

ЛИТЕРАТУРА

1. Dvorak F. A. Calculation of turbulent boundary layers on rough surface in pressure gradient.— AIAA J., 1969, vol. 7, N 9.
2. Сивых Г. Ф. О расчете трения и теплообмена на шероховатых, проницаемых плоских и осесимметричных телах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 5.
3. Mellor G. L., Herring H. J. A survey of the mean turbulent field closure models.— AIAA J., 1973, vol. 11, N 5.
4. Patankar S. V., Spalding D. B. Heat and mass transfer in boundary layers: a general calculation procedure. London: Intertext, 1970.
5. Pimenta M. M., Moffat R. J., Kays W. M. The structure of a boundary layer on a rough wall with blowing and heat transfer.— Trans. ASME. J. Heat Transfer, 1979, vol. 101, N 2.
6. Perry A. E., Joubert P. N. Rough-wall boundary layers in adverse pressure gradients.— J. Fluid Mech., 1963, vol. 17, pt 2.
7. Van-Driest E. R. On turbulent flow near a wall.— J. Aeron. Sci., 1956, vol. 23, N 11.
8. Cebeci T., Chang K. C. Calculation of incompressible rough-wall boundary-layer flows.— AIAA J., 1978, vol. 16, N 7.
9. Пилипенко В. Н. О строении турбулентной вязкости при течении вблизи шероховатой поверхности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 2.
10. Economos C. A transformation theory for the compressible turbulent boundary layer with mass transfer.— AIAA J., 1970, vol. 8, N 4.
11. Dean R. B. A single formula for the complete velocity profile in a turbulent boundary layer.— Trans. ASME. J. Basic Engng, 1976, vol. 98, N 4.
12. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
13. Шубауэр Г. Б., Чен К. М. Турбулентное течение.— В кн.: Турбулентные течения и теплопередача. М.: ИЛ, 1963.
14. Galbraith R. A. McD., Head M. R. Eddy viscosity and mixing length from measured boundary layer developments.— Aeron. Quart., 1975, vol. 26, pt 2.
15. Glowacki W. J., Chi S. W. Effect of pressure gradient on mixing length for equilibrium turbulent boundary layers. AIAA Paper, 1972, N 213.
16. Glowacki W. J. An improved mixing length formulation for turbulent boundary layers with freestream pressure gradients. AIAA Paper, 1978, N 202.
17. Simpson R. L. Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration.— J. Fluid Mech., 1970, vol. 42, pt 4.
18. Simpson R. L., Moffat R. J., Kays W. M. The turbulent boundary-layer on a porous plate; experimental skin friction with variable injection and suction.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1969, vol. 12, N 7.
19. Coleman H. W., Moffat R. J., Kays W. M. The accelerated fully rough turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 1977, vol. 82, pt 3.

УДК 532.526

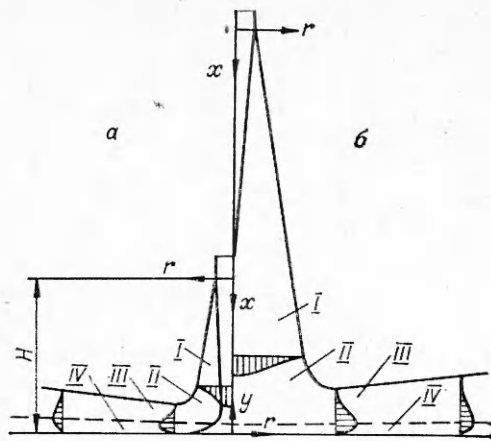
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ СТРУЙНОМ ОБТЕКАНИИ ПРЕГРАДЫ

Г. Ф. Горшков

(Ленинград)

При натекании дозвуковой осесимметричной струи газа на плоскую преграду, расположенную перпендикулярно оси потока в пределах начального (фиг. 1, *a*) или основного (фиг. 1, *b*) участков, можно выделить несколько характерных областей течения: область невозмущенного течения струи *I* для расстояний среза сопла от преграды $H = h/r_a \geq 3$, где r_a — радиус среза сопла; область взаимодействия *II* — область разворота потока вдоль стенки с существенно отрицательным градиентом давления вдоль преграды; область радиальной пристеночной струи *III* и пристеночный пограничный слой *IV*.

Течение газа в указанных областях характеризуется неравномерностью распределения осредненных и пульсационных характеристик в продольном и поперечном направлениях [1] и повышенным уровнем пульсаций газодинамических величин (турбулентностью потока), влияющих на процессы тепломассопереноса в пристеночном пограничном слое преграды [2, 3]. Особенности течения газа в пограничном слое в окрестности точки торможения при струйном обтекании преграды таковы, что при построении моделей турбулентности, необходимых для замыкания исходной системы уравнений, описывающей течение, не удается правильно отразить имеющий место в действительности перенос импульса, тепла и вещества в рамках простейших феноменологических градиентных моделей первого порядка (например, прандтлевской модели пути смешения) по ряду причин.



