

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ТЯГИ ИЗ-ЗА ХИМИЧЕСКОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ В ЭНЕРГОУСТАНОВКАХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Бирюков В.И.^{1*}, Кочетков Ю.М.^{2**}, Зенин Е.С.²

¹ *Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993, Россия*

² *Исследовательский центр им. М.В. Келдыша,
Онежская ул., 8, Москва, 125438, Россия*

* *e-mail: aviatex@mail.ru*

** *e-mail: kerc@elnet.msk.ru*

Для различных продуктов сгорания получена универсальная зависимость в виде нормированной функции, описывающая закон действующих масс. Предложена последовательность расчета свойств конкретных продуктов сгорания с использованием замороженных и равновесных значений, полученных с помощью равновесных программ (Астра, Термо и др.). Разработана инженерная методика расчета потерь удельного импульса тяги ракетных двигателей из-за химической неравновесности.

Ключевые слова: химическая неравновесность, удельный импульс, начала термодинамики, потенциал Гиббса.

Введение

В термодинамике и статистической механике обычно рассматриваются задачи, в которых система полагается равновесной, поэтому используемый математический аппарат для случаев систем с необратимыми химическими реакциями и газовым потоком с термодинамической неравновесностью применим очень условно — в зависимости от того, насколько система отличается от равновесного состояния. В большинстве практических решений задач горения, приведенных в классической литературе, это условие соблюдается. В противоположных случаях, при существенной неравновесности в задачах горения в высокоскоростных потоках — и особенно детонации, необоснованно пренебрегается отличием от стационарного распространения фронтов химических реакций. Обычная постановка задач горения в газовых потоках одномерна и основана на законах сохранения расхода количества движения и энергии. При этом учитывается действие сил вязкости и теплопроводности в направлении потока. Главным отличием идеализации является предположение о постоянстве и осреднении значения удельной теплоемкости при постоянном давлении и объеме. Однако эти величины являются зависимыми от состава химических компонент, и

особенно температуры. Коэффициент вязкости и другие коэффициенты, характеризующие перенос, также являются функциями состава смеси газов и температуры. Как следствие газовая постоянная и уравнение состояния существенно отличаются от идеализированного вида. Для полного аналитического описания газодинамики горения необходим учет взаимной диффузии химических компонент, закономерности исчезновения компонент и появления новых в результате химического взаимодействия, а также оценка количества тепла, суммарно выделяющегося за счет завершенности химических реакций.

Систематические численные исследования гомогенных и гетерогенных химически неравновесных течений газов в соплах энергетических установок летательных аппаратов (ЛА) проводятся уже много лет. Полученные результаты для продуктов сгорания ряда топлив, применяемых в авиационной и ракетной технике [1-4], не во всех аспектах удовлетворяют современным практическим потребностям, их основной недостаток — ориентация на строго определенную совокупность веществ и химических реакций. Другим недостатком является пренебрежение малыми концентрациями реагирующих компонент. Это вынуждает огрублять ме-

ханизм рекомбинации. Многообразие конструкций двигательных установок летательных аппаратов предопределяет наличие различных устройств с неравновесным горением в области бедных или богатых смесей, таких, как газогенераторы, камеры сгорания жидкостных ракетных двигателей со сложной системой смесеобразования, многочисленные системы наддува и газоды с газовыми течениями, камеры сгорания и форсажные камеры воздушно-реактивных двигателей.

Практический интерес представляет расчет потерь удельного импульса из-за химической неравновесности в ракетных двигателях твердого топлива с учетом влияния последней на образование конденсированных частиц Al_2O_3 , AlN . Реальностью настоящего времени является исследование детонационного режима горения, при котором из-за очень высоких скоростей преобразования идеализация течений неправомерна и химические реакции принципиально являются неравновесными.

