

03;04;12

Продольный электрический разряд постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха

© В.Л. Бычков, Л.П. Грачев, И.И. Есаков, А.А. Раваев, К.В. Ходатаев

Федеральное государственное унитарное предприятие
„Московский радиотехнический институт Российской академии наук“,
117519 Москва, Россия
e-mail: esakov@dataforce.net

(Поступило в Редакцию 10 декабря 2003 г.)

Описывается продольный электрический разряд постоянного тока в сверхзвуковой затопленной струе воздуха высокого давления. Приводятся фотографии его внешнего вида. При двух значениях сопротивления, ограничивающего ток разряда, и некотором диапазоне изменения длины разрядного канала вдоль воздушного потока даются результаты измерений напряжения на разрядном промежутке и тока разряда. При фиксированной длине разряда приводится его вольт-амперная характеристика. Сравнение экспериментальных результатов с расчетом на основе простейшей модели позволило получить данные об основных характеристиках разряда.

Введение

Питаемый источником постоянного напряжения так называемый разряд постоянного тока широко используется для создания неравновесной плазмы, особенно в лабораторной практике, в основном из-за простоты своей технической реализации. Принципиальная электрическая схема реализующей его установки состоит лишь из последовательно соединенных высоковольтного (ВВ) источника, ограничивающего ток разряда „балластного“ сопротивления R и газового промежутка. Однако при сравнительно высоком давлении p газа (в воздухе при $p > 10$ Торр) возникают сложности вложения в разрядную плазму требуемого количества энергии. Из-за приводящих к шнурованию разрядного канала плазменных неустойчивостей его сопротивление становится настолько малым, что основная отбираемая от источника энергия рассеивается на внутреннем сопротивлении источника R_{in} и балластном сопротивлении R . Зажигание разряда в высокоскоростном потоке газа является одним из способов преодоления этой сложности.

Эксперименты с разрядом постоянного тока в потоке газа описываются, например, в работе [1] и в цитируемой там литературе. Большинство из них проводилось при дозвуковой скорости V потока. Исследовались как продольные разряды, электрический ток J в которых течет вдоль V , так и поперечные, в которых соединяющая электроды линия перпендикулярна V .

Одни из первых экспериментов по зажиганию поперечного заряда в аэродинамической (АД) трубе в сверхзвуковом (СЗ) потоке описаны в [2]. Результаты исследования аналогичного разряда в СЗ затопленной струе приводятся и в работе [3]. В ней показывается, что такой разряд реализуется в стабильной форме лишь при межэлектродном расстоянии d , не превышающем 0.1–0.2 см. При больших d разряд становится существенно нестационарным. После электрического пробоя

межэлектродного промежутка разрядный канал сносится потоком, рвется, и цикл повторяется. При этом фиксируются значительные флуктуации напряжения на разрядном промежутке U и тока разряда J . И наконец, в [4,5] описывается экспериментальная схема комбинированного поперечно-продольного разряда, позволившая реализовать в приосевой области АД трубы такой разряд в стабильной форме и вложить в него мощность $P_{dis} \approx 1$ kW. Такой результат получен в основном за счет существенного увеличения длины разрядного канала в СЗ потоке по сравнению с разрядом в неподвижном воздухе. При подобранной авторами этой работы конфигурации электродов первоначальный пробой газа происходит в поперечном поле, затем токовый канал сносится потоком и остается фиксированным практически вдоль V в течение всего дальнейшего времени горения разряда. При этом на стадии стабильного горения разряда при общей его длине l в несколько сантиметров максимальное поперечное расстояние токового канала от нижнего по потоку электрода не превышает 0.1–0.2 см.

Анализ процессов в этом поперечно-продольном разряде приведен в работе [6]. В ней делается предположение, что электрическое поле E вдоль основного участка токового канала постоянно и равно U/l . Однако там же констатируется, что принятые допущения приводят к несогласованию результатов анализа с данными измерений.

И наконец, в [7] описан эксперимент, продемонстрировавший горение пропана, впрыскиваемого в СЗ поток воздуха, возбужденного поперечно-продольным разрядом, т.е. он показал наличие в разрядной области газовой температуры T , достаточной для поджига пропан-воздушной смеси, составляющей 800–1000 K [8].

