

УДК. 629.7; 531. 523. 523.5

СЕПАРИРОВАНИЕ ПАРОВОДЯНОЙ ПЛАЗМЫ В ВИХРЕВЫХ ПЛАЗМОТРОНАХ

Б.И. МИХАЙЛОВ

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

Рассмотрена возможность сепарирования пароводяной плазмы в центробежном силовом поле вихревого потока. Получены формулы для расчета радиального распределения компонент плазменной смеси, а также для определения зависимости давления и его градиента от расстояния до оси для зон твердотельного и потенциального вращения вихря. Рассмотрены примеры плохой стабилизации дуги и предложения по ее улучшению. Показано влияние рода газа на напряжение дуги, стабилизированной вихрем. Дано объяснение влиянию на энергетические характеристики пароводяной плазмы отдельных ее компонент с учетом сепарации.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наибольшее распространение в науке и технике получили плазмотроны с газовихревой стабилизацией электродугового разряда на оси дуговой камеры. Это необходимо для стационарного горения дуги в плазмотроне. Кроме того, вихрь является основой образования в дуговой камере циркуляционных течений среды [1]. Последние способствуют перемешиванию нагреваемой среды, а также обеспечивают действие аэро- [2] и газоманитного сканирования пятна дуги в торцевых цилиндрических электродах [3] и его фокусировку на торце стержневого электрода.

Вихрь обеспечивает быстрое круговое движение дугового пятна в цилиндрических электродах, снижая удельную эрозию и тем увеличивая ресурс их работы.

Впервые вихревая стабилизация в технологических плазмотронах была применена в начале XX века [4]. Особенно широкое развитие газовихревые плазмотроны получили благодаря запросам химического производства и особенно развитию его нового направления — плазмохимии.

Кроме этого, при работе на газовых смесях компоненты смеси в центробежном поле вихря разделяются по массам, т. е. сепарируют. Более тяжелые оказываются преимущественно на периферии, а на оси, где горит электрическая дуга, среда оказывается состоящей из более легких компонентов смеси. Это уже принципиально, поскольку влияет на энергетику процесса.

В настоящей работе объектом исследования является электрическая дуга в паро-вихревом потоке.

1. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СОСТАВ ПАРОВОДЯНОЙ ПЛАЗМЫ

Водяной пар представляется однородной гомогенной средой лишь при относительно невысоких температурах. Начиная с 1000 К молекулы пара подвергаются диссоциации (рис. 1). Этот процесс протекает в интервале температур от 1000

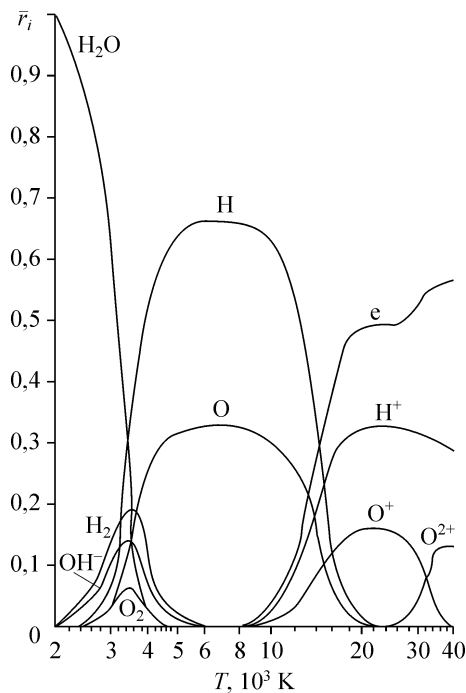


Рис. 1. Зависимость от температуры объемных долей компонентов термически диссоциированного и ионизированного водяного пара.

до 4000–5000 К [5]. В этом диапазоне температур при атмосферном давлении имеет место смесь молекул H_2 , O_2 , H_2O , ионов OH и атомов H и O и их ионов. Причем максимум по H_2 , O_2 и OH приходится на температуру 3450 К (см. рис 1), при которой их объемные доли достигают соответственно значений 0,191, 0,062 и 0,136. Далее с ростом температуры молекулы H_2 , O_2 , и OH диссоциируют на атомы водорода и кислорода, которые и составляют в интервале от 6000 до 8000 К основу смеси. Их объемные доли в смеси равны здесь приблизительно 0,667 и 0,333 соответственно.

