

УДК: 629.3.058

Особенности определения температуры торможения сверхзвукового высокоэнтальпийного воздушного потока термоэлектрическим преобразователем с экранированным рабочим спаем

М.В. Ананиян, В.Ю. Александров, К.Ю. Арефьев

*Центральный институт авиационного моторостроения
им. П.И. Баранова, Москва*

E-mail: kyarefev@ciam.ru

Проанализированы методические аспекты измерения температуры торможения сверхзвукового высокоэнтальпийного воздушного потока с помощью термоэлектрического преобразователя (термопары) с экранированным рабочим спаем. Показаны особенности термогазодинамических процессов в рассматриваемых условиях, приводящие к значительным отклонениям измеряемых по известным методикам температур от действительных значений. Внесены уточнения в методику определения температур высокоэнтальпийного сверхзвукового воздушного потока, позволяющие снизить отклонение от действительных параметров. Приведен разработанный математический аппарат для анализа экспериментальных данных и количественной оценки погрешности измерения температуры. Проведена апробация предложенных подходов и валидация разработанных математических моделей по результатам стендовых экспериментальных исследований высокоэнтальпийных сверхзвуковых потоков. Показана удовлетворительная сходимость результатов косвенных измерений температур с задаваемыми значениями. Результаты работы могут быть использованы при разработке методик и анализе физических экспериментов с высокоэнтальпийными потоками.

Ключевые слова: температура торможения, высокоэнтальпийный поток, сверхзвуковой поток, измерение, термоэлектрический преобразователь, экранированный рабочий спай.

Введение

Прогрессивное развитие испытательного оборудования требует повышения точности измерения параметров в ходе проведения аэрофизического эксперимента [1]. При этом одной из важных задач является измерение температур торможения высокоэнтальпийного сверхзвукового потока. Технология измерения температур торможения известна для низкоскоростных потоков с умеренным окислительным потенциалом при температурах до 2100 °С (кратковременно) и до 1800 °С (длительно). В этом случае, согласно ОСТ 1 01134-86, могут использоваться термоэлектрические преобразователи с открытым или экранированным рабочим спаем. Для рассматриваемых условий термоэлектрические преобразователи обеспечивают меньшую инерционность и более высокую точность относительно других зондовых способов измерения температуры [2–4].

Схема одного из вариантов термоэлектрического преобразователя и его основные геометрические размеры приведены на рис. 1. Анализ показывает, что экранирование с помощью цилиндрического экрана 2 рабочего спая 3 термоэлектрического преобразователя

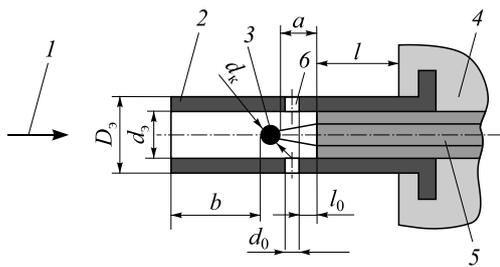


Рис. 1. Схема термоэлектрического преобразователя с экранированным рабочим спаем.

1 — высокоэнтальпийный поток, 2 — экран, 3 — рабочий спай, 4 — охлаждаемый корпус, 5 — термокабель, 6 — отверстия.

и организация протока через отверстия 6 (обычно выполняется два отверстия) позволяют получить значения измеряемой температуры, приближенное к действительной температуре торможения потока, т.е. значительно снизить влияние радиационного теплоотвода и повысить точность измерений. Для обеспечения работоспособности конструкции в корпусе 4, куда устанавливается термоэлектрический преобразователь, обычно предусматривается охлаждение с использованием жидкого теплоносителя (чаще всего воды).

Согласно известным рекомендациям ОСТ 1 01134-86, характерные размеры должны удовлетворять следующим соотношениям:

$$d_k = 1 \div 4d, \quad d_3 > 5d, \quad D_3 \leq 2d_3, \quad d_0 = 0,5 \div 1d_3, \\ a > 4d, \quad b > 1,5d_3, \quad l > 10d_3, \quad l_0 = 0,3 \div 0,5d_3.$$

Здесь $d = 0,3 \div 0,7$ мм — диаметр электродов (проволоки) в термокабеле, d_3 — внутренний диаметр экрана, D_3 — внешний диаметр экрана, d_0 — диаметр отверстий в экране, d_k — диаметр рабочего сопла (королевка), a, b, l, l_0 — характерные продольные размеры термоэлектрического преобразователя.

На измерение температуры оказывает влияние множество факторов, к которым относятся теплофизические свойства газа, конфигурация и материал экрана, параметры потока и конвективного теплообмена, а также величины кондуктивного и радиационного теплоотвода от элементов конструкции термоэлектрического преобразователя и экрана. Исследования высокоэнтальпийных потоков с высокой окислительной способностью приводят к необходимости выполнения экранов термоэлектрических преобразователей из композиционных материалов, которые обладают значительной теплопроводностью, обычно более 100 Вт/(м·К), что увеличивает теплоотвод от них в охлаждаемую стенку. Кроме того, при измерении температуры сверхзвуковых потоков течение вблизи экрана имеет определенные особенности, которые влияют на измеряемый параметр [2]. Вышеперечисленные факторы требуют внесения определенных корректив в методику обработки экспериментальных данных, в особенности при определении реальных значений коэффициентов теплоотдачи от газа к рабочему спаю и экрану, а также при определении величины теплоотвода.

