

## ПЫЛЕЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

*В. И. Молотков\*, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, В. Е. Фортвов, А. Г. Храпак*

*Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий Российской академии наук  
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 марта 1999 г.

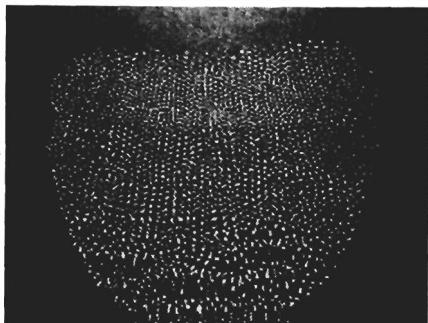
Обнаружено самопроизвольное возбуждение низкочастотных колебаний плотности макрочастиц в упорядоченных пылевых структурах, левитирующих в стоячих стратах тлеющего разряда постоянного тока. На основе упрощенной линейной модели идеальной бесстолкновительной плазмы делается заключение о том, что причиной наблюдаемой неустойчивости является дрейфовое движение ионов относительно пыли, приводящее к возбуждению пылезвуковых колебаний плазмы.

PACS: 52.25.-b, 52.30.-q, 64.70.-p

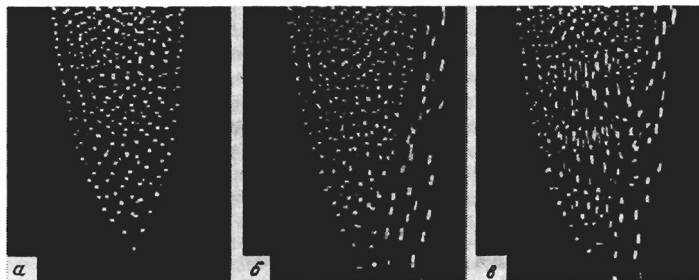
Наличие заряженных пылевых частиц в низкотемпературной плазме приводит к появлению новых колебательных мод и неустойчивостей [1-3]. Например, фазовая скорость ионного звука возрастает за счет уменьшения концентрации электронов, частично поглощенных макрочастицами. Это приводит к изменению характеристик токовой ионно-звуковой неустойчивости, возникающей за счет относительного движения ионов и электронов на частотах близких к ионной плазменной частоте. При более низких частотах, близких к пылевой плазменной частоте, может возникать токовая неустойчивость за счет движения электронов и ионов относительно заряженных пылевых частиц (см. [3] и цитированную там литературу). Пылевой звук и соответствующая токовая неустойчивость недавно наблюдались в лабораторных экспериментах [4-8]. Неустойчивость пылевого звука может возникать в различных системах, таких, например, как кольца Сатурна, в радиочастотных разрядах, используемых в технологиях плазменного напыления и травления, в плазменных кристаллах [3].

В настоящей работе обнаружено возникновение собственных колебаний в пылевой плазме тлеющего разряда постоянного тока в неоне и сделана попытка интерпретировать это явление как результат плазменно-пылевой токовой неустойчивости. Экспериментальная установка практически не отличалась от использованной нами ранее [9]. Плазменно-пылевые структуры формировались в стоячих стратах разряда низкого давления в стеклянной трубке диаметром 3 см с холодными электродами. В экспериментах использовались моодисперсные микросферы из меламинформальдегида ( $\rho = 1.5 \text{ г/см}^3$ ) диаметром 10.24 и 1.87 мкм, заряд которых лежал в пределах  $10^5 - 10^4 e$ . Визуализация структур осуществлялась подсветкой лазерным «ножом» в вертикальной плоскости. Видеоизображения структур регистрировались с помощью ПЗС-камеры и видеомагнитофона. На рис. 1 приведено видеоизображение структуры, состоящей из

\*E-mail: molotkov@hedric.msk.su



**Рис. 1.** Видеоизображение упорядоченной структуры из монодисперсных частиц диаметром 1.87 мкм при разрядном токе 5 мА и давлении 0.3 Торр. Размер кадра по вертикали равен 10.6 мм



**Рис. 2.** Видеоизображение фрагментов структур из монодисперсных частиц диаметром 1.87 мкм при разрядном токе 0.6 мА и давлении 0.3 Торр. Размер кадра по вертикали равен 6 мм

