МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 6 · 1975

УДК 532.517.4

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТРЕХМЕРНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

А. АГУЛЫКОВ, К. Е. ДЖАУГАШТИН, Л. П. ЯРИН

(Ленинград)

Приведены результаты экспериментального исследования аэродинамики трехмерных турбулентных струй с естественным и искусственно повышенным уровнем турбулентности. На основе измерений средних и пульсационных величин выявлены характерные особенности развития струй, образующихся при истечении несжимаемой жидкости из сопел прямоугольной формы и круглых насадков с косым срезом. Результаты эксперимента обобщены на основе методов эквивалентной задачи теории теплопроводности и баланса пульсационной энергии.

1. В последние годы выполнен ряд экспериментальных исследований структуры турбулентных струй с выраженной пространственной анизотропией течения [1-7]. К их числу относятся трехмерные струи и следы, а также плоские течения с асимметричным распределением средней скорости. Как показывают измерения, закономерности распространения таких струй существенно отличаются от закономерностей развития двумерных (плоских и осесимметричных) струйных течений.

Для турбулентных струй с выраженной анизотропией течения характерна сложная перестройка поля средних и пульсационных величин, сопровождающаяся весьма своеобразным, присущим только данному классу движений изменением локальных и интегральных характеристик и ориентации осей изотах в следе. Сложность и недостаточная изученность струйных течений такого типа затрудняет объяснение указанных выше эффектов и разработку рациональных методов расчета. Поэтому на первый план выдвигается задача экспериментального исследования структуры трехмерных струйных течений (включая подробное изучение поля пульсационных величин) с целью более полного описания картины явления и получения опорных данных для приближенного расчета.

В данной работе приведены результаты исследования аэродинамики трехмерных турбулентных струй, образующихся при истечении несжимаемой жидкости из осесимметричного насадка с косым срезом и сопла прямоугольной формы. Первый вид течения интересен как пример сложного пространственного движения с асимметричным распределением средней скорости, второй — как пример трехмерного течения, симметричного относительно двух взаимно перпендикулярных плоскостей, проходящих через ось струи.

2. Экспериментальная установка для изучения трехмерных струй выполнена в виде цилиндрической камеры (⌀ 123 *мм*, L=760 *мм*), в проточной части которой расположен механический турбулизатор [8]. К торцу камеры с помощью профилированных переходников крепятся осесимметричные насадки с косым срезом или сопла прямоугольной формы. На фиг. 1 приведены схемы насадков и указана система координат. Установка снабжена электроподогревателем, обеспечивающим перегрев струи относительно окружающей среды на 30—40°.

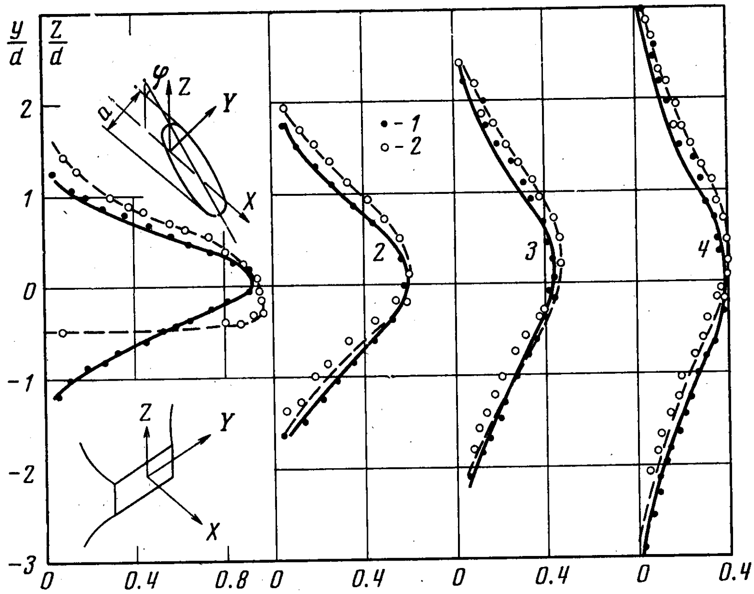
Измерение скорости и температуры в струе проводилось с помощью трубки Пито с диаметром приемного отверстия 0.5 *мм* и хромель-копелевой термопары с диаметром спая 0.3 *мм*. Для определения пульсационных величин использовался термоанемометр фирмы «Диза».

