

УДК 532.525.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ИЗОБАРИЧЕСКИХ ЗАТОПЛЕННЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

КРАСОТКИН В. С., МЫШАНОВ А. И., ШАЛАЕВ С. П.,
ШИРОКОВ Н. Н., ЮДЕЛОВИЧ М. Я.

Проведено исследование турбулентных затопленных сверхзвуковых струй воздуха в диапазоне чисел Маха $M_a=1,5-3,4$ и отношений полных энтальпий во внешней среде и струе $i_0=0,01-1$. Исследованы кислородно-водородные струи вытекающие из сопла при числах $M_a=1$ и $2,4$ и коэффициентах избытка окислителя $\alpha=0,3-5$. При $\alpha < 1$ избыточный водород в струе догорал при смешении с воздухом. Особое внимание уделялось получению экспериментальных данных свободных от влияния на уровень турбулентности в струе начальной турбулентности в ресивере сопла, ударных волн возникающих в сопле или в струе на срезе сопла и внешнего акустического поля.

Предложено выделять в струе два участка — начальный и основной. Начальный участок простирается от среза сопла до сечения x' , в котором безразмерная скорость на оси струи $u_m = u_x/u_a = 0,75$. Здесь u_x — скорость на оси струи в сечении на расстоянии x от среза сопла, u_a — скорость на срезе сопла. Основной участок располагается от сечения x' вниз по потоку. Для безразмерной длины начального участка $x_m' = x'/d_a$, где d_a — диаметр выходного сечения сопла, получены эмпирические зависимости от M_a и i_0 . Показано, что в основном участке струи параметры на оси течения — безразмерные скорость и температура — изменяются обратно пропорционально расстоянию, измеренному в единицах длины x' , и не зависят от особенностей течения, определяющих длину начального участка. Углы расширения слоя вязкого турбулентного перемешивания в затопленной нагретой или догорающей струе возрастают по мере уменьшения i_0 и M_a и практически не зависят от процесса догорания.

1. Экспериментальные исследования проводились на установках трех типов. При исследовании течения в воздушных струях использовался воздух, аккумулируемый в баллонах при давлении 10^7 Па. В первой установке (вертикального типа) неподогреваемый воздух с температурой торможения $T_0 \approx 300$ К вытекал в атмосферу из сверхзвукового сопла, установленного на большом ресивере. Скорость течения в ресивере не превышала 2 м/с.

Во второй установке горизонтальная струя воздуха вытекала из сопла в помещение стенда. В ресивере установки располагались три типа внутренних перегородок, которые могли создавать повышенную турбулентность на входе в сопло. Электрический подогреватель, расположенный перед ресивером, позволял поддерживать в нем заданную температуру $T_0 = 300-1000$ К.

Для получения сверхзвуковых струй использовались три группы сопел. Первую группу составляли сопла 1—5 с равномерным и параллельным оси полем скоростей u_a на выходе. Сопла 1—5 имели соответственно числа Маха 1,5; 2; 2,5; 3; 3,4. Диаметр сопел на выходе составлял $d_a = 20$ мм, угол между осью и образующей контура в выходном сечении — 0° . Координаты контура этих сопел были взяты из альбома координат сопел, рассчитанных для аэродинамических труб. Высокое качество изготовления сопел обеспечило отсутствие в них ударных волн.

Вторая группа была представлена соплом 6 — соплом «минимальной длины» с угловой точкой в контуре при переходе от критической к сверх-

звуковой части течения и равномерным параллельным оси полем скоростей на выходе. Сопло было рассчитано на число $M_a=3$ и имело диаметр выходного сечения 15 мм. В этом сопле возможно образование слабых ударных волн, влияние которых на течение в струе исследовалось.

Третью группу составляли конические сопла 7–10, прямолинейные образующие которых имели угол с осью соответственно 8, 3, 9 и 15°. Все сопла 7–10 имели диаметр выходного сечения 20 мм. Сопло 7 было рассчитано на число $M_a=2,5$, остальные сопла — на $M_a=3$. В струях, вытекающих из сопел этой группы, возникали ударные волны, интенсивность которых возрастала при увеличении угла между образующей контура и осью.

