ю., Дьячков Л.Г., Новиков Л.А., Павлов С.И.* Пылевая плазма в условиях тлеющего разряда в магнитном поле до 2.5 Тл // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 7.
3. *Khrapak S.A.* Vibrational model of heat transfer in strongly coupled Yukawa fluids (dusty plasma liquids) // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 15. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600876>
4. *Mishra S.A.* Discussion on Electrostatics within Permanently Shadowed Craters on Moon // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 23. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600931>
5. *Попель С.И., Захаров А.В., Зеленый Л.М.* Пылевая плазма в окрестностях Луны: современные исследования и новые перспективы // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 12.
6. *Salnikov M.V., Sukhinin G.I., Fedoseev A.V.* Wake formation in a polarized dusty plasma // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 41. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600839>
7. *Филиппов А.В.* Термодинамическая устойчивость многокомпонентной неидеальной плазмы // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 25.
8. *Косс К.Г., Лисина И.И., Васильев М.М., Алексеевская А.А., Кононов Е.А., Петров О.Ф.* Фрактальное броуновское движение коллоидных частиц в плазме // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 33.
9. *Морозова Т.И., Попель С.И.* Проявления модуляционной неустойчивости в ионосфере Земли, включая хвосты метеороидов // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 42.
10. *Попель С.И.* Проявления аномальной диссипации в плазменно-пылевых системах // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 48.
11. *Резниченко Ю.С., Дубинский А.Ю., Попель С.И.* Плазменно-пылевая система в марсианской ионосфере // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 57.
12. *Саметов Э.А., Лусин Е.А., Ваулина О.С.* Спектры колебаний броуновских частиц в ловушке с эффективным нарушением симметрии межчастичного взаимодействия // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 67.
13. *Sana T., Mishra S.K.* Electrostatic charging of crater's surface over sunlit Moon // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 97. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600943>
14. *Shi G., Tang X., Guo J., Liang R., Li B., Huang F., Robert E.* Spectral recognition based on LGBM in an ethylene discharge plasma with different pressures // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 105. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600918>
15. *Singla S., Kaur M., Slathia G., Saini N.S.* Effect of plasma- β on magnetosonic solitons in Earth's magnetosphere // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. С. 97.
16. *Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Борзосеков В.Д., Соколин А.А., Малахова Д.В., Качмара В.В., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Гусейн-заде Н.Г., Ахмадулина Н.С., Воронова Е.В., Шишилов О.Н.* // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 75.
17. *Трухачев Ф.М., Болтнев Р.Е., Алексеевская А.А., Васильев М.М., Петров О.Ф.* Пыле-акустические волны в околоидеальной (газоподобной) криогенной пылевой плазме // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 85.
18. *Дзлueva E.C., Горбенко А.П., Ермоленко М.А., Новиков Л.А., Павлов С.И., Полищук В.А., Карасев В.Ю.* О модификации и потере массы частиц меламина-формальдегида в пылевой плазме в тяжелом инертном газе // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 92.
19. *Kaur M.* Nonlinear excitations of dust ion acoustic waves in multispecies plasma // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 142. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600980>
20. *Kaur R., Slathia G., Kaur M., Saini N.S.* Higher corrections to nonlinear structures in a polarized space dusty plasma // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 148. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600992>
21. *Новиков Л.А., Карасев В.Ю., Павлов С.И., Балабас М.В., Крылов И.Р., Дзлueva E.C., Майоров С.А.* Метод управления размером частиц в пылевой плазме в смесях газов с сильно различающимися потенциалами ионизации // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 98.
22. *Пяскин Р.И., Щербина А.И.* Получение микрокапельных плазменных кристаллов // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 1. С. 103.
23. *Slathia G., Kaur R., Singla S., Saini N.S.* Dust acoustic shock waves in a multicomponent dusty plasma in Jupiter's atmosphere // *Plasma Phys. Rep.* 2023. V. 49. № 1. P. 170. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22601006>

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА В УСЛОВИЯХ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДО 2.5 Тл

© 2023 г. Е. С. Дзлиева^а, Л. Г. Дьячков^б, В. Ю. Карасев^{а, *, **},
Л. А. Новиков^а, С. И. Павлов^а

^а Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: plasmadust@yandex.ru

**e-mail: v.karasev@spbu.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 10.09.2022 г.

Принята к публикации 20.09.2022 г.

В условиях тлеющего разряда в сильном магнитном поле созданы объемные пылевые структуры в рабочих газах He, Ne и Ar в трех типах пылевых ловушек (в стоячей страте, в области сужения канала тока, в области неоднородного магнитного поля), в которых эти структуры стабильно существуют в полях порядка 2 Тл. Изучена динамика вращения горизонтальных, перпендикулярных магнитному полю, сечений пылевых структур, измерена их угловая скорость, определена ее неоднородность в объеме пылевой структуры во всех ловушках. Впервые представлены данные для ловушки в области сужения канала тока в диапазоне магнитной индукции до 2.5 Тл, что соответствует параметру замагниченности иона Ne^+ около 2, а циклотронный радиус иона сравним с длиной экранирования. Обнаружено увеличение угловой скорости вращения структуры в полях свыше 1.5 Тл до 50 с^{-1} , что является рекордно быстрым вращением пылевой плазмы. Описаны особенности геометрии пылевых структур в каждой из изучаемых ловушек.

Ключевые слова: пылевая плазма, сильное магнитное поле, динамика пылевых частиц, тлеющий разряд, замагниченность

DOI: 10.31857/S0367292122600947, **EDN:** KМУWYK

1. ВВЕДЕНИЕ

Наложение магнитного поля превращает плазму в анизотропную среду с выделенным направлением вдоль силовых линий магнитной индукции [1–3]. Воздействию подвергаются плазменные частицы, для которых в перпендикулярном магнитному полю \mathbf{B} направлении уменьшаются коэффициенты подвижности и диффузии. Существенное влияние магнитного поля начинается при достижении замагниченности частиц, когда параметр Холла достигает единицы

$$\omega_{\alpha}\tau_{\alpha} = \frac{eB}{m_{\alpha}v_{\alpha}} = 1, \quad (1)$$

где ω_{α} – циклотронная частота электронов ($\alpha = e$) и ионов ($\alpha = i$), τ_{α} – время между столкновениями, $v_{\alpha} = \tau_{\alpha}^{-1}$ – частота столкновений. Выражение (1) может быть переписано через геометрические параметры $\omega_{\alpha}\tau_{\alpha} = \lambda_{\alpha}/\rho_{\alpha} = 1$; при замагниченности частицы ее циклотронный радиус ρ_{α} становится равным длине пробега λ_{α} , он опреде-

ляет шаг диффузии в перпендикулярном магнитному полю направлении.

В представленных в работе экспериментах в магнитном поле $B = 2$ Тл замагниченность электронов достигает значений $\omega_e\tau_e = 500$, а ионов неона – $\omega_i\tau_i = 3$. Плазма становится анизотропной средой, причем в различной степени для ионов и электронов. Шаг диффузии электронов ρ , который не зависит от давления газа, приближается к размеру пылевой частицы. Например, для электронов в поле $B = 1$ Тл он порядка размера частицы, левитирующей в ловушке в страте. Циклотронный радиус иона Ne^+ в поле $B = 2$ Тл становится меньше дебаевского масштаба плазмы. При существовании анизотропной плазменной среды появляется возможность создавать пылевую плазму с новыми свойствами (динамикой и зарядом частиц, размером пространственной решетки пылевой структуры), хотя при этом замагниченность самой пылевой компоненты остается достаточно малой.

Сопоставляя размер пылевых частиц (или зонда) d с циклотронным радиусом плазменных ча-

стиц ρ_α , можно рассматривать физическую задачу о замагниченности плазмы по отношению к пылевым частицам. Это важно как для исследования пылевой плазмы [4–6], так и для развития физики плазмы в магнитном поле [1–3], в частности, для развития методов зондовой диагностики при достижении замагниченности ионов [7, 8].

Начиная с работ [9–11], пылевая плазма изучается в сильном магнитном поле. В подавляющем большинстве исследований [12–15] в экспериментах применяется ВЧ-разряд, в котором создаются монослойные структуры, при этом в основном используется плазмформирующий газ Ar. В серии работ [16–21] удалось создать пылевую плазму в условиях тлеющего разряда в относительно легких инертных газах He и Ne, в которых замагниченность ионов выше. При этом нужно отметить, что сложности и ограничения на условия экспериментов потребовали значительного внимания. Кроме того, в тлеющем разряде в области сужения канала тока, которое создается для стабилизации страт, была обнаружена еще одна объемная пылевая ловушка [22], которая оказалась устойчивой в сильном магнитном поле, а динамика пылевой плазмы в ней показывает рекордно высокую скорость вращения свыше 50 с^{-1} .

В настоящей работе обсуждаются результаты исследований пылевой плазмы в объемных пылевых ловушках, созданных в тлеющем разряде, где замагниченность плазменных частиц проявляется особенно эффективно. Приведена зарегистрированная в магнитном поле угловая скорость вращения пылевых структур, обсуждаются физические механизмы вращения, а также геометрические характеристики объемных пылевых структур, создаваемых в разных ловушках.

2. ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для создания сильного магнитного поля использовался сверхпроводящий соленоид. В исследованиях было применено магнитное поле с индукцией до 2.5 Тл в центре соленоида. Устройство и детали криомагнита, экспериментальной установки и способа наблюдения пылевой плазмы подробно описаны в [16–23]. Кроме того, при работе с наиболее легким газом He при низких давлениях $p = 0.1 \text{ Торр}$, когда замагниченность ионов наступает в поле 0.04 Тл, магнитное поле умеренного диапазона создавалось магнитными катушками без специального охлаждения.

Отметим, что для реализации стабильной пылевой плазмы в ловушке в страте большое значение имеет то, какая конфигурация магнитной системы применяется — одиночная катушка или пара катушек с зазором между ними. При использовании одиночной катушки, когда магнитное поле является спадающим от центра к торцам,

требуется точное положение страты в центре катушки, а также тщательное выравнивание разрядной трубки в теплом отверстии криомагнита [24, 25]. При размещении страты у торца магнитной катушки, наблюдается сильное искажение страты. При магнитном поле в центре катушки 2 Тл, у ее торца будет поле около 1.2 Тл со значительным продольным градиентом — около 0.2 Тл/см. В такой конфигурации пылевая структура вместе с ловушкой удлиняется до 10 см, изменяется ее направление вращения по отношению к существующему в неискаженной страте. Первые наблюдения за вытянутой структурой в неоднородном поле были представлены в [21].

При использовании пары катушек максимальное магнитное поле в центре между катушками достигало величины 0.05 Тл. Катушки были разнесены на расстояние 10 см, между катушками магнитное поле имело локальный минимум, увеличиваясь при приближении к торцам катушек. При такой конфигурации магнитной системы стоячие страты и пылевые структуры в них находятся в более устойчивом состоянии. Смещение страт в магнитном поле в сторону анода компенсировалось перемещением трубки вдоль своей оси в сторону катода. Аналогичная процедура проводилась при работе с пылевой ловушкой в области сужения канала тока внутри дополнительной стеклянной вставки в трубку. Положения используемых пылевых ловушек в разрядной трубке схематически показаны на рис. 1.

Экспериментальные исследования проводились в разрядных трубках, наполненных рабочими газами He, Ne или Ar. Стабильные пылевые структуры получены в трубках радиусом около 1 см с холодными никелевыми катодами, катоды находились вне области сильного магнитного поля. Для формирования пылевой компоненты применялись полидисперсные частицы кварца. Характерный размер частиц, образующих пылевую структуру в страте, был 5 мкм, а в области сужения канала тока — 2 мкм. Также в экспериментах при низком давлении использовались кабрированные частицы меламинаформальдегида размером 1.13 мкм.

При проведении экспериментов в ловушках создавались пылевые структуры, и производилась видеозапись вращательного движения их центральных сечений в магнитном поле. Кроме того, посредством продольного сканирования подсветки определялись геометрические размеры структуры и продольный градиент ее скорости.

Отметим, что наиболее сложным оказалось создание пылевой плазмы при разряде в гелии. Максимальное магнитное поле, в котором пылевая структура стабильно существовала в гелии в страте, было 0.2 Тл, причем, как в однородном, так и в неоднородном поле. Физическая модель

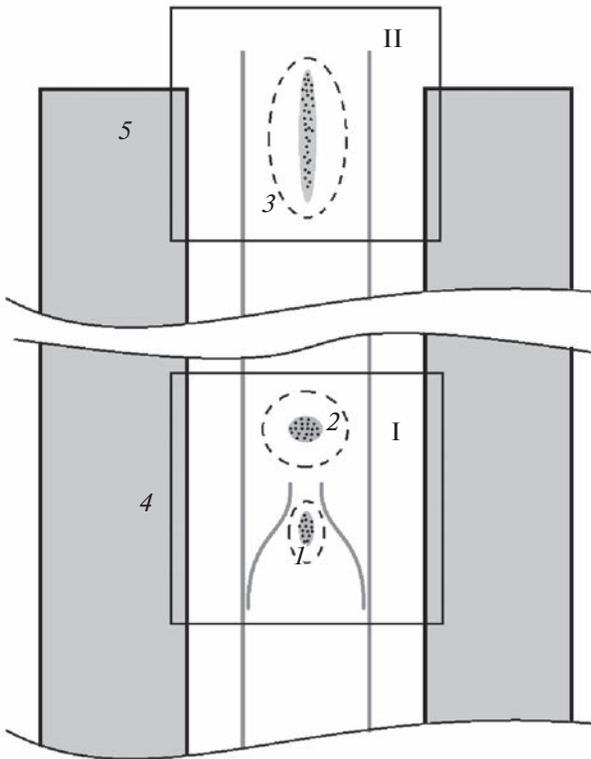


Рис. 1. Схематическое изображение положения и формы пылевых ловушек. Ловушки 1, 2, 3 – во вставке, в первой страте и вблизи торца соленоида. В магнитном поле ловушки находятся в центре соленоида – 4 и вблизи торца соленоида – 5. Область однородного магнитного поля – I; область неоднородного магнитного поля – II.

вращения при умеренном градиенте магнитного поля описана в [23]. В Ne и Ag динамика вращения пылевой плазмы изучалась в диапазоне магнитного поля до 2.5 Тл.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Пылевая структура в стоячей страте

Результаты измерений угловой скорости вращения пылевой структуры в страте в диапазоне до 2 Тл представлены на рис. 2. В части экспериментов в диапазоне магнитного поля от 0.25 до 1.2 Тл могли возникать неустойчивости разряда [26], при этом пылевые частицы выпадали из разряда (либо существенно уменьшалась их скорость вращения), и после прохождения участка неустойчивости пылевые частицы инжектировались дополнительно. Пылевая структура либо достраивалась, либо формировалась заново. На рис. 2 представлена зависимость скорости вращения, составленная из двух участков в близких, но отличающихся по давлению на 10% условиях, поэтому в качестве аргумента вместо магнитной индукции

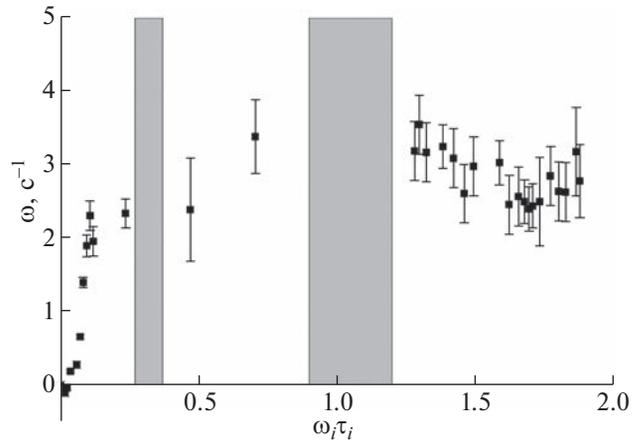


Рис. 2. Зависимость угловой скорости вращения пылевой структуры в страте от параметра замагниченности ионной компоненты плазмы. Условия: газ неон, $i = 1.5$ мА, частицы кварца с характерным размером 5.5 мкм. Закрашены области, соответствующие неустойчивости разряда.

дан универсальный параметр замагниченности ионов.

На рис. 3 представлено продольно-неоднородное вращение одной пылевой структуры при разных магнитных полях. При этом продольный размер структуры до 10 мм, что больше, чем ее размер в отсутствии магнитного поля. Удлиненная пылевая ловушка перемещалась в однородном магнитном поле путем смещения разрядной трубки. Радиальный размер пылевой структуры с ростом магнитной индукции уменьшился. Созданная в отсутствии магнитного поля структура имела порядка 400 частиц в перпендикулярном оси разряда сечении, при поле 1 Тл сечение со-

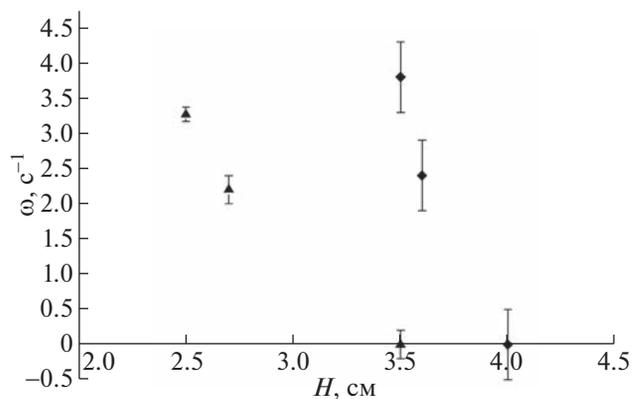


Рис. 3. Угловая скорость в горизонтальных сечениях пылевой структуры в зависимости от вертикальной координаты H , которая отсчитывается от торца вставки. Условия: пылевая ловушка в страте, частицы кварца с характерным размером 5.5 мкм, газ неон, $p = 0.66$ Торр, $i = 1.5$ мА, $B = 1.2$ Тл (треугольники), 1.55 Тл (ромбы). Обнаружен максимально большой продольный градиент угловой скорости.

держало около 20 частиц, а при 2 Тл в сечении оставалось только 10 частиц.

О механизмах вращения пылевой плазмы в данной ловушке отметим следующее. В слабом магнитном поле (область графика на рис. 2 вблизи $B = 0$) вектор угловой скорости противоположен магнитной индукции, основным механизмом вращения является ионное увлечение. Инверсия вращения обусловлена сменой механизма вращения, доминирующим механизмом становится вращение газа под действием вихревого тока в страте [27]. Экспериментальное подтверждение каждого из механизмов содержится в работах [28, 29]. Детальное описание динамики вращения пылевой плазмы в страте представлено в работах [20, 30, 31].

3.2. Пылевая структура в области сужения канала тока

Рисунок 4 показывает измеренную зависимость угловой скорости среднего сечения пылевой структуры в данной ловушке от магнитной индукции в диапазоне до 2.5 Тл в Ne. Аналогичная зависимость также получена для Ar. Пылевая структура в данной ловушке является существенно устойчивой. Отметим, что проекция вектора угловой скорости на направление вектора магнитной индукции отрицательна (как и в слабом поле в пылевой ловушке в страте, на рис. 2), но абсолютная величина угловой скорости значительно выше, чем в ловушке в страте (на один-два порядка величины в зависимости от условий). Вращение пылевой структуры в этой ловушке связано с ионным увлечением даже при больших магнитных полях, так как она находится вне страты и вихревые токи, вызывающие вращение нейтрального газа, здесь не возникают. Поэтому не происходит и инверсия вращения.

Рисунок 5 показывает скорость вращения горизонтальных сечений пылевой структуры на разных расстояниях H от центра соленоида $H = 0$. Скорость вращения при разных высотах H почти неизменна в пределах погрешности измерений. Радиальный размер данной структуры в магнитном поле существенно не меняется, но при возникающем быстром вращении частиц (более 30 с^{-1}) формировалась оболочечная структура. Наблюдалось расслоение горизонтального сечения структуры на кольцевые орбиты, которых насчитывалось до четырех при быстром вращении частиц в сечениях.

Особенностью влияния ионного увлечения на вращение пылевой структуры в этой ловушке является резкая зависимость скорости вращения от магнитного поля при некоторых его значениях. Данное влияние проявляется достаточно резко в интервале полей 0.1–0.5 Тл в зависимости от

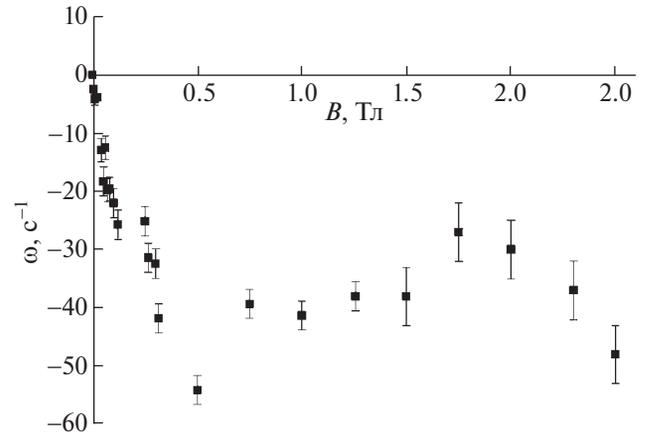


Рис. 4. Угловая скорость пылевой структуры в зависимости от магнитной индукции. Условия: неон, $p = 0.53$ Торр, $i = 1.6$ мА; пылевая ловушка в области сужения канала тока; полидисперсные частицы кварца с характерным размером 2 мкм.

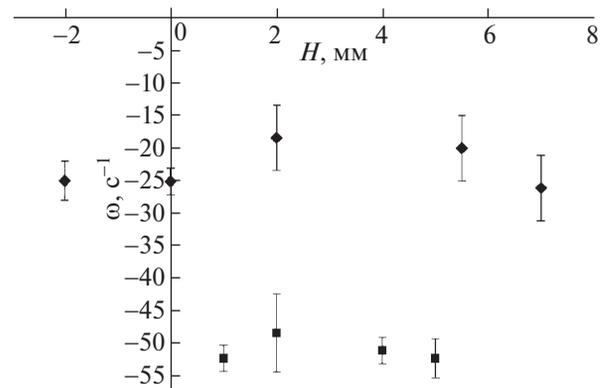


Рис. 5. Зависимость угловой скорости вращения горизонтальных сечений пылевой структуры от вертикальных сечений пылевой структуры. Ловушка в области сужения канала тока. Полидисперсные частицы кварца с характерным размером 2 мкм. Условия: неон, $p = 0.45$ Торр, $B = 2$ Тл, ромбы – $i = 1.5$ мА, квадраты – $i = 2.9$ мА. Начало отсчета шкалы – центр соленоида.

условий, когда замагниченность плазмы (произведение параметров Холла (1) для электронов и ионов) становится равной единице. Для диапазона поля до 1 Тл модель вращения представлена в [18]. Полученные новые данные для большего магнитного поля с обнаруженным возрастанием угловой скорости (в диапазоне более 1.5 Тл в Ne и в Ar) будут интерпретированы в последующих наших работах.

Дополнительно можно заметить, что в обсужденных пылевых ловушках исследования в рабочем газе гелии пока вызывают сложности, связанные с нестабильностью пылевой структуры. Трудности экспериментов с пылевой плазмой в стратах в гелии, и в неоднородном магнитном поле в тлеющем разряде наблюдались и в [32, 33]. Они могут быть связаны с малой долей энергии

электронов, идущей на ионизацию в магнитном поле свыше 0.1 Тл, как показано недавно в [34]. Но в отдельных работах разряд в гелии создавался в магнитном поле до 0.7 Тл [35], данная проблема пока не решена.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описаны экспериментально созданные пылевые структуры в сильном магнитном поле с индукцией до 2.5 Тл. Сопоставлены угловая скорость вращения их сечений перпендикулярных магнитному полю и геометрические параметры трехмерных структур, образованных в различных пылевых ловушках, существующих в тлеющем разряде. Для пылевой структуры в стоячей страте наблюдается наибольшая неоднородность вращения с градиентом 8 рад/(с · см) при протяженности структуры в 5 мм. Для страты в неоднородном магнитном поле наблюдается сильное искажение, пылевая ловушка в ней удлиняется до 10 см. Динамика данной структуры в сильно неоднородном магнитном поле до 0.2 Тл/см пока не изучена. Для пылевой ловушки в области сужения канала тока градиенты скорости вращения малы, протяженность структуры до 1 см. В данной ловушке зарегистрировано рекордно быстрое вращение пылевой плазмы с угловой скоростью свыше 50 с⁻¹.

Экспериментальная часть работы в Ne и Ag подержана грантом РФ № 22-12-00002; в He грантом РФ № 22-72-10004; теоретическая часть выполнена по госзаданию Министерства науки и высшего образования РФ № 075-01056-22-00.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chen F.F.* Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. N.Y.: Plenum Press, 1984.
2. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
3. *Merlino R.L., Barkan A., Thompson C., D'Angelo N.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1607.
4. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
5. Комплексная и пылевая плазма / Ред. Фортвов В.Е., Морфилл Г.Е. М.: Физматлит, 2012. 444 с.
6. *Tsyrovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.M.* Elementary Physics of complex plasmas. Berlin; New York: Springer, 2008.
7. *Chen F.F.* Electric probes. Plasma diagnostic techniques. N.Y.: Academic Press, 1965.
8. *Chan P., Talbot L., Turian K.* Electrical Probes in Stationary and Flowing Plasmas, Theory and Application. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1975.
9. *Sato N.* // AIP Conf. Proc. 2002. V. 649. P. 66.
10. *Kaw P., Nishikawa K., Sato N.* // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 387.
11. *Ishihara O., Kamimura T., Hirose K.I., Sato N.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046406.
12. *Schwabe M., Konopka U., Bandyopadhyay P., Morfill G.E.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 215004.
13. *Thomas E. Jr, Lynch B., Konopka U., Merlino R.L., Rosenberg M.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 030701.
14. *Choudhary M., Bergert R., Mitich S., Thoma M.H.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 063701.
15. *Melzer A., Kruger H., Schutt S., Mulsow M.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 093702.
16. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Europ. Phys. Lett. 2018. V. 123. P. 15001.
17. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Pavlov S.I., Novikov L.A., Maiorov S.A.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 727.
18. *Karasev V.Y., Dzlieva E.S., D'yachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Tarasov S.A.* // Contr. Plasma Phys. 2019. V. 59. № 4–5. P. e201800136.
19. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 085020.
20. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 085020.
21. *Дзльева Е.С., Новиков Л.А., Павлов С.И., Карасев В.Ю.* // Письма ЖТФ. 2018. Т. 44. С. 66.
22. *Дзльева Е.С., Карасев В.Ю., Павлов С.И.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 142.
23. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Molecules. 2021. V. 26. P. 3788.
24. *Novikov L.A., Ermolenko M.A., Dzlieva E.S., Pavlov S.I., Plishchuk V.A., Karasev V.Yu.* // J. Phys. Conf. Series. 2021. V. 1787. P. 012055.
25. *Pavlov S.I., Dzlieva E.S., Novikov L.A., Ivanov A.Yu., Yanitchin D.V., Plishchuk V.A., Karasev V.Yu.* // J. Phys. Conf. Series. 2021. V. 1787. P. 012054.
26. *Недоспасов А.В.* // УФН. 1975. Т. 116. С. 643.
27. *Nedospasov A.V.* // Europ. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 25001.
28. *Dzlieva E.S., Karasev V.Yu., Pavlov S.I.* // Europ. Phys. Lett. 2015. V. 110. P. 55002.
29. *Дзльева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю., Павлов С.И., Новиков Л.А., Майоров С.А.* // Письма ЖЭТФ. 2014. Т. 100. С. 801.
30. *Vasiliev M.M., D'yachkov L.G., Antipov S.N., Huijink R., Petrov O.F., Fortov V.E.* // Europ. Phys. Lett. 2011. V. 93. P. 15001.
31. *Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // Письма ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 414.
32. *Abdirakhmanov A.R., Moldabekov Z.A., Kodanova S.K., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. P. 3036.
33. *Абдирахманов А.Р., Карасев В.Ю., Дзльева Е.С., Павлов С.И., Новиков Л.А., Досболаев М.К., Коданова С.К., Рамазанов Т.С.* // ТВТ. 2021. Т. 59. С. 657.
34. *Майоров С.А.* // Кр. сообщения по физике ФИАН. 2021. № 4. С. 18.
35. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА В ОКРЕСТНОСТЯХ ЛУНЫ: СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И НОВЫЕ ПЕРСПЕКТИВЫ¹

© 2023 г. С. И. Попель^{а,*}, А. В. Захаров^а, Л. М. Зеленый^а

^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 28.07.2022 г.

После доработки 01.09.2022 г.

Принята к публикации 20.09.2022 г.

Приведен краткий обзор исследований по пылевой плазме над поверхностью Луны, выполненных за последнее время в Институте космических исследований РАН. Исследования связаны с будущими миссиями “Луна-25” и “Луна-27”, в рамках которых будут исследоваться свойства пыли и пылевой плазмы над лунной поверхностью. Рассмотрены проблемы формирования пылевой плазмы над освещенной частью Луны, в области лунного терминатора, влияния магнитных полей на окололунную пылевую плазму, влияния на результаты измерений посадочного модуля космического аппарата. Сформулированы нерешенные проблемы, касающиеся изучения окололунной пылевой плазмы.

Ключевые слова: пылевая плазма, Луна, терминатор, магнитные поля, реголит, фотоэмиссионные свойства, волны

DOI: 10.31857/S0367292122600935, **EDN:** KNEHTO

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1959 г. американский фантаст и популяризатор науки Айзек Азимов опубликовал научно-популярную статью “14 Million Tons of Dust Per Year” в журнале “Science Digest”. Хотя величина 14 миллионов тонн и касалась количества пыли, падающей на всю поверхность Земли за год, эти данные позволили оценить ожидаемую толщину слоя пыли на лунной поверхности в несколько десятков метров. Основываясь на этих предположениях, британский фантаст Артур Кларк в 1961 г. опубликовал научно-фантастический роман “Лунная пыль”. Согласно сюжету романа на Луне, покрытой очень толстым слоем пыли, присутствуют лунные поселения и между ними курсируют специальные корабли-пылеходы.

Проекты долговременного лунного поселения разрабатывались в СССР примерно с 1960 г., в конструкторском бюро общего машиностроения под руководством В.П. Бармина. Идею создания таких поселений выдвинул С.П. Королев, а за образец приняли модули, используемые при устройстве станций в Антарктиде. Часть специалистов предполагала, что Луна, покрытая толстым слоем пыли, поглотит любой прилунившийся аппарат, а тем более постройку. Существо-

ет легенда, что бесконечным спорам по этому поводу положил конец сам С.П. Королев. На одном из совещаний он написал в блокноте: “Луна – твердая. С. Королев”, поставил дату, расписался и вручил листок с “резолюцией” своему оппоненту. Легенда – легендой, но сохранилась его записка с примерно таким, по смыслу, текстом.

С.П. Королев оказался прав. Уже в 1966 г. сконструированная с учетом предположения о достаточно твердом грунте Луны (типа пемзы) посадку на ее поверхность совершила советская автоматическая станция “Луна-9”. Американские астронавты, побывавшие на Луне в 1969–1972 гг., выяснили, что слой пыли на лунной поверхности не превышает нескольких сантиметров или десятков сантиметров. За счет адгезии эта пыль прилипает к скафандрам астронавтов, поверхностям космических аппаратов, приборам и устройствам, что может угрожать работе систем. Например, на поверхности приборов, покрытых пылью, резко возрастает поглощение солнечного излучения, что может привести к их перегреву. На скафандрах пыль заносится внутрь лунного модуля, и весь трехдневный обратный путь на Землю астронавты могут вдыхать ее частицы, присутствующие в состоянии невесомости в воздухе. Таким образом, лунная пыль представляет собой существенный фактор риска и для здоровья астронавтов.

¹ Доклад “Dusty Plasmas in the Vicinity of the Moon: Current Research and New Vistas” сделан на 9th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Space Research Institute (IKI), Moscow, Russia, May 23–27, 2022).

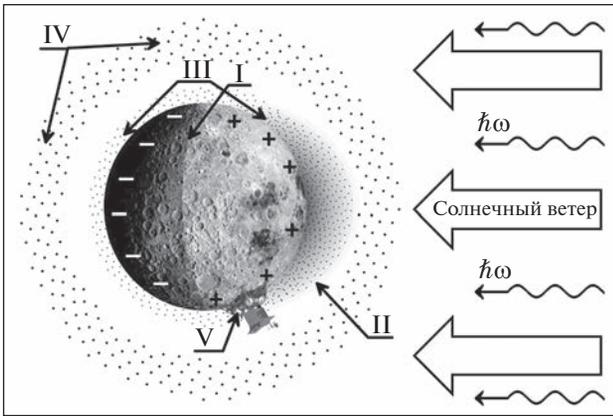


Рис. 1. Основные элементы, характеризующие плазменно-пылевую систему над лунной поверхностью: терминатор (I), фотоэлектроны (II), приповерхностная пыль (III), пыль на больших высотах (IV), фотоны солнечного излучения ($h\omega$), солнечный ветер. Показан также спускаемый аппарат (V) будущей лунной миссии на высоких широтах в Южной полусфере.

Важна роль в будущих лунных исследованиях пыли в приповерхностном слое над Луной. На посадочных модулях станций “Луна-25” и “Луна-27” предполагается разместить аппаратуру, которая будет как непосредственно детектировать пылевые частицы над поверхностью Луны, так и осуществлять оптические измерения [1]. Пыль в приповерхностном слое над Луной имеет свои особенности. Прежде всего, там доминируют электростатические и плазменно-пылевые процессы [2]. Поверхность Луны заряжается под действием электромагнитного излучения Солнца, плазмы солнечного ветра, плазмы хвоста магнитосферы Земли. При взаимодействии с солнечным излучением и поверхность Луны, и частицы пыли испускают электроны вследствие фотоэффекта, что приводит к формированию над поверхностью слоя фотоэлектронов. Но одновременно и пылевые частицы, и поверхность поглощают фотоэлектроны, фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра, а если Луна находится в хвосте магнитосферы Земли, то электроны и ионы плазмы магнитосферы. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженной поверхностью Луны, подъему и движению пыли (рис. 1). На перенос пыли над Луной влияет также магнитное поле Земли [3, 4].

Интерес к описанию плазменно-пылевой системы в окрестности Луны резко возрос в конце 1990-х гг., когда были разработаны методы исследования пылевой плазмы [5–12]. Удалось, в частности, изучить плазменно-пылевую систему в приповерхностном слое освещенной части Луны, в том числе, и в области высоких лунных широт,

где предполагается осуществить прилунение посадочных модулей станций “Луна-25” и “Луна-27” [13, 14]. Исследование освещенной части Луны важно для этих проектов, поскольку работа станций, питающихся от солнечных батарей, будет происходить в основном во время лунного дня.

Существенной мотивацией исследований пыли над поверхностью Луны служат планы создания обитаемой лунной базы, обсуждения которой ведутся достаточно активно. Пыль опасна для участников лунной экспедиции, особенно при попадании в легкие. Если в лунных экспедициях 1960–1970-х гг. контакт астронавтов с лунной пылью был короток, то при использовании обитаемых лунных баз проблему лунной пыли придется решать, чтобы избежать серьезных проблем со здоровьем у участников лунной экспедиции. Кроме того, пыль может представлять опасность и для работы аппаратуры лунной базы. Лунная пыль представляет собой существенный фактор риска и важный объект для исследований.

В настоящей работе приводится краткий обзор исследований, касающихся лунной пыли и пылевой плазмы, выполненных сотрудниками Института космических исследований РАН, в том числе, и для понимания данных, которые, как ожидается, будут получены в исследованиях в рамках будущих миссий “Луна-25” и “Луна-27”.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЫЛИ НАД ОСВЕЩЕННОЙ ЧАСТЬЮ ЛУНЫ

Обычно в качестве пылевой компоненты плазмы над поверхностью Луны рассматривают частицы лунного реголита, поднятые либо в результате электростатических процессов (см., например, [14]), либо вследствие ударов метеороидов [15–18]. Лунный реголит состоит из обломков лунных пород и минералов размером от нанометров до нескольких метров в поперечнике, стеклов, литифицированных брекчий, фрагментов метеоритов и т.д. Преобладают в реголите окатанные частицы со следами оплавления и спекания. Распределение частиц реголита на поверхности Луны удовлетворяет логарифмически-нормальному закону (распределению Колмогорова), что оказывается типичным для случая многократного дробления [19]. Справедливость логнормального распределения (распределения Колмогорова) по размерам частиц лунного реголита подтверждается экспериментальными данными. Например, в работе [12] продемонстрировано хорошее согласие экспериментальных данных [20] с распределением Колмогорова для частиц пыли на поверхности Луны с размерами в диапазоне от 20 до 500 мкм. В [21] показано, что для случая многократного дробления распределение Колмогорова остается справедливым, по крайней мере, для размеров частиц, больших или порядка 100 нм,

что позволяет нам продлить полученное на основе данных [20] распределение пылевых частиц лунной поверхности в сторону меньших размеров вплоть до размеров порядка 100 нм. Справедливость логнормального распределения для нанометровых частиц лунного реголита подтверждается данными работы [22].

Вычисление распределений пыли и электронов в приповерхностном слое освещенной части Луны производится на основе теоретической модели [14], которая описывает динамику невзаимодействующих пылевых частиц, а также их зарядку. В рамках рассматриваемой модели не учитывается воздействие светового давления на динамику пылевых частиц, поскольку, как показывают оценки, указанное воздействие сказывается лишь для частиц с размерами, заведомо не превышающими 1 нм. Производится учет фотоэлектронов как от лунной поверхности, так и от поверхностей парящих над Луной пылевых частиц. Рассмотрение фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц требует самосогласованного описания, поскольку фотоэлектроны влияют на распределения пылевых частиц, в то время как распределения пылевых частиц определяют количество фотоэлектронов. Ввиду самосогласованного характера задачи решить ее удастся только численными методами, использующими итерации. В нулевом приближении пренебрегается эффектами фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц. При этом определяются распределения пыли над поверхностью Луны. После чего вычисляются распределения фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц для тех распределений пыли, которые были рассчитаны на предыдущем шаге. Далее, вычисляются распределения пыли, но уже с новыми распределениями фотоэлектронов над поверхностью Луны. Затем для так вычисленных распределений пыли определяются распределения фотоэлектронов и т.д.

Для определения распределений (по размерам и высотам) пылевых частиц над поверхностью Луны вычисляется вероятность присутствия частицы на определенной высоте (обратно пропорциональная времени присутствия частицы на этой высоте). Указанная вероятность умножается на нормировочный множитель, который вычисляется таким образом, чтобы обеспечить адекватное описание распределения (по размерам) лунной пыли, находящейся на поверхности Луны. Для определения нормировочного множителя использовались данные [20] в диапазоне размеров частиц пыли на поверхности Луны от 20 до 500 мкм.

Важным параметром, необходимым для расчетов, является концентрация фотоэлектронов непосредственно у поверхности Луны, которые возникают, главным образом, от ее поверхности (но

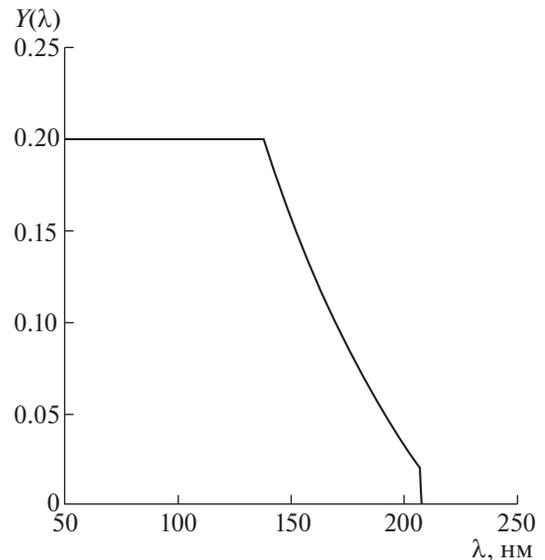


Рис. 2. Зависимость квантового выхода Y [25] вещества лунной поверхности от длины волны λ .

не от поверхностей парящих пылевых частиц) при взаимодействии с солнечным излучением [23, 24]. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям определяется стандартным образом [25] на основе расчета плотности потока фотоэлектронов, испускаемых твердым телом под действием излучения. Полученная таким образом функция распределения может быть использована для нахождения концентрации N_0 и температуры T_e фотоэлектронов в приповерхностном слое Луны.

При вычислении функции распределения фотоэлектронов, их концентрации и температуры важными параметрами являются квантовый выход и работа выхода лунного реголита. Типичные значения работы выхода W для лунного реголита варьируются в пределах 5–6 эВ. Квантовый выход, определяющий число электронов, выбиваемых с поверхности одним фотоном, является весьма важным параметром, требующим дальнейших уточнений. Действительно, в работах, посвященных исследованию плазменно-пылевой системы и/или фотоэлектронам у поверхности Луны, как правило, используются зависимости значения квантового выхода, приведенные в работах [25] и [26]. Наиболее вероятный квантовый выход вещества лунной поверхности, приведенный в [25], представлен на рис. 2.

Квантовый выход, полученный в [26], является результатом экспериментального исследования, выполненного на образцах лунной пыли, доставленных на Землю в миссиях “Аполлон-14” и –15. На рис. 3 приведена зависимость квантового выхода [26]. Видно, что она существенным обра-

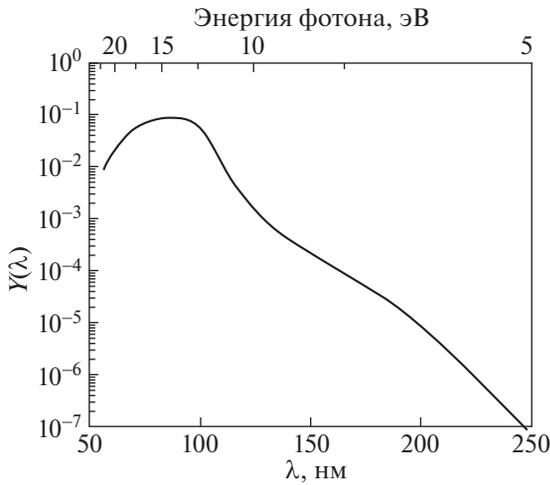


Рис. 3. Зависимость квантового выхода Y [26] вещества лунной поверхности от длины волны λ .

зом отличается от теоретической (полуэмпирической) зависимости [25].

В табл. 1 приведены параметры фотоэлектронов (N_0 , T_e), рассчитанные [23] при $\cos \theta = 1$ (здесь θ – угол между местной нормалью и направлением на Солнце), в приповерхностном слое освещенной части Луны для различной солнечной активности, соответствующей солнечной вспышке класса X28 (столбец I), солнечному максимуму (столбец II) и солнечному минимуму (столбец III), и различных значений квантового выхода (строки, характеризующие индексом $Y1$ в N_0 и T_e соответствуют квантовому выходу из работы [25], а индексом $Y2$ – квантовому выходу [26]). Из табл. 1 видно, что существенная разница в значениях квантового выхода [25] и [26] приводит к совершенно различным характеристикам фотоэлектронов у поверхности Луны, полученным в расчетах. Зависимость параметров N_0 и T_e от солнечной активности не столь существенная. Различия в квантовом выходе [25] и [26] также существенно более сильно сказываются на расчетах,

Таблица 1. Параметры фотоэлектронов в приповерхностном слое освещенной части Луны для различной солнечной активности и различных значений квантового выхода

	I	II	III
$N_{0Y1}, \text{см}^{-3}$	2.2×10^5	2.1×10^5	1.9×10^5
$T_{eY1}, \text{эВ}$	0.2	0.1	0.1
	I	II	III
$N_{0Y2}, \text{см}^{-3}$	8.6×10^2	2.9×10^2	1.3×10^2
$T_{eY2}, \text{эВ}$	2.1	1.9	1.3

чем вариации работы выхода (5–6 эВ). Значения N_0 при $\cos \theta \neq 1$ получаются умножением данных табл. 1 на значение $\cos \theta$. Электронная температура T_e не зависит от $\cos \theta$.

Разница в расчетах с квантовыми выходами [25] и [26] обусловлена тем, что в первом случае существенный вклад вносят фотоны с энергиями, близкими к работе выхода. Именно эти фотоны, число которых велико, приводят к испусканию основной части фотоэлектронов. Во втором случае квантовый выход для энергий, достаточно близких к работе выхода, чрезвычайно мал, и генерация фотоэлектронов обусловлена, в основном, фотонами, соответствующими пику 10.2 эВ в спектрах солнечного излучения, связанного с линией H Лайман-альфа (H Lyman-alpha) в спектре солнечного излучения. Соответственно, во втором случае число фотоэлектронов оказывается существенно меньшим, чем в первом, а температура – существенно большей. Следует отметить, что несмотря на то, что средняя энергия фотоэлектронов (и, соответственно, их температура) в первом случае оказывается существенно меньшей, чем во втором, в первом случае также присутствует значительное число фотоэлектронов с энергиями порядка 1 эВ.

К сожалению, значения квантового выхода в работах [25] и [26] недостаточно обоснованы, что, в частности, обусловлено существенной сложностью обеспечить доставку лунного грунта так, чтобы избежать его взаимодействия с земной атмосферой. В этой связи, существенный интерес представляет использование возможности измерения квантового выхода и работы выхода лунного реголита непосредственно на поверхности Луны в рамках будущих лунных миссий. Схема соответствующих экспериментов приведена в работе [23].

Данные, характеризующие распределения пылевых частиц для условий, соответствующих участкам лунного реголита, полученные для разных значений квантового выхода [25] и [26] на основе метода, развитого в [14], приведены соответственно на рис. 4 и 5. На рис. 4а–в и 5а–в представлены гистограммы, описывающие результаты расчетов концентраций n_d пылевых частиц над поверхностью Луны для углов θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равных 77, 82 и 87°. Длина одноцветного горизонтального участка на каждом из этих графиков характеризует концентрацию частиц (в см^{-3}) на соответствующих высотах h с размерами в соответствующем интервале (указанном на шкале в верхней правой части графика). Общая длина горизонтального участка на графике соответствует общей концентрации частиц с размерами, представленными на этом графике. Рис. 4г и 5г представляют результаты вычислений максимально

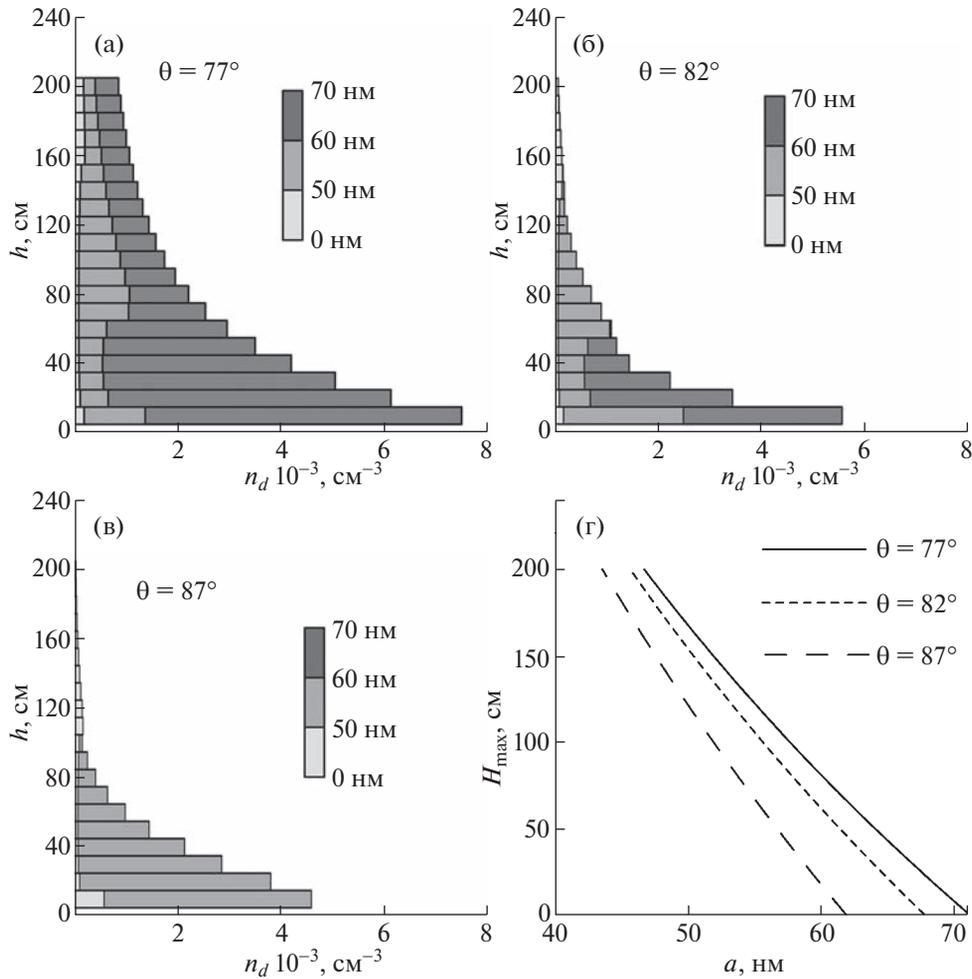


Рис. 4. Распределения пылевых частиц над поверхностью Луны для значений $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б), 87° (в), а также максимально возможные высоты подъема пылевых частиц (г) для $N_0 = 2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0.1 \text{ эВ}$.

возможных высот подъема пылевых частиц различных размеров для различных значений угла θ .

На рис. 4 и 5 представлены результаты расчетов распределения пылевых частиц для некоторых достаточно больших значений угла θ (превышающих 76°). Соответствующая широтная область представляет интерес, поскольку посадка космических аппаратов “Луна-25” и “Луна-27” будет осуществляться вблизи полярных областей Луны. Это опровергает существование так называемой “мертвой зоны” [27] (в окрестностях лунной широты 80°), где (в соответствии с выводами работы [27]) частицы не поднимаются. Причиной этого является адекватное рассмотрение эффекта фотоэлектронов [13].

3. ЛУННЫЙ ТЕРМИНАТОР

Из рис. 4 и 5 видно, что характерный размер a и характерная концентрация n_d заряженных пы-

левых частиц в приповерхностном слое освещенной части Луны определяются, соответственно, значениями порядка 100 нм и 10^3 см^{-3} . Над темной частью Луны фотоэлектроны отсутствуют. Концентрация заряженной пыли оценивается при этом из соотношения $n_d \sim n_{e,S}/|Z_d|$, где $n_{e,S}$ – концентрация фотоэлектронов солнечного ветра, Z_d – зарядовое число пылевой частицы ($q_d = -Z_d e$ – заряд пылевой частицы, $-e$ – заряд электрона). Для пылевых частиц с размерами порядка 100 нм оценка их концентрации над темной частью Луны дает $n_d \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, имеется существенный скачок концентрации пыли в области терминатора – линии светораздела, отделяющей освещенную часть Луны от неосвещенной части.

Скорость терминатора относительно поверхности Луны составляет в области экватора примерно 4 м/с . Для широт, не слишком близких к

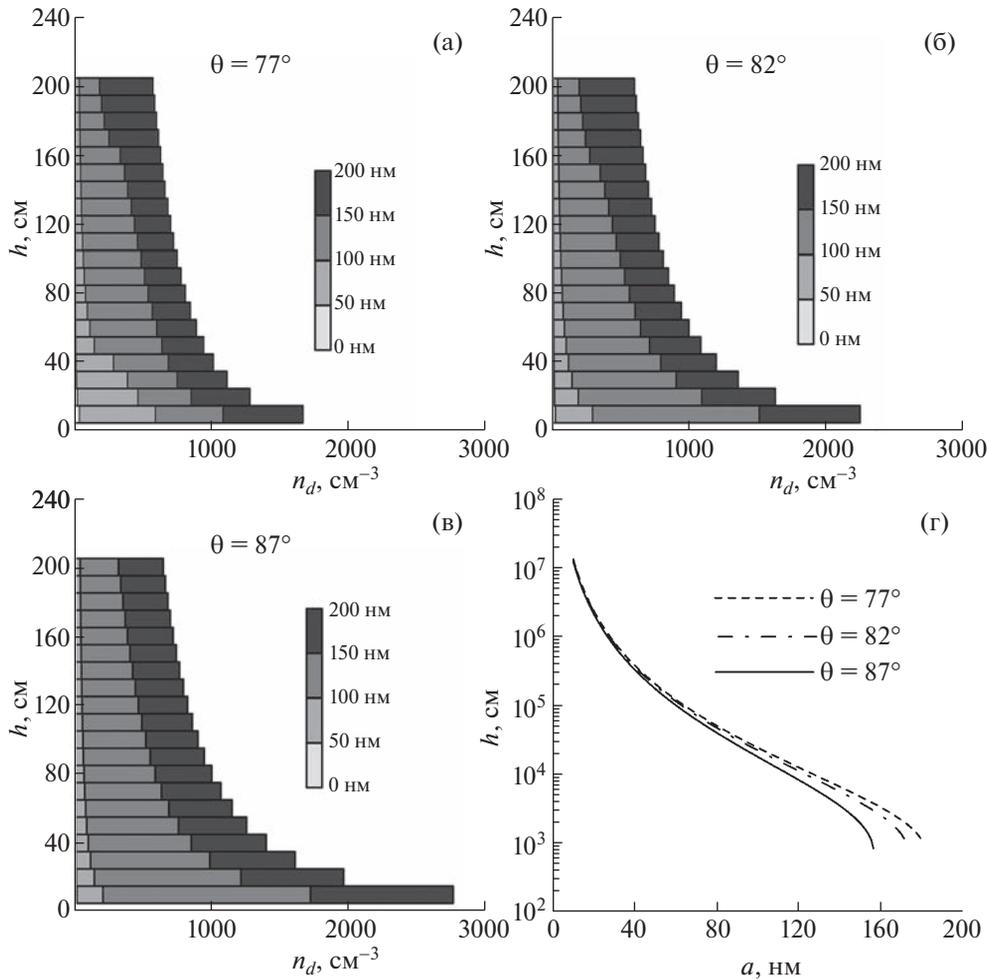


Рис. 5. Распределения пылевых частиц над поверхностью Луны для значений $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б), 87° (в), а также максимально возможные высоты подъема пылевых частиц (г) для $N_0 = 1.3 \times 10^2 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.3 \text{ эВ}$.

90° , значение скорости терминатора имеет тот же порядок величины. Характерные температуры ионов и электронов солнечного ветра равны, соответственно, 6 и 12 эВ, фотоэлектронов над поверхностью Луны – 0.1–2 эВ. Таким образом, скорость лунного терминатора фактически всегда значительно превосходит тепловую скорость пыли v_{Td} (имеющую порядок 1–10 см/с) и является много меньшей тепловых скоростей ионов и электронов. Поскольку скорость движения терминатора по отношению к поверхности Луны постоянна, можно ожидать установление стационарных профилей плазмы в окрестности терминатора в системе отсчета, связанной с ним.

Некоторые свойства пылевой плазмы в области лунного терминатора удастся объяснить [28], рассматривая стационарную плазменную структуру, движущуюся с постоянной скоростью u относительно поверхности Луны. Оказывается, что в области терминатора возникает пылевая звуко-

вая нелинейная структура, сходная с плазменным слоем [29]. Действительно, основными составляющими плазмы над освещенной частью Луны являются фотоэлектроны и положительно заряженные пылевые частицы (см., например, [14]), тогда как над темной частью основной вклад вносят электроны солнечного ветра (имеющие большую компоненту скорости, перпендикулярную направлению распространения солнечного ветра, из-за больших значений температуры электронов в нем), электроны и ионы хвоста магнитосферы Земли, а также отрицательно заряженные пылевые частицы. В приповерхностном слое концентрации электронов и пылевых частиц над освещенной частью всегда значительно выше, чем соответствующие концентрации над темной частью Луны. Возникает резкая граница между этими частями (терминатор), и такая ситуация жестко поддерживается внешними факторами, в частности, непрерывным действием солнечного излучения на освещенную часть Луны, а также ее враще-

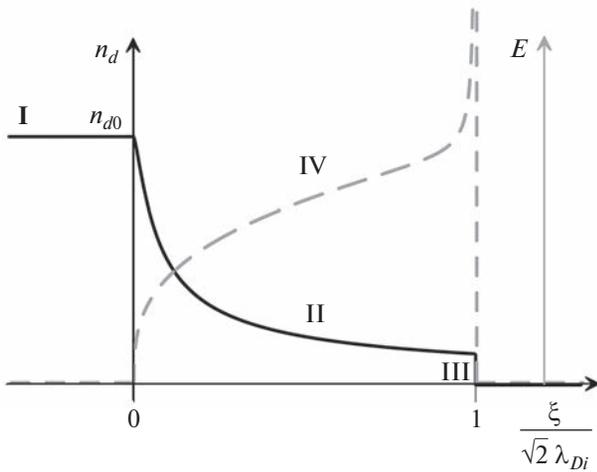


Рис. 6. Концентрация пылевых частиц (сплошная кривая) и электрическое поле (штриховая кривая) в окрестности лунного терминатора. Невозмущенные зоны соответствуют освещенной ($\xi < 0$) и темной ($\xi > \sqrt{2}\lambda_{Di}$) сторонам Луны. Зона $0 < \xi < \sqrt{2}\lambda_{Di}$ представляет собой плазменную возмущенную область, связанную с терминатором. Римские цифры I, II, III характеризуют участки сплошной кривой с различными зависимостями концентрации пыли. Участок IV на пунктирной кривой обозначает ту же область, что и участок II на сплошной кривой.

нием. Можно ожидать, что электроны и пылевые частицы стремятся покинуть освещенную часть, попасть в область терминатора (и дальше в почти пустое пространство над темной частью Луны). Поскольку тепловая скорость у электронов намного выше, чем у пылевых частиц, потеря электронов происходит гораздо быстрее, и в плазме (над освещенной частью Луны в окрестности терминатора) накапливается свободный положительный заряд. Вследствие этого потенциал плазмы (над освещенной частью Луны) относительно терминатора должен стать положительным, т.е. потенциал терминатора будет меньше нуля. Перепад потенциалов между терминатором и плазмой (над освещенной частью Луны) не может распределиться по всему объему плазмы, поскольку из-за дебаевского экранирования изменение потенциала должно происходить у терминатора в области толщиной в несколько дебаевских радиусов. Эта область, которая должна существовать в окрестности терминатора, представляет собой аналог плазменного слоя. Такой слой создает потенциальный барьер в области терминатора, благодаря которому в плазме за счет электростатических сил удерживаются более подвижные частицы (в нашем случае электроны).

На рис. 6 схематически приведены параметры, характеризующие плазму в области лунного терминатора. Сплошные и штриховые линии представляют, соответственно, концентрацию пыле-

вых частиц и электрическое поле. Невозмущенные зоны соответствуют освещенной ($\xi < 0$) и темной ($\xi > \sqrt{2}\lambda_{Di}$) частям Луны. Здесь λ_{Di} — дебаевский ионный радиус. Зона $0 < \xi < \sqrt{2}\lambda_{Di}$ соответствует отрицательному потенциалу $\phi < 0$ и может трактоваться как плазменная возмущенная область, связанная с терминатором. Участок II занимает почти всю плазменную возмущенную область, связанную с терминатором.

