

УДК 533.9

Характеристики дрейфа электрона в аргоне с парами ртути

Р. И. Голятина, С. А. Майоров

Рассчитаны и проанализированы характеристики дрейфа электрона в аргоне с парами ртути при напряженности электрического поля $E/N = 1\text{—}100$ Тд с учетом неупругих столкновений. Показано, что даже незначительные добавки атомов ртути в аргон, начиная с долей процента, сильно влияют на разряд, в особенности, на характеристики неупругих процессов. Исследовано влияние процентного содержания атомов ртути в аргоне на кинетические характеристики: коэффициенты диффузии и подвижности, частоту ионизации и т. п.

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

Ключевые слова: электрон, дрейф, электрическое поле, неупругие столкновения, упругие столкновения, аргон, пары ртути, энергетический баланс.

Введение

Диффузия и дрейф электронов в смесях газов имеют существенные особенности, которые могут быть использованы в многочисленных приложениях газоразрядной плазмы. Например, смесь инертного газа с большим потенциалом ионизации и небольшой добавкой тяжелого легкоионизируемого газа может радикально менять характеристики газового разряда [1—7]. Ведь ионный состав в этом случае будет определяться легкоионизируемой добавкой, а движение тяжелых ионов в несобственном газе приводит к формированию сверхзвукового ионного потока [2].

В настоящей работе рассмотрен дрейф электронов в аргоне с парами ртути с целью изучения влияния концентрации (или доли) ртути на коэффициенты переноса электронов. Вычислительный эксперимент основан на рассмотрении ансамбля невзаимодействующих между собой электронов, движение которых определяется заданными полями и мгновенными столкновениями с атомами.

Модель столкновений основана на процедуре генерации случайных чисел, т. е. 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.

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

Рассмотрим дрейф электронов в стационарном, пространственно-однородном электрическом поле. В типичном для газового разряда 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 [8—12]).

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

Голятина Русудан Игоревна, научный сотрудник.
 Майоров Сергей Алексеевич, ведущий научный сотрудник.
 Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.
 Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
 Тел.: 8 (499) 135-02-47, 8 (905) 784-50-58.
 E-mail: mayorov_sa@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 мая 2016 г.

© Голятина Р. И., Майоров С. А., 2016

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. Заметим, что в энергобалансе переохлажденной плазмы рекомбинационный разогрев играет определяющую роль [13].

В дальнейшем 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 невосполнимы, т. е. полагается, что возбужденные атомы теряют энергию возбуждения в режиме объемного высвечивания, а 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, т. е. $Q_{recombination} = 0$;

6) вероятность ионизации и возбуждения определяется сечением реакций, для которых используется линейная аппроксимация, начиная с порога реакции [9—12].

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 [10—12, 16]. Детальные результаты расчетов дрейфа электронов

для всех инертных газов представлены в работе [17].

На рис. 1—4 представлены графики зависимости характеристик дрейфа электронов от приведенной напряженности электрического поля E/N (в единицах Тд), где E — напряженность поля, N — концентрация нейтральных частиц. В системе СИ справедливо равенство $1 \text{ Тд} = 10^{-21} \text{ В}\cdot\text{м}^2$.

На рис. 1 изображены зависимости скорости дрейфа электронов. Сплошная кривая соответствует дрейфу в чистом аргоне, сплошная кривая с жирными точками — дрейф в чистом паре ртути, штрихованная кривая с кружочками, штрих пунктирные и штрихованные линии — дрейф в аргоне с 0,1 %, 1 % и 5 % содержанием атомов ртути.

