

УДК 533.9

## ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В He-Ar ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

С. А. Майоров<sup>1</sup>, Р. И. Голятина<sup>1</sup>, С. К. Коданова<sup>2</sup>, Т. С. Рамазанов<sup>2</sup>

*Разряд в смеси газов обладает рядом особенностей, которые могут проявляться в экспериментах с пылевой плазмой. Например, при большом отличии атомных весов ионов и атомов имеет место сильная анизотропия функции распределения ионов по скоростям, что, в свою очередь, может вызывать значительное изменение свойств пылевых структур. В работе выполнен анализ экспериментов по исследованию пылевых образований в газовом разряде смеси легкого и тяжелого газов – гелия и аргона, и представлены результаты численного моделирования дрейфа ионов и электронов в смеси этих газов, а также процессов зарядки пылевых частиц.*

**Ключевые слова:** пылевая плазма, газовый разряд, смесь газов, дрейф ионов, заряд пылинок, энергобаланс слабоионизованной плазмы, Монте-Карло, неупругие столкновения.

1. Дрейф в сильном поле может сопровождаться значительным разогревом ионов, и при большом отличии атомных весов ионов и атомов возможна сильная анизотропия функции распределения ионов. Поскольку анизотропия функции распределения ионов, в свою очередь, может вызывать значительное изменение свойств пылевых структур в плазме в работе [1] была предложена идея экспериментов с пылевой плазмой при разряде в смеси легкого и тяжелого газов – гелия и ксенона. Результаты расчетов для смеси тяжелого, легкоионизируемого газа (а может быть и паров тяжелых металлов – ртути, цезия и т.д., более подробный анализ см. в [2]) позволяют прогнозировать сильное влияние состава газа на характеристики плазменно-пылевых структур в разрядах. А именно, для разряда в смеси с небольшой концентрацией легкоионизируемого тяже-

<sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: mayorov\_sa@mail.ru.

<sup>2</sup> Институт экспериментальной и теоретической физики, Алматы, Казахстан.

лого газа возможность получать те особенности, которые обусловлены сверхзвуковым характером течения – конус Маха, анизотропию взаимодействия пылинок и т.д.

Незначительное наличие примеси в рабочих газах может приводить к сильному (и неконтролируемому) изменению свойств разряда. Этому обстоятельству не придается должного значения при анализе экспериментальных данных, хотя наблюдение за разрядом в течение нескольких минут после его зажигания показывает изменение характера свечения, что может быть связано, например, с селекцией ионов и атомов в разряде (этот эффект используется для получения сверхчистых газов [3]).

Первые эксперименты по изучению свойств пылевых структур в смеси легкого и тяжелого газов, стимулированные работами [1, 2], уже выполнены двумя экспериментальными группами. В работах [4, 5] представлены результаты исследования пылевых структур в смеси гелия и аргона при низкой концентрации последнего, а в работе [6] – в смеси гелия и криптона. Как и ожидалось, разряд в смесях атомов с сильно различающимися атомными весами открывает новые возможности формирования пылевых структур в газовом разряде. Из-за уменьшения концентрации атомов собственного газа резко уменьшается частота ион-атомных столкновений с резонансной перезарядкой и, как следствие, увеличивается длина свободного пробега ионов. Параметры разряда соответственно также будут другими – из-за увеличения скорости дрейфа ионов и коэффициента диффузии уменьшится их плотность из-за более быстрого ухода на стенки.

Другая интересная возможность управления характеристиками ионного потока – формирование дрейфа легких ионов среди тяжелых атомов (см. [2]). Для пылевой плазмы это означает:

- 1) подавление силы ионного увлечения, действующей со стороны ионов на пылинку;
- 2) уменьшение разогрева ионов из-за значительного уменьшения скорости дрейфа.

При изучении пылевых образований в водородно-аргоновой смеси [7] получены необычные для пылевой плазмы характеристики, которые могут быть связаны именно с этими обстоятельствами.

