

**Влияние ионизации на формирование войдов в ВЧ-разряде
в условиях микрогравитации***Л. М. Василяк, С. П. Ветчинин, Д. Н. Поляков*

Представлен анализ формирования войда в установке ПКЗ в пылевой плазме с частицами меламин формальдегида диаметром 3,4 мкм в ВЧ-разряде в аргоне при давлении 12–50 Па в условиях микрогравитации на МКС. Однородное состояние плазмы удаётся получить только при напряжении, близком к напряжению погасания разряда. Наложение низкочастотного напряжения с частотой 20–50 Гц стабилизирует состояние пылевой плазмы и сдвигает порог образования войда в сторону более высоких ВЧ-напряжений. Показано, что образование войда связано с нелокальной ионизацией плазмы в центре разряда быстрыми электронами, которые нагреваются в приэлектродных слоях.

Ключевые слова: пылевая плазма, войд, ВЧ-разряд, микрогравитация.

DOI: 10.51368/1996-0948-2022-5-11-18

Введение

Космические эксперименты позволяют изучать пылевую (комплексную) плазму в значительно более широкой области параметров, недостижимой в лабораторных условиях. Комплексная плазма интересна не только как система с сильным кулоновским взаимодействием, но её свойства также важны для технологических приложений, например, таких, как: плазмохимическое осаждение тонких плёнок и получение покрытий, плазменное травление элементов и электронных плат в микроэлектронике, при проведении реакций плазмохимического синтеза, для очистки поверхностей материалов, при ионном распылении и т. д. В экспериментах, выполненных на борту МКС, наблюдались трехмерные кулоновские структуры с большим количеством

пылевых частиц, которую невозможно реализовать на Земле [1, 2]. Именно такие структуры необходимы для практических приложений. Однако, в широком диапазоне давлений и мощностей ВЧ-разряда в центре разрядного промежутка формировалась область свободная от пылевых частиц, которая получила термин «войд». Образование войдов анализировалось теоретически и наблюдалось как в условиях микрогравитации, так и в лабораторных условиях в ВЧ-разрядах и в положительном столбе тлеющего разряда [1–11]. Неоднородности плазмы и потоки заряженных частиц на стенки разрядной камеры, приводили к формированию в центре разряда войда – области свободной от пылевых частиц. Эти потоки могут возникать по разным причинам, таким как амбиполярная диффузия или силы термофореза [9–11], так как температура на оси разряда выше, чем на стенках. Как правило, чем выше удельный энерговыход в плазму разряда, тем выше вероятность образования войда, т. к. растёт температура на оси разряда и растут потоки ионов на стенки с увеличением их концентрации. Войд образуется, когда нарушается равновесие сил, действующих на пылевую частицу: сила ионного увлечения превышает силу электрического поля. В экс-

Василяк Леонид Михайлович, гл.н.с, д.ф.-м.н.

E-mail: vasilyak@ihed.ras.ru

Ветчинин Сергей Петрович, с.н.с., к.ф.-м.н.

Поляков Дмитрий Николаевич, с.н.с.

Объединенный институт высоких температур РАН.

125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2022 г.

© Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Поляков Д. Н., 2022

периментах, проведённых на борту МКС в ВЧ-разряде экспериментального устройства ПКЗ, формирование войда в аргоне исследовалось при давлениях $P = 10\text{--}50$ Па. Войд формировался при увеличении амплитуды напряжения, прикладываемого к электродам ВЧ-разряда. Однородная пылевая структура наблюдалась только при минимальном прикладываемом ВЧ-напряжении близком к напряжению погасания разряда. Образование войда было объяснено воздействием силами ионного увлечения заряженных пылевых частиц (сила ионного дрега).

В данной работе проанализированы экспериментальные данные образования войда в ВЧ-разряде в установке ПКЗ в условиях микрогравитации на борту МКС и рассмотрена модель, позволяющая выявить роль ионизации на формирование войда.

Экспериментальные результаты

ВЧ-разряд с частотой 13,6 МГц в устройстве ПКЗ создавался между двумя плоскими электродами диаметром 4,2 см и межэлектродным расстоянием 3 см при давлении аргона 10–50 Па. Electroды помещены в сосуд со стеклянными стенками высотой 5,6 см, с квадратным основанием с размерами 10×10 см², основанием и крышкой сосуда служили металлические пластины. Для создания пылевых структур использовались час-

тицы из меламин-формальдегида диаметром 3,4 мкм. К электродам прикладывалось как ВЧ-напряжение, так и низкочастотное (НЧ) напряжение с частотой 20–40 Гц.

