

15. Massimilla L., Donsi G., Zucchini C. The structure of bubble-free gas fluidized beds of fine fluid cracking catalyst particles.— Chem. Eng. Sci., 1972, vol. 27, p. 2005.
16. Полянский В. А. Экспериментальное исследование влияния свойств взвешивающей среды на поведение частиц в псевдооживленных слоях. Отчет № 2063. М.: изд. Ин-та механики МГУ, 1978.
17. Бурдуков А. П., Валукина Н. В., Накоряков В. Е. Особенности течения газожидкостной пузырьковой смеси при малых числах Рейнольдса.— ПМТФ, 1975, № 4.
18. Бурдуков А. П., Козьменко Б. К., Накоряков В. Е. Распределение профилей скорости жидкой фазы в газожидкостном потоке при малых газосодержаниях.— ПМТФ, 1975, № 6.

УДК 533.6

## К ВОПРОСУ О ЗАПУСКЕ ПЛОСКИХ СОПЕЛ УДАРНЫХ ТРУБ

А. Б. Британ, В. Л. Григоренко

(Москва)

В последнее время многочисленные исследования посвящены изучению распространения ударных волн в каналах переменного сечения. Строгое описание всех деталей такого течения отсутствует, поэтому каждое исследование проводится на основе выбранной упрощенной модели. В частности, для анализа процессов, связанных с запуском сопел ударных труб, широко используются модели течения, учитывающие прохождение по соплу первичной ударной волны, контактной поверхности, вторичной ударной волны и нестационарной волны разрежения [1]. Такие модели позволяют определить траектории движения ударных волн, которые в ряде случаев [1—4] совпадают с экспериментальными, хотя в расчетах не учитываются эффекты вязкости газа и двумерности течения. Наиболее сильно указанные эффекты проявляются в сверхзвуковой части сопла, вблизи его стенок, когда вторичная ударная волна взаимодействует с пограничным слоем, вызывая отрыв потока [1, 5, 6]. В настоящее время нет ясного представления о том, как влияет отрыв потока на параметры течения и продолжительность запуска, измеренную через боковые стенки плоского сопла. Возможности расчетных методов в данном случае ограничены из-за отсутствия критериев отрыва в нестационарном потоке и разброса данных по отрыву в стационарных потоках [1]. Не выяснена также связь между процессами отрыва потока от расходящихся и от параллельных стенок сопла. Отметим, что при оптической визуализации течения [1, 5] отчетливо проявляется отрыв потока от расходящихся стенок, но не регистрируются эффекты на параллельных стенках из-за малой оптической толщины неоднородностей. В то же время схемы измерения оптического усиления более чувствительны к эффектам на параллельных стенках сопла, поскольку через эти стенки поток зондируется лазерным излучением [7]. Ясно, что в данном случае одновременное измерение коэффициента усиления в нескольких точках вдоль оси в принципе позволяет определить продолжительность запуска в различных сечениях сопла и восстановить траектории движения по соплу ударных волн и точки отрыва потока от боковых, параллельных стенок сопла. Однако сложный характер течения за фронтом первичной ударной волны усложняет подробную интерпретацию полученных сигналов, и обычно удается надежно выделить только основные закономерности, отвечающие началу и окончанию процесса запуска. Согласно [7], постоянный уровень усиления (поглощения) зондирующего излучения устанавливается только после прохождения по соплу зоны отрыва потока, поэтому в результате измерений можно восстановить траекторию ее движения по соплу. Подобное исследование проведено в данной работе, причем экспериментальные результаты сравниваются с волновой картиной процесса запуска, полученной из расчета. Результаты такого сравнения позволяют судить о величине погрешности расчетного определения продолжительности запуска в том случае, когда в расчетах не учитываются эффекты, связанные с отрывом потока.

1. В экспериментах использовалось плоское клиновидное сопло с прямолинейными образующими, с углом раствора  $\alpha = 30^\circ$  и высотой критического сечения  $h^* = 2$  мм. Сопло имело длину  $l = 120$  мм и радиус скругления дозвуковой части  $r = 4$  мм.

