

УДК 533.9

Влияние осевой неоднородности плазмы высокочастотного факельного разряда на его электродинамические характеристики

Ю.Ю. Луценко, В.А. Власов, Е.П. Зеленецкая

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

E-mail: luts@mail.ru

Приведены результаты измерений осевого распределения газовой температуры высокочастотного факельного разряда, горящего в воздухе при атмосферном давлении. На основе модели разряда в виде неоднородной электрической линии конечной длины проведен расчет распределения электрического поля вдоль оси разряда. Показано, что экспериментально наблюдаемый линейный характер изменения электрического поля вдоль оси разряда обусловлен его осевой неоднородностью.

Ключевые слова: факельный разряд, электродинамика, температура.

Введение

Горение высокочастотного факельного разряда осуществляется за счет диссипации энергии электромагнитной волны, распространяющейся вдоль канала разряда. Существующая на настоящее время модель [1] высокочастотного факельного разряда рассматривает канал разряда в виде однородного проводящего цилиндра. При этом предполагается, что параметры, характеризующие процесс распространения электромагнитной волны, такие как удельная электропроводность, диэлектрическая и магнитная проницаемости плазмы разряда, не меняются при изменении пространственных координат.

В реальности же канал факельного разряда неоднороден как в радиальном, так и в осевом направлениях. Учет радиальной неоднородности сводится к коррекции выражения для волнового числа [2] электромагнитной волны, поддерживающей горение разряда. При этом остается неизменным экспоненциальный характер затухания амплитуды электромагнитного поля вдоль оси разряда. Учет же осевой неоднородности должен повлиять непосредственно на характер зависимости изменения амплитуды электромагнитного поля вдоль оси разряда. Действительно, проведенные нами измерения осевого распределения гармоник электрического поля факельного разряда [3] показали, что эта зависимость носит не экспоненциальный, а линейный характер. Следовательно, осевая неоднородность оказывает существенное влияние на процесс распространения электромагнитной волны в плазме разряда.

В настоящей работе нами проанализировано влияние осевой неоднородности плазмы факельного разряда на характер затухания электромагнитного поля вдоль оси разряда. Рассматривался разряд, горящий в воздухе, при атмосферном давлении.

При учете неоднородности канала факельного разряда в осевом направлении необходимо учитывать два фактора: осевую неоднородность удельной электропроводности канала разряда, а также уменьшение радиуса канала вдоль оси разряда, то есть изменение его формы.

Определение осевого распределения удельной электропроводности плазмы разряда

Для того чтобы определить осевую неоднородность удельной электропроводности канала разряда, необходимо знать распределение температуры вдоль оси разряда. Изменение осевого распределения температуры для случая импульсного факельного разряда, горящего в воздухе, проведено авторами работы [4]. Результаты аналогичных измерений для стационарного факельного разряда приведены в работе [5]. Оба распределения представлены на рис. 1. Осевая координата на этом рисунке отложена в единицах длины канала разряда l . Как видно из представленных графиков, на начальном участке канала разряда наблюдается рост температуры, обусловленный, по предположению автора работы [6], недостаточным экранированием канала разряда его диффузионной оболочкой. Далее, вдоль оси разряда наблюдается относительно небольшое падение температуры приблизительно на $300 \div 500$ К.

Заметим, что вышеуказанные измерения проводились для разрядов мощностью $100 \div 150$ Вт. При этом длина канала разряда не превышала нескольких сантиметров. Для разрядов такой мощности невозможно провести корректные измерения амплитуды электромагнитных полей, чтобы затем сопоставить их величины с расчетными значениями, полученными на основе той или иной модели разряда.

В настоящей работе нами были проведены измерения осевого распределения газовой температуры стационарного факельного разряда, имеющего мощность 1 кВт. Разряд возбуждался в кварцевой цилиндрической камере диаметром 28 мм. Длина канала разряда находилась в пределах $25 \div 28$ см. Частота электромагнитного поля составляла 23 МГц. Излучение от исследуемого объема разряда посредством двухлинзового конденсора проецировалось на щель спектрографа MSDD 1000. Спектр выводился непосредственно на экран компьютера. Перед каждым измерением осуществлялось измерение фона в том же спектральном диапазоне. Для того чтобы отсеять излучение от других частей разряда использовалась диафрагма шириной 5 мм.

