

УДК 621.382

**Об особенностях структуры плазменного потока в канале
индукционного ВЧ-плазмотрона с осевой подачей газа**

Ю. М. Гришин, Мяо Лун

Реализована численная модель расчета параметров высокочастотного индукционного (ВЧИ) плазмотрона с газовым охлаждением. Численное моделирование выполнено в пакете прикладных программ ANSYS CFX (14.5) для одного из конкретных конструктивных вариантов технологического ВЧИ-плазмотрона с трехвитковым индуктором и с амплитудой тока из диапазона $J_K = 50\text{—}170$ А (с частотой 3 МГц). В качестве плазмообразующего газа рассмотрен аргон. Выявлена особенность распределения поля скорости в канале плазмотрона, а именно, образование тороидального вихревого течения с центром приблизительно в сечении первого витка индуктора. Установлено, что возникновение вихревого течения имеет место при превышении тока разряда некоторого критического значения. Основной причиной формирования вихря является действие радиальной компоненты электромагнитной силы, обуславливающей образование области повышенного давления на оси плазмотрона в срединной зоне индуктора. Определено влияние тока разряда, скорости (расхода) транспортирующего газа через осевой канал и его длины на интенсивность вихревой трубки.

PACS: 52.50.Qt

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

Введение

В настоящее время в связи с разработкой новых технологий получения особо чистых веществ [1—5], нанопорошков [6, 7] и т. п. существенно возрос интерес к высокочастотным индукционным (ВЧИ) плазмотронам [8—10]. Основные параметры плазмы ВЧИ-плазмотрона в значительной степени определяются условиями прохождения газа через зону индуктора, т. е. зону энерговыделения. Известные данные [9—12] указывают на наличие в этой зоне специфической газодинамической структуры потока, а именно, возникновение вихревого течения непосредственно перед индуктором. Это приводит к изменению направлений течения плазмообразующего газа и газа (через осевой канал), обеспечивающего транспор-

тировку нагреваемых частиц (при решении различных технологических задач) в зону разряда. В ряде случаев это может приводить, как было отмечено еще в работе [13], к тому, что частицы не попадают в высокотемпературное ядро разряда, а разбрасываются по стенкам плазмотрона или выходят из него, не достигнув требуемой температуры или соответствующего агрегатного состояния.

К настоящему времени систематизированная информация об условиях возникновения и параметрах вихревого течения в канале ВЧИ-плазмотрона практически отсутствует. Экспериментальные данные о течении плазмы в зоне индуктора получить чрезвычайно затруднительно. Это вызывает необходимость проведения расчетно-теоретических исследований, направленных на изучение вихревого течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона и определения влияния на него основных конструктивных и энергопотребных параметров технологических ВЧИ-плазмотронов. Подобные исследования являются целью данной работы, где проведено численное исследование течения плазмы в канале ВЧИ-плазмотрона с осевым направлением подачи газов при газовым охлаждением.

Гришин Юрий Михайлович, профессор.
Мяо Лун, магистр.
МГТУ 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; 691632748@qq.com

Статья поступила в редакцию 4 июня 2016 г.

© Гришин Ю. М., Мяо Лун, 2016

Физико-математическая модель

Рассмотрена конфигурация плазмотрона с осевой подачей газов и наличием периферийного щелевого канала для подачи охлаждающего газа и центрального канала, через который осуществляется подвод в зону разряда газа, транспортирующего дисперсные частицы перерабатываемого в плазмотроне вещества.

Исследован ВЧИ-плазмотрон с трехвитковым ($N = 3$) индуктором (расстояние между витками 30 мм). Амплитуда разрядного тока J_K , изменяющегося по синусоидальному закону с частотой $\omega = 3$ МГц, выбиралась из диапазона значений 50—170 А. Индуктор выполнен из медного провода диаметром 6 мм и радиусом навивки 33 мм. Первый виток индуктора расположен на расстоянии $Z_3 = 63$ мм от входного сечения $z = 0$.

