

УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПЛАЗМОТРОНЕ С РАСШИРЯЮЩИМСЯ КАНАЛОМ ВЫХОДНОГО ЭЛЕКТРОДА

© 2013 г. А. С. Тюфтяев

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: astpl@mail.ru

Поступила в редакцию 13.11.2012 г.

Приведены результаты исследований электрических характеристик разряда в плазмотронах с цилиндрическим и расширяющимся каналами выходного электрода. Для получения более полной информации исследования проведены с плазмотронами со сплошным и секционированным выходными электродами. Сравнительными исследованиями выявлены особенности электрического разряда в плазмотроне с расширяющимся каналом выходного электрода.

ВВЕДЕНИЕ

Плазмотроны привлекают все большее внимание исследователей в связи с возрастающими возможностями их применения [1–10]. В настоящее время широкое распространение получили плазмотроны с самоустанавливающейся длиной дуги [11]. Экспериментальные данные позволяют определить специфику колебаний напряжения горения дуги в плазмотронах с цилиндрическим и расширяющимся электродами, изображенными на рис. 1.

КОЛЕБАНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ ДУГИ

С применением описанных в [2] методик проведения экспериментов получены зависимости колебаний напряжения в расширяющемся канале плазмотрона при различных значениях тока и расхода плазмообразующего газа (азот, аргон).

На рис. 2–5 приведены колебания напряжения горения дуги и фурье-спектры при различных значениях силы тока и расхода газа. Видно, что изменение напряжения имеет две характерные стадии: стадию плавного роста и стадию резкого спада. С ро-

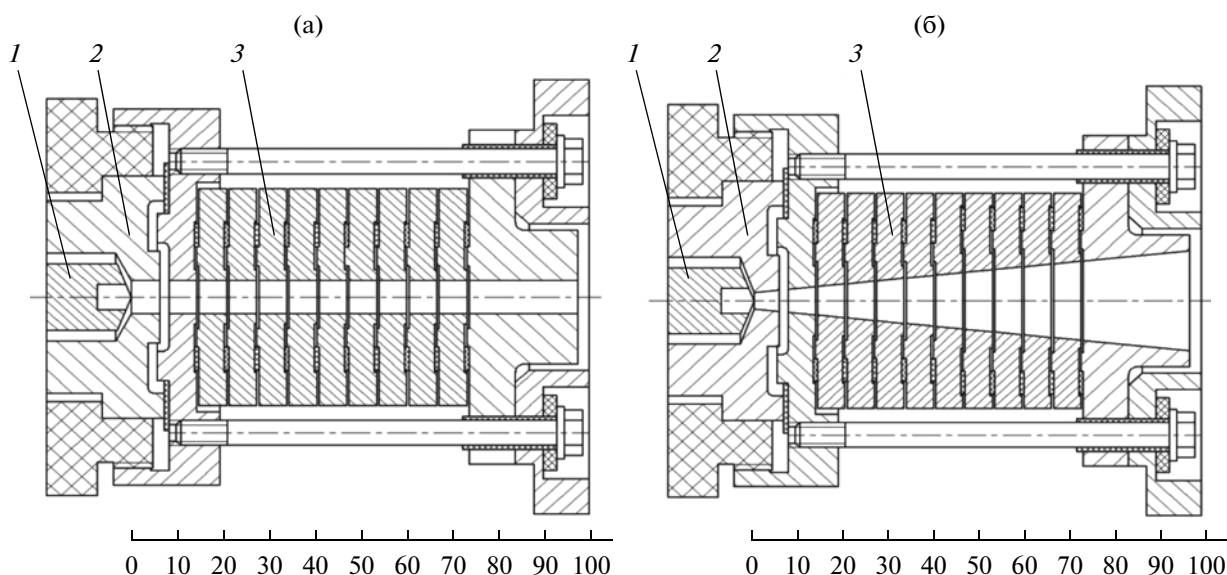


Рис. 1. Плазмотроны с цилиндрическим (а) и расширяющимся (б) секционированным выходными электродами: 1 – катод, 2 – сопло, 3 – анодные секции.

