

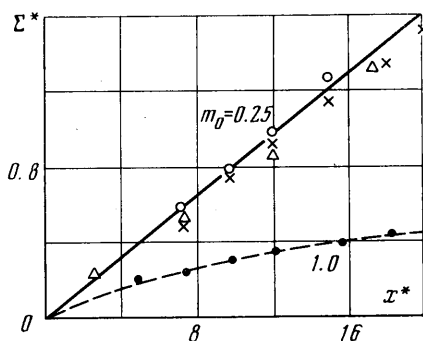
## ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ НА ТУРБУЛЕНТНУЮ ДИФФУЗИЮ В КАНАЛАХ

В. Л. ЗИМОНТ, А. И. МАЛЫЦЕВ

(Москва)

Дается обобщение экспериментальных данных по смешению неизотермических спутных потоков в каналах при наличии продольного градиента давления. В отличие от других работ по исследованию влияния продольного градиента давления на струйное течение в каналах [1-3] рассматривается более общий случай, когда из-за различия в плотности потоков действие продольного градиента давления может приводить к увеличению сдвига продольной скорости по сравнению с начальным. Анализируется поведение эффективного коэффициента турбулентной диффузии вдоль канала как в случае увеличения сдвига скорости, так и в случае его уменьшения.

1. Схема и подробное описание установки, на которой проводились опыты, приведены в [4, 5]. Центральная подогретая струя, температура которой изменялась от 340 до 1500° К, подавалась соосно в спутный поток холодного воздуха той же скорости. Измерялись профили температуры торможения при течении такого неизотермического потока вдоль сопла Витошинского или сопла Лавала. Для интерпретации экспериментальных данных профиль безразмерной избыточной температуры аппроксимировался  $P$ -функцией, являющейся решением диффузионной задачи в



Фиг. 1

случае однородного потока в канале переменного сечения [4, 5] и хорошо описывающей экспериментальные данные в общем случае

$$\frac{T_0 - T_{01}}{T_{02} - T_{01}} = \frac{1}{\sigma^2} \int_0^a \exp \frac{-(r^2 + R^2)}{2\sigma^2} I_0 \left( \frac{rR}{\sigma^2} \right) R \, dR \quad (1.1)$$

Здесь  $T_{01}$  и  $T_{02}$  — соответственно температуры торможения спутного потока и струи,  $a(x)$  — некоторый характерный радиус струи. При такой аппроксимации профиля величина турбулентного переноса обычно характеризуется дисперсией  $\sigma^2$ , которая определяет форму профиля и его размытость по сравнению с прямоугольным. В отличие от свободного смешения в каналах переменного сечения величина дисперсии изменяется не только в силу наличия турбулентной диффузии, но и из-за изменения площади сечения канала. В этом случае для выделения величины физического турбулентного переноса, не связанного с изменением площади сечения канала, используем введенный в [4] параметр, названный приведенной дисперсией

$$\Sigma^2 = \sigma^2 r_0^2 / r^2(x)$$

Закон изменения  $\Sigma^2$  в однородных несжимаемых потоках не зависит от конкретной геометрии канала и определяется только величиной коэффициента турбулентной диффузии  $D_T$ , которая в этом случае постоянна [4]

$$\frac{1}{2} \frac{d\Sigma^2}{dx} = \frac{r_0^2}{r^2(x)} \frac{D_T}{u} \quad (1.2)$$

В этих формулах  $r_0$  и  $r(x)$  — начальный и текущий радиусы канала,  $u$  — скорость. В гипотетическом случае отсутствия смешения ( $D_T = 0$ ) при аффинном сжатии или расширении профиля  $\Sigma^2 = \text{const}$ . В общем случае деформация может отличаться от аффинной. Однако в дальнейшем отличии деформации профиля от аффинной будем пренебрегать, так как в реальных течениях изменение величины приведенной дисперсии за счет этого отличия мало по сравнению с вкладом от смешения [5].

2. Будем анализировать изменение приведенной дисперсии вдоль канала в зависимости от величины сдвига продольной скорости, поскольку в случае свободных струй было показано, что закон турбулентного переноса  $\sigma(x)$  не зависит от отношения плотностей и определяется сдвигом скорости и начальной турбулентностью потоков [6]. В общем случае экспериментальные данные работ [6, 7] удалось опи-

сать следующей эмпирической зависимостью:

$$\sigma(x) = 0.1(1 - m_0)x + m_0\sigma_1(x) \quad (2.1)$$

Первый член в этой формуле определяется сдвигом скорости ( $m_0$  равно отношению меньшей начальной скорости к большей), а второй зависит от начальной турбулентности потоков. Здесь  $\sigma_1$  характеризует величину смешения при одинаковых скоростях ( $m_0 = 1$ ) и определяется величиной коэффициента турбулентной диффузии исходного потока.