Третья экспериментальная установка состояла из камеры сгорания кислородно-водородной смеси и сопел с отношением площади сечения на выходе к площади критического сечения $F_m=1$ и 2,8. Диаметр сопел на выходе составлял также 20 мм. При данном F_m и расчетном режиме течения $n=P_a/P_n=1$ каждому значению коэффициента избытка окислителя соответствовало свое значение давления в камере P_0 и число M_a , которые рассчитывались на ЭВМ в предположении равновесного горения смеси в камере. Во время эксперимента фиксировались давление в камере с ошибкой, не превышающей 1%, а также расходы горючего и окислителя, которые поддерживались постоянными с ошибкой не более 2–4%. При $\alpha < 1$ в струе происходило догорание водорода.

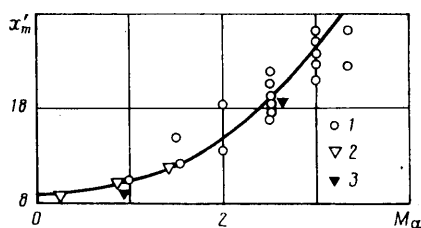
В процессе проведения эксперимента в исследуемых струях проводились следующие измерения. В воздушных струях измерялись давление P_0 и температура T_0 в ресивере, давление P_x и температура T_x заторможенного газа в точках по оси течения на расстоянии x от среза сопла, а также давление P_n и температура T_n в помещении стенда. Измерения P_x и T_x производились насадками. Насадок для измерения температуры во всем диапазоне чисел Маха имел коэффициент восстановления 0,98. Перемещение насадка обеспечивал координатник, оптическая система прицеливания которого позволяла получать удовлетворительное совпадение траектории перемещения с геометрической осью сопла. Отклонение центрального насадка от оси на расстоянии 600 мм не превышало 1 мм. Поскольку в процессе эксперимента возможно искривление оси струи, использовались крестообразные пятиточечные насадки, расположенные в плоскости нормальной оси струи. Расстояние между осями насадков составляло 10 мм. Погрешность измерения давления не превышала 1%, а измерения температуры — 2%.

Для определения внешней границы области турбулентного перемешивания и распределения ударных волн в струе выполнялись теневые фотографии струи с экспозицией $\sim 10^{-7}$ с.

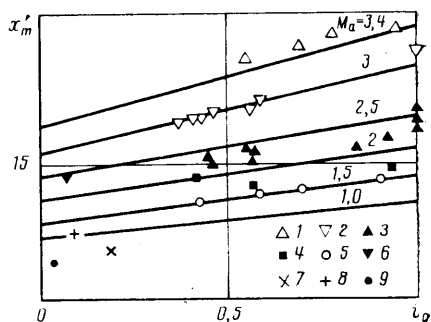
Для получения не только внешней, но и внутренней границы слоя турбулентного перемешивания струя «заселялась» мелкими частицами диаметром ~ 1 мкм, рассекалась вдоль оси плоским световым лучом размерами 200×2 мм (световым ножом) и фотографировалась в свете, рассеянном на частицах. В качестве источника света использовался лазер ЛГ-78. Экспозиция составляла ~ 5 с.

При фотографировании границ высокотемпературной кислородно-водородной струи для предотвращения засветки пленки собственным излучением использовался теневой метод, в котором одновременно с включением искрового источника света длительностью $\sim 10^{-7}$ с срабатывал затвор фотоаппарата с экспозицией $\sim 10^{-2}$ с. При получении фотографий кислородно-водородных струй в рассеянном свете, оптический нож создавался лампой-вспышкой с длительностью свечения $\sim 10^{-3}$ с, а фотоаппарат имел затвор с экспозицией $2 \cdot 10^{-3}$ с, синхронизированный со вспышкой.

В большинстве экспериментов проводились измерения спектра шумов в помещении, в которое вытекала струя. Для этих целей использовалась аппаратура фирмы «Брюль и Кьер». По результатам измерений можно



Фиг. 1



Фиг. 2

было судить о наличии и интенсивности дискретной составляющей в спектре шума струи.

