

УДК 537.523

# МОДЕЛЬ РАСШИРЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПЛОТНОМ ГАЗЕ С УЧЁТОМ ЭЛЕКТРОННОЙ И ЛУЧИСТОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЕЙ.

## II. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС И УРАВНЕНИЕ

У. Юсупалиев<sup>1</sup>

*На основе механизма расширения импульсного электрического разряда в плотном газе (при атмосферном давлении и выше) получено уравнение для радиуса разрядного канала на основе баланса энергий с учетом затрат на ионизацию вовлекаемого в разряд газа, джоулева нагрева плазмы и работы разряда, совершаемой против давления окружающего газа. Для начальной стадии развития такого разряда получено решение этого уравнения, которое согласуется с экспериментальными данными в пределах ошибок измерений.*

**Ключевые слова:** разряд в плотном газе.

*Введение.* Импульсные расширяющиеся электрические разряды в газе при атмосферном давлении и выше (искровые разряды, сильноточные импульсные излучающие разряды) [1–27] отличаются от импульсных вакуумных электрических разрядов прежде всего тем, что в них масса нагретой плазмы, охваченной разрядным током, возрастает со временем за счет механизма электронной и лучистой теплопроводностей. Теоретическое исследование таких разрядов – весьма сложная задача: требуется совместное решение системы нестационарных уравнений магнитной гидродинамики, уравнения

<sup>1</sup>e-mail: nesu@msu.ru

состояния, уравнения переноса излучения и уравнения цепи. При этом общая гидродинамическая задача становится нелинейной, и при её решении возникают значительные математические трудности [1, 5, 15, 19, 21, 24–27].

Одна из первых попыток создания теории импульсного электрического разряда в плотном газе в предположении постепенного выделения энергии в канале разряда была предпринята в работах [1, 5]. Теоретические модели, предложенные в них, не применимы для сильноточных (излучающих) импульсных разрядов в плотном газе, поскольку в них не учитываются потери на излучение. Автомодельная теория излучающего разряда была развита в работах [21, 24]. Применялся автомодельный подход к решению газодинамической задачи при  $p_M/p_P \ll 1$  ( $p_M$  и  $p_P$  – магнитное давление разряда и газокINETическое давление плазмы). В энергетическом балансе разряда основную роль играло излучение. Основными недостатками автомодельной теории является пренебрежение противодавлением окружающей среды и затратами на ионизацию атомов газа. В [15, 21] изучение процессов в разряде проводилось с помощью численного интегрирования уравнений магнитной гидродинамики с учетом излучения разряда, но без учёта противодавления и ионизации вовлекаемого в него газа. Проводилось сравнение результатов автомодельной теории и численного расчета с опытными данными. Было показано, что численный расчет даёт достаточно хорошее согласие с измеренными вольт-амперными характеристиками разряда, чего не обеспечивает автомодельная теория. Что же касается других параметров разряда, то численный расчет дает примерно такое же расхождение с опытом, что и автомодельная теория, с той лишь разницей, что численный расчет позволяет описывать динамику разряда на всех стадиях его развития. Эти расхождения особенно ярко проявляются для радиуса разрядного канала  $R(t)$  (где  $t$  – текущее время). Так, автомодельная теория дает для  $R(t)$  значение, превышающее измеренные значения  $R(t)$  в 2.2 раза (рис.1, кривая 1), а численный расчет – в 3.5 раза (рис.1, кривая 2).

Итак, из вышеизложенного следует, что между результатами существующих теоретических моделей рассматриваемого разряда и опытными данными полного согласия нет. В частности, до сих пор не определены зависимости радиуса  $R$ , скорости расширения  $V_d$  и температуры  $T_C$  разрядного канала от начальных параметров разрядного контура и окружающего газа (давления  $p_0$ , плотности  $\rho_0$ , показателя адиабаты  $\gamma_0$ , температуры  $\theta_0 = kT_0$ , первого потенциала ионизации атомов  $I_1$ . Здесь  $k$  – постоянная Больцмана).

