

# Общая физика

УДК 533.9

## Расчет характеристик переноса электронов в смеси гелия с ксеноном

Р. И. Голятина, С. А. Майоров

*Рассчитаны и проанализированы характеристики дрейфа электрона в смеси гелия с ксеноном при напряженности электрического поля  $E/N=1-100$  Тд с учетом неупругих столкновений. Показано, что даже незначительная добавка ксенона в гелий, начиная с долей процента, сильно влияет на разряд, в особенности, на характеристики неупругих процессов. Исследовано влияние процентного состава гелия и ксенона на дрейф электронов, в частности, на коэффициенты диффузии и подвижности, частоту ионизации и т. д.*

PACS: 51.50.+v, 51.10.+y, 52.80.Dy, 52.25.Fi

*Ключевые слова:* электрон, дрейф, электрическое поле, неупругие столкновения, упругие столкновения, смесь инертных газов, гелий, ксенон, коэффициенты переноса, Монте-Карло.

### Введение

Диффузия и дрейф электронов в газах исследованы достаточно подробно во многих работах (см, например, книги и обзоры [1—5]). Однако дрейф электронов в смесях газов обладает существенными особенностями, которые могут быть использованы в различных целях. Например, смесь инертного газа с большим потенциалом ионизации и небольшой добавкой тяжелого легкоионизируемого газа может радикально менять характеристики ионного потока [6—8]. Ведь ионный состав в этом случае будет определяться легкоионизируемой добавкой, а движение тяжелых ионов в несобственном газе приводит к формированию сверхзвукового ионного потока [9].

Использование разряда в смесях газов при исследованиях пылевой плазмы показывает, что пылевая компонента при разряде в смеси газов обладает целым рядом интересных особенностей. Добавка в гелий небольшого количества аргона [10, 11], криптона [12] или ксенона [13] приводила к значительному изменению свойств пылевой компоненты.

В настоящей работе рассмотрен дрейф электронов в гелий—ксеноновой смеси с целью изуче-

ния влияния концентрации (доли) ксенона на коэффициенты переноса электронов. Вычислительный эксперимент основан на рассмотрении ансамбля невзаимодействующих между собой электронов, движение которых определяется заданными полями и мгновенными столкновения с атомами.

Модель столкновений основана на процедуре генерации случайных чисел (на методе типа Монте-Карло). Реализация электрон—атомных столкновений методом Монте-Карло позволяет учитывать энергобаланс электронов на основе элементарных актов, в том числе и при неупругих столкновениях. Отметим, что на основе такого численного эксперимента фактически находится решение уравнения Больцмана, а не его двучленного приближения. Кроме того, такая постановка задачи позволяет находить и другие характеристики дрейфа электронов в заданном поле. Например, рассчитаны значения скорости дрейфа, средней энергии электронов, характеристической энергии Таунсенда, соотношение между энергопотерями в упругих и неупругих столкновениях, ионизационный коэффициент Таунсенда. Также вычислены коэффициенты диффузии электронов вдоль и поперек электрического поля и показаны области сильного проявления эффекта анизотропной диффузии.

### Постановка задачи для моделирования методом Монте-Карло дрейфа электронов в газе

Рассмотрим дрейф баланс электронов в стационарном, пространственно-однородном электрическом поле. В типичном для газового разряда

Голятина Русудан Игоревна, научный сотрудник.  
Майоров Сергей Алексеевич, вед. научный сотрудник.  
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.  
Россия, 119991 г. Москва, ул. Вавилова, 38.  
Тел.: 8 (499) 135-02-47. E-mail: dana@avka.com;  
mayorov\_sa@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 августа 2014 г.

© Голятина Р. И., Майоров С. А., 2014

случае средняя энергия электронов значительно превышает энергию атомов. Тогда энергия, получаемая электроном от электрического поля, теряется в упругих столкновениях с более холодными атомами, а также затрачивается на возбуждение атомных уровней и ионизацию. Кроме того, электроны теряют или приобретают энергию при столкновениях с возбужденными атомами, при рекомбинации и т. д. (см, например, книги и обзоры [1—5]).

