

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОТОКА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКОВ В МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

А. Л. ЛЕВИН

(Москва)

Проведено экспериментальное исследование влияния магнитного поля на распределение токов на плоском сплошном аноде, расположенном напротив катода в прямоугольном магнитогазодинамическом канале с внешним поперечным магнитным полем. Измерены распределения концентрации заряженных частиц и электронной температуры вблизи выходного среза электродов. Вычислено распределение электропроводности в потоке. Распределение концентрации электронов вдоль канала объясняется амбиполярной диффузией плазмы на стенки.

Для интерпретации результатов по распределению токов была решена в линейном приближении методом интегральных соотношений задача о течении с постоянной скоростью газа переменной электропроводности поперек магнитного поля в плоском магнитогазодинамическом канале постоянного сечения, образованном электродами конечной длины и изоляторами. Учитывался эффект Холла.

Эксперименты по исследованию влияния внешнего магнитного поля на распределение токов на плоских секционированных коротких электродах в магнитогазодинамическом ускорителе описаны в [1].

В предлагаемой статье использовались сплошные длинные электроды, применение которых позволило избежать побочных эффектов, связанных с привязками тока к краям электродных секций, и заметить некоторые особенности в распределении плотности токов на аноде.

1. Эксперименты проводились на установке, схема которой приведена в [2]. Установка состояла из источника плазмы (плазмотрона) [3], струя из которого через сверхзвуковое сопло поступала в магнитогазодинамический канал и ускорялась там взаимно перпендикулярными электрическим и внешним магнитным полями. Ускорительный канал имел прямоугольное поперечное сечение и был образован плоскими сплошными анодом и катодом, продолжением которых вверх и вниз по потоку служили изоляционные пластины, и боковыми диэлектрическими стенками. Анод и катод ускорителя длиной 106 мм располагались напротив друг друга на расстоянии $h=50$ мм. Анод представлял собой пластину шириной $b=40$ мм, толщиной $t=1$ мм из нержавеющей стали марки X18H10T, зависимость удельного сопротивления ρ которой от температуры определялась экспериментально. Катод охлаждался. Внешнее магнитное поле B , поперечное каналу, было однородным.

Из ускорительного канала поток аргона при расходе 0.51 г/сек входил в измерительную камеру, давление в которой $5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Ток плазмотрона 220 а при мощности 8 квт.

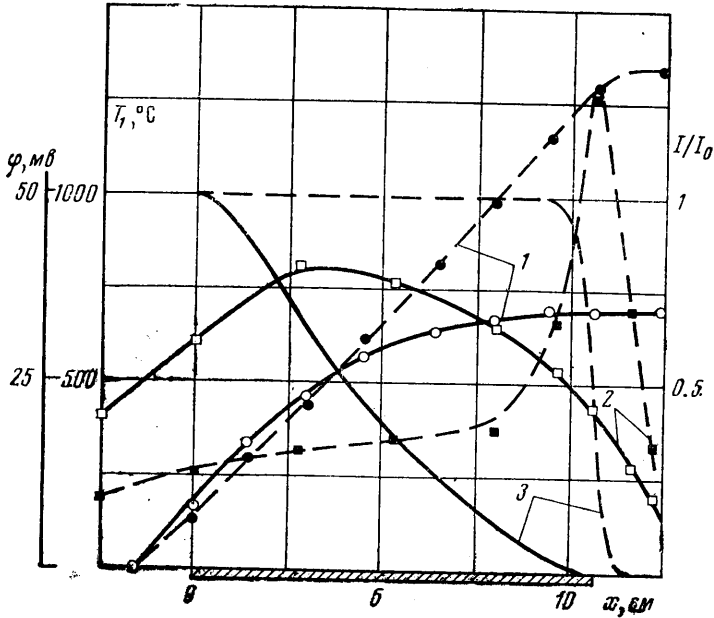
Распределение протекающей через границу электрод — плазма плотности тока j определялось путем измерения потенциала ϕ и температуры T_1 электрода по оси x , которая везде направлена вниз по потоку. Плотность тока вычислялась по формулам

$$(1.1) \quad j = -1 / b \Delta I / \Delta x, \quad I = -bt / \rho \Delta \phi / \Delta x$$

Здесь I — протекающий по электроду ток. В (1.1) предполагается, что ось y направлена от электрода к плазме.