Для решения ряда прикладных задач (например, для создания мощного импульсного

источника излучения в ближнем и видимом диапазонах спектра и др.) требуется знание зависимостей величин  $R$ ,  $V_d$  и  $T_C$  от параметров разрядного контура и окружающего газа. Поэтому данная работа посвящена количественному определению зависимостей  $R(t)$  и  $V_d(t)$  с учётом давления окружающего разряд газа, электронной и лучистой теплопроводностей в разряде.

1. Для определения зависимостей  $R(t)$  и  $V_d(t)$  используем законы сохранения энергии для разрядного канала и оболочки импульсного электрического разряда на основе механизма его расширения по газу. Структура и механизм расширения такого разряда в плотном газе достаточно подробно исследованы в [28]. Ось симметрии разряда совпадает с осью  $Oz$  цилиндрической системы координат  $(r, \varphi, z)$ . Будем считать, что его параметры не зависят от координат  $\varphi$  и  $z$ .

*Закон сохранения энергии для разрядного канала.* Вводимая в разряд энергия  $Q(t)$  к моменту времени  $t$  расходуется на повышение тепловой энергии разрядного канала  $E_{H1}(t)$ , на увеличение кинетической энергии расширяющейся в радиальном направлении плазмы  $E_C(t)$ , на энергию  $E_R(t)$ , уносимую из нагретой области (канала) излучением, на тепловую энергию  $E_{el}(t)$ , переносимую в процессе электронной теплопроводности из канала в оболочку через его боковую поверхность  $2pRl_0$ , на работу  $A_1(t)$ , совершаемую расширяющимся разрядным каналом против давления окружающего разряд газа и на изменение магнитной энергии разряда  $W_M(t)$ :

$$Q(t) = \int_0^t U_d(\xi) J(\xi) d\xi = E_C(t) + E_{H1}(t) + A_1(t) + E_R(t) + E_{el}(t) + W_M(t), \quad (1)$$

где  $U_d(t)$  – падение напряжения на разрядном промежутке при протекании электрического тока  $J(t)$ ,  $W_M = \int \int \int \frac{H^2(t, r)}{8\pi} d\Omega$  – энергия магнитного поля разряда,  $H(t, r)$  – напряженность магнитного поля разрядного тока,  $\Omega = pR^2l_0$  и  $l_0$  – объем и длина разрядного канала. Сумма энергий  $E_R(t)$  и  $E_{el}(t)$  равна

$$E_R(t) + E_{el}(t) = [S_R(t) + S_{el}(t)]2\pi Rl_0t, \quad (2)$$

где  $S_R(t)$  – плотность потока энергии излучения из канала,  $S_{el}(t)$  – плотность потока тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности из канала в оболочку. Потоки энергии  $S_R$  и  $S_{el}$  вычисляются на границе разрядного канала (в оболочке разряда). Для этого требуется знание градиента температуры  $\nabla T$  в оболочке

разряда. Величины  $S_R$  и  $S_{el}$  являются функциями температуры  $T$  и плотности  $\rho$ . Согласно [24, 29], зависимости  $S_R(T, \rho)$  и  $S_{el}(T, \rho)$  можно представить в следующем общем виде:

$$S(T, \rho) \sim \frac{T^{m+3}}{\rho^n} \nabla T, \quad (3)$$

где для электронной теплопроводности  $m = -1/2$ ,  $n = 0$ , а для лучистой –  $m = 1.5 - 3$ ,  $n = 1.5 - 2.0$ . Таким образом, уравнение (1) с учетом (2) и (3) представляет собой нелинейное дифференциальное уравнение в частных производных.

Для определения кинетической энергии расширяющейся плазмы  $E_C(t)$  и суммарной энергии  $E_R(t) + E_{el}(t)$  рассмотрим закон сохранения энергии для оболочки разряда с учётом лучистой и электронной теплопроводностей.

