

О ВЛИЯНИИ РЕГЕНЕРАЦИИ ТЕПЛА В ЖРД НА УДЕЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС

*Академик РАН Б.И. Каторгин, Д.Б. Станкевич,
докт. физ.-мат. наук Л.Е. Стернин*

Представлены расчётные данные по регенеративному эффекту увеличения пустотного удельного импульса ЖРД для различных топлив. Показано, что этот эффект сравнительно невелик и при геометрических степенях расширения сопел менее 100 не превосходит 0,25 % удельного импульса. Обсуждаются методические аспекты вычисления этих величин.

В 50-х – 60-х годах прошлого века в НПО Энергомаш, его Приморском филиале и в ГНИИХТЭОС'е проводились серии испытаний модельных ЖРД, работавших на различных топливах с автономным охлаждением камер водой. При этом потери удельного импульса, связанные с отводом тепла, учитывались путём введения теоретической поправки на удельный импульс. Эта поправка определялась по увеличению энтальпии газов в камере сгорания на малую величину Δ , вычислявшуюся по отводимому в воду теплу. Участниками этих работ от НПО Энергомаш были: Е.А. Иванькова, В.А. Ильинский (руководитель работ), В.Е. Руденко, В.Б. Соловьёва, Л.Е. Стернин, В.К. Чванов. Это были первые работы по учёту влияния регенерации тепла на удельный импульс.

При охлаждении камер ЖРД компонентом топлива, поступающим затем в камеру сгорания, отвод тепла уменьшает давление на огневой стенке сопла и, в целом, несколько понижает удельный импульс. Однако, это понижение с избытком компенсируется повышением удельного импульса из-за подвода в камеру сгорания тепла, отобранного от сопла, что и определяет

так называемый "регенеративный эффект". Всё же, в конечном счёте, дополнительные потери из-за трения, возрастающие в несколько раз из-за отвода тепла через стенки сопла, поглощают сравнительно небольшой положительный регенеративный эффект.

Вопрос о величине регенеративного эффекта ЖРД рассматривался и в ряде публикаций, начиная с 70-х годов прошлого века [1–4], а также в статьях В.А. Ильинского (1977 г.), В.А. Ильинского и Л.Е. Стернина (1978 г.), опубликованных в малотиражных ведомственных изданиях. Отвод тепла от сопла представляет собой малую величину ($\Delta \approx 1\%$) от энтальпии заторможенного потока. Поэтому, анализ влияния Δ на удельный импульс может производиться упрощенно, в рамках квазиодномерного течения в сопле. При этом, поток можно считать равномерным по всему поперечному сечению сопла, либо (для уточнённого анализа потерь) можно рассматривать схему двухслойного течения с отводом тепла от пристеночного одномерного кольцевого слоя. Отведенное тепло затем равномерно подводится ко всему потоку в камере сгорания. Использование двухслойной схемы несколько уточняет расчёт, но результаты заметно не меняет [4]. Это уточнение ведёт к небольшому уменьшению регенеративного эффекта, так как при двухслойном течении с отводом тепла от более холодного, чем ядро, слоя, с последующим подводом этого же тепла, к основному, более горячему ядру, происходит увеличение температурной неравномерности и связанных с этим потерь.

Отвод тепла от сверхзвуковой части сопла понижает энергетику потока и, следовательно, уменьшает скорость истечения и пустотный удельный импульс [4]. Подобные результаты были получены и в [1, стр. 212], где рассматривался спонтанный процесс кристаллизации в сверхзвуковом сопле с подводом тепла к двухфазному потоку. Здесь отмечается рост удельного импульса из-за теплоподвода при кристаллизации.

В [4] также отмечается, что отвод тепла от сопла определяет необходимость учёта сразу двух поправок – увеличения толщины пограничного слоя (и связанных с этим потерь тяги и

удельного импульса из-за вязкости¹⁾), и понижения давления на стенке сопла вследствие теплоотвода, также приводящего к уменьшению удельного импульса. При этом, традиционно, первая поправка к потерям из-за вязкости в соплах, увеличивающая из-за теплоотвода эти потери в несколько раз, учитывалась во всех работах еще с 50-х годов. На вторую же поправку, существенно меньшую первой, было указано в работах [2 – 4]. Эта поправка повышает потери в сверхзвуковом сопле и по абсолютной величине составляет менее половины от повышения удельного импульса, обусловленного увеличением энтальпии продуктов сгорания благодаря подводу тепла в камеру сгорания охладителем сверхзвукового сопла.

