

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ УДАРНОМ ЗАПУСКЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ СОПЕЛ

Л. Г. Гвоздева, Ю. В. Жилин

(Москва)

Ударный запуск сверхзвуковых сопел встречается довольно часто в тех случаях, когда давление на входе в сопло возрастает ступенчатым образом, в частности при исследованиях импульсных газодинамических лазеров, когда используют отражающее сопло, помещенное в конец ударной трубы [1]. Газодинамические процессы при запуске таких сопел исследовались уже давно, но все еще не достаточно полно [2—10]. Была установлена основная волновая структура, возникающая при запуске, в частности система из стартовой волны и обращенной волны, возникающая в расширяющейся части сопла. В работах [2—4, 11] для некоторых режимов проведены численные расчеты процесса запуска сверхзвуковых сопел. Установлено, что для больших перепадов давления в сопле время запуска определяется прохождением через сопло нестационарной волны разрежения, а при малых перепадах — прохождением через сопло обращенной волны. В работах [5—7] проведено сравнение скорости движения волн со стационарной теорией, подробно описанной в [8]. В работах [9, 10] наиболее полно исследована волновая структура процесса и проведено сравнение скоростей системы волн с расчетами по стационарной теории и по теории Чизнелла [12]. В большинстве работ исследовались такие режимы, при которых достигалось безотрывное стационарное течение внутри сопла. Цель данной работы — уточнение волновой структуры течения и исследование в более широком диапазоне параметров, с тем чтобы изучить и такие режимы запуска, когда поток отрывается, внутри сопла формируется струя и одномерная картина течения не осуществляется.

Эксперименты проводились на однодиафрагменной ударной трубе квадратного сечения 72×72 мм, в конце камеры низкого давления которой было установлено плоское сопло. Боковыми стенками сопла служили оптические стекла. Исследовался азот и воздух при начальных давлениях $p_0 = 10; 20; 30; 50$ и 150 мм рт. ст. Число Маха M_0 первичной ударной волны менялось от 2 до 6. Параметры применявшихся сопел приведены в таблице, где α_0 — полуугол раствора сопла, h — половина высоты сопла в горле, H — половина высоты среза сопла, r — радиус скругления горла сопла, M_n — число Маха, на которое рассчитано сопло.

В экспериментах получены тепловизионные единичные искровые фотографии запуска сопла и теневые фотографии. Длительность импульсного искрового разряда в воздухе, являющегося источником света, была около 0,1 мкс. Получены также непрерывные фоторазвертки процесса во времени, являющиеся $x-t$ -диаграммами этого процесса. Для этого применялся прибор ЖФР-1 в сочетании с ИАБ-451. Источником света в этом случае была импульсная лампа ИФК-50, дающая длительность светового импульса порядка 400 мкс. При получении разверток щель устанавливалась

двумя способами: вдоль оси сопла и вдоль его образующей. В первом случае по фотографиям разверток можно было определить координаты и скорости первичной, отраженной, стартовой и обращенной ударных волн и

Номер модели	Тип модели	$\alpha_0, ^\circ$	$h, \text{мм}$	$H, \text{мм}$	$r, \text{мм}$	M_n
1	Сопло	5	2	11	5	3,2
2	»	15	1	18	4	4,8
3	»	15	3	27	5	3,8
4	»	30	3	36	5	4,2
5	Полусопло	15	8	38	25	3,1

контактной поверхности. Во втором случае можно было определить координаты и скорости движения точек отрыва и присоединения потока.

