

ТЕОРИЯ ОХЛАЖДАЕМЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗОНДОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ. ВЛИЯНИЕ ТЕРМОДИФФУЗИИ

И. Л. ПАНКРАТЬЕВА, В. А. ПОЛЯНСКИЙ

(Москва)

Рассматривается задача об электрическом зонде, имеющем форму сферы и помещенном в слабоионизованную покоящуюся трехкомпонентную плазму. Предполагается, что размеры зонда существенно превышают длину свободного пробега заряженных частиц, а температура поверхности зонда отличается от температуры невозмущенной плазмы. В соотношениях для плотностей электрических токов компонент учитывается вклад термодиффузионного переноса массы.

Разработан новый численный метод, позволяющий получать решение задачи в широком диапазоне определяющих параметров. Построены вольт-амперные характеристики. Анализируются влияние температуры зонда, величины коэффициентов переноса и других параметров на поведение вольт-амперных характеристик.

1. Постановка задачи. Рассмотрим задачу о сферическом зонде, помещенном в достаточно плотную слабоионизованную покоящуюся плазму. Будем считать, что плазма состоит из трех компонент — нейтральных частиц, положительных ионов одного сорта и электронов; при этом ограничимся случаем, когда плотности заряженных компонент значительно меньше плотности нейтральной компоненты. Пусть также характерный размер зонда (радиус сферы) значительно превышает среднюю эффективную длину свободного пробега частиц плазмы. Это условие позволяет исследовать задачу о распределении параметров плазмы в окрестности зонда — проводящей сферы, на которую может быть подан электрический потенциал различной величины, — в рамках механики сплошной среды. Электрические зонды используются для измерения локальных параметров плазмы — электрического потенциала плазмы, плотности заряженных частиц и температуры электронов. При этом в эксперименте получается единственная кривая — вольт-амперная характеристика, дающая связь между электрическим током на зонд и потенциалом зонда. Обработка этой кривой, проводящаяся обычно с использованием различного рода приближенных формул для тока на зонд, дает сведения о параметрах плазмы. Представляет интерес вопрос, как влияет на вольт-амперную характеристику выбор модели среды.

Уравнения, описывающие распределение электрических токов компонент j_i^* и j_e^* и электрического потенциала ϕ^* в окрестности зонда, имеют вид

$$(1.1) \quad r^{*2} j_i^* = \text{const}, \quad r^{*2} j_e^* = \text{const}$$
$$(r^{*2} \phi^{*'})' = 4\pi r^{*2} e (n_e^* - n_i^*), \quad f' = df/dr^*$$

Здесь n_e^* , n_i^* — плотности электронов и ионов, e — заряд электрона, r^* — координата от центра зонда. Первые два уравнения (1.1) записаны для условий, когда характерные длины ионизации и рекомбинации значительно превышают размер зонда. Плотности токов ионной и электронной компонент в двухтемпературной плазме даются соотношениями

$$(1.2) \quad j_i^* = -b_i^* \{kT^* n_i^{*'} + \beta_i k n_i^* T^{*'} + e n_i^* \varphi^{*'}\}$$

$$(1.3) \quad j_e^* = -b_e^* \{kT_e^* n_e^{*'} + \beta_e k n_e^* T_e^{*'} - e n_e^* \varphi^{*'}\}$$

$$b_i^* = e \tau_{ia}^* / \mu_{ia}, \quad b_e^* = e \tau_{ea}^* / m_e$$

Здесь T^* , T_e^* — температуры тяжелых частиц и электронов, b_α^* — коэффициенты подвижности, k — постоянная Больцмана, $\mu_{ia} = m_i m_a / (m_i + m_a)$, m_i , m_a , m_e — массы иона, нейтральной частицы и электрона, τ_{ia}^* , τ_{ea}^* — времена свободного пробега ионов и электронов [1]

$$(1.4) \quad \tau_{ia}^{*-1} = \frac{16}{3} n_a \left(\frac{kT^*}{2\pi\mu_{ia}} \right)^{1/2} Q_{ia}, \quad \tau_{ea}^{*-1} = \frac{16}{3} n_a \left(\frac{kT_e^*}{2\pi m_e} \right)^{1/2} Q_{ea}$$

где $Q_{\alpha\beta}$ — сечения упругих столкновений частиц сортов α и β , n_α — плотность нейтральных частиц.

