

О зависимости характеристик коронного разряда от давления

Ф. П. Гросу^a, Ан. М. Болога^b, М. К. Болога^a, О. В. Моторин^a

^aИнститут прикладной физики АН Молдовы,
ул. Академическая, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, e-mail: mbologa@phys.asm.md

^bТехнологический институт Карлсруэ, Институт технической химии,
Герман фон Гельмгольц Пл.1, Эггенштайн – Леопольдсхафен, 76344, Германия, e-mail: andrei.bologa@kit.edu

На основе статистической обработки экспериментальных данных и теоретических предположений получены полуэмпирические зависимости параметров вольт-амперных характеристик коронных разрядов $A(p)$ и $U_c(p)$ от давления в гелии и азоте: в пределах избыточного давления гелия (0,5÷2,0 МПа) при температуре $T = 293$ К и азота (0,4÷0,7 МПа) при температуре $T = 473$ К соответственно. В случае гелия параметр $A(p)$ уменьшается обратно пропорционально давлению, а для азота аналогичная зависимость имеет минимум, физическая природа которого подлежит дальнейшему изучению.

Ключевые слова: коронный разряд, вольт-амперная характеристика, напряжение между электродами, напряженность поля, давление, объемный заряд, подвижность ионов, диэлектрическая проницаемость.

УДК 537.527.3

ВВЕДЕНИЕ

Коронный разряд (КР), являясь одной из разновидностей газового разряда, находит широкое применение в различных электротехнологических процессах [1, 2], в частности для электроочистки промышленных газов [3], преобразования энергии [4], в электрогидро- и электрогазодинамических устройствах автоматики [5] и т. д. Коронный разряд наблюдается в резко неоднородных электрических полях [6], в которых можно достичь, с одной стороны, достаточно высокой напряженности поля, необходимой для локальной ионизации окружающей среды, а с другой – достаточно быстрого спада напряженности поля с увеличением расстояния от очага ионизации для того, чтобы предотвратить электрический пробой межэлектродного промежутка. В этих условиях в окрестностях ионизационной зоны наблюдается свойственное коронному разряду свечение газа.

Важной характеристикой коронного разряда является зависимость тока короны I от величины приложенного напряжения U или же вольт-амперная характеристика $I(U)$ (ВАХ). Более специфичными и реже встречаемыми на практике являются зависимости тока короны от давления $I(p)$, то есть бар-амперная характеристика (БАХ), или зависимость тока от температуры $I(T)$, так называемая град-амперная характеристика (ГАХ).

Цель представляемой работы – исследование влияния давления газа на параметры A и U_c – начальное напряжение зажигания коронного разряда (см. ниже), используемые в уравнении вольт-амперных характеристик коронного разря-

да. Анализ выполнен применительно к двум газам: гелию и азоту, которые широко используются в многочисленных процессах, в том числе связанных с лазерной техникой [7]. Влияние давления газа на коронный разряд исследовано [8] путем численного моделирования при отрицательной короне в кислороде. Применительно к электрическим фильтрам [9] коронный разряд изучался в условиях высоких давлений и температур. Поскольку давление влияет на КР главным образом через подвижность ионов, то уместно отметить работу [10], посвященную спектротрическому изучению подвижностей на примере смесей «кислород-азот» в отрицательном коронном разряде.

В предлагаемой работе на основе статистической обработки экспериментальных данных, а также ряда теоретических предположений получены полуэмпирические выражения $A(p)$ и $U_c(p)$ в зависимости от избыточного давления в газах, которое в экспериментах с гелием менялось от 0,5 до 2 МПа при температуре $T = 293$ К и в азоте от 0,4 до 0,7 МПа при температуре $T = 473$ К. Полученные результаты предположительно можно экстраполировать на область давлений, выходящих за указанные выше пределы в диапазоне $\pm 20\%$.

