ПРОБЛЕМА КОСМИЧЕСКИХ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ
И.А. МЕРКУЛОВ

Приложение к патенту RU 2385275 C1 и международной заявке PCT/RU2009/000739
«Способ и система питания реактивных двигателей»

В работе Меркулова И.А. приведены результаты термодинамического исследования воздушно-реактивного двигателя в диапазоне чисел М от 5 до 50.

Даны выражения критерия тяги воздушно-реактивного двигателя и показано, что, если в этом двигателе к потоку воздуха подводится тепло и дополнительная масса, он способен развивать положительную тягу при космических скоростях полета.

Способ, предложенный Меркуловым А.И., основанный на применении прямоточных реактивных двигателей (ПРД) в качестве космических воздушно-реактивных двигателей для разгона космических летательных аппаратов в верхних слоях атмосферы до скорости V=15-18 км/с (50-60 М) с целью осуществления межпланетных перелетов или для других целей, например сокращения времени перелета в околоземном пространстве (Известия Академии Наук СССР, ЭНЕРГЕТИКА И ТРАНСПОРТ, 1965. Проблема космических воздушно-реактивных двигателей, И.А.Меркулов, с.159-172).

Работа космических ПРД, согласно Меркулову И.А., может осуществляться не только за счет известных схем подвода тепла к потоку воздуха или комбинации тепла с дополнительной массой рабочего вещества из бортовых запасов, но и на основе подвода только одной дополнительной массы инертного (негорючего) вещества за счет использования суммарной кинетической энергии рабочего вещества (РВ) и КЛА в соответствии с теоремой, сформулированной автором «<u>об эквивалентности дополнительных масс и дополнительной энергии с точки зрения получения тяги</u>» (с.166).

Меркулов И.А. сформулировал теорему об эквивалентности дополнительных масс и дополнительной энергии с точки зрения получения тяги в прямоточном воздушно-реактивном двигателе: «Масса, подведенная к потоку воздуха, проходящему через воздушно-реактивный двигатель, эквивалентна подведенному теплу, и при равенстве относительных величин подведенной массы и тепла двигатель развивает одинаковую тягу »

Устранение химического топлива решает следующие проблемы: защиту двигателя от эрозии в высокотемпературном потоке окислительной среды; регулирование подачи горючего в условиях непрерывно меняющегося потока воздуха вследствие ускорения КЛА и обеспечение его нормального смешения и сгорания в условиях гиперзвукового газового потока; обеспечивает значительное увеличение удельного импульса (по Меркулову 500-750 кг·с/кг для воздуха), начиная с М=30-40, по сравнению с величинами, которые могут иметь перспективные жидкостно-ракетные двигатели. Использование внешних ресурсов в виде атмосферного воздуха для разгона КЛА в диапазоне космических скоростей от первой до третьей сокращает запасы топлива и увеличивает долю полезного груза.

Исследования Меркулова И.А. создали теоретический базис для проекта внеатмосферного прямоточного кинетического реактивного двигателя (ПКРД) с попутными и встречными потоками рабочего вещества, реализация которого открывает возможности по использованию механической энергии небесных тел (в виде запасов веществ на борту КА, полученных из атмосферы и/или реголита) для запуска летательных аппаратов с Земли в космос.

Полностью работа Меркулова И.А. дана в приложении на 15 листах:

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
ЭНЕРГЕТИКА И ТРАНСПОРТ

1965

5

УДК 621.454:629.19.03

ПРОБЛЕМА КОСМИЧЕСКИХ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

И. А. МЕРКУЛОВ

(Москва)

В работе приведены результаты термодинамического исследования воздушно-реактивного двигателя в диапазоне чисел М от 5 до 50.

Даны выражения критерия тяги воздушно-реактивного двигателя и показано, что, если в этом двигателе к потоку воздуха подводится тепло и дополнительная масса, он способен развивать положительную тягу при космических скоростях полета. Установлена эквивалентность подвода массы тепла по величине тяги двигателя. Показано, что массовый эквивалент тепла уменьшается с ростом скорости полета. Приведены полученные расчетным путем величины удельного импульса воздушно-реактивного двигателя с различными типами диффузоров при космических скоростях полета.

1. **Введение.** Более тридцати лет назад была создана теория воздушно-реактивных двигателей (ВРД) [1] и высказаны идеи об их применении авиации и для разгона космических ракет при их движении в атмосфере [2]. За истекшее время в ряде фундаментальных трудов [3–5] освещены многогранные теоретические и экспериментальные исследования ВРД различных типов. В последние годы в мировой научной литературе [6–12] обсуждается вопрос об эффективности применения ВРД для разгона космических ракет, о пределах скоростей полета, до которых способен работать ВРД.

В литературе неоднократно высказывались мнения о том, что ВРД способны работать лишь до сравнительно небольших сверхзвуковых скоростей полета, соответствующих числам $M = 5 \div 6$, и что выше этого предела ВРД по тем или иным причинам применяться не может. Высказывались предположения о том, что, не говоря уже о конструктивных трудностях, связанных с созданием ВРД для больших сверхзвуковых скоростей, с теоретической точки зрения за указанным скоростным пределом ВРД вообще «вырождается».

Излагались и прямо противоположные, весьма оптимистические мнения об эффективности ВРД при высоких, как иногда их называют, гиперзвуковых скоростях полета.

