

УДК 534.222.2: 535.71

СРАВНЕНИЕ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С МЕДЛЕННЫМ И ДЕТОНАЦИОННЫМ ГОРЕНИЕМ

© 2020 г. А. Д. Егорян^{a,*}, А. Н. Крайко^{a,b,**}

^a Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт, Москва, Россия

*E-mail: arche_hl@mail.ru

**E-mail: akraiko@ciam.ru

Поступила в редакцию 08.10.2019 г.

После доработки 17.10.2019 г.

Принята к публикации 17.10.2019 г.

Сравниваются прямоточные воздушно-реактивные двигатели (ПВРД) разных схем с медленным и детонационным горением. Стационарные и нестационарные процессы в них описываются простыми моделями газо- и термодинамики, детонационной волны, торможения воздуха в воздухозаборнике и разгона продуктов сгорания в сверхзвуковых частях сопел. В рамках таких моделей при фиксированном показателе адиабаты характеристики каждого двигателя зависят от двух параметров – числа Маха полета и безразмерной удельной теплоты горения горючей смеси. Сравнение, проведенное для всех их реальных величин с анализом термодинамических циклов и одномерными нестационарными расчетами (для двигателей с горением в движущихся детонационных волнах), подтвердило важность учета нестационарных процессов в камерах сгорания. Выполненное сравнение актуально из-за частых утверждений о возможном значительном увеличении тяговых характеристик при замене прямоточных двигателей с медленным горением при постоянном давлении (ПВРД) на двигатели с горением в пульсирующих или вращающихся детонационных волнах (Pulse-Detonation Engine (PDE) или Rotating Detonation Engine (RDE)). Обычно эти утверждения делаются на основе сравнения термических коэффициентов полезного действия (кпд) и рассчитанных по ним удельных тяг и импульсов. При нестационарном течении в камере сгорания пересчет тяг и импульсов по термическому кпд завышает их значения. Справедливость этого для многокамерных PDE подтвердили нестационарные расчеты. При мгновенном открытии и закрытии входа в детонационные камеры и мгновенном без энергозатрат инициировании детонационной волны тяга PDE, начиная с небольших сверхзвуковых чисел Маха полета, получается меньше тяги ПВРД. Аналогичный пересчет для RDE незаконен из-за перехода во вращающуюся неинерциальную систему координат.

Ключевые слова: воздушно-реактивные двигатели разных типов с детонационным и медленным горением, пульсирующие, вращающиеся и неподвижные детонационные волны, термические коэффициенты полезного действия, удельные тяги и импульсы, нестационарность течения в детонационных камерах

DOI: 10.31857/S0568528120020024

Сторонники широкого применения детонационного горения часто со ссылками на заметку [1] Я.Б. Зельдовича 1940 г. (см. также [2]) призывают к переходу на детонационное горение, обещая улучшение тяговых характеристик воздушно-реактивных двигателей (ВРД) на десятки процентов. Так, согласно [3] Я.Б. Зельдович еще в 1940 г. показал для сверхзвуковых полетов превосходство ВРД с горением в детонационной волне (ДВ) над ПВРД – прямоточными ВРД с медленным (дефлаграционным) горением при постоянном давлении. Возникает вопрос: “Почему ПВРД, которых тогда не было, получили широкое распространение, а ВРД с горением в ДВ при их “превосходстве” над ПВРД все еще находятся на этапе модельных НИР?”

Ответ на поставленный вопрос дает уже обращение к Я.Б. Зельдовичу, который в той же заметке 1940 г. пишет: “При незначительном превышении ... принципиально достижимого кпд (0.354) цикла с детонационным горением над кпд (0.313) цикла, использующего обычное горение в замкнутом объеме, практическое использование детонационного горения в энергетических целях весьма маловероятно. ... При осуществлении детонации в трубе или системе труб не-

избежно будут весьма значительные потери вследствие отбора тепла и торможения продуктов горения боковыми стенками трубы. Таким образом, по нашему мнению, поиски циклов с детонационным сжиганием в погоне за небольшим увеличением принципиально достижимого КПД бесперспективны. ... Потери в детонационном цикле вдвое снижают тягу реактивного двигателя по сравнению с циклом с изэнтропическим сжатием и горением при постоянном давлении при заданной, весьма высокой скорости движения, равной скорости распространения детонации. ... Трудности осуществления и использования детонации с минимальными потерями делают нецелесообразными попытки практического применения детонационного горения с целью энергетического использования. ... В воздушно-реактивном двигателе непрерывного горения при сверхзвуковой скорости детонационное сгорание дает (в отсутствие потерь) уменьшение тяги по сравнению с обычным циклом.” Это — все, а иных высказываний в поддержку применения детонационного горения в ВРД у Я.Б. Зельдовича ни в этой, ни в других публикациях нет.

Несмотря на сказанное в [1], возможности использования детонационного горения в ВРД интересовали и продолжают интересовать многих исследователей. Важные результаты получены в работах [4–11] до того, как заметка [1] стала известна их авторам. Ниже вслед за [4] характеристики ВРД сравниваются в рамках простой термодинамической модели: воздух, горючая смесь и продукты сгорания — совершенные газы с постоянными теплоемкостями; самоподдерживающиеся ДВ (ДВ “Чепмена-Жуге” — “ДВ_{СЖ}”) — поверхности разрыва с подводом фиксированной энергии — удельной “теплоты горения” смеси; торможение воздуха в воздухозаборнике и разгон продуктов сгорания в сверхзвуковых частях сопел изэнтропические и стационарные; вклад топлива в общий расход не учитывается.

“Идеальные” характеристики ВРД, сравниваемые в рамках сделанных упрощений, — функции числа Маха полета M_0 , безразмерной теплотворной способности горючей смеси q° и показателя адиабаты совершенного газа γ . Применение термодинамических подходов [1, 4] к большему, чем в этих работах числу типов ВРД — предмет первой части данной статьи.

От выбора введенных в [4] коэффициентов учета неполноты сгорания и неизэнтропичности отличных от идеальных реальных течений в соплах и в воздухозаборнике сильно зависят эффективности сравниваемых ВРД. Эти коэффициенты, однако, задаются весьма произвольно и не могут учесть нестационарности течения в детонационных камерах PDE. О важности ее учета читаем [11]: “... из-за нестационарности истечения рассчитанные эффективности (*кнд*) нельзя использовать напрямую для оценки тяговых характеристик PDE. Эти характеристики можно определить, лишь учтя сложную газовую динамику реальных PDE. ... Преобразование для нестационарной системы тепловой энергии в тягу требует детального анализа газодинамического процесса в двигателе”.

Во второй части статьи изложены результаты расчета эффектов нестационарности течения в цилиндрических детонационных камерах PDE. Течение в них рассчитывалось численным интегрированием уравнений одномерной нестационарной газовой динамики совершенного идеального (невязкого и нетеплопроводного) газа. Исключения — описываемые аналитически малые временные интервалы горения в ДВ_{СЖ}. Левый конец камер открывался и закрывался мгновенно, правый конец — сечение заданного внезапного сужения реактивного сопла Лаваля — открыт всегда. Согласно выполненным расчетам для всех возможных значений q° , начиная с небольших сверхзвуковых чисел Маха полета M_0 , учет нестационарности делает удельные тяги и импульсы этих двигателей меньше, чем ПВРД.

В последнее время большие надежды возлагаются на RDE — ВРД с горением во вращающихся (“спиновых”) ДВ (см. [12–20]). Как показано в третьей части статьи, этим надеждам, однако, не суждено сбыться. Последнее подтверждают не только низкие тяговые характеристики RDE, течение в которых было рассчитано в [17], но в еще большей степени — эксперименты [18–20], причем вопреки “победным” утверждениям авторов этих работ.

1. ИДЕАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРД С МЕДЛЕННЫМ И ДЕТОНАЦИОННЫМ ГОРЕНИЕМ

В исследуемых далее ВРД горению обычно предшествует сжатие в воздухозаборнике воздуха, поступающего из атмосферы со скоростью V_0 и числом Маха M_0 и всегда — расширение в сопле продуктов сгорания. Вслед за [4] в идеальных моделях всех рассматриваемых двигателей предва- рительное сжатие воздуха и расширение продуктов сгорания (совершенных газов с постоянными

ми теплоемкостями c_p и c_v и показателем адиабаты $\gamma = c_p/c_v$) в сопле до давления p_0 набегающего потока принимаются стационарными и изэнтропическими. Параметрам заторможенного воздуха припишем индекс “1”, а параметрам продуктов сгорания (в частности, за ДВ) и на срезе сопла – индексы “2” и “e”. Тогда справедливые в силу этого условия сохранения полной энтальпии и энтропии запишутся в форме

$$\frac{2a_1^2}{\gamma-1} + V_1^2 = \frac{2a_0^2}{\gamma-1} + V_0^2, \quad \frac{2a_e^2}{\gamma-1} + V_e^2 = \frac{2a_2^2}{\gamma-1} + V_2^2 \quad (1.1)$$

$$\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{1-1/\gamma} = \frac{a_1^2}{a_0^2} = \frac{T_1}{T_0} = \psi \geq 1, \quad \frac{T_e}{T_2} = \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{1-1/\gamma} = \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{1-1/\gamma} \quad (1.2)$$

Здесь a , ρ , T и ψ – скорость звука, плотность, температура и введенное в [4] отношение температур. Из определения ψ и первого равенства (1.1) имеем

$$\psi \equiv \frac{T_1}{T_0} = \frac{a_1^2}{a_0^2} = \frac{2 + (\gamma-1)M_0^2}{2 + (\gamma-1)M_1^2} \quad (1.3)$$

Для расходов \dot{m}_0 и \dot{m}_f воздуха и добавляемого к нему в сечении “1” (после торможения) топлива у изучаемых далее типов ВРД $\dot{m}_f \ll \dot{m}_0$. Поэтому расходы горючей смеси и продуктов сгорания приравняем \dot{m}_0 , учтя вклад топлива только в энтальпию горючей смеси. В соответствии с этим параметры смеси (в сечении “1”) и продуктов сгорания (без индексов) даются формулами

$$h_3 = c_p T_1 + q = \frac{a_1^2}{\gamma-1} + q = c_p T_0 (\psi + q^\circ), \quad q^\circ = \frac{q}{c_p T_0} \quad (1.4)$$

$$h = c_p T = \frac{a^2}{\gamma-1}, \quad a^2 = \gamma \frac{p}{\rho} = \gamma p \omega = \gamma R T, \quad a_1^2 = \gamma R T_1$$

где q – удельная теплотворная способность горючей смеси, а h , $\omega = 1/\rho$ и $R = c_p - c_v$ – удельные энтальпия и объем и газовая постоянная.

Хотя величины R , c_p , c_v и γ воздуха, смеси и продуктов сгорания отличаются и зависят от температуры, примем их постоянными и одинаковыми. При сравнении ВРД разных типов это не принципиально. Тогда, интегрируя с привлечением уравнений (1.4) равенство $T ds = dh - \omega dp$, придем для разности удельных энтропий $s_b - s_a$ при любом обратимом переходе (в том числе с отводом и подводом тепла) из состояния “a” в состояние “b” к выражениям

$$\frac{s_b - s_a}{c_p} = \ln \left[\frac{\omega_b}{\omega_a} \left(\frac{p_b}{p_a} \right)^{1/\gamma} \right] = \ln \left[\frac{T_b}{T_a} \left(\frac{p_a}{p_b} \right)^{1-1/\gamma} \right] = \frac{1}{\gamma} \ln \left[\frac{T_b}{T_a} \left(\frac{\omega_b}{\omega_a} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (1.5)$$

Определение идеальных термического КПД (η) и тяг начнем с идеального ПВРД, горение в котором происходит при постоянном давлении в смеси, заторможенной до $M_1^2 \ll 2/(\gamma-1)$, когда формула (1.3) сводится к

$$\psi = 1 + (\gamma-1)M_0^2/2 \quad (1.6)$$

Отвечающий такому ПВРД термодинамический цикл Брайтона в плоскости sT представлен на рис. 1а, где кривые “1–2” подвода тепла (q_{add}) в камере сгорания и “e–0” отвода тепла (q_{rej}) от реактивной струи – изобары $p = p_1$ и $p = p_e = p_0$. Вертикали “0–1” и “2–e” – изэнтропы сжатия воздуха в воздухозаборнике и расширения продуктов сгорания в сопле. В силу (1.5) имеем

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} = \psi^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad \frac{T_e}{T_2} = \left(\frac{p_e}{p_2} \right)^{1-1/\gamma} = \left(\frac{p_0}{p_2} \right)^{1-1/\gamma} = \frac{1}{\psi}$$

Количество подведенного тепла $q_{add} = q = c_p T_0 q^\circ$ задано, а отведенного q_{rej} таково, что уменьшение энтропии $s_0 - s_e$ равно ее росту $s_2 - s_1$. При постоянных давлениях $p = p_1$ и $p = p_e = p_0$ равенство $s_e - s_0 = s_2 - s_1$ дает

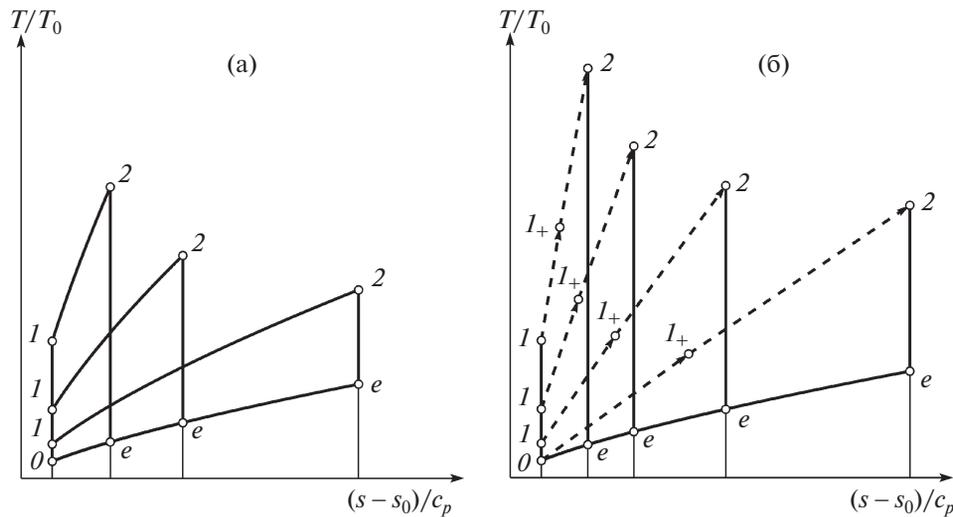


Рис. 1. sT -диаграммы идеальных циклов Брайтона (а) и горения в ДВС_{ГТ} (б).

$$\frac{T_e}{T_0} = \frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{q^\circ}{\psi} \tag{1.7}$$

Следствия этого и (1.6) – формулы для термического КПД идеального цикла Брайтона

$$\eta = \frac{q_{add} - q_{rej}}{q_{add}} = 1 - \frac{q_{rej}}{q_{add}} = 1 - \frac{1}{\psi} = \frac{(\gamma - 1)M_0^2}{2 + (\gamma - 1)M_0^2} \tag{1.8}$$

При стационарном изэнтропическом расширении продуктов сгорания в сопле ПВРД до $p_e = p_0$ в силу сохранения полной энтальпии и формул (1.4) и (1.6)–(1.7) придем к формуле для скорости V_e истекающих из сопла газов

$$V_e = V_0 \sqrt{1 + q^\circ / \psi} \tag{1.9}$$

Такая же формула получается при подстановке в выражение для V_e из [4]

$$V_e = \sqrt{V_0^2 + 2\eta q_{add}} = V_0 \sqrt{1 + \frac{2\eta q^\circ}{(\gamma - 1)M_0^2}} \tag{1.10}$$

η и M_0^2 из (1.8) и (1.6). По V_e/V_0 , найденному по формуле (1.9) или (1.10), удельные тяга F/\dot{m}_0 , расход топлива S и импульс I_{sp} определяются равенствами (g – ускорение свободного падения)

$$\begin{aligned} \frac{F/\dot{m}_0}{V_0} &= \frac{V_e}{V_0} - 1, & S &= \frac{\dot{m}_f}{F} = \frac{\phi \dot{m}_0}{F}, & I_{sp} &= \frac{F}{\dot{m}_f g} = \frac{F/\dot{m}_0}{\phi g}, & \phi &= \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_0} \ll 1 \end{aligned} \tag{1.11}$$

$$V_e/V_0 = \sqrt{1 + 2\eta q_{add}/V_0^2} = \sqrt{1 + q^\circ/\psi}$$

При замене изобары “1–2” на рис. 1а изохорой: $\omega \equiv \omega_1 = \omega_0/\psi^{1/(\gamma-1)}$ получившийся идеальный цикл Хэмфри опишет процесс с горением при постоянном объеме с термическим КПД

$$\eta = 1 - \frac{q_{rej}}{q_{add}} = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^\circ} \left(1 + \gamma \frac{q^\circ}{\psi}\right)^{1/\gamma} \tag{1.12}$$

Если теперь, как в [4], для определения скорости V_e на срезе сопла воспользоваться формулами (1.10) с η из (1.12) и M_0^2 из (1.6), то получим

$$\frac{V_e}{V_0} = \sqrt{1 + \frac{2\eta q^\circ}{(\gamma - 1)M_0^2}} = \sqrt{\frac{\psi + q^\circ}{\psi - 1} - \frac{1}{\psi - 1} \left(1 + \gamma \frac{q^\circ}{\psi}\right)^{1/\gamma}} \tag{1.13}$$

По V_e/V_0 удельные тяга, расход топлива и импульс определяются формулами (1.11). Однако именно это выражение для V_e/V_0 – следствие справедливого лишь для стационарного истечения условия постоянства полной энтальпии от “сечения” начала зажигания горючей смеси с h_1 из (1.4) до среза сопла. Действительно, записав это условие, получим формулу (1.13). Но полная энтальпия в процессе нестационарного истечения из камеры сгорания не сохраняется, и использование формулы (1.13) и ее подстановка в (1.11) незаконны.

