

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ВЯЗКОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУЕ

В. С. АВДУЕВСКИЙ, А. В. ИВАНОВ, И. М. КАРПМАН,
В. Д. ТРАСКОВСКИЙ, М. Я. ЮДЕЛОВИЧ

(Москва)

Представлены результаты экспериментального исследования пространственного взаимодействия струй, вытекающих из двух- и четырехсопловых систем в затопленное пространство и спутный поток. Диапазон изменения определяющих параметров следующий: степень нерасчетности струи $n = P_a/P_\infty = 10 - 1.5 \cdot 10^2$, число Маха на срезе сопла $M_a = 3.15$, числа Маха набегающего потока $M_\infty = 0, 3.1$ и 6 , режим течения в слое смещения струи турбулентный (P_a и P_∞ — статические давления на срезе сопла и во внешнем потоке).

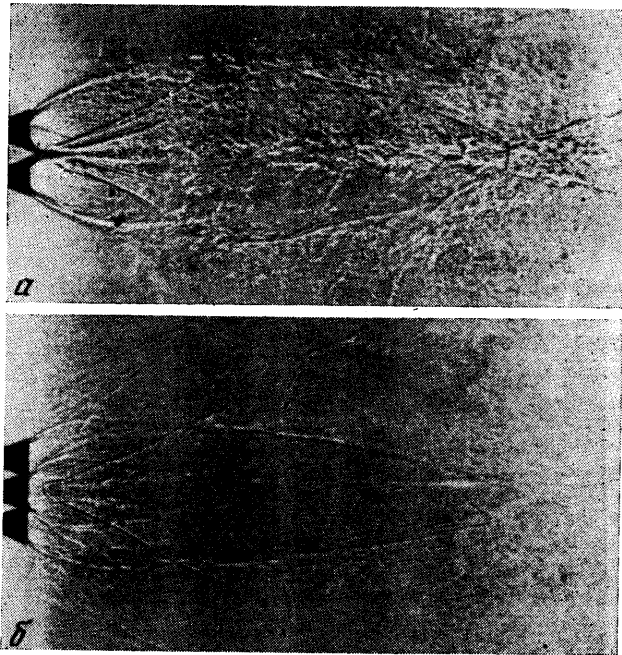
Показано, что взаимодействие струй приводит к существенному уширению многосопловой струи в плоскости взаимодействия, являющейся плоскостью симметрии и проходящей через ось системы между соседними соплами. Форма четырехсопловой струи в поперечных сечениях имеет крестообразный вид на всей длине начального участка струи. Ширина слоя смещения в плоскости взаимодействия значительно больше ширины его в центральной плоскости, проходящей через оси противоположных сопел.

1. При истечении сверхзвуковой недорасширенной струи из нескольких сопел в затопленное пространство и спутный поток в начальном участке струи можно выделить две характерные области — область взаимодействия и область суммарной струи. На фиг. 1 приведены теневые фотографии струй, истекающих из четырехсопловой системы в затопленное пространство (фиг. 1, а) и спутный поток (фиг. 1, б) с числом Маха $M_\infty = 3.1$. Число Маха на срезе каждого из сопел $M_a = 3.15$, степень нерасчетности при истечении в затопленное пространство $n = 8$, при истечении в спутный поток $n = 12$. В области взаимодействия происходит пересечение струй отдельных сопел системы и образующихся при этом ударных волн. На некотором расстоянии от среза сопел отдельные струи сливаются в суммарную струю, в которой можно выделить общий висячий скачок уплотнения [1]. При истечении в затопленное пространство на оси течения образуется центральный скачок уплотнения. При истечении в спутный сверхзвуковой поток с числами $M_\infty \geq 2$ центральный скачок в многосопловой струе, как и в одиночной, не наблюдается. Таким образом, влияние внешнего потока на размеры суммарной струи, истекающей из нескольких сопел, аналогично влиянию его на одиночную струю [2].

