

О ГЕНЕРИРОВАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА ПРИ ТЕЧЕНИИ ПЛАЗМЫ ПО ТРУБЕ

Э. И. Андрианкин

(Москва)

Простейшая схема генератора в виде трубы прямоугольного сечения впервые теоретически исследовалась в работе [1], где дана оценка коэффициента полезного действия (к. п. д.) такого генератора в случае течения с постоянной проводимостью.

Известно, что проводимость ионизированного газа экспоненциально зависит от температуры, которая заметно меняется по длине трубы. Поэтому для количественной оценки к. п. д. необходимо учитывать зависимость проводимости от температуры.

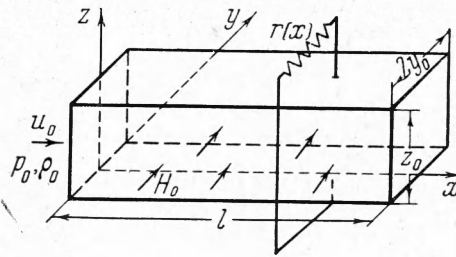
В настоящей работе проведена оценка электрического к. п. д. генератора с проводимостью, соответствующей смеси азота и 1% паров калия. При расчетах были использованы интерполяционные формулы для зависимости проводимости от давления и температуры, полученные Г. С. Аравиним и В. П. Шевелевым [2]. Результаты расчетов качественно согласуются с данными работы [3], где исследовано течение паров цезия в МГД генераторе тока. Наличие трения о стенки трубы в ряде случаев заметно влияет на течение плазмы и также будет учитываться при анализе к. п. д.

При решении задачи не учитывался ряд факторов: анизотропия проводимости [7, 8], концевые потери на замкнутые точки, теплоотдача стенок и, наконец, потери на электрическое сопротивление в приэлектродном пограничном слое. Поэтому истинные значения к. п. д. для примеров, рассмотренных в данной работе, оказываются ниже. Заметим, однако, что для отыскания наивыгоднейшего режима генератора остается еще ряд возможностей: изменение внешнего магнитного поля и сечения трубы по длине канала [9], применение секционных электродов для снятия тока Холла и т. д.

В случае изотропной проводимости [4] течение плазмы в генераторе тока (фиг. 1), горизонтальные стенки у которого поддерживаются при постоянном напряжении, а магнитная проницаемость и диэлектрическая постоянная плазмы близки к единице, описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} E_x = E_y = 0, \quad E_z = E_0, \quad \sigma = \sigma(p, \rho), \quad \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{4\pi}{c} j_z, \quad j_z = \sigma \left(E_0 + \frac{1}{c} (uH_y - vH_x) \right) \quad (1) \\ \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \quad \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{H_y j_z}{c} + \rho \frac{dF_1}{dx} = 0 \\ \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{H_x j_z}{c} = 0, \quad w = \frac{\gamma p}{(\gamma - 1) \rho}, \quad j_z r(x) = -E_0 z_0 = k \\ \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(\frac{u^2 + v^2}{2} + w \right) - \frac{c}{4\pi} E_0 H_y \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho v \left(\frac{u^2 + v^2}{2} + w \right) + \frac{c}{4\pi} E_0 H_x \right] = 0 \end{aligned}$$

Здесь u, v — компоненты скорости, p — давление, ρ — плотность, $r(x)$ — внешнее сопротивление, dF_1/dx означает среднюю по сечению силу трения, зависящую от величины магнитного поля.



Фиг. 1

Граничными условиями для уравнений (1) будут условия непрерывности на плоскостях $\pm y_0/2$ компонент магнитного поля и равенство нулю нормальной составляющей скорости потока. Начальные параметры потока (u_0, p_0, ρ_0) в сечении $x = 0$ можно задавать произвольно лишь в таком диапазоне их изменения, пока осуществляется звуковой режим истечения из трубы. При дозвуковом режиме течения параметры на входе в трубу связаны с ее длиной l и внешним давлением p_* . Эта связь находится из решения краевой задачи. Для оценки различных членов в уравнениях (1) будем искать решение в виде ряда

$$\begin{aligned} u &= u_1(x) + u_2(x, y) + \dots, & p &= p_1(x) + p_2(x, y) + \dots, \\ v &= v_2(x, y) + \dots, & \rho &= \rho_1(x) + \rho_2(x, y) + \dots, \\ H_y &= H_0 + H_{2y}(x, y) + \dots, & H_x &= H_{2x}(x, y) + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

