

ЛИТЕРАТУРА

1. Анфимов Н. А., Шари В. П. Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 3.
2. Hoshizaki H., Wilson R. H. Convective and radiative heat transfer during super-orbital entry.— AIAAJ., 1967, vol. 5, N 1.
3. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленного тела.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 5.
4. Румынский А. Н., Чуркин В. П. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа.— ЖВММФ, 1974, т. 14, № 6.
5. Замураев В. П., Масленникова И. И., Солоухин Р. И. Исследование радиационного теплообмена за ударными волнами в воздухе с помощью многогруппового метода осреднения.— В сб.: Тепло- и массоперенос при интенсивном лучистом и конвективном нагреве. Минск, изд. ИТМО АН БССР, 1977.
6. Магомедов К. М. Гиперзвуковое обтекание тупых тел вязким газом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 2.
7. Ролин М. Н., Юревич Ф. Б., Кондрашов В. В. Приближенный метод расчета коэффициентов переноса для частично понижированных газовых смесей.— ИФЖ, 1978, т. 24, № 3.
8. Адзерихо К. С. Лекции по теории переноса лучистой энергии. Минск, изд. БГУ им. В. И. Ленина, 1975.
9. Ролин М. Н. Приближенный расчет переноса излучения в спектральных мультиплетах.— В сб.: Некоторые проблемы тепло- и массообмена. Минск, изд. ИТМО АН БССР, 1978.
10. Гудя Р. М. Атмосферная радиация. М., Мир, 1966.
11. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов. М., Наука, 1967.
12. Авилова И. В., Биберман Л. М. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М., Наука, 1970.
13. Ролин М. Н., Юревич Ф. Б. Экономичный способ расчета течений в окрестности точки торможения.— В сб.: Тепло- и массоперенос при интенсивном лучистом и конвективном нагреве. Минск, изд. ИТМО АН БССР, 1977.
14. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., Наука, 1972.
15. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И. К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976.

УДК 534.222.2

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ИМПУЛЬСНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ
НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ**

*В. А. Кочнев, И. М. Набоко
(Москва)*

1. Данная работа является продолжением работ [1, 2], в которых представлены результаты экспериментального исследования методом электронно-пучкового зондирования импульсных струй Ag и N₂, формирующихся при истечении из звукового сопла диаметром $d_* = 0,25$ мм при начальном давлении $p_0 = 7-8$ атм, давлении окружающего пространства $p_\infty = (1,5-2) \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. и температурах $T_0 = T_\infty = 300$ К.

Описание экспериментального комплекса и методики приведено в [1]. В данной работе экспериментально исследовались импульсные струи Ag и N₂, истекающие через коническое сверхзвуковое сопло в пространство с противодавлением $p_\infty = 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Давление p_0 газа в ресивере 2 атм, нерасчетность $N = p_0/p_\infty = 10^8$. Радиус критического и выходного сечений сопла $r_* = 0,835$ и $r_a = 4$ мм соответственно, угол раскрытия $\alpha = 43^\circ$. Расчетное число $Ma = 4,9$ для N₂ и 6,9 для Ag. На входе в сопло установлен электромагнитный клапан, применяемый в ФИРЭ АН СССР.

Клапан открывался при помощи мощного импульса тока, подаваемого на соленоид клапана. При этом сердечник, находящийся внутри соленоида и закрывающий вход в сопло, смещался и газ поступал в сопло.

Сигналы поглощения электронного пучка были зарегистрированы на расстояниях $X = x/r_a = 50-320$ вдоль оси и до $Y = y/r_a = 150$ по обе стороны от оси потока.

На осциллограммах поглощения тока пучка регистрируются четыре стадии процесса: возникновение и крутой рост сигнала поглощения, область резкого уменьшения производной изменения сигнала с последующим медленным нарастанием в процессе развития течения, относительно постоянный уровень поглощения, составляющий по продолжительности $\sim 1/4$ от общего времени существования струи и резкое уменьшение сигнала до нулевого уровня, соответствующее перекрытию клапана. Общее время регистрации сигнала поглощения составляло ~ 3 мс во всех экспериментах.