Влияние на удельный импульс отвода тепла от цилиндрической камеры сгорания, как показывают расчёты [1, 4], из-за сравнительно малых скоростей по абсолютной величине практически равно влиянию на удельный импульс последующего подвода этого же тепла к камере сгорания. Учитывая разные знаки "отвода" и "подвода" можно считать, что **регенеративный эффект** увеличения удельного импульса, обусловленного охлаждением собственно **камеры сгорания, равен нулю.**

Настоящая статья является дополнением и обобщением [3, с. 82–89], и её выводы сделаны также и на базе расчётов, приведённых в [4], что отмечено в приводимом ниже тексте.

1. Влияние регенерации тепла на КПД термодинамического цикла

Рассмотрим не связанный прямо с ЖРД термодинамический цикл.

Покажем, что отвод тепла при низком давлении и подвод этого же тепла при высоком приводит к повышению КПД этого цикла.

На рис. 1 в координатах TS (температура, энтропия) представлен замкнутый цикл изменения параметров газа от состоя-

¹⁾ Это явление, рассматриваемое в работах по определению потерь из-за вязкости, в настоящей статье не затрагивается.

ния 1 к состоянию 2 (изоэнтропическое расширение), затем – от 2 к 3 (изобарическое охлаждение), от 3 к 4 – изоэнтропическое сжатие и, наконец, изобарический нагрев на участке 4 – 1. Здесь регенерация отсутствует. При этом, затрачиваемое, т.е. подводимое тепло $Q_1 = c_p(T_1 - T_4)$, а потерянное для цикла тепло (отвод) $Q_2 = c_p(T_2 - T_3)$, где T – температура, c_p – постоянная теплоёмкость. Кпд цикла без регенерации

$$\eta = 1 - \frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4}.$$

На участке 1 – 2 выполняется условие изоэнтропичности

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \equiv \tau,$$

где γ – показатель адиабаты.

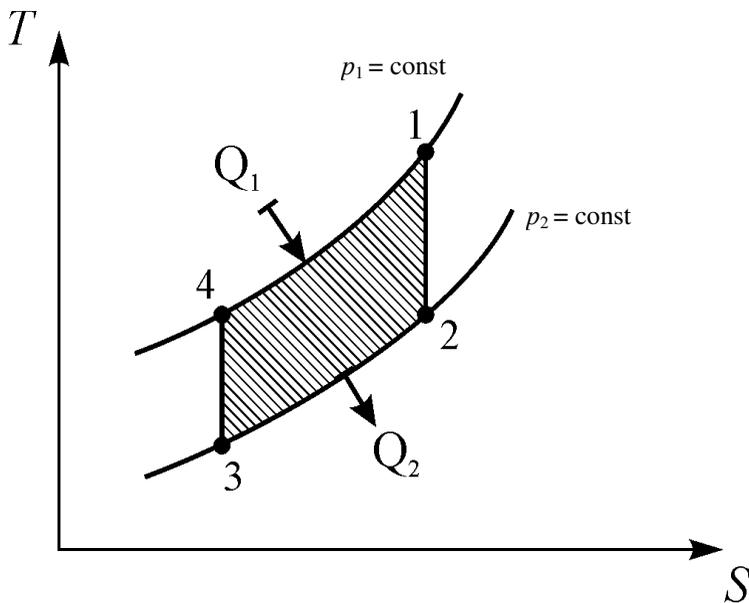


Рис. 1. Цикл без регенерации

Подобные же соотношения выполняются на участке 4 – 3.

Поскольку перепад давлений здесь тот же, что и на участке 1 – 2, то также $T_4/T_3 = \tau$.

Отсюда следует

$$\eta = 1 - \frac{1 - \frac{T_3}{T_2}}{\tau \left(1 - \frac{T_3}{T_2} \right)} = 1 - \frac{1}{\tau}.$$

При наличии же полной (предельной) регенерации тепла (рис. 2) отведённое регенерируемое тепло $\Delta Q_p = c_p(T_2 - T_{3'})$, а подведённое регенерируемое тепло $\Delta Q_p = c_p(T_{4'} - T_4)$. Естественно, что в соответствии со вторым законом термодинамики тепло не может передаваться от холодного газа к горячему, т.е. регенерация на участках 1 – 4' и 3' – 3 отсутствует. Затраченная и потерянная теплоты равны соответственно

$$Q_1 = c_p(T_1 - T_4) - \Delta Q_p, \quad Q_2 = c_p(T_2 - T_3) - \Delta Q_p.$$

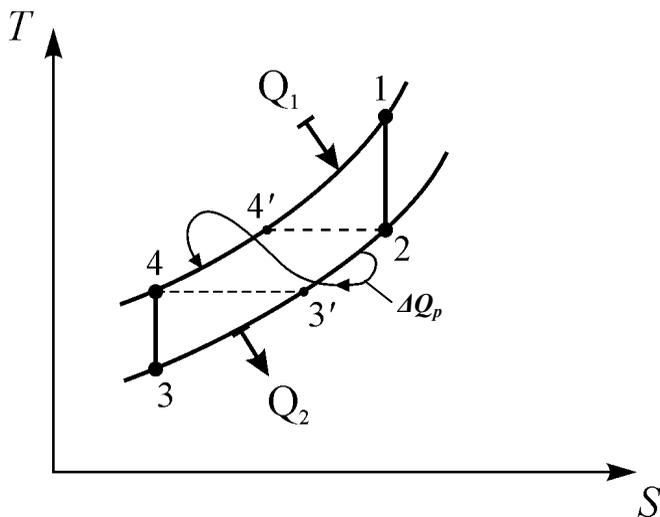


Рис. 2. Цикл с регенерацией

При наличии регенерации с учётом того, что $T_{4'} = T_2$, а $T_{3'} = T_4$, следует