Фиг. 1

25 кГц) в следующем диапазоне изменения параметров: диаметр среза сопла $d_a = 30-100$ мм при степени поджатия (по площадям) $100-9$ соответственно; средняя скорость на выходе $\langle U_a \rangle = 8-100$ м/с; расстояние до преграды $H = 1-32$; числа Рейнольдса $Re_a = \langle U_a \rangle d_a / \nu = 10^4-10^6$; начальная турбулентность в центре сопла $\varepsilon_a = 1,5\%$. Высокая степень поджатия сопла Витошинского обеспечила равномерный профиль средней скорости и ее пульсации на срезе. Состояние пограничных слоев на выходе сопла (именно они определяют исходную неравномерность параметров) оценивалось как непосредственно по измерениям профиля средней скорости и турбулентности, так и с помощью обширного экспериментального материала, представленного в [6-8]. Режим течения в пограничном слое зависит от многих факторов, но прежде всего от Re_a и поджатия сопла. Например, при скорости истечения $\langle U_a \rangle = 8$ м/с для диаметров 30 и 100 мм начальный пограничный слой характеризуется следующими величинами: $d_a = 30$ мм — ламинарный пограничный слой с формпараметром $H_\delta = \delta^*/\delta^{**} \approx 2,5$ при толщине потери импульса $\delta^{**}/r_a = 0,025$ и максимальным уровнем $\varepsilon_{a \max} \approx 5\%$; $d_a = 100$ мм — турбулентный с $H_\delta \approx 1,46$ при $\delta^{**}/r_a \approx 0,014$ и $\varepsilon_{a \max} \approx 12\%$.

Изучались: продольный R_{1x} и поперечный R_{1r} коэффициенты корреляции

$$R_{1x,r} = \langle u'(0)u'(\Delta x, \Delta r) \rangle / (\langle u'^2(0) \rangle \langle u'^2(\Delta x, \Delta r) \rangle)^{1/2},$$

где $\langle u'(0)u'(\Delta x) \rangle$ и $\langle u'(0)u'(\Delta r) \rangle$ — соответственно продольная и поперечная пространственные корреляции между пульсациями u' продольной компоненты скорости в двух различных точках потока (здесь и далее рассматривается поведение только продольной компоненты пульсации скорости); угловые скобки означают осреднение по времени; интегральный масштаб турбулентности в продольном и поперечном направлениях

$$L_{1x,r} = \int_0^\infty R_{1x,r} dx, r;$$

нормированный энергетический спектр (распределение энергии турбулентности по частотам) $-F_1(n) = E_1(n)/\langle U \rangle$, где $E_1(n)$ — функция распределения пульсации скорости, n — частота, для которого

$$\int_0^\infty F_1(n) dn = 1.$$

Измерение продольного и поперечного коэффициентов корреляции проводилось двумя однониточными датчиками, при этом один из датчиков

К сожалению, имеются весьма немногочисленные сведения о микроструктуре осесимметричного потока в указанных выше областях течения при струйном обтекании преград. Кроме работ [1-4], можно отметить [5], в которой рассматривается взаимодействие плоской струи с преградой.

Цель настоящей работы в этой связи заключается в накоплении и обобщении данных по микроструктуре осесимметричного потока при струйном обтекании преград.

1. Методика проведения эксперимента и обработки данных.

Исследование проведено на экспериментальной установке [1, 4] с помощью термоанемометра постоянной температуры (полоса пропускания прибора до

был неподвижен, а другой перемещался вниз по потоку при измерении R_{1x} и по нормали к основному направлению потока при измерении R_{1r} . Для определения $R_{1x,r}$ использовался аналоговый коррелятор с полосой пропускания 10 Гц—20 кГц. При измерении R_{1x} при $\Delta x \rightarrow 0$ на нить, находящуюся ниже по течению, оказывает влияние аэродинамический след первой нити, поэтому значения коэффициентов корреляции оказываются заниженными. Во избежание этого затруднения, согласно рекомендациям [9], вторая нить смещалась вбок относительно первой на 0,2 мм или же разворачивалась относительно первой на 90°. Коэффициенты поперечной корреляции в пристеночном пограничном слое определялись двояким образом: датчик 2 (фиг. 2, б) устанавливался на определенном расстоянии от преграды y_2 , а датчик 1, ближний к преграде, перемещался относительно второго вниз к преграде; датчик 1 устанавливался на минимальном расстоянии от преграды ($y_1 = 0,1$ мм), а датчик 2 перемещался относительно первого вверх от преграды. Измерение продольного коэффициента корреляции в пограничном слое не проводилось в силу больших ошибок измерений из-за влияния аэродинамического следа нити и ее державки.

Величины L_{1x} и L_{1r} определялись путем вычисления площадей под кривыми R_{1x} , R_{1r} . При этом учитывалась площадь, ограниченная первым пересечением кривой с осью абсцисс.

Спектры продольной составляющей пульсации скорости исследовались с помощью анализатора спектра — частотных характеристик. Общий диапазон пропускаемых прибором частот составляет 20—20 000 Гц. При исследовании спектральной функции диаметр нитей равнялся 5 мкм, а отношение сигнала шума измерительного тракта к полезному сигналу составляло величину 10^{-6} — 10^{-7} .

