

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЫ НЕСТАЦИОНАРНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА ИЗ ПЛОСКОГО ЗВУКОВОГО СОПЛА

*В. В. Голуб, И. М. Набоко, А. А. Куликовский*

*(Москва)*

В данной работе сообщаются результаты экспериментального исследования трехмерной структуры нестационарного истечения газа из плоского сопла. Рассматривается истечение нагретого ударной волной в трубе азота в различные моменты времени от начала истечения (0—1 мс) в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Предложена схема реконструкции потока на различных стадиях истечения. Обнаружен колебательный характер установления размера волны Римана.

Струя, истекающая из осесимметричного сопла, исследована в многочисленных экспериментальных и расчетных работах. Работ, посвященных плоским струям, значительно меньше. Исследования плоских течений, предпринятые авторами работ [1—3], выявили ряд особенностей истечения из плоского сопла по сравнению с осесимметричными. В частности, получена обобщенная формула для определения расстояния до диска Маха в осесимметричной струе или волны Римана (аналога диска Маха) в плоской струе [3]. Эта формула отражает тот экспериментально установленный факт, что расстояние  $h$  в плоском случае истечения не зависит от показателя адиабаты  $\gamma$ , в то время как для осесимметричной струи  $h \sim \sqrt{\gamma}$ .

О численном и экспериментальном исследовании трехмерных струй сведения в опубликованных работах совсем скудные. Это связано не только с увеличением размерности задачи, но и с наличием в потоке особенностей разрыва сложной формы. Однако интерес к характеристикам трехмерных струй возрос в связи с расширением их использования в схемах управления полетом летательных аппаратов, струйной технике и т. д.

В работе [4] численным методом рассчитаны струи, истекающие из эллиптических и почти прямоугольных сопел. Рассчитанное течение имеет достаточно сложную пространственную структуру.

Автор работы [5], рассматривая в рамках теории идеальной жидкости формирование течения от стационарного сверхзвукового источника газа, отметил, что возможны режимы, при которых вторичная ударная волна проходит вниз по потоку свое стационарное положение и только потом к нему возвращается.

В работах [6, 7] экспериментально исследовалась нестационарная структура потока при истечении из плоского сопла. Струя рассматривалась в направлении большой оси сопла, и, следовательно, ее трансформация в плоскости большой оси сопла не исследовалась.

Данная работа выполнена с использованием ударной трубы сечением  $40 \times 40$  мм<sup>2</sup>, длина камеры низкого давления 4,0 м. Картина течения визуализировалась теневым прибором ИАБ-451. В торце ударной трубы устанавливалось плоское звуковое сопло шириной  $b = 1,5$  мм и длиной  $a = 40$  мм, через которое происходило истечение ударно-нагретого газа в барокамеру объемом  $400 \times 400 \times 600$  мм. Камера низкого давления и барокамера наполнялись азотом до 27 мм рт. ст., в качестве толкающего газа также использовался азот. Был выбран такой режим работы трубы, при котором число Маха падающей волны  $M_1 = 3$ .

При этих условиях образующаяся «пробка» ударно-нагретого газа должна вытечь в барокамеру за  $\sim 5$  мс. Но считать параметры торможения в течение этого времени постоянными нельзя. Самое раннее возмущение состояния газа у торца ударной трубы вызывается приходом волны, возникающей от взаимодействия контактной поверхности с отраженной ударной волной.

Время прихода этого возмущения к торцу может быть вычислено на основании теории Майрлса.

Рассчитанное для наших условий по результатам работы [8] полное рабочее время у торца трубы составляет 500 мкс. Площадь критического сечения сопла составляет 4% площади торца трубы, что позволяет считать параметры газа у торца в течение рабочего времени постоянными. Для указанного выше режима работы ударной трубы полное давление и температура у торца были соответственно  $p_0 = 1400$  мм рт. ст. и  $T_0 = 1300$  К.

При исследовании нестационарной структуры трехмерной струи было проведено две серии экспериментов. В первой серии большая ось сопла была установлена параллельно оптической оси теневого прибора (фиг. 1, а), во второй серии — перпендикулярно оптической оси теневого прибора (фиг. 1, б).