Идеальному пульсирующему ВРД с детонационным горением (PDE) в плоскости sT , как и в [4], отвечает термодинамический цикл рис. 1б. Его отличие от циклов рис. 1а лишь в ломанной “1–1₊–2” из стрелки “1–1₊”, которая представляет сжатие ударной волной “замороженной” по составу горючей смеси, и стрелки “1₊–2”, описывающей зону горения. В плоскости $\omega\rho$ зоне горения отвечает отрезок “прямой Рэля–Михельсона” [21, 22]. Согласно ему при детонационном горении давление падает, а удельный объем растет. Как в [4], примем, что в идеальном PDE ДВ, самоподдерживающаяся (ДВ_{СД}) и прямая, сжигает неподвижную горючую смесь. Параметры смеси перед ней метит индекс “1”, а продуктов сгорания за ней – индекс “2”.

Известная особенность прямой ДВ_{СД} – звуковая скорость газа за ней в движущейся с ДВ системе координат. В силу этого свойства, справедливых на ДВ законов сохранения [21, 22] и уравнений состояния (1.4), найдем, что

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{\gamma + 1}, \quad \frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{(\gamma + 1)M_{СД}^2}, \quad \frac{a_2}{a_1} = \frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{(\gamma + 1)M_{СД}^2}, \quad \frac{V_2}{a_1} = \frac{M_{СД}^2 - 1}{(\gamma + 1)M_{СД}^2} \quad (1.14)$$

$$M_{СД}^2 \equiv \frac{D_{СД}^2}{a_1^2} = 1 + \frac{\gamma + 1}{\psi} q^\circ + \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma + 1}{\psi} q^\circ\right)^2 - 1} \quad (1.15)$$

со скоростью $D_{СД}$ движения ДВ по неподвижному газу перед ней. После подстановки в (1.5) отношений (1.14) для приращения энтропии получим

$$\frac{s_2 - s_1}{c_p} = \ln \left[\frac{1}{M_{СД}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma} \right] \quad (1.16)$$

Как и в предыдущих случаях, на изобаре “e–0” с учетом (1.16)

$$\ln \frac{T_e}{T_0} = \frac{s_e - s_0}{c_p} = \frac{s_2 - s_1}{c_p} = \ln \left[\frac{1}{M_{СД}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma} \right]$$

Отсюда найдем q_{rej} и, вспомнив определение (1.8), – термический КПД

$$q_{rej} = c_p(T_e - T_0) = c_p T_0 \left(\frac{T_e}{T_0} - 1 \right) = c_p T_0 \left[\frac{1}{M_{СД}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma} - 1 \right] \quad (1.17)$$

$$\eta = 1 - \frac{q_{rej}}{q_{add}} = 1 - \frac{q_{rej}}{q} = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^\circ M_{СД}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma}$$

Если теперь по-прежнему для определения V_e вслед за [4] воспользоваться формулой (1.10), то после подстановки в нее η из (1.17) придем к выражению

$$\frac{V_e}{V_0} = \sqrt{1 + \frac{2\eta q^\circ}{(\gamma - 1)M_0^2}} = \sqrt{\psi + q^\circ - \frac{1}{(\psi - 1)M_{СД}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma}} \quad (1.18)$$

Однако именно такое выражение для V_e/V_0 – следствие справедливого лишь для стационарного течения условия постоянства полной энтальпии от горючей смеси перед ДВ_{СД} с h_1 из (1.4) до среза сопла. Действительно, учтя формулы (1.14) и изэнтропичность сжатия и расширения на отрезках на 0–1 и 2–e, найдем

$$\frac{p_2}{p_e} = \frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{\gamma + 1} \psi^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad \frac{T_e}{T_2} = \left(\frac{p_e}{p_2} \right)^{1-1/\gamma}, \quad \frac{T_e}{T_1} = \frac{1}{\psi M_{СД}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{СД}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma}$$

Подставив найденное выражение для T_e/T_1 в указанное условие, получим формулу (1.18) при нестационарном переходе между состояниями “I” и “e”.

ВРД с горением в стационарной ДВ_{СJ} без предварительного сжатия воздуха ($SDE_{\psi=1}$) рассмотрел еще Я.Б. Зельдович [1]. Здесь ДВ_{СJ} стоит на входе в двигатель, точки “O” и “I” на рис. 1б совпадают, $M_0 = M_{CJ}$ и в (1.15) $\psi = 1$. В результате для η и V_e/V_0 $SDE_{\psi=1}$ придем к формулам

$$\eta = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^\circ M_0^2} \left(\frac{1 + \gamma M_0^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma}$$

$$\frac{V_e}{V_0} = \sqrt{1 + \frac{2}{\gamma - 1} \left[\frac{1 + q^\circ}{M_0^2} - \frac{1}{M_0^4} \left(\frac{1 + \gamma M_0^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma} \right]}$$
(1.19)

Течение во всем тракте $SDE_{\psi=1}$, как и в ПВРД, стационарно. Поэтому применение формулы для V_e/V_0 из (1.19) и следствий ее подстановки в выражения из (1.11) для определения тяговых характеристик законно.

Для чисел Маха полета M_0 , превышающих для заданного q° величину, определяемую формулой (1.15) с $\psi = 1$, возможна модификация $SDE_{\psi=1} - SDE_{\psi > 1}$, допускающая предварительное торможение набегающего потока. В идеальной модели $SDE_{\psi > 1}$ поток стационарно-изэнтропически тормозится до $M_1 = M_{CJ} < M_0$. Прделав необходимые выкладки, найдем, что при этом

$$\psi = \frac{2 + (\gamma - 1) \{ M_0^2 - 2q^\circ - \sqrt{2[2 + (\gamma - 1)M_0^2 + 2q^\circ]q^\circ} \}}{\gamma + 1}$$

$$M_{CJ}^2 = 1 + \frac{\gamma + 1}{\psi} q^\circ + \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma + 1}{\psi} q^\circ \right)^2 - 1} < M_0^2, \quad \eta = 1 + \frac{1}{q^\circ} - \frac{1}{q^\circ M_{CJ}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{CJ}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma}$$

$$\frac{V_e}{V_0} = \sqrt{1 + \frac{2\eta q^\circ}{(\gamma - 1)M_0^2}} = \sqrt{1 + \frac{2}{\gamma - 1} \left[\frac{1 + q^\circ}{M_0^2} - \frac{1}{M_0^2 M_{CJ}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{CJ}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma} \right]}$$

Течение в $SDE_{\psi > 1}$, как и в $SDE_{\psi=1}$, стационарно. Поэтому последняя формула, вытекающая также из условия сохранения полной энтальпии в стационарных течениях, в отличие от ее аналога – формулы (1.18) для PDE обоснованна.

Еще один тип SDE – с косою ДВ_{СJ} (SDE_{ODW}). Вектор скорости \mathbf{V}_0 перед ней имеет постоянную нормальную и переменную касательную к ДВ компоненты V_{n0} и $V_{\tau 0}$, причем

$$M_{n0}^2 = \frac{V_{n0}^2}{a_0^2} = \frac{V_{n0}^2}{V_0^2} M_0^2 = M_{CJ}^2 = 1 + (\gamma + 1)q^\circ + \sqrt{[1 + (\gamma + 1)q^\circ]^2 - 1}$$

Из-за отсутствия предварительного поджатия воздуха $\psi = 1$, определяемая постоянной величиной M_{n0}^2 интенсивность ДВ не зависит от M_0 , а постоянный термический КПД η дается формулой (1.19) с заменой M_0^2 на M_{CJ}^2 , найденный при $\psi = 1$. Для SDE_{ODW} отношение V_e/V_0 уменьшается с ростом M_0 :

$$\frac{V_e}{V_0} = \sqrt{1 + \frac{2}{\gamma - 1} \left[\frac{1 + q^\circ}{M_0^2} - \frac{1}{M_0^2 M_{CJ}^2} \left(\frac{1 + \gamma M_{CJ}^2}{\gamma + 1} \right)^{1+1/\gamma} \right]}$$

