

ИНДЕКС УДК 533.601.1 : 534.220.2

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ РЕАКЦИОННО-СПОСОБНЫХ
ГАЗОВ: ЭКСПЕРИМЕНТ И АНАЛИЗ****Базаров С.Б.¹, Набоко И.М.²***1 – МГУ им.М.В.Ломоносова, факультет ВМК, Москва**2 – ОИВТ РАН, Москва*idnaboko@yandex.ru**Аннотация**

В статье излагаются данные, полученные в физических экспериментах при исследовании нестационарного струйного истечения из осесимметричных и щелевых сопел (как исходно равновесных, так и релаксирующих газов) методом шлирен-фотографии и методом электронно-лучевого зондирования, проведены расчеты. Изложены результаты сопоставления данных экспериментов и численного моделирования. Показано, что структура нестационарной формирующейся струи принципиально отличается от структуры квазистационарного установившегося течения.

UNSTEADY JET FLOWS OF GASES WITH CHEMICAL REACTIONS: EXPERIMENT AND ANALYSIS

The article describes the data of the physical experiments on jet outflow from axisymmetric and slot nozzles (for the cases of both originally equilibrium and relaxing gases) using the Schlieren and electron-beam methods, together with the results of calculations. The results of the experiments and numerical simulations are compared. The structure of an unsteady jet in the process of its formation is shown to be fundamentally different from that of quasistationary steady flow.

Введение

Нестационарные струйные течения – импульсные струи реальных высокоэнтальпийных газов – являются предметом внимания газодинамиков, специалистов, изучающих газодинамические процессы, исследователей, работающих в смежных областях науки, таких как химия и биология, а также разработчиков новых технологий и создателей объектов новой техники. Основы целенаправленного и систематического исследования структуры и параметров импульсных струй в широком диапазоне изменения характеристик истекающего газа и фонового пространства были представлены в [1], определенные аспекты этих исследований изложены в сопутствовавших [1] публикациях (например [2,3,12]).

Строго говоря, струя – всегда выброс. Импульсным выбросом являются любая антропогенная струя, и в то же время протуберанцы Солнца и «рукава» галактик. Вопрос о степени стационарности приобретает значение в связи с характерными временными и пространственными интервалами, которые рассматриваются в конкретно обсуждаемых задачах.

Основополагающие направления и результаты исследования нестационарных струйных течений, представленные в [1], являются в последнее время не только востребованными, но и получают дальнейшее развитие. Это определяется тем, что пилотные экспериментальные исследования характеризуются сочетанием целенаправленности выбора условий

экспериментов, широким диапазоном вариации определяющих параметров, обоснованным подходом к выбору экспериментальных методик (не обязательно новых, но усовершенствованных [5]) и методов обработки результатов измерений [4].

Лабораторные эксперименты [1] показывают, что структура нестационарной струи принципиально отличается от структуры установившегося струйного течения, и степень достоверности прогноза процессов в такой струе с привлечением квазистационарной картины для любой зоны течения требует внимательного анализа [4]. При этом очевидно, что процесс установления квазистационарных параметров в струе зависит от координат рассматриваемой зоны течения, а время их установления увеличивается с увеличением расстояния от среза сопла и от оси струи.

Изучение динамики нестационарного истечения стимулируется, во-первых, необходимостью оценивать достоверность прогноза параметров потока при технологических реализациях импульсных струй и очевидном импульсном действии устройств и агрегатов, в которых осуществляются кратковременные выбросы газа через сопла и насадки [8], а также при рассмотрении многих конкретных вопросов, одним из которых является, например ослабление ущерба от результатов нештатных ситуаций путем установления перфорированных преград в каналах и трубопроводах.

Не менее важно достоверное знание структуры и параметров потока при проведении научных исследований струй. В режимах импульсных струйных течений проводятся эксперименты по столкновительному рассеянию пучков частиц, изучению релаксационных процессов межмолекулярного и внутримолекулярного энергообмена, молекулярной спектроскопии [6], взаимодействию молекул с поверхностью, осаждению материалов на поверхности [7, 9], по кластеризации и конденсации в объемах и вблизи поверхности и другие газокинетические исследования. Заметно расширяется круг вопросов, для которых существенна достоверная оценка параметров импульсных струй, возникающих при решении задач новых технологий таких, например, как нанесение на поверхности тонких пленок и получение наноструктур.

Возникают проблемы при использовании длительно эксплуатируемых устройств, если при работе этих устройств изменяется уровень требований к результатам их деятельности или сопутствующим работам последствиям. В частности, состояние собственной атмосферы КЛА (космического летательного аппарата) и элементов его поверхности, прилегающих к зоне выброса продуктов работы ДО (двигателей ориентации) и ДУ (двигателей управления) находит объяснение, если при оценке взаимодействия струйных выбросов с фоновым пространством и поверхностями учитываются особенности их нестационарной структуры [8-11].

Очевидно, что использование импульсных струй при проведении исследований в смежных областях науки может быть успешным только при условии, что с достаточной степенью достоверности оценивается газодинамическая модель течения. Это относится также к прогнозированию проявления и ослабления возможных последствий аварийных (нештатных) ситуаций, возникающих при работе технических устройств. Попытки решать эти вопросы, пренебрегая анализом развития течения во времени и полагая струю «квазистационарной», не оправданны и неперспективны, также как использование моделей течения от радиального источника.

Струя на стартовой стадии в численном и физическом эксперименте

Очевидно, что возможность повышения достоверности прогнозирования определяется, прежде всего, уточнением расчетной модели путем привлечения к её построению результатов физических экспериментов [4]. При этом не следует стремиться к общности модели в ситуации, когда ясно определяющее значение конкретных параметров.

Не имея возможностей определить параметры струи на стадии формирования часто

прибегают к понятию квазистационарного распределения параметров струи. При этом очевидно, что стационарность параметров в рассматриваемых зонах течения зависит от координат. Время установления увеличивается с расстоянием от среза сопла и от оси струи. Качественно это отражено, например, в оценках, приводимых в работе [13]. Аналитическое решение задачи о формировании симметричной струи за щелевым звуковым соплом приводит к бесконечному времени установления стационарных параметров в области течения $M \geq 7$ при истечении в вакуум. Выполненное в [13] рассмотрение весьма условно, но результат логически непротиворечив, так как заполнение фонового пространства истекающим газом определяет нестационарность процесса на границе струи в течение всего времени ее существования. Время установления квазистационарных параметров вблизи среза сопла определяется конкретными условиями реализации течения.

Структура нестационарной формирующейся струи принципиально отличается от структуры квазистационарного установившегося течения. Результаты экспериментального изучения процесса струйного течения на нестационарной стадии представлены в [14-17]. Попытка аналитически оценить аспекты развития процессов в потоке при кратковременных направленных выбросах предприняты автором [18]. Численные исследования проводились авторами [19-23].

В [18] рассмотрено течение в приосевой зоне импульсной струи в асимптотическом и автомодельном приближении для модели внезапно включенного радиального стационарного источника (ВВРСИ). В рамках такой модели принципиально не может быть получена газодинамика периферийных областей струи, а значит и не может быть учтено влияние этих областей на приосевую зону. Для нестационарного течения влияние условий на границах существенно, и поэтому модель ВВРСИ может дать лишь весьма приближенную качественную картину развития течения вдоль оси струи, в рамках которой возможно, например, сопоставление масштабов влияния физико-химических процессов на газодинамические характеристики течения вдоль оси (при дополнительном анализе применимости модели в конкретной зоне струйного течения). Заметим, что модель ВВРСИ предполагает осуществление стационарных параметров на звуковой линии в момент запуска. В то время, как в работе [24] показано, что использование в расчетах стационарных граничных условий в критическом сечении может приводить к значительной погрешности при определении времени запуска.

В работе [19] предложены разностные схемы высокого порядка аппроксимации и представлены результаты численного моделирования процессов формирования сверхзвуковой струи для режима, соответствующего развитию течения от среза сопла с числом Маха $M_a = 1.5$ и нерасчетностью $n = p_a / p_\infty = 3$. В [20] диапазон исходных параметров расширен: $M_a = 1.0; 1.5$; $n = p_a / p_\infty = 3; 4; 15$. Расчеты выполнены для идеального, нетеплопроводного, невязкого газа. Качественно, в общих чертах, структура течения соответствует наблюдаемой в экспериментах на поздних стадиях формирования струи, на расстоянии нескольких калибров от среза сопла.

“Совместный анализ результатов физического и численного эксперимента по исследованию скорости и дальности перемещения массы газа импульсной струи и ее структуры”, приведенный авторами [21], представляется несостоятельным. Авторы наполнили свою публикацию большим количеством общих соображений о возможных ситуациях в физическом эксперименте и особенностях примененного метода расчета, а выводы сделали на основе одного единственного конкретного режима и фиксированного времени, не показав динамики развития структуры течения. Уделив много внимания рассуждениям о вихревой структуре, полученной в расчете, выполненном с пренебрежением вязкостью истекающего газа, и не обсудив вопроса корреляции между “расчетным вихрем” и наблюдаемыми в экспериментах структурами, характерными для начальной стадии течения, авторы попытались согласовать приведенный расчет и единственный (по режиму) экспериментальный резуль-

тат – одну точку (кривые – расчет, точка – эксперимент). К рекомендациям авторов [21] о возможности использования предлагаемой модели для изучения газодинамической обстановки при включении импульсных струй следует относиться с осторожностью и с учетом сказанного выше.

Численные расчеты полей струйных течений по форме представления результатов аналогичны экспериментальным исследованиям, в которых регистрируется пространственная и временная динамика течения. Результатом является таблица дискретных значений параметров в зависимости от координат и времени. Обобщение результатов возможно на основе достаточного массива данных и справедливо в том диапазоне параметров, для которого осуществлен расчет.

В работе [22] анализируется, в частности, возможность прогнозирования структуры струйного течения на стадии формирования на основе сопоставления экспериментальных результатов и расчетов, выполненных для течений за звуковым соплом.

Помимо волны в фоновом газе и структуры фронта истекающего газа на шлирен-фотографиях нестационарных струй визуализируется волна сжатия в истекающем газе – “вторичная” ударная волна, которая на поздних стадиях истечения напоминает диск Маха в стационарной структуре струи, но эта структура не является установившейся, и ее характерные размеры не соответствуют исходной нерасчетности.

Стационарная структура устанавливается по мере формирования висячих скачков и их взаимодействия в приосевой области. Анализ численного эксперимента для конкретного режима в [19] позволяет проследить такие же тенденции в формировании всей квазистационарной геометрической структуры газодинамического участка струи.

Исследование структуры импульсных струй методом шлирен-фотографии

На рис.1-4 приведены фотографии последовательных стадий струйных истечений газа из сопел разной геометрии. Фотографии, полученные шлирен-методом, представляют особенности структуры течения и динамики заполнения фонового пространства истекающим газом. Эксперимент организован по следующей схеме (рис.5): в торцевом фланце ударной трубы установлено сопло, через которое истекает газ, с параметрами торможения, значение которых определяет скорость волны, отражающейся от торца трубы. Параметры газа у торца предварительно исследовались для наших условий, измерялась скорость падающей ударной волны, температура и давление за отраженной волной.

Общий массив данных, полученный для режимов истечения в среду с противодействием, допускающим тепловую шлирен-визуализацию течения, относится к диапазону режимов, приводимых ниже:

$P_0/P_\infty=10\div 200$ (P_0 давление торможения газа, P_∞ давление в фоновом пространстве); $T_\infty=293$ К температура газа в фоновом пространстве, T_0 - температура торможения газа перед входом в сопло, $T_0=T_5$, T_5 – температура газа за отраженной ударной волной. Максимальные значения T_5 в рассматриваемых режимах составляют 3000 К для CO_2 , 6000 К для N_2 , и 10000 К для Ar. В этой серии экспериментов параметры торможения истекающих газов (далее с индексом «0») получены в результате нагрева газа в ударной трубе при отражении волны от торца (рис. 5).

