

УДК 629.7.036.2; 533.607

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИКИ КАМЕРЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОЙ УСТАНОВКИ КРАТКОВРЕМЕННОГО РЕЖИМА

В. В. Шумский, М. И. Ярославцев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mails: shumsky@itam.nsc.ru, yaroslav@itam.nsc.ru

Исследована газодинамика форкамеры низкого давления двухкамерной импульсной трубы. Время наполнения второй форкамеры хорошо согласуется со значением, полученным из рассмотрения квазистационарного процесса опорожнения-наполнения форкамеры высокого и низкого давлений. На характер переходного процесса сильное влияние оказывают волновые процессы в канале между форкамерами. Изменением месторасположения дросселирующей решетки в этом канале можно изменять время наполнения второй форкамеры, уменьшая его в несколько раз. Испытанные схемы ввода воздуха во вторую форкамеру обеспечивают полное его торможение. Число Маха на выходе из второй форкамеры (в критическом сечении сопла установки) практически постоянно по сечению и близко к единице.

Ключевые слова: высокоэнтальпийная установка, двойная форкамера, рабочее тело.

Введение. При исследованиях, выполняемых в высокоскоростных потоках воздуха на газодинамических моделях с горением, требуется выдерживать не только критерии подобия, характерные для аэродинамического эксперимента, но и воспроизводить натурные значения давления p , температуры T и энтальпии [1–4]. Это связано с тем, что условия воспламенения, особенно самовоспламенения, закономерности выделения тепла по длине камеры сгорания, определяющие силовые характеристики модели, существенно зависят от давления и температуры.

В высокоэнтальпийных установках кратковременного режима с объемом форкамеры порядка 10 дм^3 и диаметром среза сопел 300–400 мм для воспроизведения натуральных параметров полета с числом Маха $M = 4 \div 5$ при скоростном напоре $q = 0,6 \div 1$ бар необходима двойная форкамера, с тем чтобы сохранить время режима установки на уровне $0,1 \div 0,2$ с. Это время приемлемо с точки зрения и установления основных газотермодинамических процессов в моделях, и проведения нормальных процессов измерений давлений, сил, расходов и тепловых потоков.

Схема двойной (двухсекционной) форкамеры для расширения возможностей установок кратковременного режима предлагалась в работах [5, 6]. Но наибольший эффект от ее применения может быть получен в установках с “полкой” физических параметров в течение режима при условии, что в первой форкамере можно создавать много большее давление, чем необходимо для моделирования давления торможения потока, набегающего на исследуемую модель. Такой установкой является гиперзвуковая аэродинамическая труба ИТ-302М Института теоретической и прикладной механики СО РАН [4, 7, 8].

Схема установки показана на рис. 1. В форкамере высокого давления параметры рабочего тела изменяются в изохорном процессе (за счет подвода тепла) от значений $p_{\phi 1}(n)$, $T_{\phi 1}(n)$ до $p_{\phi 1}(0)$, $T_{\phi 1}(0)$ после подвода тепла. Здесь и далее индекс n соответствует пара-

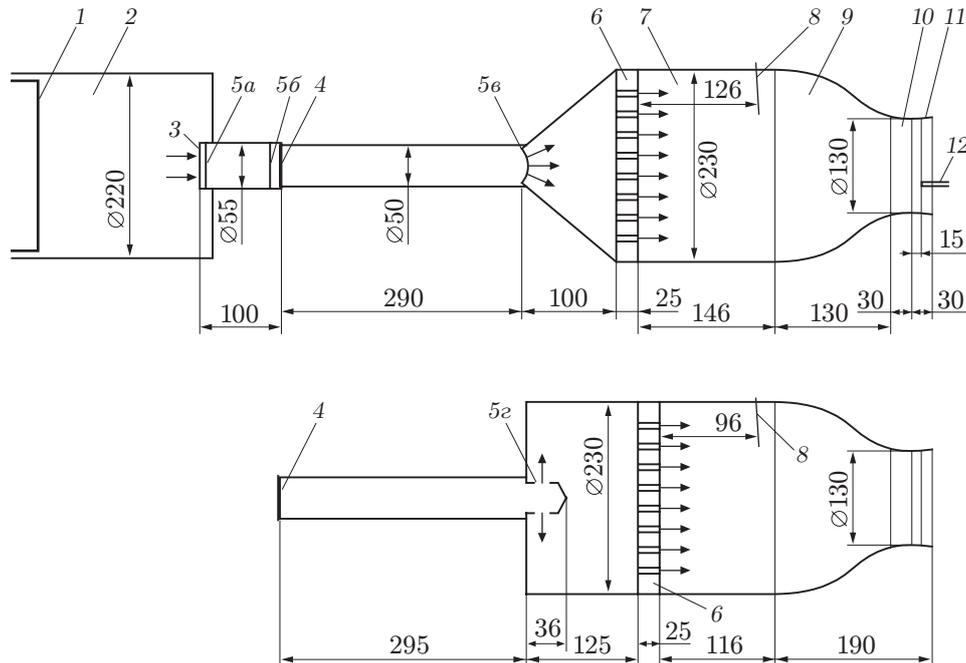


Рис. 1. Схема установки:

1 — плунжер мультипликатора; 2 — первая форкамера; 3 — отбойник; 4 — диафрагма; 5а-5г — дросселирующая решетка между форкамерами (буквами а-г обозначены положения дросселирующей решетки между форкамерами в разных опытах); 6 — дросселирующая решетка во второй форкамере; 7 — вторая форкамера; 8 — сечение измерения статического и полного давлений во второй форкамере; 9 — дозвуковое сопло Витюшинского; 10 — критическое сечение; 11 — расширяющийся участок с углом образующей к оси 5° ; 12 — приемник полного давления

метрам накачки рабочего тела в первую форкамеру до опыта; индекс 0 — параметрам в момент $\tau = 0$ (за начало режима $\tau = 0$ принимается момент вскрытия диафрагмы); если при параметрах рабочего тела нет скобок с индексами, то это означает, что параметры относятся ко всем моментам режима τ .

После разрыва диафрагмы 4 (см. рис. 1) рабочее тело поступает в форкамеру низкого давления, расположенную непосредственно перед соплом. Поскольку давление $p_{\phi 1}$ в первой форкамере много больше давления $p_{\phi 2}$ во второй форкамере ($p_{\phi 1} \gg p_{\phi 2} = p_{0п}$), площадь отверстий между форкамерами F_{1-2} уменьшается по сравнению с площадью критического сечения сопла $F_{кр}$ примерно в отношении $p_{\phi 1}/p_{\phi 2}$. Это, собственно, и позволяет увеличить время режима приблизительно в $F_{кр}/F_{1-2}$ раз по сравнению с одинарной форкамерой, когда $p_{\phi 1} = p_{0п}$. Здесь $p_{0п}$ — натурное давление торможения при полете натурального объекта.