Величины температур электрода, измеряемые хромель-алюмелевыми термопарами, записывались на шлейфном осциллографе; распределение потенциалов φ регистрировалось милливольтметрами типа М-82, шкалы которых фотографировались. Измерение потенциала на аноде ускорителя электронным осциллографом показало, что разряд на нем горит устойчиво.

Результаты распределения тока на аноде ускорителя представлены на фиг. 1. На оси x показано расположение анода, к верхней по потоку кромке которого подсоединен источник электропитания. Сплошные линии от-



Фиг. 1

носятся к полю $B \approx 0$, которое точно не равно нулю из-за остаточного магнетизма электромагнита, штриховые — к $B = 200$ гс. Кривые 1, 2, 3 характеризуют изменение вдоль анода абсолютных величин φ , T_1 и отношения протекающего по электроду тока I к току ускорителя I_0 . Мощность ускорителя $W = 300$ вт для $B \approx 0$ и $W = 800$ вт для $B = 200$ гс при токе $I_0 = 20$ а, который поддерживался с точностью до 1 а от одного эксперимента к другому. Плотность тока на границе электрод — плазма, пропорциональная согласно (1.1) тангенсу наклона кривых 3 к оси x , не изображена на фигурах. Максимум плотности тока совпадает с наибольшей температурой электрода. Кривые вне электрода дают распределения вышеуказанных параметров на отогнутых концах пластины, из которой сделан анод.

Магнитное число Рейнольдса $R_m = \mu c_i h = 0.2$ и параметр Холла $H = \omega_e \tau_e = 20$ вычислялись для $B = 200$ гс на входе в ускоритель при степени ионизации $\alpha = n / (n + n_a) = 0.3\%$, электронной температуре $T_e = 10000^\circ$ К и скорости потока из плазмотрона $u = 2.5 \cdot 10^3$ м/сек [2, 3], $h = 5 \cdot 10^{-2}$ м. Здесь μ — магнитная проницаемость, ω_e — циклотронная частота электронов, $\tau_e = (v_{ei} + v_{ea})^{-1}$, n и n_a — концентрации ионов и атомов. Проводимость потока σ и частоты столкновений электронов с ионами v_{ei} и атомами v_{ea} рассчитывались также, как в п. 2.

Распределение токов на аноде (фиг. 1) можно объяснить следующим образом. Струя из плазмотрона поступает в неработающий ускоритель и начинает деионизоваться как в объеме, так и на электродах и стенках ка-

нала, т. е. ее проводимость уменьшается вниз по потоку. Разряд, затем зажженный в межэлектродном ускорителе, горит при $V \approx 0$ около передней по потоку кромки анода, где проводимость больше (сплошная линия 3 на фиг. 1). При возрастании магнитного поля эффект Холла сдвигает максимум плотности тока на выходной срез анода. Ток ускорителя производит дополнительную ионизацию, которая наиболее интенсивна там, где происходит концентрация тока. Поэтому протекание разрядного тока усиливает неравномерность распределения проводимости в ускорителе [4].

При $V \approx 0$ максимум плотности тока располагается не на самой передней кромке анода, а несколько сдвинут внутрь ускорителя (фиг. 1). Такое положение максимума объясняется противоположным влиянием двух факторов: числа R_m , которое смещает ток вниз по потоку [5, 6], и градиента электропроводности струи вдоль канала, как видно из сравнения членов с $\partial V / \partial x$ в (3.1) при условии, что коэффициенты при $\partial V / \partial x$ зависят только от x .