$$\eta_p = 1 - \frac{\frac{T_4 - T_3}{T_2} - \frac{T_3}{T_2}}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = 1 - \frac{\frac{T_3}{T_2}(\tau - 1)}{\tau - 1} = 1 - \frac{T_3}{T_2} = 1 - \frac{T_4}{T_2\tau}.$$

Поскольку $T_4 < T_2$, то $\eta_p > \eta$, т.е. регенерация тепла ведёт к увеличению кпд цикла.

Таким образом, в термодинамическом цикле, изображённом на рис. 2, отвод тепла при низком давлении и его возврат при высоком приводит к росту кпд цикла. Подобная же картина имеет место и при отводе-подводе тепла в камере ЖРД.

Применительно к ЖРД, тепло, отобранное от расширяющейся части сопла, приняв участие в создании тяги двигателя, возвращается обратно в камеру сгорания и повторно участвует в создании тяги. В этом – физическое объяснение регенеративного эффекта.

2. К методике определения регенеративного эффекта

Дозвуковая часть сопла

При отводе тепла с дозвуковой части сопла вплоть до критического сечения происходит падение температуры торможения потока T_0 , характеризующей его энергию. Отведенное от стенок тепло затем поступает на вход в камеру сгорания и повышает в ней температуру и энтальпию торможения. Согласно закону сохранения энергии такое повышение теплосодержания (энтальпии) потока при стационарном течении равно удельному теплу, отобранному от дозвуковой части сопла. В конечном счёте, в рамках квазиодномерного подхода, температура торможения в критическом сечении сопла не изменится, а это означает, что она не зависит от того, имеется ли отвод тепла от дозвуковой части сопла с его подводом к камере сгорания, или нет.

Таким образом, теплоотвод с дозвуковой части сопла в регенеративно охлаждаемом ЖРД не меняет скорость и температуру

в критическом сечении сопла (как показывают расчёты, практически не меняет и расход через сопло). При этом также не меняется и удельный импульс ЖРД с сужающимся соплом. Поэтому весь регенеративный эффект определяется сверхзвуковой частью сопла. Эти результаты прямыми расчётами получены и в [4].

Сверхзвуковая часть сопла

Относительные потери пустотного удельного импульса ЖРД при охлаждении сверхзвуковой части сопла автономным теплоносителем (не подаваемым в камеру сгорания) в квазиодномерном приближении определяются формулой [2]

$$\delta_- = \frac{\Delta I_{y,п}}{I_{y,п}} = \left(\frac{\Delta q_a}{R_a T_a} - \int_* \frac{dq}{RT} \right) \left(1 + \frac{w_a^2}{R_a T_a} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $I_{y,п}$ – пустотный удельный импульс камеры ЖРД, Δq_a – теплосъём со сверхзвуковой части сопла; w , T и R – соответственно скорость, температура (К) и газовая постоянная вдоль сопла, определяемые на базе термодинамических расчётов, а индекс "a" придан выходному сечению сопла. Несмотря на простоту этой формулы, в ней учитываются химические реакции, идущие в сопле, и переменность состава продуктов сгорания. Вывод формулы (1) приведён в [4].

Обычно в ЖРД охладителем является один из компонентов топлива (как правило, горючее), который подаётся в тракт охлаждения камеры, и его подогрев после поступления компонента в камеру определяет прирост пустотного удельного импульса [2]

$$\delta_+ = \frac{\Delta I_{y,п}}{I_{y,п}} = \Delta q_a \left[1 - \frac{T_a}{T_0} + \left(\frac{1}{c_{p*}} - \frac{T_0 - T_*}{w_*^2} \right) \frac{R_a T_a}{T_0} \right] \left[w_a^2 \left(1 + \frac{R_a T_a}{w_a^2} \right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где индекс "*" придаётся параметрам в критическом, а "0" – в начальном сечении (параметр адиабатического торможения). Эта формула была получена выдающимся термодинамиком В.А. Ильинским (см. [5]) в середине 70-х годов при использова-

нии производных от термодинамических параметров [1] для определения малых изменений удельного импульса.

