

ПЫЛЕ-АКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕ ИНДУКЦИОННОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

А. В. Зобнин, А. Д. Усачев, О. Ф. Петров, В. Е. Фортвов*

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

Поступила в редакцию 1 апреля 2002 г.

Обнаружено самопроизвольное возбуждение волны плотности пылевых частиц в пылевом облаке, левитирующем в области диффузного края плазмы высокочастотного индукционного газового разряда низкого давления. Измерены основные физические параметры этой волны и фоновой плазмы. Предложенная аналитическая модель наблюдаемого явления, базирующаяся на теории пылевого звука, хорошо коррелирует с экспериментальными данными в широком диапазоне экспериментальных условий. Проведено аналитическое исследование влияния переменного заряда пылевых частиц на развитие наблюдаемой плазменно-пылевой неустойчивости. Показано, что необходимым условием для развития пыле-акустической неустойчивости является наличие постоянного электрического поля в области пылевого облака.

PACS: 52.27.Lw, 52.35.-g, 52.70.Ds

1. ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивость пылевой компоненты, проявляющаяся в спонтанной раскачке хаотического или организованного движения ансамбля пылевых частиц, является таким же общим и непременным свойством пылевой плазмы, как и «классические» плазменные неустойчивости в плазме без частиц. К настоящему времени обнаружен широкий спектр плазменно-пылевых неустойчивостей в лабораторных пылевых плазмах. Сюда входят:

- 1) раскачка (разогрев) хаотического движения (температуры) пылевых частиц в плазме тлеющих разрядов постоянного тока [1, 2] и емкостного радиочастотного разряда [3–5];
- 2) осцилляции пылевых частиц в приэлектродном двойном электрическом слое [6];
- 3) вращение «спицы» в плазме высокочастотного емкостного разряда [7];
- 4) неустойчивость, проявляющаяся в условиях микрогравитации и названная «биением сердца» [8];
- 5) пылевые вихри в плазме тлеющего разряда постоянного тока [9], ядерно возбуждаемой плазме [10] и в плазме высокочастотного емкостного разряда в условиях микрогравитации [8, 11];

б) пыле-акустическая неустойчивость в трехмерных пылевых облаках в плазме тлеющего разряда постоянного тока [12–17].

Отличительными особенностями таких неустойчивостей являются чрезвычайно большие характерные времена их развития (до нескольких секунд) и наличие принципиально нового параметра, определяющего в большинстве случаев развитие неустойчивости — переменного заряда пылевой частицы [18, 19].

С одной стороны, различные плазменно-пылевые неустойчивости отображают динамику коллективных процессов в комплексной плазме, что представляет фундаментальный научный интерес. С другой стороны, макроскопические параметры пылевых неустойчивостей связаны с микроскопическими параметрами плазмы и тем самым могут быть использованы для ее диагностики. Кроме того, плазменно-пылевые неустойчивости стали для экспериментаторов таким же частым и нежелательным фактором, как и «классические» плазменные неустойчивости. В частности, плазменно-пылевые неустойчивости приводят к нарушению упорядоченности пылевых структур (особенно трехмерных) и тем самым создают значительные трудности в исследованиях пылевых кристаллов. Все это обуславливает актуальность теоретического и экспериментального

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

исследования различных видов плазменно-пылевых неустойчивостей. Систематическое изучение плазменно-пылевых неустойчивостей еще только начинается и сталкивается со значительными трудностями в понимании многих аспектов этого явления [4].

Из упомянутых выше видов пылевых неустойчивостей наибольшее число работ посвящено изучению пыле-акустической неустойчивости (ПАН) [12–17], которая проявляется в виде самовозбуждения волнообразных колебаний объемной концентрации пылевых частиц в лабораторной пылевой плазме. Примечательно, что развитие ПАН наблюдалось только в трехмерных пылевых облаках. Первые такие наблюдения были проведены, по-видимому, в работе [20] в плазме радиочастотного емкостного разряда и интерпретированы в работе [21] как наблюдение пыле-акустической волны. Позже самопроизвольное возникновение движущихся волн плотности пылевых частиц наблюдалось в работе [12] в анодном столбе Q -машины. В этом эксперименте камера была наполнена азотом при давлении 60–80 мТорр. В разряд засыпались также частицы $AlSiO$ размером 1–15 мкм. Наблюдаемая длина пылевой волны составила 6 мм, ее фазовая скорость 9 см/с и частота около 15 Гц. Величина осевого электрического поля в области пылевого облака оценивалась приблизительно как 1 В/см. Наблюдаемая волна двигалась горизонтально, от анода к катоду. Параметры этой волны (частота и величина волнового вектора) удовлетворительно описывалась дисперсионным соотношением для пыле-акустической волны, откуда авторами был сделан вывод, что наблюдаемое явление — это пыле-акустическая волна. Однако отсутствие точных данных по размеру пылевых частиц (взято 5 мкм) и их заряду (взято $40000e^-$) позволяет говорить о необходимости соблюдения определенной осторожности при проведении таких оценок. Что касается механизма раскачки ПАН, то авторы работы [12] со ссылкой на теоретическую работу [22] делают вывод, что эта раскачка обусловлена потоком ионов через область пылевого облака.

В работе [14] ПАН наблюдалась в стратах тлеющего разряда постоянного тока, а в работе [16] тех же авторов наряду со старым [1] предлагается новый механизм ее раскачки, представленный как результат вариации заряда макрочастицы в присутствии внешнего электрического поля. Однако в работе [16] не проводились измерения основных параметров фоновой плазмы. Эти данные были взяты из работ других авторов. Кроме того, не проводилось варьирование экспериментальных параметров с целью сопоставления экспериментальных и теоретических функциональных зависимостей.

В недавней работе [17] проведено детальное исследование пространственного распределения волновых параметров ПАН по неоднородному пространству страты, но не анализировался механизм ее раскачки. Кроме того, в этих экспериментах использовались полидисперсные частицы железа, и вопрос об одном из основных параметров пылевой плазмы — размере частиц в облаке — остался открытым.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию и аналитическому моделированию пыле-акустической неустойчивости в плазме радиочастотного индукционного газового разряда низкого давления. Использование диффузного края высокочастотного индукционного разряда для этой цели имеет то преимущество, что в таких условиях имеются более плавные пространственные градиенты основных параметров фоновой плазмы, таких как концентрация и температура электронов в области зависания макрочастиц, по сравнению с областью страты тлеющего разряда постоянного тока. Это обстоятельство, а также зондовая диагностика параметров фоновой плазмы, использование частиц с калиброванным размером, численный расчет заряда пылевых частиц с учетом влияния столкновительных процессов в дебаевской сфере вокруг пылевой частицы на заряд этой частицы [23, 24] и широкое варьирование экспериментальных условий позволило, на наш взгляд, сделать вывод об адекватности предлагаемой аналитической модели наблюдаемой плазменно-пылевой неустойчивости.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

