

Плазменно-пылевые волны в протяженном пылевом облаке, возбуждаемые внешним источником

В. Н. Наумкин¹, А. М. Липаев¹, А. В. Зобнин¹, А. Д. Усачев¹, О. Ф. Петров¹
и М. Х. Тома²

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Первый институт физики Гиссенского университета имени Юстуса Либиха, кольцо Генриха Баффа 16, Гиссен, земля Гессен 35392, Германия

E-mail: naumkin@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 1 сентября 2023 г.

Аннотация. Экспериментально исследованы характеристики плазменно-пылевых волн в протяженном изотропном плазменно-пылевом облаке при их возбуждении дополнительным кольцевым электродом. Эксперименты проводились на космической аппаратуре “Плазменный кристалл-4” на борту Международной космической станции. Плазма создавалась разрядом постоянного тока величиной 0.5 мА в аргоне при давлении 11.5 Па в стеклянной газоразрядной трубке с внутренним диаметром 30 мм. Диаметр пылевых частиц составлял 3.38 мкм. Частоты возбуждения варьировались от 1 до 10 Гц, а их амплитуда выбиралась минимально возможной, чтобы обеспечить линейный режим колебаний. Получено дисперсионное соотношение для плазменно-пылевой волны в приведенных условиях. Интерпретация полученных результатов проводилась в рамках линейаризованного гидродинамического приближения. Показано значительное влияние конечных размеров трубки на длинноволновую часть дисперсионного соотношения. <https://doi.org/10.33849/2023101>

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменно-пылевые волны представляют собой широкий класс динамических коллективных явлений в пылевой плазме. Впервые на возможность существования таких волн было обращено внимание в 1990 году применительно к космической плазме [1]. Вскоре самовозбуждающиеся плазменно-пылевые волны были обнаружены в лабораторных установках [2], которые являются одним из многочисленных видов плазменно-пылевых неустойчивостей [3]. Инструментальные измерения параметров плазменно-пылевых волн производятся с помощью современных цифровых видеокамер с высоким пространственным и временным разрешением [4]. С расширением экспериментальных условий, в частности, при увеличении параметра неидеальности пылевой подсистемы, были получены продольные и поперечные решеточные волны в двумерных плазменно-пылевых кристаллах [5]. Отличительной чертой плазменно-пылевых волн является их очень низкая частота (порядка нескольких единиц–десятков герц) и скорость распространения (порядка единиц–десятков сантиметров в секунду). Недавно было показано, что в струнной плазменно-пылевой жидкости фазовая скорость пыле-акустической волны значительно уменьшается [6]. В то же время необходимо отметить, что сегодня практически отсутствуют экспериментальные исследования плазменно-пылевых волн в протяженных трехмерных облаках при их возбуждении внешним источником с заданной частотой и амплитудой. Как правило, при самовозбуждении плазменно-пылевых волн они характеризуются одной основной частотой, а их амплитуду нельзя считать малой, что ограничивает применение линейных аналитических приближений.

В данной работе проводится экспериментальное исследование распространения линейных колебаний в протяженном изотропном трехмерном плазменно-пылевом облаке в положительном столбе газового разряда постоянного тока, возбуждаемых дополнительным коль-

цевым электродом, на который подавался дополнительный синусоидальный сигнал в режиме стабилизации тока в диапазоне частот от 1 до 10 Гц, и определение дисперсионного соотношения для данного типа волн.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на космической аппаратуре “Плазменный кристалл-4” (КА ПК-4), установленной на Международной космической станции. Подробное описание КА ПК-4 и режимы ее функционирования приведены в [7]. Схема эксперимента приведена на рисунке 1. Установка включала в себя систему глубокой вакуумной откачки и систему напуска аргона.



Рисунок 1. Схема эксперимента для исследования плазменно-пылевых волн в газовом разряде постоянного тока.