Многотемпературные термодиффузионные отношения β_i и β_e имеют вид

$$(1.5) \quad \beta_i = 1 - \frac{m_i n_a}{m_i n_i + m_a n_a} - \frac{2.5(m_a + m_i)(1.2C_{ia}^* - 1)}{m_i f} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{3.53 m_i^{1/2} \Omega_{ia}^{*11}}{(m_i + m_a)^{1/2} \Omega_{aa}^{*22}} \left[3 \left(1 - \frac{m_i}{m_a} \right) - 1.6A_{ia}^* \right] \right\}$$

$$(1.6) \quad \beta_e = 1 - \frac{1.2C_{ea}^* - 1}{1 - 0.48B_{ea}^*},$$

$$f = 3 \frac{m_i}{m_a} + 2.5 \frac{m_a}{m_i} + 1.6A_{ia}^* - 1.2B_{ia}^* \frac{m}{m_i}$$

$$A_{\alpha\beta}^* = \frac{\Omega_{\alpha\beta}^{*22}}{\Omega_{\alpha\beta}^{*11}}, \quad B_{\alpha\beta}^* = 5 \frac{\Omega_{\alpha\beta}^{*12}}{\Omega_{\alpha\beta}^{*11}} - 4 \frac{\Omega_{\alpha\beta}^{*13}}{\Omega_{\alpha\beta}^{*11}}$$

$$(1.7) \quad C_{\alpha\beta}^* = \frac{\Omega_{\alpha\beta}^{*12}}{\Omega_{\alpha\beta}^{*11}}, \quad \Omega_{\alpha\beta}^{*lr} = \frac{\Omega_{\alpha\beta}^{*lr}}{D_{\alpha\beta}^{*lr}}$$

$$\Omega_{\alpha\beta}^{*lr} = 2\pi \int v^{2r+3} e^{-v^2} (1 - \cos^l \chi_{\alpha\beta}) b db dv$$

$$D_{\alpha\beta}^{*lr} = \frac{\pi \Omega_{\alpha\beta}^{*2}}{2} (r+1)! \left[1 - \frac{1 + (-1)^l}{2(l+1)} \right], \quad Q_{\alpha\beta} = \Omega_{\alpha\beta}^{*11}$$

Соотношения (1.2)–(1.6) следуют из уравнений переноса, полученных в [1] методами кинетической теории газов, при следующих допущениях: плазма слабо ионизована ($n_a Q_{\alpha\beta} \gg n_\beta Q_{\beta\gamma}$, β , $\gamma = i, e$), так что столкновениями заряженных частиц между собой можно пренебречь, при вычислении коэффициентов перед фигурными скобками в правых частях (1.2), (1.3) пренебрегается поправкой в коэффициентах подвижности, обусловленной учетом диффузионного переноса тепла в выражениях для тепловых потоков компонент. В слабоионизованных газовых смесях эта поправка не превышает 10% [2]. Для интегралов столкновений Ω_{ia}^{*ln} использовались в дальнейших расчетах данные, полученные для модельного потенциала взаимодействия (12)–(6)–(4) между ионом щелочного металла и нейтральной частицей¹.

¹ Методика расчета интегралов столкновения $\Omega_{\alpha\beta}^{*lr}$ и таблицы значений этих интегралов для различных газовых смесей приведены в работе Ю. Н. Белыева, В. А. Полянского, К. В. Ромашина, Е. Г. Шапиро «Явления переноса в газах и газовых смесях. Ч. 1. Интегралы столкновений». Отчет Ин-та механики МГУ, 1976, № 1802.

Распределение температуры тяжелых частиц в окрестности зонда в слабоионизованном газе описывается обычным уравнением теплопроводности

$$(1.8) \quad (\kappa^* r^{*2} T^{*\prime})' = 0$$

Здесь κ^* — коэффициент теплопроводности.

В случае когда плазма однотемпературная ($T_e^* = T^*$) уравнения (1.1)–(1.3), (1.8) образуют замкнутую систему для параметров n_i^* , n_e^* , T^* и Φ^* . Распределение температуры электронов T_e^* в двухтемпературной плазме описывается уравнением притока тепла электронной компоненты [2], которое содержит релаксационный член, источник, вызывающий отрыв температур легкой и тяжелой компонент, и член, обусловленный переносом тепла за счет теплопроводности электронов.