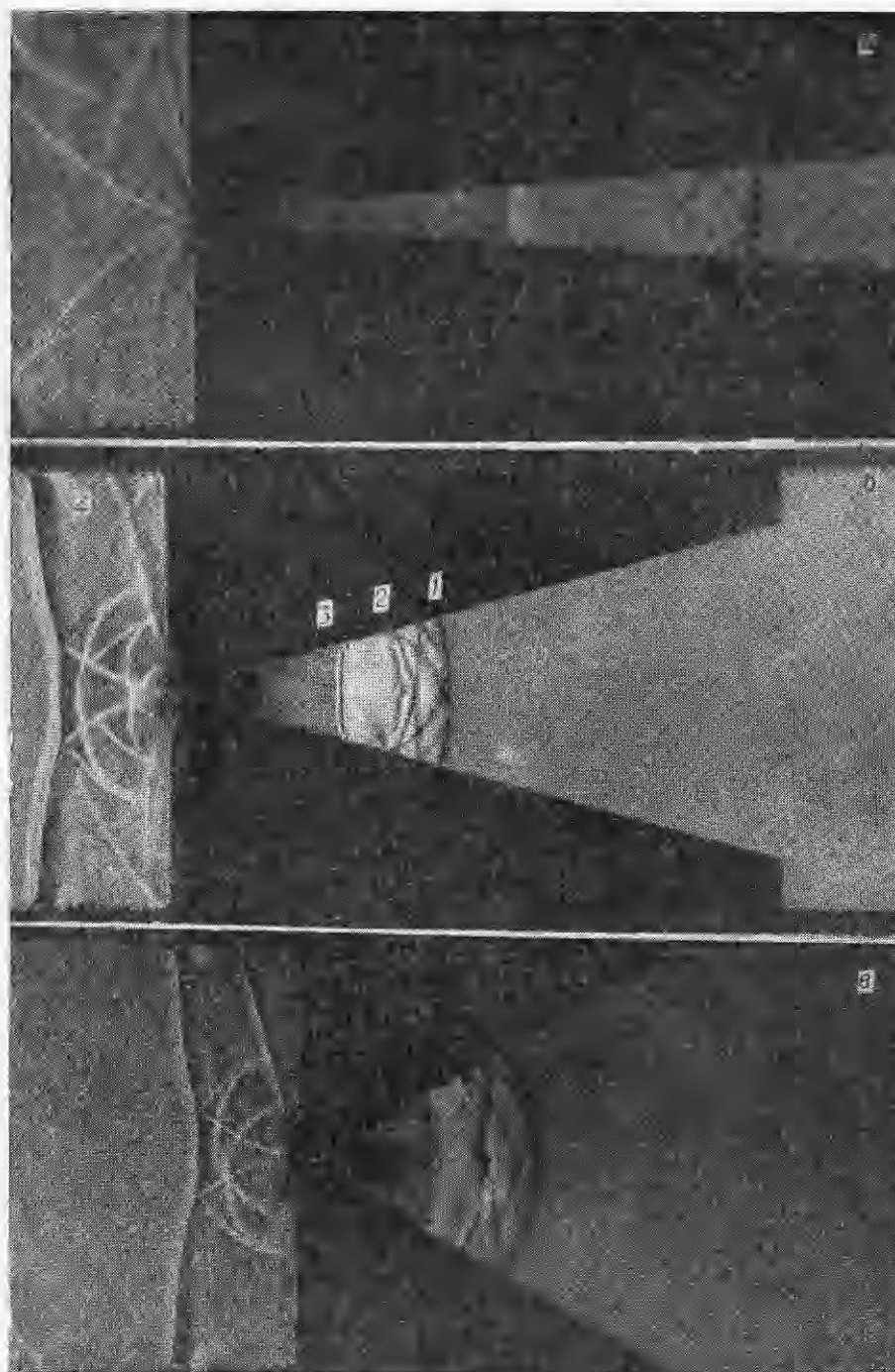
Системы волн, возникающие при запуске, показаны на фиг. 1 (теплеровские фотографии начальной стадии запуска сопел с полууглами при вершине 5; 15 (модель 3), 30°); газ — азот, $p_0 = 30$ мм рт. ст., $M_0 = 2,36(5^\circ)$; 2,40(15°); 2,20(30°).