Настоящая работа ставит своей целью дать общие критерии оценки работоспособности ВРД, т. е. установить критерии тяги ВРД, которые позволили бы без проведения газодинамических расчетов выявить способность двигателя развивать положительную тягу при заданных исходных параметрах. В качестве исходных параметров приняты: скорость полета, величины подведенных тепла и массы, эффективность процесса сжатия воздуха, характеризуемая коэффициентом полезного действия диффузора или его коэффициентом давления.

Как известно, тяга воздушно-реактивного двигателя выражается уравнением:

$$P = 2\left[\mu \frac{V_c}{V_н} - 1\right] S_н \frac{\rho_н V_н^2}{2}, \tag{1.1}$$

где $V_н$[1] и V_c — соответственно скорость полета и относительная скорость истечения газа из сопла двигателя; $\mu = 1 + \delta$ — коэффициент увеличения массы газа в двигателе; δ — количество горючего или иного вещества, подаваемого из бортовых баков на каждый килограмм проходящего через двигатель воздуха; $\rho_н$ — плотность невозмущенного воздуха; $S_н$ — площадь струи воздуха, входящей в ВРД.

Так как площадь и скоростной напор являются величинами существенно положительными, то вопрос о способности двигателя развивать положительную тягу всецело определяется знаком коэффициента тяги

$$C_P = 2\left[\mu \frac{V_c}{V_н} - 1\right].$$

Поэтому в качестве критерия тяги можно принять неравенство:

$$\mu \frac{V_c}{V_н} > 1. \tag{1.2}$$

Исследование работы ВРД производится при следующих допущениях: а) воздух и продукты сгорания являются идеальными газами, подчиняющимися уравнениям Клайперона и Майера; б) показатель адиабаты k постоянный; в) параметры газа по сечению постоянны; г) расширение газа в сопле полное (т. е. между давлениями существует соотношение $p_c = p_н$); д) скорости газа в конце диффузора и в камере сгорания пренебрежимо малы; е) давление газа в конце камеры сгорания равно давлению в конце диффузора ($p_д = p_к$); ж) диссоциация отсутствует.

Чтобы отчетливее показать закономерности, определяющие тягу ВРД, будут рассматриваться последовательно два случая: 1) воздушно-реактивный двигатель с обменом механической энергии и теплообменом, массообмена нет (нагрев воздуха без подачи топлива) и 2) воздушно-реактивный двигатель с обменом механической энергии, тепла и массы.

2. Потери механической энергии в диффузоре ВРД. При движении воздуха по каналу ВРД появляются необратимые потери механической энергии, величина которых возрастает с увеличением скорости полета. Поэтому при решении вопроса о работоспособности ВРД при космических скоростях в первую очередь надлежит выяснить величину этих потерь.

В газовоздушном тракте ВРД прямоточного типа (ПВРД) наибольшая часть необратимых потерь механической энергии, как известно, приходится на диффузор. Потери энергии вследствие трения газа при его течении вдоль стенок камеры сгорания и сопла по крайней мере на порядок меньше потерь, сопровождающих процесс сжатия воздуха, поэтому наибольшее внимание следует уделить определению потерь механической энергии в диффузоре.

Коэффициент полезного действия (к.п.д.) сжатия воздуха (к.п.д. диффузора) можно представить в виде:

$$\eta_д = \frac{2g \dfrac{k}{k-1} RT_н \left[\left(\dfrac{p_д}{p_н}\right)^{(k-1)/k} - 1\right]}{V_н^2}, \tag{2.1}$$

где R — газовая постоянная, T — температура, g — ускорение силы тяжести.

[1] Здесь и далее индексами «н», «д», «к» и «с» отмечаются параметры газовоздушного потока соответственно в невозмущенном состоянии впереди двигателя, в конце диффузора, в конце камеры сгорания и в выходном сечении сопла.

Используя это равенство и имея в виду сделанные допущения ($p_c = p_н$; $p_к = p_д$), выразим термический к.п.д. описываемого газом в канале ВРД цикла Брайтона через к.п.д. диффузора[1]:

$$\eta = \frac{\frac{k-1}{2} M^2 \eta_д}{1 + \frac{k-1}{2} M^2 \eta_д}. \tag{2.2}$$

Потери механической энергии при расширении газа в сопле могут быть характеризованы коэффициентом полезного действия сопла:

$$\eta_c = \frac{V_c^2}{2g \frac{k}{k-1} R T_к \left[1 - \left(\frac{p_c}{p_к} \right)^{(k-1)/k} \right]} \tag{2.3}$$

При указанных выше допущениях из уравнений (2.1) и (2.3) можно получить следующее выражение:

$$\left(\frac{V_c}{V_н} \right)^2 = \frac{T_к}{T_н} \left(\frac{p_н}{p_д} \right)^{(k-1)/k} \eta_д \eta_c. \tag{2.4}$$

