

**О вихревом режиме аргон-водородного плазменного потока
в канале высокочастотного индукционного плазмотрона***Ю. М. Гришин, Мяо Лун*

Выполнено численное моделирование течения плазмы для одного из конкретных конструктивных вариантов технологического ВЧИ-плазмотрона с трехвитковым индуктором и частотой тока 3 МГц. В качестве плазмообразующего газа рассмотрена смесь аргона с водородом при объемной концентрации водорода α от 0 до 10 %. Рассчитаны распределения электромагнитных полей и всех теплогазодинамических параметров потока плазмы. Показано, что при величине амплитуды тока разряда выше определенного критического значения $J_{кр}$, зависящего от α , происходит изменение режима течения плазмы из потенциального в вихревое, при котором в зоне энерговыделения образуется тороидальный вихрь. Установлена зависимость величины критического тока $J_{кр}$ от объемной концентрации водорода α . Определено влияние α и тока разряда J_k на интенсивность и координаты положения центра возникающей вихревой трубки.

Ключевые слова: ВЧИ-плазмотрон, ток, индуктор, каналы подачи газа, плазма, аргон, водород, вихревая трубка, интенсивность.

Введение

В настоящее время в связи с разработкой новых технологий получения особо чистых веществ [1–3], нанопорошков и нанотрубок [4, 5] существенно возрос интерес к высокочастотным индукционным (ВЧИ) плазмотронам [6–8].

Известные данные [8–13] указывают на наличие специфической газодинамической структуры потока в зоне индуктора плазмотрона, а именно, возникновение вихревого течения непосредственно перед или внутри индуктора. Это приводит к изменению направлений течения плазмообразующего газа и газа (через осевой канал), обеспечивающего транспортировку нагреваемых частиц (при решении различных технологических задач) в зону разряда. В ряде случаев это может приводить к тому, что частицы не попадают в высокотемпературное ядро разряда, а разбрасываются по стенкам плазмотрона или выходят из него с холодными периферийными слоями течения, не достигнув

требуемой температуры или соответствующего агрегатного состояния.

В работе [14] начато систематизированное изучение условий возникновения и параметров вихревого течения в канале ВЧИ-плазмотрона с осевым направлением подачи газа, в качестве которого рассмотрен аргон. Между тем известно, что реализация ряда плазменных технологий (в первую очередь получения особо чистых веществ, в частности кремния [1–3]) требует применения в качестве рабочих газов смеси аргона с водородом. Это вызывает необходимость проведения расчетного исследования течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона с указанным рабочим газом и определения влияния его теплофизических свойств на условия возникновения и параметры вихревого течения.

Целью данной работы являлось численное моделирование течения плазмы для одного из конкретных конструктивных вариантов технологического ВЧИ-плазмотрона с трехвитковым индуктором и частотой тока 3 МГц, где в качестве плазмообразующего газа рассмотрена смесь аргона с водородом при объемной концентрации водорода α от 0 до 10 %.

Физико-математическая модель

Предметом исследования был ВЧИ-плазмотрон с осевой подачей газов (рис. 1) и с трехвитковым индуктором длиной $L_{ин} = Z_{ик} - Z_{ин} = 60$ мм, выполненным из медного провода диаметром 6 мм

Гришин Юрий Михайлович, профессор, д.т.н.

Мяо Лун, аспирант.

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана.

Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.

Тел.: 8 (499) 263-67-29, 8 (968) 979-75-96.

E-mail: ygrishin@bmsu.ru; miaolongbmsu@gmail.com

Статья поступила в редакцию 17 мая 2017 г.

© Гришин Ю. М., Мяо Л., 2017

и радиусом навивки 33 мм (см. рис. 1). Первый виток индуктора расположен на расстоянии $Z_{ИН} = 63$ мм от входного сечения $z = 0$. Амплитуда J_K

разрядного тока, изменяющегося по синусоидальному закону с частотой $f = 3$ МГц, выбиралась из диапазона значений 80–300 А.

