

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1976.4.10>

УДК 621.039.66

Ю. ИВАНОВ, А. ОВСЯННИКОВ, Д. ОЛИВЕР,  
У. ПИХЛАК, Л. ПОЛАК

## ЗОНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЛАБОТУРБУЛЕНТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ I. ИЗМЕРЕНИЕ ОСРЕДНЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ

В последнее десятилетие методы диагностики плазмы с помощью электростатических зондов в диффузионном режиме быстро развиваются. В недавно вышедшем обзоре [1] обсуждены основные теоретические и экспериментальные положения в этой области. Однако в известной нам литературе можно выделить лишь несколько экспериментальных работ, посвященных электростатическому зондированию плазменных струй при атмосферном давлении и температурах выше  $(5-6) \cdot 10^3$  К. Результаты большинства из них противоречат как друг другу [2-4], так и выводам существующих теорий. Кроме того, до сих пор ни экспериментально, ни теоретически не рассматривались возможности изучения флуктуаций параметров высокотемпературных плазменных струй с помощью зондов в диффузионном режиме. В случае слабоионизованной плазмы заряженные частицы представляют собой пассивную в гидродинамическом отношении примесь и поэтому измерение флуктуаций зондового тока может привести (напр., [5]) к определению характеристик гидродинамической турбулентности плазменных потоков. Как известно, турбулентность часто играет определяющую роль в процессах горения, процессах смешения в плазмохимических реакторах и т. д.

Целью настоящей работы являлась разработка метода диагностики слаботурбулентных плазменных струй при атмосферном давлении с помощью охлаждаемого водой электростатического зонда. Для калибровки зондовых измерений проводили спектрально-оптические исследования. Объектом изучения служила плазменная струя аргона или азота, генерируемая плазматроном постоянного тока (диаметр сопла 6 мм). Чтобы исключить подмешивание окружающего воздуха, струю обдували ламинарным спутным потоком рабочего газа, формируемым в кольцевой щели вокруг сопла плазматрона.

Конструкция использованного при измерениях электростатического зонда предложена Дж. Греем [4]. Зонд (рис. 1) состоит из двух медных коаксиальных трубок, через которые пропускают воду. К одному концу наружной трубки диаметром 2,4 мм припаян медный наконечник, имеющий форму эллипсоида вращения. Радиус кривизны покрытого слоем серебра наконечника  $R \approx 1$  мм. Эта трубка покрыта снаружи слоем изоляции из смеси нитрида бора с окисью магния методом плаз-

менного напыления. Участок торца наконечника зонда площадью  $0,1 - 0,2 \pm 0,01 \text{ мм}^2$ , очищенный от изоляции, служит его рабочей поверхностью. Зонд установлен на координатном столике, что позволяет проводить измерения в любой точке плазменной струи.

Электрические характеристики зонда снимали по стандартной схеме (рис. 2), питаемой от источника напряжения типа Б5-7. Вольт-амперные характеристики и ее вторую производную  $J''(\varphi)$  записывали на двухкоординатном самописце ПДС-021. Измерения  $J''(\varphi)$  проводили методом второй гармоники. От генератора сигналов ГЗ-33 подавали на зонд напряжение амплитудой  $0,2 \text{ в}$  и частотой  $6 \text{ кГц}$ . С помощью резонансного усилителя У2-4 и анализатора спектров АН1-50 выделяли и детектировали вторую гармонику выходного сигнала зонда.

Характеристики переменной составляющей ионного тока насыщения  $J_{i \text{ sat}}$  измеряли следующим образом. С сопротивления  $R_m$  снимали напряжение, пропорциональное  $J_{i \text{ sat}}$ . Его переменную составляющую после усиления записывали на измерительном магнитофоне типа «Тесла Е-145». Время записи сигнала  $\sim 5 \text{ сек}$ . Кусок магнитной пленки с записью отрезали и склеивали в кольцо, что позволяло воспроизводить информацию непрерывно в течение требуемого для дальнейших измерений времени. Воспроизводимый сигнал с выхода магнитофона подавали на входы анализатора спектров АН1-50 и амплитудного анализатора ССС.

Спектральные измерения проводили с помощью спектрографа ДФС-8. За выходной щелью спектрографа был установлен фотоэлектронный умножитель ФЭУ-38, сигнал с которого после прохождения через усилитель постоянного тока СП-1М записывали на ленту самописца КСП-4. В качестве эталонного излучателя использовали вольфрамовую ленточную лампу СИ-10/300.

