

УДК 621.454:532.525

В.В. СПЕСИВЦЕВ¹, Ю.В. СПЕСИВЦЕВА²¹ *Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина*² *Fachhochschule Bonn-Rhein-Sieg, Deutschland*

НОВЫЙ ПОДХОД К ТЕОРИИ ОТРЫВА СТРУИ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ ОТ СТЕНКИ СОПЛА НА РЕЖИМАХ ПЕРЕРАСШИРЕНИЯ

Предложен новый подход к теории отрыва, основанный на физических возможностях перерасширения газа в свободной струе. Для согласования параметров камеры сгорания и струи вводится поправка на дополнительный импульс, действующий на газ в раструбе сопла. Рассчитанные значения критического отношения давлений в сечении отрыва согласуются с многочисленными экспериментами при аэродинамических продувках конических сопел. Рассогласования теоретических и экспериментальных значений не превышают 6% в диапазоне чисел Маха набегающего потока $M = 1 \dots 2$.

ракетный двигатель, раструб сопла, режим перерасширения, свободная струя, отрывное течение

Введение

С изменением внешних условий полета ракеты, а также при регулировании тяги двигателя (при изменении давления в камере p_k) возникают нерасчетные режимы его работы. В зависимости от давлений в камере сгорания и окружающей среды возможны три режима работы сопла ракетного двигателя (РД). Это расчетный режим $p_a = p_n$, т.е. когда давление на срезе сопла равно давлению окружающей среды; режим недорасширения $p_a > p_n$ и режим перерасширения $p_a < p_n$. Ранее считалось, что на режиме перерасширения поток газа отрывается от стенки сопла в том сечении, где его давление в потоке становится равным атмосферному давлению, т.е. считалось, что сопло на этом режиме является саморегулирующимся. Однако экспериментальные исследования показали, что только при падении давления на срезе сопла до значений $p_a < (0,4 \dots 0,2) p_n$ нормальный режим перерасширения нарушается, происходит отрыв потока от стенки сопла и часть сопла оказывается неработающей [1].

Современное состояние вопроса. Причиной отрыва потока объясняется наличие пограничного слоя, по дозвуковой части которого возмущения из

внешней среды имеют возможность передаваться вверх по потоку.

Для оценки предельной степени нерасчетности ($m_{пред}$) Г.Н. Абрамович предложил использовать формулу для прямого скачка, который устанавливается в сечении отрыва. Расчеты проводят по известным параметрам в этом сечении. Для типичного случая значения предельной степени нерасчетности, вычисленное по этой формуле, составляет около 20, что значительно больше реальных значений, равных 3...4 [2]. Поэтому схема отрыва при вхождении прямого скачка в сопло является ошибочной. Анализ результатов экспериментов в соплах с отрывом показал, что можно выделить две количественные характеристики отрывного течения: это – отношение давления за скачком, вызывающим отрыв, p_2 к давлению в невозмущенном потоке p_1 перед сечением отрыва, а также отношение давления окружающей среды p_n к давлению p_2 . Зная эти две характеристики течения, можно найти положение сечения отрыва и распределение давления в области отрыва, а по ним рассчитать тягу. Отмечается, что при углах раствора сверхзвуковой части сопла $2\beta \geq 30^\circ$ давление за скачком равно давлению ок-

ружающей среды, т.е. $p_n = p_2$ [3]. Многочисленные экспериментальные исследования отрывных течений позволили установить, что отношение $m_{пред} = p_2 / p_1$ в сечении отрыва соответствует так называемому критическому отношению давлений. Оно не зависит от типа течения в сверхзвуковом потоке и является некоторой обобщающей закономерностью отрывных течений. В работе [3] приведена зависимость критического отношения давлений от числа Маха ($M_{ск}$) набегающего потока перед мостообразной системой скачков уплотнения. Там же на графике проведена линия регрессии, аппроксимирующая экспериментальные точки. Она имеет вид

$$m_{пред} = 1 + 0,725(M_{ск} - 1). \quad (1)$$

Отклонения экспериментальных значений $m_{пред}$ от аппроксимирующей прямой составляют (15...20)% в диапазоне изменения $M_{ск} = 1...3,5$. Эти результаты были получены при продувках воздухом конических сопел в аэродинамических трубах. Данные по отрыву при течении в соплах продуктов сгорания РД нет.

На основе полученной в эксперименте зависимости критического отношения давлений от числа Маха набегающего потока была разработана полуэмпирическая теория расчета параметров РД, работающего на режиме перерасширения. Эту методику используют в инженерных расчетах до настоящего времени (см., например, [3]).