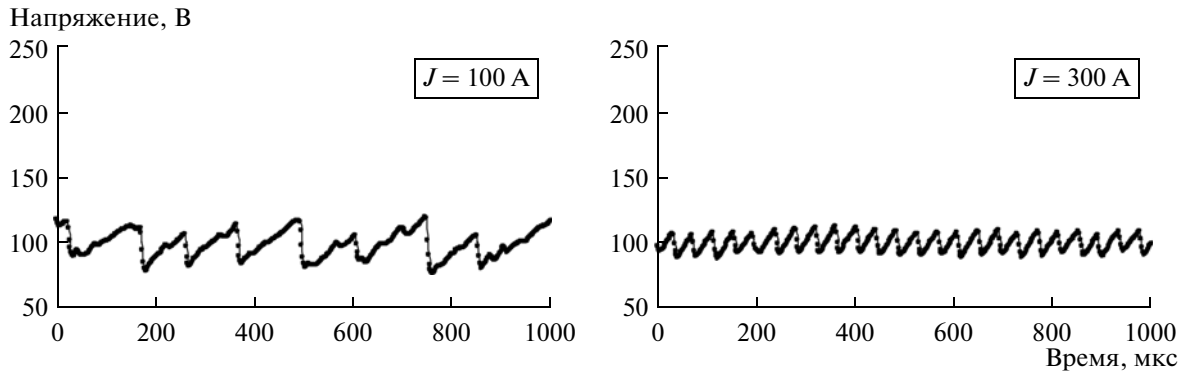


Рис. 2. Колебания напряжения горения дуги в расширяющемся канале (азот, расход – 2 г/с).

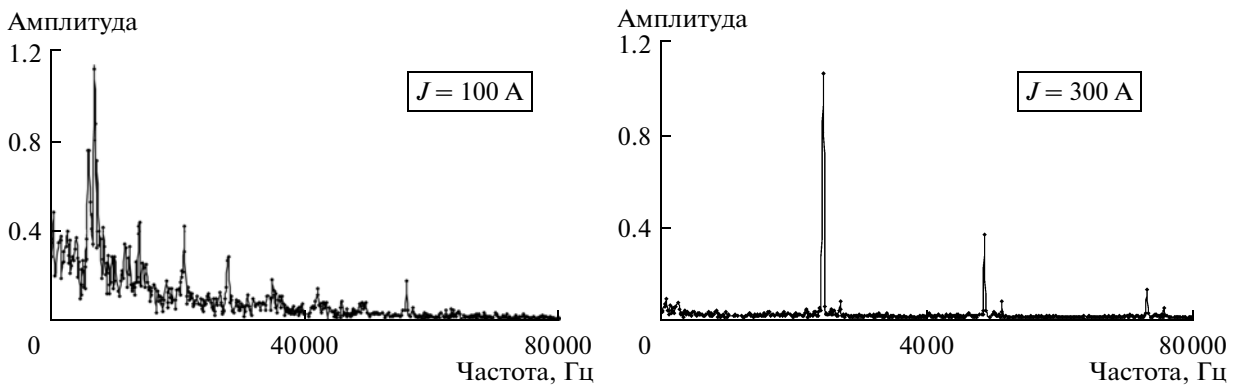


Рис. 3. Фурье-спектры в расширяющемся канале (азот, расход – 2 г/с).

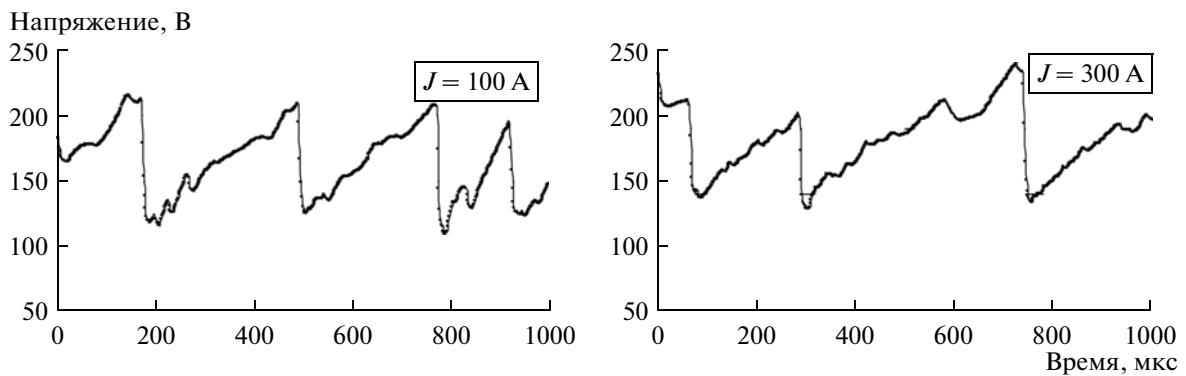


Рис. 4. Колебания напряжения горения дуги в расширяющемся канале (азот, расход – 5 г/с).

стом тока уменьшается амплитуда колебаний напряжения и увеличивается их частота.

Увеличение расхода газа при постоянной силе тока уменьшает частоту колебаний, что хорошо видно на рис. 6. При меньших значениях силы тока зависимость более сложная, что говорит о наличии двух режимов работы плазмотрона.