В соплах ЖРД, вследствие процессов рекомбинации, состав продуктов сгорания меняется существенно. На рис. 3 и в табл. 1 представлены значения газовой постоянной, теплоёмкости при постоянном давлении c_p и различным образом определяемых показателей адиабаты γ , γ_a , γ_l в зависимости от температуры вдоль сопла. Начальным является условное сечение камеры сгорания, где скорость равняется нулю, а показатель адиабаты γ_a определяется между начальным и текущим сечениями. Теплоёмкость при постоянном давлении определяется формулой

$$c_p = \sum_i g_i \cdot \frac{dh_i}{dT} + \sum_i h_i \cdot \frac{dg_i}{dT},$$

где h_i – энтальпия, а g_i – весовые доли i -го компонента смеси. Газовая постоянная $R = R_0/\mu$, где $R_0 = 8,314$ кДж/кмоль·К, μ – молярная масса химически реагирующих продуктов сгорания в кг/кмоль, R в Дж/кг·К

Как видно из рис. 3, по длине сопла газовая постоянная R меняется не очень сильно – примерно на 7 %, а c_p – в три раза, что связано с сильным изменением второго слагаемого в формуле для c_p .

Сильное изменение c_p с температурой из-за изменения состава газа приводит к весьма интересному результату: с ростом температуры в камере сгорания T_0 в связи с увеличением c_p удельный импульс меняется не пропорционально $\sqrt{T_0}$, как это имеет место при постоянном или слабо изменяющемся составе газа, а почти пропорционально T_0 (см. табл. 2: для разных топлив $d \ln I_{y,п} / d \ln T_0 \approx 1$, а не 0,5).

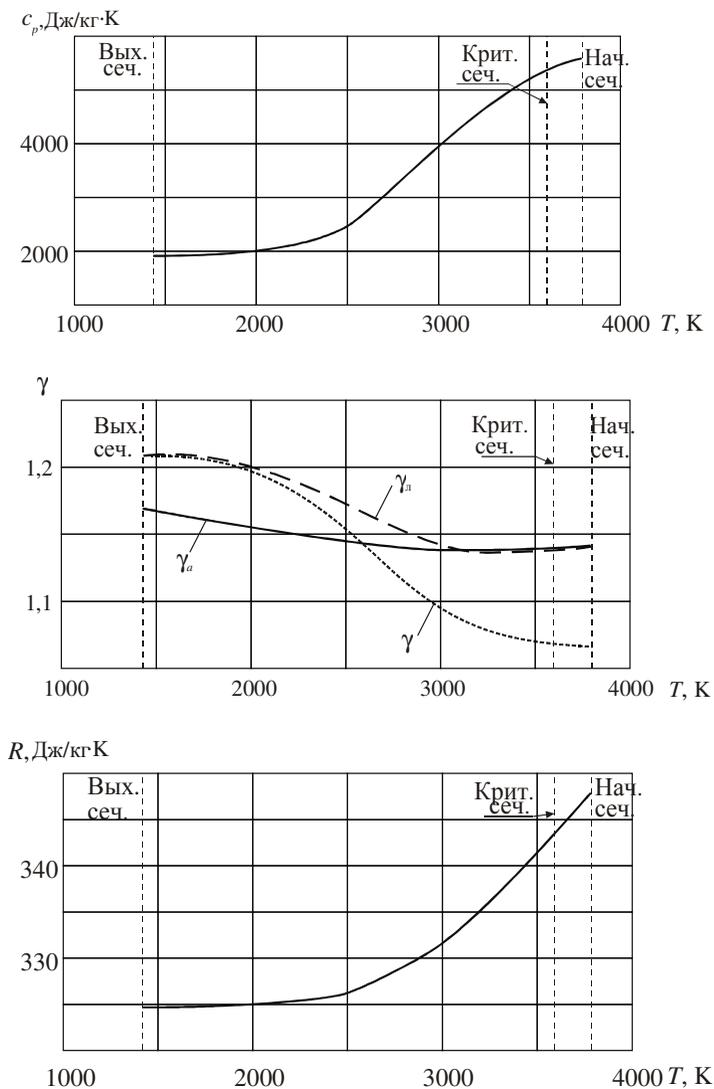


Рис. 3. Параметры продуктов сгорания кислородно-керосинового топлива в сопле ЖРД в зависимости от температуры газа ($K_m = 2,6$, $\bar{r} = 10,3$)

Таблица 1

Параметры потока (идеальные) в разных сечениях сопла
ЖРД по данным термодинамических расчётов
(топливо O_2+ керосин РГ-1, $K_m = 2,6$, $\bar{r} = 10,3$, $p_k \approx 165$ ата)