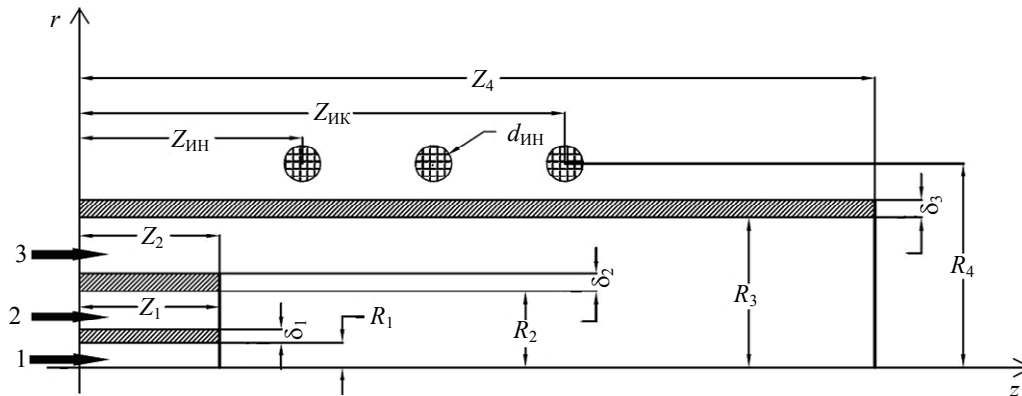


Рис. 1. Схема и геометрические параметры ВЧИ-плазмотрона: 1 – канал подачи транспортирующего газа; 2 – канал подачи плазмообразующего газа; 3 – периферийный щелевой канал подачи охлаждающего газа.

Расходы охлаждающего, плазмообразующего и транспортирующего газов были равны соответственно $G_3 = 1,41 \times 10^{-3}$ кг/с, $G_2 = 1,02 \times 10^{-4}$ кг/с и $G_1 = 0,87 \times 10^{-6}$ кг/с. Осевой цилиндрический канал (поз. 1, рис. 1) с внутренним радиусом $R_1 = 1,7$ мм и толщиной стенки $\delta_1 = 2$ мм имел протяженность $Z_1 = 50$ мм.

Внешний кварцевый канал плазмотрона имел внутренний радиус $R_3 = 25$ мм (толщиной $\delta_3 = 3,5$ мм). Периферийный щелевой канал подачи охлаждающего газа имел ширину 2,2 мм и заканчивался на расстоянии $Z_2 = 50$ мм от входного сечения $z = 0$.

При формулировке расчетной модели считали, что спиральный индуктор может быть представлен как система цилиндрически-симметричных параллельных колец. Течение газа на входе во все каналы плазмотрона являлось азимутально симметричным и стационарным. Выполнение этих допущений позволяет рассматривать электромагнитные и газодинамические процессы в ВЧИ-плазмотроне как

двухмерные (r, z) в цилиндрической системе координат (r, θ, z) .

Расчет газодинамических параметров ламинарного (значение числа Re не превышает величину 10^3) дозвукового осесимметричного стационарного плазменного потока в каналах плазмотрона с учетом действия электромагнитных сил и джоулева тепловыделения (потери энергии с излучением являлись пренебрежимо малыми) проведен на основе системы уравнений плазмодинамики [15].

При численных расчетах считали, что транспортирующим, плазмообразующим и охлаждающимся газами являлась смесь аргона с водородом, причем объемное содержание последнего составляло $\alpha = 0-10\%$ в разных случаях. Теплофизические параметры C_{pm} , μ , λ и электропроводность плазмы σ определялись в приближении локального термодинамического равновесия по известным расчетным данным [16, 17]. Соответствующие результаты представлены в таблице.

