

УДК 533.9

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФФУЗИИ И ДРЕЙФА ИОНОВ ГЕЛИЯ В СОБСТВЕННОМ ГАЗЕ ОТ ЕГО ТЕМПЕРАТУРЫ

Р. И. Голятина¹, С. А. Майоров²

Газовый разряд при пониженной температуре атомов обладает рядом особенностей, которые могут проявляться в экспериментах с пылевой плазмой. Например, при криогенных температурах стенок газоразрядной трубки имеет место сильная анизотропия функции распределения ионов по скоростям, что, в свою очередь, может вызывать значительное изменение свойств пылевых структур. В работе выполнен анализ зависимостей характеристик дрейфа ионов гелия в постоянном и однородном электрическом поле от температуры атомов собственного газа.

Ключевые слова: дрейф ионов, электрическое поле, собственный газ, благородные газы, формула Фроста, соотношение Ванье, аппроксимация подвижности, эффективная температура.

Криогенные разряды уже давно привлекают значительное внимание исследователей [1–6]. Тем не менее, в литературе практически отсутствуют данные о зависимостях основных характеристик дрейфа ионов от температуры газа [7]. Но совершенно очевидно, что влияние температуры атомов на характеристики дрейфа ионов очень велико, а дрейф и диффузия ионов в электрическом поле (напр., амбиполярная диффузия ионов из положительного столба тлеющего разряда) в значительной мере определяют характеристики разряда.

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

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

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

² Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Это распределение имеет два параметра – среднюю скорость ионов W (скорость дрейфа) и температуру ионов T_i , которая определяет тепловой разброс скоростей ионов $V_T = (T_i/m)^{1/2}$. Причем температура ионов может отличаться от температуры атомов.

В случае сильных полей или низких температур газа отклонение функции распределения ионов от максвелловской (в том числе, и от сдвинутой максвелловской) может быть весьма значительным. Введение ионной температуры, отличающейся от температуры атомов, зачастую оказывается недостаточным для описания функции распределения ионов [8, 9]. Кроме того, средняя энергия хаотического движения ионов вдоль электрического поля и поперек него также могут сильно отличаться.

В этом случае имеет смысл введение двух различных температур ионов – вдоль поля T_{\parallel} и поперек поля T_{\perp} . Тогда средняя энергия иона складывается из направленного и хаотического движения ионов с различной дисперсией по отношению к направлению дрейфа:

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

Для учета влияния разогрева ионов при дрейфе в электрическом поле удобно ввести понятие эффективной ионной температуры

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

которая складывается из теплового движения ионов и энергии направленного движения и вместе со скоростью дрейфа является усредненной (гидродинамической) характеристикой потока ионов. Именно эффективная температура ионов, как мера их средней энергии, определяет, напр., ионный радиус Дебая. Отметим, что эффективная температура не является температурой в термодинамическом смысле, а имеет смысл некоего энергетического показателя. Ситуация аналогична введению энергетического коэффициента Таунсенда для электронов, который равен температуре электронов только в случае максвелловского распределения электронов по энергии.

Рассмотрим дрейф ионов гелия в собственном газе в однородном электрическом поле при плотности атомов $2.69 \cdot 10^{19}/\text{см}^3$ и приведенной напряженности электрического поля $E/N = 10, 30$ и 100 Td. Результаты расчетов представлены в табл. 1–3 и на рис. 1–3. Расчеты выполнены для температур газа в диапазоне от 1 до 10000 К, который покрывает весь интересный для практики диапазон температур – от экспериментов с криогенными разрядами до экспериментов при повышенных температурах газа.

Для расчетов использовалась модель ион-атомных столкновений, реализованная методом Монте-Карло [8–14]. В ней учитывались поляризационное взаимодействие ионов

с атомами, резонансная передача заряда и короткодействующее отталкивание электронных оболочек (более подробное описание см. [8, 9]). Розыгрыш столкновений ионов совместно с интегрированием их уравнений движения позволяет вычислять все интегральные характеристики дрейфа ионов.