Как показано в работе [2], при характерном размере течений $L \approx \approx 10$ см нижний предел регистрируемого изменения плотности $\rho = 10^{-10}$ г/см³. Поскольку начальная плотность окружающего пространства $\rho_\infty = 10^{-11}$ г/см³, а ударная волна, формирующаяся перед фронтом истекающего газа, может повысить плотность не более чем в 6 раз, первое возмущение следует отождествлять с приходом фронта истекающего газа в исследуемую точку пространства.

Обработка экспериментальных данных позволила определить: уравнения движения фронта вещества; последовательность изменения формы импульсной струи во времени; поля плотностей в различные моменты времени для нескольких сечений.

Для выявления закономерностей формирования и свойств импульсных струй проведено сравнение результатов, полученных для сверхзвуковой струи, с соответствующими для звуковой.

2. Уравнения движения фронта газа в физических координатах находились методом наименьших квадратов в форме квадратичного двучлена. Коэффициент при квадратичном члене с 70%-пой доверительной вероятностью отличен от нуля. Уравнения движения имеют вид

$$(2.1) \quad t = 11,1x + 0,023x^2 \text{ (Ar);}$$

$$(2.2) \quad t = 9,7x + 0,02x^2 \text{ (N}_2\text{),}$$

где t — время, мкс; x — расстояние, см.

Статистический анализ экспериментальных данных, проведенный по рекомендациям [3], позволил определить 98%-ный доверительный интервал для (2.1), (2.2). Максимальная ширина коридора не превышала 3% от значений функции.

На основе анализа совокупности имеющихся экспериментальных данных, а также анализа, содержащегося в работе [2], были выбраны безразмерные переменные, в которых эмпирические кривые обобщаются наилучшим образом.

В качестве характерной скорости принималась скорость газа в критическом сечении c_* , а в качестве характерного размера — радиус выходного сечения сопла r_a .

В безразмерных параметрах $T = tc_*/r_a$ и $X = x/r_a$ зависимости (2.1), (2.2) с погрешностью не более 5% выражаются одним уравнением

$$T = 0,31X + 5,3 \cdot 10^{-5}X^2.$$

Следует отметить, что безразмерные переменные, предложенные в работе [4], обобщающие расчетные зависимости движения поверхностей

сильного разрыва для течения от внезапно включенного сферического источника, не дают обобщения экспериментальных данных в условиях наших экспериментов.

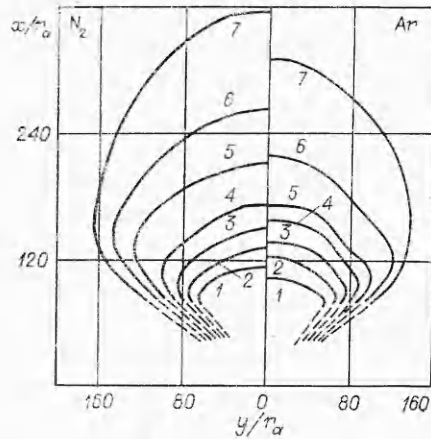
Скорость движения фронта струи оказывается в исследованном интервале координат так же, как и в случае истечения из звукового сопла [2], выше предельной скорости стационарного истечения газа $U_{\max} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} c_0$, где γ — отношение теплоемкостей; c_0 — скорость звука в газе в условиях торможения. Причем для истечения из звукового сопла скорость больше, чем при истечении из сверхзвукового, и, как отмечено в [2], превышает предельную скорость нестационарного истечения. Тенденция увеличения скорости движения фронта истекающего газа может возникнуть вследствие влияния конденсации на исследуемые течения.

Как показано в работе [5], посвященной изучению конденсации, комплекс $\rho_0 d_*^{0,55}$ является обобщающим для процесса конденсации в стационарной струе как Ar, так и N_2 . Сопоставление указанного комплекса для случая истечения из сверхзвукового и звукового сопел показывает, что конденсация должна в большей степени сказываться во втором случае.

