

---



---

**ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ  
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**


---



---

УДК 537.525

**КОНСТАНТА СКОРОСТИ ХЕМИИОНИЗАЦИИ  
МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ НЕОНА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ  
ПРИ КРИОГЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ**
© 2021 г. В. В. Шумова<sup>1,2\*</sup>, Д. Н. Поляков<sup>1</sup>, Л. М. Василяк<sup>1</sup><sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия<sup>2</sup>Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова  
Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: shumova@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 28.12.2020;

после доработки 11.02.2021;

принята в печать 22.02.2021

Проведено моделирование экспериментально полученной зависимости от давления  $P$  приведенной напряженности  $E$  электрического поля,  $E/N$  ( $N$  – концентрация газа), в положительном столбе тлеющего разряда в неоне при температуре 77 К и давлении 20–200 Па. Плазма разряда описывалась моделью в диффузионно-дрейфовом приближении. В результате моделирования получена величина скорости хемионизации метастабильных атомов неона при 77 К, равная  $0.64 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Получено, что с повышением давления влияние скорости процессов с участием метастабильных атомов на относительную точность моделирования зависимости  $E/N$  от  $P$  увеличивается.

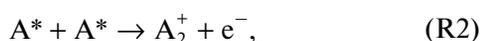
**Ключевые слова:** хемионизация, неон, тлеющий разряд, электрофизические параметры плазмы, криогенная температура.

DOI: 10.31857/S0207401X21080112

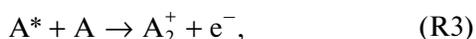
**ВВЕДЕНИЕ**

Хемионизация играет немаловажную роль в процессах, протекающих в широком диапазоне температур: от пламен и высокотемпературного пиролиза [1–6] до низкотемпературной плазмы газовых разрядов [7, 8]. Так, наблюдается прямая связь между хемионизацией и хемилюминесценцией за ударными волнами [3, 4]; совместно с термической ионизацией хемионизация имеет определяющее значение при ударно-волновом нагреве газа [5, 6], а также является основным источником ионов в прикатодной области в газовых разрядах [8].

Под хемионизацией при столкновении возбужденных атомов  $A^*$  понимают процессы типа



и при столкновении возбужденных атомов с атомами  $A$  –



в которых ионизация с образованием ионов  $A^+$  и молекулярных ионов  $A_2^+$  происходит за счет внутренней энергии сталкивающихся возбужденных

частиц. Такие процессы, как правило, протекают без активационного барьера, а избыток внутренней энергии уносит электрон  $e^-$  [9].

В газоразрядной плазме процессы столкновений, протекающие с тепловыми скоростями с участием возбужденных атомов, непосредственно влияют на концентрации последних [7]. Несмотря на очевидную важность учета процессов хемионизации для моделирования электрофизических и оптических свойств газовых разрядов и длинную историю вопроса, константы скоростей этих процессов изучены недостаточно. Данные о константах скоростей хемионизации базируются на теоретических методах расчета, либо могут быть извлечены из результатов, получаемых различными экспериментальными методами, например методом плазменной электронной спектроскопии, основанным на расшифровке энергетического спектра электронов, образующихся в этих реакциях [7, 9]. Так, с помощью этого метода в работе [10] была измерена концентрация электронов, образующихся в столкновениях между  $2p^53s$ -атомами неона в плазме послесвечения тлеющего разряда низкого давления, и были определены соответствующие константы скоростей при температуре 310 К.

Характеристики плазмы газовых разрядов существенно меняются с изменением температуры газа [11–15]. Охлаждение разряда увеличивает плотность газа при постоянном давлении [15]. При этом обычно возрастает концентрация возбужденных атомов, вследствие чего растет частота парных столкновений возбужденных атомов между собой и связанных с этим нелинейных (по плотности газа) процессов ионизации. Следует отметить, что при росте концентрации газа относительный вклад хемиионизации возрастает, так как частота ионизации, осуществляемой прямым электронным ударом, растет линейно с ростом концентрации газа, а вклад метастабильных атомов растет квадратично. Уменьшение температуры является еще одним фактором для увеличения концентрации метастабильных атомов. В криогенной плазме диффузионные потери метастабильных атомов на стенках уменьшаются из-за снижения их тепловой скорости, поэтому роль нелинейных процессов возрастает. Состав пылевой (комплексной) плазмы, образованной тлеющим разрядом, изменяется как за счет более высокой скорости рекомбинации заряженных частиц плазмы на поверхности пылевых частиц по сравнению со скоростью снятия возбуждения нейтралов, так и за счет повышения температуры электронов [14, 16].