3. На фиг. 1 для одного значения угла скоса $\varphi=80°$ представлены данные по распределению средней скорости в поперечных сечениях струи, истекающей из осесимметричного сопла с косым срезом. (Данные *1—4* соответствуют значениям $X/d=6.3$; 10.7; 14; 16.) Они показывают, что во всей области течения профили скорости в плоскости XY (точки *1*) симметричны относительно оси, проходящей через центр сопла. Распределение скорости в плоскости XZ (точки *2*) имеет значительно более сложный вид. Вблизи устья, в соответствии с предысторией потока — наличием в пределах сопла свободного и пристенного пограничного слоя,— профили скорости асимметричны. Координата, отвечающая максимуму U, смещена к той стороне сопла, на которой формируется пристенный пограничный слой. Это смещение зависит от угла скоса сопла и возрастает с увеличением последнего. При удалении от устья течения точка, отвечающая максимальному значению скорости, мигрирует в плоскости XZ, приближаясь вначале к оси, проходящей через центр насадка, а затем удаляясь от нее на некоторое расстояние. На значительном удалении от сопла распределение средней скорости в плоскости XZ практически симметрично относительно некоторой оси, параллельной геометрической оси насадка и смещенной относительно последней на некоторое расстояние.

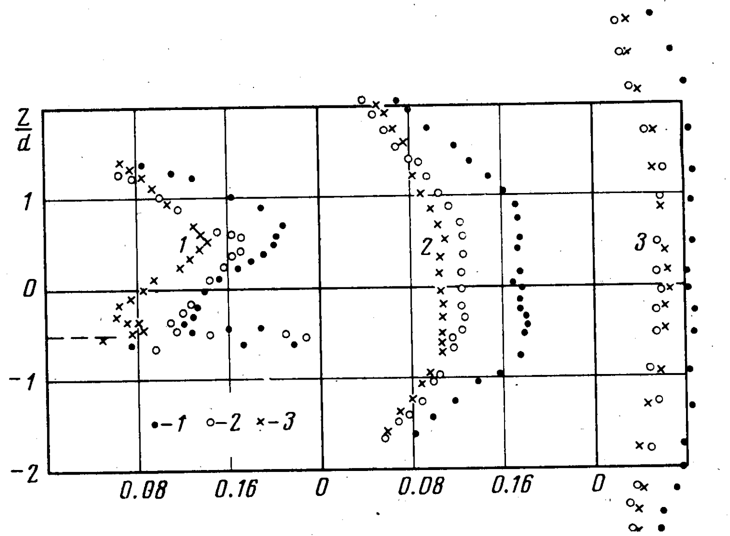
Более полное представление о структуре течения дают данные по распределению средней и пульсационной скорости, температуры, напряжения турбулентного трения и потока тепла. Они показывают, в частности, что в струе с асимметричным начальным распределением скорости происходит сложная перестройка поля течения, сопровождающаяся изменением соотношения между условными толщинами пограничных слоев в плоскостях XY и XZ и изменением ориентации осей изотах и изотерм. На значительном удалении от устья (различном для плоскостей XY и XZ) распределение средней скорости и температуры может быть представлено в виде универсальных зависимостей, описываемых известной формулой Шлихтинга [9]. Что касается распределения пульсационных величин, то оно оказывается существенно различным в плоскостях XY и XZ. В плоскости XY профили $\sqrt{\langle u^2\rangle}/U_0$, $\sqrt{\langle V^2\rangle}/U_0$ и $\sqrt{\langle w^2\rangle}/U_0$ имеют типичный для струйных течений с осевой симметрией вид с выраженным провалом в окрестности оси и максимумом в области наибольшего градиента U. В плоскости XZ симметрия в распределении $\sqrt{\langle u^2\rangle}/U_0$, $\sqrt{\langle V^2\rangle}/U_0$ и $\sqrt{\langle w^2\rangle}/U_0$ (фиг. 2, точки *1*, *2*, *3* соответственно) нарушается. Совокупностям точек *1—3* на фиг. 2 соответствуют значения $X/d=6$; 10.6; 22. Наибольшим значениям пульсационной скорости отвечает зона резкого изменения V, являющаяся продолжением пристенного пограничного слоя. В основном участке распределение пульсационной скорости приближается к симметричному. Наблюдается анизотропия течения: в обеих плоскостях продольная составляющая пульсационной скорости заметно превышает поперечную. Отметим также, что в окрестности точки, в которой турбулентное трение обращается в нуль, распределение интенсивности пульсаций всех трех компонент скорости, как видно из фиг. 2, приближается к изотропному (в сечении $X/d=6$).