Система синхронизации позволила снять процесс и в первой и во второй сериях опытов в различные, но попарно равные моменты времени от начала истечения. Это дало возможность построить пространственную модель истечения струи из плоского сопла для различных моментов времени.

Следует отметить, что при анализе теплерограмм трехмерного течения могут возникнуть определенные трудности, связанные с тем, что на одном снимке видно как висячие скачки, так и проекцию на данную плоскость областей взаимодействия висячих скачков.

На фиг. 2, а представлена схема начального участка струи при рассмотрении ее вдоль большой оси сопла, на фиг. 2, б — вдоль малой оси сопла. Цифрами на обеих проекциях обозначены границы струи 1, цилиндрический висячий скачок 2, волна Римана 3, отраженные скачки 4, поверхность скольжения 5, проекция области взаимодействия 7 видимых на фиг. 2, а висячих скачков с пространственным висячим скачком 6 на плоскость большой оси.

Рассмотрим схематическое изображение начального участка струи вдоль малой оси сопла (фиг. 2, б). На схеме изображены три области.

Область I — проекция на плоскость  $yx$  поверхности цилиндрического висячего скачка, следом которой на плоскость  $zx$  является  $AB$  и  $ДС$ .

Область II представляет собой проекцию волны Римана  $BC$  на плоскость  $yx$ . Область III — проекции висячих скачков, ограничивающих струю сбоку, т. е. по направлению  $\pm y$ . Следует отметить, что в отличие от висячих скачков  $AB$  или  $ДС$ , поверхность которых цилиндрическая, поверхность боковых висячих скачков является сложной трехмерной. При уменьшении отношения  $a/b$  на ней также образуются цилиндрические участки, и тогда обе проекции струи станут качественно схожи.

При увеличении нерасчетности  $n = \frac{p_2}{p_\infty}$  влияние волн разрежения, разрушающих струю по оси  $y$ , проявляется быстрее, чем по оси  $z$ . Это приводит к тому, что с ростом  $n$  при одной и той же фазе истечения ширина волны Римана  $d_2$  уменьшается, а расстояние до нее от среза сопла  $h$  растет.

Оценим степень расширения струи в направлении оси  $y$  и  $z$  при наших условиях истечения, основываясь на измерениях максимальных размеров висячих скачков в соответствующих плоскостях. Видно, что струя в на-

