

03;04

О влиянии газодинамической структуры потока на параметры самостоятельного разряда. I

© Г.А. Баранов, С.А. Смирнов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, 189631 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 15 октября 1997 г. В окончательной редакции 13 апреля 1998 г.)

Исследовался самостоятельный тлеющий разряд в поперечном и струйном потоках газа. Проведены измерения распределений тока и напряжения разряда по катодным элементам секционированной катодной платы, а также температуры катодной платы. Измерены предельные величины тока и напряжения разряда, соответствующие переходу от однородного режима горения к контрагированному состоянию. С использованием двумерной и одномерной систем уравнений газодинамики и колебательной кинетики выполнен численный анализ экспериментальных данных, по результатам которого определен характер распределения величины E/N в разряде, E — напряженность электрического поля, N — концентрация молекул. Выполнен тепловой расчет катодной платы. Предложена модель для согласованного расчета параметров потока газа, распределений по катодным элементам тока, напряжения разряда, а также номиналов балластных сопротивлений.

Введение

Исследования газодинамической структуры потока в области разряда имеют большое значение для совершенствования прокачных газоразрядных лазеров. Они необходимы для адекватного расчета характеристик излучения, степени оптической однородности активной среды лазера, теплового режима катодной платы, предельных характеристик разряда. Исследования влияния параметров потока на устойчивость разряда имеют определенный приоритет, так как нарушение однородного режима горения разряда приводит к срыву излучения лазера и критическому перегреву элементов катодной платы.

В [1–3] рассмотрено влияние степени и масштаба турбулентности, а также осредненных характеристик потока на устойчивость разряда. Интерпретация экспериментальных данных работ, посвященных данной проблеме, как правило, предполагает, что наибольшей вероятностью развития обладает перегревно-ионизационная неустойчивость. Такой тип неустойчивости реализуется при возникновении критической неоднородности в распределении плотности газа в объеме разряда.

Локальное уменьшение плотности приводит к увеличению E/N с последующим нелинейным ростом скорости ионизации. Отсюда следует, что уменьшение неоднородности плотности газа и интенсификация диффузионных процессов должны улучшать предельные характеристики разряда. Качественно это согласуется с результатами экспериментов, в которых повышение однородности осредненных параметров потока и генерация мелкомасштабной турбулентности стабилизировала разряд. Такой подход к интерпретации экспериментов не был закреплен созданием адекватной математической модели, по которой можно было бы рассчитать предельный ток разряда. В первую очередь из-за неопределенности в оценках места зарождения критической

неоднородности, траектории ее движения, в определении ее физических параметров. Например, пространственный масштаб локального возмущения плотности оценивался либо по характерному размеру неоднородности осредненного профиля скорости, либо по размерам турбулизатора или некоторого другого элемента разрядной камеры. При этом в случае поперечного разряда не учитывались сильные неоднородности профиля скорости в пограничном слое и его сложная вихревая структура (в случае турбулентного пограничного слоя).

В данной работе разработан алгоритм для альтернативной интерпретации экспериментальных данных, основанной на четком количественном определении зоны с аномально высоким энерговкладом. Наблюдения за развитием неустойчивости разряда показывают, что она, как правило, зарождается в прикатодных областях. Распределение тока разряда по катодным элементам зависит от распределения потенциалов, а следовательно, и от распределения плотности газа в области разряда. Значит, при теоретическом исследовании устойчивости разряда необходима разработка алгоритма для вычисления распределения тока разряда по областям катодных падений потенциала. Данный алгоритм найдет также применение при численном моделировании ряда других процессов в лазерах с поперечным разрядом. До настоящего времени уравнения газовой динамики, колебательной кинетики и светового поля в резонаторе решаются при распределениях энерговклада, определяемых по экспериментальным данным [4].

Нами исследуется взаимосвязь параметров потока, распределения напряжения и тока разряда, а также номиналов балластных сопротивлений по катодным элементам секционированной катодной платы. Измерения распределений напряжения и тока разряда были проведены в поперечном потоке и в потоке с высокой неоднородностью. Последний представлял систему струй.

Вдвиг осуществлялся через катодную плату с начальными скоростями около звукового диапазона. Численный анализ экспериментальных данных проведен с использованием уравнений, описывающих течение колебательно-неравновесного газа. Для постановки граничных условий по температуре были проведены расчеты теплового режима катодной платы. Эти расчеты тестировались по экспериментальным данным.