№ п/п	Параметр	Ед. изм.	Камера сгорания	Критиче- ское сечение	Промежуточные сечения		Срез сопла
					Сечение 1	Сечение 2	
					индекс		
			0	*	–	–	<i>a</i>
1	T	К	3801	3598	2007	1573,8	1420,7
2	p	ата	166	95,32	0,85	0,20	0,11
3	$\sum_i h_i \cdot \frac{dg_i}{dT}$	$\frac{Дж}{кг \cdot К}$	3554,6	3355,6	97,1	90,3	90,3
4	$\sum_i g_i \cdot \frac{dh_i}{dT}$	$\frac{Дж}{кг \cdot К}$	2050,7	2041,5	1879,3	1796,2	1767,3
5	$c_p = [3] + [4]$	$\frac{Дж}{кг \cdot К}$	5605,2	5397,1	1976,5	1886,5	1886,5
6	μ	$\frac{кг}{кмоль}$	23,87	24,18	25,59	25,60	25,60
7	$R(\mu)$	$\frac{Дж}{кг \cdot К}$	348,34	343,83	324,95	324,82	324,82
8	γ_a	–	–	1,1396	1,1552	1,1655	1,1688
9	γ_l	–	1,1413	1,1382	1,1992	1,208	1,208
10	M_a	–	0	1,00	3,68	4,46	4,79
11	δ_{+1}	–	0	–	0,0021	0,0031	0,0037
12	δ_{+2}	–	0	–	0,0024	0,0034	0,0040
13	δ_{+3}	–	0	–	0,0011	0,0015	0,0018

Показатель адиабаты представлен в трёх модификациях:

$$\gamma_a = \frac{\ln\left(\frac{p_0}{p_a}\right)}{\ln\left(\frac{\rho_0}{\rho_a}\right)}; \quad \gamma_{\text{л}} = \frac{\ln\left(1 + \frac{\delta p_a}{p_a}\right)}{\ln\left(1 + \frac{\delta \rho_a}{\rho_a}\right)}, \text{ где } \delta p_a \text{ и } \delta \rho_a - \text{небольшие}$$

приращения давления и плотности; третья модификация

$$\gamma = \frac{c_p}{c_p - R}.$$

Как видно из рис. 3, наиболее стабилен показатель адиабаты γ_a , меняющийся по соплу в пределах 1,14... 1,165. Обычно γ_a используется для оценочных расчётов параметров в соплах ЖРД. Локальный показатель адиабаты $\gamma_{\text{л}}$ может быть использован для пересчёта параметров в узком диапазоне их значений, например, в камере сгорания или у среза сопла. Показатель γ используется в недиссоциированной и нереагирующей среде, например, у среза сопла; как видно из рис. 3, в камере сгорания, где газ сильно диссоциирован, значения γ весьма малы. При $T < 2000$ К, как видно из рис. 3, газовая постоянная, а, следовательно, и состав продуктов сгорания меняется слабо. Здесь для пересчётов параметров можно пользоваться классической газодинамикой с показателями адиабаты γ или $\gamma_{\text{л}}$. Однако, пересчёт параметров от среза сопла к критическому сечению или к камере сгорания должен вестись с использованием γ_a .

Из (2) после перегруппировки слагаемых следует

$$\delta_{+1} = \Delta q_a \left[w_a^2 \left(1 + \frac{R_a T_a}{w_a^2} \right) \right]^{-1} \left[1 - \frac{T_a}{T_0} \left(1 - \frac{R_a}{c_{p*}} + R_a \frac{T_0 - T_*}{w_*^2} \right) \right]. \quad (3)$$

Эта формула весьма удобна для расчётов, так как все входящие в нее параметры определяются из прямых термодинамических расчётов. Критическое же сечение находится из условия достижения удельным расходом ρw максимального значения.

Для реагирующего потока газа, в первом приближении, считая показатель адиабаты не меняющимся по соплу, из (3) В.А. Ильинский, введя в рассмотрение число Маха $M_a = w_a / \sqrt{\gamma R_a T_a}$ и параметр $\psi = \left(\frac{\gamma-1}{2} M_a^2 \right)^{-1}$, получил модифицированную формулу

$$\delta_{+2} = \frac{\Delta q_a}{w_a^2 (1 + \psi)}. \quad (4)$$

Сравнение $\Delta I / I$ при $\Delta T_0 = 10$ и 50 К по формулам (3) и (4) с прямыми расчётами представлено в табл. 2.

