

А. О. Пузанов, Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: s5sk@ire.kharkov.ua, jeanalexkh@gmail.com

АКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА И ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НАИМЕНЬШЕГО ДЛЯ ЕГО ПОДДЕРЖАНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ ВЧ-ГЕНЕРАТОРА

Актуальность рассмотренной задачи обусловлена необходимостью снизить энергопотребление установки, предназначенной для возбуждения и длительного поддержания горения факельного разряда (ФР), при промышленном ее использовании, а также сложностями исследований ФР в широком частотном диапазоне. Задача сводится к разработке метода измерения такой важной характеристики ФР, как его активное сопротивление. В научной литературе описаны достаточно сложные и дорогостоящие методы получения результата. В данной статье получены формулы, позволяющие определить величину активного сопротивления ФР мощностью до 1 кВт по результатам измерений на двух частотах наименьших напряжений генератора, необходимых для поддержания горения ФР. Также построены частотные зависимости для этих напряжений. Выведены простые оценочные выражения для параметров ФР, сравнивается их точность в различных случаях. Найдена область полосы частот, в которой полученные выражения остаются справедливыми. Предложенный метод позволяет существенно упростить получение результата за счет снижения стоимости и сложности измерительной установки. Выполненная работа способствует более эффективному использованию материально-технических ресурсов. Ил. 3. Табл. 1. Библиогр.: 38 назв.

Ключевые слова: факельный разряд, модель Неймана, активное сопротивление разряда, напряжение погашения разряда.

В 1928 г. С. И. Зилитинкевич, исследуя электрические разряды, открыл явление, которое назвал факельным истечением [1]. Сейчас это явление называют факельным разрядом (ФР). Физический энциклопедический словарь дает ФР следующее определение: «ФР возникает при повышении тока и частоты (> 1 МГц) в высокочастотном (ВЧ) коронном разряде. При давлениях ≥ 1 атм ФР имеет форму, близкую к форме пламени свечи. ... Как и коронный разряд, ФР наиболее легко зажигается на электродах с большой кривизной – на остриях, тонких проволоках и т. п.» [2]. В работах [3, 4] сообщается, что ФР может быть возбужден с поверхности не только проводника, но и диэлектрика.

Наряду с коронным и дуговым, ВЧ ФР является частным случаем так называемых одноэлектродных разрядов [3, с. 3], [5]. При этом термин одноэлектродный является условным, поскольку ФР, возбужденный с одного электрода, замыкается на землю (по сути второй электрод) током смещения через емкость плазма ФР–земля. Таким образом, система плазма ФР–земля ведет себя по отношению к переменному напряжению, как электрическая емкость. По этой причине такие ФР еще называют емкостными, или разрядами E -типа [6].

То же самое можно сказать и о «безэлектродных» емкостных ФР. По традиции таковыми принято называть ФР, плазма которых не имеет контакта с материалом электродов. ФР этой разновидности, как правило, возбуждаются в кварцевой камере между двумя электродами [3, с. 73].

Известно несколько способов возбуждения ФР. Прежде всего путем подведения к электроду ВЧ-мощности, достаточной для электрического пробоя окружающего его газа. При мощ-

ностях, недостаточных для возникновения пробоя, – еще несколькими способами. Например, путем принудительного поджига (металлическим стержнем с изолированной рукоятью) дуги, которая сразу же переходит в корону, а затем в ФР. Можно также окружить возбужденный электромагнитной энергией электрод ионизированным объемом газа. Для этого возбуждаемый участок электрода помещают вблизи радиоактивного препарата или в открытое пламя. Наконец, для возбуждения ФР может оказаться достаточным подвергнуть конец электрода разогреву до красного каления.

Кроме уже упомянутой брошюры [3], состояние современных исследований ФР отражено в большом количестве работ, например, [7–17], к сожалению, иногда недоступных для авторов этой статьи ни в Интернете, ни тем более напечатанными.

Обширность областей применения ФР поражает. Традиционные области их использования, в частности, включают: эксперименты по поджигу плазмы; изучение свойств металлов, диэлектриков и полупроводниковых структур; обработка и активация поверхностей; напыление тонких пленок; утилизация отходов, например, поджиг водоугольного топлива в топочных устройствах котельных малой энергетики [18–19].

Так, в работе [17] сообщается, что «методы силового воздействия электрических полей и разрядов на материалы ... включают в себя ту или иную степень активации материала или его поверхности. Механические, химические и температурные методы активации не всегда обеспечивают необходимое состояние поверхности, особенно в случае комбинированных структур, содержащих в поверхностном слое органические и неор-

ганические компоненты, резко отличающиеся по механическим, химическим, электрическим свойствам и температурной стойкости. ... В применении к материалам, имеющим жесткие ограничения по химическим и температурным воздействиям, большими возможностями обладает активация воздействием низкотемпературных неравновесных электрических разрядов, таких как коронный, барьерный, факельный и тлеющий, в различных газах, в основном, в воздухе. Неравновесные электрические разряды характеризуются высокой степенью энергетической отдачи, малыми потерями энергии на нагрев газа и объекта обработки. Сильный отрыв электронной температуры от температуры ионов в разряде ... обеспечивает необходимую генерацию химически активных продуктов».

В работе [6] также отмечается, что «наиболее перспективным способом для осуществления активируемых химических процессов является применение плазменного нагрева, позволяющего более гибко управлять химическими процессами и более активно влиять на физико-химические свойства целевых продуктов. Отличающаяся неравновесностью плазма ВЧ-одноэлектродно-емкостных разрядов может быть использована для реализации реакции с высокими пороговыми энергиями и интенсификации протекающих в плазме химических процессов. При этом увеличение неравновесности плазмы в ряде случаев достигается при ее амплитудной модуляции. В амплитудно-модулированной плазме при одной и той же мощности разряда, но различных глубинах модуляции вместе с ростом средней энергии электронов заметно возрастает интенсивность химических процессов с увеличением скорости выхода целевого продукта». В цитируемой работе приводится пример получения диоксида титана и диоксида циркония. Анализ созданных при помощи ФР материалов показал, что по ряду своих качеств, в частности, по свободе от примесей, они превосходят аналогичные материалы, полученные по традиционной технологии.

К перечисленным областям использования ФР добавим излучение акустических [14] или электромагнитных волн [18–19]. Так, авторами работы [14] разработан акустический излучатель, который работает на принципе модуляции одноэлектродного ВЧ ФР. Разработанный излучатель может считаться образцовым как обладающий существенно гладкой амплитудно-частотной характеристикой в диапазоне частот до нескольких мегагерц, а потому недостижимой для электродинамических излучателей верностью передачи широкополосного акустического сигнала.

В литературе встречаются сообщения о возможности применения ФР в качестве ионофона – своего рода вентильного преобразователя, аналогичного, например, широко известному

угольному микрофону [20], а также факельного счетчика ионов А. М. Прокофьева [5].