В настоящей работе описываются результаты опытов с продольным разрядом постоянного тока в СЗ потоке воздуха высокого p . Разряд реализуется по разработан-

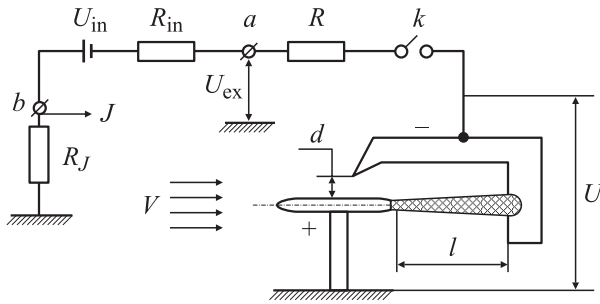


Рис. 1. Схема реализации продольного разряда постоянного тока в СЗ потоке.

ной в [4] схеме с тем отличием, что он горит в затопленной струе и на стадии стабильного горения является продольным. Экспериментальные данные сравниваются с теоретическими оценками.

Схема эксперимента

Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. Электроды разрядного промежутка находятся в герметичной камере и помещены в СЗ затопленную струю воздуха. „Заземленный“ анод выполнен из алюминиевого прутка диаметром 0.45 см и длиной 5.7 см. Его концы заострены. Анод укреплен вдоль оси струи на составляющей с ним единое целое обтекаемой стойке размером вдоль V , равным 1 см, и максимальной толщиной 0.2 см. Катод имеет сложную конфигурацию, понятную из рис. 1. Он выполнен из листового алюминия толщиной 0.2 см. Его обращенным навстречу потоку кромкам придана обтекаемая форма. Конструкция электродов позволяет в отдельных опытах, сдвигая катод вдоль потока, менять расстояние l между его вертикальной частью и нижним по потоку концом анода. При неизменном l поперечное расстояние d между ними также может меняться.

Подающий напряжение на катод ВВ провод через сопротивление R подключен к отрицательной клемме a ВВ источника с выходным напряжением U_{ex} , эквивалентным напряжением U_{in} и внутренним сопротивлением R_{in} . Положительная клемма источника b „заземлена“ через сопротивление величиной 1 Ω . Пропорциональный J сигнал с него подается на вход осциллографа. Величина U_{ex} контролируется ВВ вольтметром, которым с помощью соответствующего делителя напряжения фиксируется и сигнал, пропорциональный U . В цепях измерения J и U включены фильтры, сглаживающие пульсации контролируемых сигналов. Основная серия опытов выполнялась с двумя значениями R : $R_1 = 7.42 \text{ k}\Omega$ и $R_2 = 4.12 \text{ k}\Omega$.

Камера с электродами предварительно откачивается до 100 Торг. При подаче сигнала на управляемый клапан с нее начинается натекание воздуха из атмосферы через осесимметричное сопло Лавалю. В его выходном сечении формируется СЗ струя воздуха диаметром 3 см,

со статическим давлением $p_{out} = 97 \text{ Торг}$, температурой $T_{out} = 150 \text{ К}$, концентрацией молекул $n_{out} = 6 \cdot 10^{24} \text{ 1/m}^3$ и числом Маха $M = 2$ при скорости потока $V_{out} = 507 \text{ м/с}$. После электродов струя „перехватывается“ конфузуром, который соединяет камеру с ресивером. Наличие конфузуров и ресивера приводит к падению давления в камере с момента открытия клапана до $p = 97 \text{ Торг}$. Это p остается неизменным приблизительно 1 с и лишь затем начинает расти. Именно в течение этой секунды, пока $p = p_{out}$, с помощью ключа k и подается ВВ напряжение на электроды.

Экспериментальные результаты

В первоначальных опытах определялись параметры ВВ источника — его U_{in} и R_{in} . Для этого источник отключался от электродов, к его выходным клеммам подключались сопротивления известной величины. Измерения дали $U_{in} = 7 \text{ кВ}$ и $R_{in} = 0.54 \text{ к}\Omega$.

