

## АНАЛИЗ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУРАХ

А. А. Самарян, А. В. Чернышев, О. Ф. Петров\*, А. П. Нефедов, В. Е. Фортков

*Институт теплофизики экстремальных состояний Российской академии наук  
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 ноября 2000 г.

Экспериментально исследованы низкочастотные колебания плотности пылевых частиц, самопроизвольно возбуждающихся в стоячих структурах тлеющего разряда постоянного тока в неоне. Для диагностики продольных волн использовался метод визуализации, анализ и определение характеристик пылезвуковых колебаний проводились на базе разработанного алгоритма и созданного программного обеспечения. В результате было обнаружено, что волны распространяются от анода к катоду, частота и волновой вектор наблюдаемых колебаний зависят от разрядного тока, давления, количества частиц в пылевом облаке и пространственной координаты. При помощи оригинального алгоритма были получены двумерные поля основных характеристик исследуемых волн. Полученные значения скорости использованы для оценки величины и определения пространственного распределения заряда пылевых частиц. Проанализированы возможные механизмы раскачки колебаний и проведено сравнение экспериментально измеренного пространственного распределения параметров волн с распределениями, получающимися в рамках различных моделей.

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

В плазме в отсутствие внешнего магнитного поля могут существовать три ветви колебаний: поперечные (электромагнитные) и продольные (ленгмюровские и ионно-звуковые). Наличие в плазме макрочастиц не только изменяет зарядовый состав плазмы, но и приводит к появлению новых временных и пространственных масштабов в системе. Это обуславливает модификацию существующих продольных плазменных мод, а также появление новых и изменение дисперсионных соотношений. Наряду с характеризующими плазму электронной и ионной плазменными частотами появляется плазменно-пылевая частота, и возникает новая низкочастотная ветвь колебаний — пылевой звук [1, 2]. Физическая природа пылевого звука аналогична ионному звуку в обычной плазме, только в данном случае инерционной компонентой являются не ионы, а пылевые частицы. В зависимости от величины параметра межчастичного взаимодействия  $\Gamma$  различают два типа низкочастотных колебаний в пылевой плазме: акустические (dust acoustic waves, DAW)

и колебания плазменно-кристаллической решетки (dust lattice waves, DLW). Акустические колебания возбуждаются в плазме со слабым электростатическим взаимодействием между частицами, волны в плазменно-кристаллической решетке возникают в результате колебаний пылевых частиц в сильно коррелированных структурах при больших параметрах взаимодействия  $\Gamma$ .

В настоящее время имеется большое количество теоретических работ, в которых подробно рассматриваются волны обоих типов в пылевой плазме с различными параметрами [3–18]. Исследования волн в плазменно-кристаллических структурах (DLW), образующихся в ВЧ-разряде, посвящены работы [19–21]. В работе [19] авторы исследовали вынужденные колебания в плазменном кристалле и их влияние на фазовые переходы в такой системе. В [20] также исследовались вынужденные пылезвуковые колебания в плазменном кристалле и использовалось найденное экспериментально дисперсионное соотношение для определения заряда частицы. В 1995 г. впервые наблюдались пылезвуковые волны в  $Q$ -плазме [22]. В [23] было сообщено о наблюде-

\*E-mail: ipdustpl@redline.ru

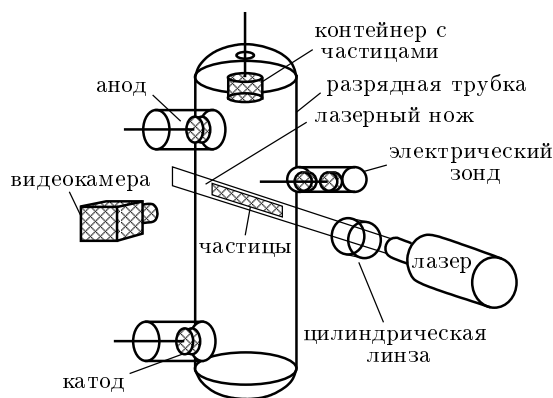


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

нии волн плотности в газовом разряде постоянного тока. Экспериментальные исследования акустических волн (DAW) были проведены в работах [22–26]. При этом определялись усредненные параметры колебаний, систематически же зависимости параметров волн от параметров плазмы не исследовались, что не позволило провести корректное сравнение полученных экспериментальных данных с имеющимися теоретическими моделями.

Целью настоящей работы являлись разработка методов визуальной диагностики, а также экспериментальное исследование акустических колебаний в плазменно-пылевых структурах в тлеющем разряде постоянного тока.

