

## ФИЗИКА

УДК 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2020-35-4-40–50

**В.С. Курбанисмаилов<sup>1</sup>, С.А. Майоров<sup>2</sup>, О.А. Омаров<sup>1</sup>, Г.Б. Рагимханов<sup>1</sup>,  
З.Р. Халикова<sup>1</sup>**

### **Характеристики дрейфа металлических ионов в ксеноне во внешнем электрическом поле**

<sup>1</sup> Дагестанский государственный университет; Россия, 367000, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а; [gb-r@mail.ru](mailto:gb-r@mail.ru);

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук; Россия, 119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38; [maiorov\\_sa@mail.ru](mailto:maiorov_sa@mail.ru)

Методом Монте-Карло рассчитаны и табулированы характеристики дрейфа металлических ионов ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Be}^+$ ,  $\text{Al}^+$ ,  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{W}^+$ ,  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Au}^+$ ) в постоянном и однородном электрическом поле при  $1 < E/N < 1000$  Тд в ксеноне – средняя энергия ионов, их продольная и поперечная температуры, коэффициенты диффузии вдоль и поперек направления поля. Исследована функция распределения ионов по скоростям и угловая зависимость ионов, бомбардирующих поверхность. Установлено, что для тяжелых ионов металла при дрейфе в ксеноне функция распределения ионов по скоростям как вдоль, так и поперек поля с хорошей точностью может быть описана сдвинутой функцией распределения Максвелла.

Ключевые слова: дрейф ионов, электрическое поле, гелий, скорость дрейфа, коэффициенты диффузии, анизотропная диффузия, эффективная температура ионов.

Плазмохимические реакции, идущие с участием ионов в различных видах газового разряда, процессы, протекающие в ионосфере под влиянием солнечного ветра, процессы взаимодействия потоков ионов с поверхностями твердых и жидких веществ во многом определяются не только средней энергией ионов (температурой), но и распределением ионов по скоростям. Поэтому, хотя и в меньшей мере, диффузия и дрейф ионов также во многом определяют свойства разряда. Например, уход ионов на стенки газоразрядной трубки определяет необходимый для поддержания газового разряда темп ионизации и соответственно зависит от энергозатрат в разряд от внешней цепи.

Характеристики пылевой компоненты в плазме газового разряда в первую очередь определяются ионной компонентой: средняя энергия ионов влияет на заряд пылинок, скорость дрейфа определяет силу ионного увлечения и приводит к анизотропии взаимодействия ионов [1–7]. В работах [1–6] исследовано влияние добавки в гелий небольшого количества аргона [1–3], криптона [4] или ксенона [5, 6] на характеристики пылевой плазмы. Показано, что добавление в гелий (газ с наибольшим потенциалом ионизации) даже небольшого количества легко ионизируемого газа приводит к радикальному изменению характеристик пылевой плазмы. Действительно, ионный состав в этом случае будет определяться легко ионизированной добавкой, а движение тяжелых ионов в чужом газе из-за отсутствия столкновений с резонансной передачей заряда приводит к образованию сверхзвукового ионного потока. Тяжелые ионы могут образовываться и

в результате конверсии атомарного иона в молекулярный в криогенном разряде, что также приводит к сильному изменению свойств разряда и пылевых структур в нем [7].

Известно, что переходу от объемной формы горения разряда к искровому каналу предшествует либо взрыв микроострий на поверхности катода, либо инициирование эмиссионного центра при пробое диэлектрических включений [8, 9]. Следовательно, определенное количество атомов материала, из которого изготовлены электроды, может попасть в рабочий газ [10, 11]. Распыление материала катода имеет место также из-за ионной бомбардировки. Поэтому исследование характеристик дрейфа металлических ионов в различных газах представляет самостоятельный интерес.

В литературе имеется достаточно большое количество публикаций, посвященных теоретическому исследованию характеристик дрейфа металлических ионов в собственных газах и газовых смесях [12]. Экспериментальное исследование рассматриваемых процессов является сложной задачей. В связи с этим развиваются достаточно интенсивно методы моделирования процессов в плазме, в частности движения ионов в разрядах различного типа [1–7, 13–22] методами Монте-Карло.

В настоящей работе, являющейся продолжением работ [23–25], приведены результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик дрейфа ионов металлов ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Be}^+$ ,  $\text{Al}^+$ ,  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{W}^+$ ,  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Au}^+$ ) в ксеноне в постоянном и однородном электрическом поле при  $1 < E/N < 1000$  Тд ( $1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2 = 10^{-21} \text{ В} \cdot \text{м}^2$ ).

### Расчет характеристик дрейфа металлических ионов в ксеноне

Для моделирования ион-атомных столкновений при движении иона в однородном электрическом поле проводилось интегрирование уравнений движения ионов по схеме Рунге–Кутты второго порядка точности. На каждом шаге по времени разыгрывалось столкновение иона с атомом. Описание алгоритма моделирования дрейфа ионов в газе и некоторые результаты исследования приведены в работах [1–7, 26–31].