Таблица

Некоторые свойства аргон-водородной плазмы атмосферного давления

Свойства	$\alpha, \%$	$T, \text{кК}$										
		0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Срт, Дж/(кг К)	0	5,203E+02	5,204E+02	5,203E+02	5,203E+02	5,203E+02	5,205E+02	5,228E+02	5,409E+02	6,213E+02	8,679E+02	1,458E+03
	5	5,592E+02	5,612E+02	5,745E+02	9,207E+02	8,087E+02	5,905E+02	5,808E+02	6,005E+02	6,898E+02	9,599E+02	1,596E+03
	10	5,980E+02	6,019E+02	6,287E+02	1,321E+03	1,097E+03	6,606E+02	6,389E+02	6,600E+02	7,582E+02	1,052E+03	1,734E+03
μ , кг/(м с)	0	3,422E-05	5,763E-05	8,972E-05	1,199E-04	1,472E-04	1,717E-04	1,942E-04	2,152E-04	2,352E-04	2,540E-04	2,697E-04
	5	3,383E-05	5,707E-05	8,917E-05	1,193E-04	1,468E-04	1,715E-04	1,941E-04	2,154E-04	2,356E-04	2,547E-04	2,701E-04
	10	3,344E-05	5,650E-05	8,863E-05	1,188E-04	1,464E-04	1,712E-04	1,941E-04	2,157E-04	2,361E-04	2,553E-04	2,706E-04
λ , Вт/(м К)	0	2,671E-02	4,498E-02	7,002E-02	9,356E-02	1,168E-01	1,353E-01	1,549E-01	1,920E-01	2,656E-01	4,051E-01	6,443E-01
	5	3,178E-02	5,480E-02	9,926E-02	5,238E-01	3,759E-01	2,336E-01	2,590E-01	3,130E-01	4,143E-01	5,958E-01	8,841E-01
	10	3,685E-02	6,461E-02	1,285E-01	9,541E-01	6,350E-01	3,318E-01	3,630E-01	4,341E-01	5,631E-01	7,865E-01	1,124E+00
σ , А/(В м)	0	3,078E-23	3,922E-23	1,659E-11	5,458E-05	6,289E-02	5,162E+00	7,682E+01	3,581E+02	9,903E+02	1,936E+03	2,990E+03
	5	0,000E+00	1,961E-23	1,168E-11	3,871E-05	4,208E-02	3,301E+00	5,122E+01	2,713E+02	8,377E+02	1,763E+03	2,847E+03
	10	0,000E+00	0,000E+00	6,769E-12	2,284E-05	2,128E-02	1,440E+00	2,561E+01	1,845E+02	6,850E+02	1,590E+03	2,704E+03

Расчет параметров электромагнитного поля, интенсивности джоулева тепловыделения q_v и электромагнитной силы \vec{F} проведен на основе уравнений Максвелла (без учета тока смещения), записанных через векторный магнитный потенциал [18].

На входах в каналы плазмотрона ($z = 0$) задавались постоянные по сечению температура ($T = 300$ К) и осевые компоненты скорости потоков (в соответствии с массовыми расходами G_1 , G_2 и G_3) транспортирующего $U_{z1} = 2$ м/с, плазмообразующего $U_{z2} = 0,054$ м/с и охлаждающего газов $U_{z3} = 2,1$ м/с. Внешний канал плазмотрона считался водоохлаждаемым и имел постоянную температуру $T = 300$ К. На выходе из расчетной области $Z_4 = 400$ мм задавалось постоянное по радиусу давление $P = P_{atm} = 10^5$ Па.

Краевые условия для магнитного потенциала задавались в соответствии с [10].

Система уравнений плазмодинамики и электромагнитных уравнений решена численно в ПК ANSYS методом конечных объемов. При построении сеток использовалась блочная гексагональная структура HEXA_8.