Кварцевый канал плазмотрона имел внутренний радиус $R_3 = 25$ мм (толщиной 3,5 мм). Периферийный щелевой канал подачи охлаждающего газа с размером щели 2,2 мм и заканчивался на расстоянии $Z_2 = 50$ мм от входного сечения $z = 0$. Осевой цилиндрический канал имел внутренний радиус 1,7 мм и длину Z_1 , величина которой варьировалась в пределах от 3 до 50 мм.

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 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 [14].

При численных расчетах считали, что транспортирующим, плазмообразующим и охлаждающим газом являлся аргон. Теплофизические параметры плазмы определялись в приближении локального термодинамического равновесия по известным экспериментальным [9] и расчетным [15] данным.

На входах в каналы плазмотрона ($z = 0$) задавались постоянные по сечению температура ($T = 300$ К) и осевые компоненты скорости потоков плазмообразующего ($U_{Z2} = 0,054$ м/с) и охлаждающего ($U_{Z3} = 2,1$ м/с) газов. Скорость газа через центральный канал U_{Z1} варьировалась в диапазоне

от 0,054 до 2 м/с. На выходе из плазмотрона $Z_4 = 400$ мм задавалось постоянное по радиусу давление $p = p_{\text{атм}} = 10^5$ Па.

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 [16]. Краевые условия для магнитного потенциала задавались в соответствии с [9].

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

Джоулево тепло с интенсивностью q_v выделяется в кольцевой области с длиной, приблизительно равной длине индуктора ($\ell_{\text{ИН}} = 60$ мм), и эффективной толщиной 2—4 мм. В результате конвективного теплообмена происходит нагрев внутренних областей протекающего газового потока с образованием области высоких температур и повышенных давлений. Давление в плазменном потоке распределено таким образом, что максимальное избыточное давление имеет место в районе оси плазмотрона с центром приблизительно на расстоянии $z \approx 50$ —65 мм от входного сечения (см. рис. 1, верхняя полуплоскость — черные линии). На рисунке красные точки обозначают места витков индуктора, а черные линии — стенки каналов плазмотрона.

Возникновение зоны повышенного давления в области с приблизительно однородным пространственным распределением температуры связано с воздействием радиальной компоненты электромагнитной силы, пространственное распределение которой (в виде изолиний удельной электромагнитной силы f_r в единицах $[\text{Н}/\text{м}^3]$) представлено на рис. 1 (верхняя полуплоскость — цветные эллиптические линии). Действительно, видно, что зона с максимальными электромагнитными силами расположена непосредственно над зоной повышенного газодинамического давления на оси плазмотрона. При этом уровень магнитного давления по величине (в данном случае, около 10 Па) практически совпадает со значением максимального избыточного давления газа в районе оси плазмотрона. С уменьшением амплитуды тока разряда J_K уровень магнитного давления уменьшается и соответственно падает избыточное газодинамическое давление в этой зоне. При этом она несколько смещается влево (вверх по потоку) и уменьшается в размерах.