2. При анализе изменения основных параметров течения на оси струи обычно выделяют три характерных участка: изоэнтропический участок течения, часто называемый начальным, в котором параметры на оси течения постоянны и равны соответствующим величинам на срезе сопла; основной участок течения, в котором скорость, температура и концентрация непрерывно убывают, приближаясь по мере удаления от среза сопла к соответствующим параметрам внешнего пространства, импульс струи при этом сохраняется неизменным; и наконец, третий участок течения — переходный между двумя вышеприведенными.

Такое деление струи не безупречно. Определить с достаточной точностью в эксперименте длину изоэнтропического участка трудно, причем погрешность возрастает по мере увеличения числа Ma , параметров торможения T_0 и P_0 и уменьшения размеров струи. Что касается переходного участка, то для определения его длины нет достаточно обоснованных подходов и во многих случаях ее полагают равной нулю, хотя из экспериментальных зависимостей $u_m = f(x_m)$ следует, что длины переходного и начального участка течения примерно одинаковы. Координата начала основного участка течения, таким образом, оказывается неопределенной.

Более удобным представляется деление струи на два участка — начальный и основной, граница между которыми проходит в сечении струи, отстоящем от среза сопла на расстоянии x'_m , соответствующем значению относительной скорости $u_m = 0,75$. Величина x'_m по результатам эксперимента определяется достаточно точно. Следует отметить, что в соответствии с данными [6] при числах $Ma = 0,29; 0,9$ и $1,37$ в сечении x'_m наблюдается максимум турбулентных пульсаций и градиента скорости u_m .

Будем исходить из того, что расстояние от среза сопла до сечения струи, в котором $u_m = 0,75$, определяется зависимостью $x'_m = f(Ma, i_0, k)$, где k — показатель адиабаты. На основе экспериментальных данных, полученных в диапазоне чисел $Ma = 1,5 - 3,4$ и отношений полных энтальпий $i_0 = 0,1 - 1$, а также данных [6, 10], можно получить эмпирическую зависимость

$$x'_m = 6 [1 + \frac{1}{2} Ma^2 (k-1)] (1 + \frac{1}{2} i_0)^{-\frac{1}{3}} Ma^2 (k-1) \quad (2.1)$$

Сопоставление эмпирической зависимости (2.1) с результатами экспериментов представлено на фиг. 1 и 2.

Экспериментальные данные на фиг. 1 получены для расчетных струй при $i_0 = 1$, данные 1 — в настоящей работе, 2 и 3 — в [6, 10]. Сплошной линией показан расчет по формуле (2.1). Данные на фиг. 2 в диапазоне энтальпий $i_0 < 0,2$ получены Н. Н. Широковым в 1966–1967 гг. на воздушных струях, подогреваемых в плазматронах. Данные 1–9 соответствуют числам $Ma = 3,4; 3; 2,5; 2; 1,5; 2,2; 0,36; 0,48; 0,6$. Температура тор-

можения для данных 1—5 лежит в диапазоне 300—850 К, для данных 6—9 температура равна 4300, 2200, 3250 и 12 000 К. Сплошными линиями на фиг. 2 показан расчет по формуле (2.1) для разных чисел Маха.

Из фиг. 1 и 2 видно, что предложенная эмпирическая зависимость удовлетворительно описывает экспериментальные данные в указанном выше диапазоне чисел Маха и относительных энтальпий.

Кроме числа Маха и относительной энтальпии длина начального участка турбулентной затопленной струи зависит также от уровня турбулентности на срезе сопла [3, 5], от интенсивности дискретных составляющих в спектре шума струи [3, 7] и от степени нерасчетности струи. Можно ожидать, что на длину начального участка также окажут влияние ударные волны образующиеся в потоке из-за особенностей контура сопла.

