

ТЕОРИЯ И РАСЧЁТ ПАРАМЕТРОВ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ЦИКЛА ДЕТОНАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

© 2018

- А. В. Григорьев** генеральный конструктор;
АО «ОДК-Климов», г. Санкт-Петербург;
klimov@klimov.ru
- В. А. Митрофанов** доктор технических наук, ведущий инженер-конструктор;
Уральский завод гражданской авиации, Обособленное подразделение
в г. Санкт-Петербург;
klimov@klimov.ru
- О. А. Рудаков** кандидат технических наук, доцент, научный консультант;
АО «ОДК-Климов», г. Санкт-Петербург;
klimov@klimov.ru
- А. В. Соловьёва** заместитель главного конструктора по перспективным
научно-исследовательским работам;
АО «ОДК-Климов», г. Санкт-Петербург;
klimov@klimov.ru

Обоснован термодинамический идеальный цикл детонационного двигателя и дан метод расчёта его параметров. В идеальном цикле процессы сжатия и расширения газа совершаются по адиабате. Показано, что низкая термодинамическая эффективность цикла детонационного двигателя объясняется существенными волновыми потерями полного давления в ударной волне и ростом энтропии. При этом преимущество указанного двигателя по сравнению с другими тепловыми машинами является возможность получения большой абсолютной энергии газового потока для совершения работы расширения газа. При анализе термодинамического цикла принято, как и в теории газотурбинного двигателя, что характеристики состояния газа определяются параметрами заторможенного потока в сечениях, соответствующих началу и концу процессов, образующих цикл. Подвод теплоты за ударной волной осуществляется в дозвуковом потоке в процессе при постоянном давлении. Рассмотрение цикла в заторможенных параметрах значительно упрощают его анализ и более полно характеризуют его энергетику. Представлена формула для расчёта термического коэффициента полезного действия идеального цикла детонационного двигателя как функция приведённой скорости распространения стабилизированной ударной волны. Показано, что термодинамический идеальный цикл детонационного двигателя описывается двумя адиабатами, изотермой, определяющей огромные волновые потери, и двумя изобарами. Работа расширения газа детонационного двигателя может быть реализована как для получения движущей силы транспортного средства, так и в промышленности, например, для упрочнения и резки металлов, получения искусственных алмазов высокой твёрдости, для геофизических исследований.

Детонационный двигатель; термодинамический идеальный цикл; коэффициент полезного действия.

Цитирование: Григорьев А.В., Митрофанов В.А., Рудаков О.А., Соловьёва А.В. Теория и расчёт параметров термодинамического цикла детонационного двигателя // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2018. Т. 17, № 4. С. 37-46. DOI: 10.18287/2541-7533-2018-17-4-37-46

Введение

Детонационный двигатель представляет собой тепловую газовую машину, в которой повышение давления горючего рабочего тела происходит в стационарной ударной (детонационной) волне.

Впервые в 1940 году Hoffmann экспериментально показал возможность осуществления реактивного движения посредством прерывистого детонационного горения [1]. Под «детонационным горением» в [2] понимается следующее: скачок в комбинации с

зоной горения называется детонационным (детонационной волной), а процесс в целом – детонационным горением.

Несколько десятилетий этому вопросу не придавалось практического значения. В связи с интересом, проявляемым в последнее время к экспериментальным работам по детонационным двигателям, анализ его термодинамического цикла является актуальным.

В отечественных публикациях приведён термодинамический цикл импульсного детонационного двигателя, в котором подвод теплоты осуществляется по адиабате Гюгонио. В ударной адиабате действительно имеет место значительный рост статистического давления, но при этом полное давление резко падает из-за волновых сопротивлений, хотя именно полное давление и определяет работоспособность газа. В адиабатическом процессе теплоёмкость газа равна нулю и подвод внешней теплоты в этом процессе, по определению, неосуществим. Тем не менее, в публикациях делается вывод о якобы принципиальном термодинамическом преимуществе детонационного двигателя по сравнению с другими тепловыми машинами.

Расчёт параметров термодинамического цикла

Газодинамический расчёт детонации приведён в [3;4], где показано, что воспламенение и горение химически активной смеси осуществляется за ударной волной в дозвуковом потоке при постоянном давлении. При этом сжатие газа в ударной волне сопровождается огромными волновыми потерями полного давления. Воспламенение топлива в ударной волне невозможно из-за низкой статической температуры газа в скачке, равной начальной, хотя существенно возрастает полная температура газа.

