

**РЕАКЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ,
КИНЕТИКА ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ, КАТАЛИЗ**

УДК 541.126

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ЦИКЛ
С ДЕТОНАЦИОННЫМ СЖИГАНИЕМ ТОПЛИВА**

© 2004 г. С. М. Фролов, А. Е. Барыкин, А. А. Борисов

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва

Поступила в редакцию 07.04.2003

Проведен сравнительный анализ термодинамических циклов энергетических установок, работающих на дефлаграционном и детонационном сжигании топлива. Показано, что термодинамическая эффективность “детонационного” цикла превышает эффективность “дефлаграционных” циклов в отсутствие и при наличии предварительного сжатия вещества, а также без учета и с учетом диссоциации продуктов горения. Один из перспективных способов реализации “детонационного” цикла в энергетических установках – сжигание топлива в периодически генерируемых проходящих детонационных волнах. Показано, что использование детонационного цикла наиболее эффективно для бескомпрессорных прямооточных двигателей летательных аппаратов с числом Маха полета до 2–3.

ВВЕДЕНИЕ

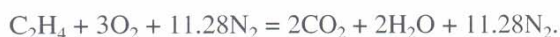
Вопрос об использовании детонационного горения в реактивных двигателях и стационарных энергетических установках впервые поставлен Я.Б. Зельдовичем в 1940 г. [1]. По его оценкам, двигатели, использующие детонационное сгорание топлива, должны быть термодинамически более эффективными, чем двигатели, работающие на медленном (дефлаграционном) сжигании топлива. Это связано с тем, что при одинаковых начальных условиях продукты детонации горючей смеси обладают меньшей энтропией, чем продукты горения в замкнутом объеме ($V = \text{const}$) и продукты горения при постоянном давлении ($p = \text{const}$), и, следовательно, при изэнтропическом расширении продуктов в атмосферу большая часть химической энергии топлива превращается в полезную работу. Практически одновременно с [1] появилась работа Г. Хоффмана [2] (цитируется по [3]), в которой опубликованы результаты экспериментов, направленных на изучение возможности использования детонационного сжигания топлива в периодически генерируемых детонационных волнах для создания реактивной тяги. После работ Я.Б. Зельдовича и Г. Хоффмана систематических исследований не последовало. В 1950–1970-е годы появилось несколько публикаций о работах, проведенных в основном в США с целью выяснить перспективность использования периодической детонации в воздушно-реактивных и ракетных двигателях летательных аппаратов (ЛА). Выяснилось, что для получения приемлемого удельного импульса необходимо сжигать топливо с высокой частотой генерации детонационных волн. Ввиду возникших технических сложностей организации пульсирующего процесса с периодическим заполнением камеры сгорания топливно-

воздушной смесью (ТВС) и инициированием детонации был сделан вывод о нецелесообразности применения детонационного горения в двигателях ЛА. В 1990-е годы интерес к данной проблеме вновь возродился: появилось множество патентов и научных публикаций.

В данной работе проведен сравнительный анализ термодинамических циклов с дефлаграционным ($p = \text{const}$ и $V = \text{const}$) и детонационным сжиганием топлива.

**РАСЧЕТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ
ЭФФЕКТИВНОСТИ ЦИКЛОВ**

В качестве примера рассмотрим сжигание этиленовоздушной смеси:



Предположим, что исходное термодинамическое состояние смеси соответствует точке O на PV -диаграмме (см. рис. 1), т.е. $p = p_0$, $v = v_0$. Плоская линия на рисунке представляет собой адиабату Гюгонии для указанной смеси при заданных начальных условиях. Классической детонации соответствует скачкообразный переход из точки O вдоль линии Рэлея OD на ударную адиабату (не показана) с последующим возвратом вдоль линии Рэлея в точку D . Предположим, что после сжигания продукты детонации изэнтропически расширяются до начального давления p_0 (кривая DD').

Сжигание топлива при постоянном объеме приводит к изменению термодинамического состояния смеси вдоль линии OE , причем точка E лежит на адиабате Гюгонии. Последующее изэнтропическое расширение продуктов горения происходит вдоль линии EE' .

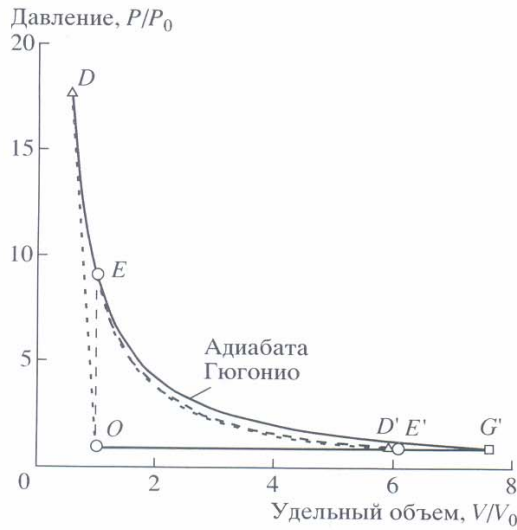


Рис. 1. Термодинамические циклы со сжиганием топлива при постоянном давлении (цикл Брайтона), постоянном объеме (цикл Хампри) и в волне детонации без предварительного сжатия; $\pi = 1$.