Разряд постоянного тока создавался в аргоне при давлении 11.5 Па между двумя электродами в стеклянной П-образной газоразрядной трубке с внутренним диаметром 30 мм и межэлектродным промежутком длиной 75 см. При этом положительный столб равномерно заполнял все межэлектродное пространство за исключением небольшой прикатодной области. Ток разряда

составлял $I_{DC} = 0.5$ мА. Химический состав разрядной плазмы стабилизировался газовой диффузной связью объема трубки с проточной магистралью. Использовались 2 режима разряда — режим постоянного тока (ПТ) для транспортировки пылевых частиц и режим постоянного тока с переключающейся полярностью (ПП) для стабилизации положения плазменно-пылевого облака в заданной области разрядной трубки. Частота переключения полярности составляла 500 Гц. Монодисперсные пластиковые сферические пылевые частицы диаметром 3.38 мкм инжектировались в плазму с помощью электромагнитного механического инжектора и транспортировались в экспериментальную зону осевым электрическим полем с соответствующей полярностью. По мере достижения пылевым облаком требуемого осевого положения режим разряда в трубке переключался из режима ПТ в режим ПП, и положение облака стабилизировалось. Длина облака составляла до 6 см, а его диаметр около 12 мм.

Микрочастицы в плазме подсвечивались излучением диодного лазера, луч которого был сфокусирован в “лазерный нож”, т.е. в одной плоскости он был развернут и занимал значительную часть ширины трубки (более 18 мм), а в перпендикулярной плоскости сфокусирован в перетяжку, от 60 мкм в самой узкой части до 120 мкм на краях поля зрения [7]. Длина волны излучения лазера составляла 532 нм, а мощность варьировалась от 20 до 240 мВт с помощью изменения тока лазерного диода и составляла в данном эксперименте около 100 мВт. Излучение лазера, рассеянное микрочастицами, регистрировалось двумя видеокамерами с разрешением 1600×480 пикселей при частоте кадров 70 Гц и записывалось на компьютер. Пространственное (пиксельное) разрешение изображений микрочастиц составляло 14.2 мкм. Типичный вид облака представлен на рисунке 2(а) и представляет собой протяженную однородную изотропную плазменно-пылевую структуру жидкостного типа. Счетная плотность микрочастиц n_d определялась поперечным сканированием облака “лазерным ножом” и составила 140 мм^{-3} .

3. МЕТОДИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВОЙ ВОЛНЫ

Для возбуждения плазменно-пылевой волны использовался кольцевой электрод, установленный на внутренней поверхности газоразрядной трубки. Питание электрода осуществлялось в режиме стабилизации тока I_{el} . При $I_{el} = 0$ электрод имеет потенциал стенки трубки и не влияет на разряд и плазменно-пылевое облако. При подаче на электрод отрицательного напряжения от генератора сигналов происходит локальное уплотнение облака, которое затем распространяется в нем и затухает. Возбуждение плазменно-пылевых волн проводилось при подаче на электрод синусоидального тока величиной $I_{el} = 10, 20$ и 50 мкА при наличии постоянной составляющей $I_{el0} = -10$ мкА на частотах 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 и 10 Гц. Распространение волны в облаке регистрировалось с помощью цифровых видеокамер.

Так как целью исследований были изучение плазменно-пылевых волн в линейном режиме, то амплитуда воздействия на плазменно-пылевое облако вы-