С учетом вышеизложенного целью настоящей работы является разработка уточненной математической модели для отображения температуры торможения высокоэнтальпийного сверхзвукового потока воздуха и воздухосодержащих сред по результатам измерения с помощью термоэлектрического преобразователя с экранированным рабочим спаем, а также оценка инерционных характеристик измерения, в частности, времени установления температуры. Решение поставленной задачи осуществлялось следующим образом. Была разработана математическая модель, описывающая взаимосвязь между температурой торможения потока и температурой, измеряемой термоэлектрическим преобразователем. Было установлено, что эта взаимосвязь может быть выражена коэффициентом отображения. Далее проводилась экспериментальная апробация предложенной математической модели. На основе параметрических расчетов были определены количественные значения коэффициента отображения и составлена соответствующая база данных для различных условий измерения. Сформированная база данных может быть полезна при анализе экспериментальных данных, связанных с измерением температур торможения высокоскоростных потоков.

Математическая модель

Температуру торможения потока T_0 можно определить исходя из измеренной с помощью термоэлектрического преобразователя температуры T_n по уравнению $T_0 = K \cdot T_n$, где K — коэффициент отображения. Коэффициент отображения зависит от условий теплообмена в термоэлектрическом преобразователе с экранированным рабочим спаем. Для аналитического определения коэффициента K рассмотрим упрощенную схему теплообмена вблизи термоэлектрического преобразователя, представленную на рис. 2. Набегающий воздушный поток с температурой торможения T_0 , полным давлением p_1 , статической температурой T_1 и скоростью, соответствующей числу Маха M_1 , тормозится в отошедшей ударной волне. При этом температура торможения сохраняется, статическая температура повышается до T_2 , а полное давление снижается до величины p_2 . Параметры за отошедшей ударной волной практически соответствуют параметрам за прямым скачком уплотнения и определяются из условий сохранения импульса, энергии и массы с учетом переменных теплофизических свойств газа [5]. Расход газа через канал в экране может быть оценен по формуле $G = \pi \cdot \mu_p p_2 d_0^2 / (2 \cdot \beta)$, где $\mu_p = 0,85 \div 0,92$ — коэффициент расхода [6]. Такой подход позволяет вычислить расход газа через канал в экране для сверхзвукового набегающего потока и, соответственно, уточнить (относительно ОСТ 1 01134-86) условия обтекания рабочего спая термоэлектрического преобразователя.

Возможна реализация так называемого «пережатия потока» в канале экрана непосредственно рабочим спаем. Это происходит при значительном загромождении корольком канала экрана до площади проходного сечения меньше суммарной площади отверстий диаметром d_0 . В этом случае необходимо проводить расчет расхода газа G , учитывая реализацию трансзвукового течения в минимальном сечении канала экрана. Такое исполнение термоэлектрического преобразователя увеличивает величину конвективных тепловых потоков в рабочий спай, однако может приводить к его быстрому разрушению. Следует отметить, что экран термоэлектрического преобразователя также прогревается от набегающего воздушного потока до температуры T_3 , которая обычно несколько ниже температуры T_n , преимущественно из-за теплоотвода в окружающую среду посредством излучения.

Представленная схема предусматривает наличие конвективного теплового потока от воздуха в рабочий спай, а также в экран (изнутри и снаружи). Плотности этих тепловых потоков соответственно равны q_{k1} , q_{k2} , q_{k3} . Лучистый (радиационный) теплообмен реализуется между рабочим спаем и экраном, а также между экраном (тепловой поток $Q_{л1}$) и свободным пространством (плотность теплового потока $q_{л2}$). С учетом высокой теплопроводности материала экрана принимается, что температура от входного сечения до расстояния l от корпуса распределена практически равномерно и составляет T_3 . При этом измеряемая температура T_n равна температуре рабочего спая. Принимая во внимание конструктивные особенности, связанные с интенсивным охлаждением системы измерения высоких температур, следует учитывать теплоотвод от рабочего спая через электроды термокабеля (плотность теплового потока $q_{т1}$), а также теплоотвод от экрана (плотность теплового потока $q_{т2}$) посредством теплопроводности.

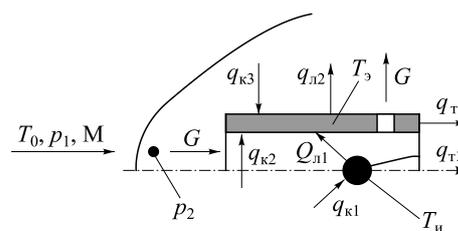


Рис. 2. Схема теплообмена вблизи термоэлектрического преобразователя.

Для определения величин плотностей конвективных тепловых потоков можно воспользоваться следующими уравнениями:

$$q_{к1} = \alpha_1 \cdot (T_r - T_n), \quad q_{к2} = \alpha_2 (T_r - T_3), \quad q_{к3} = \alpha_3 \cdot (T_r - T_3),$$

здесь $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — соответствующие коэффициенты теплоотдачи, $T_r = \sqrt[3]{Pr} \cdot (T_0 - T_2) + T_2$ — температура восстановления набегающего воздушного потока, Pr — число Прандтля.

Коэффициенты теплоотдачи в этом случае вычисляются по эмпирическим критериальным зависимостям [7]

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= (2 + 0,03 \cdot Pr^{0,33} \cdot Re_1^{0,5} + 0,35 \cdot Pr^{0,35} \cdot Re_1^{0,58}) \cdot \lambda_r / d_k, \\ \alpha_2 &= 0,021 \cdot Pr^{0,4} \cdot Re_2^{0,8} \cdot \lambda_r / d_3, \\ \alpha_3 &= 0,021 \cdot Pr^{0,4} \cdot Re_3^{0,8} \cdot \lambda_r / D_3, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь λ_r — теплопроводность газа при параметрах за отошедшей ударной волной,

$Re_1 = \frac{4 \cdot k \cdot G \cdot d_k}{\pi \cdot \mu \cdot d_3^2}$, $Re_2 = \frac{4 \cdot G}{\pi \cdot \mu \cdot d_3}$, $Re_3 = \frac{M_2 \cdot a \cdot D_3 \cdot \rho}{\mu}$ — характерные числа Рейнольдса,

μ, a — коэффициент динамической вязкости газа и скорость звука за отошедшей ударной волной. Отметим, что при определении значения Re_1 вводится поправка на загромождение канала экрана рабочим спаем термоэлектрического преобразователя посредством

$$\text{коэффициента } k = \left[1 - \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{d_k}{d_3} \right)^2 \right]^{-1}.$$

Также следует отметить, что для уточнения значений конвективных тепловых потоков могут быть использованы методы CFD-моделирования [8–10].