Для описания процессов, происходящих в плазме разряда низкого давления при криогенной температуре, оказалось весьма полезным жидкостное приближение [11]. Такая модель с учетом соответствующих кинетических процессов в положительном столбе тлеющего разряда использовалась также для описания электрофизических характеристик, теплофизических коэффициентов и термодинамических параметров комплексной плазмы [17–19].

В данной работе ставилась задача получить данные о скорости хемиионизации неона при криогенной температуре из сравнения результатов измерений электрических характеристик положительного столба тлеющего разряда и результатов их определения с помощью диффузионно-дрейфовой модели. Данные по константам скоростей хемиионизации в криогенных разрядах в литературе практически отсутствуют, несмотря на отмечаемую в литературе важность этих процессов в широком классе физико-химических процессов [7].

Данные о скорости хемиионизации неона при криогенной температуре необходимы для уточнения модели плазмы положительного столба тлеющего разряда в неоне при криогенной температуре [11]. Поскольку при криогенной температуре константы скоростей столкновительных процессов с участием электронов известны с гораздо более высокой точностью, чем константа скорости хемиионизации, значение последней варьирова-

лось для описания полученных нами ранее экспериментальных данных [11]. Значение константы скорости реакции (R1) с участием двух возбужденных атомов  $Ne(1s_{2,3,4,5})$  при температуре стенки разрядного устройства 77 К предполагается использовать для развития моделей взаимодействия криогенной плазмы с пылевыми облаками. Полученные данные представляются актуальными как для совершенствования приложений комплексной плазмы при низких и криогенных температурах [20, 21], так и развития моделей физико-химических процессов в заряженных аэрозольных слоях атмосферы [22].

### МОДЕЛЬ И ЕЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ

В основу формулировки предлагаемой физико-химической модели легли данные экспериментов по изучению электрических характеристик разряда постоянного тока в неоне при криогенной температуре [11]. В этой работе эксперименты выполнялись в разрядной трубке диаметром 1.65 см, много меньшим ее длины  $d \ll L$ , в диапазонах давлений неона 20–200 Па и тока разряда 0.1–3 мА, при которых плазма положительного столба разряда может быть описана в рамках диффузионно-дрейфовой приближения [14, 17–19, 23].

В настоящее время имеются достаточно детальные модели плазмы неона, учитывающие структуру нижних электронных термов (см., например, [13, 24, 25]). Разработанная нами модель ионизации близка к моделям, предложенным в работах [23, 26] для аргона, а для неона она была реализована в работе [11]. Помимо ионизации, осуществляемой прямым электронным ударом, мы рассматриваем хемиионизацию и ступенчатую ионизацию через метастабильный уровень неона из группы уровней  $2p^53s$  с энергией 16.62 эВ (см. табл. 1). Возбужденные атомы этого уровня участвуют в реакции хемиионизации, а также тушатся в столкновениях с другими атомами либо электронами. Однако, несмотря на важность процессов с участием метастабильных атомов в ионизации, на данном этапе развития модели криогенного разряда мы не проводим рассмотрение тонкой структуры возбужденных уровней неона в связи с отсутствием данных по температурным зависимостям этих процессов. Мы не учитываем реакции (R2), (R3) с образованием молекулярных ионов  $Ne_2^+$ , так как в наших условиях их скорости ниже, чем скорость реакции (R1) [11, 27]. Рекомбинация в объеме плазмы в тройных столкновениях также не учитывается. В модели учитывается диффузия ионов, электронов и метастабильных атомов неона (с концентрациями  $n_i$ ,  $n_e$  и  $n_m$  соответственно) на стенку разрядной трубки и диссипация энергии плазмы на стенке разрядной