В разрядной камере паровихревого плазмотрона среднemasовые температуры могут достигать значений 4000–6000 К, а в столбе дуги 10000 К и более. При этих температурах (см. рис. 1) атомы H и O частично ионизируются. Однократная ионизация завершается к 24000 К, когда объемная доля электронной компоненты достигает 0,487, а доли H^+ и O^+ — соответственно 0,324 и 0,163. При температуре более 24000 К появляются двукратно-ионизированные ионы кислорода, к 40000 К смесь состоит из электронов, H^+ и O^{++} с объемными концентрациями 0,57, 0,29 и 0,14 соответственно. С дальнейшим повышением температуры появляются многократно-ионизированные ионы кислорода и соответственно увеличивается объемная доля электронов.

При давлениях больше атмосферного картина аналогична, но смещена в область больших температур.

Таким образом, в дуговом столбе при температурах более 10000 К водяного пара нет, а есть смесь нейтральных атомов H , O , ионов H^+ , O^+ , O^{++} и электронов, представительство которых определяется температурой и давлением.

В электродуговой камере паровихревого плазмотрона среднemasовая температура не превышает 5000 К. Степень ионизации при этом составляет доли процента и с большой достоверностью можно утверждать, что плазма состоит на 66,7 % из атомов водорода и на 33,3 % из атомов кислорода.

2. СЕПАРИРОВАНИЕ ПАРОВОДЯНОЙ ПЛАЗМЫ В ВИХРЕ

Наличие в дуговой камере паровихревого плазмотрона поля центробежных сил вихревой природы создает разницу концентраций указанной выше смеси, зависящей от расстояния до оси вихря.

Многочисленные исследования вихревых камер [6] выявили существование в вихре двух зон, отличающихся законом изменения окружной скорости V_φ по радиусу [7]: периферийной (Π) и приосевой (T_T).

В периферийной зоне для идеального газа реализуется потенциальное течение, в котором циркуляция скорости постоянна:

$$V_\varphi \cdot r = \Gamma = \text{const.}$$

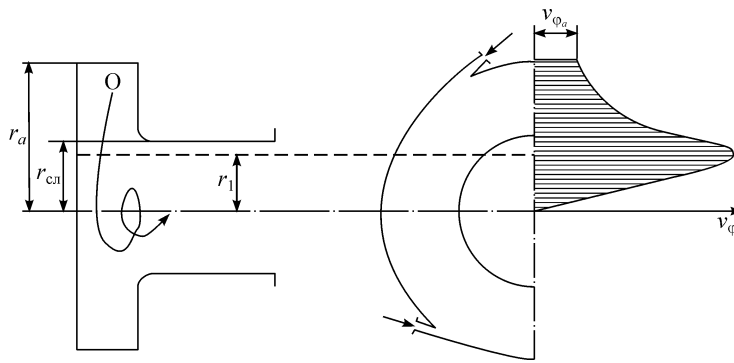


Рис. 2. Зависимость тангенциальной скорости вихревого потока от текущего значения радиуса.

В приосевой зоне имеет место твердотельное вращение среды по закону $V_\varphi/r = \omega = \text{const}$ (рис. 2, [7, 8]), где ω — угловая скорость.

В потенциальной зоне вихря с уменьшением радиуса окружная скорость увеличивается. В приосевой зоне квазитвердого вращения, наоборот, с приближением к оси скорость вращения газа снижается вплоть до нуля. Указанные зоны стыкуются на радиусе, несколько меньшем радиуса сопла.

Рассмотрим приосевую область вихря. Считая справедливым закон парциальных давлений Дальтона для каждого из газовых компонентов, можно вывести формулу распределения концентраций по радиусу [9]. Предположим, что температура в рассматриваемой области постоянна, а действие силы тяжести пренебрежимо мало. Выделим мысленно на расстоянии r от оси (рис. 3) элемент кольцевого слоя единичной длины толщиной dr . На каждый атом массой m_i в слое действует центробежная сила $(m_i(V_\varphi^2/r))$. При концентрации n_i суммарная сила $F_{цб}$, действующая на находящиеся в объеме $rd\varphi dr$ атомы, равна

$$F_{цб} = m_i \frac{V_\varphi^2}{r} rd\varphi dr.$$

Кроме центробежных сил, на выделенный объем газа со стороны оси действует сила давления $(prd\varphi)$, а извне — $(p + dp)rd\varphi$. Под действием этих сил объем находится в равновесии

$$Prd\varphi + m_i n_i (V_\varphi^2/r) rd\varphi dr = (P + dp)rd\varphi,$$

откуда
$$dp = n_i \frac{V_\varphi^2 m_i}{r} dr, \quad (2.1)$$

где $V = \omega r$; $\omega = \text{const}$ — угловая скорость.