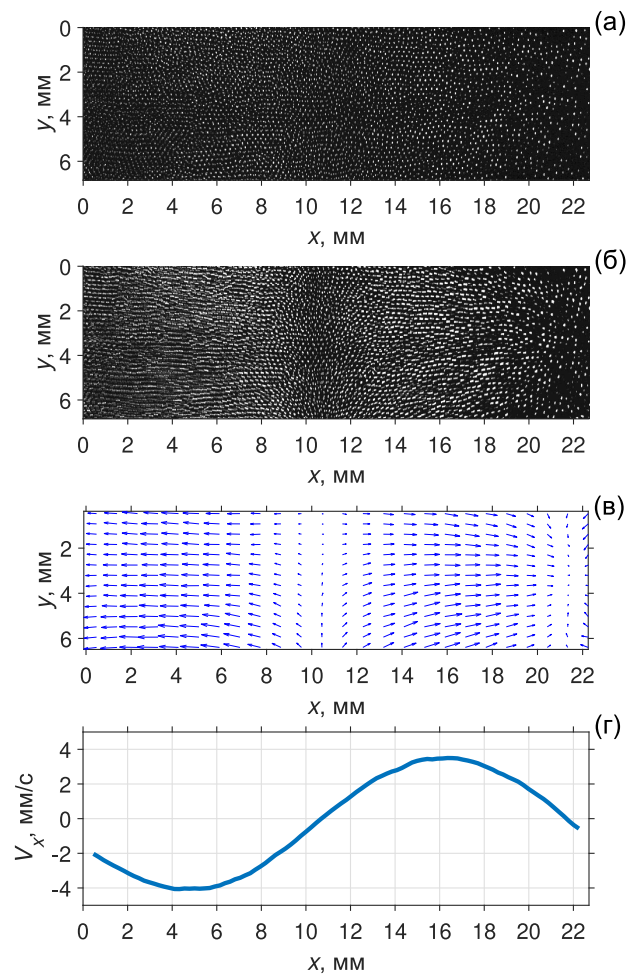


Рисунок 2. Плазменно-пылевая структура при токе на внутренний электрод равном 0 мкА (а); та же структура, когда на внутренний электрод подан гармонический ток с частотой 1 Гц и амплитудой 20 мкА (б); поле скоростей, полученное методом измерения скоростей изображения частиц (Particle image velocimetry — PIV) (в); профиль распределения в пространстве проекции векторов скоростей частиц на ось абсцисс (г).

биралась минимально возможной. Это определялось чувствительностью метода регистрации плазменно-пылевой волны. Было опробовано два метода — метод измерения распределения счетной концентрации пылевых частиц и метод осевого распределения осевых скоростей пылевых частиц. Второй метод оказался более чувствительным и использовался в данной работе. Данный метод определяет физическое смещение пылевых частиц за межкадровый промежуток времени. На рисунке 2(а) приведен кадр из видео, показывающий невозмущенное плазменно-пылевое облако. На рисунке 2(б) показано облако при воздействии на него синусоидальным сигналом амплитудой 20 мкА и частотой 4 Гц. На рисунке 2(в) построено поле скоростей пылевых частиц во всей области поля зрения видеокамеры, а на нижнем рисунке 2(г) показано усреднение векторного поля рисунка 2(в) по вертикальным сегментам. Как видно, полученное распределение $V_x(x)$ обладает хорошим отношением сигнал/шум и может быть использовано при значительном уменьшении амплитуды волны с целью перехода в линейный режим.

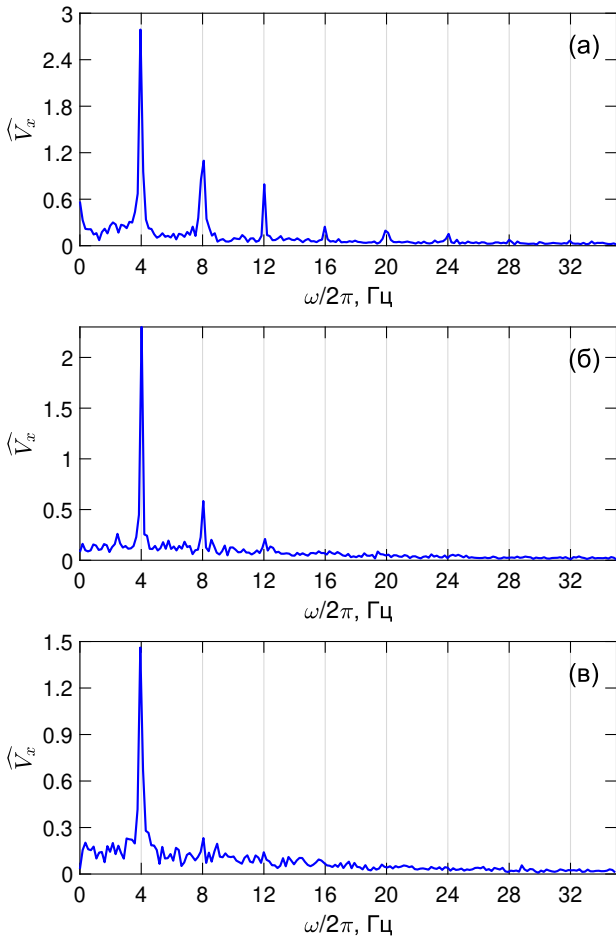


Рисунок 3. Спектральная амплитуда $\hat{V}_x$ осевой компоненты скорости пылевых частиц $V_x(t)$ для различной амплитуды тока возбуждающего электрода: а) 50 мкА; б) 20 мкА и в) 10 мкА. Частота модуляции тока — 4 Гц.