За счет джоулева нагрева при дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле за единицу времени электрон приобретает в среднем энергию

$$Q_{EW} = eEW, \quad (1)$$

здесь  $e$  — заряд электрона,  $E$  — напряженность электрического поля,  $W$  — скорость дрейфа.

Баланс энергии электронов может быть записан в следующем виде:

$$Q_{EW} = Q_{ea} + Q_{excitation} + Q_{ionization} + Q_{recombination}, \quad (2)$$

где в правой части представлены соответствующие средние энергопотери одного электрона за единицу времени в результате упругих столкновений, затрат на возбуждение, ионизацию и рекомбинацию. Кинетика электронов может быть сильно усложнена такими эффектами, как ступенчатая ионизация, наличием метастабильных атомов, переносом резонансного излучения, сверхупругими столкновениями и т. д. Например, при рекомбинации электрон может приобретать энергию (в энергобалансе переохлажденной плазмы рекомбинационный разогрев играет определяющую роль [13]).

При розыгрыше электрон—атомных столкновений будем полагать, 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, но сечение столкновения полагается зависящим 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 быстро диффундируют за границы рассматриваемого объема и не влияют на распределение электронов по энергии;

4) при ионизации электронным ударом летающий на атом электрон теряет энергию, равную сумме энергии ионизации и кинетической энергии выбитого электрона;

5) процессы рекомбинации электронов и атомов, тушения возбужденных уровней и переноса резонансного излучения не меняют энергии электронов:  $Q_{recombination} = 0$ ;

6) вероятность ионизации и возбуждения определяется сечением реакций, для которых используется линейная аппроксимация, начиная с порога реакции [1—5].

В случае, если дрейф электрона в постоянном и однородном поле определяется только упругими столкновениями с атомами, а напряженность поля такова, что средняя кинетическая энергия электрона значительно превышает энергию (температуру) атомов, то решение двухчленного приближения уравнения Больцмана, т. е. функция распределения электрона по модулю скорости, имеет вид:

$$f_0(v) = A \exp \left( -\frac{3m}{M} \left( \frac{mN}{eE} \right)^2 \int_0^v c^2 \sigma_{el}(c) dc \right), \quad (3)$$

здесь  $m$ ,  $M$  — массы электрона и атома,  $\sigma_{el}$  — сечение упругих столкновений, константа  $A$  — определяется из условия нормировки  $1 = 4\pi \int_0^\infty c^2 f(c) dc$ . При степенной зависимости сечения от скорости:  $\sigma_{el}(c) = \sigma_0 (c/c_0)^r$  интеграл в (3) вычисляется в явном виде [2, 3]. При постоянной частоте столкновений зависимость сечения от скорости имеет вид  $\sigma_{el}(c) = \sigma_0 (c/c_0)^{-1/2}$ , тогда (3) переходит в распределение Максвелла:

$$f_{Maxwell}(\varepsilon) \sim \varepsilon^{1/2} \exp(-\varepsilon/T). \quad (4)$$

При постоянном сечении  $\sigma_{el}(c) = \sigma_0$  от скорости не зависит длина свободного пробега, и распределение (3) переходит в распределение Дривестейна:

$$f_{Drvestain}(\varepsilon) \sim \varepsilon^{1/2} \exp \left[ -(\varepsilon/\varepsilon_D)^2 \right], \quad (5)$$

В общем случае, зависимость сечения столкновений от скорости имеет сложный характер, и для него в диапазоне энергий  $0 < \varepsilon \leq E_1$ ,  $I$  скорее подходит приближение постоянной длины свободного пробега. Поэтому экспериментальные данные о распределении электронов по энергии в газовом разряде обычно лучше описываются распределением Дривестейна, а не Максвелла.

Распределения Дривестейна и Максвелла часто используются при рассмотрении различных задач физики газового разряда. Но все эти модели не учитывают гибели и рождения электронов, поэтому, в принципе, не могут быть применены, на-

пример, к случаю стратифицированного разряда в трубке при пониженном давлении.