Т а б л и ц а 1

Характеристики потока ионов гелия при их дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле в собственном газе при плотности атомов $2.69 \cdot 10^{19}/\text{см}^3$, приведенной напряженности электрического поля $E/N = 10 \text{ Td}$

T, К	W, km/s	T_{eff} , К	T_{\parallel} , К	T_{\perp} , К	D_l , cm ² /s	D_t , cm ² /s	m.f.p., nm	BS/ (BS+Iso)
1	0.5	74	172	24	0.054	0.036	28.1	0.057
3	0.5	75	173	26	0.057	0.038	28.3	0.059
10	0.48	80	175	32	0.065	0.046	28.9	0.068
30	0.44	88	168	48	0.080	0.065	30.4	0.095
100	0.37	141	200	111	0.140	0.127	35.3	0.178
300	0.27	322	357	305	0.260	0.252	44.5	0.312
1000	0.17	1010	1025	1003	0.541	0.541	57.5	0.454

Т а б л и ц а 2

Характеристики потока ионов гелия при их дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле в собственном газе при плотности атомов $2.69 \cdot 10^{19}/\text{см}^3$, приведенной напряженности электрического поля $E/N = 30 \text{ Td}$

T, К	W, km/s	T_{eff} , К	T_{\parallel} , К	T_{\perp} , К	D_l , cm ² /s	D_t , cm ² /s	m.f.p., nm	BS/ (BS+Iso)
1	1.0	293	730	74	0.123	0.071	47.6	0.197
3	1.0	295	734	76	0.127	0.073	47.5	0.198
10	1.0	301	742	81	0.137	0.078	47.4	0.202
30	0.98	291	683	95	0.136	0.090	47.5	0.215
100	0.89	326	674	152	0.188	0.137	47.7	0.255
300	0.73	458	709	333	0.290	0.251	50.6	0.340
1000	0.51	1081	1213	1016	0.554	0.537	59.0	0.458

Т а б л и ц а 3

Характеристики потока ионов гелия при их дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле в собственном газе при плотности атомов $2.69 \cdot 10^{19}/\text{см}^3$, приведенной напряженности электрического поля $E/N = 100 \text{ Td}$

T, К	W, km/s	T_{eff} , К	T_{\parallel} , К	T_{\perp} , К	D_l , cm ² /s	D_t , cm ² /s	m.f.p., nm	BS/ (BS+Iso)
1	2.1	1131	2973	210	0.278	0.114	70.4	0.373
3	2.1	1145	3009	212	0.285	0.116	70.3	0.373
10	2.1	1174	3085	218	0.307	0.121	70.0	0.373
30	2.1	1082	2783	232	0.261	0.124	70.2	0.381
100	2.0	1140	2841	290	0.318	0.160	69.0	0.391
300	1.8	1214	2717	462	0.401	0.251	67.6	0.420
1000	1.5	1658	2745	1114	0.629	0.519	67.4	0.476

В табл. 1 представлены результаты расчетов для приведенной напряженности электрического поля $E/N = 10 \text{ Td}$. Отметим, что обычно приводятся экспериментальные и расчетные данные только для скорости дрейфа [7, 11–14], но для анализа свойств газового разряда необходимы и другие кинетические характеристики дрейфа ионов. В табл. 1 приведены температура атомов газа, скорость дрейфа ионов, эффективная температура ионов, определяемая как две третьих средней энергии, поперечная, продольная температуры, коэффициенты диффузии вдоль и поперек направления поля, средняя длина свободного пробега ионов и доля столкновений с рассеянием назад по отношению к общему числу столкновений. В табл. 2 и 3 собраны результаты для приведенной напряженности электрического поля $E/N = 30$ и 100 Td .

На рис. 1 приведены гидродинамические характеристики дрейфа ионов гелия в собственном газе в зависимости от его температуры: а) скорость дрейфа; б) эффективная температура ионов. Три кривые на графике соответствуют различным приведенным напряженностям электрического поля: $E/N = 10, 30$ и 100 Td .

При низкой температуре атомов T_a величина разогрева ионов значительно превышает температуру атомов: $T_{\text{eff}} - T_a \gg T_a$, следовательно, относительная скорость ионов и атомов определяется только средней скоростью ионов. В этом случае частота столкновений и скорость дрейфа ионов не зависят от температуры атомов. При $T_a < 10 \text{ K}$ зависимость скорости дрейфа от напряженности поля близка к закону зависимости скорости дрейфа для сильного поля: $W \propto E^{1/2}$, а при $T_a > 100 \text{ K}$ – к закону зависимости скорости дрейфа в слабом поле: $W \propto E$.