Характерное значение напряженности электрического поля в области лунного терминатора может достигать значения $E \sim 300$ В/м [28]. Расчеты [28] проведены в предположении плоской (горизонтальной) лунной поверхности. Соответственно, направления описанных выше электрических полей — горизонтальные, а их воздействие на заряженные пылевые частицы приводит к увеличению компоненты скорости пылевых частиц, параллельной лунной поверхности. В действительности, лунная поверхность — неровная. Это означает, что электрические поля, возникающие в области лунного терминатора содержат как горизонтальные, так и вертикальные компоненты. Следует ожидать, что вертикальная компонента электрического поля сопоставима по длине с горизонтальной компонентой. Таким образом, значительная часть энергии пылевой частицы содержится в энергии ее вертикального движения. Оценка показывает, что при этом частицы с размерами 2–3 мкм могут подняться на высоту около 30 см над поверхностью Луны в области терминатора, что достаточно [30] для объяснения свечения над областью лунного терминатора, которое наблюдалось космическими аппаратами Surveyor.

Отметим, что на возникновение значительных электрических полей в области терминатора могут влиять и другие эффекты, например, роль неоднородностей поверхности в формировании локальных электрических полей, что подробно исследовалось в работе [31]. Однако процессы, происходящие в области терминатора, зависящие от вариабельности внешних воздействий на реолит, особенностей реального рельефа поверхности при постоянно изменяющемся угле Солнца, чрезвычайно сложно поддаются анализу, моделированию и требуют дальнейшего изучения.

4. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

При рассмотрении пылевой плазмы над лунной поверхностью, как правило, не учитывают магнитные поля, которые считаются малыми и поэтому не влияющими на динамические процессы в пылевой плазме. Действительно, около четверти своей орбиты Луна находится в хвосте магнитосферы Земли [32], где типичные магнитные поля характеризуются значениями магнитной индукции порядка 10^{-5} – 10^{-4} Гс [33, 34]. Кро-

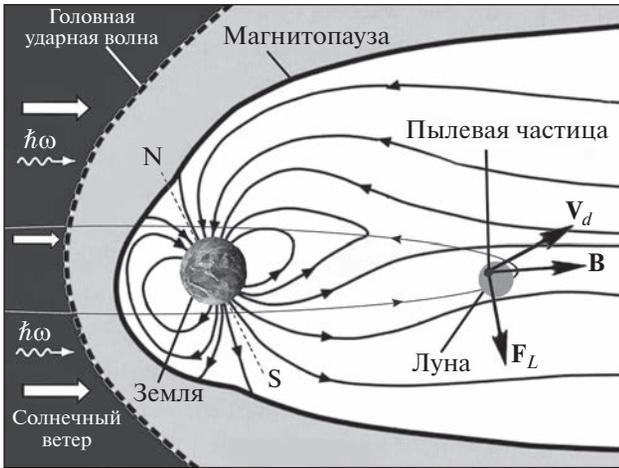


Рис. 7. Схематическое изображение движения Луны в хвосте магнитосферы Земли. Лунная орбита изображена тонкой линией; стрелки на лунной орбите показывают направление движения Луны. Также изображены солнечный ветер и фотоны солнечного излучения ($h\omega$).

ме того, на Луне имеются так называемые области магнитных аномалий, связанные с магнитным веществом в лунной коре. Измерения приповерхностных магнитных полей на видимой стороне Луны, выполненные в рамках миссий “Аполлон-12”, -14, -15 и -16, составили соответственно 3.8×10^{-4} , 1.03×10^{-3} , 3×10^{-5} и 3.27×10^{-3} Гс [35]. Более того, из спутниковых измерений известно [36], что наибольшие (для Луны) магнитные поля присутствуют на невидимой стороне Луны. Считается, что эти поля определяют лимбовые возмущения солнечного ветра. Теоретические исследования магнитных полей у Луны посвящены, в основном, выявлению причин возникновения магнитных полей у Луны (см., например, [37–39]).

Луна движется по орбите со скоростью около 1 км/с [40]. Таким образом, с учетом того, что пылевая плазма у Луны “привязана” к ее поверхности, возникает относительная скорость движения заряженных пылевых частиц по отношению к магнитным силовым линиям поля магнитосферы Земли, имеющая порядок 1 км/с. Следовательно, несмотря даже на небольшие значения индукции магнитного поля у Луны возможно появление довольно ощутимой (из-за больших значений относительной скорости) магнитной части силы Лоренца, действующей на пылевую частицу. Схематически движение Луны в хвосте земной магнитосферы, вектор индукции магнитного поля B , скорость пылевой частицы v_d , а также магнитная часть силы Лоренца F_L показаны на рис. 7.

Влияние магнитного поля хвоста земной магнитосферы, а также магнитного поля в областях магнитных аномалий на процессы формирова-

ния пылевой плазмы над Луной исследовалось в работах [3, 4]. Было показано (см. рис. 8), что благодаря действию магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли возможен перенос частиц заряженной пыли над лунной поверхностью на большие расстояния и, соответственно, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Луны может существовать для всего диапазона лунных широт (от -90 до 90°). Перенос пылевых частиц сопровождается изменениями их зарядов. Изменение заряда пылевых частиц связано, в частности, с тем, что количество фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу и влияющих на ее заряд, зависит от угла θ . Кроме того, на заряд частицы влияет высота, на которой пылевая частица находится. В процессе переноса высота меняется.

Что касается влияния магнитных полей в областях магнитных аномалий, в этом случае магнитная часть силы Лоренца, действующей на пылевую частицу, либо меньше, либо сопоставима с аналогичной силой, вычисленной для магнитных полей хвоста магнитосферы Земли на орбите Луны. При этом магнитные поля в областях магнитных аномалий могут приводить к изменениям траекторий пылевых частиц, отклоняя их от приведенных на рис. 8. Поскольку характерные размеры областей магнитных аномалий составляют всего несколько десятков километров (см., например, [37]), общая тенденция движения пылевых частиц, показанная на рис. 8, сохраняется.

5. ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

В соответствии с российской космической программой в ближайшие десятилетия планируются комплексные исследования Луны. На первом этапе намечена, в частности, реализация двух проектов, включающих посадку на Луну спускаемых аппаратов “Луна-25” и “Луна-27”. Основной целью этих экспедиций являются детальные исследования полярных областей Луны. Среди широкого круга научных задач, стоящих перед этими посадочными аппаратами, стоит задача изучения динамики пылевой компоненты приповерхностной экзосферы Луны. С этой целью в состав научной аппаратуры космического аппарата “Луна-25” включен прибор “Пылевой мониторинг Луны” (Пмл) [41]. Прибор предназначен для исследования динамики пылевых частиц вблизи поверхности Луны и исследованию факторов, характеризующих их динамику. Регистрироваться могут микрометеорные частицы, вторичные частицы, выбитые с поверхности в результате микрометеорного удара, а также пылевые частицы лунного реголита, поднятые с поверхности Луны под действием электростатических сил. Кроме того, прибор включает датчики параметров окружающей плазмы, по результатам которых можно

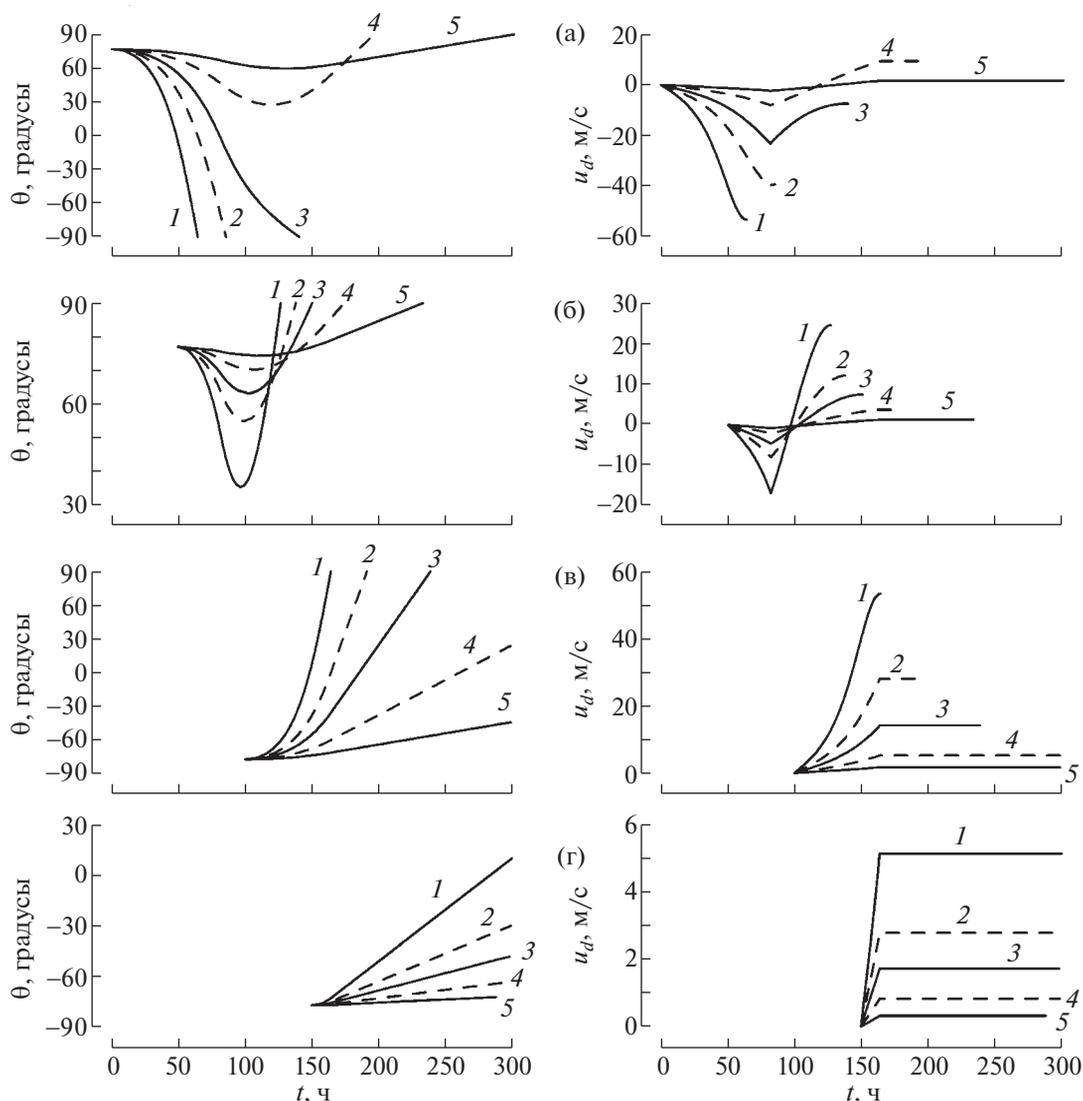


Рис. 8. Зависимости от времени t угловой координаты θ и компоненты скорости u_d пылевой частицы вдоль лунной поверхности. Момент времени $t = 0$ соответствует входу Луны в хвост магнитосферы Земли. Кривые (1), (2), (3), (4), и (5) характеризуют пылевые частицы, радиусы которых соответственно равны 0.03, 0.04, 0.05, 0.07 и 0.1 мкм. Приведены результаты для различных моментов отрыва пылевых частиц от лунной поверхности: 0 (а), 50 (б), 100 (в), и 150 (г) часов.

будет оценить величину приповерхностного электрического поля. Прибор ПМЛ включает три блока: блок ударных сенсоров и два блока электростатических датчиков, представляющих собой аналоги зонда Ленгмюра. В ударных сенсорах для регистрации пылевых частиц над поверхностью Луны использованы пьезокерамические пластины и зарядочувствительная сетка, расположенная перед пластинами. По сигналу с пьезокерамической пластины можно оценить импульс пылевой частицы. Регистрируя время прохождения частицы через сетку и время соударения частицы с пьезокерамической пластиной, можно оценить скорость, а следовательно, и массу пролетающей ча-

стицы. Блоки прибора ПМЛ установлены на борту посадочного аппарата “Луна-25” таким образом, что после посадки космического аппарата на поверхность Луны блок ударных сенсоров окажется на высоте ~ 45 см от поверхности Луны, а электростатические датчики – на высотах ~ 35 и ~ 120 см соответственно.

К сожалению, на посадочном аппарате “Луна-25” не было возможности установить штангу для размещения электростатических датчиков, что желательно для уменьшения возмущений окружающей плазмы и приповерхностного электростатического поля из-за влияния посадочного

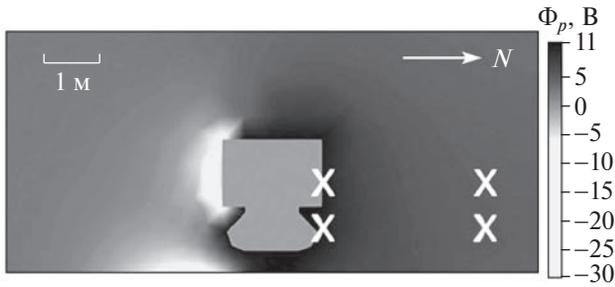


Рис. 9. Результаты численного моделирования распределения потенциала плазмы Φ_p в окрестностях посадочного аппарата на поверхности Луны в условиях, когда Солнце находится в 22° над горизонтом. Моделирование осуществлено с использованием программы SPIS-DUST. Шкала величины потенциала плазмы в вольтах представлена на рисунке справа. Направление на Солнце показано стрелкой. Знаком “X” отмечены положения электростатических датчиков, вблизи посадочного аппарата, как в случае “Луны-25”, и на удалении (3 м от посадочного аппарата), как в ситуации, если бы датчики крепились на длинной штанге.

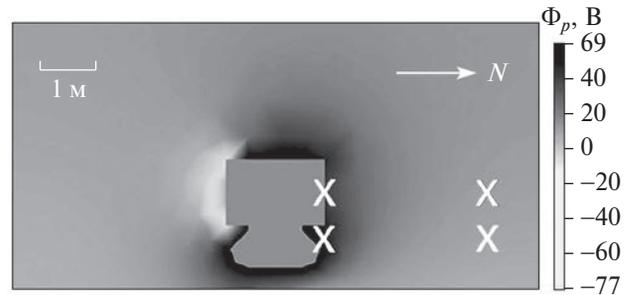


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, но для условий, когда Солнце находится в 11° над горизонтом.

аппарата. Для оценки степени влияния посадочного аппарата на измеряемые параметры окружающей плазмы и приповерхностного электрического поля было выполнено компьютерное моделирование динамики пылевых частиц вблизи поверхности Луны и влияния на эту динамику посадочного аппарата [41]. Моделирование выполнялось “методом частиц в ячейках” (PIC) [42] с использованием программного обеспечения SPIS-DUST (Spacecraft Plasma Interaction Software) [43]. При моделировании были использованы ожидаемые параметры плазмы в приповерхностной зоне Луны, находящейся в условиях солнечного ветра. При этом учитывалась также реальная конфигурация посадочного аппарата “Луна-25” и планируемое место посадки [41].

Результаты компьютерного моделирования электростатического потенциала вблизи поверхности Луны с учетом влияния на него посадочного аппарата приведены на рис. 9 и 10 для дневных условий, соответствующих расположению Солнца в 22° и 11° над горизонтом. Достаточная малость углов, характеризующих расположение Солнца, обусловлена тем, что место посадки спускаемого аппарата “Луна-25” ожидается вблизи Южной полярной области Луны.

На рис. 9, 10 видны значительные возмущения плазменного окружения вблизи посадочного аппарата. С подсолнечной стороны потенциал посадочного аппарата положительный и соответствует ~ 10 В. Эти возмущения заметны на расстояниях до ~ 1 м от корпуса посадочного аппарата. С теневой стороны потенциал посадочного аппарата отрицательный. Для случая, когда Солнце на-

ходится в 22° над горизонтом, разница в потенциалах между соответствующими электростатическими датчиками вблизи посадочного аппарата, как в случае “Луны-25”, и на удалении (в 3 м от посадочного аппарата) достигает 7 В. В ситуации, когда Солнце находится в 11° над горизонтом, аналогичная разница в потенциалах еще больше (около 50 В). Таким образом, результаты измерений параметров окружающей плазмы зондом Ленгмюра, который расположен на расстоянии 15 см от поверхности посадочного аппарата “Луна-25”, необходимо корректировать, чтобы учесть возмущения среды.

6. НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Существуют нерешенные проблемы, касающиеся параметров и проявлений пыли и пылевой плазмы в окрестности Луны, на которых следует сосредоточиться в будущем. Ниже перечисляются некоторые из этих проблем.

6.1. Квантовый выход и работа выхода лунного реголита

К сожалению, значения квантового выхода, приведенные ранее (см., например, [25, 26]), недостаточно обоснованы. Например, как отмечается в работе [26], где приводится описание квантового выхода, измеренного для частиц лунного реголита, доставленных в рамках миссий “Аполлон-14” и “Аполлон-15”, манипуляции с частицами лунного грунта проводились в инертной атмосфере, содержащей примеси. Таким образом, поверхность образцов лунного реголита подвергалась воздействию посторонних веществ, а ее электрофизические свойства (включая квантовый выход и работу выхода) могли существенно измениться. Более того, авторы [26] изучали довольно мелкие частицы. Это также могло повлиять на полученные значения квантового выхода. Все эти обстоятельства указывают на необходимость определения квантового выхода (и работы выхода) для лунного реголита независимыми ме-

тодами, предполагающими отсутствие взаимодействия образцов с воздухом и/или примесями. Доставить на Землю лунный грунт таким образом, чтобы избежать ее взаимодействия с земной атмосферой, трудно. В этой связи, исследования квантового выхода и работы выхода лунного реголита непосредственно на Луне представляют значительный интерес. Эта возможность обсуждается в рамках подготовки будущей миссии “Луна-27” [23].

6.2. Имплантированный водород и фотоэмиссионные свойства лунного реголита

Данные Lunar Reconnaissance Orbiter [44] указывают на существование областей, обогащенных водородом, в поверхностном слое Луны на лунных широтах, превышающих 70° в южном полушарии. Существование областей водорода в приповерхностном лунном грунте, возможно, обусловлено взаимодействием электронов и протонов солнечного ветра и/или хвоста магнитосферы Земли, которые сталкиваются с поверхностью Луны и поглощаются в лунном грунте, где они могут участвовать в образовании нейтральных атомов водорода. Так, образованный имплантированный водород может подниматься на поверхность Луны в форме атомарного или молекулярного водорода. Присутствие водорода в лунном реголите может по-разному влиять на фотоэлектрические свойства лунного реголита и параметры плазменно-пылевой системы над Луной [45]. Необходимо разработать модель, которая позволит рассчитать миграцию свободных протонов в реголите и описать физико-химическую активность протонов в лунном грунте в зависимости от параметров системы.

6.3. Отрыв пылевых частиц от поверхности Луны

Открытой является проблема, связанная с условием отрыва пылевой частицы от поверхности Луны под действием электростатических сил. Чтобы оторвать микрометровую или субмикронную частицу от лунной поверхности электростатической силой необходимо, чтобы, либо ее заряд был очень большим, либо электрическое поле имело очень большое значение напряженности. Однако имеющиеся данные этого не подтверждают. Попытки решить этот вопрос рассматривались в работах [46–50], но все же он остается до сих пор открытым. В последнее время были предложены пути преодолеть эту проблему, например [15, 51, 52], тем не менее нельзя считать, что эта проблема решена.

6.4. Волны в плазме над поверхностью Луны

Нарушение изотропии функции распределения электронов в приповерхностной лунной плазме связано с движением солнечного ветра относительно фотоэлектронов и заряженных пылевых частиц, что приводит к развитию неустойчивости и возбуждению высокочастотных волн с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн [53]. Кроме того, возможно распространение пылевых звуковых волн, возбуждение которых может, например, происходить в окрестности лунного терминатора [56]. Далее, движение Луны, а вместе с ней и околослунной плазмы, относительно плазмы хвоста магнитосферы происходит со скоростью порядка 1 км/с. Более того, во время геомагнитных бурь и суббурь частицы с энергиями порядка 10 кэВ, захваченные в радиационных поясах, могут проникать в хвост магнитосферы [20, 55] и, тем самым, формировать потоки заряженных частиц в хвосте магнитосферы. Все это приводит к развитию плазменных неустойчивостей в областях взаимодействия лунной поверхности с плазмой хвоста магнитосферы и, таким образом, говорит о важности волновых процессов в этих областях [32, 56, 57].

Волновые движения в приповерхностном слое освещенной части Луны (или те или иные их проявления) могут быть зафиксированы с помощью аппаратуры, которую предполагается разместить на спускаемых аппаратах станций “Луна-25” и “Луна-27”. Так, в состав выносных датчиков на станции “Луна-27”, входит зонд Ленгмюра, с помощью которого возможны локальные измерения флуктуаций концентрации и потенциала в плазме. С другой стороны возможность возникновения волновых движений в приповерхностной лунной плазме должна быть учтена при обработке вольт-амперной характеристики зонда Ленгмюра и интерпретации данных наблюдений.

6.5. Магнитное пересоединение

Процессы магнитного пересоединения в земной магнитосфере возможны в областях, расположенных как вблизи Земли, так и на расстояниях от нее, составляющих десятки, а то и сотни земных радиусов [58]. Таким образом, Луна находится в области, где может происходить магнитное пересоединение, а плазменная турбулентность [32, 56, 57], присутствующая в области взаимодействия хвоста магнитосферы Земли с Луной, может влиять на характер магнитного пересоединения. Типичной моделью для описания магнитного пересоединения является модель диффузии Паркера–Свита [59, 60], модифицированная с учетом аномальной диссипации [61]. В этой модели магнитное пересоединение рассмат-

ривается как результат взаимной диффузии магнитных полей в магнитосфере Земли, которые предполагаются противоположно направленными. Ширина переходного слоя зоны пересоединения определяется выражением

$$d \approx \frac{c}{\omega_{pe}} \left(\frac{Lv_{\text{eff}}}{v_A} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где c – скорость света, ω_{pe} – электронная плазменная частота, L – характерный масштаб неоднородности вдоль направления переходного слоя, v_{eff} – эффективная частота столкновений, характеризующая аномальную (из-за плазменной турбулентности) потерю импульса иона, v_A – альфвеновская скорость. Величина L обычно составляет от 5 до 10 земных радиусов. Для ионно-звуковой турбулентности имеем $d \sim 1$ км [57]. Эта величина намного меньше диаметра Луны. Ожидается, что ускорение плазмы, происходящее вследствие процессов магнитного пересоединения, может привести к возникновению свечения в некоторых областях над поверхностью Луны.

6.6. Влияние посадочного аппарата на окружающую среду

Одним из направлений исследований Луны в проектах “Луна-25” и “Луна-27”, которые разрабатываются в настоящее время для реализации в первой половине 2020-х гг., является исследование динамики пылевых частиц и плазменно-пылевой обстановки вблизи поверхности Луны. С этой целью готовится эксперимент ПмЛ. При создании прибора для регистрации пылевых частиц использован метод измерений, который ранее еще не использовался в лунных исследованиях. Измерения параметров плазмы в рамках эксперимента ПмЛ будут выполняться датчиками, расположенными в зоне возмущений окружающей среды телом посадочного аппарата. Поэтому результаты измерений, полученные этим прибором, должны быть откорректированы с учетом влияния посадочного аппарата на окружающую среду. Усовершенствованный вариант прибора ПмЛ будет установлен на российском посадочном аппарате “Луна-27”. Этот посадочный аппарат будет оснащен штангой, с расположенными на ней датчиками параметров плазмы.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, особенностью окололунного пространства является наличие плазменно-пылевой системы. Эта система является важным объектом современных исследований Луны. В России планируются миссии “Луна-25” и “Луна-27”. Посадочные модули космических аппаратов “Луна-25” и “Луна-27” будут оснащены приборами для

изучения свойств пыли и пылевой плазмы над лунной поверхностью. В связи с будущими лунными миссиями “Луна-25” и “Луна-27” в Институте космических исследований РАН проводились самосогласованные исследования, в которых рассматривалась плазменно-пылевая система в приповерхностном слое Луны. Данная работа представляет краткое описание этих исследований. Затрагиваются проблемы формирования пылевой плазмы над освещенной частью Луны, в области лунного терминатора, влияния магнитных полей на окололунную пылевую плазму, влияния на результаты измерений посадочного модуля космического аппарата. Несмотря на достаточно долгую историю изучения окололунной пылевой плазмы, все еще существуют нерешенные проблемы. Ряд таких проблем сформулирован в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Popel S.I., Zelenyi L.M. // J. Plasma Physics. 2013. V. 79. P. 405.
2. Popel S.I., Zelenyi L.M. // J. Plasma Physics. 2014. V. 80. P. 885.
3. Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
4. Попель С.И., Голубь А.П., Кассем А.И., Зеленый Л.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 451.
5. Dusty plasmas: physics, chemistry and technological impacts in plasma processing / ed. A. Bouchoule. N.Y.: John Wiley and Sons Inc., 1999. 408 p.
6. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to dusty plasmas physics. Bristol: IOP Publishing, 2002. 265 p.
7. Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A. Physics and applications of complex plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 500 p.
8. Tsytovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H. Elementary physics of complex plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 370 p.
9. Попель С.И. Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012. 160 с.
10. Фортвов В.Е., Батуринов Ю.М., Морфилл Г.О., Петров О.Ф. Плазменный кристалл. Космические эксперименты. М.: Физматлит, 2015.
11. Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
12. Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
13. Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н., Копнин С.И., Попель С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 198.
14. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. P. 455.
15. Попель С.И., Голубь А.П., Лисин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманиук Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 641.
16. Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М., Хораньи М. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 594.

17. Попель С.И., Голубь А.П., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Бережной А.А., Зубко Е.С., Итен М., Лена Р., Спозетти С., Великодский Ю.И., Терещенко А.А., Атаманюк Б. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 379.
18. Голубь А.П., Попель С.И. // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. С. 393.
19. Колмогоров А.Н. // ДАН. 1941. Т. 31. С. 99.
20. Colwell J.E., Batiste S., Horanyi M., Robertson S., Sture S. // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006.
21. Адушкин В.В., Перник Л.М., Попель С.И. // ДАН. 2007. Т. 415. С. 247.
22. Park J., Liu Y., Kihm K.D., Taylor L.A. // J. Aerospace Engineering. 2008. V. 21. P. 266.
23. Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
24. Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L.M. // Europ. Phys. J. D. 2014. V. 68. P. 245.
25. Walbridge E. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3668.
26. Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B. Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space / Ed. R.J.L. Grard, D. Reidel, Dordrecht, 1973. P. 389.
27. Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M. // Adv. Space Res. 2006. V. 37. P. 59.
28. Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. No. 12. P. 123701.
29. Чен Ф. Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987. С. 277.
30. Rennilson J.J., Criswell D.R. // The Moon. 1974. V. 10. P. 121.
31. Borisov N., Mall U. // Planet. Space Sci. 2006. V. 45. P. 572.
32. Popel S.I., Kassem A.I., Izvekova Yu.N., Zelenyi L.M. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
33. Hones Jr. E.W. // Aust. J. Phys. 1985. V. 38. P. 981.
34. Harada Y. Interactions of Earth's Magnetotail Plasma with the Surface, Plasma, and Magnetic Anomalies of the Moon. Springer, 2015.
35. Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D. // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
36. Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R. // Moon. 1972. V. 4. P. 419.
37. Le Bars M., Wiczeorek M.A., Karatekin Ö., Cébron D., Laneuville M. // Nature. 2011. V. 479. P. 215.
38. Wiczeorek M.A., Weiss B.P., Stewart S.T. // Science. 2012. V. 335. P. 1212.
39. Wiczeorek M.A. // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 291.
40. Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. No. 5. С. 474.
41. Kuznetsov I.A., Hess S.L.G., Zakharov A.V., Cipriani F., Seran E., Popel S.I., Lysin E.A., Petrov O.F., Dolnikov G.G., Lyash A.N., Kopnin S.I. // Planetary Space Sci. 2018. V. 156. P. 62.
42. Харлоу Ф.Х. Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
43. Hess S.L.G., Sarraih P., Matèo-Vèlez J.-C., Jeanty-Ruard B., Cipriani F., Forest J., Hilgers A., Honary F., Thièbault B., Marple S.R., Rodgers D. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. V. 43. P. 2799.
44. Mitrofanov I.G., Sanin A.B., Boynton W.V., Chin G., Garvin J.B., Golovin D., Evans L.G., Harshman K., Kozyrev A.S., Litvak M.L., Malakhov A., Mazarico E., McClanahan T., Milikh G., Mokrousov M., Nandikotkur G., Neumann G.A., Nuzhdin I., Sagdeev R., Shevchenko V., Shvetsov V., Smith D.E., Starr R., Tretyakov V.I., Trombka J., Usikov D., Varenikov A., Vostrukhin A., Zuber M.T. // Science. 2010. V. 330. P. 483.
45. Дубинский А.Ю., Попель С.И. // Космические исследования. 2019. Т. 57. С. 93.
46. Sheridan T.E., Goree J., Chiu Y.T., Rairden R.L., Kiessling J.A. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 2935.
47. Flanagan T.M., Goree J. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 123504.
48. Sheridan T.E., Hayes A. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 091501.
49. Hartzell Ch.M., Scheeres D.J. // Planetary Space Sci. 2011. V. 59. P. 1758.
50. Sheridan T.E. // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 143304.
51. Wang X., Schwan J., Hsu H.-W., Grün E., Horanyi M. // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 6103.
52. Rosenfeld E.V., Zakharov A.V. // Icarus. 2020. V. 338. P. 113538.
53. Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H. // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. No. 6. P. 1071.
54. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 867.
55. Asano Y., Shinohara I., Retinò A., Daly P.W., Kronberg E.A., Takada T., Nakamura R., Khotyaintsev Y.V., Vaivads A., Nagai T., Baumjohann W., Fazakerley A.N., Owen C.J., Miyashita Y., Lucek E.A., Rème H. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. 05215.
56. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.
57. Izvekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I. // IEEE T. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 731.
58. Phan T.D., Gosling J.T., Davis M.S., Skoug R.M., Øieroset M., Lin R.P., Lepping R.P., McComas D.J., Smith C.W., Reme H., Balogh A. // Nature. 2006. V. 439. P. 175.
59. Parker E.N. // J. Geophys. Res. 1957. V. 62. P. 509.
60. Sweet P.A. The Neutral Point Theory of Solar Flares. In: Electrostatic Phenomena in Cosmical Physics, London: Cambridge University Press, 1958. P. 123.
61. Tsytoovich V.N. Lectures on Non-linear Plasma Kinetics, Berlin: Springer-Verlag, 1995.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. А. В. Филиппов^{a,b,*}

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^b ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Москва, Россия

*e-mail: fav@triniti.ru

Поступила в редакцию 01.08.2022 г.

После доработки 17.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

На основе интегральных уравнений Орнштейна–Цернике для многокомпонентной жидкости проведено исследование термодинамической устойчивости многокомпонентной плазмы. В условиях применимости дебаевского приближения для прямых корреляционных функций для всех компонент плазмы, кроме самой неидеальной подсистемы, для плазмы с любым числом компонент выполнен переход к однокомпонентному уравнению Орнштейна–Цернике для самой неидеальной подсистемы. Показано, что все парные корреляционные функции, структурные факторы заряд-заряд и частица-частица остаются положительными при всех значениях аргумента во всем исследованном диапазоне параметра неидеальности самой неидеальной подсистемы. Исследованы условия нарушения термодинамической устойчивости трехкомпонентной пылевой плазмы при разных знаках заряда пылевых частиц и разных их концентрациях.

Ключевые слова: многокомпонентная плазма, интегральные уравнения жидкости, пылевая плазма, термодинамическая устойчивость, дебаевский потенциал, уравнение Орнштейна–Цернике

DOI: 10.31857/S0367292122601321, EDN: KNEUSR

ВВЕДЕНИЕ

Плазма с частицами конденсированной дисперсной фазы (КДФ) или пылевая плазма широко распространена в природе и технике, поэтому ее исследование представляет значительный интерес как для развития фундаментальной науки [1–6], так и для ряда приложений, например, для индустрии производства наночастиц [7]. Теоретическое исследование взаимодействия заряженных макрочастиц в такой плазме (электролите) все еще остается одним из самых важных вопросов [8–14]. При моделировании свойств пылевой плазмы, например, методом молекулярной и броуновской динамики, сегодня широко используется потенциал Юкавы или Дебая в качестве парного потенциала взаимодействия (см., например, [15–22]) или с добавочным к нему потенциалом, который на больших расстояниях спадает обратно пропорционально квадрату расстояния (см. [23]). Дебаевский вид потенциала взаимодействия заряженных пылевых частиц имеет место только в случае применимости теории Дебая–Гюккеля [24] и его использование для изучения пылевой плазмы при высоких значениях параметра неидеальности (по взаимодействию в пылевой подсистеме) вызывает вопросы. Также

приближение Дебая–Гюккеля приводит к отрицательным значениям парной корреляционной функции на малых расстояниях, которая по определению как вероятность должна быть сугубо неотрицательной величиной.

В работах [25, 26], в отличие от вышеупомянутых работ, взаимодействие заряженных частиц плазмы описывалось кулоновским потенциалом, а для описания свойств пылевой плазмы использовалось многокомпонентное уравнение Орнштейна–Цернике [27, 28]. Уравнение Орнштейна–Цернике (ОЦ) в гиперцепном приближении (ГЦП) очень хорошо описывает термодинамические свойства пылевой плазмы вплоть до высоких значений параметра неидеальности порядка 100 [29, 30], поэтому для замыкания уравнений ОЦ в работах [25, 26] использовалось гиперцепное приближение.

В [25, 26] уравнения Орнштейна–Цернике в гиперцепном приближении решались для трехкомпонентной кулоновской плазмы в случае, когда средняя энергии взаимодействия электрон-пылевая частица, ион-пылевая частица, электрон-электрон, электрон-ион и ион-ион много меньше их тепловой энергии. Было показано, как формируется эффективный потенциал взаимо-

действия пылевых частиц друг с другом и были определены условия, когда статическая диэлектрическая функция пылевой плазмы принимает отрицательные значения в длинноволновой области и детально изучена термодинамическая устойчивость пылевой плазмы.

В [25, 26] было установлено, что при значениях параметра неидеальности пылевой подсистемы, меньших единицы: $\Gamma_{00} < 1$, потенциал взаимодействия заряженных частиц плазмы друг с другом достаточно хорошо описывается дебаевским потенциалом с полной постоянной экранирования.

Здесь $\Gamma_{00} = e^2 z_0^2 \beta / a$, e – элементарный заряд, z_0 – заряд пылевых частиц в элементарных зарядах, β – обратная температура: $\beta = T^{-1}$, T – температура пылевых частиц в энергетических единицах, a – среднее расстояние между пылевыми частицами: $a = n_0^{-1/3}$, n_0 – концентрация пылевых частиц. При $\Gamma_{00} > 1$ статическая диэлектрическая функция в области малых значений волнового вектора становилась отрицательной и с ростом параметра неидеальности Γ_{00} эта область расширялась. Это приводило к появлению области расстояний, где наблюдается притяжение одноименно заряженных частиц и отталкивание разноименно заряженных. При этом как суммарное давление, так и изотермическая сжимаемость во всем исследованном диапазоне параметра неидеальности $\Gamma_{00} < 250$ были положительными, но изотермическая сжимаемость только неидеальной подсистемы становилась отрицательной при превышении параметром неидеальности критического значения, зависящего от значения структурного параметра, как в пылевой плазме с отрицательными, так и с положительными зарядами (в термической пылевой плазме). Было показано, что знак производной химического потенциала по полному числу пылевых частиц, положительность которого является третьим условием термодинамической устойчивости растворов, в дебаевском приближении совпадает со знаком изотермической сжимаемости пылевой подсистемы. Было установлено, что изотермическая сжимаемость пылевой подсистемы по данным расчетов на основе интегральных уравнений жидкости ОЦ в ГЦП становится отрицательной при $\Gamma_{00} > 2$. Поэтому был сделан вывод, что равновесная пылевая плазма при $\Gamma_{00} > 2$ становится термодинамически неустойчивой. Данный вывод оказался достаточно неожиданным, и настоящая работа посвящена более подробному исследованию этого вопроса.

УРАВНЕНИЕ ОРНШТЕЙНА–ЦЕРНИКЕ ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Мы рассматриваем многокомпонентную плазму, взаимодействие между заряженными части-

цами в которой описывается кулоновским потенциалом

$$V_{\nu\mu}(|\mathbf{r}_\nu - \mathbf{r}_\mu|) = \frac{e^2 z_\nu z_\mu}{|\mathbf{r}_\nu - \mathbf{r}_\mu|}, \quad (1)$$

где греческие индексы ν и μ пробегает значения от 0 до q , где $(q + 1)$ – полное число компонент плазмы, z_ν – зарядовое число частиц сорта ν , \mathbf{r}_ν и \mathbf{r}_μ – радиус-векторы положений частиц сорта ν и μ соответственно. Индексом 0 обозначается самая неидеальная компонента. В случае трехкомпонентной пылевой плазмы самой неидеальной компонентой является пылевая подсистема, поэтому индекс 0 используется для пылевых частиц, 1 – для электронов и 2 – для ионов, $z_1 = -1$. Для устранения проблем с электрон-ионным взаимодействием и взаимодействием пылевых частиц с заряженными частицами плазмы противоположного знака, для учета квантовых эффектов для электрон-электронного взаимодействия можно ввести эффективные потенциалы [31–36] (см. также [37, 38] и цитированную там литературу) и явно учесть конечный размер пылевых частиц [39–41]. При рассматриваемых в настоящей работе плотностях заряженных частиц плазма далека от вырождения и взаимодействие на малых расстояниях вносит пренебрежимо малый вклад, поэтому вид потенциала на этих расстояниях не имеет существенного значения. В настоящей работе для определенности для $e-e$, $i-i$ и $e-i$ взаимодействия мы используем потенциал Кельбга [32, 33] ($r = |\mathbf{r}_\nu - \mathbf{r}_\mu|$):

$$V_{\nu\mu}(r) = \frac{e^2 z_\nu z_\mu}{r} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\lambda_{\nu\mu}^2}\right) + \sqrt{\pi} \frac{r}{\lambda_{\nu\mu}} \operatorname{erfc}\left(\frac{r}{\lambda_{\nu\mu}}\right) \right], \quad (2)$$

где $\lambda_{\nu\mu}$ – длина волны де Бройля, $\lambda_{\nu\mu} = \sqrt{\hbar^2 / 2m_{\nu\mu}T_{\nu\mu}}$, $m_{\nu\mu}$ – приведенная масса: $m_{\nu\mu} = m_\nu m_\mu / (m_\nu + m_\mu)$, $\operatorname{erfc}(x)$ – дополнительный интеграл ошибок: $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$, $T_{\nu\mu}$ – массовзвешенная температура: $T_{\nu\mu} = (m_\nu T_\nu + m_\mu T_\mu) / (m_\nu + m_\mu)$. (Отметим, что наибольшими длинами волн де Бройля являются λ_{ee} и λ_{ei} , которые при комнатной температуре примерно равны 1.7×10^{-7} см, что на несколько порядков меньше всех средних межчастичных расстояний, включая электронные и ионные.)

Система уравнений ОЦ для однородной многокомпонентной жидкости имеет вид [27]

$$h_{\nu\mu}(r) = C_{\nu\mu}(r) + \sum_\lambda n_\lambda \int C_{\nu\lambda}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) h_{\lambda\mu}(r') dr', \quad (3)$$

где $\nu, \mu = 0, 1, \dots, q$, $h_{\nu\mu} = g_{\nu\mu} - 1$ – парциальная парная корреляционная функция и $C_{\nu\mu}$ – прямая корреляционная функция, n_λ – усредненная концентрация частиц сорта λ : $n_\lambda = N_\lambda/V$, N_λ – полное число частиц сорта λ в системе с объемом V . Концентрации заряженных частиц плазмы связаны условием полной квазинейтральности

$$\sum_{\lambda=0}^q z_\lambda n_\lambda = 0. \quad (4)$$

С учетом симметрии корреляционных функций: $h_{\nu\mu} = h_{\mu\nu}$, $C_{\nu\mu} = C_{\mu\nu}$, система уравнений (3) в общем случае определяет $q(q + 1)/2$ корреляционных функций (в пылевой трехкомпонентной плазме шесть функций). После трехмерного интегрального преобразования Фурье, система интегральных уравнений (3) переходит в систему алгебраических уравнений

$$h_{\nu\mu}(k) = C_{\nu\mu}(k) + \sum_{\lambda=0}^q n_\lambda C_{\nu\lambda}(k) h_{\lambda\mu}(k), \quad (5)$$

$\nu, \mu = 0, 1, \dots, q.$

Здесь и ниже Фурье-образы функций обозначаются той же буквой и их смысл определяется аргументом. Для замыкания уравнений ОЦ (3) в настоящей работе используется гиперцепное приближение

$$C_{\nu\mu}(\mathbf{r}) = \exp[-\beta V_{\nu\mu}(\mathbf{r}) + \gamma_{\nu\mu}(\mathbf{r})] - \gamma_{\nu\mu}(\mathbf{r}) - 1, \quad (6)$$

где $\gamma_{\nu\mu} = h_{\nu\mu} - C_{\nu\mu}$.

Выпишем все уравнения системы (5) с индексом $\mu = 0$ (аргумент k для сокращения записи опускаем)

$$\begin{aligned} h_{00} &= C_{00} + n_0 C_{00} h_{00} + n_1 C_{10} h_{01} + \dots + n_q C_{q0} h_{q0}, \\ h_{10} &= C_{10} + n_0 C_{10} h_{00} + n_1 C_{11} h_{10} + \dots + n_q C_{1q} h_{q0}, \\ &\dots \\ h_{q0} &= C_{q0} + n_0 C_{q0} h_{00} + n_1 C_{q1} h_{10} + \dots + n_q C_{qq} h_{q0}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из этих уравнений для нахождения связи функций $h_{0\lambda}$ ($\lambda = 1, 2, \dots, q$) с функцией h_{00} получаем систему уравнений

$$\mathbf{A}\mathbf{H}_0 = (1 + n_0 h_{00}) \mathbf{C}_0, \quad (8)$$

где \mathbf{A} – матрица размерности $q \times q$ с элементами $a_{ij}(k) = \delta_{ij} - n_i C_{ij}(k)$, \mathbf{H}_0 – столбец неизвестных $\mathbf{H}_0 = (h_{10}, h_{20}, \dots, h_{q0})^T$, верхний индекс “Т” означает операцию транспонирования, $\mathbf{C}_0 = (C_{10}, C_{20}, \dots, C_{q0})^T$.

Из системы (8) видно, что ее решение можно представить в виде

$$h_{0\nu}(k) = [1 + n_0 h_{00}(k)] F_\nu(k), \quad (9)$$

где величины F_ν являются решением системы

$$\mathbf{A}\mathbf{F} = \mathbf{C}_0 \quad (10)$$

и их можно найти численными методами при известных $C_{10}, C_{20}, \dots, C_{q0}$ или, в случае в рассматриваемой в настоящей работе трехкомпонентной плазмы ($q = 2$), аналитически методом Крамера (см. [25, 26, 39, 42]).

Теперь, подставив решение (9) в уравнение для h_{00} в системе (5), находим (см. [25, 26])

$$h_{00}(k) = C_{eff}(k) + n_0 C_{eff}(k) h_{00}(k), \quad (11)$$

где введена эффективная прямая корреляционная функция

$$C_{eff}(k) = C_{00}(k) + \sum_{\nu=1}^q n_\nu C_{0\nu}(k) F_\nu(k). \quad (12)$$

Уравнение (11) имеет вид уравнения Орнштейна–Цернике для однокомпонентной жидкости.

В работах [25, 26] были рассмотрены условия, когда неидеальность имела место только в пылевой подсистеме и для всех пар взаимодействующих частиц, кроме пары пылевая частица–пылевая частица, для прямых корреляционных функций использовалось дебаевское приближение. При этом были рассмотрены только два набора параметров пылевой плазмы. В настоящей работе исследования проведены для более широкого набора параметров плазмы.

Гиперцепное приближение (6) для замыкания нового уравнения Орнштейна–Цернике (11) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} h_{00}(\mathbf{r}) &= \exp[-\beta V_{00}(\mathbf{r}) + h_{00}(\mathbf{r}) - C_{00}(\mathbf{r})] - 1 \equiv \\ &\equiv \exp[-\beta V_{eff}(\mathbf{r}) + h_{00}(\mathbf{r}) - C_{eff}(\mathbf{r})] - 1, \end{aligned} \quad (13)$$

где V_{eff} – фурье-образ эффективного потенциала

$$V_{eff}(k) = V_{00}(k) - \frac{C_a(k)}{\beta}, \quad (14)$$

$$C_a(k) = \sum_{\nu=1}^q n_\nu C_{0\nu}(k) F_\nu(k).$$

Соответственно сам эффективный потенциал определяется выражением

$$V_{eff}(r) = V_{00}(r) - \frac{C_a(r)}{\beta}, \quad (15)$$

$$C_a(r) = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty C_a(k) k \sin(kr) dk.$$

Как отмечалось в работах [25, 26], эффективный потенциал V_{eff} вводится только для расщепления системы уравнений Орнштейна–Цернике и выделения из нее одного уравнения для h_{00} , которое может быть решено стандартными численными методами, если известны прямые корреля-

ционные функции $C_{v\mu}$ для $v = 0, 1, \dots, q$ и $\mu = 1, 2, \dots, q$. Парный потенциал взаимодействия заряженных частиц в плазме при этом остается кулоновским.

Метод решения уравнений ОЦ в ГПЦ для многокомпонентной плазмы при идеальности всех подсистем, кроме пылевой, подробно описан в работе [26]. В качестве начальных решений используются прямые корреляционные функции в дебаевском приближении [27]

$$C_{v\mu}^D(r) = -\beta V_{v\mu}(r) \equiv -\frac{e^2 z_v z_\mu \beta}{r}, \quad (16)$$

$$C_{v\mu}^D(k) = -\frac{4\pi e^2 z_v z_\mu \beta}{k^2}.$$

При этом для всех v и μ парная корреляционная функция имеет вид

$$h_{v\mu}^D(k) = -\frac{4\pi e^2 \beta z_v z_\mu}{k^2 + k_D^2}, \quad (17)$$

где k_D – полная постоянная экранирования:

$$k_D^2 = 4\pi\beta e^2 \sum_v z_v^2 n_v. \quad (18)$$

Отметим, что условие полного экранирования [43] подразумевает, что равенство (16) будет выполняться на больших расстояниях при $r \rightarrow \infty$.

Из условия полного экранирования следует равенство [43]

$$\sum_{v=0}^q z_v n_v \int \sum_{\mu=0}^q z_\mu n_\mu g_{v\mu}(r) dr = -\sum_{v=0}^q z_v^2 n_v. \quad (19)$$

Вследствие дальнедействующего характера кулоновского взаимодействия из условия полного экранирования можно получить также второе равенство [43]

$$4\pi e^2 \int \sum_{v=0}^q \sum_{\mu=0}^q z_v z_\mu n_v n_\mu g_{v\mu}(r) r^2 dr = -6T. \quad (20)$$

Используя условие квазинейтральности (4), равенства (19) и (20) можно привести к виду

$$\sum_{\mu=0}^q z_\mu n_\mu \int h_{v\mu}(r) r^2 dr = -\frac{z_v}{4\pi}, \quad v = 0, 1, \dots, q; \quad (21)$$

$$\sum_{v=0}^q \sum_{\mu=0}^q z_v z_\mu n_v n_\mu \int h_{v\mu}(r) r^4 dr = -\frac{3T}{8\pi^2 e^2}.$$

Эти равенства будут использованы ниже для проверки физичности результатов численного решения уравнения ОЦ в ГЦП.

В работах [25, 26] было показано, что в случае трехкомпонентной пылевой плазмы эффективный потенциал определяется выражением

$$V_{eff}(r) = V_{00}(r) - \frac{1}{2\pi^2 \beta r} \int_0^\infty \frac{n_1 C_{01}^2 (1 - n_2 C_{22}) + n_2 C_{02}^2 (1 - n_1 C_{11}) + 2n_1 n_2 C_{01} C_{02} C_{12} k \sin(kr) dk}{(1 - n_1 C_{11})(1 - n_2 C_{22}) - n_1 n_2 C_{12}^2}. \quad (22)$$

При применимости дебаевского приближения (16) для прямых корреляционных функций для электронов и ионов, эффективный потенциал (22) принимает вид

$$V_{eff}(r) = \frac{e^2 z_0^2}{r} e^{-k_{ei} r}, \quad (23)$$

где k_{ei} – электрон-ионная постоянная экранирования:

$$k_{ei}^2 = 4\pi\beta e^2 (n_1 + z_2^2 n_2). \quad (24)$$

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

В работе [26] было показано, что первые два условия термодинамической устойчивости (ТДУ), а именно положительность изохорической теплоемкости и положительность изотермической сжимаемости, в пылевой плазме выполнены. Третье условие термодинамической устойчивости имеет вид [44]

$$\mu_{00} > 0, \quad \mu_{11} > 0, \quad \mu_{00}\mu_{11} - \mu_{01}\mu_{10} > 0, \quad (25)$$

где μ_v – химический потенциал v -компоненты плазмы, $\mu_{v\lambda}$ – производные химического потенциала v -компоненты плазмы по полному числу частиц λ -компоненты:

$$\mu_{v\lambda} = \mu_{\lambda v} = \left(\frac{\partial \mu_v}{\partial N_\lambda} \right)_{P, T, N_{\tau \neq \lambda}}. \quad (26)$$

Определение химических потенциалов компонент пылевой плазмы в численных расчетах встречается с определенными трудностями. В работах [45, 46] было показано, что третье условие ТДУ (25) можно свести к требованию устойчивости неидеальной подсистемы без учета идеальных подсистем, для которой должна быть положительной изотермическая сжимаемость:

$$K_{T,00} = -\frac{1}{V} \left[\left(\frac{\partial P_{00}}{\partial V} \right)_T \right]^{-1}. \quad (27)$$

Здесь в качестве давления пылевой подсистемы использовано P_{00} как в однокомпонентном приближении. Именно условие положительности $K_{T,00}$ используется для определения термодина-

мической устойчивости в однокомпонентном приближении. В качестве третьего условия в работах [25, 26] использовалось условие положительности изотермической сжимаемости только пылевой подсистемы. Это же условие будет использоваться в настоящей работе.

Давление многокомпонентной плазмы определяется выражением [27]

$$P = \frac{n}{\beta} - \frac{1}{6} \sum_{\nu} \sum_{\mu} n_{\nu} n_{\mu} \int_{\mathbf{r}} \mathbf{r} \frac{\partial V_{\nu\mu}(r)}{\partial \mathbf{r}} g_{\nu\mu}(r) d\mathbf{r}. \quad (28)$$

Отсюда, для кулоновского потенциала взаимодействия (1), с учетом условия полной квазинейтральности (4), находим

$$P = \frac{n}{\beta} + \frac{2\pi e^2}{3} \sum_{\nu} \sum_{\mu} n_{\nu} n_{\mu} z_{\nu} z_{\mu} \int_0^{\infty} h_{\nu\mu}(r) r dr \equiv \frac{n}{\beta} + \frac{1}{3} \Delta U. \quad (29)$$

Здесь ΔU – внутренняя энергия плазмы, обусловленная взаимодействием частиц. В качестве парциального давления пылевой компоненты P_{00} в работах [25, 26] использовалась величина

$$P_{00} = \frac{n_0}{\beta} + \frac{2\pi e^2}{3} n_0^2 z_0^2 \int_0^{\infty} h_{00}(r) r dr. \quad (30)$$

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены зависимости изотермической сжимаемости пылевой компоненты $K_{T,00}$ от параметра неидеальности Γ_{00} при $T = 300$ К, $z_0 < 0$ и различных значениях концентрации пылевых частиц и ионов. В расчетах параметр неидеальности варьировался путем изменения заряда пылевых частиц, при этом концентрация электронов определялась из условия квазинейтральности плазмы (4). Видно, что с ростом параметра неидеальности изотермическая сжимаемость пылевой компоненты монотонно уменьшается и становится отрицательной при превышении критического значения параметра неидеальности, которое обозначим как Γ_{cr} . Следовательно, пылевая плазма становится термодинамически неустойчивой при $\Gamma_{00} > \Gamma_{cr}$.

Из рис. 1 видно, что при постоянной концентрации ионов по мере роста концентрации пылевых частиц левая граница области термодинамической неустойчивости пылевой плазмы монотонно сдвигается влево в сторону меньших значений параметра неидеальности. А увеличение концентрации ионов при постоянной концентрации пылевых частиц сдвигает левую границу вправо в сторону больших значений параметра неидеальности.

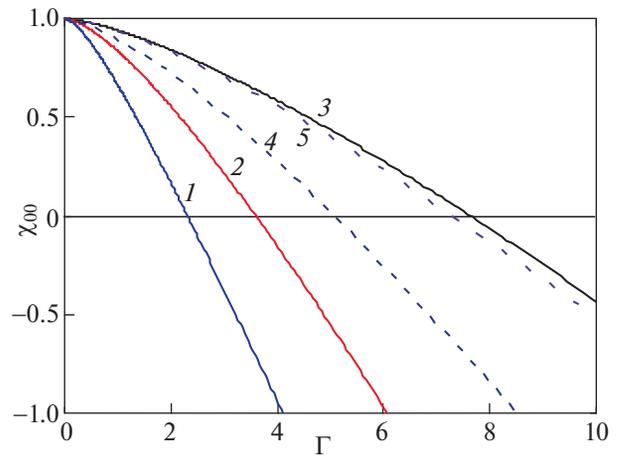


Рис. 1. Зависимости изотермической сжимаемости пылевой компоненты $K_{T,00}$ от параметра неидеальности $\Gamma = \Gamma_{00}$ при $T = 300$ К, $z_0 < 0$: кривая 1 – $n_0 = 10^5$ см⁻³, $n_2 = 10^8$ см⁻³, 2 – $n_0 = 10^4$ см⁻³, $n_2 = 10^8$ см⁻³; 3 – $n_0 = 10^3$ см⁻³, $n_2 = 10^8$ см⁻³; 4 – $n_0 = 10^5$ см⁻³, $n_2 = 10^9$ см⁻³; 5 – $n_0 = 10^5$ см⁻³, $n_2 = 2 \times 10^9$ см⁻³.

Аналогичная картина имеет место и в термической пылевой плазме с положительно заряженными пылевыми частицами, в которой смена знака изотермической сжимаемости пылевой компоненты при $T = 2000$ К, $n_2 = 10^{10}$ см⁻³ происходит при $\Gamma = 2.2$ для $n_0 = 10^7$ см⁻³, $\Gamma = 3.2$ для $n_0 = 10^6$ см⁻³ и $\Gamma = 6.3$ для $n_0 = 10^5$ см⁻³. Как показали расчеты при изменении концентрации пылевых частиц от 10^3 до 5×10^7 см⁻³, концентрации положительных ионов от 10^8 до 4×10^{10} см⁻³, температурах 300 ($z_0 < 0$), 1700 и 2000 К ($z_0 > 0$), при этом параметр $\kappa = k_{ei} a$ менялся в диапазоне от 2.2 до 25.5, критическое значение параметра неидеальности, выше которого пылевая компонента становится термодинамически неустойчивой, очень хорошо описывается зависимостью (см. рис. 2)

$$\Gamma_{cr} \approx 1.2 + 0.39\kappa + 0.0127\kappa^2. \quad (31)$$

Стабилизация пылевой подсистемы возможна, например, при следующем наиболее вероятном сценарии развития термодинамической неустойчивости пылевой компоненты, когда происходит ее стратификация с формированием двух областей с разными плотностями, в одной из которых пылевые частицы, при учете их конечного размера, будут плотно упакованы, а в другой концентрация пылевых частиц в процессе разделения будет снижаться, пока параметр неидеальности не упадет до значения, ниже которого пылевая плазма станет термодинамически устойчивой. Такая картина подобна фазовому разделению натрий-аммиачных растворов при увеличе-

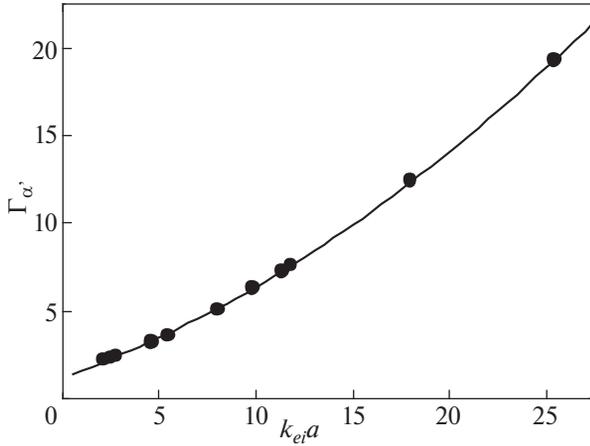


Рис. 2. Зависимость критического значения параметра неидеальности Γ_{cr} , при превышении которого $K_{T,00}$ меняет знак, от произведения электрон-ионной постоянной экранирования на среднее расстояние между пылевыми частицами: • — по данным численного решения уравнения ОЦ в ГЦП, сплошная линия — аппроксимация (31).

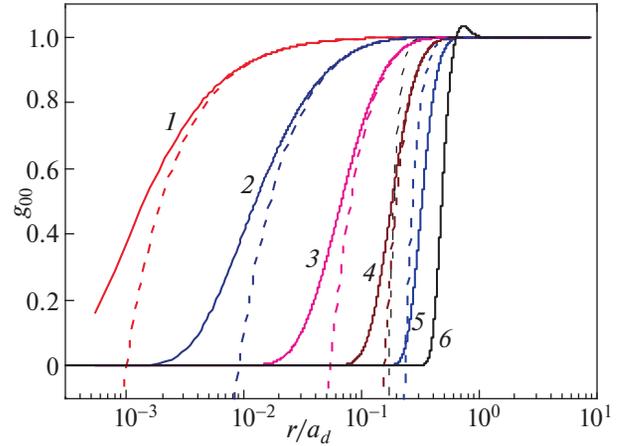


Рис. 3. Парная корреляционная функция пылевая частица-пылевая частица при $n_2 = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$, $z_0 < 0$, $T = 300 \text{ К}$ как функция приведенного расстояния для различных значений параметра неидеальности Γ_{00} : 1 — 10^{-3} , 2 — 10^{-2} , 3 — 10^{-1} , 4 — 1, 5 — 10, 6 — 100; сплошные линии — численное решение уравнения ОЦ в ГЦП, штриховые — дебаевское приближение.

нии концентрации раствора, что приводит к резкому падению действительной части диэлектрической проницаемости к большим (по модулю) и отрицательным значениям [47]. Это падение можно интерпретировать как переход металлометалл, связанный с очень быстрым уменьшением массы отрицательно заряженных носителей с ростом концентрации раствора.

В экспериментах в земных условиях при развитии термодинамической неустойчивости пылевая плазма может вернуться в область термодинамической устойчивости вследствие ухода части пылевых частиц из области разряда под действием силы тяжести. При этом вырастет параметр a , и, соответственно, вырастет значение произведения $k_{ei}a$, которому уже соответствует большее значение критического параметра неидеальности.

Вообще говоря, в земных условиях пылевая плазма является сильно анизотропной из-за действия силы тяжести и использование интегральных уравнений для однородной жидкости для ее описания нужно дополнительно обосновывать. Но теория интегральных уравнений может быть использована для описания поведения микрочастиц в электролитах и в термической плазме, где система близка к термодинамически равновесному состоянию и роль силы тяжести существенно ослаблена.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОВЕРКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ РЕШЕНИЙ

Хорошо известно, что в дебаевском приближении парная корреляционная функция для частиц

с зарядом одного знака на малых расстояниях становится отрицательной (см. (17) и рис. 3). В то же время, найденные путем численного решения уравнения ОЦ в ГЦП функции g_{00} (см. рис. 3), g_{10} , g_{11} и g_{22} оказались положительными во всем исследованном диапазоне расстояний.

