

УДК 532.517.4:536.531

© 1996 г. М.Ю. КАРЯКИН, И.Р. МИКЛАШЕВСКИЙ, А.К. МИРОНОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Представлены результаты измерения плотности распределения вероятности пульсаций температуры в слабо нагретой затопленной турбулентной струе в диапазоне чисел Рейнольдса $7,7 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^5$. Показано, что плотность вероятности при больших положительных флуктуациях не зависит от числа Рейнольдса и формируется выбросами с характерной длиной порядка интегрального масштаба.

Для расчета эмиссии окиси углерода CO и несгоревших углеводородов HC в устройствах для сжигания топлива важно знать плотность распределения вероятности пульсаций концентрации Z. В [1] показано, что эмиссия вредных выбросов определяется сильными отклонениями Z в сторону "богатой" смеси. В связи с этим для расчета эмиссии основной интерес представляет форма плотности распределения вероятности при больших Z. При расчетах эмиссии обычно используется предположение, что форма функции плотности распределения вероятности не зависит от числа Рейнольдса ([2]). Однако теоретическое доказательство или экспериментальное подтверждение этой гипотезы до сих пор отсутствуют.

В экспериментальных исследованиях широко применяется моделирование поля концентрации пассивной примеси при помощи подогрева потока. Возможность этого обусловлена тем, что процессы переноса тепла и пассивной примеси в газовых потоках имеют одинаковый характер и, более того, коэффициент температуропроводности и коэффициент диффузии пассивной примеси в соответствующих уравнениях равны между собой.

В настоящее время существует небольшое число работ, в которых содержатся экспериментальные данные по плотности распределения вероятности пульсаций температуры или пассивной примеси в турбулентных течениях.

В [3] представлены результаты измерения плотности распределения вероятности пульсаций температуры $p(\theta)$ в нагретой струе при $R_\lambda = 850$ (здесь θ – температура, $R_\lambda = u' \lambda / \nu$, $u' = \langle (u - \langle u \rangle)^2 \rangle^{1/2}$, $\lambda^2 = u'^2 \langle (\partial u / \partial x)^{-2} \rangle$ – масштаб Тейлора, ν – коэффициент кинематической вязкости). Форма функции $p(\theta)$, полученная в [3], отличается от нормального распределения. К сожалению, информация о плотности распределения вероятности пульсаций температуры в [3] ограничена одной иллюстрацией.

Подробное исследование плотности распределения вероятности пульсаций температуры в турбулентном течении за решеткой при наличии и при отсутствии поперечного градиента средней температуры представлено в [4]. Особое внимание в [4] уделено форме функции $p(\theta)$ при больших отклонениях температуры от среднего значения. Показано, что если имеется градиент температуры, $p(\theta)$ подчиняется экспоненциальному закону, т.е. функция $p(\theta)$ спадает как $e^{-a\theta}$, где a – некоторая константа, при

этом измеренные $p(\theta)$ лежат выше нормального распределения. При отсутствии градиента $p(\theta)$ были ближе к нормальному закону, тем не менее при больших положительных флуктуациях температуры $p(\theta)$ были также выше нормального распределения. При малых числах Рейнольдса форма плотности распределения вероятности была близка к нормальной.

Зависимость формы плотности распределения вероятности от градиента температуры показана в ряде теоретических работ. Например, в [5] рассматривается влияние анизотропии турбулентности на форму $p(\theta)$. Из результатов этой работы следует, что при наличии сильного градиента средней температуры и при больших значениях θ функция $p(\theta)$ будет близка к экспоненциальной, а при отсутствии градиента $p(\theta)$ должна быть нормальной.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование формы плотности распределения вероятности пульсаций температуры $p(\theta)$ в основном участке слабо нагретой затопленной струи. Особое внимание уделяется исследованию зависимости формы $p(\theta)$ при больших положительных флуктуациях температуры от числа Рейнольдса. Кроме того, исследовалась форма осциллограммы флуктуаций большой амплитуды.

