

УДК 621.5 (53)

# Математическая модель и анализ работы ступени ЭГД-компрессора для малых систем кондиционирования и бытовой холодильной техники при пульсирующем напряжении

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

Омский государственный технический университет

канд. техн. наук А.Е. РАХАНСКИЙ

ООО НТК «Криогенная техника»

*The paper offers a mathematical model and analysis of operation of an electrogasdodynamic compressor stage under pulsating voltage. It is shown that under pulsating voltage the losses due to the negative influence of space charge are essentially decreased and the efficiency of operation of an electrogasdodynamic compressor stage is increased.*

Основным преимуществом электрогазодинамического (ЭГД) компрессора является отсутствие движущихся механических частей, как следствие, отсутствие масел для смазки, бесшумность работы, плавное регулирование расхода и давления нагнетания, возможность работать на хладагентах с повышенным давлением и др.

Основной недостаток – относительно невысокий КПД процесса ЭГД-преобразования, который при давлениях ниже 0,3 МПа находится на уровне 10 %, а при давлениях выше 0,6 МПа – на уровне 30 – 35 % [5]. В [1,5] показано, что основными потерями в процессе ЭГД-преобразования являются потери, обусловленные негативным влиянием объемного заряда.

В случае питания ЭГД-компрессора постоянным напряжением объемный заряд постоянно и полностью заполняет межэлектродное пространство и напряженность поля от объемного заряда значительно снижает суммарную напряженность поля возле эмиттера. В результате этого уменьшаются образование и выход зарядов из внутренней области коронного разряда во внешнюю зону ЭГД-преобразования. Эти потери составляют от 50 % и более [1,5].

Повышение эффективности работы ЭГД-компрессора определяется уменьшением или полным устранением этих потерь. Для этого в [2] предлагается проводить питание ступеней ЭГД-компрессора пульсирующим напряжением  $U_{\phi 0}(t)$  (рис. 1).

Целью данной работы являются построение математической модели процессов в ступени ЭГД-компрессора при пульсирующем напряжении питания, расчеты и анализ эффективности работы ЭГД-компрессора при этих условиях.

В качестве конструктивной схемы ступени ЭГД-компрессора для работы в малых системах кондиционирования и бытовых холодильниках принята модель с системой электродов (рис. 2): эмиттер – тонкостенная трубка 1 радиуса  $r_0 = 0,2 \dots 0,4$  мм; коллектор – усеченный конус 2 с центральным отверстием, в которое вставлен деионизатор 3. Такая система электродов с соответствующими радиусами канала на входе  $R_c$  и отверстием в коллекторе  $r_k$  позволяет обеспечить расход рабочего тела в пределах 0,5 ... 2,5 г/с, который является достаточным для бытовых холодильников и систем кондиционирования малой мощности.

Анализ горения коронного разряда и работы ЭГД-компрессора при пульсирующем напряжении питания (в отличие от постоянного напряжения) показывает, что выход объемного заряда – ионов в основную рабочую зону происходит прерывисто, отдельными порциями – волнами [4]. Коронный разряд горит, и объемный заряд выходит во внешнюю зону ЭГД-преобразования только во время изменения напряжения  $U_{\phi 0}(t)$  от  $U^*$  до  $U_{\phi 0}(t) = U_k$ , обозначенных на диаграмме (см. рис. 1) соответственно точками  $n$  и  $k$ . В промежуток времени от  $t_n$  до  $t_k$  суммарная напряженность электрического поля возле эмиттера  $E_{\Sigma 0}(t)$  несколько выше начальной напряженности зажигания короны  $\hat{A}^*$ .

После  $t_k$  суммарная напряженность поля  $E_{\Sigma 0}(t)$  становится меньше  $E^*$ , коронный разряд угасает, и выхода зарядов в зону ЭГД-преобразования нет до следующего момента времени  $t_n$ , когда напряжение снова достигнет значения  $U^*$ , а напряженность поля  $E^*$ .

Для анализа работы ЭГД-компрессора при пульсирующем напряжении нами разработаны физическая и математическая модели процессов в ступени как в зоне ионизации возле поверхности эмиттера, так и в основной

рабочей зоне ЭГД-преобразования, которая продолжается от условной граничной поверхности  $\Gamma_q$  (см. рис. 2) до поверхностей коллектора и деионизатора на всей длине канала  $L_0$ . В отличие от математической модели процессов при постоянном напряжении, где образуется только конвективный ток, при пульсирующем напряжении возникает как конвективный ток  $J_{q0}(t)$ , так и