Используя основное уравнение кинетической теории газов $p = nkT$, и интегрируя уравнение (2.1) от $r = 0$ до текущего значения r , получаем

$$p_{i,r} = p_{i,0} e^{(\omega^2 \mu_i / 2RT) r^2}, \quad (2.2)$$

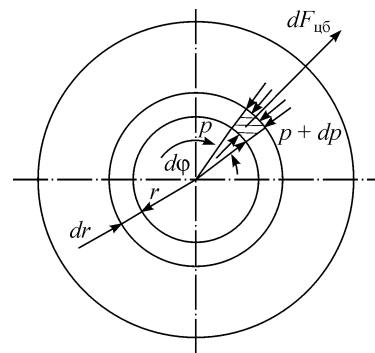


Рис. 3. Расчетная схема.

где μ_i — молекулярный (атомный) вес газа, $R = kN_A = 8317$ Дж/кмоль·град — универсальная газовая постоянная, $N_A = 6,023 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹ — число Авогадро, $\kappa = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град — постоянная Больцмана.

Проведя аналогичные вычисления для потенциального вихря ($V_\tau = (\Gamma/r)$), получим для него следующее радиальное распределение давления:

$$P_{i,r} = P_{i,r_0} \exp \left\{ \frac{\mu_i \Gamma^2}{2RT} \left(\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{r^2} \right) \right\} \quad (2.3)$$

Здесь с увеличением радиуса давление также продолжает расти, но уже менее интенсивно, чем при твердотельном вращении (рис. 4) [8].

Таким образом, давление вихревого потока газа изменяется вдоль радиуса вихря по показательному закону.

Дифференцирование по радиусу вращения выражения (2.2) позволяет найти градиент давления в виде

$$\text{grad}_r P_{i,r} = \frac{\partial P_{i,r_0}}{\partial r} e^{\frac{\mu_i \Gamma^2}{2RT} \left(\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{r^2} \right)} + P_{i,r_0} \frac{\mu_i \Gamma^2}{RT r^3}. \quad (2.4)$$

Откуда видно, что в потенциальном вихре градиент давления с удалением от оси вращения убывает. Формула (2.2) внешне напоминает известную барометрическую формулу земной атмосферы [10]

$$P_H = P_0 e^{-\gamma_0 H / P_0},$$

где γ_0 и P_0 — удельный вес воздуха и его давление на поверхности Земли при $H = 0$, с той разницей, что показатели степени в них имеют разные знаки. А это означает, что давление атмосферы с увеличением высоты H уменьшается, а в вихре, с увеличением радиуса — увеличивается.

Обратная замена $p_i = n_i kT$ в уравнении (2.2) позволяет найти радиальное распределение концентраций

$$n_{i,r} = n_{i,0} \exp \left((\omega^2 \mu_i / 2RT) r^2 \right). \quad (2.5)$$

Из нее следует, что в зависимости от молекулярного веса компоненты газовой смеси распределяются по радиусу разрядной камеры неодинаково. Более легкий атомарный водород по радиусу слабо меняет свою концентрацию,

а в 16 раз более тяжелый кислород дает и более резкое распределение.

