

Законы сохранения и феноменология ракетных двигателей

Ю. И. Лобановский

К сожалению, до сих пор в нашей литературе нет достойных трудов по двигателям, аналогичных тем, которые имеются по системам управления и приборостроению.

Б. Е. Черток

Знание нескольких принципов легко возмещает незнание многих фактов.

К. Гельвеций

Краткое содержание

В работе описывается основанный на использовании законов сохранения простой аналитический метод расчета тягово-расходных характеристик ракетных двигателей, как жидкостных (ЖРД), так и твердотопливных (РДТТ), дополненный, в зависимости от набора исходных расчетных параметров, одной, двумя или тремя (для РДТТ) итерационными процедурами. Сравнение результатов расчетов с характеристиками 12 ракетных двигателей показывает, что расхождение между расчетными и номинальными (представленных их разработчиками) значениями вакуумных и приземных удельных импульсов не превышает 10 м/с.

Ключевые слова: *Ракетный двигатель – ЖРД – РДТТ – Аналитический метод расчета – Законы сохранения – Удельный импульс – Газовая динамика – Двухфазная среда – Показатель адиабаты*

Список символов

F – сила тяги

μ – массовый расход

I_{sp} – удельный импульс

I_{sp}^1 – приземный удельный импульс

I_{sp}^0 – вакуумный удельный импульс

I_{sp}^* – расчетный удельный импульс

I_{sp}^{nom} – номинальное значение удельного импульса

e – удельная энергия химической реакции

k_c – коэффициент полноты сгорания

i – энтальпия

i_0 – энтальпия торможения

T – температура

T_0 – температура торможения

p – давление

p_0 – давление торможения

p_1 – атмосферное давление у поверхности земли

p_n – статическое давление в выходном сечении сопла на расчетном режиме

S – площадь

v – скорость потока

c^* – критическая скорость звука

λ – коэффициент скорости

σ – степень геометрического расширения сопла

π – степень расширения сопла по давлению

κ – интегральный показатель адиабаты рабочего тела

κ^* – показатель адиабаты в критическом сечении сопла

θ – отношение масс окислителя и горючего

α – коэффициент избытка окислителя

$\tau(\lambda)$ – отношение статической температуры (энтальпии) потока к температуре (энтальпии) торможения

$q(\lambda)$ – газодинамическая функция расхода

R – газовая постоянная

c_p – теплоемкость газа при постоянном давлении

c – теплоемкость конденсированной фазы

m – функция от показателя адиабаты κ и газовой постоянной R

φ – функция от показателя адиабаты κ

δ – массовая доля газовой фазы двухфазного течения

ω – отношение скорости макроскопического движения конденсированной фазы к скорости газовой фазы

ξ – отношение удельных энергий двухфазной среды и газовой фазы

\bar{E} – удельная энергия разложения вещества

ε – малая величина

$$\beta = \delta + (1 - \delta)\omega^2$$

$$\gamma = \beta + \frac{2\delta}{\kappa - 1}$$

Индексы

g – газ

c – конденсированная фаза

st – стехиометрический

n – номер итерации

I – Введение

Многие важнейшие характеристики современных химических ракетных двигателей могут быть получены с помощью численных методов, причем некоторые из них доступны любому желающему, см., например, [1]. Однако, во-первых, такие расчеты, как правило, дают два варианта решения: для равновесных и для «замороженных» потоков рабочего тела, тогда как в реальности реализуется нечто промежуточное между ними, и у пользователя этого ресурса нет возможности получить единственный правильный ответ. Во-вторых, в результате использования таких методов получают данные для расчетного режима ракетного двигателя, когда давление газа на срезе его сопла равно давлению окружающей среды. Определение характеристик двигателя на режиме с недорасширением струи не представляет трудностей, но на режиме перерасширения они имеются. В-третьих, рассчитать характеристики твердотопливных ракетных двигателей (РДТТ) сложнее, чем жидкостных (ЖРД), и попытка автора этой работы рассчитать с помощью SRProper характеристики РДТТ SRM первой ступени системы Space Shuttle не увенчалась успехом. В-четвертых, было бы чрезвычайно полезно иметь быстрый, простой и надежный способ расчета характеристик ракетных двигателей как жидкостных, так и твердотопливных, для выявления их общих закономерностей, а также особенностей, зависящих от выбора их схемы.

Данная работа демонстрирует возможность построения такого метода расчета, базирующегося на законах сохранения массы, импульса и энергии, а также, в случае расчета РДТТ, на физически прозрачных предположениях, справедливость выполнения которых с достаточной для практики степенью точности, иллюстрируется полученными результатами.

Последовательно рассмотрены следующие жидкостные водородно-кислородные двигатели: SSME – основной маршевый двигатель системы Space Shuttle, РД-0120 – его российский аналог, безгенераторный двигатель верхних ступеней и разгонных блоков RL-10A3-3 и гипотетический двигатель с удельным импульсом, приближающимся к предельному для водородно-кислородных двигателей. Далее получены тягово-расходные характеристики известных российских керосин-кислородных двигателей НК-33, РД-191 и 17Д12, а также нового американского двигателя большой тяги RS-84. Кроме того, рассмотрены характеристики двигателя РД-253 на несимметричном диметилгидразине и четырехокси азота.

В качестве типичных твердотопливных ракетных двигателей выбраны: двигатель SRM бустера первой ступени системы Space Shuttle, двигатели Orbus 21D и Orbus 6/6E соответственно первой и второй ступеней орбитального разгонного блока IUS, а также апогейный двигатель Orbus 7S семейства спутников связи HS393.

II – Показатель адиабаты и энтальпия рабочего тела жидкостных ракетных двигателей

В работе рассматриваются только тягово-расходные характеристики химических ракетных двигателей. К важнейшим показателям такого типа относятся: сила тяги F , массовый расход рабочего тела двигателя μ и его удельный импульс I_{sp} , который является результатом деления первого из указанных выше параметров на второй:

$$I_{sp} = \frac{F}{\mu}$$

При этом расход и тяга ракетного двигателя являются характеристиками, явно зависящими от его размера. С теоретической точки зрения наиболее важным из указанных характеристик является удельный импульс, определяемый используемыми компонентами топлива и конструктивным совершенством ракетного

двигателя. При известном значении I_{sp} , а также при заданном давлении газа и размере какого-либо характерного сечения газового тракта двигателя, его расход и тяга легко определяются.

Как известно, расчетный удельный импульс при условии, что рабочее тело двигателя является идеальным газом, вычисляется следующим образом [2]:

$$I_{sp}^* = \left[2i_0 \left(1 - \pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где i_0 – энтальпия торможения рабочего тела (энтальпия в камере сгорания ракетного двигателя), π – степень расширения сопла по давлению (отношение давления торможения в камере сгорания к давлению в выходном сечении (на срезе сопла) двигателя), κ – показатель адиабаты рабочего тела. Выражение (1) является прямым и непосредственным следствием законов сохранения импульса и энергии для потока газа.

Для реальных потоков в ракетных двигателях показатель адиабаты не является постоянной величиной, а изменяется в зависимости от химического состава и фазового состояния рабочего тела, его температуры T и, в некоторой, обычно, достаточно слабой степени, от давления p . Величина показателя адиабаты может изменяться, примерно, от $\kappa \approx 1.1$ в камере сгорания до $\kappa \approx 1.35$ на выходе из сопла. Однако, из результатов газодинамических расчетов известно, что обычно вполне адекватные результаты для потоков реальных газов можно получить, когда функция $\kappa(p, T, \dots)$ заменяется постоянной величиной $\kappa = \text{const}$, если значение этой константы определено «правильно». Основные усилия в разделах II – V данной работы и будут направлены на построение и решение системы уравнений, позволяющей определить постоянный для рассматриваемого течения газа показатель адиабаты κ , а также другие величины, описывающие рассматриваемые процессы. Этот показатель адиабаты должен быть таким, чтобы соотношения, выражающие законы сохранения, при его использовании давали в рамках модели идеального газа правильные значения удельного импульса, а также основные тягово-расходные характеристики ракетных двигателей, соответствующие реальным условиям. Так как соотношения для законов сохранения являются интегралами уравнений движения, то этот постоянный для всего течения показатель адиабаты κ был назван интегральным.

Первым необходимым шагом на пути реализации этого алгоритма является определение энтальпии рабочего тела. Энтальпия газа является функцией его состояния и при фиксированном химическом составе зависит от температуры и давления. Однако в случае расчета энтальпии рабочего тела химических ракетных двигателей, то есть продуктов сгорания, ее в соответствии с законом сохранения энергии гораздо удобнее определять через начальную энтальпию горючего и окислителя и удельную энергию химической реакции, или, как обычно принято говорить, через удельную теплоту сгорания топлива.

Для водородно-кислородных двигателей в первом приближении обычно принято считать, что энтальпия рабочего тела равна удельной теплоте сгорания водорода в кислороде e . При стехиометрическом соотношении компонент топлива $e_{st} = 120$ МДж/кг в пересчете на массу водорода или $e_{st}^* = 13.4$ МДж/кг в пересчете на массу топлива в целом [3]. В случае нестехиометрического соотношения

$$e^* = \frac{\alpha e_{st}}{1 + \theta}, \quad (2)$$

где α – коэффициент избытка окислителя, θ – отношение масс окислителя и горючего (при стехиометрии по определению $\alpha_{st} = 1$, а для пары водород–кислород $\theta_{st} = 7.936$). При известном соотношении масс топливной пары коэффициент избытка окислителя α , показывающий отклонение от стехиометричности, определяется следующим образом:

$$\alpha = \frac{\theta}{\theta_{st}}$$

Однако, как известно, удельная энергия химической реакции окисления водорода равна $e = 286$ кДж/моль [4] или 141.9 МДж/кг, что в пересчете на массу продуктов реакции составляет 15.88 МДж/кг [5]. Различие между этими и указанными выше значениями удельных энергий объясняется тем, что часть энергии химической реакции затрачивается при изменении фазового состояния продуктов сгорания, в основном, воды, являющейся результатом этой реакции. Пары воды как основной компонент рабочего тела водородно-кислородного ракетного двигателя достаточно нагреты, чтобы не конденсироваться в сопле практически при любой степени его расширения. Фазовый переход с выделением теплоты конденсации

происходит уже после того, как пары оказались вне сопла двигателя. Таким образом, удельная теплота конденсации законсервирована в течение всех процессов, протекающих в камере сгорания ракетного двигателя и в его сопле, и, поэтому, должна быть исключена из энтальпии рабочего тела [5].