Суть предлагаемого подхода к теории

В настоящей работе предлагается **подход к теории отрыва струи от стенки сопла ракетного двигателя**, базирующаяся на рассмотрении течения газа в свободной струе, которое имеет свои особенности, и течения газа в канале при одинаковых исходных данных. При этом предполагается, что поперечное сечение струи за соплом не зависит от сечения среза

сопла и определяется только параметрами течения газа в свободной струе. Если располагаемый перепад давлений на сопле ($\Pi_0 = p_k / p_n$) превышает критический ($\Pi_{кр} = 1/\pi(1)$), то в струе за соплом наблюдается бочкообразный участок. Рассмотрим качественное изменение структуры течения газа за соплом (рис. 1).

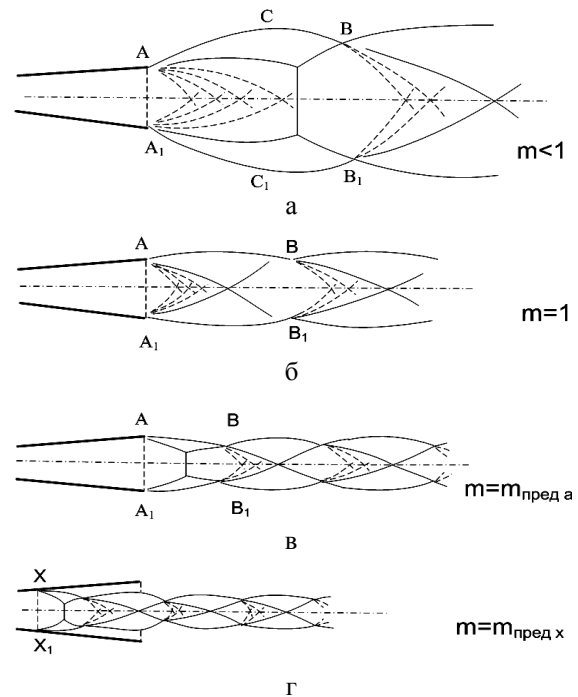


Рис. 1. Структуры бочкообразных участков струи, соответствующие режимам работы сопла:
а – недорасширения;
б – расчетному;
в – перерасширения без отрыва;
г – перерасширения с отрывом

При безотрывном течении (рис. 1, а, б, в) входное сечение бочки присоединено к срезу сопла AA_1 ($m < m_{пред}$). В случае отрыва струи бочкообразный участок в струе сохраняется (рис. 1, г), но входное сечение бочки присоединено к промежуточному сечению раструба сопла XX_1 . Плоскость XX_1 разделяет две формы течения газа: перед плоскостью – течение в канале раструба сопла; за плоскостью – течение в свободной струе. При отрыве в сопло входит первая бочка, которая включает в себя систему волн и скачков уплотнения, в том числе и мостообразную систему.

Рассмотрим особенности течения газа в первой бочке.

Запишем одномерные уравнения, связывающие параметры газа в сечениях бочки свободной струи через газодинамические функции, используя законы сохранения массы, энергии и импульса. Для составления уравнений баланса используем текущее сечение бочки и сечение, в котором параметры газа известны (коэффициент скорости газа λ и площадь сечения F). В качестве исходного выберем минимальное сечение бочки, где поток одномерный. Принимаем индекс для обозначения параметров в этом сечении m (λ_m, F_m).

Уравнения неразрывности, записанные через полные и статические давления газа в струе, принимают вид [4]:

$$q(\lambda) = \frac{1}{\sigma} \frac{1}{f} q(\lambda_m); \quad (2)$$

$$y(\lambda) = \Pi_0 \frac{f_a}{f} q(\lambda_a). \quad (3)$$

При составлении уравнения (3) в качестве исходного сечения выбирается сечение струи, где статическое давление газа p равно заданному статическому давлению. Так, при $p = p_n$, газ имеет параметры одномерного газового потока, равные параметрам на срезе сопла (точка a) при расчетном режиме истечения. Параметры в точках u, u' соответствуют изобарическим сечениям бочки. Параметры исходного сечения в этом случае: $\lambda_a; f_a = F_a / F_m$. Уравнение сохранения импульса запишем в виде выражения

$$z(\lambda) = z(\lambda_m) + \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \frac{f - 1}{\Pi_0 q(\lambda_m)}. \quad (4)$$

Уравнения содержат две неизвестные величины: относительную площадь сечения струи $f = F / F_m$ и коэффициент абсолютной скорости в этом сечении λ . На рис. 2 построены зависимости (2), (3) и (4) (кривые 1, 3, 2) при $\sigma = 1$, которые представляют собой диаграмму состояния струи, рассчитанную

для $\Pi_0 = 46,5$. Пересечение кривых 1 и 2 дает две пары значений переменных f и λ , удовлетворяющих обоим уравнениям, первая точка m соответствует исходным параметрам газа, вторая точка c дает значение в максимальном (среднем) сечении первой бочки.