Постановка задачи оценки потерь удельного импульса тяги ракетных двигателей

Одним из важных вопросов при создании перспективных ракетных двигателей является корректное прогнозирование удельного импульса тяги. На сегодняшний день для его определения принята методика, основанная на уравнении Эйлера. При этом численные значения по скоростям, давлениям, плотностям и температурам получаются без учета вязкости и сжимаемости. Считая такой подход обоснованным с точки зрения так называемой идеальной жидкости, а также оглядываясь на более простое по сравнению с уравнением Навье—Стокса получение конечных результатов, идеальным значениям ставят в соответствие идеальный удельный импульс тяги. Этот импульс получается, как правило, для равновесного случая [3, 4], когда реализуется принцип максимальной работы для случая обратимых процессов и удается получить в выходном сечении сопла его максимальное значение, заведомо большее по сравнению со значением при любом другом процессе, в частности для замороженного течения. Имея статус «идеального», этот импульс не соответствует реальным условиям, и тогда его поправляют с помощью введения в обиход понятия *пограничный слой* для учета вязких эффектов и потерь удельного импульса тяги. Если бы расчет проводился по уравнению Навье—Стокса, это понятие не было бы востребовано. Но в данной постановке приходится изучать характер порядка десятка различных видов потерь удельного импульса тяги, среди которых и потери из-за химической неравновесности $\xi_{\text{ХН}}$.

Что же это за потери? Это та разница в удельных импульсах, которая образуется из-за принятия вышеупомянутой концепции:

$$\Delta I_{\text{УТХН}} = I_{\text{Удр}} - I_{\text{УдХН}}, \quad (1)$$

или в безразмерном варианте:

$$\xi_{\text{ХН}} = \frac{I_{\text{Удр}} - I_{\text{УдХН}}}{I_{\text{УТХН}}}. \quad (2)$$

Отсюда $I_{\text{Удр}} = I_{\text{Утид}}$.

Задача определения второго слагаемого в правой части является прерогативой неравновесной термодинамики. По этой части существует несколько программ расчета, например [5]. Все они в той или иной мере являются громоздкими и разработаны зачастую для весьма ограниченного набора реагентов. В данной работе предлагается инженерный метод расчета потерь из-за химической неравновесности, основанный на релаксационных зависимостях, полученных при выводе уравнения для импульсов из первого и второго закона термодинамики [6].

Релаксационное уравнение импульсов и его анализ

В [6] на базе первого и второго начал термодинамики было получено релаксационное уравнение для определения импульсов в потоке $j = \bar{\rho} \bar{V}$:

$$\frac{d\bar{j}}{d\tau} = -\text{grad}P + \frac{4}{3}v \text{grad div } \bar{j} - v \text{rot rot } \bar{j} - P \text{grad ln} \left(\bar{\rho}^{\frac{k+1}{k-1}} \cdot e^{\frac{Q_p - ST}{RT}} \right). \quad (3)$$

Очевидно, что, кроме традиционных членов, в данном уравнении по сравнению с уравнением Навье—Стокса присутствует еще один член. Он находится справа и характеризует релаксационные процессы в термодинамической системе ракетного двигателя (РД). Если этот член будет отсутствовать, а вместо импульса будет произведение скаляра ρ на вектор \bar{V} , то уравнение в строгом соответствии с математическими канонами превратится в уравнение Навье—Стокса. Это служит подтверждением правильности нового уравнения.

Итак, в правом члене над экспонентой по существу стоит изобарно-изотермический потенциал Гиббса:

$$\Delta G = Q_p - ST \quad (4)$$

или

$$\Delta G = \Delta H_0 - ST.$$

Здесь Q_p или ΔH_0 — теплота реакции.

Учитывая возможность реализации изобарно-изотермического процесса, правую часть уравнения можно переписать:

$$\frac{d\vec{j}}{d\tau} = -\text{grad}P + \frac{4}{3}v \text{grad div } \vec{j} - v \text{rot rot } \vec{j} - P \text{grad ln} \left(T^{\frac{k}{k-1}} \cdot e^{\frac{\Delta G}{RT}} \right). \quad (5)$$

Распишем логарифм в виде

$$\ln \left(T^{\frac{k}{k-1}} \cdot e^{\frac{Q_p}{RT} + \frac{ST}{RT}} \right) = \frac{k}{k-1} \ln T - \frac{Q_p}{RT} + \ln e^{\frac{ST}{RT}} \quad (6)$$

и обозначим правую часть как

$$\ln K_p = \frac{k}{k-1} \ln T - \frac{Q_p}{RT} + \ln I. \quad (7)$$

Эту версию проанализируем далее с целью понимания физического смысла правого члена в уравнении импульсов.