Таблица 1. Основные химические реакции в плазме неона низкого давления

Реакция	$\Delta H$ , эВ	Константы скорости	
Ионизация из основного состояния	$\text{Ne} + e^- \rightarrow \text{Ne}^+ + 2e^-$	21.56	$k_i$ [30]
Возбуждение метастабильного уровня	$\text{Ne} + e^- \rightarrow \text{Ne}^* + e^-$	16.62	$k_{exc}$ [30]
Ионизация метастабильного уровня	$\text{Ne}^* + e^- \rightarrow \text{Ne}^+ + 2e^-$	4.94	$k_{im}$ [30]
Хемиионизация	$2\text{Ne}^* \rightarrow \text{Ne}^+ + \text{Ne} + e^-$	—	$k_{ch}$ (см. текст)
Тушение электронами	$\text{Ne}^* + e^- \rightarrow \text{Ne}^{**} + e^-$	—	$k_{qe}^*$ [31]
Тушение атомами	$\text{Ne}^* + \text{Ne} \rightarrow 2\text{Ne}$	—	$k_{qa}$ [32]

\* Суммарная константа скорости тушения метастабильного состояния  $\text{Ne}^*$  в основное или резонансное состояние, обозначенное как  $\text{Ne}^{**}$ .

трубки за счет рекомбинации ионов и тушения возбуждения метастабильных атомов.

Плотности радиальных потоков ионов, электронов и метастабильных атомов ( $J_i$ ,  $J_e$  и  $J_m$  соответственно) в радиальном электрическом поле  $E_r(r)$  определяются суммами дрейфовых и диффузионных составляющих как

$$J_i(r) = \mu_i n_i E_r(r) - D_i \nabla n_i, \quad (1)$$

$$J_e(r) = -\mu_e n_e E_r(r) - D_e \nabla n_e, \quad (2)$$

$$J_m(r) = -D_m \nabla n_m, \quad (3)$$

где  $\mu_{i,e}$ ,  $D_{i,e,m}$  — соответствующие коэффициенты подвижности и диффузии, и удовлетворяют также уравнению непрерывности:

$$\nabla J_{i,e,m} = q_{i,e,m}. \quad (4)$$

Здесь  $q_{i,e,m}$  — скорость рождения частиц в плазме:

$$q_{i,e} = k_i N n_e + k_{im} n_m n_e + k_{ch} n_m^2, \quad (5)$$

$$q_m = k_{exc} N n_e - k_{im} n_m n_e - 2k_{ch} n_m^2 - k_{qa} N n_m - k_{qe} n_m n_e, \quad (6)$$

где  $N$  — концентрация атомов неона,  $k$  — коэффициенты реакций, приведенные в табл. 1.

В разрядной трубке радиусом  $R$  распределения частиц плазмы удовлетворяют граничным условиям  $n_{i,e,m}(r)|_{r=R} = 0$  и условиям для их производных, следующим из симметрии задачи:  $(dn_{i,e}(r)/dr)|_{r=0} = 0$ . Последним условием является равенство интеграла от плотности потока электронов в аксиальном направлении,  $\Gamma_e = \mu_e n_e E$ , по сечению разряда заданному значению тока разряда  $I$ :

$$I = 2\pi e \int_0^R \Gamma_e r dr, \quad (7)$$

где  $E$  — напряженность аксиального электрического поля,  $e$  — заряд электрона.

Температура электронов, транспортные коэффициенты и коэффициенты реакций возбужде-

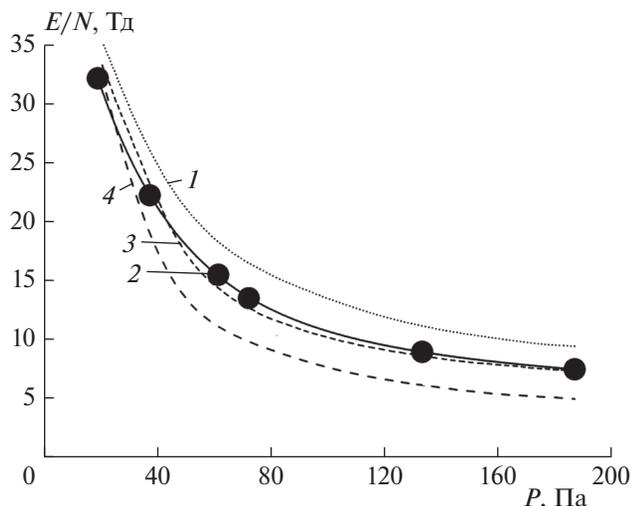
ния и ионизации с участием электронов были получены с использованием кинетической модели Kinetics Boltzmann solver [28] (BOLSIG+ [29]) и данных базы LXCat [30]. С использованием полученных в BOLSIG+ распределений электронов рассчитывались скорости прямой и ступенчатой ионизации. Значение константы скорости хемиионизации  $k_{ch}$ , как уже было сказано выше, варьировалось и обсуждается ниже. Коэффициенты диффузии метастабильных атомов неона экстраполированы по данным из работы [33]. Значение подвижности ионов неона взято из работы [34], а коэффициент диффузии рассчитан по соотношению Эйнштейна.