Так как турбулентность можно рассматривать как стационарный случайный процесс, то между корреляционной и спектральной функциями существует связь, выражаемая интегральным преобразованием Фурье [10]:

$$(1.1) \quad R_{1x} = \int_0^{\infty} F_1(n) \cos \frac{2\pi n x}{\langle U \rangle} dn;$$

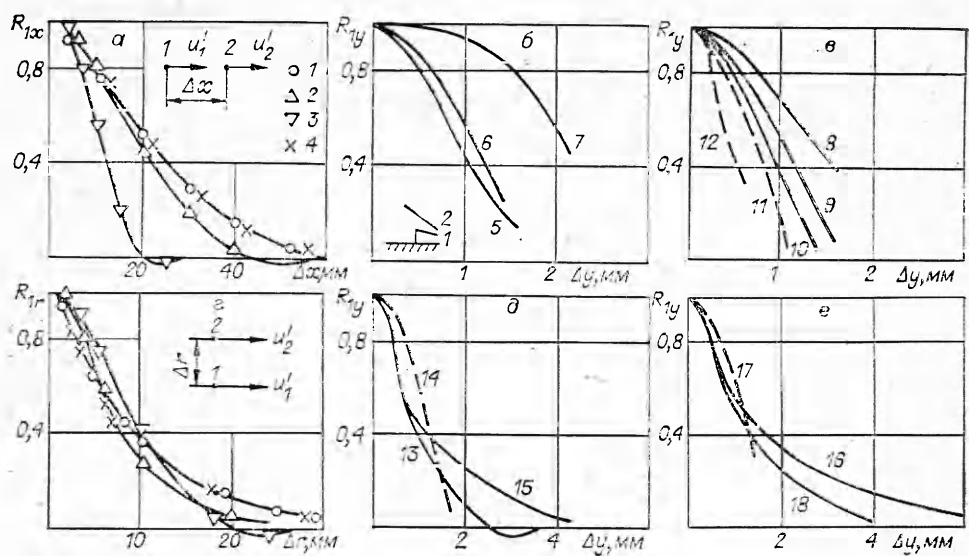
$$(1.2) \quad F_1(n) = \frac{4}{\langle U \rangle} \int_0^{\infty} R_{1x} \cos \frac{2\pi n x}{\langle U \rangle} dx.$$

Для изотропной турбулентности при $n \rightarrow 0$ выражение (1.2) переходит в известное соотношение для интегрального масштаба в продольном направлении

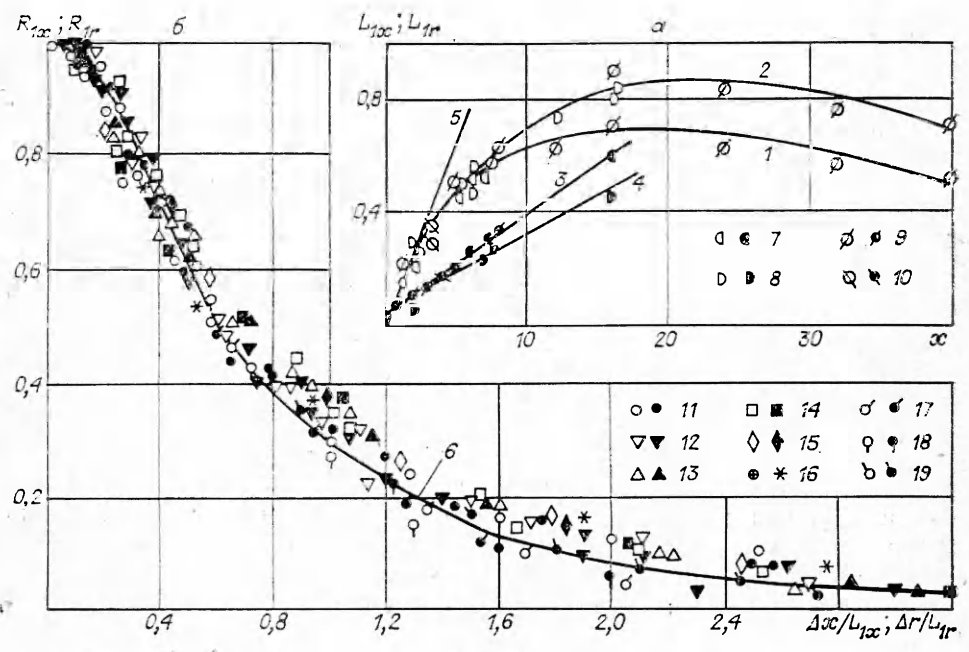
$$(1.3) \quad L_{1x} = F_1(0) \langle U \rangle / 4,$$

где $F_1(0)$ — значение спектральной плотности при $n \rightarrow 0$. Следует отметить, что хотя выражение (1.2) и позволяет определять $F_1(n)$ по аналитической аппроксимации R_{1x} , однако существующие методы экспериментального определения как спектральной, так и корреляционной функции все еще приводят к значительным ошибкам. Поэтому связь между спектральной и корреляционной функциями нужно рассматривать прежде всего как средство проверки результатов экспериментального определения каждой из них.