Измерение газовой температуры проводилось по относительной интенсивности вращательных переходов [7] молекулярной полосы гидроксидла 3064 \AA . Использовались линии колебательной ветви Q_1 . Выбирались линии, свободные от наложения других линий — $Q_{1,4}$, $Q_{1,6}$, $Q_{1,9}$, $Q_{1,10}$. Факторы интенсивности были взяты из работы [7]. Согласно результатам работы [6] температура, определенная по ветви Q_1 , соответствует температуре диффузионной оболочки. Для определения температуры канала разряда более корректно использовать линии ветви R_2 . Поэтому нами также проводилось определение

температуры по ветви R_2 . Использовались линии $R_{2,3}$, $R_{2,4}$, $R_{2,14}$, $R_{2,15}$. Температура, определенная по ветви R_2 , превышала температуру, определенную по ветви Q_1 , на $300 \div 600^\circ \text{K}$. Подобное расхождение, по-видимому, обусловлено тем,

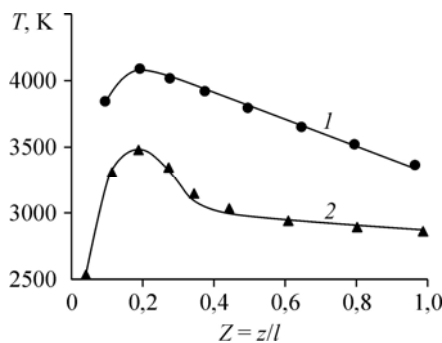


Рис. 1. Осевые распределения температуры факельного разряда, горящего в воздухе при атмосферном давлении.

1 — данные работы [5], 2 — данные работы [4].

что линии ветви Q_1 лежат в более длинноволновом диапазоне, чем линии ветви R_2 и более сильно поглощаются внешней оболочкой разряда [6]. Вследствие этого температура, определенная по ветви R_2 , в большей степени соответствует температуре центральной зоны разряда, а температура, определенная по ветви Q_1 , соответствует температуре внешних слоев разряда.

Результаты измерений представлены на рис. 2. Как видно из рис. 2, максимум температуры находится на расстоянии от электрода, составляющем 0,3 длины канала разряда. При длине канала разряда 25 см максимум температуры будет расположен приблизительно в 8 см от электрода. Локализация максимума температуры на расстоянии от электрода, значительно превышающем диаметр диффузионной оболочки, подтверждается также результатами измерений полосы 3371 Å второй положительной системы азота. Высвечивание этой полосы наблюдалось лишь на расстоянии от 5 до 13 см от электрода. Если предположить, что высвечивание этой полосы связано с величиной газовой температуры, то максимум температуры должен находиться на расстоянии 8-9 см от электрода. Заметим также, что изменение температуры вдоль канала разряда незначительно превышает погрешность измерений и составляет приблизительно 10-15 % от абсолютного значения температуры.

Таким образом, согласно проведенным измерениям, максимум температуры разряда расположен на большем расстоянии от электрода, чем это следует из результатов работ [4, 5]. В тоже время величина относительного изменения температуры вдоль оси разряда не превышает соответствующего значения, полученного в работе [5].

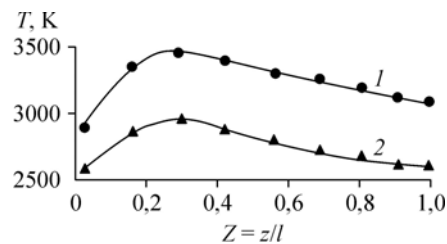
На основе полученного распределения температуры вдоль оси разряда можно определить осевое распределение удельной электропроводности плазмы разряда.

