

Фиг. 5

ударной волны ($I < 0,1$) может быть определена по формуле

$$\beta^* \approx \arcsin \frac{1}{\gamma} = 37^\circ$$

В эксперименте с квадратной разрядной камерой диагональ квадрата следует рассматривать как твердую стенку, на которую под углом 45° падает плоская ударная волна. Поэтому образование срезов в вершинах углов квадрата объясняется наличием в данном случае маховского пересечения, причем сами плоские срезы являются ничем иным, как волнами Маха, а вершины углов образовавшегося многоугольника будут тройными точками, из которых видны отходящие отраженные ударные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glass J. J., Chan S. K., Brode H. L. Strong planar shock waves generated by explosively-driven spherical implosions.— AJAA Journal, 1974, v. 12, № 3, p. 367–374.
2. Бу Дж. Х. Т., Нумех Р. А., Островский П. П. Экспериментальное исследование образования сходящихся цилиндрических ударных волн.— Ракетная техника и космонавтика, 1980, т. 18, № 3, с. 55–57.
3. Dennen R. S., Wilson L. N. Electrical generation of imploding shock waves.— Exploding Wires. New York, 1962, v. 2, p. 145–157.
4. Баронец П. Н., Сапрыкин А. И., Якушин М. И. Образование и распространение цилиндрических ударных волн в импульсном индукционном разряде.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 1, с. 129–133.
5. Баронец П. Н. Цилиндрические ударные волны в импульсном индукционном разряде. Препринт ИПМ АН СССР № 212, 1983, 27 с.
6. Guderley G. Starke Kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nähe des Kugelmittelpunktes bzw. der Zylinderachse.— Luftfahrtforschung, 1942, B. 19, H. 9, S. 302–312.
7. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
8. Perry R. W., Kantrowitz A. The production and stability of converging shock waves.— J. Appl. Phys., 1951, v. 22, № 7, p. 878–886.
9. Matsuo H., Nakamura Y. Cylindrically converging blast waves in air.— J. Appl. Phys., 1981, v. 52, № 7, p. 4503–4507.
10. Реслер Е., Лин Ш-Ч., Кантровиц А. Получение газов высокой температуры в ударных трубах.— В кн.: Ударные трубы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962, с. 218–237.
11. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.

Москва

Поступила в редакцию
1.VII.1983

УДК 533.697

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ВДУВЕ

ВОЛКОВ В. А., ЗУЕВ А. П., ОСТРОУХОВ Н. Н., ТКАЧЕНКО Б. К.

Исследуется течение, формирующееся в сверхзвуковом сопле при струйном поперечном вдуве газа в расширяющийся сверхзвуковой поток. Проведены измерения полного и статического давлений потока в нескольких сечениях сопла. Установлено, что в зависимости от относительного расхода вдуваемого газа, $\alpha = \dot{m}_j / (\dot{m}_j + \dot{m}_0)$

(\dot{m}_j — расход вдуваемого газа, \dot{m}_0 — расход основного потока), существуют два режима течения, различающихся зависимостью числа Маха потока от α . При малых значениях α экспериментальные значения параметров потока удовлетворительно соотносятся с рассчитанными по одномерной модели с узким слоем смещения вблизи сечения вдува. Согласно наблюдалось при расходах, меньших некоторого α^* , определяемого в указанной модели как расход, при котором поток после смещения становится звуковым. В экспериментах при больших расходах вдуваемого газа, $\alpha^* < \alpha < 1$, число M потока от α практически не зависит и соответствует расчетному значению числа M сверхзвукового потока, имеющего скорость звука вблизи сечения вдува.

В работе предложена схема расчета течения в сопле с поперечным вдувом в сверхзвуковой части, удовлетворительно описывающая экспериментальные результаты во всем диапазоне соотношений расходов вдуваемого газа и основного потока ($0 \leq \alpha \leq 1$), на всем протяжении сопла.

1. Поперечный вдув газа в сверхзвуковые течения широко используется в современной технике. Экспериментальные данные, полученные при исследовании колебательно-неравновесных течений [1–3], показывают, что при малых значениях α , когда изменение параметров потока незначительно, течение удовлетворительно описывается моделью мгновенного смещения в сечении вдува [3]. В этом случае система уравнений сохранения расхода, импульса и энергии имеет решение в области значений $0 < \alpha \leq \alpha^*$, где α^* — расход вдуваемого газа, при котором поток после смещения становится звуковым. Однако, как показывают эксперименты по визуализации течений [4], в случае поперечного вдува в расширяющейся части сопла поток ниже места вдува является сверхзвуковым даже в отсутствие основного потока, т. е. во всем диапазоне изменения α . Поэтому при больших расходах вдуваемого газа модель мгновенного смещения не описывает реального течения.