Эксперимент с разрядом показал, что при размерах d и l , обеспечивающих его горение в стабильной форме, первоначальный пробой воздуха происходит в зазоре d . Затем токовый канал сносится СЗ потоком. При этом один конец его привязывается к нижнему по потоку концу анода, а другой перемещается по нижней кромке горизонтального участка катода. Разрядный канал стабилизируется в горизонтальном положении, принимая длину l . Приведены характерные фотографии разряда (рис. 2). Они соответствуют $R = R_2$, $d = 0.8 \text{ см}$ и $l = 6 \text{ см}$. Фотография на рис. 2, a получена при времени экспозиции, равном 0.1 с, а фотографии на рис. 2, b и c (в инвертируемом виде) — 0.1 мс. По фотографиям можно предположить, что плазменный шнур диаметром $2r = 0.1\text{--}0.2 \text{ см}$ непрерывно изгибается, следуя за нестационарными линиями тока газа. При этом на

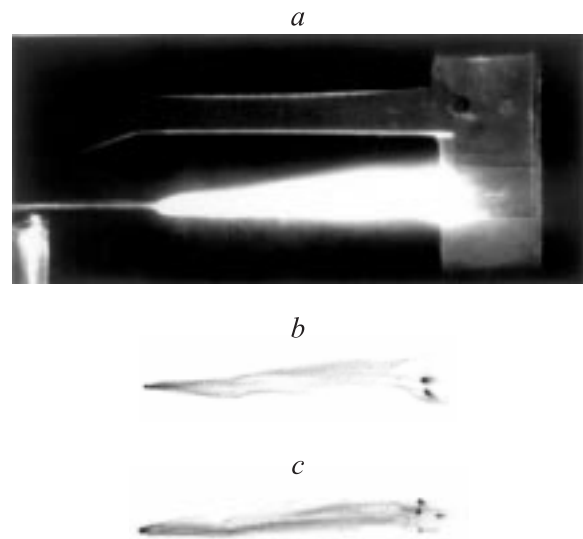


Рис. 2. Продольный разряд постоянного тока в СЗ потоке воздуха.

„интегральной“ фотографии (рис. 2, а) засвечивается относительно широкая область.

С указанными R и d при $l > l_{\max} \approx 4.5$ см разряд перестает быть стабильным. Его токовый канал „мечется“ между зазором d и вертикальным участком катода, засвечивая область между нижним краем горизонтальной части катода и анодом. В этом случае реализуется отмеченный выше прерывающийся поперечный разряд [3]. Размер l_{\max} уменьшается с уменьшением d и растет с его ростом. При $l < l_{\max}$ стабильный продольный разряд загорается по изложенной схеме даже при электрической изоляции горизонтального участка катода. В режиме стабильного горения U и J практически не меняются при варьировании величины зазора d . Естественно, максимальная величина этого зазора должна обеспечивать начальный электрический пробой газа в нем. В работе [4] показано, что в изученном там диапазоне $V \leq 500$ м/с движение газа не влияет на величину минимального пробойного критического поля E_{cr} . В этом случае, как и в неподвижном газе, E_{cr} определяется только концентрацией молекул n газа. Межэлектродное напряжение пробоя U_{br} и в СЗ потоке зависит от формы электродов и при их заострении существенно снижается [9].

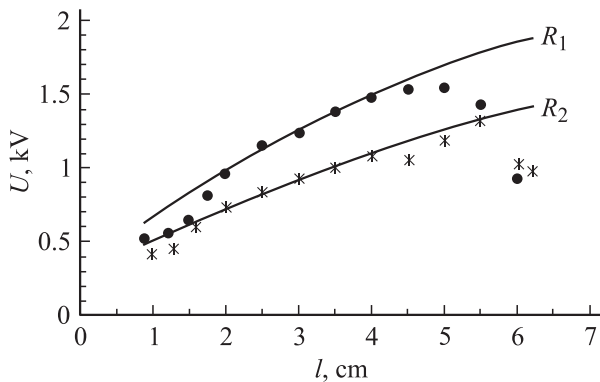


Рис. 3. Зависимость напряжения на разрядном промежутке U от его длины l .

