

УДК 533.9

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДРЕЙФА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИОНОВ В ГЕЛИИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С. А. Майоров¹⁻³, Г. Б. Рагимханов⁴, З. Р. Халикова⁴

Приведены результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик дрейфа ионов металлов (Li, Be, Al, Fe, Cu, W, Hg, Au) в постоянном и однородном электрическом поле при $1 < E/N < 1000$ Тд в гелии. Представлены зависимости от напряженности электрического поля коэффициентов подвижности, продольной и поперечной диффузии, средней кинетической энергии ионов, а также значения их продольной и поперечной температур.

Ключевые слова: дрейф ионов, электрическое поле, диффузия, подвижность, функция распределения, метод Монте-Карло.

Исследования кинетических характеристик дрейфа ионов в газах и их смесях ведутся давно, и на сегодняшний день имеются достаточно подробные обзоры экспериментальных и теоретических результатов [1–3]. В современных технологиях часто используются плазменные процессы, при которых в активной зоне имеются пары металлов. Из-за распыления катода и конструктивных элементов газоразрядной камеры (обычно это металлы) в рабочем газе может присутствовать некоторое количество их атомов. Также хорошо известно, что иногда даже очень малые примеси (доли процента) способны радикально менять свойства разряда (см., напр., [4]). Теория дрейфа заряженных частиц в газе развита достаточно хорошо, поэтому ограничимся изучением особенностей влияния сорта примеси на характеристики ионного потока в легком газе.

Если рабочим газом является инертный газ с высоким потенциалом ионизации, то появление атомов металла приводит к тому, что из-за их более низкого потенциала ионизации они будут ионизоваться значительно чаще. Поэтому, начиная с определенной

¹ ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: mayorov_sa@mail.ru.

² ОИВТ РАН, 125412 Россия, Москва, Ижорская ул., 2.

³ Институт теоретической и экспериментальной физики КазНУ, Алматы, Казахстан.

⁴ Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия.

концентрации атомов примеси, ионный состав плазмы будет определяться в основном концентрацией примеси. Дрейф ионов примеси в чужом газе носит совершенно другой характер – определяющими факторами являются отсутствие столкновений с резонансной перезарядкой и различие масс ионов и атомов. Последний фактор, в случае дрейфа тяжелого иона в легком газе, также может играть важную роль (см., напр., [5–8]).

Вышеперечисленные соображения инициировали проведение экспериментов с пылевой плазмой при разряде в газовых смесях. В работе [6] в гелий добавлялось небольшое количество аргона, а в [7] – криптона. В этих экспериментах было продемонстрировано, что небольшие добавки более тяжелого и легкоионизируемого газа (даже на уровне одного процента) полностью меняют характеристики пылевой подсистемы. В данном случае, пылевые частицы можно рассматривать как индикатор, указывающий на сильное изменение свойств разряда.

Можно ожидать, что в большинстве экспериментов с газоразрядной плазмой в рабочем газе (чаще всего это аргон, неон или гелий) из-за распыления катода будут присутствовать атомы металлов. Поэтому представляют большой интерес систематические и полные данные о кинетических характеристиках дрейфа металлических ионов в инертных газах.

Можно выделить два случая: дрейф тяжелого иона в легком газе и наоборот, дрейф легкого иона в тяжелом газе. В первом случае имеется сильная анизотропия функции распределения ионов по скоростям, проявляющаяся, например, в сильном влиянии на дрейф и диффузию ионов, на зарядку и экранирование пылинок, на силу ионного увлечения. Второй случай, когда масса ионов значительно меньше массы атомов, также весьма интересен, поскольку функция распределения ионов по скоростям будет близка к анизотропной (здесь имеется аналогия с дрейфом электронов в газе).

В настоящей работе, являющейся продолжением работ [8–10], приведены результаты расчетов методом Монте-Карло, выполнен анализ особенностей дрейфа ионов металлов (Li, Be, Al, Fe, Cu, W, Au, Hg) в гелии в постоянном и однородном электрическом поле при значениях приведенной напряженности поля в диапазоне $1 < E/N < 1000$ Тд. 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. Алгоритм моделирования ион-атомного столкновения описан в работах [8, 9].