Обработка экспериментальных данных по смешению в каналах переменного сечения в случае уменьшения сдвига скорости показала, что в этом случае для величины приведенной дисперсии имеет место та же закономерность, что и для свободных струй (2.1). Это соотношение было положено в основу количественного анализа данных по смешению в каналах. Для иллюстрации на фиг. 1 приведено сравнение данных О. В. Яковлевского, в опытах которого сдвиг скорости вдоль канала всегда уменьшался (крестиками, кружками и треугольниками обозначены соответственно результаты опытов в цилиндре, конфузоре и диффузоре, где везде было  $m_0 \approx 0.25$ ) с расчетом по формуле (2.1). Данные приведены в безразмерном виде

$$\Sigma^* = \Sigma / d, \quad x^* = x / d,$$

где  $d$  — диаметр струи в начальном сечении.

Соотношение (1.2) можно использовать и для случая струйного течения в канале, если в качестве  $u$  и  $D_T$  выбрать некоторые эффективные значения скорости и коэффициента диффузии, например их значения в области максимального градиента концентрации. В предельном случае  $m_0 \ll 1$  изменение скорости за счет смешения  $\sim x^{-1}$ , а изменение скорости за счет изменения площади сечения канала  $\sim r^{-2}$ , т. е. в целом  $u \sim x^{-1}r^{-2}$ . Поэтому наблюдаемая в опытах линейная закономерность турбулентного переноса (2.1) согласно (1.2) соответствует постоянному значению коэффициента турбулентной диффузии.

Таким образом, для течений в каналах с градиентом давления при уменьшении фактора, поддерживающего турбулентность (сдвига скорости), коэффициент турбулентной диффузии остается постоянным вдоль зоны смешения. Отсюда следует, что в случае увеличения в процессе течения сдвига скорости интенсивность турбулентного переноса должна определяться уже не начальной, а максимальной величиной сдвига скорости, имеющей место в сечениях, расположенных выше по потоку по отношению к рассматриваемому. Поэтому в том случае, когда максимальный сдвиг скорости  $1 - m_{\min}(x_0)$  имел место в некотором сечении  $x_0$ , закон турбулентного переноса, начиная с этого сечения, определится выражением

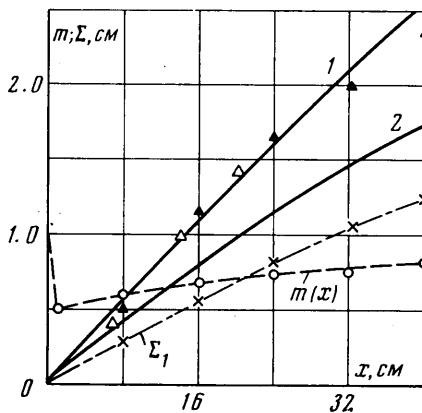
$$\Sigma = \Sigma(x_0) + 0.1[1 - m_{\min}(x_0)](x - x_0) + m_{\min}(x_0)[\Sigma_1(x) - \Sigma_1(x_0)] \quad (2.2)$$

Выражение (2.2) используется при количественном анализе. Фактически оно соответствует предположению, что величина коэффициента турбулентной диффузии определяется максимальной выше по потоку величиной сдвига скорости и коэффициентом диффузии исходного потока.

3. На фиг. 2 для случая смешения неизотермических потоков в сопле Витошинского приведены определенные по измеренным профилям температуры значения  $\Sigma = \Sigma(x) - \Sigma_0$ , где  $\Sigma_0$  соответствует начальному сечению исследуемого участка канала. Здесь же штрих-пунктирной линией приведено изменение  $\Sigma$  в случае, когда поток был практически изотермическим (как показано в [4], в этом случае в канале практически имеет место течение без сдвига скорости и изменение дисперсии  $\Sigma_1(x)$  определяется только исходной турбулентностью потоков). Хорошо видно, что смешение неизотермических потоков происходит значительно интенсивнее, хотя в обоих случаях начальные скорости потоков были одинаковы.

