

УДК 629.7.036:536.46

Определение тепловых потерь и их влияние на параметры импульсных высокоэнтальпийных газодинамических установок

В.Л. Ганимедов, В.В. Шумский, М.И. Ярославцев

Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mails: gun@itam.nsc.ru, shumsky@itam.nsc.ru, yaroslav@itam.nsc.ru

Выполнен анализ тепловых потерь в стенку форкамеры гиперзвуковой импульсной аэродинамической трубы. Опыты без вскрытия диафрагмы позволили связать уменьшение в течение режима давления в форкамере только с теплоотдачей от рабочего тела к стенкам, что дало возможность определить коэффициент теплоотдачи α и температуру T_w внутренней поверхности стенок. Получена эмпирическая формула, связывающая α с давлением и температурой рабочего тела в форкамере в диапазоне давлений 160–540 бар и температур 700–3400 К. Зависимости α и T_w от давления и температуры позволили разработать физическую модель расчета параметров рабочего тела установки с учетом потерь энтальпии. Показано, что к 100 мс режима неучет теплоотдачи в стенку первой форкамеры завышает температуру торможения воздуха в рабочей части по сравнению с расчетом без учета потерь тепла на 6–18 % при воспроизводстве натурной температуры торможения для полета летательного аппарата с числом Маха 5–8. Методика протестирована с помощью опытов, проведенных без вскрытия диафрагмы.

Ключевые слова: высокоэнтальпийная установка кратковременного режима, форкамера, рабочее тело, коэффициент теплоотдачи.

Исторически высокоэнтальпийные установки кратковременного режима создавались для исследований при больших гиперзвуковых числах Маха $M = 14$ –25. К точности измерений в этих установках не предъявлялось больших требований — во многих случаях достаточно было качественного изучения явлений или получения приближенных зависимостей между определяющими параметрами [1–3].

Практика потребовала опуститься вниз по числам Маха сначала до 10–8, а теперь и до 5–4. При этом для целого ряда исследований необходимо не только выдерживать критерии подобия газотермодинамического эксперимента, но и обеспечивать некоторые физические параметры, то есть воспроизводить свойства реального газа. Например, при изучении процессов в газодинамических моделях с горением, связанных с подводом тепла за счет физико-химических процессов — натуральных давлений, температуры, химического состава [4]. В совокупности этим условиям могут удовлетворять только высокоэнтальпийные установки кратковременного режима [2–7]. При этом существенно возросли требования к точности определения параметров набегающего на модели рабочего тела (РТ) установки:

требуется довести эту точность до точности, сравнимой с уровнем, имеющимся в стационарных аэродинамических установках. Это требование возникает в основном из-за необходимости верификации расчетных методик.

Повышение точности определения параметров РТ в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима требует решения целой цепочки задач, среди которых одной из главных является определение потерь тепла в холодные стенки форкамеры (ФК). Это дает возможность определить, насколько уменьшается в рабочей части установки температура и энтальпия торможения РТ по сравнению с их значениями, вычисленными в предположении изоэнтропичности расширения рабочего тела в форкамере. Целью работы и явилась разработка на примере гиперзвуковой импульсной трубы ИТ-302М [8, 9] способа учета тепловых потерь в ФК высокоэнтальпийных установок кратковременного режима. В качестве рабочего тела использовался воздух, реальные свойства которого определялись по данным [10].

СХЕМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РТ В РАБОЧЕЙ ЧАСТИ УСТАНОВКИ

На рис 1 приведена схема установки ИТ-302М с двойной ФК, а на рис. 2 измеренные в течение режима давления в первой p_{ch1} и второй p_{ch2} форкамерах. Перед опытом в первую ФК накачивался воздух с комнатной температурой $T_{ch1}(n) \approx 293$ К и давлением $p_{ch1}(n)$ из диапазона 20–150 бар. Нижние индексы ch1 и ch2 относятся к первой и второй ФК, индексы $n, 0, t$ в скобках — к параметрам накачки или времени режима $t = 0, t$ соответственно. Два известных параметра $p_{ch1}(n)$ и $T_{ch1}(n)$ позволяют определить все остальные параметры воздуха, в том числе удельный объем $v_{ch1}(n)$ и удельную внутреннюю энергию $u_{ch1}(n)$. За счет разряда конденсаторной батареи (напряжение заряда батареи $U = 2,5–5$ кВ, емкость 0,11 Ф, вклад в РТ электрической энергии 0,2–1,1 МДж при КПД разряда $\sim 0,7$) РТ в первой ФК нагревается и давление в ней увеличивается от $p_{ch1}(n)$ до $p_{ch1}(0)$. В процессе повышения давления диафрагма разрывается и РТ начинает истекать из первой ФК. Для дальнейшей обработки экспериментальные кривые 2 и 3 аппроксимируются полиномами степени $n = 2–8$. При этом для второй ФК аппроксимация начинается с $t_1 = 5–15$ мс: время от $t = 0$ до t_1 требуется для наполнения второй форкамеры [9]. Считается, что режим в рабочей части устанавливается с t_1 .

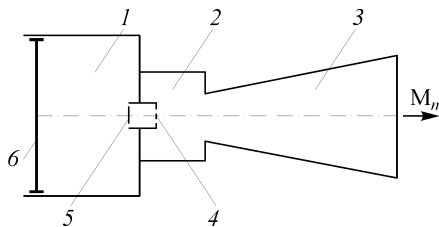


Рис. 1. Схема установки.

1 — первая форкамера, 2 — вторая форкамера, 3 — сопло, 4 — дросселирующая решетка, 5 — диафрагма, 6 — поршень мультипликатора.