Аналогичное влияние на течение в одиночной и суммарной струях имеют также безразмерные параметры n , M_a , R_a , R_∞ , $T_{0a}/T_{0\infty}$, γ_a , γ_∞ . (Здесь R_a — число Рейнольдса, определенное по параметрам на срезе сопла и его диаметру d_a , а R_∞ — по параметрам набегающего потока и характерному размеру модели, γ_a и γ_∞ — отношение удельных теплоемкостей струи и набегающего потока, T_{0a} и $T_{0\infty}$ — полные температуры струи и набегающего потока.)

Общими геометрическими параметрами течения для одиночной и многосопловой струй являются углы конусности сопла θ_c и кормовой части мо-

дели θ_k , отношение $D_a = d_a/d_M$ — диаметра среза сопла d_a к диаметру миделя модели d_M , отношение $D_k = d_k/d_M$ — диаметра кормового среза модели d_k к диаметру миделя модели d_M [2]. В многосопловой струе добавляется ряд новых геометрических параметров, а именно: $D_c = d_c/d_a$ — отношение диаметра d_c окружности, на которой расположены центры сопл, к диаметру среза одного из сопл (разнос сопл); $H = h/d_a$ — отношение расстояния h от дна модели до среза сопл к диаметру среза одного из сопл (вынос сопл);



Фиг. 1

$D_e = d_e/d_M$ — отношение диаметра эквивалентного сопла к диаметру миделя модели, аналогичное параметру D_a , характерному для одиночных струй. Из перечисленных дополнительных геометрических параметров преобладающее влияние на течение в суммарной струе оказывает отношение D_e .

2. В [1] была установлена возможность определения характерных размеров начального газодинамического участка многосопловых струй как характерных размеров струи, вытекающей из одиночного эквивалентного сопла, имеющего расход и импульс на срезе, равные сумме расходов и импульсов на срезе всех сопл системы. Использование гипотезы эквивалентного сопла дает удовлетворительные результаты при таких степенях нерасчетности струи, когда имеется развитое взаимодействие, в результате которого образуется суммарная струя. Однако указывалось [1], что гипотеза эквивалентного сопла применима лишь для определения положения ударных волн суммарной струи. Профили газодинамических параметров суммарной струи и положение слоя смещения существенно отличаются от профилей газодинамических параметров и положения слоя в одиночной струе. Исследование показало:

а) течение в начальном участке многосопловой струи имеет существенно трехмерный характер. Форма всяческого скачка струи системы четырех сопл в поперечных сечениях близка к квадратной; форма границы струи

имеет крестообразный вид на всей длине начального участка струи за счет растекания потоков газа в плоскости взаимодействия;

б) профили газодинамических параметров слоя смещения в плоскости взаимодействия многосопловой струи имеют «площадку» примерно постоянных температур и давлений. В конце начального участка площадка температур и давлений за счет вязкости сглаживается и профили принимают вид, характерный для одиночной струи;

в) ширина слоя смещения в плоскости взаимодействия существенно больше, чем в центральной плоскости. Толщина слоя смещения δ в обеих плоскостях возрастает почти линейно с увеличением расстояния от среза сопла.

3. Наиболее полное представление о пространственной структуре струи системы четырех сопел дают поля давлений и полных температур в поперечных сечениях струи. На фиг. 2 показана пространственная форма скачков уплотнения и изотермических линий полной температуры в сечениях струи $x/l=0.5$ и 1.5 (фиг. 2, а и б соответственно, l — расстояние от среза сопла до центрального скачка уплотнения), соответствующая случаю истечения струй со следующими значениями определяющих параметров:

$$n=11, M_a=3.15, M_\infty=3.1, D_c=2, D_e=0.63$$

$$H=1, T_{0a}=600^\circ \text{K}, T_{0\infty}=300^\circ \text{K}$$

Линии 1 на фиг. 2 соответствует положение в пространстве внешней границы струи, определенной по изотерме со значением $T=0.01$, линии 2 соответствует изотерма со значением $T=0.5$ и линии 3 — со значением $T=0.99$ (здесь $T=(T_0-T_{0\infty})(T_{0a}-T_{0\infty})^{-1}$, где T_0 — температура торможения в текущей точке).

