

УДК 533.924

ЕРШОВ А.В.

Запорожский национальный технический университет

МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ИОННОГО ТОКА НА ЗОНД В ПЛАЗМЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Запропоновано фізичну модель впливу параметрів температурного граничного шару плоского зонду, яка по-новому інтерпретує результати зондових вимірювань іонного струму у плазмі високого тиску. Наведено співставлення аналітичних залежностей з результатами числового розрахунку.

Предложена физическая модель влияния параметров температурного пограничного слоя плоского зонда, которая по новому интерпретирует результаты зондовых измерений ионного тока в плазме высокого давления. Показано сопоставление аналитических зависимостей с результатами численного расчета.

Physical model of influence of temperature parameters for limiting layer of flat sound, that interprets the results of sound measurements of the ion current in plasma of high pressure in different way has been proposed. The comparison of analytical relationship to the results of numerical computation was shown.

A – коэффициент трехчастичной рекомбинации;
 α – коэффициент теплоотдачи;
 D – коэффициент диффузии;
 E_i – потенциал ионизации атомов;
 e – заряд электрона;
 K – константа в формуле Саха;
 k – постоянная Больцмана;
 n – концентрация;
 P – парциальное давление;
 T – температура;
 u – потенциал плазмы;

x – продольная координата;
 λ – коэффициент теплопроводности плазмы;
 σ – коэффициент электропроводности.

Индексы:

A – анод;
 e – электроны;
 i – ионы;
 0 – равновесные параметры при температуре столба плазмы;
 w – параметры поверхности.

Введение

Изменения параметров плазмы посредством электрического зонда являются достаточно точными при низких давлениях, когда длина свободного пробега электронов больше толщины зоны теплового возмущения плазмы [1]. Учет процессов диффузии и рекомбинации ионов при постоянной температуре плазмы позволили расширить область зондовых измерений по давлению [2]. Однако существование температурной неоднородности плазмы в окрестности зонда оказывает большую неопределенность на результаты зондовых измерений и их интерпретацию. Вольт-амперная характеристика зонда и ионный ток насыщения определяют температуру электронов и концентрацию ионов на расстоянии от

зонда, равном длине свободного пробега этих частиц. Для определения параметров невозмущенной плазмы, по-видимому, следует использовать модель диффузионной зоны в температурном пограничном слое.

В настоящей работе разработана методика расчета, учитывающая влияние температурного пограничного слоя на величину ионного тока на зонд. Анализ численных расчетов неравновесной плазмы пограничного слоя [3,4,5] показал, что наиболее интенсивные ионизационные процессы образования ионного тока происходят в высокотемпературной части пограничного слоя. При этом плотность потока ионов пропорциональна максимальному градиенту концентрации ионов в квазиравновесной плазме, который связан с плотностью теплового потока на зонд и темпера-

турой невозмущенной плазмы. Таким образом, температура и концентрация ионов в столбе плазмы зависят от плотности ионного тока и теплового потока на зонд. Определение этой зависимости и составляет цель работы.

Диффузия ионов в квазиравновесной плазме

Выберем одинаковое направление потоков диффузии ионов и электронов. Тогда токи, переносимые ионами j_i и электронами j_e , будут отличаться противоположными знаками:

$$j_i = -\frac{e}{T} D_i \frac{d(n_i T)}{dx} - \sigma_i \frac{du}{dx}, \quad (1)$$

$$j_e = -\frac{e}{T_e} D_e \frac{d(n_e T_e)}{dx} + \sigma_e \frac{du}{dx}, \quad (2)$$

Учитывая, что для квазиравновесной и квазинейтральной плазмы $T_e = T$ и $n_e = n$, определим поток ионов путем исключения градиента потенциала из уравнений (1) и (2):

$$j_i = -\frac{e}{T} \frac{d(n_i T)}{dx} \left(D_i + D_e \frac{\sigma_i}{\sigma_e} \right) - j_e \frac{\sigma_i}{\sigma_e}. \quad (3)$$

При малых значениях электронного тока, (3) превращается в уравнение амбиполярной диффузии. Величина ионного давления связана с температурой формулой Саха [6]:

$$P_i = n_i k T = \sqrt{P_a} K T^{3/4} e^{-\frac{eE_i}{2kT}}. \quad (4)$$

Градиент давления ионов для случая малой степени ионизации определяется из (4):

$$\frac{d(n_i T)}{dx} = \frac{d(n_i T)}{dT} \frac{dT}{dx} = \frac{dT}{dx} n_i \left(\frac{3}{4} + \frac{eE_i}{2kT} \right). \quad (5)$$