2. Результаты исследования. Свободная затопленная струя (область невозмущенного течения). Результаты экспериментального исследования продольного и поперечного коэффициентов корреляции в свободной струе (фиг. 2, а, г, кривые 4 при $x = 6$ и $r = 0$ для $d_a = 100$ мм и $\langle U_a \rangle = 8$ м/с; здесь и далее все линейные размеры, а также интегральные масштабы отнесены к радиусу среза сопла r_a) подтвердили известные закономерности поведения корреляционных кривых. Так, коэффициент корреляции $R_{1x,r}$ меняется в пределах $R_{1x,r} \in [0; 1]$, причем убывание $R_{1x,r}$ с возрастанием Δx , Δr может быть как монотонным, так и колебательным. Следует



Фиг. 2



Фиг. 3

отметить, что характер изменения R_{1x} и R_{1r} одинаков, однако длина области связности продольной корреляции значительно больше поперечной. Распределение интегральных масштабов турбулентности L_{1x} и L_{1r} (фиг. 3, а, $d_a = 30-100$ мм; $\langle U_a \rangle = 8-100$ м/с; светлые значки соответствуют L_{1x} , темные — L_{1r} ; позиции 1, 3, 7 — данные на линии $r = 1$; 2, 4, 8 — $r = 0$; 9 — эксперимент [11]; 10 — [12]), вычисленных по корреляционным кривым R_{1x} и R_{1r} поперек зоны смешения, показало, что максимальные значения интегральных масштабов имеют место внутри зоны смешения струи при $x \approx 20$. Однако предложенный в [12] линейный закон изменения продольного интегрального масштаба с расстоянием x (кривая 5)

$$L_{1x} = 0,13x$$

справедлив в непосредственной близости от среза сопла ($x \in [0; 3]$). При дальнейшем увеличении x L_{1x} падает. Поведение продольного ин-

тегрального масштаба турбулентности вдоль линий $r = 1$ и 0 можно описать следующими аппроксимационными зависимостями (кривые 1, 2 соответственно):

$$L_{1x} = 0,13x^{0,89} \exp(-0,048x), \quad L_{1xm} = 0,13x^{0,92} \exp(-0,043x)$$

для $x \in [0; 40]$, где индекс m соответствует параметрам на оси струи.

Изменение поперечного интегрального масштаба турбулентности происходит практически линейно с ростом x в пределах $x \in [0; 16]$ и описывается тоже эмпирическими зависимостями, полученными вдоль линий $r = 1$ и 0 (кривые 3, 4 соответственно):

$$L_{1r} = 0,036x + 0,026, \quad L_{1rm} = 0,026x + 0,056.$$

Исследования по влиянию чисел Маха и Рейнольдса в указанном выше диапазоне изменения M_a и Re_a обнаружили их очень слабое влияние на L_{1x} и L_{1r} на всем участке расширения струи.

Обработка результатов измерений корреляций опытных кривых данной работы и работы [11] позволила получить следующие зависимости, связывающие коэффициенты корреляции R_{1x} и R_{1r} с безразмерной длиной $\Delta x/L_{1x}$ и $\Delta r/L_{1r}$:

$$(2.1) \quad R_{1x} = \left[1 + \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{\Delta x}{L_{1x}} \right)^2 \right]^{-1};$$

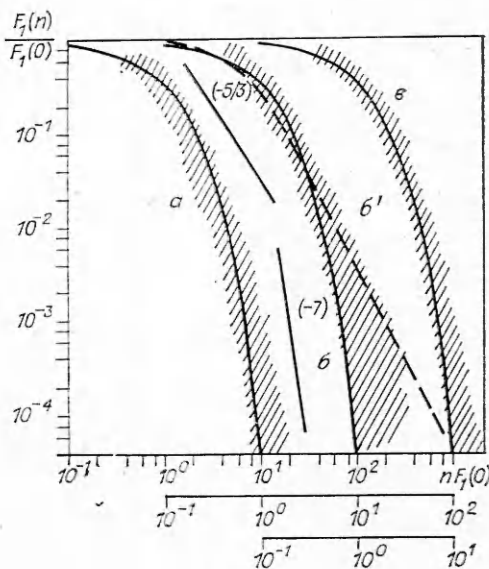
$$(2.2) \quad R_{1r} = \left[1 + \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{\Delta r}{L_{1r}} \right)^2 \right]^{-1}.$$

Результаты расчета (кривая 6) по (2.1), (2.2) приведены на фиг. 3, 6, где светлые значки соответствуют R_{1x} , темные — R_{1r} ; позиции 11, 12... 16 — настоящий эксперимент для координат струи: 11 — $x=2$; $r=0$; 12 — 2; 1; 13 — 6; 1; 14 — 6; 0; 15 — 16; 0; 16 — 16; 1; позиции 17, 18, 19 — эксперимент [11].

Спектральный анализ продольной компоненты пульсации скорости показал, что при фиксированной скорости на срезе сопла с удалением от оси струи увеличивается доля низкочастотных и уменьшается доля высокочастотных колебаний; с увеличением скорости на срезе сопла спектр смещается в область более высоких частот; с удалением от среза сопла спектр смещается в низкочастотную область.

На фиг. 4, а представлен обобщенный график спектральной плотности $F_1(n)/F_1(0)$ в затопленной дозвуковой струе в зависимости от $nF_1(0)$ при различных значениях определяющих параметров, здесь заштрихованная область (эксперимент) соответствует следующим параметрам истечения: $\langle U_a \rangle = 8; 18,5$ м/с; $d_a = 30; 100$ мм; $x = 0-14$; $r = 0-1,66$.