Типичные результаты расчета η и V_e/V_0 в зависимости от M_0 для рассмотренных ВРД при $\gamma = 1.4$ и $q^\circ = 4$ и 8 представлены на рис. 2 и 3. Их обсуждение начнем с ВРД со стационарными ДВ. Это – ВРД с прямой ДВ_{СJ} без предварительного торможения сверхзвукового потока воздуха ($SDE_{\psi=1}$) и с его торможением ($SDE_{\psi > 1}$) и без предварительного торможения с косою ДВ_{СJ} (SDE_{ODW}). Для фиксированного q° $SDE_{\psi=1}$ возможен при единственном числе Маха полета M_0 , чему отвечает одна точка каждого рисунка. Горизонталы, выходящие из этих точек на рис. 2а и 3а, дают независимые от M_0 значения КПД SDE_{ODW} , а идущие вправо-вниз кривые на рис. 2б и 3б – соответствующие отношения скоростей V_e/V_0 . По η и по V_e/V_0 , а следовательно, по тяговым характеристикам SDE_{ODW} и $SDE_{\psi=1}$, много хуже всех рассмотренных ВРД. Кривые, идущие на рис. 2а

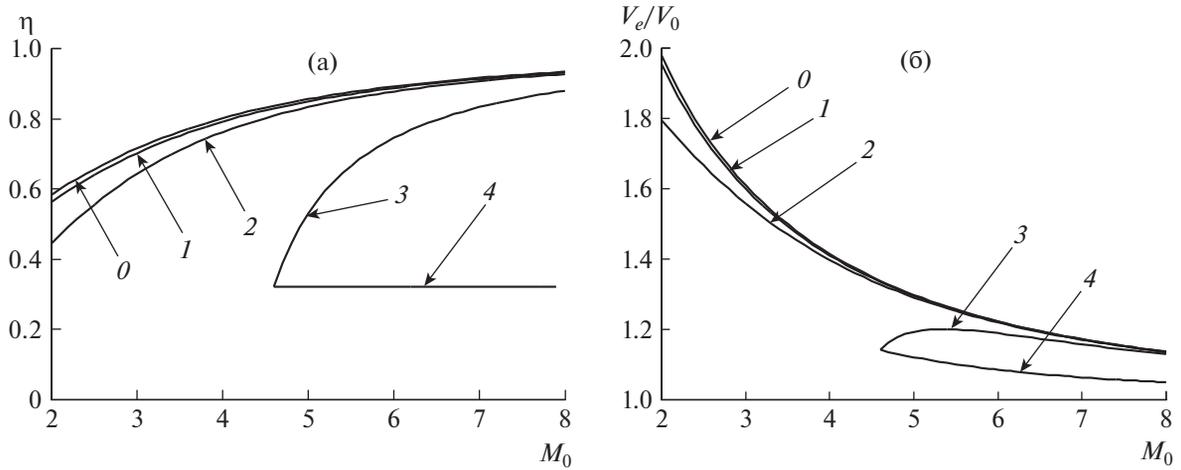


Рис. 2. Термические КПД (а) и определенные по ним отношения V_e/V_0 (б) идеальных ВРД: с торможением воздуха до $(\gamma - 1)M^2 \ll 2$ и горением в ДВС₁ (0), при постоянных объеме (1) и давлении (2); $SDE_{\psi \geq 1}$ (3) и SDE_{ODW} (4) для $q^\circ = 4$.

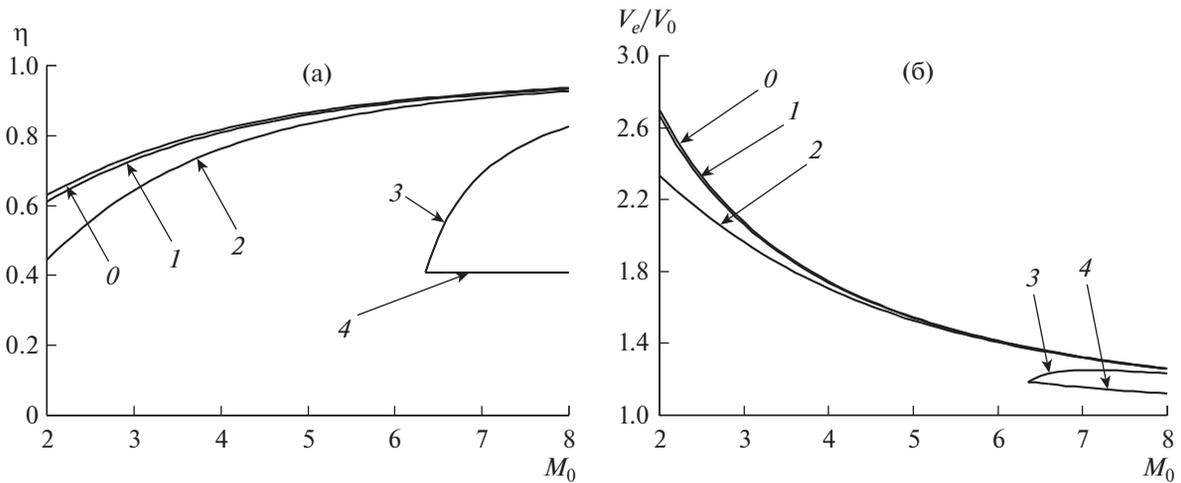


Рис. 3. Термические КПД (а) и определенные по ним отношения V_e/V_0 (б) тех же, что на рис. 2, идеальных ВРД для $q^\circ = 8$.

и 3а из тех же точек вверх, а на рис. 2б и 3б сначала вверх, дают заметно лучшие характеристики $SDE_{\psi > 1}$. Напомним, что определение V_e/V_0 через η по формуле (1.10) законно только для ВРД со стационарным горением, т.е. из рассмотренных двигателей — для $SDE_{\psi \geq 1}$, SDE_{ODW} и ПВРД.

По η и определенным по η отношениям скоростей V_e/V_0 при дозвуковых и малых сверхзвуковых числах Маха M_0 ПВРД много хуже РДЕ. Однако для всех реальных значений q° с ростом M_0 даже по так определенным тяговым характеристикам превосходство РДЕ над ПВРД и $SDE_{\psi > 1}$ быстро уменьшается. Как видно из дальнейшего, эффекты нестационарности приводят к тому, что по тяговым характеристикам РДЕ уступают ПВРД, начиная с небольших сверхзвуковых скоростей полета.

2. ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ТЕЧЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ НА ТЯГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РДЕ

Эффекты нестационарности, делающие незаконным определение через термические КПД отношения V_e/V_0 , а по нему — тяговых характеристик РДЕ, рассчитывались в приближении невязкого и нетеплопроводного газа. РДЕ имел $n \geq 2$ работающих синхронно пар идентичных цилин-

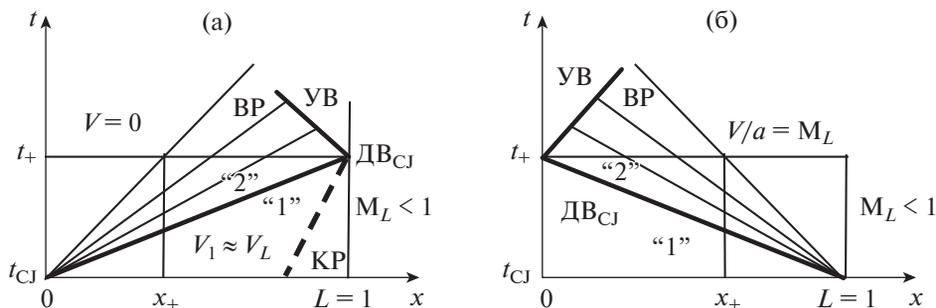


Рис. 4. xt -диаграммы течений в цилиндрических детонационных камерах PDE с инициированием ДВ_{сж} на левом (а) и правом (б) концах камеры.

дрических детонационных камер с мгновенно открывающимися и закрывающимися входами на левых концах (при $x = 0$, течение слева направо). В любой момент времени часть камер открыта, обеспечивая расчетную работу воздухозаборника и постоянство (в одномерном приближении) параметров смеси перед связкой камер (в “ресивере” двигателя – с индексом r), включая отличное от нуля число Маха, такое, что $(\gamma - 1)M_r^2 \ll 2$. Клапаны открываются, когда давления при $x = 0$ и среднее по камере становятся меньше давления смеси p_r в ресивере.

После мгновенного открытия клапана в камеру начинает поступать идеально перемешанная (гомогенная) горючая смесь, приносящая в сечение входа постоянные значения правого инварианта Римана (I^+), энтропийной ($S = p/\rho^\gamma$) и “маркерной” (ζ) функций

$$V(0, t) + \frac{2a(0, t)}{\gamma - 1} = I_r^+ \equiv V_r + \frac{2a_r}{\gamma - 1}, \quad \frac{p(0, t)}{\rho^\gamma(0, t)} = S_r \equiv \frac{p_r}{\rho_r^\gamma}, \quad \zeta(0, t) = 1 \tag{2.1}$$

Маркерная функция, равная единице в свежей смеси и нулю в продуктах сгорания, вводится для “сквозного” счета контактного разрыва (на рис. 4а – “КР”) между свежей смесью и продуктами сгорания. Для этого к интегрируемым численно уравнениям одномерного нестационарного течения добавляются уравнение “неразрывности” для ζ и такие формулы для e и h

$$\frac{\partial(\rho\zeta)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V\zeta)}{\partial x} = 0, \quad e = \frac{p\omega}{\gamma - 1} + \zeta q^\circ, \quad h = \frac{\gamma p\omega}{\gamma - 1} + \zeta q^\circ$$

Перед выделяемой явно ДВ $\zeta = 1$, а за ней $\zeta = 0$. Траектория контактного разрыва отождествляется с линией уровня: $\zeta(x, t) = 0.5$.