Итак, рассмотрим характеристики дрейфа ионов различных металлов в гелии. Основное внимание будем уделять зависимости характеристик дрейфа от сорта металла: это влияние будет проявляться через соотношение масс и газокинетический размер иона металла. В случае лития отношение масс иона лития и атома гелия близко к единице, но газокинетический радиус иона лития очень мал по сравнению с радиусом атома гелия. Для иона ртути ситуация обратная – ион ртути значительно тяжелее и его радиус больше радиуса атома гелия.

Отметим важную особенность дрейфа ионов в собственном газе. Даже при достаточно высокой приведенной напряженности электрического поля не происходит формирование сильно сверхзвукового ионного потока, при котором скорость направленного движения (скорость дрейфа ионов) значительно превышает скорость теплового хаотического движения. Это связано с тем, что при увеличении напряженности поля наряду с увеличением скорости дрейфа происходит увеличение дисперсии функции распределения из-за столкновений с рассеянием назад при резонансной передаче заряда от атома иону. При дрейфе ионов металла в гелии столкновения с резонансной передачей заряда отсутствуют, что приводит к уменьшению теплового разброса скоростей и увеличению направленной скорости дрейфа. Оба этих фактора приводят к увеличению числа Маха, которое определяется как отношение направленной скорости потока и тепловой.

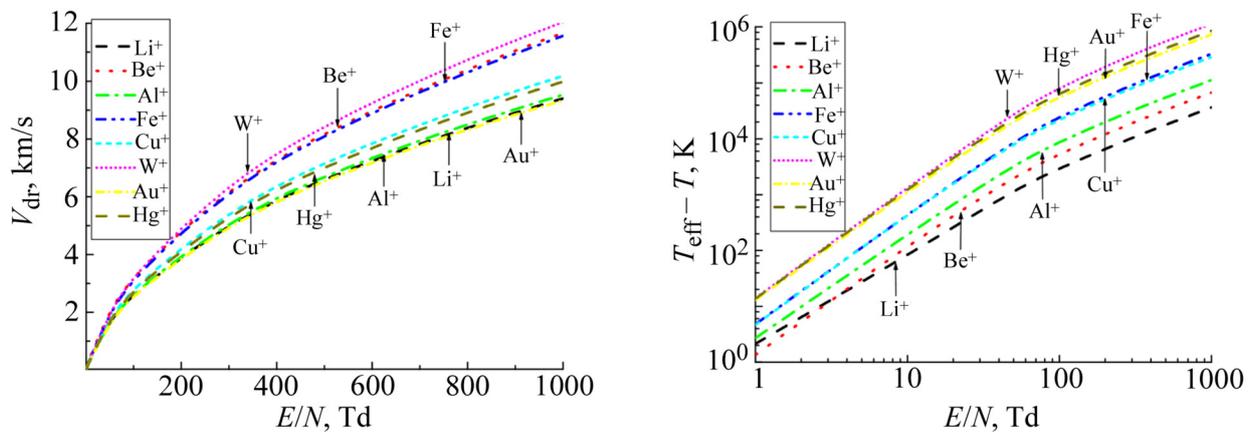


Рис. 1: Зависимости скорости дрейфа различных ионов при дрейфе в гелии от приведенной напряженности электрического поля.

Рис. 2: Зависимости эффективной температуры различных ионов при дрейфе в гелии от приведенной напряженности электрического поля.