Чтобы выявить влияние к.п.д. диффузора на работоспособность ВРД и установить принципиальные закономерности, характеризующие работу ВРД при космических скоростях полета, определим потери кинетической энергии в диффузоре. Под потерями кинетической энергии в диффузоре будем понимать разность величин кинетической энергии входящего в двигатель потока воздуха и воздуха, вытекающего из диффузора через идеальное сопло при расширении до атмосферного давления $\Delta E = (V_н^2 - V_x^2) : 2g$. Отнесем величину этих потерь к кинетической энергии невозмущенного потока:

$$\Delta \bar{E} = \frac{1 - \eta_д}{1 - \frac{k-1}{2} M^2 \eta_д}. \tag{2.5}$$

В литературе весьма часто диффузор характеризуется величиною коэффициента давления, представляющего собой отношение давления воздуха в конце диффузора (в предположении полного торможения) к давлению идеально заторможенного набегающего потока

$$\sigma = p_д^* / p_н^*.$$

Легко установить зависимости $\sigma = \sigma(\eta_д)$ и $\eta_д = \eta_д(\sigma)$:

$$\sigma = \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2 \eta_д}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right]^{k/(k-1)} \tag{2.6}$$

$$\eta_д = \frac{\left[1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right] \sigma^{(k-1)/k} - 1}{\frac{k-1}{2} M^2}. \tag{2.7}$$

[1] При определении к. п. д. цикла Брайтона в качестве исходных величин принимались перепад давления в диффузоре и перепад температуры газа в конце диффузора и в конце камеры сгорания.

На рис. 3 показана зависимость критерия $\bar{Q}$ от числа М полета для нескольких типов воздухозаборников.

Кривые на рис. 3 позволяют установить, при каком значении числа М ВРД, работающий с заданным подводом тепла (Q) и обладающий определенным воздухозаборником (σ), прекращает развивать положительную тягу. Следует заметить, что граница практического применения двигателя лежит на значительно меньших числах М, нежели граница нулевой тяги.

Возможна постановка задачи в другой форме: определить нижнюю границу значений $\eta_д$, реализующих условие $P > 0$ при заданной величине Q. В этом случае критерий тяги следует записать в виде:

$$\eta_д > \frac{i_н}{i_н + Q}. \tag{3.6}$$

Если дана величина σ, а не $\eta_д$, то критериальные выражения можно преобразовать из уравнений (3.4) и (2.7) следующим образом:

$$\frac{\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)\left(1+\frac{Q}{i_н}\right)}{1+\frac{k-1}{2}M^2+\frac{Q}{i_н}}\sigma^{(k-1)/k} > 1. \tag{3.7}$$

Критерий тяги ВРД можно представить еще в двух видах, выразив его через абсолютную скорость полета или энтальпию воздушного потока[1]:

$$\frac{\left(i_н + A\frac{V_н^2}{2g}\right)(Q+i_н)}{\left(i_н + A\frac{V_н^2}{2g}+Q\right)i_н}\sigma^{(k-1)/k} > 1 \tag{3.8}$$

и

$$\frac{i_н^*(i_н+Q)}{i_н(i_н^*+Q)}\sigma^{(k-1)/k} > 1. \tag{3.9}$$

Аналогично из неравенств (3.5) и (3.6) можно получить:

$$\bar{Q} = \frac{Q}{i_н} > \frac{\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)(1-\sigma^{(k-1)/k})}{\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)\sigma^{(k-1)/k}-1}, \tag{3.10}$$

$$\bar{Q} > \frac{\left(i_н + A\frac{V_н^2}{2g}\right)(1-\sigma^{(k-1)/k})}{\left(i_н + A\frac{V_н^2}{2g}\right)\sigma^{(k-1)/k}-1}. \tag{3.11}$$

$$\bar{Q} > \frac{i_н^*(1-\sigma^{(k-1)/k})}{i_н^*\sigma^{(k-1)/k}-i_н} \tag{3.12}$$

и

$$\sigma > \left[\frac{\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)i_н+Q}{\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)(i_н+Q)}\right]. \tag{3.13}$$

---

[1] * — звездочкой отмечаются параметры изоэнтропически заторможенного потока.

Полученные выражения критерия тяги могут относиться не только к прямоточным воздушно-реактивным двигателям, но и к ВРД других типов (например, турбопрямоточным, турборакетным), если расширить понятие коэффициента давления, понимая его как отношение давления газа перед соплом к давлению идеально заторможенного потока воздуха перед двигателем.

4. **Двигатель с подводом тепла и массы.** Найдем выражение критерия тяги для того случая, когда к потоку проходящего через двигатель воздуха подводится какая-либо масса. В качестве подводимой массы могут применяться инертные вещества, горючее, окислители и их различные комбинации.

В этом случае критерий тяги принимает вид

$$\frac{i_к}{i_н} > \frac{1}{\mu^2}\left(\frac{k-1}{2}M^2 + \frac{1}{\eta_д}\right)\frac{1}{\eta_с}. \qquad (4.1)$$

Так как $\mu i_к = i_д + \delta i_т + Q$, то, обозначив $Q_\Sigma = Q + \delta i_т$ ($i_т$ — энтальпия подводимой массы), получим:

$$\frac{i_к}{i_н} = \frac{i_д + Q_\Sigma}{\mu i_н} = \frac{1}{\mu}\left(1 + \frac{k-1}{2}M^2 + \frac{Q_\Sigma}{i_н}\right).$$

Следовательно,

$$\left(1 + \frac{k-1}{2}M^2 + \frac{Q_\Sigma}{i_н}\right)\frac{1}{\mu} > \frac{1}{\mu^2}\left(\frac{k-1}{2}M^2 + \frac{1}{\eta_д}\right)\frac{1}{\eta_с}.$$