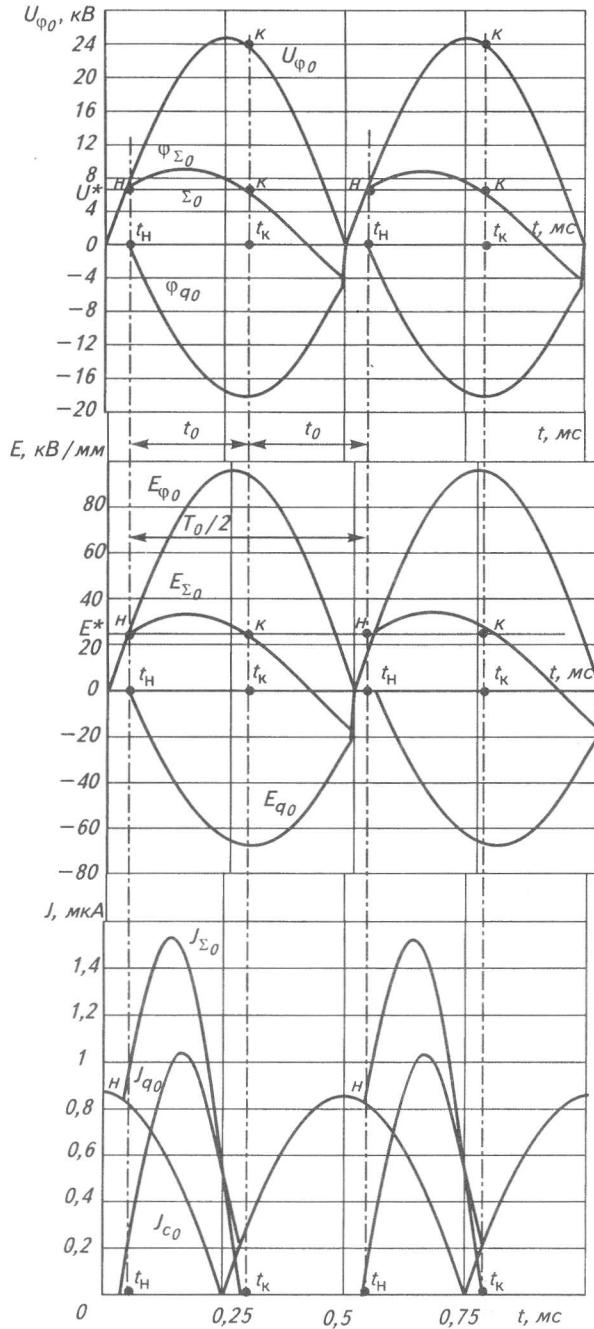


Рис. 1. Диаграммы изменения пульсирующего напряжения  $U_{\phi 0}(t)$  и зависимостей образуемых напряженностей внешнего поля  $E_{\phi 0}$ , поля объемного заряда  $E_{q0}$  и суммарного поля  $E_{\Sigma 0}$ , а также конвективного тока  $J_{\phi 0}$ , тока смещения  $J_{c0}$  и суммарного тока  $J_{\Sigma 0}$  возле поверхности эмиттера

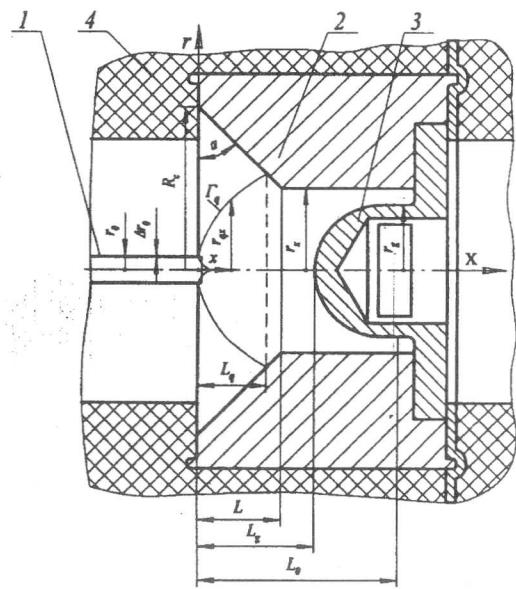


Рис. 2. Расчетная схема ступени ЭГД-компрессора:

1 – эмиттер; 2 – коллектор; 3 – деионизатор;  
 4 – диэлектрическая стенка

ток смещения  $J_{c0}(t)$  [3,4]. Кроме этого математическая модель процессов в основной рабочей зоне учитывает изменение напряженности поля со временем как в осевом, так и в радиальном направлениях. Это внешнее поле  $E_{\phi 0}(t)$  от приложенного напряжения  $U_{\phi 0}(t)$  и поле  $E_{q0}(t)$  от объемного заряда, находящегося в зоне ЭГД-преобразования.

Весь процесс ЭГД-преобразования, горения коронного разряда, образования конвективного тока, тока смещения и рекомбинации зарядов по времени можно условно разделить на два этапа (см. рис.1):

•  $t_H \leq t \leq t_K$ , или  $t \in [0, t_0]$ , так как  $t_0 = (t_K - t_H)$ .

Горит корона, и имеет место образование и выход объемного заряда в зону ЭГД-преобразования. Назовем этот этап первым временным этапом.

• от  $t_K$  до нового  $t_H$ , или  $t \in [t_0, T_0/2]$ . Корона не горит, и нет образования и выхода объемного заряда в зону ЭГД-преобразования (второй временной этап).

Отдельные уравнения, описывающие термодинамические и гидродинамические процессы, на первом временному этапе существенно отличаются от аналогичных уравнений на втором временному этапе, при этом на разных отрезках длины зоны ЭГД-преобразования они различны даже для одного и того же временного этапа. Однако большинство уравнений пригодны для обоих временных этапов. Поэтому математическая модель составлена единой для обоих временных этапов в квазидинамическом приближении с учетом радиальных составляющих электрического поля и тока. Она включает следующие уравнения.