Экспериментальный стенд

Эксперименты по определению величины E/N , осредненной по высоте канала, проведены в потоке воздуха на стенде открытого типа [5] в двух режимах: при традиционной поперечной прокачке воздуха через область разряда и при подаче воздуха в область разряда только через щели, выполненные в катодной плате, т.е. в последнем случае без начального поперечного потока на входе в область разряда. Расстояние между конфузуром, подключенным к входу канала и предназначенным для выравнивания профиля скорости, и первым катодом составляло 1.2 м. Канал на участке от 0.9 до 1.2 м плавно сужался в боковом направлении от 0.250 до 0.165 м, ширина области разряда была равна 0.165 м. Расстояние между катодной платой и анодом составляло 33 мм.

Катодная плата была выполнена из стеклотекстолитовой пластины, на которой размещались ножевые катодные элементы, изолированные друг от друга слоем алюминитрида бора. Толщина защитного покрытия составляла 3.5 мм, а стеклотекстолитовой пластины — 5 мм. Вдоль потока в одном ряду на расстоянии 20 мм друг от друга располагалось восемнадцать никелевых ножевых катодов с размерами рабочей поверхности 40×35 мм. В катодной плате располагалось три ряда катодов с расстояниями между осями симметрии поперек потока 50 мм. На рис. 1 показана схема разрядной камеры с одним продольным рядом. Катоды подключались через индивидуальные балластные сопротивления к источнику питания. Плоский анод, занимающий всю нижнюю стенку разрядной камеры, были изготовлен из меди. Измерения потенциалов и токов катодов проводились на среднем ряду катодов при одновременной работе всех трех рядов. Измерения температуры катодной платы

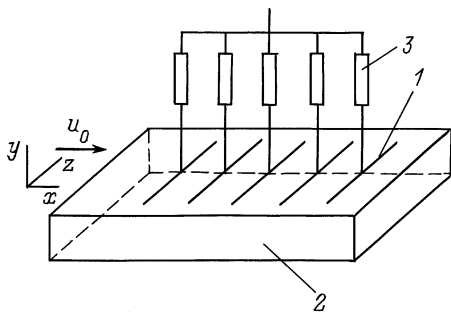


Рис. 1. Схема разрядной камеры: 1 — катод, 2 — анод, 3 — балластное сопротивление.

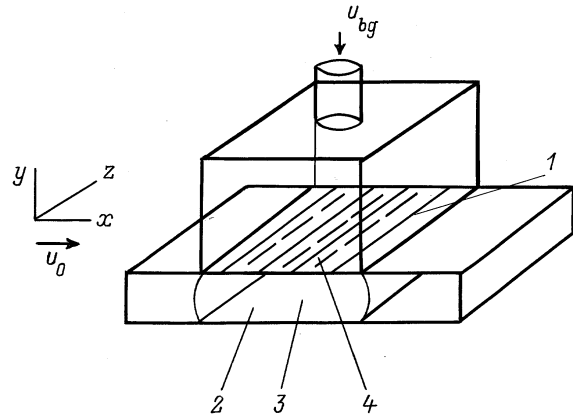


Рис. 2. Схема разрядной камеры с вдувом: 1 — щель, 2 — анод, 3 — область разряда, 4 — катодный элемент.

выполнены с использованием термопар, расположенных в местах сопряжения текстолитовой подложки и основания катодного элемента. Температура газа на оси канала и на расстоянии 0.3 м за выходным сечением области разряда измерялась термопарой.

На рис. 2 приведена схема разрядной камеры, используемая при проведении экспериментов со вдувом газа в область разряда. Между каждыми двумя поперечными рядами катодов на расстоянии 7 мм за первыми по потоку катодами выполнялись щели шириной 0.15 мм.

При проведении экспериментов измерялось статическое давление воздуха в разрядной камере, контролировался массовый расход воздуха в канале. На расстоянии 275 мм перед областью разряда было предусмотрено устройство для установки турбулизатора. В экспериментах был использован турбулизатор, состоящий из восьми конусов, равномерно заполняющих поперечное сечение канала. Диаметр основания конуса 25 мм, высота 37 мм.