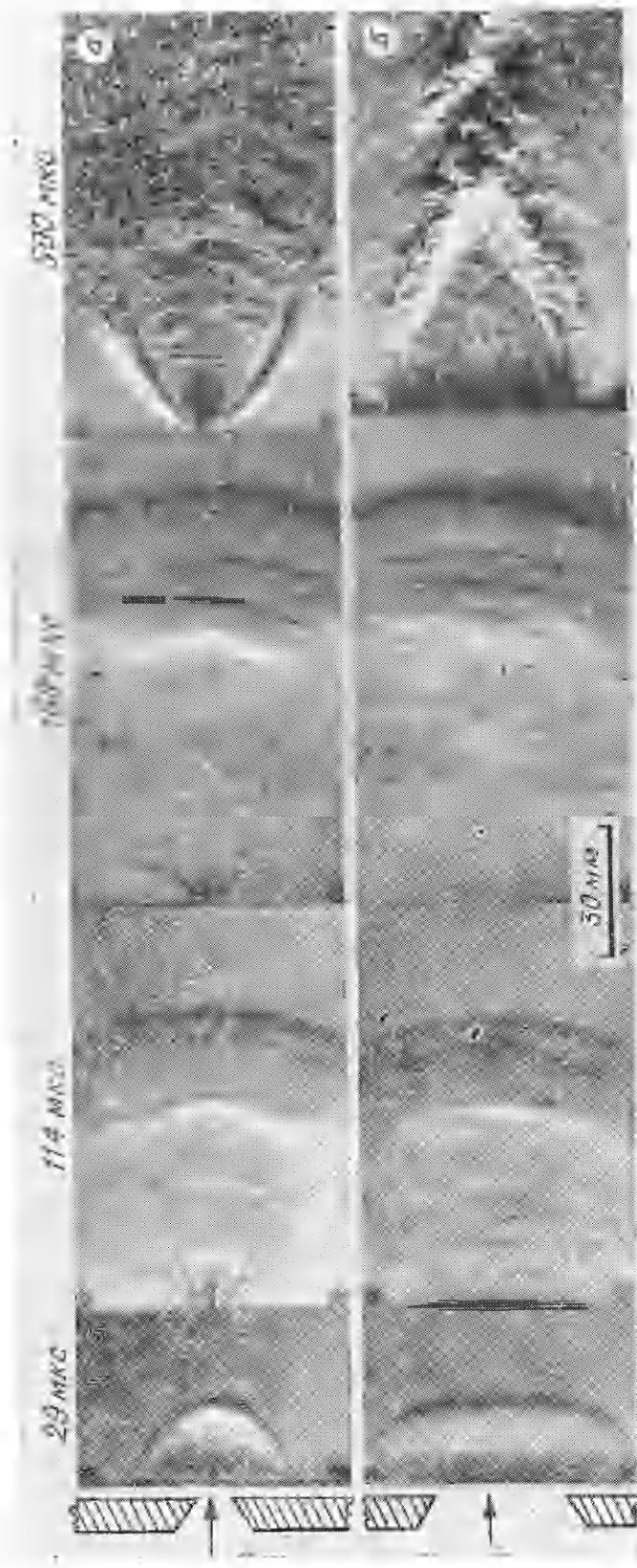
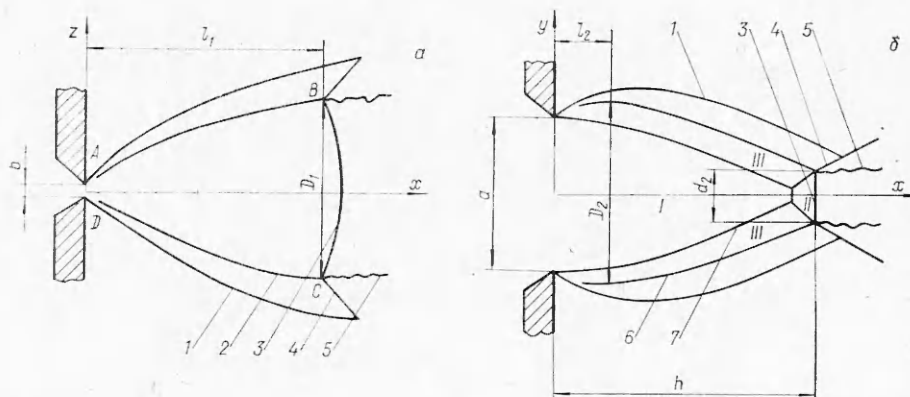


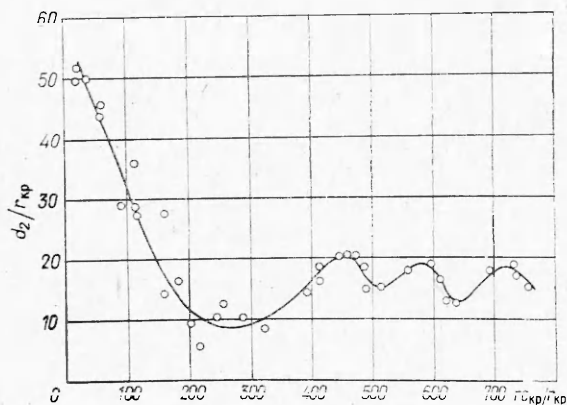
Figure 1



Ф и г. 2

правлении оси  $y$  расширяется незначительно и максимальный размер в плоскости большой оси расположен близко от среза сопла.

Считая характерным размером в плоскостях  $zx$  и  $yx$  соответствующие критические размеры сопла, получаем  $D_2/a=1,2$  при  $l_2/a=0,21$ , в то время как  $D_1/b=29$  и  $l_1/b=27$ . Такое поведение струи находит объяснение при анализе взаимодействия волн разрежения, возникающих при обтекании кромок сопла. В случае  $a/b=27$  волны разрежения, образующиеся при



Ф и г. 3

обтекании длинных кромок сопла, быстрее понизят давление в окрестности пересечения границы струи с плоскостью большой оси, чем с плоскостью малой оси.