Правый конец камер ($x = L$) – сечение внезапно сужающейся части сопла с заданным отношением $f < 1$ площади критического сечения к площади камеры. Напомним, что при одинаковых полных длинах сопла с плавным входом хуже сопел с внезапным сужением [22, 25, 26]. Для выбранного $f < 1$ и предполагаемого всегда сверхкритического перепада давления p_L/p_0 число Маха M_L продуктов сгорания на правом конце камеры – функция f и γ . Уравнения, определяющие сначала λ (отношение скорости газа к критической скорости), а затем M_L , имеют вид

$$\frac{2f^{\gamma-1}}{\gamma+1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\lambda^{\gamma+1} = \lambda^{\gamma-1}, \quad M_L = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\sqrt{\gamma+1 - (\gamma-1)\lambda^2}} \tag{2.2}$$

Эти уравнения – следствия равенства $M = 1$ в минимальном сечении сопла (справа от разрыва) и непрерывности на “стационарном разрыве” $x = L$ расхода, полной энтальпии и энтропийной функции p/ρ^γ . В интервале $0 < \lambda < 1$ решение первого уравнения (2.2) единственно. Определенное по нему число Маха $M_L(f, \gamma) < 1$. Найденная однажды величина M_L постоянна в течение полных циклов работы всех одинаковых детонационных камер связки.

Иницируемая мгновенно без дополнительных энергозатрат у одного из концов камеры ДВ_{сж} отражается от частично открытого правого или закрытого левого ее конца как ударная волна (УВ). Она и УВ, возникающие при дальнейших отражениях, – не учитываемые при определении идеальных характеристик PDE источники роста энтропии. Однако и при отсутствии УВ в процессе истечения осредненная по камере полная энтальпия продуктов сгорания уменьшается в

отличие от диаграммы sT рис. 16, на которой продукты сгорания изэнтропически расширяются от определяемых формулами (1.14) и (1.15) параметров за ДВ_{СД}.

При фиксированных M_0, q°, f и параметрах смеси в “ресивере” почти весь период работы камеры нестационарное течение в ней рассчитывается интегрированием уравнений одномерной газовой динамики и уравнения для маркерной функции явной монотонной “распадной” разностной схемой второго порядка (на гладких решениях) по координате x и времени t со сквозным сечением УВ и КР – границы холодной свежей горючей смеси и горячих продуктов сгорания. Эта схема – модификация схемы С.К. Годунова со вторым порядком аппроксимации по t , реализуемым процедурой Рунге–Кутты.

При открытом клапане параметры смеси в сечении $x = 0$ определяются уравнениями (2.1) с добавленным равенством

$$p(0, t) - p = \rho a [V(0, t) - V] \quad (2.3)$$

Здесь и ниже величины p, ρ, a и V находятся по известным к рассматриваемому моменту распределениям параметров на известном или промежуточном временном слое вблизи сечения $x = 0$ или $x = L$. Равенство (2.3) – следствие приближенного интегрирования условия совместности по малому отрезку S^- -характеристики. При закрытом клапане при $x = 0$ справедливо условие непротекания: $V(0, t) = 0$. Для его выполнения с экстраполированными в сечение $x = +0$ значениями p, ρ и V при $x = -0$ задаются те же p и ρ и скорость, направленная в другую сторону ($-V$). При так заданных параметрах решение задачи о распаде разрыва дает правильное давление $p(0, t)$ – единственную величину, нужную для интегрирования выбранной разностной схемой.

Два уравнения для определения параметров на правом конце камеры подобно равенству (2.3) получаются приближенным интегрированием дифференциальных соотношений, справедливых на траекториях частиц и на S^+ -характеристиках. Добавление к ним выражения для квадрата найденного выше постоянного числа Маха M_L образует систему

$$\rho(1, t) = \rho + 2 \frac{p(1, t) - p}{a^2 + a^2(1, t)}, V(1, t) = V - \frac{2[p(1, t) - p]}{\rho a + \rho(1, t)a(1, t)}, p(1, t) = \frac{\rho(1, t)V^2(1, t)}{\gamma M_L^2}.$$

Подстановка в третье уравнение $\rho(1, t)$ и $V(1, t)$ из первого и второго уравнений приводит к кубическому уравнению для $p(1, t)$ и его следствию

$$p(1, t) = p + \frac{\gamma^2 (V^2/a^2 - M_L^2) p^2 + (1 - 2V/a)[p(1, t) - p]^2}{\rho a^2 \{\gamma M_L^2 - 2u^2/[a^2 + a^2(1, t)] + 4\rho V/[\rho a + \rho(1, t)a(1, t)]\}}, a^2(1, t) = \gamma \frac{p(1, t)}{\rho(1, t)}.$$

Правильные, близкие к p, ρ, \dots значения $p(1, t), \rho(1, t), \dots$ находятся итерациями.

В последних уравнениях и далее координата x отнесена к длине камеры L , время – к L/V_0 , скорости – к V_0 , плотности – к ρ_0 и давления – к $\rho_0 V_0^2$. Индекс “0” здесь метит размерные, как и длина L , параметры набегающего потока.

Численным интегрированием исследуемые течения рассчитывались на двух временных отрезках: от открытия клапана до инициирования ДВ_{СД} и после ее прихода на противоположный конец камеры – до открытия клапана. На разделяющем эти отрезки малом (по сравнению с периодом работы камеры) временном интервале быстрого пробега ДВ_{СД} течения описывались автомодельными решениями. На рис. 4 даны xt -диаграммы двух вариантов таких течений с инициированием ДВ_{СД} на левом (а) и на правом (б) концах камеры. Автомодельные решения с централизованными волнами разрежения (ВР) реализуются при замене близких к постоянным параметров смеси перед ДВ постоянными величинами, полученными осреднением распределений параметров свежей смеси. На ДВ_{СД} по-прежнему справедливы формула (1.15) и три первых равенства (1.14) при замене четвертого равенства формулой

$$\frac{V_2}{a_1} = \frac{M_{СД}^2 - 1}{(\gamma + 1)M_{СД}} + M_1$$

в которой по-прежнему индекс “1” метит параметры перед ДВ. При вычислении $M_{СД}$ в случае рис. 4а (б) корень из найденной по формуле (1.15) величины $M_{СД}^2$ берется со знаком “плюс” (“минус”).

Не вдаваясь в детали построения волн разрежения, остановимся на расчете УВ, возникающей при приходе ДВ_{СД} на частично закрытый конец камеры (рис. 4а). В момент возникновения УВ

поток перед ней – известный поток сразу за ДВ_{СД}, пришедшей на этот конец камеры. Согласно сказанному выше, в сечении $x = 1$ всегда постоянно и известно число Маха $M_L < 1$. Следовательно, на УВ при ее возникновении справедливы три закона сохранения, а за ней – еще равенство $\rho_L V_L^2 = \gamma p_L M_L^2$. При известных параметрах перед УВ (с индексом “2”) это позволяет определить все параметры за УВ (с индексом “L”) и начальную скорость УВ D_{sw} . Если ввести обозначения

$$\xi = \frac{V_L}{a_2}, \quad k = \frac{2}{M_L^2}, \quad \mu \equiv M_2 = \frac{M_{CJ} + M_1}{1 + \gamma M_{CJ}^2} (\gamma + 1) M_{CJ} - 1$$

то решение задачи сведется к нахождению корня уравнения

$$[\gamma(\gamma - 1) - k](k + \gamma - 1)\xi^4 - 2(\gamma - 1)^2(k + 2\gamma)\mu\xi^3 + [(\gamma - 1)^2(2 + 6\gamma\mu^2 + k\mu^2) + 4k]\xi^2 - 4(\gamma - 1)^2(\gamma\mu^2 + 1)\mu\xi + [(\gamma - 1)\mu^2 + 2][\gamma(\gamma - 1)\mu^2 - 2] = 0 \quad (2.4)$$

и к определению по нему остальных неизвестных формулами

$$D \equiv \frac{D_{sw}}{a_2} = \frac{k\xi^2 - 2}{2(\gamma - 1)(\xi - \mu)} + \frac{\xi + \mu}{2}, \quad \frac{\rho_L}{\rho_2} = \frac{\mu - D}{\xi - D}, \quad \frac{p_L}{p_2} = \frac{k\rho_L}{2\rho_2} \xi^2 \quad (2.5)$$

Как ожидалось и подтвердилось расчетами, уравнение (2.4) имеет два действительных корня. Один корень отвечает скачку уплотнения ($\rho_L/\rho_2 > 1$), второй – скачку разрежения ($\rho_L/\rho_2 < 1$). Естественно, что в дальнейших расчетах используются корни, отвечающие скачкам уплотнения.