Система уравнений газодинамики

Система уравнений газодинамики (1)–(5) описывает течение газа в приближении узкого канала и включает стационарные уравнения Прандтля [6], уравнение состояния газа, уравнения колебательной кинетики (двухтемпературная модель). Учитывались ангармонизм молекул азота, диффузия колебательно возбужденных молекул и аккомодация их энергии на стенках канала. Для расчетов использовалась неявная шеститочечная схема второго порядка точности с прямоугольной сеткой [7]

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\text{эфф}} \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

$$c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} = jE\alpha + \Theta N \frac{e - e_0}{\tau} + \Theta N Q_{\text{ang},N} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (3)$$

$$p = \rho RT, \quad (4)$$

$$u \frac{\partial e}{\partial x} + v \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{jE(1 - \alpha)}{\Theta N} - \frac{e - e_0}{\tau} - Q_{\text{ang},N} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_{N,\text{eff}} \frac{\partial e}{\partial y} \right). \quad (5)$$

Здесь x, y — оси декартовой системы координат (рис. 1); u, v — компоненты вектора скорости вдоль осей x и y ; c_p, ρ, p, T, N — теплоемкость, плотность, давление, температура, концентрация молекул газа; μ_{eff} — эффективный коэффициент вязкости ($\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_{\text{тур}}$), μ — динамический коэффициент вязкости, $\mu_{\text{тур}}$ — коэффициент турбулентной вязкости; λ_{eff} — эффективный коэффициент теплопроводности ($\lambda_{\text{eff}} = \lambda + \lambda_{\text{тур}}$), λ — коэффициент молекулярной теплопроводности, $\lambda_{\text{тур}}$ — коэффициент турбулентной теплопроводности; e — среднее число колебательных квантов с энергией $k\Theta$, приходящихся на одну молекулу газа и запасенных в молекуле N_2 ($\Theta = 3360$ К); e_0 — равновесное значение; R — газовая постоянная смеси; k — постоянная Больцмана; jE — объемный энергоклад в положительном столбе разряда; $Q_{\text{ang},N}$ — мощность диссипации колебательной энергии по каналу ангармонизма молекул N_2 , используется в форме, принятой в [8]; $D_{N,\text{eff}}$ — эффективный коэффициент диффузии колебательно-возбужденных молекул N_2 ($D_{\text{eff}} = D^* + D_{\text{тур}}$), $D_{\text{тур}}$ — турбулентный коэффициент диффузии молекул; D^*, D — кинетические коэффициенты диффузии колебательно-возбужденных и невозбужденных молекул в собственном газе соответственно.

Возбуждение колебательных степеней свободы молекул вследствие изменения сечения резонансного обмена может вызвать изменение коэффициента диффузии в собственном газе. Например, согласно данным [9,10], для молекулы CO_2 $D^*/D = 0.6-0.7$. В [11] при $T = 1000-1500$ К для N_2 $D^*/D = 0.5-0.3$, для O_2 $D^*/D = 0.5-0.7$. В данной работе принято $D^*/D = 0.5$. При высокой степени заселенности колебательных уровней молекул азота коэффициенты теплопроводности, вязкости и диффузии воздуха должны измениться. Для примера приведем значения, рассчитанные по формулам для смеси газов [12]. При $D^*/D = 0.5$, $T = 300$ К и при изменении среднего числа колебательных квантов на одну молекулу воздуха (e) от нуля до 0.7 коэффициент диффузии D^* увеличился в 1.37 раза. Коэффициенты теплопроводности и вязкости уменьшились в 1.53 и 1.51 раза соответственно.

При расчетах потока воздуха время релаксации колебательной энергии азота на молекулах воды вычислялось по формуле $\tau = 0.145 \cdot 10^{-20} T \exp(-30.6/T) \xi_{H_2O}$, ξ_{H_2O} — объемная доля молекул воды в воздухе. Величина доли энергии разряда, идущей в прямой

нагрев воздуха, α определялась по экспериментальным данным [13] и аппроксимировалась по формуле $\alpha = 0.002P(x)T_0/T(x, y) + 0.04$, $[p] = \text{Тор}$. Граничные условия для системы уравнений (1)–(5) записывались в следующем виде: на стенках канала при $y = 0, H$ $u = 0, v = 0$. По температуре задавалось условие постоянной температуры стенки $T = T_{\text{ст}}$. Для степени заселенности колебательных уровней молекул азота использовалось условие $D_{N,\text{eff}}(\partial e_N/\partial y) = -0.5\gamma_N a e_N/(2 - \gamma_N)$, здесь γ_N — коэффициент аккомодации колебательной энергии на стенках канала, $\gamma_N = 0.033$; a — тепловая скорость молекул. На входе в канал задавались равномерные распределения по высоте канала параметров потока $u(0, y) = u_0; T(0, y) = T_0, p(0) = p_0, e_N(0, y) = e_0(T_0)$. Величина u_0 рассчитывалась по величине массового расхода воздуха через поперечное сечение канала $G_0, u_0 = G_0/S/\rho_0$, где S — площадь поперечного сечения канала, индексом 0 обозначены значения величин во входном сечении канала.