Как видно из теневых и плириен-фотографий [4], при струйном поперечном вдуве в поток в режиме, когда соседние струи соприкасаются, в сверхзвуковой части сопла различаются три характерные зоны течения: 1 — участок от критического сечения до зоны смещения, где влияние вдува не сказывается, т. е. участок невозмущенного основного сверхзвукового потока; 2 — зона смещения, характеризующаяся сложным взаимодействием струй вдуваемого газа с набегающим потоком, прошедшим через систему скачков уплотнения, и в которой имеются возвратные и отрывные течения, системы криволинейных скачков уплотнения и т. д.; 3 — сверхзвуковой смешанный поток ниже зоны смещения.

По мере увеличения расхода вдуваемого газа верхняя граница зоны смещения смещается к критическому сечению сопла и когда достигает его, расход основного потока начинает уменьшаться, а при дальнейшем увеличении α прекращается совсем. Очевидно, что в этих случаях области невозмущенного сверхзвукового потока до зоны смещения не существует.

В настоящей работе проведены измерения статического давления P и давления за прямым скачком уплотнения P_0' в области потока, расположенной ниже зоны смещения, и измерения P в области выше зоны смещения. Предложена одномерная модель расчета параметров сверхзвукового течения в сопле с поперечным вдувом, дающая результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными во всем диапазоне расхода вдуваемого газа $0 \leq \alpha \leq 1$ на всем протяжении сопла.

2. В экспериментах исследовались течения в клиновом сопле шириной 50 мм с полууглом раскрытия $6,3^\circ$ и с высотой критического сечения 1,4 мм. Вдув производился нормально к образующим сопла на расстоянии 11 мм от критического сечения через ряд отверстий диаметром 0,6 мм с каждой образующей. Расстояние между соседними отверстиями было 5 мм, ряды отверстий на противоположных стенках были смещены друг относительно друга на 2,5 мм.

Основной поток в сопле образовывался атмосферным воздухом, вдув осуществлялся из баллона с воздухом высокого давления. Установка работала без диффузора на вакуумную емкость. Расход вдуваемого газа определялся по изменению давления в баллоне. Для контролируемого уменьшения расхода основного потока между атмосферой и соплом устанавливался промежуточный ресивер, давление в котором было ниже атмосферного примерно вдвое за счет дросселирования.

Измерения статического давления проводились на расстояниях 3,8; 21 и 65 мм от критического сечения, в последних двух сечениях измерялось также P_0' . Статическое давление измерялось через дренажные отверстия диаметром 0,3 мм, расположенные в ряд по всей высоте сопла; в первом измерительном сечении отверстие было одно. Для измерения полного давления использовался насадок с отверстием диаметром 0,7 мм.

Изменение соотношения расходов основного потока и вдуваемого газа осуществлялось варьированием давления в баллоне вдуваемого газа и в промежуточном ресивере. При исследовании течений, образуемых только вдуваемым газом, герметично закрывались или входное сечение сопла в дозвуковой части, или входное отверстие промежуточного ресивера.

Поскольку в экспериментах использовался комнатный воздух, имеющий абсолютную влажность около 0,5%, тепловыделение вследствие конденсации паров воды приводило к уменьшению чисел Маха потока по сравнению с рассчитанными по геометрии сопла. По оценкам, конденсация происходила в сечении с расчетным

$M=4$. Уменьшение чисел M из-за конденсации соответствовало уменьшению степени расширения сопла приблизительно на 10%. Поэтому в последующих расчетах для сечений, расположенных ниже сечения конденсации, степень расширения принималась на 10% меньше геометрической.

3. Схема течения, принятая для расчетного моделирования, представлена на фиг. 1. Индексами s, s, i, m обозначены соответственно сечения: критическое, верхней границы зоны возмущения, вдува и смешения, и сечения выше сечения s — это невозмущенный основной поток, между s и m — зона взаимодействия потоков, ниже сечения m — сверхзвуковой смешанный поток. Переменные вида A_a будем использовать для обозначения параметров невозмущенного основного потока в сечении a . В используемой модели течения допускается существование разрывов параметров в сечениях s и m . Поэтому введем еще переменные вида A_{a1} и A_{a2} , в которых буква обозначает сечение, а цифры 1 и 2 относятся соответственно к параметрам течения перед рассматриваемым сечением и за ним.