Малым значениям радиального градиента давления в водородных плазмотронах вихревой схемы объясняется их главная особенность — неустойчивость дуги из-за плохой осевой стабилизации. В газовых вихревых плазмотронах, работающих на более

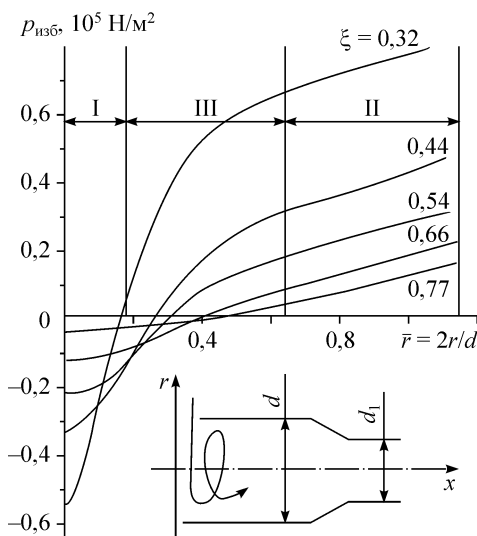


Рис. 4. Радиальное распределение давления в вихревой камере.

I — потенциальная зона, II — твердотельная зона, III — переходная область, $\xi = d_1/d$ — степень конфузности.

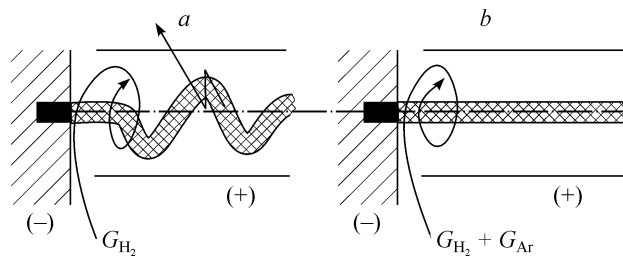


Рис. 5. Схема горения дуги в плазматроне, работающем на водороде (а) и на водороде с добавкой тяжелого газа (b).

тяжелых газах, таких как воздух ($\mu = 29$), кислород ($\mu = 32$), азот ($\mu = 28$), аргон ($\mu = 40$), водяной пар ($\mu = 18$ кг/кмоль) и др., этот недостаток отсутствует.

Поэтому, если нет технологических возражений, то для улучшения осевой стабилизации дуги целесообразно добавлять к плазмообразующему водороду небольшое количество тяжелого инертного газа. Это исключит шунтирование на начальном участке, существенно увеличит устойчивость работы плазматрона (рис. 5) и повысит мощность и ресурс его работы.

Кроме того, в водородосодержащих смесях, например, в пароводяной плазме в приосевой области, т. е. там, где располагается столб электрической дуги, состав среды оказывается почти полностью, а не на 66,7 %, водородным, что имело бы место при отсутствии вихревой закрутки (рис. 6). И это сразу же отражается на энергетике дуги. Напряженность ее электрического поля возрастает, мощность увеличивается, т. е. плазмотрон работает более эффективно и стабильно.

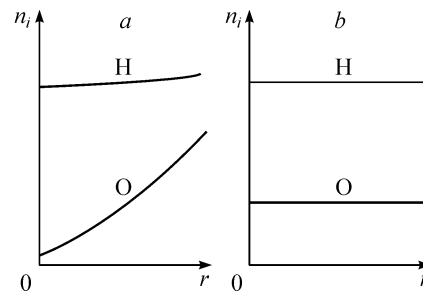
Для определения в формуле (2.2) величины $p_{i,0}$ необходимо провести операцию нормировки. Сделаем это следующим образом.

Осевая составляющая скорости не оказывает влияния на процесс центробежного разделения частиц по массам, но только обеспечивает стационарность процесса путем непрерывной смены вращающихся частиц. Рассмотрим участок вихревого потока, заключенный между двумя сечениями x_1 и x_2 (рис. 7) протяженностью L . Предположим, что масса газа в этой части потока не меняется в зависимости от того, вращается ли он по какому-либо закону, например, твердого тела $\omega = \text{const}$, или покоится. Т. е. число частиц, находящееся в нем, $N_i = \text{const}$. Это число постоянно до и после того, как поток пришел во вращение. Положим, что его давление в первом осевом состоянии $p_{i, \text{нач}}$ определяется давлением окружающей среды, в которую происходит истечение $p_{\text{ср}}$, в виде зависимости $p_{i, \text{нач}} = \bar{v}_i p_{\text{ср}}$, где \bar{v}_i — объемная доля i -го газа в смеси.