2. Для оценки изменения проводимости газа вдоль канала было измерено распределение электронной концентрации n_e (сплошные линии) и температуры T_e (штриховые линии) одиночным зондом Ленгмюра около выходного среза электродов ускорителя в плоскости, равноотстоящей от его боковых стенок (фиг. 2). Ускоритель работал без источника плазмы. Расход аргона $G = 0.325$ г/сек, $V = 200$ гс, $I_0 = 40$ а, напряжение между электродами ускорителя 75 в, длина которых 300 мм, ширина $b = 50$ мм. Зонд изготовлялся из молибденовой проволоки диаметром 0.16 мм, длиной 3.1 мм. Величины n_e и T_e получались из обработки ионных ветвей зондовых характеристик, на которые магнитное поле оказывало слабое влияние. Длина свободного пробега и ларморовский радиус ионов были значительно больше диаметра зонда. Ларморовский радиус электронов также превышал его диаметр.

Кривые 1, 2 и 3 характеризуют распределение n_e и T_e на расстояниях 5, 25 и 45 мм от анода ускорителя при $h = 50$ мм. Наибольшая плотность заряженных частиц около катода объясняется прижатием плазмы к катоду ускорителя токами Холла [7]. Возрастание n_e около анода можно объяснить ионизацией в прианодном слое [8]. Плазма существенно неравновесная, так как температура ионов и атомов, измеренная оптическим способом, $T \approx 2000^\circ$ К.

Как следует из сравнения результатов настоящей работы и [2], электронная температура в ускорителе без источника плазмы превышает температуру T_e в ускорителе с источником, где $T_e \approx 20000^\circ$ К.

Электропроводность струи аргоновой плазмы вдоль оси x вычислялась согласно [9] для усредненных по поперечному сечению канала величин n_e и T_e (фиг. 3) по формуле

$$(2.1) \quad \sigma = K_\sigma n_e e^2 / (9 \cdot 10^9 m_e v_{ea} (1+p))$$

Здесь безразмерный коэффициент K_σ зависит от величин $p = v_{ei} / v_{ea}$ и T_e ; e и m_e — заряд и масса электрона. При расчете v_{ei} и v_{ea} использовались транспортные сечения, усредненные по максвелловскому распределению электронов [10, 11]. Все величины в правой части (2.1) выражены в системе единиц CGSE, σ в мо/м.

Согласно расчетам величина $(v_{ea} + v_{ei})$ постоянна в пределах $\sim 10\%$ вдоль оси x , коэффициент K_σ слабо изменяется в условиях экспериментов, поэтому проводимость определяется главным образом концентрацией электронов n_e .

При определении n_e и T_e распределение тока на электродах ускорителя не измерялось, но визуальный осмотр их показал, что разряд горел на передней по потоку части катода и конце анода, т. е. качественно результа-

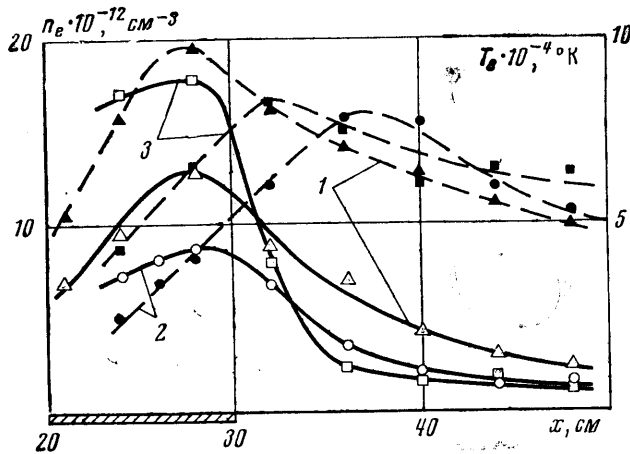
ты экспериментов совпадают с расчетами [4], где отмечено возрастание электронной температуры в областях повышенной плотности тока.