• Интегральное уравнение образуемого перепада давлений

на первом временному этапе,  $t \in [0, t_0]$ , для отрезка длины  $x \in [0, W_{qx} t]$  (рис. 3)

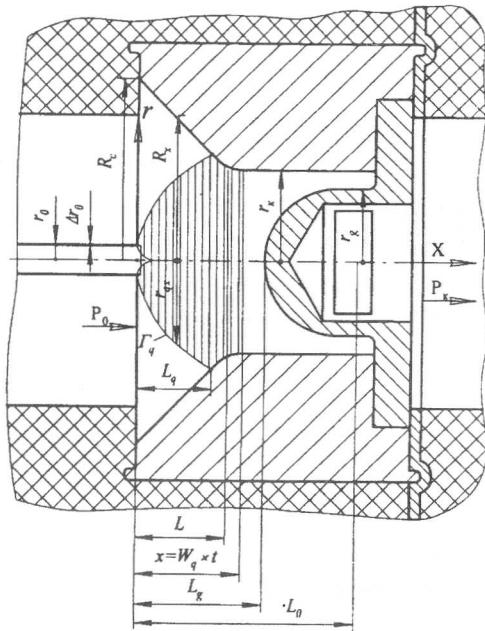


Рис. 3. Движение волны объемного заряда на первом временнóм этапе

$$\Delta p_1(t) = \int_0^{W_{qx}t} \frac{J_{qx}(x,t)E_x(x,t)}{W_{qx}(x,t)F} dx - \\ - \int_0^{W_{qx}t} \rho_x \frac{\partial W_x}{\partial x} dx - \int_0^{W_{qx}t} \xi \rho_x \frac{W_x^2}{4R} dx,$$
(1)

а на отрезке длины  $x \in [W_{qx}t, L_0]$

$$\Delta p_1(t) = 0; p(t) = p_k(t);$$

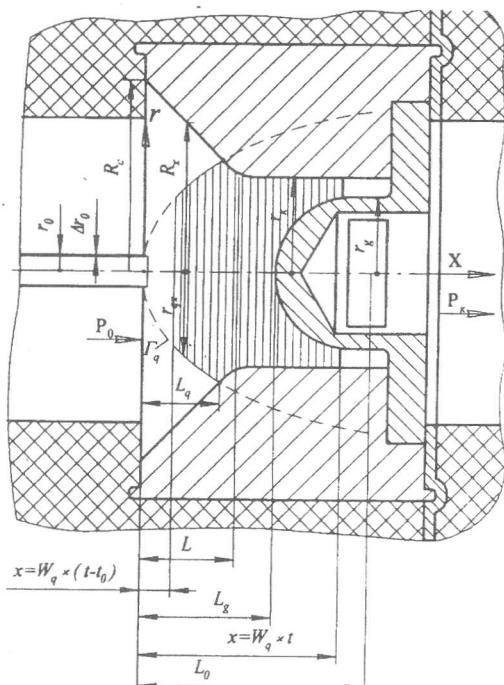


Рис. 4. Движение волны объемного заряда на втором временнóм этапе

на втором временнóм этапе,  $t \in [t_0, T_0/2]$ , для отрезка длины  $x \in [W_{qx}(t-t_0), L_0]$  (рис. 4)

$$\Delta p_2(t) = \int_{W_{qx}(t-t_0)}^{L_0} \frac{J_{qx}(x,t)E_x(x,t)}{W_{qx}(x,t)F} dx - \\ - \int_{W_{qx}(t-t_0)}^{L_0} \rho_x \frac{\partial W_x}{\partial x} dx - \int_{W_{qx}(t-t_0)}^{L_0} \xi \rho_x \frac{W_x^2}{4R} dx,$$
(3)

а на отрезке длины  $x \in [0, W_{qx}(t-t_0)]$

$$\Delta p_2(t) = 0; p(t) = p_0;$$
(4)

уравнение образуемого среднего перепада давлений в ступени при  $t \in [t_0, T_0/2]$

$$\overline{\Delta p_k} = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \Delta p_1(t) dt + \frac{1}{t_0} \int_{t_0}^{T_0/2} \Delta p_2(t) dt.$$
(5)

• Интегральное уравнение изменения температуры рабочего тела по времени:

на первом временнóм этапе,  $t \in [0, t_0]$ , для отрезка длины  $x \in [0, W_{qx}t]$  (рис. 3)

$$\Delta T_1(t) = \int_0^{W_{qx}t} \frac{J_{qx}(x,t)E_x(x,t)}{c_p m} dx - \\ - \int_0^{W_{qx}t} \frac{W_x}{c_p} \frac{\partial W_x}{\partial x} dx,$$
(6)

а на отрезке длины  $x \in [W_{qx}t, L_0]$

$$\Delta T_1(t) = 0; T(t) = T_k(t);$$
(7)

на втором временнóм этапе,  $t \in [t_0, T_0/2]$ , для отрезка длины  $x \in [W_{qx}(t-t_0), L_0]$  (рис. 4)

$$\Delta T_2(t) = \int_{W_{qx}(t-t_0)}^{L_0} \frac{J_{qx}(x,t)E_x(x,t)}{c_p m} dx - \\ - \int_{W_{qx}(t-t_0)}^{L_0} \frac{W_x}{c_p} \frac{\partial W_x}{\partial x} dx,$$
(8)

а на отрезке длины  $x \in [0, W_{qx}(t-t_0)]$

$$\Delta T_2(t) = 0; T_2 = T_0.$$
(9)

• Уравнение средней температуры рабочего тела в ступени для  $t \in [0, T_0/2]$

$$\overline{\Delta T_k} = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \Delta T_1(t) dt + \frac{1}{t_0} \int_{t_0}^{T_0/2} \Delta T_2(t) dt.$$
(10)

• Уравнение состояния рабочего тела

$$p(x) = z \rho(x) R_m T(x),$$
(11)

где  $z$  – коэффициент сжимаемости;

$\rho$  – плотность рабочего тела, кг/м<sup>3</sup>;

$R_m$  – газовая постоянная рабочего тела, Дж/(кг·К);

$T$  – температура рабочего тела, К.

