Ю.Ю. Луценко, А.Р. Гатауллина

Особенности электродинамики высокочастотного факельного разряда, горящего в аргоне

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет;
Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30; luts@mail.ru*

Проведён анализ распространения электромагнитной волны вдоль канала факельного разряда, горящего в аргоне, с учётом его осевой неоднородности. Учёт осевой неоднородности канала разряда заключался в учёте изменения формы канала разряда и удельной электропроводности плазмы разряда с изменением осевой координаты.

Для учёта изменения величины удельной электропроводности вдоль оси разряда были проведены измерения осевых распределений электронной и газовой температур. Измерение электронной температуры проводилось методом Орнштейна по линиям меди. Измерение газовой температуры осуществлялось по относительной интенсивности вращательных линий полосы гидроксила. Полоса гидроксила появлялась в спектре разряда при добавлении в плазмообразующий газ небольшого количества воздуха. Величина удельной электропроводности оценивалась по полученным значениям электронной и газовой температур.

Форма канала факельного разряда, горящего в аргоне, принималась конусообразной.

Расчёт распределения амплитуды радиальной компоненты электрического поля вдоль оси разряда проводился на основе модели канала разряда в виде неоднородной электрической линии. При расчёте предполагалось наличие отражения электромагнитной волны в конце канала разряда.

В результате проведённых расчётов установлено, что амплитуда первой гармоники радиальной компоненты электрического поля уменьшается вдоль разрядной камеры на 10 %, а амплитуда четвёртой гармоники – на 50 %. Полученные результаты совпадают с результатами измерений, проведённых ранее для аналогичного разряда. Показано, что для факельного разряда, горящего в аргоне, при расчёте его характеристик не требуется учитывать отклонение величины удельной электропроводности от равновесных значений.

Ключевые слова: *факельный разряд, температура, электропроводность, волновое число, напряжённость электрического поля.*

В последнее время высокочастотные разряды емкостного типа, возбуждаемые при атмосферном давлении, находят всё большее применение при проведении различных плазмохимических процессов. В частности, высокочастотный факельный разряд используется для утилизации нефтешламов [1, 2] и отработанного ядерного топлива [3, 4]. Плазма факельного разряда также оказалась перспективной средой для проведения процесса разделения изотопов. В работах [5, 6] предложен способ разделения изотопов углерода в плазме факельного разряда с наложенным магнитным полем. В качестве плазмообразующего газа при этом используется аргон или смесь аргона с кислородом. Для оптимизации конструкции и режимов работы используемого при этом плазмохимического реактора требуется определить электродинамические характеристики факельного разряда, горящего в среде аргона.

Рассмотрим особенности процесса горения факельного разряда в среде аргона. Горение высокочастотного факельного разряда осуществляется за счёт диссипации энергии электромагнитной волны, распространяющейся в плазме разряда. Ранее было

установлено отсутствие затухания электромагнитного поля в плазме факельного разряда, горящего в воздухе и аргоне. Для объяснения полученных результатов было высказано предположение о наличии в канале разряда наряду с «прямой» также и отражённой электромагнитной волны. В работе [7] приводятся данные расчёта распределения напряжённости электрического поля вдоль канала факельного разряда, горящего в воздухе. При проведении расчёта учитывалась осевая неоднородность канала разряда. Было показано, что совпадение результатов расчёта с экспериментом наблюдается в случае учёта отражения электромагнитной волны в конце канала разряда, а также при допущении существенного отклонения величины удельной электропроводности от равновесных значений.

В настоящей работе рассмотрен процесс распространения электромагнитной волны в аргонной плазме факельного разряда с учётом осевой неоднородности его канала. Осевая неоднородность разряда определяется осевым изменением формы его канала, а также осевым изменением величины удельной электропроводности. Для определения осевого изменения величины удельной электропроводности плазмы разряда были проведены измерения осевых распределений газовой и электронной температур.

Измерения проводились для факельного разряда мощностью 1 кВт. Разряд возбуждался в кварцевой камере диаметром 32 мм и длиной 50 см с медного водоохлаждаемого электрода. Частота электромагнитного поля составляла 23 МГц. Электронная температура измерялась по относительной интенсивности линий меди. Использовались линии 5106 Å, 5153 Å и 5218 Å. Энергии и относительные вероятности переходов, соответствующих данным линиям, были взяты из работы [8]. Излучение от исследуемого объёма разряда посредством линзы проецировалось на щель спектрографа Shamrock-303i. Спектр выводился непосредственно на экран компьютера. Для оценки газовой температуры аргонной плазмы в плазмообразующий газ добавлялся воздух в концентрации не более 5 %. При этом в спектре разряда появлялась полоса гидроксидов 3064 Å. Измерение газовой температуры проводилось по относительной интенсивности вращательных переходов данной молекулярной полосы. Использовались линии колебательной ветви Q_1 . Выбирались линии, свободные от наложения других линий, – Q_{14} , Q_{16} , Q_{19} , Q_{110} .