Это одномерные сечения, скорость газа в них имеет осевое направление.

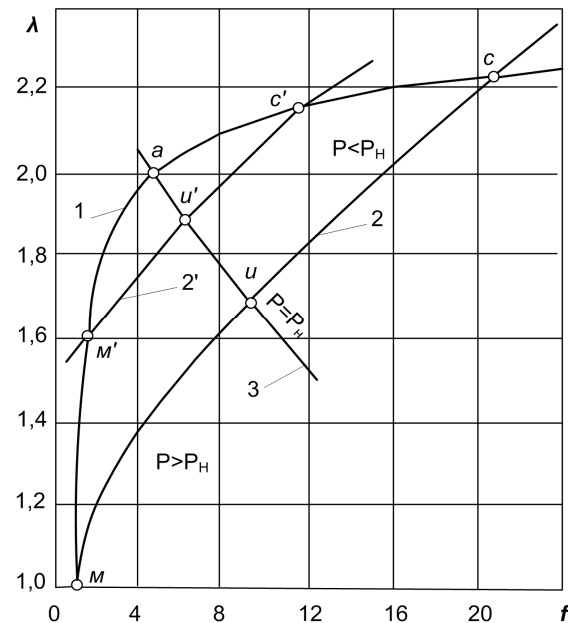


Рис. 2. Диаграмма состояния газа в сечениях струи: 1 – уравнение неразрывности, записанное через полное давление (2); 2 – уравнение сохранения импульса (4); 3 – уравнение неразрывности, записанное через статическое давление (3); точка m соответствует срезу сопла с $M_a = 1,0$

В остальных промежуточных сечениях – скорость λ имеет некоторый угол α с осью потока. В промежуточных сечениях бочки вектор скорости имеет радиальную составляющую $\lambda_R = \lambda \sin \alpha$. В работе [4] проведены расчеты параметров газа в сечениях бочки по уравнениям (2), (4) с учетом радиальной составляющей λ_R . Получено условие совместного решения уравнений (2), (4) на участке $m - a - c$, которое выражается определенными зависимостями $\cos \alpha = \varphi(f)$ и $\lambda_R = \psi(f)$. В точках m и c имеем $\alpha = 0$ и $\lambda_R = \lambda \sin \alpha = 0$. Если попытаться определить величину угла α , принимая пло-

щадн сечений больше F_c или меньше F_m , то окажется, что $\cos \alpha > 1$, а радиальная составляющая скорости – мнимая величина. Это указывает на физическую невозможность такого течения и, следовательно, на то, что в начальном участке нерасчетной струи площадь поперечного сечения не может стать меньшей площади сечения F_m (минимального сечения бочки) или большей площади F_c , являющейся максимальной площадью сечения первой бочки струи.

Уравнения движения газа в свободной струе составлены из условия постоянства давления окружающей среды p_n на внешней границе струи. Под действием этого давления происходит ускорение газа в первой половине бочки от λ_m до λ_c (процесс $m - a - c$), либо торможение его во второй половине бочки от λ_c до λ_m в выходном сечении (процесс $c - a - m$).

При истечении струи из сопла с раструбом ускорение газа происходит в сверхзвуковой части сопла и, дополнительно с перерасширением, в распределенной волне разрежения (участок $a - c$, здесь $p < p_n$). Если учесть дополнительный импульс, создаваемый раструбом сопла, то уравнение (4) на графике будет иметь вид кривой 2', а минимальному и среднему сечениям новой бочки будут соответствовать точки m' и c' . При i -х режимах течения разделяющие плоскости занимают промежуточные сечения бочек (от точек m_i до точек c_i в соответствии с i -ми режимами течения), пока возможности расширения поперечного сечения бочки не будут исчерпаны. В пределе эта плоскость займет положение, соответствующее максимальному (среднему) сечению бочки, т.е. $F_a = F_c$. В первой бочке будет происходить только торможение потока. Это значит, что она будет включать в себя только систему скачков уплотнения. Волна разрежения вырождается. Дальнейшее повышение p_n приведет к уменьшению F_c и при $F_c < F_a$ среднее

сечение бочки окажется присоединенным к сечению сопла внутри раструба, где $F_c = F_x$.