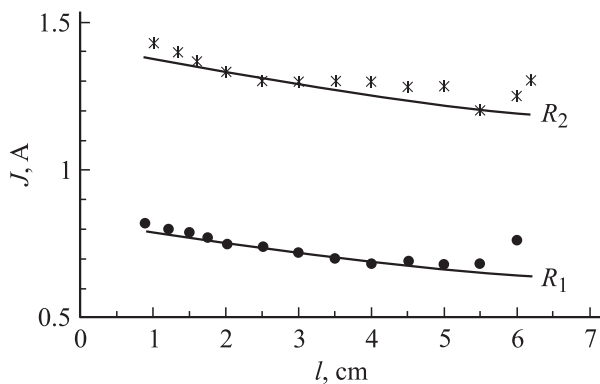


Рис. 4. Зависимость тока разряда J от длины разрядного промежутка l .

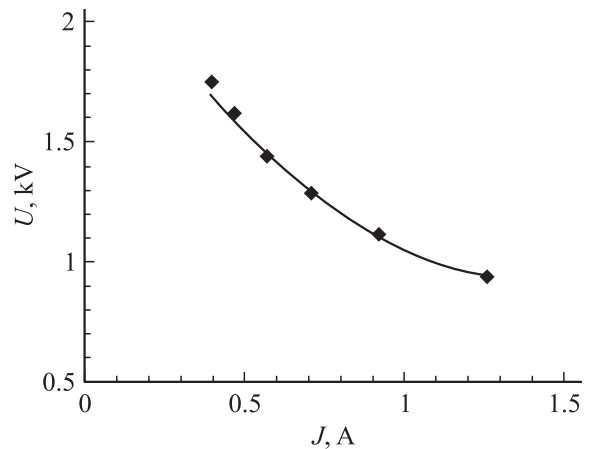


Рис. 5. ВАХ продольного разряда постоянного тока в СЗ потоке воздуха.

В процессе горения разряда катод подвержен постепенному тепловому разрушению (см. также [4]), т.е. температура контактирующей с ним плазмы по крайней мере больше температуры плавления алюминия $T_{mAl} = 932$ К [9].

На рис. 3 даны измеренные значения U для различных l . На нем экспериментальные данные при $R = R_1$ представлены кружками, а при R_2 — крестиками. Видно, что до определенного значения l экспериментальные зависимости $U(l)$ и при фиксированном R являются растущими. Смена знака их производной при больших l связана с упомянутой выше нестабильностью разряда при $l > l_{\max}$. На рис. 4 приведены результаты измерения $J(l)$. На нем по-прежнему при $R = R_1$ они обозначены кружками, а при R_2 — крестиками. Эти зависимости являются слабопадающими.

Из рис. 3 и 4 следует, что, например, при $R = R_2$ и $l = 5$ см в разряд вкладывается энергия с мощностью $P_{dis} = U \cdot J = 1.69$ кВт, что составляет примерно 20% мощности ВВ источника $P = U_{in} \cdot J = 8.75$ кВт.

И наконец, на рис. 5 даны экспериментальные данные вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда при неизменной его длине $l = 3$ см и изменении R от 4.12 до 12.4 кΩ. Видно, что ВАХ продольного разряда постоянного тока в СЗ потоке является падающей. Это же подтверждают данные, приведенные на рис. 3 и 4.

Обсуждение

Интерпретацию результатов измерений проведем, опираясь на простейшие модельные представления. Прежде всего для разрядной цепи на рис. 1 можно записать закон Ома, связывающий ток J в ней и напряжение U на разрядном промежутке,

$$U_{in} = J \cdot (R_{in} + R) + U. \quad (1)$$

Наличие этой связи делает одновременное измерение U и J в определенном смысле избыточным. Действи-

тельно, при измеренном напряжении U по (1) может быть рассчитан ток J , и наоборот. Однако в опытах их сравнение позволяло убеждаться в достоверности результатов измерений.

Еще одно связующее U и J уравнение может быть получено из локального энергетического баланса в разрядном канале. Напишем его в следующих предположениях.

1. Разряд представляет собой стационарный азимутально-симметричный плазменный канал. Его локальные параметры: концентрация молекул n , температура T , электронная концентрация n_e , модуль поля E и плотность тока j меняются по длине x канала, но постоянны в его сечениях радиусом r (площадью S).