В данной работе были выполнены эксперименты с тлеющим газовым разрядом постоянного тока в неоне при давлениях 0.1–2 Торр, при концентрациях пылевых частиц  $10^2$ – $10^4$  см $^{-3}$ , концентрациях электронов и ионов  $10^7$ – $10^8$  см $^{-3}$ , температуре электронов 2–8 эВ и температурах ионов и атомов 300–400 К. Экспериментальная установка была подобна использованной ранее для исследования плазменно-пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока [27]. Внутренний диаметр трубки составлял 55 мм, длина трубки была равна 800 мм, расстояние между электродами, размещенными в боковых отростках трубки составляло 600 мм. Параметры плазмы определялись с помощью одиночного цилиндрического зонда. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

В стратифицированную область положительного столба газового разряда вводились частицы железа радиусом 3 мкм. Частицы микронного размера, вводимые в плазму, размещались в цилиндрическом контейнере, расположенном в верхней части газоразрядной трубки. Дно контейнера было выполнено из

металлической сетки с шагом 40 мкм. Пылевые частицы освещались плоским пучком аргонового лазера. В наших экспериментах вертикальный зондирующий пучок перемещался как по высоте, так и по радиусу. Рассеянный на частицах свет наблюдался с помощью ПЗС-камеры под углом  $90^\circ$  и записывался на видеомагнитофон. Определение параметров акустических колебаний проводилось с использованием разработанного авторами алгоритма. Для контроля правильности определения параметров колебаний рассеянный свет регистрировался дополнительным фотоприемником ФЭУ-106, сигнал с которого подавался на осциллограф С9-8. Анализ осциллограммы стандартными методами позволял определить частоту наблюдаемых колебаний.

В наших экспериментах было обнаружено, что при определенных параметрах плазмы возникают и отчетливо наблюдаются низкочастотные продольные волны плотности пылевых частиц. Волны распространяются сверху вниз по направлению к катоду. Характер волнового движения существенным образом зависит от разрядного тока, давления и количества частиц в пылевом облаке. Так, при увеличении разрядного тока и количества частиц амплитуда волн возрастает и они могут наблюдаться невооруженным глазом. Волны большой амплитуды наблюдаются и при уменьшении давления. Проведенный анализ показал, что волны распространяются по всей пылевой структуре, а не только в нижней части, как было указано в [23, 26]. При этом амплитуда волн зависит от пространственной координаты так, что волны большой амплитуды наблюдались в области плазменно-пылевой структуры, расположенной в голове страты. Величина этой области в свою очередь зависит от параметров разряда и количества частиц и варьируется от  $0.1Z$  до  $0.8Z$  ( $Z$  — вертикальный размер плазменно-пылевой структуры).

На рис. 2 приведены характерные видеоизображения плазменно-пылевых структур при распространении волн плотности пылевых частиц. Анализ последовательности таких видеоизображений позволяет определить длину волны, частоту и фазовую скорость ее распространения. В данной работе определение параметров волн проводилось с использованием следующего алгоритма. Исходное видеоизображение рассматривалось как массив интенсивности рассеянного излучения  $I_s(i, j)$ , где  $i$  и  $j$  — индексы, соответствующие отдельному пикселю. Так как рассеивающими объектами в нашем случае являлись частицы, очевидно, что интенсивность рассеянного света пропорциональна концентрации частиц

**Рис. 2.** Видеоизображение акустических волн в структурах пылевых частиц в тлеющем разряде постоянного тока: *a* —  $P = 1.2$  Торр,  $I = 2$  мА; *b* —  $P = 1$  Торр,  $I = 0.8$  мА; *в* —  $P = 0.8$  Торр,  $I = 0.3$  мА; *г* —  $P = 0.3$  Торр,  $I = 0.4$  мА

$I_s = \gamma n_p$ . Для определения амплитуды волны необходимо определить коэффициент пропорциональности  $\gamma$ . Остальные параметры — длина волны  $\lambda$ , частота  $\omega$  и фазовая скорость  $v$  — могут быть определены из анализа относительных значений  $I_s$ . Для этого последовательный набор двумерных массивов  $I_s(i, j)$  преобразуется в трехмерный массив  $f(x, y, t)$ , где  $x = \alpha i$ ,  $y = \beta j$  — пространственные координаты, а  $t$  — временная. Дискретность значений в массиве  $f(x, y, t)$  по пространственным координатам  $\Delta^{min}y, x$  определяется как

$$\Delta^{min}x = P_x M_x, \quad \Delta^{min}y = P_y M_y, \quad (1)$$

где  $P_x, P_y$  — размер пикселя,  $M_x$  и  $M_y$  — коэффициенты увеличения регистрирующей системы соответственно по осям  $x$  и  $y$ . Дискретность значений по координате  $t - \Delta^{min}t$  определяется временным интервалом между последовательными изобра-

жениями  $t_r$ . В нашем случае он равен 20 мс. Значения  $\Delta^{min}y, x$ , зависящие от параметров регистрирующей системы, изменялись в различных экспериментах и составляли от 10 до 30 мкм.