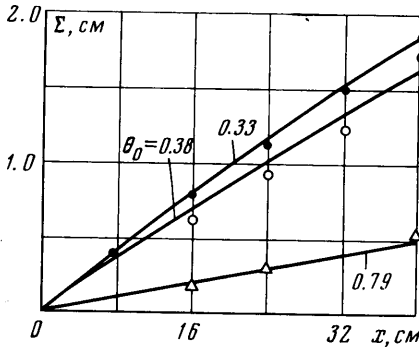
Пунктирной линией на фиг. 2 показано изменение сдвига продольной скорости в этом случае. Если пренебречь выравниванием температуры на участке перестроения профиля скорости от равномерного начального до профиля, соответствующего постоянному по сечению коэффициенту скорости  $\lambda$ , то величину развивающегося под действием градиента давления максимального сдвига скорости можно определить по начальной неизотермичности  $\theta_0$

$$1 - m_{\min} = 1 - \sqrt{T_{0 \min} / T_{0 \max}} = 1 - \sqrt{\theta_0}$$

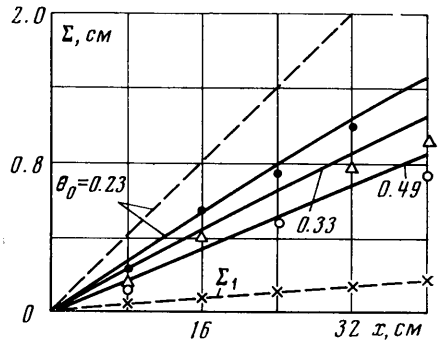


Фиг. 2

Закон турбулентного переноса, определенный на основе этих соображений по формуле (2.2), изображен на фиг. 2 сплошной линией 1. Для сравнения там же линией 2 приведен результат расчета в предположении, что интенсивность смешения уменьшается при уменьшении сдвига скорости и определяется в выражении (2.2) текущим значением сдвига скорости. Сравнение показывает, что турбулентное смешение в сопле лучше соответствует сохранению интенсивности смешения, определяемой максимальным выше по потоку сдвигом скорости. Незаштрихованными треугольниками на фиг. 2 нанесены результаты экспериментов при тех же начальных



Фиг. 3



Фиг. 4

условиях в сопле Витошинского длиной 200 мм, т. е. при другой величине градиента давления. Одинаковая величина турбулентного переноса в этих опытах (в пределах точности эксперимента) тоже показывает, что действие градиента давления проявляется лишь через создаваемый им сдвиг скорости, максимальная величина которого в этих опытах была одинакова.

Сравнение результатов расчета по формуле (2.2) с опытом для разных величин начальной неизотермичности и разного уровня исходной турбулентности потоков (фиг. 3) также говорит в пользу гипотезы об определяющем влиянии сдвига продольной скорости и преддистории течения на величину турбулентной диффузии в каналах. Сплошные кружочки на фиг. 3 соответствуют незаглушенной турбулентности, а остальные — заглушенной с помощью хонейкомба турбулентности [5].

В опытах по исследованию диффузии в сверхзвуковом сопле максимальный сдвиг скорости развивался в дозвуковой части сопла. При переходе течения в сверхзвуковую часть сопла при определении закона смешения нужно учитывать сжимаемость, поскольку в сжимаемом потоке величина турбулентного переноса при одинаковом коэффициенте турбулентной диффузии будет меньше, чем в несжимаемом потоке [4]. Эта поправка определялась, полагая изменение скорости за счет уменьшения плотности вдоль сопла таким же, как для одномерного потока. Для случая начальной неизотермичности  $\theta_0 = 0.23$  на фиг. 4 пунктирной линией нанесен закон турбулентного переноса, определенный по формуле (2.2), а сплошной линией — тот же закон с учетом сжимаемости. Сравнение данных на фиг. 4 показывает, что и в сверхзвуковом потоке важна преддистория течения, поскольку интенсивность смешения при уменьшении сдвига скорости сохраняется.

Таким образом, влияние продольного градиента давления на турбулентную диффузию в каналах проявляется через создаваемый им сдвиг продольной скорости, при этом коэффициент турбулентной диффузии либо остается постоянным (при уменьшении сдвига скорости), либо растет вместе с ним.