Войд формировался во всем исследованном диапазоне давлений при увеличении амплитуды высокочастотного напряжения, прикладываемого к электродам. Однородная пылевая структура наблюдалась только при минимальном прикладываемом ВЧ-напряжении близком к напряжению погасания разряда. При воздействии на пылевую плазму дополнительного синусоидального внешнего электрического поля с постоянной амплитудой и низкой частотой (НЧ) 20–40 Гц повышалась динамическая стабильность пылевой структуры, что позволило отодвинуть порог погасания разряда и получить однородную пылевую плазму без войда в аргоне при давлении аргона 12,2–48,8 Па.

Без НЧ поля войд в центре разряда имеет вид эллипсоида, аксиальный размер h которого, примерно, вдвое меньше, чем его радиальный размер D . Это связано с тем, что аксиальная электрическая сила, удерживающая частицы в центре разряда, больше силы радиального амбиполярного электрического поля. Сила ионного увлечения по этой причине растягивает войд сильнее по радиусу. При увеличении амплитуды ВЧ-напряжения аксиальный размер войда h возрастал (рис. 1а), а радиальный размер D уменьшался (рис. 1б).

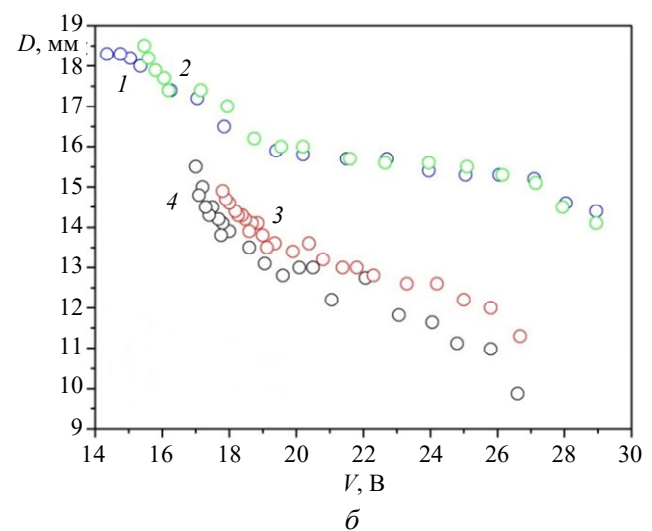
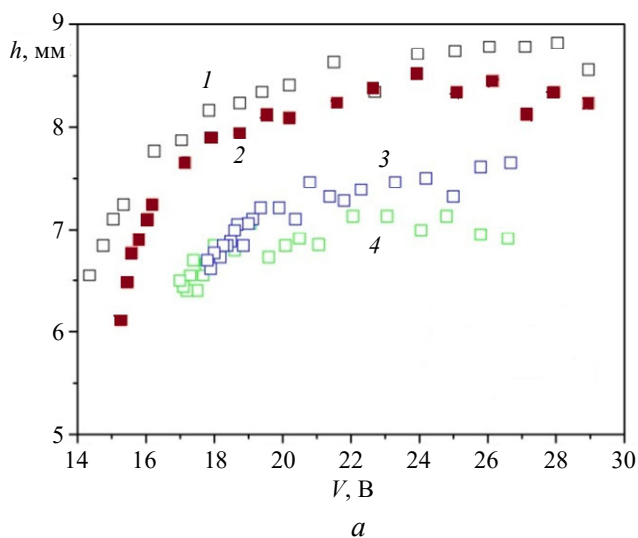


Рис. 1. Зависимость аксиального размера войда h и радиального D от ВЧ-напряжения V при разных давлениях аргона 24,4 Па (точки 1 и 2) и 48,8 Па (точки 3 и 4) для двух серий экспериментов без НЧ-модуляции

При наложении НЧ-напряжения характер зависимости размеров войда от амплитуды ВЧ-напряжения заметно изменялся, при уменьшении ВЧ-напряжения на электродах наблюдалось закрытие войда почти без искажения своей формы, т. е. относительные изменения аксиальных и радиальных размеров были одинаковыми (рис. 2). При анализируемых давлениях границы войда всегда были резкими, и вблизи границ наблюдалось увеличение плотности пылевых частиц. Амплитуда колебаний пылевых частиц в НЧ-поле, как показал анализ изображений пылевых структур, не превышает межчастичных расстояний и составляет около 200 мкм.

