УДК 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2017-32-1-19-29

В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Д.В. Терешонок, Х.М. Абакарова, И.Г. Рамазанов

**О пространственно-временной динамике развития импульсного разряда
в предварительно ионизированной газовой среде**

Дагестанский государственный университет; Россия, 367001, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а; vali_60@mail.ru

На основе двумерной осесимметричной диффузионно-дрейфовой модели в рассматриваемой работе выполнены исследования влияния нелокальности энергетического распределения в области фронта на параметры волны ионизации в гелии атмосферного давления. Показано, что результаты численных расчетов формирования начальных стадий объемного разряда в гелии находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Ключевые слова: *объемный разряд, диффузный канал, волна ионизации, диффузионно-дрейфовая модель.*

Введение

Плазма импульсного объемного разряда находит широкое применение в различных технологических устройствах, что обусловлено уникальностью протекающих в ней процессов. Физика этих процессов достаточно сложна и в настоящее время вызывает большой интерес [1–6]. Например, кардинальное улучшение рабочих характеристик плазменных приборов требует достоверных количественных данных о механизме формирования разряда. К ним прежде всего относятся такие данные, как распределения электрического поля, потенциала и концентраций заряженных частиц в разрядном промежутке, частота элементарных процессов, ток разряда, напряжение на промежутке и т. д.

Указанные параметры не всегда удается получить достоверно на основе экспериментов, поэтому используются различные модельные подходы. В настоящее время существует несколько подходов к моделированию плазмы: кинетический подход, основанный на решении уравнения Больцмана, например, методом крупных частиц с учетом столкновений по методу Монте-Карло [7, 8]; гидродинамический подход, при котором численно решаются уравнения для нескольких первых моментов уравнения Больцмана [8, 9], и гибридные подходы [10]. Выбор подхода определяется длиной свободного пробега для каждого сорта частиц. Для численного моделирования разрядов при давлениях порядка атмосферного обычно используются гидродинамические и гибридные модели.

Ранее в работе [11] нами было выполнено исследование начальной стадии формирования импульсного объемного разряда в гелии на основе двумерной диффузионно-дрейфовой модели. Было установлено, что формирование импульсного объемного разряда происходит в процессе развития одной катодонаправленной волны ионизации. Однако в работе [12] предполагалось, что предыонизация газа является однородной по сечению промежутка, чего добиться в экспериментальных условиях крайне сложно. Как правило, предыонизация от ультрафиолетового источника, расположенного в том же газе сбоку от основных электродов, неоднородна как вдоль, так и поперек разрядных электродов. В экспериментах однородности предыонизации добиваются за счет расположения источника УФ излучения за одним из сетчатых электродов. Трудно так-

же создать строго однородное распределение электрического поля в разрядном промежутке. Все эти факторы могут сильно повлиять на процесс формирования однородного плазменного столба. Об этом свидетельствуют и экспериментальные результаты по пространственно-временным (оптическим) картинам свечения промежутка [5, 6].

В рассматриваемой работе экспериментально и путем моделирования выполнен детальный анализ влияния неоднородности предыонизации газа, а также неоднородности распределения электрического поля в промежутке на процесс формирования и развития волны ионизации в гелии атмосферного давления.

Методики экспериментального и численного исследования разряда

а) Экспериментальная установка и методики исследования

Экспериментальная установка и методы исследования описаны ранее в [13]. Напряжение на сантиметровом разрядном промежутке менялось в пределах $3\div 20$ кВ. Импульсный генератор составляет единое целое с разрядной камерой и собран коаксиально из малоиндуктивных элементов. Напряжение и ток разряда регистрировались соответственно омическим делителем и малоиндуктивным шунтом с применением цифровых осциллографов типа «Актаком» и «Tektronix». Пространственно-временное развитие разряда снималось фотоэлектронным регистратором ФЭР2-1. Начальная концентрация электронов, создаваемая внешним ионизатором с энергозапасом 0,3–0,4 Дж, оценивалась по измеренному току в разрядной цепи при постоянном напряжении на промежутке (100–300 В). Для улучшения отношения сигнал/шум и согласования нагрузки с передающим кабелем применялся эмиттерный повторитель на высокочастотном транзисторе. По известному сечению разряда ($D = 4$ см) и измеренному току определялась плотность тока, и по ней – концентрация электронов. Данная методика более подробно описана в [14].

