

7. Патент США, кл. 204—192, № 3.625.848, 1971.
8. Минаичев В. Е., Мирошкин С. И. Стационарные сильноточные плазменные испарители металлов и сплавов. Обзоры по электронной технике. М., изд. ЦНИИ Электроника, 1975, № 5.
9. Саблев Л. П., Долотов Ю. И. и др. Электродуговой испаритель металлов с магнитным удержанием катодного пятна. — Приборы и техника эксперимента, 1976, № 4.
10. Патент Англии, кл. C7F, № 1.322.670, 1973.
11. Туманов А. Г., Барабанов В. Н., Дороднов А. М. и др. Влияние энергии ионов и скорости конденсации на структуру получаемых в вакууме покрытий. — В кн.: III Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям. Тезисы докладов. Минск, 1976.

УДК 538.4

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ СТЕНОЧНЫЙ ЗОНД В ПОТОКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Э. К. Чекалин, Л. В. Черных
(Москва)

Использование электростатических стеночных зондов в потоке относительно плотной плазмы сталкивается с целым рядом трудностей, вызванных конвекцией, образованием температурных и гидродинамических пограничных слоев у поверхности электродов, процессами амбиполярной диффузии заряженных частиц, отрывом электронной температуры от температуры газа, а также неравновесными процессами ионизации и электронно-ионной рекомбинации.

Одной из главных задач теоретического исследования свойств стеночного зонда является построение вольт-амперных характеристик и определение связи ионного тока насыщения с электрофизическими параметрами невозмущенной плазмы. Между тем имеющиеся данные противоречивы. Так, согласно работам [1—3], ионный ток насыщения зависит от профилей электронной и газовой температур вблизи зонда. В то же время из работ [4—6] следует, что распределение электронной и газовой температур у поверхности зонда на ионный ток насыщения заметного влияния не оказывает.

Для разрешения этих противоречий и обоснованного применения стеночных зондов необходимо определить расчетные профили концентраций заряженных частиц, электрических полей и электронного и ионного компонентов зондового тока в пограничном слое у поверхности электрода и вольт-амперные характеристики в зависимости от вышеперечисленных факторов, одновременный учет которых представляется чрезвычайно сложным [7]. Поэтому при решении такой задачи делаются те или иные упрощения и предположения. Например, в работах [7—10] пренебрегалось влиянием конвекции, в работе [11] не учитывались неравновесные ионизационно-рекомбинационные процессы в пограничном слое. Однако эти упрощения не всегда достаточно обоснованы, часто не указываются границы их применимости.

В данной работе поставлена задача найти расчетным путем профили концентрации заряженных частиц, электрического поля и электронного компонента зондового тока для различных профилей электронной и газовой температур, а также при различных соотношениях характерных времен диффузии и электронно-ионной рекомбинации и различных значениях суммарного зондового тока в квазинейтральной амбиполярной области пограничного слоя.

Из этих данных могут быть получены величины ионных токов насыщения и вольт-амперные характеристики, а также краевые условия для решения задач в двойном электрическом слое на поверхности электрода.

Система дифференциальных уравнений для потоков заряженных частиц с источником в квазинейтральной области пограничного слоя потока низкотемпературной плазмы имеет следующий вид при $T_e \neq T_i$:

$$(1) \quad \rho \frac{\partial C_i}{\partial t} + \rho u \frac{\partial C_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} - \rho \mu_i E C_i \right) + \dot{\omega}_i M_i;$$

$$(2) \quad \rho \frac{\partial C_e}{\partial t} + \rho u \frac{\partial C_e}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \rho D_e \frac{T_i}{T_e} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{C_e T_e}{T_i} \right) + \rho \mu_e E C_e \right\} + \dot{\omega}_e M_e,$$

где ρ — плотность плазмы; u, v — скорость газа в направлении x и y соответственно; y — направлено по нормали к поверхности электрода; t — время; $C_{i,e}$ — массовые доли ионов и электронов соответственно; $D_{i,e}$ — коэффициенты диффузии; $\mu_{i,e}$ — коэффициенты подвижности; E — напряженность электрического поля в направлении оси y ; $T_{i,e}$ — температура; $\omega_{i,e}$ — скорость ионизационно-рекомбинационной реакции; $M_{i,e}$ — массы заряженных частиц.