Видно, что висячий скачок уплотнения (сплошная линия) имеет форму, близкую к квадратной, а форма границы струи существенно отличается от окружности и имеет крестообразный вид. Наиболее удалена от оси граница струи в сечении, проходящем между соседними соплами системы. Боковое растекание струи в плоскости взаимодействия приводит к существенному увеличению ширины струи в этой плоскости. Из сравнения изотерм в различных поперечных сечениях струи следует, что по мере удаления от среза сопла увеличивается крестообразность струи.

Аналогичные результаты получены при числе $M_\infty=6$ в диапазоне степеней нерасчетности $n=20-150$. Сравнение результатов экспериментов при числах $M_\infty=3.1$ и 6 показывает, что отношение размера струи в плоскости взаимодействия к размеру струи в центральной плоскости практически не зависит от числа M_∞ . Существенно пространственный характер течения в струе, истекающей из четырехсопловой системы, показан также в численных расчетах ламинарной сверхзвуковой недорасширенной струи [3].

На фиг. 2 дано также сравнение границы одиночной эквивалентной струи и струи, истекающей из четырехсопловой системы. Линии 4 и 5 соответствуют положению изотерм эквивалентной струи со значениями $T=0.01$ и 0.99 соответственно. Сравнение показывает, что в центральной плоскости размеры эквивалентной одиночной струи и струи, истекающей из четырехсопловой системы, приближенно одинаковы. Это позволяет для определения размеров струи, истекающей из четырехсопловой системы (с достаточно тесным расположением сопел, т. е. при $D_c < 2-3$), в центральной плоскости использовать зависимости работы [3].

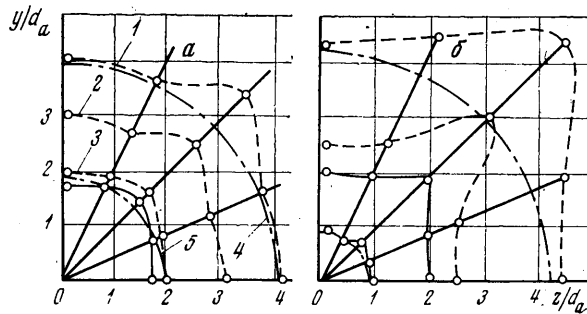
Для определения размеров струи в плоскости взаимодействия обработка экспериментальных данных дает для системы четырех сопел следующие зависимости:

$$R_1/r_1=1+(1-n^{-0.5})^2(1+\lg x/l), R_2/r_2=1.2$$

$$x/l \geq 0.2, n \geq 10, D_c \leq 3, M_a = 3$$

Здесь R_1 и R_2 — положение в плоскости взаимодействия границ слоя смещения, определенных по значениям $T_1=0.1$ и 0.9 соответственно, а r_1 и r_2 — аналогичные размеры в центральной плоскости.

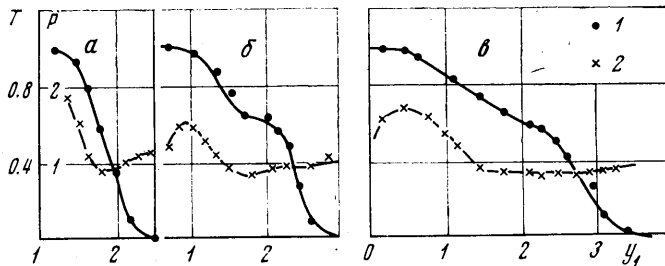
4. Течение в плоскости взаимодействия четырехсопловой струи имеет ряд особенностей в распределении газодинамических параметров, которые хорошо прослеживаются на фиг. 3, где приведены поля полной избыточной температуры $T=f(y_1)$ (точки 1) и полного напора $p=f(y_1)$ (точки 2) в сечениях $x/l=0.5, 1.0, 1.5$ (фиг. 3, а, б, в соответственно) для условий, соответствующих данным фиг. 2 (здесь y_1 — поперечная координата, отсчиты-



Фиг. 2

ваемая от оси струи и отнесенная к d_a , а p — полный напор, отнесенный к полному напору во внешнем потоке).

