

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ДИФфуЗИОННЫМ МЕТОДОМ

Н. М. Алексеев, Р. С. Тюльпанов

(Новосибирск)

Для получения сверхзвукового горения водорода и создания газодинамических лазеров на смешении важно знать турбулентные характеристики обмена в сверхзвуковых потоках, так как они в значительной степени определяют смешение до молекулярного уровня различных смешиваемых субстанций. Тейлор [1] ввел понятие «меченых жидких частиц». Полагая их движение непрерывным, он применил подход, используемый в задаче о молекулярном смешении на случай диффузии в турбулентном потоке. Рассматривая путь, пройденный «меченой жидкой частицей» при ее движении в поле однородного и изотропного потока, им было получено выражение для среднеквадратичного отклонения (дисперсии) в данном направлении

$$\langle Y_{\tau}^2 \rangle = 2u'^2 \cdot \int_0^t dt' \int_0^{t'} R_L(\tau) d\tau, \quad (1)$$

где $\langle Y_{\tau}^2 \rangle$ — дисперсия, обусловленная турбулентным движением; $R_L(\tau)$ — лагранжев коэффициент корреляции; $u' = \sqrt{\langle u^2 \rangle}$ — среднеквадратичное значение пульсационной составляющей скорости.

Если поперечные профили концентраций вдоль по потоку соответствуют гауссовскому закону распределения, то, как показано в работах [2, 3], формулы для определения характеристик турбулентности имеют следующий вид:

для малого интервала времени

$$\langle Y^2 \rangle = \frac{\langle u^2 \rangle \cdot x^2}{\langle U \rangle^2}, \quad (2)$$

и большого интервала времени

$$\langle Y_{\tau}^2 \rangle = \frac{2 \cdot D_{\tau} \cdot x}{\langle U \rangle}. \quad (3)$$

Здесь $\langle U \rangle$ — средняя скорость в направлении оси x , D_{τ} — коэффициент турбулентной диффузии.

По пульсационным составляющим скорости определяются и другие характеристики турбулентности:

интенсивность турбулентности

$$\varepsilon = \frac{u'}{\langle U \rangle}, \quad (4)$$

лагранжев масштаб длины

$$\Lambda_L = \frac{D_{\tau}}{u'}. \quad (5)$$

Полученные формулы справедливы для диффузии «жидких частиц», на которые не оказывают влияния молекулярные эффекты. В действительности исследование турбулентных характеристик этим методом сопряжено с определенными трудностями. При диффузии га-

зов в воздушном потоке возникают вопросы о влиянии коэффициента молекулярной диффузии D_m . Ряд опытов в дозвуковых потоках, например, в работах [3—5], показали неаддитивное увеличение суммарной дисперсии, хотя в работе [6] этот эффект не превышал погрешности экспериментов. В общем случае:

$$\langle Y_{\Sigma}^2 \rangle = \langle Y_T^2 \rangle + f(D_m, u', \Lambda_L, \dots). \quad (6)$$

Теоретическое обоснование данному эффекту было дано Таунсендом [4], который показал, что причиной этого явления является растяжение и вращение элементов диффузионной струи за счет турбулентных пульсаций. При исследовании турбулентной диффузии твердых частиц влияние молекулярных эффектов на порядок меньше, чем для газов, однако возникают вопросы о размере частиц, о равенстве плотностей частиц и исследуемого потока и т. д. В ряде работ [7] имеются данные по смешению сверхзвуковых струй с внешним сверхзвуковым потоком. Однако в этих работах рассматриваются в основном прикладные задачи смешения в зависимости от гидродинамических характеристик струи и потока.

Постановка задачи, описание экспериментальной установки

Рассматриваем плоский сверхзвуковой поток с осредненной скоростью $\langle U \rangle$ в направлении оси x , осредненную скорость полагаем равномерной. Средний перенос концентрации через плоскость, параллельную оси x , обусловлен скоростью u' турбулентных пульсаций. Количество вещества, выделяемого в единицу времени на единицу объема, невелико и влияние его на турбулентность пренебрежимо мало. Вещество подводится неподвижным плоским источником, помещенным в турбулентный поток по линии z при $x=0$, $y=0$. Турбулентность в потоке полагаем однородной.