Результаты измерения электронной и газовой температур вдоль оси факельного разряда представлены на рис. 1. Как видно из представленного рисунка, электронная и газовая температуры незначительно меняются вдоль оси разрядной камеры. Так, диапазон изменения электронной температуры находится в пределах 7000 К – 8200 К, а газовая температура изменяется в пределах канала разряда от 1600 до 2050 К. При этом отношение электронной температуры к газовой изменяется от 4 до 4,4. Максимум как электронной, так и газовой температуры находится на расстоянии от электрода, составляющем 0,15–0,2 длины канала разряда.

На основании измерений электронной и газовой температур и результатов, полученных авторами работы [9], нами была проведена оценка величины удельной электропроводности плазмы факельного разряда, горящего в аргоне. Полученное распределение величины удельной электропроводности аргонной плазмы факельного разряда приведено на рис. 2. Из рисунка следует, что максимум величины удельной электропроводности совпадает с максимумом температурного распределения плазмы разряда.

Рис. 1. Осевое распределение электронной T_e и газовой T температур вдоль оси канала факельного разряда, горящего в аргоне: 1 – T ; 2 – T_e

Рис. 2. Осевое распределение удельной электропроводности плазмы факельного разряда, горящего в аргоне

Для того чтобы учесть изменение радиуса канала разряда с увеличением осевой координаты, рассмотрим реальную форму канала разряда. При горении в относительно тяжёлых газах, таких, как воздух и аргон, форма канала близка к конусообразной. Положим диаметр основания конуса равным d_0 , а длину конуса равной l . Тогда изменение диаметра канала разряда с увеличением осевой координаты z будет описываться следующим образом:

$$d = d_0(1 - z/l).$$

В соответствии с этим выражением можно рассчитать погонную ёмкость и индуктивность канала разряда. Ёмкость и индуктивность на единицу длины канала разряда определяются следующим образом:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{2}{d_0(1-z/l)}\right)-1}, \quad L = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\ln \frac{4}{d_0(1-z/l)} - 1 \right],$$

где z – осевая координата; ϵ_0, μ_0 – абсолютная диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно.

Определим величину проникновения электромагнитного поля в аргонную плазму разряда. Для этого необходимо оценить величину волнового числа электромагнитной волны, распространяющейся в плазме разряда. Величина волнового числа будет определяться следующим выражением:

$$h = \frac{1+i}{a\sqrt{5}} \sqrt{\frac{\omega\epsilon_0}{\sigma}}, \quad (1)$$

Здесь: i – мнимая единица; a – радиус канала; ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость; ω – частота электромагнитного поля; σ – удельная электропроводность плазмы разряда.

При расчётах будем использовать величину удельной электропроводности, усреднённую по длине разрядной камеры. В соответствии с рис. 2 её величина будет составлять $\sigma = 40,7 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Из формулы (1) получим, что для факельного разряда, горящего в аргоне на частоте 23 МГц и имеющего диаметр канала 4 мм, величина волнового числа будет составлять $0,8(1+i)$.

Вдоль канала разряда распространяется электромагнитная волна поперечно-магнитного типа, которая характеризуется радиальной и осевой составляющими электрического поля. Эти составляющие электрического поля определяются следующими выражениями:

$$E_r = \frac{ihA}{\lambda} J_0' \left(r\sqrt{k^2 - h^2} \right), \\ E_z = AJ_0 \left(r\sqrt{k^2 - h^2} \right),$$

где E_r и E_z – радиальная и осевая составляющие напряжённости электрического поля; J_0 и J_0' – функция Бесселя нулевого порядка и её производная; r – радиальная координата; A – постоянная величина; $k^2 \approx i\sigma\mu\omega$ – постоянная распространения электромагнитной волны в плазме разряда.

В нашем случае получим, что $k^2 \gg h^2$, $E_r \gg E_z$. Суммарная напряжённость электрического поля будет определяться векторной суммой осевой и радиальной составляющих.