Поскольку решающим фактором, обеспечивающим объемный характер разряда, является равномерное инициирование начальных электронов и его абсолютное значение, то способам облучения промежутка уделялось достаточно много внимания. Создание начальной концентрации электронов осуществлялось следующими способами: 1) предварительная ионизация газа ($n_0 \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$) достигалась облучением промежутка через сетчатый анод УФ излучением стороннего искрового разряда. В этом случае исследуемый промежуток длиной в 1 см был образован сетчатым анодом и сплошным катодом из нержавеющей стали; 2) источник предыонизации располагался в том же газе сбоку на расстоянии 5–7 см от оси основного промежутка. В этом случае электроды сплошные. Измерения проводились при давлениях газа порядка атмосферного.

В некоторых экспериментах использовалась система щелей, позволяющая регистрировать с помощью фотоумножителя временной ход свечения из различных областей разрядного промежутка.

б) Двумерная численная модель формирования импульсного объемного разряда

Для описания разряда используется диффузионно-дрейфовая модель движения электронов и ионов вместе с уравнением Пуассона и уравнением энергии для нейтрального газа [15]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_e}{dt} + \nabla \cdot \tilde{A}_e &= \alpha |\tilde{A}_e| - \beta n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{dt} + \nabla \cdot \tilde{A}_i &= \alpha |\tilde{A}_i| - \beta n_e n_i, \\ \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_+ - n_e),\end{aligned}\quad (1)$$

где потоки электронов и ионов выражаются как $\vec{\Gamma}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e$, $\vec{\Gamma}_+ = n_+ \mu_+ \vec{E} - D_+ \nabla n_+$, n_e и n_+ – концентрации электронов и ионов, α – ионизационный коэффициент Таунсенда, β – коэффициент рекомбинации, $\mu_e(E/N)$ и $\mu_+(E/N)$ – подвижности электронов и ионов, $D_e = \frac{kT_e \mu_e}{e}$ и $D_+ = \frac{kT_+ \mu_+}{e}$ – коэффициенты диффузии электронов и ионов, ε_0 – электрическая постоянная; $\vec{E}$ – напряженность электрического поля, $T_e(E/N)$ – температура электронов.

Параметры переноса, ионизации, рекомбинации и теплофизические свойства задавались зависимостями из [16, 17].

В моделировании исследовалось развитие разряда между двумя плоскими электродами с радиусом $r = 2$ см и межэлектродным расстоянием 1 см, соединенными с конденсатором емкостью $C = 1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф через балластное сопротивление $R_b = 2$ Ом, которое одновременно является шунтом для определения тока разряда.

В начальный момент времени температура газа считалась равной $T_0 = 293$ К, а начальное давление исследуемого газа $p = 760$ Тор. Концентрации электронов и ионов в начальный момент времени по всей расчетной области считались неизменными и равными: $n_e(x, y, 0) = n_+(x, y, 0) = n_0$. (x – радиальное направление, y – координата в перпендикулярном направлении от анода к катоду). Граничные условия на катоде: $y = 1$ см, $\vec{\Gamma}_e = -\vec{\Gamma}_+$, $\partial n_+ / \partial y = 0$, $\varphi_k = 0$, $\gamma = 0,1$ – коэффициент вторичной эмиссии. Граничные условия на аноде: $y = 0$ см,

$$\partial n_e / \partial y = 0, \quad n_+ = 0, \quad \varphi_k = U(t) - I(t)R_b, \quad I(t) = 2\pi \int_0^r j_a(x, t) x dx.$$

Здесь $I(t)$ – общий ток в электрической цепи, $j_a(x, t)$ – плотность тока на аноде.