Обсуждаются результаты экспериментов, проведенных для осесимметричных (таблица 1, рис.5) и двух щелевых сопел.

Площадь критического сечения сопел составляла не более 5% от площади торца трубы. Малый размер отверстия давал основания оценивать параметры торможения истекающего газа по значению скорости волны в трубе при ее отражении от глухого торца. Специальные исследования состояния газа у торца трубы, с установкой разрушаемой диафрагмы на входе в сопло и без нее, показали, что достоверность такой оценки составляет ~5-7 %. Истечение газа через сопло происходило в камеру, откачиваемую до форвакуума, и напол-

няемую до заданного значения давления фоновым газом в соответствии с условиями режима опыта.

Визуализация для получения информации о динамике заполнения фонового пространства газом формирующейся нестационарной струи выполнена для режимов, фоновое давление в которых составляло от 50 до 3 мм Нг. Принципиально существенным является то, что исходные данные (первичные результаты на пленке фоторегистратора) получены с высоким временным и пространственным разрешением, которое обеспечивалось благодаря специально разработанной аппаратуре. Снимки поля течения на пленке имели размер 200x70 мм при времени экспозиции кадра ~1мкс. Это дает возможность фиксировать и анализировать детали структуры течений, недоступные при воспроизведении со снимков, получаемых с использованием стандартных высокоскоростных камер.

Характер движения и изменение общей структуры потока и его фрагментов, особенностей движение вдоль оси потока фронта струи – зоны контакта истекающего и фонового газа, фронта, движение которого определяет динамику заполнения пространства истекающим газом и порождает волновую структуру в фоновой среде перед ним, четко регистрируется на полученных шлирен-фотографиях. Регистрация и анализ этой фиксируемой в экспериментах структуры дают возможность объяснить многие явления, обнаруживаемые при работе конкретных технических устройств [8-11] и использовании импульсных струйных течений в фундаментальных исследованиях[6,7].

На фотографиях (рис. 1 и 2) показаны кадры, на которых зафиксированы последовательные стадии истечения газа через щелевые сопла разной геометрии.

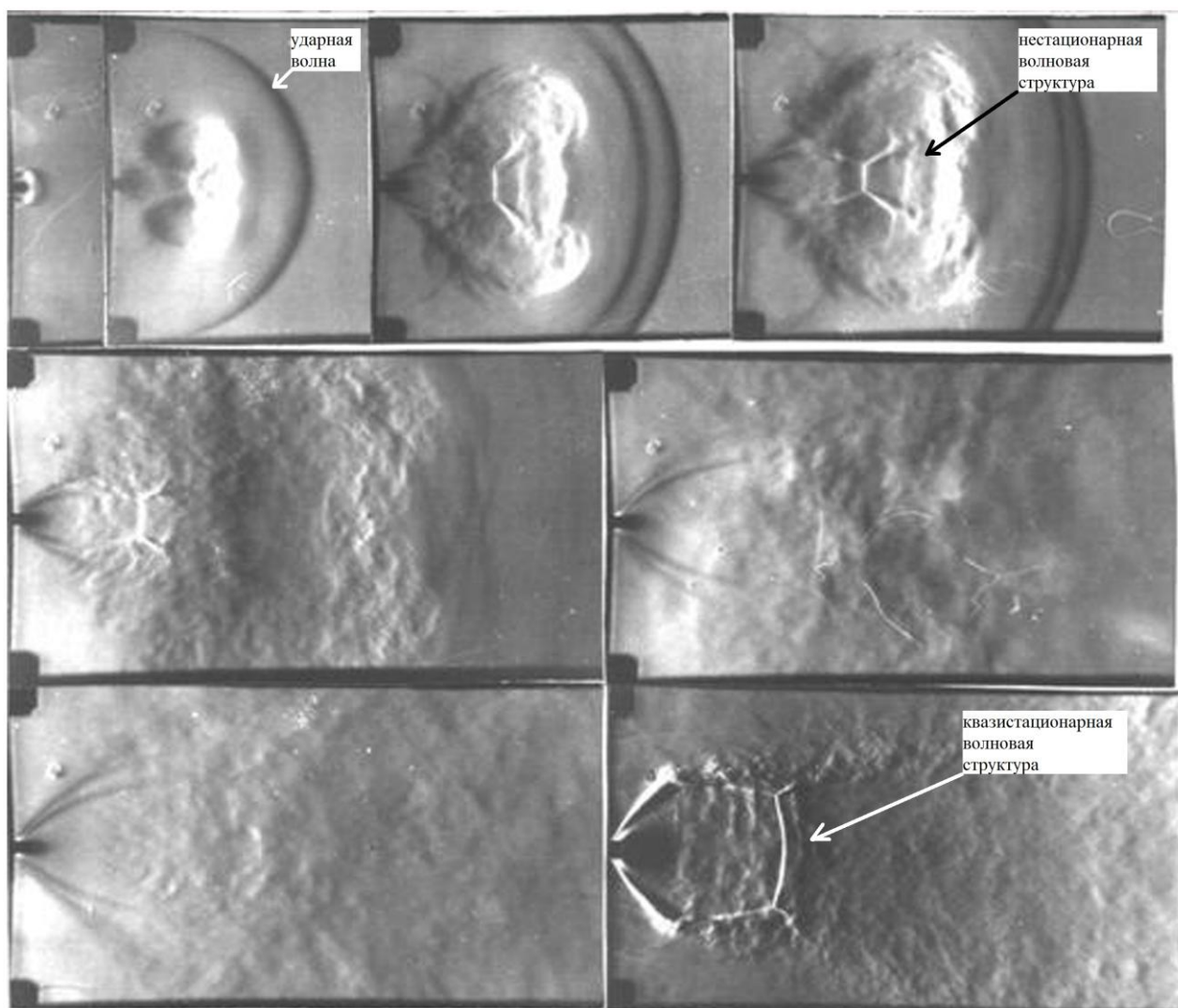


Рис.1. Стадии течения за щелевым звуковым соплом. Сечение сопла 40x1,5 мм, фоновое давление 20 mm Hg, давление торможения ~2 атм. Температура торможения ~2000 К. Представлены стадии соответствующие 5÷800 мкс от начала истечения. Истекающий газ – азот.

На кадрах рис.1 приведены фотографии последовательных стадий течения. На 1-5 кадрах видна структура нестационарной струи и волны, формирующейся перед фронтом истекающего газа. Нестационарная струя имеет вихревую структуру на фронте и структуру, подобную структуре газодинамического участка стационарной струи, которая изменяется во времени, что видно на 3–7 кадрах. Четкая структура струи на 3-5 кадрах и фронт волны в фоновом газе существенно изменяются на 6 и 7 кадрах. На этих кадрах струя не имеет замыкающего скачка – волны Римана - и разрушается волна в фоновом газе. На 8-м кадре квазистационарная струя по структуре, но по размерам она не соответствует установившемуся струйному течению при исходных параметрах.

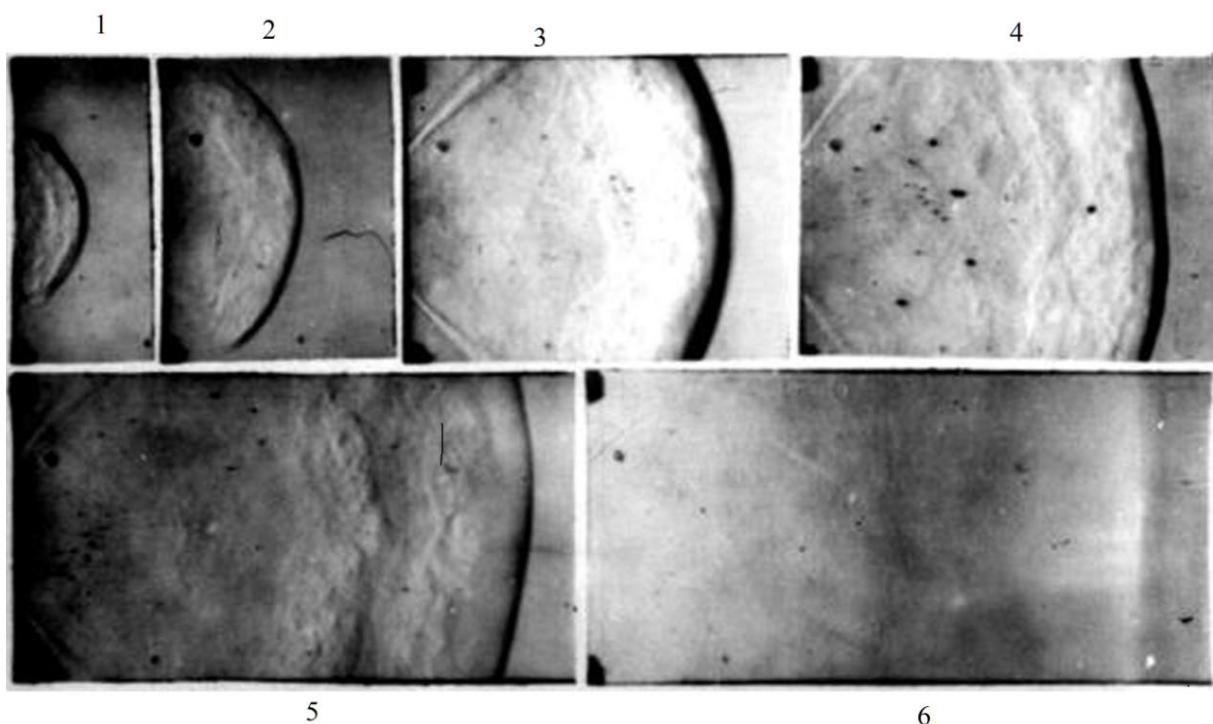


Рис.2. Импульсная струя за соплом специальной конструкции со щелевым критическим сечением и углом раскрытия сопла 60 градусов. Фоновое давление 3mm Hg, давление торможения 9 ± 2 атм, $T_5 = 1700 \pm 200$ К. Истекает смесь, являющаяся моделью рабочего тела газодинамического лазера. Время от начала истечения: 1 – 15 мкс, 2 – 22 мкс, 3 – 75 мкс, 4 – 80 мкс, 5 – 140 мкс, 6 – 2 мс.

Структура всех зон потоков, представленных на рис. 1 и 2 существенно различается на всех стадиях нестационарного течения и не соответствует расчетной стационарной для реализованных условий. Это обстоятельство следует учитывать при оценках характера струйных течений на стадии их установления при всех режимах включения. Особого внимания требует учет характера зависимости временных и пространственных характеристик динамики потока от определяющих параметров: геометрии конструкций и газокинетических характеристик истекающих газов.

На рис. 3 и 4 приведены фотографии струй, истекающих через осесимметричные сопла. Геометрические характеристики сопел, через которые происходило нестационарное истечение, приведены на рис. 5, параметры сопел – в таблице 1.