Подстановка (5) в (3) для случая амбиполярной диффузии в одностепенной плазме дает:

$$j_i = \frac{2eD_i n_i}{T} \frac{dT}{dx} n_i \left(\frac{3}{4} + \frac{eE_i}{2kT} \right). \quad (6)$$

Условие максимума плотности тока ионов по температуре определяется, если задать зависимость коэффициентов переноса и плотности теплового потока q от температуры, в виде:

$$D_i = D_{i0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^d, \quad \lambda = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^l, \quad (7)$$

$$\frac{dT}{dx} = \frac{q}{\lambda}, \quad q = \alpha(T - T_0). \quad (8)$$

Индексами "0" обозначены коэффициенты переноса при максимальной температуре плазмы T_0 . Дифференцируя (6) по T и приравнявая нулю производную, находим связь между T_0 и температурой слоя T_m , в котором плотность ионного тока максимальна:

$$T_0 = T_m \left(1 + \frac{1}{eE_i / 2kT_m + d - l - 2,25} \right). \quad (9)$$

Согласно численным расчетам [3,4], плотность ионного тока на стенку j_{iw} на 20% меньше максимальной j_{im} за счет рекомбинации ионов в низкотемпературной зоне, а плотность теплового потока в слое с температурой T_m на 20% меньше, чем на стенке:

$$\begin{aligned} j_{iw} &= 0,8 j_{im}, \\ q_m &= 0,8 q_w. \end{aligned} \quad (10)$$

Формулы (6) – (10) определяют плотность ионного тока на зонд

$$j_{iw} = 1,28 q_w \frac{e D_i n_i}{\lambda T_m} \left(\frac{3}{4} + \frac{e E_i}{2kT} \right). \quad (11)$$

Плотность ионного тока на анод согласно (3) будет меньше на величину обратного тока ионов в слое с температурой T_m .

Анализ результатов расчета

Расчет плотности ионного тока выполнен для плазмы аргона атмосферного давления. Используются коэффициенты переноса [7]. Соотношение между наибольшей температурой столба плазмы T_0 и температурой слоя с максимальной плотностью ионного тока T_m , определенные по формуле (9) при $d = 2, l = 4$, приведены в табл. 1.

Величина T_m составляет (0,8...0,85) T_0 . Физический смысл T_m состоит в том, что эта величина является температурной границей, отделяющей зону ионизации от зоны рекомбинации. Расчет отношения плотности ионного тока и теплового потока, полученный в соответствии с формулой (11), приве-

Табл. 1. Результаты расчета плотности тока на зонд.

$T_m \times 10^{-3}, K$	9,0	9,5	10,0	10,5	11,0	11,5	12,0
$T_0 \times 10^{-3}, K$	10,5	11,3	12,1	13,0	13,8	14,6	15,5
$j_{im} / q_w, \frac{A}{BT}$	$3,45 \cdot 10^{-3}$	$4,34 \cdot 10^{-3}$	$5,45 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$8,4 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$	$11,5 \cdot 10^{-3}$

ден также в табл. 1 в зависимости от температуры столба плазмы T_0 . Графическая зависимость плотности тока ионов, определяемая формулой (11), показана на рис.1 в виде наклонных линий. Горизонтальными линиями показан расчет в приближении постоянной температуры плазмы по формуле [2]

$$j_i = en_{i0}^2 \sqrt{AD_i} \quad (12)$$

Использован коэффициент трехчастичной рекомбинации A по рекомендациям [8]. Наклон-