На рис. 7 и 8 приведены соответствующие данные для аргона. Видно, что амплитуда и частота колебаний и здесь имеют аналогичные зависимо-

сти силы от тока и напряжения, но сами величины значительно отличаются: амплитуда колебаний напряжения много меньше, а частота выше.

МЕХАНИЗМЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ГЕНЕРАЦИИ КОЛЕБАНИЙ НАПРЯЖЕНИЯ

Причины возникновения специфических колебаний напряжения в плазмотроне с самоустанавливающейся длиной дуги изучались в [12–16].

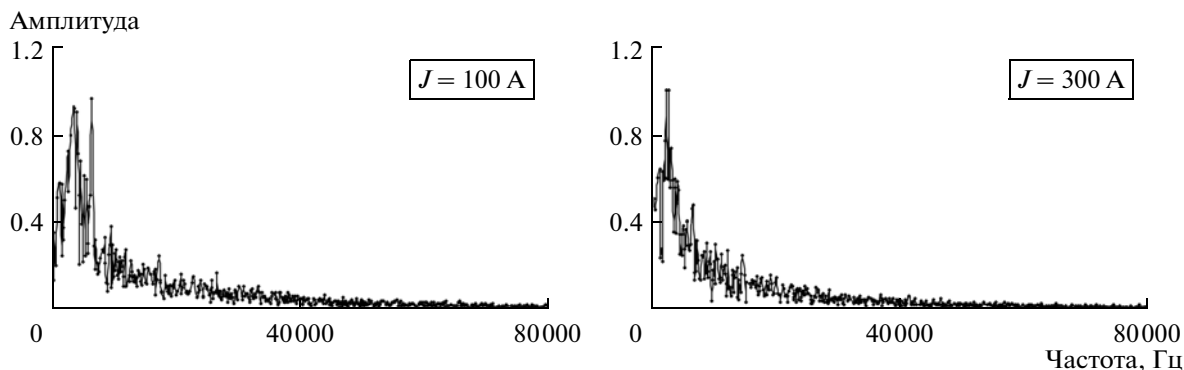


Рис. 5. Фурье-спектры в расширяющемся канале (азот, расход – 5 г/с).

В экспериментах были получены качественно разные зависимости частоты колебаний от тока разряда, расхода плазмообразующего газа, диаметра канала. Кроме того, отсутствует сопоставление характеристик флуктуации напряжения для цилиндрических и расширяющихся каналов и различных плазмообразующих газов. Количественные характеристики флуктуаций напряжения горения дуги в каналах постоянного и переменного сечения могут существенно различаться даже при одинаковых расходах рабочего газа и токах.

Объяснения физических механизмов, приводящих к возникновению колебаний напряжения горения дуги в таких плазмотронах, недостаточны и не позволяют получить количественные зависимости наблюдаемых колебаний от основных параметров дугового разряда. Наиболее детальный анализ природы флуктуаций напряжения горения и механизма шунтирования был дан в работе [17], где показано, что природа шунтирования имеет электродинамический характер (хотя газодинамические процессы и играют важную роль), амплитуда колебаний напряжения и частота связаны с процессами удлинения токового шнура и шунтирования электрической дуги на анодную стенку. Эти результаты были получены на серии экспериментальных исследований процессов в плазмотронах различной геометрии [18–20].

Использование быстрого фурье-преобразования сигналов и их последующая компьютерная обработка позволили получить большой объем научной информации, и прежде всего данные об амплитудно-частотных характеристиках быстропротекающих процессов в плазме атмосферного давления. Это позволило получить количественные характеристики процессов и провести анализ электродинамического взаимодействия токового шнура в канале с потоком плазмообразующего газа. Обобщение экспериментальных данных о флуктуациях напряжения горения дуги, наблюдаемых в каналах различного типа, в различных ра-

бочих средах и при разных давлениях в канале выполнено в [17].

Часто пилообразный характер колебаний напряжения (рис. 2, 4, 7) объясняют “вытягиванием” электрической дуги потоком газа и электрическим пробоем между горячим ядром электрической дуги, горящей по оси канала, и анодом на меньшем расстоянии от катода ([14], рис. 2.32). Так, в [14] (стр. 84) утверждалось, что “полученный результат рассматривается как непосредственное подтверждение гипотезы о газодинамической природе изменения характеристик шунтирования”. Бесспорно, “вытягивание” электрической дуги потоком газа и перезамыкание электрической дуги на новое анодное пятно существуют, но механизм шунтирования более сложный. Традиционно электрическим пробоем называют образование токопроводящего канала за счет различных элементарных процессов: ионизации электронным ударом, фотоионизации, термической ионизации и т.д., и, следовательно, электрический пробой никак нельзя отнести к гидродинамическому явлению. Само шунтирование также может сопро-