Для непосредственного определения  $\lambda, \omega$  и  $v$ , используя полученные массивы  $f(x, y, t)$  в каждой точке пространства с координатами  $(x, y)$ , строились следующие функции:

$$\varphi_{\omega}^{x,y}(\Delta t) = \sum_t f(x, y, t) f(x, y, t + \Delta t), \quad (2a)$$

$$\varphi_{\lambda}^{x,y}(\Delta y) = \sum_t f(x, y, t) f(x, y + \Delta y, t), \quad (2б)$$

$$\varphi_v^{x,y}(\Delta y) = \sum_t f(x, y, t) f(x, y, t + t_r). \quad (2в)$$

Анализируя поведение полученных функций  $\varphi_{\omega}(\Delta t), \varphi_{\lambda}(\Delta y)$  и  $\varphi_v(\Delta y)$ , определяли соответствующий параметр волнового процесса. Например,

график функции  $\varphi_\omega(\Delta t)$  представляет собой периодическую зависимость, определив период  $\tau$  которой по известной формуле  $\omega = 2\pi/\tau$ , можно вычислить круговую частоту.

Предложенный алгоритм позволяет определять локальные параметры исследуемых волн и получать двумерные пространственные поля скорости, частоты и длины волн. Локальность определения параметров имеет большое значение при исследовании акустических колебаний в плазменно-пылевых структурах, образующихся в стратах тлеющего разряда постоянного тока, так как в этом случае колебания распространяются в сильно неоднородной среде и параметры волн в различных точках структуры разные.

На рис. 3 представлены поля основных параметров акустических колебаний в облаке частиц железа (радиус частиц  $r_p = 3$  мкм). Легко заметить, что полученные поля неоднородны и наблюдаются пространственные зависимости всех определяемых параметров. Наиболее отчетливо проявляется зависимость параметров исследуемых пылевых волн от вертикальной координаты  $y$ . Для более подробного изучения найденной зависимости проводился анализ волн, распространяющихся в центральной области плазменно-пылевой структуры. На рис. 4 изображены графики, показывающие изменение частоты, скорости и длины волн в зависимости от прохождения по плазменно-пылевой структуре при различных параметрах газового разряда. Для контроля правильности определения параметров колебаний было проведено сравнение величин (частоты), полученных по алгоритму (1), (2), и величин, определенных стандартными методами с помощью фотоприемника и цифрового осциллографа. Получено хорошее совпадение результатов, а наблюдаемая разница ( $< 5\%$ ) может быть объяснена различием в размерах зоны измерений.

Кроме пространственной зависимости в экспериментах было найдено, что частота и волновой вектор наблюдаемых колебаний зависят от разрядного тока, давления и количества частиц в пылевом облаке. На рис. 5 в плоскости  $k\omega$  представлена область существования акустических колебаний в пылевой газоразрядной плазме.

Исследуемые в наших экспериментах акустические колебания в плазменно-пылевых структурах не только представляют интерес как физическое явление, но и могут быть использованы для диагностики пылевой плазмы. Используя существующие модели для описания волновых процессов в пылевой плазме и измеренные экспериментально параметры акусти-