Система интегро-дифференциальных уравнений решалась методом Рунге–Кутты 4-го порядка точности, а краевая задача — методом стрельбы. В результате моделирования определялись радиальные распределения компонентов плазмы  $n_{e,i,m}(r)$  и значения аксиальной,  $E$ , и самосогласованной радиальной,  $E_r(r)$ , компонент электрического поля. Значения  $E$  сопоставлялись со средней величиной электрического поля, определяемой из экспериментальных измерений падения напряжения в положительном столбе разряда [11].

Следует отметить, что в работе [11] для константы скорости хемиионизации  $k_{ch}$  было использовано рекомендованное для комнатной температуры значение, взятое из работы [35]:  $k_{ch} = 0.38 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При величинах тока, соответствующих нормальному тлеющему разряду, в эксперименте напряженность  $E$  аксиального электрического поля в зависимости от давления неона  $P$  увеличивается, а приведенная напряженность аксиального электрического поля  $E/N$ , где  $N$  — концентрация газа, уменьшается как при комнатной, так и при криогенной температуре [11, 15]. Для нормального разряда при охлаждении растет абсолютная величина напряженности электрического поля, а величина



**Рис. 1.** Зависимость приведенной напряженности продольного электрического поля,  $E/N$ , в разряде с током в 1 мА при температуре 77 К от давления неона, полученная для разных значений константы скорости хемиионизации, отнесенных к значению  $k_{ch} = 0.64 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ : 1 –  $0.5k_{ch}$ , 2 – аппроксимация экспериментальных значений из работы [11], 3 –  $k_{ch}$ , 4 –  $2k_{ch}$ .

приведенной напряженности электрического поля уменьшается. В эксперименте концентрация газа  $N$  в разрядной трубке соответствовала измеряемой температуре стенки для данного давления и была пропорциональна отношению комнатной температуры к измеренной температуре стенки разряда, которая составляет  $295/T$ .

Наши результаты [11] для параметров нормального тлеющего разряда подтверждают экспериментальные зависимости с хорошей точностью. Расчетные зависимости приведенной напряженности аксиального электрического поля  $E/N$  от давления неона  $P$  в сравнении с экспериментальной зависимостью [11] для тока в 1 мА показаны на рис. 1. Наилучшее согласие зависимости  $E/N$  от  $P$  (линия 3) с данными эксперимента (линия 2) получено при значении  $k_{ch} = 0.64 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Для сравнения представлены результаты расчета этой же зависимости с константами  $k_{ch}/2$  и  $2k_{ch}$  (линии 1 и 4).

Чтобы оценить полученное значение  $k_{ch}$ , проведем его сравнение со значениями, используемыми в известных в литературе моделях для расчета констант скоростей атомных столкновений. В работе [8] была использована модель атомных столкновений в классическом приближении Фергюсона [36], предназначенная для расчета сечений реакций между двумя атомами, происходящих с нулевым активационным барьером. При температуре 573 К были получены значения сечений столкновений для различных пар возбужденных атомов неона из конфигурации  $2p^53s$ , весьма

близкие между собой. Поскольку разница в энергиях уровней этой конфигурации мала, а силы осцилляторов для переходов на эти уровни очень близки, в работе [8] был сделан вывод, что сечения скоростей реакции (R1) для любой комбинации атомов из группы уровней  $2p^53s$  практически одинаковы и равны  $\sigma_{3s-3s} = 1.14 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ . Исходя из этих данных, можно получить оценку значения константы скорости хемиионизации при температуре 77 К:  $k_{ch}(77 \text{ К}) = 0.67 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , что хорошо согласуется с результатом нашей численной модели. Литературных данных о расчетах по другим моделям при криогенной температуре для неона нам найти не удалось.

