

УДК 532.7

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФОРМИРОВАНИЯ СВОБОДНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Вл. Л. ТЕПЛОУХОВ, Г. Н. КОЛМАКОВ, Вик. Л. ТЕПЛОУХОВ

(Представлена научным семинаром физико-технического факультета)

В работе рассмотрены вопросы формирования свободного высокочастотного факельного разряда. Предложены две модели возбуждения потока плазмы в канале разряда, сделаны оценочные расчеты абсолютных скоростей. Показано, что при разрядных токах до 10 ампер преобладает конвективный механизм возбуждения потоков плазмы в канале в. ч. факельного разряда, при больших токах важную роль начинает играть пинч-эффект.

Таблиц 2, библиографий 6.

Свободный высокочастотный факельный разряд в газе представляет собой плазменное образование с ярко выделенным каналом и оболочкой, при этом диаметр канала на порядок меньше диаметра оболочки. Температура в канале разряда, если структура его не возмущена стенками, определяется мощностью, вводимой в разряд, частотой питающего поля и родом окружающего газа; в оболочке температура существенно ниже. Так в разряде на воздухе температура в канале по результатам измерений многих авторов [1—3] лежит в пределах 4000—4500° К в оболочке — примерно 2000° К [2].

Согласно существующей в настоящее время электродинамической модели в. ч. факельного разряда [4] принято считать, что вдоль канала разряда распространяется электромагнитная волна, энергия которой поглощается в виде омических потерь. Из-за низкой проводимости оболочки омическими потерями в ней пренебрегают и считают, что нагрев оболочки происходит благодаря диффузии тепла с поверхности канала. Таким образом, источники тепла сосредоточены в канале разряда. Часто структуру свободного в. ч. факельного разряда сравнивают со структурой пламени свечи, однако в пламени, как известно, область источников тепла имеет размытую диффузионную структуру. Но сходство в структуре может быть вызвано общим явлением формирования ее. Таким формирующим воздействием являются конвективные потоки [5], в случае в. ч. факельного разряда возможно возникновение направленного потока за счет электродинамического сжатия плазмы.

Для того, чтобы сравнить величины потоков в канале разряда, проведем следующие оценочные расчеты. Рассмотрим, по аналогии с задачей в работе [6], элемент плазмы канала разряда в собственном магнитном поле, считая направление тока в канале постоянным. Через элемент $dx dy dz$ вдоль Z протекает ток $dI = j dx dy$. По закону Лоренца на него действует сила

$$d\vec{F}_1 = \mu_0 [dI \vec{H}] dz, \quad (1)$$

направленная по x к центру столба, где H — напряженность поля внутри элемента; μ_0 — магнитная проницаемость.

При разности давлений dP на гранях элемента, перпендикулярных x , на элемент будет действовать также сила

$$dF_2 = dP dy dz. \quad (2)$$

В результате газ элемента с плотностью ρ приходит в движение:

$$\rho dx dy dz \frac{dv_x}{dt} = \mu_0 H j dx dy dz - dp dy dz \quad (3)$$

или

$$\rho \frac{dv_x}{dt} = \mu_0 H j - \frac{dP}{dx}.$$

В стационарном случае $\frac{dv_x}{dt} = 0$, тогда

$$\frac{dP}{dx} = \mu_0 H j. \quad (4)$$

Следовательно, вдоль оси x создается поле давлений за счет магнитного сжатия. В случае осевой симметрии выражение (4) может быть записано

$$P = \frac{\mu_0 I j}{4\pi} \left(1 - \frac{x^2}{r_c^2} \right), \quad (5)$$

где $j = \frac{I}{\pi r_c^2}$; r_c — радиус канала.

Поскольку в в.ч. факельном разряде ток смещения уменьшается по высоте [4], то предположим, что I изменился на длине канала от I_1 до 0. Тогда по высоте канала будет существовать разность давлений

$$\Delta P = \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi S}, \quad (6)$$

где $S = \pi r_c^2$.