Как следует из анализа данных, распределение нормированного спектра по частотам во всех областях струи носит автомодельный характер и может быть описано зависимостью (кривая а), полученной на основании интегрального преобразования Фурье (1.2)



Фиг. 4

подстановкой в него корреляционной функции R_{1x} (2.1):

$$(2.3) \quad \frac{F_1(n)}{F_1(0)} = \left[1 + \frac{\pi^2}{4} n^2 F_1^2(0) \right]^{-1}.$$

Попытка построения спектральной плотности в координатах волнового числа $k_1 = 2\pi n / \langle U \rangle$, m^{-1} , не дала положительного результата. Это, очевидно, связано с тем, что волновое число $k_1 \sim L_{1x}^{-1}$ в струйном потоке является величиной существенно непостоянной (зависит от координат x , r). Если воспользоваться соотношением (1.3), то можно показать, что $nF_1(0) = 2/\pi k_1 L_{1x}$ и комплекс $nF_1(0)$ более универсален, так как в него входит интегральный масштаб. Подобное представление спектральной плотности ($k_1 F_1(k_1) = f(k_1 L_{1x})$) для течения в плоском канале дается в [9], где показано, что в этом случае наблюдается универсальное распределение в области малых волновых чисел, т. е. для крупномасштабной турбулентности, в то время как для больших волновых чисел происходит расслоение кривых спектральной плотности, полученных в различных точках канала.

Полученные результаты распределения спектральной плотности сравнивались с известным законом Колмогорова об универсальности мелко-масштабных турбулентных пульсаций ($E_1(k_1) \sim k_1^{-5/3}$). Как видно из фиг. 4, инерциальная область течения мала. В области больших волновых чисел результаты данной работы удовлетворительно соответствуют угловому коэффициенту (—7).

3. Область взаимодействия. На фиг. 2, *a*, *з* представлены графики, характеризующие изменение продольного и поперечного коэффициентов корреляции по осп области взаимодействия струи с преградой в зависимости от удаления y для $\langle U_a \rangle = 8$ м/с, $d_a = 100$ мм, $H = 8$, $r = 0$. Экспериментальные точки соответствуют следующим удалениям y от поверхности преграды: 1 — $y = 2$; 2 — 1; 3 — 0,5. Напомним, что здесь нанесены кривые R_{1x} , R_{1r} на оси свободной струи для $x = 6$ (кривая 4).

Анализ экспериментальных данных по коэффициенту R_{1x} в свободной (кривая 4) и взаимодействующей с преградой струях (кривые 1—3) позволяет сделать вывод о существенном влиянии преграды на поведение продольного коэффициента корреляции: изменение R_{1x} с уменьшением y ($y < 2$) становится более крутым. Что касается изменения коэффициентов R_{1r} , то в исследованном диапазоне параметров преграда оказывает на него меньшее влияние по сравнению с R_{1x} . Указанный характер поведения R_{1x} с уменьшением y подтверждается и экспериментом [5] для случая взаимодействия с преградой плоской струи для $h/b = 100$, где b — ширина щели сопла.

Кривые распределения коэффициентов корреляции проинтегрированы с целью получения интегральных масштабов в области взаимодействия струи с преградой. Из анализа полученных данных следует, что если в свободной затопленной струе на оси величина продольного интегрального масштаба растет с координатой x , достигая своего максимального значения при $x \simeq 20$ (см. фиг. 3, *a*), то в зоне взаимодействия L_{1x} уменьшается до нуля при приближении к преграде. При $y = 2$ значения L_{1x} соответствуют величине L_{1x} в свободной струе.

Распределения интегрального масштаба L_{1r} в зоне взаимодействия подчиняются закономерностям распределения L_{1r} в свободной струе, а численные значения интегральных масштабов определяются положением среза сопла от преграды H .

Обработка результатов измерений интегрального масштаба турбулентности L_{1x} и данных [5] в области взаимодействия на оси струи позволила получить следующую аппроксимационную зависимость для нахождения L_{1x} вида [13]:

$$L_{1x}/H = 0,81\zeta - 3,85\zeta^2 + 6,37\zeta^3,$$

где $\zeta = y/H$ для $H \in [3; 17]$, $\zeta \in [0; 0,25]$.

Найденные значения интегральных масштабов L_{1x} , L_{1r} использовались, как и в случае течения в свободной струе, при обработке кривых распределения коэффициентов корреляций R_{1x} , R_{1r} как $f(\Delta x/L_{1x})$ и $f(\Delta r/L_{1r})$. Данные указанной обработки приводятся на фиг. 5. Светлые значки соответствуют R_{1x} , темные — R_{1r} для следующего набора величин: 1 — $H = 8$; $d_a = 100$ мм; $y = 0,5$; 2 — 8; 100; 1; 3 — 8, 100; 2; 4 — 8; 40; 0,5; 5 — 8; 40; 1; 6 — 17; 40; 1; 7 — 17; 40; 0,5; 8 — 17; 40; 2. Здесь же нанесены зависимости (2.1), (2.2) (кривая 9) и [10] (кривая 10) вида

$$(3.1) \quad R_{1x} = \exp\left(-\frac{\pi}{4} \frac{\Delta x^2}{L_{1x}^2}\right);$$

$$(3.2) \quad R_{1r} = \exp\left(-\frac{\pi}{4} \frac{\Delta r^2}{L_{1r}^2}\right).$$

Анализ опытных данных показывает, что с приближением к преграде для $y \in [0; 1[$ корреляционные кривые более наполнены и подчиняются зависимостям (3.1), (3.2). С удалением от преграды для $y > 1$ корреляционные функции менее наполнены и соответствуют зависимостям (2.1), (2.2). Таким образом, распределения R_{1x} , R_{1r} не являются универсальными в области взаимодействия, хотя и могут быть определены из (2.1), (2.2) и (3.1), (3.2) в зависимости от y .