2. Разряд горит изобарически, т. е. $p(x) = \text{const}$. Отсюда в произвольном сечении

$$n = n_{\text{out}} \cdot (T_{\text{out}}/T). \quad (2)$$

Из этого предположения также следует, что продольная скорость V молекул в разряде постоянна и совпадает с V_{out} [10].

В этом предположении мы пренебрегаем процессами, протекающими на анодном участке разряда, где оно может быть несправедливым. Длина этого участка и параметры разряда на нем могут быть получены лишь при решении полной АД модели, анализирующей обтекание СЗ потоком анода и прилегающей к нему зоны энерговыделения. По рис. 2, а длину анодного участка можно оценить по смене темпа увеличения поперечного размера разрядного канала величиной 0.2–0.3 см. Условимся обозначать параметры разряда в его сечении, отстоящем от анода вниз по потоку на этот размер, индексом 0 и от него будем отсчитывать размер x до анализируемого сечения, параметры разряда в котором будут без индекса, а в сечении $x = l$ — с индексом l .

3. В любом сечении разрядного канала ниже по потоку от „нулевого“ сечения отношение

$$E_0/n_0 = E/n = \xi = \text{const}. \quad (3)$$

Это предположение существенно отличается от принятого в [6], где полагалось, что вдоль разрядного канала $E = \text{const}$.

4. Число молекул воздуха, внесенных потоком в нулевое сечение разрядного канала, остается неизменным и по его длине

$$n_0 \cdot S_0 = n \cdot S = \text{const}. \quad (4)$$

Это соотношение совместно с (2) предполагает, что вдоль разрядного канала

$$T_0/S_0 = T/S = \text{const}. \quad (5)$$

С учетом этих предположений локальное уравнение энергетического баланса имеет вид

$$(7/2) \cdot k \cdot \Delta T \cdot n = \Psi \cdot j \cdot E(\Delta x/V), \quad (6)$$

где k — постоянная Больцмана; Ψ — коэффициент, учитывающий, какая часть поглощенной в разряде электрической энергии идет на повышение T газа в нем.

Заменяя j на J/S и учитывая (2)–(4), получим

$$3.5 \cdot k \cdot S_0 \cdot V \cdot T \cdot dT = \Psi \cdot J \cdot \xi \cdot T_0 \cdot dx.$$

Интегрирование по x от 0 до текущего x и по T от T_0 до T дает

$$T = T_0 \sqrt{x/l_0 + 1}, \quad (7)$$

где характерная длина

$$l_0 = (3.5 \cdot V \cdot S_0 \cdot k \cdot T_0) / (2 \cdot \Psi \cdot J \cdot \xi). \quad (8)$$

Отсюда с учетом (2) и (4) получим

$$S = S_0 \sqrt{x/l_0 + 1} \quad \text{или} \quad r = r_0 \sqrt[4]{x/l_0 + 1},$$

$$n = n_0 / \sqrt{x/l_0 + 1},$$

$$E = \xi \cdot n_0 / \sqrt{x/l_0 + 1} = E_0 / \sqrt{x/l_0 + 1}. \quad (9)$$

Эти формулы, давая функциональные зависимости параметров разряда вдоль его длины, не определяют их абсолютных значений. Теоретически последние могут быть получены лишь в результате полномасштабного моделирования ионизационных и АД процессов в разрядном канале, включая его приэлектродные области. В условиях эксперимента абсолютные значения этих параметров могут быть оценены из его результатов. Дальнейшее сравнение полученных по ним теоретических зависимостей $U(l)$, $J(l)$ и $U(J)$ с опытными данными подтвердит или опровергнет принятые допущения.

Умножая в (9) левую и правую части на dx и интегрируя от 0 до l , получим

$$U = 2E_0 l_0 \left(\sqrt{l/l_0 + 1} - 1 \right). \quad (10)$$

Из опытных данных на рис. 3 следует, что при $R = \text{const}$ на регулярном по l участке горения разряда измеренные значения U для двух произвольных l связаны соотношением

$$U_A/U_B = \sqrt{l_A/l_B}. \quad (11)$$

Так, при $R = R_1$ и межэлектродных промежутках $l_A = 4$ см и $l_B = 2$ см соответствующие им $U_A = 1.5$ кВ, $U_B = 1$ кВ, т. е. соотношение (11) выполняется с точностью в 6%. При $R = R_2$ оно соблюдается с еще большей точностью в 4%.