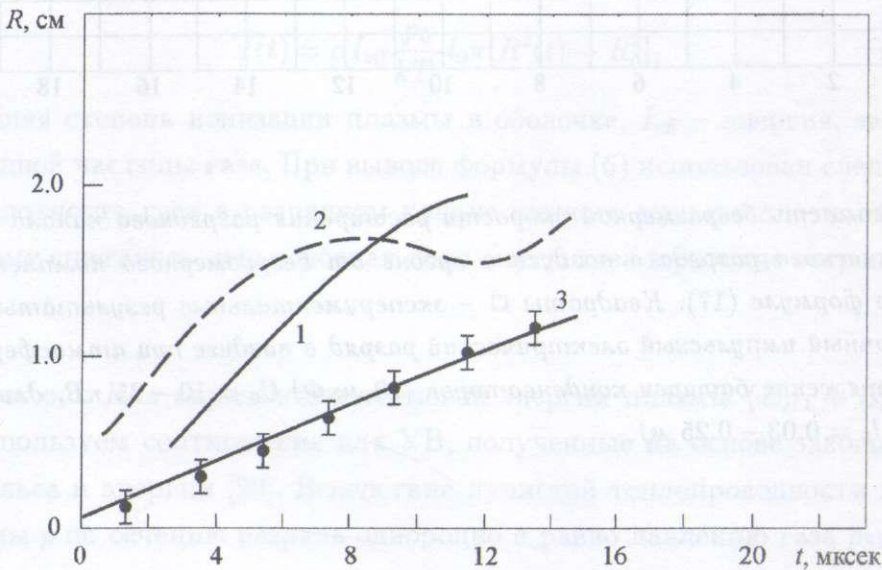


Рис. 1. Зависимость радиуса разрядного канала  $R$  от времени  $t$  для следующего режима сильноточного импульсного электрического разряда в воздухе при атмосферном давлении. Точки  $\bullet$  – экспериментальные данные работы [21]. Зарядное напряжение батареи конденсаторов (288 мкФ)  $U_0 = 20$  кВ, длина разрядного промежутка  $l_0 = 0.75$  м, квазипериод  $T \approx 106$  мкс и начальная скорость нарастания  $F \approx 1.3 \cdot 10^{10}$  А/с разрядного тока, начальное падение напряжения на разрядном промежутке  $U_{d0} \approx 13$  кВ. Кривая 1 – расчет по автомодельной теории, кривая 2 – численный расчет, кривая 3 – расчет по формуле (16).