Радиационный теплообмен между рабочим спаем и экраном вычисляется по закону Стефана–Больцмана с учетом переизлучения в случае большого телесного угла перекрытия внешнего и внутреннего твердых тел. Итоговое уравнение для лучистого теплового потока $Q_{л1}$ в этом случае имеет вид:

$$Q_{л1} = \sigma \cdot (T_n^4 - T_3^4) \cdot \pi \cdot d_k^2 \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_k} + \left(\frac{1}{\varepsilon_3} - 1 \right) \cdot \frac{d_k^2}{d_3 \cdot (b + d_k + a)} \right),$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана, $\varepsilon_k, \varepsilon_3$ — степени черноты рабочего спая и экрана соответственно.

Плотность лучистого теплового потока с внешней поверхности экрана в окружающей среду определяется согласно закону Стефана–Больцмана как $q_{л2} = \varepsilon_3 \cdot \sigma \cdot T_3^4$.

В случае высокой доли свободного излучения рабочего спая (при снижении телесного угла перекрытия экраном рабочего спая) вводятся соответствующие поправки, заключающиеся в коррекции $Q_{л1}$ на коэффициент, равный $\Omega/(4\pi)$. Здесь Ω — телесный угол перекрытия рабочего спая и экрана. При этом необходимо ввести дополнительные тепловые потери $Q_{л3}$, связанные с непосредственным излучением рабочего спая в окружающую среду:

$$Q_{л3} = \varepsilon_k \cdot \sigma \cdot T_n^4 \cdot \left(1 - \frac{\Omega}{4 \cdot \pi} \right) \cdot \pi \cdot d_k^2.$$

Теплоотвод от рабочего спая через электроды в приближении низкой теплопроводности изоляции термокабеля оценивается по уравнению $q_{т1} = \lambda_k (T_n - T_w)/(a+l)$. Здесь λ_k — коэффициент теплопроводности материала электродов рабочего спая, T_w — температура охлаждаемой стенки. Аналогично можно оценить плотность теплового потока от рабочей части экрана: $q_{т2} = \lambda_s (T_s - T_w)/(a+l)$, где λ_s — коэффициент теплопроводности материала экрана.

Учитывая вышеизложенное, система уравнений для определения температур T_s и T_n в нестационарной постановке может быть записана следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dT_n}{dt} = 6 \cdot \frac{q_{к1} \cdot \pi \cdot d_k^2 - Q_{л1} - \pi \cdot d^2 \cdot q_{т1}/2 - Q_{л3}}{\pi \cdot d_k^3 \cdot \rho_k \cdot C_k}, \\ \frac{dT_s}{dt} = \frac{4 \cdot (q_{к3} - q_{л2}) \cdot \pi \cdot b \cdot D_s + 4 \cdot q_{к2} \cdot \pi \cdot b \cdot d_s + 4 \cdot Q_{л1} - \pi \cdot (D_s^2 - d_s^2) \cdot q_{т2}}{\pi \cdot b \cdot (D_s^2 - d_s^2) \cdot \rho_s \cdot C_s}. \end{cases}$$

Численно решая представленную систему уравнений, можно определить значения T_n в зависимости от времени при различных условиях обтекания термоэлектрического преобразователя с экранированным рабочем спаем. Следует отметить, что в случае необходимости, для уточнения температуры T_n могут применяться методы решения уравнений Навье–Стокса, по аналогии с работой [8].

Укажем некоторые отличия предложенной математической модели и математической модели, описанной в ОСТ 1 01134-86. В частности, можно заметить повышение показателя степени критерия Рейнольдса в уравнениях (1), что более соответствует турбулентным режимам течения. Также в представленной модели проводится вычисление конвективных и радиационных тепловых потоков для внутренней и наружной стенок экрана. В ОСТ 1 01134-86 тепловое состояние экрана не рассматривается. Кроме того, в настоящей статье предложено учитывать кондуктивный теплоотвод не только через электроды термокабеля, но и через стенку экрана, что ранее не принималось во внимание.

Характерные графики изменения относительных температур T_n/T_0 и T_s/T_0 показаны на рис. 3. Время на графике представлено в виде безразмерного числа Фурье

$Fo = \frac{\lambda_k \cdot t}{d_k^2 \cdot \rho_k \cdot C_k}$. Видно, что по мере нагрева температуры асимптотически приближаются к значениям $T_{ик}/T_0$ и $T_{эк}/T_0$. Здесь $T_{ик}$, $T_{эк}$ — максимально возможные (конечные) температуры рабочего спая и экрана соответственно. Значения $T_{ик}$ и $T_{эк}$ отличаются

в меньшую сторону от температуры торможения потока, что является следствием неполного восстановления температуры торможения набегающего потока и тепловыми потерями в стенку и окружающую среду. При этом температура экрана ниже, чем температура рабочего спая. В первую

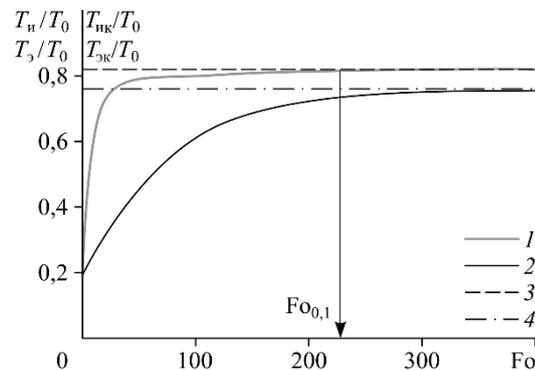


Рис. 3. Зависимости изменения относительных температур от числа Фурье.