Здесь предполагалось, что $C_i = C_e$, $T_i = T_a$ и профили электронных и газовых температур получены из решений уравнений энергии для электронов и газа в пограничном слое. В случае $T_e = T_i$ уравнения (1), (2) также могут быть использованы. Рассматривалось два варианта: «замороженная» температура электронов $T_e = T_{a\infty}$; равновесная температура электронов $T_e = T_a$ везде в квазинейтральной области пограничного слоя. Далее предполагалось, что толщина двойного электрического слоя пренебрежимо мала по сравнению с толщиной концентрационного пограничного слоя, плотность заряженных частиц на внешней границе электрического слоя пренебрежимо мала по сравнению с невозмущенной плазмой, степень ионизации мала, задача одномерна, диссипацией энергии пренебрегается, отсутствуют токи электронной эмиссии, коэффициенты переноса зависят от температуры электронов и ионов, процесс электронно-ионной рекомбинации трехчастичный ($A + e^- \rightleftharpoons A^+ + 2e^-$) и т. д.

При решении системы уравнений (1), (2), как и в работах [7–10], делалось допущение, что конвективными членами в левой части уравнений можно пренебречь. Однако в отличие от упомянутых работ это предположение обосновывается с указанием границ применимости. Сделанное допущение вполне оправдано в случае достаточно большого значения члена $\omega_{i,e} M_{i,e}$, соответствующего числу Дамкеллера $B = \tau_d/\tau_p \gg 10$, где $\tau_{d,p}$ — характерные времена диффузии и рекомбинации соответственно, и превосходящего значения конвективных членов, по крайней мере, на порядок величины, что было показано путем оценок членов уравнений (1), (2), приведенных к безразмерному виду, в вариантах $T_e = T_{a\infty}$, $T_e = T_a$.

Пренебрегая конвективными членами в уравнениях (1), (2) и принимая во внимание постоянство общего зондового тока в пограничном слое и сделанные выше предположения, после интегрирования уравнений получим

$$(3) \quad F_e = - \left[D_e n_a T_i / T_e \cdot \frac{d(n_e/n_a \cdot T_e/T_i)}{dy} + \mu_e n_e E \right];$$

$$(4) \quad F_i = - \left[D_i n_a \frac{d(n_i/n_a)}{dy} - \mu_i n_i E \right];$$

$$(5) \quad i = e(F_i - F_e);$$

$$(6) \quad \omega_{i,e} = \frac{dF_{i,e}}{dy} = k_1 n_a n_e - k_2 n_i n_e^2,$$

где $F_{i,e}$ — потоки заряженных частиц; $n_{i,e,a}$ — концентрация ионов, электронов и нейтральных частиц соответственно; i — зондовый ток; e — заряд электрона; $k_{1,2}$ — константы ионизации и рекомбинации соответственно.

Рассматривалось два случая: профиль температуры газа в ламинарном пограничном слое в ударной трубе [12] и линейное распределение, моделирующее ламинарный подслой турбулентного пограничного слоя.

Уравнения (3) — (6) приводятся к безразмерному виду, следуя работе [9].