В аргоновой плазменной струе  $T_e$  и  $n_e$  рассчитывали по данным измерений абсолютной интенсивности линии  $\text{AgI}$ ,  $\lambda = 430,0 \text{ нм}$  и континуума  $\text{Ag}$ ,  $\lambda = 445,0$  и  $533,0 \text{ нм}$ . В азотной струе рассчитывали температуру по абсолютной интенсивности линии  $\text{NI}$ ,  $\lambda = 821,6 \text{ нм}$ . Погрешности определения  $T_e$  и  $n_e$  составляли соответственно  $\pm 5$  и  $\pm 30\%$ . Так как в плазме предполагалось наличие локального термодинамического равновесия, по измеренным значениям  $T_e$  и известному равновесному составу плазмы определяли  $n_e$  и, наоборот, из найденных  $n_e$  определяли  $T_e$ . В дальнейшем экспериментальные данные обрабатывали с использованием среднего из полученного набора значений  $n_e$  и  $T_e$ .

Спектральные и зондовые измерения проводили одновременно, причем на входную щель спектрографа фокусировали участок плазменной струи, непосредственно прилегающий к торцу зонда, введенного в струю.

Осуществленная таким образом калибровка результатов зондовых

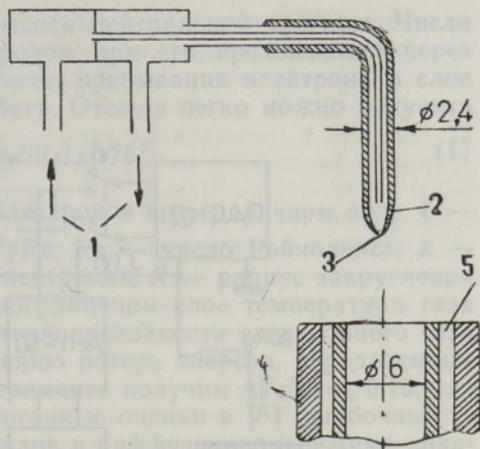


Рис. 1. Конструкция электростатического зонда: 1 — вход и выход охлаждающей воды, 2 — изоляционное покрытие зонда, 3 — рабочая поверхность зонда, 4 — анод плазматрона, 5 — кольцевая щель.

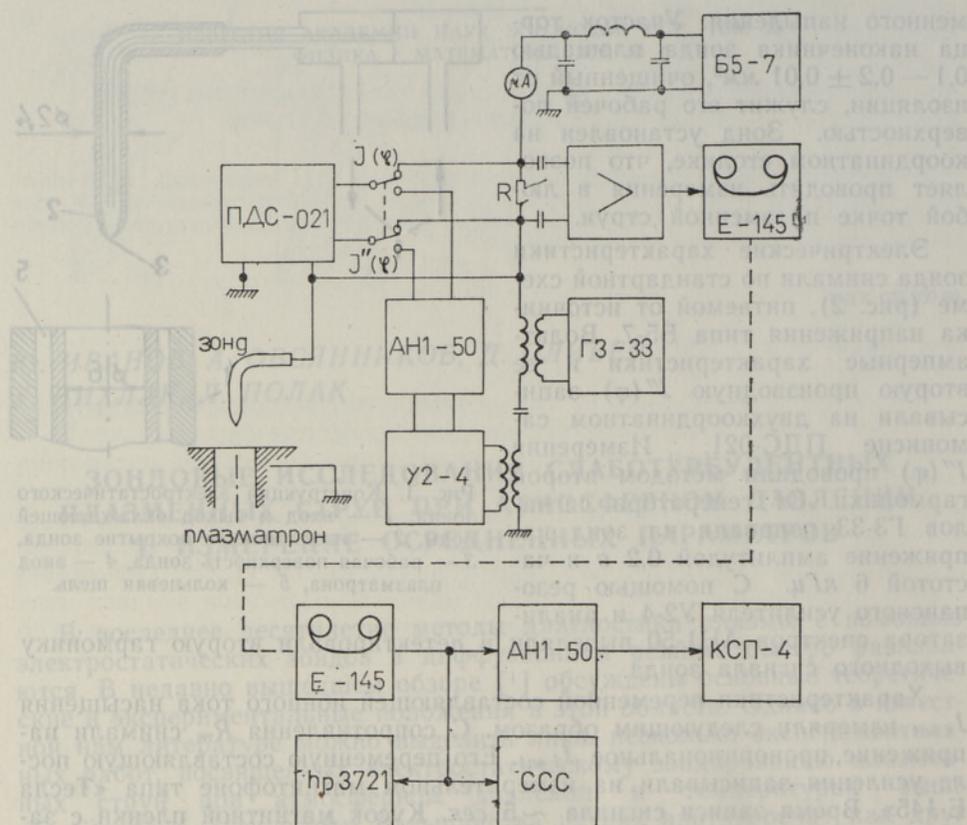


Рис. 2. Электрическая схема измерений.