В воздушной плазме генерация электронов осуществляется преимущественно за счет процесса ассоциативной ионизации атомов азота и кислорода. При достаточно высокой температуре плазмы скорость образования электронов при ассоциативной ионизации атомов азота и кислорода в точности равна скорости обратной реакции диссоциативной рекомбинации электронов с NO^+ ионами. Так как константа скорости ассоциативной ионизации экспоненциально зависит от температуры, при уменьшении температуры плазмы это равновесие нарушается. Поэтому при достаточно низких температурах воздушной плазмы значения величины концентрации электронов и, соответственно, величины удельной электропроводности будут отличаться от равновесных значений. Однако, как показано в работе [8], отклонения величины удельной электропроводности от равновесных значений для воздушной плазмы высокочастотного разряда, возбуждаемого в разрядной камере диаметром 28 мм, необходимо учитывать лишь при температурах, меньших 3000 К. Так как температура канала разряда, определенная по ветви R_2 , в нашем случае составляет 3000-3400 К, будем рассчитывать электропроводность плазмы, предполагая наличие локального термодинамического равновесия. Значения удельной электропроводности σ воздушной плазмы, находящейся в условиях термодинамического равновесия, в зависимости от ее температуры T приведены в работе [9]. Полученная в работе [9] зависимость удельной электропроводности воздушной плазмы от температуры хорошо описывается следующей формулой:

$$\sigma(T) = 53370T^{0,5} \exp(-57000/T). \quad (1)$$

Рис. 2. Осевые распределения температуры факельного разряда мощностью 1 кВт.

1 — по ветви Q_1 , 2 — по ветви R_2 .



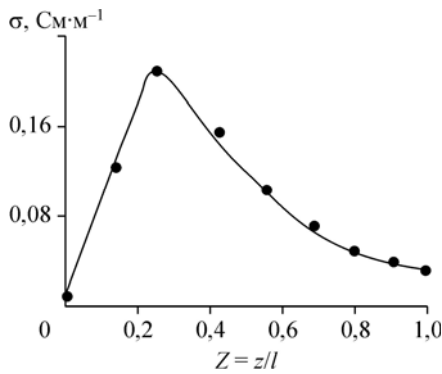


Рис. 3. Осевое распределение удельной электропроводности факельного разряда мощностью 1 кВт.

Рассчитаем осевое распределение удельной электропроводности плазмы разряда, используя формулу (1) и полученные результаты измерений температуры канала разряда. Результаты расчета представлены на рис. 3.

Для того чтобы учесть изменение радиуса канала разряда с увеличением осевой координаты, рассмотрим реальную форму канала разряда. При горении в относительно тяжелых 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: $d = d_0(1 - z/l)$.

Для того чтобы учесть изменение радиуса канала разряда с увеличением осевой координаты, рассмотрим реальную форму канала разряда. При горении в относительно тяжелых 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 емкость и индуктивность канала разряда. Емкость и индуктивность на единицу длины канала разряда определяются следующим образом [10, 11]:

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

Здесь: z — осевая координата, ϵ_0, μ_0 — абсолютная диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно. Учитывая, что для факельного разряда выполняется условие слабого скин-эффекта, получим следующее выражение для активного сопротивления единицы длины канала разряда:

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

Расчет осевого распределения радиальной компоненты электрического поля факельного разряда

Решение электродинамической задачи проведем на основе модели канала разряда в виде неоднородной электрической линии. Электромагнитное поле для цилиндрических структур в поперечной плоскости [12] является потенциальным. Поэтому для поперечной плоскости можно использовать понятие напряжения. Телеграфное уравнение для синусоидальных колебаний будет иметь следующий вид:

$$d^2U/dz^2 = U\omega C[jR - \omega L]. \tag{2}$$

Здесь: 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, j — мнимая единица.

В вышеприведенном 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 напряженность радиальной компоненты электрического поля можно представить в виде $E_r = \varphi(z)\psi(r)$. Тогда напряжение можно выразить следующим образом:

$U = \varphi(z) \int_a^\infty \psi(r) r dr$, 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 отсутствия тока в конце канала разряда. 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) решалось численно на основе температурного профиля, полученного в настоящей работе (рис. 2, кривая 2) для разряда с длиной и радиусом разрядного канала 25 см и 2 мм соответственно. Температурные профили при расчетах аппроксимировались полиномами четвертого порядка. Результаты расчетов осевого распределения первых четырех гармонических составляющих электрического поля факельного разряда представлены на рис. 4.