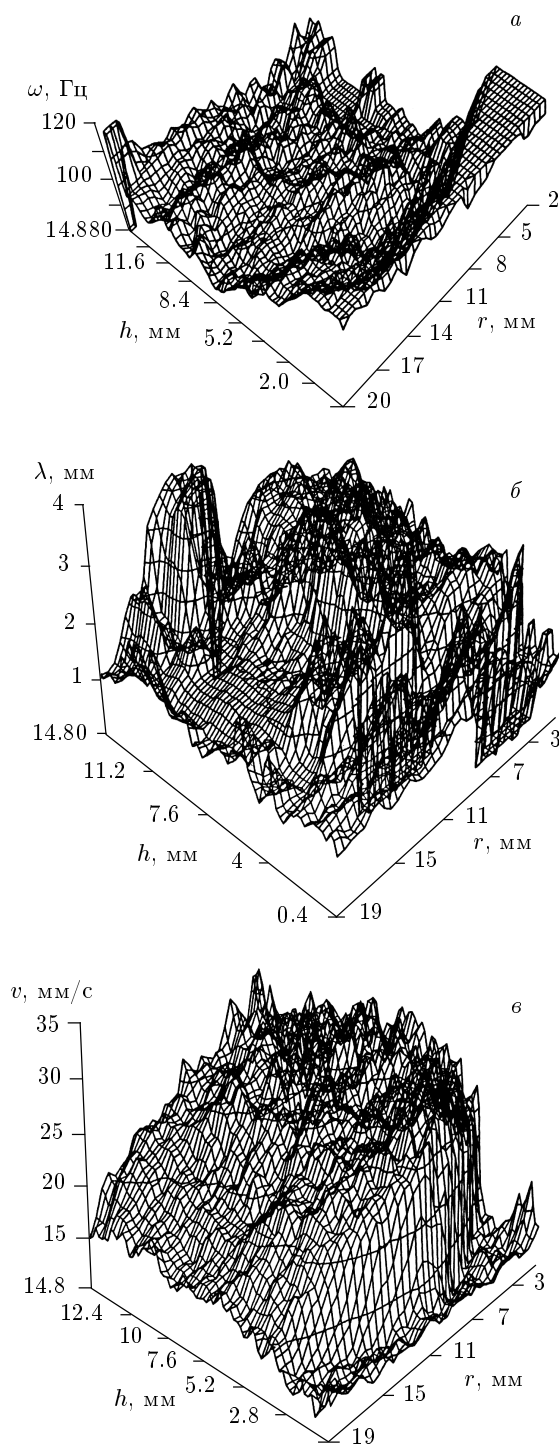


Рис. 3. Вычисленные двумерные зависимости частоты (а), длины волн (б) и скорости (в) акустических волн в структурах пылевых частиц ( $P = 0.23$  Торр,  $I = 0.28$  мА)

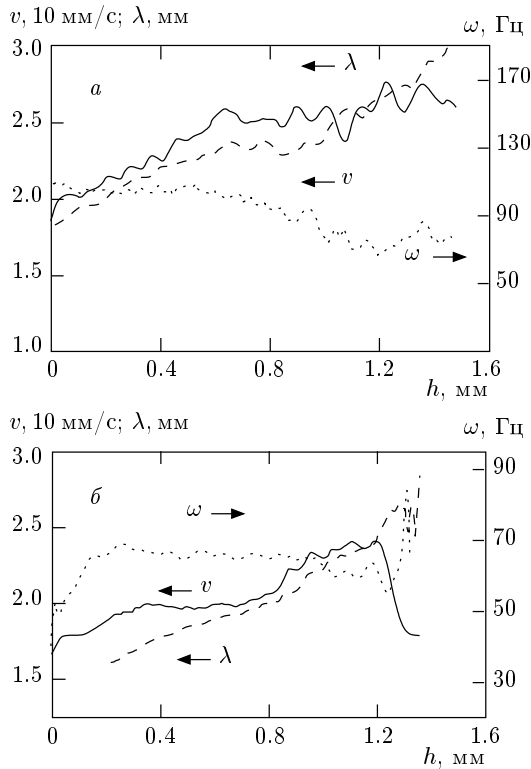


Рис. 4. Профили длины волны  $\lambda$ , частоты  $\omega$  и фазовой скорости  $v$ :  $P = 1.2$  Торр,  $I = 2$  мА (а),  $P = 0.3$  Торр,  $I = 0.4$  мА (б)

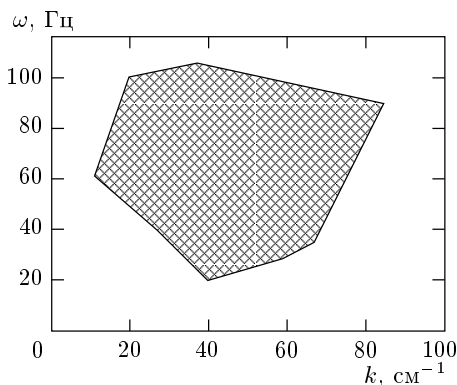


Рис. 5. Область параметров самовозбуждающихся низкочастотных колебаний плотности пылевых частиц в тлеющем разряде постоянного тока при изменении разрядного тока от 0.2 до 0.4 мА, давления от 0.2 до 4 Торр

ческих волн, можно провести оценку заряда пылевых частиц.

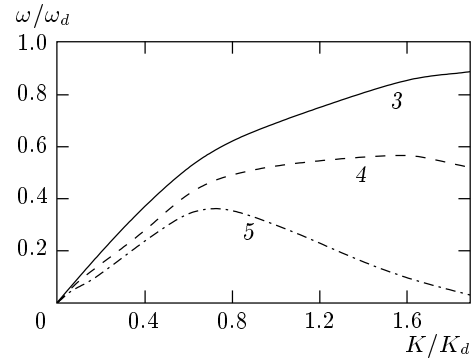


Рис. 6. Дисперсионные зависимости, определяемые выражениями (3)–(5),  $K_d = 2\pi/\lambda$

Дисперсия пылезвуковых волн (DAW) в двухпоточковом приближении определяется выражением [1]

$$\omega^2 = \omega_d^2 \frac{k^2 \lambda_d^2}{1 + k^2 \lambda_d^2}, \quad (3)$$

где  $\omega_d = \sqrt{4\pi n_d Z_d^2 e^2 / M}$  — пылезвуковая частота,  $\lambda_d$  — дебаевский радиус.