Газодинамика второй форкамеры исследована применительно к специфике установки ИТ-302М.

Для увеличения времени режима давление в первой форкамере желательно иметь близким к максимально допустимому. В ИТ-302М максимальное разрешенное давление составляет $p_{\phi 1} = 1000$ бар. В то же время при $M = 4$ и $q = 0,6 \div 1$ бар натурное давление равно $8 \div 13$ бар, т. е. степень дросселирования должна быть близка к 100.

Между форкамерами расположены: отбойник 3, гасящий действие ударной волны при импульсном подводе тепла в первой форкамере; диафрагма 4; дросселирующая решетка 5 с площадью отверстий F_{1-2} , на которых рабочее тело дросселируется от давления $p_{\phi 1}$ до давления $p_{\phi 2}$. Таким образом трудно избежать наличия между форкамерами канала, в котором после вскрытия диафрагмы могут развиваться волновые процессы.

Диаметр второй форкамеры должен быть больше диаметра критического сечения сопла не менее чем в 2–3 раза [9]. При воспроизведении натуральных параметров полета при $M = 4$ это приводит к тому, что для сопел с диаметром на срезе 300–400 мм объемы второй и первой форкамер соизмеримы, а длина второй форкамеры практически получается равной ее диаметру.

Все это создает проблемы с втеканием рабочего тела во вторую форкамеру, наполнением и равномерностью поля на выходе из нее (на входе в сопло установки).

С целью изучения затронутых выше вопросов была исследована газодинамика процессов во второй форкамере установки ИТ-302М, начиная от момента вскрытия диафрагмы до конца режима.

Применение высокоэнтальпийных установок кратковременного режима для исследований в гиперзвуковом диапазоне скоростей газодинамических моделей с горением позволяет обеспечивать в экспериментах натурные значения давления, энтальпии (температуры) торможения, чисел Маха и Рейнольдса одновременно, что практически невозможно в установках стационарного типа. Этим объясняется увеличение количества исследований, проводимых с целью как расширения возможностей таких установок, так и повышения точности и информативности измерений в них (см., например, обзорные работы [10, 11]).

Схема эксперимента. Схема экспериментов видна из рис. 1, на котором показано взаимное расположение различных элементов форкамеры в проведенных опытах. В варианте второй форкамеры, представленном на верхнем чертеже рисунка, рабочее тело при всех положениях дросселирующей решетки $5a$, $5b$, $5в$ подается во вторую форкамеру распределенно в направлениях от параллельного оси до параллельного образующей передней крышки. На нижнем чертеже рисунка приведен вариант второй форкамеры, в передней части которой имеется застойная зона. В этом варианте рабочее тело через отверстия в дросселирующей решетке $5г$ подается в застойную зону перпендикулярно оси форкамеры. Все остальные элементы на нижнем чертеже рисунка те же, что и на верхнем чертеже, исключая положения дросселирующих решеток $5a$, $5b$, $5в$ (с этими положениями решеток опыты по схеме нижнего варианта не проводились).

В качестве рабочего тела установки использовался воздух. Подвод тепла в первой форкамере в процессе $V = \text{const}$ осуществлялся за счет разряда конденсаторной батареи. Напряжение зарядки конденсаторной батареи $U = 4$ кВ, что соответствовало вкладу энергии приблизительно 0,6 МДж.

Опыты проводились при объеме первой форкамеры $V_{ф1} = 9,6$ дм³, давлении накачки воздуха в нее $p_{ф1}(н) = 80$ бар. Объем второй форкамеры $V_{ф2} \approx 12$ дм³ (несколько изменялся за счет разных передних крышек — см. верхний и нижний чертежи на рис. 1).

В дросселирующей решетке имелось семь отверстий диаметром 3,8 мм общей площадью $F_{1-2} = 0,79$ см², $F_{кр}/F_{1-2} = 167$. Дросселирующая решетка устанавливалась в различных местах с целью выяснить влияние ее месторасположения на характер переходного процесса при наполнении второй форкамеры.

В первых опытах во второй форкамере устанавливалась дополнительная дросселирующая решетка (143 отверстия диаметром 5 мм, см. позицию $б$ на рис. 1). Предполагалось, что она возьмет на себя часть функции дросселирования давления между форкамерами, с тем чтобы меньше искажался поток во второй форкамере при втекании в нее сильно недорасширенной струи. Однако выяснилось, что в этом нет необходимости. Поэтому в последующих опытах отверстия в решетке $б$ были рассверлены до диаметра 14,5 мм (суммарная площадь отверстий, отнесенная к площади поперечного сечения второй форкамеры $f = 0,55$). Эта решетка стала играть роль выравнивающей сетки [12, 13] с небольшим перепадом давления на ней (порядка 0,15 бар) и коэффициентом гидравлического сопротив-

ления $\zeta \approx 2,2$ [13]. То есть были выполнены рекомендации [12] по оптимальной величине ζ для выравнивающей сетки (решетки). Некоторые опыты проводились без этой решетки.

Цилиндрическая часть второй форкамеры заканчивалась соплом Витошинского [14] с диаметром критического сечения 130 мм. Длина критического сечения выбиралась по рекомендациям работы [14] и составляла приблизительно 25 % диаметра критического сечения. На выходе из сопла имелся короткий расширяющийся конический участок 11 с углом наклона образующей к оси 5° для предотвращения искажения профиля скорости в критическом сечении из-за “сброса” пограничного слоя [15].

В опытах фиксировались показания датчиков давления. Поскольку скорости в первой форкамере малы, измеренное на стенке давление принималось за полное давление $p_{\phi 1}$. Во второй форкамере в сечении 8 (см. рис. 1) измерялись статическое давление, а также давление торможения $p_{\phi 2}$ (приемником полного давления). В критическом сечении сопла измерялось статическое давление. С помощью крестообразной гребенки приемников полного давления определялось поле давлений торможения в семи точках на выходе из второй форкамеры. Измерительная система была оснащена цифровым устройством, которое фиксировало показания датчиков давления через $0,2 \div 0,4$ мс.

Применение мультипликатора позволяет [4, 7, 10, 16] обеспечивать постоянство физических параметров набегающего на модель потока или изменение их по заранее заданному закону. Настоящие опыты проводились как без мультипликатора давления, так и с мультипликатором. В опытах без мультипликатора плунжер 1 (см. рис. 1) находился в крайнем заднем положении в первой форкамере. В этих опытах установка работала в режиме классической импульсной трубы [6] с истечением потока из емкости с постоянным объемом и падающими в течение режима физическими параметрами рабочего тела. В опытах с мультипликатором давление перед большим поршнем мультипликатора выбиралось либо таким, чтобы обеспечить условие $p_{\phi 1}(\tau) = \text{const}$, либо таким, чтобы зависимость $p_{\phi 1}(\tau)$ возрастала в течение режима. На рис. 2 для этих трех случаев приведены типичные зависимости $p_{\phi 1}(\tau)$. Кривая 1 соответствует работе установки без мультипликатора. Поэтому в этом опыте давление падает в течение режима. В опыте, которому соответствует кривая 2, давление выдерживалось постоянным в течение режима за счет работы мультипликатора. В опыте, которому соответствует кривая 3, давление перед большим поршнем мультипликатора было больше, чем требовалось для поддержания постоянного давления. Поэтому плунжер мультипликатора адиабатически сжимал воздух в первой форкамере и давление в ней росло в течение некоторого времени.