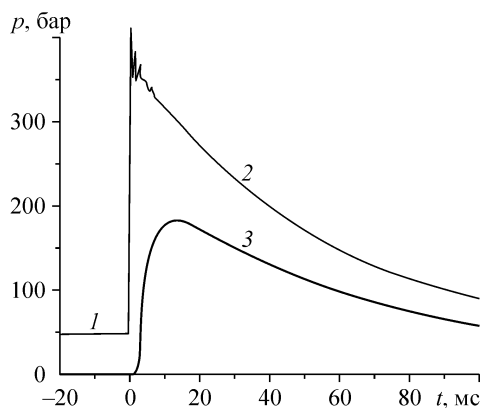
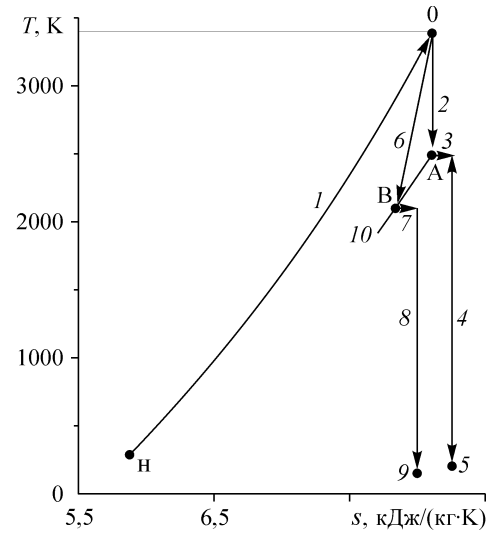


Рис. 2. Давление в форкамерах.

Давление накачки $p_{ch1}(n)$ РТ в первую ФК (1), давления $p_{ch1}(t)$ в первой (2) и $p_{ch2}(t)$ во второй (3) ФК в течение режима.

Рис. 3. T - s диаграмма процессов в установке.

1 — подвод тепла в первую ФК в изохорном процессе, 2–5 — процессы при изоэнтروпийном истечении из первой ФК, $ds_{ch1}(t) = 0$, 6–9 — процессы при истечении из первой ФК с учетом потерь тепла в стенки, $ds_{ch1}(t) < 0$, 2, 6 — истечение из первой ФК, 3, 7 — дросселирование в решетке между ФК, 4, 8 — изоэнтропическое расширение в сопле, 5, 9 — параметры на срезе сопла, 10 — изобара в первой ФК, соответствующая $t = 100$ мс, н — параметры после накачки воздуха в первую ФК, 0 — параметры воздуха при $t = 0$, после подвода тепла в первую ФК (после разряда конденсаторной батареи). А — параметры воздуха в первой ФК при $t = 100$ мс при отсутствии потерь тепла, В — параметры воздуха в первой ФК при $t = 100$ мс для случая учета потерь тепла.



Для первой ФК аппроксимация начинается с $t = 5$ – 10 мс, после завершения переходных процессов в измерительном канале p_{ch1} . Затем полином экстраполируется на значение $t = 0$. Пересечение полинома с линией $t = 0$ дает давление $p_{ch1}(0)$ в момент $t = 0$.

На рис. 3 приведена T - s диаграмма процессов в тракте установки. Точка н соответствует параметрам накачки рабочего тела в первую форкамеру. Разряд конденсаторной батареи длится меньше миллисекунды и, следовательно, столько же длится подвод тепла. С большой точностью можно считать, что подвод тепла происходит в изохорном процессе, несмотря на то, что в течение разряда из-за повышения давления от $p_{ch1}(н)$ до $p_{ch1}(0)$ происходит разрыв диафрагмы и какая-то очень небольшая часть РТ будет истекать из ФК. Точка 0 соответствует параметрам рабочего тела после подвода тепла. Разница по времени между началом разряда и точкой 0 составляет $\sim 0,8$ мс и с этой точностью можно считать, что изохорный процесс н-0 происходит мгновенно (по сравнению с длительностью режима 100–200 мс), и он считается началом режима в установке. Далее, в зависимости от принятого допущения, процесс в установке можно рассчитывать двумя способами.

Допущения отсутствия потерь тепла в стенки первой форкамеры

Отсутствие потерь тепла в стенки первой ФК означает, что процесс истечения рабочего тела из форкамеры является изоэнтропическим $ds_{ch1}(t) = 0$ (2, см. рис. 3). Удельная энтропия $s_{ch1}(t)$ этого процесса определяется по известным $p_{ch1}(0)$ и $v_{ch1}(0) = v_{ch1}(н) = f(p_{ch1}(н), T_{ch1}(н))$:

$$s_{ch1}(t) = s_{ch1}(0) = f(p_{ch1}(0), v_{ch1}(0)).$$

Зная измеренное в течение режима давление в первой ФК $p_{ch1}(t)$ и удельную энтропию $s_{ch1}(t)$, определяют все остальные параметры воздуха в первой форкамере: температура $T_{ch1}(t)$, удельная энтальпия $h_{ch1}(t)$ и другие.

Процесс 3 дросселирования в решетке 4 (см. рис. 1) между ФК является, при допущении отсутствия потерь тепла в дросселирующей решетке, изоэнтальпийным $h_{ch2}(t) = h_{ch1}(t)$. Это вместе с измеренным в течение режима давлением $p_{ch2}(t)$ позволяет определить для любого t все параметры воздуха во второй ФК: $T_{\phi2}(t)$, $s_{\phi2}(t)$ и т. д.