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Уравнение вольт-амперной характеристики коронного разряда имеет математическую структуру [3, 6] типа

$$I = A \cdot U (U - U_c), \quad (1)$$

где параметр A равен (система СИ):

$$A = a \cdot \varepsilon \cdot k, \quad (2)$$

причем ε и k – это относительная диэлектрическая проницаемость газа и подвижность ионов знака коронирующего электрода; a – параметр, зависящий от геометрии электродной системы. Для цилиндрической системы электродов (ЦСЭ)

$$a \equiv \frac{8\pi\varepsilon_0}{R^2 \cdot \ln(R/r_0)}, \quad (3)$$

что вытекает из общей формулы Таунсенда для ВАХ в ЦСЭ [6]:

$$I = \frac{8\pi\varepsilon_0 \varepsilon k \cdot U(U - U_c)}{R^2 \cdot \ln(R/r_0)}. \quad (4)$$

где R и r_0 – радиусы внешнего и внутреннего электродов.

Методами конформных отображений ранее доказано [3], что параболический характер зависимости $I(U)$ типа (1) характерен для любой плоской системы электродов. В развитии данного вопроса методами теории подобия и размерностей показано [11], что структуру формулы (1) при определенных выше условиях можно считать справедливой вообще для любой двухэлектродной коронирующей системы. Данное предположение нашло свое подтверждение для электродной системы «звездочки в цилиндре» [12, 13], где токи короны достигают порядка миллиампер в отличие от обычных токов КР порядка микроампер и более, например в случае системы электродов «игла-плоскость» [14] или «сфера-плоскость» [15]. Ввиду распространенности формулу (1) можно назвать классической в отличие от других, не подчиняющихся (1), но все же встречающихся на практике [13, 16, 17].

В работе [12] обобщены опытные данные по ВАХ коронного разряда при различных давлениях и температурах в гелии и азоте исходя из предположения, что экспериментальные результаты подчиняются общей закономерности (1). Результаты сведены к прямолинейной зависимости, графически представляющей собой отрезок биссектрисы, исходящей из начала координат. Сила тока при заданном напряжении является функцией двух переменных $I(p, T)$, и согласно (1) эта зависимость может проявляться, в свою очередь, посредством зависимости параметров A и U_c от p и T . Ограничиваясь в данном исследовании изотермическим случаем $T = \text{const}$, рассмотрим зависимости указанных параметров ВАХ от давления.

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА НА ПАРАМЕТРЫ A и U_c

1. *Параметр A .* Влияние давления газа на параметр A реализуется посредством зависимости

диэлектрической проницаемости газа ε и/или подвижности ионов k от давления. Поскольку коронный разряд относится к случаю слабоионизованной плазмы, то диэлектрическую проницаемость можно принять равной газовой, то есть единице. Учитывая также, что поправка на давление в виде электрической восприимчивости весьма мала ($k \ll 1$), зависимостью диэлектрической проницаемости от давления с определенным допуском можно пренебречь. Зависимость подвижности ионов от давления [3, 6] с достаточной для практических целей точностью можно описать обратно пропорциональной функцией типа:

$$k \sim \frac{1}{p} \Rightarrow k = \frac{k_0 \cdot p_0}{p} = \frac{k_0}{p_*}, \quad (5)$$

где индекс «0» означает при «нормальных условиях», а величина безразмерного (нормированного) давления составляет:

$$p_* \equiv p / p_0. \quad (6)$$

Зависимость (5) проверена в работе [12], в которой наряду с обобщением опытных данных приведена информация относительно исследуемых зависимостей. В табл. 1 представлены экспериментальные данные [12] по ВАХ для гелия и рассчитанные по методу наименьших квадратов значения A и U_c . На рис. 1 приведен график регрессии и аппроксимирующей функции:

$$A = \frac{0,0056}{p}. \quad (7)$$

Теоретическая зависимость (5) хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 1). Для азота зависимость $A(p)$ имеет минимум, что отражено на рис. 2а. Уравнение регрессии при этом можно аппроксимировать зависимостью типа

$$A(p) = 0,6724 p^2 - 0,6559 p + 0,1926, \quad (8)$$

которая по математическому виду далека от случая зависимости (7) для гелия. Представляется, что зависимость коэффициента подвижности ионов от давления не охватывается единой математической закономерностью: в одном случае она подчиняется гиперболическому закону (рис. 1), в другом – параболическому (рис. 2а). Вместе с тем экспериментальная кривая, представленная на рис. 2а, также можно описать гиперболической зависимостью в виде отношения полиномов второй и первой степеней:

$$A = \frac{a \cdot p^2 + b \cdot p + c}{d \cdot p + e}, \quad (9)$$

где коэффициенты a, b, c, d, e определяются по соответствующим уравнениям регрессии. Для