Результаты и обсуждения

Согласно [14], основной причиной возникновения вихревой трубки перед индуктором является образование зоны повышенного давления в районе оси плазмотрона (рис. 2) в результате воздействия радиальной компоненты электромагнитной силы \vec{F} индукционных токов, протекающих через плазму разряда. Взаимодействие набегающих на эту зону газовых потоков при определенных условиях приводит к формированию тороидального вихря (рис. 3). Разрядный ток определяет уровень магнитного давления, а, следовательно, от него зависит значение избыточного давления

плазмы и габариты зоны повышенного давления в районе оси плазмотрона. Следовательно, существует некоторое критическое значение $J_{кр}$ тока в индукторе, превышение которого приводит к формированию тороидального вихря. Величина $J_{кр}$ разделяет режимы течения плазмы в канале плазмотрона на потенциальный ($J_k \leq J_{кр}$) и вихревой ($J_k \geq J_{кр}$).

Как показали расчеты [14], при выбранных конструктивных параметрах плазмотрона и величинах расходов рабочих газов (в качестве которых рассмотрен чистый аргон), критическая величина тока для трехвиткового индуктора составляет $J_{кр} = 90-100$ А. Использование в качестве рабочих газов аргон-водородных смесей, характеризующихся (при одинаковой температуре) меньшими значениями электропроводности и большими значениями теплоемкости и теплопроводности [17] по сравнению с чистым Аг, приводит к изменению теплогазодинамических параметров потока плазмы в канале плазмотрона (рис. 2, рис. 4). На рисунках красные точки обозначают места витков индуктора, а черные линии – стенки каналов плазмотрона.

При одинаковом токе в индукторе из-за более низкой электропроводности аргон-водородной плазмы сокращается объем зоны джоулева энерговыделения и его интенсивность q_v . Как видно из рис. 2, это приводит к уменьшению объема зоны занятой высокотемпературной плазмой (сокращается площадь фронта разряда – условно площадь изотермической поверхности $T = 8$ кК) и величины максимальной температуры плазмы. Обратим внимание на то, что из-за роста коэффициента теплопроводности аргон-водородной плазмы распределение температуры в высокотемпературной зоне с увеличением α становится более однородным, что обуславливает снижение габаритов зоны повышенного давления.

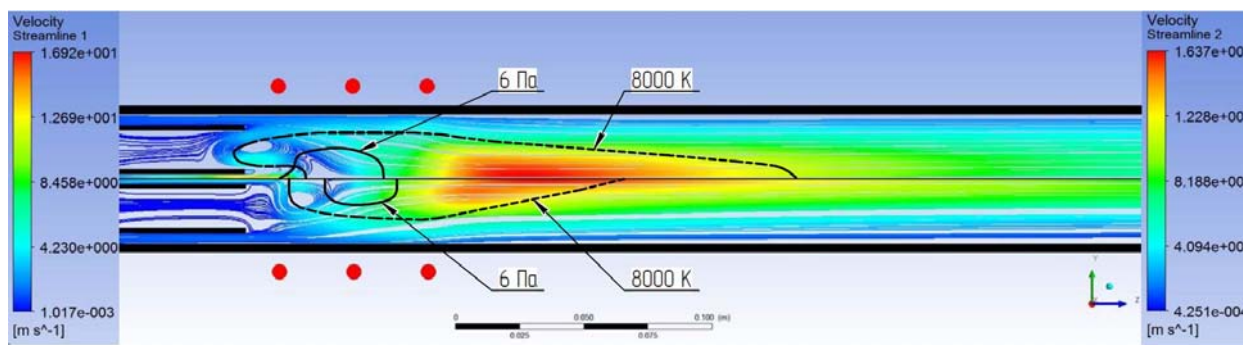


Рис. 2. Линии тока (цветные линии), изотерма $T = 8000$ К (черная штриховая линия) и изобара давления $\Delta P = 6$ Па (черная сплошная линия) при токе разряда $J_k = 170$ А: $\alpha = 0\%$ – верхняя полуплоскость; $\alpha = 5\%$ – нижняя полуплоскость.