Отсюда

$$\left[\left(1 + \frac{Q_\Sigma}{i_н}\right) + \left(1 - \frac{1}{\mu\eta_с}\right)\frac{k-1}{2}M^2\right]\mu\eta_д > 1, \qquad (4.2)$$

или, полагая $\eta_с = 1,0$,

$$\left[1 + \frac{Q_\Sigma}{i_н} + \frac{\delta}{1+\delta}\frac{k-1}{2}M^2\right](1+\delta)\eta_д > 1. \qquad (4.3)$$

Используя выражение (2.7), можно получить критерии тяги, выраженные через величину σ

$$\frac{\left[1 + \frac{k-1}{2}M^2\right]\left[1 + \frac{Q_\Sigma}{i_н} + \frac{\delta}{1+\delta}\frac{k-1}{2}M^2\right]}{1 + \frac{k-1}{2}M^2 + \frac{Q_\Sigma}{i_н}}\sigma^{(k-1)/k} > 1, \qquad (4.4)$$

$$\frac{\left[i_н + A\frac{V^2}{2g}\right]\left[i_н + Q_\Sigma + \frac{\delta}{1+\delta}\frac{AV^2}{2g}\right]}{\left[i_н + A\frac{V^2}{2g} + Q_\Sigma\right]i_н}\sigma^{(k-1)/k} > 1 \qquad (4.5)$$

или

$$\frac{i_н^*\left[i_н + Q_\Sigma + \frac{\delta}{1+\delta}(i_н^* - i_н)\right]}{i_н[i_н^* + Q_\Sigma]}\sigma^{(k-1)/k} > 1. \qquad (4.6)$$

Анализ критерия тяги ВРД показывает, что чем больше скорость полета, тем больший эффект дает введение в ВРД дополнительной массы.

Критерий тяги ВРД, выраженный уравнением (4.3), позволяет определить минимальное значение подводимого тепла, при котором двигатель начинает развивать положительную тягу при заданной величине расхода массы δ. Для этого разрешим уравнения (4.3) и (4.4) относительно величины $\bar{Q}_\Sigma$

$$\bar{Q}_\Sigma = \frac{Q_\Sigma}{i_н} > \frac{1}{1+\delta}\left[\frac{1-\eta_д}{\eta_д} - \delta\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)\right]$$

и

$$\bar{Q}_\Sigma = \frac{\left[1+\frac{k-1}{2}M^2\right]\left[1-\sigma^{(k-1)/k}\left(1+\frac{\delta}{1+\delta}\frac{k-1}{2}M^2\right)\right]}{\left[1+\frac{k-1}{2}M^2\right]\sigma^{(k-1)/k}-1}.$$

На рис. 5 приведены результаты вычисления предельного значения величины $\bar{Q}_{\Sigma\,пред}$ при различном расходе массы (при σ_1).

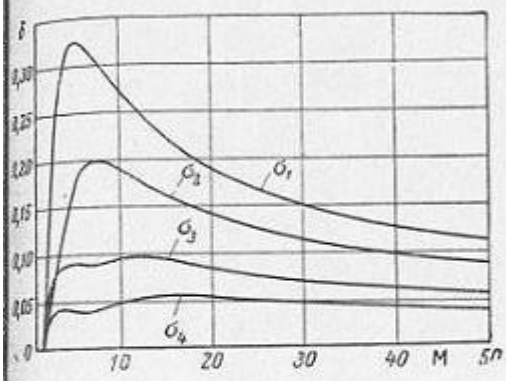

Рис. 4

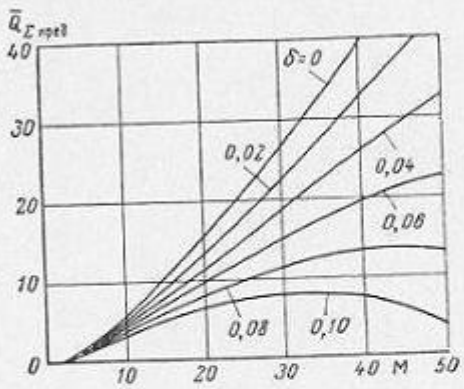

Рис. 5

Аналогично выражениям (3.6) и (3.13) можно найти предельные значения величин $\eta_д$ или σ, при которых для заданных значений $\bar{Q}_\Sigma$ и M реализуется условие $P > 0$. Из выражения (4.3) найдем:

$$\eta_д > \frac{1}{\frac{i_н+Q_\Sigma}{i_н} + \delta\left[\frac{i_н+Q_\Sigma}{i_н} + \frac{k-1}{2}M^2\right]} \tag{4.11}$$

и из выражения (4.4):

$$\sigma > \left[\frac{1+\frac{k-1}{2}M^2+\frac{Q_\Sigma}{i_н}}{\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)\left(1+\frac{Q_\Sigma}{i_н}+\frac{\delta}{i+\delta}\frac{k-1}{2}M^2\right)}\right]^{k/(k-1)}. \tag{4.12}$$

Как видно из рис. 6, при $\delta = 0$ для $M \geqslant 21$ требуемое значение коэффициента $\sigma_{пред}$ превосходит величину σ для прямого скачка уплотнения и, если не будет создано диффузоров с более высоким коэффициентом давления, ВРД не сможет развивать положительной тяги. При $\delta > 0$ возможна работа ВРД с коэффициентом давления воздухозаборника даже меньшим, чем в случае прямого скачка уплотнения.