Модель неограниченного стока (pipe-line model), наоборот, учитывает рождение электрона с нулевой энергией, дрейф по кинетической энергии с постоянным коэффициентом диффузии и мгновенную гибель при достижении энергии ионизации или возбуждения [3, 5]:

$$f_{pipe-line}(\varepsilon) = 1,5(1 - \varepsilon / I)^{1/2} I. \quad (6)$$

В результате использования этих аппроксимаций для функций распределения часто определяется лишь скорость дрейфа, а остальные важные для моделирования кинетики газового разряда коэффициенты, например, такие как коэффициенты диффузии вдоль и поперек поля, энергетический и первый ионизационный коэффициенты Таунсенда, не определены в силу сложности задачи.

Поэтому численный эксперимент является практически единственным надежным инструментом исследования характеристик дрейфа электронов, в особенности при разряде в смеси газов, когда малые добавки могут значительно влиять на разряд.

### Результаты расчетов и обсуждение

Для моделирования столкновений использовался алгоритм на основе метода Монте-Карло, разработанный для моделирования дрейфа ионов и электронов в газе [14, 15]. При розыгрыше столкновений учитывались известные зависимости сечений столкновений от энергии [1—5, 16]. Детальные результаты расчетов для дрейфа электронов для всех инертных газов представлены в работе [17].

На рис. 1 представлены графики зависимости характеристик дрейфа электронов от приведенной напряженности электрического поля  $E/N$ :

а) скорость дрейфа электронов — сплошная кривая соответствует дрейфу в чистом гелии, сплошная кривая с жирными точками — дрейф в чистом ксеноне, штрихованная кривая с кружочками, штрих пунктирные и штрихованные линии — дрейф в гелии с 5 %, 10 % и 50 % содержанием ксенона;

б) приведенный ионизационный коэффициент Таунсенда, который определяется через число пар, рожденных на 1 см по отношению на единицу числовой плотности атомов — сплошные кривые соответствуют дрейфу в чистом гелии и ксеноне, штрихованная с кружочками, штрих пунктир и штрихованная кривые представляют соответственно расчеты с 0,1%- , 1%- и 2%-содержанием ксенона в гелии.

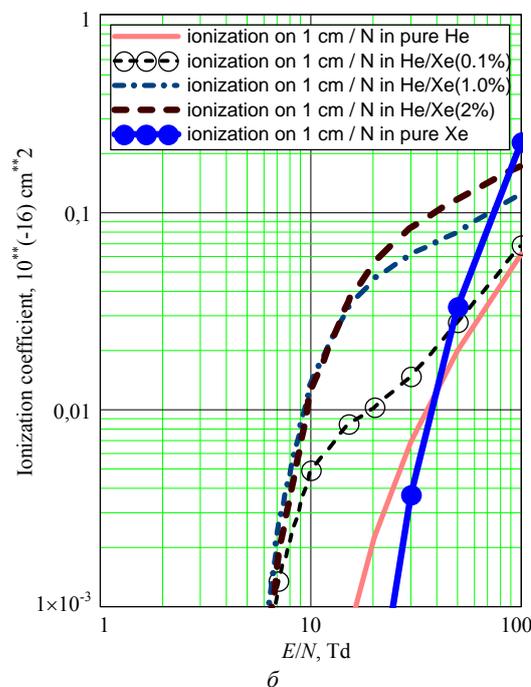
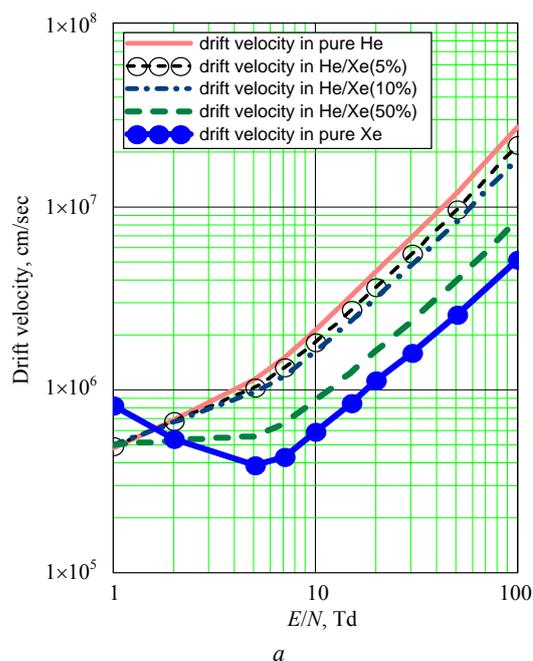