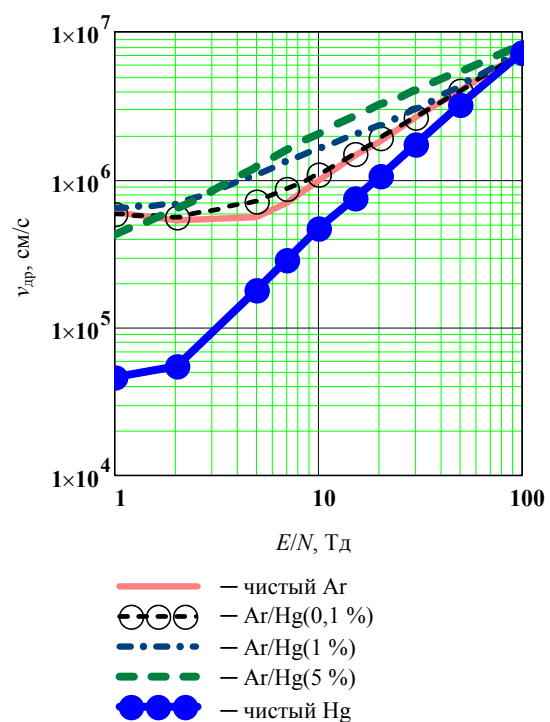


Рис. 1. Зависимости скорости дрейфа электронов $v_{др}$ от E/N в смеси Ar/Hg.

Графики зависимостей скорости дрейфа показывают, что добавление в аргон паров ртути вплоть до 10 % концентрации их атомов не приводит к заметному изменению скорости дрейфа. Таким образом, скорость дрейфа электронов при малых концентрациях ртути определяется упругими столкновениями электронов с атомами аргона. Однако отметим интересный факт, что закон Бланка для данной смеси не выполняется даже с точностью до знака. Добавление ртути в аргон при $5 \text{ Тд} < E/N < 50 \text{ Тд}$ приводит к значительному увеличению скорости дрейфа, хотя в чистой ртути скорость дрейфа ниже, чем в чистом аргоне из-за больших сечений упругих столкновений. Этот эффект обусловлен понижением средней энергии электронов из-за энергозатрат на ионизацию и

возбуждение атомов ртути и зависимостью сечения упругих столкновений электронов в аргоне.

На рис. 2 представлены зависимости приведенного ионизационного коэффициента Таунсенда k_T/N , который определяется отношением числа пар, рожденных на 1 см, к числовой плотности атомов N . Сплошные кривые соответствуют дрейфу в чистом аргоне и ртутном паре, штрихованная с кружочками, штрих пунктир и штрихованная кривые представляют соответственно расчеты с 0,1 %, 1 % и 5 % содержанием атомов ртути в аргоне. Эти графики показывают, что даже 0,1 % концентрация атомов ртути при $10 \text{ Тд} < E/N < 20 \text{ Тд}$ полностью меняет зарядовый состав и значительно понижает значение поля, при котором начинается ионизация газа.

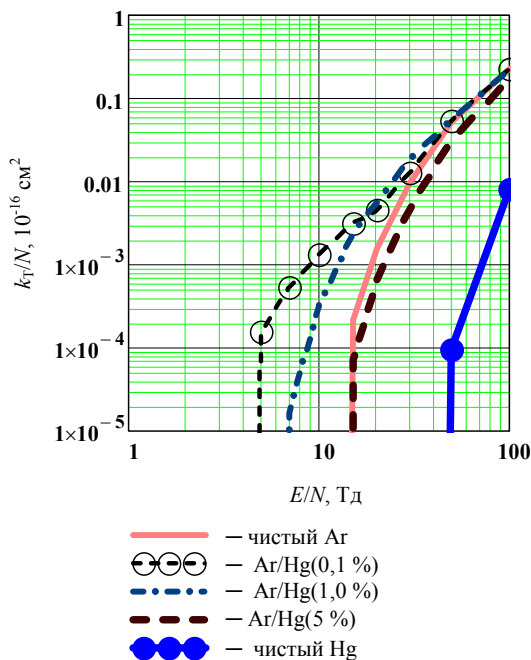


Рис. 2. Зависимости приведенного ионизационного коэффициента Таунсенда k_T/N от E/N .