На фиг. 3, 4 приведены результаты измерений напряжения трения и потока тепла (а также скорости и температуры) в основных плоскостях (в плоскости XY — на фиг. 3, в плоскости XZ — на фиг. 4). Точки *1—4* представляют соответственно значения следующих величин:

1 — $10^2\langle uv\rangle/U_0^2$; $10^2\langle uw\rangle/U_0^2$; *2* — U/U_0; *3* — $10^2\langle vt\rangle/U_0\Delta T_0$; $10^2\langle wt\rangle/U_0\Delta t$; *4*—$\Delta T/\Delta T_0$.



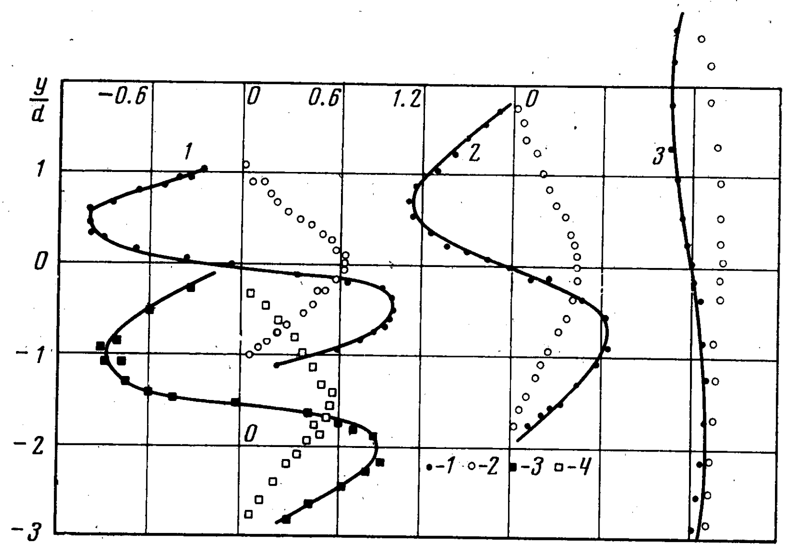
Фиг. 1



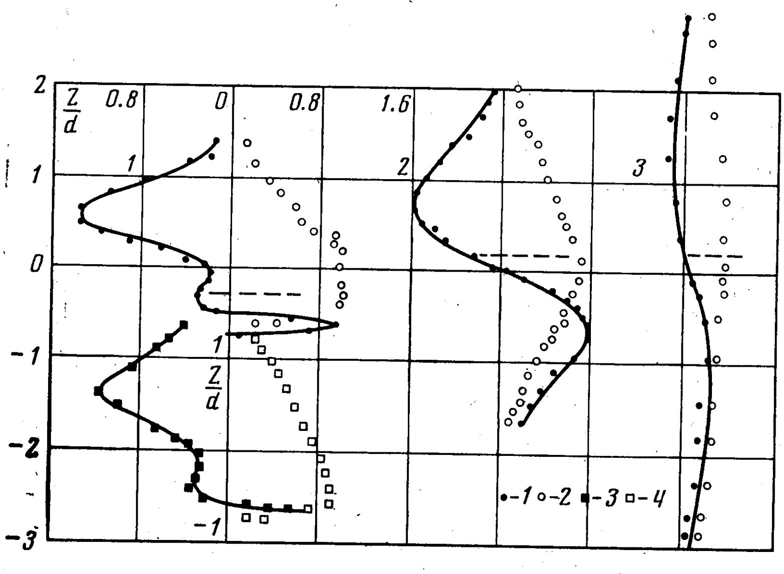
Фиг. 2

Видно (фиг. 3), что в струях с несимметричным распределением средней скорости не выполняется известное соотношение Прандтля, связывающее напряжение турбулентного трения (поток тепла) с градиентом средней скорости (температуры). Совокупности точек *1–3* на фиг. 3, 4 соответствуют значения $X/d=6$; 10.6; 22. Как видно из графика в струе, истекающей из насадка с косым срезом, координаты, отвечающие значению $\langle uw \rangle = 0$ и $\partial u/\partial z=0$, заметно отличаются друг от друга. Это отличие оказывается тем больше, чем больше степень асимметрии потока.