Для объяснения распределения заряженных частиц вне электродной зоны вдоль оси x рассматривается изменение концентрации ионов $n=n_e$ в канале прямоугольного поперечного сечения с размерами h и b , по которому течет поток ионизованного газа с постоянной скоростью u . Пренебрегается ионизацией и деионизацией заряженных частиц в объеме и предполагается, что в канале отсутствуют токи и магнитные поля.

Так как длина свободного пробега иона (~ 0.2 мм) значительно меньше поперечного размера канала (~ 50 мм), то для ионов имеет место следующее уравнение диффузии:

$$(2.2) \quad u \frac{\partial n}{\partial x} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + D_a (\frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2})$$

показывающее, что концентрация ионов в потоке уменьшается из-за нейтрализации их на стенках канала, куда ионы движутся под действием амбиполярной диффузии (D — коэффициент диффузии, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии). Считается, что вдоль оси x имеет место не амбиполярная, а обычная диффузия ионов, так как в бесконечном потоке квазинейтральной плазмы отсутствуют продольные макроскопические электрические поля.



Фиг. 2

Коэффициенты диффузии ионов и амбиполярной диффузии вычислялись по формулам [10]

$$(2.3) \quad D = 2kT / (m(v_{ii} + v_{ia})), \quad D_a = 2k(T_e + T) / (m(v_{ii} + v_{ia}))$$

$$v_{ii} = \frac{8\pi^{1/2}}{3m^{1/2}} \frac{e^4 n}{(kT)^{3/2}} \ln \left(\frac{(kT)^{1/2}}{1.78e^3 (\pi n)^{1/2}} \left(\frac{T_e}{T_e + T} \right)^{1/2} \right), \quad v_{ia} = n_a \langle Q_{ia} \rangle \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}.$$

Здесь k — постоянная Больцмана, m — масса иона, v_{ii} и v_{ia} — частоты столкновений ионов с ионами и атомами, усредненные по максвелловскому распределению ионов и выраженные в системе единиц CGSE; $n_a = (1 - \alpha)G / (ubh)$. Эффективное сечение $\langle Q_{ia} \rangle$ усреднялось следующим образом:

$$\langle Q_{ia} \rangle = \frac{8}{3} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{11605}{2T} \right)^3 \int_0^\infty q_{ia}(y) y^5 \exp \left(- \frac{11605}{2T} y^2 \right) dy$$

где $q_{ia}(y)$ — сечение перезарядки при столкновении иона с атомом, приведенное ниже для резонансной перезарядки в аргоне из [12]; $y=E^{1/2}$; $E=mV^2/2$ — выраженная в эв энергия иона, налетающего на атом со скоростью V

$y, \text{эв}^{1/2}$	0	1.43	4.29	7.14	10.0	14.29	20.0	30.09
$q_{ia} \cdot 10^{16}, \text{см}^2$	46.38	43.20	37.71	33.94	30.68	26.87	23.28	21.19

Зависимость величины $\langle Q_{ia} \rangle$ от температуры ионов представлена ниже

$T, \text{°К}$	500	1000	2000	5000	10000	15000	20000
$\langle Q_{ia} \rangle 10^{16}, \text{см}^2$	96.26	95.29	93.97	91.47	88.82	86.81	85.15

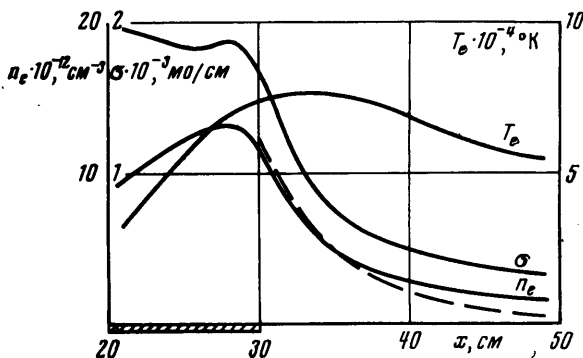
Уравнение (2.2) решалось при следующих граничных условиях:

(2.4) $n_y'(x, 0, z) = 0, n_z'(x, y, 0) = 0$

(2.5) $n(x, h/2, z) = 0, n(x, y, b/2) = 0$

(2.6) $n = n(x_0, y, z), n \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \infty$

Условия (2.4) получаются из соображений симметрии, (2.5) имеют место из-за нейтрализации плазмы на стенках канала [13], плотность ионов в плоскости yz при $x = x_0$ считается известной.