Таблица 1. Расчет ВАХ при температуре $T = 293$ К для гелия

№ кривой	p , МПа	A , мА/кВ ²	U_c , кВ	$I(U)$, мА
1	0,5	0,0113	2,8	$0,0113 \cdot U \cdot (U - 2,8)$
2	1,0	0,0056	4,3	$0,0056 \cdot U \cdot (U - 4,3)$
3	1,5	0,0038	5,5	$0,0038 \cdot U \cdot (U - 5,5)$
4	2,0	0,0026	5,6	$0,0026 \cdot U \cdot (U - 5,6)$

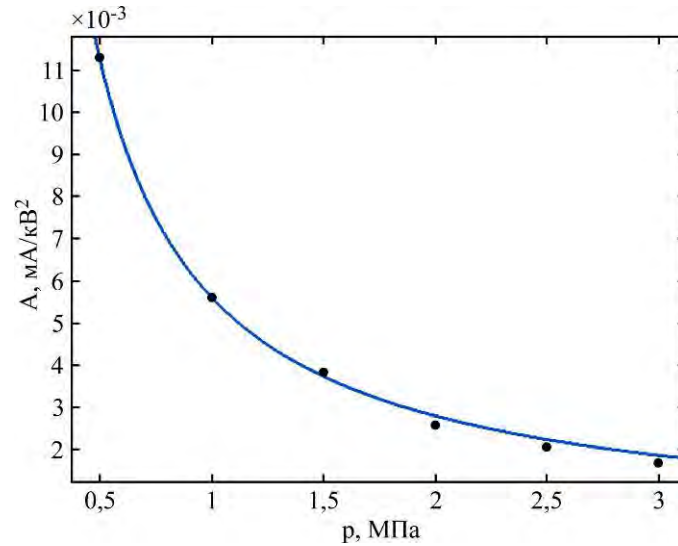
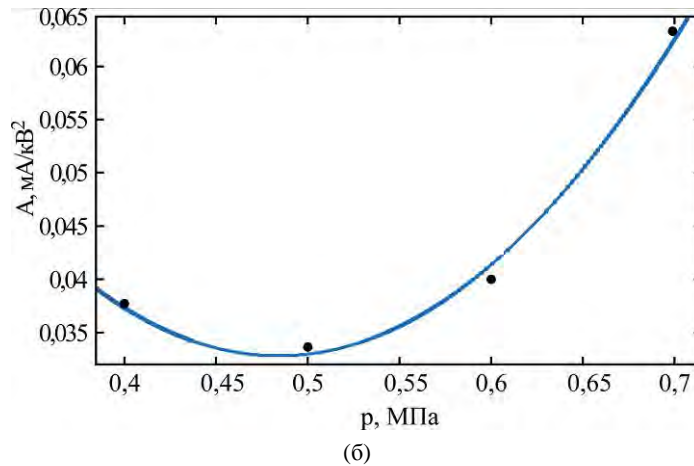
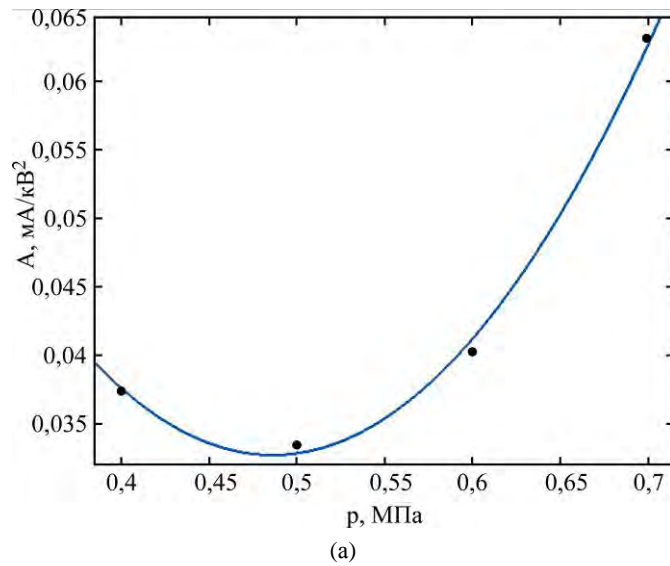
Рис. 1. Зависимость параметра A от давления p для гелия: точки – эксперимент; сплошная линия – расчет по формуле (7).Рис. 2. Зависимость параметра A от давления p для азота по параболическому закону (а): точки – эксперимент; сплошная линия – расчет по формуле (8); по гиперболическому закону (б): точки – эксперимент; сплошная линия – расчет по формуле (10).