В радиальном направлении на границах расчетной области для потенциала и концентраций задавалось условие отсутствия суммарного потока частиц (равенство производных нулю). В расчете использовался явный метод с первым порядком точности по времени и пространству. Уравнение Пуассона для электрического поля рассчитывается итерационным методом. Число расчетных ячеек в радиальном направлении составляло 200, в перпендикулярном направлении – 300 со сгущением вблизи электродов.

Учет нелокальности для коэффициента ионизации выполнен в соответствии с работой [18].

$$k_{i_nl} N n_e = k_i \left(1 + \frac{\vec{E} D_e \nabla n_e}{\mu_e n_e E^2} \right) N n_e = \alpha |\vec{\Gamma}_e| \left(1 + \frac{\vec{E} D_e \nabla n_e}{\mu_e n_e E^2} \right) = \alpha_{nl} |\vec{\Gamma}_e|.$$

Аналогичным образом учитывается нелокальность для подвижности электрона:

$$\mu_{e_nl} = \frac{1}{n_e m_e \nu_m E_x} (n_e e E_x + \nabla(n_e k T_e)_x) = \mu_e \left(1 + \frac{\nabla(n_e k T_e)_x}{e n_e E_x} \right),$$

где m_e – масса электрона, $p_e = n_e k T_e$ – давление электронного газа, k – постоянная Больцмана, k_{i_nl} – локальный ионизационный коэффициент Таунсенда, $\vec{E}$ – электрическое поле, ν_m – частота столкновений электрона с нейтральными частицами газа, μ_{e_nl} – нелокальное значение подвижности электронов.

Концентрация электронов и ионов предыонизации в промежутке задавалась, как:

$$n_e(x, y) = n_{e0} \cdot \frac{\exp(-k \cdot x^2)}{R^2} \cdot \frac{\exp(-k \cdot y^2)}{d^2},$$

$$n_i(x, y) = n_{e0} \cdot \frac{\exp(-k \cdot x^2)}{R^2} \cdot \frac{\exp(-k \cdot y^2)}{d^2},$$

где $R = 2$ см – радиус разрядного промежутка, $d = 1$ см – межэлектродное расстояние, k – коэффициент, определяющий степень начальной неоднородности предыонизации. В этом случае концентрация электронов и ионов предыонизации является функцией $n_0 = f(x, y)$. Неоднородность электрического поля определяется решением уравнения Пуассона для заданной геометрии разрядного промежутка.

Результаты экспериментальных и численных исследований и их обсуждение

а) Результаты электронно-оптических исследований развития импульсного объемного разряда в гелии атмосферного давления

Наибольший интерес представляют экспериментальные результаты прямых наблюдений динамики формирования и контракции разряда с пространственным и временным разрешением в наносекундном диапазоне времени при различных способах создания предыонизации. Проанализируем наблюдаемые картины формирования ОР в He, особенности горения и характер его контракции в искровой канал в широком диапазоне изменения начальных условий.

На рис. 1 а–г соответственно представлены покадровые картины формирования ОР в He ($d = 1$ см, $p = 1$ атм): $U_0 = 8$ кВ (а), $U_0 = 18$ кВ (б) – электроды плоские с радиусом кривизны 30 см, верхний электрод – анод, нижний – катод; $U_0 = 6$ кВ (в) – электроды плоские с микровыступом на катоде и интегральные картины свечения промежутка (г) при различных напряжениях на промежутке – электроды из нержавеющей стали (катод – сплошной, анод – сетчатый из нержавеющей стали).

Сопоставление пространственных картин с электрическими характеристиками показывает, что при облучении промежутка внешним ионизатором первое регистрируемое свечение возникает на аноде (см. рис. 1 а, б, фото 1) после приложения внешнего поля, которое в дальнейшем в виде диффузного свечения распространяется к катоду. Таким образом, разряд переходит в следующую фазу – фазу объемного горения.