2.1. Схема эксперимента

Схема эксперимента по исследованию пыле-акустической неустойчивости в индуктивно-связанной пылевой плазме приводится на рис. 1. Высокочастотный индукционный разряд возбуждался в вертикально ориентированной цилиндрической стеклянной трубке диаметром 3 и длиной 65 см с помощью двухвиткового кольцевого индуктора в буферном газе неоне. Для напуска и откачки рабочего газа в нижней и верхней частях трубки имелись два газовых порта, что позволяло проводить исследования ПАН как в покоящемся газе, так и в его протоке, и тем самым иметь дополнительную возможность воздействовать на пылевое облако. Кроме того, при длительных зондовых измерениях необходима была небольшая прокачка рабочего газа с целью поддержания постоянства химического состава

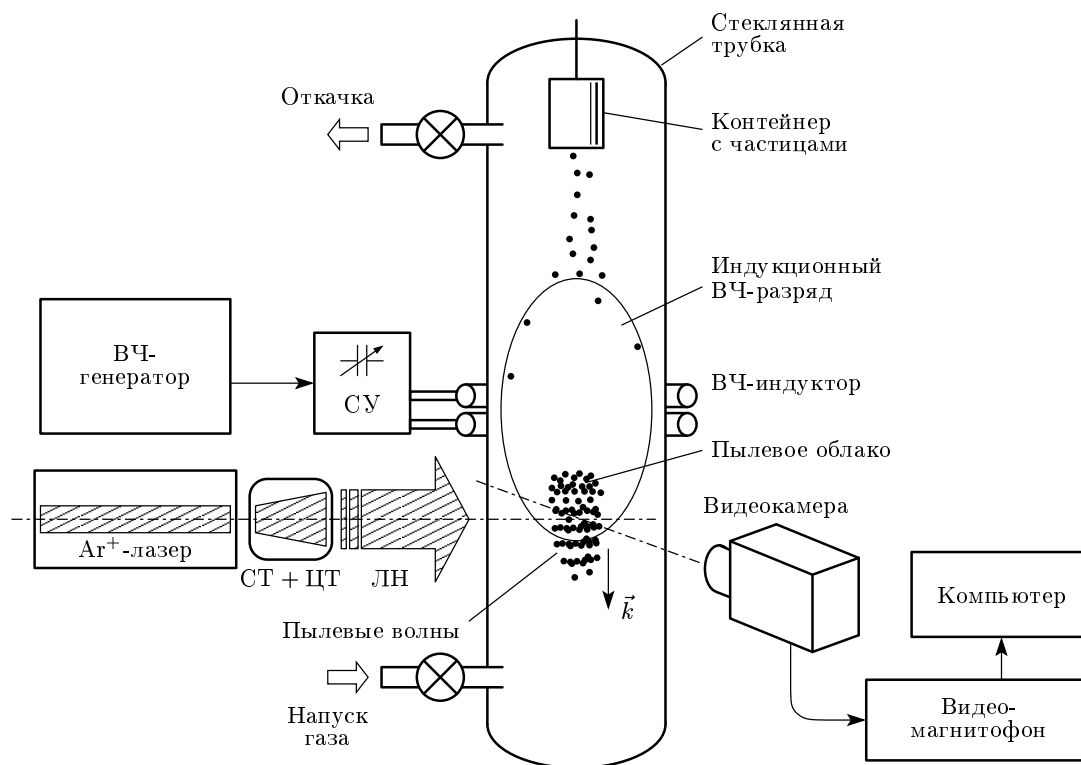


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению пыле-акустической неустойчивости в плазме индукционного газового разряда. Обозначения: СУ — согласующее устройство, СТ+ЦТ — комбинация из сферического и цилиндрического телескопов, ЛН — лазерный нож

плазменной среды. Частота подводимого к индуктору напряжения составляла 100 МГц, а вкладываемая в разряд мощность — около одного ватта. Напряжение на индукторе контролировалось с помощью высокоомного делителя напряжения. Индуктивный разряд представлял собой светящееся образование в форме эллипсоида вращения. При этом длина этого образования во время эксперимента составляла около 12 см, но могла меняться в широких пределах путем изменения вкладываемой в разряд ВЧ-мощности. Давление буферного газа неона варьировалось в диапазоне 1–120 Па. Пылевое облако создавалось в разряде путем встряхивания контейнера, наполненного монодисперсными частицами из меламинформальдегида диаметром 1.87 ± 0.04 мкм фирмы Microparticles GmbH. Частицы высыпались сквозь решетчатое дно контейнера, падали вниз и зависали в электростатической ловушке в нижней части индукционного разряда. Такая ловушка образуется благодаря комбинации полей амбиполярной диффузии и заряженной поверхности разрядной трубки [24]. Характерный размер пылевого облака составлял 5×8 мм². При засыпке частиц, как

правило, как только число частиц в облаке превышало примерно 500, в облаке спонтанно самовозбуждалась пыле-акустическая неустойчивость, имеющая вид волн плотности макрочастиц. Плотность пылевых частиц в облаке увеличивалась с увеличением общего числа подвешенных пылевых частиц. Было установлено, что наблюдаемая ПАН спонтанно возникает при давлениях буферного газа от 10 до 60 Па, причем длина наблюдаемых волн и их фазовая скорость существенно зависят от давления буферного газа неона. Волны зарождались в верхней части пылевого облака и распространялись вниз, быстро увеличиваясь по амплитуде. Самая верхняя часть пылевого облака оставалась невозмущенной. При давлениях менее 10 Па хаотическое движение частиц начинало преобладать над волновым, и волн не наблюдалось. При давлениях более 60 Па автоколебания подавлялись большой вязкостью буферного газа. Для исследования были выбраны следующие давления плазмообразующего неона — 10, 15, 20, 30 и 50 Па. На рис. 2 приводится характерный вид волн плотности пылевых частиц при давлениях неона 15 и 50 Па.

Рис. 2. Видеоизображения пыле-акустических волн в нижней части пылевого облака при давлениях буферного газа неона 15 (*a*) и 50 Па (*б*)

Рис. 3. *a* — Видеоизображение пыле-акустической автоволны при давлении буферного газа 50 Па. *б* — Относительное изменение яркости видеоизображения (пропорциональное $n_d(x)$) вдоль вертикальной оси x в области между двумя вертикальными пунктирными линиями, нормированное на яркость изображения в верхней невозмущенной области пылевого облака в двух последовательных видеокдрах

2.2. Видеосъемка и обработка видеоизображений

Для регистрации динамики поведения взвешенных в пылевой ловушке монодисперсных частиц они подсвечивались «лазерным ножом», ориентированным в вертикальной плоскости. Лазерный нож формировался из луча аргонового лазера (длина вол-

ны — 488 и 511.4 нм, мощность 1 Вт) с помощью комбинации из двух телескопов — сферического ($\times 10$) и цилиндрического ($\times 1.5$). При этом размер сечения лазерного ножа в области перетяжки составлял 15×0.3 мм², который незначительно (на 20 %) менялся в пределах ширины пылевого облака. Изображение пылевого облака регистрировалось с помощью скоростной видеокамеры Redlake 500, име-