## *2. Результаты экспериментов и численного моделирования*

*2.1. Экспериментальная установка.* Для получения данных о свойствах пылевых структур в тлеющем разряде постоянного тока в смеси газов использовалась стандартная экспериментальная установка для изучения пылевой плазмы в стратифицированном тлеющем разряде постоянного тока [4–6].

В ходе эксперимента исследовались пылевые структуры из частиц меламинформальдегида с диаметром 4 мкм. Визуализация пылинок осуществлялась при помощи под-

светки широким лучом, освещающим структуру целиком, либо плоским лазерным пучком (“лазерный нож”), что позволяло получать различные сечения плазменно-пылевых образований. Рассеянный частицами свет регистрировался видеокамерой.

*2.2. Результаты экспериментальных исследований.* При разряде, как в случае чистых газов, так и в смеси He/Ar, формировались пылевые структуры, удерживаемые в ловушках из поля страт. При содержании аргона в смеси в количестве 3% молярных одной из особенностей формирующихся плазменно-пылевых структур по сравнению со структурами в чистых газах являлась значительно более высокая кинетическая энергия пылинок. Аналогичный эффект значительного увеличения кинетической энергии пылинок – появление быстрых пылинок с кинетической энергией более 1 КэВ – наблюдался ранее при разряде в гелий-криптоновой смеси (см. работу [6] и ссылки в ней).

Было проведено исследование зависимости межчастичных расстояний и распределения пылевых частиц по энергии от тока разряда, давления газа и процентного состава газов в смеси – при содержании аргона 1% – 10%. Для сравнения также выполнены эксперименты в чистых газах – гелии и аргоне.

В табл. 1 приведены результаты моделирования дрейфа электронов и ионов, а также экспериментальные результаты для температур пылевой компоненты в чистых газах и в смеси аргона с гелием при  $E/N = 40.5$  Тд (средняя напряженность электрического поля согласно экспериментальным данным равна  $E = 2$  В/см, давление газа  $p = 0.15$  Торр при 300 К). Их анализ показывает, что распределение пылевых частиц по скоростям является максвелловским, показателем которого является кинетическая температура пылинок (отличная от температуры поверхности пылинок, которая обычно совпадает с температурой газа из-за малой степени ионизации).

*2.3. Дрейф электронов.* При дрейфе в электрическом поле электроны приобретают энергию от электрического поля – за счет джоулева нагрева за единицу времени электрон приобретает в среднем энергию  $Q_{EW} = eEW$ , здесь  $e$  – заряд электрона,  $E$  – напряженность электрического поля,  $W$  – скорость дрейфа. Энергия, получаемая электроном, теряется в упругих столкновениях с атомами, затрачивается на возбуждение атомных уровней и ионизацию, кроме того, электроны уносят или приобретают энергию при рекомбинации:  $Q_{EW} = Q_{ea} + Q_{ex} + Q_{ion} + Q_{rec}$ . Здесь в правой части представлены соответствующие средние энергопотери одного электрона за единицу времени (при рекомбинации электрон может и приобретать энергию, например, при тройной рекомбинации).