Фиг. 3

Решение уравнения (2.2), полученное методом разделения переменных и усредненное поперек канала, имеет вид

(2.7)
$$n = \frac{4}{hb} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^{m+p} \frac{C_{mp}}{\alpha_m \xi_p} \exp(-\gamma_{mp}(x-x_0))$$

(2.8)
$$C_{mp} = \frac{4}{hb} \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-h/2}^{h/2} n(x_0, y, z) \cos(\alpha_m y) \cos(\xi_p z) dy dz$$

$$\gamma_{mp} = u \left((1 + 4\lambda_{mp}^2 D D_a / u^2)^{1/2} - 1 \right) / (2D)$$

$$\lambda_{mp}^2 = \alpha_m^2 + \xi_p^2, \alpha_m = \pi(2m-1) / h, \xi_p = \pi(2p-1) / b, m=1, 2, \dots$$

$$\dots, p=1, 2, \dots$$

В экспериментах при $(uh)^2 \gg D_a D$ выражение (2.8) становится равным $\gamma_{mp} = \lambda_{mp}^2 D_a / u$. Так как члены ряда (2.7) быстро убывают при возрастании

чисел m и p , то в первом приближении можно ограничиться одним членом ряда с точностью до 15% при $x-x_0 \geq 0.2h$ и до 5% при $x-x_0 \geq h$

$$(2.9) \quad n = n_0 \exp(-\gamma_{11}(x-x_0))$$

Зависимость (2.9), нанесенная на фиг. 3 штриховой линией с $\gamma_{11} = 0.185$, рассчитывалась для следующих параметров потока аргоновой плазмы: $h = b = 5$ см, $G = 0.325$ г/сек, $u = 2.5 \cdot 10^5$ см/сек, $T = 2000^\circ$ К, $T_e = 66000^\circ$ К, $n_e = 3.6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$. Величины T_e и n_e , использовавшиеся при вычислении D_a согласно (2.3), усреднялись вдоль канала вне межэлектродной зоны по кривым фиг. 3. Величина $n_0 = 4.8 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ бралась в сечении $x_0 = 35$ см, ниже которого по потоку влиянием токов и магнитных полей можно пренебречь. Скорость потока измерялась ловушкой импульсов на выходе ускорительного канала [14]. Наблюдается неплохое количественное совпадение экспериментальной и расчетной кривых на большей части канала, кроме его конечного участка.

3. Для объяснения полученных в п. 1 экспериментальных результатов была рассмотрена задача о влиянии переменной электропроводности плоского потока, текущего с постоянной скоростью вдоль оси x , на распределение токов в канале $|x| < \infty$, $0 \leq y \leq 1$, образованном электродами длиной $-a \leq x \leq a$ и изоляторами ($a > 0$). Все линейные размеры отнесены к ширине канала h . Расположение электродов в канале показано на фиг. 4, б и 5, б. Электроды при $y = 0$ и 1 называются в дальнейшем соответственно нижним и верхним.

Влияние проводимости, изменяющейся вдоль потока по заданному закону, на распределение токов в канале рассматривалось без учета эффекта Холла в [15]. В [4] отмечалось увеличение концентрации токов на электродах при возрастании проводимости плазмы, вызванной самим же током.

В настоящей работе предполагается, что магнитное число Рейнольдса и электромагнитные силы малы. Пренебрегается вязкостью и теплопроводностью потока.

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 . Приэлектродные падения постоянны по длине каждого электрода и малы по сравнению с разностью потенциалов Φ_0 между ними, отсчитываемой от верхнего электрода.