В варианте $T_e = T_{a\infty}$ система уравнений (3) — (6) преобразовывается к виду

$$(7) \quad \frac{dN}{dY} = - \frac{j_e (\gamma_\infty + \Theta^{1/2}) - j\Theta^{1/2}}{(1 + \Theta)\Theta} - \frac{N}{(1 + \Theta)} \frac{d\Theta}{dY};$$

$$(8) \quad \frac{dj_e}{dY} = BN \left(\frac{1}{\Theta} - N^2 \right);$$

$$(9) \quad G = \frac{j + j_e (1 - \gamma_\infty \Theta^{1/2})}{N\Theta^{1/2} (1 + \Theta)} + \frac{1}{(1 + \Theta)} \frac{d\Theta}{dY},$$

где $j = j_i - j_e$; $N = n_e/n_{e\infty}$; $Y = y/\delta$; $j_{i,e} = F_{i,e}\delta/n_{e\infty}D_{i\infty}$ (δ — толщина температурного пограничного слоя); $\gamma_\infty = \mu_{i\infty}/\mu_{e\infty}$; $\Theta = T_a/T_{a\infty}$; $\mu_{i,e} = eD_{i,e}/kT_{i,e\infty}$; $B = \delta^2 k_{2\infty} n_{e\infty}^2 / D_{i\infty}$; $G = e\delta E/kT_{a\infty}$.

В варианте $T_e = T_a$ система уравнений (3) — (6) преобразуется к виду

$$(10) \quad \frac{dN}{dY} = \frac{-j_e (\gamma_\infty + 1) - j}{2\Theta^{3/2}} - \frac{N}{\Theta} \frac{d\Theta}{dY};$$

$$(11) \quad \frac{dj_e}{dY} = BN \frac{1}{\Theta^{3/2}} \left[\Theta^{1/2} \exp\left(-\frac{U_i (1 - \Theta)}{kT_\infty \Theta}\right) - N^2 \right];$$

$$(12) \quad G = \frac{j_e (1 - \gamma_\infty) + j}{2N\Theta^{1/2}},$$

где $j = j_i - j_e$; U_i — потенциал ионизации.

Системы уравнений (7) — (9) и (10) — (12) решались при следующих граничных условиях: $N = 0$, $j_e = j_{ew}$ при $Y = 0$ и $N \rightarrow 1$, $j_e \rightarrow j$ при $Y \rightarrow \infty$. Задача решалась при различных токах, числах Дамкеллера и для двух различных профилей температур $\Theta(Y)$.

Системы нелинейных дифференциальных уравнений (7) — (9) и (10) — (12) решались численно на ЭВМ типа БЭСМ-6 методом Рунге — Кутты с шагом $\Delta Y = 0,04$.

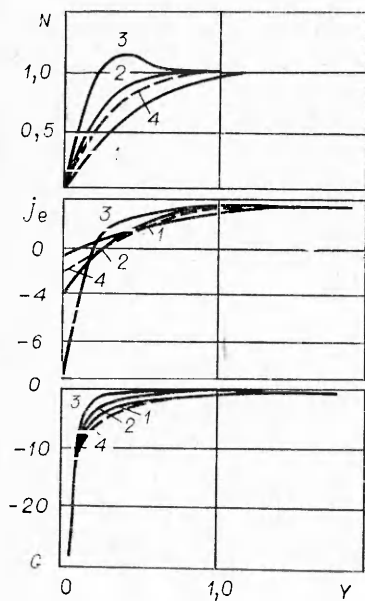
В программе вычислений величина электронного тока j_{ew} на стенке задавалась массивом значений и для каждого из них при фиксированных параметрах j и B и заданном профиле $\Theta(Y)$ находилось решение. Из совокупности полученных решений выбиралось то, которое удовлетворяло краевым условиям $N \rightarrow 1$ и $j_e \rightarrow j$ при $Y \rightarrow \infty$ [13].