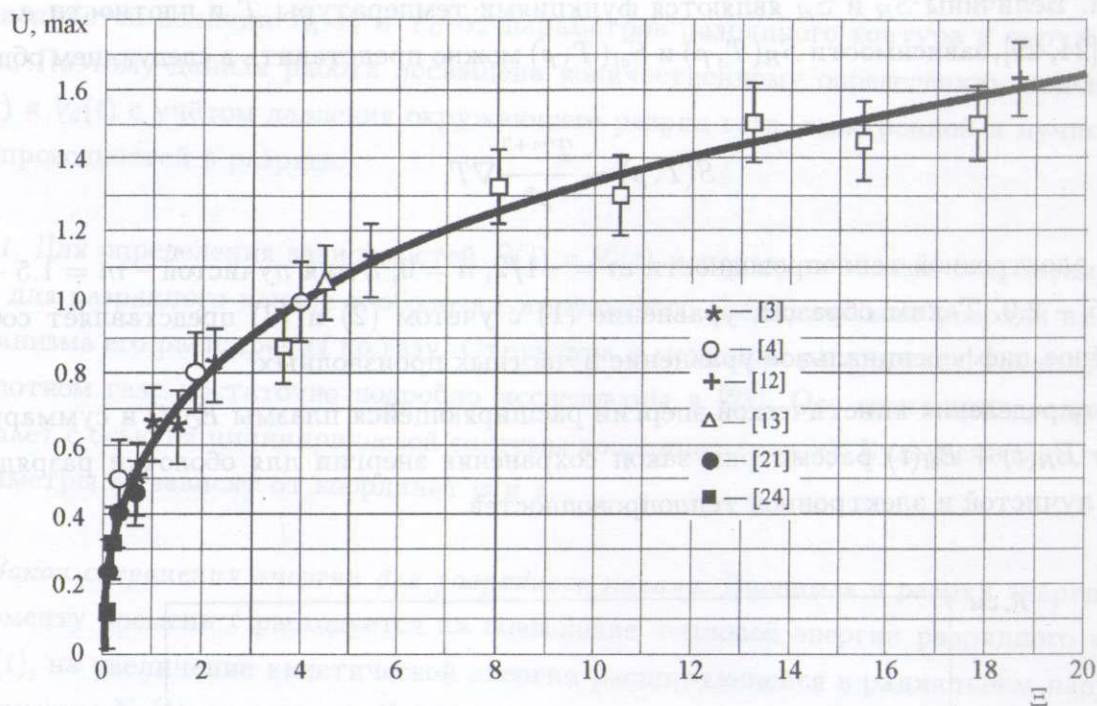


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости расширения разрядного канала  $u_{\max}$  импульсного электрического разряда в воздухе и аргоне от безразмерного комплекса  $\Xi$ . Кривая построена по формуле (17). Квадраты  $\square$  – экспериментальные результаты данной работы: сильноточный импульсный электрический разряд в воздухе при атмосферном давлении (зарядное напряжение батареи конденсаторов (20 мкФ)  $U_0 = 10 - 25$  кВ, длина разрядного промежутка  $l_0 = 0.03 - 0.25$  м).

Закон сохранения энергии для оболочки разряда. Исходя из механизма расширения разряда, теперь можно написать закон сохранения энергии для плотной оболочки разряда. Он гласит: за счет энергии  $E_R(t)$ , уносимой из разрядного канала излучением, и тепловой энергии  $E_{el}(t)$ , переносимой в процессе электронной теплопроводности из канала в оболочку, происходит ионизация, нагрев и сжатие вовлекаемого в разряд слабоионизованного газа:

$$[S_R(t) + S_{el}(t)]2\pi Rl_0t = I(t) + E_{H_2}(t) + A_2(t), \quad (4)$$

где  $I(t)$ ,  $E_{H_2}(t)$  и  $A_2(t)$  – энергии, затраченные на ионизацию, нагрев и сжатие вовлека-

емого в разряд слабоионизованного газа. Другими словами, выходящая из поверхности разрядного канала энергия, переносимая излучением и за счёт электронной теплопроводности из канала в оболочку, возвращается обратно в канал в виде энергии ионизации, дополнительной тепловой энергии  $E_{H2}(t)$  и дополнительной работы  $A_2(t)$  по сжатию вовлекаемого в разряд слабоионизованного ионизованного газа.

С учетом уравнения (4) уравнение (1) для разрядного канала приводится к виду:

$$Q(t) = E_C(t) + [E_{H1}(t) + E_{H2}(t)] + [A_1(t) + A_2(t)] + I(t) + W_M(t). \quad (5)$$

На основе механизма расширения разряда, изложенного в работе [28], также можно определить выражения для величин  $E_C(t)$  и  $I(t)$ :

$$E_C(t) = \frac{1}{2} \rho_0 l_0 \pi [R^2(t) - R_0^2] \left( \frac{dR(t)}{dt} \right)^2, \quad (6)$$

$$I(t) = \alpha I_{\text{eff}} \frac{p_0}{k T_0} l_0 \pi [R^2(t) - R_0^2], \quad (7)$$

где  $\alpha$  – средняя степень ионизации плазмы в оболочке,  $I_{\text{eff}}$  – энергия, затраченная на ионизацию одной частицы газа. При выводе формулы (6) использован следующий опытный факт: плотность газа в разрядном канале намного меньше плотности газа в оболочке. Поэтому считалось, что основная доля массы газа в разряде сосредоточена в его оболочке.