Т а б л и ц а 1

Результаты расчетов характеристик пылевой плазмы в смеси газов гелия и аргона

Но расчета	0	1	2	3	4	5	6
Доля He, %	100		99.9	99	97	90	0
Доля Ar, %	0		0.1	1	3	10	100
<i>1. Дрейф электронов при <math>E/N = 40.5 \text{ Td}</math> (<math>E = 2 \text{ V/cm}</math>, <math>p = 0.15 \text{ Torr}</math> при <math>293 \text{ K}</math>)</i>							
Скорость дрейфа, км/с	94.5		93.3	90.7	86.0	72.1	33.5
Средняя энергия, эВ	9.3		9.3	9.2	8.7	7.8	6.3
Доля в ионизацию He, %	7.9		7.7	6.5	4.4	1.2	0
Доля в ионизацию Ar, %	0		0.8	7.3	18	35	11
Доля на возбуждение He, %	84		83	72	54	21	0
Доля на возбуждение Ar, %	0		0.5	4.5	12	29	85
<i>2. Дрейф ионов гелия (расчет No 0) и аргона (расчеты 1 – 6)</i>							
Скорость дрейфа, км/с	0.94	1.39	1.37	1.24	1.04	0.70	0.16
Температура $T_{\parallel}$ , К	529	609	700	959	1115	972	363
Температура $T_{\perp}$ , К	345	470	472	479	478	441	314
Температура $T_{\text{eff}}$ , К	549	3635	3577	3121	2436	1407	371
Число Маха $M$	1.21	5.65	5.57	5.04	4.23	2.84	0.64
Число Маха $M_{\text{eff}}$	1.03	4.26	4.07	3.41	2.75	1.96	0.61
<i>3. Пылевая плазма при токе 0.55 тА и диаметре трубки 6 см, пылинок – 4 мкм</i>							
Плотность электронов, $1/\text{cm}^3$	$1.3 \cdot 10^7$				$1.4 \cdot 10^7$		$3.6 \cdot 10^7$
Радиус Дебая электронный, мм	5.2				4.8		2.5
Радиус Дебая ионный, мм	0.45				0.91		0.22
Средний заряд пылинок, $\langle Q \rangle/e$	2232				7098		2173
Средняя флуктуация заряда	98				158		53
Число связанных ионов	250				175		490
<i>4. Пылевая плазма – экспериментальные данные</i>							
Температура пылинок, эВ	0.2				14.6		0.1

В табл. 1 приведены характеристики дрейфа электронов в однородном внешнем электрическом поле – скорость дрейфа, средняя энергия, доля затрат энерговклада на ионизацию и возбуждения атомов аргона гелия и аргона. Для расчета использовался метод Монте-Карло, аналогичный тому, который использовался в работе [8] для табуляции характеристик дрейфа электрона в неоне. После каждого столкновения проводилось

интегрирование уравнения движения электрона в постоянном поле и, в соответствии с известными сечениями упругих и неупругих процессов, определялась вероятность того или иного события. Полагалось, что:

1) Атомы газа имеют максвелловское распределение по скоростям и не меняют своей температуры из-за столкновений с электронами;

2) Упругие электрон-атомные столкновения происходят как столкновения твердых сфер, т.е. при столкновении происходит изотропное рассеяние в системе центра масс, сечение столкновения зависит от энергии их относительного движения;

3) Потери электронов на возбуждение атомных уровней невозможны, т.е. полагается, что возбужденные атомы теряют энергию возбуждения в режиме объемного высвечивания, метастабильные атомы диффундируют за границы рассматриваемого объема;

4) При ионизации электронным ударом налетающий на атом электрон теряет энергию, равную сумме энергии ионизации и кинетической энергии второго электрона. Соответственно, после акта ионизации его энергия равна:  $\varepsilon'_1 = \varepsilon_1 - I - \varepsilon'_2$ . Энергия первого электрона с равной вероятностью имеет все возможные значения:  $\varepsilon'_1 = (\varepsilon_1 - I)R$ , где  $0 < R < 1$  – случайное число, соответственно, энергия второго электрона  $\varepsilon'_2 = (\varepsilon_1 - I)(1 - R)$ ;

5) Процессы рекомбинации электронов и атомов, тушения возбужденных уровней и переноса резонансного излучения не меняют энергии электронов.

*2.4. Дрейф ионов.* По аналогии с гидродинамическим приближением часто полагается, что дрейф ионов описывается сдвинутой функцией распределения Максвелла:

$$f_0(\vec{v}) = \left( \frac{m}{2\pi T_i} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m[(u - W)^2 + v^2 + w^2]}{2T_i} \right). \quad (1)$$

Это распределение имеет два параметра – среднюю скорость ионов  $W$  (скорость дрейфа) и температуру ионов  $T_i$ , которая определяет тепловой разброс скоростей ионов  $V_T = (T_i/m)^{1/2}$ , здесь направление поля и дрейфа совпадает с осью  $x$ .

