ЛИТЕРАТУРА

1. **Бродский Ю. Я., Голубев С. В. и др.** О новом механизме газодинамического распространения разряда // ЖЭТФ.— 1983.— Т. 84, № 5.
2. **Батанов Г. М., Грицинин С. И. и др.** СВЧ-разряды высокого давления // Тр. ФИАН.— 1985.— Т. 160.
3. **Коган Е. Я., Кузин Б. Ю.** Установившиеся волны ионизации в высокочастотном подпороговом поле // Физика плазмы.— 1985.— Т. 11, № 5.
4. **Ким А. В., Фрайман Г. М.** О нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в высокочастотном разряде высокого давления // Физика плазмы.— 1983.— Т. 9, № 3.
5. **Самарский А. А., Змитренко Н. В. и др.** Тепловые структуры и фундаментальная длина в среде с нелинейной теплопроводностью и объемными источниками тепла // ДАН СССР.— 1976.— Т. 227, № 2.
6. **Еленин Г. Г., Курдюмов С. П., Самарский А. А.** Нестационарные диссипативные структуры в нелинейной теплопроводностной среде // ЖВММФ.— 1983.— Т. 23, № 2.
7. **Галактионов В. А., Курдюмов С. П. и др.** Локализация тепла в нелинейных средах // Дифференциальные уравнения.— 1981.— Т. 17, № 10.
8. **Мак-Дональд А.** Сверхвысокочастотный пробой газов.— М.: Мир, 1969.
9. **Елецкий А. В., Смирнов Б. В.** Диссоциативная рекомбинация электрона и молекулярного иона // УФН.— 1982.— Т. 136, № 1.
10. **Русанов В. Д., Фридман А. А.** Физика химически активной плазмы.— М.: Наука, 1984.
11. **Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е.** Основы физики плазмы.— М.: Атомиздат, 1977.
12. **Словецкий Д. И.** Диссоциация молекул электронным ударом.— М.: Атомиздат, 1974.— Вып. 1.
13. **Гуревич А. В., Шварцбург А. В.** Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.— М.: Наука, 1973.
14. **Хаксли Л., Кромптон Р.** Диффузия и дрейф электронов в газах.— М.: Мир, 1977.

Поступила 3/III 1987 г.

УДК 537.533.5

СВОЙСТВА КОНТРАГИРОВАННОГО РАЗРЯДА В НЕОДНОРОДНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ЭЛЕКТРОДЕ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

М. Г. Мусаев, Э. К. Чекалин, Л. В. Черных

(*Москва*)

Изучение свойств электрического разряда в высокоскоростном потоке плазмы при наличии холодных пограничных слоев на поверхности электродов представляет как научный, так и практический интерес. В отличие от диффузионного режима разрядного тока в пограничных слоях при равномерном распределении плотности тока на поверхности катода [1] исследования режима разрядного тока с образованием катодных пятен и микродуг на поверхности электродов в высокоскоростном потоке электропроводящего газа еще далеки от завершения [2].

Ниже приводятся результаты экспериментального изучения структуры разряда на электродах и соответствующих вольт-амперных характеристик в импульсных сверхзвуковых потоках плазмы, а также полуэмпирический анализ полученных данных.

В проведенных экспериментах использовалась ударная труба диафрагменного типа, состоявшая из двух камер (высокого давления (КВД) и низкого давления (КНД)), разделенных медной диафрагмой толщиной 1 мм с крестообразной насечкой. КВД цилиндрической формы диаметром 100 мм и длиной 1 м наполнялась кислородно-водородной горючей смесью (КВГС) с добавкой гелия при начальном давлении $4 \cdot 10^5$ Па. КНД состояла из участка круглой стальной трубы диаметром 100 мм и длиной 3,5 м, переходной секции от круглого к квадратному сечению (72×72 мм) длиной 200 мм, участка канала квадратного сечения (72×72 мм) длиной 800 мм, измерительной диэлектрической секции, изготовленной из блочного плексигласа, квадратного сечения того же размера и длиной 100 мм со стеночными медными электродами круглого сечения диаметром 10 мм, размещенных заподлицо с поверхностью канала и расположенных на противоположных стенках измерительной секции со специальными *окнами*

для оптических наблюдений приэлектродных процессов. КНД оканчивалась участком канала квадратного сечения длиной 900 мм, присоединенным к ресиверу объемом 190 дм³. Общая длина КНД таким образом составляла 5,5 м. В КНД использовалась аргоно-водородная смесь с содержанием водорода в смеси 10% при начальном давлении в КНД $1{,}3 \cdot 10^3$ Па.