Рассмотрим часть вихревого потока протяженностью L и выделим в нем на радиусе r слой, толщиной dr . Число частиц (молекул, атомов) i -го сорта в этом слое равно

$$dN_{i,r} = n_{i,r} 2\pi r L dr.$$

Рис. 6. Качественная картина распределения атомарного водорода и кислорода в диссоциированном водяном паре при наличии (а) и отсутствии (b) вихревой закрутки.



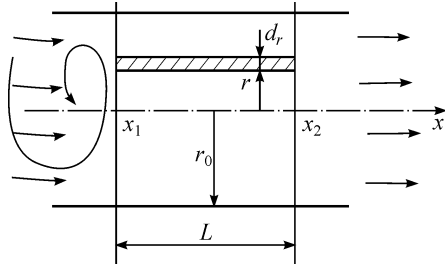


Рис. 7. Расчетная схема.

Интегрирование от $r = 0$ до $r = r_0$ с использованием (2.3) дает

$$N_{i,r} = \int_0^{r_0} n_{i,0} \exp\left(\frac{\omega^2 \mu_i}{2RT} r^2\right) 2\pi r L dr.$$

Введение замены $r^2 = x$ дает $2r dr = dx$, отсюда $r dr = dx/2$ и

$$N_{i,r} = 2\pi L n_{i,0} \frac{1}{2} \int_0^{r_0^2} e^{ax} dx = \frac{\pi L n_{i,0}}{\mu_i \omega^2} 2RT \left(e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r_0^2} - 1 \right),$$

где $a = \omega^2 \mu_i / 2RT$. Откуда $n_{i,0} = \frac{N_{i,r} (\mu_i \omega^2 / 2RT)}{\pi \left(e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r_0^2} - 1 \right) L}$.

Полагая, что число частиц в выделенном объеме до и после раскрутки одно и то же

$$DN_{i,r} = N_{i,\text{нач}} = \pi r_0^2 L n_{i,\text{нач}},$$

где

$$n_{i,\text{нач}} = p_{i,\text{нач}} / \kappa T,$$

получим

$$N_{i,\text{нач}} = (p_{i,\text{нач}} N_A / RT) \pi r_0^2 L$$

и, соответственно,

$$n_{i,0} = \frac{p_{i,\text{нач}} N_A}{RT} r_0^2 \frac{\mu_i \omega^2}{2RT \pi \left(e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r_0^2} - 1 \right)}, \quad (2.6)$$

а также

$$p_{i,0} = n_{i,0} \kappa T \quad (2.7)$$

Решая совместно (2.2), (2.6) и (2.7), получаем:

$$p_{i,r} = p_{i,\text{нач}} \frac{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r_0^2 e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r^2}}{\left(e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r_0^2} - 1 \right)},$$

$$n_{i,r} = \frac{p_{i,\text{нач}}}{\kappa T} \frac{\mu_i \omega^2 r_0^2}{2RT} \frac{e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r^2}}{\left(e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r_0^2} - 1 \right)},$$

что дает при $r = 0$:

$$p_{i,0} = p_{i,\text{нач}} \frac{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r_0^2}{\left(e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT) r_0^2} - 1 \right)}, \quad (2.9)$$

$$p_{i,r} = p_{i,0} e^{\mu_i \omega^2 r^2 / 2RT}.$$

Это совпадает с (2.2), что естественно.

Дифференцирование выражения (2.2) дает выражение для радиального градиента давления в виде:

$$\text{grad}_r p_{i,r} \equiv \frac{\partial p_{i,r}}{\partial r} = p_{i,0} \frac{\mu_i \omega^2 r}{RT} e^{(\mu_i \omega^2 / 2RT)r^2}, \quad (2.10)$$

т. к., согласно [8], $\partial p_{i,0} / \partial r = 0$.

Из выражения (2.10) следует, что при твердотельном вращении при прочих равных условиях градиент давления у тяжелых газов больше, чем у легких. Поэтому у них эффективность стабилизации $K = \text{grad}_r p / \rho_0 g$ существенно выше [8].

Сопоставление выражения (2.10), полученного для области твердотельного вращения вихря, с выражением (2.4) — для зоны потенциального вихря позволяет сделать следующий вывод. Градиент давления в вихре резко возрастает от нуля на оси потока до максимума на краю твердотельной зоны, а в потенциальной твердотельной зоне постепенно падает, что согласуется с экспериментом [8].

