

УДК 621.5 (53)

К расчету конвективного тока и тока смещения в ЭГД нагнетателях при пульсирующем напряжении

Д-р техн. наук, проф., академик МАХ Г.И. БУМАГИН, С.Г. ОВЧИННИКОВ, А.В. ЗИНОВЬЕВА

Омский государственный технический университет

Канд. техн. наук А.Е. РАХАНСКИЙ

ООО НТК «Криогенная техника», г. Омск

The paper determines the values of convection current and corona discharge displacement current at a pulsating voltage. Previously in most cases these values were being determined by a Pick formula, which was true only for the normal discharge conditions and constant voltage. In case of an alternating voltage mainly the experimental values were used. The equations for calculating convection current and displacement current depending on the value of pulsating voltage suggested in the present paper fully comply with the experimental data obtained by the authors earlier [3] at an alternating voltage.

При расчете электрогазодинамического (ЭГД) нагнетателя, и в частности в ЭГД компрессоре для ходильной техники и систем кондиционирования одной из важных задач является определение значения конвективного тока, образуемого в процессе ионизации коронным разрядом. При питании короны переменным, в частности пульсирующим напряжением, кроме конвективного образуется также и ток смещения. Значения конвективного тока и тока смещения, образуемых возле коронирующего электрода, служат граничными условиями для расчета процессов преобразования энергии в ступени ЭГД компрессора.

Цель наших исследований – определение значений

конвективного тока и тока смещения возле поверхности коронирующего электрода – эмиттера, в ступени ЭГД компрессора с системой электродов: эмиттер – тонкостенная трубка малого радиуса r_0 с заостренным концом и толщиной стенки Δr_0 ; коллектор – усеченный конус с радиусом на входе R_k и на выходе r_k (рис. 1). Оптимальный для данной электродной схемы угол конуса $\alpha = 90^\circ$ найден экспериментально [1].

При пульсирующем напряжении, которое описывается уравнением

$$U_{\Phi_0}(t) = U_0 |\sin(\omega t)|, \quad (1)$$

где U_0 – амплитуда пульсирующего напряжения;

$\omega = 2\pi f$ – угловая частота;

$f = 1/T_0$ – частота;

T_0 – период пульсации напряжения (рис. 2); коронный разряд горит не постоянно, а прерывисто [5]. Зажигание и угасание короны происходит соответственно в моменты времени t_h и t_k , отмеченные на кривой $U_{\Phi_0}(t)$ точками h и k (см. рис. 2).

Образование объемного заряда с плотностью $q_0(t)$ и, как следствие, конвективного тока $J_{q_0}(t)$ возле поверхности эмиттера происходит только в промежуток времени от t_h до t_k , равный t_0 . Величина конвективного тока возле поверхности эмиттера определяется по уравнению

$$J_{q_0}(t) = q_0(t) W_{q_0}(t) F_0, \quad (2)$$

где F_0 – площадь генерирующей поверхности эмиттера: $F_0 = 2\pi r_0 \Delta r_0$;

W_{q_0} – скорость перемещения зарядов возле поверхности эмиттера, равная

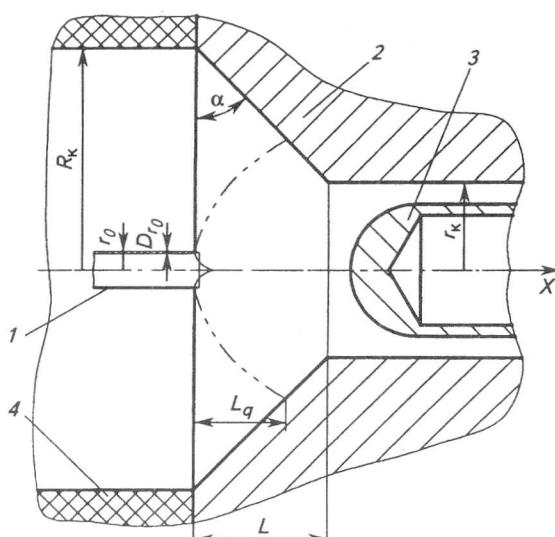


Рис. 1. Схема ступени ЭГД нагнетателя:
1 – эмиттер; 2 – коллектор; 3 – деионизатор;
4 – диэлектрическая стенка

