

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ОТРЫВНЫХ ЗОНАХ  
ПЕРЕД СВЕРХЗВУКОВЫМИ СТРУЯМИ  
В ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ**

**В. С. АВДУЕВСКИЙ, В. Н. КРЮКОВ, Ю. А. ОСИПОВ,  
В. П. СОЛНЦЕВ**

*(Москва)*

Рассматривается течение в зоне трехмерного отрыва турбулентного пограничного слоя на пластине перед сверхзвуковой струей, вдуваемой перпендикулярно направлению дозвукового сносящего потока.

Целью исследования явилось установление физических особенностей обтекания дозвуковым потоком сверхзвукового струйного препятствия и получение зависимостей геометрических характеристик течения от параметров набегающего потока и вдуваемой струи.

Результаты экспериментального исследования позволили предложить аппроксимирующие зависимости геометрических характеристик пространственной отрывной зоны, появляющейся в дозвуковом потоке перед струйным препятствием.

1. Экспериментальное исследование течения в отрывных зонах перед сверхзвуковыми струями проводилось в условиях, когда число Маха сносящего потока  $M_\infty$  изменялось от 0.16 до 0.7; числа Рейнольдса, рассчитанные по параметрам невозмущенного сносящего потока и по длине пластины до линии отрыва в плоскости симметрии течения достигали величины  $0.9 \cdot 10^6$ . Измерения структуры пограничного слоя в точке отрыва показали, что при этих условиях он был турбулентным. Числа Маха вдуваемых струй  $M_i$  были равны 1.4, 1.8, 2.2. Степень нерасчетности  $n$  вдуваемой струи, равная отношению статического давления в выходном сечении струи к статическому давлению в сносящем потоке, изменялась от 0.05 до 5. Относительная толщина вытеснения пограничного слоя в точке отрыва  $\Delta_s = \delta_s^*/d$  варьировалась в пределах  $0.05 \div 0.13$ . Диаметры выходных сечений сопел вдува были 10, 20 и 30 мм. За счет применения профилированных сопел обеспечивалось получение в выходном сечении струи «прямоугольного» профиля скорости (при отсутствии сносящего потока).

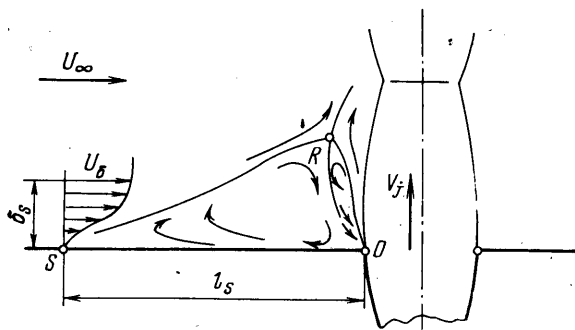
Методом красящих масляных покрытий в экспериментах получены спектры обтекания сверхзвуковых струй на пластине, по которым определялись длины зон отрыва. Визуализация распространения сверхзвуковых струй в дозвуковом сносящем потоке проводилась с использованием теневых методов.

2. Эксперименты по визуализации взаимодействия сверхзвуковых расчетных ( $n=1$ ) и недорасширенных струй ( $n>1$ ) с дозвуковым сносящим потоком, выполненные теневыми методами, показали, что в диапазоне скоростей сносящего потока, реализованном в проведенных опытах, струи распространяются практически нормально к поверхности пластины (по крайней мере на участке пространственного бочкообразного скачка уплотнения).

В соответствии с этим экспериментальным результатом можно рассмотреть следующую схему течения в плоскости симметрии течения пространственной отрывной зоны перед сверхзвуковой струей (фиг. 1).

Турбулентный пограничный слой на пластине, развивающийся в условиях положительного градиента давления, вызванного взаимодействием

сносящего потока со струйным препятствием, переходит в предотрывное состояние и отрывается в точке  $S$  на некотором расстоянии  $l_s$  от наветренной кромки сопла вдува. В наветренной области струи находится точка присоединения  $R$  оторвавшегося слоя смешения отрывной зоны. По своему характеру она является свободной критической точкой, образованной взаимодействием диссипативных слоев (слоем смешения отрывной зоны и слоем смешения струи).



Фиг. 1

Взаимодействие оторвавшегося потока с подвижной границей струйного препятствия вносит некоторые специфические особенности в схему течения в отрывной зоне.