На фиг. 1, 2 приведены результаты численных решений при $T_e = T_{a\infty}$, $j = -3,5$ для ламинарного (фиг. 1) и линейного (фиг. 2) профилей температуры газа ($1 - B = 10$, $2 - B = 30$, $3 - B = 100$). Из данных фиг. 1, 2 следует, что параметр B сильно влияет на зависимости $N(Y)$, $j_e(Y)$ в случае $T_e = T_{a\infty}$. Особенностью распределений $N(Y)$ является наличие максимумов при $N > 1$. Этот результат объясняется процессами ионизации и рекомбинации заряженных частиц в пограничном слое с неоднородной плотностью газа, что следует из данных, приведенных на фиг. 3, где указан предельный равновесный профиль $N(Y)$ при $B \rightarrow \infty$ (кривая 1), рассчитанный по формуле Саха при $T_e = T_{a\infty}$

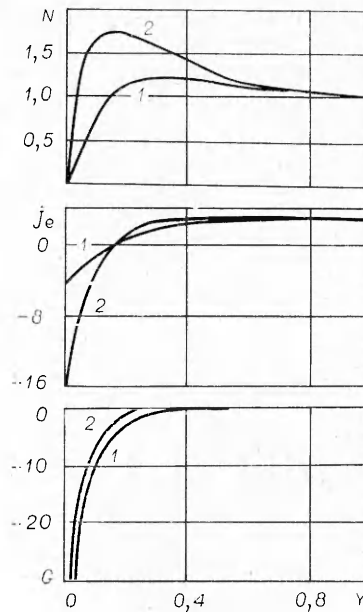
$$(13) \quad N = \Theta(Y)^{-1/2}.$$

На фиг. 3 также приведена зависимость $N(Y)$ при $T_e = T_{a\infty}$ для $B = 100$ (кривая 4).

Отсюда следует, что с понижением температуры газа $\Theta(Y)$ по направлению к стенке концентрация заряженных частиц N возрастает. С ростом B профили концентрации приближаются к равновесному распределению ($\tau_p \rightarrow 0$). С другой стороны, при $B \rightarrow 0$ концентрационный профиль близок



Ф и г. 1



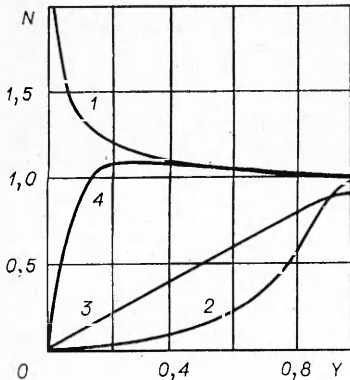
Ф и г. 2

к «замороженному» и определяется только диффузионными процессами ($\tau_d \rightarrow 0$).

С ростом параметра B профиль концентраций $N(Y)$ становится более заполненным, а ионный ток насыщения ($j_i^H = j + j_{ew}$) при $Y = 0$ значительно увеличивается.

На фиг. 1 (кривые 4) приведены данные аналитического решения системы уравнений (7) — (9), полученные в работе [9], для $B = 30$ при $T_e = T_a = T_{a\infty}$ ($\Theta = \text{const}$), т. е. в отсутствие температурного пограничного слоя. Сопоставляя полученные профили при $B = 30$ для $T_e = T_{a\infty}$ и $T_e = T_a = T_{a\infty}$, можно видеть, что наличие неоднородного термического пограничного слоя слабо влияет на профили $N(Y)$, $j_e(Y)$ и $G(Y)$, причем ионный ток насыщения для $T_e = T_a = T_{a\infty}$ ниже, чем в случае ламинарного температурного слоя, т. е. с ростом температуры стенки Θ_w ионный ток насыщения снижается.

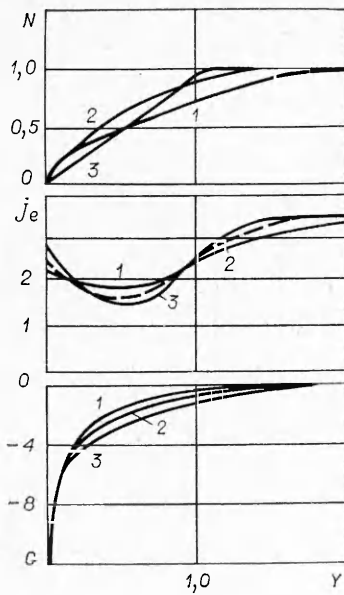
Как показали результаты численных решений, изменение зондового тока j в диапазоне от -1 до -7 при $T_e = T_{a\infty}$ практически не влияло на искомые профили $N(Y)$, $j_e(Y)$ и $G(Y)$.