Измерения проводились в нагретых струях на трех установках. В первой установке (У1) использовали осесимметричное сопло диаметром $D = 75$ мм, в которое воздух подавался через переходник от центробежного вентилятора. Вентилятор воздух поступал из окружающего пространства через омический нагреватель. Вторая установка (У2) представляла собой модификацию У1, на выход которой устанавливали сопло с $D = 8$ мм. В третьей установке (У3) использовалось то же сопло $D = 75$ мм, в которое нагретый воздух подавался по длинной прямой трубе от батареи баллонов высокого давления.

Измерения проводились при скоростях струи от 13,5 до 100 м/с.

Для уменьшения теплового пограничного слоя на выходе из сопла на всех трех установках стенки сопел были теплоизолированы. Толщина динамического пограничного слоя на внутренней стенке вблизи среза сопла составляла $\delta = 0,04D$, а толщина теплового слоя $\delta_\theta = 0,03D$ для сопла $D = 75$ мм и $\delta_\theta = 0,25D$ для сопла $D = 8$ мм.

Для измерений скорости и пульсаций скорости использовалась стандартная термоанемометрическая аппаратура DANTEC 56С. Термоанемометрические измерения проводились при выключенном нагревателе в изотермическом потоке.

Измерения температуры и пульсаций температуры осуществлялись термометром сопротивления DANTEC 56С20. Использовался специально изготовленный датчик с чувствительным элементом – платиновой нитью $\varnothing 0,6$ мкм, длиной 0,5 мм, что обеспечивало диапазон регистрируемых частот до 5 кГц. Ток через датчик был мал, чтобы можно было пренебречь влиянием пульсаций скорости на измерения пульсаций температуры.

Для получения производной от сигнала по времени использовался аналоговый дифференциатор блока 56N23 с постоянной времени 0,5 мс.

Сигналы от термометра сопротивления и термоанемометра и производные этих сигналов через фильтры низких частот DISA 55D26 с граничной частотой 5 кГц и крутизной характеристики 18 дБ на октаву подавались на вход 12-разрядного АЦП DAS-16. Через АЦП с частотой опроса 20 кГц сигнал вводился в ЭВМ IBM PC AT 386. Реализация записывалась на жесткий диск для последующей обработки. Длина выборки составляла $1,8 \cdot 10^7$ опросов АЦП. Для измерения плотности вероятности также использовался другой способ обработки, в котором вычисление плотности вероятности производилось в режиме реального времени. Максимальное число опросов при этом составляло $4 \cdot 10^7$, что составляло от 10^5 до 10^6 временных интегральных масштабов. Во время эксперимента контроль за сигналом и предварительные измерения осуществлялись с помощью цифрового анализатора ONO SOKKY CF-940.

Основные измерения проводились на оси струи на расстоянии $x/D = 14$ от среза сопла. Основные параметры течения представлены ниже (номера точек соответствуют номеру измерения):

Измерение	1	2	3	4	5	6
Установка	У1	У2	У3	У3	У3	У3
D , мм	75	8	75	75	75	75
$\langle u \rangle_0$, м/с	13,3	14,5	13,5	14	49	100
$u'_0/\langle u \rangle_0$, %	3,8	4	1,5	—	—	—
R	66500	7700	67500	70000	245000	500000
$\langle u \rangle$, м/с	4,3	5,8	4,7	5,1	17,4	41,0
$u'/\langle u \rangle$, %	27	24	—	—	—	—
λ , мм	4,2	1,5	—	—	—	—
R_λ	140	58	—	—	—	—
L , мм	76	15	—	—	—	—
η , мм	0,06	0,04	—	—	—	—
$\Delta\theta_0$, °С	15,5	15,5	21,6	24	28	28
θ' , °С	0,1	0,2	0,1	—	—	—
$\Delta\theta$, °С	4,0	4,0	5,2	5,9	9,3	12,5
θ , °С	1,06	0,93	2,1	2,1	2,25	2,0
L_T , мм	60,9	14,7	—	46,5	41,6	—