Перечислим основные этапы разработанного алгоритма моделирования ион-атомного столкновения:

- в системе центра масс сталкивающихся частиц в соответствии с вероятностью столкновения случайным образом выбираются скорости и прицельный параметр столкновения;

- при движении в системе центра масс частиц с поляризационным потенциалом взаимодействия определяются: расстояние наибольшего сближения  $r_{\min}$ , относительная скорость частиц в точке наибольшего сближения  $v_{12}(r_{\min})$ , угол рассеивания  $\chi$ ;

- если расстояния наибольшего сближения  $r_{\min} > d_{\text{gas}}$  (диаметр атома), то скорости иона и атома отклоняются на угол  $\chi$ , в противном случае скорости иона и атома пересчитываются в соответствии с законом столкновения упругих сфер, расстояние минимального сближения полагается  $r_{\min} = d_{\text{gas}}$ .

На рис. 1 (a, b) приведены результаты расчета функции распределения металлических ионов ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Be}^+$ ,  $\text{Al}^+$ ,  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{W}^+$ ,  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Au}^+$ ) по скоростям в направлениях вдоль (рис. 1a) и поперек (рис. 1b) направления электрического поля при  $E/N = 100$  Тд и температуре атомов газа  $T_a = 300$  К. Скорость ионов (ось абсцисс) нормирована на характерную тепловую скорость атомов  $V_T = \left(\frac{T_a}{m}\right)^{1/2}$ . Графики приведены в полулогарифмическом масштабе для демонстрации хвостов особенности поведения функций распределения, которые во многих случаях имеют первостепенную важность.

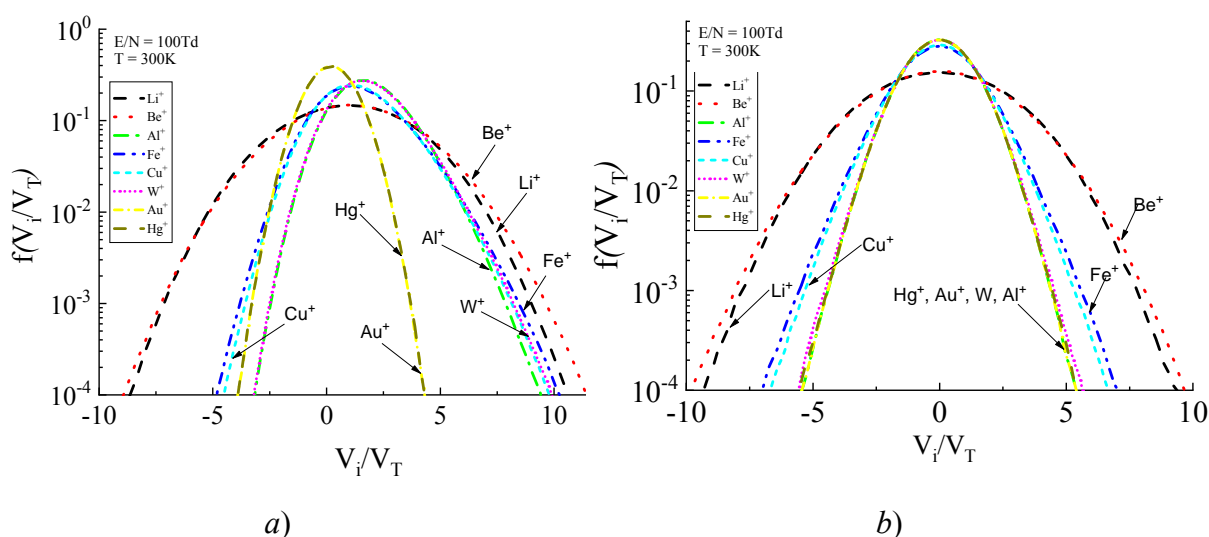


Рис. 1. Результаты расчета функции распределения ионов металла по скоростям вдоль направления поля (а) и поперек направления поля (б) при их дрейфе в ксеноне при напряженностях электрического поля и температуры газа:  $E/N = 100$  Td,  $T = 300$  K

В таблице 1 приведены результаты расчетных исследований для скорости дрейфа металлических ионов в ксеноне.

