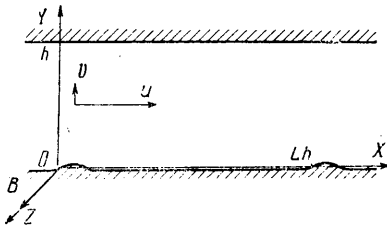


ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ЭЛЕКТРОДОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА В МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

А. Г. КОРСУН, А. Л. ЛЕВИН

(Москва)

Решена плоская задача о течении проводящего газа поперек однородного магнитного поля в магнитогазодинамическом канале с учетом эффекта Холла при малых магнитных числах Рейнольдса. Канал образован двумя длинными электродами, поперечное сечение канала слабо и периодически изменяется вдоль потока газа. Предполагается, что электромагнитные силы малы. Показано, что распределение тока в канале существенно неравномерно и на электродах могут образовываться обратные токи как при дозвуковом, так и при сверхзвуковом течениях проводящего газа. Поперечное движение газа, вызванное изменением сечения канала, приводит к увеличению джоулевых потерь энергии.



Фиг. 1

В работе [1] получено распределение тока в плоском канале, образованном бесконечными диэлектрическими стенками, при течении по нему стационарного потока плазмы поперек однородного магнитного поля. Поперечное сечение канала слабо изменяется. При взаимодействии потока с магнитным полем в канале появляются замкнутые петли тока.

1. Рассматривается плоское стационарное течение проводящего газа в канале $|X| < \infty$, $\eta h f(X) \leq Y \leq h$, образованном длинными (т. е. влияние концов не учитывается) идеально проводящими электродами (фиг. 1), где η — безразмерный малый параметр, характеризующий отклонение геометрии канала от канала постоянного сечения, $f(X)$ — периодическая вдоль X функция с периодом (hL) , причем функция $f(X)$ и ее первая производная $f'(X)$ порядка единицы. Ось абсцисс выбрана таким образом, чтобы усредненная по периоду (hL) функция $f(X)$ равнялась нулю, т. е.

$$\langle f \rangle = \frac{1}{hL} \int_0^{hL} f(X) dX = 0$$

Пренебрегается вязкостью и теплопроводностью газа, а в уравнении закона Ома — членами, пропорциональными градиентам давления и температуры электронов, а также членами, связанными со скольжением ионов, но учитывается член с эффектом Холла. Внешнее магнитное поле B_* однородно и направлено по оси Z , тока вдоль которой нет, поэтому суммарное (внешнее и индуцированное) магнитное поле B направлено вдоль Z и зависит от X и Y .

Вводятся безразмерные величины. Масштабами для плотности ρ , двух компонент скорости u и v (фиг. 1), температуры T , проводимости σ , степени ионизации α и линейных размеров приняты соответственно их средние по сечению значения ρ_* , u_* , T_* , σ_* , α_* и ширина канала h , например

$$u_* = \int_0^h u_p(0, Y) dY$$

Здесь $u_v(0, Y) = u_* u(0, y)$ — размерная величина скорости вдоль канала; x, y, z — безразмерные координаты, соответствующие размерным координатам X, Y и Z . Для магнитного поля B , плотности тока j и электрического потенциала φ масштабами служат B_* , $\sigma_* u_* B_*$ и $u_* B_* h$. Используются следующие критерии подобия: M — число Маха, A — число Альфвена, H — параметр Холла, R_m — магнитное число Рейнольдса, γ — отношение теплоемкостей

$$M^2 = \frac{u_*}{\gamma R T_*}, \quad A^2 = \frac{B_*^2}{\mu \rho_* u_*^2}, \quad H = \frac{\sigma_* m_i B_*}{\alpha_* \rho_* e}, \quad R_m = \sigma_* u_* h \mu$$

Здесь R — газовая постоянная; μ — магнитная проницаемость; e и m_i — заряд и масса иона.