Процесс запуска происходит следующим образом. Первичная ударная волна распадается на отраженную волну 4 и волну, проходящую в горло-стартовую волну, более интенсивную, чем падающая. При последующем движении по расширяющемуся соплу стартовая волна 1 ослабляется, а за ней формируется контактная поверхность 2. Она отделяет газ, истекающий из горла сопла, от газа, ранее заполнявшего сопло и сжатого стартовой волной. Возникшая нестационарная волна разрежения сносится вниз по соплу. Вследствие того, что давление газа, расширившегося в сопле, меньше давления за стартовой волной, формируется еще ударная волна 3, обращенная навстречу потоку. Эта волна взаимодействует с пограничным слоем на стенках сопла, в результате чего она имеет вблизи стенок λ -образную форму. На фиг. 1 видно влияние угла раствора сопел на конфигурацию скачков. На фиг. 1, а представлена теплеровская фотография запуска сопла с полууглом 5°. Видна стартовая волна, контактная поверхность и обращенная волна, имеющая вогнутую форму из-за взаимодействия с пограничным слоем на стенках сопла. На фиг. 1, б (полуугол сопла 15°) в отличие от фиг. 1, а обращенная волна почти плоская, а стартовая волна имеет форму, близкую к цилиндрической. Хорошо видна отраженная волна и контактные поверхности, возникающие в последовательных маховских отражениях при формировании отраженной волны. Эти тангенциальные поверхности сворачиваются в вихри. На фиг. 1, в представлен процесс запуска сопла с полууглом 30°. Стартовая волна имеет примерно цилиндрическую форму, а обращенная волна, выпуклая на оси сопла, вблизи стенок имеет две точки перегиба, вызванные зарождающимся отрывом потока. Вся система волн движется вниз по течению из сопла. Обычно наблюдались такие конфигурации [9, 10], когда вся система волн полностью выносится из сопла и в сопле устанавливалось безотрывное течение.

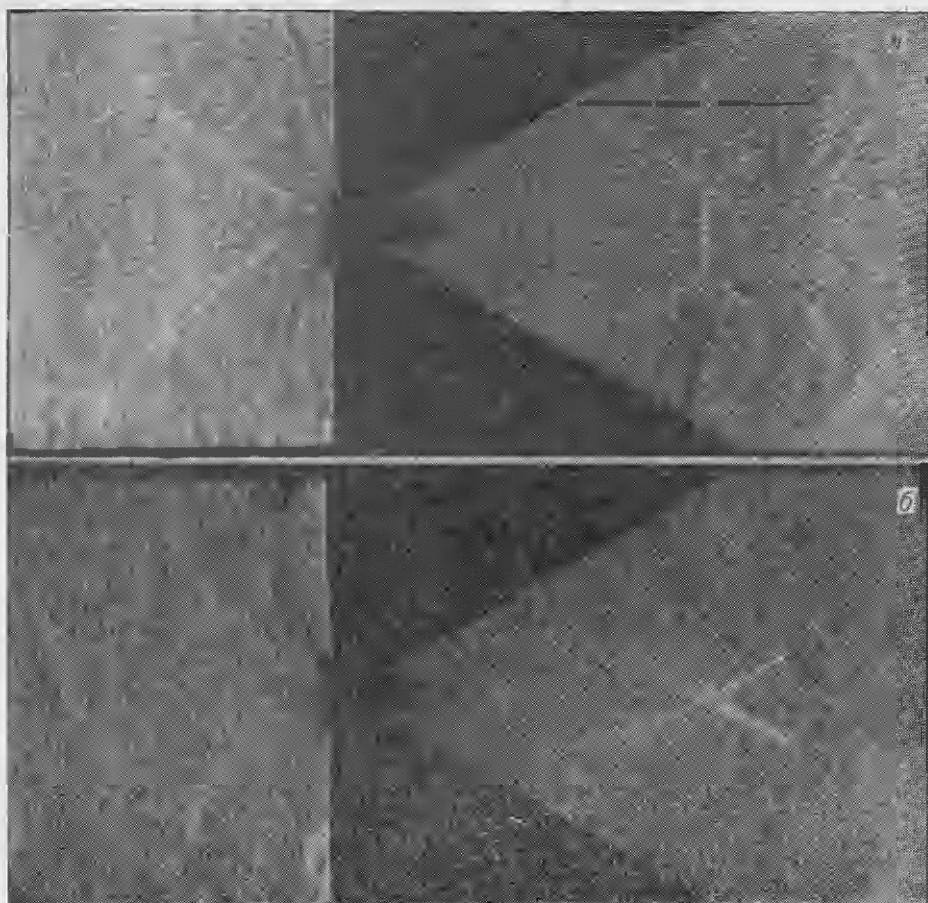
Однако было обнаружено, что аналогично течению с перерасширением в стационарно работающих соплах при запуске могут возникать режимы, когда косые волны, возникшие из-за взаимодействия обращенной волны с пограничным слоем, смыкаются на оси и в сопле формируется струя.