Сжиганию топлива при постоянном давлении соответствует переход из точки O в точку G' на адиабате Гюгонио (линия OG'). Вследствие того, что энтропия в точке D меньше, чем в точках E и G , изменение энтропии при сгорании смеси в детонационной волне минимально, т.е.

$$S_D - S_O < S_E - S_O < S_G - S_O. \quad (1)$$

Следовательно, при детонационном сжигании топлива достигается максимальная термодинамическая эффективность превращения химической энергии топлива в полезную работу. Впервые к указанному выводу пришел Я.Б. Зедьдович [1].

Термодинамические циклы, в которых топливо сжигают при постоянном давлении и постоянном объеме, традиционно называют циклами Брайтона и Хампри. Цикл, в котором топливо сжигают в детонационной волне, называют детонационным (ДЦ). Следуя [1], коэффициент полезного действия (КПД) термодинамических циклов $ODD'O$, $OEE'O$ и $OG'O$ (см. рис. 1) можно оценить следующим образом. В исходном состоянии (точка O) энтальпия реагирующей смеси определяется выражением $H_0 = h_0 + Q$, где h_0 – начальная энтальпия, Q – теплота сгорания. Энтальпия продуктов сгорания $H = h$. Работа, совершаемая за время цикла, определяется как $A = A_e - A_a = H_0 - H = h_0 - h + Q$, где A_e – работа при расширении, $A_a = p_0(v - v_0)$ – работа против сил внешнего давления. Определим КПД как

$$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{H_0 - H}{Q}. \quad (2)$$

Для количественных оценок предположим, что газ подчиняется уравнению состояния идеального газа при постоянных удельных теплоемкостях. Теплота сгорания этилена в расчете на моль топлива равна 340000 кал/моль [4], так что теплота реакции в расчете на моль смеси приблизительно равна $Q = 22000$ кал/моль. При начальной температуре $T_0 = 300$ К и давлении $p_0 = 1$ атм для удельных теплоемкостей при постоянном давлении (c_{p0}) и постоянном объеме (c_{v0}) примем $c_{p0} = 7$ кал/моль и $c_{v0} = 5.022$ кал/моль, так что показатель адиабаты $\gamma_0 = c_{p0}/c_{v0} = 1.394$. Для удельных теплоемкостей продуктов сгорания и соответствующего показателя адиабаты примем $c_p = 11.1$ кал/моль, $c_v = 9.12$ кал/моль, $\gamma = c_p/c_v = 1.217$. Кривые на рис. 1 построены с использованием указанных значений параметров. Адиабата Гюгонио на рис. 1 удовлетворяет уравнению:

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_0} &= \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \frac{v}{v_0} + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{Q}{c_p T_0} \right) \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{v}{v_0} - 1 \right)^{-1} \approx \\ &\approx \left(84.32 - \frac{v}{v_0} \right) \left(10.22 \frac{v}{v_0} - 1 \right)^{-1}. \end{aligned}$$

В результате сжигания смеси при $p = \text{const}$ температура, давление, удельный объем и энтальпия продуктов в точке G' (рис. 1) определяются следующим образом:

$$T_G = T_0 + Q/c_p = 300 + 22000/11.1 = 2282 \text{ К},$$

$$p_G = p_0,$$

$$v_G = 7.6v_0,$$

$$H_G = c_{p0}T_0 + c_p(T_G - T_0) = H_0 = 24100 \text{ кал/моль}.$$

Очевидно, что термодинамический КПД цикла Брайтона без предварительного сжатия смеси равен нулю, поскольку $H_G = H_0$, т.е.

$$\eta_{p=\text{const}} = 0. \quad (3)$$

Сжигание смеси при $v = \text{const}$ приводит к следующим значениям температуры, давления и удельного объема в точке E (рис. 1):

$$T_E = T_0 + Q/c_v = 300 + 22000/9.12 = 2712 \text{ К},$$

$$p_E = p_0 T_E / T_0 = (2712/300) = 9.04 p_0,$$

$$v_E = v_0.$$

Последующее изэнтропическое расширение продуктов от давления p_E до p_0 приводит к снижению температуры от T_E до $T_{E'} = T_E (p_E/p_0)^{-(\gamma-1)/\gamma} \approx 1831$ К и увеличению удельного объема от v_0 до $v_{E'} = 6.1v_0$. Энтальпия в точке E' принимает значение

$$H_{E'} = c_{p0}T_0 + c_p(T_{E'} - T_0) = 19098 \text{ кал/моль}.$$

Подставляя величину $H = H_E$ в уравнение (2), получаем КПД цикла Хампри:

$$\eta_{V = \text{const}} = \frac{H_0 - H_E}{Q} \approx 0.227. \quad (4)$$

Перейдем к рассмотрению детонационного цикла $ODD'O$ (рис. 1). В точке D давление, температура и удельный объем определяются соотношениями:

$$p_D = p_0 [1 + \gamma(M^2 - 1)/(\gamma + 1)] \approx 17.61 p_0,$$

$$T_D = T_0 \left(\frac{p_D}{M p_0} \right)^2 \approx 2977 \text{ К},$$

$$v_D = v_0 \left(\frac{T_D p_0}{T_0 p_D} \right) \approx 0.563 v_0,$$

$$M_{CJ} = [1 + (\gamma + 1)Q/2c_p T_0]^{1/2} + [(\gamma + 1)Q/2c_p T_0]^{1/2} \approx 5.591,$$