Следующее из опыта соотношение (11) получается из (10) при условии

$$\sqrt{l/l_0} \gg 1, \quad (12)$$

причем по (8) параметр l_0 обратно пропорционален J , и с уменьшением R условие (12) может выполняться в большей степени.

При условии (12) формулы (10) и (7) с учетом (8) упрощаются и их разрешение относительно ξ и ψ дает

$$\xi = (U \cdot k \cdot T_1) / (2p \cdot l), \quad (13)$$

$$\psi = (7/2) \cdot (T_1/T_0) \cdot (V \cdot p \cdot S_0) / (U \cdot J). \quad (14)$$

В (13) величины U , p и l измеряются, а не определена лишь T_1 . Однако из опыта следует, что $T_1 \approx T_{mAl}$. Положим, $T_1 = 10^3$ К. При этом, принимая $T_0 \approx T_{out}$, по (7) получим и выполнение следующего из опытов условия (12):

$$\sqrt{l/l_0} = \sqrt{(T_1/T_0)^2 - 1} \approx 6.5.$$

Взяв на рис. 3 и 4 для конкретности $l = 3$ см при $R = R_1$, получим $U = 1.25$ кВ и $J = 0.75$ А и по (13) параметр $\xi = 2.2 \cdot 10^{-20}$ В · м².

В (14), кроме некоторой неопределенности отношения T_1/T , есть и неясность в отношении величины S_0 , или начального диаметра токового канала $2r_0$. Получим его из следующих соображений. Рассчитанная величина ξ примерно в 5 раз меньше ее критического значения $\xi_{cr} = 1.2 \cdot 10^{-19}$ В · м² [6,11]. Величины ξ и ψ известным образом взаимосвязаны [6,11]. В разрядной плазме энергию электрического поля первоначально воспринимают ее электроны, и при оцененной ξ не более 5% ее сразу идет в трансляционные степени свободы молекул воздуха. Остальная энергия первоначально запасается на внутримолекулярных колебаниях его молекул. Последняя за их пролетные времена $\tau_l = l/V \approx 0.1$ мс не успевает релаксировать в тепло (даже при $T \approx 10^3$ К [6]). Положив в (14) коэффициент $\psi = 5 \cdot 10^{-2}$ и используя заданные выше величины, получим $2r_0 = 0.63$ мм. Эта величина примерно совпадает с диаметром токового канала, который может быть оценен рис. 2, *b, c*.

Аналогичный расчет по (13) и (14) для $R = R_2$ также дает $\xi < \xi_{cr}$: $\xi = 1.7 \cdot 10^{-20}$ В · м² и $\psi = 3.5 \cdot 10^{-2}$.

Выводы по „подкритичности“ изучаемого разряда не противоречат и следующим соображениям. В плазме воздуха при высоком p основным механизмом гибели электронов является их диссоциативное прилипание к молекулам O_2 [1,6]. Характерное время этого процесса $\tau_a = 1.8 \cdot 10^{18}/n$; с [11]. Электроны плазмы в постоянном поле дрейфуют со скоростью $V_{dr} = \mu_e \cdot E$, где их подвижность $\mu_e = 1.1 \cdot 10^{24}/n$; м²/(В · с) [11]. Отсюда длина прилипания $l_a = \tau_a \cdot V_{dr} = 1.9 \cdot 10^{42} \cdot \xi$; м. В условиях эксперимента с оцененным ξ при $R = R_1$ длина $l_a = 4.4 \cdot 10^{-2}$ м $\approx l$. Отсюда следует, что поле не обязано обеспечивать процесс ионизации по основной длине плазменного канала, поддерживая в нем число рожденных у катода электронов. Оно может быть меньше E_{cr} и должно обеспечить лишь заданную ток их V_{dr} .

Отметим, что в опытах при оцененном параметре ξ скорость $V_{dr} = 1.1 \cdot 10^{24} \cdot \xi = 2.5 \cdot 10^4$ м/с $\gg V$ и движение воздуха в разрядном канале не влияет на дрейф электронов в поле.