На рис. 2 для тех же опытов приведены зависимости температуры от времени режима. Характер зависимости $T_{\phi 1}(\tau)$ соответствует изменению $p_{\phi 1}(\tau)$. Например, в опыте, которому соответствует кривая 3а, температура растет в той части режима, где наблюдается рост давления. Отметим, что режим с большим давлением перед поршнем мультипликатора, чем требуется для поддержания постоянных параметров в первой форкамере, может использоваться тогда, когда рабочее тело необходимо нагреть сверх того уровня, который соответствует энергетике конденсаторной батареи. Если установка снабжена устройством для принудительного вскрытия диафрагмы, то рабочее тело в первой форкамере за счет большого давления перед поршнем мультипликатора будет дополнительно сжато после подвода тепла еще до вскрытия диафрагмы. В принципе такой режим работы установки может иметь место и тогда, когда отсутствует внешний подвод тепла за счет разряда конденсаторной батареи (режим чистого адиабатического сжатия). При этом либо уменьшается время режима, либо необходимо переходить на меньшие размеры сопел.

Таким образом, был рассмотрен весь диапазон изменения параметров рабочего тела: с падающими в течение режима параметрами, с постоянными параметрами и с увеличивающимися параметрами.

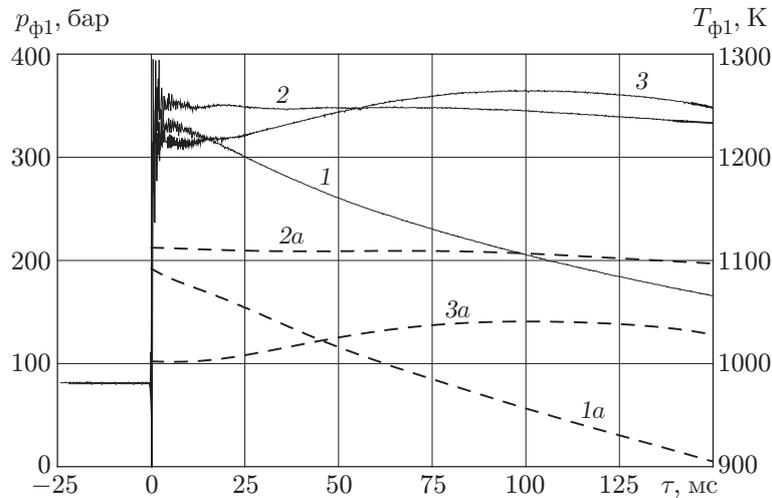


Рис. 2. Давление в первой форкамере, регистрируемое измерительной системой в течение режима (1–3), и соответствующие значения температуры $T_{\Phi 1}$ (1а–3а)

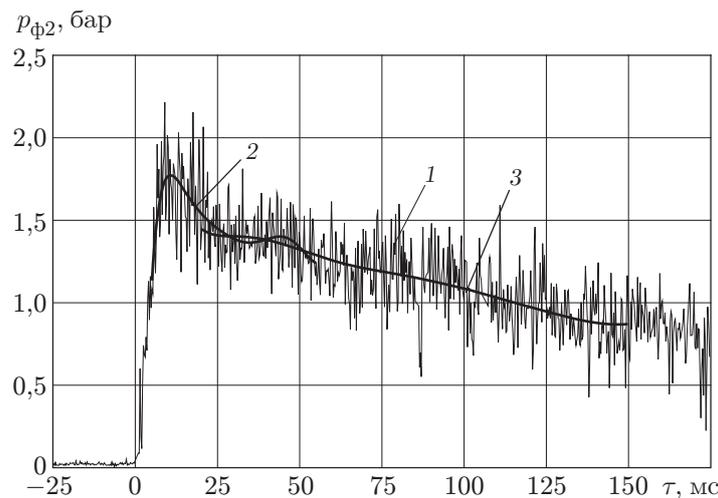


Рис. 3. Давление торможения во второй форкамере в зависимости от времени режима τ :

1 — регистрируемое измерительной системой; 2 — аппроксимация: $n = 10$, $[\tau_1, \tau_2] = [5 \text{ мс}, 60 \text{ мс}]$, $[\tau_3, \tau_4] = [5 \text{ мс}, 55 \text{ мс}]$, $\sigma = 0,212 \text{ бар}$; 3 — аппроксимация: $n = 10$, $[\tau_1, \tau_2] = [20 \text{ мс}, 160 \text{ мс}]$, $[\tau_3, \tau_4] = [20 \text{ мс}, 150 \text{ мс}]$, $\sigma = 0,174 \text{ бар}$

Показания датчиков давления, аппроксимировались на отрезке $[\tau_1, \tau_2]$ полиномом степени n . Например, для давления в первой форкамере

$$p_{\Phi 1}(\tau) = a_0 + a_1\tau + a_2\tau^2 + \dots + a_n\tau^n.$$

Величина n для разных опытов и разных параметров бралась в диапазоне $5 \div 14$. Затем данные аппроксимации распространялись на отрезок $[\tau_3, \tau_4]$. Для давления в первой форкамере $\tau_3 = 0$, т. е. принималось, что $p_{\Phi 1}(0) = a_0$ (для других параметров, как правило, $\tau_3 = \tau_1$); $\tau_4 \leq \tau_2$.

В качестве примера на рис. 3 приведено построение аппроксимационной кривой для давления торможения во второй форкамере. Кривая 1 — это давление, записываемое непосредственно измерительной системой, 2, 3 — аппроксимационные кривые. Для анализа пе-

переходного процесса во второй форкамере аппроксимировался только начальный участок, начиная обычно с $\tau = 3 \div 5$ мс и до $\tau = 30 \div 60$ мс (см. кривую 2 на рис. 3), так как важно было знать характер наполнения второй форкамеры и процесс в ней именно в начале режима. Для анализа течения на выходе из второй форкамеры переходный процесс должен быть исключен. Поэтому для аппроксимации брался отрезок после завершения переходного процесса, начиная с $\tau = 20 \div 35$ мс и примерно до конца режима при $\tau = 140 \div 160$ мс (см. кривую 3 на рис. 3). Величина σ характеризует среднеквадратичное отклонение аппроксимационной кривой от измеренных в эксперименте значений. В то же время на рис. 2 приведены только значения $p_{\phi 1}(\tau)$, записанные измерительной системой (не аппроксимированные), так как в масштабе рисунка аппроксимационные кривые совпадают с исходными.

