

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Главный редактор журнала чл.-кор. АН СССР М. Ф. Жуков

Заместитель главного редактора чл.-кор. АН СССР В. Г. Дулов

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Ответственный редактор серии чл.-кор. АН СССР М. Ф. Жуков
 Чл.-кор. АН СССР О. Ф. Васильев, д-р техн. наук Б. Н. Девятов,
 чл.-кор. АН СССР В. Г. Дулов, чл.-кор. АН СССР Н. А. Желтухин (зам.
 ответственного редактора), д-р техн. наук В. Е. Накоряков, д-р техн. наук
 Н. А. Рубцов (ответственный секретарь серии), д-р техн. наук
 В. А. Урюков

Адрес редакции: 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18, ком. 331,
 Тел. 22-00-44

Редактор И. Н. Стригун
 Художественный редактор Э. С. Филоновича
 Технический редактор А. В. Семкова
 Корректоры А. М. Картавин, Р. К. Червова

Сдано в набор 24.07.80. Подписано к печати 27.10.80. МН-05604. Формат 70×108¹/₁₆. Высокая печать. Усл. печ. л. 12,6. Уч.-изд. л. 12,6. Тираж 2042 экз. Заказ № 239.

Издательство «Наука», Сибирское отделение. 630099, Новосибирск, 99, Советская, 18.
 4-я типография изд-ва «Наука». 630077, Новосибирск, 77, Стамиславского, 23

ИЗВЕСТИЯ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Год основания журнала 1957 Год основания серии 1963	Периодичность журнала 15 номеров в год Периодичность серии 3 номера в год	№ 13(328) вып. 3	Октябрь 1980
--	--	---------------------	-----------------

СОДЕРЖАНИЕ

Материалы VIII Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы

В. М. Егоров, В. Н. Якунин, Н. Г. Бабенко, П. В. Белов. Статистическая устойчивость горения электрической дуги в «большом» цилиндрического канала	3
В. В. Танаев, В. М. Егоров. Пространственная устойчивость дуги на оси цилиндрического канала	5
А. Б. Карабут, Ю. В. Курочкин, А. П. Прокофьев. Численная модель дугового разряда в пористом канале при интенсивном вдуве газа	8
В. М. Делевкин, Е. П. Нахомов, В. С. Энгельшт. Начальный участок ламинарного течения дуговой плазмы в канале	10
В. П. Гороховский, Б. А. Урюков. О явлении скин-эффекта в рельсотронах и импульсных плазменных ускорителях	13
Г. М. Жинжиков, Г. А. Лукьянов, В. В. Сахин. Нарушение термодинамического равновесия в электродуговых источниках плазмы	15
В. П. Артемов, О. А. Синкевич. Нелинейное развитие контракции в неравновесных разрядах	18
С. П. Коршаковский, М. А. Красненков, В. А. Соловьев. Сравнение различных методов управления струей плазмотрона	20
В. С. Чередищенко, В. А. Косинов. Дуговой разряд с полым катодом	22
Д. П. Проскуровский, В. Ф. Пучкарев, С. П. Шкуратов. Реакция вакуумного дугового разряда на скачок тока	30
В. П. Завидей, Я. Р. Кучеров, А. В. Пустогаров, Д. Ю. Нахомов, А. П. Халбошин. Температура термохимических катодов	33
А. М. Зимин. О различных приближениях при описании процессов в прикатодной области	35
В. В. Гужков, Н. П. Козлов, В. П. Хвесюк. Тепловые режимы электродов нестационарных систем	38
А. А. Старобинец, Е. А. Литвинов, В. П. Дергалев. Бесстолкновительная модель катодного пятна вакуумной дуги	40
С. П. Харин. О механизме термоупругого разрушения электродов в импульсном разряде	42
В. Б. Арзамасов, И. А. Полякова. Термоэмиссионные свойства катодных материалов	45
П. П. Назаренко, И. Г. Паневин. Приближенная оценка величины и знака падения потенциала в столкновительной части анодного слоя	48
В. Г. Журбенко, В. А. Невровский, В. И. Раховский. Исследование газоотделения с электродов вакуумного промежутка при электрическом пробое	51
Е. П. Ваулин, С. Д. Ландау. Сравнительная оценка различных каналов теплообмена с поверхностью полого катода	53
П. Ф. Буланый, С. П. Поляков. Исследование и обобщение удельного теплового потока и плотности тока в анодном пятне сильноточной дуги при атмосферном давлении	55
В. М. Меркушкин, Ю. Л. Родимов. Распределение тока по поверхности анода в дуговом плазмотроне с диффузным разрядом	58
М. К. Гладышев, В. А. Горелов, Л. А. Кильдюшова. Экспериментальное исследование пристеночных электростатических зондов для определения концентрации заряженных частиц в движущейся плазме	60
Б. В. Абакумов, Ю. В. Курочкин, О. Н. Лазуткин, Н. Ю. Нахомов, А. В. Пустогаров, В. В. Уколов, О. С. Шаньгин. Исследование неравновесных свойств плазмы дугового разряда в смеси N ₂ -CO ₂ -He методом лазерного зондирования	62
А. М. Гришин, В. Е. Абалтусов, А. Н. Голованов. Экспериментальное исследование тепломассообмена плазменной струи с перфорированной поверхностью при наличии вдува	64

- С. В. Дресвин, В. И. Борисенков, В. П. Данплов, А. В. Донской, Л. А. Кузьмин. Расчет мощных (свыше 1000 кВт) индукционных плазмотронов 67
- А. Н. Быканов, В. Д. Матюхин, В. Ф. Муравьев, С. П. Смазнов. Исследование энергетических характеристик электродного высокочастотного разряда в азоте при средних давлениях 70
- А. Н. Бабаевский, Л. М. Сорокин. Приближенный расчет пористой разрядной камеры ВЧ плазмотрона 72
- П. П. Гаркуша, А. Н. Кузнецов, В. Б. Однороженко, А. И. Сабокар, В. И. Твердохлебов. Исследование потоков многокомпонентной плазмы оптическим методом 75

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

- М. Ф. Жуков, П. М. Засыпкин, И. И. Минин, В. Н. Фокин. Теплообмен в капле плазмотрона с проницаемой стенкой 77
- М. Ф. Жуков, А. С. Аньшаков, Г.-Н. Б. Дандарон. Эрозия термокатоде плазменных устройств 86
- В. С. Перегудов. Влияние межсекционных полостей на динамические параметры дуги 92

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОБМЕН

- Н. Н. Пономарев, Н. А. Рубцов. Радиационно-конвективный теплообмен в плоском слое поглощающей и рассеивающей завесы 98

ПРИКЛАДНАЯ ГАЗО- И РЕОДИНАМИКА

- Ю. Н. Савченко. Управление импульсом свободной струи 104
- А. И. Рудаков, Г. М. Рудакова. Формирование струйного обтекания конечной преграды 110
- О. Н. Лебедев, О. П. Солоненко. Численное исследование объемного смесеобразования в дизеле 117
- В. Б. Покровский, В. И. Елизаров, М. К. Гималеев. К решению уравнений динамики ректификационных колонн 126
- Список статей, опубликованных в серии технических наук в 1980 г. 132

В настоящем номере журнала помещены некоторые материалы VIII Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы, состоявшейся 2—4 июля 1980 г. в г. Новосибирске. В публикуемых докладах изложены результаты теоретических и экспериментальных исследований фундаментальных физических процессов, происходящих в электроразрядных камерах плазменных устройств, рассмотрены проблемы устойчивости горения электрической дуги, взаимодействия плазмы с твердыми поверхностями, диагностики низкотемпературной плазмы.

УДК 537.523.5

В. М. ЕГОРОВ, В. И. ЯКУНИН, Н. Г. БАБЕНКО, П. В. БЕЛОВ

СТАТИСТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В «БОЛЬШОМ»

Горение электрической дуги в плазмотронах постоянного тока характеризуется наличием возмущений, которые вызывают отклонения режима от стационарного и формируют область начальных отклонений в пространстве состояний. Отклонения энергетических показателей режима горения дуги — тока и напряжения — определяются главным образом газодинамическими режимами плазмотрона.

Исследование частотных спектров тока и напряжения в режиме горения дуги позволяют описать область начальных отклонений и применить для определения устойчивости известные результаты исследования устойчивости электрических цепей с дугой в «большом» [1]. Основной задачей исследования устойчивости в «большом» является определение области притяжения режима горения. Для численной характеристики этой области вводится коэффициент запаса устойчивости, который сопоставляет параметр, характеризующий область притяжения режима горения, и уровень возмущения. При этом другие важнейшие характеристики возмущения, в частности его частотный спектр, не учитываются. В качестве параметра обычно применяют радиус окружности, вписанной в область притяжения режима горения, касательной к сепаратрисе, центр которой лежит в точке равновесия исследуемого режима.

Оценка устойчивости без учета частотных свойств начальных отклонений не является полностью объективной. Рассматривая входное операторное сопротивление локальной модели дуги [1] в относительных единицах, можно получить следующие очевидные соотношения

$$\bar{z}(p) = (\theta p - \mu) / (\theta p + 1), \quad (1)$$

при $p \rightarrow 0 \bar{z}(p) \rightarrow -\mu$, при $p \rightarrow \infty \bar{z}(p) \rightarrow 1$, где

$$\bar{z}(p) = z(p) / R_s, \quad \mu = -R_d / R_s.$$

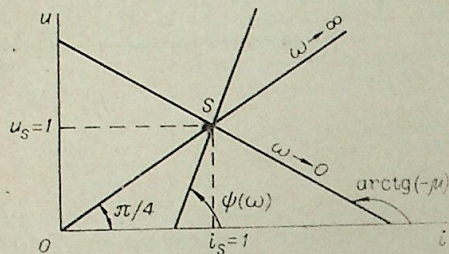


Рис. 1. Режим ламинарного шунтирования.

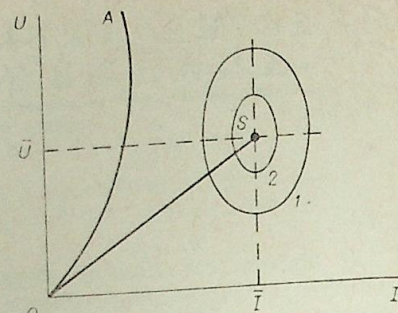


Рис. 2. Режим турбулентного шунтирования.

Следовательно, при частотах возмущения $\omega \rightarrow 0$ начальные отклонения происходят по линии, касательной к статической ВАХ дуги в точке S и направление этих отклонений можно характеризовать углом

$$\psi(\omega) = \arctg(-\mu) \text{ при } \omega \rightarrow \infty, \quad \psi(\omega) = \pi/4.$$

Естественно, что промежуточному значению частоты возмущения соответствует значение $\psi(\omega)$ в диапазоне от $\arctg(-\mu)$ до $\pi/4$. Воспользовавшись линейным отображением множества углов на комплексной плоскости, соответствующих операторному сопротивлению дуги в множество углов на плоскости состояний $U-I$, можно получить зависимость угла $\psi(\omega)$ от частоты возмущения

$$\psi(\omega) = \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{\pi} \arctg \mu \right) \left(\pi - \arctg \frac{\omega\theta}{\mu} - \arctg \omega\theta \right) + \frac{\pi}{4}. \quad (2)$$

Предлагаемая [1] инженерная методика расчета устойчивости в «большом», основанная на введении согласующегося масштабного коэффициента ρ не учитывала (2). При этом расчет проводился для $\psi(\omega) = \pi/2$, что для модели Майра ($\mu = 1$) соответствует частоте возмущения $\omega = 1/\theta$. Анализ спектров шумов [2] показывает, что максимальную по энергетическому вкладу частоту возмущения можно выделить для режимов ламинарного шунтирования в плазмотронах. При численном расчете устойчивости в таких режимах значения согласующего масштабного коэффициента ρ должны быть уточнены по выражению

$$\rho^* = \rho |\cos \gamma(\omega)|, \quad (3)$$

где $\gamma(\omega) = \pi/2 - \psi(\omega)$ (см. рис. 1).

Соотношение (3) корректирует проекции отклонений на оси координат при эквивалентных уровнях начальных отклонений. Дальнейший расчет может проводиться по известной методике [1].

Режим турбулентного шунтирования имеет спектр возмущений, представляющий собой «белый шум». В таких режимах определяющей по энергетическому вкладу частоты не существует, поэтому необходим иной подход к оценке устойчивости. Так как процессы типа «белого шума», обладающие δ -корреляцией, являются случайными, то оценить устойчивость можно с помощью статистического подхода.

В результате экспериментального исследования области начальных отклонений [2] установлено, что начальные отклонения в $U-I$ плоскости подчиняются закону нормального распределения. Для нормального распределения на плоскости не коррелированных случайных величин уравнение эллипсов равной плотности вероятности с координатами центра в точке I_s, U_s (рис. 2) имеет вид [3]

$$(I - I_s)^2/\sigma_I^2 + (U - U_s)^2/\sigma_U^2 = \lambda^2, \quad (4)$$

где σ_I, σ_U — среднеквадратическое отклонение тока и напряжения соответственно.

Вероятность того, что начальные отклонения лежат внутри эллипса (4), равна

$$P = \Phi\chi^2(2) \cdot \lambda^2, \quad (5)$$

где $\Phi\chi^2(2)$ — функция распределения χ^2 с двумя степенями свободы. Из (5) следует $\lambda^2 = \chi^2(P)/(2)$. (6)

Воспользовавшись широко применяемыми в статистике таблицами квантилей [3], можно определить числовое значение λ^2 для различных значений вероятности. Числовая оценка устойчивости в таких режимах может быть представлена соотношением

$$K(P) = \inf R(P), \quad (7)$$

где $R(P)$ — множество, представляющее собой радиусы окружностей, касательных к сепаратриссе, центры которых лежат на эллипсе равной плотности вероятности. Более удобно практически использовать (7) в безразмерной форме

$$K(P) = \inf R(P)/|\vec{OS}|,$$

где $|\vec{OS}|$ — модуль вектора \vec{OS} . Заметим, что $K(P_1) < K(P_2)$ при $P_2 < P_1$, т. е. чем выше вероятность реализации какого-либо значения $K(P)$, тем меньше его числовое значение. Предлагаемая числовая оценка устойчивости учитывает статистический характер возмущений. Кроме того, она показывает необходимость добиваться не только высоких значений коэффициента запаса устойчивости, но и высокой вероятности реализации этих значений.

Куйбышевский
политехнический институт
им. В. В. Куйбышева

ЛИТЕРАТУРА

- Егоров В. М., Новиков О. Я. Некоторые задачи устойчивости горения электрической дуги. — В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск, Наука, 1977.
- Якунин В. Н. Статистическое исследование малых отклонений режима горения электрической дуги. — В кн.: Физическая гидродинамика и теплообмен. Новосибирск, 1978.
- Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., Наука, 1973.

УДК 621.3.014.31

В. В. ТАНАЕВ, В. М. ЕГОРОВ

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ДУГИ НА ОСИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА

Дуга, горящая в цилиндрическом канале, может существовать в двух формах: в виде столба и в форме вихровой линии. Рассмотрим принцип и получим критерии устойчивости электрической дуги на оси цилиндрического канала сначала без учета продольного магнитного поля. Пусть дуга получает малое отклонение от оси r_e . При этом начинают действовать силы Лоренца, приводящие к возникновению двойного

вихря массы. Появляется также скорость скольжения дуги, обусловленная несимметрией тепловода, и направленная к оси канала. Пространственное положение дуги может быть найдено из уравнения

$$V = dr_e/dt = V_m - V_c, \quad (1)$$

где V , V_m , V_c — скорости дуги, потока массы, скольжения. Раскладывая функции V_m , V_c в ряд по степеням r_e , получим

$$dr_e/dt = (V_m - V_c) + (V_m - V_c)'r_e. \quad (2)$$

Продифференцировав решение (2) $r_e = A \exp \Omega t$ по времени, подставив его в (2) и учтя, что при горении дуги на оси канала $V_m = V_c$, получим

$$\Omega = (V_m - V_c)'. \quad (3)$$

Согласно критерию Гурвица, положение дуги на оси будет устойчивым, если

$$V_c' \geq V_m'. \quad (4)$$

Пусть дуга при отклонении принимает винтовую форму с шагом λ^* . Учитывая малость отклонения, возникающую при этом электромагнитную силу можно найти по выражению

$$F = \frac{\mu I^2}{4\pi} \left(\frac{1}{R^*} + \frac{2,84r_d}{\pi \psi R^{*2}} + \frac{r_d}{2dR^*} \right) \cdot 10^{-2}, \quad (5)$$

где $R^* = 8r_e / [4r_e^2 + (\lambda^*/2)^2]$, d , μ , r_d , I — соответственно радиус кривизны дуги, единичная хорда для целого центрального угла ψ , магнитная проницаемость, радиус дуги, ток.

Используя (5) и полученные в [1] выражения для скорости двойного вихря массы

$$V_m = \frac{F}{8\pi\bar{\eta}} \left[\frac{\rho^2 + \rho_e^2 - 2\rho\rho_e \cos \varphi}{1 + (\rho\rho_e)^2 - 2\rho\rho_e \cos \varphi} - \ln \frac{\rho^2 + \rho_e^2 - 2\rho\rho_e \cos \varphi}{1 + (\rho\rho_e)^2 - 2\rho\rho_e \cos \varphi} - 1 \right], \quad (6)$$

и скорости скольжения дуги к оси цилиндрического канала

$$V_c = 2 \frac{\lambda}{c_p \rho_{\Pi}} \frac{\rho_e}{1 - \rho_e^2} \frac{1}{R}, \quad (7)$$

получим

$$\frac{\lambda}{c_p \rho_{\Pi} R} \geq \frac{10^{-2} \mu I^2 (r_d^{*2} - \ln r_d^{*2} - 1)}{\pi^2 \bar{\eta} \lambda^*}, \quad (8)$$

где ρ , φ , ρ_e , R , r_d^* , λ , c_p , ρ_{Π} , $\bar{\eta}$ — соответственно цилиндрические координаты, отклонение дуги от оси в относительных единицах, радиусы канала и дуги, коэффициент теплопроводности, теплоемкость, плотность среды на поверхности дугового столба, усредненная вязкость.

Используя хорошо проверенное опытное соотношение между диаметром канала и шагом винта $\lambda^* = 4R$, получим

$$\frac{k}{(r_d^{*2} - \ln r_d^{*2} - 1)} \geq \frac{\mu c_p \rho_{\Pi} I^2}{\bar{\eta} \lambda R}, \quad (9)$$

где $k = (40\pi)^2$.

Введем число, характеризующее устойчивость

$$K = \frac{\mu c_p \rho_{\Pi} I^2}{\bar{\eta} \lambda R}.$$

Таким образом, если оно превышает свое критическое значение $k / (r_d^{*2} - \ln r_d^{*2} - 1)$, то дуга неустойчива на оси.

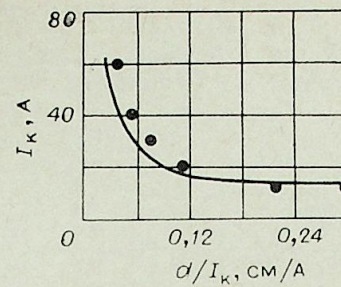


Рис. 1. Зависимость критического тока дуги от диаметра стабилизирующего канала. расчетная кривая, 0 — опытные данные [2].

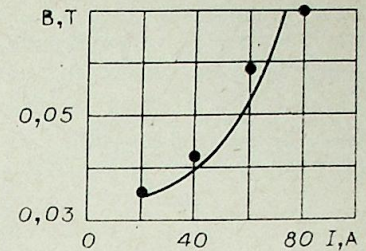


Рис. 2. Зависимость критической индукции поля от тока дуги. Обозначения те же, что на рис. 1.

При наложении внешнего продольного магнитного поля прочие нарушения стабилизированного положения дуги на оси канала определяются также, как и без внешнего поля, соотношением (4). Однако здесь при случайном отклонении дуги от оси канала действует электромагнитная сила, обусловленная взаимодействием тока дуги не только с собственным, но и с внешним магнитным полем. Дополнительную электромагнитную силу можно определить как

$$F \approx IB \sin r_e/R. \quad (10)$$

Подставляя (5) и (10) в (6), получим

$$V_m' = \frac{(r_d^{*2} - \ln r_d^{*2} - 1)}{\bar{\eta}} \left(\frac{\mu I^2}{kR^2} + 0,04 \frac{IB}{R} \right). \quad (11)$$

Подставляя (11) и (7) в (4), получим

$$\frac{k}{(r_d^{*2} - \ln r_d^{*2} - 1)} \geq \frac{\rho_{\Pi} c_p}{\lambda \bar{\eta}} \left(\frac{\mu I^2}{R} + 0,04 k IB \right). \quad (12)$$

Зависимости критического значения тока дуги, при котором нарушается устойчивость дуги на оси без внешнего магнитного поля, от диаметра стабилизирующего канала, а также критического значения величины индукции продольного магнитного поля от тока дуги показаны на рис. 1, 2. Для сравнения там же нанесены экспериментальные данные [2].

Полученный критерий позволяет объяснить и явление обратного перехода от винтовой формы к положению дуги на оси канала при превышении определенного значения тока дуги (тока рестаблизации). Переход от винтовой формы обуславливается тем, что при увеличении тока возрастает радиус дуги, что ведет к увеличению K , которое при токе рестаблизации достигает K .

Представляет интерес сопоставление данного критерия с критерием, полученным в [3] расчетным методом с целью определения критического числа Меккера Mk_k . Используя (9) и полагая зависимость коэффициента теплопроводности от температуры линейной, а распределение температуры в области, не занятой дугой, логарифмическим, получим

$$Mk_k = \frac{k |\ln r_d^*| R}{\pi (r_d^{*2} - \ln r_d^{*2} - 1)}. \quad (13)$$

Расчет M_{κ} для аргоновой дуги в функции ее относительного радиуса показал близость к аналогичной зависимости для водородной дуги [3], что подтверждает предположение о примерном постоянстве критерия Меккера для различных газов.

Куйбышевский
политехнический институт
им. В. В. Куйбышева

ЛИТЕРАТУРА

1. Seeger G. Zur Theorie der Strömung in wandstabilisierten Bogen mit Quermagnetfeld.— Z. f. Angew. Phys. 1968, Bd. 25, N 1.
2. Афанасьев А. А. Исследование винтовой неустойчивости столба дуги высокого давления в магнитном поле. Автореф. канд. дис. М., 1977.
3. Ментель Ю. Магнитная неустойчивость электрической дуги.— В кн.: Теория электрической дуги. Новосибирск, 1977.

УДК 537.527

А. Б. КАРАБУТ, Ю. В. КУРОЧКИН, А. Н. ПРОКОФЬЕВ

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ПОРИСТОМ КАНАЛЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ВДУВЕ ГАЗА

В работе [1] проведен расчет характеристик дугового разряда в пористом канале, когда отношение скорости вдува к скорости потока вдоль оси канала достаточно мало. Это допущение позволяет формулировать задачу в виде уравнений пограничного слоя, однако такая постановка не правомерна для режимов сильного вдува, когда радиальный и осевой потоки массы соизмеримы.

В настоящей статье рассматривается двухмерная задача, особенностью которой являются отсутствие ограничения на интенсивность вдува, существование в расчетной области преимущественно радиальных и рециркуляционных течений (обратные токи, вихри). Геометрическая постановка задачи допускает наличие в поле течения электродов в виде стержней, уступов и т. д.

Задача формулируется следующей системой уравнений, описывающей стационарное, осесимметричное ламинарное течение в пористом канале с электродуговым разрядом:

$$\rho \left(\text{grad } \frac{\bar{V}^2}{2} + \text{rot } \bar{V} \times \bar{V} \right) = \bar{j} \times B - \text{grad} \left(P + \frac{2}{3} \mu \text{div } \bar{V} \right) + 2 \text{div} (\mu \bar{S}), \quad (1)$$

$$\rho (\bar{V} \times \text{grad } h) = \text{div} \left(\frac{\lambda}{c_p} \text{grad } h \right) + \bar{j} \times \bar{E} - \Phi, \quad (2)$$

$$\text{div}(\rho \bar{V}) = 0, \text{rot } E = 0, \text{rot } \bar{H} = \bar{j}, \bar{j} = \sigma \bar{E}, \quad (3)$$

где $\bar{V}\{u, v, 0\}$, $\bar{j}\{j_z, j_r, 0\}$, $\bar{B}\{0, 0, B\}$, $\bar{H}\{0, 0, H_z\}$, $\bar{E}\{E_z, E_r, 0\}$ — векторы скорости, плотности, электрического тока, индукции, напряженности собственного магнитного поля, напряженности электрического поля; Φ — объемная плотность излучения; μ_c — магнитная проницаемость.

Система уравнений (1)–(3) путем перехода к новым переменным $\partial\psi/\partial r = \rho u r$, $\partial\psi/\partial z = -\rho v r$, $\omega = \partial v/\partial z = -\partial u/\partial r$, $\partial\chi/\partial z = -j_r \cdot r$, $\partial\chi/\partial r = -j_z \cdot r$ сводится к уравнениям относительно ω , ψ , h , χ — напряженности вихря, функции тока, энтальпии и функции электрического тока

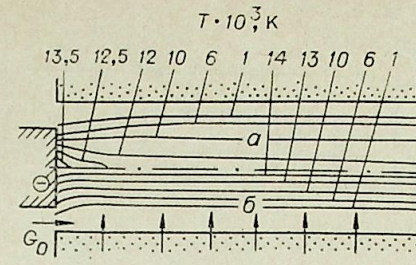


Рис. 1. Линии постоянного значения температуры.

$d_{\kappa} = 10$ мм; $I = 100$ А. На рис. 1–3: $\dot{m} = 1 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ (а); $50 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ (б).

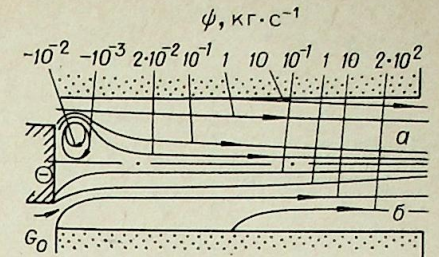


Рис. 2. Линии постоянного значения функции тока ψ .

соответственно. Эти уравнения могут быть представлены в виде обобщенного эллиптического уравнения второго порядка

$$a \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\varphi \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\varphi \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ b \frac{\partial}{\partial z} (c\varphi) \right\} - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ b \frac{\partial}{\partial r} (c\varphi) \right\} + d = 0, \quad (4)$$

где a , b , c — функции, зависящие от вида конкретного уравнения сохранения.

В силу эллиптического характера основных уравнений граничные условия задавались по всему контуру расчетной области: на стенках канала — $u = 0$, $v = v_w$, $T = T_w$, $j_z = j_r = 0$, на оси канала — $v = \partial u/\partial r = \partial T/\partial r = \partial j_z/\partial r = j_r = 0$, в начальном сечении, для столба дуги — $u = v = 0$, $T = f_1(r)$, $j_z = f_2(r)$, $j_r = 0$, для окружающего газа — $u = G_0/\rho\lambda (R^2 - R_1^2)$, $v = 0$, $T = T_0$, $j_z = j_r = 0$. Распределения T и j_z в начальном сечении определялись из уравнений $\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r\lambda \frac{dT}{dr} \right) + \sigma E^2 - \Phi = 0$, $j_z(r) = E \cdot \sigma(r)$.

В выходном сечении записывалось условие равенства нулю вторых производных по продольной координате применительно к переменным ω , ψ , h , χ .

Разностные аналоги уравнения (4) решались методом Зейделя, сетка 11×25 . При аппроксимации конвективных членов уравнения использовались ориентированные против потока разности первого порядка. Диффузионные члены заменялись центральными разностями второго порядка. В отдельных случаях для обеспечения сходимости использовался метод нижней релаксации.

Задача решалась для дугового разряда в пористом канале длиной 0,05 и диаметром 0,01 м с расположенным на входе катодом диаметром 6 мм (рис. 1). Интенсивность вдува плазмообразующего газа (аргона) \dot{m} изменялась от 1 до $50 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ при токе $I = 100$ А, $G_0 = 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1}$.

Характер изотерм для сильного и слабого вдува (рис. 1, а, б) различен. При $\dot{m} = 1 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ преобладает «тепловое расширение» дуги. В случае $\dot{m} = 50 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ характерно «сжатие» столба дуги (прогиб изотерм к оси канала), особенно во входном сечении, где существует преобладание радиального потока массы над аксиальным (рис. 2, б).

При малом вдуве $\dot{m} = 1 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ (рис. 2, а) за катодом образуются рециркуляционные вихри, информация о месте расположения и интенсивности которых важна при организации газодинамической защиты электродов. Сильный вдув подавляет их образование.

Распределение радиальной компоненты напряженности электрического поля (рис. 3) качественно согласуется с экспериментальными данными [2], полученными для начальных сечений каскадной дуги. На-

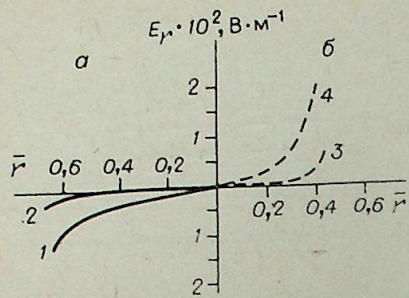


Рис. 3. Распределение радиальной напряженности по радиусу канала. $\bar{z}=z/l=0,35$ (1); $\bar{z}=0,9$ (2); 0,1 (3); 0,9 (4).

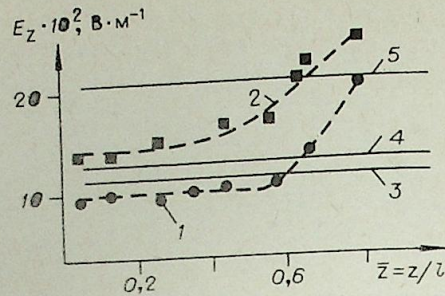


Рис. 4. Распределение аксиальной напряженности электрического поля по длине канала. 1, 2 — эксперимент [3] при $d_K=10$ мм, $I=100$ А, аргон; 3—5 — расчет. $m=9$ кг·с⁻¹·м⁻² (1); 16 (2); 5 (3); 10 (4); 50 кг·с⁻¹·м⁻² (5).

блюдается «тепловое расширение» аналогично свободно горящим дугам при малом вдуве (рис. 3, а) и «сжатие» столба разряда при больших вдувах (рис. 3, б).

Сравнение расчетных значений аксиальной напряженности электрического поля с экспериментом показывает удовлетворительное согласие (рис. 4) для большей части канала в области, где, по-видимому, сохраняется ламинарный режим течения. Увеличение напряженности в выходной части канала, полученное в эксперименте, очевидно, связано с турбулизацией разряда в области привязки дуги к выходному электроду. Реализация численной модели турбулентной дуги требует формулирования приемлемой гипотезы для описания дугового разряда в турбулентном потоке.

ЛИТЕРАТУРА

- Бербасов В. В., Урюков Б. А. Ламинарная электрическая дуга в канале с пористым охлаждением стенок.— В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск, Наука, 1977.
- Uhlenbusch J., Gieres G. Z. Phys. 1969, N 4.
- Пустогаров А. В., Курочкин Ю. В., Мельников Г. Н., Супроненко М. Н. Линейный плазматрон с пористым охлаждением межэлектродной вставки.— В кн.: Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, 1974.

УДК 533.6.011 : 538.4

В. М. ЛЕЛЕВКИН, Е. П. ПАХОМОВ, В. С. ЭНГЕЛЬШТ

НАЧАЛЬНЫЙ УЧАСТОК ЛАМИНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ

1. Расчет области впуска газа плазматрона и сравнение с экспериментом проводится в [1] на основе двухтемпературной модели без учета собственных магнитных сил при постоянстве массовой скорости по сечению канала. Наши расчеты показали, что эти предположения приводят к занижению температуры плазмы на оси до 10%, скорости — до 90%, напряженности электрического поля — до 20%.

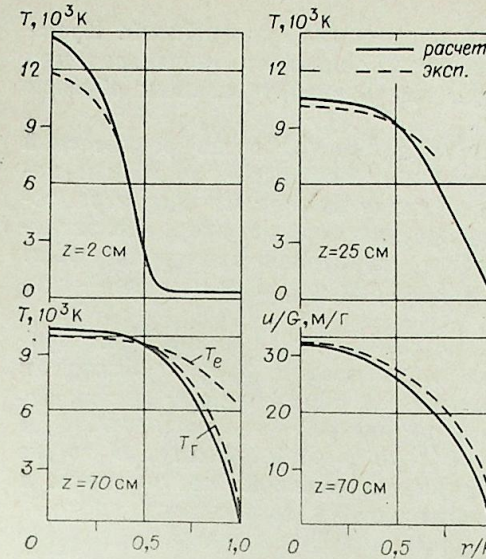


Рис. 1. Профили температуры и скорости. $I=160$ А; $G=2,4$ г/с. На рис. 1, 2 — расчет (—), эксперимент (---).

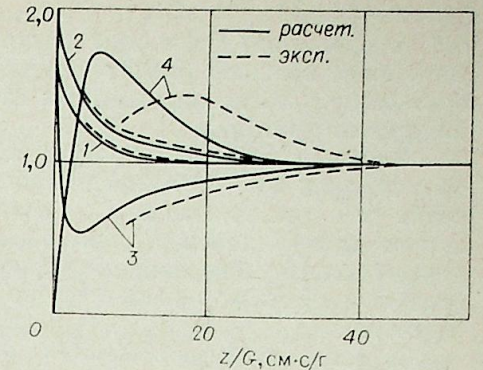


Рис. 2. Распределение характеристик дуги. 1 — $T(0, z)/T(0, l)$; 2 — $E(z)/E(l)$; 3 — $u(0, z)/u(0, l)$; 4 — $\frac{dP(Rz)}{dz}$; $\frac{dP(Rl)}{dz}$; $I=160$ А (1, 4); 75 А (2, 3).

В настоящей работе дан численный анализ начального участка от насадки у внутреннего электрода с развитым потоком газа до асимптотической области канала плазматрона. Непосредственная экспериментальная реализация такого течения открывает возможность более корректного сопоставления с экспериментом при адекватных граничных условиях, так как их влияние распространяется на всю длину начального участка. Используется приближение ламинарного МГД пограничного слоя в рамках локального термодинамического равновесия (ЛТР) плазмы с объемным излучением [2]. С целью сопоставления с экспериментом [3] расчет выполняется для дуги в аргоне атмосферного давления, диаметр канала 3 см, насадка 0,5 см, расход газа $G=0,5 \div 3$ г/с, соответственно через насадку — 0,005 г/с, ток дуги $I=75, 160, 225$ А.

Результаты расчета и эксперимента приводятся на рис. 1, 2 и в таблице. Длина начального участка согласно [3] определяется как расстояние $l=z$, где $T(0, z)$, $E(z)$, $u(0, z)$, $dP(z)/dz$ отличается на 1% от соответствующих асимптотических значений. Отметим, что такой спо-

I, А	z	T, (0, z), К	E(z), В/см	u(0, z)/G, м/г	dP(z)/dz/G, Па·с/см·г	l/G, см·с/г			
						T	E	u	dP/dz
75	0	13 670	10,4	3000	4260				
	1	9 680	2,1	23,5	0,69	23	33	41	48
160	0	17 750	12,8	9000	4320				
	1	10 030	2,16	31,8	1,1	18	25	27	29
225	0	21 480	15,2	11 000	2920				
	1	10 520	2,3	36,6	1,35	13	18	26	27

Экспериментальные данные из работы [3]

75	0	12 000	10	1500	2700	10—13	25—35	40—60
	1	9 200	1,7	25	0,69			
160	0	14 200	16	2900	3900	10—13	25—35	40—60
	1	9 960	1,8	32	1,03			
225	0	15 000	21	3700	4500	10—13	25—35	40—60
	1	10 040	2	36	1,28			

соб определения l физически не строгий и не всегда однозначный. Кроме того, из-за большой неопределенности коэффициентов переноса при сравнении с опытными данными следует иметь в виду главным образом качественную сторону.

2. Измеренная температура электронов $T_e(r, z)$ выше равновесной температуры $T(r, z)$ на периферии и ниже у оси, особенно вблизи насадка (см. рис. 1, таблицу). Соответствующие изменения диаметра токопроводящего канала и электропроводности приводят к тому, что экспериментальные значения напряженности электрического поля $E(z)$ больше расчетных у среза насадка при больших токах и меньше — вдали от него.

В асимптотической области канала (см. рис. 1, таблицу) экспериментальный профиль температуры тяжелых частиц $T_r(r, l)$ близок к распределению равновесной температуры. Это обуславливает удовлетворительное согласие динамических характеристик — скорости $u(r, l)$ и градиента газостатического давления $dP(z)/dz$ в этой области. В то же время у насадка из-за большого различия равновесной температуры и температуры тяжелых частиц эти характеристики согласуются плохо.

Расчитанная длина начального участка $l(I)$ несколько завышена по сравнению с экспериментальной $l(T_e)$, интервалы изменения $l(E)$ соизмеримы, $l(u)$ и $l(dP/dz)$ — занижены. Тем не менее, относительное распределение расчетных характеристик качественно согласуется с опытными данными, хотя максимум $dP(z)/dz$ существенно смещен (см. рис. 2). Положение максимума градиента газостатического давления, найденное из расчетов, практически совпадает с местом касания стенки расширяющейся дугой, т. е. с появлением кондуктивного потока тепла на стенку, изменением знака радиальной компоненты скорости вблизи стенок с положительного на отрицательное и с максимумом КПД плазмотрона. Нагрев периферийного газа в равновесной модели происходит быстрее, чем в неравновесном потоке плазмы [1]. Это приводит к меньшей длине динамического начального участка и более раннему касанию стенки дугой (максимум $dP(z)/dz$).

Отличие результатов расчета от экспериментальных данных обусловлено неучетом в ЛТР модели неравновесных эффектов, а при больших плотностях тока, кроме того, и реабсорбции излучения. Немаловажную роль играет и выбор коэффициентов переноса.

Равновесная модель может быть использована для исследований качественных изменений характеристик потока плазмы при вариации параметров плазмотрона.

Киргизский государственный
университет, Фрунзе

ЛИТЕРАТУРА

1. Дресвин С. В. Двухтемпературная модель плазмы. — В кн.: Физика и техника низкотемпературной плазмы. М., Атомиздат, 1972, гл. 8.
2. Энгельшт В. С., Жесенбаев Ж. Ж. Электрическая дуга в приближении ламинарного магнитогидродинамического пограничного слоя. В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск, Наука, 1977.
3. Асиновский Э. И., Пахомов Е. П., Ярцев И. М. Исследование характеристик ламинарного потока плазмы. — В кн.: Химические реакции в низкотемпературной плазме. М., Наука, 1977.

О ЯВЛЕНИИ СКИН-ЭФФЕКТА В РЕЛЬСОТРОНАХ И ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

В [1] рассмотрена задача о явлении скин-эффекта при движении электрической дуги по направляющим рельсотрона. Этот эффект заключается в том, что при достаточно большой скорости движения пятна дуги по направляющей рельсотрона ток внутри проводника не успевает заполнять все сечение, а прижимается к его поверхности, создавая своеобразный скин-слой. Этот эффект приобретает еще большее значение для импульсных плазменных ускорителей, в которых сила тока достигает 10^6 А, а скорость движения разряда — более 10^4 м/с [2, 3]. При этом локальная плотность тока и разогрев поверхностных слоев электродов могут быть очень большими.

В данной работе получено решение этой задачи, учитывающее ток Холла, который усиливает указанные эффекты. Схема задачи такова (рис. 1): по плоской поверхности полубесконечного металлического тела движется дуга с пятном в виде линии $x, y = 0$, в подвижной системе координат. В металле от плоскости $x = 0$ вправо распространяется токовый слой (подвод тока расположен при $x = +\infty$). В этой системе координат, движущейся относительно лабораторной системы со скоростью D , равной скорости движения пятна, течение тока считается стационарным.

Описывать течение электрического тока в лабораторной системе координат будут уравнения Максвелла и закон Ома

$$\mu_e \vec{j} = \text{rot } \vec{B}; \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0; \quad (2)$$

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{V}_e \vec{B}). \quad (3)$$

С другой стороны, плотность тока равна $\vec{j} = en_e \vec{V}_e$, где n_e определяется свойствами металла. Тогда (3) принимает вид

$$\vec{E} = \frac{1}{\sigma} [\vec{j} + \gamma (\vec{B} \times \vec{j})]; \quad \gamma = \frac{\sigma}{en_e}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2) и используя (1), находим

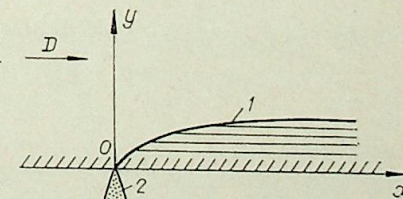
$$-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma} [\text{rot } \vec{j} + \gamma \text{rot} (\vec{B} \times \vec{j})]. \quad (5)$$

Если перейти в систему координат, движущуюся с постоянной скоростью ($-D$) по формулам $\frac{\partial}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} + D \nabla$; $\frac{\partial}{\partial r} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial r}$, считая $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ и используя (1), можно получить

$$\mu_e \sigma (\vec{D} \nabla) \vec{B} = \Delta \vec{B} - \gamma \text{rot} \text{rot} (\vec{B} \times \text{rot } \vec{B}). \quad (6)$$

В плоском случае при $B_y = B_x = 0$; $j_z = 0$, получаем линейное уравнение, рассмотренное в [1],

Рис. 1. Схема течения тока в подвижной системе координат.
1 — граница токового слоя; 2 — столб электрической дуги.



$$\mu_e \sigma D \frac{\partial B_z}{\partial x} = \Delta B_z; \quad (7)$$

$$\gamma_x = \frac{1}{\mu_e} \frac{\partial B_z}{\partial y}; \quad (8)$$

$$j_y = -\frac{1}{\mu_e} \frac{\partial B_z}{\partial x}. \quad (9)$$

Налагая условие $\int_0^\infty \gamma_x dy = I/L$, где L — ширина полосы (в направлении z), по которой движется дуга, и считая, что толщина токового слоя (в направлении y) много меньше его длины, т. е. пренебрегая $\frac{\partial^2 B}{\partial x^2}$ по сравнению с $\frac{\partial^2 B}{\partial y^2}$, получаем

$$j_x = \frac{I}{L} \sqrt{\frac{\mu_e \sigma D}{\pi x}} \exp\left(-\frac{\mu_e \sigma D y^2}{4x}\right). \quad (10)$$

Толщина токового слоя, определенная как область, в которой течет ток с плотностью j_x ($y=0$), оказывается равной

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{\pi x}{\mu_e \sigma D}}. \quad (11)$$

Сопротивление R течению тока находится из условия $I \frac{dR}{dx} = \frac{j_{x0}}{\sigma}$,

откуда $R = (2/L) \sqrt{(\mu_e \sigma D x)/\pi \sigma}$.

При $D \approx 10^4$ м/с; $I \sim 10^6$ А (Ом·м); $x \sim 0,1$ м; $L \sim 0,1$; $\sigma \sim 10^7$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ получаем следующие оценки: $\delta \sim 2$ мм; $j_{x0} \sim 10^6$ А см 2 ; $R \sim 2 \cdot 10^{-4}$ Ом.

В осесимметричном случае уравнение (7) становится нелинейным [4]

$$\mu_e \sigma D \frac{\partial B_\Phi}{\partial z} = \Delta B_\Phi - \frac{\gamma}{r} \frac{\partial B_\Phi^2}{\partial z}; \quad (12)$$

$$j_r = -\frac{1}{\mu_e} \frac{\partial B_\Phi}{\partial z}; \quad (13)$$

$$j_z = \frac{1}{\mu_e r} \frac{\partial}{\partial r} r B_\Phi. \quad (14)$$

Уравнение (12) можно достаточно просто решить в квазиплоском приближении, когда $\delta \ll r_0$. Тогда, делая замену координат $r \rightarrow y$; $\Phi \rightarrow z$; $z \rightarrow x$ и полагая в последнем члене (12) $r \approx r_0$, находим

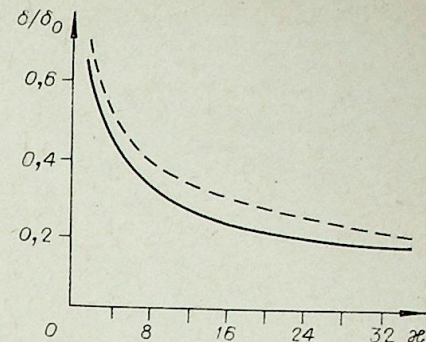
$$\mu_e \sigma D \frac{\partial B}{\partial x} = \Delta B - \frac{\gamma}{r_0} \frac{\partial B^2}{\partial x}. \quad (15)$$

Введем автомодельную переменную $\eta = \frac{y}{2} \sqrt{\frac{\mu_e \sigma D}{x}}$ и, как и ранее пренебрежем $\frac{\partial^2 B}{\partial x^2}$ по сравнению с $\frac{\partial^2 B}{\partial y^2}$, тогда

$$\frac{\partial^2 b}{\partial \eta^2} = -2\eta \frac{db}{d\eta} (1 + \kappa b), \quad (16)$$

где $b = B/B_\infty$; $\kappa = \frac{2\gamma B_\infty}{\mu_e \sigma D r_0}$; B_∞ — величина магнитного поля в удалении

Рис. 2. Зависимость δ/δ_0 от κ . Вариационный расчет (—), численный расчет (---).



от токового слоя; $B_\infty = \frac{\mu_e I}{2\pi r_0}$; граничные условия для уравнения (16):

$$\eta_0 = 0; \quad b = 0; \quad \eta \rightarrow \infty, \quad b = 1.$$

Задача (16) решалась численно как задача Коши: вводилась новая переменная $u = 1 + \kappa b$ и наряду с условием $\eta = 0, u = 1$, задавалось значение $C_0 = \frac{du}{d\eta}$ при $\eta = 0$. Величина κ определялась по асимптотическому значению u при больших η , как $\kappa = u(\eta \rightarrow \infty) - 1$. Результаты решения показаны на рис. 2 в виде зависимости $\delta/\delta_0 \sim f(\kappa) = 2\kappa/\sqrt{\pi C_0}$. Краевая задача (16) решалась также вариационным методом [5]. Вариационный интеграл записывался в виде

$$\hat{L} = \int_0^\infty d\eta (b')^2 \exp\left[2 \int_0^\eta \eta d\eta (1 + \kappa b)\right],$$

где \hat{b} — неварьируемая функция, удовлетворяющая тем же граничным условиям, что и в (4). Выбирая пробные функции в виде $\hat{b} = 1 - e^{-\alpha \eta}$

$b = \frac{2K}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta e^{-K^2 \eta^2} d\eta$ и вычисляя интеграл \hat{L} методом перевала, получим

$\hat{L} \sim K^2/\sqrt{1 + \kappa - K^2}$. Отсюда, варьируя \hat{L} по K^2 , получим $K = \sqrt{1 + \kappa}$.

На рис. 2 показано сравнение с этой формулой, которую можно записать как $\delta/\delta_0 = (1 + \kappa)^{-1/2}$.

Институт сверхтвердых материалов АН УССР, Киев

ЛИТЕРАТУРА

1. Попенко В. Г., Стронгин М. П., Урюков Б. А. Исследование сильноточного импульсного разряда в $\vec{E} \times \vec{H}$ поле. — В кн.: VI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, 1974.
2. Комельков В. С., Модзольский В. И. Формирование плазменной струи в воздухе при атмосферном давлении. — ЖТФ, 1971, т. 41, № 5.
3. Игенберге, Джекс, Шрайвер. Новый двухкаскадный ускоритель для исследования удара при гиперскоростях. — РТнК, 1975, № 8.
4. Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей, т. 1. М., 1978.
5. Шехтер Р. Вариационные методы в инженерных расчетах. М., 1974.

УДК 537.523.5

Г. М. ЖИНЖИКОВ, Г. А. ЛУКЪЯНОВ, В. В. САХИН

НАРУШЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ В ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ИСТОЧНИКАХ ПЛАЗМЫ

Широкое распространение в современной технике электродуговых источников плазмы требует разработки эффективных методов расчета ее параметров. В настоящее время, несмотря на интенсивные исследования

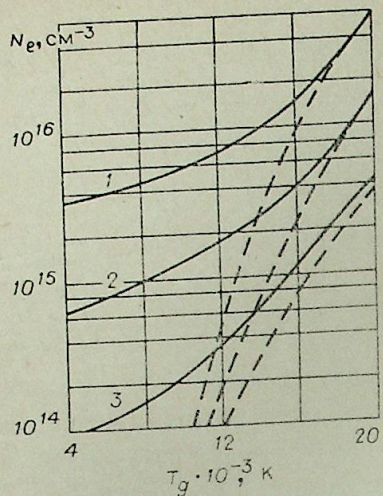


Рис. 1. Концентрация электронов N_e в плазме гелия в зависимости от давления p и температуры тяжелых частиц T_g (----- то же для термодинамического равновесия).
 $p=1$ бар (1); 10^{-1} (2); 10^{-2} бар (3).

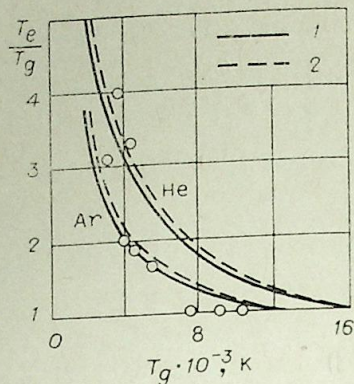


Рис. 2. Неизотермичность T_e/T_g дуговой плазмы аргона и гелия в зависимости от p и T_g .
 1 — $p=1$ бар; 2 — $p=10^{-2}$ бар;
 0 — экспериментальные результаты [2].

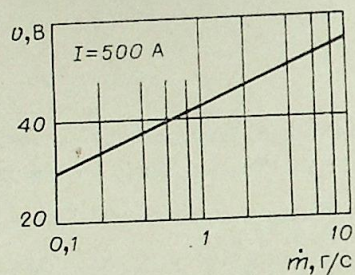
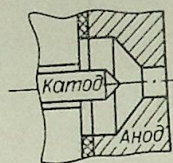


Рис. 3. Схема плазматрона и его вольт-амперная характеристика.

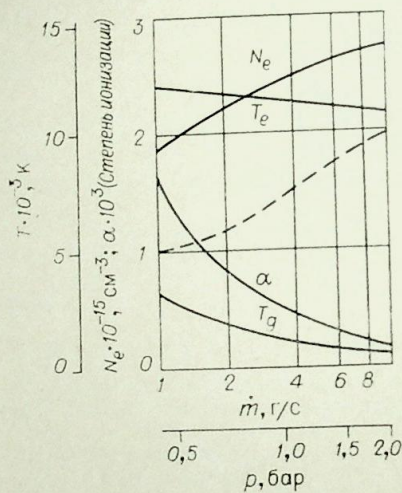


Рис. 4. Параметры плазмы гелия. — — — экспериментальные значения концентрации электронов.

в этой области, такие методы практически отсутствуют. В данной работе предлагается инженерный метод расчета параметров плазмы, полученные результаты сравниваются с экспериментальными.

Предлагаемый метод основан на следующих допущениях.

1. В области дугового разряда параметры плазмы и напряженность E электрического поля однородны.

2. Плазма предполагается идеальной, двухтемпературной и ионизационно равновесной, состоящей из электронов и тяжелых частиц с максвелловским распределением по скоростям и соответствующими температурами T_e и T_g .

3. Разрыв между температурами электронов и тяжелых частиц обусловлен только наличием электрического поля.

В такой постановке система уравнений, определяющая параметры термодинамически равновесной плазмы, дополняется уравнением для неизотермичности

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\lambda_e e E}{\frac{3}{2} k T_e} \right)^2 \frac{m_g}{m_e}$$

В характерной для дуговой плазмы области степеней ионизации $\alpha \geq 10^{-4}$ определяющим является кулоновское взаимодействие, т. е.

$$\lambda_e = \frac{v_e}{v_{ei}}$$

где $v_e = \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e}}$, а v_{ei} — средняя частота электрон-ионных столкновений с передачей импульса. Зависимость напряженности электрического поля от определяющих параметров предполагается известной.

Данная система уравнений была решена в диапазоне давлений $p = 10^{-2} \dots 1$ бар и $T_g = (2 \div 20) \cdot 10^3$ К для плазмы аргона и гелия. Уравнения напряженности электрического поля получены для аргона по результатам экспериментальных работ [1, 2], для гелия — [3—5]. Некоторые результаты этих расчетов приведены на рис. 1 и 2.

Аналогичные расчеты были выполнены для используемого авторами в экспериментальных исследованиях плазматрона постоянного тока [6] с гелием в качестве рабочего тела. Напряженность электрического поля была определена из вольт-амперной характеристики плазматрона в предположении, что приэлектродные падения напряжения можно считать постоянными при любом режиме и в сумме равными падению напряжения на дуге при малом давлении (расходе), а характерный размер области разряда — 1 см.

Схема этого плазматрона, его вольт-амперная характеристика представлены на рис. 3.

Интересно отметить, что данный метод расчета электроных параметров плазмы N_e и T_e не очень критичен к точности определения напряженности электрического поля. Можно показать, что при высоких температурах тяжелой компоненты T_g расчетные значения N_e и T_e стремятся к термодинамически равновесным, при относительно низких T_g неизотермичность T_e/T_g становится существенной, при этом $N_e \sim T_e \cdot E$. Например, в нашем случае (см. рис. 4) при $T_e \approx 11000$ К трехкратная ошибка в определении E приводит к такому же изменению N_e и десятипроцентному изменению T_e .

Таким образом, в рассмотренных случаях предлагаемый метод расчета параметров электродуговой плазмы оказался весьма эффективным.

Ленинградский механический институт

ЛИТЕРАТУРА

1. Клубникин В. С., Пархоменко А. С. Результаты исследования энергетических характеристик аргоновой дуги в секционированном плазматроне. — В кн.: Тез. докл. 5-й Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, ч. 1. Новосибирск, 1972.
2. Назаренко И. П., Паневин И. Г., Тибрипа М. К. Экспериментальное исследование энергообмена и характеристик стабилизированных дуг высокого давления. — Там же.
3. Уленбуш, Фишер. Влияние диффузии и неравновесной населенности на состояние плазмы благородных газов в электрических дугах. — ТИИЭР, 1974, т. 59, № 4.

4. Даутов Г. Ю., Сазонов М. И. Исследование напряженности электрического поля в стабилизированных дугах.— В кн.: Генераторы низкотемпературной плазмы. М., Энергия, 1969.
5. Боровик Е. С., Митин Р. В., Князев Ю. Р. Длинные дуги высокого давления.— ЖТФ, 1961, т. 31, № 11.
6. Жижиков Г. М., Лукьянов Г. А., Назаров В. В., Павлова Н. О. Инверсия заселенностей уровней гелия при сверхзвуковом расширении плазмы.— ЖТФ, 1978, т. 48, № 5.

УДК 539.95

В. И. АРТЕМОВ, О. А. СИНКЕВИЧ

НЕЛИНЕЙНОЕ РАЗВИТИЕ КОНТРАКЦИИ В НЕРАВНОВЕСНЫХ РАЗРЯДАХ

При достаточно больших токах и размерах дуги излучение может играть существенную роль в балансе энергии [1, 2]. Наиболее важным является случай оптически тонкой плазмы, когда излучение неравновесно и все выходит за пределы разряда. При температурах порядка нескольких электрон вольт функция, учитывающая потери энергии на излучение, имеет максимум (особенно это заметно в легких газах, например в водороде [2]). Наличие этого максимума (или нескольких максимумов) приводит к появлению особенностей на вольт-амперной характеристике (ВАХ) дуги, которые выражаются в том, что заданному электрическому полю или полному току соответствует несколько стационарных распределений температуры [1—3], из которых, по крайней мере, одно контрагировано. Аналогичные явления наблюдаются также и в неравновесной плазме с отрывом электронной температуры от атомной [4, 5]. Чтобы определить, какие участки ВАХ реализуются в действительности и какова их устойчивость проведем исследование устойчивости дуги в нелинейном приближении.

Рассмотрим осесимметричную дугу, безграничную в направлении оси Oz, горящую в стабилизированном канале радиуса r_w . Пренебрегая отрывом электронной температуры от атомной движением газа, систему уравнений, которыми описывается дуга, можно представить в виде [1]

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \sigma E^2 - F_R(T),$$

$$E = I \cdot \left(2\pi \int_0^{r_w} \sigma r dr \right)^{-1}, \quad (1)$$

где E —z-я компонента вектора напряженности электрического поля, F_R — потери энергии на излучение, τ — время.

На рис. 1 изображена ВАХ дуги в водороде при $P = 10^5$ Па и $r_w = 2 \cdot 10^{-2}$ м (отличие ВАХ от расчетов [2] связано с тем, что использовалось другое выражение для F_R). В определенном интервале токов и электрического поля существует неоднозначность ВАХ, на рис. 2 изображены профили температур при $I = 9000$ А, $P = 10^5$ Па, $r_w = 2 \cdot 10^{-2}$ м. Если использовать линейный анализ устойчивости и результаты работы [5], можно показать, что стационарные профили 1 и 3 устойчивы, а контрагированный профиль 2 неустойчив. Однако неясным остается вопрос о том, что же будет с состоянием 2 после потери устойчивости. Для рас-

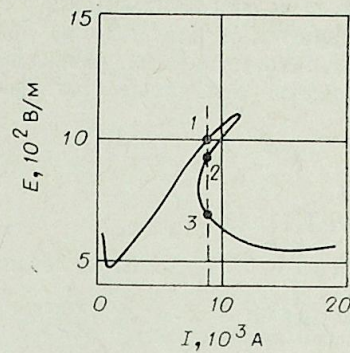


Рис. 1.

смотрения этого вопроса решим систему (1) со следующими начальными

$$\tau = 0, \quad T = T_0(r) + T_{n0}(r) \quad (2)$$

и граничными

$$r = 0, \quad \partial T / \partial r = 0, \quad r = r_w, \quad T = T_w \quad (3)$$

условиями, где $T_0(r)$ — стационарный профиль 2 (см. рис. 1); $T_{n0}(r)$ — начальный профиль возмущения температуры; T_w — значение температуры на стенке. Для решения системы (1)—(3) использовалась неявная консервативная схема второго порядка точности по радиусу и первого порядка точности по времени [6]. В качестве начального возмущения были рассмотрены бесконечно малые возмущения, возмущения типа ступеньки и возмущения вида

$$T_{n0}(r) = A \cdot \cos(\pi \cdot r / (2r_w)). \quad (4)$$

Роль бесконечно малых возмущений играли ошибки округления, связанные с тем, что стационарные профили определялись из стационарной системы (1) с использованием метода Рунге—Кутты четвертого порядка точности, а нестационарная схема— второго порядка точности.