Процесс формирования струи происходит путем пересечения косых скачков и вторичного формирования обращенной волны. При этом наблюдаются периодические изменения скорости обращенной волны. Двумерность течения нарушается. На фиг. 2 приведены фотографии запуска сопла с полууглом раскрытия 30° в двух различных режимах (а — обращенная волна в сопле взаимодействует с пограничным слоем, вся система движется вниз по соплу, б — косые скачки пересеклись, внутри сопла сформировалась струя; параметры опытов: газ — азот; $p_0 = 30$ мм рт. ст., $M_0 = 2,3(a)$ и 2,26 (б)).

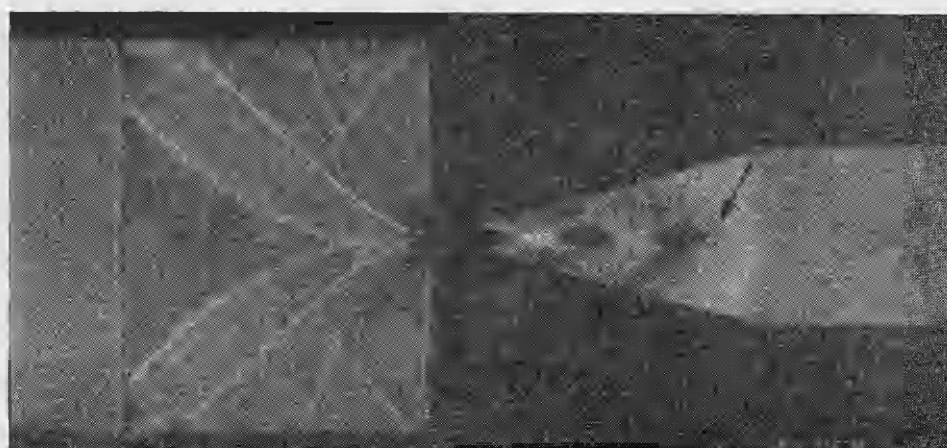
При уменьшении критического сечения можно получить внутри сопла периодическую структуру, как это показано на фиг. 3. Здесь приведена фотография запуска сопла для азота, $p_0 = 150$ мм рт. ст., $M_0 = 1,8$, видны как стартовая волна, вошедшая уже в канал с постоянным сечением и претерпевшая маховские отражения на входе в канал, так и отраженная волна. Видна струя и часть обращенной волны, показанная стрелкой.



Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

Из разверток, полученных в экспериментах, можно было получить x , t -координаты всех волн. Для сравнения с различными теориями прежде всего надо определить параметры газа за отраженной волной. По разверткам можно измерить скорость отраженной волны и по законам сохранения определить параметры газа за ней. Предполагалось, что за отраженной волной азот находится в состоянии полного термодинамического равновесия. Это состояние по скорости отраженной волны определялось с помощью таблиц [13]. Для определения начальной скорости стартовой волны в критическом сечении можно использовать метод расчета с помощью распада произвольного разрыва [8]. При этом считается, что падающая волна после отражения распадается на стартовую волну в критическом сечении и отраженную волну, причем за отраженной волной газ ускоряется стационарным образом до критических параметров в узком сечении. Как было показано в работе [5], волна разрежения не влияет существенно на распределение параметров перед соплом, поэтому для упрощения можно при расчете начальной скорости стартовой волны воспользоваться методом Альпера—Уайта [14]. Чтобы определить затем скорость проходящей волны, можно воспользоваться методом Чизнелла [12] или методом распада произвольного разрыва [8]. В метод Чизнелла можно внести некоторые изменения, так как он представляет собой распространение анализа [15] на случай конечного изменения сечения путем интегрирования отдельных элементов. Соотношение Чизнелла имеет вид $A^k(M^2-1) = \text{const}$, где A — площадь сечения трубки тока; M — число Маха волны; k — сложная функция интенсивности волны и природы газа; для сильных ударных волн в двухатомных газах $k \approx 0,4$.