**Таблица 1. Скорость дрейфа  $V_{dr}$ , км/с ионов металлов в ксеноне при температуре газа  $T_a = 300$  K**

$E/N$ , Тд	$\text{Li}^+$	$\text{Be}^+$	$\text{Al}^+$	$\text{Fe}^+$	$\text{Cu}^+$	$\text{W}^+$	$\text{Au}^+$	$\text{Hg}^+$
1	0,01	0,01	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,07	0,07	0,04	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02
50	0,34	0,32	0,20	0,15	0,15	0,11	0,11	0,11
100	0,56	0,57	0,37	0,30	0,28	0,22	0,21	0,21
300	1,06	1,14	0,78	0,74	0,68	0,60	0,54	0,56
500	1,39	1,51	1,06	1,02	0,94	0,88	0,77	0,80
1000	2,00	2,18	1,53	1,53	1,39	1,37	1,18	1,23

**Таблица 2. Соотношение масс иона металла к массе атома ксенона  $M^+/M(\text{Xe})$**

$\text{Li}^+$	$\text{Be}^+$	$\text{Al}^+$	$\text{Fe}^+$	$\text{Cu}^+$	$\text{W}^+$	$\text{Au}^+$	$\text{Hg}^+$
0.049	0.069	0.205	0.425	0.484	1.4	1.5	1.528

Из приведенных данных видно, что величина скорости дрейфа (табл. 1) и вид функции распределения (рис. 1) зависят от отношения массы иона металла к массе атома ксенона (табл. 2) и величины  $E/N$ .

Часто полагается, что дрейф ионов в электрическом поле описывается функцией распределения Максвелла:

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

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

Если скорость дрейфа значительно превышает тепловую скорость атомов  $u_d \gg (T_a/m)^{1/2}$ , а сечение резонансной перезарядки и средняя длина свободного пробега иона  $\lambda_{st} = 1/\sigma_0 n_a$  не зависят от скорости, то решение уравнения Больцмана для проекции скорости вдоль поля имеет вид [15, 16]:

$$f(u) = \Theta(u) \left( \frac{2m}{\pi T_E} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{mu^2}{2T_E} \right), \quad (2)$$

где  $\Theta(u)$  – функция Хэвисайда,  $T_E \equiv eE\lambda_{st}$ . Распределение (2) является половинкой распределения Максвелла с температурой, равной энергии, набираемой ионом на средней длине свободного пробега. Средняя кинетическая энергия ионов, обусловленная движением в направлении поля, для распределения (2) равна  $\frac{1}{2}m\langle u^2 \rangle = \frac{1}{2}T_E = \frac{1}{2}eE\lambda_{st}$ , средняя скорость ионов (скорость дрейфа) –  $u_d = (2eE\lambda_{st}/\pi m)^{1/2} = (2T_E/\pi m)^{1/2}$ .

Функция распределения по проекции скорости на ось, ортогональную направлению поля, полагается равной распределению Максвелла с температурой атомов:

$$f(w) = \left( \frac{m}{4\pi T_a} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{mw^2}{2T_a} \right). \quad (3)$$

На рис. 2а, б приведены функции распределения ионов при дрейфе в ксеноне по проекциям скоростей вдоль (а) и поперек (б) направления и соответствующие максвелловские функции распределения для  $E/N = 100$  Td при температуре газа  $T_a = 300$  К. Зависимости приведены для самого легкого  $\text{Li}^+$  и самого тяжелого  $\text{W}^+$  иона из рассматриваемых в работе.

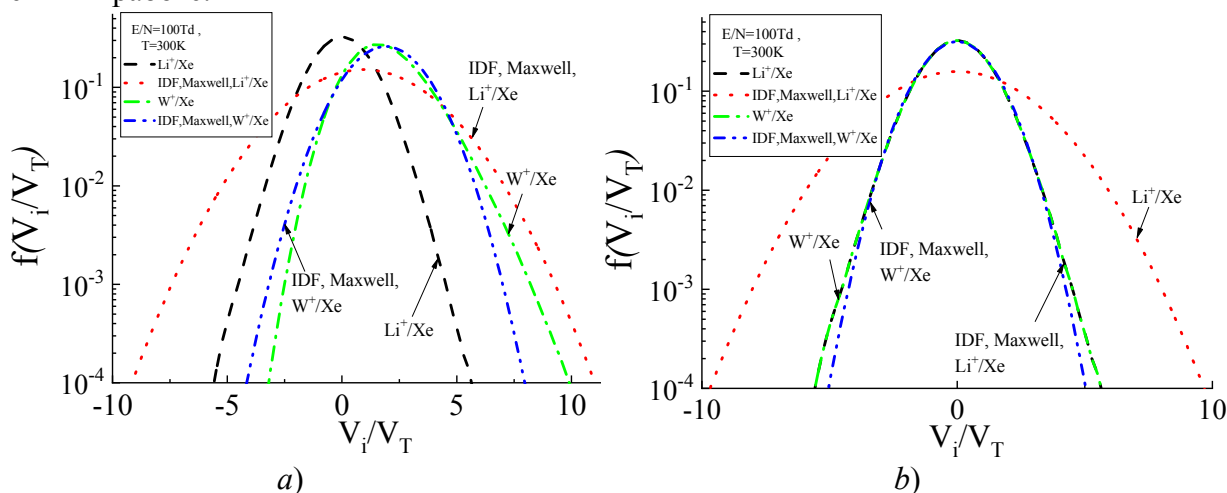


Рис. 2. Функции распределения металлических ионов лития и вольфрама при дрейфе в ксеноне по проекциям скоростей вдоль (а) и поперек (б) направления и соответствующие максвелловские функции распределения при  $E/N = 100$  Td,  $T_a = 300$  К