Для многокомпонентной плазмы есть еще величины, которые должны быть неотрицательными — это структурные факторы частица-частица и заряд-заряд [27]:

$$\begin{aligned} S_{NN}(k) &= \sum_{\nu} \sum_{\mu} S_{\nu\mu}(k), \\ S_{ZZ}(k) &= \sum_{\nu} \sum_{\mu} z_{\nu} z_{\mu} S_{\nu\mu}(k), \end{aligned} \quad (32)$$

где парциальные структурные факторы определены выражением

$$S_{\nu\mu}(k) = \frac{n_{\nu}}{n} [\delta_{\nu\mu} + n_{\mu} h_{\nu\mu}(k)], \quad (33)$$

$\delta_{\nu\mu}$ — символ Кронекера.

На рис. 4 приведены зависимости структурных факторов частица-частица S_{NN} и заряд-заряд S_{ZZ} от волнового числа при $n_2 = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$, $z_0 < 0$, $T = 300 \text{ К}$ и различных значениях параметра неидеальности Γ_{00} . Оказалось, что структурный фактор частица-частица практически не отличается от единицы. Значения структурного параметра заряд-заряд также оказались положительными во всем исследованном диапазоне изменения волнового числа, причем с

Таблица 1. Зависимости величин $I_v = 4\pi \sum_{\mu} z_{\mu} n_{\mu} \int h_{v\mu}(r) r^2 dr$, $v = 0, 1, 2$ и $I_s = \sum_v \sum_{\mu} z_v z_{\mu} n_v n_{\mu} \int h_{v\mu}(r) r^4 dr$ от параметра неидеальности при $n_2 = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$

Γ_{00}	z_0	I_0	I_1	I_2	I_s	$3T/8\pi^2 e^2$
10^{-3}	-1.9667	1.9668	1.0001	-1.0001	-6822.3	6821.4
10^{-2}	-6.2193	6.2197	1.0001	-1.0001	-6822.3	6821.4
10^{-1}	-19.667	19.668	1.0001	-1.0001	-6822.3	6821.4
1	-62.193	62.197	1.0001	-1.0001	-6822.3	6821.4
10	-196.67	196.68	1.0001	-1.0001	-6822.3	6821.4
100	-621.93	621.97	1.0001	-1.0001	-6822.3	6821.4

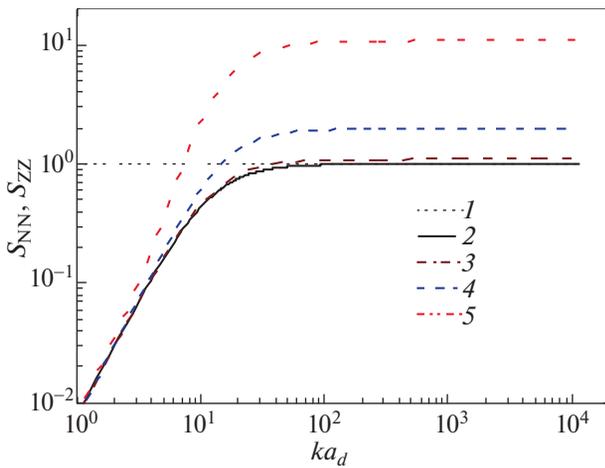


Рис. 4. Структурные факторы частица-частица S_{NN} (кривая 1) и заряд-заряд S_{ZZ} (кривые 2–5) как функции приведенного волнового числа при $n_2 = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$, $z_0 < 0$, $T = 300 \text{ К}$ и различных значениях параметра неидеальности Γ_{00} : 2 – 10^{-3} , 3 – 1, 4 – 10, 5 – 100.

ростом параметра неидеальности значения S_{ZZ} тоже росли.

Проверка выполнения равенств (21) показала, что они выполнены с высокой относительной точностью, которая превышала 0.01% (см. табл. 1). Поэтому мы можем сделать вывод, что численное решение уравнения ОЦ в ГЦП дает корреляционные функции и структурные факторы, которые не нарушают существующие физические ограничения на них.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено исследование термодинамической устойчивости многокомпонентной плазмы на основе интегральных уравнений Орнштейна–Цернике для многокомпонентной жидкости. Выполнен переход к однокомпо-

нентному уравнению Орнштейна–Цернике для самой неидеальной подсистемы для плазмы с любым числом компонент в условиях применимости дебаевского приближения для прямых корреляционных функций для всех компонент плазмы, кроме самой неидеальной подсистемы. Показано, что все парные корреляционные функции, структурные факторы заряд-заряд и частица-частица остаются положительными при всех значениях аргумента во всем исследованном диапазоне параметра неидеальности самой неидеальной подсистемы. Исследованы условия нарушения термодинамической устойчивости трехкомпонентной пылевой плазмы при разных знаках заряда пылевых частиц и разных их концентрациях. Показано, что стабилизация термодинамической неустойчивости многокомпонентной плазмы может происходить путем уменьшения числа пылевых частиц и перехода за счет этого в область параметров неидеальности, где плазма является термодинамически устойчивой.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-01000).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цытович В.Н. // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
2. Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
3. Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. // Phys. Rep. 2005. V. 421. P. 1.
4. Mann I., Meyer-Vernet N., Czechowski A. // Phys. Rep. 2014. V. 536. P. 1.
5. Ivlev A.V., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Khrapak A.G. Introduction to the Physics of Dust and Complex Plasma. М.: Intellect Publishing House, 2017.
6. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to dusty plasma physics. CRC Press, 2015.
7. Greiner F., Melzer A., Tadsen B., Groth S., Killer C., Kirchschrager F., Wieben F., Pilch I., Kruger H., Block D., Piel A., Wolf S. // Eur. Phys. J. D. 2018. V. 72. P. 81.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2017-80400-7>

8. *Ivlev A., Lowen H., Morfill G., Royall C.P.* Complex plasmas and colloidal dispersions: particle-resolved studies of classical liquids and solids. Series in Soft Condensed Matter, vol. 5. Singapore: World Scientific, 2012.
9. *Филиппов А.В., Старостин А.Н., Паль А.Ф.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. С. 1039.
10. *Babick F.* // Suspensions of Colloidal Particles and Aggregates / Eds. J. Manuel, V. Millan. V. 20 of the series Particle Technology Serie. Cham: Springer International Publishing, 2016. P. 75.
11. *Ohshima H.* // Encyclopedia of Biocolloid and Biointerface Science. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2016.
<https://doi.org/10.1002/9781119075691.ch34>
12. *Филиппов А.В., Дербенев И.Н.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 1262.
13. *Derbenev I.N., Filippov A.V., Stace A.J., Besley E.* // J. Chem. Phys. 2016. V. 145. P. 084103.
<https://doi.org/10.1063/1.4961091>
14. *Chen C., Huang W.* // Environ. Sci. Technol. 2017. V. 51. P. 2077.
<https://doi.org/10.1021/acs.est.6b04575>
15. *Fortov V.E., Morfill G.E.* Complex and Dusty Plasmas. London: Taylor Francis, 2009.
16. *Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А.* Пылевая плазма. Эксперимент и теория. М.: Физматлит, 2009. 316 с.
17. *Hamaguchi S., Farouki R.T.* // J. Chem. Phys. 1994. V. 101. P. 9876.
18. *Farouki W.T., Hamaguchi S.* // J. Chem. Phys. 1994. V. 101. P. 9885
19. *Hamaguchi S., Farouki R.T., Dubin D.H.E.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 4671.
20. *Totsuji H.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 072111.
21. *Totsuji H.* // Microgravity Sci. Technol. 2011. V. 23. P. 159.
22. *Khrapak S.A., Khrapak A.G., Ivlev A.V., Morfill G.E.* // Phys. Rev. E. 2014. V. 89. P. 023102.
23. *Khrapak S.A., Morfill G.E., Ivlev A.V., Thomas H.M., Beysens D.A., Zappoli B., Fortov V.E., Lipaev A.M., Molotkov V.I.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 015001.
24. *Debye P., Huckel E.* // Phys. Zeitschr. 1923. V. 24. S. 185.
25. *Филиппов А.В., Решетняк В.В., Старостин А.Н., Ткаченко И.М., Фортвов В.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. С. 651.
<https://doi.org/10.1134/S0370274X19220041>
26. *Filippov A.V., Fortov V.E., Reshetniak V.V., Starostin A.N., Tkachenko I.M.* // AIP Advances. 2020. V. 10. P. 045232.
<https://doi.org/10.1063/1.5144901>
27. *Hansen J.-P., McDonald I.R.* Theory of Simple Liquids. London: Elsevier, 2006.
28. *Саркисов Г.Н.* // УФН. 1999. Т. 169. С. 625.
29. *Решетняк В.В., Старостин А.Н., Филиппов А.В.* // ЖЭТФ. 2018. V. 154. С. 1258.
30. *Решетняк В.В., Филиппов А.В.* // ЖЭТФ. 2019. V. 156. С. 545.
31. *Зеленер Б.В., Норман Г.Э., Филинов В.С.* Теория возмущений и псевдопотенциалов в статистической термодинамике. М.: Наука, 1981.
32. *Kelbg G.* // Ann. Phys. V. 1964. V. 12. P. 219.
33. *Kelbg G.* // Ann. Phys. 1964. V. 12. P. 354.
34. *Климонтович Ю.Л., Крэфт В.Д.* // ТВТ. 1974. V. 12. P. 239.
35. *Deutsch C.* // Phys. Lett. 1977. V. 60A. P. 317.
36. *Deuth C., Gombert M.M., Minoos H.* // Phys. Lett. 1978. V. 66A. P. 381; 1979. V. 72A. P. 481.
37. *Schwarz V., Bornath T., Kraeft W.D., Glenzer S.H., Holl A., Redmer R.* // Contrib. Plasma Phys. 2007. V. 47. P. 324.
38. *Wunsch K., Hilse P., Schlanges M., Gericke D.O.* // Phys. Rev. E. 2008. V. 77. P. 05640.
39. *Fushiki M.* // J. Chem. Phys. 1988. V. 89. P. 7445.
<https://doi.org/10.1063/1.455275>
40. *Davletov A.E., Yerimbetova L.T., Arkhipov Yu.V., Mukhametkarimov Ye.S., Kissan A., Tkachenko I.M.* // J. Plasma Phys. 2018. V. 84. P. 905840410.
41. *Yerimbetova L.T., Davletov A.E., Arkhipov Y.V., Tkachenko I.M.* // Contrib. Plasma Phys. 2019. V. 59. P. e201800160.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201800160>
42. *Beresford-Smith B., Chan D.Y., Mitchell D.J.* // J. Colloid Interface Sci. 1985. V. 105. P. 216.
43. *Stillinger F.H., Lovett B.* // J. Chem. Phys. 1968. V. 49. P. 1991.
44. *Prigogine I., Defay R.* Chemical Thermodynamics. London, Ney York, Toronto: Longmans Green and Co., 1954.
45. *Норман Г.Э., Старостин А.Н.* // ТВТ. 1968. Т. 6. С. 410.
46. *Норман Г.Э., Старостин А.Н.* // ТВТ. 1970. V. 8. P. 413.
47. *Mahaffey D.W., Jerde D.A.* // Rev. Mod. Phys. 1968. V. 40. P. 710.

ФРАКТАЛЬНОЕ БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

© 2023 г. К. Г. Косс^{a, b, *}, И. И. Лисина^{a, b}, М. М. Васильев^{a, b},
А. А. Алексеевская^a, Е. А. Кононов^{a, b}, О. Ф. Петров^{a, b}

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт, Москва, Россия

*e-mail: Xeniya.Koss@gmail.com

Поступила в редакцию 01.08.2022 г.

После доработки 24.10.2022 г.

Принята к публикации 24.10.2022 г.

Проанализированы экспериментально полученные данные о движении одиночной коллоидной частицы в ловушке в приэлектродном слое плазмы ВЧ-разряда. Эксперимент проводился с коллоидами трех типов: непокрытые меламин-формальдегидные частицы, меламин-формальдегидные частицы с тонким медным покрытием и янус-частицы, частично покрытые железом. На коллоиды воздействовал плоский широкий лазерный пучок, позволяя визуализировать их и изменять их кинетическую энергию. Для анализа движения частиц были построены функции их динамической энтропии первого пересечения, найдена область локализации частиц и фрактальная размерность их траекторий. Полученные результаты свидетельствуют о значительном различии между коллоидами разных типов, а также об эволюции их движения с изменением кинетической энергии. Показано, что фрактальная размерность траекторий частиц всех типов является дробной и уменьшается с увеличением их кинетической энергии.

Ключевые слова: коллоидная плазма, фрактальное броуновское движение, активные броуновские частицы, фрактальная размерность

DOI: 10.31857/S0367292122600972, EDN: BFDZFB

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение движения активных броуновских частиц и управление ими — задача, актуальная для различных областей науки и технологии, в том числе для медицины, биологии, разработки “умных” материалов [1]. Активная материя обладает способностью брать энергию из окружающей среды и переходить в состояние, далекое от равновесия [2]. Благодаря этой способности, поведение таких систем может сильно отличаться от поведения термодинамически равновесных систем, что представляет обширное поле для фундаментальных исследований. В частности, в активной материи могут наблюдаться специфические динамические фазовые переходы и коллективные явления [1, 3]. Самые яркие примеры активных, или самодвижущихся, частиц — объекты живой природы: подвижные клетки [4], микроорганизмы [5, 6], насекомые [7, 8]; даже поведение крупных животных может быть описано в рамках модели активных броуновских частиц (АБЧ) [9, 10]. Огромно разнообразие искусственных активных частиц: среди них коллоиды в буферной среде [11, 12], химически активируемые гранулы [13–15] и

даже механические объекты [16–19]. В системах АБЧ наблюдаются явления кластеризации [20], самопроизвольного механического разделения фаз (motility-induced phase separation, MIPS) [21, 22], необычного взаимодействия частиц с препятствиями [23, 24]. Эффект неравновесной сепарации таких коллоидов может использоваться для самосборки [25]. Среди способов создания активной материи следует отдельно отметить янус-частицы, названные так в честь двуликого бога древнеримской мифологии. Это объекты, состоящие из двух или более частей, различающихся по своим физическим или химическим свойствам, зачастую противоположных друг другу по сути [26, 27]. Янус-частицы могут иметь анизотропные оптические, электрические, магнитные и другие свойства, что создает широкие возможности для исследований [28].

Один из примеров активной материи, которую удобно создавать, наблюдать и анализировать — это коллоидные микрочастицы в газовых разрядах и других разреженных средах. В настоящее время этот объект пристально изучается. Протяженные системы активных частиц в ВЧ-разряде

исследуются в работах [29, 30], малые системы (пылевые кластеры) в ВЧ-разряде [31, 32], структуры активных частиц при криогенных температурах [33], разряде постоянного тока [34]. Важная особенность таких систем, в отличие от исследуемых в большинстве теоретических и экспериментальных работ по активным системам, — малая вязкость среды, окружающей частицы. При движении частицы в среде малой плотности (газ вместо жидкости) числа Рейнольдса высоки, и необходимо принимать во внимание инерцию частицы [35]. К таким “инертным” частицам относятся гранулы, самодвижущиеся на вибрирующей подложке или имеющие вибрационный мотор [16, 18], минироботы [17], насекомые [36] и микроколлоиды в плазме, рассматриваемые в настоящей работе. В целом, динамика активных броуновских частиц в газоразрядной плазме существенно отличается от поведения активных коллоидов в жидкости, так как вязкость буферного газа стремится к нулю. Численное исследование таких систем было проведено в работе [37].

Так как АБЧ в газовой среде — сравнительно новый и неизученный объект, представляет интерес исследование движения отдельно взятых частиц. Такие эксперименты были проведены в работах [38, 39]. В работе [38] экспериментально и теоретически изучен механизм появления активности у янус-частиц в ВЧ-разряде, облучаемых плоским лазерным пучком, а также представлены экспериментально полученные различные типы траекторий таких янус-частиц. В работе [39] проведено экспериментальное сравнение движения в ВЧ-разряде коллоидных частиц различных типов: меламина-формальдегидной без покрытия, с полным металлическим покрытием поверхности, а также янус-частицы — пластиковой частицы, половина которой покрыта металлом. Продемонстрирован механизм преобразования энергии облучающего лазера в кинетическую энергию движения частиц.

Важным вопросом при исследовании одиночных активных частиц, равно как и структур, состоящих из них, является количественный анализ реакции исследуемой системы на внешние воздействия. Показано [39], что при воздействии лазерным излучением кинетическая энергия частиц растет. А как меняется поведение частицы при изменении ее кинетической энергии?

Выбор инструмента для количественного изучения движения активных броуновских частиц — нетривиальная задача. Так как в исследуемых системах постоянно присутствует приток внешней энергии (которую активные частицы преобразуют в кинетическую энергию движения), они являются открытыми, и применить методы классической термодинамики не представляется возможным. Тем не менее открытые системы могут

эволюционировать при изменении внешних условий, и для количественной оценки сложности их состояния используются различные подходы [40]. Наиболее удобным для изучения нашего объекта — коллоидных частиц в плазме — представляется вычисление фрактальной размерности их траекторий [40, 41]. В настоящей работе мы используем методику вычисления фрактальной размерности и области локализации частицы из динамической энтропии первого пересечения [42, 43]. С помощью этих параметров мы можем проследить эволюцию движения частицы при изменении ее кинетической энергии.

Таким образом, в данной статье исследуется состояние одиночной коллоидной частицы в ВЧ-разряде с помощью фрактального анализа ее траектории.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема установки, на которой проводились эксперименты, представленные в данной статье, приведена на рис. 1. Эксперименты проводились в газоразрядной камере, имеющей оптическое окно для ввода лазерного излучения и проведения наблюдений. После откачки до глубокого вакуума камера заполнялась аргоном до давления 3.5 Па. Напряжение частотой 13.56 МГц подавалось на плоские горизонтальные электроды, иницируя разряд. Для формирования электростатической ловушки на нижнем электроде располагалось медное кольцо диаметром 35 мм [39]. Диаметр кольца был подобран таким образом, чтобы коллоидные частицы надежно удерживались ловушкой, но в то же время могли совершать движение достаточно большой амплитуды. Пылевые частицы инжестировались в газоразрядную камеру через отверстие в верхнем электроде.

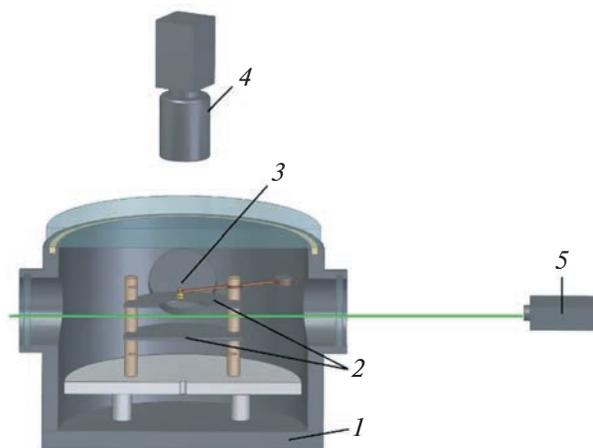


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — рабочая вакуумная камера; 2 — электроды; 3 — инжектор частиц; 4 — скоростная видеокамера; 5 — лазер.

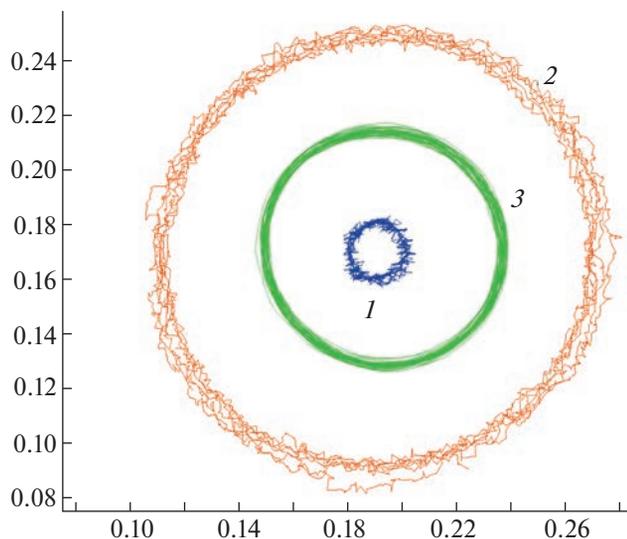


Рис. 2. Характерные траектории одиночной коллоидной частицы в плазме ВЧ-разряда за промежуток времени 8 с: 1 (голубая) – непокрытая МФ-частица, 2 (оранжевая) – покрытая медью МФ-частица, 3 (зеленая) – янус-частица. Все представленные траектории были получены при мощности лазера 1 Вт.

Для подсветки частиц и воздействия на них использовался однородный плоский лазерный луч с длиной волны излучения 514 нм. Положение пылевых частиц фиксировалось высокоскоростной видеокамерой с частотой съемки 400 кадров в секунду и разрешением 1440 × 1440 (14.6 мкм/пиксел), расположенной над верхним электродом.

В экспериментах были использованы три вида монодисперсных сферических частиц из меламин-формальдегида (МФ) диаметром 10 мкм. Частицы первого типа не имели покрытия. Вся поверхность частиц второго типа была покрыта тонким слоем меди. Коллоиды первого и второго типа – заводского производства [44]. Коллоиды третьего типа представляли собой янус-частицы, поверхность которых была частично покрыта железом. Основу такой частицы составлял МФ-шарик диаметром 10 мкм; методика частичного покрытия его металлом подробно описана в статьях [39, 45].

В ходе эксперимента одиночная частица помещалась в ВЧ-разряд, где заряжалась потоками электронов и ионов и левитировала, двигаясь в пределах ловушки. Продолжительность эксперимента при каждом значении мощности облучающего лазера составляла 30 с. Мощность лазерного излучения в экспериментах с каждым типом частиц менялась от 0.05 до 1.5 Вт. Полученные видеоизображения распознавались с помощью специального программного обеспечения, в результате чего мы получали набор координат частицы в каждый момент времени. Характерные траекто-

рии частиц при одинаковой мощности лазера представлены на рис. 2. Видно, что частицы всех типов совершают периодическое круговое движение, однако траектории не гладкие, а имеют разную степень зашумленности, обусловленной случайными колебаниями частицы. Также значительно различаются диаметры траекторий частиц разного типа. Очевидно, это вызвано воздействием на частицы внешних сил, главным образом силы, инициируемой лазерным излучением.

3. СРЕДНЯЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ЧАСТИЦ

Из полученного набора координат были найдены средние кинетические энергии частиц всех типов. Основная проблема корректного определения скоростей (а, следовательно, и кинетических энергий) частиц связана с выбором временного шага, с которым анализируются их траектории [46–48]. Мгновенные скорости частиц вычисляются по формуле

$$V_N^{(x)}(t) = \frac{x(t + N\tau) - x(t)}{N\tau}, \quad (1)$$

где τ – минимальный шаг по времени, который соответствует частоте кадров видеосъемки, постоянная величина, а число N позволяет подобрать оптимальный шаг по времени с помощью пропуска кадров и минимизировать экспериментальные ошибки измерения мгновенных скоростей частиц. Конечное пространственное разрешение видеокамеры, особенности процедуры распознавания образов частицы и определения ее центра масс приводят к ошибке измерения положения в пространстве. Если величина $N\tau$ мала, ошибки в определении положения частицы приводят к систематическому завышению вычисляемой скорости относительно реальной [46, 48]. С другой стороны, для корректного измерения скорости частица должна двигаться в баллистическом режиме. При низком временном разрешении (т.е. когда шаг $t = N\tau$ слишком велик), наблюдается только диффузионное движение, что приводит к систематическому занижению вычисляемой скорости [46, 47]. Для броуновской частицы в ловушке баллистический режим движения реализуется на временах много меньше величины обратного трения $t = \tau_{fr} = v_{fr}^{-1}$. Выбор оптимального значения $N\tau$ для корректной оценки кинетической энергии движения частицы, $K_N = MV_N^2(N\tau)/2$, соответствует наименьшему интервалу времени $t = N\tau$, за который среднее смещение частицы существенно больше средней ошибки в значениях координат. Согласно исследованиям динамики модельной частицы, если искомое значение $N\tau \lesssim v_{fr}^{-1}$, то $t = N\tau$ определяется экстремумом

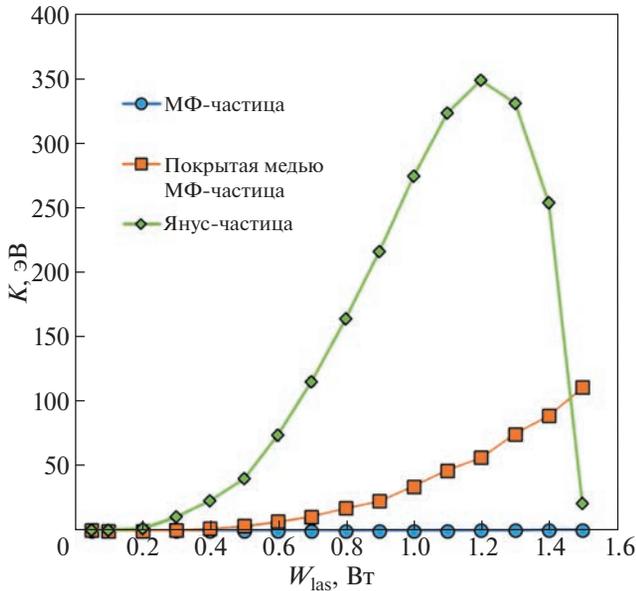


Рис. 3. Зависимость кинетической энергии K частиц трех типов от мощности лазерного излучения W_{las} .

первой производной функции $f_{v^2}(N) = V_N^2(N)$, $\max\left(\frac{\partial f_{v^2}(N\tau)}{\partial(N\tau)}\Big|_{N=N_0}\right)$, т.е. точкой перегиба функции f_{v^2} , $\frac{\partial^2 f_{v^2}(N)}{\partial(N)^2}\Big|_{N=N_0} = 0$. Используя данный критерий, мы определили оптимальный для каждой траектории шаг по времени $N_0\tau$, необходимый для корректного вычисления средней кинетической энергии движения частицы.

На рис. 3 представлены зависимости кинетической энергии K частиц трех типов от мощности лазерного излучения W_{las} . Очевидно, что каждая из частиц преобразует энергию излучения в кинетическую с разной эффективностью. Кинетическая энергия непокрытой меламин-формальдегидной частицы изменяется сравнительно мало — от 0.04 до ~1 эВ. Покрытая медью частица разгоняется во много раз сильнее: от 0.7 эВ при минимальной мощности лазера до ~130 эВ при максимальной. В работе [30] продемонстрировано, что на покрытые металлом частицы действует значительная фотофоретическая сила, проведена оценка нагрева МФ-частицы с медным покрытием в ходе эксперимента. Как показано в работе [49], разогрев непокрытой МФ-частицы также может быть связан с фотофоретической силой, действующей на коллоиды с небольшими дефектами.

Что касается янус-частицы, изменение ее кинетической энергии наиболее необычно. Во-первых, оно самое значительное по величине (от 0.6 до ~350 эВ), а во-вторых, оно немонотонно: при увеличении мощности лазера выше 1.2 Вт ки-

нетическая энергия янус-частицы уменьшается. По всей видимости, это связано с неоднородностью покрытия на поверхности частицы. Ввиду особенностей получения янус-частиц [39] металлическое покрытие может представлять собой не равномерный слой, занимающий 50% поверхности частицы, а отдельные островки. Разогрев такой поверхности приводит к случайному вращению частицы, резким изменениям направления ее движения и, как следствие, аномальной немонотонной динамике кинетической энергии. Поэтому разогрев и поведение янус-коллоидов может различаться от частицы к частице.

4. ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ ТРАЕКТОРИЙ

Методика

Рассматриваемая система активных броуновских частиц находится вдали от равновесия. Динамика частиц определяется вкладом энергии извне и ее превращением в кинетическую энергию их движения. Таким образом, методики, с помощью которых анализируется состояние коллоидных частиц, не должны опираться на предположение об их термодинамической изолированности.

Функция динамической энтропии, предложенная в работах [31, 32] в качестве подхода для описания кинетики активных броуновских систем, удовлетворяет этому условию. Известно, что максимальная экспонента Ляпунова достигает экстремума в точке фазового перехода “жидкость—твердое тело” [50]. Положение этого экстремума соответствует максимуму энтропии Колмогорова—Синяя $\sum_i \lambda_i = h_{KS}$, которая представляет собой сумму показателей экспоненты Ляпунова. Но применить к анализу броуновских систем непосредственно энтропию Колмогорова—Синяя невозможно, так как траектории броуновских частиц недифференцируемы, и h_{KS} расходится [42, 43]. Поэтому в случае стохастических систем более удобно использовать динамическую энтропию $h(\epsilon)$, зависящую от параметра огрубления ϵ [42]. В настоящей работе мы используем подход, называемый “динамическая энтропия первого пересечения” (mean first-passage time dynamic entropy, MFPT) [42, 43].

Предполагая пространственный масштаб не слишком мелким [42], можно примерно вычислить динамическую энтропию следующим образом. В момент времени $t = 0$ строится сфера радиуса ϵ с центром в точке нахождения частицы. Затем находится момент времени τ , в который частица впервые пересекает границу ϵ . Динами-

ческая энтропия первого пересечения $S(\epsilon)$ определяется как [43]

$$S(\epsilon) \equiv \tau(\epsilon)^{-1}, \quad (2)$$

где $\tau(\epsilon) = \int_0^\infty P_\epsilon(t) dt$, а $P_\epsilon(t)$ – вероятность того, что частица достигнет границы ϵ в момент времени между t и $t + dt$.

Чем дальше частица уходит от начального положения, тем меньше $S(\epsilon)$. В конце концов, когда радиус ϵ описываемой сферы станет достаточно большим, в него уместится вся траектория частицы. Это происходит в точке $\epsilon = \epsilon_0$, где $S(\epsilon)$ резко уходит в 0 (см. рис. 4). Заметим, что ϵ_0 – расстояние от начальной точки, дальше которого частица не уходит. Таким образом, ϵ_0 представляет собой область локализации, диаметр окружности, описанной вокруг траектории частицы.

Если функция распределения смещений частицы гауссова, ее среднеквадратичные смещения имеют следующую асимптотику [43]:

$$r^2(t) \propto t^{2\nu}, \quad (3)$$

а время первого пересечения

$$\tau(\epsilon) \propto \epsilon^{1/\nu}. \quad (4)$$

Здесь ν – константа, зависящая от характеристик системы и от временного масштаба наблюдений. Для малых времен наблюдения, на которых движение частицы имеет баллистический характер, $\nu = 1$. Для очень больших времен и гауссова распределения смещений частицы (например, при пассивном броуновском движении) $\nu = 1/2$.

Пусть $\Delta(\epsilon) = -d(\lg(S(\epsilon)))/d(\lg \epsilon)$ – логарифмическая производная $S(\epsilon)$. Тогда для больших ϵ

$$\Delta(\epsilon) \rightarrow \Delta_f = \frac{1}{\nu}, \quad (5)$$

где величина Δ_f соответствует фрактальной размерности траектории частицы.

Для систем с типом движения, отличным от пассивного броуновского, значение $\Delta(\epsilon)$ при больших ϵ может отличаться от 2. Значения $1 < \Delta_f < 2$ соответствуют персистентному фрактальному броуновскому движению, значения $\Delta_f > 2$ – антиперсистентному фрактальному броуновскому движению [51].

Отметим, что функция $S(\epsilon)$, равно как и ее логарифмическая производная, являются разрывными в точке $\epsilon = \epsilon_0$. Мы берем $\Delta_f = -d(\lg(S(\epsilon)))/d(\lg \epsilon)$ как левостороннюю логарифмическую производную функции $S(\epsilon)$ при $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$. На рис. 4 проиллюстрировано вычисление ϵ_0 и Δ_f для траекторий исследуемых частиц при мощности лазерного излучения $W_{las} = 1$ Вт.

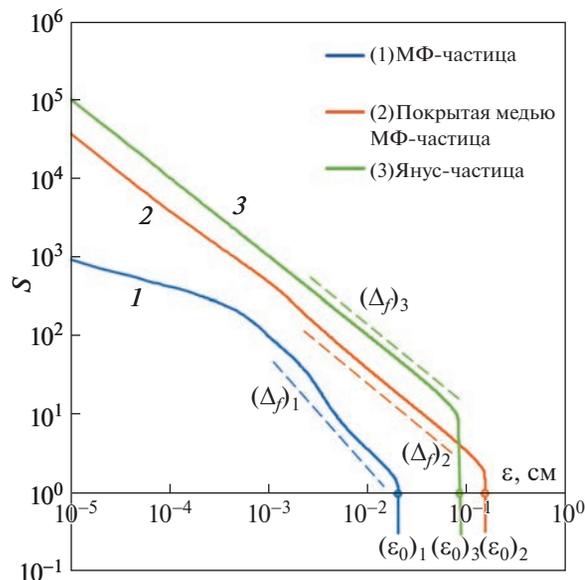


Рис. 4. Зависимость динамической энтропии первого пересечения S от параметра огрубления ϵ для частиц трех типов при мощности лазерного излучения $W_{las} = 1$ Вт. Пунктирными линиями обозначены логарифмические производные $d(\lg(S(\epsilon)))/d(\lg \epsilon)$, вычислением которых мы получаем величины фрактальных размерностей $(\Delta_f)_1$, $(\Delta_f)_2$, $(\Delta_f)_3$. Сплошными вертикальными линиями обозначены величины областей локализации $(\epsilon_0)_1$, $(\epsilon_0)_2$, $(\epsilon_0)_3$ непокрытых МФ-частиц, покрытых медью МФ-частиц и янус-частиц соответственно.

Анализируя зависимости энтропии первого пересечения и ее производной от параметра огрубления ϵ , получаем область локализации и фрактальную размерность траекторий частиц, которые позволяют нам описать степень рандомизации системы [29, 32].

Фрактальная размерность: результаты

Итак, взяв логарифмическую производную от функции динамической энтропии для частицы в каждом эксперименте и найдя угловой коэффициент ее линейного приближения Δ_f для $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$, мы находим значения фрактальной размерности траектории частицы. Результаты, полученные для различных типов коллоидов, а также сводный график в логарифмическом масштабе, представлены на рис. 5. Для всех типов частиц фрактальная размерность Δ_f траекторий при низких кинетических энергиях близка к 2 (что является значением фрактальной размерности для классического броуновского движения [51]), а при высоких кинетических энергиях стремится к 1 (размерность гладкой кривой). Для непокрытых и покрытых медью частиц снижение фрактальной

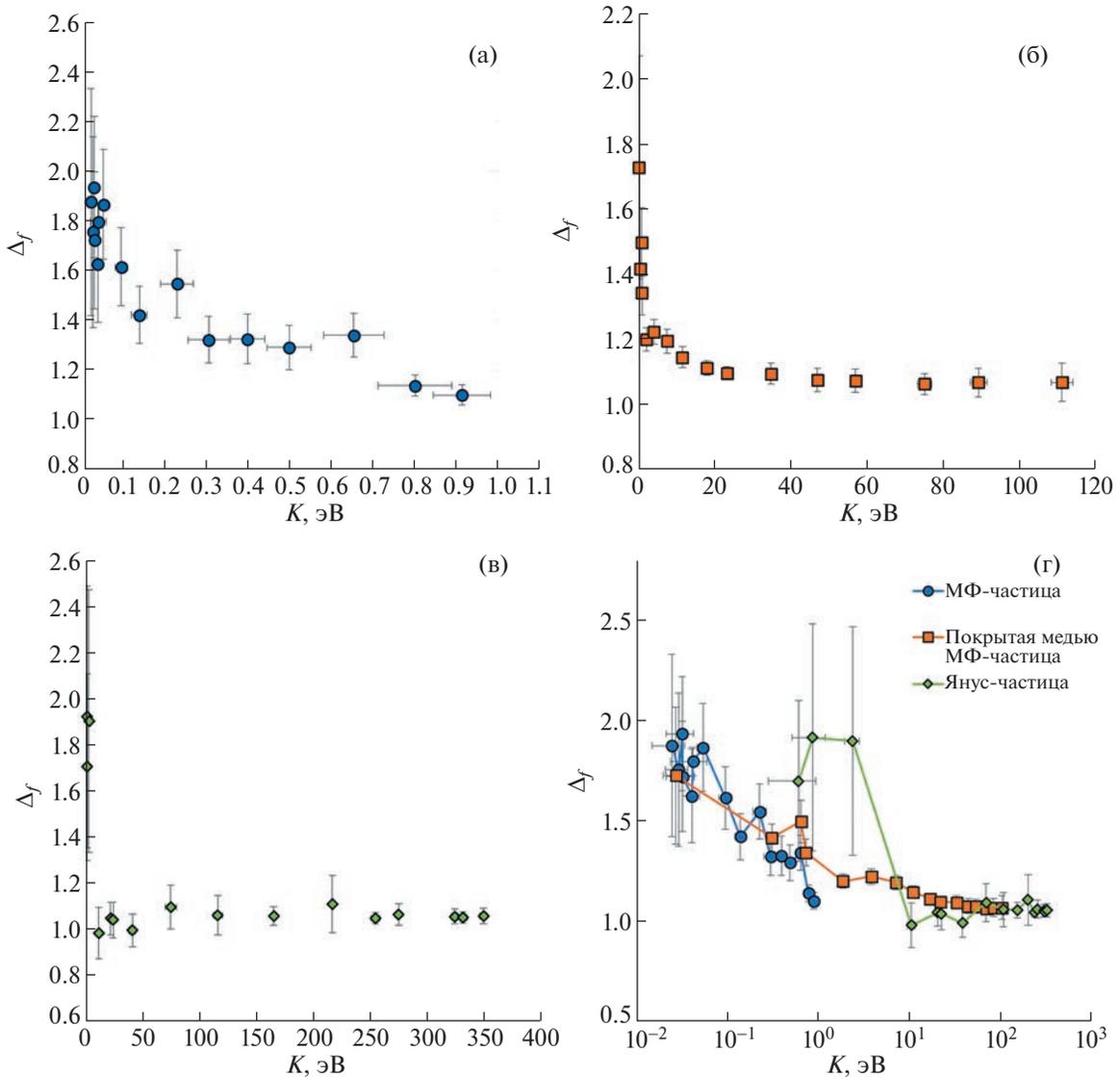


Рис. 5. Фрактальная размерность Δ_f траекторий коллоидных частиц в зависимости от их кинетической энергии: не покрытые МФ-частицы (а), покрытые медью МФ-частицы (б), янус-частицы (в), сводный график для всех типов частиц (г).

размерности происходит достаточно плавно, по мере того как действующие со стороны лазерного излучения силы разгоняют их, спрямляя траекторию. Характер движения янус-частиц отличается от коллоидов с однородной поверхностью. В связи с тем, что их покрытие металлом неоднородно, их траектории движения могут меняться произвольным образом при изменении мощности лазера (случайное броуновское движение накладывается на окружности, спирали, эпитрохоиды), а кинетическая энергия зависит от мощности лазера немонотонно. Фрактальная размерность траекторий янус-частиц падает резко, ступенькой выходя на значение $\Delta_f \sim 1$.

5. ОБЛАСТЬ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЧАСТИЦ

Из зависимостей динамической энтропии первого пересечения была определена область локализации частиц ϵ_0 — значение параметра округления ϵ , при котором $S(\epsilon)$ обращается в 0. Физически это соответствует диаметру окружности, за пределы которой частица не выходит в течение эксперимента. Сводный график ϵ_0 от кинетической энергии представлен на рис. 6. Для всех исследованных частиц ϵ_0 растет с увеличением их кинетической энергии. Характер роста для всех типов частиц схож — это степенная зависимость с показателем $1/2$, т.е. $K = A\epsilon_0^2$.

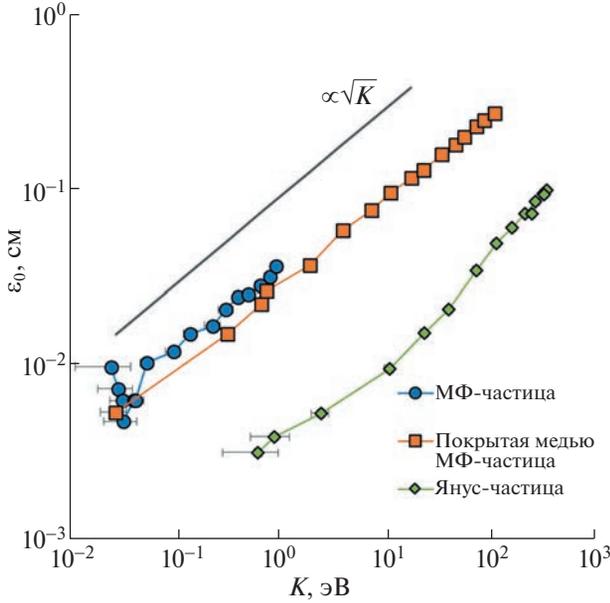


Рис. 6. Область локализации частиц ϵ_0 в зависимости от их кинетической энергии K . Показаны данные для трех типов частиц. Сплошная черная линия представляет аппроксимацию $\epsilon_0 \propto \sqrt{K}$.

Действительно, рассмотрим движение частицы по окружности с некоторой постоянной скоростью v , зависящей от покрытия частицы и мощности лазерного излучения. В этом случае радиус круговой траектории частицы r определяется равенством центробежной силы и силы, действующей на частицу со стороны ловушки:

$$m\omega^2 r = \alpha r,$$

где a – градиент силы ловушки. Учитывая, что при движении по окружности $\omega = v/r$, получим

$$\frac{\alpha r^2}{2} = \frac{mv^2}{2}.$$

Для области локализации $\epsilon_0 = 2r$ имеем $\epsilon_0 \propto \sqrt{K}$, где коэффициент пропорциональности определяется типом коллоидной частицы.

Для каждой серии экспериментов были построены зависимости среднеквадратичного смещения $r^2(t) = (x^2(t) + y^2(t))$ (см. рис. 7).

Так как частица движется в ловушке, на больших временах значение среднеквадратичного смещения выходит на константу r_{\max}^2 [52, 53]. В случае периодического движения (например, по окружности) $r^2(t)$ осциллирует с постоянным максимумом r_{\max}^2 (см. рис. 7). Эта константа связана с максимальным средним линейным смещением частицы L_{\max} соотношением $L_{\max} = 0.5\sqrt{2r_{\max}^2}$.

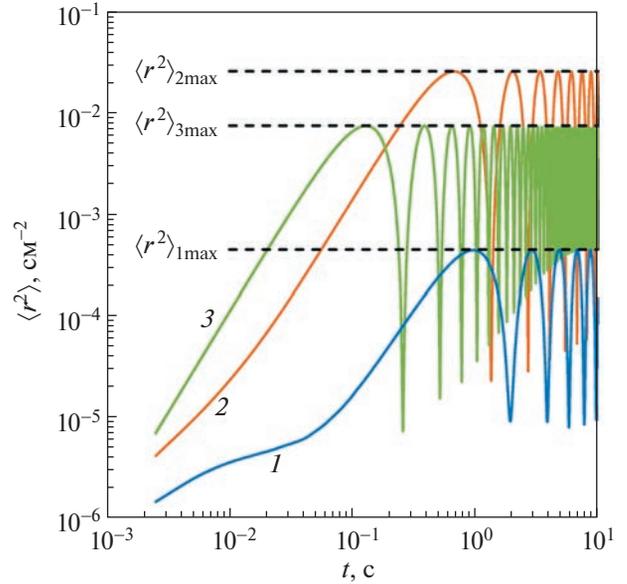


Рис. 7. Зависимости среднеквадратичного смещения $r^2(t)$ частиц трех типов от времени. Штриховыми линиями обозначены величины максимального среднеквадратичного смещения для каждой частицы: $r_{1\max}^2$ (соответствующий голубой кривой) – непокрытая МФ-частица, $r_{2\max}^2$ (соответствующий оранжевой кривой) – покрытая медью МФ-частица, $r_{3\max}^2$ (соответствующий зеленой кривой) – янус-частица.

Постоянные r_{\max}^2 и L_{\max} были найдены для всех экспериментов. Значения L_{\max} с хорошей точностью (не превышающей ошибку эксперимента)

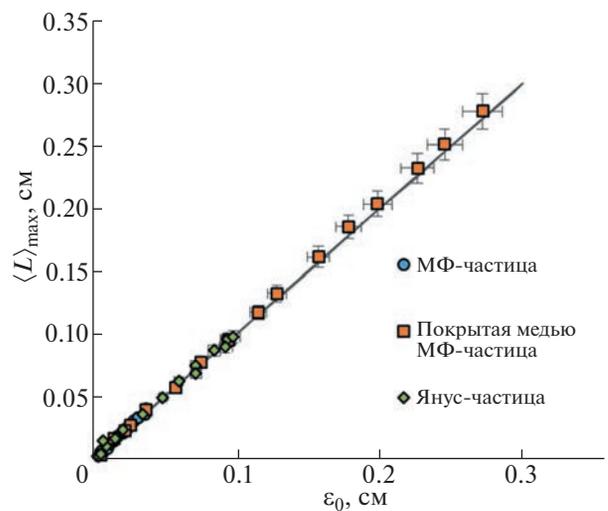


Рис. 8. Соотношение между областью локализации частицы ϵ_0 и ее максимальным средним смещением L_{\max} для трех типов коллоидов.

совпадают с найденными величинами области локализации ϵ_0 в области больших энергий, где частица движется по окружности (см. рис. 8).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проанализированы экспериментальные данные по движению одиночных частиц трех типов в ловушке в ВЧ-разряде: 1) непокрытая частица из меламина-формальдегида (МФ), 2) такая же МФ-частица, покрытая медью, 3) МФ-частица, частично покрытая железом. Подтверждено, что кинетическая энергия коллоидов, частично или полностью покрытых металлом, значительно изменяется с увеличением мощности облучающего лазера, т.е. они являются активными частицами. Кинетическая энергия янус-частицы меняется немонотонно из-за неоднородности металлического покрытия. Кинетическая энергия непокрытой МФ-частицы увеличивается с ростом мощности лазера, но это изменение на два порядка ниже, чем для покрытых частиц.

Фрактальная размерность траекторий падает с ~ 2 до ~ 1 с ростом энергии частицы. Для непокрытой и полностью покрытой частиц изменение происходит плавно, для янус-частицы — со скачком.

Область локализации ϵ_0 — диаметр окружности, внутри которой частица движется в течение эксперимента — растет с ростом энергии K частицы, подчиняясь квадратичной зависимости. Область локализации для рассмотренных экспериментов с хорошей точностью совпадает с максимальным средним смещением частицы, полученным из максимального среднеквадратичного смещения.

Таким образом, мы наблюдаем качественную и количественную разницу в изменении характеристик движения коллоидных частиц в плазме при варьировании внешнего потока энергии. Продемонстрировано, что движение исследуемых частиц является фрактальным, т.е. их траектории имеют дробную фрактальную размерность. Фрактальная размерность траекторий зависит от кинетической энергии частицы и меняется при изменении мощности внешнего лазерного излучения.

Полученные результаты являются необходимым шагом в исследовании динамики активных коллоидов в газоразрядной плазме и будут использованы в дальнейших работах по анализу поведения систем, состоящих из большего количества активных частиц.

Работа была выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание № 075-01056-22-00). Авторы выражают глубокую

благодарность Е.А. Лисину за плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bechinger C., Di Leonardo D., Löwen H., Reichhardt C., Volpe G., Volpe G.* // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88. P. 045006.
2. *Sriram R.* // *Ann. Rev. Condensed Matter Phys.* 2010. V. 1. P. 323.
3. *Schweitzer F.* *Brownian agents and active particles: Collective dynamics in the natural and social sciences.* Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2007.
4. *Friedrich B.M., Julicher F.* // *New J. Phys.* 2008. V. 10(12). P. 123025.
5. *Sokolov A., Aranson I.S., Kessler J.O., Goldstein R.E.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98(15). P. 158102–4.
6. *Drescher K., Goldstein R.E., Michel N., Polin M., Tuvai I.* // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105(16). P. 168101.
7. *Kareiva P.M., Shigesada N.* // *Oecologia.* 1983. V. 56(2–3). P. 234.
8. *Devereux H.L., Twomey C.R., Turner M.S., Thutupalli S.* // *J. Royal Soc. Interface.* 2021. V. 18. P. 20210114.
9. *Bartumeus F., da Luz M.G.E., Viswanathan G.M., Catalan J.* // *Ecology.* 2005. V. 86(11). P. 3078.
10. *Humphries N.E., Queiroz N., Dyer J.R.M., Pade N.G., Musyl M.K., Schaefer K.M., Fuller D.W., Brunnschweiler J.M., Doyle T.K., Houghton J.D.R., Hays G.C., Jones C.S., Noble L.R., Wearmouth V.J., Southall E.J., Sims D.W.* // *Nature.* 2010. 465(7301) P. 1066.
11. *Kummel F., ten Hagen B., Wittkowski R., Buttinoni I., Eichhorn R., Volpe G., Löwen H., Bechinger C.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 198302.
12. *Kurzhailer C., Devailly C., Arlt J., Franosch T., Poon W.C., Martinez V.A., Brown A.T.* // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. P. 078001.
13. *Ismagilov R.F., Schwartz A., Bowden N., Whitesides G.M.* // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2002. V. 41. P. 652.
14. *Howse J.R., Jones R.A.L., Ryan A.J., Gough T., Vafabakhsh R., Golestanian R.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 048102.
15. *Liebchen B., Löwen H.* // *Acc. Chem. Res.* 2018. V. 51(12). P. 2982.
16. *Weber C.A., Hanke T., Deseigne J., Léonard S., Douchot O., Frey E., Chaté H.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 208001.
17. *Scholz C., Engel M., Pöschel T.* // *Nature Commun.* 2018. V. 9. 931.
18. *Patterson G.A., Fierens P.I., Jimka F.S., König P., Garcimartín A., Zuriguel I., Pugnali L.A., Parisi D.R.* // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. P. 248301.
19. *Scholz C., Jahanshahi S., Ldov A., Löwen H.* // *Nature Commun.* 2018. V. 9. P. 5156.
20. *Palacci J., Sacanna S., Steinberg A.P., Pine D.J., Chaikin P.M.* // *Science.* 2013. V. 339. P. 936.
21. *Caprini L., Marconi U.M.B., Puglisi A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124(7). P. 078001.
22. *Caporusso C.B., Digregorio P., Levis D., Cugliandolo L.F., Gonnella G.* // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125(17). P. 178004.

23. *Kaiser A., Wensink H.H., Löwen H.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 268307.
24. *Mijalkov M., Volpe G.* // Soft Matter. 2013. V. 9. P. 6376.
25. *Grünwald M., Tricard S., Whitesides G.M., Geissler P.L.* // Soft Matter. 2016. V. 12(5). P. 1517.
26. *Hu J., Zhou S., Sun Y., Fang X., Wu L.* // Chem. Soc. Rev. 2012. V. 41 (11). P. 4356.
27. *Walther A., Mueller A.H.E.* // Chem. Rev. 2013. V. 113 (7). P. 5194.
28. *Su H., Hurd Price C.-A., Jing L., Tian Q., Liu J., Qian K.* // Materials Today Bio. 2019. V. 4. P. 100033.
29. *Koss X.G., Kononov E.A., Lisina I.I., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Molecules. 2022. V. 27. P. 1614.
30. *Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M.* // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 8618.
31. *Косс К.Г., Петров О.Ф., Мясников М.И., Стаценко К.Б., Васильев М.М.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 111.
32. *Koss X.G., Petrov O.F., Statsenko K.B., Vasiliev M.M.* // European Phys. Lett. 2018. V. 124. P. 45001.
33. *Petrov O.F., Boltnev R.E., Vasiliev M.M.* // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 6085.
34. *Lisin E.A., Kononov E.A., Sametov E.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Molecules. 2021. V. 26. P. 7535.
35. *Löwen H.* // J. Chem. Phys. 2020. V. 152. P. 040901.
36. *Mukundarajan H., Bardon T.C., Kim D.H., Prakash M.* // J. Exp. Biol. 2016. V. 219. P. 752.
37. *Lisin E.A., Vaulina O.S., Lisina I.I., Petrov O.F.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2021. V. 23. P. 16248.
38. *Nosenko V., Luoni F., Kaouk A., Rubin-Zuzic M., Thomas H.* // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. P. 033226.
39. *Arkar K., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Kononov E.A., Trukhachev F.M.* // Molecules. 2021. V. 26(3). P. 561.
40. *Lloyd S.* // IEEE Control Systems Magazine. 2001. V. 21(4). P. 7.
41. *Azua-Bustos A., Vega-Martínez C.* // Internat. J. Astrobiology. 2013. V. 12. P. 314.
42. *Gaspard P., Wang X.-J.* // Phys. Rep. 1993. V. 235. P. 291.
43. *Allegrini P., Douglas J.F., Glotzer S.C.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 5714.
44. <https://microparticles.de/>
45. *Kononov E.A., Vasiliev M.M., Vasilieva E.V., Petrov O.F.* // Nanomaterials. 2021. V. 11. P. 2931.
46. *Schmidt C., Piel A.* // Phys. Rev. E. 2015. V. 92(4). P. 043106.
47. *Ваулина О.С., Лисин Е.А., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. С. 751.
48. *Feng Y., Goree J., Liu B.* // Rev. Sci. Instruments. 2011. V. 82(5). P. 053707.
49. *Du C.-R., Nosenko V., Thomas H.M., Müller A., Lipaev A.M., Molotkov V.I., Fortov V.E., Ivlev A.V.* // New J. Phys. 2017. V. 19. P. 073015.
50. *Dellago Ch., Posch H.A.* // Physica A. 1996. V. 230. P. 364.
51. *Mandelbrot B.B.* The fractal geometry of nature. San Francisco: W.H. Freeman and co., 1982.
52. *Uhlenbeck G.E., Ornstein L.S.* // Phys. Rev. 1930. V. 36(5). P. 823.
53. *Фортвов В.Е., Петров О.Ф., Ваулина О.С., Косс К.Г.* // Письма ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 366.

ПРОЯВЛЕНИЯ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ, ВКЛЮЧАЯ ХВОСТЫ МЕТЕОРОИДОВ¹

© 2023 г. Т. И. Морозова^a, *, С. И. Попель^a

^a Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: timoroz@yandex.ru

Поступила в редакцию 17.08.2022 г.

После доработки 15.09.2022 г.

Принята к публикации 01.10.2022 г.

Описан механизм модуляционного взаимодействия различных волновых мод в хвостах метеороидов. Модуляционная неустойчивость различных мод колебаний может приводить к возникновению ряда наблюдательных эффектов в метеороидных хвостах таких, как электрофонные шумы. В частности, это может быть модуляционная неустойчивость электромагнитных волн от ударной волны метеороида, связанная с пылевой звуковой модой, а также модуляционная неустойчивость нижнегибридных и ленгмюровских волн. В первом случае могут рождаться волны, которые потом преобразуются в звуковые, когда дойдут до поверхности Земли. В двух последних случаях могут возникать магнитные поля, величины которых сравнимы с наблюдаемыми магнитными полями во время экспериментов с магнитометрами, а также распространяться поперечные электромагнитные колебания, которые, достигая поверхности Земли, могут восприниматься как электрофонные шумы, слышимые одновременно с пролетом метеороидов. Рассматривается влияние вспышек метеоров на параметры пылевой плазмы хвостов метеороидов в зависимости от высоты пролета метеорных тел. Оценены характерные концентрации пылевых частиц в хвостах метеороидов во время вспышек от высоты. Показано на примере модуляционной неустойчивости электромагнитных волн, связанной с пылевой звуковой модой, как концентрация пылевых частиц, увеличенная во время вспышек, будет влиять на величину инкрементов неустойчивости и условия ее развития.

Ключевые слова: метеороиды, метеороидный след, плазменно-пылевые процессы, пылевая плазма, дробление метеорного тела, электрофонные звуки, пылевые частицы в атмосфере Земли, модуляционное взаимодействие, ленгмюровские волны, нелинейные процессы

DOI: 10.31857/S0367292122601199, EDN: BFXQUE

ВВЕДЕНИЕ

Отдельное место в физике метеорных явлений занимает рассмотрение электромагнитных эффектов, связанных с пролетами метеороидов. В частности, возникновение электрофонных звуков. Пролеты метеороидов являются труднопрогнозируемыми и не зависящими от человека природными явлениями и изучение процессов, связанных с ними, является актуальной и не до конца изученной задачей. Физические явления и эффекты, возникающие в результате пролетов метеороидов, могут оказывать влияние на работу радиолокационных систем, радиотелескопов, приборов геолокации и экспериментов пролетных ракет, что важно при учете работы вышеперечисленных систем и устранения их сбоев.

Пылевая плазма метеороидных хвостов содержит в себе электроны и ионы метеорного вещества и атмосферных газов, нейтралы и пылевые частицы, отделенные от метеорного тела. Следует отметить, что метеороид, или метеорное тело — это непосредственно летящее тело (вне атмосферы или внутри ее), а метеор — это явление, которое сводится к свечению паров метеороида.

Столкновение метеорного тела с молекулами воздуха вызывает их ионизацию и ионизацию выбитых атомов метеорного вещества при влете метеорных тел в атмосферу Земли. К процессам абляции метеороида относятся плавление, испарение и дробление. Чем больше скорость и плотность метеорного тела, тем больший вклад дает испарение по отношению к плавлению, которое наблюдается в основном на нижних высотах атмосферы. Остывание расплавленных струй и конденсация испарившегося метеорного вещества наблюдаются в конце хвоста метеороида, где температура резко падает. Когда давление на ме-

¹ Доклад “Some aspects of modulational interaction in earth’s dusty ionosphere including dusty plasmas of meteor tails” был сделан на 9th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Space Research Institute (IKI), Moscow, Russia, May 23–27, 2022).

теорное тело превышает прочностные характеристики метеорного вещества, происходит дробление метеороида. Это может возникать на краях метеорного тела, где велики касательные напряжения, создаваемые в результате воздействия давления ударной волны в головной части хвоста метеороида, а также в местах плавления метеорного вещества и возникновения термических напряжений. Для первого случая часто происходит непрерывное дробление, когда постоянно отшелушиваются мельчайшие фрагменты метеорного тела. Во второй ситуации, в основном во время вспышек метеоров, которые наблюдаются на высотах 72–100 км с пиком на 92 км, отлетают значительные фрагменты метеорного вещества, которые в дальнейшем могут испытывать прогрессивное дробление.

Характерные параметры пылевой плазмы хвостов метеороидов в зависимости от высоты пролета метеорных тел: концентрация электронов $n_e = 10^9 - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, ионов — $n_i = 10^8 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и пылевых частиц $n_d = 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$ и более во время вспышек и температурой хвоста от 0.1–10 эВ. Размеры пылевых частиц варьируются от долей микрометров до нескольких десятков микрометров [1]. Механизмы зарядки пылевых частиц в хвостах метеороидов следующие — налипание электронов и ионов на пылевые частицы, термоэлектронная эмиссия, механоэмиссия.

Метеорная пыль также влияет и на процессы, происходящие во всей ионосфере Земли на высотах 80–120 км, где она задерживается на длительное время. Основными источниками такой пыли являются метеорные потоки (Персеиды, Леониды, Ориониды и другие). В такой плазменно-пылевой системе могут также возникать различные волновые процессы, в частности, возбуждаться пылевые звуковые волны и при определенных условиях будет развиваться модуляционная неустойчивость электромагнитных волн, связанная с пылевой звуковой модой. Однако на высотах 80–90 км она будет подавлена столкновениями пыли с нейтралами, концентрация которых высока в земной ионосфере [4]. Было также показано, что неупругие столкновения нейтралов с электронами и ионами не оказывают влияния на развитие модуляционной неустойчивости. Параметры запыленной ионосферы следующие: температура электронов в зависимости от высоты и времени дня составляет 180–400 К, концентрация электронов $10^3 - 10^5 \text{ см}^{-3}$, концентрация нейтралов $10^{12} - 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, концентрация пылевых частиц варьируется до 10^{-4} см^{-3} , что на несколько порядков меньше, чем в хвостах метеороидов.