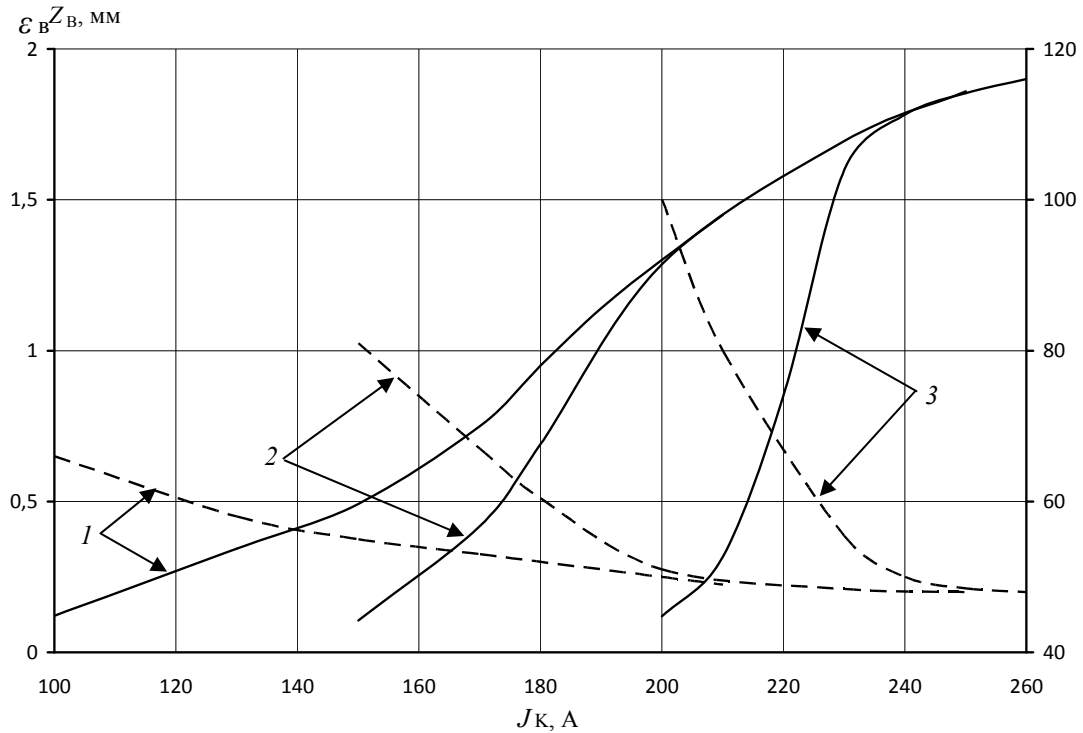


Рис. 3. Зависимости интенсивности вихревого потока $\varepsilon_B = G_B / (G_1 + G_2)$ (сплошные линии) и осевой координаты центра вихря Z_B (штрихованные линии) от тока разряда J_K при различных значениях объемной доли водорода: 1 – $\alpha = 0\%$; 2 – $\alpha = 5\%$; 3 – $\alpha = 10\%$. Здесь G_B – массовый расход газа в вихре