Результаты расчёта суммарной напряжённости электрического поля представлены на рис. 3. На данном рисунке по оси абсцисс отложена радиальная координата. По оси ординат – отношение напряжённости электрического поля в точке r к напряжённости электрического поля на оси разряда. Как видно из рисунка, изменение напряжённости электрического поля в пределах канала разряда несущественно. Вследствие этого можно считать, что для факельного разряда, горящего в аргоне, выполняется условие слабого скин-эффекта.

Учитывая, что для исследуемого разряда выполняется условие слабого скин-эффекта, получим следующее выражение для активного сопротивления единицы длины канала разряда:

$$R = \frac{4}{\sigma\pi d_0^2 (1-z/l)^2}.$$

Рис. 3. Относительное изменение напряжённости электрического поля факельного разряда, горящего в аргоне, от радиальной координаты

Решение электродинамической задачи проведём на основе модели канала разряда в виде неоднородной электрической линии. Электромагнитное поле для цилиндрических структур в поперечной плоскости является потенциальным. Поэтому для поперечной плоскости можно использовать понятие напряжения. Телеграфное уравнение для синусоидальных колебаний будет иметь следующий вид:

$$\frac{d^2 U}{dz^2} = U\omega C[iR - \omega L], \quad (2)$$

где U – напряжение линии в точке z относительно земли; ω – угловая частота электромагнитных колебаний; R – активное сопротивление, приходящееся на единицу длины линии; L – индуктивность единицы длины линии; C – ёмкость единицы длины линии; i – мнимая единица.

В вышеприведённом выражении не учитываются токи утечки. Данное условие выполняется для случая высокочастотного факельного разряда, горящего в кварцевой камере.

Заметим, что осевое распределение разности потенциалов в поперечной плоскости должно совпадать с осевым распределением радиальной компоненты электрического поля.

Пусть напряжённость радиальной компоненты электрического поля можно представить в виде:

$$E_r = \varphi(z)\psi(r).$$

Тогда напряжение можно найти из следующего выражения:

$$U = \varphi(z) \int_a^\infty \psi(r) dr,$$

где a – радиус канала разряда.

Следовательно, осевое распределение радиальной компоненты электрического поля факельного разряда можно найти посредством решения уравнения (2).

Начальные условия можно получить из предположения, что в конце канала разряда ток отсутствует. Данное условие равносильно условию полного синфазного отражения электромагнитной волны в конце канала разряда. В этом случае:

$$dU/dz|_{z=l} = 0; U|_{z=l} = 1.$$

Уравнение (2) для случая факельного разряда с длиной канала 1 метр и диаметром канала 4 мм, горящего в разрядной камере длиной 50 см, решалось численно. Используемые при расчёте геометрические характеристики разряда близки к экспериментально наблюдаемым. В случае факельного разряда, горящего в аргоне, как правило, весь канал не помещается в разрядной камере. Поэтому в конце разрядной камеры диаметр канала составляет приблизительно половину от начального диаметра.

Осевое распределение удельной электропроводности плазмы разряда, представленное графиком на рис. 2, экстраполировалось с достаточной точностью полиномом третьего порядка.

Результаты проведённого расчёта представлены на рис. 4. На рисунке отображено относительное затухание амплитуды напряжённости радиальной компоненты электрического поля, а также её четвёртой гармоники.

Рис. 4. Относительное изменение первой и четвертой гармоник радиальной компоненты электрического поля вдоль оси разрядной камеры: 1 – первая гармоника, 2 – четвертая гармоника

Из рисунка видно, что первая гармоника уменьшается вдоль разрядной камеры на 7–10 %, в то время как четвертая гармоника уменьшается приблизительно в 2 раза. Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с результатами измерений [10] осевого распределения напряжённости электрического поля. В работе [10] проводились измерения электродинамических данных разряда со сходными характеристиками. Было установлено отсутствие изменения амплитуды первой гармоники электрического поля вдоль канала разряда, и затухание вдоль канала разряда четвертой гармоники в четыре раза.

Таким образом, в случае факельного разряда, горящего в аргоне, при анализе его электродинамики достаточно лишь предположения о наличии отражения электромагнитной волны в конце канала разряда. Отклонение величины удельной электропроводности плазмы разряда от расчётных значений, как в случае факельного разряда, горящего в воздухе, не следует учитывать при определении его электродинамических характеристик.