1 — T_n/T_0 , 2 — T_s/T_0 , 3 — $T_{ик}/T_0$, 4 — $T_{эк}/T_0$.

очередь такое положение обусловлено интенсивным теплоотводом от экрана посредством радиационного теплообмена с окружающей средой.

Значения $T_{ик}$ и $T_{эк}$ могут быть вычислены из баланса тепловых потоков в равновесном случае согласно следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} q_{к1} \cdot \pi \cdot d_k^2 - Q_{л1} - \frac{\pi \cdot d^2}{2} \cdot q_{т1} = 0, \\ 4 \cdot (q_{к3} - q_{л2}) \cdot \pi \cdot b \cdot D_3 + 4 \cdot q_{к2} \cdot \pi \cdot b \cdot d_3 + 4 \cdot Q_{л1} - \pi \cdot (D_3^2 - d_3^2) \cdot q_{т2} = 0. \end{cases}$$

Исходя из вышеизложенного, коэффициент отображения может быть вычислен как отношение вида $K = T_0 / T_{ик}$.

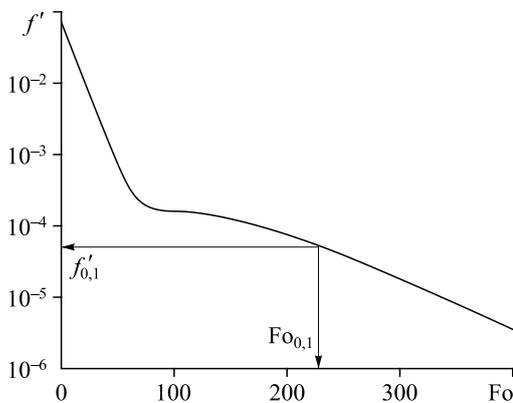
Для определения времени выхода рабочего спая термоэлектрического преобразователя на стационарный (по тепловым потокам) режим и времени, необходимого для проведения измерения (характеризуется числом Фурье $Fo_{0,1}$), зададимся условием следующего вида:

$$\frac{T_{ик} - T_{и}(Fo_{0,1})}{T_{ик}} \cdot 100\% = 0,1\%. \quad (2)$$

Таким образом, при длительности измерения, соответствующей значениям числа Фурье $Fo < Fo_{0,1}$, разница между измеренной величиной температуры и максимально возможной температурой $T_{ик}$ будет больше 0,1 %, а при $Fo > Fo_{0,1}$ — меньше. Количественное значение в правой части условия (2) может варьироваться в зависимости от требуемой точности и условий проведения измерений. Следует отметить, что выход экрана на стационарный режим более продолжителен по времени, чем выход рабочего спая. Это связано с большей тепловой инертностью экрана относительно рабочего спая и значительным теплоотводом от экрана в окружающую среду посредством радиационных тепловых потоков.

Как показал анализ, на практике для определения времени выхода на стационарный режим можно пользоваться производной температуры по времени, которая в относительном виде записывается как $f' = \frac{1}{T_{ик}} \cdot \frac{dT_{и}}{dFo}$. Данная характеристика может быть опре-

делена по результатам измерения термоэлектрического преобразователя непосредственно в процессе проведения эксперимента, что является важным для автоматизации испытаний. Характерная зависимость f' от числа Фурье показана на рис. 4. Представленная функция является монотонно убывающей с наличием некоторых особенностей (на рисунке им соответствует область $Fo = 80 \div 120$), обусловленных количественным изменением условий теплообмена при повышении температуры рабочего спая. Эти особен-



ности могут быть выражены явно (как на рис. 4) или менее значительно в зависимости от теплофизических свойств потока и теплоемкости элементов термоэлектрического преобразователя, а также их геометрических размеров. Как показали предварительные расчеты, для обеспечения выполнения условия (2) производная f' не должна превышать

Рис. 4. Зависимости производной f' от числа Фурье.

значений $f'_{0,1} = 10^{-5} - 10^{-4}$, что может являться индикатором завершения процесса измерения в темпе эксперимента.

На погрешность вычисления коэффициента отображения влияет точность прогнозирования факторов теплообмена, т.е. параметров $q_{к1}$, $q_{к2}$, $q_{к3}$, $Q_{л1}$, $q_{л2}$, $q_{т1}$, $q_{т2}$. Степень влияния каждого параметра можно определить в соответствии с производной dK/dP , где P — произвольный параметр из вышеуказанного перечня. Тогда абсолютная погрешность коэффициента отображения запишется в виде выражения $\Delta K = \sqrt{\sum \left(\frac{dK}{dP} \Delta P \right)^2}$,

где ΔP — погрешность определения параметра P . Относительные значения $\Delta P/P$ для тепловых потоков, согласно [7], составляют до 5 %. Проведенные оценки показывают, что в этом случае относительная погрешность $\Delta K/K$ не превышает 4 %. Отличие относительной погрешности $\Delta K/K$ от $\Delta P/P$ в меньшую сторону обусловлено низкими значениями коэффициентов усиления: $\left| \frac{P \cdot dK}{K \cdot dP} \right| = 0,01 - 0,05$.

Погрешность определения температуры торможения в этом случае может быть определена по зависимости $\Delta T_0 = \sqrt{(K \cdot \Delta T_{и})^2 + (\Delta K \cdot T_{и})^2}$. Здесь $\Delta T_{и}$ — погрешность измерения температуры рабочего спая $T_{и}$.