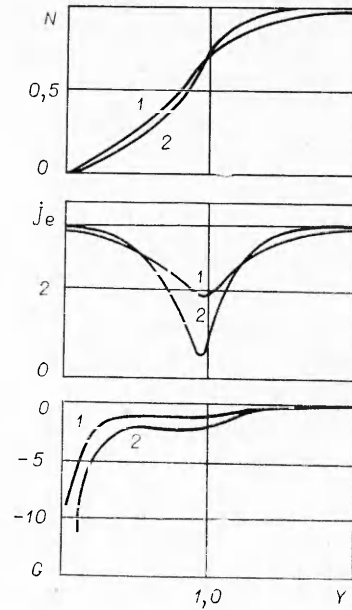
Ф и г. 3

Из сопоставления результатов, приведенных на фиг. 1 и 2, следует, что в случае линейного распределения $\Theta(Y)$ профили $N(Y)$ более заполнены, а ионные токи насыщения значительно выше, чем в случае ламинарного слоя, что также можно объяснить соотношением (13).

На фиг. 4, 5 приведены расчетные профили $N(Y)$, $j_e(Y)$ и $G(Y)$ для ламинарного (фиг. 4) и линейного (фиг. 5) профилей температуры газа в пограничном слое при $T_e = T_a$ (обозначения и величина тока j аналогичны фиг. 1, 2). Из данных фиг. 4, 5 следует, что параметр B слабо влияет на про-



Фиг. 4



Фиг. 5

филли $N(Y)$, а электронный компонент тока j_e имеет минимум в интервале Y от 0 до 1. В окрестности этого минимума нельзя пренебречь конвективными членами в уравнении (1) при $T_e = T_a$. Однако контрольные численные расчеты уравнения (1) без члена с электрическим полем E , которое практически не влияет на ионы, показали, что ионные токи насыщения на поверхность электрода в этом случае отличаются на 1–2% от случая без учета конвективных членов.

Профили $N(Y)$ для различных B располагаются вблизи равновесного распределения при $B \rightarrow \infty$ (см. кривую 2 на фиг. 3), соответствующего формуле Саха при $T_e = T_a$

$$N = \frac{1}{\Theta(Y)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{\bar{U}_i}{kT_{e\infty}} \frac{[1 - \Theta(Y)]}{\Theta(Y)} \right\}.$$

На фиг. 3 для сравнения приведена зависимость $N(Y)$ при $T_e = T_a$ для $B = 100$ (кривая 3).

Далее из фиг. 4, 5 следует, что ионные токи насыщения очень слабо зависят от параметра B . В отличие от варианта $T_e = T_{a\infty}$ с ростом B ионный ток снижается, т. е. по сравнению с вариантом $T_e = T_{a\infty}$ его величина мала. Для линейного распределения $\Theta(Y)$ при $T_e = T_a$ ионные токи намного ниже, чем в случае ламинарного пограничного слоя. Влияние B на профиль $G(Y)$ незначительно. Величина зондового тока j в диапазоне от -1 до -7 на искомые профили почти не влияла. При $T_e = T_a$ толщина концентрационного пограничного слоя превосходит толщину температурного слоя, причем с уменьшением B различие толщин этих слоев возрастает.

Сопоставление аналитического решения при $B = 30$ на фиг. 1 с данными на фиг. 4 показывает, что в отличие от варианта $T_e = T_{a\infty}$ с ростом температуры стенки Θ_w ионный ток насыщения возрастает, что подтверждается результатами работы [4].