Перед наполнением КВД и КНД газовыми смесями камеры откачивались до давления 4 Па и затем промывались газовыми смесями. Примесь воздуха в КНД составляла 0,1% от рабочего давления смеси газов. После взрыва КВГС в КВД, инициируемого с помощью накаленной проволоки, натянутой вдоль оси КВД, диафрагма раскрывалась, газ из КВД расширялся в КНД и образовывалась сильная ударная волна (УВ), сжимающая, нагревающая и разгоняющая до сверхзвуковой скорости аргоно-водородную смесь. Число Маха УВ $M_1 \approx 12$, равновесная температура плазмы 10^4 К, скорость плазмы за УВ 3500 м·с$^{-1}$, число Маха потока $M_2 = 1{,}6$ и давление за УВ около $2 \cdot 10^5$ Па. Длительность прохождения зоны ударно-сжатого газа (газодинамической пробки) через измерительную камеру, размещенную в области установившейся скорости УВ, составляла около 250 мкс. Измерение скорости УВ осуществлялось ионизационными датчиками, расположенными вдоль трубы вблизи измерительной секции на заданном расстоянии друг от друга. Давление за УВ определялось расчетным путем и экспериментально с помощью пьезодатчика. Равновесная температура и скорость потока ударно-сжатой плазмы рассчитывались по уравнениям сохранения.

При исследовании приэлектродных процессов регистрировались токовые осциллограммы импульсного разряда батареи конденсаторов с общей емкостью $3 \cdot 10^{-3}$ Ф при начальном напряжении 150—550 В через межэлектродный промежуток с ударно-сжатой плазмой и последовательно включенное нагрузочное сопротивление ($R_н = 4$ Ом). Большая емкость батареи конденсаторов в процессе прохождения газодинамической пробки обеспечивает практически постоянное напряжение источника, что упрощает обработку вольт-амперных характеристик электродов по осциллограммам разрядного тока. С помощью сверхскоростного фоторегистратора барабанного типа, работающего в ждущем режиме, регистрировались фоторазвертки процессов свечения разряда на электродах в измерительной секции.

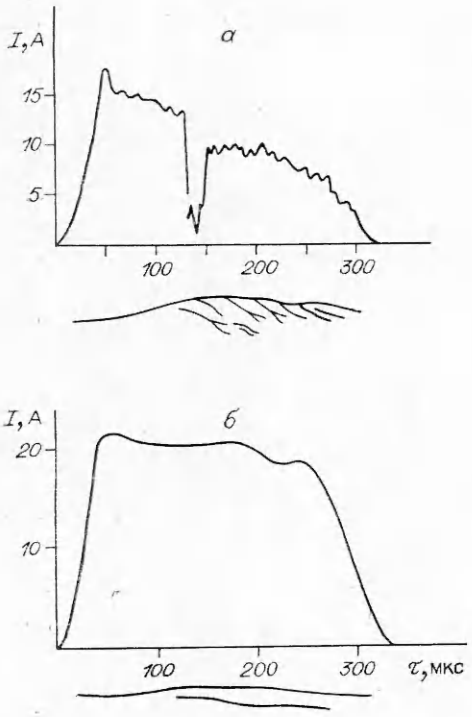
На рис. 1 представлены две токовые осциллограммы разряда, сфазированные с соответствующими фоторазвертками свечения разряда на катоде для двух различных уровней разрядного тока в сверхзвуковом потоке плазмы с указанными выше параметрами.

На рис. 2 приведена экспериментальная вольт-амперная характеристика, построенная по токовым осциллограммам, отнесенная к 75 мкс и состоящая из двух участков A и B, разделенных скачком тока и напряжения.