Очевидно, что в этом соотношении разумнее брать не площадь сечения расширяющегося канала, а площадь самого ослабленного скачка. Различие между этими величинами несущественно для сопел с малыми полууглами расширения ($\alpha_0 = 5^\circ$) и мало для средних углов ($\alpha_0 = 15^\circ$). Этим объясняется хорошее согласие с экспериментом расчетов работы [10], где стартовая волна считалась плоской и сечение сопла рассчитывалось по формуле

$$H = h + r(1 - \cos \alpha_0) + (x - x_2) \operatorname{tg} \alpha_0,$$

здесь x — расстояние от данного сечения по оси сопла до критического сечения; x_2 — расстояние до точки сопряжения скругления в горле с прямой расширяющейся частью. Как видно из фиг. 1, форма стартовой волны не плоская, а, скорее, цилиндрическая. Поэтому для расчетов по методу Чизнелла использовалось следующее выражение для площади скачка: $A = 2h + 2\alpha_0 x$, что строго справедливо для слабых, близких к звуковым, ударных волн. Использование этого выражения особенно удобно при больших полууглах сопла ($\alpha_0 \sim 30^\circ$), где скачок существенно криволинейный и различие между A и $2H$ становится заметным. Кроме того, такая форма выражения для площади сечения скачка позволяет весьма просто обобщить теоретические и экспериментальные данные для полууглов сопла. Действительно, траекторию стартовой волны можно описать выражением

$$t = \frac{1}{a_0} \int_0^x \frac{dx}{M(M_*, A/A_*)},$$

где a_0 — начальная скорость звука; M_* и A_* — число Маха и площадь ударной волны в критическом сечении.

После преобразования получим

$$\frac{\alpha_0 a_0 t}{h} = \int_1^{\bar{A}} \frac{d\bar{A}}{M(M_*, \bar{A})} = \bar{T}.$$

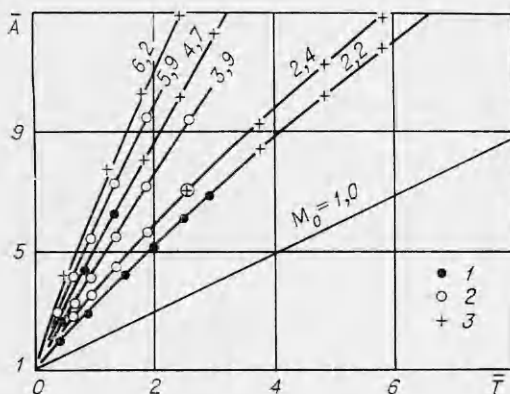
Таким образом, величины $\bar{A} = A/A_* = 1 + \alpha_0 x/h$ и $\bar{T} = \alpha_0 a_0 t/h$ являются удобными безразмерными координатами для обработки экспериментов. Результаты такой обработки, полученные из фоторазверток для различных сопел, и теоретические расчеты представлены на фиг. 4, где 1 — данные для полуугла раствора $\alpha_0 = 5^\circ$, 2 — данные для $\alpha_0 = 15^\circ$ (модель 3), 3 — для $\alpha_0 = 30^\circ$; видно очень хорошее согласие расчетов с экспериментальными точками.

Используя удобство безразмерных координат, можно предложить аппроксимационную формулу для расчета стартовой волны в отражающем сопле

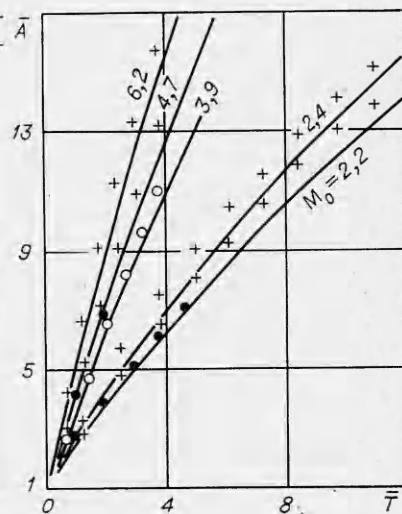
$$\bar{A} = 1 + M_0^{0,94} \bar{T}^{0,96(M_0-1)},$$

справедливую в диапазоне параметров $M_0 \sim 1-7$, $\bar{p}_0 \sim 10-30$ мм рт. ст., $\alpha_0 \sim 5-30^\circ$, $\bar{A} \leq 16$.