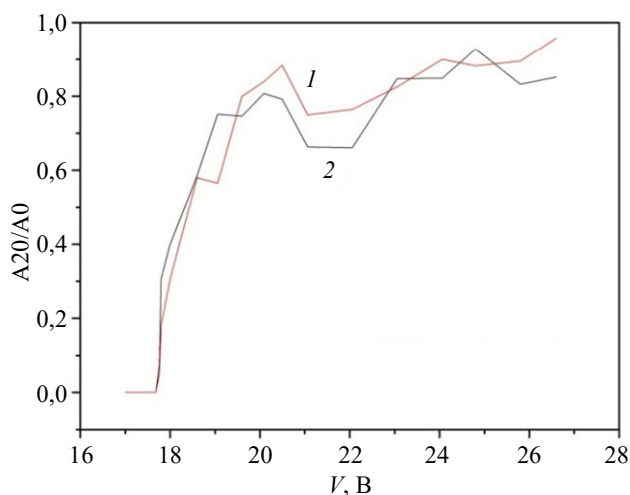


Рис. 2. Зависимости относительных размеров войда от амплитуды ВЧ-напряжения при воздействии НЧ-полем 20 Гц при давлении 48,8 Па: 1 – h_{20}/h_0 ; 2 – D_{20}/D_0

Обсуждение результатов.

Войд образуется, когда нарушается равновесие сил, действующих на пылевые частицы: сила ионного увлечения F_i , и сила термифореза, действующие на заряженные пылинки, превышают силу электрического поля F_E , удерживающую частицы в центре плазменной ловушки. Количественное согласие такой модели формирования войда с экспериментами в ВЧ-разряде на борту МКС было получено в рамках гидродинамической модели [2–5]. При наложении НЧ электрического поля возникает дополнительная сила, действующая на пылевую частицу в электростатической ловушке, созданной ВЧ-полями, при её модуляции НЧ-напряжением. Её можно

назвать силой динамического НЧ-давления, по аналогии с силой высокочастотного давления (силой Миллера), которая действует на электронный газ в сильных неоднородных СВЧ-полях [12]. Эта сила возникает из-за НЧ-модуляции равновесия пылинок в неоднородном электростатическом поле ловушки. В данной статье проанализировано влияние нелокальной ионизации на параметры войда в ячейке ПКЗ, а влияние НЧ-модуляции не рассматривалось.

Несмотря на целый ряд теоретических работ по моделированию ВЧ-плазмы с пылевыми частицами и по формированию войдов, основные физические процессы, приводящие к закрытию войдов при уменьшении напряжения, связанные со структурой ВЧ-разряда, не рассматривались. Если принять во внимание, что при низких давлениях большая часть приложенного к электродам напряжения падает в приэлектродных слоях положительного заряда, а в области плазмы в центре разрядного промежутка поле относительно слабое ($E/P \sim 10$ В/см Торр), то именно слои определяют параметры плазмы в области войда. Впервые на роль ионизации при образовании малых столкновительных войдов указал В. Н. Цытович [4]. Характерные размеры войдов в ВЧ-разряде в аргоне в устройстве ПКЗ равны примерно 0,5 см, и этот размер много больше длины свободного пробега иона ($P\lambda \approx 0,005$ см Торр). Как показано в [4, 5] при численном моделировании характерный размер столкновительных войдов $\sim \lambda/\tau$, где $\tau = T_i/T_e \ll 1$ (T_i и T_e – температура ионов и электронов соответственно), а дрейфовая скорость ионов u в области войда на порядок меньше тепловой. Для формирования войда необходима определенная ионизация для создания потока частиц из центра. Граница войда x_v определяется балансом сил электрического поля и ионного увлечения, действующих на пылевую частицу. Обе эти силы пропорциональны большой величине заряда частиц Z_d , она входит в уравнение баланса сил, которое в безразмерных переменных имеет вид [4]:

$$E(x_v) = n(x_v) Z_v K_{dr}, \quad (1)$$

здесь $n(x_v) = n_v$ – концентрация ионов на границе войда, которая связана со скачком концентрации пылевых частиц и их объемного