Если принимать во внимание эффекты взаимодействия между частицами, то дисперсионное соотношение может быть записано в виде [18]

$$\omega^2 = \omega_d^2 \frac{k^2 \lambda_d^2}{1 + k^2 \lambda_d^2} \frac{16}{16 + k^2 \lambda_d^2}. \quad (4)$$

Для дисперсии волн в плазменно-кристаллической решетке (DLW) в модели кристаллических мод справедлива следующая формула [8]:

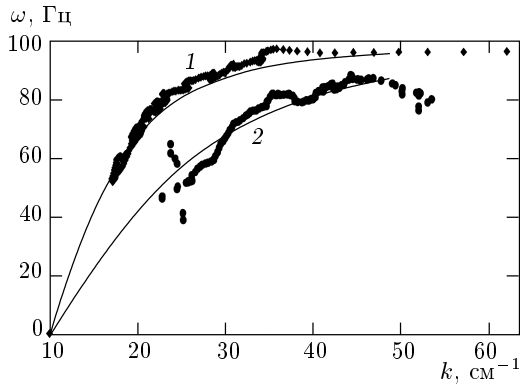
$$\omega \approx 2\tilde{\omega}_{pd} \sqrt{1 + K + K^2/2} \exp(-K/2) \sin(k\Delta/2), \quad (5)$$

где  $K = \Delta/\lambda_d$  и введено обозначение

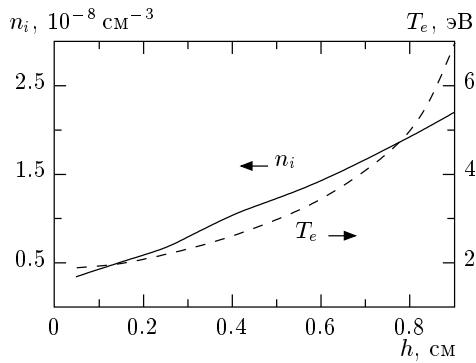
$$\tilde{\omega}_{pd}^2 = \frac{2Z_d^2 e^2}{m_d \Delta^3},$$

$\Delta$  — межчастичное расстояние.

Еще несколько дисперсионных соотношений для DAW и DLW можно найти в работах [4, 7, 8, 16–18]. Однако они не совсем удобны для использования при анализе экспериментальных данных, поэтому мы остановимся на трех вышеприведенных. На рис. 6 представлены дисперсионные кривые, описываемые формулами (3)–(5). На рис. 7 изображены экспериментальные зависимости  $\omega$  от  $k$ , которые наилучшим образом аппроксимируются выражением (3), что позволяет утверждать, что дисперсионная зависимость наблюдаемых продольных волн может быть достаточно хорошо описана формулой (3).



**Рис. 7.** Дисперсионные зависимости для пылевузковых волн в разряде постоянного тока (●), сплошная линия — аппроксимация с использованием выражения (3): 1 —  $P = 1.2$  Торр,  $I = 2$  мА,  $Z = 10^4 e$ ,  $n_i = 10^7$  см $^{-3}$ , 2 —  $P = 0.3$  Торр,  $I = 0.4$  мА,  $Z = 10^4 e$ ,  $n_i = 4 \cdot 10^7$  см $^{-3}$



**Рис. 8.** Пространственные профили концентрации ионов  $n$  и температуры электронов  $T_e$ . Координата  $h$  отсчитывалась от верхней границы пылевой структуры

Теперь, зная закон дисперсии, из аппроксимационных кривых можно оценить заряд пылевых частиц и концентрацию ионов. Используя данные, приведенные на рис. 8, мы провели оценку заряда частиц, который получился равным  $10^4$ , а концентрация ионов  $n_i \sim 10^7$  см $^{-3}$ .

