

9. Meyerink E. S. C., Friendlander S. K. Diffusion and diffusion controlled reactions in fully developed turbulent pipe flow. Chem. Engng Sci., 1962, vol. 17, No. 2.
10. Shaw P., van Reiss L. P., Hanratty T. J. Rates of turbulent transfer to a pipe wall in the mass transfer entry region. A.I.Ch.E. Journal, 1963, vol. 9, No. 3.
11. Schütz G. Untersuchung des Stoffaustausch - anlaufgebietes in einem Rohr bei vollausgebildeter hydrodynamischer Strömung mit einer elektrochemischen methode. Internat. J. Heat Mass Transfer, 1964, vol. 7, No. 10.
12. Борисова Р. Д., Гулман А. А., Дильман В. В., Кадер Б. А. Экспериментальное изучение интенсивности турбулентного тепло- и массопереноса на начальном участке трубы в условиях  $Pr \gg 1$ . Материалы к 5-й Всесоюзной конференции по тепломассообмену, 1976, т. 1, ч. 1. Минск, 1976.
13. Кадер Б. А., Аронов А. Р. Статистический анализ экспериментальных работ по тепло- и массоотдаче при больших числах Прандтля. Теорет. основы хим. технол., 1970, т. 4, № 5.
14. Кишиневский М. Х., Корниенко Т. С., Попович В. П., Парменов В. А. К экспериментальному изучению закономерностей турбулентного переноса в вязком подслое. Теорет. основы хим. технол., 1970, т. 4, № 3.
15. Гулман А. А., Кадер Б. А. К письму М. Х. Кишиневского с соавторами. Теорет. основы хим. технол., 1970, т. 4, № 3.
16. Dreesen E. W., Heindrichs A., Vielstich W. Elektrochemische Untersuchungen zum Stofftransport in turbulenter Rohrströmung zu Ringelektroden. Ber. Bunsenges. Phys. Chem., 1975, Bd 79, Nr 1.
17. Гольдштик М. А., Штерн В. Н. Моногармоническая модель вязкого подслоя. Труды 18-го Сибирского теплофизического семинара, ч. 1. Новосибирск, 1975.
18. Ляхов В. К. Гидравлическое сопротивление, тепло- и массообмен при турбулентном обтекании поверхностей с малой шероховатостью. Инж.-физ. ж., 1974, т. 26, № 1.
19. Yaglom A. M., Kader R. A. Heat and mass transfer between a rough wall and turbulent fluid flow at high Reynolds and Peclet numbers. J. Fluid Mech., 1974, vol. 62, No. 3.
20. Кишиневский М. Х., Корниенко Т. С., Губер Ю. Е. Исследование диффузионных потоков к вращающемуся цилиндрическому электроду при турбулентном режиме течения. Электрохимия, 1972, т. 8, № 4.
21. Gowen R. A., Smith J. W. The effect of the Prandtl number on temperature profiles for heat transfer in turbulent pipe flow. Chem. Engng Sci., 1967, vol. 22, No. 12.

УДК 532.517.4:532.522.2

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ ТЕЧЕНИИ СПУТНЫХ ПЛОСКИХ СТРУЙ В ЗАКРЫТОМ КАНАЛЕ

Ю. В. ВИНОГРАДОВ, В. Н. ГРУЗДЕВ, В. Ф. ПОСТНОВ,  
А. В. ТАЛАНТОВ

(Казань)

В работе представлены результаты экспериментального исследования характеристик турбулентности при смешении плоской струи со спутным ограниченным потоком. Исследование проведено в диапазоне коэффициентов соотношения скоростей  $m=0.2 \div 2.0$ . Установлено влияние начальной разности скоростей смешивающихся потоков на уровень интенсивности турбулентности в слое смешения в основном участке на длине до 100 калибров. Эксперименты качественно подтвердили имеющиеся результаты по зависимости интенсивности турбулентности от коэффициента соотношения скоростей.

В соответствии с полуэмпирическими теориями Прандтля и Г. Н. Абрамовича [1] процесс смешения спутных потоков во многом определяется уровнем турбулентности, генерируемой в слоях смешения.

Характеристики турбулентности реальных газовых потоков находятся в довольно сложной зависимости от условий течения. Даже зная эти условия, трудно с достаточной достоверностью предсказать уровень турбулентности и характер изменения интенсивности турбулентности вдоль и поперек струй при течении их в закрытом канале.

В литературе имеется ограниченное число экспериментальных работ по изучению влияния градиентов скорости на пульсационные характеристики в слоях смешения и на процесс смешения спутных потоков. Так, в работе [2] проведены исследования характеристик турбулентности в основном участке смешения спутных осесимметричных струй в сравнительно узком диапазоне коэффициента соотношения скоростей  $m \approx 0 \div 0.5$ .