Таким образом, по характеру зависимости ионного тока насыщения от параметра B и температуры стенки Θ_w можно судить об отрыве электронной температуры от температуры газа в пограничном слое.

B	j	T _a (Y) лам.		T _a (Y) лин.		T _e = T _a = T _{a∞}
		T _e = T _a	T _e = T _{a∞}	T _e = T _a	T _e = T _{a∞}	
		V	V	V	V	
10	-3,5	-2,32	-2,75	-2,7	-1,92	-2,76
30	-1,0	-2,43	-2,45	—	—	-2,2
30	-3,5	-2,30	-1,51	-3,12	-1,32	-2,2
30	-7,0	-2,42	-1,72	—	—	-2,2
100	-3,5	-2,58	-0,84	—	—	-1,6

Численное интегрирование функций $G(Y)$, полученных в расчетах, позволяет определить величину безразмерного падения напряжения:

$$V = - \int_h^1 G dY = - \frac{eU}{kT_{e\infty}}$$

В таблице приведены результаты численного интегрирования функций $G(Y)$ в зависимости от параметра B и зондового тока j для различных вариантов профилей электронной и газовых температур. Из данных, приведенных в таблице, следует, что падение напряжения V для $T_e = T_a$ в ламинарном слое практически не зависит от тока j и параметра B . Для $T_e = T_{a\infty}$ и $T_e = T_a = T_{a\infty}$ $|V|$ снижается с ростом B при постоянном $j = -3,5$. Для линейного распределения температур газа $\Theta(Y)$ при $T_e = T_{a\infty}$ $|V|$ ниже, чем для ламинарного слоя; при $T_e = T_a$ $|V|$ выше.

Сопоставление вольт-амперных характеристик для равномерного распределения температуры ($T_e = T_a = T_{a\infty}$) и вариантов $T_e = T_{a\infty}$ и $T_e = T_a$ показывает, что сопротивление амбиполярной области пограничного слоя при $B > 10$ и $|j| > 1$ выше, чем при $T_e = T_{a\infty}$, и ниже, чем при $T_e = T_a$.

Проведены оценки квазинейтральности амбиполярной области пограничного слоя с учетом условий экспериментальной проверки и показана высокая степень квазинейтральности плазмы вплоть до $Y = 0,04$, удовлетворяющая соотношению

$$(N_i - N_e)/N_i \simeq 10^{-3} \ll 1.$$

Квазинейтральность нарушается лишь в области слоя объемного заряда при $Y \simeq 10^{-3}$, где расчеты не проводились.

Некоторые результаты расчетов сопоставлялись с экспериментальными данными, полученными на ударной трубе в сверхзвуковом потоке ударно-нагретой плазмы аргона [14, 15].

Число Маха ударной волны имело значение от 8 до 12, начальное давление — от 1 до 50 мм рт. ст., давление в газе за ударной волной — от 0,3 до 5 атм, концентрация электронов — от 10^{14} до 10^{16} см⁻³, толщина ламинарного пограничного слоя — от 0,15 до 0,5 см, коэффициент рекомбинации $k_{2\infty}$ — от 10^{-26} до $7 \cdot 10^{-26}$ см⁶ с⁻¹.

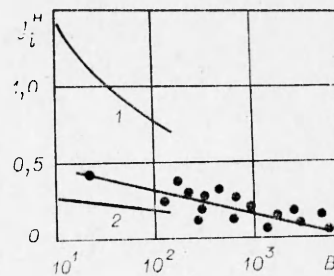
Концентрация электронов в невозмущенном потоке определялась с учетом процессов ионизационной релаксации за ударными волнами. В качестве стеночных зондов использовались электроды, помещенные на противоположных стенках диэлектрической измерительной секции ударной трубы. По экспериментально измеренным вольт-амперным характеристикам определялись ионные токи насыщения. Значение B для экспериментальных точек рассчитывалось из условий в потоке плазмы за ударными волнами.