Сравнительно недавно ФР нашел применение в новой области науки и техники – магнито-плазменной аэродинамике. Здесь ФР служит для исследований по управлению при помощи плазменных образований пограничным слоем и вихревыми течениями вблизи обтекаемых тел, а также для изменения их аэродинамических характеристик (подъемная сила крыла, отрыв потока, сила сопротивления, моменты и др.) [16].

В наших работах [18, 19, 21] были описаны эксперименты с ФР, который возбуждался генератором с длиной волны 12,2 см (рабочая частота 2,46 ГГц). В частности, на основании анализа эквивалентной схемы антенны [22] и модели ФР, предложенной Нейманом [5, 23], в работе [19] было показано, что по однопроводной линии, на конце которой был возбужден ФР, распространяется волна, близкая по структуре к поверхностной ТМ-волне Зоммерфельда [24–29]. Для нас этот факт подтвердился после ознакомления с брошюрой [3]. В ней, однако, мы не нашли указаний на различие двух режимов работы однопроводной линии: без ФР как нагрузки – в обычном антенном режиме, и с ФР как с поглощающей нагрузкой – в режиме передачи ТМ-волны Зоммерфельда, с соответствующим изменением диаграммы направленности. При этом в работе [3] не принимаются во внимание допущения (по-видимому, из-за отсутствия к ним интереса), которые лежат в основе идеализированной модели однопроводной линии (бесконечной и находящейся в пустоте) с поверхностной волной Зоммерфельда.

1. Постановка задачи и основные предпосылки к ее решению. В этой статье мы поставили цель простейшим путем теоретически определить значение активного сопротивления ФР по результатам измерения напряжений его поглощения на двух частотах, а также построить полную частотную зависимость для этих напряжений. В основе рассматриваемой модели лежит классическая для ФР небольшой мощности (до 1 кВт) схема замещения – уже упомянутая выше схема М. С. Неймана [5, 23] (рис. 1).

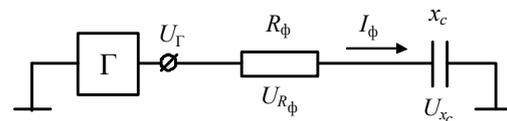


Рис. 1. Эквивалентная схема ФР по М. С. Нейману

На рис. 1 Γ – генератор с выходным напряжением U_{Γ} ; I_{ϕ} – ток в разрядной цепи; R_{ϕ} – активное сопротивление ФР; $U_{R_{\phi}}$ – падение напряжения на сопротивлении R_{ϕ} ; x_c – реактивное сопротивление

ние емкостной связи ФР с землей [5, 23]; U_{x_c} – падение напряжения на сопротивлении x_c .

Ниже мы предполагаем выполнение следующих условий:

1) длина, диаметр, материал и форма конца проводника однопроводной линии с ФР (рис. 2) совпадают в экспериментах для всех частот;

2) мощность ФР не превышает 1 кВт, что позволяет применять для анализа радиотехнические понятия, а именно брать за основу эквивалентную схему М. С. Неймана (см. рис. 1);

3) в анализируемом интервале частот зависимость активного сопротивления факела от частоты пренебрежимо мала.

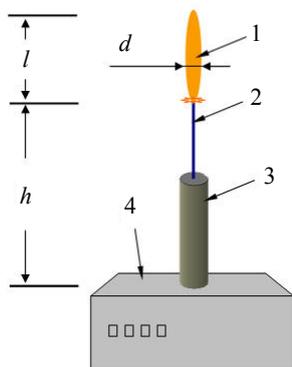


Рис. 2. Схема возбуждения ФР в воздухе: 1 – факел; 2 – однопроводная линия; 3 – коаксиальная линия; 4 – ВЧ-генератор

Необходимость соблюдения второго условия связана с тем, что электрические свойства ФР зависят от геометрических размеров разрядного канала, которые определяются уровнем подводимой мощности. При мощностях, превосходящих $0,7 \div 1$ Вт, сопротивление плазмы ФР возрастает настолько, что становится существенным замедление [3, с. 21], [25] распространяющейся вдоль канала ФР поверхностной *TM*-волны [3, с. 75–76], [18–19, 26–29]. С увеличением мощности растет и длина канала ФР. Как следствие двух названных причин, длина канала ФР становится сопоставимой с длиной волны. Следует также добавить, что при больших мощностях необходимо учитывать изменение свойств плазмы ФР вдоль его оси и прежде всего – осевое распределение удельной проводимости. Поэтому модель Неймана [23] или теория длинных линий, как ее обобщение [30], при мощностях ФР, больших $0,7 \div 1$ кВт, становятся неприменимыми и верное описание ФР возможно только в рамках строгой электродинамической постановки [3, с. 13, 16, 18–19, 45], [8–13, 15].

Для того чтобы определить диапазон частот, в пределах которого выполняется третье условие, необходимо располагать знанием основных свойств плазмы реального ФР, а именно:

- электронной плазменной частоты ω_{pe} ;
- ионной плазменной частоты ω_{pi} ;
- электронной частоты соударений ν_e ;
- ионной частоты соударений ν_i .

Желательно также иметь представление о том, как эти характеристики изменяются в зависимости от тех или иных условий.

Исследования ФР проводились многими авторами. Некоторые сведения содержатся в ряде вышеуказанных работ, из которых мы будем пользоваться обзорной брошюрой [3], наиболее полной по содержанию. Отметим, что некоторые приведенные в этой работе утверждения и данные противоречивы.

В разрядном канале каждая из названных выше величин зависит от радиальной координаты (перпендикулярной оси ФР). Однако даже в обзорах по результатам исследований ФР (например, [3]), содержатся лишь отрывочные сведения о двух первых параметрах из числа названных. К тому же об их радиальном изменении не сообщается. Описывается лишь теоретическая модель удельной проводимости как функции радиальной координаты без учета зависимости от частоты. В таком случае приведенные в работе [3] результаты измерений, по-видимому, призваны дать представление лишь о некоторых «эффективных» значениях. Есть, однако, основания полагать, что в плазме ФР преобладающей является электронная проводимость [3, с. 87], [31–32].

Решение задачи о границах применимости обсуждаемой ниже модели осложняется еще и тем, что авторы ряда используемых нами работ не сообщают такие важные данные, как материал, диаметр и длина проводника линии. Яркий пример тому – сводная таблица в работе [3, с. 9]. Там же (с. 13) отмечается, что «электрические характеристики плазмоида ФР и его геометрические размеры сильно зависят от рода плазмообразующего газа и геометрических размеров ФР, которые в свою очередь зависят от величины ВЧ-мощности». В таблице мы приводим некоторые из содержащихся в этой работе (с. 9) результатов измерений, относящихся к разрядам, возбужденным в воздухе.