Введем обозначения:

$$\theta' = \langle \theta^2 \rangle^{1/2}, \quad R = \frac{D\langle u \rangle_0}{\nu}, \quad \eta = \left(\frac{\varepsilon}{\nu^3} \right)^{1/4}, \quad \varepsilon = 15\nu \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle$$

$$L = \frac{\langle u \rangle}{u'^2} \int_0^\infty \langle [u(t+\tau) - \langle u \rangle][u(t) - \langle u \rangle] \rangle d\tau$$

$$L_\theta = \frac{\langle u \rangle}{\langle \theta' \rangle^2} \int_0^\infty \langle [\theta(t+\tau) - \langle \theta \rangle][\theta(t) - \langle \theta \rangle] \rangle d\tau$$

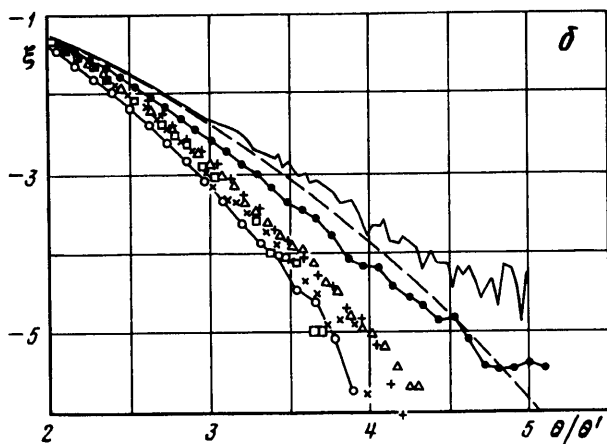
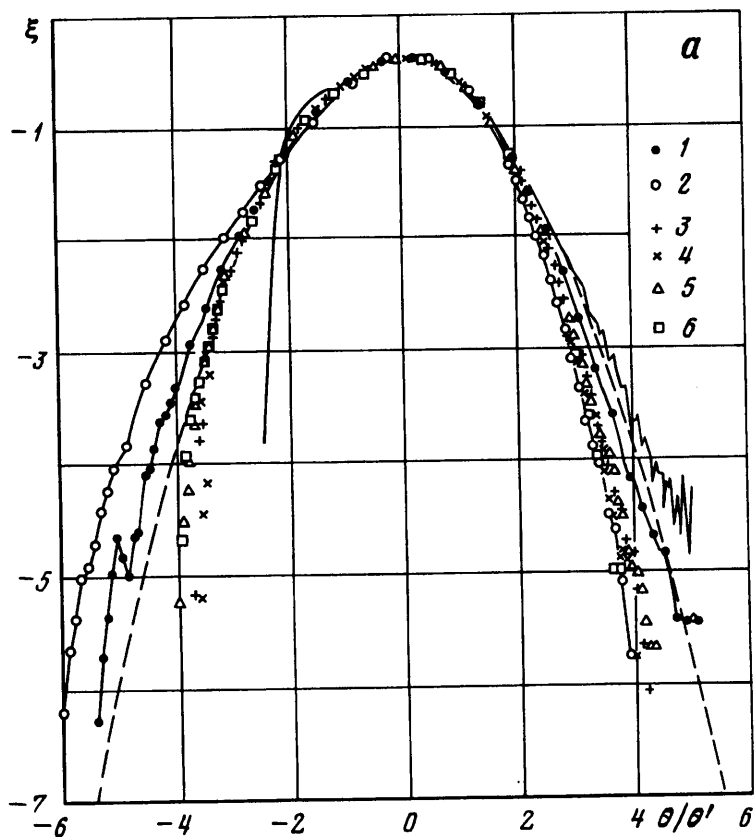
Здесь и далее $\Delta\theta$ – разность средней температуры потока и температуры окружающего воздуха, θ – температура минус ее среднее значение, η – масштаб Колмогорова, ε – скорость диссипации энергии, L – интегральный масштаб, L_θ – интегральный масштаб, рассчитанный по температуре. Величины с индексом 0 измерены на срезе сопла. При переходе от временных характеристик к пространственным использовалась гипотеза Тейлора, т.е.