Из анализа фоторазверток и вольт-амперной характеристики следует, что до скачка тока и напряжения (область A) структура свечения разряда на электроде соответствует нестационарным катодным пятнам (рис. 1, *а*), причем до 110 мкс наблюдается одно пятно. Согласно [2], растекание тока над пятном в пограничном слое происходит без джоулева разогрева, контракции разряда и образования микродуг, пронизывающих холодный пограничный слой и переходящих в диффузионный разряд в невозмущенном потоке плазмы.

После скачка тока и напряжения на вольт-амперной характеристике (область B) следы катодных пятен становятся более широкими и яркими (рис. 1, *б*), что, по-видимому, вызвано образованием микродуг в пограничном слое [2].

Как показали опыты, проведенные с помощью температурного датчика на стенке измерительной секции, пограничный слой остается ламинарным в течение приблизительно 110 мкс после прохождения УВ мимо электродов. Затем пограничный слой турбулизуется, что, как это сле-



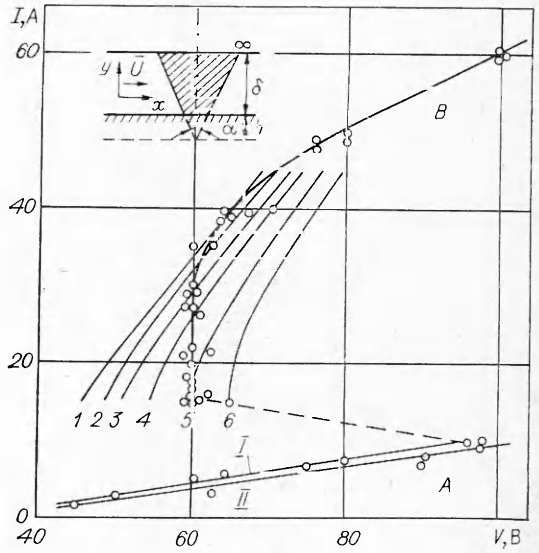


Рис 2

Рис. 1

дует из рис. 1, приводит к делению катодных пятен или образованию двух микродуг, горящих одновременно, в зависимости от тока.

Скачок тока и напряжения, обусловленный образованием микродуг на электроде, по-видимому, можно объяснить процессами перегревной неустойчивости, когда вольт-амперные характеристики разряда и микродуги удовлетворяют условиям устойчивости горения дуги после скачка [3]. Дальнейшее увеличение тока приводит к слиянию отдельных дуг, образованию шлейфа свечения и расширению области свечения плазмы в зоне контракции разряда на электроде.

Анализ области A вольт-амперной характеристики сводится к рассмотрению процесса растекания тока из одиночного катодного пятна в ламинарном пограничном слое с неоднородной электропроводностью поперек слоя. Предположим, что ток растекается из пятна внутри усеченного конуса, опирающегося на катодное пятно, причем процессы диссипации энергии внутри конуса отсутствуют и пограничный слой током не нагревается. Предположим далее, следуя [2], что ток на внешней границе пограничного слоя и в ядре потока растекается «полусферически». Падение напряжения в пограничном слое у анода определяется экспериментально. Во всех перечисленных областях межэлектродного промежутка необходимо определить падение напряжения и сопоставить полученные данные с суммарной вольт-амперной характеристикой A на рис. 2.

В нижеприведенном теоретическом анализе предполагается, что токовый усеченный конус с полууглом раствора α_A опирается на катодное пятно радиусом r_0, причем α_A и r_0 от тока не зависят. Суммарное падение напряжения в усеченном токовом конусе без джоулева разогрева будет определяться в виде

$$V_{\delta_1} = \int_{\varepsilon}^{\delta} \frac{I_0 dy}{\pi\sigma (y+h)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_A}, \tag{1}$$

где обозначения те же, что и на рис. 2, а I_0 — ток в пятне, $\sigma(y)$ — коэффициент электропроводности в ламинарном пограничном слое. Здесь предполагается, что ток в любом поперечном сечении усеченного конуса распределен равномерно.