заряда $p_v = n_{dv}Z_{dv}/n_0$, K_{dr} – коэффициент ионного увлечения. Предельное значение n_v при $\tau \rightarrow 0$, $u \rightarrow 0$ на границе войда [4]:

$$n_v = p_v + 2/Z_v K_{dr}. \quad (2)$$

В данной модели мы не рассматриваем область, занятую пылевым облаком. Параметры пылевого облака p_v и Z_v на границе войда считаются известными. Заряд Z_v может быть приближенно вычислен, он в основном определяется температурой электронов и лишь логарифмически зависит от концентраций ионов и электронов, поэтому будем полагать, что заряд Z_v и коэффициент ионного увлечения K_{dr} являются постоянными величинами. Мы используем соотношение для K_{dr} , которое получено в приближении кулоновского рассеяния на малые углы [8], и будем считать, что K_{dr} не зависит от скорости ионов, что справедливо при $u \ll 1$: $K_{dr} = 2 \ln \Lambda / 3\pi^{0.5}$, где $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм.

Электрическое поле E в области войда связано с разделением зарядов уравнением Пуассона, которое в безразмерных переменных [4]:

$$dE/dx = (n - n_e)/d^2, \quad (3)$$

где $d^2 = a/\lambda_n \ll 1$, a – радиус пылевой частицы. Из (3), учитывая, что $E(x) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 0$, следует, что потенциал $\varphi(x) = -\int E(x) dx$ при малых x имеет вид:

$$\varphi(x) = -n_0(1 - \zeta)x_2/2d^2. \quad (4)$$

Здесь $\zeta = n_e(0)/n_0$ – отношение концентрации электронов к концентрации ионов в центре войда. Разделение зарядов в плазме растет по мере удаления от центра войда и обеспечивает вынос ионов на внутреннюю поверхность войда. Будем рассматривать ζ как независимый параметр и полагать, что $(1 - \zeta) \ll 1$ [4]. Для малых войдов с размером $x_v \ll 1$ вблизи центра разряда потенциал (4), которому подчиняется больцмановское распределение электронов, $|\varphi(x)| \ll 1$. При этом величина $\varphi(x)/\tau$, которая определяет распределение ионов, может быть и больше единицы.

Поток ионов из центра войда $ni(x)$ может быть получен из уравнения непрерывно-

сти $d(nu)/dx = n_e\alpha_i$, если пренебречь собственной диффузией ионов, которая пропорциональна τ и мала. Здесь α_i – безразмерный коэффициент ионизации.

Проинтегрировав уравнение непрерывности, получим:

$$n(x)u(x) = 2n_e\alpha_i \int_0^x n(x') dx' = Q_i(x). \quad (5)$$

Здесь $Q_i(x)$ – число ион-электронных пар, рожденных на пути $2x$ (в силу четности $\varphi(x)$). $Q_i(x)$ пропорционально затратам мощности на ионизацию электронами в разряде. В силу малости $\varphi(x)$ в области малого войда величина $Q_i(x) = 2\alpha_i \zeta n_0 x$ и уравнение баланса сил для пылевой частицы запишем в виде:

$$E(x_v) = Z_v K_{dr} \alpha_i \zeta n_0 x. \quad (6)$$

Распределение ионов $n(x)$, вообще говоря, не подчиняется уравнению Больцмана, так как в него входят ионизационные поправки [4]. Однако для малых войдов ($x_v < 1$) этими поправками можно пренебречь. Разлагая в ряд электрическое поле $E(x)$ в центре войда $E(x) = E(0) + x\partial E/\partial x$ и учитывая (3), и что $E(0) = 0$, получим:

$$n(x) - \zeta n_0 = Z_v K_{dr} \alpha_i \zeta n_0 d^2. \quad (7)$$

Для Больцмановского распределения ионов в области войда $n(x) = n_0 \exp(-\varphi/\tau)$, где φ задано в (4), получим для размера войда