Рис. 1. Результаты расчета: а — зависимости скорости дрейфа электронов от  $E/N$ ; б — графики зависимостей приведенного ионизационного коэффициента Таунсенда

Графики зависимостей скорости дрейфа и частоты ионизации показывают, что в области значений  $E/N > 10$  Тд, при которых имеется существенная ионизация, необходимая для поддержания разряда, разбавление гелия ксеноном вплоть до 10%-концентрации ксенона не приводит к заметному изменению скорости дрейфа. Но даже 0,1%-концентрация ксенона при  $10 \text{ Тд} < E/N < 20 \text{ Тд}$  приводит к увеличению частоты ионизации, примерно, в сто раз!

На рис. 2 приведены графики энергетических характеристик дрейфа электронов в зависи-

мости от приведенной напряженности электрического поля  $E/N$ :

а) характеристическая энергия Таунсенда, которая определяется отношением коэффициентов поперечной диффузии и подвижности  $eD_{\perp}/\mu$ : сплошная кривая соответствует дрейфу в чистом гелии, сплошная кривая с жирными точками — дрейф в чистом ксеноне, штрихованная кривая с кружочками, штрих пунктирная и штрихованная линии — 5%-, 10%- и 50%-содержанием ксенона;

б) средняя энергия электронов, обозначения аналогичны предыдущему рисунку.

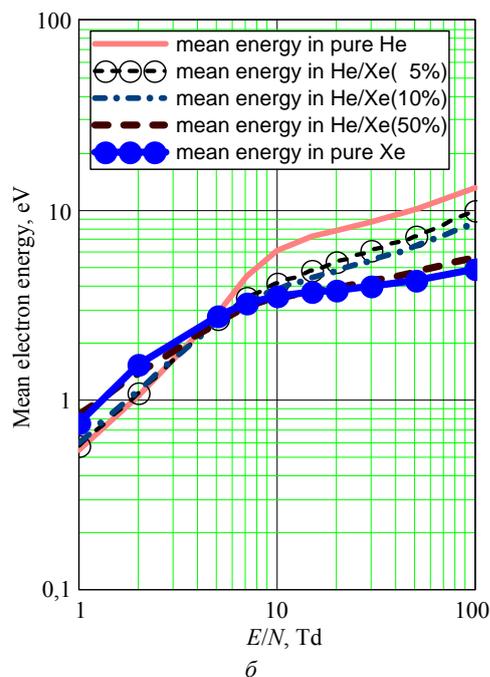
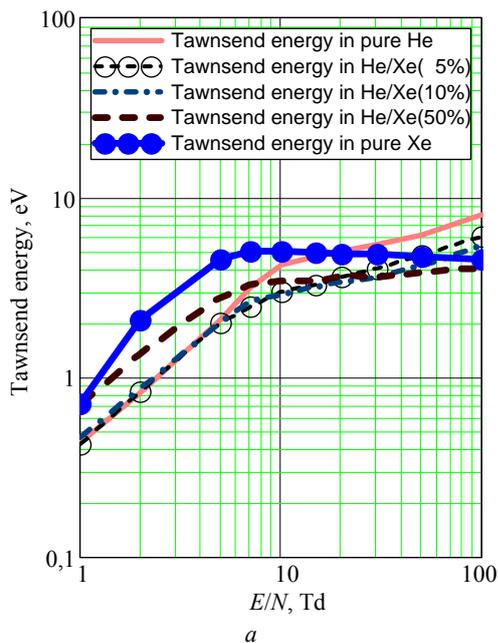


Рис. 2. Графики зависимостей энергетических характеристик электронов от  $E/N$ : а — характеристической энергии Таунсенда  $eD_{\perp}/\mu$ ; б — средней энергии электронов

Результаты расчетов дают достаточно полную картину о механизме влияния малых добавок ксенона на характеристики газового разряда. Наиболее интересным и важным фактом, с практической точки зрения, является сильное увеличение частоты ионизации при незначительной (порядка долей процента) добавке ксенона. Кроме того, следует отметить, что в этом случае в основном ионизоваться будут атомы ксенона, соответственно, в разряде будут, в основном, представлены ионы ксенона.

