

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

ЗОНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЛАБОТУРБУЛЕНТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

II.* Измерение флуктуаций локальных параметров аргоновой плазменной струи

Измерения флуктуаций зондового тока проводили в свободной струе аргона. Последняя истекала из сопла генератора низкотемпературной плазмы в атмосферу холодного аргона, что исключало возможность влияния ионов другого сорта на характеристики зонда. Среднемассовая температура плазменной струи составляла ~ 8200 К. Число Рейнольдса, вычисленное по среднемассовым параметрам, равнялось ~ 260 , т. е. режим течения был переходным от ламинарного к турбулентному. Это говорит о том, что флуктуации локальных скоростей потока плазмы невелики, и поэтому в первом приближении флуктуации ионного тока насыщения будут определяться только флуктуациями концентрации ионов, не завися от скорости струи (см. I часть работы, уравнение (2)).

Итак, для измерения флуктуаций зондового тока работали в области ионного тока насыщения. На зонд подавали потенциал -15 В относительно заземленного анода плазматрона. При таком потенциале вольт-амперная характеристика зонда имеет хорошо выраженный насыщенный участок. В условиях данного эксперимента ионный ток насыщения определяется диффузионными процессами в призондовом слое. Характерное время диффузии заряженных частиц через пограничный слой не превышает 10 мксек. Следовательно, можно ожидать, что величина переменной составляющей зондового тока в интервале частот от 0 до ~ 100 кГц будет пропорциональна мгновенной локальной концентрации ионов в невозмущенной плазме. Выражая мгновенное значение ионного тока насыщения $J_{i\text{ sat}}(t)$ и мгновенную концентрацию ионов $N_i(t)$ через их постоянные $\bar{J}_{i\text{ sat}}$ и \bar{N}_i и переменные составляющие $i(t)$ и $n(t)$, имеем

$$\begin{aligned} J_{i\text{ sat}}(t) &= \bar{J}_{i\text{ sat}} + i(t), \\ N_i(t) &= \bar{N}_i + n(t), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\bar{J}_{i\text{ sat}} = \frac{1}{\tau_m} \int_{t'-\tau_m/2}^{t'+\tau_m/2} J_{i\text{ sat}}(t) dt,$$

* Часть I см. «Изв. АН ЭССР, Физика * Математика», 25, 398 (1976).

$$\bar{N}_i = \frac{1}{\tau_m} \int_{t'-\tau_m/2}^{t'+\tau_m/2} N_i(t) dt, \quad (2)$$

$$\int_{t'-\tau_m/2}^{t'+\tau_m/2} i(t) dt = \int_{t'-\tau_m/2}^{t'+\tau_m/2} n(t) dt \equiv 0.$$

Здесь τ_m — время измерения; величины $\bar{J}_{i \text{ sat}}$ и \bar{N}_i от момента начала измерения t' не зависят. В первом приближении справедливо следующее соотношение

$$\frac{i(t)}{\bar{J}_{i \text{ sat}}} = \frac{n(t)}{\bar{N}_i}. \quad (3)$$

По измеренной величине переменной составляющей ионного тока насыщения рассчитывали относительную величину η среднеквадратичных флуктуаций

$$\eta = \frac{1}{\bar{J}_{i \text{ sat}}} \sqrt{\frac{1}{\tau_m} \int_0^{\tau_m} [i(t)]^2 dt} = \frac{1}{\bar{N}_i} \sqrt{\frac{1}{\tau_m} \int_0^{\tau_m} [n(t)]^2 dt}. \quad (4)$$

На рис. 1 показано осевое распределение величины относительных среднеквадратичных флуктуаций η . Эта величина имеет максимум на расстоянии около 3 диаметров от среза сопла плазматрона и относительно небольшое значение вблизи среза сопла.

Интересно отметить, что радиальное распределение η тоже имеет свой максимум. Его расположение в различных сечениях струи иллюстрирует рис. 2. Видно, что в близких к срезу сопла сечениях этот максимум находится от оси струи на расстоянии, приблизительно равном радиусу сопла; по мере удаления от последнего он смещается к оси струи и на расстоянии 3 диаметров и более лежит непосредственно на оси струи.

В предположении, что этот график описывает расположение внутренней границы струи [1], был рассчитан характеризующий ее угол α . Он оказался равным $\sim 15^\circ$. Сравнение этой величины с величиной $\alpha \sim 13^\circ$, полученной в [1, 2], и с величиной $\alpha \sim 11^\circ$, полученной при исследовании холодных струй в [2, 3], показывает, что несмотря на квазиламинарный режим течения ($Re \approx 260$) плазменная струя по сравнению с холодными и слабоподогретыми струями рассеивается гораздо быстрее.

Аналогичное поведение параметра η наблюдалось и в других экспериментальных условиях, в частности, при исследовании плазменных струй при низких ($\sim 1 \text{ Тор}$) давлениях [4, 5] и при изучении флуктуаций температуры в низкотемпературной ($T \sim \sim 330 \text{ К}$) струе воздуха при атмосферном давлении [6].