• Уравнение расхода рабочего тела

$$m = \rho(x) W(x) F(x) = \text{const}, \quad (12)$$

где  $F$  – площадь поперечного сечения канала – определяется по уравнению

$$F = \begin{cases} \pi R_x^2(x), & 0 \leq x \leq L; \\ \pi r_k^2, & L \leq x \leq L_g; \\ \pi [r_k^2 - 2r_g(x - L_g) + (x - L_g)^2], & L_g \leq x \leq (L_g + r_g); \\ \pi (r_k^2 - r_g^2), & (L_g + r_g) \leq x \leq L_0. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь (см. рис. 2)  $r_k$  – радиус отверстия в коллекторе;

$L_g$  – расстояние до деионизатора;

$r_g$  – радиус центрального тела-деионизатора;

$R_x(x)$  – радиус сечения канала, определяется по уравнению

$$R_x = \begin{cases} R_c - x \frac{R_c - r_k}{L}, & 0 \leq x \leq L; \\ r_k, & L \leq x \leq L_g; \\ \sqrt{\frac{F(x)}{\pi}}, & L_g \leq x \leq L_0. \end{cases} \quad (14)$$

• Уравнение плотности и скорости для случая работы ступени на парожидкостной смеси

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\chi}{\rho_n} + \frac{1-\chi}{\rho_q}; \quad (15)$$

$$\frac{1}{W} = \frac{\chi}{W_n} + \frac{1-\chi}{W_q}, \quad (16)$$

где  $\chi$  – массовая доля пара в смеси;

$\rho_n$  – плотность пара;

$\rho_q$  – плотность жидкости;

$W_n = W_x$  – скорость пара;

$W_q = W_x + bE(x,t)$  – скорость жидкой фазы.

• Дифференциальное уравнение профиля канала

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dx} = & \frac{W}{a^2 - W^2[k - (k-1)z]} \times \\ & \times \left\{ [k - (k-1)z] \frac{J_{qx}(x,t)E_x(x,t)}{m} - \right. \\ & \left. - \frac{a^2}{F} \frac{dF}{dx} - \xi \frac{kW^2}{4R} \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

где  $k = \frac{c_p}{c_v}$  – коэффициент Пуассона;

$a = \sqrt{zkR_g T}$  – скорость звука, м/с;

$\xi$  – коэффициент гидравлического трения.

• Уравнение питающего пульсирующего напряжения

$$U_{\varphi_0}(t) = U_h + U_0 |\sin(\omega t)|, \quad (18)$$

где  $U_h$  – постоянная составляющая пульсирующего напряжения,  $0 \leq U_h < U^*$ ;

$U_0$  – амплитуда пульсирующего напряжения, В;

$\omega = 2pf$  – угловая частота, рад/с;

$f = 1/T_0$  – частота пульсирующего напряжения, Гц;

$T_0$  – период пульсации напряжения, с;

$t$  – время.

Частота питающего пульсирующего напряжения принята

$$f = \frac{\bar{W}_{qx}}{2L_0}, \quad (19)$$

где  $\bar{W}_{qx}$  – средняя скорость зарядов в межэлектродном промежутке.

За первый временной период ( $t_0 = t_k - t_h = T_0/4$ ) передний фронт образующей волны объемного заряда достигает поверхности коллектора и деионизатора, и в момент времени  $t_k$  весь межэлектродный промежуток от поверхности эмиттера до поверхности коллектора и деионизатора полностью заполнен объемным зарядом.

За второй временной период ( $t_0 = t'_h - t_k = T_0/4$ ) задний фронт волны объемного заряда отходит от генерирующей поверхности эмиттера, а передний фронт волны объемного заряда рекомбинирует на поверхности коллектора и деионизатора. В новый момент времени  $t'_h$  процесс рекомбинации заканчивается, и межэлектродное пространство полностью свободно от объемного заряда.

• Уравнение конвективного тока, образующегося возле поверхности эмиттера в первом временном периоде  $t \in [0, t_0]$ ,

$$\begin{aligned} J_{q_0}(t) = & \frac{\epsilon \varepsilon_0 [U_{\varphi_0}(t) + \varphi_{q_0}(t) - U^*]}{\Delta S A \arctg \left( \frac{L}{A} \right)} \times \\ & \times \left[ W_0 + b \frac{U_{\varphi_0}(t) + \varphi_{q_0}(t)}{A \arctg \left( \frac{L}{A} \right)} \right] F_0, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $\varphi_{q_0}(t)$  – потенциал на поверхности эмиттера, образующийся от волны объемного заряда, находящей-

ся в зоне ЭГД-преобразования:

$$\varphi_{\varphi_0}(t) = -0,72U_{\varphi_0}(t - \Delta t_h), \quad (21)$$

здесь  $\Delta t_h$  – промежуток времени от 0 до времени  $t = t_h$ ,

когда  $U_{\varphi_0}(t) = U^*$ ;

$$A = \sqrt{r_0 \Delta r_0 \sqrt{2}} \text{ – геометрический параметр;}$$

$b$  – подвижность зарядов,  $\text{m}^2/(\text{B} \cdot \text{с})$ .

Площадь генерирующей поверхности эмиттера

$$F_0 = 2\pi r_0 \Delta r_0. \quad (22)$$

Для пары R22 подвижность зарядов определяется эмпирическим уравнением

$$b = b_0 \left( \frac{\eta_0}{\eta} \right)^{1,5} \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1,253}, \quad (23)$$

где  $b_0$  – подвижность зарядов при нормальных условиях ( $p = 0,1 \text{ МПа}, T = 293 \text{ К}$ );

$\eta_0, \rho_0$  – динамическая вязкость и плотность хладагента при нормальных условиях;

$\eta, \rho$  – динамическая вязкость и плотность хладагента при давлении  $p$  и температуре  $T$ .