Из рис. 4 видно, что при расчетах на основе значений равновесной электропроводности затухание электромагнитного поля слишком велико, чтобы обеспечить процесс горения разряда. Затухание основной гармоники электромагнитного поля в $e \approx 2,718$ раз происходит на расстоянии 3÷4 см от электрода. Соответственно, на этом участке канала разряда происходит поглощение 86 % энергии электромагнитной волны.

Экспериментально полученные осевые распределения гармоник электрического поля [3] для вышеуказанного разряда приведено на рис. 5. Из рис. 5. следует, что первая и вторая гармоники электрического поля не затухают вдоль оси разряда. Амплитуда третьей гармоники уменьшается в 1,7 раза, а амплитуда четвертой гармоники в 2,1 раза.

Соответствующие экспериментальным данным расчетные значения величин затухания гармоник электрического поля могут быть получены посредством сдвига температурного профиля вверх на 2170 К. В этом случае величина удельной электропроводности возрастает в 400÷1000 раз. Заметим, что в связи с незначительным изменением температуры вдоль канала разряда наибольшее влияние на распределение электромагнитного поля оказывает не вид осевого распределения удельной электропроводности, а осевое изменение формы канала и усредненное по профилю значение удельной электропроводности плазмы разряда. Результаты расчетов в соответствии со смещенным температурным профилем приведены на рис. 6. Видно, что рассчитанные кривые изменяются вдоль оси разряда по закону близкому к линейному. Отклонение от линейного закона наблюдается лишь на завершающем участке канала разряда. При увеличении частоты электромагнитных колебаний увеличивается также их затухание.

Расчетная величина затухания совпадает с экспериментально полученными значениями для всех гармоник электрического поля, за исключением второй гармоники. Отклонение расчетного значения от экспериментального для второй гармоники можно объяснить посредством предположения [3] о параметрическом взаимодействии

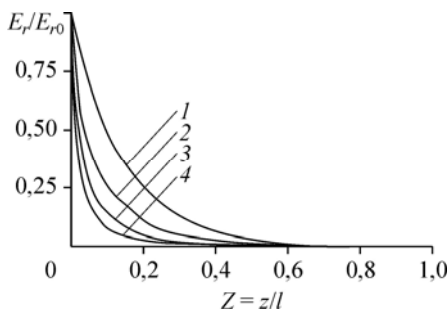


Рис. 4. Рассчитанные осевые распределения гармоник радиальной компоненты электрического поля факельного разряда.

23 (1), 46 (2), 69 (3), 92 (4) МГц.

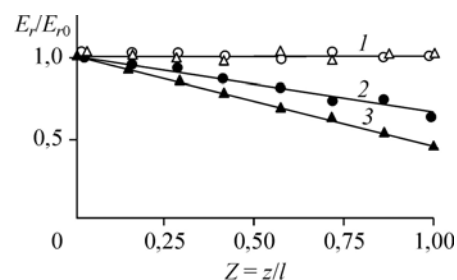


Рис. 5. Экспериментально полученные осевые распределения гармоник радиальной компоненты электрического поля факельного разряда.

22,8 (1), 45,6 (1), 68,4 (2), 91,2 (3) МГц.

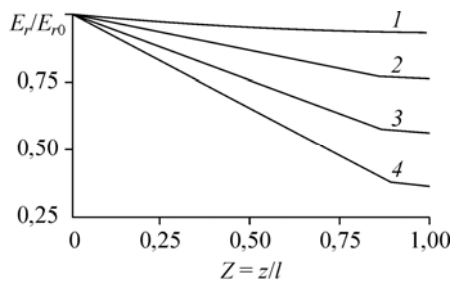


Рис. 6. Рассчитанные осевые распределения гармоник радиальной компоненты электрического поля факельного разряда с учетом коррекции температурного профиля.