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\langle u \rangle \frac{\partial}{\partial x}, \quad r_1 = x^{(2)} - x^{(1)} = \langle u \rangle (t^{(2)} - t^{(1)})$$

Следует отметить, что при измерении плотности распределения вероятности возникает ряд погрешностей [6]. Одна из них связана с осреднением $p(\theta)$ по окну шириной W , так как измеренная $p(\theta)$ связана с истинной $p_r(\theta)$ соотношением

$$p(\theta) = \int_{\theta-W_2}^{\theta+W_2} p_r(\xi) d\xi$$

Эта погрешность является ошибкой смещения и в первом приближении равна $(W^2/24)(d^2p(\theta)/d\theta^2)$. В настоящей работе при измерениях в нагретой струе для $\theta/\theta' > 2$ она не превышала 3% от $p(\theta)$. Второй вид погрешности связан с недостаточной длиной реализации, по которой ведется осреднение. По порядку величины эта погрешность равна $(p(\theta)/NW)^{1/2}$, где N – число независимых значений случайной величины (в данном случае за оценку этой величины принималась длина выборки). В настоящей работе погрешность составляла величину порядка 5% от $p(\theta)$ для $p(\theta) \approx 10^{-3}$ и порядка 50% для $p(\theta) \approx 10^{-5}$.



Фиг. 1. Плотность распределения вероятности пульсаций температуры $\xi = \lg(p(\theta/\theta'))$, в различных масштабах а и б. Номера точек соответствуют номеру измерения, приведенному в таблице на стр. 61. Сплошная кривая без точек – измерения в следе за нагретым цилиндром, штриховая кривая – нормальное распределение

При измерении пульсаций температуры электронный шум аппаратуры составлял 1,5 мВ, что соответствует 1,6% от θ' . Следовательно, погрешность измерения $p(\theta)$, связанная с шумом, пренебрежимо мала.

На фиг. 1 представлены результаты измерений $p(\theta/\theta')$ на оси затопленных нагретых струй на расстоянии $x/D = 14$ от среза сопла. Различными точками обозначены результаты измерений, полученные на разных установках при разных числах R , номера точек и соответствующие им условия истечения приведены выше. На этой же фигуре для сравнения сплошной кривой приведены результаты измерений $p(\theta/\theta')$ в следе за нагретым цилиндром, выполненные ранее М.Ю. Карякиным. Условия этого эксперимента аналогичны описанным в [7]. Число R , рассчитанное по поперечному размеру цилиндра, составляло 3860. Длина реализации соответствовала 33800 интегральным масштабам. Штриховой кривой представлено нормальное распределение.

Для больших положительных флуктуаций ($\theta/\theta' > 2$) функция $p(\theta/\theta')$ в следе за цилиндром подчиняется экспоненциальному закону, а в нагретой струе функции $p(\theta/\theta')$ не являются экспоненциальными и лежат ниже нормального распределения.

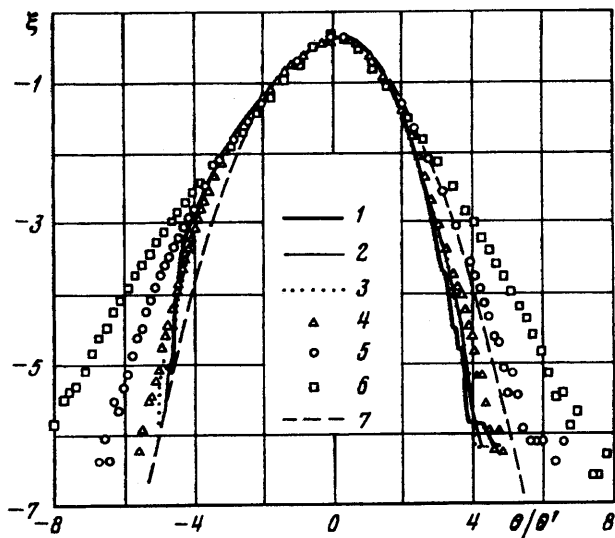
Данные измерений показывают, что в струе для $\theta/\theta' > 2$ функции $p(\theta/\theta')$ практически совпадают при всех измерениях, за исключением измерений на установке У1 (точки 1).