Скорость перемещения зарядов возле поверхности эмиттера равна

$$W_{q_0}(t) = W_0 + bE_{\Sigma_0}(t), \quad (24)$$

где  $W_0$  – скорость нейтрального потока возле эмиттера,  $\text{м}/\text{с}$ ;

$E_{\Sigma_0}(t)$  – суммарная напряженность поля возле поверхности эмиттера равна сумме напряженности внешнего поля  $E_{\Phi_0}(t)$  от приложенного напряжения  $U_{\Phi_0}(t)$  и напряженности от объемного заряда  $E_{q_0}(t)$ ,

$$E_{\Sigma_0}(t) = E_{\varphi_0}(t) + E_{q_0}(t). \quad (25)$$

• Уравнение тока смещения на поверхности эмиттера для обоих временных этапов

$$J_{c_0}(t) = \epsilon \epsilon_0 \frac{U_0 \omega |\cos(\omega t)|}{A \operatorname{arctg} \left( \frac{L}{A} \right)} F_0. \quad (26)$$

• Уравнение полного тока возле поверхности эмиттера:

на первом временном этапе при времени  $t \in [0, t_0]$

$$J_0(t) = J_{q_0}(t) + J_{c_0}(t); \quad (27)$$

на втором временном этапе для промежутка времени  $t \in [t_0, T_0/2]$

$$J_0(t) = J_{c_0}(t). \quad (28)$$

• Уравнение напряженности внешнего электрического поля от приложенного напряжения  $U_{\Phi_0}(t)$  на поверхности эмиттера

$$E_{\varphi_0}(t) = \frac{U_{\varphi_0}(t)}{A \operatorname{arctg} \left( \frac{L}{A} \right)}. \quad (29)$$

- Уравнение напряженности поля от пространственного заряда на поверхности эмиттера для обоих временных этапов

$$E_{q_0}(t) = -0,72 \cdot \frac{U_{\varphi_0}(t - \Delta t_h)}{A \operatorname{arctg} \left( \frac{L}{A} \right)}. \quad (30)$$

- Уравнение граничной поверхности области, заполненной волной объемного заряда,

$$\frac{dr_{q_x}(x, t)}{dx} = \frac{bE_r(x, t)}{W(x, t) + bE_x(x, t)}. \quad (31)$$

- Уравнение конвективного тока в осевом направлении в зоне ЭГД-преобразования

$$J_{q_x}(x, t) = \begin{cases} J_{q_0}(t), & 0 < x < L_q(t); \\ j_{q_x}(x, t)F_{q_x}, & L_q(t) < x < L_0. \end{cases} \quad (32)$$

- Дифференциальное уравнение неразрывности конвективного тока в области, заполненной волной объемного заряда,

$$\frac{\partial q_x(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_{qx}(x, t)}{\partial t} + \frac{2j_{qr}(x, t)}{r_{qx}(x, t)} = 0, \quad (33)$$

где  $q_x(x, t)$  – плотность объемного заряда,  $\text{Кл}/\text{м}^3$ ;

$j_{qx}(x, t)$  – плотность осевой составляющей конвективного тока,  $\text{А}/\text{м}^2$ ;

$j_{qr}(x, t)$  – плотность радиальной составляющей конвективного тока,  $\text{А}/\text{м}^2$ .

- Уравнение плотности объемного заряда

$$q_x(x, t) = \frac{J_{q_x}(x, t)}{F_{q_x}(x, t)W_{q_x}(x, t)}, \quad (34)$$

здесь  $F_{q_x}(x, t)$  – площадь поперечного сечения объемного заряда,  $\text{м}^2$ ;

$W_{q_x}(x, t)$  – осевая составляющая скорости объемного заряда,  $\text{м}/\text{с}$ .

- Уравнение осевой составляющей скорости объемного заряда

$$W_{q_x}(x, t) = W(x, t) + bE_x(x, t). \quad (35)$$

- Уравнение площади поперечного сечения объемного заряда

$$F_{q_x}(x, t) = \begin{cases} \pi r_{q_x}^2(x, t), & 0 \leq x \leq L_q(t); \\ F(x), & L_q(t) \leq x \leq L_0, \end{cases} \quad (36)$$

где  $L_q(t)$  – расстояние от начала координат до границы касания волной объемного заряда стенок канала (рис. 2).

- Уравнение плотности осевой составляющей конвективного тока

$$j_{q_x}(x, t) = q_x(x, t)W_{q_x}(x, t). \quad (37)$$

• Уравнение плотности радиальной составляющей конвективного тока

$$j_{q_r}(x, t) = q_x(x, t)bE_r(x, t). \quad (38)$$

• Уравнение осевой составляющей напряженности внешнего поля в зоне ЭГД-преобразования для обоих временных этапов

$$E_{\varphi_x}(t) = \frac{AU_{\varphi_0}(t)}{(A^2 + x^2)\arctg\left(\frac{L}{A}\right)}. \quad (39)$$

• Уравнение полной (осевой и радиальной) составляющей напряженности от объемного заряда в зоне ЭГД-преобразования:

– на первом временном этапе при  $t \in [0, t_0]$  (рис. 3)

для отрезка длины  $x \in [0, L_q]$ , когда  $(W_{q_x} t) \leq L_q$ ,

$$\begin{aligned} & -E_{q_x}(0, t)2\pi r_0 \Delta r_0 + \\ & + E_{q_x}(W_{q_x} t, t)\pi r_{q_x}^2(W_{q_x} t, t) + \\ & + \int_0^{W_{q_x} t} E_{q_r}(x, t)2\pi r_{q_x}(x)dx = \int_0^t J_{q_0}(0, t)dt, \end{aligned} \quad (40)$$