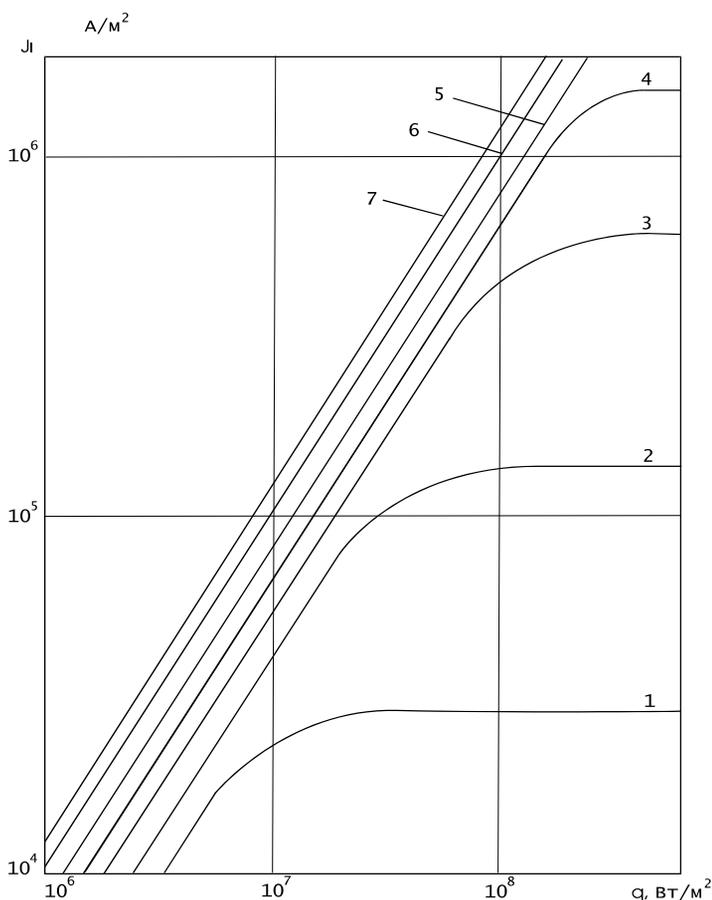


Рис.1. Зависимость плотности ионного тока от плотности теплового потока на поверхность зонда. 1,2,3,4,5,6,7 соответствуют $T = 10^4; 1,1 \cdot 10^4; 1,2 \cdot 10^4; 1,3 \cdot 10^4; 1,4 \cdot 10^4; 1,5 \cdot 10^4; 1,6 \cdot 10^4$ К.

ные и горизонтальные линии стыкуются при определенных значениях плотности теплового потока. Места стыка сопряжены плавными линиями, что дает реальную зависимость для плотности ионного тока. Положение стыка наклонных и горизонтальных линий определяют плотность теплового потока q_{II} при котором происходит переход от модели ионизации в температурном пограничном слое к диффузионной модели с постоянной температурой плазмы. Величины тепловых потоков перехода q_{II} при $T_0 > 10^4 K$ достаточно высоки $q_{II} > 10^7 BT/m^2$ и практически недостижимы в стационарных условиях, ввиду низкой термостойкости зонда.

В заключение сопоставим результаты расчета по предложенной методике с численными расчетами прианодной зоны. При этом учитывается обратный ток ионов в невозмущенной плазме, который согласно (3) зависит от электронного тока и соотношения электропроводности ионов и электронов. Сравнение результатов расчета плотности тока приведено в табл. 2.

Первые три строки таблицы 2 и последняя строка являются результатами численного расчета [4, 5], полученного при интегрировании уравнений переноса двухтемпературной ионизационно-неравновесной плазмы методом Рунге – Кутта в математической системе MathCAD – 2000. Интегрирование начиналось от параметров столба плазмы и заканчивалось при достижении условий на поверхности анода. Температура столба плазмы определялась из условия баланса между энергией джоулевой диссипации и потерями энергии на излучение плазмы и столкновения электронов с тяжелыми частицами. Распределение температур электронов и тяжелых частиц в пограничном слое определялось плотностью тепловыделения вызванного прохождением тока в градиентной плазме. Плотность ионного тока в пограничном слое характеризовалась наличием

Табл. 2. Сравнение расчета ионного тока на анод по приведенной методике с результатами расчета

1	$j \times 10^{-4} \frac{A}{M^2}$	200	400	800	1600
2	$T_0 \times 10^{-3} K$	10,4	11,2	12,1	13,0
3	$q_w \times 10^{-4} BT$	96	192	393	800
4	$Tm \times 10^{-3} K$	8,9	9,4	10,0	10,5
5	$j_{iw} \times 10^{-4} \frac{A}{M^2}$	0,335	0,88	2,14	5,35
6	$\sigma_i(Tm) Om^{-1} M^{-1}$	1,01	1,92	3,64	6,14
7	$j_e \sigma_i / \sigma_e \times 10^{-4} \frac{A}{M^2}$	0,11	0,33	0,98	2,64
8	$j_{iA} \times 10^{-4} \frac{A}{M^2}$	0,225	0,55	1,16	2,71
9	$j_{iA}^4 \times 10^{-4} \frac{A}{M^2}$	0,27	0,56	1,1	2,6

максимума и была пропорциональна плотности теплового потока атомов. Диффузия ионов в аргоне близка к амбиполярной, поскольку анодное падение потенциала было отрицательным, однако меньшим, чем плавающий потенциал зонда. При сопоставлении аналитических и численных расчетов плотности ионного тока принимались одинаковыми температура столба плазмы и плотность теплового потока атомов. По плотности теплового потока атомов на анод q_w сначала определялась плотность тока на нейтральную стенку j_{iw} , а далее находился обратный ионный ток, приведенный в строке 7. При этом проводимость ионов σ_i определялась из соотношения Эйнштейна:

$$\sigma_i = \frac{e^2 n_i D_i}{kT} \quad (13)$$

Как видно из сравнения строк 5 и 7, обратный ток ионов в слое с температурой Tm составляет от 30 до 50% от величины плотности тока на нейтральный зонд. Этими цифрами оценивается погрешность при использовании приближения амбиполярной диффузии в прианодной зоне. Ионный ток на анод j_{iA} , получаемый согласно (3) при вычитании строки 7 из строки 5, приведен в строке 8. Сравнение с результатом численного расчета j_{iA}^4 , приведенного в строке 9, дает отли-

чие менее 17%, что значительно меньше погрешности при использовании приближения амбиполярной диффузии.