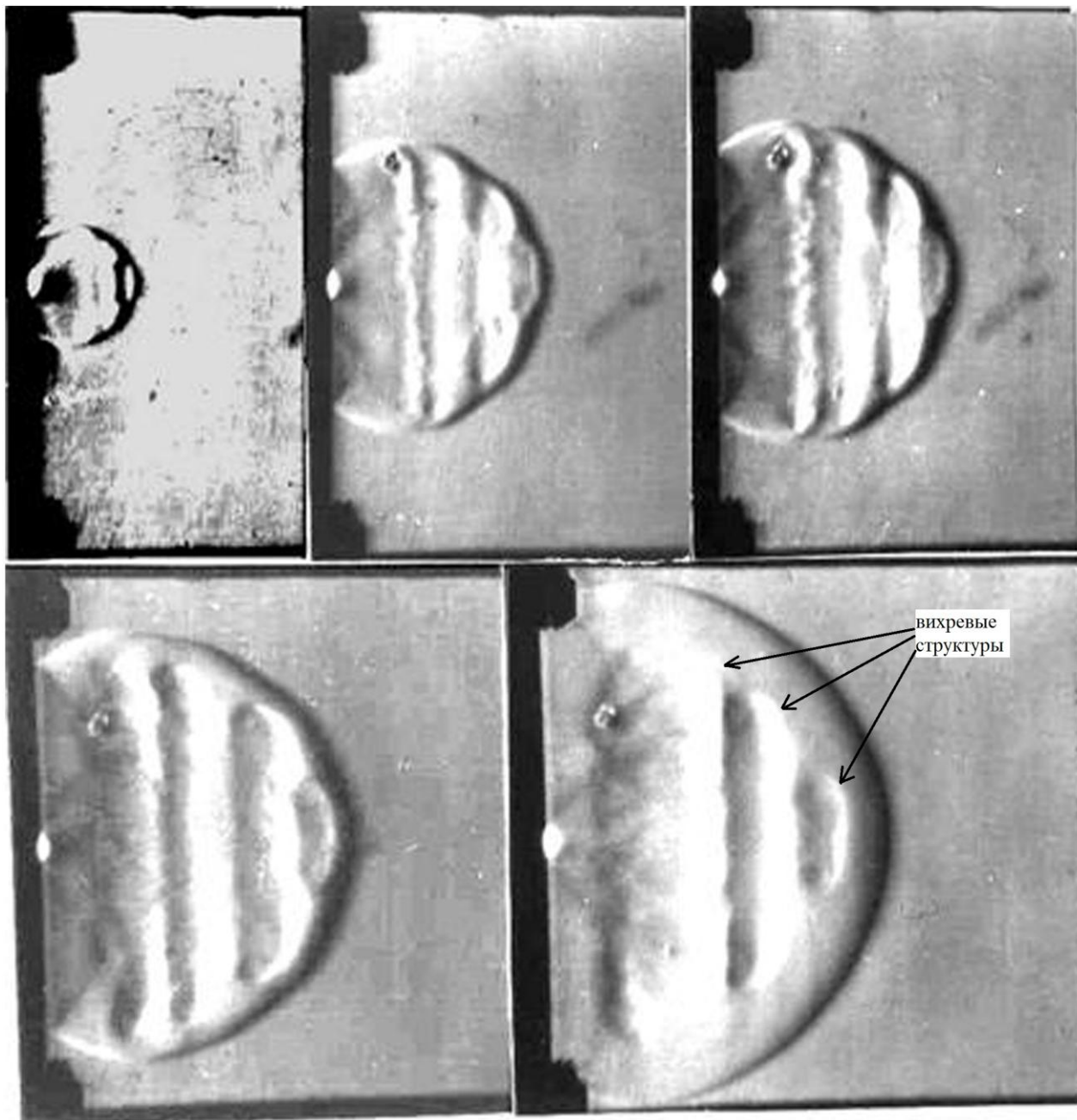


Рис.3 Развитие структуры струи за звуковым соплом диаметром 4 мм. Истекающий газ – азот, температура торможения ниже 2000 К. Внутренние степени свободы не возбуждены и отношение теплоемкостей постоянно – $C_p/C_v=1.4$. Фотографии получены в интервале $30 \div 110$ мкс.

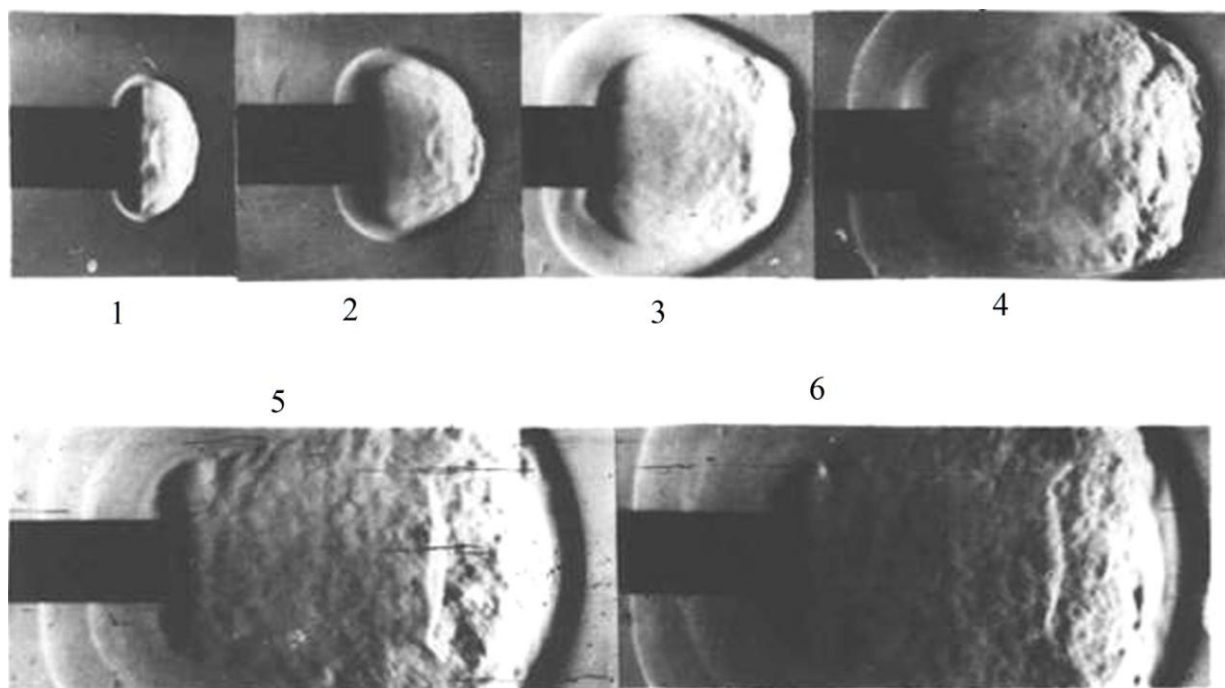


Рис.4. Нестационарное струйное течение релаксирующего газа за сверхзвуковым соплом с диаметром среза 18 мм. (сопло «2» в табл.1). Время от начала истечения: 1 – 41 мкс, 2 – 51 мкс, 3 – 70 мкс, 4 – 93 мкс, 5 – 126 мкс, 6 – 138 мкс. Соответствующие числа Маха волны в ударной трубе, определяющие параметры торможения истекающего газа: 1 – 7.73, 2 – 7.8, 3 – 7.87, 4 – 8.01, 5 – 8.4, 6 – 7.8.

По сравнению с рис.3 волновые и вихревые структуры импульсной струи на рис.4 носят другой характер в силу того, что это течение релаксирующего газа.

Таблица 1

Параметры сопел .

№ сопла	M _a			d _*	d _a	φ _a
	γ=9/7	γ=7/5	γ=5/3			
1	4,2	4,8	6,75	4,32	20	15°
2	4,1	4,53	6,3	4,36	18	10°
3	2,85	3,25	4,0	4,32	10	15°

Схема экспериментальной установки

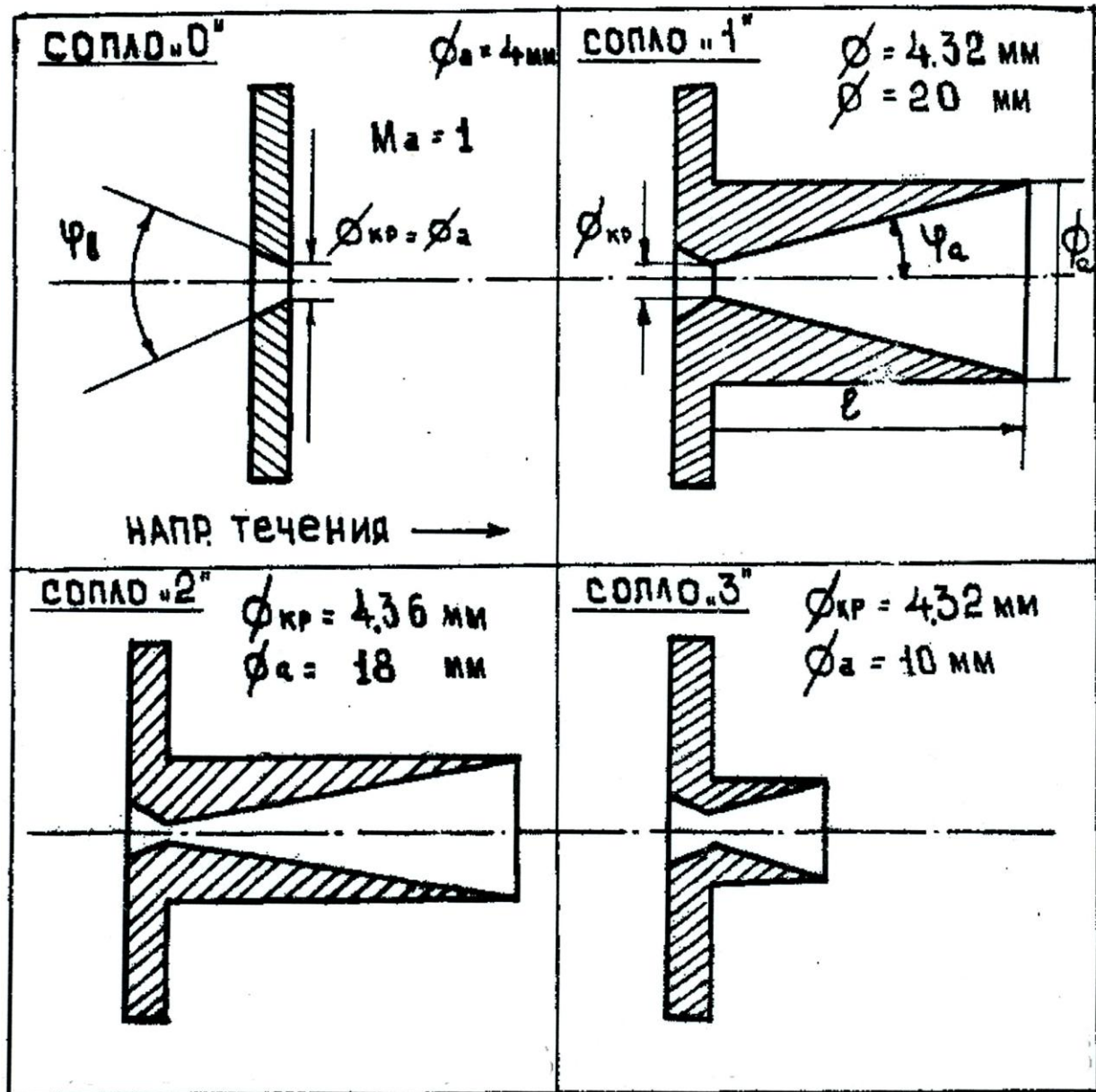


Рис.5. Форма и характеристики сопел, использованных в экспериментах.

На рис.3 представлен процесс развития струи за звуковым соплом (сопло “0” на рис.5) при сравнительно низких параметрах истекающего газа. Фотографии рис.4 получены для режимов, соответствующих максимальным из приведенных выше параметров торможения истекающего газа. Истечение происходило через коническое сопло с геометрическим числом Маха 6,3 при отношении теплоемкостей $C_p/C_v=1.6$ (сопло №2 табл.1, см. также рис.5).

Картины течений существенно различаются между собой по форме заполняемого истекающим газом пространства и структуре потоков и, на что важно обратить внимание, на всех демонстрируемых стадиях течения не имеют сходства со структурой стационарных струйных течений в аналогичных условиях.

Основной результат, полученный в этой серии экспериментов – закономерности движения фронта газа и фронта волны для струй, истекающих из конических сопел с геометрическим числом Маха на срезе больше единицы. Движение фронта струи и волны перед ним определяются исходным отношением давлений P_0/P_∞ в степени 0.2, и для разных условий вполне удовлетворительно обобщаются в параметрах, содержащих указанное отношение давлений, а не отношение плотности газа в критическом сечении сопла к плотности фонового газа, как это предлагается моделью внезапно включенного радиального источника (ВВРИ). Кроме того, все результаты этот параметр обобщает с большей достоверностью, чем обобщающий «геометрию» стационарной струи критерий P_*/P_∞ в степени 0.5. Особого внимания заслуживает то, что для каждого из газов этот параметр обобщает истечение как первоначально равновесного газа (если параметры газа на входе в сопло низкие и внутренние степени свободы молекул практически не возбуждены), так и практически «замороженного» газа (если газ релаксирующий, но до начала течения расширения в сопле внутренние степени свободы молекул не успевают возбудиться).