Указанные особенности развития струйного движения с асимметричным распределением скорости сохраняются и при искусственной турбули-



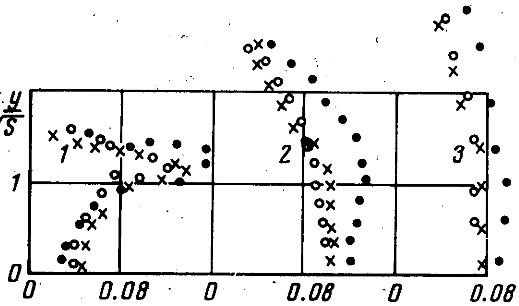
Фиг. 3



Фиг. 4

зации потока. Наложение с помощью механического турбулизатора низкочастотных пульсаций не приводит к изменению качественной картины распределения характерных величин, а способствует лишь более раннему вырождению начальных неоднородностей и переходу к течению с симметричным распределением скорости, температуры и т. д.

Опытные данные, относящиеся к распространению трехмерной струи, показывают, что интенсивность нарастания толщин пограничного слоя в плоскостях XY и XZ различна. Это, как и в предыдущем случае, приводит к изменению ориентации осей изотах по мере удаления от среза сопла. Что касается профилей U, то в каждой из диаметральных плоскостей они аналогичны профилям соответствующих величин в двумерных струйных течениях. Данные измерений пульсационных характеристик показывают, что уровень пульсаций на границе струи вдоль длинной стороны щели (см. фиг. 5; обозначения те же, что и на фиг. 2, S — площадь сопла, совокупностям точек 1—3 соответствуют значения $X/\sqrt{S}$=2.2; 13.4; 22) в начальных сечениях несколько превышает величину пульсаций в плоскости XZ. Это связано с тем, что в этой области в порождение энергии вносит вклад градиент скорости вдоль обеих поперечных координат. С удалением от щели эти различия в значениях интенсивности пульсаций скорости исчезают.



Фиг. 5

4. Для приближенного расчета трехмерных струй использован метод эквивалентной задачи теории теплопроводности [7]. Хотя этот метод не отражает некоторых особенностей течения (в частности, поворота осей изотах), он может быть использован для оценки поля средней скорости и температуры.

Речь сводится к интегрированию системы уравнений и граничных условий

$$\frac{\partial F_i}{\partial \xi_i}=\frac{\partial^2 F_i}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 F_i}{\partial Z^2}$$

$$F_i=F_0(Y,Z),\ \xi_i=0;\ F\to 0,\ Y\to\pm\infty,\ Z\to\pm\infty$$

где $F_i=\rho U^2$; $F_i=\rho U^*\Delta T$ — соответственно для динамической или тепловой задачи, U^* — средняя скорость, $F_0(YZ)$ — начальное распределение плотности потока импульса и избыточного теплосодержания, $\xi_i=\xi_u$; ξ_T — для динамической и тепловой задачи ($\xi_u/\xi_T=\sigma=\text{const}$ — аналог турбулентного числа Прандтля), $\xi_i=\xi_i(X)$ — некоторая функция продольной координаты, определяемая из сопоставления опытных и расчетных данных по изменению ρU^2 вдоль оси.

На фиг. 1 (сплошная линия — плоскость XY, пунктирная — плоскость XZ) приведено сопоставление результатов расчета и эксперимента для истекающих из кососрезанного сопла струй. Из графика видно, что расчет удовлетворительно согласуется с опытными данными.

5. Выполним приближенный расчет пульсационных характеристик трехмерных турбулентных струй и проведем сопоставление опытных и расчетных данных.