Эти расчеты показывают, что:

1) для легких ионов при малых значениях величины приведенного поля  $E/N$  функция распределения ионов по скоростям как вдоль, так и поперек поля с хорошей точностью может быть описана сдвинутой функцией распределения Максвелла; при высоких полях наблюдается сильное отклонение от распределения Максвелла;

2) для тяжелых ионов даже при высоких  $E/N$  распределения ионов по скоростям как вдоль, так и поперек поля с хорошей точностью может быть описана сдвинутой функцией распределения Максвелла. Для выяснения вопроса о границах применимости двухчленного приближения представляет интерес расчет функций распределения ионов по косинусам углов между направлением скорости иона и направлением электрического поля. В сферически симметричном случае, т. е. при изотропном распределении скорости ионов, функция распределения ионов является константой. В двухчленном приближении функция распределения разлагается по полиномам Сонина и удерживается лишь линейный член разложения, т. е. полагается, что зависимость функции распределения от угла линейна по косинусу этого угла.

На рис. 3 представлены результаты расчета функции распределения ионов по углу  $\varphi$  и косинусу угла  $\varphi$  между направлением полета иона и направлением электрического поля.

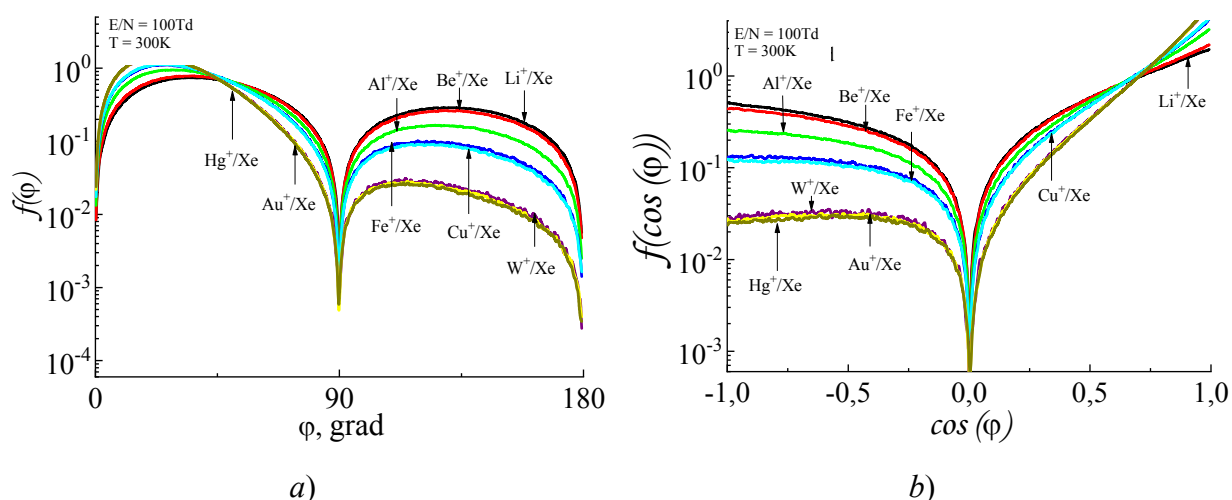


Рис. 3. Результаты расчета функции распределения ионов от углов  $\varphi$  (a) и косинуса углов  $\varphi$  (b) между направлением полета иона и направлением электрического поля для различных  $E/N = 100$  Td,  $T_a = 300$  K

Как видно из рис. 3a и b, наибольшее отклонение от двухчленного приближения наблюдается для тяжелых ионов.

Важной характеристикой ионного потока является средняя кинетическая энергия ионов, которая связана с эффективной температурой ионов соотношением

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

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

Введение ионной температуры, отличающейся от температуры атомов, может оказаться недостаточным для описания функции распределения ионов. Ведь средняя энергия хаотического движения ионов вдоль поля и поперек него может сильно разли-

часть. Поэтому имеет смысл введение двух различных температур ионов – вдоль поля  $T_{\parallel}$  и поперек поля  $T_{\perp}$ . В этом случае средняя энергия иона равна:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m v_d^2 + \frac{3}{2} T_i = \frac{1}{2} m v_d^2 + \frac{1}{2} T_{\parallel} + T_{\perp}. \quad (4)$$