*Ударная волна.* Для определения тепловой энергии плазмы ( $E_{H1} + E_{H2}$ ) и работы ( $A_1 + A_2$ ) используем соотношения для УВ, полученные на основе законов сохранения массы, импульса и энергии [29]. Вследствие лучистой теплопроводности в разряде давление плазмы  $p$  по сечению разряда однородно и равно давлению газа  $p_{\text{sw}}$  за фронтом УВ:

$$p = p_{\text{sw}} = \frac{2}{\gamma_0 + 1} \rho_0 D_{\text{sw}}^2 - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} p_0, \quad (8)$$

где  $D_{\text{sw}}$  – скорость фронта УВ. Величина  $D_{\text{sw}}$  связана со скоростью  $V_d$  поршня УВ-разрядного канала при числе Маха ударной волны  $M \gg 1$  следующим образом [30]:

$$D_{\text{sw}} = \frac{\gamma_0 + 1}{4} V_d \left[ 1 + \left( 1 + \frac{16c_0^2}{(\gamma_0 + 1)^2 V_d^2} \right)^{1/2} \right] \cong \frac{\gamma_0 + 1}{2} V_d,$$

где  $c_0$  – скорость звука в слабоионизованном газе, находящемся перед фронтом УВ. С учетом этого соотношения из (8) получим следующую связь между давлением  $p$  за

фронтом УВ и скоростью разрядного канала  $V_d(t) = dR(t)/dt$ :

$$p = \frac{\gamma_0 + 1}{2} \rho_0 \left( \frac{dR(t)}{dt} \right)^2 - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} p_0. \quad (9)$$

Тогда тепловая энергия плазмы ( $E_{H1} + E_{H2}$ ) и работа ( $A_1 + A_2$ ) определяются через давление  $p$  следующим образом:

$$[E_{H1}(t) + E_{H2}(t)] = \left[ \left( \frac{1}{\gamma_d - 1} \right) p - \left( \frac{1}{\gamma_0 - 1} \right) p_0 \right] l_0 \pi [R^2(t) - R_0^2], \quad (10)$$

$$[A_1(t) + A_2(t)] = (p - p_0) l_0 \pi [R^2(t) - R_0^2], \quad (11)$$

где  $\gamma_d$  – показатель адиабаты плазмы.

Подставляя выражения (6), (7), (10) и (11) в уравнение (5), с учетом соотношения (9) получим следующее нелинейное дифференциальное уравнение для радиуса разрядного канала  $R(t)$ :

$$A_0 \left( \frac{dR(t)}{dt} \right)^2 [R^2(t) - R_0^2] + B_0 [R^2(t) - R_0^2] = (1 - d(t)) \int_0^t U_d(\xi) J(\xi) d\xi, \quad (12)$$

где  $B_0 = \pi l_0 p_0 \left[ \frac{\alpha I_{\text{эфф}}}{\theta_0} - \left( \frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left( \frac{1}{\gamma_0 - 1} \right) - \left( \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right]$ ,  $d(t) = W_M(t)/Q(t)$ ,  
 $A_0 = \pi l_0 \rho_0 \left[ \left( \frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right]$ .

Таким образом, рассматривая механизм расширения разряда по плотному газу, дифференциальное уравнение в частных производных (1) удалось преобразовать в обыкновенное нелинейное дифференциальное уравнение (12) для одной переменной  $R(t)$ , что существенно облегчает решение поставленной задачи.