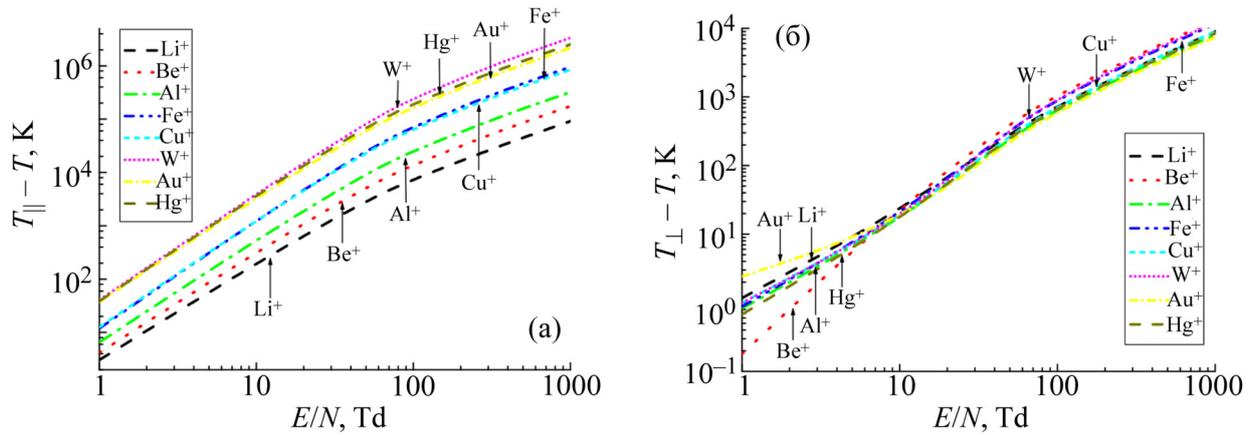


Рис. 3: Зависимости разогрева продольной (а) и поперечной (б) температур различных ионов при дрейфе в гелии от приведенной напряженности электрического поля.

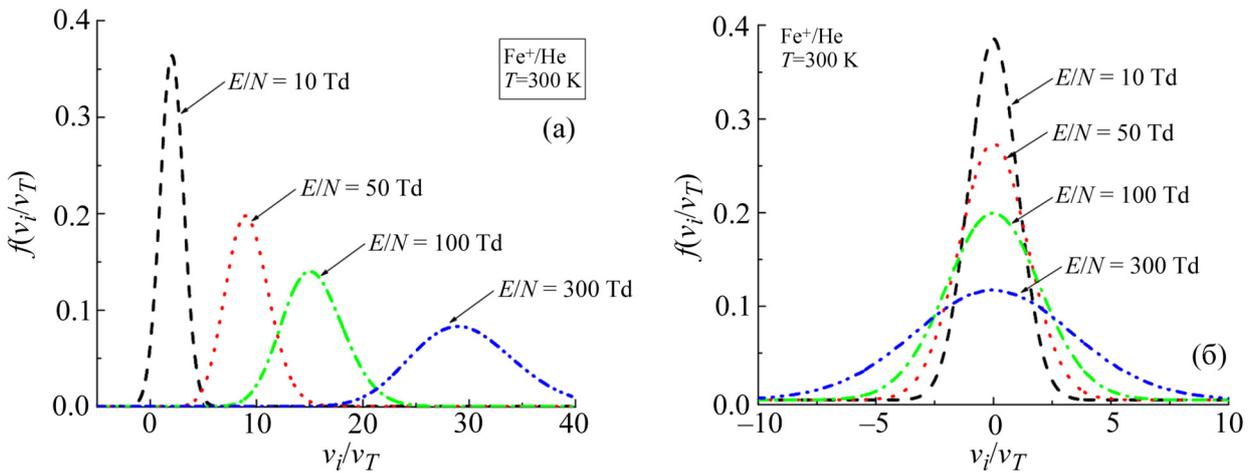


Рис. 4: Результаты расчета функции распределения ионов железа по скорости вдоль направления поля (а) и поперек направления поля (б) при дрейфе в гелии при различных напряженностях электрического поля.

На рис. 1–4 приведены основные характеристики дрейфа в постоянном и однородном электрическом поле ионов лития, бериллия, железа, меди, вольфрама, золота и ртути в гелии при стандартной плотности газа $N_0 = 2.686763 \cdot 10^{19}$ атомов в см^3 (число Лошмидта) и температуре 300 К.

На рис. 1 приведены зависимости скорости дрейфа ионов от приведенной напряженности электрического поля. Скорость дрейфа ионов в газе при воздействии постоянного и однородного электрического поля определяется выражением $u = KE$, где K – коэффициент подвижности ионов, E – напряженность электрического поля. Коэффициент подвижности в этом уравнении является функцией плотности, температуры атомов, а также напряженности поля, поэтому его смысл заключается только в том, что при нулевом поле скорость дрейфа равна нулю.

Скорость дрейфа при не очень высокой температуре атомов и слабой напряженности поля определяется сечением поляризационного взаимодействия, соответственно, подвижность ионов зависит только от приведенной массы сталкивающихся частиц и поляризуемости атома. Поляризационная подвижность K_{pol} в единицах $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при стандартной плотности атомов газа определяется известным выражением [1–3, 8, 9]:

$$K_{\text{pol}} = 13.853(\alpha_d \mu)^{-1/2}. \quad (1)$$

Здесь α_d – поляризуемость в кубических ангстремах, μ – приведенная масса в граммах на моль [1, 2, 8, 9].