Выводы

1. Разработана физическая модель зондовых измерений плотности ионного тока в плазме высокого давления, учитывающая влияние температурного пограничного слоя у поверхности зонда.
2. Показано влияние плотности теплового потока на зонд и температуры невозмущенной плазмы на плотность ионного тока насыщения. Показана ограниченность условий применимости существующей теории зондов, которая использует допущения о постоянстве температуры плазмы.
3. Получено удовлетворительное согласие приведенной методики с результатами численного расчета плотности ионного тока в прианодной плазме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Захарова В.М., Каган Ю.М., Мустафин К.С., Перель В.И. О зондовых измерениях при средних давлениях. // ЖТФ — т. XXX, — №4, — 1960. — С. 442—449.

2. *Ульянов К.Н.* Теория электрических зондов в плотной плазме. // ЖТФ, 1970, №4. С. 790–798.
3. *Паневин И.Г., Назаренко И.П., Ершов А.В.* Исследование прианодных процессов в сильно-точных разрядах высокого давления – “Экспериментальные исследования плазмотронов”. Новосибирск: “Наука”, 1977. С. 340–357.
4. *Ершов А.В.* Структура теплового потока и неравновесности плазмы в прианодной зоне аргоновой сварочной дуги // Нові матеріали і технології в металургії та машинобудуванні – 2003, – №2 – С.102–106.
5. *Ершов А.В., Быковский О.Г.* Оценка энергопереноса на анод дугового разряда в инертных газах // Автоматическая сварка – 2004 – №6 (614). – С.11–14.
6. *Гольдфарб В.М.* Оптическое излучение. – “Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы”. М.: “Наука”, 1971. С. 169–232.
7. *Кулик П.П.* Упругие взаимодействия и явления переноса – “Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы”. М.: “Наука”, 1971. С. 5–56.
8. *Kruger Ch. H.* Nonequilibrium in Confined – Arc Plasma // Phys of Fluids, – 1970, – v.13 – №7. – P. 1737–1746.

Получено 20.03.2005 г.

УДК 543.27.07

МИХЕЕВА И.Л., ПРИМИСКИЙ В.Ф.

Украинский НИИ аналитического приборостроения ("Укрналит")

ОСОБЕННОСТИ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ДИОКСИДА СЕРЫ В ВЫБРОСАХ И САНИТАРНОЙ ЗОНЕ ТЕПЛОВЫХ СТАНЦИЙ

Викладено особливості застосування методу ультрафіолетової молекулярної флуоресценції для інструментального аналізу SO_2 у димових газах теплових електростанцій. Проведено аналіз і обґрунтовані критерії вибору області збудження і реєстрації флуоресцентного випромінювання з урахуванням впливу неінформативних параметрів. Детально описана структурна схема і технічні характеристики флуоресцентного газоаналізатора.

Изложены особенности применения метода ультрафиолетовой (УФ) молекулярной флуоресценции для инструментального анализа SO_2 в дымовых газах тепловых электростанций. Проведен анализ и обоснованы критерии выбора области возбуждения и регистрации флуоресцентного излучения с учетом влияния неинформативных параметров. Детально описана структурная схема и технические характеристики флуоресцентного газоанализатора.

In the article are given the peculiarities of using ultra-violet method of molecular fluorescence for instrumental analysis of SO_2 in smoke gases of power stations. Was carried out the analysis and grounded the criterion of choosing the exiting area and registration of fluorescent radiation with influence of non-informative parameters. In details is described the structural scheme and technical characteristics of fluorescent gas analyzer.

B_k – квантовый выход флуоресценции анализируемого компонента;
 h – постоянная Планка;
 $I_{\text{фл}}$ – относительная интенсивность флуоресцентного испускания;
 k – коэффициент поглощения анализируемого компонента;
 l – толщина поглощающего слоя;

$\rho_{\text{рт}}$ – объемная концентрация газа;
 T – поглощение излучения;
 x – концентрация анализируемого компонента;
 λ – длина волны оптического излучения;
 λ_n – среднее эффективное значение длины волны возбуждающего излучения;
 $\lambda_{\text{фл}}$ – среднее эффективное значение длины волны флуоресцентного испускания;