Представленная математическая модель позволяет проводить исследования на основе измеренной температуры $T_{и}$ с помощью термоэлектрического преобразователя с экранированным рабочем спаем: определять температуру торможения набегающего потока и погрешность этого определения, а также оценивать продолжительность измерения для обеспечения выхода на стационарный тепловой режим.

Экспериментальная апробация и сопоставление результатов

Экспериментальная апробация предложенной методики проведена на примере измерения температуры торможения сверхзвукового высокоэнтальпийного потока на выходе из канала переменного сечения. Схема экспериментальной установки показана на рис. 5. В соответствии с рекомендациями были выбраны следующие геометрические характеристики термоэлектрического преобразователя: $d_k = 2$ мм, $d_s = 3$ мм, $D_s = 5,5$ мм, $d_o = 2$ мм, $a = 4$ мм, $b = 10$ мм, $l = 30$ мм, $l_o = 1$ мм.

Высокоэнтальпийный поток в эксперименте создавался генератором [11], в котором подогрев потока осуществляется за счет прямого сжигания воздушно-метаново-кислородной смеси. При этом температуры торможения потока находились в диапазоне 1400–1800 К. Эксперименты проводились в диапазоне скоростных напоров высокоэнтальпийного потока от ~ 2 до 260 кПа.

С учетом высоких температур потока в экспериментальной установке использовалась

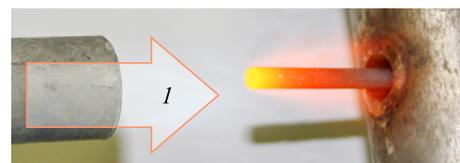
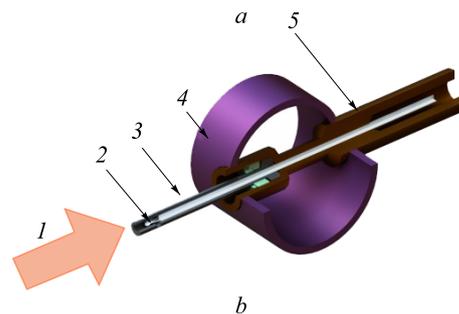


Рис. 5. Схема экспериментальной установки (а) и её фотография в процессе эксперимента (б). 1 — высокоэнтальпийный поток, 2 — рабочий спай, 3 — экран, 4 — охлаждаемый корпус, 5 — стакан.

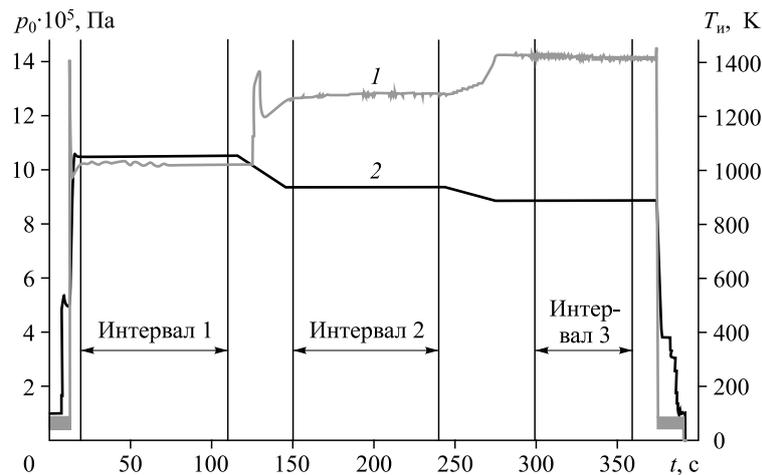


Рис. 6. Пример регистрации параметров.

1 — температура рабочего сая, 2 — полное давление потока.

платинородиевая термопара (термоэлектродная проволока $PtRh30\varnothing0,5$ и $PtRh6\varnothing0,5$), защитные керамические чехлы (оксид иттрия $\varnothing3/2 \times \varnothing0,5$, оксид алюминия $\varnothing3/2 \times \varnothing0,5$) и экран из поверхностно-силицированного графита с теплофизическими свойствами, соответствующими описанным в работе [12]. На рис. 5b видно, что в процессе эксперимента экран термоэлектрического преобразователя нагревается до высоких температур, вследствие чего интенсивно отдает тепло в окружающую среду посредством радиационного теплового потока. Также можно отметить, что визуально прогрев экрана имеет некоторый максимум непосредственно вблизи кромки за счет торможения потока, однако на расстоянии b от входной кромки прогрев выравнивается. Это является следствием интенсивного нагрева экрана за счет внешнего и внутреннего обтекания потоком. При дальнейшем удалении от входной кромки температура экрана монотонно снижается из-за отсутствия внутреннего протока и теплоотвода в стенку охлаждаемого корпуса. Это качественно подтверждает используемые в работе допущения в части распределения температуры экрана.

Пример зарегистрированных значений температуры рабочего сая термоэлектрического преобразователя представлен на рис. 6. Для последующего анализа рассматривались временные периоды, когда измеряемая температура практически не изменялась; на рисунке это периоды времени 20–110 с, 150–240 с и 300–360 с.

Температура торможения высокоэнтальпийного потока определялась тремя методиками. Методика 1 основана на положениях ОСТ 1 01134-86, методика 2 определяется согласно представленной в настоящей работе математической модели, а методика 3 — посредством численного CFD-моделирования пространственного турбулентного обтекания теплопроводным вязким газом термоэлектрического преобразователя и его теплового состояния в соответствии с математическими моделями, рассмотренными в работе [8], с учетом кондуктивного, конвективного и радиационного теплообменов. При численном моделировании применялись структурированные расчетные сетки с пристеночным аналогом числа Рейнольдса Y^+ не более 3. Была использована RANS-модель турбулентности SST, обеспечивающая наибольшее совпадение с экспериментом в условиях, близких к рассматриваемым. Для описания радиационных тепловых потоков использовались диффузионная модель излучения [10, 13]. В расчетах коэффициент черноты поверхности рабочего сая принимался равным 0,39, а поверхности экрана — 0,82.