В работе [3] исследовано влияние начальной турбулентности и соотношения скоростей ( $m=0 \div 3$ ) на уровень турбулентности в слоях смешения и на характеристики смешения спутных плоских изотермических струй в начальном участке.

Целью проведенных исследований было установление влияния начального соотношения скоростей  $m$  на распределение осредненных скоростей, пульсационных скоростей, интенсивности турбулентности в слоях смешения плоской струи со спутным ограниченным потоком в основном участке.

Исследование проводилось на установке, которая позволяла получать струю с начальными размерами поперечного сечения  $40 \times 200$  мм<sup>2</sup>, вытекающую соосно в камеру смешения размером  $126 \times 200$  мм<sup>2</sup>. Размеры сечений периферийных каналов были равны  $40 \times 200$  мм<sup>2</sup>. Отношение площади струи ко всей площади камеры смешения  $f=0.32$  (относительный размер струи). Толщина кромок разделительных пластин 3 мм. В процессе эксперимента измерялись поля полного и статического давления. Температура потоков была постоянная ( $T=320^\circ$  К), числа Рейнольдса по параметрам отдельной струи (характерный размер  $2\delta_0=40$  мм) менялись в зависимости от режима в диапазоне  $10^4 \div 10^5$ . Коэффициент соотношения скоростей  $m=u_\delta/u_0$  ( $u_0$  – скорость струи,  $u_\delta$  – скорость спутного потока) изменялся в диапазоне  $m=0.2 \div 2.0$ .

Исследования проведены на длине  $X^0=100$  калибров (за калибр принята полуширина канала  $\delta_0$ ).

Эйлеровы характеристики турбулентности измерялись при помощи термоанемометров с постоянной температурой нити типа ТПС-3, разработанных Киевским институтом инженеров гражданской авиации совместно с отраслевой лабораторией горения в потоке Казанского авиационного института.

Измерения проводились с помощью одно- и двухкомпонентных датчиков, разработанных Кишиневским научно-исследовательским институтом электроприборостроения. Полоса пропускания прибора с датчиком из вольфрамовой проволоки диаметром 0.008 мм и длиной 2–2.5 мм составляла 20 000 гц в динамическом режиме работы.

Продольная составляющая интенсивности турбулентности измерялась одно- и двухкомпонентными датчиками. Поперечная составляющая интенсивности турбулентности измерялась двухкомпонентными V- и X-образными датчиками, а также диффузионным методом, подробное описание которого приводится в работе [4].

Методика измерения характеристик турбулентности изложена в работе [5].

При измерении поперечных пульсаций скорости X-образным датчиком с двумя нитями, расположенными под углом  $45^\circ$  к направлению средней скорости, сигналы  $e_1$  и  $e_2$ , поступающие с наклонных нитей, в первом приближении можно представить в виде сумм по соответствующим компонентам пульсаций  $u'$  и  $v'$

$$e_1 = k_{11}u' + k_{12}v'; \quad e_2 = k_{21}u' - k_{22}v'$$

Сигналы  $e_1$  и  $e_2$  подавались на сумматор с фазоинверторным каскадом. На выходе сумматора формировался сигнал V, пропорциональный разности  $e_1$  и  $e_2$

$$V = (k_{11} - k_{21})u' + (k_{12} + k_{22})v'$$

Подбором коэффициентов усиления усилителей можно добиться, чтобы мгновенный сигнал на выходе усилителя был пропорционален поперечным пульсациям скорости  $v'$ .

Обработка результатов измерения осуществлялась с использованием закона Кинга [5].

Результаты по изменению осевой скорости вдоль по потоку представлены в виде зависимости  $\Delta U_m^0 = X^0 - k_u$  на фиг. 1.

Точки 1, 2, 3 соответствуют значениям начального коэффициента соотношения скоростей  $m=0.22, 0.388, 0.63$  настоящей работы. Сплошная, штрихпунктирная и пунктирная линии на графике соответствуют  $m=0.33, 0.50, 0.66$  работы [6].

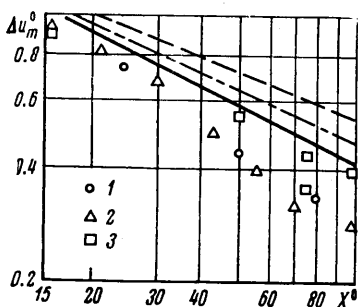
Коэффициенты показателя степени  $k_u$  оказались равными  $0.45 \div 0.65$  в диапазоне  $m=0.2 \div 0.63$  по результатам настоящей работы.