На рис. 1 представим термодинамический идеальный цикл детонационного двигателя в TS координатах с учётом того, что характеристики состояния газа определяются параметрами заторможенного потока в сечениях, соответствующих началу и концу процессов, образующих цикл. В идеальном цикле процессы сжатия и расширения газа совершаются по адиабате.

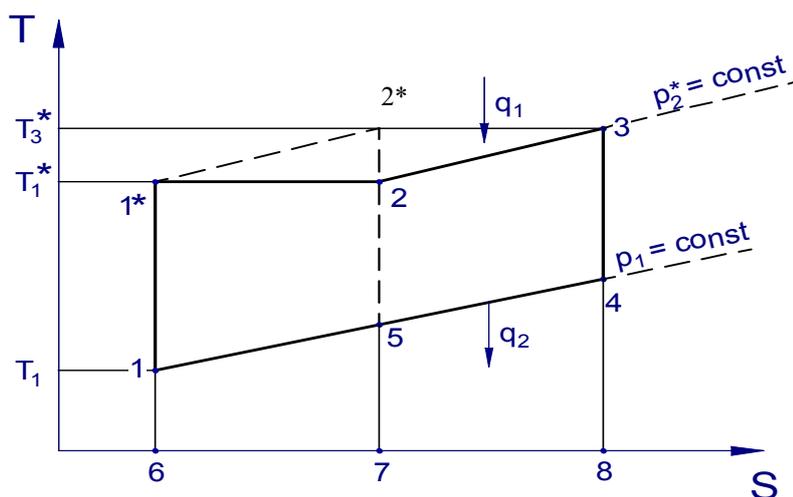


Рис. 1. Изображение термодинамических процессов идеального цикла детонационного и газотурбинного двигателей:

q_1 – подведённая теплота; q_2 – отведённая теплота;
 T – температура газа; S – энтропия; p – давление газа

Детонационная волна, воспроизведённая, например, взрывом вещества и распространяющаяся по горючему газу, смеси воздуха и топлива в канале постоянного сечения, состоит из двух слоёв: из ударной волны и зоны химических реакций [2–4]. При этом горючая смесь воспламеняется за сильной ударной волной в дозвуковом потоке высокотемпературного газа.

Стационарность ударной волны осуществляется при наступлении теплового кризиса при подводе теплоты в дозвуковом потоке. При этом значение приведённой скорости потока продуктов сгорания $\lambda_3 = 1$ (постулат Чепмена-Жуге). Это условие даёт возможность рассчитать параметры детонации с помощью уравнений газовой динамики для одномерного идеального газового потока в канале постоянного сечения (в трубе), где равнодействующая нормальных и касательных сил по боковой поверхности с учётом силы трения – сила тяги – равна нулю.

Здесь и далее индексы параметров газа в детонационной волне в обращённом течении соответствуют следующим сечениям потока: 1 – перед ударной волной, 1^* – в ударной волне, 2 – за ударной волной, 3 – за ударной волной на выходе из зоны горения [3].

Использование для характеристики состояния газа параметров заторможенного потока в сечениях, соответствующих началу и концу процессов, образующих цикл, является условным.

Но детонационная волна двухслойна, и подвод теплоты за поверхностью разрыва при дозвуковом течении ($\lambda_2 < 1$) осуществляется в процессе при постоянном давлении ($p^* = \text{const}$), как в газотурбинном двигателе.

В действительности подвод теплоты к движущемуся газу осуществляется с давлением в потоке, меньшим чем p_2^* , из-за тепловых потерь. Эффекты, зависящие от скорости течения, невелики, а рассмотрение цикла в заторможенных параметрах значительно упрощает его анализ. Такой метод принят в теории газотурбинных двигателей.

На рис. 1 сжатие газа в ударной волне представлено ударной адиабатой ($1-1^*$), где повышение начальных параметров газа – температуры, давления и плотности (T_1, p_1, ρ_1) происходит в потоке горючего газа во фронте ударной волны с последующими значительными волновыми потерями полного давления в этой волне от сечения 1^* , в котором приведённая скорость потока сверхзвуковая (λ_1), до сечения 2, в котором приведённая скорость потока дозвуковая ($\lambda_2 = 1/\lambda_1$). Процесс $1^* - 2$ является изотермическим ($T_1^* = T_2^*$), так как полная температура в ударной волне постоянна.

После самовоспламенения топливной смеси за ударной волной к газу подводится теплота q_1 (при $p = \text{const}$) в дозвуковом потоке.