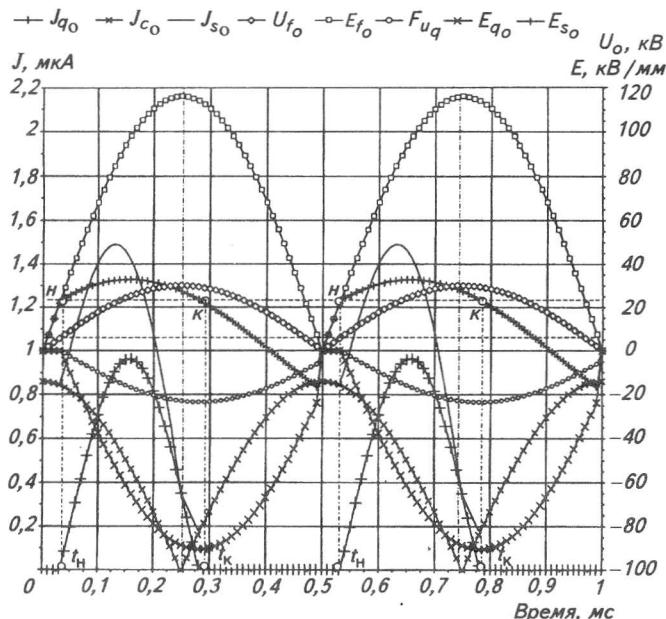


Рис. 2. Изменение J_{q_0} , J_{c_0} , E_{ϕ_0} , E_{q_0} , E_{Σ_0} на поверхности эмиттера в ступени ЭГД нагнетателя при пульсирующем напряжении

$$W_{q_0}(t) = W_0 + bE_{\Sigma_0}(t), \quad (3)$$

где W_0 – скорость нейтрального потока возле эмиттера, м/с;

b – подвижность зарядов, $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$;

$E_{\Sigma_0}(t)$ – суммарная напряженность поля возле поверхности эмиттера.

В результате прерывистого горения короны образование объемного заряда и конвективного тока происходит определенными порциями – волнами, разделенными между собой свободным от зарядов пространством [5].

Ток смещения возле поверхности эмиттера при переменном напряжении состоит из отдельных импульсов и образуется только в промежутках времени между горениями короны [4]. Во время ее горения ток смещения отсутствует, так как напряженность поля возле острия эмиттера в это время остается величиной постоянной и равной начальной напряженности зажигания короны E^* .

Однако если проанализировать осциллограмму тока возле поверхности эмиттера [4], то можно заметить, что помимо конвективного тока $J_{q_0}(t)$ во время горения короны образуется и ток смещения $J_{c_0}(t)$; суммарный ток равен

$$J_0(t) = J_{q_0}(t) + J_{c_0}(t). \quad (4)$$

Это можно объяснить тем, что при горении короны вся зона между коронирующим электродом и противоположным – коллектором разбивается на две области (рис. 3), условно разделенные между собой граничной поверхностью Γ_1 [6]. Первая – внутренняя область

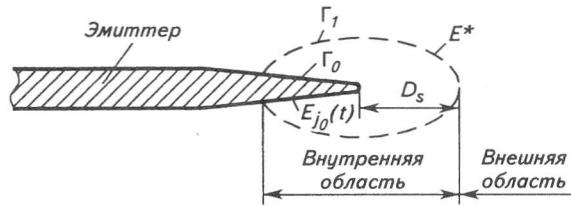


Рис. 3. Схема горения короны

(чехол короны), чрезвычайно малая с радиусом $\Delta s = 10^{-5} \dots 10^{-6}$ м, находится между поверхностью самого коронирующего электрода Γ_0 и условной граничной поверхностью Γ_1 . Вторая – внешняя область, значительно больше внутренней, расположена за пределами граничной поверхности Γ_1 до коллектора.

В внутренней, приграничной к поверхности эмиттера области, где средняя напряженность поля значительно выше начальной напряженности зажигания короны E^* , происходят все молекулярные, электрохимические реакции образования объемного заряда, в результате которых во внешнюю область выходит практически униполярный объемный заряд того же знака, что и на эмиттере. Этот объемный заряд во внешней области образует свое электрическое поле с напряженностью E_q , которое в приэлектродной области эмиттера направлено в сторону эмиттера. Напряженность поля $E_{q_0}(t)$ на границе Γ_1 полностью компенсирует рост напряженности поля $E_{\phi_0}(t)$, и в результате суммарная напряженность $E_{\Sigma_0}(t)$ на граничной поверхности Γ_1 во время горения короны остается постоянной величиной, равной начальной напряженности E^* . На поверхности же коронирующего электрода Γ_0 напряженность $E_{\Sigma_0}(t)$ изменяется в соответствии с изменением напряжения $U_{\phi_0}(t)$ и напряженности $E_{q_0}(t)$ от пространственного заряда. В результате этого ток смещения на поверхности электрода Γ_0 образуется как во время горения короны, так и при ее отсутствии (см. рис. 2).