5. Удельный импульс космических ВРД. Естественно возникает вопрос о том, до какой величины следует повышать расход массы. На решение этого вопроса оказывают влияние в основном следующие три фактора: по-

требная величина абсолютной тяги двигателя, предельное значение допустимой температуры газа в камере сгорания и зависимость величины удельного импульса от расхода массы.

Неравенства (4.3)—(4.6) показывают, что тяга ВРД неограниченно возрастает при увеличении расхода массы. Температура газа $T_г$ монотонно убывает с увеличением количества массы, подаваемой в поток воздуха (рис. 7). Таким образом, первые два из трех указанных факторов с увели-

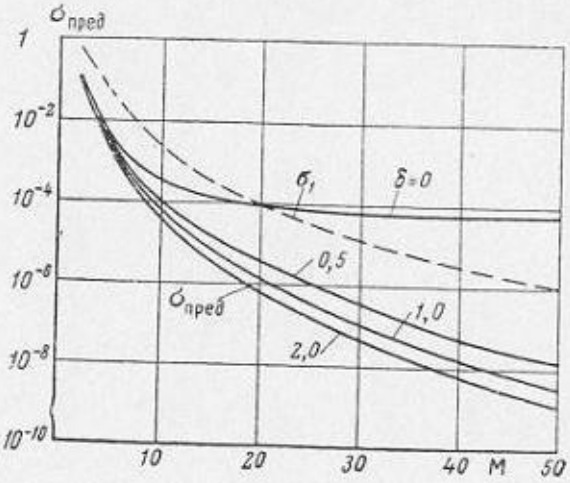

Рис. 6

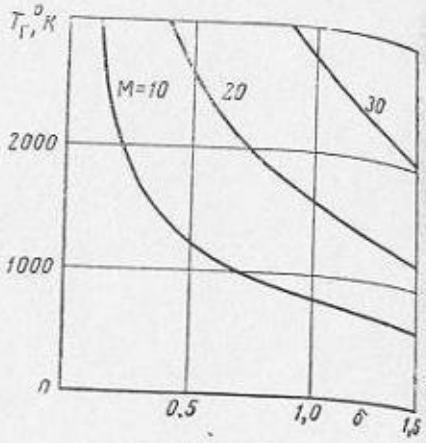

Рис. 7

чением расхода массы изменяются в лучшую сторону. Необходимо определить, как влияет расход массы на величину удельного импульса. При каком расходе массы удельный импульс достигает максимального значения?

Величина удельного импульса может быть вычислена по формуле:

$$I = \left(\frac{\mu V_c}{V_н} - 1\right)\frac{V_н}{g\delta}. \qquad (5.1)$$

Выразив скорость истечения газа в виде

$$V_c = \sqrt{2g\frac{i_н^* + Q_\Sigma}{A\mu}\,\frac{\frac{k-1}{2}M^2\eta_д}{1+\frac{k-1}{2}M^2\eta_д}}$$

можно получить

$$I = \left[\sqrt{(1+\delta)\frac{1+\frac{k-1}{2}M^2+\bar{Q}_\Sigma}{1+\frac{k-1}{2}M^2\eta_д}\eta_д} - 1\right]\frac{Ma_н}{g\delta}, \qquad (5.2)$$

где $a_н$ — скорость звука в невозмущенном потоке.

Для определения экстремального значения функции $I = I(\delta)$ аннулируем ее первую производную

$$\frac{dI}{d\delta} = \frac{Ma_н}{d\delta^2}\left[1 - \frac{2+\delta}{2\sqrt{1+\delta}}\sqrt{\frac{1+\frac{k-1}{2}M^2+\bar{Q}_\Sigma}{1+\frac{k-1}{2}M^2\eta_д}\eta_д}\right] = 0 \qquad (5.3)$$

получаем

$$\delta_{экстр} = 2\frac{1-\dfrac{1+\dfrac{k-1}{2}M^2+\bar{Q}_\Sigma}{1+\dfrac{k-1}{2}M^2\eta_д}\eta_д+\sqrt{1-\dfrac{1+\dfrac{k-1}{2}M^2+\bar{Q}_\Sigma}{1+\dfrac{k-1}{2}M^2\eta_д}\eta_д}}{\dfrac{1+\dfrac{k-1}{2}M^2+\bar{Q}_\Sigma}{1+\dfrac{k-1}{2}M^2\eta_д}\eta_д}. \qquad (5.4)$$

Исследуя течение функции $\delta_{экстр} = \delta_{экстр}(M)$, можно установить, что подача дополнительной массы способствует увеличению удельного импульса лишь при определенных значениях числа M полета, соответствующих условию:

$$\frac{1+\dfrac{k-1}{2}M^2+\bar{Q}_\Sigma}{1+\dfrac{k-1}{2}M^2\eta_д}\eta_д < 1. \qquad (5.5)$$

Это неравенство позволяет найти ту скорость полета, начиная с которой для увеличения удельного импульса целесообразно подавать дополнительную массу. Искомое значение скорости зависит от относительной ве-