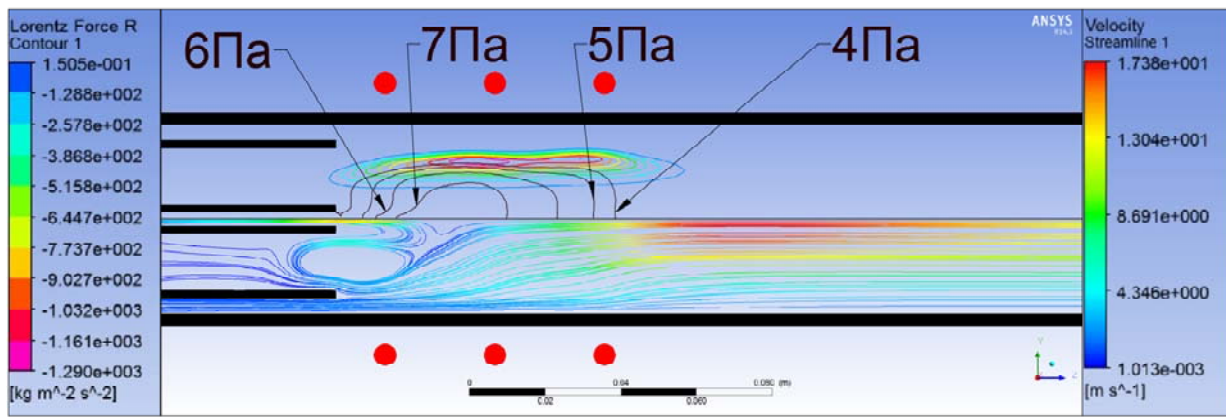


Рис. 1. Верхняя полуплоскость — избыточное давление плазмы (черные линии) и изолинии радиальной компоненты удельной электромагнитной силы f_r (цветные линии). Нижняя полуплоскость — распределение линий тока в ВЧИ-плазмотроне с $N = 3$, $U_{z1} = 2$ м/с и $U_{z2} = 0,054$ м/с при $J_K = 170$ А.

Наличие зоны «высокого» давления в потоке является основной причиной возникновения специфической структуры потока в канале ВЧИ-плазмотрона. При режимах течения плазмы с наличием такой зоны потоки плазмообразующего газа и газа из центрального канала попадают в область повышающегося давления и тормозятся (см. рис. 1, нижняя полуплоскость). Сталкиваясь с областью повышенного давления (как с преградой), часть приосевого потока разворачивается и начинает двигаться навстречу газовому потоку, поступающему из канала, по которому подается плазмообразующий газ. Поток плазмообразующего газа разворачивает этот встречный поток и сам отжимается к внешней стенке канала плазмотрона. Далее этот поток «преломляется» к оси системы. При этом часть этого потока, взаимодействуя с зоной «высокого» давления, поворачивается к оси и образует тороидальный вихрь (рис. 1, нижняя полуплоскость) с центром в точке $Z_{Ц} \approx Z_3$ и $R_{Ц} \approx R_2/2$. Другая его часть проходит над зоной «высокого» давления, а затем ускоряясь, попадает в высокотемпературную зону разряда.

При уменьшении тока разряда размер зоны повышенного давления и его величина уменьшаются. Для режимов течения плазмы при фактическом отсутствии зоны «высокого» давления тороидальный вихрь не образуется, и потоки как плазмообразующего газа, так и газа из центрального канала, практически свободно (но при некоторой деформации линий тока) поступают в высокотемпературную область разряда.

Как показал анализ результатов проведенных расчетов, основным условием формирования вихревого образования является превышение величины разрядного тока некоторого критического значения, определяемого из соотношения $NJ_{кр} / \ell_{ИН} = nJ_{кр} = 40—45$ А/см (здесь $\ell_{ИН}$ — длина индуктора, $n = N / \ell_{ИН}$ — погонное число

витков индуктора). При выбранных конструктивных параметрах плазмотрона и расходах плазмообразующего G_2 и транспортирующего G_1 газов критическая величина тока для трех виткового индуктора составляет $J_{кр} = 80—90$ А.

Параметры вихря зависят от тока разряда, расходов (скоростей) плазмообразующего G_2 и транспортирующего G_1 газов и длины центрального канала Z_1 . Зависимость интенсивности вихревой трубки $\Gamma_B = \oint \bar{U} d\bar{l}$ [17] (интегрирование проводится вдоль средней линии тока поперечного сечения вихря) как функция параметра $NJ_K / \ell_{ИН}$ представлена на рис. 2. Как видно, интенсивность вихря Γ_B является монотонно возрастающей функцией тока разряда. При значении тока $J_K \approx J_{кр} = 80—90$ А (для трех виткового индуктора) Γ_B стремится к нулю.