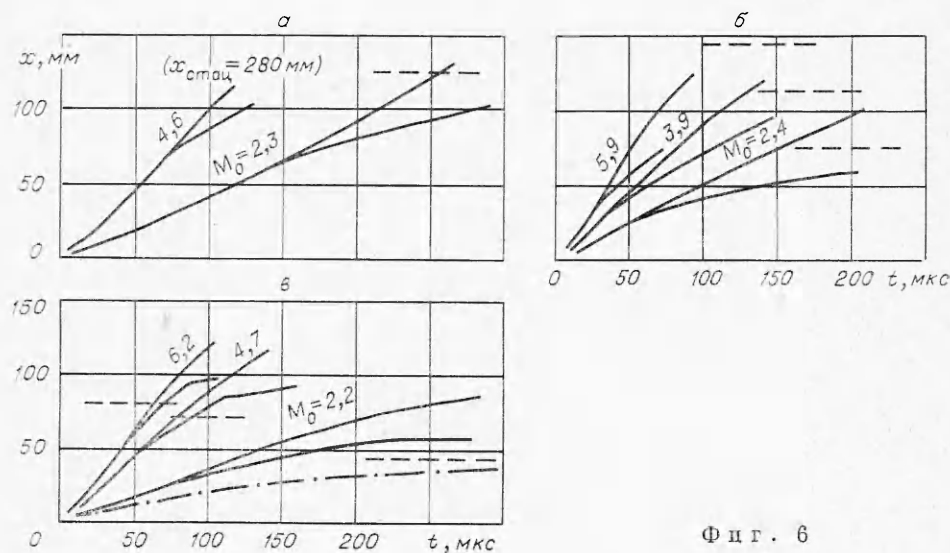
Траектории контактной поверхности и обращенной волны можно вычислять по так называемой асимптотической стационарной теории. Эта теория позволяет рассчитать скорости системы волн, получившейся в результате распада первоначальной ударной волны [8]. При этом предполагается, что давление и скорость за стартовой ударной волной равны давлению и скорости за обращенной волной, а в сопле между критическим сечением и обращенной волной существует стационарное течение расширения. Можно несколько видоизменить метод расчета контактной поверхности по этой теории следующим образом. Скорость стартовой волны будем считать описанным выше методом Чизнелла, а предположения теории относительно стационарности волны разрежения в сопле и о постоянстве давления в области между проходящей волной и волной обращенной сохраним. Результаты сравнения экспериментов с теорией представлены на фиг. 5. Как и следовало ожидать, экспериментальные точки ложатся выше расчетных кривых, так как в действительности давление несколько падает за стартовой волной [10].