Время наполнения второй форкамеры. Основные соотношения, связанные с наполнением и опорожнением емкостей [17, 18], вытекают из уравнения сохранения массы при перетекании рабочего тела из первой форкамеры во вторую:

$$dG_{\phi 2} = \dot{G}_{\phi 1} d\tau - \dot{G}_{\phi 2} d\tau. \quad (1)$$

Здесь $G_{\phi 2}$ — масса рабочего тела во второй форкамере; $\dot{G}_{\phi 1}$ — расход рабочего тела из первой форкамеры; $\dot{G}_{\phi 2}$ — расход из второй форкамеры.

Воспользуемся следующими допущениями:

— $p_{\phi 1}(\tau) = \text{const}$, $T_{\phi 1}(\tau) = \text{const}$, т. е. параметры в первой форкамере поддерживаются мультипликатором давления;

— дросселирование происходит в дросселирующей решетке, расположенной между форкамерами;

— $T_{\phi 2}(\tau) = T_{\phi 1}(\tau)$, показатель адиабаты $k = \text{const}$, т. е. рабочее тело считается идеальным газом с уравнением состояния $pv = RT$ (R — удельная газовая постоянная);

— течение квазистационарное, т. е. в каждый момент времени параметры рабочего тела во второй форкамере постоянны, но монотонно изменяются во времени в процессе ее наполнения;

— скорость рабочего тела в отверстиях дросселирующей решетки равна скорости звука в процессе всего наполнения второй форкамеры;

— истечение рабочего тела из второй форкамеры звуковое;

— первоначальное давление во второй форкамере (до разрыва диафрагмы) равно нулю.

При этих допущениях

$$\dot{G}_{\phi 1} = \mu_{1-2} B F_{1-2} p_{\phi 1} / \sqrt{RT_{\phi 1}}; \quad (2)$$

$$\dot{G}_{\phi 2} = \mu_{кр} B F_{кр} p_{\phi 2} / \sqrt{RT_{\phi 2}}, \quad (3)$$

где μ_{1-2} , $\mu_{кр}$ — коэффициенты расхода дросселирующего отверстия и сопла соответственно;

$$B = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} \sqrt{\frac{2k}{k+1}}.$$

В квазистационарном режиме после завершения всех переходных процессов наполнения второй форкамеры (теоретически при $\tau = \infty$)

$$\mu_{1-2} F_{1-2} p_{\phi 1} = \mu_{кр} F_{кр} p_{\phi 2}(\tau = \infty), \quad (4)$$

где $p_{\phi 2}(\tau = \infty)$ — давление, которое установится во второй форкамере после окончания переходных процессов ее наполнения.

Подставляя (2) и (3) в уравнение (1) и интегрируя его от $\tau = 0$ до текущего значения τ , получим время наполнения второй форкамеры до давления $p_{\phi 2}(\tau)$:

$$\tau = \tau_0 \ln (1 - p_{\phi 2}(\tau) / p_{\phi 2}(\tau = \infty))^{-1},$$

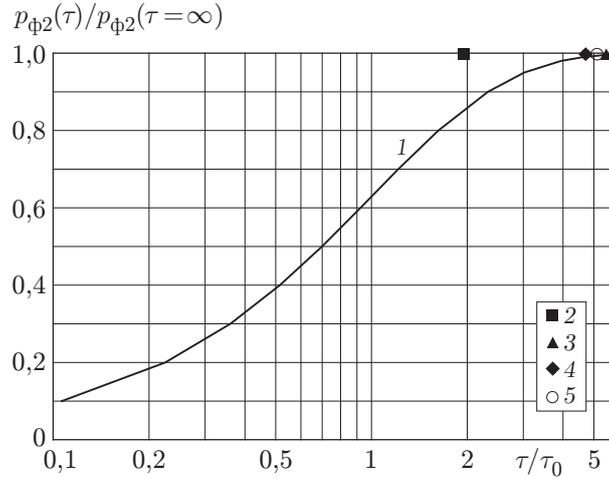


Рис. 4. Изменение давления во второй форкамере (наполнение) в зависимости от относительного времени $\bar{\tau} = \tau/\tau_0$:

1 — расчет по соотношению (6); 2–5 — экспериментальные данные (осредненные по нескольким опытам) при положениях дросселирующей решетки 5a–5z соответственно (см. рис. 1)

где τ_0 — характерное время наполнения второй форкамеры, равное

$$\tau_0 = \frac{V_{\Phi 2}}{B\mu_{кр}F_{кр}\sqrt{RT_{\Phi 1}}} = \frac{V_{\Phi 2}p_{\Phi 2}(\tau = \infty)}{B\mu_{1-2}F_{1-2}p_{\Phi 1}\sqrt{RT_{\Phi 1}}}. \quad (5)$$

Величина τ_0 представляет собой время, за которое наполнилась бы вторая форкамера объемом $V_{\Phi 2}$ до необходимого давления $p_{\Phi 2}$, если бы расход рабочего тела, втекающего в нее через отверстия площадью F_{1-2} , был постоянным и соответствовал параметрам в первой форкамере в момент $\tau = 0$ и если бы не было истечения из второй форкамеры через сопло с площадью $F_{кр}$. Таким образом, величина

$$\bar{\tau} = \tau/\tau_0 = \ln(1 - p_{\Phi 2}(\tau)/p_{\Phi 2}(\tau = \infty))^{-1} \quad (6)$$

может служить критерием подобия. Для форкамер с разными значениями $F_{кр}$, $V_{\Phi 2}$, $T_{\Phi 1}$, ... физическое время наполнения может быть определено по вышеприведенным формулам, если известна величина τ_0 . Заметим, что теоретически время наполнения второй форкамеры равно бесконечности. Однако реально это время ограничивают разумной величиной: когда давление достигает, например, значения $p_{\Phi 2}(\tau) = (0,98 \div 0,99)p_{\Phi 2}(\tau = \infty)$, т. е. когда давление становится равным примерно 98–99 % того значения, которое имело бы место при $\tau = \infty$. Это время и считается теоретическим временем наполнения второй форкамеры в рамках перечисленных выше допущений.

На рис. 4 приведена зависимость роста давления от относительного времени $\bar{\tau}$, вычисленная по уравнению (6). Значению $0,99p_{\Phi 2}(\tau = \infty)$ соответствует $\bar{\tau} = 4,61$.

Для условий настоящих опытов — $V_{\Phi 2} = 12 \text{ дм}^3$, $F_{кр} = 0,0133 \text{ м}^2$, $R = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $B = 0,685$ (воздух при $k = 1,4$), $\mu_{кр} \approx 1$, $T_{\Phi 1}(0) = 1000 \div 1100 \text{ К}$ (см. рис. 2) — $\tau_0 \approx 2,4 \text{ мс}$. Таким образом, время наполнения $\tau = \bar{\tau}\tau_0$ исследованной второй форкамеры должно равняться примерно 11 мс.