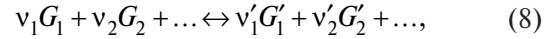
Закон действующих масс и его анализ

Итак, уравнение импульсов в данной записи отличается от уравнения Навье—Стокса релаксационным членом. При отсутствии этого члена, например, когда течение равновесное или замороженное, уравнение превращается в уравнение Навье—Стокса. Эта разница образуется вследствие гипотезы псевдоотверждения жидкой точки. Обычно, когда решаются газодинамические задачи, этот член не учитывается. Течение рассматривают либо замороженным, либо равновесным, а часто считают оба условия сразу и берут что-то среднее. При бесконечной скорости имеет место равновесное течение, а при нулевой — замороженное. Реальный режим находится в промежутке между этими случаями, а значит, в интервале от нуля до бесконечности. Создастся ситуация, аналогичная гетерогенному окислению. Неизвестно, в каком режиме проходит процесс — в кинетическом или в диффузионном. Для упомянутого случая удалось получить зависимость от числа Дамкеллера [9 — 10]. В рассматриваемой задаче, к сожалению, критерий пока не найден.

Итак, в промежутке между равновесным и замороженным режимами происходят термодинами-

ческие изменения. При наличии химических реакций в системе, а это наиболее вероятно, используют закон действующих масс.

Впервые закон действующих масс был выведен норвежскими химиками Гульдбергом и Вааге в 1867 году из статистических соображений. Рассматривалась обобщенная реакция



где символы слева относятся к веществам, вступающим в реакцию, справа, — к образующимся во время реакции.

По правилам теории вероятности сложного события, встреча одного компонента реакции с другим пропорциональна числу наличных молекул. Это, в свою очередь, означает пропорциональность числу молей этих молекул, а для идеального газа — парциальным давлениям. Другими словами, вероятность выразится как произведение

$$P = \alpha \cdot P_1^{v_1} \cdot P_2^{v_2} \dots, \quad (9)$$

где коэффициент пропорциональности α зависит от температуры и давления.

Вероятность вступления в реакцию молекул разного сорта запишется аналогично:

$$P' = \alpha' \cdot P_1^{v'_1} \cdot P_2^{v'_2} \dots$$

В состоянии равновесия число молекул каждого сорта, очевидно, стационарно и процесс должен идти столь же часто как в одну, так и в другую сторону. Тогда константа равновесия

$$K_p = \frac{P_1^{v_1} \cdot P_2^{v_2} \dots}{P_1^{v'_1} \cdot P_2^{v'_2} \dots}. \quad (10)$$

Константу равновесия можно представить через логарифм:

$$\ln K_p = \sum P_i^{v_i}. \quad (11)$$

Этот вывод с термодинамических позиций был сделан Гиббсом. Воспользовавшись термодинамическим потенциалом Гиббса и найдя условие равновесия как его минимум, получим зависимость для логарифма константы равновесия в виде

$$\ln K_p = \frac{\Delta C_p}{R} \ln T - \frac{Q_p}{RT} + \ln I. \quad (12)$$

Здесь $\frac{\Delta C_p}{R} = \frac{k}{k-1}$ — функция, характеризующая степень при температуре. Точная запись по Гиббсу

$\Delta C_p = \sum_{h=1} v_h C_{ph}$ выражает комбинацию теплоемкостей компонентов при постоянном давлении.

Величина I в уравнении Гиббса зависит от энтропий составляющих смесей как $R \ln I = \sum_{h=1} v_h S_{oh}$.

Анализ уравнения Гиббса показывает, что оно в точности совпадает с правым членом вновь полученного уравнения импульсов.

Это означает, что правый член нового уравнения является релаксационным и не противоречит закону действующих масс.

Расчетный метод определения значений свойств продуктов сгорания и величин потерь удельного импульса тяги из-за химической неравновесности

Для составления метода расчета выделим из уравнения импульсов релаксационный член:

$$T^{\frac{k}{k-1}} \cdot e^{-\frac{Q_p}{RT} + \frac{ST}{RT}} \quad (13)$$

Здесь константы при температуре игнорируются в силу расположения их под оператором grad ln .