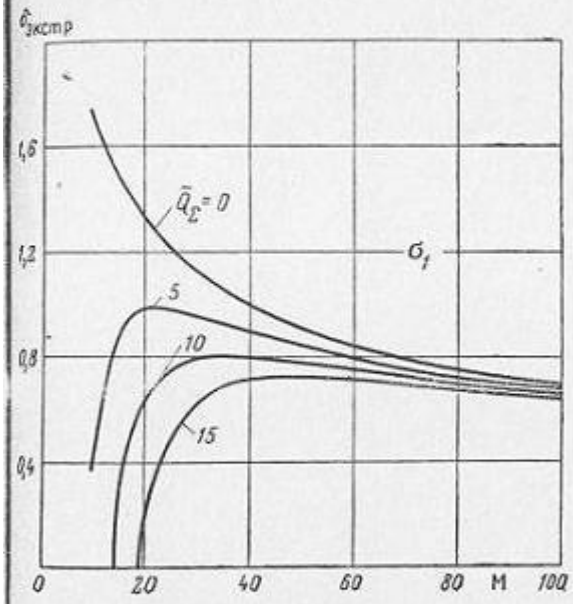

Рис. 8

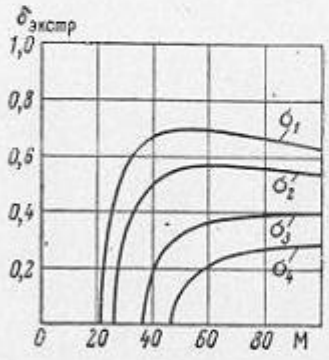

Рис. 9

личины подвода тепла $\bar{Q}$ и к.п.д. диффузора. При меньших значениях скорости полета подача дополнительной массы может быть оправдана желанием увеличить абсолютную тягу двигателя, необходимостью снизить температуру газа в камере сгорания, задачами охлаждения конструкции двигателя. Дополнительная масса может подаваться для инжекционного наддува двигателя и для других целей.

При бесконечном возрастании числа M $\lim \delta_{экстр} = 0$.

Так как функция $\delta_{экстр} = \delta_{экстр}(M)$ дважды становится равной нулю можно установить, что она имеет максимум и определить его значение, а также то значение числа M, при котором реализуется этот максимум.

Например, для $\bar{Q} = 16{,}4$ и $\sigma = \sigma_1$ находим $\delta_{экстр} = 0{,}7$ *кг/кг* воздуха и $M = 50$.

Следовательно, во всем диапазоне $0 < M < \infty$ для значений величин $\bar{Q} = 16{,}4$ и $\sigma = \sigma_1$ максимальное количество дополнительной массы, подаваемой для увеличения удельного импульса, не превосходит 0,7 килограмма на килограмм воздуха.

Исключение из этого правила может встречаться лишь в том случае, когда увеличение расхода дополнительной массы изменяет величину $\bar{Q}_\Sigma$ или повышает давление газа в камере сгорания (инжекционный наддув,

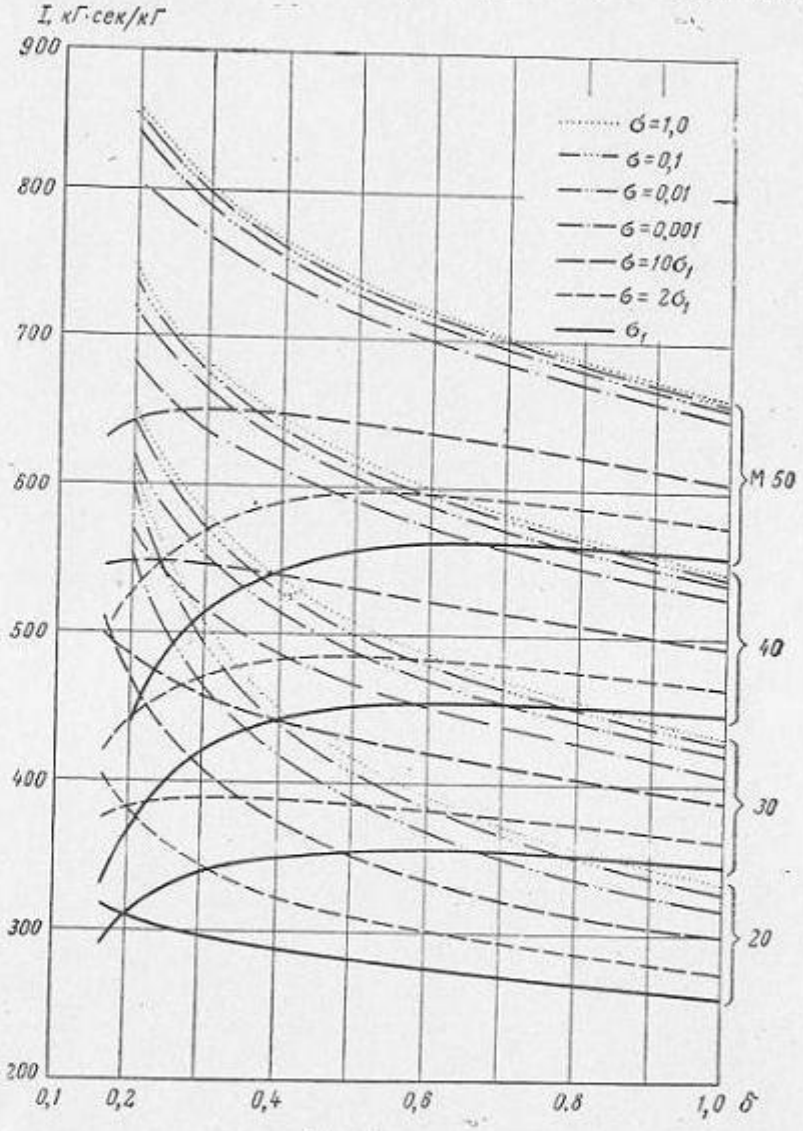

Рис. 10

работа ВРД с нерегулируемым соплом при переразмеренном критическом сечении).

