

УДК 533.6

## **УДАРНЫЙ ЗАПУСК ПЛОСКИХ СОПЕЛ С БОЛЬШИМ УГЛОМ РАСТВОРА**

**БРИТАН А. Б., ВАСИЛЬЕВ Е. И.**

Исследуются особенности запуска отражающих сопел ударных труб, связанные с большим углом раствора. Обсуждается влияние определяющих параметров: угла раствора и геометрии трансзвуковой части на форму ударных волн и продолжительность формирования стационарного потока.

Вопросы формирования течений в соплах ударных труб продолжают интересовать исследователей в связи с использованием этих установок в практике аэрофизического эксперимента. Основные закономерности процесса изучены достаточно подробно в соплах с прямолинейной образующей и углом раствора  $\alpha \sim 30^\circ$ , однако диапазон задач, решаемых на ударных трубах, и требования к геометрии сопел непрерывно расширяются. Клиновидные сопла с прямолинейной образующей, а иногда и обычная щель в торцевой стенке широко использовались в первых работах по исследованию инверсных характеристик сверхзвуковых потоков [1]. В аэродинамических экспериментах, а также для генерации излучения в колебательно-неравновесном газе чаще применяются профилированные сопла с равномерным потоком на выходе [1, 2]. Если раньше величина степени расширения  $\epsilon$  сопел не превышала 20–30, то в последнее время значения  $\epsilon$  увеличились до 100–150, а в экспериментах с окисью углерода, например, до 1600 [3]. Измерения часто проводят не за срезом, а внутри сопла через окна небольшого размера. В этом случае, как, впрочем, и во всех других, когда трудно визуализировать картину течения, возникают проблемы, связанные с правильным выбором измерительного сечения и определением продолжительности его запуска.

Результаты экспериментов показывают [4, 5], что при больших начальных перепадах давления на входе ударные волны, присутствующие в потоке при запуске, достаточно быстро выносятся из сопла стационарным потоком газа. В широком диапазоне экспериментальных условий (в работе [5], например, величина перепада давлений варьировалась от  $3 \cdot 10^2$  до  $4 \cdot 10^6$ ) продолжительность запуска слабо зависит от вязкости газа и при фиксированном  $\epsilon$  уменьшается с ростом угла раствора и радиуса скругления входной части сопла. Подробная библиография на эту тему содержится в [4], здесь укажем только на общий недостаток большинства работ, связанный с упрощенностью использованных моделей процесса запуска. Существенным шагом вперед в этом смысле явились работы [6, 7], в которых было показано, что причина появления в потоке вторичной ударной волны связана с особенностями течения в расширяющемся сверхзвуковом потоке, а не с величиной противодавления, как считалось ранее (см., например, [8]). В работе [6] обсуждается также присутствие в потоке нестационарной волны разрежения, которая в определенных условиях может вытесняться из сопла значительно позже вторичной ударной волны.

В большинстве упомянутых работ расчетный анализ процесса запуска проводился в рамках упрощенной квазистационарной модели [4, 5, 8, 9], в которой течение выше по потоку от вторичной ударной волны считалось стационарным. Такой подход не позволяет достаточно надежно описать закон движения вторичной ударной волны и может использоваться только для приближенных оценок продолжительности запуска [10]. Более точные расчеты [6, 7, 11–13] выполнены в одномерной постановке, поэтому использование полученных результатов для сопел другой геометрии, в частности с большим углом раствора, требует введения специальных поправок [4] на неоднородность параметров по сечению. Последнее особенно важно учитывать при анализе картины запуска профилированных сопел, для которых характерна существенная двумерность потока вблизи критического сечения [14]. Результаты расчетов, выполненных в двумерной постановке, например [15], относятся в основном к трансзвуковой области потока и не дают представления о развитии течения по всему соплу. Экспериментальные данные по запуску сопел с большими углами раствора  $\alpha > 30^\circ$  практически отсутствуют, поэтому представляло интерес провести численное моделирование процесса и выяснить влияние определяющих параметров, в частности угла раствора сопла и геометрии входной части, на форму ударных волн и скорость их распространения по соплу.