Обработанные результаты экспериментов [3] для дозвуковых струй показывают, что увеличение уровня турбулентных пульсаций ϵ от 1,5 до 21% уменьшало длину начального участка x_m' в 3,5 раза. В [5] турбулентность в ресивере сопла повышалась вращающимся диском, при этом длина начального участка дозвуковой струи уменьшалась более чем в 3 раза. Значения длин начального участка, полученные по данным [3] при $\epsilon=1,5\%$ и по данным [5] без вращающегося диска, соответственно равны 8,5 и 9,8. Они достаточно хорошо согласуются с результатами экспериментов (фиг. 1), что указывает на низкий начальный уровень турбулентных пульсаций в установках, использованных в данной работе.

При анализе спектров шума исследуемых струй дискретной составляющей в диапазоне частот до $2 \cdot 10^4$ Гц обнаружено не было. В соответствии с [7] можно считать, что влияние внешнего акустического поля на длину начального участка в условиях проведенных экспериментов отсутствовало.

Исследование течения в сверхзвуковых нерасчетных струях [9] показывает, что характерные линейные размеры в начальном участке струи пропорциональны $n^{0,5}$, где n — степень нерасчетности. В данной работе значения нерасчетности истечения не превышали 1,05, поэтому ошибкой, вызванной влиянием нерасчетности на длину начального участка x_m' , можно также пренебречь.

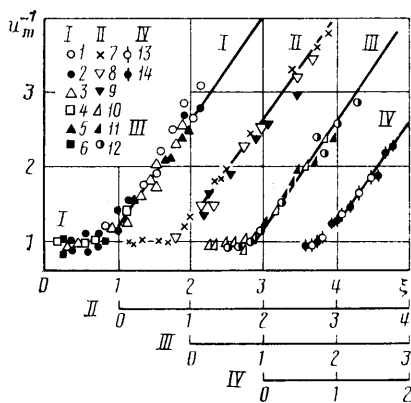
В сверхзвуковых затопленных струях возможно образование ударных волн вследствие особенностей внутреннего контура сопла при повороте потока на выходе из конических сопел и при недостаточно точном соблюдении условия $n=1$. Влияние скачков, возникающих внутри сопел 4 и 6, проверялось при $M_a=3$, влияние угла конусности сопла — при $M_a=2,5$ для сопла 7 и при $M_a=3$ — для сопел 8—10. В распределении скорости u_m вдоль оси на начальном участке струи четко видны волны, частота которых хорошо коррелируется с ударными волнами, видимыми на теневых фотографиях. Расстояние x_m' для всех испытанных сопел в пределах точности измерений совпадает с расстояниями, полученными для сопел 3 и 4, в струях которых скачки уплотнения отсутствовали.

Таким образом, приведенные на фиг. 1 и 2 значения x_m' в пределах точности измерений свободны от влияния на их величину пульсаций давления в ресивере, слабых ударных волн, нерасчетности истечения струи и акустических возмущений. Следует отметить, что во всех экспериментах пограничный слой на стенке сопла был турбулентный и его толщина не превышала 4% от диаметра выходного сечения сопла.

3. Расстояние от среза сопла до начала основного участка течения x_m' можно принять за единичное и тогда зависимость параметров, изменяющихся вдоль оси течения, приобретает вид $u_m=f(\xi)$, где $\xi=x_m/x_m'$. В основном участке струи при $\xi>1$ все экспериментальные данные хорошо описываются зависимостью

$$u_m=1-\exp [1,4(1-2\xi)^{-1}] \quad (3.1)$$

На фиг. 3 в координатах $1/u_m=f(\xi)$ приведены результаты исследования осевого распределения скоростей, полученных в экспериментах,



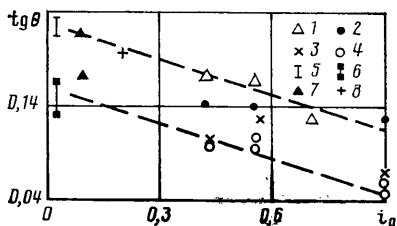
Фиг. 3

и $T_0=290-405$ К, для гелия при $M_a=0,1$ и $T_0=300$ К и для фреона при $M_a=0,24$ и $T_0=330$ К — данные 7–9. В окрестности кривой III — результаты экспериментов [5] с дозвуковыми струями неподогретого воздуха при вращающемся турбулизаторе в ресивере. Данные 10–12 соответствуют числам $M_a=0,17; 0,16; 0,07$ и числам Струхалиа $Sh=0; 0,018; 0,04$. Длины начальных участков в этих экспериментах существенно изменялись в зависимости от числа Струхалиа. Вблизи кривой IV приведены результаты двух экспериментов [7] при $M_a=1$, $i_0=1$ и небольшой степени нерасчетности $n=2,1$. В одном из экспериментов во внешнем акустическом поле имелась дискретная составляющая — данные 13, в другом она отсутствовала — 14.