измерений позволила выбрать конкретную теоретическую модель зонда в диффузионном режиме для установления параметров плазмы с помощью электрического зонда. Предварительный выбор такой модели определяется параметрами плазменной струи и зонда.

### 1. Аргонная плазменная струя

В условиях, типичных для данного эксперимента, определяющие параметры имеют следующие значения: 1) температура плазмы  $T \approx 10^4 \text{ K}$ ; 2) концентрация заряженных частиц  $n_e = n_i \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 3) концентрация нейтральных частиц  $n_g \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; 4) скорость плазменной струи  $\sim 10^4 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$ ; 5) число Дамкёлера, характеризующее степень химической неравновесности пограничного слоя вокруг зонда,  $Da \approx 10^{-1}$ ; 6) температура поверхности зонда  $T_w \approx 300 \text{ K}$ .

Сильное охлаждение поверхности зонда приводит к установлению неоднородного профиля температуры в его пограничном слое. При этом в области, непосредственно прилегающей к поверхности зонда,  $T_i = T_e \approx 300 \text{ K}$ . Определение  $T_e$  в пограничном слое — задача более сложная. Из результатов расчетной работы [6] следует, что в условиях данного эксперимента  $T_e$  остается «замороженной», т. е. постоянной в пределах пограничного слоя. Этот результат можно объяснить с помощью простых оценок. Доля энергии, теряемая электроном при одном столкновении с тяжелой частицей, может быть записана как  $\sim 2m_e/m_g$ ,

где  $m_e$  — масса электрона,  $m_g$  — масса нейтральной частицы. Число столкновений, испытываемых электроном при его прохождении через слой, определяется отношением времени пребывания электрона в слое к среднему времени свободного пробега. Отсюда легко можно получить

$$\Delta T_e/T_e \approx 6(m_e/m_g)(\delta/\lambda)^2, \quad (1)$$

где  $\Delta T_e$  — изменение температуры электронов в пограничном слое,  $\delta$  — толщина пограничного слоя,  $\delta = R/\sqrt{\text{Re}}$ ,  $\text{Re}$  — число Рейнольдса,  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега электронов,  $R$  — радиус закругления зонда. Если принять, что во всем пограничном слое температура газа  $T_g \ll T_{g\infty}$ , и пренебречь эффектами теплопроводности электронного газа (что приводит к заведомому завышению потерь энергии, определенных по (1)), при условиях данного эксперимента получим  $\Delta T_e/T_e \leq 0,15$ , так как  $\delta \approx 0,01$  см. Отметим, что аналогичные оценки в [4] ошибочны.

Анализ известных нам теорий зондов в диффузионном режиме показал, что обработку данных, полученных в указанных выше экспериментальных условиях, можно проводить с использованием представлений теории Чанга [1, 7, 8]. Основными ее требованиями являются:

1. Существование пренебрежимо тонкого электрического слоя, параметр  $\hat{a} = (R/h_D)^2/\text{Re} \geq 10^4$ ; здесь  $h_D$  — радиус Дебая.

2. Толщина электрического слоя  $r_s$  много больше средней длины свободного пробега заряженных частиц.

3. Наличие химически «замороженного» пограничного слоя, критерий  $\text{Da} \ll 1$ .

4. «Замороженная» в пограничном слое температура электронов. Это требование весьма существенно при определении  $T_e$  по электронной ветви вольтамперной характеристики. Его невыполнение приводит к ошибке  $\sim 10\%$  при вычислении  $n_i$  по величине ионного тока насыщения.

В условиях данного эксперимента не выполняется второе требование. Из [7] следует, что  $r_s \geq 50h_D \approx 5 \cdot 10^{-4}$  см. Электрический слой прилегает к поверхности зонда, и длину свободного пробега ионов  $\lambda_i$  и электронов  $\lambda_e$  следует определять для температуры  $T_g = 300$  К. Тогда  $\lambda_i \approx 10^{-6}$  см,  $\lambda_e \approx 5 \cdot 10^{-4}$  см. Следовательно, второе требование выполняется только для ионов.