В зависимости от условий возможны различные упрощения этого уравнения, в частности, является реальной ситуация, когда последнее из перечисленных слагаемых мало по сравнению с каждым из двух первых. Пренебрегая возмущением, вносимым в источник отрыва температур джоулевым нагревом за счет токов, текущих на зонд, можно записать

$$(1.9) \quad T_e^* - T^* = \gamma^{ea} (T_{e0}^* - T_0^*), \quad \gamma^{ea} = \tau_{ea}^* / (\tau_{ea}^*)_0$$

Здесь T_{e0}^* , T_0^* — невозмущенные температуры компонент плазмы, $(\tau_{ea}^*)_0$ — время столкновений электронов с нейтральными частицами вдали от зонда.

Сформулируем граничные условия. Вдали от зонда ($r^* \rightarrow \infty$) параметры плазмы будем считать постоянными

$$(1.10) \quad n_e^* = n_i^* = N, \quad T^* = T_0^*, \quad T_e^* = T_{e0}^*, \quad \Phi^* = 0$$

на поверхности зонда ($r^* = a$, где a — радиус зонда)

$$(1.11) \quad n_e^* = n_{ew}^*, \quad n_i^* = n_{iw}^*, \quad T^* = T_w^*, \quad \Phi^* = \Phi_w^*$$

Обычно в задаче о зонде считают, что поверхность зонда является каталитической, все заряженные частицы рекомбинируют на ней, так что $n_{ew}^* = n_{iw}^* = 0$.

Перейдем в уравнениях (1.1)–(1.3), (1.8), (1.9) к безразмерным переменным

$$(1.12) \quad n_\alpha = \frac{n_\alpha^*}{N}, \quad T = \frac{T^*}{T_0^*}, \quad T_e = \frac{T_e^*}{T_{e0}^*}, \quad \Phi = \frac{\Phi^*}{|\Phi_w^*|}$$

$$j_\alpha = \frac{j_\alpha^*}{j_{\alpha 0}^*}, \quad \tau_{\beta\alpha} = \frac{\tau_{\beta\alpha}^*}{(\tau_{\beta\alpha}^*)_0}, \quad r = \frac{r^*}{a}$$

$$j_{e\alpha}^* = \frac{e(\tau_{e\alpha}^*)_0 k T_{e0}^* N}{m_e a}, \quad j_{i\alpha}^* = \frac{e(\tau_{i\alpha}^*)_0 k T_0^* N}{\mu_{i\alpha} a}$$

$$\alpha, \beta = i, e, \quad \kappa = \kappa^* / \kappa_0^*$$

Видно, что в качестве обезразмеривающей величины для токов приняты величины, равные тепловым токам компонент в невозмущенном газе, умноженным на числа Кнудсена компонент. Исходные уравнения и граничные условия принимают вид

$$(1.13) \quad r^2 \tau_{i\alpha} \{ T n_i' + \beta n_i T' + n_i \Phi' \theta^{-1} \mu^{-1} \} = c_i$$

$$(1.14) \quad r^2 \tau_{e\alpha} \{ T_e n_e' + \beta n_e T_e' - n_e \Phi' \mu^{-1} \} = c_e$$

$$(1.15) \quad \varepsilon (r^2 \Phi')' = r^2 \mu (n_e - n_i)$$

$$(1.16) \quad (r^2 \kappa T')' = 0, \quad T_e = \theta T + \gamma^{ea} (1 - \theta)$$

$$(1.17) \quad r=1, n_e=n_{ew}, n_i=n_{iw}, \varphi=I, T=T_w$$

$$(1.18) \quad r=\infty, n_e=n_i=1, \varphi=0, T=1$$

$$(1.19) \quad \varepsilon = \frac{r_d^2}{a^2}, \quad \theta = \frac{T_0^*}{T_{e0}^*}, \quad \mu = \frac{kT_{e0}^*}{e|\varphi_w^*|}$$

$$r_d^2 = \frac{kT_{e0}^*}{4\pi e^2 N}, \quad I = \frac{\varphi_w^*}{|\varphi_w^*|}$$

Параметр ε характеризует отношение дебаевской длины экранирования в невозмущенной плазме к размеру зонда, параметр θ — степень температурной неравновесности. Отметим, что параметр ε обратно пропорционален невозмущенной плотности заряженных частиц. Таким образом, в результате обезразмеривания невозмущенные значения плотностей и температур компонент и величина потенциала зонда вошли в виде параметров (1.19) в уравнения, а граничные условия (1.17), (1.18) стали универсальными для различных состояний невозмущенной плазмы.