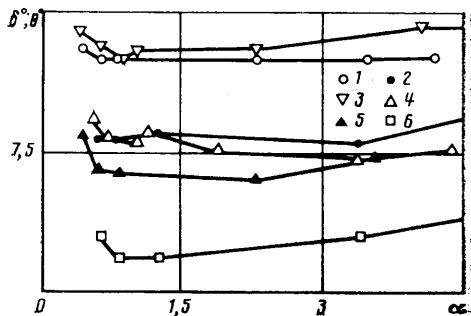
Из фиг. 3 следует, что в принятых безразмерных координатах вдоль оси течения $\xi=x_m/x_m'$ все рассмотренные экспериментальные данные дают единую зависимость $u_m=f(\xi)$, которая описывается выражением (3.1). При этом следует отметить, что длины начальных участков x_m' в экспериментах существенно отличались друг от друга.

4. Об интенсивности турбулентного перемешивания в струе можно судить по углу расширения границ области турбулентного перемешивания. Было проведено экспериментальное исследование углов расширения области турбулентного перемешивания воздушных струй в диапазоне чисел $M_a=1,5-3$ и отношений энтальпий $i_0=0,4-0,9$, а также кислородно-водородных струй с числом $M_a=1$ и 2,4 при коэффициенте избытка окислителя $\alpha=0,3-5$. При $\alpha < 1$ избыточный водород догорал в струе при смешении с кислородом воздуха.

На теневых фотографиях струй наблюдалась внешняя граница области турбулентного перемешивания. Из-за крупномасштабных турбулентных



Фиг. 4



Фиг. 5

а также опубликованных в [2, 5, 7] Для удобства сравнения экспериментальные данные разбиты на четыре группы, для каждой из которых приведена расчетная кривая по формуле (3.1). Начало координат для каждой группы сдвинуто по оси ξ вправо на единицу.

Вблизи кривой I нанесены результаты экспериментов 1–5, проведенные при числах $M_a=1,5; 2; 2,5; 3; 3,4$ и относительных энтальпиях $i_0=0,4-0,9$. Экспериментальные данные 6 соответствуют $M_a=1,5$ и $i_0=1,07$. В окрестности кривой II приведены результаты [2] для воздуха при числах $M_a=0,02-0,27$

вихрей она имела вид линии, колеблющейся около некоторой прямой. Для определения угла наклона проводилось многократное (5–7 раз) фотографирование участков струй с экспозицией 10^{-7} с. Затем все полученные фотографии совмещались. Полученная таким образом, внешняя граница аппроксимировалась прямой линией, по которой определялся угол θ .

Фотографирование струй в свете, рассеянном частицами, позволяло визуализировать область турбулентного перемешивания и определять как угол наклона внешней границы струи θ , так и угол между осью и границей изоэнтропического ядра струи δ .

Углы θ , измеренные обоими методами, достаточно хорошо согласуются между собой, что дает основание использовать второй из этих методов для измерения углов между осью и границей изоэнтропического ядра струи δ .

На фиг. 4 приведена зависимость угла наклона внешней границы струи от отношения энтальпий при различных числах Маха на срезе сопла. Данные 1–4 получены на воздухе при числах $M_a=1,5; 2; 2,5; 3$ и $i_0=0,45-0,9$. Данные 5, 6 – на продуктах сгорания кислорода и водорода в диапазоне изменения коэффициента избытка окислителя $\alpha=0,3-5$ при числах Маха 1; 2,5. Экспериментальные точки 7, 8 – результат обработки теневого фотографий, полученных Б. А. Жестковым на дозвуковых струях водорода и гелия при $M_a=0,1$ и $T_0=T_n$ в условиях, исключающих влияние гравитации на форму струи.