Величину конвективного тока определим из предположения, что плотность образуемого объемного заряда возле эмиттера $q_0(t)$ пропорциональна разности напряженности $E_{\Sigma_0}(t)$ непосредственно на поверхности эмиттера, равной сумме напряженности внешнего поля $E_{\phi_0}(t)$ от приложенного напряжения $U_{\phi_0}(t)$, напряженности от пространственного заряда $E_{q_0}(t)$:

$$E_{\Sigma_0}(t) = E_{\phi_0}(t) + E_{q_0}(t) \quad (5)$$

и напряженности E^* возле поверхности эмиттера, на граничной поверхности Γ_1 , т.е.

$$\begin{aligned} q_0(t) &= \epsilon\epsilon_0 N [E_{\Sigma_0}(t) - E^*] = \\ &= \epsilon\epsilon_0 N \{[E_{\phi_0}(t) + E_{q_0}(t)] - E^*\}, \end{aligned} \quad (6)$$

при условии $E_{\Sigma_0}(t) \geq E^*$,

где $N = 1/\Delta s$ – коэффициент пропорциональности, определяемый радиусом внутренней области коронного разряда $\Delta s = 10^{-5} \dots 10^{-6}$ м.

Для определения напряженности внешнего поля $E_{\Phi_0}(t)$ в зависимости от приложенного напряжения воспользуемся уравнением Фарадея (1-е уравнение Максвелла для одномерного приближения):

$$U_\phi(t) = - \int E_{\phi_x}(t) dx \quad (7)$$

и законом Гаусса для произвольного момента времени t :

$$E_{\phi_x}(t) = \frac{\Phi_\phi(t)}{F_x}, \quad (8)$$

где $\Phi_{\phi(t)}$ – поток напряженности поля для момента времени t , равный величине $C(t)$,

откуда для принятой системы электродов

$$E_{\phi_x}(t) = \frac{U_{\phi_0}(t)}{\frac{F_x}{\sqrt{F_0 \pi \sqrt{2}}} \operatorname{arctg} \left(L \sqrt{\frac{\pi \sqrt{2}}{F_0}} \right)}, \quad (9)$$

где $F_x = F_0 + \pi \sqrt{2} x^2$ – площадь поперечного сечения между генерирующей поверхностью эмиттера $F_0 = 2\pi r_0 \Delta r_0$ и конусной поверхностью коллектора; L – расстояние от эмиттера до выходного сечения коллектора (см. рис. 1).

При $x = 0$ напряженность внешнего электрического поля на поверхности эмиттера равна

$$\begin{aligned} E_{\phi_0}(t) &= \frac{U_{\phi_0}(t)}{\frac{\sqrt{2\pi r_0 \Delta r_0}}{\sqrt{\pi \sqrt{2}}} \operatorname{arctg} \left(L \sqrt{\frac{\pi \sqrt{2}}{2\pi r_0 \Delta r_0}} \right)} = \\ &= \frac{U_{\phi_0}(t)}{A \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{L}{A} \right)}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $A = \sqrt{r_0 \Delta r_0 \sqrt{2}}$.

Напряженность электрического поля от пространственного заряда $E_{q_0}(t)$ на поверхности эмиттера определим, исходя из ранее приведенных расчетов [2], которые показывают, что при пульсирующем напряжении, описываемом уравнением (1), и при условии, что длина межэлектродного расстояния L равна

$$L = \frac{W_q}{2f}, \quad (11)$$

рост напряженности $E_{q_0}(t)$ с момента начала горения коронного разряда t_h происходит примерно по синусоидальному закону по мере поступления заряда в межэлектродное пространство. В момент времени t_k , когда все межэлектродное пространство заполнено объемным зарядом, $E_{q_0}(t)$ достигает своего максимума $E_{q_0}(t_k)$. В этот момент суммарная напряженность $E_{\Sigma_0}(t)$ в зоне ионизации становится меньше E^* и корона угасает. Задний фронт волны объемного заряда в этот момент отходит от эмиттера, а передний фронт начинает рекомбинировать на коллекторе. После достижения момента t_k значение $E_{q_0}(t)$ уменьшается также практически по синусоидальному закону. В момент t_h последние порции пространственного заряда рекомбинируют на поверхности коллектора и $E_{q_0}(t)$ становится равной нулю. В этот же момент времени t_h напряжение $U_{\phi_0}(t)$ снова достигает значения U^* , а суммарная напряженность поля на поверхности эмиттера становится равной E^* и коронный разряд загорается снова.