Наиболее важной на практике характеристикой ионного потока является средняя кинетическая энергия ионов, которая связана с эффективной температурой ионов соотношением

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} T_{\text{eff}}. \quad (2)$$

Именно эффективная температура ионов должна учитываться при определении макроскопических характеристик плазмы, например, радиуса Дебая.

Введение ионной температуры, отличающейся от температуры атомов, может оказаться недостаточно для описания функции распределения ионов. Ведь средняя энергия

хаотического движения ионов в направлении вдоль поля и поперек в сильном поле отличаются. Поэтому имеет смысл введение двух различных температур ионов – вдоль поля  $T_{\parallel}$  и поперек поля  $T_{\perp}$ . В этом случае средняя энергия иона равна:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2}mW^2 + \frac{3}{2}T_i = \frac{1}{2}mW^2 + \frac{1}{2}T_{\parallel} + T_{\perp}. \quad (3)$$

Число Маха, определяемое в газовой динамике через отношение скорости газа к скорости звука  $M = u/c_s$ , является важнейшей характеристикой течения. Введем в качестве характеристики ионного потока также и эффективное числа Маха  $M_{\text{eff}}^2 = mW^2/T_i$ , где для определения температуры ионов используется следующее уравнение:  $\frac{3}{2}T_i = \langle \varepsilon \rangle - \frac{1}{2}m\langle u \rangle^2$ . В сильном поле скорость дрейфа превышает тепловую скорость атомов, а температуры ионов и атомов сильно различаются. В этом случае использование тепловой скорости атомов при вычислении чисел Маха ионного потока приводит к принципиально неверному выводу о характере течения. В частности, в большинстве работ по пылевой плазме говорится о сверхзвуковом потоке ионов, в то время как их разогрев приводит к тому, что поток ионов в собственном газе при большом влиянии столкновений с перезарядкой является дозвуковым.

Эффективное число Маха при дрейфе ионов в собственном газе оказывается ограниченным сверху, поскольку с увеличением скорости дрейфа пропорционально увеличивается и скорость хаотического движения. Как показывают оценки и расчеты [2, 9] (см. также приведенные ниже результаты расчетов), из-за разогрева ионов при дрейфе в собственном газе значения чисел Маха не могут быть больше двух.

*2.5. Характеристики пылевой плазмы.* При известном токе разряда, скорости дрейфа и диаметре газоразрядной трубки можно вычислить плотность электронов и ионов, а по их температурам – соответствующие радиусы Дебая. Для полученных параметров плазмы методом частиц в ячейке [10] рассчитаны значения средних зарядов пылинок [10], флуктуации заряда [10] и числа связанных ионов [11]. Значения всех этих величин приведены в последнем разделе таблицы 1.

### 3. Обсуждение результатов

*3.1. Дрейф электронов.* В разделе 1 таблицы 1 приведены кинетические характеристики дрейфа электронов в чистом гелии (расчет 1), гелий-аргоновой смеси (расчеты 2–5) и чистом аргоне (расчет 6). Изменение концентрации аргона не сильно влияет на среднюю энергию электронов, но в энергобалансе очень велики энергозатраты на возбуждение атомов гелия при практически полном отсутствии его ионизации.

*3.2. Ионный поток.* В разделе 2 таблицы 1 приведены кинетические характеристики дрейфа ионов. Приведенные характеристики ионного потока демонстрируют возможность достижения больших чисел Маха в случае дрейфа тяжелых ионов в легком газе. Получено, что в типичных условиях, при которых проводятся эксперименты с пылевыми структурами в плазме, переход к смеси легкого и тяжелого газа позволяет подавить разогрев ионов в электрическом поле и получить сверхзвуковой поток с большими числами Маха.