1. Рассмотрим осесимметричное или плоское симметричное сопло, смонтированное в торец ударной трубы. Ось  $x$  цилиндрических  $x\varphi$  или декартовых  $xuz$  координат направлена слева направо вдоль сопла и лежит на оси или в плоскости симметрии. Плоскость  $x=0$  совпадает с минимальным (критическим) сечением. Сопло имеет скругленные края входного сечения, причем радиус скругления  $R$  может быть равен нулю.

Запуск сопла осуществляется ударной волной, приходящей слева в сечение  $x=0$  в момент времени  $t=0$ . При  $t<0$  газ в сверхзвуковой части сопла покоится и однороден. В минимальном сечении может быть установлена диафрагма, которая обеспечивает начальный перепад давлений на входе в сопло. При взаимодействии падающего скачка с торцевой частью ударной трубы возникает сложная волновая структура. В частности, образуются отраженная ударная волна, которая движется в трубе справа налево, и проходящая (первичная) ударная волна, которая распространяется вдоль по соплу. Интенсивность первичной ударной волны определяется процессом дифракции падающей ударной волны на входе в сопло, с одной стороны, и процессом затухания в расширяющейся части сопла — с другой. В зависимости от величины  $R$  суммарный вклад этих процессов может быть различным [16].

Двумерные нестационарные уравнения газовой динамики, которые описывают течение невязкого и нетеплопроводного совершенного газа, в интегральной форме имеют вид

$$\iint_{\Sigma} \sigma dx dy + a dy dt + b dt dx = -v \int_{\Omega} \frac{1}{y} f dx dy dt \quad (1.1)$$

$$\sigma = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ D \end{bmatrix}; \quad a = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p) u \end{bmatrix}; \quad b = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p) v \end{bmatrix}; \quad f = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (E + p) v \end{bmatrix}$$

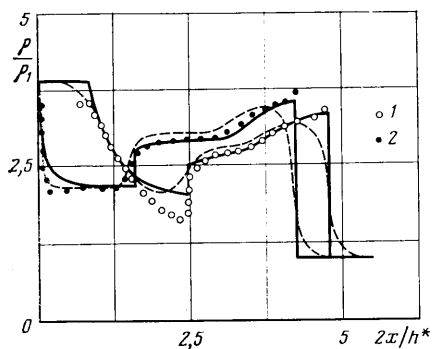
Здесь  $v=0$ ; 1 в плоском и осесимметричном случаях;  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $u$  и  $v$  — составляющие скорости вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно; полная энергия единицы объема газа  $E = p/\gamma - 1 + \rho(u^2 + v^2)/2$ ;  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и при постоянном объеме во всех расчетах принималось равным 7/5.

Численное интегрирование уравнений (1.1) осуществлялось методом [17] в области между отраженной и первичной ударными волнами, которые выделялись в процессе расчета и служили подвижными границами расчетной области. Перед первичной ударной волной газ считался покоящимся с заданными параметрами, а перед отраженной ударной волной параметры газа определяются числом Маха  $M$ , падающей ударной волны и начальными параметрами газа в ударной трубе. На стенках сопла и трубы ставилось условие непроницаемости. В качестве начальных условий в некоторый момент времени  $t<0$  во всей расчетной области задавалось невозмущенное состояние газов. Отношение диаметра ударной трубы к высоте (диаметру) критического сечения сопла в расчетах принималось равным 20. В процессе счета выделялась первичная ударная волна, а также вторичная, которая формируется в сопле и согласовывает скорость расширяющегося потока со скоростью газа за первичной ударной волной.