ющей пространственное разрешение 120×120 пикселей и способной обеспечивать видеосъемку с частотой до 500 кадров в секунду. Емкость буферного ОЗУ видеокамеры позволяла проводить непрерывную видеосъемку в течение четырех секунд при максимальной скорости съемки, после чего полученная видеоинформация перезаписывалась на видеомagneтофон. Аналоговый видеосигнал с видеомagneтофона оцифровывался с помощью компьютерной видеоплаты и преобразовывался в последовательность цифровых черно-белых изображений размерностью 540×540 пикселей и глубиной яркости в 8 бит. Каждое такое изображение соответствовало одному кадру скоростной видеокамеры и представляло собой двумерный массив интенсивностей пикселей $I(i, k)$, где $i, k = 1, \dots, 540$ — индексы, соответствующие номеру пиксела соответственно в горизонтальном и вертикальном направлениях ССD-матрицы. Полученные цифровые массивы обрабатывались с помощью стандартных или специально написанных компьютерных кодов. По этим данным определялась счетная концентрация пылевых частиц n_d в верхней невозмущенной части облака и распределение относительной концентрации пылевых частиц в поле кадра $n_d(x)$ вдоль оси x трубки. Для определения $n_d(x)$ поле видеокadra было разбито на элементы дискретизации. Ввиду того что наблюдаемые пылевые волны были практически плоскими, элементы дискретизации поля видеокadra были выбраны в виде горизонтальных прямоугольников размером 300×6 пикселей. Относительная концентрация пылевых частиц в поле элемента дискретизации принималась прямо пропорциональной сумме интенсивностей всех пикселей в пределах этого элемента за вычетом интенсивности фона. Неоднородность лазерного ножа компенсировалась соответствующей нормировкой. Интенсивность фона определялась по видеокadрам, отснятым до засыпки частиц. При этом чувствительность ССD-камеры выбиралась такой, чтобы избежать эффектов насыщения пиксельной глубины яркости. Варьированием размера элемента дискретизации находился компромисс между пространственным разрешением распределения $n_d(x)$ и величиной статистического шума $n_d/\sqrt{N_d}$, где N_d — число пылевых частиц в ячейке дискретизации. По измеренному распределению $n_d(x)$ определялась величина волнового вектора волны k_d (длина волны λ_d) и оценивался инкремент нарастания амплитуды колебаний γ_d . По сопоставлению $n_d(x)$ из двух последовательных кадров определялась фазовая скорость волны v_d . На рис. 3а приводится один из видеокadров пылевого облака, на котором двумя вертикаль-

ными линиями выбрана область цифровой обработки видеополя, а на рис. 3б — результат определения распределения $n_d(x)/n_{d0}$ вдоль волнового вектора. Полная сводка экспериментальных данных по v_d, λ_d, ω_d и k_d , полученных при различных давлениях плазмообразующего газа, приводится в таблице. Все эти данные относятся к той области пылевого облака, где амплитуда колебаний была минимальна, чтобы для интерпретации экспериментальных данных возможно было сравнение с теорией линейных пыле-акустических волн [16, 26–30]. К сожалению, в данной работе инкремент нарастания γ_d был определен весьма приблизительно из-за большого статистического шума в области волн малых амплитуд.

2.3. Зондовые измерения

Для количественного описания физики развития ПАН необходима информация об электрофизических параметрах фоновой плазмы неона, таких как концентрация n_e и температура T_e электронов, напряженность электрического поля E в области зазависания пылевых частиц. Измерения этих параметров были проведены с помощью одиночного зонда Ленгмюра во всей области горения индукционного разряда. Для измерений использовался подвижный цилиндрический зонд диаметром 0.05 и длиной 3 мм, представлявший собой молибденовую проволоку, помещенную в тонкую, оттянутую на конце стеклянную трубку диаметром 1 мм, переходящую в остеклованную часть зонда диаметром 0.3 мм. Система перемещения позволяла перемещать зонд с помощью постоянных магнитов в двух координатах — вдоль оси x трубки и по ее радиусу R . Диапазон перемещения зонда вдоль оси трубки составлял 5 см, а по ее радиусу — от центра трубки до ее стенки. Поскольку индукционный разряд не требует наличия электродов в плазме, специально для возможности использования электронной ветви зондовой вольт-амперной характеристики (ВАХ) был введен большой плоский противоэлектрод. Использование электронной ветви ВАХ связано как с необходимостью определения потенциала пространства, так и со сложностью определения концентрации заряженных частиц по ионному току. Для уменьшения возмущающего воздействия на плазму противоэлектрод располагался по другую сторону индуктора относительно области измерений. Противоэлектрод имел площадь 24 см^2 , достаточную, для того чтобы пропустить электронный ток подвижного зонда, но все же не достаточную, для того чтобы можно было пренебречь сопротивлением плаз-

Измеренные и расчетные параметры пылевой плазмы и волн пыле-акустической неустойчивости в семи проведенных экспериментах

№ эксперимента	1(*)	2	3(*)	4	5	6	7	Погр.
Параметры фоновой плазмы								
p , Па	10	15	20	20	30	50	50	± 2
η , c^{-1}	37	56	74	74	110	185	185	$\pm 10\%$
n_e , cm^{-3}	2×10^8	2×10^8	3×10^8	3×10^8	3×10^8	4×10^8	4×10^8	$\pm 40\%$
T_e , эВ	4.2	4.1	4.0	4.0	3.7	3.5	3.5	± 1 эВ
$n_i = n_e + Z_d n_d$, cm^{-3}	2.8×10^8	5×10^8	3.3×10^8	5×10^8	4.7×10^8	6.6×10^8	5.7×10^8	$\pm 50\%$
\tilde{T}_i , К	1030	680	515	515	340	300	300	$\pm 25\%$
r_D , мм	0.132	0.081	0.086	0.086	0.059	0.047	0.050	$\pm 30\%$
Параметры пылевой компоненты								
$n_d \cdot 10^{-4}$, cm^{-3}	2.4	10	1.5	7	7	12	7	$\pm 30\%$
Z_d	3400	3000	2900	2900	2360	2160	2160	—
Параметры пылевой волны								
v_{DAI} , см/с	8.3 ± 1	5.8 ± 2.3	4.8 ± 0.5	4.8 ± 1.6	4.2 ± 1.4	2.9 ± 0.3	2.3 ± 0.3	←
λ_{DAI} , мм	5.2 ± 0.7	1.26 ± 0.5	3.0 ± 0.3	1.05 ± 0.35	0.95 ± 0.3	0.65 ± 0.07	0.67 ± 0.07	←
$\omega_{DAI} = 2\pi\nu$, c^{-1}	100 ± 16	290 ± 30	100 ± 30	290 ± 40	280 ± 40	285 ± 10	220 ± 40	←
k_{DAI} , cm^{-1}	12 ± 1.5	50 ± 20	21 ± 2	60 ± 20	66 ± 20	97 ± 10	97 ± 10	←
γ_{DAI} , cm^{-1}	—	> 10	> 10	> 10	> 10	6 ± 4	5 ± 4	←
ω_{max} , $\chi = 0$, c^{-1}	170	300	130	285	225	225	150	—
ω_{max} , $\chi = 0.3$, c^{-1}	250	470	155	375	270	275	195	—
γ_{max} , $\chi = 0$, cm^{-1}	16.5	26	11	30	29	18	8.5	—
γ_{max} , $\chi = 0.3$, cm^{-1}	24	38	19.5	46	47	33	18	—
ω_{pd} , c^{-1}	397	715	219	578	470	564	431	$\pm 30\%$

Обозначения в таблице: p — давление плазмообразующего неона, η — коэффициент вязкости пылевых частиц в неоне, n_e и T_e — соответственно, концентрация и температура электронов в области пылевых волн, n_i и \tilde{T}_i — концентрация и эффективная температура ионов, r_D — радиус Дебая, n_d и Z_d — концентрация и заряд пылевых частиц, v_{DAI} , λ_{DAI} , ω_{DAI} и k_{DAI} — измеренные фазовая скорость, длина волны, циклическая частота и волновое число волны ПАН, ω_{max} — расчетная частота ПАН, при которой $\gamma_{DAI}(\omega) = \max$ для случаев $\chi = 0$ и 0.33 (уравнение (19)), γ_{DAI} — измеренная величина инкремента нарастания амплитуды волны ПАН, γ_{max} — расчетная величина инкремента нарастания амплитуды волны ПАН; (*) — малая концентрация пылевых частиц.