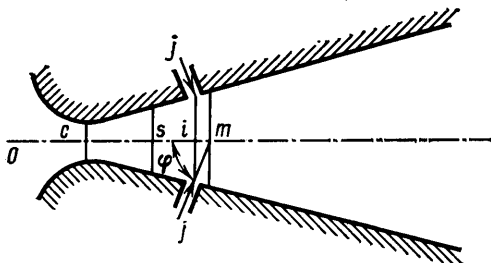
В одномерном приближении и предположении мгновенного смешения в сечении m , расположенном не выше сечения вдува i , течение в сопле со вдувом описывается системой уравнений сохранения расхода, импульса и энергии

$$\begin{aligned} \rho_{m1}u_{m1} + \rho_j u_j \frac{F_j}{F_m} &= \rho_{m2}u_{m2} \\ P_{m1} + \rho_{m1}u_{m1}^2 [(P_j - P_{m1})] + \rho_j u_j^2 \cos \varphi \frac{F_j}{F_m} &= P_{m2} + \rho_{m2}u_{m2}^2 \\ \rho_{m1}u_{m1} \left(h_{m1} + \frac{u_{m1}^2}{2} \right) + \rho_j u_j \frac{F_j}{F_m} \left(h_j + \frac{u_j^2}{2} \right) &= \rho_{m2}u_{m2} \left(h_{m2} + \frac{u_{m2}^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$P = \rho RT$$

Система (3.1) позволяет определить параметры смешанного потока $\rho_{m2}, u_{m2}, P_{m2}, h_{m2}$.

Обозначим $\alpha = \rho_j u_j F_j / (\rho_{m2} u_{m2} F_m)$ относительный массовый расход вдуваемого газа. Система (3.1) имеет решение в ограниченном диапазоне расхода вдуваемого газа $\alpha \leq \alpha^*$, где для случая поперечного вдува $\varphi = \pi/2$ и равных энтальгий торможения основного потока и вдуваемого газа



Фиг. 1

$$\begin{aligned} \alpha^* &= 1 - \frac{(1-\gamma)M_m}{1+\gamma M_m^2} \times \\ &\times \sqrt{\frac{2}{1+\gamma} \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} M_m^2 \right)} \end{aligned}$$

При увеличении α от 0 до α^* расчетное значение числа Маха смешанного потока монотонно уменьшается от M_m до 1, т. е. α^* — расход вдуваемого газа, при котором поток после смешения становится звуковым.

Точность описания течения одномерным приближением (3.1) при $\alpha < \alpha^*$ может быть установлена сравнением с экспериментальными данными. В приближении мгновенного смешения для улучшения согласия расчетных и экспериментальных результатов положение сечения смешения можно варьировать.

При $\alpha > \alpha^*$ характер течения определяется формой канала ниже сечения смешения. В [1, 4] показано, что ниже места вдува в расширяющемся сопле течение сверхзвуковое при всех значениях α . Поэтому в расширяющемся сопле должно существовать сечение, где скорость смешанного потока равна скорости звука. При известном положении этого сечения можно составить систему уравнений, описывающую течение со вдувом при $\alpha > \alpha^*$.

Для некоторых приложений [1-3] большой интерес представляет определение верхней границы зоны возмущения, поскольку сразу за ней скорости релаксационных процессов или химических реакций максимальны. Рассмотрим случай, когда возмущение вверх по потоку распространяется в виде прямого скачка уплотнения (в сечении s). Этого допущения о форме возмущения и знания положения вторичного критического сечения достаточно для описания течения на всем протяжении сопла. В уравнениях, описывающих течение при $\alpha > \alpha^*$, будем полагать, что вторичное звуковое сечение совпадает с сечением смешения. Такое предположение сделано на основе экспериментальных результатов, описанных в следующем пункте.

Обозначим α^* и α^{**} значения расхода вдуваемого газа, при которых соответственно расход основного потока начинает уменьшаться, т. е. возмущение от вдува достигает критического сечения, и расход основного потока прекращается совсем. При $\alpha > \alpha^*$ следует различать α , определенные по расходу невозмущенного основного потока и фактические. При $\alpha > \alpha^{**}$ фактическое α тождественно равно единице. В работе всюду используются α , определенные по расходу невозмущенного основного потока.