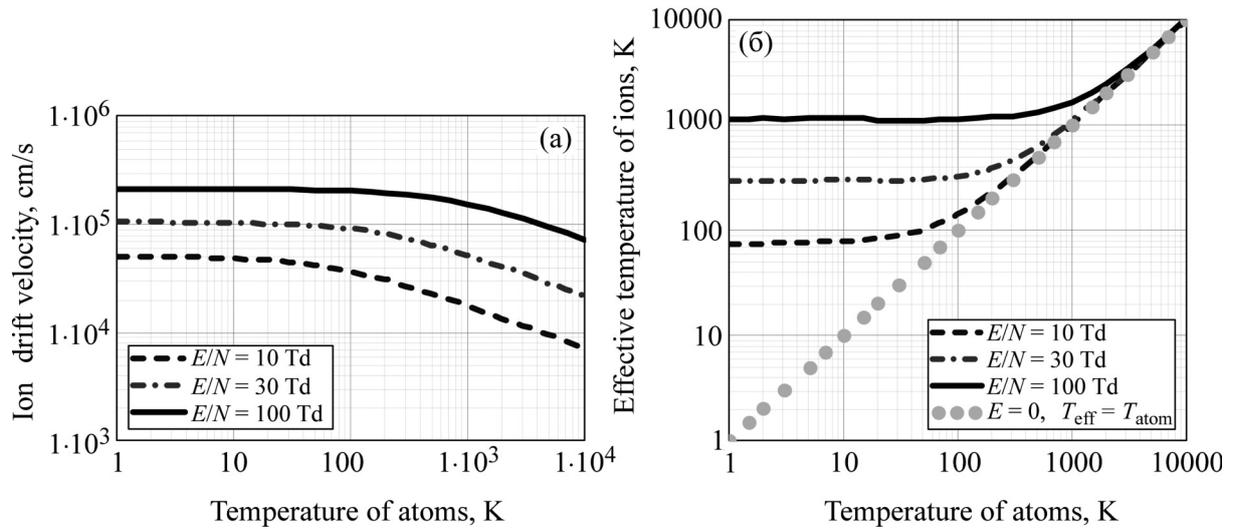


Рис. 1: Гидродинамические характеристики дрейфа ионов гелия в собственном газе при плотности атомов $2.69 \cdot 10^{19}/\text{см}^3$ в зависимости от его температуры: (а) скорость дрейфа ионов; (б) эффективная температура ионов (две третьих от средней кинетической энергии ионов) – жирные точки соответствуют условию равновесия ионов с атомами: $T_{\text{eff}} = T_{\text{atom}}$. Дрейф происходит в постоянном и однородном электрическом поле с приведенной напряженностью поля $E/N = 10, 30$ и 100 Td (соответственно – штрихованные, штрихпунктирные и сплошные кривые).

Увеличение температуры газа $T_a > 100$ К вызывает падение скорости дрейфа из-за увеличения доли столкновений с рассеиванием назад, так как диффузионное сечение, сечение изотропного рассеяния и рассеяния назад связаны соотношением $Q_m = Q_{\text{iso}} + 2Q_{\text{BS}}$. Отметим интересную особенность: падение скорости дрейфа при увеличении температуры газа имеет место, несмотря на увеличение средней длины свободного пробега.

Для каждой напряженности поля существует значение некоторой критической температуры газа $T_0(E/N)$, которая определяет границу сильной неравновесности ионной подсистемы: $T_{\text{eff}} > 2T_a$. Из рис. 1(б) находим, что $T_0(E/N = 10, 30, 100 \text{ Td}) = 60, 200, 700$ К. Соответственно, переход к криогенным температурам соответствует помимо многих других факторов также и переходу к сильной неравновесности ионной подсистемы.