на отрезке длины  $x \in [0, L_0]$ , когда  $(W_{q_x} t) \leq L_q$ ,

$$\begin{aligned} & -E_{q_x}(0, t)2\pi r_0 \Delta r_0 + E_{q_x}(W_{q_x} t, t)F_{q_x}(W_{q_x} t, t) + \\ & + \int_0^{L_q} E_{q_r}(x, t)2\pi r_{q_x}(x)dx + \int_{L_q}^{W_{q_x} t} E_{q_r}(x, t)2\pi R_x(x)dx = \\ & = \int_0^t J_{q_0}(0, t)dt - \int_{L_q}^{W_{q_x} t} q(x, t)W_{q_x}(x, t)F_{q_x}(x)dx; \end{aligned} \quad (41)$$

на втором временном этапе,  $t \in [t_0, T_0/2]$ , для отрезка

длины  $x \in [W_{q_x}(t - t_0), L_0]$  (см. рис. 4)

$$\begin{aligned} & -E_{q_x}(x, t)\pi r_{q_x}^2(x, t) + E_{q_x}(W_{q_x} t, t)F_{q_x}(W_{q_x} t, t) + \\ & + \int_{x=W_{q_x}(t-t_0)}^{L_q} E_{q_r}(W_{q_x} t, t)2\pi r_{q_x}(W_{q_x} t, t)dx + \\ & + \int_{L_q}^{W_{q_x} t} E_{q_r}(x, t)2\pi R_x(x)dx = \int_0^{t_0} J_{q_0}(0, t)dt - \\ & - \int_{L_q}^{W_{q_x} t} q(x, t)W_{q_x}(x, t)F_{q_x}(x)dx. \end{aligned} \quad (42)$$

• Уравнение осевой составляющей напряженности от объемного заряда:

на первом временном этапе при  $t \in [0, t_0]$  для отрезка  $x \in [0, W_{q_x} t]$  (см. рис. 3)

$$\begin{aligned} E_{q_x}(x, t) = & \frac{2}{\epsilon\epsilon_0 r_{q_x}^2(x, t)} \times \\ & \times \left\{ \int_0^x \frac{J_{q_x}(\bar{x}, t)}{W_{q_x}(\bar{x}, t)} \left[ 1 - \frac{(x - \bar{x})}{\sqrt{r_{q_x}^2 + (x - \bar{x})^2}} \right] d\bar{x} - \right. \\ & \left. - \int_x^{W_{q_x} t} \frac{J_{q_x}(\bar{x}, t)}{W_{q_x}(\bar{x}, t)} \left[ 1 - \frac{(\bar{x} - x)}{\sqrt{r_{q_x}^2 + (\bar{x} - x)^2}} \right] d\bar{x} \right\}, \end{aligned} \quad (43)$$

а на отрезке длины  $x \in [W_{q_x} t, L_0]$

$$E_{q_x}(x, t) = \frac{E_{q_x}(W_q t, t)(W_x t)^2}{x^2}; \quad (44)$$

на втором временном этапе  $t \in [t_0, T_0/2]$ , для отрезка длины  $x \in [W_{q_x}(t - t_0), L_0]$  (см. рис. 4)

$$\begin{aligned} E_{q_x}(x, t) = & \frac{2}{\epsilon\epsilon_0 r_{q_x}^2(x, t)} \times \\ & \times \left\{ \int_{W_{q_x}(t-t_0)}^x \frac{J_{q_x}(\bar{x}, t)}{W_{q_x}(\bar{x}, t)} \left[ 1 - \frac{(x - \bar{x})}{\sqrt{r_{q_x}^2 + (x - \bar{x})^2}} \right] d\bar{x} - \right. \\ & \left. - \int_x^{L_0} \frac{J_{q_x}(\bar{x}, t)}{W_{q_x}(\bar{x}, t)} \left[ 1 - \frac{(x - \bar{x})}{\sqrt{r_{q_x}^2 + (\bar{x} - x)^2}} \right] d\bar{x} \right\}, \end{aligned} \quad (45)$$

а для отрезка длины  $x \in [r_0, W_{q_x}(t - t_0)]$

$$E_{q_x}(x, t) = \frac{E_{q_x}[W_q(t - t_0)t][W_{q_x}(t - t_0)]^2}{x^2}. \quad (46)$$

• Уравнение суммарной напряженности осевой составляющей электрического поля

$$E_x(x, t) = E_{\varphi_x}(x, t) + E_{q_x}(x, t). \quad (47)$$

• Уравнение изменения давления в диффузоре

$$\Delta p_g = \Delta \bar{p}_k \left[ 1 + \frac{k(n-1)(W_k^2 - W_g^2)}{2\pi a^2} \right]^{\frac{n-1}{n}}. \quad (48)$$

• Уравнение изменения температуры в диффузоре

$$\Delta T_g = \Delta \bar{T}_k \left( \frac{\Delta p_g}{\Delta \bar{p}_k} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (49)$$

• Уравнение изоэнтропийного КПД

$$\eta_s = \frac{\bar{N}_n}{N_z}. \quad (50)$$

• Уравнение полезной мощности (работы), совершаемой движущимися зарядами в электрическом поле в зоне ЭГД-преобразования:

на первом временнóм этапе,  $t \in [0, t_0]$ ,

$$N_{n_1}(t) = \int_0^{W_{q_x} t} J_{q_x}(x, t) E_x(x, t) dx; \quad (51)$$

на втором временнóм этапе,  $t \in [t_0, T_0/2]$ ,

$$N_{n_2}(t) = \int_{W_{q_x}(t-t_0)}^{L_0} J_{q_x}(x, t) E_x(x, t) dx. \quad (52)$$

Среднеинтегральная полезная мощность на временнóм этапе,  $t \in [0, T_0/2]$ ,

$$\bar{N}_n = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} N_{n_1}(t) dt + \frac{1}{T_0/2} \int_{t_0}^{T_0/2} N_{n_2}(t) dt, \quad (53)$$

где  $T_0/2 = 2 t_0$ .