Струйки газа, повернутые вниз к пластине повышением давления в окрестности свободной критической точки  $R$ , дают начало возвратному течению. Из этого возвратного потока на участке от критической точки до поверхности пластины происходит эжекция турбулентным слоем смешения струи.

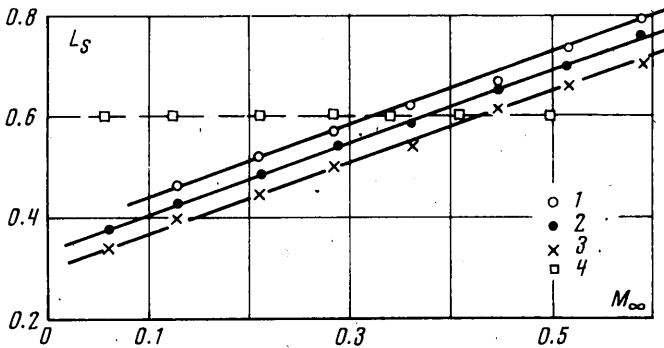
Возвратное течение, достигнув поверхности пластины и затормозившись, разгоняется в переднюю часть зоны отрыва. Существенным отличием течения в окрестности струйного препятствия по сравнению с течением в зоне отрыва перед непроницаемым твердым препятствием (например, цилиндром, установленным на пластине) является существование эжекции струи и возможность отсоединения некоторого количества слоя смешения струи в зону отрыва. Эти обстоятельства, как показали проведенные эксперименты, существенно отличают закономерности изменения длин отрывных зон перед струями от аналогичных зависимостей в случае непроницаемых препятствий.

Поскольку отрывные течения перед непроницаемыми препятствиями более изучены и просты, представляет интерес проведение сравнения закономерностей изменения длины отрывной зоны перед сверхзвуковыми струйными препятствиями и непроницаемыми цилиндрами. Как показали эксперименты по измерению длин отрывных зон перед высокими круглыми цилиндрами, установленными перпендикулярно поверхности пластины при отрыве турбулентного пограничного слоя и дозвуковом изотермическом потоке, длина отрывной зоны является функцией относительной толщины вытеснения пограничного слоя в точке отрыва. При малых толщинах пограничного слоя перед отрывом давление в точке присоединения оторвавшегося потока на наветренной поверхности цилиндра равно давлению торможения:

С учетом экспериментальных результатов для непроницаемого цилиндра и характера распространения сверхзвуковых струй в дозвуковом сно-

сящем потоке можно представить существование следующих режимов течения в окрестности свободной критической точки.

Если давление торможения сносящего потока больше полного давления на линии постоянной массы вдуваемой струи по ее наветренной поверхности, то в возвратное течение в окрестности свободной критической точки  $R$  от слоя смешения струи отделяется больше газа, чем эжектируется турбулентным слоем смешения струи. Подача в отрывную зону этого избытка газа, эквивалентная вдуву в отрывную зону, приводит к увеличению зоны отрыва по сравнению с отрывным течением перед непроницаемым препят-



Фиг. 2

ствием. В случае когда давление торможения сносящего потока ниже полного давления на линии постоянной массы слоя смешения струи, в возвратное течение от струи отделяется меньше газа, чем эжектируется струей на участке от кромки сопла вдува до свободной критической точки. Этот случай эквивалентен отсосу газа из отрывной области, который уменьшает размеры области отрыва.

Таким образом, при взаимодействии дозвукового сносящего потока с слабонерасчетными сверхзвуковыми струями длина зоны отрыва может быть как больше, так и меньше длины отрывной зоны перед непроницаемым высоким цилиндром с диаметром, равным выходному диаметру сопла вдува.

На фиг. 2 показаны результаты экспериментального исследования длин отрывных зон перед сверхзвуковыми (расчетными) струями с различным числом  $M_j$  на выходе из сопла вдува при изменении числа  $M_\infty$  сносящего потока. На фиг. 2 точки 1, 2, 3 соответствуют числам  $M_j=1.4, 1.8, 2.2$  для сопла диаметром 20 мм при относительной толщине вытеснения пограничного слоя перед отрывом  $\Delta_s=0.05$ . На этом же графике для сравнения точками 4 представлено изменение длины отрывной зоны перед непроницаемым цилиндром с диаметром, равным выходному диаметру сопла вдува. Видно, что перед сверхзвуковыми расчетными струями длины отрывных зон действительно могут быть как больше, так и меньше длин отрывных зон перед соответствующими круглыми непроницаемыми цилиндрами.