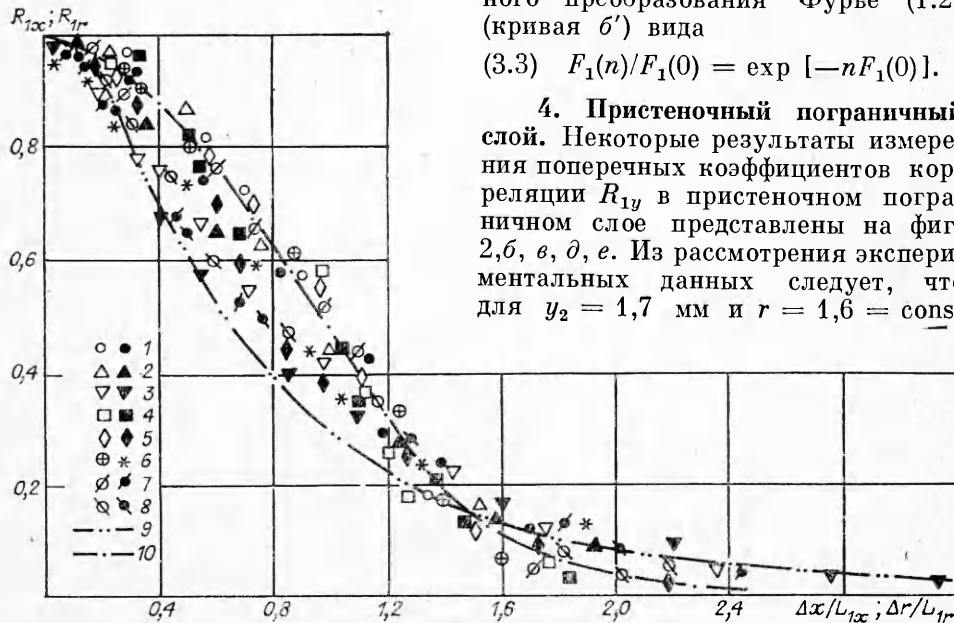
Изменения в поведении корреляционных кривых приводят к изменению одномерного спектра. Величина скорости на срезе сопла по-прежнему оказывает такое же влияние на характер спектра, как и в свободной струе. С приближением к преграде при $\langle U_a \rangle = \text{const}$ увеличивается доля низкочастотных пульсаций как результат торможения потока на преграде.

На фиг. 4, б приводится распределение $F_1(n)$ в зоне взаимодействия. Штриховка соответствует $\langle U_a \rangle = 8$; 16 м/с, $d_a = 100$ мм; $H = 8$; 16; $y = 0,2-2$; $r = 0-2,8$.

Как следует из графика, в области высоких частот распределение спектральной функции не носит универсального характера: экспериментальные значения $F_1(n)/F_1(0)$ располагаются между зависимостью (2.3) (кривая б) и зависимостью, полученной из (3.1) с помощью интегрального преобразования Фурье (1.2) (кривая б') вида

$$(3.3) \quad F_1(n)/F_1(0) = \exp[-nF_1(0)].$$

4. Пристеночный пограничный слой. Некоторые результаты измерения поперечных коэффициентов корреляции R_{1y} в пристеночном пограничном слое представлены на фиг. 2, б, в, д, е. Из рассмотрения экспериментальных данных следует, что для $y_2 = 1,7$ мм и $r = 1,6 = \text{const}$