• Уравнение средней затраченной мощности на временнóм этапе,  $t \in [0, T_0/2]$ ,

$$\bar{U}_z = \bar{J}_z U_z, \quad (54)$$

где  $\bar{U}_z$  – среднее интегральное напряжение для обоих временных этапов

$$\bar{U}_z = \frac{1}{2t_0} \int_{t_0}^{T_0/2} U_{\phi_0}(t) dt;$$

(55)

$\bar{J}_z$  – средний интегральный суммарный ток,

$$\bar{J}_z = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} [J_{q_0}(t) + J_{c_0}(t)] dt + \frac{1}{T_0/2} \int_{t_0}^{T_0/2} J_{c_0}(t) dt. \quad (56)$$

Границные условия:

$$W_x(0) = W_0; W_x(0) = W_0; \\ p(0) = p_0; j_{q_x}(0) = j_{q_0}(t); \quad (57)$$

$$T(0) = T_0; F_x(0) = \pi R_c^2.$$

Начальные условия

$$q_x(t_H) = 0. \quad (58)$$

Полученную математическую модель (1) – (58) численно решали с использованием разностной схемы Рунге-Кутта четвертой степени.

В качестве рабочего тела принят R22. Начальное состояние рабочего тела в первой ступени соответствует параметрам [5], т.е.:  $p_0 = 500$  кПа;  $T_0 = 293$  К;  $b = 1,5 \cdot 10^{-6}$ ,  $U_0 = 25$  кВ. Геометрические размеры перв-

ой ступени (см. рис.2): радиус конуса  $R_c = 6$  мм; радиус трубки эмиттера  $r_0 = 0,4$  мм; радиус острия кромки эмиттера  $\Delta r_0 = 0,05$  мм; радиус внутренней зоны разряда  $\Delta s = 0,6$  мм; длина канала  $L = 3$  мм; длина ступени  $L_0 = 6$  мм; радиус отверстия в коллекторе  $r_k = 2,5$  мм; радиус деионизатора  $r_g = 2$  мм.

Результаты расчета зоны ионизации показаны на рис.1. На нем представлены изменение возле поверхности эмиттера величины конвективного тока  $J_{q_0}(t)$ , тока смещения  $J_{c_0}(t)$ , суммарного тока  $J_{\Sigma_0}(t)$ , напряженности внешнего поля  $E_{\phi_0}(t)$ , поля объемного заряда  $E_{q_0}(t)$  и суммарного поля  $E_{\Sigma_0}(t)$ , а также возникающего потенциала от объемного заряда  $\phi_{q_0}(t)$  и суммарного потенциала  $\phi_{\Sigma_0}(t)$  в зависимости от изменения пульсирующего напряжения  $U_{\phi_0}(t)$  во времени.

Эти зависимости объясняют основные процессы и причины образования объемного заряда возле поверхности эмиттера в зависимости от изменения пульсирующего напряжения питания во времени. Анализ рис. 1 показывает, что зажигание коронного разряда и образование объемного заряда начинаются в момент времени  $t_H$ , когда напряжение  $U_{\phi_0}(t)$  достигнет значения  $U^* = 6 \dots 7$  кВ, а напряженность поля  $E_{\phi_0} = E^* = 24$  кВ/мм. После этого начинаются процессы резкого возрастания выхода объемного заряда (конвективного тока) во внешнюю область разряда – зону ЭГД-преобразования – и возникновения поля объемного заряда, которое начинает влиять на напряженность поля возле поверхности эмиттера. В результате суммарная напря-

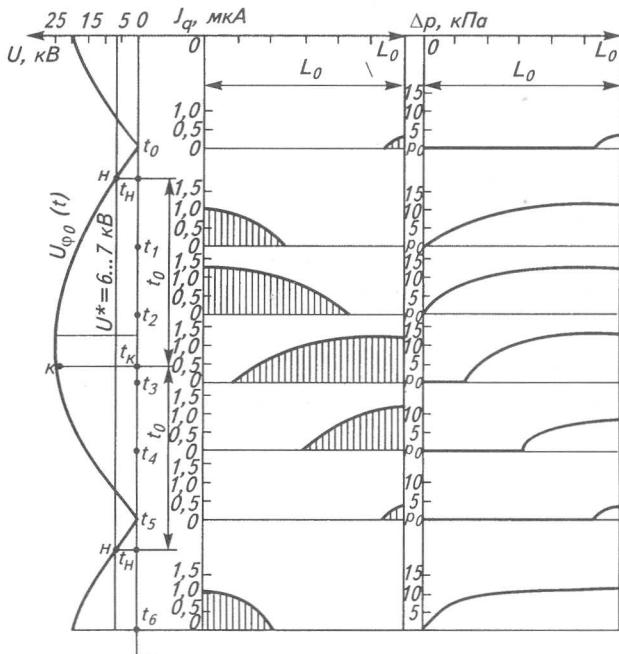


Рис. 5. Изменение конвективного тока  $J_{q_0}$  и возникающего давления  $p_x$  по длине канала