В уравнения (1.13), (1.14) входят две константы интегрирования (c_i и c_e). Сравнивая (1.13), (1.14) с соотношениями (1.2), (1.3), записанными в безразмерных переменных, можно видеть, что $c_i = -r^2 j_i(r)$, $c_e = -r^2 j_e(r)$. Интегрируя эти соотношения по поверхности зонда ($r=1$), получим

$$(1.20) \quad c_i = -(4\pi)^{-1} J_i, \quad c_e = -(4\pi)^{-1} J_e$$

где J_i, J_e — безразмерные полные токи компонент на зонд.

Суммарный полный ток, обезразмеренный так же, как ток ионов, равен

$$(1.21) \quad J = J_i - \delta J_e, \quad \delta = \left(\frac{\mu_{ia}}{m_e} \right)^{1/2} \frac{Q_{ia}}{Q_{ea}} \theta^{-1/2}$$

Множитель $(\mu_{ia}/m_e)^{1/2}$ приводит к неравенству $\delta \gg 1$. Так, для смеси ионов калия, электронов и молекул азота при температуре 2000°K , $\theta=1$ величина $\delta=680$, если взять сечение $Q_{ea}=8 \text{ \AA}^2$, а для сечения Q_{ia} использовать данные из работы Ю. Н. Беляева и др. (см. сноску на стр. 104).

Задача о зонде состоит в следующем. Необходимо найти решение уравнений (1.13)–(1.16) с граничными условиями (1.17), (1.18) и построить зависимость полного тока на зонд (1.21) от величины параметра $\varphi_w^0 = I\mu^{-1}$ (потенциала зонда). Затем из сравнения полученного результата с экспериментальной вольт-амперной характеристикой, снятой зондом с заданной температурой поверхности T_w , нужно определить значения параметров ε и θ , что позволит при известной температуре газа T_0^* найти температуру электронов T_{e0}^* и невозмущенную плотность N^* заряженных частиц.

На этом пути имеется много трудностей, главная из которых состоит в том, что заранее не ясно, адекватна ли принятая модель физическим условиям, реализующимся в эксперименте. Это замечание особенно касается граничных условий для плотностей компонент на поверхности зонда. Кроме того, для многих газовых смесей отсутствуют надежные данные о сечениях столкновений между ионами и нейтральными частицами. Последнее обстоятельство существенно в рассматриваемом случае, когда температура газа резко меняется вблизи охлаждаемого зонда.

¹ Для сечения столкновения электрон — атом Q_{ea} использовались данные, полученные в работе И. Л. Соколовой «Коэффициенты переноса и моменты интегралов столкновения высокотемпературного воздуха». Канд. дис. Новосибирск, СО АН СССР, Ин-т теорет. и прикл. механ., 1972.

Наконец, чтобы осуществить сравнение теоретических и экспериментальных вольт-амперных характеристик, необходим надежный, требующий достаточно малого времени метод расчета параметров в окрестности зонда. До последнего времени применительно к задаче о зонде такого метода не было. Одна из целей настоящего исследования состояла в разработке такого метода.

2. Метод решения. Задача (1.13) — (1.18) неоднократно решалась численно при различных упрощающих предположениях. Так, в [3-5] рассматривался горячий зонд ($T_w = T = 1$), в [6] считалось, что $T_w \neq 1$, $\theta = 1$, влияние термодиффузионного переноса массы не учитывалось. Во всех этих работах решение краевой задачи (1.13) — (1.18) заменялось решением задачи Коши с заданием всех необходимых условий на поверхности зонда. В [5] на поверхности зонда задавались константы c_i и c_e , а также величина электрического поля $E = E_0$ ($E = -\varphi'$). Затем варьировалось значение E_0 так, чтобы получить при больших r условия (1.18). Контролем выбора решений, имеющих физический смысл, служило условие монотонности изменения поля E в окрестности зонда.

Заметим, что в случае охлаждаемого зонда для некоторых смесей такая монотонность отсутствует. Указанный метод пристрелки весьма трудоемок, плохо поддается автоматизации и не всегда надежен. Так, в работе [6] отмечается, что при некоторых условиях, чтобы получить методом пристрелки решение краевой задачи, варьирование значения E_0 проводилось в 12-й значащей цифре.

В данной работе для решения краевой задачи о зонде был применен метод, широко использующийся в газодинамических расчетах, а именно метод итераций с решением линеаризованных разностных уравнений способом векторной прогонки с переменным шагом интегрирования [7]. Метод дает возможность получать решение задачи (1.13) — (1.18) в достаточно широком диапазоне определяющих параметров (1.19). Так, величина ϵ менялась в диапазоне $10^5 \geq \epsilon \geq 10^{-5}$. Метод реализован в программе для ЭВМ, написанной на языке АЛГОЛ.