Кривая 3 на графике (рис. 2) построена по уравнению (3) при статическом давлении, равном давлению p_n . Ветви кривых 1 и 2 ниже кривой 3 соответствуют значениям давлений в сечениях бочки, где $p > p_n$ (режимы недорасширения), а верхние ветви – $p < p_n$ (режимы перерасширения).

Итак, предельным режимом при перерасширении, предшествующем отрыву струи от стенок сопла, будет режим, когда $F_a = F_c$, т.е. режим, когда площади максимального сечения бочки и среза сопла равны.

Основные соотношения

Использование уравнения (4) для струи, истекающей из раструба, требует введения поправки на дополнительный импульс, получаемый газом от стенки сопла.

Поправку на дополнительный импульс, создаваемый стенкой сопла по сравнению с импульсом в критическом сечении, необходимо вводить, так как вместо внешнего давления p_n на границах струйки в канале действует переменное давление p от стенки сопла. Дополнительная сила, действующая на струю в направлении движения, равна силе избыточного давления на стенку раструба сопла

$$P_\partial = \int_{\Delta F} (p - p_n) dF. \quad (5)$$

Подынтегральное выражение преобразуется с использованием газодинамических функций к пяти интегралам с пределами интегрирования по λ от 1 до λ_a . Четыре интеграла можно выразить через элементарные функции, а пятый – нет, так как он относится к классу интегралов от биномиального дифференциала. Пятый интеграл решается численно.

Представим дополнительную силу в относительном виде

$$\bar{P}_\partial = \frac{P_\partial}{p_n F_{кр}} = \frac{\Delta I_\partial}{\beta}, \quad (6)$$

где ΔI_δ – дополнительный импульс, сообщаемый газу стенкой сопла; β – расходный комплекс.

Используя выражения для расходного комплекса и критической скорости потока, получим выражение импульса в минимальном (квазивходном) сечении бочки через коэффициент скорости

$$\lambda_{ex} = 1 + \frac{1}{\kappa \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} \bar{P}_\delta. \quad (7)$$

Параметры газа во втором минимальном (выходном) сечении бочки идентичны параметрам входного сечения в соответствии с принятым условием $\sigma = 1,0$ (см. уравнение (2)). С ростом интенсивности системы скачков уплотнения во второй половине бочки площади минимальных сечений AA_1 и BB_1 могут существенно отличаться (рис. 1, а) за счет потерь полного давления ($\sigma < 1,0$).

Теперь для определения перепада давлений в бочке между входным и максимальным сечениями по известным значениям параметров в этих сечениях воспользуемся уравнением сохранения импульса (4) для свободного течения. Преобразуем уравнение (4), подставив известные $\lambda_{ex}, F_{ex}, \lambda_a, F_a$ (a – сечение отрыва на срезе сопла), а необходимый перепад давлений выразим уравнением

$$P_{oc} = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \frac{f_{ex} - 1}{[z(\lambda_{ex}) - z(\lambda_c)] q(\lambda_c)}, \quad (8)$$

где $f_{ex} = F_{ex} / F_c$.

Под действием перепада $P_{oc} = p_\kappa / p_n$ и наружного давления p_n в струе происходит увеличение скорости газа от λ_{ex} до λ_a . В канале сопла для достижения скорости λ_a при безотрывном течении необходим перепад давлений $P_{oa} = p_\kappa / p_a$

$$\lambda_a = \sqrt{\left[1 - \left(\frac{1}{P_{oa}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}. \quad (9)$$

Искомое значение $m_{пред}$ определится из отношения

$$m_{пред} = \frac{P_{oa}}{P_{oc}} = \frac{p_\kappa}{p_a} \frac{p_n}{p_\kappa} = \frac{p_n}{p_a}, \quad (10)$$