Далее высоконапорный газ совершает работу расширения без потерь полного давления на трение в изоэнтропическом процессе, изображённом линией 3 – 4.

По изобаре 4 – 1 отводится теплота q_2 , и при этом канал заполняется горючим газом и рабочее тепло возвращается в первоначальное состояние.

После взрыва вещества, теплота сгорания которого $H_u \sim 4000$ кД/кг, цикл повторяется.

Такое представление термодинамического идеального цикла детонационного двигателя наглядно иллюстрирует энергетику процесса и даёт возможность оценить его эффективность.

Основной характеристикой идеального цикла является приведённая скорость детонационной волны λ_1 , определяющая изменение параметров в цикле.

Полезная работа двигателя эквивалентна разности между работой цикла (площадь $1-1^*-2-3-4-1$) и работой, затрачиваемой на преодоление волновых сопротивлений (площадь $1^*-2-7-6-1^*$).

Подведённая теплота $q_1 = C_p (T_3^* - T_2^*)$ обеспечивает стационарность ударной волны и характеризуется площадью $2-3-8-7-2$. При этом $T_2^* = T_1^*$. T_2^* , T_1^* – соответственно полная температура газа на входе и выходе ударной волны; T_3^* – полная температура продуктов сгорания; C_p – теплоёмкость газа.

Вся теплота в цикле соответствует площади $1^*-2-3-8-6-1^*$. Отведённая теплота $q_2 = C_p (T_4 - T_1)$ эквивалентна площади $1-4-8-6-1$; T_4 – температура газа в конце процесса изэнтропического расширения газа.

Степень повышения температуры газа в зоне горения $\theta = T_3^*/T_2^*$ равна критическому значению:

$$\theta_{кр} = \frac{\left(1 + \frac{1^2}{\lambda_1}\right)^2}{4\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)^2},$$

что соответствует состоянию теплового кризиса в зоне горения. При этом приведённая скорость продуктов сгорания $\lambda_3 = 1$ и устанавливаются стационарные значения λ_1 и λ_2 , которые связаны между собой: $\lambda_2 = 1/\lambda_1$. Площадь $1-1^*-2^*-5$ эквивалентна идеальному термодинамическому циклу газотурбинного двигателя.

На рис. 2 показан идеальный цикл детонационного двигателя для значения приведённой скорости ударной волны, равной $\lambda_1 = 2 (M = 3,16)$. Линии $1-1^*$ (адиабата) и 1^*-2 (изотерма) изображают процесс сжатия рабочего тела в ударной волне.

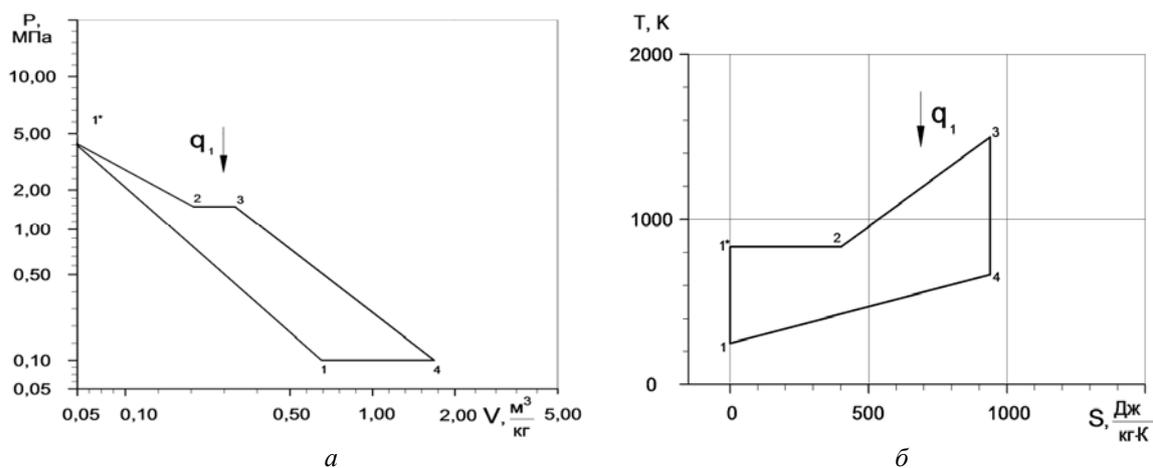


Рис. 2. Термодинамический цикл детонационного двигателя для $\lambda_1 = 2 (M = 3,16)$:

a – в pV координатах; b – в TS координатах;

q_1 – подведённая теплота; p – давление газа; V – удельный объём газа

Термический коэффициент полезного действия идеального цикла детонационного двигателя равен (при $C_p = \text{const}$):

$$\eta_D = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3^* - T_2^*}. \quad (1)$$

Выразим заторможенные параметры цикла через начальные их значения T_1, p_1, ρ_1 с учётом газодинамических функций $\tau(\lambda), \pi(\lambda), q(\lambda), y(\lambda)$ и $\varepsilon(\lambda)$ [4].