Учитывая, что рассматриваемое вихревое течение является течением вязкой, неоднородно нагретой газовой среды, представляется оправданным использование иного показателя интенсивности вихревой трубки. Величина этого показателя определяется как отношение массового расхода газа в вихре $G_B = \int_{R_{мин}}^{R_{ц}} 2\pi r |U_z| r dr$ к суммарному расходу плазмообразующего G_2 и транспортирующего G_1 газов (т. е. газовых потоков, непосредственно участвующих в формировании вихря): $\epsilon_B = G_B / (G_1 + G_2)$. Интеграл при определении G_B вычисляется в плоскости, проходящей через центр вихря с координатой $z = Z_{Ц}$. Радиальная координата точки $R_{мин}$ является точкой, в которой $U_z = 0$ ($R_{мин} \geq 0$, причем равенство нулю $R_{мин}$ соответствуют варианту, когда вихри смыкаются на оси плазмотрона).

Зависимости интенсивности вихря ϵ_B от разрядного тока для различных скоростей подачи транспортирующего газа представлены на рис. 2 в

виде штриховых линий. В целом, введенный показатель интенсивности ведет себя аналогично классическому параметру Γ_B . Однако введение интенсивности вихря ε_B полезно с практической точки

зрения, а именно, для данного значения ε_B имеется возможность дать оценку расхода и скорости газа, охваченного вихревым течением, при известных расходах газов, приводящих к образованию вихря.