3. Результаты расчетов. Во многих реальных условиях эксперимента параметр $\epsilon \ll 1$. Ниже приводятся результаты расчетов при $\epsilon = 10^{-4}$, 10^{-5} для следующих моделей сред: горячий зонд ($T_w = 1$); охлаждаемый зонд, влиянием термодиффузионного переноса массы пренебрегается; охлаждаемый зонд в смеси, состоящей из ионов натрия, молекул азота и электронов $\text{Na}^+ - \text{N}_2 - e$; охлаждаемый зонд в смеси, состоящей из ионов цезия, молекул азота и электронов $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$. Рассматривается случай, когда $\theta = 1$, поверхность зонда каталитическая ($n_{aw} = 0$). При $T_w = 0.2$ коэффициент термодиффузии ионов в смеси $\text{Na}^+ - \text{N}_2 - e$ меняется в пределах $-0.35 \leq \beta_i < 0$, в смеси $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$ в пределах $-9.2 \leq \beta_i \leq -8.7$.

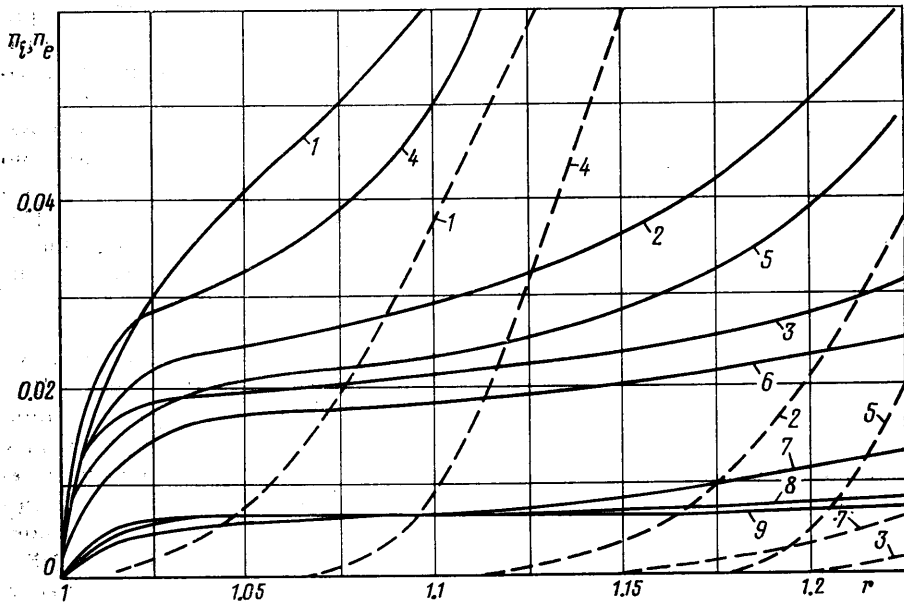
На фиг. 1 показано распределение плотностей компонент n_i (сплошные линии) и n_e (штриховые) вблизи зонда при $\epsilon = 10^{-4}$. Кривые 1-3 соответствуют приближению горячего зонда ($T_w = 1$). Значения потенциала зонда $\varphi_w^0 = \Gamma \mu^{-1} = -7, -17, -27$ для первой, второй и третьей пар кривых соответственно. Линии 4, 5, 6 соответствуют приближению охлаждаемого зонда в смеси $\text{Na}^+ - \text{N}_2 - e$ при температуре зонда $T_w = 0.2$ и потенциалах зонда соответственно $\varphi_w^0 = -7, -17, -27$. Наконец, линии 7, 8, 9 — приближение охлаждаемого зонда в смеси $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$ при $T_w = 0.2$. Соответствующие значения потенциала зонда φ_w^0 были те же, что и в предыдущих случаях: $-7, -17, -27$. Видно, что с увеличением абсолютной величины потенциала зонда у поверхности зонда образуется узкий пограничный слой объемного заряда. Природа этого пограничного слоя не диссипативного характера и связана с тем, что для поддержания стационарного состояния при большом электрическом поле вблизи стенки

должен возникать большой градиент давления одной из заряженных компонент, частицы которой притягиваются под действием поля к стенке.

Влияние термодиффузии и переменной температуры для смеси с легкими ионами типа Na^+ на распределение концентраций n_i и n_e в пограничном слое невелико. Для смесей с тяжелыми ионами этот эффект заметен и приводит к существенному уменьшению значения концентрации ионов вблизи зонда.