где M_{CJ} – число Маха самоподдерживающейся детонационной волны Чепмена–Жуге (ЧЖ). В процессе изэнтропического расширения от давления p_D до p_0 температура продуктов падает от T_D до $T_D' = T_D(p_D/p_0)^{-(\gamma-1)/\gamma} = 1785 \text{ К}$, а удельный объем возрастает до $v_D' \approx 5.95v_0$. В результате получаем значение энтальпии в точке D' : $H_{D'} = c_{p0}T_0 + c_p(T_D' - T_0) = 18579 \text{ кал/моль}$. Подставляя величину $H = H_{D'}$ в уравнение (2), получаем КПД детонационного цикла:

$$\eta_{\text{Detonation}} = \frac{H_0 - H_{D'}}{Q} = 0.251. \quad (5)$$

Из сравнения (3), (4) и (5) видно, что КПД рассмотренных циклов соотносятся как

$$\eta_{\text{Detonation}} > \eta_{V = \text{const}} > \eta_{p = \text{const}}. \quad (6)$$

Поскольку $T_D' \approx 1784 \text{ К}$, $T_E \approx 1831 \text{ К}$ и $T_G = 2282 \text{ К}$, соотношение (1) между изменением энтропии в процессах ODD' , OEE' и OG' теперь обосновано количественно. Отметим, что КПД детонационного цикла и цикла Хампри различаются незначительно.

Предположим теперь, что перед сжиганием исходная смесь изэнтропически сжимается из состояния O до состояния O' . Соответствующая PV -диаграмма представлена на рис. 2. Для определенности примем, что степень сжатия $\pi = p_{O'}/p_0 = 7.82$. Тогда энтальпия смеси в точке O' :

$$H_{O'} = c_{p0}T_0\pi^{(\gamma-1)/\gamma} + Q \approx 3757 \text{ кал/моль} + Q.$$

Температура, давление и удельный объем в точке O' соответственно равны

$$T_{O'} = T_0\pi^{(\gamma-1)/\gamma} = 536.7 \text{ К},$$

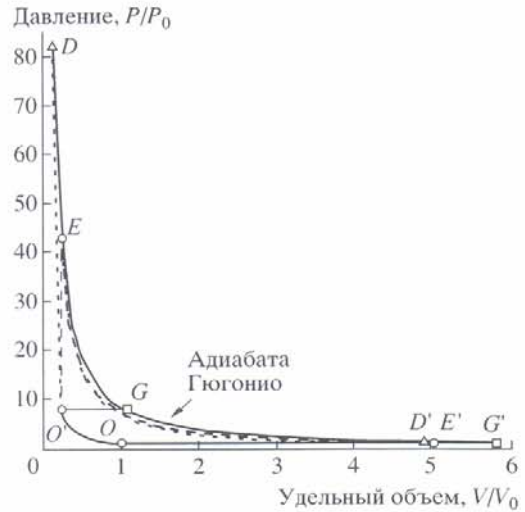


Рис. 2. Термодинамические циклы со сжиганием топлива при постоянном давлении (цикл Брайтона), постоянном объеме (цикл Хампри) и в волне детонации с предварительным сжатием.

$$p_{O'} = \pi p_0 = 7.82 p_0,$$

$$v_{O'} = v_0(p_0 T_{O'}/p_{O'} T_0) \approx 0.229 v_0.$$

На PV -диаграмме рис. 2 сжигание топлива в детонационном цикле и циклах $p = \text{const}$ и $V = \text{const}$ изображается переходом из состояния O' в состояние D , E или G , соответственно. Точки D , E и G расположены на адиабате Гюгонио:

$$\frac{p}{p_{O'}} = \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - \frac{v}{v_{O'}} + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{Q}{c_p T_{O'}} \right) \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{v}{v_{O'}} - 1 \right)^{-1} \approx \left(51.638 - 4.369 \frac{v}{v_{O'}} \right) \left(44.633 \frac{v}{v_{O'}} - 1 \right)^{-1},$$

которая отличается от адиабаты, изображенной на рис. 1, поскольку содержит параметры, связанные с состоянием O' , а не O . Цикл завершается процессом изэнтропического расширения до давления p_0 и переходом продуктов в конечное состояние D' , E' или G' в зависимости от режима сжигания топлива.

В цикле Брайтона $OO'GG'O$ (см. рис. 2) энтальпия продуктов горения не изменяется: $H_G = H_{O'}$. Значения температуры и удельного объема в состоянии G :

$$T_G = T_{O'} + Q/c_p = 536.7 + 22000/11.1 \approx 2518.7 \text{ К},$$

$$v_G = v_0(p_0 T_G/p_G T_0) \approx 1.074 v_0.$$

Цикл завершается изэнтропическим расширением продуктов горения от давления $p_G = 7.82 p_0$ до p_0 , в результате чего удельный объем возрастает

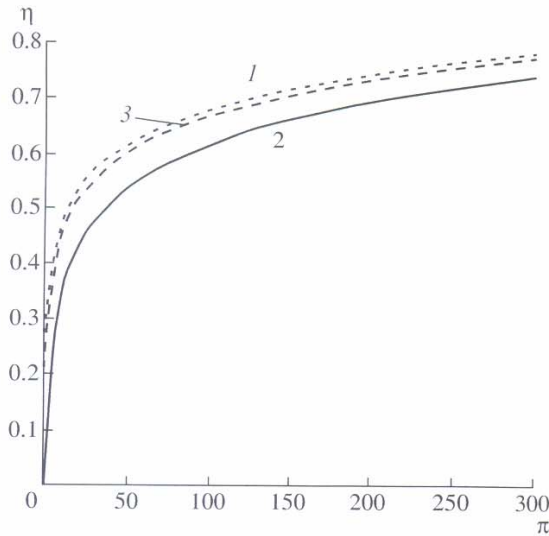


Рис. 3. Расчетные зависимости термодинамических КПД η от степени сжатия π в детонационном цикле (1) и циклах Брайтона (2) и Хампри (3).