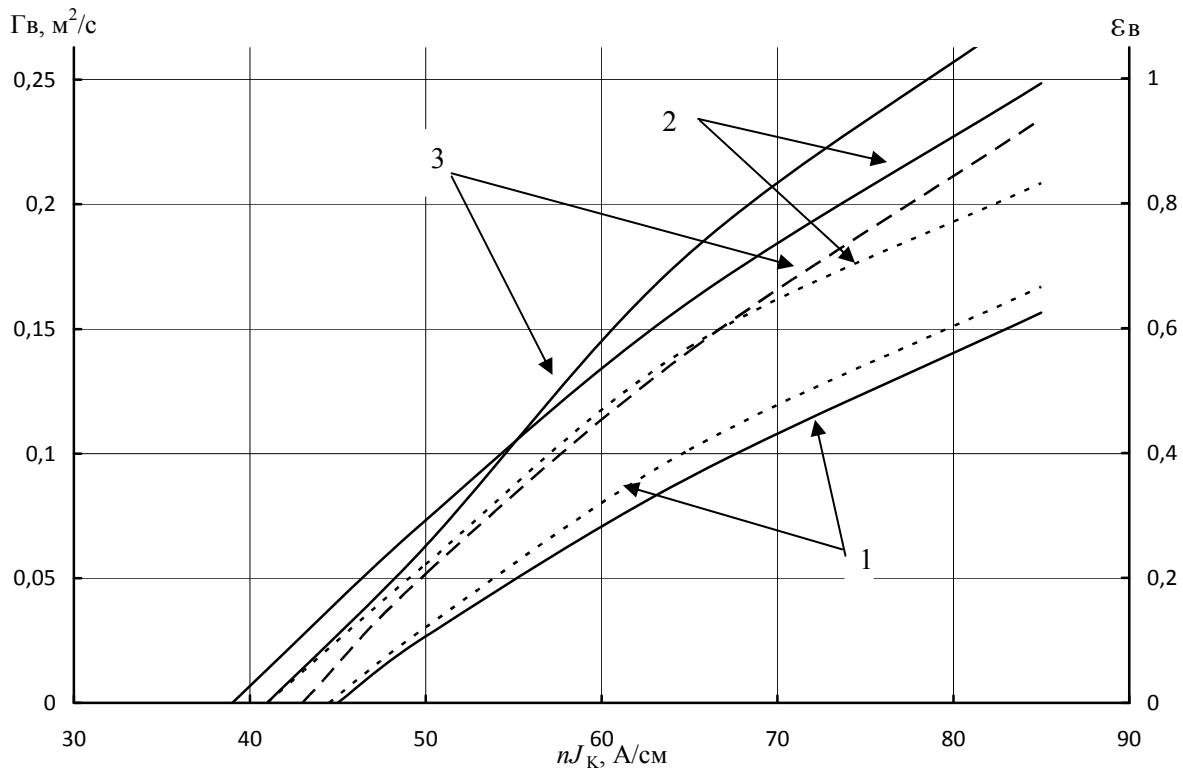


Рис. 2. Зависимость интенсивности вихря Γ_B (сплошные линии) и ε_B (штриховые линии) от ампер-витков ($nJ_K = NJ_K / \ell_{\text{ИН}}$) для трехвиткового индуктора: 1 — $Z_1 = 50$ мм, $U_{Z1} = 2$ м/с, $U_{Z2} = 0,054$ м/с; 2 — $Z_1 = 50$ мм, $U_{Z1} = U_{Z2} = 0,054$ м/с; 3 — $Z_1 = 3$ мм, $U_{Z1} = U_{Z2} = 0,054$ м/с.

Следует обратить внимание на то, что интенсивность вихря (Γ_B или ε_B) существенно зависит от скорости газа U_{Z1} , вытекающего из центрального канала. При неизменной скорости плазмообразующего газа $U_{Z2} = 0,054$ м/с уменьшение скорости транспортирующего газа U_{Z1} от 2 до 0,054 м/с (т. е. до скорости, совпадающей со скоростью плазмообразующего газа) приводит к заметному увеличению площади поперечного сечения вихря (см. рис. 3) и протяженности средней линии тока поперечного сечения вихря, а, следовательно, и его интенсивности (см. рис. 2). Интересно отметить, что положение центра вихря (точка, где модуль скорости газа равен нулю) при этом практически не меняется. Положение границы вихря с правой стороны также остается неизменным и определяется координатой границы зоны повышенного давления. Существенно изменяется положение границы вихря с левой стороны (вверх по потоку): при уменьшении скорости транспортирующего газа она сдвигается к сечению ввода плазмообразующего газа.

Отметим, что указанные изменения положения границ вихря и интенсивность вихревой трубки (Γ_B или ε_B) слабо зависят (рис. 2) от координаты Z_1 места ввода транспортирующего газа (сравни также рис. 3 и 1), нижняя полуплоскость.

В зависимости от величины тока разряда и скорости истечения газа из центрального канала возможны два варианта формы вихря. В случае высокой скорости транспортирующего газа одна его часть поступает в зону вихря, а другая двигается в осевом направлении непосредственно в высокотемпературную область разряда: образуется вихрь тороидальной формы с осевой полостью. При данной форме вихря проблема подачи твердых частиц с осевым потоком транспортирующего газа в высокотемпературную зону разряда практически отсутствует. При невысоких скоростях (близких к скоростям плазмообразующего газа) практически весь расход транспортирующего газа захватывается вихрем, а вихревые зоны смыкаются на оси системы. В данном случае прохождение твердых частиц в высокотемпературную зону раз-

ряда может стать затруднительным. Частицы относительно небольшой массы могут попасть в вихревую зону, и при дальнейшем движении они могут быть вынесены на стенки внешнего канала

плазмотрона или в поток охлаждающего газа или даже выйти из вихря в направлении, противоположном направлению движения плазмообразующего газа.