Таблица 2. Расчет ВАХ при температуре $T = 473$ К для азота

№ кривой	p , МПа	A , мА/кВ ²	U_c , кВ	$I(U)$, мА
1	0,4	0,0375	7,3	$0,0375 \cdot U \cdot (U-7,3)$
2	0,5	0,0335	8,2	$0,0335 \cdot U \cdot (U-8,2)$
3	0,6	0,0403	9,9	$0,0403 \cdot U \cdot (U-9,9)$
4	0,7	0,0632	10,1	$0,0632 \cdot U \cdot (U-10,1)$

азота, согласно табл. 2, уравнение (9) с учетом числовых коэффициентов имеет вид:

$$A = \frac{221,2p^2 - 214,2p + 63,25}{p + 346,2}. \quad (10)$$

Соответствующий график представлен на рис. 2б. Кривые на рис. 2а и рис. 2б практически совпадают. Однако среднеквадратичное отклонение гиперболической зависимости (10) несколько меньше и составляет $0,51 \cdot 10^{-3}$ по сравнению с $1,2 \cdot 10^{-3}$ в случае регрессии по параболе (8), что означает более адекватное описание экспериментальных данных в первом случае.

Для гелия вместо формулы (7) можно использовать формулу (9). Согласно расчетным данным зависимость (9) для A имеет вид:

$$A = \frac{-5,286 \cdot 10^{-5} p^2 - 0,0001091p + 0,005864}{p + 0,01193} \quad (11)$$

и проходит практически через все экспериментальные точки (рис. 3). Это показывает, что общая гиперболическая зависимость типа (9) адекватнее отражает влияние давления на параметр A . Если в уравнении (11) пренебречь малыми слагаемыми, то получим формулу (7). Учитывая, что закономерность (9) охватывает столь сильно различающиеся случаи для газов типа гелия и азота, то можно предположить, что гиперболическая зависимость типа (9) может носить обобщающий характер.

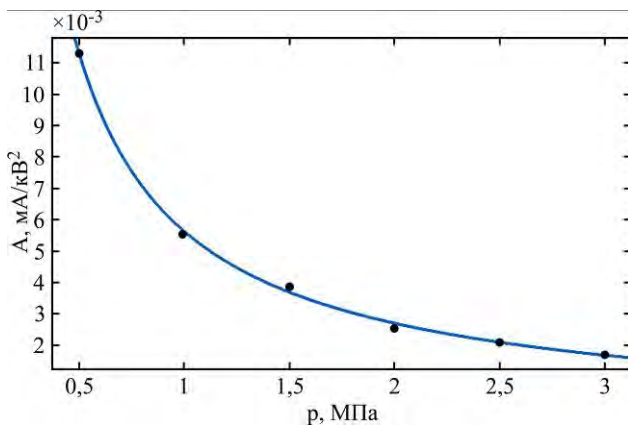


Рис. 3. Зависимость параметра A от давления p для гелия, согласно общей гиперболической формуле (9) в виде (11).