до $v_G = v_0(p_0 T_G / p_G T_0) \approx 5.818 v_0$, а температура понижается от T_G до $T_G = 1745$ К. Определив энтальпию в конце цикла ($H_G = 17172$ кал/моль), найдем КПД цикла $OO'GG'O$:

$$\eta_{p = \text{const}} = \frac{H_0 - H_G}{Q} = \frac{c_{p0} T_0 + Q - H_G}{Q} \approx 0.315. \quad (7)$$

В цикле Хампри $OO'EE'O$ параметры продуктов горения приобретают следующие значения: температура $T_E = T_O + Q/c_v = 536.7 + 22000/9.12 \approx 2949$ К, удельный объем $v_E = v_O \approx 0.229 v_0$, давление $p_E = p_O(T_E/T_O) \approx 7.82 p_0(2949/536.7) \approx 42.95 p_0$. Изэнтропическое расширение до давления p_0 приводит систему в состояние со следующими параметрами:

$$\begin{aligned} T_E &= T_E(p_E/p_0)^{-(\gamma-1)/\gamma} \approx 1508 \text{ К}, \\ v_E &= v_0(T_E/T_0) \approx 5.026 v_0, \\ H_E &\approx 14538 \text{ кал/моль}. \end{aligned}$$

Таким образом, КПД цикла $OO'EE'O$ равен

$$\eta_{V = \text{const}} = \frac{H_0 - H_E}{Q} \approx 0.435. \quad (8)$$

Теперь оценим давление, температуру и удельный объем продуктов детонации в точке D :

$$\begin{aligned} p_D &= p_O[1 + \gamma(M^2 - 1)/(\gamma + 1)] \approx 82.15 p_0, \\ T_D &= T_O \left(\frac{p_D}{p_O} \right)^2 \approx 3235 \text{ К}, \end{aligned}$$

$$v_D = v_0 \left(\frac{T_D p_0}{T_0 p_D} \right) \approx 0.131 v_0,$$

где

$$\begin{aligned} M_{CJ} &= [1 + (\gamma + 1)Q/2c_p T_O]^{1/2} + \\ &+ [(\gamma + 1)Q/2c_p T_O]^{1/2} \approx 4.28. \end{aligned}$$

В процессе изэнтропического расширения продукты охлаждаются и достигают конечного состояния D' с параметрами

$$\begin{aligned} T_{D'} &= T_D(p_{D'}/p_D)^{-(\gamma-1)/\gamma} \approx 1473 \text{ К}, \\ v_{D'} &= v_0(T_{D'}/T_0) \approx 4.912 v_0, \\ H_{D'} &\approx 14155 \text{ кал/моль}. \end{aligned}$$

Следовательно, КПД детонационного цикла $OO'DD'O$ равен

$$\eta_{\text{Detonation}} = \frac{H_0 - H_{D'}}{Q} = 0.452. \quad (9)$$

Из сопоставления (7), (8) и (9) видно, что неравенство (6) остается в силе: термодинамический КПД детонационного цикла максимален. При этом КПД детонационного цикла по-прежнему незначительно отличается от КПД цикла Хампри.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Используя представленные выше рассуждения, можно рассчитать КПД циклов при разных степенях сжатия π . На рис. 3 представлены расчетные зависимости КПД циклов от степени сжатия π . Предварительное сжатие смеси увеличивает КПД всех рассматриваемых циклов, однако соотношения (1) и (6) остаются справедливыми. При этом с ростом коэффициента сжатия π различие в величинах термодинамических КПД нивелируется.

Предварительное сжатие смеси достигается либо с помощью компрессора, либо вследствие торможения набегающего потока воздуха. В последнем случае связь между числом Маха полета летательного аппарата M_∞ и степенью сжатия $\pi = \pi_R$ выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \pi_R &= \left(1 + \frac{\gamma_0 - 1}{2} M_\infty^2 \right)^{\gamma_0/(\gamma_0 - 1)}, \\ M_\infty &= \left\{ \frac{2}{\gamma_0 - 1} [\pi_R^{(\gamma_0 - 1)/\gamma_0} - 1] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Формулы (10) справедливы для идеального изэнтропического сжатия (без ударных волн) при торможении потока.

На рис. 4 показаны расчетные зависимости КПД в детонационном цикле, а также циклах

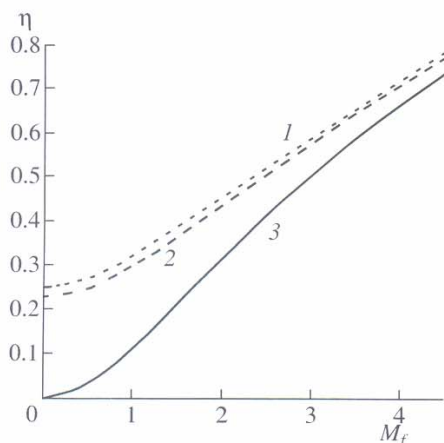


Рис. 4. Результат расчета зависимости термодинамических КПД η детонационного цикла (1), а также циклов Брайтона (2) и Хампри (3) от числа Маха полета ЛА M_f .