С использованием расчетных безразмерных профилей электронной концентрации и температуры в ламинарном пограничном слое у катода в приближении амбиполярной диффузии, согласно [1], был определен профиль неравновесной электропроводности в ламинарном пограничном слое, описываемый соотношением

$$\sigma(y) = \sigma_\infty y/(1{,}2\delta) \tag{2}$$

(σ_∞ — электропроводность плазмы на внешней границе пограничного слоя).

Выбор нижнего предела интегрирования ε в (1) вызывает трудности, так как при $\varepsilon \to 0$ на стенке $\sigma_w \to$ и интеграл расходится. Поэтому для определенности предполагалось $\varepsilon = 10^{-3}$ см, что отвечает геометрическим размерам области нестационарных катодных пятен [4]. Прикатодное падение напряжения для медного катода, согласно [5], составляет 11—12 В и от тока в пятне не зависит.

Подставляя выражение (2) в (1) и производя интегрирование, получим

$$V_{\delta_1} = \frac{1{,}2\delta I_0}{\pi\sigma_\infty r_0^2}\left[\ln\frac{\delta(\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\alpha_A + r_0)}{\varepsilon(\delta\,\mathrm{tg}\,\alpha_A + r_0)} - \frac{(\delta-\varepsilon)\,r_0\,\mathrm{tg}\,\alpha_A}{(\delta\,\mathrm{tg}\,\alpha_A + r_0)(\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\alpha_A + r_0)}\right]. \tag{3}$$

Суммарное падение напряжения в ядре потока в предположении «полусферического» растекания тока у катода и анода выражалось в виде $V_\infty = \frac{I_0}{2\pi\sigma_\infty}\left(\frac{1}{R_к'} + \frac{1}{R_a}\right)$ ($R_к' = (\delta + h)\,\mathrm{tg}\,\alpha$ — радиус области протекания тока на верхней границе пограничного слоя у катода, R_a — радиус соответствующей области у анода и равный радиусу анода). Суммарное падение напряжения в межэлектродном промежутке составляет $V_\Sigma = V_{\delta_1} + V_\infty + V_к + V_a$ ($V_к$ — прикатодное падение напряжения в катодных пятнах, V_a — прианодное падение напряжения, включая пограничный слой на аноде). С помощью электростатических потенциальных зондов, размещенных на боковых изоляционных стенках измерительной секции в ударной трубе, показано, что в области A вольт-амперной характеристики при $I \leqslant 10$ А $V_a = (2{,}2I_0 + 23)$ В (I_0, А).

Из всех указанных значений падения напряжения остаются неопределенными V_{δ_1} и V_∞, так как значение α_A неизвестно. Полуугол растекания тока α_A определяется из сопоставления с суммарной экспериментальной характеристикой A на рис. 2. Значения постоянных в соотношении (3) приведены ниже.

Удовлетворительное соответствие экспериментальных I и расчетных II данных на рис. 2 получено при $\varepsilon = 10^{-3}$ см для $\alpha_A = 88°42'$, что свидетельствует о заполнении током значительного объема ламинарного пограничного слоя.

Вариации ε от $2\cdot10^{-3}$ до $2\cdot10^{-4}$ см, согласно соотношению (3), приводят к несущественному изменению полуугла α_A (от 87°24′ до 89°42′), что, по-видимому, говорит об устойчивости падения напряжения V_{δ_1} в пограничном слое при случайных изменениях толщины прикатодного слоя. Однако предположенное выше равномерное распределение тока на большой протяженности пограничного слоя трудно объяснить. Точное решение рассматриваемой задачи в настоящее время не получено.

Для описания свойств и характеристик микродуг в ламинарном пограничном слое, обдуваемых высокоскоростным потоком проводящего газа, использовалось уравнение теплового баланса в виде

$$j^2/\sigma = C_p\rho U\nabla T - \mathrm{div}(\lambda\nabla T), \tag{4}$$

где обозначения общепринятые.

Путем интегрирования этого уравнения при заданных граничных условиях определялась средняя температура плазмы T_g в микродуге, а по ней находились эффективная электропроводность плазмы и соответствующее падение напряжения в микродуге как функция тока.

При интегрировании уравнения (4) делались следующие предположения.

1. Процессы в микродуге рассматриваются в двумерном приближении.