Дополнительно были проведены измерения $p(\theta/\theta')$ на расстояниях $x/D = 7$ от среза сопла на оси струи и при $x/D = 14$ на расстоянии $y/D = 0,93$ и 1,6 от оси на установках У1 и У2. Результаты измерений показали, что форма $p(\theta/\theta')$ для больших положительных флуктуаций не зависит от положения датчика в указанных диапазонах. При смещении точки измерения от оси струи форма $p(\theta/\theta')$ изменяется только в области $\theta/\theta' < -1$.

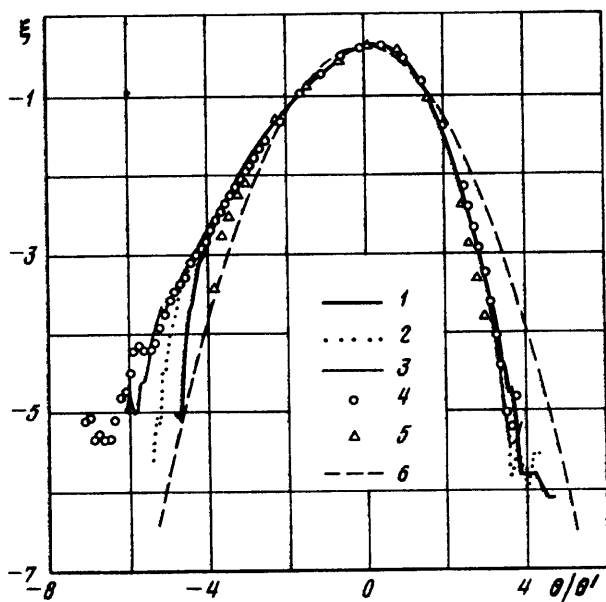
Для того чтобы исключить возможное влияние дрейфа средней температуры и низкочастотных пульсаций больших масштабов, связанных с характеристиками установки и размерами помещения, были найдены $p(\theta/\theta')$ отфильтрованных сигналов. Для этого применяли цифровую фильтрацию записанной в ЭВМ реализации. В качестве характеристической функции фильтра использовали прямоугольное окно. Плотности распределения вероятности отфильтрованных пульсаций температуры в струе на установке У2 представлены на фиг. 2 и 3.

На фиг. 2 плотности распределения вероятности неотфильтрованного сигнала – кривая 1, отфильтрованного фильтром высоких частот: $\langle u \rangle / (fL) = 380; 38; 3,8; 1,15; 0,38$ – точки и кривые 2, 3, 4, 5 и 6 соответственно, нормальное распределение – кривая 7, где f – граничная частота фильтра. На фиг. 3 плотности распределения вероятности неотфильтрованного сигнала – кривая 1, отфильтрованного фильтром низких частот: $\langle u \rangle / (fL) = 0,38; 1,15; 3,8; 38$ – точки и кривые 2, 3, 4 и 5 соответственно, нормальное распределение – кривая 6. Заметим, что аргумент функции $p(\theta/\theta')$ нормировался на θ' отфильтрованного сигнала.