$$x_v = d^2 \sqrt{\frac{2Z_v K_{dr} \alpha_i \tau}{n_0(1 - \zeta)}}. \quad (8)$$

Размер малого войда зависит от коэффициента ионизации α_i , концентрации ионов в центре разряда n_0 и заряда на пылевых частицах Z_v на границе войда. Так как параметры τ и $1 - \zeta$ одного порядка, а $n_0 \approx 1$, то размер войда определяется параметром $d^2 = a/\lambda_n$ и пропорционален размеру пылевых частиц. По мере увеличения коэффициента ионизации α_i размер войда увеличивается и стремится к насыщению, которое наступает, когда α_i меняется примерно на порядок с момента открытия войда. Как следует из (8) для предотвращения возникновения войда необходимо уменьшать коэффициент ионизации, уменьшать заряд частиц, увеличивать концентрацию ионов в пы-

левом облаке и уменьшать концентрацию электронов. Для достижения этого необходимо создавать пылевые структуры с высокой концентрацией пылевых частиц, что уменьшает их заряд, уменьшает концентрацию электронов и увеличивает концентрацию ионов. Это можно сделать, например, уменьшая диаметр пылевых частиц и подбирая сорт буферного газа.

Количественное сравнение с имеющимся экспериментальными данными, осложняется тем, что основные параметры плазмы, такие как, концентрации и температуры электронов и ионов, не измеряются в эксперименте ПКЗ. Теоретическое нахождение параметров плазмы ВЧ-разряда низкого давления, даже без пылевого облака, представляет определённые трудности [13–15], т. к. длина релаксации электронов по энергии превышает величину межэлектродного зазора и функция распределения электронов по энергии не находится в равновесии с локальным электрическим полем, а определяется всем распределением электрических полей в промежутке [16–18]. Обычно используют либо пространственное усреднение электрических полей и функции распределения электронов, либо численное моделирование. Расчёты ВЧ-разряда ПКЗ [13, 14, 19] не вполне надёжны, так как они проводились в гидродинамическом приближении с использованием локальной функции распределения электронов по энергиям.

Для учета роли нелокальной ионизации в формировании войдов используем метод [20]. Область движения электронов можно разбить на две части: на область плазмы в центре разряда и на области приэлектродных слоёв. Большую часть времени электроны проводят в области плазмы, где их концентрация намного выше, чем в слоях $n_p \gg n_s$, поэтому почти всё приложенное напряжение на электродах падает на слоях. В двухступенчатой модели [20, 21] показано, что быстрые электроны нагреваются усреднённым, по доступной для них области движения, электрическим полем:

$$\langle E^2(\varepsilon) \rangle = \frac{1}{2} \left[\frac{d_s}{L} \left(1 - \frac{e\phi}{\varepsilon^*} \right) E_s^2 \right]. \quad (9)$$

Здесь E_s – электрическое поле в слое толщиной d_s , ε^* – энергия метастабильного уровня атома, $e\phi$ – потенциальный барьер на

границе плазма-слой, L – длина ВЧ-разряда. Быстрые электроны движутся между потенциальными барьерами $e\phi$, осциллируя между электродами, и производят ионизацию в плазменной области, где у них максимальная кинетическая энергия. Для этих электронов можно воспользоваться постоянно-токовой аналогией, введя эффективное электрическое поле $E_{\text{эф}}^2 = \frac{1}{2} \langle E^2(\varepsilon) \rangle$ [22]. Учитывая, что полное ВЧ-напряжение на разряде $V = E_s d_s$ формула Таунсенда для коэффициента ионизации запишется в виде:

$$\frac{\alpha_i}{p} = A \exp\left(\frac{-Bp}{E_{\text{эф}}}\right), \quad \text{где } E_{\text{эф}} = \frac{V}{L} \sqrt{\frac{L}{6d_s}}. \quad (10)$$

Здесь учтено, что $e\phi$ мало меняется с плотностью тока j в ВЧ-разряде низкого давления и $e\phi = \frac{2}{3}\varepsilon^*$ [20]. Таким образом, коэффициент ионизации α_i зависит экспоненциально от полного приведённого напряжения V/P на разряде.