В этом случае континуальное течение однократно ионизированной, квазинейтральной плазмы описывается уравнениями (1.1) и (1.2), приведенными в работе [2]. Если изменения всех безразмерных величин в канале малы по сравнению с их средними значениями, т. е. если

$$\begin{aligned} |u - 1| \lesssim \varepsilon, \quad |v| \lesssim \varepsilon, \quad |\rho - 1| \lesssim \varepsilon, \quad |T - 1| \lesssim \varepsilon \\ |B - 1| \lesssim \varepsilon, \quad |\sigma - 1| \lesssim \varepsilon, \quad |\alpha - 1| \lesssim \varepsilon, \quad |\eta| \lesssim \varepsilon, \quad (\varepsilon \ll 1) \end{aligned}$$

то эти уравнения можно линеаризовать по параметру ε и получить систему (1.3) работы [2]. При слабом воздействии электромагнитных сил на поток, т. е. при выполнении условия

$$A^2 M^2 \partial B / \partial x \ll \partial v / \partial y$$

и при малых магнитных числах Рейнольдса R_m она превращается в следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} = R_m \frac{M^2}{M^2 - 1} \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{1}{M^2 - 1} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{M^2 - 1} \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial \rho}{\partial x} = - \frac{M^2}{M^2 - 1} \frac{\partial v}{\partial y}, \quad T = \rho^{\gamma-1} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Четыре последних уравнения системы (1.1) описывают в линейном приближении поток сжимаемого газа в отсутствие электромагнитных сил. В уравнении индукции член правой части учитывает влияние изменяющейся скорости потока сжимаемого газа на распределение электромагнитных величин. В несжимаемом газе, т. е. при $M^2 \ll 1$, этот член отсутствует.

Граничные условия записываются в следующем виде. На непроницаемых для газа электродах имеем

$$v = \eta f'(x) \quad (y = 0), \quad v = 0 \quad (y = 1) \quad (1.2)$$

На идеально проводящих электродах тангенциальная составляющая напряженности электрического поля равна нулю. Если приэлектродные падения малы по сравнению с разностью потенциалов между электродами Φ_0 , то граничное условие для магнитного поля в линейном приближении

можно получить из уравнения закона Ома и записать так:

$$\partial B / \partial y = H \partial B / \partial x \quad \text{при } y = 0, \quad y = 1 \quad (1.3)$$

Как видно из полученных ниже решений, условие (1.3) выполняется при $|\varphi_0 - 1| \ll \varepsilon$. Из линеаризованной y -компоненты закона Ома можно написать следующее соотношение:

$$\int_f \frac{\partial B}{\partial x} dy = R_m \left[\int_f B dy - \varphi_0 + \int_f (u - 1) dy \right] - H [B(x, 1) - B(x, f)]$$

Отсюда определяются константы при интегрировании уравнения индукции. Следует отметить, что $\varphi_0 > 1$ соответствует режиму ускорителя, $\varphi_0 < 1$ — режиму генератора.

2. Рассматривается дозвуковое течение потока плазмы ($P^2 = 1 - M^2 > 0$).

Легко находится решение газодинамических уравнений системы (1.1). Для скорости v при граничных условиях (1.2) методом разделения переменных получается выражение

$$v = \eta \beta \sum_{h=1}^{\infty} k \frac{\text{sh}(k\beta P(y-1))}{\text{sh}(k\beta P)} [b_h \sin(k\beta x) - a_h \cos(k\beta x)] \quad (\beta = 2\pi/L)$$

Для величин u и ρ решения имеют вид

$$u = u(0, y) + \frac{\eta \beta}{2} \sum_{h=1}^{\infty} k \frac{\text{ch}(k\beta P(y-1))}{\text{sh}(k\beta P)} [a_h \sin(k\beta x) + b_h (\cos(k\beta x) - 1)]$$

$$\rho = 1 - \eta \beta \frac{1 - P^2}{P} \sum_{h=1}^{\infty} k \frac{\text{ch}(k\beta P(y-1))}{\text{sh}(k\beta P)} [a_h \sin(k\beta x) + b_h \cos(k\beta x)] \quad (2.1)$$

$$a_h = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin(k\beta x) dx, \quad b_h = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \cos(k\beta x) dx$$

Постоянная интегрирования, возникающая при получении выражения (2.1), исключается из условия $\partial \rho / \partial y = -M^2 \partial v / \partial x$, которое является y -компонентой линеаризованного уравнения движения.