Более простой алгоритм оценки величины заряда возможен, когда  $\lambda \gg \lambda_D$ . Действительно, при  $k\lambda_D \ll 1$  дисперсионное соотношение для пылевого звука принимает вид

$$\omega = v_d k, \tag{6}$$

где  $v_d$  — скорость пылевого звука; в нашем случае  $\lambda_D \sim 200$  мкм, следовательно, условие  $k\lambda_D \ll 1$  вы-

**Таблица**

$P$ , Торр	$I$ , мА	$Z_{pe}$
1.2	2	$2.2 \cdot 10^4$
1.2	1.4	$4.3 \cdot 10^4$
1.2	0.8	$1.6 \cdot 10^4$
0.8	0.4	$2.8 \cdot 10^4$
0.3	0.6	$3.3 \cdot 10^4$
0.3	0.4	$5.6 \cdot 10^4$

полняется для волн длиной больше 2 мм. Скорость пылевого звука определяется выражением

$$v_d = \omega_d \lambda_d = \frac{Z_d}{n_i^{1/2}} \sqrt{\frac{n_d T_i}{m}}. \tag{7}$$

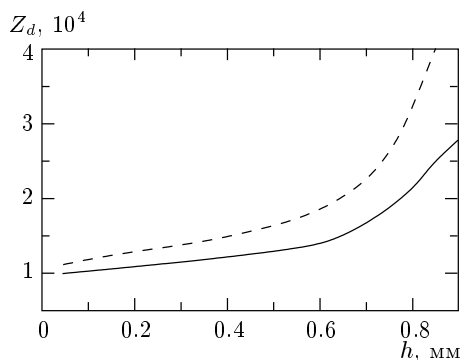
В случае, когда длина волны сравнима с межчастичным расстоянием (при  $k \rightarrow \pi / \langle r \rangle$ ), фазовая скорость волны стремится к нулю, а частота — к фиксированной величине, называемой пылевой плазменной частотой  $\omega_d$ :

$$\omega_d = \sqrt{\frac{4\pi n_d Z_d^2 e^2}{m}}. \tag{8}$$

Следовательно, зная фазовую скорость волны и концентрацию ионов из формулы (7) в случае  $\lambda \gg \lambda_D$ , или зная предельную частоту плазменно-пылевых колебаний, размеры и концентрацию пылевых частиц из (8), легко получить заряд частицы. Рассчитанные по формулам (7) и (8) величины заряда частиц приведены в таблице.

Используя выражение (6), можно также определить изменение заряда пылевых частиц в зависимости от положения частицы по вертикали в структуре. Изменение фазовой скорости волны по координате  $y$  мы определяем экспериментально, см. рис. 3. С помощью одиночного зонда мы определяем концентрацию ионов. Так как измерения проводились только в одной точке, у верхнего края пылевой структуры, то для определения  $Z_d(y)$  мы воспользовались относительным ходом зависимости  $n_i(y)$  (см. рис. 8) из работы [28].

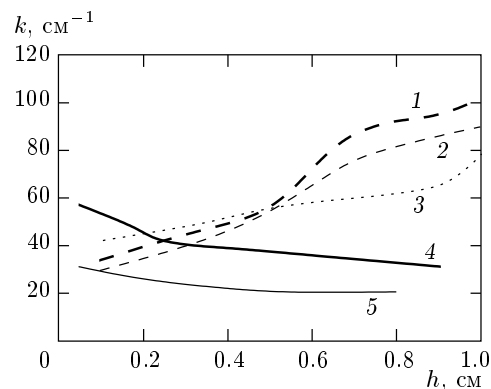
Зависимость  $Z_d(y)$  представлена на рис. 9 (сплошная линия). Мы получили существенное (более чем в два раза) изменение заряда частиц по высоте плазменно-пылевой структуры. Для анализа результатов нами был проведен расчет величины заряда пылевых частиц в рамках приближения орбитального движения (ОМЛ-модель,



**Рис. 9.** Распределение заряда пылевых частиц  $Z_d$  по высоте: сплошная кривая — рассчитанное по формуле (6) с использованием измеренных значений скорости волн и зависимости  $n_i(h)$ , приведенной на рис. 7; штриховая кривая — рассчитанное в рамках OML-модели для  $T_i = 0.03$  эВ с использованием зависимости  $T_e(h)$ , приведенной на рис. 7

см. [29]). При расчете использовались следующие параметры:  $T_i = 0.03$  эВ, зависимость  $T_e(y)$  (см. рис. 8) из [28], а  $n_i(y)$  полагалась равной  $n_e(y)$ . Расчетная зависимость  $Z_d(h)$  приведена на рис. 9 (штриховая линия). Полученные значения заряда частиц практически совпадают, однако наблюдается превышение экспериментальных значений над расчетными в голове страты (отсчет пространственной координаты проводился от верхнего края пылевой структуры), т.е. в области сильного поля. Это отличие может объясняться наличием неконтролируемой полудисперсности используемых пылевых частиц. При этом частицы с большей массой будут располагаться в области большей напряженности электрического поля, т.е. в нижней части пылевой структуры. Именно это и может привести к наблюдаемой в эксперименте зависимости заряда от пространственной координаты, поскольку заряд частицы прямо пропорционален ее размеру. Эта же причина объясняет отличие полученных в данной работе результатов от результатов численного моделирования, проведенного в работе [30] для пылевой газоразрядной плазмы со сходными параметрами. В [30] получено, что изменение заряда по высоте структуры не превышает 20%. Проведенный анализ позволяет утверждать, что это является верным только для пылевых структур, формирующихся в верхней части страты.