Основной частью установки, изображенной на рис. 1, являлось плоское сверхзвуковое сопло, рассчитанное на $M=1,8$, длиной 150 мм, площадью сечения 30×30 мм². Подкраска воздуха газами различной плотности и твердыми частицами осуществлялась через плоское сопло, которое на срезе представляло собой щель толщиной 0,3 мм по всей ширине сверхзвукового сопла. Расход воздуха и газов контролировался соответственно мерной шайбой и трубкой Вентури, присоединенными к дифференциальным манометрам. Для подкраски воздушного потока использовались газы: водород, гелий, аргон, углекислый газ, имеющие различный коэффициент молекулярной диффузии, а также аэрозоли дыма и частицы алюминиевой пудры. Отбор проб газов осуществлялся с помощью заборной микротрубки диаметром 0,4 мм, длиной 6 мм и диаметром державки 1 мм в стеклянные баллончики, с дальнейшим анализом объемного состава проб на хроматографе ХРОМ-3. Отбор проб производился поперек потока по оси y , в различных сечениях по оси x . Сопло для подкраски потока могло перемещаться вдоль по оси x , чтобы при ограниченной длине канала, т. е. при малом изменении чисел M , которые меняются по длине, иметь возможность проследить смешение исследуемых газов как при малых временах диффузии, так и при больших. Несколькими перестановками газового сопла со стыковкой профилей концентраций удалось увеличить длину рабочей части сверхзвукового сопла с 150 до 400 мм.

На срезе сопла и дальше по оси x поперек потока замерялись профили скоростей. На оси струи вдоль по каналу число M менялось от 1,8 до 1,6. Границы профилей концентраций достигали $Y=\pm 6$ мм.

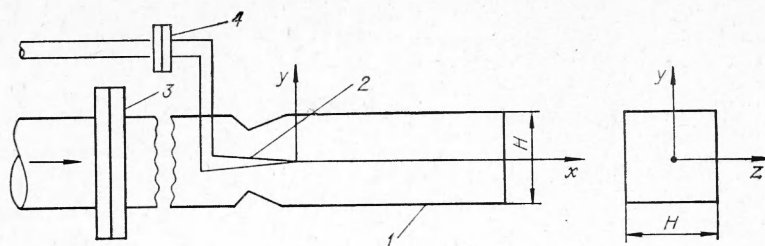


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — плоское сверхзвуковое сопло; 2 — сопло для ввода газов и твердых частиц; 3, 4 — мерные шайбы.

Поле скоростей при этих значениях Y имеет ровный характер, т. е. условие однородности потока по скорости выполняется.

Частицы освещались потоком света перпендикулярно плоскости x , z . Использовался принцип рассеяния, и по интенсивности светового потока определялась концентрация. Из распределения концентраций находилась конвективная составляющая турбулентности.

Результаты опытов

При подкраске потока газами, опыты проводились с малыми добавками газа (менее 1%) со скоростями вдува 5—10 м/с и с большими скоростями вдува, близкими к скорости потока, но при этом газ сильно разбавлялся воздухом (в 20—50 раз).

Оказалось, что при выбранных расходах газов в одном и том же сечении получалась одинаковая дисперсия для данного газа. На рис. 2 приведен график, показывающий изменение дисперсии по потоку для аргона при малых скоростях вдува и при скоростях вдува, близких к скорости потока. Можно с уверенностью сказать, что подкраска потока не искажала его естественную турбулентность и не генерировала новую, т. е. действительно решалась задача диффузии. Однако избежать влияния газового сопла не удастся, поскольку на его внешней поверхности всегда образуется пограничный слой. В потоке образовывался след, который в основном был обусловлен наличием этого пограничного слоя.