Для режима $\alpha^* < \alpha < \alpha^{**}$ система уравнений имеет вид

$$P_0 \pi(1) = (1 - \alpha) \frac{P_{m2}}{q(\lambda_m)}, \quad P_{s2} = P_0 \sigma(\lambda_s) \pi(1/\lambda_s) \quad (3.2)$$

$$\frac{P_{m1}}{P_{s2}} = \frac{\pi(\lambda_{m1})}{\pi(1/\lambda_s)}, \quad q(\lambda_{m1}) = \frac{F_m}{F_s} q(1/\lambda_s), \quad \frac{P_{m2}}{P_{m1}} = \frac{1 + \gamma M_{m1}^2}{1 + \gamma}$$

В этой системе первое уравнение выражает соотношение расходов основного и смешанного потоков. Второе представляет связь статических давлений на прямом скачке уплотнения, здесь σ — потери полного давления на скачке, λ — коэффициент скорости перед скачком, π — газодинамическая функция. Третье уравнение устанавливает связь статических давлений в двух сечениях основного потока, прошедшего скачок уплотнения и тормозящегося при расширении. Газодинамические функции q в сечениях s и m связаны через соотношение их площадей (четвертое уравнение). Пятое уравнение — уравнение импульсов для сечения m .

Система (3.2) позволяет определить пять неизвестных величин P_{m2} , P_{s2} , P_{m1} , λ_{m1} , λ_s и через них — все параметры в области за скачком и положение самого скачка, например, по значению λ_s . Из условия $F_m = F_s$ получается выражение для α^* , преобразующееся к приведенному ранее

$$1 - \alpha^* = \frac{2q(\lambda_m)\pi(1)}{(1 + \lambda_m^2)M_m^2\sigma(\lambda_m)\pi(1/\lambda_m)}$$

а из условия $F_s = F_c$ — выражение для α^{**}

$$1 - \alpha^{**} = \frac{(1 + \gamma)q(\lambda_m)\pi(1)}{(1 + \gamma M_m^2)\pi(\lambda_m)}; \quad M_m < 1; \quad \lambda_m < 1$$

В этом выражении M_m и λ_m меньше единицы, поскольку основной поток при $\alpha > \alpha^*$ является дозвуковым.

Для режима течения $\alpha^* < \alpha < \alpha^{**}$ система уравнений имеет вид

$$\frac{P_{m2}}{P_0} \frac{1}{q(\lambda_m)\pi(1)} = q\left(\frac{P_c}{P_0}\right) + \frac{\alpha}{1 - \alpha}, \quad \frac{P_{m2}}{P_{m1}} = \frac{1 + \gamma M_{m1}^2}{1 + \gamma}, \quad q(\lambda_{m1}) = q\left(\frac{P_{m1}}{P_0}\right),$$

$$q\left(\frac{P_c}{P_0}\right) = \frac{F_m}{F_c} q(\lambda_{m1}) \quad (3.3)$$

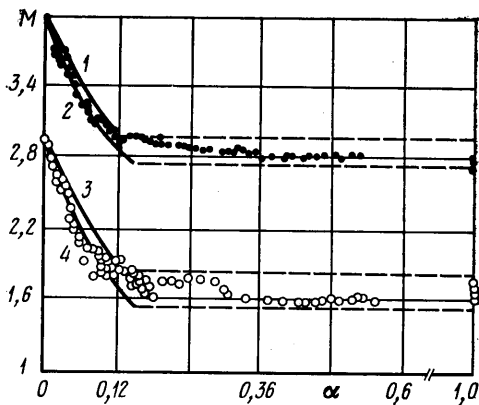
Здесь первое и второе уравнения являются аналогами первого и пятого уравнений системы (3.2). Отметим, что при $\alpha > \alpha^*$ скорость основного потока в критическом сечении меньше скорости звука. Третье уравнение через газодинамическую функцию q устанавливает связь между P_{m1} и P_0 . Четвертое уравнение связывает газодинамические функции через площади сечений. Система (3.3) позволяет найти неизвестные P_{m1} , P_{m2} , M_{m1} , P_c и через них определить все параметры дозвукового потока между критическим сечением сопла и сечением смешения.