2. Микродуга имеет форму усеченного конуса, опирающегося на катодное пятно радиуса r_0 с полууглом раствора α_B. Высота дуги равна толщине ламинарного пограничного слоя (см. рис. 2).

3. Значения r_0 и α_B от тока в микродуге не зависят и берутся из экспериментальных данных.

4. Потерями вследствие теплопроводности в электрод и окружающий газ в ламинарном пограничном слое пренебрегается, что подтверждается оценками на основании экспериментальных условий в ударной трубе.

5. Значение ρU везде в пограничном слое постоянно.

6. Распределение коэффициента электропроводности поперек ламинарного пограничного слоя описывается соотношением (2).

7. Плотность тока в поперечном сечении микродуги постоянная.

8. Температура и электропроводность плазмы постоянны вдоль оси микродуги.

9. Эффективное значение коэффициента электропроводности в микродуге определяется как $\sigma_{эф} = \sigma_{max}/2$ (σ_{max} — равновесная электропроводность плазмы при температуре T_g в микродуге).

10. В расчетах используется значение C_p, усредненное по температурам и поперечному сечению микродуги у ее основания, причем C_p в расчетах полагается постоянной и от температуры микродуги не зависит.

11. В микродуге градиент температуры вдоль потока $\nabla T_g = (T_g - kT_\infty)/r(y)$ (коэффициент k получен в результате численного интегрирования с учетом распределения температуры поперек ламинарного пограничного слоя в ударной трубе, приведенного в [1]).

12. Микродуга частично проницаема для набегающего потока в пограничном слое. Степень проницаемости $\xi = \rho_g U_g/(\rho_\infty U_\infty)$ зависит от тока в микродуге в отличие от других работ (см., например, [2]), где ξ полагалась постоянной.

Используя сделанные предположения, проведя интегрирование уравнения (4) в двумерном приближении, имеем алгебраическое уравнение для T_g

$$(5)\qquad \underbrace{\frac{\sigma_\infty}{2}\left(\frac{T_g}{T_\infty}\right)^{3/4}\exp\left[8{,}7\left(1-\frac{T_\infty}{T_g}\right)\right]}_{\sigma_{эф}}\left[T_g-\frac{T_\infty}{\ln\left(\frac{\delta}{r_0}\operatorname{tg}\alpha_B+1\right)}\right]=$$

$$=\frac{I_g^2\left[\frac{1}{r_0^3}-\frac{1}{(\delta\operatorname{tg}\alpha_B+r_0)}\right]}{3\pi^2 C_p\xi\rho_\infty U_\infty\ln\left(\frac{\delta}{r_0}\operatorname{tg}\alpha_B+1\right)}.$$

По значениям T_g, найденным путем численного решения уравнения (5), как функции тока в дуге I_g и параметра ξ определялись соответствующие значения эффективной равновесной электропроводности $\sigma_{эф}$ с использованием формулы Саха, а по ним — искомые падения напряжения в микродуге

$$(6)\qquad V_g=\frac{I_g\left[\frac{1}{h}-\frac{1}{(h+\delta)}\right]}{\pi\sigma_{эф}\operatorname{tg}^2\alpha_B}=\frac{3\delta C_p\xi\rho_\infty U_\infty\left[T_g\ln\left(\frac{\delta}{r_0}\operatorname{tg}\alpha_B+1\right)-T_\infty\right]r_0^2}{I_g(r_0+\delta\operatorname{tg}\alpha)}.$$

Из правой части этого соотношения следует, что падение напряжения в микродуге растет с увеличением толщины пограничного слоя δ и потока плазмы $\rho_\infty U_\infty$, т. е. чем выше конвективные потери в микродуге, тем выше падение напряжения.

