

7. Белоцерковский С. М., Ульянов Б. И., Хоменко В. С. Некоторые вопросы методики замера мгновенных давлений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.
8. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. К определению коэффициентов вращательных производных в аэродинамических трубах. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 3.
9. Назаренко В. В. Экспериментальное исследование распределения давления на плоском колеблющемся профиле в сверхзвуковом потоке. Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1283.
10. Лайтхилл М. Колебания профилей при больших числах M . Сб. перев. «Механика», 1954, № 5.
11. Pearcey H. H. Some effects of shock-induced separation of turbulent boundary layers on transonic flow past airfoils. Proc. N.P.L., Sympos. on Boundary Layer Effects in Aerodynamics, 1955.

УДК 538.4:621.362+538.4:621.384.6

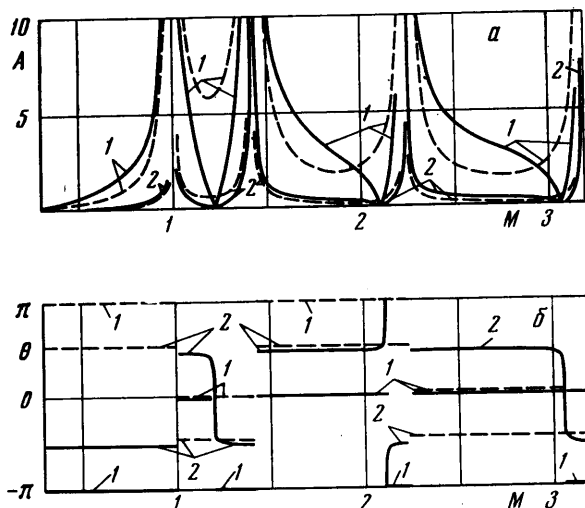
АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ТОКА И ДЖОУЛЕВА ДИССИПАЦИЯ В КАНАЛЕ С ВОЛНИСТЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

А. Л. ЛЕВИН

(Москва)

Рассмотрены амплитудно-фазовые соотношения для тока в канале, образованном плоским и слабоизменяющимся синусоидальным электродами, при течении по нему дозвукового или сверхзвукового плоского электропроводящего потока. Приведены распределения токов между электродами. Вычислена величина джоулевых потерь в зависимости от числа Маха, параметра Холла и периода волнистого электрода.

Рассмотренная задача моделирует течение в магнитогидродинамических каналах,



Фиг. 1

когда на электродах имеют место неровности, специально созданные или возникающие, например, при горении разряда.

В работе [1] для дозвукового течения была рассчитана джоулева диссипация в канале, образованном длинными диэлектрическими стенками со слабо изменяющейся синусоидальной геометрией.

1. В данной статье произведены расчеты по формулам работы [2], в которой рассматривалось плоское стационарное течение электропроводящего газа в канале с учетом эффекта Холла, но пренебрегалось вязкостью и теплопроводностью газа; считалось, что разность потенциалов между электродами ϕ_0 мало отличается от индуцированного на них потоком напряжения и значительно превышает приэлектродные падения.

Используя формулы (2.4), (2.5) и (3.3) работы [2], можно написать для тока j_y следующее безразмерное выражение:

$$\frac{j_y}{\varphi_0 - 1} = \frac{1}{1 + H^2} + \frac{\eta}{\varphi_0 - 1} A \sin(\beta x - \theta) \quad (1.1)$$

Здесь η — амплитуда волнистости электрода, $\beta = 2\pi/L$, где L — период электрода. Зависимость амплитуды A и фазового угла θ на электродах от числа Маха M показана на фиг. 1, *a, б* для волнистого электрода $y = 0$ с периодом $L = 2$ сплошной линией, для плоского электрода $y = 1$ — штриховой. Кривые 1 и 2 соответствуют значениям параметра Холла $H = 0$ и $H = 10$.

При изменении числа Маха в области $0 \leq M < 1$ фазовый угол θ практически постояен. При $M > 1$ вертикальные асимптоты для амплитуды тока определены соотношением

$$M_n^2 = 1 + 1/4(nL)^2 \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.2)$$

При различных L изменяется только положение асимптот (1.2) вдоль оси M , а характер кривых между ними остается тем же. С ростом M часть каждой области между асимптотами, в которой величина $\theta > 0$ для $y = 0$, расширяется за счет оставшейся части, где $\theta < 0$.

Из фиг. 1, *б* видно, что существуют две группы областей

$$M_{2n} < M < M_{2n+1} \quad (1.3)$$

$$M_{2n+1} < M < M_{2n+2} \quad (1.4)$$

которые отличаются тем, что в группе (1.3) угол θ для $y = 0$ убывает, а в группе (1.4) — возрастает. При переходе от областей (1.3) к (1.4) величина θ для верхнего электрода при $H \neq 0$ меняет знак.

Выбирая в разных областях одной и той же группы фазовые углы токов для соответствующих электродов одного и того же знака, можно получить примерно одинаковые распределения токов на электродах.