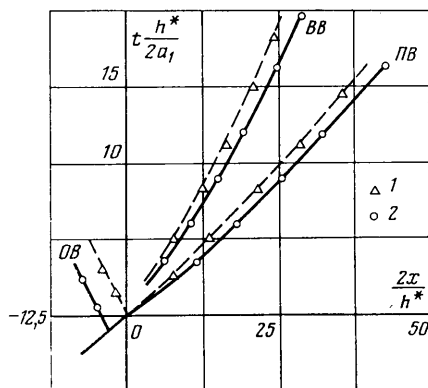
2. Для проверки расчетной методики рассматривался процесс выхода ударной волны из параллельного канала в канал с расширяющимися стенками. На практике такая задача возникает в ударных трубах с так называемым неотражающим соплом, которое образуется вставленным в канал под углом к оси трубы пластинами, отсекающими пограничный слой, или непосредственным расширением стенок канала камеры низкого давления [4]. Сложная двумерная картина течения в этом случае формируется в результате дифракции ударной волны на стенках сопла и отражения

возмущений от оси симметрии. В конечном счете в потоке присутствуют первичная ударная волна, контактная поверхность и вторичная ударная волна. Подобная задача изучалась в работе [18], причем наряду с экспериментальными измерениями плотности потока в сопле автор провел также численное исследование процесса.

Полученные результаты для момента времени  $T=1,73$  после выхода ударной волны в расширяющийся канал с углом раствора  $\alpha=30^\circ$  приводятся на фиг. 1 (здесь и далее по тексту безразмерное время  $T=t2a_1/h^*$ , где  $t$  — размерное время в лабораторной системе координат,  $a_1$  — скорость



Фиг. 1



Фиг. 2

звука в невозмущенном газе,  $h^*$  — высота критического сечения сопла). Цифрой 1 на фигуре обозначены результаты измерений на оси сопла, а цифрой 2 — вблизи стенок. Расчетные данные [18] обозначены штриховой линией, а сплошной линией указаны результаты расчетов, выполненных по рассмотренной выше методике.

Отклонение экспериментальных точек от расчетных кривых выше по потоку от вторичной ударной волны в работе [18] объясняется особенностями использованной ударной трубы, которая не обеспечивала достаточную продолжительность однородных условий на входе в расширяющийся канал. Отмечая удовлетворительное согласие наших результатов с данными, полученными в работе [18], следует указать, что в этой работе расчеты проводились методом Мак-Кормака без выделения поверхностей разрывов. Метод, использованный в данной работе, позволяет выделять ударные волны и границу волны разрежения и поэтому более нагляден. Аналогичная точность обеспечивается при гораздо меньшем числе ячеек в расчетной области и при меньших затратах машинного времени (время счета одного варианта на ЭВМ БЭСМ-6 составляло 12 мин вместо 45 мин, как в работе [18]).

В отличие от предыдущей задачи при моделировании запуска отражающего сопла ударной трубой необходимо учитывать течение в дозвуковой части сопла. Это приводит к значительному расширению расчетной области и увеличивает время счета. В большинстве известных работ подобную задачу решают в одномерной постановке и для упрощения процедуры рассматривают только сверхзвуковую часть сопла, полагая, что в критическом сечении граничные условия постоянны и определяются стационарным изэнтропическим расширением газа из состояния за отраженной ударной волной до скорости звука в критическом сечении [7, 11–13].

В некоторых случаях для согласования с экспериментом результаты таких расчетов приходится корректировать путем введения дополнительных параметров типа коэффициента расхода [14, 15]. Подобная корректировка не всегда удобна, так как величина поправок зависит от формы дозвуковой части сопла, которая обычно образуется скруглением кромок