Оценки показывают, что вследствие большого исходного нагрева рабочего тела конденсация паров воды в выхлопе ракетного двигателя может происходить при давлении порядка 5 Па, и, следовательно, при температуре, близкой к 273 К. В этих условиях удельная теплота конденсации воды $\Delta e^* = -2.47$ МДж/кг [6] (знак «-» выбран потому, что эта теплота вычитается из энтальпии рабочего тела). При нестехиометрическом соотношении компонент топлива в выхлопных газах содержится и водород, доля которого по массе составляет, обычно, 3 – 6 %. Удельная теплота его конденсации принималась равной – 0.50 МДж/кг. Следует отметить, что обычный диапазон соотношения масс компонент топлива находится в пределах между $\theta = 5 - 6$. При этом значение коэффициента избытка окислителя изменяется от $\alpha = 0.630$ до $\alpha = 0.756$.

Для учета того, что малая часть горючего не вступает в реакцию окисления, вводится коэффициент полноты сгорания k_c . Так как типичные режимы горения достаточно далеки от стехиометрического, а скорость горения водорода гораздо выше, чем, например, углеводородных горючих, принимается, что в случае водородно-кислородного топлива значение коэффициента $k_c = 0.990$ для ракетных двигателей с турбонасосными агрегатами, работающими на режимах, близких к оптимальным. При этом, в одном из рассмотренных вариантов водородно-кислородного ракетного двигателя (РД-0120) с единым, а, значит, неоптимальным, турбонасосным агрегатом значение этого коэффициента из проведенных расчетов оказалось близким к значению $k_c = 0.9825$. Для рассмотренных далее жидкостных ракетных двигателей на других видах топлива принято $k_c = 0.980$, так как скорость реакции окисления в этом случае значительно ниже. Причины, вызывающие отличия коэффициента полноты сгорания в зависимости от варианта турбонасоса, обсуждаются в разделе IV.

После умножения на коэффициент k_c удельная энергия, выделяющаяся при сгорании водорода в кислороде, обозначается как e_1^* , и ее значения для рассматриваемых условий также приведены в таблице 1. С учетом теплоты конденсации продуктов сгорания и энтальпии криогенных компонент топлива, равной $\Delta i_0 = 0.18$ МДж/кг [7], определяется полная энтальпия продуктов сгорания водородно-кислородного двигателя i_0

$$i_0 = k_c e_1^* + \Delta e^* + \Delta i_0,$$

приведенная в предпоследнем столбце таблицы 1 при соотношении масс компонент топлива $\theta = 5.00$ и $\theta = 6.00$:

Таблица 1

α	θ	e^*	k_c	e_1^*	Δe^*	i_0	$\langle i_0 \rangle$
0.630	5.00	14.89	0.990	14.74	- 2.35	12.58	12.60
0.756	6.00	15.33	0.9825	15.06	- 2.40	12.85	12.96
0.756	6.00	15.33	0.990	15.17	- 2.40	12.95	12.96
0.832	6.60	15.53	0.990	15.37	- 2.42	13.13	13.18
1.000	7.936	15.88	0.990	15.72	- 2.47	13.47	13.43

Здесь и далее все энтальпии и удельные теплоты указаны в МДж/кг.

Если просто вставить номинальную удельную теплоту сгорания $e = 120$ МДж/кг в формулу (2), а затем пренебречь как неполнотой сгорания, так и энтальпией компонент топлива, то получится значение $\langle i_0 \rangle$, которое в практически интересном диапазоне значений θ отличается от точных данных по энтальпии i_0 при $k_c = 0.990$ не более чем на 0.3 % ($i_0 \approx \langle i_0 \rangle$). Такое согласование результатов оправдывает подобный приближенный подход при определении энтальпии продуктов сгорания для оценочных расчетов. Однако при других коэффициентах полноты сгорания расхождения приближенных и более точных данных будет значительно более сильным.

У керосин-кислородных двигателей водяной пар составляет только около 30 % от всей массы рабочего тела. Поэтому максимальное изменение энтальпии продуктов сгорания вследствие этого фактора находится в пределах ± 0.3 МДж/кг, что сопоставимо с величиной изменения удельной теплоты сгорания керосина вследствие отклонений его химического состава. Остальные компоненты имеют значительно меньшие величины теплоты фазового перехода. Следовательно, в данном случае целесообразнее просто использовать стандартную величину удельной теплоты сгорания керосина $e_0 = 42.9$ МДж/кг с учетом фазовых переходов [3]. Величина $\langle i_0 \rangle$ для $\alpha > 0.65$, отличается от точных данных по энтальпии i_0 не более чем на 0.6 %.

Таблица 2

α	θ	e^*	k_c	e_1^*	Δi_0	i_0	$\langle i_0 \rangle$
0.665	2.27	8.72	0.980	8.55	0.22	8.77	8.72
0.725	2.47	8.96	0.980	8.78	0.22	9.00	8.96
0.800	2.73	9.20	0.980	9.02	0.21	9.23	9.20
1.000	3.41	9.73	0.980	9.54	0.21	9.75	9.73

Для рассматриваемого далее наряду с другими ракетного двигателя РД-253, работающего на несимметричном диметилгидразине и четырехокиси азота, набор параметров, определяющих энтальпию, следующий: $e = 29.3$ МДж/кг [3], $\alpha = 0.882$, $\theta = 2.70$, $\Delta i_0 = 0.67$ МДж/кг. Энтальпия его рабочего тела будет тогда равна $i_0 = 7.51$ МДж/кг.

Удельная теплота сгорания твердого ракетного топлива и его энтальпия будут рассмотрены в разделе VII данной работы.

III – Построение модели расчета жидкостных ракетных двигателей на основе газодинамических соотношений

Рассматриваются жидкостные ракетные двигатели достаточно крупных размеров, использующие замкнутую газогенераторную схему, так как в этом случае за исключением очень малых потерь вся энергия топлива используется для разгона рабочего тела. Двигатели открытой схемы также могут рассматриваться в рамках данного подхода, но в этом случае необходима достаточная информация о характеристиках как турбонасосных агрегатов, так и дополнительных сопел, через которые выбрасываются генераторные газы. Все это, несколько не меняя принципы расчета, существенно их усложняет, и, поэтому, на этапе разработки и верификации модели рассмотрение двигателей открытой схемы является излишним.

Считается, что у рассматриваемого ракетного двигателя известны степень геометрического расширения сопла σ , представляющая собой отношение площадей выходного и критического его сечений, и степень расширения сопла по давлению π , то есть отношение давления торможения в камере сгорания к статическому давлению на выходе из сопла. Так как в рассматриваемом методе расчета тягово-расходных характеристик ракетных двигателей предполагается постоянство показателя адиабаты κ , то возможно использование классических формул газовой динамики [8], изначально справедливых для идеального газа. Стандартным образом введем безразмерный коэффициент скорости λ :

$$\lambda = \frac{v}{c^*},$$

где v – скорость потока газа, c^* – критическая скорость звука (скорость звука в той точке потока, где она равна скорости потока). Тогда функция отношения статической температуры потока к температуре торможения $\tau(\lambda)$ связана со степенью расширения сопла по давлению π известным образом:

$$\tau(\lambda) = \pi^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (3)$$

При известном значении функции $\tau(\lambda)$ легко получить соответствующий коэффициент скорости λ :

$$\lambda^2 = \frac{\kappa+1}{\kappa-1} [1 - \tau(\lambda)], \quad (4)$$

и функцию расхода $q(\lambda)$ [8]:

$$q(\lambda) = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \lambda \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (5)$$

Из того, что в критическом сечении сопла $q(\lambda = 1) = 1$ следует, что

$$\sigma = q(\lambda)^{-1}, \quad (6)$$

где λ – коэффициент скорости в выходном сечении сопла. Выражения (3) – (6) являются прямыми и непосредственными следствиями законов сохранения расхода (массы) и энергии для потока газа. При этом в

реальном газе функция $\tau(\lambda)$ выражает уже не отношение статической температуры потока к его температуре торможения, а соответствующее отношение его энтальпий.

Таким образом, устанавливается связь между показателем адиабаты κ , геометрической степенью расширения сопла σ и степенью его расширения по давлению π . Если известны какие-либо 2 из этих величин, то из соотношений (3) – (6) методом последовательных приближений можно получить третью. Простейший способ организации итерационной процедуры – при фиксированном первом параметре, например, π , задать 2 стартовых значения показателя искомой величины, например, κ , а затем с помощью метода секущих Ньютона

$$\kappa_{n+1} = \kappa_n + \frac{(\kappa_n - \kappa_{n-1})(\sigma - \sigma_n)}{(\sigma_n - \sigma_{n-1})} \quad (7)$$

найти то значение κ , чтобы модуль разности $abs(\kappa_{n+1} - \kappa)$ стал меньше наперед заданного малого числа ϵ (при этом σ_n и σ_{n+1} в формуле (7) определяются из соотношений (3) – (6)). Эта итерационная процедура является устойчивой и быстро сходится. Если известен только один параметр из 3 (а одна из степеней расширения должна быть задана, так как иначе вообще нельзя говорить о каком-либо определенном ракетном двигателе), тогда задается значение неизвестной степени расширения, для него находится величина κ , и определяются удельные импульсы I_{sp} . По расхождению расчетных и заданных (номинальных) удельных импульсов строится аналогичная вышеописанной итерационная процедура, которая проводится совместно с первой итерационной процедурой до тех пор, пока либо один из выбранных расчетных удельных импульсов не совпадет с номинальным, либо невязки обоих удельных импульсов, вакуумного I_{sp}^0 и приземного I_{sp}^1 , не станут минимальными.

Но для реализации второй итерационной процедуры необходимо построить метод расчета вакуумного и приземного удельных импульсов. Определив интегральный показатель адиабаты κ , обеспечивающий при заданной геометрии сопла (геометрической степени его расширения σ) заданное соотношение давлений в камере сгорания и на выходе из сопла (степень расширения по давлению π), из формулы (1) легко получить расчетный удельный импульс ракетного двигателя I_{sp}^* . При известном массовом расходе рабочего тела μ определяется и его тяга на расчетном режиме F^* :

$$F^* = \mu I_{sp}^*$$

Известно, что для режимов работы двигателя, отличающихся от расчетного, его тягу F теоретически определяют следующим образом (см., например, [2]):

$$F = F^* + \Delta p S, \quad (8)$$

$$I_{sp} = \frac{F}{\mu}, \quad (9)$$

где Δp – разность между давлениями на выходе из сопла и окружающей среды, S – площадь выходного сечения сопла. Таким образом, когда давление внешней среды ниже расчетного давления на выходе из сопла, тяга и удельный импульс ракетного двигателя становятся выше, чем на расчетном режиме. В противном случае эти показатели двигателя оказываются ниже расчетных.