На следующих рисунках изображены графики энергетических характеристик дрейфа электронов в зависимости от приведенной напряженности электрического поля E/N . Так, на рис. 3 приведена характеристическая энергия Таунсенда, которая определяется отношением коэффициентов поперечной диффузии и подвижности eD_{\perp}/μ . Сплошная кривая соответствует дрейфу в чистом аргоне, сплошная кривая с жирными точками — дрейф в чистом ртутном паре, штрихованная кривая с кружочками, штрих пунктирная и штрихованная линии соответственно с 0,1 %, 1 % и 5 % содержанием атомов ртути. Далее на рис. 4 приведены графики зависимости средней энергии электронов, причем обозначения аналогичны предыдущему рисунку.

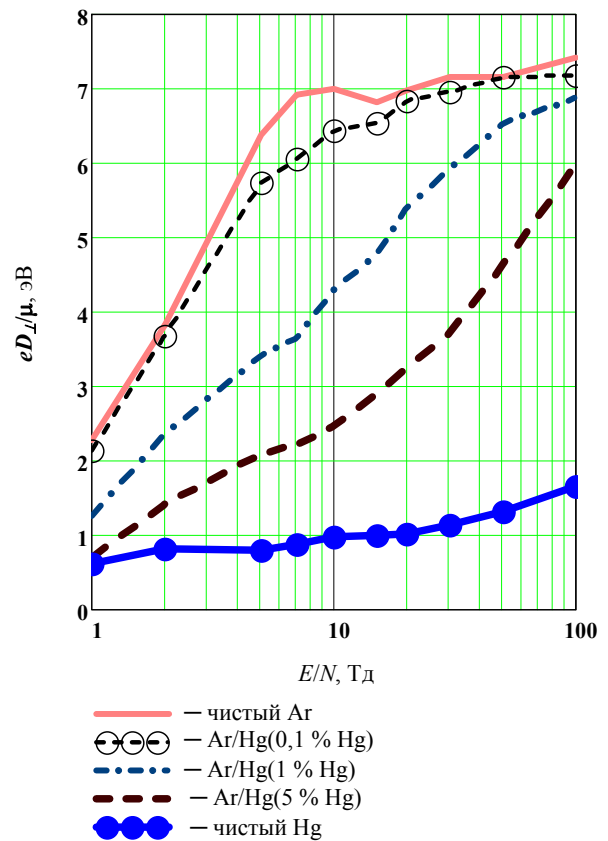


Рис. 3. Графики зависимостей характеристической энергии Таунсенда eD_{\perp}/μ от E/N :

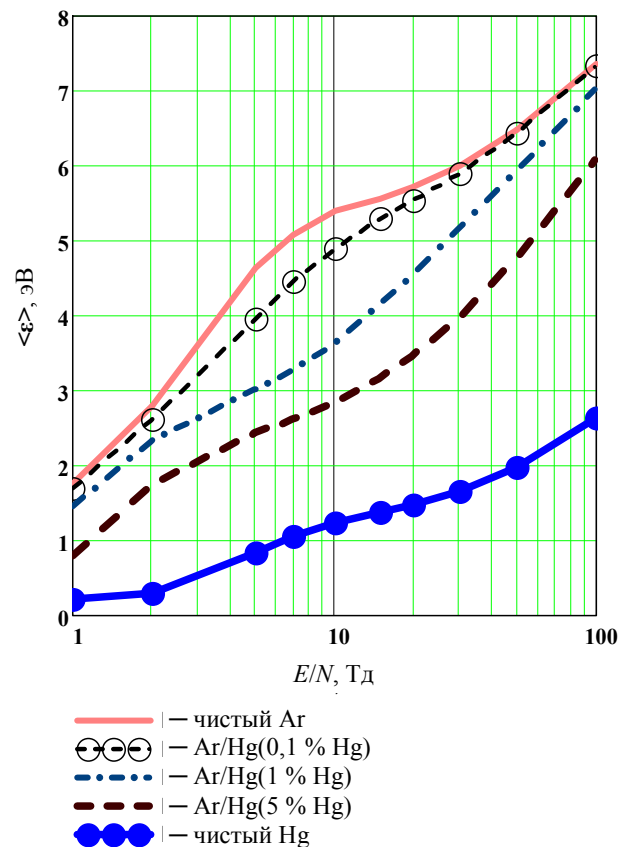


Рис. 4. Графики зависимостей средней энергии электронов $\langle \epsilon \rangle$ от E/N .