Сравнение проводилось по температурам рабочего сая, которые возможно определить с помощью перечисленных методик при условии обдува равновесным потоком

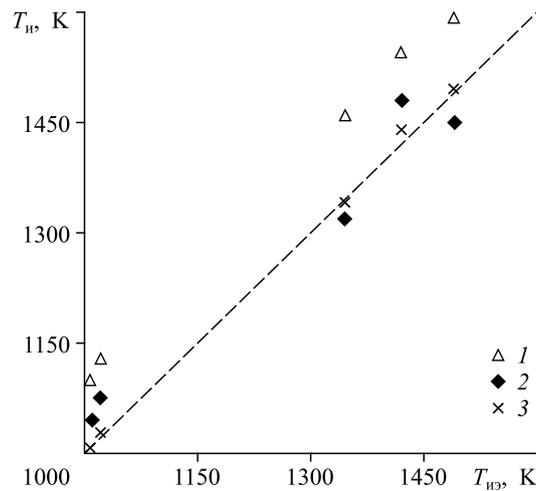


Рис. 7. Сравнение результатов прогнозирования T_w с экспериментом.

1 — методика 1, 2 — методика 2, 3 — методика 3.

для реализуемых в эксперименте соотношений компонентов и давления [14, 15]. Для этого в рассматриваемых методиках решалась обратная задача — определение измеряемой температуры при известной полной температуре потока. Для вычисления термодинамических параметров потока использовался расчетный модуль на основе базы данных, используемых в программе Терра [16]. Проведем сравнение результатов, полученных с помощью вышеперечисленных методик и представленных на рис. 7. Здесь отражены экспериментальные ($T_{w^{\text{exp}}}$) и прогнозные (T_w) показания термоэлектрического преобразователя. Точки, лежащие на штриховой линии, характеризуются соответствием прогнозных и экспериментальных значений. Сильные отклонения от штриховой линии свидетельствуют о больших методических ошибках.

Сравнение показало, что методика ОСТ 1 01134-86 может приводить к значительному отклонению от экспериментальных данных (разница T_w и $T_{w^{\text{exp}}}$ составляет от 50 до 150 К). При этом прогнозные значения показаний термоэлектрического преобразователя превышают экспериментальные. Это связано с некоторым занижением уровня кондуктивного теплоотвода и завышением теплообмена между потоком и рабочим спаем. Использование предлагаемой в настоящей работе математической модели позволяет снизить расхождение между T_w и $T_{w^{\text{exp}}}$ до величины менее 50 К, что составляет не более 5,5 % и является удовлетворительным результатом. Такая точность может быть получена и при температурах более 1400 К, что ранее было недостижимо. При этом введенные относительно ОСТ 1 01134-86 уточнения позволяют более точно прогнозировать теплоотвод, а также определять параметры течения внутри экрана и, соответственно, обтекания рабочего спая.

Наименьшее расхождение с экспериментом (не более 2,5 % по температуре рабочего спая) получено с помощью методики 3, основанной на методах CFD-моделирования. Это является следствием качественного повышения точности определения тепловых потоков при CFD-моделировании тепломассообмена в области термоэлектрического преобразователя. Пример результатов CFD-моделирования показан на рис. 8, где приведены распределения относительной осевой скорости V/V_{max} и относительной статической температуры $(T - T_{\text{min}})/T_{\text{max}}$. Здесь V — осевая скорость, V_{max} — максимальное значение осевой скорости, T — статическая температура, T_{min} — минимальное значение статической температуры, T_{max} — максимальное значение статической температуры.

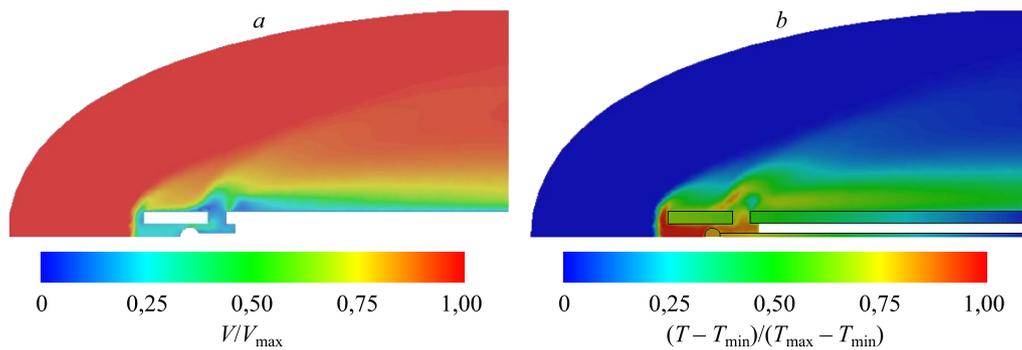


Рис. 8. Пример результатов CFD-моделирования.

a — распределение относительной осевой скорости V/V_{\max} ,
b — распределение относительной статической температуры $(T - T_{\min})/T_{\max}$.