На рис. 5 для некоторых опытов, различавшихся расположением дросселирующей решетки между форкамерами, приведены зависимости давления во второй форкамере от времени режима. Промежуток времени до момента, соответствующего вертикальной риске, определяет процесс наполнения второй форкамеры после разрыва диафрагмы 4 (см. рис. 1).

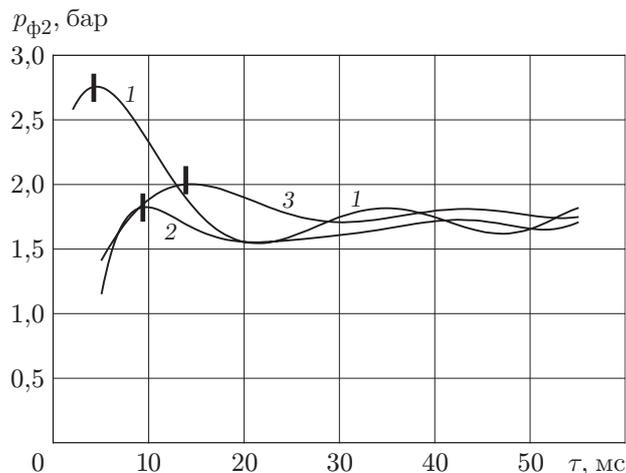


Рис. 5. Давление во второй форкамере в зависимости от времени режима при различном расположении дросселирующей решетки между форкамерами: 1 — положение дросселирующей решетки 5а (см. рис. 1); 2 — 5б; 3 — 5г; вертикальные риски отмечают время завершения наполнения второй форкамеры

Время наполнения второй форкамеры

Месторасположение дросселирующей решетки (позиция на рис. 1)	Кол-во опытов	τ_{st} , мс	τ_t , мс	$\bar{\tau} = \tau/\tau_0$
5а	2	4–5	4	1,9
5б	4	13–14	11–14	4,6–5,8
5в	3	9–10	9–11	3,8–4,6
5г	2	12–14	11–14	4,6–5,8

Примечание. τ_{st} , τ_t — время наполнения, определенное по измерениям статического и полного давления соответственно.

Время наполнения второй форкамеры, полученное во всех экспериментах в зависимости от расположения между форкамерами дросселирующей решетки 5, приведено в таблице. Из таблицы видно, что во всех опытах, кроме тех, в которых дросселирующая решетка находилась в положении 5а, наполнение заканчивается к моменту $\tau = 9 \div 14$ мс. В опытах, когда дросселирующая решетка устанавливалась в положении 5а, это время существенно меньше и равно 4–5 мс.

Таким образом, из анализа результатов экспериментов можно сделать следующие выводы о времени наполнения второй форкамеры.

1. Когда дросселирующая решетка F_{1-2} находится ниже по потоку от диафрагмы (позиции 5б, 5г на рис. 1) или выше по потоку от диафрагмы (позиция 5а на рис. 1), но между ней и диафрагмой практически нет объема, полученное в эксперименте время наполнения второй форкамеры (9–14 мс) хорошо согласуется с временем, предсказываемым квазистационарной теорией наполнения-опорожнения второй форкамеры (приблизительно 11 мс).

2. Когда дросселирующая решетка F_{1-2} находится выше по потоку от диафрагмы и между ней и диафрагмой есть объем (см. позицию 5а на рис. 1), полученное в эксперименте время наполнения второй форкамеры (4–5 мс) в два раза меньше предсказываемого квазистационарной теорией. Происходит это по следующей причине.

Объем между диафрагмой 4 и дросселирующей решеткой 5а составлял 0,24 дм³. Чтобы диафрагма разорвалась, этот объем (после разряда конденсаторной батареи) должен заполниться до давления примерно 300 бар. После разрыва диафрагмы масса рабочего тела, заключенная в этом объеме, вытекает во вторую форкамеру, практически не встречая сопротивления, так как дросселирующая решетка находится выше по потоку. То есть эта масса, прошедшая решетку до разрыва диафрагмы, очень быстро перетекает в объем второй форкамеры, сокращая тем самым время ее наполнения.

3. Изменяя объем между дросселирующей решеткой 5а и диафрагмой 4, можно регулировать время наполнения второй форкамеры, уменьшая его относительно времени, предсказываемого квазистационарной теорией.

Пик давления при наполнении второй форкамеры. Процесс наполнения второй форкамеры происходит до несколько большего давления, чем устанавливающееся в течение режима. Особенно наглядно это видно из опытов, в которых наполнение происходило быстрее за счет наличия объема между дросселирующей решеткой 5а и диафрагмой 4. Для других опытов, в которых дросселирующая решетка находилась в положениях 5б, 5в, 5г, это явление также наблюдается, хотя и в меньшей степени, что видно, например, из сравнения кривых 2 и 3 с кривой 1 на рис. 5.

Такое “переполнение” второй форкамеры связано в основном с двумя факторами.

1. При перетекании газа из объема с большим давлением в объем с меньшим давлением температура в последнем повышается по сравнению с температурой газа в первом объеме. Происходит это за счет адиабатического сжатия газа во втором объеме [17–19]. Поскольку расход газа через любое сечение обратно пропорционален корню квадратному из температуры торможения $G \approx 1/\sqrt{T_0}$, вытекание газа из второго объема как бы “замедляется”.

2. После разрыва диафрагмы по каналу между форкамерами проходит мощная ударная волна. В районе передней стенки канала за отраженной ударной волной образуется зона с давлением и температурой в несколько раз большими, чем в первой форкамере. Повышенное давление способствует более быстрому наполнению второй форкамеры, а повышенная температура действует так же, как первый фактор. И хотя зона с повышенными параметрами в районе передней стенки канала существует непродолжительное время, этот фактор (благодаря очень высоким параметрам газа в этой зоне) также оказывает влияние на характер наполнения второй форкамеры.

Колебания давления во второй форкамере. Как видно из рис. 3 и 5, давление во второй форкамере имеет колебательную составляющую, причем как низкой, так и высокой частоты. Вероятными причинами этого могут быть: колебания столба газа в канале между форкамерами; колебания сверхзвуковых струй, втекающих во вторую форкамеру; акустический шум сверхзвуковых струй. В первых опытах, в которых во второй форкамере устанавливалась дополнительная дросселирующая решетка б со 143 отверстиями диаметром 5 мм, на этой решетке был сверхкритический перепад давления. Поэтому она сама могла служить источником аэродинамического шума.