По экспериментам работы [6]  $k_u=0.41 \div 0.49$  в диапазоне  $m=0.33 \div 0.66$ .

В литературе не имеется сведений для величины  $k_u$  при смешении плоских струй. Для круглых, однако, известно, что  $k_u$  изменяется в диапазоне  $0.5 \div 2.5$ .

По утверждению авторов работы [7], для большинства практически интересных случаев  $k_u=1.0$  и повышается при увеличении интенсивности турбулентности спутного потока.

На основании этого можно предположить, что величина  $k_u$  в наших экспериментах оказалась выше, чем в работе [6], в связи с тем, что смешение в закрытом канале происходит при повышенном уровне турбулентности.



Фиг. 1

Для оценки точности полученных результатов были подсчитаны на ЭЦВМ М-222 интегральные характеристики потока в камере смешения в различных ее сечениях.

Для всех режимов суммарный расход газа оставался постоянным с точностью  $\pm 1.5 \div 2\%$ .

Дальнейшие исследования были посвящены изучению пульсационных характеристик в слоях смешения спутных плоских струй в основном участке при различном начальном соотношении скоростей струи и потока (в диапазоне  $m=0.2 \div 2.0$ ).

Пульсационные характеристики были обработаны в виде продольной  $\epsilon_{u_0}$  и поперечной  $\epsilon_{v_0}$  составляющих интенсивности турбулентности. На фиг. 2 и 3 представлены зависимости, характеризующие изменение продольной и поперечной составляющих интенсивности турбулентности по оси камеры смешения для различных  $m$ .

Точки 1-6 на фиг. 2 и 3 соответствуют значениям начального коэффициента соотношения скоростей  $m=0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 2$ ; точки 7 и 8 на фиг. 3 соответствуют  $m=0.4$  и  $0.6$  (на этих режимах  $\epsilon_{v_0}$  измерялась диффузионным методом).

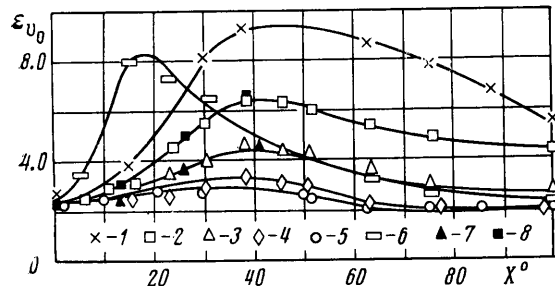
Как видно из графиков, уровень интенсивности турбулентности на оси слоя смешения в основном участке возрастает с увеличением начальной разности скоростей смешивающихся потоков. Следует отметить, что, во-первых, на всем протяжении основного участка струи продольные составляющие пульсаций скорости на оси превышают соответствующие поперечные составляющие примерно в 2 раза; во-вторых, с уменьшением начальной разности скоростей (с приближением  $m$  к единице) как продольные, так и поперечные пульсации заметно уменьшаются; в-третьих, интенсивность турбулентности  $\epsilon_{u_0}$  и  $\epsilon_{v_0}$  возрастает с удалением от сопла, но только до определенного расстояния, а затем медленно уменьшается.

Положение максимума зависит от  $m$  и колеблется от 15 до 40 калибров при изменении  $m$  от 1.0 до 0.2 для продольной составляющей интенсивности турбулентности  $\epsilon_{u_0}$  и от 38 до 45 калибров (в том же диапазоне  $m$ ) для поперечной составляющей интенсивности турбулентности  $\epsilon_{v_0}$ . Данные результаты хорошо согласуются с результатами, полученными в работе [2] для круглых струй. При  $m=2.0$  максимумы  $\epsilon_{u_0}$  и  $\epsilon_{v_0}$  находятся на расстояниях от сопла  $\sim 15$  и 20 калибров соответственно.

Следует также отметить, что уровни интенсивности турбулентности (как продольной, так и поперечной составляющей) на оси слоя смешения в основном участке на длине  $x^0=100$  калибров не достигают грубого значения:  $\epsilon_{u_0}=6 \div 8.5\%$  в диапазоне  $m=0.2 \div 0.6$  и  $\epsilon_{v_0}=6.0\%$  при  $m=0.2$ .

Отсюда следует вывод, что влияние начальной разности скоростей на уровень интенсивности турбулентности сохраняется на длине камеры смешения 100 калибров.