Для ударной адиабаты 1–1* (фронт волны):

$$T_1^* = \frac{T}{\tau(\lambda_1)}, \quad p_1^* = \frac{p_1}{\pi(\lambda_1)}, \quad \rho_1^* = \frac{\rho_1}{\varepsilon(\lambda_1)}.$$

Для изотермы 1*–2:

$$T_2^* = T_1^*, \quad p_2^* = p_1^* \frac{q(\lambda_1)}{q(1/\lambda_1)} = \frac{p_1 q(\lambda_1)}{\pi(\lambda_1) q(1/\lambda_1)}, \quad \rho_2^* = \rho_1^* \lambda_1^2.$$

Для изобары 2–3:

$$T_3^* = T_2^* \theta, \quad p_3^* = p_2^*, \quad \rho_3^* = \rho_2^* \frac{T_2^*}{T_3^*}.$$

Для изоэнтропы 3–4:

$$T_4 = T_3^* \left(\frac{p_4}{p_3^*} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad p_4 = p_1, \quad \rho_4 = \rho_3^* / \left(\frac{p_3^*}{p_4} \right)^{\frac{1}{k}}.$$

Изменение энтропии может быть найдено по формулам:

$$\text{для изотермы } 1^* - 2: \quad \Delta S_{1^*-2} = -R \ln \frac{p_2^*}{p_1^*},$$

$$\text{для изобары } 2 - 3: \quad \Delta S_{2-3} = C_p \ln \frac{T_3^*}{T_2^*}.$$

Теплота, участвующая в изотермическом процессе, равна:

$$q_{из} = T_1^* (S_2 - S_1).$$

Степень повышения давления во фронте ударной волны:

$$\pi_B = \frac{p_1^*}{p_1} = \frac{1}{\pi(\lambda_1)}.$$

После подстановки значений температуры в выражение (1) и преобразований получим следующую формулу для расчёта термического коэффициента полезного действия термодинамического идеального (процессы сжатия и расширения газа совершаются по адиабате) цикла детонационного двигателя η_D , которая справедлива для $\lambda_1 > 1$ (при существовании ударной волны):

$$\eta_D = 1 - \frac{\theta \left(\frac{q\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)}{q(\lambda_1)} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\frac{1}{\tau(\lambda_1)}(\theta - 1)}$$

или

$$\eta_D = 1 - \frac{\left(1 + \frac{1}{\lambda_1^2}\right)^2 \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \frac{1}{\lambda_1^2}\right)^{\frac{1}{k}} \left(\frac{1}{\lambda_1^2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\frac{1}{\left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2\right)} \left[\frac{\left(1 + \frac{1}{\lambda_1^2}\right)^2}{4 \frac{1}{\lambda_1^2}} - 1 \right]}$$

или

$$\eta_D = 1 - \frac{\theta \left(\frac{1}{\sigma}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\frac{1}{\tau(\lambda_1)}(\theta - 1)},$$

где λ_1 – приведённая скорость ударной волны;

$\sigma = \frac{p_2^*}{p_1^*} = \frac{q(\lambda_1)}{q\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)}$ – коэффициент восстановления полного давления в ударной волне.

При этом пренебрегаем тепловыми потерями полного давления из-за их малости по сравнению с волновыми потерями [3].

Остальные характеристики детонационного цикла рассчитываются из следующих выражений.