Из уравнения индукции при граничных условиях (1.3) методом разделения переменных получается следующее выражение для магнитного поля

$$B = 1 - R_m \frac{\varphi_0 - 1}{1 + H^2} (x + Hy) -$$

$$- \eta \frac{R_m}{P} \sum_{h=1}^{\infty} \frac{\text{ch}(k\beta P(y-1))}{\text{sh}(k\beta P)} [a_h \cos(k\beta x) - b_h \sin(k\beta x)] +$$

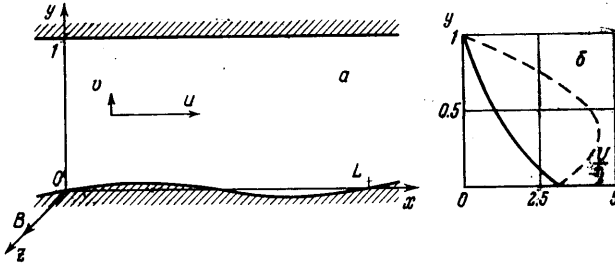
$$+ \eta \frac{R_m}{2(1 + H^2)} \sum_{h=1}^{\infty} \{ [A_h(P) e^{k\beta y} + C_h(P) e^{-k\beta y}] \cos(k\beta x) +$$

$$+ [D_h(P) e^{k\beta y} + E_h(P) e^{-k\beta y}] \sin(k\beta x) \}$$

Здесь

$$\begin{aligned} A_k(P) &= H[1 - e^{-k\beta} \operatorname{ch}(k\beta P)](Ha_k + b_k)G_k(P) + (a_k - Hb_k) \operatorname{csch}(k\beta) e^{-k\beta} \\ C_k(P) &= H[1 - e^{k\beta} \operatorname{ch}(k\beta P)](-Ha_k + b_k)G_k(P) + (a_k + Hb_k) \operatorname{csch}(k\beta) e^{k\beta} \\ D_k(P) &= H[1 - e^{-k\beta} \operatorname{ch}(k\beta P)](a_k - Hb_k)G_k(P) - (Ha_k + b_k) \operatorname{csch}(k\beta) e^{-k\beta} \\ E_k(P) &= H[1 - e^{k\beta} \operatorname{ch}(k\beta P)](a_k + Hb_k)G_k(P) + (Ha_k - b_k) \operatorname{csch}(k\beta) e^{k\beta} \\ G_k(P) &= P^{-1} \operatorname{csch}(k\beta P) \operatorname{csch}(k\beta) \end{aligned}$$

Если газ, движущийся в канале, несжимаем (т. е. $M = 0$), то члены решения, связанные с изменением сечения канала и пропорциональные η , исчезают.



Фиг. 2

В том случае, когда нижний электрод имеет форму синусоиды (Фиг. 2, а)

$$f(x) = \sin(\beta x)$$

решение записывается так:

$$v = -\eta\beta \operatorname{csch}(\beta P) \operatorname{sh}(\beta P(y-1)) \cos(\beta x) \quad (2.2)$$

$$u = u(0, y) + \eta\beta P^{-1} \operatorname{csch}(\beta P) \operatorname{ch}(\beta P(y-1)) \sin(\beta x) \quad (2.3)$$

$$\rho = 1 - \eta\beta(1 - P^2)P^{-1} \operatorname{csch}(\beta P) \operatorname{ch}(\beta P(y-1)) \sin(\beta x)$$

$$\begin{aligned} B &= 1 - R_m(\varphi_0 - 1)(1 + H^2)^{-1}(x + Hy) - \\ &\quad - R_m\eta P^{-1} \operatorname{csch}(\beta P) \operatorname{ch}(\beta P(y-1)) \cos(\beta x) - \\ &\quad - R_m\eta G_1(P)H(1 + H^2)^{-1}\{H[\operatorname{ch}(\beta P) \operatorname{sh}(\beta(y-1)) - \\ &\quad - \operatorname{sh}(\beta y)] \cos(\beta x) + [\operatorname{ch}(\beta P) \operatorname{ch}(\beta(y-1)) - \operatorname{ch}(\beta y)] \sin(\beta x)\} + \\ &\quad + R_m\eta(1 + H^2)^{-1} \operatorname{csch} \beta [\operatorname{ch}(\beta(y-1)) \cos(\beta x) - H \operatorname{sh}(\beta(y-1)) \sin(\beta x)] \end{aligned}$$

На Фиг. 2, б сплошной линией показана зависимость поперечной компоненты скорости v от y при $x = 0, L = 2, M = 0.8$.