Часто полагается, что распределение ионов описывается сдвинутой максвелловской функцией (1) с температурой ионов, равной температуре атомов  $T_i = T_a$ . Соответственно тепловой разброс скоростей ионов и атомов характеризуется тепловой скоростью атомов  $V_T = (T_a / m)^{1/2}$ . В этом случае средняя энергия иона складывается из энергии направленного движения и тепловой энергии

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m v_d^2 + \frac{3}{2} T_a. \quad (5)$$

Средняя энергия иона в сильном поле в приближении постоянного времени свободного пробега (поляризационное взаимодействие) определяется с помощью уравнения Ванье [18, 19]:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m v_d^2 + \frac{1}{2} M_a v_d^2 + \frac{3}{2} T_a, \quad (6)$$

которое учитывает столкновения частиц двух сортов – ионов и атомов (или молекул) с массами  $m$  и  $M_a$  соответственно. Первый член в правой части учитывает энергию направленного движения, второй – хаотизацию приобретенной в поле энергии, третий – хаотическое тепловое движение с температурой атомов  $T_a$ .

Распределение скоростей ионов сильно анизотропно, и соответственно продольные и поперечные температуры ионов существенно различаются. Как следствие, диффузионные потоки ионов могут иметь очень разные интенсивности вдоль и поперек поля.

В таблицах 3–6 приведены расчетные данные для эффективной  $T_{\text{eff}}$ , продольной  $T_{\parallel}$  и поперечной  $T_{\perp}$  температур, а также соотношение коэффициентов продольной к поперечной диффузии металлических ионов в ксеноне в зависимости от приведенного поля  $E/N$ , а на рис. 4(a–d) – соответствующие графические зависимости.

**Таблица 3. Эффективная температура  $T_{\text{eff}}$ , кК ионов металлов в ксеноне при температуре газа  $T_a = 300$  К**

$E/N$ , Тд	$\text{Li}^+$	$\text{Be}^+$	$\text{Al}^+$	$\text{Fe}^+$	$\text{Cu}^+$	$\text{W}^+$	$\text{Au}^+$	$\text{Hg}^+$
<b>1</b>	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30
<b>10</b>	0,33	0,33	0,31	0,31	0,31	0,31	0,31	0,31
<b>50</b>	0,93	0,88	0,55	0,48	0,47	0,46	0,45	0,46
<b>100</b>	2,05	2,14	1,14	0,97	0,92	0,91	0,89	0,90
<b>300</b>	6,77	7,83	4,16	4,19	3,68	4,67	3,97	4,22
<b>500</b>	11,48	13,57	7,31	7,77	6,74	9,45	7,59	8,21
<b>1000</b>	23,28	27,91	15,15	16,89	14,47	21,99	16,92	18,52

**Таблица 4. Продольная температура  $T_{\parallel}$ , кК ионов металлов в ксеноне при температуре газа  $T_a = 300$  К**

E/N, Тд	Li <sup>+</sup>	Be <sup>+</sup>	Al <sup>+</sup>	Fe <sup>+</sup>	Cu <sup>+</sup>	W <sup>+</sup>	Au <sup>+</sup>	Hg <sup>+</sup>
<b>1</b>	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30
<b>10</b>	0,34	0,33	0,32	0,31	0,31	0,32	0,31	0,32
<b>50</b>	1,04	1,01	0,69	0,63	0,62	0,68	0,68	0,68
<b>100</b>	2,35	2,53	1,59	1,56	1,49	1,79	1,75	1,79
<b>300</b>	7,80	9,36	6,12	7,47	6,74	10,91	9,32	9,97
<b>500</b>	13,23	16,23	10,81	13,96	12,47	22,50	18,19	19,78
<b>1000</b>	26,85	33,32	22,46	30,43	26,92	52,87	41,03	45,12

**Таблица 5. Поперечная температура  $T_{\perp}$ , кК ионов металлов в ксеноне при температуре газа  $T_a = 300$  К**

E/N, Тд	Li <sup>+</sup>	Be <sup>+</sup>	Al <sup>+</sup>	Fe <sup>+</sup>	Cu <sup>+</sup>	W <sup>+</sup>	Au <sup>+</sup>	Hg <sup>+</sup>
<b>1</b>	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30
<b>10</b>	0,33	0,32	0,31	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30
<b>50</b>	0,88	0,82	0,48	0,40	0,39	0,34	0,34	0,34
<b>100</b>	1,91	1,94	0,92	0,68	0,63	0,47	0,46	0,46
<b>300</b>	6,25	7,06	3,19	2,55	2,15	1,54	1,30	1,35
<b>500</b>	10,60	12,25	5,55	4,68	3,86	2,93	2,29	2,43
<b>1000</b>	21,50	25,20	11,49	10,12	8,25	6,55	4,86	5,22

**Таблица 6. Отношение коэффициентов диффузии  $D_{\parallel}/D_{\perp}$  ионов металлов в ксеноне при температуре газа  $T_a = 300$  К**