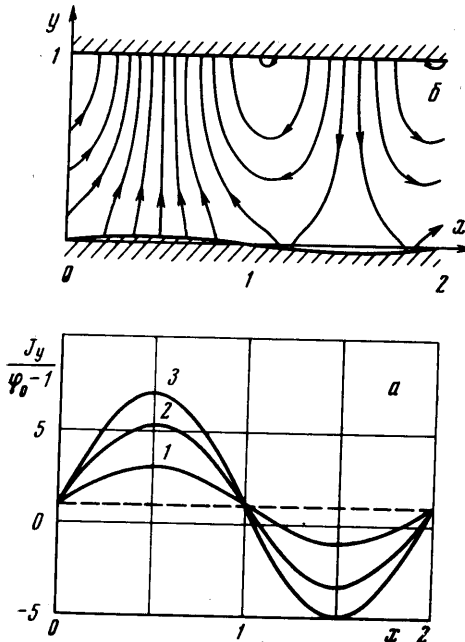
Однако их распределения в канале между электродами будут отличаться друг от друга, так как согласно формуле (3.1) работы [2] поперечная скорость v меняет свой профиль вдоль оси y в зависимости от M , а искривление линий электрического тока определяется взаимодействием скорости v и магнитного поля.

Даже для одной и той же области при изменении знака угла θ распределение токов изменяется и на электродах и в канале, как видно из сравнения фиг. 5 работы [2] с фиг. 2, которая построена для $M = 1.15$, $H = 0$, $L = 2$, $\eta(\varphi_0 - 1)^{-1} = 1$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $y = 0, 0.5, 1$. Плотность линий электрического тока пропорциональна плотности тока, направление которого показано стрелками для $\varphi_0 > 1$. При учете эффекта Холла линии тока перекашиваются, как показано на фиг. 6 работы [2] для $H = 1$.

На фиг. 2 имеют место обратные токи на электродах. Согласно формуле (1.1) эти токи на каком-либо электроде образуются при

$$A > |\varphi_0 - 1|(\eta(1 + H^2))^{-1} \quad (1.5)$$

В противном случае на этих участках получают минимумы тока. Например, для $H = 0$, $\eta = |\varphi_0 - 1|$ в области $M < 1$ обратные токи, показанные на фиг. 3 работы [2], не возникают на выступах нижнего электрода при $M \leq 0.63$, на верхнем электроде — при $M \leq 0.75$. В области исследованных чисел $M > 1$ (фиг. 1, *a*) обратные токи могут исчезнуть только на волнистом электроде, на плоском они всегда присутствуют.



Фиг. 2

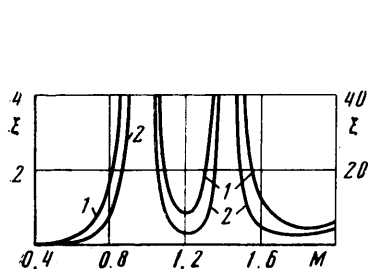
ные на фиг. 3 работы [2], не возникают на выступах нижнего электрода при $M \leq 0.63$, на верхнем электроде — при $M \leq 0.75$. В области исследованных чисел $M > 1$ (фиг. 1, *a*) обратные токи могут исчезнуть только на волнистом электроде, на плоском они всегда присутствуют.

2. Согласно выражениям (2.4), (2.5) и (3.3) работы [2] была рассчитана диссипация q , приходящаяся на единицу длины канала

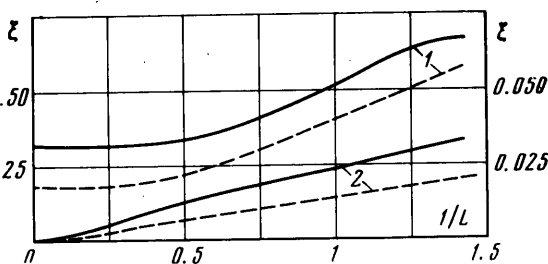
$$\xi = \frac{1}{\eta^2} \left(q - \frac{(\varphi_0 - 1)^2}{1 + H^2} \right), \quad q = \frac{1}{L} \int_0^1 \int_0^L (j_x^2 + j_y^2) dx dy \quad (2.1)$$

Зависимость величины ξ от числа Маха для дозвукового (шкала слева) и сверхзвукового (шкала справа) и потоков при $L = 2$ изображена на фиг. 3, из которой видно, что джоулева диссипация для дозвука возрастает при $M \rightarrow 1$, а для сверхзвука возрастает при приближении к асимптотам (1.2). Кривые 1 и 2 соответствуют параметрам Холла $H = 0$ и $H = 10$.

Влияние периода волнистой стенки L на тепловые потери (2.1) показано на фиг. 4 для дозвукового течения и на фиг. 5 для сверхзвука. Кривые 1 и 2 отвечают параметрам $H = 0$ и $H = 10$. На фиг. 4 штриховая линия соответствует $M = 0.4$



Фиг. 3



Фиг. 4

(шкала справа), а сплошная — $M = 0.8$ (шкала слева). На фиг. 5 штриховая и сплошная линии относятся к $M = 1.15$ и $M = 1.25$ соответственно. Джоулева диссипация возрастает с убыванием L для дозвукового потока, а для сверхзвукового имеются вертикальные асимптоты (1.2).