На рис. 4а момент инициирования ДВ_{СД} выбирается так, что она и КР приходят в сечение $x = 1$ одновременно. В случае рис. 4б клапан закрывается в момент прихода ДВ_{СД} на левый конец камеры. Столь тонкие “настройки”, как и мгновенные открытия и закрытия клапана, нулевые энергия и время инициирования ДВ_{СД}, идеально перемешанная смесь на входе в камеру (при том, что между ней и продуктами сгорания нужна воздушная “прослойка”) и идеально регулируемые сопла, – нереализуемые “подарки” PDE. В модели ПВРД таких “подарков” нет.

Определенные автомодельными решениями распределения параметров при $t = t_+ + \tau$ в случае рис. 4а и при $t = t_+$ в случае рис. 4б служили начальными данными для расчета течения до следующего инициирования ДВ_{СД}. Численное интегрирование велось с разбиением камеры на N ячеек длины $\Delta x = 1/N$. В случае рис. 4а $\tau = \Delta x/D_{sw}$ – время пробега одной ячейки УВ, возникшей при приходе ДВ_{СД} в сечение $x = 1$. При $t = t_+ + \tau$ в крайне правой ячейке параметры определялись уравнениями (2.4) и (2.5), а в остальных – решением с ВР и покоем у левого конца камеры. В использованной разностной схеме, начиная с некоторого отличия параметров в соседних ячейках, распад разрыва считался точно. Это при принятом способе задания начальных данных обеспечивало требуемую “точность” счета размазанных УВ с момента их возникновения.

Параметры на срезе идеально регулируемых сопел ($p_e = p_0$ – изменением площади выхода при неизменном минимальном сечении) находились по параметрам при $x = 1$ (перед внезапным сужением поперечного сечения) рассчитываемого численно или аналитически потока (с известным постоянным $M_L < 1$) и $M = 1$ в минимальном сечении одномерными стационарными соотношениями. При выходе на периодический режим, фиксируемый по совпадению с заданной точностью продолжительности периода, расхода газа за период и средних значений отношения V_e/V_0 , находились средние по периоду V_e/V_0 , а по ним – тяговые характеристики с учетом нестационарности течения и ударных волн.

На рис. 5 для $q^\circ = 4$ и 8 и $f = 0.1, 0.2$ и 0.3 даны кривые V_e/V_0 для PDE с ДВ_{СД}, инициированной при $x = 1$, определенные по термическим КПД (кривые 0) и в рамках нестационарной модели (кривые 1, 2, 3 для $f = 0.1, 0.2, 0.3$), и для ПВРД (кривые 4). Видно, что эффекты нестационарности ограничивают преимущество PDE над ПВРД умеренными сверхзвуковыми числами Маха M_0 (для $q^\circ = 4-8$ и $f = 0.2-0.3$ – при $M_0 < 2$). Правда, и для таких M_0 PDE уступают турбореактивным двигателям с медленным горением. Расчеты для PDE с ДВ_{СД}, инициированной при $x = 0$, дали чуть меньшие значения V_e/V_0 , а для ВРД с горением при постоянном объеме – чуть большие величины V_e/V_0 . При $1 \leq q^\circ \leq 10$ взаимное расположение кривых такое же.

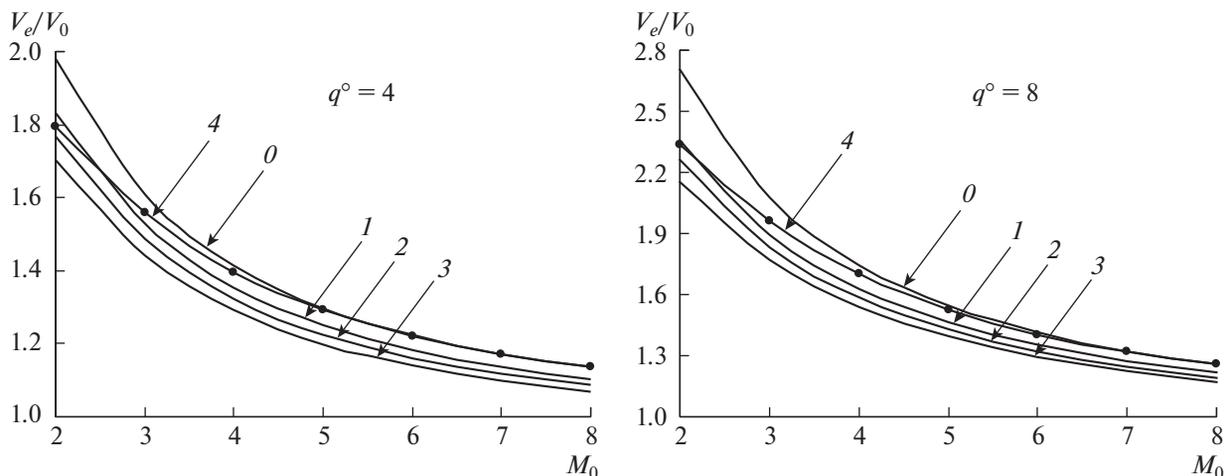


Рис. 5. Отношения V_e/V_0 PDE, определенные по термическим КПД (0) и нестационарными расчетами (1, 2, 3 при $f = 0.1, 0.2, 0.3$), и ПВРД (4) для $q^0 = 4$ и $q^0 = 8$.

3. О ТЯГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ВРД С ГОРЕНИЕМ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

В интенсивно изучаемых в последнее время [12–20] ВРД с горением во вращающихся (“спиновых”) детонационных волнах (RDE) течение при переходе во вращающуюся систему координат становится стационарным. Исключая потери на нестационарность, это позволяет надеяться на высокие тяговые характеристики RDE. Такой надежде, правда, противоречат упомянутые выше результаты расчетов [17] и экспериментов [18–20], в связи с чем проанализируем результаты этих работ подробнее. Как и в [23], речь здесь пойдет не о качестве расчета течений и достоверности измерений тяг и сопротивлений моделей в импульсных аэродинамических трубах, а о “методологии обработки” результатов расчетов и измерений при представлении тяговых характеристик RDE.

В табл. 1 собраны данные [17] по четырем RDE с горением идеально перемешанной стехиометрической водородно-воздушной смеси при полете с числом Маха $M_0 = 5$ на высоте 20 км. Давление и температура набегающего потока смеси были взяты для этой высоты по “стандартной атмосфере”. Рис. 6 дает меридиональные сечения тех поверхностей вращения одного из RDE [17], интегрированием по которым вычислялись (по терминологии [17]) “эффективная тяга” F_E и “сила внешнего сопротивления” R : F_E – проекция на ось z сил, действующих на все поверхности рис. 6, а $R < 0$ – такая же проекция сил, действующих на внешнюю часть мотогондолы и на центральное тело до входа в кольцевой канал. “Тяга двигателя” $F = F_E - R > F_E$ в [17] проекция на ось z сил, действующих только на “внутренность” двигателя. Невключение в тягу сопротивления внешней поверхности мотогондолы общепринято. Исключение же сопротивления головной части центрального тела – новация, необоснованно увеличивающая тяги RDE, рассчитанных в [17]. Отрицательный “вклад” этой части сопротивления в тягу ПВРД при сравнениях с другими ВРД всегда учитывается.

Взятые из [17] 2–4-й и 6-й столбцы табл. 1 позволяют оценить вклад, который описанные манипуляции с сопротивлением вносят в “увеличение” тяги рассмотренных RDE. В действительности к F_E следует добавить только модуль сопротивления внешней поверхности мотогондолы.

Таблица 1.

№	F_E , кН [17]	R , кН [17]	F , кН [17]	F , кН	I_{sp} , с [17]	I_{sp} , с
1	1.09	-2.81	3.9	2.79	1990	1424
2	1.89	-2.71	4.6	3.59	2350	1834
3	1.79	-2.71	4.5	3.49	2300	1784
4	1.66	-2.74	4.4	3.36	2250	1718

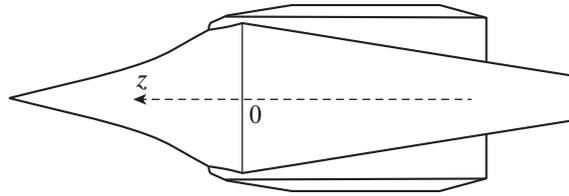


Рис. 6. Меридиональное сечение одного из RDE, рассчитанного в [17].

По нашей оценке для выбранных RDE и условий полета он не превышает 1.7 кН. Добавление к F_E 1.7 кН дает величины, представленные в 5-м и 7-м столбцах. Для водородно-воздушного стехиометрического ПВРД при тех же условиях полета $I_{sp} \approx 4100$ с, т.е. в 2.2–2.9 раза больше правильно определенных I_{sp} RDE № 1–4 из [17].