Распределение потенциала $\varphi^0 = \mu^{-1}\varphi$ по радиусу при значениях параметров $\epsilon = 10^{-4}$, $\theta = 1$, $T_w = 0.2$ показано на фиг. 2. Сплошные линии соответствуют профилю потенциала в смеси $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$, штриховые в смеси $\text{Na}^+ - \text{N}_2 - e$. Числа у кривых обозначают величину потенциала зонда. Для многих значений параметров потенциал меняется в окрестности зонда монотонно. Однако с увеличением абсолютной величины коэффициента β_i и с увеличением потенциала зонда $I\mu^{-2}$ монотонность изменения φ^0 начинает нарушаться.

Рассмотрим, например, кривую, соответствующую значению $I\mu^{-2} = 6$ для смеси $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$. Вблизи стенки, где концентрация ионов мала, термодиффузионный член в уравнении (1.13) несуществен, поле положи-

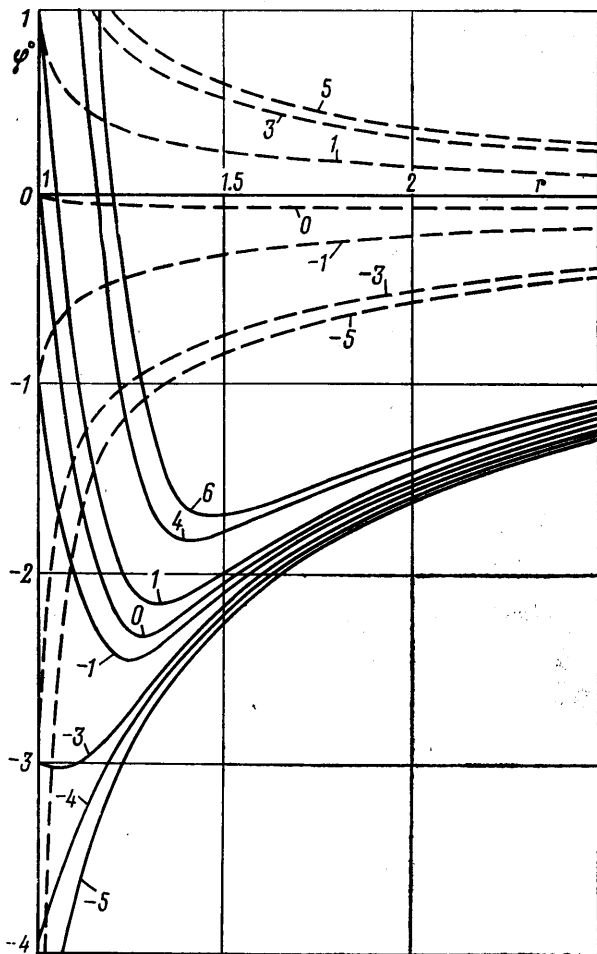


Фиг. 1

тельно, электроны притягиваются к стенке, ионы отталкиваются. С ростом концентрации ионов возрастает и роль термодиффузионного члена, который при $\beta_i < 0$ способствует движению ионов в направлении от стенки. Градиент плотности ионов не может при достаточно больших $|\beta_i|$ компенсировать это термодиффузионное отталкивание ионов от поверхности зонда, поэтому сохранение равновесия (стационарного состояния) начинает поддерживаться электрическими силами, поле меняет знак, отталкивая электроны и притягивая ионы к зонду.

4. Вольт-амперные характеристики. На фиг. 3 построены вольт-амперные характеристики, рассчитанные для разных смесей. Эта фигура хорошо иллюстрирует влияние выбора модели, описывающей состояние среды в окрестности зонда. Сплошные кривые соответствуют приближе-

нию, в котором коэффициенты подвижности постоянны, термодиффузии нет ($\beta_i = \beta_e = 0$, $T_w = 1$, приближение горячего зонда). Штриховая линия дает вольт-амперную характеристику для случая, когда коэффициенты подвижности переменны ($T_w = 0.2$), термодиффузия не учитывается. Штрихпунктирные кривые (верхние для смеси $\text{Na}^+ - \text{N}_2 - e$, нижние для смеси $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$) — вольт-амперные характеристики, рассчитанные по