После решения уравнений для u_1, p_1, ρ_1 находим ток

$$j_1 = \sigma \left[E_0 + \frac{u_1 H_0}{c} \right]$$

По распределению токов можно вычислить вихревое магнитное поле

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{R}}{R^3} d\omega, \quad \mathbf{R} = (x - x') \mathbf{i}_1 + (y - y') \mathbf{i}_2 + (z - z') \mathbf{i}_3, \quad d\omega = dx' dy' dz' \quad (3)$$

Объемное интегрирование показывает, что H_{2x} оказывается максимальным при течении между параллельными плоскостями ($z_0 \rightarrow \infty$)

$$H_{2x} \approx \frac{2j_1 y_0}{c} = R_* H_0, \quad R_* = \frac{4\pi \sigma_0 u_0 y_0}{c^2} \quad (4)$$

Учитывая (4) и приравнявая инерционные члены в уравнениях движения силам Лоренца, замечаем, что

$$u_2 \sim u_1 R_*, \quad p_2 \sim \rho_1 u_1^2 R_*$$

Тогда из уравнения неразрывности следует, что $v_2 \lesssim u_2 y_0 / l$. Если $y_0 / l \ll 1$, то компонентой скорости v_2 в уравнениях (1) можно пренебречь даже в том случае, если учитывается влияние индуцированного поля на основной поток. Практический интерес представляет случай, когда магнитное число Рейнольдса R_* мало. Введем безразмерные величины

$$\begin{aligned} V &= \frac{u}{u_0}, \quad P = \frac{p}{p_0}, \quad Q = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad w = \frac{T}{T_0}, \quad F = \frac{F_1}{u_0^2} \\ \eta &= \frac{x H_0^2 \sigma_0}{\rho_0 u_0 c^2}, \quad \delta = \frac{l H_0^2 \sigma_0}{\rho_0 u_0 c^2}, \quad \kappa = \frac{kc}{u_0 z_0 H_0}, \quad j_* = \frac{j c}{u_0 \sigma_0 H_0} \\ M &= u \sqrt{\frac{\rho}{\gamma p}}, \quad \mu = u_0 \sqrt{\frac{\rho_0}{\gamma p_0}}, \quad \sigma_1 = \frac{\sigma}{\sigma_0} \end{aligned} \quad (5)$$

Опуская члены, пропорциональные R_* , запишем уравнения (1) в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \frac{dV}{d\eta} + \frac{1}{\gamma \mu^2} \frac{dP}{d\eta} + \sigma_1 [V - \kappa] + Q \frac{dF}{d\eta} &= 0, \quad \sigma_1 = \sigma_1(P, W) \\ \frac{d}{d\eta} \left[\frac{V^2}{2} + \frac{PV}{(\gamma - 1) \mu^2} \right] + \kappa \sigma_1 [V - \kappa] &= 0, \quad P = QW, \quad QV = 1 \end{aligned} \quad (6)$$

Параметр η представляет собой отношение пандеромоторной силы к силе инерции $\rho_0 u_0^2 / x$; параметр κ характеризует отношение падения напряжения во внешней цепи к электродвижущей силе в рассматриваемом сечении канала и изменяется от нуля до единицы, когда r изменяется от нуля до бесконечности.

Граничные условия для уравнений (6) запишутся так:

$$\begin{aligned} P &= 1, \quad V = 1 \quad \text{при } \eta = 0 \\ P &= P_* \quad \text{при } \eta = \delta, \mu_* < 1; \\ P &= \mu^2 V_* \quad \text{при } \eta = \delta, \mu_* = 1 \end{aligned} \quad (7)$$

(индекс * относится к величинам на выходе из трубы). Анализируя уравнения (6), можно установить, что при $\mu < 1$

$$\frac{dM}{dx} > 0, \quad \frac{dV}{dx} > 0, \quad \frac{dP}{dx} < 0, \quad \frac{dW}{dx} < 0, \quad \frac{dQ}{dx} < 0$$

В случае $\mu > 1$ знак неравенств меняется на обратный.