За счет градиента давлений вдоль Z элемент плазмы dZ будет получать приращение кинетической энергии

$$\frac{1}{2} \rho dv^2 = -dP.$$

Если считать, что $v_0 = 0$, то

$$\frac{1}{2} \rho v_{\max}^2 = \nabla P_{\max}. \quad (7)$$

Таблица 1

№ п.п.	I	ΔP	$v_{\max}$	Примечание
	a	$атм$	$м/сек$	
1	1,0	$1,4 \cdot 10^{-6}$	0,2	Поскольку при выводе уравнений 1—7 не учитывалась вязкость, то действительные значения будут существенно ниже
2	2,0	$5,6 \cdot 10^{-6}$	0,8	
3	5,0	$3,5 \cdot 10^{-5}$	5,0	
4	10,0	$1,4 \cdot 10^{-4}$	20,0	

Для оценочного расчета примем: ток I в канале изменяется в пределах $1 \div 10 a$, $r_c = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\mu_0 = 1,2567 \cdot 10^{-6} \frac{2H}{M}$; $T_k = 4500^\circ \text{ К}$, $P = 1 \text{ атм}$. Результаты оценочного расчета представлены в табл. 1.

С другой стороны, скорость газового потока в канале в.ч. факела может быть оценена из условий возбуждения конвективных потоков. Модель их появления представим следующим образом: температура в канале разряда велика, температура водоохлаждаемого электрода вряд ли превышает 500°K даже в приэлектродном пятне, поэтому в приэлектродной области будет существовать большой градиент температур, а соответственно и плотности. Поскольку плотность газа (без учета диссоциации и процессов ионизации)

$$\rho = \frac{mP}{kT}, \quad (8)$$

где m — масса молекул, k — постоянная Больцмана, P — абсолютное давление, T — абсолютная температура, а выравнивание давления в пространстве (вдоль x, y, z) протекает со скоростью звука, то вдоль оси z по каналу будут возбуждаться мощные конвективные токи. Оценим их величину.

Пусть в канале температура достигает 4500°K, а плотность газа ρ_2 ; температура окружающего газа 500°K и плотность ρ_1 . Тогда величина конвективной подъемной силы, как известно, определится как $(\rho_1 - \rho_2)g$, где g — ускорение свободного падения. Под действием этой силы элемент газа в канале разряда будет двигаться с ускорением $\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2}g$.

Конечная скорость v_k может быть определена как $\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2}g \cdot t_n$, где

t_n — время переноса заряженных частиц по каналу разряда. Время t_n может быть определено из условия переноса зарядов вдоль осей Z и X . Дело в том, что перенос энергии из канала разряда осуществляется в оболочку за счет диффузии как заряженных частиц, так и молекул, которые затем увлекаются конвекционными потоками или принудительным продувом газа. Параметры канала будут однородными только в случае, если скорость переноса зарядов вдоль оси Z будет больше скорости диффузии их в радиальном направлении, т. е.

$$t_n \leq t_D, \quad (9)$$

где

$$t_n = \frac{2l}{v_k}, \quad t_D = \frac{r_c^2}{6D}.$$

D — коэффициент диффузии, l — длина канала.

Таблица 2

№ п.п.	D см ² /сек	t_D сек	$v_{\text{конв}}$ см/сек	l см	Примечание для воздуха
1	0,1	0,15	2000	100	$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \approx$ $\approx 6 \cdot 10^4$ см/сек $\lambda \approx 10^{-5}$ см [5]
2	0,2	0,075	1000	2,6	
3	0,3	0,05	700	17	
4	0,5	0,03	400	10	

Оценочные расчеты по указанным соотношениям проведем для канала в.ч. факельного разряда с параметрами: $r_c = 0,3$ см, атмосферном давлении, отношении $\frac{\rho_1}{\rho_2} = 15$; $\left(\frac{T_2}{T_1} = -\frac{4500}{300}\right)$.

При этом получаются следующие порядки величин (табл. 2).

Эти значения $v_{\text{тах}}$ и l согласуются с наблюдаемыми в экспериментах. Из сопоставления результатов расчета скоростей, значения которых получены в модели электродинамического возбуждения потока в канале и в модели конвективного возбуждения, следует, что конвективный механизм возбуждения преобладает над электродинамическим при токах примерно до 10 ампер. При больших токах, по-видимому, важную роль в механизме возникновения потоков плазмы в канале в.ч. факельного разряда будет играть пинч-эффект.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Критеску, Р. Григоровичи. «Оптика и спектроскопия». № 2, 129 (1959).
 2. К. И. Мочалов, А. Я. Никифоров, А. С. Богоносцев. Журнал эксперим. и теор. физики. 20, 474 (1950).
 3. Е. А. Бамберг, С. В. Дресвин. Ж. техн. физики, 32, 6, 772 (1962).
 4. А. В. Качанов, Е. С. Трехов, Е. П. Фетисов. Физика газоразрядной плазмы. В. I, МИФИ, 1968.
 5. Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме. М.—Л., Госиздат, 1950.
 6. Г. И. Лесков. Электрическая сварочная дуга. М., «Машиностроение», 1970.
-