Выражения для компонент плотности тока имеют следующий вид:

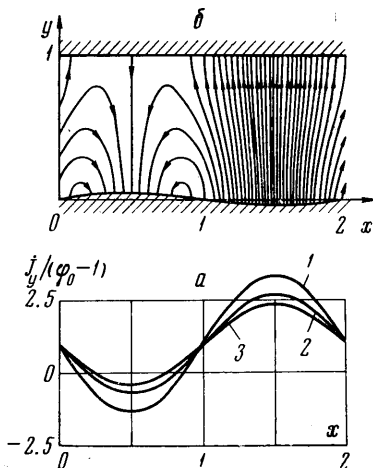
$$j_x = -\frac{H}{1 + H^2}(\varphi_0 - 1) + \eta\psi_x, \quad j_y = \frac{\varphi_0 - 1}{1 + H^2} + \eta\psi_y \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \psi_x &= -\beta \operatorname{csch}(\beta P) \operatorname{sh}(\beta P(y-1)) \cos(\beta x) - \\ &\quad - H\beta(1 + H^2)^{-1} G_1(P) \{H[\operatorname{ch}(\beta P) \operatorname{ch}(\beta(y-1)) - \operatorname{ch}(\beta y)] \cos(\beta x) + \\ &\quad + [\operatorname{ch}(\beta P) \operatorname{sh}(\beta(y-1)) - \operatorname{sh}(\beta y)] \sin(\beta x)\} + \\ &\quad + \beta(1 + H^2)^{-1} \operatorname{csch} \beta (\operatorname{sh}(\beta(y-1)) \cos(\beta x) - H \operatorname{ch}(\beta(y-1)) \sin(\beta x)) \quad (2.5) \end{aligned}$$

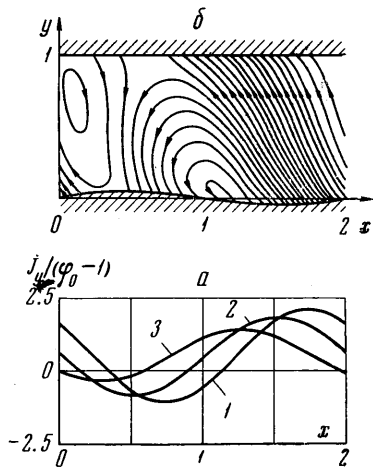
$$\begin{aligned} \psi_y &= -\beta P^{-1} \operatorname{csch}(\beta P) \operatorname{ch}(\beta P(y-1)) \sin(\beta x) - \\ &\quad - H\beta(1 + H^2)^{-1} G_1(P) \{H[\operatorname{ch}(\beta P) \operatorname{sh}(\beta(y-1)) - \operatorname{sh}(\beta y)] \sin(\beta x) - \end{aligned}$$

$$- [\operatorname{ch}(\beta P) \operatorname{ch}(\beta(y-1)) - \operatorname{ch}(\beta y)] \cos(\beta x) \} + \\ + \beta(1 + H^2)^{-1} \operatorname{csch} \beta [\operatorname{ch}(\beta(y-1)) \sin(\beta x) + H \operatorname{sh}(\beta(y-1)) \cos(\beta x)]$$

Зависимость $j_v(x)$ при $\eta / (\varphi_0 - 1) = 1$, $L = 2$, $M = 0.8$ показана для $H \ll 1$ на фиг. 3, а и для $H = 1$ — на фиг. 4, а (кривые 1, 2 и 3 соответственно $y = 0, 0.5, 1$). Линии электрического тока при тех же параметрах представлены на фиг. 3, б и фиг. 4, б. Направление тока показано стрелками для $\varphi_0 > 1$. При $H \ll 1$ (фиг. 3, б) около выпуклостей волнистого электрода образуются обратные электрические токи, которые замыкаются на этом же электроде.