Наши расчеты показывают, что с повышением давления влияние скорости процессов с участием метастабильных атомов на относительную точность моделирования зависимости  $E/N$  от  $P$  увеличивается. Это утверждение согласуется с выводом из работы [11] о том, что с уменьшением температуры разряда вклад в ионизацию процессов с участием возбужденных атомов, включая хемиионизацию, увеличивается, поскольку возрастает как их абсолютная концентрация, так и отношение концентрации метастабильных атомов к концентрации электронов. Роль возбужденных атомов при понижении температуры возрастает также и в других газах. Так, например, в работе [12] наблюдалось многократное увеличение времени жизни метастабильных атомов гелия при понижении температуры. В работе [13] были обнаружены отличия профилей концентрации возбужденных атомов в разряде от распределений Бесселя, зависящие от давления и тока разряда (при комнатной температуре). Эти отличия связаны с вкладами процессов с участием возбужденных атомов в ионизацию и ассоциируются с отклонениями от модели положительного столба Шоттки, в которой основным механизмом ионизации считается ионизация электронным ударом из основного состояния, а гибель электронов и ионов происходит за счет амбиполярной диффузии на стенки разрядной трубки.

Помимо зависимости  $E/N$  от  $P$ , определяющей скорость ионизации, наша модель позволяет анализировать профили концентраций компонент разряда. На рис. 2 представлены радиальные распределения нормированных к значениям на оси разряда концентраций метастабильных атомов  $n_m/n_m(0)$  и электронов  $n_e/n_e(0)$  при разрядном токе 1 мА и давлении 20 и 80 Па. Значения  $n_m(0)$  при 20 и 80 Па были равны  $2.4 \cdot 10^{17}$  и  $9.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а  $n_e(0) = 7.2 \cdot 10^{14}$  и  $2.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Радиальные распределения метастабильных атомов и электронов по сечению разряда изменяются в зависимости от параметров последнего следующим образом. При увеличении давления профили концентраций метастабильных атомов уширяются (кривые 1 и 2), а профили электронов претер-

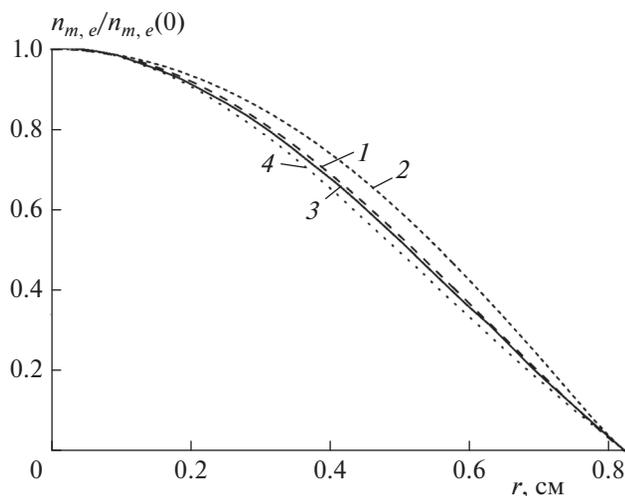


Рис. 2. Нормированные радиальные распределения концентраций метастабильных атомов (1, 2) и электронов (3, 4) в разряде с током в 1 мА при температуре 77 К для давлений неона, равных 20 (1, 3) и 80 Па (2, 4).

певают сужение (кривые 3 и 4). При более низком давлении (20 Па) распределения метастабильных атомов (кривая 1) и электронов (кривая 3) близки к функции Бесселя  $J_0(r)$ , что находится в соответствии с теорией Шоттки. Эти распределения одинаковы в однородном столбе разряда и стратах и имеют следующий вид:  $f(0)J_0(2.4r/R)$ , где  $f(0)$  — значение распределений на оси разряда. Функция Бесселя проходит между линиями 1 и 3 и на рис. 2 не показана, чтобы избежать наложения линий.

Причиной уширения профиля концентраций метастабильных атомов является протекание процессов ступенчатой ионизации и химионизации, что вызывает отклонения от теории Шоттки и, соответственно, приводит к отклонениям полученных профилей от функции Бесселя. Данный вывод согласуется с результатами работы [13], в которой населенности метастабильных атомов неона измерялись абсорбционным методом, а изменение профилей возбужденных состояний неона и электронов в зависимости от тока разряда и давления анализировалось в более широком диапазоне значений. Анализ этих распределений может дать представление о соотношении скоростей образования возбужденных частиц их диффузионным потерям в плазме в зависимости от давления разряда.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование экспериментально полученных электрических характеристик положительного столба тлеющего разряда в неоне при криогенной температуре продемонстрировало степень

влияния процессов с участием возбужденных атомов на зависимости электрических характеристик разряда и распределений возбужденных атомов от давления. Моделирование показало, что учет процессов ступенчатой и химионизации приводит к образованию радиальных профилей концентрации электронов и метастабильных атомов, отличных от распределений Бесселя.