Поведение пылевой плазмы хвостов метеороидов и учет электрических и магнитных полей важны для понимания процессов, происходящих

при вторжении метеорных тел в атмосферу Земли, и их последствий, влияющих на природу и человека.

Ключевой задачей исследования является взаимодействие хвостов с ионосферной пылевой плазмой. Ранее было показано, что при взаимодействии хвоста метеороида и пылевой плазмы ионосферы Земли наблюдается генерация различных волн и при определенных условиях развивается их модуляционная неустойчивость. Наблюдаемые явления, такие как возникновение электрофонных шумов от пролета метеороидов, инфразвуковые колебания, зеленое свечение неба и возникновение неоднородностей плотности удается объяснить [2–5] посредством развития модуляционной неустойчивости в земной ионосфере. Однако важной задачей для исследования является генерация магнитных полей при пролете метеороидов в атмосфере Земли.

Особое место в метеорной физике занимает изучение возникновения звуковых явлений, сопровождающих пролеты метеоров. Это могут быть как звуки одновременно с пролетом метеорных тел, так и после них. Аномальные звуки, слышимые одновременно с пролетом метеоров и называемые электрофонными, очевидно, связаны с электромагнитными явлениями. В такой ситуации наблюдатели на Земле могут слышать различные звуки, такие как свист, треск, шипение, гул [6].

Метеорные тела, влетая в атмосферу Земли создают возмущения магнитного поля, что выявилось в наблюдениях с магнитометров. Величины магнитных полей, которые при этом возникают, имеют значения $(0.01 - 0.1) \times 10^{-5} \text{ Гс}$ [7–9]. Из магнитограмм вертикальной составляющей геомагнитного поля были сделаны выводы, что появление хвоста метеороида по радионаблюдениям совпадает с временем наблюдения магнитных импульсов. В более поздних работах приводятся вариации магнитных полей во время пролетов метеороидов со значениями вплоть до $\delta B = 10^{-4} \text{ Гс}$ [10]. Стоит также учитывать внешнее магнитное поле Земли, которое также влияет на процессы, происходящие в хвостах метеороидов.

В плазме хвостов метеороидов может возбуждаться ряд волновых мод. Нижнегибридные волны возбуждаются в результате развития неустойчивости ввиду относительного движения плазмы хвоста метеороида и пылевой плазмы ионосферы Земли [11]. При взаимодействии хвоста метеороида и плазмы ионосферы могут развиваться турбулентные процессы, приводящие в конечном итоге к возбуждению ленгмюровских колебаний [12]. В условиях развития турбулентности в плазме в результате нелинейных взаимодействий наиболее эффективно возбуждаются именно ленгмюровские волны [13].

Структура статьи следующая: в 1 разд. рассматривается модуляционная неустойчивость электромагнитных волн в хвостах метеороидов, в следующем разд. изучается влияние вспышек метеоров на модуляционную неустойчивость электромагнитных волн в метеороидных хвостах, в 3 разд. рассматривается модуляционная неустойчивость нижнегибридных волн и модуляционное взаимодействие ленгмюровских волн. В четвертом разделе обсуждается влияние модуляционной неустойчивости всех упомянутых волновых мод в рассматриваемой плазменно-пылевой системе на возникновение электрофонных шумов от пролета метеороидов. В последнем разд. приведены результаты и выводы.

1. МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Модуляционная неустойчивость приводит к росту низкочастотных возмущений электрического поля, связанных с пылевой звуковой модой.

Предполагая, что низкочастотные колебания в плазме меняются как $\exp(-i\Omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ (где Ω и \mathbf{k} – частота и волновой вектор, связанные с низкочастотными возмущениями), уравнения, описывающие эволюцию высокочастотного электромагнитного поля, можно записать в виде

$$\epsilon_{\pm} \mathbf{E}_{\pm} - \frac{c^2}{\omega_{\pm}^2} \mathbf{K}_{\pm} \times (\mathbf{K}_{\pm} \times \mathbf{E}_{\pm}) = \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{\pm}^2} \mathbf{E}_{0\pm}, \quad (1)$$

где $\omega_{\pm} = \Omega \pm \omega_0$ и $\mathbf{K}_{\pm} = \mathbf{k} \pm \mathbf{K}_0$; ω_0 , \mathbf{K}_0 – частота и волновой вектор, соответствующие волне накачки; \mathbf{K} – волновой вектор амплитудной модуляции электромагнитной волны накачки; $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_{e0} e^2 / m_e$ – электронная плазменная частота; $\epsilon_{\pm} = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega_{\pm}^2$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы; $\mathbf{E}_{+} = \mathbf{E}$, $\mathbf{E}_{-} = \mathbf{E}^*$, $\mathbf{E}_{0+} = \mathbf{E}_0$, $\mathbf{E}_{0-} = \mathbf{E}_0$ (* – комплексно-сопряженная величина).

В рассматриваемом в статье случае, когда $q_d > 0$, модуляционная неустойчивость развивается, когда [3]

$$\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \gg \max \left\{ \frac{3 C_{sd} K \omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4 \omega_0^2}{8 v_e K^2 c^2 \omega_{pe}^4}, \quad (2) \right. \\ \left. \frac{3(\omega_{\chi_e} + \overline{v_{en}})^3 \omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4 \omega_0^2}{8 v_e C_{sd}^2 K^2 K^2 c^2 \omega_{pe}^4} \right\}.$$

Здесь $C_{sd} = |q_{d0}/e| \sqrt{n_d T_e / n_e m_d}$ – скорость пылевого звука, $K = |\mathbf{K}|$ – длина волнового вектора модуляционных возмущений, c – скорость света, $\omega_{\chi_e} = \chi_e K^2 / 2$, $\omega_{\chi_i} = \chi_i K^2 / 2$.

Для положительного заряда пылевых частиц частота низкочастотных возмущений, возбуждаемых в результате развития модуляционной неустойчивости при условии $\omega_{\chi_e} \gg \Omega \gg C_{sd} K$, дается выражением [14]

$$\Omega \sim \Gamma \sim \left(\omega_0 \frac{C_{sd}^2 \omega_{pe}^4}{\chi_e \omega_0^4} \right)^{1/2} \left(\frac{|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi n_{e0} T_{e0}} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где Γ – максимальный инкремент модуляционной неустойчивости, ω_{pe} – плазменная электронная частота.

Отметим, что в данной работе выражения, характеризующие развитие модуляционного взаимодействия в запыленной ионосфере, приведены для дальнейшего рассмотрения эффектов, возникающих при взаимодействии хвостов метеороидов с ионосферной пылевой плазмой. Однако схожий подход возможно использовать и при анализе эффектов, возникающих при радарном зондировании ионосферы [15, 16] или же при взаимодействии с ионосферой метеорных потоков [см., например, 17].

2. ВСПЫШКИ МЕТЕОРОВ

В [1] показано, что главный пик вспышек приходится на высоту 92 км. Более того, вспышки и связанное с ними дробление метеорного тела зависят от состава и конфигурации метеорного тела, от его скорости и угла входа в атмосферу Земли. Чем быстрее метеор, тем позже на его пути возникают вспышки. Возможно, у медленных метеорных тел скорее происходит плавление, чем испарение и изменение прочностных характеристик приводит к вспышкам. Самые мощные вспышки случаются при уже достаточном разогреве метеорного тела. Наблюдаются разные формы взрывов метеорных тел из-за их разных форм и составов. В том числе, из-за особенностей строения метеорного тела и комбинаций легкоплавких включений. Чем ниже высота пролета метеороида, тем больше разогревается метеорное тело и тем больше вероятность и частота вспышек.

При постоянном разрушении метеорного тела в основном в процессе шелушения отделяются частицы с размерами 100 мкм–1 мм [1]. При плавлении и остывании струй в хвостах метеороидов образуются достаточно крупные пылевые частицы, которые имеют не очень большую концентрацию. В [18] показано, что во время вспышек метеоров отделяются частицы меньшего размера порядка 80–120 мкм.

Исходя из формулы для скорости пылевого звука и формулы (3), чем больше концентрация пылевых частиц и меньше их радиус, тем больше инкремент модуляционной неустойчивости и, соответственно, за меньшее время успевает раз-

Таблица 1. Параметры пылевой плазмы хвостов метеороидов и величины, характеризующие развитие модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в хвостах метеороидов (концентрации и температуры приведены для расстояния более 40 м от метеорного тела) для метеорного тела радиусом 5 см и скоростью 40 км/с с учетом вспышек на характерных высотах [20]

h , км	T_e , эВ	T_n , эВ	n_n , см ⁻³	n_d , см ⁻³	n_e , см ⁻³	K_{ch} , см ⁻¹	C_{Sd}/λ_d , с ⁻¹	Γ , с ⁻¹	$v_{dn}/2$, с ⁻¹
80	2	0.01	10 ¹⁶	10 ⁸	5 × 10 ¹⁴	10 ⁴	5 × 10 ⁵	240	18
90	1	0.015	10 ¹⁵	2 × 10 ⁹	10 ¹³	5 × 10 ³	2 × 10 ⁴	360	2
100	0.8	0.019	10 ¹⁴	4 × 10 ⁷	10 ¹²	1.7 × 10 ³	6 × 10 ⁴	15	0.21
110	0.6	0.02	10 ¹³	10 ⁷	10 ¹⁰	2 × 10 ³	5 × 10 ³	9	0.025
120	0.4	0.026	10 ¹²	10 ⁶	10 ⁸	33	1.5 × 10 ⁴	2.4	0.003

виться неустойчивость. На нижних высотах модуляционная неустойчивость оказывается не подавленной столкновениями пыли с нейтралами в случае учета вспышек метеоров в отличие от ситуации без вспышек [2]. Важны интенсивность вспышек и частота (т.е. сколько вещества и как часто отделяется от метеорного тела). Чем мощнее вспышка, тем больше пылевых частиц образуется в хвосте. Самые высокие концентрации пылевых частиц достигаются непосредственно у метеорного тела. На удалении от хвоста концентрации пыли будут иметь значительно более низкие значения порядка 10⁴ см⁻³, в связи с чем модуляционная неустойчивость развиваться не будет.

В процессе вспышек образуются как довольно крупные осколки, так и мелкие частицы, которых в сумме больше. Если во время вспышки сбрасывается масса вещества порядка 1 г, раздробленная на частицы размером 100 мкм, то концентрация пылевых частиц в головной части хвоста будет $n_d = 2 \times 10^{19}$ см⁻³ для тела размером 1 см и радиуса метеорного следа 1 м. Следует допустить и больших возможных размеров частиц. Данные осколки также могут испытывать последующее дробление, о чем свидетельствует регистрация более мелких вспышек. Однако такие тела будут замедляться и не так интенсивно дробиться. Из данных, приведенных в табл. 1 можно заключить, что модуляционная неустойчивость успевает развиваться на более низких высотах сравнительно с ситуацией без вспышек, рассмотренной в работе [19].

3. МОДУЛЯЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ И НИЖНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН

В случае развития модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн фурье-представление вариаций магнитного поля будет иметь вид [21]

$$\delta \mathbf{B} = \frac{iec}{m_e \omega_{pe}} \int \frac{\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^2 c^2 - \omega^2 \epsilon} \mathbf{E}_2^+ \times \mathbf{E}_3^- d_{2,3}. \quad (4)$$

Здесь E – напряженность электрического поля, \mathbf{k} – волновой вектор, ω – частоты волны накачки. Индексы “+” и “-” относятся к высокочастотному и низкочастотному полям соответственно. Отсюда можно найти характерные значения вариаций магнитного поля в хвостах метеороидов.

Амплитуда вариации магнитного поля в хвостах метеороида примет вид [21]

$$\Delta \delta B = \frac{ie \Delta(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)}{m_e c \omega_{pe}}, \quad (5)$$

где \mathbf{E}^* – комплексно-сопряженное значение напряженности электрического поля. Для типичных параметров пылевой плазмы хвостов метеороидов ($T = 1$ эВ, $n_e = 10^{11} - 10^{13}$ см⁻³, $\omega_{pe} = 10^{10} - 10^{11}$ с⁻¹) вычисления дают значения $\delta \mathbf{B} = 5 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-6}$ Гс. Для более ярких метеороидов с плотными метеороидными хвостами можно ожидать возникновения вариаций магнитных полей со значениями до $\delta \mathbf{B} = 10^{-4}$ Гс, что соответствует максимально наблюдаемым величинам магнитных полей в хвостах метеороидов [7–10].

Вариации магнитного поля, возникающие при модуляционной неустойчивости нижнегибридных волн [21, 22]

$$|\delta B| \sim \frac{\omega_{peM}^2}{\omega_0^2} \frac{|\mathbf{E}|^2}{|\mathbf{B}_0|} \cos \theta_0, \quad (6)$$

что дает значения $\delta \mathbf{B} = 10^{-4} - 10^{-5}$ Гс для типичных параметров пылевой плазмы хвостов метеороидов.

Таким образом, магнитные поля, создаваемые в хвостах метеороидов в результате развития модуляционной неустойчивости нижнегибридных волн и в результате модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн согласуются с наблюдаемыми величинами вариаций магнитных полей по измерениям магнитометров во время пролета метеорных тел звездных величин до +5 [7–10]. Это соответствует метеорным телам, большим по

размеру 2 мм. Именно метеорные тела данных размеров интересны для изучения рассматриваемых процессов, так как они не полностью сгорают в атмосфере и успевают образовать метеорный хвост.

4. ЭЛЕКТРОФОННЫЕ ЗВУКИ ПРИ ПРОЛЕТЕ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ

Ранее было показано, что в случае метеорных потоков, когда не однозначно определяется одновременность звуков, модуляционная неустойчивость может объяснять возникновение электрофонных шумов одновременно с пролетом метеороидов [3, 22].

Электрофонные шумы представляют собой низкочастотные колебания, которые регистрируются одновременно с пролетом метеороидов. Низкочастотные электромагнитные волны могут быть преобразованы в звуковые у поверхности Земли посредством различных приемников и выпрямителей [22] или в результате нагрева предметов и теплопроводности [26]. Также была показана возможность существования модуляционной неустойчивости от отдельных метеороидов [5] с возможным возникновением электрофонных шумов.

Электромагнитные волны от метеорного следа распространяются как поперечные модулированные пылевым звуком волны и могут достигать поверхности Земли одновременно с падением метеорных тел. Модуляционная неустойчивость приводит к низкочастотным возмущениям в широком диапазоне частот. Если в результате этого одни из возмущений стали волнами, т.е. приобрели закон дисперсии, то они могут распространяться далее в ионосфере и достигать поверхности Земли. Однако параметры системы должны быть такими, чтобы она это поддерживала. Если корреляция между фазами волн мала, то волны независимы и достигается состояние слабой турбулентности. Уширение спектра может происходить за счет дисперсии или нелинейности. Если последнее, то низкочастотные возмущения могут стать волнами. Например, солитон может нести информацию о низкочастотном шуме в форме солитон-огигающей.

Полученные значения вариаций магнитного поля $\delta\mathbf{B}$ для ленгмюровских и нижегибридных волн характеризуют квазистационарные возмущения магнитного поля, которые могут наблюдаться в ионосфере. Однако возможна ситуация, когда ω и \mathbf{k} , описывающие фурье-компоненту $\delta\mathbf{B}$, связаны между собой законом дисперсии электромагнитных волн. В этой ситуации $\delta\mathbf{B}$ характеризует вектор магнитного поля электромагнитной волны, которая распространяется в атмосфере Земли и может достигать ее поверхности, где воз-

можно ее трактовка как электрофонных шумов, имеющих метеорное происхождение [23–27].

ВЫВОДЫ

Модуляционное взаимодействие ленгмюровских и нижегибридных волн, возбуждаемых при определенных условиях в хвостах метеороидов, приводит к возникновению вариации магнитных полей, сравнимых по величине с магнитными полями, наблюдаемыми магнитометрами во время пролетов метеорных тел.

Модуляционная неустойчивость волн в хвостах метеороидов может объяснить электрофонные звуки от пролета метеорных тел.

Рассмотрено влияние вспышек метеоров на возникновение модуляционной неустойчивости электромагнитных волн в хвостах метеороидов, связанной с пылевой звуковой модой, чего не было сделано ранее. Показано, что модуляционная неустойчивость успевает развиться на более низких высотах сравнительно с ситуацией без вспышек, рассмотренной в работе [22].

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бронштэн В.А.* Физика метеорных явлений. М.: “Наука”, 1981. 416 с.
2. *Борисов Н.Д., Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 346.
3. *Морозова Т.И., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 993.
4. *Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I., Borisov N.D.* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 033703.
5. *Morozova T.I., Popel S.I.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1787. P. 012052.
6. *Бронштэн В.А.* Метеоры. Метеориты. Метеороиды. М. Наука. 1987.
7. *Калашиников А.Г.* // ДАН СССР. 1949. Т. 66. С. 373.
8. *Калашиников А.Г.* // Известия АН СССР. Сер. Геофизика. 1952. № 6. С. 7.
9. *Зевакина Р.А.* // Труды НИИЗМ. 1953. № 9 (19). С. 46–81.
10. *Черногор Л.Ф.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60. С. 375.
11. *Морозова Т.И., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 635.
12. *Цытович В.Н.* Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат. 1971. 424 с.
13. *Цытович В.Н.* // УФН. 1966. Т. 90. С. 435.
14. *Popel S.I., Elsasser K.* // Comments Plasma Phys. Cont. Fusion. 1994. V. 16. P. 79.
15. *Stenflo L.* // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. P. 5355.
16. *Stenflo L., Shukla P.K., Yu M.Y.* // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. P. 11369.

17. *Kopnin S.I., Popel S.I., Yu M.Y.* // *Phys. Plasmas*. 2009. V. 16. P. 063705.
18. *Simonenko A.N.* // *Physics and Dynamics of Meteors* / Eds. L. Kresak, P.M. Millman. Dordrecht: D. Reidel Publishing company. 1968. P. 207.
19. *Tsytoich V.N., Bel'kov S.A.* // *Comments Plasma Phys. Cont. Fusion*. 1980. V. 5. P. 219.
20. *Мишин В.А., Ружин Ю.Я., Телегин В.А.* Взаимодействие электронных потоков с атмосферной плазмой. М.: Гидрометеиздат. 1989. 264 с.
21. *Vladimirov S.V., Tsytoich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh.* *Modulational Interactions in Plasmas*. Dordrecht–Boston–London: Kluwer Academic Publishers, 1995. 539 p.
22. *Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И.* // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2021. Т. 61. С. 794.
23. *Keay C.S.L.* // *Science*. 1980. V. 210. P. 11.
24. *Verveer A., Bland P.A., Bevan A.W.R.* // 63rd Annual Meteoritical Society Meeting. 2000.
25. *Zgrablić G., Vinković D., Gradečak S., Kovačić D., Biliskov N., Grbac N., Andreić Ž., Garaj S.* // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. S1A 11-1-S1A 11-9. <https://doi.org/10.1029/2001JA000310>
26. *Trautner R., Koschny D., Witasse O., Zender J., Knöfel A.* // *Proc. Asteroids, Comets, Meteors – ACM 2002. International Conference*. 2002.
27. *Spalding R., Tencer J., Sweatt W., Conley B., Hogan R., Boslough M., Gonzales G., Spurný P.* // *Sci. Reps.* 2017. V. 7. P. 41251. <https://doi.org/10.1038/srep41251>

ПРОЯВЛЕНИЯ АНОМАЛЬНОЙ ДИССИПАЦИИ
В ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СИСТЕМАХ¹

© 2023 г. С. И. Попель*

*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия***e-mail: popel@iki.rssi.ru*

Поступила в редакцию 28.07.2022 г.

После доработки 20.09.2022 г.

Принята к публикации 01.10.2022 г.

Приведен краткий обзор исследований по пылевой плазме, в которых важное место занимает аномальная диссипация, связанная с процессами зарядки пылевых частиц. Отмечается, что аномальная диссипация является одной из основных особенностей, отличающих пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы. Особое внимание уделяется проявлениям аномальной диссипации в плазменно-пылевой системе у Луны и нелинейным волнам, распространяющимся в пылевой плазме. В случае пылевой плазмы у Луны, аномальную диссипацию связывают исключительно с процессами зарядки пылевых частиц. Учет аномальной диссипации позволяет определить, возможно ли использование приближения левитирующих пылевых частиц для описания окололунной пылевой плазмы, т.е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами, или же проявления динамических эффектов (например, осцилляций траекторий пылевых частиц) существенны. При рассмотрении нелинейных волн процессы зарядки пылевых частиц воздействуют на форму нелинейной волны и приводят к ее деформации в смысле нарушения, например, осесимметричной структуры. В результате нелинейная волна приобретает характерные черты ударно-волновой структуры. Процессы поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами приводят к уменьшению амплитуды нелинейного возмущения. Получено условие существования “слабодиссипативных” солитонов. Оказывается, что “слабодиссипативные” солитоны могут существовать до тех пор, пока они еще не очень сильно деформировались (в смысле нарушения осесимметричной структуры). При этом их амплитуда уменьшается. Проявления аномальной диссипации важны в пылевой плазме в лаборатории и природе, например, в окрестностях Луны, безатмосферных тел Солнечной системы, комет и т.д.

Ключевые слова: пылевая плазма, аномальная диссипация, Луна, нелинейные волны, ударные волны, солитоны

DOI: 10.31857/S0367292122600856, EDN: BGAYKS

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы, происходящие в пылевой плазме, в настоящее время исследуются весьма интенсивно, на что, в частности, указывает количество книг [1–6] и обзоров (см., например, [7–19]), опубликованных по этой теме. Основными особенностями, отличающими пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы, является возможность самоорганизации, приводящей к формированию макроскопических структур, таких, как плазменно-пылевой кристалл, плазменно-пылевые облака, капли и т.д. [4, 6, 7, 15], и, кроме того, возникно-

вание аномальной диссипации [20], приводящей к новым физическим явлениям, эффектам и механизмам [9, 21–23]. В природных условиях формирование плазменно-пылевых кристаллов, как правило, невозможно, и основное внимание следует уделять аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц. Именно такого рода аномальная диссипация ответственна за образование нового вида ударных волн, которые важны в физике комет, атмосфере Земли во время активных экспериментов, при описании первичной Земли и т.д. [24]. Эффекты, связанные с процессами зарядки пылевых частиц важны при описании модуляционной неустойчивости в пылевой плазме [21], при рассмотрении слабозагущающих солитонов [25]. Хорошо известно, что в пылевой плазме электроны и ионы поглощаются на поверхности пылевой частицы, поэтому, есте-

¹ Доклад “Manifestations of anomalous dissipation in dusty plasma systems” сделан на 9th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Space Research Institute (IKI), Moscow, Russia, May 23–27, 2022).

ственно, происходит обмен энергией пылевой компоненты с плазмой. Однако во всех перечисленных выше случаях, когда делаются утверждения об аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц, имеются проявления этого эффекта, характеризующие поведение пылевой плазмы. Схожая ситуация возникает в контексте описания динамики пылевых частиц в пылевой плазме в лунной экзосфере, когда аномальная диссипация, связанная с процессами зарядки пылевых частиц, может приводить к затуханию осцилляций при движении пылевой частицы над лунной поверхностью, о чем упоминалось в работах [26, 27].

Отметим, что перечисленные выше ситуации связаны с “регулярными” процессами зарядки пылевых частиц. В литературе встречается также термин “флуктуации зарядов пылевых частиц”. Например, “аномальная” кинетическая энергия колебаний пылевых частиц в плазме газового разряда может быть объяснена на основе флуктуаций заряда, особенностях приэлектродного слоя и описания движения пылевой частицы вблизи положения равновесия в пылевом кристалле с привлечением теории вынужденного и параметрического резонансов [28]. Далее, кинетическая температура пылевых частиц, характеризующая энергию их хаотического “теплого” движения, может значительно превышать как температуру их поверхности (определяемую нейтралами окружающего газа), так и температуру электронной компоненты. Причиной этого могут являться пространственно-временные флуктуации зарядов пылевых частиц [29, 30].

В настоящей работе кратко описаны проявления аномальной диссипации, связанные с “регулярными” процессами зарядки пылевых частиц, в различных плазменно-пылевых системах. Рассмотрено влияние аномальной диссипации на плазменно-пылевую систему у Луны и нелинейные волны, распространяющиеся в пылевой плазме.

2. АНОМАЛЬНАЯ ДИССИПАЦИЯ В ПЛАЗМЕ ЗАПЫЛЕННОЙ ЭКЗОСФЕРЫ ЛУНЫ

Утверждение о важности аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц при описании динамики пылевых частиц в пылевой плазме в лунной экзосфере было сделано в работе [26]. При этом подход [26], использующий исключительно численные методы, не позволяет выделить в явном виде эффект аномальной диссипации и, соответственно, доказать утверждение о важности аномальной диссипации при формировании траекторий пылевых частиц. Ниже используется несколько упрощенное (по сравнению с работой [26]) описание [27], но позволяющее получение качественных результатов,

характеризующих влияние аномальной диссипации на движение заряженной пылевой частицы и свойства пылевой плазмы над Луной.

Рассмотрим ситуацию, когда Луна не находится в хвосте магнитосферы Земли, что соответствует примерно трем четвертям движения Луны вдоль ее орбиты. В этом случае влияние магнитного поля на движение пылевых частиц учитываться не должно. Приповерхностная пылевая плазма у Луны довольно разрежена [18], поэтому влиянием соседних пылевых частиц друг на друга можно пренебречь. Таким образом, динамика заряженной пылевой частицы над поверхностью Луны определяется уравнением, описывающим второй закон Ньютона, в котором учтены электростатическая сила и сила тяжести:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_d}{dt^2} = q_d \mathbf{E} + m_d \mathbf{g}_0. \quad (1)$$

Здесь m_d – масса пылевой частицы, \mathbf{r}_d – ее радиус-вектор, t – время, \mathbf{E} – электрическое поле, q_d – заряд пылевой частицы, \mathbf{g}_0 – ускорение свободного падения вблизи лунной поверхности. При этом плазма, окружающая пылевую частицу, влияет на параметры, содержащиеся в правой части уравнения (1), и прежде всего на заряд пылевой частицы. Уравнение, описывающее ее зарядку, имеет вид

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (2)$$

где $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ – микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу, $I_{ph}(q_d)$ – фототок электронов с пылевой частицы, обусловленный взаимодействием ее поверхности с солнечным излучением, $I_{e,ph}(q_d)$ – ток фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу, на нее. Выражения для указанных токов приведены в работах [26, 27].

При решении уравнений (1), (2) необходимо учитывать следующее выражение для вертикальной компоненты электрического поля E , формируемого заряженной поверхностью Луны, в зависимости от высоты h над ее поверхностью:

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta/2}}{\lambda_D + h\sqrt{\cos \theta/2}}, \quad (3)$$

где $T_{e,ph}$ – температура фотоэлектронов, e – элементарный заряд, $\lambda_D = \sqrt{T_{e,ph}/4\pi N_0 e^2}$ – дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности Луны, N_0 – концентрация фотоэлектронов у поверхности Луны на экваторе, θ – угол между местной нормалью и направлением на Солнце. Отметим, что угол θ для гладкой лунной поверхности (без холмов и впадин) примерно равен лунной широте. Это вызвано тем, что угол, образо-

ванный осью Луны и плоскостью эклиптики, составляет всего 1.5424° .

Выражение (3) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (3) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности Луны, в зависимости от угла θ . Распределение электрического поля, аналогичное (3), получено в работах [31, 32].

Аномальную диссипацию в пылевой плазме характеризует так называемая частота зарядки пылевых частиц, определяемая из соотношения

$$\begin{aligned} \frac{d\delta q_d}{dt} &\approx \\ &\approx \frac{\partial(I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d))}{\partial q_d} \Big|_{q_d=q_{d0}} \times (4) \\ &\times \delta q_d \equiv -v_q \delta q_d, \end{aligned}$$

где q_{d0} – равновесный заряд пылевой частицы, являющийся решением уравнения $I_e(q_{d0}) + I_i(q_{d0}) - I_{ph}(q_{d0}) + I_{e,ph}(q_{d0}) = 0$, $\delta q_d = q_d - q_{d0}$. Фактически, частота v_q определяет время релаксации зарядов к равновесным значениям при малых отклонениях от равновесных значений. Выражение для этой частоты имеет вид [27]

$$\begin{aligned} v_q &\approx \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{av_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}} \right) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}} \right) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{av_{TeS}}{\lambda_{DeS}^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где a – размер пылевой частицы, Z_{d0} – ее зарядовое число ($q_{d0} = Z_{d0}e$), $v_{Te,ph} = \sqrt{T_{e,ph}/m_e}$, m_e – масса электрона, $v_{TeS} = \sqrt{T_{eS}/m_e}$, T_{eS} – температура электронов солнечного ветра, $\lambda_{DeS} = \sqrt{T_{eS}/4\pi n_{eS}e^2}$, n_{eS} – концентрация электронов солнечного ветра. При выводе (5) пренебрегали током ионов солнечного ветра, что оказывается возможным, поскольку для условий пылевой плазмы над поверхностью Луны данный ток, как правило, наименьший по абсолютной величине среди токов, входящих в правую часть (2).

С помощью уравнения (4) можно получить следующее соотношение:

$$q_d(a, t) = q_{d0}(a) + \delta q_{d0}(a) \exp(-v_q(a)t). \quad (6)$$

Подставляя это соотношение в (1), получаем

$$\begin{aligned} m_d \frac{d^2 h}{dt^2} &= q_{d0}(a)E(h) - m_d g_0 + \\ &+ \delta q_{d0}(a)E(h) \exp(-v_q(a)t). \end{aligned} \quad (7)$$

Введем равновесное значение высоты h_0 , соответствующее уравнению $q_{d0}(a)E(h_0) - m_d g_0 = 0$, а также отклонение высоты от этого значения $\delta h = h - h_0$. Рассмотрим малые значения δh ($|\delta h| \ll h_0$) и значения δq_{d0} , удовлетворяющие следующим неравенствам:

$$1 \gg |\delta q_{d0}/q_{d0}| \gg |\delta h \sqrt{\cos \theta/2}/\lambda_D|. \quad (8)$$

Тогда имеем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} \approx \delta q_{d0}(a)E(h_0) \exp(-v_q(a)t). \quad (9)$$

Следствием соотношения (9) является

$$\frac{dh}{dt} \approx -\frac{\delta q_{d0}(a)E(h_0) \exp(-v_q(a)t)}{m_d v_q(a)}. \quad (10)$$

Отметим, что выбор нулевой постоянной интегрирования при переходе от (9) к (10) обусловлен малостью $d\delta h/dt$ при $\delta q_{d0} \rightarrow 0$ (см. условие (8)).

Комбинируя (7) и (10), а также учитывая только линейные слагаемые по возмущениям δh , получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d\delta h}{dt} = \frac{q_{d0}(a)}{m_d} \frac{\partial E(h)}{\partial h} \Big|_{h=h_0} \delta h. \quad (11)$$

Используя выражение (3) для электрического поля $E(h)$, находим

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d\delta h}{dt} + \omega_0^2 \delta h = 0, \quad (12)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{Z_{d0}T_{e,ph} \cos \theta}{m_d(\lambda_D + h_0 \sqrt{\cos \theta/2})^2}. \quad (13)$$

Уравнение (12) является уравнением, описывающим затухающие колебания пылевой частицы. Его решение, удовлетворяющее условию $h(0) = 0$, имеет вид

$$h = h_0(1 - \exp(-v_q(a)t/2) \cos(\omega t)), \quad (14)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - (1/4)v_q^2}$. Из (12) и (5) видно, что затухание колебаний пылевой частицы связано с процессами зарядки пылевых частиц.

На рис. 1 представлены зависимости, характеризующие траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 0.105$ мкм с переменным зарядом при $\theta = 87^\circ$, вычисленные на основе решения системы уравнений (1), (2) (а) и уравнения (12) (б). Вычисления проводились для значений $T_{eS} = 12$ эВ, $T_{iS} = 6$ эВ, $n_{eS} = n_{iS} = 8.7$ см $^{-3}$, $u_i = 468$ км/с, характеризующих солнечный ветер, а также величин N_0 и $T_{e,ph}$, рассчитанных [33] для условий приповерхностного слоя освещенной части Луны при солнечной активности, соответ-

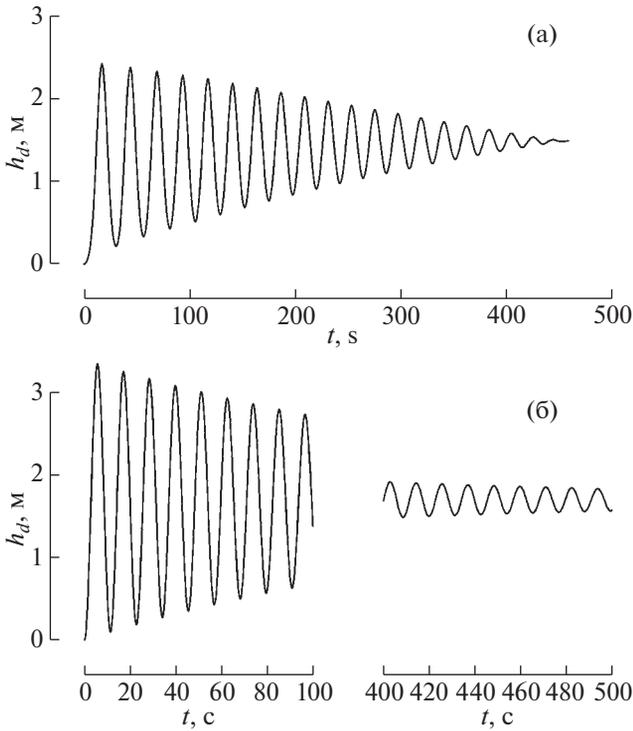


Рис. 1. Зависимости высоты пылевой частицы радиуса $a = 0.105$ мкм с переменным зарядом от времени $h_d(t)$, характеризующие траекторию ее движения при $\theta = 87^\circ$, вычисленные на основе решения системы уравнений (1), (2) (а) и уравнения (12) (б).

ствующей солнечному максимуму $N_0 = 290 \text{ см}^{-3}$, $T_{e,ph} = 1.9$ эВ. Размер $a = 0.105$ мкм выбран в связи с тем, что этот размер близок к максимальному размеру пылевых частиц, которые могут подниматься над освещенной частью поверхности Луны за счет электростатических процессов в рассматриваемых условиях (так, например частицы с размерами, большими или равными 0.106 мкм, в этих условиях из-за гравитации уже не могут подниматься над поверхностью Луны). Именно поднимающиеся частицы с максимально возможными размерами важны с точки зрения будущих наблюдений на спускаемых аппаратах миссий “Луны-25” и “Луны-27”.

Видно, что упрощенный аналитический подход, приведенный выше, позволяет качественно описать траекторию движения пылевой частицы. При этом в рамках указанного аналитического подхода удается наглядно продемонстрировать природу затухания осцилляций пылевой частицы, связанную с аномальной диссипацией в пылевой плазме, обусловленной процессами зарядки пылевых частиц. Действительно, характерное время t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы можно определить как время, начиная с которого

все последующие колебания зависимости $h_d(t)$ имеют максимальные значения высоты подъема пылевой частицы над поверхностью Луны, меньшие величины h^* , определяемой из соотношения

$$\ln \left(\frac{h_{d,max} - h_{d0}}{h^* - h_{d0}} \right) = 1, \quad (15)$$

где $h_{d,max}$ — максимум функции $h_d(t)$ для первого колебания. Этому времени в рамках уравнения (12) соответствует величина $2/\nu_q$, т.е. затухание осцилляций пылевой частицы вызвано аномальной диссипацией в пылевой плазме, обусловленной процессами зарядки пылевых частиц.

Отметим, что приведенный подход в ряде случаев оказывается полезным для качественного описания свойств пылевой плазмы над лунной поверхностью. Так, например, проводятся дискуссии о возможности использования приближения левитирующих пылевых частиц для описания окололунной пылевой плазмы, т.е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами (см., например, [26, 34, 35]), или же проявления динамических эффектов (например, осцилляций) существенны. Поскольку здесь рассматривается формирование пылевой плазмы над освещенной частью Луны, приведенный здесь подход позволяет получить достаточно простое условие, при котором можно рассматривать пылевые частицы над Луной левитирующими:

$$2/\nu_q(a) \ll T_M, \quad (16)$$

где $T_M \sim 10^6$ с — половина синодического месяца, т.е. около 14 земных суток и 18 часов. Время T_M характеризует продолжительность светлого времени суток на Луне. Условие (16) означает, что осцилляции частицы успевают затухнуть гораздо быстрее, чем закончится лунный день, т.е. можно рассматривать пылевую частицу левитирующей большую часть времени существования пылевой плазмы над освещенной частью Луны. В рассматриваемых условиях неравенство (16) выполнено для размеров частиц $\sim 0.001 \leq a \leq 0.105$ мкм, т.е. подавляющее число пылевых частиц над лунной поверхностью становятся левитирующими за время лунных суток. Согласно численным вычислениям с помощью более точной модели (1), (2) количество таких частиц составляет около 83% [26].

Таким образом, проиллюстрирована важность процессов аномальной диссипации для случая пылевой плазмы в экзосфере Луны. Методика, приведенная в данном разделе, полезна для анализа плазменно-пылевых систем в окрестностях других безатмосферных тел Солнечной системы

таких, как спутники Марса (см., например, [36]), Меркурий, кометы и т.д.

3. АНОМАЛЬНАЯ ДИССИПАЦИЯ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ

Существенное место в физике пылевой плазмы занимает проблема возбуждения и распространения ионно-звуковых нелинейных возмущений. Интерес к такого рода исследованиям обусловлен прежде всего тем, что именно на ионно-звуковых временных масштабах процессы зарядки пылевых частиц оказываются существенно неравновесными, и роль аномальной диссипации, природа которой вытекает из процесса зарядки пылевых частиц, часто оказывается решающей [37, 38]. Именно аномальная диссипация приводит к возможности существования нового вида ударных волн, которые являются бесстолкновительными в том смысле, что в них пренебрежимо малы электронно-ионные соударения [22]. Однако в отличие от классических бесстолкновительных ударных волн диссипация за счет зарядки пылевых частиц включает взаимодействие с ними электронов и ионов в форме микроскопических токов на пылевые частицы. Аномальная диссипация весьма существенна в процессе распространения так называемых пылевых ионно-звуковых “слабодиссипативных” солитонов [37], форма которых представляет собой солитонное решение для соответствующего значения числа Маха, но, при этом, из-за аномальной диссипации они замедляются и затухают.

Для описания нелинейных процессов в пылевой плазме часто используют гидродинамические модели. При рассмотрении ударно-волновых структур и солитонов достаточно хорошее соответствие между теорией и экспериментом обеспечивает так называемая модель ионизирующего источника (ionization source model), разработанная в [39, 40], либо ее модификации [23, 25]. Необходимость модификации модели вызывается различным видом источника, характеризующего ионизацию среды, в разных экспериментальных условиях. Эволюционные уравнения данной модели получены из кинетических уравнений для частиц плазмы. При этом важным является вывод частот, характеризующих диссипативные процессы [25, 41].

Так, например модификация модели ионизирующего источника [23], в рамках которой удается описать все основные особенности лабораторных экспериментов по ионно-звуковым ударным волнам, выполненных в плазме двойного плазменного прибора (double plasma device), модифицированного для обеспечения присутствия пыли в установке [42], и Q-машине (Q-machine device) [43]. В плоской геометрии эволюционные урав-

нения данной модификации модели для ионов имеют следующий вид:

$$\partial_t n_i + \partial_x (n_i v_i) = -v_{ch} n_i + S_i, \quad (17)$$

$$\partial_t (n_i v_i) + \partial_x (n_i v_i^2) = -\frac{en_i}{m_i} \partial_x \phi - \frac{T_i}{m_i} \partial_x n_i - \tilde{v} n_0 v_i, \quad (18)$$

здесь n_i – концентрация ионов, v_i – направленная скорость ионов, m_i – масса иона, T_i – температура ионов, индекс “0” обозначает невозмущенное значение величины, S_i – источник, описывающий ионизацию, ϕ – электростатический потенциал, v_{ch} – частота, характеризующая процесс поглощения ионов пылевыми частицами,

$$v_{ch} = v_q \frac{Z_{d0} d}{1 + Z_{d0} d} \frac{(t + z_0)}{z_0 (1 + t + z_0)}, \quad (19)$$

\tilde{v} – частота, характеризующая потерю импульса ионов как в результате их поглощения пылевыми частицами, так и в процессе кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами,

$$\tilde{v} = v_q \frac{Z_{d0} d}{(1 + Z_{d0} d) z_0 (1 + t + z_0)} \left(z_0 + \frac{4t}{3} + \frac{2z_0^2}{3t} \Lambda \right), \quad (20)$$

v_q – частота зарядки пылевых частиц (см., например, [7])

$$v_q = \frac{\omega_{pi}^2 a (1 + t + z_0)}{\sqrt{2\pi v_{Ti}}}, \quad (21)$$

$q_d = -Z_d e$ (в данном разделе), $d = n_{d0}/n_{e0}$, $n_{e(d)}$ – концентрация электронов (пыли), $t = T_i/T_e$, $z = Z_d e^2 / a T_e$, T_e – температура электронов, $\Lambda = \ln(\lambda_{Di} / \max\{a, b\})$ – кулоновский логарифм, λ_{Di} – ионный дебаевский радиус, $b = Z_{d0} e^2 / T_i$ (выражения (19), (20) справедливы для значений $v_i/c_s < 1$, где $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ – скорость ионного звука).

В условиях экспериментов [42, 43] вид ионизирующего источника S_i в эволюционном уравнении для концентрации ионов не соответствует обычной ионизации нейтралов электронным ударом (что принято при описании пылевой плазмы). Действительно, в эксперименте [42] длины свободного пробега электронов настолько высоки, что, по-видимому, ионизация осуществляется при соударениях нейтралов со стенками. Так, для параметров эксперимента [42] (парциальное давление газа нейтралов (аргон) $3-6 \times 10^{-4}$ Торр, $T_e = 0.1$ эВ) длина свободного пробега электронов при соударениях с нейтрами порядка 10^4 см, тогда как продольный размер установки 90 см, а ее диаметр 40 см [44]. В лабораторной плазме эксперимента [43] ионы цезия возникают в результате облучения пучком атомов

цезия горячей пластины (~2000–2500 К) в торцевой части установки и поверхностной ионизации атомов цезия на ней. Таким образом, S_i не зависит от концентрации электронов, и его можно записывать в виде некоторой постоянной величины.

Уравнение, описывающее поведение концентрации электронов, соответствует больцманновскому распределению; при этом подразумевается, что роль захваченных электронов незначительна:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right). \quad (22)$$

В модели также используются уравнение Пуассона для электростатического потенциала

$$\partial_{xx}^2 \phi = 4\pi e (n_e + Z_d n_d - n_i) \quad (23)$$

и уравнение, описывающее изменение заряда пылевых частиц,

$$\partial_t q_d = I_e(q_d) + I_i(q_d), \quad (24)$$

где микроскопические электронный и ионный токи на пылевую частицу описываются формулами, приведенными в работе [23].

Линеаризация системы уравнений (17), (18), (22)–(24) и использование преобразования Фурье позволяют получить следующее дисперсионное уравнение для ионно-звуковых колебаний системы:

$$\begin{aligned} -|\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2 = 1 + \frac{(1 + Z_{d0} d) |\mathbf{k}|^2 c_s^2}{(i\omega - v_{ch})(i\omega - \tilde{v}) + |\mathbf{k}|^2 v_{Ti}^2} + \\ + \left[1 + \frac{|k|^2 c_s^2}{(i\omega - v_{ch})(i\omega - \tilde{v}) + |\mathbf{k}|^2 v_{Ti}^2} \right] \times \\ \times \frac{t + z_0}{t} (1 + Z_{d0} d) \frac{4\sqrt{\pi/2} n_d a^2 v_{Ti}}{v_q - i\omega}, \end{aligned} \quad (25)$$

где λ_{De} – электронный дебаевский радиус, v_{Ti} – тепловая скорость ионов.

Решение этого уравнения в виде $\omega_{\mathbf{k}} = \omega_R + i\gamma_{\mathbf{k}}$ дает при выполнении неравенств $\pi a^2 n_d / |\mathbf{k}| \ll 1$ и $\{v_{ch}, \tilde{v}, v_q\} \ll \omega_{\mathbf{k}}$ хорошо известный закон дисперсии ионно-звуковых волн

$$\omega_{\mathbf{k}}^s \approx \frac{|\mathbf{k}| c_s \sqrt{n_i/n_e}}{\sqrt{1 + |\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2}} \quad (26)$$

и следующее выражение для декремента затухания:

$$\gamma_{\mathbf{k}} \approx -\Gamma \equiv -\frac{v_{ch} + \tilde{v}}{2}. \quad (27)$$

Рассмотрение других модификаций модели ионизирующего источника, где в качестве слагае-

мого S_i выбирается постоянная величина, приводит к аналогичным результатам. Это относится, например, к модификации модели, используемой в работах [25, 37] для описания солитонов с захваченными электронами. Изменение распределения электронов при этом на распределение Гуревича (см. [45]) не сказывается на окончательном результате.

В условиях экспериментов, выполняемых в типичных для пылевой плазмы установках тлеющего или высокочастотного разряда (см., например, [15, 16]), как правило, существенное место принадлежит обычной ионизации нейтралов электронным ударом. При этом ионизирующий источник S_i оказывается пропорциональным концентрации электронов [46] ($S_i = \nu_i n_e$, где ν_i – частота ионизации плазмы, растущая экспоненциально с ростом T_e и зависящая также от параметров газа нейтралов). Уравнения такой модификации модели приведены, например, в работах [39, 40]. Отличия уравнений, представленных в этих работах, от системы уравнений (17), (18) следующие: во-первых, изменен вид ионизирующего источника; во-вторых, в [39, 40] не учитывалось влияние ионного газокINETического давления на эволюцию системы. Анализ дисперсионных свойств ионно-звуковых волн на основе системы уравнений, приведенной в [39, 40], дает результаты, отличные от (25) и (27). Так, дисперсионное уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} -|\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2 = \left(1 - \frac{1}{v_{ch} - i\omega} \left[\nu_i + \frac{(1 + Z_{d0} d) |\mathbf{k}|^2 c_s^2}{i\omega - \tilde{v}} \right] \right) \times \\ \times \frac{t + z_0}{t} \left(1 + \frac{4\sqrt{\pi/2} n_d a^2 v_{Ti}}{v_q - i\omega} \right), \end{aligned} \quad (28)$$

а мнимая часть частоты равна

$$\gamma_{\mathbf{k}} \approx -\Gamma + \frac{\nu_i}{2(1 + |\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2)}. \quad (29)$$

Второе слагаемое правой части (29) положительно. Когда оно превалирует над первым развивается ионизационная неустойчивость. Тем не менее, как и в выражении (27), диссипация характеризуется слагаемым Γ .

Из выражения для Γ видно, что диссипация в пылевой плазме в рамках модели ионизирующего источника обусловлена процессами поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами. Эти процессы тесно связаны с процессом зарядки пылевых частиц. Действительно, $\Gamma \propto v_q$, а поглощаемые пылевыми частицами ионы непосредственно участвуют в процессе зарядки пылевых частиц.

Однако эти проявления аномальной диссипации, свойственные именно пылевой плазме, не

единственные. Важную роль могут играть процессы, связанные непосредственно с зарядкой пылевых частиц и характеризующиеся частотой ν_q . Действительно, величина заряда пылевой частицы содержится в правой части уравнения Пуассона (23). При рассмотрении волнового возмущения, распространяющегося с постоянной скоростью V , все величины, характеризующие это возмущение зависят от переменной $\xi = x - Vt$. Дифференцирование уравнения Пуассона по переменной ξ приводит к тому, что в правой его части возникает слагаемое, содержащее производную величины заряда по ξ , которая достаточно просто выражается через сумму микроскопических токов на пылевую частицу, а левая часть так получившегося уравнения содержит третью производную электростатического потенциала по ξ . В результате так получившееся уравнение не допускает осесимметричных решений солитонного типа. Типичное решение в этом случае – ударно-волновая структура с шириной фронта $\Delta\xi$, соответствующей теоретической оценке, основанной на модели [22]

$$\Delta\xi \sim Mc_s/\nu_q, \quad (30)$$

где Mc_s – скорость ударно-волновой структуры, M – число Маха. Пример такого рода ударно-волновой структуры приведен на рис. 2 для случая, когда не учитываются процессы, характеризующиеся частотами ν_{ch} и $\tilde{\nu}$.

Итак, при распространении нелинейных волновых структур аномальная диссипация сказывается двояким образом. С одной стороны, имеется диссипация, приводящая к уменьшению амплитуды нелинейного возмущения, что обусловлено присутствием слагаемых, содержащих ν_{ch} и $\tilde{\nu}$. С другой стороны, нелинейное возмущение (например, первоначально осесимметричное) деформируется. Причем, поскольку в правую часть продифференцированного уравнения Пуассона входит сумма микроскопических токов на пылевую частицу, которая в случае малых отклонений от равновесного заряда определяется ν_q , можно ожидать, что характерное время процесса деформации нелинейной структуры имеет порядок ν_q^{-1} . Следовательно, “слабодиссипативные” солитоны [37] могут существовать до тех пор, пока они еще не очень сильно деформировались (в смысле нарушения осесимметричной структуры). При этом их амплитуда может уменьшаться. Это оказывается возможным, если

$$\max\{\nu_{ch}, \tilde{\nu}\} \gg \nu_q, \quad (31)$$

что может быть реализовано при

$$Z_{d0}d \frac{z_0}{t} \Lambda \gg 1. \quad (32)$$

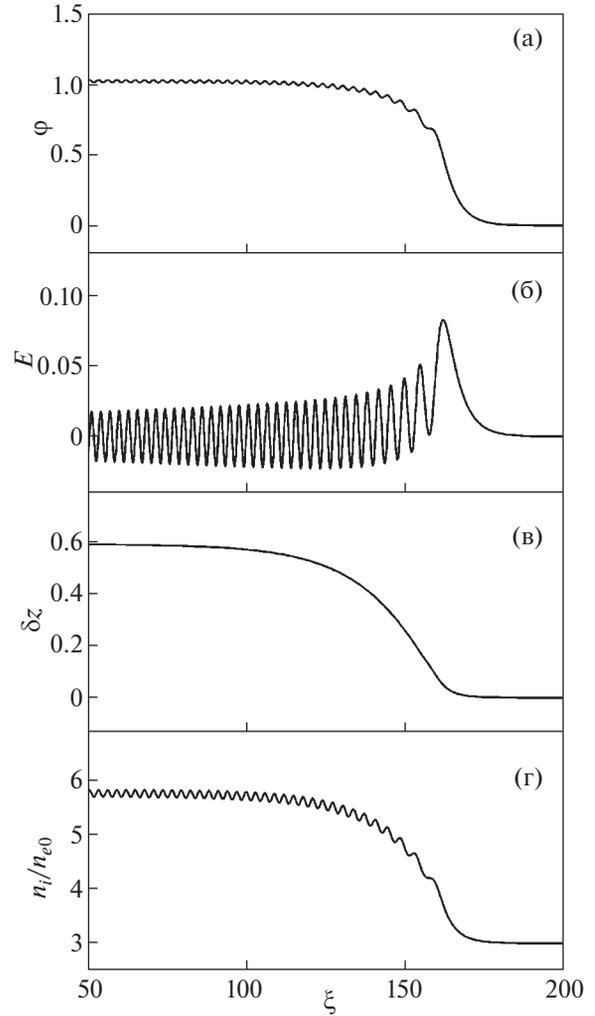


Рис. 2. Профили безразмерного электростатического потенциала $e\phi/T_e \rightarrow \phi$ (а), безразмерного электрического поля $E = -d_x\phi$ (б), вариации зарядового числа пылевой частицы $\delta z \equiv z - z_0$ (в) и отношения концентраций n_i/n_{e0} (г) в ударно-волновом решении при условии возможности пренебрежения вкладом процессов, характеризующихся частотами ν_{ch} и $\tilde{\nu}$ [39]. Переменная ξ выражена в дебаевских радиусах электронов. Вычисления проводились при $Z_{d0}d = 2$, $T_e/T_i = 10$, $a/\lambda_{De} = 0.01$, $M = 1.68$.

Деформация (в смысле нарушения осесимметричной структуры) сказывается при $t \gg \nu_q^{-1}$. При этом нелинейная волна приобретает характерные черты ударно-волновой структуры. На рис. 3 представлена эволюция начального солитона в пылевой плазме (который является стационарным решением в плазме с постоянным зарядом пылевых частиц). Используются следующие безразмерные величины, характеризующие пространственную и временную координаты: $x/\lambda_{De} \rightarrow x$, $tc_s/\lambda_{De} \rightarrow t$. Как видно из рис. 3, эво-

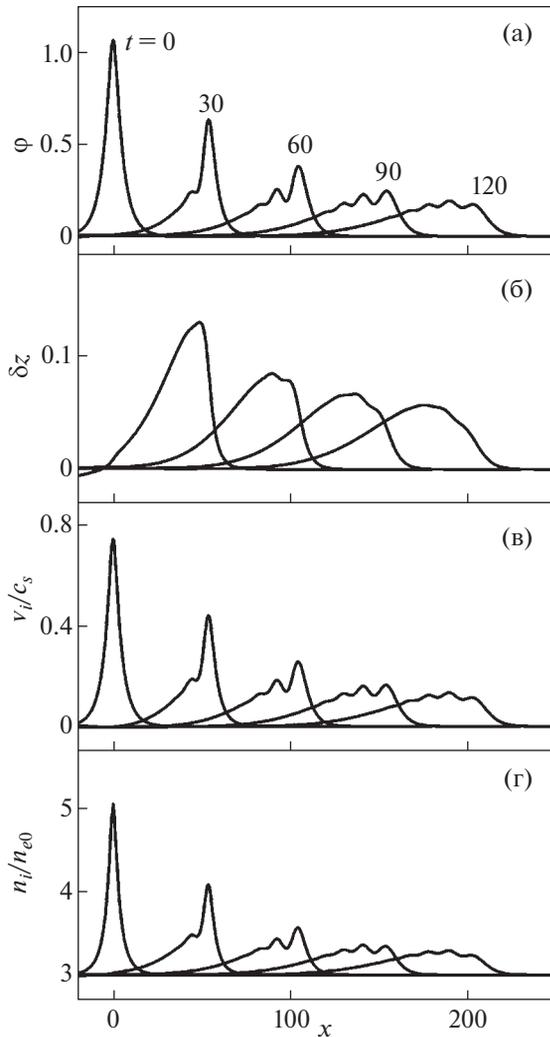


Рис. 3. Профили безразмерного электростатического потенциала ϕ (а), вариации зарядового числа пылевой частицы δz (б), отношения скоростей v_i/c_s (в) и отношения концентраций n_i/n_{e0} (г), соответствующие моментам времени $t = 0, 30, 60, 90, 120$ ($\delta z = 0$ при $t = 0$) и характеризующие эволюцию начального солитона. Вычисления проводились при $Z_{d0}d = 2$, $T_e/T_i = 10$, $a/\lambda_{De} = 0.01$, начальном значении числа Маха $M = 1.8$ и начальном безразмерном заряде пылевых частиц $z_0 = 1.23$.

люция солитона приводит к возникновению нестационарного решения, подобного ударной волне с уменьшающейся амплитудой. Число Маха M уменьшается от величины 1.8 до значения 1.68. Области осцилляций в профиле ударной волны соответствуют разделению зарядов. Ширина фронта ударной волны порядка 10 (или в размерном виде $10\lambda_{De}$). Эта величина соответствует теоретическому значению ширины фронта $\Delta x \sim Mc_s/v_q$ ионно-звуковой ударной волны

(ср. (30)). Причиной уменьшения амплитуды полученной ударной волны (и того, почему в рассматриваемой ситуации не происходит формирования стационарной структуры) является аномальная диссипация, связанная с процессами поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, аномальная диссипация является важным аспектом, который следует учитывать при рассмотрении проблем пылевой плазмы. Аномальная диссипация является одной из основных особенностей, отличающих пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы. Развить универсальный подход для описания аномальной диссипации в пылевой плазме не удастся. Каждая проблема требует отдельного рассмотрения. Иногда, как в случае окололунной пылевой плазмы, аномальную диссипацию связывают исключительно с процессами зарядки пылевых частиц. Иногда более важным процессом являются кулоновские столкновения между ионами и пылевыми частицами. При рассмотрении нелинейных волновых структур процессы зарядки пылевых частиц воздействуют на форму нелинейной волны и приводят к ее деформации в смысле нарушения, например, осесимметричной структуры. В результате нелинейная волна приобретает характерные черты ударно-волновой структуры. Процессы поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами приводят к уменьшению амплитуды нелинейного возмущения. “Слабодиссипативные” солитоны могут существовать до тех пор, пока они еще не очень сильно деформировались (в смысле нарушения осесимметричной структуры). При этом их амплитуда может уменьшаться. Существуют различные приложения, связанные с аномальной диссипацией в пылевой плазме в природе, в которых аномальная диссипация может определять характер происходящих процессов (Луна, безатмосферные тела Солнечной системы, пылевая кома кометы и др.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dusty plasmas: physics, chemistry and technological impacts in plasma processing / ed. A. Bouchoule. N.Y.: John Wiley and Sons Inc., 1999. 408 p.
2. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to dusty plasmas physics. Bristol: IOP Publishing, 2002. 265 p.
3. Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A. Physics and applications of complex plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 500 p.