По измеренному току J и оцененной скорости V_{dr} можно определить и масштаб n_e в разрядной плазме. Так, при $l = 3$ см концентрация $n_{e0} = J/(V_{dr} \cdot q_e \cdot S_0) = 10^{20}$ 1/м³, где q_e — заряд электрона, или степень ионизации воздуха равна 10^{-4} . Это типичная величина для низкотемпературной неравновесной плазмы воздуха сравнительно высокого p .

При условии (12) с учетом (1) аналитическая зависимость $U(l)$ имеет вид

$$U^3 - U_{in} \cdot U^2 + 7Vp_c^2(R_{in} + R)\xi S_0 \cdot l/(k \cdot \psi \cdot T_0) = 0. \quad (15)$$

Зависимости (15) при оцененных и рассчитанных параметрах и $R = R_1$ и $R = R_2$ построены на рис. 3. Видно их практическое совпадение с экспериментом в диапазоне изменения l , соответствующем стабильному горению разряда. С учетом закона Ома на рис. 4 и 5 приведены рассчитанные зависимости $J(l)$ и $U(l)$. Они также практически проходят по экспериментальным точкам.

Заключение

Таким образом, реализован продольный разряд постоянного тока в сверхзвуковой струе воздуха высокого давления длиной в несколько сантиметров. В опытах в разряд вкладывалась электрическая энергия с мощностью до 1.7 кВт, при эффективности использования питающего его высоковольтного источника напряжения, равной примерно 20%. Вкладываемая в разряд энергия возрастает с ростом его длины. При этом напряжение на разрядном промежутке растет, а ток разряда незначительно падает. Вольт-амперная характеристика разряда является падающей.

Сравнение экспериментальных данных с расчетом на основе простейшей модели позволило проанализировать основные свойства такого вида разряда. Так, подтвердились предположения об изобаричности процесса нагрева воздуха вдоль большей длины разрядного канала; изменении параметров разряда вдоль него в результате процесса нагрева током, но равномерности их распределения в сечениях плазменного канала; сохранении числа молекул воздуха, протекающих по плазменному каналу; неизменности по большей его длине отношения величины электрического поля к концентрации молекул воздуха.

Проведенный анализ показал, что вдоль большей длины плазменного разрядного канала электрическое поле является подкритическим. В результате вкладываемая в разряд энергия идет в основном не на нагрев воздуха, а на возбуждение колебательных степеней свободы его молекул. И тем не менее газовая температура в разряде имеет масштаб 1000 К.

Используемая модель разряда, правильно отражая функциональные зависимости, не является замкнутой. Некоторые параметры в ней взяты из опыта и не могут быть получены непосредственно из модели. Полномасштабная модель должна учитывать как ионизационные, так и аэродинамические процессы, и прежде всего в анодной и катодной областях разряда.

Такие разряды могут быть использованы в устройствах, где требуется как высокая трансляционная, так и высокая колебательная температура молекул.

Список литературы

- [1] Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 1. С. 117–150.
- [2] Алферов В.И., Бушмин А.С. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. Вып. 6. С. 1775–1779.
- [3] Грачев Л.П., Грицов Н.Н., Мишин Г.И., Харламов А.А., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 9. С. 185–188.
- [4] Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н. и др. // Тр. ЦАГИ. М.: Изд-во ЦАГИ, 1991. №2505. С. 3–27.
- [5] Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н. и др. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1156–1163.
- [6] Бычков В.Л., Грачев Л.П., Есаков И.И. и др. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 1977. № 27. 50 с.
- [7] Иванов В.В., Скворцов В.В., Кузнецов Ю.Е. и др. // Препринт ЦАГИ им. проф. Н.Е. Жуковского. 2002. № 133. 20 с.
- [8] Сэйиторо Кумагаи. Горение. М.: Химия, 1979. 255 с.
- [9] Курлин М.В., Панова Я.И., Пасынков В.В., Таиров В.Н. Электрорадиоматериалы. Л.: Судостроение, 1969. 343 с.
- [10] Бартльме Ф. Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981. 208 с.
- [11] Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.