При расширении рабочего тела в сопле потерь энтальпии в ядре потока за счет теплоотдачи в стенки нет. То есть для профилированных сопел процесс 4 (см. рис. 3) расширения РТ в сопле считается изоэнтропическим с удельными энтропией и энтальпией торможения, равными их значениям во второй форкамере $s_n(t) = s_{\text{fh2}}(t)$, $h_{0n}(t) = h_{\text{ch2}}(t)$. Нижние индексы n и 0 относятся к параметрам на срезе сопла и параметрам торможения. Из этих соотношений сразу следует, что давление и температура торможения потока на срезе сопла $p_{0n}(t) = p_{\text{ch2}}(t)$, $T_{0n}(t) = T_{\text{ch2}}(t)$.

Для определения статических параметров потока в рабочей части высокоэнтальпийных установок на срезе сопла измеряют либо давление за прямым скачком p_0 , либо статическое давление p_n (если уровень p_n достаточно высок, чтобы измерить p_n с достаточной точностью). Знание p_0 или p_n совместно с известными параметрами торможения позволяет определить все физические параметры РТ в рабочей части установки (точка 5, см. рис. 3).

Учет потерь тепла в стенки первой форкамеры

При наличии теплоотдачи в стенки первой ФК процесс истечения рабочего тела из форкамеры происходит с $ds_{\text{ch1}}(t) < 0$ (6, см. рис. 3). То есть в каждый следующий момент времени $t + dt$ удельная энтропия РТ в ФК уменьшается и становится равной $s_{\text{ch1}}(t + dt) = s_{\text{ch1}}(t) + ds_{\text{ch1}}(t)$.

Измеренное в течение режима давление $p_{\text{ch1}}(t)$ в первой ФК (2, см. рис. 2) в паре с удельной энтропией $s_{\text{ch1}}(t)$ (равной $s_{\text{ch1}}(0)$), уменьшенной на величину $\Delta s_{\text{ch1}}(t)$, соответствующую потерям тепла в стенки за время от $t = 0$ до t , позволяет определить все остальные параметры воздуха в первой форкамере в момент t . В качестве примера на рис. 3 приведена изобара 10, соответствующая $t = 100$ мс при различных значениях удельной энтропии в первой форкамере в этот момент времени. Точка А — для рассмотренного выше способа отсутствия тепловых потерь, $ds_{\text{ch1}}(t) = 0$. Точка В — для реальных тепловых потерь в стенки за время от $t = 0$ до $t = 100$ мс. Дальнейшее определение параметров по газодинамическому тракту установки в процессах 7, 8 аналогично рассмотренному выше в процессах 3, 4.

Таким образом, учет потерь тепла для определения параметров РТ в рабочей части установки “перекладывается” на задачу определения уменьшения удельной энтропии из-за тепловых потерь в стенки.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ ТЕПЛА В СТЕНКИ ПЕРВОЙ ФОРКАМЕРЫ

Уменьшение в течение режима давления в первой ФК (2, см. рис. 2) происходит по двум причинам: 1) из-за уменьшения массы рабочего тела за счет его истечения из форкамеры, 2) из-за потерь тепла через стенки форкамеры. Если исключить первую причину, то можно в чистом виде связать уменьшение $p_{\text{ch1}}(t)$ только с тепловыми потерями.

Такое возможно, если в процессе подвода тепла и после него не вскрывать диафрагму 5 (см. рис. 1), отделяющую первую ФК от остального тракта установки. Тогда масса рабочего тела и его удельный объем будут оставаться постоянными в течение режима. Опыт без вскрытия диафрагмы приведен на рис. 4. Для таких опытов известны в течение режима два измеренных параметра: давление $p_{\text{ch1}}(t)$, кривая 2, и удельный объем $v_{\text{ch1}}(t) = v_{\text{ch1}}(н)$. Зная эти два параметра, определяются все остальные параметры РТ в первой ФК, в том числе удельная внутренняя энергия $u_{\text{ch1}}(t) = f(p_{\text{ch1}}(t), v_{\text{ch1}}(н))$, кривая 3.

Рис. 4. Параметры в первой ФК в опыте без вскрытия диафрагмы.

Давление накачки $p_{\text{chl}}(\text{н})$ РТ в первую ФК (1), давление $p_{\text{chl}}(t)$, удельная внутренняя энергия $u_{\text{chl}}(t)$ в первой ФК в течение режима (2, 3) соответственно, при $p_{\text{chl}}(\text{н}) = 36$ бар, $U = 4,8$ кВ, $T_{\text{chl}}(0) = 2640$ К.

Первый закон термодинамики

$$dQ_w = dU + pdV = duG$$

дает возможность определить величину dQ_w/dt — количество тепла, теряемое через площадь внутренней поверхности первой ФК в единицу времени

$$dQ_w/dt = -Gdu/dt. \quad (1)$$

Здесь $G = V_{\text{chl}}/v_{\text{chl}}(\text{н})$ — масса рабочего тела, накачанного в первую форкамеру, V_{chl} объем первой ФК (в настоящих опытах $V_{\text{chl}} = 9,6$ дм³), du/dt определяется дифференцированием найденной выше зависимости $u_{\text{chl}}(t)$. Знак минус поставлен, чтобы для удобства дальнейшей обработки величина dQ_w/dt не была отрицательной.