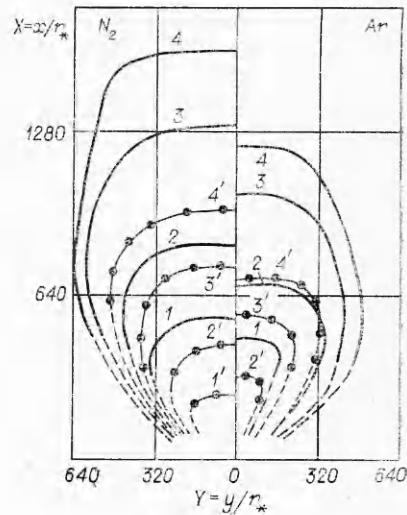
Измерения в нескольких поперечных сечениях позволили построить кривые заполнения пространства истекающим газом в различные моменты времени T (фиг. 1). Так как в исследуемой импульсной струе течение относительно оси сопла симметрично, кривые для разных газов приведены на одном графике. Последовательность моментов времени, соответствующих отдельным кривым, составляет ряд значений T : 1 — 40,9; 2 — 47,9; 3 — 54,9; 4 — 61,9; 5 — 68,9; 6 — 86,4; 7 — 121,4 для Ar; 1 — 44,4; 2 — 52,4; 3 — 60,4; 4 — 68,4; 5 — 84,4; 6 — 114,4; 7 — 144,4 для N_2 . Следует, однако, отметить, что кривые фиг. 1 характеризуют распространение газа с плотностью не ниже предела чувствительности, что не исключает попадание газа более низкой плотности в периферийные области. В предложенных координатах в фиксированные моменты T импульсные струи Ar и N_2 имеют одинаковые размеры по оси, но отличающиеся по радиусу. Как следует из сравнения диаметра, струи N_2 несколько больше, чем Ar. Изменение границ струи происходит на протяжении всего процесса измерения. На фиг. 2 представлены кривые заполнения пространства газом, истекающим из звукового сопла [2]. В этом случае кривые имеют характер, аналогичный кривым фиг. 1. Сопоставление фиг. 1 и 2 показывает, что в выбранных безразмерных координатах, когда геометрические размеры струи выражены в радиусах выходного сечения сопла, относительные поперечные размеры нестационарных струй, истекающих из сверхзвукового сопла, меньше, чем звукового.

В случае истечения из звукового сопла в работе [1] на осциллограмме поглощения пучка наблюдался второй подъем поглощения. Пространственно-временная зависимость распространения фронта указанного второго возмущения представлена на фиг. 2 в виде кривых $1' - 4'$. Кривые подобны в пространственных координатах кривым, соответствующим фронту истекающего вещества, а скорость движения второго возмущения меньше скорости первого.

3. Для расчета поля плотностей по данным интегрального поглощения составлена программа численного интегрирования уравнения Абеля. Как и в работе [2], кривые интегрального поглощения получались из усреднения серий из 6—10 экспериментов с одинаковыми условиями. Погрешность кривых интегрального поглощения при доверительной вероятности 0,95 составляла $\sim 20\%$; погрешность численного интегрирования не превышала $\sim 2\%$, а общая погрешность определения плотности $\sim 25\%$.