Для контроля линейности пыле-акустической волны применялся Фурье-анализ полученных колебаний. На рисунке 3 представлены спектры Фурье пыле-акустической волны с частотой 4 Гц и различной амплитудой. Видно, что при снижении амплитуды возбуждающего тока электрода до 10 мкА, интенсивность гармоник, кратных основной частоте 4 Гц, значительно уменьшилась до полного их исчезновения, что свидетельствует о линейности волновых процессов. В своих экспериментах мы исследовали только линейные волны. Однако для исследования волновых явлений статических представлений недостаточно, а необходимо еще и пространственно-временное представление. На основании видеоданных были построены периодограммы для разных частот возбуждения. На периодограмме по осям абсцисс и ординат отложены, соответственно, время и пространственная координата вдоль направления распространения волны, которая совпадает с осью газоразрядной трубки, а цветом обозначена проекция скорости движения микрочастиц на ось газоразрядной трубки, т.е. компонента скорости, направленная вдоль вектора распространения волны (см. рисунок 4). На рисунке четко видны наклонные полосы, характерные для распространения бегущей волны. По наклону полос была определена фазовая скорость волн, которая составила 50–200 мм/с в диапазоне частот 1–10 Гц.

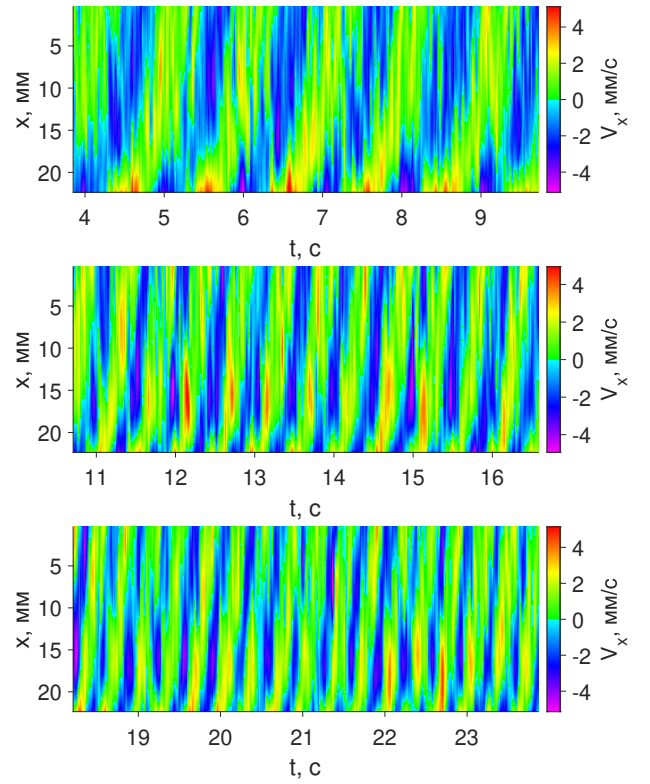


Рисунок 4. Периодограммы для частот возбуждения 1, 2 и 3 Гц.

4. ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ: МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Основываясь на линейном характере наблюдаемых плазменно-пылевых волн, интерпретация экспериментальных результатов проводилась в рамках линеаризованного гидродинамического приближения. Уравнения непрерывности для потоков ионов и пылевых частиц имеют вид

$$\nabla(n_i u_i) = -\dot{n}_i + \nu_i n_e - \nu_r n_d, \quad (1)$$

$$\nabla(n_d u_d) = -\dot{n}_d, \quad (2)$$

где n_i и n_d — концентрации ионов и пылевых частиц, соответственно, u_i и u_d — их среднемассовые скорости, n_e — концентрация электронов, ν_i — частота ионизации, ν_r — коэффициент скорости рекомбинации на пылевых частицах. Рассматривая только достаточно длинноволновые (с длиной волны, значительно превышающей длину свободного пробега ионов) и низкочастотные (частота много меньше плазменной ионной частоты) волны, используем для описания движения ионов гидродинамическим приближением и пренебрежем их инерцией.