E/N, Тд	Li <sup>+</sup>	Be <sup>+</sup>	Al <sup>+</sup>	Fe <sup>+</sup>	Cu <sup>+</sup>	W <sup>+</sup>	Au <sup>+</sup>	Hg <sup>+</sup>
<b>1</b>	1,03	1,08	0,97	0,95	1,01	0,94	0,98	1,03
<b>10</b>	0,95	1,02	1,03	1,03	1,00	1,03	1,00	1,00
<b>50</b>	0,85	0,96	1,03	1,20	1,14	1,05	1,16	1,22
<b>100</b>	0,76	0,84	1,00	1,25	1,28	0,98	1,33	1,41
<b>300</b>	0,62	0,66	0,74	1,00	0,96	1,05	1,28	1,33
<b>500</b>	0,56	0,60	0,68	0,82	0,81	1,02	1,03	1,07
<b>1000</b>	0,54	0,59	0,64	0,70	0,69	1,02	0,88	0,95

Видно, что имеется большая разница между продольной и поперечной температурами ионов  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  (рис. 4b), также сильно различаются коэффициенты диффузии вдоль и поперек поля (рис. 4c).

Степень анизотропии можно оценивать по отношению коэффициентов продольной и поперечной диффузии  $D_{\parallel}/D_{\perp}$ . Как видим из рис. 4d, при увеличении напряженности поля отношение коэффициентов продольной и поперечной диффузии имеет немоноотонный характер и зависит от массы иона.