В результате расчетов установлено, что развитие неустойчивости зависит от начального возмущения. В случае бесконечно малого возмущения дуга всегда переходит в состояние с меньшей температурой— 1 (см. рис. 2). На рис. 3 сплошными линиями изображено временное изменение возмущения температуры (цифры у кривых обозначают время в микросекундах) в режиме заданного тока. В случае конечного возмущения характер потери устойчивости зависит от значения амплитуды возмущения A . При $A < A_{кр}$ дуга переходит в состояние 1 с меньшей температурой, при $A > A_{кр}$ — в состояние 3 с большей температурой (штриховая линия на рис. 3), при $I = 9000$ А $A_{кр} = 100$ К. На рис. 3 (штриховая линия) изображено развитие возмущения (4) при $A = 500$ К. На рис. 4 изображены временные зависимости электрического поля для

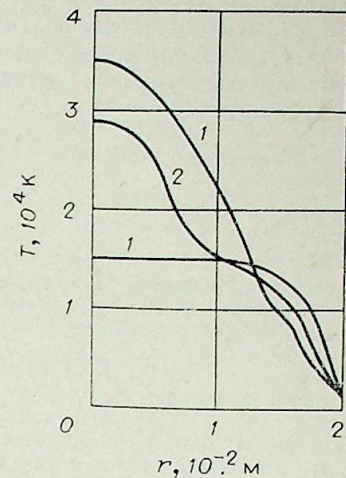


Рис. 2.

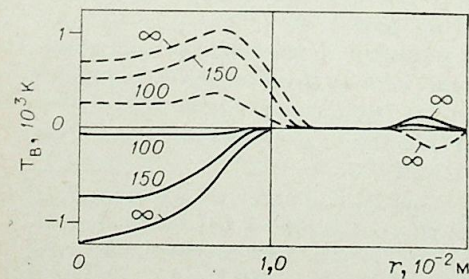


Рис. 3.

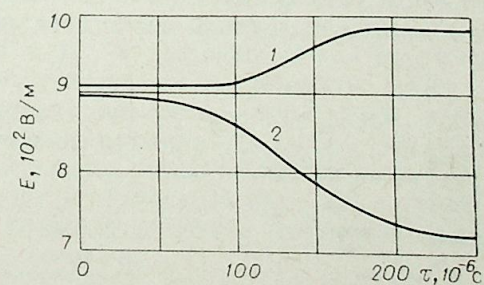


Рис. 4.

бесконечно малого возмущения (кривая 1) и для возмущения (4) (кривая 2). Аналогичные результаты наблюдаются и для режима заданного поля. Проведенные расчеты показывают, что динамика развития нелинейных возмущений существенно может отличаться от развития линейных.

Московский энергетический институт

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы.— Новосибирск, Наука, 1975.
2. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А., Перетц А. Н. О неоднозначности решения уравнения Эленбааса — Хеллера для сильноточных дуг.— ЖТФ, 1976, т. 46, № 7.
3. Гурович В. И., Десятков Г. А., Энгельшт В. С. Качественное исследование уравнения Эленбааса — Хеллера.— ТВТ, 1978, № 5.
4. Артемьев В. И., Синкевич О. А. К построению плоских стационарных решений уравнений неравновесной замагниченной плазмы.— ПММ, 1976, т. 40, № 5.
5. Артемьев В. И., Синкевич О. А. Устойчивость контрагированного состояния неравновесной плазмы.— ПМТФ, 1979, № 5.
6. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., Наука, 1972.

УДК 621.395.29

С. И. КОРШАКОВСКИЙ, М. А. КРАСНЕНКОВ, В. А. СОЛОВЬЕВ

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ УПРАВЛЕНИЯ СТРУЕЙ ПЛАЗМОТРОНА

В последние годы плазменные системы находят широкое применение в различных отраслях народного хозяйства для создания новых технологических процессов, нанесения покрытий, сварки и резки материалов и т. п. [1]. Используемые при этом плазматроны при всем разнообразии конструктивного исполнения характерны тем, что они создают плазменную струю с постоянной траекторией движения. Траектория движения плазмы, истекающей из плазматрона, определяется направлением газодинамических и электромагнитных сил и в конечном итоге связана с расположением электродов, их геометрией, подачей рабочего тела, а также характером воздействия внешнего магнитного поля.

Постоянство траектории движения плазменной струи обуславливает ряд трудностей при применении плазматрона в какой-либо технологической операции. Наиболее простым и распространенным способом управления траекторией движения плазмы является положение поперечного управляющего магнитного поля, создаваемого управляющей магнитной системой. Схема реализации этого способа для коаксиального плазматрона с внешним магнитным полем показана на рис. 1.

Для изменения траектории движения струи плазмы необходимо создать условия, при которых радиальная и аксиальная объемные силы давали бы равнодействующую,

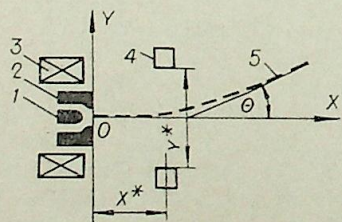


Рис. 1. Схема управления траекторией движения плазменной струи управляющим магнитным полем. 1 — катод, 2 — анод, 3 — основная магнитная система, 4 — управляющая магнитная система, 5 — траектория движения плазмы.

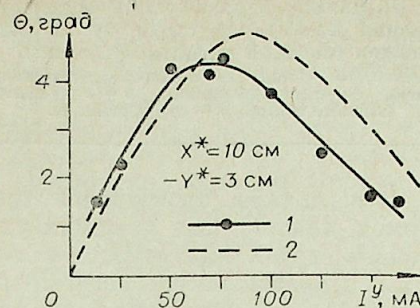


Рис. 2. Зависимость угла поворота плазменной струи от тока управляющей магнитной системы. 1 — эксперимент, 2 — теория.

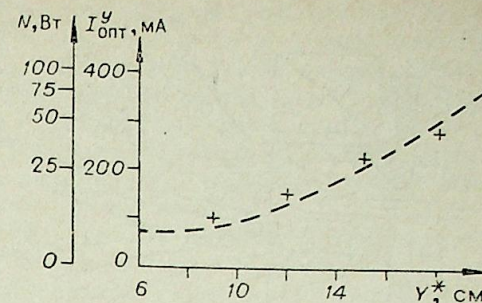


Рис. 3. Зависимость оптимального управляющего тока от расстояния между соленоидами. 1 — эксперимент, 2 — теория.

направленную под углом к оси системы электродов. Это достигается асимметрией магнитного поля в области протекания токов в плазменной струе. Решением одномерной задачи в МГД-приближении и усреднением импульса по ансамблю частиц можно показать, что при небольшом угле θ отклонения струи характер его зависимости выражается соотношением $\theta \sim b/1 + b^2$, где $b < 1$ — безразмерная величина управляющего магнитного поля, отнесенная к характерному магнитному полю системы [2]. Указанная зависимость подтверждается проведенными экспериментальными исследованиями.

Эксперименты проводились при давлении $1,3 \cdot 10^{-2}$ Па при следующих режимах работы плазматрона: ток разряда ~ 10 А, напряжение разряда ~ 60 В, индукция основного магнитного поля на срезе анода $\sim 60 \cdot 10^{-4}$ Т. В качестве отклоняющей магнитной системы использовались соленоиды, содержащие 6000 витков провода и создающие магнитное поле с максимальной величиной индукции 10^{-3} Т при токе ~ 400 мА.

Эксперименты показали, что при фиксированной отклоняющей магнитной системе (X^* , Y^*) существует оптимальный режим, реализующий наиболее эффективное отклонение плазменной струи. На рис. 2 показана зависимость угла отклонения плазменной струи θ от тока через соленоиды отклоняющей магнитной системы I^Y . В проведенных экспериментах при оптимальных режимах ($X^* = 3$ см, $Y^* = 10$ см) был достигнут угол максимального отклонения струи $\sim 4 \div 5^\circ$. Для получения большего угла отклонения необходимо увеличить расстояние между соленоидами управляющей магнитной системы и одновременно повысить ток соленоидов.

На рис. 3 приведена зависимость величины управляющего тока при оптимальном режиме $I^Y_{\text{опт}}$ от расстояния между соленоидами Y^* . На этом же рисунке показана величина мощности, идущей на создание управляющего магнитного поля. Видно, что затраты электроэнергии, необходимой для увеличения угла поворота плазменной струи, интенсивно возрастают, что является определенным недостатком описанного способа управления.

Плазматрон с основной магнитной системой позволяет существенно упростить управление траекторией истекающей плазменной струи. Это достигается путем смещения основной магнитной системы относительно системы электродов плазматрона. На рис. 4 показана схема управления траекторией плазменной струи за счет смещения основной магнитной системы. Плазменная струя после выхода из системы электродов движется в пространстве, ограниченном силовыми линиями магнитного поля, создаваемого основной магнитной системой плазматрона. При смещении осей магнитной системы и электродов относительно друг друга конфигурация магнитных силовых линий меняется, вызывая изменение траектории движения плазменной струи.

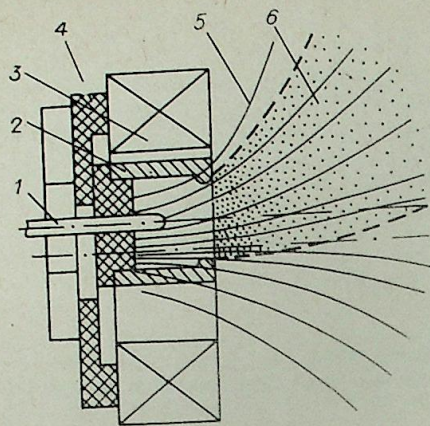


Рис. 4. Схема управления траекторией движения плазменной струи путем смещения основной магнитной системы. 1 — катод, 2 — анод, 3 — основная магнитная система, 4 — узел смещения, 5 — магнитные силовые линии, 6 — струя плазмы.

Исследования проводились при режимах, аналогичных режимам управления струей плазмотрона с помощью управляющего магнитного поля. Эксперименты показали, что при взаимном смещении осей основной магнитной системы и электродов до 1,5 калибров анода плазменная струя отклоняется на 20° . При этом

энергозатраты на смещение составили единицы ватт.

Проведенные исследования позволяют сравнить методы управления плазменной струей традиционным способом (с помощью внешнего управляющего магнитного поля) и с помощью собственного магнитного поля плазмотрона путем смещения соленоида и электродов относительно друг друга. Это сравнение показывает ряд преимуществ второго метода управления траекторией плазменной струи.

1. При использовании управляющей магнитной системы достигнут угол поворота плазменной струи $\sim 40^\circ$, а при использовании собственной магнитной системы — $\sim 25^\circ$.

2. Энергетические затраты на реализацию указанных углов поворота струи составляют соответственно 50 и 10 Вт.

3. Реализация способа магнитного управления траекторией плазменной струи путем смещения соленоида практически не нарушает физических процессов в плазмотроне, так как при этом не искажается распределение магнитных силовых линий в межэлектродном пространстве.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин С. Д., Козлов Н. П. Применение плазменных ускорителей в технике.— В кн.: Плазменные ускорители. М., Машиностроение, 1973, с. 15—25.
2. Коршаковский С. И., Кубарев Ю. В., Башкатов В. А. Расчет поперечных усилий, действующих на плазменную струю в криволинейном магнитном поле.— Тез. докл. 3-й Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1976.

УДК 537.52

В. С. ЧЕРЕДНИЧЕНКО, В. А. КОСИНОВ

ДУГОВОЙ РАЗРЯД С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Широкое использование дугового разряда с полым катодом для преобразования электрической энергии в тепловую при низких давлениях в рабочей зоне ограничивается недостаточным знанием физических процессов, происходящих как внутри самого полого катода, так и в пространстве между катодом и анодом. Перспективность использования этого

разряда в промышленных установках определяется возможностью получения высокого КПД (до $85 \div 90\%$) в предпочтительном с технологической точки зрения диапазоне давлений от 10^3 до 1 Па. Цель данной работы — исследование физических процессов, определяющих наличие эффекта полого катода, качественная и количественная оценка процессов внутри полости катода в столбе разряда, изучение зависимости характеристик от конструкций катодов с целью их оптимизации, снижения эрозии катода и процессов массопереноса материала катода на анод.

В обычном варианте реализация дугового разряда осуществляется с полым катодом, представляющим собой цилиндрическую трубку с внутренним радиусом R , через которую подается газ в камеру низкого давления. Открытый конец трубки направлен в сторону анода. Длина катодной трубки должна составлять несколько ее внутренних диаметров. В зависимости от величины расхода плазмообразующего газа G , давления в вакуумной камере P и тока разряда I различают четыре режима работы дугового разряда с полым катодом: 1) нормальный, 2) с малым расходом газа, 3) с малым током и 4) высокого давления [1]. С точки зрения технических приложений для электротермии наибольший интерес представляет нормальный режим работы, который и исследовался в данной работе.

При исследовании сильноточного разряда на экспериментальной установке мощностью до 300 кВт, разряд зажигался между цилиндрическим катодом и плоским водоохлаждаемым анодом. Стенки вакуумной камеры также охлаждались водой. При этом было установлено, что после выхода разряда на нормальный режим, столб плазмы в промежутке между катодом и анодом при токах до 300 А имел диффузную колоколообразную форму. Повышение тока разряда или уменьшение расхода плазмообразующего газа приводило к тому, что столб плазмы приобретал четкую ограниченную форму с видимым диаметром, примерно равным диаметру полости. Кроме этого, наблюдалась пространственная стабилизация столба плазмы относительно оси катода независимо от положения его относительно плоскости анода. Следовательно, в нормальном режиме могут существовать две формы разряда: диффузная и стабилизированная. На рис. 1 показана типичная фотография разряда с полым катодом в сильноточном нормальном режиме работы.

Четкая пространственная стабилизация внешнего столба указывает на определяющую роль газодинамических условий течения плазмообразующего газа через полость катода и влияние собственного магнитного поля тока разряда на формирование процессов, протекающих внутри полости катода и в прикатодной области. При этом экспериментально установлено, что для осуществления нормального сильноточного режима работы катода необходим проток газа через катод. В настоящее время вопрос о роли газа, протекающего через катод, остается открытым. По этому вопросу существуют две взаимоисключающие гипотезы. Согласно первой [2], роль плазмообразующего газа сводится только к обеспечению достаточной плотности носителей тока в разряде, при этом не имеет значения, существует ли проток плазмообразующего газа через катод или камера печи заполнена плазмообразующим газом до плотности, соответствующей статической при протекании газа через полость катода. Вторая гипотеза [3] утверждает, что роль плазмообразующего газа сводится к созданию динамического напора в канале катода.

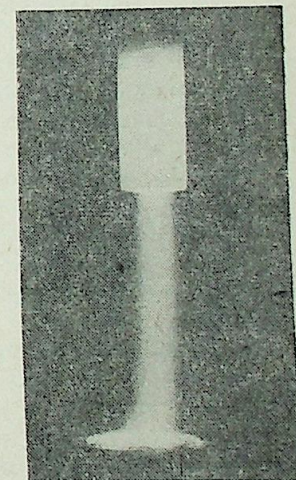


Рис. 1. Фотография разряда.

В соответствии с этими точками зрения [1, 2, 4, 5] строились модели процессов, протекающих в полости катода. Однако ни одна из этих моделей не объясняет всей совокупности экспериментальных данных, из которых можно выделить несколько основных.

1. Локализация наиболее нагретой зоны катода в определенном месте и зависимость положения максимума температуры от тока и расхода плазмообразующего газа.

2. Высокая пространственная стабильность столба плазмы в межэлектродном пространстве и ориентация его по оси трубки катода.

3. Роль плазмообразующего газа в формировании процессов в дуговом разряде с полым катодом.

4. Положение области максимального падения потенциала внутри полости катода, где вводится основная мощность в плазму разряда.

Для анализа этих вопросов разобьем весь разряд на четыре участка — прикатодная область, внутрикатодная полость, столб разряда и анодная область и рассмотрим процессы на каждом участке.

В исследованиях И. Делькруа, А. Триндада, Х. Минно [1, 4] наиболее нагретая область катода названа «активной зоной». Природа этой зоны постоянно привлекает внимание исследователей. Однако до настоящего времени не существует корректной физической модели, описывающей локализацию активной зоны в определенном месте катода и зависимость ее положения от параметров разряда. Впервые Л. Лидски [6] принял модель, согласно которой максимум температуры устанавливается на такой длине катода, где произведение $P \cdot d = 1$ тор. см, (P — локальное давление нейтрального газа, d — диаметр катода). В последующих экспериментах [4] было обнаружено изменение $P \cdot d$ при изменении расхода газа. Другая точка зрения [4] предполагает, что активная зона устанавливается на таком уровне, где плотность и энергия электронов соответствуют максимуму образования метастабильных атомов аргона. Однако эта гипотеза противоречит зависимости положения активной зоны от тока разряда. Согласно [5], активная зона представляет собой предельную область, сосредоточенную в месте максимальной температуры стенки катода, откуда приходят все эмитированные электроны. Плотность плазмы в этой области определяется балансом между ступенчатой ионизацией и объемной рекомбинацией. Ионизирующими частицами в этой модели являются тепловые электроны плазмы с максвелловской функцией распределения.

Аналогичной модели придерживаются авторы работы [3]. При этом они считают, что активная зона устанавливается на такой глубине, где давление плазмы равно давлению нейтрального газа. С точки зрения И. Делькруа и А. Триндада [1], природа активной зоны определяется условиями теплообмена катода с плазмой внутреннего столба и окружающим пространством. При этом проникновению плазмы в полость катода способствует искривление эквипотенциальных поверхностей. Ограничением дальнейшего проникновения плазмы в полость служит осевой градиент плотности нейтрального газа, когда энергия, приобретаемая электронами на длине свободного пробега, становится меньше потенциала ионизации.

Анализ перечисленных моделей показывает, что все они основаны на том, что положение активной зоны соответствует границе проникновения плазмы в полость, а ток разряда определяется интегральным током термоэмиссии электронов с поверхности катода при соответствующей локальной температуре. При этом роль плазмообразующего газа сводится к созданию достаточно высокой плотности плазмы в активной зоне, а влиянием магнитного поля тока пренебрегается. В связи с тем, что положение максимума температуры стенки катода устанавливается в результате сложного взаимодействия между подводом тепла из плазмы и охлаждением катода, предположение, что плотность тока на поверхности катода определяется интегральным током термоэмиссии, потребовало дополнительной проверки.

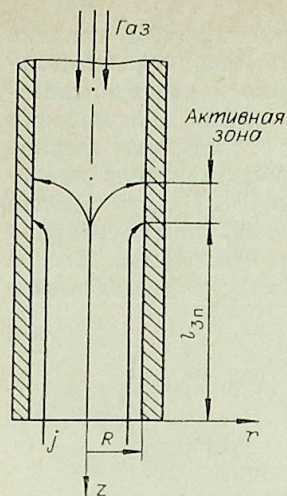


Рис. 2. Схема модели внутрикатодной области.

Проанализируем течение плазмообразующего газа в полости катода. Пусть в канале радиуса R (рис. 2) течет частично ионизованный газ, по которому проходит электрический ток. Тогда при отсутствии радиального течения полное давление газа не меняется по радиусу канала в любом сечении, т. е. $\partial P / \partial r = 0$. Допустим, что газ состоит из нейтральных атомов, однозарядных ионов и электронов. Тогда для некоторого сечения давление будет равно [7]:

$$P = P_n + kT_e n_e + kT_i n_i = \text{const}, \quad (1)$$

где P_n — давление нейтрального газа, T_e , T_i , n_e , n_i — температуры и плотности электронов и ионов. При $n_i \approx n_e$ и $T_i \ll T_e$ имеем

$$P = P_n + kT_e n_e = \text{const}. \quad (2)$$

С другой стороны, протекание электрического тока через плазму вдоль канала порождает вихревое магнитное поле, сжимающее столб разряда. Поскольку сжимающее усилие передается только заряженным компонентам, из уравнения движения в цилиндрической системе координат имеем [8]

$$\partial P_e / \partial r + j_z B_\varphi = 0, \quad (3)$$

где j_z и B_φ — компоненты вектора тока и индукции магнитного поля. Но

$$B_\varphi = \mu_e / r \cdot \int_0^r j_z \zeta d\zeta. \quad (4)$$

Откуда

$$P_e(r, z) = \mu_e \int_0^r j_z / \zeta \cdot \left(\int_0^r j_z \zeta d\zeta \right) d\zeta. \quad (5)$$

Для качественного анализа допустим, что распределение плотности тока в сечении имеет параболический характер:

$$j_z = j_0 (1 - r^2/R^2), \quad (6)$$

откуда полный ток $I = j_0 \pi R^2 / 2$, где j_0 — плотность тока на оси катода. В этом случае распределение статического давления за счет пинч-эффекта в сечении определяется как

$$P_e(r, z) = \mu_e I^2 / (\pi^2 R^2) \cdot [(1 - r^2/R^2) - 3/4(1 - r^4/R^4) + 1/6(1 - r^6/R^6)]. \quad (7)$$

При равномерном распределении плотности тока в пределах рассматриваемого сечения радиусом $r_0 < R$, интегрирование выражения (5) дает следующее значение для $P_e(0, z)$:

$$P_e(z) = \mu_e I^2 / (4\pi^2 r_0^2). \quad (8)$$

Действительное распределение плотности тока по сечению может лежать между рассмотренными пределами. Учитывая, что давление электронов при $r \geq r_0$ равно нулю, т. е. $P(r, z) = [P_n(z)]_{r_0}$, на основании (2) и (7) или (2) и (8) получаем

$$P_n = [P_n(z)]_{r_0} - P_e(r, z). \quad (9)$$

Так как $P_e(r, z) \sim I^2$, из выражения (9) следует, что давление нейтрального газа вблизи оси канала уменьшается с ростом тока и при боль-

пом тока может стать сколь угодно малым, т. е. происходит вытеснение нейтрального газа в пристеночную область. Такое вытеснение равносильно уменьшению проходного сечения, что при неизменном расходе приводит к возникновению кольцевого сверхзвукового истечения нейтрального газа из полости катода. Это истечение стабилизирует пространственное положение внешнего столба плазмы относительно канала катода аналогично стабилизации столба дуги в спутном потоке газа [8]. Действительно, если столб плазмы по отношению к нейтральному газу ведет себя как квазитвердая непроницаемая поверхность, то при отклонении столба плазмы от оси на некоторый угол α , со стороны нейтрального газа возникает сила

$$F_r = C_D \rho v^2 / 2 \cdot S \cos \alpha \cdot \sin \alpha, \quad (10)$$

которая возвращает столб плазмы в исходное положение. Здесь ρ — плотность нейтрального газа, v — скорость его истечения, C_D — коэффициент обтекания, S — миделево сечение.

Таким образом, при наличии кольцевого истечения нейтрального газа, столб плазмы будет ориентирован на оси канала катода. Это возвращающее усилие эквивалентно некоторой эффективной жесткости разряда. Так как плотность нейтрального газа по мере удаления от катода падает, эффективная жесткость будет максимальна вблизи среза катода, что подтверждается экспериментально.

Собственное магнитное поле тока в однородном по сечению столбе плазмы не может вызвать осевого течения плазмы, так как радиальное давление во всех точках столба одинаково при постоянном его сечении. При наличии локального сужения или расширения появляется осевой градиент давления, приводящий к движению плазмы в сторону уменьшения давления. В рассматриваемом случае такой локальной неоднородностью является активная зона, где ток от плазмы переходит на стенку катода с внутренней стороны канала. В результате этого магнитное поле изменяется от B_{\max} до нуля в пределах активной зоны. В этом случае из (8) имеем

$$\partial P_c / \partial z = \mu_e I (R \partial I / \partial z - I \partial R / \partial z) / (2\pi^2 R^3). \quad (11)$$

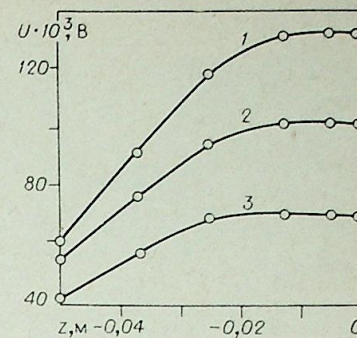
Выражение (11) показывает, что в пределах активной зоны возникает осевой градиент давления, приводящий к движению плазмы вблизи оси канала навстречу потоку нейтрального газа. Вследствие того, что газодинамический напор потока нейтрального газа максимален на срезе катода [9], проникновение плазмы в полость ограничено только объемной рекомбинацией. Поэтому для катодов, выполненных в виде длинной цилиндрической трубки, проникновение плазмы внутрь полости катода во много раз превышает диаметр трубки. При этом плазма проникает внутрь полости глубже расположения активной зоны. Для ограничения глубины проникновения плазмы в полость катода в данной работе использовались катоды с сужающейся частью канала на глубине от трех до пяти диаметров полости. Причем диаметр узкой части катода выбирался из условия образования сверхзвукового истечения газа из этого отверстия. При отсутствии такого сужения плазма может проникать на всю длину катода вплоть до катододержателя.

В данной работе зона привязки тока к катоду, т. е. положение активной зоны и плотность тока в ней определялись экспериментально. Для этого к катоду на определенном расстоянии от катододержателя прижимали зонд в виде тонкой вольфрамовой иглы и измеряли падение напряжения между точкой соприкосновения перемещающегося зонда и катододержателем.

Обычно зависимость падения напряжения от положения зонда представляет собой прямую линию, если ток течет только по металлу. В зоне перехода тока из плазмы на катод эта зависимость отклоняется от прямой. В области, где ток течет только по плазме, потенциал катода

Рис. 3. Распределение падения напряжения по длине катода.

$d_k = 1 \cdot 10^{-2}$ м; $G = 3,946 \cdot 10^{-6}$ кг/с; $I = 500$ (1), 400 (2); 300 А (3).



не меняется, и падение напряжения не зависит от положения зонда (рис. 3). Двухкратное дифференцирование полученных зависимостей позволило определить положение зоны привязки тока к катоду, ее длину и плотность тока в ней. На рис. 4 представлено положение этой зоны и распределение температуры по длине катода для различных токов разряда. Сопоставление положения зоны привязки тока с распределением температуры по поверхности катода показывает, что максимум температуры стенки катода находится в зоне привязки тока, а длина высокотемпературной зоны значительно превосходит ее длину. При этом ток из плазмы на катод ниже по потоку от зоны привязки равен нулю, несмотря на значительную температуру стенки катода вблизи среза и большую разность потенциалов между плазмой и стенкой. На основании этих экспериментов можно сделать вывод, что между плазмой и стенкой катода ниже по потоку от активной зоны существует некоторый «изолятор», препятствующий проникновению ионов из плазмы на стенку и электронов в плазму.

Глубину проникновения плазмы в полость катода определяли из спектральных измерений параметров плазмы, наблюдаемой через отверстия в стенках катода. Однозначность эксперимента обеспечивалась тем, что в качестве плазмообразующего газа использовали гелий, а вакуумную камеру наполняли аргоном. Установлено, что глубина проникновения плазмы в полость катода примерно на $1,5 \div 2$ диаметра полости превосходит положение зоны привязки тока. Следовательно, предположение о том, что глубина проникновения плазмы в полость катода ограничена положением активной зоны, и ток разряда определяется суммарным током термоэмиссии, для сильноточного нормального режима не соответствует экспериментальным результатам. Кроме этого, давление в плазме, сжатой магнитным полем перед зоной привязки тока, превосходит газодинамический напор нейтрального газа и, следовательно, модель [3], основанная на газодинамическом равновесии давлений плазмы и нейтрального газа, не подтверждается экспериментально.

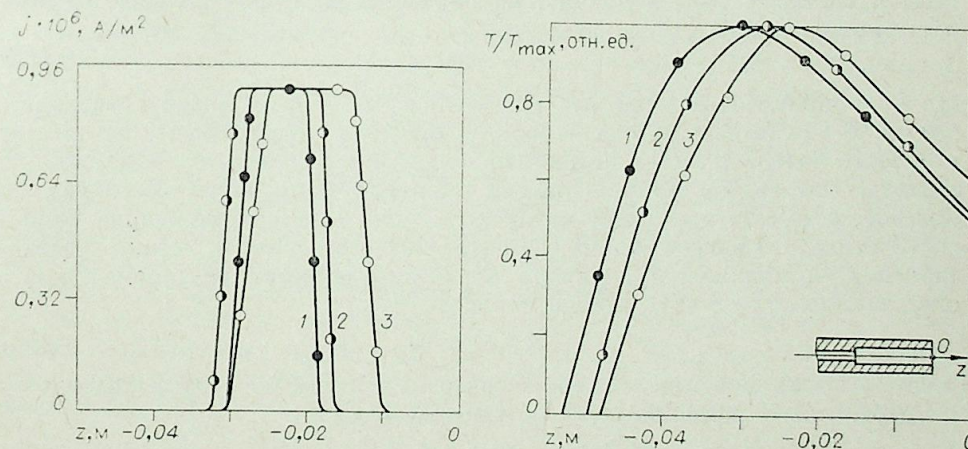


Рис. 4. Распределение плотности тока (а) и температуры (б) по длине катода. $d_k = 1 \cdot 10^{-2}$ м, $T_{\max} = 2300$ К, $G = 3,946 \cdot 10^{-6}$ кг/с, $I = 300$ (1); 400 (2); 500 А (3).

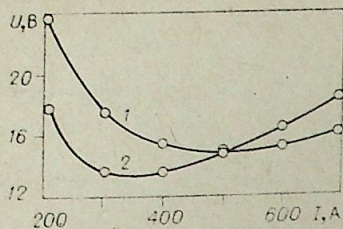


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики разряда. Катод с цилиндрической полостью (1); катод с конической полостью (2).

Плазма, проникая вверх по потоку от зоны привязки, затормаживается сверхзвуковым течением из сужающейся части канала катода. В положении равновесия поток плазмы оказывается заторможенным. Но в заторможенной плазме градиент давления компенсируется пространственным зарядом и соответствующим ему электрическим полем [10]. Тогда

$$\partial P_e / \partial z = en_e E_z, \quad (12)$$

откуда, с учетом (11), имеем

$$E_z = \mu_e I (R \partial I / \partial z - I \partial R / \partial z) (2\pi^2 en_e R^3)^{-1}, \quad (13)$$

где принято допущение, что ток разряда равномерно распределен по сечению полости катода. Подобное выражение по структуре можно получить и на основании (7), когда распределение плотности тока в сечении имеет параболический характер. Анализ выражения (13) показывает, что геометрия канала катода играет важную роль в образовании осевого электрического поля. Так, для суживающегося к открытому концу канала катода осевая напряженность поля будет выше, чем для цилиндрического или расширяющегося катодов (рис. 5).

Обнаруженное в экспериментах отсутствие тока из плазмы на катод ниже по потоку от зоны привязки требует дополнительного детального исследования. Покажем, что в основе природы этого явления лежит влияние собственного магнитного поля тока на формирование процессов в полости катода.

Известно, что угол между вектором напряженности электрического поля и вектором тока в плазме, находящейся в магнитном поле определяется выражением [10]

$$\operatorname{tg} \beta_e = \omega_e \tau_e, \quad (14)$$

где ω_e — циклотронная частота электронов, τ_e — время между столкновениями. В случае для катода большого диаметра, когда плазма проникает в полость катода и имеет потенциал близкий к потенциалу анода, можно считать, что вектор напряженности электрического поля направлен по радиусу, а вектор индукции магнитного поля — перпендикулярно радиусу. Полагая, что нагрев катода осуществляется в основном ионной бомбардировкой, и положение активной зоны определяется вектором ионного тока, по аналогии с (14), можно написать

$$\operatorname{tg} \beta_i = \omega_i \tau_i. \quad (15)$$

Глубина проникновения электрического поля в плазму ограничена радиусом дебаевского экранирования r_D . Следовательно,

$$l_{3n} = r_D \operatorname{tg} \beta_i = r_D \omega_i \tau_i, \quad (16)$$

где l_{3n} — расстояние от среза катода до начала зоны привязки. Подстав-

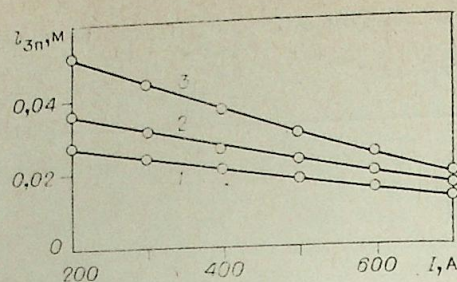


Рис. 6. Зависимость положения активной зоны от тока разряда. 1. $G = 6,645 \cdot 10^{-6}$ (1); $3,946 \cdot 10^{-6}$ (2); $G = 2,28 \cdot 10^{-6}$ кг/с (3).

ляя в (16) значения r_D , ω_i , τ_i и считая, что $n_e = n_i$ и $n_e = P_e / kT_e$, где P_e определяется выражением (8), получим

$$l_{3n} = (\mu_e k T_e k T_i)^{1/2} [2\pi M_i \bar{v}_i G \sigma_{ia} / (M_a \bar{v}_r) + \mu_e I^2 \sigma_{ii} / (4\pi r_0^2 k T_e)]^{-1}, \quad (17)$$

где M_i , \bar{v}_i — масса и средняя тепловая скорость ионов, G — расход плазмообразующего газа, \bar{v}_r — скорость потока ионов с нейтральными атомами и с ионами.

Из выражения (17) следует, что при малом токе, когда роль второго слагаемого невелика, увеличение расхода плазмообразующего газа G приводит к перемещению зоны привязки к открытому концу катода, что наблюдается в эксперименте. При увеличении тока количественное влияние первого слагаемого снижается, и в этих режимах изменение расхода газа не оказывает влияния на положение зоны привязки. На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости положения этой зоны от тока разряда. При малых токах l_{3n} зависит от расхода газа, затем зависимости сходятся в одну точку, что качественно совпадает с зависимостью, описываемой выражением (17). Для определения количественного совпадения необходимо найти зависимость T_e и T_i от тока разряда.

Таким образом, в результате исследований установлено, что в нормальном режиме работы полого катода существуют две формы разряда: диффузная и стабилизированная. Описанные в литературе [1, 4, 5, 11] результаты исследований отражают взаимосвязи при диффузных формах, существующих при малых токах. Перенесение результатов исследований слаботочных дуговых разрядов на сильноточные некорректно, так как характер работы полого катода при стабилизированной форме разряда в значительной мере отличается от слаботочных режимов. Обнаруженное экспериментально проникновение плазмы выше зоны привязки тока делает неравномерными исходные данные предложенных моделей разряда [1, 3—5]. Степень проникновения плазмы внутрь полости катода глубже расположения активной зоны определяется рекомбинационными процессами.

Наличие потока плазмообразующего газа через полость катода не только обеспечивает необходимую плотность носителей тока в разряде, но и влияет на положение зоны привязки тока, величину напряженности электрического поля в полости катода и оказывает стабилизирующее действие на внешний столб плазмы. Положение зоны привязки тока к катоду, т. е. активной зоны, определяется сложной взаимосвязью электродинамических и газодинамических процессов, протекающих в полости катода. Максимум температуры, совпадающий с этой зоной, является не причиной местонахождения активной зоны в катоде, а только следствием привязки ее к этому месту и количественно определяется ионной бомбардировкой и тепловым балансом катода. Зона привязки тока к катоду локализована в узком кольце, ширина которого увеличивается с ростом тока. На это указывают не только проведенные эксперименты, но и следы эрозии катода после длительной работы (рис. 7). Суммарный ток разряда определяется не интегральным током термоэмиссии со всей нагретой поверхности катода, а только с поверхности зоны привязки тока к катоду.

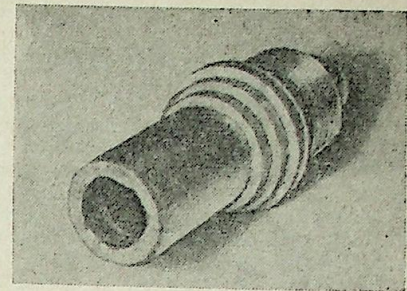


Рис. 7. Фотография полого катода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Delcroix J. L., Trindade A. R. Hollow cathode arcs.— Adv. Electron and Electron Phys., 1974, v. 35.
2. Кришман М., Джан, Ясковский, Кларк. Физические процессы в полых катодах.— Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 2.
3. Кручинин А. М., Хусаинов Б. И., Бояркин П. Н. Исследование и расчет электрических характеристик разряда с горячим полым плазменным катодом (ГППК).— В кн.: Материалы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы.— Алма-Ата, 1977.
4. Mino H. Gas-fed hollow cathode arcs mechanisms.— Proc. Int. Conf. Hollow Cathode Discharges Appl. Jst., 1971.
5. Lorente-Arcas A. A model for the cathode discharge.— Plasma Phys., 1972, v. 14.
6. Lidsky L. H., et al. J. Appl. Phys., 1962, V. 3, N 8.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., Наука, 1971.
8. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
9. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., Наука, 1976.
10. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М., Мир, 1968.
11. Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К., Старцев Е. А. и др. Физические исследования работы дугового полого катода.— Тр. Физико-техн. ин-та им. А. Ф. Иоффе. Л., 1978.

УДК 537.533

Д. И. ПРОСКУРОВСКИЙ, В. Ф. ПУЧКАРЕВ, С. И. ШКУРАТОВ

РЕАКЦИЯ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА НА СКАЧОК ТОКА

Среди методов, позволяющих исследовать нестационарные явления в дуговом разряде, привлекает внимание исследователей метод регистрации переходных процессов при внезапном изменении тока дуги. Изучая реакцию вакуумной дуги на скачок тока ($di/dt \leq 10^7$ А/с), И. Г. Кесаев [1] пришел к выводу, что длительность переходной стадии определяется исключительно процессами в катодной области, необходимыми для перехода катодного пятна (КП) в новый режим (форсирование эмиссионных процессов, деление пятна). Используя более совершенную аппаратуру, авторы работы [2] исследовали реакцию дуги на скачок тока в диапазоне $di/dt = (10^6 \div 7 \cdot 10^8)$ А/с. При $di/dt \leq 5 \cdot 10^6$ А/с они не наблюдали увеличения напряжения дуги выше обычного уровня. При $di/dt \geq 10^7$ А/с возникал переходный всплеск напряжения, амплитуда которого возрастала с увеличением di/dt до $500 \div 1000$ В, а длительность существования переходной стадии ($0,4 \div 0,8$ мкс) зависела от материала катода. Авторы работы [2] полагали, что продолжительность существования переходного процесса определяется временем разогрева дополнительных участков катода до температуры кипения. Однако результаты исследований катодных процессов при взрывной электронной эмиссии [3—5] ставят под сомнение выводы авторов [1, 2]; эмиссионные центры могут обеспечивать большие скорости нарастания тока ($10^9 \div 10^{10}$ А/с) без существенного увеличения катодного падения, а инерционность образования новых эмиссионных центров не превышает $\sim 10^{-9}$ с. В связи с этим возникло предположение, что длительность переходной стадии при внезапном скачке тока определяется инерционностью явлений в столбе дуги. В настоящей работе приводятся результаты исследования переходных процессов во время скачка тока дуги с $di/dt = 2 \cdot 10^{10}$ А/с и их анализ.

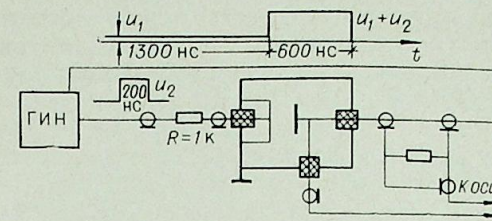


Рис. 1.

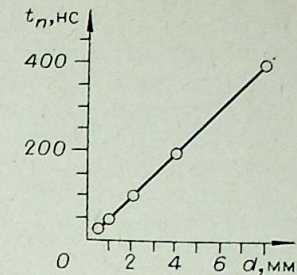


Рис. 2.

На рис. 1 приведена схема эксперимента. От кабельного генератора по первому каналу на катод подавался поджигающий импульс амплитудой $u_2 = 17$ кВ. После заполнения промежутка плазмой на анод подавался «пьедестал» ступенчатого импульса ($u_1 = 1,5$ кВ) и в промежутке зажигался дуговой разряд. Через $1,3$ мкс амплитуда импульса напряжения за время 10 нс возрастала до $u_1 + u_2 = 18,5$ кВ (т. е. ток изменялся от уровня $i_1 = 20$ А, до уровня $i_2 = 250$ А). Изменение тока и напряжения в переходной стадии регистрировалось двухлучевым осциллографом ИПЛ-2 м. С помощью зонда, работающего в плавающем режиме, измерялся потенциал плазмы в различных точках межэлектродного пространства. Индуктивность катода $< 5 \cdot 10^{-10}$ Гн. На рис. 2 представлена зависимость длительности переходной стадии t_n от межэлектродного зазора d , а на рис. 3 характерные осциллограммы тока (верхний луч) и напряжения (нижний луч). При $d = (0,5 \div 4)$ мм ток дуги возрастал безынерционно (рис. 3, а). При $d = (4 \div 8)$ мм ток «отставал» от фронта прикладываемого импульса напряжения (рис. 3, б), а характер и время его роста до уровня i_2 напоминали коммутационную характеристику вакуумной искры [3]. В таких случаях амплитуда переходного напряжения достигала ($2 \div 10$) кВ. Тангенс угла наклона прямой на рис. 2 дает скорость $v = 2 \cdot 10^6$ см/с. При токе i_1 потенциал плазмы в радиусе $r = 0,3 \div 0,5$ мм от места поджига составлял $13 \div 15$ В, а напряжение разряда увеличивалось с ростом промежутка от 20 В ($d = 0,5$ мм) до 80 В ($d = 8$ мм). В момент скачка тока потенциал плазмы при $r = 0,5$ мм в редких случаях достигал 100 В и за время ~ 20 нс спадал до $20 \div 30$ В, т. е. до уровня, соответствующего новому значению тока. При удалении зонда от места поджига отношение полного падения напряжения к потенциалу плазмы в данной точке межэлектродного промежутка уменьшалось, приближаясь к единице, а длительность переходного процесса увеличивалась.

Поскольку длительность переходного процесса зависит от межэлектродного зазора (см. рис. 2), можно полагать, что переход дуги из одного состояния в другое определяется явлениями в межэлектродном промежутке и характеризуется скоростью $v = 2 \cdot 10^6$ см/с. Объяснить это можно следующим образом. В стационарном режиме ток в каждом сечении плазменного столба определяется выражением $j = env_g = \sigma E$, где j — плотность тока, e — элементарный заряд, n — концентрация плазмы в данном сечении, v_g — дрейфовая скорость электронов, σ — удельная проводимость плазмы, E — электрическое поле. Новому уровню тока i_2 должно соответствовать новое значение концентрации, для установления которого необходимо время $t_n = d/v$.

Однако, как показывает эксперимент, новое значение тока устанавливается за время, значительно

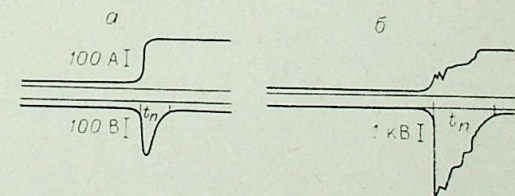


Рис. 3.

В. И. ЗАВИДЕЙ, Я. Р. КУЧЕРОВ, А. В. ПУСТОГАРОВ,
Д. Ю. ПАХОМОВ, А. П. ХАЛБОШИН

ТЕМПЕРАТУРА ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ КАТОДОВ

но меньшее t_n , что можно объяснить только увеличением скорости v_z (т. е. повышением поля E). В динамике этот процесс можно представить следующим образом. В момент скачкообразного увеличения тока катодное падение начинает увеличиваться, вызывая интенсификацию эмиссионных процессов в существующем центре и взрывоподобное образование новых центров эмиссии. Катодное падение будет расти до тех пор, пока не возникнет достаточное для обеспечения нового значения тока число центров. Длительность этого процесса, по-видимому, 10^{-9} с [4], а катодное падение остается меньше 100 В. Между плазмой вновь возникших центров и окружающей плазмой (меньшей концентрации) возникает двойной электрический слой, в котором сосредоточена часть полного падения напряжения. Этот слой движется со скоростью $\sim 2 \cdot 10^6$ см/с. По мере движения слоя и сокращения промежутка слой — анод межэлектродное напряжение уменьшается (см. рис. 3). Зондовые измерения подтверждают картину движения слоя, а также указывают, что большая часть напряжения падает на плазме, а не в слое. При больших зазорах концентрация плазмы спадает настолько, что фактически между вновь образуемой плазмой и анодом возникает вакуумный зазор, токопрохождение в котором подчиняется закону «3/2», а время коммутации определяется скоростью ее расширения.

Из анализа результатов исследований можно сделать некоторые выводы:

1. Нижнюю границу $di/dt_{кр}$, при которой процесс заполнения промежутка плазмой еще успевают «следить» за скоростью нарастания тока и переходное напряжение несущественно отличается от прикатодного падения, можно оценить из выражения

$$di/dt_{кр} = i_{пор}/t_n = i_{пор}v/d, \quad (1)$$

где $i_{пор}$ — пороговый ток дуги [4]. Применительно к [2] ($d=0,5$ см; $v=1,2 \cdot 10^6$ см/с) $di/dt_{кр} \approx 6 \cdot 10^6$ А/с.

2. Нижнюю границу $di/dt_{кр}$, при которой уже можно заметить инерционность КП, можно оценить так:

$$di/dt_{кр} \approx j_{вз} \frac{dS}{dt} \approx j_{вз} \cdot 2\pi v^2 t, \quad (2)$$

где $j_{вз}$ — плотность тока взрывной эмиссии ($\approx 10^9$ А/см²). Из (2) следует, что при $t=10^{-8}$ с $di/dt_{кр} \approx 10^{14}$ А/с.

3. Длительность всплесков напряжения дуги при токах, близких к пороговым [4], определяется не катодными процессами, а динамикой изменения проводимости плазменного столба, т. е. временем t_n .

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР, Томск

ЛИТЕРАТУРА

- Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М., Наука, 1968.
- Paulus I., Holmes R., Edels H. Vacuum arc response to current transients. — J. Phys. D. Appl. Phys., 1972, 5.
- Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. Прикатодное падение потенциала в вакуумном диоде при взрывной эмиссии электронов. — Изв. ВУЗов. Физика, 1975, № 12.
- Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Япкелевич Е. Б. К вопросу об энергетическом режиме на катоде при взрывной эмиссии электронов. — ЖТФ, 1978, 48, № 3.
- Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. Образование новых э. ц. на катоде при коммутации электрического тока в вакууме. — ЖТФ, 1979, 49, № 12.

Специфика измерения температуры дугового пятна на циркониевых и гафниевых термохимических катодах, работающих в воздухе, наряду с необходимостью учета вклада излучения плазмы заключается в отсутствии данных по излучательным характеристикам поверхности.

Исследования проводились на катодах из Zr и Hf диаметром $2 \cdot 10^{-3}$ м, запрессованных в медный водоохлаждаемый катододержатель, в воздухе ($p=10^5$ Па) в диапазоне токов $I=(60-120)$ А. Измерение температуры осуществлялось с помощью быстродействующего микропирометра [1], использовались интерференционные ($\lambda_1=440$ нм, $\lambda_2=500$, $\lambda_3=650$, $\lambda_4=1196$ нм) и поляризационный (ПФ-32) светофильтры.

Относительный вклад излучения плазмы в показания пирометра определялся по отношению излучения «плазмы» $E_{пл}$ и «электрод + плазма» ($\bar{K} = E_{пл}/E_{пл+эл}$). Пирометр вначале визируется на центр катода через кольцевой анод и плазму ($E_{пл+эл}$), затем на корпус катододержателя на расстоянии $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ м от оси катода. Величина \bar{K} возрастает с ростом тока (гафниевый катод, рис. 1, а). На рис. 1, б представлены значения яркостных температур T_n гафниевого катода, полученные без учета (штриховые линии) и с учетом (сплошные линии) вклада излучения плазмы. Спектральное распределение относительного вклада излучения \bar{K} (рис. 2) сходно с полученным на графитовом аноде в воздухе при $I=(5-30)$ А, когда при $\lambda > 600$ нм излучением плазмы можно пренебречь [2].

В отличие от вольфрамовых электродов [1] при резком отключении тока $I=100$ А не наблюдается (рис. 3) плато фазового перехода ($T = \text{const}$). Время распада плазмы $\tau_1 - \tau_2$, регистрируемое у поверхности катода перпендикулярно оси, составляет $\sim (30-45) \cdot 10^{-6}$ с. Темпы изменения температуры катода составляют $\sim 3 \cdot 10^6$ К/с. Если проэкстраполировать температурную кривую охлаждения Hf -катода в область распада плазмы, то получим вклад излучения плазмы ~ 50 К, что согласуется с данными, полученными стационарным методом (см. рис. 1, б).

По полученным значениям яркостных температур T_n рассчитывались цветовые температуры T_c (см. таблицу). Характерно, что для Hf -катода $T_n(\lambda_1) < T_n(\lambda_2)$ и $T_n(\lambda_2) > T_n(\lambda_3)$, что свидетельствует о нелинейном изменении монохроматической излучательной способности ϵ_λ в данном диапазоне. Расчетные значения $T_c(\lambda_1, \lambda_2)$, $T_c(\lambda_1, \lambda_3)$, $T_c(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ оказываются ниже измеренной $T_n(\lambda_2)$. Кроме того, цветовые температуры очень чувствительны к излучению плазмы (что для Hf -катода может

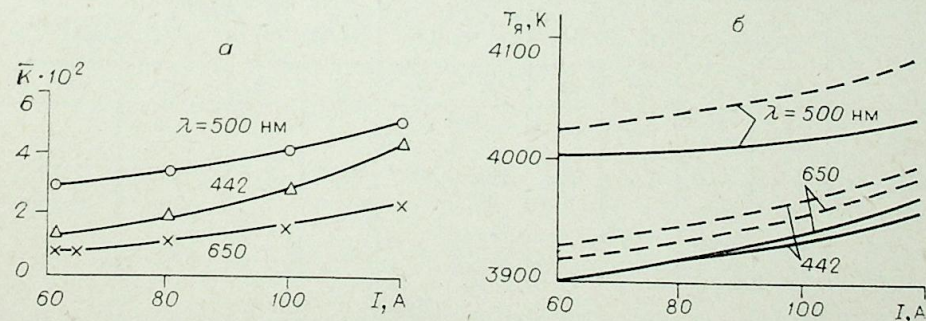


Рис. 1.

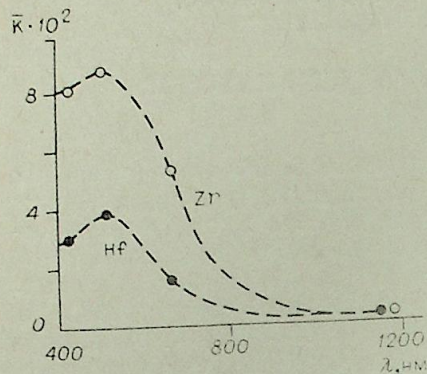


Рис. 2.

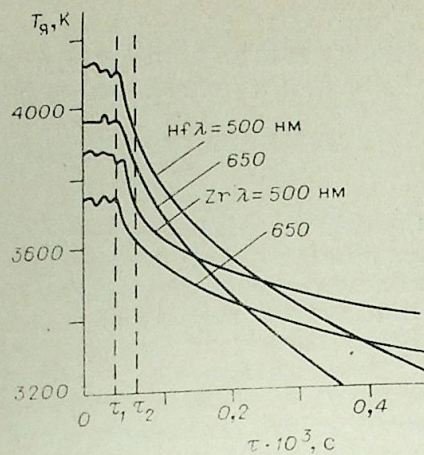


Рис. 3.

привести к занижению температуры приблизительно в 2 раза. Все это указывает на ограниченность применения цветовых методов в данном случае.

Результаты измерения углового распределения относительной энергии параллельной $E_{||}$ и перпендикулярной $E_{\perp} \sim$ компоненты поляризованного излучения дугового пятна показывают, что оно соответствует пезеркальной поверхности. Это исключает возможность измерения температуры по поляризованному излучению как в случае вольфрамовых электродов.

Если принять для поверхности дугового пятна (предположительный состав — оксинитриды Hf или Zr) значение ϵ_{λ} ($\lambda = 650$ нм) = 0,8 [3—5], то значения истинных температур в дуговом пятне при $I = 100$ А составят для Hf $T = 4150$ К, для Zr — $T = 3850$ К. Если же $\epsilon_{\lambda} = 0,4$ [6], то уровни истинных температур повысятся приблизительно на 500 К. Полученные значения температур в дуговом пятне лежат выше диапазона значений температур плавления оксидов и нитридов Hf и Zr, но ниже температуры их кипения.

Температура расплава (вне дугового пятна) на Zr-катоде ($d_k = 3 \cdot 10^{-3}$ м, $I = 80$ А, воздух) получена равной 4200 К при использовании значения ϵ_{λ} ($\lambda = 650$ нм) = 0,4 [6].

Для измерения температуры дугового пятна на термодимических катодах представляется перспективным двухцветовой метод с использованием стороннего лазерного излучения [7].

Температура дугового пятна на катодах при $I = 100$ А

λ , нм	T_{λ} , К		$T_{ц}(\lambda_1, \lambda_2)$, К		$T_{ц}(\lambda_1, \lambda_3)$, К		$T_{ц}(\lambda_2, \lambda_3)$, К		$T_{ц}(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$, К	
	Hf	Zr	Hf	Zr	Hf	Zr	Hf	Zr	Hf	Zr
$\lambda_1 = 442$	3930	3790								
$\lambda_2 = 500$	4110	3730	3550	4330	4030	4070	4210	3915	2400	5120
$\lambda_3 = 650$	3940	3640							(2220)*	(2340)*
$\lambda_4 = 1196$	3220	3090								

* без учета вклада излучения плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пустогаров А. В. — В кн.: Приэлектродные процессы и эрозия электродов плазматронов. Новосибирск, 1977.
2. Magdeburg H., Schley W. Z. angew. Phys., 1966, Bd 20.
3. Свет Д. Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. М., Наука, 1968.
4. Котельников Р. Б. и др. Особо тугоплавкие элементы и соединения. М., Металлургия, 1969.
5. Излучательные свойства твердых материалов. Справочник /Под ред. А. Е. Шейншлина. М., Энергия, 1974.
6. Кабжанов и др. Материалы к VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. II. Алма-Ата, 1977.
7. Kunz H. Inst. Phys. conf., 1975, ser. № 26.

УДК 537.523.5

А. М. ЗИМНИ

О РАЗЛИЧНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЯХ ПРИ ОПИСАНИИ ПРОЦЕССОВ В ПРИКАТОДНОЙ ОБЛАСТИ

При теоретическом исследовании процессов на термоэмиссионных катодах электрических дуг основное внимание в целом ряде работ [1—4] уделяется прикатодной области (ПО). Это связано с тем, что экспериментальные методы из-за ее малой протяженности не позволяют в настоящее время провести надежных измерений характеристик ПО — электронной температуры, плотности тока и ее составляющих и т. п.

Теоретическое описание процессов в ПО является самостоятельной сложной задачей. Поэтому основные трудности при теоретических исследованиях связаны именно с системой для ПО, с ее формулировкой и решением. Данная работа посвящена сравнению различных приближений, используемых при расчетах. В общем виде задача может быть решена на основе системы кинетических уравнений. Однако постановка для условий разряда, имеющихся в плазменных системах, и непосредственное решение очень сложны.

Более целесообразным является сведение каждого кинетического уравнения к системе моментных, в том или ином виде используемое в большинстве работ [1, 3, 4]. При формулировке используются стационарные уравнения движения и неразрывности компонентов (электроны, ионы, нейтральные атомы) в одномерном приближении, уравнение энергии для ПО, уравнение состояния [1, 3].

Запишем такую систему для ионизационного слоя ПО. Поместим начало координат на границе ионизационного слоя со столбом дуги и направим ось Ox к катоду. Тогда уравнения движения компонентов в проекциях на эту ось будут иметь вид

$$-m u_e \frac{d u_e}{d x} = -e E + \frac{1}{n} \frac{d p_e}{d x} + M_{ea} v_{ea} (u_e - u_a) + M_{ei} v_{ei} (u_e + u_i), \quad (1)$$

$$M u_i \frac{d u_i}{d x} = e E + \frac{1}{n} \frac{d p_i}{d x} - M_{ic} v_{ic} (u_i + u_e) - M_{ia} v_{ia} (u_i + u_a), \quad (2)$$

$$-M u_a \frac{d u_a}{d x} = -\frac{1}{n_a} \frac{d p_a}{d x} + M_{ae} v_{ae} (u_a - u_e) + M_{ai} v_{ai} (u_a + u_i), \quad (3)$$

где u_e , u_i , u_a и p_e , p_i , p_a — направленные скорости и парциальные давления электронов, ионов и атомов соответственно, M — масса атома, E —

напряженность электрического поля, M_{kl} и v_{kl} — приведенная масса и частота взаимодействия частиц сорта k с частицами l .

Уравнения неразрывности компонентов в выбранной системе координат записываются следующим образом:

$$\frac{d(nu_e)}{dx} = -\beta nn_a + \alpha n^3, \quad (4)$$

$$\frac{d(nu_i)}{dx} = \beta nn_a - \alpha n^3, \quad (5)$$

$$\frac{d(n_a v_a)}{dx} = \beta nn_a - \alpha n^3, \quad (6)$$

где β и α — скорости ионизации и рекомбинации соответственно [5, 6].

Уравнение энергии в дифференциальной форме представляет собой уравнение теплопроводности электронов

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda_e \frac{dT_e}{dx} \right) = eV_i \frac{d(nu_i)}{dx} + W, \quad (7)$$

где λ_e и T_e — коэффициент теплопроводности и температура электронов соответственно, V_i — потенциал ионизации газа, W — учитывает источники и стоки, связанные с джоулевым тепловыделением, энергообменом частиц и пр. [11].

Уравнение состояния для трехкомпонентной плазмы имеет вид

$$p = nk(T_e + T_i) + n_a k T_a. \quad (8)$$

Условие, выражающее равенство нулю расхода:

$$nu_i - n_a u_a = 0. \quad (9)$$

Добавив к уравнениям (1)–(8) соотношения для плотностей ионного и электронного токов

$$j_e = enu_e, \quad (10)$$

$$j_i = enu_i, \quad (11)$$

$$j_e + j_i = j = \text{const}, \quad (12)$$

получим систему уравнений, решение которой с соответствующими граничными условиями позволяет рассчитать основные характеристики ПО. При этом необходимо задать лишь некоторые внешние для данной задачи параметры. Сформулированная система уравнений достаточно сложна, и ее решение вызывает большие трудности. Поэтому в имеющихся работах производятся ее упрощения с теми или иными допущениями. Рассмотрим типичные упрощения.

Понижение порядка системы уравнений. В ряде работ используется так называемое «нуль-мерное» приближение. Оно заключается в замене дифференциальных уравнений на алгебраические. Так, в [7] для описания процессов в ПО используются следующие уравнения:

$$T = T_a = T_i = T_e = \frac{0,15eV_i}{k} = \text{const}, \quad (13)$$

$$j_i = \frac{en_i v_i}{4}, \quad (14)$$

$$p = kT(2n + n_a), \quad (15)$$

$$j_i V_i = j_e V_e, \quad (16)$$

где V_e — катодное падение потенциала, v_i — тепловая скорость ионов, n — рассчитывается по известному давлению p в приближении полной ионизации.

Таким образом, выражение (13) представляет собой упрощенное уравнение (7), уравнение (14) соответствует (11) при $u_i = v_i/4$; (15) —

уравнение баланса энергии в ПО в интегральной форме. В работе [2, ч. 1] используется также система четырех уравнений, включающая в себя баланс энергии в ПО с учетом потерь в столб разряда, (а в [2, ч. 2] и с учетом энергии, уносимой «обратными» электронами плазмы), уравнения (14) и (15). При этом концентрация ионов рассчитывается по уравнению Саха при известной температуре T_e . В работе полагается $T_e = T_i = T_a = \text{const}$, не зависящая от координат.