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Фиг. 6

Экспериментальные результаты можно аппроксимировать функцией

$$\bar{A} = 1 + 1,6(M_0 - 1)^{0,7} \bar{T}^{0,8}.$$

Что касается отраженной волны, то, как указывалось уже другими авторами [9, 10], расчет по стационарной теории дает явно завышенную величину интенсивности отраженной волны. Реальная величина скорости отраженной волны лежит между рассчитанной по стационарной теории и скоростью звука относительно скорости потока в стационарном потоке газа в сопле. Кроме того, из-за взаимодействия с пограничным слоем форма отраженной волны может быть плоской, вогнутой или выпуклой. В связи с этим не удастся выразить траекторию ее движения в каких-либо обобщенных координатах и предложить удобную аппроксимацию экспериментальных данных. На фиг. 6 приведены экспериментально полученные траектории отраженной волны в соплах с разными полууглами раствора: а — $\alpha_0 = 5^\circ$, б — $\alpha_0 = 15^\circ$ (модель 3), в — $\alpha_0 = 30^\circ$ в координатах x, t , где x — координата вдоль осп сопла, отсчитываемая от критического сечения, t — время в микросекундах от момента подхода падающей волны к критическому сечению. Начальное давление 10—30 мм рт. ст., газ — азот. Раздвоение траектории соответствует появлению в поле зрения точки пересечения косых скачков (см. фиг. 2, б). Траектория движения точки пересечения косых скачков — нижняя линия, верхняя — траектория движения отраженной волны. Из фиг. 6, в видно, что траектория точки пересечения косых скачков терпит излом и для малых чисел Маха становится параллельной осп t , т. е. в сопле устанавливается струя.

Как известно, стационарная теория предсказывает возрастание интенсивности отраженной волны и возможность ее остановки в каком-то сечении. Для проведенных опытов были вычислены по стационарной теории скорости отраженной волны и те сечения сопла (см. фиг. 6, штрих), где отраженная волна должна остановиться. На фиг. 6, в для режима $M_0 = 2,22$ штрихпунктиром показана расчетная траектория отраженной волны. Как и следовало ожидать из анализа всех работ, реальная траектория лежит выше этой кривой. Такая же закономерность существует для всех других режимов. Главная причина отличия расчета от эксперимента лежит (по данным работы [10]) в нарушении одного из двух пред-

положений стационарной теории — предположения о постоянстве параметров между стартовой волной и обращенной волной. Данные эксперименты подтверждают эту мысль.

Таким образом, казалось бы, реальное время запуска сопел меньше расчетного, если судить по прохождению мимо данного сечения обращенной волны. Однако из-за взаимодействия обращенной волны с пограничным слоем происходит отрыв потока и формирование косых волн. Оценивая время запуска, надо следить уже за временем образования точки пересечения косых волн и ее траекторией. При формировании струи произойдет собственно закиривание сопла.

Из фиг. 6 видно, что для сопел с большим полууглом раствора теория предсказывает худшие условия для запуска сопел, чем это осуществляется на деле. В действительности, в тех сечениях сопла при угле полураствора 30° , где по стационарной теории должна остановиться обращенная волна, реальная обращенная волна более слабая и выносится потоком через это сечение. Закиривание сопла происходит в большем сечении вследствие пересечения косых волн, возникающих при взаимодействии обращенной волны с пограничным слоем. Другая ситуация в соплах с полууглами 5° и 15° (см. фиг. 6, а, б). Здесь реальные условия ухудшаются по сравнению с расчетными. Поток становится неоднородным, и сопло закиривается раньше, чем это предсказывается стационарной теорией.

Возникающая струя по виду соответствует стационарной струе в соплах, работающих при перерасширении, т. е. в тех условиях, когда газ в сопле расширяется до меньших давлений, чем начальное давление на срезе сопла. Струя, формирующаяся в момент запуска, не является стационарной в том смысле, что она не определяется соотношением начального давления в сопле и параметрами за отраженной волной. Параметры, определяющие положение струи в сопле, зависят от геометрии канала ниже среза сопла. Например, если сопло переходит в канал постоянного сечения, как изображено на фиг. 3, то после маховского отражения стартовая волна в канале пойдет с постоянной скоростью. Давление за стартовой волной и будет фактически определять противодавление для этой стадии запуска. Струя будет квазистационарной, пока не изменятся условия за стартовой волной. Если же за срезом сопла идет расширение, то стартовая волна замедляется, давление за ней падает, квазистационарная струя перестраивается к новому противодавлению. Когда стартовая волна вырождается в звуковую, то течение в сопле переходит к стационарному состоянию.