В уравнении закона Ома пренебрегается скольжением ионов и членами, зависящими от градиентов давления и температуры электронов, но учитывается эффект Холла.

Электроды считаются идеально проводящими и непроницаемыми для газа.

При этих предположениях уравнение магнитной индукции работы [5] для плоского течения записывается в линейном приближении в виде

$$(3.1) \quad \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial \ln \sigma}{\partial y} \frac{\partial B}{\partial y} + H \left(-\frac{\partial \ln \alpha}{\partial y} \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial \ln \alpha}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial y} \right) + R_m \sigma \left(\frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$

Здесь все величины безразмерные. Масштабами для B , σ , α , двух компонент скорости u и v вдоль осей x и y , Φ_0 приняты соответственно величины B_* , σ_* , α_* , u_* , $v_* B_* h$, которые вместе с H и R_m отнесены к параметрам потока на входе в межэлектродный промежуток.

В настоящей работе считается, что переменная проводимость плазменной среды определяется концентрацией заряженных частиц, а частота столкновений электронов с тяжелыми частицами изменяется незначительно. Поэтому для плазмы с малой степенью ионизации имеет место соотношение $\sigma(x, y) = \alpha(x, y)$, в силу которого параметр Холла H постоянен в потоке.

Рассматривалось уравнение индукции

$$(3.2) \quad \partial^2 B / \partial x^2 + \partial^2 B / \partial y^2 = \kappa (\partial B / \partial x + H \partial B / \partial y)$$

которое получилось из (3.1) при $u = \text{const}$, $v = 0$, $R_m = 0$ и экспоненциальном изменении проводимости вдоль канала

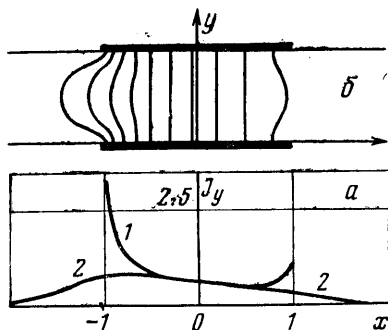
$$(3.3) \quad \sigma = \exp(\kappa(x-x_0))$$

и решалось со следующими линеаризованными граничными условиями:

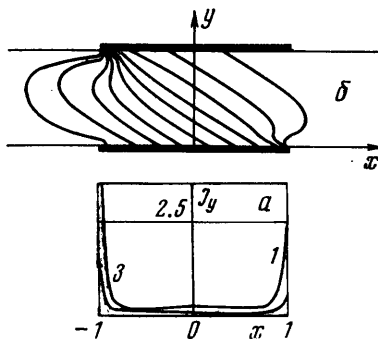
$$\begin{aligned} \partial V / \partial y = H \partial V / \partial x \quad (-a \leq x \leq a), \quad V(x, 0) = V(x, 1) = 1 \quad (x \leq -a) \\ V(x, 0) = V(x, 1) = 1 - R_m J \quad (x \geq a) \end{aligned}$$

где J — ток во внешней цепи на единицу высоты канала.

Для решения уравнения (3.2) применялся метод интегральных соотношений [5, 6], сравнение которого при $\sigma = \text{const}$ с точным методом в [5] показало, что полученные этими двумя методами решения хорошо совпадают до $H=2$ включительно.