частиц диаметром 1.87 мкм. На видеоизображении в нижней части структуры отчетливо видны колебания плотности пылевых частиц. Эти колебания представляют собой бегущие вниз от анода к катоду волны плотности частиц с длиной волны  $L \sim 1$  мм и периодом колебаний  $T \sim 5 \cdot 10^{-2}$  с. Следует подчеркнуть, что эти колебания существуют лишь в нижней части структур, линейный размер которой и положение соответствуют голове страты, где напряженность электрического поля максимальна. Кроме того, было обнаружено, что колебания появляются при определенном (критическом) числе пылевых частиц в структуре. Это видно на рис. 2: на первом кадре (рис. 2а) — хорошо упорядоченная структура, а на последующих кадрах (рис. 2б, в) — развитие неустойчивости при дополнительной инжекции частиц и их захвате структурой.

Отметим, что колебания исчезают при возрастании разрядного тока или при увеличении давления газа.

Частота обнаруженных колебаний близка к частоте плазменно-пылевых колебаний [3]. Поэтому объяснение описанных выше эффектов следует искать в возможных неустойчивостях низкочастотных колебаний пылевой плазмы. Спектр собственных

продольных колебаний плазмы определяется из решения дисперсионного уравнения

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость плазмы, а  $\omega$  и  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор колебаний. Восприимчивость идеальной покоящейся плазмы  $\chi = \varepsilon - 1$  аддитивна по отношению к заряженным компонентам плазмы:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \sum_{j=e,i,d} [\varepsilon^j(\omega, \mathbf{k}) - 1]. \quad (2)$$

Здесь индексы  $e, i, d$  соответствуют электронам, ионам и пылевым частицам. В газовом разряде распределение заряженных частиц по скоростям неравновесно за счет направленного движения в электрическом поле со скоростями дрейфа  $\mathbf{u}_j$ . Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon^j$  каждой из компонент в системе координат, движущейся со скоростью  $\mathbf{u}_j$ , имеет тот же вид, что и в лабораторной системе координат при  $\mathbf{u}_j = 0$ . При переходе в лабораторную систему следует учесть доплеровское смещение частоты, что приводит к обобщению выражения (2) на случай ненулевых скоростей дрейфа:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \sum_{j=e,i,d} [\varepsilon^j(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_j, \mathbf{k}) - 1]. \quad (3)$$

В случае бесстолкновительной максвелловской плазмы в отсутствие магнитного поля решение уравнения Власова приводит для продольной диэлектрической проницаемости к выражению [10]

$$\varepsilon^j(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{1}{(k\lambda_j)^2} \left[ 1 + F \left( \frac{\omega}{\sqrt{2}kv_j} \right) \right], \quad (4)$$

где параметры

$$\lambda_j = \sqrt{\frac{T_j}{4\pi N_j e^2}}, \quad v_j = \sqrt{\frac{T_j}{m_j}} \quad (5)$$

представляют собой дебаевскую длину и среднюю тепловую скорость  $j$ -ой компоненты, а  $T_j$ ,  $N_j$  и  $m_j$  — температура, концентрация и масса частиц  $j$ -ой компоненты. Функция  $F(x)$  определяется интегралом

$$F(x) = \frac{x}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-z^2) dz}{z - x - i0} \simeq \begin{cases} -1 - \frac{1}{2x^2} - \frac{3}{4x^4} + i\sqrt{\pi} x e^{-x^2}, & x \gg 1, \\ -2x^2 + i\sqrt{\pi} x, & x \ll 1. \end{cases} \quad (6)$$

В лабораторных экспериментах пылевые частицы левитируют, совершая хаотические тепловые движения, и их направленная скорость  $u_d$  равна нулю. Тепловая скорость электронов  $v_e$  обычно значительно превышает их скорость дрейфа  $u_e$ , и последняя может также считаться равной нулю. В плазме газового разряда постоянного тока в области параметров, где наблюдаются пылезвуковые неустойчивости, обычно выполняются неравенства

$$kv_e \gg kv_i > ku_i \gg \omega \gg kv_d. \quad (7)$$

При этом комплексная диэлектрическая проницаемость в соответствии с выражениями (3)–(6) может быть представлена в виде

$$\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \frac{\omega_d^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2 \lambda^2} + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega - u_i k}{k^3 v_i \lambda_i^2}, \quad (8)$$

где

$$\omega_d = \left( \frac{4\pi N_d Z_d^2 e^2}{m_d} \right)^{1/2}, \quad \lambda = \frac{\lambda_e \lambda_i}{\sqrt{\lambda_e^2 + \lambda_i^2}} \quad (9)$$

— пылевая плазменная частота и электрон-ионная дебаевская длина соответственно, а  $Z_d$  — заряд пылевых частиц.