Поступила 10 X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
2. Яковлевский О. В. Смешение струй в канале с переменным поперечным сечением. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1962, № 1.
3. Макарон В. С., Козлова Т. П. Определение минимальных потерь при смешении слутных турбулентных струй в каналах с профилированными стенками. Сб. «Турбулентные течения», М., «Наука», 1970.
4. Зимонт В. Л. Экспериментальное исследование турбулентной диффузии в каналах переменного сечения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
5. Зимонт В. Л. Экспериментальное исследование смешения изотермических и неизотермических турбулентных слутных струй в соплах. Сб. «Турбулентные течения», М., «Наука», 1970.

6. Замятина Н. А., Прудников А. Г., Сагалович В. Н. О диффузионных параметрах турбулентной струи. Изв. вузов, Авиац. техн., 1966, № 2.  
 7. Alpinieri L. Turbulent mixing of coaxial jets. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 9.

УДК 532.517.4

## РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ОСИ ДВУХФАЗНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

М. К. ЛААТС, Ф. А. ФРИШМАН

(Таллин)

Исследование осредненных характеристик двухфазной струи показало [1], что инерционная примесь не является «пассивной», а оказывает заметное влияние на процессы турбулентного переноса. Г. Н. Абрамович [2] предложил полуэмпирическую теорию, учитывающую межфазовый обмен импульсом в пульсационном движении. Влияние примеси на турбулентность струи обсуждается также в [3]. Однако проверка этих теорий путем сопоставления с экспериментом результатов расчета осредненных характеристик пока затруднительна, так как процессы переноса определяются и малоизученной поперечной миграцией примеси. Полезной представляется непосредственная проверка допущений теорий — изучение пульсационных характеристик двухфазной струи. Лишь в одной работе [4] приводятся результаты подобных измерений, однако при малых концентрациях примеси случайного дисперсного состава, что не позволяет установить влияние основных параметров двухфазного течения: крупности и концентрации примеси.

Ниже приводятся результаты исследования влияния этих параметров на струйную турбулентность.

1. Применение термоанемометрического метода измерения характеристик турбулентности ограничено низкотемпературными однородными средами. В потоке с инерционными частицами условия механической прочности нити термоанемометра вступают в противоречие с требованиями минимальной тепловой инерции, что наряду с методическими трудностями [5] сводит на нет все преимущества термоанемометра. Поэтому приходится прибегать к помощи менее эффективных методов, например к диффузионному методу [6].

В потоке с большими градиентами осредненных и пульсационных величин диффузионные измерения возможны лишь на небольших абсолютных, но не очень малых относительных расстояниях от источника. Обоим этим требованиям отвечает источник минимально возможного размера, что и предопределило выбор диффузионно-теплового метода с источником тепла небольшого диаметра.

Дисперсия теплового следа за линейным источником в турбулентном потоке при малых временах диффузии связана с интенсивностью турбулентности  $\epsilon_0$  простой зависимостью [7]

$$\sigma_0^2 = \epsilon_0^2 x_0^2 \quad (1.1)$$

В реальных условиях дисперсия следа за цилиндрическим источником  $\sigma^2$  может существенно отличаться от  $\sigma_0^2$  за счет влияния ряда факторов, зависящих от особенностей объекта исследования и методики измерений.

Отличие интенсивностей турбулентности, измеренных в струе диффузионным и термоанемометрическим методами, было обнаружено в [8] и объяснено «постоянной ошибкой, свойственной термоанемометрическому методу». В [9] такое же расхождение объясняется воздействием возмущений, вносимых источником конечного размера. В [10] показано, что влиянием молекулярных эффектов на размывание следа можно пренебречь и что существенной является лишь поправка, учитывающая влияние возмущений за источником, так называемая собственная турбулентность источника [11]. Эти исследования относились к потокам с низким уровнем турбулентности (до 1%). В настоящее время имеется немало данных, свидетельствующих о зависимости характера обтекания тел от турбулентных характеристик набегающего потока. В струе же интенсивность турбулентности меняется в широких пределах, достигая 40%.

Для выяснения влияния интенсивности турбулентности  $\epsilon_0$  на вклад собственной турбулентности источника в рассеивание тепла в семи точках на оси струи ( $\epsilon_0 = 3 \div 18\%$ ) было измерено распределение избыточной температуры в следах за источниками различного диаметра ( $d = 70 \div 200$  мкм). На данном расстоянии от среза сопла  $x$  и источника  $x_0$  дисперсия следа линейно уменьшается с уменьшением  $d$ . Пересечение прямой  $\sigma^2 = f(d)$  с осью ординат, вероятно, и есть искомая дисперсия следа за линейным источником. Это подтверждается постоянством отно-