Диффузионное одномерное приближение. Используется одномерная модель ПО, содержащая уравнения движения без инерционных членов, т. е. левыми частями в (1)–(3) пренебрегается. Это может привести к ошибкам в расчете параметров ПО вблизи границы со слоем пространственного заряда, где инерционные члены сравнимы с остальными.

Балансовое приближение с разрешением параметров по радиусу. Иной подход к записи системы уравнений для ПО применен в [2, ч. 2]. В этой работе используется та же система уравнений, что и в [2, ч. 1], лишь с некоторыми уточнениями, однако получено разрешение характеристик ПО по ее радиусу.

Для сравнения имеющихся в литературе приближений были проведены расчеты для следующих трех случаев:

1. Диффузионное приближение с $T_e = \text{const}$.

2. Диффузионное приближение с использованием уравнения энергии в дифференциальной форме, т. е. с учетом зависимости $T_e(x)$.

3. Система с уравнениями движения в виде (1)–(12). При этом фиксировались давление газа, плотность ионного тока и катодное падение потенциала. Сравнение полученных из расчета величин позволило выявить области применимости различных приближений. Приведем в качестве примера некоторые данные по электронной температуре.

Для одних и тех же условий (давление аргона $p = 9,81 \cdot 10^4$ Па, $j_i = 4,4 \cdot 10^6$ А/м², $V_e = 12$ В) путем решения систем уравнений для трех указанных случаев определялась электронная температура T_e . Наибольшая T_e получалась для 2-го случая. Ее величина на границе с бесстолкновительным слоем составляла 1,88 эВ; в 1-м случае $T_{e1} = 1,43$ эВ, в 3-м — $T_{e3} = 1,69$ эВ. Концентрации ионов на границе с бесстолкновительным слоем следующие: $n_1 = 3,72 \cdot 10^{22}$ м⁻³, $n_2 = 4,76 \cdot 10^{22}$ м⁻³, $n_3 = 2,72 \cdot 10^{22}$ м⁻³. Это говорит о том, что упрощения системы в данном случае приводят к достаточно большим погрешностям в определении T_e . При этом, поскольку от значения T_e сильно зависят и другие характеристики катодных процессов (при решении замкнутой системы уравнений для всей совокупности катодных процессов), могут возникнуть погрешности и в определении катодного падения потенциала, доли электронного тока, плотности тока на катоде и т. п.

Московское высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

ЛИТЕРАТУРА

1. Lee T. H., Greenwood A. N., Breingan W. D. A self consistent model for the cathode region of high pressure arc.— Proc. 7-th. Intern. Conf. on Phen. in Ionized Gases. Beograd, 1965.
2. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. К теории дуги высокого давления на тупошпиком катоде. Ч. 1.— ЖТФ, 1972, 42, ч. 2.— ЖТФ, 1973, 43.
3. Зекцер М. П. К вопросу об аномально высокой эмиссионной способности термокатода в дуговом разряде.— ТВТ, 1975, 13.
4. Зимин А. М., Козлов Н. П., Хвесьюк В. И. К расчету термоэмиссионного катода.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн. М., Наука, 1966.
6. Меликов И. В., Морозов А. И. Динамика ионов в компенсированных ионных пучках с учетом ионизации и выгорания нейтралов.— Физика плазмы, 1977, 3.
7. Neumann W. Der Kathodenmechanismus von Hochdruckbögen.— Beitr. Plasma-phys., 1969, 9, N 6.
8. Бакшт Ф. Г. К теории зондов в сильноионизированной плазме.— ЖТФ, 1973, 43.

В. В. ГУЖКОВ, Н. П. КОЗЛОВ, В. И. ХВЕСЮК

ТЕПЛОВЫЕ РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОДОВ
НЕСТАЦИОНАРНЫХ СИСТЕМ

Температурный режим электродов плазменных устройств исключительно важен, так как им определяется эрозия, тип эмиссии электронов из катода, характер взаимодействия с плазмой разряда, состояние поверхности, скорости протекания химических реакций между материалом электрода и плазмой, тепловые потоки в электрод и т. д. Ряд специфических особенностей, присущих таким нестационарным плазменным устройствам, как импульсные частотные ксеноновые источники света [1], требуют проведения комплексного исследования динамики пространственно-временных полей температур их электродов [2]. Процессы на электродах этих устройств играют особую роль, так как налеты продуктов эрозии электродов снижают светопропускание оболочки лампы, ограничивая срок их службы.

Результаты исследований установившегося режима работы частотных ламп, полученные при помощи разработанного авторами метода многократной пространственно-временной регистрации температур [3], приводятся в данной статье.

Исследовались трубчатые частотные лампы типа ИСП, ИНП в диапазоне энергий импульса $W_n = 20 \div 500$ Дж, частот $f = 10 \div 50$ Гц, длительностей импульса $\tau_n = 0,2 \div 0,3$ мс. Для установившегося режима характерны постоянная средняя температура T_{cp} и периодические температурные колебания с постоянной амплитудой $\Delta T = T_{max} - T_{min}$ вследствие нагрева электрода под действием импульса и остывания его во время паузы.

I. Температура поверхности контакта катода с разрядом. Эта температура сильно зависит от режима работы лампы (мощности $P_{cp} = CU^2f/2$ и частоты f). Так, температура перед вспышкой T_{min} монотонно увеличивается как с ростом P_{cp} при $f = const$, так и при повышении частоты при $P_{cp} = const$. Анализ показал, что T_{min} однозначно определяется комплексом CUf , имеющим смысл среднего тока через лампу I_{cp} . Температура после вспышки T_{max} определяется совокупностью таких параметров, как энергия W_n , частота f , начальная температура T_{min} . Сопоставление результатов температурных измерений и определенных скоростной съемкой плотностей тока на электродах показало, что при $P_{cp} > 1$ кВт и $f > 10$ Гц электроды частотных ламп работают в режиме термоэмиссии.

II. Температурное поле на поверхности электрода (вне зоны привязки разряда). Рассмотрим влияние на температуру электрода отдельных параметров, определяющих режим работы лампы.

1. Энергия импульса. Увеличение W_n при $f = const$ вызывает рост характерных температур $T_{max}(z)$ и $T_{min}(z)$. Кроме того, W_n влияет на форму кривой $T(z)$: с увеличением W_n растет разница температур между рабочей поверхностью и цилиндрической частью электрода.

2. Частота. При $W_n = const$ увеличение f приводит к существенному росту $T_{max}(z)$ и $T_{min}(z)$. Температура возрастает и при $P_{cp} = const$, если увеличивается частота. В этом случае разность температур $\Delta T = T_{max} - T_{min}$ уменьшается, т. е. работа электрода приближается к стационарному случаю. Интересно отметить, что при $W_n = const$ разность температур ΔT для боковой поверхности электрода остается постоянной при изменении P_{cp} и f .

Анализ зависимостей характерных температур электродов частотных ламп различных типов от режима работы позволил получить важ-

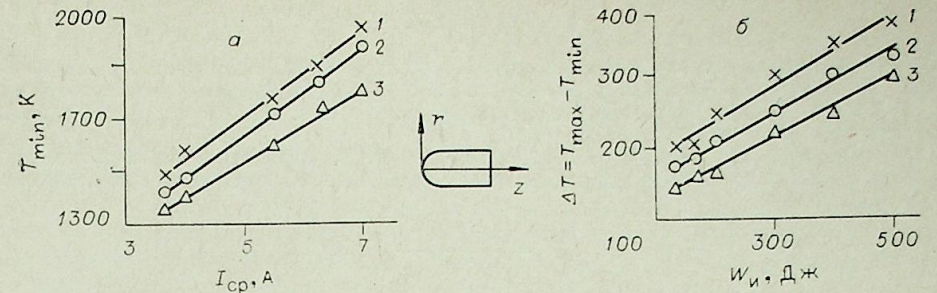


Рис. 1. Обобщенные зависимости температур катода ИСП 5000 от режима работы лампы.
 $z=2$ (1); 4 (2); 8 мм (3).

ные эмпирические соотношения, необходимые для прогнозирования теплового состояния электродов.

А. Распределение температуры перед импульсом $T_{min}(z)$ однозначно определяется средним током $I_{cp} = CUf$ (рис. 1, а).

Б. Колебания температуры на боковой поверхности электрода определяются энергией импульса W_n (рис. 1, б). Следовательно, температура после вспышки может быть определена следующим образом:

$$T_{max}(z) = T_{min}(z, CUf) + \Delta T(z, CU^2/2).$$

В. Перед вспышкой температуры поверхности контакта с разрядом и участков вблизи места привязки близки друг к другу.

Геометрия оказывает влияние на тепловые процессы в электроде, а также на тип контакта разряда с его поверхностью. Поэтому, меняя форму и размеры электродов, можно управлять их температурным режимом. С увеличением длины электрода при прочих равных условиях происходит уменьшение температуры; колебания температуры ΔT незначительны. Уменьшение диаметра приводит к росту температуры; температурные пульсации при этом уменьшаются. Таким образом, уменьшение размеров электрода ведет к увеличению его температуры при заданном режиме работы.

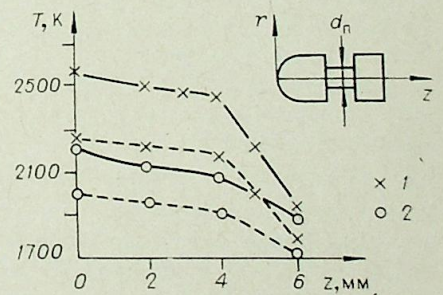
Аналогично уменьшению размеров действуют и проточки с малым поперечным сечением на цилиндрической части электрода, которые снижают тепло, отводимое теплопроводностью. Уменьшение диаметра проточки приводит к увеличению температуры поверхности электрода. Пульсации температуры с уменьшением проточки возрастают, что связано с повышением роли излучения катода в его тепловом балансе (рис. 2).

Исследования показали, что температурный режим электрода слабо зависит от его полярности. (Исключение составляет температура в месте привязки разряда.) Это объясняется тем, что в импульсных лампах с Хе существенную роль играют конвективно-лучистые потоки тепла из плазмы на электроды.

Полученные результаты могут быть использованы при оптимизации импульсных частотных ламп.

Рис. 2. Температурные поля катодов с проточками.

$P_{cp} = 1$ кВт, $f = 50$ Гц. Сплошная линия — T_{max} ; штриховая линия — T_{min} . $d_{пр} = 1,5$ (1), 0,5 мм (2).



Московское высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

1. Импульсные источники света/Под ред. Маршака И. С. М., Энергия, 1978.
2. Гужков В. В., Зимин А. М., Козлов Н. П. и др. Динамика температурных полей электродов частотных импульсных ламп.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
3. Гужков В. В., Зимин А. М., Хвезюк В. И. Измерение полей температур электродов в импульсных системах.— В кн.: Источники и ускорители плазмы. Харьков, 1978.

УДК 537.533.2

А. А. СТАРОБИНЕЦ, Е. А. ЛИТВИНОВ, В. П. ДЕРГАЛЕВ

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Функционирование быстропереключающегося катодного пятна иногда объясняют взрывом микроострий с радиусами эмиссии $r_0 \ll r_d$, где r_d — дебаевский радиус прикатодной плазмы $r_d \sim (10^{-6} - 10^{-5})$ см [1]. Автоэммитеры с радиусами $r_0 \geq r_d$ экарируются плазмой. При этом отсутствует лапласовское усиление электрического поля на кончике острия, в то время как внешнее поле не превышает величину $(1-5) \cdot 10^6$ В/см. Соответствующие автоэмиссионные плотности токов очень незначительны, и взрыва таких острий ожидать не приходится.

В работе [2] нами рассмотрен тепловой режим автоэлектронного микроэммитера с $r_0 \ll r_d$. Объемная длина свободного пробега электронов в металле $l_e \sim (1-5) \cdot 10^{-6}$ см, так что $r_0 \ll l_e$ (или $r_0 \ll l_e$). В работе [2] предполагалось, что длина эмиттера h значительно превышает его диаметр d , так что независимо от величины длины свободного пробега электронов l_e и фононов l_p (в массивном образце) уравнение теплопроводности применимо.

Рассмотрим автоэмиссионный центр — выступ высоты, меньшей поперечного размера. Выступ на массивном катоде. Нас интересует стационарный процесс разогрева эмиттера. Если $r_0 \ll l_e$ или $r_0 \ll l_p$, то вблизи эмиссионного центра уравнением теплопроводности пользоваться нельзя вплоть до расстояний больших $l_{e,p}$ и необходимо решать кинетическую задачу. Предположим, что джоулевский источник тепла значительно слабее поверхностного за счет эффекта Ноттингама.

При автоэлектронной эмиссии осуществляется подбарьерное туннелирование электронов, средняя энергия которых $\epsilon_F - 2kT_n$, где ϵ_F — энергия Ферми, T_n — температура инверсии [3]. Здесь мы считаем, что температура электронов $T_e \ll T_n$. В результате туннелирования возникает некоторое количество горячих дырок. Избыточная энергия передается от горячих дырок электронам и решетке и таким образом распространяется в глубь катода.

Время релаксации горячих дырок путем взаимодействия с электронной подсистемой $\tau_{ee}(2T_n)$ [4], где $\tau_{ee}(T) = T^{-2}$ — время свободного пробега электронов с энергией kT . Для типичных металлов $\tau_{ee}(T_0) \sim 10^{-12}$ с, где $T_0 = 300^\circ$ К. Время дырочно-фононной релаксации по энергии τ_{dp}^e как и электрон-фононной τ_{ep}^e обычно значительно больше, чем $\tau_{ee}(2T_n)$.

Для более детального рассмотрения введем удобную геометрию, тепловые процессы в которой будут близки к реальной ситуации в эмиттере. Пусть на поверхности катода имеется полусферическая лунка радиуса r_0 , к поверхности которой приложено электрическое поле, что обеспечивает автоэмиссионный ток плотностью j .

При $v_F \cdot \tau_{ee}(2T_n) \equiv l_{ee} \ll r_0$ (v_F — фермиевская скорость) релаксация дырок по энергиям происходит в тонком слое вблизи поверхности эмиссии, при этом энергия Ноттингама сосредоточена в электронной (над сферой Ферми) подсистеме. Далее тепло распространяется, во-первых, по электронной системе (температура $T_e(r)$), во-вторых, передается от электронов решетке и распространяется по фононной (температура $T_p(r)$). Мы ввели сферическую систему координат, центр которой совпадает с центром лунки — полусферы. Процесс передачи электронами энергии решетке рассмотрен в работе [5]. При $l_{e,p} \ll r_0$ применимы уравнения теплопроводности, этот случай подобен рассмотренным в работах [2, 6].

Пусть $l_e \gg r_0$, тогда горячие электроны будут пролетать почти без столкновений расстояния, значительно большие r_0 . Рассматривая этот бесстолкновительный теплоперенос, получаем:

$$T_e(r) \approx T_0 + \left(\frac{g}{2\xi v_F} \right)^{1/2} \frac{r_0^2}{r^2}, \quad (1)$$

где $g = j2kT_n/e$ — удельная мощность выделения энергии Ноттингама на единицу поверхности, e — заряд электрона, $\xi = c_{ve}/2T_e$, c_{ve} — электронная теплоемкость на единицу объема. При $l_p \ll r_0$ имеем уравнение для T_p

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda_p r^2 \frac{d}{dr} T_p \right) + I = 0, \quad (2)$$

где λ_p — решеточная теплопроводность, $\lambda_p \div T_p^{-1}$, I — мощность на единицу объема, передаваемая электронами решетке. Согласно [5]

$$I = j_p \kappa_0 (T_e - T_p), \quad (3)$$

где κ — температурный коэффициент удельного сопротивления $\kappa = \kappa_0 T_p$, $j_p = \frac{\pi}{\sqrt{6}} nev_p$, n — число электронов в единице объема, v_p — скорость звука. Уравнение (2) вместе с выражением (1) дает связь эмиссионного тока j и $T_p(r_0)$. При предельной плотности $j = j_n$, $T_p(r_0) = T_n$ — температура плавления.

Пусть теперь $l_p \gg r_0$. Рассматривая перенос энергии фононами без столкновений, в пределе $(T_e - T_0) \gg (T_p - T_0)$ получаем

$$j_n = \frac{36}{\pi^4} \cdot \frac{\xi v_F e}{kT_n} \left(\frac{v_p c_{vp}}{j_p^2 \kappa_0 r_0} \right)^2 (T_n - T_0)^2, \quad (4)$$

где c_{vp} — теплоемкость решетки. Заметим, что при этом предельный ток $I = 2\pi r_0^2 j_n$ не зависит от r_0 .

Перейдем теперь к случаю $l_{ee}(2T_n) \gg r_0$, $l_e \gg r_0$. При этом горячие дырки большую часть своей энергии переносят бесстолкновительным образом в глубь катода на расстояния, значительно большие радиуса эмиссии. Небольшая часть энергии будет передаваться от дырок фононам и электронам на размерах, сравнимых с r_0 . Нас интересуют процессы в данной области, поскольку плотность передаваемой энергии в ней наиболее высока.

Для нахождения мощности на единицу объема, передаваемой дырками непосредственно фононами I_2 заменим истинное распределение дырок по квазиимпульсам на изотропное $f(\epsilon)$, что не должно существенно сказаться на результате.

Проводя дальше выкладки по схеме, изложенной в работе [5], получаем

$$I_2 = \frac{j}{nev_F} \cdot \frac{\epsilon_F}{k} \cdot j_p^2 \kappa_0 \frac{r_0^2}{r^2}. \quad (5)$$

При выполнении условия $l_p \gg r_0$ при $(T_c - T_0) \gg (T_p - T_0)$ получаем для предельной плотности тока

$$j_{II} = \frac{6\sqrt{2}}{\pi^2} \cdot \frac{v_p c_{vp} n_{ev} r^k}{r_0 j_0 \kappa_0 \epsilon_F} (T_{II} - T_0). \quad (6)$$

Мы пренебрегли передачей энергии фононам электронами, возбужденными в результате частичной релаксации дырок на размерах порядка r_0 , вследствие малой мощности этого процесса по сравнению с J_2 на данных размерах.

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР, Томск

ЛИТЕРАТУРА

1. Эккер Г. — В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977.
2. Litvinov E. A., Mesjats G. A., Starobinets A. A. VIII Int. Symp. Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, 1978, Albuquerque.
3. Бродский А. М., Гуревич Ю. Я. Теория электронной эмиссии из металлов. М., Наука, 1973.
4. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. М., Мир, 1967.
5. Каганов М. И., Лифшиц М. И., Танатаров Л. В. ЖЭТФ, 1956, 31.
6. Литвинов Е. А., Старобинец А. А. ЖТФ, 1977, 47.

УДК 537.52

С. Н. ХАРИП

О МЕХАНИЗМЕ ТЕРМОУПРУГОГО РАЗРУШЕНИЯ ЭЛЕКТРОДОВ В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ

Принято считать, что дуговая эрозия электродов происходит главным образом вследствие плавления и испарения их поверхностной зоны. Этот факт подтверждается экспериментально для различных материалов, а также для различной формы и продолжительности воздействия импульсного дугового разряда. Кроме того, в некоторых работах отмечается наличие очагов пластической деформации и возникновение микротрещин на поверхности электродов. Это происходит в том случае, если коэффициент сосредоточенности теплового источника дугового разряда достаточно велик (порядка 10^{-3} см⁻² и выше), а длительность импульса мала. При этом вблизи опорного пятна дуги за весьма малое время возникают очень большие градиенты температуры (тепловой удар), которые являются причиной возникновения в теле электрода термоупругой волны и напряжений, превышающих в ряде случаев предел прочности его материала и вызывающих выброс частиц, отколотых от поверхности электрода.

Подобную эрозию электродов в твердой фазе наблюдали Б. Н. Золотых с соавторами на карбиде циркония, а затем она была подтверждена экспериментами В. И. Раховского и А. М. Ягудаева [2] на вольфраме, которые наблюдали эродирующие частицы с отчетливыми кристаллическими сколами.

Механизм теплового удара существенно зависит от величины плотности тока в пятне дуги. При плотности тока от 10^8 А/см² и выше рост температуры обусловлен действием джоулевых источников тепла, локализованных в основном в области под пятном, в то время как при плот-

ностях от 10^7 А/см² и ниже преобладающими являются поверхностные источники.

Модель возникновения термоупругих напряжений за счет джоулевых источников тепла базируется на уравнении теплопроводности

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a^2 \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{c\gamma} q(r, z, f), \quad r > 0, \quad z > 0, \quad (1)$$

где $\theta(r, z, t)$ — температура, $a^2 = \lambda/c\gamma$ — коэффициент температуропроводности, c — удельная теплоемкость, γ — плотность, λ — теплопроводность, $q(r, z, f)$ — плотность джоулевых источников тепла, определяемых из решения соответствующей задачи о распределении электрического потенциала по формуле [3]:

$$q(r, z, f) = \frac{\delta^2 \rho t^2}{16\lambda^2 f^2 r^2} \left[\sqrt{\frac{z^2 + (r+f)^2}{z^2 + (r-f)^2}} + \sqrt{\frac{z^2 + (r-f)^2}{z^2 + (r+f)^2}} - 2 \right], \quad (2)$$

δ — скорость нарастания тока, ρ — удельное электросопротивление, $f = f(t)$ — радиус опорного пятна дуги, расширяющегося со временем t .

Для уравнения (1) задаются нулевая начальная температура, условие отсутствия теплообмена вне дугового пятна ($z=0, r>f$), а также тепловой поток на дуговом пятне P ($z=0, 0<r<f$), который может быть определен, например, по методике, изложенной в [4], или в других моделях, учитывающих приэлектродные процессы, а в рамках данной работы считающийся заданным. Его решение имеет вид тепловых потенциалов и может быть записано аналитически [3]. Используя его, можно определить компоненты тензора напряжения через термоупругий потенциал и функцию Лява [5].

Численные расчеты показывают, что термоупругие напряжения в этой модели становятся заметными лишь для достаточно больших скоростей нарастания тока ($\delta \geq 10^7$ А/с для вольфрама и $\delta \geq 10^9$ А/с для меди). Причем максимум напряжений приходится на край опорного пятна ($z=0, r=f$), где плотность тока и источников тепла максимальна, что следует из формулы (2), в то время как в центре пятна напряжения существенно меньше.

В случае, когда основную роль играют поверхностные тепловые источники, а действием объемных источников можно пренебречь, представляется оправданным из-за большого коэффициента сосредоточенности вместо цилиндрической модели температурного поля в электроде использовать более простую сферическую модель, заменив тепловоспринимающее пятно радиуса f полусферой идеальной проводимости радиуса $b = f/\sqrt{2}$, на которой

$$-\lambda \frac{\partial \theta(b, t)}{\partial r} = P_0 t, \quad (3) \quad \sigma_{rr}(b, t) = 0, \quad (4)$$

где P_0 — скорость нарастания поверхностного теплового потока.

Главные компоненты тензора напряжения определяются в квазистатическом приближении из соотношений

$$\sigma_{rr} = \frac{2G}{1-2\mu} \left[(1-\mu) \frac{\partial u}{\partial r} + 2\mu \frac{u}{r} - (1+\mu) \alpha_0 \theta \right], \quad (5)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\psi\psi} = \frac{2G}{1-2\mu} \left[\frac{u}{r} + \mu \frac{\partial u}{\partial r} - (1+\mu) \alpha_0 \theta \right], \quad (6)$$

где G — модуль сдвига, μ — коэффициент Пуассона, α_0 — коэффициент линейного расширения, а перемещение $u(r, t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2u}{r^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha_0 \frac{\partial \theta}{\partial r}, \quad (7)$$

с граничными условиями

$$\sigma_{rr}(b, t) = 0, \quad (8) \quad u(\infty, t) = 0.$$

Решение имеет вид

$$\theta(r, t) = \frac{bP_0 t \beta}{\lambda \alpha} \left\{ \operatorname{erfc}(\alpha - \beta) - 2(\alpha + \beta) \operatorname{ierfc}(\alpha + \beta) + 4\beta^2 e^{-(\alpha - \beta)^2} \left[\eta(\alpha - \beta) - \eta\left(\alpha - \beta + \frac{1}{2\beta}\right) \right] \right\}, \quad (10)$$

где

$$u(r, t) = \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \cdot \frac{\alpha_0}{r^2} \int_b^r x^2 \theta(x, t) dx, \quad (11)$$

$$\beta = \frac{b}{2a\sqrt{t}}, \quad \alpha = \frac{r}{2a\sqrt{t}}, \quad \eta(z) = e^{z^2} \operatorname{erfc} z.$$

Подставляя значение (11) в выражения (5) и (6), находим компоненты тензора напряжения. В частности, на поверхности пятна

$$\sigma_{rr} = 0, \quad \sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_{\psi\psi} = \frac{E_{\alpha_0}}{1 - \mu} \cdot \frac{bP_0 t}{\lambda} \cdot \left\{ \frac{4\beta}{\sqrt{\pi}} - 1 - 4\beta^2 \left[1 - \eta\left(\frac{1}{2\beta}\right) \right] \right\}. \quad (12)$$

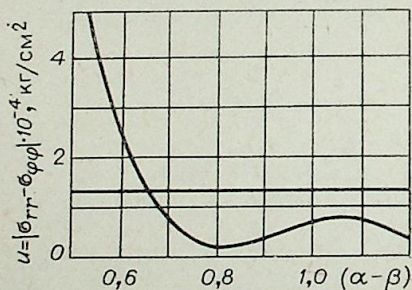
Таким образом, если σ_n — предел прочности материала электрода, то отсутствие его термоупругого разрушения $|\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}| < \sigma_n$ в простейшем случае примет вид

$$\frac{E_{\alpha_0}}{1 - \mu} \cdot \frac{P_0 b t}{\lambda} \cdot \left\{ \frac{4b}{\sqrt{\pi}} - 1 - 4\beta^2 \left[1 - \eta\left(\frac{1}{2\beta}\right) \right] \right\} < \sigma_n. \quad (13)$$

В качестве примера рассчитаем термоупругие напряжения в эксперименте [2], выполненном для вольфрамовых электродов при $I = \delta \cdot t_0 = 1000$ А, $t_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ с, $\pi f^2 = 5 \cdot 10^{-3}$ см², откуда $P_0 = 3,38 \cdot 10^{10}$ Вт/см²·с, $\beta = 10$, $\eta\left(\frac{1}{2\beta}\right) = 0,946$ и, следовательно, $|\sigma_{\varphi\varphi}| = 2,2 \cdot 10^5$ кг/см², что превышает предел прочности вольфрама $\sigma_n = 1,3 \cdot 10^5$ кг/см².

Наблюдавшееся в эксперименте разрушение материала подтверждает применимость неравенства (13). Рассчитаем по формуле $|\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}| \geq \sigma_n$ характерный размер l_0 области, подверженной воздействию термоупругой волны до затухания и приводящей к выбросу материала электрода. Как видно из рисунка, $|\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}| > \sigma_n$ для $\alpha - \beta \leq 0,65$, откуда $r - b \leq 1,3 a\sqrt{t}$. Таким образом, разрушение электрода происходит на глубину $l_0 = 1,3 a\sqrt{t_0} = 1,67 \cdot 10^{-3}$ см.

Использование неравенства (13) может оказаться полезным при расчетах термической прочности электродов в импульсном режиме.



Институт математики и механики
АН КазССР, Алма-Ата

ЛИТЕРАТУРА

- Золотых Б. Н., Коробова И. П., Стрыгин Э. М. О роли механических факторов в процессе эрозии в импульсном разряде.— В кн.: Электрические контакты. М., Энергия, 1967.
- Раховский В. И., Ягудасев А. М.— ЖТФ, 1969, т. 39, № 2.

- Харин С. Н. Математические модели процессов тепло- и массообмена в электрических контактах.— В кн.: Электрические контакты. М., Наука, 1975.
- Зимин А. М., Козлов Н. П., Хвезюк В. И. К расчету термоэмиссионного катода.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
- Новацкий В. Вопросы термоупругости. М., Мир, 1975.

УДК 621.365.22 : 536.5

В. Б. АРЗАМАСОВ, И. А. ПОЛЯКОВА

ТЕРМОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА КАТОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Ресурс работы катодов плазмотронов — один из определяющих факторов внедрения плазменных установок в промышленность. Работоспособность катодов во многом зависит от теплоэлектрофизических свойств катодного материала. Так, тепловой поток из приэлектродной области в катод, распределение температуры на поверхности катода определяются в основном работой выхода электрона.

В ряде промышленных установок плазменная дуга работает в атмосфере аргона при давлении 1 Па. В таком случае на поверхности катода реализуются условия термоэмиссии, а в качестве катодного материала используется вольфрам. С целью уменьшения значений работы выхода электрона вольфрам легируют окислами редкоземельных металлов. Увеличение термоэмиссии вольфрама с добавками окислов редкоземельных металлов (РЗМ), очевидно, связано с восстановлением окисла в чистый РЗМ и образованием на поверхности вольфрама тонкой пленки атомов легирующего металла, имеющего меньшее сродство к электрону, чем основа, при этом снижается величина поверхностного барьера на границе металл — вакуум [1].

Объектами исследований явились сплавы $W + La_2O_3$ и $W + Y_2O_3$ в деформированном и недеформированном состояниях. Для определения вакуумной работы выхода электрона из сплавов были изготовлены полированные образцы диаметром 10 и толщиной 2 мм. Исследования термоэмиссионных свойств сплавов проводились на специально сконструированной установке, обеспечивающей безмасляный вакуум не выше 0,1 Па и разогрев эмиттера до 3000°С [2].

В соответствии с методом полного тока [1] работа выхода определялась как

$$\varphi_{п.т} = T/5040 [2,025 - \lg(I/ST^2)], \quad (1)$$

где $\varphi_{п.т}$ — работа выхода электрона (эВ); T — температура исследуемого образца — эмиттера (К); S — площадь параметрического коллектора (см²); I — ток насыщения параметрического коллектора (А).

Для обезгаживания образец прогревался при 1873 К в течение 10—12 ч, затем проводилось активирование (2573 К — 5 мин) и определялись значения работы выхода электрона в интервале температур 1823—2573 К.

Анализ данных, приведенных в табл. 1, показывает, что при температурах катода, меньших температуры плавления La или Y, эмиссия поверхности равна или больше эмиссии адсорбированных на поверхности атомов РЗМ. Увеличение температуры испытания приводит к увеличению значений работы выхода электрона сплавов, что связано с десорбцией более легкоплавкого легирующего элемента с поверхности ка-

Таблица 1

Термоэмиссионные свойства сплава вольфрама

Материал	Температура испытания, К							
	1823	1873	1973	2073	2223	2273	2323	2573
W+La ₂ O ₃ деформ.	—	$\frac{2,98}{30}$	$\frac{3,12}{30}$	$\frac{3,33}{30}$	—	$\frac{4,10}{30}$	—	$\frac{4,41}{30}$
W+La ₂ O ₃ недеформ.	—	$\frac{2,88}{30}$	$\frac{3,05}{30}$	$\frac{3,32}{30}$	—	$\frac{3,95}{30}$	—	$\frac{4,37}{30}$
W+Y ₂ O ₃ недеформ.	$\frac{2,84}{30}$	—	—	$\frac{3,03}{30}$	$\frac{3,49}{30}$	—	$\frac{4,02}{30}$	$\frac{4,36}{30}$
	$\frac{2,90}{120}$	—	—	$\frac{3,92}{120}$	$\frac{4,28}{120}$	—	$\frac{4,49}{120}$	$\frac{4,49}{120}$
W+Y ₂ O ₃ недеформ.	$\frac{2,75}{30}$	—	—	$\frac{2,98}{30}$	$\frac{3,38}{30}$	—	$\frac{3,84}{30}$	$\frac{4,29}{30}$
	—	—	—	$\frac{4,1}{80}$	—	—	$\frac{4,52}{120}$	—

Примечание. В числителе — работа выхода электрона, эВ; в знаменателе — время выдержки при температуре испытания, мин.

тода [3]. Увеличение времени выдержки с 30 до 120 мин при температуре 1823 К практически не влияет на значение работы выхода электрона, однако при более высоких температурах ($T_{исп} > T_{плавл}$ РЗМ) увеличение времени выдержки приводит к уменьшению эмиссии с поверхности катода. Это происходит за счет обеднения матрицы более легкоплавким легирующим элементом, так как размеры образцов, а следовательно, количество РЗМ в них малы для эффективной подпитки поверхности в течение длительного времени.

На опытной установке, состоящей из плазмотрона и медного водоохлаждаемого анода, была проведена серия экспериментов по определению работы выхода электрона промышленных катодных материалов. Работу выхода находили по формуле [1]

$$\varphi = (\ln A_0 + 2 \ln T - \ln I/S) \cdot kT/e, \quad (2)$$

где $A = 120$ А/см·град — универсальная зоммерфельдовская постоянная; I — рабочий ток, А; S — площадь привязки дуги на катоде, см²; T — средняя температура в пятне, К; e — заряд электрона; k — постоянная Больцмана. Диаметр пятна привязки дуги на катоде считали равным световому диаметру дуги и определяли с помощью кино съемки с фильтром КС-8, позволяющим ограничить дугу изотермой 7000 К. Эту же температуру можно считать границей проводимости аргоновой плазмы. Температуру в пятне измеряли фотопирометрическим методом [4]. Результаты определения работы выхода электрона представлены в табл. 2.

Результаты измерений термоэмиссии дублировались после более длительной работы катода, однако значения работы выхода электрона практически не менялись со временем. Обеднение поверхности катода легирующими элементами (La или Y) не происходило при этом за счет диффузии атомов из внутренних объемов катода под действием температурных полей.

Для выяснения фазовых и структурных превращений, обеспечивающих подпитку поверхностных слоев рабочего торца катода, были проведены комплексные (рентгеновский, микрорентгеноспектральный, резистометрический и др.) исследования различных зон отработавших катодов. Анализ результатов показал, что для устойчивой работы плазмотрона

Таблица 2

Термоэмиссионные свойства легированного вольфрама

Материал	Ток, А	Диаметр пятна, см	Средняя температура, К	Работа выхода электрона, эВ
W+La ₂ O ₃ деформ.	600	0,52	2690	2,93
	1000	0,51	2770	2,90
	1600	0,50	2820	2,84
W+La ₂ O ₃ недеформ.	600	0,53	2540	2,75
	1000	0,45	2620	2,66
	1600	0,40	2660	2,54
W+La ₂ O ₃ деформ.	600	0,60	2690	2,9
	1000	0,65	2720	2,85
	1600	0,72	2750	2,93
W+Y ₂ O ₃ недеформ.	600	0,50	2480	2,58
	1000	0,55	2620	2,70
	1400	0,64	2590	2,72

необходимо, чтобы, с одной стороны, концентрация легирующих элементов в приповерхностных слоях оставалась ниже некоторой критической массы (иначе сильно понизится температура плавления сплава и возможно появление жидкой фазы наряду с твердой), с другой стороны — должна осуществляться постоянная подпитка поверхностных слоев достаточным количеством легирующего элемента, образующего плеску адсорбированных атомов на катоде, что приводит к снижению работы выхода электрона.

По нашему мнению, решение этой комплексной задачи возможно лишь с учетом термодинамической устойчивости вводимых в вольфрам окислов РЗМ и характеристик диффузии восстановленных атомов РЗМ. Термодинамическая устойчивость окислов в вольфраме, рассчитанная с учетом распределения температуры по длине катода и количества присадки, позволит определить расстояние от рабочего торца, на котором произойдет восстановление окисла из чистого РЗМ и образование твердого раствора легирующих элементов в вольфраме. Подставляя коэффициенты диффузии РЗМ в вольфраме и учитывая, что основной вклад в массоперенос, как показали данные микрорентгеноспектрального анализа, вносит диффузия по границам зерен, можно (в первом приближении) сделать вывод о перспективности введения тех или иных соединений в вольфрам и определить их оптимальные концентрации для обеспечения стабильной работы катода плазмотрона.

Всесоюзный научно-исследовательский институт электротермического оборудования,
Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. Физические методы исследования металлов. Справочник, т. I/Под ред. А. Т. Гуманова. М., Машиностроение, 1971.
2. Арзамасов В. Б. Эмиссионные свойства многокомпонентного сплава ниобия. — Изв. вузов. Машиностроение, 1979, № 9.
3. Арзамасов В. Б. Влияние титана, циркония и углерода на жаропрочные и эмиссионные свойства вольфрама. — Изв. вузов. Машиностроение, 1979, № 10.
4. Зибер И. А., Абрамов В. А., Бортничук Н. И., Крутянский М. М. Экспериментальные определения температурного поля вольфрамового термо катода открытой дуги. — В кн.: Исследования в области промышленного электронного агрегата/Тр. ВНИИЭТО, вып. 7, М., Энергия, 1975.

И. П. НАЗАРЕНКО, И. Г. ПАНЕВИН

ПРИБЛИЖЕННАЯ ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ И ЗНАКА ПАДЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ЧАСТИ АНОДНОГО СЛОЯ

Для определения характеристик прианодного слоя в [1, 2] использовалась двухзонная модель, в соответствии с которой толщина прианодного слоя разбивается на столкновительную и бесстолкновительную зоны. Результаты решения системы уравнений типа [1] получены в основном для одноатомных газов (например, аргона) при давлении $P \ll 10^5$ Па. Оказалось, что в этих условиях величина падения потенциала в столкновительной зоне, как правило, отрицательна. Однако представляет интерес исследование вопроса о том, в какой мере изменение теплотехнических свойств и рода газа может повлиять на величину и знак падения потенциала в столкновительной части анодного слоя.

Уравнения движения и энергии без учета термодиффузии и поглощения излучения имеют вид [1]

$$j_e = \sigma E + \frac{\sigma}{en_e} \frac{dP_e}{dx}, \quad (1)$$

$$-\frac{5}{2} \frac{k}{e} j_e \frac{dT_e}{dx} = -\frac{d}{dx} \left(-\lambda_e \frac{dT_e}{dx} \right) - \frac{d}{dx} \left(-\lambda \frac{dT}{dx} \right) + \frac{j_e^2}{\sigma} - \frac{j_e}{en_e} \frac{dP_e}{dx} - u, \quad (2)$$

где $j_e = -en_e V_e < 0$ — плотность электронного тока, σ — электропроводность плазмы, λ_e и λ — теплопроводность электронов и тяжелых частиц, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, n_e и P_e — концентрация и давление электронного газа, E — напряженность электрического поля, T_e и T — температуры электронов и тяжелых частиц, u — излучательная способность плазмы.

С учетом того, что $\frac{dP_e}{dx} = kn_e \frac{dT_e}{dx} + kT_e \frac{dn_e}{dx}$, уравнение (2) приводится к виду

$$-\frac{3}{2} \frac{k}{e} j_e \frac{dT_e}{dx} = -\frac{d}{dx} \left(-\lambda_e \frac{dT_e}{dx} \right) - \frac{d}{dx} \left(-\lambda \frac{dT}{dx} \right) + \frac{j_e^2}{\sigma} - u - \frac{k}{e} j_e \frac{T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dx}. \quad (3)$$

После интегрирования (3) по толщине столкновительного слоя δ получим

$$-\frac{3}{2} \frac{k}{e} \int_0^\delta j_e \frac{dT_e}{dx} dx = -\int_0^\delta \frac{d}{dx} \left(-\lambda_e \frac{dT_e}{dx} \right) dx - \int_0^\delta \frac{d}{dx} \left(-\lambda \frac{dT}{dx} \right) dx + \int_0^\delta \frac{j_e^2}{\sigma} dx - \int_0^\delta u dx - \int_0^\delta \frac{k}{e} j_e \frac{T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dx} dx. \quad (4)$$

С учетом граничных условий при $x=0$: $T_e = T_{e0}$; $\frac{dT_e}{dx} = \frac{dT}{dx} = \frac{dn_e}{dx} = 0$, а также условия $j_e = \text{const}$, уравнение (4) преобразуется к виду

$$\frac{3}{2} \frac{k}{e} j_e (T_{e0} - T_{ew}) = \lambda_e \frac{dT_e}{dx} \Big|_w + \lambda \frac{dT}{dx} \Big|_w + j_e^2 \int_0^\delta \frac{1}{\sigma} dx - \int_0^\delta u dx + j_e \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n_{ew}}{n_{e0}}. \quad (5)$$

В (5) индексы 0 и w относятся к значениям параметров на внешней границе слоя и на границе с бесстолкновительным слоем. Величина T_e — это среднее для столкновительного слоя значение температуры электронов. По аналогии с T_e введем средние для слоя значения λ_e , λ , σ , u . Градиенты температур $\frac{dT_e}{dx} \Big|_w$ и $\frac{dT}{dx} \Big|_w$ представим в виде

$$\frac{dT_e}{dx} \Big|_w = \frac{\Delta T_e}{\delta} = -\frac{T_{e0} - T_{ew}}{\delta}; \quad \frac{dT}{dx} \Big|_w = \frac{\Delta T}{\delta} = -\frac{T_0 - T_w}{\delta}.$$

Тогда уравнение (5) можно записать следующим образом:

$$\frac{3}{2} \frac{k}{e} j_e (T_{e0} - T_{ew}) = \bar{\lambda}_e \frac{\Delta T_e}{\delta} + \bar{\lambda} \frac{\Delta T}{\delta} + \frac{j_e^2}{\sigma} \delta - \bar{u} \cdot \delta + j_e \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n_{ew}}{n_{e0}}. \quad (6)$$

Интегрирование уравнения (1) с учетом того, что $E = -\frac{d\varphi}{dx}$, а при $x=0$ $\varphi=0$, позволяет получить выражение для изменения потенциала в столкновительной части анодного слоя

$$\Delta\varphi_{ст} = -\frac{j_e}{\sigma} \delta + \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n_{ew}}{n_{e0}}. \quad (7)$$

В уравнении (6) два члена $-\frac{3}{2} \frac{k}{e} j_e (T_{e0} - T_{ew})$ и $j_e \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n_{ew}}{n_{e0}}$ не зависят от толщины слоя, а их величина определяется только соотношением параметров на внешней границе слоя и на границе зон. Определим, в какой степени изменение величин $\bar{\lambda}_e$, $\bar{\lambda}$, $\bar{\sigma}$, \bar{u} может повлиять на толщину прианодного слоя, а также на величину и знак $\Delta\varphi_{ст}$. Основная часть оценок проводилась при значениях $T_{e0} = T_0 = 12000$ К, $T_{ew} = 6000$ К, $T_w = 1000$ К.

Рассмотрим на примере аргона случай, когда величины $\bar{\lambda}_e$ и $\bar{\lambda}$ соизмеримы друг с другом. По данным [3] в указанном выше диапазоне температур $\bar{\lambda}_e = 10^{-3}$ Вт/см К, $\bar{\lambda} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см К. Будем считать, что $T_e = 9000$ К, $\bar{\sigma} = 10 \div 20$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$, а величина отношения n_{e0}/n_{ew} меняется в соответствии с результатами [2] от 50 до 100.

При известных T_{e0} , T_0 , T_{ew} , T_w , $\bar{\sigma}$, \bar{u} , $\frac{n_{e0}}{n_{ew}}$, j_e , $\bar{\lambda}_e$ и $\bar{\lambda}$ уравнение (6) решается относительно толщины прианодного слоя δ , затем из уравнения (7) определяется величина $\Delta\varphi_{ст}$.

Результаты оценок величины $\Delta\varphi_{ст}$ для различных плотностей тока показаны на рис. 1. Кривая 1 получена для случая, когда $\bar{u} = 0$, $\bar{\sigma} = 20$, $\frac{n_{e0}}{n_{ew}} = 10^2$. Видно, что величина $\Delta\varphi_{ст}$ отрицательна и не зависит от j_e .

Для слабоизлучающего газа $u = 50$ Вт/см 3 (кривая 2) в диапазоне j_e от 300 до 1000 А/см 2 величина $\Delta\varphi_{ст}$ совпадает с $\Delta\varphi_{ст}$ для первого случая. С уменьшением j_e абсолютная величина $\Delta\varphi_{ст}$ уменьшается, а при $j_e \approx 100$ А/см 2 изменяется знак $\Delta\varphi_{ст}$: падение потенциала становится положительным. Переход к $\Delta\varphi_{ст} > 0$ при малых j_e связан с увеличением δ и снижением роли диффузионного механизма переноса тока. Уменьшение $\bar{\sigma}$ до 10 Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$, как видно по кривой 3, приводит к уменьшению $|\Delta\varphi_{ст}|$. При $j_e \approx 100$ А/см 2 также наблюдается переход к положительным $\Delta\varphi_{ст}$. Уменьшение отношения n_{e0}/n_{ew} до 50 практически не влияет на вид зависимости $\Delta\varphi_{ст} = f(j_e)$. С увеличением потерь на излучение (для кривой 4 $\bar{u} = 200$ Вт/см 3 , для кривой 5 $\bar{u} = 1500$ Вт/см 3) переход к положительным значениям $\Delta\varphi_{ст}$ наблюдается при больших значе-

В. Г. ЖУРБЕНКО, В. А. НЕВРОВСКИЙ, В. И. РАХОВСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗООТДЕЛЕНИЯ С ЭЛЕКТРОДОВ ВАКУУМНОГО ПРОМЕЖУТКА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ

При изучении развития высоковольтного пробоя в глубоком безмасляном вакууме ($p \leq 10^{-9}$ торр) обнаружено, что при плавном подъеме напряжения на промежутке, начиная с некоторого значения предпробойного автоэмиссионного тока, наблюдается повышение давления остаточных газов в камере. В работе [1] получены масс-спектры этих газов и установлено, что они выделяются из анода в результате его бомбардировки электронами, эмитированными микровыступами на катоде.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования динамики десорбции различных газов с анода в предпробойной стадии и при пробое. Для этого на металлической вакуумной камере был установлен квадрупольный масс-спектрометр, имеющий диапазон измеряемых масс от 1 до 300 а.е.м. Расстояние от исследуемого разрядного промежутка до ионизационной камеры масс-спектрометра составляло 30 см. Для того чтобы предотвратить вытягивание ионов из ионизационной камеры высоким напряжением, приложенным к исследуемому промежутку, входная апертура масс-спектрометра экранировалась металлической сеткой.

Исследуемый вакуумный промежуток состоял из конического молибденового монокристаллического катода и сменных цилиндрических анодов, монокристаллических медного и молибденового и поликристаллического никелевого высокой чистоты. Зазор между электродами составлял от 0,1 до 2 мм. Аноды можно было выставлять на необходимом расстоянии от катода без вскрытия вакуумной камеры.

После отжига всей установки при $T = 200^\circ\text{C}$ в течение 24 ч под откачкой и достижения давления $5 \cdot 10^{-10}$ торр снимался спектр остаточных газов. На рис. 1 приведены масс-спектры остаточных газов до пробоя (а) и снятый через 1—2 с непосредственно после пробоя (б). Из рис. 1, б видно, что в результате пробоя увеличиваются пики с массами 1 (H), 2 (H_2), 12 (C), 15 (CH_3), 16 (O), 28 (CO/N_2) и 44 (CO_2). Молекулярный кислород в спектрах не обнаружен.

Были получены масс-спектры газов, выделяющихся в результате пробоя с медного и никелевого анодов. Результаты экспериментов с молибденовым анодом приведены в [1]. Из анализа масс-спектрограмм видно, что послепробойный состав газов несколько отличается для

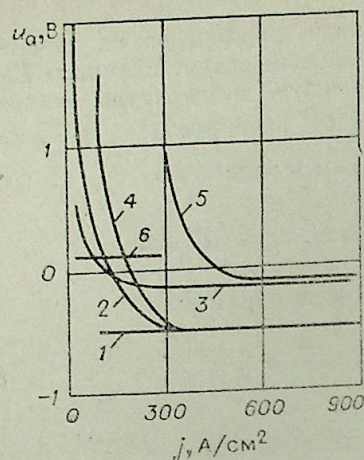


Рис. 1.

них j_e . С ростом \bar{n} абсолютная величина отрицательного падения $\Delta\varphi_{ст}$ уменьшается. Зависимости 1—5 на рис. 1 получены для $T_{e0} = 12000\text{K}$. С уменьшением T_{e0} до 10000K , как видно по кривой 6, величина $\Delta\varphi_{ст}$ становится положительной.

Для молекулярных газов характерна ситуация, когда $\bar{\lambda}$ много больше $\bar{\lambda}_e$. Так, для воздуха по данным [4] для исследуемого диапазона температур $\bar{\lambda} = 10^{-2}$ Вт/см К. Результаты оценок величины $\Delta\varphi_{ст}$ для воздуха показаны на рис. 2. Кривая 1 получена для случая, когда $\bar{n} = 0$; $\bar{\sigma} = 10$; $n_{e0}/n_{e0} = 50$. Как следует из рис. 2, в исследованном диапазоне j_e величина $\Delta\varphi_{ст}$ положительна, с уменьшением j_e она растет. При наличии излучения (для кривой 2 $\bar{n} = 100$ Вт/см³) резкий рост $\Delta\varphi_{ст}$ начинается при больших j_e .

Выполненный анализ показал, что в атомарных газах при низких температурах слоя и малых j_e следует ожидать, что $\Delta\varphi_{ст}$ может оказаться положительной. При плотностях тока $j_e > 100$ А/см² величина $\Delta\varphi_{ст} < 0$. С ростом давления, когда становится заметным излучение газа, граница перехода к $\Delta\varphi_{ст} > 0$ перемещается в области больших j_e . Для молекулярных газов, обладающих большой теплопроводностью, возрастает роль диссипативных потерь и следует ожидать, что $\Delta\varphi_{ст} > 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горчаков В. С., Назаренко И. П., Паневин И. Г., Рычков Б. А. Система уравнений, описывающих приэлектродный слой дугового разряда.— В кн.: Материалы VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, часть 2. Алма-Ата, 1977.
2. Горчаков В. С., Назаренко И. П., Паневин И. Г., Рычков Б. А. Результаты расчета параметров прианодного слоя в дуговом разряде.— Там же.
3. Devoto R. S. Transport coefficients of partially ionized an Argon.— J. Phys. Fluids, 1967, N 2.
4. Кулик П. П. Упругие взаимодействия и явления переноса.— В кн.: Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. М., Наука, 1971.

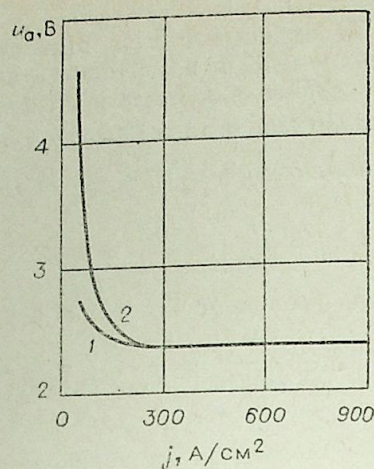


Рис. 2.

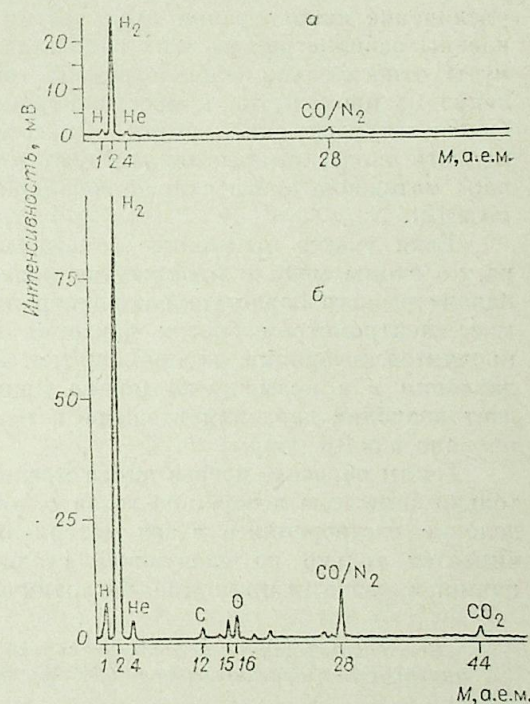


Рис. 3.

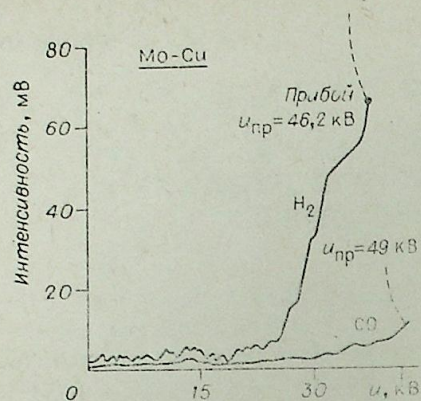


Рис. 2.

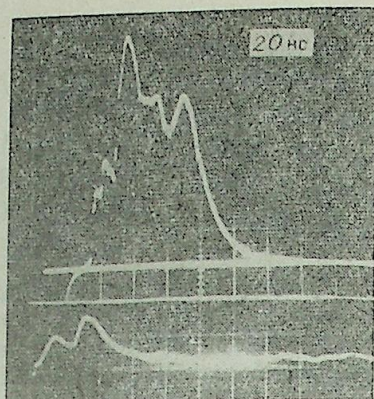


Рис. 3.

случаев Cu- и Ni-анодов. Временной ход газоотделения с медного анода перед пробоем и при пробое изучался следующим образом. Масс-спектрометр настраивался на один из пиков H_2 , Co или O и на пик массы 64.

При исследовании газоотделения в предпробойной стадии сигнал с масс-спектрометра регистрировался с помощью двухкоординатного самописца. При исследовании десорбции газов непосредственно при пробое сигнал с масс-спектрометра регистрировался осциллографом, который запускался от разрядного тока.

Быстродействие масс-спектрометра (постоянная времени 10 нс) позволяло фиксировать броски парциальных давлений десорбированных газов и испарившейся меди в момент пробоя. Результаты экспериментов представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 по оси абсцисс отложено приложенное к промежутку напряжение, которое возрастало со скоростью 5 кВ/с. В предпробойной стадии наблюдается постепенный рост интенсивности газоотделения H_2 , Co, O по мере подъема напряжения и резкое увеличение концентраций этих частиц в момент пробоя. На рис. 3 показаны осциллограммы этих составляющих в момент пробоя. Они сдвинуты относительно осциллограммы тока пробоя на время пролета молекул из промежутка к масс-спектрометру. Кроме того, при пробое наблюдается выделение частиц с массой 64, т. е. испарившихся атомов медного анода, которые отсутствуют в предпробойной стадии. Отсутствие пара материала анода в предпробойной стадии было также зафиксировано в [2].

Если учесть отмеченное запаздывание сигналов с масс-спектрометра, то атомы меди в промежутке появляются только через 1 мкс после начала резкого нарастания концентрации атомов водорода. Фиксируемый масс-спектрометром бросок давления происходит в результате разлета продуктов десорбции из промежутка. Поэтому для грубой оценки роста давления p в промежутке можно применить соотношение $p \sim 1/r^2$. Это дает значение давления в зазоре в момент пробоя $p \approx 10^{-2}$ торр. В [3] оценено $p \approx 0,1$ торр.

Таким образом, нагрев анода предпробойным током способен вызвать только заметную десорбцию газов с поверхности анода и, возможно, выделение растворенного в его материале водорода. Испарение анода начинается только на следующей стадии вакуумного пробоя, когда ток начинает резко (в принципе, неограниченно) возрастать.

Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологической службы, Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. Nevrovskiy V. A., Rakhovskiy V. I., Zhurbenko V. G., Zernaev V. A. Gas desorption from electrodes and Electrical Breakdown in vacuum.— Proc. VIII Int Symp. Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, page C2. Albuquerque, USA, 1978.
2. Davie's D. K., Biondi M. A. Vacuum Electrical Breakdown between Plane — Parallel Copper Electrodes.— J. Appl. Phys., 1966, 37.
3. Schefer P. V., Chatterton P. Microdischarges and Microdischarge Simulation in Uniform-Field High-Voltage Vacuum Gaps.— IEEE Transactions on El. Insulation, 1976, v. EI-11, N1.

УДК 536.3+537.52

Е. П. ВАУЛИН, С. Д. ЛАНДАУ

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА РАЗЛИЧНЫХ КАНАЛОВ ТЕПЛООБМЕНА С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПОЛОГО КАТОДА

Теплообмен полого катода (ПК), работающего в дуговом режиме, с окружающей средой определяется теплообменом с ионизованным газом в активной зоне (q_p); с неионизованным газом вне активной зоны как с внутренней поверхностью (q_{ab}), так и с внешней (q_{an}); совокупностью излучения и переизлучения стенок канала как в активной зоне, так и вне ее (q_{rh}); теплопроводностью (q_z) и джоулевым тепловыделением в стенках трубки.

Количественно все указанные процессы могут быть взаимно увязаны законом сохранения энергии, который для произвольного элемента тонкостенной трубки записывается в виде

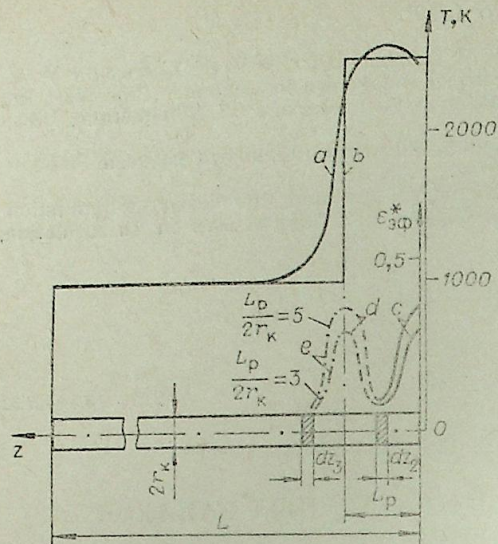
$$q_p - (q_{ab} + \bar{l}_m q_{an}) - q_{rh} - \frac{h^*}{L_p} \frac{dq_z}{dz} + \rho_m \langle j_m^2 \rangle h^* = 0, \quad (1)$$

где $h^* = S_m/L_b$; $\bar{l}_m = L_n/L_b$; $\bar{z} = z/L_p$; S_m — площадь поперечного сечения стенок канала; L_b и L_n — соответственно внутренний и внешний периметры канала; ρ_m — удельное сопротивление материала канала; L_p — протяженность активной зоны; $\langle j_m^2 \rangle$ — средний квадрат плотности тока в стенке канала.

Уравнение (1) позволяет провести сравнительную оценку различных каналов теплообмена с ПК и их влияние на его тепловое состояние.

Очевидно, что уровень температур в активной зоне, где $q_p \neq 0$, существенно выше, чем вне этой зоны. Это приводит к тому, что распределение температуры ПК имеет специфический характер (см. рисунок, кривая a). Интегральный эффект джоулева разогрева обычно составляет не более 10% от q_p , и тепловой баланс в активной зоне определяется главным образом первым и третьим слагаемыми уравнения (1).