Исходной для анализа является система уравнений для одноточечных моментов второго порядка для поля скоростей и температуры, замкнутая на основе полуэмпирических гипотез А. Н. Колмогорова и Ротта и их аналогов для теплового поля [10—13]. Для развитого турбулентного течения с поперечным сдвигом при пренебрежении моментами третьего порядка она имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\langle u_iu_j\rangle+\langle u_Ku_j\rangle\frac{\partial U_i}{\partial X_K}+\langle u_Ku_i\rangle\frac{\partial U_j}{\partial X_K}+$$

$$+K\frac{\sqrt{E}}{l}\left(\langle u_iu_j\rangle-\frac{2}{3}\delta_{ij}E\right)+\frac{2}{3}C\delta_{ij}\frac{E^{3/2}}{l}=0$$

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\langle u_i t\rangle+\langle u_\kappa t\rangle\frac{\partial U_i}{\partial X_\kappa}+\langle u_\kappa u_i\rangle\frac{\partial T}{\partial X_\kappa}+K_t\frac{\sqrt{E}}{l}\langle u_i t\rangle=0 \tag{5.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\frac{\langle t^2\rangle}{2}+\langle u_\kappa t\rangle\frac{\partial T}{\partial X_\kappa}+C_t\frac{\langle t^2\rangle\sqrt{E}}{l}=0$$

$$E=\frac{1}{2}\left(\langle u^2\rangle+\langle v^2\rangle+\langle w^2\rangle\right)$$

где K, C, K_t, C_t — эмпирические постоянные.

Рассмотрим течение потока несжимаемой жидкости в направлении оси X. Распределение скорости и температуры будем предполагать однородным по оси X и неоднородным в поперечных направлениях Y и Z $(U=(U(Y,Z);\,0;\,0),\ T=T(Y,Z))$. Для установившегося течения из уравнений (5.1) получим следующую систему уравнений относительно моментов второго порядка:

$$\langle uv\rangle\frac{\partial U}{\partial Y}+\langle uw\rangle\frac{\partial U}{\partial Z}+\frac{k}{2}\frac{\sqrt{E}}{l}\left(\langle u^2\rangle-\frac{2}{3}E\right)+\frac{C}{3}\frac{E^{3/2}}{l}=0$$

$$\frac{K}{2}\frac{\sqrt{E}}{l}\left(\langle v^2\rangle-\frac{2}{3}E\right)+\frac{C}{3}\frac{E^{3/2}}{l}=0$$

$$\frac{K}{2}\frac{\sqrt{E}}{l}\left(\langle w^2\rangle-\frac{2}{3}E\right)+\frac{C}{3}\frac{E^{3/2}}{l}=0$$

$$\langle v^2\rangle\frac{\partial U}{\partial Y}+\langle uw\rangle\frac{\partial U}{\partial Z}+K\frac{\sqrt{E}}{l}\langle uv\rangle=0$$

$$\langle vw\rangle\frac{\partial U}{\partial Y}+\langle w^2\rangle\frac{\partial U}{\partial Z}+K\frac{\sqrt{E}}{l}\langle uw\rangle=0$$

$$K\frac{\sqrt{E}}{l}\langle vw\rangle=0 \tag{5.2}$$

$$\langle tv\rangle\frac{\partial U}{\partial Y}+\langle tw\rangle\frac{\partial U}{\partial Z}+\langle uv\rangle\frac{\partial T}{\partial Y}+\langle uw\rangle\frac{\partial T}{\partial Z}+K_t\frac{\sqrt{E}}{l}\langle ut\rangle=0$$

$$\langle v^2\rangle\frac{\partial T}{\partial Y}+\langle vw\rangle\frac{\partial T}{\partial Z}-K_t\frac{\sqrt{E}}{l}\langle vt\rangle=0$$

$$\langle vw\rangle\frac{\partial T}{\partial Y}+\langle w^2\rangle\frac{\partial T}{\partial Z}+K_t\frac{\sqrt{E}}{l}\langle wt\rangle=0$$

$$\langle tv\rangle\frac{\partial T}{\partial Y}+\langle tw\rangle\frac{\partial T}{\partial Z}+C_t\frac{\sqrt{E}}{l}\langle t^2\rangle=0$$