Описание этой таблицы в работе [3, с. 35] дано на примере построенных зависимостей $\sigma(a)$ (удельной проводимости ФР от радиуса разрядного канала) и $a(P_0)$ (радиуса канала ФР от подводимой мощности): «Максимально возможная электропроводность ФР $[\sigma]$ уменьшается с увеличением радиуса канала ФР $[a]$. С другой стороны, из экспериментальных измерений известно, что при увеличении мощности ФР $[P_0]$ радиус его канала $[a]$ увеличивается. Таким образом, мы можем сделать вывод, что в достаточно широком час-

тотном диапазоне повышение мощности ФР не может привести к существенному увеличению удельной электропроводности, а следовательно, и равновесной температуры плазмы ФР. Так, например, для ФР мощностью $P_0 = 12$ кВт, имеющего соответственно при частоте ВЧ-напряжения $f = 40$ МГц, радиус канала $a \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м максимальная температура не может превышать 4 300 К».

Первые два утверждения сомнений не вызывают. Мы доверяем им больше, нежели приведенным в таблице результатам измерений 4–5

или 1–7. Остается не понятным, откуда появились «широкий частотный диапазон» и, хоть и несущественное, но «увеличение удельной проводимости» при повышении мощности. Это противоречит утверждению о том, что удельная проводимость ФР при увеличении подводимой мощности уменьшается, и о том, что «электрические характеристики плазмоида ФР и его геометрические размеры сильно зависят от ... величины ВЧ-мощности» [3, с. 13]. Тем более не ясен смысл приведенного примера.

Некоторые результаты экспериментальных исследований свойств ФР, горящего при атмосферном давлении [3]

Номер измерения	Мощность, P_0 , Вт	Частота, $f \cdot 10^{-6}$, Гц	Радиус канала ФР, $a \cdot 10^{-3}$, м	Длина разряда, $L \cdot 10^{-2}$, м	Газовая температура, $T_r \cdot 10^{-3}$, К (в канале)	Температура электронов (канала) $T_e \cdot 10^{-3}$, К	Концентрация электронов, $n_e \cdot 10^{-6}$, м ⁻³
1	20...200	12–100	0,24–0,34	0,3–3,6	3,3–4,3	–	–
2	500...600	34	–	–	0,9	7,4	$3,2 \cdot 10^{13}$ – $1,5 \cdot 10^{14}$
3	500...600	34	–	–	–	7,8	$0,7 \cdot 10^{14}$ – $1,9 \cdot 10^{14}$
4	920	37	1,17	–	3,8	–	$7 \cdot 10^{11}$
5	1020	37	0,25	–	4,2	–	$6 \cdot 10^{12}$
6	200...800	40	–	–	3,5–3,9	–	–
7	150...1 000	–	0,06–0,18	3,1–2,8	–	–	–
8	16000	0,75	1,2	–	–	–	–

Таким образом, в дальнейшем мы будем использовать те сведения о свойствах «воздушной» плазмы ФР, которые нам удалось найти и которые по признаку повторяемости у разных авторов не вызывают сомнений в их достоверности:

$$- \omega_{pe} \sim 2\pi \cdot 10 \text{ ГГц [3, с. 47];}$$

$$- \omega_{pi} \sim 2\pi \cdot 40 \text{ МГц [3, с. 47];}$$

– удельная проводимость канала ФР $\sigma(\omega) \sim 1 \div 2 \text{ См/м [3, с. 9, 71].}$

Определению области справедливости сделанного нами третьего допущения посвящен разд. 6.

2. Определение активного сопротивления факельного разряда. Пусть U_r – минимальное значение напряжения генератора, при котором поддерживается горение ФР. Полагаем, что частотам ω_0 и ω соответствуют напряжения $U_r(\omega_0)$ и $U_r(\omega)$. Для удобства значение ω пока не конкретизируется индексом, и таким образом, функция $U_r(\omega)$ описывает частотную зависимость напряжения U_r . Делаем также допущение, что напряжения $U_r(\omega_0)$ и $U_r(\omega)$ вызывают в цепи одинаковый ток I_ϕ :

$$I_\phi(\omega_0) = I_\phi(\omega) = I_\phi. \quad (1)$$

Это возможно, поскольку разным частотам соответствуют разные значения емкостного сопротивления $x_c(\omega_0)$, $x_c(\omega)$.

То, что при различных напряжениях $U_r(\omega_0)$ и $U_r(\omega)$, но одинаковых падениях напряжения на ФР возбуждается один и тот же ток (т. е. на всех частотах условия для поддержания горения ФР одинаковы), согласуется с диффузионной теорией Герлина и Броуна, Макдональда и Броуна, согласно которой в установившемся ФР имеет место баланс заряженных частиц. Диффузионная теория справедлива при давлениях, при которых допустимо использовать представление о диффузии электронов в газе [5, гл. XIII, § 112].

В общем случае полный импеданс разрядной цепи может быть записан, как

$$Z(\omega) = \sqrt{R_\phi^2(\omega) + x_c^2(\omega)}, \quad (2)$$

где $x_c(\omega) = 1/(\omega C)$.

Поскольку, согласно Нейману (см. рис. 1), ФР можно представить в виде отрезка однопроводной линии, обладающего некоторой емкостью по отношению к земле, то, в частности, при длине ФР l , возникающего на конце вертикально расположенного провода длиной h , при $l/h \leq 0,1$ значение емкости ФР C определяется из следующего выражения [33, с. 87]:

$$C \approx \frac{0,2416 \cdot l}{\lg\left(\frac{2l}{d}\right) - 0,133}, \text{ пФ.} \quad (3)$$

Здесь l, d (см) – длина и средний диаметр разрядного канала ФР соответственно. В прочих случаях емкость ФР по отношению к земле определяется по-другому.

С учетом допущения (1) очевидно, что $U_{\Gamma}(\omega_0) = Z(\omega_0)I_{\Phi}$, $U_{\Gamma}(\omega) = Z(\omega)I_{\Phi}$.

Введем величину $\alpha(\omega_0, \omega)$:

$$\alpha(\omega_0, \omega) = \frac{U_{\Gamma}(\omega)}{U_{\Gamma}(\omega_0)} = \frac{Z(\omega)}{Z(\omega_0)}, \quad (4)$$

характеризующую как отношение минимально допустимых напряжений генератора, так и отношение модулей импедансов цепи.

Омические потери, как правило, возрастают с увеличением частоты, поэтому для частот ω_0 и $\omega = \omega_1 > \omega_0$ можно ожидать, что $R_{\Phi}(\omega_0) \leq R_{\Phi}(\omega_1)$. Однако определить величины сопротивлений $R_{\Phi}(\omega_0)$ и $R_{\Phi}(\omega_1)$ невозможно, поскольку неизвестны полные импедансы $Z(\omega_0)$ и $Z(\omega_1)$. В то же время в случае $R_{\Phi}(\omega_0) \approx R_{\Phi}(\omega_1)$ можно вычислить значение R_{Φ} по результатам измерения на частотах ω_0 и ω_1 минимально допустимых напряжений (мощностей), при которых поддерживается горение ФР. Тогда $\alpha(\omega_0, \omega_1) < 1$ и $Z(\omega_1) = \alpha(\omega_0, \omega_1)Z(\omega_0) < Z(\omega_0)$.