В ячейке ПКЗ, при рассматриваемых давлениях, практически всё приложенное напряжение падает на приэлектродных слоях. Это позволяет оценить плотность ВЧ-тока в разряде j , а значит, и концентрацию электронов проводимости в плазменной области в центре разряда $n_e(0)$. Напряжение на слое $V = 4\pi d_s j / \omega$, а $d_s \approx 0,5$ см из изображения края облака пылевых частиц в приэлектродном слое. Значение $d_s \approx 0,5$ см практически не зависит от давления газа и напряжения в исследуемой области параметров в разряде. Это позволяет оценить плотность тока смещения в слое $j \approx 0,5$ мА/см² при $V = 25$ В. Плотность тока j совпадает с плотностью тока проводимости в плазме $j = \sigma E_p$, где E_p – напряжённость поля в центре разряда. ВЧ-разряд в аргоне при таких плотностях тока и давлениях был исследован в лабораторных условиях в [23], и проводимость ВЧ-плазмы совпадает с проводимостью плазмы в постоянном поле: $\sigma = 5,3 \times 10^{-14} n_e/p$ (Ом⁻¹см⁻¹Торр⁻¹) [22]. Исходя из этих данных, концентрация заряженных частиц $n_e/P \approx 4,5 \times 10^9$ см⁻³Торр⁻¹, а электрическое поле в центре разряда $E_p/P = 10$ В см⁻¹Торр⁻¹.

Закрывание войда в ПКЗ при давлении аргона 24,4 Па происходило при напряжении на разряде менее 25 В. Образование войда в [3, 25]

связывалось с увеличением дрейфовой скорости ионов. Для расчёта плазменных параметров был использован двухмерный численный код [15]. Полученная в расчётах [25] критическая концентрация ионов в центре войда, необходимая для его образования, равнялась $4 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$, что сравнимо с нашими вычислениями на основе экспериментальных данных [23] и анализе приэлектродных слоёв ВЧ-разряда. Авторы [3] не сумели выделить основной фактор, определяющий образование войдов – экспоненциальное увеличение ионизации в центре разряда и связанный с ней поток ионов, хотя работа Цытовича [5] уже была опубликована.

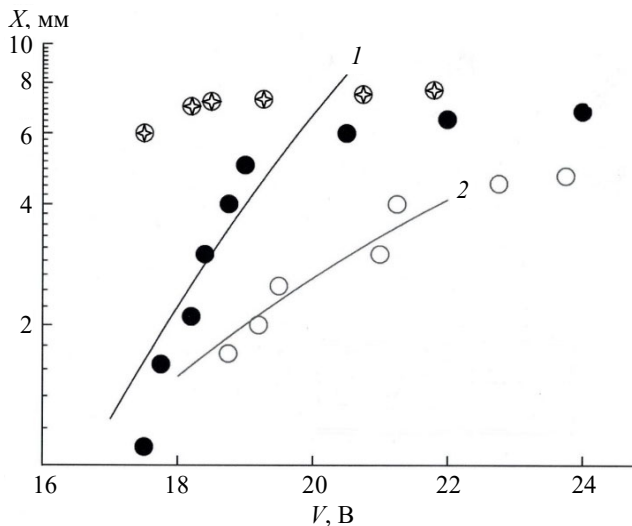


Рис. 3. Зависимость аксиальных размеров войда от ВЧ-напряжения. 1 – экстраполяция размера войда при давлении 48,8 Па при воздействии НЧ-напряжения 20 Гц; 2 – при давлении 24,4 Па. Кружки и точки – эксперимент при 24,4 и 48,8 Па с НЧ. Кружки со звездой – экспериментальные точки при давлении 48,8 Па без НЧ

На рис. 3 приведены в логарифмическом масштабе экспериментально полученные размеры малых войдов, анализируемых в настоящей работе, в зависимости от напряжения ВЧ-разряда при давлении 24,4 Па и 48,8 Па. Видно, что размеры войда экспоненциально растут с увеличением ВЧ-напряжения в соответствии с экспоненциальной зависимостью коэффициента ионизации Таунсенда (10). Кривые (1) и (2) на рис. 3 вычислены по формулам (8 и 10) при концентрации ионов в центре $n(0)/P = 4,5 \times 10^9 \text{ см}^{-3} \text{ Торр}^{-1}$. Заряд пылевых частиц вычислялся при температуре электронов $T_e = 4 \text{ эВ}$. Вдвое более быстрый рост раз-

мера войда при давлении 48,8 Па (кривая 1), чем при давлении 24,4 Па (кривая 2), объясняется зависимостью коэффициента ионизации α_i от приведённого напряжения V/P . Это в полной мере относится и к силе ионного увлечения, которое выталкивает пылевые частицы из области войда, увеличивая его размер.