*Начальная стадия развития разряда.* Опыт показывает, что на этой стадии (при  $t < \sqrt{L_C C}$ ) индуктивность разряда  $L_d(t)$  сильно уменьшается вследствие его расширения ( $L_C$  – средняя индуктивность разрядного контура,  $C$  – ёмкость батареи конденсаторов). Это приводит к тому, что, несмотря на рост разрядного тока, энергией магнитного поля разряда можно пренебречь по сравнению с другими членами энергетического баланса разряда, т.е.  $d(t) \ll 1$ . Кроме того, для этой стадии развития разряда из опытных данных следует, что

$$U_d = U_{d0} \approx \text{const} \text{ и } J(t) \approx Ft, \quad (13)$$

где  $F = (dJ/dt)_{t=0}$  – начальная скорость нарастания разрядного тока.

Тогда с учетом (13) и  $d(t) \ll 1$  для начальной стадии развития разряда из уравнения (12) получим следующее дифференциальное уравнение:

$$\left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2 [R^2(t) - R_0^2] + \frac{B_0}{A_0} [R^2(t) - R_0^2] = \frac{U_{d0} F t^2}{2A_0}. \quad (14)$$

Сильноточный импульсный разряд в плотном газе инициируется электрическим взрывом металлических проволочек радиусом  $R_0 = 0.05 - 0.15$  мм, что намного меньше радиуса разрядного канала  $R$  ( $R \geq 2$  мм, точность измерения радиуса составляет  $\pm 1$  мм). На этом основании будем считать, что при  $t = 0$   $R(0) = 0$ . Тогда решение уравнения (14) с начальным условием  $R(0) = 0$  ищем в виде:

$$R(t) = \Pi t^\beta. \quad (15)$$

Подставляя (15) в уравнение (14), определим показатель степени  $\beta$ , коэффициент  $\Pi$  и получим:

$$R(t) = \sqrt{\frac{B_0}{2A_0} (\sqrt{1 + 2\Xi} - 1)} \cdot t = V_{in} t, \quad (16)$$

где  $V_{in}$  – начальная скорость расширения разрядного канала,  $\Xi = \frac{U_{d0} F A_0}{B_0^2}$  – безразмерный комплекс, зависящий только от начальных характеристик рабочего газа и разряда. Многопараметрический безразмерный комплекс  $\Xi$  не зависит от характерных времен и размеров разрядов. Этот комплекс представляет собой отношение скорости изменения погонной вводимой в разряд мощности к скорости изменения суммарной погонной мощности процессов, возникающих при разряде. Такими процессами для расширяющегося разряда являются джоулев нагрев плазмы, энергетические затраты на ионизацию вовлекаемого в разряд окружающего газа, работа разряда, совершаемая против давления окружающего газа при его расширении по плотному газу.

Заметим, что безразмерный комплекс  $\Xi$  для импульсных (расширяющихся и сжимающихся) электрических разрядов в газе установлен в работах [31, 32] методом теории размерности (методом Рэлея).

Начальную скорость можно привести к следующему безразмерному виду  $u_{max}$ :

$$u_{max} = \sqrt{D} \frac{V_{in}}{c_0} = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{1 + 2\Xi} - 1)},$$

где

$$D = \frac{\left[ \left( \frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right] \gamma_0}{\left[ \frac{\alpha I_{eff}}{\theta_0} - \left( \frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left( \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \right) \right]}. \quad (17)$$



Тогда с учетом (13) и  $d(t) \ll 1$  для начальной стадии развития разряда из уравнения (12) получим следующее дифференциальное уравнение:

$$\left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2 [R^2(t) - R_0^2] + \frac{B_0}{A_0} [R^2(t) - R_0^2] = \frac{U_{d0} F t^2}{2A_0}. \quad (14)$$