Энергетические характеристики, приведенные на этих двух рисунках, позволяют сделать два вывода:

1) Небольшие добавки ртути оказывают сильное влияние не только на зарядовый состав плазмы, но и на функцию распределения электронов по энергии и ее средние характеристики;

2) Имеется значительное отклонение от широко используемого соотношения Нернста-Таунсенда-Эйнштейна между температурой и характеристической энергией Таунсенда eD_{\perp}/μ , которая обычно и является определяемой в эксперименте величиной.

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

Детальный анализ функций распределения электронов по энергии показывает, что они никоим образом не могут быть описаны какой-либо однопараметрической функцией с эффективной температурой T_{eff} , 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, 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 данных о характеристиках дрейфа электронов в аргоне в присутствии паров ртути, которые могут быть полезны в различных приложениях газоразрядной плазмы. Приведенные результаты расчетов позволяют проследить за влиянием процентного состава атомов ртути в аргоне на характеристики дрейфа электронов в постоянном, однородном электрическом поле с напряженностями в интервале от 1 до 100 Тд, характерном для разрядов при пониженном давлении газа.

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 атомов ртути, а при $E/N = 20$ Тд максимум доли затрат на ионизацию достигается при 2 % концентрации ртути.

Заключение

В работе рассчитаны и проанализированы характеристики дрейфа электрона в аргоне с парами ртути при напряженности электрического поля $E/N = 1—100$ Тд с учетом неупругих столкновений. Показано, что даже незначительные добавки атомов ртути в аргон, начиная с долей процента, сильно влияют на разряд, в особенности, на характеристики неупругих процессов. Исследовано влияние процентного содержания атомов ртути в аргоне на кинетические характеристики: коэффициенты диффузии и подвижности, частоту ионизации и т. п. Рассчитаны значения скорости дрейфа, средней энергии электронов, характеристической энергии Таунсенда, ионизационного коэффициента Таунсенда.

Как уже отмечалось ранее в работах [1—6, 14], разряд в смеси гелия с ксеноном обладает многими особенностями, которые могут быть полезны при поиске новых способов управления газовым разрядом. Разряд в аргоне с небольшой добавкой ртутных паров обладает теми же осо-

бенностями, которые могут быть полезны при поиске новых, более эффективных источников излучения.

Например, в настоящее время эксперименты с пылевой плазмой в разрядах постоянного тока проводятся в чистых газах, и регулируемые параметрами разряда являются ток и давление [18]. В индуктивных и ВЧ-разрядах ситуация аналогична — меняются давление и вкладываемая мощность. 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 технологий в микроэлектронике, при обработке материалов, нанесении тонких пленок, а также при создании энергоэффективных источников света, плазменных панелей, в медицине [8, 19].

Работа поддержана грантом РФФИ-14-02-00502-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2007. № 7. С. 44.
2. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2009. № 5. С. 15.

3. Maiorov S. A., Ramazanov T. S., Dzhumagulova K. N., Jumabekov A. N. and Dosbolaev A. N. // Phys. Plasm. 2008. Vol. 15. P. 093701.
4. Ramazanov T. S., Daniyarov T. T., Maiorov S. A., Kodanova S. K., Dosbolaev A. N., Zhankarashev E. B. // Contrib. Plasma Phys. 2010. Vol. 50. P. 42.
5. Антипов С. Н., Васильев М. М., Майоров С. А., Петров О. Ф., Фортвов В. Е. // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. Вып. 2. С. 554.
6. Дзлиева Е. С., Ермоленко М. А., Карасев В. Ю., Павлов С. И., Новиков Л. А., Майоров С. А. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100, Вып. 11. С. 801.
7. Антипов С. Н., Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Майоров С. А., Марковец В. В., Петров О. Ф., Фортвов В. Е. // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. Вып. 4. С. 948.
8. Petrovic Z. Lj., Djiko S., Marec D. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 194002.
9. Цендин Л. Д. // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. Вып. 2. С. 139.
10. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М.: Мир, 1967.
11. Хаксли Л., Кромpton P. Диффузия и дрейф электронов в газах. — М.: Мир, 1977.
12. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982.
13. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2014. № 3. С. 46.
14. Майоров С. А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 3.
15. Майоров С. А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2009. № 10. С. 29.
16. Dutton J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. Vol. 4. P. 577.
17. Голятина Р. И., Майоров С. А. // Прикладная физика. 2011. № 5. С. 22.
18. Barkhudarov E. M., Denisova N. V., Kossyi I. A., Kulumbaev E. V., Malykh N. I., Misakyan M. A. // Инженерная физика. 2013. № 11. С. 42.
19. Eلفord M. T. // Aust. J. Phys. 1980. Vol. 33. P. 251.