Таблица 2

Точность определения $\Delta I / I$ по формулам (3) и (4)

Топливо Величина		Откл. темп. ΔT_0 , К	$\bar{r} = 6,07$ (O ₂ + +PG-1) $p_k \approx 250$ атм		$\bar{r} = 10,3$ (O ₂ + +PG-1) $p_k \approx 165$ атм		$\bar{r} = 5,7$ (O ₂ + +CH ₄) $p_k \approx 230$ атм		$\bar{r} = 11,56$ (O ₂ + +H ₂) $p_k \approx 130$ атм	
			Ошибка, %	Ошибка, %	Ошибка, %	Ошибка, %				
$I_{y,п}$, сек	Номи- нал		357,08		372,97		366,54		472,29	
$I_{y,п}$, сек	+10		357,98		374,01		367,46		473,60	
	+50		361,61		378,21		371,13		478,93	
Прямой рас- чёт $\Delta I / I$		+10	0,00253	0	0,00280	0	0,00251	0	0,00278	0
δ_{+1}	форм. (3)	+10	0,00245	-3	0,00273	-3	0,00241	-4	0,00274	-1
δ_{+2}	форм. (4)	+10	0,00273	+8	0,00298	+6	0,00276	+10	0,00291	+5
Прямой рас- чёт $\Delta I / I$		+50	0,01270	0	0,01406	0	0,01252	0	0,01408	0
δ_{+1}	форм. (3)	+50	0,01197	-6	0,01336	-5	0,01168	-7	0,01353	-4
δ_{+2}	форм. (4)	+50	0,01344	+7	0,01468	+4	0,01351	+8	0,01442	+2
$d \ln I_{y,п} / d \ln T_0$		-	0,98		1,06		0,93		1	

В диапазоне $\Delta T_0 = 10^\circ$, близком к приращению температур при регенерации тепла в соплах ЖРД, расхождение расчётов изменения удельного импульса по формуле (3) с прямыми

термодинамическими расчётами составляет -3 ... -4 %, а по формуле (4) +5 ... +10 %. В диапазоне $\Delta T_0 = 50^\circ$ ошибка расчётов по формулам (3) и (4) находится в пределах 6...8 %. Проведённые оценки свидетельствуют о приемлемости использования формул (3) и (4) для расчётов регенеративного эффекта.

Для нереагирующего потока с постоянными R , c_p и γ из (4) можно получить

$$\delta_{+3} = \frac{\Delta q_a}{2c_p T_0}. \quad (5)$$

Сопоставление δ_+ по формулам (3–5) представлено в табл. 1.

Как следует из этой таблицы, на срезе сопла различие между δ_{+1} и δ_{+2} составляет для кислородно-керосинового двигателя с $\bar{r}=10,3$ – около 8 %, что можно считать удовлетворительным. Величины δ_{+3} вследствие сильного изменения c_p вдоль сопла меньше δ_{+1} в два раза, что не позволяет пользоваться формулой (5) для реагирующих потоков. В то же время для потоков с постоянным показателем адиабаты эта формула наиболее удобна. Ниже, в табл. 3 представлены значения $\delta_+ = \delta_{+2}$, вычисленные по формуле (4), что завышает регенеративный эффект максимум на единицу в последнем знаке.

3. Результаты расчётов регенеративного эффекта для различных топлив

В [4], кроме методических данных, представлены результаты расчётов увеличения пустотного удельного импульса вследствие регенеративного эффекта для кислородно-керосинового топлива при степенях расширения сопла $d_a/d_* \cong 6$ и 10. Подобные же расчёты в настоящей статье были проведены для кислородно-водородного и кислородно-метанового топлив. Данные расчётов для всех упомянутых четырёх вариантов сведены в табл. 3. Результаты расчётов могут быть распространены и на топлива с высококипящими окислителями (подобные расчёты также проводились).

Из рассмотрения табл. 3 следует, что величина регенеративного эффекта для большинства топлив, исключая кислородно-водородное, составляет около 0,15 %, а для кислородно-водородного – около 0,25 %.

Таблица 3

Термодинамический расчёт регенеративного эффекта для различных топлив и сопел (сводная таблица)

№ п/п	Наименование или обозначение	1	2	3	4	
		$\bar{r} = 6,07$ (O ₂ + PГ-1)	$\bar{r} = 10,3$ (O ₂ + PГ-1)	$\bar{r} = 5,7$ (O ₂ + CH ₄)	$\bar{r} = 11,56$ (O ₂ + H ₂)	
1	Суммарный теплосъём со сверхзвуковой части сопла (кДж/кг)	38,27	53,81	45,20	124,8	
2	Относительный теплосъём ($q_c/R_a T_a$)	0,0661	0,1169	0,0666	0,2013	
3	$\delta = \int_0^{q_c} \frac{dq}{RT}$	0,05103	0,08275	0,0537	0,1267	
4	δ_-	0,00075	0,00124	0,00072	0,00222	
5	δ_+	0,00020	0,00287	0,00203	0,00450	
6	$\frac{\delta_-}{\delta_+}$	Термодинам. расчёт	0,39	0,43	0,35	0,49
		по формуле (11)	0,44	0,46	0,44	0,47
7	$\frac{\Delta I_{\text{рег}}}{I} = \delta_+ - \delta_-$	Термодинам. расчёт	0,0012	0,0016	0,0013	0,0023
		по формулам (4) и (7)	0,0011	0,0015	0,0011	0,0023
8	γ	1,166	1,172	1,145	1,197	
9	ζ	1,06	1,06	1,06	0,99	
10	M	4,05	4,81	3,86	5,22	