Полагая в (3.3) $P_c/P_0 = \pi(1)$, получим условие достижения возмущением от вдува критического сечения, т. е. выражение для α^* . Оно аналогично полученному из (3.2). Полагая $P_{m1} = P_c = P_0$, получим выражение для α^{**}

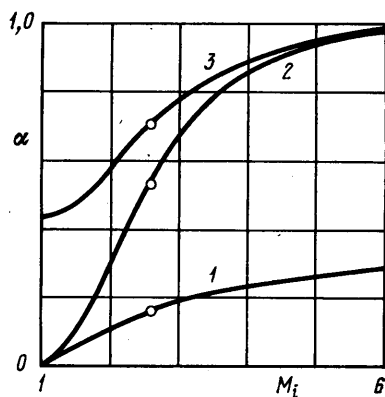
$$\alpha^{**} = [1 + (1 + \gamma)q(\lambda_m)\pi(1)]^{-1}$$

При $\alpha > \alpha^{**}$ вдуваемый газ течет в обе стороны сопла.

4. Значения чисел M , рассчитанных по величинам P и P_0' , измеренных в сечениях, расположенных ниже места вдува, представлены на фиг. 2. Соответствующие расчеты с использованием (3.1) при $\alpha < \alpha^*$ проведены для двух сечений смешения: 1, 3 — в сечении вдува, 2, 4 — в сечении, смещенном вниз по потоку на расстояние, равное высоте сечения вдува, т. е. на 3,8 мм. Тот факт, что экспериментальные данные лежат близко к расчетным значениям, может характеризовать малую протяженность зоны смешения. Важным обстоятельством является и то, что при $\alpha > \alpha^*$ вторичное звуковое сечение практически не изменяется вплоть до $\alpha = 1$. Существенной зависимости числа M от абсолютного значения давления вдува при $\alpha = 1$ не наблюдалось. На основании приведенных результатов в дальнейшем полагалось, что вторичное звуковое сечение находится на один калибр ниже по потоку от сечения вдува.



Фиг. 2



Фиг. 3

На фиг. 3 представлены результаты расчетного (кривые) и экспериментального (точки) определения α^* , α^{**} и α^{***} (кривые 1–3 соответственно). В экспериментах α^{**} и α^{***} определялись по расходу вдуваемого газа, при котором начинало изменяться давление, в критическом сечении сопла и давлению наддува ресивера в режиме без основного потока соответственно. Отметим еще, что при $\alpha=1$ значения давления торможения, рассчитанные по измеренным значениям P или P_0' и числам Маха, в обоих измерительных сечениях, совпадали между собой и с измеренными значениями давления наддува ресивера с точностью не хуже 15%.

В сечении сопла с расчетным значением числа Маха 1,8 возмущение от вдува приходит при значениях α , меньших чем это следует из решения системы (3.2) (в эксперименте при $\alpha=0,23$, в расчете $\alpha=0,45$). Такой результат объясняется наличием пограничного слоя и он неоднократно наблюдался ранее при изучении нерасчетных режимов истечений из сопел.

5. Проведенный анализ показывает применимость модели мгновенного смешения для описания осредненных характеристик течения при сверхзвуковом поперечном вдуве с относительно небольшой эмпирической поправкой на смещение сечения смешения вниз по потоку от сечения вдува. В условиях проведенных экспериментов хорошее согласие достигается, если сечение смешения положить смещенным вниз по потоку на один калибр высоты сечения вдува. Удовлетворительное соответствие с экспериментом получено при моделировании распространения вверх по потоку возмущения от вдува.

Полученные результаты относятся к смешению газов с одинаковыми энтальпиями торможения и в более общем случае необходимы дополнительные исследования, хотя оснований для существенного изменения картины течения нет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. М.: Атомиздат, 1981. 200 с.
2. Грос Дж., Именьюэл Дж. Газовая динамика лазеров на сверхзвуковом смешении. — В кн.: Химические лазеры. М.: Мир, 1980, с. 314–456.
3. Остроухов Н. Н., Ткаченко Б. К. Эффективность возбуждения CO_2 в газодинамическом лазере со смешением газов. — Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 4, с. 924–926.
4. Волков В. А., Зуев А. П., Остроухов Н. Н., Ткаченко Б. К. Структура течения и релаксационные потери в потоке в сопле Лавала при вдуве CO_2 . М.: МФТИ, 1982. 59 с. (Рукопись деп. в ВИНТИ 01.04.1982, № 1503–82ДЕП).

Москва

Поступила в редакцию
21.I.1983

Технический редактор *Е. В. Сеницына*

Сдано в набор 16.03.84 Подписано к печати 15.05.84 Т-08631 Формат бумаги 70×108^{1/16}
Высокая печать Усл. печ. л. 16,8 Усл. кр.-отг. 27,8 тыс. Уч.-изд. л. 19,0 Бум. л. 6,0
Тираж 1637 экз. Зак. 3770

Издательство «Наука». 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Шубинский пер., 10