Область ионного тока насыщения. Из [1, 7] для зондов, расположенных в критической точке обтекаемого тела, имеем

$$J_{i \text{ sat}} = 0,77 n_{i\infty} e \left( 1 + \frac{T_{e\infty}}{T_{i\infty}} \right) \left( \frac{u_\infty D_{i\infty}}{R} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $D_i$  — коэффициент диффузии ионов,  $J_{i \text{ sat}}$  — плотность ионного тока насыщения;  $D_i = D_{i300}(T/300)^{1,7}$ ,  $D_{i300} = 4,1 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup> сек<sup>-1</sup> [9, 10].

Из соотношения (2) следует, что  $J_{i \text{ sat}}$  не зависит от потенциала зонда. Этот вывод теории подтверждается результатами данной работы в области потенциалов зонда до  $-20$  в по отношению к плавающему потенциалу (при больших потенциалах происходит пробой изоляции зонда).

Определение значения концентрации ионов  $n_i$  требует знания скорости струи  $u_\infty$ . Измерения  $u_\infty$  проводили с помощью охлаждаемого калориметрического зонда Грея [11]. Погрешность измерения  $u_\infty$  оценивается величиной порядка  $\pm 15\%$ .

На рис. 3 сопоставлены результаты измерения  $n_e$  спектроскопическим методом со значениями  $n_i$ , определенными зондовым методом с использованием выражения (2). Видно, что последние почти на порядок

величины меньше первых, что значительно превышает суммарную погрешность определения  $n_i$  ( $\pm 50\%$ ). Для объяснения этого, на первый взгляд, неожиданного результата, обратимся к работе [6], в которой проведен более точный анализ проблемы (по сравнению с работами П. Чанга). К сожалению, конкретное применение результатов [6] затрудняет сложность их расчетов на ЭВМ. Из этой работы следует, в отличие от теории Чанга, что сильное охлаждение газа в пограничном слое существенно влияет на результаты измерения  $J_{i sat}$ . Критерий существования пренебрежимо тонкого слоя  $\hat{a} \geq 10^4$  здесь не применим. Как отмечается в [1], в случае «замороженной» температуры электронов электрический слой играет гораздо большую роль в определении  $J_{i sat}$ , чем это принято в теории Чанга (даже когда физическая толщина слоя мала).

Таким образом, для нахождения значения  $n_i$  следует пользоваться зависимостью (ионного тока насыщения от параметров плазмы), учитывающей конечную толщину электрического слоя. В соответствии с результатами А. Бойера и К. Турияна [12] для зондов, расположенных в критической точке обтекаемого тела, эта зависимость имеет вид

$$J_{i sat} = 0,77 n_{i\infty} e \left( 1 + \frac{T_{e\infty}}{T_{i\infty}} \right) \left( \frac{u_{\infty} D_{i\infty}}{R} \right)^{1/2} \left( \frac{h_D}{R} \right)^\alpha \left( \frac{e\varphi}{kT} \right)^\beta, \quad (3)$$

где  $\beta = [1 + 4 \ln(1 + 0,5 \hat{a})]$ . В условиях данного эксперимента член  $(e\varphi/kT)^\beta$  практически равен единице. Таким образом, задача сводится к определению  $\alpha$ . Оказалось, что если принять  $\alpha = 0,22 \pm 0,02$ , значения  $n_i$ , полученные обоими методами, совпадают в пределах погрешностей измерений (рис. 3). Найденное значение  $\alpha$  хорошо согласуется с экспериментальными результатами [12], где было показано, что при характерном для данной работы значении параметра  $(h_D/R) \approx 10^{-4}$ ,  $\alpha \approx 0,2$ . Этот результат подтверждается и экспериментальными данными [4], установленными с помощью охлаждаемого электростатического зонда в аргоновой плазменной струе при атмосферном давлении.

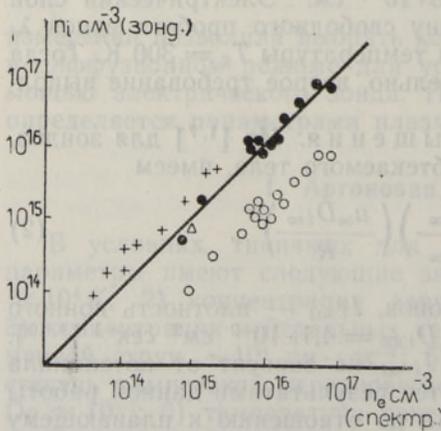


Рис. 3. Сопоставление результатов измерений концентрации электронов спектроскопическим методом и концентраций ионов зондовым методом. Сплошная линия означает полное совпадение тех и других значений концентраций.