Оценим теперь максимально допустимый к. п. д. генератора в предположении об отсутствии вязкости и малости магнитного числа Рейнольдса. В этом случае уравнения (6) допускают важный интеграл

$$P = \frac{C + \mu^2 V - 0.5 \mu^2 V^2}{V/(\gamma - 1) - \kappa/\gamma}, \quad C = \frac{1}{\gamma - 1} + 0.5 \mu^2 - \kappa \left(\mu^2 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (8)$$

Соотношения (8) достаточно для оценки к. п. д., под которым будем понимать отношение разности потоков энергии на входе и выходе из трубы к потоку энергии на входе.

Выражение для к. п. д. можно записать так:

$$\varphi = 1 - \frac{P_* V_* + 1/2 (\gamma - 1) \mu^2 V_*^2}{1 + 1/2 (\gamma - 1) \mu^2} \quad (9)$$

При звуковом режиме истечения $P_* = \mu^2 V_*$ и выражение (9) принимает вид

$$\varphi_3 = 1 - \frac{1/2 (\gamma + 1) \mu^2 V_3^2}{1 + 1/2 (\gamma - 1) \mu^2} \quad (10)$$

Пусть $\mu < 1$; найдем максимальный электрический к. п. д. для звукового режима на выходе из трубы. Подставим в формулу (8) выражение $P_* = \mu^2 V_3$, определив V_3 ; получим

$$V_3 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \kappa + \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{(\gamma - 1)^2 \mu^2 \kappa^2}{\gamma^2} + \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} C} \quad (11)$$

Дифференцируя (11), найдем

$$\frac{\partial V_3}{\partial \kappa} < 0, \quad \frac{\partial V_3}{\partial \mu} > 0, \quad \mu < 1$$

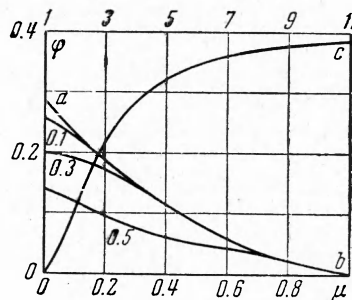
Поэтому к. п. д. стремится к максимуму, когда V_3 минимально, т. е. при $\kappa \rightarrow 1$. Зависимость $\varphi_3(\mu, 1)$ при $\gamma = 1.4$ приведена на фиг. 2 (кривая $a - b$).

Если внешнее давление P_* оказывается больше, чем $\mu^2 V_3$, то режим истечения будет дозвуковой. Для каждого $0 < P_* < 1$ существует такое $\mu_0 < 1$, что при $\mu < \mu_0$ режим истечения дозвуковой, а при $\mu > \mu_0$ режим истечения остается звуковым даже при $\kappa = 1$. Из условия $\mu_0^2 V_3 = P_*$ определяем

$$\mu_0^2 = \frac{a - \sqrt{a^2 - P_*^2 \gamma^2 (\gamma^2 - 1)}}{\gamma (\gamma - 1)}, \quad a = P_* (\gamma^2 - 1) + 1 \quad (12)$$

Скорость на выходе из трубы в случае $\mu < \mu_0$ дается формулой

$$V_* = b + \frac{1}{\mu} \sqrt{b^2 + 2 \left(\frac{P_* \kappa}{\gamma} + C \right)}, \quad b = \kappa - \frac{P_*}{(\gamma - 1) \mu^2} \quad (13)$$



Фиг. 2

Так как

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_*}{\partial \kappa} < 0 \quad \text{при } \mu < \sqrt{\frac{(\gamma-1) + (\gamma+1) P_*}{2\gamma}} > \mu_0 \\ \text{то} \quad \Phi_{\max} = \frac{(\gamma-1)(1-P_*)}{\gamma} \quad \text{при } \kappa \rightarrow 1, \mu \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (14)$$

Докажем, что линии $\Phi(1, \mu, P_*)$ при $\mu < \mu_0$ лежат ниже кривой $(a-b)$ на фиг. 2. Пусть имеется область, где $\Phi > \Phi_3$. В силу условий

$$\Phi(1, \mu_0, P_*) = \Phi_3(1, \mu_0), \quad \Phi(1, 0, P_*) < \Phi_3(1, 0)$$

существует точка пересечения $0 < \mu_2 < \mu_0$, где

$$\Phi(1, \mu_2, P_*) = \Phi_3(1, \mu_2) = \Phi(1, \mu_2, P_2), \quad P_2 = \mu_2^2 V_3(1, \mu_2)$$