Теплопроводность сказывается лишь в областях протяженностью $\sim h^*/L_p$. Для тонкостенных ПК с внутренним положительным столбом $h^*/L_p \ll 1$ теплопроводность существенна лишь вблизи границ активной зоны ($\Delta \bar{z} \sim h^*/L_p$). Вне активной зоны главными составляющими в тепловом балансе являются второе, третье и последнее слагаемые в (1). Теплопроводность для достаточно длинных полых катодов ($h^*/(L - L_p) \ll 1$) также сказывается лишь на границе области ($\Delta \bar{z} \sim h^*/(L - L_p)$). Теплообмен с неионизованным газом ($q_{ab} + \bar{l}_m q_{an}$) определяется состоянием и условиями течения газа внутри и вне канала. Для «классиче-



«ступенчатой» функцией (см. рисунок, кривая *e*). Вся система была разбита на четыре зоны. Канал разбивался на две цилиндрические зоны: $0 \leq z \leq L_p$ — зона 2 с температурой T_2 и $L_p \leq z \leq L$ — зона 3 с температурой T_3 . Зона 2 соответствовала активной зоне, где температура считалась неизменной и составляла 2300—2800 К. Температура стенки зоны 3 принималась 900 К. Цилиндрическая поверхность дополнялась по торцам двумя фиктивными поверхностями (зоны 1 и 4), которые рассматривались как абсолютно поглощающие диски с температурами T_1 и T_4 .

Для расчета использовались интегралы по поверхности соответствующих зон от функций, выражающих в зависимости от геометрических факторов системы значения локального диффузного углового коэффициента между элементами на поверхности цилиндра и дисками. Кроме того, учитывались соотношения алгебры угловых коэффициентов. Расчеты проведены для тантала, причем учитывалась зависимость ϵ от T .

Задача решалась в рамках «упрощенной зональной» модели*. Результаты численных расчетов представлялись в виде аппроксимационных формул. Установлено, что количество тепла, теряемое элементами активной зоны за счет излучения, попадающего на выходное отверстие трубки, можно определить по формуле

$$q_{2-1}(\bar{z}) = \epsilon_{\text{эф}}^* \sigma T_2^4, \quad (2)$$

где $\epsilon_{\text{эф}}^* = \epsilon_{\text{эф}} f(\bar{z})$; σ — постоянная Стефана — Больцмана,

$$f(\bar{z}) = \frac{\bar{z}^2 + 0,5}{\sqrt{\bar{z}^2 + 1}} - \bar{z}, \quad (3)$$

$\epsilon_{\text{эф}}^*$ — эффективная излучательная способность внутренней поверхности. $\epsilon_{\text{эф}}$ определяется по результатам численных расчетов как функция от $(L_p/2r_k; L/2r_k, T_1, T_2, T_3, T_4, \epsilon)$. Анализ расчетов показывает, что с достаточной степенью точности $\epsilon_{\text{эф}}$ является сильной функцией $L_p/2r_k$, а от остальных параметров зависит слабо.

В достаточно широком диапазоне температур получены численные значения для $\epsilon_{\text{эф}}$, которые с точностью до 10% аппроксимируются соотношением вида

$$\epsilon_{\text{эф}} = \alpha - \beta \exp(-\gamma \bar{z}_p), \quad (4)$$

где для тантала $\alpha = 0,92$; $\beta = 0,48$; $\gamma = 0,27$.

* Описан М. М. Сложный теплообмен. М., Мир, 1976.

Для расчета тепла, теряемого элементами активной зоны через сечение канала при $z = L_p$, в (2) достаточно вместо переменной \bar{z} ввести величину $\bar{z}^* = \frac{L_p - z}{2r_k}$. Тепловой поток, попадающий на элементы более холодной части ПК (3-я зона) от горячей зоны 2, определяется выражением (2), где функция должна быть заменена выражением $f\left(\frac{z - L_p}{2r_k}\right) - f\left(\frac{L_p}{2r_k}\right)$.

На рисунке представлены зависимости $\epsilon_{\text{эф}}^*$ для двух значений: $\frac{L_p}{2r_k} = 5$; $\frac{L_p}{2r_k} = 3$ (кривые *c, d, e*).

Из анализа особенностей излучения стенок полого катода следует, что на границах активной зоны на протяжении порядка калибра трубки имеет место существенный перенос тепла за счет переизлучения в неизотермической полости. Это приводит к заметному влиянию указанного эффекта на распределение температуры вдоль трубки полого катода.

Московский авиационный институт
им. С. Орджоникидзе

УДК 537.523.5 : 537.527

П. Ф. БУЛАНЦЫ, С. П. ПОЛЯКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОБОБЩЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА И ПЛОТНОСТИ ТОКА В АНОДНОМ ПЯТНЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ ДУГИ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

В настоящее время отсутствуют количественные результаты экспериментальных исследований распределений удельного теплового потока q и плотности тока j в анодном пятне стационарно горящих дуг мощностью десятки киловатт. Например, наибольший тепловой поток в анод, при котором возможны измерения q методом секционированного электрода, равен 3,5 кВт [1]. Отсутствие данных о таких параметрах прианодной области создает трудности при построении теории прианодных процессов [2]. Не имеется также сведений о влиянии условий формирования столба дуги, стабилизированной газовым вихрем и стенками сопла плазмотрона с вынесенной дугой (ПВД), на распределения q и j , поэтому поведение анода непредсказуемо при таких процессах.

Цель работы — исследование и обобщение удельного теплового потока и плотности тока в анодном пятне сильноточной дуги при атмосферном давлении. В проведенных экспериментах различные условия формирования столба дуги создавались изменениями электрического тока I , длины открытой части дуги L , глубины утопления катода в сопло h , диаметра сопла d и расхода аргона G . Всего проведено 146 экспериментов. Определяющие параметры менялись в следующих пределах: $I = 100-400$ А, $L = (5-20) \cdot 10^{-3}$ м, $d = (4-8) \cdot 10^{-3}$ м, $h = (4,5-8) \cdot 10^{-3}$ м, $G = (0,5-2) \cdot 10^{-3}$ кг/с.

Эксперименты проводились с секционированным вращающимся датчиком новой конструкции [3], состоящим из двух жестко соединенных между собой цилиндрических водоохлаждаемых секций, разделенных электроизоляционной прокладкой толщиной 0,1 мм, тепловоспринимающая поверхность которого выполнена из меди (рис. 1, *a*). Напряжение на секции подводится через щетки. Во время измерения датчик вращается,

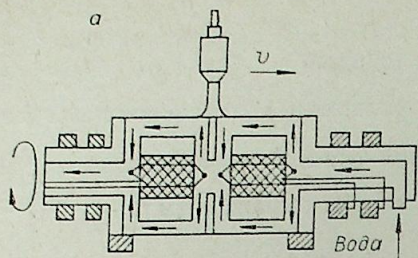
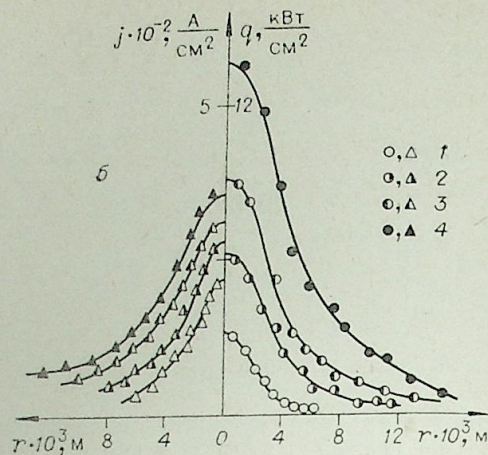


Рис. 1. Конструкция секционированного вращающегося датчика (а) и зависимость радиальных распределений q и j в анодном пятне сильноточной дуги при $L=10^{-2}$ м, $G=0,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $d=6 \cdot 10^{-3}$ м, $h=4,5 \cdot 10^{-3}$ м, (б).
 $I=100$ (1); 200 (2); 300 (3); 400 А (4).



плазмотрон с вынесенной дугой перемещается параллельно оси вращения, и анодное пятно пересекает границу раздела секций. Изменение температуры воды в секциях регистрируется дифференциальными термометрами, сигнал с которых поступает на контактные кольца. Для проверки влияния границы раздела секций и вращения датчика на сохранение осевой симметрии анодного пятна приэлектродная область сфотографировалась как в направлении вектора линейной скорости вращения датчика, так и перпендикулярно ему. Установлено, что цилиндрическая симметрия анодного пятна для условий проведения экспериментов сохраняется. Переход пятна через границу раздела секций осуществляется без скачков, что подтверждается плавным изменением тока через секции и отсутствием искривления столба дуги.

Перед началом исследований экспериментально-расчетным путем определены динамические характеристики секционированного вращающегося датчика (постоянная времени $\tau=1, 2$ с, фазовый сдвиг $\Psi=10^\circ$), порог чувствительности $S=30$ Вт, верхние пределы измерений интегрального и удельного тепловых потоков 60 кВт и 100 кВт/см² соответственно, верхний предел скорости перемещения ПВД относительно границы раздела секций $v=4 \cdot 10^{-4}$ м/с, при которой динамические погрешности измерений не превышают 1%. Обработка экспериментальных результатов выполнена по общепринятой методике [1]. Погрешности измерений q и j составили 15 и 11% соответственно.

Во всех исследованных режимах горения сильноточной дуги граница распределения тока выражена резко, т. е. токовое пятно корректно характеризовать, в частности, радиусом R_T (см. рис. 1, б). О размерах тепловой границы пятна говорить трудно, так как удельный тепловой поток с увеличением расстояния от центра пятна асимптотически стремится к нулю. Отметим также, что с увеличением тока электрической дуги q растет быстрее j .

Распределения q и j в анодном пятне электрической дуги для больших диаметров сопел становятся более пологими (рис. 2, а). При этом абсолютные значения q и j для одного и того же расстояния от центра пятна находятся ниже. Такой характер перераспределений q и j объясняется спадом мощности дугового разряда и уменьшением обжатия столба дуги при увеличении диаметра сопла. Профили распределений q и j при разных h представлены на рис. 2, б.

Аппроксимационная формула для q в зависимости от I, L, d , полученная в результате математической обработки экспериментальных результатов, имеет следующий вид:

$$q = 7,27 \frac{I^{1,15}}{d^{1,9}} \left(\frac{G}{L}\right)^{0,32} (1 + 350h) \exp \left[- \frac{1,36 \cdot 10^4 G^{0,16} (1 + 2,5h)^{1,65}}{I^{0,53} L^{0,38} d^{0,21}} \Gamma \right]. \quad (1)$$

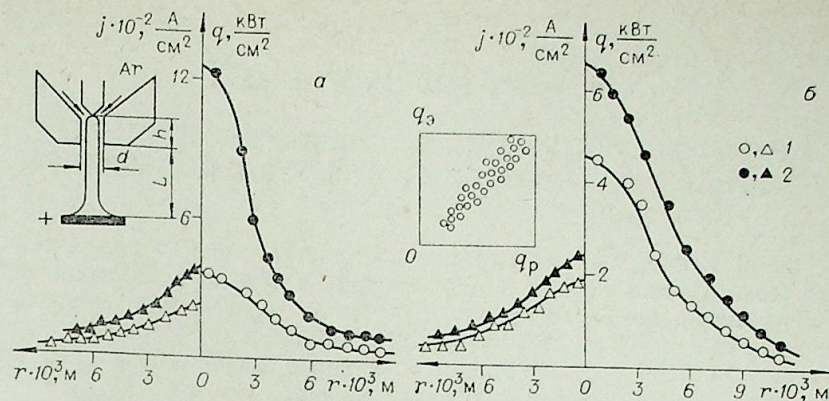


Рис. 2. Зависимость радиальных распределений q и j в анодном пятне сильноточной дуги от диаметра сопла ПВД (а) и от глубины утопления катода в сопле ПВД (б) при $I=200$ А, $G=0,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с.
 а) $L=1 \cdot 10^{-2}$ м, $h=4,5 \cdot 10^{-3}$ м; $d=4 \cdot 10^{-3}$ м (1), $8 \cdot 10^{-3}$ м (2).
 б) $L=2 \cdot 10^{-2}$ м, $d=6 \cdot 10^{-3}$ м; $h=4,5 \cdot 10^{-3}$ м (1), $8 \cdot 10^{-3}$ м (2).

Распределение плотности тока в анодном пятне обобщается также в виде экспоненциально-степенной функции

$$j = 0,107 \frac{I^{0,31} G^{0,22}}{L^{0,38} d^{1,05}} (1 + 250h) \exp \left[- 767 \frac{G^{0,14} (1 + 18h)}{I^{0,52} L^{0,18} d^{0,62}} \Gamma^{1,36} \right]. \quad (2)$$

Формула (2) справедлива для $0 \leq r \leq 0,95 R_T$. На расстоянии от центра $0,95 R_T \leq r \leq R_T$ кривая плотности тока резко спадает к нулю, где R_T находится из выражения

$$R_T = 11,5 \cdot 10^{-3} \frac{I^{0,38} L^{0,13} d^{0,46}}{G^{0,1}} (1 - 13h). \quad (3)$$

Интегральный тепловой поток обобщен в виде следующей зависимости

$$Q_A = 1,12 \cdot 10^{-2} \frac{I^{1,63} L^{0,37}}{G^{0,04} d^{0,87}} (1 + 450h). \quad (4)$$

Размерности величин в соотношениях (1)–(4) подставляются в системе СИ. Отклонение рассчитанных значений для q и j от экспериментальных данных составляет $\pm 25\%$, а для R_T и Q_A — $\pm 15\%$. Заметим, что распределение для q может быть обобщено также зависимостью вида $q \sim \exp(-kr^2)$, но тогда погрешность будет $\pm 30\%$.

Таким образом, в результате экспериментальных исследований методом секционированного вращающегося анода впервые обобщены интегральный и удельный тепловые потоки на аноде ПВД с рабочим газом аргоном, плотность тока и радиус токового пятна в зависимости от определяющих параметров I, L, d, h, G .

Металлургический институт,
 Днепродзержинск

ЛИТЕРАТУРА

- Шоек П. А. Исследование баланса энергии на аноде сильноточных дуг, горящих в атмосфере аргона.— В кн.: Современные проблемы теплообмена. М.—Л., Энергия, 1966.
- Неймаи В. Приэлектродные процессы в газовом разряде высокого давления.— В кн.: Экспериментальное исследование плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977.
- Поляков С. П., Буланый П. Ф. Устройство для измерения удельного теплового потока и плотности тока в пятне электрической дуги. Авт. свид. СССР, № 664056.— Бюл. Открытия, изобретения, промышленные образцы и товарные знаки, 1979, № 33.

В. М. МЕРКУШКИН, Ю. Л. РОДИМОВ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА ПО ПОВЕРХНОСТИ АНОДА В ДУГОВОМ ПЛАЗМОТРОНЕ С ДИФFUЗНЫМ РАЗРЯДОМ

Дуговой диффузный разряд характеризуют высокая напряженность электрического поля, низкая плотность тока в объеме газоразрядного канала и на поверхности электрода. Состояние плазмы над поверхностью электрода, газодинамика газоразрядного канала плазматрона во многом определяют механизм прохождения тока через пограничный слой на поверхности электрода и связанную с ним эрозию.

Из ранних исследований [1] известно, что усредненное по времени распределение разрядного тока по поверхности секционированного анода и частота посещения зоны поверхности анода опорным пятном описываются нормальным законом распределения. Авторы данной работы показали, что ток по секции анода протекает периодически, с частотой ~ 10 кГц, меняясь при этом по амплитуде от 0 до величины разрядного тока. Осциллограммы, снятые в этой работе, показывают, что опорное пятно разряда последовательно пробегает по секциям анодного канала с какой-то частотой.

Из работ [2, 3] следует, что опорное пятно дугового разряда обычно имеет форму круга, но «в зависимости от характера течения газа в зоне привязки дуги распределение плотности тока и удельного теплового потока вдоль анода будут различными»; анодная привязка дугового разряда, горящего в воздухе или азоте, всегда контрагирована. Удельный тепловой поток при этом достигает $10^5 \div 10^6$ Вт/см², эрозия анода составляет $10^{-5} \div 10^{-6}$ г/Кул. Обдувка горячим газом места привязки разряда к поверхности анода позволяет уменьшить эрозию анода с 10^{-5} до $10^{-7} \div 10^{-6}$ г/Кул.

В настоящей работе приведены результаты исследований распределения тока дугового разряда в азоте, причем струя плазмы, вытекающей из газоразрядного канала, течением газа направляется касательно к поверхности плоского анода. Конструкция плазматрона и его характеристики описаны в [4].

На рис. 1 изображена конструкция анода и схема эксперимента. В отличие от [4] разрядный ток может замыкаться только на одну поверхность анода. Анодная поверхность образована медными пластинками толщиной 10^{-3} м, разделенными друг от друга изоляцией толщиной $2,5 \cdot 10^{-4}$ м. На эти пластины замыкается ток разряда, и поэтому они охлаждаются технической водой. С одного конца пластины закорочены токосъемником.

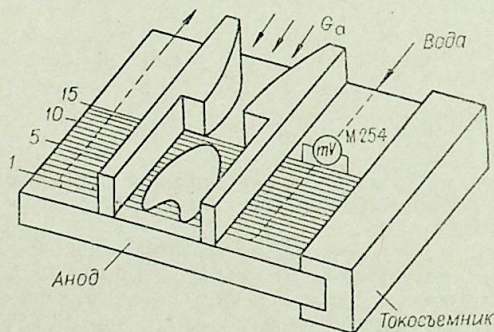


Рис. 1.

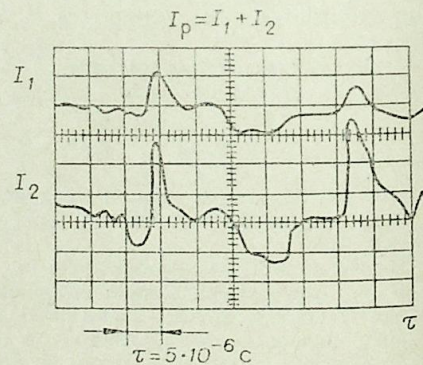


Рис. 2.

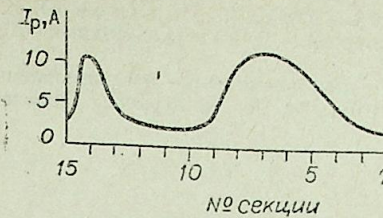


Рис. 3.

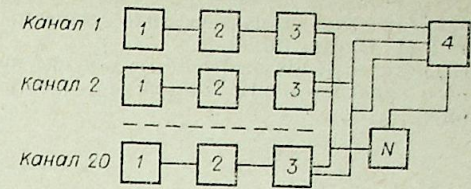


Рис. 4.

Величина разрядного тока, замыкаемого на пластину, пропорциональна напряжению на мерном участке пластины, регистрируемому милливольтметром. Мерные участки пластин тарировались в холостых (без разряда) опытах током 100 А. Одновременно проверялась наводка потенциала на соседних пластинах. Величина погрешности измерения напряжения за счет утечки тока по охлаждающей воде не более 1%.

Существенен вопрос о правомерности измерения напряжения на пластинах от тока разряда, учитывая его импульсный характер и альтернативное появление опорного пятна разряда по секциям.

В предварительных экспериментах с помощью скоростной киносъемки и осциллографирования на запоминающем осциллографе СЗ-2 было показано устойчивое во времени разделение разрядного тока на различные анодные поверхности, электроизолированные друг от друга. Характерная осциллограмма тока, снятая на установке [4], приведена на рис. 2. Из осциллограммы видно, что разрядный ток разделяется на части и устойчиво замыкается на различные анодные поверхности одновременно.

На рис. 3 показано распределение тока по длине газоразрядного канала, изображенного на рис. 1. Технологические параметры разряда при этом следующие: $U_p = 110$ в, $I_p = 70$ А, $G_r = 8$ г/с, $p = 10^6$ Н/м², рабочий газ—азот.

Форма отпечатка разряда на поверхности анода типична для исследуемого плазматрона и определяется характером течения плазмы в газоразрядном канале. Характер течения в канале, свою очередь, определяется формой канала и расходом газа G_a , особенно, если при этом возникает возвратное течение газа [5].

Возвратное течение газа в плоском канале существенно изменяет распределение тока по поверхности анода, приводя к уменьшению плотности тока. Приведенное распределение тока по длине плоского анодного канала снято в предположении постоянства тока разряда во времени.

Для замера распределения тока за время $\times 10^{-6}$ с используется схема с многоканальным коммутатором (рис. 4). Сигнал с шунта 1, в качестве которого используется пластина электрода, усиливается усилителем 2 и коммутируется электроными ключами 3. Блок синхронизации 4 осуществляет управление ключами синхронно с движением луча осциллографа N.

Государственный научно-исследовательский
и проектный институт азотной промышленности
и продуктов органического синтеза, Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. Аньшаков А. С., Даутов Г. Ю., Тимошевский А. Н. О некоторых особенностях колебания тока, напряжения дуги и яркости струи в плазматронах вихревой схемы. — В кн.: Физика дугового разряда. Новосибирск, 1972.
2. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
3. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б. Эрозия электродов. — В кн.: Приэлектродные процессы и эрозия электродов плазматронов. Новосибирск, 1977.

4. Зырничев Н. А., Овчинников В. А., Меркушин В. М., Родимов Ю. Л. Электрические характеристики углового плазматрона.— В кн.: Плазмохимия-79, т. 2. М., Наука, 1979.
5. Будунин П. Ф. Закрученное течение при внезапном расширении осесимметричного канала.— В кн.: Физика дугового разряда/Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск, 1972.

УДК 633.6.011.72

М. К. ГЛАДЫШЕВ, В. А. ГОРЕЛОВ, Л. А. КИЛЬДЮШОВА

ЭЛЕМЕНТАРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ЗОНДОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

Для измерения концентрации заряженных частиц в высокотемпературных газовых потоках широко распространены электростатические зонды. В работе [1] представлены результаты исследования зондов в различных плазменных средах. Однако в основном они относятся к зондам сферической и цилиндрической формы. Условия исследования в МГД-каналах, в плазменных потоках с примесью твердых частиц или капель жидкости требуют зондов, заделанных заподлицо с поверхностью исследуемой модели или стенки канала. Пристеночный зонд в отличие от зондов, вводимых в поток, не вызывает возмущения потока, меньше подвержен загрязнению и разогреву.

Существует весьма ограниченное число работ, экспериментальных и теоретических, дающих рекомендации к практическому использованию пристеночных зондов для определения концентраций заряженных частиц $n_{e,i}$ в невозмущенном потоке. Наиболее простым является случай, когда длина свободного пробега частиц, ионов и электронов намного превосходит характерный размер зонда $\lambda_{e,i} \gg r_z$ и для определения $n_{e,i}$ по току насыщения на зонд возможно использование теоретических выводов работы [2]. В настоящей работе экспериментально исследовалась возможность использования пристеночных зондов в условиях сплошной среды $\lambda_{e,i} \ll r_z$.

Исследования проводились в сверхзвуковом потоке воздушной плазмы $V_\infty = 3,7 - 6,1$ км · с⁻¹, $T = 3400 - 6000$ К, $n_{e,i} = 10^{11} - 10^{14}$ см⁻³. Давление в потоке $P = 0,3 - 0,6$ атм. Основные газокинетические величины в указанном диапазоне параметров имели следующие значения: $\lambda_{e,i} \sim 10^{-3}$,

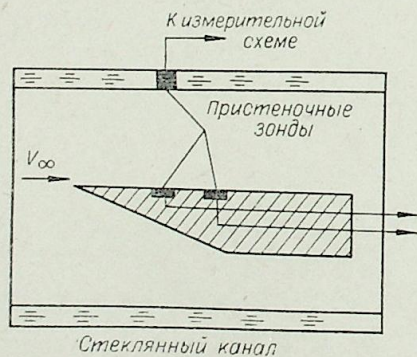


Рис. 1.

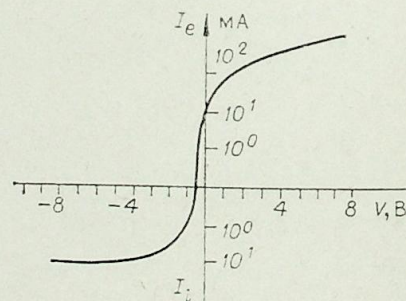


Рис. 2.

длина Дебая $\lambda_D \approx 10^{-3} - 10^{-5}$, тепловые скорости $V_e \approx 10^7$ и $V_i \approx 10^5$ см · с⁻¹, число Рейнольдса $Re \approx 10^3 - 10^4$, число Шмидта $Sc_i \approx 1$.

Исследовались зонды двух типов. Первые (латунные, размером 3 × 9 мм) были заделаны заподлицо с поверхностью заостренной пластины из диэлектрика (рис. 1). На пластине располагалось несколько зондов на различных расстояниях. Вторая группа зондов (медные, $d_z \approx 5$ мм) была заделана в стенку стеклянного канала. Выполнялось

условие $\lambda_{e,i} \ll r_z$, продолжительность процесса 10—20 мкс. Использовалась стандартная измерительная зондовая схема. Сигнал с нагрузочного сопротивления регистрировался импульсным осциллографом. Все зонды работали как одиночные, на них подавалось напряжение от -20 до +20 вольт. На рис. 2 приводится вольт-амперная характеристика пристеночных зондов, полученная путем усреднения результатов большего количества пусков при различных значениях потенциала зонда U_3 . Видно, что достигается насыщение как по электронному I_e , так и по ионному I_i току при значении $|U_3| > 10$ В.

Для оценки величин $n_{e,i}$ в движущейся плазме по ионному току насыщения в работе [3] в случае, когда толщина пограничного слоя в месте расположения зонда существенно превосходит толщину экранирующего слоя, определяемую величиной λ_D , предлагается выражение

$$\bar{I} Re^{1/2} = C, \quad (1)$$

где $\bar{I} = \frac{I_i}{n_{i\infty} q V_\infty}$, q — заряд иона. Теоретические модели, из которых следует выражение (1), предполагают отсутствие химических реакций в пристеночном слое и отсутствие влияния конвекции. Постоянная C в различных моделях меняется от 0,5 до 2.

В настоящем эксперименте выполняется условие $\delta \gg \lambda_D$ ($\delta \approx 10^{-2}$). Влияние конвективного потока на зонд оценивается параметром $K = \frac{\varphi_3}{Sc_i Re (\lambda_D/\delta)^2}$, где $\varphi_3 = e U_3 / k T_e$. Величина K , являющаяся отношением подвижности к конвективному переносу, в условиях эксперимента ≈ 40 , что говорит о малом влиянии конвекции. Химические реакции отсутствуют, число Дамкёлера $D < 1$. Приэлектродный слой «заморожен» по ионизации, т. е. выполняются все вышеназванные условия для использования выражения (1). В таблице приводятся экспериментальные значения C , полученные из (1) при условии совпадения экспериментальных и расчетных значений токов насыщения. Значения $n_{e,i\infty}$ при этом рассчитывались из газодинамических таблиц.

Видно, что при $n_{ei} > 10^{12}$ выражение (1) вполне применимо при среднем значении $C = 0,66$. При значениях $n_{ei} < 10^{12}$ наблюдается рост параметра C , который предполагался в работе [4], но не был обнаружен в эксперименте. Увеличение и ограничение применимости выражения (1) связано с тем, что с уменьшением n_{ei} толщины экранирующего и пограничных слоев сближаются и перестает выполняться соотношение $\delta \gg \lambda_D$. В работе (1) для движущейся плазмы на основании большого количества экспериментальных данных для ионного тока насыщения на плоский зонд получено выражение (толстый экранирующий слой)

$$\bar{I} Re^{1/2} = 1,75 (\lambda_D/r_z)^{0,4} (\varphi_3/Sc_i)^{0,5}. \quad (2)$$

Полученные в отдельных экспериментах при $n_{e, \text{расч}} \leq 10^{12}$ значения $n_{e, \text{эксп}}$ с использованием выражения (2) хорошо согласуются с расчетными. Например,

$$n_{e, \text{расч}} = 9 \cdot 10^{11}, \quad n_{e, \text{эксп}} = 1,2 \cdot 10^{12},$$

$$n_{e, \text{расч}} = 7 \cdot 10^{11}, \quad n_{e, \text{эксп}} = 6,5 \cdot 10^{11}.$$

Для зондов на плоской пластине в выражениях (1) и (2) число Re_x рассчитывается по расстоянию от передней кромки до зонда $Re_x = \frac{\rho_\infty V_\infty x}{\mu_\infty}$, т. е. ток насыщения на зонд $I_s \sim x^{-1/2}$. Экспериментальные значения I_s , полученные для зондов, по-разному удаленных от передней кромки, подтверждают эту зависимость. Исследовалась также возможность определения n_e по электронному току насыщения на зонд. Оказалось, что в условиях настоящего эксперимента, когда длина пробега частиц превосходит толщину призондового слоя, применение формулы Бома для плоского зонда, работающего в свободномолекулярном режиме $n_e = 4 \frac{I_s}{ev_e s}$, приводит к хорошему совпадению экспериментальных значений с расчетными.

Центральный аэродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. Чан П., Тэлбот Л., Туриан К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М., Мир, 1978.
2. Brodfeld H., с. а. AIAA Joun., 1967, v. 5, N 1.
3. Шарфман У., Бредфелдт Х. Экспериментальное исследование электростатических пристеночных зондов.— Ракетная техника и космонавтика, 1970, № 4.
4. Болер, Туриан, Руссо. Экспериментальное и численное исследование пристеночных электростатических зондов в сверхзвуковых потоках ионизованного газа.— Ракетная техника и космонавтика, 1972, № 12.

УДК 537.525.5

Б. В. АБАКУМОВ, Ю. В. КУРОЧКИН, О. Н. ЛАЗУТКИН,
Н. Ю. НАХОМОВ, А. В. ПУСТОГАРОВ, В. В. УКОЛОВ, О. С. ШАНЬГИН

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ СВОЙСТВ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В СМЕСИ $N_2 - CO_2 - He$ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

В [1, 2] показано, что плазма дугового разряда, стабилизированного интенсивным вдувом плазмообразующего газа через проникаемые стенки разрядного канала, существенно неравновесна. Отклонения от равновесия выражаются в том, что температура электронов и колебательные температуры молекул, возбужденных в различные электронные состояния, различны и превышают поступательную температуру тяжелых частиц. Используемые в работе [1] спектральные методы диагностики не позволили достоверно убедиться в существовании отклонения от равновесия в периферийных областях разряда, поскольку интенсивности излучения в них на много порядков ниже, чем в центральной области дуги.

Прямым подтверждением существования отклонений от равновесия в плазме дугового разряда повышенного давления, особенно в колеба-

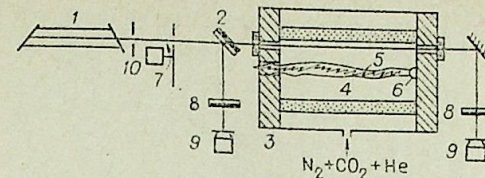


Рис. 1. Экспериментальная установка и схема измерений показателя усиления.

1 — электроразрядный лазер, 2 — полупрозрачное зеркало, 3 — анод, 4 — пористый канал, 5 — разряд, 6 — катод, 7 — модулятор, 8 — инфракрасные фильтры, 9 — фотоприемники, 10 — диафрагма.

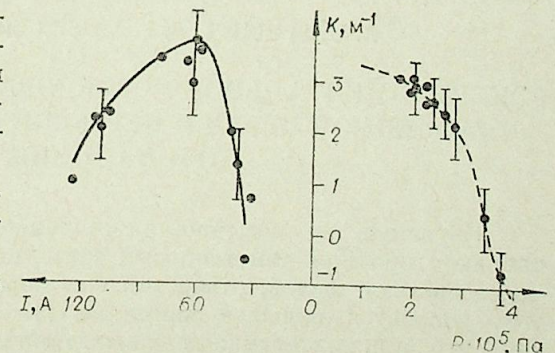
тельных степеней свободы частиц, может быть появление инверсионной заселенности уровней энергии молекул CO_2 при введении их в периферийную область разряда вследствие резонансного обмена колебательными квантами энергий между антисимметричной модой CO_2 и колебательно-возбужденным азотом. Появление инверсии заселенности рабочих уровней молекул CO_2 может быть обнаружено путем измерения показателя усиления K излучения зондирующего CO_2 -лазера.

Экспериментальная установка (рис. 1) содержит систему измерения показателя усиления в канале плазмотрона, конструкция которого аналогична описанной в работе [1] и имеет сходные режимы работы. Смесь газов 96% $N_2 - 2\% CO_2$ равномерно вдувалась через пористые стенки канала 5 с внутренним диаметром $3,5 \cdot 10^{-2}$ м и длиной $5 \cdot 10^{-2}$ м. Полный расход смеси составлял $9,6 \cdot 10^{-3}$ кг · с⁻¹, а небольшая часть азота с расходом $1,2 \cdot 10^{-3}$ кг · с⁻¹ подавалась в осевом направлении. Для измерения K использовалась двухлучевая фотометрическая схема, подобная [3].

Зависимость показателя усиления неравновесной плазмы от параметров разряда представлена на рис. 2 и 3. Эти результаты показывают, что $K > 0$ и сильно зависит от состояния среды. В соответствии с выводами [2] уменьшение тока вызывает расширение неравновесной периферийной зоны разряда и снижение поступательной температуры газа. Эти факторы, вместе с ростом напряженности электрического поля E , являются причиной возрастания показателя усиления вплоть до токов 60 А. Дальнейшее уменьшение тока вызывает падение показателя усиления, которое вызвано появлением в областях измерения возбужденного газа.

Увеличение давления вызывает уменьшение показателя усиления (см. рис. 2, б). Связано это с повышением температуры газа и с увеличением скорости релаксационных процессов. Зависимость показателя усиления K от весового расхода CO_2 при токе 110 А и давлении $1,7 \cdot 10^5$ Па представлена на рис. 3, а (кривая 1). Максимальная величина показателя усиления 3 м^{-1} получена при расходе CO_2 $1,1 \cdot 10^{-3}$ кг · с⁻¹, что соответствует 5% мольного объема. Изменение массового расхода гелия мало влияет на показатель усиления плазмы (рис. 3, а, кривая 2), что, возможно, связано с высоким давлением, когда процессы $V-T$ релаксации между состояниями CO_2 (100), (020) и поступательными степенями свободы частиц настолько интенсивны, что заселение нижнего уровня CO_2 (100) малосущественно. Влияние соотношения между расходами азота, вдуваемого через пористую стенку G_r , и подаваемого в осевом направлении G_0 , показано на рис. 3, б. Из этой зависимости следует, что степень неравномерности (показатель усиления) контролируется газодинамическим фактором — интенсивностью вдува, что подтверждает выводы [1, 2].

Рис. 2. Зависимость показателя усиления K от тока (а) и давления (б) для смеси: 56% $N_2 - 5\% CO_2 - 39\% He$ с полным расходом $8,4 \cdot 10^{-3}$ кг · с⁻¹, а) $p = 2 \cdot 10^5$ Па, б) $I = 110$ А.



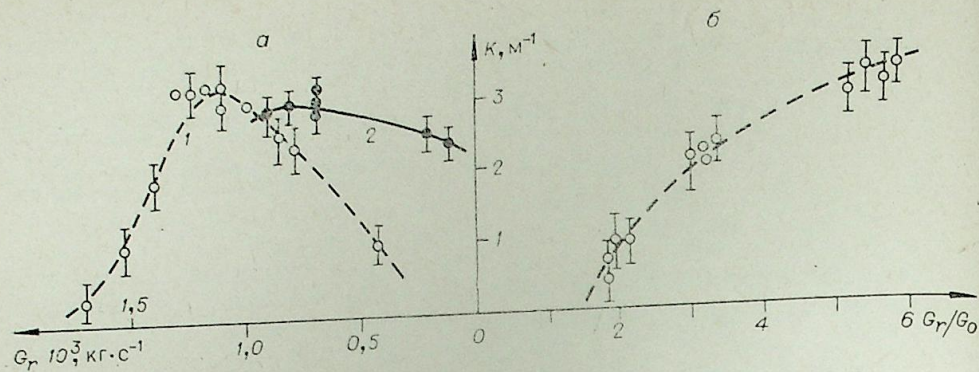


Рис. 3. Зависимость показателя усиления K от расхода CO_2 и He (а) и влияние соотношения между расходами азота, вдуваемого через пористую стенку и подаваемого в осевом направлении (б).

Для условий, рассматриваемых в данной работе, характерно довольно высокое значение показателя усиления при низком значении параметра $E/P = 0,02 - 0,88 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$. Это свидетельствует о том, что возбуждение колебательных степеней свободы молекул происходит, видимо, не только за счет их соударений со свободными электронами. Анализ механизмов возникновения колебательной неравновесности, проведенный в [2], показал, что основными процессами могут быть как диффузионный вынос колебательно-возбужденных молекул в периферийную зону разряда, так и перенос энергий возбуждения, ионизации и диссоциации, которые частично переходят в энергию колебательного возбуждения молекул.

Аналогичные измерения показателя усиления, при замене вдуваемого азота на гелий, показали поглощение, что свидетельствует о непосредственной роли возбуждаемого азота в создании инверсной среды.

Таким образом, получено прямое подтверждение возможности создания плотной инверсной среды на CO_2 непосредственно в канале электродугового плазматрона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курочкин Ю. В., Полак Л. С., Пустогаров А. В. и др. ТВТ, 1978, т. 16.
2. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В. Экспериментальные исследования плазматронов/Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск, Наука, 1977.
3. Ксталхерман М. Т., Мальков В. М., Петухов А. В., Харитонов Я. И. Непрерывный газодинамический лазер на продуктах горения смеси $\text{CO} - \text{H}_2$ в воздухе. — Физика горения и взрыва, 1976, 12, № 4.

УДК 533.6.011.6

А. М. ГРИШИН, В. Е. АБАЛТУСОВ, А. Н. ГОЛОВАНОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ С ПЕРФОРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА

Изучению закономерностей тепломассопереноса в энергетических установках при наличии тепловых завес, когда охлаждающий газ подается через систему щелей, отверстий или пористую стенку в плазменный поток, уделяется большое внимание [1—3]. Это вызвано прежде всего тем, что при интенсивном конвективном теплообмене конструктивных

элементов с низкотемпературной плазмой завесное пористое охлаждение является наиболее эффективным и экономичным. Однако вопросы тепловой защиты осесимметричных тел, находящихся в контакте с плазменным потоком, недостаточно освещены в литературе. Представляет интерес исследование взаимодействия полусферической пористой поверхности с воздушной плазменной струей, генерируемой плазматроном.

Исследуемые модели имели форму полусфер диаметром $3,8 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ и устанавливались в рабочее сечение струи на расстоянии $x = 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ от среза анода. Проницаемость поверхности обеспечивалась отверстиями $\varnothing 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ (до 240 отверстий), область проницаемости ограничивалась полууглом при вершине сферы β . Плазменная струя генерировалась плазматроном ЭДП-104А с диаметром выходного сечения анода $1,4 \cdot 10^{-2}$.

Опыты проводили в условиях турбулентного обтекания с постоянными параметрами набегающего потока: среднemasсовыми температурой $T_\infty = 3600 \text{ К}$, расходом $(\rho v)_w = 0,52 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$. Среднemasсовая температура плазмы определялась из условия энергетического баланса работы плазматрона по известной методике [3] с погрешностью не более $\pm 10\%$, расход измерялся ротаметром типа РС-5.

В процессе проведения экспериментов непрерывно измеряли температуру поверхности T_s с помощью ХА-термопар, зачеканенных в точках s по обводу сферы. В качестве вдуваемого газа использовали газообразный азот.

Для оценки эффективности тепловой защиты осесимметричных тел был введен параметр $\Theta = (T_\infty - T_s)/(T_\infty - T_0)$ [14]. В отличие от известного параметра Θ , используемого при анализе тепловой завесы на адиабатической пластине [1], в качестве характерной температуры используется температура стенки в точке торможения плазменного потока T_0 , которая является наиболее теплонапряженной при осесимметричном обтекании, и, кроме того, при этом не требуется выполнения условия адиабатичности на стенке. Из определения Θ следует, что тепловая защита стенки эффективна тогда, когда температура T_0 низка, расход вдуваемого газа мал и распределение температуры по поверхности равномерное (т. е. $\Theta = 1$).

Исследовались зависимости эффективности тепловой защиты Θ от параметра вдува $\eta = (\rho v)_w/(\rho v)_\infty$, площади перфорированного участка и геометрических характеристик перфорированного участка сферы. Опыты проводили с моделями, степень перфорации φ которых (отношение суммарной площади отверстий к площади поверхности, занятой отверстиями, ограниченной полууглом β) оставалась постоянной $\varphi = 0,121$ и $\varphi = 0,043$.

На рис. 1 показаны зависимости эффективности Θ от параметра вдува η при $\beta = 18^\circ$ и $\varphi = 0,121$. Кривые 1, 2 соответствуют эффективности в точках $s = 30^\circ$ и $s = 60^\circ$. Из рис. 1 следует, что тепловая защита наиболее эффективна при $\eta = 2,48$. Высокие значения параметров вдува η , по-видимому, обусловлены влиянием турбулентности плазменной струи [3].

Для сравнения экспериментальных данных с расчетными [1] были проведены специальные эксперименты при адиабатических условиях. Для этого внутренняя стенка модели была теплоизолирована слоем асбоцемента. Результаты представлены на рис. 1 (кривая 3), где по аналогии с эффективностью тепловой завесы адиабатической пластины $\Theta = (T_\infty -$

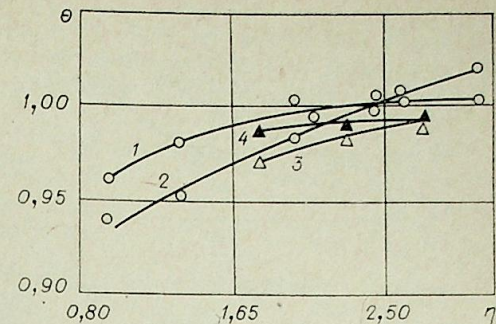


Рис. 1.

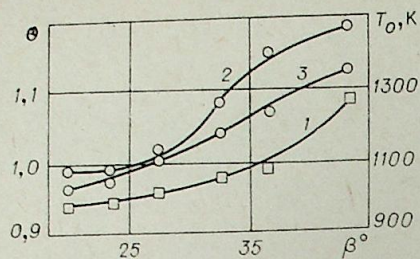


Рис. 2.

— $T_{30^\circ}/(T_\infty - T_{18^\circ})$, T_{30° — температура стенки в точке $s = 30^\circ$ и T_{18° — температура стенки в точке конца перфорации.

Кривая 4 рассчитана по формуле [4]

$$\Theta = [1 + 0,25 \operatorname{Re} \Delta x / (1 + k_1)^{1,25} \operatorname{Re}_{\text{ст}}^{1,25}]^{-0,8}.$$

Как видно, опытные точки для эффективности тепловой защиты адиабатической стенки лежат несколько ниже расчетных, что, вероятно, может объясняться влиянием геометрической формы полусферического тела.

При исследовании влияния площади перфорированного участка стенки на характеристики теплообмена (рис. 2) было обнаружено, что при постоянных значениях расхода охладителя $G = 0,83 \cdot 10^{-3}$ кг/с и $\varphi = 0,121$ уменьшение площади перфорированного участка приводит к снижению температуры стенки в точке торможения плазменного потока (кривая 1) и к более равномерному распределению температуры по обводу (кривые 2 для $s = 30^\circ$ и 3 для $s = 60^\circ$), т. е. тепловая защита полусферических тел становится более эффективной.

При значительной локализации вдува ($\beta < 30^\circ$) элементарные струи охладителя отрываются от стенки и смыкаются на некотором расстоянии от поверхности, создавая зону отсеснения набегающего потока. При увеличении площади перфорированного участка ($\beta > 30^\circ$), вдуваемый газ в виде элементарных струй «расстилается» по защищаемой поверхности, не образуя сплошной зоны отсеснения набегающего потока ($\Theta > 1$). Наилучшим образом эффект отсеснения проявляется при исследовании влияния геометрии вдува элементарных струй на характеристики теплообмена модели. На рис. 3 показаны зависимости температуры стенки T_0 для случаев: 1 — вдув газа по нормали к поверхности; 2 — вдув газа параллельно оси симметрии струи, 3 — элементарные струи вдуваемого газа сконцентрированы на оси симметрии плазменной струи. Опыты проводились для моделей, площадь перфорации которых ограничивалась $\beta = 36^\circ$ и $\varphi = 0,043$.

Из графика видно, что когда вдуваемый газ сконцентрирован на оси плазменной струи (кривая 3), температура стенки существенно снижается. В этом случае одного и того же уровня температур удается достичь при меньших расходах охладителя.

Таким образом, из анализа результатов экспериментального исследования теплообмена плазменной струи с перфорированной полусферой при наличии вдува следует, что для осесимметричных тел в условиях конвективного теплообмена и турбулентном режиме обтекания, эффективность тепловой защиты существенным образом зависит от площади перфорированного участка поверхности и геометрических характеристик перфорации. Максимальной эффективности охлаждения удается достичь (в отличие от завесного охлаждения) при полном отсеснении набегающего потока.

Анализ зависимостей $\Theta(\eta)$, $\Theta(\beta)$, $T(\eta)$ позволяет находить оптимальные значения расходов, когда температура стенки минимальна и ее рас-

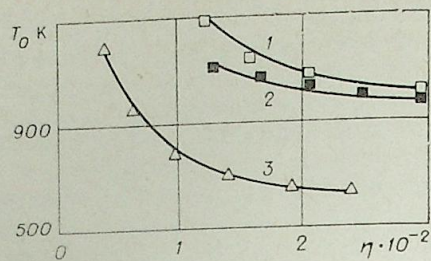


Рис. 3.

пределение по поверхности равномерное ($\Theta = 1$), что важно для организации эффективного охлаждения элементов энергетических установок и повышения теплового коэффициента полезного действия [3].

Научно-исследовательский институт
прикладной математики и механики
при Томском государственном университете

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Леоптьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., Энергия, 1972.
2. Репухов В. М. Тепловая защита стенки вдувом газа. Киев, Наукова думка, 1977.
3. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
4. Абалтусов В. Е., Голованов А. Н. Экспериментальные исследования эффективности тепловой защиты конструктивных элементов энергетических установок сильным вдувом в плазменном потоке. — В кн.: Теплообмен и моделирование в энергетических установках. Тула, 1979.

УДК 621.387.36

С. В. ДРЕСВИН, В. И. БОРИСЕНКОВ, В. П. ДАНИЛОВ,
А. В. ДОНСКОЙ, Л. А. КУЗЬМИН

РАСЧЕТ МОЩНЫХ (СВЫШЕ 1000 кВт) ИНДУКЦИОННЫХ ПЛАЗМОТРОНОВ

Высокочастотные индукционные плазмотроны находят все большее применение во многих отраслях техники. Серийно выпускаются высокочастотные индукционные плазменные установки мощностью 60 и 160 кВт. В 1979 г. учеными ЛПИ совместно с ВНИИ ТВЧ был разработан индукционный плазмотрон мощностью 1000 кВт, который успешно прошел испытания.

Задачей расчета и проектирования мощных индукционных плазмотронов является обеспечение надежности конструкций и оптимальных энергетических характеристик плазмотронов при заданных параметрах теплового потока на выходе устройства. Основой расчета параметров плазмы и конструкции ВЧИ плазмотронов, как и для других плазмотронов, служит совместное решение уравнений баланса энергии, движения плазмы, электродинамики и неразрывности.

Обычно [1,2] для упрощенного расчета параметров индукционных плазмотронов решается одномерная стационарная тепловая и электродинамическая задача без учета продува газа.

$$\sigma E_\varphi^2 = u_r - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = -\sigma E_\varphi; \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}. \quad (2)$$

В этой упрощенной форме распределение температуры и напряженности поля получается довольно близким к эксперименту лишь в средней части ступки плазмы. Такая задача не позволяет с достаточной точностью определять параметры плазмы как электрической нагрузки.

Существует ряд работ, в которых в рамках одномерной модели дан расчет скорости течения плазмы в индукционном плазмотроне. Для этого

уравнения (1) (2) дополняются еще уравнением движения для составляющей скорости плазмы v_z [3], а в уравнении (1) появляется конвективный член $\rho c_p v_z \frac{\partial T}{\partial z}$

$$\rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right). \quad (3)$$

Совместное решение уравнений (1), (2), (3) позволяет получить распределение температуры, близкое к эксперименту также лишь в средней части сгустка плазмы, и определить достоверно скорость плазмы только на выходе из плазматрона (вне сгустка). Для получения полного поля скоростей и температур плазмы внутри сгустка одномерные задачи оказываются явно недостаточными.

В последнее время интересная попытка совместить двумерную газодинамическую задачу с одномерной электрической задачей предпринята в работе [4]. Расчеты, выполненные в [4], а также эксперименты [5], показывают, что газодинамика высокочастотного плазменного сгустка сложна, она требует как специального изучения, так и постановки полной двумерной задачи. Для расчета плазматронов большой мощности, требующих повышенной точности, следует по нашему мнению, применять двумерные модели. Для цилиндрически симметричной конструкции в предположении стационарности всех процессов двумерная тепловая, газодинамическая и электрическая задача описывается следующей системой дифференциальных уравнений.

$$\rho c_p \left(v_z \frac{\partial T}{\partial z} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E_\Phi^2 - u_r; \quad \rho \left(v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right), \quad (4)$$

$$\rho \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r^3 \frac{v_r}{r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right], \quad (5)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} - \frac{\partial H_r}{\partial r} = \sigma E_\Phi; \quad \frac{\partial E_\Phi}{\partial z} = \mu_0 \frac{\partial H_r}{\partial t}; \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\Phi) = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (6)$$

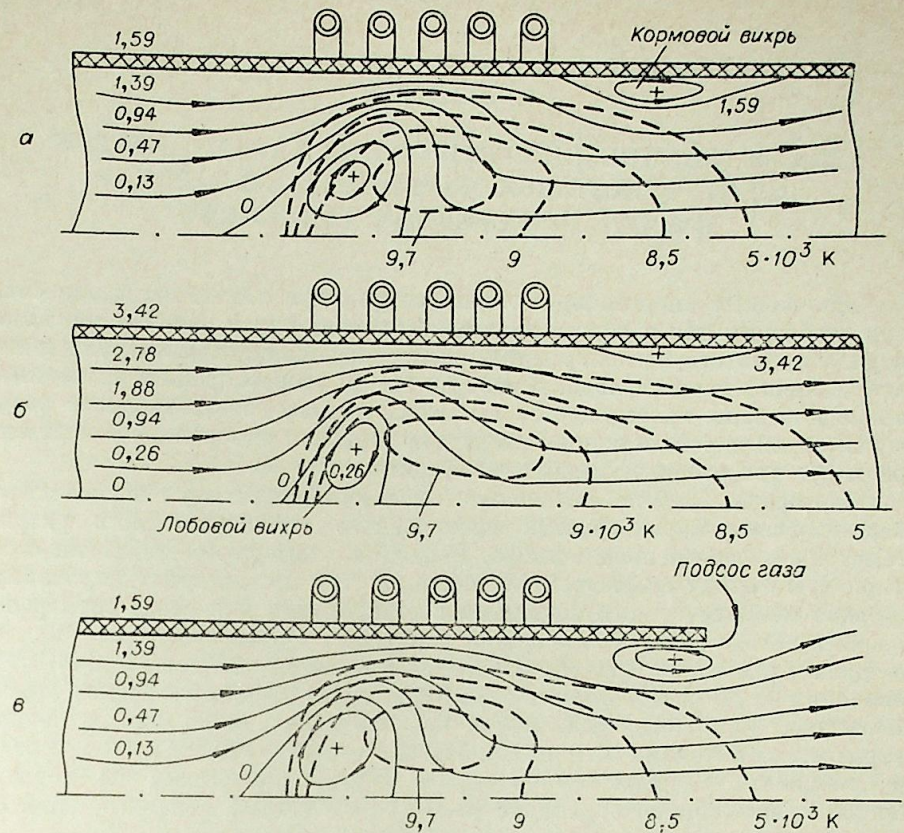
$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0. \quad (7)$$

Система этих уравнений замкнута своими решениями друг на друга и без каких-либо упрощающих предположений решена быть не может. Поэтому в качестве начала решения (4)–(7) могут быть использованы решения системы (1), (2). Специфика расчета плазматронов большой мощности сводится главным образом к заданию напряженности поля на границе плазменного сгустка $H_0|_{r=R_0} = WI/l$ (ампервитки индуктора) и определению связи диаметра разрядной камеры $2R_0$ с максимальной температурой плазмонада T_{\max} . Установление этой связи так же может быть грубо произведено на основании решения (1), (2). Сегодня не существует единой программы решения (4)–(7), так что нам пришлось пользоваться несколькими программами. В частности, двумерная газодинамическая задача решалась в динамических переменных (ток (поток) ψ ; и вихрь ω).

В результате перехода к новым переменным уравнения (5) записываются следующим образом (см. [4]):

$$r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\omega}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\omega}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\omega}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\omega}{r} \right) \right] \right\} + d = 0. \quad (8)$$

Двумерная электрическая задача разбивалась на две задачи — внутреннюю и внешнюю — с дальнейшим использованием стандартных программ.



В результате решения (4)–(7) получена связь основных параметров плазматрона с заданной мощностью, определены диаметры разрядных камер, тепловые потоки на стенки, температура и скорость истечения плазменной струи. На рисунке представлены изотермы и линии потока плазмы в аргоне мощностью свыше 1000 кВт (расход газа 10 г/с (а); 21 г/с (б)). На рисунке видны две зоны вихревых течений: кормовой и лобовой вихрь. В случае открытой разрядной камеры кормовой вихрь организует весьма существенный подсос газа из окружающего пространства в плазменную струю (в). Это подтверждают оценочные расчеты, сделанные ранее [6].

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

ЛИТЕРАТУРА

1. Ровинский Р. Е., Соболев А. П. К расчету параметров индуцированного высокочастотного разряда высокого давления. — ТВТ, 1969, т. 7, № 2.
2. Сошников В. Н., Трехов Е. С., Хошев Ю. М. Теория вихревого разряда (скин-эффекта) при атмосферном давлении в воздухе и аргоне. — В кн.: Физика газоразрядной плазмы, вып. 1. М., Атомиздат, 1968.
3. Дресвин С. В., Эль-Микати Х. А. Измерение и расчет газодинамических параметров индукционного высокочастотного разряда. ТВТ, 1977, т. 15, № 6.
4. Boullos M. I. Flow and temperature fields in the fireball of an inductively coupled plasma. — IEEE Transactions on Plasma Science, 1976, v. PS-4, N 1.
5. Chase T. D. Theoretical and experimental investigation of Applied Physics, 1971, v. 42, N 12.
6. Дресвин С. В. Газодинамические параметры высокочастотной плазмы. — В кн.: Материалы к VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1977, том III, с. 128–131.

А. Н. БЫКАНОВ, В. Д. МАТЮХИН, В. Ф. МУРАВЬЕВ,
С. П. СМАЗНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОДНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

Однородный энергонапряженный разряд при давлениях выше сотни торр необходим для решения плазмохимических задач. Получению такого разряда препятствует контракция, резко разрушающая пространственное распределение энерговклада. В работах [1—6] теоретически и экспериментально показаны преимущества высокочастотного безэлектродного разряда геометрии плоского конденсатора для создания однородной плазменной среды при давлениях порядка атмосферного.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию энергетических характеристик электродного высокочастотного разряда геометрии плоского конденсатора. Разрядная камера представляла собой кварцевую трубку диаметром 80 и длиной 250 мм, загерметизированную с торцов металлическими фланцами с отверстиями для ввода электродов, подачи и отвода газа. Охлаждаемые электроды имели форму плоских дисков диаметром 40 мм. Разряд зажигался в азоте на частоте 13,56 МГц при давлениях от 50 до 200 торр. Полный ток через разряд измерялся поясом Роговского. Мощность, выделяемая на электродах, определялась калориметрическим методом. Потери на боковые стенки не превышали 5% от общей мощности. Газовая температура в разряде измерялась по неразрешенной вращательной структуре 0—0 полосы второй положительной системы азота (3371,3 Å). Регистрация спектра производилась спектрографом ИСП-28 со специально сконструированной системой развертки спектра. Была применена методика обработки неразрешенной структуры по экспоненциальному спаду P и R ветвей. Эта методика позволяет применять для диагностики плазмы приборы со средней разрешающей способностью и сократить время обработки результатов.

Получено семейство вольт-амперных характеристик разряда при различных расстояниях H между электродами и различных давлениях. Типичные вольт-амперные характеристики приведены на рис. 1. Рост напряжения на разрядном промежутке с ростом тока говорит о неконтрагированном характере разряда. Радиальный платообразный профиль газовой температуры, полученный экспериментально, подтверждает этот факт. В отличие от контрагированного в исследуемом разряде рост мощности сопровождался линейным увеличением сечения токового столба. После

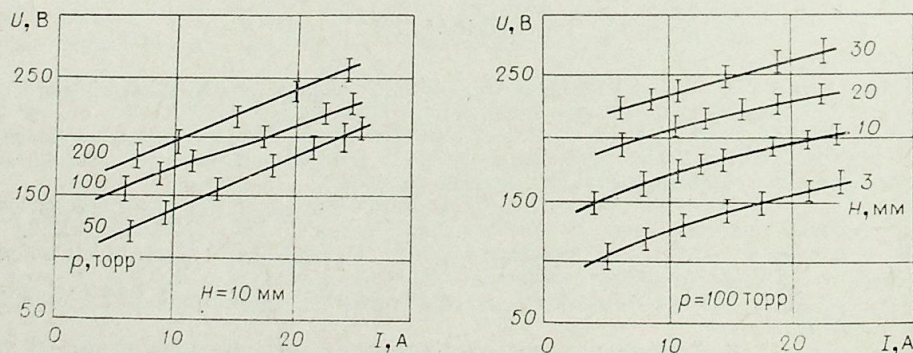


Рис. 1.

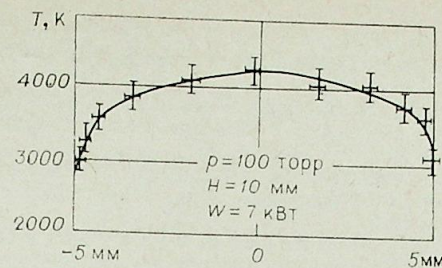


Рис. 2.

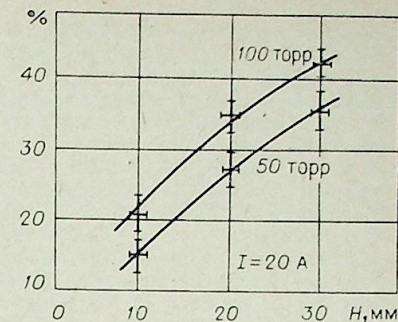


Рис. 3.

того, как сечение разряда сравнивается с сечением электрода, дальнейшее увеличение мощности происходит за счет увеличения плотности тока.

В работе получены следующие предельные характеристики устойчивого горения неконтрагированного электродного разряда: плотность тока 4 А/см^2 , полная мощность 11 кВт, рабочее давление 200 торр. Дальнейшее увеличение давления или мощности приводит к сильной эмиссии меди с электродов. Спектроскопические исследования разряда при изменении давления в пределах от 50 до 200 торр и мощности от 2 до 7 кВт показали, что температура изменяется на 15—20% и в среднем составляет 4000°К . Высокие значения средних удельных мощностей (до 600 Вт/см^3) не могут быть обеспечены механизмом молекулярной или диссоциативной теплопроводности при данной температуре. По-видимому, поглощение энергии в разряде неоднородное. Поэтому был исследован характер пространственного распределения энерговыведения.