Сильноточный импульсный разряд в плотном газе инициируется электрическим взрывом металлических проволочек радиусом  $R_0 = 0.05 - 0.15$  мм, что намного меньше радиуса разрядного канала  $R$  ( $R \geq 2$  мм, точность измерения радиуса составляет  $\pm 1$  мм). На этом основании будем считать, что при  $t = 0$   $R(0) = 0$ . Тогда решение уравнения (14) с начальным условием  $R(0) = 0$  ищем в виде:

$$R(t) = \Pi t^\beta. \quad (15)$$

Подставляя (15) в уравнение (14), определим показатель степени  $\beta$ , коэффициент  $\Pi$  и получим:

$$R(t) = \sqrt{\frac{B_0}{2A_0} (\sqrt{1 + 2\Xi} - 1)} \cdot t = V_{in} t, \quad (16)$$

где  $V_{in}$  – начальная скорость расширения разрядного канала,  $\Xi = \frac{U_{d0} F A_0}{B_0^2}$  – безразмерный комплекс, зависящий только от начальных характеристик рабочего газа и разряда. Многопараметрический безразмерный комплекс  $\Xi$  не зависит от характерных времен и размеров разрядов. Этот комплекс представляет собой отношение скорости изменения погонной вводимой в разряд мощности к скорости изменения суммарной погонной мощности процессов, возникающих при разряде. Такими процессами для расширяющегося разряда являются джоулев нагрев плазмы, энергетические затраты на ионизацию вовлекаемого в разряд окружающего газа, работа разряда, совершаемая против давления окружающего газа при его расширении по плотному газу.

Заметим, что безразмерный комплекс  $\Xi$  для импульсных (расширяющихся и сжимающихся) электрических разрядов в газе установлен в работах [31, 32] методом теории размерности (методом Рэлея).

Начальную скорость можно привести к следующему безразмерному виду  $u_{max}$ :

$$u_{max} = \sqrt{D} \frac{V_{in}}{c_0} = \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{1 + 2\Xi} - 1)},$$

где

$$D = \frac{\left[ \left( \frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right] \gamma_0}{\left[ \frac{\alpha I_{eff}}{\theta_0} - \left( \frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left( \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \right) \right]}. \quad (17)$$

При введении величины  $u_{\max}$  учтён следующий опытный факт: начальная скорость расширения разрядного канала  $V_{\text{in}}$  является максимальной, так как при  $t > \sqrt{LC\bar{C}}$  для скорости расширения разрядного канала выполняется следующее неравенство  $V_d(t) < V_{\text{in}}$ .

Для импульсного электрического разряда в воздухе при атмосферном давлении решение уравнения (14) сравнивалось с опытными данными работы [21]. Степень ионизации вовлекаемого в него газа в оболочке выбиралась равной единице ( $\alpha \approx 1$ ) и  $\gamma_d \approx 1.2$ . Из данных работы [21] следует, что  $\Xi \approx 0.2$ . На рис.1 представлена кривая (кривая 3), построенная по формуле (16) при  $\Xi \approx 0.2$ . Видно, что при  $t \leq \sqrt{LC\bar{C}}$  теоретическая кривая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость безразмерной скорости расширения разрядного канала  $u_{\max}$  от безразмерного комплекса  $\Xi$ . Дополнительные опытные данные импульсного электрического разряда в воздухе при  $p_0 = 10^5$  Па взяты из работ [4, 12, 13, 21, 24]; в аргоне – при  $p_0 = 10^5$  и  $4.8 \cdot 10^5$  Па из работы [3]. Для расчета значений безразмерного комплекса  $\Xi$  использованы следующие опытные данные  $\gamma_d \approx 1.2$ ,  $\alpha \approx 1$ . Кривая, построенная по формуле (17) и приведенная на рис.2, согласуется с опытными данными импульсного разряда в воздухе и аргоне, полученными нами и другими исследователями в разное время.

Таким образом, импульсный электрический разряд в плотном газе расширяется благодаря электронной и лучистой теплопроводностям. Учёт их в энергетическом балансе разрядного канала позволил получить обыкновенное дифференциальное уравнение для радиуса разрядного канала. Для начальной стадии развития такого разряда решение полученного уравнения удовлетворительно согласуется с опытными данными различных авторов [3, 4, 12, 13, 21, 24] (рис.2).