4. *Tsytovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* Elementary physics of complex plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 370 p.
5. *Попель С.И.* Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012. 160 с.
6. *Фортвов В.Е., Батулин Ю.М., Морфилл Г.О., Петров О.Ф.* Плазменный кристалл, Космические эксперименты. М.: Физматлит, 2015.
7. *Цытович В.Н.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
8. *Цытович В.Н., Винтер Дж.* // УФН. 1998. Т. 168. С. 899.
9. *Tsytovich V.N.* // Austral. J. Phys. 1998. V. 51. P. 763.
10. *Merlino R.L., Goree J.A.* // Phys. Today. 2004. № 7. P. 32.
11. *Popel S.I., Morfill G.E.* // Ukrainian J. Phys. 2005. V. 50. P. 161.
12. *Vladimirov S.V., Ostrikov K.* // Phys. Reports. 2004. V. 393. P. 175.
13. *Ostrikov K.* // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 489.
14. *Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215.
15. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
16. *Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E.* // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
17. *Popel S.I., Kornin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Huang F.* // J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 174036.
18. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu.* // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
19. *Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
20. *Tsytovich V.N., Havnes O.* // Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion. 1993. V. 15. P. 267.
21. *Benkadda S., Tsytovich V.N.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2970.
22. *Popel S.I., Yu M.Y., Tsytovich V.N.* // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4313.
23. *Попель С.И., Голубь А.П., Лосева Т.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 396.
24. *Popel S.I., Gisko A.A.* // Nonlin. Processes Geophys. 2006. V. 13. P. 223.
25. *Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Morfill G.* // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 056402.
26. *Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
27. *Попель С.И., Голубь А.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 629.
28. *Норман Г.Э., Стегайлов В.В., Тимофеев А.В.* // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11. <http://chemphys.edu.ru/issues/2011-11/articles/179/>.
29. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Petrov O.F., Nefedov A.P.* // Phys. Rev. E 1999. V. 60. P. 5959.
30. *Ваулина О.С., Самарян А.А., Джеймс Б., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. С. 1179.
31. *Grard R.J.L., Tunaley J.K.E.* // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 2498.
32. *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // Астрономич. ж. 1982. Т. 59. С. 996.
33. *Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лусин Е.А., Петров О.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
34. *Colwell J.E., Robertson S.R., Horányi M., Wang X., Poppe A., Wheeler P.* // J. Aerospace Engineering. 2009. V. 22. P. 2.
35. *Mishra S.K., Bhardwaj A.* // Astrophys. J. 2019. V. 884. P. 5.
36. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. V. 113. P. 440.
37. *Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 792.
38. *Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 1007.
39. *Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Bingham R., Benkadda S.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1497.
40. *Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Bingham R.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. P. 258.
41. *Benkadda S., Gabbai P., Tsytovich V.N., Verga A.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 2717.
42. *Nakamura Y., Bailing H., Shukla P.K.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1602.
43. *Luo Q.-Z., D'Angelo N., Merlino R.L.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 3455.
44. *Nakamura Y., Bailing H.* // Rev. Scientific Instruments. 1999. V. 70. P. 2345.
45. *Лифишиц Е.М., Путаевский Л.П.* // Физическая кинетика, Наука, Москва, 1979, стр. 182–185.
46. *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* // Principles of Plasma Discharges and Material Processing. N. Y.: Wiley, 1994. P. 454.

ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВАЯ СИСТЕМА В МАРСИАНСКОЙ ИОНОСФЕРЕ¹

© 2023 г. Ю. С. Резниченко^{a, *}, А. Ю. Дубинский^b, С. И. Попель^{b, **}

^a Московский физико-технический институт (научно-исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

^b Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: dvju@yandex.ru

**e-mail: popel@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 30.07.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

Представлена теоретическая модель, описывающая возможный механизм формирования и эволюции плазменно-пылевых облаков, зафиксированных в марсианской ионосфере аппаратом Mars Science Laboratory Curiosity в марте 2021 г. Модель описывает, в частности, седиментацию пылевых частиц в пересыщенных парах углекислого газа, рост пылевых зародышей за счет нуклеации углекислого газа, процессы зарядки пылевых частиц, а также временные изменения электронной и ионной концентраций ионосферной плазмы. Показано, что в рамках данной модели оказывается возможным проиллюстрировать образование слоистой структуры пылевого облака, характерное время седиментации которого составляет несколько минут. Рассчитаны характерные размеры пылевых частиц, соответствующие результатам измерений. Кроме того, рассчитаны характерные заряды пылевых частиц в случаях наличия и отсутствия фотоэффекта. Показано, что при отсутствии фотоэффекта пылевые частицы приобретают отрицательный заряд и, кроме того, наблюдается понижение концентраций ионов и электронов плазмы. В случае наличия фотоэффекта частицы с металлическими примесями несут на себе положительный заряд, концентрация электронов плазмы при этом повышается при сохранении понижения ионной концентрации.

Ключевые слова: пылевая плазма, пылевые структуры, пылевые частицы, ионосфера, Марс, процессы зарядки

DOI: 10.31857/S0367292122600960, **EDN:** VGOCBM

1. ВВЕДЕНИЕ

В конце 1990-х–начале 2000-х все больше и больше внимания стало уделяться исследованиям и описанию пылевой плазмы в ионосферах планет. Связано это, во-первых, с тем, что к этому моменту времени было разработано достаточное количество разнообразных методов описания пылевой плазмы (во многом благодаря лабораторным исследованиям) и стало возможным применить наработанные методы к изучению плазмы, встречающейся в различных природных системах [1–3]. Во-вторых, результаты, полученные в ходе исследования природной комплексной плазмы, могут быть полезны для таких смежных дисциплин как физика атмосферы, экология, геофизика. В случае с Землей, к тому же, нельзя исключать взаимосвязь плазменно-пылевых ионосферных явлений с разного рода климатиче-

скими изменениями, например, с процессами глобального потепления [4].

На Земле яркий пример пылевых слоев плазменного происхождения – “полярные мезосферные облака” (polar mesospheric clouds – PMC) [5–7]. Это обобщенное название для двух типов плазменно-пылевых слоистых структур, имеющих ряд общих черт, – серебристых облаков (NLC) и полярных мезосферных радиоотражений (PMSE). Данные атмосферные явления регистрируются в летнее время года на мезосферных высотах (около 80–85 км) высоких и средних широт, причем появления серебристых облаков и полярных мезосферных радиоотражений очевидным образом коррелируют друг с другом. Все это дает основание предположить, что принципиальное происхождение NLC и PMSE одинаково. Следует, однако, отметить наличие и некоторых отличий в указанных явлениях. Так, типичный размер частиц NLC составляет несколько сотен нанометров, максимальный же размер не превышает одного микрона. Эти частицы в основном состоят из льда, однако возможно наличие при-

¹ Доклад “Dusty plasma system in the Martian ionosphere” сделан на 9th Internat. Confer. on the Physics of Dusty Plasmas (Space Research Institute (IKI), Moscow, Russia, May 23–27, 2022).



Рис. 1. Марсианские облака, снятые Mars Science Laboratory Curiosity в марте 2021 г. Облака расположены на высотах, больших 60 км, и, скорее всего, состоят из частиц сухого льда.

месей, в том числе металлических [8]. Важной характерной особенностью серебристых облаков является возможность их наблюдения на закате невооруженным глазом.

PMSE, в отличие от NLC, никакими оптическими методами не детектируются, их регистрация является косвенной: полярные мезосферные радиоотражения обнаруживаются в виде сильных радиоотражений на радарах, чья частота работы находится в диапазоне от 50 до 1000 МГц [9]. Эти облака располагаются выше, чем NLC, на высотах от 80 до 95 км. Характерный размер заряженных частиц PMSE составляет, скорее всего, около нанометра [10].

В последние два десятилетия имеет место существенный рост интереса к исследованиям Марса. Важное достижение экспериментальных миссий – построение температурного профиля марсианской атмосферы, а также профиля паров углекислого газа. В рамках программ Mars Exploration Rover Opportunity и Mars Science Laboratory Curiosity проводятся исследования поверхности планеты. Атмосфера Марса успешно изучается миссиями Mars Express, ExoMars Trace Gas Orbiter и др. Так, инфракрасный спектрометр SPICAM (установлен на космическом аппарате Mars Express [11]) зарегистрировал на высотах около 100 км облака, состоящие из частиц с характерным размером около 100 нм. Отметим, что на данных высотах температура нейтрального газа атмосферы достаточно низкая для того, чтобы стала возможной десублимация паров углекислого газа. На более низких высотах (около 80 км над поверхностью планеты) миссией Mars Express с помощью спектрометра OMEGA были обнаружены облака, состоящие из микрометровых частиц [12]. Детектировались облака и непосредственно над поверхностью планеты, а также на высотах около 4 км [13]. В этих областях по ночам наблюдались тонкие пылевые слои, состоящие, по данным установки Mars Climate Sounder (аппарат Mars

Reconnaissance Orbiter), из замерзших частиц льда CO_2 или H_2O [14]. Точные механизмы образования подобных облаков пока еще до конца не выяснены.

В марте 2021 г. аппарат Mars Science Laboratory Curiosity прислал на Землю снимки марсианских облаков, состоящих, судя по всему, из частиц сухого льда. Эти облака были зарегистрированы на высотах, больших 60 км, причем фотосъемка проводилась на закате, когда солнечные лучи освещали поверхность пылевых частиц и подсвечивали облака на фоне темного неба. Подобное поведение, очевидно, аналогично тому, что известно о земных серебристых облаках. На рис. 1 представлены фотографии, полученные ровером Curiosity [15].

Ранее в [5, 6] и [16] была представлена самосогласованная модель, описывающая динамику заряженной компоненты ионосферной плазмы, процессы зарядки и седиментации пылевых частиц летней ионосферы Земли, а также возможный механизм образования слоистой структуры серебристых облаков и полярных мезосферных радиоотражений. В настоящей работе данная модель адаптируется к условиям атмосферы Марса с целью описания формирования и эволюции плазменно-пылевых облаков марсианской ионосферы, обнаруженных космическими миссиями. Кроме того, в работе рассматривается влияние пылевых частиц на электронную и ионную компоненты марсианской ионосферы и определяют характерные значения зарядов и размеров пылевых частиц.

2. УСЛОВИЯ В ИОНОСФЕРЕ МАРСА

Пылевые частицы в марсианской атмосфере могут присутствовать вплоть до высот около 100 км над поверхностью планеты, однако концентрации атмосферных пылевых частиц, как правило, невелики [17]. Это связано с тем, что

марсианская атмосфера является существенно более разреженной по сравнению с земной (давление и плотность марсианской атмосферы у поверхности планеты составляют всего около одного процента от соответствующих земных значений), и поэтому она оказывается неспособной удерживать пылевые частицы в течение долгого времени. Высокие концентрации пылевых частиц регистрируются, например, во время пылевых бурь или других явлений, в результате которых оказывается возможным поднятие частичек реголита с поверхности Марса. Кроме того, значения концентраций пылевых частиц быстро убывают с ростом высоты, достигая своего максимума непосредственно у поверхности планеты.

Характерный размер крупных частиц марсианской ионосферы составляет по порядку около микрометра, значение концентрации таких частиц лежит в пределах $0.01\text{--}1\text{ см}^{-3}$. Мелкие пылевые частицы имеют характерный размер около 44 нм, они наблюдались спектрометром SPICAM на достаточно низких высотах (преимущественно около 30–40 км в северном полушарии, примерно до 70 км в южном полушарии), их пиковые концентрации ($10^4\text{--}10^5\text{ см}^{-3}$) регистрировались на высоте около 20 км, в дальнейшем концентрации падали до $1\text{--}5\text{ см}^{-3}$ на высотах около 60–70 км. Для сравнения в ионосфере Земли характерные размеры пылевых зародышей составляют несколько нанометров, типичное значение концентрации зародышей лежит в пределах $10\text{--}1000\text{ см}^{-3}$.

Наличие частиц пыли, сухого льда или замерзшей воды не оказывает какого бы то ни было существенного влияния на эволюцию ионосферной плазмы в обычных условиях. Однако в случаях, когда атмосферные газы по тем или иным причинам становятся сильно пересыщенными, ситуация меняется. Наличие пересыщенных паров приводит к интенсивному росту пылевых зародышей за счет бурной конденсации атмосферных газов, в результате чего частицы по достижении определенного размера начинают определять ионизационные свойства планетной ионосферы в месте своей локализации [6]. В процессе роста частицы взаимодействуют с ионами и электронами окружающей ионосферной плазмы, приобретая таким образом некоторый заряд. Наличие у частицы заряда, в свою очередь, в дальнейшем сказывается на их росте. На Земле подобное имеет место на высотах около 80–90 км в летней полярной мезосфере. Здесь уменьшение температуры окружающего воздуха до 150 К и ниже приводит к тому, что водяной пар, присутствующий в земной ионосфере, становится пересыщенным (см., например, [10]). Аналогичная ситуация может возникнуть и в марсианской ионосфере, однако основной газовой компонентой атмосферы Марса (около 95%) является углекислый газ, по-

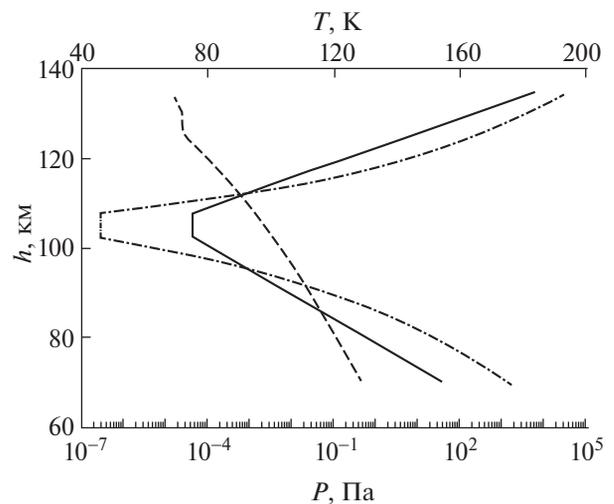


Рис. 2. Качественные высотные профили температуры газа ионосферы Марса (сплошная кривая), парциального давления паров углекислого газа (штриховая кривая) и давления насыщенных паров углекислого газа (штрих-пунктирная кривая). Видно, что в диапазоне высот 87–112 км пары углекислого газа пересыщены, т.е. выполнены условия роста пылевых зародышей. Примерно на этих высотах в марте 2021 года Mars Science Laboratory Curiosity сделал снимки слоистых структур, напоминающих серебристые облака на Земле.

этому в случае с ионосферой Марса необходимо рассматривать рост частиц за счет конденсации пересыщенных паров CO_2 (концентрации паров воды на Марсе столь низки, что не могут привести к существенному росту пылевых зародышей [18, 19]).

На рис. 2 проиллюстрированы условия в марсианской ионосфере, важные для физики рассматриваемых процессов. Здесь приведены высотные профили температуры нейтрального газа, давления насыщенных паров углекислого газа и давления паров углекислого газа. Экспериментальные данные по температуре атмосферы и парам углекислого газа были взяты из [20, 21]. При вычислении давления насыщенных паров углекислого газа использовался аппроксимационный полином, взятый из [22]. Условия роста пылевых зародышей выполнены в диапазоне высот 87–112 км, где пары углекислого газа сильно пересыщены.

Кроме того, для описания динамики ионосферной плазмы необходимо знать освещенность атмосферы солнечным излучением. Солнечное излучение, приводя к ряду фотохимических реакций, представляет собой один из источников электронов и ионов плазмы. Для данной работы, однако, главным является то обстоятельство, что солнечное излучение может приводить к фотоэффекту на поверхности пылевых частиц, благодаря

чему, во-первых, возможно приобретение частицей положительного заряда, а, во-вторых, происходит появление дополнительного источника электронов плазмы (фототока).

В ряде работ (см., например, [23, 24]) проводились расчеты солнечных спектров на поверхности планеты. Эти спектры могут быть использованы в качестве нижней оценки спектров в ионосфере Марса, однако такая оценка довольно сильно занижена. В [25, 26] были представлены коэффициенты пропускания марсианской атмосферы для различных тангенциальных высот. Эти коэффициенты были рассчитаны на основе экспериментальных данных, полученных спектрометром SPICAM. Ионосферный спектр солнечного излучения, таким образом, может быть определен через внеатмосферный спектр с использованием коэффициента пропускания атмосферы для соответствующей высоты. Согласно [25, 26] на высоте в 100 км коэффициент пропускания марсианской атмосферы для длин волн, меньших 165 нм, приблизительно равен нулю, а для больших длин волн равен единице. Следует, однако, подчеркнуть, что SPICAM проводил свои измерения в режиме затмения, поэтому коэффициент является несколько заниженным. Тем не менее, оценка солнечного спектра, получаемая с помощью коэффициента пропускания для тангенциальной высоты, лучше, чем оценка, даваемая поверхностным спектром (поверхностная оценка дает обрезание спектра примерно на 200 нм). Итак, в данной работе было использовано приближение, согласно которому солнечный спектр в марсианской ионосфере для длин волн, больших 165 нм, равен внеатмосферному, а для длин волн, меньших 165 нм, равен нулю. Внеатмосферный солнечный спектр определялся согласно [27].

Отдельное внимание следует уделить вопросу, касающемуся присутствия в ионосфере Марса металлических паров. Возможность существования в марсианской ионосфере металлических слоев метеорного происхождения обсуждалась уже давно, непосредственно металлические слои были зарегистрированы несколько лет назад в диапазоне высот приблизительно от 80 до 110 км (заметим, что это как раз та область, где пересыщен углекислый газ) спектрометром NGIMS, установленном на борту аппарата MAVEN.

Согласно полученным экспериментальным данным [28] основными чистыми веществами в таких слоях являются магний и железо, хотя присутствуют и некоторые другие металлы. Концентрации металлов в слоях невелики: в среднем концентрации ионов магния равны 250 см^{-3} , пиковые значения — примерно $350\text{--}400 \text{ см}^{-3}$, возможно, до 1000 см^{-3} (для сравнения на Земле пиковые концентрации паров железа достигают значений $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$). В отдельных случаях, одна-

ко, оказывается возможным заметное повышение ионосферных концентраций металлических паров. Так, например, в октябре 2014 г. Марс сильно сблизился с быстро летящей (около 54 км/ч) кометой C/2013 A1 (Siding Spring), и вскоре после максимального сближения (по достижении Марса пылевого облака от кометы) был зарегистрирован подскок концентраций металлов до $\sim 10^4\text{--}10^5 \text{ см}^{-3}$ (см., например, [29]).

Таким образом, в отдельных случаях оказывается возможным говорить о наличии в химическом составе ионосферы Марса заметного количества металлов и, как следствие, о наличии металлических примесей в пылевых частицах. Именно этот случай и будет в дальнейшем рассматриваться в настоящей работе, работа выхода материала частицы при этом будет приниматься равной 4 эВ .

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Используемая в настоящей работе теоретическая модель плазменно-пылевых образований описывает седиментацию и зарядку пылевых частиц, рост пылевых зародышей за счет конденсации пересыщенных паров углекислого газа, а также изменения состава электронно-ионной подсистемы ионосферы, вызванные влиянием пылевых частиц.

Описание механики пылевых частиц включает в себя уравнения, описывающие увеличение масс и радиусов пылевых частиц за счет конденсации пересыщенных паров углекислого газа, динамическое уравнение движения тела с переменной массой, а также кинематическое уравнение движения пылевой частицы

$$\frac{dm}{dt} = \alpha_{cd} \pi a^2 m_{cd} v_{cd}^{th} (n_{cd} - n_{cd}^s), \quad (1)$$

$$\frac{da}{dt} = \frac{\alpha_{cd} m_{cd} v_{cd}^{th} (n_{cd} - n_{cd}^s)}{4\rho_d}, \quad (2)$$

$$m \frac{dv}{dt} = -v \alpha_{cd} \pi a^2 m_{cd} v_{cd}^{th} (n_{cd} - n_{cd}^s) + (mg - \pi \rho c_s a^2 F_d (v + v_{wind})), \quad (3)$$

$$\frac{dh}{dt} = -v. \quad (4)$$

Здесь a — характерный линейный размер пылевой частицы, m_d — ее масса, m_{cd} — масса молекулы углекислого газа, α_{cd} — коэффициент аккомодации молекул углекислого газа при столкновении с пылевой частицей (обычно в пересыщенном паре $\alpha_{cd} \sim 1$), v_{cd}^{th} — тепловая скорость молекул углекислого газа, c_s — местная скорость звука, ρ и ρ_d — плотности воздуха и материала пылевой частицы,

n_{cd}^s и n_{cd} – концентрации насыщенных паров углекислого газа над поверхностью пылевой частицы и паров углекислого газа, v_{wind} и v – вертикальные скорости ветра и частицы соответственно, F_d – коэффициент порядка единицы, отражающий влияние формы частицы, g – ускорение свободного падения. Концентрация насыщенных паров углекислого газа n_{cd}^s может быть определена посредством соотношения для идеального газа $n_{cd}^s = P_S/T$.

Динамика паров углекислого газа описывается следующим уравнением:

$$\frac{\partial n_{cd}}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_{cd}}{\partial h} = P_{cd} - n_{cd}L_{cd} - \pi\alpha_{cd}v_{cd}^{th}n_{cd}\langle a^2n_d \rangle, \quad (5)$$

где Γ_{cd} – вертикальный диффузионный поток паров углекислого газа, P_{cd} , L_{cd} – фотохимические источники и стоки паров углекислого газа в марсианской ионосфере, а последнее слагаемое в правой части (5) описывает поглощение молекул углекислого газа пылевыми частицами.

Описание влияния пылевых частиц на динамику заряженной компоненты ионосферы проводится с помощью системы уравнений, состоящей из трех уравнений непрерывности [5] и записывающейся в локальном приближении (такое приближение является допустимым, так как в марсианской ионосфере зарядка пылевых частиц происходит существенно быстрее, чем их перенос). Данная система имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q_e - \alpha_{rec}n_en_i + L_{photo}^e - L_{dust}^e, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = q_e - \alpha_{rec}n_en_i - L_{dust}^i, \quad (7)$$

$$\frac{\partial Z_d^a}{\partial t} = q_{photo} + v_i - v_e, \quad (8)$$

где n_i , n_e – концентрации ионов и электронов соответственно, а Z_d^a – заряд пылевой частицы с эффективным радиусом a .

Здесь слагаемые L_{dust}^j ($j = e, i$) описывают потери заряженных частиц ионосферной плазмы (ионов и электронов) за счет натекания на пылевые частицы с учетом распределения микрочастиц n_d^a по размерам, $L_{dust}^j = \sum_a v_j^a n_d^a$. Слагаемое L_{photo}^e отвечает за появление электронов фототока в результате фотоэффекта на поверхности пылевых частиц, $L_{photo}^e = \sum_a q_{photo}^a n_d^a$. В последнем уравнении v_e , v_i – скорости зарядки, вызванные натеканием электронов и ионов на поверхность микрочастицы, q_{photo} – скорость ионизации, вы-

званная фотоэффектом. Коагуляцией пылевых частиц при их столкновениях друг с другом можно пренебречь: характерное время такого процесса $\tau_{coag} \sim (n_d v \pi a^2)^{-1} \geq 10^6$ значительно превышает все остальные характерные времена.

Расчет микротоков положительных ионов и электронов окружающей плазмы на пылевые частицы проводился с помощью зондовой модели [30, 31]. В рамках этой модели скорости натекания ионов и электронов на заряженную пылевую частицу рассчитываются исходя из законов сохранения энергии и момента импульса. Если пылевые частицы заряжены отрицательно, то зондовое приближение приводит к следующим выражениям для скоростей зарядки:

$$v_e \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \exp\left(\frac{eq_d}{aT_e} \right),$$

$$v_i \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_i \left(1 - \frac{eq_d}{aT_i} \right).$$

Для положительно заряженных пылевых частиц выражения для v_e , v_i принимают вид

$$v_e \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \left(1 + \frac{eq_d}{aT_e} \right),$$

$$v_i \approx \pi a^2 \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} n_i \exp\left(-\frac{eq_d}{aT_i} \right).$$

Здесь T_e и T_i – температуры электронов и ионов, m_α – масса частицы вида α . Ионизация пылевой частицы, обусловленная фотоэффектом, характеризуется скоростью q_{photo} , которая, в свою очередь, зависит от потока солнечного излучения $F(\lambda)$:

$$q_{photo} \approx \frac{\pi a^2 \beta}{hc} \int_0^{\lambda^*} \lambda F(\lambda) d\lambda,$$

где $F(\lambda)$ – поток солнечного излучения, λ^* – максимальная длина волны фотона, приводящая к фотоэффекту (определяется минимальной энергией световых квантов), β – вероятность фотоэффекта. Типичные значения β обычно лежат в пределах 10^{-2} – 10^{-4} , причем как правило $\beta < 10^{-3}$ [5].

В настоящей работе было принято $\beta = 5 \times 10^{-4}$. Влияние фотоэффекта может быть важным для достаточно крупных частиц, для частиц наномасштабных размеров влияние фотоэффекта не столь существенно из-за малого сечения поглощения.

Минимальная энергия световых квантов $2\pi\hbar c/\lambda$, приводящая к фотоэффекту, определяется работой выхода W материала пылевой частицы

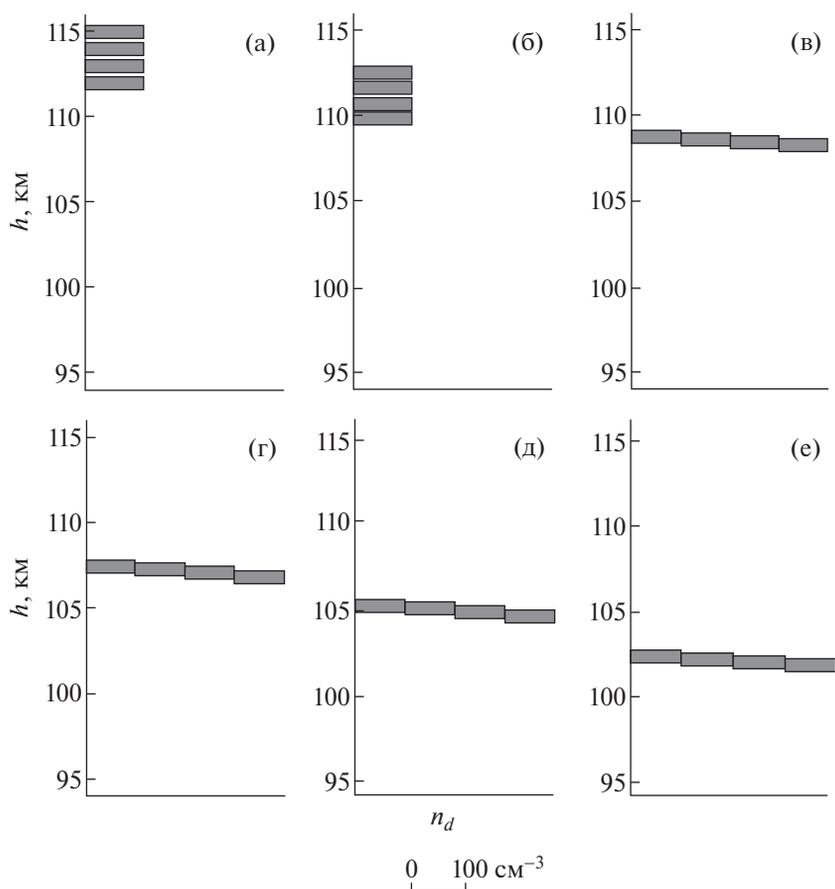


Рис. 3. Седиментация пылевого облака зародышей, первоначально составляющего модельный прямоугольный профиль концентраций на высотах 112–115 км. Начальный размер пылевых частиц облака равен 4.5 нм. Попадая в зону конденсации, пылевые частицы начинают увеличиваться в размерах за счет десублимации паров CO_2 . С течением времени ($t = 0$ (а), 40 (б), 120 (в), 200 (г), 240 (д), 280 с (е)) пылевые слои перемешиваются, формируя слоистую структуру пылевого облака.

и ее зарядом: $2\pi\hbar c/\lambda = W - (e^2 Z_d/a)$. В данном случае можно не учитывать зависимость фототока электронов от величины заряда пылевой частицы, так как энергия фотона $2\pi\hbar c/\lambda$ по порядку составляет несколько эВ, а порядок равновесного потенциала микрочастицы равен $e^2|Z_d|/a \sim kT_e \simeq \simeq 0.01$ эВ $\ll 2\pi\hbar c/\lambda$ эВ (см. [6]: $T_e/e \approx T_n/e$, где $T_n \approx 0.03$ эВ – температура нейтрального газа ионосферы). Таким образом, можно считать, что максимальная длина волны фотона, приводящая к фотоэффекту, определяется только работой выхода материала пылевой частицы. В данной работе, как было отмечено выше, рассматривался случай наличия в составе пылевой частицы металлических примесей с работой выхода в 4 эВ.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе в рамках изложенной выше модели на некоторых частных примерах была

рассмотрена эволюция слоев пылевых частиц в случае конденсации паров пересыщенного углекислого газа на Марсе. На рис. 3–7 представлены примеры подобного рассмотрения. Анализ результатов, полученных в ходе расчетов, позволяет сделать следующие выводы относительно возможного формирования и эволюции пылевых образований в марсианской ионосфере.

На рис. 3 представлена иллюстрация седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего модельный прямоугольный профиль концентраций на высотах 112–115 км. Начальный размер пылевых частиц облака равен 4.5 нм. Попадая в зону конденсации (зону сильного пересыщения углекислого газа), пылевые частицы начинают увеличиваться в размерах за счет десублимации паров CO_2 . Поскольку начальное расположение слоев неодинаково, разные слои поглощают разное количество паров углекислого газа, что со временем приводит к перемешиванию слоев и образованию слоистой

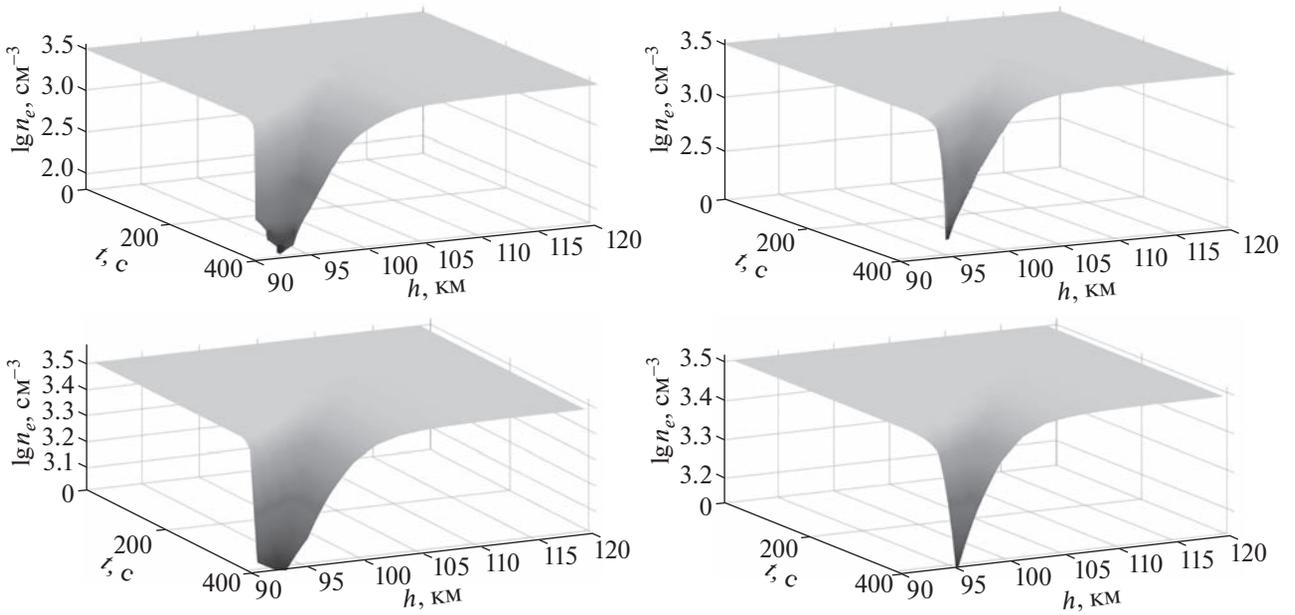


Рис. 4. Высотный профиль концентраций электронов в зависимости от времени для ночного случая (отсутствие фотоэффекта) при седиментации пылевого слоя. Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км.

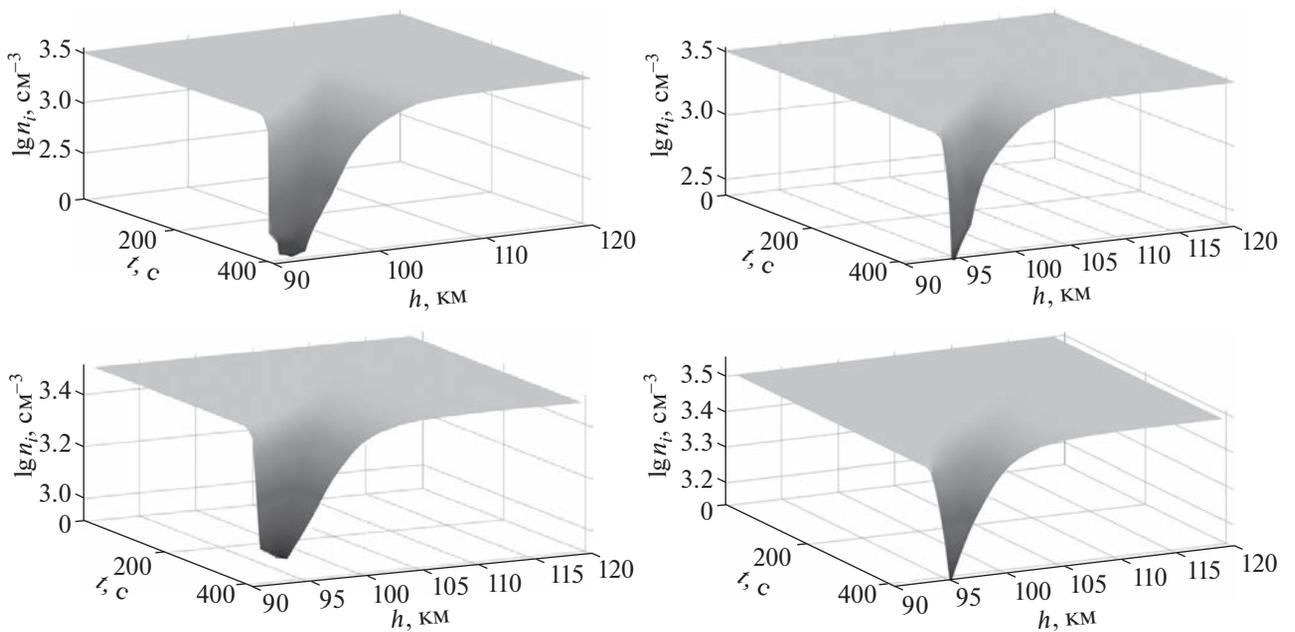


Рис. 5. Высотный профиль концентраций ионов в зависимости от времени для ночного случая (отсутствие фотоэффекта) при седиментации пылевого слоя. Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км.

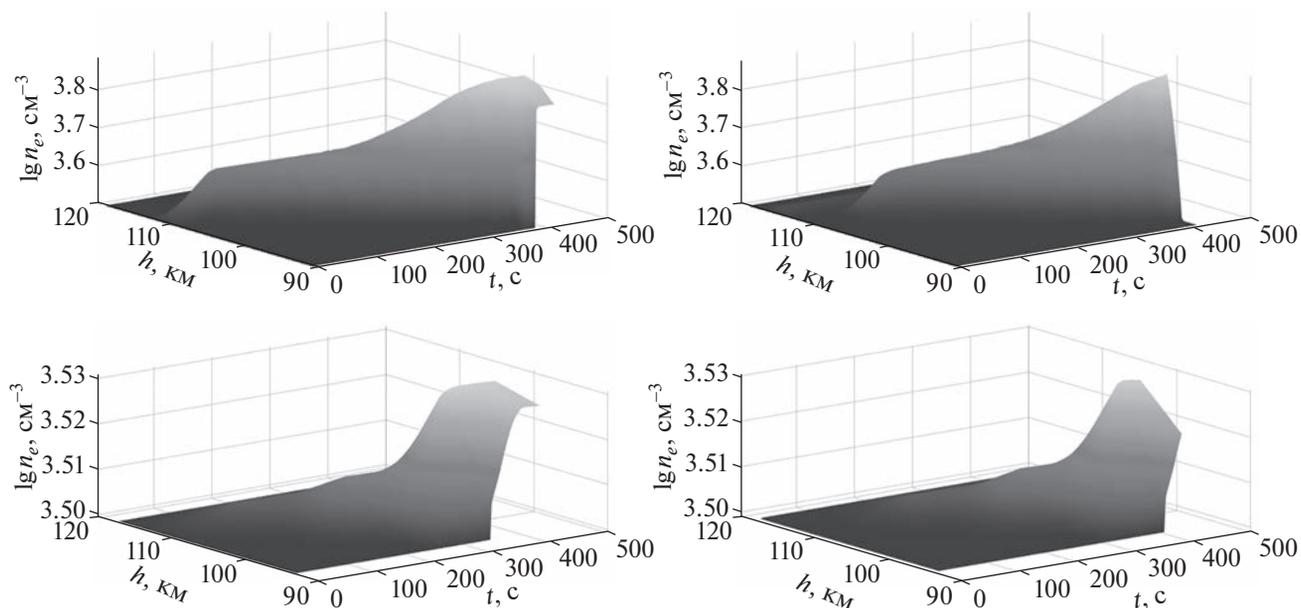


Рис. 6. Высотный профиль концентраций электронов в зависимости от времени для дневного случая (наличие фотоэффекта) при седиментации пылевого слоя. Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. Работа выхода принималась равной 4 эВ.

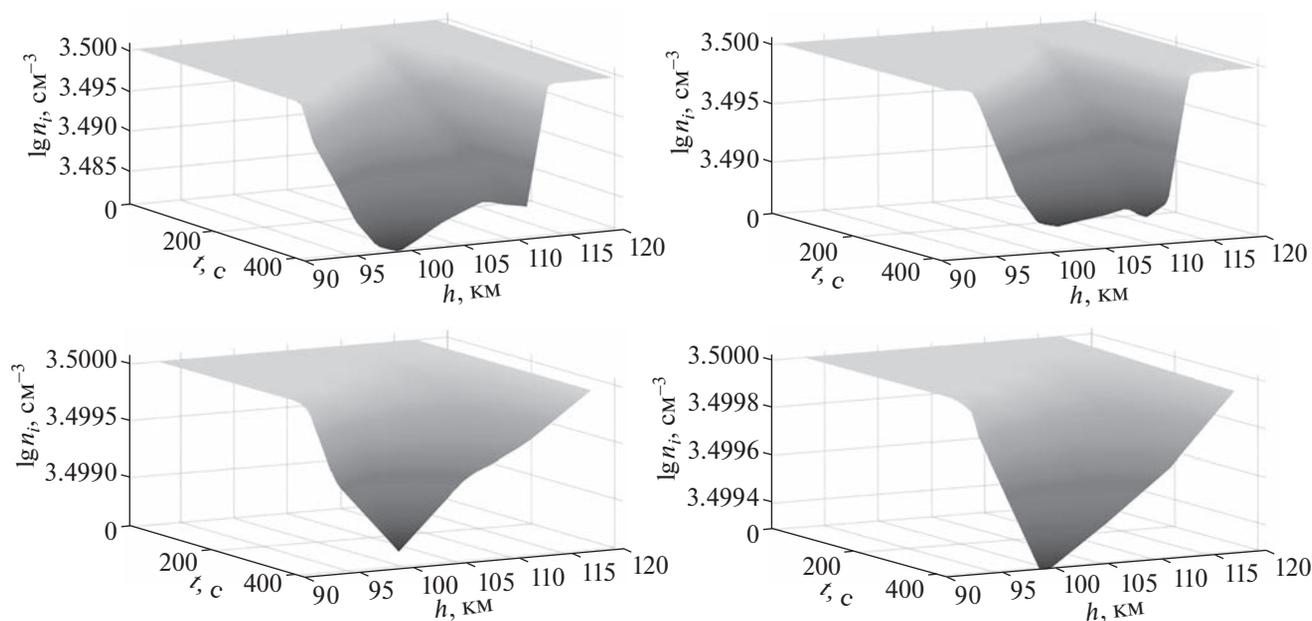


Рис. 7. Высотный профиль концентраций ионов в зависимости от времени для дневного случая (наличие фотоэффекта) при седиментации пылевого слоя. Верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. Работа выхода принималась равной 4 эВ.

структуры пылевого облака. По наступлении определенного момента времени (для каждого слоя этот момент времени свой) все частицы достигают характерных размеров, по порядку равных 0.5–3 мкм. Характерное время седиментации пылевого облака, согласно расчетам, составляет около нескольких минут.

Пылевые частицы в ходе седиментации приобретают некоторый заряд, знак и абсолютная величина которого зависят от наличия или отсутствия фотоэффекта. При отсутствии фотоэффекта частица приобретает отрицательный заряд ($q_d \sim -10e$), поскольку в этом случае заряд частицы определяется микротоками ионов и электронов окружающей плазмы, а электронный микроток превалирует над ионным, так как подвижность электронов выше подвижности ионов. Наличие фотоэффекта приводит к приобретению частицей с металлическими примесями заметного положительного заряда ($q_d \sim 100e$).

Наличие у частицы заряда $|Z_d| \sim 10-100$ приводит к возмущению заряженной компоненты ионосферы, поскольку суммарный заряд пылевых частиц становится сопоставимым с равновесными суммарными зарядами электронов и ионов. На рис. 4 и 5 представлены высотные профили концентраций электронов и ионов в зависимости от времени для ночного случая (отсутствие фотоэффекта). Верхняя панель на рисунках соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$. Левая панель соответствует случаю, когда изначально пылевой слой был расположен на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. В случае отсутствия фотоэффекта, как уже было сказано выше, частица приобретает отрицательный заряд, а концентрации электронов и ионов понижаются. Это связано с тем, что наличие в атмосфере пылевых частиц приводит к дополнительному источнику рекомбинации электронов и ионов, за счет чего их концентрации уменьшаются.

На рис. 6 и 7 представлены высотные профили концентраций электронов и ионов в зависимости от времени для дневного случая (наличие фотоэффекта). Здесь также верхняя панель соответствует концентрации пылевых частиц $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$, нижняя – концентрации $n_d = 1 \text{ см}^{-3}$, левая панель соответствует случаю изначального расположения пылевого слоя на высоте в 112 км, правая – на высоте в 115 км. Наличие фотоэффекта приводит к появлению дополнительного источника электронов плазмы, фототока, в связи с чем наблюдается повышение электронной концентрации. В то же время модель прогнозирует понижение ионной концентрации за счет дополнительной рекомбинации на поверхности микрочастиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена самосогласованная модель пылевой плазмы в ионосфере Марса. Данная модель описывает седиментацию пылевых частиц, их рост за счет конденсации пересыщенных паров углекислого газа, а также процессы зарядки пылевых частиц, приводящие к изменениям состава электронно-ионной подсистемы атмосферы.

В рамках данной модели были рассмотрены эволюция слоев пылевых частиц и их влияние на заряженную компоненту ионосферы. Было показано, что в ходе седиментации пылевого облака зародышей, первоначально составляющего модельный прямоугольный профиль, пылевые частицы облака существенно увеличиваются в размерах за счет десублимации паров CO_2 . Поглощая разное количество углекислого газа, пылевые слои с течением времени перемешиваются и образуют таким образом слоистую структуру пылевого облака. Характерный размер частиц в рамках такого облака по порядку равен 0.5–3 мкм. Время седиментации пылевого облака, согласно расчетам, составляет около нескольких минут. Кроме того, в ходе седиментации пылевые частицы приобретают некоторый заряд, знак и абсолютная величина которого зависят от наличия или отсутствия фотоэффекта. В случае отсутствия фотоэффекта заряд пылевых частиц определяется микротоками ионов и электронов и является отрицательным, при этом $|Z_d| \sim 10e$. В случае наличия фотоэффекта частица с металлическими примесями несет на себе заметный положительный заряд, $|Z_d| \sim 100e$.

Наличие у микрочастиц заряда $|Z_d| \sim 10-100$ приводит к возмущению заряженной компоненты ионосферы, поскольку суммарный заряд пылевых частиц становится сопоставимым с равновесными суммарными зарядами электронов и ионов. В ночном случае, согласно результатам расчетов, происходит понижение концентраций электронов и ионов за счет дополнительной рекомбинации на поверхностях микрочастиц. В дневном случае ожидается повышение концентрации электронов за счет появления их дополнительного источника – фототока, для ионов же по-прежнему ожидается уменьшение концентрации вследствие рекомбинационных потерь на пылевых частицах.

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to Dusty Plasmas Physics. Bristol/Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2002.

2. *Tsytovich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* // Elementary Physics of Complex Plasmas. Berlin/Heidelberg: Springer, 2008.
3. *Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E.* // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
4. *Popel S.I., Kopnin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Huang F.* // J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 174036.
5. *Klumov B.A., Popel S.I., Bingham R.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 524.
6. *Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 171.
7. *Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Владимиров С.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 714.
8. *von Zahn U., Baumgarten G., Berger U., Fiedler J., Hartogh P.* // Atmos. Chem. Phys. 2004. V. 4. P. 2449.
9. *Cho J.Y.N., Röttger J.* // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 2001.
10. *Gadsden M., Schröder W.* Noctilucent Clouds. Berlin: Springer-Verlag, 1989.
11. *Montmessin F., Bertaux J.L., Quémerais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussend D., Lebonnois S., Rébéraca A.* // Icarus. 2006. V. 183. P. 403.
12. *Montmessin F., Gondet B., Bibring J.P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T.* // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. P. E11S90.
13. *Whiteway J.A., Komguem L., Dickinson C., Cook C., Illnicki M., Seabrook J., Popovici V., Duck T.J., Davy R., Taylor P.A., Pathak J., Fisher D., Carswell A.I., Daly M., Hipkin V., Zent A.P., Hecht M.H., Wood S.E., Tamppari L.K., Renno N., Moores J.E., Lemmon M.T., Daerden F., Smith P.* // Science. 2009. V. 325 (5936). P. 68.
14. *Hayne P.O., Paige D.A., Schofield J.T., Kass D.M., Kleinböhl A., Heavens N.G., McCleese D.J.* // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. P. E08014.
15. https://www.newsru.com/hitech/30may2021/mars_clouds.html
16. *Дубинский А.Ю., Попель С.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. С. 22.
17. *Извекова Ю.Н., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 1010.
18. *Дубинский А.Ю., Резниченко Ю.С., Попель С.И.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 913.
19. *Reznichenko Yu.S., Dubinskii A.Yu., Popel S.I.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1556. P. 012072.
20. *Forget F., Montmessin F., Bertaux J.L., González-Galindo F., Lebonnois S., Quémerais E., Reberac A., Dimarellis E., López-Valverde M.A.* // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. P. 01004.
21. *Fox J.L., Benna M., Mahaffy P.R., Jakosky B.M.* // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 8977.
22. *Алтунин В.В.* // Теплофизические свойства двуокиси углерода. М.: Издательство стандартов, 1975. С. 546.
23. *Patela M.R., Zarneckia J.C., Catling D.C.* // Planet. Space Sci. 2002. V. 50. P. 915.
24. *Vicente-Retortillo Á., Valero F., Vázquez L., and Martínez G.M.* // J. Space Weather Space Clim. 2015. V. 5. Art. A33.
25. *Bertaux J.-L., Korablev O., Perrier S., Quémerais E., Montmessin F., Leblanc F., Lebonnois S., Rannou P., Lefèvre F., Forget F., Fedorova A., Dimarellis E., Reberac A., Fonteyn D., Chaufray J.Y., Guibert S.* // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. Art. E10S90.
26. *Bertaux J.-L., Fonteyn D., Korablev O., Chassefière E., Dimarellis E., Dubois J.-P., Hauchecorne A., Lefèvre F., Cabane M., Rannou P., Lévassieur-Regourd A.-C., Cernogora G., Quémerais E., Hermans C., Kockarts G., Lipkens C., de Maziere M., Moreau D., Muller C., Neefs E., Simon P.-C., Forget F., Hourdin F., Talagrand O., Moroz V.-I., Rodin A., Sandel B., Stern A.* // ESA Special Publication. 2004. V. 1240. P. 95.
27. *Delgado-Bonal A., Zorzano M.-P., Martín-Torres F.J.* // Solar Energy. 2016. V. 134. P. 228.
28. *González-Galindo F.* // Oxford Research Encyclopedia, Planetary Science. Oxford University Press, USA. 2020.
29. *Christou A., Vaubailion J., Withers P., Hueso R., Killen R.* // Earth and Planetary Astrophysics. Cambridge University Press. 2019. P. 119.
30. *Chen F.F.* // Plasma Diagnostic Techniques / Eds. R.H. Huddlestone, S.L. Leonard. New York: Academic, 1965. Ch. 4.
31. *Barnes M.S., Keller J.H., Forster J.C., O'Neill J.A., Coultas D.K.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 313.

СПЕКТРЫ КОЛЕБАНИЙ БРОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ В ЛОВУШКЕ
С ЭФФЕКТИВНЫМ НАРУШЕНИЕМ СИММЕТРИИ
МЕЖЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ© 2023 г. Э. А. Саметов^{a, b, *}, Е. А. Лисин^{a, b}, О. С. Ваулина^{a, b}^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Московская обл., Россия

*e-mail: sametov@phystech.edu

Поступила в редакцию 01.08.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

Представлены результаты исследования спектральных плотностей случайных процессов в слабо демпфированной системе частиц в ловушке с эффективным нарушением симметрии межчастичного взаимодействия. Такие стационарные системы могут реализовываться, например, для пылевых микрочастиц в газовых разрядах. Предложены аналитические соотношения для спектральной плотности колебаний как идентичных частиц, так и частиц разного сорта в рассматриваемых системах. Полученные соотношения проверены с помощью численного моделирования динамики частиц.

Ключевые слова: пылевая плазма, заряженные частицы

DOI: 10.31857/S0367292122600984, **EDN:** BHDLRS

1. ВВЕДЕНИЕ

Нарушение симметрии “действие—противодействие” в системах различной природы в последнее время стало актуальной темой многочисленных междисциплинарных исследований [1–25]. На мезоскопическом уровне третий закон Ньютона может быть формально нарушен, когда “переносчиком” взаимодействия между частицами является неравновесная среда, которая также косвенно учитывается через эффективные диссипативные силы и энергии частиц. Яркими примерами таких систем являются каталитически активные [9, 11, 14, 26–28] и текучие [2, 29–33] коллоидные суспензии, в которых невзаимность (асимметрия взаимодействия) может возникать за счет диффузиофоретических сил, действующих на янус-частицы [25–27] и частицы в коллоидных смесях [9, 11, 16]; и за счет сил исключенного объема [29–32], действующих на близко расположенные макрочастицы, движущиеся через коллоидную дисперсию. Примеры также включают заряженные микрочастицы в газоразрядной плазме (коллоидной плазме) [1, 6, 7, 24, 34–37], которые могут несимметрично взаимодействовать из-за различных диэлектрических свойств частиц [38]; за счет затенения потоков ионов или нейтрального газа [39–41] на одну частицу другой частицей, отличающейся по размеру [42]; и за

счет кильватерных сил, возникающих при прохождении ионного потока мимо частиц [17, 43–46]. Отметим, что благодаря своим уникальным свойствам изучение коллоидной плазмы представляет особый интерес для решения как фундаментальных, так и прикладных задач [47, 48].

Отличительной особенностью газоразрядной коллоидной плазмы является относительно слабое демпфирование микрочастиц, необходимое для развития колебаний. Другой важной особенностью является формирование электростатических ловушек для отрицательно заряженных пылевых частиц [49, 50]. Удерживающий потенциал формируется в центре газоразрядных камер за счет амбиполярной диффузии электронов и ионов [51], и может вдали от стенок разрядной камеры рассматриваться в параболическом (гармоническом) приближении [52, 53].

Экспериментальный, теоретический и численный анализы тепловых колебаний взаимодействующих пылевых частиц в протяженных и ограниченных ансамблях, формирующихся в газоразрядной плазме, представлены в работах [54–62]. Подробную информацию об особенностях теплового движения заряженных частиц можно получить путем анализа спектральной плотности их смещений и характерных частот колебаний [63, 64]. В отличие от других характеристик системы

информация о спектральной плотности тепловых колебаний частиц позволяет анализировать их температуру, коэффициенты трения и полный спектр частот их собственных колебаний в исследуемых системах. Это, в свою очередь, дает возможность оценить реакцию системы на кратковременные или периодические внешние возмущения, а также позволяет определить характер и тип потенциала взаимодействия между частицами [54–56, 65–67]. Метод, основанный на анализе спектральной плотности случайных процессов, позволил подробно исследовать силы невязимного эффективного взаимодействия между микрочастицами в ВЧ-разряде [17] и разряде постоянного тока [68], однако его применение пока ограничено системами двух частиц.

В настоящее время задача о спектральной плотности колебаний в системе взаимодействующих частиц детально рассмотрена только для отдельных случаев: 1) для двух частиц в ловушке с различным типом межчастичного взаимодействия [17, 69, 70]; 2) для малоразмерных цепочечных структур и квазидвумерных кластеров, состоящих из идентичных частиц с симметричным взаимодействием [71–73]. Ранее для подобных систем (в том числе с несимметричным межчастичным взаимодействием) были получены собственные частоты колебаний и определены условия, при которых колебания устойчивы [74, 75]. В данной работе приводятся результаты исследования спектральных характеристик для разноразных броуновских частиц с эффективным нарушением симметрии межчастичного взаимодействия, находящихся в силовом поле ловушки.

2. СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ НЕВЗАИМНО СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

2.1. Основные уравнения

Рассмотрим обобщенную линейную систему с диссипативными силами из N связанных осцилляторов $\xi_i(t)$, управляемых некоторыми процессами $B_i(t)$

$$\frac{d^2 \xi_i}{dt^2} = -v_i \frac{d \xi_i}{dt} + \sum_{j=1}^N a_{ij} \xi_j + B_i, \quad (1)$$

где v_i – коэффициенты трения, а коэффициенты a_{ij} зависят от физики решаемой задачи. Процессы $B_i(t)$, действующие в системе (1), характеризуются спектральными плотностями

$$S_i(\omega) = 2 \int_0^{\infty} \langle B_i(t) B_i(t + \tau) \rangle \cos \omega \tau dt \quad (2)$$

и взаимной спектральной плотностью

$$S_{ij}(\omega) = 2 \int_0^{\infty} \langle B_i(t) B_j(t + \tau) \rangle \cos \omega \tau dt. \quad (3)$$

Угловые скобки в уравнениях (2) и (3) обозначают усреднение по времени.

Если система (1) находится под воздействием внешних периодических сил $B_i(t) = H_i \sin(\omega t)$, то в ней будут возникать вынужденные колебания вида $\xi_i(t) = M_i e^{i\omega t}$, где коэффициенты M_i определяются из системы линейных уравнений $\mathbf{AM} = \mathbf{H}$ (см. Приложение).

Полагая $H_k = 1$, а остальные $H_i = 0$ в выражении для M_i можно определить частотную передаточную функцию, связывающую воздействие на k -ю частицу с откликом l -й частицы.

Напомним, что если на вход линейной системы подан стационарный случайный процесс с равным нулю средним значением, то спектральная плотность стационарного случайного процесса на выходе линейной системы равна спектральной плотности случайного процесса на входе системы, умноженной на квадрат модуля частотной передаточной функции этой системы [76]. Если процесс B_i , действующий в системе (1) на i -й осциллятор, является стационарным, случайным с $\langle B_i(t) \rangle = 0$, то спектральная плотность вынужденных колебаний i -го осциллятора может быть представлена в виде:

$$G_i(\omega) = \sum_{j=1}^N |M_i(\omega, H_{l,l \neq j} = 0, H_j = 1)|^2 S_j + \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{k=j+1}^N S_{ij} \{ M_i(\omega, H_{l,l \neq j} = 0, H_j = 1) \times M_i^*(\omega, H_{l,l \neq k} = 0, H_k = 1) + M_i^*(\omega, H_{l,l \neq j} = 0, H_j = 1) \times M_i(\omega, H_{l,l \neq k} = 0, H_k = 1) \}. \quad (4)$$

2.2. Броуновские частицы в ловушке

В случае рассмотрения равновесной системы, состоящей из N взаимодействующих частиц с массами m_i и зарядами q_i в направлении ξ ($\xi \equiv X, Y$ или Z) действуют: внешняя сила со стороны электрического поля $F_{\text{ext},i}^{(\xi)}$, сила межчастичного взаимодействия $F_{ji}^{(\xi)}$, действующая со стороны j -й частицы на i -ю, сила трения с коэффициентами трения v_i и сила Ланжевена $F_{bi}^{(\xi)}$, являющаяся источником стохастической кинетической энергии частиц. В предположении, что смещение ξ_i ча-

стиц, от их положения равновесия под действием случайной силы $F_{bi}^{(\xi)}$ ограничено малыми отклонениями, мы можем получить линеаризацию для сил в выбранном направлении для каждой из степеней свободы

$$F_{ji}^{(\xi)} = \langle F \rangle_{ji}^{(\xi)} + (\xi_i - \xi_j) \left(\frac{\partial F_{ji}^{(\xi)}}{\partial \xi} \right) = \langle F \rangle_{ji}^{(\xi)} + (\xi_i - \xi_j) m_i f_{ji}^{(\xi)}, \quad (5)$$

$$F_{\text{ext}, i}^{(\xi)} = \langle F \rangle_{\text{ext}, i}^{(\xi)} + \xi_i \left(\frac{\partial F_{\text{ext}, i}^{(\xi)}}{\partial \xi} \right) = \langle F \rangle_{\text{ext}, i}^{(\xi)} + \xi_i m_i f_{\text{ext}, i}^{(\xi)}, \quad (6)$$

где $f_{ji}^{(\xi)}$, $f_{\text{ext}, i}^{(\xi)}$ – удельные производные межчастичных и внешних сил.

Таким образом мы можем связать коэффициенты в исходных уравнениях (1) со значениями производных внешних и межчастичных сил:

$$a_{ii} = \sum_{j=1, j \neq i}^N f_{ji}^{(\xi)} - f_{\text{ext}, i}^{(\xi)}, \quad (7)$$

$$a_{ij, i \neq j} = -f_{ji}^{(\xi)}. \quad (8)$$

Для рассматриваемой системы спектральные плотности $S_i^{(\xi)} = 2\nu_i T_i^{(\xi)} / m_i$, где $T_i^{(\xi)}$ – кинетическая температура частиц, а $S_{ij}^{(\xi)} \equiv 0$, так как процессы $F_{bi}^{(\xi)}$ являются независимыми. В таком случае уравнения (4) приобретает более простой вид

$$G_i^{(\xi)}(\omega) = \sum_{j=1}^N \left| M_i^{(\xi)}(\omega, H_{l, l \neq j} = 0, H_j = 1) \right|^2 \frac{2\nu_j T_j^{(\xi)}}{m_j}. \quad (9)$$

Ранее были получены аналитические выражения для систем, ограниченных пятью для цепочечных структур и для квазидвумерных кластеров семью одинаковыми частицами, взаимодействующими симметрично [71–73]. Выражение же (9) позволяет получить спектральные плотности колебаний частиц, имеющих различные параметры и взаимодействующих в том числе и с нарушением симметрии в системе любой величины, ограничения составляют только возможности вычислительных систем.

2.3. Две броуновские частицы в ловушке

Для наглядности рассмотрим частное решение для системы (1) для двух осцилляторов

$$G_1(\omega) = \frac{((\omega^2 + a_{22})^2 + \nu_2^2 \omega^2) S_1 + a_{12}^2 S_2}{W}, \quad (10)$$

$$G_2(\omega) = \frac{a_{21}^2 S_1 + ((\omega^2 + a_{11})^2 + \nu_1^2 \omega^2) S_2}{W}, \quad (11)$$

где

$$W = (\omega^2(\nu_1 \nu_2 - \omega^2 - a_{11} - a_{22}) - a_{11} a_{22} + a_{12} a_{21})^2 + \omega^2(\nu_1 \omega^2 + \nu_2 \omega^2 + \nu_2 a_{11} + \nu_1 a_{22})^2. \quad (12)$$

Для двух взаимодействующих броуновских частиц в ловушке уравнения (10)–(12) с учетом формул (7) и (8) принимают вид

$$G_1^{(\xi)}(\omega) = \frac{((\omega^2 + f_{12}^{(\xi)} - f_{\text{ext}, 2}^{(\xi)})^2 + \nu_2^2 \omega^2) \frac{2\nu_1 T_1^{(\xi)}}{m_1} + f_{21}^{(\xi)2} \frac{2\nu_2 T_2^{(\xi)}}{m_2}}{W^{(\xi)}}, \quad (13)$$

$$G_2^{(\xi)}(\omega) = \frac{f_{12}^{(\xi)2} \frac{2\nu_1 T_1^{(\xi)}}{m_1} + ((\omega^2 + f_{21}^{(\xi)} - f_{\text{ext}, 1}^{(\xi)})^2 + \nu_1^2 \omega^2) \frac{2\nu_2 T_2^{(\xi)}}{m_2}}{W^{(\xi)}}, \quad (14)$$

$$W^{(\xi)} = \left(\omega^2(\omega^2 - \nu_1 \nu_2 - f_{\text{ext}, 1}^{(\xi)} - f_{\text{ext}, 2}^{(\xi)} + f_{21}^{(\xi)} + f_{12}^{(\xi)}) + f_{\text{ext}, 1}^{(\xi)} f_{\text{ext}, 2}^{(\xi)} - f_{\text{ext}, 1}^{(\xi)} f_{12}^{(\xi)} - f_{\text{ext}, 2}^{(\xi)} f_{21}^{(\xi)} \right)^2 + \omega^2 \left(\nu_1 \omega^2 + \nu_2 \omega^2 + \nu_2 (f_{21}^{(\xi)} - f_{\text{ext}, 1}^{(\xi)}) + \nu_1 (f_{12}^{(\xi)} - f_{\text{ext}, 2}^{(\xi)}) \right)^2. \quad (15)$$

В случае частиц равных размеров ($\nu_1 = \nu_2$) с нарушенной симметрией эффективного межчастичного взаимодействия уравнения (13)–(15) сводятся к ранее опубликованным в [17, 72]. Для частиц с симметричным взаимодействием полученные

аналитические выражения совпадают с известными формулами для двух связанных осцилляторов [70, 71].