Детальный анализ функций распределения показывает, что они никоим образом не могут быть описаны какой-либо однопараметрической функцией с эффективной температурой, определяемой соотношением  $K = \langle \varepsilon \rangle = 1,5T_{eff}$ . У реальной функции распределения можно выделить несколько характерных энергетических диапазонов, распределение в которых определяется доминированием или конкуренцией различных процессов:

1) область субтепловых энергий  $\varepsilon < T_{eff}$ , распределение в этом диапазоне во многом определяется актами возбуждения и ионизации, после которых электроны оказываются в области малых энергий;

2) область тепловых энергий  $\varepsilon < E_1, I$ , распределение в этом диапазоне определяется дрейфом в энергетическом пространстве с коэффициентом диффузии, определяемым сечением упругих столкновений;

3) область энергий  $E_1 < \varepsilon, I$ , распределение в этом диапазоне определяется дрейфом в энергетическом пространстве и наклоном прямой в линейной аппроксимации сечения возбуждения;

4) область энергий  $I < \varepsilon < I + 3T_{eff}$ , распределение в этом диапазоне определяется дрейфом в энергетическом пространстве и наклоном прямой в линейной аппроксимации сечения ионизации;

5) область энергий  $\varepsilon \gg I + 3T_{eff}$ , распределение в этом диапазоне определяется эффектом убегающих электронов.

Приведенное деление характерных областей энергии весьма условно, причем основной его целью является указание на важность именно многофакторности в формировании распределения электронов по энергии в различных областях энергетического спектра, которая не позволяет применять понятие температуры к электронной компоненте газового разряда.

Основной целью данной работы является представление новых рассчитанных данных о характеристиках дрейфа электронов в гелий—ксеноновой смеси, которые могут быть полезны

при планировании экспериментов с пылевой плазмой. Приведенные результаты расчетов позволяют проследить за влиянием процентного состава в гелий—ксеноновой смеси на характеристики дрейфа электронов в постоянном, однородном электрическом поле с напряженностями в интервале от 1 до 100 Тд, характерном для разрядов постоянного тока при пониженном давлении.

Представляет интерес вопрос о максимальной энергетической эффективности поддержания разряда. Как показывают расчеты, при  $E/N = 10$  Тд наибольшая доля энергии на ионизацию затрачивается электроном при 1%-концентрации ксенона, а при  $E/N = 20$  Тд максимум доли затрат на ионизацию достигается при 2 % концентрации ксенона.

### Заключение

Как уже отмечалось ранее в работах [6—8, 10—12], разряд в смеси гелия с ксеноном обладает многими особенностями, которые могут быть полезны при поиске новых способов управления газовым разрядом. Рассмотренные в настоящей работе особенности формирования распределения электронов по энергии и рассчитанные в работах [17—21] характеристики дрейфа различных ионов позволяют проводить анализ экспериментальных данных и поиск оптимальных параметров для различных приложений газоразрядной плазмы.

Например, в настоящее время эксперименты с пылевой плазмой в разрядах постоянного тока проводятся в чистых газах, при этом регулируемые параметры разряда — ток и давление. В индуктивных и ВЧ-разрядах ситуация аналогична, а именно, меняются давление и вкладываемая мощность [22]. Поэтому возможность значительно влиять на параметры разряда с помощью выбора состава смеси и ее процентного состава представляется чрезвычайно интересной.

Значительное изменение характеристик разряда при малых добавках легкоионизируемой примеси может быть использовано при поиске новых активных сред для различных плазменных техно-

логий в микроэлектронике, обработке материалов, нанесении тонких пленок, создании источников света, плазменных панелях, медицине.

Работа поддержана грантом РФФИ-14-02-0512-а.