При близко расположенных электродах большая часть мощности выделяется в тонких приэлектродных слоях, что подтверждается приведенным на рис. 2 профилем газовой температуры вдоль оси разряда. Существенное изменение температуры наблюдается на малых расстояниях (менее 0,5 мм) вблизи электродов.

На рис. 3 показана зависимость объемного энерговыведения от расстояния между электродами. Видно, что доля мощности, выделяемая в плазменном объеме, растет с увеличением давления и расстояния между электродами. При расстоянии между электродами 30 мм и давлении $100 \div 200$ торр в объеме плазмы выделяется не менее 40% мощности, что соответствует удельной мощности $50\text{—}100 \text{ Вт/см}^3$.

Указанные характеристики сняты в системе без протока газа. Эксперимент показывает, что организация однородного продува газа вдоль оси разряда улучшает его однородность и снижает газовую температуру.

На основании данной работы можно сделать вывод о возможности создания электродного неконтрагированного разряда при давлении свыше 100 торр с удельной мощностью в плазменном объеме порядка 100 Вт/см^3 . Изучение пространственного распределения энерговыведения показало, что существенная часть энергии может приходиться на приэлектродные слои. Увеличение расстояния между электродами и газового давления приводит к увеличению доли объемного выделения энергии. Подобные газоразрядные системы могут использоваться для осуществления энергонапряженных плазмохимических процессов.

Московский физико-технический институт,
Долгопрудный

ЛИТЕРАТУРА

1. Колесниченко Ю. Ф., Матюхин В. Д., Муравьев В. Ф., Смазнов С. И. Контрагированная и неконтрагированная форма высокочастотного емкостного разряда при средних давлениях.— В кн.: VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. 3. Алма-Ата, 1977.

2. Колесниченко Ю. Ф., Матюхин В. Д., Муравьев В. Ф., Смазнов С. И. Высокочастотный емкостный разряд при давлениях порядка атмосферного.— ДАН СССР, 1979, т. 246, № 5.
3. Брагин В. Е., Колесниченко Ю. Ф., Матюхин В. Д. и др. Об устойчивости высокочастотного емкостного разряда.— В кн.: V Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы, т. 1. Киев, 1979.
4. Брагин В. Е., Матюхин В. Д. Пространственное распределение джоулевой энергии в объемном высокочастотном емкостном разряде.— В кн.: III Всесоюз. симпозиум по плазхимии, т. 2. Звенигород, 1979.
5. Колесниченко Ю. Ф., Матюхин В. Д., Муравьев В. Ф., Смазнов С. И. О механизмах ионизации в высокочастотном емкостном разряде на молекулярных газах.— В кн.: III Всесоюз. симпозиум по плазхимии, т. 1. Звенигород, 1979.
6. Колесниченко Ю. Ф. Теоретическое исследование высокочастотного емкостного разряда различной геометрии на молекулярных газах. Канд. дис. М., 1979.

УДК 621.3.014.31

А. Н. БАБАЕВСКИЙ, Л. М. СОРОКИН

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ПОРИСТОЙ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ВЧИ ПЛАЗМОТРОНА

В отличие от пористого охлаждения межэлектродных вставок дуговых плазмотронов состояние пористой разрядной камеры ВЧИ плазмотрона дополнительно определяется работой внутренних источников тепла, создаваемых в стенках камеры индуктированными токами. Поле температур охладителя, стенки, отрыв температуры охладителя от температуры стенки, максимальная рабочая температура стенки в значительной мере будут определяться не только интенсивностью вдува, свойствами охладителя, материала и геометрии стенки, но и ампервитками индуктора и частотой генерации плазмы.

Изучение поведения пористых разрядных камер ВЧИ плазмотрона может быть сведено к расчету двухстороннего ВЧ нагрева пористой металлической пластины, находящейся под воздействием теплового потока плазмы ВЧ разряда и продуваемой потоком охладителя.

Решение задачи проведем для одномерной модели течения газа в пористой тепловыделяющей пластине с учетом распределения мощности тепловых источников по толщине стенки камеры.

Дифференциальное уравнение для температуры охладителя t_r , согласно [1], может быть записано в следующем виде:

$$\frac{d^3 t_r}{dx^3} + \frac{\alpha_v}{g_0 c_p} \cdot \frac{d^2 t_r}{dx^2} - \frac{\alpha_v}{\lambda_w} \cdot \frac{dt_r}{dx} + \frac{\alpha_v}{g_0 c_p \lambda_w} \cdot q_v(x) = 0, \quad (1)$$

где α_v — объемный коэффициент теплоотдачи внутри пор, Вт/м³ · град;
 λ_w — коэффициент теплопроводности материала стенки, Вт/(м³ · град);
 g_0 — удельный расход охладителя, кг/м² с;
 c_p — теплоемкость газа, Дж/кг · град;
 $q_v(x)$ — производительность тепловых источников, Вт/м³.

Интеграл уравнения [1] представляет собой сумму общего решения однородного уравнения и частного решения уравнения (1). Общее решение линейного однородного уравнения имеет вид

$$t_r^{\text{общ}} = a + be^{\left(\frac{B-A}{2}\right)x} + ce^{-\left(\frac{B+A}{2}\right)x}, \quad (2)$$

где a, b, c — константы интегрирования, а $A = \frac{\alpha_v}{g_0 c_p}$, $B = \sqrt{\frac{\alpha_v}{\lambda_w} + \left(\frac{A}{2}\right)^2}$.

Частное решение уравнения (1) найдем по методу Лагранжа [2]

$$t_r^{\text{част}} = \int_0^x \frac{q_v(x) (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot e^{\lambda_2 x} dx}{(\lambda_2 - 1) (\lambda_3 - 1) (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot e^{\lambda_2 x} + e^{\lambda_2 x}} + \int_0^x \frac{q_v(x) dx}{(\lambda_2 - 1) (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot e^{\lambda_2 x}} + e^{\lambda_3 x} \int_0^x \frac{q_v(x) e^{(\lambda_2 - \lambda_3)x} dx}{(\lambda_3 - 1) (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot e^{\lambda_2 x}}, \quad (3)$$

где $\lambda_2 = -\frac{A}{2} + \sqrt{\left(\frac{A}{2}\right)^2 + \frac{\alpha_v}{\lambda_w}}$, $\lambda_3 = -\frac{A}{2} - \sqrt{\left(\frac{A}{2}\right)^2 + \frac{\alpha_v}{\lambda_w}}$.

Для вычисления интегралов выражения (3) необходимо найти закон распределения тепловых источников по пластине $q_v(x)$, который легко определить из уравнений полного тока и электромагнитной индукции

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \xi_0 \zeta \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (5)$$

где H — напряженность магнитного поля, А/м; E — напряженность электрического поля, В/м; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — магнитная проницаемость вакуума; $\xi_0 = 1/4\pi \cdot 9 \cdot 10^9$ — диэлектрическая проницаемость вакуума; ξ и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемость материала пористой пластины; j — плотность тока проводимости, А/м².

Для плоской электромагнитной волны, пренебрегая токами смещения, считая E и H синусоидальными функциями времени и используя комплексную форму записи для H и E , нетрудно получить уравнение для определения \dot{H}

$$\frac{d^2 \dot{H}}{dx^2} = i\omega \mu \cdot \mu_0 \sigma \dot{H} = iK^2 \dot{H}, \quad (6)$$

где $K = 1/\Delta$, а Δ — глубина проникновения тока в пористую пластину; σ — удельная проводимость материала пластины, Сим/м; ω — частота электромагнитного поля, Гц, $i = \sqrt{-1}$ — мнимое число.

На рисунке представлена схема пористого охлаждения пластины при двухстороннем ВЧ нагреве. Задавая граничные условия для магнитного поля на первой и второй поверхностях пластины (см. рисунок) в виде

$$\begin{aligned} x = x_1 = 0, \quad \dot{H}_1 &= \dot{H}_0 \\ x = x_2 = \delta, \quad \dot{H}_2 &= \tau \dot{H}_0 \end{aligned}$$

где τ — комплекс, связывающий амплитуду и фазу электромагнитной волны на первой и второй поверхности, нетрудно получить решение уравнения (6)

$$\dot{H} = \dot{H}_0 \left[\frac{\tau - e^{-\alpha \delta}}{e^{\alpha \delta} - e^{-\alpha \delta}} e^{\alpha x} + \frac{e^{\alpha \delta} - \tau}{e^{\alpha \delta} - e^{-\alpha \delta}} e^{-\alpha x} \right], \quad (7)$$

где $\alpha = K(1+i)$.

Отсюда получим выражение для E

$$\dot{E}(x) = \frac{\dot{H}_0 \alpha}{\sigma} \left[\frac{e^{\alpha \delta} - \tau}{e^{\alpha \delta} - e^{-\alpha \delta}} e^{-\alpha x} - \frac{\tau - e^{-\alpha \delta}}{e^{\alpha \delta} - e^{-\alpha \delta}} e^{\alpha x} \right]. \quad (8)$$

И. П. ГАРКУША, А. П. КУЗНЕЦОВ, В. Б. ОДНОРОЖЕНКО,
А. П. САБОКАР, В. И. ТВЕРДОХЛЕБОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКОВ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Измерение параметров дисперсных систем имеет большое теоретическое и практическое значение при исследовании и контроле различных физико-химических процессов современного производства, особенно для внедряемых новых высокоинтенсивных технологических процессов плазменной обработки дисперсных материалов и плазменного напыления. Информация о таких параметрах твердых включений, как концентрация и скорость, в этих случаях часто является наиболее важной, а иногда и достаточной.

В настоящей работе описан метод бесконтактного измерения концентрации и скорости твердых включений в двухфазных системах, основанный на регистрации изменения энергетических характеристик лазерного излучения, проходящего через исследуемую среду.

Для измерения скорости частиц твердой фазы в плазменной струе в настоящее время применяется несколько способов [1—3], среди которых можно выделить метод определения скорости частиц по времени пересечения частицами самой узкой части пучка излучения, сфокусированного в плазме [3].

К недостаткам этого метода следует отнести неопределенность по сечению места пересечения частицей лазерного луча, что снижает точность проводимых измерений. Повышение точности этого способа возможно путем выделения из общего числа частиц, пересекающих луч, частиц, проходящих по его диаметру, что позволяет, при известных значениях его величины, измерять скорость частиц с большей точностью.

Задача была решена использованием эффекта сферической аберрации применяемой оптической системы. На пути лазерного луча размещалась диафрагма с центральным и кольцевым отверстиями (рис. 1). Частица, пересекающая лазерный луч в самой узкой его части, может двигаться как по диаметру луча, так и по его хорде. В случае движения частицы по хорде она перекрывает только периферийную зону луча и ее теневое изображение появляется лишь на центральном отверстии диафрагмы.

В том случае, когда частица пересекает луч по диаметру, она перекрывает также и поток излучения, поступающий на кольцевое отверстие диафрагмы, подавая тем самым сигнал на регистрирующую аппаратуру. Измерение промежутка времени между моментами пересечения частицей центральной части луча и ее выходом из него позволяет регистрировать скорость частицы с большой точностью. Работа частотомера обеспечивает счет числа частиц, попадающих в зону измерений, а информация о числе частиц, пересекающих исследуемую область, и их скорости дает возможность определить их реальную концентрацию.

Были проведены измерения осевого распределения скорости и концентрации частиц обожженного магнезита в плазменной струе воздуш-

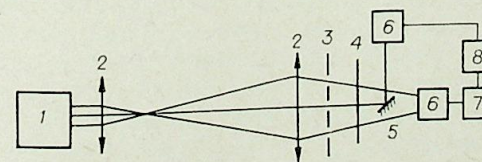


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — лазер ЛГ-75, 2 — собирающие линзы, 3 — диафрагма, 4 — светофильтр, 5 — зеркало, 6 — фотоприемники ФЭУ-22, 7 — частотомер ЧЗ-33, 8 — осциллограф С8-13.

В первом приближении, считая, что σ не зависит от температуры, для производительности тепловых источников в предположении, что вся электромагнитная мощность трансформируется в тепло, нетрудно получить следующее выражение:

$$q_v(x) = \sigma E^2(x), \quad (9)$$

где $E(x)$ задается выражением (8).

Подставляя (8) в (9), а (9) в (3), можно найти частное решение уравнения (1). Интеграл уравнения [1] содержит постоянные интегрирования, которые находятся с помощью граничных условий 1-го рода (см. рисунок).

Выражения для констант интегрирования содержат температурные напоры θ' и θ на поверхностях пластины, которые, согласно работе [1], можно найти из пяти уравнений теплового баланса:

$$\int_0^{\delta} q_v(x) dx = g_0 c_p (t_f - t_0''),$$

$$\alpha_v \delta \Delta t_{\text{сред}} = g_0 c_p (t_w - t_0'),$$

$$t_w - t_f = \frac{g_0 c_p}{\alpha_r} (t_f - t_0),$$

$$t_w' - t_0'' = \frac{g_0 c_p}{\alpha_c} (t_0' - t_0''),$$

$$\lambda_w \left(\frac{dt}{dx} \right)_{x=0} = g_0 c_p (t_0' - t_0''),$$

где t_0'' , t_0' , t_0 и t_f — температура газа соответственно до поступления в стенку, на входе в стенку, на выходе из стенки и после прохождения стенки; t_w' и t_w — температура соответственно на холодной и горячей поверхностях стенки.

Таким образом, определив $\Delta t_{\text{сред}}$ как $\frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} (t_w - t_r) dx$ и $t_w = t_r + A \frac{dt_r}{dx}$,

можно найти поле температур $t_w(x)$ и $t_r(x)$ и максимальную температуру стенки t_w^{max} , что и являлось задачей данного исследования.

Научно-исследовательский институт
порошковой металлургии, Минск
Институт металлургии АН СССР,
Москва

ЛИТЕРАТУРА

1. Шуккин В. К., Ковальногов А. Ф. — Изв. вузов. Авиационная техника, 1965, № 1.
2. Маделунг Э. Математический аппарат физики. М., Наука, 1968.

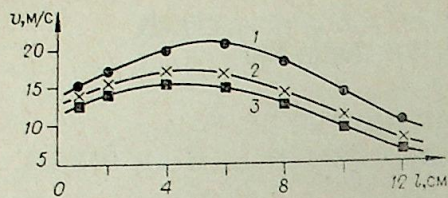


Рис. 2. Распределение скорости частиц вдоль оси плазменной струи.
Расход воздуха 1,65 (1); 1,45 (2); 1,35 л/с (3). Размер частиц 200–250 мкм.

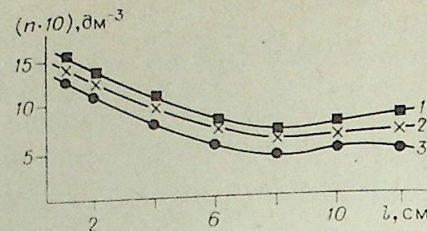


Рис. 3. Распределение концентрации частиц вдоль оси плазменной струи.
Расход воздуха 1,65 (1); 1,45 (2); 1,35 л/с (3). Размер частиц 200–250 мкм.

ного плазматрона мощностью 25 кВт (рис. 2, 3). Ниже определены величины скорости и концентрация твердых частиц в лазерном плазменном факеле на поверхности некоторых горных пород и минералов:

	Песчаник	Магнезит	Сланец	Кварцит
Скорость, см/с	10–15	5–8	10–12	5–6
Концентрация, см ⁻³	500–600	300	450–600	200–250

Описанный метод показал свою работоспособность в широком интервале температур плазмы и концентрации частиц. Это позволяет надеяться, что он найдет применение и как метод контроля процессов при плазменной обработке материалов, и как новый способ исследования высокотемпературных двухфазных систем.

Днепропетровский горный
институт им. Артема

ЛИТЕРАТУРА

- Зубарев Е. В., Кулыбин В. М. Оптический доплеровский измеритель скорости по односторонней схеме для самосветящихся потоков.— Тр. МЭИ. Физическая оптика, 1975, вып. 222.
- Антонов Г. С. Исследование поведения частиц порошка вольфрама при напылении в низкотемпературной плазме.— В кн.: Генераторы низкотемпературной плазмы. М., Энергия, 1969.
- Кузнецов А. Н., Солопов Н. Д., Твердохлебов В. И. Оптический метод измерения скорости движения частиц твердой фазы в двухфазных плазменных струях.— Тез. докл. III Всесоюз. сов. «Плазменные процессы в металлургии и технологии неорганических материалов» 9–11 апреля 1979 г. М., 1979.

УДК 537.523.001.5

М. Ф. ЖУКОВ, И. М. ЗАСЫПКИН, И. И. МИШНЕ,
В. Н. ФОКИН

ТЕПЛООБМЕН В КАНАЛЕ ПЛАЗМОТРОНА С ПРОНИЦАЕМОЙ СТЕНКОЙ

Исследования плазматронов с секционированной межэлектродной вставкой (МЭВ) показали, что при достаточной длине вставки в канале реализуются все три характерных участка течения газового потока в трубе: начальный, переходный и участок развитого турбулентного течения газа [1]. С энергетических позиций целесообразно, чтобы развитое турбулентное течение занимало большую часть канала МЭВ, так как напряженность электрического поля здесь наивысшая. Однако, если не принять специальных мер, то тепловые потери довольно быстро достигают предельных значений, вложенная в дугу мощность полностью отводится через стенку, т. е. локальный тепловой КПД становится равным нулю. Поэтому проблема отыскания эффективных методов защиты стенок канала плазматрона от воздействия высокотемпературного потока газа весьма актуальна.

Одним из действенных и перспективных методов снижения тепловых потерь, нашедшим широкое применение в современной технике, является вдув охладителя в пограничный слой. Вдув может производиться локально (плечное охлаждение) или по всей защищаемой поверхности (пористое охлаждение). Эффективность такого охлаждения, особенно пористого, связана с тем, что тепло, полученное охладителем, не теряется, а возвращается с газом в рабочую среду, не снижая тепловой КПД охлаждаемых аппаратов.

Ряд работ посвящен исследованию плечного охлаждения в плазматронах осевой схемы при вдуве защитного газа через щель [2–4]. Теплообмен при турбулентном течении газа в канале плазматрона с пористой стенкой исследован явно недостаточно. Можно отметить работу [5], где приведены интегральные характеристики мощных плазматронов с пористой МЭВ при сверхкритических вдувах охлаждающего газа.

В настоящее время по проблеме турбулентного теплообмена на пористой поверхности накоплен достаточно обширный теоретический и экспериментальный материал, который обобщен, в частности, в монографиях [6, 7]. На основе этих результатов в работе [8] проведен анализ пористого охлаждения применительно к электродуговым нагревателям газа. Теплообмен в электродуговой камере плазматрона обладает рядом специфических особенностей, основными из которых являются наличие электрической дуги, взаимодействующей с турбулентным потоком газа, и существенная неизотермичность. В [8] отмечается недостаток экспериментальных данных для учета этих особенностей при расчете пористого охлаждения в плазматронах.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования турбулентного теплообмена на пористой стенке электродуговой камеры.

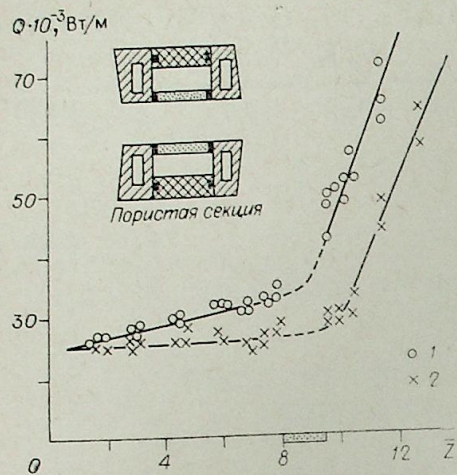


Рис. 1. Распределение тепловых потоков вдоль канала.

$$I = 150 \text{ А; } a = 14; z_{\text{п}} = 8; G_0 = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с;}$$

$$g_{\text{п}} = (0,7 \div 3,0) \cdot 10^{-3} \text{ кг/с. } g_{i=0} (1);$$

$$(0,30 \div 0,45) \cdot 10^{-3} \text{ кг/с (2).}$$

слюды толщиной $0,1 \cdot 10^{-3}$ м. В экспериментах использовались втулки из молибдена пористостью 60%.

Плазмообразующим газом служил воздух. В качестве газа, охлаждающего пористую вставку, при низких температурах стенки использовался воздух, при больших — технический азот. Проведены также эксперименты со вдувом инородного газа (гелий в воздух). Расход охлаждающего газа $g_{\text{п}}$ варьировался от $0,35 \cdot 10^{-3}$ до $7,20 \cdot 10^{-3}$ кг/с, что соответствовало изменению удельного расхода охладителя $\bar{g}_{\text{п}}$ от 0,2 до $4,2 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$. Между секциями МЭВ воздух не подавался.

При исследовании турбулентного теплообмена для уменьшения длины начального участка в сечении $Z_s = 2,5$ организовывался интенсивный встречный вдув газа с параметром вдува m_s , близким к единице [1]. Среднемассовая температура газа в канале плазмотрона определялась по тепловому балансу и составляла в исследуемом сечении $(3,5 \div 5,0) \cdot 10^3 \text{ К}$. Число Рейнольдса основного потока Re_d , рассчитанное по среднемассовым параметрам, изменялось в пределах $(3,9 \div 10,4) \cdot 10^3$. Ток дуги изменялся в пределах $(100 \div 180) \text{ А}$.

Температура наружной поверхности пористой втулки измерялась хромель-алюмелевыми термопарами диаметром $0,1 \cdot 10^{-3}$ м. Спай термопар прижимался к поверхности при помощи специального устройства. Предварительные эксперименты показали, что температура наружной поверхности стенки всюду практически постоянна. Поэтому в дальнейшем для определения температуры использовали показания только одной термопары, установленной в среднем сечении пористой втулки. Регистрирующим прибором служил пирометрический милливольтметр типа МПП-254 класса точности 1,0.

Индивидуальный подвод воды ко всем секциям МЭВ позволял проводить калориметрирование тепловых потоков в стенку канала. Разность температур охлаждающей воды измерялась дифференциальным транзисторным термодатчиком, схема которого описана в работе [9].

С целью отработки методики определения тепловых потерь в проницаемую стенку вначале были проведены измерения на начальном участке электродуговой камеры, когда пористая секция помещалась на расстоянии $Z_{\text{п}} = 2$ и 8 калибров от торцевого электрода-катода. На

Эксперименты выполнены на плазмотроне с секционированной межэлектродной вставкой, схема которого детально описана в работе [3]. Внутренний диаметр цилиндрической дуговой камеры $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м, длина МЭВ достигала 20 калибров. Пористая секция, устанавливаемая на различных участках электродуговой камеры, представляет собой пористую втулку с внутренним диаметром $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м, толщиной стенки $3 \cdot 10^{-3}$ м и длиной $2,8 \cdot 10^{-2}$ м, закрепляемую между медными водоохлаждаемыми шайбами. Шайбы специально спрофилированы для стыковки с примыкающими секциями МЭВ. Для снижения утечек тепла через торцы пористой втулки устанавливались трехслойные прокладки, состоящие из двух асбестовых колец толщиной по $0,3 \cdot 10^{-3}$ м, между которыми помещалось кольцо из

рис. 1 приведено распределение тепловых потоков вдоль канала при наличии и отсутствии межсекционного вдува газа для тока дуги $I = 150 \text{ А}$. На оси абсцисс показано месторасположение секции с пористой втулкой. Из рисунка видно, что при $g_i = 0$ тепловой поток медленно нарастает вдоль канала (кривая 1), что обусловлено, по-видимому, турбулентным теплообменом в пограничном слое, температура которого нарастает вниз по потоку. При $g_i \neq 0$ температура газа в пограничном слое остается примерно постоянной, вследствие чего постоянна и теплоизлучением дуги. Начиная с сечения 9—10 калибров наблюдается заметный рост тепловых потоков в стенку (переходный участок).

Несмотря на специально принятые меры, полностью исключить утечки тепла через торцы пористой втулки не удалось. Поэтому тепловой поток в боковые водоохлаждаемые шайбы пористой секции возрастает с уменьшением расхода охлаждающего газа в силу роста ее температуры.

Тепловой поток в пористую втулку определялся по формуле

$$Q = Q_r + Q_{\text{лп}} + Q_1. \quad (1)$$

Здесь Q_r — тепловой поток, снимаемый охлаждающим газом с единицы длины пористой стенки; Q_1 — утечки тепла через торцы пористой втулки, определяемые калориметрированием тепловых потоков в водоохлаждаемые шайбы пористой секции, условно отнесенные к единице длины; $Q_{\text{лп}}$ — лучистый тепловой поток, испускаемый с единицы длины наружной поверхности пористой втулки, равный

$$Q_{\text{лп}} = 2\pi r_2 \varepsilon \sigma T_2^4. \quad (2)$$

В выражении (2) σ — постоянная Стефана — Больцмана, ε — степень черноты пористого материала, которая по данным работы [5] для молибдена пористостью 60% равна примерно 0,6.

Для определения теплового потока, снимаемого газом Q_r , необходимо знать температуру охладителя на выходе из пор T_{r1} . Однако непосредственное измерение этой величины во время горения дуги связано с большими трудностями. Величина T_{r1} может быть рассчитана из уравнения баланса энергии, которое при допущении малости теплового потока в осевом направлении имеет вид [5, 10, 11]

$$(1/r) d[\lambda_{\text{ст}} r (dT_{\text{ст}}/dr)]/dr + [\bar{g}_{\text{п}} c_p / (2\pi r)] \cdot (dT_r/dr) = 0, \quad (3)$$

где $\bar{g}_{\text{п}}$ — расход охлаждающего газа, отнесенный к единице длины стенки. Теплопроводность материала стенки $\lambda_{\text{ст}}$ можно принять практически постоянной в том диапазоне перепада температур, который реализован в настоящей работе [5]. В уравнение (3) входят две независимые переменные: температура стенки $T_{\text{ст}}$ и температура газа T_r . Другим выражением, связывающим $T_{\text{ст}}$ и T_r , является уравнение локального теплообмена между стенкой и охлаждающим газом

$$(1/r) \lambda_{\text{ст}} d[r(dT_{\text{ст}}/dr)]/dr = \alpha_v (T_{\text{ст}} - T_r), \quad (4)$$

где α_v — объемный коэффициент теплообмена.

В работе [10] сделано предположение, что величина α_v настолько велика, что температура газа достигает значения $T_{\text{ст}}$ практически сразу же после входа в пористый материал. Справедливость этого допущения для реализованного в настоящей работе диапазона изменения параметров подтверждает анализ результатов расчета температурных полей стенки и охладителя, приведенных в работе [11]. При $T_{\text{ст}} = T_r = T$ решение уравнения (3) существенно упрощается и при граничных условиях $r = r_2$; $T = T_2$; $-2\pi r_2 \lambda_{\text{ст}} (dT/dr) = \bar{g}_{\text{п}} c_p (T_2 - T_{\infty}) + Q_{\text{лп}}$ имеет вид [10]

$$\frac{T - T_{\infty} + Q_{\text{лп}} / (\bar{g}_{\text{п}} c_p)}{T_2 - T_{\infty} + Q_{\text{лп}} / (\bar{g}_{\text{п}} c_p)} = \left(\frac{r_2}{r}\right)^{\bar{g}_{\text{п}} n} \text{ для } r_1 < r < r_2. \quad (5)$$

В выражении (5) $n = c_p / (2\pi\lambda_{ст})$; T_∞ — начальная температура охладителя. Выражение (5) позволяет определить температуру внутренней поверхности пористой стенки T_1 , если известны T_2 , расход охлаждающего газа и свойства материала стенки. Значения $\lambda_{ст}$ по данным изготовителя — 26 Вт/м·град. Зная величину T_1 , можно определить полный тепловой поток, снимаемый газом:

$$Q_r = \bar{g}_n c_p (T_1 - T_\infty). \quad (6)$$

Вернемся теперь к рассмотрению экспериментального материала. На рис. 2 приведена зависимость T_2 от удельного расхода охлаждающего газа при $\bar{Z}_n = 2$. Результаты измерений показали, что при $\bar{Z}_n = 8$, температура втулки несколько выше, чем в предыдущем случае, при одинаковых значениях тока дуги и расхода охладителя. Это обусловлено тем, что при расположении пористой секции на расстоянии двух калибров от катода газ, подаваемый в зазор между катодом и первой секцией МЭВ, оказывает влияние на охлаждение пористой втулки. Лучистый тепловой поток от дуги к стенке остается примерно постоянным при различных значениях G_0 . Увеличение расхода газа в зазор между катодом и первой секцией МЭВ приводит к уменьшению T_2 . Это обусловлено тем, что помимо снятия тепла газом, продуваемым через пористую поверхность, имеет место теплообмен между горячей пористой стенкой и холодным закрученным потоком газа в канале плазмотрона, который усиливается с ростом G_0 . Благодаря этому эффекту при сравнительно небольших тепловых потоках в стенку ($I \leq 100$ А) обеспечивается охлаждение пористой втулки даже при прекращении подачи охладителя через нее (рис. 2, кривая 1). При $\bar{Z}_n = 8$ изменение G_0 не оказывает заметного влияния на температуру наружной поверхности пористой втулки.

Тепловой баланс на пористой втулке с учетом утечек тепла через торцевые уплотнения при различном местоположении пористой секции для $I = 150$ А приведен на рис. 3. Утечки тепла условно отнесены к

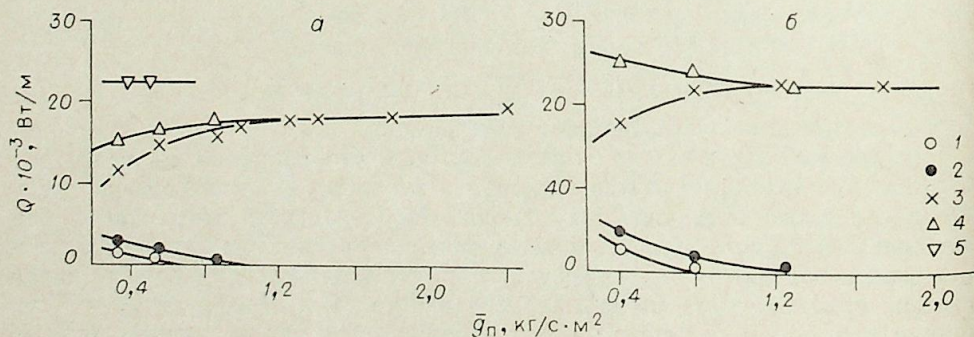


Рис. 3. Тепловой баланс на пористой втулке при $\bar{Z}_n = 2$ (а) и $\bar{Z}_n = 8$ (б).

$I = 150$ А; $\bar{a} = 14$; $g_i = 0$; $G_0 = (5,2 \div 5,6) \cdot 10^{-3}$ кг/с. 1 — излучение с наружной поверхности втулки; 2 — утечки тепла через торцевые уплотнения; 3 — тепловой поток, снимаемый охладителем; 4 — суммарный тепловой поток в пористую втулку; 5 — суммарный тепловой поток в пористую втулку при $G_0 = 1,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с.

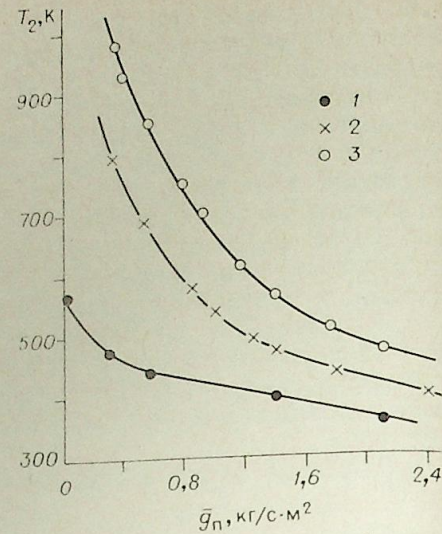


Рис. 2. Зависимость температуры наружной поверхности пористой втулки от расхода охладителя.

$\bar{a} = 14$; $\bar{z}_n = 2$; $G_0 = (5,2 \div 5,6) \cdot 10^{-3}$ кг/с; $g_n = (0,5 \div 4,3) \cdot 10^{-3}$ кг/с. $I = 100$ (1); 150 (2); 180 А (3).

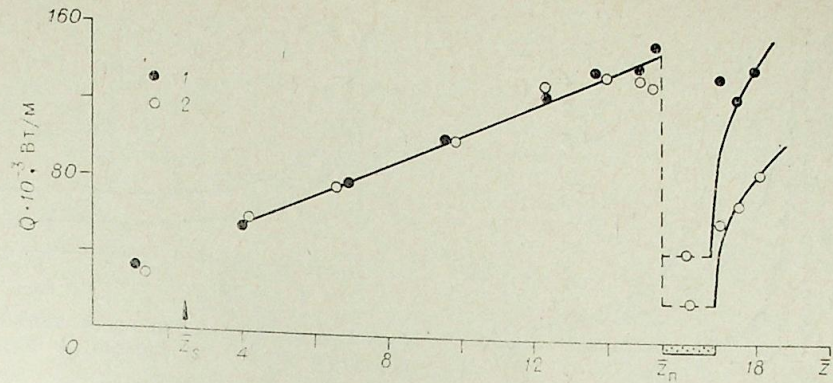


Рис. 4. Распределение тепловых потоков вдоль канала. $I = 150$ А; $\bar{a} = 20$; $\bar{Z}_S = 2,5$; $\bar{Z}_n = 15,5$; $Re_d = 3,9 \cdot 10^3$. 1 — $g_n = 1,7 \cdot 10^{-3}$ кг/с ($b = 5,1$); 2 — $g_n = 7,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с ($b = 24$).

длине пористой вставки для сравнения с составляющими тепловых потерь в стенку. Лучистый тепловой поток, испускаемый наружной поверхностью пористой втулки (кривая 1), определялся по формуле (2). Он имеет примерно такую же величину, что и утечки тепла через торцевые уплотнения (кривая 2). Эти потери необходимо учитывать, при $T_2 > 800$ К (например, при $T_2 = 1000$ К, $Q_{пл} = 2,7 \cdot 10^3$ Вт/м). Тепловой поток, снимаемый охлаждающим газом (кривая 3), рассчитывался по формулам (5), (6). Более низкие значения суммарных тепловых потерь в стенку при $\bar{Z}_n = 2$ (ср. кривые 4 на рис. 3, а и 3, б) объясняются отмеченным выше влиянием расхода G_0 на охлаждение пористой втулки. При малых расходах газа в зазор между катодом и первой секцией МЭВ, когда отмеченный выше эффект дополнительного охлаждения незначителен, величины суммарных тепловых потоков в пористую вставку при $\bar{Z}_n = 2$ и $\bar{Z}_n = 8$ одинаковы и равняются $23 \cdot 10^3$ Вт/м для $I = 150$ А (рис. 3, а, кривая 5).

Некоторый рост тепловых потерь с уменьшением расхода охладителя ($\bar{g}_n < 1$ кг/с·м²) при $\bar{Z}_n = 8$ (рис. 3, б, кривая 4) обусловлен, вероятно, появлением конвективной составляющей теплового потока.

Величины тепловых потерь в пористую вставку при токах 150 А и 180 А, вычисленные из уравнения теплового баланса, равняются $2,3 \cdot 10^4$ Вт/м и $3,3 \cdot 10^4$ Вт/м, соответственно, и с точностью до 10% совпадают с измеренными значениями тепловых потерь в первые секции МЭВ. Это позволяет сделать вывод о возможности определения теплового потока в пористую стенку по измеренным значениям температуры пористой вставки и расхода охладителя на основании модели, предложенной в работе [10]. Указанный метод особенно удобен при изменении излучения дуги, так как при соответствующем вдуве газа интенсивность теплообмена, обусловленного процессами теплопроводности и конвекции, сводится к нулю.

Рассмотрим теперь результаты исследования турбулентного теплообмена. На рис. 4 приведено распределение тепловых потерь вдоль канала при наличии турбулизирующего вдува, координата которого показана стрелкой. Тепловой поток на начальном участке, как уже указывалось выше, определяется излучением дуги. Сразу же за сечением турбулизирующего вдува к лучистому тепловому потоку добавляются конвективные тепловые потери, величина которых быстро нарастает вдоль канала [1]. Вдув газа через пористую втулку приводит к резкому снижению тепловых потерь в пористую стенку. Теплообмен вниз по потоку за пористой секцией определяется действием газовой завесы.

В качестве примера на рис. 5 приведена зависимость температуры наружной поверхности пористой втулки от удельного расхода охладителя.

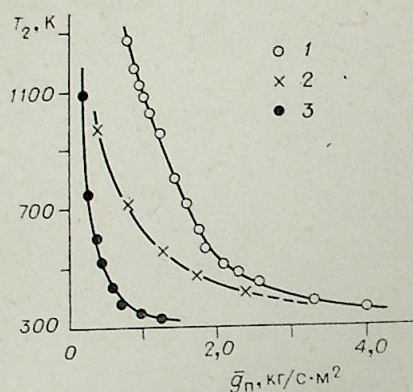


Рис. 5. Зависимость температуры наружной поверхности пористой втулки от удельного расхода охлаждающего газа.

$I = 150 \text{ A}$; $g_n = (0,3 \div 7,0) \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$. 1 — $\bar{Z}_n = 15,5$; $\bar{Z}_s = 2,5$; $Re_d = 9,4 \cdot 10^3$; 2 — $\bar{Z}_n = 8$; $\bar{Z}_s = 0$ (начальный участок); 3 — $\bar{Z}_n = 15,5$; $\bar{Z}_s = 2,5$; $Re_d = 9,4 \cdot 10^3$ (гелий в воздухе).

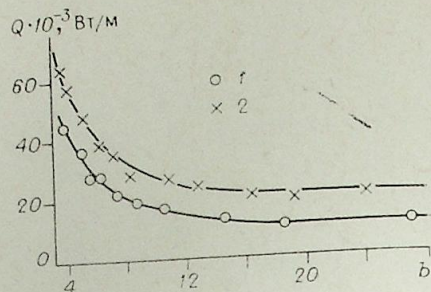


Рис. 6. Зависимость теплового потока в пористую втулку от параметра вдува. $\bar{a} = 20$; $\bar{Z}_s = 2,5$; $\bar{Z}_n = 15,5$; 1 — $I = 100 \text{ A}$; $T_0 = 4100 \text{ K}$, $Re_d = 4,6 \cdot 10^3$; 2 — $I = 150 \text{ A}$, $T_0 = 5000 \text{ K}$, $Re_d = 3,9 \cdot 10^3$.

теля при однородном вдуве (кривая 1) и при вдуве гелия в воздух (кривая 2). Там же для сравнения показана зависимость T_2 от g_n при вдуве однородного газа, когда пористая секция помещалась на начальном участке электродуговой камеры на рас-

стоянии 8 калибров от катода при том же значении тока дуги (кривая 2). Как видно на рисунке, при небольших вдувах температура стенки пористой вставки в первом случае значительно выше. С увеличением расхода охлаждающего газа имеется тенденция к сближению кривых 1 и 2, так как конвективная составляющая теплового потока в стенку при этом снижается, а лучистые потоки близки.

Введем относительное изменение числа Стептона $\Psi = St/St_0$, где St и St_0 — числа Стептона на проникаемой и непроницаемой поверхности соответственно. Сравнение безразмерных коэффициентов теплообмена должно проводиться только при одинаковых значениях числа Рейнольдса. Однако выбор характерного значения этой величины представляет известные затруднения, связанные с выбором как размера так и значений физических свойств газа, входящих в число Рейнольдса. В рамках теории, изложенной в работе [6], показано, что в качестве характерного числа Рейнольдса при определении стандартной величины St_0 следует выбрать величину $Re^{**} = \rho_0 V_0 \delta^{**} / \mu_{ст}$, где δ^{**} — толщина потери энергии, $\mu_{ст}$ — значение вязкости при температуре стенки. При таком определении St_0 возможен отдельный учет влияния различных возмущающих факторов на изменение относительного закона теплообмена (неизотермичность, сжимаемость, поперечный поток вещества и др.) [6].

Однако обработка опытных данных при стабилизированном течении газа в трубе по Re^{**} является несколько условной [7]. Обычно при обработке опытных данных в рассматриваемом режиме течения пользуются средними параметрами, а характерное число Рейнольдса определяют по формуле

$$Re_d = \rho V d / \mu_{ср}, \quad (7)$$

здесь d — диаметр канала, $\mu_{ср}$ — значение вязкости при средней температуре потока. В работе [12] показано, что при обработке опытных данных по средним параметрам, влияние неизотермичности на теплообмен не наблюдается. Этот вывод применительно к электродуговым нагревателям газа подтвержден в работах [13, 14], где значение вязкости в выражении (7) определялось при среднемассовой температуре потока, а

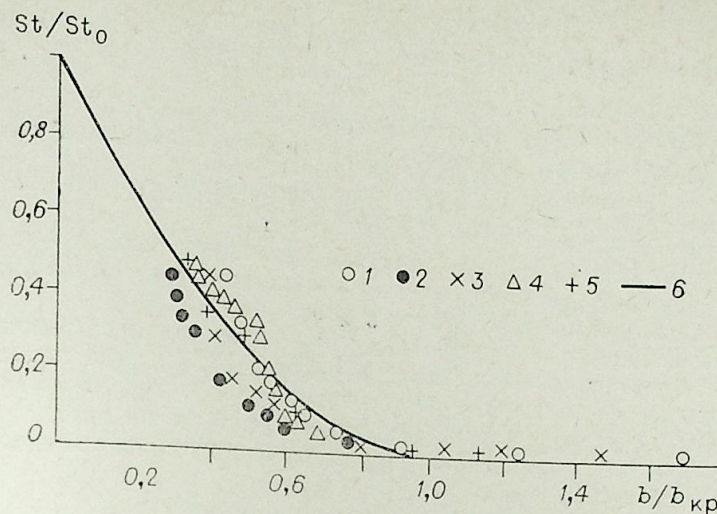


Рис. 7. Опытные данные по теплообмену в канале плазмотрона с проникаемой стенкой.

$\bar{a} = 20$; $\bar{Z}_s = 2,5$; $\bar{Z}_n = 15,5$, $I = (100 \div 150) \text{ A}$. 1 — $T_0 = 4100 \text{ K}$, $Re_d = 4,6 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,08 \div 0,29$; 2 — $T_0 = 3300 \text{ K}$, $Re_d = 10,6 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,11 \div 0,35$; 3 — $T_0 = 5000 \text{ K}$, $Re_d = 3,9 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,08 \div 0,26$; 4 — $T_0 = 3950 \text{ K}$; $Re_d = 9,4 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,09 \div 0,34$; 5 — $T_0 = 5000 \text{ K}$, $Re_d = 3,9 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,51 \div 1,37$ (гелий в воздухе); 6 — расчет по формуле (9).

ρV — удельный среднемассовый расход газа в канале. С учетом сказанного, величина St_0 в настоящей работе рассчитывалась следующим образом:

$$St_0 = 0,023 Re_d^{-0,2} \cdot Pr^{-0,6}. \quad (8)$$

Физические свойства потока, входящие в выражения для чисел Re_d и Pr , определялись при среднемассовой температуре газа в канале плазмотрона.

На рис. 6 показана зависимость теплового потока в пористую втулку от параметра вдува $b = \bar{g}_n / (\rho V)_0 \cdot St_0$. Как видно из рисунка, при больших вдувах тепловой поток в проникаемую стенку остается примерно постоянным, начиная с некоторого значения параметра вдува, и определяется излучением дуги (сверхкритический вдув). При уменьшении b тепловой поток в проникаемую стенку начинает возрастать так как появляется конвективная составляющая теплового потока. Минимальный расход охлаждающего ограничен термостойкостью материала пористой втулки.

Так как конвективный тепловой поток в проникаемую стенку при сверхкритических вдувах равен нулю, этим обстоятельством можно воспользоваться для определения величины излучения дуги в турбулентном потоке газа. Полученные таким образом значения лучистых тепловых потерь для дуги в развитом турбулентном потоке газа примерно в 1,5 раза ниже лучистых тепловых потерь на начальном участке (см. рис. 4). По-видимому лучистый тепловой поток от турбулентной дуги снижается по сравнению с потоком от дуги на начальном участке электродуговой камеры. Причем это снижение нельзя объяснить лишь уменьшением давления вдоль канала.

На рис. 7 приведено сравнение опытных данных с расчетом по формуле из работы [6]

$$\Psi = [1 - b/b_{кр}(\varphi)]^2, \quad (9)$$

где $b_{кр}(\varphi)$ — критический параметр вдува, являющийся функцией неизотермичности. Согласно [6] при $\varphi < 1$

$$b_{кр}(\varphi) = (1 - \varphi)^{-1} \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \varphi}}{1 - \sqrt{1 - \varphi}} \right]^2, \quad (10)$$

здесь $\varphi = T_1/T_0$ — температурный фактор.
Экспериментальное значение числа Стентона находили следующим образом:

$$St = (Q - Q_n) / [\pi d (\rho V)_0 (h_0 - h_1)]. \quad (11)$$

В выражении (11) h_0 — среднemasовая энтальпия газа, h_1 — энтальпия газа при температуре внутренней поверхности пористой втулки, Q_n — лучистый тепловой поток от дуги к стенке.

Опытные данные по теплообмену при вдуве гелия в воздух обрабатывались по методике, изложенной в работах [7, 15], где показано, что все предельные формулы, полученные для вдува однородного газа в неизотермических условиях, можно распространить и на вдув инородного газа, если вместо температурного фактора φ подставить величину $\varphi_1 = \rho_0/\rho_{ст}$. Согласно [15]

$$\varphi_1 = \rho_0/\rho_{ст} = \varphi \left[1 + \frac{\bar{R} - 1}{K + 1} \right], \quad (12)$$

где $\bar{R} = R_1/R_0$; $K = (c_{p1}/c_{p0})(T_1 - T'_\infty)/(T_0 - T_1)$;

R_1 и R_0 , c_{p1} и c_{p0} — газовые постоянные и теплоемкости вдуваемого и основного газов соответственно. Приведенные выше выражения получены для случая чисто конвективного теплообмена. Параметр K при сверхкритическом вдуве обращается в нуль. В данном же случае имеет место сложный радиационно-конвективный теплообмен, поэтому величину начальной температуры вдуваемого газа T'_∞ в выражении для K необходимо брать с учетом нагрева охладителя за счет лучистого теплового потока от дуги к стенке Q_n : $T'_\infty = T_\infty + Q_n/(\tilde{g}_n c_p)$. Величина критического параметра вдува при $\varphi_1 < 1$ определялась по формуле (10), при $\varphi_1 > 1$ по формуле работы [6]:

$$b_{кр} = (\varphi_1 - 1)^{-1} [\arccos(2 - \varphi_1)/\varphi_1]^2. \quad (13)$$

В проведенных экспериментах величина φ_1 изменялась в пределах $0,51 \div 1,37$.

Как видно из рис. 7, опытные данные удовлетворительно согласуются с результатом расчета по формуле (9), хотя следует отметить большой разброс экспериментальных точек.

Проведенные исследования показали, что формула (9) может быть использована для оценок турбулентного теплообмена при стабилизированном течении газа в канале плазматрона с пористой стенкой при вдуве как однородного, так и инородного газов, если St_0 определять по формуле (8).

Институт теплофизики
СО АН СССР, Новосибирск

Поступила в редакцию
25/IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
2. Жуков М. Ф., Лукашов В. П., Поздняков Б. А., Фридрихсберг А. Э. Тепловые и электрические характеристики плазматрона с секционированной межэлектродной вставкой. — Изв. СО АН СССР, 1974, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
3. Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне И. И., Сазонов М. И. Влияние газовой завесы на теплообмен между турбулентной дугой и стенкой разрядной камеры. — Изв. СО АН СССР, 1975, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
4. Леонтьев А. И., Волчков Э. П. Проблемы пленочного охлаждения в плазматронах. — В кн.: Экспериментальное исследование плазматронов. Новосибирск, Наука, 1977.

5. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В. Исследование плазматронов с подачей рабочего тела через пористую межэлектродную вставку. — В кн.: Экспериментальное исследование плазматронов. Новосибирск, Наука, 1977.
6. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., Энергия, 1972.
7. Кутателадзе С. С., Мионов Б. П., Накоряков В. Е., Хабахпашев Е. М. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. Новосибирск, Наука, 1975.
8. Мионов Б. П. Пористое охлаждение электродуговых нагревателей. — В кн.: Экспериментальное исследование плазматронов. Новосибирск, Наука, 1977.
9. Фогельсон И. Б. Транзисторные термодатчики. М., Советское радио, 1972.
10. Heberlein J., Pfender E., Eckert E. R. G. Study of a transpiration cooled constricted arc. — ARL 70-007, 1970, 141 p.
11. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В., Старшинов В. И., Уколов В. В. Исследование эффективности пористого охлаждения стабилизирующего канала плазматрона. — Изв. СО АН СССР, 1977, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
12. Кутателадзе С. С., Мионов Б. П. Относительное влияние температурного фактора на турбулентный пограничный слой при конечных числах Рейнольдса. — ПМТФ, 1970, № 3.
13. Амбразевичус А. Б. Исследование теплообмена в секционированном канале плазматрона. — В кн.: Экспериментальное исследование плазматронов. Новосибирск, Наука, 1977.
14. Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне И. И., Сазонов М. И. Турбулентный теплообмен в выходном электроде плазматрона с межэлектродной вставкой. — Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
15. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И., Мионов Б. П. К расчету турбулентного теплообмена на полупроницаемой поверхности при вдуве инородного газа. — ПМТФ, 1966, № 5.

М. Ф. ЖУКОВ, А. С. АНЬШАКОВ, Г. Н. Б. ДАНДАРОН

ЭРОЗИЯ ТЕРМОКАТОДОВ ПЛАЗМЕННЫХ УСТРОЙСТВ

Сегодня современное состояние многих отраслей промышленности трудно представить без применения низкотемпературной плазмы. Так, например, термическая плазма, генерируемая с помощью электрической дуги, находит или уже нашла применение в металлургии, химической промышленности, в пучных исследованиях и т. д. Подобная ситуация и предопределила широкие исследования электрической дуги в различных условиях ее существования. Среди многих проблем, связанных с электрической дугой и интенсивно исследуемых в настоящее время, в том числе с точки зрения практических приложений, наиболее актуальной является эрозия электродов, определяющая ресурс непрерывной работы плазменного устройства и продолжительность технологического цикла в целом.

С научной точки зрения рассматриваемая проблема непосредственно связана с приэлектродными процессами и является исключительно сложной задачей. Сложность ее объясняется разноплановостью протекающих явлений вблизи, на поверхности и внутри твердого тела, т. е. задача о приэлектродных процессах охватывает широкий круг проблемных вопросов из разных областей физики. Кроме того, в ряде случаев невозможно применение стандартных экспериментальных методов исследования. Поэтому исследователи ограничиваются решением отдельных частных вопросов, например, проблемы жизнестойкости электродов плазменных устройств. Совершенно очевидно, что данный вопрос требует фундаментальных знаний о физике твердого тела, процессах взаимодействия отдельных частиц (заряженных и незаряженных) с поверхностью, кинетике элементарных процессов в плазме и т. д. Между тем отдельные из перечисленных физических процессов до конца не изучены. Подобная ситуация заставляет ограничить круг исследуемых вопросов и использовать модельный подход.

Рассматриваемая при изучении эрозии электродов модель заключается в том, что приэлектродный участок дуги представляется как пещерный стационарный или нестационарный источник тепла, воздействующий на локализованный участок твердого тела. При таком подходе задача о жизнестойкости электродов фактически переходит в теплофизическую задачу. Другими словами, под действием мощного источника тепла происходят процессы взрывообразного разрушения, интенсивного кипения, плавления и испарения, которые собственно и определяют ресурс работы электродов.

С точки зрения излагаемой здесь модели уменьшение тепловой нагрузки на катод может как бы ослабить тепловое состояние электрода, т. е. позволит снизить температуру рабочей поверхности катода. Поэтому многие исследователи стремились расширить зону контакта дуги с электродом и тем самым уменьшить плотность теплового потока на катод. На сплошных катодах (рис. 1), наиболее часто используемых на практике, расширить зону контакта удавалось за счет увеличения

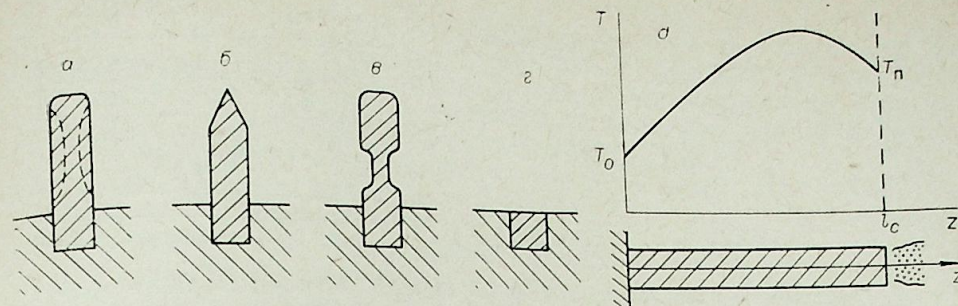


Рис. 1. Схемы катодов (а, б, в, з) и качественное распределение температуры по длине катода (d).

термического сопротивления электрода, т. е. за счет увеличения длины выступающей части катода (рис. 1, а, б) либо за счет термической развязки (рис. 1, в). Расширение зоны привязки дуги к электроду связано с увеличением поверхности, находящейся под действием высокой температуры, и, соответственно с увеличением эмитирующей площади. Однако, следует учесть, что одновременно растет поверхность, с которой происходит интенсивное испарение материала, иными словами увеличивается эрозия катода. При этом основной унос вещества приходится на боковую поверхность. Во время длительных экспериментов конечное состояние катода напоминает «гантельку» (см. рис. 1, а, штриховые линии). Это следствие совместного действия нескольких процессов: джоулево тепловыделения, процессов охлаждения и циркуляции атомов металла в прикатодной зоне. Джоулево тепло увеличивает общую температуру стержня, а эмиссионное охлаждение рабочей поверхности, лучистый и конвективный перенос энергии с участка, не занятого дугой, создают условия немонотонного распределения температуры по длине (рис. 1, g) [1].

Малый расход материала с торцевой поверхности электрода можно объяснить явлениями вблизи катода. Так, в прикатодной области дуги, как известно, происходит интенсивная ионизация атомов, за счет чего и достигаются высокие значения доли ионного тока — от 0,15 до 0,3. Нетрудно далее видеть, что в силу своей малой энергии и больших сечений ионизации испарившиеся атомы вольфрама ионизируются в первую очередь и в виде ионов вновь возвращаются на поверхность катода. Таким образом, прикатодная область запирает часть паров металла в зоне, примыкающей к поверхности катода. Эти соображения подтверждаются спектральными исследованиями, которые показывают, что в ряде случаев уже на расстоянии менее одного миллиметра от поверхности катода не обнаруживаются линии вольфрама [2].

Естественным путем снижения эрозии катода в создавшейся ситуации является уменьшение поверхности, с которой происходит испарение вольфрама. Действительно, как показывают эксперименты (рис. 2), уменьшение длины выступающей части электрода приводит к снижению эрозии катода и минимальная величина ее достигается при $l_c = 0$ (см. рис. 1, z). Следует отметить, что температура рабочей части поверхности катода при этом растет и казалось бы должна расти скоростью испарения, являющаяся экспоненциально увеличивающейся функцией температуры. Между тем, удельная эрозия катода, полученная в экспериментах длительностью $t \approx 100 \div 200$ ч, оказывается значительно ниже рассчитанных по скорости испарения (рис. 3) [3]. По всей видимости, данный результат можно объяснить только «циркуляционной» моделью. Еще одним подтверждением этой модели можно считать слабую зависимость удельной эрозии вольфрамового катода от рода газа (естественно, здесь не имеются в виду агрессивные среды) и силы тока

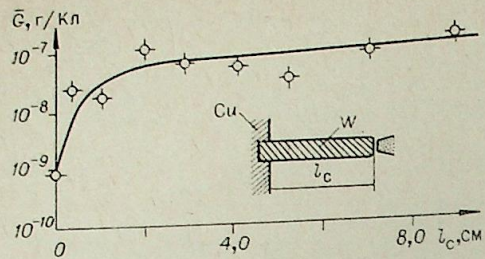


Рис. 2. Зависимость удельной эрозии вольфрамового катода от длины стержня. Газ — аргон, $d_c = 0,5$ см, $I = 680$ А.

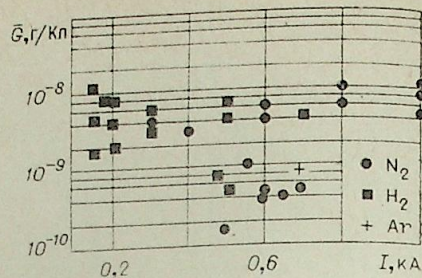


Рис. 3. Зависимость удельной эрозии вольфрамового катода от тока дуги при $l_c = 0$.

(см. рис. 3). Значительный разброс экспериментальных данных объясняется различием в условиях проведения экспериментов. Так, в одних опытах содержание кислорода в газе было выше, в других — ниже, в отдельных случаях наблюдались пульсации тока дуги и т. п.

Несмотря на все свои положительные качества, сплошные катоды имеют «потолок» по току. Например, известно, что стержневые катоды типа «а» (см. рис. 1) при токах, близких к 10^4 А, из-за больших тепловых потоков быстро разрушаются. Увеличение диаметра катода при больших токах ухудшает радиальный отвод тепла, поэтому центральная часть катода находится при значительно больших температурах по сравнению с боковой поверхностью и по отдельным сообщениям расплавленный внутри металл иногда прорывается наружу, приводя к быстрому разрушению электрода. Что касается катодов типа «г» (см. рис. 1), то интенсивное их охлаждение не позволяет сильно расширять зону привязки дуги; с ростом тока плотность теплового потока q возрастает и при больших токах величина q может превысить критическое значение, когда материал должен кипеть. По данным экспериментов, вольфрамовые катоды типа «г» удовлетворительно работают до токов $I \leq 2 \cdot 10^3$ А.

Между тем, для эффективной реализации ряда технологических процессов требуются большие токи в единичном плазменном устройстве. В настоящее время ведутся интенсивные поиски и исследования новых путей увеличения жизнестойкости катода. Стоит отметить полые, многополостные (многостержневые) и пористые катоды (рис. 4). Основной особенностью полых и многополостных катодов является то, что плазма, несмотря на прокачку газа, проникает вглубь полости и ее рабочая поверхность располагается на некотором расстоянии от торца. Разрушение указанных электродов происходит в испарительном режиме. «Циркуляционная» модель, из-за наличия потока высокоскоростного газа, очевидно, не работает; разрушение катодов имеет характерный бочкообразный вид. Удельная эрозия практически всех полых и многополостных катодов при давлении порядка 10^3 Па находится на уровне

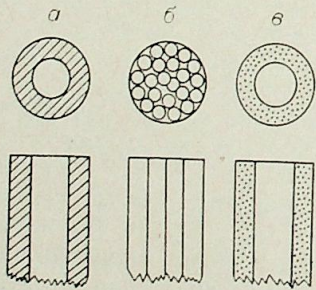


Рис. 4.