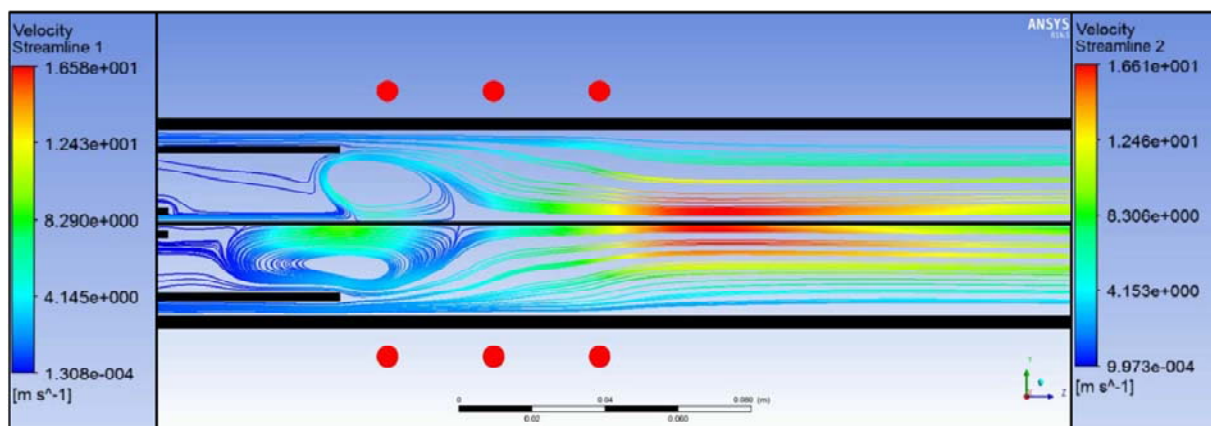


Рис. 3. Линии тока в канале плазмотрона при различной скорости подачи транспортирующего газа при $J_K = 170$ А для $Z_1 = 3$ мм: верхняя полуплоскость — $U_{Z1} = 2$ м/с, $U_{Z2} = 0,054$ м/с; нижняя полуплоскость — $U_{Z1} = U_{Z2} = 0,054$ м/с.

Образование тороидального вихря может влиять не только на структуру потока и динамику движения обрабатываемых в плазмотроне частиц. Можно предположить, что поскольку интенсивность вихря зависит, прежде всего, от тока разряда (т. е. от электрической мощности ВЧИ-плазмотрона), то для плазмотронов большой мощности возникновение поперечных колебаний вихревого образования может приводить к нарушению азимутальной симметрии расхода газа через поперечное сечение канала и, как следствие, к неустойчивости плазменного потока генерируемого ВЧИ-плазмотроном.

Заключение

Получены расчетные данные о параметрах и структуре плазменного потока одного из конкретных конструктивных вариантов технологического ВЧИ-плазмотрона. Выявлены особенности распределения поля скорости, а именно, образование тороидального вихревого течения непосредственно перед высокотемпературной областью разряда. Установлено, что необходимым условием возникновения вихря является превышение значения амплитуды разрядного тока некоторого критического значения $nJ_{кр} = 40—45$ А/см (где n – погонное число витков индуктора). Показано, что с уменьшением скорости транспортирующего газа, поступающего в зону разряда через осевой канал, интенсивность вихревой трубки может существенно возрастать в 1,5—2 раза и достигать величин $\Gamma_B = 0,15—0,25$ м²/с (или $E_B = 0,6—1$). Положения границ вихря и интенсивность вихревой трубки

слабо зависят от координаты места ввода транспортирующего газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boulos M. I. // High Temp. Material Processes. 1997. Vol. 1. P. 17.
2. Новиков И. Н., Кручинин А. М. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 29. С. 17.
3. Борисов Л. А., Гришин Ю. М., Козлов Н. П. // ТВТ. 2007. Т. 45. С. 777.
4. Гришин Ю. М., Козлов Н. П., Скрыбин А. С. // ТВТ. 2012. Т. 50. С. 491.
5. Amey A. B., Christopher R. P., Steven A. C., Carter C. B. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 94. No. 3. P. 1969.
6. Тимошенко С. П., Прокопьев Е. П., Дьячков С. А. // Физика и химия обработки материалов. 2002. № 5. С. 26.
7. Morsli M. E., Proulx P. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 40. P. 387.
8. 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.
9. Sanaz A. E. A modeling framework for the synthesis of carbon nanotubes by rf plasma technology — Toronto: University of Toronto. 2013.
10. Пермяков С. М., Пермякова В. Н., Шаханов А. В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 10. С. 186.
11. Skovoroda A. A. // ЖТФ. 1997. Vol. 85. P. 474.
12. Дресвин С. В. Низкотемпературная плазма: ВЧ- и СВЧ-плазмотроны. — Новосибирск: Наука, 1992.
13. Морозов А. И. Введение в плазмодинамику. — М.: Физматлит, 2008.
14. Белов Г. В. Термодинамическое моделирование: методы, алгоритмы, программы. — М.: Научный Мир, 2002.
15. Smythe W. R. Static and dynamic electricity. — New York: 1950.
16. Борисов А. В., Макеев И. С. Математические методы динамики вихревых структур. — М.: ИКИ. 2005.
17. Tanaka Y. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37. P. 1190.