Формула (8) была получена из закона сохранения импульса в предположении, что в случае перерасширения сопла, то есть в ситуации, когда расчетное давление оказывается меньше давления окружающей среды, поток газа расширяется в сопле до расчетного давления. При этом считалось, что все остальные изменения в струе рабочего тела происходят, как и в случае недорасширения, за срезом сопла [2]. Однако экспериментальное изучение реальных течений газа в перерасширенном сопле показало, что внутри сопла возникает система скачков уплотнения, за которыми давление газа может превышать давление окружающей среды, и вниз по потоку происходят периодические новые расширения и сжатия струи [9]. Из выполненных автором данной работы сравнений данных, расчетных и заявленных разработчиками, следует, что такая перестройка течения приводит к снижению потерь тяги по сравнению с простейшей моделью (8) из источника [2]. При этом прекрасное согласование тяги F_1 и удельного импульса I_{sp}^1 ракетных двигателей у земли получается в том случае, если на режимах перерасширения формула (8) будет модифицирована введением постоянного для всех рассмотренных типов двигателей коэффициента $7/8$, корректирующего уровень потерь:

$$F_1 = F^* - \frac{7}{8}(p_1 - p_n)S,$$

$$I_{sp}^1 = I_{sp}^* - \Delta I_{sp}^1, \quad (10)$$

$$\Delta I_{sp}^1 = \frac{7}{8} \cdot \frac{(p_1 - p_n)S}{\mu},$$

где p_1 – атмосферное давление у поверхности земли, p_n – статическое давление на выходе из сопла на расчетном режиме.

При этом на режиме недорасширения потока внутри сопла ничего, что могло бы изменить имеющееся там адиабатическое расширение, не происходит, и, поэтому, для тяги F_0 и удельного импульса I_{sp}^0 ракетных двигателей в вакууме справедливы следствия из формул (8) – (9):

$$F^0 = F^* + p_n S,$$

$$I_{sp}^0 = I_{sp}^* + \Delta I_{sp}^0 \quad (11)$$

$$\Delta I_{sp}^0 = \frac{p_n S}{\mu}$$

Несмотря на то, что сам удельный импульс не связан явно с размерностью двигателя и, соответственно, с массовым расходом рабочего тела, в группах формул (10) – (11) используются такие размерные характеристики двигателя, как μ и S . При построении теоретической модели объекта это представляется серьезным недостатком. Для того чтобы устранить его, воспользуемся известным из классической газовой динамики соотношением связи расхода газа μ с площадью поперечного сечения канала S , по которому он движется [8]:

$$\mu = \frac{m p_0 S q(\lambda)}{\sqrt{T_0}}, \quad (12)$$

где p_0 – давление торможения потока, T_0 – его температура торможения, m – функция от показателя адиабаты κ и газовой постоянной R :

$$m = \left[\frac{\kappa}{R} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Выражение (12) также является следствием законов сохранения расхода и энергии.

Подставив соотношение (12) в формулы (10) – (11) можно было бы добиться устранения указанного выше недостатка. Однако, это соотношение справедливо только для идеального газа в первую очередь вследствие использования в нем такой переменной как температура. Если выразить газовую постоянную через удельную теплоемкость c_p :

$$R = \frac{(\kappa - 1)}{\kappa} c_p \quad (13)$$

и учесть, что энтальпия $i_0 = c_p T_0$, можно придти к форме зависимости массового расхода от параметров потока, которая может быть адекватна и в случае реального газа:

$$\mu = \frac{\varphi p_0 S q(\lambda)}{\sqrt{i_0}}, \quad (14)$$

где

$$\varphi = \left[\frac{\kappa^2}{\kappa - 1} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

С учетом того, что везде в работе рассматривается интегральный показатель адиабаты κ , а формула (14) по определению должна выполняться в критическом сечении сопла, величина показателя адиабаты в котором отличается от интегральной, выражение (14) необходимо умножить на функцию $f(\kappa)$, определяемую из сравнения расчетных данных и характеристик ракетных двигателей, представленных их разработчиками. Тогда

$$S = \frac{f(\kappa)\mu i_0^{\frac{1}{2}}}{\Phi p_0 q(\lambda)}$$

и, так как $S = \sigma S^*$ (S^* – площадь критического сечения сопла) и $q(\lambda = 1) = 1$, то

$$S = \frac{f(\kappa)\sigma\mu i_0^{\frac{1}{2}}}{\Phi p_0} \quad (15)$$

После подстановки формулы (15) в выражения (10) – (11), расход газа и площадь выходного сечения сопла из параметров, определяющих поправки на нерасчетность κ к удельному импульсу, исключаются. Из сравнения расчетных данных и характеристик ракетных двигателей, представленных их разработчиками, в последующих разделах статьи будет показано, что прекрасное согласование результатов получается при

$$f(\kappa) = \kappa^{\frac{2}{3}} \quad (16)$$

Тогда

$$\Delta I_{sp}^0 = \frac{\kappa^{\frac{2}{3}} \sigma i_0^{\frac{1}{2}}}{\Phi \pi}, \quad (17)$$

$$\Delta I_{sp}^1 = \frac{7}{8} \cdot \frac{\kappa^{\frac{2}{3}} \sigma i_0^{\frac{1}{2}}}{\Phi} \cdot \frac{p_1 - p_n}{p_0} \quad (18)$$

Кроме того, из равенства (16) получается связь между интегральным значением показателя адиабаты κ и его величиной κ^* в критическом сечении сопла, очень близкой к ее значению в камере сгорания:

$$\left[\frac{\left(\kappa^*\right)^2}{\kappa^* - 1} \left(\frac{2}{\kappa^* + 1}\right)^{\frac{\kappa^* + 1}{\kappa^* - 1}} \right]^{\frac{1}{2}} = \kappa^{\frac{2}{3}} \left[\frac{\kappa^2}{\kappa - 1} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

Таким образом, из выражения (19) при известном значении κ можно получить величину κ^* для оценки величины показателя адиабаты при температуре и давлении торможения.

Итак, для полного описания тягово-расходных характеристик жидкостного ракетного двигателя, не зависящих от его размера, достаточно 7 параметров: энтальпии торможения рабочего тела i_0 , давления (торможения) в камере сгорания p_0 , степени геометрического расширения сопла σ , степени расширения сопла по давлению π , интегрального показателя адиабаты рабочего тела κ , и двух значений удельных импульсов – приземного I_{sp}^1 и вакуумного I_{sp}^0 . На них накладываются 3 условия связи: группы соотношений: (3) – (6), (1) и (10), (11), а также (17) – (18). При этом 4 параметра должны быть заданы, тогда остается 3 свободных параметра. Если ракетный двигатель не рассчитан на работу у земли, из рассмотрения исключаются приземный удельный импульс и давление торможения. В этом случае остается 5 определяющих параметров и 2 связи между ними.

Получив все определяющие параметры из разрешения условий связи, можно при заданном расходе или при площади одного из сечений сопла однозначно определить все, в том числе и размерные, тягово-расходные характеристики ракетного двигателя. Если известно более 4 параметров из числа указанных выше (3 в случае рассмотрения высотных двигателей), то отклонение расчетных данных от номинала позволяет определить точность рассматриваемого метода. Следует отметить, что 3 параметра – это абсолютный минимум информации о жидкостном ракетном двигателе, в принципе позволяющий

определить его характеристики, например: энтальпия и давление в камере сгорания, а также степень геометрического расширения сопла. Таким образом, если имеется информация еще об одном определяющем параметре, полученная, например, из его аппроксимации по данным от существующих ракетных двигателей, предложенная расчетная модель позволяет рассчитать все остальные тягово-расходные характеристики любого другого двигателя на таком же виде топлива.

Рассмотренный выше метод позволяет не вводить в расчетную модель никаких других поправок на входные параметры и/или результаты расчета кроме коэффициента неполноты сгорания. Речь идет о поправках на неравномерность и неравновесность струи, наличие на стенках сопла пограничного слоя (см., например, [5]) и т. п., так как все эти потери прямо и непосредственно отражаются на величине интегрального показателя адиабаты k , которая в данном методе вычисляется именно таким образом, чтобы расчетные величины соответствовали реальным.

Большинство характеристик рассматриваемых далее ракетных двигателей известно с точностью до 3 значащих цифр, поэтому их точность определения составляет порядка $\varepsilon = \pm 3 \cdot 10^{-3}$. Из этого следует, что при расхождении расчетных и номинальных значений удельного импульса ракетных двигателей не более чем на 10 м/с, можно считать, что они полностью совпадают:

$$\left| I_{sp}^c - I_{sp}^{nom} \right| \leq 10 \text{ м/с}, \quad (20)$$

где I_{sp}^c – расчетное значение удельного импульса ракетного двигателя, I_{sp}^{nom} – номинальное значение удельного импульса по данным его разработчиков.

IV – Результаты применения расчетной модели к водородно-кислородным ракетным двигателям

В качестве полигона для отработки и оценки описанной в предыдущем разделе расчетной модели было выбрано 3 водородно-кислородных ракетных двигателя: SSME, RL-10A3-3 и РД-0120. Это связано с тем, что удельная теплота сгорания такого простого вещества как водород – величина, определяемая более точно, чем у более сложных веществ, например, таких как смеси различных углеводородов, называемые керосином. Кроме того, для водородно-кислородных ракетных двигателей характерны большие степени расширения сопла, высокие значения удельного импульса и наибольшая разность между его вакуумным и приземным значениями, что увеличивает точность оценки расчетной модели. И последнее по порядку, но не по важности – у выбранных двигателей известен практически полный набор определяющих параметров из списка, перечисленного в конце предыдущего раздела: у SSME, неизвестен только интегральный показатель адиабаты, а у оставшихся двух двигателей не имеется данных также и о степени расширения сопла по давлению. Известные определяющие параметры в представленных далее таблицах 3, 4 выделены жирным шрифтом.

Для того чтобы применить описанную в предыдущем разделе расчетную модель необходимо убедиться, в том, что:

1. интегральные показатели адиабаты k из выражения (1), являющегося следствием законов сохранения импульса и энергии, и из систем соотношений (3) – (6) и (17) – (18), являющихся следствием законов сохранения расхода и энергии, с заданной степенью точности одинаковы, что априори не очевидно;
2. функция $f(k)$ определяется выражением (16);
3. коэффициент в формуле (18), определяющей разность между расчетным и приземным удельными импульсами, с заданной степенью точности действительно равен 7/8.

Так как у SSME известно 6 определяющих параметров, то их достаточно, чтобы проверить все 3 перечисленные выше эмпирические основания верифицируемой расчетной модели. Если полученные с ее помощью значения приземного и вакуумного удельных импульсов SSME будут отличаться от номинальных не более чем на 10 м/с, то это будет означать, что построенная модель правильна.