Брайтона и Хампри от числа Маха полета ЛА. Видно, что по сравнению с циклом Хампри детонационный цикл термодинамически наиболее выгоден при $0 < M_\infty < 3$. При более высоких M_∞ различие КПД идеальных циклов становится менее заметным. Результаты расчетов, относящиеся к рис. 2, соответствуют $M_\infty = 2.0$.

Относительно низкие значения термодинамических КПД при невысоких скоростях полета можно увеличить, дополнив динамическое сжатие вследствие торможения набегающего потока

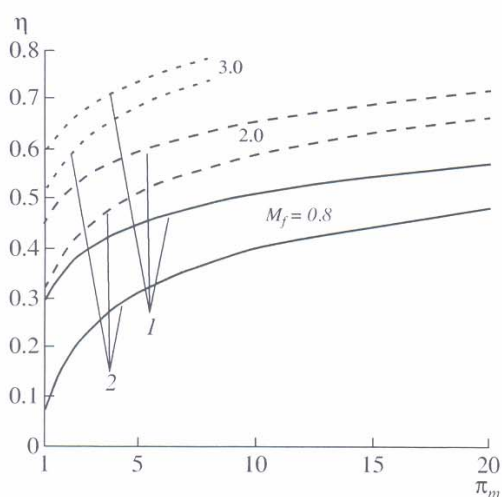


Рис. 5. Результат расчета идеальных термодинамических КПД η детонационного цикла (1) и цикла Брайтона (2) от степени механического сжатия π_m при числах Маха полета 0.8, 2.0 и 3.0.

воздуха механическим сжатием с помощью компрессорной установки. В этом случае полную степень сжатия π можно представить как произведение степеней сжатия вследствие торможения потока, $\pi_R = p_R/p_0$, и вследствие механического нагнетания, $\pi_m = p_O/p_R$, т.е. $\pi = \pi_R \pi_m$. На рис. 5 представлены зависимости идеальных тепловых КПД от π_m при числах Маха полета 0.8, 2.0 и 3 для детонационного цикла и цикла Брайтона.

Из рис. 5, например, следует, что при $M_\infty = 0.8$ и в случае использования детонационного сжигания топлива термодинамический КПД $\eta = 0.45$ может быть достигнут при наличии низконапорного компрессора со степенью сжатия $\pi_m = 5.0$. Для достижения такого же термодинамического КПД в силовой установке, работающей на цикле Брайтона, необходим высоконапорный компрессор с $\pi_m = 15.0$. Эти данные свидетельствуют о потенциальных преимуществах детонационного цикла в практических приложениях.

Термодинамические КПД циклов часто выражают в виде функции от температурного коэффициента $\psi = T_O/T_0$ – отношения температуры смеси после предварительного изэнтропического сжатия к начальной температуре (см. рис. 6). Температурный коэффициент ψ связан со степенью сжатия π и числом Маха полета M_∞ соотношениями

$$\psi = \pi^{(\gamma_0 - 1)/\gamma_0}, \quad M_\infty = \left[\frac{2}{\gamma_0 - 1} (\psi - 1) \right]^{1/2}. \quad (11)$$

С реализацией детонационного цикла связана одна важная особенность, которую обсуждал Зельдович [1]. При рассмотрении параметров в

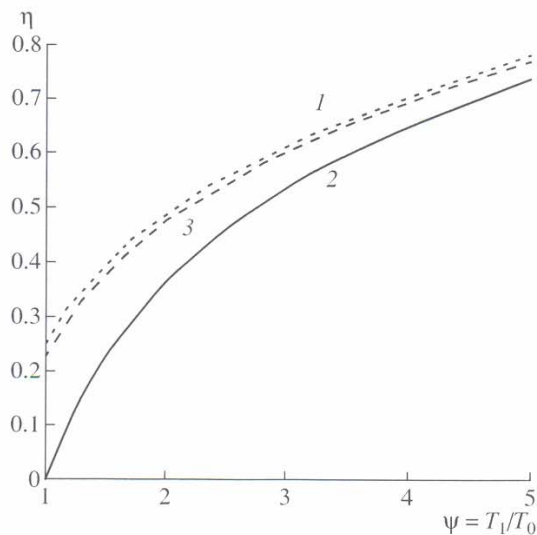


Рис. 6. Результаты расчета зависимости термодинамических КПД циклов от температурного коэффициента ψ : 1 – детонационный цикл, 2 – цикл Брайтона, 3 – цикл Хампри.

состоянии D (см., например, рис. 1) оказывается, что полная энтальпия продуктов, состоящая из тепловой и кинетической энергии, превышает начальную энтальпию H_0 . Действительно, в условиях рис. 1 статическая энтальпия продуктов детонации в состоянии D равна

$$H_D = c_{p0}T_0 + c_p(T_D - T_0) \approx 2100 + 11.1(2977 - 300) = 31815 \text{ кал/моль,}$$

что почти на 32% больше, чем $H_0 = 24100$ кал/моль. Более того, продукты детонации обладают кинетической энергией

$$K_D = \frac{w_D^2}{2} = \frac{1}{2}c_0^2 \left[M_{CJ} - \frac{1 + \gamma(M_{CJ}^2 - 1)/(\gamma + 1)}{M_{CJ}} \right]^2 \approx \approx 2.98c_0^2 \approx 2153 \text{ кал/моль,}$$