В наших экспериментах наблюдалось самопроизвольное возбуждение низкочастотных колебаний плотности пылевых частиц, что указывает на существование механизмов неустойчивости рассмат-



**Рис. 10.** Зависимости волнового вектора  $k$  от высоты  $h$ : 1 — рассчитанная в рамках модели, предложенной в [5]; 2 — рассчитанная в рамках модели, предложенной в [16]; 3 — рассчитанная в рамках модели, предложенной в [26]; 4 — измеренная экспериментально для частиц железа при  $I = 0.5$  мА,  $P = 0.8$  Торр; 5 — измеренная экспериментально для частиц железа при  $I = 0.22$  мА,  $P = 0.8$  Торр

ваемых колебаний. В ряде работ рассмотрены модели, предлагающие возможные варианты развития неустойчивости, и проанализировано влияние флуктуации заряда пылевых частиц [3, 4, 17, 18, 26], нелинейности [7–9] и неидеальности пылевой плазмы [10–12], а также эффектов ионизации и ионного увлечения [13, 15, 16] на распространение пылезвуковых волн. В [5, 6, 23, 26] проанализированы неустойчивости волн, связанные с дрейфом электронов и ионов относительно заряженных пылевых частиц. В [26] наиболее полно рассмотрены и проанализированы различные механизмы возбуждения колебаний в плазме положительного столба тлеющего разряда постоянного тока. Согласно работе [26], механизм неустойчивости основан на природе сил, удерживающих частицы в положительном столбе разряда, а также на вариациях заряда частиц при распространении колебаний. Однако, несмотря на обилие предложенных моделей, вопрос о существовании единого источника и механизма возникновения колебаний в плазменно-пылевых лабораторных системах в настоящее время остается открытым. Одной из причин такого положения вещей является отсутствие экспериментального подтверждения предложенных моделей. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов [23–26] проводилось на качественном уровне, не позволяющем сделать однозначный вывод в пользу того или иного механизма неустойчивости.

Мы попытались, используя экспериментально полученное распределение величины волнового вектора по высоте пылевой структуры, провести сравнение экспериментально измеренного пространственного распределения с распределениями, получающимися в рамках различных теоретических моделей. На рис. 10 приведены зависимости волнового вектора от высоты, рассчитанные в рамках различных моделей [5, 16, 26] (штриховые линии) и измеренные экспериментально (сплошные линии). Сравнение полученных зависимостей показывает, что теоретические кривые существенно отличаются от экспериментальных. Одним из возможных объяснений этому факту может служить то, что модели, основанные на анализе линейного дисперсионного соотношения для низкочастотных колебаний не могут адекватно описывать волновые процессы в плазменно-пылевых системах. Действительно, плазменно-пылевые структуры относятся к классу нелинейных термодинамически неравновесных открытых диссипативных систем [31, 32]. Поэтому для анализа наблюдаемых явлений необходимо обратиться к соответствующей физической модели. Наибольший интерес представляет модель автоколебательной системы, параметры колебаний в которой полностью определяются свойствами самой среды и не зависят от начальных условий [33].

Возникновение устойчивых колебательных движений макрочастиц в пылевой плазме возможно только при наличии потенциальных источников, компенсирующих рассеяние энергии. При этом между поступающей и рассеиваемой энергией должно устанавливаться динамическое равновесие. В равновесных системах диссипативные эффекты уничтожают любую неоднородность, что приводит к термодинамическому равновесию. В нелинейных открытых системах диссипация выступает совершенно в ином качестве. Ее совместное действие с другими процессами может приводить к возникновению как устойчивых стационарных структур, так и сложных колебательных режимов [32, 34].

В случае лабораторной газоразрядной плазмы очевидно, что стационарные автоколебания в плазменно-пылевой системе должны поддерживаться за счет энергии источника питания разрядной цепи. Одним из возможных механизмов, способных обеспечить преобразование потенциальной энергии внешнего электрического поля в энергию движения пылевых частиц, является наличие пространственных градиентов параметров системы — температурного, ионизационного, зарядового. Например, в [35] в качестве основной причины рассматривается ме-

ханизм, который связан с наличием пространственного градиента заряда в пылевом облаке, сформированном в ловушке под действием электрического поля и поля тяжести Земли.