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для демонстрации полученных выражений рассмотрим спектральные плотности колебаний частиц для цепочечных структур идентичных частиц ($m_i = m$, $q_i = q$, $\nu_i = \nu$, $T_i^{(\xi)} = T$), взаимодей-

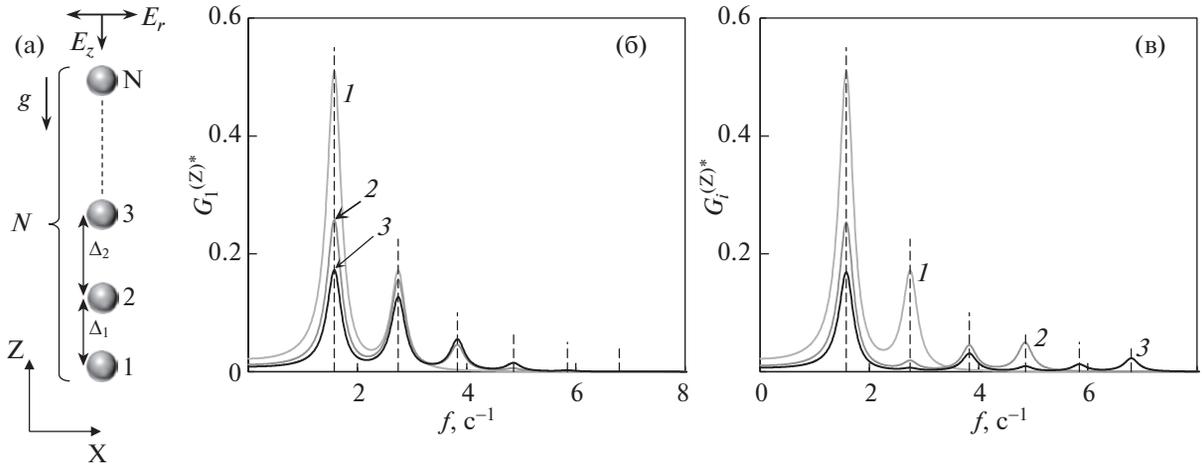


Рис. 1. Конфигурация N взаимодействующих частиц в электрическом поле ловушки с цилиндрической симметрией (а). Спектральные плотности $G_i^{(Z)*}$ систем с $N = 2, 4$ и 6 для крайних ($i = 1$) (б) и центральных частиц ($i = 1, 2$ и 3 соответственно) (в) при $\omega_1^{(Z)} = 10 \text{ c}^{-1}$ и $\nu = 2 \text{ c}^{-1}$. Здесь $1 - N = 2, 2 - N = 4, 3 - N = 6$. Штриховыми линиями выделены основные частоты.

ствующих с кулоновским потенциалом в линейном электрическом поле $E(r, z)$ цилиндрической ловушки с радиальной составляющей $E_r = \alpha r$ и вертикальной составляющей $E_z = E_0 + \beta z$. Здесь $r \equiv (x^2 + y^2)^{0.5}$ – радиальная координата, z – вертикальная координата по оси Z , параллельной силе тяжести, α и β – величины градиентов электрического поля, а значение E_0 определяется балансом сил, действующих в системе. В соответствии с градиентами поля определяются характерные частоты ловушки $\omega_1^{(X)} \equiv \omega_1^{(Y)} = (\alpha q/m)^{0.5}$ в поперечной плоскости и $\omega_1^{(Z)} = (\beta q/m)^{0.5}$ в продольной. Система частиц является симметричной относительно центра ловушки, поэтому $G_i^{(\xi)} = G_j^{(\xi)}$ для i и j частиц, находящихся на равном удалении от центра, см. рис. 1а.

Рассмотрим представленные на рис. 1б и в спектральные плотности колебаний частиц в поперечной плоскости для цепочечных структур, состоящих из 2, 4 и 6 частиц. Представленные спектральные плотности отнормированы: $G_i^{(\xi)*} = n^{(\xi)} G_i^{(\xi)}$, где $n^{(\xi)} = (\nu \omega_1^{(\xi)})^2 / S$. Как можно увидеть, спектры представляют из себя ярко выраженные пики, их количество соответствует количеству взаимодействующих частиц. Полученные характерные частоты систем соответствуют полученным ранее в работе [72] для подобных цепочечных систем, состоящих из 5 и менее частиц.

Однако с ростом отношения ν/ω_1 наблюдается слияние отдельных максимумов в единый “горб”, см. рис. 2. Дальнейшее увеличение приводит к вырождению спектра в максимум в нуле при ха-

рактерных $\nu/\omega_1 > 1$. Таким образом рост величины трения затрудняет анализ спектральных характеристик систем. Следует также отметить, что при $\nu/\omega_1 \ll 1$ пики спектральных плотностей хорошо соответствуют аналитическим значениям [72], но при увеличении отношения пики смещаются в сторону более низких частот [63], что хорошо видно на рис. 2б.

Полученные результаты были проверены с помощью численного моделирования. Моделирование стохастических процессов выполнялось методом Ланжевена. Техника моделирования подробно описана в работах [49, 50, 77]. Шаг интегрирования составлял от $\Delta t = (20 \max[\omega_1^{(\xi)}; \nu])^{-1}$ до $(40 \max[\omega_1^{(\xi)}; \nu])^{-1}$ в зависимости от начальных условий задачи. Время расчетов после установления равновесия в моделируемых системах варьировалось от $\sim 10^3 / \min[\omega_1^{(\xi)}; \nu]$ до $\sim 10^4 / \min[\omega_1^{(\xi)}; \nu]$. Значение отношения ν/ω_1 варьировалось от 0.005 до 5. Моделирование выполнялось для систем с числом частиц до восьми с кулоновским взаимодействием, находящихся в электростатической ловушке с параметром α/β от 4 до 36. При этом наблюдалась вертикальная конфигурация частиц, см. рис. 1а. Во всех рассмотренных случаях моделируемые системы являлись устойчивыми. Функции распределения частиц по скоростям соответствовали распределению Максвелла.

Вычисления спектральной плотности проводились на основе численных расчетов смещений $x(t)$, $y(t)$ и $z(t)$ при помощи процедуры “Fast Fourier transform” в пакете прикладных программ

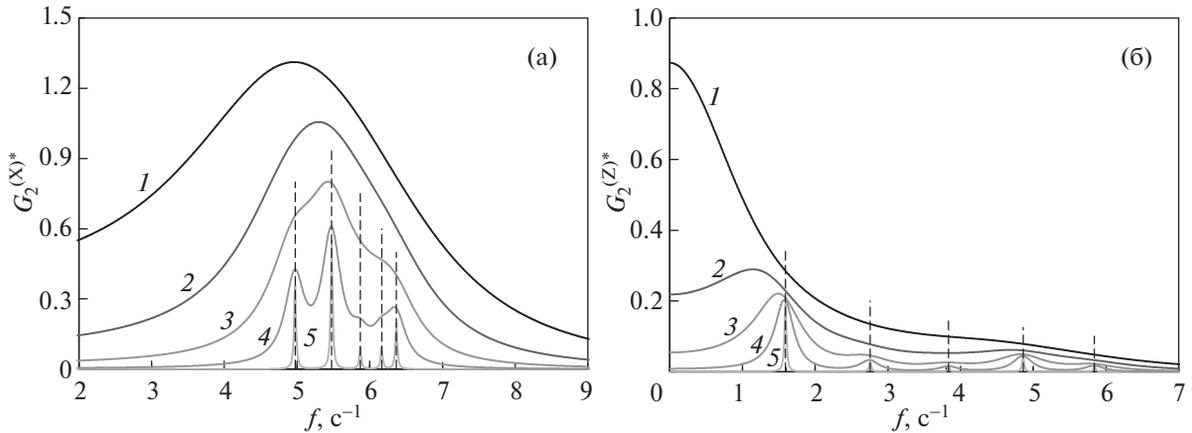


Рис. 2. Спектральные плотности $G_2^{(\xi)*}$ системы пяти частиц при $\alpha/\beta = 16$, $\omega_t^{(X)} = 40 \text{ c}^{-1}$, $\omega_t^{(Z)} = 10 \text{ c}^{-1}$, ν от 0.2 до 20 c^{-1} и $\xi = X$ (а) или $\xi = Z$ (б). Здесь 1 – $\nu/\omega_t^{(X)} = 0.005$, $\nu/\omega_t^{(Z)} = 0.02$; 2 – $\nu/\omega_t^{(X)} = 0.05$, $\nu/\omega_t^{(Z)} = 0.2$; 3 – $\nu/\omega_t^{(X)} = 0.125$, $\nu/\omega_t^{(Z)} = 0.5$; 4 – $\nu/\omega_t^{(X)} = 0.25$, $\nu/\omega_t^{(Z)} = 1$; 5 – $\nu/\omega_t^{(X)} = 0.5$, $\nu/\omega_t^{(Z)} = 2$. Штриховыми линиями выделены основные частоты.

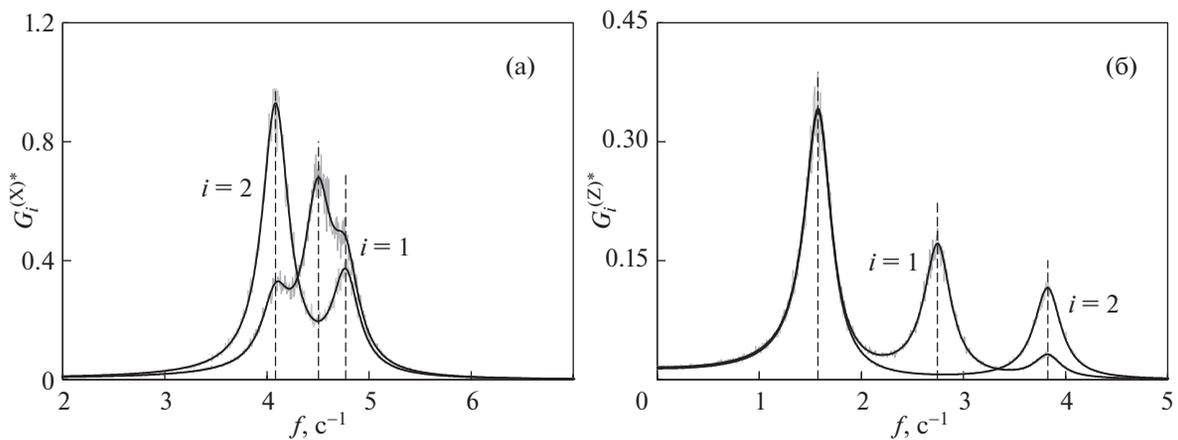


Рис. 3. Спектральные плотности $G_i^{(\xi)*}$ для системы трех частиц при $\alpha/\beta = 9$, $\omega_t^{(X)} = 30 \text{ c}^{-1}$, $\omega_t^{(Z)} = 10 \text{ c}^{-1}$, $\nu = 2 \text{ c}^{-1}$ и $\xi = X$ (а) или $\xi = Z$ (б) для крайней ($i = 1$) и центральной частицы ($i = 2$). Черными линиями показаны аналитические решения задачи, серыми – результаты численного моделирования, штриховыми – основные частоты.

MATLAB. Численные исследования показали хорошее соответствие между результатами моделирования и предлагаемыми аналитическими соотношениями. На рис. 3 представлен пример полученных результатов для системы трех частиц, для сравнения на одном рисунке приведены спектральные плотности колебаний первой и второй частицы отдельно по осям. Как видно, в отличие от спектров в поперечной плоскости, где амплитуды колебаний по характерным частотам сильно отличаются у разных частиц, в колебаниях в продольном направлении присутствует доминирующий пик на наименьшей характерной частоте.

Аналогично были проверены аналитические выражения на системах с несимметричным взаимодействием, когда наблюдается формальное невыполнение третьего закона Ньютона $\mathbf{F}_{ij} \neq -\mathbf{F}_{ji}$, то есть при $a_{ij, i \neq j} \neq a_{ji}$ или $f_{ij, i \neq j}^{(\xi)} \neq f_{ji}^{(\xi)}$. При моделировании данный эффект закладывался с помощью виртуальной заряженной частицы, жестко привязанной к каждой реальной частице и воздействующей только на соседние реальные частицы, в то время как они не влияют на виртуальные частицы, см. рис. 4а. Таким образом симулируется ионный фокус – популярная модель ионного следа, в которой облако сфокусированных ионов

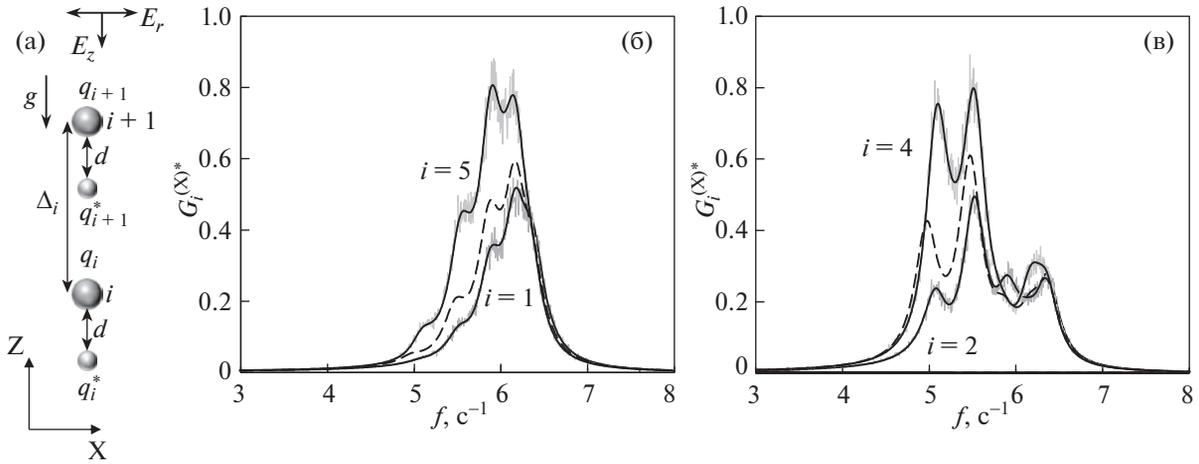


Рис. 4. Иллюстрация процедуры моделирования вертикальной цепочки частиц с ионными фокусами в электрическом поле ловушки (а). Спектральные плотности $G_i^{(X)*}$ системы пяти частиц при $\alpha/\beta = 16$, $\omega_t^{(X)} = 40 \text{ c}^{-1}$, $\omega_t^{(Z)} = 10 \text{ c}^{-1}$, $\nu = 2 \text{ c}^{-1}$ для крайних ($i = 1$ и 5) (б) и частиц с $i = 2$ и 4 (в). Черными линиями показаны аналитические решения задачи, серыми – результаты численного моделирования, штриховыми – аналитические решения в случае симметричного взаимодействия.

рассматривается как точечный заряд [1, 6, 36, 78]. Данное явление проявляется в реальных экспериментах с пылевой плазмой, когда сильное электрическое поле вблизи электрода приводит к дрейфу ионов [51] и частицы микронных размеров оказываются в плазме с ионным потоком. Вследствие высокой подвижности электронов частицы приобретают значительный отрицательный заряд (10^3 – 10^4 элементарных зарядов) и создают за собой возмущенную область (кильватерный ионный след) [44, 45].

Пример полученных спектральных плотностей в случае системы пяти частиц, взаимодействующих с нарушением симметрии, представлен на рис. 4б и в. При моделировании ионный фокус находился на расстоянии $d \approx 0.3\Delta$ (Δ – среднее расстояние между частицами) по оси Z и имел положительный заряд $q^* = |0.1q|$. При данных параметрах наблюдался параметр невзаимности [6, 79] $R = |\mathbf{F}_{ij} - \mathbf{F}_{ji}|/|\mathbf{F}_{ij} + \mathbf{F}_{ji}| \approx 0.085$ при взаимодействии ближайших соседей ($j = i \pm 1$). Для сравнения на рисунках представлены аналитические выражения в случае взаимного потенциала. Заметно сильное различие в характерных частотах колебаний частиц при симметричном и асимметричном взаимодействии, а также в амплитудах у симметрично расположенных относительно центра частиц (первая и пятая, вторая и четвертая), что демонстрирует значительное влияние нарушения симметрии взаимодействия на форму спектров.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено аналитическое и численное исследование спектральных характеристик теплового движения в слабо демпфированной системе частиц в ловушке с эффективным нарушением симметрии межчастичного взаимодействия. Получены аналитические соотношения для спектральной плотности смещений частиц в таких системах. Моделирование выполнялось в широком диапазоне рабочих параметров.

Результаты настоящей работы применимы для систем, состоящих из разносортных частиц, имеющих различные размеры, заряды и кинетические температуры, и с любым типом парного межчастичного взаимодействия. Полученные результаты могут быть полезны для разработки новых методов диагностики физических свойств коллоидной плазмы, например, для экспериментального анализа сил взаимодействия между пылевыми частицами и определения коэффициентов трения и температур тепловых источников в неоднородной среде.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-12-00354).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Коэффициенты M_i в вынужденных колебаниях вида $\xi_i(t) = M_i e^{i\omega t}$, задаваемых уравнениями (1), определяются из системы линейных уравнений $\mathbf{AM} = \mathbf{H}$:

$$\begin{pmatrix} -\omega^2 + i\omega\nu_1 - a_{11} & -a_{12} & \vdots & -a_{1N} \\ -a_{21} & -\omega^2 + i\omega\nu_2 - a_{22} & \vdots & -a_{2N} \\ \dots & \dots & \ddots & \dots \\ -a_{N1} & -a_{N2} & \vdots & -\omega^2 + i\omega\nu_N - a_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ \dots \\ M_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ \dots \\ H_N \end{pmatrix}. \quad (\text{П1})$$

Для решения данной системы можно воспользоваться методом Крамера [80]

$$D = \det \begin{pmatrix} -\omega^2 + i\omega\nu_1 - a_{11} & -a_{12} & \vdots & -a_{1N} \\ -a_{21} & -\omega^2 + i\omega\nu_2 - a_{22} & \vdots & -a_{2N} \\ \dots & \dots & \ddots & \dots \\ -a_{N1} & -a_{N2} & \vdots & -\omega^2 + i\omega\nu_N - a_{NN} \end{pmatrix}, \quad (\text{П2})$$

$$M_i = \frac{1}{D} \det \begin{pmatrix} -\omega^2 + i\omega\nu_1 - a_{11} & \vdots & -a_{1(i-1)} & H_1 & \vdots & -a_{1N} \\ -a_{21} & \vdots & -a_{2(i-1)} & H_2 & \vdots & -a_{2N} \\ \dots & \ddots & \dots & \dots & \ddots & \dots \\ -a_{N1} & \vdots & -a_{N(i-1)} & H_N & \vdots & -\omega^2 + i\omega\nu_N - a_{NN} \end{pmatrix}. \quad (\text{П3})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schweigert V.A., Schweigert I.V., Melzer A., Homann A., Piel A. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 5345.
2. Hayashi K., Sasa S. // J. Phys. Condens. Matter. 2006. V. 18. P. 2825.
3. Kronzucker H.J., Szczerba M.W., Schulze L.M., Britto D.T. // J. Exp. Bot. 2008. V. 59. P. 2793.
4. Fleury R., Sounas D.L., Sieck C.F., Haberman M.R., Alù A. // Science. 2014. V. 343. P. 516.
5. Sukhov S., Shalin A., Haefner D., Dogariu A. // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 247.
6. Ivlev A.V., Bartnick J., Heinen M., Du C.-R., Nosenko V., Löwen H. // Phys. Rev. X. 2015. V. 5. P. 011035.
7. Ваулина О.С., Лусина И.И., Лусин Е.А. // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. С. 819.
8. Metelmann A., Clerk A.A. // Phys. Rev. X. 2015. V. 5. P. 02102.
9. Bartnick J., Heinen M., Ivlev A.V., Löwen H.J. // J. Phys. Condens. Matter. 2015. V. 28. P. 025102.
10. Coullais C., Sounas D., Alu A. // Nature. 2017. V. 542. P. 461.
11. Kryuchkov N.P., Ivlev A.V., Yurchenko S.O. // Soft Matter. 2018. V. 14. P. 9720.
12. Caloz C., Alu A., Tretyakov S., Sounas D., Achouri K., Deck-Léger Z.L. // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. P. 047001.
13. Lavergne F.A., Wendehenne H., Bäuerle T., Bechinger C. // Science. 2019. V. 364. P. 70.
14. Saha S., Ramaswamy S., Golestanian R. // New J. Phys. 2019. V. 21. P. 063006.
15. Brandenbourger M., Locsin X., Lerner E., Coullais C. // Nat. Commun. 2019. V. 10. P. 1.
16. Agudo-Canalejo J., Golestanian R. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. P. 018101.
17. Lisin E.A., Petrov O.F., Sametov E.A., Vaulina O.S., Statsenko K.B., Vasiliev M.M., Carmona-Reyes J., Hyde T.W. // Sci. Rep. 2020. V. 10. P. 1.
18. Loos S.A., Klapp S.H. // New J. Phys. 2020. V. 22. P. 123051.
19. Nassar H., Yousefzadeh B., Fleury R., Ruzzene M., Alù A., Daraio C., Norris A.N., Huang G., Haberman M.R. // Nat. Rev. Mater. 2020. V. 5. P. 667.
20. You Z., Baskaran A., Marchetti M.C. // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 20ropean 20. V. 117. P. 19767.
21. Saha S., Agudo-Canalejo J., Golestanian R. // Phys. Rev. X. 2020. V. 10. P. 041009.
22. Jiménez-Ángeles F., Harmon K.J., Nguyen T.D., Fenter P., De La Cruz M.O. // Phys. Rev. Res. 2020. V. 2. P. 043244.
23. Kryuchkov N.P., Mistryukova L.A., Sapelkin A.V., Yurchenko S.O. // Phys. Rev. E. 2020. V. 101. P. 063205.
24. Nikolaev V.S., Timofeev A.V. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 033704.
25. Fruchart M., Hanai R., Littlewood P.B., Vitelli V. // Nature. 2021. V. 592. P. 363.
26. Sabass B., Seifert U. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 218103.
27. Soto R., Golestanian R. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 068301.
28. Mallory S.A., Alarcon F., Cacciuto A., Valeriani C. // New J. Phys. 2017. V. 19. P. 125014.
29. Dzubielia J., Löwen H., Likos C.N. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 248301.
30. Khair A.S., Brady J.F. // Proc. R. Soc. A. 2007. V. 463. P. 223.
31. Mejía-Monasterio C., Oshanin G. // Soft Matter. 2011. V. 7. P. 993.
32. Sriram I., Furst E.M. // Soft Matter. 2012. V. 8. P. 3335.
33. Steffenoni S., Kroy K., Falasco G. // Phys. Rev. E. 2016. V. 94. P. 062139.

34. *Morfill G.E., Ivlev A.V.* // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 1353.
35. *Ivlev A.V., Kompaneets R.* // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 053202.
36. *Lisina I.I., Vaulina O.S.* // European Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 55002.
37. *Bartnick J., Kaiser A., Löwen H., Ivlev A.V.* // J. Chem. Phys. 2016. V. 144. P. 224901.
38. *Филиппов А.В., Дербенев И.Н.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 1262.
39. *Игнатов А.М.* // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 648.
40. *Khodataev Y.K., Morfill G.E., Tsyтович V.N.* // J. Plasma Phys. 2001. V. 65. P. 257.
41. *Khrapak S.A., Ivlev A.V., Morfill G.* // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 046403.
42. *Usachev A.D., Zobnin A.V., Petrov O.F., Fortov V.E., Annaratone B.M., Thoma M.H., Höfner H., Kretschmer M., Fink M., Morfill G.E.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 045001.
43. *Melzer A., Schweigert V.A., Piel A.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3194.
44. *Hutchinson I.H.* // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 066409.
45. *Kompaneets R., Morfill G.E., Ivlev A.V.* // Phys. Rev. E. 2016. V. 93. P. 063201.
46. *Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Salnikov M.V., Rostom A., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 063207.
47. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак Р.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
48. *Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E.* // Phys. Rep. 2005. V. 421. P. 1–103.
49. *Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А.* Пылевая плазма: эксперимент и теория. Москва: Физматлит, 2009.
50. *Fortov V.E., Morfill G.E.* Complex and Dusty Plasmas. CRC Press, 2010.
51. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
52. *Koporka U., Morfill G.E., Ratke L.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 891.
53. *Ваулина О.С., Лисин Е.А., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. С. 751.
54. *Ваулина О.С., Адамович К.Г.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. С. 1091.
55. *Ваулина О.С., Адамович К.Г., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. С. 367.
56. *Lisin E.A., Timirkhanov R.A., Vaulina O.S., Petrov O.F., Fortov V.E.* // New J. Phys. 2013. V. 15. P. 053004.
57. *Vaulina O.S., Lisin E.A.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 113702.
58. *Фортвов В.Е., Петров О.Ф., Ваулина О.С., Косс К.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 366.
59. *Hebner G.A., Riley M.E., Greenberg K.E.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046407.
60. *Vaulina O.S., Dranzhevski I.E.* // Phys. Scr. 2006. V. 73. P. 577.
61. *Ваулина О.С., Лисин Е.А., Саметов Э.А.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 1144.
62. *Sametov E.A., Timirkhanov R.A., Vaulina O.S.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 123504.
63. *Ваулина О.С., Саметов Э.А.* // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. С. 407.
64. *Vaulina O.S., Lisin E.A., Sametov E.A., Timirkhanov R.A.* // Plasma Fusion Res. 2018. V. 13. P. 1406125.
65. *Лисин Е.А., Ваулина О.С.* // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. С. 1077.
66. *Лисин Е.А., Ваулина О.С., Петров О.Ф.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 791.
67. *Lisina I.I., Lisin E.A., Vaulina O.S., Petrov O.F.* // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 013202.
68. *Lisin E.A., Kononov E.A., Sametov E.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Molecules. 2021. V. 26. P. 7535.
69. *Саметов Э.А., Лисин Е.А., Ваулина О.С.* // Вестник ОИВТ. 2019. Т. 2. С. 33.
70. *Саметов Э.А., Лисин Е.А., Ваулина О.С.* // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. С. 552.
71. *Ваулина О.С.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 368.
72. *Ваулина О.С., Саметов Э.А., Лисин Е.А.* // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. С. 399.
73. *Ваулина О.С., Саметов Э.А., Лисин Е.А., Лисина И.И.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 1125.
74. *Игнатов А.М.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 213.
75. *Игнатов А.М.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 391.
76. *Воронов А.А.* Теория автоматического управления. Ч. 2. М.: Высшая школа, 1986.
77. *Ivlev A., Morfill G., Lowen H., Royall C.P.* Complex Plasmas and Colloidal Dispersions: Particle-Resolved Studies of Classical Liquids and Solids. Singapore: World Scientific Publishing Company, 2012.
78. *Melzer A., Schweigert V.A., Schweigert I.V., Homann A., Peters S., Piel A.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. R46.
79. *Lisin E.A., Vaulina O.S., Petrov O.F.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 013702.
80. *Мальцев А.И.* Основы линейной алгебры. М.: Наука, 2005.

МИКРОВОЛНОВЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИМИТАЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОСАЖДЕНИЮ ЛУННОЙ ПЫЛИ НА ПЛАСТИНЫ МЕТАЛЛОВ

© 2023 г. Н. Н. Скворцова^{a, *}, В. Д. Степахин^a, В. Д. Борзосексов^a, А. А. Сорокин^b,
Д. В. Малахов^a, В. В. Качмар^a, Л. В. Колик^a, Е. М. Кончечков^a, Н. Г. Гусейн-заде^a,
Н. С. Ахмадуллина^{a, c}, Е. В. Воронова^a, О. Н. Шишилов^{a, d}

^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^b Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

^c Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

^d МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

*e-mail: mukudori@mail.ru

Поступила в редакцию 01.11.2022 г.

После доработки 08.11.2022 г.

Принята к публикации 08.11.2022 г.

Представлены экспериментальные результаты по осаждению заряженных частиц, имитирующих левитирующую пыль реголита (пылевую плазму) на Луне, на металлические пластины. Эксперимент основан на аналогии физико-химических процессов, развивающихся в реголите при микроволновом разряде, возбуждаемом излучением мощного гиротрона, в лабораторном эксперименте в порошке реголита (лунной пыли) с процессами, которые происходят на Луне при бомбардировке ее поверхности микрометеоритами. Исследуется воздействие левитирующего облака пыли на пластины из молибдена и тантала. Результаты сравниваются с экспериментом по воздействию пыли на пластины из нержавеющей стали. Показано, что на пластины металлов (размер которых составляет 10 мм × 40 мм) осаждаются частицы пыли в виде сфероидов различной величины. Распределение этих частиц по размерам и химический состав покрытия соответствовал лунному реголиту. Установлено, что на равномерность осаждения пыли возможно повлиять, произведя предварительную обработку пластин металлов с помощью низкотемпературной плазмы прямого пьезоразряда. продемонстрировано, что полученная в лабораторных условиях левитирующая пыль (ансамбли заряженных частиц реголита) может быть использована для имитационных экспериментов для изучения модификации поверхности разных материалов и разработки способов очистки космической техники в условиях лунных экспедиций.

Ключевые слова: лунная пыль, лунный реголит, низкотемпературная плазма, микроволновый (СВЧ) разряд, гиротрон, пьезоразряд, цепные плазмохимические процессы, поверхность, тантал, молибден, модификация поверхности

DOI: 10.31857/S0367292122601394, **EDN:** ВНХХКМ

1. ВВЕДЕНИЕ

Более полувека назад автоматическая станция “Луна-9” успешно прилунилась на твердый лунный грунт, покрытый слоем пыли толщиной несколько сантиметров. Тогда же американские астронавты, побывавшие на Луне с миссиями посещения, и наблюдения с автоматических станций обнаружили, что вся ее поверхность покрыта слоем пыли толщиной от сантиметров до метров, а плазменно-пылевые облака распространяются до высоты 260 км [1–4]. Посадка космических ап-

паратов приводила к подъему пыли вверх на десятки метров, а движение астронавтов, луноходов и роверов сопровождали шлейфы заряженных частиц [1, 5]. К настоящему времени, с одной стороны, нет полного объяснения и описания механизмов левитации облаков заряженных частиц над поверхностью Луны, а, с другой стороны, существует необходимость в разработке способов защиты и очистки скафандров и механизмов от осаждаемой пыли. Заряженные микрочастицы облаков обладают повышенными адгезионными свойствами, поэтому могут портить конструкционные мате-

риалы спускаемых космических аппаратов¹ [6–9]. При проектировании оборудования для будущих лунных посадочных модулей необходимо будет вносить поправки в использование космических систем на ее поверхности, учитывая эффекты воздействия на них лунной пыли – от загрязнения поверхности солнечных батарей до уменьшения ресурсов работы деталей трущихся механизмов. В левитирующих пылевых облаках наблюдается уменьшение среднего размера частиц по высоте: от 50–100 мкм вблизи поверхности до 50–100 нм на больших высотах (десятки км). Образцы грунта с поверхности Луны (включаящие пыль) привезены на Землю и тщательно изучены. Все образцы систематизированы, каждому присвоен индивидуальный номер, описан их химический состав и размеры частиц, что представлено в виде каталогов [10–13]. Привезенная пыль с поверхности состоит из лунного реголита с негауссовым распределением по размерам. Распределение по размерам и химический состав частиц плазменно-пылевых облаков на больших высотах исследовано не столь подробно.

Очевидно, что облака заряженных частиц влияют по-разному на космическую технику аппарата на разных высотах от поверхности Луны. В настоящей работе приведены плазменные эксперименты для моделирования воздействия пыли на пластины тантала и молибдена вблизи ее поверхности. Микрометеориты непрерывно бомбардируют Луну (соударений с поверхностью метеоритов размером 10^{-5} см и более – порядка 100 м^{-2} в сутки) [14]. Удельная энергия при соударении (импакте) превосходит энергию связи атомов в окислах, которые составляют лунный реголит, приводя к их распаду с выделением кислорода и металла (при высокоэнергетичном импакте в газоплазменном облаке температура изменяется от 10 эВ до 0.2 эВ за характерное время 7×10^{-2} с [15]). Разрушение частиц в лунном реголите приводит к выделению из окислов металлов (магния, алюминия, железа и др.) атомов или ионов соответствующих металлов и кислорода, развитию вторичных процессов синтеза. В месте импактов возможно развитие многих физико-химических процессов, приводящих к подъему заряженной пыли: оплавление частиц, полное разрушение, вторичный синтез частиц, разлет заряженных ча-

стиц с поверхности (по кулоновскому механизму) [14, 16, 17]. Рядом с будущим жилым модулем на поверхности Луны может происходить подъем пыли как из-за непрерывной бомбардировки микрометеоритами, так и от деятельности человека.

Для проведения модельных экспериментов по воздействию на материалы лунной космической техники необходимо создание искусственной лунной пыли двух типов: моделирующей пыль на поверхности и больших высотах. Существующие инжекторы заряженных пылевых частиц для испытаний космических материалов, как правило, создаются на базе ускорительной техники. Полученные лабораторные потоки заряженных частиц имеют узкие распределения по размерам (со средними размерами до мкм), и такие потоки микрочастиц не повторяют сложный химический состав лунного реголита [18–21].

Ранее нами был предложен метод создания левитирующих ансамблей заряженных частиц, базирующийся на микроволновом пробое и развитии цепных плазмохимических процессов при разлете поверхностного слоя смеси порошков, повторяющей лунный реголит², под воздействием СВЧ-излучения мощного импульсного гиротрона [22, 23]. Метод основан на аналогии физических (кулоновское расталкивание заряженных частиц) и химических (экзотермические цепные реакции) процессов, развивающихся при бомбардировке микрометеоритами поверхности Луны и при воздействии на реголит микроволнового излучения. Полученное в плазмохимическом реакторе облако заряженной пыли левитирует на высоте до 50 см, осаждаемые частицы повторяют лунный реголит по химическому составу и распределению по размерам. Было предложено использовать левитирующее облако частиц для проведения имитационных экспериментов по воздействию на материалы лунной космической техники, по осаждению частиц на пластины металлов, которые в ней используются [24]. В работе [25] была показана модификация поверхности нержавеющей стали в таком облаке заряженных частиц. Настоящая статья посвящена осаждению частиц реголита на пластины тугоплавких металлов – молибдена и тантала для имитационных экспериментов. Отметим, что полученные пластины с покрытием из частиц реголита могут быть использованы в земных условиях для разработки способов очистки материалов от пыли на Луне.

¹ “... солнечная панель была откинута. И получилось так, что крышкой солнечной панели он въехал в стенку этого невидимого, ведь камеры смотрели только вперед, кратера. Он черпнул лунный грунт на солнечную панель. А после того, как выбрались, решили эту панель закрыть. Но лунная пыль такая противная, что ее так просто не стряхнешь. За счет запыления солнечной батареи упал зарядный ток, а из-за того, что пыль стряслась на радиатор, нарушился тепловой режим.” О.Г. Ивановский (главный конструктор по лунной тематике НПО им. С.А. Лавочкина, 1965–1976 гг.) [6]

² Искусственно созданная в лаборатории смесь порошков, повторяющая лунный реголит, далее в статье будет называться “реголит”.

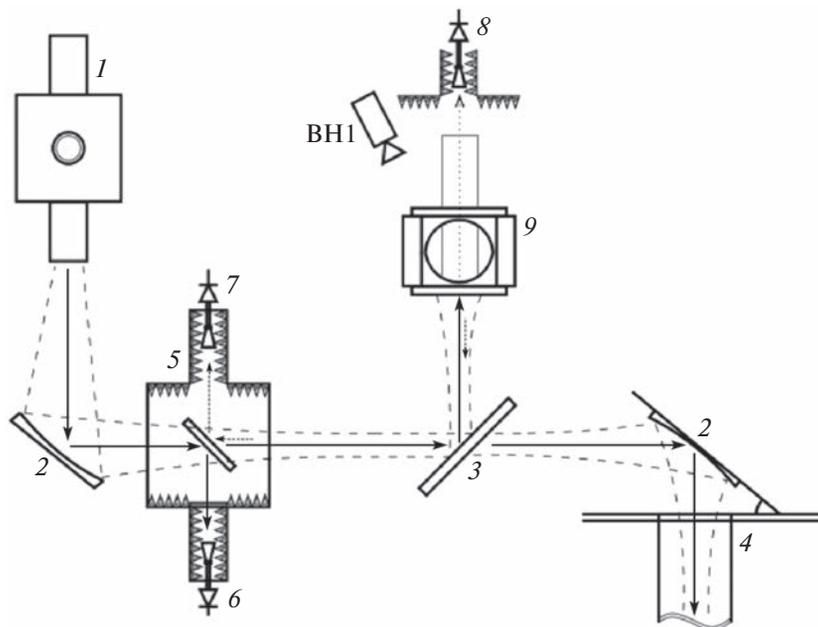


Рис. 1. Плазмохимический стенд: 1 – гиротрон, 2 – фокусирующее зеркало квазиоптического тракта, 3 – плоское зеркало, 4 – СВЧ-калориметр, 5 – квазиоптический СВЧ-ответвитель, 6–8 – детекторы падающего, отраженного и прошедшего излучения СВЧ-диагностики, 9 – плазмохимический реактор, ВН1 – видеокамера.

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Имитационные эксперименты по осаждению реголита на пластины металлов проводились на плазмохимическом стенде с использованием микроволнового (СВЧ) излучения гиротрона в отделе физики плазмы ИОФ РАН. Предварительную обработку пластин металлов проводили с помощью низкотемпературной плазмы прямого пьезоразряда.

2.1. Эксперименты с разрядом, инициируемым микроволновым излучением гиротрона в порошке реголита

На рис. 1 представлена схема плазмохимического стенда. Для инициирования плазмохимических процессов в смесях порошков использовался гиротрон с мощностью излучения до 400 кВт, с частотой излучения 75 ГГц. Плазмохимический реактор, микроволновая, спектральные и видеодиагностики подробно описаны в [23, 26].

На рис. 2 приведена схема эксперимента: на подложку реактора 3 насыпался слой порошка реголита 4 толщиной 0.5–0.7 мм, верхняя поверхность которого оставалась свободной (слой не утрамбовывался). Над порошком устанавливались (на высоте 2–4 см) пластины тантала и молибдена 7 в кварцевом держателе 8. Реголит состоял из смеси порошков диэлектриков (% масс): SiO_2 (45.91%) + Al_2O_3 (23.68%) + TiO_2 (0.58%) + FeO (8.06%) + MgO (6.05%) + CaO (15.71%).

Часть окиси магния заменялась на магний (полностью, наполовину или на десятую часть), как было описано при создании ансамблей левитиру-

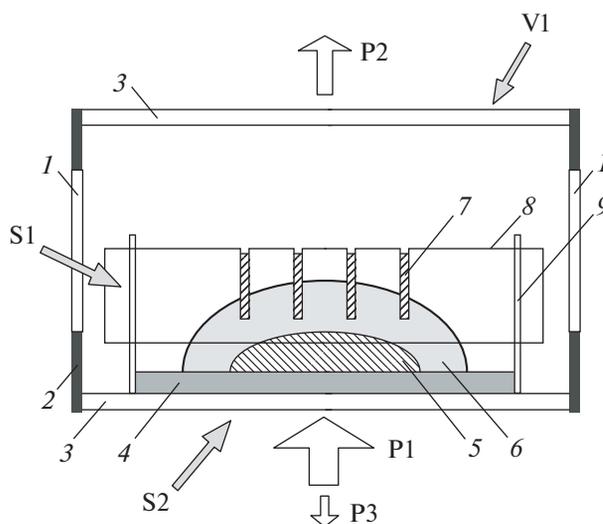


Рис. 2. Схема плазмохимического реактора (9 на рис. 1): 1 – боковое смотровое кварцевое окно, 2 – стенка реактора, 3 – СВЧ-согласованное кварцевое окно, 4 – порошок реголита, 5 – плазменная фаза разряда, 6 – газовая фаза разряда, 7 – пластины металлических образцов (до 4-х штук одновременно), 8 – кварцевый фиксатор образцов, 9 – кварцевая труба $D = 70$ мм, V1 – высокоскоростная камера Fastec Imaging IN250M512, S1/S2 – световоды спектрометров Avantes, P1, P2, P3 – падающее, непоглощенное, отраженное СВЧ-излучение гиротрона (детекторы 6–8 на рис. 1).

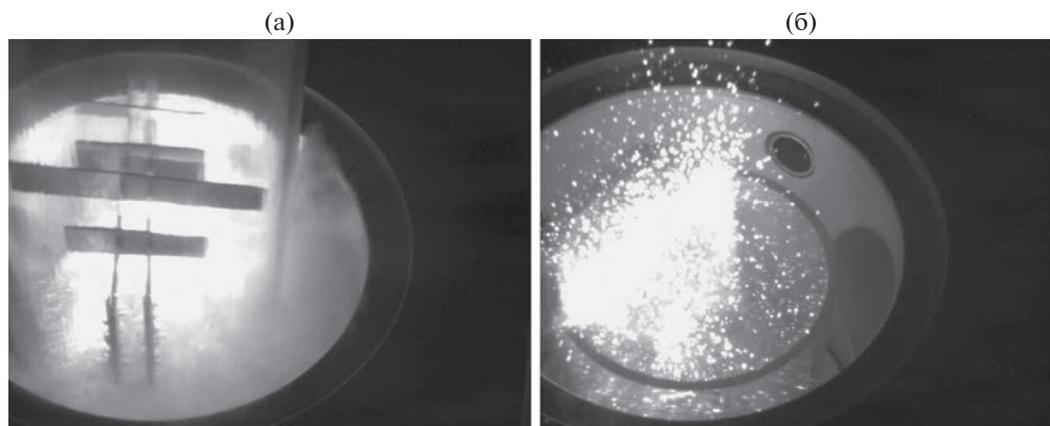


Рис. 3. а) Пластины металла на фоне свечения поверхности реголита при инициации цепного плазмохимического процесса в реакторе. б) Левитирующее облако частиц над реголитом в реакторе (кадр сделан через 28 мс после выключения СВЧ-излучения гиротрона).

ющих частиц в патенте [22]. Распределение частиц исходной смеси порошков по размерам соответствует лунному реголиту, частицы смеси имели неправильную форму с острыми углами [23]. СВЧ-излучение гиротрона подавалось снизу через кварцевое окно на порошок в виде одиночных импульсов с интервалами между импульсами не менее 20 с. Мощность микроволнового излучения гиротрона составляла 150–400 кВт, длительность импульсов до 10 мс.

Энергия микроволнового излучения, необходимая для развития цепных плазмохимических процессов в реакторе и создания левитирующих ансамблей частиц, составляла 1.5–4.5 кДж. На рис. 3а показаны пластины металла при инициации цепного плазмохимического процесса в реакторе. Инициация процесса видна по яркому свечению поверхности порошка. После окончания импульса гиротрона над порошком реголита в объем реактора поднимается облако частиц до высоты 10 см (в нашем случае) и до высоты 50 см в экспериментах с более длинной кварцевой трубкой. Ансамбль левитирующих заряженных частиц фиксируется в реакторе с точностью до долей секунды при помощи быстрой видеокамеры “FastecImaging IN250M512” (длина записи 250 кадров, интервал между кадрами 4 мс, экспозиция 0.2 мс) [27]. На рис. 3б приведен кадр со светящимися частицами в реакторе, зарегистрированный через 28 мс после окончания СВЧ-импульса гиротрона.

В результате протекания процессов в реакторе на пластины металлов, кварцевые держатели пластин и стенки кварцевых цилиндров осаждались вторичные материалы. Микрофотографии и анализ образцов металлов, исходного и осажденного порошка производились на сканирующем электронном микроскопе JEOL JSM-6390LA с EDS-

детектором (дисперсионно-энергетическим спектрометром) EX-54175JMX. Осажденные частицы повторяют лунный реголит по химическому составу и распределению по размерам, большая часть частиц имеет оплавленную форму (сфероиды).

2.2. Техника подготовки образцов низкотемпературной плазмой прямого пьезоразряда

В реактор устанавливались одновременно 2–4 пластины металла. В экспериментах были использованы прямоугольные пластины с размерами 10 мм × 40 мм и толщиной 0.4 мм. Часть пластин предварительно обрабатывались в течение 1 мин прямым пьезоразрядом. Описание прямого пьезоразряда и параметров низкотемпературной плазмы приведены в патенте и статьях [28, 29]. В результате обработки были получены образцы с модифицированной поверхностью, которую далее можно было использовать для сравнительного анализа. На рис. 4 приведены образцы поверхности тантала и молибдена с элементным составом до и после обработки прямым пьезоразрядом. Для сравнения представлены образцы нержавеющей стали марки 309L (EN ISO 3581) до и после такой обработки [30]. После обработки прямым пьезоразрядом поверхность пластин становится более гладкой, количество шероховатостей и микротрещин уменьшается, становятся видны следы от прокатки и остаются небольшие царапины. Очистка тугоплавких металлов явно происходит хуже, чем очистка нержавеющей стали. Например, на молибдене сохранилась частица углерода. Приведенный элементный состав показывает, что обработка поверхности низкотемпературной плазмой не привела к появлению или исчезновению дополнительных компонент в эле-

(a)

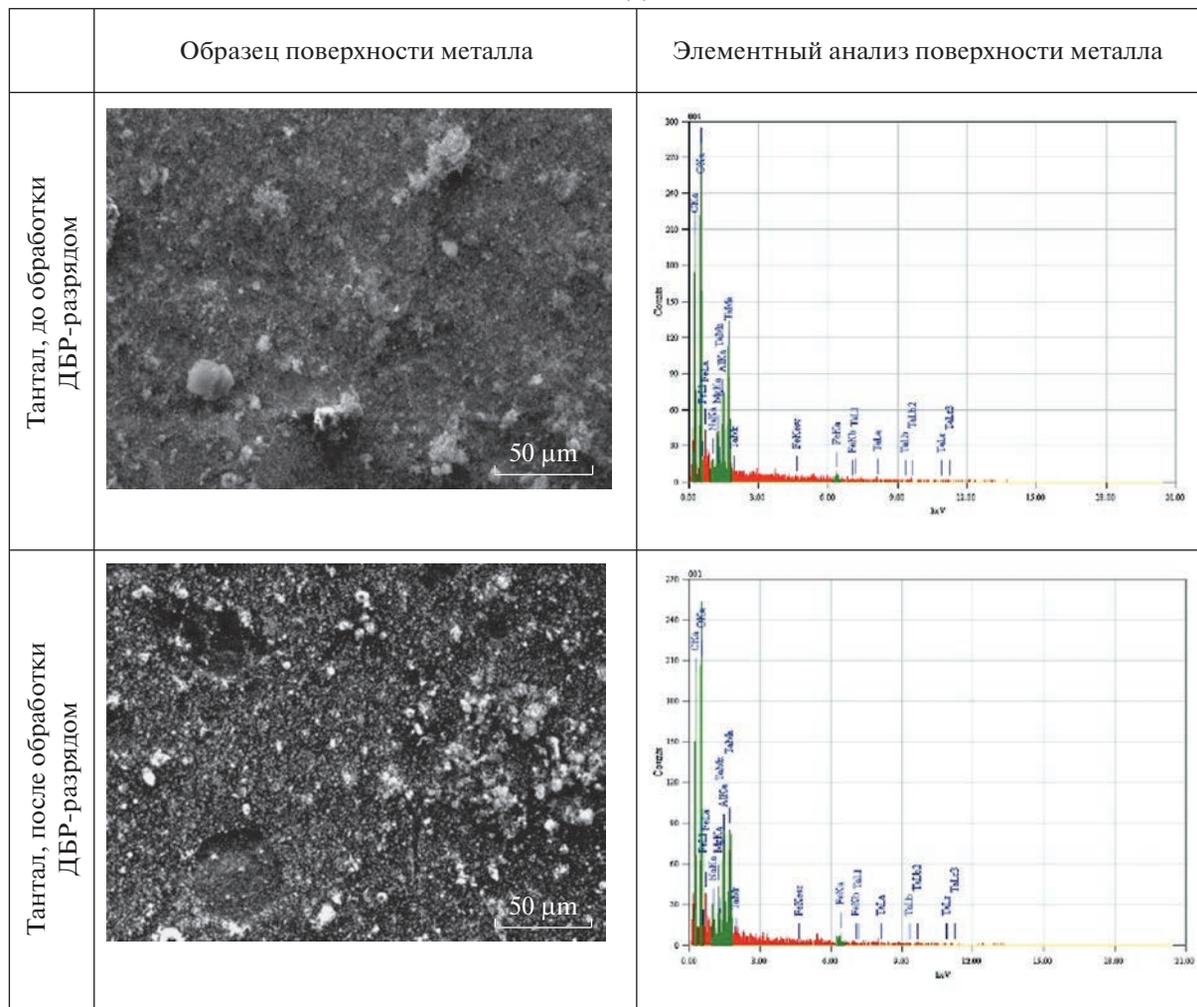


Рис. 4. Образцы поверхности пластин тантала (а), молибдена (б) и нержавеющей стали (в) с элементарным составом до и после обработки прямым пьезоразрядом.

ментном составе пластин нержавеющей стали, молибдена и тантала.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В проведенном эксперименте в реактор устанавливались над реголитом по две пластинки тантала и молибдена: одна обработанная прямым пьезоразрядом, вторая необработанная. В реголите половина окиси магния заменялась на магний, т.е. реголит состоял из смеси порошков диэлектриков (% масс): $\text{SiO}_2(45.91\%) + \text{Al}_2\text{O}_3(23.68\%) + \text{TiO}_2(0.58\%) + \text{FeO}(8.06\%) + \text{MgO}(3.05\%) + \text{CaO}(15.71\%) + \text{Mg}(3\%)$. Эксперименты проводились в воздухе. Энергия СВЧ-излучения гиротрона, необходимая для развития цепных плазмохимических процессов в реакторе и создания левитирующих ансамблей частиц, в данном эксперименте составляла 4 кДж (длитель-

ность импульса гиротрона 10 мс, мощность СВЧ-излучения 400 кВт). Пластины извлекались из реактора после серии из 10 импульсов гиротрона с интервалом между импульсами 20 с. Инициация процессов в реакторе над порошком реголита происходила на 4–6 мс после переднего фронта СВЧ-импульса гиротрона (регистровалась по появлению свечения на спектрометре S1). Длительность свечения поверхности порошка и плазменно-газовой смеси над порошком достигала 40–80 мс (регистровалась по сигналу спектрометра S2). Разлет частиц наблюдался видеокамерой V1 в течение 300–500 мс.

В результате протекания в реакторе физико-химических процессов на пластины металлов, кварцевые держатели пластин и стенки кварцевых цилиндров осаждались частицы реголита. Рассмотрим осаждение частиц на пластины тантала и молибдена.

(б)

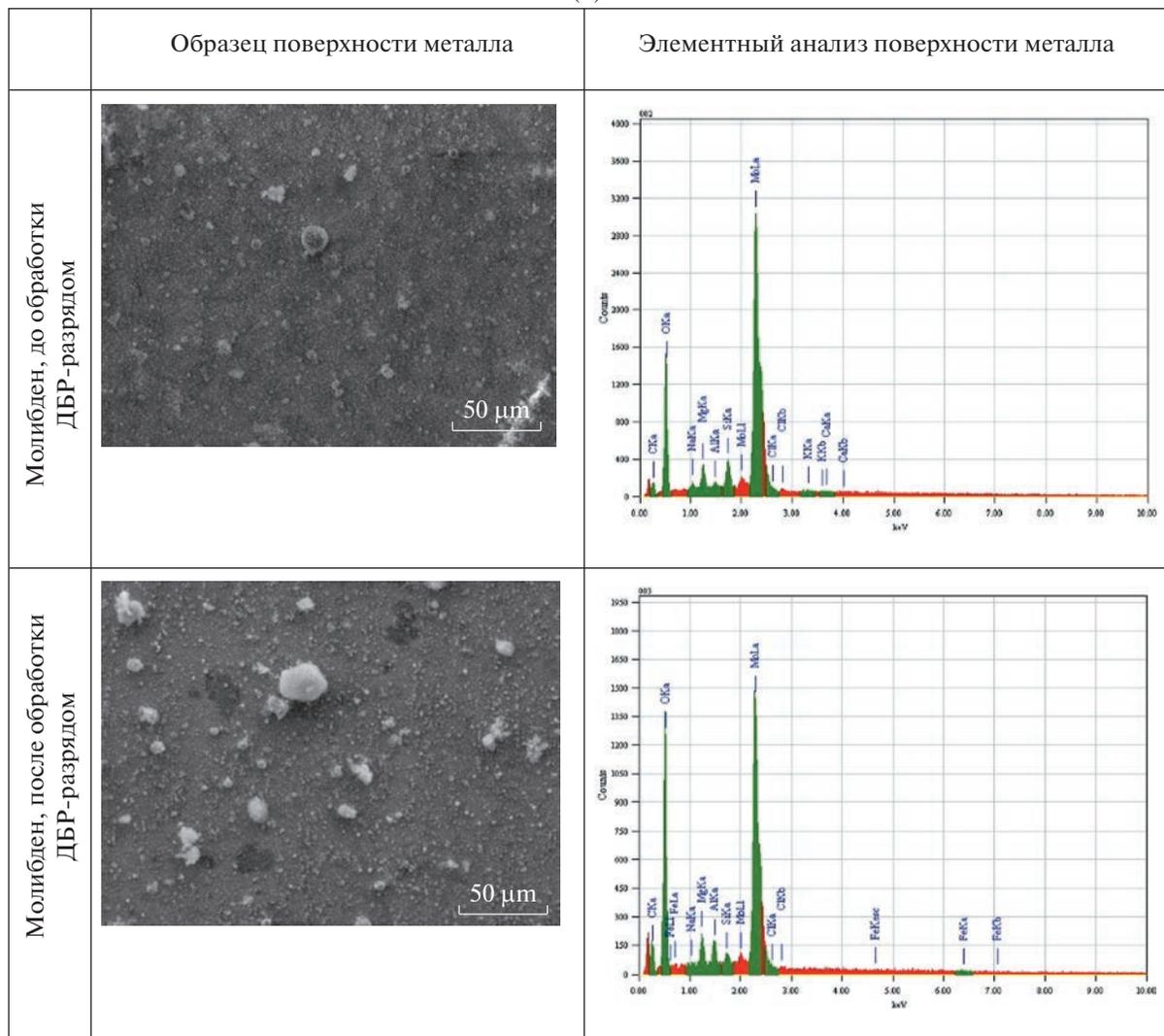


Рис. 4. Продолжение

На рис. 5 приведены фотографии модификации поверхности образцов тантала в трех масштабах: 500 мкм, 100 мкм и 10 (20) мкм. Верхний ряд фотографий предстает образцы с напылением реголитом без предварительной обработки, нижний ряд фотографий – образцы с предварительной обработкой прямым пьезоразрядом. На всех образцах тантала происходит осаждение частиц реголита сферической формы, видно, что плотность (количество) осаждения частиц на необработанные пластины больше, чем на обработанные. Отметим, что вид и размер сфероидов похож на подобные оплавленные частицы, неоднократно обнаруженные в привезенной лунной пыли (см., например, фотографию частицы из лунного образца из Моря Изобилия, приведенную в работе [13], или стеклянный силикатный шарик с

включениями самородного железа из работы [14]).

На рис. 6 приведены фотографии модификации поверхности образцов молибдена в трех масштабах: 500 мкм, 100 мкм и 20 (10) мкм. Верхний ряд фотографий предстает образцы с напылением реголитом без предварительной обработки, нижний ряд фотографий – образцы с предварительной обработкой прямым пьезоразрядом. На всех образцах молибдена происходит осаждение частиц реголита сферической формы, плотность осаждения частиц на необработанные пластины больше, чем на обработанные. На необработанных пластинах молибдена осаждаются частицы большего диаметра [31], кроме сферических частиц присутствуют частицы неправильной формы, которые осаждаются как на пластины, так и на сферические частицы (пример такой частицы,

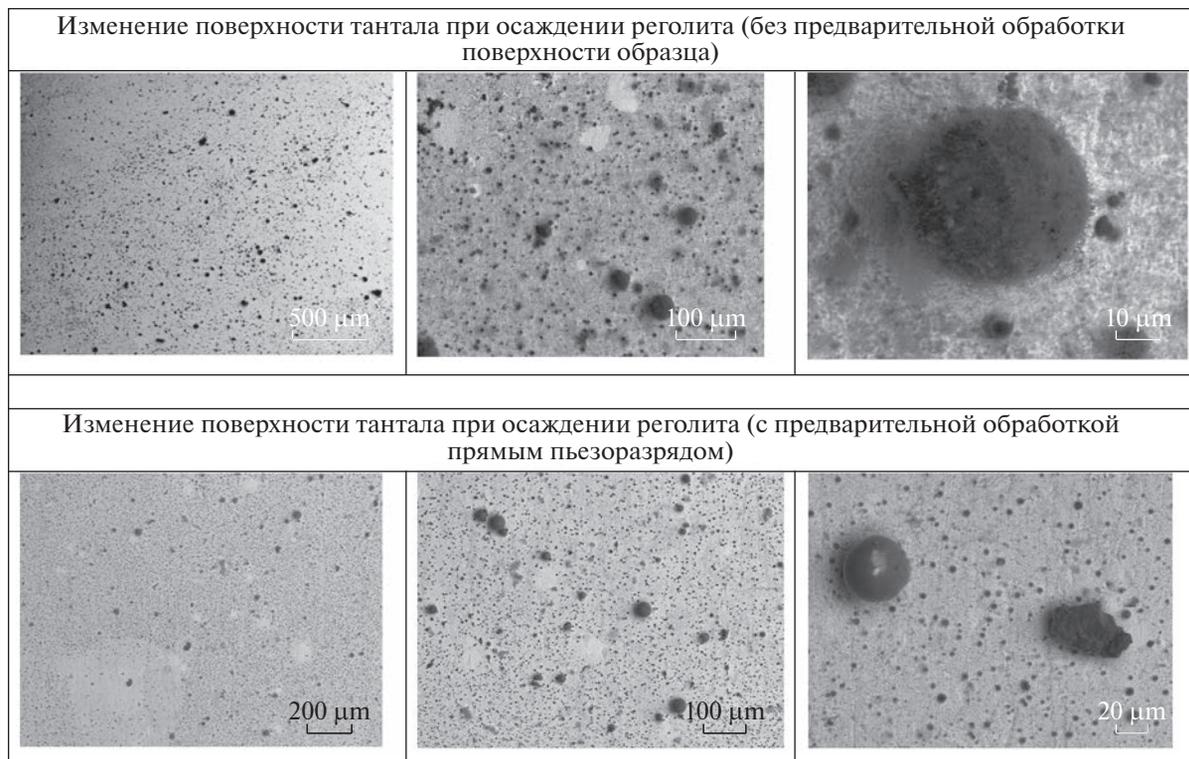


Рис. 5. Фотографии модификации поверхности образцов тантала в трех масштабах: 500 мкм, 100 мкм и 10 (20) мкм. Верхний ряд фотографий представляет образцы с напылением реголитом без предварительной обработки, нижний ряд фотографий – образцы с предварительной обработкой прямым пьезоразрядом.