Подбор соответствующих обобщающих параметров обеспечивает возможность описать движение фронта струи и волны перед ним общими для каждой из характеристик структуры струй, истекающих через сопла 1÷3, зависимостями. Характеризующим режим истечения (помимо физических времени и расстояния) здесь является отношение P_0/P_∞ . Пример такого обобщения движения волны перед струей для одного из газов – CO_2 показан на рис.6. Обобщающие координаты следующие:

$$X' = (x - L)/r_*, T' = \tau C_*/r_* - t_{10}$$

X' – безразмерная координата движения волны перед фронтом струи вдоль оси, расстояние отсчитывается от среза сопла,

T' – безразмерное время, отсчитываемое от момента выхода волны на срез сопла,

t_{10} – безразмерное время движения фронта истекающего газа внутри сопла до момента выхода волны на срез,

L – расстояние вдоль оси сопла от критического сечения до среза,

C_* – скорость звука в критическом сечении,

r_* – критическое сечение сопла.

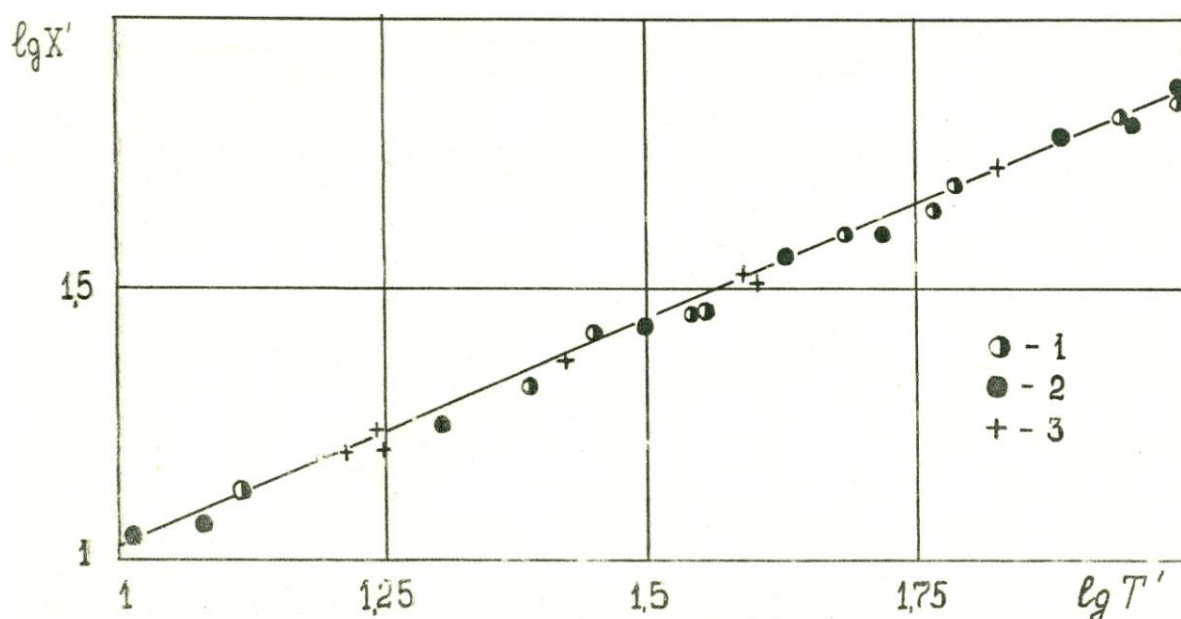


Рис.6. Движение волны в фоновом газе при формировании струй CO_2 за соплами «1», «2», «3».

Для струй азота и аргона получены обобщенные данные и для движения фронта струи. Физический эксперимент показывает, что понижение абсолютного значения давления фона на порядок (до единиц mm Hg.) сокращает зону течения между фронтом истекающего газа и волной перед ним и практически приводит к исчезновению этой зоны. Это означает, что «подпитка» волны фронтом истекающего газа ослабевает. Фронт струи и волна перед ним имеют в таких режимах практически одинаковую скорость распространения уже вблизи среза сопла.

Установлено, что течение за звуковым соплом не описывается общим со сверхзвуковыми соплами обобщающим соотношением, но полученные нами для звукового осесимметричного сопла закономерности (см. рис.17) хорошо согласуются с экспериментальными результатами и их обобщениями, представленными в [4], в отличие от расчетных данных, полученных на основе модели «внезапно включенного радиального стационарного источника» (ВВРСИ). Для оценки течений, формирующихся за коническими соплами со значениями чисел Маха на срезе сопла больших единицы, эта расчетная модель вообще непригодна, так же как и модель «исследования скорости и дальности перемещения массы газа», примененная в [21].

Численное моделирование

Экспериментальные данные, сопоставление которых с результатами численного моделирования проводится ниже, получены для струй газа, истекающего из сопла, установленного в торце ударной трубы [15,16].

Рассматривается течение невязкого сжимаемого идеального нетеплопроводного газа. Описание такого течения проводится в переменных Эйлера. Двумерные нестационарные уравнения берутся в виде следующей системы:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho y^\delta) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u y^\delta) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v y^\delta) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u y^\delta) + \frac{\partial}{\partial x}[(\rho u^2 + p)y^\delta] + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u v y^\delta) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v y^\delta) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u v y^\delta) + \frac{\partial}{\partial y}[(\rho v^2 + p)y^\delta] = \delta p,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e y^\delta) + \frac{\partial}{\partial x}[(\rho e + p)u y^\delta] + \frac{\partial}{\partial y}[(\rho e + p)v y^\delta] = 0.$$

Здесь t – время, $\delta=0$ для плоского, $\delta=1$ для осесимметричного течения, x, y – пространственные координаты (декартовы для плоского, осевая и радиальная соответственно для осесимметричного течения), u, v – компоненты вектора скорости по x и y соответственно, ρ – плотность, p – давление, e – удельная полная энергия. Система замыкается уравнением состояния в виде:

$$p = (\gamma - 1)\rho \left(e - \frac{u^2 + v^2}{2} \right), \text{ где } \gamma \text{ – показатель адиабаты газа.}$$

Численное решение проводилось методом С.К.Годунова [25], имеющим первый порядок точности по времени и пространству, и обладающим свойством монотонности (важным при расчете разрывов сквозным образом). Использовалась равномерная прямоугольная сетка (рис.7). В расчётах размеры сетки всегда ограничены, поэтому на её границе ставятся условия гладкого продолжения течения, заключающиеся в приравнивании нулю производных искомых функций по нормали к внешним границам. Это означает расчёт в граничных ячейках распада разрыва с фиктивной ячейкой с такими же параметрами. Расчёт в ячейках, прилегающих к линиям симметрии или неподвижным жёстким стенкам, заключается в расчёте распада разрыва с фиктивной ячейкой, в которой давление, плотность и продольная скорость такие же, а скорость по нормали к внешней границе имеет противоположный знак. Результатом численного моделирования являются наборы полей давления, плотности и скоростей в определенные моменты времени.

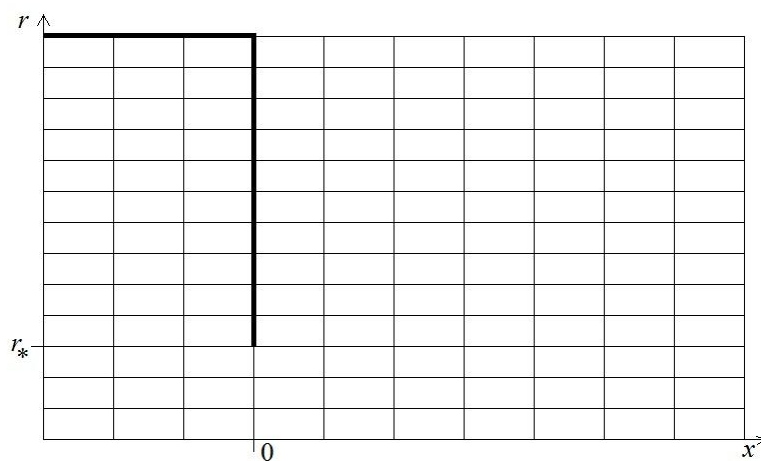


Рис.7. Расчётная сетка.

Подробно в [23] была рассчитана начальная стадия истечения, представляющая собой дифракцию ударной волны на отверстии, и показан сложный характер установления звуковой линии (и, соответственно, параметров течения) на срезе отверстия. Выявлена также картина распределения параметров за ударной волной, отраженной от торца с отверстием.

Анализ полученных результатов

Излагаемые ниже результаты сопоставления экспериментальных и расчетных данных являются развитием анализа, выполненного авторами в [22]. Массив экспериментальных данных для звуковых сопел выбран таким, чтобы было возможно достаточно четко опреде-

лить модель течения и, в рамках принятой модели, сравнивать физический и численный эксперимент. Рассматриваются струи азота, расчетные параметры газа за ударной волной находятся в диапазоне $p_0 / p_\infty = 30 \div 110$, $\rho_0 / \rho_\infty \leq 9 \div 14$, $T_0 / T_\infty \leq 7.5$ (индексом «0» обозначены параметры торможения перед входом в сопло, « ∞ » – параметры фонового пространства). При начальном давлении в камере низкого давления ударной трубы 1.3÷5.3 КПа (10÷40 мм рт. ст.) и комнатной температуре газа в исходном состоянии условия за отраженными ударными волнами, определяющие параметры торможения перед входом в сопло таковы, что дают основания считать газ нерелаксирующим. Площадь критического сечения сопла составляет 0.8% площади торца ударной трубы. Предварительный анализ и измерения показали, что в таких условиях усредненные значения параметров за отраженными ударными волнами у торца ударной трубы соответствуют расчетным по скорости падающей ударной волны с точностью порядка 5% в течение времени ≈ 400 мкс от момента прихода ударной волны к торцу трубы [1]. На основе шлирен-фотографий импульсной струи, полученных в определенные моменты времени, определены траектории движения градиентных областей: фронта струи и ударной волны в фоновом газе – $x=f(t)$. Для рассматриваемых экспериментальных данных обобщающими параметрами являются безразмерные координаты $x = X / r_*$, $t = \tau c_* / r_*$, X – расстояние от среза сопла, пройденное волной (или фронтом) струи за время τ от начала истечения (в данном случае от момента начала отражения волны от торца ударной трубы), r_* – радиус критического сечения сопла, c_* – критическая скорость звука ($c_* = \sqrt{(\gamma RT_*) / \mu} = \sqrt{(\gamma p_* / \rho_*)}$). При обработке данных аппроксимация дает наглядный геометрический результат: зависимость $x = At^\alpha$ в логарифмическом масштабе практически линейна и позволяет определить константы A и α с удовлетворительной дисперсией как для закономерности движения фронта струи $x = 3.12t^{0.54}$, так и для движения волны в фоновом газе $x = 3.18t^{0.66}$. Применение метода наименьших квадратов в предположении, что функции имеют вид степенной зависимости, дало несколько отличные коэффициенты A и α , и примерно вдвое большую дисперсию.

Анализ расчета дифракции ударной волны на отверстии в торце трубы показал, что в фоновом пространстве на оси продифрагировавшая волна выявляется на расстоянии до 1.5-2 калибров отверстия к моменту времени $t \approx 4.2$ мкс от начала процесса. Через $t \approx 5.5$ мкс максимальное давление на отрезке $(1.5r_*, 2.0r_*)$ оси Ox падает примерно вдвое, а в фоновом газе к этому времени формируется волна эллипсоидальной формы с параметрами, изменяющимися вдоль фронта и имеющими максимальное значение на оси на расстоянии $(2.5 \div 3)r_*$. При этом максимум давления составляет примерно половину максимума давления в истекающем газе.