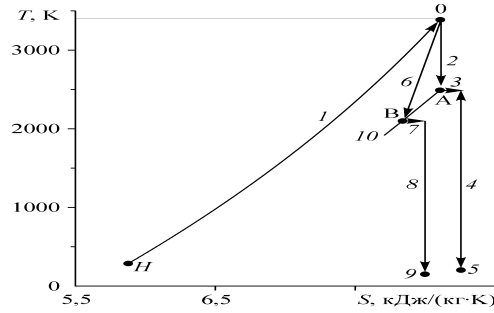
От найденной в опыте величины dQ_w/dt можно перейти к коэффициенту теплоотдачи

$$\alpha(t) = \frac{dQ_w/dt}{F_{\text{chl}}(T_{\text{chl}}(t) - T_w(t))}, \quad (2)$$

где F_{chl} — площадь внутренней поверхности первой ФК. При $t = 0$ величина $T_w(0) = 293$ К. Поэтому из опытов без вскрытия диафрагмы однозначно может быть определено значение коэффициента теплоотдачи $\alpha(0)$, поскольку при $t = 0$ все входящие в уравнение (1) величины известны из опыта. Если провести серию опытов для всего эксплуатационного диапазона p_{chl} , T_{chl} , то тем самым станет известна зависимость коэффициента теплоотдачи в стенки первой ФК от имеющихся в режиме величин $p_{\text{chl}}(t)$ и $T_{\text{chl}}(t)$.

В теории теплопередачи зависимость коэффициента теплоотдачи от определяющих параметров для вынужденной конвекции обычно представляется в критериальном виде [11]. Однако в теории тепловых двигателей [12, 13] суммарные потери тепла в стенки камер сгорания (путем конвекции и лучистого теплообмена) обычно выражаются в более удобном для тепловых двигателей виде $\alpha = Cp^m T^n f(w, l)$, где C , m , n — эмпирические коэффициенты, w , l — характерные для конструкции скорость и линейный размер. Например, для двигателей внутреннего сгорания w , l — скорость и диаметр поршня [12]. Поскольку уровни давлений, температур и характерных времен для высокоэнтальпийных установок кратковременного режима сравнимы с их значениями в двигателях внутреннего сгорания и жидкостных ракетных двигателях, то в данных исследованиях было принято искать зависимость α от давления и температуры в виде $\alpha = Cp^m T^n$. Для установки ИТ-302М характерный размер ФК остается неизменным для всех опытов и может войти в коэффициент C , а скорости РТ в первой ФК от опыта к опыту изменяются незначительно и составляют величины порядка нескольких метров в секунду.

В результате обработки 34 опытов без вскрытия диафрагмы (давление $p_{\text{chl}}(0)$ изменялось в диапазоне 160–540 бар, температура $T_{\text{chl}}(0)$ — в диапазоне 700–3400 К,



то есть был охвачен практически весь эксплуатационный диапазон давлений и температур установки ИТ-302М) была получена формула

$$\alpha = 0,677 \cdot 10^{-3} p^{1,066} T^{0,34} \text{ кДж}/(\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (3)$$

здесь p в барах, T в К. Полученные показатели степени при p и T близки к тем, что имеет место для тепловых двигателей: порядка единицы при давлении, 0,3–0,5 при температуре [12, 13].

Поскольку по аналогии с тепловыми двигателями предполагается, что $\alpha(t)$ зависит только от давления и температуры рабочего тела в форкамере, то соотношения (1) и (2) позволяют определить для опытов без вскрытия диафрагмы температуру внутренней поверхности стенок ФК:

$$T_w(t) = T_{\text{chl}}(t) - \frac{dQ_w/dt}{\alpha(p_{\text{chl}}(t), T_{\text{chl}}(t)) F_{\text{chl}}}. \quad (4)$$

В уравнении (4) величина dQ_w/dt находится дифференцированием экспериментальной зависимости $u = u(t)$ (см. (1)), а $\alpha(t)$ — из уравнения (3). Зная $T_w(t)$ и $dQ_w/dt = f(t)$, определяется dT_w/dQ_w . Физически dT_w/dQ_w представляет собой величину, обратную теплоемкости: показывает насколько градусов нагревается внутренняя поверхность конкретной ФК при передаче через ее стенки 1 кДж теплоты при следующих условиях:

- 1) происходит нестационарный нагрев стенок ФК;
- 2) средняя температура, на которую нагревается вся ФК, — невелика. Так для ИТ-302М даже при максимальном вкладе энергии в РТ ~ 1,1 МДж средняя температура нагрева всей ФК составляет несколько градусов (при передаче в стенки 20 % тепла от вложенной в РТ энергии) из-за большой массы ФК;
- 3) наружная поверхность ФК не успевает прогреться и остается комнатной — схематическое распределение температуры представлена на рис. 5. По результатам опытов без вскрытия диафрагмы получено

$$dT_w/dQ_w \approx 6 \text{ К}/\text{кДж}. \quad (5)$$

Точность определения dT_w/dQ_w невысока, т. к. по существу приходится дважды дифференцировать экспериментальную зависимость $u = u(t)$. Однако большое число опытов — 34 — позволяет определить среднее значение, хотя крайние отклонения от среднего значения величины $dT_w/dQ_w \approx 6 \text{ К}/\text{кДж}$ достигают 50 %. Причем это среднее значение примерно постоянно для полученного в опытах диапазона $T_w = 293\text{--}1200 \text{ К}$.

ПАРАМЕТРЫ РАБОЧЕГО ТЕЛА В ПЕРВОЙ ФОРКАМЕРЕ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ ТЕПЛА В СТЕНКИ

Алгоритм определения параметров с учетом потерь тепла в стенку первой форкамеры следующий. В опытах с моделями (опыты со вскрытием диафрагмы) известные из эксперимента величины $p_{\text{chl}}(0)$, $v_{\text{chl}}(0) = v_{\text{chl}}(h)$ позволяют определять все параметры воздуха в момент $t = 0$: $T_{\text{chl}}(0)$, $s_{\text{chl}}(0)$ и т. д., а из формулы (3) — коэффициент теплоотдачи $\alpha(0)$. Далее задается шаг Δt и за время

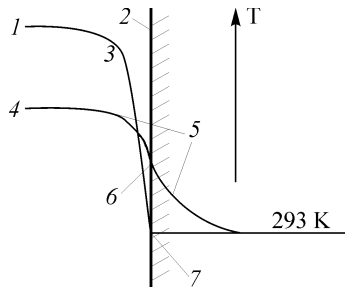


Рис. 5. Схематичное распределение температур около и в стенке первой ФК в течение режима.