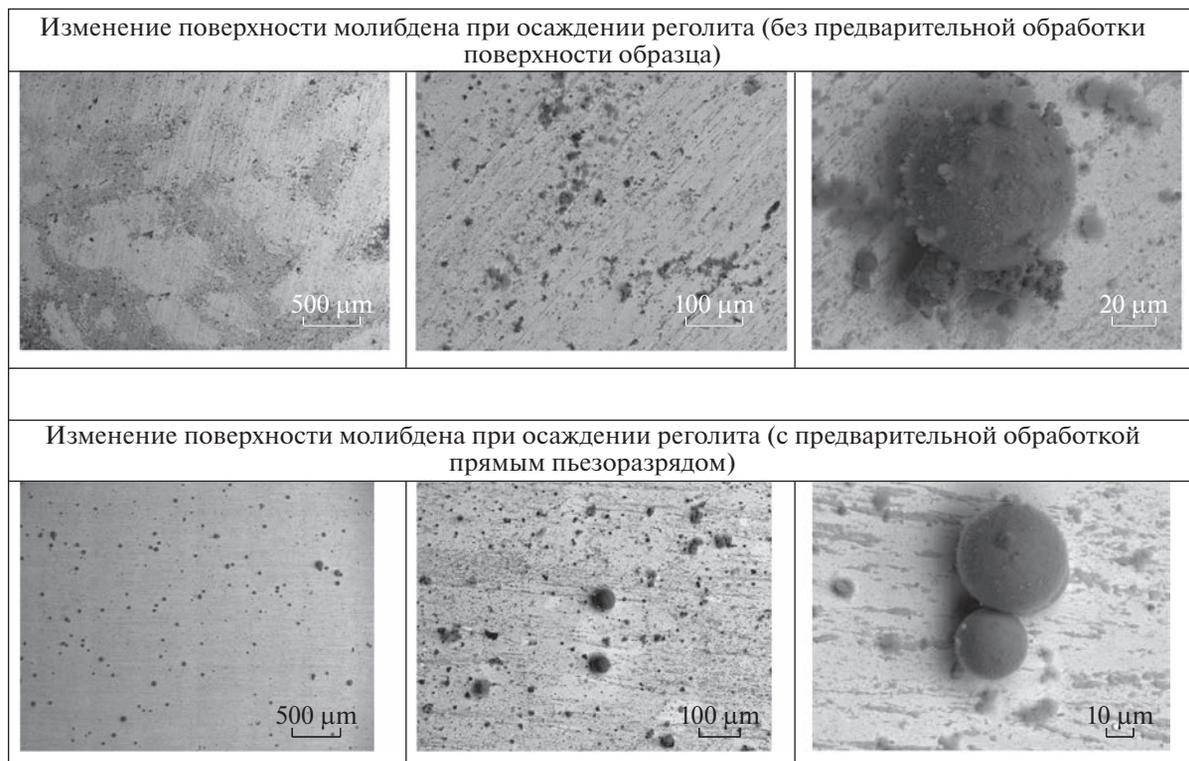


Рис. 6. Фотографии модификации поверхности образцов молибдена в трех масштабах: 500 мкм, 100 мкм и 20 (10) мкм. Верхний ряд фотографий представляет образцы с напылением реголитом без предварительной обработки, нижний ряд фотографий – образцы с предварительной обработкой ДБР-разрядом.

лунных посещениях (задача состоит не столько в исследовании модификации поверхностей, сколько в разработке методик их очистки и восстановления).

Представлены экспериментальные результаты по осаждению заряженных частиц, имитирующих левитирующую пыль (пылевую плазму) на Луне, на пластины тантала и молибдена. Показано, что на пластины осаждаются частицы в виде сфероидов различных размеров, с хорошей адгезией. Распределение частиц по размерам и химический состав покрытия соответствовали лунному реголиту. Размер покрытий поверхности металлов частицами достигал 10 мм × 40 мм. Равномерность (однородность) осаждения частиц реголита на поверхность металлов зависит от предварительной обработки образцов низкотемпературной плазмой прямого пьезоразряда. Полученная в лабораторных условиях левитирующая пыль (ансамбли заряженных частиц реголита) может быть использована для имитационных экспериментов для создания образцов металлов с модифицированной поверхностью для разработки способов ее очистки (в условиях лунных экспедиций) для космической техники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1973 год. “Луноход-2” начал работу на Луне [Электронный ресурс] / Роскосмос. Режим доступа: <https://www.roscosmos.ru/24543/> (дата обращения 06.06.2022)
- Rennilson J.J., Criswell D.R. Surveyor Observations of Lunar Horizon-Glow. *Moon* 1974, 10, 121.
- Berg O.E., Wolf H., Rhee J. Lunar Soil Movement Registered by the Apollo 17 Cosmic Dust Experiment. In *Interplanetary Dust and Zodiacal Light*; Elsässer H., Fechting H. / Eds. Lecture Notes in Physics; Springer: Berlin. Heidelberg, Germany, 1976. V. 48. P. 233.
- Зеленый Л.М., Попель С.И., Захарова А.В. // *Физика плазмы*. 2020. Т. 46. № 5. С. 441.
- https://www.nasa.gov/mission_pages/apollo/videos (<https://www.youtube.com/watch?v=NRqHubCt-KmE&t=25s>) (дата обращения 09.09.2022).
- Довгань В.Д. Лунная одиссея отечественной космонавтики. Ростов-на-Дону: Изд-во Южного федерального ун-та, 2015. 307 с. <https://ours-nature.ru/lib/b/book/807583493/14> (дата обращения 06.06.2022)
- Lee L.-H. // *J. Adhes. Sci. Technol.* 1995. V. 9. P. 1103.
- Walton O.R. Adhesion of Lunar Dust; Scientific Report of NASA CR-2007-214685; Glenn Research Center: Cleveland, OH, USA, 2007. 48 p. Available online: <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/20070020448/downloads/20070020448.pdf> (accessed on 1 September 2021).
- Захаров А.В., Зеленый Л.М., Попель С.И. Лунная пыль: свойства, потенциальная опасность // *Астрономический вестник*. 2020. Т. 54. № 6. С. 483.
- Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Николаева О.В. Лунный грунт: свойства и аналоги / Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского. 1975. 50 с.
- Graf J.C. Lunar Soils Grain Size Catalog, Reference Publication 1265, NASA, 1993. <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19930012474/downloads/19930012474.pdf> (дата обращения 06.06.2022)
- Morris R.V., Score R., Dardano C., Heiken G. Handbook of lunar soils 1983 https://curator.jsc.nasa.gov/lunar/catalogs/other/lunar_soils_catalog.pdf (дата обращения 06.06.2022)
- Слюта Е.Н. // *Астрономический вестник*. 2014. Т. 48. № 5. С. 358.
- Попель С.И., Голубь А.П., Лусин Е.А. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 103. Вып. 9. С. 641.
- Мохов В., Горностаева Т.А., Карташов П.М., Рыбчук А.П., Богатииков О.А. // *Доклады академии наук*. 2019. Т. 487. № 2. С. 198. <https://doi.org/10.31857/S0869-56524872198-202>
- Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М., Хораньи М. // *Письма в ЖЭТФ*. 2017. Т. 105. Вып. 10. С. 594.
- Попель С.И., Голубь А.П., Захаров А.В., Зеленый Л.М. // *Физика плазмы*. 2020. Т. 46. № 3. С. 219.
- Семкин Н.Д., Видманов А.С. // *Вестник Самарского гос. аэрокосмического ун-та*. 2013. № 2(40). С. 164.
- Сёмкин Н.Д., Калаев М.П., Телегин А.М. // *Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета*. 2011. № 7(31). С. 9–16.
- Семкин Н.Д., Воронов К.Е., Пияков А.В., Пияков И.В. // *Приборы и техника эксперимента*. 2009. № 4. С. 159. <http://naukarus.com/imitatsiya-mikrometeoritov-s-pomoschu-elektrodinamicheskogo-uskoritelya>
- Пияков А.В. (RU), Воронов К.Е. (RU), Сухачев К.И. (RU), Видманов А.С. (RU), Семкин Н.Д. (RU) Патент RU 2532688 “Инжектор заряженных пылевых частиц” подача заявки: 2013-05-07, публикация патента: 10.11.2014. <https://findpatent.ru/patent/253/2532688.html>
- Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Малахов Д.В., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Образцова Е.А., Соколов А.С., Сорокин А.А., Харчев Н.К., Шишилов О.Н. Патент РФ № 2727958. “Способ получения облака заряженных частиц”. Дата подачи заявки 10 июля 2019 г. Дата публикации 28 июля 2020 г. <https://findpatent.ru/patent/272/2727958.html>
- Skvortsova N.N., Maiorov S.A., Malakhov D.V., Stepakhin V.D., Obratsova E.A., Kenzhebekova A.I., Shishilov O.N. // *JETP Letters*. 2019. V. 109. № 7. P. 441. <https://doi.org/10.1134/S0021364019070130>
- Mouritz M.A. Introduction to Aerospace Materials. Cambridge: Woodhead Publ., 2012. 621 p.
- Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Sorokin A.A., Malakhov D.V., Gusein-zade N.G., Akhmadullina N.S., Borzosekov V.D., Voronova E.V., Shishilov O.N. // *Materials* 2021. V. 14. 6472. <https://doi.org/10.3390/ma14216472>

26. *Batanov G.M., Borzosekov V.D., Golberg D., Iskhakova L.D., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kharchev N.K., Letunov A.A., Malakhov D.V., Milovich F.O., Obraztsova E.A., Petrov A.E., Ryabikina I.G., Sarksian K.A., Stepankhin V.D., Skvortsova N.N.* // J. Nanophoton. 2016. V. 10. 012520.
27. *Соколов А.С., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н.* // Инженерная физика. 2018. № 11. С. 3.
28. *Коллик Л.В., Харчев Н.К., Борзосеков В.Д., Малахов Д.В., Кончечков Е.М., Степахин В.Д., Гусейн-заде Н.Г., Богачев Н.Н.* Патент RU 181459 U1 Генератор низкотемпературной плазмы. Дата публикации: 16.07.2018.
29. *Artem'ev K.V., Bogachev N.N., Gusein-zade N.G., Dolmatov T.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Andreev S.E.* // Russian Physics Journal. 2020. V. 62. № 11. P. 2073.
30. *Качмар В.В., Мошкина К.Г., Борзосеков В.Д., Скворцова Н.Н., Сорокин А.А.* // Прикладная физика и математика. 2021. № 3. С. 11.
<https://doi.org/10.25791/pfim.03.2021.1198>
31. *Kachmar V.V., Moshkina K.G., Borzosekov V.D., Sorokin A.A., Skvortsova N.N.* // Journal of Physics: Conference Series. 2021. 2036. 012030
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2036/1/012030>
32. *Korolev V.Yu., Skvortsova N.N.* // 17th International Workshop "Complex Systems of Charged Particles and their Interactions with Electromagnetic Radiation" 2019. P. 32.
33. *Gorshenin A.K., Korolev V.Yu., Zeifman A.I.* // Mathematics 2020. V. 8. 1409.
<https://doi.org/10.3390/math8091409>
34. *Zakharov A.V., Popel S.I., Zelenyi L.M.* // 9th Intern. Conf. Physics Dusty Plasmas (ICPDP 2022). P. 127.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЫЛЕ-АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ОКОЛОИДЕАЛЬНОЙ (ГАЗОПОДОБНОЙ) КРИОГЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

© 2023 г. Ф. М. Трухачёв^{a, b, c, *}, Р. Е. Болтнев^{a, b}, А. А. Алексеевская^a,
М. М. Васильев^{a, b}, О. Ф. Петров^{a, b}

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

^c Белорусско-Российский университет, Могилев, Беларусь

*e-mail: ftru@mail.ru

Поступила в редакцию 27.07.2022 г.

После доработки 26.10.2022 г.

Принята к публикации 30.10.2022 г.

Экспериментально исследована пыле-акустическая неустойчивость в криогенной пылевой плазме тлеющего разряда при температуре буферного газа 83 К. Представлены оценки для основных плазменных параметров. Показано, что пылевая плазма близка к идеальной ($\Gamma \ll 1$). Проведено исследование взаимодействия волна–частица, показано, что волна является сильно нелинейной. Выполнена оценка электрического поля волны, которая также указывает на ее сильную нелинейность. Важная особенность описываемого эксперимента: при сильной нелинейности волна слабо возмущала пылевую концентрацию, что по-видимому, связано с высокой кинетической температурой пылевой фракции и газообразным фазовым состоянием пылевого облака.

Ключевые слова: идеальная пылевая плазма, криогенная плазма, пыле-акустические волны, взаимодействие волна–частица

DOI: 10.31857/S0367292122600923, **EDN:** BHNKKE

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевой (коллоидной) плазмой называют плазму, содержащую кроме ионов и электронов также фракцию заряженных микрочастиц с размерами от единиц нанометров до сотен микрометров [1–3]. Такая плазма распространена как в космосе, так и в земных условиях. Исследованию свойств пылевой плазмы посвящено большое количество работ, причем исследования продолжают до сих пор. Среди характерных особенностей пылевой плазмы можно выделить переменность заряда пылевых частиц, который определяется параметрами среды, а также большую величину заряда пылинок, которая может достигать 10^5 элементарных зарядов. Первая особенность определяет новые механизмы развития и диссипации коллективных явлений [4, 5], вторая — определяет значительное межчастичное взаимодействие, которое описывается потенциальной энергией W_p . Сильное межчастичное взаимодействие — причина *сильной неидеальности* пылевой плазмы в лабораторных условиях [6, 7]. Полезно напомнить, что идеальной плазмой считают плазму, в которой средняя кинетическая

энергия частиц W_k значительно превышает потенциальную энергию их взаимодействия, т.е. выполняется условие $W_k \gg W_p$. Степень идеальности плазмы количественно описывается *параметром неидеальности* Γ , равным отношению потенциальной энергии взаимодействия соседних частиц к средней кинетической энергии пылинок. Степень неидеальности пылевой плазмы определяет агрегатное состояние, в котором находится пылевая фракция. Согласно [3], газообразное состояние характеризуется условием $\Gamma \leq 1$ ($\Gamma \ll 1$ для идеального газа), для жидкого состояния $1 < \Gamma < 100$, неравенство $100 < \Gamma < 170$ описывает промежуточное состояние, и наконец, кристаллическому состоянию соответствует условие $\Gamma > 170$. В подавляющем большинстве наблюдений пылевая плазма была сильно неидеальной и находилась в состоянии “кристалл” или “жидкость”, вследствие большого заряда пылевых частиц и, следовательно, большой потенциальной энергии взаимодействия между частицами [6, 7]. Таким образом, экспериментальное исследование слабо неидеальной пылевой плазмы — актуальная физическая задача.

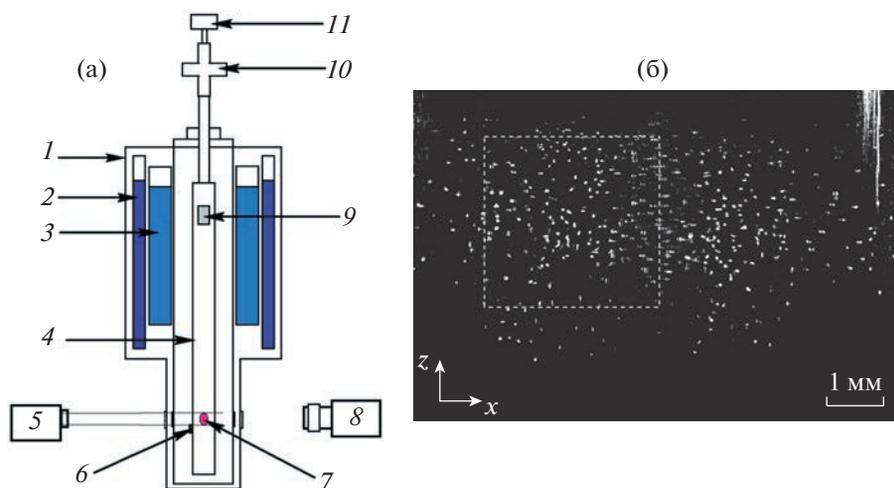


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а): 1 – термостат; 2 – ванна с жидким азотом; 3 – ванна с жидким гелием; 4 – газоразрядная трубка; 5 – лазерная подсветка; 6 – датчик температуры; 7 – пылевое облако; 8 – видеокамера; 9 – инжектор пылевых частиц; 10 – коннектор; (б) 11 – датчик давления; фотография пылевого облака.

В работе [8] исследовалась пылевая плазма в пламени горелки (термическая пылевая плазма). Анализ парных корреляционных функций выявил режимы, при которых пылевая плазма была близка к фазовому состоянию “газ” с параметром неидеальности близким к единице ($\Gamma \approx 1$).

Околоидеальная (газоподобная) пылевая плазма, формируемая в тлеющем разряде рассмотрена в [9]. Проанализируем последнюю работу подробнее. Соответствующий эксперимент был проведен в криогенных условиях при температуре буферного газа 83 К. Анализ парной корреляционной функции, траекторий движения пылинок и функций распределения показал, что пылевая фракция в данном эксперименте являлась околоидеальной и находилась в газоподобном состоянии с параметром неидеальности $\Gamma \approx 0.4 < 1$. В пылевом облаке наблюдался волновой процесс, который был классифицирован как пыле-акустический. Стоит отметить, что волна слабо возмущала концентрацию пылевой фракции, и была практически не различимой визуально на статических кадрах (но удовлетворительно различалась на видео). Предполагалось, что линейность волнового процесса была причиной указанной особенности. При этом в большинстве известных экспериментальных работ самовозбуждаемые пыле-акустические волны вызывали заметное возмущение концентрации пыли (см., например, [10–13]), что указывает на нелинейность волновых процессов.

Данная работа является продолжением [9]. В частности, будет продолжено исследование идеальности пылевой плазмы, а также будет проведен анализ траекторий отдельных заряженных пылевых частиц, оценка электрического поля

пыле-акустической волны и анализ линейности волнового процесса.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а. Разрядная трубка была помещена в оптический гелиевый криостат. Эксперимент проводился в тлеющем разряде низкого давления при температуре буферного газа 83 К. Стеклоянная, вертикально ориентированная трубка имела внутренний диаметр 2 см, а расстояние между электродами составляло 60 см. Полидисперсный порошок CeO_2 , содержащий частицы размером от 0.5 до 10 мкм инжектировался в область разряда, где пылинки приобретали отрицательный заряд и начинали левитировать в стратах. Подробно исследовалась нижняя страта, где напряженность поля составляла ~ 10 В/см. Съемка эксперимента производилась высокоскоростной цифровой камерой MotionPro Y3. Разрешение составляло 1128×1504 пикселей, а скорость видеосъемки 500 кадров/с. Реальное разрешение с учетом применяемой оптики составляло 78 пикселей/мм (13 мкм/пк). Для подсветки пыли использовался лазерный пучок круглого сечения с диаметром ~ 10 мм, длиной волны 532 нм и мощностью 85 мВт.

Параметры пылевой плазмы приведены в табл. 1. Непосредственно измеренные параметры выделены жирным шрифтом, в то время как рассчитанные – обычным.

Для расчета параметров λ_D , ω_d , C_d использовались следующие формулы [15]:

$$\lambda_D = \sqrt{T_i / 4\pi e^2 n_i}, \quad (1)$$

Таблица 1. Параметры плазмы

T_e – температура электронов, эВ	1
T_i – температура ионов, эВ (см. [14])	0.2
T_d – кинетическая температура пыли, эВ	20
T_{He} – температура буферного газа, эВ	0.0083
p_{He} – давление буферного газа, Па	75
Δ – межчастичное расстояние, мкм	250
n_e – электронная концентрация, см ⁻³	10 ⁸
n_i – ионная концентрация, см ⁻³	3 × 10 ⁸
$n_d \approx \Delta^{-3}$ – концентрация пылевой фракции, см ⁻³	10 ⁵
I – разрядный ток, мА	1.35
U – напряжение разряда, В	1820
Напряженность электрического поля в страте, В/см	10
ρ_{CeO_2} – плотность пылевых частиц CeO ₂ , г/см ³	7.65
r_d – эффективный радиус пылевых частиц, мкм	1
m_d – масса пылевых частиц, г	3.2 × 10 ⁻¹¹
λ_D – радиус Дебая, мкм (формула (1))	130
ω_d – плазменная частота пылевой фракции, рад/с (формула (2))	190
C_d – пыле-акустическая скорость, см/с (формула (3))	2.4
Z – заряд пылевых частиц	2000
Γ – параметр неидеальности (формула (4))	0.2

$$\omega_d = \sqrt{4\pi Z^2 e^2 n_d / m_d}, \quad (2)$$

$$C_d = \sqrt{Z^2 n_d T_i / m_d n_i}. \quad (3)$$

Коэффициент неидеальности рассчитывался по формуле [3]

$$\Gamma = \frac{(eZ)^2}{k_B T_d \Delta} \exp(-\Delta / \lambda_D). \quad (4)$$

Другие параметры выбирались исходя из соображений разумности, с опорой на накопленный опыт в исследовании пылевой разрядной плазмы. При этом набор параметров должен согласовываться с параметрами наблюдаемого волнового процесса, а также удовлетворять балансу сил: $m_d g = ZeE$ (в соответствии с [16, 17] силой ионного увлечения можно пренебречь). Аналогичный подход в оценке плазменных параметров применялся в работе [9], где указывалось на невозможность использования многих традиционных диагностик по причине наличия громоздкого криостата. Представленный в таблице набор данных был предложен в работе [9] как один из возможных. Однако подробно анализировался другой паттерн данных, предполагающий более низкую температуру ионов ($T_i = 0.02$ эВ), а также на два порядка более легкие частицы ($m_d = 8.7 \times 10^{-13}$ г),

втрое меньшие по размерам. Однако, проведенные дополнительные исследования свидетельствуют, что средние линейные размеры частиц, левитирующих в страте, составляют примерно 2 мкм, как показано на рис. 2. Поэтому мы рассмотрим здесь набор параметров, соответствующий относительно крупным пылевым частицам. Частицы CeO₂ имели неправильную форму, однако в наших оценках мы считали их сферами с эффективным радиусом r_d . Следует отметить, что при всех предлагаемых в работе [9] наборах данных основные выводы принципиально не меняются. Рассматриваемый набор параметров предполагает, что в условиях тлеющего разряда при $E/N \gg 1$, выполняется условие для ионной температуры $T_i \gg T_{He}$. Как следует из расчетов, приведенных в работе [14], $T_i \sim 10^3$ К при $E/N \approx 40$, что по порядку величины согласуется с выбранным нами набором параметров. Следует отметить, что ряд авторов [18, 19] предполагает равенство температур T_i и T_{He} (по причине равенства масс ионов и нейтральных атомов), другие авторы (в том числе и мы) [15, 20] придерживаются мнения, что электрическое поле может значительно перегревать ионную компоненту.

Как показали исследования, проведенные в работе [9] рассматриваемая криогенная пылевая

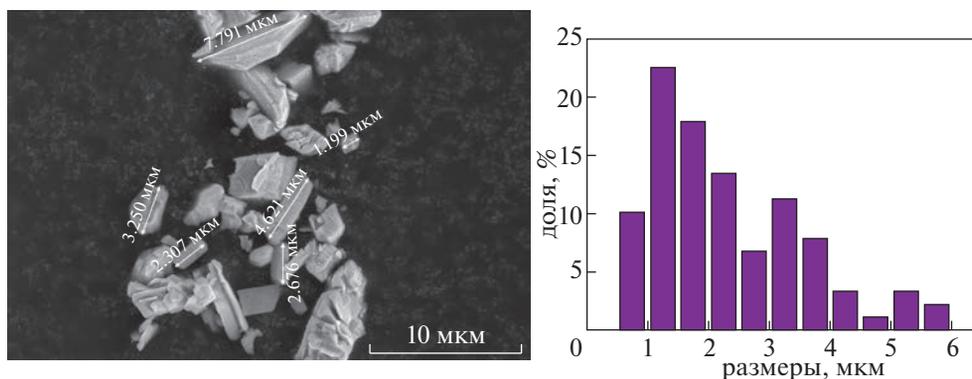


Рис. 2. Фотоизображение пылевых частиц CeO_2 , собранных со стенок разрядной камеры в области нижней страты разряда (а); распределение частиц по линейным размерам (б).

плазма находится в фазовом состоянии близком к газообразному. Основные выводы были сделаны на основе анализа движения отдельных пылевых частиц. В частности, анализ треков частиц за промежутки времени $\Delta t = 0.1$ и $\Delta t = 0.2$ с продемонстрировал хаотичность движения частиц, без каких-либо точек равновесия, наличие которых характерно для жидкого и кристаллического состояния. Причем указанный характер движения наблюдался во всех областях облака. Само облако не имело четких границ (видеоизображение исследуемого пылевого облака доступно по ссылке [21]). Парная корреляционная функция не имела локальных максимумов, что свидетельствует об отсутствии порядка в расположении частиц и, следовательно, о малом значении параметра неидеальности $\Gamma \leq 1$. И наконец, анализ функций распределения по скоростям позволил установить среднюю квадратичную скорость пылевых частиц, которая оказалась равной $v_{rms} = 1.6$ см/с. Соответственно, кинетическая температура пыли, рассчитанная по формуле $T_d = m_d v_{rms}^2 / 3k_B$, где k_B – постоянная Больцмана, составила $T_d \approx 0.5$ эВ ($T_d > T_i$). Поскольку средняя квадратичная скорость пылевых частиц в наших условиях не изменилась, а массу частиц мы положили большей, то и значение кинетической температуры пыли также выросло до значения $T_d \approx 20$ эВ (см. табл. 1). Для нашего предположения о более тяжелых пылевых частицах параметр неидеальности (4) примет значение $\Gamma = 0.2 \ll 1$. Таким образом, в предположении более крупных частиц рассматриваемая разрядная пылевая плазма становится еще ближе к идеальной по сравнению с [9]. Околоидеальная пылевая плазма сама по себе представляет научный интерес, поскольку крайне редко наблюдается в экспериментах. Не меньший интерес представляют собой коллективные процессы, наблюдаемые в такой плазме. Как упоминалось в [9] в исследуемой плазме

развивалась пыле-акустическая неустойчивость, исследованию которой посвящен следующий раздел нашей работы.

3. ПЫЛЕ-АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

Как упоминалось выше, уникальность проведенного эксперимента заключается в том, что наблюдаемая пыле-акустическая волна вызывала слабое (едва заметное) возмущение плотности пыли. В работе [9] для повышения наглядности изображения пылевого облака сжимались вдоль вертикальной оси и дополнялись профилями концентрации пыли. В нашей работе мы провели инверсию изображений пылевого облака. На рис. 3 отображена последовательность таких изображений в разные моменты времени с интервалом в $\Delta t = 8$ мс. Анализируемая область обозначена прямоугольником на рис. 1б. Стрелками указаны области сжатия пылевой фракции, индуцируемые волной. Мы выбрали для анализа левую часть пылевого облака, поскольку центральная область изображений получилась более размытой. При этом волна наблюдалась по всей ширине пылевого облака. Волновой процесс легче наблюдать на видеозаписи [21].

Анализ изображений показал, что самовозбуждаемая пыле-акустическая волна распространялась сверху вниз со скоростью $v \approx 4-5$ см/с. Частота процесса составляла $\nu \approx 30$ Гц, а длина волны $\lambda \approx 0.05$ см. Драйвером неустойчивости, на наш взгляд, является ионный поток, а именно, сила ионного увлечения. Данная гипотеза основана на наблюдаемом росте амплитуды волны при движении сверху вниз (в верхней части облака волна визуально не наблюдается). В работе [9] слабую модуляцию пылевой концентрации связывали с линейностью процесса. Для проверки этой гипотезы нами проведено исследование взаимодействия пылевых частиц с фронтом волны. Относительно большие размеры частиц, позволя-

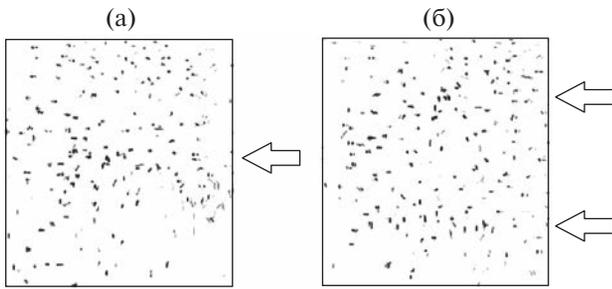


Рис. 3. Последовательность инвертированных фотоизображений левой части пылевого облака (отмеченной прямоугольником на рис. 1б) в разные моменты времени: $t = 0$ (а); 8 мс (б).

ют проводить подобные исследования путем анализа видеоизображения пылевого облака (см., например, [10–13]). Фиксировались траектории отдельных частиц и их скорости. Высокая интенсивность движения частиц приводила к тому, что они часто покидали область, подсвеченную лазерным лучом. Лишь часть частиц в процессе своего хаотического движения оставалась в поле зрения камеры достаточное для анализа время. Далее представлены исследования именно таких частиц, полагая, что они характеризуют динамику всех остальных частиц. Положение четырех таких частиц в разные моменты времени отображено на рис. 4.

Из рис. 4 видно, что движение частиц расположенных в верхней части облака (на примере частицы 1) почти не возмущается волновым процессом. Это свидетельствует о том, что в верхней части плазменно-пылевой структуры амплитуда волны мала, а саму волну, по-видимому, можно считать линейной. При этом значительная часть частиц, расположенных ближе к центральной по вертикали области облака (на примере частиц 2, 3 и 4) захватывается передним фронтом волны и перемещается вместе с ним до нижней границы облака, а после этого выбрасываются за его пре-

делы. Следовательно, по мере распространения, волна усиливается и становится сильно нелинейной, хоть при этом и не вызывает сильного возмущения концентрации. Аналогичный процесс был рассмотрен в работах [11–13] в неидеальной пылевой плазме. В указанных работах пыле-акустическая волна вызывала заметную модуляцию плотности пылевой компоненты, которая отчетливо наблюдалась как в динамике, так и на стационарных кадрах.

Количественный анализ динамики пылевых частиц отображен на рис. 5, который содержит графики зависимости z -координаты анализируемых пылевых частиц от времени. Частицы на рис. 4 и 5 не совпадают. Для рис. 4 выбраны частицы, движущиеся в разных областях пылевого облака в один и тот же момент времени. В то время как на рис. 5 представлены данные для различных моментов времени, что позволяет определить период пыле-акустических волн. Отметим, все рассмотренные частицы примерно одинаково характеризуют движение в выбранных областях плазменно-пылевой структуры.

Как указывалось ранее, движение частиц (частица 1) в верхней части облака является суперпозицией хаотического движения и колебаний малой амплитуды. Для нас интерес представляет динамика частиц (частицы 2–5), расположенных в средней и нижней областях пылевого облака. Указанные частицы имеют фазу движения, соответствующую перемещению вниз, на расстояния, соизмеримые с размерами облака (десятки радиусов Дебая) со скоростью $v_d \approx 5$ см/с. Такую же скорость имеет пыле-акустическая волна. Согласно [11–13, 22], описанная ситуация соответствует движению сильно нелинейной волны, с амплитудой электрического поля достаточной для того чтобы заряженные частицы отражались от ее переднего фронта. Частицы 2, 3 движутся в одном и том же фронте волны. Небольшое отклонение их траекторий может быть связано с отличиями по размеру, соответственно по заряду. Ча-

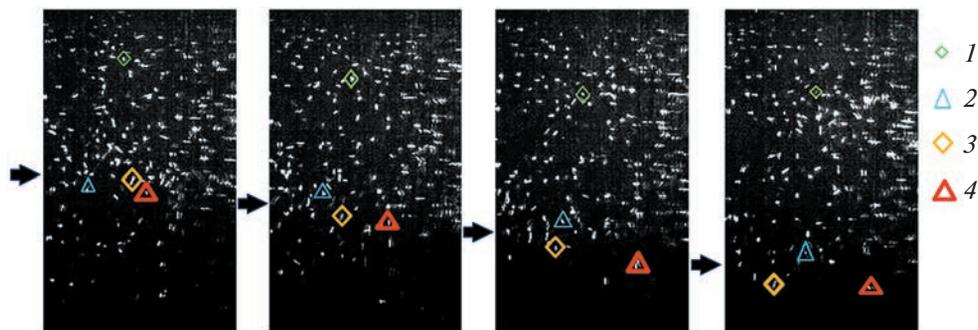


Рис. 4. Изображения левой части пылевого облака в разные моменты времени. Положение анализируемых частиц в электрическом поле волны отмечены символами “ \diamond ”, “ Δ ”. Стрелки указывают положение фронта волны.

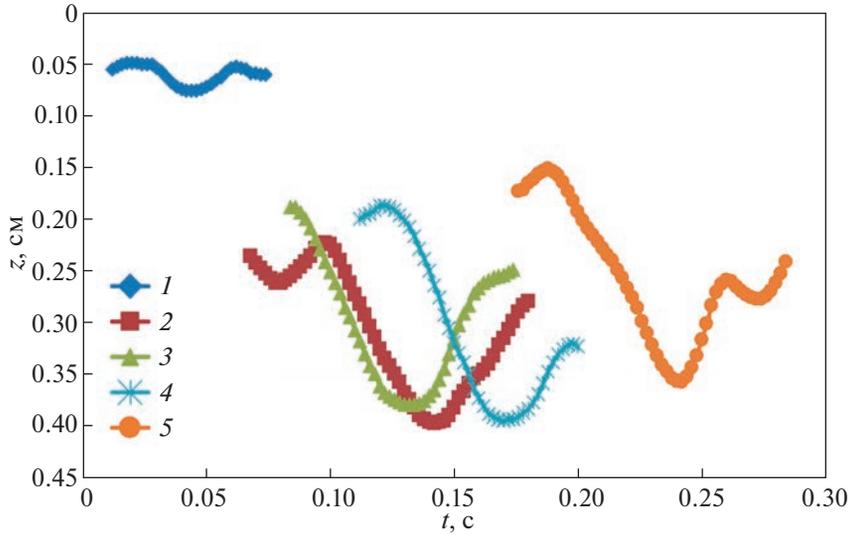


Рис. 5. График зависимости z -координаты пылевых частиц от времени. Ось z направлена сверху вниз, в направлении распространения волны.

стица 4 отделена от них на один период волны, а частица 5 — еще на два периода. При наличии диссипативных сил отражение частиц имеет характер неупругого рассеяния [13, 22]. Конкуренция электростатического воздействия на частицу со стороны волны и диссипативных сил приводила к тому, что рассеянные частицы “прилипают” к переднему фронту волны и движутся вместе с ним. В работе [12] это явление получило название “непотенциального захвата (*no-trough trapping*)” частиц. Захваченные таким образом частицы перемещаются волновым фронтом вниз, со скоростью, примерно равной скорости волны. Для оценки электрического поля волны в такой ситуации можно воспользоваться формулой (18) из [22], которая, по сути, выражает равенство движущей и диссипативной сил, действующих на частицу, увлекаемую фронтом волны. Для нашего случая, указанную формулу можно переписать в виде

$$eZE_W = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi} r_d^2 m_{\text{He}} n_{\text{He}} \gamma v_{\text{THe}} v_d, \quad (5)$$

где E_W — электрическое поле волны, m_{He} , $n_{\text{He}} = p/kT_{\text{He}}$, $v_{\text{THe}} = \sqrt{T_{\text{He}}/m_{\text{He}}}$ — масса, концентрация и тепловая скорость атомов буферного газа соответственно, $\gamma \approx 1$ — параметр аккомодации [2], v_d — скорость пылевой частицы относительно нейтрального газа. Левая часть формулы (5) описывает кулоновскую силу, действующую на заряженную частицу со стороны электростатического поля волны, в то время как правая часть выражает силу нейтрального увлечения. Используя данные табл. 1, можно из формулы (5) получить $E_W = 4$ В/см. Согласно модели [22] амплитудное зна-

чение электрического поля волны может даже превышать полученное значение. Как видно, электрическое поле волны соизмеримо с электрическим полем разряда, что также является свидетельством нелинейности волнового процесса.

Газовое состояние пылевой плазмы, и, соответственно, высокая кинетическая температура пылевой фракции могут объяснить малую амплитуду возмущения концентрации пыли при сильной нелинейности волнового процесса. В соответствии с моделью, представленной в [1, 23], ширина профиля пыле-акустического солитона сжатия увеличивается, а его амплитуда уменьшается с ростом кинетической температуры пыли (рис. 7.5 из [1]). Главной причиной этого явления является высокое давление пылевой фракции ($p_d = n_d k T_d$), которое заставляет “расползаться” профиль сжатия нелинейной волны. Визуально сходное явление наблюдалось в эксперименте [11, 12]. Указанный эксперимент проводился в плазме ВЧ-разряда при нормальной температуре. Объектом исследования была пыле-акустическая волна, которая по мере распространения достигала критической амплитуды, что приводило к захвату пылевых частиц фронтом сжатия волны. Движение волны приводило к сильному разогреву пылевой фракции, что в свою очередь, вело к уширению профиля волны в области пылевого облака с высокой кинетической температурой пыли. В частности, из рис. 1,б, в статье [11] видно, что сначала амплитуда волны растет, а ширина профиля сжатия уменьшается, достигая минимума при $z = 0$ (волна приобретает солитонно-подобный профиль). Однако по мере дальнейшего распространения профиль сжатия сильно расши-

ряется, а его амплитуда уменьшается. По мнению авторов, уширение волнового профиля связано с волновым разогревом пылевой фракции. Отметим, что в верхней, невозмущенной части облака пылевая фракция находилась в фазовом состоянии “жидкость”, а в нижней — в состоянии “газ”. В нашем же случае все облако находится в газообразном состоянии, и волна формируется в изначально газовом состоянии плазмы. Таким образом, механизмы разогрева плазмы также существенно отличаются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты исследования криогенной пылевой плазмы тлеющего разряда находящейся в газоподобном (околоидеальном) состоянии. Проведены оценки параметра неидеальности который оказался равным $\Gamma \approx 0.2 \ll 1$. Кроме того, в пылевом облаке наблюдалась пыле-акустическая неустойчивость с необычными свойствами. Главной особенностью волнового процесса являлась слабая модуляция пылевой концентрации (т.е. малая амплитуда Δn_d), на первый взгляд, обусловленная линейностью процесса. Однако детальные исследования показали, что это не так. Анализ динамики отдельных пылевых частиц показал, что электрическое поле волны соизмеримо с электрическим полем разряда, что характерно для сильно нелинейных волн. Малая амплитуда возмущения пылевой концентрации при сильной нелинейности волны, по-видимому, обусловлена высокой кинетической температурой пылевой фракции и, соответственно, газообразным фазовым состоянием пылевого облака.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-12-00354 П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to Dusty Plasma Physics. UK, Bristol: Institute of Physics Publishing, 2002.
2. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. V. 174. P. 495.
3. *Thomas H.M., Morfill G.E.* // Nature. 1996. V. 379. P. 806.
4. *Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F., Torchinsky V.M.* // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 1374.
5. *Jana M.R., Sen A., Kaw P.K.* // Phys. Rev. E. 1993. V. 48. P. 3930.
6. *Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E.* // Physics Reports. 2005. V. 421 (1–2). P. 1.
7. *Fortov V.E., Morfill G.E.* Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. CRC Press, 2009.
8. *Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215.
9. *Trukhachev F.M., Boltnev R.E., Alekseevskaya A.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 093701.
10. *Schwabe M., Rubin-Zuzic M., Zhdanov S., Thomas H.M., Morfill G.E.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 095002.
11. *Teng L.-W., Chang M.-C., Tseng Y.-P., Lin I.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 245005.
12. *Chang M.-C., Teng L.-W., Lin I.* // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 046410.
13. *Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Vasilieva E.V.* // Phys. Rev. E. 2019. V. 100. P. 063202.
14. *Храпак А.Г., Голятина Р.И., Майоров С.А., Храпак С.А.* // ТВТ. 2020. Т. 58. С. 590.
15. *Trukhachev F.M., Boltnev R.E., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // Molecules. 2022. V. 27(1). P. 227.
16. *Khrapak S.A., Ivlev A.V., Morfill G.E., Thomas H.M.* // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046414.
17. *Ivlev A.V., Khrapak S.A., Zhdanov S.K., Morfill G.E.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 205007.
18. *Ishihara O.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 5. P. 124020.
19. *Samoilov I.S., Baev V.P., Timofeev A.V., Amirov R.K., Kirillin A.V., Nikolaev V.S., Bedran Z.V.* // J. Exp. Theor. Phys. 2017. V. 124. P. 496.
20. *Viehland L.A., Mason E.A.* // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1995 V. 60 (1). P. 37.
21. Видеоизображение пылевого облака https://aip.scitation.org/doi/suppl/10.1063/5.0058560/suppl_file/video_material.mp4.
22. *Trukhachev F.M., Gerasimenko N.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* // New J. Phys. 2021. V. 23. P. 093016.
23. *Mendoza-Briceño C.A., Russel S.M., Mamun A.A.* // Planet. Space Sci. 2000. V. 48. P. 599.

**О МОДИФИКАЦИИ И ПОТЕРЕ МАССЫ ЧАСТИЦ
МЕЛАМИН-ФОРМАЛЬДЕГИДА В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ
В ТЯЖЕЛОМ ИНЕРТНОМ ГАЗЕ**

© 2023 г. Е. С. Дзлиева^а, А. П. Горбенко^а, М. С. Голубев^а, М. А. Ермоленко^а,
Л. А. Новиков^а, С. И. Павлов^а, В. А. Полищук^б, В. Ю. Карасев^{а, *, **}

^а Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

^б Государственный университет морского и речного флота им. адмирала С.О. Макарова,
Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: plasmadust@yandex.ru

**e-mail: v.karasev@spbu.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 28.10.2022 г.

Принята к публикации 29.10.2022 г.

Представлены результаты экспериментального определения размера пылевых частиц меламин-формальдегида при длительном нахождении в плазменно-пылевой ловушке в тлеющем разряде в аргоне. Показано, что диаметр частиц с исходным размером 7.3 мкм за время 30 мин сокращается до 3.5 мкм, соответственно частицы теряют почти 90% массы. Обнаружены три стадии деградации частиц во времени. В стадии максимальной скорости уменьшения размера частицы теряют 20 пг/мин. Проведено сравнение полученных данных с имеющимися измерениями для разряда в неоне. Установлено, что скорость уменьшения размера частиц зависит от массы плазмоформирующего газа. В аргоне и криптона деградация частиц одинаковых исходных размеров при идентичных параметрах разряда происходит быстрее, чем в неоне. При этом время начала интенсивной потери массы сильнее зависит от размера частиц, чем от сорта газа. Проведено сопоставление данных с имеющейся физической моделью деградации частиц, предложены рекомендации для длительных экспериментов с частицами меламин-формальдегида.

Ключевые слова: пылевая плазма, тлеющий разряд, меламин-формальдегид, морфологии поверхности

DOI: 10.31857/S0367292122600959, EDN: BIBGEA

1. ВВЕДЕНИЕ

В пылевой плазме существует уникальная возможность подвешивать частицы микронного и наноразмерного диапазонов в пылевых ловушках и осуществлять их всесторонний контакт с плазмой [1–4]. Левитация малых затравочных частиц в установках плазмохимического синтеза, позволяет выращивать в пылевой плазме частицы сферической формы заданных размеров [5, 6]. Сегодня большой интерес к всесторонней плазменной обработке частиц и материалов ионами малых энергий связан с внесением изменений в их гидрофильные свойства, степень шероховатости и др., что способствует эффективному применению в технологических процессах, химических производствах, лекарственных технологиях [7–9].

После появления в [10] и развития в [11, 12] методики улавливания пылевых частиц разных размеров из пылевой ловушки в тлеющем разряде, было проведено несколько исследований с пылевыми частицами меламин-формальдегида (MF)

[13–17], в которых было зарегистрировано изменение характеристик частиц в зависимости от времени нахождения в плазме. С помощью изучения в электронном микроскопе было установлено изменение структуры поверхности частиц MF после их нахождения в плазме. За времена в десятки минут распределение высот на поверхности изменялось от случайного (гауссово распределение) до равномерного (постоянного). На тех же характерных временах существенно деградировал размер частиц. Например, частицы с исходным размером 12 мкм после нахождения в плазме в течение 20 мин теряли в своей массе более 80% [16]. При этом четко прослеживались две фазы изменения частиц во времени. В первой изменения были медленными, во второй потеря материала частиц происходила быстро. На самых крупных частицах 12 мкм наблюдалась и третья фаза, когда скорость потери массы снова уменьшалась. При этом модификация структуры поверхности частиц была всесторонней.

Если пылевые частицы изменяют размер и гладкость/шероховатость поверхности, то можно ожидать ряд с этим связанных эффектов непосредственно при их нахождении в плазме. Это изменение заряда и его флуктуаций, эффективности процесса рекомбинации ионов и электронов на поверхности, уменьшения массы и “перетекания” (поднятия) частиц в область более слабого удерживающего поля в ловушке, изменение сил ионного увлечения и трения (силы Эпштейна) и связанной с ними динамикой. Испарившийся (выбитый) материал частиц влияет на химический состав плазмы и может изменить условия в разряде. Если данные процессы невозможно полностью предотвратить, то необходимо учитывать их влияние.

Все до сих пор проводимые эксперименты производились в рабочем газе Ne в близких между собой разрядных условиях, с частицами одного материала MF, но достаточно широкого размерного диапазона: 1, 4, 7 и 12 мкм. Для них наблюдаются сходные изменения, хотя и различные по длительности фаз. Обнаруженные закономерности указывают на роль разогрева частиц в плазме, влияющего на скорость процесса потери массы пылевыми частицами. В [18] предложена простая модель, учитывающая плазменные процессы в разогреве частиц и “размягчении” их материала, после чего частицы быстро теряют массу. Для ее проверки и лучшего понимания механизма деградации размера частиц требуются исследования с теми же частицами, но в другом плазмформирующем газе. В пару к Ne эффективным было бы использование Ag. Во-первых, при всего двукратном отношении масс разность потенциалов ионизации в этой паре наибольшая, почти 4 эВ. Например, у пары Ne и He – 3 эВ, а у пары Ag и Kг – почти 2 эВ. Первоначальные эксперименты показали, что в стратах в тлеющем разряде при одинаковых параметрах разряда в Ne и Kг могут левитировать лишь частицы MF размером не более 4 мкм и условия разряда при этом должны отличаться от имеющихся исследований в Ne [13–17].

В настоящей работе представлены данные о модификации пылевых частиц размером 7 мкм в рабочем газе Ag, и проведено сравнение с ранее полученными данными в Ne. Обнаружена максимально большая скорость потери массы частицами. Обсуждаются особенности модификации частиц в разных плазмформирующих газах; приводятся численные оценки для параметров фаз процесса модификации. Предлагаются рекомендации для проведения длительных экспериментов с калиброванными частицами MF в пылевой плазме.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Левитация пылевых частиц осуществлялась в плазменных ловушках в стоячих стратах в тлеющем разряде в инертных газах, где в оптимальных условиях создаются объемные структуры из 6–8 тысяч частиц, в условиях проводимых экспериментов число частиц было порядка 300. Особенность проводимых экспериментов в том, что требуется сравнить результаты обработки частиц плазмой в разных газах при относительно близких условиях: токе, давлении, времени нахождения в плазме, диаметре исходных частиц. Для рабочего газа неона в близких между собой условиях проведены исследования с частицами меламина-формальдегида плотностью 1.5 г/см^3 в широком диапазоне размеров от 1 до 12 мкм [13–17]. В предварительных экспериментах выяснилось, что для более тяжелых газов: аргона, криптона и ксенона рабочие давления для существенной наполняемости пылевой ловушки должны быть меньше, чем оптимальные в неоне (менее 0.2 Торр), а в ксеноне менее 0.1 Торр. Второй особенностью для выбора условий экспериментов стало то, что после начала уменьшения размера частицы в тяжелом газе (фаза 2) процесс может происходить настолько быстро, что отследить его динамику трудно. Так, взяв рабочий газ криптон и даже малый исходный размер частиц в 4 мкм, отследить фазу быстрой потери массы во времени оказалось крайне затруднительно. В итоге, для настоящего исследования был выбран аргон, но по сравнению с экспериментами в неоне, условия разряда были несколько изменены. Было выбрано следующее: частицы с исходным размером 7.3 мкм, давление аргона 0.13 Торр, ток разряда 2.5 мА.

В эксперименте пылевая плазма создавалась способом, детально описанным ранее [11, 12]. В тлеющем разряде формировалась система стоячих страт, куда сверху из контейнера вбрасываются исследуемые частицы. Разрядная камера представляла собой перевернутую Г-образную разрядную трубку с горизонтальным участком в нижней части. По горизонтальному участку могло перемещаться собирающее устройство, управляемое магнитом извне, для сбора пылевых частиц из страты оно помещалось под систему стоячих страт, находящихся в вертикальном участке трубки. При выключении разряда, либо сильном охлаждении нижней части разрядной камеры, пылевые частицы падали на собирающее устройство. Далее устройство извлекалось из камеры и помещалось под электронный микроскоп для определения размеров частиц.

Исследование поверхности частиц меламина-формальдегида осуществлялось с помощью растрового сканирующего электронного микроскопа (РСЭМ) MerlinZeiss. Исследование диэлектриче-

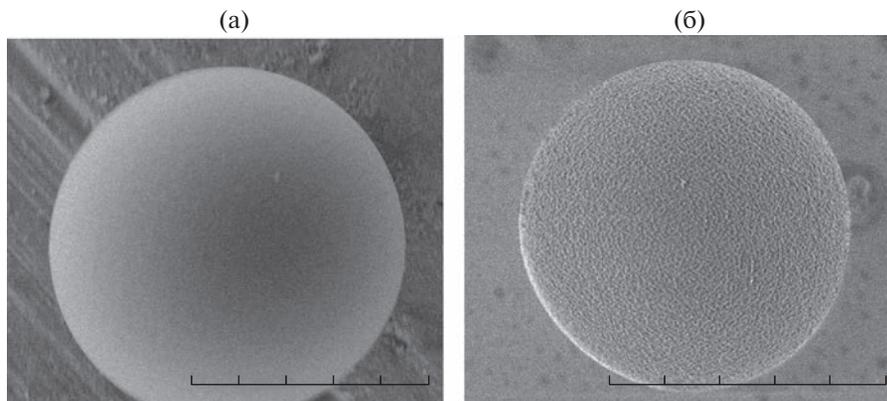


Рис. 1. Пример изображения частицы исходного размера, полученного до ее помещения в плазму (а); пример изображения частицы, полученного в электронном микроскопе, после 15 мин нахождения в плазме в аргоне (б). Наблюдается развитие модификации структуры поверхности и уменьшение размера до 5.8 мкм по сравнению с исходным в 7.3 мкм. Цена деления шкалы на рисунке 1 мкм.

ских материалов методом РСЭМ имеет ряд особенностей, которые необходимо учитывать для получения контрастных изображений. Прежде всего, на качество изображения влияет зарядка объекта электронами, что приводит к размытию границ контраста. Существуют два способа борьбы с этим явлением: “сдувание” заряда с поверхности объекта потоком азота и использование малых ускоряющих напряжений и максимально малых токов электронного пучка. Первый способ не пригоден по причине неконтролируемого воздействия потока на частицы на поверхности платформы. Для уменьшения заряда объекта (частицы меламин-формальдегида) использовался режим низких ускоряющих напряжений и малых токов электронного пучка. Пример полученных

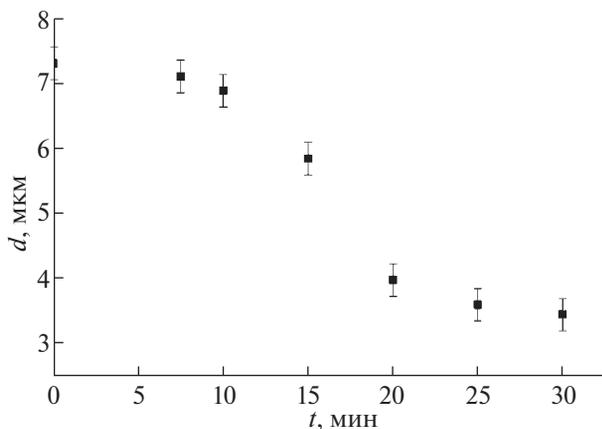


Рис. 2. Зависимость диаметра калиброванных частиц меламин-формальдегида от времени нахождения в пылевой ловушке. Условия: газ аргон, $p = 0.13$ Торр, $i = 2.5$ МА.

изображений, демонстрирующий модификацию частиц, представлен на рис. 1.

Рисунок 2 показывает измеренную зависимость диаметра калиброванных частиц МФс исходным размером $d = 7.3$ мкм от времени нахождения в аргонной плазме. Как и в разрядах в неоне и в криптоне, наблюдается неравномерное во времени уменьшение размеров частиц, но частицы остаются сферической формы. Детальные исследования в электронном микроскопе структуры поверхности [13–17] показывают, что модификация пылевых частиц является всесторонней.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Обсудим данные из рис. 2 и сопоставим их с развиваемой гипотезой модификации пылевых частиц. При исследованиях деградации частиц в неоне были установлены следующие фазы процесса во времени: первая – медленное уменьшение размера; вторая – быстрая потеря материала; третья фаза (которая наблюдалась на больших по размеру частицах) – повторная медленная потеря массы. Физическая гипотеза [18] предполагает, что первая фаза соответствует разогреву и размягчению материала частицы, когда потеря материала идет еще достаточно медленно. Рисунок 3 показывает продолжительность первой фазы деградации частиц t_1 в разряде в неоне в зависимости от размера частиц. Пересчитав данные о диаметре частицы (из рис. 2) в ее объем, определяем продолжительность первой фазы в аргоне, см. рис. 4, порядка $t_1 = 8$ мин.

Во второй фазе процесса наблюдается быстрое изменение размера частиц. Скорость потери массы максимальна при $t = 15$ мин и составляет $\Delta m/\Delta t = 20$ пг/мин, что примерно вдвое больше аналогичного изменения в случае неона.

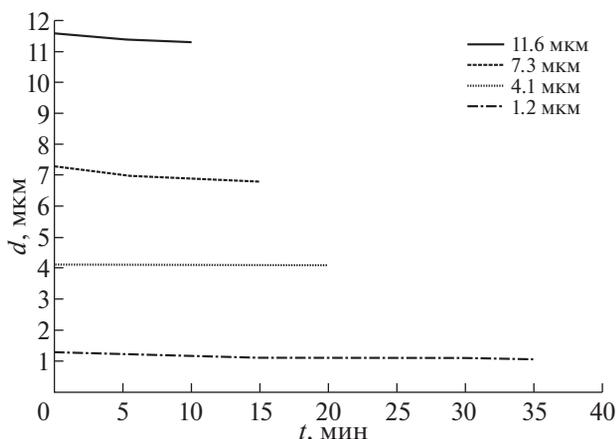


Рис. 3. Иллюстрация продолжительности первой фазы изменения размера частиц от времени для различных исходных частиц в неоне. Показаны диаметры калиброванных частиц во времени до момента начала фазы быстрой деградации. Условия: газ неон, $p = 0.13$ Торр, $i = 2.5$ мА.

Дальнейшее уменьшение скорости деградации частиц — фаза 3, вероятно, вызвано уменьшением плазменного потока на поверхность пылевой частицы из-за наступившего уменьшения размера пылевой частицы. Зависимость потери массы частицей от времени представлена на рис. 5, где четко прослеживаются характерные времена в 8 и 25 мин, разделяющие фазы процесса деградации.

В разных газах различный потенциал пылевой частицы и различная масса ионов (U , m_i). Это приводит к различной энергии ионов, достигающих поверхности пылевой частицы в процессе поддержания стационарного заряда, а также различному количеству ионов/электронов, попадающих на частицу в единицу времени (1). Попадая в плазму и приобретая плавающий потенциал U , частица принимает на своей поверхности ионы, количество которых можно оценить по формуле для тока на зонд в модели ограниченных орбит, используемой в пылевой плазме [1–4]

$$N_i = \frac{I_i}{e} = \sqrt{8\pi a^2 n_i v_{Ti}} \left(1 + \frac{eU}{kT_i} \right). \quad (1)$$

Здесь I_i — ток на частицу, a — ее радиус, n_i — концентрация ионов (и электронов), v_{Ti} — тепловая скорость ионов. Каждый ион при движении к частице приобретает энергию

$$\frac{m_i v_{is}^2}{2} = eU. \quad (2)$$

В (2) при плавающем потенциале частицы U [19] порядка 10 эВ тепловой энергией иона в 0.025 эВ пренебрегаем, v_{is} — скорость иона на поверхности частицы. Вероятно, этот процесс, а также реком-

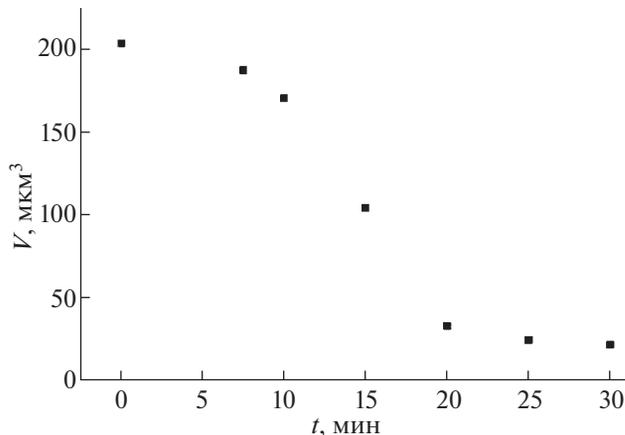


Рис. 4. Зависимость объема пылевых частиц от времени нахождения в пылевой ловушке. Условия: газ аргон, $p = 0.13$ Торр, $i = 2.5$ мА.

бинация ионов и электронов на поверхности, приводят к нагреву частицы и, как следствие, к размягчению ее материала. Если рекомбинирующий на поверхности атом оказывается в основном состоянии, то выделяется полная энергия рекомбинации, например в аргоне 15.76 эВ. Но если атом оказывается в возбужденном состоянии, то выделяется лишь доля от этой энергии.