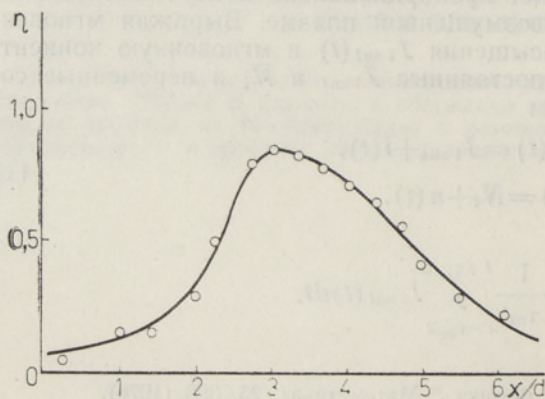
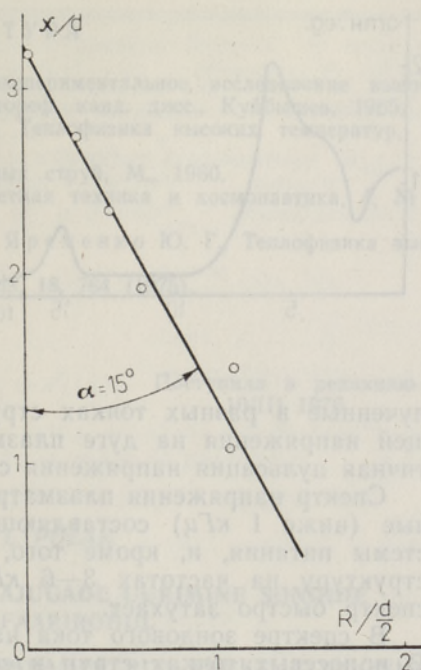


Рис. 1. Осевое распределение относительных среднеквадратичных флуктуаций.

Можно предположить, что область малых значений относительных среднеквадратичных флуктуаций соответствует квазиламинарному режиму течения, а их максимум характеризует границу турбулентного расширяющегося пограничного слоя.

На рис. 3 представлены графики плотности вероятности P зондового тока в приведенных гауссовых координатах для некоторых точек на оси струи. Как видно, амплитудное распределение зондового сигнала близко к нормальному распределению. В сечениях, расположенных вблизи среза сопла, функция плотности вероятности симметрична, она почти совпадает с гауссовым распределением. По мере удаления от среза сопла плазматрона сначала несимметричность рас-

Рис. 2. Расположение максимумов η в различных сечениях струи.

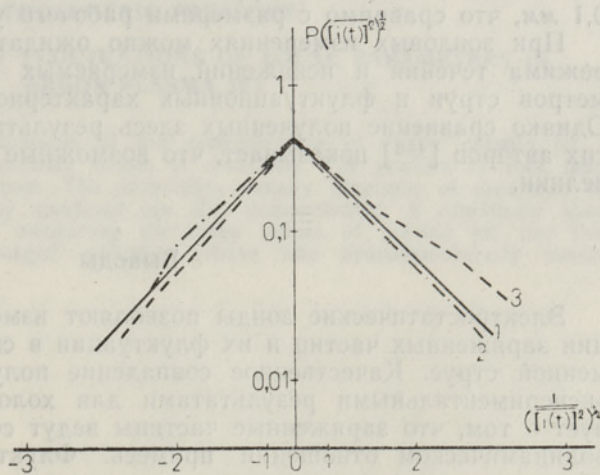


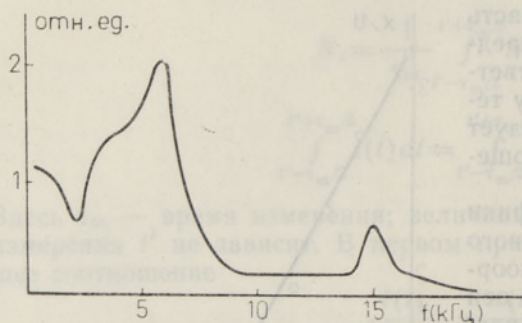
пределений увеличивается в сторону отрицательных флуктуаций, а на расстояниях ~ 3 диаметров и более — в сторону положительных, т. е. вероятность позитивных отклонений повышается.

Таким образом, механизм возможного на переходном участке перемешивания состоит в проникновении глобул холодного окружающего газа в ядро струи, а на основном участке струи (за ядром) — в постепенном рассеивании глобул плазмы в сравнительно холодном потоке смеси.

Частотный анализ переменной составляющей ионного тока насыщения зонда проводили на корреляторе типа hr 3721A фирмы «Хьюлетт-Паккард». Была измерена осредненная во времени (для данного эксперимента — около 4 сек) автокорреляционная функция и на ее базе рассчитан по алгоритму быстрого преобразования Фурье энергетический частотный спектр. Такой типичный спектр, снятый на оси струи на расстоянии $\sim 1,5$ диаметра от среза сопла, показан на рис. 4. Вид-

Рис. 3. Функции плотности вероятности P зондового тока в приведенных гауссовых координатах для некоторых точек на оси струи; $x/d = 1,5$ (1), 1,9 (2) и 3,2 (3).