Видим, что интересной особенностью полей полной температуры в плоскости взаимодействия является образование в некотором сечении по x , зависящем в общем случае от начальных данных, площадки температур. Об-



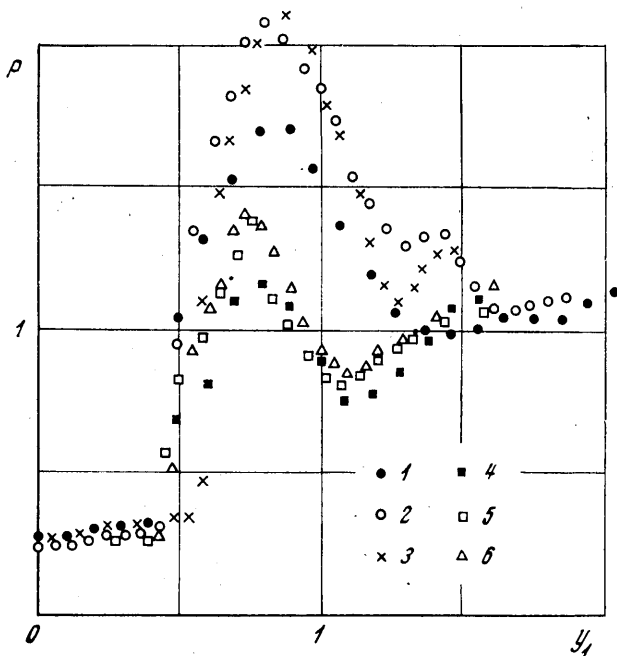
Фиг. 3

разование площадки температур связано с боковым растеканием потока в плоскости взаимодействия при столкновении струй. При этом происходит втекание высокотемпературной массы газа в слой смещения, образовавшийся ранее на линии взаимодействия одиночных струй. Эффект втекания является также причиной образования площадки давления (фиг. 3).

5. В [2, 4, 5] установлена приближенная автомодельность полей газодинамических параметров в турбулентной одиночной струе. В струе, вытекающей из системы четырех сопел, это свойство течения проявляется различным образом для плоскости взаимодействия и центральной плоскости. На фиг. 4 приведены поля полного напора P в сечении $x/l=0.75$ для трех степеней нерасчетности $n=11, 26.7, 44$. Для поперечной координаты использовалась зависимость вида $y_1=y/d_a n^{0.5}$. Эксперименты проводились на той же модели, на которой получены данные фиг. 2 и 3. Видно, что, начиная со степени нерасчетности $n \approx 25$, поля полного напора в плоскости

взаимодействия (цифры 1, 2 и 3 для $n=11, 26.7$ и 44) автомодельны по степени нерасчетности n на участке между осью течения и площадкой давления.

В центральной плоскости (цифры 4, 5 и 6 для $n=11, 26.7$ и 44) автомодельность полей полного напора наблюдается при $n > 25$ во всем поле течения между осью течения и внешней границей струи (фиг. 4). Следует отметить, что в центральной плоскости профили полных напоров имеют вид, характерный для профилей одиночной струи, и особенностей типа площадки давлений не наблюдается на всей длине начального участка.