На основании выражения (2) запишем квадраты импедансов в случаях горения ФР, возбужденных на частотах ω_0 и ω_1 :

$$Z^2(\omega_{0,1}) = R_{\Phi}^2(\omega_{0,1}) + x_c^2(\omega_{0,1}). \quad (5)$$

Из выражений (4) и (5) имеем

$$\begin{aligned} \alpha^2(\omega_0, \omega_1) R_{\Phi}^2(\omega_0) - R_{\Phi}^2(\omega_1) &= \\ = \frac{1}{C^2} \frac{\omega_0^2 - \alpha^2(\omega_0, \omega_1)\omega_1^2}{(\omega_0\omega_1)^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку величина C реальная, то для анализа выражения (6) следует рассмотреть два случая.

Случай А

$$\begin{cases} \alpha^2(\omega_0, \omega_1) R_{\Phi}^2(\omega_0) - R_{\Phi}^2(\omega_1) \leq 0, \\ \omega_0^2 - \alpha^2(\omega_0, \omega_1)\omega_1^2 \leq 0 \end{cases}$$

или

$$\frac{\omega_0}{\omega_1} \leq \alpha(\omega_0, \omega_1) \leq \frac{R_{\Phi}(\omega_1)}{R_{\Phi}(\omega_0)}.$$

Случай Б

$$\begin{cases} \alpha^2(\omega_0, \omega_1) R_{\Phi}^2(\omega_0) - R_{\Phi}^2(\omega_1) \geq 0, \\ \omega_0^2 - \alpha^2(\omega_0, \omega_1)\omega_1^2 \geq 0 \end{cases}$$

или

$$\frac{R_{\Phi}(\omega_1)}{R_{\Phi}(\omega_0)} \leq \omega(\omega_0, \omega_1) \leq \frac{\omega_0}{\omega_1}.$$

Случай Б не имеет физического смысла, поскольку $\omega_0/\omega_1 \leq 1$, $R_{\Phi}(\omega_1)/R_{\Phi}(\omega_0) \geq 1$, а $\alpha(\omega_0, \omega_1) \leq 1$. Остается случай А

$$\frac{\omega_0}{\omega_1} \leq \alpha(\omega_0, \omega_1) \leq \frac{R_{\Phi}(\omega_1)}{R_{\Phi}(\omega_0)}.$$

Если в равенстве (6) $R_{\Phi}(\omega_0) = R_{\Phi}(\omega_1) = R_{\Phi}$, то получаем два важных для практики вывода.

Во-первых,

$$\omega_0/\omega_1 \leq \alpha(\omega_0, \omega_1) \leq 1, \quad (7)$$

откуда следует ограничение на величину $U_{\Gamma}(\omega_1)$

$$\frac{\omega_0}{\omega_1} U_{\Gamma}(\omega_0) \leq U_{\Gamma}(\omega_1) \leq U_{\Gamma}(\omega_0). \quad (8)$$

Неравенство (8) может быть использовано в качестве оценки (в первом приближении) значения минимально допустимого напряжения возбуждения генератора $U_{\Gamma}(\omega_1)$. Неравенство (7) понадобится в разд. 3 для получения уточненной оценки для $U_{\Gamma}(\omega_1)$.

Во-вторых,

$$R_{\Phi} = x_c(\omega_0) \sqrt{\frac{\alpha^2(\omega_0, \omega_1) - (\omega_0/\omega_1)^2}{1 - \alpha^2(\omega_0, \omega_1)}}. \quad (9)$$

Таким образом, по результатам измерений на двух частотах ω_0 и ω_1 напряжений $U_{\Gamma}(\omega_{0,1})$ (или $\alpha(\omega_0, \omega_1)$), можно определить величину активного сопротивления ФР R_{Φ} . В итоге можно построить частотную зависимость $U_{\Gamma}(\omega)$, или нормированную кривую $\alpha(\omega_0, \omega)$ (см. разд. 4).

3. Оценочные выражения для активного сопротивления ФР и уточненная оценка для минимального напряжения, поддерживающего горение ФР. На основании проведенного анализа могут быть предложены два оценочных выражения для значения активного сопротивления ФР.

Первое оценочное выражение можно вывести непосредственно из определения $\alpha(\omega_0, \omega)$ (4), при этом положим $\omega = \omega_1$. Теперь сделаем предельный переход при $\omega_1 \rightarrow \infty$ и запишем неравенство

$$\begin{aligned} \alpha(\omega_0, \omega_1) > \alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty) = \\ = \left\{ 1 + \left[\frac{x_c(\omega_0)}{R_{\Phi}} \right]^2 \right\}^{-1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Отсюда находим

$$R_{\Phi} < \frac{x_c(\omega_0)}{\sqrt{\alpha^{-2}(\omega_0, \omega_1) - 1}}. \quad (11)$$

Заметим, что выражение (11) также может быть найдено из формулы (9) путем предельного перехода при $\omega_0/\omega_1 \rightarrow 0$. В данном случае мы подразумеваем, что отношение ω_0/ω_1 принимает малые, хотя и вполне «осязаемые», конечные значения [34, гл. III, § 1.1]. Именно по этой причине в неравенство (11) входит величина $\alpha(\omega_0, \omega_1)$, а не $\alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty)$, как в тождестве (13). Другими словами, опускаем малую величину $(\omega_0/\omega_1)^2$ в числителе подкоренного выражения в формуле (9).

Из формулы (9) можно получить второе оценочное выражение для R_{Φ} , если учесть, что значение $\alpha(\omega_0, \omega_1) < 1$. Так, справедливо условие

$$R_{\Phi} < x_c(\omega_0) \sqrt{\frac{1 - (\omega_0/\omega_1)^2}{1 - \alpha^2(\omega_0, \omega_1)}}.$$

Отсюда, поскольку $\omega_0 < \omega_1$ ($\omega_0/\omega_1 \rightarrow 0$), получаем

$$R_{\Phi} < \frac{x_c(\omega_0)}{\sqrt{1 - \alpha^2(\omega_0, \omega_1)}}. \quad (12)$$

Легко показать, что правая часть неравенства (12) больше правой части (11), поэтому для оценочных расчетов целесообразно использовать неравенство (11).

При $\omega_0/\omega_1 \rightarrow 0$ (в строгом смысле) в выражении (11) вместо знака неравенства можно поставить знак равенства: подстановка в (11) значения асимптоты $\alpha(\omega_0, \omega_1) = \alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty)$ (см. (10)) приводит к тождеству, поэтому

$$R_{\Phi} \Big|_{\omega_0/\omega_1 \rightarrow 0} \equiv \frac{x_c(\omega_0)}{\sqrt{\alpha^{-2}(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty) - 1}}. \quad (13)$$

Значение $\alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty)$ для выражения (13) должно быть найдено экспериментальным путем.