Так как величины $\sqrt{\langle Y^2 \rangle}$ в опытах составляли 1—3 мм, то погрешность отбора могла быть сравнительно велика и поэтому в каждом сечении снятие полей концентраций производилось несколько раз. Формулы для нахождения турбулентных характеристик потока были выведены при предположении, что кривые профилей концентраций подобны кривой Гаусса. Для проверки этого предположения все полученные профили концентраций были переустроены на один приведенный профиль в координатах $\frac{c}{c_0}$ и $\frac{y}{\sqrt{\langle Y^2 \rangle}}$; сплошной линией на рис. 2 показана теоретическая кривая, найденная непосредственно по формуле

$$c = c_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2 \cdot \langle Y^2 \rangle}\right), \quad (7)$$

где c_0 — концентрация в центре струи.

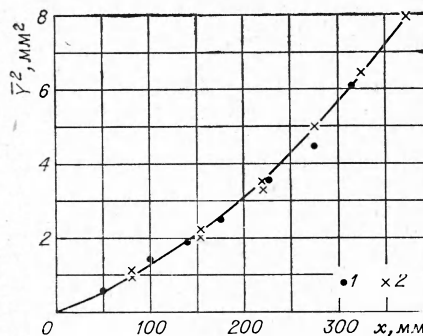


Рис. 2. Изменение дисперсии аргона вдоль по каналу:

1 — скорости вдува и потока близки; 2 — скорость вдува 6—10 м/с.

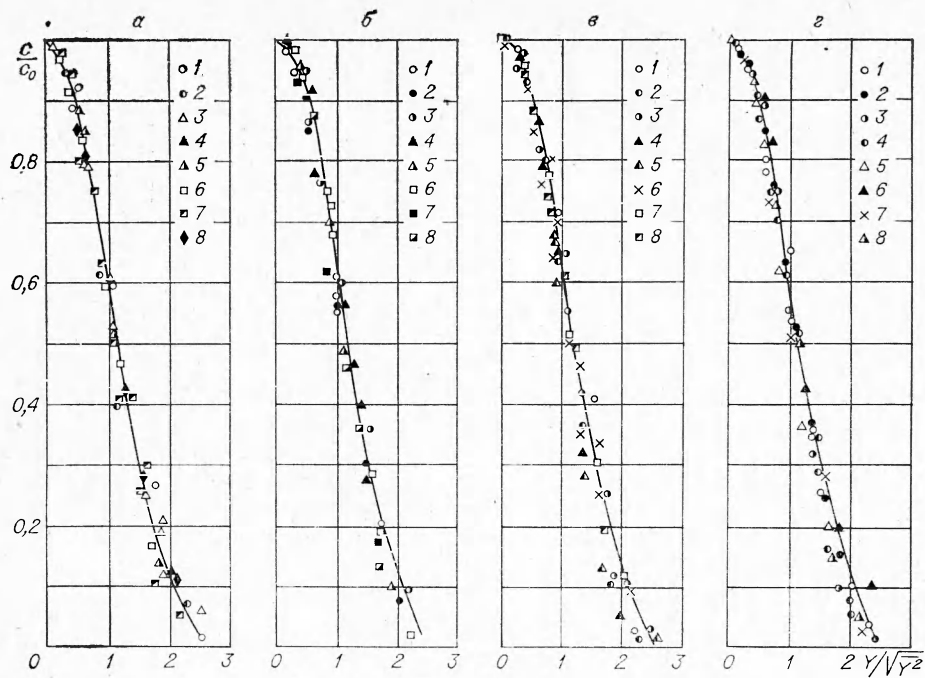


Рис. 3. Приведенные профили концентрации:

а) водорода: 1 — $x=50$ мм; 2 — 100, 3 — 150, 4 — 195, 5 — 230, 6 — 305, 7 — 330, 8 — 370 мм; б) гелия: 1 — $x=500$ мм, 2 — 100, 3 — 140, 4 — 180, 5 — 225, 6 — 265, 7 — 295, 8 — 365 мм; в) аргона: 1 — $x=50$, 2 — 100, 3 — 140, 4 — 165, 5 — 220, 6 — 275, 7 — 315, 8 — 325; г) углекислого газа: 1 — $x=50$, 2 — 100, 3 — 130, 4 — 140, 5 — 180, 6 — 230, 7 — 255, 8 — 280 мм.