Фиг. 4

Аналогичные выводы относятся и к профилям избыточной полной температуры торможения T . Обработка экспериментальных данных по слою смешения показывает, что характер смешения в центральной плоскости подчиняется тем же законам турбулентного обмена, что и в одиночной струе. Профиль избыточной температуры торможения в центральной плоскости определяется, как и в одиночной струе [2], зависимостью

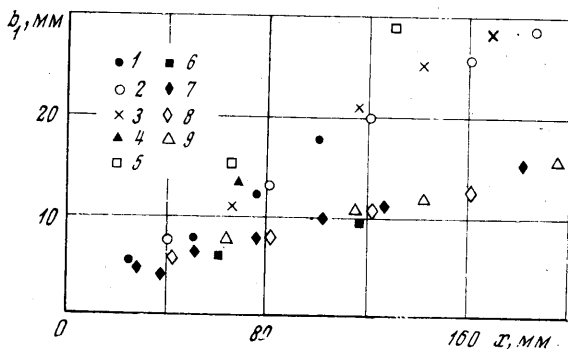
$$(5.1) \quad T = [1 - (y/b)^{1.5}]^{1.6}$$

Здесь y — координата, отсчитываемая от внутренней границы слоя смешения со значением $T=0$, b — ширина слоя смешения, определяемая границами струи со значениями $T=0$ и 1.

В плоскости взаимодействия профиль избыточной температуры торможения, как показано выше, имеет более сложный вид. Профиль состоит из двух частей — внутренней и внешней. Наклон профилей T для каждой из частей различен. В конечном сечении начального участка струи площадка температур и давлений сглаживается: профиль избыточной температуры имеет при этом приближенно вид кривой (5.1), характерной и для одиночной струи.

Результаты эксперимента по ширине слоя смешения b в зависимости от расстояния вдоль оси x приведены на фиг. 5 (точки, обозначенные циф-

рами 1—5, соответствуют степеням нерасчетности $n=11, 26.7, 37, 44$ и 60 , а цифрами 7—9 — степеням нерасчетности $n=11, 26.7, 37$; b — ширина слоя смешения, определенная по точкам со значениями $T_1=0.1$ и 0.9 . В центральной плоскости (точки 7—9) ширина слоя совпадает с данными для одиночного сопла (точки, обозначенные цифрой 6) и изменяется линейно с изменением расстояния от среза сопла. В плоскости взаимодействия (точки 1—5) ширина слоя смешения существенно больше, чем в центральной плоскости, и также изменяется линейно с изменением расстояния. Разброс точек в данном случае больше, что связано, по-видимому, с некоторой зави-



Фиг. 5

симостью ширины слоя смешения от степени нерасчетности при относительно малых n . При увеличении n зависимость b от n практически исчезает.

6. Экспериментальные исследования профилей газодинамических параметров пространственной струи проводились в основном на четырехсопловых моделях с разносом сопел $D_c=2$. Однако представляет несомненный интерес вопрос об использовании полученных результатов для систем с различными разносами сопел и различным числом сопел.

Растекание потока в многосопловой струе определяется взаимодействием соседних струй (условие симметрии течения). Сравнение профилей избыточной температуры торможения в плоскости взаимодействия, полученных на двух- и четырехсопловых моделях с одинаковыми расстояниями между соседними соплами и их параметрами, показывает, что границы струй для обоих случаев приблизительно совпадают. При этом положение внутренней и внешней границ определялось относительно плоскости, проходящей через оси соседних сопел, а в качестве характерного размера использовался диаметр одного из сопел системы. Полученный экспериментальный результат позволяет в первом приближении распространять (в указанной выше обработке) результаты, полученные для четырехсопловых систем на системы с большим числом сопел.

Поступила 4 X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Исследование закономерностей развития течения в системе вязких недорасширенных сверхзвуковых струй. Докл. АН СССР, 1974, т. 216, № 5.
2. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Структура турбулентных недорасширенных струй, вытекающих в затопленное пространство и спутный поток. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 3.
3. Бондарев Е. Н., Гуцин Г. А. Пространственное взаимодействие струй, распространяющихся в спутном сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 6.
4. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
5. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи. Докл. АН СССР, 1971, т. 197, № 1.