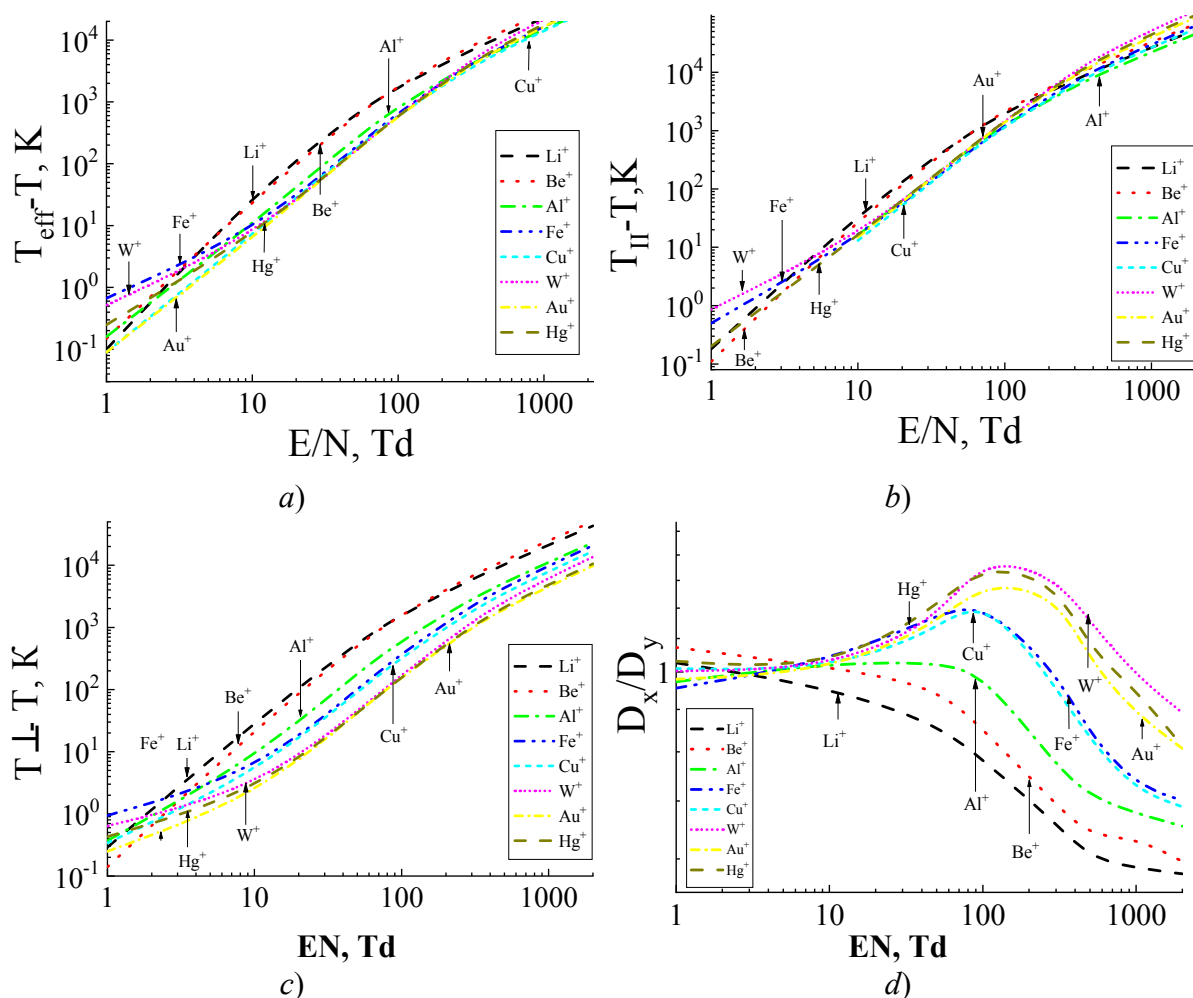


Рис. 4. Характерные зависимости эффективной (a), продольной (b), и поперечной (c) температур и отношения коэффициентов диффузии (d) вдоль и поперек поля для ионов лития, железа, алюминия, меди, вольфрама, ртути, золота и бериллия при их дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле в ксеноне:  $T_a = 300$  K,  $N_0 = 2,68 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

### Закключение

В работе приведены результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик дрейфа иона металла ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Al}^+$ ,  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{W}^+$ ,  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Au}^+$ ,  $\text{Be}^+$ ) в ксеноне. Исследована функция распределения ионов по скоростям и угловая зависимость ионов, бомбардирующих поверхность. Полученные результаты могут иметь практическое приложение.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 19-08-00333 и № 19-08-00611.

### Литература

1. Maiorov S.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., Dosbolyayev M.K. Investigation of plasma-dust structures in He-Ar gas mixture // *Physics of Plasmas*. – 2008. – Vol. 15, № 9. – P. 093701.
2. Майоров С.А., Голятина Р.И., Коданова С.К., Рамазанов Т.С., Бастыкова Н.Х. Плазменно-пылевые структуры в He-Ar-высокочастотном разряде // *Успехи прикладной физики*. – 2015. – Т. 3, № 1. – С. 39–46.



3. *Maiorov S.A., Kodanova S.K., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Golyatina R.I., Bastykova N.K. and Utegenov A.U.* The role of gas composition in plasma-dust structures in RF discharge // *Physics of Plasmas*. – 2015. – Vol. 22, № 3. – P. 033705.
4. *Antipov S.N., Vasil'ev M.M., Maiorov S.A., Petrov O.F., Fortov V.E.* Dusty Plasma Structures in He–Kr DC Glow Discharge // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2011. – Vol. 112, № 3. – P. 482–493.
5. *Dzlieva E.S., Ermolenko M.A., Karasev V.Yu., Pavlov S.I., Novirov L.A. and Maiorov S.A.* Control of Ion Drag in Dusty Plasma // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 2014. – № 100:11. – P. 703–707.
6. *Pavlov S.I., Dzlieva E.S., Karasev V.Yu., Ermolenko M.A., Novirov L.A. and Maiorov S.A.* Metod of Ion Drag Control in Complex Plasma // *Contrib. Plasma Phys.* – 2016. – Vol. 56, № 3–4. – P. 221–227.
7. *Antipov S.N., Asinovskii É.I., Kirillin A.V., Maiorov S.A., Markovets V.V., Petrov O.F., Fortov V.E.* Charge and Structures of Dust Particles in a Gas Discharge at Cryogenic Temperatures // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2008. – Vol. 106, № 4. – P. 830–837.
8. *Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф.* Импульсные газовые лазеры. – Washington: SPIE Press, 1995.
9. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991.
10. *Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Арсланбеков М.А., Абакарова Х.М., Али Рафид А.А.* Импульсный объемный разряд в гелии при высоких пере-напряжениях // *Успехи прикладной физики*. – 2014. – Т. 2, № 3. – С. 234–242.
11. *Ломаев М.И., Белоплотов Д.В., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф.* Спектральные и амплитудно-временные характеристики излучения плазмы импульсно-периодического разряда, инициируемого убегающими электронами // *Оптика и спектроскопия*. – 2016. – Т. 120, № 2. – С. 179–183.
12. *Larry A. Viehland.* Gaseous Ion Mobility, Diffusion, and Reaction. Springer Nature Switzerland AG, 2018. – № 16. – P. 329.
13. *Robson R.E.* Kinetic theoretical and fluid modelling of plasmas and swarms: the big picture // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2008. – Vol. 17. – P. 1–7.
14. *White R.D., Robson R.E., Dujko S.* P Nicoletopoulos and B Li Recent advances in the application of Boltzmann equation and fluid equation methods to charged particle transport in non-equilibrium plasmas // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2009. – Vol. 42. – P. 194001.
15. *Ender A.Y., Ender I.A., Gerasimenko A.B.* Standard Moment Method in the Problems on Ion Kinetics in Neutral Gas // *The Open Plasma Physics Journal*. – 2009. – Vol. 2. – P. 24–62.
16. *Эндер А.Я., Эндер И.А.* Кинетика ионов в нейтральном газе при резком включении электрического поля. Ч. I. СЕМ-модель // *ЖТФ*. – 2010. – Т. 80, № 2. – С. 8–17.
17. *Эндер А.Я., Эндер И.А.* Кинетика ионов в нейтральном газе при резком включении электрического поля. Ч. II. Различные модели взаимодействия // *ЖТФ*. – 2010. – Т. 80, № 2. – С. 18–28.
18. *Lampe M., Rocker T.B., Joyce G.* Ion distribution function in a plasma with uniform electric field // *Physics of Plasmas*. – 2012. – Vol. 19. – P. 113703.
19. *Skullerud H.R.* Monte-Carlo investigations of the motion of gaseous ions in electrostatic fields // *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* – 1973. – Vol. 6.