Чтобы воссоздать поле турбулентности по всей зоне перемешивания, необходимо знать распределение пульсационных скоростей поперек слоя смешения. На фиг. 4 (а-е) приведены величины пульсационных скоростей (для различных расстояний

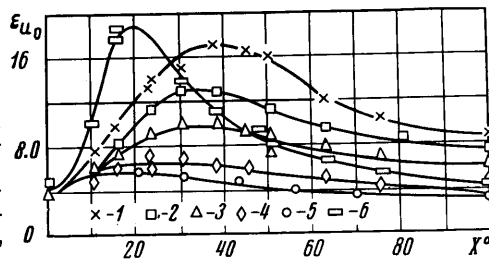


Фиг. 3

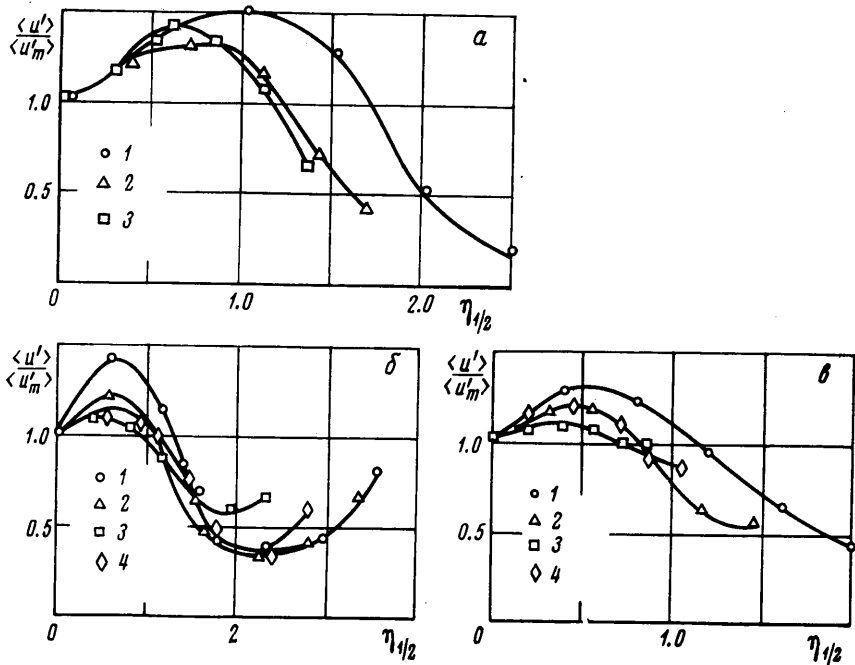
от оси), отнесенных к пульсационной скорости на оси потока, в зависимости от безразмерной поперечной координаты  $\eta_{1/2}=y/\delta_{1/2}$  ( $\delta_{1/2}$  — динамическая полуширина слоя смешения, равная расстоянию от оси до точки в сечении, где избыточная скорость равна половине осевого значения) при  $m=0.2$  (фиг. 4, а),  $m=0.6$  (фиг. 4, б),  $m=2.0$  (фиг. 4, в).

Точки 1-4 соответствуют значениям расстояний от среза сопла  $X^0=15, 22.5, 30, 37.5$  калибров.

По этим графикам можно отметить характерное распределение пульсационной скорости поперек слоя смешения, которое отмечалось и в других работах [2]. Максимальная величина пульсационной скорости располагается на удалении от оси  $\eta_{1/2}=0.6 \div 0.8$ . Превышение максимальной величины над осевым значением в среднем



Фиг. 2



Фиг. 4

убывает с ростом  $m$  в диапазоне от 0.2 до 2 и с увеличением расстояния от сопла от 1.4 до 1.

Из графиков следует, что турбулентность, генерированная в пристеночном пограничном слое, проникает глубоко внутрь течения, примерно до половины ширины потока (фиг. 4, б). Это приводит к интенсификации процесса смешения, что согласуется с результатом работы [8].

Поступила 28 VI 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
2. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
3. Груздев В. Н., Виноградов Ю. В., Постнов В. Ф., Талангов А. В. Влияние начальной турбулентности и соотношения скоростей на смешение спутных плоских изотермических струй в начальном участке. В сб. «Теория и практика сжигания газа», т. 6. Л., «Недра», 1975.
4. Прудников А. Г. Турбулентность воздушных потоков. В кн. «Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей», гл. 4. М., «Машиностроение», 1964.
5. Хинце И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
6. Weinstein A. S., Osterle J. F., Forstall W. Momentum diffusion from a slot jet into a moving secondary. J. Appl. Mech., 1956, vol. 23, No. 3.
7. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Турбулентное смешение газовых струй. М., «Наука», 1974.
8. Постнов В. Ф., Груздев В. Н., Виноградов Ю. В., Талангов А. В. Распространение плоской изотермической струи в спутном ограниченном потоке. Авиац. техн., 1976, № 1.