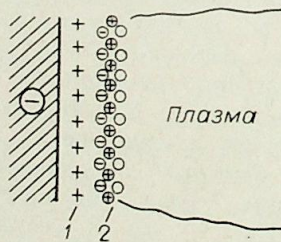


Рис. 5.

$G \approx 10^{-10}$ кг/Кл. Механизм функционирования этих катодов интенсивно изучается, но пока существенно увеличить их ресурс не удастся. При атмосферном давлении рассматриваемые катоды практически работать не могут, так как разряд на поверхности катодов сильно контрагируется и эрозия катода еще больше увеличивается.

Представляет интерес получение распределенной по большой поверхности привязка дуги к электроду. Так как чисто теплофизический и конфигурации катода (т. е. изменение геометрических размеров) в какой-то мере исчерпал себя, попытаемся по-бывая и тепловую задачу.

Рассмотрим прикатодную область дуги, которая имеет слоистую структуру (рис. 5). В непосредственной близости от поверхности катода находится слой объемного заряда 1, где происходит ускорение заряженных частиц, далее следует ионизационный слой 2, где ускоренные электроны производят ионизацию атомов среды для восполнения нехватки заряженных частиц, и этот слой переходит в столб дуги. Таким образом, все процессы в прикатодной области направлены на генерацию заряженных частиц, для обеспечения непрерывности тока в цепи разряда. Если каким-либо способом помочь процессу генерации за счет стороннего источника энергии, по всей видимости, роль прикатодного падения потенциала можно свести к перемещению заряженных частиц. Тогда величина прикатодного падения потенциала установится на таком уровне, при котором обеспечивается баланс энергии на катоде и запирающие обратных электронов из плазмы. Наряду с этим уменьшится поток энергии, переносимый ионами на катод, соответственно снизится тепловая нагрузка, и электрод будет работать при значительно меньших температурах.

Оценим возможность подобной ситуации. Для этого необходимо решить следующую систему уравнений баланса тока и энергии на катоде (обозначения общепринятые): $j = j_i + j_e^{обп} - j_e^{обп}$, $q = q_i + q_e^{обп} + q_k + q_{пл} - q_e^{обп} - q_{изл}$. Здесь j_i — плотность тока ионов из плазмы, определяемая формулой $j_i = \frac{1}{4} en_i V_i$.

Соответственно для плотности тока за счет обратных электронов $j_e^{обп} = \frac{1}{4} en_e V_e \exp(-eU_k/kT)$.

Для расчета эмиссионного тока воспользуемся формулой Ричардсона — Дешмена $j_e^{эм} = AT_{ст}^2 \exp(-e\phi/kT_{ст})$.

Концентрации электронов и ионов находятся из уравнения Саха: $n_e n_i / n_0 = (2g/g_0)(2kT_{ст}/\pi m_e/h^2)^{3/2} \exp(-U_i/kT)$, так как предполагается, что в прикатодную зону поступают только термализованные частицы. Энергоперенос на поверхности катода в зоне привязки дуги осуществляется за счет потоков ионов, обратных электронов и также электронов, эмитируемых поверхностью. Соответствующие уравнения имеют вид

$$q_i = j_i (U_k + U_i - \phi),$$

$$q_e^{обп} = j_e^{обп} (U_k + 2kT/e),$$

$$q_e^{эм} = j_e^{эм} \cdot \phi.$$

Кроме рассмотренных процессов, вклад в перенос тепла на катод вносят конвекция и излучение плазмы, а также излучение с внешней поверхности катода. Эти процессы описываются известными соотношениями $q_k = 0,023 Re^{-0.2} Pr^{-0.6} \rho v (h - h_{ст})$, $q_{пл} = \epsilon_{ст} \sigma (T^4 - T_{ст}^4)$, $q_{изл} = \epsilon_{ст} \sigma (T_{ст}^4 - T_0^4)$.

Очевидно, что для существования разряда необходимо выполнение следующих условий: $j > 0$, $q > 0$. Последние позволяют по расчетным графикам определить режимы, при которых может существовать разряд данного типа, что наглядно иллюстрируется результатами расчета, представленными на рис. 6 и 7 (заштрихованные области).

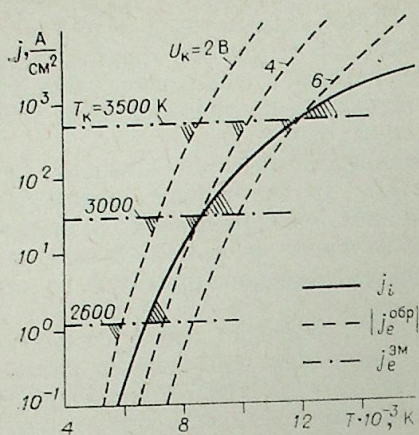


Рис. 6. Расчетная зависимость плотности тока от температуры плазмы.

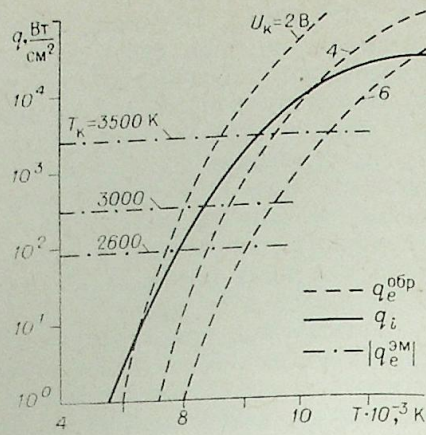


Рис. 7. Расчетная зависимость плотности тепловых потоков от температуры плазмы.

Как показывает расчет, нагрев прикатодной области дуги, т. е. подачи плазмы в прикатодную зону при температуре $(6 \div 8) \times 10^3 \text{ K}$, уже достаточен для реализации рассмотренного механизма работы катода.

Для экспериментальной проверки предложенной гипотезы проведен эксперимент с подачей плазмы в прикатодную область разряда. Наиболее просто поток плазмы в приэлектродную зону можно организовать в линейном плазмотроне одноканальной схемы. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 8 [4]. Плазмотрон состоит из торцевого охлаждаемого вольфрамового анода 1 и цилиндрического вольфрамового катода 2.

Рабочий газ (аргон) подавался в дуговую камеру через завихрительное кольцо с расходом G_1 и затем, нагреваясь при взаимодействии с дугой, поступал в прикатодный участок дуги. Для предохранения внешней поверхности катода от окисляющего действия воздуха катод помещен в цилиндрический водоохлаждаемый экран (3); в полость между ними поступал защитный газ с расходом G_2 . Данная установка позволила варьировать температуру потока плазмы в широких пределах путем изменения мощности, вкладываемой в дугу. Поскольку эмиссионный режим работы катода характеризуется его температурой, производилось измерение температуры внешней поверхности вольфрамовой трубки пирометром ОППИР-017.

Чтобы делать какие-либо выводы о поведении прикатодного участка дуги при изменении температуры плазмы, необходимо знать среднемассовую энтальпию газа в зависимости от тока. С этой целью были исследованы энергетические характеристики плазмотрона. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) при малых токах имеет восходящий вид и при достижении некоторого критического тока скачком переходит на

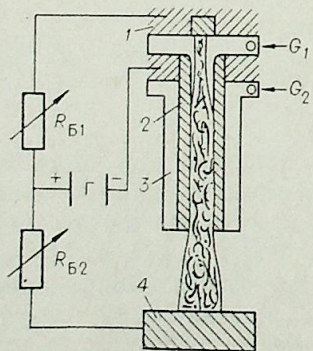


Рис. 8.

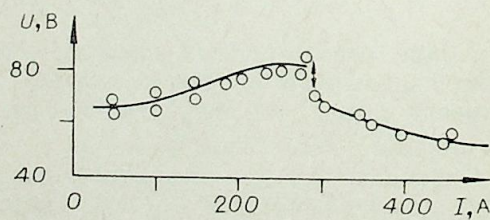


Рис. 9.

падающий участок. При горении дуги в режиме, соответствующем возрастающему участку $U-I$ -характеристики, на торце катода наблюдается контрагированное неподвижное пятно, испускающее яркую катодную струю параллельно столбу дуги. В этом режиме дуга имеет фиксированную длину, значит, и возрастающую ВАХ. На рис. 9 представлен ВАХ дуги при $d = 0,5 \text{ см}$, $l_c = 10 \text{ см}$, $G_1 = 1 \text{ г/с}$, $G_2 = 0,5 \text{ г/с}$. Когда с увеличением тока привязка дуги перемещается в полость трубчатого электрода, $U-I$ -характеристика, естественно, становится падающей. На основе полученных энергетических характеристик найдены значения среднемассовой температуры потока плазмы. Результаты экспериментов (температура катода и плазмы в зависимости от тока дуги) представлены на рис. 10. На рис. 9, 10 виден характерный излом кривых, определяющий скачкообразный переход дуги в диффузный режим, что подтверждается визуальным наблюдением с торца выходного электрода. Сравнения с расчетом, проведенным выше при конкретных измеренных значениях теплового потока и силы тока, дают вполне удовлетворительное совпадение результатов, что подтверждает исходную гипотезу.

Основное преимущество данной схемы плазменного устройства то, что за счет управления энергетическими характеристиками вспомогательного плазмотрона на выходной электрод (катод) можно нагружать дугу с большой силой тока между катодом (2) и анодом (4) (см. рис. 8). Во всех экспериментах ток основной дуги составлял около 3 кА.

Таким образом, исследования показали, что за счет воздействия на приэлектродные процессы потоком плазмы возможно значительно увеличить ток дугового разряда и ресурс непрерывной работы плазменных устройств. Универсальность предложенного принципа позволяет использовать его в плазменных аппаратах различного назначения.

Институт теплофизики
СО АН СССР, Новосибирск

Поступила в редакцию
9/VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б., Замбалаев Ж. Ж. Тепловое состояние термокатода.— В кн.: Тезисы VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, ч. 2. Новосибирск, 1980.
2. Пустогаров А. В. Экспериментальные исследования туполавких катодов.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск, «Наука», 1977.
3. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б. Эрозия электродов.— В кн.: Приэлектродные процессы и эрозия электродов плазмотронов. Новосибирск, 1977.
4. Дандарон Г.-Н. Б., Заятуев Х. Ц. Исследование цилиндрического термокатода.— В кн.: Физическая гидродинамика и теплообмен. Новосибирск, 1978.

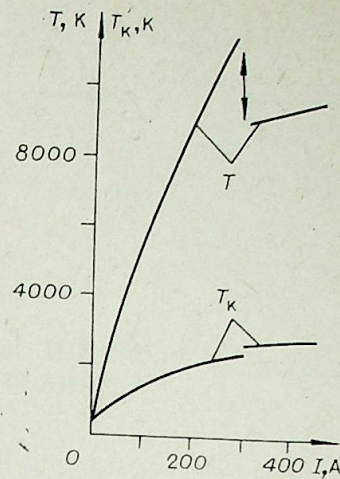


Рис. 10.

В. С. ПЕРЕГУДОВ

ВЛИЯНИЕ МЕЖСЕКЦИОННЫХ ПОЛОСТЕЙ
НА ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДУГИ

На газодинамические параметры потока холодного газа в канале, имеющем газовые полости, существенное влияние могут оказывать звуковые колебания, возбуждаемые потоком газа в полостях [1]. В секционированном канале плазматрона подобное явление также может иметь место. В этом случае и сама электрическая дуга является источником возбуждения колебаний. В условиях резонанса, когда частота колебаний параметров дуги совпадает с собственной частотой полости, динамические параметры дуги могут существенно изменяться.

В данной работе решается задача о малых возмущениях длинной дуги постоянного тока в цилиндрическом канале, имеющем узкую кольцевую щель. Предполагая плазму термической и пренебрегая силой и работой сил трения электрическую дугу в цилиндрическом канале без расхода газа можно описать следующей системой уравнений в безразмерном виде (см. например, [2]):

$$\begin{aligned} \kappa/(\kappa - 1) \times \rho dT/dt - dP/dt &= A_1 \operatorname{div} \lambda \cdot \operatorname{grad} T + \vec{J} \cdot \vec{E}, \\ \rho d\vec{V}/dt &= -\operatorname{grad} P + A_2 \vec{J} \times \vec{H}, \\ \partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \rho \vec{V} &= 0, \\ P &= \rho R_g T, \\ \vec{J} &= \sigma (\vec{E} + A_2 \vec{V} \times \vec{H}), \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{J} + A_3 \partial \vec{E} / \partial t, \\ \operatorname{div} \vec{E} &= \rho_e, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -A_2 \partial \vec{H} / \partial t, \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

В качестве масштаба плотности ρ , температуры T , теплоемкости при постоянном давлении c_p , теплопроводности λ и электропроводности σ выбраны значения этих параметров на оси: $\rho_m, T_m, c_{pm}, \lambda_m, \sigma_m$ (индексом m обозначены параметры плазмы на оси). За масштаб длины R_m принят радиус канала. Масштабами давления P , скорости газа V , времени t , плотности тока J , напряженности электрического поля E , напряженности собственного магнитного поля H и плотности заряда ρ_e являются $P_m = \rho_m R_{gm} T_m, V_m = (P_m / \rho_m)^{1/2}, t_m = R_m / V_m, J_m = \sigma_m E_m, E_m = (P_m (t_m \sigma_m))^{1/2}, H_m = J_m R_m, \rho_{em} = \epsilon_e E_m / R_m, R_{gm}$ — масштаб газовой постоянной. Безразмерные параметры A_1, A_2, A_3, κ имеют следующий вид: $A_1 = \lambda_m T_m / (R_m^2 P_m), A_2 = \mu_e H_m V_m / E_m, A_3 = \epsilon_e E_m / (t_m J_m), \kappa = c_p / c_v, \epsilon_e$ — диэлектрическая и μ_e — магнитная проницаемость.

Задавая порядки величин, принятых исходными масштабам, оценим производные масштабы — $T_m \sim 10^4, \rho_m \sim 10^{-2}, R_m \sim 10^{-2}, c_{pm} \sim 10^3, \lambda_m \sim 1, \sigma_m \sim 10^3, \mu_e \sim 10^{-6}, \epsilon_e \sim 10^{-12}$. (тогда $P_m \sim 10^5, V_m \sim 10^3, t_m \sim 10^{-5}, E_m \sim 10^3, J_m \sim 10^6, H_m \sim 10^4, \rho_{em} \sim 10^{-7}$.) и безразмерные параметры — $A_1 \sim 10^{-2}, A_2 \sim 10^{-3}, A_3 \sim 10^{-10}$.

Примем, что границей электродуговой камеры служит неэлектропроводная цилиндрическая стенка с узкой кольцевой щелью, ширина которой $2L$ и радиус R_n (рис. 1). В связи с малой шириной щели можно предположить, что параметры дуги в стационарном состоянии не изменяются вдоль оси канала и что радиальная составляющая скорости газа внутри щели постоянна по всей ширине щели (т. е. является функцией только радиуса).

Параметры дуги в стационарном состоянии определяются из следующих ниже уравнений, полученных из систем (1) при $\partial/\partial t = 0$:

$$\begin{aligned} A_1 r^{-1} (r \lambda T_0)' &= -\sigma E_{z0}^2, \quad P_0' + A_2 J_{z0} H_{\varphi 0} = 0, \quad P_0 = \rho_0 R_g T_0, \\ J_{z0} &= \sigma E_{z0}, \quad r^{-1} (r H_{\varphi 0})' = \sigma E_{z0}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь штрих означает дифференцирование по r ; r, φ, z — цилиндрические координаты, а индексы φ и z обозначают проекции векторов на соответствующие оси. В качестве граничных условий запишем следующие: при $r = 0$ $T_0' = 0, T_0 = 1, P_0 = 1, H_0 = 0$; при $r = 1$ $T_0 = T_w$. Граничные условия для температуры позволяют определить из первого уравнения системы постоянную E_{z0} . Приняв $\lambda = R_g = 1$ и $E_1 = E_0 A_1$ после разложения в ряд по параметру A_2 , система (2) преобразуется к виду

$$r^{-1} (r T_0')' = -\sigma E_1^2, \quad \rho_0 T_0 = 1, \quad r^{-1} (r H_0)' = \sigma E_0 \quad (3)$$

(индексы z и φ опущены). Граничные условия не изменяются, кроме условия для P_0 , которое следует опустить.

Распишем систему уравнений (1) в проекциях на оси координат и зададим малые возмущения, симметричные относительно оси z , т. е. каждая функция будет иметь вид $F = F_0 + f(r, z, t)$, где F_0 — значение ее в стационарном состоянии и $f(r, z, t)$ — малое отклонение от стационарного состояния. Линеаризуем систему относительно возмущений. Затем, проведя разложение функций в ряды по малым параметрам A_1, A_2, A_3 с последующей подстановкой их в уравнения, получим систему уравнений для возмущений. Будем искать решение этой системы в виде гармонических колебаний $f(r, z, t) = f(r, z) \cdot e^{i\omega t}$. Здесь ω — круговая частота и $f(r, z)$ — амплитуда (комплексная) возмущений. Исключим из уравнений осевую составляющую скорости, тогда после некоторых преобразований система уравнений для амплитуд возмущений примет вид

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{2\sigma E_0 e - \rho_0 \kappa / (\kappa - 1) \partial T_0 / \partial r \cdot v + i\omega p}{i\omega \rho_0 \kappa / (\kappa - 1) - E_0^2 d\sigma/dT_0}, \\ \partial p / \partial r &= -j\omega \rho_0 v, \\ \partial v / \partial r &= i\omega (\theta / T_0 - p) - (\rho_0^{-1} \partial \rho_0 / \partial r + r^{-1}) v + (i\omega \rho_0)^{-1} \partial^2 p / \partial z^2, \\ r^{-1} \partial (r h) / \partial r &= \sigma e + E d\sigma/dT_0 \cdot \theta, \\ \partial e / \partial r &= -\sigma^{-1} \partial^2 h / \partial z^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введены обозначения возмущений: p — давления, θ — температуры, v — радиальной составляющей скорости, e — проекции вектора

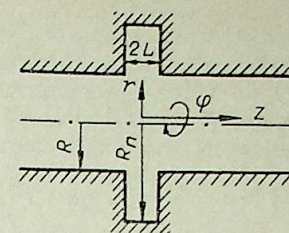


Рис. 1.

напряженности электрического поля на ось z , h — проекции вектора собственного магнитного поля на ось φ .

В качестве граничных условий возьмем условия ограниченности функций на оси канала, непроницаемости стенки и (согласно сделанному ранее допущению) постоянства скорости газа по ширине щели: при $r=0$ $v=h=0$, при $r=1$ $v=\begin{cases} c & \text{при } |z| < L \\ 0 & \text{при } |z| > L. \end{cases}$ Здесь c — некий параметр,

который будет определен ниже. Положим, что малой возмущающей величиной является ток дуги i . В силу линейности задачи можно принять, не исключая общности $i=1$. Согласно закону Ома z -составляющая полного тока равна

$$I = I_0 + \tilde{i} = 2\pi \int_0^1 (E_0 + \tilde{e}) (\sigma + d\sigma/dT_0 \cdot \tilde{\theta}) r dr.$$

Отсюда амплитуда возмущения тока $i = 2\pi \int_0^1 (\sigma e + E_0 d\sigma/dT_0 \theta) r dr$. Из

четвертого уравнения системы (4) можно получить $rh = \int_0^r (\sigma e + E_0 d\sigma/dT_0 \theta) r dr$ и при $r=1$ имеем $i = 2\pi h$, или $h = 1/(2\pi)$ при $r=1$ — еще одно граничное условие.

Далее будем исходить из предположения, что вдали от щели по оси канала не сказывается влияние щели на параметры плазмы, т. е. $\partial/\partial z = 0$ и параметры плазмы совпадают с таковыми для гладкого канала. Учитывая линейность задачи, представим искомые функции в виде суммы двух функций $f = f_1 + f_2$, причем одна из них — f_1 будет представлять собой решение системы вдали от щели, т. е. решение для гладкого канала. Тогда функция f_2 будет отражать влияние щели. Соответственно система уравнений (4) распадается на две. Для функций f_1 вид системы будет отличаться от (4) лишь отсутствием членов с $\partial^2/\partial z^2$

$$\theta_1 = \frac{2\sigma E_0 e_1 - \rho_0 \kappa / (\kappa - 1) \cdot T_0' v_1 + i\omega p_1}{i\omega \rho_0 \kappa / (\kappa - 1) - E_0^2 d\sigma/dT_0},$$

$$\begin{aligned} p_1' &= -i\omega \rho_0 v_1, \\ v_1' &= i\omega (\theta_1/T_0 - p_1) - (\rho_0^{-1} \rho_0' + r^{-1}) v_1, \\ h_1' &= \sigma e_1 + E d\sigma/dT_0 \cdot \theta_1 - h_1/r, \\ e_1' &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Граничные условия следующие: при $r=0$ $v_1 = h_1 = 0$;

$$\text{при } r=1 \quad v_1 = 0, \quad h_1 = (2\pi)^{-1}. \quad (6)$$

Для f_2 вид системы будет подобен (4), а граничные условия запишутся так: при $r=0$ $v_2 = h_2 = 0$; при $r=1$ $h_2 = 0$ и $v_2 = \begin{cases} c & \text{при } |z| < L \\ 0 & \text{при } |z| > L. \end{cases}$

Применим интегральное преобразование Фурье по координате z к функциям f_2 : $f_3 = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikz} f_2 dz$. В результате получим систему уравнений для f_3 — Фурье-изображений искомых функций:

$$\begin{aligned} \theta_3 &= \frac{2\sigma E_0 e_3 - \rho_0 \kappa / (\kappa - 1) \cdot T_0' v_3 + i\omega p_3}{i\omega \rho_0 \kappa / (\kappa - 1) - E_0^2 d\sigma/dT_0}, \\ p_3' &= -i\omega \rho_0 v_3, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} v_3' &= i\omega (\theta_3/T_0 - p_3) - (\rho_0^{-1} \rho_0' + r^{-1}) v_3 + ik^2/(\omega \rho_0) \cdot p_3, \\ h_3' &= \sigma e_3 + E d\sigma/dT_0 \cdot \theta_3 - h_3/r, \\ e_3' &= k^2/\sigma \cdot h_3. \end{aligned}$$

Граничные условия для этой системы примут вид

$$\begin{aligned} \text{при } r=0 \quad v_3 = h_3 = 0; \\ \text{при } r=1 \quad h_3 = 0, \quad v_3 = c \cdot \sin(kL)/(\pi k). \end{aligned} \quad (8)$$

Параметр c , фигурирующий в граничных условиях, определяется из условия равенства амплитуд двух перпендикулярных оси z сил, действующих на газ у входа в щель со стороны плазмы и со стороны щели.

Амплитуда силы, действующей со стороны плазмы, равна $F_1 = 2 \int_0^L p_2 dz + 2p_1 L$, а со стороны полости $F_2 = 2p_n L$. Приравняв их, получим

$$\int_0^L p_2 dz + p_1 L = h_n L. \quad (9)$$

Состояние газа в полости может быть описано следующей системой уравнений (полученной из (1) в предположении отсутствия электромагнитных сил и теплопереноса)

$$\begin{aligned} \rho \kappa / (\kappa - 1) dT/dt - dP/dt &= 0, \\ \rho dV/dt &= -\text{grad } P, \\ \partial \rho / \partial t + \text{div } \rho V &= 0, \\ P &= \rho R_g T. \end{aligned} \quad (10)$$

Для малых гармонических возмущений эта система уравнений после несложных преобразований сводится к виду

$$\begin{aligned} p_n &= \rho_w \kappa / (\kappa - 1) \theta_n, \\ p_n' &= -i\omega \rho_w v_n, \\ v_n' &= i\omega (\theta_n/T_w - p_n) - v_n/r, \\ \rho_w T_w &= 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Штрих означает дифференцирование по r .

В качестве одного из граничных условий запишем, что при $r=R_n$ $v_n = 0$. Система (11) сводится к уравнению Бесселя $x^2 v_n'' + x v_n' + (x^2 - 1) \times \times v_n = 0$ с граничным условием $v_n = 0$ при $x = x_n = \omega R_n/a$. Здесь $x = \omega r/a$, $a = (\kappa T_w)^{1/2}$. Решая уравнение Бесселя, а затем используя систему (11), можно найти отношение амплитуд p_n и v_n , которое при $r=1$ ($x = \omega/a$) запишется

$$\frac{p_n}{v_n} = \frac{i\kappa [Y_0(x_1) - J_0(x_1) Y_1(x_n)/J_1(x_n)]}{a \cdot [Y_1(x_1) - J_1(x_1) Y_1(x_n)/J_1(x_n)]} = A, \quad (12)$$

где $x_1 = \omega/a$, $x_n = \omega R_n/a$; J_0 , J_1 и Y_0 , Y_1 — функции Бесселя и Вебера нулевого и первого порядка. Отсюда можно записать

$$p_n = A c. \quad (13)$$

В силу линейности системы (7) можно записать $p_3 = c \rho_3^0$ и после обратного преобразования Фурье имеем $p_2 = c \rho_2^0$. Тогда, учитывая (13),

из уравнения (9) можно найти c . $c = L p_1 \left(\int_0^L p_2^0 dz - LA \right)$.

Итак, получены две системы обыкновенных дифференциальных уравнений: система (5) с граничным условием (6) и система (7) с граничным

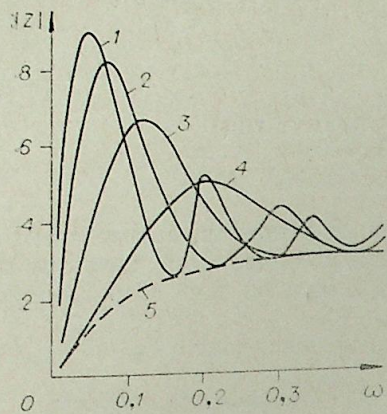


Рис. 2.

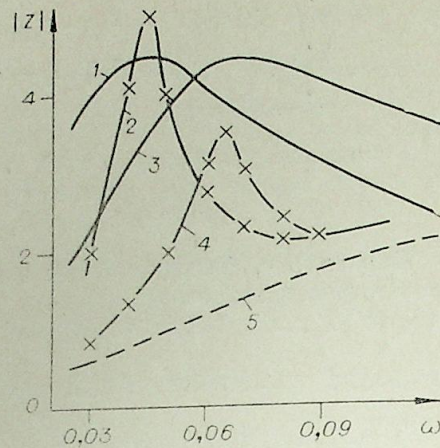


Рис. 3.

условием (8). Применяв обратное преобразование Фурье к решению системы (7) в виде $f_2 = \int_{-\infty}^{\infty} f_3 e^{ikz} dk$ и затем прибавив к полученным функциям f_2 соответствующие функции f_1 — решения системы (5), получим искомое решение исходной системы уравнений (4).

Для решения задачи численным методом примем: $\lambda = 1$, $\kappa = 1,67$ и

$$\sigma = \begin{cases} 1 & \text{при } r < r_d \\ 0 & \text{при } r > r_d. \end{cases}$$

Задание таким образом электропроводности приводит к необходимости вывода условий сшивки на поверхности разрыва. Эти условия запишем так: $p_+ = p_-$, $v_+ = v_-$, $e_+ = e_-$, $\theta_+ = \theta_-$, $h_- = h_+ + 20_+ / (E_1^2 r_d)$. Здесь индекс «+» относится к электропроводной зоне, индекс «-» — к неэлектропроводной.

На рис. 2 представлена зависимость от частоты модуля сопротивления дуги малым возмущениям $|Z|$ для различных радиусов полости $R_n : R_n = 7,4$ (кривая 1); 5,2 (2); 3,7 (3); 2,6 (4); гладкий канал (кривая 5). Расчет проведен для $r_d = 0,6$, что соответствует току $I_0 = 75$ А. Приведенные результаты соответствуют точке на оси канала в центре полости. У границы проводящей зоны в области резонансных частот величина $|Z|$ несколько возрастает. Из рисунка видно, что на определенной частоте наблюдается резонансный рост сопротивления дуги, причем с уменьшением радиуса полости основная резонансная частота возрастает. Кроме основной резонансной частоты существуют обертоны.

На рис. 3 проведено сравнение расчетных кривых 1 и 3 с соответствующими экспериментально полученными в работе [3] зависимостями (кривые 2 и 4). В этом случае $r_d = 0,45$ или ток $I_0 = 42$ А. Сравнение показывает хорошее совпадение резонансных частот. Столь же хорошего совпадения амплитуд в расчете резонансных процессов ожидать трудно, кроме того, в данной работе не учитывается вязкость. На рис. 4 показано изменение напряженности электрического поля при $r = 0$ в зависимости от координаты z (L — полуширина щели). Видно, что напряженность быстро спадает за щелью.

Причины роста напряженности в условиях резонанса можно выяснить по рис. 5. Кривая 1 отражает прирост напряженности электрического поля в области щели к напряженности в гладком канале, кривая 2 — изменение скорости и кривая 3 — изменение давления в зависимости от частоты. Известно, что изменение напряженности связано прямой

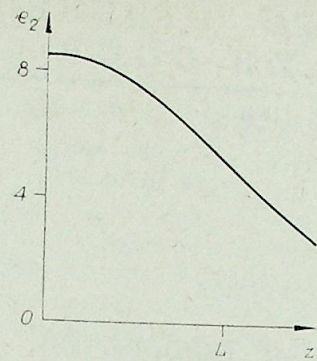


Рис. 4.

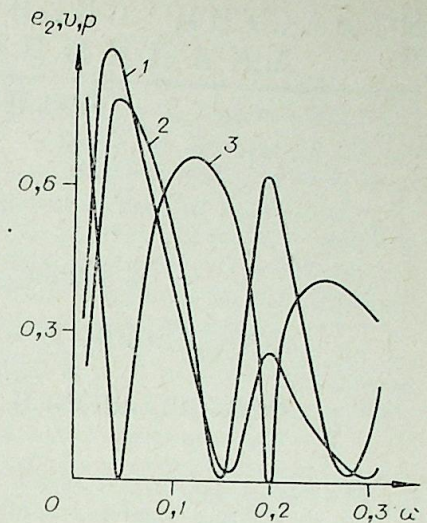


Рис. 5.

зависимостью с изменением и скорости и давления газа. Из графика видно, что максимуму напряженности соответствует максимум скорости и минимум давления. По-видимому, в данном случае можно сказать, что прирост напряженности обусловлен ростом скорости.

Расчеты показали, что при прочих неизменных условиях увеличение ширины щели приводит к смещению резонансной частоты в область более высоких частот. Это согласуется с экспериментальным результатом [3]. С ростом тока резонансная частота снижается. Давление практически не изменяется по радиусу канала.

Результаты работы позволяют сделать следующие выводы.

1. Наличие межсекционных полостей приводит к резонансному росту сопротивления дуги малым возмущениям.
2. Прирост напряженности наблюдается в небольшой области у полости, что может привести к неоднородности по напряженности (а следовательно, и по температуре) вдоль оси канала.
3. Максимальному приросту напряженности соответствует максимум скорости газа.
4. Частота, при которой наблюдается резонанс параметров плазмы, отличается от собственной частоты полости.
5. Получено хорошее соответствие между теоретическим расчетом и экспериментальными результатами.

В заключение автор выражает благодарность А. А. Бобневу за внимание к работе.

Институт теплофизики
СО АН СССР, Новосибирск

Поступила в редакцию
15/II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Рокуэлл, Наудашер. Автоколебания в потоках, обтекающих полости. Обзор.— Тр. амер. общества инженеров-механиков. Теоретические основы инженерных расчетов. 1978, т. 100, № 2.
2. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
3. Перегудов В. С. Экспериментальное измерение локальных сопротивлений дуги по отношению к малым возмущениям.— В кн.: VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, т. 1. Алма-Ата, 1977.

Н. Н. ПОНОМАРЕВ, Н. А. РУБЦОВ

РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН
В ПЛОСКОМ СЛОЕ
ПОГЛОЩАЮЩЕЙ И РАССЕИВАЮЩЕЙ ЗАВЕСЫ

В связи с развитием новой техники повышенный интерес проявляется к проблемам комбинированного теплообмена в пограничных слоях на проницаемых поверхностях. Особое внимание уделяется исследованию такого теплообмена в условиях интенсивного вдува газодисперсных систем, отесняющих внешние газодинамические потоки и защищающих систем, отесняющих элементы конструкций технических устройств [1]. Исследование излучения элементы конструкций технических устройств [1]. Исследование радиационно-конвективного теплообмена в зоне отеснения погранслоя с интенсивным вдувом газозвеси отличаются неопределенностью и большой сложностью. Поэтому практический интерес представляют упрощенные модели, позволяющие проводить некоторые качественные анализы теплового состояния и эффективности подобных тепловых защит. Развивая идеи работы [2], можно проанализировать тепловое состояние плоского слоя отеснения, образованного вдувом газозвеси через проницаемую пластину в высокотемпературной пограничной завесе, формируемой за счет перфорированного вдува в пограничный слой очень мелких частиц.

В рамках этой модели движение вдуваемой газозвеси рассматривается как равновесное течение однородного газа, обладающего плотностью и удельной теплоемкостью смеси. Скорость движения вдуваемой среды по толщине всего слоя отеснения предполагается постоянной [2]. Принимая во внимание одномерный характер переноса тепла, рассмотрим плоский слой серой поглощающей, излучающей и произвольно рассеивающей среды, образованный плоско-параллельными изотермическими поверхностями: поверхностью проницаемой пластины и границей высокотемпературного газа. Физические и оптические свойства среды слоя предполагаются постоянными, не зависящими от интенсивности вдува и температуры. Температурные уровни границ слоя задаются. Поставленная задача, будучи преобразованная к безразмерной форме, сводится к следующей системе нелинейных уравнений [2, 3]:

$$N_{b0} \frac{d\theta}{dh} = \frac{d}{dh} \left(N_{\lambda h} \frac{d\theta}{dh} \right) + (1 - \omega) (\theta^4 - \varphi_*), \quad (1)$$

$$\theta = \theta_1, \quad h = 0,$$

$$\theta = \theta_2, \quad h = h_0,$$

$$\frac{d}{dh} \left(\frac{\varphi_*^+(h)}{m_+(h)} + \frac{\varphi_*^-(h)}{m_-(h)} \right) + (1 - \omega) (\varphi_*^+(h) + \varphi_*^-(h)) = (1 - \omega) \theta^4, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dh} (\delta_+(h) \varphi_*^+(h) + \delta_-(h) \varphi_*^-(h)) + \left(1 - \frac{\omega a_1}{3} \right) \left(\frac{\varphi_*^+(h)}{m_+(h)} + \frac{\varphi_*^-(h)}{m_-(h)} \right) = 0, \quad (3)$$

$$\varphi_*^-(0) = \theta_1^4/2,$$

$$\varphi_*^+(h_0) = \theta_2^4/2. \quad (4)$$

Здесь $\theta(h) = T/T_*$ — безразмерная температура; h, h_0 — оптическая глубина и толщина слоя; $N_{b0} = c_{p1} \rho_1 W_1 / 4 \sigma_0 T_*^3$ — критерий Больцмана, W_1 — скорость движения вдуваемой среды; T_* — определяющая температура ($T_* = T_2$); $N_{\lambda h} = \lambda k / 4 \sigma_0 T_*^3$ — радиационно-кондуктивный параметр; ω — альbedo однократного рассеяния; a_1 — первый угловой момент индикатрисы рассеяния; m_+, m_-, δ_+ и δ_- — коэффициенты переноса [4]; безразмерная плотность потока объемного излучения $\varphi_*(h) = \varphi_*^+(h) + \varphi_*^-(h)$ определяется из решения СП-системы (3)–(4), с привлечением нелинейного итерационного процесса, обладающего высокой скоростью сходимости [3, 4].

Итерационный метод решения общей задачи (1)–(4) аналогичен методу решения задачи радиационно-кондуктивного теплообмена (РКТ), изложенному в [3]. При этом на каждом шаге итерации задач (1)–(2) с заданным распределением $\varphi_*(h)$ преобразуется в нелинейное дифференциальное уравнение, разностный аналог которого решался методом Ньютона.

Учет анизотропии рассеяния проводился с привлечением двух видов индикатрис имеющих разную степень вытянутости. Слабовытянутая индикатриса описывалась соотношением вида

$$\gamma(\cos \theta) = a_0 + a_1 P_1(\cos \theta) + a_2 P_2(\cos \theta), \quad (5)$$

где $\cos \theta$ — косинус угла между направлениями падающего и рассеянных лучей; P_n — полиномы Лежандра n порядка ($n = 1, 2$). Заметим, что случаем $a_1 = 0, a_2 = 0,5$ отвечает рэлеевскому рассеянию.

В средах, содержащих крупные частицы, индикатриса рассеяния излучения оказывается сильно вытянутой вперед за счет интенсивной дифракции в направлении малых углов рассеяния. Для таких частиц в случае, когда исследуются интегральные характеристики поля излучения, индикатриса рассеяния может аппроксимироваться семейством индикатрис, содержащих δ -функцию, например, в форме [5]

$$\gamma(\cos \theta) = 2f\delta(1 - \cos \theta) + (1 - f)(1 + 3g' \cos \theta). \quad (6)$$

Здесь доля $(1 - f)$ рассеивается по линейному закону, а доля f переизлучается в направлении падающего излучения, g' — значение среднего косинуса рассеяния усеченной индикатрисы. Как видно из (6), с ростом параметра f степень вытянутости индикатрисы вперед, по направлению излучения, увеличивается. Параметры f и g' подбираются из соображений предельно корректного описания реальной индикатрисы соотношением (6). В работе [5] применительно к процессам рассеяния в атмосфере рекомендован следующий выбор указанных параметров:

$$f = g^2, \quad g' = g/(1 + g),$$

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d(\cos \theta) \cos \theta \gamma(\cos \theta) -$$

— значение среднего косинуса рассеяния для реальной индикатрисы. Используя (6) в уравнении переноса энергии излучения, после соответствующих преобразований, получаем систему (1)–(4), записываемую в той же форме. При этом безразмерные параметры задачи h, ω, g и $N_{\lambda h}$ заменяются на новые h', ω', g' и $N'_{\lambda h}$ через соотношения подобия следующего вида:

$$h' = (1 - \omega f)h,$$

$$\omega' = (1 - f)\omega/(1 - \omega f),$$

$$g' = g/(1 + g),$$

$$N'_{\lambda h} = (1 - \omega f) N_{\lambda h}.$$

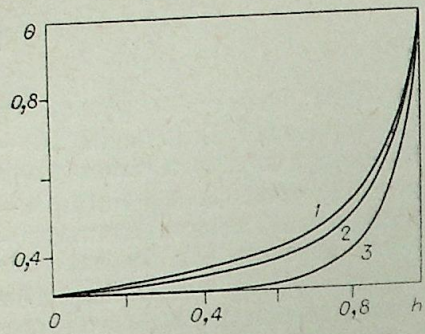


Рис. 1. Влияние альbedo ω на распределение температуры. Рассеяние изотропное.
 $N_{b0}=1; N_{\lambda k}=0,1; \theta_1=0,3; \theta_2=1; h_0=1.$
 $\omega=1$ (1); 0,5 (2); 0 (3).

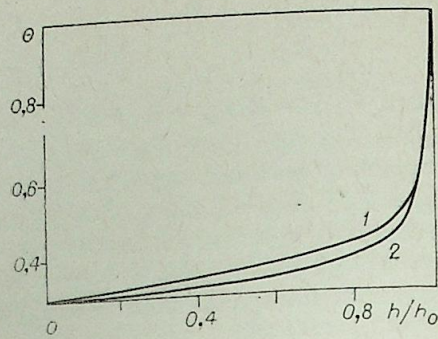


Рис. 2. Влияние анизотропии рассеяния на распределение температуры.
 $N_{b0}=1, N_{\lambda k}=0,1, \theta_1=0,3, \theta_2=1, h_0=1.$
 $\omega=0,75. (\cos \theta)=0,95$ (1); 0 (2).

В приведенных ниже расчетах не показывались два значения параметра $g=0,8; 0,95$. В случае $g=0,95$ подавляющая часть падающего излучения рассеивается в направлении малых углов рассеяния. Трехчленная индикатриса (5) дает максимальное значение $g=0,57$. В случае рэлеевского и изотропного рассеяния $g=0$.

Ниже приводятся результаты численного решения системы (1)–(4). Рассматриваемый процесс комбинированного переноса тепла является многопараметрическим и поэтому расчеты проводились при фиксированных значениях определяющих параметров ($\theta_1=0,3; \theta_2=1; N_{b0}=1; N_{\lambda k}=0,1$). Эти значения свидетельствуют о том, что температурный перепад по слою достаточно велик, плотности конвективного и радиационного тепловых потоков являются величинами одного порядка и что нельзя пренебречь ролью молекулярной теплопроводности в переносе тепловой энергии в среде.

Суммарный безразмерный тепловой поток определяется выражением, записываемым как в форме соотношения

$$\psi_t = -\frac{d\theta}{dh} + N\theta + \frac{1}{4N_{\lambda k}} \varphi, \quad N = N_{b0}/N_{\lambda k},$$

так и в виде расчетной формулы

$$\psi_t = \frac{\theta_1 - \theta_2}{h_0} + \frac{N}{h_0} \int_0^{h_0} \theta(h) dh + \frac{1}{4N_{\lambda k} h_0} \int_0^{h_0} \varphi(h) dh.$$

На рис. 1 показано влияние альbedo ω на профиль температуры в слое завесы при $h_0=1$. Видно, что с уменьшением альbedo уровень температур в завесе повышается. Расчеты показывают, что в области малых оптических толщин ($h_0 \leq 0,1$) влиянием ω на профиль температур можно пренебречь. При $\omega=1$ (чисто рассеивающая среда) уравнение энергии имеет аналитическое решение

$$\theta(h) = \theta_1 + (\theta_2 - \theta_1) \frac{\exp(Nh) - 1}{\exp(Nh_0) - 1},$$

так как в этом случае энергия теплового излучения не участвует в формировании температурного поля в завесе. Влияние анизотропии рассеяния на распределение температуры в завесе при умеренных значениях оптической толщины ($h_0 \sim 1,0$) невелико. Увеличение оптической толщины может приводить к заметному росту такого влияния, проявляющегося в повышении уровня температуры в слое (рис. 2).

Рис. 3. Влияние оптической толщины h_0 на распределение температуры. Рассеяние изотропное.
 $N_{b0}=1, N_{\lambda k}=0,1, \theta_1=0,3, \theta_2=1, \omega=0,25, h_0=0,1$
 (1); 1 (2); 4 (3).

Рис. 3 иллюстрирует влияние оптической толщины h_0 слоя завесы на профиль температуры при $N_{b0}=1,0$ и $\omega=0,25$ в случае изотропного рассеяния. Видно, что с уменьшением h_0 уровень температур в слое существенно увеличивается. Характер изменений температурного поля в зависимости от параметра N_{b0} как в рассеивающих, так и нерассеивающих средах [2] оказывается приблизительно одинаковым. Влияние альbedo ω на уровень локальных значений потока излучения φ показано на рис. 4. Как и следовало ожидать, при $\omega=1,0$ поток излучения оказывается постоянным по всему слою. Влияние анизотропии рассеяния на распределение значений потока излучения φ при $h_0=1$ и $\omega=0,75$ представлено на рис. 5. Здесь анизотропия рассеяния приводит к заметному росту потоков излучения. Для слоя завесы с малой оптической толщиной ($h_0 \leq 0,1$) влияние анизотропии рассеяния становится менее заметным. По мере изменения оптической толщины слоя h_0 локальный поток излучения φ существенно меняется (рис. 6). Следует отметить, что поле температур и потоков излучения для изотропного и рэлеевского рассеяния в области малых и умеренных оптических толщин практически совпадают.

Влияние анизотропии рассеяния на суммарный тепловой поток ψ_t для $h_0=1,0$ и при различном поглощении излучения показано на рис. 7. Из рисунка следует, что в рамках данной модели и рассматриваемых условий задачи рассеяние излучения наиболее эффективно снижает суммарный тепловой поток в области слабого поглощения и относительно «мелких частиц». Наличие «крупных частиц» в газозвеси заметно снижает эффективность завесы. По-видимому, это связано с появлением на «крупных частицах» сильного дифракционного пика, приводящего к уменьшению фактической толщины слоя и снижению роли рассеяния (уменьшение альbedo) и увеличению тем самым потока излучения на проникаемой поверхности. При этом уменьшение оптической толщины становится более заметным для сред со слабым поглощением ($\omega \rightarrow 1$). Это

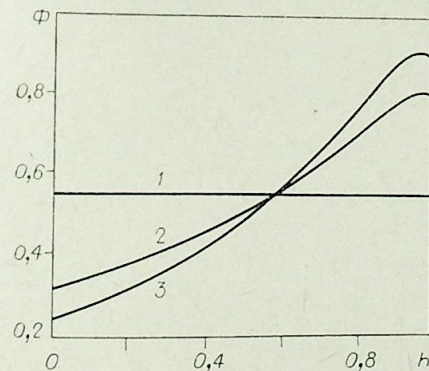
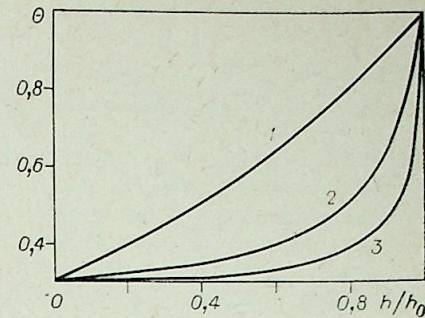


Рис. 4. Влияние альbedo ω на локальную безразмерную плотность потока излучением. Рассеяние изотропное.
 $N_{b0}=1, N_{\lambda k}=0,1, \theta_1=0,3, \theta_2=1, h_0=1; \omega=$
 $=1$ (1); 0,5 (2); 0 (3).

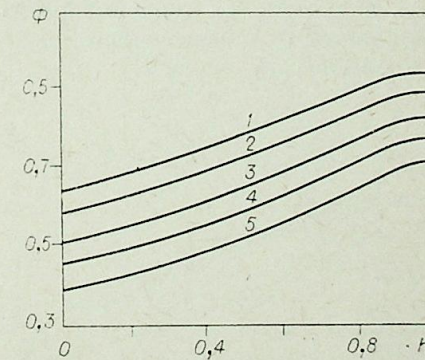


Рис. 5. Влияние анизотропии рассеяния на локальную безразмерную плотность потока излучением.
 $N_{b0}=1, N_{\lambda k}=0,1, \theta_1=0,3, \theta_2=1, h_0=1; \omega=$
 $=0,75. (\cos \theta)=0,95$ (1); 0,8 (2); 0,57 (3); 0,33 (4); 0 (5).

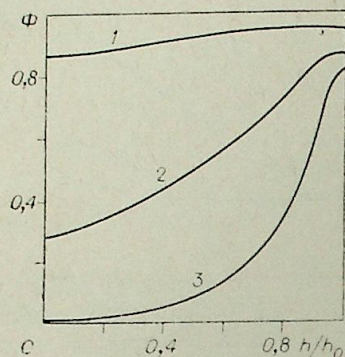


Рис. 6. Влияние оптической толщины h_0 на локальную безразмерную плотность потока излучением. Рассеяние изотропное.

$N_{b0}=1, N_{\lambda h}=0.1, \theta_1=0.3, \theta_2=1, \omega=0.25, h_0=0.1$ (1); 1 (2); 4 (3);

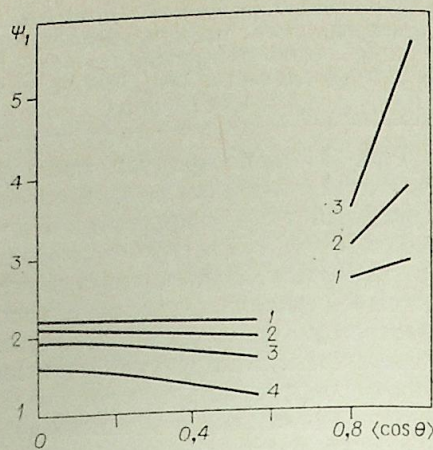


Рис. 7. Влияние анизотропии рассеяния на безразмерный суммарный тепловой поток.

$N_{b0}=1, N_{\lambda h}=0.1, \theta_1=0.3, \theta_2=1, h_0=1, \omega=0.25$ (1); 0.5 (2); 0.75 (3); 1 (1).

обстоятельство нашло отражение в противоположном характере распределений Ψ_1 от $\langle \cos \theta \rangle$ по параметру в области малых и больших углов рассеяния (см. рис. 7).

В заключение кратко проанализируем коэффициенты переноса m_+ , m_- и δ , вычисляемые в процессе решения СП-системы. Подобные коэффициенты лежат в основе таких приближенных моделей переноса излучения, как двухпоточковые и диффузионные модели, которые принимаются постоянными. В качестве определяющего параметра выбрана интенсивность вдува N_{b0} . Локальное изменение коэффициента $\delta = p/U$, где p — давление излучения, а U — объемная плотность энергии излучения, показано на рис. 8. Из рисунка следует, что параметр N_{b0} оказывает заметное влияние на коэффициент δ и при этом во всем диапазоне изменения параметра N_{b0} коэффициент δ существенно отличается от своего осредненного значения, равного $1/3$. На рис. 9 представлены локальные значения коэффициентов m_+ и m_- . Кривые, описывающие распределения m_{\pm} по слою, существенно деформируются по мере изменения параметра N_{b0} , а уровень их значений резко отличается от определенного, тождественно равного двум.

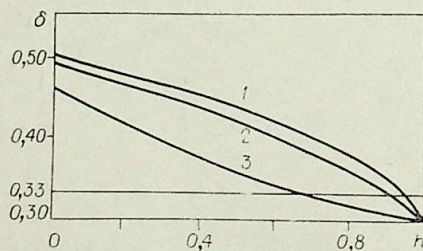


Рис. 8. Влияние параметра N_{b0} на локальный коэффициент переноса δ . Рассеяние изотропное.

$N_{\lambda h}=0.1, \theta_1=0.3, \theta_2=1, h_0=1, \omega=0.25, N_{b0}=1$ (1); 0.5 (2); 0 (3).

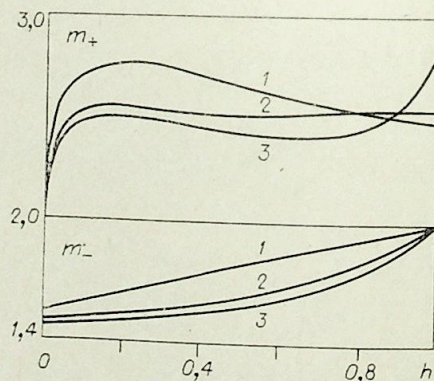


Рис. 9. Влияние параметра N_{b0} на локальные коэффициенты переноса m_{\pm} . Рассеяние изотропное.

$N_{\lambda h}=0.1, \theta_1=0.3, \theta_2=1, h_0=1, \omega=0.25, N_{b0}=0$ (1); 0.5 (2); 1 (3).

ВЫВОДЫ

1. Итерационное решение системы уравнений (1)–(4), использующее СП-метод определения радиационной составляющей, выгодно отличается сходимостью и точностью.

2. В рамках численных исследований обнаружено слабое влияние анизотропии рассеяния на температурные поля в слое завесы с умеренной оптической толщиной ($h_0 \sim 1,0$). По мере роста оптической толщины слоя ($h_0 \geq 4$) анизотропия рассеяния может оказывать влияние на распределение температуры, повышая ее уровень. В области малых оптических толщин ($h_0 \leq 0,1$) влиянием рассеяния на температурные поля можно пренебречь.

3. По мере увеличения степени анизотропии рассеяния заметно растет уровень радиационной составляющей теплового потока на проникаемой поверхности. В области малых оптических толщин ($h_0 \leq 0,1$) такое влияние уменьшается.

4. Эффективность завесы, определяемая снижением уровня суммарной плотности потока тепла, заметно растет по мере увеличения оптической толщины завесы h_0 до некоторого предельного значения. В пределах выполненного исследования обнаружено, что рассеяние наиболее эффективно снижает суммарный тепловой поток в области слабого поглощения и «относительно мелких частиц». Наличие «крупных частиц» в газозвеси завесы снижает ее эффективность.

Институт теплофизики
СО АН СССР, Новосибирск

Поступила в редакцию
17/III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М., 1976.
2. Кутателадзе С. С., Рубцов Н. А. Лучисто-конвективный теплообмен в плоском слое поглощающей завесы.— ПМТФ, 1968, № 6.
3. Пономарев Н. Н., Рубцов Н. А. Радиационно-кондуктивный теплообмен в плоском слое рассеивающей среды.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
4. Пономарев Н. Н. О решении задач переноса лучистой энергии модифицированным методом средних потоков.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
5. Joseph J. H., Wiscombe W. J. The Delta-Eddington Approximation for Radiative Flux Transfer.— J. Atmos. Sci., 1976, 33.

Ю. Н. САВЧЕНКО

УПРАВЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОМ СВОБОДНОЙ СТРУИ

Рассмотрим течение в свободной струе, когда она выбрасывается из сопла со скоростью

$$V(\tau) = V_0 + w \cdot f(\tau), \quad (1)$$

где V_0 — постоянная составляющая скорости; $w \cdot f(\tau)$ — переменная составляющая скорости; w — амплитудное значение переменной составляющей скорости; $f(\tau)$ — периодическая функция безразмерного времени $\tau = t/T$ с периодом T .

В случае $w = 0$, когда $V = V_0 = \text{const}$, мгновенная величина импульса в свободной струе будет также постоянной вдоль всей струи

$$I = \rho Q V = \rho S V^2 = \rho S_0 V_0^2 = I_0 \quad (2)$$

согласно закону сохранения потока количества движения в свободной струе [1]. Здесь Q — расход в струе, S , V — сечение и скорость в струе, S_0 , V_0 — сечение сопла и скорость на выходе из сопла.

При этом мгновенная величина импульса в любом сечении струи будет равна осредненной величине по любому интервалу времени T_0

$$I = I_{\text{ср}} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} I_0 dt. \quad (3)$$

Однако наличие переменной составляющей скорости $w \cdot f(\tau)$ на выходе из сопла, когда $f(\tau)$ имеет периодический линейный характер, например

$$f(\tau) = \tau - [\tau], \quad (4)$$

где $[\tau]$ — целая часть периодов T безразмерного времени $\tau = t/T$, может привести к значительным изменениям течения в свободной струе, даже при относительно малых изменениях скорости струи на выходе из сопла $w/V_0 \ll 1$.

Картина течения в струе представлена на рис. 1, где по вертикали отложено расстояние от сопла L , а по горизонтальной оси время τ , вниз по вертикали отложена скорость истечения из сопла $V(t)$ (7).

Графики движения частиц, выпущенных в начале и конце периодов, T , показывают, что линейное приращение скорости струи на выходе из сопла играет роль управляющего воздействия, при котором вся масса жидкости, выброшенной из сопла за время периода T ,

$$m_T = \rho \int_0^T Q dt = \rho S_0 T \left(V_0 + \frac{w}{2} \right) \quad (5)$$

будет приходить одновременно в некоторую точку F , которую назовем фокусом.

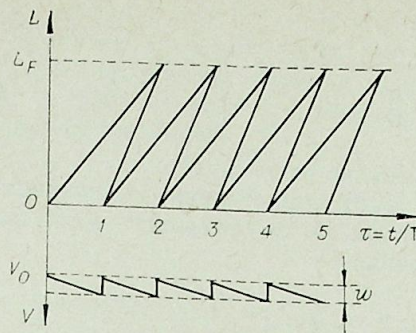


Рис. 1. Схема фокусирования импульса струи под влиянием изменения начальной скорости $V(\tau)$.

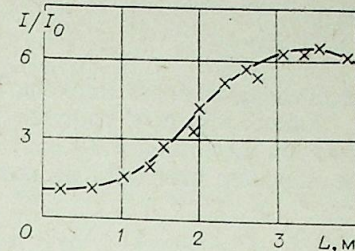


Рис. 2. Результаты измерения максимальной величины импульса вдоль свободной струи при $T=0,104$ 1/с, $V_0=10$ м/с, $w=4$ м/с.

Величину фокусного расстояния L_F можно определить из уравнений движения частиц жидкости для моментов начала $\tau = 0$ и конца $\tau = 1$ одного периода:

$$L_F = T \int_0^{\tau_0} V(0) d\tau = V_0 t_0, \quad (6)$$

$$L_F = T \int_1^{\tau_0} V(1) d\tau = (V_0 + w)(t_0 - T).$$

Исключая время t_0 , получим для фокусного расстояния

$$L_F = V_0 T \left(\frac{V_0}{w} + 1 \right), \quad (7)$$

где w и T являются параметрами управляющего воздействия для осуществления фокусировки струи на расстоянии L_F от сопла. В отличие от процесса фокусировки в оптике и электронике данный процесс можно назвать динамической фокусировкой.

Максимальная величина потока импульса в фокусном сечении струи будет равна суммарному импульсу струи за время периода T :

$$I_{F\Pi} = T \int_0^1 \rho S_0 V(\tau) d\tau = \rho S_0 T \left(V_0^2 + V_0 w + \frac{1}{3} w^2 \right). \quad (8)$$

При этом импульс в фокусном сечении струи достигнет бесконечно большой величины, хотя средняя за период величина импульса будет оставаться величиной конечной

$$I_{F\text{ср}} = \frac{1}{T} \int_0^T \rho Q V dt = \rho S \left(V_0^2 + V_0 w + \frac{1}{3} w^2 \right). \quad (9)$$

Однако теоретическая возможность достижения бесконечно больших значений импульса является нереальной, так как конечный объем массы несжимаемой жидкости m_T (5) в фокусном сечении не может иметь бесконечную площадь сечения $S \rightarrow \infty$ при толщине, стремящейся к нулю.

Реальная схема течения жидкости в фокусном сечении представит собой последовательность отдельных порций жидкости с увеличенным поперечным сечением S_F за счет образования интервалов между ними.

При этом в течение интервала времени

$$\Delta t = T \cdot S_0 / S_F$$

импульс будет максимальным

$$I_F = \frac{I_{F\Pi}}{\Delta t}, \quad (10)$$

а в остальную часть периода $T - \Delta t$ импульс равен нулю. Таким образом, импульс струи в фокусном сечении, отстоящем от сопла на расстоянии L_F (7), может значительно превышать максимальное значение импульса на выходе из сопла

$$\frac{I_F}{I_{0\max}} = \frac{T \cdot (V_0^2 + V_w + \frac{1}{3} w^2)}{\Delta t \cdot (V + w)}. \quad (11)$$

Как видно из формулы (11), величина отношения $I_F/I_{0\max}$ может быть изменена за счет управляющего воздействия с помощью параметров T и w .

Эксперимент, проведенный на струе воды, вытекающей в воздух, подтвердил справедливость отмеченных выше процессов. Изменение скорости истечения из сопла V осуществлялось при помощи кольцевого пережатия выходного сечения при сохранении постоянной величины расхода через сопло $Q = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м³/с. Измерение величины импульса вдоль струи производилось при помощи подвижной дисковой мишени, соединенной с тензомером.

На рис. 2 представлена максимальная величина импульса в струе в зависимости от расстояния до мишени. L при частоте пережатия сопла равной $n = 9,6$ Гц. Как видно из рис. 2, максимум относительной величины импульса был достигнут на расстояниях $L_F = 3 \div 3,7$ м. В фокусном сечении мгновенная величина импульса струи превосходила импульс струи на выходе из сопла более, чем в 6 раз.