ма-противоэлектрод. Поэтому потенциал подвижного зонда измерялся относительно другого неподвижного (опорного) электрода. Он располагался вблизи индуктора и находился под плавающим потенциалом. С целью уменьшения влияния паразитных

ВЧ-токов между подвижным зондом и системой измерений, а также между опорным зондом и системой измерений были включены LC-фильтры — пробки, настроенные на частоту генератора, питающего индуктор. Сканирование напряжения на зонде

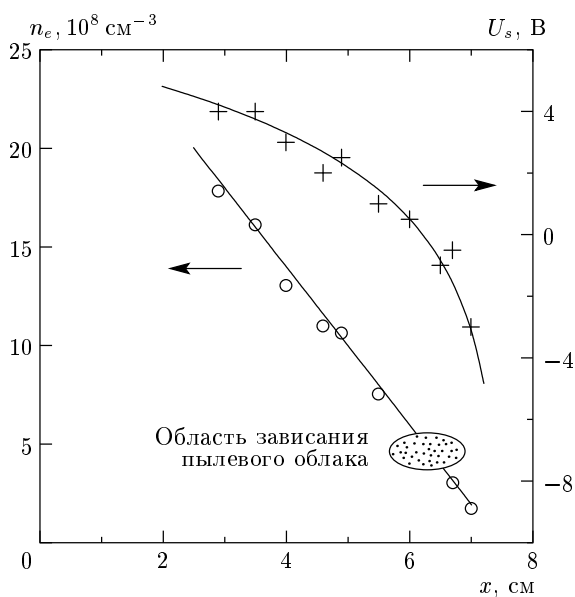


Рис. 4. Зависимости концентрации электронов n_e (кружки) и потенциала пространства U_s (кресты) на оси трубки от расстояния x до индуктора при давлении плазмообразующего неона $p = 50$ Па

Ленгмюра (в диапазоне от -40 до $+20$ В) и регистрация зондового тока (минимальный регистрируемый ток 2 нА) проводились под управлением персонального компьютера. В процессе обработки усреднялись 20 ВАХ.

Концентрация электронов n_e определялась по величине зондового тока в точке перегиба электронной ветви $I = I(U)$ ВАХ, а потенциал пространства U_s определялся относительно опорного электрода по напряжению на зонде в точке перегиба ВАХ. Температура электронов T_e определялась из соотношения

$$U_s(x) = T_e \ln n_e(x) + \text{const}, \quad (1)$$

где $U_s(x)$ — потенциал пространства в точке x . Результаты зондовых измерений величин n_e и T_e в области зависания пылевых частиц при давлениях плазмообразующего неона $10, 15, 20, 30$ и 50 Па приведены в таблице. Для примера результаты измерений профилей $n_e(x)$ и $U_s(x)$ при давлении плазмообразующего неона $p = 50$ Па приводятся на рис. 4. На рис. 5 приводится измеренная зависимость прологарифмированной концентрации электронов от потенциала пространства. Тот факт, что все экспериментальные точки находятся на одной прямой, свидетельствует о единой электронной температуре во всей области зондовых измерений. Напряженность электрического поля вычислялась как $E = -\text{grad } U_s(x)$. С другой стороны, измерения

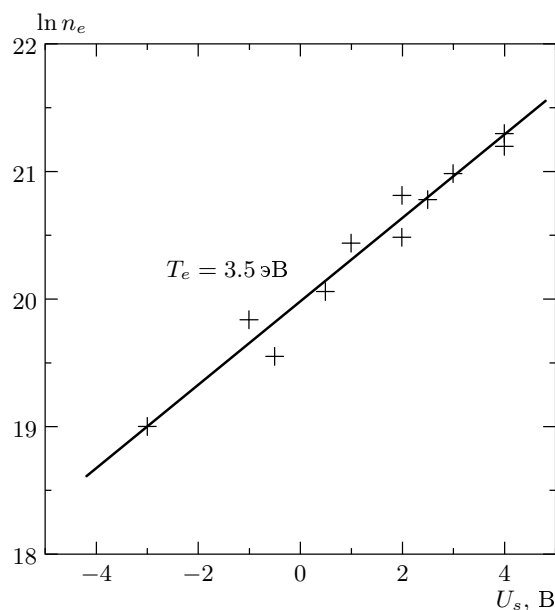


Рис. 5. Зависимость логарифма концентрации электронов от потенциала пространства в различных областях ВЧ-разряда при давлении плазмообразующего неона $p = 50$ Па. Прямая линия аппроксимирует экспериментальные данные методом наименьших квадратов и соответствует $T_e = 3.5$ эВ

$n_e(x)$ (рис. 4) показали, что пылевые структуры зависят на участке почти линейного спада концентрации электронов. Линейная зависимость концентрации электронов от координаты $n_e(x) = ax$ задает связь между величиной электрического поля амбиполярной диффузии и концентрацией электронов

$$E = \alpha \frac{T_e}{en_e}. \quad (2)$$

Значения напряженности электрического поля, вычисленные как $E = -\text{grad } U_s(x)$ и по формуле (2), хорошо коррелируют между собой. В области зависания пылевых структур $E \sim 4$ В/см при всех давлениях неона. Таким образом, зондовые измерения профилей $T_e(x)$, $n_e(x)$ и $n_e(r)$ показали высокую пространственную однородность основных плазменных параметров в области ВЧ-разряда, где зависит пылевое облако и развивается ПАН. Этим данный разряд выгодно отличается, например, от тлеющего разряда постоянного тока [16, 17], где имеются значительные градиенты профилей $T_e(x)$ и $n_e(x)$ в области зависания пылевого облака, что усложняет аналитическое описание данного явления.

Концентрация ионов неона n_i рассчитывалась из

соотношения квазинейтральности пылевой плазмы

$$n_i = n_e + Z_d n_d. \quad (3)$$

Температура ионов практически равна температуре нейтральных атомов неона (300 К), но в случае относительно низких давлений ($p < 25$ Па) она повышается за счет разогрева в поле амбиполярной диффузии и составляет $2/3$ средней энергии ионов, дрейфующих в электрическом поле:

$$T_i = \frac{2}{9} E e \lambda_i. \quad (4)$$

Заряд пылевых частиц Z_d рассчитывался численным методом с учетом процессов перезарядки ионов неона в дебаевской сфере вокруг пылевой частицы [23, 24]. Результаты расчетов Z_d приведены в таблице.

3. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Поскольку наблюдаемое явление — пыле-акустическая неустойчивость — имело вид бегущих волн плотности концентрации пылевых частиц, его теоретическая интерпретация проводилась в рамках теории пыле-акустической волны. Впервые возможность существования пыле-акустических волн с чрезвычайно низкими фазовой скоростью и частотой в немагнитной пылевой плазме была предсказана в 1990 г. [26]. С тех пор этой проблеме было посвящено много работ, учитывающих те или иные аспекты физики явления: степень неидеальности пылевой плазмы [28], плотность концентраций пылевых частиц [29], силы трения [30], переменный заряд у пылевых частиц [16] и др. аспекты. Намного меньше работ посвящено анализу возможных причин раскачки ПАН. В настоящее время рассматриваются, в основном, три возможные причины, приводящие к возбуждению ПАН — сила увлечения потоком ионов [22], зарядозависимые переменные электрические силы, раскачивающие колебательное движение пылевых частиц [16], и ионизационные процессы [30]. Возможные причины раскачки колебаний исследуются путем анализа мнимой части решений соответствующего дисперсионного уравнения. Влияние ионизационных процессов в данной работе не учитывалось, поскольку пылевое облако находилось вне зоны энерговыделения индукционного ВЧ-разряда.

Как отмечалось выше, параметры ПАН v_d , λ_d , ω_d и k_d измерялись в верхней части пылевого облака, где амплитуда колебаний была минимальна,

чтобы для интерпретации экспериментальных данных возможно было сравнение с теорией линейных пыле-акустических волн. Для нахождения дисперсионного соотношения для пыле-акустической волны

$$k(\omega) = k_{\text{Re}}(\omega) + i k_{\text{Im}}(\omega) = k_{\text{Re}}(\omega) - i \gamma(\omega) \quad (5)$$

решалось уравнение Пуассона, линеаризованное для малых гармонических возмущений

$$\delta\varphi \propto \exp(ikx - i\omega t),$$

электростатического потенциала пыле-акустической волны [16, 26, 30]

$$k^2 \delta\varphi = 4\pi e (-\delta n_e + \delta n_i - Z_d \delta n_d - n_d \delta Z_d), \quad (6)$$

где δn_e , δn_i и δn_d — возмущение плотностей электронов, ионов и пылевых частиц соответственно, δZ_d — возмущение заряда пылевой частицы. Поскольку геометрия наблюдаемого явления одномерна (ось координат направлена вдоль оси x трубки), теоретическое рассмотрение задачи соответственно будет также одномерным. Выбор вида пространственно-временной зависимости

$$\delta\varphi \sim \exp(ikx - i\omega t)$$

обосновывался тем, что наблюдаемое возмущение плотности пылевых частиц δn_d хорошо им аппроксимировалось.

Найдем зависимости δn_e , δn_i , δZ_d и δn_d от $\delta\varphi$, полагая амплитуду волны малой. Согласно зондовым измерениям, распределение электронов по энергиям удовлетворительно описывается уравнением Больцмана

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right). \quad (7)$$

Поскольку $T_e \gg e\delta\varphi$, для малой гармонической составляющей $\delta\varphi$ уравнение (7) дает

$$\delta n_e = \left(\frac{n_{e0} e}{T_e}\right) \delta\varphi. \quad (8)$$

Так как $T_i \ll T_e$, потенциал волны $\delta\varphi$ может быть сравним с T_i и приближение (8) для ионов будет некорректным. В этом случае возмущение плотности ионов в поле гармонической электростатической волны находится в потоковом приближении из уравнений непрерывности для потоков частиц и импульса:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i u_i)}{\partial x} = 0, \quad (9)$$

$$n_i m_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + u_i v_{in} \right) = n_i e E - T_i \frac{\partial n_i}{\partial x}, \quad (10)$$

где n_i — концентрация ионов, u_i — скорость направленного движения (дрейфа) ионов вдоль оси x , m_i — масса иона, ν_{in} — частота столкновений ионов с нейтралами, $E = E_0 - \partial\delta\varphi/\partial x$, E_0 — напряженность постоянного электрического поля. Заметим, что частоты самовозбуждающихся колебаний составляют десятки герц, что много меньше как электронной, так и ионной плазменной частоты, а также скорости установления заряда пылевой частицы. Поэтому производные по времени $\partial n_i/\partial t$ и $\partial u/\partial t$ приблизительно равны нулю. Из уравнений (9) и (10) в линейном приближении для гармонических добавок получим

$$ik(u\delta n_i + n_{i0}\delta u) = 0, \quad (11)$$

$$E_0 e \delta n_i - i k e n_{i0} \delta \varphi - i k T_i \delta n_i = 0, \quad (12)$$

далее

$$\delta n_i = i \frac{k e n_{i0}}{e E_0 - i k T_i} \delta \varphi. \quad (13)$$

Для пылевых частиц уравнение непрерывности потока частиц и второй закон Ньютона запишутся следующим образом:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d u_d)}{\partial x} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial t} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial x} = -\frac{Z_d e E_0}{m_d} + \frac{F_\Sigma}{m_d} - \eta u_d, \quad (15)$$

где u_d — скорость пылевой частицы вдоль оси x , F_Σ — сумма сил (силы тяжести, термофоретическая, ионного увлечения), в среднем за период колебаний уравновешивающих электрическую силу:

$$\overline{F_\Sigma} = Z_{d0} e E_0,$$

η — коэффициент вязкого трения частицы о газ. Из (14) и (15) в линейном приближении для гармонических добавок получим

$$i k n_{d0} \delta v_d = i \omega \delta n_d, \quad (16)$$

$$-i \omega \delta n_d = -\frac{e E_0}{M_d} \delta Z_d + i \frac{k e Z_0}{M_p} \delta \varphi - \eta \delta v_d, \quad (17)$$

откуда находим

$$\delta n_d = -n_{d0} \frac{k^2 Z_d e \delta \varphi + i k e E_0 \delta Z_d}{M_d \omega (\omega + i \eta)}. \quad (18)$$

Остается найти δZ_d . Заряд пылевой частицы Z_{d0} зависит от отношения концентраций электронов и ионов. Соответственно можно записать

$$\begin{aligned} \delta Z_d &= Z_{d0} \chi \left(\frac{\delta n_e}{n_{e0}} + \frac{\delta n_i}{n_{i0}} \right) = \\ &= Z_{d0} \chi \left(\frac{e \delta \varphi}{T_e} + \frac{i k e \delta \varphi}{i k T_i - e E_0} \right), \quad (19) \end{aligned}$$

где $\chi(n_{i0}/n_{e0})$ — логарифмическая производная заряда пылевой частицы по отношению n_{e0}/n_{i0} . Если воспользоваться выражением для заряда пылевых частиц Z_d в рамках орбитального приближения [31], то можно получить следующую формулу:

$$\frac{\delta Z_d}{Z_{d0}} = \frac{1 + \frac{T_i}{e \varphi_d}}{1 + \frac{T_i}{T_e} + \frac{e \varphi_d}{T_e}} \frac{\delta(n_e/n_i)}{(n_e/n_i)}, \quad (20)$$

где $\varphi_d \approx e Z_{d0}/R_d$ — потенциал на поверхности пылевой частицы. При $T_e/T_i \approx 100$ для плазмы неона имеем $\varphi_d e/T_e \approx 2$ и $\chi \approx 0.33$. Важно отметить, что в формуле (20) фигурируют невозмущенные концентрации электронов и ионов, в то время как в уравнении (6) — средние по объему. Если предположить, что заряд каждой пылевой частицы полностью экранирован ионным облаком и расстояние между частицами существенно превышает радиус экранирования, то при изменении плотности пылевых частиц средняя концентрация ионов будет также меняться, но невозмущенная концентрация будет оставаться неизменной. Поэтому в действительности χ может быть существенно меньше, чем 0.33, т. е. $0 < \chi \ll 0.33$. Физически случай $\chi = 0$ соответствует отсутствию изменения заряда частиц в волне ПАН.