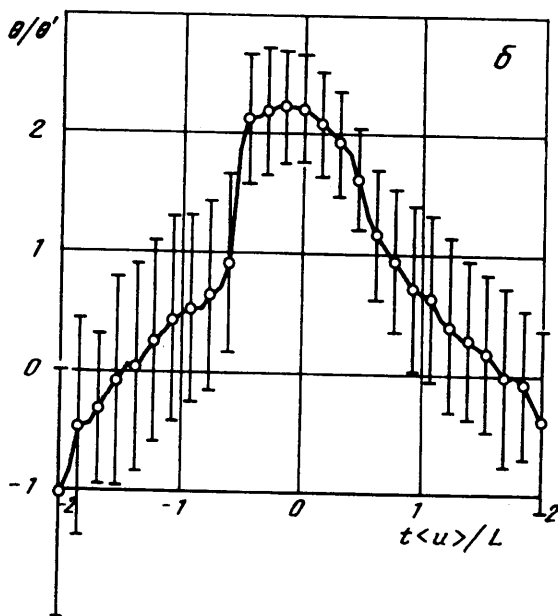
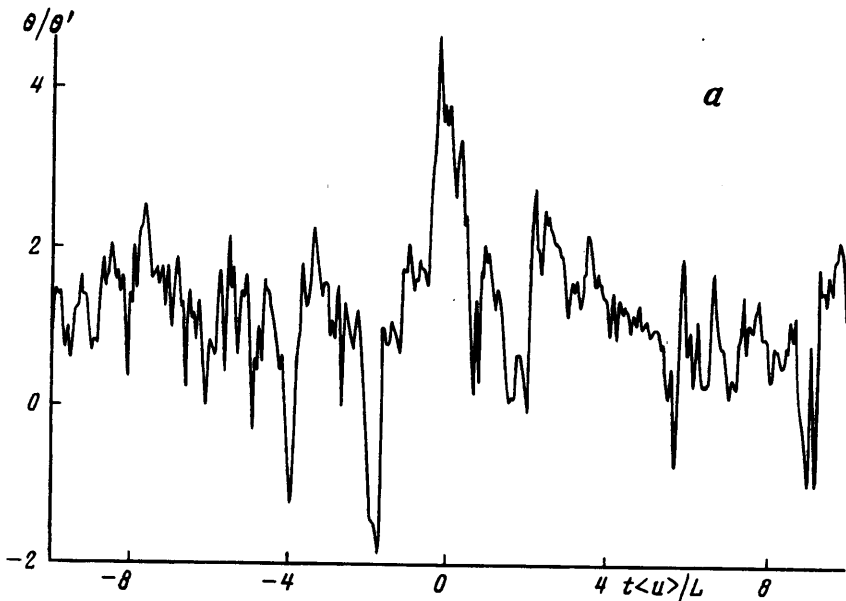
Как видно из фиг. 2, при изменении нижней граничной частоты фильтра высоких частот от нуля до частоты f , соответствующей интегральному масштабу турбулентности ($\langle u \rangle / (fL) = 1$), форма $p(\theta/\theta')$ для больших положительных флуктуаций не меняется. Аналогично из фиг. 3 видно, что при изменении верхней граничной частоты фильтра низких частот от бесконечности до частоты, соответствующей интегральному масштабу турбулентности, форма $p(\theta/\theta')$ для больших положительных флуктуаций также не меняется. Следовательно, форму $p(\theta/\theta')$ определяют пульсации температуры с масштабами порядка интегрального. При увеличении граничной частоты фильтра высоких частот (отфильтровывании пульсаций больших масштабов) наблюдается рост функции $p(\theta/\theta')$ для больших флуктуаций. Можно предположить, что в конечном итоге плотности распределения вероятности должны стать экспоненциальными, поскольку функция $p(\Delta\theta)$ [3], где $\Delta\theta = \theta(x+r) - \theta(x)$, r – наименьшее из инерционного интервала,



Фиг. 2. Плотность распределения вероятности пульсаций температуры. Неотфильтрованный сигнал – кривая 1, отфильтрованный фильтром высоких частот: $\langle u \rangle / (fL) = 380; 38; 3,8; 1,15; 0,38$ – точки и кривые 2, 3, 4, 5 и 6 соответственно, нормальное распределение – кривая 7



Фиг. 3. Плотность распределения вероятности пульсаций температуры. Неотфильтрованный сигнал – кривая 1, отфильтрованный фильтром низких частот: $\langle u \rangle / (fL) = 0,38; 1,15; 3,8; 38$ – точки и кривые 2, 3, 4 и 5 соответственно, нормальное распределение – кривая 6



Фиг. 4. Осциллограмма типичного выброса большой амплитуды (а), осредненная форма выбросов большой амплитуды. Вертикальные отрезки – дисперсия осреднения (б)

а также $p(d\theta/dx)$ [4] имеют экспоненциальное распределение для больших флуктуаций, а, как известно, преобразование вида $\Delta\theta = \theta(x+r) - \theta(x)$ и вида $d\theta/dx$ в спектральном отношении эквивалентно фильтрации фильтром высоких частот.

Поскольку форма $p(\theta)$ для больших положительных флуктуаций определяется пульсациями температуры с большой амплитудой, в настоящей работе была исследована форма осциллограмм этих пульсаций (форма больших выбросов). Типичная осциллограмма такого выброса показана на фиг. 4,а.