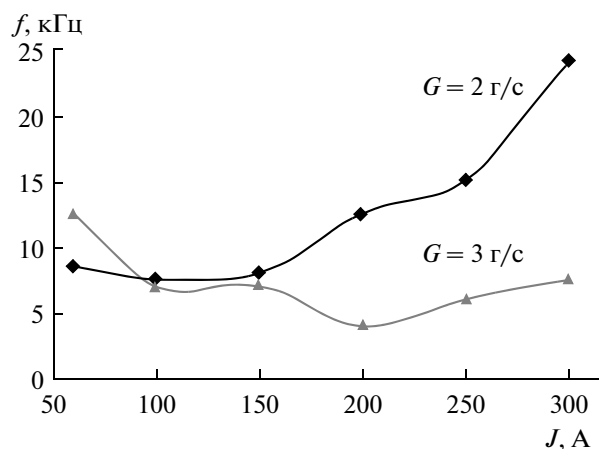


Рис. 6. Зависимость частоты колебаний напряжения от силы тока дуги (азот).

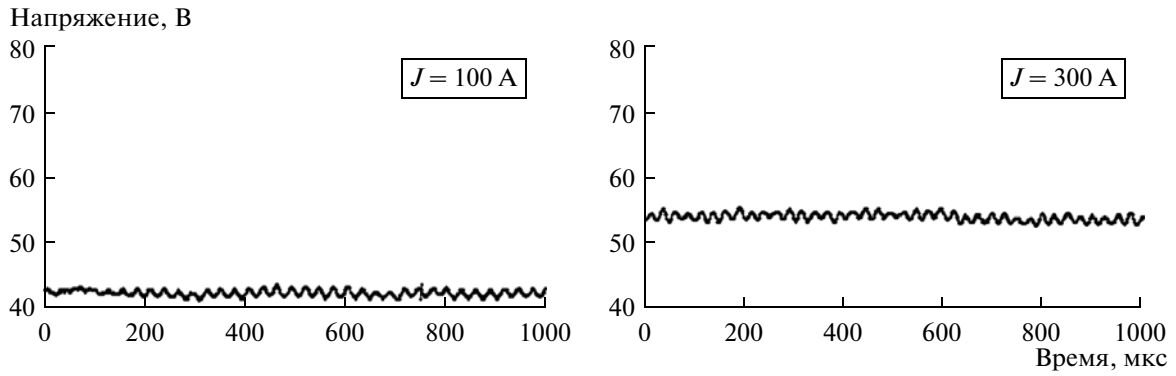


Рис. 7. Колебания напряжения горения дуги в расширяющемся канале (аргон, расход – 2 г/с).

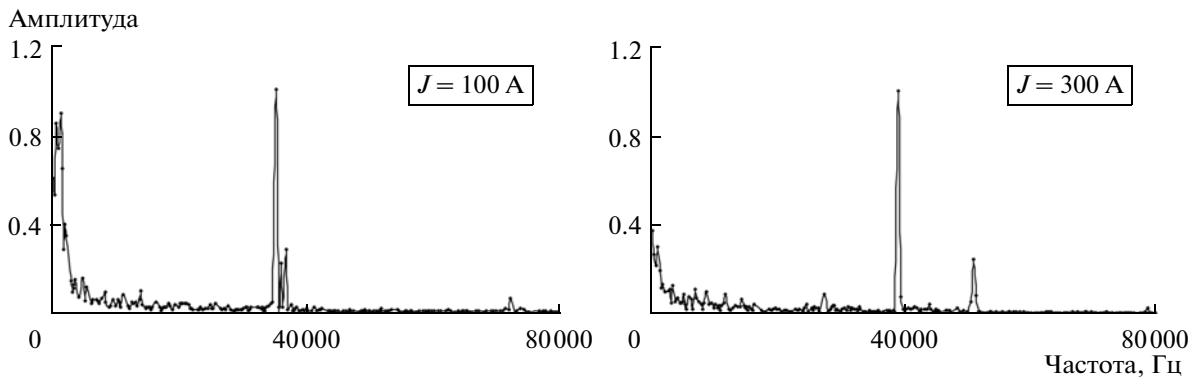


Рис. 8. Фурье-спектры в расширяющемся канале (аргон, расход – 2 г/с).

вождаться не только электрическим пробоем более холодного окружающего дугу газа, но и электродинамическим взаимодействием двух различных участков электрической дуги.

Согласно [17] процесс шунтирования электрической дуги с самоустанавливающейся длиной в канале плазмотрона, качественно изображенный на рис. 9, определяется электродинамическим взаимодействием электрических токов на участках KC_1 и C_1A токового шнура.