В результате моделирования данных эксперимента с криогенным разрядом получено значение константы скорости химионизации в неоне при температуре 77 К, близкое к данным работы Salinger и Rowe (1968). Полученное значение константы скорости химионизации повышает точность моделирования напряженности электрического поля в разряде при низкой температуре газа и, соответственно, расчета тепловыделения в нем, что весьма важно для развития моделей газоразрядной плазмы, в том числе комплексной, при низких и криогенных температурах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-02-00454.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Деминский М.А., Чернышева И.В., Уманский С.Я. и др. // Хим. физика. 2013. Т. 32. № 7. С. 24.
2. Басевич В.Я., Веденев В.И., Фролов С.М., Романович Л.Б. // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 2. С. 77.
3. Vlasov P.A., Zhiltsova I.V., Smirnov V.N., Tereza A.M., Agafonov G.L., Mikhailov D.I. // Combust. Sci. Technol. 2018. V. 190. Issue 1. P. 57.
4. Agafonov G.L., Mikhailov D.I., Smirnov V.N., Tereza A.M., Vlasov P.A., Zhiltsova I.V. // Combust. Sci. Technol. 2016. V. 188. Issue 11–12. P. 1815.
5. Власов П.А., Демиденко Т.С., Смирнов В.Н., Тереза А.М., Аткин Э.В. // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 11. С. 54.
6. Быкова Н.Г., Забелинский И.Е., Ибрагимова Л.Б., Козлов П.В., Стовбун С.В., Тереза А.М., Шатапов О.П. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 2. С. 35.
7. Ключарев А.Н. // УФН. 1993. Т. 163. № 6. С. 39.
8. Salinger S.N., Rowe J.E. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 9. P. 4299.
9. Kolokolov N.B., Kudrjavitsev A.A. // Phys. Scr. 1994. V. 50. P. 371.
10. Sheverev V.A., Stepaniuk V.P., Lister G.G. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. P. 3454.
11. Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 405202.
12. Sakakibara N., Muneoka H., Urabe K. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 165201.
13. Grigorian G.M., Dyatko N.A., Kochetov I.V. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 073503.
14. Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 065008.

15. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // J. Phys.: Conf. Series. 2018. V. 946. P. 012158.
16. Pikalev A., Pustynnik M., Rath C., Thomas H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 53. P. 075203.
17. Polyakov D., Shumova V., Vasilyak L. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. P. 053301.
18. Шумова В.В., Поляков Д.Н., Василяк Л.М. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 8. С. 71.
19. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // Phys. Lett. A. 2021. V. 389. P. 127082.
20. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M. // Surf. Eng. Appl. Electroch. 2015. V. 51. № 2. P. 143.
21. Becker K.H., Schoenbach K.H., Eden J.G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. R55.
22. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А., Лушников А.А., Эппельбаум Л.В. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 7. С. 33.
23. Tian R., Yuan C., Li H. et al. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 103301.
24. Uhrlandt D., Franke J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 680.
25. Navratil Z., Trunec D., Hrachova V., Kanka A. // Ibid. 2007. V. 40. P. 1037.
26. Lumberopoulos D.P., Economou D.J. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. P. 3668.
27. Shumova V.V., Polyakov D.N., Vasilyak L.M. // J. Phys.: Conf. Series. 2018. V. 1058. P. 012049.
28. Tejero-del-Caz A., Guerra V., Gonçaves D. et al. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 043001.
29. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722; <https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>
30. Pitchford L.C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 330301; <https://nl.lxcat.net>
31. Bogaerts A., Gijbels R. // Spectrochim. Acta, Part B. 1997. V. 52. P. 553.
32. Phelps A.V., Molnar J.P. // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 1202.
33. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975.
34. Brown S.C. // Basic Data Plasma Phys. N.Y.: Wiley, 1959.
35. Klucharev A.N., Vujnović V. // Phys. Rep. 1990. V. 185. P. 55.
36. Ferguson E.E. // Phys. Rev. 1962. V. 128. № 1. P. 210.