Так как $\partial P_2 / \partial \mu_2 > 0$, то $P_2 < P_*$. С другой стороны, производная $\delta\Phi / \partial P < 0$ — монотонная функция и, следовательно, к. п. д. не могут быть равны в двух разных точках по P при одном и том же $\mu = \mu_2$, что и доказывает наше утверждение. Кривые $\Phi(1, \mu, P_*)$ для случаев $P_* = 0.1, 0.3$ и 0.5 приведены на фиг. 2.

Рассмотрим теперь условия максимума к. п. д. при сверхзвуковой скорости на входе в трубу, когда возможны два режима истечения: звуковой и сверхзвуковой. Анализ формулы (11) показывает, что существует такое число:

$$\kappa_+ = \frac{-e_1 + \sqrt{e_1^2 + 2\gamma[1 + 1/2(\gamma-1)\mu^2]e_2}}{e_2} \quad \begin{pmatrix} e_1 = (\gamma-1)(\gamma\mu^2 + 1) \\ e_2 = (\gamma+1)(2-\gamma)\mu^2 \end{pmatrix} \quad (15)$$

для которого $V_3 > \kappa$, если $\kappa < \kappa_+$, и $V_3 = \kappa_+$ при $\kappa = \kappa_+$. По физическому смыслу $V \geq \kappa$. Поэтому для $\kappa > \kappa_+$ возможно только сверхзвуковое истечение (минимальная скорость на выходе равна κ).

Для звукового режима истечения $\partial V_3 / \partial \kappa < 0$, поэтому максимальное значение Φ_3 достигается при $V_3 = \kappa_+$. Справедливо неравенство

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial V} \right)_{\kappa, \mu} = \frac{\kappa[P(V) - \mu^2 V]}{\gamma[1 + 1/2(\gamma-1)\mu^2]} < 0 \quad (\mu > 1)$$

Поэтому для определения максимального значения к. п. д. в случае сверхзвукового истечения надо в формулах (8) и (9) положить $V = \kappa$ и найти значение κ_0 , дающее экстремум Φ

$$\kappa_0 = \frac{1 + \gamma\mu^2}{(\gamma+1)\mu^2}, \quad \Phi|_{\kappa=\kappa_0} = (\gamma-1) \left[\frac{(1 + \gamma\mu^2)^2}{2(\gamma+1)(1 + 1/2(\gamma-1)\mu^2)\mu^2} - 1 \right] \quad (16)$$

Сравнивая формулы (15) и (16), найдем

$$\kappa_0 - \kappa_+ = A[\mu^4(\gamma-1)(2-\gamma^2) + (2-\gamma)(2\mu^2-1)] \quad (A > 0) \quad (17)$$

Из (17) следует, что $\kappa_0 > \kappa_+$ при $\gamma = 1.4$, поэтому значение κ_0 , приводящее к максимуму к. п. д., равному $\Phi(\kappa_0)$, лежит в сверхзвуковой области. На фиг. 2 приведена кривая OC , вычисленная по формуле (16) для случая $\gamma = 1.4$ (масштаб указан сверху графика).

Оценим влияние трения. Следуя [5], принимаем, что средняя по сечению трубы сила трения пропорциональна скоростному напору, т. е.

$$\frac{dF}{dx} = \xi \frac{u^2}{2y_0}$$

Коэффициент ξ , зависящий от магнитного поля [6], турбулентности потока и теплопроводности на стенке, будем считать постоянной величиной, взятой из эксперимента.