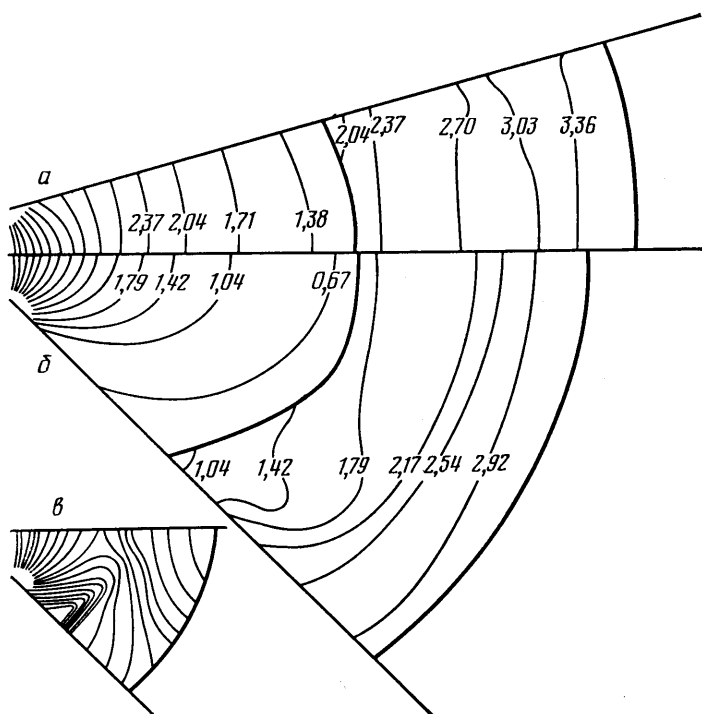
отверстия в торцевой стенке, служащего критическим сечением сопла. Радиус скругления  $R$  зависит от размеров отверстия и может изменяться в широких пределах. Влияние величины  $R$  на процесс развития течения отмечается в [16], при этом оказывается, что запуск сопел с острой кромкой  $R=0$  происходит медленнее, чем в соплах со скруглением в дозвуковой части  $R>0$ . На фиг. 2 приведены результаты экспериментов [16], в которых использовалось плоское сопло с прямолинейными образующими ( $\alpha=30^\circ$ ,  $h^*=6,15$  мм). Траектории ударных волн в сопле с острой кромкой обозначены цифрой 1, а в сопле со скруглением в дозвуковой части — цифрой 2 ( $R=10$  мм). Штриховой и сплошной линией построены результаты проведенных нами расчетов для случаев 1 и 2 соответственно. Буквами *ПВ*, *ВВ*, *ОВ* на фигуре обозначены  $x-t$ -диаграммы движений первичных, вторичных и отраженных ударных волн соответственно.

Из графиков видно, что для случая  $R=0$ , т. е. когда критическое сечение совпадает с плоскостью отражающего торца, острые кромки сопла фактически «вырезают» из фронта падающей ударной волны центральную ее часть и в критическом сечении сопла скорость проходящей ударной волны совпадает со скоростью падающей ударной волны в трубе. В соплах со скруглением в дозвуковой части падающая ударная волна ускоряется и в критическом сечении ее скорость выше, чем в соплах с острой кромкой.