Аргоновая струя:  $\circ$  — расчет по (2),  $\bullet$  — по (3) ( $\alpha = 0,22$ ,  $\beta = 0$ );  $\triangle$  — данные Дж. Грея.

Азотная струя:  $+$  — расчет по (9).

На рис. 3 значение  $n_i$  получено из данных [4]: по оси ординат —  $n_i$ , определенное из  $J_{i sat}$  с использованием выражения (3),  $\alpha = 0,22$ ,  $\beta = 0$ , по оси абсцисс —  $n_e$ , рассчитанное по измеренной авторами [4]  $T_e$  и известному равновесному составу плазмы.

Следует отметить, что анализ результатов В. Шарфмана и Х. Бредфельда [13] также указывает на существование зависимости  $J_{i sat}$  от  $(h_D/R)^\alpha$ , причем  $\alpha = 0,1-0,3$ .

Определение температуры электронов  $T_e$  по электронной ветви вольт-амперной характеристики. Графическое построение вольт-амперной характеристики зонда в полудифракционных координатах показывает, что зависимость логарифма плотности электронного тока

$J_e$  от потенциала зонда  $\varphi$  остается линейной в области  $J_e \leq 100 J_{i\text{ sat}}$ . Значения  $T_e$  определяли двумя способами. Во-первых, по наклону линейных участков вольтамперных характеристик, пользуясь известным выражением

$$\frac{d(\ln J_e)}{d\varphi} = -\frac{e}{kT_{e\infty}}. \quad (4)$$

И, во-вторых, методом Чанга [1,8] для двойных зондов с «замороженной» температурой электронов в пограничном слое:

$$\frac{1}{J_e} \left( \frac{dJ_p}{d\varphi} \right)_{J_p=0} = 2,1 \frac{e}{kT_{e\infty}}, \quad (5)$$

где  $J_p$  — плотность зондового тока; условие  $J_p = 0$  означает, что значения величин в скобках следует брать в точке плавающего потенциала вольтамперной характеристики двойного зонда. При этом экспериментально полученные вольтамперные характеристики одиночного зонда перестраивали в виде характеристик двойного зонда. На рис. 4 сопоставлены результаты измерений, полученные спектрально-оптическим методом и методами, указанными выше. Значения температуры, определенные по наклону вольтамперной характеристики, оказываются систематически завышенными, хотя и не выходят за пределы экспериментальных погрешностей ( $\pm 5\%$ ). Метод Чанга дает более точные результаты, так как характеристики двойного зонда менее чувствительны к внешним возмущениям.

Попытки использовать область электронного тока насыщения для диагностики плазмы не увенчались успехом. Ток нарастал до аномальных значений — свыше  $2000 J_{i\text{ sat}}$ , что приводило к пробою газа вблизи зонда (разряд на зонд). Наблюдаемое в эксперименте отсутствие хорошо выраженной области насыщения электронного тока согласуется с теоретическими выводами [6,7], но противоречит экспериментальным результатам [4].

Измерение функции распределения электронов по энергиям. Возможность такого измерения в неподвижной плазме с помощью зонда в диффузионном режиме с «замороженной» в пограничном слое  $T_e$  обоснована К. Кейзом [14]. Им было установлено, что в области достаточно малых электронных токов вторая производная плотности электронного тока  $J''_e(\varphi)$  пропорциональна функции распределения электронов по энергиям  $f(E)$ . Следовательно, для ее определения можно воспользоваться известным соотношением Дрювестейна

$$f(E) = f(e\varphi) = \frac{2\sqrt{2}}{e^2} \sqrt{\frac{m_e}{e}} \sqrt{\varphi} J''_e(\varphi), \quad (6)$$

где  $E$  — энергия электрона.