где c_0 – скорость звука в реакционной смеси в состоянии O . В результате для полной энтальпии продуктов детонации в состоянии D получаем

$$H_D + K_D \approx 31815 + 2153 \approx 33968 \text{ (кал/моль,)}$$

что на 41% выше H_0 . По Зельдовичу [1], избыточная энтальпия в состоянии D является результатом перераспределения энергии в детонирующем заряде. Вещество, которое прореагировало ранее, тормозится и расширяется, обеспечивая ударное сжатие свежего вещества и его сгорание. Это означает, что часть полной энтальпии в состоянии D идет на непрерывное поддержание самого состояния D и не может быть использована для совершения полезной работы. Результаты расчетов, относящиеся к рис. 1, демонстрируют, что только часть энтальпии, равная $0.251Q$, может быть использована для совершения полезной работы, в то время как $0.749Q$ затрачивается на совершение работы против сил внешнего давления, а оставшаяся часть, $0.410Q$, идет на непрерывное “воспроизводство” состояния D .

Расчеты КПД циклов методом экстремумов характеристических функций с учетом полного состава продуктов горения дают качественно схожие данные с результатами, полученными выше. Для поиска состояний D , E и G , а также конечных состояний изэнтропического расширения использовали программу *TDS* [5].

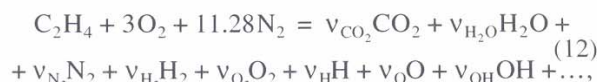
В табл. 1 представлены результаты термодинамического расчета для химической системы, включающей исходные реагенты (этилен и воздух) в стехиометрическом соотношении, а также продукты горения (H_2O , CO_2 , CO , NO , OH , H_2 , O , N). Расчеты проведены при степени сжатия $\pi = 1, 5, 10, 15$ и 20 . Коэффициенты полезного действия циклов рассчитывали по уравнению (2). При этом для всех рассматриваемых циклов для теплоты сгорания принимали постоянное значение $Q = 22000$ кал/моль, т.е. значение, использован-

ное в представленных выше упрощенных расчетах.

В табл. 1 представлены две серии расчетов. В первой серии состав продуктов горения в процессе изэнтропического расширения до давления p_0 принимали термодинамически равновесным (параметры с индексом “ e ”). Во второй серии при изэнтропическом расширении “замораживали” состав продуктов горения в течение всего процесса (параметры с индексом “ f ”).

Кроме расчетных значений КПД η_e и η_f в табл. 1 приведены значения КПД, полученные в предположении постоянных теплоемкостей, η_c . Последние рассчитывались по методике, приведенной выше. Из табл. 1 следует, что расчеты КПД циклов с равновесным расширением и в приближении постоянных теплоемкостей качественно согласуются друг с другом: КПД детонационного цикла всегда выше КПД циклов Брайтона и Хампри. В количественном отношении равновесные КПД циклов, η_e , несколько выше значений η_c . Что касается расчетных КПД η_f то здесь ситуация несколько иная. Вследствие того, что температуры продуктов горения в детонационном цикле значительно выше, чем в цикле Хампри, значение энтальпии “замороженных” продуктов детонации после расширения оказывается ниже, чем в цикле Хампри, и соответствующие значения η_f оказываются несколько ниже (за исключением случая с $\pi = 1$). Тем не менее КПД детонационного цикла превышает КПД цикла Брайтона, особенно при низких степенях сжатия.

В приведенных расчетах термодинамических КПД теплоту сгорания Q считали постоянной. Возможен и другой подход к расчету КПД, учитывающий зависимость теплоты сгорания от степени диссоциации продуктов горения. Следуя [6], теплоту сгорания Q для стехиометрической этиленовоздушной смеси можно рассчитать, исходя из суммарной реакции вида



где ν_i – стехиометрический коэффициент i -го компонента продуктов горения в равновесном состоянии, по соотношению

$$Q = (h_{298}^0)_{react} - (h_{298}^0)_{prod}, \quad (13)$$

где $(h_{298}^0)_{react}$ – сумма стандартных энтальпий образования реагентов, а $(h_{298}^0)_{prod}$ – сумма стандартных энтальпий образования продуктов по реакции (12). Отметим, что такой подход к расчету Q не учитывает рекомбинационных процессов в ходе расширения продуктов сгорания. Результаты расчета Q по методу [6] и соответствующие термодинамические КПД циклов (рассчитанные в

Таблица 1. Расчетные КПД детонационного цикла (ДЦ) и циклов Брайтона и Хампри в зависимости от степени сжатия смеси