Дальнейший анализ расчетных данных показывает, что существенен способ выявления координат максимальных значений параметров в расчетном поле течения. По мере распространения ударной волны в фоновом газе максимум давления распространяющегося возмущения падает, а скорость его движения на расстоянии до 15 калибров снижается приблизительно на 10-15%. На рис.8 приведено рассчитанное поле плотности для струи, формирующейся при истечении газа, нагретого ударной волной с $M=2.6$ на момент времени $\tau=120$ мкс от начала истечения. На рис.9 приведено поле давления на момент $\tau=34$ мкс импульсной струи газа, истекающей из объема за ударной волной $M=4.0$. На рис.10 показано изменение плотности вдоль оси струи в последовательные моменты времени для ударной волны $M=4.0$. Анализ полученных в результате расчета полей плотности, давления, скоростей, температуры, соответствующих различным стадиям развития течения с привлечением рекомендаций работы [26] и обработка информации о движении фронта струи и волны пе-

ред ним позволяют построить аппроксимацию траекторий этих характерных градиентных структур.

Фронт струи представляет собой контактную область, являющуюся границей между истекающим газом и газом фонового пространства, который вытесняется истекающим газом (как непрерывно расширяющимся поршнем) и уплотняется им. Передняя граница объема уплотненного газа трактуется как ударная волна, разделяющая невозмущенный и уже возмущенный истечением фоновый газ. В общих чертах изменение расчетных значений параметров отражает развитие процесса заполнения истекающим газом фонового пространства, наблюдаемое в эксперименте. Точность определения координаты волны мало меняется на расстоянии до 15 калибров от среза отверстия в торце трубы. Положение фронта струи определяется в большей степени условно и с уменьшающейся точностью по мере удаления от среза [27]. Методом наименьших квадратов построены зависимости, обобщающие расчетные данные о движении вдоль оси фронта струи и волны в фоновом газе во всем рассчитанном диапазоне координат.

Обобщение данных степенной функцией $x = f(t) = At^\alpha$ дает зависимости $x = 2.36t^{0.71}$ (дисперсия 0.71) для ударной волны и $x = 1.62t^{0.79}$ (дисперсия 0.86) для фронта струи. Заметим, что для зависимости движения фронта струи (наиболее значимой для анализируемого процесса) аппроксимация многочленом третьей степени $x = a_0 + a_1t + a_2t^2 + a_3t^3$ может дать обобщение с меньшей дисперсией (0.61), но общий ход зависимости $x = 1.33t - (0.41 \times 10^{-1})t^2 + (0.82 \times 10^{-4})t^3$ не согласуется с физической картиной развития течения и отражает, видимо, тот факт, что при расчете течения без учета потерь на расстояниях до $\approx 40r_*$ оно остается ускоряющимся, а замедление, которое неизбежно должно обнаружиться и при сколь угодно малых потерях, выявится на более поздних стадиях.

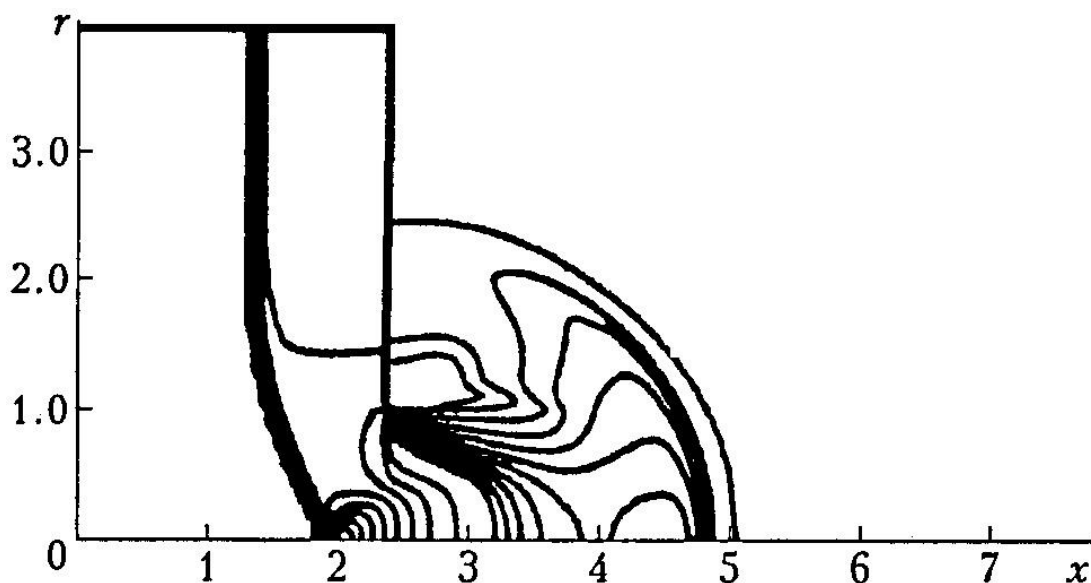


Рис.8. Изолинии плотности струи (проведенные с шагом $\Delta\rho=0.1$), формирующейся при истечении газа, нагретого ударной волной с $M=2.6$, на момент времени $\tau=120$ мкс от начала истечения.

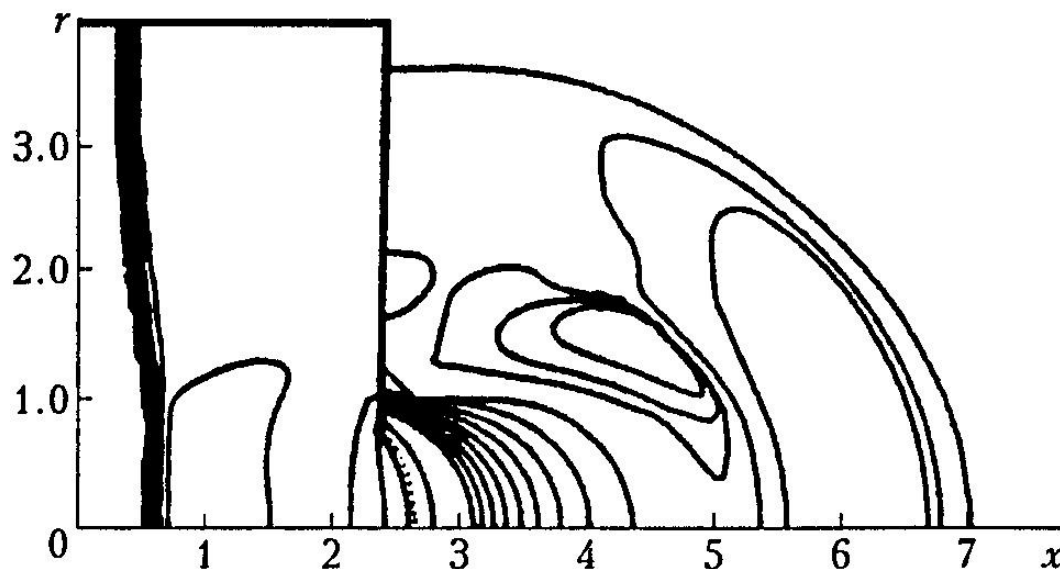


Рис.9. Изолинии давления (проведенные с шагом $\Delta P=0.5$) на момент $\tau=34$ мкс импульсной струи газа, истекающей из объема за ударной волной $M=4.0$.

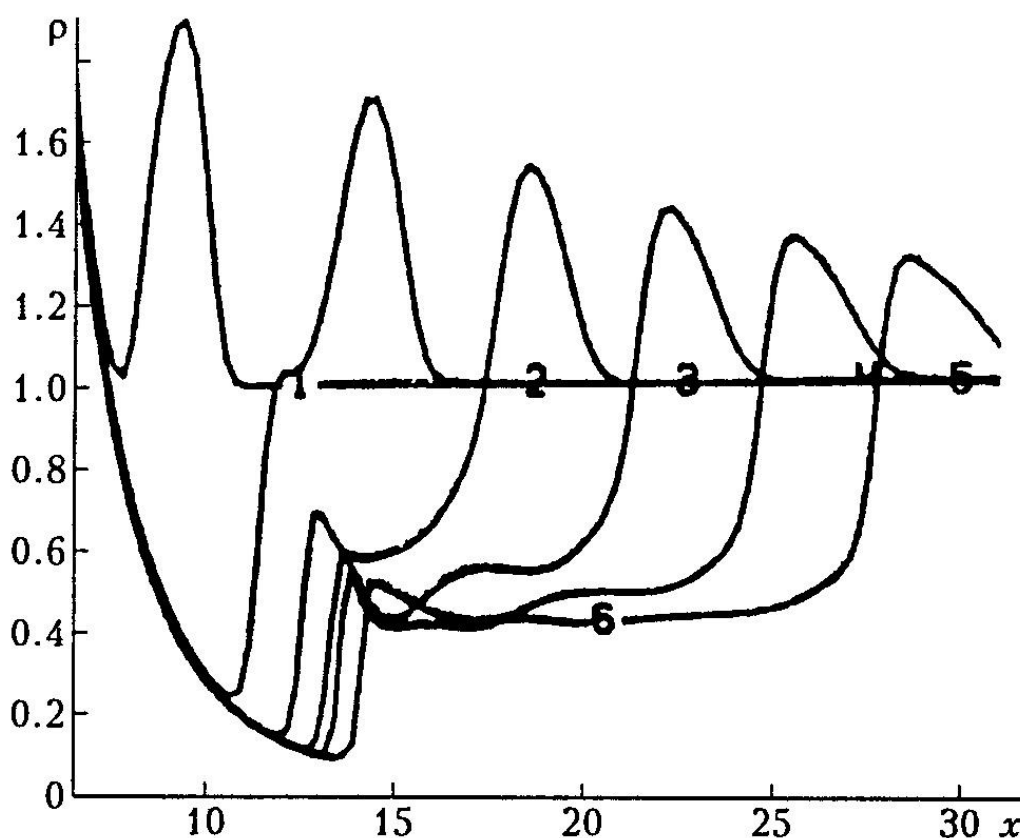


Рис.10. Плотность вдоль оси струи в последовательные моменты времени для ударной волны $M=4.0$.

Представляется целесообразным расчетные данные обобщать функцией того вида, которая с малой дисперсией и физически оправданно обобщает экспериментальные результаты. На рис.11 и 12 сопоставлены графики рассчитанных (1) и экспериментальных (2) траекторий движения фронта струи (рис.11) и волны перед ним (рис.12), построенные по аппроксимационным зависимостям. Характеры зависимостей, полученных из расчета и экспери-

мента, сходны для головной ударной волны, тогда как для фронта струи наблюдается качественное отличие.

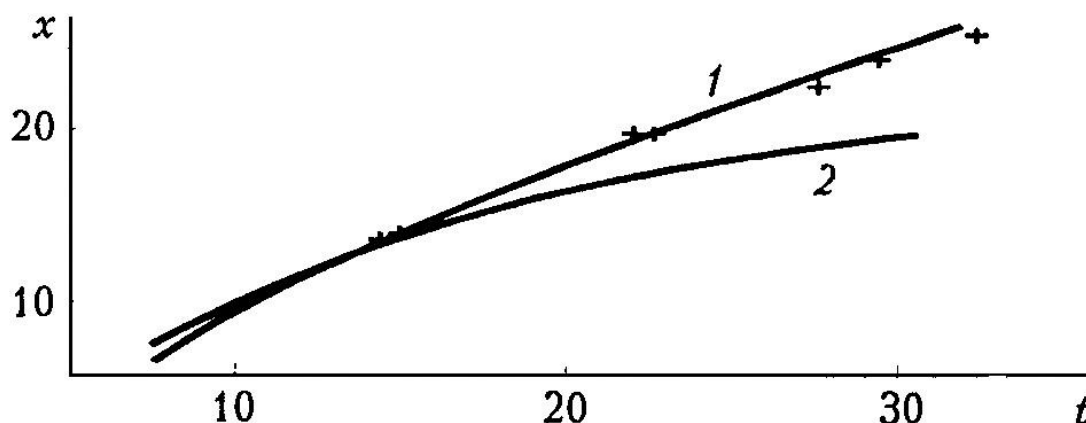


Рис.11. Рассчитанная (1) и экспериментальная (2) траектории движения фронта струи (крестиками обозначены точки, полученные в численном эксперименте).