$T_{\text{chl}}(0)$ (1), стенка первой ФК (2), профиль температур при $t = 0$ (3), $T_{\text{chl}}(t)$ (4), профиль температур при $t > 0$ (5), $T_w(t)$ (6), $T_w(0) = 293 \text{ К}$ (7).

Рис. 6. Температура в первой ФК в течение режима.

Без учета потерь тепла в стенки $ds_{\text{chl}}(t) = 0$ (1), с учетом потерь тепла в стенки $ds_{\text{chl}}(t) < 0$ (2, 3), $T_w = f(t)$ (2), $T_w = 293$ К (3), при $p_{\text{chl}}(\text{н}) = 28$ бар, $U = 5$ кВ, $p_{\text{chl}}(0) = 343$ бара.

режима Δt определяются: из уравнения (2) потери тепла ΔQ_w , поскольку при $t = 0$ температура стенки $T_w = 293$ К, из уравнения (5) — увеличение температуры внутренней

поверхности стенки ΔT_w , а также уменьшение удельной энтропии РТ $\Delta s(0) = \Delta Q_w / T_{\text{chl}}(0)$. Значения параметров РТ в момент $t = 0 + \Delta t$ определяются в зависимости от измеренного $p_{\text{chl}}(0 + \Delta t)$ и найденной $s_{\text{chl}}(0 + \Delta t) = s_{\text{chl}}(0) + \Delta s$, $T_w(0 + \Delta t) = T_w(0) + \Delta T_w$.

Указанная процедура повторяется шаг за шагом. Таким образом, для каждого момента режима t определяются все параметры РТ в первой ФК, потери тепла и температура внутренней поверхности стенки.

На рис. 6 приведена температура РТ в первой ФК для трех случаев ее определения. Кривая 1 соответствует температуре, определенной без учета потерь тепла в стенки. Кривая 2 — с учетом потерь тепла в стенки по описанной выше процедуре с определением $T_w = f(t)$. Кривая 3 — с учетом потерь тепла в стенки по описанной выше процедуре, но при постоянной температуре внутренней поверхности стенки $T_w = 293$ К.

Все три кривые начинаются из одной точки, т. к. при $t = 0$ происходит мгновенный подвод тепла и потерь его в стенки еще нет. По мере увеличения времени режима рабочее тело, остающееся в форкамере, все больше охлаждается за счет теплоотдачи в стенки. Для опыта, приведенного на рис. 6, $T_{\text{chl}}(0) = 3417$ К, температура РТ в первой ФК при $t = 100$ мс, вычисленная без учета потерь тепла в стенки, завышена на 18 % по сравнению с температурой, определенной с учетом потерь тепла. Проведенные опыты показали, что при воспроизводстве натурной температуры торможения для полета летательного аппарата с числом Маха $M = 5-8$ неучет теплоотдачи в стенки первой форкамеры завышает температуру торможения воздуха в рабочей части по сравнению с расчетом без учета потерь тепла на 6–18 % — большие значения для больших чисел Маха.

На рис. 7 для трех опытов приведена температура РТ в первой ФК, определенная с учетом потерь тепла, и температура внутренней поверхности стенок. Видно,

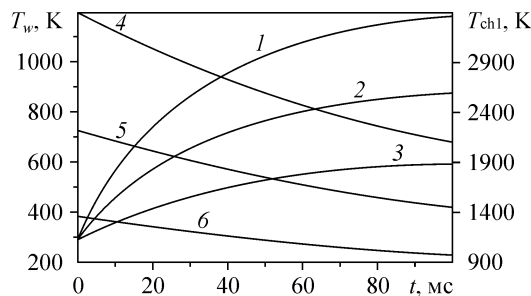
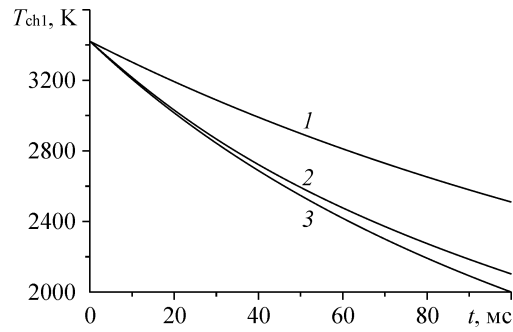


Рис. 7. Температура РТ и внутренней поверхности стенки первой ФК в течение режима в разных опытах.

T_w (1–3), T_{chl} (4–6), опыт (1, 4): $p_{\text{chl}}(\text{н}) = 28$ бар, $U = 5$ кВ, $p_{\text{chl}}(0) = 343$ бара, опыт (2, 5): $p_{\text{chl}}(\text{н}) = 46$ бар, $U = 4,8$ кВ, $p_{\text{chl}}(0) = 373$ бара, опыт (3, 6): $p_{\text{chl}}(\text{н}) = 68$ бар, $U = 4,2$ кВ, $p_{\text{chl}}(0) = 354$ бара.

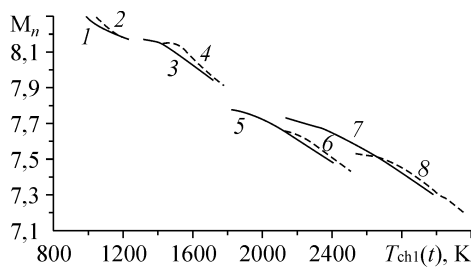


Рис. 8. Число Маха M_n на срезе сопла.