π	Параметры	Брайтон	Хампри	ДЦ
1	η_e	0	0.2544	0.2811
	η_f	0	0.2272	0.2332
	η_c	0	0.2274	0.2510
	T_b , К	2371	2736	2926
	P_b , $1.013 \cdot 10^5$ Па	1.0	9.3	18.3
	W_b , кг/кмоль	28.387	28.135	27.925
	W_a , кг/кмоль	28.387	28.733	28.751
	S_b , кДж/К · кг	9.664	9.290	9.246
	$(c_p/c_v)_e$	1.171	1.171	1.172
	$(c_p/c_v)_f$	1.252	1.252	1.253
	$(c_p/c_v)_c$	1.217	1.217	1.217
5	η_e	0.2694	0.4294	0.4442
	η_f	0.2584	0.3764	0.3704
	η_c	0.2543	0.3925	0.4111
	T_b , К	2498	2858	3064
	P_b , $1.013 \cdot 10^5$ Па	5.0	31.6	60.8
	W_b , кг/кмоль	28.407	28.166	27.967
	W_a , кг/кмоль	28.743	28.793	28.795
	S_b , кДж/К · кг	9.265	8.989	8.949
	$(c_p/c_v)_e$	1.178	1.177	1.178
	$(c_p/c_v)_f$	1.250	1.250	1.251
	$(c_p/c_v)_c$	1.217	1.217	1.217
10	η_e	0.3646	0.4847	0.5024
	η_f	0.3447	0.4286	0.4190
	η_c	0.3474	0.4578	0.4745
	T_b , К	2565	2922	3135
	P_b , $1.013 \cdot 10^5$ Па	10.0	53.9	103.1
	W_b , кг/кмоль	28.405	28.170	27.975
	W_a , кг/кмоль	28.783	28.797	28.797
	S_b , кДж/К · кг	9.102	8.864	8.825
	$(c_p/c_v)_e$	1.180	1.179	1.180
	$(c_p/c_v)_f$	1.250	1.250	1.251
	$(c_p/c_v)_c$	1.217	1.217	1.217
15	η_e	0.4137	0.5170	0.5336
	η_f	0.3891	0.4557	0.4438
	η_c	0.3979	0.4946	0.5103
	T_b , К	2609	2963	3181
	P_b , $1.013 \cdot 10^5$ Па	15.0	74.0	140.9
	W_b , кг/кмоль	28.401	28.169	27.976
	W_a , кг/кмоль	28.792	28.798	28.798
	S_b , кДж/К · кг	9.010	8.792	8.754
	$(c_p/c_v)_e$	1.181	1.181	1.182
	$(c_p/c_v)_f$	1.249	1.249	1.250
	$(c_p/c_v)_c$	1.217	1.217	1.217
20	η_e	0.4449	0.5385	0.5542
	η_f	0.4174	0.4740	0.4605
	η_c	0.4330	0.5208	0.5358
	T_b , К	2642	2995	3215
	P_b , $1.013 \cdot 10^5$ Па	20.0	92.8	176.2
	W_b , кг/кмоль	28.396	28.167	27.975
	W_a , кг/кмоль	28.795	28.798	28.798
	S_b , кДж/К · кг	8.946	8.741	8.704
	$(c_p/c_v)_e$	1.182	1.182	1.183
	$(c_p/c_v)_f$	1.249	1.249	1.250
	$(c_p/c_v)_c$	1.217	1.217	1.217

Примечания: W_b и W_a – молекулярные массы продуктов сгорания до и после процесса расширения. Индекс “b” обозначает свойства продуктов до расширения. Индексы “e”, “f” и “c” обозначают параметры, полученные соответственно в предположении полного термодинамического равновесия продуктов, в неравновесных условиях (заморожен состав продуктов) и в приближении постоянных удельных теплоемкостей.

Таблица 2. Термодинамические КПД детонационного цикла (ДЦ), а также циклов Брайтона и Хампри в зависимости от степени сжатия и с учетом диссоциации продуктов горения

π	η			Q , кал/моль		
	Брайтон	Хампри	ДЦ	Брайтон	Хампри	ДЦ
1	0	0.2879	0.3152	18408	16968	15794
5	0.3034	0.4737	0.4957	18495	17108	15971
10	0.4051	0.5394	0.5602	18467	17110	15989
15	0.4580	0.5740	0.5939	18437	17096	15983
20	0.4922	0.5978	0.6167	18407	17075	15963

Примечание. Расчеты проведены при замороженном составе продуктов сгорания в ходе изэнтропического расширения.

предположении равновесного изэнтропического расширения продуктов горения) представлены в табл. 2. Из таблицы видно, что рассчитанная таким образом теплота сгорания Q в детонационном цикле на 12% ниже, чем в цикле Брайтона. Кроме того, для цикла Брайтона расчетное значение Q на 16% ниже, чем значение $Q = 22000$ кал/моль, принятое в расчетах табл. 1. Тем не менее КПД детонационного цикла выше, чем КПД циклов Брайтона и Хампри.

Расчеты, аналогичные представленным в табл. 2, проведены в [7, 8] для пропановоздушных и водородовоздушных смесей при коэффициентах избытка топлива от 0.6 до 1.1. В [7] показано, что процессы диссоциации, вызванные высокой температурой продуктов детонации, приводят к снижению теплоты сгорания на 10% по сравнению с горением при постоянном объеме.

РЕАЛИЗАЦИЯ ДЕТОНАЦИОННОГО ЦИКЛА

Детонационный цикл можно реализовать несколькими известными способами. Первый способ подразумевает создание условий в проточной камере сгорания для образования прямой или косой стоячей детонационной волны [9]. В этом случае скорость потока должна быть равна скорости ЧЖ или превышать ее. Второй способ подразумевает создание условий для образования стоячей детонационной волны в следе за обтекаемым телом [10]. Третий способ связан с обеспечением условий для вращения одной или нескольких детонационных волн в кольцевой камере с раздельной подачей горючего и окислителя [11]. И, наконец, четвертый способ – периодическое заполнение камеры сгорания горючей смесью и периодическое сжигание этой смеси в проходящей детонационной волне [12]. В последние годы использование детонации в воздушно-реактивных и ракетных двигателях ЛА связывают, главным образом, с пульсирующим детонационным двигателем (ПДД) – см., например, [13].