Заранее не известна степень проницаемости микродуги потоком. На рис. 3 приведены расчетные вольт-амперные характеристики микро-

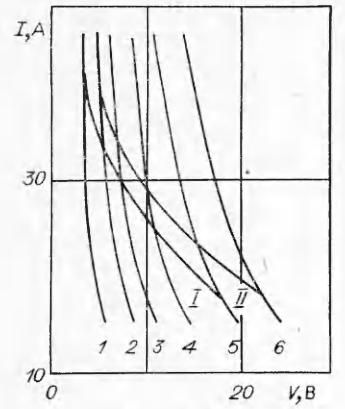


Рис. 3

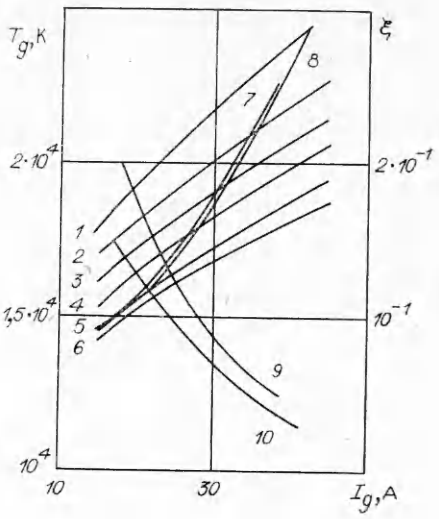


Рис. 4

дуги при $\xi = \text{const}$ для ряда значений ξ (*1* — $\xi = 3\cdot10^{-2}$, *2* — $5\cdot10^{-2}$, *3* — $7\cdot10^{-2}$, *4* — 10^{-1}, *5* — $1{,}5\cdot10^{-1}$, *6* — $2\cdot10^{-1}$) и $C_p = 0{,}67$ Дж/(г·град). При расчете характеристик использовались следующие значения постоянных величин: $\delta = 0{,}175$ см, $U_\infty = 3{,}32\cdot10^5$ см·с$^{-1}$, $\rho_\infty = 10^{-4}$ г·см$^{-3}$, $T_\infty = 10^4$ К, $\sigma_\infty = 2{,}3$ мо·см$^{-1}$ (все величины расчетные), $\operatorname{tg}\alpha_B = 0{,}33$ (по данным [6]), $r_0 = 2{,}2\cdot10^{-2}$ см (по следам катодных пятен на полированном электроде в единичном опыте), $C_p = 0{,}67$ Дж/(г·град) — значение, усредненное в интервале температур T_g на рис. 4 и по поперечному сечению микродуги вблизи ее основания, $C_p = 0{,}5$ Дж/(г·град) использовано для демонстрации влияния теплоемкости на результаты вычислений.

На рис. 2 приведено семейство суммарных вольт-амперных характеристик $V_\Sigma(I_g)$ при $\xi = \text{const}$ для указанных выше значений ξ, полученное с учетом данных на рис. 3. При расчете этих характеристик использовались данные, приведенные выше для $V_к$ и V_∞. Значение $V_а$, согласно зондовым измерениям, в области после скачка при наличии анодных пятен и токах выше 15 А от тока не зависело и составляло около 16 В. Характеристики с *1* по *5* пересекаются с экспериментальной суммарной вольт-амперной характеристикой. Предположив, что проницаемость микродуги изменяется вдоль экспериментальной кривой *B* на рис. 2, и определив значения ξ в точках пересечения как функцию тока, построим вольт-амперные характеристики микродуги для $C_p = 0{,}67$ и 0,5 Дж/(г·град) (линии *I* и *II*), приведенные на рис. 3. Отсюда следует, что усредненное значение C_p может существенно повлиять на расчетное значение падения напряжения в микродуге.

На рис. 4 показаны зависимости степени проницаемости от тока I_g, полученные по точкам пересечения на рис. 2 для $C_p = 0{,}5$ и 0,67 Дж/(г·град) (линии *9* и *10*), а также зависимости температуры плазмы в микродуге от тока при переменном значении ξ, соответствующем экспериментальным данным, для $C_p = 0{,}67$ и 0,5 Дж/(г·град) (линии *7* и *8*), построенные с помощью семейства $T_g(I_g)$ при $\xi = \text{const}$. На рис. 4 показано такое семейство для ξ (обозначения, как на рис. 3) при $C_p = 0{,}67$ Дж/(г·град); видно, что усредненное значение C_p существенно влияет на зависимость $\xi(I_g)$ и практически не влияет на $T_g(I_g)$.