так как $p_a = p_1$ – давление в потоке перед бочкой (перед сечением отрыва), $p_n = p_2$ – давление за сечением отрыва (давление окружающей среды). Полученное значение $m_{пред}$ будет соответствовать предельному режиму безотрывного течения на срезе сопла ($m_{пред a}$). При $\lambda_a = \lambda_x$ вычислим значение $m_{пред x}$ для сечения x раструба сопла (для среза работающего участка сопла при отрыве). Степень нерасчетности действующего участка сопла определится отношением

$$n_x = 1 / m_{пред x}. \quad (11)$$

Проверка адекватности

Для проверки адекватности проводились вычисления $m_{пред}$ с использованием основных соотношений теории с последующим сравнением полученных результатов с экспериментальными данными, представленными уравнением (1). Заметим, что эти данные получены при продувках конических сопел воздухом. Сравнение опытных и расчетных данных проводились как для рабочего тела воздух ($\kappa = 1,4$), так и для других газов: продуктов сгорания ракетных топлив ($\kappa = 1,15; \kappa = 1,25$), газов и паров ($\kappa = 1,3$), углекислого газа ($\kappa = 1,67$). Опытное значение $(p_2 / p_1)_{on}$ сравнивалось с теоретическим значением $(p_2 / p_1)_T$ и определялось отклонение эксперимента от теории в процентах

$$\gamma = \frac{(p_2 / p_1)_{on} - (p_2 / p_1)_T}{(p_2 / p_1)_T} 100\%.$$

В табл. 1 представлены результаты вычислений отклонений экспериментальных данных от теоретических, рассчитанных для различных газов. Как видно из табл. 1, эксперимент ($\kappa = 1,40$) хорошо согласуется с теорией в диапазоне чисел Маха $M_x = 1,0..2,0$.

Таблица 1

Отклонения результатов экспериментальных данных от теоретических при различных числах Маха

Число Маха, M_x	Отклонения γ в % для газов с отношением теплоемкостей k				
	1,15	1,25	1,30	1,40	1,67
1,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
1,50	6,93	6,53	6,35	6,00	5,27
1,75	4,06	3,74	3,60	3,36	2,82
2,00	-0,53	-0,71	-0,77	-0,89	-1,06
2,50	-5,47	-10,51	-10,55	-10,52	-10,09
3,00	-18,25	-19,28	-19,47	-19,54	-18,82

Отклонения не превышают 6%.

При дальнейшем увеличении чисел Маха отклонения линии регрессии от теории увеличивается до -20%. Для чисел $M > 5,0$ погрешность регрессии достигает -50%.

Большой разброс экспериментальных точек, наблюдаемый в области больших чисел Маха (на графике [3]), подтверждает правдоподобность теории. Поэтому использование линейной регрессии допустимо только для $M_x \leq 2,0$, что обеспечивает погрешности $\gamma \leq 6\%$.

Для иллюстрации влияния нерасчетных режимов работы ракетного двигателя на его выходные параметры проведем расчет с исходными данными из примера [3], которые приведены в табл. 2.

Таблица 2

Исходные данные для расчета параметров РДТТ

Отношение теплоемкостей рабочего тела сопла, k	1,15
Давление в камере РДТТ p_k , МПа	3,92
Давление на срезе сопла p_a , МПа	0,049
Угол раствора сверхзвуковой части сопла 2β , °	30

Давлению на срезе сопла соответствует высота полета $H = 5700$ м.

Результаты расчетов параметров РДТТ, работающего на различных режимах, сведены в табл. 3.

Таблица 3

Параметры РДТТ, работающего на различных высотах в атмосфере и под водой

Тяга, отнесенная к тяге расчетного режима		
На высоте 5700 м	На уровне моря	Под водой на глубине 100 м
1,00	0,823	0,545

Заключение

1. Перерасширение газа в соплах с раструбом зависит от физической возможности изменения поперечного сечения газа в свободной струе, когда на ее границах действует давление окружающей среды.

2. Площадь сечения отрыва в сопле всегда равна максимальному сечению бочки.

3. В целях согласования параметров камеры сгорания с параметрами газа в струе в уравнения ее движения необходимо ввести поправку на одномерный дополнительный импульс, действующий на газ со стороны стенки раструба сопла в направлении движения.

4. Адекватность подтверждается большим количеством экспериментальных данных по исследованию условий отрыва в конических соплах при аэродинамических продувках.

5. Состав рабочего тела не очень сильно влияет на параметры отрыва.

Литература

1. Синярев Г.Б., Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. – М.: Оборонгиз, 1955. – 486 с.
2. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. – М.: Машиностроение, 1980. – 533 с.
3. Виницкий А.М. Ракетные двигатели на твердом топливе. – М.: Машиностроение, 1973. – 347 с.
4. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1969. – 624 с.

Поступила в редакцию 1.06.2007

Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.В. Соловей, Институт Проблем машиностроения НАН Украины, Харьков.