Исключая переменную η из (6), приходим к уравнению, связывающему давление и скорость

$$\frac{dP}{dV} = \psi = - \frac{(e_3 V - \gamma \sigma_1 \kappa) P + (\gamma - 1) \mu^2 (e_3 v^2 - 2 \gamma \sigma_1 \kappa V + \gamma \sigma_1 \kappa^2)}{e_3 V^2 + V \sigma_1 \kappa (1 - 2 \gamma) + \kappa^2 \sigma_1 (\gamma - 1)}$$

$$\frac{d\eta}{dV} = - \frac{\gamma + \mu^2 \psi}{\gamma \sigma_1 (V - \kappa) + \alpha V} \quad \left(e_3 = \alpha + \gamma \sigma_1, \quad \alpha = \frac{\gamma \rho_0 u_0 c^2 \xi}{2 y_0 \sigma_0 H_0^2} \right) \quad (18)$$

Если $\sigma_1 = \text{const}$, то уравнения (18) интегрируются в квадратурах. Однако и в этом случае получить простое выражение для к. п. д. можно только при малых α . Так, например, при $\mu \rightarrow 0$, $\kappa = 1$, пользуясь методом возмущений, найдем

$$\varphi(0, 1) = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \left[1 - P_* + \alpha \ln \frac{\gamma \alpha}{1 - P_*} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} (1 - P_*) \alpha \right] \quad (19)$$

Из выражения (19) следует, что трение необходимо учитывать даже при малых α , так как его влияние на к. п. д. пропорционально $\alpha \ln \alpha$.

Более строго оценить влияние вязкости можно на примере течения несжимаемой плазмы между параллельными плоскостями ($z_0 \rightarrow \infty$) во внешнем постоянном магнитном поле [4] (задача Гартмана). Выражение для к. п. д. φ в режиме максимальной мощности, под которым в этом случае надо понимать отношение работы во внешней цепи

$$\int_0^l \int_{-0.5y_0}^{0.5y_0} r(x) j_z^2 dy dx$$

к работе проталкивания

$$\int_{-0.5y_0}^{0.5y_0} u_0 z_0 (p_0 - p_l) dy$$

имеет вид

$$\varphi = \frac{\varepsilon \operatorname{ch} \varepsilon - \operatorname{sh} \varepsilon}{2(\varepsilon \operatorname{ch} \varepsilon + \operatorname{sh} \varepsilon)}, \quad \varepsilon = \frac{y_0 H_0}{2c} \sqrt{\frac{\sigma_0}{\lambda}}$$

$$\sigma = \sigma_0 \quad (20)$$

Здесь λ — коэффициент вязкости.

Чтобы вычислить максимальный к. п. д. при заданной длине генератора ($\delta = \text{const}$), необходимо численно интегрировать уравнения (18). В расчетах предполагалось, что проводимость плазмы соответствует термической ионизации смеси азота с 1% паров калия и по вычислениям работы [2] представляется в виде

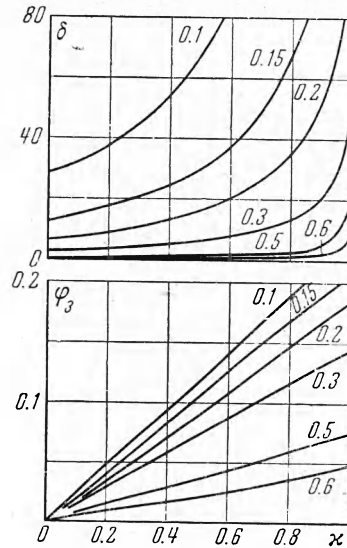
$$\sigma = \sigma_* \sqrt{\frac{p_1}{p}} \exp \frac{-a}{T} = \frac{\sigma_0}{\sqrt{P}} \exp \left[b \left(1 - \frac{1}{PV} \right) \right] \quad (21)$$

$$\sigma_0 = \sigma_* \sqrt{\frac{p_1}{p_0}} e^{-b}, \quad b = \frac{a}{T_0}, \quad p_1 = 1 \text{ атм}$$

$$a = 2.6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}, \quad \sigma_* = 9.05 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{с.м.}}$$

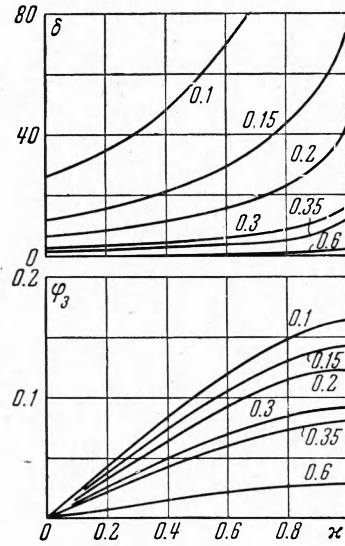
При дозвуковых скоростях входа в трубу параметр b принимался равным 8.5, что соответствует начальной температуре в плазме приблизительно 3000 °K.