Излучением  $\text{CO}_2$ -лазера поток зондировался одновременно в трех сечениях, расположенных на расстоянии 28; 49 и 70 мм от критического сечения сопла. В этих же сечениях в боковой, параллельной потоку стенке сопла устанавливались пленочные датчики — термометры сопротивления из платины, нанесенной методом вакуумного напыления на подложку из стекла. Сопротивление каждого датчика составляло около 40 Ом, они включались в мостовую схему, и через усилитель с полосой пропускания

1 мГц сигнал подавался на вход осциллографа. Для облегчения процедуры расшифровки сигналов, связанных с отклонением зондирующего луча и нагревом пленочного датчика при прохождении ударных волн и зоны отрыва, использовались результаты оптического исследования, проведенного в [7]. Работа велась на ударной трубе с внутренним диаметром камеры низкого давления  $D = 496$  мм. В качестве рабочего газа использовался азот с небольшими (до 15%) примесями углекислого газа, необходимого для регистрации поглощения ИК-излучения. Описание экспериментальной установки и методики измерений дано в [8], здесь лишь укажем, что начальное давление смеси варьировалось от  $1,3 \cdot 10^{-5}$  до  $5,2 \cdot 10^{-5}$  МПа, а скорость ударной волны  $v_s$  от 1 до 1,4 мм/мкс. Измерения параметров торможения за отраженной волной [9] показали, что в исследованном диапазоне перепад давления на входе в сопло изменялся от 4 до 10 МПа, а температура торможения — от 1300 до 2000 К. Диафрагма перед входом в сопло не использовалась, поэтому начальные условия в сопле и в камере низкого давления перед опытом совпадали.

2. В расчетном исследовании процесса запуска рассматривалось течение невязкого и нетеплопроводного газа в расширяющейся части сопла, которое описывалось нестационарными уравнениями газовой динамики в канальном приближении. В интегральной форме эти уравнения имеют вид [2]

$$(2.1) \quad \oint_{\Gamma} (x) [adx - bdt] = \int_{\Omega} \int f Q'(x) dx dt,$$

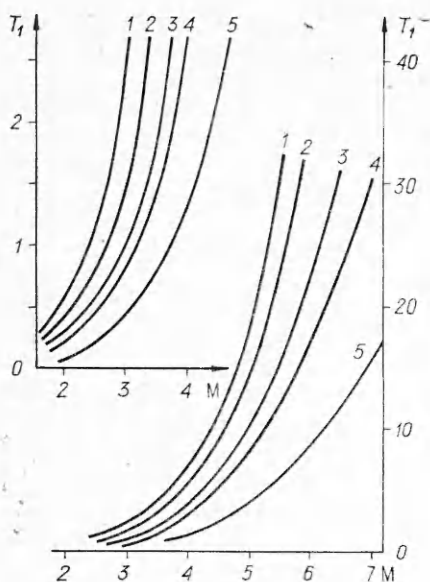
где

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho \left( \varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) \end{pmatrix}; \quad \mathbf{b} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho \left( \varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + pu \end{pmatrix}; \quad \mathbf{f} = \begin{pmatrix} 0 \\ p \\ 0 \end{pmatrix};$$

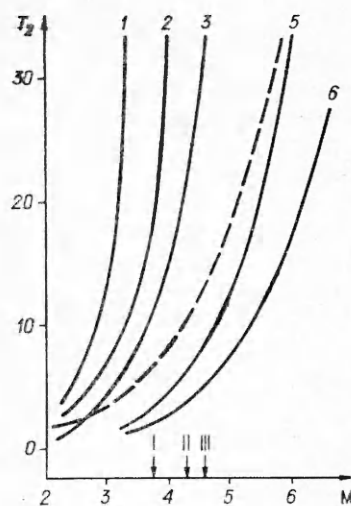
$\rho$  — плотность;  $u$  — скорость потока;  $p$  — давление;  $\varepsilon$  — энтальпия;  $x$  — расстояние от критического сечения (ось  $x$  направлена по оси сопла);  $t$  — время;  $Q(x)$  — площадь поперечного сечения сопла, причем, если  $y = y(x)$  — уравнение образующей стенки канала в плоскости  $xy$ , в плоском случае  $Q(x) = y(x)$ .