Фиг. 1



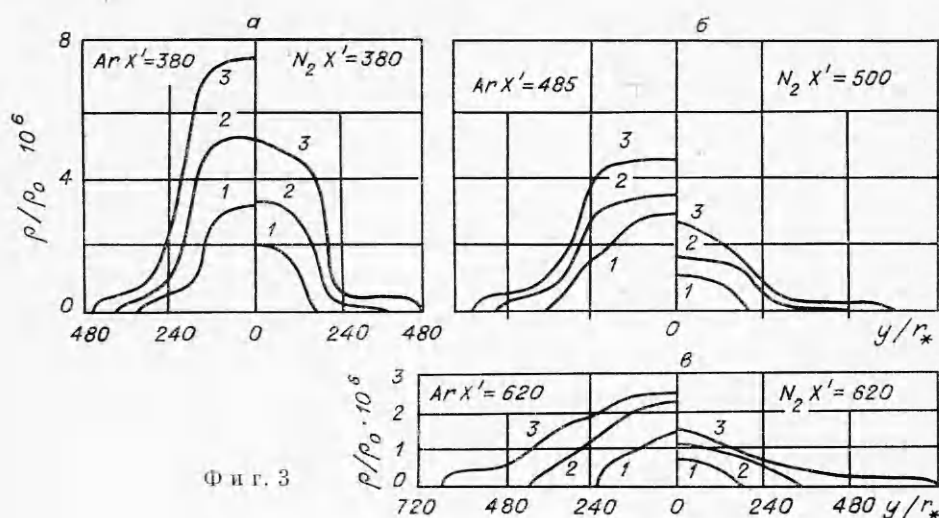
Фиг. 2

Вычисленные распределения плотностей проверялись обратным численным интегрированием. Полученные таким образом кривые относительного поглощения отличались от экспериментальных не более чем на 5%.

На фиг. 3, *a — e* приведены распределения для струи Ar и N₂ относительной плотности $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$ для сверхзвукового сопла в сечениях $X' = x/r_* = 380; 485$ (Ar); 500 (N₂); 620 . Поскольку течение осесимметрично, на каждом графике приведена половина поля профилей плотности. Кривые 1 — 3 соответствуют моментам времени $T' = tc_*/r_*$, 260, 326 и $T'_{\text{стац}}$ для Ar и 326, 400 и $T'_{\text{стац}}$ для N₂. Характер изменения профиля плотности во времени одинаков для всех сечений.

В моменты времени, близкие к моменту прихода газа в исследуемое сечение, поперечные профили плотности имеют колоколообразную форму, которая через определенное время искажается. В результате дальнейшего изменения на периферийных участках течения реализуется распространение с медленно уменьшающимся от оси значением плотности. На более поздних стадиях истечения струя уширяется, распределение на периферийных участках все более выполаживается, а в приосевой области формируется колоколообразное распределение плотности — ядро, в котором находится основная масса газа струи. В каждом сечении после определенного момента времени в соответствии с ходом тока поглощения пучка профиль плотности в ядре остается неизменным, т. е. устанавливается некое «квазистационарное» распределение плотности.

На фиг. 4 приведены поля относительных плотностей для звукового сопла [2] в сечении $X' = x/r_* = 480$. Кривые 1 — 3 соответствуют для течения Ar моментам времени $T' = 235, 336$ и $T'_{\text{стац}}$, а для N₂ ряд значений 251, 384, 512 и $T'_{\text{стац}}$ соответствует кривым 1 — 4. В этом случае не проявляется ядро с повышенной плотностью, и область, в которой распространяется основная масса газа, значительно шире, чем в случае сверхзвукового сопла. Искаженные профили плотности, наблюдающиеся и в этом случае, соответствуют тому моменту, когда в исследуемое сечение попадает заметная часть потока, следующего за фронтом второго возмущения (кривые 1' — 4', фиг. 2).



Фиг. 3

В более поздние моменты времени так же, как и при истечении из сверхзвукового сопла, в приосевой области устанавливается постоянное, «квазистационарное» распределение плотности, в то время как профиль целиком изменяется в течение всего времени измерений.

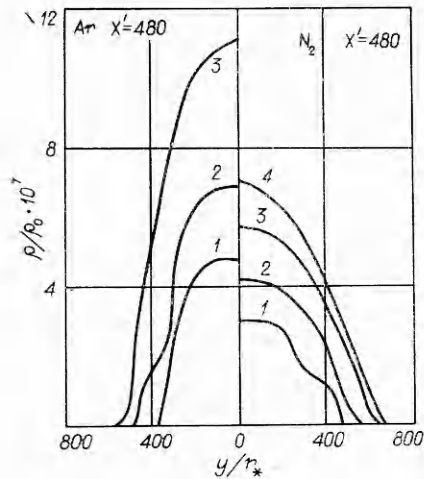
Сопоставление фиг. 3 и 1, относящихся к случаю истечения из сверхзвукового сопла, позволяет установить, что искаженный профиль плотности возникает в тот момент, когда в исследуемом сечении находится область струи с максимальным диаметром, что может быть объяснено образованием вихревых колец при истечении из сверхзвукового сопла.