$$m_i \nu_{in} u_i = -e \nabla \varphi - \frac{T_i \nabla n_i}{n_i}, \quad (3)$$

где e — элементарный заряд, φ — электрический потенциал, m_i — масса иона, ν_{in} — транспортная частота столкновений ионов с нейтрами, T_i — температура ионов. Для пылевых частиц пренебрежем силами ионного увлечения и термофореза, так что

$$m_d \dot{u}_d = e Z_d \nabla \varphi - m_d \nu_{dn} u_d, \quad (4)$$

где m_d — масса пылевой частицы, Z_d — ее зарядовое число (учтено, что пылевые частицы заряжены отрицательно), ν_{dn} — эффективная частота столкновений пылевых частиц о газ (постоянная времени вязкого торможения). Для электронов примем распределение по Больцману, что дает

$$\delta n_e = \frac{e}{T_e} \delta \varphi, \quad (5)$$

где T_e — температура электронов (в энергетических единицах). Распределение электрических потенциалов описывается уравнением Пуассона:

$$\varepsilon_0 \Delta \varphi = e n_e + e Z_d n_d - e n_i. \quad (6)$$

Примем, что в невозмущенном облаке среднemasовые скорости ионов и пылевых частиц равны 0. После линеаризации уравнений и перехода к Фурье компонентам малых вариаций концентраций и электрического потенциала, обычным способом получается дисперсионное уравнение

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{1}{k^2 \lambda_{Di}^2 - i \omega \lambda_{Di}^2 / D_i} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega(\omega + i \nu_{dn})} - \frac{\nu_i}{k^2 \lambda_{De}^2 (k^2 D_i - i \omega)} - \frac{\nu_i \omega_{pd}^2}{Z_d (k^2 D_i - i \omega) \omega (\omega + i \nu_{dn})} = 0, \quad (7)$$

где $\lambda_{De} = \sqrt{\varepsilon_0 T_e / (e^2 n_e)}$ — электронный радиус Дебая, $\lambda_{Di} = \sqrt{\varepsilon_0 T_i / (e^2 n_i)}$ — ионный радиус Дебая, $\omega_{pd} = e Z_d \sqrt{n_d / (\varepsilon_0 m_d)}$ — плазменная пылевая частота, $D_i = T_i / (m_i \nu_{in})$ — коэффициент диффузии ионов. Это дисперсионное уравнение отличается от обычного уравнения для пылевого звука в пределе $\omega \ll \nu_{in}$ наличием двух последних слагаемых. Учитывая, что частоты колебаний много меньше частоты рекомбинации и то, что в равновесных условиях $\nu_i n_d \approx \nu_i n_e$, можно получить более простое уравнение

$$1 + \frac{1}{k^2 \lambda_D^2} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega(\omega + i \nu_{dn})} - \frac{\nu_i}{k^2 D_i} \left(\frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{n_e \omega_{pd}^2}{Z_d n_d \omega (\omega + i \nu_{dn})} \right) = 0, \quad (8)$$

где $\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$ — радиус Дебая ион-электронной плазмы, $D_i = T_i / (m_i \nu_{in})$ — коэффициент диффузии ионов. Первые члены уравнения (8) соответствуют известному дисперсионному уравнению [1] для пылезвуковых волн в равновесной изотропной плазме. Член, пропорциональный $L^2 = \nu_i / D_i$, описывает влияние на распространение волн пространственно-неоднородной рекомбинации на пылевых частицах и задает пространственный масштаб, при котором это влияние становится существенным. Частоту ионизации можно оценить как $\nu_i \approx 4 D_a / (R_t - R_c)^2$, где $R_c \approx 0.8$ см — радиус облака, $D_a \approx T_e / (m_i \nu_{in})$ — коэффициент амбиполярной диффузии, $R_t = 1.5$ см — радиус разрядной трубки. Полу-

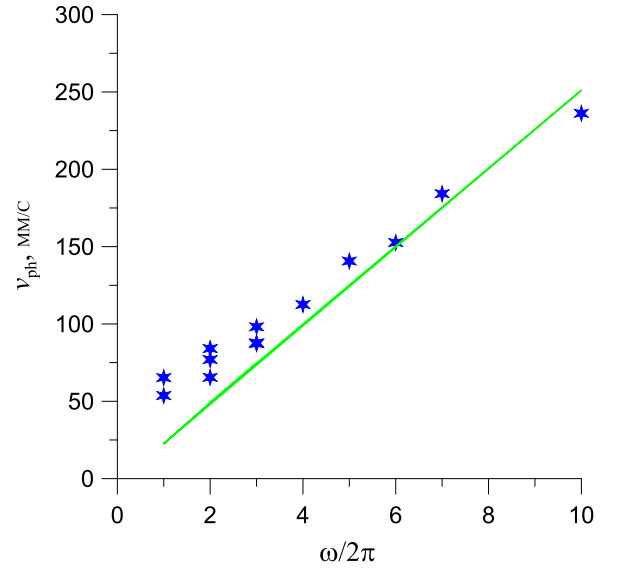


Рисунок 5. Фазовая скорость плазменно-пылевой волны в зависимости от частоты возбуждения. Сплошная линия — расчетная зависимость, звездочки — экспериментальные данные.