2. Параметр U_c . Зависимость начального напряжения зажигания коронного разряда от давления газа качественно можно объяснить на

основе формулы Пика, которая с точностью до числовых коэффициентов соблюдается не только для ЦСЭ, но и для других случаев [6]. Полагаем:

$$U_c \sim E_c \sim \delta \cdot \left(b + \frac{c}{\sqrt{\delta}} \right) = b \cdot \delta + c \cdot \sqrt{\delta}, \quad (12)$$

где b и c – числовые коэффициенты, зависящие от геометрии электродной системы,

$$\delta \equiv \frac{\gamma}{\gamma_0}; \quad p = \frac{\gamma RT}{M} \Rightarrow \delta = \frac{p_*}{T_*}, \quad (13)$$

где γ – массовая плотность газа; R – универсальная газовая постоянная; T – абсолютная температура газа; M – молярная масса газа. По аналогии с формулой (6) введена безразмерная температура:

$$T_* \equiv T / T_0, \quad (14)$$

где $T_0 = 273$ К.

В результате с точностью до постоянных коэффициентов получим зависимость начального напряжения от давления и температуры:

$$U_c = b \cdot (p_* / T_*) + c \cdot \sqrt{(p_* / T_*)}. \quad (15)$$

При постоянной температуре это зависимость от размерного давления p :

$$U_c = b_1 \cdot p + c_1 \cdot \sqrt{p}, \quad (16)$$

где коэффициенты b и c из (15) переобозначены как b_1 и c_1 . Соответствующая кривая (16) является выпуклой, что подтверждается экспериментальными данными для гелия. На рис. 4 приведен график кривой, построенной согласно табл. 1 по уравнению регрессии:

$$U_c = 0,12 \cdot p + 4,48 \cdot \sqrt{p}. \quad (17)$$

Как видно из рис. 4 и уравнения (17), для гелия теоретически предсказанные на основе формулы Пика (12) зависимости для начального напряжения от давления экспериментально оправдываются.

Аналогичные исследования для азота показывают, что кривая является менее выпуклой по сравнению со случаем гелия (рис. 5), где график построен по уравнению регрессии:

$$U_c = 4,036 \cdot p + 9,008 \cdot \sqrt{p}. \quad (18)$$

Разброс экспериментальных данных возле линии регрессии в азоте больше, что свидетель-

ствует о менее устойчивом характере коронного разряда в этом газе по сравнению с гелием.

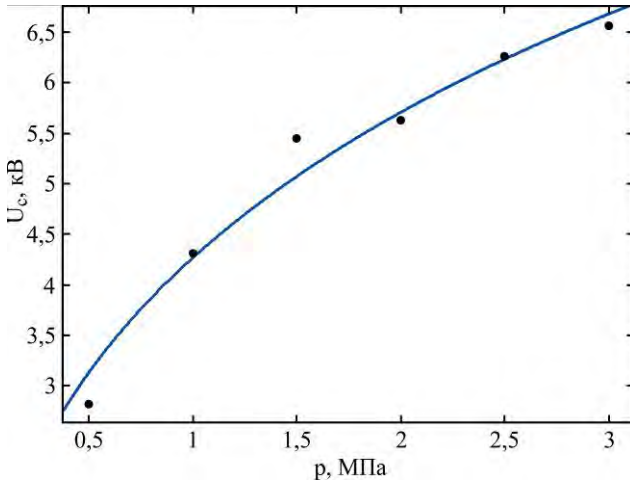


Рис. 4. Зависимость начального напряжения U_c от давления p в гелии.

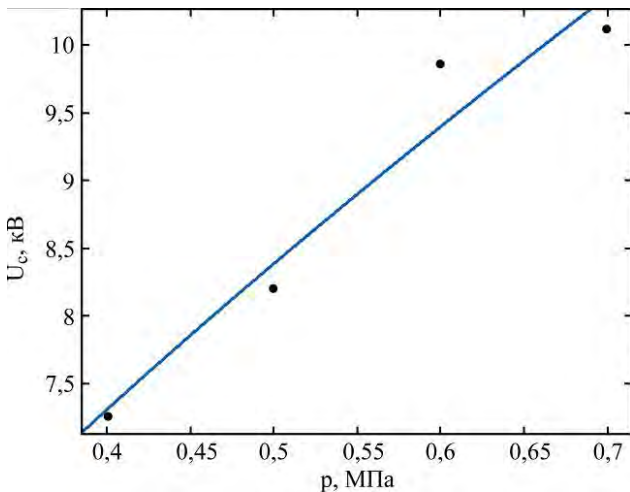


Рис. 5. Зависимость начального напряжения U_c от давления p в азоте.