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА В ПАРОВОДЯНОМ ВИХРЕ

В плазмотронах с газовихревой стабилизацией напряжение на дуге определяется по обобщенной формуле, полученной для каждой плазмообразующей среды на основании экспериментальных данных, обработанных методами подобия и размерностей [11]. В общем виде эта формула вольт-амперной характеристики может быть записана следующим образом:

$$U = B + A \left(\frac{I^2}{Gd} \right)^{n_1} \left(\frac{G}{d} \right)^{n_2} (pd)^{n_3} \left(\frac{L}{d} \right)^{(1+(\alpha/88,8)C)} \left(\frac{d_k}{d} \right)^F. \quad (3.1)$$

В принципе она могла быть получена и теоретически, но сделать этого пока никому не удалось из-за большой сложности процесса горения дуги. А вот метод обобщения экспериментальных данных оказался довольно простым, и главное, дающим надежные результаты для их практического использования. В таблице приведены значения входящих в формулу (3.1) и соответствующих для каждой среды

Значения структурных коэффициентов и показателей степеней в обобщенной формуле вольт-амперной характеристики (ВАХ) дуги для различных плазмообразующих сред

№ п/п	Плазмообразующая среда	A	B	C	F	α , град.	n_1	n_2	n_3	Напряжение дуги В	Мощность кВт	Примечание
1	Воздух	1290	0	0	0	0	-0,15	0,30	0,25	275	220	Прямая полярность
2	Воздух	1970	0	0	0	0	-0,17	0,15	0,25	333,8	267	Обратная полярность
3	Воздух	3060	0	0	0	0	-0,17	0,12	0,25	545	436	Двухстороннее истечение
4	Водород	9070	0	0	0	0	-0,20	0,50	0,36	1362	1090	—
5	Метан	152500	0	0	0,475	0	-0,35	0,35	0,185	316,7	253	—
6	Водяной пар	17,6	70	1	0	9	-0,13	0,20	0,48	691,9	553	—

величин $A, B, C, F, n_1, n_2, n_3$ [11]. Кроме того, в этой таблице в качестве наглядного примера представлены результаты расчетов напряжений на дуге для различных плазмообразующих газов при следующих рабочих и режимных параметрах: $d = 3,5 \cdot 10^{-2}$ м, $G = 10 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $\alpha = 9^\circ$, $L = 0,4$ м, $I = 800$ А, $G_0 = 0,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $p = 1 \cdot 10^5$ Па. Для них обобщенные критерии и симплексы подобия имеют значения:

$$I^2/(Gd) = 182,8 \cdot 10^7 \text{ A}^2 \text{ c}/(\text{кг} \cdot \text{м}), \quad G/d = 0,28 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}),$$

$$pd = 3,5 \cdot 10^3 \text{ Н}/\text{м}, \quad L/d = 11,4, \quad 1 + \alpha/88,8 = 1,1, \quad \bar{d} = d_k/d = 1,2.$$

Отметим, что, согласно [11], в случае метана в формуле (3.1) использован не весовой, а объемный расход в $\text{Нм}^3/\text{с}$, а соответствующие критерии подобия для метана оказываются равными $G/d = 0,446 \text{ Нм}^3/(\text{м} \cdot \text{с})$, $I^2/(Gd) = 117 \cdot 10^7 \text{ A}^2 \cdot \text{с}/(\text{Нм}^3 \cdot \text{м})$.

Как видно из табл. 1, напряжение на дуге сильно зависит от среды, в которой она горит. Наибольшего значения она достигает в водородной дуге. Оно в четыре и более раз больше, чем в воздушной дуге и почти вдвое больше, чем в пароводяной. Это объясняется лучшим термическим обжатием дугового столба в водороде за счет его прекрасной теплопроводности. Кроме того, дуга в водородном вихре хуже стабилизирована из-за меньшего радиального градиента давления. В результате так называемая техническая напряженность дуги в водороде оказывается больше истинной напряженности электрического поля в ее столбе.