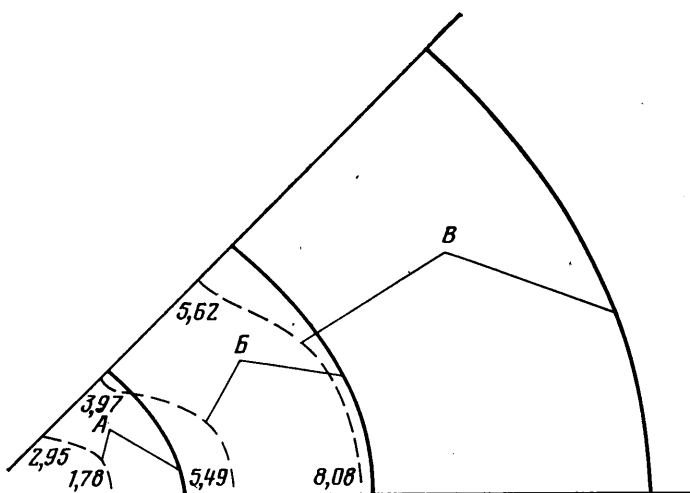
Анализируя данные на фиг. 2, следует отметить, что в расчетах удается надежно выделить даже небольшое (менее 10%) влияние геометрии дозвуковой части сопла на скорость движения ударных волн по соплу. Расчеты, проведенные для сопел с различной геометрией трансзвуковой части, показали, что скругление контура критического сечения со стороны сверхзвукового потока, а также увеличение радиуса скругления дозвуковой части до значений  $R>2h^*$  практически не оказывают влияния на скорость движения ударных волн по соплу. Следовательно, при  $R>2h^*$  можно не учитывать дозвуковую часть сопла и, задавая в критическом сечении стационарные граничные условия, как это делается в [11–13], рассчитывать только сверхзвуковую часть сопла. Ясно, что в такой постановке задача численного моделирования запуска отражающего сопла значительно упрощается и уменьшаются затраты машинного времени.

3. Развитие течения в сверхзвуковой части сопел с различным углом раствора иллюстрирует фигура 3, на которой приведены результаты расчетов для клиновидных сопел с углом раствора  $\alpha=30^\circ$  и  $90^\circ$  в момент времени  $T=4,5$  при числе Маха падающей ударной волны  $M_s=3,0$ . Цифры на рисунке — отношение  $\rho/\rho_1$  на изохорах, где  $\rho_1$  — плотность невозмущенного газа. Видно, что при  $\alpha=30^\circ$  (фиг. 3, а) ударные волны и изополя плотности по всей длине сопла, исключая область, сравнимую с высотой критического сечения, имеют вид дуги концентрических окружностей. Это согласуется с моделью, предложенной в [6] для течения с цилиндрической симметрией, причем однородность параметров по сечению указывает на то, что поток ускоряется равномерно по всей ширине сопла, поэтому одномерная постановка расчета, принятая в [6, 11–13] обеспечивает удовлетворительное согласие с результатами экспериментов.

При большом угле раствора  $\alpha=90^\circ$  (фиг. 3, б) отчетливо проявляется деформация вторичной ударной волны и волны разрежения, связанная с существенной двумерностью течения в этой области. Практически все изохоры в волне разрежения замыкаются на угловую точку сопла. Причина искривления фронта вторичной ударной волны становится понятной при рассмотрении поля изобар, построенного на момент времени, когда вторичный скачок только формируется в районе критического сечения (фиг. 3, в, момент времени  $T=1,3$ ,  $\alpha=90^\circ$ ). Двумерный характер течения, связанный с большим углом раствора сопла, приводит к переразгону потока вблизи стенки, вторичная ударная волна у стенки образуется раньше и имеет гораздо большую интенсивность, чем на оси. В результате