Литература

1. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., Geyman V.G., Karengin A.G., Poberezhnikov A.D., Kim Y., Rosocha L.A., Matveev I.B. Plasma-Assisted Combustion System for Incineration of Oil Slimes // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2013. – Vol. 41. – Issue 12, Part 1. – P. 3214–3222.
2. Plasma Assisted Combustion, Gasification, and Pollution Control. – Denver : Outskirts Press, Inc. – 2013 – Vol. 1. Methods of Plasma Generation for PAC. – 538 p.
3. Karengin A.G., Karengin A.A., Novoselov I.Y., Tundeshev N.V. Calculation and optimization of plasma utilization process of inflammable wastes after spent nuclear fuel recycling // Advanced Materials Research. – 2014. – Т. 1040. – С. 433–436.
4. Моссэ А.Б., Савченко Г.Э., Власов В.А., Каренгин А.Г., Каренгин А.А., Левашов А.С. Плазменная установка для переработки отходов: варианты исполнения и технологического использования // Инженерно-физический журнал. – 2013. – Т. 86, № 3. – С. 611–619.
5. Мышкин В.Ф., Хан В.А., Плеханов В.Г., Ижойкин Д.А., Беспала Е.В. Спиновая сепарация изотопов при неполном окислении углерода в низкотемпературной плазме во внешнем магнитном поле // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2014. – Т. 57, № 10. – С. 127–132.
6. Беспала Е.В., Павлюк А.О., Ушаков И.А. Плазменная переработка облучённого реакторного графита // XXI межд.н. конференция «Современная техника и технологии». – Томск: ТПУ, 2015 – Т. 2. – С. 110–112.
7. Луценко Ю.Ю., Власов В.А., Зеленецкая Е.П. Влияние осевой неоднородности плазмы высокочастотного факельного разряда на его электродинамические характеристики // Теплофизика и аэромеханика. – 2013. – № 1. – С. 117–122.
8. Hess H., Kloss H.-G., Rademacher K., Seliger K. Vergleich zwischen einem Verfahren zur Bestimmung von Bogentemperaturen mit Hilfe von Stoßwellen und einer spektroskopischen Methode // Beiträge aus der Plasmaphysik. – 1962. – Bd. 2. – № 3. – S. 171–178.
9. Kannapan D., Bose T.K. Transport properties of a two-temperature argon plasma // The Physics of Fluids. – 1977. – Vol. 20, – № 10. – P. 1668–1673.
10. Луценко Ю.Ю., Власов В.А., Тихомиров И.А. О характере затухания электромагнитного поля в плазме высокочастотного факельного разряда. // Письма в Журнал технической физики. – 2006. – Т. 32, № 9. – С. 23–27.

Поступила в редакцию 17 октября 2016 г.

UDC 533.9

DOI: 10.21779/2542-0321-2016-31-4-22-29

Features of the electrodynamics of high frequency torch discharge, burning in argon

Yu.Yu. Lutsenko, A.R. Gataullina

National Research Tomsk Polytechnic University, Russia, 634050, Tomsk, Lenin Avenue, 30; luts@mail.ru

The analysis of an electromagnetic wave propagation along the channel of the torch discharge, burning in argon, taking into account its axial heterogeneity is carried out. The accounting of axial heterogeneity of discharge channel consisted in the accounting of change of discharge channel form and specific conductivity of plasma of the discharge with change of axial coordinate.

To account the change of specific conductivity value along the discharge axis, electronic and gas temperature distribution was measured. Measurement of electronic temperature was taken by Ornstein's method on copper lines. Measurement of gas temperature was taken with relative intensity of rotary lines of a hydroxyl band, which appeared in a discharge range when a small amount of air was added to plasma-supporting gas. The value of specific conductivity was estimated on the received values of electronic and gas temperatures.

The form of the channel of the torch discharge, burning in argon was considered cone-shaped.

The calculation of amplitude of a radial component of an electric field along axis of discharge distribution was carried out on the basis of the discharge channel model in the form of the non-uniform electrical line. When calculating, electromagnetic wave at the end of the discharge channel was taken into consideration.

As a result of the calculations it was established that amplitude of the first harmonica of a radial component of an electric field decreases along the discharge chamber by 10%, and amplitude of the fourth harmonica by 50%. The results coincide with the results of measurements which were earlier carried out for similar discharge. It is shown that calculating the characteristics of the torch discharge, burning in argon, there is no need to consider a deviation of specific conductance value from equilibrium values.

Keywords: *torch discharge, temperature, conductivity, number wave, electric field strength.*

Received 17 October, 2016