Подставляя выражения (8), (11), (14) и (15) в (6) и пренебрегая малыми членами, получим обобщенное дисперсионное уравнение:

$$1 + \frac{\chi P}{1 + P} + \tilde{k}^2 + i \tilde{E} \tilde{k} = \frac{\tilde{k}^2 + i \tilde{E} \tilde{k} (1 + \chi)}{\tilde{\omega} (\tilde{\omega} + i \tilde{\eta})} \quad (21)$$

с безразмерными параметрами

$$\tilde{k} = k r_{Di}, \quad \tilde{E} = e E_0 r_{Di} / T_i, \quad \tilde{\omega} = \omega / \omega_{pd},$$

$$\tilde{\eta} = \eta / \omega_{pd}, \quad P = Z_{d0} n_{d0} / n_{e0},$$

где r_{Di} и r_{De} — ионный и электронный радиусы Дебая, а

$$\omega_{pd} = 2e Z_{d0} (\pi n_d / m_d)^{-1/2}$$

— пылевая плазменная частота. Данное уравнение решалось численным образом с помощью утилиты Mathcad-2000 относительно

$$\tilde{k}_{\text{Re}} = \tilde{k}_{\text{Re}}(\tilde{\omega}) = k_{\text{Re}}(\omega / \omega_{pd}) r_{Di}$$

и

$$k_{\text{Im}} = k_{\text{Im}}(\omega) = -\gamma(\omega)$$

для величин r_{Di} , E_0 , T_i и ω_{pd} , соответствующим условиям эксперимента из таблицы. Результаты этих расчетов, их сопоставление с экспериментальными данными и анализ результатов приводятся в следующем разделе.

4. СРАВНЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Определение в нашем эксперименте дисперсионной зависимости $k_{Re} = k_{Re}(\omega)$ в достаточно широком диапазоне частот весьма затруднительно, так как экспериментатор не может принудительно влиять на величину ω , как это было, например, при возбуждении колебаний электрическим потенциалом [32] или силой давления лазерного луча на частицы [33]. В нашем случае имеются две основные возможности влиять на частоту ПАН — изменять величину n_d и изменять давление плазмообразующего газа. Однако при этом меняется и плазменно-пылевая частота ω_{pd} . Поэтому построение экспериментальной дисперсионной зависимости $k_{Re} = k_{Re}(\omega)$ возможно только в приведенных координатах:

$$\tilde{\omega} = \omega / \omega_{pd}$$

и

$$\tilde{k}_r = k_r r_{Di}.$$

Изменение мощности индуктивного ВЧ-разряда (при прочих равных параметрах) не приводило к заметным изменениям параметров наблюдаемой ПАН, так как при любой мощности разряда пылевое облако всегда находилось на краю разряда (рис. 1), где параметры плазмы всегда были примерно одинаковыми для данного давления плазмообразующего газа. Так как величина логарифмической производной χ точно не определена и может варьироваться в диапазоне от 0 до 0.33, были проведены расчеты $\tilde{k}_{Re} = \tilde{k}_{Re}(\omega)$ и $k_{Im} = k_{Im}(\omega)$ для предельных случаев $\chi = 0$ и $\chi = 0.33$. Результаты расчетов дисперсионных кривых $\tilde{k}_{Re} = \tilde{k}_{Re}(\tilde{\omega})$ для условий семи экспериментов (см. таблицу) совместно с семью экспериментальными точками приводятся на рис. 6. Анализ расположения экспериментальных точек на плоскости $(\tilde{\omega}, \tilde{k}_{Re})$ показывает, что наиболее действенным способом влияния на приведенную частоту $\tilde{\omega}$ ПАН является изменение концентрации n_d пылевых частиц в облаке. Видно, что результаты измерений $(\tilde{\omega}, \tilde{k}_{Re})$, проведенных при большой концентрации частиц (эксперименты 2, 4, 5, 6 и 7) группируются отдельно от результатов измерений $(\tilde{\omega}, \tilde{k}_{Re})$, проведенных при малой концентрации частиц (эксперименты 1 и 3), в то время как изменение давления плазмообразующего газа с 10 до 50 Па не привело к существенному изменению величины $\tilde{\omega}$. Некоторый разброс экспериментальных точек относится к погрешности определения величин ω_{pd}

и r_{Di} . На рис. 6 приведена также жирная дисперсионная кривая, соответствующая «классическому» бесстолкновительному пылевому звуку [26]

$$\tilde{k} = \tilde{\omega} / \sqrt{1 - \tilde{\omega}^2}. \quad (22)$$

Как видно из рис. 6, все семь расчетных зависимостей $\tilde{k}_{Re} = \tilde{k}_{Re}(\tilde{\omega})$ группируются компактным образом на плоскости $(\tilde{\omega}, \tilde{k}_{Re})$ и лучше коррелируют с экспериментальными данными, чем дисперсионная кривая, соответствующая бесстолкновительному пылевому звуку (22). Различия при расчетах $\tilde{k}_{Re} = \tilde{k}_{Re}(\tilde{\omega})$ для $\chi = 0$ и 0.33 незначительны.

Проанализируем теперь результаты расчетов инкремента нарастания $\gamma = \gamma(\omega)$, представленные на рис. 7 также для двух предельных значений величины $\chi = 0$ и 0.33. Сопоставляя эти расчетные кривые с экспериментальными параметрами ПАН из таблицы, можно сделать следующие выводы.

1. Частоты ω_{max} , соответствующие максимумам расчетных кривых $\gamma_{max} = \gamma(\omega_{max})$, коррелируют с частотами ПАН, измеренными в эксперименте.

2. Расчетные величины инкремента нарастания $\gamma_{max} = \gamma(\omega_{max})$ коррелируют с величинами инкремента нарастания γ , оцененными в эксперименте.

3. С уменьшением плотности нейтралов увеличивается ширина «полосы усиления» расчетной зависимости $\gamma = \gamma(\omega)$ (ср. кривую 2 с кривыми 5, 6, 7), что и наблюдается в эксперименте — с понижением давления плазмообразующего газа пылевые волны становятся менее регулярными.