Фиг. 3

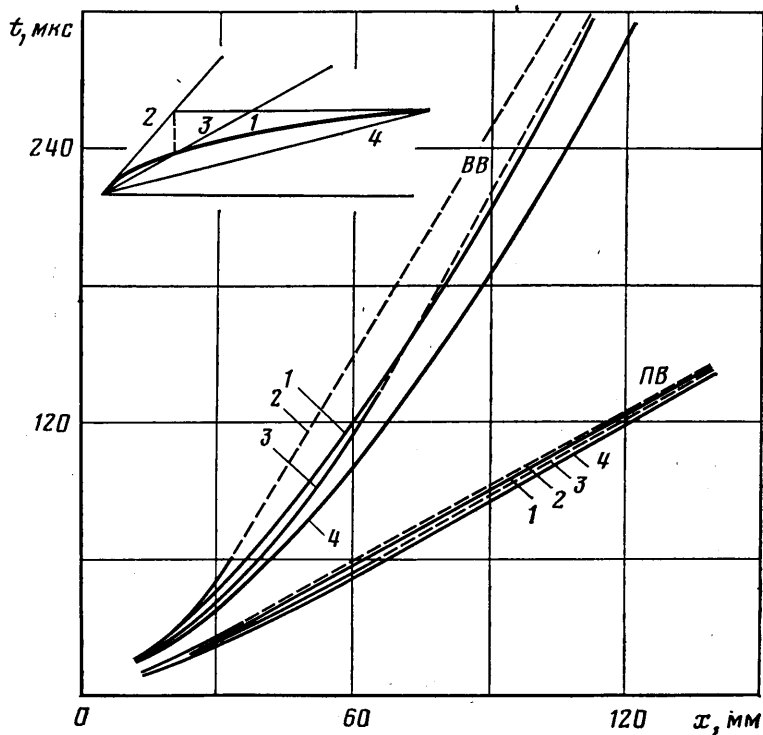


Фиг. 4

центральная часть волны сносится вниз по потоку быстрее и фронт принимает характерную вытянутую форму. Взаимодействие центральной и пристеночной ударных волн приводит к появлению на фронте вторичной ударной волны тройной конфигурации в месте максимального изгиба фронта. Сложная форма вторичной ударной волны приводит к двумерному распределению плотности в пристеночной области течения между контактной поверхности и вторичной ударной волной (см. фиг. 3, б).

Эволюцию формы ударных волн в сопле с углом раствора  $90^\circ$  при числе Маха  $M_s = 3$  можно проследить по фиг. 4, на которой буквами А, Б и В обозначены положения фронтов в моменты времени  $T = 2,6; 5,8; 11,6$  соответственно. Сплошными линиями изображены первичные ударные волны,

а пунктиром — вторичные. Цифры у кривых соответствуют величине перепада давления на вторичной ударной волне у стенки и на оси. Из фигуры видно, что первичная ударная волна достаточно быстро принимает форму, близкую к цилиндрической, а форма вторичной ударной волны становится цилиндрической значительно ниже по потоку на расстояниях от критического сечения  $\sim 13$  калибров. Как показали расчеты, указанное расстояние не зависит от числа Маха падающей ударной волны, а определяется только углом раствора сопла и сокращается с умень-



Фиг. 5

шением  $\alpha$ . Картина течения приближается к цилиндрически-симметричной только после того, как перепад давления во вторичной ударной волне на оси сопла станет больше, чем на стенке.

4. Профилированные сопла, как правило, имеют разгонный участок с большими скоростями расширения, течение в котором достаточно близко к рассмотренному выше, участок выравнивания и участок с равномерными параметрами по всему сечению, скорость потока в котором направлена параллельно оси. Интересно сравнить траектории ударных волн в клиновидном сопле с прямолинейными образующими и в профилированном сопле, рассчитанном на такое же значение числа Маха в выходном сечении. Результаты такого сравнения приводятся на фиг. 5, а в верхнем левом углу фигуры в масштабе 1:2 построен контур профилированного сопла ( $\epsilon=16$ ,  $\alpha=90^\circ$ ,  $h^*=4,15$  мм), рассчитанного методом характеристик [11], и три возможных варианта замены его клиновидными соплами с углами раствора  $\alpha=90$ ,  $56$  и  $24^\circ$ . Диаграммы движения ударных волн по профилированному соплу обозначены на фиг. 5 цифрой 1, а в клиновидных соплах — цифрами 2, 3 и 4 соответственно. Число Маха падающей ударной волны  $M_\infty=4,0$ . Траектории первичных ударных волн обозначены буквами ПВ, а вторичных — ВВ. Пунктирные прямые построены в предположении, что ниже по потоку от среза клиновидных сопел скорости ударных волн постоянны и равны соответствующим значениям на срезе.