Поскольку тепловой эффект $Q_p = \Delta H_0$ для конкретных реакций в большинстве случаев есть величина постоянная, то с точностью до константы запишем показатель экспоненты в безразмерном виде, введя потенциал Гиббса:

$$\bar{\Psi} = \left(\frac{RT}{\Delta G} \right)^{\frac{k}{k-1}} e^{-\frac{\Delta G}{RT}} \quad (14)$$

Принимая обозначение $X = \frac{RT}{\Delta G}$, получим удобную для расчетов формулу:

$$\bar{\Psi} = X^{\frac{k}{k-1}} \cdot e^{-\frac{1}{X}} \quad (15)$$

Эта отнормированная функция $\bar{\Psi}$ может быть использована для расчета свойств продуктов сгорания рабочих тел РД в безразмерном виде в зависимости от температуры. Вид функции в зависимости от показателя адиабаты, т. е. в зависимости от свойств каждого конкретного рабочего тела, представлен на рис. 1. На этом рисунке в порядке возрастания коэффициента адиабаты представлены кривые для различных продуктов сгорания: двух характерных металлизированных твердых топлив, для безметалльного топлива, для водяного пара, воздуха и водорода, для альфапротонной субстанции [8] и для гелия. Видно, что кривые имеют возрастающий вид от нуля до единицы. Все эти кривые достаточно крутые, что говорит о почти лавинообразном процессе, сопровождающем химические реакции. Видно, что наиболее легкие газы (они характеризуются большими значениями коэффициента адиабаты) имеют более пологую характеристику, а более тяжелые — крутую. Крайние значения всех кривых соответствуют замороженному ($\bar{\Psi} = 0$) и равновесному ($\bar{\Psi} = 1$) процессам. Промежуточные значения от нуля до единицы могут характеризовать реальный неравновесный процесс. При этом, очевидно, будут справедливыми следующие безразмерные соотношения:

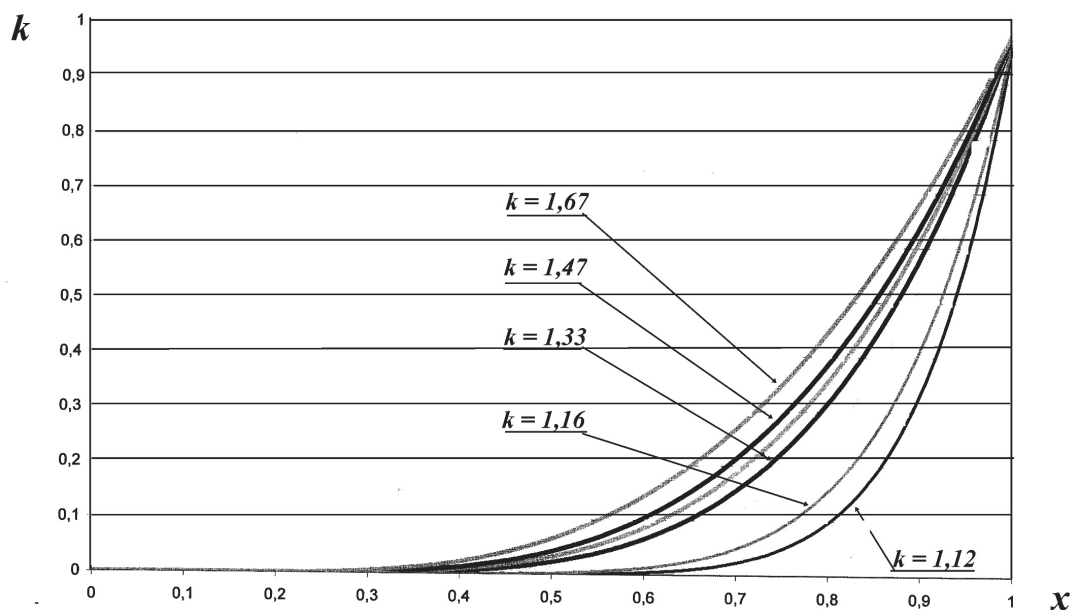


Рис. 1. Зависимость константы равновесия от безразмерной температуры по Гиббсу

$$\begin{aligned} \text{для теплоемкостей } \bar{\Psi} &= \frac{c_p - c}{c_p - c_3}; \\ \text{для вязкостей } \bar{\Psi} &= \frac{\mu_p - \mu}{\mu_p - \mu_3}; \\ \text{для теплопроводности } \bar{\Psi} &= \frac{\lambda_p - \lambda}{\lambda_p - \lambda_3} \text{ и т.д.} \end{aligned} \quad (16)$$

Поэтому, чтобы найти неравновесное значение параметра, нужно, воспользовавшись одной из программ расчета равновесной термодинамики для заданной температуры, определить значения равновесных и замороженных параметров.