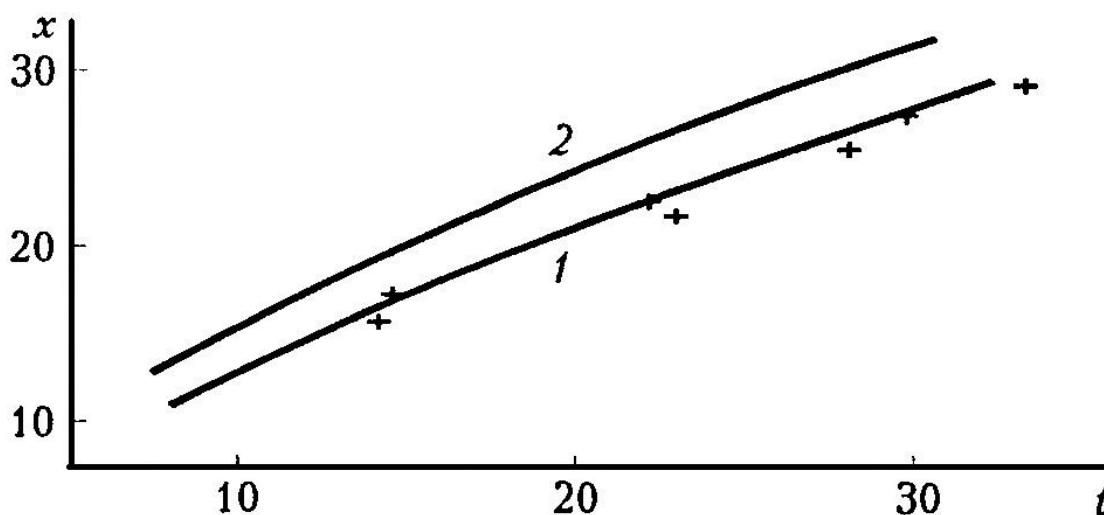


Рис.12. Рассчитанная (1) и экспериментальная (2) траектории движения головной ударной волны (крестиками обозначены точки, полученные в численном эксперименте).

Анализ результатов прогноза структуры нестационарной струи, истекающей из звукового сопла, показывает, что расчетное прогнозирование, проводимое посредством решения системы нестационарных уравнений для идеального невязкого газа, не обеспечивает качественного соответствия физически реализующейся картине формирования структуры струи на нестационарной стадии течения в достаточно широком диапазоне исходных параметров.

Правдоподобность качественных оценок зависит от количества результатов, полученных для разных расстояний от среза сопла, различных моментов времени, набора исходных нерасчетностей и абсолютного значения давления фонового газа. Значение характеристики течения в точке с конкретной координатой достовернее в том случае, если оно получено из зависимости, построенной в результате обобщения представительного массива данных, а не как отдельное конкретное значение («точка»).

Наименьшее значение дисперсии при построении обобщающей зависимости не обеспечивает максимального правдоподобия прогноза, в частности потому, что в расчетной модели не учитывается диссипация. При построении аппроксимирующей зависимости пред-

почтительнее использовать вид функций, полученных при обобщении физических экспериментов.

Весь массив данных физических экспериментов, полученный для практически интересного диапазона изменений нерасчетностей и перепадов температур, удовлетворительно обобщается единой зависимостью с постоянными коэффициентами как для фронта струи, так и для волны перед ней.

Существование таких общих зависимостей, их выявление в физических экспериментах дает основание полагать, что совершенствование расчетных моделей и методов может способствовать повышению достоверности прогнозирования импульсных струй.

Электронно-лучевое зондирование импульсных струй, истекающих в глубоко вакууммированное фоновое пространство

Особое значение для понимания и анализа результатов наблюдений и измерений на космических летательных аппаратах (КЛА), анализа состояния собственной внешней атмосферы (СВА) и поверхностей конструкций у срезов сопел ДО и ДУ, а также моделирующих их лабораторных и стендовых экспериментов [9-11], имеют результаты, полученные при исследовании нестационарного импульсного струйного истечения в глубоко вакууммированное фоновое пространство.

Условия опытов, описанных в этом разделе, хорошо имитировали бесконечно большое пространство с заданным значением давления фонового газа, весьма низким для газодинамических экспериментов, благодаря большому размеру вакуумной камеры и относительно малым расходам истекающих исследованных газов. Эксперименты выполнялись методом электронно-лучевого зондирования. Были проведены измерения движения фронта струи вдоль оси и перпендикулярно оси потока и определена плотность истекающего газа в струе до установления квазистационарного значения интегрального поглощения зондирующего луча, пересекающего ось струи на уровне, обеспечиваемом чувствительностью примененной измерительной аппаратуры. Расположение элементов установки и схема зондирования показаны на рис.13.

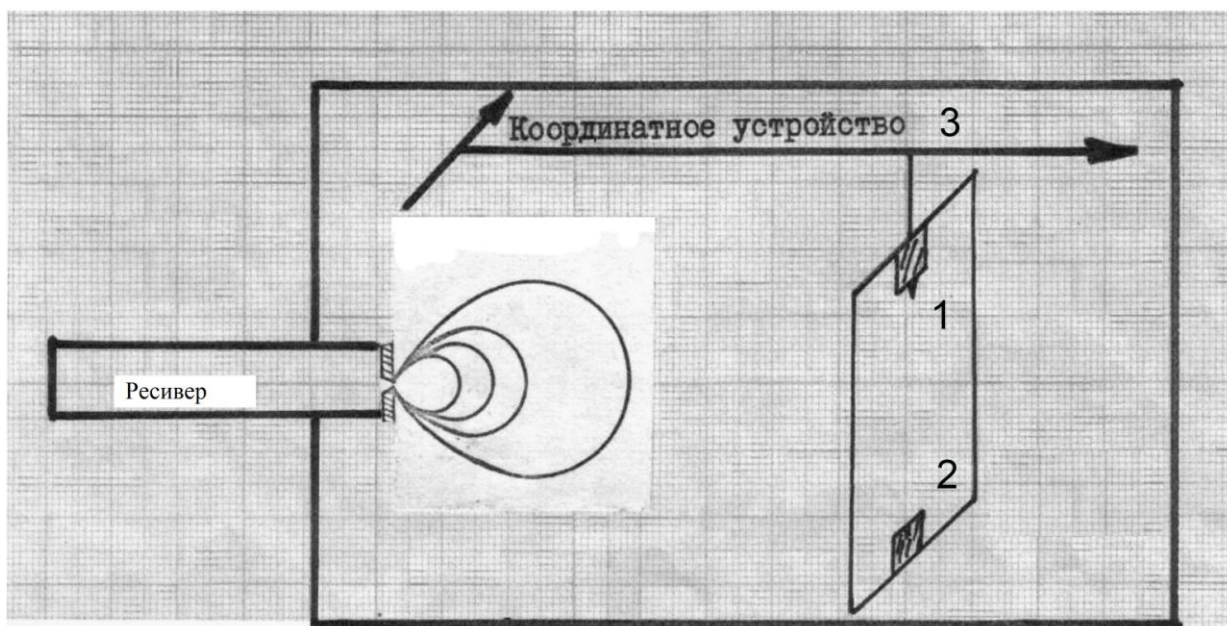


Рис.13. Схема проведения электронно-лучевого зондирования струи. 1-электронная пушка, 2-коллектор, 3-координатное устройство, 4-ресивер с соплом.

Исследование импульсных струй N_2 и Ar методом электронно-лучевого зондирования выполнялось в камере объемом 18 м^3 , которая откачивалась до давления $P_\infty \approx 5 \times 10^{-6} \text{ мм Hg}$. Первая серия экспериментов проводилась для звукового сопла, которое имело диаметр $0,25 \text{ мм}$, давление торможения перед входом в сопло составляло $P_0 = 7-8 \text{ атм}$, температура $T_0 = T_\infty = 290 \text{ К}$, $P^*/P_0 = 5,6 \times 10^8$ для N_2 и $5,2 \times 10^8$ для Ar .

Электронно-лучевое зондирующее устройство с учетом всех особенностей и выполнении требований, обеспечивающих максимально возможную, в условиях наших экспериментов, достоверность результатов, было изготовлено по разработанному нами совместно с исполнителем техническому заданию в ВЭИ.

На рис. 14 приведены примеры осциллограмм поглощения электронного пучка, полученные при зондировании импульсной струи на разных расстояниях от среза сопла на оси и на периферии струи. Обработка этих данных позволяет получить информацию о движении газа струи, об изменении структуры струи и распределении плотности в потоке на стадии развития струйного течения.

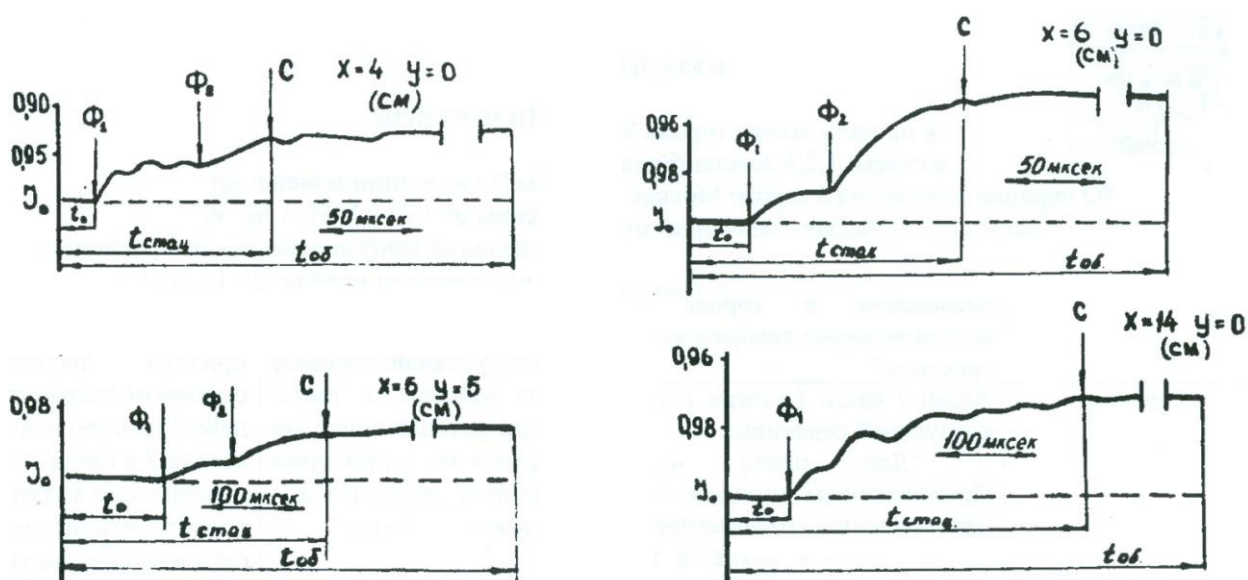


Рис.14. Примеры регистрации поглощения электронных лучей, зондирующих нестационарную струю.

По изменению характера сигнала поглощения определялись скорости движения фронта течения и заполнение фонового пространства газом струи. По результатам поглощения численным решением задачи Абеля и полученным аналитическим решением этой обратной задачи [12] определена плотность в разных сечениях струй.

Результаты, представленные на рис. 15, получены для одного из сечений струи аргона, расположенного на расстоянии 6 см от среза сопла. Поглощение луча поперек сечения зарегистрировано в интервале $1 \div 6 \text{ см}$ и проведено по обе стороны от оси. Экспериментальные точки аппроксимированы зависимостью, построенной по среднеарифметическим значениям – кривая 1, и двухпараметрической функцией – кривая 2. Кривая 3 – распределение плотности, полученное в результате аналитической обработки данных, 4 – результат численного расчета плотности по значениям, взятым с кривой 2. Аналитическая обработка дала возможность получить результаты в более широкой области течения. Такой метод обработки в условиях обсуждаемых экспериментов следует признать более перспективным.