С учетом потерь тепла в стенке $ds_{ch1}(t) < 0$ (1, 3, 5, 7), без учета потерь тепла в стенке $ds_{ch1}(t) = 0$ (2, 4, 6, 8), опыт (1, 2): $p_{ch1}(H) = 68$ бар, $U = 4,2$ кВ, $p_{ch1}(0) = 354$ бара, опыт (3, 4): $p_{ch1}(H) = 58$ бар, $U = 4,6$ кВ, $p_{ch1}(0) = 415$ бара, опыт (5, 6): $p_{ch1}(H) = 30$ бар, $U = 4,8$ кВ, $p_{ch1}(0) = 292$ бара, опыт (7, 8): $p_{ch1}(H) = 28$ бар, $U = 5,0$ кВ, $p_{ch1}(0) = 343$ бара.

что при температуре рабочего тела, соответствующей температуре торможения для полета летательного аппарата с числом $M = 5-8$, внутренняя поверхность стенок форкамеры может нагреваться до значительных величин, хотя температура наружной поверхности ФК остается при этом комнатной.

На рис. 6 видно, что температура внутренней поверхности стенки в диапазоне $293 \text{ K} - T_w(t)$ сравнительно слабо сказывается на определении $T_{ch1}(t)$ при учете тепловых потерь. Объясняется это тем, что в течение всего режима величина $T_{ch1}(t)$ значительно больше $T_w(t)$ (см. рис. 7), и основной вклад в уменьшение $T_{ch1}(t)$ из-за потерь тепла в стенке форкамеры вносит величина dQ_w/dt .

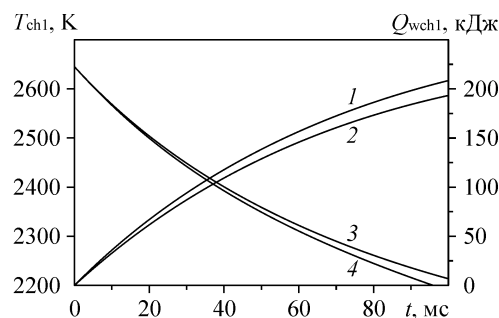
Зависимость числа Маха M_n на срезе сопла от параметров РТ в первой ФК приведено на рис. 8. Определение M_n проводилось, исходя из измеренных в опытах $p_{ch1}(t)$, $p_{ch2}(t)$ и давления торможения за прямым скачком $p_0'(t)$. Профилированное сопло имело диаметр на выходе 300 мм, критический диаметр 18,9 мм, геометрическое число $M_n = 8,56$ (при показателе адиабаты 1,4 и без учета пограничного слоя на стенках сопла). Видно, что при уменьшении температуры РТ от натурной температуры торможения для полета летательного аппарата с $M = 8$ до $\sim 1000 \text{ K}$ число M_n в рабочей части уменьшается на единицу. Происходит это в основном из-за двух причин: влияния реальных свойств воздуха за счет изменения от опыта к опыту $p_{ch1}(t)$ и $T_{ch1}(t)$ и изменения толщины пограничного слоя, нарастающего на стенках сопла. В то же время в каждом конкретном опыте за счет уменьшения в течение режима параметров $p_{ch1}(t)$ и $T_{ch1}(t)$ значения M_n уменьшаются на 3–6 %. Имея в виду, что статические температура и давление обтекающего модель рабочего тела примерно обратно пропорциональны M_n в степени 2 и 7 соответственно, а скоростной напор степени 5, пренебрежение изменением M_n в течение режима, в том числе и из-за неучета потерь тепла в стенке ФК, может приводить к значительным ошибкам. Отсюда следует, что в каждом опыте требуется измерять параметры, позволяющие экспериментально определять значения $M_n(t)$.

ТЕСТИРОВАНИЕ АЛГОРИТМА

Опыты без вскрытия диафрагмы позволяют оценить правильность учета тепловых потерь и полученных эмпирических коэффициентов в формулах (3) и (5). Это можно сделать следующим образом. При $t = 0$ из экспериментов известны два

Рис. 9. Опыт без вскрытия диафрагмы $p_{ch1}(H) = 36$ бар, $U = 4,8$ кВ, $p_{ch1}(0) = 344$ бара. Сравнение температуры рабочего тела T_{ch1} и потерь тепла Q_{wch1} в стенке первой ФК, определенное двумя способами.

$Q_{wch1}(t)$ (1, 2), $T_{ch1}(t)$ (3, 4), по предложенному алгоритму (1, 4), по измеренным значениям $p_{ch1}(t)$, $v_{ch1}(t) = v_{ch1}(H)$ (2, 3).



параметра $p_{ch1}(0)$ и $v_{ch1}(0) = v_{ch1}(н)$, позволяющие определить все остальные параметры рабочего тела при $t = 0$. Далее при произвольном t параметры РТ определяются двумя способами. Способ с учетом потерь тепла изложен в предыдущем параграфе, он основан на известной из эксперимента зависимости $p_{ch1}(t)$ и полученных соотношениях (3) и (5). Второй способ основан на том, что в опытах без вскрытия диафрагмы для каждого t из эксперимента известны $p_{ch1}(t)$ и $v_{ch1}(t) = v_{ch1}(н)$. Считая параметры РТ, определенные вторым способом, за “истинные” и сравнивая с ними параметры, полученные первым способом, можно оценить, насколько предлагаемый алгоритм дает отклонение от этого “истинного” значения.

На рис. 9 сравниваются результаты, полученные этими двумя способами. Разница в температуре РТ в первой ФК при $t = 100$ мс составляет 12 градусов при $T_{ch1}(100) = 2200$ К. Для всего исследованного в опытах без вскрытия диафрагмы диапазона $T_{ch1}(0) = 700–3400$ К это отклонение составляло 2–15 градусов: большее отклонение при больших $T_{ch1}(0)$. Это совпадает с погрешностью, связанной с точностью измерения $p_{ch1}(t)$.