Вычисленные по изменению импульса на выходе из сопла составляющие скорости $V(\tau)$ (1) равны

$$V_0 = \frac{I_{0\min}}{\rho Q} = 10 \text{ м/с}; \quad V_0 + w = \frac{I_{0\max}}{\rho Q} = 14 \text{ м/с};$$

$$T = 1/n = 0,104 \text{ с}; \quad w = 4 \text{ м/с}.$$

Подставив величины скоростей и периода в формулу (7), получим:

$$L_F = V_0 T \left(\frac{V_0}{w} + 1 \right) = 3,65 \text{ м},$$

что весьма близко к отмеченной в эксперименте величине $L = 3 \div 3,7$ м.

Интересно отметить, что процесс динамической фокусировки импульса можно реализовать не только изменением скорости истечения струи из сопла, но также путем изменения взаимодействия струи с окружающей жидкостью после ее истечения из сопла.

Рассмотрим истечение затопленной турбулентной струи, вытекающей в окружающую жидкость, которое описывается уравнением движения в цилиндрических координатах

$$V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = \frac{\varepsilon}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \quad (12)$$

и уравнением неразрывности

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial z} (r V_z) + \frac{\partial}{\partial z} V_z = 0, \quad (13)$$

где $\varepsilon = \eta/\rho$ — стационарное значение кинематической вихревой вязкости.

Систему уравнений (12), (13) решают, исходя из предположения о геометрическом подобии профилей скоростей:

$$\frac{V_z}{V_{z\max}} = \frac{1}{\left[1 + V_{z\max} \frac{z^2}{8\varepsilon z} \right]^2} \quad (14)$$

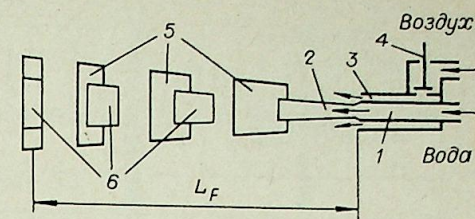


Рис. 3. Схема взаимодействия затопленной струи с окружающей жидкостью при истечении через комбинированное сопло.

при $\varepsilon = 0,00196 \text{ з} \cdot V_{z\max}$ [1].

Количество жидкости, эжектируемое струей, можно определить путем интегрирования профилей скорости в зоне развитого течения

$$Q = 8\pi 0,013 V_0 d_0 z = 8\pi \varepsilon z, \quad (15)$$

или $\bar{Q} = Q/Q_0 = 0,42 (z/d_0)$, $z > L_0 = 7d_0$, где $Q_0 = \pi d_0^2/4 \cdot V_0$ — объемный расход через сечение сопла.

Из-за увеличения количества подсосываемой жидкости в область распространения жидкой струи по мере отдаления от сопла, скорость в струе будем уменьшать согласно условию сохранения потока импульса

$$2\pi \rho \int_0^\infty V_z r dr = \rho V_0^2 \frac{\pi d_0^2}{4} = \text{const}.$$

Анализируя выражение (15) для объемного расхода подсосываемой жидкости, можно сделать вывод, что при меньших значениях кинематической вихревой вязкости ε количество подсосываемой жидкости будет меньшим, а скорость в струе возрастет.

Известно, что касательные напряжения, а следовательно, и вихревую вязкость, можно значительно спизить путем введения в жидкость специальных добавок с другими физическими константами. Особенно большие изменения касательных напряжений получаются при вдуве газа в пограничный слой жидкости [2—6], когда достигается эффект частичного проскальзывания.

Естественно ожидать, что при пульсирующей подаче воздуха в пограничный слой затопленной стационарной струи, в струе будут формироваться периодические участки с различными скоростями распространения рис. 3. Вследствие различия в скорости участки с большей скоростью, сформировавшиеся без подачи воздуха в пограничный слой, (6) будут совмещаться по мере отдаления от сопла с участками с меньшей скоростью (5), которые сформировались без подачи воздуха. В результате такого совмещения повысится мгновенная величина в фокусном сечении струи.

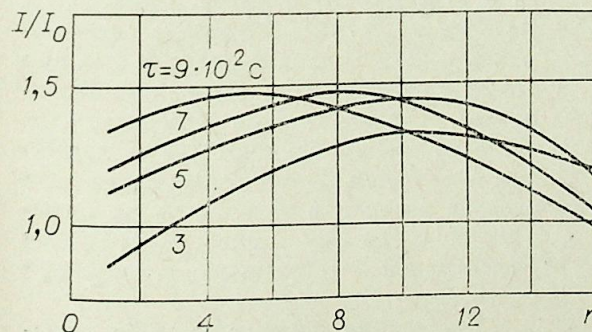


Рис. 4. Результаты измерения максимальной величины импульса вдоль затопленной струи.

Эффект пульсирующей подачи воздуха в зону взаимодействия струи с окружающей жидкостью исследовался на экспериментальной установке с комбинированным соплом (см. рис. 3). Из центрального сопла 1 выбрасывалась стационарная водяная струя 2, а через периферийное кольцевое сопло 3 подавался воздух в пограничный слой.

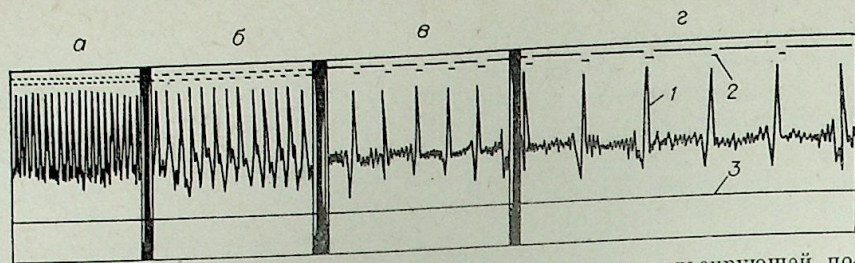


Рис. 5. Осциллограмма записи импульса под влиянием пульсирующей подачи воздуха в пограничный слой.
1 — сигнал величины импульса; 2 — отметка открытия воздушного клапана; 3 — отметка $I=0$; $n=10$ (а); 5 (б); 2 (в); 1 Гц (г). $\tau=7 \cdot 10^{-4}$ м · с.

Импульс струи измерялся с помощью плоской мишени $d=100$ мм, закрепленной на тензомере. Частота импульсной подачи воздуха n и длительность импульса τ изменялась при помощи генератора прямоугольных импульсов и электромагнитного клапана 4, установленного на входе в кольцевое воздушное сопло.

Сигнал от тензодатчика, закрепленного на мишени, поступал на усилитель и регистрировался на ленте осциллографа Н-700. Одновременно с регистрацией величины импульса на осциллограмме регистрировались моменты включения клапана подачи воздуха в кольцевое сопло.

На рис. 4 представлены характерные зависимости максимальной величины импульса I на расстоянии $35d_0$ от сопла при изменении частоты n импульсов подачи воздуха в пограничный слой струи.

Результаты эксперимента показывают возможность управления величиной импульса струи путем изменения параметров n и τ_0 выпуска воздуха.

На рис. 5 показана осциллограмма записи импульса струи, величина которого пульсирует в соответствии с периодической подачей воздуха. Отметки открытия воздушного клапана на время τ_0 , располагаются в верхней части осциллограммы.

На рис. 6 представлены зависимости максимальной величины импульса I_F/I_0 , отнесенного к импульсу струи на выходе из сопла I_0 . $I_F(L)$ — кривая соответствует максимальной величине импульса $I_F(n; \tau_0)$ рис. 4 в данном сечении струи L . На графике рис. 6 для сравнения нанесены кривые зависимости импульса струи $\bar{I}(L)$ при непрерывной подаче воздуха (2) и без подачи воздуха (3). Кривая 1 — пульсирующая подача воздуха в пограничный слой.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что мгновенная величина импульса струи достигает своего максимума $I_F=1,6 I_0$ на расстоянии $25+28$ калибров сопла при значении числа Струхала $Sh=14$, и длительности подачи воздуха в импульсе $\tau_0=\tau_0 n=0,5$ и числе Рейнольдса $Re=Vd/\nu=2 \cdot 10^5$. В данном эксперименте режим подачи воздуха в течение времени импульса τ_0 оставался постоянным. Однако можно ожидать, что, согласно рекомендациям (4) о линейном изменении скорости, наращивание расхода воздуха в течение τ_0 по определенному закону приведет к более эффективной фокусировке импульса струи.

Реализация данного способа динамической фокусировки имеет большое прикладное значение, так как pulsa-

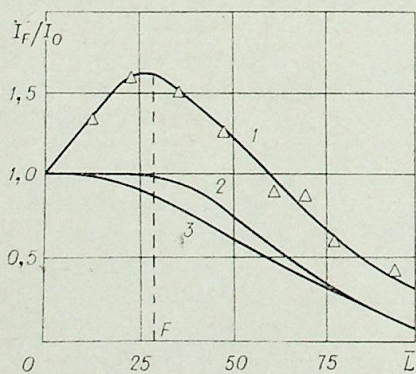


Рис. 6. Результаты измерения максимальной величины импульса вдоль затопленной струи.

ционный режим течения в фокусном сечении струи с амплитудой изменения импульса $I_A \sim I_0$ будет достигаться без пульсаций силы реакции вытекающей струи на сопловом аппарате [7, 8].

Институт гидромеханики
АН УССР, Киев

Поступила в редакцию
17/XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
2. Федяевский К. К. Уменьшение сопротивления трения путем изменения физических констант жидкости у стенок. — Изв. АН СССР, 1943, № 9—10.
3. Сперроу Е. М. Двухфазный пограничный и снижение полного сопротивления пластины. — Тр. амер. об-ва инженеров-механиков, 1962, т. 29.
4. Кремышев О. О., Кравченко Ю. С. О механизме возбуждения распада струй жидкости и режимах вынужденных колебаний. — Доповіді АН УССР, 1975, А. № 1.
5. Тринт П. А., Пикков Л. И., Сийрде Э. К. Изучение механизма разрушения жидкой струи продольным воздушным потоком. — Тр. Таллин. политехн. ин-та. 1974, № 359.
6. Сабуро О. Кабе. Процесс разрушения твердых подводных пород. Патент, США, 1971, № 3572839, кл. 299—17.
7. Лаврентьев М. А., Войцеховский Б. В., Антонов Э. А. Вопросы теории и практики импульсных водяных струй. Новосибирск, 1960.
8. Савченко Ю. Н., Бойко В. Т. Способ формирования жидкой струи. Авт. свид. № 503022. — Бюл. изобретений, 1976, № 6.

А. И. РУДАКОВ, Г. М. РУДАКОВА

ФОРМИРОВАНИЕ СТРУЙНОГО ОБТЕКАНИЯ КОНЕЧНОЙ ПРЕГРАДЫ

Задачам численного исследования сверхзвуковых струйных потоков невязкого газа с поверхностями посвящена обширная литература, обзор которой за последнее десятилетие приведен, например, в работах [1, 2]. Заслуживают внимания результаты работ [3, 4]. В первой из них с помощью стационарного и нестационарного вариантов метода С. К. Годунова рассчитано взаимодействие недорасширенной струи с бесконечной преградой, расположенной на различных расстояниях от сопла. В работе [4] получен пульсационный режим течения при обтекании конечной преграды недорасширенной струей. Расчет проводился методом крупных частиц.

Данная работа посвящена численному исследованию формирования сверхзвуковой осесимметричной струи неэлектропроводного газа при взаимодействии ее с конечной преградой, расположенной перпендикулярно оси струи на расстоянии от среза сопла порядка диаметра сопла. Размеры преграды соизмеримы или велики по сравнению с радиусом сопла. Сверхзвуковая струя формируется после выхода из сопла ударной волны и следующего за ней контактного разрыва. Параметры на срезе сопла в установившемся истечении равны параметрам газа за контактным разрывом.

1. Для нахождения решения используется явная двумерная разностная схема типа Лакса — Вендроффа, имеющая второй порядок аппроксимации на гладких решениях, отличающаяся от схемы в [5] расчетом газодинамических параметров на оси и использованием методики сглаживания, изложенной в работах [6, 7]. Метод расчета подробно описан в работе [2], поэтому здесь приводится только постановка задачи.

Обтекаемая преграда представляла собой торец цилиндра, соосного соплу. Расчетная область, в которой содержалось, как правило, ~2400 ячеек, была ограничена (рис. 1) осью симметрии OC , поверхностью преграды GFE , срезом сопла OB , жесткой стенкой BC и поверхностями CD , DE , на которых задавалось условие $\partial f / \partial n = 0$. Здесь f — плотность, компоненты скорости и внутренняя энергия. Расстояние до границ CD и DE находилось экспериментально, таким образом, чтобы решение не зависело от их положения. На жестких стенках и оси симметрии вводился фиктивный слой и обычным образом [5, 8] выполнялось условие непротекания.

В начальный момент времени газ в расчетной области покоился, давление и плотность были постоянны. В результате распада разрыва на срезе сопла в расчетную область выходит ударная волна и следующий за ней кон-

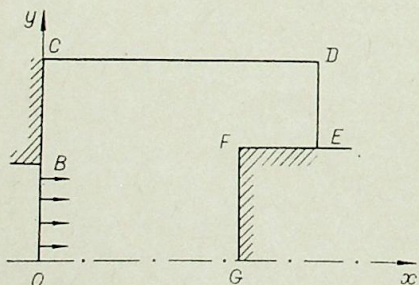


Рис. 1.

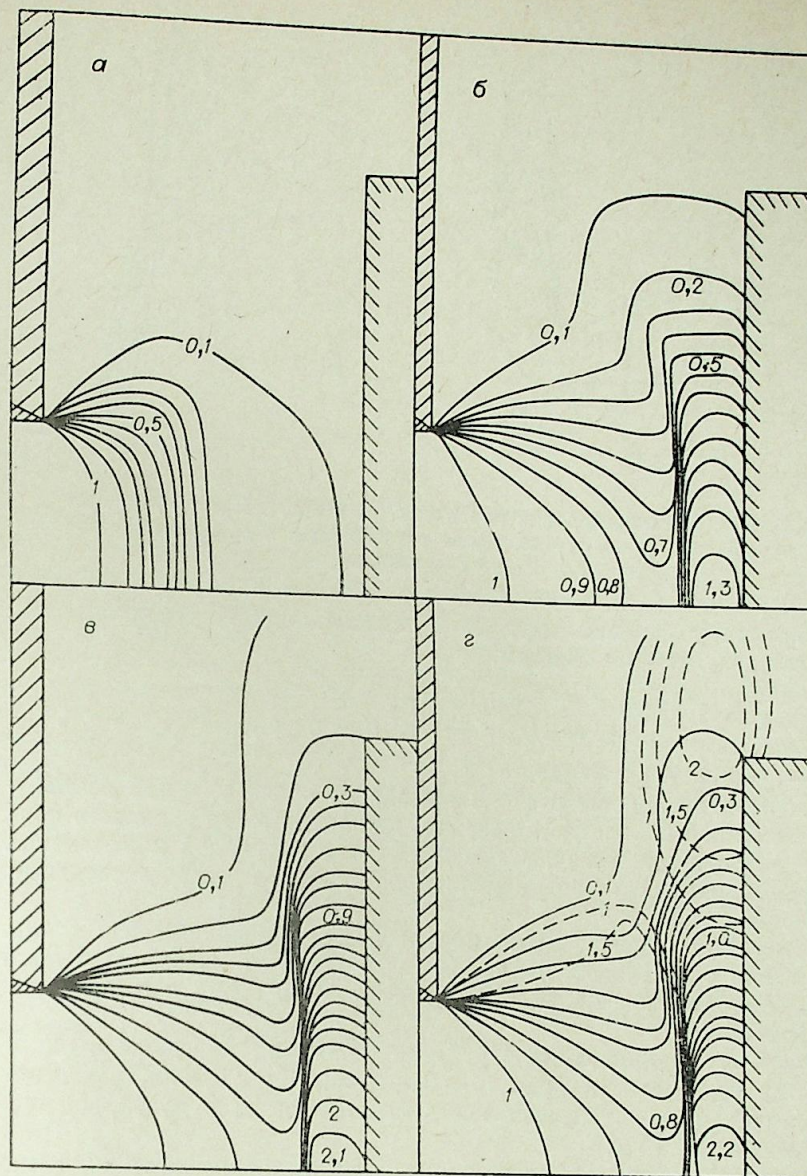


Рис. 2. Линии постоянной плотности и чисел Маха.
Сплошные линии — $\rho = \text{const}$, через 0,1, пунктирные $M = \text{const}$. $M_a = 2$; $n = 3$; $x_{II} = 2$; $r_{II} = 2,5$. $t = 0,94$ (а); 2,5 (б); 6,52 (в); 8,98 (г).

тактный разрыв. Волна разрежения уходит внутрь сопла. Произвольный разрыв задается таким образом, чтобы обеспечить за контактным разрывом параметры, соответствующие стационарному истечению сверхзвуковой недорасширенной струи с заданной нерасчетностью $n = p_a / p_n$ и числом Маха M_a . При $t > 0$ на срезе сопла поддерживаются постоянные параметры $u_a = 1$, $\rho_a = 1$, $p_a = \frac{1}{\kappa M_a^2}$, $v_a = 0$.

Здесь использованы следующие обозначения: u, v — компоненты скорости в направлениях осей цилиндрической системы координат x и r соответственно, p — давление, ρ — плотность, κ — отношение удельных теплоемкостей. Индексом a обозначены параметры на срезе сопла, индексом n — параметры затопленного пространства, II — параметры преграды.

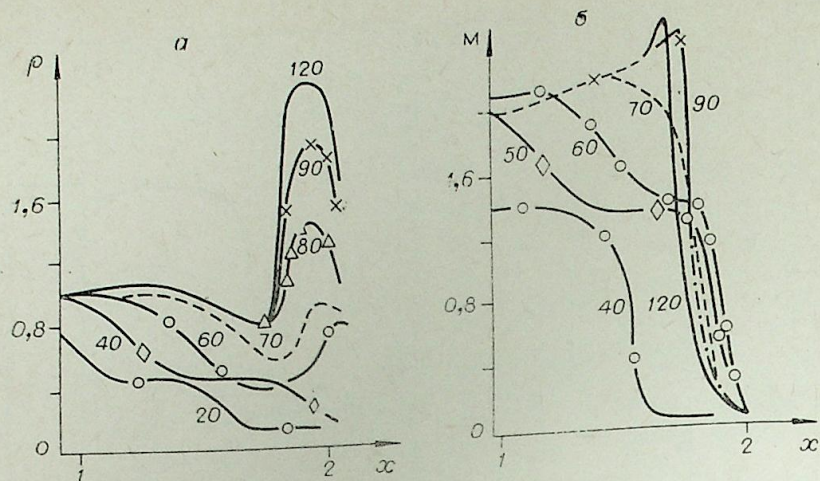


Рис. 3. Распределения плотности (а) и числа Маха (б) на оси. $M_a = 2$, $n = 10$, $x_n = 2$, $r_n = 1,25$. Цифра рядом с кривой обозначает номер шага по времени.

Система уравнений двумерной нестационарной газодинамики обезразмерена следующим образом.

$$\begin{aligned} u' &= u/u_a, \quad v' = v/u_a, \quad \rho' = \rho/\rho_a, \quad p' = p/\rho_a u_a^2, \\ x' &= x/r_a, \quad r' = r/r_a, \quad t' = t/r_a u_a, \end{aligned} \quad (1)$$

где r_a — радиус среза сопла.

2. Были проведены расчеты выхода из сопла ударной волны и следующего за ней контактного разрыва, движения этого волнового образования по покоящемуся газу, взаимодействия с преградой и начальная стадия формирования установившегося обтекания преграды сверхзвуковой нерасчетной струей.

Основными характерными параметрами, определяющими взаимодействие струи с преградой, являются число Маха на срезе сопла M_a , показатель адиабаты $\kappa = 1,4$, степень нерасчетности струи n и расстояние до преграды x_n .

Расчеты формирования струйного обтекания преграды были проведены при радиусах преграды $r_n = 0,8; 1,25; 1,5; 2,5$ и ∞ , расстояние до преграды $x_n = 2$ и 3 . Нерасчетность изменялась от 3 до 15 , числа Маха были равны $1,0; 1,5$ и 2 .

На рис. 2 приведены характерные моменты формирования струйного обтекания преграды при $M_a = 2$, $n = 3$, $r_n = 2,5$. На рис. 2, а ясно видны ударная волна, дифрагирующая на срезе сопла, движущийся вслед за ней контактный разрыв, область взаимодействия его с веером волн разрежения, сходящих с кромки сопла. Задача выхода ударной волны из сопла и возникающая при этом дифракционная картина, подробно рассмотрены, например, в работах [9, 10], поэтому здесь не обсуждаются. Рис. 2, б соответствует одному из моментов дифракции ударной волны на преграде и окончанию взаимодействия отраженной от торца ударной волны с «размазанным» контактным разрывом. Положение изолиний и картина течения на рис. 2, в качественно близка к результатам, полученным в работе [3] для стационарного обтекания бесконечной преграды сверхзвуковой струей. После торможения на отошедшей ударной волне и поворота перед преградой газ интенсивно ускоряется в радиальном направлении и стекает с торца в виде кольцевой струи. Однако приведенный на рис. 2, в момент времени еще далек от стационарного. Он соответствует 185 шагу по времени, а для установления по плотности обычно требуется до 600 шагов.

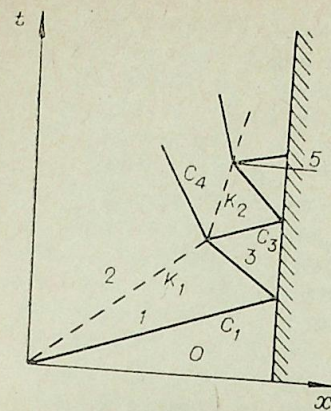


Рис. 4.

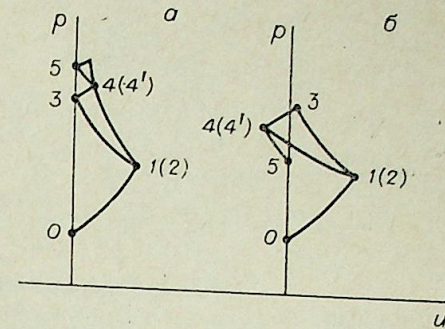


Рис. 5.

На рис. 3 изображены распределения плотности и числа Маха на оси в различные моменты времени для $M_a = 2$, $n = 10$.

3. Для анализа этих результатов полезно рассмотреть нестационарное взаимодействие ударной волны и следующего за ней контактного разрыва с плоской преградой в одномерном случае. Возникающие при этом разрывы показаны на рис. 4 в плоскости переменных (x, t) . Ударные волны изображены сплошными линиями и обозначены C_i , контактные разрывы K_i — штриховыми. Цифрами обозначены области непрерывного течения с постоянными параметрами. Состояние в области «0» соответствует затопленному пространству. Параметры потока в области 2 равны давлению, плотности и скорости на срезе сопла при стационарном истечении струи. Число Маха M_1 и другие параметры течения в области 1 определяются из соотношений на прямом скачке при заданном перепаде давлений $n = p_1/p_0$. Состояния газа, возникающие при дальнейшем взаимодействии волн с преградой и между собой, изображены на (p, u) диаграмме [10] (рис. 5). Точка, соответствующая состоянию 2, совпадает с точкой 1 на $p_1 \neq p_2$. После встречи отраженного скачка C_2 и контактного разрыва K_1 образуется произвольный разрыв между состояниями 2 и 3. Наклоны (p, u) диаграмм ударных волн в точке 1(2), движущихся по газу соответственно с состоянием 1 и 2, равны

$$\left. \frac{dp}{du} \right|_1 = -a_1 \rho_1 = -\frac{\kappa p_1}{u_1} M_1,$$

$$\left. \frac{dp}{du} \right|_2 = a_2 \rho_2 = -\frac{\kappa p_2}{u_2} M_2.$$

Если $M_2 > M_1$, то (p, u) диаграмма с центром в 2 лежит выше (p, u) диаграммы с центром в 1 и при распаде произвольного разрыва между состояниями 2 и 3 образуются две ударные волны C_3 и C_4 (рис. 5, а). Если $M_2 < M_1$, то при распаде разрыва образуется ударная волна C_4 , движущаяся влево, и волна разрежения — вправо (рис. 5, б).

Рассмотрим более подробно случай, представленный на рис. 5, а. После встречи отраженной от преграды волны C_5 с контактным разрывом K_2 образуется вновь произвольный взрыв между состояниями 4 и 5. Ударная волна C_6 , образовавшаяся в результате распада этого разрыва, догоняет волну C_4 , соответствующую ударному переходу (2—4). Скачок, движущийся к преграде, отражается от нее и ситуация повторяется.

В случае возникновения волны разрежения (рис. 5, б), движущейся вправо от точки произвольного разрыва (2—3), картина течения на плоскости (x, t) примерно та же, что и на рис. 4. Необходимо только учесть, что волны разрежения имеют определенную ширину, что приводит к «размыванию» картины взаимодействия волн. Волна разрежения C_3 , отражается от жесткой стенки также волной разрежения C_5 . Течение, возник-

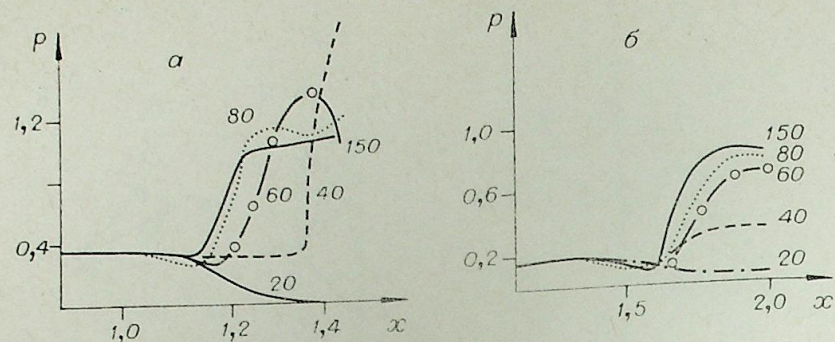


Рис. 6. Распределение давления на оси.
а) $M_a = 1,5$, $n = 15$, $r_{II} = \infty$, $x_{II} = 1,4$; б) $M_a = 2$, $n = 3$, $r_{II} = 2,5$, $x_{II} = 2$. Цифра рядом с кривой обозначает номер шага по времени.

кающее после взаимодействия этой волны с контактным разрывом K_2 , может быть интерпретировано как распад произвольного разрыва, имеющего конечную ширину. Волны разрежения, движущиеся между преградой и скачком S_4 , ослабляют его.

Приведенный выше анализ (p, u) диаграмм дает начальную картину образования волн. Дальнейший процесс установления определяется соотношением p_5 и p_c — давления за ударной волной, возникающей перед торцом преграды при обтекании стационарным струйным потоком. Если $p_5 > p_c$, то взаимодействие волн приводит к исчезновению нестационарного пика давления на преграде, если $p_5 < p_c$, то после ряда взаимодействий интенсивность отраженного скачка увеличивается до стационарного значения.

4. На рис. 6 показано распределение давления вдоль оси в различные моменты времени для случаев $M_a = M_2 = 1,5$, $n = 15$ и $M_a = 2$, $n = 3$. Для первого варианта число Маха за ударной волной $M_1 = 1,52 > M_2$ и реализуется взаимодействие с преградой с образованием волн разрежения между преградой и отраженным скачком S_4 . Интенсивность ударной волны перед преградой при стационарном обтекании в этом случае меньше интенсивности отраженной волны S_2 . Для второго варианта ($n = 3$), $M_1 < M_2$, картина реализующихся в течении ударных волн следует из рис. 5, а, давление на преграде монотонно увеличивается до стационарного значения. При $n = 15$, т. е. большой нерасчетности, максимум давления в некоторые моменты времени лежит не на преграде, а перед ней.

При движении прямого скачка по покоящемуся газу, число Маха за скачком является функцией нерасчетности $M_1 = f(n)$ и при $n = p_2/p_1$ увеличивающемся до ∞ не может быть больше, чем 1,88. Поэтому при $M_a > 1,88$ реализуются режимы взаимодействия, в которых давление на оси преграды монотонно увеличивается до своего стационарного значения. Если $M_a < M_1 = f(n)$, то в процессе установления давление на оси преграды может существенно превышать стационарное значение.

Для проведенных вариантов расчета было вычислено также относительное силовое воздействие на преграду $S_b/D_a^2 p_a$, где $S_b \int_0^{r_{II}} 2\pi r (p - p_a) dr$.

При $n = 15$, $M_a = 1,5$ были сделаны расчеты обтекания бесконечной преграды и торца цилиндра с единичным радиусом. После отражения падающей ударной волны от преграды наблюдается максимум силового воздействия, примерно в полтора раза больший стационарного значения. Зависимость силового воздействия от времени носит немонотонный характер, что указывает на наличие между отошедшей ударной волной и преградой в процессе физического установления не только волн разрежения, но и волн сжатия. Стационарное значение силового воздействия

на площадку единичного радиуса для бесконечной преграды на 5% больше, чем на конечную преграду того же поперечного размера.

Для $n = 10$, $M_a = 2$ зависимость S_b от времени также немонотонная, максимум силового воздействия примерно на 12% больше стационарной величины. При нерасчетностях 3 и 4 и $M_a = 1,5$ и 2 выход S_b к стационарному значению идет по монотонной кривой.

Для сравнения был проведен расчет начальной стадии формирования струйного обтекания для одного варианта определяющих параметров ($M_a = 1,0$, $n = 2,5$, $x_{II} = 3,0$, $r_{II} = 1,25$), при которых в эксперименте [8] наблюдался пульсационный режим течения с сильными колебаниями центрального скачка уплотнения. На рис. 7 приведены графики изменения распределения давления и радиальной компоненты скорости на преграде в характерные моменты времени. На рис. 8 показано движение центрального скачка уплотнения перед преградой, положение которого определялось с помощью дифференциального анализатора [11]. При $t = 2,61$ отраженный скачок наиболее удален от преграды, давление на преграде монотонно падает при удалении от оси. В следующий момент времени $t = 4,45$ (рис. 7, б) скачок наиболее близок к торцу цилиндра, при этом наблюдается периферийный максимум давления на преграде и соответственно меняется распределение радиальной скорости. При $t = 6,21$ скачок вновь максимально удален от преграды и изменение давления на преграде монотонное. В отличие от других рассчитанных режимов на этом интервале времени наблюдалось движение скачка, близкое к колебательному. Дальнейший расчет не проводился.

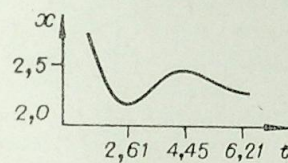


Рис. 8. Координата пересечения отраженного скачка с осью симметрии.

Авторы благодарят В. Г. Дулова за полезное обсуждение результатов.

Вычислительный центр
СО АН СССР, Красноярск

Поступила в редакцию
16/IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М., Наука, 1976.
2. Рудакова Г. М. Численное исследование нестационарного взаимодействия формирующейся сверхзвуковой струи с конечной преградой. Препринт № 1, Красноярск. ВЦ СО АН СССР, 1978.
3. Дубинская Н. В., Иванов М. Я. Численное исследование стационарных режимов взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской преградой, расположенной перпендикулярно ее оси.— МЖГ, 1976, № 5.
4. Набережнова Г. В. Расчет нестационарного взаимодействия сверхзвуковой струи с плоской преградой методом «крупных частиц».— Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1899.
5. Балакин В. Б., Буланов В. В. Численное решение задачи о взаимодействии ударной волны с цилиндром в сверхзвуковом потоке.— ИФЖ, 1971, т. 21, № 6.
6. Жмакин А. И., Попов Ф. Д., Фурсенко А. А. Метод сглаживания при расчете разрывных течений газа.— В кн.: Алгоритмы и математическое обеспечение для физических задач, № 2, Л., 1977.

7. Дулов В. Г., Рудаков А. И., Рудакова Г. М. Решение нестационарной задачи о «нормальном» взаимодействии струи с конечной преградой явным разностным методом.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды, т. 10, № 3. Новосибирск, 1979.
8. Голубков А. Г., Козьменко Б. К., Остапенко В. А., Солотчин А. В. О взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской ограниченной преградой.— Изв. СО АН СССР, 1972, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
9. Рудакова Г. М., Шашкин А. П. К расчету некоторых плоских нестационарных течений газа.— Изв. СО АН СССР, 1975, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
10. Тарнавский Г. В., Хоничев В. И., Яковлев В. Н. Дифракция ударной волны на прямом угле и на выходе из плоского канала.— Изв. СО АН СССР, 1974, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
11. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики. Новосибирск, 1967.
12. Ворожцов Е. В., Фомин В. М., Яненко Н. П. Дифференциальные анализаторы ударных волн. Приложения теории.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды, т. 7, № 6. Новосибирск, 1976.

УДК 532.525.2 : 532.584.532.517

О. Н. ЛЕБЕДЕВ, О. П. СОЛОНЕНКО

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ В ДИЗЕЛЕ

Необходимость повышения экономичности выпускаемых дизелей [1] обусловлена тем, что они обеспечивают основные нужды мобильной энергетики почти всех видов транспорта и многих отраслей промышленности как у нас в стране, так и за рубежом. Кроме того, увеличение стоимости дизельных дистиллятных топлив с особой остротой поставило проблему перевода этих двигателей на более дешевые и, как правило, более тяжелые сорта топлива.

Надежность и экономичность работы дизелей во многом зависит от рациональной организации процессов сгорания. Поскольку скорость химической реакции определяется локальными значениями концентраций компонентов и температур, то для решения проблемы сгорания в дизелях требуется теоретическое обоснование процессов смесеобразования распыленного топлива [2]. Однако, ввиду чрезвычайной сложности изучаемого процесса, такая теория до настоящего времени не разработана. Единственная плодотворная попытка такого исследования была предпринята Ю. Б. Свиридовым [3]. Отдавая должное этой работе и отмечая ряд несомненных удач ее автора, необходимо отметить, что в целом модель испаряющегося факела распыленного топлива носит весьма условный (с аэродинамической точки зрения) характер.

В данной статье излагаются результаты, связанные с попыткой создания физико-математической модели и численного метода расчета основных показателей струйного смесеобразования, основанных на комплексном рассмотрении топливно-воздушного факела как нестационарной турбулентной двухфазной струи, движущейся в стесненных условиях с интенсивными фазовыми превращениями и межфазовым теплообменом. Работа является завершающим этапом ряда исследований авторов [4—7 и др.].

Предположим, что из круглого сопла диаметром d_c в камеру сгорания дизеля впрыскивается струя жидкого топлива. Условно допустим, что распад струи полностью завершается к выходному сечению сопла. Считаем, что имеет место единичный впрыск топлива, осуществляемый в интервале времени $\tau \in [0; \tau_b]$, и известны определяющие его параметры: общая цикловая подача топлива V_n , т. е. объем топлива, впрыскиваемого через одно сопло за весь интервал впрыска; относительная интегральная зависимость, характеризующая подачу топлива $V(\tau)/V_n = f(\tau/\tau_b)$, $\tau \in [0; \tau_b]$; интегральная функция распределения капель по размерам $F = F(a, \tau)$; температура t_{20} впрыскиваемого топлива; время впрыска τ_b .

Движение топливного факела происходит в газовой среде, характеризующейся давлением p_1 и температурой $t_{10} \gg t_{20}$. Последнее вызовет интенсивный процесс нагрева и испарения капель и струя будет состоять из трех компонентов: воздуха, частиц топлива и его паров. Требуется исследовать динамику развития такого факела, а также проследить за процессами формирования внутри него скоростных, температурных и концентрационных полей.

Характерной особенностью нестационарной турбулентной струи испаряющегося распыленного топлива является то, что ввиду интенсивного перемешивания в одной точке объема могут находиться капли, впрыснутые в факел в различные моменты времени. Если при исследовании изотермического факела данное обстоятельство не имело значения [7], то здесь его необходимо учитывать, так как капли разного «возраста» имеют в любой фиксированный момент времени различные закономерности теплообмена и испарения. Для учета данного эффекта разобьем жидкую фазу на группы по времени впрыска и согласно рекомендациям работы [4] будем следить за динамикой их перемещения.

В качестве аналитических зависимостей, характеризующих теплообмен и испарение заданного конгломерата капель топлива во времени при данных конкретных условиях, примем выражения, аппроксимирующие стоки массы жидкой фазы и тепла, затрачиваемого на прогрев и испарение капель [8]. Последнее дает возможность упростить поставленную задачу, поскольку при этом не требуется разбивать жидкую фазу на группы по размерам и температурам и, кроме того, позволяет опустить из рассмотрения уравнение энергии капель.

Так же, как и при исследовании изотермической струи [7], предположим, что осредненные местные значения скоростей парогазовой смеси и частиц топлива одинаковы, а пульсационные скорости различны. Считаем, что движение топливных паров определяется динамикой перемещения парогазовой смеси, причем температуры пара и воздуха в любой точке объема струи равны. Пар и газ являются идеальными газами в термодинамическом понятии. При скоростях истечения жидкостей из сопел форсунок, характерных для режимов распыливания, представляющих практический интерес, в струе распыленного топлива всегда будет турбулентное движение.

В основу исследования положим общие осредненные уравнения движения и энергии турбулентных полифазных потоков. Однако применительно к рассматриваемому случаю, учитывая сказанное, а также пренебрегая турбулентным переносом субстанции вдоль оси z , данные уравнения могут быть значительно упрощены. Имеем следующую систему уравнений в приближении пограничного слоя:

— уравнение баланса массы для порции топлива, впрыснутой в момент $\tau \in [0; \tau']$,

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rho_2 s_{2\tau} + \frac{\partial}{\partial z} \rho_2 s_{2\tau} w_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \{ \rho_2 s_{2\tau} w_r + \langle (\rho_2 s_{2\tau})'' w_{2r}'' \rangle \} + G_\tau(\tau') = 0; \quad (1)$$

— уравнение баланса массы жидкой фазы в целом

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rho_2 s_2 + \frac{\partial}{\partial z} \rho_2 s_2 w_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \{ \rho_2 s_2 w_r + \langle (\rho_2 s_2)'' w_{2r}'' \rangle \} + \int_0^{\tau'} G_\tau(\tau') d\tau = 0; \quad (2)$$

— уравнение баланса массы паров топлива

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rho_3 s_3 + \frac{\partial}{\partial z} \rho_3 s_3 w_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \{ \rho_3 s_3 w_r + \langle (\rho_3 s_3)'' w_{3r}'' \rangle \} - \int_0^{\tau'} G_\tau(\tau') d\tau = 0; \quad (3)$$

— уравнение полного баланса массы смеси

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} \rho w_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left\{ \rho w_r + \sum_{l=1}^3 \langle (\rho_l s_l)'' w_{lr}'' \rangle \right\} = 0; \quad (4)$$

— уравнение баланса количества движения смеси в проекции на ось z

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rho w_z + \frac{\partial}{\partial z} \rho w_z^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left\{ \rho w_z w_r + w_z \sum_{l=1}^3 \langle (\rho_l s_l)'' w_{lr}'' \rangle + \sum_{l=1}^3 \rho_l s_l \langle w_{lz}'' w_{lr}'' \rangle \right\} = 0; \quad (5)$$

— уравнение баланса тепла для парогазовой смеси

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} Q w_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left\{ Q w_r + \sum_{l=1,3} \rho_l s_l \langle I_l'' w_{lr}'' \rangle + \sum_{l=1,3} I_l \langle (\rho_l s_l)'' w_{lr}'' \rangle \right\} + \int_0^{\tau'} Q_\tau(\tau') d\tau = 0. \quad (6)$$

В уравнениях (1)–(6) приняты следующие обозначения: τ' — текущий момент времени; $s_{2\tau}$ — объемная концентрация капель, принадлежащих порции топлива, впрыснутой в момент $\tau \leq \tau'$ (при $\tau > \tau' s_{2\tau} = 0$);

s_2 — суммарная объемная концентрация жидкой фазы; $\rho = \sum_{l=1}^3 \rho_l s_l$ — массовая плотность; смеси $\rho_l s_l$ — массовая плотность и объемная концентрация l -го компонента; w_{lz} , w_{lr} — проекции вектора скорости, характеризующего l -ю компоненту ($w_r = w_{lr}$, $w_z = w_{lz}$, $l = 1, 3$); $I_l = c_{pl} t_l$ — энтальпия l -й компоненты; c_{pl} — теплоемкость при постоянном давлении; $G_\tau(\tau')$, $Q_\tau(\tau')$ — интенсивности стоков, соответственно, массы капель топлива и тепла, затрачиваемого на их прогрев и испарение, характеризующие порцию топлива, впрыснутую в момент τ (очевидно Q_τ , G_τ являются функциями координат и времени); $Q = \rho_1 s_1 I_1 + \rho_3 s_3 I_3$.

Двумя штрихами отмечены пульсации соответствующих величин, символ $\langle \dots \rangle$ является знаком пространственно-временного осреднения. Индекс $l = 1, 2, 3$ соответствует газовой компоненте, каплям топлива и его парам. Уравнения (1)–(6) записаны в цилиндрической системе координат, начало которой помещено в центре сопла, а ось z совпадает с осью струи.

К этим уравнениям необходимо присоединить выражение устанавливающее связь между концентрациями компонентов,

$$\sum_{l=1}^3 s_l = 1. \quad (7)$$

Система интегро-дифференциальных уравнений (1)–(6) при условии (7) не замкнута. Для ее замыкания необходимо, следуя полуэмпирическим теориям турбулентности, установить приемлемую связь между турбулентными осредненными потоками переносимых субстанций и основными осредненными параметрами течения. С этой целью воспользуемся соотношением Буссинеска и его аналогами [9], [10], т. е.

$$\langle w_{lz}'' w_{lr}'' \rangle = -\varepsilon_l \frac{\partial w_{lz}}{\partial r}, \quad \langle (\rho_l s_l)'' w_{lr}'' \rangle = -\frac{\varepsilon_l}{Sc_l} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_l s_l), \quad l = \overline{1,3};$$

$$\langle (\rho_2 s_{2\tau})'' w_{2r}'' \rangle = -\frac{\varepsilon_2}{Sc_2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_2 s_{2\tau}), \quad \langle I_l'' w_{lr}'' \rangle = -\frac{\varepsilon_l}{Pr_l} \frac{\partial I_l}{\partial r}, \quad l = 1, 3. \quad (8)$$

где ε_l — коэффициент турбулентной диффузии импульса, соответствующий l -й компоненте смеси; Sc_l , Pr_l — турбулентные аналоги чисел Шмидта и Прандтля, характеризующие турбулентную диффузию соответствующих субстанций ($l = 1, 2, 3$).

Заметим, что величина $\rho_2 s_2$ в среднем по объему струи распыленной жидкости примерно на порядок меньше значения $\rho_1 s_1 + \rho_3 s_3$ (исключение

составляет лишь относительно малый начальный участок, непосредственно примыкающий к срезу сопла). Кроме того, ввиду малых размеров капля ($\bar{a} \sim 25$ мкм) и сравнительно небольшой величины ρ_2/ρ_1 , значения корреляционных моментов $\langle w''_{1z} w''_{1r} \rangle$ $l = 1, 3$ будут различаться незначительно. Принимая во внимание сказанное, представляется возможным воспользоваться аппроксимацией

$$\sum_{l=1}^3 \rho_l s_l \langle w''_{1z} w''_{1r} \rangle \approx \langle w''_{1z} w''_{1r} \rangle \sum_{l=1}^3 \rho_l s_l = \rho \langle w''_z w''_r \rangle = -\rho \varepsilon \frac{\partial w_z}{\partial r}, \quad (9)$$

где ε — коэффициент турбулентной диффузии импульса топливно-воздушной смеси.

При определении коэффициента турбулентной вязкости для свободной двухфазной струи и топливно-воздушного факела, движущегося в камере сгорания типа Гессельмана, можно воспользоваться результатами работы [7].

Как известно, на процессы смесеобразования в дизелях существенное влияние оказывает турбулентность среды, обусловленная процессами наполнения камеры воздухом и его последующего сжатия. Для этого случая будем использовать следующую зависимость [11], полученную с использованием результатов работы [7]:

$$\varepsilon = 0,0294 h w_{cp} (n/1200)^{0,5} + 0,0154 d_c w_{zc} (\rho_c/\rho_0)^{0,35}, \quad (10)$$

где h — ширина щели открытия выпускного клапана; w_{cp} — средняя скорость впуска воздуха в цилиндр через клапан; n — частота вращения колчатого вала.

Первый член правой части (10) учитывает турбулентность, наведенную воздушным потоком, поступающим в цилиндр дизеля; второй — турбулентность, наведенную самим факелом.

При численном исследовании нестационарной турбулентной струи испаряющегося распыленного топлива в основу вычисления параметров Sc_l , $l = 1, 3$ были положены зависимости [12], полученные в результате обработки обширного экспериментального материала по стационарным турбулентным двухфазным и однородным разноплотностным струям

$$Sc_1 = Sc_3 = 1 - [1 + \rho_m/\rho_0]^{-2}, \quad (11)$$

$$Sc_2 = Sc_1 [1 + 1,4 \text{th}(0,2 Ar_s)], \quad (12)$$

где $Ar_s = \frac{g a^3}{\nu_1^2} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1}$ — критерий Архимеда; g — ускорение силы тяжести; a — среднеобъемный по спектру размер частиц распыленного топлива; ν_1 — характерная вязкость парогазовой смеси.

Турбулентные числа Прандтля Pr_l , $l = 1, 3$ для компонентов, образующих парогазовую смесь, с учетом неизотермичности, согласно исследования [13], брались из диапазона [0,8; 0,9].

Величины $G_\tau(\tau')$ и $Q_\tau(\tau')$, характеризующие интенсивности межфазового тепло-массопереноса для жидкой фазы, определялись по методике, описанной в [8]. При этом значения скоростей скольжения фаз $\bar{w}'' = \sqrt{\langle (w''_1 - w''_2)^2 \rangle}$ в пульсационном движении находились по формуле [14]:

$$\bar{w}'' = \bar{w}_1'' \left\{ 1 - 1/\left[1 + \left(\frac{f \rho_2 a_{\max}^2}{30 \mu_1} \right)^2 \right] \right\}, \quad (13)$$

где \bar{w}_1'' , f , μ_1 — соответственно, характерные скорость и частота турбулентных пульсаций, а также динамическая вязкость несущей среды; a_{\max} — первоначальный размер капель десятой группы (капли были раз-

биты на десять групп по размеру, десятая группа капель имела наибольшие размеры).

При оценке пульсационной скорости \bar{w}_1'' будем исходить из известной зависимости (10) для коэффициента ε турбулентной диффузии импульса. Согласно [15]

$$\bar{w}_1'' \approx \sqrt{\varepsilon \left| \frac{\partial w_z}{\partial r} \right| / R(w''_{1z}, w''_{1r})}. \quad (14)$$

Среднее значение $R(w''_{1z}, w''_{1r})$ для основного участка однородных струй [15 и др.] мало изменяется и лежит около величины 0,4. Исследования, выполненные сотрудником НИИВТа Колодиным А. М., подтверждают, что и в двухфазных струях средняя величина $R(w''_{1z}, w''_{1r}) = 0,4$.

Для оценки характерной частоты f турбулентных пульсаций воспользуемся гипотезой Прандтля

$$\bar{w}_1'' \approx l \left| \frac{\partial w_z}{\partial r} \right|, \quad (15)$$

а также работой [16], согласно которой

$$f \approx \text{const}_1 \cdot \bar{w}_1'' / l. \quad (16)$$

Из совместного рассмотрения (15), (16), вытекает

$$f \approx \text{const} \cdot \left| \frac{\partial w_z}{\partial r} \right|. \quad (17)$$

Учитывая (13) ÷ (17), будем иметь

$$\bar{w}_1'' = \sqrt{\varepsilon \left| \frac{\partial w_z}{\partial r} \right| / R(w''_{1z}, w''_{1r}) \left\{ 1 - 1/\left[1 + \left(\text{const} \cdot \left| \frac{\partial w_z}{\partial r} \right| \cdot \rho_2 a_{\max}^2 / 30 \mu_1 \right)^2 \right] \right\}}. \quad (18)$$

Таким образом, при известных значениях $G_\tau(\tau')$ и $Q_\tau(\tau')$ система уравнений становится замкнутой, поскольку состоит из числа уравнений, равного числу неизвестных: $s_{2\tau}$, $\tau \in [0; \tau']$, s_l , $l = 1, 3$; w_z , w_r , t_1 .

Для решения данной краевой задачи необходимо сформулировать условия однозначности, которые для нестационарной струи испаряющегося распыленного топлива, развивающейся в области $K = \{(r, z) / 0 \leq |r| < \infty, 0 \leq z < \infty\}$ для $\tau \in [0; \tau_c]$, будут иметь следующий вид (τ_c — период задержки воспламенения, $\tau_c < \tau_b$).

Начальные условия ($\tau = 0$)

$$s_2 = s_3 = w_z = w_r = 0, \quad s_1 = 1, \quad t_1 = t_{10} \quad (19)$$

для всей области K , кроме точек, принадлежащих срезу сопла, для которых при $\tau \in [0; \tau_c]$

$$s_2 = 1, \quad s_1 = s_3 = w_r = 0, \quad w_z = w_{zc}(\tau), \quad t_1 = t_{10}. \quad (20)$$

Кроме того, необходимо сформулировать условия на бесконечности ($0 < \tau \leq \tau_c$):

$$s_1 \rightarrow 1, \quad s_2 \rightarrow 0, \quad s_3 \rightarrow 0, \quad w_r \rightarrow 0, \quad w_z \rightarrow 0, \quad t_1 \rightarrow t_{10} \text{ при } |r|, z \rightarrow \infty. \quad (21)$$

Предположим, что рассматриваемая краевая задача для уравнений в частных производных корректна, т. е. ее решение существует, единственно и непрерывно зависит от начальных и граничных условий.

В основу численного исследования краевой задачи (1)–(8), (19)–(21) положен метод суммарной аппроксимации [17], осуществляющий редукцию исходной задачи к последовательности подзадач более простой физической природы. Данные о численном методе расчета струйного смесеобразования в дизеле приведены в [4].

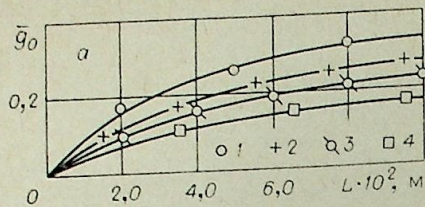
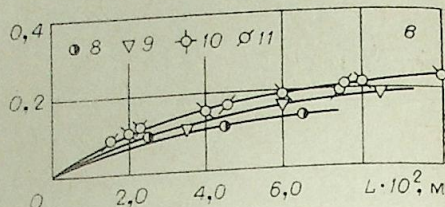
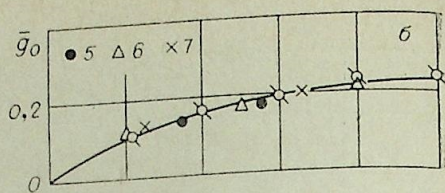


Рис. 6. Зависимости $\bar{g}_0 = f(L)$ для свободного топливно-воздушного факела от различных факторов.

а — влияние диаметра сопла, $w_{z0} = 158$ м/с; $p_1 = 1,0$ МПа; $d_c = 0,23$ мм (1); 0,35 (2); 0,54 (3); 1,04 мм (4). б — влияние скорости впрыска; $d_c = 0,54$ мм и $p_1 = 1,0$ МПа; $w_{z0} = 93$ м/с (5); 130 (6); 198 м/с (7). в — влияние противодавления; $w_{z0} = 158$ м/с и $d_c = 0,54$ мм; $p_1 = 0,3$ МПа (8); 0,5 (9); 1,7 (10); 1,95 МПа (11).



Одним из важнейших показателей процесса смесеобразования является доля топлива $\bar{g}_0(t)$ в объеме факела, обеспеченная окислителем для последующего сгорания. На рис. 6 представлены расчетные зависимости $\bar{g}_0 = f(L)$, где L — дальность факела во времени, для различных условий смесеобразования. Видно, что величина \bar{g}_0 увеличивается по мере развития факела; при прочих равных условиях \bar{g}_0 возрастает с уменьшением диаметра сопла распылителя и противодавления при $\rho_1 \leq 9,3$ кг/м³ и практически не зависит от скорости впрыска и противодавления при $\rho_1 > 9,3$ кг/м³.

Результаты многочисленных расчетов (и в частности материалы рис. 6) показывают, что при развитии свободного топливно-воздушного факела качество смесеобразования весьма низкое (особенно при малых значениях L) и существенно улучшить его посредством обычных мероприятий (изменением давления впрыска, диаметра сопла, параметров среды и т. п.) не представляется возможным. В связи с этим особого рассмотрения заслуживает оценка влияния на \bar{g}_0 турбулентности среды и турбулентного числа Шмидта.

Рис. 7 показывает, что посредством турбулизации воздушного заряда можно существенно улучшить качество объемного смесеобразования в ди-

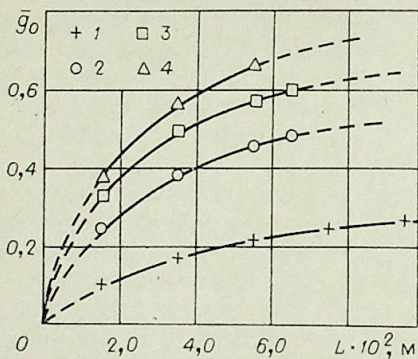


Рис. 7. Влияние турбулентности среды на качество смесеобразования при следующих условиях впрыска: $p_1 = 1,0$ МПа; $d_c = 0,55$ мм; $w_{z0} = 158$ м/с.

$\xi = 0,33 \cdot 10^{-2}$ (1); 10^{-2} (2); $1,5 \cdot 10^{-2}$ (3); $2,0 \cdot 10^{-2}$ м²/с (4).

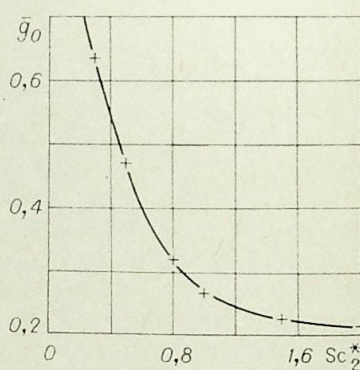


Рис. 8. Зависимость $\bar{g}_0 = f(Sc_2^*)$ для свободной струи, развивающейся при условиях: $d_c = 0,3$ мм; $w_{z0} = 158$ м/с; $p_1 = 1,0$ МПа.

зеле. Однако применительно к рассматриваемому случаю прямоструйного смесеобразования увеличение ϵ практически возможно лишь за счет повышения частоты вращения коленчатого вала. Поэтому этот путь, используемый при решении задачи организации качественного рабочего процесса в высокооборотных дизелях, мало пригоден для интенсификации процессов смесеобразования у двигателей с заданным числом оборотов.

Рис. 8 показывает, что критерий Шмидта оказывает существенное влияние на качество смесеобразования. Так, уменьшение величины Sc_2 с 2 до 0,3 позволяет при практически неизменной дальности факела увеличить количество обеспеченного окислителем топлива с 0,22 до 0,64. Однако величина критерия Шмидта для струй распыленного топлива, вводимых в камеру сгорания дизелей, колеблется в узком диапазоне (1,0 ÷ 1,2). Поэтому интенсификация процессов объемного смесеобразования посредством снижения величины Sc_2 требует поиска специальных методов, например, использования топливно-водяных эмульсий и т. п.

В заключение отметим, что численное «наблюдение» за динамикой формирования температурных и концентрационных полей внутри нестационарного топливно-воздушного факела позволит вплотную подойти к оценке одной из важнейших характеристик рабочего процесса дизеля — продолжительности задержки воспламенения топлива.

Новосибирский институт инженеров
водного транспорта
Институт теплофизики СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
18/VI 1979

ЛИТЕРАТУРА

- Кириленко А. П. Важный этап повышения эффективности экономики.— Коммунист, 1978, № 7.
- Дьяченко Н. Х., Свиридов Ю. Б. Проблемы сгорания в дизелях.— В кн.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
- Свиридов Ю. Б. Смесеобразование и сгорание в дизелях. Л., Машиностроение, 1972.
- Лебедев О. Н., Солоненко О. П. Численное исследование нестационарной турбулентной двухфазной струи испаряющегося распыленного топлива.— Тр. НИИВТА, 1976, вып. 107.
- Лебедев О. Н. К математическому описанию процесса струйного смесеобразования в дизелях.— Физика горения и взрыва, 1977, № 5.
- Лебедев О. Н. Математическое моделирование процессов струйного смесеобразования в дизелях.— Изв. ВУЗов. Машиностроение, 1977, № 3.
- Лебедев О. Н., Солоненко О. П. Расчет нестационарной турбулентной струи распыленной жидкости.— Изв. СО АН СССР, 1978, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
- Лебедев О. Н., Солоненко О. П. Численное исследование некоторых параметров нестационарного однородного двухфазного потока.— Изв. СО АН СССР, 1976, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
- Хинце И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
- Абрамович Г. Н. и др. Турбулентное смешение газовых струй. М., Наука, 1974.
- Лебедев О. Н. К расчету струйного смесеобразования в судовых дизелях.— Рыбное хозяйство, 1978, № 1.
- Лебедев О. Н., Марченко В. Н. О поперечном переносе примеси в турбулентной струе.— Тр. НИИВТА, 1976, вып. 121.
- Лаатс М. К., Фришман Ф. А. Исследование двухфазной неизотермической турбулентной струи.— В кн.: Турбулентные двухфазные течения. Таллин, Изд-во АН ЭССР, 1976.
- Раушенбах Б. В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., Машиностроение, 1964.
- Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., Наука, 1973.
- Lighthill M. T. On sound generated aerodynamically. P. II. Turbulence as a source of sound.— Proc. Roy. Soc. London. Ser. A, 1954, v. 222, N 1148.
- Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М., Наука, 1971.
- Камфер Г. М., Шатров Е. В., Свиридов Ю. Б. Влияние ряда начальных параметров заряда на испарение факела распыленного топлива.— Тр. ЦНИТА, 1964, вып. 22.

В. Б. ПОКРОВСКИЙ, В. П. ЕЛИЗАРОВ, М. К. ГИМАЛЕЕВ

К РЕШЕНИЮ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ
РЕКТИФИКАЦИОННЫХ КОЛОНН

Нестационарные режимы ректификационных колонн могут быть описаны системами обыкновенных дифференциальных уравнений (СОДУ), интегрирование которых позволяет рассчитать переходные процессы по различным каналам возмущений. Численное интегрирование СОДУ приводит даже при удачном выборе шага к значительным затратам времени на ЭВМ, а при попытке увеличить шаг интегрирования — к неустойчивому решению системы.

Для сокращения времени расчета динамических характеристик на ЭВМ в работе [1] предложен прием приближенного моделирования переходных процессов, основанный на принципе геометрического подобия нестационарных профилей [2], что позволяет исключить длительную процедуру интегрирования системы дифференциальных уравнений. Сравнение результатов расчета по приближенной и точной моделям показывает [1] значительное сокращение машинного времени, при этом максимальная погрешность аппроксимации составляет 20%.

Другим подходом является переход к уравнениям в частных производных [3], что, однако, возможно только при весьма большом числе однородных контактных устройств.

В данной работе предлагается метод решения уравнений динамики ректификационных колонн, позволяющий преодолеть отмеченные трудности.