При наличии максвелловского распределения имеем

$$\frac{d \ln J''_e(\varphi)}{d\varphi} = -\frac{e}{kT_e^{(j)}}, \quad (7)$$

где  $T_e^{(j)}$  — температура электронов, определенная по наклону линейного участка зависимости  $\ln J''_e(\varphi)$ . В данной работе для ряда режимов измеряли методом второй гармоники  $J''_e(\varphi)$  и одновременно получали

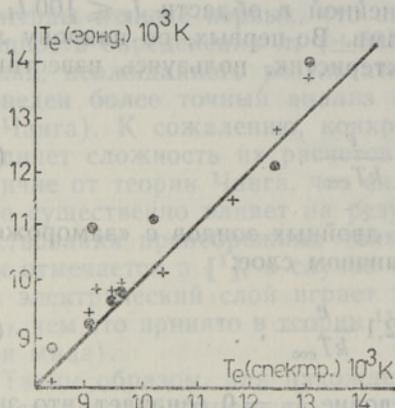


Рис. 4. Сопоставление результатов измерения температуры электронов двумя методами; сплошная линия означает полное совпадение  $T_e$ , измеренной зондовым и спектрально-оптическим методами. Ординаты точек — результаты зондовых измерений, обработанных с использованием разных методов:  
 ● — по формуле (4); + — по формуле (5).

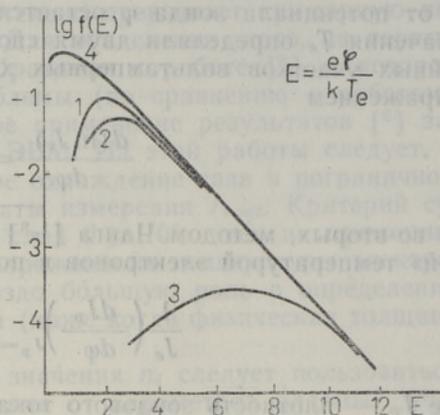


Рис. 5. Сопоставление экспериментально измеренных функций распределения электронов по энергиям с максвелловским распределением:  $T_e^{(f)} = 10\,200$  (1), 9600 (2), 8600 К (3); максвелловское распределение (4).

$J_e(\varphi)$ . Сравнение полученных  $T_e$  (см. (4)) и  $T_e^{(f)}$  (см. (7)) показало, что они, как правило, совпадают в пределах случайных погрешностей эксперимента ( $\pm 7\%$ ). Однако наблюдались и сильные расхождения, достигавшие порой 100% в сторону увеличения  $T_e$ . Было установлено, что основной причиной этого расхождения является загрязнение рабочей поверхности зонда. Измеренные после ее чистки большими электронными токами значения  $T_e$  и  $T_e^{(f)}$  вновь совпадали. Так как чувствительность  $J''(\varphi)$  к загрязнениям оказалась очень сильной, степень совпадения  $T_e$  и  $T_e^{(f)}$  служила критерием годности зонда для проведения измерений.

Ввиду того что функции распределения электронов по энергиям, измеряемые с помощью электростатического зонда, искажаются в низкоэнергетической области [14],  $f(E)$  строили следующим образом. Принимали, что на графике зависимости  $J''(\varphi)$  потенциал, при котором  $J''(\varphi) = 0$ , является потенциалом плазмы. Очевидно, это справедливо лишь условно, поскольку потенциал плазмы возмущается зондом в диффузионном режиме. Далее зависимость (6) представляли в безразмерном виде

$$f(E) = f\left(\frac{e\varphi}{kT_e^{(f)}}\right) = C \sqrt{\frac{e\varphi}{kT_e^{(f)}}} J''\left(\frac{e\varphi}{kT_e^{(f)}}\right). \quad (8)$$

Для данного значения  $E = e\varphi/kT_e^{(f)}$ , при котором определяли  $T_e^{(f)}$  по (7), вычисляли  $f(E)$ , принимая, что она является максвелловской. Таким образом, находили значение постоянного множителя  $C$  в (8) и рассчитывали экспериментально полученную функцию распределения

электронов по энергиям из  $J''(\varphi)$ . На рис. 5 максвелловская функция в безразмерных координатах сопоставлена с типичными экспериментально измеренными функциями распределения электронов по энергиям. Видно, что степень искажения последних в области максимума превышает порядок величины и зависит от температуры плазмы. Эта зависимость обусловлена, на наш взгляд, увеличением толщины электрического слоя вокруг зонда при уменьшении концентрации заряженных частиц.