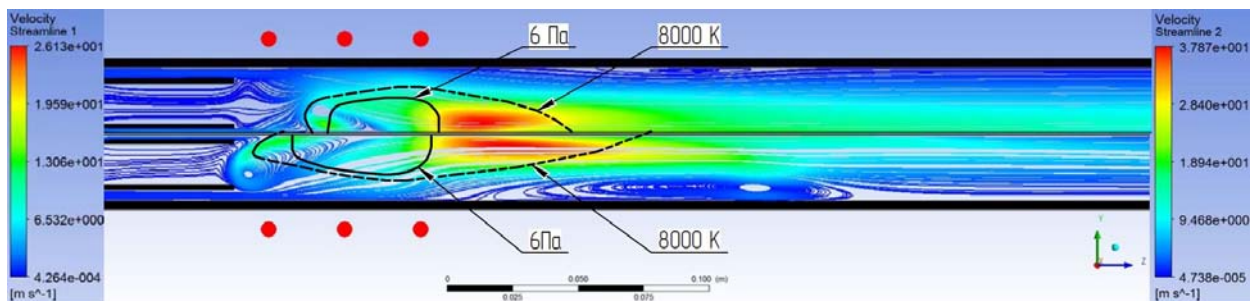


Рис. 4. Линии тока (цветные линии), изотерма $T = 8000$ К (черная штриховая линия) и изобара давления $\Delta P = 6$ Па (черная сплошная линия) при $\alpha = 10\%$: $J_K = 200$ А – верхняя полуплоскость; $J_K = 230$ А – нижняя полуплоскость.

При одинаковом токе в индукторе увеличение α приводит к уменьшению сжимающих плазму электромагнитных сил и уменьшению габаритов зоны повышения давления. В результате (см. рис. 2) при увеличении объемной доли водорода α в смеси переход от потенциального в вихревой режим наблюдается при больших значениях тока разряда. Зависимость критического тока разряда J_{KP} от доли водорода α может быть аппроксимирована линейной функцией $J_{KP} \approx 100 + 10\alpha$, где α – в единицах процентов.

Зависимости осевой координаты Z_B положения центра вихревой трубки от тока разряда (для

различных значений α) приведены на рис. 3. В чистом Ar при $J_{KP} \approx 100$ А координаты Z_B практически совпадает с координатой положения первого витка индуктора $Z_{ин} = 63$ мм. Увеличение тока разряда в этом случае приводит к монотонному уменьшению Z_B , (т. е. центр вихря смещается на встречу набегающему потоку) до предельного (минимального) значения $Z_{B, min} \approx 50$ мм.

Для аргон-водородной плазмы вихри формируются при больших токах разряда с центрами, расположенными внутри индуктора:

- при $\alpha = 5\%$ вихрь образуется в сечении $Z_B \approx 80$ мм между первым и вторым кольцами при $J_K = J_{KP} \approx 150$ А;

– при $\alpha = 10\%$ вихрь образуется в сечении $Z_B = 100$ мм в районе второго кольца индуктора при $J_K = J_{KP} \approx 200$ А.

Увеличение тока выше критического значения, так же как и в случае чистого Аг, приводит к уменьшению Z_B до соответствующих предельных минимальных значений, совпадающих с предельным значением $Z_{B, \min} \approx 50$ мм для $\alpha = 0\%$.

Зависимости интенсивности (определенной как в работе [14]: $\varepsilon_B = G_B / (G_1 + G_2)$, где G_B – массовый расход газа в вихре) основной вихревой трубки (перед индуктором) от тока разряда приведены на рис. 3 для различных значений α . Во всех случаях ε_B является монотонно возрастающей функцией тока разряда. Здесь отметим, что при значительных токах разряда $J_K \geq 200\text{--}250$ А величина интенсивности вихревой трубки ε_B становится больше единицы. Это означает, что в формировании вихря начинает играть роль поток охлаждающего газа, часть которого попадает в вихревую трубку.

Важно обратить внимание на то, что в закритических режимах течения при одинаковых значениях тока разряда интенсивность вихревой трубки в потоке чистого Аг всегда больше или равна ε_B для смесевых потоков с $\alpha \neq 0$. Другими словами, зависимости $\varepsilon_B (J_K)$ и $Z_B (J_K)$ для $\alpha = 0$ являются некими предельными для всех возможных смесевых составов аргон-водородной плазмы.

Увеличение амплитуды тока разряда в закритической области их значений вызывает (см. рис. 4) образование отрывного течения плазмы непосредственно за индуктором и, соответственно, обуславливает формирование второй пристеночной вихревой трубки (с направлением вращения, противоположным направлению вращения первого вихря). Этот вихрь возникает при определенном значении амплитуды тока разряда, величина которого, в частности, при $\alpha = 10\%$ составляет приблизительно 200 А.