На рис. 2 представлены кинетические характеристики дрейфа ионов гелия в собственном газе в зависимости от его температуры: (а) коэффициент диффузии ионов в направлении вдоль поля; (б) коэффициент диффузии ионов в направлении поперек

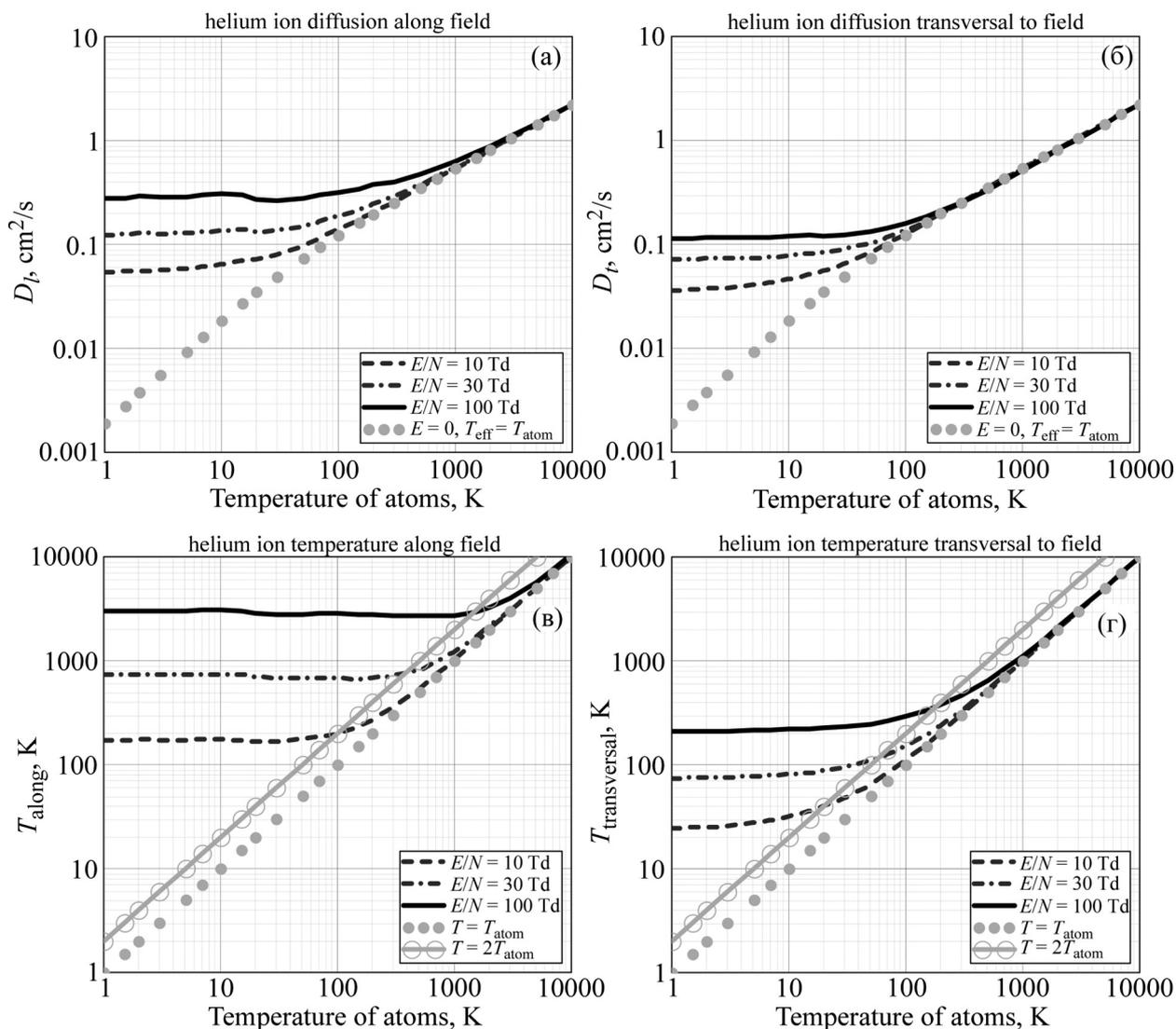


Рис. 2: Кинетические характеристики дрейфа ионов гелия в собственном газе в зависимости от его температуры: (а) коэффициент диффузии ионов в направлении вдоль поля; (б) коэффициент диффузии ионов в направлении поперек поля – жирными точками отмечены зависимости коэффициента диффузии при отсутствии поля; (в) тепловой разброс скоростей (температура) вдоль поля; (г) тепловой разброс скоростей (температура) в направлении поперек поля. Прямые с кружочками соответствуют условию сильного поля, когда величина разогрева ионов (в продольном и поперечном направлениях) сравнивается с тепловой энергией атомов: $T_{\text{eff}} = 2T_{\text{atom}}$.