На фиг. 3 приведена зависимость к. п. д. и безразмерной длины трубы δ , для которой достигается звуковой режим истечения, от параметра κ при $\alpha = 0$ и μ , изменяющемся от 0.1 до 0.6. При $\kappa \rightarrow 0$ кривые $\delta = \delta(\kappa, \mu)$ стремятся к конечному пределу, а при $\kappa \rightarrow 1$ бесконечно возрастают, так как уравнения (18) в случае $\alpha = 0$, $\kappa = 1$ имеют особенность.

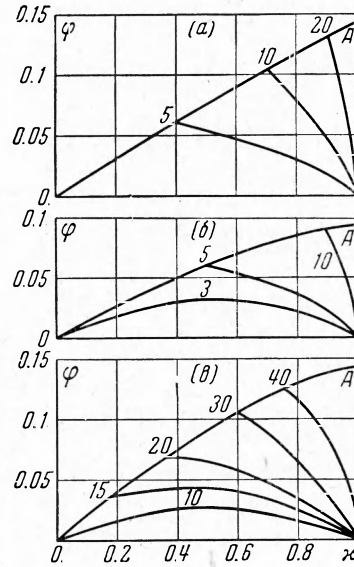


Фиг. 3

На фиг. 4 приведена аналогичная зависимость для случая $\alpha = 0.1$. При $\alpha \neq 0$ уравнения (18) не имеют особенности и кривые $\delta(\kappa, \mu)$ при $\kappa \rightarrow 1$ стремятся к конечному пределу. Это вполне очевидно, так как из-за трения (даже при течении без магнитного поля) звуковой режим достигается в трубе конечной длины [5].

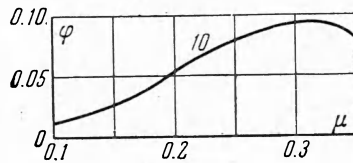


Фиг. 4

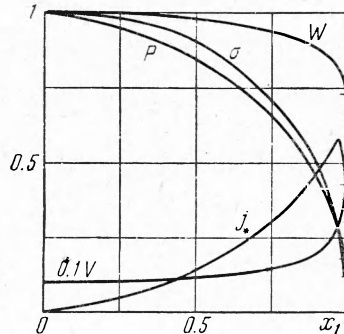


Фиг. 5

На фиг. 5 приведена зависимость к. п. д. от параметра κ , соответственно: (а) для случаев $\alpha = 0, \mu = 0.3$; (б) для $\alpha = 0.1, \mu = 0.3$ и (в) для $\alpha = 0.1, \mu = 0.15$; значения параметра δ указаны на кривых. Из сравнения фиг. 4 и 5 следует, что к. п. д. при $\mu = \text{const}$ растет с ростом δ , но всегда остается меньше, чем на фиг. 2; максимальные значения к. п. д. при $\mu = \text{const}$ и $\delta = \text{const}$ для достаточно больших δ обычно достигаются при звуковом режиме на выходе из трубы (кривые ОА на фиг. 5). Для трубы с заданным значением параметра $\delta = \text{const}$ существует вполне определенное число Маха на вход в трубу, при котором к. п. д. оказывается максимальным. Это утверждение иллюстрируется фиг. 6, где приведена зависимость максимального к. п. д. от числа μ для случая $\delta = 10$ и $\alpha = 0.1$.



Фиг. 6.



Фиг. 7

ϕ и δ_2 от κ для случаев $1.5 \leq \mu_3 \leq 4, \alpha = 0$, а также зависимость к. п. д. от κ при $\mu_3 = 2$ и различных значениях δ_2 . В расчетах принималось, что температура торможения на входе в трубу $\approx 3000^\circ \text{K}$, поэтому начальные