*3.3. Заряд пылинок, его флуктуации и связанные ионы.* В разделе 3 таблицы 1 приведены характеристики пылевой плазмы. Заряд пылинок и его флуктуации могут значительно влиять на характеристики пылевых образований. Расчеты показывают, что возможно существование ионного потока с числами Маха больше двух в случае дрейфа тяжелых ионов в легком газе. Получено, что в типичных условиях, при которых проводятся эксперименты с пылевыми структурами в плазме, переход к смеси легкого и тяжелого газа позволяет подавить разогрев ионов в электрическом поле и получить сверхзвуковой поток с большими числами Маха.

*3.4. Результаты экспериментов.* В разделе 4 таблицы 1 приведены экспериментальные данные о температуре пылинок. В гелий-аргоновой смеси даже при очень низкой концентрации аргона (меньше 1%) ионов гелия будет значительно меньше, чем ионов аргона, т.к. они обладают более высокой подвижностью и быстрее будут уходить на стенки. Но как показали расчеты, вклад в энергобалансе затрат на возбуждение атомов гелия очень велик. Поэтому может оказаться важным также ионизация атомов аргона при их столкновении с метастабильными атомами гелия.

При низкой концентрации аргона увеличивается анизотропия взаимодействия пылинок, что наиболее сильно проявляется в большой разнице расстояний между пылинками в цепочке и между цепочками при 1% аргона и низком давлении. Этот факт естественным образом ассоциируется с гиперзвуковым характером ионного потока – см. табл. 1.

Изменение концентрации аргона сильно влияет на средние расстояния между пылевыми частицами, причем расстояния в цепочке и между цепочками приблизительно равны. Этот факт может быть связан с тем обстоятельством, что, как показывают расчеты, изменение концентрации аргона сильно влияет на среднюю энергию электронов из-за больших энергозатрат на возбуждение атомов гелия при практически полном отсутствии его ионизации.

Более полный анализ требует расчетов характеристик разряда в целом – определение плотности электронов, учета нелокальности в распределении электрического поля.

Необходимо также пересмотреть кинетику зарядки пылевых частиц с учетом отклонения функции распределения электронов от максвелловской и понижения числа связанных ионов (из-за уменьшения частоты соударения ионов с атомами собственного газа). Эти вопросы планируется рассмотреть в следующих работах вместе с новыми экспериментальными результатами.

4. *Заключение.* В работе проведен анализ экспериментальных исследований пылевых структур в плазме тлеющего разряда в смеси газов двух типов: “легкого” Не и “тяжелого” Ar. Приведенные результаты численного моделирования и теоретического анализа характеристик дрейфа ионов и электронов в газовых смесях позволяют сделать вывод о том, что использование разряда в смесях различных газов открывает новые перспективы в исследованиях пылевой плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ-08-02-01172-а и РФФИ-08-02-00791-а) Министерства энергетики и минеральных ресурсов Республики Казахстан (грант КТМ-2) и Нидерландского научного общества NWO (грант 047.017.2006.007).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН **34**(7), 44 (2007).
- [2] С. А. Майоров, Физика плазмы **35**(9), 869 (2009).
- [3] Л. В. Шибкова, В. М. Шибков, *Разряд в смесях инертных газов* (М., Физматлит, 2005).
- [4] S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, et al., Phys. Plasm. **15**, 093701 (2008).
- [5] T. S. Ramazanov, T. T. Daniyarov, S. A. Maiorov, et al., Contrib. Plasma Phys. **50**, 42 (2010).
- [6] С. Н. Антипов, М. М. Васильев, С. А. Майоров, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **139**(3), 554 (2011).
- [7] Е. С. Дзлиева, В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд, Опт. и спектр. **97**(1), 107 (2004).
- [8] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(10), 37(2009).
- [9] С. А. Майоров, С. В. Владимиров, Н. Ф. Крамер, Физика плазмы **28**(11), 1025 (2002).
- [10] С. А. Майоров, Физика плазмы **32**(9), 802 (2006).
- [11] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 37 (2006).

Поступила в редакцию 20 января 2011 г.