Считая абсолютную величину мнимой части  $\epsilon$  малой и полагая

$$\omega = \omega_r + i\gamma, \quad \omega_r \gg \gamma, \quad (10)$$

из (1) и (8) находим низкочастотный спектр колебаний пылевой плазмы:

$$\omega_r^2 \simeq \omega_d^2 \frac{k^2 \lambda^2}{1 + k^2 \lambda^2}, \quad (11)$$

$$\gamma \simeq -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_r^3}{\omega_d^2 k^3 \lambda_i^2} \frac{\omega_r - u_i k}{v_i}. \quad (12)$$

При  $u_i = 0$  этот спектр совпадает со спектром пылезвуковых колебаний. Отличная от нуля дрейфовая скорость ионов  $u_i$  приводит к уменьшению декремента затухания  $\gamma$ , а при скоростях  $u_i$ , превышающих фазовую скорость волн  $v_{ph} = \omega/k$ , декремент затухания  $\gamma$  меняет знак, т. е. возникает неустойчивость. В полной аналогии с ионно-звуковой неустойчивостью обычной плазмы [11] обнаруженная неустойчивость обусловлена черенковским излучением пылезвуковых волн ионами, движущимися со сверхзвуковой скоростью. Она возможна лишь при условиях

$$Z_d T_i \gg T_d, \quad u_i > v_{ph} \gg v_d, \quad (13)$$

которые выполняются с большим запасом в пылевой плазме газового разряда постоянного тока.

В условиях нашего эксперимента, при давлении  $p \simeq 1$  Торр и напряженности электрического поля  $E \simeq 3$  В/см, дрейфовая скорость ионов  $u_i$  приблизительно равна  $8 \cdot 10^3$  см/с. При характерной частоте колебаний  $\omega = 2\pi/T \simeq 60$  с<sup>-1</sup> и волновом векторе  $k = 2\pi/L \simeq 60$  см<sup>-1</sup> фазовая скорость волн мала по сравнению с дрейфовой скоростью ионов:  $v_{ph} = \omega/k \simeq 1$  см/с  $\ll u_i$ . Оценки, выполненные в соответствии с (9) и (5) для частиц диаметром 1.87 мкм, дают  $\omega_d \simeq 210$  с<sup>-1</sup> и  $\lambda \simeq 1.2 \cdot 10^{-2}$  см (использованы значения  $Z_d \simeq 2.5 \cdot 10^3 e$ ,  $N_d \simeq 10^4$  см<sup>-3</sup> и  $N_i \simeq 10^8$  см<sup>-3</sup>). Результаты расчета частоты  $\omega_r$  и инкремента нарастания  $\gamma$  пылезвуковых колебаний представлены на рис. 3. Инкремент неустойчивости имеет максимум при  $k = k_m = 1/\sqrt{2} \lambda \simeq 60$  см<sup>-1</sup> на характерной частоте  $\omega_r(k_m) = \omega_d/\sqrt{3} \simeq 120$  с<sup>-1</sup>. Именно такие волны возбуждаются в нашем эксперименте.