поля; (в) тепловой разброс скоростей (температура) вдоль поля; (г) тепловой разброс скоростей (температура) в направлении поперек поля.

Для продольной и поперечной температур также может быть определена температура атомов, определяющая границу сильной неравновесности ионной подсистемы. Из рис. 2(в) находим, что критическая температура атомов, при которой наступает сильная неравновесность распределения ионов по скоростям в направлении вдоль поля (с учетом направленного движения ионов): $T_0(E/N = 10, 30, 100 \text{ Td}) = 120, 300, 1500 \text{ K}$. Из рис. 2(г) находим, что критическая температура атомов, при которой наступает сильная неравновесность ионной подсистемы в направлении поперек поля равна: $T_0(E/N = 10, 30, 100 \text{ Td}) = 20, 70, 200 \text{ K}$. Т.е. неравновесность поперечной температуры наступает при значительно более сильном охлаждении газа, и характерные значения перехода в сильной неравновесности приходятся как раз на область криогенных разрядов. Отметим, что температура ионов в поперечном направлении часто полагается равной температуре атомов [7].

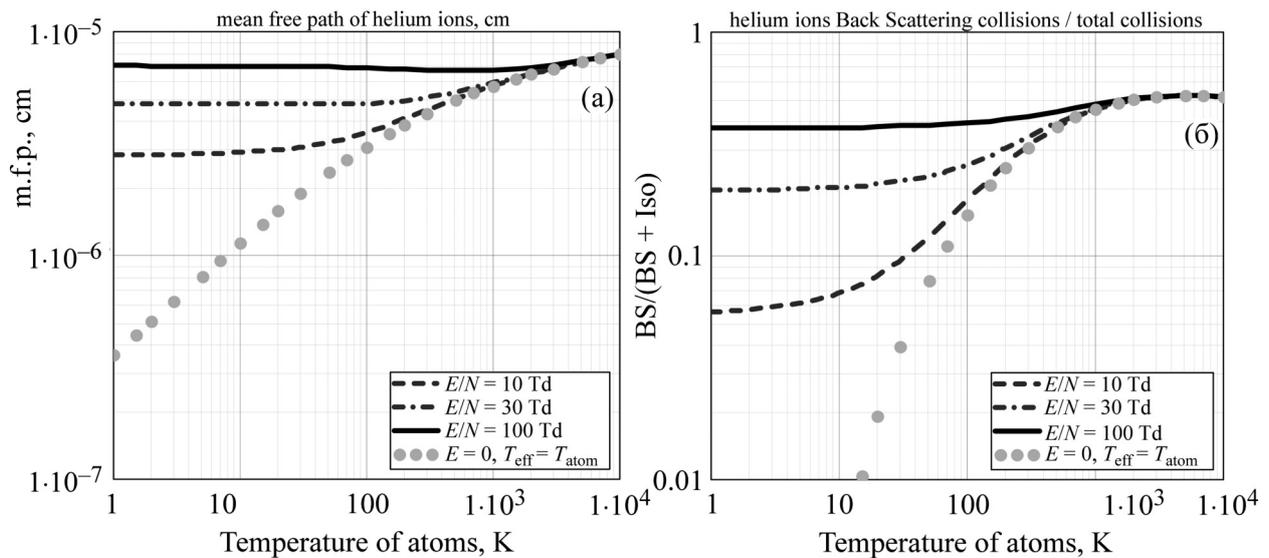


Рис. 3: Характеристики столкновений ионов гелия с атомами гелия при их дрейфе в зависимости от температуры атомов: (а) длина свободного пробега; (б) доля столкновений с рассеянием назад за счет резонансной перезарядки по отношению к общему числу столкновений – жирными точками отмечены зависимости при отсутствии поля, т.е. когда ионы находятся в равновесии с атомами.