На основе анализа экспериментальных данных показано влияние давления на параметры ВАХ $A(p)$ и $U_c(p)$ для гелия и азота. В случае гелия с достаточной для практических целей точностью подтверждены теоретически ожидаемые результаты, в то время как для азота обратная пропорциональность параметра $A(p)$ от давления, то есть частный случай гиперболической зависимости, не оправдывается. Однако правомерен более сложный случай гиперболы типа (9). Следовательно, в рамках проведенных исследований представляется установленной универсальная гиперболическая зависимость подвижности ионов от давления газа. Наличие минимума кривой в случае азота подлежит дальнейшему изучению.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Если влияние давления на ВАХ через параметр U_c на физическом уровне в определенной степени ясно [6] как для гелия, так и для азота, то

физически остается невыясненным минимум в зависимости $A(p)$ в случае азота, хотя сама закономерность – общая гиперболическая. Попробуем объяснить особенность зависимости (10), отказавшись от предположения о постоянстве диэлектрической проницаемости газа – приближения, хорошо оправданного для гелия. Для этого газа формула (7), будучи эмпирической, одновременно с точностью до несущественной постоянной (при $\epsilon \approx \epsilon_0$) является фактически и теоретически предсказанной (5).

В случае азота примем для подвижности ионов формулу (5). Что касается диэлектрической проницаемости, то по оценкам в пределах варьируемых давлений (см. табл. 2) удовлетворительную зависимость от давления можно ожидать, если использовать формулу Клаузиуса-Мосотти для расчета диэлектрической проницаемости:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{M}{\gamma} = \frac{4\pi}{3} \cdot N_A \cdot \left(\alpha_e + \frac{p_e^2}{3kT} \right), \quad (19)$$

где обозначения общепринятые. С точностью до константы

$$b \equiv \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N_A}{RT} \cdot \left(\alpha_e + \frac{p_e^2}{3kT} \right), \quad (20)$$

$$\epsilon = \frac{1 + 2b \cdot p}{1 - b \cdot p}, \quad (21)$$

где принято во внимание уравнение Клапейрона-Менделеева. Учитывая (5), в соответствии с формулами (21) и (2) для параметра $A(p)$ имеем:

$$A(p) = \frac{B}{p} \cdot \frac{1 + 2bp}{1 - bp}, \quad (22)$$

где B – константа ($B \equiv a \kappa_0 p_0$, см. (5)). Таким образом, первая дробь в правой части (22) отражает влияние давления на подвижность ионов, а вторая дробь – влияние давления на диэлектрическую проницаемость. Как видно из (22), параметр $A(p)$ как функция давления p имеет минимум при

$$pb = (\sqrt{3} - 1) / 2 \approx 0,366. \quad (23)$$

Подставляя значение (23) в формулу (21) для диэлектрической проницаемости, получим $\epsilon \approx 2,6$, что фактически во столько же раз превышает общепринятое значение $\epsilon \sim 1$ для газов.

Формула (22), полученная на основе закона обратной пропорциональности подвижности ионов от давления ($\kappa \sim 1/p$) и уравнения Клаузиуса-Мосотти (19), оправдывается качественно, но не количественно. По-видимому, в случае азота следует учесть отличную от нуля полярность молекул и уделить внимание нали-