Для 3 указанных водородно-кислородных ракетных двигателей, а также для гипотетического двигателя EHORE (Extreme Hydrogen-Oxygen Rocket Engine), в таблице 3 приведены 4 параметра, определяющих характеристики двигателей в рассматриваемой расчетной модели (i_0 , p_0 , σ , π), и 3 параметра (α , θ , k_c), от которых зависит величина энтальпии торможения i_0 продуктов сгорания. Стоит отметить, что указаны данные для исходного варианта SSME [3] до того, как он был незначительно дефорсирован.

Таблица 3

Двигатель	α	θ	k_c	i_0 (МДж/кг)	p_0 (МПа)	σ	π
SSME	0.756	6.00	0.990	12.95	20.5	77.5	1170
RL-10A3-3	0.630	5.00	0.990	12.58	2.76	57.0	792.5
РД-0120	0.756	6.00	0.9825	12.85	21.8	86.0	1335
EHORE-1	0.756	6.00	0.990	12.95	25.8	605.5	15395
EHORE-2	0.832	6.60	0.990	13.13	25.8	427.5	9975
EHORE-3	0.832	6.60	0.990	13.13	25.8	822.5	22500

В качестве начального приближения в расчетах показателя адиабаты к водородно-кислородного ракетного двигателя с использованием группы формул (3) – (6) можно брать любые 2 его значения от 1.15 до 1.25, различающиеся не менее чем на 0.01. Тогда итерационный процесс (7) сходится до пятой значащей цифры после десятичной точки максимум за 4 – 5 шагов.

В таблице 4 показаны расчетные значения интегрального показателя адиабаты к для этих двигателей, а также расчетные и номинальные (в тех случаях, когда они определены) приземные I_{sp}^1 и вакуумные I_{sp}^0 значения их удельных импульсов.

Таблица 4

Двигатель	k	I_{sp}^1 (м/с)	$I_{sp}^{1\text{ nom}}$ (м/с)	I_{sp}^0 (м/с)	$I_{sp}^{0\text{ nom}}$ (м/с)
SSME	1.213	3560	3562	4464	4464
RL-10A3-3	1.213	–	–	4354	4354
РД-0120	1.213	3468	3466	4461	4462
EHORE-1	1.213	–	–	4700	4700
EHORE-2	1.213	–	–	4700	4700
EHORE-3	1.213	–	–	4758	–

Различия между расчетными и номинальными значениями удельных импульсов двигателя SSME составляют от 0 до 2 м/с (не более $\sim 0.5 \cdot 10^{-3}$ от номинальных величин), что существенно меньше заданной границы точности (см. формулу (20)). Поэтому, можно сделать вывод о том, что эмпирические основания верифицируемой расчетной модели правильны, а предлагаемый метод расчета в данном случае приводит к практически точным результатам.

Для двигателя с безгенераторным турбонасосным агрегатом RL-10A3-3 [3] вычисления дали значения недостающих определяющих параметров, см. таблицы 3, 4. При этом, несмотря на более чем семикратную разницу давлений в камерах сгорания, показатель адиабаты к оказался практически таким же, как и двигателя SSME (разница была обнаружена только в четвертом знаке после десятичной точки). Энтальпия в камере сгорания RL-10A3-3 на 3 % меньше, чем у SSME (см. таблицу 3), а, значит, примерно на столько же там ниже и температура (около 3420 К и 3525 К [3] соответственно). Одновременно незначительно изменяется и химический состав рабочего тела. Следует отметить, что в источнике [3] для водородно-кислородных двигателей с отношением масс окислителя и горючего $\alpha = 5.56$ и степенью расширения сопла по давлению $\pi = 3000$ указана величина показателя адиабаты газового потока $k = 1.214$, что находится в отличном согласовании с полученными данными.

Ракетный двигатель РД-0120 [10, 11], в принципе, представляется почти полным аналогом двигателя SSME (исключая небольшое различие в размерах и, соответственно, в тяге). Однако, при том же отношении масс окислителя и горючего $\theta = 6.00$, а также немного большем давлении в камере сгорания, то есть, казалось бы, практически при той же энтальпии торможения рабочего тела, он имеет большую степень расширения сопла ($\sigma = 86.0$ против 77.5 у SSME). При этом у обоих двигателей оказываются практически одинаковыми вакуумные удельные импульсы, а приземный импульс у РД-0120 на 96 м/с ниже. Если сделать естественное предположение о том, что конструктивное совершенство этих двигателей одного и того же уровня, то, на первый взгляд, указанные различия необъяснимы. Более того, если принять, что энтальпия i_0 в камере сгорания РД-0120 такая же, как и у SSME ($i_0 = 12.95$ МДж/кг), то, при согласовании расчетных и номинальных удельных импульсов двигателя РД-0120 с точностью 3 – 5 м/с, интегральный показатель адиабаты его рабочего тела оказывается равным $k = 1.208$. Такое различие между показателями адиабаты SSME и РД-0120 – двигателей, по первоначальному предположению, с одинаковой температурой в камере сгорания, притом, что показатели адиабаты двигателей с температурой, различающейся примерно на 3 %, а давлением – почти в 7.5 раз (SSME и RL-10A3-3), одинаковы, также кажется необъяснимым. Единственно

возможное объяснение расхождения показателей состоит в том, что у двигателей SSME и РД-0120 имеются внутренние отличия, существенно влияющие на рассматриваемые характеристики.

Если же принять, что энтальпия в камере сгорания РД-0120 $i_0 = 12.85$ МДж/кг, то расчетный интегральный показатель адиабаты его рабочего тела совпадает с показателем адиабаты SSME ($\kappa = 1.213$), а удельные импульсы РД-0120 согласуются с номинальными с точностью не хуже, чем 1 – 2 м/с (см. таблицы 3 и 4). При этом все рассматриваемые характеристики двигателя РД-0120 в рамках предложенной расчетной модели становятся полностью согласованными с характеристиками американских водородно-кислородных ракетных двигателей.

Однако, теперь возникает вопрос, почему у РД-0120 энтальпия рабочего тела в камере сгорания на 0.10 МДж/кг меньше, чем у SSME? На взгляд автора, единственно возможный ответ – коэффициент полноты сгорания топлива у двигателя РД-0120 ниже, чем у американских водородно-кислородных двигателей (по расчетам $k_c \approx 0.9825$ против $k_c = 0.990$ соответственно). Чем это могло бы быть вызвано? Известно одно существенное различие между конструктивными схемами двигателей SSME и РД-0120. У первого имелось два отдельных турбонасосных агрегата для горючего (водорода), и для окислителя (кислорода), работающих от двух газогенераторов, через которые проходила небольшая часть кислорода и весь поток водорода, поступавшего затем в основную камеру сгорания двигателя в составе восстановительного газа. У второго был один турбонасосный агрегат для обеих компонент топлива, и через его газогенератор проходила только часть водорода, а часть его через рубашки камеры сгорания и сопла прямо поступала в основную камеру сгорания, смешиваясь перед этим с генераторным газом. Меньший поток водорода в турбонасосном агрегате РД-0120, очевидно, компенсировался более высокими температурами восстановительного газа в его газогенераторе. В главную камеру сгорания обоих двигателей большая часть кислорода (~ 90 %) впрыскивалась в виде мельчайших капелек криогенной жидкости.

Как известно, при испарении капель в окружающей их газовой среде возникают высокочастотные акустические колебания (screaming), которые в замкнутом объеме достаточно большой камеры сгорания могут усиливаться до такой степени, что двигатели, в которых происходит это явление, разрушаются [12, 13]. Деление на части объема камеры сгорания, примыкающего к смесительной головке, рядами выступающих форсунок, и использование акустических полостей-резонаторов обеспечивает устойчивое горение, подавляя эти колебания в масштабе всего ракетного двигателя [3]. Однако, локальные колебания, по крайней мере, в окрестностях капель, очевидно, остаются, способствуя более полному перемешиванию горючего и окислителя. Известно, что при диффузионном режиме горения в воздушной среде оно интенсифицируется ультразвуковыми колебаниями благодаря ускорению диффузии окислителя в зону горения [14]. Здесь же акустические автоколебания сами интенсифицируют процесс горения.

Кроме того, известно, что вихревые турбулентные пульсации и акустические колебания сплошной среды взаимосвязаны между собой [15]. Вследствие сильного различия физических характеристик водорода и кислорода существует значительное расхождение между требованиями к оптимальным параметрам насосов для них. Именно вследствие этого в двигателях SSME и RL-10 имеется два отдельных насоса. Работа насосов водорода и кислорода в составе единого турбонасосного агрегата двигателя РД-0120 происходила на режимах, далеких от оптимальных, что должно было привести к большим вихревым возмущениям в потоке восстановительного газа, поступающего в основную камеру сгорания. К этому же приводило и смешение в форсунках двух потоков – восстановительного газа из турбонасосного тракта и газообразного водорода из рубашки охлаждения перед впрыском в поток газа капелек кислорода. Известно также, что в двигателе РД-0120 отсутствовали за ненадобностью резонансные полости, которые использовались на SSME для подавления высокочастотных колебаний в его камере сгорания [16].

Следовательно, можно полагать, что особенности конструкции двигателя РД-0120, которые, очевидно, привели к увеличению вихревых возмущений в камере сгорания, способствовали большей его устойчивости по отношению к высокочастотным акустическим колебаниям, что, в принципе, является положительным свойством. Однако, это же, как следует из проведенных оценок, привело к увеличению несгоревших остатков топлива в главной камере сгорания двигателя примерно в 1.75 раза по сравнению с вариантами конструкции с двумя отдельными (SSME) или связанными между собой через редуктор насосами (RL-10). И это, казалось бы, незначительное уменьшение полноты сгорания топлива и приводит к указанному выше вполне ощутимому снижению характеристик двигателя РД-0120 вблизи земли, вызванному компенсацией падения удельного импульса в вакууме за счет увеличения степени расширения сопла (см. таблицы 3, 4).

Таким образом, из результатов проведенных расчетов следует, что в рассматриваемом диапазоне параметров водородно-кислородных ракетных двигателей при $4.5 \leq \theta \leq 6.5$ можно принять постоянство интегрального показателя адиабаты $\kappa = 1.213$. При этом его величина в критическом сечении сопла κ^* , полученная из соотношения (19), равна 1.150.