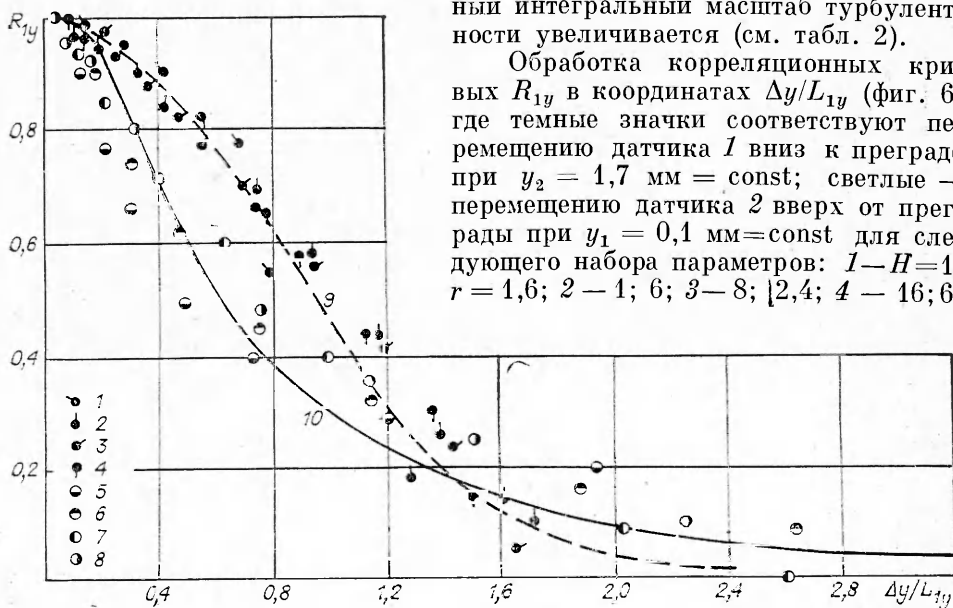


Фиг. 5

(фиг. 2, б, кривые 5—7 соответствуют $H = 1; 8; 16$ для $d_a = 100$ мм) с ростом расстояния среза сопла от преграды H наполненность профилей R_{1y} увеличивается. С другой стороны, для $H = 1 = \text{const}$ и $y_2 = 1,7$ мм (фиг. 2, в, кривые 8—10 соответствуют $r = 0,8; 1,6; 2,4$ для $d_a = 100$ мм) с удалением от точки торможения r происходит уменьшение наполненности профиля R_{1y} . Следует отметить, что затухание корреляционных кривых R_{1y} тем больше, чем меньше расстояние y_2 от преграды (кривые 9, 11, 12 соответствуют $y_2 = 1,7; 1,2; 0,7$ мм для $d_a = 100$ мм) при H и $r = \text{const}$. Из сравнения кривых распределения R_{1y} — 13, 14 или 16, 17 (фиг. 2, д, кривые 13, 14 соответствуют $y_1 = 0,1$ мм и $y_2 = 1,6$ для $d_a = 30$ мм; $H = 16$ и $r = 5,5$; фиг. 2, е, кривые 16, 17 — $y_1 = 0,1$ мм и $y_2 = 1,6$ для $d_a = 30$ мм; $H = 30$ и $r = 5,5$) следует, что характер изменения R_{1y} зависит от удаления начальной точки измерения над поверхностью преграды (перемещения подвижного датчика от преграды или к ней). Так, при движении датчика от стенки ($y_1 = 0,1$ мм, кривые 13, 15 и 16, 18; позиции 15, 18 соответствуют величине $r = 10$) протяженность области связности по Δy в 2—3 раза больше, чем при движении к стенке (кривые 14, 17), и намного превосходит толщину пристеночного пограничного слоя, что указывает на глубокое проникновение крупномасштабных вихрей струйного течения в пограничный слой преграды и на несимметричность корреляционной функции относительно нулевой точки отсчета.

По распределению коэффициентов R_{1y} найдены интегральные масштабы L_{1y} . Продольный интегральный масштаб турбулентности L_{1r} построен по соотношению (1.3). Численные значения L_{1y} и L_{1r} (в миллиметрах) указаны в табл. 1, 2. В табл. 1 в последнем столбце также дано среднее арифметическое значение масштаба L_{1y} для всех y поперек пограничного слоя. Оно условно принято за интегральный масштаб на внешней границе пограничного слоя. В табл. 2 значения L_{1r} на внешней границе пограничного слоя (последний столбец) соответствуют расстоянию $y = 1$ мм. Анализ представленных данных показывает, что в рамках проведенного исследования величину L_{1y} можно считать постоянной, имеющей порядок толщины пограничного слоя. Величина L_{1r} значительно превосходит L_{1y} , причем с увеличением расстояния от точки торможения r интегральный масштаб L_{1r} растет, достигая некоторого максимума при $r \approx 4$, а потом падает. С ростом расстояния y от преграды при r и $H = \text{const}$ продольный интегральный масштаб турбулентности увеличивается (см. табл. 2).

Обработка корреляционных кривых R_{1y} в координатах $\Delta y/L_{1y}$ (фиг. 6, где темные значки соответствуют перемещению датчика 1 вниз к преграде при $y_2 = 1,7$ мм = const; светлые — перемещению датчика 2 вверх от преграды при $y_1 = 0,1$ мм = const для следующего набора параметров: 1 — $H = 1; r = 1,6$; 2 — 1; 6; 3 — 8; 4 — 16; 6;



Фиг. 6

Таблица 1

$d_a, \text{мм}$ H	r $y, \text{мм}$	0,1	0,85	1,0	1,2	1,7	2,3	L_{1y}
$\frac{100}{1}$	0,8 1,6 2,4				0,974 0,73 0,83	1,2 0,95		0,0217 0,0168 0,0167
$\frac{100}{8}$	1,6 2,4					1,03 0,85		0,0206 0,0170
$\frac{100}{16}$	0,8 1,6 2,4 3,0		0,83 0,65 0,66				2,0 1,98 1,77 1,72	0,0283 0,0396 0,0242 0,0305
$\frac{30}{30}$	1,6 6,0 10,0			0,79 0,74 0,75		1,24 1,09 1,19		0,0675 0,0607 0,0727

5—16; 3; 6—16; 10; 7—16; 5,3; 8 — 30; 10) показала, что закономерности поведения корреляционных кривых при движении датчика к стенке могут быть описаны зависимостью (3.2) — кривая 9, а при движении от стенки — (2.2) — кривая 10. Указанное обстоятельство может быть связано как с влиянием преграды на течение струи в зоне взаимодействия, так и с неточностью определения коэффициентов корреляции.