Интегрирование (2.1) выполняется по произвольному замкнутому контуру  $\Gamma$ , ограничивающему область  $\Omega$  на плоскости переменных  $xt$ . С учетом граничных условий в критическом сечении сопла, условий на первичном скачке и условий кусочного склеивания непрерывных решений на вторичной ударной волне система (2.1) интегрировалась численно методом Годунова [10]. Эффекты, связанные с двумерностью течения вблизи горла сопла, учитывались введением специального коэффициента расхода [2]. Применялась подвижная сетка, связанная с разрывами и имеющая сгущения в областях высоких градиентов. Выделение поверхностей сильных разрывов параметров проводилось путем текущего контроля решения с использованием основной операции метода Годунова — расчетом распада произвольного разрыва. По мере увеличения размеров возмущенной области число расчетных точек автоматически увеличивалось.

Число Маха  $M^*$  первичной ударной волны в критическом сечении сопла и начальное распределение параметров определялись из решения задачи о распаде произвольного разрыва в момент отражения ударной волны от торца камеры низкого давления  $t = 0$ . При этом параметры слева от разрыва соответствовали стационарным граничным условиям и определялись в предположении, что газ стационарно ускоряется из области за отраженной ударной волной, а скорость звука достигается в критическом сечении сопла. Параметры справа от разрыва принимались равными параметрам невозмущенного газа, изменение площади канала в момент распада разрыва не учитывалось. Полученные таким образом значения  $M^*$  практически совпали с результатами расчетов величины  $M^*$ , приве-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

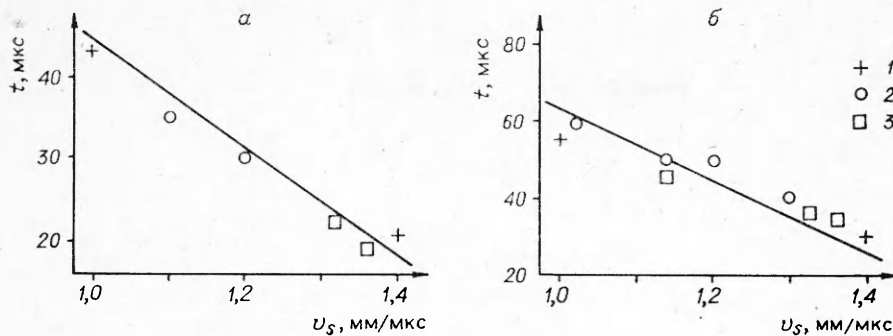
денными в [11]. Расчеты по изложенной методике позволили определить траектории первичных и вторичных ударных волн при запуске сопла в различных условиях. Полученные результаты приведены на фиг. 1, 2 в безразмерных координатах  $T_i = f(M)$ . Здесь использованы следующие

обозначения:  $T_i = t \frac{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}{h^*} a_i$ ,  $a_i$  — скорость звука в  $i$ -й области течения,