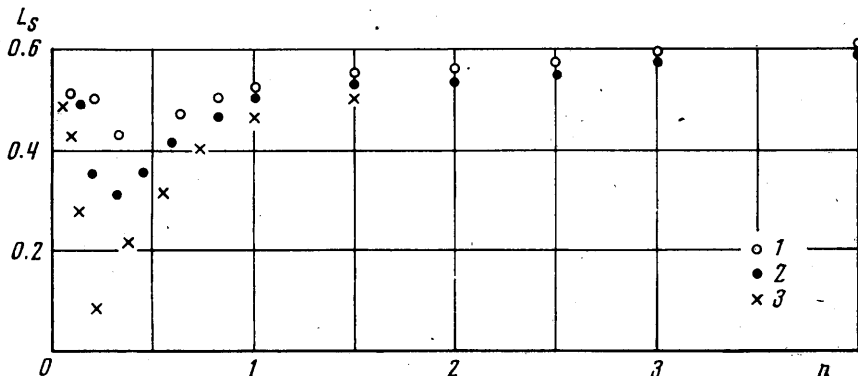
В соответствии с рассмотренной схемой взаимодействия оторвавшегося пограничного слоя со струйным препятствием участки кривых, расположенных выше зависимости длины отрывной зоны перед непроницаемым цилиндром, соответствуют режиму взаимодействия, когда в отрывную зону из слоя смешения струи отделяется избыточное (по сравнению с эжектируемым) количество газа. С учетом струйных свойств препятствия без-

размерная длина зоны отрыва может быть записана в виде

$$(2.1) \quad L_s = f_1(\Delta_s) f_2(G)$$

Здесь  $f_2(G)$  — функция, учитывающая отличие струйного препятствия от непроницаемого;  $G = g_+/g_-$  — безразмерный коэффициент расхода, равный отношению расхода газа, отсоединяемого от слоя смешения струи внутри отрывной зоны, к расходу газа, эжектируемому струей.

Величина  $g_+$  определялась интегрированием профиля плотности и скорости свободной турбулентной струи от наружной границы слоя смешения до линии тока с полным напором, равным давлению торможения сно-



Фиг. 3

сящего потока, величина  $g_-$  вычислялась по параметрам в ядре струи в соответствии с [1, 2].

При расчете параметра  $G$  отличие условий течения на наветренной поверхности сверхзвуковой струи в сносящем потоке при распространении струи в затопленном пространстве учитывалось корреляционным коэффициентом, который определялся из условия получения  $G=1$  в точках, соответствующих пересечению зависимостей длин зон отрыва перед струями и непроницаемым цилиндром. Обработка экспериментальных результатов в виде зависимости отношения длин зон отрыва перед струйным и непроницаемым препятствием соответствующих размеров от параметра  $G$  показала, что экспериментальные точки во всем исследованном диапазоне чисел  $M_\infty$  и  $M_j$  хорошо группируются около одной кривой. Этот факт является косвенным подтверждением правильности выбора величины  $G$  в качестве параметра, характеризующего струйные свойства препятствия.

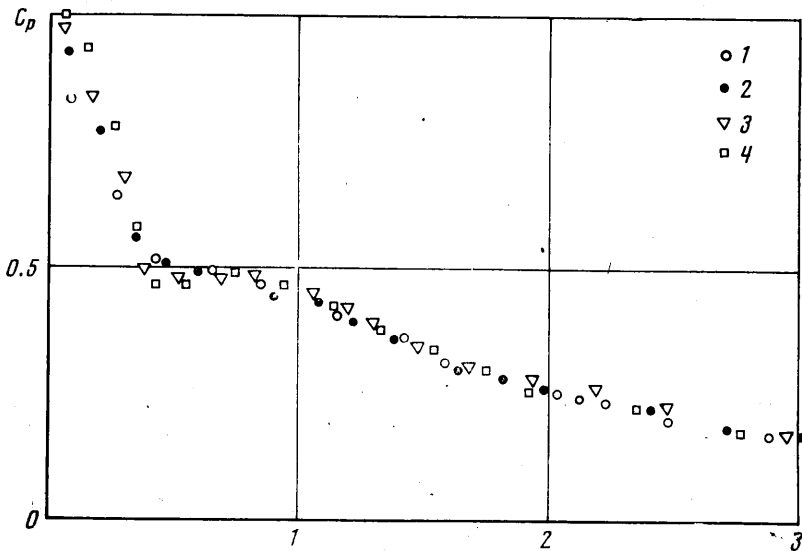
На основании приведенных выше результатов функциональную зависимость (2.1) можно представить в виде

$$(2.2) \quad L_s = f_1(\Delta_s) [1 + 0.4(G - 1)]$$

Поскольку в практических задачах о взаимодействии сносящего потока с поперечной сверхзвуковой струей зачастую реализуются нерасчетные режимы истечения струи, представляют интерес результаты опытов по исследованию взаимодействия нерасчетных сверхзвуковых струй с дозвуковым сносящим потоком.