Интенсивность второй вихревой трубки [19] $\Gamma_B = \oint \vec{U} d\vec{l}$ (интегрирование проводится вдоль средней линии тока поперечного сечения вихря) является монотонно возрастающей функцией тока разряда. При значении тока $J_K = 230$ А (при $\alpha = 10\%$) ее интенсивность $\Gamma_{B2} = 0,11$ м²/с становится сравнимой с интенсивностью основной вихревой трубки ($\Gamma_{B1} = 0,34$ м²/с). Отметим, что образование второго вихря может вызывать определенные проблемы с теплообменом между плазмой и внешней стенкой плазмотрона.

Заключение

В работе получены расчетные данные о параметрах и структуре аргон-водородного плазмен-

ного потока в канале одного из конкретных конструктивных вариантов технологического ВЧИ-плазмотрона. Выявлены особенности распределения полей скорости и температуры в условиях образования тороидальных вихревых течений непосредственно перед высокотемпературной областью разряда и непосредственно за индуктором. Установлено, что необходимым условием возникновения первого вихря является превышение значения амплитуды разрядного тока некоторого критического значения J_{KP} , величина которого зависит от объемной доли водорода α : $J_{KP} \approx 100 + 10\alpha$ [А].

Определены значения интенсивности основной вихревой трубки и координаты положения ее центра в закритических режимах течения в зависимости от амплитуды разрядного тока и α . Показано, что при одинаковых значениях тока разряда интенсивность основной вихревой трубки в потоке чистого Аг всегда больше или равна ε_B для смесевых потоков с $\alpha \neq 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин Ю. М., Козлов Н. П., Скрыбин А. С. // ТВТ. 2012. Т. 50. № 4. С. 491.
2. Гришин Ю. М., Козлов Н. П., Скрыбин А. С. // ТВТ. 2016. Т. 54. № 5. С. 619.
3. Бибииков М. Б., Демкин С. А., Животов В. К., Зайцев С. А., Московский А. С., Смирнов Р. В., Фатеев В. Н. // ХВЭ. 2010. Т. 44. № 1. С. 60.
4. Gonzalez N. Y., Morsli M. E., Proul P. // Journal of Thermal Spray Technology. 2008. Vol. 17. No. 4. P. 533.
5. Sanaz A. E. A modeling framework for the synthesis of carbon nanotubes by rf plasma technology. – Toronto: University of Toronto. 2013.
6. Ameza B., Christopher R. P., Steven A. C., Carter C. B. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 94. No. 3. P. 1969.
7. Colombo V., Ghedini E., Sanibondi P. // Plasma Sources Science and Technology. 2010. Vol. 19. P. 65.
8. Morsli M. E., Proul P. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 40. P. 387.
9. Ye R. B., Proul P., Boulos M. I. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1999. Vol. 42. P. 1585.
10. Мяс Л., Гришин Ю. М. // Наука и Образование. 2016. № 8. С. 50.
11. Punjabi S. B., Sahasrabudhe S. N., Joshi N. K., Mangalvedekar H. A., Das A. K., Kothari D. C. // Physics of Plasmas. 2014. Vol. 21. P. 24.
12. Новиков И. Н., Кручинин А. М. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 29. С. 17.
13. Qian L. J., Lin J. Z., Yu M. Z. // J. of Thermal Spray Technology. 2013. Vol. 22. No. 6. P. 1024.
14. Гришин Ю. М., Мяс Л. // Прикладная физика. 2016. № 4. С. 33.
15. Морозов А. И. Введение в плазмодинамику. – М.: Физматлит, 2008.
16. Murphy A. B. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2000. Vol. 20. No. 3. P. 279.

17. Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: fundamentals and applications, Volume 1. – New York. 1994.

18. Holik E. F. Simulation results of an inductively coupled rf plasma torch in two and three dimensions for producing a

metal matrix composite for nuclear fuel cladding. – Texas: Texas A&M University. 2008.

19. Борисов А. В., Макеев И. С. Математические методы динамики вихревых структур. – М.: ИКИ, 2005.