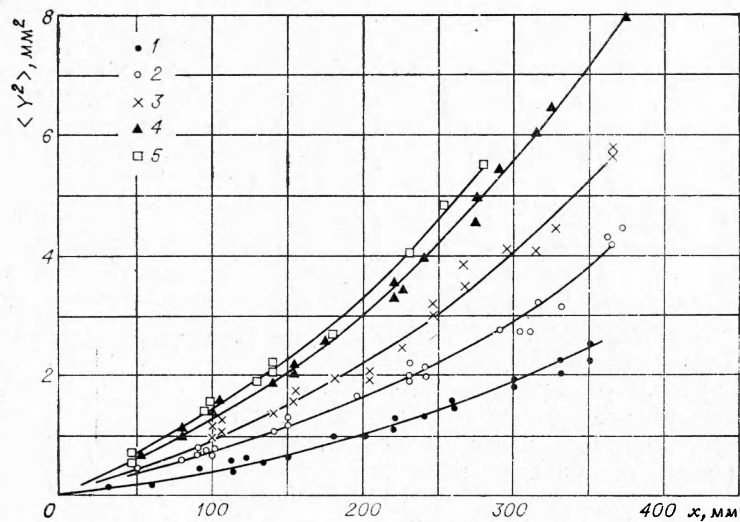


Рис. 4. Измерение дисперсии вдоль по каналу для твердых частиц и газов с различным коэффициентом молекулярной диффузии. 1 — твердые частицы; 2 — водород; 3 — гелий; 4 — аргон; 5 — углекислый газ.

Исходя из предположения, что распределение концентраций удовлетворяет кривой Гаусса, по всему набору экспериментальных точек находилась вероятность P_0 того, что статистика соответствует высказанной гипотезе. В результате вычислений было получено $P_0 > 0,95$, т. е. эксперименты вошли в общепринятый 5%-ный доверительный интервал. Подсчет P_0 велся по t -распределению Стьюдента [7]. Как видно из графиков на рис. 3, совпадение довольно хорошее. Поэтому можно использовать соотношения (2), (3) и (4), (5). На рис. 4 приведен график, показывающий изменение дисперсии вдоль по потоку для всех подмешиваемых газов и твердых частиц. Видно, что влияние рода подмешиваемого газа весьма существенно сказывается на определении величины $\langle Y_\tau^2 \rangle$, причем не соблюдается обычная для малых времен зависимость $\langle Y_\Sigma^2 \rangle = \langle Y_\tau^2 \rangle + 2 \cdot D_m \cdot \tau$.

Расчет дисперсии производился по профилям концентраций, которые были близки к кривой Гаусса. При $y = \sqrt{\langle Y^2 \rangle} \cdot c^* = c_0 \cdot \exp(-0,5)$ или $c^* \approx 0,607 c_0$. Поэтому дисперсия определялась как y^2 при концентрации c^* .

Обсуждение результатов

Расчет по формулам (2) — (5) дал следующие значения поперечных составляющих турбулентных характеристик, осредненных по всей области сверхзвукового потока (вне пределов пограничного слоя) в канале при $M = 1,6 \pm 1,8$; $u' \approx 6$ м/с; $\varepsilon \approx 1,2\%$; $D_\tau \approx 0,55 \cdot 10^{-2}$ м/с²; $\Lambda_L \approx 1$ мм; $\Lambda_L/H = 0,33$. Получено, что интенсивность турбулентности в сверхзвуковом потоке гораздо ниже, чем в дозвуковом; коэффициент турбулентной диффузии составляет величину несколько меньшую, чем известные данные по дозвуковым потокам. Уровень интенсивности диффузии $\frac{D_\tau}{\langle U \rangle \cdot H} = 0,0004$, тогда как для установившейся «трубной» турбулентности в дозвуковых потоках $\frac{D_\tau}{\langle U \rangle \cdot d} = 0,0009$ при $Re > 10^5$ [2]. Лагранжев масштаб получился равным $\approx 1,0$ мм. Дисперсия для газов с различными коэффициентами молекулярной диффузии даже при малых временах (или соответственно x) получилась различная. В работе [5] для дозвуковых потоков это отмечалось только при больших временах. Но в дозвуковых потоках лучше размывается газ с большим коэффициентом молекулярной диффузии D_m . В данной работе получилось обратное, т. е. наибольшее размытие было у CO_2 с меньшим D_m .