Сопrotивление головной части центрального тела — мелочь по сравнению с добавками, введенными в [18–20], к замеренной в импульсных аэродинамических трубах ИТПМ СО РАН “эффективной тяге” модели RDE. Читаем [18]: “Измеренная эффективная тяга ... модели детонационного ПВРД оказалась либо близкой к нулевой, либо положительной (около 100 Н), несмотря на повышенное гидродинамическое сопротивление модели с присоединенными устройствами инициирования и дроссельными дисками, а также с системой измерения тяги ...” и [19, 20]: “... зажигание водорода в огневом испытании приводит к уменьшению отрицательной составляющей мгновенной силы почти до нуля”. На самом же деле, “близкая к нулю” и “почти до нуля” означают (см. рис. 4 в [18] и [20] и рис. 8 в [19]) отрицательные значения до — 1200 Н (т.е. не тягу, а сопротивление) большую часть рабочего режима трубы. Итак, в [18–20] работающая (в “горячих испытаниях”) модель RDE тяги не создавала. Разумеется, в это внесли вклад внешние “устройство инициирования”, “система измерения тяги”, магистрали подачи топлива, провода зажигания и измерительной аппаратуры и др. Измеренное или рассчитанное сопротивление именно этих устройств следовало бы добавить (со знаком “минус”) к измеренной, близкой к нулю или отрицательной эффективной тяге. Этого, однако, слишком мало, ибо даже сопротивление головной части центрального тела [17] дало недостаточный (для конкуренции с ПВРД) “приrost” тяги.

Много больший эффект был достигнут продувкой неработающей модели и добавлением большого модуля сопротивления, замеренного в таком “холодном испытании”, к близкой к нулю или отрицательной измеренной в “горячем испытании” эффективной тяге. Именно так, якобы “экспериментально определенные” тяга (названная “внутренней”) и удельный импульс достигли 2200 Н и 3600 с. Приведенные величины, однако, неверны, как и противоречащая всему отечественному и мировому опыту принятая в [18–20], а теперь и пропагандируемая (см. [24]) методология их “экспериментального получения”. Ошибочность этой же методологии определения тяговых характеристик по результатам расчета течений в работающем и “продуваемом без горения” PDE показана в [23].

Для выяснения причин низких тяговых характеристик RDE обратимся к уравнениям, описывающим течение в их узких кольцевых детонационных камерах. Начнем с того, что вращающаяся система координат неинерциальна. Поэтому в течении, стационарном во вращающихся с угловой скоростью ω цилиндрических координатах x, y, ϕ' , вдоль линий тока $yd\phi'/w' = dx/u = dy/v$ сохраняется не полная энтальпия $H = h + V^2/2$, а разность $H' = H - y^2\omega^2/2$. Здесь V' — вектор скорости во вращающихся координатах, $w' = w - y\omega$ — его окружная компонента, а u, v и w — компоненты скорости V в неподвижных координатах $x, y, \phi = \phi' + \omega t$.

При незакрученном потоке на входе в камеру определенный по $\Gamma = uw$ полный массовый поток осевого момента количества движения равен нулю для любых поперечных сечений камеры и сопла. Полный нулевой поток не означает малости окружной скорости w , которая за ДВ — величина порядка скорости ДВ. Следовательно, компонента w знакопеременна, а максимумы $|uw\omega|$ — величины порядка квадрата скорости ДВ при того же порядка неоднородности H' .

В силу условия непротекания на стенках узких цилиндрических каналов $v \approx 0$, и уравнения, описывающие течение в таких каналах, принимают вид

$$\begin{aligned} (\rho u)_x + (\rho w')_{\varphi'} = 0, \quad [y(\rho u^2 + p)]_x + (\rho w'u)_{\varphi'} = 0, \quad p_y = \rho w^2/y \\ (\rho u \Gamma)_x + (\rho w' \Gamma + y p)_{\varphi'} = 0, \quad (\rho u H')_x + (\rho w' H')_{\varphi'} = 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Часто вместо этой системы ограничиваются двумерной системой без третьего уравнения с линиями тока: $yd\varphi'/w' = dx/u$ на цилиндрических поверхностях $y = \text{const}$. Вдоль таких линий тока сохраняется $h + (V'^2 - y^2 \omega^2)/2$ с $v = 0$, что эквивалентно сохранению полной энтальпии $h + V'^2/2$, определенной по скорости газа во вращающихся координатах.

Сказанное о системе из четырех уравнений (3.1) известно. Однако, вопреки этому, в силу третьего уравнения (3.1) в тех подобластях узких цилиндрических камер RDE, где модуль w порядка скорости ДВ, относительная радиальная неравномерность давления – величина порядка единицы. И так, даже в таких камерах при почти нулевой радиальной скорости, течение пространственное с большими неравномерностями параметров по всем координатам, включая радиальную. Большим неравномерностям течения, как правило, сопутствуют большие потери тяги. Рост энтропии в ударных волнах, хотя и более слабых, чем в PDE, в RDE также имеет место. Из-за сохранения на отклоняющихся к оси симметрии линиях тока не полной энтальпии, а H' возможны дополнительные потери в соплах RDE [17–20] с сужающимися центральными телами и цилиндрическим внешним контуром. Однако, увеличивая волновое сопротивление мотогондолы, переход к расширяющимся внешним контурам принципиально ситуацию не изменит.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен термодинамический анализ разных типов ВРД с детонационным и дефлаграционным горением. Рассмотренные типы ВРД включают ПВРД с горением при постоянном давлении, пульсирующие детонационные двигатели (PDE) с горением в ДВ_{СД}, ВРД с горением в стационарной прямой ДВ_{СД} с предварительным торможением потока (SDE_{ψ > 1}) и в косоугольной ДВ_{СД} без такого торможения (SDE_{ODW}).

При одинаковых показателях адиабаты воздуха, горючей смеси и продуктов сгорания идеальные характеристики рассмотренных ВРД, предполагающие отсутствие потерь при торможении воздуха, его смещении с газообразным топливом и истечении продуктов сгорания из реактивного сопла, зависят от двух безразмерных параметров: числа Маха полета M_0 и безразмерной удельной теплотворной способности горючей смеси q° . Сравнение термических КПД, удельных тяг и импульсов рассмотренных двигателей выполнено для $M_0 \leq 8$. Для всех реальных величин q° PDE по идеальной тяге намного лучше, чем ПВРД только при $M_0 < 1.2$. С ростом M_0 превосходство PDE по этой характеристике над остальными из рассмотренных ВРД за исключением SDE_{ODW} быстро уменьшается.

При сравнениях ВРД по их идеальным тяговым характеристикам не учитывались эффекты нестационарности, существенные для PDE с ДВ, сжигающими горючую смесь в их цилиндрических детонационных камерах. Учет этих эффектов выполнен в рамках математической модели с численным и аналитическим решением уравнений одномерной нестационарной газовой динамики. Согласно выполненным с ее помощью газодинамическим расчетам для всех реальных значений q° эффекты нестационарности делают тяговые характеристики PDE хуже характеристик ПВРД при $M_0 > 2$.

Интерес к ВРД с вращающимися ДВ (RDE) во многом “подогревают” сообщения о больших тягах, якобы, измеренных в экспериментах на модели RDE в импульсных аэродинамических трубах ИТПМ им. С.А. Христиановича СО РАН. На самом деле, однако, эти “большие тяги” – результат неверной методологии их определения по результатам весовых измерений в “горячих” и “холодных” испытаниях. Правильно же определенные и в расчетах, и в экспериментах тяги RDE малы из-за больших неравномерностей потоков продуктов сгорания.

Данная статья – итог исследований, которые велись в течение нескольких лет. По мере получения результаты докладывались на многих научных форумах [27–36] и частично опубликованы в материалах двух из них [37, 38].