Для описания турбулентного пограничного слоя использовалась алгебраическая модель в рамках двухслойной клаузеровской схемы. Во внутренней области пограничного слоя коэффициент турбулентной вязкости определялся по формуле Прандтля с демпфирующим множителем Ван-Дриста [14]. Во внешней области турбулентная вязкость вычислялась по формуле Клаузера с множителем, учитывающим перемежаемость течения вблизи внешней границы пограничного слоя.

Связь между напряженностью электрического поля E в положительном столбе разряда, током, протекающим через i -й катод I_i , величиной балластного сопротивления R_i , напряжением источника питания U , высотой канала H определяется уравнением

$$\int_0^H E dy + I_i R_i + U_K + U_A = U, \quad (6)$$

U_K — катодное падение потенциала, U_A — анодное падение потенциала.

Для расчета потенциалов катодов принято выполнение в положительном столбе разряда условия $E/N = \text{const}$ [15]. Из $E/N = \text{const}$ следует $E/p_* = \text{const}$, где $p_* = p(x)T_0/T(x, y)$ (* означает, что величина приведена к нормальной или начальной температуре газа). При этом уравнение (6) записывалось в виде

$$\frac{E}{p_{*i}} p_{*i} H_{*i} + I_i R_i + U_K + U_A = U, \quad (7)$$

где

$$H_{*i} = H \int_0^H T_0/T(x_i, y) dy$$

— высота канала, приведенная к значению температуры газа на входе в канал; x_i — координата i -го катода; E/p_{*i} осреднена по высоте канала в зоне влияния i -го катода.

В режиме со вдувом газа решалась одномерная система уравнений, полученная упрощением системы уравнений (1)–(5), а именно при $v = 0$ и при нулевых градиентах параметров потока вдоль направления y . Вдув моделировался ступенчатым увеличением массового расхода газа после каждого поперечного ряда катодов. Предполагалось мгновенное перемешивание нагретого газа в области разряда. Условия на входе в канал записывались в виде $u(0) = u_0$, $T(0) = T_0$, $p(0) = p_0$, $e_N(0) = e_0(T_0)$. В катодной плате было выполнено 20 щелей, одна перед первым катодным рядом, одна после последнего ряда, между каждыми двумя поперечными рядами одна щель. Поэтому величина u_0 вычислялась по формуле $u_0 = 0.05 \cdot G_V / \rho_0 / S$, где G_V — массовый расход воздуха через катодную плату. Температура $T_0 = 300$ К полагалась равной температуре газа в полости, расположенной между катодной платой и расходным отверстием, контролирующим массовый расход вдуваемого воздуха. Давление измерялось непосредственно в эксперименте через статическое отверстие, выполненное на оси анодной платы. Уравнение для расчета температуры катодной платы записывалось в виде

$$c^* \rho^* \frac{\partial T^*}{\partial t} = \lambda^* \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^2} \right), \quad (8)$$

где c^* , ρ^* , λ^* — теплоемкость, плотность, теплопроводность материала катодной платы соответственно.

Граничное условие по температуре на защитной поверхности определялось из условия непрерывности теплового потока на границе газ–катодная плата. Условия непрерывности потока тепла выполнялись и на поверхностях раздела элементов катодной платы с разными теплофизическими параметрами. На рабочей поверхности катода задавался тепловой поток, направленный из области катодного падения потенциала внутрь объема катода.

Результаты экспериментов и их численный анализ

Измерения температуры катодной платы проведены в поперечном потоке воздуха при зажигании разряда с одного поперечного ряда катодов и при начальной температуре газа и катодной платы $T_0 = 293$ К. Измерения показали, что температура катодной платы при заданном времени горения разряда τ пропорциональна току катодного элемента. Она слабо зависит от давления, массового расхода, характеристик турбулентности потока. Например, при $G_0 = 20.6 \cdot 10^{-3}$ kg/s, $I_K = 73$ mA, $\tau = 60$ s и при вариациях p_0 в диапазоне от 41 до 62 Тор максимальный перегрев катодной платы изменился от 73.5 до 67 К (9.3%), а при $\tau = 600$ s от 150 до 137 К (9%). В то же время перегрев газа на оси канала независимо от времени горения разряда увеличился от 50 до 75 К (50%). Заметнее было влияние изменения массового расхода газа. При $p_0 = 52$ Тор, $I_K = 73$ mA,

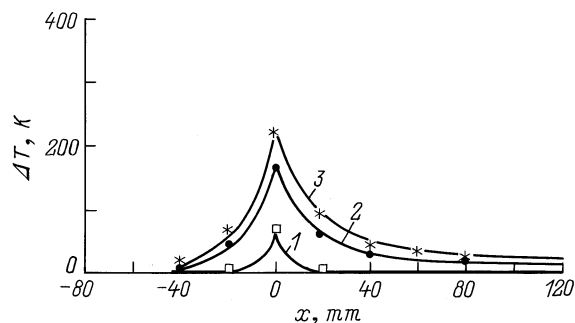


Рис. 3. Распределение приращения температуры катодной платы: *, •, □ — эксперимент; сплошные кривые — расчет; $I = 110$ mA; $\tau = 20$ (1), 180 (2), 300 s (3).