При малых напряжениях пробоя $U_0 < 6$ кВ разряд горит стационарно и характеризуется высокой однородностью свечения (см. рис. 1 г, фото 1) и длительностью горения. При напряжениях $U_0 > 6$ кВ и плотностях тока $j \geq 40$ А/см² формируются диффузные каналы, привязанные к катодным пятнам (рис. 1 г, фото 2, 3), и разряд переходит в канальную форму (рис. 1 г, фото 4), причем число диффузных каналов тем больше, чем выше и однороднее

поле. Предельный удельный энерговклад в ОР составляет $\approx 0,1$ Дж/см³. Если использовать электрод с микровыступом на катоде, то получить однородный объемный разряд не удастся (см. рис. 1 в, фото 1–4).

Рис. 1. Покадровые картины формирования ОР в *He* ($d = 1$ см, $p = 1$ атм): $U_0 = 8$ кВ (а), $U_0 = 18$ кВ (б) – электроды плоские, верхний электрод – анод, нижний – катод; $U_0 = 6$ кВ (в) – электроды плоские с микровыступом на катоде и интегральные картины свечения промежутка (г) при различных напряжениях на промежутке – электроды из нержавеющей стали (катод – сплошной, анод – сетчатый)

Обнаружено также, что при увеличении числа катодных пятен появление искрового канала в промежутке задерживается. Это происходит потому, что ток объемного разряда распределяется одновременно на несколько катодных пятен, в результате чего плотность тока в отдельном диффузном канале уменьшается и оказывается недостаточной для того, чтобы вдоль диффузного канала распространился контрагированный искровой канал [19–21].

С другой стороны, эопограммы свечения промежутка позволяют также проследить, как влияет давление газа на пространственно-временные картины свечения промежутка. При исследовании было обнаружено, что с ростом давления размер нитевидных каналов прикатодной плазмы уменьшается. С ростом внешнего поля число нитевидных диффузных каналов увеличивается. При большом значении накопительной емкости ($C = 1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф) и полях $E_0 \geq 12$ кВ/см ($W \geq 300$ %) ОР в He преобразуется в сильноточный диффузный режим (СДР) (рис. 1 б, фото 5) [13, 22].

Энергия, введенная в газ до образования искрового канала, возрастает при увеличении подводимой в разряд мощности, в результате на фоне ОР наблюдается образование плазменных сгустков на поверхности катода, ответственных за возникновение связанных с ним диффузных каналов. При этом длительность горения τ_r экспоненциально уменьшается с ростом прикладываемого поля, и ОР контрагируется в искровой канал при критических плотностях тока $j \geq j_{кр} \approx 40$ А/см² и предельных удельных энерговкладах $\approx 0,1-0,2$ Дж/см³ [12].

Очень важно определить роль вторичных процессов на катоде в формировании разряда. Известно, что при таунсендовском разряде в формировании разряда основную роль играют вторичные процессы на катоде, которые обеспечивают непрерывный рост тока разряда. Исходя из этого, определяли время формирования как в отсутствие, так и при наличии предыонизации.

Предварительное облучение сводит к минимуму время статистического запаздывания, и поэтому резко сокращает время формирования разряда. Для сравнения на рис. 2 приведены времена формирования как при наличии предварительной ионизации II, так и без нее I. Как мы здесь видим, величина n_0 оказывает существенное влияние на времена формирования.

Внешнее ограничивающее сопротивление также влияет на время формирования. На рис. 3 приведены времена формирования для трех значений внешнего сопротивления, ограничивающих ток разряда. Увеличение величины внешнего сопротивления приводит к росту импеданса генератора, в результате чего уменьшается время формирования τ_{ϕ} пробоя.

Рис. 2. Времена формирования пробоя как при наличии предварительной ионизации газа (II), так и без нее (I)

Рис. 3. Зависимость времен формирования ОР от прикладываемого поля E_0 для различных ограничивающих внешних сопротивлений (1 – 202 Ом; 2 – 22 Ом; 3 – 2 Ом)

Измерения времен формирования проводились многими исследователями. Основной целью было объяснение механизма пробоя на основе анализа их результатов,

т. е. построение таких моделей формирования разряда, которые привели бы к совпадению расчетных и экспериментальных результатов.