Наконец, рассматриваются 3 варианта гипотетического водородно-кислородного двигателя, названного EHORE (Extreme Hydrogen-Oxygen Rocket Engine) с газогенератором на восстановительном газе (см. таблицы 3, 4). Первые 2 его варианта рассчитаны на удельный импульс в вакууме, равный 4700 м/с. Давление в камере сгорания двигателя EHORE выбрано такое же, как и у современного двигателя РД-191 (25.8 МПа). У первого варианта EHORE-1 с отношением масс окислителя и горючего $\theta = 6.00$, как у SSME и РД-0120, геометрическая степень расширения сопла в 7 раз больше, чем у РД-0120, и в 3.15 раза больше, чем у двигателя орбитального маневрирования многоцветного космического корабля «Буран» 17Д12 [17] (см. раздел V). Однако из-за значительно большего давления в камере сгорания EHORE расчетное давление на срезе его сопла только в 1.75 раза ниже, чем у 17Д12, и в 1.45 раза выше, чем у твердотопливного двигателя Orbis 6E с раздвижным соплом [18] (см. раздел VIII). При равной тяге это означает приблизительно соответствующее изменение площади выходного сечения сопла.

Очевидно, что при стремлении степени расширения сопла ракетного двигателя к бесконечности и/или при постоянном показателе адиабаты к оптимум по отношению масс окислителя и горючего достигается при $\theta \rightarrow 1$, если коэффициент полноты сгорания k_c от этого не уменьшается. Последнее можно предполагать, пока условия горения достаточно далеки от стехиометрии. Поэтому, вследствие того, что степень расширения сопла варианта двигателя EHORE-1 гораздо выше, чем у других рассмотренных здесь водородно-кислородных ракетных двигателей, представляет интерес вариант EHORE-2 с большим отношением масс окислителя и горючего, например, на 10 %: $\theta = 6.60$ (следует отметить, что величина θ у европейского водородно-кислородного двигателя Vulcain-2 равна 6.1 [19], а у разрабатываемого двигателя малой размерности 300 N величина θ доходит до 6.5 [20]). Расчеты показывают, что в этом случае вакуумный удельный импульс $I_{sp}^0 = 4700$ м/с достигается при снижении геометрической степени расширения сопла в 1.4 раза, а степени расширения по давлению – в 1.55 раза, чем у варианта EHORE – 1. Расчетное давление на срезе сопла варианта двигателя EHORE-2 оказывается только в 1.1 раза ниже, чем у двигателя 17Д12, и в 2.25 раза выше, чем у РДТТ Orbis 6E.

Третий вариант водородно-кислородного двигателя EHORE-3 совпадает с вариантом EHORE-2, за исключением того, что давление на срезе сопла взято таким же как у РДТТ Orbis 6E. Тогда степень расширения сопла EHORE-3 по давлению $\pi = 22500$, а его вакуумный удельный импульс $I_{sp}^0 = 4758$ м/с.

Таким образом, объединяя современные (и уже не совсем) достижения двигателестроения, вполне можно достичь удельного импульса в вакууме $I_{sp}^0 = 4700 - 4750$ м/с, которые достаточно близки к практически предельным его величинам для водородно-кислородных двигателей. Для ракетных двигателей такого типа может оказаться целесообразным выполнение их по схеме аэропайка – двигателя с внешним расширением, использующим в качестве сопла стенку аэрокосмического летательного аппарата.

V – Результаты применения расчетной модели к другим жидкостным ракетным двигателям

В этом разделе рассмотрены характеристики четырех керосин-кислородных ракетных двигателей: НК-33, РД-191, 17Д12 и RS-84, а также двигателя на несимметричном диметилгидразине и четырехокси азота – РД-253. Значение коэффициента полноты сгорания k_c у всех них принято равным 0.980. Известные определяющие параметры в таблицах 5, 6 выделены жирным шрифтом.

Пара двигателей НК-33 и РД-191 интересна тем, что основные характеристики у них за исключением давления в камере сгорания, величина которого у РД-191 является рекордной среди всех известных ракетных двигателей, достаточно близки между собой (см. таблицы 5, 6). У НК-33 и РД-191 [21, 22] известно 5 определяющих параметров из 7, так что расчеты их характеристик являются хорошей проверкой работоспособности разработанной модели для ракетных двигателей, использующих в качестве топлива керосин и кислород. Расхождение расчетных удельных импульсов у двигателя НК-33 с номинальными составляет ± 6 м/с, а у РД-191 расхождений не обнаружено вообще (см. таблицу 6). При практически равной у них энтальпии рабочего тела в камере сгорания и различающейся на 40 % степени расширения сопла по давлению интегральные показатели адиабаты у этих двигателей отличаются только в четвертом знаке после десятичной точки.

Таблица 5

Двигатель	α	θ	i_0 (МДж/кг)	P_0 (МПа)	σ	π
17Д12	0.710	2.42	8.95	7.85	192.0	2695
НК-33	0.769	2.62	9.14	14.54	28.10	251.5
РД-191	0.772	2.63	9.15	25.83	36.87	352
RS-84	0.792	2.70	9.21	17.70	36.00	336
РД-253	0.882	2.70	7.51	14.70	26.20	258.5

Таблица 6

Двигатель	κ	I_{sp}^1 (м/с)	$I_{sp}^{1\text{ ном}}$ (м/с)	I_{sp}^0 (м/с)	$I_{sp}^{0\text{ ном}}$ (м/с)
17Д12	1.154	–	–	3550	3550
НК-33	1.147	2908	2914	3252	3246
РД-191	1.147	3045	3045	3305	3305
RS-84	1.143	2953	2950	3282	3285
РД-253	1.178	2786	2796	3110	3100

Двигатель системы орбитального маневрирования «Бурана» 17Д12 [17] характеризуется умеренным давлением в камере сгорания и рекордной степенью расширения сопла, по давлению на порядок большей, чем у других рассмотренных керосин-кислородных двигателей. Вследствие этого он имеет и максимальный вакуумный удельный импульс среди двигателей этого типа (см. таблицу 6).

Возвращение компании Rocketdyne к разработке мощных керосин-кислородных ракетных двигателей спустя почти 5 десятилетий после начала проведения работ по двигателю F-1 лунной ракеты Saturn V привело к созданию RS-84 [23, 24], отличающегося тягой в 2 – 3 большей, чем НК-33 и РД-191, но по удельным характеристикам находящемуся, в целом, между ними (см. таблицы 5, 6).

Из достаточно очевидных соображений, а также из результатов приведенных выше расчетов следует, что интегральный показатель адиабаты κ рассмотренных керосин-кислородных ракетных двигателей в основном должен зависеть от температуры в камере сгорания, то есть, в первом приближении, от энтальпии торможения i_0 . Аппроксимация показателя адиабаты по энтальпии в диапазоне $8.90 \text{ МДж/кг} < i_0 < 9.25 \text{ МДж/кг}$ приводит к полиному

$$\kappa = 1.154 - 0.025(i_0 - 8.95) - 0.060(i_0 - 8.95)^2 \quad (21)$$

с точностью до $5 \cdot 10^{-4}$ аппроксимирующему имеющиеся 4 расчетные точки. Выражение (21) имеет максимум $\kappa = 1.157$ при $i_0 = 8.74 \text{ МДж/кг}$ (коэффициент избытка окислителя $\alpha = 0.666$). Это, по крайней мере, качественно согласуется с представлениями молекулярно-кинетической теории об уменьшении показателя адиабаты газа при увеличении сложности его молекул. При понижении энтальпии продуктов сгорания и, соответственно, количества окислителя в компонентах топлива ниже указанной величины, в продуктах сгорания быстро растет доля многоатомных молекул углеводородов и радикалов этих молекул, и это, несмотря на снижение температуры, должно приводить к уменьшению показателя адиабаты выхлопных газов (показатель адиабаты паров керосина при $T \sim 300 \text{ К}$ равен, примерно, $\kappa \approx 1.07$). Следует отметить, что в источнике [3] для керосин-кислородных ракетных двигателей с отношением масс окислителя и горючего $\theta = 2.73$ и степенью расширения сопла $\pi = 300$ указана величина показателя адиабаты газового потока $\kappa = 1.146$, что находится в хорошем согласовании с полученными данными.

Последними в таблицах 5, 6 приведены основные характеристики ракетного двигателя РД-253 на несимметричном диметилгидразине и четырехокси азота [25]. Расхождение расчетных удельных импульсов с номинальными значениями составляет у него $\pm 10 \text{ м/с}$. Энтальпия продуктов химической реакции в камере сгорания двигателя РД-253 является наименьшей для всех рассмотренных ранее топливных пар. Соответственно, приземный и вакуумный удельные импульсы этого двигателя на 120 – 145 м/с ниже, чем у близкого по давлению и степени расширения сопла двигателя НК-33. Однако, вследствие того, что показатель адиабаты κ у продуктов сгорания гидразин-азотной смеси оказывается промежуточным между показателями водородно- и керосин-кислородных двигателей и больше, чем у последних, снижение удельного импульса у РД-253 меньше, чем оно было бы у керосин-кислородного двигателя с аналогичными ему параметрами.

VI – Построение модели расчета твердотопливных ракетных двигателей на основе соотношений для двухфазных сред

Продукты сгорания твердого ракетного топлива представляют собой многофазную среду – смесь газов (например, паров воды, азота и хлористого водорода) и жидких и твердых микрочастиц (например, оксида алюминия и сажи). Совокупность капелек и твердых микрочастиц в рассматриваемом контексте обычно называют конденсированной фазой (конденсатом). Уравнения газовой динамики, на основе которых в разделе III была построена расчетная модель характеристик жидкостных ракетных двигателей, не описывают поведения двухфазных сред. Насколько известно автору этой работы, для них не построены уравнения, в какой-либо степени соизмеримые по общности с газодинамическими, и на первый взгляд кажется, что для расчета характеристик твердотопливных ракетных двигателей (РДТТ) невозможно построить систему соотношений, подобную той, что представлена в разделе III данной работы. Однако, как будет показано ниже, именно для расчета течения рабочего тела РДТТ такое возможно. Но для этого необходимо начать с анализа основополагающих соотношений, описывающих законы сохранения.

В предположении постоянства теплоемкостей закон сохранения энергии в потоке двухфазной среды записывается следующим образом:

$$\frac{\mu_g v_g^2}{2} + \frac{\mu_h v_c^2}{2} + \mu_g c_p T_g + \mu_c c T_c = \text{const}, \quad (22)$$

где μ – массовый расход фазы, v – ее скорость (скорость ее макроскопического движения), T – температура (характеристика скорости хаотического микроскопического движения молекул газа), c_p – теплоемкость газа (газовой фазы) при постоянном давлении, c – теплоемкость конденсированной фазы, индекс g означает, что данный параметр относится к газу, c – к конденсированной фазе. Из выражения (22) следует, что сумма кинетических энергий и энтальпий обеих фаз постоянна.