Найдем зависимость основной частоты колебаний от внешних параметров задачи. Можно показать, что в пробое, наблюдаемом в режиме горения самоустанавливающейся дуги в потоке газа, важную роль играют именно механизмы силового взаимодействия электрических токов, протекающих на различных участках дуги. В плазмотроне с самоустанавливающейся длиной дуги электрический разряд горит во внутреннем канале выходного электрода, а поток газа обычно имеет еще и тан-

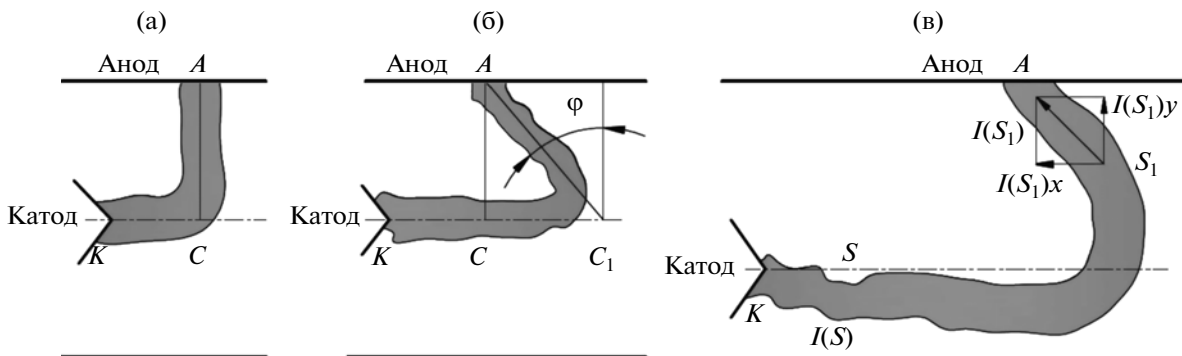


Рис. 9. Положение токового шнура электрической дуги в канале плазмотрона в различные моменты времени.

генциальную составляющую скорости из-за соответствующей подачи газа на входе в канал. В канале токовый шнур, первоначально ориентированный вдоль канала, искривляется из-за замыкания тока на стенку канала, являющуюся электродом, и растягивается поперечным газовым потоком.

Изгиб участка токового шнура, находящегося первоначально в положении, изображенном на рис. 9а и примыкающего к анодному пятну в точке A под углом $\varphi(t)$ (рис. 9б), меняет характер взаимодействия различных участков токового шнура. Эти взаимодействия легко понять, если выделить и рассмотреть силовое взаимодействие двух участков токового шнура (рис. 9в), один из которых находится в точке S , расположенной на осевой части дуги, а другой – в точке S_1 , расположенной на радиальной части дуги. Следует учитывать, что через поперечное сечение токового шнура в точках S_1 и S во все моменты времени протекает один и тот же электрический ток $I(S)$. В состоянии при $\varphi(t) > 0$ возникает компонент тока, направленный антипараллельно току $I(S)$, и отличная от нуля сила взаимодействия токов $I(S_1)x$, $I(S)$ приводит к увеличению деформации токового шнура, шунтированию анодного конца дуги на меньшем расстоянии от катода и уменьшению напряжения горения дуги.

Динамика элемента дуги участка токового шнура, находящегося в точке S и взаимодействующего с участком дуги, находящимся возле точки S_1 на части дуги, замыкающейся на анодную стенку, может быть получена из усредненного по поперечному сечению уравнения движения для элемента объема дуги:

$$\frac{d}{dt} \iint \rho V dS = \iint \nabla P dS + \iint \mathbf{j} \times \mathbf{B} dS. \quad (1)$$

Левая часть этого уравнения представляет собой ту часть общего расхода, которая протекает через токовый шнур (k -ю долю расхода плазмообразующего газа G через канал дуги, горячей в плазмотроне) и может быть представлена в виде

$$\iint \rho V dS = k(t)G.$$

Входящая в правую часть уравнения (1) индукция магнитного поля создается всеми токами, протекающими в остальных частях токового шнура, но основной вклад дает именно участок шнура CA , и ее можно записать в виде

$$\iint \mathbf{j} \times \mathbf{B} dS = I(S)B(S_1) = \xi_1 I^2 \mu_0 / d, \quad (2)$$

где $\xi_1 = \iint \mathbf{j} \times \mathbf{B} dS / (d / \mu_0 I^2)$ – безразмерный коэффициент, учитывающий влияние тока $I(S_1, t)$, протекающего на участке C_1A через создаваемое им в точке S_1 магнитное поле, на ток $I(S, t)$.