Рассмотрим математическое описание нестационарных режимов ректификационных колонн, которое может быть представлено в виде системы уравнений (1)–(13), полученных [4, 5] при следующих допущениях: потоки пара и жидкости не зависят от времени, количеством паровой фазы можно пренебречь, количество жидкости на контактных устройствах не изменяется в переходном режиме, вся жидкость на тарелках сосредоточена в зоне массообмена. Остальные допущения обычные и соответствуют, например, модели 12 [5, с. 43].

Система уравнений имеет вид для исчерпывающей части колонны ($1 \leq i < f, j = 1, 2, \dots, r-1$)

$$H_i \frac{dx_{ij}}{dt} = L_1(x_{i+1,j} - x_{ij}) + V(y_{i-1,j} - y_{ij}); \quad (1)$$

для укрепляющей части ($f < i \leq n, j = 1, 2, \dots, r-1$)

$$H_i \frac{dx_{ij}}{dt} = L_2(x_{i+1,j} - x_{ij}) + V(y_{i-1,j} - y_{ij}); \quad (2)$$

для тарелки питания ($i = f, j = 1, 2, \dots, r-1$)

$$H_f \frac{dx_{fj}}{dt} = L_2 x_{f+1,j} - L_1 x_{fj} + V(y_{f-1,j} - y_{fj}) + F \chi_{F,j}; \quad (3)$$

для куба колонны ($i = 0, j = 1, 2, \dots, r-1$)

$$H_0 \frac{dx_{0j}}{dt} = L_1 x_{1j} - V y_0 - W x_{0j}; \quad (4)$$

для конденсатора ($i = n+1, j = 1, 2, \dots, r-1$)

$$H_{n+1} \frac{dx_{n+1,j}}{dt} = -(D + L_2) x_{n+1,j} + V y_{nj}. \quad (5)$$

Уравнения для расчета состава пара, уходящего i -й тарелки:

$$y_{ij} = y_{i-1,j} \exp\left(-\frac{Q_{ij} S}{V} + \delta_{ij} y_{ij}^* \left[1 - \exp\left(-\frac{Q_{ij} S}{V}\right)\right]\right),$$

$$Q_{ij} = \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^r K_i^{kj} y_{i-1,k} + \left(\frac{\sum_{\substack{k=1, k \neq j}}^r K_i^{kj} y_{i-1,k}}{\sum_{\substack{k=1, k \neq j}}^r y_{i-1,k}} \right) y_{ij}^*$$

$$\delta_{ij} = \frac{\sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^r K_i^{kj} y_{i-1,k}}{Q_{ij} \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^r y_{i-1,k}}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{K_i^{kj}} = \frac{1}{\beta_y^{kj}} + \frac{K_i}{\beta_x^{kj}}, \quad (7)$$

$$\beta_y^{kj} = \beta_y(V, L, x_{ih}, x_{ij}), \quad (8)$$

$$\beta_x^{kj} = \beta_x(V, L, x_{ih}, x_{ij}), \quad (9)$$

$$y_{ij}^* = k_j(T_i) x_{ij}, \quad (10)$$

$$\sum_{j=1}^r x_{ij} = 1, \quad \sum_{j=1}^r k_j(T_i) x_{ij} = 1, \quad (11)$$

$$L_1 = L_2 + F, \quad L_2 = V - D, \quad V = L_1 - W. \quad (12)$$

Начальные условия для уравнений (1)–(5) равны значениям концентраций компонентов в паре и жидкости, полученным из расчета стационарной модели колонны.

$$\chi_{ij}(0) = x_{ij}^0. \quad (13)$$

Система уравнений (1)–(13) описывает переходный процесс в колонне ректификации многокомпонентной смеси с учетом кинетики массопередачи на контактных устройствах. Исходными данными для расчета нестационарной модели (1)–(13) служат значения параметров режима, отличающиеся от стационарных на величину возмущения и соответствующие новому установившемуся режиму работы колонны.

Решение системы нелинейных уравнений (1)–(13) выполняется численными методами с помощью ЭВМ. Время расчета кривых переходного процесса, ввиду ограниченности максимального шага интегрирования, даже в простейших случаях может достигать десятки и сотни часов, что делает невозможным применение этих уравнений в алгоритмах управления промышленными ректификационными колоннами.

Сведение системы дифференциальных уравнений (1)–(5) к системе алгебраических позволяет построить быстродействующие алгоритмы расчета динамических характеристик колонны.

Метод решения уравнений переходного процесса. Будем рассматривать решение уравнений (1)–(13) в определенных точках t_k интервала времени $t_k \in [0, \tau]$.

Пусть значение концентраций j -го компонента в жидкой фазе на i -м контактном устройстве в k момент времени $t_k \in [0, \tau]$ равно

$$x_{ij}(t_k) = x_{ij}^0 \exp(a_{ij}^k t_k), \quad (14)$$

где a_{ij}^k — неизвестные постоянные коэффициенты ($i=0, 1, 2, \dots, f, \dots$, $j=1, 2, \dots, r$) k момента времени, τ — время переходного процесса.

Решение (14) при $t_k=0$ удовлетворяет начальным условиям (13). Подставляя решение (14) в уравнения (1)–(5), переходим к следующей системе трансцендентных алгебраических уравнений относительно a_{ij} , (индекс k в обозначениях a_{ij} , t рассматриваемых ниже уравнений опускается).

Для $1 \leq i < f$

$$x_{ij}^0 e^{a_{ij} t} (H_i a_{ij} + L_1) - L_1 x_{i+1,j}^0 e^{a_{i+1,j} t} - V(y_{i-1,j} - y_{ij}) = 0; \quad (1a)$$

для $f < i \leq n$

$$x_{ij}^0 e^{a_{ij} t} (H_i a_{ij} + L_2) - L_2 x_{i+1,j}^0 e^{a_{i+1,j} t} - V(y_{i-1,j} - y_{ij}) = 0; \quad (2a)$$

для $i=f$

$$x_{fj}^0 e^{a_{fj} t} (H_f a_{fj} + L_1) - F \chi_{F,j}^0 - L_2 \chi_{f+1,j}^0 e^{a_{f+1,j} t} - V(y_{f-1,j} - y_{fj}) = 0; \quad (3a)$$

для $i=0$

$$x_{0j}^0 e^{a_{0j} t} (H_0 a_{0j} + W) - L_1 x_{1j}^0 e^{a_{1j} t} + V y_{0j} = 0; \quad (4a)$$

для $i=n+1$

$$x_{n+1,j}^0 e^{a_{n+1,j} t} (H_{n+1} a_{n+1,j} + D + L_2) - V y_{n,j} = 0. \quad (5a)$$

Решение уравнений (1a)–(5a), совместно с уравнениями (6)–(12) дает значения коэффициентов a_{ij} для k момента времени t_k . Выбирая различные значения $t_k \in [0, \tau]$ и решая уравнения (1a)–(5a), (6)–(12) и (14), получим зависимость $x_{ij}(t)$. Момент времени t_k может быть задан произвольно на интервале $[0, \tau]$.

Таким образом, интегрирование системы дифференциальных уравнений (1)–(5) сводится к решению системы нелинейных алгебраических уравнений (1a)–(5a), (6)–(12), (14) в каждый момент времени $t_k \in [0, \tau]$, относительно a_{ij} и x_{ij} .

Время, затраченное на расчет всего переходного процесса, определяется количеством выбранных точек и длительностью решения системы алгебраических уравнений (1a)–(5a), (6)–(12) и (14).

В качестве примера проведен расчет переходных процессов в изученной [6] ректификационной колонне, разделяющей бинарную смесь ($r=2$). Концентрация легколетучего компонента в паре, уходящего с i -й тарелки определяется из выражения

$$y_i = y_{i-1} \exp\left(-\frac{K_i}{V}\right) + y_i^* \left[1 - \exp\left(-\frac{K_i}{V}\right)\right], \quad (15)$$

где

$$K_i = S \frac{1}{\frac{1}{\beta_{yi}} + \frac{m_i}{\beta_{xi}}}, \quad (16)$$

$$y_i^* = \frac{\alpha_i \chi_i}{1 + (1 - \alpha_i) \chi_i}; \quad m_i = \frac{\partial y_i^*}{\partial \chi_i}. \quad (17)$$

Расчет проведен при следующих данных [6]: исходная смесь метанол — вода; давление в колонне атмосферное, $n=18$; $f=9$; $S=1,06 \text{ м}^2$; $W=166,5$; $F=229,3$; $D=62,8$; $V=149$; $\chi_F=0,273$; $\chi_{n+1}=0,973$; $x_0=0,0086$.

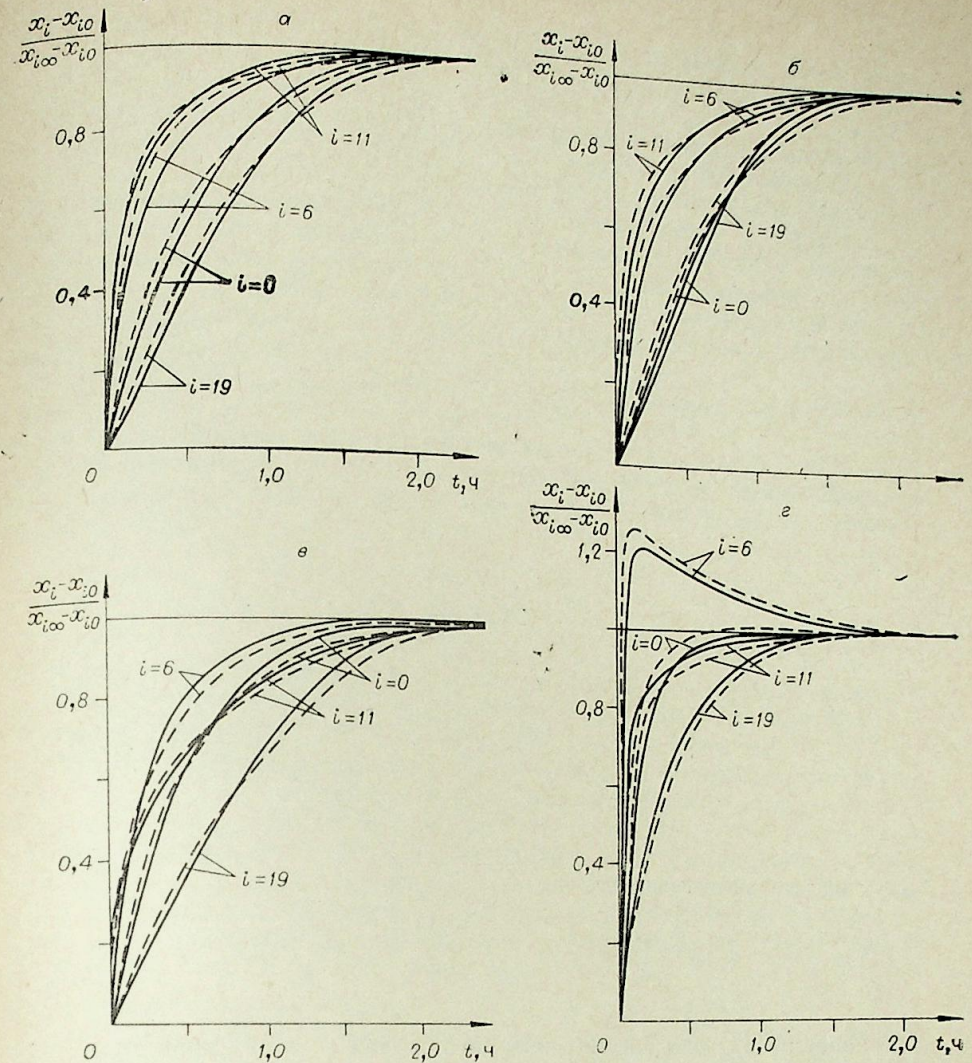


Рис. 1. Переходные процессы.
При $\Delta F=0,05 F$ (а), $\Delta \chi_F=0,05 \chi_F$ (б), $\Delta D=0,05 D$ (в), $\Delta V=0,05 V$ (г).

Величины α_i , β_{yi} , β_{xi} аппроксимированы полиномом

$$\alpha_i = 7,501 - 10,975 x_i + 6,0625 x_i^2, \quad (18)$$

$$\beta_{yi} = 47,6 + 1,6 V, \quad \beta_{xi} = 380,5. \quad (19)$$

Куб колонны рассматривается как полный испаритель

$$y_0 = x_0. \quad (20)$$

Начальные условия для системы дифференциальных уравнений (1)–(2) определяются одним из методов расчета статика колонны, например, STAT ВОЗ [5].

Расчет переходных процессов проведен на ЦВМ М-222 для ступенчатых возмущений по расходу и составу питания, расходом пара и дистиллята. Результаты расчетов для куба ($i=0$), контрольных тарелок ($i=6, 11$), конденсатора ($i=19$) представлены на рис. 1 (сплошные линии).

Интегрирование системы дифференциальных уравнений на ЦВМ обычным методом Рунге — Кутты четвертого порядка занимает 75 мин машинного времени. Время переходного процесса составляет $\tau=2-2,5$ ч.

Уравнения (15), (16), (19) имеют прежний вид. Индекс «0» в обозначениях концентраций x_{i0} указывает на величины, соответствующие начальному состоянию.

Задавшись моментом времени t_k , определяем из системы алгебраических уравнений (15), (16), (19), (22)–(28) значения коэффициентов a_i ($i = 0, 1, \dots, f, \dots, n + 1$), а из уравнения (21) — значения концентраций x_i . Необходимое количество точек $t_k \in [0, \tau]$ определяется характером поведения интегральной кривой. В случае монотонных функций интервал между точками можно выбрать достаточно большим. Решение системы алгебраических уравнений осуществлялось методом Ньютона с точностью до $1 \cdot 10^{-4}$. Кривые переходного процесса показаны на рис. 1 (штриховые линии), а значения $a_i(t)$ приведены на рис. 2.

Сравнение результатов расчета переходного процесса по уравнению (21) с решением уравнений (1)–(13) (см. рис. 1) указывает на близость строения переходного процесса для каждого из возмущений по уравнениям (21) проведено всего по шести точкам, что заняло 6 мин машинного времени.

ВЫВОДЫ

Предложенный метод исследования динамических режимов позволил разработать быстродействующие алгоритмы для ЦВМ. В приведенном примере затраты машинного времени сократились более чем в 10 раз.

В статье приняты следующие обозначения: F — молярный расход питания, кмоль/ч; D — молярный расход дистиллята, кмоль/ч; V — молярный расход паров, уходящих с тарелки, кмоль/ч; W — молярный расход кубового продукта, кмоль/ч; χ_{ij} — концентрация j -го компонента в жидкости на i -й тарелке, мол. доли; y_{ij} — концентрация j -го компонента в паре над i -ой тарелкой, мол. доли; H_i — количество жидкости на i -й тарелке, кмоль; L_1 — молярный расход жидкости в исчерпывающей части колонны, кмоль/ч; L_2 — молярный расход жидкости в укрепляющей части колонны, кмоль/ч; k_{ij} — коэффициент массопередачи, кмоль/ч · м³; β_{ij}^{kj} , β_{ij}^{hj} — частные коэффициенты массоотдачи в паровой и жидкой фазах, кмоль/м² · ч; K_{ij} — константа фазового равновесия; S — эффективная площадь тарелки, м²; y_{ij}^* — концентрация j -го компонента в паре, равновесном с жидкостью состава χ_{ij} , мол. доли; $\chi_{i\infty}$ — значения концентраций в новом установившемся режиме; ΔF , $\Delta \chi_F$, ΔD , ΔV — значения возмущений по параметрам F , χ_F , D , V .

Казанский химико-технологический институт им. С. М. Кирова

Поступила в редакцию 8/VI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрельцов Л. В., Бояринов А. И., Кафаров В. В., Жавороцков Н. М. ТОХТ, 1969, 3, № 4.
2. Бабков С. П., Жавороцков Н. М. Докл. АН СССР, 1956, 106.
3. Девятков Б. Н., Демиденко Н. Д., Охорзин В. А. Динамика распределенных процессов в технологических аппаратах, распределенный контроль и управление. Красноярск. Кн. изд-во, 1976.
4. Кафаров В. В. Основы массопередачи. М., Высшая школа, 1972.
5. Аписимов И. В., Бодров В. И., Покровский В. А. Математическое моделирование и оптимизация ректификационных установок. М., Химия, 1975.
6. Касаткин А. Г., Плазовский А. И., Чехов О. С. Расчет тарельчатых ректификационных и абсорбционных аппаратов. М., Стандартгиз, 1961.

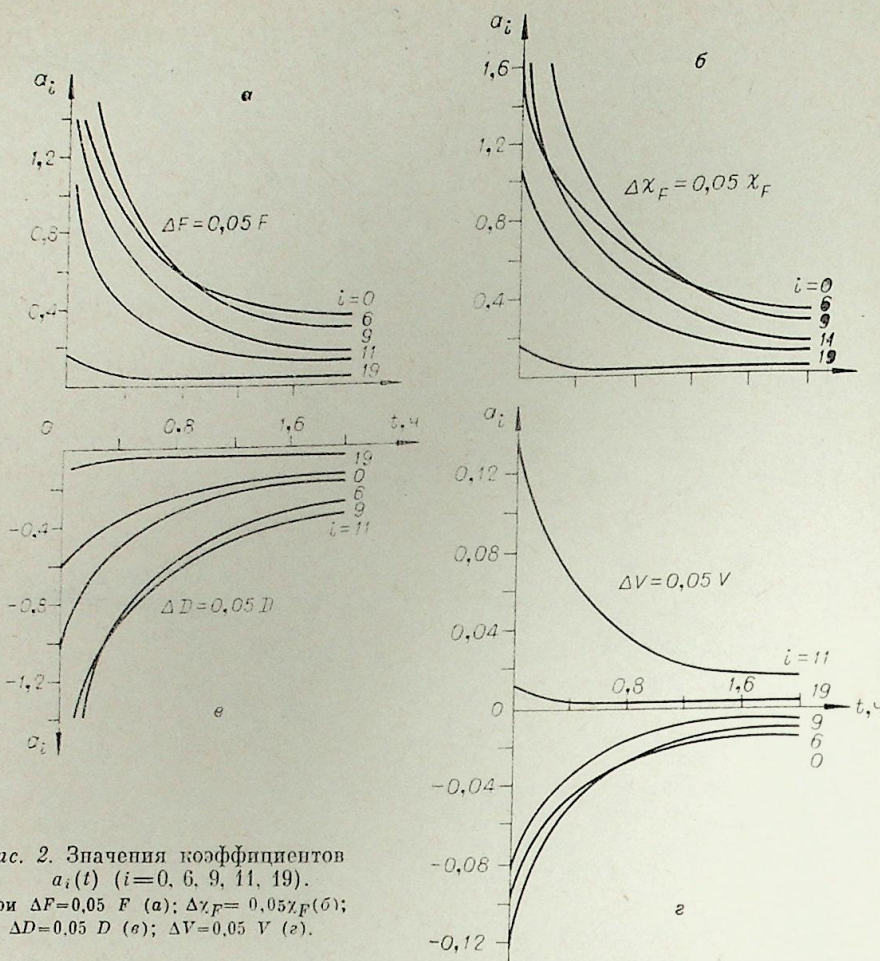


Рис. 2. Значения коэффициентов $a_i(t)$ ($i = 0, 6, 9, 11, 19$).
При $\Delta F = 0,05 F$ (а); $\Delta \chi_F = 0,05 \chi_F$ (б);
 $\Delta D = 0,05 D$ (в); $\Delta V = 0,05 V$ (г).

Уравнение (14) для рассматриваемого случая ($r = 2$) имеет вид

$$\chi_i(t) = \chi_{i0} \exp(a_i t) \quad (i = 0, 1, 2, \dots, n + 1), \quad (21)$$

а система нелинейных уравнений (1а)–(5а), (17), (18) запишется для $1 \leq i \leq f$

$$x_{i0} e^{a_i t} (H_i a_i + L_1) - L_1 x_{i+1,0} e^{a_{i+1} t} - V (y_{i-1} - y_i) = 0, \quad (22)$$

для $f < i \leq n$

$$x_{i0} e^{a_i t} (H_i a_i + L_2) - L_2 x_{i+1,0} e^{a_{i+1} t} - V (y_{i-1} - y_i) = 0, \quad (23)$$

для $i = f$

$$x_{f0} e^{a_f t} (H_f a_f + L_1) - F x_{F0} - L_2 x_{f+1,0} e^{a_{f+1} t} - V (y_{f-1} - y_f) = 0, \quad (24)$$

для $i = 0$

$$x_{00} e^{a_0 t} (H_0 a_0 + W) - L_1 x_{10} e^{a_1 t} + V y_0 = 0, \quad (25)$$

для $i = n + 1$

$$x_{n+1,0} e^{a_{n+1} t} (H_{n+1} a_{n+1} + D + L_2) - V y_n = 0, \quad (26)$$

$$y_i^* = \frac{\alpha_i e^{a_i t} x_{i0}}{1 + (1 - \alpha_i) e^{a_i t} x_{i0}}, \quad y_0 = e^{a_0 t} x_{00}, \quad (27)$$

$$\alpha_i = 7,501 - 10,975 e^{a_i t} x_{i0} + 6,0625 e^{2a_i t} x_{i0}^2. \quad (28)$$

СПИСОК СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ
В СЕРИИ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК В 1980 г.

Материалы VIII Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной
плазмы

- Абакумов Б. В., Курочкин Ю. В., Лазуткин О. Н., Пахомов Н. Ю., Пустогаров А. В., Уколов В. В., Шаньгин О. С. Исследование неравновесных свойств плазмы дугового разряда в смеси $N_2 - CO_2 - He$ методом лазерного зондирования.— № 13, вып. 3.
- Арзамасов В. Б., Полякова И. А. Термоэмиссионные свойства катодных материалов.— № 13, вып. 3.
- Артемов В. И., Синкевич О. А. Нелинейное развитие контракции в неравновесных разрядах.— № 13, вып. 3.
- Бабаевский А. Н., Сорокин Л. М. Приближенный расчет пористой разрядной камеры ВЧ плазматрона.— № 13, вып. 3.
- Буланый П. Ф., Поляков С. П. Исследование и обобщение удельного теплового потока и плотности тока в анодном пятне сильноточной дуги при атмосферном давлении.— № 13, вып. 3.
- Быканов А. И., Матюхин В. Д., Муравьев В. Ф., Смазнов С. И. Исследование энергетических характеристик электродного высокочастотного разряда в азоте при средних давлениях.— № 13, вып. 3.
- Ваулин Е. П., Ландау С. Д. Сравнительная оценка различных каналов теплообмена с поверхностью полого катода.— № 13, вып. 3.
- Гаркуша И. П., Кузнецов А. Н., Однороженко В. Б., Сабокар А. И., Твердохлебов В. И. Исследование потоков многокомпонентной плазмы оптическим методом.— № 13, вып. 3.
- Гладышев М. К., Горелов В. А., Кильдюшова Л. А. Экспериментальное исследование пристеночных электростатических зондов для определения концентрации заряженных частиц в движущейся плазме.— № 13, вып. 3.
- Гороховский В. И., Урюков Б. А. О явлении скин-эффекта в рельсотронах и импульсных плазменных ускорителях.— № 13, вып. 3.
- Гришин А. М., Абалтусов В. Е., Голованов А. Н. Экспериментальное исследование теплообмена плазменной струи с перфорированной поверхностью при палиции вдува.— № 13, вып. 3.
- Гужков В. В., Козлов Н. П., Хвасюк В. П. Тепловые режимы электродов нестационарных систем.— № 13, вып. 3.
- Дресвин С. В., Борисенков В. И., Данилов В. П., Донской А. В., Кузьмин Л. А. Расчет мощных (свыше 1000 кВт) индукционных плазматронов.— № 13, вып. 3.
- Егоров В. М., Якунин В. Н., Бабенко Н. Г., Белов П. В. Статистическая устойчивость горения электрической дуги в «Большом».— № 13, вып. 3.
- Жинжиков Г. М., Лукьянов Г. А., Сахин В. В. Нарушение термодинамического равновесия в электродуговых источниках плазмы.— № 13, вып. 3.
- Журбенко В. Г., Неровский В. А., Раховский В. И. Исследование газоотделения с электродов вакуумного промежутка при электрическом пробое.— № 13, вып. 3.
- Завидей В. И., Кучеров Я. Р., Пустогаров А. В., Пахомов Д. Ю., Халбошин А. П. Температура термодинамических катодов.— № 13, вып. 3.
- Зимин А. М. О различных приближениях при описании процессов в прикатодной области.— № 13, вып. 3.
- Карабут А. Б., Курочкин Ю. В., Прокофьев А. Н. Численная модель дугового разряда в пористом канале при интенсивном вдуве газа.— № 13, вып. 3.
- Коршаковский С. И., Красненков М. А., Соловьев В. А. Сравнение различных методов управления струей плазматрона.— № 13, вып. 3.
- Лелевкин В. М., Пахомов Е. П., Энгельшт В. С. Начальный участок ламинарного течения дуговой плазмы в канале.— № 13, вып. 3.
- Меркушкин В. М., Родимов Ю. Л. Распределение тока по поверхности анода в дуговом плазматроне с диффузным разрядом.— № 13, вып. 3.
- Назаренко И. П., Паневин И. Г. Приближенная оценка величины и знака падения потенциала в столкновительной части анодного слоя.— № 13, вып. 3.
- Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф., Шкуратов С. И. Реакция вакуумного дугового разряда на скачок тока.— № 13, вып. 3.

- Старобинец А. А., Литвинов Е. А., Дергалева В. П. Бесстолкновительная модель катодного пятна вакуумной дуги.— № 13, вып. 3.
- Танаев В. В., Егоров В. М. Пространственная устойчивость дуги на оси цилиндрического канала.— № 13, вып. 3.
- Харин С. Н. О механизме термоупругого разрушения электродов в импульсном разряде.— № 13, вып. 3.
- Чередищенко В. С., Косинов В. А. Дуговой разряд с полным катодом.— № 13, вып. 3.

Низкотемпературная плазма

- Бараниников А. Л., Галкин Ю. А., Лычников Д. С., Чернетский А. В. Исследование высокочастотных колебаний в водородной плазме сильноточного разряда низкого давления.— № 8, вып. 2.
- Бербасов В. В. Электрическая дуга в поперечном магнитном поле.— № 8, вып. 2.
- Борискин С. П., Девятков Б. Н., Левченко В. Ф. Научно-инженерный подход к проблеме моделирования и анализа динамики плазматрона как технологического объекта. I.— № 3, вып. 1.
- Борискин С. П., Девятков Б. Н., Левченко В. Ф. Научно-инженерный подход к проблеме моделирования и анализа динамики плазматрона как технологического плазматрона.— № 8, вып. 2.
- Девятков Б. Н., Назарук В. И. Локально-множественный подход к моделированию течения в канале плазматрона методом Монте-Карло.— № 8, вып. 2.
- Девятков Б. Н., Жуков М. Ф., Назарук В. И. Множественное моделирование пульсаций дуги методом Монте-Карло.— № 3, вып. 1.
- Девятков Б. Н., Перегудов В. С. Общий метод аналитического представления решений многомерных линейных задач динамики плазмы.— № 8, вып. 2.
- Девятков Б. Н., Жуков М. Ф., Хайтман С. М. Постоянная времени дуги, инерционность процесса и линейная модель динамики плазмы.— № 3, вып. 1.
- Девятков Б. Н., Назарук В. И. Спектральный анализ статистической модели пульсаций турбулентной дуги.— № 8, вып. 2.
- Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне П. И., Фокин В. Н. Теплообмен в канале плазматрона с пористой стенкой.— № 13, вып. 3.
- Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандаров Г.-Н. Б. Эрозия термокатодев плазменных устройств.— № 13, вып. 3.
- Кудинов В. В. Проблемы и перспективы развития плазменного нанесения покрытий.— № 8, вып. 2.
- Лебаск В. А., Подмазов А. В., Пономарев Б. В. Исследование запальной свечи для плазменного зажигания электродуговых подогревателей воздуха.— № 8, вып. 2.
- Назарук В. И. Статистическое моделирование процесса взаимодействия дуги с турбулентным потоком.— № 8, вып. 2.
- Пашацкий И. В., Молчанов Е. А. Эрозия графитовых электродов плазматрона переменного тока.— № 8, вып. 2.
- Перегудов В. С. Влияние межсекционных полостей на динамические параметры дуги.— № 13, вып. 3.
- Перегудов В. С., Урюков Б. А. Область устойчивой работы плазматрона большой длины.— № 3, вып. 1.
- Соловьев О. И., Яцкарь И. Я. Распространение струи частиц в потоке газа, падающей на пластину.— № 8, вып. 2.
- Тихомиров И. А. Высокочастотные факельные плазматроны и их практическое применение.— № 8, вып. 2.

Термодинамика и теплообмен

- Борчевкин Ю. С., Корольков Б. П. Динамика теплообменника с независимым обогревом при неравномерном распределении плотности теплового потока по координате.— № 8, вып. 2.
- Гогонин И. И., Дорохов А. Р. К обобщению опытных данных по критическим тепловым потокам в стекающих пленках жидкости.— № 8, вып. 2.
- Гупало Ю. П., Полянин А. Д., Прыдкин П. А., Рязанцев Ю. С. О нестационарном теплообмене частицы, движущейся с переменной скоростью в идеальной жидкости.— № 3, вып. 1.
- Даниэлян Ю. С., Яницкий П. А. О формировании ледяных прослоев при промерзании влажных грунтов.— № 8, вып. 2.
- Лебедев В. А. Применение зонального метода к теплофизическому расчету излучающей системы с зеркальными поверхностями.— № 3, вып. 1.
- Паасонен В. И. Моделирование тепловых процессов в неоднородных конструкциях с источниками тепла.— № 3, вып. 1.
- Пономарев Н. Н., Рубцов Н. А. Радиационно-конвективный теплообмен в плоском слое поглощающей и рассеивающей завесы.— № 13, вып. 3.
- Пономарев Н. Н., Рубцов Н. А. Радиационно-кондуктивный теплообмен в плоском слое рассеивающей среды.— № 3, вып. 1.

- Пшеничников Ю. А. К расчету течения капельной жидкости с переменной вязкостью в термическом начальном участке плоского канала.— № 3, вып. 1.
- Соловьев С. В. Расчет температурного поля проводов с покрытием при радиационно-конвективном нагреве.— № 3, вып. 1.
- Суринов Ю. А., Рубцов В. В. Определение температурного поля ослабляющей среды в излучающей системе, состоящей из двух коаксиальных цилиндров различной длины.— № 8, вып. 2.

Прикладная газо- и реодинамика

- Багрянцев В. П., Кислых В. П. Нарушение разделения мелких частиц в вихревой камере.— № 3, вып. 1.
- Блохин А. М., Ромейский Е. П. Влияние свойств предельного стационарного решения на его установление.— № 3, вып. 1.
- Бычков Н. М., Коваленко В. М. Аэродинамические силы на вращающемся гладком цилиндре в поперечном потоке.— № 8, вып. 2.
- Бычков Н. М., Коваленко В. М. Аэродинамические характеристики кругового цилиндра в поперечном потоке.— № 8, вып. 2.
- Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Формирование вихревых колец.— № 3, вып. 1.
- Горелов Д. П. К выбору оптимального закона колебаний крыла, выполняющего роль движителя.— № 3, вып. 1.
- Лебедев О. Н., Солоненко О. П. Численное исследование объемного смесеобразования в дизеле.— № 13, вып. 3.
- Лежнин С. П. Волны конечной амплитуды при расслоенном режиме течения парожидкостной среды.— № 3, вып. 1.
- Рудаков А. П., Рудакова Г. М. Формирование струйного обтекания колючей преграды.— № 13, вып. 3.
- Савченко Ю. Н. Управление импульсом свободной струи.— № 13, вып. 3.
- Стурова П. В., Сухарев В. А. Генерация внутренних гравитационных волн в термоклине.— № 8, вып. 2.
- Султанов М. А. О гидрогазодинамическом характере формирования и развития структуры сверхзвукового факела при истечении потока из цилиндрического отверстия.— № 3, вып. 1.
- Сурис А. Л. Распространение струи в поперечном сходящем потоке.— № 3, вып. 1.
- Шепеленко В. Н. Потенциальное обтекание тела вращения потоком идеальной несжимаемой жидкости.— № 8, вып. 2.
- Шумский Г. М. О вихревых структурах за профилем, движущимся вблизи волнистой стенки.— № 8, вып. 2.

Теоретические исследования устойчивости и оптимального управления энергоэнергетических систем

- Геллер В. М. Системная энергооптимизация мощных многокаскадных усилительных устройств.— № 8, вып. 2.
- Ильин В. А. Табличное отображение топологической матрицы в задаче цифрового моделирования группы трансформаторов тока.— № 8, вып. 2.
- Веселовский О. Н. Цилиндрический линейный асинхронный двигатель и его аналоговая модель.— № 3, вып. 1.
- Горбунов Ю. К. Поперечные активно-индуктивные волновые параметры обмоток электрических машин.— № 3, вып. 1.
- Олейников В. В., Сапожников В. А. О задаче распределения требований по надежности между элементами сложной системы.— № 3, вып. 1.
- Покровский В. Б., Елизаров В. И., Гималеев В. К. К решению уравнений динамики ректификационных колонн.— № 13, вып. 3.
- Потапов В. И., Братцев С. Г. О вероятности безотказной работы и среднем времени «жизни» избыточных структур с адаптивными восстанавливающими органами.— № 3, вып. 1.
- Рычков С. Н. Исследование резистивного кольца, замкнутого джозефсоновским контактом.— № 8, вып. 2.

В. М. Егоров, В. Н. Якунин, Н. Г. Бабенко, Белов П. В.
Статистическая устойчивость горения электрической дуги в «большом».—
Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Режим горения электрической дуги в плазмотроне характеризуется наличием постоянно действующих возмущений. На формирование области начальных отклонений существенное влияние оказывает как уровень возмущения, так и их частотный спектр. Предлагаемый метод определения устойчивости имеет определяющую по энергетическому вкладу частоту, то при численном расчете устойчивости необходимо корректировать существующие методы с учетом частоты возмущения по предложенному методу. Такие спектры наблюдаются в режимах турбулентного шунтирования частотный спектр представляет собой белый шум, следовательно, область начальных отклонений может быть описана статистически. Для оценки устойчивости этих режимов предлагается числовая характеристика, имеющая вероятностный смысл. Использование этой характеристики позволяет получения больших значений коэффициента запаса устойчивости горения дуги при высокой вероятности реализации этих значений. Рис. 2, библиогр. 3.

УДК 621.3.014.31

Танаев В. В., Егоров В. М. Пространственная устойчивость дуги на оси цилиндрического канала.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Рассмотрены условия пространственной устойчивости дуги на оси цилиндрического канала. Получены интегральные критерии устойчивости дуги как при наличии продольного магнитного поля, так и без него. Показано, что граница устойчивости зависит от геометрических размеров канала и дуги, среды, тока дуги, а также величины внешнего магнитного поля. Проведено сопоставление полученного критерия с опытными данными. Рис. 2, библиогр. 3.

УДК 537.527

Карабут А. Б., Курочкин Ю. В., Прокофьев А. Н. Численная модель дугового разряда в пористом канале при интенсивном вдуве газа.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Приведены постановка задачи, описание алгоритма и результаты численного решения системы уравнений эллиптического типа, описывающих двухмерное ламинарное течение газа в пористом канале при наличии дугового разряда постоянного тока. Величина удельного вдува через пористую стенку (аргон) составляла $4,0 \div 50 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$, ток разряда — 100 А. Приводятся распределение функции тока, температуры газа, составляющих напряженности электрического поля. Сравняются расчетные значения напряженности с экспериментом и отмечается удовлетворительное согласие в ламинарной области течения. Рис. 4, библиогр. 3.

УДК 533.6.011 : 538.4

Лелевкин В. М., Пахомов Е. П., Энгельшт В. С. Начальный участок ламинарного течения дуговой плазмы в канале.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Проводится расчет начального участка от насадка у внутреннего электрода с развитым потоком газа до асимптотической области канала плазмотрона. Используется приближение ламинарного МГД пограничного слоя в рамках локального термодинамического равновесия плазмы с объемным излучением. С целью сопоставления с экспериментом расчет выполняется для дуги аргона с целью сопоставления с экспериментом расчет выполняется для дуги аргона с атмосферного давления, диаметр канала 3 см, расход газа 0,5—3 г/с, ток дуги 75, 160, 225 А. Отмечается, что отличие результатов расчета и эксперимента обусловлено неучетом неравновесных эффектов, а при больших плотностях тока — реабсорбции излучения. Немаловажную роль играют и коэффициенты переноса.

Равновесная модель может быть использована для исследований качественных изменений характеристик потока плазмы при вариации параметров плазмотрона. Рис. 2, библиогр. 3.

Гороховский В. П., Урюков Б. А. О явлении скин-эффекта в рельсотронах и импульсных плазменных ускорителях.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Теоретически исследована задача о явлении скин-эффекта при движении электрической дуги по направляющей рельсотрона с учетом тока Холла. Показано, что влияние тока Холла приводит к усилению скин-эффекта токового слоя в направляющей рельсотрона. Рис. 2, библиогр. 5.

Жинжиков Г. М., Лукьянов Г. А., Сахин В. В. Нарушение термодинамического равновесия в электродуговых источниках плазмы.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Предлагается инженерный метод расчета параметров плазмы в электродуговых источниках. В основу метода положена двухтемпературная модель плазмы, в которой разрыв между температурами компонент обусловлен только наличием электрического поля в области дугового разряда. Напряженность электрического поля предполагается известной. Приведены результаты расчетов параметров плазмы аргона и гелия и их сравнение с экспериментами. Показано, что при относительно низких температурах тяжелой компоненты неизотермичность может быть очень высокой. В рассмотренных случаях предлагаемый метод оказался весьма эффективным. Рис. 4, библиогр. 6.

Артемов В. И., Синкевич О. А. Нелинейное развитие контракции в неравновесных разрядах.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Проведено численное исследование нелинейной устойчивости дуги при наличии неоднозначности вольт-амперной характеристики как по току, так и по полю. Такая неоднозначность возникает при наличии в плазме неравновесных процессов: обмена энергией между электронной и атомной компонентами, выходом излучения из дугового столба и т. д. Рассмотрена дуга, горящая в водороде при давлении $P=10^5$ Па. В определенном интервале токов (и напряжений) существует три стационарных состояния, одно из которых неустойчиво. Расчеты показали, что характер развития неустойчивости зависит от типа и знака начального возмущения температуры. При бесконечно малом возмущении дуга всегда переходит в состояние с меньшей температурой, при достаточно большом положительном возмущении дуга может перейти в состояние с большей температурой. Рис. 4, библиогр. 6.

Коршаковский С. П., Красенков М. А., Соловьев В. А. Сравнение различных методов управления струей плазматрона.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Рассмотрены различные методы управления траекторией движения плазменной струи, истекающей из плазматрона. Экспериментально исследованы методы управления с помощью внешнего управляющего магнитного поля и с помощью основного магнитного поля плазматрона. Проведен сравнительный анализ обоих методов, оценены энергетические затраты на управление траекторией движения плазмы. Показано, что метод управления траекторией движения плазмы с помощью основного магнитного поля имеет преимущества при использовании плазматрона в технологических операциях, связанных с нанесением покрытий, резкой и сваркой материалов и т. п. Рис. 4, библиогр. 2.

Чередниченко В. С., Косинов В. А. Дуговой разряд с полым катодом.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Экспериментально определено положение зоны привязки тока на внутренней поверхности полого катода в сильноточном разряде. Показано, что ширина этой зоны значительно меньше ширины зоны наиболее нагретого участка катода, а ток из плазмы на катод за пределами зоны привязки равен нулю. Получено выражение для определения положения зоны привязки тока при различных параметрах разряда. Экспериментально установлено, что поток плазмы образующего газа через полость катода оказывает стабилизирующее воздействие на столб плазмы в пространстве между катодом и анодом. Обнаружено, что глубина проникновения плазмы в полость катода на 1,5–2 диаметра полости превосходит положение зоны привязки тока. Рис. 7, библиогр. 11.

Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф., Шкуратов С. И. Реакция вакуумного дугового разряда на скачок тока.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Исследуется переходный процесс в вакуумном дуговом разряде при быстром увеличении тока ($di/dt=2 \cdot 10^{10}$ А/с). Длительность всплеска напряжения межэлектродного расстояния и его амплитуда увеличиваются с ростом падения в момент скачка тока остается меньше 50 В при полном напряжении на электродах (200–2000) В. Сделан вывод, что продолжительность переходной стадии определяется не катодными процессами, а динамикой проводимости плазменного столба дуги. Рис. 3, библиогр. 5.

Завидей В. И., Кучеров Я. Р., Пустогаров А. В., Пахомов Д. Ю., Халбошин А. П. Температура термохимических катодов.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Рассмотрены вопросы измерения температуры катодов дуговых установок на основе циркония и гафния при работе в воздушной атмосфере. Отмечено, что влияние излучения плазмы воздуха может существенно влиять на результаты измерений. Приведены значения температур дугового пятна с циркониевыми и гафниевыми электродами. Полученные значения лежат выше диапазона значений температур плавления окислов и нитридов, но ниже температуры их кипения. Табл. 1, рис. 3, библиогр. 7.

Зимин А. М. О различных приближениях при описании процессов в прикатодной области.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Работа посвящена анализу различных приближений, используемых при математическом описании процессов в прикатодной области. Приведена система уравнений и перечислены ее типичные упрощения. Для оценки корректности используемых приближений проведены расчеты для одних и тех же условий по разным моделям. Показано, что полученные данные могут отличаться довольно сильно. Библиогр. 8.

Гужков В. В., Козлов П. П., Хвесьюк В. И. Тепловые режимы электродов нестационарных систем.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Приведены результаты исследований тепловых режимов электродов импульсных частотных ламп, полученные при помощи разработанного авторами метода многократной пространственно-временной регистрации температурных полей. В экспериментах использовались трубчатые лампы типа ИСП, работающие в диапазоне энергий импульса 20—500 Дж, частот 10—50 Гц, длительности импульса 0,2—0,3 мс. Изучено влияние на температуру формы и размещения электродов, а также параметров, характеризующих режим работы лампы. Получены необходимые для оптимизации частотных ламп эмпирические зависимости, позволяющие прогнозировать тепловое состояние электродов. Рис. 2, библиогр. 3.

Старобинец А. А., Литвинов Е. А., Дергалев В. П. Бесстолкновительная модель катодного пятна вакуумной дуги.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

В работе рассмотрены кинетические эффекты в микроэмиссионном центре катодного пятна, характерные размеры которого предполагаются равными $\leq 10^{-6}$ см. При таких условиях необходимо различать температуры электронов и решетки и нельзя пользоваться гидродинамическими уравнениями переноса, т. е. необходимо кинетическое рассмотрение.

В результате расчетов получены формулы для предельной величины тока эмиссии, при превышении которой микроцентр начинает разрушаться. Библиогр. 6.

Харин С. Н. О механизме термоупругого разрушения электродов в импульсном разряде.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Построена математическая модель, описывающая процесс термоупругого разрушения электрода при воздействии на него мощного импульсного разряда. При плотностях тока выше 10^7 А/см² разрушение обусловлено в основном действием джоулевых источников тепла, а при плотностях 10^7 А/см² и ниже преобладающими являются поверхностные источники. Решение задачи термоупругости в сферической модели позволяет построить поле температур и напряжений. Получено неравенство, связывающее параметры импульса и электродного материала при выполнении которого термоупругое разрушение не произойдет. Приведен пример расчета, результаты которого сопоставляются с экспериментальными данными. Рис. 1, библиогр. 5.

Арзамасов В. Б., Полякова П. А. Термоэмиссионные свойства катодных материалов.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Определялись температурные зависимости работы выхода электрона сплавов вольфрама с добавками оксидов лантана и иттрия. Показано, что увеличение термоэмиссии легированного вольфрама связано с восстановлением оксида в чистый редкоземельный металл (РЗМ) и образованием на поверхности вольфрама адсорбированных из внутренних объемов атомов РЗМ.

Делается вывод, что на устойчивую работу катода плазматрона влияют характеристики термодинамической устойчивости соединений, диффузия атомов восстановленного металла и скорость десорбции этих атомов с поверхности катодного материала. Табл. 2, библиогр. 4.

Назаренко И. П., Паневин И. Г. Приближенная оценка величин и знака падения потенциала в столкновительной части анодного слоя.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

На основе интегрального рассмотрения процессов переноса тока и энергообмена в столкновительной части анодного слоя проведен анализ влияния, которое оказывает на величину и знак анодного падения потенциала в столкновительной зоне изменение теллофизических свойств плазмы, рода газа и плотности тока. Показано, что с уменьшением плотности плазмы, рода газа и плотности перехода к положительным значениям плотности тока проявляется тенденция

Обнаружено, что с увеличением давления, когда возрастает доля потерь $\Delta\varphi_{ст}$. Показано, что с изменением рода газа — переходом к положительным падениям рабочие тела, в связи с увеличением теплопроводности на молекулярные числа $\Delta\varphi_{ст}$ может быть положительной для широкого диапазона изменения плотности тока. Рис. 2, библиогр. 4.

Журбенко В. Г., Невровский В. А., Раховский В. П. Исследование газоотделения с электродов вакуумного промежутка при электрическом пробое.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Экспериментально исследовано газоотделение адсорбированных газов с медных, никелевых и молибденовых анодов перед пробоем и при пробое. Показано, что в предпробойном состоянии с поверхности анода выделяются H_2 , CO , CO_2 , N_2 и другие газы, а в момент пробоя, кроме того, появляются атомы материала анода. При пробое резкий рост парциальных давлений десорбированных газов предшествует появлению в вакуумном зазоре паров материала анода. Рис. 3, библиогр. 3.

Ваулин Е. П., Ландау С. Д. Сравнительная оценка различных каналов теплообмена с поверхностью полого катода.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Рассмотрен вопрос о влиянии излучения на теплообмен внутренней поверхности «классического» полого катода (тонкостенная цилиндрическая трубка). В рамках упрощенного зонального метода решена задача переизлучения для неизолированной полости. Результаты численного расчета представлены в виде аппроксимирующих функций. Показано, что роль излучения в общем процессе теплообмена значительна и, в частности, существенное значение имеет перенос тепла внутри полости за счет переизлучения на границах активной зоны. Рис. 1.

Буланый П. Ф., Поляков С. П. Исследование и обобщение удельного теплового потока и плотности тока в анодном пятне сильноточной дуги при атмосферном давлении.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Экспериментально секционированным вращающимся анодом новой конструкции исследованы распределения удельного теплового потока и плотности тока в анодном пятне сильноточной дуги, стабилизированной газовым вихрем и стенками сопла плазматрона с вынесенной дугой, при атмосферном давлении. Выявлены параметры, определяющие интегральный тепловой поток и распределения q и j в анодном пятне. Область изменения определяющих параметров: ток электрической дуги $I = 400 \div 400$ А, длина открытой части дуги $d = (4 - 8) \times 10^{-3}$ м, диаметр сопла плазматрона с вынесенной дугой $d = (4,5 - 8) \cdot 10^{-3}$ м, расход $G = (0,5 - 2) \cdot 10^{-3}$ кг/с. Результаты экспериментальных исследований интегрального теплового потока, удельного теплового потока, исследований интегрального теплового потока, удельного теплового потока, исследований интегрального теплового потока обобщены в виде плотности тока в анодном пятне и радиуса токового пятна обобщены в виде экспоненциально-степенных функций. Рис. 2, библиогр. 3.

Меркушкин В. М., Родимов Ю. Л. Распределение тока по поверхности анода в дуговом плазмотроне с диффузным разрядом.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Экспериментально исследовано распределение тока в дуговом плазмотроне с диффузным разрядом. Плоский газоразрядный канал набран из отдельных секций толщиной 1 мм. Рис. 4, библиогр. 5.

Гладышев М. К., Горелов В. А., Кильдюшова Л. А. Экспериментальное исследование пристеночных электростатических зондов для определения концентрации заряженных частиц в движущейся плазме.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Экспериментально исследовалась возможность использования пристеночных зондов в условиях сплошной среды ($\lambda_{e,i} \ll r_a$), в сверхзвуковом потоке при средних и высоких давлениях. Выбранная геометрия зонда не возмущает поток и позволяет получать информацию о процессе в «чистых» условиях. Совпадение экспериментальных результатов с расчетными хорошее. Табл. 1, рис. 2, библиогр. 4.

Абакумов Б. В., Курочкин Ю. В., Лазуткин О. И., Пахомов Н. Ю., Пустигаров А. В., Уколов В. В., Шаньгин О. С. Исследование неравновесных свойств плазмы дугового разряда в смеси N_2-CO_2-He методом лазерного зондирования.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Экспериментально показана возможность создания неравновесной плазмы дугового разряда при давлении в канале плазмотрона, превышающем атмосферное. В периферийной зоне разряда, горящего в смеси N_2-CO_2-He , измерялся коэффициент усиления слабого сигнала от зондирующего лазера на длине волны 10,6 мк. При давлении в канале 1–4 атм коэффициент усиления составил 1–3 m^{-1} . Приводятся зависимости коэффициента усиления от давления, тока разряда и расхода компонент.

Рис. 3, библиогр. 3.

Гришин А. М., Абалтусов В. Е., Голованов А. Н. Экспериментальное исследование теплообмена плазменной струи с перфорированной поверхностью при наличии вдува.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Исследованы закономерности теплопереноса осесимметричных конструктивных элементов энергетических установок при наличии вдува охладителя в условиях вынужденной конвекции при турбулентном характере обтекания. Рассмотрено влияние параметра вдува, площади перфорированного участка поверхности, ограниченной полууглом при вершине сферы β , и геометрии вдува на эффективность тепловой защиты.

Приводится сравнение опытных данных с теоретическими для случая теплообмена плазменной струей с адиабатической стенкой. Показано, что максимальной эффективности охлаждения (в отличие от завесного охлаждения) удается достичь при отклонении падающего потока. Рис. 3, библиогр. 4.

Дресвин С. В., Борисенков В. И., Данилов В. П., Донской А. В., Кузьмин Л. А. Расчет мощных (свыше 1000 кВт) индукционных плазмотронов.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Проведено сравнение различных теоретических моделей индукционной плазмы. Показано, что одномерная модель позволяет получить распределение температуры, близкое к экспериментальному лишь в средней части ступки плазмы. Для получения полного поля скоростей и температур предложена модель, учитывающая конечные размеры индуктора, радиальную и осевую компоненты скорости плазмы. Предложена методика решения системы уравнений, описывающих модель индукционной плазмы. Получена связь основных параметров плазмотрона с заданной мощностью. Получены результаты расчета индукционной плазмы в аргоне для двух расходов газа при мощности 1000 кВт. Рис. 1, библиогр. 6.

Быканов А. И., Матюхин В. Д., Муравьев В. Ф., Смазнов С. И. Исследование энергетических характеристик электродного высокочастотного разряда в азоте при средних давлениях.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Экспериментально исследованы энергетические характеристики электродного высокочастотного неконтрагированного разряда при давлении до 200 торр и удельной мощностью 400 Вт/см³ геометрии плоского конденсатора в азоте. Получены вольт-амперные характеристики, измерены пространственные распределения удельной мощности и температуры газа в разряде. Показано, что существенная часть мощности может выделяться в приэлектродных слоях. Увеличение расстояния между электродами и усиление давления газа приводят к росту доли объемного выделения мощности. Рис. 3, библиогр. 6.

Бабаевский А. Н., Сорокин Л. М. Приближенный расчет пористой разрядной камеры ВЧ плазмотрона.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Работа посвящена изучению теплового состояния пористой разрядной камеры плазмотрона. Предложен расчет камеры для одномерной модели течения газа в тепловыделяющей пластине, нагреваемой с двух сторон высокочастотным электромагнитным полем. Сделаны предположения о независимости электропроводности материала стенки от температуры. Предложенный метод расчета позволяет определить поле температур газа и стенки, максимальную рабочую температуру стенки разрядной камеры. Рис. 1, библиогр. 2.

Гаркуша И. П., Кузнецов А. Н., Однороженко В. Б., Сабокар А. И., Твердохлебов В. И. Исследование потоков многокомпонентной плазмы оптическим методом.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Изложен оптический метод измерения скорости и концентрации частиц твердой фазы в многокомпонентном потоке плазмы. Приведены результаты скорости и концентрации твердых частиц вдоль оси плазменной струи дугового плазмотрона и оценки этих параметров в лазерном факеле на поверхности горных пород. Рис. 3, библиогр. 3.

УДК 537.523.001.5

Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне П. И., Фокин В. Н. Теплообмен в канале плазмотрона с проницаемой стенкой.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Приведены результаты экспериментального исследования турбулентного теплообмена в канале плазмотрона с проницаемой стенкой при вдуве однородного газа (воздух или азот в воздух) и инородного газа (гелий в воздух). Среднего температура газа составляла в исследуемом сечении $(3,5 \div 5,0) \cdot 10^3$ К, число Рейнольдса основного потока изменялось в пределах $(3,9 \div 10,4) \cdot 10^3$. На основании исследований сделан вывод о применимости формулы Кутателадзе — Леонтьева для оценок турбулентного теплообмена в канале плазмотрона с проницаемой стенкой. Рис. 7, библиогр. 15.

УДК 533.924

Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Дандарон Г.-Н. Б. Эрозия термокатодов плазменных устройств.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Проведен детальный обзор и анализ существующих схем катодов. Указаны предельные режимы, в которых могут эксплуатироваться те или иные схемы катодов, и даны физические объяснения. Показаны ограничения чисто теплофизического подхода к решению задачи о повышении ресурса непрерывной работы плазменного устройства. Предложен новый принцип, позволяющий управлять катодными процессами и дающий возможность существенно улучшить рабочие характеристики катода. Рис. 10, библиогр. 4.

УДК 533.95

Перегудов В. С. Влияние межсекционных полостей на динамические параметры дуги.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Рассмотрена задача о малых возмущениях длиной электрической дуги в цилиндрическом канале, имеющем узкую кольцевую щель. Обнаружено резонансное изменение параметров плазмы при определенных частотах, зависящих от размеров щели. Выявлены факторы, влияющие на рост напряженности электрического поля. Рис. 5, библиогр. 3.

УДК 532.529.5

Савченко Ю. Н. Управление импульсом свободной струи.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

В статье рассматривается течение в свободной струе несжимаемой жидкости, когда начальная скорость струи имеет периодическую составляющую $V(\tau) = V_0 + w \cdot f(\tau)$.

Показано, что в случае, когда $f(\tau)$ имеет линейный периодический характер $f(\tau) = \tau - [\tau]$, где $[\tau]$ — целая часть периодов T безразмерного времени $\tau = t/T$, вся жидкость, выпущенная за T , будет приходить одновременно в точку фокусирования F , расположенную на расстоянии $L_F = V_0 T (V_0/w + 1)$ от начального участка. При этом w и T будут являться параметрами управляющего воздействия для осуществления принципа динамической фокусировки импульса струи. Приведены результаты экспериментов по реализации динамической фокусировки струи путем периодического изменения скорости истечения и за счет периодического изменения взаимодействия затопленной струи с окружающей жидкостью.

В последнем случае процесс динамической фокусировки осуществляется с помощью периодической подачи воздуха в пограничный слой стационарной затопленной струи. Рис. 6, библиогр. 8.

УДК 533.6.011.5

Рудаков А. И., Рудакова Г. М. Формирование струйного обтекания конечной преграды.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Изложены результаты численного исследования начальной стадии нестационарного взаимодействия формирующейся сверхзвуковой осесимметричной струи идеального газа с конечной преградой. Поперечные размеры преграды того же порядка или велики в сравнении с радиусом среза сопла. Сверхзвуковая струя формируется после распада произвольного разрыва на среде сопла. Проведен анализ волнового движения в присоединенной области. Результаты этого анализа использованы при трактовке различного характера установления стационарного обтекания преграды в зависимости от основных определяющих параметров сверхзвуковой струи. Рис. 8, библиогр. 12.

УДК 532.525.2 : 532.584.532.517

Лебедев О. Н., Солоненко О. П. Численное исследование объемного смесеобразования в дизеле.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Описаны математическая модель и численный метод расчета струйного смесеобразования в дизеле. Приведены некоторые характерные результаты расчета. Показано, что расчетные материалы качественно согласуются с опытными данными МАДИ и ЦНИДИ по распределению температуры парогазовой среды в топливно-воздушном факеле. Установлено, что струйное смесеобразование в дизеле весьма несовершенно. Указаны пути повышения качества этого процесса. Рис. 8, библиогр. 19.

УДК 66.048.77.011.012

Покровский В. Б., Елизаров В. И., Гималаев М. К. К решению уравнений динамики ректификационных колонн.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.

Рассматриваются динамические характеристики процесса ректификации, описываемые нелинейной математической моделью, учитывающей кинетику массопередачи. Исследование динамических характеристик прямым интегрированием системы дифференциальных уравнений на ЭВМ вызывает принципиальные трудности для промышленных установок, содержащих несколько десятков контактных устройств.

Предлагается достаточно точный метод, значительно сокращающий время реализации на ЭВМ. Приводятся пример моделирования ректификационной колонны, разделяющей бинарную смесь. Наиболее целесообразная область использования — системы автоматизированного управления и проектирования ректификационных установок. Рис. 2, библиогр. 6.

ВНИМАНИЮ НАУЧНЫХ РАБОТНИКОВ!

С 1981 года вводится новый порядок сбора заказов на ряд книг, предназначенных для специалистов узкого профиля. Эти издания будут распространяться только по гарантированным заказам.

Книги эти вошли в ч. II аннотированного тематического плана выпуска издательства «Наука» по естественно-научной и технической литературе.

Заказы на эти издания индивидуальные покупатели оформляют на почтовых открытках с указанием обратного адреса, а учреждения и предприятия — гарантийными письмами как твердые, гарантированные заказы. Для библиотечных коллекторов и библиотек сохраняется прежний порядок заказов на эту литературу. Книжные магазины обязаны своевременно известить покупателей о полученных книгах.

Тираж книги будет устанавливаться в строгом соответствии с количеством собранных заказов.

Среди изданий, распространяемых по гарантированным заказам, обращаем Ваше внимание на работы, близкие профилю нашего журнала:

Айрапетов Э. Л., Генкин М. Д., Мельникова Т. Н. Статика глобидных передач. 12 л. 1 р. 80 к. План 1981 г., кн. 2, № 788.

Биомеханика систем «человек-машина». 8 л. 1 р. 20 к. План 1981 г., кн. 2, № 791.

Дроздов Ю. Н., Арчegov В. Г., Смирнов В. И. Противозадирная стойкость трущихся тел. 12 л. 1 р. 80 к. План 1981 г., кн. 2 № 789.

Механика машин, вып. 58. 12 л. 1 р. 80 к. План 1981 г., кн. 2 № 790.

Моделирование и оптимизация сложных систем управления. 19 л. 3 р. 40 к. План 1981 г., кн. 2 № 792.

Памятники науки и техники, вып. 1. 13 л. 2 р. План 1981 г., кн. 2 № 795.

Планирование эксперимента в задачах нелинейного оценивания и распознавания образов. 14 л. 2 р. 10к. План 1981 г., кн. 2 № 793.

Циклическая вязкость разрушения металлов и сплавов. 15 л. 2 р. 30 к. План 1981 г., кн. 2 № 787.