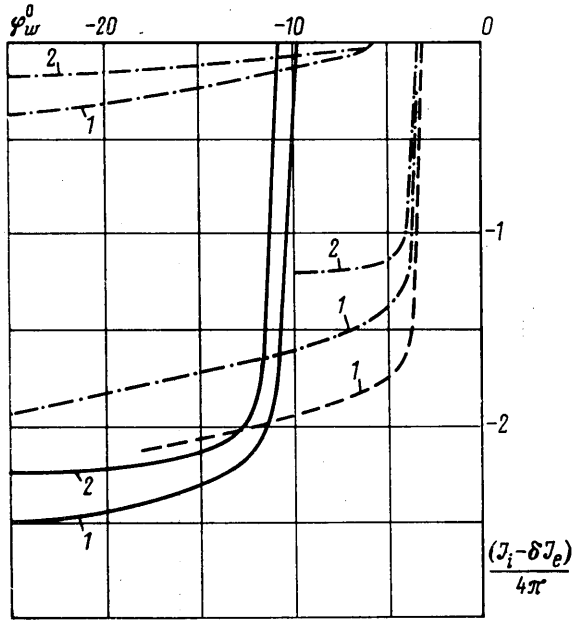
Фиг. 2

полной модели. Линии 1 соответствуют значению параметра $\epsilon = 10^{-4}$, 2 — $\epsilon = 10^{-5}$. Коэффициент β_e во всех расчетах был постоянным, $\beta_e = 0.465$, что соответствует взаимодействию между электроном и молекулой N_2 (см. сноску на стр. 106). Видно, что для некоторых смесей (типа $\text{Na}^+ - \text{N}_2 - e$) влияние термодиффузии мало и может не учитываться. Для других смесей (таких, например, как смесь $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$, с тяжелыми ионами, где $m_i > m_e$ в предположении, что N_2 не ионизуется) влияние термодиффузии существенно. Так, значения токов, рассчитанных по полной модели, отличаются от значений, соответствующих приближению горячего зонда, почти на порядок. Переменность коэффициентов подвижности приводит к уменьшению токов на зонд, что качественно согласуется с экспериментом [8]. Термодиффузия усиливает это явление.

Из фиг. 3 видно, что в области отрицательных значений потенциала зонда имеются участки, которые приближенно можно считать областями токов насыщения. Асимптотический анализ решений задачи (1.13)–(1.18), проводимый при $\epsilon \rightarrow 0$, $\mu \rightarrow 0$ так, чтобы произведение $\epsilon\mu^{-1} \rightarrow 0$, подтверждает данные расчетов.

5. Плавающий потенциал. Интересно исследовать влияние температуры зонда на величину плавающего потенциала φ_s . Если зонд находится под плавающим потенциалом, то полный ток на зонд

$$(5.1) \quad J_i - \delta J_e = 0$$



Фиг. 3

Задача об определении плавающего потенциала ставится так же, как и в п. 1. только вместо условия $\varphi = I$ на поверхности зонда берется условие (5.1). Так как в задаче о плавающем потенциале величина φ_w заранее не известна, то при обезразмеривании исходных уравнений вместо четвертой формулы (1.12) нужно использовать соотношение $\varphi^0 = e\varphi^*/kT_{e0}^*$. Существенное влияние выбора модели среды на теоретически рассчитанную величину плавающего потенциала хорошо видно из фиг. 3. Плавающему потенциалу соответствует точка пересечения вольт-амперной характеристики с осью φ .

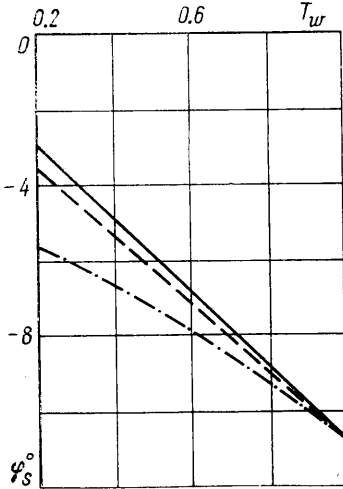
Зависимость плавающего потенциала от температуры зонда для значения $\epsilon = 10^{-5}$ показана на фиг. 4. Штриховая кривая соответствует смеси $\text{Na}^+ - \text{N}_2 - e$ (масса ионов небольшая), штрихпунктирная линия — смеси $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$ (тяжелые ионы), сплошная кривая соответствует модели, в которой эффектом термодиффузии пренебрегается ($\beta_i = \beta_e = 0$).

С повышением температуры зонда величина плавающего потенциала сдвигается в сторону отрицательных потенциалов.