но, что кроме «узкополосного шума», он содержит некоторые периодические сигналы на частотах около 6 и 15 кГц. Для выяснения возможного происхождения этих сигналов сравнивали частотные спектры, по-

Рис. 4. Типичный энергетический частотный спектр на оси струи, $x/d \approx 1,5$.

лученные в разных точках струи, и спектры переменной составляющей напряжения на дуге плазматрона (относительная среднеквадратичная пульсация напряжения составляла $\sim 0,6\%$).

Спектр напряжения плазматрона содержит в основном низкочастотные (ниже 1 кГц) составляющие, обусловленные особенностями системы питания, и, кроме того, некоторую слабую по интенсивности структуру на частотах 3—6 кГц. На более высоких частотах этот спектр быстро затухает.

В спектре зондового тока наблюдается пик на частоте ~ 15 кГц. В приосевых точках струи в сечениях, расположенных вблизи среза сопла, этот пик очень мал или вовсе отсутствует. Его интенсивность увеличивается вблизи тех областей, где имеется максимум величины η . Можно утверждать, что появление сигнала на частоте ~ 15 кГц обусловлено не столько акустическими колебаниями в канале плазматрона, сколько интенсивным перемешиванием окружающего газа с плазменной струей, т. е. развитием турбулентного пограничного слоя (возможность электрических наводок в эксперименте исключена).

Во всех измерениях частотные спектры практически не простирались выше 17—20 кГц. Последнее можно связать как с особенностями развития пограничного слоя струи, так и с конечными размерами рабочей поверхности ($d = 0,3$ мм) электростатического зонда, а также с возможными усреднениями сигнала в призондовом слое (толщина этого слоя порядка 0,1 мм). Так, при числах $Re = 250$ —300, имеющих место для исследуемой струи, масштаб Колмогорова составляет около 0,1 мм, что сравнимо с размерами рабочего участка зонда.

При зондовых измерениях можно ожидать появления возмущений режима течения и искажений измеряемых гидродинамических параметров струи и флуктуационных характеристик параметров течения. Однако сравнение полученных здесь результатов с результатами других авторов [4—6] показывает, что возможные погрешности не столь уж велики.

Выводы

Электростатические зонды позволяют измерять средние концентрации заряженных частиц и их флуктуации в свободной аргоновой плазменной струе. Качественное совпадение полученных характеристик с экспериментальными результатами для холодных струй свидетельствует о том, что заряженные частицы ведут себя как пассивная в гидродинамическом отношении примесь. Флуктуации их концентраций вблизи оси струи подчиняются нормальному закону распределения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сивиркин В. Ф., Теоретическое и экспериментальное исследование высоко-температурной аргоновой струи, Автореф. канд. дисс., Куйбышев, 1965.
2. Сивиркин В. Ф., Рогачев Н. М., Теплофизика высоких температур, 12, 128 (1974).
3. Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960.
4. Деметриадес А., Доумен Э., Ракетная техника и космонавтика, 4, № 3, 88 (1966).
5. Тихомирнов С. И., Набоко П. М., Яременко Ю. Г., Теплофизика высоких температур, 13, 994 (1975).
6. Uberoi M. S., Singh P. I., Phys. Fluids, 18, 764 (1975).

Московский институт нефтехимического
синтеза АН СССР

Институт термофизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
10/III 1976

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

NÖRGALT TURBULENTSETE PLASMAJUCADE UURIMINE SONDIDE MEETODIL ATMOSFÄÄRIRÖHUL

II. ARGOONIPLASMA JOA LOKAALSETE PARAMETRITE FLUKTUATSIOONIDE MÖÖTMINE

Artiklis kirjeldatakse argooniplasma jõe ioonikontsentratsiooni fluktuatsioonide mõõtmist elektrostaatiliste sondidega. On arvatud suhtelised ruutkeskmised fluktuatsioonid ja näidatakse nende profiilid jões, peale selle esitatakse mõõdetud kontsentratsiooni fluktuatsiooni amplituudi tõenäosustiheduse jaotus ning energetilise sagedusspekter. Järeldatakse, et elektrostaatiliste sondidega saab turbulentses plasmajoes mõõta nii keskmisi suurusi kui ka nende fluktuatsioone ja et laetud osakesed käituvad hüdrodünaamilises mõttes passiivse lisandina.

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

PROBE MEASUREMENTS IN SLIGHTLY TURBULIZED PLASMA JETS AT ATMOSPHERIC PRESSURE

II. MEASUREMENT OF FLUCTUATIONS OF LOCAL PARAMETERS IN ARGON PLASMA JET

The measurement of fluctuations of ion concentration in argon plasma jet at atmospheric pressure by electrostatic probes is described. The profiles of root mean square fluctuation ratio are given. The probability density functions of measured ion concentration and its frequency spectrum are also demonstrated. A conclusion about using electrostatic probes for measuring the mean values of plasma jet and their fluctuations is presented. Charged particles behave like hydrodynamically passive impurity.