Electron drift characteristics in Ar-Hg

R. I. Golyatina and S. A. Maiorov

A. M. Prokhorov General Physics Institute
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia
E-mail: mayorov_sa@mail.ru

Received May 20, 2016

Consideration is given to the characteristics of electron drift in argon with mercury vapor when the electric field strength $E/N = 1\text{--}100$ Td, taking into account inelastic collisions. It is shown that even minor additives of the mercury in argon, since a fraction of a percent, greatly affect the discharge, in particular, on the characteristics of inelastic processes. The influence of the percentage of atoms of mercury in argon on kinetic characteristics — the coefficients of diffusion and mobility, frequency of ionization, etc. — has been obtained.

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

Keywords: electron, drift, electric field, inelastic collisions, elastic collisions, argon, mercury vapor, energy balance.

REFERENCES

1. S. A. Maiorov, Bull. Lebedev Phys. Inst., No. 7, 44 (2007).
2. S. A. Maiorov, Bull. Lebedev Phys. Inst., No. 5, 15 (2009).
3. S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, A. N. Jumabekov and A. N. Dosbolaev, Phys. Plasm. **15**, 093701 (2008).
4. T. S. Ramazanov, T. T. Daniyarov, S. A. Maiorov, et al., Contrib. Plasma Phys. **50**, 42 (2010).
5. S. N. Antipov, M. M. Vasiliev, S. A. Maiorov, O. F. Petrov and V. E. Fortov, Journal of Experimental and Theoretical Physics **112**, 554 (2011).
6. E. S. Dzlueva, M. A. Ermolenko, V. Yu. Karasev, S. I. Pavlov, L. A. Novikov, S. A. Maiorov, JETP Letters **100**, 703 (2014).
7. S. N. Antipov, É. I. Asinovskii, A. V. Kirillin, S. A. Maiorov, V. V. Markovets, O. F. Petrov and V. E. Fortov, Journal of Experimental and Theoretical Physics **133**, 830 (2008).
8. Z. Lj. Petrovic, S. Dijko, D. Marec, et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 194002 (2009).
9. L. D. Tsandin., Usp. Phys. **180**, 139 (2010).
10. E. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases* (Wiley, New York, 1964; Mir, Moscow, 1967).
11. L. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases* (New York, N. Y., 1974; Mir, Moscow, 1977).
12. L. M. Biberman, V. S. Vorob'ev, and I. T. Yakubov, *Kinetics of Nonequilibrium Low-Temperature Plasmas* (Consultants Bureau, New York, 1987; Nauka, Moscow, 1982).
13. S. A. Maiorov, Bull. Lebedev Phys. Inst., No. 3, 46 (2014).
14. S. A. Maiorov, Plasma Phys. Rep. **35**, 3 (2009).
15. S. A. Maiorov, Bull. Lebedev Phys. Inst., No. 10, 29 (2009).
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. E. M. Barkhudarov, N. V. Denisova, I. A. Kossyi, E. V. Kulumbaev, N. I. Malykh, and M. A. Misakyan, Inzhernaya Fizika, No. 11, 42 (2013).
19. M. T. Elford, Aust. J. Phys. **33**, 251 (1980).