## 2. Азотная плазменная струя

В азотной плазменной струе измеряли вольтамперные характеристики зонда в диапазонах изменений температуры  $(6-9) \cdot 10^3$  К и концентрации заряженных частиц  $5 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-3}$ . Так как рекомбинация заряженных частиц в этом случае описывается схемой [15]  $e + N_2^+ \rightarrow N + N$ , значение числа Дамкёлера  $Da = (\alpha_p n_i \delta^2) / [D_i (1 + T_e/T_i)] \approx 10^4$ . При этом коэффициент диссоциативной рекомбинации  $\alpha_p = \alpha_{300} (T/300)^{-0,41}$ , где  $\alpha_{300} = 2 \cdot 10^{-7}$   $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$  [10]. Коэффициент диффузии ионов  $N_2^+$  в  $N_2$  определяли из данных работ [10, 16]:

$$D_i = D_{300} (T/300)^{0,65}, \quad D_{300} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Так как  $Da \gg 1$ , для определения  $n_i$  следует пользоваться теорией зондов в рекомбинационном режиме [17]. В случае диссоциативной рекомбинации

$$J_{i \text{ sat}} = \frac{1}{\sqrt{3}} e n_i^{3/2} \left[ \alpha_p D_i \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \right]. \quad (9)$$

На рис. 3 сопоставлены результаты зондовых и спектральных измерений концентрации ионов в азотной плазменной струе. Видно, что зондовые измерения дают систематически завышенные (приблизительно в два раза) значения  $n_i$ , что выходит за пределы суммарной погрешности измерения ( $\sim \pm 50\%$ ). Однако, имея в виду, что при выводе выражения (9) не учитывалось наличие термического пограничного слоя и направленного потока частиц, эти результаты можно считать удовлетворительными.

Электронные ветви вольтамперных характеристик здесь сильно искажались. Линейная зависимость (4) сохранилась только в области  $J_e \approx J_{i \text{ sat}}$ , а значение  $T_e$  оказалось завышенным на 50—100% по сравнению с результатами спектрально-оптических измерений. Это можно объяснить высокой частотой неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами, приводящих к снижению энергии электронов и, соответственно, к искажению электронной ветви вольтамперной характеристики зонда.

## Выводы

1. Охлаждаемый электростатический зонд позволяет измерять в аргоновой плазменной струе при атмосферном давлении в интервале  $(6-13) \cdot 10^3$  К температуру электронов и концентрацию ионов с погрешностью соответственно  $\pm 10$  и  $\pm 50\%$ . В азотной плазменной струе можно определять концентрацию ионов с погрешностью  $\pm 100\%$ .

2. Методика электростатического зонда позволяет измерять в струе аргоновой плазмы функцию распределения электронов по энергиям в ее высокоэнергетической части.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Чанг П., Толбот Л., Турян К., Ракетная техника и космонавтика, **12**, № 2, 3 (1974).
2. Rohatgi V. K., J. Phys. D., **1**, 485 (1968).
3. Gick A. E., Guigley U. B., Richards P. H., J. Phys. D., **6**, 1941 (1973).
4. Грей Дж., Джекобс П., Ракетная техника и космонавтика, **5**, № 1, 98 (1967).
5. Деметриадес А., Ракетная техника и космонавтика, **7**, № 8, 253 (1969).
6. Burke A. F., Lam S. H., AIAA Paper 67/100 (1967).
7. Chung P. M., Phys. Fluids, **7**, 10 (1964).
8. Chung P. M., J. Spacecraft and rockets, **4**, 1105 (1967).
9. Дресвин С. В., Донской А. В., Гольдфарб В. М., Клубникин В. С., Физика и техника низкотемпературной плазмы, М., 1972.
10. Смирнов Б. М., Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974.
11. Грей Дж., Джекобс П., Шерман П., Приборы для научных исследований, **33**, № 7, 29 (1962).
12. Бойер А., Турян К., Ракетная техника и космонавтика, **10**, № 12, 143 (1972).
13. Шарфман В., Бредфельд Х., Ракетная техника и космонавтика, **8**, № 4, 67 (1970).
14. Case S., Proc. 10th Int. Conf. on Phenom. in Ion. Gases, 1971, p. 402.
15. Александров В. Я., Гуревич Д. Б., Подмошенский И. В., Тезисы докл. VI Всесоюзн. конфер. по генераторам низкотемпературной плазмы, Фрунзе, 17—19 сент. 1974 г., Фрунзе, 1974, с. 395.
16. Leventhal J. J., Moran T. F., Friedman L., J. Chem. Phys., **46**, 4666 (1967).
17. Ульянов К. Н., ЖТФ, **10**, вып. 4, 790 (1970).