В результате обработки большой серии теплерограмм была построена зависимость ширины волны Римана  $d_2$  от времени истечения (фиг. 3). График построен в безразмерных координатах  $t = \frac{t_{с_{кр}}}{r_{кр}}$ ,  $d_2/r_{кр}$ , где  $c_{кр}$  — скорость звука в критическом сечении,  $r_{кр} = b/2$ .

Таким образом, на основе экспериментального исследования нестационарной струи, истекающей из плоского сопла, воспроизведена пространственная волновая структура потока на разных стадиях истечения. Предложенная схема реконструкции потока позволяет построить волновую структуру газодинамического участка струи также для стационарного истечения на основе литературных экспериментальных данных. Полученная нестационарная волновая структура трансформируется в пространстве и во времени к модели стационарного истечения из прямоугольного сопла, полученной расчетным путем. Установление размера волны Римана происходит в результате колебательного процесса.

Поступила 21 XI 1974

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шпрен У., Досандж Д. Исследование струи, истекающей из двумерного недорасширенного звукового сопла.— «Ракетн. техн. и космонавтика», 1968, т. 6, № 3.
2. Уэрл М., Шаффер Д., Дрифтмайер Р. Центральные скачки в свободных струях.— «Ракетн. техн. и космонавтика», 1970, т. 8, № 12.
3. Дрифтмайер Р. Корреляция параметров свободных струй.— «Ракетн. техн. и космонавтика», 1972, т. 10, № 8.
4. Иванов М. Я., Крайко А. Н., Назаров В. П. Некоторые результаты численного исследования нерасчетных пространственных струй идеального газа.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1972, № 4.
5. Simons G. A. The large time behavior of a steady spherical source expanding into an arbitrary ambient gas.— «AIAA Paper», 1970, N 232.
6. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М., Опара А. И. Исследование нестационарной структуры потока при истечении ударного нагретого газа.— ПМТФ, 1973, № 5.
7. Набоко И. М., Кудрявцев Е. М., Опара А. И., Голуб В. В. Структура потока ударно-нагретого газа в условиях импульсного газодинамического лазера.— ТВТ, 1974, № 1.
8. Еремин А. В., Набоко И. М., Опара А. И. Полное рабочее время в ударной трубе при исследовании истечения из отверстия в торце.— ТВТ, 1973, № 4.

УДК 532.525.2 : 533.6.011.72

**ТИПЫ ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЫ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ  
С БЕЗГРАНИЧНОЙ ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДОЙ**

*И. П. Гинзбург, Е. И. Соколов, В. Н. Усков*

(Ленинград)

В данной работе на основе обобщения результатов теоретических и экспериментальных исследований указываются возможные типы волновой структуры, образующейся в первой бочке недорасширенной сверхзвуковой струи при ее взаимодействии с безграничной плоской преградой. Рассматривается влияние числа Маха, степени нерасчетности  $n$ , показателя изэнтропии  $k$  и расположения преграды  $h$  на волновую структуру.

1. Наиболее изучено теоретически взаимодействие струи, истекающей в вакуум ( $n = \infty$ ), с безграничной плоской преградой [1, 2], находящейся за точкой отражения от оси первой характеристики  $AB$  ( $BD$  — отраженная характеристика) веера разрежения (фиг. 1).

Как указано в [1], влияние неравномерности потока на выходе из сопла существенно лишь непосредственно вблизи него и не меняет качественной картины течения. Перед преградой образуется вогнутая к соплу ударная волна (центральный скачок уплотнения). За скачком возможны два типа течения, отличающиеся конфигурацией звуковой линии [1]:

1) Звуковая линия  $S - S$  замыкается на центральный скачок уплотнения  $I$ . Расчеты методом установления [1] показали, что в этом случае на некотором расстоянии от точки выхода звуковой линии на скачок возникает вторая звуковая точка  $S$  (фиг. 1, *a*).

2) Вдоль центрального скачка образуется узкая дозвуковая область (фиг. 1, *b*), звуковая точка на скачке отсутствует. Тип звуковой области определяется значениями  $M$  и  $k$  [1].

2. При  $n < \infty$  в струе появляется сжатый слой между границей струи 4 и висячим скачком уплотнения 3. Этот слой является источником возму-