На рис. 9 параметр $Q_{wch1}(t)$ — количество тепла, теряемое в стенки первой ФК за время от $t = 0$ до t . “Истинное” значение $Q_{wch1}(t)$ определялось, как $Q_{wch1}(t) = G \cdot (u_{ch1}(0) - u_{ch1}(t))$. Для опыта, приведенного на рис. 9, отклонение $Q_{wch1}(t)$, вычисленное по предлагаемому алгоритму, от этого “истинного” значения для $t = 100$ мс равно 14 кДж. Это составляет 7 % от потерянного за 100 мс тепла $Q_{wch1}(100) = 200$ кДж или 1,5 % от тепла $Q_{el} = 920$ кДж, вложенного в РТ за счет электрического разряда, где Q_{el} определялось как $Q_{el} = G \cdot (u_{ch1}(0) - u_{ch1}(н))$. Для всего исследованного без вскрытия диафрагмы диапазона $T_{ch1}(0)$ отклонение $Q_{wch1}(100)$ от “истинного” значения $Q_{wch1}(100)$ и от Q_{el} составило 1–8 % и 0,1–1,6 % соответственно, причем в разных опытах в разные стороны.

Проведенное тестирование алгоритма, изложенного в предыдущем параграфе, показало вполне приемлемую точность определения потерь тепла в стенки первой форкамеры и способ учета этих потерь при определении параметров рабочего тела.

Температура $T_w(t)$ внутренней поверхности стенок первой ФК, приведенная на рис. 7, качественно совпадает с данными работы [14], в которой расчетным путем показано, что при удельном тепловом потоке в плоскую стенку $dQ_w/dt = 110$ МВт/м² температура внутренней поверхности полубесконечной стенки, выполненной из стали, через 20 мс от начала режима достигает температуры плавления стали 1800 К. В опытах, приведенных на рис. 7, величина dQ_w/dt составляла 17–5 МВт/м². Кроме того, в работе [14] приведены удельные тепловые потоки в стенки двух форкамер импульсных труб, вычисленные из определенных в опытах плотности, удельных внутренней энергии и энтальпии. Методика расчета и параметры опытов, при которых в [14] проводились измерения, не оговариваются. Тем не менее, для диапазона $T_{ch1} = 1000–3000$ К, приведенные в работе [14] данные можно сравнить с результатами настоящей работы. Удельные тепловые потоки, полученные в настоящих опытах, в 2–2,5 выше, чем в одной из форкамер работы [14], и в 2–3 раза ниже, чем в другой. Таким образом, можно сказать, что полученные в настоящей работе температуры стенки и потери тепла в первой ФК коррелируют с данными работы [14].

Наиболее надежный метод определения энтальпии РТ на входе в рабочую часть установки можно получить, если удастся измерить скорость на срезе сопла. Один из таких физических методов с помощью электроразрядного трассирования

был реализован в работе [15]. На его основе в этой работе была разработана методика определения потерь тепла в газодинамическом тракте от ФК до среза сопла высокоэнтальпийной установки кратковременного режима с адиабатическим сжатием рабочего тела тяжелым поршнем. Исследованный диапазон температур рабочего тела (азота) в [15] $T_{ch1} = 1200\text{--}600$ К перекрывается диапазоном температур настоящей работы. Изменение давления за время режима в работе [15] происходило от 1800–1500 до 1300–400 бар — в 3-4 раза при большем давлении, чем в настоящей работе — от 540–300 до 300–160 бар. Для корректного сравнения результатов необходимо знать различие в площадях омываемых поверхностей газодинамического тракта установок, которые в работе [15] не приводятся. Однако отметим принципиальную непротиворечивость полученных результатов. В работе [15] в стенки газодинамического тракта установки терялось 15–28 % от энтальпии, подведенной в ФК, за счет адиабатического сжатия. Это хорошо согласуется с величиной 6–7 %, полученной в настоящей работе для диапазона $T_{ch1} = 1200\text{--}700$ К, поскольку, как следует из соотношения (3), потери тепла примерно пропорциональны давлению.

ОЦЕНКА ПОТЕРЬ ТЕПЛА В ОСТАЛЬНОЙ ЧАСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ТРАКТА

До того как попасть в рабочую часть, рабочее тело, истекая из первой форкамеры, проходит через дросселирующую решетку (4, см. рис. 1), вторую форкамеру и сопло 3. Оценка тепловых потерь в этих частях установки может быть выполнена, исходя из сопоставления площадей поверхности, скоростей и давлений в этих частях с аналогичными параметрами в первой ФК. Площадь внутренней поверхности первой ФК — 31,7 дм², площадь внутренней поверхности второй ФК — 5,1 дм². Давление во второй ФК составляет величины $p_{ch2}(t) = (0,1\text{--}0,3) \cdot p_{ch1}(t)$, в зависимости от отношения площадей поперечного сечения дросселирующих отверстий решетки 4 и критического сечения сопла. Изменение скорости и давления во второй ФК приводит к увеличению числа Рейнольдса Re во второй ФК в ~ 2,7 раза по сравнению с Re в первой ФК. Температуры ТТ в обеих ФК можно считать примерно одинаковыми, так как в процессе дросселирования (при потерях тепла в отверстиях дросселирующей решетки много меньших, чем в стенки первой ФК — см. ниже) энтальпия не изменяется. Если считать, что α в обеих ФК зависит от p и T в соответствии с формулой (3), а от числа Re в степени 0,8 [11], то соотношения p , T , Re и площадей внутренних поверхностей приводят к тому, что для разных режимов работы установки ИТ-302М потери тепла в стенки второй форкамеры составляют 3–10 % от тепловых потерь в стенки первой форкамеры.