$\tau = 60$ s и при вариациях G_0 в диапазоне от 20 до 50 kg/s максимальный перегрев катодной платы изменился от 100 до 75 К (20%), а при $\tau = 600$ s — от 150 до 135 К (10%). Перегрев газа на оси канала с увеличением G_0 от $20 \cdot 10^{-3}$ до $50 \cdot 10^{-3}$ kg/s уменьшился от 70 до 30 К (57%). Установка турбулизаторов, приводящих к полному срыву пограничного слоя перед областью разряда, генерирующих крупномасштабную турбулентность, не повлияла на температуру катода. Таким образом, при постоянном токе температура газа в относительных величинах значительно сильнее зависит от начальных параметров потока, чем температура катодной платы. Следовательно, нагрев катодной платы осуществляется преимущественно за счет теплопередачи из области катодного падения потенциала внутрь объема катода с последующим перераспределением тепла по катодной плате. Об этом свидетельствует также малая степень несимметричности температуры катодной платы относительно места расположения катода. На рис. 3 приведены расчетные и экспериментальные распределения температуры катодной платы при различных продолжительностях горения разряда ($I_K = 110$ mA). В месте расположения катодного элемента наблюдается максимум температуры. Расчетные значения удовлетворительно согласовывались с экспериментальными данными при величинах тока 70, 90 mA.

Расчеты распределения температуры были проведены с использованием уравнения (8). Тепловой поток через рабочую поверхность катода определялся в следующих приближениях. В условиях эксперимента, когда отклонение плотности тока от нормального значения относительно невелико, величина катодного падения потенциала практически не зависела от тока. Оценки показывают, что большая часть тепла, выделяющегося в области катодного падения потенциала, поступает в объем катодного элемента. Это обусловлено малой высотой области катодного падения потенциала и не противоречит результатам экспериментов. Поэтому при грубом учете затрат энергии на рождение электронно-ионных пар формулу для расчета теплового потока можно записать в виде $q = \chi \times (U_K - \Omega) \times I_K / S$, где U_K — катодное падение

потенциала; I_K — ток, протекающий через катодный элемент; S — площадь рабочей поверхности катодного элемента; Ω — цена иона; χ — доля тепла, поступающего из области катодного падения потенциала в катод. В определении U_K в конкретных условиях существует объективная неопределенность. Эта величина, например, зависит от состояния поверхности катода. В данной работе измерения U_K не проводились, в соответствии с [16] было принято $U_K = 208$ В. Наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных значений температуры было получено при $\Omega = 30$ В, $\chi = 0.7$ во всем диапазоне токов, давлений, скоростей потока. Учитывая приближенный характер предыдущих оценок, фактически можно воспользоваться простой формулой $q = U_\delta \times I_K/S$, где U_δ — эффективная величина катодного падения потенциала. Она определяется по совпадению расчетных и экспериментальных данных при одном произвольном наборе параметров: ток катода, скорость, давление газа. Вычисленное таким образом значение можно использовать в широком диапазоне начальных параметров потока.

Описанный алгоритм был использован для постановки граничных условий по температуре на поверхности катодной платы при расчетах двумерного течения газа. Расчеты распределения температуры катодной платы при зажигании разряда со всех катодных элементов показали ее пилообразное распределение. Максимумы температуры находятся в местах расположения катодов. Температура на поверхности катода $T_{y=H} = T(x)$ задавалась при времени горения разряда 300 с, ее максимальная величина составляла около 600 К, эта длительность горения разряда была согласована со временем проведения измерений токов и потенциалов катодных элементов. На аноде задавалось условие $T_{y=0} = T_0$.