Заключение

Выполнен анализ экспериментальных данных зависимости размеров войда в пылевых структурах в ВЧ-разряде в условиях микрогравитации на МКС на установке ПКЗ. Используя подход [5], построена простая аналитическая модель войдов, позволяющая определить аксиальный размер войда и объяснить его зависимость от условий разряда. Экспоненциальный рост размеров войда, при увеличении ВЧ-напряжения на разряде, связан с ростом нелокальной ионизации в центре разряда. Проведено сравнение размеров войда в зависимости от изменений параметров ВЧ-разряда. Размеры войдов подобны в зависимости от приведённого напряжения V/P на ВЧ-разряде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Khrapak A. G., Molotkov V. I., Lipaev A. M., Zhukhovitskii D. I., Naumkin V. N., Fortov V. E., Petrov O. F., Thomas H. M., Khrapak S. A., Huber P., Ivlev A., Morfill G. // *Contrib. Plasma Phys.* 2016. Vol. 56. № 3–4. P. 253.
2. Fortov V. E., Morfill G. E. *Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space.* – CRC Press, 2010.
3. Lipaev A. M., Khrapak S. A., Molotkov V. I., Morfill G. E. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. P. 265006.
4. Tsytoich V. N., Morfill G. E., Konopka U., Thomas H. // *New Journal of Phys.* 2003. Vol. 5. P. 1.
5. Tsytoich V. N., Vladimirov S. V., Morfill G. E. // *Phys. Rev. E.* 2004. Vol. 70. P. 066408.
6. Цытович В. Н., Владимиров С. В., Морфилл Г. Е. // *ЖЭТФ.* 2006. Т. 129. Вып. 2. С. 378.
7. Tsytoich V. N., Vladimirov S. V., Morfill G. E., Goree J. // *Phys. Rev. E.* 2001. Vol. 63. P. 056609.
8. Samsonov D. *et al.* // *Phys. Rev. E.* 2003. Vol. 67. P. 036404.
9. Балабанов В. В., Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Нефедов А. П., Поляков Д. Н., Фортвов В. Е. // *ЖЭТФ.* 2001. Т. 119. Вып. 1. С. 99.
10. Shumova V. V., Polyakov D. N., Vasilyak L. M. // *Plasma Phys Rep+.* 2019. Vol. 45. № 3. P. 285.
11. Shumova V. V., Polyakov D. N., Vasilyak L. M. // *Plasma Sources Sci T.* 2017. Vol. 26. P. 035011.

12. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. – М.: Атомиздат, 1979.
13. Akdim M. R., Goedheer W. J. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 65. P. 015401.
14. Gozadinos G., Ivlev A. V., Boeuf J. P. // New J. Phys. 2003. Vol. 5. P. 32.
15. Boeuf J. P., Pitchford L. C. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 1376.
16. Kaganovitch I. D., Tsendin L. D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1992. Vol. 20. № 2. P. 62.
17. Tsendin L. D. // Plasma Sources Science and Technology. 1995. Vol. 4. № 2. P. 200.
18. Kolobov V. I., Godyak V. A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. Vol. 23. № 4. P. 503.
19. Goedheer W. J., Land V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. Vol. 50. P. 124022.
20. Смирнов А. С. ВЧ разряды низкого и среднего давления. «Энциклопедия низкотемпературной плазмы» Вводный том II / под ред. Фортова В. Е. – М.: Наука, 2000. С. 63.
21. Смирнов А. С., Орлов К. Е. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 1. С. 39.
22. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н., Яценко Н. А. Высокочастотный емкостной разряд. – М.: Наука Физматлит, изд. МФТИ, 1995.
23. Godyak V. A., Piejak R. B., Alexandrovich B. M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. Vol. 19. P. 660.
24. Цытович В. Н. // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
25. Kretschmer M., Khrapak S. A., Zhdanov S. K., Thomas H. M., Morfill G. E. et al. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. P. 056401.