Поступила 5 VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Крошко В. П., Солоухин Р. Н., Фомин Н. А. Газодинамические процессы при получении инверсии в ударных трубах. — ФГВ, 1973, № 3.
2. Smith C. E. An analytic study of the starting process in a hypersonic nozzle. — In: Proc. of Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford Univ. Press., 1964, p. 198.
3. Marmey R. M., Guibergia J. P. Étude expérimentale des phénomènes accompagnant l'amorçage d'une fuère hypersonique. — «Comptes Rendus Acad. Science», ser. AB, 1970, t. 271, N 2, p. 106.
4. Smith C. E. The starting process in a hypersonic nozzle. — «J. Fluid Mech.», 1966, vol. 24, pt 4.
5. Ackroyd J. A. D. A study on the running time in reflected shock tunnels. ARC CP, 1967, N 883.
6. Ikui T., Matsuo K. Investigation of the aerodynamic characteristics of the shock tube. — «Bull. JSME», 1972, vol. 15, N 82.

7. Данн М. Экспериментальное исследование течения с высокой энтальпией в ударной трубе.— «Ракет. техн. и космонавтика», 1969, № 8, с. 9.
8. Oppenheim A. K., Urtiew P. A., Landerman A. J. Vector polar method for the evaluation of wave interaction processes.— «Archiwum budowy maszyn», 1964, t. XI, z. 3.
9. Amann H. O. Experimental study of the starting process in a reflected nozzle.— «Phys. Fluids», 1969, supplement 1.
10. Amann H. O. Vorgänge beim Start einer ebener Reflexionsdüse.— «Zeitschrift für Flügwissenschaften», 1971, Bd 19, S. 393.
11. Рудакова Г. М., Шапкин А. П. К расчету некоторых плоских нестационарных течений газа.— «Изв. СО АН СССР. Сер. тех.», 1975, № 3, вып. 1, с. 70.
12. Chisnell R. F. The motion of a shock wave in a channel with application to cylindrical and spherical shock waves.— «J. Fluid Mech.», 1957, vol. 2.
13. Bernstein L. Equilibrium real-gas performance charts for a hypersonic shock tube wind-tunnel employing nitrogen. ARC CP, 1961, N 633.
14. Alpher R. A., White D. R. Flow in shock tubes with area change at the diaphragm section.— «J. Fluid Mech.», 1958, vol. 3, p. 457.
15. Chester W. The diffraction and reflection of shock waves.— «J. Mech. and Appl. Math.», 1954, vol. 7, pt 1, p. 57.

УДК 533.6.011.8

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛНЫХ ПОТОКОВ И ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ГАЗА В ВАКУУМ ЧЕРЕЗ КАПИЛЛЯРЫ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИНЫ

С. Т. Барашкин, Б. Т. Породнов, М. Ф. Чемагин

(Свердловск)

Экспериментальное исследование истечения газа в вакуум через цилиндрические каналы в широком интервале давлений газа в источнике представляет определенный интерес, так как это явление находит широкое применение как в технике, так и в научно-исследовательской практике [1, 2]. При истечении газа в вакуум в канале реализуются различные режимы течения от вязкого до свободномолекулярного, что существенно отличает рассматриваемую задачу от хорошо изученной задачи о течении газа в условиях пренебрежимо малой разности давлений по сравнению со средним давлением и усложняет ее теоретическое изучение.

Течение газа через цилиндрические капилляры с различным отношением длины к диаметру l/d изучалось различными авторами (например, [3—7]). В работах [3, 4] использовался метод нестационарного потока, при котором перепад давлений на канале значительно меньше среднего давления. Большой перепад давлений на канале был реализован в работе [5]. Однако в этой работе автор ограничился изучением промежуточного режима течения. Для описания наблюдаемых результатов, как правило, использовались либо полужемпирические [3, 4], либо достаточно строгие теоретические формулы, полученные для предельного вязкого режима течения [6]. В настоящее время не существует теоретических работ, описывающих истечение газа в вакуум через цилиндрический канал при произвольном режиме течения.

Диаграммы направленности (угловое распределение интенсивности молекулярного пучка) экспериментально исследовались различными авторами (например, [8—10]). Достаточно полно изучение молекулярных пучков проведено в работе [11], где измерены диаграммы направленности пучка аммиака в широком диапазоне давлений и для каналов различной длины. Полученные результаты удовлетворительно совпадали с теоретическими расчетами, выполненными в работе [12]. В дальнейшем проблема формирования молекулярных пучков теоретически изучалась в [13].