значения σ_{20} оказались зависящими от числа Маха

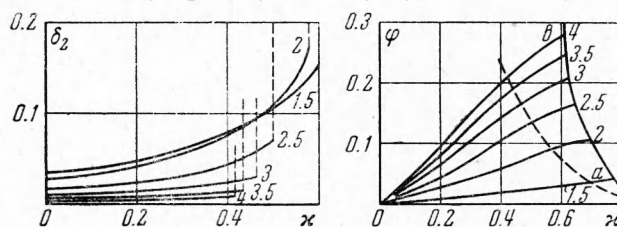
$$\sigma_2 = \frac{\sigma_{20}}{\sqrt{P}} \exp \left[b_2 \left(1 - \frac{1}{Pv} \right) \right], \quad b_2 = 8.5 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \mu_3^2 \right)$$

$$\sigma_{20} = \sigma_0 \left(\frac{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\mu_3^2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\mu^2} \right)^{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} \exp \left(\frac{1-\gamma}{2} b \mu_3^2 \right) \quad (22)$$

$$\delta_2 = \frac{l \sigma_{20} H_0^2}{\rho_2 u_2 c^2} = \delta \exp \left(\frac{1-\gamma}{2} b \mu_3^2 \right) \left(\frac{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\mu^2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)\mu_3^2} \right)^{\frac{1+4\gamma}{2(\gamma-1)}}$$

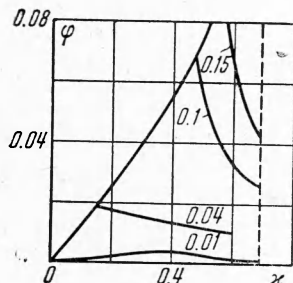
Пунктир на фиг. 8 соответствует значениям $\kappa = \kappa_+$. Слева от $\kappa = \kappa_+$ кривые $\delta_2(\mu_3)$ стремятся к конечному пределу. Между пунктиром и кривой

$a-b$, соответствующей уравнению (16), $\delta_2 \rightarrow \infty$. Однако, если учесть трение, то δ_2 будет всегда конечным. При истечении сверхзвукового потока из трубы возникает сложная система скачков уплотнения. За-



Фиг. 8

метим, что давление, которое бы возникло при торможении вытекающего потока в прямой ударной волне, должно быть больше внешнего. Если это не выполняется, то в середине трубы возникает ударная волна в таком месте, что внутреннее и внешнее давления на выходе из трубы становятся равными.



Фиг. 9

Из фиг. 8 следует, что для больших μ и $\delta \rightarrow \infty$ к. п. д. сверхзвукового генератора становится выше, чем в случае $\mu < 1$. Если же сравнивать генераторы одинаковой длины при одних и тех же параметрах торможения, то по (22) имеем $\delta_2 \ll \delta$; поэтому в практически интересных случаях дозвуковые режимы оказываются выгоднее сверхзвуковых. Расчеты подтвердили необходимость учета зависимости проводимости от температуры и давления. Так, для случая $\delta = 10$, $\mu \approx 0.3$, $\alpha = 0.1$ максимум электрического к. п. д. $\approx 10\%$, а при течении с

постоянной проводимостью и без трения $\Phi_{\max} \approx 17\%$.

Институт химической физики АН СССР

Поступила 30 XI 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Neuringer J. L. Optimum Power generation from a moving plasma. J. fluid Mech., 1960, vol. 7, part 2.
2. А р а в и я Г. С. и Ш е в е л е в В. П. Термическая ионизация и электропроводность некоторых смесей и продуктов сгорания. ПМТФ, 1962, № 2.
3. С о е W. B., E i s e n C. L. The Effect of variable Plasma Conductivity on MHD Energy Converter Performance Electrical Engineering, 1960, No 12, p. 997.
4. Л а н д а у Л. Д. и Л и ф ш и ц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.
5. Х р и с т и а н о в и ч С. А., Г а л ь п е р и н В. Г., М и л л и о н щ и к о в М. Д., С и м о н о в Л. А. Прикладная газовая динамика. М., 1948.
6. А н д р и а н к и н Э. И. и С а я с о в Ю. С. Влияние внешнего магнитного поля на пограничный слой в плазме. ЖТФ, 1961, т. 31, вып. 7.
7. R o s a R. J. Physical Principles of Magnetohydrodynamic Power Generation. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, № 2.
8. Ч е к м а р е в И. Б. Установившееся течение слабо ионизованного газа между параллельными пластинами с учетом анизотропии проводимости. ПММ, 1961, т. XXV, вып. 3.
9. К и с е л е в М. И. К теории магнитогазодинамического генератора. Вестник МГУ, 1962, вып. 1.