$i = 2, 1$  соответственно для параметров на входе в сопло и в невозмущенном газе, заполнявшем сопло перед опытом,  $M$  — стационарное значение числа Маха. Согласно [11], траектории ударных волн, представленных в таких координатах, независимо от геометрии клиновидного сопла, для которого они получены, являются функцией только числа  $M^*$  как параметра. Отметим, что пересчет приведенных на фиг. 1, 2 результатов для построения траекторий в координатах пространство — время требует при  $\alpha > 30^\circ$  корректировки, учитывающей искривление волновых фронтов, как это сделано в [1]. Кривые 1—6 на фиг. 1, 2 соответствуют  $M^* = 1,775; 2,39; 3,52; 4,57; 9,15; 12,6$ . Штриховая кривая (фиг. 2) позволяет рассчитать время заполнения сопла стационарным потоком газа, т. е. определяет величину минимального времени запуска [11]; стрелками указаны сечения I, II, III, в которых проводились измерения. Результаты расчетов показывают, что первичная ударная волна (фиг. 1) достаточно быстро выносится из сопла во всех режимах, в то время как вторичная волна в режиме 1 может занимать стационарное положение внутри сопла, препятствуя установлению сверхзвукового потока в сечениях I—III, в сечениях II, III для режима 2, и только в режимах 3—6 сопло запускается полностью. Сравнивая траектории вторичных ударных волн с кривой минимального времени запуска (фиг. 2), следует отметить, что при  $M^* = 1,775; 2,39; 3,52$  процесс запуска определяется вторичной ударной волной, а при  $M^* = 9,15; 12,6$  — волной разрежения.

3. Сравнение результатов расчета с экспериментом проводится на фиг. 3, 4. Все значения времени на графиках отсчитывались от момента прихода в первое измерительное сечение сопла ( $x = 28$  мм,  $M = 3,75$ ) первичной ударной волны.

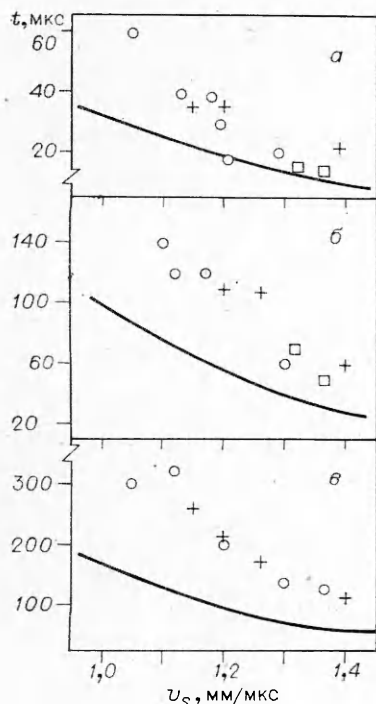
Использовались обозначения результатов обработки: 1 — сигналы с пленочных датчиков, 2 — сигналы с фотоприемников, 3 — фоторазверток [7]. Расчетные значения времени (сплошная линия) получены в ре-



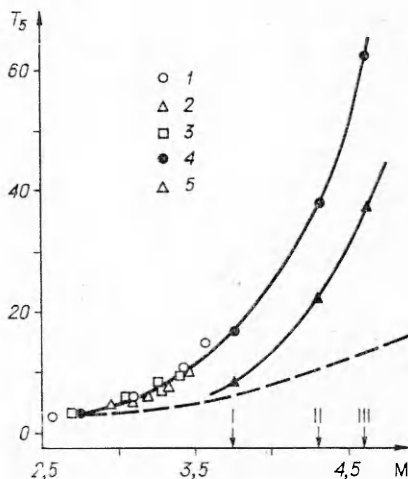
Ф и г. 3

результате пересчета данных на фиг. 1, 2 для условий, в которых проводились измерения. Следует отметить удовлетворительное согласие эксперимента с расчетными значениями времени прихода первичной ударной волны во второе (фиг. 3, а) и третье (фиг. 3, б) измерительные сечения сопла. Разброс экспериментальных точек связан с погрешностью обработки результатов и не превышает 10%. На фиг. 4, а — в приведены расчетные значения времени прихода вторичной ударной волны соответственно в I, II, III сечения сопла. Точки на графиках соответствуют измеренным значениям времени прихода в эти сечения зоны отрыва. Из сравнения эксперимента с расчетом видно, что зона отрыва при низких значениях скорости  $v_s$  значительно отстает от вторичной ударной волны, причем расстояние между ними увеличивается с удалением измерительного сечения от горла сопла. Это указывает на развитие эффекта расщепления вторичного скачка при движении его вниз по потоку, что полностью согласуется с данными оптических исследований [1, 5, 6].