Расчёты показывают, что отвод тепла по сверхзвуковой части сопла приводит к потерям пустотного удельного импульса, составляющим менее половины его прироста вследствие подвода этого же тепла к началу камеры сгорания: $\delta_- / \delta_+ < 0,5$. Как видно из табл. 3, с ростом степени расширения сопла регенеративный эффект растёт от нуля (при отсутствии сверхзвуковой части сопла) и до $\delta_+ / 2$, что будет показано ниже.

4. Газодинамическая модель расчёта регенеративного эффекта

Поскольку регенеративный эффект представляет собой весьма малую величину, то, как отмечалось выше, можно воспользоваться квазиодномерной газодинамикой для построения приближённой модели расчёта этого эффекта и получить простые формулы, не использующие термодинамических расчётов. При этом следует принять, что γ и R – постоянные величины во всём сопле.

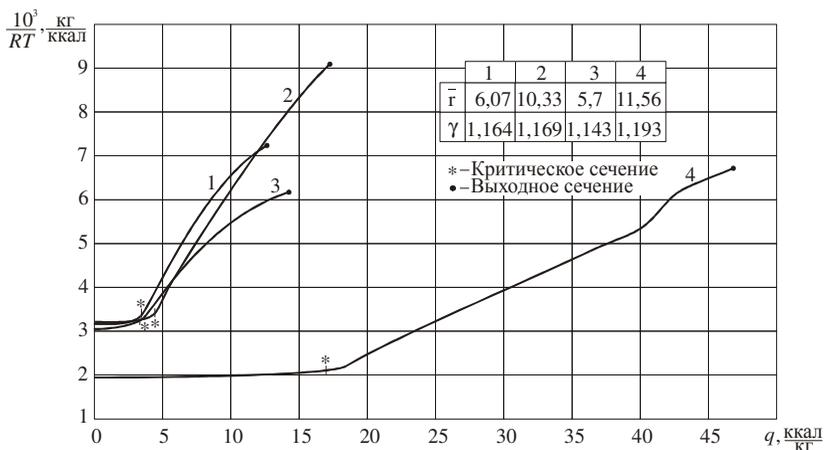


Рис. 4. К численному определению δ

На рис. 4. представлены зависимости подынтегральной функции $T^{-1}(q)$, входящей в формулу (1) для относительных потерь удельного импульса в пустоте. Вычисления показывают,

что в сверхзвуковом сопле замена этой функции прямой линией в трёх случаях приводит к ошибке не более 6 %, а для водородного горючего – 1 %. Вводя коэффициент ζ , учитывающий это отличие, можно получить формулу, аппроксимирующую квадратуру δ .

$$\delta = \int_n^k \frac{dq}{RT} = \frac{\zeta}{2R} \Delta q \left(\frac{1}{T_n} + \frac{1}{T_k} \right), \quad (6)$$

где индексы "н" и "к" соответствуют начальному и конечному сечениям области отвода тепла от сопла. Обычно охлаждается всё сопло; при этом "н" совпадает с "*", а "к" – с "а". Значения ζ приведены в последней строке табл. 3.

Теперь, используя (6), соотношение (1) для относительных потерь пустотного удельного импульса из-за отвода тепла можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta_- &= \left[\frac{\Delta q}{RT_0} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2 \right) - \frac{\zeta \Delta q}{2R} \left(\frac{1}{T_n} + \frac{1}{T_k} \right) \right] \left(1 + \gamma M_a^2 \right)^{-1} = \\ &= \frac{\Delta q}{2RT_0} \left[2(1-\zeta) + \frac{\gamma-1}{2} \left(2M_a^2 - \zeta M_n^2 - \zeta M_k^2 \right) \right] \left(1 + \gamma M_a^2 \right)^{-1}. \end{aligned}$$

Отсюда при полностью охлаждаемом сопле

$$\delta_- = \frac{(\gamma-1)\Delta q}{4RT_0} \left(\frac{4(1-\zeta)}{\gamma-1} + (2-\zeta)M_a^2 - \zeta \right) \left(1 + \gamma M_a^2 \right)^{-1}. \quad (7)$$

При $\zeta=1$ из (7) имеем

$$\delta_- = \frac{(\gamma-1)\Delta q}{4RT_0} \frac{M_a^2 - 1}{1 + \gamma M_a^2}. \quad (8)$$