Фиг. 3



Фиг. 4

На плоском электроде подобных токов не существует, но есть обратные токи другого типа, которые начинаются на нем и текут к волнистому электроду против направления общего тока. При $H = 1$ эти токи сохраняются, но несколько перекашиваются. Кроме того, на плоском электроде появляются замыкающиеся на нем обратные токи, а внутри канала — петли тока. Интересно, что одни участки электрода работают как аноды, другие участки того же самого электрода выполняют роль катода. Как видно из решения, влияние неровностей электрода на распределение тока усиливается при уменьшении величин $(\varphi_0 - 1) / \eta$ и $|1 - M^2|$. Например, при $H \ll 1$ неоднородности тока на электроде $y = 0$ сравнимы со средней плотностью тока между электродами, если

$$(\varphi_0 - 1) / \eta \sim |\beta(\operatorname{cth} \beta - P^{-1} \operatorname{cth}(\beta P))| \quad (2.6)$$

3. Далее рассматривается сверхзвуковое течение плазмы ($F^2 = M^2 - 1 > 0$). По аналогии с дозвуковым случаем для газодинамических уравнений системы (1.1) получаются следующие решения:

$$v = \eta \beta \sum_{k=1}^{\infty} k \frac{\sin(k\beta F(y-1))}{\sin(k\beta F)} [b_k \sin(k\beta x) - a_k \cos(k\beta x)], \quad \beta F \neq l\pi.$$

$$l = 1, 2, 3, \dots$$

$$u = u(0, y) - \eta \frac{\beta}{F} \sum_{k=1}^{\infty} k \frac{\cos(k\beta F(y-1))}{\sin(k\beta F)} [a_k \sin(k\beta x) + b_k (\cos(k\beta x) - 1)]$$

$$\rho = 1 + \eta\beta \frac{1 + F^2}{F} \sum_{k=1}^{\infty} k \frac{\cos(k\beta F(y-1))}{\sin(k\beta F)} [a_k \sin(k\beta x) + b_k \cos(k\beta x)]$$

Величина магнитной индукции определяется выражением

$$B = 1 - R \frac{\varphi_0 - 1}{1 + H^2} (x + Hy) + \eta \frac{R_m}{F} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(k\beta F(y-1))}{\sin(k\beta F)} [a_k \cos(k\beta x) - b_k \sin(k\beta x)] + \eta \frac{R_m}{2(1 + H^2)} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ [A_k(F) e^{k\beta y} + C_k(F) e^{-k\beta y}] \cos(k\beta x) + [D_k(F) e^{k\beta y} + E_k(F) e^{-k\beta y}] \sin(k\beta x) \right\}$$

Здесь

$$\begin{aligned} A_k(F) &= H[e^{-k\beta} \cos(k\beta F) - 1] (Ha_k + b_k) G_k(F) + (a_k - Hb_k) \operatorname{csch}(k\beta) e^{-k\beta} \\ C_k(F) &= H[e^{k\beta} \cos(k\beta F) - 1] (-Ha_k + b_k) G_k(F) + (a_k + Hb_k) \operatorname{csch}(k\beta) e^{k\beta} \\ D_k(F) &= H[e^{-k\beta} \cos(k\beta F) - 1] (a_k - Hb_k) G_k(F) - (Ha_k + b_k) \operatorname{csch}(k\beta) e^{-k\beta} \\ E_k(F) &= H[e^{k\beta} \cos(k\beta F) - 1] (a_k + Hb_k) G_k(F) + (Ha_k - b_k) \operatorname{csch}(k\beta) e^{k\beta} \\ G_k(F) &= F^{-1} \operatorname{csc}(k\beta F) \operatorname{csch}(k\beta) \end{aligned}$$