По поводу результатов, приведенных на фиг. 4, следует сделать два существенных замечания. В рассмотренных условиях влияние отрыва на скорость движения вторичного скачка будет максимальным при значении  $v_s = 1$  мм/мкс. Однако даже в этом случае, согласно [2], одномерная постановка расчета, использованная в данной работе, позволяет добиться согласия с экспериментом [3, 5]. Это оправдывает применение расчетной методики для определе-



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Номер точки фиг. 5	$\alpha$ , град.	$h^*$ , мм	$M^*$	$v_s$ , мм/мкс	Источник
1	30	6	3,52	1,03	[5]
2	20	6	3,52	1,03	[5]
3	30	9,7	3,52	1,03	[5]
4	30	2	3,6	1,05	Данная работа
5	30	2	4,7	1,4	

ния траекторий ударных волн в условиях настоящего исследования.

Другое замечание связано с фактом отставания зоны отрыва от фронта вторичной ударной волны. Результаты на фиг. 4 показывают, что время запуска во всем диапазоне экспериментальных условий определяется движением по соплу зоны отрыва, а не вторичной ударной волны. Видно, что отрыв потока приводит к тому, что время запуска увеличивается вдвое по сравнению с величиной, определяемой движением по соплу вторичной ударной волны. Сравнение результатов измерений с экспериментальными данными [5] проводится на фиг. 5, откуда видно, что траектории движения по соплу зоны отрыва потока от расходящихся стенок, полученные для сопел разного размера (см. таблицу), укладываются на единую кривую. Согласие между результатами данной работы и работы [5] указывает на то, что в исследованных условиях отрыв потока от расходящихся и от параллельных стенок плоского сопла подчиняется единому закону, а траектории движения по соплу точек отрыва совпадают. Сравнивая измеренные значения продолжительности запуска с величиной минимального времени, отметим, что при  $v_s = 1$  мм/мкс время запуска в первом сечении вдвое превышает минимальное, а в третьем — более чем в 4 раза. С увеличением скорости  $v_s$  время запуска сокращается, оставаясь, однако, значительным, и в третьем сечении сопла почти втрое превышает минимальное. В заключение укажем, что эффект увеличения продолжительности запуска, измеренной на оси сопла, связанный с отрывом потока от параллельных стенок, впервые отмечается в данной работе, хотя аналогичные явления при отрыве от расходящихся стенок плоского сопла уже обсуждались [4, 5].

Авторы выражают благодарность С. А. Лосеву за интерес к работе, Л. Г. Гвоздевой и И. М. Набоко за полезные обсуждения.

Поступила 27 VIII 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.
2. Григоренко В. Л. Исследование процесса ударного запуска сверхзвуковых сопел и сравнение с экспериментальными данными.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1.
3. Smith C. E. The starting process in a hypersonic nozzle.— J. Fluid Mech., 1966, vol. 24, pt 4.
4. Ackroyd J. A. D. A study on the running times in reflected shock tunnels. L., 1967. (Aeron. Res. Council. C. P. N 883).
5. Amann H. O. Experimental study of the starting process in a reflection nozzle.— Phys. Fluids, 1969, vol. 12, Supplement 1, p. 1—150—1—153.
6. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М. Структура импульсных струй газов, истекающих через сверхзвуковые сопла.— ПМТФ, 1979, № 1.
7. Британ А. Б., Жилин Ю. В., Мазманянц А. П. Экспериментальное исследование запуска клиновидного сопла ударной трубы большого диаметра.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 6.
8. Лосев С. А., Макаров В. Н. и др. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра.— ФГВ, 1973, № 4.
9. Смахов Г. Д., Полторацкий В. А., Британ А. Б. Обобщенная схема измерения температуры газа методом обращения спектральных линий.— ТВТ, 1979, т. 17, № 3.