С помощью функции $\bar{\Psi}$ возможно также определение величин потерь удельного импульса тяги из-за химической неравности $\xi_{\text{хн}}$. Полагая, что удельный импульс равен скорости струи газа на срезе сопла двигателя, запишем:

$$\xi_{\text{хн}} = \frac{V_{ap} - V_a}{V_{ap}} = \frac{M_{ap} a_{ap} - M_a a_a}{M_{ap} a_{ap}}. \quad (17)$$

Принимая во внимание, что температура имеет фиксированное значение, подставим коэффициенты, выражающие зависимость чисел Маха и скорости звука от температуры, в (17) и получим

$$\xi_{\text{хн}} = 1 - \sqrt{\frac{K}{K_p} \frac{K_p - 1}{K - 1}}. \quad (18)$$

Таким образом, оценка величины потерь из-за химической неравновесности $\xi_{\text{хн}}$ для данной температуры может быть сделана с помощью реального коэффициента адиабаты и коэффициента адиабаты, рассчитанного для равновесного случая. Следует иметь в виду, что со снижением температуры разница между равновесным и реальным значениями коэффициента адиабаты будет уменьшаться, а значит, $\xi_{\text{хн}} \rightarrow 0$. Реальный коэффициент адиабаты по тракту сопла можно определить путем решения неявного уравнения для заданной температуры или степени расширения:

$$\frac{K - K_p}{K_3 - K_p} = \bar{\Psi}. \quad (19)$$

Значения равновесных K_p и замороженных K_3 коэффициентов рассчитываются по любой из программ для термодинамики (Астра, Термо и т.д.).

Значение нормирующей температуры $\frac{\Delta G}{R} = \frac{E}{R}$, где E — энергия активации, берем из справочника [9]. Далее решается неявное уравнение относительно коэффициента адиабаты для заданной температуры по итеррационной зависимости

$$K_{i+1} = K_p + (K_3 - K_p) X^{\frac{K_i}{K_i-1}} \cdot e^{1-\frac{1}{X}}. \quad (20)$$

Проделаем это в качестве примера для продуктов сгорания водорода в кислороде при $p_k = 5,6$ МПа и $K_m = 6,06$. В результате расчета для сопел с различными степенями расширения получим

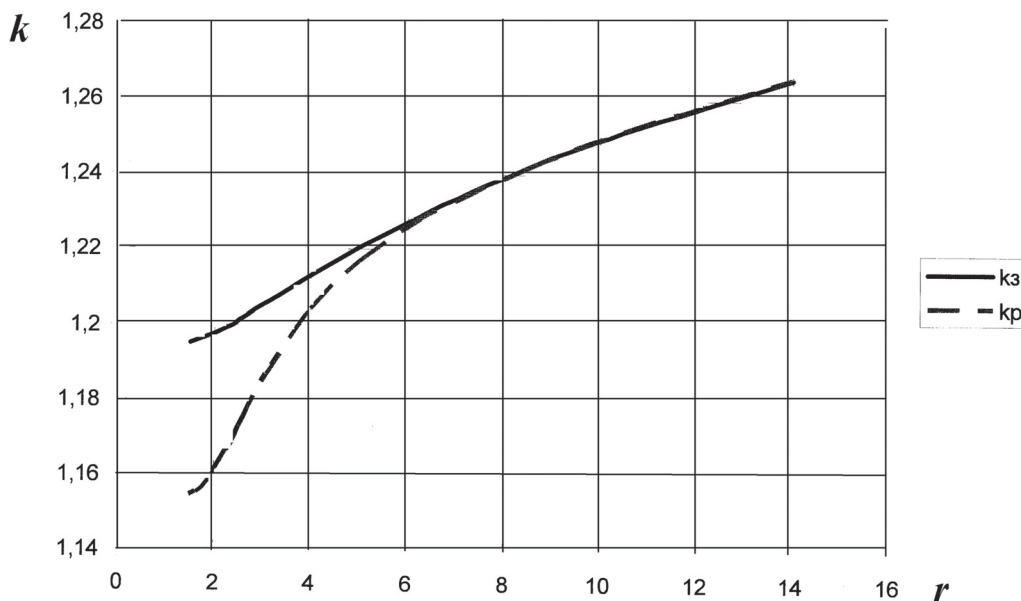


Рис. 2. Зависимость показателя адиабаты от степени расширения сопла

зависимости коэффициентов адиабаты для замороженного и равновесного составов (рис. 2 и 3). Понятно, что реальное неравновесное значение коэффициента адиабаты будет находиться внутри интервала $K_p < K < K_s$, как и в [10]. В расчетах в соответствии с [4] принимаем