23 (1), 46 (2), 69 (3), 92 (4) МГц.

внешнего электромагнитного поля с собственными колебаниями плазмы факельного разряда.

Заключение

Таким образом, результаты расчетов показали, что экспериментально наблюдаемый линейный характер затухания электромагнитного поля вдоль оси факельного разряда обусловлен его осевой неоднородностью.

Однако для получения этого результата необходимо использовать при расчетах температурный профиль с абсолютными значениями температур, существенно превышающими экспериментальные значения. По данным различных авторов, температура факельного разряда в зависимости от его мощности и частоты горения находится в пределах от 3000 до 4000 К. В случае использования при расчетах модели однородного цилиндра теоретические оценки, полученные на основе равновесных значений удельной электропроводности, согласуются с экспериментальными результатами. Однако учет осевой неоднородности канала разряда, в особенности уменьшение диаметра канала вдоль его оси, приводит к существенным расхождениям между расчетными и экспериментальными результатами.

Следовательно, можно предположить, что для плазмы факельного разряда характерна более существенная неравновесность, чем это следует из анализа баланса [8] химических реакций в плазме разряда. Наличие неравновесности прежде всего выражается в значениях удельной электропроводности, значительно превышающих соответствующие значения, полученные при условии термодинамического равновесия. В свою очередь, отличие величины удельной электропроводности от равновесных значений может быть обусловлено возникновением нелинейных электродинамических эффектов в плазме разряда.

Список литературы

1. Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. Электродинамическая модель высокочастотного факельного разряда // ЖТФ. 1970. Т. 40, № 2. С. 340–345.
2. Тихомиров И.А., Луценко Ю.Ю. Распределение компонент электромагнитного поля и их затухание в канале высокочастотного факельного разряда с учетом неоднородности радиального профиля удельной электропроводности плазмы разряда // Известия СО АН СССР, сер. техн. наук. 1989. № 3. С. 109–115.
3. Луценко Ю.Ю., Власов В.А., Тихомиров И.А. О характере затухания электромагнитного поля в плазме высокочастотного факельного разряда // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 9. С. 23–27.
4. Сузи Я.А., Лаан М.Р. Измерение вращательной температуры во время импульсного ВЧ разряда // Уч. зап. Тартуского ун-та. 1982. Т. 631. С. 13–18.
5. Тихомиров И.А., Перскальскис Б.Ш., Федянин В.Я., Михайличенко Ю.П., Тихомиров В.В., Пуговкин М.М. Исследование пространственного распределения параметров ВЧ факельного разряда. 1. Газовая температура. Томск: Томский политехнический институт. 1973. 9 с. Деп. в ВИНТИ. № 7606–73.
6. Кривопапов В.П. Оценка газовой температуры в канале высокочастотного факельного разряда в воздухе // Известия вузов. Физика. 1987. № 2. С. 3–7.
7. Михалевский В.Д., Прокофьева В.В. Исследование температуры металлической дуги по молекулярному спектру гидроксидов // ЖЭТФ. 1950. Т. 20, вып. 7. С. 584–593.
8. Benilov M.S., Naidis G.V. Simulation of discharges in atmospheric — air sustained by traveling electromagnetic waves // IEEE Transactions on Plasma Sci. 2003. Vol. 31, No. 4. P. 488–494.
9. Capitelli M., Colonna G., Gorse C.D., Angola A. Transport properties of high — temperature air in local thermodynamic equilibrium // Eur. Physical J. D. 2000. Vol. 11. P. 279–289.
10. Иосель Ю.Я., Качанов Э.С., Струнский М.Г. Расчет электрической емкости. Л.: Энергоатомиздат, 1981. 288 с.
11. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. Справочная книга. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 487 с.
12. Стреттон Д. Теория электромагнетизма. М., Л.: Гостехиздат, 1948. 548 с.

Статья поступила в редакцию 6 июня 2011 г.,
после переработки — 11 августа 2011 г.