Сравнение методик 2 и 3 показало, что параметры за отошедшей ударной волной, а также массовый расход газа G через канал в экране термоэлектрического преобразователя различаются не более, чем на 5,7 %. При этом разница тепловых потоков в рабочий спай составляет до 4,8 %. Предлагаемая методика существенно снижает затраты вычислительных ресурсов, требуемых для определения температуры торможения по измеренной рабочей спаем температуре. Немаловажным также является сравнение значений времени выхода на стационарный (по тепловым потокам) режим, что выражается числом Фурье $Fo_{0,1}$. Разница в результатах расчетов по предлагаемой методике и экспериментальных данных может составлять до $0,8 \div 1,4$ с. Это связано с вводимыми в методику допущениями квазистационарного теплоотвода. CFD-моделирование течения позволяет снизить указанную разницу времен выхода на стационарный (по тепловым потокам) режим. С учетом вышеизложенного, рекомендуется в случае наличия технической возможности повышение времени измерения относительно прогнозной величины на $10 \div 20$ % или использование индикации завершения измерения по параметру f' непосредственно в темпе эксперимента.

Представленные выше результаты в части сравнения предлагаемой методики с экспериментальными и расчетными данными могут быть признаны удовлетворительными, а предлагаемая методика — валидированной и верифицированной, обеспечивающей повышение точности относительно ОСТ 1 01134-86. Следует отметить, что данная методика может быть использована в рамках эксперимента, что является ее значительным преимуществом относительно CFD-моделирования.

Результаты параметрических расчетов

Настоящие параметрические расчеты проведены для системы измерений температуры торможения высокоэнтальпийного воздушного потока, содержащего продукты сгорания метана, с компенсацией кислородного баланса. Состав газа выбирался в соответствии с работой [15]. Параметры потока соответствуют полным давлениям от 0,1 до 10 МПа. Следует отметить, что на практике скорости потока могут быть измерены современными оптическими системами диагностики, как предлагалось, например, в работе [17]. Конфигурация и технические характеристики рассматриваемого термоэлектрического преобразователя соответствуют экспериментально апробированным и описанным в настоящей статье. Выбран диапазон температур рабочего спаия от 1000 до 1800 К, соответствующий работоспособности платинородиевой термодпары. Полученные результаты были структурированы в базу данных, некоторые её элементы представлены в табл. 1 – 3.

Таблица 1

Значения полных температур при $p_1 = 0,1$ МПа									
$T_{ик}, K$	$M_1 = 2$			$M_1 = 5$			$M_1 = 8$		
	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$
1000	1124	26	60	1313	36	143	1693	55	215
1100	1250	30	62	1460	40	148	1882	61	222
1200	1379	33	64	1611	45	152	2077	68	229
1300	1512	37	65	1766	49	155	2276	75	232
1400	1667	41	66	1948	55	157	2511	84	236
1500	1829	46	67	2138	62	159	2756	93	239
1600	2000	52	67	2337	69	159	3013	103	239
1700	2179	58	67	2546	76	159	3282	113	239
1800	2256	59	68	2710	82	161	3493	121	245

Таблица 2

Значения полных температур при $p_1 = 1$ МПа									
$T_{ик}, K$	$M_1 = 2$			$M_1 = 5$			$M_1 = 8$		
	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$
1000	1031	22	29	1215	31	63	1584	49	99
1100	1142	24	30	1351	35	65	1762	55	102
1200	1255	27	31	1491	39	67	1945	61	105
1300	1370	30	32	1634	43	68	2131	68	107
1400	1486	32	32	1802	48	69	2350	76	108
1500	1604	35	33	1978	54	70	2579	84	110
1600	1724	38	33	2162	60	70	2820	93	110
1700	1846	41	33	2356	67	70	3073	103	110
1800	1969	44	33	2560	74	71	3339	113	112

Таблица 3

Значения полных температур при $p_1 = 10$ МПа									
$T_{ик}, K$	$M_1 = 3,2$			$M_1 = 5$			$M_1 = 8$		
	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$	T_0, K	$\Delta T_0, K$	$Fo_{0,1}$
1000	1010	21	5	1212	31	7	1443	42	9
1100	1119	23	5	1343	34	7	1598	47	10
1200	1230	26	5	1476	38	7	1757	52	10
1300	1342	28	5	1611	42	8	1918	57	10
1400	1456	31	6	1747	45	8	2080	62	11
1500	1572	34	6	1886	49	8	2245	67	11
1600	1689	36	6	2027	53	8	2413	73	11
1700	1809	39	6	2170	58	8	2584	78	12
1800	1929	42	6	2315	62	9	2756	84	12

Аналогичные базы данных могут быть получены и для других условий в зависимости от решаемой задачи, в том числе для измерения температур торможения в энергосиловых установках [18].

Результаты показали, что полные температуры потока для рассматриваемых условий могут отличаться от температуры, регистрируемой рабочим спаем термоэлектрического преобразователя, на значения от 10 до 1700 К. Коэффициент K при этом находится в диапазоне от 1,01 до 1,94. С увеличением числа Маха и сохранением полного давления и температуры торможения потока коэффициент K повышается, что является следствием роста потерь полного давления при торможении потока в отошедшей ударной волне

и, соответственно, снижением конвективного теплового потока. Увеличение полного давления приводит к интенсификации конвективного теплообмена, что влечет за собой снижение коэффициента K и соответствующую ему разницу между $T_{нк}$ и T_0 . Увеличение тепловых потерь за счет радиационного и кондуктивного теплоотвода приводит к повышению K с ростом измеряемой температуры.

Характерные значения $Fo_{0,1}$ находятся в диапазоне от 5 до 245. При этом с увеличением конвективного теплообмена в области рабочего сая термоэлектрического преобразователя, преимущественно связанного с повышением полного давления за прямым скачком уплотнения, обеспечивается снижение требуемых времен измерения. Повышение измеряемой температуры приводит к слабому росту $Fo_{0,1}$, что является следствием увеличения суммарной тепловой энергии нагрева рабочего сая. Величина погрешности ΔT_0 может составлять до 121 К. Наибольшие погрешности соответствуют высоким полным температурам торможения.