4. С увеличением плотности нейтралов уменьшается максимальная расчетная величина $\gamma_{max} = \gamma(\omega_{max})$, а при давлениях выше 80 Па γ_{max} становится отрицательной, что и наблюдается в эксперименте — ПАН не наблюдалась при $p > 60$ Па.

5. При прочих равных условиях расчетная величина $\gamma_{max} = \gamma(\omega_{max})$ пропорциональна концентрации пылевых частиц (ср. кривые 3 и 4), что и наблюдается в эксперименте — самовозбуждение ПАН происходит только при превышении n_d некоторой пороговой величины, которая определяется напряженностью фонового постоянного электрического поля E и вязкостью среды η .

6. С увеличением плотности пылевых частиц n_d увеличивается расчетная ω_{max} , что и наблюдается в эксперименте (ср. кривые 3 и 4).

7. Наличие постоянного электрического поля является необходимым условием для самовозбуждения пылевых волн — принудительное перемещение пылевого облака протоком газа вверх на 5 мм в область с более низкими значениями напряженности электрического поля приводило к затуханию волн.

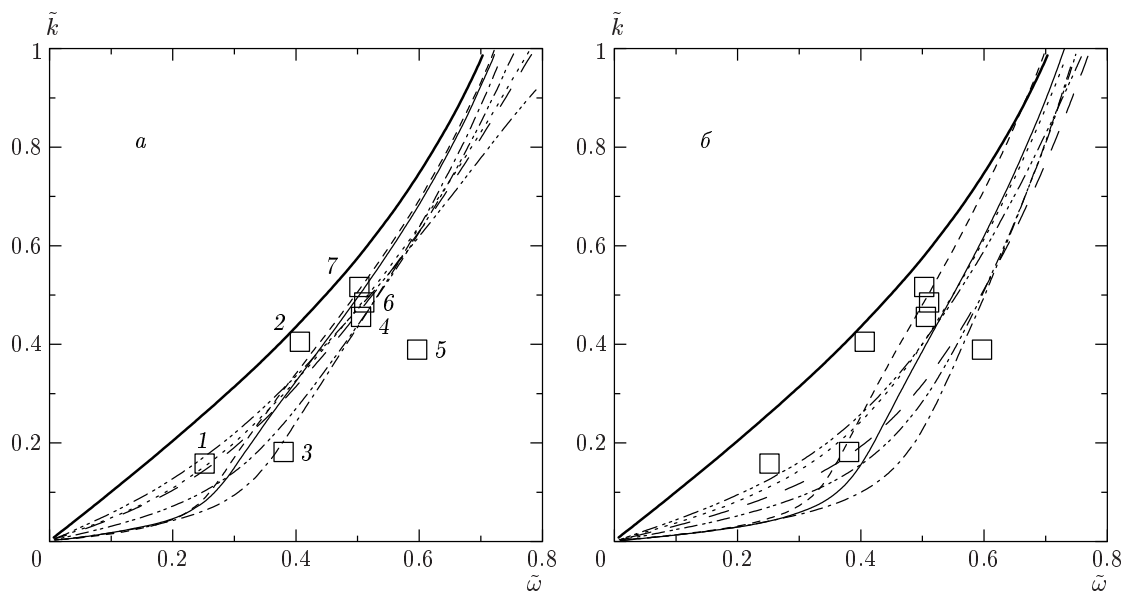


Рис. 6. Измеренные (квадраты) и расчетные (линии) дисперсионные зависимости приведенного волнового числа $\tilde{k} = kr_D$ от приведенной частоты $\tilde{\omega} = \omega/\omega_{pd}$ пыле-акустической неустойчивости для $\chi = 0$ (а) и 0.33 (б) из уравнения (19). Числа у квадратов соответствуют номеру эксперимента по таблице. Жирная кривая — дисперсионная зависимость для бесстолкновительного пылевого звука, рассчитанная по формуле (22). Тонкие линии — численный расчет по формуле (21) для условий экспериментов: № 1 — сплошная линия, № 2 — короткий штрих, № 3 — длинный штрих, № 4 — штрих-пунктир, № 5 — штрих-два пунктира, № 6 — пунктир, № 7 — штрих-три пунктира

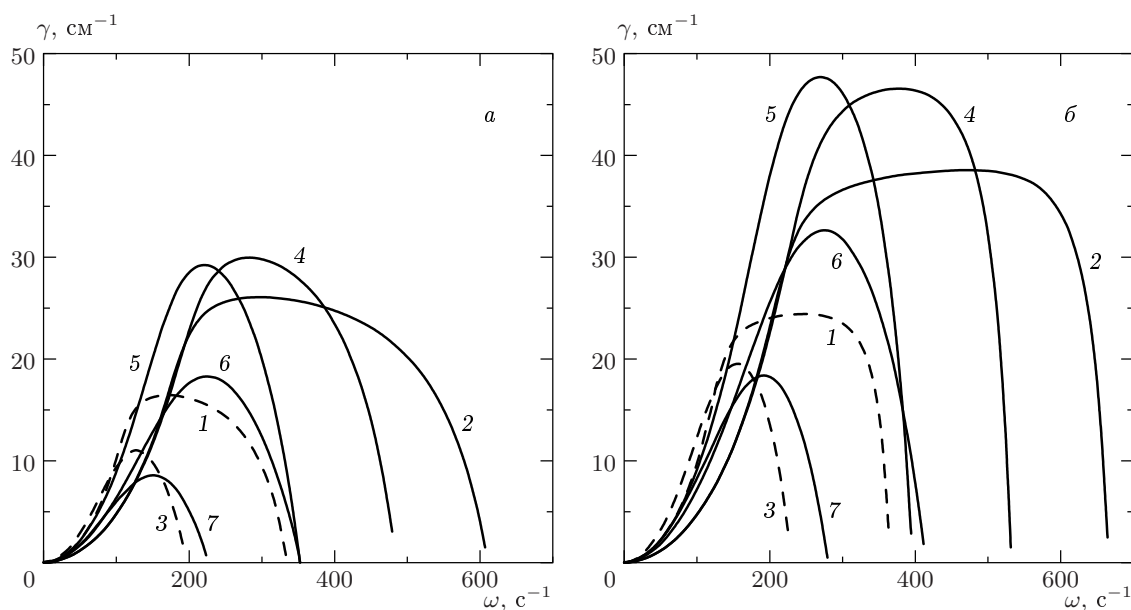


Рис. 7. Расчетные зависимости инкремента нарастания $\gamma(\omega)$ амплитуды волны пыле-акустической неустойчивости для $\chi = 0$ (а) и 0.33 (б) из уравнения (19) для семи экспериментальных условий из таблицы. Цифры у кривых соответствуют номеру экспериментов по таблице, условия которых закладывались в уравнение (21) для расчета $\gamma = \gamma(\omega)$

8. Анализ уравнения (2) показывает, что его решения существуют только при $E_0 k > 0$, что и наблюдается в эксперименте — волны ПАН распространяются только в направлении электрического поля.