б) Результаты численного моделирования и их анализ

Рассмотрим результаты численного моделирования стадии формирования разряда в условиях неоднородной предыонизации газа. На рис. 4 соответственно приведены характерные распределения концентрации электронов в межэлектродном промежутке для различных моментов времени.

Рис. 4. Характерные распределения концентрации электронов n_e , 10^{10} [см $^{-3}$] в межэлектродном промежутке при $U_0 = 10$ кВ, $n_0 = 10^8$ см $^{-3}$, $k = 1$, $d = 1$ см, $p = 760$ Тор

речной составляющей E_x напряженности электрического поля для различных моментов времени, из которых видно, что в процессе развития волны ионизации нескомпенсированный положительный заряд создает достаточно высокое поперечное электрическое поле.

Рис. 6. Характерное распределение поперечно составляющей напряженности поля E_x , 10^2 [В/см] в межэлектродном промежутке для $U_0 = 10$ кВ, $n_0 = 10^8$ см $^{-3}$, $k = 1$, $d = 1$ см, $p = 760$ Тор

Причем составляющие проекции E_x на фронте волны ионизации положительны, а за фронтом – отрицательны. Причиной этому служит нескомпенсированный положительный заряд. По мере приближения к катоду фронта волны ионизации напряженность поля на фронте увеличивается, соответственно увеличивается и интенсивность ионизационных процессов. При уменьшении концентрации электронов предыонизации увеличивается время формирования волны ионизации и соответственно время формирования разряда.

На рис. 7 приведено характерное распределение разности плотности ионов и электронов ($n_i - n_e$) в промежутке для момента времени 107 нс после приложения импульса напряжения. Следует отметить, что в процессе развития волны ионизации электроны скапливаются на оси разряда, т. к. значение $n_i - n_e$ отрицательно внутри фронта волны ионизации.

Рис. 7. Характерное распределение разности $n_i - n_e$, 10^{10} [см $^{-3}$] в межэлектродном промежутке: $U_0 = 10$ кВ, $n_0 = 10^8$ см $^{-3}$, $k = 1$, $d = 1$ см, $p = 760$ Тор

После перекрытия фронтом волны ионизации разрядного промежутка зажигается плазменный столб, где концентрация заряженных частиц на оси разряда выше и постепенно уменьшается к периферии разряда. На интегральных картинах формирования разряда, полученных экспериментально, также можно заметить, что интенсивность излучения на оси разрядного промежутка выше и уменьшается от оси к периферии. Такое распределение концентрации электронов в промежутке связано с неравномерным распределением электрического поля по сечению разряда. Чем больше поле (на оси), тем больше энерговклад и степень ионизации газа. На ранних стадиях формирования разряда нагрев газа незначителен и не вносит изменений в физику процесса.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки РФ (проект № 3.8044.2017/БЧ) и стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам № СП-3812.2016.1.