Введем следующие обозначения:

$$\delta = \frac{\mu_g}{\mu_g + \mu_c},$$

$$\omega = \frac{v_c}{v_g},$$

здесь δ – массовая доля газовой фазы, ω – отношение скорости макроскопического движения конденсированной фазы к скорости газовой фазы. В дальнейшем для простоты будем использовать обозначение $v_g = v$, тогда уравнение (22) преобразуется в следующее:

$$\frac{\delta v^2}{2} + \frac{(1-\delta)\omega^2 v^2}{2} + \delta c_p T_g + (1-\delta)c T_c = \delta c_p T_{0g} + (1-\delta)c T_{0c} = \text{const}, \quad (23)$$

где T_0 – температура торможения.

Предполагается, что теплообмена между газовой и конденсированной фазами нет, поэтому

$$T_c = T_{0c} = \text{const}, \quad (24)$$

и тогда уравнение (23) записывается в следующем виде ($T = T_c$):

$$\frac{\beta v^2}{2\delta} + c_p T = c_p T_0$$

или

$$\frac{\beta v^2}{2\delta} + i = i_0, \quad (25)$$

где

$$\beta = \delta + (1-\delta)\omega^2, \quad (26)$$

a_i и i_0 – соответственно энтальпия газовой фазы и ее энтальпия торможения. Форма соотношения (25) применима и для несовершенного газа. Оно выражает закон сохранения энергии в случае течения двухфазной среды при выполнении условия (24).

Качественное обоснование условия (24) для двухфазных потоков рабочего тела в РДТТ следующее: после того, как в результате химической реакции, проходящей вблизи поверхности горения твердого топлива, образуется двухфазная смесь, являющаяся рабочим телом РДТТ, она с небольшой скоростью и за относительно большое время по сравнению со временем движения в около- и сверхзвуковой части сопла, приближается к его критическому сечению. После образования продуктов сгорания, они находятся в термодинамическом равновесии, что означает, что температуры фаз, практически совпадающие с температурами торможения, одинаковы: $T_{0g} = T_{0c}$.

При медленных существенно дозвуковых скоростях движения фаз температуры изменяются слабо, и термодинамическое равновесие практически не нарушается (при звуковой скорости, достигаемой в критическом сечении сопла, как показывают дальнейшие расчеты, статическая температура газового потока оказывается не ниже 85 % температуры торможения). Газ разгоняется вследствие своего расширения, увлекая за собой и конденсат. При этом продолжительность процесса движения газа в сопле с около- и сверхзвуковыми скоростями очень невелика. Если считать, что характерная длина сопла составляет, в зависимости от размера РДТТ, 2 – 4 м, а средняя скорость движения газа порядка 1500 м/с, то длительность процесса разгона газа, то есть преобразования его энтальпии в кинетическую энергию поступательного движения, сопровождающееся интенсивным понижением температуры газа, составляет 1.5 – 3 миллисекунды.

В то же время, из молекулярно-кинетических представлений следует, что процесс теплообмена между газом и твердыми микрочастицами или каплями жидкости является малой разностью двух противоположных процессов энергообмена. В самом деле, если в качестве примера считать, что твердые микрочастицы имеют кристаллическую решетку, то, как известно [26], тепловая энергия в них запасается в виде фононов – колебаний узлов этой решетки. Столкновение молекулы газа с микрочастицей означает взаимодействие этой молекулы с узлом кристаллической решетки. Газ нагревается, когда скорость молекулы после отражения от поверхности оказывается больше скорости ее падения. Очевидно, что это происходит, когда столкновение происходит с узлом кристаллической решетки, который, совершая колебания, движется навстречу молекуле. В противном случае скорость молекулы после отражения окажется меньше скорости падения, и в этом акте взаимодействия молекула отдает часть своей энергии микрочастице конденсата. Только из-за того, что при достаточно интенсивных колебаниях решетки сильно нагретого тела вследствие сложения скоростей движения молекул газа и узлов кристаллической решетки вероятность первого варианта взаимодействия выше, чем второго, газ, более холодный, чем твердое тело, постепенно нагревается.

Можно полагать, что при теплообмене газа и аморфных тел или капель жидкости процессы взаимодействия молекул газа с поверхностью частиц конденсата в первом приближении аналогичны. Несмотря на всю упрощенность данного описания процесса теплообмена нагретого тела с более холодным газом по сравнению с тем, что происходит в реальности, один качественный вывод из него сделать можно: этот процесс является статистической разностью случайных разнонаправленных единичных актов энергообмена при взаимодействии молекул газа с конденсатом, и в силу это является относительно медленным. В то же время процесс передачи импульса от молекул к частицам конденсата вследствие упорядоченного поступательного движения молекул – процесс, имеющий только одно направление, и в силу этого, существенно более быстрый. Так что должен быть широкий диапазон макроскопических параметров, когда в течениях двухфазных сред, завершающихся за достаточно короткие промежутки времени, теплообменом между газовой и конденсированной фазами можно пренебречь, а обменом импульсами пренебречь нельзя. Именно для такого случая справедливы условие (24) и соотношение (25). Насколько такой подход адекватен для описания движения потоков рабочего тела РДТТ, станет ясно после того, как выражения, основанные на соотношении (25), будут использованы для расчета характеристик известных РДТТ. Сравнение расчетных и номинальных характеристик таких двигателей представлено в разделе VIII данной работы.

Плотность конденсированной фазы в продуктах сгорания типичных РДТТ превышает плотность газовой фазы примерно в 500 – 1000 раз. С учетом того, что доля массы конденсированной фазы составляет около 0.4 от массы продуктов сгорания, ее объем по порядку равен 10^{-3} от объема газа, и, поэтому при использовании соотношений, являющихся следствиями из закона сохранения расхода, объемом конденсированной фазы можно пренебречь. Тогда, как и ранее, из формулы (3) находим связь между степенью расширения потока газа по давлению и уменьшением его статической температуры (энтальпии). С

учетом формы закона сохранения энергии (25) для краткосрочных течений двухфазных сред, вместо соотношения (4) следует записать:

$$\lambda^2 = \frac{\gamma}{\beta} (1 - \tau), \quad (27)$$

где

$$\gamma = \beta + \frac{2\delta}{\kappa - 1} \quad (28)$$

При этом функция расхода $q(\lambda)$ приобретает следующий вид:

$$q(\lambda) = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \lambda \left(1 - \frac{\beta \lambda^2}{\gamma} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (29)$$

В критическом сечении сопла, как и ранее, $q(\lambda = 1) = 1$, поэтому справедливо соотношение (6). Выражения (3), (26) – (29), (6) являются прямыми и непосредственными следствиями законов сохранения расхода и энергии для потока рассматриваемой двухфазной среды.

Для определения из этих соотношений искомых параметров строятся итерационные процедуры, подобные тем, что были описаны в разделе III (см. формулу (7)), за исключением того, что при неизвестном параметре ω вводится итерационная процедура и по нему.

Из законов сохранения импульса и энергии следует аналог выражения (1) для рассматриваемого двухфазного течения, что позволяет получить значение расчетного удельного импульса РДТТ:

$$I_{sp}^* = \left[\frac{2\delta i_0}{\beta} \left(1 - \pi^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} [\delta + (1 - \delta)\omega] \quad (30)$$

Соотношения (17) – (18), использовавшиеся для вычисления поправок к удельному импульсу в вакууме и у земли, заменяются на следующие:

$$\Delta I_{sp}^0 = \frac{\delta \kappa^{\frac{2}{3}} \sigma i_0^{\frac{1}{2}}}{\varphi \pi}, \quad (31)$$

$$\Delta I_{sp}^1 = \frac{7}{8} \cdot \frac{\delta \kappa^{\frac{2}{3}} \sigma i_0^{\frac{1}{2}}}{\varphi} \cdot \frac{p_1 - p_n}{p_0} \quad (32)$$

Итак, для полного описания тягово-расходных характеристик ракетного двигателя твердого топлива, не зависящих от его размера, достаточно 9 параметров: энтальпии торможения газовой фазы рабочего тела i_0 , давления в камере сгорания (давления торможения) p_0 , степени геометрического расширения сопла σ , степени расширения сопла по давлению π , интегрального показателя адиабаты рабочего тела κ , и двух значений удельных импульсов – приземного I_{sp}^1 и вакуумного I_{sp}^0 , а также массовой доли газовой фазы δ и отношения скорости макроскопического движения конденсированной фазы к скорости газовой фазы ω . На них накладываются 3 условия связи – выражения (26) – (29), (6), (10), (11) и (30) – (32). При этом 6 параметров должно быть заданы, тогда остается 3 свободных параметра. Получив их из разрешения условий связи, можно при заданном расходе или при площади одного из сечений сопла однозначно определить все тягово-расходные характеристики ракетного двигателя. Если твердотопливный ракетный двигатель не рассчитан на работу у земли, из рассмотрения исключаются приземный удельный импульс и давление торможения. В этом случае остается 7 определяющих параметров и 2 связи между ними.

Абсолютный минимум информации о ракетном двигателе твердого топлива, в принципе позволяющий определить его характеристики, – это 4 параметра, например: энтальпия и давление в камере сгорания, степень геометрического расширения сопла и массовая доля газовой фазы. Таким образом, если имеется информация еще о двух определяющих параметрах, полученная, например, из их аппроксимации по данным о существующих твердотопливных ракетных двигателях, предложенная расчетная модель позволяет

рассчитать все остальные тягово-расходные характеристики любого другого РДТТ на твердом топливе такого же или близкого химического состава.

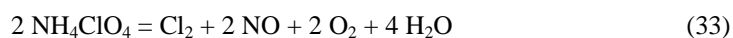
VII – Массовая доля газовой фазы и энтальпия рабочего тела ракетных двигателей твердого топлива

Энтальпия торможения i_0 газа, являющегося основным компонентом рабочего тела РДТТ, в целом должна определяться аналогично тому, как это делалось в разделе II данной работы для продуктов сгорания ЖРД с тем отличием, что искомая величина составляет только часть от полной энтальпии рабочего тела, которая близка к удельной теплоте сгорания топлива. В соответствии с источником [3] диапазон удельной теплоты сгорания смесевых ракетных топлив составляет 6 – 11 МДж/кг. Нижний предел относится к топливам типа GALCIT [27], состоящим, в основном, из смеси перхлората калия и битума, а верхний – к композициям с бериллиевой пудрой в качестве горючего. Поэтому, следует ожидать, что типичные современные твердые топлива, использующие в качестве горючего алюминиевую пудру, должны иметь удельную теплоту сгорания около 8 – 9 МДж/кг. Однако, как ни странно, в открытых источниках так и не удалось найти каких-либо более или менее точных и конкретных данных относительно величины этого параметра.