Это решение для электрода, имеющего форму синусоиды $f(x) = \sin(\beta, x)$, упрощается

$$v = -\eta\beta \operatorname{csc}(\beta F) \sin(\beta F(y-1)) \cos(\beta x) \quad (3.1)$$

$$u = u(0, y) - \eta\beta F^{-1} \operatorname{csc}(\beta F) \cos(\beta F(y-1)) \sin(\beta x)$$

$$\rho = 1 + \eta\beta (1 + F^2) F^{-1} \operatorname{csc}(\beta F) \cos(\beta F(y-1)) \sin(\beta x) \quad (3.2)$$

$$B = 1 - R_m (\varphi_0 - 1) (1 + H^2)^{-1} (x + Hy) + R_m \eta F^{-1} \operatorname{csc}(\beta F) \cos(\beta F(y-1)) \cos(\beta x) + R_m \eta G_1(F) H (1 + H^2)^{-1} \{H[\cos(\beta F) \operatorname{sh}(\beta(y-1)) - \operatorname{sh}(\beta y)] \cos(\beta x) + [\cos(\beta F) \operatorname{ch}(\beta(y-1)) - \operatorname{ch}(\beta y)] \sin(\beta x)\} + R_m \eta (1 + H^2)^{-1} \operatorname{csch} \beta [\operatorname{ch}(\beta(y-1)) \cos(\beta x) - H \operatorname{sh}(\beta(y-1)) \sin(\beta x)]$$

На фиг. 2, б штриховой линией дана зависимость $v = v(y)$ при $x = 0$, $L = 2$, $M = 1.25$. Плотности токов находились из соотношений (2.4), где ψ_x и ψ_y имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi_x &= -\beta \operatorname{csc}(\beta F) \sin(\beta F(y-1)) \cos(\beta x) + \\ &+ H\beta (1 + H^2)^{-1} G_1(F) \{H[\cos(\beta F) \operatorname{ch}(\beta(y-1)) - \operatorname{ch}(\beta y)] \cos(\beta x) + \\ &+ [\cos(\beta F) \operatorname{sh}(\beta(y-1)) - \operatorname{sh}(\beta y)] \sin(\beta x)\} + \\ &+ \beta (1 + H^2)^{-1} \operatorname{csch} \beta [\operatorname{sh}(\beta(y-1)) \cos(\beta x) - H \operatorname{ch}(\beta(y-1)) \sin(\beta x)] \end{aligned} \quad (3.3)$$

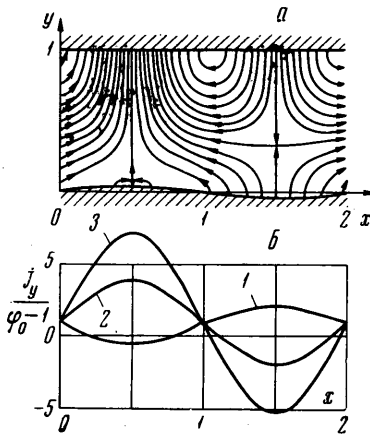
$$\begin{aligned} \psi_y &= \beta F^{-1} \operatorname{csc}(\beta F) \cos(\beta F(y-1)) \sin(\beta x) + \\ &+ H\beta (1 + H^2)^{-1} G_1(F) \{H[\cos(\beta F) \operatorname{sh}(\beta(y-1)) - \operatorname{sh}(\beta y)] \sin(\beta x) - \\ &- [\cos(\beta F) \operatorname{ch}(\beta(y-1)) - \operatorname{ch}(\beta y)] \cos(\beta x)\} + \\ &+ \beta (1 + H^2)^{-1} \operatorname{csch} \beta [\operatorname{ch}(\beta(y-1)) \sin(\beta x) + H \operatorname{sh}(\beta(y-1)) \cos(\beta x)] \end{aligned}$$

Зависимость $j_y(x)$ в сверхзвуковом течении при $\eta / (\varphi_0 - 1) = 1$, $L = 2$, $M = 1.25$ показана на фиг. 5, б для $H \ll 1$ и для $H = 1$ на фиг. 6, а (кривые 1, 2 и 3 соответствуют $y = 0$, $y = 0.5$ и $y = 1$). Линии электрического тока изображены на фиг. 5, а и фиг. 6, б. Направление тока показано стрелками для $\varphi_0 > 1$. При $H \ll 1$ внутри канала появляются узлы тока, в которых плотность тока равна нулю. При $H = 1$ эти узлы размываются, и вблизи их образуются области, в которых плотность тока значительно меньше, чем в других местах межэлектродного промежутка¹.