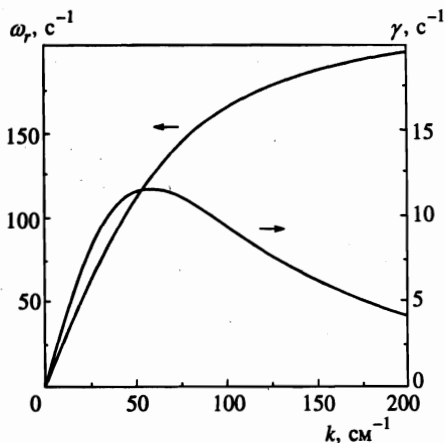


Рис. 3. Дисперсия  $\omega_r(k)$  и инкремент нарастания  $\gamma(k)$  низкочастотных плазменно-пылевых колебаний в стоячих стратах газового разряда постоянного тока

Несмотря на хорошее согласие с экспериментом, предложенная выше модель не может претендовать на адекватное количественное описание спектра пылезвуковых колебаний, так как при ее обосновании использовалась линейная теория идеальной бесстолкновительной плазмы. Тем не менее она позволяет объяснить некоторые качественные особенности наблюдаемого явления. Например, развитие неустойчивости лишь в нижней части пылевой структуры, опирающейся на голову страты, по-видимому, связано с тем, что в этой области электрическое поле  $E$ , а с ним и дрейфовая скорость ионов  $u_i$  достигают максимума. Согласно (12) инкремент нарастания неустойчивости также максимален в этой области.

Отсутствие пылезвуковой неустойчивости в радиочастотных разрядах, на наш взгляд, связано с тем, что в приэлектродном слое этих разрядов, где обычно наблюдается левитация пылевых частиц, за счет эффекта Бома [12] дрейфовая скорость ионов удовлетворяет условию

$$u_i \approx \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \gg v_i = \sqrt{\frac{T_i}{m_i}}.$$

Это приводит к изменению спектра пылезвуковых колебаний (11) и появлению экспоненциально малого множителя  $\exp(-T_e/T_i)$  в инкременте неустойчивости (12). Недавний факт обнаружения пылезвуковых колебаний в радиочастотном разряде в условиях микрогравитации [13] не противоречит вышеизложенному, так как в этом случае пылевые структуры расположены во всем объеме плазмы и данный эффект имеет место вдали от электродов, где  $u_i < v_i$ .

Пылезвуковая неустойчивость может быть инициирована уменьшением давления газа в разряде или увеличением числа макрочастиц в пылевой структуре. Первый эффект связан с увеличением скорости дрейфа ионов и уменьшением вязкости нейтрального газа. Второй эффект, демонстрируемый на рис. 2, возможно связан с тем, что увеличение концентрации пылевых частиц образует дополнительный канал гибели зарядов (помимо основного, связанного с амбиполярной диффузией на стенки разрядной трубки), что при неизменном токе разряда ведет к необходимости увеличения частоты ионизации и, следовательно, к росту поля в области нахождения пылевых частиц [9]. Это, в свою очередь, ведет к росту дрейфовой скорости ионов  $u_i$  и, как следствие, возрастанию инкремента неустойчивости.

Наконец, отметим, что исчезновение колебаний при увеличении разрядного тока является, по-видимому, следствием обычно наблюдаемого при этом снижения напряженности электрического поля.

Авторы выражают благодарность С. А. Храпаку за полезные обсуждения.

## Литература

1. M. Rosenberg, in *The Physics of Dusty Plasmas*, ed. by P. K. Shukla, D. A. Mendis, and V. W. Chow, World Scientific, Singapore (1996), p. 129.
2. F. Verheest, *Space Sci. Rev.* **77**, 267 (1996).
3. D. Winske and M. Rosenberg, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26**, 92 (1998).
4. A. Barkan, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, *Phys. Plasmas* **2**, 3563 (1995).
5. G. Praburam and J. Goree, *Phys. Plasmas* **3**, 1212 (1996).
6. C. Thompson, A. Barkan, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, *Phys. Plasmas* **4**, 2331 (1997).
7. В. В. Жаховский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский, В. Е. Фортгов, А. Г. Храпак, в *Сб. докл. конф. по физике низкотемпературной плазмы (ФНТП-98)*, Изд-во Петрозаводского университета, Петрозаводск (1998), стр. 684.
8. R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson, and N. D'Angelo, *Phys. Plasmas* **5**, 1607 (1998).
9. А. М. Липаев, В. И. Молотков, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. М. Торчинский, В. Е. Фортгов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, *ЖЭТФ* **112**, 2030 (1997).
10. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
11. В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе, *Волны в магнитоактивной плазме*, Наука, Москва (1970).
12. M. A. Liberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, John Wiley and Sons, New York (1994).
13. G. E. Morfill and H. Thomas, private communication (1998).