В современном представлении ПДД – это труба (или связка труб), оборудованная системой подачи воздуха и топлива. Один конец трубы, называемый тяговой стенкой, закрыт, частично закрыт или периодически закрыт (если схема ПДД предусматривает использование механического клапана). Другой конец трубы оборудован реактивным соплом. По заполнении трубы ТВС (полном или частичном) производится инициирование детонации в смеси с помощью того или иного источника инициирования. В результате по смеси распространяется детонационная волна, которая, сжигая ТВС, создает высокое избыточное давление на тяговой стенке. После выхода детонационной волны в атмосферу через сопло давление в трубе снижается. При снижении давления на тяговой стенке до определенного уровня в трубу подается новая порция ТВС, и процесс повторяется. Для обеспечения высокой эффективности ПДД необходимо обеспечить высокую частоту генерации детонационных волн (порядка 100 Гц и выше). Наиболее привлекательными являются бесклапанные схемы ПДД. В таких схемах труба (или связка труб) периодически заполняется ТВС благодаря естественному всасыванию воздуха и топлива в трубу после выхода детонационной волны в атмосферу. В бесклапанной схеме отсутствуют подвижные элементы, что значительно повышает надежность и долговечность конструкции.

Простота конструкции и принципа работы ПДД, а также высокая потенциальная термодинамическая эффективность рабочего цикла делают его очень привлекательным для приложений. В авиации наиболее перспективным считают использование ПДД для форсирования тяги: предлагают заменить существующие форсажные камеры в турбореактивных двигателях ЛА на трубчатокольцевые камеры ПДД. Ввиду того, что на форсажных режимах потребление топлива значительно возрастает, использование эффективных ПДД позволит существенно расширить маневренные показатели и увеличить дальность полета ЛА. Также изучают возможности использования ПДД в ос-

новой силовой установке ЛА и рассматривают схемы с комбинированными силовыми установками. В ракетной технике основное внимание уделяют возможности замены дорогостоящих малогабаритных газотурбинных двигателей на воздушно-реактивные ПДД. Разрабатывают схемы ПДД для ракет-носителей.

Вследствие жестких весовых и габаритных ограничений, а также требований экономичности, устойчивости работы и долговечности, свойственных силовым установкам ЛА, кроме требований высоких тяговых характеристик к ПДД предъявляют целый ряд других требований. В соответствии с ними одна из наиболее приемлемых конфигураций ПДД – связка труб длиной 1–2 м, диаметром 70–100 мм с единым воздухозаборником и общим соплом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен сравнительный анализ термодинамических циклов энергетических установок, работающих на дефлаграционном ($p = \text{const}$ и $V = \text{const}$) и детонационном сжигании топлива. Показано, что термодинамическая эффективность “детонационного” цикла превышает эффективность “дефлаграционных” циклов в отсутствие и при наличии предварительного сжатия вещества, а также без учета и с учетом диссоциации продуктов горения. Один из перспективных способов реализации “детонационного” цикла в энергетических установках – сжигание топлива в периодически генерируемых проходящих детонационных волнах. Показано, что использование детонационного цикла наиболее эффективно для бескомпрессорных прямоточных двигателей летательных аппаратов с числом Маха полета до 2–3.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты

№ 02-03-33168 и № 02-03-04005) и ФЦП “Интеграция” (проект А0030).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б. // ЖТФ. 1940. Т. 10. № 17. С. 1453.
2. Hoffman H. // Reaction propulsion by intermittent detonative combustion. Ministry of Supply. Volkenrode Translation, 1940.
3. Desbordes D., Danieu E., Zitoun R. // High-Speed Deflagration and Detonation. Fundamentals and Control. Moscow: Elex-KM Publ., 2001. P. 177.
4. Баргельме Ф. Газодинамика горения. М.: Энергоатомиздат, 1981.
5. Victorov S.B., Gubin S.A., Maklashova I.V., Revyakin I.I. // Energetic Materials, Ignition, Combustion and Detonation. Proc. 32nd Annual Conf. of ICT. Karlsruhe, Germany, 2001. P. 69/1.
6. Povinelli L.A. Impact of dissociation and sensible heat release on pulse detonation and gas turbine engine performance. NASA/TM-2001-211080. ISABE Paper 2001-1212. 2001. (Presented at the 15th Intern. Sympos. on Airbreathing Engines, Bangalore, India, 2001.)
7. Heiser W.H., Pratt D.T. // Propulsion and Power. 2002. V. 18. № 1.
8. Povinelli L.A., Yungster S. // Airbreathing pulse detonation engine performance. NASA/TM-2002-211575. 2002.
9. Nicholls J.A., Dabora E.K. // Proc. 8th Sympos. (Intern.) on Combust. N.Y.: Academic Press, 1962. P. 644.
10. Nicholls J.A. // Proc. 9th Sympos. (Intern.) on Combust. N.Y.: Academic Press, 1963. P. 488.
11. Войцеховский Б.В. // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129. № 6. С. 1254.
12. Nicholls J.A., Wilkinson H.P., Morrison R.B. // Jet Propulsion. 1957. V. 27. № 5. P. 534.
13. Confined Detonations and Pulse Detonation Engines / Eds. Roy G., Frolov S.M., Santoro R., Tsyganov S. Moscow: Toruss Press, 2003.