На рис. 8 и 9 представлена зависимость от числа M и $\bar{Q}_\Sigma$ величины $\delta_{экстр}$, реализующей максимум функции $I(\delta)$ при различных типах диффузоров. Характер протекания кривых на этих рисунках позволяет установить, что с повышением коэффициента давления диффузора максимум функции $\delta_{экстр}(M)$ перемещается в сторону больших значений M и при этом величина $(\delta_{экстр})_{макс}$ уменьшается.

Рис. 10 иллюстрирует зависимость удельного импульса от количества веществ, подводимых в камере сгорания на каждый килограмм воздуха.

Таким образом, результаты расчетов, выполненных по приближенной методике с указанными выше допущениями, показали, что исследуемый двигатель при диффузоре с прямым скачком уплотнения при скорости полета, соответствующей числам $M = 30—40$, имеет удельный импульс такого же порядка, как современные ЖРД, отличаясь от них большими габаритами и весом, но в случае создания диффузора, имеющего значительно больший коэффициент давления, чем диффузор с прямым скачком уплотнения, двигатель в данном диапазоне скоростей может иметь импульс порядка 500—600 *кг·сек/кг*.

При возрастании скорости полета величина удельного импульса исследуемого двигателя существенно увеличивается и при $M = 50$ приближается к 600 *кг·сек/кг*.

Эти значения удельного импульса значительно превосходят те величины, которые по современным представлениям могут иметь перспективные ЖРД.

Этот вывод позволяет говорить о целесообразности работ по исследованию и усовершенствованию воздухозаборников, предназначенных для применения при скоростях полета порядка первой — третьей космических.

Высокое значение удельного импульса исследуемого двигателя при скоростях полета, превосходящих вторую космическую (в том числе и при воздухозаборнике с прямым скачком уплотнения), делает целесообразным рассмотрение возможности применения таких двигателей для разгона в верхних слоях атмосферы до скорости $V = 15—18$ *км/сек* космических кораблей, отправляющихся к орбитам далеких планет или развивающих такие скорости для других целей (сокращение времени перелета).

6. Выводы. 1. Воздушно-реактивный двигатель, в котором к потоку воздуха подводится тепло и дополнительная масса, способен развивать положительную тягу при космических скоростях полета.

2. Необратимые потери кинетической энергии в диффузоре воздушно-реактивного двигателя монотонно возрастают с увеличением скорости полета и в случае прямого скачка уплотнения при первой космической скорости достигают величины порядка $4 \cdot 10^6$ джоулей на один килограмм воздуха. Однако величина потерь, отнесенная к полной кинетической энергии входящего в двигатель потока воздуха, достигнув максимума (25%) при числе $M = 5$, с дальнейшим ростом скорости полета убывает и при первой космической скорости для диффузора с прямым скачком уплотнения составляет всего 13%.

3. По величине получаемой тяги двигателя подвод массы эквивалентен подводу тепла. Массовый эквивалент тепла уменьшается с ростом скорости полета и, например, при $M = 30$ становится равным 10^{-4} *кг/ккал*.

4. Подача инертной массы при числах M полета, больших $15 \div 20$, приводит как к увеличению абсолютной тяги, так и к увеличению удельного импульса (для двигателя с прямым скачком уплотнения и $\overline{Q}_\Sigma = 10 \div 15$).

5. Оптимальное значение величины массы, подаваемой в поток воздуха, соответствующее максимуму удельного импульса, изменяется со скоростью полета. Например, при $\overline{Q}_\Sigma = 15$ для двигателя, имеющего диффузор с прямым скачком уплотнения, при $M = 30$ величина $\delta_{экстр} \approx 0{,}6$, при $M = 40$ — $\delta_{экстр} \approx 0{,}7$.

6. Величина $\delta_{экстр}$ имеет максимум, величина которого и скорость, при которой он реализуется, зависят от типа диффузора и количества подводимого тепла (независящего от количества инертной массы); например, при $\overline{Q}_\Sigma = 10$ максимальное значение $\delta_{экстр} = 0{,}8$ ($M = 35$), при $\overline{Q}_\Sigma = 15$ $\delta_{экстр} = 0{,}73$ ($M = 50$).

7. В диапазоне от первой до второй космических скоростей ($M \approx 30 \div 40$) воздушно-реактивный двигатель при диффузоре с прямым скачком

уплотнения имеет удельный импульс такого же порядка, как современные жидкостные ракетные двигатели; при диффузоре, коэффициент давления которого в десять раз выше, чем у диффузора с прямым скачком уплотнения (при $M = 40$ $\sigma_3 \approx 0{,}00004$), величина удельного импульса увеличивается до 500—550 *кг·сек/кг*. При скорости полета, соответствующей числу $M = 60$, удельный импульс двигателя с указанными диффузорами достигает 700—750 *кг·сек/кг*.