чию объемных зарядов, существенно влияющих на напряженность внешнего электрического поля. Рассматриваемый минимум на кривой для азота объясним при допущении искусственного (не менее чем двукратного) увеличения диэлектрической проницаемости газа, то есть при таком же уменьшении напряженности внешнего электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке по двустороннему проекту АŞМ–ВМБФ: АŞМ: 13.823.15.09/GA, Институциональному проекту: 11.817.05.04A и ВМБФ:FKZ-Nr. 01DK13014.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов А.М., Быков В.Г., Лаптев А.В., Файн В.Б. *Электротехнология*. М.: Агропромиздат, 1985. 256 с.
2. Tanasescu F., Bologa M., Cramariuc R., Bologa Al., Cramariuc B. *Electrotehnologii. Protecția mediului, procesarea de materiale și control nedistructiv*. Bucurest: A.G.I.R., 2011. 764 p.
3. Верещагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З., Пашин М. *Основы электродинамики дисперсных систем*. М.: Энергия, 1974. 420 с.
4. Рубашов И.Б., Бортников Н.С. *Электрогазодинамика*. М.: Атомиздат, 1971. 219 с.
5. Денисов А.А., Нагорный В.С. *Электрогидро- и электрогазодинамические устройства автоматики*. Ленинград: Машиностроение, 1979. 288 с.
6. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1992. 536 с.
7. Голубев В.С., Пашкин С.В. *Тлеющий разряд повышенного давления*. М.: Наука, 1990. 335 с.
8. Zhang J., Adamiak K., Castle G.S.P. Numerical Modeling of Negative-corona Discharge in Oxygen under Different Pressures. *J Electrostat.* 2007, **65**, 174–181.
9. Fulyful F.K. High Temperature-High Pressure Effect on Performance of an Electrostatic Precipitator. *J of Kerbala University*. 2008, **6**(2), 84–92.
10. Stano M., Safonov E., Kučera M., Matejčík Št. Ion Mobility Spectrometry Study of Negative Corona Discharge in Oxygen/Nitrogen Mixtures. *Chemické listy*. 2008, **102**, 1414–1417.
11. Grosu F.P., Bologa An.M., Bologa M.K., Motorin O.V. On the Simulation of a Corona Discharge by the Similarity Theory Methods. *Surf Eng Appl Electrochem.* 2014, **50**(2), 141–148.
12. Grosu F.P., Bologa An.M., Paur H.-R., Bologa M.K., Motorin O.V. Generalization of the Townsend Current-voltage Characteristics of a Corona Discharge. *Surf Eng Appl Electrochem.* 2014, **50**(4), 306–310.
13. Bologa An., Paur H.-R. Corona Discharge in Gaseous Phase—study and Applications. *Abstracts of the 6th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics*. 11–14 September 2012, Chisinau, Moldova, p. 258.
14. Liu L., Zhang Z., Peng Z., Ouyang J. Comparison of Point-to-plane Corona in Different Gases. *J Phys: Conference Series*. 2013, **418**, 012092. doi:10.1088/1742-6596/418/1/012092.
15. Wais S.I., Giliyana D.D. Sphere-to-plane Electrodes Configuration of Positive and Negative Plasma Corona Discharge. *American J of Modern Physics*. 2013, **2**(2), 46–52. doi: 10.11648/j.ajmp.20130202.12.
16. Самусенко А.В., Стишков Ю.К. *Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей*. Санкт-Петербург: Изд-во СПбУ, 2011. 567 с.
17. Meng X., Zhang H., Zhu J. A General Empirical Formula of Current–voltage Characteristics for Point-to-plane Geometry Corona Discharges. *J Phys D: Appl Phys*. 2008, **41**, 065209. doi:10.1088/0022-3727/41/6/065209.

Поступила 18.02.15

Summary

Semi-empirical dependencies of parameters $A(p)$ and $U_c(p)$ of the current-voltage characteristics of corona discharge on pressure in the range 0.5–2.0 MPa at $T = 293$ K for helium and 0.4–0.7 MPa at $T = 473$ K for nitrogen are obtained on the base of statistical treatment of experimental data and theoretical presumptions. The parameter $A(p)$ decreases inversely with pressure for helium while the similar dependence for nitrogen has a minimum. Its physical nature is a subject for future investigations.

Keywords: corona discharge, current-voltage characteristic, interelectrode voltage, electric field intensity, pressure, space charge, ion mobility, dielectric permittivity.