Если определить характерную частоту колебаний f как

$$f = \frac{1}{G} \frac{d(kG)}{dt}, \quad (3)$$

то с учетом влияния градиента давления (первое слагаемое в правой части уравнения (1)) для частоты шунтирования при произвольных значениях параметра взаимодействия $N = IBd/P$ имеем

$$f = \xi_1 I^2 \mu_0 / Gd + \xi_2 G / \rho_0 d^3. \quad (4)$$

Здесь ξ_2 – безразмерный коэффициент, учитывающий влияние перераспределения давления на движение токового шнура, ρ_0 – плотность плазмообразующего газа.

Пропорциональность частоты расходу газа

$$f = \xi_2 G / \rho_0 d^3 \quad (5)$$

справедлива, когда перераспределение давления играет определяющую роль и параметр магнито-гидродинамического взаимодействия N мал по сравнению с единицей. При больших токах, когда можно пренебречь градиентом давления по сравнению с силой Ампера (первым слагаемым в правой части (1)), частота колебаний обратно пропорциональна расходу и возрастает пропорционально квадрату электрического тока:

$$f = \xi_1 I^2 \mu_0 / Gd. \quad (6)$$

На рис. 2 и 4 показаны зависимости частоты колебаний от расхода для двух токов (100, 300 А), которые согласуются с (6). По данным экспериментов для безразмерного коэффициента, входящего в формулу (4), имеем $\xi_1 \sim 2-3$. Слабое изменение коэффициента ξ_1 в широком диапазоне изменения расхода и электрического тока может свидетельствовать в пользу силового механизма шунтирования дуги.

Зависимость (4) качественно соответствует экспериментальной зависимости характерной частоты колебаний напряжения дуги от параметра G/d^3 , приведенной в работах [21, 22]. При больших расходах плазмообразующего газа и фиксированных электрических токах дуги, когда $N \ll 1$, частота колебаний согласно (5) должна иметь линейную зависимость от параметра G/d^3 , что и наблюдалось в экспериментах при $G/d^3 \approx (10-12) \times 10^3$ кг/м³с, $N \approx 10^{-2}$ [16]. При малых токах наблюдаются низкочастотные колебания большой амплитуды, что, возможно, связано с описанным выше механизмом шунтирования электрической дуги на аноде. При увеличении электрического тока при постоянном расходе происходит смена режима колебаний напряжения горения электрической дуги в канале и зависимость частоты колебаний от расхода имеет вид

$$f = I^2 / Gd.$$

На рис. 10 показана зависимость характерной частоты колебаний напряжения дуги для разных токов в плазмотроне с расширяющимся каналом

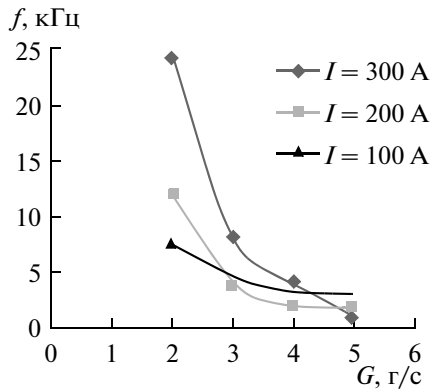


Рис. 10. Зависимость характерной частоты колебаний напряжения от расхода газа (азот).

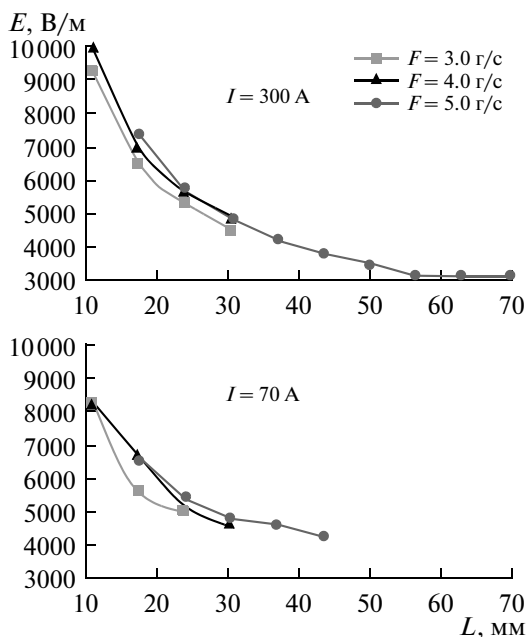


Рис. 11. Распределение напряженности электрического поля по длине секционированного расширяющегося канала плазматрона (азот).

от расхода газа. Приведенные данные свидетельствуют, что в спектре колебаний напряжения в плазматроне с самоустанавливающейся длиной дуги могут наблюдаться характерные максимальные и кратные им частоты. Эти характерные частоты колебаний напряжения зависят от тока, расхода газа, диаметра канала и рода плазмообразующего газа.