Константа	У1	У2	У3(1)	У3(2)	У3(3)	У3(4)
θ_m/θ'	5,06	7,12	5,26	5,19	6,27	4,43
n	9,88	13,42	9,37	9,89	13,43	6,98

Для определения осредненной формы больших положительных выбросов применялась следующая процедура. Сигнал сглаживался цифровым фильтром низких частот с граничной частотой, соответствующей интегральному масштабу. На полученной сглаженной реализации находились положения максимумов сглаженного сигнала, амплитуда которых превышала некоторое пороговое значение θ_b (принималось, что выброс считается большим, если $\theta_b = 2\theta'$). Для каждого максимума амплитуды θ_{max} по сглаженному сигналу находились положения предыдущего и последующего минимумов. Осреднение формы выброса большой амплитуды проводилось по отрезкам осциллограммы между найденными минимумами, причем нулевой точкой ($t = 0$) являлась точка положения максимума. Осредненная форма выброса нормировалась на $\langle \theta_{max} \rangle$.

На фиг. 4,б представлена осредненная форма выброса при измерении в струе на установке У2. Точки – осредненная форма выброса, вертикальные отрезки показывают дисперсию осреднения. Пороговое значение было выбрано $\theta_b = 2\theta'$. Результаты обработки показали, что форма осредненного выброса практически не зависит от порогового значения при $\theta_b \geq 2\theta'$.

Как и ожидалось по результатам измерений плотности распределения вероятности фильтрованных сигналов, характерное время большого выброса имеет порядок временного интегрального масштаба. Кроме того, во время эксперимента на цифровом анализаторе ONO SOKKY проводился визуальный контроль за выбросами, превышающими пороговое значение $\theta_b \approx 3$. Выбросов с шириной, много меньшей интегрального масштаба, обнаружено не было. При осреднении формы импульсов на анализаторе, когда за нулевую точку принималась точка пересечения осциллограммы с пороговым уровнем, ширина выброса также была порядка интегрального масштаба.

Заметим, что в эксперименте не наблюдалось флуктуаций выше 5,1 от значения дисперсии ($\theta < 5,1\theta'$). В [1] проведен анализ экспериментальных данных, полученных в работе [8], в которой исследовался основной участок затопленной струи (обычной и с силами плавучести) при $R = 5600$, и показано, что существует максимальное значение θ , которое составляет $4,5\theta' - 5,0\theta'$.

В случае инфинитной функции $p(\theta)$ существование максимального значения θ можно объяснить конечным временем наблюдения. В рассматриваемом случае, измеренные $p(\theta)$ (для $\theta > 2\theta'$) хорошо аппроксимируются функцией вида $p(\theta) = A(\theta_m - \theta)^n$, где A, θ_m, n – константы, приведенные в таблице. Разброс θ_m можно объяснить большой погрешностью измерения $p(\theta)$ при больших θ . Таким образом, можно предположить, что в данном типе течения существует предельное максимальное значение флуктуаций температуры, равное θ_m , причем θ_m меньше температуры на срезе сопла.

Отметим особенность измерения интегрального масштаба, который определялся по площади под корреляционной функцией. Сложность измерения связана с тем, что в реальном потоке присутствуют сильно низкочастотные колебания, связанные с конструктивными особенностями установки, например с неравномерностью оборотов привода вентилятора, с собственными колебаниями скорости потока в воздушном тракте и др. Поэтому измеренная корреляционная функция плохо сходится к нулю. Аналогичное поведение автокорреляционной функции получено в [9]. При определении интегральных масштабов в струях на установках У1 и У2 было замечено, что функция

$$L(T) = \frac{\langle u \rangle}{u'^2} \int_0^T \langle [u(t+\tau) - \langle u \rangle][u(t) - \langle u \rangle] \rangle d\tau$$

имеет два горизонтальных участка. Первый соответствует характерному масштабу

течения (размеру сопла), а второй – характерному размеру помещения для У1 или характерному размеру установки для У2. Можно предположить, что различие плотностей распределения вероятности для установок У1 и У2 в области больших положительных флуктуаций связано с особенностями этих установок и влиянием низкочастотных пульсаций.