$$E \sim 10000 \text{ кал/моль}; R = 1,987 \text{ кал/(моль}\cdot\text{К)},$$

тогда $E/R = 5032,7 \text{ К}$.

Из проведенных расчетов следует, что различие коэффициентов адиабаты неравновесного и равновесного начинается только с температуры 1803 К ($\bar{r}_a = 5$), при этом $K = 1,21700184$ и $K_p = 1,217$. При этом потери из-за химической неравновесности практически равны нулю. При степени расширения $\bar{r}_a = 2,5$ различие показателей процесса более заметно ($K = 1,17236581$ и $K_p = 1,1723$). Здесь потери из-

за химической неравновесности составили $\xi_{\text{хн}} \sim \sim 0,03\%$. При расчете $\xi_{\text{хн}}$ в критическом сечении сопла потери составили 0,27%. Обычно эта цифра фигурирует при оценках потерь отдельного импульса тяги из-за неравновесности ($\sim 0,2\%$). На рис. 4 представлена зависимость потерь из-за химической неравновесности $\xi_{\text{хн}}(\bar{r}_a)$ от степени расширения сопла энергоустановки ЛА.

Вывод

С помощью уравнений сохранения импульсов и энергии получена универсальная зависимость для продуктов сгорания различных топлив энергоустановок ЛА в виде нормированной функции, описывающей закон действующих масс. На её основе разработана инженерная методика расчета потерь