Теперь мы также можем уточнить полученную выше оценку для $U_{\Gamma}(\omega_1)$ (неравенство (8)). Для этого перепишем (7) с учетом (10) следующим образом:

$$\frac{\omega_0}{\omega_1} \leq \alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty) < \alpha(\omega_0, \omega_1) \leq 1. \quad (14)$$

Отсюда, если отношение ω_0/ω_1 в цепочке неравенств (14) опустить, имеем

$$\alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty) U_{\Gamma}(\omega_0) \leq U_{\Gamma}(\omega_1) \leq U_{\Gamma}(\omega_0). \quad (15)$$

При $\omega_0/\omega_1 \sim 1$ значения ω_0/ω_1 и $\alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty)$ достаточно близки, причем, согласно выражению (14), $\omega_0/\omega_1 \leq \alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty)$.

Вследствие этого, несмотря на то, что выражение (15) позволяет получить более точный результат, в случаях, когда отношение ω_0/ω_1 не на много меньше единицы, на практике может оказаться целесообразным использовать неравенство (8). Ведь при сложностях с измерением величины $\alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty)$ для применения уточненной оценки (15) необходимо знать значения R_{Φ} и емкости связи ФР с землей – C , что не всегда возможно.

4. Частотная зависимость минимального напряжения (мощности), поддерживающего горение ФР. После того как активное сопротивление ФР R_{Φ} найдено из выражения (9), можно построить частотную зависимость $\alpha(\omega_0, \omega)$

$$\alpha(\omega_0, \omega) = \sqrt{\frac{R_{\Phi}^2 + x_c^2(\omega)}{R_{\Phi}^2 + x_c^2(\omega_0)}}. \quad (16)$$

Значения величин ω_0 , C , $x_c(\omega_0)$ можно взять из данных предыдущего эксперимента по определению R_{Φ} . Квадрат выражения (16), очевидно, описывает нормированную зависимость для отношения минимальных мощностей, обеспечивающих горение ФР.

На основании (16) абсолютное значение напряжения $U_{\Gamma}(\omega)$ находим из уравнения

$$U_{\Gamma}(\omega) = \alpha(\omega_0, \omega) U_{\Gamma}(\omega_0). \quad (17)$$

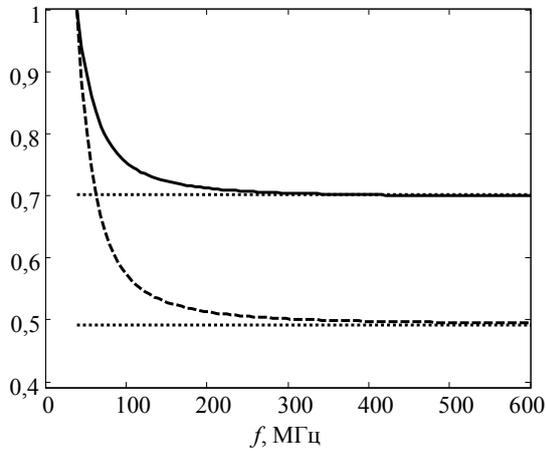
При $\omega \rightarrow \infty$ реактивное сопротивление $x_c(\omega)$ емкости C стремится к нулю, поэтому график функции $\alpha(\omega_0, \omega) = U_{\Gamma}(\omega)/U_{\Gamma}(\omega_0)$ приближается к горизонтальной асимптоте

$$\alpha(\omega_0, \omega \rightarrow \infty) = \left\{ 1 + \left[\frac{x_c(\omega_0)}{R_{\Phi}} \right]^2 \right\}^{-1/2}. \quad (18)$$

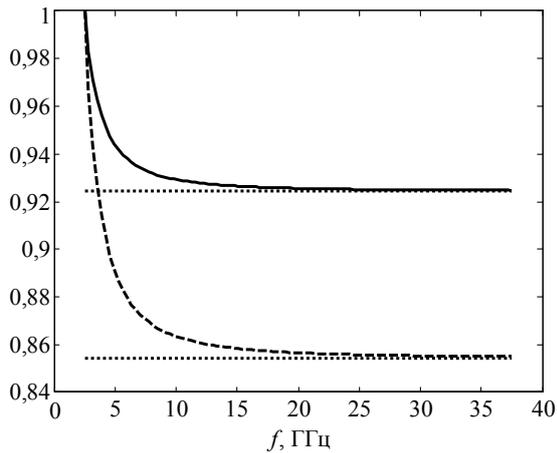
5. Результаты расчетов. Результаты измерений характеристик реального ФР другим методом приведены в работе [3]. Используя эти результаты, продемонстрируем возможности и основные особенности предлагаемой нами методики. Описанный в работе [3, с. 65–66, 68] ФР был возбужден на частоте $f_0 = 40$ МГц. При длине ФР $l = 28$ см и диаметре разрядного канала $d = 0,35$ см измеренное значение для емкости C составляет 5,3 пФ, а для активного сопротивления – $R_{\Phi} = 740$ Ом.

Поскольку величина сопротивления R_{Φ} в данном случае нам известна, можно миновать ее

вычисление по формулам (9) или (13) и сразу перейти к построению зависимости $\alpha(\omega_0, \omega)$ – рис. 3, а. Здесь мы покажем особенности использования полученных выше оценочных неравенств.



а)



б)

Рис. 3. Зависимости от частоты $\alpha(f_0, f)$ (сплошная линия) и $\alpha^2(f_0, f)$ (штриховая линия) для: а) – реального ФР [3]; б) – рассчитанного значения емкости ФР–земля при заданном активном сопротивлении. Асимптоты изображены пунктиром

Для примера положим $f = f_1 = 60$ МГц. Тогда, согласно (16), $\alpha(f_0, f_1) = 0,8475$. Согласно оценочному неравенству (11) $R_{\Phi} < 1\,198,6$ Ом. Как следует из (7), $\alpha(f_0, f_1)$ лежит в пределах: $f_0/f_1 = 0,667 < \alpha(f_0, f_1) = 0,8475 < 1$. Значение асимптоты (18): $\alpha(f_0, f \rightarrow \infty) = 0,702$; зная его, обратимся к неравенству (14) и получим для $\omega(f_0, f_1)$ результат более точный: $\alpha(f_0, f \rightarrow \infty) = 0,702 < \alpha(f_0, f_1) = 0,8475 < 1$. Таким образом, в соответствии с грубой оценкой (8), для напряжения $U_{\Gamma}(f_1)$ имеем: $0,667U_{\Gamma}(f_0) < U_{\Gamma}(f_1) < U_{\Gamma}(f_0)$,

а в соответствии с уточненной (15) – $0,702U_{\Gamma}(f_0) < U_{\Gamma}(f_1) < U_{\Gamma}(f_0)$.