Литература

1. Tarasenko V.F., Baksht E. and Burachenko A.G. An efficient cathode for generating an supershort avalanche electron beam in air at atmospheric pressure // *Technical Physics Letters*. – 2010. – Vol. 36, № 4. – P. 375–378.
2. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Арсланбеков М.А., Гаджиев М.Х., Рагимханов Г.Б., Аль-Шатрави Али Гатеа. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления // *Физика плазмы*. – 2012. – Т. 38, № 1. – С. 26–31.
3. Бабиц Л.П., Бочков Е.И., Куцык И.М. Механизм генерации убегающих электронов лидером молнии // *Письма в ЖЭТФ*. – 2014. – Т. 99, вып. 7. – С. 452–456.
4. Осипов В.В. Самостоятельный объемный разряд // *Успехи физических наук*. – 2000. – Т. 170, № 3. – С. 225–245.
5. Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimhanov G.B., and Aliverdiev A.A. Volume discharge in Helium nearby atmospheric pressure // *Plasma Physics and Technology*. – 2014. – V. 1, № 1. – P. 28–29.
6. Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimhanov G.B., and Aliverdiev A.A. Volume discharge in Helium nearby atmospheric pressure // *Plasma Physics and Technology*. – 2014. – V. 1, № 1. – P. 28–29.
7. Birdsall C.K. Particle-in-Cell charge-particle simulations, plus monte-carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1991. – Vol. 19, № 2. – P. 65–85.
8. Kim H.C., Yang S.S., et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2005. – V. 38. – P. 283–301.
9. Georgiou G.E., Papadakis A.P., Morrow R.A., and Metaxas A.C. Numerical Modelling of Atmospheric Pressure Gas Discharges Leading // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2005. – V. 38. – P. 303–328.
10. Kushner M.J. Modelling of microdischarge devices: plasma and gas dynamics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2005. – V. 38. – P. 1633–1643.
11. Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimhanov G.B., and Tereshonok D.V. // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2017 (в печати).
12. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. К вопросу о характере контракции объемного разряда в гелии атмосферного давления // *ТВТ*. – 1995. – Т. 3, № 3. – С. 365–369.
13. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М., Али Рафид Аббас Али. Импульсный объемный разряд в гелии при высоких пере-напряжениях // *Успехи прикладной физики*. – 2015. – Т. 3, № 2. – С. 154–161.
14. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Хачалов М.Б. Измерение слабых раз-

рядных токов // Измерительная техника. – 1989. – № 3. – С. 30–34.

15. Терешонок Д.В. Исследование поверхностного тлеющего разряда для задач плазменной аэродинамики // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, вып. 3. – С. 83–89.

16. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. МФТИ. – Долгопрудный: Интеллект, 2009. – 736 с.

17. Суржигов С.Т. Физическая механика газовых разрядов. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. – 640 с.

18. Soloviev V.R., Krivtsov V.M. Surface barrier discharge modelling for aerodynamic applications // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2009. – Vol. 42, № 12. – P. 13–17.

19. Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimkhanov G.B., Aliverdiev A.A. About the uniformity and the stability of a volume discharge in helium in near-atmospheric pressure // Acta Polytechnica. – 2015. – Vol. 55, № 4. – С. 237–241.

20. Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Arslanbekov M.A., Gadzhiev M.K., Ragimkhanov G.B., Al-Shatravi A.J.G. Expansion of the cathode spot and generation of shock waves in the plasma of a volume discharge in atmospheric-pressure helium // Plasma Physics Reports. – 2012. – Vol. 38, Is. 1. – P. 22–28.

21. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Абакарова Х.М., Али Рафид А.А. Особенности контракции объемного разряда в He атмосферного давления // Вестник Дагестанского государственного университета. – 2013. – Вып. 6. – С. 38–46.

22. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М., Али Рафид Аббас Али. Сильноточный диффузный разряд в аргоне // Прикладная физика. – 2015. – № 2. – С. 63–67.

23. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Арсланбеков М.А., Абакарова Х.М., Али Рафид А.А. Оптическое излучение импульсного объемного разряда в He высокого давления // Успехи прикладной физики. – 2014. – Т. 2, № 3. – С. 234–242.

24. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991. – 224 с.

Поступила в редакцию 22 января 2017 г.

UDC 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2017-32-1-19-29

On the spatial-temporal dynamics of development of a pulsed discharge in a pre-ionized gas medium

***V.S. Kurbanismailov, O.A. Omarov, G.B. Ragimkhanov, D.V. Tereshonok,
Kh.M. Abakarova, I.G. Ramazanov***

Dagestan State University; Russia, 367001, Makhachkala, M. Gadzhiyev st., 43a; vali 60@mail.ru

The article studies the influence of the nonlocal nature of energy distribution in the front region on the parameters of ionization waves in helium at atmospheric pressure. The analysis is held on the basis of two-dimensional axially symmetric diffusion-drift model. It is shown that the numerical results of the initial stages of formation of volume discharge in helium conform with the experimental data.

Keywords: *volume discharge, diffuse channel, ionization wave, drift-diffusion model.*

Received 22 January, 2017