Ниже приведены результаты исследования предельных характеристик разряда. Для определения характера работы каждого катода были выполнены измерения тока катода на границе устойчивого режима горения разряда. Измерения проведены в поперечном потоке при зажигании разряда с одного поперечного ряда. Анализ полученных данных показал, что при исключении двух катодов с заниженными значениями тока разброс критических величин тока относительно среднего значения находится в пределах $\pm 10\%$. Отклонение токов для двух выделенных катодов составило 30%. Для дальнейших исследований индивидуальных характеристик были выделены катоды с близкими значениями критического тока, их номера вдоль потока 1, 5, 10, 17. В режиме вдува газа через катодную плату замерялись предельные величины тока и напряжения разряда. Измерения проведены при зажигании разряда с одного поперечного ряда при $p_0 = 48$ Тор, $T_0 = 293$ К, $G_0 = 20.6 \cdot 10^{-3}$ кг/с.

В таблице приведены предельные величины токов, напряжений и энергокладов. Удельные энергоклады вычислялись по формуле $W = (U - U_K - U_A)I/G_i$, где I — ток разряда, G_i — массовый расход газа через поперечное сечение канала в зоне влияния i -го катодного элемента. Из таблицы видно, что при переходе от

№ катода	I_K , mA	U , V	W , kJ/(kg · s)	$G_i \cdot 10^{-3}$, kg/s
1	120	2083	563	1.14
5	131	2408	162	5.1
10	167	2664	116	10.2
17	177	2905	76	18.2

первого ко второму катоду критический ток изменился незначительно, но вследствие увеличения массового расхода газа предельная величина удельного энергоклада уменьшилась в 3.47 раза. Предельный ток семнадцатого катода был на 47.5% больше, а удельный энергоклад в 7.4 раза меньше, чем у первого катода.

Таким образом, на границе устойчивости разряда наблюдается относительно слабая зависимость параметров катодной области от параметров крупномасштабного потока газа. Это позволяет сделать вывод, что развитие неустойчивости происходит при достижении в катодной области критической плотности тока. Относительно слабая зависимость катодной области от параметров потока обусловлена ее небольшими размерами и аномально высокой напряженностью электрического поля. Роль объемных и поверхностных процессов в развитии неустойчивости катодного слоя исследовалась, например, в работах [17–19].

Перейдем к разработке алгоритма для расчета распределения тока по катодным элементам. Для исследования характера распределения $E/p_{*i} = \text{const}$ вдоль разрядной камеры были проведены расчеты величин

$$\frac{E}{p_{*i}} = \frac{U_i - U_K - U_A}{pH_{*i}}, \quad (9)$$

U_i — экспериментальное значение потенциала i -го катода.

При расчетах течения воздуха в соответствии с данными работы [20] было принято значение $U_A = 100$ В. Расчеты проведены как для поперечного разряда, так и для режима со вдувом газа через катодную плату. При расчетах двумерного поперечного потока в плоскости, пересекающей электроды, боковое сужение канала учитывалось соответствующим увеличением массового расхода газа через единицу площади поперечного сечения канала.

На рис. 3–5 приведены распределения параметров газа и разряда, экспериментальные значения разности потенциалов между первым и i -м катодами ($U_1 - U_i$), токов катодов I_i ; номиналов балластных сопротивлений R_i ; расчетные значения E/p_{*i} , H_{*i} , I_i , приращения температуры газа на оси канала в области разряда в направлении потока $\Delta T_i = T_i - T_0$. Расчеты и эксперименты в поперечном разряде и в разряде со вдувом газа проведены при следующих условиях: $p_0 = 58$ Тор, $T_0 = 293$ К, $G_0 = 20.6 \cdot 10^{-3}$ кг/с.

Способ организации потока газа определяет распределение по катодам номиналов балластных сопротивлений, необходимых для равномерного распределения тока

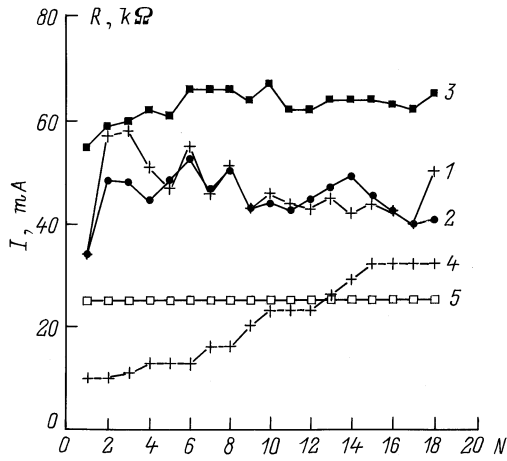


Рис. 4. Распределение по катодам тока разряда и номиналов балластных сопротивлений: 1–3 — I_i ; 4, 5 — R_i ; 1, 2, 4 — поперечный разряд; 1, 3 — эксперимент; 2 — расчет; 3, 5 — разряд с вдувом через катодную плату; N — номер катода.