Фиг. 4



Фиг. 5

В силу громоздкости полученное решение не приводится. Результаты расчетов представлены на фиг. 4 и 5, на которых $J_y = j_y / (\phi_0 - 1)$, где $j_y = -R_m^{-1} \partial V / \partial x$ — плотность тока. Распределение токов в канале при $\kappa = -0.5$, $x_0 = -1$ и $a = 1$ показано на фиг. 4 без влияния эффекта Холла ($H=0$) и на фиг. 5 для $H=2$. Кривые 1, 2 и 3 показывают распределение токов при $y=0, 0.5$ и 1 соответственно. Для $H=0$ распределения токов на обоих электродах совпадают. Из фиг. 4, б и 5, б, на которых представлена картина линий тока, видно, что убывающая вдоль канала электродность струи ($\kappa < 0$) способствует выносу токов из электродного промежутка вверх по потоку в область большей проводимости. При $H=0$ наибольший максимум тока располагается на передней по потоку кромке каждого электрода. С возрастанием параметра Холла этот максимум уменьшается на нижнем электроде (аноде при $\phi_0 > 0$) и увеличивается на верхнем электроде (катоде при $\phi_0 > 0$). Максимум тока на задней кромке нижнего электрода увеличивается и при $H=2$ превышает первый.

Из сравнения кривых 3 (фиг. 1) с кривыми 1 (фиг. 4, а и 5, а) видно, что имеет-ся качественное согласие между экспериментом и теорией. Теория объясняет наблюдаемую в эксперименте асимметрию в распределении токов для $H=0$ относительно плоскости $x=0$ и возрастание концентрации тока на конце анода с увеличением H .

Если проводимость струи возрастает вдоль канала ($\kappa > 0$), то наибольший максимум тока располагается на задней кромке электродов при $H=0$ и возрастает на нижнем электроде с увеличением эффекта Холла.

При достаточно большой величине $\kappa > 0$ максимум тока на задней кромке верхнего электрода будет превышать максимум на его передней кромке даже при $H \neq 0$.

Из вышесказанного следует, что распределением токов в канале в какой-то степени можно управлять, изменяя проводимость плазмы, например введением добавок щелочных металлов в поток через боковые стенки или электроды канала.

Поступила 31 VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Duclos D. P., Lin Wu Y. C., Denison M. R., Ziemer R. W. Physical property distributions in a low-pressure crossed-field plasma accelerator. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 11. (Рус. перев.: Исследование распределений параметров в плазменном ускорителе со скрещенными полями, работающем при низких давлениях. Ракетная техника и космонавтика, 1965, № 11.)
2. Лёвин А. Л. Исследование переноса энергии от плазмы к твердой поверхности при наличии магнитного поля. В сб. «Вопросы физики низкотемпературной плазмы». Минск, «Наука и техника», 1970.
3. Лёвин А. Л., Хмелинин Б. А. Измерение скорости струи плазмотрона МГД-методом. Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, № 2.
4. Вагажин А. Б., Любимов Г. А., Регирер С. А. Магнитодинамические течения в каналах. М., «Наука», 1970, стр. 496.

5. *Корсун А. Г., Лёвин А. Л.* О влиянии скорости потока на распределение токов в магнитогазодинамическом канале. ПМТФ, 1970, № 3.
 6. *Лёвин А. Л.* Влияние магнитного числа Рейнольдса на распределение токов в магнитогидродинамическом канале с учетом эффекта Холла. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
 7. *Морозов А. И., Шубин А. П.* К теории плоских течений хорошо проводящей плазмы в канале. ПМТФ, 1970, № 4.
 8. *Бишаев А. М., Корсун А. Г.* О прианодных процессах в МГД канале. В сб. «Вопросы физики низкотемпературной плазмы». Минск, «Наука и техника», 1970.
 9. *Асиновский Э. И., Батенин В. М.* К расчету электропроводности частично ионизованной плазмы. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, № 6.
 10. *Брагинский С. И.* Явления переноса в плазме. В сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1. М., Атомиздат, 1963.
 11. *Грановский В. Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., «Наука», 1971, стр. 499.
 12. *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Атомиздат, 1961.
 13. *Энгель А.* Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
 14. *Черенков В. Б., Севастьянов О. Ю., Лукьянов Ю. М.* Определение средних скорости и концентраций частиц высокоскоростного потока разреженной плазмы. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 2.
 15. *Козыренко В. Е.* Исследование некоторых краевых задач, описывающих движение проводящей жидкости в продольном магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1967, № 2.
-