Анализ всей совокупности экспериментальных результатов данной работы, а также [1, 2] позволяют предложить модель истечения импульсной струи. В начальной стадии газ, следующий за контактной поверхностью, в результате взаимодействия с кромкой сопла образует в пространстве около среза вихревое кольцо, которое одновременно продвигается как целое вдоль оси и расширяется в радиальном направлении. Условия формирования этого вихря определяются соотношением между импульсом струи, силами сопротивления окружающей среды и вязкостными силами. Внутри образованного облака начинает затем распространяться второе вихревое облако. В результате распространения двух взаимосвязанных вихревых колец и последующего потока газа в приосевой области устанавливается квазистационарное распределение плотности.

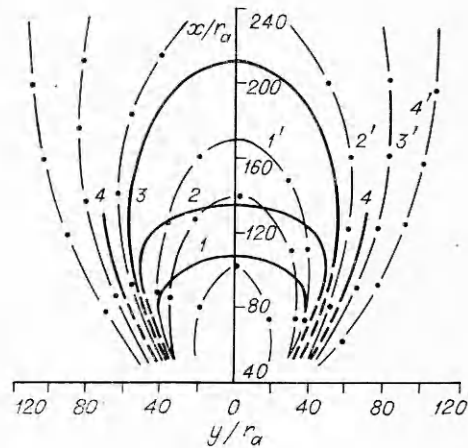
Оциллограмма работы [1] для звукового сопла непосредственно демонстрирует существование двух вихревых колец. Во многих экспериментах перед вторым подъемом регистрировался провал, соответствующий увеличению тока пучка и, следовательно, уменьшению поглощения. По-видимому, обнаруженные кольца аналогичны наблюдавшимся при непосредственной визуализации шлирен-методом в работах [6, 7], возникающим при формировании импульсной струи в условиях противодавления $p_\infty = 10-40$ мм рт. ст.

То, что в условиях наших экспериментов истечение происходит в глубокий вакуум, позволяет сделать вывод, что определяющей причиной возникновения вихрей в данном случае является совокупность граничных условий и свойств реального газа.

Рассмотрение квазистационарных распределений плотности в различных сечениях позволило определить характер изменения плотности ρ вдоль оси в зависимости от расстояния от сопла. Как для сверхзвуко-



Ф и г. 4



Ф и г. 5

вого, так и для звукового сопла с отклонением не более 10% изменение $\bar{\rho}$ пропорционально $(x/r)^2$. Сравнение полученных квазистационарных осевых распределений плотности с расчетами, выполненными для стационарной струи вязкого, нетеплопроводного газа, истекающего в вакуум [8], а также с изэнтропами, для которых в [9] коэффициенты находились из эксперимента, показало, что полученные экспериментальные кривые лежат ниже соответствующих им расчетных. Абсолютные значения плотности меньше соответствующих расчетных в 2–3 раза.

По распределениям плотности в исследуемых сечениях (см. фиг. 3) построены линии равных плотностей для квазистационарной струи N_2 из сверхзвукового сопла (фиг. 5). Кривые 1–4 соответствуют $\bar{\rho} = 2,5 \times 10^{-6}$, 10^{-6} , $6 \cdot 10^{-7}$, $2,5 \cdot 10^{-7}$. Кривые 2'–4' — расчетные из работы [8] и соответствуют тем же значениям $\bar{\rho}$, что и 2–4. Формы экспериментальных и расчетных кривых существенно различны. Первые более сжаты в продольном и растянуты в поперечном направлениях. Наиболее вероятной причиной уширения течения и уменьшения плотности по оси струи является конденсация в потоке. В режимах, близких к исследованным в настоящих экспериментах, конденсация в стационарных струях изучалась в работах [5, 10, 11]. Как отмечено в [10, 11], скорость потока вследствие выделения теплоты конденсации может резко возрастать, поток расширяться, а плотность уменьшаться.