PACS: 52.27. Lw

Effect of ionization on void formation in an RF discharge under microgravity conditions

L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, D. N. Polyakov

Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences
Bld. 2, 13 Izhorskaya str., Moscow, 125412, Russia
E-mail: vasilyak@ihed.ras.ru

Received September 25, 2022

An analysis of the formation of a void in the PK3 setup in a dusty plasma with melamine-formaldehyde particles 3.4 μm in diameter in an RF discharge in argon at a pressure of 12–50 Pa under microgravity conditions on the ISS is presented. The uniform state of the plasma can only be obtained at a voltage close to the discharge extinction voltage. The application of a low-frequency voltage of 20–50 Hz stabilizes the state of the dusty plasma and shifts the void formation threshold towards higher RF voltages. It is shown that the formation of a void is associated with non-local ionization of the plasma at the center of the discharge by fast electrons, which are heated in the near-electrode layers.

Keywords: dusty plasma, void, RF discharge, microgravity.

DOI: 10.51368/1996-0948-2022-5-11-18

REFERENCES

1. A. G. Khrapak, V. I. Molotkov, A. M. Lipaev, D. I. Zhukhovitskii, V. N. Naumkin, V. E. Fortov, O. F. Petrov, H. M. Thomas, S. A. Khrapak, P. Huber, A. Ivlev, and G. Morfill, *Contrib. Plasma Phys.* **56**, 253 (2016).
2. V. E. Fortov and G. E. Morfill, *Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space*. (CRC Press, 2010).
3. A. M. Lipaev, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, G. E. Morfill et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 265006 (2007).
4. V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, U. Konopka, and H. Thomas, *New Journal of Phys.* **5**, 1 (2003).
5. V. N. Tsytovich, S. V. Vladimirov, and G. E. Morfill, *Phys. Rev. E.* **70**, 066408 (2004).

6. V. N. Tsytovich, S. V. Vladimirov, and G. E. Morfill, JETP **102**, 334 (2006).
7. V. N. Tsytovich, S. V. Vladimirov, G. E. Morfill, and J. Goree, Phys. Rev. E. **63**, 056609 (2001).
8. D. Samsonov et al., Phys. Rev. E. **67**, 036404 (2003).
9. V. V. Balabanov, L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, A. P. Nefedov, D. N. Polyakov, and V. E. Fortov, Journal of Experimental and Theoretical Physics **92**, 86 (2001).
10. V. V. Shumova, D. N. Polyakov, L. M. Vasilyak, Plasma Phys Rep+ **45**, 285 (2019).
11. V. V. Shumova, D. N. Polyakov, and L. M. Vasilyak, Plasma Sources Sci T **26**, 035011 (2017).
12. L. A. Artsimovich and R. Z. Sagdeev, *Plasma Physics for Physicist*. (Atomizdat Publisher, Moscow, 1979).
14. G. Gozadinos, A. V. Ivlev, and J. P. Boeuf, New J. Phys. **5**, 32 (2003).
15. J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, Phys. Rev. E **51**, 1376 (1995).
16. I. D. Kaganovitch and L. D. Tsendin, IEEE Trans. Plasma Sci. **20** (2), 62 (1992).
17. L. D. Tsendin, Plasma Sources Science and Technology **4** (2), 200 (1995).
18. V. I. Kolobov and V. A. Godyak, IEEE Trans. Plasma Sci. **23**, 503 (1995).
19. W. J. Goedheer and V. Land, Plasma Phys. Control. Fusion, **50**, 124022 (2008).
20. *Encyclopedia of Low-Temperature Plasma* (edited by V. E. Fortov). Introductory Volume II. P. 63 (Nauka, Moscow, 2000) [in Russian].
21. A. S. Smirnov and K. E. Orlov, JETP Letters **23**, 39 (1997).
22. Yu. P. Raizer, M. N. Shneider, and N. A. Yatsenko, *Radio-Frequency Capacitive Discharges*. (CRC Press, 2019).
23. V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich, IEEE Trans. Plasma Sci. **19**, 660 (1991).
24. V. N. Tsytovich, Physics-Uspekhi **40**, 53 (1997).
25. M. Kretschmer, S. A. Khrapak, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, G. E. Morfill et al., Phys. Rev. E **71**, 056401 (2005).