Теперь рассмотрим пример для ФР, возбужденного на частоте $f_0 = 2,5$ ГГц. Положим $f_1 = 12,5$ ГГц. При длине ФР $l = 3$ см и диаметре его канала $d = 0,1$ см рассчитанное по формуле (3) значение емкости C составляет $0,441$ пФ. Зададим активное сопротивление $R_{\Phi} = 350$ Ом. Соответствующие графики зависимостей $\alpha(f_0, f)$ и $\alpha^2(f_0, f)$ изображены на рис. 3, б.

Проведя аналогичные вычисления, получим следующие оценки:

$$R_{\Phi} < 358 \text{ Ом};$$

$$f_0/f_1 = 0,2 < \alpha(f_0, f_1) = 0,9275 < 1;$$

$$\alpha(f_0, f \rightarrow \infty) = 0,9243 < \alpha(f_0, f_1) = 0,9275 < 1.$$

Итак, в соответствии с грубой оценкой (8), для напряжения $U_{\Gamma}(f_1)$ имеем: $0,2U_{\Gamma}(f_0) < U_{\Gamma}(f_1) < U_{\Gamma}(f_0)$, а в соответствии с уточненной (15) – $0,9243U_{\Gamma}(f_0) < U_{\Gamma}(f_1) < U_{\Gamma}(f_0)$.

Обратим внимание на то, что в последнем случае отношение f_0/f_1 составляет $0,2$. Поэтому результат прогнозирования величины $U_{\Gamma}(f_1)$ на основании неравенства (8) существенно хуже того, который мы получили из неравенства (15). В такой ситуации неравенство (8), по сути, выражает очевидный факт. В то же время в предыдущем примере ($f_0/f_1 = 0,667$) использование обоих неравенств дало намного более близкие результаты.

Другая ситуация при прогнозировании значения R_{Φ} . Так, в последнем случае ($f_0/f_1 = 0,2 \ll 1$) относительная погрешность прогноза составила всего $2,3\%$ (см. (13)), тогда как в предыдущем случае – $f_0/f_1 \approx 0,7 \sim 1$ – целых 62% .

Можно видеть (рис. 3, б), что в СВЧ-диапазоне значения функции $\alpha(f_0, f)$ расположены вблизи единицы. Как следует из выражения (16), это связано с малостью величин реактивных сопротивлений $x_c(f_0)$ и $x_c(f)$, поэтому, в отличие от первого из рассмотренных примеров, где при увеличении частоты с 60 до 300 МГц достигалось двукратное уменьшение минимальной мощности ФР, в данном случае существенного выигрыша по мощности при увеличении частоты не наблюдается. Это означает, что в СВЧ-диапазоне достигается предел наименьшего энергопотребления.

6. Границы применимости предложенной модели. Сначала предположим, что частота подводимого к ФР электромагнитного поля лежит в пределах

$$v_i \ll \omega \ll v_e, \quad (19)$$

т. е. $v_i/(2\pi) \ll f \ll v_e/(2\pi)$.

Проанализируем следствие из условия (19) подробно. Если не пренебрегать наличием в плазме ФР ионной проводимости, то проводимость разрядного канала будет [35–38]

$$\sigma(\omega) = \sigma_e(\omega) + \sigma_i(\omega), \quad (20)$$

где $\sigma_{e,i} = \varepsilon_0 \omega_{pe,i}^2 / (v_{e,i} + i\omega)$ – электронная и ионная проводимости; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума; ω_{pe} и ω_{pi} – электронная и ионная плазменные частоты соответственно. При выполнении условия (19) для $\sigma(\omega)$ справедливо приближенное выражение

$$\sigma(\omega) \approx \varepsilon_0 \left(\frac{\omega_{pe}^2}{v_e} + \frac{\omega_{pi}^2}{i\omega} \right).$$

Вклад ионной проводимости $\sigma_i(\omega)$ легко оценить. Так, если $\omega_{pi} = 2\pi \cdot 40$ МГц, а частота электромагнитного поля $\omega = 2\pi \cdot 1$ МГц, то

$$\sigma_i(\omega) \approx \varepsilon_0 \frac{\omega_{pi}^2}{i\omega} = -i \cdot 0,089 \text{ См/м}.$$

При больших частотах ω значение $\sigma_i(\omega)$, очевидно, имеет еще меньшую величину. Если значение удельной проводимости ФР $\sigma(\omega)$ составляет $1 \div 2$ См/м, то при $\omega \geq 2\pi \cdot 1$ МГц оно превышает найденное значение $\sigma_i(\omega)$ по крайней мере в 10 раз. Поскольку для выбранной частоты ω в рассматриваемом случае выполняется условие $v_i \ll \omega$, то с увеличением ω значение v_i , очевидно, может быть большим.

Сказанное согласуется с принятым предположением о том, что электронная проводимость в плазме ФР является преобладающей. Таким образом, при выполнении условия (19) удельная проводимость практически не зависит от частоты и можно записать

$$\sigma \approx \varepsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{v_e}. \quad (21)$$

Определяя из выражения (21) частоту v_e при $\sigma = 1 \div 2$ См/м и $\omega_{pe} = 2\pi \cdot 10$ ГГц, получим: $17,5 \text{ ГГц} \leq v_e \leq 35 \text{ ГГц}$. Отсюда выбираем «наихудший» вариант: $\omega \ll v_e = 17,5 \text{ ГГц}$.

Итак, при $\omega_{pi} = 2\pi \cdot 40$ МГц, $\omega_{pe} = 2\pi \cdot 10$ ГГц, $\sigma = 1 \div 2$ См/м и $v_i/(2\pi) \ll 1$ МГц рассмотренная «частотонезависимая» модель справедлива, по крайней мере, при условии, что частота подводимого к ФР электромагнитного поля находится в пределах $1 \text{ МГц} \leq f \ll 17,5 \text{ ГГц}/(2\pi) \approx 2,8 \text{ ГГц}$.

Найденные для случая $v_i \ll \omega \ll v_e$ границы применимости в действительности могут оказаться и шире, однако их уточнение является задачей для отдельного исследования. Заметим при этом, что при выборе правдоподобных, на наш взгляд, значений частоты $v_i = 5 \div 10$ МГц, при той же частоте электромагнитного поля $\omega = 2\pi \cdot 1$ МГц и выполнении условия $\omega \ll v_e$ вклад ионной проводимости $\sigma_i(\omega)$ составляет $(0,0433 - i0,0545) \div (0,0401 - i0,0252)$ См/м и по модулю оказывается еще меньшим ($0,07 \div 0,047$ См/м), чем в рассмотренном выше случае $v_i \ll \omega$. Однако окончательный ответ может дать только эксперимент.

Выводы. По результатам измерений на двух частотах ω_0 и ω_1 минимальных напряжений генератора $U_\Gamma(\omega)$, необходимых для поддержания горения ФР, может быть определено значение активного сопротивления ФР R_ϕ , а также построена частотная зависимость $U_\Gamma(\omega)$. Актуальность предлагаемого метода обусловлена практической необходимостью снизить энергопотребление установки, предназначенной для возбуждения и длительного поддержания горения ФР, особенно при промышленном ее использовании.