В случае столкновения легкой частицы и частиц с большой разницей масс, $m \ll M$, их приведенная масса $\mu = mM/(m + M)$ приблизительно равна массе легкой частицы: $\mu = m/(1 + m/M) \approx m$. Поэтому в случае преобладания поляризационных столкновений зависимость от массы тяжелого (по сравнению с атомом) иона пропадает. Соответственно, в нашем случае дрейфа тяжелого иона в гелии, $m_i \gg m_a$, величина коэффициента подвижности при малых полях определяется только массой и поляризуемостью атомов гелия, что и наблюдается на графиках зависимости скорости дрейфа от поля. Начальный участок зависимости скорости дрейфа от поля на рис. 1 показывает, что скорость дрейфа растет с увеличением поля по линейному закону и угол наклона прямой, т.е. коэффициент подвижности всех ионов всех сортов, приблизительно одинаков.

Важной характеристикой ионного потока является средняя кинетическая энергия ионов, которая связана с эффективной температурой ионов соотношением $\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m_i \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} T_{\text{eff}}$. Именно эффективная температура ионов (определяемая как две трети средней энергии) должна учитываться при определении макроскопических характеристик плазмы, например, радиуса Дебая. Зависимости эффективной температуры различных ионов при дрейфе в гелии от приведенной напряженности электрического поля приведены на рис. 2.

В соответствии с теорией Ванье [1–3, 8, 9] средняя энергия иона равна

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

Первые два члена в правой части (2) определяют энергию дрейфующих ионов, имеющих температуру атомов, третий член учитывает хаотизацию направленного движения. Более показательной для исследования влияния напряженности электрического поля на среднюю энергию ионов является величина разогрева ионов: $T_{\text{eff}} - T_{\text{atom}} = \frac{1}{3}m_i v_d^2 + \frac{1}{3}m_a v_d^2$. Тогда, в случае тяжелых ионов $m_i \gg m_a$, величина разогрева ионов в теории Ванье определяется их массой и скоростью дрейфа. Следовательно, в слабом поле $T_{\text{eff}} - T_{\text{atom}} \propto m_i$. На рис. 2 приведены графики зависимости величины разогрева ионов различных сортов от E/N при их дрейфе в гелии. В отличие от скорости дрейфа здесь имеется сильная зависимость средней энергии иона от его сорта даже при слабых полях.

На рис. 3 приведены графики зависимости величин разогрева продольной (а) и поперечной (б) температур ионов различных сортов при их дрейфе в гелии от приведенной напряженности электрического поля ионов.

На рис. 4 для случая дрейфа ионов железа в гелии представлены результаты расчета функций распределения по скоростям вдоль направления поля (рис. 4(а)) и поперек направления поля (рис. 4(б)). Различные кривые соответствуют четырем значениям напряженности поля E/N : 10, 50, 100 и 300 Тд. Эти зависимости характеризуют различные режимы дрейфа:

- случай слабого поля (отклонение от равновесного распределения невелико и скорость дрейфа ионов мала по сравнению с тепловой скоростью ионов),
- умеренного – отклонение от равновесного распределения значительно (скорость дрейфа ионов сравнима с их тепловой скоростью),
- сильного – отклонение от равновесного значительно и отличается от него качественно (когда скорость дрейфа ионов значительно больше тепловой скорости ионов).

Как видно из рис. 4, при высоких значениях E/N имеет место существенный разогрев ионов и в распределении ионов по скоростям имеется большая анизотропия в распределении по скоростям ионов. Разогрев ионов может существенным образом влиять на экранирование заряда пылинок в плазме [11, 12], анизотропия функции распределения приводит к изменению сил увлечения и взаимодействия пылинок между собой [13, 14].

Из анализа функций распределения ионов по скоростям следует, что в распределении по модулю скорости и по проекциям скоростей имеются существенные отклонения

от соответствующих максвелловских распределений. Причем имеет место отличие не только в хвостах функций распределения, но и в центральной части. Соответственно, функция распределения ионов по скоростям при их дрейфе в газе не может быть описана гауссовой кривой.