### Литература

1. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М.: Мир, 1967.
2. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. — М.: Мир, 1977.
3. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной плазмы. — М.: Наука, 1982.
4. Petrovic Z. Lj., Dijko S., Marec D., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 194002.
5. Цендин Л. Д. // УФН. 2010. Т. 180. С. 139.
6. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике. 2007. № 7. С. 44.
7. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике. 2009. № 5. С. 15.
8. Майоров С. А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 3.
9. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике. 2006. № 6. С. 29.
10. Maiorov S. A., Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., et al. // Phys. Plasm. 2008. V. 15. P. 093701.
11. Ramazanov T. S., Daniyarov T. T., Maiorov S. A., et al. // Contrib. Plasma Phys. 2010. V. 50. P. 42.
12. Антюхов С. Н., Васильев М. М., Майоров С. А. И др. // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. Вып. 2. С. 554.
13. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике. 2014. № 3. С. 46.
14. Sasic O., Jovanovic J., Petrovic Z. Lj. et al. // Phys.Rev. E. 2005. V. 71. P. 046408.
15. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике. 2014. № 9. С. 3.
16. Dutton J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4. P. 577.
17. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Прикладная физика. 2011. № 5. С. 22.
18. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 1. С. 10.
19. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 135.
20. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 3. С. 253.
21. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 5. С. 656.
22. Godyak V. A. // Phys. Plasm. 2013. V. 20. P. 101661.

## Calculation of the characteristics electron transport in a mixture of helium and xenon

*R. I. Golyatina and S. A. Maiorov*

Prokhorov General Physics Institute, RAS  
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia  
E-mail: dana@avka.com; mayorov\_sa@mail.ru

*Received August 15, 2014*

***Calculated are performances of electron drift in the helium-xenon mixture at electric field strength  $E/N = 1\text{--}100$  Td subject to inelastic collisions.***

PACS: 51.50.+v, 51.10.+y, 52.80.Dy, 52.25.Fi

***Keywords:*** electron, drift, electric field, inelastic collisions, mixture, helium, xenon, transport coefficient, Monte Carlo.

### References

1. E. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases* (New York, Wiley, 1964; Mir, **Moscow, 1967**)
2. L. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases* (New York, N. Y., 1974; Mir, Moscow, 1977).
3. L. M. Biberman, V. S. Vorob'ev, and I. T. Yakubov, *Kinetics of Nonequilibrium Plasma* (Nauka, Moscow, 1982) [in Russian].
4. Z. Lj. Petrovic, S. Dijko, D. Marec, et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 194002 (2009).
5. L. D. Tsendin., *Usp. Phys.* **180**, 139 (2010).
6. S. A. Maiorov, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, No. 7, 44 (2007).
7. S. A. Maiorov, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, No. 5, 15 (2009).
8. S. A. Maiorov, *Plasma Phys. Rep.* **35**, 3 (2009).
9. S. A. Maiorov, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, No. 6, 29 (2006).
10. S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, et al., *Phys. Plasm.* **15**, 093701 (2008).
11. T. S. Ramazanov, T. T. Daniyarov, S. A. Maiorov, et al., *Contrib. Plasma Phys.* **50**, 42 (2010).
12. S. N. Antipov, M. M. vasil'ev, S. A. Maiorov et al., *J. Exp. Theor. Phys.* **139**, 554 (2011).
13. S. A. Maiorov, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, No. 3, 46 (2014).
14. O. Sasic, J. Jovanovic, Z. Lj. Petrovic, et al., *Phys. Rev. E.* **71**, 046408 (2005).
15. S. A. Maiorov, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, No. 9, 3 (2014).
16. J. Dutton, *J. Phys. Chem. Ref. Data.* **4**, 577 (1975).
17. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, *Prikladnaya Fizika*, No. 5, 22 (2011).
18. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **1**, 10 (2013).
19. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **1**, 135 (2013).
20. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **1**, 253 (2013).
21. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **1**, 656 (2013).
22. V. A. Godyak, *Phys. Plasm.* **20**, 101661 (2013).