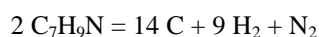
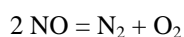
В связи с этим необходимо получить требуемую величину расчетным путем. Удельная теплота сгорания смесевое твердого ракетного топлива, используемого в РДТТ современных ракет-носителей, естественно, зависит от его химического состава. Рассмотрим топливо, используемое в двигателе компании Thiokol SRM, так как только о его химическом составе в открытой печати найдены более или менее полные сведения. Кроме того, его химический состав является типичным для современных американских смесевых ракетных топлив.

В состав современного твердого смесевое топлива входит достаточно большое количество компонент: горючее, окислитель, связующее, отвердитель, катализаторы, пластификаторы, стабилизаторы, флегматизаторы, сшивающие агенты, поверхностно-активные вещества и другие присадки. Однако значимыми по массе (более 0.5 %) в рассматриваемом топливе являются только первые 4 вещества из перечисленных выше. При этом доля массы отвердителя – эпоксидной смолы составляет 1.96 %, а по энергетическим характеристикам этот компонент топлива достаточно близок к связующему – синтетическому каучуку, сополимеру бутадиена, акрилонитрила и акриловой кислоты, обозначаемому аббревиатурой РВАН. Доля каучука в массе топлива составляет 12.04 %, а вместе с отвердителем – 14.0 % [28]. Поэтому, для расчета удельной теплоты сгорания и энтальпии твердого ракетного топлива в данной численной модели рассматривается смесь 3 компонент: горючего – алюминия Al, окислителя – перхлората аммония NH_4ClO_4 и связующего (вторичного горючего) – синтетического нитрильного каучука, химическая формула мономерного звена которого – $\text{C}_7\text{H}_9\text{N}$. При 9 молях алюминия, 2 молях мономерных звеньев каучука и 9 молях перхлората аммония относительные массы компонент модельного топлива (0.161 : 0.141 : 0.698) практически совпадают с содержанием твердого топлива SRM (0.16 : 0.14 : 0.70) [28], если массу отвердителя включить в массу связующего.

Как известно [29], при температуре выше 600 К перхлорат аммония распадается на следующие компоненты:



Примем, что реакция окисления происходит так, что самый сильный окислитель взаимодействует с самым сильным восстановителем из имеющихся в наличии, а оставшаяся от этой реакции часть вещества взаимодействует со следующим по силе реагентом, и так до полного исчерпания окислителя. Окислитель всегда заканчивается первым вследствие отрицательного окислительного баланса, присущего таким смесям, см. [3]. Для составления балансового уравнения химической реакции можно считать, что перед этим как монооксид азота (см. уравнение (33)), так и нитрильный каучук распадаются:



Тогда уравнение баланса химической реакции горения модельного топлива оказывается следующим:



В соответствии с представленной выше упрощенной моделью химических реакций и по данным источников [29 – 31] в таблице 7 представлены массовые доли δ_i начальных, распавшихся в ходе реакций и конечных веществ, удельные энергии Ξ их разложения, образования (жирный шрифт) и изменения фазового

состояния (косой шрифт), а также их произведение $\Delta\zeta$. Последняя величина показывает вклад процесса, связанного с этим веществом, в энтальпию продуктов сгорания рассматриваемого твердого ракетного топлива.

Таблица 7

Вещество	δ_i	Ξ (МДж/кг)	$\Delta\zeta$ (МДж/кг)
Al	0.161	–	–
C ₇ H ₉ N	0.141	– 0.27	– 0.038
NH ₄ ClO ₄	0.698	2.51	1.752
NO	0.178	3.01	0.536
Al ₂ O ₃	0.303	16.4	4.969
H ₂ O	0.053	15.9	0.850
HCl	0.217	5.03	1.092
Al ₂ O ₃	0.303	– 1.09	– 0.330
H ₂ O	0.267	– 2.26	– 0.603
HCl	0.217	– 0.45	– 0.098
C	0.111	–	–
N ₂	0.102	–	–

Так как углерод, азот и бóльшая часть воды в данной группе реакций возникают непосредственно в ходе распада нитрильного каучука, перхлората аммония и монооксида азота, то энергии их образования учтены в энергиях распада исходных веществ, и в таблице 7 значения энергий образования этих веществ или их соответствующей части отсутствуют. Из последнего столбца этой таблицы следует, что удельная теплота сгорания рассматриваемого модельного ракетного топлива без учета фазовых переходов паров воды и хлористого водорода из газообразной фазы в жидкую, а окиси алюминия из жидкой в твердую, составляет 9.16 МДж/кг, и 8.13 МДж/кг – с учетом этих переходов. Энтальпия исходных компонент топлива оценивается величиной $\Delta i_0 = 0.20$ МДж/кг. Следовательно, полная удельная энергия, запасенная продуктами сгорания SRM, составит 9.36 МДж/кг.

Теперь необходимо выяснить, какая ее часть аккумулирована газом. Из оценок, основанных на данных источника [32] следует, что температура торможения продуктов сгорания рассмотренной топливной смеси составляет около 3700 К. Считая, что компоненты рабочего тела во внутренней полости заряда РДТТ находятся в термодинамическом равновесии, по их массовым долям и удельным теплоемкостям [33] при этой температуре можно определить средние удельные теплоемкости газовой и конденсированной фаз. По оценкам они, соответственно, будут равны $c_p = 2.08$ кДж/(кг·К) и $c = 1.52$ кДж/(кг·К). Составим безразмерный параметр ξ :

$$\xi = \frac{\delta c_p + (1 - \delta)c}{c_p}$$

Величина, обратная к этому параметру, покажет, как соотносятся удельные энергии, запасенные газовой фазой, и всей двухфазной средой (рабочим телом). Для модельного топлива $\xi = 0.89$, и удельная энергия газовой фазы составит 10.52 МДж/кг.

Коэффициент полноты сгорания k_c принят равным 1, так как компоненты твердого топлива равномерно перемешаны заранее, и размеры зоны горения РДТТ, а, значит, и времена горения на порядок выше размеров камеры сгорания ЖРД. Кроме того, погрешности при определении энтальпии твердого топлива выше, например, из-за погрешностей определения параметра ξ . Вследствие этого отклонением величины k_c от 1 пренебрегается.

После исключения теплоты конденсации воды и хлористого водорода (в пересчете на массу газа), получим, что энтальпия торможения газа в SRM будет равна $i_0 = 9.32$ МДж/кг. Данная величина несколько выше, чем типичные энтальпии продуктов сгорания керосин-кислородных смесей (см. таблицу 5), однако, если эту энтальпию отнести ко всей массе рабочего тела, то ее величина составит 5.46 МДж/кг, что заметно ниже, чем у рассмотренных выше жидких топлив. Это и является основной причиной того, что удельные импульсы РДТТ ниже, чем у ЖРД.

Связующее (каучук) – это вязкая жидкость в отличие от остальных значимых по массе компонент смесевое твердого топлива, а в США принято его маркировать по доле твердого вещества. В соответствии с его химическим составом маркировка топлива SRM – 88 %. Про топливо двигателей Orbis компании United Technologies известно только то, что оно аналогичного типа и с маркировкой 86 % [18]. Из этого можно

сделать вывод, что содержание каучука (связующего) в этих двигателях на 2 % больше, чем в SRM. Тогда, с учетом пропорционального увеличения количества отвердителя, доля основного горючего и окислителя составит 0.97 от того, что имеется в SRM. Следовательно, в первом приближении как энерговыделение топлива, так и энтальпия торможения газа в этих двигателях должны быть на 3 % меньше, чем в SRM. Поэтому было принято, что в серии твердотопливных двигателей Orbus величина $i_0 = 9.04$ МДж/кг. Некоторое снижение энергосодержания этого топлива и повышение его механических характеристик вследствие увеличения доли каучука вполне оправданно, так как разгонный блок IUS, использующий двигатели Orbus 21 и Orbus 6/6E, первоначально предполагалось размещать внутри отсека полезной нагрузки пилотируемого космического аппарата – второй ступени системы Space Shuttle. Изменением массовой доли газовой фазы δ вследствие некоторого увеличения содержания углерода (сажи) и небольшого уменьшения содержания окиси алюминия (корунда) в выхлопе двигателей Orbus по сравнению с SRM пренебрегается.

VIII – Результаты применения расчетной модели к твердотопливным ракетным двигателям

В этом разделе рассмотрены характеристики пяти вариантов твердотопливных ракетных двигателей: SRM, Orbus 21D, Orbus 6 и его вариант Orbus 6E с раздвижным соплом, а также апогейный двигатель Orbus 7S. Их тягово-расходные параметры приведены в таблицах 8 и 9. Определяющие параметры, используемые в качестве входных при расчете по модели из раздела VI, или используемые для сравнения с полученными результатами, как и ранее, выделены жирным шрифтом.

После анализа химических реакций горения твердого топлива SRM для этого двигателя стало известно 6 определяющих параметров, используя которые с помощью построенной в разделе VI модели можно провести полный расчет тягово-расходных характеристик этого РДТТ. Нужно только учесть, что вследствие эрозии критического сечения средняя по циклу работы двигателя степень геометрического расширения сопла меньше стартового номинального значения $\sigma = 7.72$ [34] и равна $\sigma = 7.40$ [35]. Из последнего источника, представляющего собой отчет по наземным испытаниям SRM можно получить необходимые параметры (p_0 , σ , $I_{sp}^{0\text{ nom}}$), кроме приземного удельного импульса $I_{sp}^{1\text{ nom}}$, так как испытания проводились на достаточно большой высоте над уровнем моря [35]. Однако, значение приземного импульса SRM с точностью ± 5 м/с достаточно известно (см., например, [36]).