С качественной точки зрения влияние нерасчетности режима истечения струи на геометрию отрывных зон может проявляться за счет действия в основном двух факторов: а) геометрического влияния формы

струйного препятствия на взаимодействие со сносящим потоком, выражающееся в изменении эффективного поперечного размера струйного препятствия и угла стреловидности наветренной границы струи, и б) газодинамического воздействия нерасчетной струи на характеристики отрывной зоны. Этот фактор проявляется в изменении распределения скорости и плотности в слое смешения нерасчетной струи по сравнению с соответствующими распределениями для расчетного случая. С этой точки зрения анализ отрыва можно свести к исследованию зависимости относительного



Фиг. 4

расхода  $G$  от степени нерасчетности. Изменение длины отрывных зон перед нерасчетными сверхзвуковыми струями в дозвуковом сносящем потоке приведено на на фиг. 3, где для диаметра сопла 20 мм и числа  $M_\infty = 0.3$  точки 1, 2, 3 соответствуют числам  $M_j = 1.4, 1.8, 2.2$ .

Слабое увеличение длины отрывных зон при  $n > 1$  вызвано противоположным действием рассмотренных выше факторов: увеличение эффективного поперечного размера струйного препятствия ведет к увеличению длины отрывной зоны, а возрастающая с ростом  $n$  эжекция струи уменьшает размеры отрывной области. Экспериментальные результаты можно аппроксимировать выражением

$$(2.3) \quad l_{S(n>1)} / l_{S(n=1)} = n^{[0.07+0.1(M_j-1.8)]}$$

Анализ экспериментальных результатов по измерению длин отрывных зон перед перерасширенными струями и теневых фотографий струй в сносящем потоке показал, что существенную роль в изменении длины отрывной зоны перед струей при  $n < 1$  играют волновая структура струи и особенности течения в сверхзвуковых соплах на режиме перерасширения.

При работе сопла в режиме перерасширения, если  $n$  слабо отличается от единицы, истечение из сопла осуществляется при наличии сложной системы косых скачков уплотнения, отходящих от кромки сопла. Поворот струек газа в косых скачках приводит к тому, что эффективное сечение

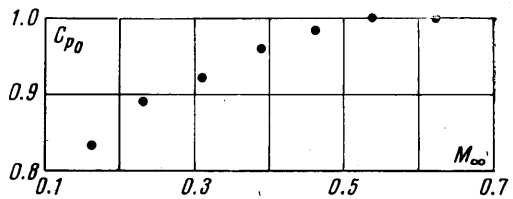
струи уменьшается. Этим и можно объяснить уменьшение длины отрывной зоны при уменьшении  $n < 1$ .

Дальнейшее уменьшение степени нерасчетности приводит к тому, что сверхзвуковое истечение не может быть осуществлено через всю площадь выходного сечения сопла и скачки перемещаются внутрь сопла.

При  $n \rightarrow 0$  скачок располагается в критическом сечении сопла и сопло работает как дозвуковое.

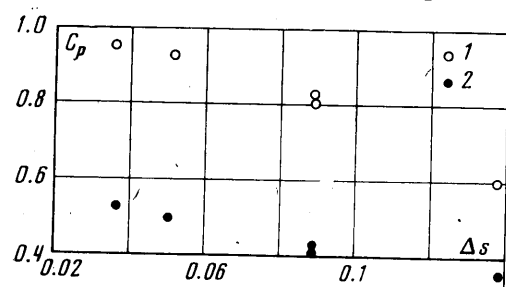
Экспериментальные результаты по измерению длин отрывных зон перед сверхзвуковыми струями в исследованном диапазоне изменения параметров сносящего потока и струи могут быть обобщены зависимостью

$$(2.4) \quad L_s = 1.4 \Delta_s^{0.4} [0.48 - 0.06 (M_j - 1.8) + 0.7 (M_\infty - 0.3)] n^{[0.07 + 0.1(M_j - 1.8)]}$$



Фиг. 5

3. Характерное распределение давления (коэффициента давления  $C_p$ ) по пластине в плоскости симметрии течения перед сверхзвуковой струей с  $M_j = 1.8$  при выходном диаметре сопла 20 мм и  $\Delta_s = 0.05$  приведено на фиг. 4, где точки 1-4 соответствуют  $M_\infty = 0.165, 0.31, 0.47$  и  $0.62$ .