Для построения зависимости максимальной частоты от параметров задачи G , m (род газа), I , d можно воспользоваться результатами метода анализа размерностей [11]. Представим их как комбинации двух характерных частот

$$f_1 = a \frac{\mu_0 I^2}{Gd}, \quad f_2 = b \frac{G}{\rho d^3}.$$

Коэффициенты a и b определяются из экспериментальных данных и могут слабо зависеть от G , I , d .

Более подробно взаимодействие электрических токов, протекающих по различным участкам дуги, и динамика перезамыкания анодного конца дуги на новое место рассмотрены в [17]. Однако детальный анализ процессов, описывающих пилообразные изменения напряжения на дуге при постоянном значении электрического тока, включающий в себя вывод и решение уравнений модели, представляет собой сложную вычислительную задачу. Численное решение такой задачи базируется на решении полной системы уравнений неразрывности, движения, энергии для плазмы, уравнений Максвелла, закона Ома и уравнение внешней электрической цепи.

НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Для получения данных о напряженности электрического поля в плазматроне с самоустанавливающейся дугой выходной электрод выполнен секционированным. По осциллограмме напряжений на секциях можно судить о динамике электрического разряда. На каждой секции можно определить средние значения минимального и максимального напряжений. Максимальное напряжение на предыдущей секции часто превышает минимальное напряжение на последующей, что свидетельствует о сложной форме дуги, которая меняется в течение времени. Эти данные можно использовать для определения “технической” напряженности электрического поля. “Техническая” напряженность начального участка определяется как отношение разности потенциала середины первой секции и катодным падением потенциала [11] к соответствующему расстоянию. “Техническая” напряженность поля между остальными соседними секциями определяется как разность средних значений их потенциалов к соответствующему расстоянию.

На рис. 11 и 12 представлены распределения напряжения по длине расширяющегося и цилиндрического секционированных каналов плазматрона для различных электрических токов. Результаты экспериментов доказывают “вытягивание” электрической дуги по каналу потоком плазмообразующего газа: с ростом расхода увеличивается число секций, через которые протекает ток. Это наблюдается в цилиндрических и в расширяющихся каналах плазматрона для различных токов и газов.

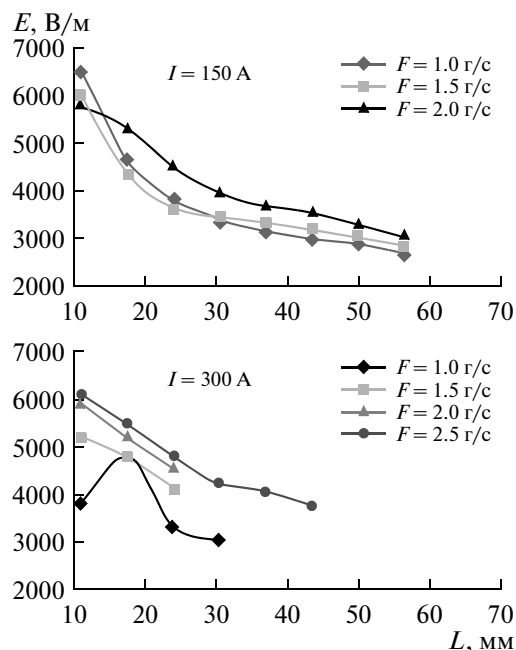


Рис. 12. Распределение напряженности электрического поля по длине секционированного цилиндрического канала плазматрона (азот).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложены механизмы, приводящие к возникновению пилообразного характера колебаний напряжения на дуге плазматрона.

2. Характер распределения напряжения по секциям секционированных расширяющегося и цилиндрического каналов плазматрона подтверждает влияние расхода плазмообразующего газа на длину дуги.

3. Экспериментальные данные свидетельствуют о перезамыкании электрической дуги на анодную стенку канала: “вытягивание” электрической дуги потоком газа с последующим электрическим пробоем между ядром дуги, горящей по оси канала, и анодом на меньшем расстоянии от катода.