Из анализа энергетических спектров для рассмотренного диапазона изменения параметров потока следует, что максимальная величина частоты меняется от 1 кГц на внешней границе при скорости на срезе сопла $\langle U_a \rangle = 8$ м/с до 0,5 кГц для $y = 0,1$ мм. Верхнее значение частоты в свободной струе и в области взаимодействия составляет величину, равную 2 кГц.

Таблица 2

$d_a, \text{мм}$ H	r $y, \text{мм}$	0,1	0,2	0,3	0,4	1,0	1,8	L_{1r}
$\frac{100}{1}$	1,6	4,65		5,0		17		0,338
$\frac{100}{4}$	0,8 1,6				5,2 12,1	1,4 14,6		0,148 0,292
$\frac{100}{8}$	0,8 1,6 2,4		2,38	7,2		9,5 17,2 19,2		0,190 0,347 0,384
$\frac{30}{16}$	0,8 1,6 2,67 10,0	2,63 2,19 2,0				4,7 9,05 12,4 6,5	6,0	0,313 0,603 0,827 0,430
$\frac{30}{30}$	2,67 6,0 8,0 10,0		2,95 3,12 2,74 2,52		6,26	9,65 10,2 9,05 8,35	11 10	0,643 0,680 0,630 0,556

Представление одномерного спектра продольной составляющей пульсации скорости в виде (2.3) (см. фиг. 4, *в*, кривая *в*) носит автомодельный характер в пристеночном пограничном слое (заштрихованная область соответствует следующим параметрам взаимодействия: $d_a = 30; 100$ мм; $H = 1-16$; $r = 0,8-6$; $y = 0,1-1,4$ мм). Наличие спектральной автомодельной кривой (2.3) позволяет описать распределение коэффициента продольной корреляции R_{1r} в пограничном слое с помощью интегрального преобразования Фурье также универсальной зависимостью (2.1).

В заключение следует отметить, что соотношения (2.1)—(2.3) и (3.1)—(3.3), характеризующие, как правило, изотропную турбулентность, справедливы (с точностью проведения эксперимента) и для реального неизоотропного течения, что позволяет считать микроструктуру потока локально-изотропной, а сами зависимости — интересным приближением для практических расчетов при струйном обтекании преград.

Поступила 4 I 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов П. А., Горшков Г. Ф. и др. Экспериментальное исследование газодинамических параметров при струйном обтекании преграды.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 2.
2. Горшков Г. Ф., Белов П. А., Терпигорьев В. С. Процессы теплопереноса и микроструктура пограничного слоя в окрестности точки торможения при струйном обтекании преграды.— В кн.: Теплообмен-VI. Т. 1, ч. 2. Минск: изд. ИТМО АН БССР, 1980.
3. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Воздействие турбулентной вязкости внешнего течения на теплообмен в пограничных слоях турбулизированных потоков.— В кн.: Теплообмен-VI. Т. 1, ч. 2. Минск: изд. ИТМО АН БССР, 1980.
4. Белов П. А., Горшков Г. Ф. и др. Влияние струйной турбулентности на течение в пристеночном пограничном слое.— ПМТФ, 1972, № 6.
5. Gutmark E., Wolfshtein M., Wygnanski I. The plane turbulent impinging jet.— J. Fluid Mech., 1978, vol. 88, p. 4.
6. Секундов А. Н., Яковлевский О. В. Некоторые вопросы перехода каналового течения в струйное.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 3.
7. Hussain A. K. M. F., Zedan M. F. Effects of the initial condition on the axisymmetric free shear layer: effects of the initial momentum thickness.— Phys. Fluids, 1978, vol. 21, N 7.
8. Hussain A. K. M. F., Zedan M. F. Effects of the initial condition on the axisymmetric free shear layer: effect of the initial fluctuation level.— Phys. Fluids, 1978, vol. 21, N 9.
9. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М.: Мир, 1968.
10. Хинце П. О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М.: Физматгиз, 1963.
11. Laurence J. C. Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet. NASA Rep., 1956, N 1292.
12. Devies P. O. A. L., Fisher M. G. The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet.— J. Fluid Mech., 1963, vol. 15.
13. Горшков Г. Ф. Микроструктура потока в области взаимодействия струи с преградой.— В кн.: Струйные течения жидкостей и газов. Тезисы Всесоюз. науч. конф. Ч. 1. Новополюк: изд. НИИ, 1982.

УДК 533.534—13

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В РЕЗОНАТОРЕ ГЕЛЬМГОЛЬЦА

*Н. А. Борисова, А. П. Головин, А. В. Губарев,
С. А. Лаптев, А. А. Некрасов, О. И. Печенова*
(Москва)

Линейная теория резонатора Гельмгольца, представляющего собой сосуд с коротким открытым горлом, создана Гельмгольцем и Рэлеем. Согласно этой теории [1], резонатор Гельмгольца рассматривается как колебательная система с одной степенью свободы (речь идет об основной продольной моде), причем в первом приближении принимается, что вся кинетическая энергия ее сосредоточена в газе, движущемся в