Авторы признательны В.Г. Александрову, Х.Ф. Валиеву и К.С. Пьянкову за оказанную помощь. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 17-01-00126 и 18-31-20059).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зельдович Я.Б.* К вопросу об энергетическом использовании детонационного горения // ЖТФ. 1940. Т. 10. Вып. 17. С. 1453–1461 = *Zeldovich Ya.B.* To the Question of Energy Use of Detonation Combustion // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22. № 3. P. 588–592.
2. *Wintenberger E., Shepherd J.E.* Introduction to “To the Question of Energy Use of Detonation Combustion” by Ya.B. Zel’dovich // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22. № 3. P. 586–587.
3. *Фролов С.М.* Импульсные детонационные двигатели: введение // Импульсные детонационные двигатели. М.: Торус пресс, 2006. 592 с. С. 19–32.
4. *Heiser W.H., Pratt D.T.* Thermodynamic Cycle Analysis of Pulse Detonation Engines // J. Propulsion and Power. 2002. V. 18. № 1. P. 68–76.
5. *Kentfield J.A.C.* Fundamentals of Idealized Air-breathing Pulse-Detonation Engines // J. Propulsion and Power. 2002. V. 18. № 1. P. 77–83.
6. *Talley D.G., Coy E.B.* Constant Volume Limit of Pulsed Propulsion for a Constant γ Ideal Gas // J. Propulsion and Power. 2002. V. 18. № 2. P. 400–406.
7. *Kentfield J.A.C.* Thermodynamics of Air-breathing Pulse-Detonation Engines // J. Propulsion and Power. 2002. V. 18. № 6. P. 1170–1175.
8. *Wu Y., Ma F., Yang V.* System Performance and Thermodynamic Cycle Analysis of Air-breathing Pulse-Detonation Engines // J. Propulsion and Power. 2003. V. 19. № 4. P. 556–567.
9. *Paxson D.E.* Performance Evaluation Method for Ideal Air-breathing Pulse-Detonation Engines // J. of Propulsion and Power. 2004. V. 20. № 5. P. 945–947.
10. *Wintenberger E., Shepherd J.E.* Model for the Performance of Air-breathing Pulse-Detonation Engines // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22. № 3. P. 593–603.
11. *Wintenberger E., Shepherd J.E.* Thermodynamic Cycle Analysis for Propagating Detonations // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22. № 3. P. 694–697.
12. *Выковский Ф.А., Зhdан С.А., Ведерников Е.Ф.* Continuous Spin Detonations // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22. № 6. P. 1204–1216.
13. *Быковский Ф.А., Ждан С.А.* Непрерывная спиновая детонация. Новосибирск: ИГ им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2013. 422 с.
14. *Fievisohn R.T., Kenneth H.Yu.* Steady-State Analysis of Rotating Detonation Engine Flowfields with the Method of Characteristics // J. Propulsion and Power. 2017. V. 33. № 1. P. 89–99.
15. *Tsuboi N., Eto S., Hayashi A.K., Kojima T.* Front Cellular Structure and Thrust Performance on Hydrogen-Oxygen Rotating Detonation Engine // J. Propulsion and Power. 2017. V. 33. № 1. P. 100–111.
16. *Rankin B.A., Kaemming T.A., Theuerkauf S.W., Schauer F.R.* Overview of Performance, Application, and Analysis of Rotating Detonation Engine Technologies // J. Propulsion and Power. 2017. V. 33. № 1. P. 131–143.
17. *Дубровский А.В., Иванов В.С., Зангиев А.Э., Фролов С.М.* Трехмерное численное моделирование характеристик прямооточной воздушно-реактивной силовой установки с непрерывно-детонационной камерой сгорания в условиях сверхзвукового полета // Химическая физика. 2016. Т. 35. № 6. С. 49–63.
18. *Фролов С.М., Звегинцев В.И., Иванов В.С. и др.* Непрерывно-детонационное горение водорода: результаты испытаний в аэродинамической трубе // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54. № 3. С. 116–123.
19. *Фролов С.М., Звегинцев В.И., Иванов В.С. и др.* Модель детонационного прямооточного воздушно-реактивного двигателя: испытания в аэродинамической трубе при обтекании воздушным потоком с числом Маха 5,7 и температурой торможения 1500 К // Горение и взрыв. Т. 11. № 1. С. 54–62.
20. *Фролов С.М., Звегинцев В.И., Иванов В.С. и др.* Испытания модели детонационного прямооточного двигателя в аэродинамической трубе при обтекании воздушным потоком с числом Маха 5,7 и температурой торможения 1500 К // Докл. РАН. 2018. Т. 481. № 3. С. 277–281.
21. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. Москва: Наука, 1986. 733 с.
22. *Крайко А.Н.* Теоретическая газовая динамика: классика и современность. М.: Торус пресс, 2010. 440 с.
23. *Егорян А.Д., Крайко А.Н., Пьянков К.С. и др.* О расчете характеристик импульсного детонационного двигателя и их сравнении с характеристиками ПВРД // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 2. С. 307–310.
24. *Звегинцев В.И.* Реальные и мнимые проблемы прямооточных воздушно-реактивных двигателей // Материалы XXII Междунар. конф. по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС’2019), Алушта, 24–31 мая 2019 г. М.: Изд-во МАИ, 2019. 816 с. С. 724–726.
25. *Крайко А.Н., Тилляева Н.И., Щербаков С.А.* Сравнение интегральных характеристик и формы профилированных контуров сопел Лавала с “плавным” и с “внезапным” сужениями // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 4. С. 129–137.
26. *Крайко А.Н., Мышенков Е.В., Пьянков К.С., Тилляева Н.И.* Влияние неидеальности газа на характеристики сопел Лавала с внезапным сужением // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 5. С. 191–204.

27. *Егорян А.Д., Пьянков К.С.* Характеристики импульсного детонационного двигателя и их сравнение с характеристиками ПВРД // *Материалы XX Юбилейной Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС' 2017)*. Алушта, 24–31 мая 2017 г. М.: Изд-во МАИ, 2017. 816 с. С. 447–449.
28. *Егорян А.Д., Крайко А.Н.* Сравнение эффективности воздушно-реактивных двигателей с медленным горением и с горением в стационарных и нестационарных детонационных волнах // *Материалы “XXIX Научно-технической конф. по аэродинамике”*. Моск. обл., д. Богданиха, 1–2 марта 2018 г. М.: ЦАГИ, 2018. 190 с. С. 122–124.
29. *Егорян А.Д., Крайко А.Н.* Сравнение по термическому КПД и тяговым характеристикам эффективности прямооточных реактивных двигателей с медленным и детонационным горением // *Материалы XVIII междунар. школы-семинара “Модели и методы аэродинамики”*. Евпатория, 4–11 июня 2018 г. М.: Изд-во ЦАГИ, 2018. 164 с. С. 74–76.
30. *Егорян А.Д.* Сравнение термодинамической эффективности воздушно-реактивных двигателей с циклами детонационного и дефлаграционного горения // *Материалы XXI Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС' 2018)*. Алушта, 24–31 мая 2018 г. М.: Изд-во МАИ, 2018. 768 с. С. 123–125.
31. *Kraiko A.N., Egoryan A.J.* Comparison of Thermodynamic Efficiency and Thrust Characteristics of Air-breathing Jet Engines with Subsonic Combustion and Burning in Stationary and Nonstationary Detonation Waves // *Abstracts of Intern. Conf. Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018)*. Part I. Novosibirsk, Russia, August, 13–19, 2018. Novosibirsk: Parallel, 2018. 341 p. P. 151–152.
32. *Крайко А.Н.* Сравнение воздушно-реактивных двигателей с медленным горением и горением в детонационных волнах // *Тез. докл. Всероссийской конф. молодых ученых-механиков (YSM-2018)*. Сочи, “Буревестник” МГУ, 4–14 сентября 2018 г. М.: Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова, 2018. 172 с. С. 19–21.
33. *Крайко А.Н., Валиев Х.Ф., Егорян А.Д.* К “преимуществам” детонационного горения и об устойчивости квазидномерного стационарного течения с детонационной волной // *Тезисы междунар. конф. “XIV Забабахинские научные чтения”*. Снежинск, 18–22 марта 2019 г. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2019. 276 с. С. 62–63.
34. *Крайко А.Н., Валиев Х.Ф., Егорян А.Д.* О “преимуществах” детонационного горения и о реализации стационарных течений с детонационной волной в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей // *Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны / Сб. тез. докл. междунар. конф. “XXI Харитоновские тематические научные чтения”*. Саров, 15–19 апреля 2019 г. Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2019. 296 с. С. 11–12.
35. *Егорян А.Д.* Сравнение воздушно-реактивных двигателей с медленным и детонационным горением // *Материалы XXII Междунар. конф. по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС' 2019)*. Алушта, 24–31 мая 2019 г. М.: Изд-во МАИ, 2019. 816 с. С. 470–472.
36. *Александров В.Г., Егорян А.Д.* Сравнение эффективности воздушно-реактивных двигателей с детонационным и дефлаграционным горением. Особая роль нестационарности течения в детонационных камерах // *Аннотации докл. XII Всероссийского съезда по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики*. Уфа, 19–24 августа 2019 г. Уфа: РИЦ БашГУ, 2019. 356 с. С. 93.
37. *Kraiko A.N., Egoryan A.D.* Comparison of Thermodynamic Efficiency and Thrust Characteristics of Air-breathing Jet Engines with Subsonic Combustion and Burning in Stationary and Nonstationary Detonation Waves // *AIP Conf. Proc. 2018. V. 2027: Proc. 19th Intern. Conf. Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018) / Ed. by Vasily Fomin. American Institute of Physics. P. 020006-1–020006-5*.
38. *Крайко А.Н., Валиев Х.Ф., Егорян А.Д.* О “преимуществах” детонационного горения и о реализации стационарных течений с детонационной волной в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей // *Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны / Тр. междунар. конф. XXI Харитоновские тематические науч. чтения / Под ред. А.Л. Михайлова*. Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2019. Т. 1. С. 24–32.