8. Все выводы справедливы для тех высот, на которых входящий в двигатель поток воздуха можно рассматривать как континиум. Течение газа в камере сгорания принято дозвуковым. Тяга двигателя рассматривалась независимо от внешнего сопротивления мотогондолы.

Численные значения некоторых величин, приведенных в настоящей работе, являются приближенными, так как они получены в предположении постоянства теплоемкости газа, полного расширения газа в сопле, отсутствия потерь при смешении газов в камере сгорания, отсутствия потерь энергии на охлаждение, отсутствия потерь энергии вследствие диссоциации.

Поступило
15 III 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Стечкин. Теория воздушно-реактивного двигателя. Техника воздушного флота, 1929, № 2.
2. Ф. А. Цандер. Проблема полета при помощи реактивных аппаратов. Оборонгиз, 1961.
3. И. М. Бондарюк, С. М. Ильяшенко. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. Оборонгиз, 1958.
4. Б. С. Стечкин, П. К. Казанджан, А. П. Алексеев, А. П. Говоров, Н. Е. Коновалов, Ю. П. Нечаев, Р. М. Федоров. Теория реактивных двигателей. Оборонгиз, 1963.
5. И. В. Иноземцев. Курс тепловых двигателей. Оборонгиз, 1952.
6. G. L. Dugger. Future of the Hypersonic — Ramjet, Astronautics, apr. 1959.
7. G. L. Dugger. Ramjets, Astronautics, 1962, v. 7, № 11.
8. Iohn B. Fenn. Some notes on high speed medium propulsion, XI-th Internat. Astronaut Congr. in Stokholm, 1960.
9. R. I. Lane. Recoverable air breathing boosters for space vehieles. Archer B. V. Discussion. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1962, v. 66, № 618.
10. I. M. Armstrong. Research Advance boosters-recovery Paper 13th IAF Congress in Varna. The air-breathing booster. Space flight, 1962, v. 4, № 5.
11. R. P. Probest, D. H. Mallinson. Economics of ramjets as satellite launchers. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1962, v. 66, № 618.
12. Air breating boosters for space vehieles, Bristol Siddley J. 1962, v. 4, № 1.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР — ОТДЕЛЕНИЕ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ ЭНЕРГЕТИКИ

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

ЭНЕРГЕТИКА И ТРАНСПОРТ

№ 5 СЕНТЯБРЬ — ОКТЯБРЬ 1965

СОДЕРЖАНИЕ

Л. А. Крумм (*Иркутск*). Применение метода Ньютона—Рафсона для расчета стационарного режима сложных электрических систем 3
Л. С. Беляев (*Иркутск*). Применение принципа максимума Л. С. Понтрягина для оптимизации работы сложной энергетической системы 13
А. С. Некрасов (*Иркутск*). Оценка погрешности исходных показателей в задаче оптимизации топливного баланса 23
Ю. Н. Астахов, В. А. Веников, Э. Н. Зуев (*Москва*). Увеличение пропускной способности двухцепных линий электропередач 28
О. Т. Гераскин (*Москва*). Применение теории графов сигналов к расчету коэффициентов токораспределения в электрических сетях 33
В. К. Роддатис (*Москва*). Выбор линейных регуляторов для неоднородных электрических сетей с учетом изменения потерь реактивной мощности 41
Р. И. Караев (*Москва*). Схемы замещения длинных линий при выполнении расчетов переходных процессов с помощью цифровых вычислительных машин 47
В. Ф. Куров (*Новосибирск*). Матричные алгоритмы для анализа статической устойчивости сложной энергосистемы 51
Нгуен Хиен, В. А. Строев (*Москва*). О применении практических критериев к исследованию статической устойчивости электрических систем 64
А. В. Иванов-Смоленский, И. Майе (*Москва*). О физическом моделировании электромагнитных полей в ферромагнитных средах 69
Ю. А. Розовский (*Ленинград*). К вопросу об исследовании электромагнитных процессов в асинхронных машинах со сплошным ротором 77
Э. Г. Кашарский (*Ленинград*). К расчету переходных процессов в электрических машинах с цилиндрическим массивным ротором 84
П. М. Толмач, Н. Н. Ясницкая (*Харьков*). Эффект Холла в канале с секционированными электродами 91
М. П. Златев, В. С. Димова (*Болгария, София*). Взаимная электрическая проводимость двух некоаксиальных прямоугольных контуров 105
Р. П. Бирюкова, Д. В. Тимофеев (*Москва*). Симметрирование режимов в электрических системах с однофазными тяговыми нагрузками 107
А. В. Внуков (*Ташкент*). О методике исследований котельных агрегатов, работающих на газе и мазуте 112
Е. И. Таубман (*Одесса*). Математические модели многоступенчатых испарительных и выпарных установок 121
Ю. А. Суринов (*Москва*). Методы определения и численного расчета локальных характеристик поля излучения 131
А. Л. Стасенко (*Москва*). Влияние внешнего излучения на предельные характеристики ленточного радиатора 143
В. П. Маховиков (*Харьков*). Новый метод решения задач теплопроводности для тел вращения 151
В. М. Капинос (*Харьков*). О гидродинамическом сопротивлении диска 155
И. А. Меркулов (*Москва*). Проблема космических воздушно-реактивных двигателей 159
Г. В. Железняков (*Москва*). К расчету удельной кинетической энергии речного потока 173