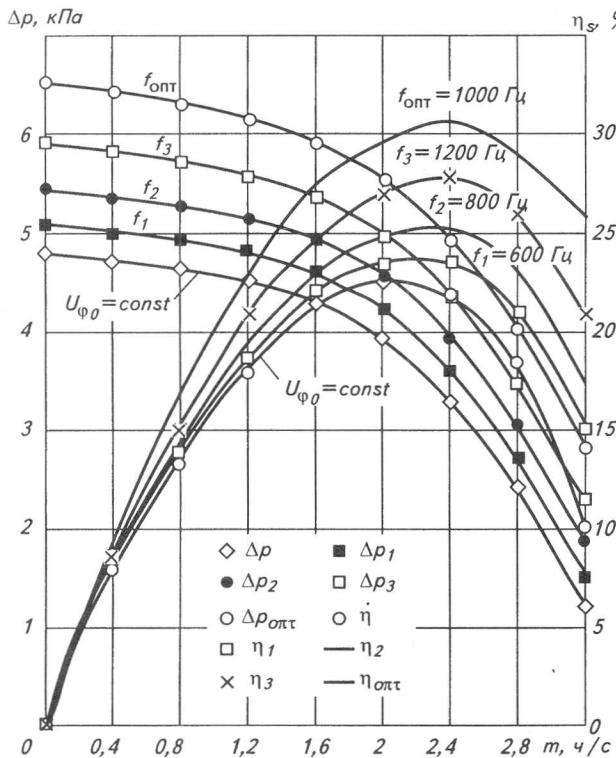


Рис. 6. Расходно-напорные характеристики и изменения адиабатного КПД ступени ЭГД-компрессора при различной частоте пульсирующего напряжения

женность поля возле поверхности эмиттера только незначительно превышает напряженность  $E^*$  и достигает своего максимума примерно в середине первой половины роста напряжения  $U_{φo}(t)$ . В этот момент достигает своего максимума и выход конвективного тока в зону ЭГД-преобразования ( $J_{q0} = 1,04 \text{ мкА}$ ), а полный ток с учетом тока смещения достигает значения  $J_{Σo} = 1,5 \text{ мкА}$ .

Далее начинается спад напряженности суммарного поля, в момент времени  $t_k$  она становится равной  $E^*$  – начала напряженности зажигания, и корона угасает до следующего момента  $t_h$ , так как в этот период времени суммарная напряженность поля  $E_{Σo}(t) \leq E^*$ . На поверхности эмиттера имеет место только ток смещения, который запаздывает за изменением напряжения  $U_{φo}(t)$  на время  $t_o/2$ .

На рис. 5 показаны изменения конвективного тока  $J_{q0}$  и возникающего давления  $p_x$  по длине зоны ЭГД-преобразования в различные моменты времени как первого, так и второго временного этапов. Анализ распределения электрических полей в зоне ЭГД-преобразования показывает, где и когда имеет место насосный режим и повышение давления среды в зоне ЭГД-преобразования, а где и когда возникает генераторный режим, при котором давление среды начинает падать и становится ниже начального  $p_0$ . В данном

случае генераторный режим возникает только в моменты около  $t_h$ , когда напряжение  $U_{φo} \geq 0$ , а напряженность поля на отдельных участках направлена в противоположную сторону от коллектора.

Для полного устранения генераторного режима на этих участках к пульсирующему напряжению питания  $U_{φo}(t)$  необходимо добавить постоянную составляющую  $U_h$  на уровне 5 кВ, так как  $U_h < U^*$ .

Основные результаты расчета показаны на рис. 6, где приведены расходно-напорные характеристики и зависимости адиабатного КПД ступени ЭГД-компрессора от расхода рабочего тела  $m$  при различной частоте напряжения питания  $f$ . Из рис. 6 видно, что во всех случаях изменения частоты напряжения питания  $f$  значения  $Δp = f(m)$  выше полученных в [5] при постоянном напряжении (при тех же параметрах среды и одинаковой геометрии ступени).

Наилучшие результаты  $Δp = f(m)$  и  $η_s = f(m)$  имеют место при частоте напряжения питания  $f = 1000 \text{ Гц}$ . Это подтверждает выводы работы [2], что при пульсирующем напряжении существует оптимальная частота  $f_{opt}$ , при которой значения  $Δp = f(m)$  и  $η_s = f(m)$  максимальны. Как и предполагалось ранее, величина оптимальной частоты  $f_{opt}$  связана с длиной межэлектродного расстояния  $L_0$  и средней скоростью зарядов  $W_{qx}$  в зоне ЭГД-преобразования соотношением

$$f_{opt} = \frac{\bar{W}_{q_x}}{2L_0}. \quad (59)$$

По результатам расчета, представленным на рис. 6, можно сделать вывод, что при питании ступеней ЭГД-компрессора пульсирующим напряжением существенно повышается эффективность их работы, особенно при оптимальной частоте  $f_{opt}$ , определяемой соотношением (59).

### Список литературы

- Бумагин Г.И. Методы повышения эффективности и единичной мощности ступени ЭГД-преобразователей энергии // Известия вузов. Энергетика. 1990. № 3.
- Бумагин Г.И., Авдеев Н.П., Дудов А.Ф. Результаты исследования ступени ионно-конвекционного насоса с питанием короны пульсирующим напряжением // Известия вузов. Энергетика. 1984. № 11.
- Коронный разряд и линии сверхвысокого напряжения. Избранные труды / В.И. Попков – М.: Наука, 1990.
- Левитов В.И. Корона переменного тока. – М.: Энергия. 1975.
- Раханский А.Е. Разработка электротехнического компрессора для холодильной техники и систем кондиционирования: Дис...канд. техн. наук. – Омск: ОмГТУ, 2001.