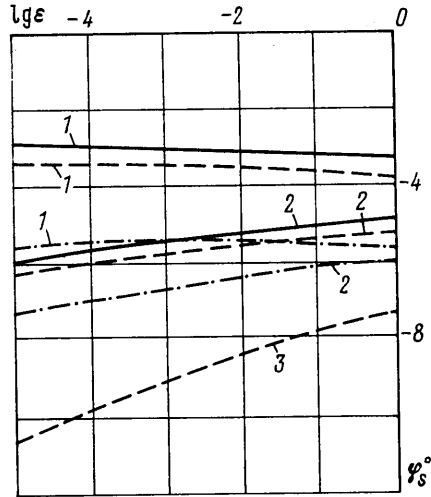
На фиг. 5 изображена зависимость плавающего потенциала от величины параметра ϵ , иначе говоря, от степени ионизации газа, так как величина $\epsilon \sim N^{-1}$. Сплошные кривые рассчитаны для модели, в которой эффектом термодиффузии пренебрегается ($\beta_i = \beta_e = 0$), пунктирные — для модели

охлаждаемого зонда в смеси $\text{Na}^+ - \text{N}_2 - e$, штрихпунктирные — в смеси $\text{Cs}^+ - \text{N}_2 - e$. Линиям 1 соответствует температура зонда $T_w = 0.2$, 2 — $T_w = 0.5$, 3 — $T_w = 1$. В случае холодного зонда ($T_w = 0.2$) зависимость φ_s^0 от ϵ слабая для всех трех моделей (легкие ионы, тяжелые ионы, случай $\beta_i = \beta_e = 0$). С увеличением температуры зонда зависимость φ_s^0 от ϵ усиливается.

Представленные на фиг. 4 и 5 результаты расчетов φ_s^0 показывают, что величина плавающего потенциала существенно зависит от трех фак-



Фиг. 4



Фиг. 5

торов: степени ионизации, состава газа, температуры зонда. Так как величина φ_s^0 , вообще говоря, определяет заряд изолированного от внешней цепи тела, окруженного плазмой, то на основе проведенных расчетов можно предложить объяснение известному в экспериментах [9] явлению зарядки проводящих частиц, движущихся в потоке слабоионизованной плазмы, например в струе выхлопных высокотемпературных газов. Экспериментально наблюдается, что частицы могут иметь разный знак заряда, хотя на первый взгляд кажется, что условия их существования в потоке одинаковы. При отсутствии скольжения частиц относительно потока каждую из них можно рассматривать как изолированную (от внешней цепи) частицу, окруженную неподвижной плазмой, и применить к ней результаты, полученные для зонда под плавающим потенциалом. Тогда различие в зарядах частиц можно объяснить разной степенью их прогрева ($T_w \ll 1$), вследствие чего происходит смещение плавающего потенциала, который, как это видно из фиг. 4, зависит от T_w .

Поступила 26 I 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Гогосов В. В., Полянский В. А., Семенова И. П., Якубенко А. Е. Уравнения электрогидродинамики и коэффициенты переноса в сильном электрическом поле. Изв. АН СССР, МЖТ, 1969, № 2.
2. Полянский В. А. Диффузия и проводимость в частично ионизованной многоатомной газовой смеси. ПМТФ, 1964, № 5.
3. Cohen I. M. Asymptotic theory of spherical electrostatic probes in a slightly ionized, collision — dominated gas. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 10.

4. Ястребов А. А. Точное решение задачи об измерении параметров плотной плазмы при помощи сферического зонда. *Ж. техн. физ.*, 1972, т. 42, № 4.
 5. Ястребов А. А. О методе решения краевых задач для зонда Ленгмюра в плотной плазме. *Ж. техн. физ.*, 1972, т. 42, № 6.
 6. Чепкис, Баум. Теория охлаждаемого сферического электростатического зонда в сплошной газовой среде. *Ракетная техника и космонавтика*, 1971, т. 9, № 10.
 7. Пасконов В. М. Стандартная программа для решения задач пограничного слоя. В сб. «Численные методы в газовой динамике». М., Изд-во МГУ, 1963.
 8. Ашин М. И., Васильева И. А., Нефедов А. П. Исследование влияния температуры двойного охлаждаемого зонда на измеряемую им температуру электронов в плазме при атмосферном давлении. *Теплофизика высоких температур*, 1969, т. 7, № 4.
 9. Shaeffer J. F., Peng T. C. High-potential clouds in jet-engine exhausts. AIAA paper, 1976, No. 397.
-