Это явление было обнаружено ранее на другой подобной установке, с меньшей чистотой потока, в опытах по смешению гелия и углекислого газа. Так как проточная часть сопла в более ранней установке была спроектирована без учета пограничного слоя, в результате этого в сопле имелись достаточно интенсивные скачки, многократно отраженные от ограничивающей поверхности. Было неясно, к чему отнести подобный результат: к загрязнению потока скачками, или к смешению в сверхзвуковом потоке. При нескольких отличных количественных результатах, качественная зависимость для дисперсии наблюдалась аналогичная. Из рис. 4 видно, что разница между дисперсиями для газов с различным D_m , составляющая 20%, больше, чем погрешность в измерениях этой величины, составляющая $\pm 5\%$. Возможность методической ошибки исключается, так как опыты велись при одинаковой скорости внешнего потока, на одном и том же сопле с одинаковым отношением скоростей потока и подмешиваемой струи. Следовательно, условия образования и размытия пограничного слоя в потоке были одинаковы для всех опытов. Влияние охлаждения диффузионной струи в сверхзвуковом потоке

не могло оказать существенного влияния из-за сильного разбавления исследуемых газов воздухом.

В работе [8] приводится анализ замедления турбулентной диффузии под действием потерь примеси в окружающую среду. Комбинация эффекта ускорения молекулярной диффузии, обнаруженного Таунсендом, и замедления турбулентной диффузии приводит к такой последовательности изменения кривых на рис. 4, при которой кривая дисперсии газа с большим коэффициентом молекулярной диффузии лежит ниже, а все семейство этих кривых располагается значительно выше дисперсии рассеивания твердых частиц. Влияние молекулярных эффектов на распределение твердых частиц много меньше, чем для газов и их дисперсия практически определяется их конвективным распределением. Эти эффекты замедления диффузии пропорциональны $D_m \cdot (\nabla u)^2$ [8, 9] и проявляются заметно в высокоскоростных потоках, что и было обнаружено экспериментально. Теоретический анализ полученных в работе экспериментальных результатов для сжимаемого сверхзвукового потока требует еще значительных разработок.

Считаем своим приятным долгом поблагодарить Л. С. Миронову, Д. Г. Черных за помощь в проведении экспериментов, а также К. П. Ильичева, принимавшего участие в работе в период налаживания установки.

*Поступила в редакцию
10/IV 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. G. I. Taylor. Proc. London Math. Soc., 1921, 20, 196.
2. А. Г. Прудников. В сб. «Горение в турбулентном потоке». М., Изд-во АН СССР, 1959.
3. И. О. Хинце. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
4. A. A. Townsend. Proc. Roy. Soc., 1957, 224 A, 487.
5. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965.
6. W. R. Mickelsen. J. Fluid Mech., 1960, 7, 3.
7. XIV Symposium (International) on Combustion. Pittsburg. USA, 1973.
8. P. G. Saffman. Mecanique de la Turbulence, Paris, 1962, p. 53.
9. А. К. Митропольский. Техника статистических вычислений. М., «Наука», 1971.

УДК 534.222.2

ПЕРЕСЖАТЫЕ ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

Л. В. Альтшулер, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин

(Москва)

Изучению нормальных детонационных волн в конденсированных ВВ и их взаимодействию с жесткими преградами посвящено много работ (см., например, библиографию в [1]). Кроме нормального режима, гидродинамическая теория детонации предсказывает также режимы пересжатых детонационных волн, которые могут быть осуществлены при ударе по взрывчатому веществу пластиной, летящей со скоростью в несколько километров в секунду. Разработка динамических методов со-