Эта система из 10 уравнений является алгебраической и служит для определения 10 моментов второго порядка $\langle u_i u_j\rangle$, $\langle tu_j\rangle$, $\langle t^2\rangle$. Решение этой системы имеет следующий вид:

$$\langle u^2\rangle=\frac{2}{3}\frac{2+K/C}{\left[\frac{2}{3}\left(\frac{K}{C}-1\right)\right]^{1/2}}l^2\left[\left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)^2+\left(\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2\right]$$

$$\langle v^2\rangle=\langle w^2\rangle=\frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{3}\left(\frac{K}{C}-1\right)}\,l^2\left[\left(\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2+\left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)^2\right]$$

$$\langle uv\rangle=-l^2\sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)^2+\left(\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2}\,\frac{\partial U}{\partial Y}$$

$$\langle uw\rangle=-l^2\sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)^2+\left(\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2}\,\frac{\partial U}{\partial Z} \tag{5.3}$$

$$\langle tw\rangle=\frac{K}{K_t}l^2\sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)^2+\left(\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2}\,\frac{\partial T}{\partial Z}$$

$$\langle t^2\rangle=\frac{C}{C_t}\frac{K}{K_t}\frac{K/C}{[^2/_3(K/C-1)]^{1/2}}l^2\left[\left(\frac{\partial T}{\partial Y}\right)^2+\left(\frac{\partial T}{\partial Z}\right)^2\right]$$

$$\langle tu\rangle=\frac{K}{K_t}\left(1+\frac{K}{K_t}\right)\frac{1}{[^2/_3(K/C-1)]^{1/2}}l^2\left[\frac{\partial U}{\partial Y}\frac{\partial T}{\partial Y}+\frac{\partial U}{\partial Z}\frac{\partial T}{\partial Z}\right]$$

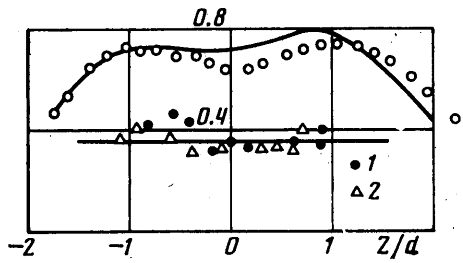
$$\langle vw\rangle=0$$

Следует отметить, что численный коэффициент в выражении для турбулентного трения был принят равным единице, поскольку масштаб l определен с точностью до постоянного множителя. Остальные соотношения записаны с учетом этого условия.

Для течения с поперечным сдвигом только в направлении оси Y ($\partial/\partial Z=0$) выражения для турбулентного потока импульса и тепла (в 5.3) переходят в известные формулы Прандтля $-\langle uv\rangle=l^2|\partial U/\partial Y|\cdot\partial U/\partial Y$, $-\langle tv\rangle=l^2|\partial U/\partial Y|\partial T/\partial Y$, которые являются основой для полуэмпирического расчета двумерных течений. Остальные соотношения служат для приближенной оценки пульсационных характеристик. В общем виде (при наличии градиента скорости и температуры в двух поперечных направлениях) выражения (5.3) для моментов служат для расчета трехмерных течений. В частности, формулы для касательных напряжений трения и теплового потока являются обобщением формулы Прандтля для трехмерных течений, а выражения для моментов второго порядка пригодны для их приближенной оценки.

Для оценки моментов второго порядка следует задать значения эмпирических констант. Из соотношений (5.3) видно, что в расчетные формулы входят эмпирические константы K/C, K_t/K, C_t/C. Существенно, что все они могут быть оценены на основании опытов по измерению средних и пульсационных характеристик для двумерных течений. Расчеты показывают, что значение $K/C\simeq7$, турбулентное число Прандтля $\sigma_T=K_t/K\simeq0.75$. Меньше информации имеется для определения C_t/C, однако по некоторым оценкам эту величину можно считать порядка $C_t/C\gg1$ [14].

Выполним приближенную оценку моментов второго порядка и произведем сопоставление их с опытными данными. Для этой цели требуются значения локальных градиентов средней скорости и температур, а также знание масштаба l. Первые из них могут быть вычислены по опытным данным, однако масштаб турбулентности остается неопределенным. Поэтому в рамках развитой схемы расчета и при отсутствии сведений о масштабе возможны оценки в основном относительных значений моментов второго порядка.