Поскольку пароводяная плазма является смесью водородной и кислородной видов плазмы, то интересно сопоставить их вольт-амперные характеристики и посмотреть их сходство, если оно имеется.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) для дуги в воздухе и водороде имеют вид [11]:

$$E_d d \sim (I/d)^{-0,2} (G/d)^{0,47} (pd)^{0,2} \text{ — для воздуха}, \quad (3.2)$$

$$E_d d \sim (G/d)^{0,185} (pd)^{0,40} \text{ — для водорода}. \quad (3.3)$$

Зависимость (3.2) для воздушной дуги та же, что и для кислородной, различие лишь в постоянном коэффициенте, связанном с коэффициентами переноса газов [11].

Аналогичную обобщенную формулу для водяного пара в цилиндрическом канале можно получить из уравнения (ВАХ) дуги для пара [11]

$$U = 70 + 17,6 \left(\frac{I^2}{Gd} \right)^{-0,13} \left(\frac{G}{d} \right)^{0,20} (pd)^{0,48} \left(\frac{L}{d} \right)^{1+(\alpha/88,8)}.$$

Используя предположение о постоянстве напряженности электрического поля вдоль канала, с помощью этой формулы можно рассчитать среднюю величину напряженности. Остановимся для простоты на случае цилиндрического канала ($\alpha = 0$) и легко получим из нее зависимость

$$Ed \sim (I^2/Gd)^{-0,13} (G/d)^{0,20} (Pd)^{0,48},$$

где $E = (U - \Sigma U)/L$; $\Sigma U = 70 \text{ В}$ — сумма приэлектродных падений потенциала и его падения на замыкающей петле дуги в выходном электроде.

Если представить первый член в этой формуле как в [11] —

$$(I^2/Gd) = (I/d)^2 (G/d)^{-1},$$

то получим

$$Ed \sim (I^2/Gd)^{-0,26} (G/d)^{0,33} (pd)^{0,48}. \quad (3.4)$$

Сравним формулу (3.4) с аналогичными зависимостями для воздуха (кислорода) и водорода.

Из сравнения представленных формул для Ed легко заметить, что можно разделить влияние водорода и кислорода на напряженность электрического поля пароводяной дуги. Так, критерий (I/d) имеет практически одинаковые показатели степени в пароводяной и кислородной дугах, т. е. влияние силы тока дуги определяется кислородной составляющей пара, а водородная составляющая, как известно из [11], вообще в указанном диапазоне тока не влияет на напряженность поля. Но водородная и пароводяная дуги одинаково реагируют на изменение числа Кнудсена (pd).

Влияние критерия $(G/d)^{n_2}$ на напряженность дуги определяется величиной показателя n_2 . Для анализируемых сред n_2 равно 0,185 — для водорода, 0,47 — для кислорода.

В случае водяного пара $n_2 = 0,33$, т. е. оказывается близким к среднему значению $(0,185 + 0,47)/2 = 0,3275$.

Как видно, сильное влияние потока кислорода на напряженность компенсируется существенно более слабым воздействием потока водорода вследствие его меньшей плотности.

Проведем аналогичное исследование воздействия на тепловую характеристику дуги в водяном паре по отдельности водородного и кислородного компонентов. Тепловые характеристики дуги, представляющие собой безразмерный коэффициент тепловых потерь в соответствующих газах, имеют вид [11]:

$$\tilde{\eta} \equiv (1 - \eta)/\eta \sim (I^2/(G \cdot d))^{0,20} (G/d)^{-0,20} (pd)^{0,98} (l/d)^{1,38} \text{ — для водородной дуги,}$$

$$\tilde{\eta} \sim (I^2/(G \cdot d))^{0,27} (G/d)^{-0,27} (pd)^{0,30} (l/d)^{0,5} \text{ — для кислородной (воздушной) дуги,}$$

$$\tilde{\eta} \sim (I^2/(G \cdot d))^{0,32} (G/d)^{-0,57} (pd)^{0,40} (\bar{e}/\bar{L})^{0,5} \text{ — для пароводяной дуги в цилиндрическом канале } (\alpha = 0).$$

В водороде $\tilde{\eta} \sim (pd)^{0,98}$, тогда как в кислороде и в водяном паре показатель степени при этом критерии много меньше и составляет соответственно 0,30 и 0,40. Это различие объясняется плохой осевой стабилизацией дуги водородным вихрем. При этом с увеличением диаметра дуговой камеры дестабилизация водородной дуги возрастает, она в большей степени заполняет пространство камеры и тепловые потери естественно увеличиваются.