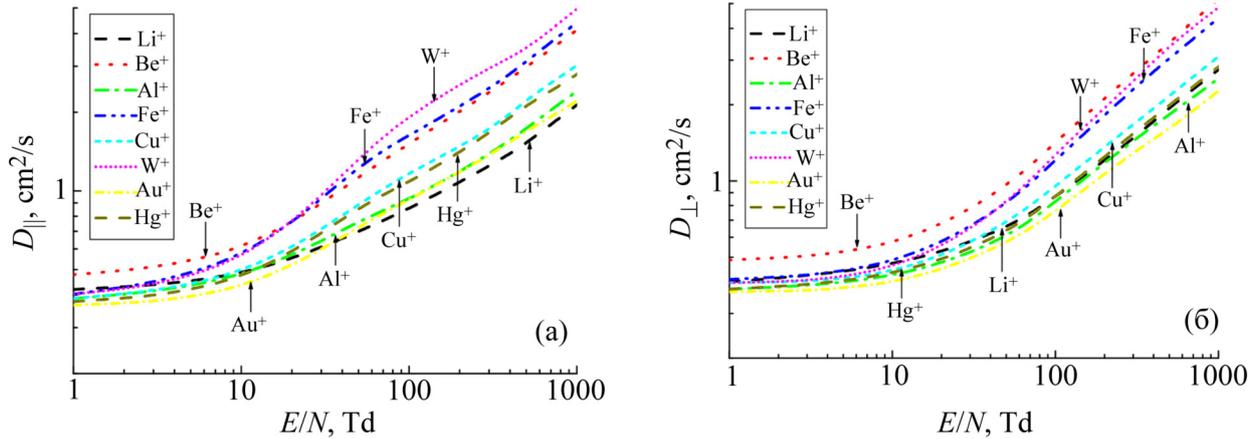


Рис. 5: Зависимости коэффициентов продольной (а) и поперечной (б) диффузии различных ионов при дрейфе в гелии от приведенной напряженности электрического поля.

На рис. 5 приведены зависимости коэффициентов продольной (а) и поперечной (б) диффузии различных ионов при дрейфе в гелии от приведенной напряженности электрического поля. Так как имеется большая разница между продольной и поперечной температурами ионов T_{\parallel} и T_{\perp} (см. рис. 2), сильно различаются и коэффициенты диффузии вдоль и поперек поля. Отметим, что в сильном поле зависимость от отношения масс сильнее проявляется для диффузии в продольном направлении.

Заключение. В работе приведены результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик дрейфа ионов различных металлов в гелии. Приведены данные по зависимости от напряженности от электрического поля коэффициентов подвижности и диффузии, эффективной, продольной и поперечной температур. Проанализировано влияние отношения масс иона и атома на характеристики дрейфа. Показано, что функции распределения ионов по проекциям скоростей радикально отличаются от максвелловской, как в центральной части (в области тепловых скоростей), так и в хвостах функций распределения. Полученные результаты могут иметь практическое применение при выборе условий экспериментов и анализе экспериментальных данных.

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

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] И. Мак-Даниэль, Э. Мэсон, *Подвижность и диффузия ионов в газах* (М., Мир, 1976).
- [2] H.W. Ellis et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **17**(3), 177 (1976).
- [3] L.A. Viehland et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **60**, 37 (1995).
- [4] R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, *Plasma Physics Reports* **44**(4), 453 (2018).
- [5] S. A. Maiorov, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **34**(7), 214 (2007).
- [6] S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, et al., *Phys. Plasmas*. **15**(9), 093701 (2008); DOI: 10.1063/1.2977763.
- [7] S. N. Antipov, E. In, S. A. Maiorov, et al., *J. Exp. Theor. Phys.* **112**(3), 482 (2011).
- [8] S. A. Maiorov, *Plasma Phys. Rep.* **35**(9), 802 (2009).
- [9] R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, *Plasma Physics Reports* **43**(1), 75 (2017).
- [10] В. С. Курбанисмаилов, С. А. Майоров, О. А. Омаров, Г. Б. Рагимханов, *Журнал технической физики*, выпуск 3, 384 (2019); DOI: 10.21883/JTF.2019.03.47173.251-18.
- [11] S. A. Maiorov, S. V. Vladimirov, N. F. Cramer, *Plasma Physics Reports* **28**(11), 946 (2002).
- [12] S. A. Maiorov, *Plasma Physics Reports* **30**(9), 766 (2004).
- [13] S. A. Maiorov, B. A. Klumov, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **40**(10), 285 (2013).
- [14] S. A. Maiorov, *Plasma Physics Reports* **32**(9), 737 (2006).

Поступила в редакцию 17 июля 2019 г.

После доработки 27 февраля 2020 г.

Принята к публикации 28 февраля 2020 г.