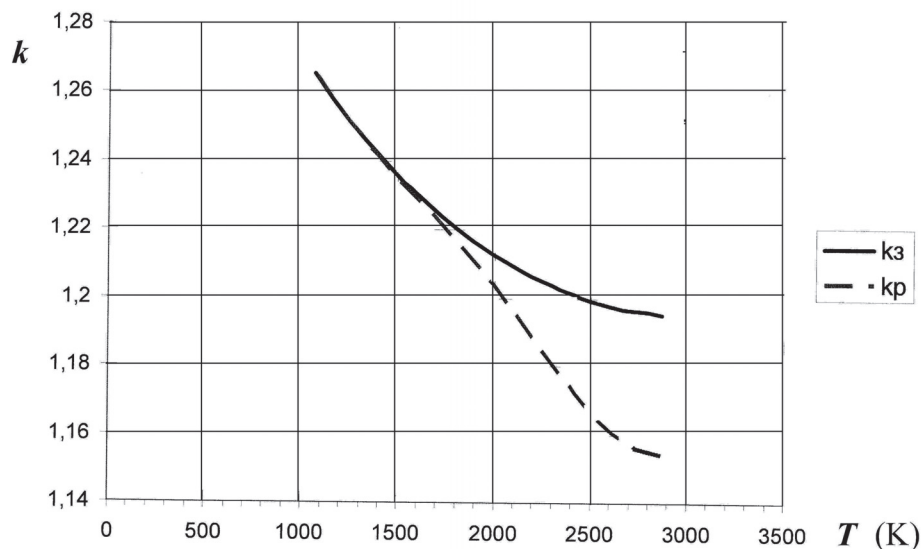


Рис. 3. Зависимость показателя адиабаты от температуры вдоль сопла

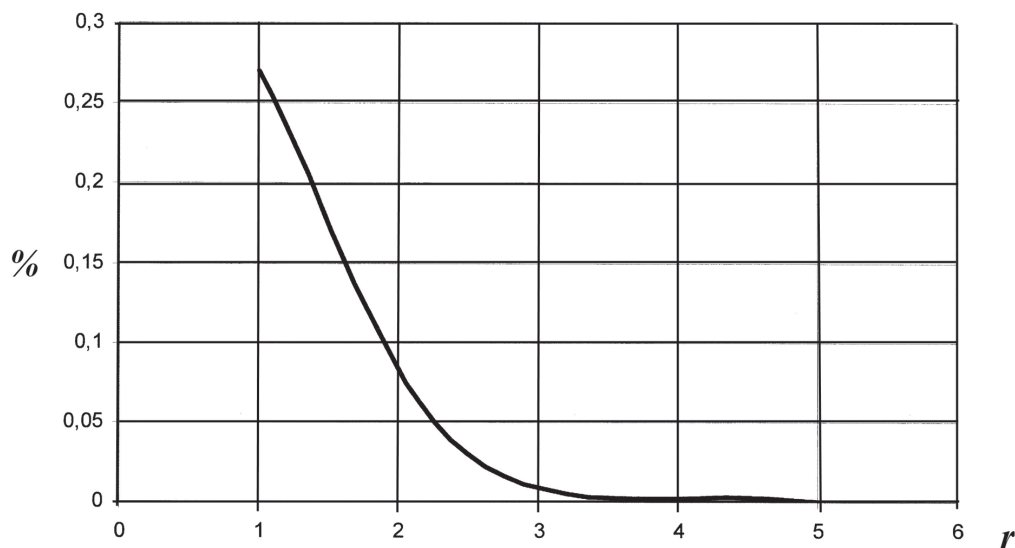


Рис. 4. Зависимость потерь удельного импульса тяги из-за химической неравновесности от степени расширения сопла

удельного импульса тяги из-за химической неравновесности, она позволяет адекватно оценить их вклад в общую долю потерь.

Библиографический список

1. Эммонс Г. Основы газовой динамики / Пер. с англ. В.В. Белого, А.И. Бунимовича, С.Д. Малюжинца и др.; Под ред. Г.И. Баренблата и Г.Г. Черного. — М.: Изд-во иностранной литературы, 1963. Т. 3. — 702 с.
2. Вильямс Ф.А. Теория горения. — М.: Наука, 1971. — 615 с.
3. Гидаснов В.Ю. Численное моделирование химически неравновесного течения в сопле жидкостного ракетного двигателя // Вестник Московского авиационного института. 2013. Т. 20. № 2. С. 90-95.
4. Пирумов У.Г., Росляков Г.С. Газовая динамика сопел. — М.: Наука, 1990. — 368 с.
5. Назырова Р.Р. Пакет прикладных программ термодинамического расчета. — Казань: Изд-во КАИ им. А.И. Туполева, 1990. — 43 с.
6. Кочетков Ю.М. Турбулентность. Вывод уравнения импульсов из начал термодинамики // Двигатель. 2016. № 3. С. 18-20.
7. Кочетков Ю.М. Турбулентность в СЭДУ // Двигатель. 2011. № 2. С. 44-45.
8. Кочетков Ю.М., Бажанов А.И. Турбулентность Солнечной системы // Двигатель. 2016. № 3. С. 32-35.
9. Пирумов У.Г. Особенности однофазного течения в сопле / Под ред. В.П. Глушко. — М.: ВИНТИ, 1971. Т.1. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. — 265 с.

DETERMINATION OF THRUST SPECIFIC IMPULSE LOSSES OCCURRING DUE TO CHEMICAL NON-EQUILIBRIUM IN AIRCRAFT POWER PLANT

Biruykov V.I.^{1*}, Kochetkov Yu.M.^{2**}, Zenin E.S.²

¹ Moscow Aviation Institute (National Research University),
MAI, 4, Volokolamskoe shosse, Moscow, A-80, GSP-3, 125993, Russia

² Research center named after M.V. Keldysh,
8, Onezhskaya str., Moscow, 125438, Russia

* e-mail: aviatex@mail.ru

** e-mail: kerc@elnet.msk.ru

Abstract

As usual, thermodynamics and statistical mechanics deal with the problems, which suppose a system to be in equilibrium. Thus, the implemented mathematical tools could be rather conditional in cases of the systems with irreversible chemical reactions, as well as gas flows with thermodynamic non-equilibrium. Depending on how the system differs from equilibrium state, the great majority of practical solutions of combustion problems referenced in classical literature this condition is observed. In contrary cases, i. e. significant non-equilibrium in combustion in high-speed flows problems, and detonation in particular, the variation from stationary proliferation of chemical reaction fronts is unreasonably neglected. The traditional combustion in gas flows problem statement is unidimensional and based on consumption, momentum and energy conservation laws. Effects of viscosity force and thermal conduction are accounted for herewith. The basic difference of idealization consists in supposition of consistency and averaging of thermal capacitance value under constant pressure and volume. However, these values are dependent from chemical components composition and

temperature in particular. Viscosity factor and other factors, characterizing transition are also functions of gas mixtures composition and temperature. As a consequence, gas constant and constitutive equation differ significantly from the idealized form. For complete analytical description of combustion gas dynamics, accounting for mutual diffusion of chemical components, regularities of components vanishing and occurring of new ones, as well as evaluation of total heat emission due to the completion of chemical reactions are required.