Степень повышения полного давления в цикле:

$$\pi_3^* = \frac{p_3^*}{p_1} = \pi_B \sigma.$$

Степень повышения полной температуры в цикле:

$$\theta_3 = \frac{T_3^*}{T_1} = \theta_B \theta,$$

где $\theta_B = \frac{T_1^*}{T_1} = \frac{1}{\tau(\lambda_1)}$ – степень повышения полной температуры в ударной волне;

$$T_1^* = T_2^*.$$

Повышение статических параметров в цикле:

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{y(\lambda_1)}{y(1/\lambda_1)}, \\ \frac{\rho_2}{\rho_1} &= \lambda_1^2, \end{aligned} \right\} \text{ударная адиабата (или адиабата Гюгонио),}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\tau(1/\lambda_1)}{\tau(\lambda_1)}.$$

Максимальная скорость ударной волны:

$$\lambda_{1\max} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} = \sqrt{\frac{2,4}{0,4}} = \sqrt{6} = 2,449, \quad M = \infty.$$

Максимальная степень повышения температуры:

$$\theta = \frac{T_3^*}{T_2^*} = 2,047.$$

Термический коэффициент полезного действия идеального цикла газотурбинного двигателя (рис. 1) определяется следующим выражением:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi_B^{\frac{k-1}{k}}}.$$

Результаты расчёта термодинамических характеристик цикла детонационного двигателя представлены в таблице.

Таблица. Характеристики детонационного двигателя

№	λ_1	1,1	1,2	1,5	1,7	2,0	2,23	2,3	2,4	2,44
1	$\eta_D, \%$	15	15	16	19	27	37,5	43	56	70
2	$\theta_{кр}$	1,01	1,032	1,17	1,31	1,667	1,8	1,92	1,98	2,03
3	M	1,12	1,26	1,73	2,15	3,16	4,92	6,1	10,9	25,4
4	$\frac{p_1^*}{p_1} = \frac{1}{\pi(\lambda_1)}$	2,2	2,6	5,2	10	47	480	1750	$7,8 \cdot 10^4$	$3,16 \cdot 10^7$
5	$\sigma = \frac{p_2^*}{p_1^*}$	0,997	0,986	0,84	0,65	0,28	0,066	0,028	0,002	$0,26 \cdot 10^{-4}$
6	$\pi_3 = \frac{p_3^*}{p_1}$	2,2	2,6	4,4	6,4	13	32	48	156	822
7	$\theta_3 = \frac{T_3^*}{T_1}$	1,26	1,35	1,87	2,53	5,0	10,5	16	50	263
8	$\eta_i, \%$	20	24	37,5	48	67	83	88	96	99
9	$\frac{T_2}{T_1}$	1,1	1,2	1,5	1,8	3	6	8	24	130
10	$\frac{p_2}{p_1}$	1,31	1,67	3,31	5,25	11,5	28	42	140	750

Из анализа строк 1, 4, 5 следует, что высокий рост полного давления в ударной волне сопровождается значительным падением коэффициента восстановления полного давления из-за волновых сопротивлений, что и определяет невысокий уровень коэффициента полезного действия цикла детонационного двигателя.

Так, при $\lambda_1 = 2,23$, $M = 4,9$ степень повышения полного давления в ударной волне $\pi_B^* = 480$, $\sigma = 0,066$ и $\eta_D = 37,5\%$. При тех же условиях $\eta_i = 83\%$.

В то же время анализ строк 6, 7 показывает возможность получения в детонационном двигателе огромных энергий газового потока. Так, при $\lambda_1 = 2,44$ степень повышения давления в цикле $\pi_3^* = 822$, а степень повышения полной температуры в цикле $\theta_3 = 263$, что невозможно получить в других тепловых машинах.

Разработка таких двигателей требует новых технологий для обеспечения работоспособности горячих стенок двигателя (новые жаропрочные материалы, системы охлаждения и др.). Одним из путей решения проблемы могло быть применение жидкого водорода, который не только обеспечивал бы охлаждение стенок, но и, как химически активное топливо, гарантировал протекание детонации. Однако для обеспечения стационарности ударных волн с $\lambda_1 > 2,36$ необходимо применение химически активных горючих смесей, имеющих более высокие значения теплоты сгорания топлива. Например,

введение в топливо порошкообразных металлов (бор, алюминий и др.) для значительного увеличения теплоты сгорания.

В строках 9, 10 показано изменение статических параметров в ударной волне.

Значение статической температуры T_2 за ударной волной обеспечивает воспламенение горючей смеси за волной и, следовательно, непрерывность цикла. Так, при $\lambda_1 = 2,1$, $\frac{T_2}{T_1} = 3,64$ и при начальной температуре газа $T_1 = 288$ К, $T_2 = 1050$ К, что вполне достаточно для начала процесса горения.

Работа расширения газа детонационного двигателя может быть реализована как для получения движущей силы транспортного средства, так и в промышленности, например, для упрочнения и резки металлов, получения искусственных алмазов высокой твёрдости, в строительстве, для геофизических исследований и др.