В опытах, в которых диаметр отверстий в решетке б был увеличен до 14,5 мм, размер отверстий был слишком большим, чтобы гасить колебания. Такие размеры отверстий были выбраны, чтобы обеспечить значение $\zeta = 2 \div 2,5$, что достигается при $f \approx 0,5$. Значение $f \approx 0,5$ в уже готовой решетке могло быть реализовано только увеличением диаметра отверстий с 5 до 14,5 мм. Кроме того, решетка имела большую толщину, поскольку изначально предназначалась для дросселирования (и, следовательно, должна выдерживать большой перепад давлений), а не для выравнивания. Эффект же гашения неоднородностей более эффективно достигается в тонких решетках [12].

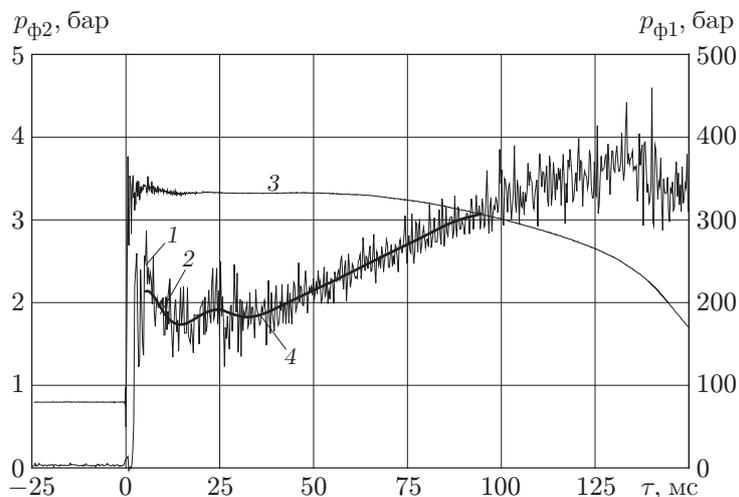


Рис. 6. Давление в форкамерах в зависимости от времени режима: 1, 2 — давление во второй форкамере (1 — измерения, 2 — аппроксимация); 3 — давление в первой форкамере (без аппроксимации); 4 — начало выгорания отверстий дросселирующей решетки

Во всех случаях для уменьшения амплитуды колебаний можно сократить длину канала между форкамерами либо уменьшить размеры ячейки в сетке (решетке) во второй форкамере, так как гасимая сеткой неравномерность скоростей не меньше трех размеров ячейки [12].

Термостойкость дросселирующей решетки. Все опыты выполнялись с дросселирующей решеткой, изготовленной из меди. С целью определения термостойкости малых отверстий в дросселирующей решетке два опыта были выполнены с решеткой, изготовленной из конструкционной стали. Опыты проводились с мультипликатором давления. Температура и давление в первой форкамере (и, следовательно, перед дросселирующей решеткой) были $T_{\phi 1} \approx 1000$ К, $p_{\phi 1} \approx 300$ бар. В первом опыте с дросселирующей решеткой из стали заметного выгорания отверстий в течение режима не наблюдалось. Однако уже во втором опыте отверстия начинали выгорать, что хорошо видно на кривой давления (рис. 6): при $\tau \approx 35$ мс наблюдается рост давления. По значению $p_{\phi 1}$ момент начала выгорания отверстий определить не удастся, так как мультипликатор поддерживает давление в первой форкамере, несмотря на увеличивающуюся площадь отверстий F_{1-2} . Так происходит до определенной величины F_{1-2} , после достижения которой мультипликатор уже не в состоянии поддерживать постоянное давление $p_{\phi 1}$ и оно начинает падать при дальнейшем выгорании отверстий в дросселирующей решетке. Как видно из рис. 6, это происходит при $\tau = 60 \div 70$ мс.

Таким образом, при $T_{\phi 1} \approx 1000 \div 1100$ К, $p_{\phi 1} \approx 300$ бар стальная решетка с отверстиями диаметром 3,8 мм выдерживает один-два опыта. При тех же параметрах перед дросселирующей решеткой, изготовленной из меди, отверстия таких же размеров разрушению не подвергались. Это связано с тем, что теплопроводность меди в 9 раз выше теплопроводности стали при примерно одинаковой их теплоемкости. Тепловой поток к стенкам отверстий дросселирующей решетки из меди распространяется внутрь металла, не приводя к перегреву поверхностных слоев. В случае стальной решетки из-за меньшей теплопроводности тепловой поток приводит к потере прочности поверхностных слоев, которые сдуваются высоконапорным звуковым потоком.

Параметры рабочего тела во второй форкамере. С завершением переходных процессов в газодинамическом тракте установки реализуется квазистационарное течение. Несмотря на наличие колебательных явлений, параметры во второй форкамере можно аппроксимировать гладкой кривой, в качестве которой выбирались полиномы степени $n = 5 \div 10$ (см., например, рис. 3, 5, 6).

В проведенных опытах отношение статического давления к полному в сечении 8 второй форкамеры (см. рис. 1) составляло $0,96 \div 0,98$. При $k = 1,33$ это соответствует числу Маха во второй форкамере $M \approx 0,2$. Такое же значение получается из зависимости $M = f(d_{\phi 2}/d_{кр})$. Для второй форкамеры это сравнительно большое число Маха, что явилось следствием малого отношения $d_{\phi 2}/d_{кр} = 1,77$ — ниже обычно рекомендуемого для аэродинамических труб [9] (здесь $d_{\phi 2} = 230$ мм — диаметр второй форкамеры). Поэтому проведение опытов при $d_{\phi 2}/d_{кр} \approx 1,8$ требует наличия приемника полного давления и определять параметры рабочего тела во второй форкамере необходимо по измерениям давления торможения.

Совпадение экспериментального значения числа Маха, полученного по отношению статического и полного давлений, с числом, вычисленным по отношению $d_{\phi 2}/d_{кр}$, косвенно свидетельствует о том, что поток к месту измерения давлений уже заторможен после сверхзвукового входа в форкамеру и достаточно равномерно распределен по сечению.

На рис. 7 приведены отношения $p_{\phi 1}/p_{\phi 2}$. При допущениях идеального газа и равенства коэффициентов расхода единице на квазистационарном режиме после заполнения второй форкамеры должно выполняться, как следует из уравнения (4), соотношение

$$\frac{p_{\phi 1}(\tau)}{p_{\phi 2}(\tau)} = \frac{\mu_{кр} F_{кр}}{\mu_{1-2} F_{1-2}} = 167. \quad (7)$$

Однако, как видно из рис. 7, экспериментальное отношение $p_{\phi 1}/p_{\phi 2} = 200 \div 220$. Причина рассогласования заключается главным образом в том, что коэффициенты расхода на выходе из первой и второй форкамер различны. Для второй форкамеры можно с большой уверенностью считать, что нет потерь давления от места измерения до критического сечения сопла и коэффициент расхода $\mu_{кр} = 1$. В первой форкамере от места измерения давления до критического сечения на выходе из нее потери есть. Кроме того, коэффициент расхода в критическом сечении на выходе из первой форкамеры (т. е. дросселирующей решетки) меньше единицы. Совокупность этих факторов и приводит к тому, что реальное отношение давлений выше получающихся при допущениях об идеальности потока. Строго говоря, при вычислении отношения $p_{\phi 1}/p_{\phi 2}$ необходимо учитывать коэффициент сжимаемости рабочего тела. Однако в проведенных опытах сочетание давлений и температур