Кинетическая энергия попадающих на частицу ионов зависит от сорта газа и близка к 10 эВ. По литературным данным мы оценили энергию связи материала частицы как 3 эВ [20]. И в неоне, и в аргоне энергия достигающих поверхности ионов превышает это значение, и они выбивают материал из частицы. Вероятно, в фазе 2 ионы, по-

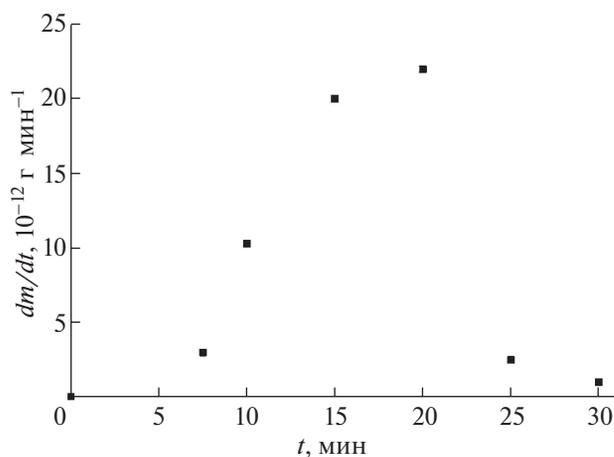


Рис. 5. Зависимость скорости потери массы пылевых частиц от времени нахождения в пылевой ловушке. Условия: газ аргон, $p = 0.13$ Торр, $i = 2.5$ мА. Наблюдается рекордно быстрая потеря массы на промежутке времени 15–20 мин.

падая на поверхность разогретой частицы, выбивают из нее материал более интенсивно.

Выполним простые численные оценки, чтобы оценить разумность обсуждаемых процессов. Для неизвестной с абсолютной точностью композиции материала MF примем по его плотности 1.51 г/см^3 , что он близок к меламину (плотность 1.59 г/см^3). По формулам (1) и (2) можно оценить приход тепла к частице, например, на начальном этапе, пока ее размер не изменился. Плотность ионов n_i оцениваем по току разряда через подвижность электронов в рабочем газе и среднее поле, измеренное в эксперименте. В единицу времени данное тепло $Q_1 = N_i e U$ в аргоне равно 3×10^{-8} Дж, а с учетом рекомбинации $Q_1^{\text{Ar}} = 4.6 \times 10^{-8}$ Дж/с.

Согласно литературным данным по материалу [21, 22], вблизи температурной точки 354°C резко изменяются свойства материала MF. Можно предположить, что частицы разогреваются до данной температуры. В эксперименте через определенное время t_1 устанавливается такое состояние поверхности, при котором частица начинает интенсивно терять массу. Охлаждение частицы происходит за счет теплопроводности газа. Тепло, отводимое от частицы в аргоне в единицу времени при нагретой до 354°C частице мы оценили как $Q_2^{\text{Ar}} = 7.5 \times 10^{-8}$. Но пока частица еще не нагрета, за время меньше, чем t_1 , отводимое теплопроводностью тепло будет меньшим. Мы также оценили количество теплоты, необходимое для полного нагревания пылевой частицы массой m : $Q_3 = 9 \times 10^{-8}$ Дж. В итоге, можно заключить следующее. Приход Q_1 и отвод Q_2 тепла в единицу времени сопоставимы по величине. Теплопроводность газа интенсивно охлаждает частицу, но если малая доля разности $\Delta Q = Q_1 - Q_2$, например порядка 5% идет на нагрев частицы, то время ее нагрева/размягчения соответствует длительности t_1 фазы медленной деградации размера.

Использование двух газов в эксперименте для одинаковых размеров и материала пылевых частиц позволяет выполнить сравнение времен начала деградации. Время первой фазы оценивается из отношения $t = Q_3/\Delta Q$. В начальной стадии нахождения в плазме частица еще не разогрета до высокой температуры и отводимый поток еще не установился, тогда время разогрева можно оценивать как отношение Q_3/Q_1 . Отношение времен для аргона и неона можно записать как $t_1^{\text{Ar}}/t_1^{\text{Ne}} = Q_1^{\text{Ne}}/Q_1^{\text{Ar}}$, полученное значение близко к 0.5.

Сопоставление в эксперименте времени начала сильной деградации пылевых частиц в разных газах показывает, что в тяжелом газе деградация наступает быстрее. В представленной работе это

зарегистрировано в паре газов Ar и Ne на 7 мкм частицах. В проводимых в настоящее время экспериментах аналогичный эффект наблюдается в паре газов Kr и Ne на 4 мкм частицах. Анализ показывает следующие физические причины, например для Ar и Ne. Энергия достигающих поверхности пылевой частицы ионов в двух газах отличается не сильно, но существенно отличается число ионов, приходящих на частицу в единицу времени. Охлаждение же, наоборот, в неоне интенсивнее, поскольку теплопроводность Ne втрое больше, чем Ar.

На больших временах с уменьшением размера частицы поток ионов на ее поверхность уменьшается в соответствии с (1). На этой фазе процесса потеря массы частицы существенно сокращается, на рис. 2 после 25 мин. Заметим, что все три фазы (скорости потери массы) обнаруживаются в эксперименте в неоне с большими частицами в 12 мкм, а также в данном эксперименте в аргоне. Рисунок 5 демонстрирует характерные времена процесса потери массы в 8 и 25 мин.

Сопоставляя полученные скорости потери материала пылевых частиц в стратах в тлеющем разряде и ВЧ-разряде [23, 24], можно сказать, что в ВЧ-разряде деградация частиц происходит менее интенсивно. Возможно, это связано с большей электронной температурой и плотностью плазмы в стратах [19].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проводимых исследований установлено, что деградация размера калиброванных частиц MF в пылевой плазме происходит интенсивнее в тяжелом плазмоформирующем газе. В аргоне потеря массы пылевой частицы начинается раньше, чем в неоне. Скорость потери материала частицы в аргоне демонстрирует достаточно большую величину до 20 пг/мин. Показано, что перед началом активной потери материала частица нагревается, время ее нагрева в более тяжелом инертном газе меньше.

На основании полученных данных об изменении размеров частиц во времени, можно выработать рекомендации для проведения длительных экспериментов с частицами MF. Для минимизации измерения размера частиц в экспериментах можно использовать легкие инертные газы, не очень большие по размерам частицы, разряд ВЧ-типа, а также ограничить проведение экспериментов временем разогрева частиц t_1 , заменяя в пылевой ловушке частицы на вновь инжектированные.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 22-12-00002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bouchoule A.* Dusty Plasmas: Physics, Chemistry, and Technological Impact in Plasma Processing. Orlean: Wiley, 1999.
2. *Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A.* // Physics and Applications of Complex Plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 439 p.
3. *Fortov V.E., Mofill G.E.* Complex and dusty plasmas: from laboratory to space. N.Y.: Taylor & Francis Group, 2010. 418 p.
4. *Bonitz M., Horing N., Ludwig P.* Introduction to Complex Plasma. Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2010. 443 p.
5. *Hayashii Y., Tachibana K.* // Japan J. Appl. Phys. 1994. V. 33. P. L804.
6. *Stoffels W.W., Stoffels E., Swinkels G.H.P.M., Boufnichel M., Kroesen G.M.W.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. P. 2302.
7. *Yasuda H.* // Plasma Polimerization. Florida: Orladdo, 1985.
8. *Abourayana H.M., Dowling D.P.* Plasma Processing for Tailoring the Surface Properties of Polymers. INTECH, 2015. P. 123.
9. *Цытович В.Н., Морфилл Г.Е., Томас Х.* // Физика Плазмы. 2004. Т. 30. С. 877.
10. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Eikhval'd A.I., Ermolenko M.A., Golubev M.S., Ivanov A.Yu.* // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 026406.
11. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 591.
12. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. С. 51.
13. *Ермоленко М.А., Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю., Павлов С.И., Полищук В.А., Горбенко А.П.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. С. 77.
14. *Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., Горбенко А.П., Машек И.Ч., Полищук В.А., Миронова И.И.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. С. 473.
15. *Карасев В.Ю., Полищук В.А., Горбенко А.П., Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Макара М.М.* // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 1007.
16. *Karasev V., Dzlieva E., Pavlov S., Matvievskaia O., Polischuk V., Ermolenko M., Eichvald A., Gorbenko A.* // Contrib. Plasma Phys. 2019. V. 59. P. e.201800145.
17. *Karasev V., Polischuk V., Dzlieva E., Pavlov S., Mironova I., Gorbenko A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 946. P. 012156.
18. *Karasev V., Polischuk V., Dzlieva E., Pavlov S., Gorbenko A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1556. P. 012080.
19. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
20. *Рабинович В.А., Хавин З.Я.* // Краткий химический справочник. М.: Химия, 1977.
21. *Anderson I.H., Cawley M., Steedman W.* // British Polym. J. 1969. V. 1. P. 24.
22. *Anderson I.H., Cawley M., and Steedman W.* // British Polym. J. 1970. V. 3. P. 86.
23. *Zobnin A.V., Usachov A.D., Fortov V.E.* // AIP Conf. Proc. 2002. V. 649. P. 293.
24. *Kononov E.A., Vasiliev M.M., Vasilieva E.V., Petrov O.F.* // Nanomaterials. 2021. V. 11. P. 2931.

СЕПАРАЦИЯ ЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ В СМЕСЯХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

© 2023 г. Л. А. Новиков^{a, *, **}, В. Ю. Карасев^a, С. И. Павлов^a, М. В. Балабас^a,
И. Р. Крылов^a, Е. С. Дзлиева^a, С. А. Майоров^{b, c, d}

^a Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

^b Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^c Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^d Институт теоретической и экспериментальной физики, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Алматы, Республика Казахстан

*e-mail: plasmadust@yandex.ru

**e-mail: l.novikov@spbu.ru

Поступила в редакцию 16.08.2022 г.

После доработки 15.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

Предложен и реализован метод управления размером пылевых частиц при вариации электронной температуры посредством добавления в разряд малой доли примеси газа с низким потенциалом ионизации. Показано, что при использовании максимально различающихся по массе инертных газов Не и Хе, размер отобранных пылевых частиц отличается вдвое. Выполнены численные оценки среднего размера отобранной частицы на основе баланса сил, действующих на пылевую частицу, с учетом влияния примеси на заряд частиц и скорость потока ионов. Метод настройки пылевой ловушки на размер удерживаемых частиц, работает в интервале порядка 1–10 мкм.

Ключевые слова: пылевая плазма, тлеющий разряд, полидисперсные частицы, смесь инертных газов

DOI: 10.31857/S0367292122600911, EDN: BIDNAK

1. ВВЕДЕНИЕ

При формировании пылевой плазмы в плазменных ловушках происходит процесс самоорганизации [1–3]. С экспериментальной точки зрения он характеризуется рядом факторов в пылевой подсистеме: отбором частиц по размеру и форме, установлением величины межчастичного расстояния и типа упаковки частиц, соотношением заряда пылевых частиц и плотности плазмы. Для первого фактора возможно провести исследование с полидисперсными частицами произвольной формы в относительно широком диапазоне плазменных условий.

Одним из характерных параметров низкотемпературной плазмы является температура (средняя энергия) электронов [4–6]. Она главным образом задает основную характеристику пылевых частиц — их заряд, и существенно связана с величиной продольного электрического поля, удерживающего частицы в ловушке. Можно предположить, что, варьируя электронную температуру, например, при изменении газового состава плазмы, можно управлять характеристиками пылевой

подсистемы, прежде всего, размером и зарядом частиц.

Для реализации подобного метода управления размером пылевых частиц требуется использование разряда в смесях газов, возможно, для большей эффективности в газах с сильно различающимися потенциалами ионизации/массами, а также улавливание отобранных пылевых частиц непосредственно из плазменно-пылевой ловушки. В наших предыдущих работах был предложен способ улавливания и определения размеров пылевых частиц, левитирующих в ловушке в страте в тлеющем разряде в неоне [7–11], который можно применить и к смесям газов. В работах [12, 13] описаны исследования пылевой плазмы в бинарных смесях гелий-аргон и гелий-криптон. Но исследование зависимости размера пылевых частиц от параметров разряда (состава примененных смесей) в них не производилось.

Об экспериментах в разрядах в смесях газов литературные данные не многочисленны, но, например, монографии [14, 15] позволяют проанализировать проблему. Для выбора рабочих параметров эксперимента очень важен цикл работ [16–20], в котором рассчитаны характеристики

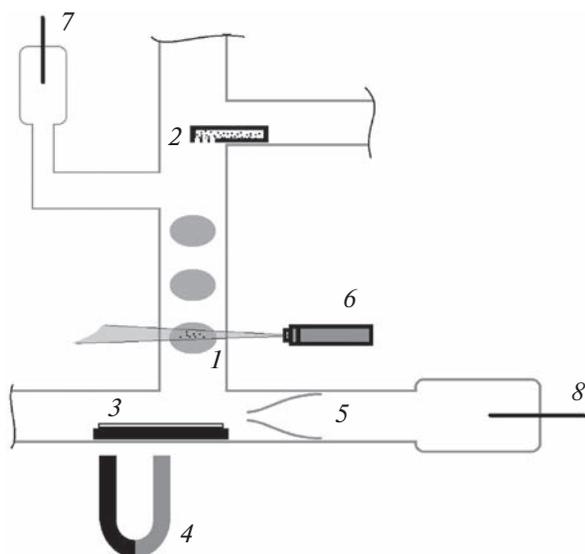


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – исследуемая пылевая ловушка в нижней страте; 2 – контейнер для инъекции частиц в разряд; 3 – устройство для сбора частиц; 4 – магнит, с помощью которого устройство (3) перемещалось вдоль горизонтальной части камеры; 5 – стеклянная вставка, стабилизирующая страты; 6 – лазерная подсветка для визуализации наличия частиц в ловушке; 7 – анод; 8 – катод.

дрейфа ионов и электронов, изменение электронной температуры в смесях при добавлении в инертные газы малых до 5% количеств легкоионизируемых газов и паров металлов, а также доли энергии электронов, расходуемых на ионизацию основного иона и иона примеси. С экспериментальной точки зрения сложность представляет создание плазменно-пылевой ловушки в сильно отличающихся газах при одинаковых параметрах разряда. Но можно полагать, что требуемые смеси плазмоформирующего газа можно осуществлять при малой/ограниченной доле тяжелого газа. Согласно [16–20], основные изменения характеристик дрейфа и энергии ионов и электронов должны происходить при крайне малых примесях, порядка единиц процентов.

В экспериментах с исследованием действия силы ионного увлечения на пылевую структуру в магнитном поле [21, 22] было показано, что добавка 5% Хе в основной газ Не, увеличивает скорость ионного потока настолько, что сила ионного увлечения возрастает вдвое. Таким образом, литературные данные показывают, что параметрами разряда можно управлять через изменение пропорции в смеси газов, таким образом, варьируя условия в пылевой ловушке.

В настоящей работе проводится экспериментальное исследование зависимости размера отобранных плазмой полидисперсных частиц кварца от малой доли Хе, добавленного в разряд Не. По-



Рис. 2. Пример изображения частиц, извлеченных из разряда после левитации при следующих условиях: смесь гелия и ксенона в соотношении 85:15 при давлении 0.67 Торр и разрядном токе 1.5 мА. Частицы – кварц. Цена деления шкалы 10 мкм.

лученная зависимость интерпретируется с учетом изменения заряда частиц, поля и скорости потока ионов, входящих в баланс действующих на пылевую частицу сил. На основании результатов можно создать метод тонкой настройки пылевой ловушки на улавливание заданного размера пылевых частиц.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Метод улавливания пылевых частиц из плазменной ловушки в тлеющем разряде был предложен в [7, 8], в общих чертах он заключается в следующем. Применяется разрядная трубка специальной конструкции, имеющая внутри подвижное устройство для сбора пылинок (рис. 1). В случае пылевой ловушки в тлеющем разряде, стоячие страты формируются в вертикальном участке трубки. Пылевые частицы инжектируются в разряд из контейнера с сетчатым дном, расположенным в верхней части трубки. Нижняя часть трубки переходит в горизонтальный участок. С одной его стороны располагается катод, сюда проходит разряд, с другой стороны вне области разряда может перемещаться собирающее устройство. Последнее подводится под пылевую ловушку, при выключении разряда (либо при охлаждении нижней части стенки) левитирующие в плазме частицы падают на собирающее устройство. Процесс сбора пылевых частиц контролируется визуально при помощи лазерной подсветки. Пример собранных пылевых частиц, сфотографированных в оптическом микроскопе, показан на рис. 2.

Ключевой особенностью исследования является управление параметрами разряда (пылевой

ловушки) посредством смешивания плазмоформирующих газов с сильно различающимися потенциалами ионизации. В смеси He и Xe при изменении пропорций существенно меняются характеристики плазмы: электронная температура (средняя энергия), напряженность электрического поля, скорость дрейфа ионов и их средняя энергия, а также типа иона. Расчеты [18–20] показывают, что при степени ионизации газа порядка 10^{-7} добавка долей процента Xe к основному газу He приводит к полной замене типа ионов. Как следствие происходит изменение заряда пылевой частицы, баланса сил и условия равновесия, а следовательно, и размера левитирующих в ловушке частиц. Это и было целью эксперимента.

В эксперименте использовался полидисперсный порошок кварца широкого размерного диапазона, отсеянный через сито с ячейкой в 25 мкм. При наблюдении в оптический микроскоп обнаружено, что в интервале от 1 до 25 мкм было равномерное распределение по размеру засыпных частиц. Особенности пылевых ловушек в двух применяемых газах заключаются в сильно различающихся величинах напряженности электрического поля и температур электронов. В Xe оптимальным для наполнения пылевой ловушки оказалось давление в интервале 0.1–0.2 Торр, в то время как в He оптимальным оказался диапазон 1.0–1.4 Торр. В предварительных экспериментах мы пытались найти условия, при которых при одинаковых давлениях и токах разряда можно собирать пылевые частицы в обоих рабочих газах. Так при токе $i = 1.5$ мА, давлении $p = 0.33$ Торр в разрядной трубке диаметром 1.9 см удалось собрать определенное количество пылевых частиц из ловушек в обоих газах. Эти предварительные эксперименты показали возможный диапазон размеров улавливаемых частиц: от 3 мкм в Xe до 7 мкм в He. Управление ионным увлечением в смесях газов [21, 22], а также теоретические расчеты [16, 17] указывают на то, что существенное изменение параметров разряда происходит при примеси Xe к основному газу He в количестве до 5%. В соответствии с этим, для основного эксперимента были выбраны следующие условия: давление смеси газов $p = 0.7$ Торр, диапазон примеси Xe от 1 до 15%.

Перед каждым измерением производился контроль чистоты рабочего газа. Электроды длительно тренировались при повышенном токе, чистота газа контролировалась по ВАХ-разряда. При проведении эксперимента в приготовленной смеси газов зажигался разряд, вбрасывались пылевые частицы, их левитация в ловушках контролировалась посредством метода визуализации. Далее под ловушку (под вертикальный участок трубки) подводилось собирающее устройство, разряд гасился и пылевые частицы улавливались. Собранные на подложку пылевые частицы извлекались вместе с ней из разрядной трубки и помещались в

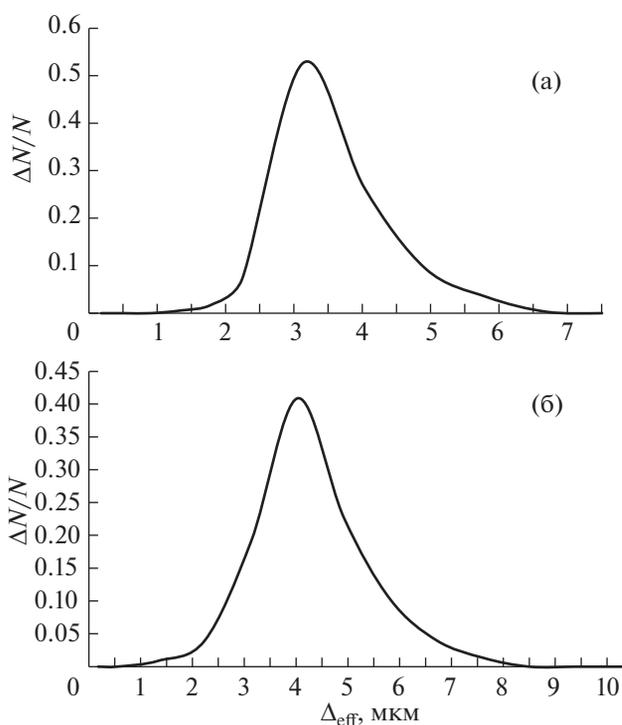


Рис. 3. Распределение частиц по размеру: условия соответствуют рис. 2 (а); смесь гелия и ксенона в соотношении 98 : 2 при давлении 0.67 Торр и разрядном токе 1.5 мА (б).

оптический микроскоп для фотографирования и дальнейшей обработки.

При наблюдении в микроскоп мы имеем образ частицы в двумерной проекции. Для оценки размера частиц используется ряд методов [23]. Применение простейшего из них, среднего проекционного размера ($d = (x + y)/2$, где x и y – максимальный и минимальный размеры), оказалось достаточно чувствительным к изменению как давления, так и типа плазмоформирующего газа. Например, для условий сбора частиц показанных на рис. 2, распределение частиц по размеру показано на рис. 3а, среднее значение порядка $d = 3$ мкм. Для смеси гелия и ксенона в соотношении 98 : 2 пример распределения показан на рис. 3б, со средним значением порядка 4 мкм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При обработке образов нескольких сотен пылевых частиц были построены их распределения по характерному размеру. Для каждого процентного соотношения смеси определены средние значения и ширины распределений. Зависимость среднего проекционного размера извлеченных частиц от процентного содержания газов представлена в табл. 1.

Таблица 1. Средний размер частиц в смесях

Xe, %	0	1	2	3	4	5	15
d , мкм	6.5	4.5	4.0	3.9	3.8	3.7	3.2

Таблица 2. Параметры плазмы в смесях

N	Xe, %	T_e , эВ	T_i , К	M_{eff}	τ	z
1	0	5.2	1213	1.59	8	2.5
2	5	3.5	6051	2.35	10	3.5
3	15	2.9	600	—	86	2.7
4	100 (0.03 Torr)	2.5	487	0.88	100	3.0

Можно перечислить наблюдаемые количественные изменения. Во-первых, при добавлении Xe происходит уменьшение размера левитирующих пылевых частиц. Для выбранного давления размер частиц уменьшается от почти 6.5 мкм до практически 3 мкм при добавлении 15% Xe. Уменьшение размера частиц (как куб уменьшения веса) говорит об уменьшении глубины потенциальной ямы. Во-вторых, основное изменение параметров происходит при добавке не более 2%. Поскольку в этой области по измененным ВАХ не происходило значительного изменения падения потенциала и визуальная картина стоячих страт не менялась, а спад электронной температуры происходит очень плавно, можно связать уменьшение размера частиц именно с заменой сорта иона. Согласно теории [16, 17], замена иона приводит к отсутствию резонансной перезарядки, возрастанию направленной скорости потока ионов, а как следствие, к возрастанию заряда пылевой частицы и увеличению действия силы ионного увлечения [21].

Для установления соответствия размера извлеченных частиц с балансом удерживающих их сил, выполним численные оценки, ряд известных параметров для них сведем в табл. 2. Колонки 3–5 заполнены по данным [16, 17], в колонке 5 приведена скорость потока ионов, выраженная в числах маха M_{eff} . Последние две колонки соответствуют безразмерному заряду пылевой частицы $z = Z_d e^2 / (a T_e)$ и отношению температур электронов и ионов $\tau = T_e / T_i$. По этим значениям была вычислена сила ионного увлечения F_{id} , действующая вместе с силой тяжести вниз, и проведено ее сравнение с силами тяжести и удерживающей электрической силой. Напряженность электрического поля для вычислений оценена по экспериментальным данным.

Для первого ряда таблицы (в чистом гелии) баланс сил выглядит так: $qE = mg \gg F_{\text{id}}$ (3.7×10^{-12} Н и 10^{-13} Н). Для второго ряда (5% ксенона) баланс сил: $qE = mg + F_{\text{id}}$ (1.1×10^{-12} Н и $(0.8 + 0.3) \times$

10^{-12} Н). Для нижних рядов ионное увлечение уже превышает силу тяжести: $qE = F_{\text{id}} > mg$ (для 15% соответствующие значения сил: 1.5, 1.1 и 0.4 при 10^{-12} Н). Можно сказать, что наблюдающееся почти вдвое уменьшение размеров пылевых частиц выбранной плотности при наибольшей доле Xe в смеси связано не только с изменением заряда пылевой частицы и поля в ловушке, но и с относительным увеличением роли силы ионного увлечения, доминирующей над весом частицы.

Экспериментальное определение размера пылевых частиц в стоячей страте в смесях газов и понимание изменения действующих на них сил позволяет использовать стоячую страту как ловушку, способную настраиваться на заданный размер удерживаемых пылевых частиц. При использовании более легких и наиболее востребованных полимерных частиц, диапазон улавливаемых размеров при данном методе существенно расширяется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен способ управления балансом сил, действующих на пылевые частицы в тлеющем разряде, за счет вариации состава плазмообразующего газа. Произведен сбор полидисперсных пылевых частиц из пылевой ловушки при малых добавках Xe в He. Определена зависимость характерного размера частиц от процентной доли добавки Xe. Выполненные численные оценки баланса сил при учете влияния примеси на параметры разряда находятся в согласии с экспериментом и показывают, что даже при умеренных количествах Xe, в балансе сил сила ионного увлечения доминирует над силой тяжести. Результаты позволяют создать пылевую ловушку/пылевой фильтр, настраиваемый на заданный размер пылевых частиц.

Работа поддержана РФФИ, грант № 22-22-00154.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shukla P.K., Mamun A.A.* Introduction to Dusty Plasma Physics. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2002.
2. *Tsytoich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.M.* Elementary Physics of complex plasmas. Berlin; N.Y.: Springer, 2008.
3. *Fortov V.E., Morfill G.E.* Complex and dusty plasmas: from laboratory to space. N. Y.: Taylor & Francis Group, 2010.
4. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
5. *Голубовский Ю.Б., Кудрявцев А.А., Некучаев В.О., Порохова И.А., Цендин Л.Д.* Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. СПб.: Изво Санкт-Петербургского гос. ун-та, 2004.

6. *Цендин Л.Д.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 139.
7. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. С. 147.
8. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 591.
9. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. С. 51.
10. Патент № 2568898 С1 Российская Федерация, МПК В01D 59/48, В82В 1/00. Способ разделения полидисперсных частиц в микронном и наноразмерном диапазоне и устройство для его реализации: № 2014132470/07: заявл. 06.08.2014; опубл. 20.11.2015 / В.Ю. Карасев, Е.С. Дзлиева, М.А. Ермоленко, В.А. Полищук; заявитель федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Санкт-Петербургский государственный университет” (СПбГУ).
11. Патент на полезную модель № 149100 U1 Российская Федерация, МПК В01D 59/48, В82В 3/00. Разрядная камера для разделения полидисперсных частиц в микронном и наноразмерном диапазоне: № 2014132655/07: заявл. 07.08.2014; опубл. 20.12.2014 / В.Ю. Карасев, Е.С. Дзлиева, М.А. Ермоленко, В.А. Полищук; заявитель федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Санкт-Петербургский государственный университет” (СПбГУ).
12. *Maiorov S.A., Kodanova S.K., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Golyatina R.I., Bastykova N.Kh., Utegenov A.U.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 033705.
13. *Антипов С.Н., Васильев М.М., Майоров С.А., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. С. 554.
14. *Бочкова О.П., Шрейдер Е.Я.* Спектральный анализ газовых смесей. М.: Физматгиз, 1963.
15. *Шибкова Л.В., Шибков В.М.* Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит, 2005.
16. *Майоров С.А.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 869.
17. *Майоров С.А.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 802.
18. *Майоров С.А., Голятина Р.И., Коданова С.К., Рамазанов Т.С.* // Кр. сообщ. физ. ФИАН. 2012. № 1. С. 12.
19. *Голятина Р.И., Майоров С.А.* // Прикладная физика. 2014. № 4. С. 5.
20. *Майоров С.А.* // Кр. Сообщ. Физ. ФИАН. 2014. Т. 41. С. 20.
21. *Dzlieva E.S., Ermolenko M.A., Karasev V.Yu., Pavlov S.I., Novikov L.A., Maiorov S.A.* // JETP Letters. 2014. V. 100. P. 703.
22. *Dzlieva E.S., Karasev V.Yu., Pavlov S.I., Ermolenko M.A., Novikov L.A., Maiorov S.A.* // Contrib. Plasma Phys. 2016. V. 56. P. 197.
23. *Грин Х., Лейн В.* Аэрозоли — пыли, дымы и туманы. Л.: Химия, 1969.

ПОЛУЧЕНИЕ МИКРОКАПЕЛЬНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ

© 2023 г. Р. И. Пяскин^{а, *}, А. И. Щербина^{а, **}

^а Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия

*e-mail: pri-tesla@mail.ru

**e-mail: dusty@plasma.karelia.ru

Поступила в редакцию 10.08.2022 г.

После доработки 12.10.2022 г.

Принята к публикации 22.10.2022 г.

Исследованы плазменно-пылевые образования с жидкими частицами (микрокаплями). В ходе исследования были проанализированы способы получения микрокапель жидкости в вакууме, а также изготовлен лабораторный стенд для изучения жидкостных плазменно-пылевых образований. Произведено наблюдение и фотофиксация данного явления.

Ключевые слова: комплексная плазма, пылевая плазма, пылевой кристалл, тлеющий разряд, микрокапельное дозирование, распыление

DOI: 10.31857/S0367292122601448, **EDN:** VINENI

ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма – это плазма, содержащая взвешенные в ней частицы [1]. Практически во всех экспериментах, проводимых в тлеющем разряде при низком давлении газа, для формирования плазменно-пылевой структуры используются твердые частицы. Данная работа является продолжением исследований [2] по получению пылевидных плазменных структур с жидкими частицами. Эксперимент подразумевает дозирование микрокапель жидкости в разрядный промежуток и исследование их поведения.

Устройство для инъекции микрокапель в разряд должно функционировать при пониженном давлении (1–100 Па). Точное дозирование одиночных микрокапель жидкости при низком давлении газа является сложной задачей, требующей комплексного подхода. На рынке не представлено устройств, предназначенных для генерации микрокапель размерами 5–100 мкм в вакууме.

Все существующие подобные устройства созданы для дозирования исключительно при атмосферном давлении (дозаторы фирм Microdgor, Microfab). В настоящей работе были проведены эксперименты пьезоголовкой Microfab MJ-AB-01-40 (рис. 1), как оказалось, она способна сохранять работоспособность в вакууме.

При распылении жидкостей с высоким давлением насыщенных паров их капли будут очень быстро испаряться. Таким образом, для получения долгоживущих капель необходимо использование жидкостей с низким давлением насыщен-

ных паров ($P_{\text{п}}$). Известно, что микрокапли дибутилфталата ($P_{\text{п}} = 10^{-3}$ Па) размером 10–20 мкм испаряются в течение сотен минут (рис. 2). Таким образом, необходимым условием длительного наблюдения за плазменно-пылевой структурой, состоящей из микрокапель жидкости, является низкое давление ее насыщенных паров. Этому требованию удовлетворяет большая часть промышленных вакуумных масел и смазок [3].

ОПИСАНИЕ ПЕРВОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Первые эксперименты по дозированию микрокапель вязкой жидкости в вакууме производились с использованием пьезоэлектрической печат-



Рис. 1. Микрокапельный дозатор Microfab MJ-AB-01-40.

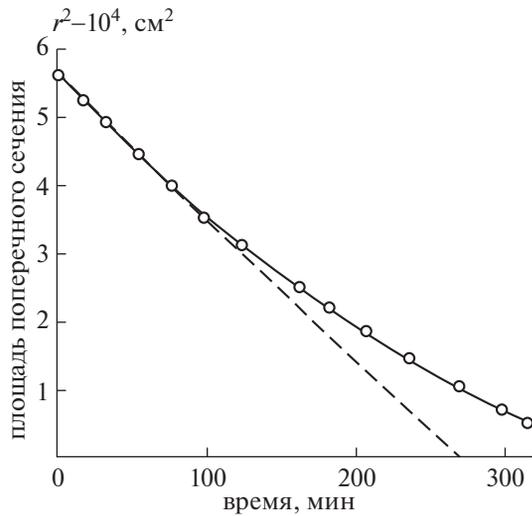


Рис. 2. Скорость испарения микрокапель дибутилфталата, $P = 100$ Па.

тающей головки от струйного принтера марки Epson. Схема лабораторного стенда представлена на рис. 3.

Внутри прозрачной герметизированной вакуумной камеры из оргстекла, откачиваемой пластинчато-роторным вакуумным насосом до давления 40–80 Па, помещалась пьезоголовка и система питания (емкость с расходуемой жидкостью, помещенная над печатающей головкой и подключенная к входу). Питание головки производилось от генератора импульсов Г5-15. Данный генератор позволяет подавать на пьезоэлементы импульсы микросекундной длительности, также можно устанавливать требуемую амплитуду (все эти параметры были измерены в штатном включении головки непосредственно к принтеру).

Наиболее устойчивая работа дозатора наблюдалась при амплитуде, близкой к максимальной для прибора (80–110 В), и при частоте следования импульсов 2–10 кГц [4, 5].

Следующим этапом работы стала попытка формирования ППС с дозированными каплями. Для этого стенд был дополнен газоразрядной трубкой с источником питания и лазерной подсветкой (рис. 4). Тлеющий разряд зажигался от высоковольтного блока питания ТВ-3, подключенного к электродам через балластное сопротивление. Electroды закреплены на вертикально расположенной трубке из кварцевого стекла. Верхний электрод выполнен в виде полого цилиндра для возможности инъекции через него частиц сверху в разрядный промежуток. Положение сопла головки относительно центра верхнего электрода корректировалось с помощью вакуумного ввода вращения [4, 5].

В результате эксперимента капли зависли в стратах разряда и сформировали кристаллическую структуру. Визуализация кристалла производилась с помощью так называемого “лазерного ножа”: направленный на цилиндрическую линзу лазерный луч растягивается по вертикальной оси, и формируется тонкий плоский пучок света. При пронизывании пучком кристалла можно наблюдать ППС в разрезе, а также производить его фото- и видеосъемку, измерять размер частиц, наблюдать постепенное исчезновение жидких капель вследствие испарения и т.д. Фотоснимки получившихся ППС представлены на рис. 5 [4, 5].

НАБЛЮДЕНИЯ В ХОДЕ ПЕРВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В ходе работы подтвердилось достаточно большое время существования капель в плазменном

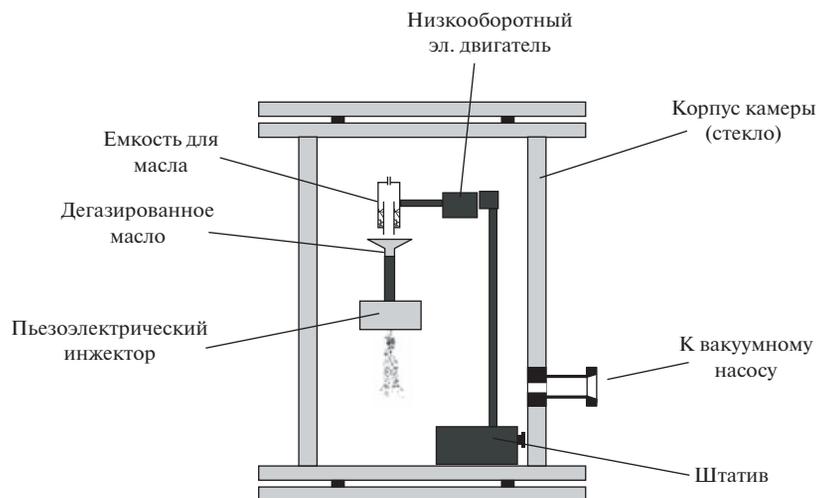


Рис. 3. Лабораторный стенд по дозированию микрокапель жидкости в вакууме при помощи пьезоголовки Epson.

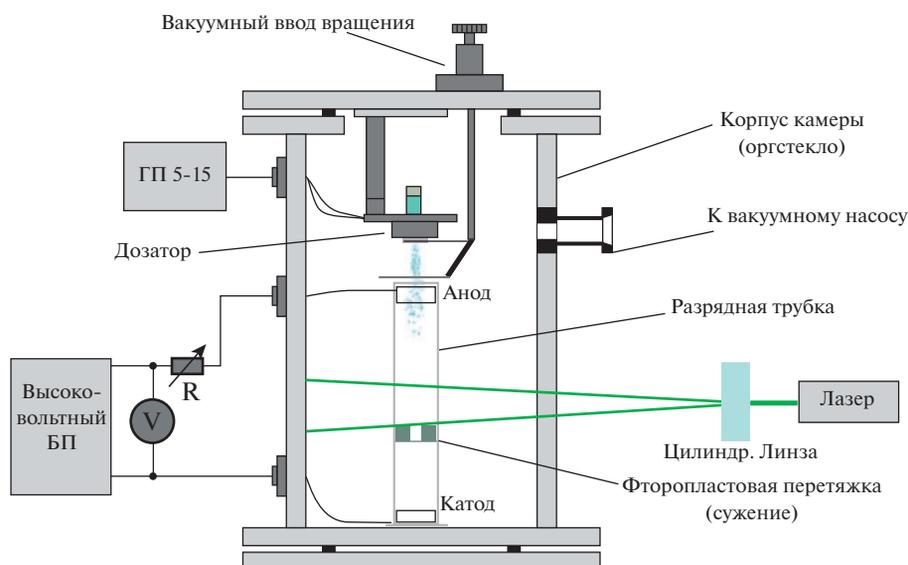


Рис. 4. Лабораторный стенд по получению ППС с жидкими частицами.

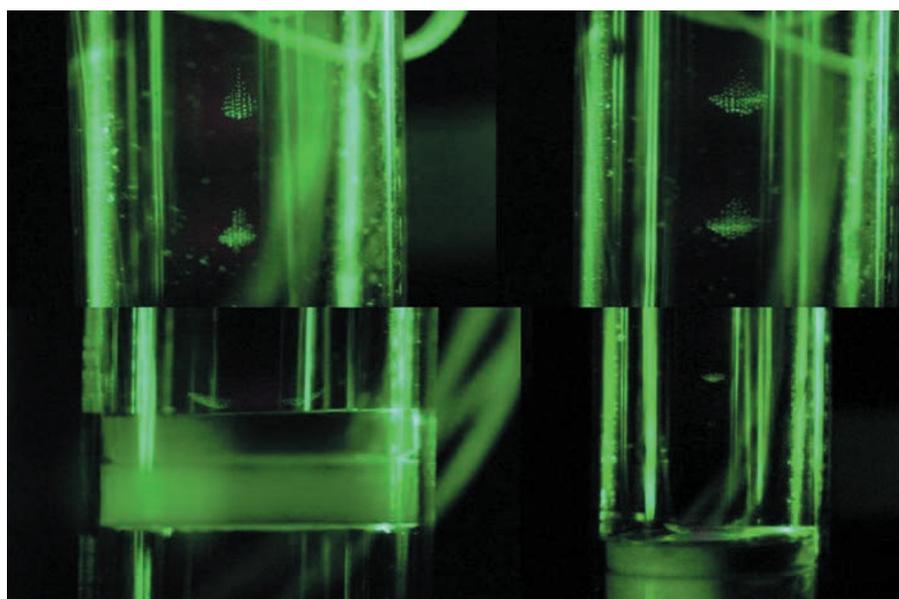


Рис. 5. Полученные в эксперименте ППС с жидкими частицами.

кристалле (более часа), а также было произведено наблюдение за флуктуациями форм и размеров кристаллов в зависимости от давления газа, тока разряда, попадания в структуру новых частиц. Речь идет, например, об упорядоченном переходе, “перетекании” частиц из одной страты в другую, вращении капелек по различным орбитам, циклических перемещениях отдельных цепочек, образовании и перемещении “войдов” (пустот) [4, 5].

Однако в такой системе не удалось достичь повторяемости эксперимента, а также полного кон-

троля над системой. Было невозможно предсказать, сколько капель подаст в разрядный промежуток дозатор за определенное число импульсов, и какого они будут размера. Также возникали достаточно серьезные проблемы с дегазацией жидкости: при откачке воздуха она может вскипать из-за выхода растворенных в ней газов. Если перед подачей в дозатор жидкость не была подвержена тщательной дегазации, то образующиеся пузырьки воздуха могут очень быстро забивать каналы и перекрывать поток жидкости. Удалить пузырьки оттуда чрезвычайно сложно. Однако за

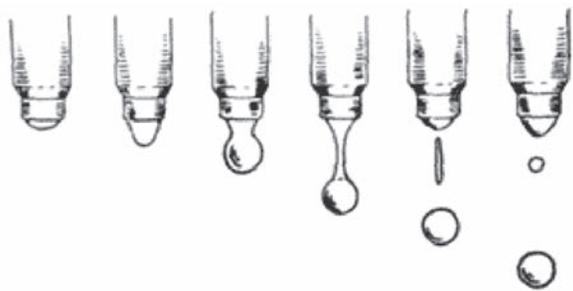


Рис. 6. Процесс отрыва капли от сопла.

то время, пока дозатор устойчиво работал, была осуществлена фото- и видеофиксация жидкостного кристалла. Впервые в мире было произведено наблюдение за формированием и существованием кристалла с жидкими частицами с течением времени.

ОПИСАНИЕ НОВОГО ЛАБОРАТОРНОГО СТЕНДА

Следующим этапом в работе стала попытка применения для получения микрокапель вышеописанного дозатора Microfab MJ-AB-01-40. Дозаторы такого типа функционируют по тому же принципу, что и головки струйных принтеров с пьезоэлектрическим приводом. Жидкость к соплу подается через капиллярную трубку. Для испускания капли механический импульс передается столбу жидкости через пьезокерамический актуатор. На кончике сопла образуется тонкая капелька, отрывающаяся от сопла на некотором расстоянии [6]. Процесс формирования капли показан на рис. 6.

Однако неизбежным явлением отрыва основной капли является отрыв отдельно мелкой капли, собирающейся из жидкости в перемычке, соединявшей сопло с большой каплей. Поскольку необходимым требованием является получение моноразмерных капель жидкости с высокой повторяемостью эксперимента, приходится прибегнуть к техническим решениям, обеспечивающим генерацию только основной капли, чтобы вторая малая капелька не отрывалась от сопла. Опубликованные компанией Microdrop данные сообщают о том, что для управления пьезодозатором ими используется импульс специфической формы (рис. 7).

Использование электрических импульсов такой формы позволяет не только избавиться от паразитной капли из перетяжки, но и генерировать капли размера меньше выходного сопла (рис. 8).

Таким образом, изменением формы и амплитуды импульса можно изменять размер генерируемых капель с высокой степенью повторяемости.

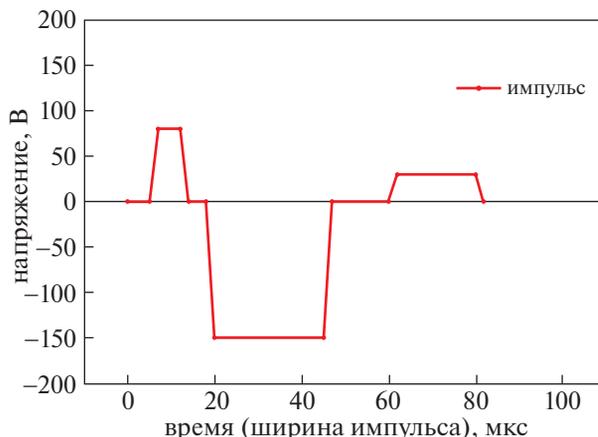


Рис. 7. Импульс управления дозатором.

Производители данных дозаторов поставляют полный комплект оборудования (непосредственно дозирующая головка, программируемый контроллер, система подачи жидкости, аппаратура для видеосъемки, а часто и координатный стол с ЧПУ для возможности автоматического дозирования жидкостей в большое количество пробирок). Стоимость этих систем в сборе составляет десятки и сотни тысяч долларов, а отдельные элементы приобрести у производителей не представляется возможным. Было принято решение о покупке дозирующей головки отдельно на вторичном рынке. Таким образом, возникла необходимость самостоятельной сборки генератора импульсов к дозатору.

От устройства требовалось получение сигнала специальной формы (рис. 7). Состоит сигнал из трех импульсов (первый и последний прямой полярности, средний – обратной полярности). Необходимо было предусмотреть регулировку длительности каждого импульса, времени между импульсами, а также обеспечить возможность независимого изменения амплитуды каждого импульса.

Изготовленный генератор (рис. 9) удовлетворяет всем этим требованиям. Он может работать как в режиме одиночных импульсов, так и выдавать пакет импульсов в заданном количестве. Это позволяет дозировать заранее заданное количество микрокапель. Осциллограмма возможной формы сигнала на выходе генератора изображена на рис. 9. Ось X – 40 мкс/дел, ось Y – 50 В/дел.

Пьезоэлемент микрокапельного дозатора фактически представляет собой конденсатор емкостью $C = 2.08$ нФ. Осциллограмма на рис. 9 демонстрирует работу генератора при подключенной нагрузке. Крутизна фронтов и спадов сигнала соответствует значениям штатного генератора импульсов для данного дозатора (рис. 7).

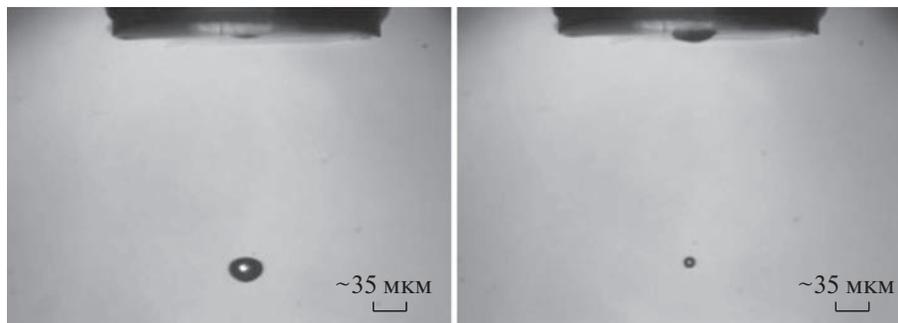


Рис. 8. Генерируемые пьезоголовкой капли жидкости.

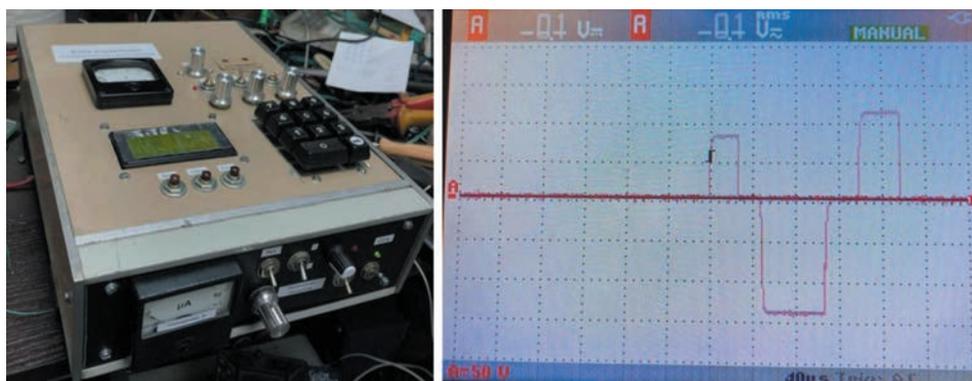


Рис. 9. Генератор импульсов и осциллограмма сигнала на его выходе.

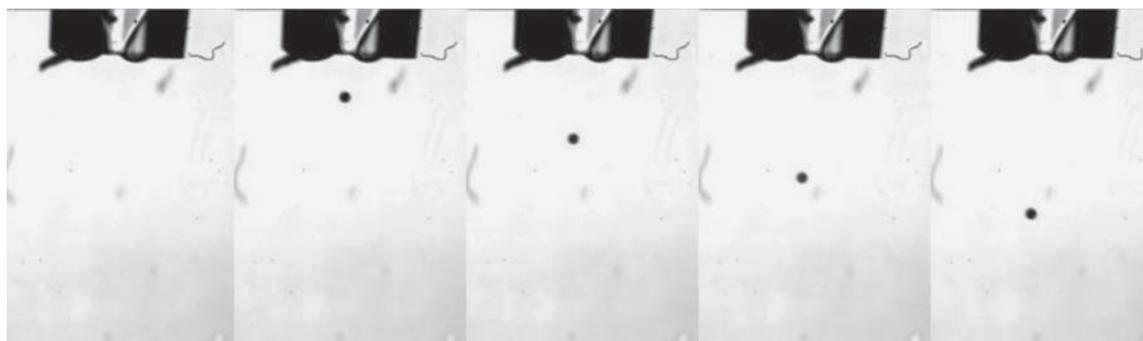


Рис. 10. Процесс формирования микрокапли воды.

По паспорту пьезодозатор Microfab способен работать с жидкостями вязкостью 1–20 мПа · с. Первый эксперимент для проверки работоспособности дозатора производился на дистиллированной воде (вязкость 1 мПа · с). Процесс формирования микрокапли дистиллированной воды показан на рис. 10.

Рабочая жидкость для работы в условиях вакуума должна иметь низкое давление насыщенных паров, при этом динамическая вязкость жидкости для устойчивой работы микродозатора не должна превышать 20 мПа · с. По совокупности

характеристик для эксперимента оказался пригоден диоктилсебацинат (вязкость 20 мПа · с). После перезаправки дозатора этой жидкостью он также сохранил свою работоспособность.

Для видеосъемки быстропротекающих процессов на протяжении экспериментов использовалась скоростная видеокамера HiSpec1 2G Моно. Для определения размеров микрокапель производилась теневая съемка на просвет: дозатор располагался между видеокамерой и источником света (галогенная лампа на 200 Вт). Капли создают контрастную тень на изображении, проециру-

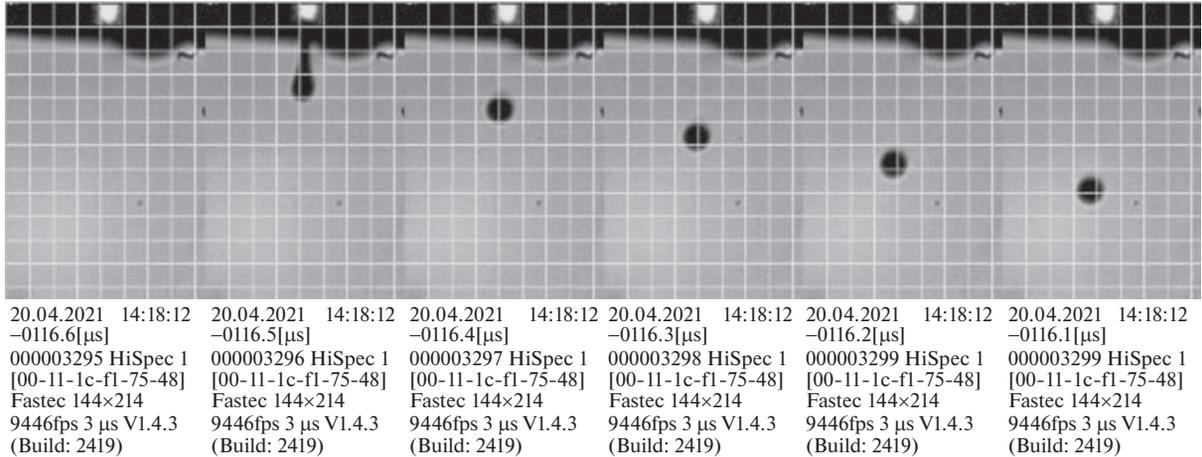


Рис. 11. Процесс дозирования масла в вакууме.

емом на матрицу видеокамеры. Размеры капель определяются с помощью пробного объекта (в нашем случае – микрометрическая линейка для микроскопа). Съемка объекта точно известного размера позволяет с высокой точностью произвести разметку съемочного поля в виде сетки с определенной ценой деления и устанавливать как размеры наблюдаемых тел, так и скорость их движения.

При подаче на пьезоголовку одиночных импульсов происходит дозирование капель размером 40–50 мкм. На рис. 11 изображен процесс ге-

нерации капли прямоугольным импульсом $U_{amp} = 35 \text{ В}$, $\tau = 30 \text{ мкс}$.

Поле съемки разбито сеткой, размер деления 40 мкм. Становится возможной оценка как размера капли (примерно 50 мкм), так и скорости падения. Для этого сравним 3 и 6 кадр на рис. 11:

$$v = \frac{l}{t} = \frac{3.5 \times 40 \times 10^{-6} \text{ м}}{0.3 \times 10^{-3} \text{ с}} = 0.47 \text{ м/с}. \quad (1)$$

Для получения плазменно-пылевой структуры была спроектирована и изготовлена установка, включающая в себя газоразрядную трубку, систему отсачки и напуска газа, питание разряда, источник микрокапель совместно с блоком питания, систему подсветки пылевой структуры (рис. 12).

НАБЛЮДЕНИЯ В ХОДЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Процесс выращивания ППС происходил следующим образом. Изначально производилась откачка всей системы до давления порядка 10^{-2} мм рт. ст. и выдерживание трубки в таком состоянии в течение 40–60 мин для удаления адсорбированных на стенки молекул газа. Затем производился напуск газа из баллона (аргон) либо ожидание натекания воздуха в систему до рабочего давления. Напряженность электрического поля на границах страт при работе на разреженном воздухе оказалась выше. Исходя из этого, электростатическая сила, действующая на заряженные капли, оказывается более высокой, и капли с большей вероятностью зависают в разряде. Рабочее давление варьировалось в диапазоне 0.1–0.5 мм рт. ст., сила тока разряда 0.5–3 мА.

На первом этапе работы получалось увидеть только одиночные капли, случайно зависшие в разряде (рис. 13).



Рис. 12. Лабораторный стенд.

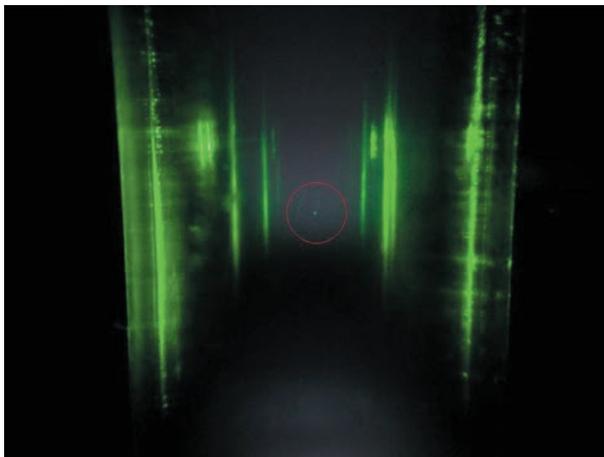


Рис. 13. Одиночная капля в разряде.

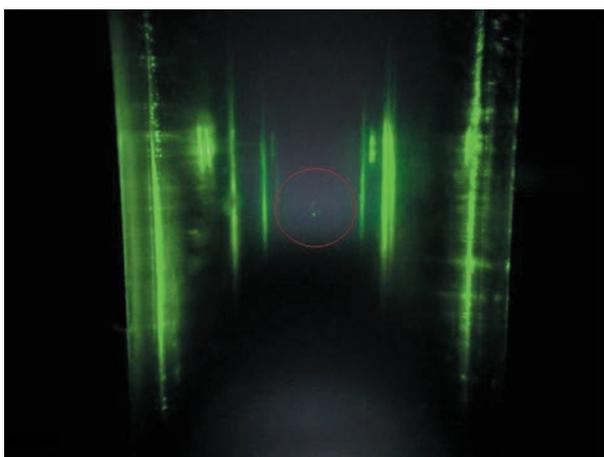


Рис. 14. Структура из нескольких десятков капель.

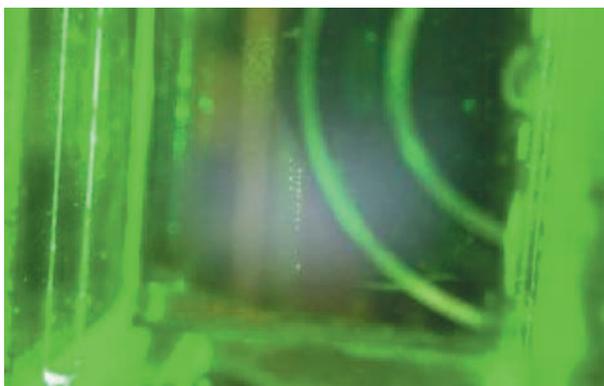


Рис. 15. Более крупная структура.

При подборе давления газа и регулировке протекающего тока границы страт получалось сделать гораздо более резкими и отчетливыми, и

продолжение инъекции капель в разряд позволило увидеть более крупные структуры (рис. 14, 15).

Следует отметить, что в ходе работы было подтверждено предположение о достаточно большом времени существования плазменно-пылевой структуры (наблюдения велись в течение часа и более), что говорит о невысокой скорости испарения диоктилсебагината.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения данной работы впервые было проведено практическое исследование процесса получения и дозирования капель вязкой жидкости микроскопического размера в условиях вакуума. Анализ профильной литературы и соответствующих тематике публикаций показал, что данная работа на настоящий момент в мире не проводилась.

После составления списка задач исследовательской работы был произведен анализ существующих и представленных на рынке готовых промышленных решений по микрокапельному дозированию. На основании полученных данных был обоснован выбор типа дозатора и конкретной модели, использованной в эксперименте: пьезодозатор MicroFab MJ-AB-01-40. После изучения алгоритма работы, который используется в штатных системах управления данным типом дозаторов, был разработан контроллер на основании микропроцессорной системы. Данное устройство проектировалось универсальным, оно может быть использовано как для всех пьезодозаторов из линейки MicroFab (существуют варианты дозаторов с соплом диаметром от 5 до 100 мкм), так и для пьезодозаторов других изготовителей (например, MicroDrop).

На основе имеющихся данных о комплексной плазме было сделано предположение о возможности формирования из микрокапель плазменно-пылевой структуры. Для его проверки была проведена серия опытов с дозированием капель диоктилсебагината диаметром 40–50 мкм и плотностью 0.9 г/см³, который попадает в спектр размеров и плотностей твердых частиц, используемых при формировании типовых ППС (5–100 мкм, 0.8–5 г/см³). Параметры газового разряда в экспериментах также соответствовали значениям, используемым при формировании стандартных ППС ($j = 0.1–1$ мА/см², $P = 0.1–0.5$ мм рт. ст.). В результате проделанной работы сделано предположение полностью подтвердилось: сформированы микрокапельные плазменно-пылевые структуры с возможностью их долговременного визуального наблюдения и диагностики.

В перспективе возможно дальнейшее расширение возможностей исследовательского стенда дополнением его дозаторами с другими соплами

для получения более сложных плазменно-пылевых структур с микрокаплями различных размеров. Это дает обширную базу для постановки экспериментов, проведения спектральных и зондовых измерений, поскольку жидкостные ППС на данный момент являются неисследованной областью в науке.

Также были оценены размеры микрокапель, вылетающих непосредственно из сопла при различных режимах работы дозатора. В перспективе также возможно проведение экспериментов по динамическому наблюдению за жидкостной ППС и оценке изменения размеров микрокапель в ней с течением времени.

Данная разработка может найти применение в других отраслях промышленности, где необходимо производить дозирование микрокапель жидкого вещества в вакууме.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высше-

го образования Российской Федерации (тема № 0752-2020-0007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. М.: 1971. 544 с.
2. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: 1987. 592 с.
3. *Грин Х., Лейн В.* Аэрозоли – пыли, дымы и туманы. М.: Химия, 1972. С. 43.
4. *Тимофеев С.С.* // Научно-исследовательская работа студентов: материалы 63-й научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 2011. С. 219.
5. *Scherbina A.I., Timofeev S.S., Podanev E.V.* // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1397. P. 455.
6. *Резнев А.А., Вернер В.Д.* Тенденции развития МЭМС. М.: ООО “Амиант”, 2001. 273 с.