Итак, с ростом тока температура плазмы в дуге растет, параметр проницаемости ξ падает, причем $\xi \sim I_g^{-2}$, что указывает на возможное влияние магнитного давления на проницаемость дуги. В обдуваемых дугах, согласно [7], образуются два симметричных вихря, вращающихся в противоположных направлениях так, что на внешней боковой границе дугового столба направление движения плазмы в вихрях совпадает с направлением внешнего потока. Затем плазма внутри дуги возвращается

к ее лобовой поверхности, поддерживая стабильность электропроводности дуги. При таком механизме нет необходимости в пополнении массы дуги проводящим газом — плазма циркулирует в дуге, поддерживая необходимый уровень электропроводности. На это указывают низкие значения степени проницаемости, близкие к условиям теплообмена с твердым телом ($\xi = 3 \cdot 10^{-2}$), что принималось в [2].

Следует отметить, что конусная структура микродуги оказалась единственной, удовлетворяющей экспериментальным вольт-амперным характеристикам. Аналогичные расчеты, проведенные для других моделей, включающих цилиндрические модели с током, втекающим как с торца цилиндра, так и через боковые поверхности, привели к значениям падения напряжения в дуге, которые отличаются в несколько раз от экспериментальных данных. Расчеты для конуса с боковым током дали результаты, близкие к модели конуса с торцевым током.

Анализ влияния неточности значений r_0 и $\operatorname{tg} \alpha_B$, задаваемых при расчетах T_g, $\sigma_{эф}$ и V_g по соотношениям (5) и (6), показал, что ошибка в экспериментальном определении $r_0 \pm 10\%$ приводит к погрешности в оценке $T_g \pm 4{,}5\%$, $\sigma_{эф} \pm 29\%$ и $V_g \pm 29\%$. В то же время ошибка при определении $\operatorname{tg} \alpha_B \pm 10\%$ приводит к погрешности при оценке $T_g \pm \pm 0{,}05\%$, $\sigma_{эф} \pm 0{,}3\%$ и $V_g \pm 0{,}3\%$.

Таким образом, падение напряжения в микродуге оказывается наиболее чувствительным к размеру катодного пятна. Следовательно, необходимо предположить, что устойчивость микродуги будет обеспечиваться лишь при стабильных размерах катодных пятен.

Для достоверного предсказания вольт-амперных характеристик микродуг необходимо тщательно и с высокой точностью измерять размер катодного пятна, на которое опирается микродуга. Размер пятна определяет плотность тока в основании микродуги, что в свою очередь влияет на тепловыделение, ионизацию, электропроводность и вольт-амперную характеристику микродуги.

В настоящее время отсутствует какая-либо законченная корректная теория процессов в дугах, обдуваемых потоком газа. Проведенный анализ показывает, что, вероятно, степень проницаемости в дугах с сильным обдувом зависит от тока и, чем выше ток и температура дуги, тем меньше газа проникнет внутрь дуги.

В заключение отметим большую сложность, взаимозависимость процессов, протекающих в условиях сильной неоднородности в пограничных слоях высокоскоростных потоков, что явилось причиной целого ряда серьезных допущений и предположений в проведенном анализе экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Чекалин Э. К., Черных Л. В.** Экспериментальный зонд в потоке низкотемпературной плазмы // ПМТФ.— 1981.— № 1.
2. **Баранов Н. Н., Бенилов М. С., Камалов З. Г., Ковбасюк В. И.** Экспериментальное исследование характеристик контрагированного режима разряда на электродах МГД-генератора.— М., 1985.— (Препринт/Ин-т высоких температур АН СССР; № 3—178).
3. **Недоспасов А. В., Хаит В. Д.** Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1979.
4. **Раховский В. И.** Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.— М.: Наука, 1970.
5. **Чекалин Э. К., Грибков В. М.** Измерение приэлектродного падения напряжения в нестационарных катодных пятнах // Течение низкотемпературной плазмы и ее взаимодействие со стенками канала.— М.: ЭНИН, 1974.— Вып. 26.
6. **Магнитогидродинамические** генераторы открытого цикла/Под ред. Дж. Б. Хейвуда, Г. Вормака.— М.: Мир, 1972.
7. **Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А.** Прикладная динамика термической плазмы.— Новосибирск: Наука, 1975.

Поступила 17/III 1987 г.