ченное уравнение описывает распространение затухающих волн. Для рассматриваемых длинноволновых колебаний можно пренебречь первым и третьим членами в уравнении (8). Тогда, пренебрегая мнимой частью, получаем уравнение

$$\frac{D_i}{\nu_i} \approx \frac{\lambda_D^2}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{\omega_{pd}^2 \lambda_D^2 n_e}{Z_d n_d \omega^2}. \quad (9)$$

В этом случае фазовая скорость волны будет определяться выражением

$$c_{ph} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{(\omega^2 / k_i^2 - c_d^2)}, \quad (10)$$

где $k_i^2 = \nu_i \lambda_D^2 / (D_i \lambda_{De}^2)$, а $c_d^2 = (\lambda_D^2 / \lambda_{De}^2) (Z_d T_e / m_d)$. Групповая скорость будет определяться выражением

$$c_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = - \frac{(\omega^2 / k_i^2 - c_d^2)^{3/2}}{c_d^2}. \quad (11)$$

Для условий экспериментов справедливы оценки $T_i = 300$ К, $T_e = 3$ эВ, $n_e = 6 \cdot 10^8$ см⁻³, $n_d = 1.34 \cdot 10^5$ см⁻³, $Z_d = 1200$, $m_d = 3.1 \cdot 10^{-14}$ кг, давление аргона 11 Па. В этих условиях $k_i \approx 0.25$ мм⁻¹, а $c_d \approx 1.1$ см/с.

На рисунке 5 представлена зависимость фазовой скорости волны от частоты возбуждения, рассчитанная по формуле (10), а также экспериментальные значения фазовой скорости. Наблюдается удовлетворительное согласие между измеренными и модельными фазовыми скоростями плазменно-пылевой волны. Расхождение в области низких частот объясняется тем, что длина волны становится соизмеримой с размерами облака.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование распространения плазменно-пылевой волны в протяженном изотропном трехмерном плазменно-пылевом облаке. Измерения проводились в плазме газового разряда низкого давления. Волна возбуждалась синусоидальным током, подаваемым на встроенный электрод с частотой в диапазоне 1–10 Гц. Параметры волны — амплитуда, длина и фазовая скорость — определялись с использованием периодограмм, построенных по смещению пылевых частиц на последующих видеокадрах. Особое внимание уделялось обеспечению линейности волновых процессов. Линейность режима волны контролировалась Фурье-анализом регистрируемых колебаний. Получено экспериментально определенное дисперсионное соотношение для бегущих плазменно-пылевых волн. Основываясь на линейном характере наблюдаемых плазменно-пылевых волн, интерпретация экспериментальных результатов проводилась в рамках линеаризованного гидродинамического приближения. Получено удовлетворительное согласие между измеренными и расчетными фазовыми скоростями плазменно-пылевой волны.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Госкорпорацию “Роскосмос” и Европейское космическое агентство за техническую помощь в проведении космического эксперимента “Плазменный кристалл” на борту Международной космической станции. Анализ результатов выполнен при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Госзадание № 075-01129-23-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rao N N, Shukla P K and Yu M Y 1990 *Planet. Space Sci.* **38** 543–546
2. Barkan A, Merlino R L and D’Angelo N 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3563–3565
3. Fortov V E, Usachev A D, Zobnin A V, Molotkov V I and Petrov O F 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1199–1208
4. Jaiswal S *et al* 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083705
5. Melzer A 2019 *Physics of Dusty Plasmas: An Introduction* 1st ed (*Lecture Notes in Physics* vol 962) (Springer Cham)
6. Schwabe M *et al* 2020 *New J. Phys.* **22** 083079
7. Pustynnik M Yu *et al* 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 093505