Согласно фиг. 3, 4, 5 тепловые потери убывают с возрастанием эффекта Холла.

Выражая плотность тока из линеаризованного закона Ома, соотношение (2.1) для q можно записать в виде

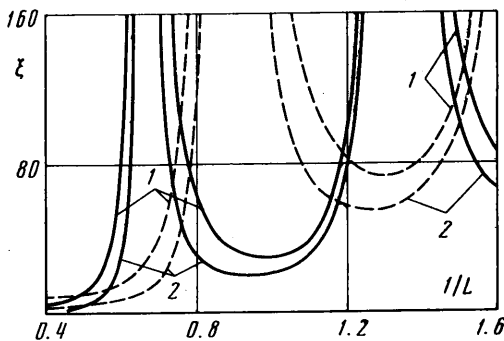
$$q = \frac{1}{L(1 + H^2)} \int_0^1 \int_0^L (\omega^2 + E^2 + 2(E_x v - E_y u)) dx dy \quad (2.2)$$

Таким образом, джоулева диссипация определяется кинетической энергией потока, энергией электрического поля и перекрестными членами, зависящими от электрического поля E и скорости потока ω ($E^2 = E_x^2 + E_y^2$, $\omega^2 = u^2 + v^2$).

Используя выражения (2.3) — (2.5) и (3.1) — (3.3) работы [2], можно показать, что при $H = 0$ величина тепловых потерь определяется главным образом первым слагаемым под знаком интеграла в равенстве (2.2). С возрастанием параметра Холла H вклад кинетической энергии потока в диссипацию убывает $\sim (1 + H^2)^{-1}$, а вклад энергии электрического поля возрастает $\sim H^6 (1 + H^2)^{-3}$. Интересно отметить, что при $L \rightarrow \infty$ выражение (2.1) для ξ стремится к конечной величине

$$\xi \rightarrow M^4 (2(1 - M^2)^2 (1 + H^2))^{-1} \quad (2.3)$$

(см. фиг. 4 и фиг. 5). Это соответствует и для дозвукового и для сверхзвукового по-



Фиг. 5

токов согласно формулам (2.4), (2.5) и (3.3) работы [2] следующей конфигурации токов:

$$j_x = -\frac{H}{1+H^2} \left(\varphi_0 - 1 + \frac{M^2}{M^2-1} \sin(\beta x) \right),$$

$$j_y = \frac{1}{1+H^2} \left(\varphi_0 - 1 + \frac{M^2}{M^2-1} \sin(\beta x) \right).$$

Поступило 13 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б. Джоулевы потери в канале переменного сечения, обусловленные сжимаемостью газа. ПМТФ, 1968, № 4.
2. Корсун А. Г., Лёвин А. Л. Влияние формы электродов на распределение тока в магнитогидродинамическом канале. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 6.

УДК 621.315:536.2

ЭЛЕКТРОКОНВЕКЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. В. ПУЯТ

(Пуя)

Рассматривается образование объемных зарядов в диэлектрических жидкостях при переменном электрическом поле с учетом зависимости электрической проводимости среды от температуры. Приводятся результаты экспериментальных исследований электроконвекции между плоскопараллельными электродами в переменном электрическом поле.

В экспериментальных исследованиях теплоотдачи в диэлектрических жидкостях от нагретой тонкой проволоки при больших напряжениях переменного электрического поля [1] установлено сильное увеличение коэффициента теплоотдачи. Полученные экспериментальные результаты, особенно в неполярных жидкостях, не удается объяснить воздействием электрострикционных сил. В некоторых случаях возникают эффекты переноса тепла в переменном электрическом поле намного превышающие значения, которые можно ожидать из-за изменений зависимости диэлектрической постоянной ϵ от температуры.

Расчеты показали, что, учитывая зависимость электрической проводимости σ от температуры, в жидких технических диэлектриках с временем релаксации $\epsilon_0 \epsilon / \sigma = 2$ сек уже при времени, которое соизмеримо с полупериодом промышленной частоты переменного поля, можно ожидать возникновения свободных объемных зарядов. В начальный момент времени после включения напряжения объемные заряды расположены так, что они способствуют возникновению электроконвекции.

При изменении параметров по гармоническому закону уравнение непрерывности заряда можно представить так:

$$j \epsilon_0 \epsilon \omega \rho^* + \sigma \nabla \cdot \mathbf{E}^* + \mathbf{E}^* \nabla \sigma = 0 \quad (1)$$

Здесь \mathbf{E}^* и ρ^* — комплексные амплитуды напряженности электрического поля и свободных объемных зарядов, ω — круговая частота.

Учитывая, что $\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}^*) = \rho^*$ при постоянном ϵ согласно (1) можно получить, что

$$\rho^* = -\frac{\epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}^* \nabla \sigma}{j \epsilon_0 \epsilon \omega + \sigma} \quad (2)$$