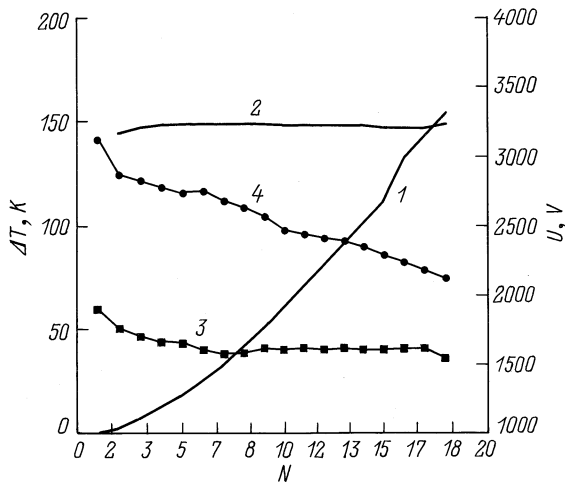


Рис. 5. Распределение приращения температуры газа в ядре потока и потенциалов катодов: 1, 2 — ΔT_i ; 3, 4 — U_i ; 1, 4 — поперечный разряд; 2, 3 — разряд с вдувом через катодную плату; N — номер катода.

разряда по катодам (рис. 3). В режиме со вдувом равномерное поступление холодного газа в область разряда выравнивает в направлении потока температуру газа, в то время как в поперечном разряде температура монотонно возрастает в направлении течения. Поэтому в поперечном разряде потенциалы катодов заметно уменьшаются в направлении потока, а в разряде со вдувом они изменяются относительно слабо (рис. 4). Соответственно в первом случае номиналы балластных сопротивлений задавались возрастающими вниз по потоку, а во втором — одинаковыми для всех катодов. Расчеты показали, что в поперечном потоке приращение температуры газа на оси канала в зоне влияния последнего катода составило 154 К, при этом высота канала, приведенная к температуре на входе в канал, умень-

шилась значительно — от 33 до 21.7 мм. Величины E/p_{*i} , соответствующие разным катодам, отличались от среднего значения $E/p_* = 13.2 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Tor})$, полученного осреднением по катодам с номерами 2–17, только на 3% (рис. 5). Эта величина E/p_* согласуется с данными для поперечного разряда в атмосферном воздухе, приведенными в [1]. При осреднении E/p_{*i} не учитывались первый и последний катоды, так как им свойственна некоторая аномалия.

В режиме со вдувом разброс расчетных значений E/p_{*i} по катодам несколько больше, вероятно, вследствие недостаточной адекватности одномерной модели потока сложному вихревому течению в канале. Для режима со вдувом газа через катодную плату отличие E/p_{*i} от среднего значения $E/p_* = 8.81 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Tor})$ достигало 10% только для второго катода, а начиная с третьего было меньше 6%. Отметим, что при вдуве массовый расход газа через поперечное сечение канала увеличился от первого до последнего катода примерно в 20 раз. На этом фоне относительно слабое изменение E/p_{*i} говорит о правомерности использования для положительного столба разряда приближения $E/p_{*i} = \text{const}$. Однако этот параметр зависит от способа организации потока, что можно объяснить, например, влиянием приэлектродных областей. При учете длины фарадеева темного пространства L формула (9) запишется в виде

$$\frac{E}{p_{*i}} = \frac{(U_i - U_K - U_A)}{\left(p(H - L) \int_0^{H-L} T_0/T(x_i, y) dy \right)}. \quad (10)$$

При вдуве газа через катодную плату газ из фарадеева темного пространства сносится в направлении анода. По аналогии с продольным разрядом можно предположить, что это приведет к увеличению длины фарадеева темного пространства [21]. Из (10) следует, что, не учитывая увеличения L , при вдуве газа мы получаем заниженное значение E/p_{*i} .

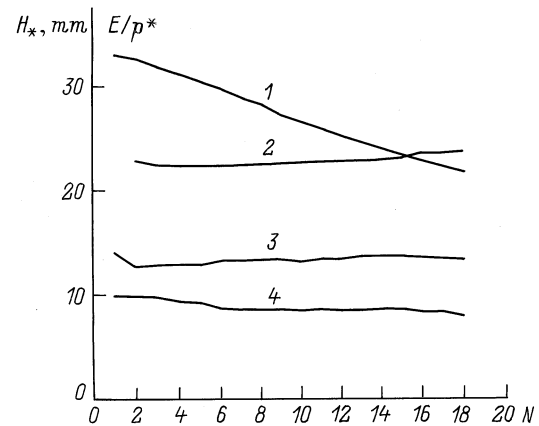


Рис. 6. Распределение по катодам приведенной к нормальной температуре газа высоты канала и отношения E/p_* : 1, 2 — H_* ; 3, 4 — E/p_* ; 1, 3 — поперечный разряд; 2, 4 — разряд с вдувом через катодную плату; N — номер катода.