Максимальная амплитуда напряженности $E_{q_0}(t_k)$ примерно на 1/5 меньше амплитуды напряженности $E_{\phi_0}(t_k)$ от приложенного напряжения [2]. Поэтому для приближенных расчетов можно принять, что с момента времени t_h величина $E_{q_0}(t)$ изменяется по тому же закону, что и $E_{\phi_0}(t)$, с момента $t_h = \Delta t_h$, но с амплитудой, меньшей на 1/5 и со смещением во времени на величину Δt_h , т.е.

$$E_{q_0}(t) = -0,78 \frac{U_{\phi_0}(t - \Delta t_h)}{A \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{L}{A} \right)}. \quad (12)$$

Тогда в соответствии с (6) плотность образуемого объемного заряда $q_0(t)$ возле генерирующей поверхности эмиттера можно определить как

$$q_0(t) = \frac{\epsilon \epsilon_0 [U_{\phi_0}(t) + \varphi_{q_0}(t) - U^*]}{\Delta s A \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{L}{A} \right)}, \quad (13)$$

где $\varphi_{q_0}(t)$ – потенциал поля от пространственного заряда на поверхности эмиттера

$$\varphi_{q_0}(t) = -0,78 U_{\phi_0}(t - \Delta t_h). \quad (14)$$

Величина конвективного тока $J_{q_0}(t)$ возле генерирующей поверхности эмиттера при этих условиях в соот-

ветствии с (2) определяется уравнением

$$J_{q_0}(t) = \frac{\epsilon \epsilon_0 [U_{\phi_0}(t) + \varphi_{q_0}(t) - U^*]}{\Delta s A \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{L}{A} \right)} [W_0 + b E_{\Sigma_0}(t)] F_0. \quad (15)$$

Ток смещения $J_{co}(t)$ на поверхности эмиттера соответственно будет равен

$$\begin{aligned} J_{co}(t) &= \epsilon \epsilon_0 \frac{dE_{\phi_0}(t)}{dt} F_0 = \\ &= \epsilon \epsilon_0 \frac{U_0 \omega |\cos(\omega t)|}{A \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{L}{A} \right)} 2\pi r_0 \Delta r_0. \end{aligned} \quad (16)$$

Результаты расчета значений конвективного тока $J_{q_0}(t)$, тока смещения $J_{co}(t)$, суммарного тока $J_{\Sigma_0}(t)$, а также напряженности внешнего поля на поверхности эмиттера $E_{\phi_0}(t)$, поля объемного заряда $E_{q_0}(t)$ и суммарной напряженности поля $E_{\Sigma_0}(t)$ возле эмиттера в зависимости от приложенного напряжения $U_{\phi_0}(t)$, проведенные по уравнениям (10), (15) и (16) для ступени ЭГД-компрессора с заданной системой электродов, показаны на рис. 2 при частоте пульсации $f = 1000$ Гц и подвижности зарядов $b = 1,5 \cdot 10^{-6}$ м²/(В·с). Эти зависимости полностью согласуются с результатами экспериментального исследования, полученными авторами [4].

Список литературы

1. Бумагин Г.И., Файзуллин Р.Т. Особенности течения жидкости в системе электродов игла – конус // Техлофизические свойства рабочих тел и процессов криогенной техники. – Л.: ЛТИХП, 1988.
2. Бумагин Г.И. Разработка и научное обоснование методов повышения эффективности ЭГД преобразователей энергии для криогенной техники и энергетики. – МЭИ: Дис...д-ра техн. наук, 1993.
3. Бумагин Г.И. Резонансные явления в ЭГД преобразователях энергии при питании короны пульсирующим и импульсным напряжением // Электронная обработка материалов. АН РМ ИПФ. 1992. № 2(164).
4. Коронный разряд и линии сверхвысокого напряжения // Избранные труды / В.И. Попков. – М.: Наука, 1990.
5. Левитов В.И. Корона переменного тока. – М.: Энергия, 1975.
6. Электрогазодинамические течения / А.Б. Ватажин и др.; Под ред. А.Б. Ватажина – М.: Наука, 1983.