10. Годунов С. К., Забродин А. В. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
11. Бриган А. Б. Формирование течения в плоском сопле ударной трубы.— Труды Ин-та механики МГУ, 1976, № 43.

УДК 629.7.024.36 : 533.6.011.34

## ОСОБЕННОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ НА ПРИЛЕГАЮЩУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

С. Н. Абросимов, Г. А. Поляков

(Ленинград)

Взаимодействие недорасширенной струи с прилегающей поверхностью является наиболее характерной практической задачей. Различным ее аспектам посвящены работы [1—8]. Тем не менее эта задача до конца не решена, и любые вновь полученные результаты являются полезным дополнением к известным. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования, которые в свою очередь являются логическим продолжением [9].

1. Как показали исследования [1—3], в общем случае в области взаимодействия струи с прилегающей поверхностью реализуется два «пика» давления. Первый, ближний к срезу сопла, обусловлен взаимодействием сжатого слоя, заключенного между висячим скачком и границей струи с поверхностью. Местоположение и величина первого максимума нагрузок зависят от интенсивности сжатого слоя, степени расширения сопла, его положения относительно рассматриваемой поверхности. Местоположение и величина второго максимума давлений обусловлены неравномерностью распределения параметров в поле течения невозмущенной части сверхзвуковой струи большой нерасчетности. При малых значениях нерасчетности истечения величина локальных нагрузок в области первого максимума может значительно превысить нагрузки, обусловленные неравномерностью распределения параметров в поле течения сверхзвуковой струи (фиг. 1,  $\text{CO}_2$ ;  $\xi = 1,0$ ;  $\bar{h} = 6,88$ ;  $\text{Re}_* = 1,6 \cdot 10^4$ ;  $T_0 = 510 \text{ K}$ ;  $I - n = 900$ ;  $2 - n = 3000$ ). При больших значениях нерасчетности истечения ( $n > 10^2 - 10^3$ ) интенсивность первого «пика» нагрузок не зависит от нерасчетности и определяется расходом рабочего тела через сопло (или числом Рейнольдса, определенным по параметрам в критическом сечении сопла  $\text{Re}_*$ ). Для звукового сопла  $\xi = d_a/d_* = 1,0$ , расположенного на расстоянии  $\bar{h} = h/r_a = 6,0$  от поверхности и нерасчетности истечения  $n > 10^4$ , с изменением чисел Рейнольдса  $\text{Re}_*$  от  $2,5 \cdot 10^3$  до  $1,9 \cdot 10^4$  характер распределения давлений на поверхности изменяется от распределения с одним максимумом при малых числах  $\text{Re}_*$  до распределения с ярко выраженными двумя максимумами при больших числах  $\text{Re}_*$  (фиг. 2,  $\text{CO}_2$ ;  $\xi = 1,0$ ;  $\bar{h} = 6,0$ ;  $n = 3 \cdot 10^4$ ;  $T_0 = 650 \text{ K}$ ;  $I - \text{Re}_* = 2,5 \cdot 10^3$ ;  $2 - \text{Re}_* = 6,2 \cdot 10^3$ ;  $3 - \text{Re}_* = 8,7 \cdot 10^3$ ;  $4 - \text{Re}_* = 1,9 \cdot 10^4$ ). Причем с увеличением  $\text{Re}_*$  происходит смещение местоположения первого максимума нагрузок в сторону среза сопла с одновременным уменьшением его интенсивности. С увеличением степени расширения сопла  $\xi$  интенсивность первого максимума уменьшается и определяющими становятся нагрузки, обусловленные неравномерностью распределения параметров в поле течения.

2. Обычно для определения тепловых нагрузок в рассматриваемой области используются результаты решения уравнений пограничного слоя при сверхзвуковом обтекании поверхности равномерным потоком. При этом предполагается, что тепловой поток в рассматриваемой точке поверхности определяется местными параметрами и не зависит от предыстории течения. Для нахождения местных параметров применяют модель изэнтропического расширения по заданному профилю давления. Положение «псевдокритической» точки (точки растекания) предполагается совпада-