На рис. 3 представлены средние характеристики столкновений ионов с атомами в зависимости от температуры атомов: (а) длина свободного пробега; (б) доля столкно-

вений с рассеянием назад за счет резонансной перезарядки по отношению к общему числу столкновений (в число столкновений не включены столкновения с рассеянием на малые углы).

Имеет место неожиданный и нетривиальный факт: хотя сечения с перезарядкой и являются наибольшими, столкновения с рассеиванием назад составляют лишь 10–50 процентов от общего числа столкновений (в связи с этим см. [11], где сделана попытка аппроксимации столкновений в виде суммы столкновений с изотропным рассеиванием и рассеиванием назад). В работе [10] этот вопрос рассмотрен более подробно, и сделаны расчеты для всех благородных газов.

Из приведенных данных следует, что газодинамические параметры (скорость дрейфа и эффективная температура) ионного потока для напряженностей поля 30 и 100 Тд меняются незначительно. Несколько сильнее они меняются при более низком поле. Скорость дрейфа падает с увеличением температуры газа, эффективная температура ионов растет.

Коэффициенты диффузии ионов в продольном и поперечном к полю направлениях растут с увеличением температуры, при низких температурах имеется очень сильная анизотропия – продольная диффузия значительно превышает поперечную диффузию. Соответствующая разница имеется между продольной и поперечной температурами. Отметим, что для диффузии электронов в газе поперечная диффузия обычно превышает продольную в силу специфики электрон-атомных столкновений. Анализ характеристик столкновений показывает, что длина свободного пробега очень слабо зависит от температуры газа при сильном поле, а доля столкновений с рассеянием назад велика и при низкой температуре.

Данные расчеты могут использоваться при анализе и планировании экспериментов с пылевой плазмой в условиях криогенного разряда, при рассмотрении разряда в смеси тяжелого и легкого газов [15, 16]. Дрейф и диффузия ионов при сверхнизких температурах газа играют важную роль при рассмотрении ультрахолодной плазмы [17, 18].

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 14-12-01440).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] D. Paul Goldan and L. Goldstein, Phys. Rev. **138**, A39 (1965).
- [2] И. Я. Фуголь, В. Н. Самоваров, М. Т. Старков, ЖЭТФ **60**, вып.5, 1637 (1971).

- [3] Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин, А. А. Раковец, *Криогенные разряды* (М., Наука, 1988).
- [4] Л. М. Василяк, С. П. Ветчинин, В. С. Зимнухов и др., *ЖЭТФ* **123**(3), 493 (2003).
- [5] С. Н. Антипов, Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин и др., *ЖЭТФ* **133**(4), 948 (2008).
- [6] W. Sekine, O. Ishihara, and M. Rosenberg, *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **8**, 290 (2009).
- [7] И. Мак-Даниэль, Э. Масон, *Подвижность и диффузия ионов в газах* (М., Мир, 1976).
- [8] С. А. Майоров, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **34**(7), 44 (2007).
- [9] С. А. Майоров, *Физика плазмы* **35**(9), 869 (2009).
- [10] С. А. Майоров, В. Н. Цытович, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **39**(3), 14 (2012).
- [11] D. Piscitelli, A.V. Phelps, J. Urquijo, et al., *Phys. Rev. E* **68**, 046408 (2003).
- [12] S. Robertson and Z. Sternovsky, *Phys. Rev. E* **67**, 046405 (2003).
- [13] Zhong-Ling Dai and You-Nian Wang, *Phys. Rev. E* **69**, 036403 (2004).
- [14] S. Longo and P. Diomede, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **26**, 177 (2004).
- [15] T. S. Ramazanov, T. T. Daniyarov, S. A. Maiorov, et al., *Contrib. Plasma Phys.* **50**, 42 (2010).
- [16] С. Н. Антипов, М. М. Васильев, С. А. Майоров и др., *ЖЭТФ* **139**(3), 554 (2011).
- [17] T. C. Killian, *Science* **316**, 705 (2007).
- [18] С. Я. Бронин, Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер и др., *ЖЭТФ* **139**(4), 882 (2011).

Поступила в редакцию 23 сентября 2015 г.