На рис. 3 приведены расчетные значения токов катодов. В расчетах задавался ток первого катода, по уравнению (6) определялось напряжение источника питания с использованием уравнений (1)–(7) при среднем значении $E/p_* = 13.2 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Tor})$, вычислялось распределение тока по катодам. Видим, что расчетные и экспериментальные значения тока для большинства катодов удовлетворительно согласуются между собой.

Рассчитанные по предложенному алгоритму потенциалы и токи можно использовать для постановки граничных условий при более детальном расчете разряда. Например, в [22] проведены двумерные расчеты положительного столба разряда при одномерной газодинамике без согласованного расчета катодного слоя. Отсутствие согласованного расчета катодного слоя требует постановки дополнительных условий на рабочей поверхности катода. Полный и согласованный расчет разряда, тем более при большом количестве катодов, пока представляет собой самостоятельную задачу.

Заключение

Проведены исследования параметров разряда в потоках с принципиально отличающимися газодинамическими структурами в поперечном потоке и в потоке с ярко выраженной вихревой структурой. Численный анализ экспериментальных данных показал, что при обоих способах организации потока в положительном столбе разряда величина E/N (осредненная по высоте канала) слабо зависит от расстояния до входного сечения канала. Распределение балластных сопротивлений при необходимости равномерного распределения тока по катодным элементам зависит от способа организации потока. Использование этой закономерности позволяет достаточно просто и согласованно проводить расчеты параметров потока, распределения тока и напряжения разряда по катодным элементам.

Из результатов работы следует, что состояние катодной области определяет тепловой режим катодной платы и устойчивость разряда. Как было показано, распределение тока по катодам зависит от параметров потока. В то же время профили температуры потока газа зависят от толщины пограничного слоя, характеристик турбулентности, температуры электродов, высоты канала и его геометрии. Поэтому в некоторых случаях неоднозначное влияние турбулентности на устойчивость разряда получило бы объяснение, если бы были согласованно учтены эти взаимосвязи. Полученные в работе результаты могут быть положены в основу модели для расчета предельных параметров разряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 95-01-00619.

Список литературы

- [1] Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. // УФН. 1982. Т. 137. № 1. С. 117–150.
- [2] Бондаренко А.В., Голубев В.С., Даныщиков Е.В. и др. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 3. С. 687–692.
- [3] Ивлютин А.И., Левитан Ю.С. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 6. С. 720–727.
- [4] Armandillo E., Kaye A.S. // J. Phys. D. 1980. Vol. 13. P. 321.
- [5] Астахов А.В., Баранов Г.А., Бутаев Ю.Б. и др. Препринт НИИЭФА. Л., 1980. № А-0494. 24 с.
- [6] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. С. 711.
- [7] Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов теплообмена и массообмена. М.: Наука, 1984. 284 с.
- [8] Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [9] Kovacs M. et al. // J. Chem. Phys. 1969. Vol. 50. P. 411.
- [10] Doyenette // J. Chem. Phys. 1974. Vol. 60. P. 697.
- [11] Ahtye W.F. // J. Chem. Phys. 1972. Vol. 57. P. 5542.
- [12] Арефьев К.М. Явления переноса в газе и в плазме Л.: Энергоатомиздат, 1983.
- [13] Акишев Ю.С., Двуреченский С.В., Захарченко А.И. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 6. С. 1273–1281.
- [14] Ланин Ю.В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982. 312 с.
- [15] Ниган В.Л. // Плазма в лазерах / Под ред. Бекефи. М.: Энергоиздат, 1982. С. 269.
- [16] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [17] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [18] Акишев Ю.С., Напартович А.П., Пономаренко В.В. и др. Препринт ИАЭ. М., 1984. № 3900/7. 24 с.
- [19] Акишев Ю.С., Баиадзе К.В., Вецко В.М. и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 8. С. 999–1006.
- [20] Беляков Ю.М., Галеев Р.И., Гайсин Ф.М. и др. // ТВТ. 1979. Т. 17. № 6. С. 1173–1175.
- [21] Высикайло Ф.И. // ТВТ. 1986. Т. 24. № 4. С. 657–661.
- [22] Басыров Р.Ш., Гайсин Ф.М., Миннигулов А.М., Тимеркаев Б.А. // ТВТ. 1994. Т. 32. № 3. С. 334–338.