About features of the plasma flow structure in the channel of an inductively-coupled RF plasmatron with axial gas feed

Yu. M. Grishin and Miao Long

Bauman Moscow State Technical University
5 2-nd Baumanskaya str., Moscow, 105005, Russia
E-mail: ygrishin@bmstu.ru; 691632748@qq.com

Received June 2, 2016

A numerical model for calculating the parameters of the inductively-coupled RF plasmatron (ICP) with gas cooling was presented. Numerical simulations were performed in the ANSYS CFX (14.5) application package for one of the specific design of technological options ICP with a three-coil inductor and a current amplitude in the range of $J_K = 50\text{--}170$ A (3 MHz). The argon works as a plasma gas in the ICP. The features of the distribution of the velocity field in the channel of the plasma torch, namely, the formation of a toroidal vortex flow with the center section around the first turn of the inductor was described in our works. It was found that the forms of a vortex flow occur when the discharge current exceeds critical value. The main reason for the formation of the vortex is the influence of a radial component of the electromagnetic force, which causes the areas of increased pressure on the axis of the plasma torch in the middle zone of the inductor. The influence of the discharge current, the speed (flow) of transporting gas through the axial channel and its length on the intensity of the vortex tube has been studied.

PACS: 52.50.Qt

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

REFERENCES

1. M. I. Boulos, *High Temp. Material Processes* **1**, 17 (1997).
2. I. N. Novikov and A. M. Kruchinin, *Technical Physics Letters* **40**, 17 (2014).
3. L. A. Borisov, Yu. M. Grishin, and N. P. Kozlov, *High Temp.* **45**, 777 (2007).
4. Yu. M. Grishin, N. P. Kozlov, and A. S. Skryabin, *High Temp.* **50**, 491 (2012).
5. B. Ameya, R. P. Christopher, A. C. Steven, and C. B. Carter, *J. Appl. Phys.* **94**, 1969 (2003).
6. S. P. Timoshenko, E. P. Prokopiev, S. A. Diachkov, *Fiz. Khim. Obrbot. Mater.*, No. 5, 26 (2002).
7. M. E. Morsli and P. Proulx, *J. Appl. Phys.* **40**, 387 (2007).
8. 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).
9. A. E. Sanaz, *A modeling framework for the synthesis of carbon nanotubes by RF plasma technology* (Toronto: University of Toronto, 2013).
10. S. M. Ermakov, V. N. Permjakova, and A. V. Zakharov, *Technical Physics* **63**, 186 (1993).
11. A. A. Skovoroda, *JETP* **85**, 474 (1997).
12. S. V. Dresvin, *Low-temperature plasma RF and microwave plasma torches* (Nauka, Novosibirsk, 1992) [in Russian].
13. A. I. Morozov *Introduction to plasma dynamics* (Fizmatlit, Moscow, 2008) [in Russian].
14. G. V. Belov, *Thermodynamic modeling: methods, algorithms and programs* (Nauchnyu Mir, Moscow, 2002) [in Russian].
15. W. R. Smythe, *Static and dynamic electricity*. (New York, 1950).
16. A. V. Borisov and I. S. Makeev, *Mathematical methods of dynamics of vortex structures* (IKI, Moscow, 2005) [in Russian].
17. Y. Tanaka, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, 1190 (2004).