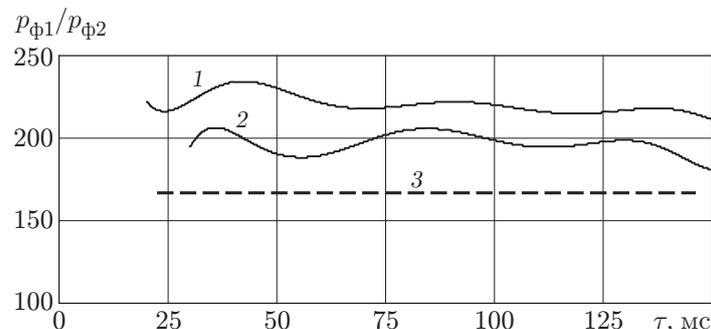


Рис. 7. Отношение давлений в первой и второй форкамерах:

1, 2 — аппроксимация экспериментальных данных (1 — дросселирующая решетка в положении 5г, 2 — в положении 5а); 3 — расчет по формуле (7)

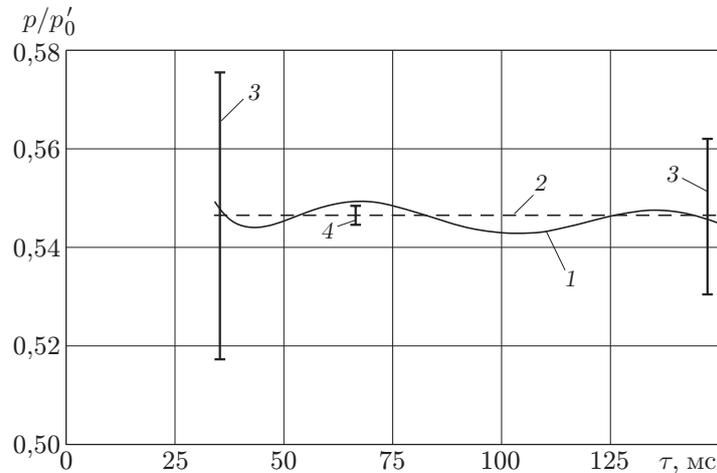


Рис. 8. Отношение p/p'_0 в зависимости от времени режима:

1 — среднее значение для семи отношений аппроксимированного статического давления в критическом сечении сопла к аппроксимированному значению полного давления на срезе сопла; 2 — среднее значение для интервала $\tau = 34 \div 160$ мс из данных, приведенных на кривой 1; 3 — среднее квадратичное отклонение для семи измеренных p/p'_0 ; 4 — то же для данных, соответствующих кривой 1

таково (см. рис. 2, 3), что этот коэффициент практически постоянен по тракту второй форкамеры и близок к единице. Поэтому этот фактор в формуле (6) не учитывается.

Поток на выходе из второй форкамеры. На рис. 8 приведено отношение статического давления в критическом сечении сопла к давлению торможения, измеренному гребенкой полного давления (см. рис. 1) на выходе из второй форкамеры. Видно, что отношение давлений в течение всего режима (после завершения переходного процесса по наполнению второй форкамеры) практически не меняется и среднее значение $p/p'_0 = 0,546$ при $\tau = 34 \div 160$ мс. При температуре 1000–1100 К значение показателя адиабаты воздуха $k = 1,33 \div 1,34$ [20]. С учетом разброса экспериментальных точек полученное в экспериментах среднее квадратичное отклонение p/p'_0 в течение режима ($\sigma = 0,02 \div 0,028$) практически точно соответствует числу Маха $M = 1$ (при $M = 1$ и $k = 1,33$ расчетное значение p/p'_0 равно 0,5404).

Из анализа приведенных на рис. 8 данных, полученных в опыте с конфигурацией второй форкамеры, представленной на нижнем чертеже рис. 1, и аналогичных данных других опытов можно сделать вывод о том, что наличие застойной зоны большого объема позволяет достаточно равномерно распределить поток, дискретно входящий в нее со сверхзвуковой скоростью. То есть даже при перепаде давлений $p_{\phi 1}/p_{\phi 2} \approx 200$ нет необходимости устанавливать дополнительную дросселирующую решетку во второй форкамере. В то же время выравнивающая решетка (сетка) может дополнительно выравнивать поток. При этом ячейки у ней должны быть по возможности меньшего размера [12].

Некоторые замечания по обработке экспериментальных данных. Аппроксимация на отрезке времени $\tau = (5-10) \div (140-160)$ мс давления $p_{\phi 1}(\tau)$ требуется лишь для того, чтобы, экстраполируя экспериментальную зависимость на момент времени $\tau = 0$, определить давление $p_{\phi 1}(0)$ сразу после подвода тепла. Это необходимо для вычисления температуры $T_{\phi 1}(0)$ и всех параметров в форкамере в течение режима [6]. Для проведения анализа аппроксимировать давление в первой форкамере не требуется, так как измерительная система регистрирует гладкие значения $p_{\phi 1}$ для $\tau > 5 \div 10$ мс, когда затухают

колебательные волновые процессы, вызванные мощным электрическим разрядом (см. кривые 1–3 на рис. 2 и кривую 3 на рис. 6).

Все датчики статического и полного давлений во второй форкамере и на выходе из нее регистрируют колебательные процессы с низкочастотной и высокочастотной составляющими (см. рис. 3). Причем среднеквадратичное отклонение высокочастотной составляющей от среднего значения достаточно велико — до 15 %. Это создает проблемы при анализе величин, зависящих от отношения одного давления к другому (например, чисел Маха). Если для такого анализа использовать непосредственно значения, регистрируемые измерительной системой, то для некоторых моментов времени можно получать физически нереальные значения. Поэтому требуется сглаживать высокочастотную составляющую с помощью, например, степенного полинома. Однако при этом возникают трудности, связанные с выбором степени полинома n и отрезка $[\tau_1, \tau_2]$, на котором выполняется аппроксимация.

Если выбрать значения $n = 1 \div 3$, то исчезает низкочастотная составляющая. В то же время анализ показывает, что в длинном канале между форкамерами возникновение низкочастотных колебательных явлений в процессе опорожнения-наполнения форкамер возможно.