Считаю своим долгом выразить благодарность А.А. Рухадзе за ценные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] С.И. Драбкина, ЖЭТФ **21**, 473 (1951).
- [2] Г.Г. Долгов, С.Л. Мандельштам, ЖЭТФ **24**, 691 (1953).
- [3] К.С. Вульфсон, И.Ш. Либин, ЖЭТФ **21**, 510 (1951).
- [4] Н.М. Гегечкори, ЖЭТФ **21**, 493 (1951).
- [5] С.И. Брагинский, ЖЭТФ **34**, 1548 (1958).
- [6] М.П. Ванюков, А.А. Мак, УФН **66**, 301 (1958).

- [7] Ф.А. Черная, *Оптика и спектроскопия* **4**, 725 (1958).
- [8] М.П. Ванюков, А.А. Мак, А.И. Садыкова, *ДАН СССР* **135**, 557 (1960).
- [9] *Электрический взрыв проводников*, Т.1-2, под ред. А.А. Рухадзе и И.С. Шпигеля (Мир, М., 1965).
- [10] Н.Г. Басов, Б.Л. Борович, В.С. Зуев и др., *ЖТФ* **38**, 2079 (1968).
- [11] Н. Fisher, W. Schwanzer, *Applied Optics* **8**, 697 (1969).
- [12] А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 8, 72 (1970).
- [13] Н.Г. Басов, Б.Л. Борович, В.Б. Розанов, В.С. Зуев и др., *ЖТФ* **40**, 516 (1970).
- [14] К. Фольрат, *Искровые источники и высокочастотная искровая кинематография*. В сб.: *Физика быстротекущих процессов*, Т.1 (Мир, М., 1971), с. 98.
- [15] А.Ф. Александров, С.П. Курдюмов, Ю.П. Попов и др., *ЖЭТФ* **61**, 1841 (1971).
- [16] И.В. Подмошенский, А.М. Пухов, А.В. Яковлева, *ЖПС* **19**, 624 (1973).
- [17] Б.Л. Борович, В.С. Зуев, А.В. Старцев и др., *Квантовая электроника* **1**, 2275 (1974).
- [18] А.С. Андреев, Б.И. Орлов, *ЖТФ* **35**, 1411 (1965).
- [19] А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе, *УФН* **112**, 194 (1974).
- [20] С.И. Баранник, С.Б. Вассерман, А.Н. Лукин, *ЖТФ* **44**, 2352 (1974).
- [21] А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (Атомиздат, М., 1976).
- [22] Ю.К. Бобров, *ЖТФ* **44**, 2340 (1974).
- [23] И.С. Маршак, А.С. Двойников, В.П. Кирсанов и др., *Импульсные источники света*, под ред. И.С. Маршака (Энергия, М., 1978).
- [24] Б.Л. Борович, В.Б. Розанов, В.С. Зуев и др., *Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой*, В сб.: *Итоги науки и техники*, Сер. Радиотехника (ВИНИТИ, Москва, 1978), с.79.
- [25] А.А. Волосевич, В.Я. Гольдин, Н.И. Калиткин и др., *Препринт ИПМ АН СССР* N 40 (1970).
- [26] Ю.К. Бобров, В.В. Вихрев, И.И. Федотов, *Физика плазмы* **14**, 1222 (1988).
- [27] С.Н. Колгаткин, *ЖТФ* **65**, 10 (1995).
- [28] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **36(8)**, 42 (2009).
- [29] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1966).
- [30] А.А. Самарский, Ю.П. Попов, *Разностные методы решения задач газовой динамики* (Наука, М., 1980).

- [31] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 42 (2005).
- [32] У. Юсупалиев, В.М. Фадеев, Прикладная физика, N 6, 12 (2006).

Учреждение Российской академии наук  
Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова

Поступила в редакцию 1 июля 2009 г.