Московский институт нефтехимического  
синтеза АН СССР

Поступила в редакцию  
10/III 1976

Институт термодинамики и электрофизики  
Академии наук Эстонской ССР

J. IVANOV, A. OVSJANNIKOV, D. OLIVER, U. PIHLAK, L. POLAK

## NÖRGALT TURBULENTSETE PLASMAJUGADE UURIMINE SONDIDE MEETODIL I. KESKMISTE SUURUSTE MÕOTMINE

Käsitletakse nõrgalt turbulentsete argooni- ja lämmastikuplasma jugade diagnoosimist elektrostaatiliste sondide meetodil. Artikli esimeses osas kirjeldatakse elektrostaatilise sondi konstruktsiooni, esitatakse katseskeem ja kirjeldatakse katsete meetodikat; teine osa hõlmab fluktuatsioonide mõõtmist.

On kõrvutatud kaht temperatuuri ja ioonide kontsentratsiooni mõõtmise meetodit — spektraalmeetodit ja elektrostaatiliste sondide meetodit. Saadud tulemuste ja olemasolevate teoreetiliste seisukohtade alusel on leitud mõõdetavate suuruste ja sondi parameetrite vaheline matemaatiline seos. Samuti on kirjeldatud argooniplasma elektronide energeetilise jaotusfunktsiooni eksperimentaalset mõõtmist. Hinnatakse temperatuuri ja ioonide kontsentratsiooni mõõteviga temperatuurivahemikus  $(6-13) \cdot 10^3$  K ja osutatakse võimalusele mõõta elektronide energeetilist jaotusfunktsiooni elektrostaatiliste sondidega atmosfäärirohul suurte energiate piirkonnas.

Yu. IVANOV, A. OVSYANNIKOV, D. OLIVER, U. PIHLAK, L. POLAK

PROBE MEASUREMENTS IN SLIGHTLY TURBULIZED PLASMA JETS AT ATMOSPHERIC PRESSURE. I. DETERMINATION OF MEAN VALUES

The electrostatic probe diagnostic methods for measuring electron temperature and ion concentration in argon and nitrogen plasma jets at atmospheric pressure are discussed. The construction of electrostatic probe and experimental apparatus arrangement is given and an experimental technique is described in Part 1. Part 2 deals with the measurement of fluctuations.

In the first part of the paper, the results of electrostatic probe (ion concentration and temperature) and spectroscopic measurements are compared. A mathematical expression describing the dependence of probe parameters on the undisturbed plasma parameters, is discussed. The error of experiment is also discussed in the temperature region of  $(6-13) \cdot 10^3$  K, and the measurement of electron energy distribution is described.

Пробные измерения в слабо турбулентных плазменных струях. I. Определение средних значений. В первой части статьи описаны результаты измерений концентрации ионов и температуры электродами и спектроскопическими методами. Приведены математические выражения, описывающие зависимость параметров зонда от параметров невозмущенной плазмы. Обсуждается ошибка эксперимента в температурном диапазоне  $(6-13) \cdot 10^3$  К, а также измерение распределения энергии электронов.

Постановка задачи

Движение и перенос тепла в вихревой плазме. Взаимосвязь параметров плазмы в вихревой плазме. Взаимосвязь параметров плазмы в вихревой плазме. Взаимосвязь параметров плазмы в вихревой плазме.

$$(1) \quad \frac{(\bar{v}^2 - \overline{v^2})}{\bar{v}} + \frac{(\bar{u}^2 - \overline{u^2})}{\bar{u}} + \frac{2\bar{v}}{\bar{v}} = \frac{2\bar{v}}{\bar{v}} + \frac{2\bar{v}}{\bar{v}} + \frac{2\bar{v}}{\bar{v}} + \frac{2\bar{v}}{\bar{v}}$$

$$(2) \quad \left( \frac{\bar{u}}{\bar{v}} - \frac{\overline{u^2}}{\bar{u}} \right) = \frac{2\bar{v}}{\bar{v}} + \frac{2\bar{v}}{\bar{v}} + \frac{2\bar{v}}{\bar{v}}$$

$$(3) \quad \frac{2\bar{v}}{\bar{v}} = \frac{2\bar{v}}{\bar{v}}$$

$$(4) \quad \frac{2\bar{v}}{\bar{v}} = \frac{2\bar{v}}{\bar{v}}$$

$$(5) \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

Такая постановка задачи для вихревой плазмы. Такая постановка задачи для вихревой плазмы. Такая постановка задачи для вихревой плазмы.