Влияния энергетического критерия и числа Рейнольдса ($Re \sim G/d$) на тепловые потери различаются несущественно. В водяном паре это число имеет вид $(G/d)^{-0,57}$, в кислороде — $\tilde{\eta} \sim (G/d)^{-0,27}$, а в водороде — $(G/d)^{-0,20}$. Поскольку в водяном паре происходит сильная сепарация смеси, дуга оказывается отдаленной от стенки камеры кислородной прослойкой, являющейся прекрасной изоляцией. Это и снижает тепловые потери.

ВЫВОДЫ

1. Пароводяная плазма представляет собой смесь двух сортов плазмы: водородной и кислородной в объемном соотношении 2:1.

2. В дуговой камере паровихревого плазмотрона диссоциированный на водород и кислород водяной пар, находясь в силовом центробежном вихревом поле, подвергается сепарации. В результате этого в приосевой зоне в составе смеси преобладает водород, а на периферии — кислород по сравнению с составом без сепарации.

3. Образовавшийся в результате сепарации периферийный слой преимущественно кислородного состава, обладая лучшими, чем пар, изоляционными свойствами, снижает тепловые потери в стенку дуговой камеры.

Преимущественно водородная среда приосевой зоны, где горит электрическая дуга, обеспечивает ей повышенное энерговыделение. Поэтому тепловой КПД паровихревого плазмотрона несколько превышает КПД плазмотронов, работающих на чистых газах.

4. Из сравнения обобщенных формул ВАХ для водяного пара, водорода и кислорода прослеживается влияние критерия (I/d) на напряженность пароводяной дуги через кислородную компоненту, а критерия (pd) — через водородную.

Таких влияний на КПД компонентов смеси через критерии подобия не обнаруживается.

5. Явление сепарирования может быть использовано на практике для улучшения осевой стабилизации дуги в водородновихревых плазмотронах путем добавки к исходному плазмообразующему водороду тяжелого газа, выбранного исходя из конкретной технологической обстановки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лебедев А.Д., Морцева Г.И., Смоляков В.Я. Особенности аэродинамики однокамерного плазмотрона с газовихревой стабилизацией и ее влияние на поведение дуги // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1967. — Вып. 1, № 3. — С. 53–59.
2. Патент России № 1641179 на изобретение “Способ управления перемещением пятна дуги на внутренней поверхности цилиндрического электрода” / Михайлов Б.И., Иохимович Я.Б., Балудин А.В.
3. Лебедев А.Д., Морцева Г.И., Смоляков В.Я. О регулировании напряжения дуги в двухкамерном плазмотроне изменением соотношения расходов газа через вихревые камеры // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1967. — Вып. 1, № 3. — С. 60–64.
4. Von Dr Schöpper. Über die Fabrication des Luftsalpeters nach dem Verfahren der Badischen Anilin und Sodafabrik // Elektrotechnische Zeitschrift. — 1909. — В. XXX. — S. 365–369.
5. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Физматиз, 1963. — 708 с.
6. Нахапетян Е.А. Исследование аэродинамики циклонной топки на натурной модели (Моск. отд. ЦКТИ) // Теплоэнергетика. — 1954. — № 9. — С. 10–16.
7. Жуков М.Ф., Смоляков В.Я., Урюков Б.А. Электродуговые нагреватели газа (плазмтроны). — М.: Наука, 1973. — 232 с.
8. Михайлов Б.И. Влияние геометрии дуговой камеры, рода, давления и расхода плазмообразующего газа на осевую стабилизацию дуги в газовихревых плазмотронах // Теплофизика и аэромеханика. — 2001. — Т. 8, № 1. — С. 133–141.
9. Михайлов Б.И. Анализ работы паровихревых плазмотронов // VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Тез. докл. — Новосибирск, 1980. — Т. 3. — С. 64–67.
10. Стрелков С.П. Механика. — М.: Наука, 1965. — 527 с.
11. Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.Н. и др. Электродуговые генераторы термической плазмы / Низкотемпературная плазма. — Новосибирск: Наука, Сиб. предприятие РАН. — 1999. — Т. 17. — 712 с.

Статья поступила в редакцию 14 февраля 2006 г.