20. Lin L., Bardsley J.N. Monte-Carlo simulation of ion motion in drift tubes // The Journal of Chemical Physics. – 1977. – Vol. 66. – P. 435–445.
21. Vahedi V., Surendra M. A Monte-Carlo collision model for the particle-in-cell method: applications to argon and oxygen discharges // Computer Physics Communications. – 1995. – Vol. 87. – P. 179–198.
22. Nanbu K., Kitatani Y. An ion-neutral species collision model for particle simulation of glow discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1995. – Vol. 28. – P. 324–330.
23. Maiorov S.A. Ion drift in a gas in an external electric field // Plasma Phys. Rep. – 2009. – Vol. 35. – P. 802.
24. Курбанисмаилов В.С., Майоров С.А., Рагимханов Г.Б., Халикова З.Р. Характеристики дрейфа металлических ионов в гелии во внешнем электрическом поле // Вестник Дагестанского государственного университета. Сер.: Естественные науки. – 2019. – Вып. 2. – С. 14–18.
25. Курбанисмаилов В.С., Майоров С.А., Рагимханов Г.Б., Халикова З.Р. Характеристики дрейфа металлических ионов в аргоне во внешнем электрическом поле // Вестник Дагестанского государственного университета. Сер.: Естественные науки. – 2019. – Вып. 3. – С. 52–57.
26. Майоров С.А. О дрейфе ионов во внешнем электрическом поле // Физика плазмы // Plasma Physics Reports. – 2009. – Vol. 35, № 9. – P. 802–812.
27. Maiorov S.A., Golyatina R.I. Calculation of dependences of ion drift characteristics in a proper gas on the voltage of electric field // Инженерная физика. – 2012. – № 9. – С. 3–15.
28. Golyatina R.I., Maiorov S.A. Dependence of helium ion diffusion and drift characteristics in own gas on its temperature // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2016. – Vol. 43, № 9.
29. Maiorov S.A., Kodanova S.K., Golyatina R.I. and Ramazanov T.S. Kinetic characteristics of ions in the gas discharge and on the target surface // Physics of Plasmas. – 2017. – № 24. – P. 063502.
30. Maiorov S.A. On the Ion Drift in Cold Gas // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2019. – Vol. 46, № 1. – P. 9–12.
31. Майоров С.А., Голятина Р.И., Коданова С.К., Рамазанов Т.С. Исследование влияния температуры атомов на дрейф ионов в газе // Инженерная физика. – 2019. – № 10. – С. 22–29.

Поступила в редакцию 20 мая 2020 г.

UDC 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2020-35-4-40–50

### Characteristics of Metal Ion Drift in Xenon in an External Electric Field

*V.S. Kurbanismayilov<sup>1</sup>, S.A. Mayorov<sup>2</sup>, O.A. Omarov<sup>1</sup>,  
G.B. Ragimkhanov<sup>1</sup>, Z.R. Khalikova<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Dagestan State University; Russia, 367000, Makhachkala, M. Gadzhiev st., 43a; gbr@mail.ru;*

<sup>2</sup> *Institute General Physics. A.M. Prokhorov RAS; Russia, 119991, Moscow, Vavilov st., 38; mayorov\_sa@mail.ru*

The Monte-Carlo method is used to calculate and tabulate the drift characteristics of metal ions ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Be}^+$ ,  $\text{Al}^+$ ,  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{W}^+$ ,  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Au}^+$ ) in a constant and uniform electric field at  $1 < E/N < 1000$  TD in xenon – the average energy of the ions, their longitudinal and transverse temperatures, and the diffusion coefficients along and across the field direction. The velocity distribution function of ions and the angular dependence of ions bombarding the surface are investigated. It was found that for heavy metal ions during xenon drift, the ion velocity distribution function both along and across the field can be described with good accuracy by the shifted Maxwell distribution function.

Keywords: *ion drift, electric field, helium, drift rate, diffusion coefficients, anisotropic diffusion, effective ion temperature.*

*Received 20 May 2020*