Штриховые линии на фиг. 4 проведены по экспериментальным точкам, верхняя – для чисел $M_a=1-1,5$, нижняя – для $M_a=2,5-3$.

Из графика фиг. 4 следует, что угол расширения струи практически линейно уменьшается при увеличении относительной энтальпии i_0 . С увеличением числа Маха на срезе сопла угол расширения струи также уменьшается.

Количество экспериментальных исследований взаимного влияния процессов горения и турбулентного перемешивания в диффузном факеле невелико, особенно для сверхзвуковых течений.

На фиг. 5 приведены результаты измерений углов области турбулентного перемешивания кислородно-водородных струй. Нечетные номера соответствуют $M_a=1$, четные – $M_a=2,5$. Данные 1–4 представляют углы наклона внешней границы θ , 5–6 – углы δ между осью и границей изоэнтропического ядра. Экспериментальные точки 3, 4 получены теневым методом, остальные – визуализацией слоя смещения частицами. Как видно из рисунка, измерения углов наклона внешней границы струи двумя описанными выше методами дают вполне удовлетворительное совпадение.

В диапазоне $\alpha=0,4-1$ относительная энтальпия i_0 изменяется от 0,02 до 0,04. В этом диапазоне i_0 изменение угла расширения недогорающей струи, как видно из фиг. 4, пренебрежимо мало. На фиг. 5 при $\alpha=0,4-1$ изменения углов θ и δ составляют 1–2°, т. е. находятся в пределах точности измерения углов турбулентных границ струи. Таким образом, можно считать, что в проведенном эксперименте не было обнаружено существенного влияния процесса догорания факела на турбулентное перемешивание в струе, характеризуемое углами расширения ее границ.

В диапазоне $\alpha=1-4$ догорание в факеле не имело места, а отношение энтальпий i_0 изменялось от 0,01 до 0,07. В этом диапазоне i_0 изменения углов θ и δ также малы, что удовлетворительно согласуется с малыми изменениями θ на фиг. 4. Зависимость углов расширения турбулентных областей течения от чисел M_a , наблюдавшаяся у воздушных струй (фиг. 4), хорошо согласуется с результатами, полученными для кислородно-водородного факела (фиг. 5).

В заключение следует обратить внимание на незначительное увеличение углов θ и δ при уменьшении α от 1 до 0,4, отмечаемое во всех проведенных экспериментах. Не исключено, что это свидетельствует о некотором увеличении интенсивности турбулентного перемешивания при увеличении количества догорающей примеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю.* Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
2. *Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. и др.* Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука, 1974. 272 с.
3. *Гиневский А. С.* Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969. 397 с.
4. *Rajaratnam N.* Turbulent jets. N. Y.: Elsevier, 1976. 304 p.
5. *Вулис Л. А., Михасенко Ю. И., Хитриков В. А.* Об эффективном управлении распространением свободной турбулентной струи // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 6. С. 173—178.
6. *Lau J. C., Philip J. M., Michael J. F.* Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter // J. Fluid Mech. 1979. V. 93. Pt 1. P. 1—27.
7. *Антонов А. Н., Шалаев С. П., Юделович М. Я.* Влияние дискретной составляющей акустических колебаний на течение в нерасчетной сверхзвуковой струе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 4. С. 142—148.
8. *Илизарова Л. И., Гиневский А. С.* Экспериментальное исследование струи во встречном потоке // Промышленная аэродинамика. М.: Оборонгиз, 1962. № 23. С. 107—118.
9. *Авдусевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М. и др.* Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 3. С. 63—69.
10. *Glassman I., John E. A. J.* An unusual aerodynamic stagnation-temperature effect // J. Aerospace Sci. 1959. V. 26. № 6. P. 387—389.
11. Турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. Либби П., Вильямса Ф. М.: Мир, 1983. 325 с.

Москва

Поступила в редакцию
22.VII.1986