На фиг. 6 приведены экспериментальные и расчетные зависимости безразмерного ионного тока насыщения от параметра $B(I - \Theta_w = 0,13, 2 - \Theta_w = 0,05)$. Условиям проведенных экспериментов отвечает значение $\Theta_w = 0,05$.

Снижение j_i^H с ростом B указывает на равенство электронной и газовой температур ($T_e = T_a$) в проведенных экспериментах. Однако слабая зависимость j_i^H от B не позволяет с достаточной точностью определять концентрацию электронов $n_{e\infty}$ [15].

Расхождение расчетных ($\Theta_w = 0,05$) и экспериментальных данных, вероятно, является следствием сделанных предположений, корректность которых не всегда очевидна. Например, в условиях части проведенных экспериментов степень ионизации нельзя считать малой, концентрация электронов на стенке, вероятно, отлична от нуля и т. д.

Таким образом, результаты численных расчетов электрических свойств пограничных слоев позволяют качественно судить об ионных токах насыщения электростатического зонда и уровне отрыва температуры электронов от газовой температуры в амбиполярной области пограничного слоя при наличии рекомбинационных процессов в плазме.



Ф и г. 6

Поступила 18 VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Stahl N., Su C. H. Theory of continuum flush probes.— Phys. Fluids, 1971, vol. 14, N 7.
2. Kiel R. E. Electrostatic probe theory for free molecular cylinders.— AIAA J., 1968, vol. 6, N 4.
3. Su C. S., Lam S. H. Continuum theory of spherical electrostatic probes.— Phys. Fluids, 1963, vol. 6, N 10.
4. Chung P. M., Talbot L., Touryan K. J. Electric probes in stationary and flowing plasmas. Pt II. Continuum probes.— AIAA J., 1974, vol. 12, N 2.
5. Zauderer B., Tate E. Electrical characteristics of a linear, nonequilibrium, MHD generator.— Proc. of the IEEE, 1968, vol. 56, N 9.
6. Thomas D. L. Continuum theory of cooled spherical electrostatic probes.— Phys. Fluids, 1969, vol. 12, N 2.
7. Shaw D. T. Behavior of relaxation plasmas near emitting.— Energy Convers, 1971, vol. 11, N 3.
8. Баранов В. Ю., Малюта Д. Д., Улинич Ф. Р. Протекание тока через пограничные слои.— ТВТ, 1973, т. 11, № 3.
9. Любимов Г. А., Михайлов В. Н. К анализу области возмущения вблизи электрода.— Изв. АН СССР. МЖГ, № 3, 1968.
10. Генкин А. Л., Лебедев А. Д. Диффузия заряженных частиц в приэлектродном пограничном слое.— Магнитн. гидродинамика, 1969, № 2.
11. Chung P. M., Blankenship V. D. Theory of electrostatic double probe comprised of two parallel plates.— AIAA J., 1966, vol. 4, N 4.
12. Duff R. E. Laminar boundary layer. Development behind shock waves in argon.— Phys. Fluids, 1958, vol. 1, N 6.
13. Чекалин Э. К., Черных Л. В. Электрофизические свойства температурных пограничных слоев у поверхности электродов в потоке проводящего газа.— В сб.: МГД и электрофизические характеристики потоков проводящего газа. Вып. 8. М., Минэнерго СССР, Главинипроект, 1973.
14. Чекалин Э. К., Черных Л. В., Новгородов М. А., Хандуров Н. В. Определение электронной концентрации в сверхзвуковом потоке плазмы с помощью ступенчатого электростатического зонда.— В сб.: Всесоюзный симпозиум по методам аэрофизических исследований. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1976.
15. Чекалин Э. К., Новгородов М. А., Хандуров Н. В. Влияние электронно-ионной рекомбинации в пограничном слое на показания электростатического зонда.— ЖТФ, 1975, т. XLV, вып. 7.