В общем случае активное сопротивление ФР определяется по точной формуле (9), а в частном случае $\omega_0/\omega_1 \rightarrow 0$ – по формуле (13). При этом для величины R_ϕ справедливо оценочное неравенство (11). При уменьшении отношения ω_0/ω_1 значение его правой части сближается с истинным значением R_ϕ ; то же самое имеет место и при вычислении R_ϕ по формуле (13).

Зависимость $U_\Gamma(\omega)$, нормированная относительно значения этого напряжения на частоте ω_0 , т. е. $\alpha(\omega_0, \omega)$, при $\omega \rightarrow \infty$ приближается к асимптоте (18), что обусловлено стремлением к нулю реактивного сопротивления емкости, которая электрически связывает ФР с землей. В СВЧ-диапазоне значения функции $\alpha(\omega_0, \omega)$ расположены вблизи единицы, что связано с малостью величин обоих реактивных сопротивлений $x_c(\omega_0)$ и $x_c(\omega)$. Это означает, что в СВЧ-диапазоне достигается предел наименьшего энергопотребления.

Грубая оценка значения напряжения $U_\Gamma(\omega = \omega_1)$ может быть проведена по формуле (8), а уточненная – по формуле (15). При $\omega_0/\omega_1 \sim 1$ оба указанных оценочных неравенства дают близкие результаты. Тем не менее при $\omega_0/\omega_1 \sim 1$

на практике может оказаться удобнее использовать менее точное неравенство (8), так как при сложностях с измерением величины $\alpha(\omega_0, \omega_1 \rightarrow \infty)$ для применения уточненной оценки (15) необходимо знать величины активного сопротивления и емкости связи ФР с землей. При $\omega_0/\omega_1 \ll 1$ нижние границы неравенств (8) и (15) существенно отличаются и, таким образом, результат прогнозирования значения $U_{\Gamma}(\omega = \omega_1)$ при помощи неравенства (8) менее точен. При $\omega_0/\omega_1 \rightarrow 0$ неравенство (8) теряет смысл, а неравенство (15) становится единственным пригодным.

Показано, что построенная «частотно-независимая» модель справедлива, по крайней мере, при выполнении условия $v_i \ll \omega \ll v_e$. При значениях ионной и электронной плазменных частот $\omega_{pi} = 2\pi \cdot 40$ МГц, $\omega_{pe} = 2\pi \cdot 10$ ГГц, соответственно, удельной проводимости разрядного канала ФР $\sigma = 1 \div 2$ См/м и ионной частоты $v_i \ll 2\pi \cdot 1$ МГц предложенная «частотно-независимая» модель справедлива, если частота электромагнитного поля находится в пределах $1 \text{ МГц} \leq f \ll 2,8 \text{ ГГц}$. Высказано также предположение, что найденные описанным способом границы применимости модели в действительности могут оказаться и шире, однако их уточнение является задачей для отдельного исследования.

Библиографический список

1. Зилитинкевич С. И. Электрическое факельное истечение / С. И. Зилитинкевич // Телеграфия и телефония без проводов. – 1928. – № 9. – С. 20–27.
2. Физический энциклопедический словарь. – М.: Сов. энцикл., 1984. – 994 с.
3. Луценко Ю. Ю. Физика высокочастотных разрядов емкостного типа / Ю. Ю. Луценко. – Томск: Изд-во Томского политехн. ун-та, 2011. – 122 с.
4. Сильные электрические поля в плазменно-факельном СВЧ-разряде на поверхности диэлектриков / В. А. Иванов, М. Е. Коньжев, В. П. Гавриленко и др. // XXXIII конф. по физике плазмы и УТС: тез. докл. – Звенигород, 2006. – С. 53.
5. Капцов Н. А. Электроника / Н. А. Капцов. – М.: Гос. изд-во технико-теоретич. лит., 1956. – С. 383–384.
6. Шишковский В. И. Методические основы моделирования высокочастотных разрядов в курсе физики / В. И. Шишковский // Вестн. Томского гос. политехн. ун-та. Естественные науки. – 2000. – № 2(18). – С. 42–46.
7. Аппаратура и методы исследований плазмы ВЧ-разрядов / под ред. И. А. Тихомирова. – Томск: Изд-во ТГУ, 1976. – 64 с.
8. Электродинамика высокочастотного факельного разряда / И. А. Тихомиров, В. А. Власов, Ю. Ю. Луценко, А. А. Зорин // Изв. Томского политехн. ун-та. Естественные науки. – 2003. – № 1. – С. 21–29.
9. Власов В. А. Волновое число электромагнитной волны, распространяющейся вдоль канала высокочастотного факельного разряда / В. А. Власов, Ю. Ю. Луценко, Е. П. Зеленецкая // V Всерос. конф. Физическая электрон.: тез. докл. – Махачкала: ИПЦ Дагестанский гос. ун-т, 2008. – С. 100–103.