Фиг. 6

Сравнение расчетных величин $\langle u^2\rangle/\langle v^2\rangle=1.3$, $\langle v^2\rangle/\langle w^2\rangle=1$ с соответствующими опытными данными для обеих исследованных струйных течений (в сечении $X/d=10.6$ и 22 и $X/\sqrt{S}=22$) показывает, что различие между ними не превышает 10—15%. Значения $R_{uv}=0.4$, за исключением осевой и периферийной областей струи, также удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Расчет пульсационных характеристик температурного поля струи, истекающей из косо срезанного насадка, выполнен лишь вдоль оси Z ($Y=0$). Это связано с тем, что вдоль этой линии значение $\partial T/\partial Y=0$, что позволяет упростить расчетные формулы. В частности, используя это условие, а также исключая масштаб l с помощью выражения для $\langle u^2\rangle$, получим следующее соотношение для расчета $\sqrt{\langle t^2\rangle}/\Delta T_0$:

$$(5.4)\qquad \sqrt{\langle t^2\rangle}/\Delta T_0=\sqrt{\frac{3}{2}\frac{C}{C_t}\frac{K}{K_t}\frac{K}{C}\left(2+\frac{K}{C}\right)^{-1}}\frac{\partial T}{\partial Z}\Big/\frac{\partial U}{\partial Z}$$

Распределение $\sqrt{\langle t^2\rangle}$, вычисленное по формуле (5.4), не только качественно, но и количественно близко к экспериментальному при значении $x/\sqrt{S}=2.5$ ($10\sqrt{\langle t^2\rangle}/\Delta T_0$, верхний график на фиг. 6). То же самое имеет место и при сопоставлении коэффициентов корреляции температуры и скорости (нижний график на фиг. 6, точки 1 — Rut, 2 — Rwt, линия — расчет). Кривые фиг. 6 соответствуют значению $-X/\sqrt{S}=10.6$. Заметим, что аналогичные расчеты пульсационных характеристик струи, истекающей из косо срезанного сопла, также удовлетворительно согласуются с опытными данными.

Таким образом, полученные опытные данные достаточно полно характеризуют закономерности развития струйных течений с выраженной анизотропией. Наряду с самостоятельным значением они являются основой для разработки эффективных расчетных схем. Как и в других случаях, последовательное применение метода баланса пульсационной энергии позволяет в значительной мере отразить характерные особенности сложного явления.

Поступила 5 IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sforza P. M., Steiger M. H., Trentacoste N.* Studies on three-dimensional viscous jets, AJAA Journal, 1966, vol. 4, No. 5. (Рус. перев.: Исследование трехмерных вязких струй. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 5.)
2. *Trentacoste N., Sforza P.* Further experimental results for three-dimensional free jets. AJAA Journal, 1967, vol. 5, No. 5. (Рус. перев.: Результаты дальнейшего экспериментального исследования трехмерных свободных струй. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 5.)

3. *Kuo Y., Baldwin L. V.* Diffusion and decay of murbulent elliptic wakes. AJAA Journal, 1966, vol. 4, No. 9. (Рус. перев.: Диффузия и затухание турбулентных эллиптических следов. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 9.)
4. *Уханова Л. Н.* Структура течения в трехмерных турбулентных следах. Инж.-физ. ж., 1973, т. 25, № 5.
5. *Hinze J. O.* Turbulent flow regions with shear stress and mean velocity gradient of opposite sing. Appl. Sci., Res., 1970, vol. 22, No. 3/4.
6. *Eskinazi S., Erian F. F.* Energy reversal in turbulent flows. Phys. Fluids, 1969, vol. 12, No. 10.
7. *Вулис Л. А., Кашкаров В. П.* Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
8. *Вулис Л. А., Михасенко Ю. И.* Об интенсификации переноса тепла и вещества в свободной струе при помощи механического турбулизатора. Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 1.
9. *Абрамович Г. Н.* Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
10. *Rotta J.* Statistische Teorie nichthomogener Turbulenz. Z. Physik, 1951, Bd 129, Nr. 5.
11. *Левин В. Б.* К расчету основных характеристик турбулентных потоков с поперечным сдвигом. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 4.
12. *Джаугаштин К. Е.* Турбулентные струи проводящей жидкости. 1, 2. Магнитная гидродинамика, 1970, № 2 и № 3.
13. *Гнатюк В. В., Гнатюк Т. А., Джаугаштин К. Е.* Струи проводящей жидкости в поперечном магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1973, № 2.
14. *Хинце И. О.* Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.