4. Определено, что зависимость частоты колебаний (4) позволяет объяснить полученную в работе падающую зависимость частоты колебаний напряжения горения дуги от расхода газа, тогда как растущая зависимость согласно той же формуле может наблюдаться при других режимах работы плазматрона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №12-08-00085 и №11-08-00213).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Даутов Г.Ю., Тимошевский А.Н., Урюков Б.А. и др. Генерация низкотемпературной плазмы и плазменные технологии: проблемы и перспективы /
2. Клубник В.С., Карасев М.В., Петров Г.К. Плазменное напыление покрытий в активных средах. Л.: Знание, 1990. 24 с.
3. Кудинов В.В. Плазменные покрытия. М.: Наука, 1977. 184 с.
4. Solonenko O.P. State of the Art of Thermophysical Fundamentals of Plasma Spraying // Thermal Plasma and New Materials / Ed. by Solonenko O.P., Zhukov M.F. Cambridge: Intern. Sci. Publ., 1995. V. 2. P. 7.
5. Жуков М.Ф., Калинин Р.А., Левицкий А.А., Полак Л.С. Плазмохимическая переработка угля. М.: Наука, 1990. 200 с.
6. Карпенко Е.И., Жуков М.Ф., Мессерле В.Е., Буянтуйев С.Л., Дьяков А.Ф., Перегудов В.С. Научно-технические основы и опыт эксплуатации плазменных систем воспламенения угля на ТЭС (безмазутная растопка котлов и стабилизация горения пылеугольного факела) / Под ред. Мессерле В.Е., Перегудова В.С. Новосибирск: Наука, 1998. 137 с.
7. Лецинский Л.К., Самотугин С.С., Пирч И.И., Комар В.И. Плазменное поверхностное упрочнение. Киев: Техника, 1990. 109 с.
8. Гонтарук Е.И., Ильичев М.В., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Филиппов Г.А. Новая технология поверхностного упрочнения стальных изделий // Сталь. 2002. № 6. С. 78.
9. Вайнерман А.Е., Шоршоров М.Х., Веселков В.Д., Новосадов В.С. Плазменная наплавка металлов. Л.: Машиностроение, 1969. 190 с.
10. Фомин В.М., Малмус Н., Маслов А.А. Влияние встречной плазменной струи на суммарные и распределенные аэродинамические характеристики

Отв. ред. Фомин В.М. и Засыпкин И.М. Новосибирск: Наука, 2004. 464 с.

- затупленного тела // Доклады РАН. 1999. Т. 368. № 2. С. 197.
11. *Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф.* Исследование генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 105.
 12. *Харвей (Harvey J.K.), Симпкинс (Simpkins P.G.), Эдкок (Adcock B.D.)*. Неустойчивость дуговых столбов // Ракетная техника и космонавтика. 1963. Т. 1. № 3. С. 213.
 13. *Смоляков В.Я.* О некоторых особенностях горения дуги в плазматроне постоянного тока // ПМТФ. 1963. № 6. С. 148.
 14. Низкотемпературная плазма. Т. 17. Электродуговые генераторы термической плазмы / Под ред. Жукова М.Ф. и Засыпкина И.М. Новосибирск: Наука, 1999. 711 с.
 15. *Tateno H., Saito K.* Anodic Phenomena in Nitrogen Plasma Jet // Japan J. Appl. Phys. 1963. V. 2. P. 192.
 16. *Leylavergne M., Duan Z., Coudert J.F., Faushais P., Heberlein J.* Influence of Plasma Spray Operating Parameters on Arc Fluctuations. Processing of Materials. Eds. P. Fauchais and J. Amorous. Begell House Inc. N.Y. Wallingford U.K. 1999. P. 443.
 17. *Исакаев Э.Х., Синкевич О.А.* Шунтирование тока и вызванные им изменения напряжения в канале плазматронов с самоустанавливающейся длиной электрической дуги // ТВТ. 2003. Т. 41. № 3. С. 334.
 18. *Isakaev E.Kh., Kalinin V.I., Korolev V.K., Sinkevich O.A., Tereshkin S.A., Tyufiyaev A.S.* Investigations of Characteristics of the Plasmatrons. Book of abstracts. 2nd Int. Symp. on Heat and Mass Transfer under Plasma Conditions, 19–23 April. 1999. Tekiriva. Antalya. Turkey. 123.
 19. *Глазков В.В., Исакаев Э.Х., Королев В.К., Синкевич О.А., Терешкин С.А., Тюфтяев А.С.* Исследование флуктуаций в плазматроне с расширяющимся каналом. Доклады конф. “Физика низкотемпературной плазмы (ФНТП 98)”. Петрозаводск, 1998. С. 470.
 20. *Isakaev E.Kh., Korolev V.K., Sinkevich O.A., Tereshkin S.A., Tyufiyaev A. S.* Investigations of the Plasmatron with the Expansion Channel as an Electrode. Abs. of 5th European Conf. “Thermal Plasma Processes”. St. Petersburg. 1998. P. 39.
 21. *Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А.* Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975. 298 с.
 22. *Даутов Г.Ю., Тимошевский А.Н., Урюков Б.А. и др.* Генерация низкотемпературной плазмы и плазменные технологии: проблемы и перспективы. Новосибирск: Наука, 2004. 464 с.