Фиг. 6

Обработка экспериментальных результатов в виде зависимости  $C_p = f(X)$  вполне удовлетворительно группирует экспериментальные данные, полученные при различной скорости сносящего потока.

Некоторое расслоение, имеющее место на участке разгона возвратного течения в непосредственной близости от кромки сопла, может быть объяснено спецификой взаимодействия сносящего потока со струей. Можно предположить, что при малых значениях  $M_\infty$  струя эжектирует больше газа, чем отщепляет в зону возвратных токов. При этом разделяющая линия тока, выходящая из точки  $R$  (фиг. 1), не доходит до кромки сопла, а эжектируется струей на некотором расстоянии от нее. Давление в точке  $R$  при взаимодействии возвратного потока со сверхзвуковой струей равно давлению торможения потока, но к кромке сопла в силу указанного выше обстоятельства подходит газ из зоны смешения сносящего потока с  $C_p < 1$ .

При увеличении  $M_\infty$  количество газа струи, поступающего в зону отрыва, растет, а эжекция не меняется, и при некотором значении  $M_\infty$  к кромке сопла будет подходить уже линия тока, выходящая из точки  $R$  с давлением  $C_p = 1$ . Характерно, что  $C_p = 1$  достигается на некотором расстоянии от кромки сопла, а в непосредственной близости от кромки появляется линия растекания.

Влияние числа Маха сносящего потока на величину максимального коэффициента давления у кромки сопла диаметром 20 мм при  $M_j = 1.8$  и  $\Delta_s = 0.05$  приведено на фиг. 5.

Увеличение числа Маха струи при постоянной скорости сносящего потока практически не влияет на распределение давления при  $X \geq 0.3$ . Некоторое уменьшение  $C_p$  в этом случае объясняется, как это было показано

выше, увеличением эжекции струи при больших числах  $M_j$ . Аналогичный результат был получен и при увеличении степени нерасчетности струи.

Приведенное на фиг. 6 точками 1 изменение коэффициента давления у кромки сопла при увеличении толщины пограничного слоя в точке отрыва подтверждает выдвинутое выше предположение о физике взаимодействия сносящего потока со струей.

Необходимо отметить, что при  $M_\infty > 0.5$  за участком разгона возвратного течения появляется участок с положительным (относительно возвратного течения) градиентом давления, который, как и в случае отрыва перед непроницаемым препятствием, может вызвать возникновение дополнительной отрывной зоны на пластине перед струей. По кривой распределения давления можно наметить характерные уровни, давление на «плато» (участок отрывной зоны  $0.4 < X < 0.8$ ) и давление в точке отрыва.

Проведенное экспериментальное исследование показало, что давления на «плато» ( $C_{p_m}$ ) и в точке отрыва ( $C_{p_s}$ ), а также распределение давления вверх по потоку от точки отрыва практически не зависят от чисел Маха струи и сносящего потока и определяются в основном величиной относительной толщины вытеснения пограничного слоя перед отрывом  $\Delta_s$ .

Величина коэффициента давления на «плато» может быть аппроксимирована в исследованном диапазоне изменения толщины вытеснения пограничного слоя в точке отрыва соотношением

$$(3.1) \quad C_{p_m} = 1 - \Delta_s^{0.23}$$

которое соответствует точкам 2 на фиг. 6, а характерное давление в точке отрыва связано с давлением на «плато» зависимостью

$$(3.2) \quad C_{p_s}/C_{p_m} = 1 - 0.7\Delta_s^{0.45}$$

Распределение давления перед точкой отрыва вверх по потоку автомодельно для исследованных значений  $M_\infty$ ,  $M_j$  и  $\Delta_s$  при выборе в качестве нормирующей величины коэффициента давления в точке отрыва и хорошо аппроксимируется выражением

$$(3.3) \quad C_p/C_{p_s} = 1 - 0.41(X-1)^{0.67}$$

Полученная универсальная зависимость для распределения давления перед отрывом совпадает с аналогичной зависимостью при отрыве перед дозвуковой струей.

Поступила 6 XII 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
2. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.