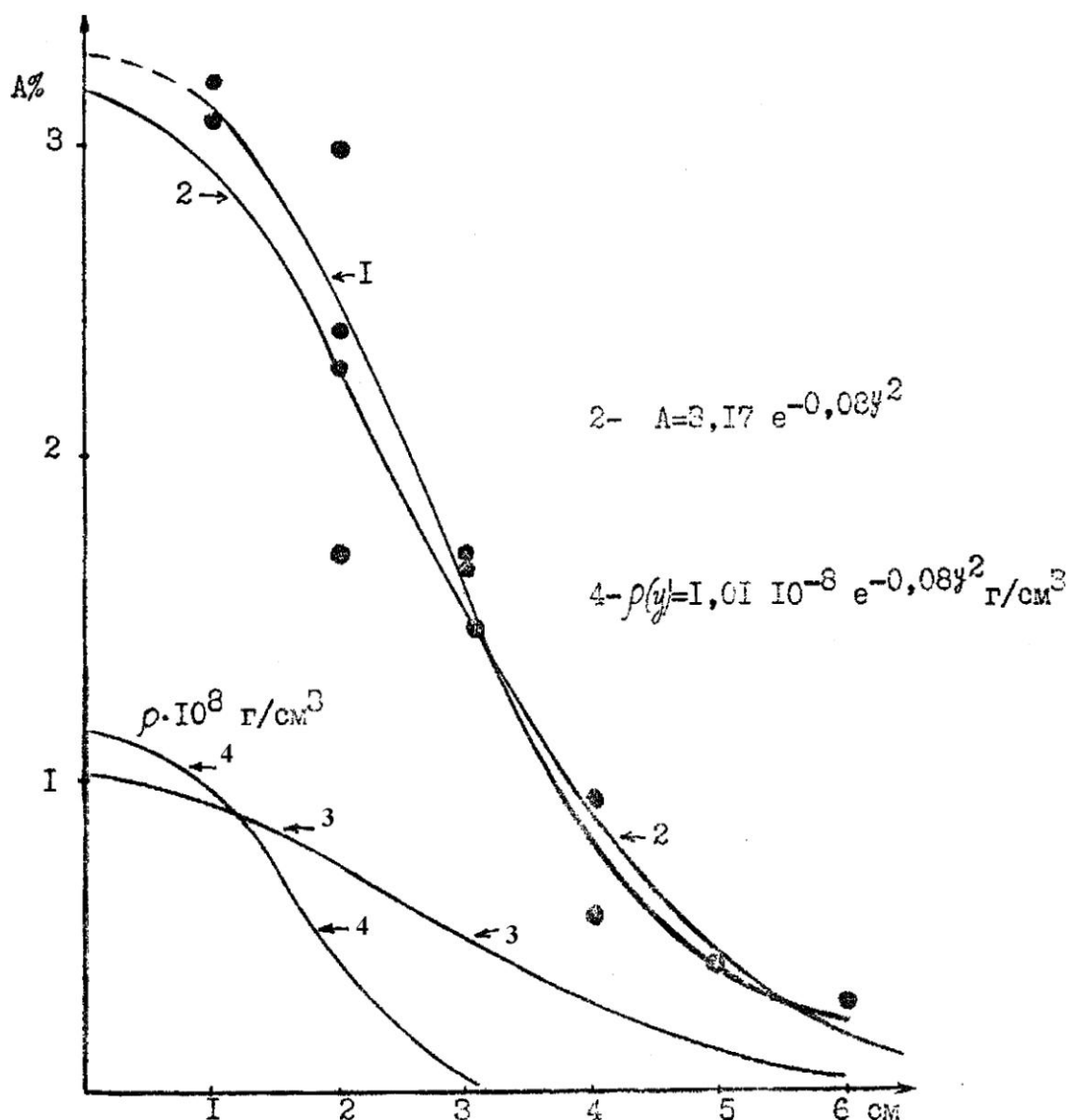


Рис.15. Обработка результатов зондирования в одном из сечений импульсной струи аргона. Показаны результаты измерения значений поглощения и построенные по ним распределения плотности.

В экспериментах с применением электронно-лучевого зондирования при фиксации движения фронта струи на уровне регистрируемой плотности для истечения обоих газов получен интересный, весьма не тривиальный результат, демонстрируемый графиками рис. 16. На расстоянии до 340 г_* ($4,155 \text{ см}$) в Ar и 330 г_* ($4,125 \text{ см}$) в N_2 скорость движения фронта нестационарной струи превышает предельную скорость нестационарного истечения в вакуум, определение которой дано в [28]. Превышение этой скорости в рамках классических представлений о межатомарных взаимодействиях в одноатомных газах – Ar и межмолекулярных в молекулярных газах – N_2 не должно иметь места. Объяснение этому наблюдаемому явлению можно получить в соответствии с результатами расчетов температурного разделения – сепарации при расширении в вакуум, представленными в работе [29], и с кластеризацией и конденсацией – усложнением структуры частиц в свободных струях, рассматриваемой, например, авторами [30]. Количественные оценки последней работы проведены для стационарных струйных течений и для нашего случая должны рассматриваться как ориентировочные. Масштабы явления в наших экспериментах

и оценки в соответствии с [29] и [30] допускают возможность каждого из этих механизмов, что требует дальнейшего внимательного анализа с привлечением большего объема экспериментов и современных представлений о характере энергообменного взаимодействия в газах в условиях нестационарных течений в глубоком вакууме.

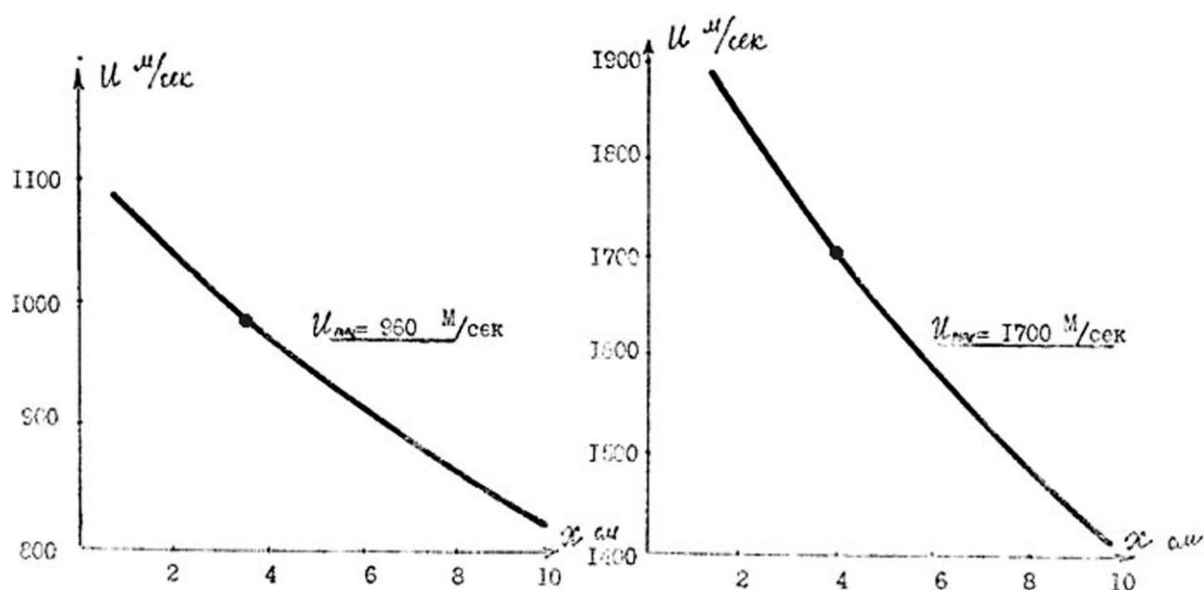


Рис.16. Изменение скоростей движения фронта импульсных струй аргона и азота с увеличением расстояния от среза сопла при истечении в вакууммированное пространство.

Методом поглощения электронного пучка были выполнены также эксперименты с нестационарными струями для режимов истечения через сверхзвуковое сопло в пространство, вакууммированное до 2×10^{-5} mmHg, при давлении газа в ресивере 2 атм, исходного соотношения $P_0/P_\infty = 10^8$ и температуре $T_0 = T_\infty = 300$ К. Геометрическое число Маха на срезе сопла 4,9 для N_2 и 6,9 для Ar, критический радиус сопла r_* и радиус среза сопла r_a были равны 0,835мм и 4мм соответственно. Сигналы поглощения в этих режимах регистрировались на расстояниях 50 – 320 радиусов среза сопла вдоль оси и до 150 радиусов по обе стороны от оси потока. Зависимость в размерных величинах имеет вид:

$$t = 11,1x + 0,023x^2 \text{ (Ar)}; \quad t = 9,7x + 0,02x^2 \text{ (N}_2\text{)}.$$

В обобщенных параметрах движение фронта N_2 и Ar выражаются одним уравнением с разбросом не более 5%:

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

Здесь $T = tc/r_a$ и $X = x/r_a$.

Модель ВВРИ не дает обобщения результатов в условиях этих экспериментов.

Кроме описания движения фронта истекающего газа, построена картина изменения формы струи во времени и распределение плотности в струе в различные моменты времени для нескольких сечений. Проведено сравнение результатов, полученных для струй за сверхзвуковым и звуковым соплами.

Скорость движения фронта струи в исследованном интервале координат оказывается выше предельной скорости нестационарного истечения в вакуум и для режима нестационарного струйного течения за сверхзвуковым соплом. Характер зависимости аналогичен приведенному на рис.15 для звукового сопла. Однако максимальное значение скорости в этом случае несколько меньше значения, полученного за звуковым соплом. Анализ результатов с привлечением данных [30] показывает согласие тенденций. Однако

необходимо иметь в виду, что авторы [30] обсуждают ситуацию для стационарного течения, и потому уверенное заключение о природе явления требует дальнейшего исследования и анализа.

Данные распределения плотности для этой серии экспериментов, полученные по результатам измерения поглощения электронного луча и численному интегрированию уравнения Абея, имеют среднюю общую погрешность порядка 25%.

Анализ характера распределения плотности, изменения ее значений на разных расстояниях от среза сопла во времени для разных режимов истечения, и сопоставление со шпирен-картинами течения, реализующимися при формировании струй, истекающих в фоновое пространство с давлением $10 \div 50$ mm Hg, дают основания полагать, что и при истечении из сверхзвукового сопла формируется возвратное течение на кромке сопла или насадке.

Режимы, регистрируемые шпирен-фотографией, обнаруживают образование трех зон с повышенным градиентом плотности. У кромки сопла эти зоны уплотнения имеют четко регистрируемую структуру, перестраивающуюся по мере удаления от среза сопла.

При истечении в глубокий вакуум развиваются, по крайней мере, два вихревых кольца (облака). В этих режимах, для которых получены количественные данные об изменении плотности в нестационарной струе во времени и пространстве, на поздних стадиях истечения из сверхзвукового сопла обнаруживается колоколообразное распределение плотности в приосевой области. Это ядро содержит основную массу газа струи. Для звукового сопла уплотненное ядро с повышенной плотностью проявляется слабее, а размер зоны заполнения фонового пространства (выраженный в калибрах сопла) больше, чем для сопла сверхзвукового.

Характер нестационарного струйного течения за звуковым соплом заметно отличается от направленного течения за соплами сверхзвуковыми, как при истечении в пространство с противодавлением, так и при истечении в глубоко вакуумированное фоновое пространство. Это следует иметь в виду при построении моделей для численного исследования и прогнозировании параметров нестационарных газовых выбросов и оценках разлета продуктов в результате интенсивного энергетического воздействия на вещество. Если при воздействии образуются каверны и кратеры, то разлет с поверхности материалов, целесообразно моделировать как истечение из сопла с числом Маха на срезе большим единицы. Это относится и к процессам истечения из насадков, объемов с постоянным сечением, глубина которых больше диаметра выходного сечения.