10. Луценко Ю. Ю. О характере распространения электромагнитной волны вдоль канала высокочастотного факельного разряда / Ю. Ю. Луценко, В. А. Власов, Е. П. Зеленецкая // Там же. – С. 104–107.
11. Луценко Ю. Ю. Особенности электромагнитного поля высокочастотного емкостного разряда шнурового вида, горящего при атмосферном давлении / Ю. Ю. Луценко // Журн. техн. физики. – 2005. – № 11. – С. 124–127.
12. Луценко Ю. Ю. О характере затухания электромагнитного поля в плазме высокочастотного факельного разряда / Ю. Ю. Луценко, В. А. Власов, И. А. Тихомиров // Письма в журн. техн. физики. – 2006. – № 9. – С. 23–27.
13. Луценко Ю. Ю. Амплитудно-частотные характеристики электромагнитного поля высокочастотного факельного разряда // Ю. Ю. Луценко, В. А. Власов, Е. П. Зеленецкая // Журн. техн. физики. – 2010. – № 6. – С. 128–130.
14. Бочкарев Н. Н. Широкополосный излучатель акустических волн на принципе модуляции одноэлектродного факельного разряда / Н. Н. Бочкарев, С. М. Гавриленко // Докл. ТУСУРа. Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь. – 2010. – № 2(22), ч. 2. – С. 206–208.
15. Тихомиров И. А. Физика и электрофизика высокочастотного факельного разряда и плазматроны на его основе / И. А. Тихомиров, В. А. Власов, Ю. Ю. Луценко. – М.: Энергоатомиздат, 2002. – 196 с.
16. Моралев И. А. Взаимодействие газоразрядной плазмы с закрученными течениями: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / И. А. Моралев; Объединенный ин-т высоких температур РАН. – М., 2010. – 24 с.
17. Мехтизаде Р. Н. Электрический разряд факельного вида как средство технологического воздействия на материалы / Р. Н. Мехтизаде // Проблемы энергетики. – 2005. – № 2. – С. 49–55.
18. Research Results and Applications of Torch Discharge in the Goubau Line / А. О. Puzanov, М. О. Khorunzhiy, А. N. Kuleshov and В. P. Yefimov // IEEE Trans. on Plasma Science. – 2011. – № 39, N 11, pt. 1. – P. 2878–2879.
19. Факельный СВЧ-разряд в однопроводной линии: экспериментальная установка и результаты исследований / Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов, А. О. Пузанов, М. О. Хорунжий // Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьков. нац. ун-т радиотехнол. – Х., 2013. – № 172. – С. 125–133.
20. Петров П. Н. Акустика. Электроакустические преобразователи / П. Н. Петров. – СПб.: СПбГУАП, 2003. – 80 с.
21. The Properties of Microwave Discharge in the Goubau Line / В. P. Efimov, А. N. Kuleshov, М. О. Khorunzhiy, L. P. Mos'pan // High Temperature Apparatuses and Structures. – 2008. – № 6. – P. 874–880.
22. Никольский В. В. Антенны / В. В. Никольский. – М.: Связь, 1966. – 368 с.
23. Нейман М. С. О факельном разряде / М. С. Нейман // Изв. электропромышленности слабого тока. – 1935. – № 7. – С. 38–48.
24. Sommerfeld A. Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie / A. Sommerfeld // Ann. D. Phys. – 1909. – N 28. – P. 665–736.
25. Качанов А. В. Лабораторный высокочастотный факельный плазматрон и электродинамические параметры в нем / А. В. Качанов // VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы: тез. докл. – Новосибирск, 1980. – С. 107–110.
26. Стрэттон Д. Теория электромагнитизма / Д. Стрэттон; пер. с англ. под ред. С. М. Рытова. – М.–Л.: Гостехиздат, 1948. – 548 с.
27. Goubau G. Surface waves and their application to transmission lines / G. Goubau // J. Appl. Phys. – 1950. – N 21. – P. 1119–1128.
28. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны / Л. А. Вайнштейн. – М.: Сов. радио, 1957. – 584 с.
29. Князев Б. А. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн / Б. А. Князев, А. В. Кузьмин // Вестн. Новосибирского гос. ун-та. Физика. – 2007. – № 1. – С. 108–122.

30. Trunecek V. Unipolar and electrodeless capacitively coupled high-frequency discharges excited at atmospheric pressure and their applications / V. Trunecek // Acta Physica Slovaca. – 1979. – 29, N 2. – P. 180–183.
31. О функции распределения электронов по энергиям в ВЧ-факельном разряде / И. А. Тихомиров, В. В. Тихомиров, В. И. Шишковский и др. // Изв. вузов. Физика. – 1974. – № 4. – С. 34–37.
32. Тихомиров И. А. Экспериментальное определение ФРЭЭ в плазме ВЧ-факельного разряда / И. А. Тихомиров // II Всесоюз. совещ. Плазменные процессы и технологии: тез. докл. – М.: ИМЕТ АН, 1976. – С. 7–12.
33. Смирнин Б. А. Справочник по радиотехнике / Б. А. Смирнин. – М.–Л.: Гос. энергетич. изд-во, 1950. – С. 87.
34. Мышкис А. Д. Лекции по высшей математике / А. Д. Мышкис. – М.: Наука, 1973. – 640 с.
35. Rayner J. Ph. Physical Characteristics of Plasma Antennas / J. Ph. Rayner, A. Ph. Wichello, A. D. Cheetham // IEEE Trans. on Plasma Science. – 2004. – 32, N 1. – P. 269–281.
36. Plasma as antennas: Theory, experiment and applications / G. G. Borg, J. H. Harris, N. M. Martin et al. // Physics of Plasmas. – 2000. – 7, N 5. – P. 2198–2202.
37. Смирнов Б. М. Введение в физику плазмы / Б. М. Смирнов. – М.: Наука, 1982. – 224 с.
38. Крол Н. Основы физики плазмы / Н. Крол, А. Трайвелпис; пер. с англ. под ред. А. М. Дыхне. – М.: Мир, 1975. – 528 с.

Рукопись поступила 20.02.2014.

A. O. Puzanov, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov

RESISTANCE OF TORCH DISCHARGE AND FREQUENCY DEPENDENCE OF HF GENERATOR MINIMAL VOLTAGES REQUIRED FOR SUSTAINING TORCH DISCHARGE COMBUSTION

The considered problem is topical because of the necessity to reduce the power consumption of the set-up intended for ignition and long-term sustaining of combustion of torch discharge (TD) in case of industrial application, and because of the complexity of TD investigations in wide frequency band. The aim is to develop the method for measuring TD resistance. In scientific literature quite complex and expensive methods of obtaining the

result are described. In this paper we have obtained formulas which allow to determine TD resistance in the power range up to 1 kW according to measurements results at two frequencies of generator minimal voltages required for sustaining TD combustion. The frequency dependencies for these voltages have been obtained. Simple estimation expressions for TD parameters have been derived; their accuracy is compared in different cases. The limits of frequency band in which the obtained expressions remain true have been found. The suggested method allows to simplify the result obtaining due to the reduction of cost and complexity of the set-up. The performed work contributes to a more effective use of material and technical resources

Key words: torch discharge, Neiman' model, torch discharge resistance, minimal voltage of torch discharge combustion.

О. О. Пузанов, Б. П. Єфімов, О. М. Кулешов

АКТИВНИЙ ОПІР ФАКЕЛЬНОГО РОЗРЯДУ ТА ЧАСТОТНА ЗАЛЕЖНІСТЬ НАЙМЕНШОЇ ДЛЯ ЙОГО ПІДТРИМКИ НАПРУГИ ВЧ-ГЕНЕРАТОРА

Актуальність розглянутої задачі зумовлено необхідністю знизити енергоспоживання установки, призначеної для збудження та довготривалої підтримки горіння факельного розряду (ФР), під час промислового її використання, а також складнощами досліджень ФР в широкому частотному діапазоні. Задачу зведено до розробки метода вимірювання такої важливої характеристики ФР, як його активний опір. У науковій літературі описано достатньо складні та коштовні методи отримання результату. У цій статті одержано формули, які дозволяють визначити активний опір ФР потужністю до 1 кВт за результатами вимірювань на двох частотах найменших напруг генератора, необхідних для підтримки горіння ФР. Також побудовано частотні залежності для цих напруг. Виведено прості оціночні вирази для параметрів ФР, порівнюються їх точність у різних випадках. Знайдено область смуги частот, у якій одержані вирази залишаються вірними. Запропонований метод дозволяє суттєво спростити одержання результату внаслідок зниження вартості та складності виміральної установки. Виконана робота сприяє більш ефективному використанню матеріально-технічних ресурсів.

Ключові слова: факельний розряд, модель Неймана, активний опір розряду, напруга погашення розряду.