Таким образом, в данной работе было проведено экспериментальное исследование низкочастотных колебаний плотности пылевых частиц, возбуждающихся в стоячих стратах тлеющего разряда постоянного тока в неоне. Параметры пылезвуковых волн определялись при помощи метода визуализации, анализ и определение характеристик акустических колебаний проводились на базе разработанного алгоритма и созданного программного обеспечения. В результате были получены двумерные поля основных характеристик исследуемых волн. Полученные значения скорости позволили провести оценку величины и найти пространственное распределение заряда пылевых частиц в плазменно-пылевой структуре. Было найдено, что в условиях эксперимента заряды частиц, расположенных в разных частях облака, различаются более чем в два раза, при этом частицы с большими зарядами расположены в нижней части структуры. Проведено сравнение экспериментально измеренного пространственного распределения параметров волн с распределениями, получающимися в рамках различных моделей. Анализ полученных результатов показал, что для определения основных механизмов раскачки колебаний недостаточно построения линейных аналитических моделей, а необходимо провести численное моделирование с учетом нелинейного диссипативного характера системы.

Авторы выражают глубокую благодарность за полезное обсуждение работы и ценные замечания О. С. Ваулиной. Данная работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 00-02-32281, № 00-02-17520 и № 98-02-16828).

## ЛИТЕРАТУРА

1. N. Rao, P. K. Shukla, and M. Y. Yu, *Planet Space Sci.* **38**, 543 (1990).
2. В. Н. Цытович, *УФН* **167**, 57 (1997).
3. R. Varma, P. K. Shukla, and V. Krishan, *Phys. Rev. E* **47**, 3612 (1993).
4. V. Jana, A. Sen, and P. K. Kaw, *Phys. Rev. E* **48**, 3930 (1993).
5. M. Rosenberg, *Planet. Space Sci.* **41**, 229 (1993).



6. M. Rosenberg, J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 631 (1996).
7. N. Rao, J. Plasma Phys. **59**, 561 (1998).
8. Y. Ma and J. Liu, Phys. Plasmas **4**, 253 (1997).
9. D. Winske and M. Rosenberg, IEEE Trans. Plasma Sci. **26**, 92 (1998).
10. M. Rosenberg and G. Kalman, Phys. Rev. E **56**, 7166 (1997).
11. M. Murillo, Phys. Plasmas **5**, 3116 (1998).
12. D. Winske, M. S. Murillo, and M. Rosenberg, Phys. Rev. E **59**, 2236 (1999).
13. P. Shukla and G. Morfill, Phys. Lett. A **216**, 153 (1996).
14. F. Melandso, Phys. Plasmas **3**, 3890 (1996).
15. N. D'Angelo, Phys. Plasmas **5**, 3155 (1998).
16. A. Ivlev, D. Samsonov, J. Goree, G. Morfill, and V. E. Fortov, Phys. Plasmas **6**, 741 (1999).
17. A. Ivlev, G. Morfill, and J. R. Jokipii, Phys. Rev. Lett. **83**, 971 (2000).
18. K. N. Ostrikov, S. V. Vladimirov, M. Y. Yu, and G. E. Morfill, Phys. Plasmas **7**, 461 (2000).
19. M. Zuzic, H. Tomas, and G. Morfill, J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 496 (1996).
20. J. Pieper and J. Goree, Phys. Rev. Lett. **77**, 3137 (1996).
21. A. Homann, A. Melzer, R. Madani, and A. Piel, Phys. Lett. A **242**, 173 (1998).
22. A. Barkan, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, Phys. Plasmas **2**, 3563 (1995).
23. В. И. Молотков, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский и др., ЖЭТФ **116**, 902 (1999).
24. R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson, and N. D'Angelo, Phys. Plasmas. **5**, 1607 (1998).
25. H. R. Prabhakara and V. L. Tana, Phys. Plasmas. **3**, 3176 (1996).
26. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak et al., Phys. Plasmas **7**, 1374 (2000).
27. А. М. Липаев, В. И. Молотков, А. П. Нефедов и др., ЖЭТФ **85**, 1110 (1997).
28. Ю. Б. Голубовский, С. У. Нисимов, ЖТФ **64**, 54 (1994), **65**, 46 (1995).
29. J. E. Allen, Physica Scripta **45**, 497 (1992).
30. О. М. Белоцерковский, И. Е. Захаров, А. П. Нефедов и др., ЖЭТФ **113**, 819 (1999).
31. V. Tsytovich, S. Benkada, and S. Vladimirov, Plasma Phys. Contr. Fus. **34**, 123 (1999).
32. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах*, Мир, Москва (1979).
33. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, Мир, Москва (1988).
34. Т. Ахромеева, С. Курдюмов, Г. Малинецкий, *Компьютеры и нелинейные явления*, Наука, Москва (1988), с. 44.
35. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **118**, 1325 (2000).