Проведенные измерения показали, что в диапазоне $R = 7,7 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^5$ не найдено зависимости формы плотности распределения вероятности от числа R и, кроме того, форму функции $p(\theta)$ для больших положительных флуктуаций формируют пульсации температуры с характерным масштабом порядка интегрального. Известно, что для больших R флуктуации температуры с частотой, соответствующей диссипативным масштабам турбулентности, много меньше по амплитуде пульсаций с характерными частотами, соответствующими интегральному масштабу, и статистически слабо зависят от них, поэтому они не могут вносить существенного вклада в форму $p(\theta)$. Следовательно, форма $p(\theta)$ для больших положительных флуктуаций не должна зависеть от R . Однако для малых R , когда амплитуда пульсаций для интегральных и диссипативных масштабов сопоставимы, возможно влияние диссипативных масштабов, а следовательно, и числа R на форму $p(\theta)$. Что и наблюдалось в [2], где получена зависимость плотности распределения вероятности от R для $R = u'L/\nu < 70$.

Заключение. Проведены измерения плотности распределения вероятности пульсаций температуры в слабо нагретой затопленной турбулентной струе в диапазоне чисел Рейнольдса $7,7 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^5$. Измерения показали следующее.

Плотность вероятности при больших положительных флуктуациях не зависит от числа Рейнольдса в указанном диапазоне R .

Форма плотности распределения вероятности при больших положительных флуктуациях формируется выбросами с характерной длиной порядка интегрального масштаба.

Существует предельная граница максимальной амплитуды флуктуаций температуры, причем она меньше начальной температуры на срезе сопла.

Форма плотности распределения вероятности при больших положительных флуктуациях зависит от типа течения.

Осредненная форма осциллограммы больших выбросов практически не зависит от диапазона амплитуд этих выбросов.

Представленная работа проведена по инициативе и под руководством В.Р. Кузнецова, которому авторы хотели бы выразить искреннюю благодарность. Авторы благодарят Ю.Я. Бурико и А.Н. Секундова за полезное обсуждение работы.

Работа получила финансовую поддержку Международного научного фонда (грант MDZ 300) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-00642, руководитель В.Р. Кузнецов, и код проекта 95-01-00251, руководитель А.Н. Секундов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Buriko Yu.Ya., Kuznetsov V.R., Volkov D.V. et al.* A test of a flamelet model for turbulent nonpremixed combustion // *Combust. and Flame*. 1994. V. 96. № 1/2. P. 104–120.
2. *Kuznetsov V.R., Sabelnikov V.A.* Turbulence and combustion N.Y.: Hemisphere, 1990. 362 p.
3. *Antonia R.A., Hopfinger E.J., Gagne Y., Anselmet F.* Temperature structure functions in turbulent shear flows // *Phys. Rev. A*. 1984. V. 30. № 5. P. 2704–2707.
4. *Jayesh, Warhaft Z.* Probability distribution, conditional dissipation, and transport of passive temperature fluctuations in grid-generated turbulence // *Phys. Fluids, A*. 1992. V. 4. № 10. P. 2292–2306.

5. *Gao F.* PDF approach for turbulent scalar field: some recent development // Center for Turbulence Research. Annual Research Briefs. Stanford Univ., NASA Ames 1992. P. 381–391.
6. *Бендат Дж., Пирсол А.* Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.
7. *Tatarskii V.I., Dubovikov M.M., Praskovsky A.A., Karyakin M.Yu.* Temperature fluctuation spectrum in the dissipation range for statistically isotropic turbulent flow // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 238. P. 683–698.
8. *Parantoniou D., List E.J.* Large-scale structure in the far field of buoyant jets // *J. Fluid. Mech.* 1989. V. 209. P. 151–190.
9. *LaRue J.C., Libby P.A.* Temperature and intermittency in the turbulent wake of a heated cylinder // *Phys. Fluids.* 1974. V. 17. № 5. P. 873–878.

Москва

Поступила в редакцию
13.VI.1995