Systematic numerical studies of homogeneous and heterogeneous chemically non-equilibrium gas flows in aircraft power station nozzles are already conducted for many years. Various authors obtained results for combustion products of a number of fuels employed in aviation and rocketry. However, calculations of such flows do not satisfy modern practical requirements in all respects. Their main disadvantage consists in orientation on strictly defined set of substances and chemical reactions. To other shortcomings are neglecting the small concentrations of the reacting components, which compels to coarsen recombination mechanism. The variety of propulsion installations designs predetermines

the presence of various units with non-equilibrium combustion in the area of lean and rich mixtures, such as gas generators; liquid rocket engines combustion chambers with complex mixture-formation systems; a number of pressurization systems and gas passages with gas flows; combustion chambers and afterburners of air-jet engines.

To a certain extent, determination of specific impulse losses in rocket solid engines due to chemical non-equilibrium with allowance for its effect on formation of Al_2O_3 and ALN condensed particles presents practical interest. The nowadays reality is the study of combustion detonation mode, wherein flows idealization is unjustified due to high conversion rates, and chemical reactions are principally non-equilibrium. The paper presents gas flows with non-equilibrium chemical reactions modeling in the form of conservation equations: uniformity of energy and impulses, where impulses are presented as a product of gas mixtures density scalar and their velocity vector. As a result, in addition to the equation in Navier-Stokes form the authors obtained one more member, accounting for relaxation processes in thermodynamic system. Based on carried out analysis of the law of mass action the authors obtained interrelation between Gibbs thermodynamic potential with the equation member, accounting for non-equilibrium in gas flows with specified content in the form of normalized function. Based on it, the authors offer an engineering design procedure of a rocket engine specific thrust losses (aircraft power plant) caused by chemical non-equilibrium. The values of combustion products' equilibrium and frozen compositions for the specified fuels are used for computation of adiabatic coefficients for limit cases and normalized function. The paper presents graphs illustrating the computations for a wide spectrum of combustion products compositions. The examples of computation results of specific impulse for various cross sections of rocket engines nozzles.

The engineering method for calculation of the thrust specific impulse losses occurring due to chemical non-equilibrium allows estimate adequately their contribution to the common share of losses.

Keywords: chemical non-equilibrium, specific impulse, thermodynamics basics, Gibbs potential.

References

1. Howard E., Emmons W. *Fundamentals of gas dynamics*. Princeton, Princeton University press, 1959. Vol. 3 "High speed aerodynamics and jet propulsion", 739 p.
2. Williams F.A. *Combustion Theory*. University of California, 1964, 699 p.
3. Gidasov V.Yu. *Vestnik Moskovskogo aviatsionnogo instituta*, 2013, vol. 20, no. 2, pp. 90-95.
4. Pirumov U.G., Roslyakov G.S. *Gazovaya dinamika sopel* (Gas dynamics of nozzles), Moscow, Nauka, 1990, 368 p.
5. Nazyrova R.R. *Paket prikladnykh programm termodinamicheskogo rascheta* (Application package for thermodynamics computing), Kazan, KAI im. A.I. Tupoleva, 1990, 43 p.
6. Kochetkov Yu.M. *Dvigatel'*, 2016, no. 3, pp. 18-20.
7. Kochetkov Yu.M. *Dvigatel'*, 2011, no. 2, pp. 44-45.
8. Kochetkov Yu.M., Bazhanov A.I. *Dvigatel'*, 2016, no. 3, pp. 32-35.
9. Pirumov U.G. *Osobennosti odnofaznogo techeniya v sople* (Single-phase nozzle flow specifics), Moscow, VINITI, 1971, vol. 1 "Thermodynamic and heatphysical properties of products of combustion", 265 p.