Соотношение (5) при замене c_p на $(\gamma-1)R/\gamma$ примет вид

$$\delta_+ = \frac{(\gamma-1)\Delta q}{2\gamma RT_0}. \quad (9)$$

Из (7) и (9) можно получить

$$\frac{\delta_-}{\delta_+} = \frac{\gamma}{2} \left(\frac{4(1-\zeta)}{\gamma-1} + (2-\zeta)M_a^2 - \zeta \right) \left(1 + \gamma M_a^2 \right)^{-1}. \quad (10)$$

Отсюда при $\zeta=1$ имеем

$$\frac{\delta_-}{\delta_+} = \frac{\gamma}{2} \frac{M_a^2 - 1}{1 + \gamma M_a^2}. \quad (11)$$

Например, при $\gamma = 1,15$ и $M_a = 4$ получим

$$\frac{\delta_-}{\delta_+} = 0,44.$$

Отметим, что, как следует из (11), при $M_a \rightarrow \infty$ $\delta_-/\delta_+ \rightarrow 0,5$. Т.е. при полностью охлаждаемом сверхзвуковом сопле с высокой степенью расширения регенеративный эффект определяется примерно половиной тепла, отобранного от сверхзвуковой части сопла.

Результаты сравнений прямых термодинамических расчётов с аппроксимационными газодинамическими формулами (табл. 3, строки 6 и 7) показывают, что их расхождение составляет до 25 % по относительному регенеративному эффекту (δ_-/δ_+) и менее 8 % – по абсолютному ($\delta_+ - \delta_-$). Учитывая, что сама величина регенераторного эффекта весьма мала, можно считать такое различие вполне удовлетворительным и рекомендовать данные формулы для оценок.

В заключение необходимо отметить, что в случае, если некоторый экспериментальный двигатель проходит испытание с измерением тяги и расхода топлива, а камера охлаждается автономным охладителем (например, водой), не поступающим в камеру сгорания, то для отождествления регенеративного эффекта в данном эксперименте с натурным испытанием необходимо в первом случае к энтальпии топлива в камере сгорания добавить тепло, уносимое водой. В этом случае поправка к удельному импульсу определяется величиной δ_+ , так как δ_- автоматически учитывается при измерении тяги.

Выводы

1. Показано, что при отводе тепла от газа, находящегося при низком давлении, с последующим возвращением этого же тепла к газу, находящемуся при высоком давлении, происходит повышение КПД цикла. Применительно к ЖРД с регенеративным охлаждением сопла это приводит к появлению регенеративного эффекта прироста удельного импульса ЖРД.

2. При отводе тепла **от камеры сгорания и от сужающейся части сопла** при их охлаждении и при последующем возврате этого же тепла в камеру сгорания регенеративный эффект практически отсутствует.

Регенеративный эффект имеет место вследствие подвода к камере сгорания тепла, снятого со сверхзвуковой части сопла.

3. Отвод тепла от сопла влияет как на увеличение потерь из-за вязкости, вследствие увеличения толщины пограничного слоя, так и на не зависящее от этого понижение давления на стенке сверхзвукового сопла, уменьшающее пустотный удельный импульс.

4. Величина регенеративного эффекта ЖРД сравнительно невелика и составляет для различных топлив не более 0,25 % от пустотного удельного импульса.

5. Проведенный анализ двухслойного течения в сопле, в котором отбор тепла осуществлялся только с пристеночного слоя (с последующей передачей этого тепла равномерно на вход в камеру сгорания), показывает, что такой механизм приводит к небольшому уменьшению регенеративного эффекта из-за увеличения температурной неравномерности между ядром и пристеночным слоем потока [4].

6. Представлены зависимости c_p , R , и γ вдоль сопла, полученные по данным термодинамических расчётов. Отмечено сильное изменение c_p в камере сгорания при изменении энтальпии. В результате с ростом температуры в камере сгорания T_0 происходит интенсивный рост пустотного удельного импульса, пропорциональный T_0 , а не $\sqrt{T_0}$, как это следует из газодинамики нереагирующего газа.

Литература

1. *Алемасов В.Е.* и др. // Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Под науч. рук. акад. В.П. Глушко. М.: Изд-во ВИНТИ АН СССР, 1971. Т. 1. С. 225–229.

2. *Стернин Л.Е.* Формула для оценки влияния малого подвода (отвода) тепла в реагирующем потоке газа на его импульсные характеристики // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 5. С. 170–171.

3. *Стернин Л.Е.* Основы газовой динамики. М.: Изд-во МАИ, 1995. 332 с.

4. *Стернин Л.Е.* К расчёту регенеративного эффекта увеличения удельного импульса ЖРД // Труды НПО Энергомаш. М. 2003. № 21. С. 30–44.

5. *Громыко Б.М., Стернин Л.Е., Н.А. Желтухин и В.А. Ильинский* – первые руководители расчётно-теоретического отдела // Труды НПО Энергомаш. М. 2004. № 22. С. 364–376.

Поступила 22.11.2004 г.