Таблица 8

Двигатель	δ	i_0 (МДж/кг)	p_0 (МПа)	σ	π	κ
SRM	0.586	9.32	4.31	7.40	66.8	1.318
Orbus 6	0.586	9.04	5.785	47.3	895	1.320
Orbus 21D	0.586	9.04	5.87	61.0	1255	1.320
Orbus 6E	0.586	9.04	5.785	173.5	5045	1.320
Orbus 7S – 1	0.586	9.04	3.575	23.1	336	1.320
Orbus 7S – 2	0.586	9.04	3.575	23.1	335	1.320

Таблица 9

Двигатель	ω	I_{sp}^1 (м/с)	$I_{sp}^{1\text{ nom}}$ (м/с)	I_{sp}^0 (м/с)	$I_{sp}^{0\text{ nom}}$ (м/с)
SRM	0.398	2366	2373	2628	2628
Orbus 6	0.440	–	–	2835	2835
Orbus 21D	0.469	–	–	2875	2875
Orbus 6E	0.526	–	–	2975	2975
Orbus 7S-1	0.408	–	–	2747	2764
Orbus 7S-2	0.418	–	–	2755	2764

В результате расчетов было получено, что интегральный показатель адиабаты газа в составе двухфазного течения рабочего тела SRM заметно выше, чем у рабочих тел ЖРД – $\kappa = 1.318$. Качественное объяснение этого эффекта состоит в том, что, во-первых, показатель адиабаты смеси паров воды и хлористого водорода в соответствующей пропорции при нормальных условиях заметно больше, чем у выхлопных газов, например, водородно-кислородного ракетного двигателя, – примерно 1.345 против 1.29. Во-вторых, непрерывный отбор конденсированной фазой при ее разгоне энергии у газовой фазы приводит к росту удельной работы газа на расширение, которая для идеального газа определяется через произведение параметров RT. Таким образом, увеличение энергозатрат газа на расширение описывается через увеличение эффективной газовой «постоянной» R. Из формулы (13), преобразованной к виду

$$\kappa = \frac{c_p}{c_p - R},$$

следует, что рост R является еще одним фактором, приводящим к увеличению показателя адиабаты выхлопных газов РДТТ. При уменьшении энтальпии и, соответственно, температуры газа на 3 % интегральный показатель адиабаты κ увеличивается, по оценкам, до значения $\kappa = 1.320$. Напомним, что при прочих равных условиях рост κ приводит к увеличению удельного импульса.

Вакуумный удельный импульс SRM, полученный в результате расчета, совпал с номинальным его значением, а приземный – на 7 м/с меньше номинального (см. таблицу 9), причем точность его самого по имеющимся данным не выше ± 5 м/с. Таким образом, простая модель расчета сложного двухфазного течения реального газа и смеси твердой пудры и мельчайших капель дает результаты, точность которых находится в пределах границ, определенных условием (20).

Отношение скорости твердой фазы к скорости газа ω на срезе сопла SRM равно, примерно, 0.40 при степени расширения по давлению π около 67 (см. таблицы 8, 9). Следует ожидать, что, чем больше степень расширения сопла, тем выше значение этого параметра, так как ускорение газа при течении в сопле в этих условиях снижается, а время, в течение которого газ воздействует на конденсат, растет. Поэтому микрочастицы газовой фазы, разгоняемые газом под действием сил их аэродинамического сопротивления, все в меньшей степени отстают от потока газа. Эти ожидания подтверждаются проведенными расчетами разных вариантов двигателей Orbis: при увеличении степени расширения сопла по давлению от $\pi \approx 900$ у двигателя Orbis 6 до $\pi > 5000$ у его варианта Orbis 6E с раздвижным насадком, величина параметра ω возрастает с 0.44 до 0.53. При степени расширения $\pi \approx 1260$ у сопла двигателя Orbis 21D отношение скорости конденсата к скорости газа имеет промежуточное значение $\omega \approx 0.47$.

Следует отметить, что у всех этих трех вариантов твердотопливных двигателей Orbis номинальные значения степени геометрического расширения сопел σ были уменьшены пропорционально экспериментально полученному снижению этой величины у SRM из-за эрозии критического сечения. Это сделано потому, что и времена работы [18, 34], а также и температуры и давления в камерах сгорания всех 4 РДТТ отличаются не слишком сильно. У двигателя Orbis 7S время работы более чем в 2 раза ниже, чем у любого другого из рассмотренных РДТТ, да и давление в камере сгорания ниже всех. Поэтому степень увеличения площади его критического сечения из-за эрозии в проведенных оценках была снижена вдвое.

По расчетным данным, полученным для четырех вариантов РДТТ от SRM до Orbis 6E, построена формула, с точностью $\pm 10^{-2}$ аппроксимирующая связь между параметрами ω и σ :

$$\omega = 0.400 + 0.175 \left(1 - \frac{7.40}{\sigma} \right)^8 \pm 0.010 \quad (34)$$

После этого можно рассчитывать тягово-расходные характеристики любых РДТТ с топливом, маркировка которого не слишком сильно отличается от 86 – 88 %, при заданном расширении сопла. Для оценки точности подобной процедуры проведен расчет варианта двигателя Orbis 7S-1 ($\omega = 0.408$ – номинальное значение этого параметра из формулы (34)) и варианта Orbis 7S-2 ($\omega = 0.418$ – верхнее значение этого параметра из формулы (34)). В отличие от всех предыдущих расчетов РДТТ Orbis в данном случае величина вакуумного удельного импульса Γ_{sp}^0 не использовалась для вычисления характеристик этого двигателя, а применялась только для сравнения результата расчета и номинала. Их расхождение составляет 17 м/с для первого и 9 м/с для второго варианта (см. таблицу 9). Ясно, что на погрешности начальных данных, а также на погрешности расчета накладываются погрешности аппроксимации формулой (34). Таким образом, можно сделать вывод, что даже при оценочных значениях энтальпии торможения i_0 , показателя адиабаты κ и геометрической степени расширения сопла σ , результаты расчета удельного импульса, по существу, укладываются в границы, определенные условием (20).

IX – Заключение

На основе газодинамических соотношений, являющихся следствием законов сохранения массы, импульса и энергии разработан простой и быстрый аналитический метод расчета тягово-расходных характеристик жидкостных и твердотопливных ракетных двигателей. Продемонстрировано согласование расчетных характеристик 12 ракетных двигателей и данных, представленных их разработчиками. Выведены формулы для расчета расхода в реальном газе, расчета приземного удельного импульса (при перерасширении рабочего тела в сопле). Построены аппроксимационные зависимости для интегральных

показателей адиабаты к водородно- и керосин-кислородных ракетных двигателей в области практически используемых соотношений горючего и окислителя. Выведены аналоги классических формул газовой динамики для быстрых течений расширения двухфазных сред, характерных для ракетных двигателей твердого топлива. Построены аппроксимационные зависимости отношения скорости конденсированной фазы к скорости газовой фазы для типовых топлив современных американских РДТТ бустеров ракет-носителей и межорбитальных разгонных блоков.

Литература

1. СРропер-Web // <http://rocketworkbench.sourceforge.net/equil.phtml>
2. Л. И. Седов – Механика сплошной среды, т. 2. Москва, Наука, 1976.
3. Космонавтика (Энциклопедия), под ред. В. П. Глушко. Москва, Советская Энциклопедия, 1985.
4. Н. Л. Глинка – Общая химия. Москва, Химия, 1964.
5. А. А. Дорофеев – Основы теории тепловых ракетных двигателей. Москва, МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1999 // <http://www.engineer.bmstu.ru/res/dorofeev/MAIN.HTM>
6. А. А. Александров, К. А. Орлов, В. Ф. Очков – Теплофизические свойства рабочих веществ теплоэнергетики // <http://tw.mpei.ac.ru/rbtp/index.html>
7. D. R. Smith, F. R. Fickett – Low-Temperature Properties of Silver. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. 100, no 2, 1995 // <http://nvl.nist.gov/pub/nistpubs/jres/100/2/j12smi.pdf>
8. Г. Н. Абрамович – Прикладная газовая динамика, Москва, Наука, 1969.
9. Altitude Compensation // <http://www.aerospaceweb.org/design/aerospikes/compensation.shtml>
10. ЖРД РД-0120 (11Д122) // <http://www.lpre.de/kbkha/RD-0120/index.htm>
11. Двигатели второй ступени РД-0120 // <http://www.buran.ru/html/rocket.htm>
12. В. П. Глушко – Развитие жидкостного двигателестроения и его влияние на науку и технику в СССР. Из истории отечественной науки – доклад, распространенный на XXIV Международном Астронавтическом Конгрессе, 1973.
13. R. D. Sutton – Propellant Spray Combustion Processes During Stable and Unstable Liquid Rocket Combustion, Final Report N 0374227, 1970 // <http://www.stormingmedia.us/37/3742/0374227.html>
14. Горение в ультразвуковом поле // <http://www.dynatecs.ru/02.0.htm#горение>
15. К. И. Артамонов – Термогидроакустическая устойчивость. Москва, Машиностроение, 1982.
16. RD-0120. *Encyclopedia Astronautica* // <http://www.astronautix.com/r/rd-0120.html>
17. Объединенная двигательная установка (ОДУ) // <http://www.buran.ru/html/odu.htm>
18. Launch Vehicle Propulsion, United Technologies. *Aerospace Research International Center* // <http://www.aric.or.kr/trend/accessory/content.asp?classify=11&search=&idx=692&page=1>
19. J. Breton, F. Maroquène. The Ariane Family of Launchers. *Spacecraft Structures, Materials and Mechanical Engineering, Proceedings of the Conference, Noordwijk, 27-29 March 1996* // <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1996ESASP.386....3B/0000003.000.html>
20. 300 N Cryogenic engine // http://cs.astrium.eads.net/sp/LauncherPropulsion/300N_cryogenic_rocket_engine.htm
21. ЖРД НК-33 (11Д111) и НК-43 (11Д112) // <http://www.lpre.de/sntk/NK-33/index.htm>
22. РД-191 // <http://www.npoenergomash.ru/engines/rd191/>
23. RS-84 // <http://www.astronautix.com/engines/rs84.htm>
24. RS-84 Engine // <http://www.engineeringatboeing.com/dataresources/RS-84RocketEngineOverview.pdf>
25. ЖРД РД-253 (11Д43) и РД-275 (14Д14) // <http://www.lpre.de/energomash/RD-253/index.htm>
26. М. И. Каганов – Электроны, фононы, магноны. Москва, Наука, 1979.
27. Г. С. Зейферт, М. М. Миллс и М. Саммерфильд – Физика ракеты, УФН, XXXIV, 1, 1948 // http://www.ufn.ru/ufn48/ufn48_1/Russian/r481c.pdf
28. SRB Overview, NASA // <http://spaceflight.nasa.gov/shuttle/reference/shutref/srb/srb.html>
29. Соли аммония // windows-windows.mylivepage.ru
30. Физические свойства металлов // <http://www.uzcm.ru/spravka/metall/art/13.php>
31. Aluminium Oxide (Al₂O₃) // <http://www.ferp.ucsd.edu/LIB/PROPS/PANOS/al2o3.html>
32. Я. М. Паушкин – Жидкие и твердые химические ракетные топлива. Москва, Наука, 1978.
33. Material Properties // http://www.engineeringtoolbox.com/material-properties-t_24.html
34. Space Shuttle // <http://www.braeunig.us/space/specs/shuttle.htm>
35. Space Shuttle Flight Support Motor No. 1 (FSM-1). Final Report. NASA CR-184078, 1990 // http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19910006751_1991006751.pdf
36. Countdown! *NASA Information Summary* // <http://www-pao.ksc.nasa.gov/kscpao/nasafact/pdf/Countdown2005.pdf>