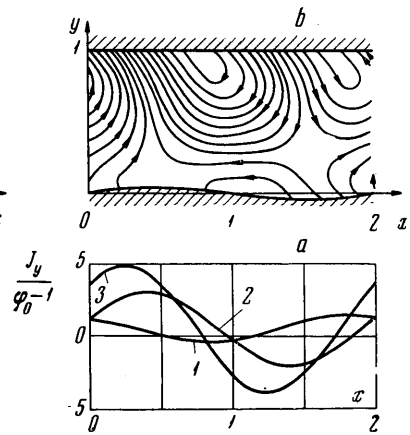
Для сверхзвука можно получить аналогично формуле (2.6) выражение

$$(\varphi_0 - 1) / \eta \sim |\beta(\operatorname{cth} \beta + F^{-1} \operatorname{ctg}(\beta F))|$$

которое получается из условия равенства амплитуды неоднородности тока на электроде $y = 0$ средней плотности тока между электродами.



Фиг. 5



Фиг. 6

4. Джоулева диссипация на участке канала длиной L в до- и сверхзвуковом потоке определяется выражением

$$q = L \frac{(\varphi_0 - 1)^2}{1 + H^2} + \eta^2 \int_0^1 \int_0^L (\psi_x^2 + \psi_y^2) dx dy$$

Потери энергии на нагрев в магнитогазодинамическом канале переменного сечения больше, чем в канале постоянного сечения. Как и в канале, образованном непроводящими стенками [1], эти дополнительные потери связаны со сжимаемостью среды. Объясняются они тем, что возмущение поля скоростей сжимаемого потока приводит к искривлению линий электрического тока и их удлинению, а при некоторых условиях — и к образованию петель тока, замыкающихся внутри канала или через электроды. Если в канале движется несжимаемая жидкость, то неровности на поверхности электрода не приводят к возмущению линий электрического тока и к возрастанию джоулевых потерь, так как при $M \rightarrow 0$ $\psi_x \rightarrow 0$ и $\psi_y \rightarrow 0$.

Возмущения в распределении токов связаны с возмущениями напряженности внешней электрического поля $-\nabla\varphi$ и индуцированного $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$.

Например, в простейшем случае при $H \ll 1$, $R_m \ll 1$ и $u(0, y) = 1$ безразмерные величины плотности тока для дозвукового и сверхзвукового

¹ Плотность линий электрического тока на фиг. 3, б, 4, б, 5, а и 6, б пропорциональна плотности тока.

потока, используя выражения (2.4), (2.5) и (3.3), можно представить в следующем виде:

$$j_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} - u, \quad j_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} + v$$

$$-\varphi = \varphi_0(y-1) + \eta \operatorname{sh}(\beta(y-1)) \operatorname{csch} \beta \sin(\beta x)$$

а величины v и u определяются формулами (2.2) и (2.3) при $M < 1$ и (3.1), (3.2) при $M > 1$. Для случая $M < 1$ знак возмущения плотности тока определяется возмущениями индуцируемого поля $v \times B$, которые лишь частично компенсируются электрическим полем. Хотя около выпуклостей электрода напряженность электрического поля больше, чем около впадин, плотность тока на выпуклостях может быть не только меньше, но даже менять направление на противоположное, как это имеет место на фиг. 3. При $M > 1$ картина усложняется из-за того, что поле скоростей определяется взаимодействием волн, образующихся на неровностях нижнего электрода и отраженных от верхнего электрода.

Так как плотность теплового потока в электроды растет с ростом плотности тока¹, то концентрация тока во впадинах электрода, показанная на фиг. 3—6, может приводить к ускоренному увеличению этих впадин, а следовательно, к разрушению электрода.

Поступило 20 VIII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б. Джоулевы потери в канале переменного сечения, обусловленные сжимаемостью газа. ПМТФ, 1968, № 4.
2. Корсун А. Г. Течение в канале проводящего газа с большим магнитным числом Рейнольдса в линейном приближении. ПМТФ, 1968, № 5.

¹ Лёвин А. Л. Исследование переноса энергии от плазмы к твердой поверхности при наличии магнитного поля. Сб. «Вопросы физики низкотемпературной плазмы». Минск, «Наука и техника», 1970.