Выводы

1. В результате проведенных исследований разработана уточненная методика определения полной температуры высокоэнтальпийного потока посредством ее косвенного измерения с использованием термоэлектрического преобразователя с экранированным рабочим спаем. Для верхнего диапазона измеряемой температуры сверхзвуковых потоков введены корректировки математической модели относительно ОСТ 1 01134-86, заключающиеся в уточнении расчета конвективных тепловых потоков, а также в учете интенсивного кондуктивного теплоотвода. Предложены методы расчета и определены значения критерия $f'_{0,1} = 10^{-5} \div 10^{-4}$, определяющие необходимое относительное время проведения измерения $Fo_{0,1}$. Определены закономерности влияния различных факторов на точность косвенных измерений температуры торможения потока.

2. Экспериментальная апробация показала, что использование предлагаемой в настоящей работе математической модели позволяет снизить расхождение между $T_{и}$ и $T_{нз}$ до величины менее 50 К (не более 5,5 %) при регистрируемых температурах до 1500 К. Сравнение предложенной методики и CFD-моделирования показало, что параметры за отошедшей ударной волной, а также массовый расход газа G через канал в экране термоэлектрического преобразователя различаются не более чем на 5,7 %. При этом разница тепловых потоков в рабочий спай составляет до 4,8 %. По предлагаемой методике разница расчетов и экспериментов в части выхода измеряемой температуры на стационарный режим может составлять до $0,8 \div 1,4$ с.

3. Проведенное параметрическое исследование позволило сформировать базу данных полных температур сверхзвукового высокоэнтальпийного воздушного потока с полным давлением от 0,1 до 10 МПа в зависимости от числа Маха и регистрируемой термоэлектрическим преобразователем температуры. Результаты показывают, что полные температуры потока для рассматриваемых условий ($T_{нк} = 1000 \div 1800$ К) могут отличаться от температуры, регистрируемой рабочим спаем термоэлектрического преобразователя, на значения от 10 до 1700 К. Характерные значения $Fo_{0,1}$ находятся в диапазоне от 5 до 245. Величина погрешности ΔT_0 может составлять до 121 К.

Полученные данные могут быть полезны при проведении аэрофизического эксперимента на установках кратковременного и периодического действия.

Список литературы

1. Харитонов А.М. Техника и методы аэрофизического эксперимента. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2010. 644 с.
2. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Методы и средства измерения температуры торможения газового потока в сложных условиях течения // Учен. зап. ЦАГИ. 2008. № 4. С. 60 – 71.
3. Власов В.И., Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кусов А.Л., Рудин Н.Ф., Тимошенко В.П. Об измерениях температуры поверхности материалов, нагреваемых потоком плазмы // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2008. Т. 6. С. 1–32.
4. Annerfeld M., Shukin S., Björkvan M. et al. GTX 100 turbine section measurement using a temperature sensitive crystal technique. a comparison with 3d thermal and aerodynamic analyses // In. Power-Gen Europe. 2004. 369 p.
5. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 237 с.
6. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели / Под ред. Д.А.Ягодникова. 2 изд., перераб. и дополн. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2005. 488 с.
7. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике: учебник для авиационных специальностей вузов. / Под ред. В.С. Авдеевского, В.К. Кошкина. М.: Наука, 1992. 515 с.
8. Воронцовский А.В., Арефьев К.Ю., Гусев А.А. Анализ особенностей численного моделирования конвективных тепловых потоков RANS методами в задачах обтекания элементов конструкции высокоскоростных летательных аппаратов и их двигателей // Вест. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2017. № 1. С. 98–111.
9. Langtry R.B., Menter F.R. Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes // AIAA J. 2009. Vol. 47, No. 12. P. 2894–2906.
10. User's manual on website Software products and services from ANSYS and Fluent. Available at: <http://www.fluent.com>. (Accessed 06.04.2015).
11. Александров В.Ю., Арефьев К.Ю., Ильченко М.А., Анания М.В. Исследование эффективности рабочего процесса в малогабаритных генераторах высокоэнтальпийного воздушного потока [Электрон. ресурс] // Электрон. научное издание «Наука и образование» (<http://technomag.edu.ru>). 2015. № 08. С. 75–86.
12. Станкус С.В., Савченко И.В., Агажанов А.Ш., Юцук О.С., Жмуриков Е.И. Теплофизические свойства графита МПГ-6 // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 2. С. 205–209.
13. Четверушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.
14. Александров В.Ю., Мосеев Д.С. Сравнение способов имитации условий полета на стендах с огневым подогревом // Физика горения и взрыва. 2014. № 2. С. 24–30.
15. Ланшин А.И., Прохоров А.Н., Кукшинов Н.В. и др. Особенности расчетных исследований и экспериментальной отработки прямоточных ВРД на жидких и газообразных горючих / Под общей ред. А.И. Ланшина. М.: Издательство ЦИАМ, 2020. 112 с.
16. Трусов Б.Г. Программная система ТЕРРА для моделирования фазовых и химических равновесий при высоких температурах // III Международный симпозиум «Горение и плазмохимия». 2005. С. 52–57.
17. Ахметбеков Е.К., Бильский А.В., Маркович Д.М., Маслов А.А., Поливанов П.А., Цырюльников И.С., Ярославцев М.И. Применение лазерного измерительного комплекса «ПОЛИС» для измерений полей скоростей в сверхзвуковом потоке в аэродинамических трубах // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 3. С. 343–352.
18. Кортиков Н.Н. Метод осреднения параметров газовых потоков в турбомашинах для оценки их КПД с учетом спиральности поля скорости // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 16, № 2. С. 229–236.

*Статья поступила в редакцию 13 мая 2021 г.,
после доработки — 17 мая 2021 г.,
принята к публикации 18 мая 2021 г.*