Отсюда можно заключить, что имеется хорошая качественная и во многих случаях количественная корреляция между экспериментальными данными и предлагаемой аналитической моделью в широком диапазоне экспериментальных условий. Тем самым можно заключить, что ПАН — это пыле-акустическая волна, раскачанная в постоянном электрическом поле амбиполярной диффузии. Что касается вопроса о наличии или отсутствии флуктуаций электрического заряда δZ_d , то на основании имеющегося материала трудно сделать определенный вывод из-за значительной погрешности измерений параметров фоновой плазмы. Теоретически наличие максимально возможной флуктуации δZ_d при $\chi = 0.33$ увеличивает величину $\gamma_{max} = \gamma(\omega_{max})$ приблизительно в 1.5 раза, но качественно ничего не меняет (рис. 6 и 7).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе было проведено комплексное экспериментальное и теоретическое исследование пыле-акустической неустойчивости, спонтанно развивающейся в плазме высокочастотного индукционного газового разряда низкого давления. Для экспериментального исследования пыле-акустической неустойчивости использовалась область диффузионного края разряда, т.е. область перехода от зоны разряда к нейтральному газу. При определенных экспериментальных условиях в области этого края зависало пылевое облако из частиц микронных размеров, в котором самовозбуждались волны плотности пылевых частиц. Параметры этих волн были измерены в широком диапазоне экспериментальных условий. Параметры фоновой плазмы (концентрация и температура электронов, напряженность электрического поля) определялись зондовыми измерениями. Эти измерения показали, что параметры фоновой плазмы в пределах пылевого облака достаточно однородны, что позволило провести аналитические исследования ПАН.

Для аналитического описания наблюдаемых волн плотности пылевых частиц использовалась теория пылевого звука в столкновительной пылевой плазме с частицами, имеющими переменный электрический заряд. Получено обобщенное дисперсионное уравнение, включающее в себя напряжен-

ность постоянного внешнего электрического поля в явном виде. Получены численные решения для действительной и мнимой частей этого уравнения применительно к условиям данного эксперимента. Вычисление заряда пылевых частиц проводилось путем расчета потока электронов и ионов на поверхность пылевой частицы как в приближении ограниченных орбит, так и численными методами для реальной столкновительной плазмы на основе измеренных параметров фоновой плазмы. Исследовано влияние переменного заряда пылевых частиц на величину инкремента нарастания амплитуды пылевых волн. Показано, что максимально возможная вариация заряда приводит к увеличению величины инкремента в полтора раза. Таким образом, наличие переменного заряда у пылевых частиц способствует развитию неустойчивости, но в то же время не является необходимым условием для развития данного вида неустойчивости. В целом наблюдается хорошая корреляция между экспериментальными данными и основными выводами используемой модели в широком диапазоне экспериментальных условий. Показано, что необходимым условием, приводящим к развитию ПАН, является наличие постоянного электрического поля. Тем самым, можно заключить, что физический механизм данного вида пыле-акустической неустойчивости следующий. ПАН зарождается в верхней части облака из случайных флуктуаций плотности пылевых частиц. Далее, по мере движения по пылевому облаку, происходит усиление этих флуктуаций в акустическом режиме в поле амбиполярной диффузии и селекция их модового состава из-за неоднородности усиления волны на различных частотах. По мере нарастания амплитуды режим уже сформированной волны переходит из акустического в нелинейный.

Данная работа была выполнена в рамках комплексной программы научных исследований РАН «Физика и химия экстремальных состояний вещества». Авторы работы благодарят сотрудников Института структурной макрокинетики РАН (г. Черноголовка) У. И. Гольдшлегера и С. Д. Амосова за любезно предоставленную возможность воспользоваться скоростной видеокамерой Redlake 500.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Жаховский, В. И. Молотков, А. П. Нефедов и др., Письма в ЖЭТФ **66**, 392 (1997).

2. O. S. Vaulina, S. A. Khrapak, A. P. Nefedov et al., *Phys. Rev. E* **60**, 5959 (1999).
3. I. V. Schweigert, V. A. Schweigert, A. Melzer, and A. Piel, *J. Phys. IV (France)* **10**, Pr5-417 (2000).
4. R. A. Quinn and J. Goree, *Phys. Rev. E* **61**, 3033 (2000).
5. R. A. Quinn and J. Goree, *Phys. Plasmas* **7**, 3904 (2000).
6. S. Nunomura, T. Misawa, N. Ohno et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1970 (1999).
7. D. Samsonov and J. Goree, *Phys. Rev. E* **59**, 1047 (1999).
8. G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999).
9. V. E. Fortov, V. I. Molotkov, and V. M. Torchinsky, in *Frontiers in Dusty Plasmas*, ed. by Y. Nakamura, T. Yokota, and P. K. Shukla, Elsevier, Amsterdam (2000), p. 445.
10. В. И. Владимиров, Л. В. Депутатова, А. П. Нефедов и др., *ЖЭТФ* **120**, 353 (2001).
11. G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka et al., PKE-Nefedov Symposium, Munich October 2001, Oral Report.
12. A. Barkan, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, *Phys. Plasmas* **2**, 3563 (1995).
13. R. L. Merlino, A. Barkan, C. Thompson, and N. D'Angelo, *Phys. Plasmas* **5**, 1607 (1998).
14. В. И. Молотков, А. П. Нефедов, В. М. Торчинский и др., *ЖЭТФ* **116**, 902 (1999)
15. S. Iizuka, R. Ozaki, G. Uchida, and N. Sato, in *Frontiers in Dusty Plasmas*, ed. by Y. Nakamura, T. Yokota, and P. K. Shukla, Elsevier, Amsterdam (2000), p. 453.
16. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak et al., *Phys. Plasmas* **7**, 1374 (2000).
17. А. А. Самарян, А. В. Чернышев, О. Ф. Петров и др., *ЖЭТФ* **119**, 524 (2001).
18. О. С. Ваулина, А. П. Нефедов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, *ЖЭТФ* **118**, 1 (2000).
19. R. K. Varma, *Phys. Plasmas* **8**, 3154 (2001).
20. J. H. Chu, Ji-Bin, Du and Lin I, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 296 (1994).
21. N. D'Angelo, *J. Phys. D* **28**, 1009 (1995).
22. M. Rosenberg, *Planet. Space Sci.* **41**, 229 (1993).
23. А. В. Зобнин, А. П. Нефедов, В. А. Синельщиков и др., *ЖЭТФ* **118**, 554 (2000).
24. M. Lampe, V. Gavrishchaka, G. Ganguli, and G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5278 (2001).
25. A. V. Zobnin, A. P. Nefedov, V. A. Sinel'shchikov et al., *Plasma Phys. Rep.* **26**, 445 (2000).
26. N. N. Rao, P. K. Shukla and M. Y. Yu, *Planet. Space Sci.* **38**, 543 (1990).
27. P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **8**, 1791 (2001).
28. D. Winske and M. S. Murillo, M. Rosenberg, *Phys. Rev. E* **59**, 2263 (1999).
29. N. N. Rao, *Phys. Plasmas* **7**, 795 (2000).
30. A. V. Ivlev, D. Samsonov, J. Goree, and G. Morfill, *Phys. Plasmas* **6**, 741 (1999).
31. J. E. Allen, *Phys. Scripta* **45**, 497 (1992).
32. J. B. Pieper and J. Goree, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3137 (1996).
33. A. Homman, A. Melzer, S. Peters, and A. Piel, *Phys. Rev.* **56**, 7138 (1997)