При $n > 5 \div 6$ низкочастотная составляющая сохраняется. Однако при этом для разных измеренных значений давлений может происходить некоторый сдвиг по фазе. Например, на рис. 8, на котором приведено отношение статического давления в критическом сечении к давлению торможения, колебательный характер кривой 1 вызван именно таким сдвигом по фазе между аппроксимированным статическим давлением и аппроксимированными давлениями торможения, измеряемыми приемниками полных давлений в гребенке. Колебательный характер кривой 1 на рис. 8 противоречит квазистационарному характеру течения в сопле, так как течение в сопле определяется только контуром сопла и отношением площадей сечений и при нульмерном подходе, который использовался в настоящей работе, не должен зависеть от отношения давлений. Из сравнения отрезков 4 и 3 видно, что среднеквадратичное отклонение значений на кривой 1 от среднего значения 2 на порядок меньше среднеквадратичного отклонения измеряемых величин p/p'_0 , т. е. на порядок меньше точности измерения. Поэтому вид кривой 1 можно не принимать во внимание и считать, что экспериментальное отношение статического давления в критическом сечении к давлению торможения соответствует прямой 2.

В то же время приведенное на рис. 7 отношение давлений правильно определяет характер колебательного процесса в канале между форкамерами, так как стоящая в числителе величина $p_{\phi 1}$ не имеет колебательной составляющей (см. рис. 2).

Отрезок $[\tau_1, \tau_2]$, на котором выполняется аппроксимация, также влияет на вид аппроксимационной кривой (см., например, рис. 3). В настоящей работе выбор отрезка $[\tau_1, \tau_2]$ отвечал той задаче, которая ставилась при анализе экспериментальных данных. Для исследования процесса наполнения второй форкамеры выбирался начальный участок до $\tau = 30 \div 60$ мс. При исследовании течения в квазистационарном режиме начальный участок исключался. Такой выбор отрезка $[\tau_1, \tau_2]$ позволял наилучшим образом отслеживать процесс изменения давления в проведенных экспериментах.

Выводы. 1. Время наполнения второй форкамеры в основном соответствует расчетным данным в квазистационарном приближении и для испытанной форкамеры составило 9–14 мс. Величина $\bar{\tau}$ может служить критерием подобия. При этом физическое время наполнения второй форкамеры определяется по $\bar{\tau}$ и значению τ_0 , зависящему от ее геометрических характеристик и параметров рабочего тела в первой форкамере.

2. На характер наполнения второй форкамеры сильное влияние оказывают волновые процессы в переходном канале.

3. При расположении элементов канала между форкамерами в последовательности решетка отбойника форкамеры высокого давления — диафрагма — дросселирующая решетка F_{1-2} с целью избежать неблагоприятного влияния волновых процессов расстояние между диафрагмой и дросселирующей решеткой желательнее иметь минимально возможное по конструктивным соображениям.

4. При расположении дросселирующей решетки перед диафрагмой увеличение объема между ними может служить средством уменьшения времени наполнения второй форкамеры. В проведенных опытах этот объем ($0,24 \text{ дм}^3$) позволил уменьшить время наполнения второй форкамеры объемом $V_{ф2} = 12 \text{ дм}^3$ в два раза: с 9–14 мс до 4–5 мс.

5. Пик давления в процессе наполнения второй форкамеры (“переполнение”) связан с перегревом рабочего тела при наполнении второй форкамеры и с волновыми процессами в переходном канале.

6. При температуре воздуха в первой форкамере $T_{ф1} \approx 1000 \text{ К}$ и давлении $p_{ф1} \approx 300 \text{ бар}$ отверстия диаметром 3,8 мм в стальной дросселирующей решетке выгорают за один–два опыта. При тех же параметрах отверстия таких же размеров в решетке, изготовленной из меди, разрушению не подвергаются.

7. Даже при перепаде давлений между форкамерами $p_{ф1}/p_{ф2} \approx 200$ нет необходимости в дополнительной дросселирующей решетке во второй форкамере. В большом объеме застойной зоны второй форкамеры поток, дискретно входящий в нее со сверхзвуковой скоростью, распределяется достаточно равномерно. Выравнивающая решетка (сетка) должна иметь ячейки по возможности меньшего размера с целью эффективного гашения неравномерностей потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курзинер Р. И. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1989.
2. Щетинков Е. С. Физика горения и взрыва. М.: Наука, 1965.
3. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование силовых характеристик и параметров потока в тракте модели с горением // ПМТФ. 1984. № 1. С. 103–109.
4. Baev V. K., Shymskii V. V., Yaroslavtsev M. I. Study of combustion and heat exchange processes in high-enthalpy short-duration facilities // Progr. in Astronaut. and Aeronaut. 1991. V. 137. P. 457–480.
5. Кислых В. В., Рахматуллин Х. А. Двухкамерная установка адиабатического сжатия // Теплофизика высоких температур. 1972. Т. 10, № 2. С. 400–404.
6. Королев А. С., Бошнятов Б. В., Друкер И. Г., Затолока В. В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1978.
7. Пузырев Л. Н., Ярославцев М. И. Стабилизация параметров газа в форкамере гиперзвуковой импульсной аэродинамической трубы // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 5. С. 135–140.
8. Шумский В. В. Использование в высокоэнтальпийных установках химического подогрева и адиабатического сжатия для расширения диапазона исследований газодинамических моделей с горением // Там же. С. 149–156.
9. Паничкин И. А., Ляхов А. Б. Основы газовой динамики и их приложение к расчету аэродинамических труб. Киев: Изд-во Киев. ун-та, 1965.
10. Топчийн М. Е., Харитонов А. М. Аэродинамические трубы для гиперзвуковых исследований // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 3. С. 66–81.

11. **Гулько Ю. П., Звезгинцев В. И., Мажуль И. И. и др.** Испытания модели гиперзвукового прямоточного двигателя в аэродинамической трубе при больших числах Маха и Рейнольдса // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 3. С. 321–345.
12. **Труды ЦАГИ.** Жуковский, 1947. Вып. 604: Выравнивающее действие сетки в потоках жидкостей и газов / Г. И. Таганов.
13. **Идельчик И. Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.
14. **Технические заметки ЦАГИ.** Жуковский, 1935. № 80: Исследование сопел аэродинамических труб / И. Е. Идельчик.
15. **Дейч М. Е., Зарянкин А. Е.** Газодинамика. М.: Энергоатомиздат, 1984.
16. **Пинаков В. И., Рычков В. Н., Топчийн М. Е.** Возможности моделирования гиперзвуковых потоков на газодинамических установках адиабатического сжатия с высоким давлением // ПМТФ. 1982. № 1. С. 63–69.
17. **Труды ЦАГИ.** Жуковский, 1969. Вып. 1046: Процесс аварийной разгерметизации вакуумной камеры / О. В. Лыжин, А. Л. Искра.
18. **Труды ЦАГИ.** Жуковский, 1976. Вып. 1786: Изменение параметров газа в процессах наполнения и опорожнения емкостей / Е. И. Соснин.
19. **Антохин В. М., Жохов В. А.** Явление перегрева газа в импульсной аэродинамической установке // Учен. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16, № 2. С. 41–49.
20. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

*Поступила в редакцию 15/І 2004 г.,
в окончательном варианте — 25/V 2004 г.*