Предпринят поиск обобщающих параметров, объединяющих описание движения фронта нестационарной струи N_2 и Ar за звуковым соплом как в среду с $P \sim 10 - 50$ mm Hg, так и в глубоко вакуумированное фоновое пространство в диапазоне определяющих параметров, допускающих предположение о постоянстве C_p/C_v в состоянии торможения перед входом в сопло. Результаты представлены на графике рис.17.

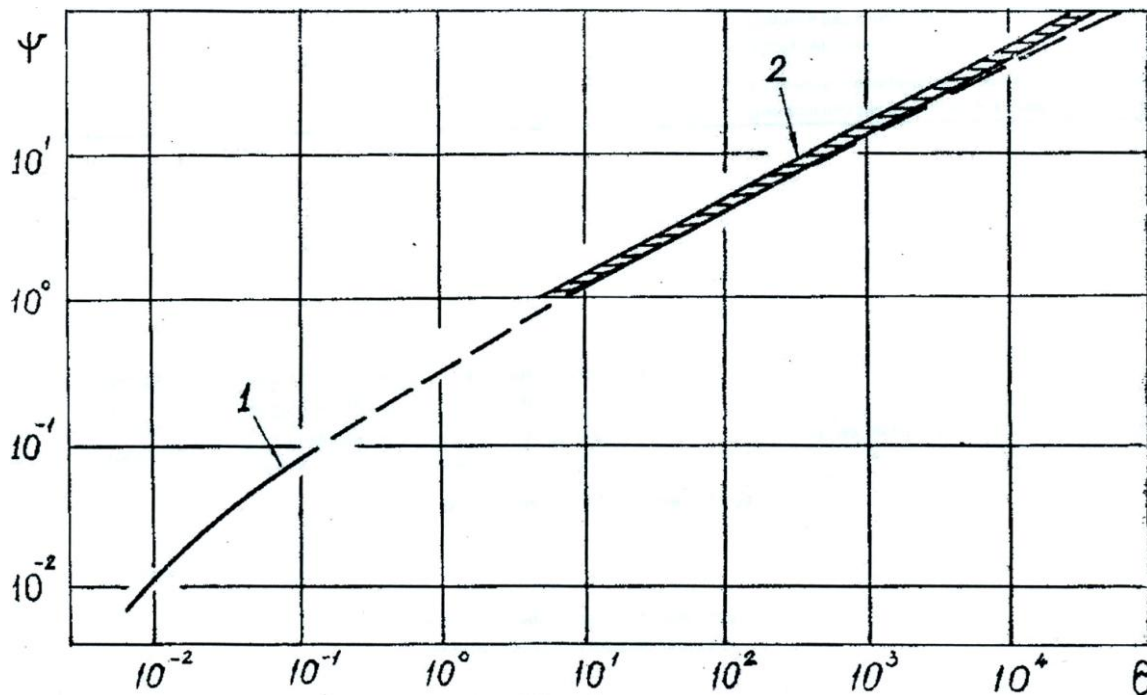


Рис.17. Сопоставление движения фронта импульсных струй за звуковым соплом в координатах, обобщающих экспериментальные результаты в условиях различных давлений в фоновом пространстве.(1 - истечение в глубокий вакуум, 2 - истечение в пространство с противодавлением, заштрихованный интервал значений для режимов «2» удовлетворительно согласуется с экстраполяцией зависимости «1»).

Обобщающие координаты, в которых представлена зависимость рис.17: $\Psi = (x / r_*) \times (p_0 / p_\infty)^{-0.5}$ и $\Theta = (t U_m / r_*) \times (p_0 / p_\infty)^{-0.5}$, где $U_m = (2C_0) / (\gamma - 1)$ – максимальная нестационарная скорость истечения в вакуум [28], C_0 – скорость звука в состоянии торможения перед входом в сопло (“замороженная“ для режимов истечения газа, нагретого ударной волной), $\gamma = C_p / C_v$ – отношение теплоемкостей истекающего газа (при комнатной температуре равно 1.4 для азота и 1.67 для аргона), r_* – радиус критического сечения сопла, x – физическое расстояние, t – физическое время.

Результаты экспериментов, полученные в[6] располагаются на штриховом участке экстраполяции рис 17, между 1 и 2 и хорошо согласуются с данными только наших исследований.

Заключение

Для построения общего описания нестационарных струй релаксирующего газа и струй за сверхзвуковыми соплами, аналогичного приводимому на рис.6, имеющихся в настоящее время данных не достаточно. Возможны только частные обобщения, некоторые из которых приведены выше.

Основным результатом изложенного следует считать рекомендации не принимать желаемое за действительное, а именно: 1) не доверять возможности оценивать нестационарные струи как квазистационарные, уповая на быстрое установление квазистационарного течения; 2) не использовать для нестационарных струй, без обстоятельного анализа, в качестве обобщающих параметры, применяемые для описания стационарного струйного течения и 3) учитывать, что результат вычислительного эксперимента это всегда модель, требующая уточнения и ответа на вопрос «а так ли оно на самом деле?»

Нестационарные струйные течения принципиально отличаются от стационарных струй волновой структурой, полем распределения параметров, характером взаимодействия с поверхностями и между собой при разных условиях взаимного расположения.

Все эти проблемы недостаточно изучены и применение упрощающих предположений при построении моделей для численного прогнозирования, как динамики развития течений, так и исследования протекающих в таких потоках газокинетических процессов, требуют внимательного анализа и обстоятельной оценки достоверности получаемых результатов. Результаты экспериментальных исследований, изложенные в статье, показывают, что при описании и построении расчетных моделей нестационарных струйных течений не оправдано применение «квазистационарной» модели струи, модели радиального течения от источника, предположения о возможности безоговорочно без дополнительного анализа пренебрегать газокинетическими процессами в нестационарных потоках, даже при низкой температуре торможения истекающего газа.

Набор определяющих параметров нестационарных струйных течений шире набора, принятого для характеристики стационарных струй не только потому, что содержит явную зависимость значения параметров от времени. Это расширение имеет место потому, что должно отражать изменение характера влияния набора обобщающих параметров и специфику их зависимости от начальных и граничных условий на процессы, имеющие определяющее значение именно в нестационарных условиях.

Это демонстрируют представленные в статье результаты, полученные в широком диапазоне изменения параметров струй и условий их реализации.

Для начальной стадии развития струи характерно формирование на кромке сопла возвратного течения – образование вихрей. В исследованном диапазоне изменения параметров истечения образуется (в зависимости от конкретных начальных и граничных условий) не менее двух вихрей. В формировании первого вихря определяющую роль играет взаимодействие потока со стенками конфузора и сопла, и кромкой среза последнего. В возникновении последующих вихрей существенную роль играет наличие перед истекающей струей уже образовавшегося возвратного течения, а также противодействие фонового газа.

Исследование струй в условиях глубоко разреженного фонового пространства и относительно малых расходах истечения показывает, что значение параметров в поле течения казалось бы установившейся струи пульсирует постоянно. Масштабы пульсаций, определяющих степень стационарности при конкретных размерах и конструкции сопел и расходе истекающего газа, зависят от координат рассматриваемой зоны струи. На больших расстояниях от среза сопла и от оси параметры струи не стационарны всегда и при условии постоянства параметров фонового пространства.

Течение в техногенных, антропогенных струях не может быть «идеально» радиальным.

Литература

1. Набоко И.М. Дис. д.ф.-м.н. 18.11.1984. М. 268 с.
2. Naboko I.M., Belavin V.A., Golub V.V. Nonstationary wave structure of intermittent supersonic jet. *Acta Astronautica*. 1979. v.6. p.885-890.
3. Кочнев В.А., Набоко И.М. // ПМТФ. 1980. с.107.
4. Базаров С.Б., Набоко И.М. Струя на стартовой стадии в численном и физическом эксперименте // Проблемы математической физики. Изд. МГУ. 1998. с.162-171.
5. Храмцов П.П. Дис. д.ф.-м.н. Оптическая диагностика конвективного тепло и массообмена 12.2008 Минск 329 с.
6. Коробейщиков Н. Г. Дис. к.ф.-м.н. 2004. Новосибирск. 180 с.
7. Шариков И.В. Дис. к.ф.-м.н. 2003. М. 165 с.

8. Импульсные детонационные двигатели. Под ред. Фролова М.С. М. Торус Пресс. 2006. 592 с.
9. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н., Буряк А.К. и др. // Теплофизика и аэромеханика. 2003. т.10.№4. Новосибирск. с. 575.
10. Герасимов Ю.И., Ярыгин И.В. // Хим. Физ. 2008. т.27. №10. с.35.
11. Герасимов Ю.И., Буряк А.К. // Хим. Физ. 2008. т.27. № 10. с.26.
12. Еремин А.В., Набоко И.М. // ПМТФ. 1999. № 6. с.123.
13. Гусев В.Н. К вопросу о запуске сверхзвуковых сопел // Инженерный журнал. 1961. №1.
14. Naboko I.M., Vazhenova T.V., Opara A.I., Belavin V.A. Formation of a jet of shock-heated gas outflowing into evacuated space // *Asronautica Acta*. 1972. v.17. p.653-658.
15. Набоко И.М. Газодинамические явления при расширении ударно-нагретого газа // Труды НИИ Механики МГУ. 1973. №20. с.53-67.
16. Набоко И.М. Влияние кинетики физико-химических процессов в газах на структуру импульсной струи // «Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны». Под ред. Солоухина Р.И. Минск. 1983 с.125-132.
17. Golub V.V., Naboko I.M. An investigation of the Mach disk and the Riemann wave formation in impulse jets // *Archives of Mechanics*. 1982. v.34. №4.
18. Чекмарев С.Ф. Импульсные течения в сверхзвуковых соплах и струях // Аэротермогазодинамика в разреженных потоках. ТСНТ. МАИ. 1988. с.175-194.
19. Альбазаров Б.Ш., Безруков А.А. Численное исследование формирования сверхзвуковой струи / Препринт ВЦ СО АН СССР. Красноярск. №8. 1990.
20. Безруков А.А. Численное моделирование нестационарных задач истечения и взаимодействия струи с ближним следом. Автореферат дисс. на соискание уч.ст. к.ф.-м.н. Новосибирск. 1991.
21. Гальцев В.Ф. и др. Моделирование истечения импульсной сверхзвуковой струи горячего газа // Исследования в области измерений динамических и кинематических параметров жидкостей и газов. ВНИИФТРИ. Москва. 1990.
22. Базаров С.Б., Набоко И.М. Численное и экспериментальное моделирование импульсных газовых струй // Физические методы исследования прозрачных неоднородностей. Москва. Знание. 1990. с.5-7.
23. Базаров С.Б. Дифракция ударной волны на входе в сопло при формировании струи ударно-нагретого газа // Нестационарные течения газов с ударными волнами. ФТИ АН СССР. Ленинград. 1990. с.402-407.
24. Британ А.Б., Васильев Е.И. Исследование запуска профилированного сопла ударной трубы большого диаметра // Известия АН СССР. МЖиГ. 1986. №5. с.88-95.
25. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. Москва. Наука. 1976. 400 с.
26. Vorozhtsov E.V., Yanenko N.N. Methods for the Localization of Singularities in Numerical Solutions of Gas Dynamics Problems. Spriger. Berlin.. 1990. 406 p.
27. Базаров С.Б., Набоко И.М. Анализ динамики градиентной структуры струи, получаемой в численном эксперименте // 20-е научные чтения по космонавтике. Москва. 1995. с.78-79.
28. Станюкович К.П. Неустойчивое движение сплошной среды. М. Наука. 1971. 855 с.
29. Плешанов А.С. // ДАН СССР, 1962 т.146, № 4, 786 с.
30. Golomb D., Cood R.E., Balley A.V. Bassby M.R., Dawman R. // *J. Chem. Phys.* 1972, v.57. n.9, p. 3844.

Статья поступила в редакцию 18 октября 2012 г.