Площадь поверхности отверстий в дросселирующей решетке составляет ~ 0,3 дм². Для верхней оценки величины теплового потока можно считать, что по всей длине дросселирующего отверстия устанавливается критическая скорость. Ориентируясь на тепловые потери в жидкостных ракетных двигателях [13], примем, что удельные тепловые потоки при критическом течении в ~ 10 раз выше, чем в камере. Отсюда следует, что в отверстиях дросселирующей решетки теряется ~ 10 % ($0,3/31,7 \times 10$) от тепла, теряемого в стенки первой ФК. В сверхзвуковых соплах теплоотдача осуществляется в основном из пограничного слоя, а в ядре потока течение считается адиабатическим.

Таким образом, верхняя оценка показывает, что потери тепла от рабочего тела после выхода его из первой форкамеры до входа в рабочую часть составляют

в зависимости от режима не более 13–20 % от тепла, теряемого в стенки первой форкамеры.

ВЫВОДЫ

1. На примере гиперзвуковой импульсной аэродинамической трубы ИТ-302М проведен анализ тепловых потерь в стенки форкамеры. В результате обработки опытов для диапазона $p_{\text{chl}} = 160\text{--}550$ бар, $T_{\text{chl}} = 700\text{--}3400$ К без вскрытия диафрагмы, отделяющей первую форкамеру от остального газодинамического тракта установки, была получена зависимость $\alpha = 0,677 \cdot 10^{-3} \cdot p^{1,066} \cdot T^{0,34}$ кДж/(с·м²·К), p — в барах, T — в К.

2. Зависимость $\alpha(t) = f(p_{\text{chl}}(t), t_{\text{chl}}(t))$ позволила также определить температуру внутренней поверхности стенок первой форкамеры $T_w(t)$, что совместно с $\alpha(t)$ дало возможность разработать физическую модель расчета параметров рабочего тела с учетом потерь энтальпии.

3. Показано, что к 100 мс режима неучет теплоотдачи в стенки первой форкамеры завышает температуру торможения воздуха в рабочей части по сравнению с расчетом без учета потерь тепла на 6–18 % при воспроизводстве натурной температуры торможения для полета летательного аппарата с числом Маха 5–8.

4. Методика расчета температуры рабочего тела в первой форкамере протестирована с помощью опытов, выполненных без вскрытия диафрагмы, для которых температура может быть вычислена, благодаря определенным в эксперименте двум параметрам: давлению и удельному объему. Разница составила не более 2–15 градусов для диапазона $T_{\text{chl}} = 700\text{--}3400$ К, большие отклонения при больших T_{chl} .

5. Верхняя оценка потерь тепла от ядра рабочего тела к стенкам установки после его выхода из первой форкамеры до входа в рабочую часть составляет не более 13–20 % от тепла, теряемого в первой ФК.

6. Число Маха M_n в рабочей части существенно зависит от параметров РТ в первой ФК. Так, для сопла с геометрическим $M_n = 8,56$ уменьшение T_{chl} от натурной температуры торможения при полете летательного аппарата с $M = 8$ до $T_{\text{chl}} = 1000$ К уменьшает число Маха в рабочей части на единицу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Техника гиперзвуковых исследований / Под ред. Бураго Г.Ф. — М.: Мир, 1964. — 524с.
2. Королев А.С., Бошнятов Б.В., Друкер И.Г., Затолока В.В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. — Новосибирск: Наука, 1978. — 80 с.
3. Затолока В.В. Импульсные аэродинамические трубы. — Новосибирск: Наука, 1986. — 143 с.
4. Баев В.К., Шумский В.В. Влияние газодинамики двухрежимной камеры сгорания на силовые характеристики модели с горением. // Физика горения взрыва. — 1995. — Т. 31, № 6. — С. 49–63.
5. Топчян М.Е., Харитонов А.М. Аэродинамические трубы для гиперзвуковых исследований // ПМТФ. — 1994. — Т. 35, № 3. — С. 66–81.
6. Гунько 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.

7. **Кислых В.В.** Высокоскоростные импульсные трубы. Сравнительный анализ и перспективы развития / Фундаментальные проблемы высокоскоростных течений. Межд. научно-техн. конф. Жуковский МО, 21–24 сентября 2004. Тезисы докладов. ЦАГИ. — 2004. — С. 467–468.
8. **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.
9. **Шумский В.В., Ярославцев М.И.** Исследование газодинамики камеры низкого давления для высокоэнтальпийной установки кратковременного режима. // ПМТФ. — 2005. — Т. 46, № 1. — С. 29–43.
10. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972. — 720 с.
11. **Кутателадзе С.С., Боришанский В.М.** Справочник по теплопередаче. — Л.-М.: Госэнергоизда, 1959. — 414 с.
12. **Двигатели внутреннего сгорания** / Под ред. Орлина А.С., Круглова М.Г. — М.: Машиностроение, 1983. — 376 с.
13. **Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П.** Теория ракетных двигателей. — М.: Машиностроение, 1989. — 464 с.
14. **Блик Д.А.** Усовершенствование импульсных аэродинамических труб с ёмкостными и индуктивными накопителями энергии / Современная техника аэродинамических исследований при гиперзвуковых скоростях / Под ред. Крилла А.М. — М.: Машиностроение, 1965. — 539 с.
15. **Рычков В.Н., Топчийн М.Е.** Прямые измерения скорости гиперзвукового потока методом электро-разрядного трассирования // Теплофизика и аэромеханика. — 1999. — Т. 6, № 2. — С. 173–180.

Статья поступила в редакцию 15 октября 2008 г.