PACS: 52.50.Qt

About the vortex regime of an argon-hydrogen plasma flow in the channel of the inductively-coupled RF plasma torch

Yu. M. Grishin and L. Miao

Bauman Moscow State Technical University
Bld. 5, 2-nd Baumanskaya str., Moscow, 105005, Russia
E-mail: miaolongbmstu@gmail.com

Received May 17, 2017

The numerical model of plasma flow for one of the specific constructive technological RF plasma torch with three coils and inductor frequency of 3 MHz is performed. As a plasma-forming gas, a mixture of argon with hydrogen is considered at a variant hydrogen volume concentration from 0 to 10 %. The distributions of electromagnetic fields and all heat-gasdynamic parameters of plasma flow are calculated. It is shown that when the amplitude of the discharge current exceeds a certain critical value J_{KP} (depending on α), the plasma flow regime changes from potential to vortex, in which a toroidal vortex is formed in the energy release zone. The dependence of the value of the critical current J_{KP} on the volume concentration of hydrogen α is established. The influence of α and discharge current J_K on the intensity of the emerging vortex tube is determined.

Keywords: ICP, inductor current, inductor, channels of gas, argon, hydrogen, vortex tube, intensity.

REFERENCES

1. Yu. M. Grishin, N. P. Kozlov, and A. S. Skryabin, High Temp. **50**, 491 (2012).
2. Yu. M. Grishin, N. P. Kozlov, and A. S. Skryabin, High Temp. **54**, 619 (2016).
3. M. B. Bibikov, S. A. Demkin, V. K. Zhivotov, S. A. Zaitsev, A. S. Moskovskii, R. V. Smirnov, and V. N. Fateev, High Energy Chemistry **44**, 58 (2010).
4. N. Y. Gonzalez, M. E. Morsli, and P. Proulx, Journal of Thermal Spray Technology **17**, 533 (2008).
5. A. E. Sanaz, *A modeling framework for the synthesis of carbon nanotubes by rf plasma technology* (Toronto: University of Toronto, 2013).
6. B. Ameya, R. P. Christopher, A. C. Steven, and C. B. Carter, J. Appl. Phys. **94**, 1969 (2003).
7. V. Colombo, E. Ghedini and P. Sanibondi, Plasma Sources Science and Technology **19**, 65(2010).
8. M. E. Morsli and P. Proulx, J. Appl. Phys. **40**, 387 (2007).
9. R. B. Ye, P. Proulx, and M. I. Boulos, International Journal of Heat and Mass Transfer **42**, 1585(1999).
10. L. Miao and Yu. M. Grishin, Nauka i Obrazovanie, No. 8, 50 (2016).
11. S. B. Punjabi, S. N. Sahasrabudhe, N. K. Joshi, H. A. Mangalvedekar, A. K. Das, and D. C. Kothari, Physics of Plasmas **21**, 24 (2014).
12. I. N. Novikov and A. M. Kruchinin, Technical Physics Letters **40**, 17 (2014).
13. L. J. Qian, J. Z. Lin, and M. Z. Yu, Journal of Thermal Spray Technology **22**, 1024 (2013).
14. Yu. M. Grishin and L. Miao, Prikl. Fiz., No. 4, 33 (2016).
15. A. I. Morozov, *Introduction to plasma dynamics* (Fizmatlit, Moscow, 2008) [in Russian].
16. A. B. Murphy, Plasma Chemistry and Plasma Processing **20**, 279 (2000).
17. M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, *Thermal plasmas: fundamentals and applications, Volume 1* (New York, 1994).
18. E. F. Holik, *Simulation results of an inductively coupled rf plasma torch in two and three dimensions for producing a metal matrix composite for nuclear fuel cladding* (Texas: Texas A&M University, 2008).
19. A. V. Borisov and I. S. Makeev, *Mathematical methods of dynamics of vortex structures* (ICR, Moscow, 2005) [in Russian].