Из фигуры видно, что изменение угла раствора  $\alpha$  сильнее всего влияет на скорость движения вторичной ударной волны, которая и определяет продолжительность запуска. Сравнивая данные, полученные для профилированного сопла и клиновидных сопел с разными углами раствора, следует отметить, что траектории вторичных ударных волн на разгонном участке профиля и в сопле 2 достаточно близки, вместе с тем результаты расчета для сопла 4 можно использовать только для грубых оценок продолжительности запуска профилированного сопла. Наиболее удачна аппроксимация профиля соплом 3, так как траектории ударных волн в этом случае согласуются между собой по всей длине сопла.

Проведенное сравнение показывает, что основные закономерности развития течения в профилированных соплах с достаточной для практики точностью можно описать в рамках анализа запуска клиновидного сопла с прямолинейной образующей. При соответствующем способе аппроксимации (в данном примере — соплом 3) это позволяет проводить оценку продолжительности запуска профилированных сопел, используя, например, обобщенные данные [12, 13] по запуску клиновидных сопел с прямолинейными образующими.

Авторы благодарят В. П. Стулова за полезные обсуждения результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977. 335 с.
2. Кассади П. Э., Пиндро А. Л., Ньютон Дж. Ф. Потенциальные возможности перспективных схем газодинамического лазера. — Ракетная техника и космонавтика, 1979, т. 17, № 8, с. 59–70.
3. Белавин В. А., Абросимов Г. В., Андронов Г. А., Армер А. Г., Дымшиц Б. М., Корецкий Я. П., Шарков В. Ф. Коэффициент усиления слабого сигнала в газодинамическом СО-лазере. — Журн. техн. физики, 1977, т. 47, вып. 3, с. 606–608.
4. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
5. Ackroyd J. A. D. A study on the running times in reflected shock tunnels. (Aeronaut. Res. Council. Currents. Paris, 1967, № 883), p. 225.
6. Smith C. E. The starting process in hypersonic nozzle. — J. Fluid Mech., 1966, v. 24, № 4, p. 625–640.
7. Smith C. E. An analytic study of starting process in a hypersonic nozzle. Proc. 1964. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., Berkeley, Calif. Stanford, Calif., Univ. Press., 1964, p. 88–100.
8. Stollery J. L., Townsend J. E. Pressure, heattransfer and temperature measurements in the two-dimensional nozzle of a reflected-shock tunnel. Aeronaut. Res. Council, London, Curr. Pap., 1964, № 726, 9 p.
9. Британ А. Б. Формирование течения в плоском сопле ударной трубы. — Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1976, № 43, с. 48–57.
10. Британ А. Б., Жилин Ю. В., Мазманян А. П. Экспериментальное исследование запуска клиновидного сопла ударной трубы большого диаметра. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 6, с. 152–156.
11. Григоренко В. Л. Численное исследование ударного запуска сверхзвуковых сопел и сравнение с экспериментальными данными. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1.
12. Британ А. Б., Григоренко В. Л. К вопросу о запуске плоских сопел ударных труб. — ПМТФ, 1982, № 1, с. 90–95.
13. Станкус Н. В., Чекмарев С. Ф. Определение времени запуска гиперзвуковых сопел. — В кн.: 3-я Всесоюзн. школа по методам аэрофизических исследований. Сб. докл. Новосибирск, 1982, с. 293–296.
14. Британ А. Б., Сериков Р. И., Старик А. М., Хайлов В. М. Экспериментальное исследование течения колебательно-неравновесного газа в профилированном сопле. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1, с. 203–206.
15. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Славянов Н. Н. Решение задачи о запуске сопла, смонтированного в торец ударной трубы. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 6.
16. Amani H. O. Vorgänge beim Start einer ebenen Reflexionsdüse. — Z. Flugwiss., 1974, V. 19, № 10, p. 393–406.
17. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
18. Головизнин В. П. Распространение ударных волн в расширяющихся каналах. — Журн. техн. физики, 1981, т. 51, № 8, с. 1735–1737.