Оценка доли конденсата в потоке может быть получена, если известно превышение скорости потока относительно максимально возможной в неконденсирующемся потоке [5]. С помощью уравнения непрерывности увеличение скорости оценивается, если известно уширение струи. Согласно [8], основная масса струи расширяется внутри конуса, полуугол которого примерно в 2 раза меньше, чем максимальный угол поворота для расширения в вакуум с данным γ_a и M_a . С другой стороны, из экспериментально определенных профилей плотности (см. фиг. 3) можно определить угол конуса, в котором содержится основная масса газа (~80%) — ядро струи. Таким образом, из сравнения углов можно получить величину уширения конденсированной струи.

Оценки, проведенные для квазистационарной струи N_2 , показали, что доля конденсата близка к максимальной, что находится в качественном согласии с результатами [7].

В приведенном анализе влиянием образующегося на стенках сопла пограничного слоя на течение в струи пренебрегалось. Малую величину пограничного слоя показали выполненные по рекомендации работы [12] оценки, из которых следует, что возможное уменьшение выходного сечения сопла из-за возникновения пограничного слоя не должно превышать 5%.

Анализ экспериментальных данных по изменению плотности в осевой точке отдельного сечения со временем показал, что до времен $T' = 0,4 T'_{\text{стац}}$ изменение плотности носит неплавный характер, связанный, по-видимому, с влиянием вихреобразования. При $T' > 0,4 T'_{\text{стац}}$ изменение плотности происходит по экспоненциальной зависимости. Причем эта зависимость, выраженная через $(1 - \rho)$, имеет для каждого газа свое уравнение, общее для сверхзвукового и звукового сопел. Уравнение также включает зависимость от осевой координаты X'

$$1 - \bar{\rho} = K_1 (X')^{-1/4} e^{-K_2 T' (X')^{-1/4}}, \quad K_1 = \begin{cases} 48,5 & (\text{Ar}), \\ 21,2 & (\text{N}_2), \end{cases} \quad K_2 = 4,26 \cdot 10^{-2}.$$

Таким образом, показано, что формирование импульсной струи при нестационарном истечении газа через сопло в разреженное пространство осложнено процессами вихреобразования и конденсации. При очевидной сложности теоретического рассмотрения течений эксперименты и их анализ, приведенные в данной работе, окажутся полезными для оценки параметров нестационарных струй, используемых при решении широкого круга научных и технических задач.

Поступила 5 IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Еремин А. В., Кочнев В. А., Набоко И. М. Исследование формирования струи газа при истечении в разреженное пространство.— ПМТФ, 1975, № 2.
2. Еремин А. В., Кочнев В. А., Куликовский А. А., Набоко И. М. Нестационарные процессы при запуске сильно недорасширенных струй.— ПМТФ, 1978, № 1.
3. Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами. М., Мир, 1973.
4. Чекмарев С. Ф. Неустойчившееся радиальное расширение газа в затопленное пространство от внезапно включенного стационарного источника.— ПМТФ, 1973, № 2.
5. Golomb D., Good R. E. Dimers, cluster and condensation in free jets II.— J. Chem., Phys., 1972, vol. 57, p. 3844—3852.
6. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М., Опара А. И. Исследование нестационарной структуры потока при истечении ударно-нагретого газа.— ПМТФ, 1973, № 5.
7. Naboko I. M., Vazhenova T. V., Opара A. I., Belavin V. A. Formation of a jet of shock-heated gas outflowing into evacuated space.— Astronautica Acta, 1972, vol. 17, p. 653—659.
8. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А., Волконская Т. Г. и др. Сверхзвуковые струи идеального газа. Ч. 1.— Труды ВЦ Моск. ун-та, 1970.
9. Fenn I. B., Anderson I. B. Velocity distributions in molecular beams of nozzle sources.— Phys. Fluids, 1965, vol. 8, N 5.
10. Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Заселенность вращательных уровней молекул газа при неравновесной конденсации в свободном расширении газа. Препринт 20-77, Новосибирск, изд. ИТФ СО АН СССР, 1977.
11. Жаркова Н. Г., Проккоев В. В., Ребров А. К. и др. В сб. Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций. Черноголовка, изд. Ин-та хим. физики. АН СССР, 1977.
12. Енкснус К. Р. Расчет осесимметричных сопел, работающих при высоких температурах воздушного потока.— В кн.: Современная техника аэродинамических исследований при гиперзвуковых скоростях. М., Машиностроение, 1965.