Заключение

Разработан термодинамический идеальный цикл детонационного двигателя.

На основании знаний газовой динамики о создании стационарной ударной волны, распространяющейся по горючей газовой смеси в канале постоянного сечения и стабилизированной наступлением теплового кризиса при подводе теплоты к дозвуковому потоку за ударной волной, выполнен расчёт параметров термодинамического идеального цикла детонационного двигателя.

Показано, что при значениях приведённой скорости распространения ударной волны $\lambda_1 > 2,44$, $M > 25$, детонационный двигатель имеет преимущество по сравнению с другими тепловыми машинами в части возможности получения высокой полной энергии газового потока.

Коэффициент полезного действия детонационного двигателя зависит от приведённой скорости распространения ударной волны λ_1 и от показателя адиабаты k .

В связи с большими волновыми потерями полного давления в ударной волне значение термического коэффициента полезного действия термодинамического идеального цикла детонационного двигателя ниже, чем значения идеальных циклов других тепловых машин.

Библиографический список

1. Hoffman N. Reaction-propulsion by intermittent detonative combustion. German Ministry of Supply, Volkenrode Translation, 1940.
2. Щетинков Е.С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965. 740 с.
3. Григорьев А.В., Митрофанов В.А., Рудаков О.А., Соловьёва А.В. Оптимизация камеры сгорания. СПб.: Политехнический университет, 2015. 152 с.
4. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.

THEORY AND CALCULATION OF PARAMETERS OF THE DETONATION ENGINE THERMODYNAMICAL CYCLE

© 2018

- A. V. Grigoriev** General Designer;
JSC “UEC-Klimov”, Saint-Petersburg, Russian Federation;
klimov@klimov.ru
- V. A. Mitrofanov** Doctor of Science (Engineering), Leading Design Engineer;
Ural Civil Aviation Plant, Saint-Petersburg Separate Subdivision,
Saint-Petersburg, Russian Federation;
klimov@klimov.ru
- O. A. Rudakov** Research Adviser, Associate Professor;
JSC “UEC-Klimov”, Saint-Petersburg, Russian Federation;
klimov@klimov.ru
- A. V. Solovieva** Deputy Chief Designer for Advanced R&D;
JSC “UEC-Klimov”, Saint-Petersburg, Russian Federation;
klimov@klimov.ru

The ideal thermodynamic cycle of a detonation engine is substantiated and a method of computing the engine parameters is presented. In the ideal cycle the processes of gas compression and expansion are adiabatic. It is shown that low thermodynamic effectiveness of the detonation engine can be explained by significant wave losses of the total pressure in the shock wave and the entropy increase. The advantage of the engine in comparison with other thermal machines is the capability of obtaining a high value of absolute energy of the gas flow to do the work of gas expansion. While analyzing the thermodynamic cycle it is assumed, like in the gas turbine engine theory, that the characteristics of gas condition are determined by the parameters of stagnation subsonic flow in the sections corresponding to the beginning and the end of the processes making up the cycle. Heat supply downstream of the shock wave takes place in the subsonic flow in a constant-pressure process. Consideration of the cycle with stagnation parameters significantly simplifies its analysis and gives a fuller picture of its energy. A formula for calculating the coefficient of thermal efficiency of the ideal cycle of a detonation engine is presented as a function of the specific speed of propagation of the stabilized shock wave. It is shown that the ideal thermodynamic cycle of a detonation engine is described by two adiabatic curves, an isothermal curve determining huge wave losses, and two isobaric curves. The work of gas expansion in a detonation engine can be implemented both for obtaining the moving force of a vehicle and in industry, e. g., for metal hardening and cutting, production of high-hardness artificial diamonds, geophysical investigation.

Detonation engine; ideal thermodynamic cycle; efficiency coefficient.

Citation: Grigoriev A.V., Mitrofanov V.A., Rudakov O.A., Solovieva A.V. Theory and calculation of parameters of the detonation engine thermodynamical cycle. *Vestnik of Samara University. Aerospace and Mechanical Engineering*. 2018. V. 17, no. 4. P. 37-46. DOI: 10.18287/2541-7533-2018-17-4-37-46

References

1. Hoffman N. Reaction-propulsion by intermittent detonative combustion. German Ministry of Supply, Volkenrode Translation, 1940.
2. Shchetinkov E.S. *Fizika goreniya gazov* [Physics of gas combustion]. Moscow: Nauka Publ., 1965. 740 p.
3. Grigor'ev A.V., Mitrofanov V.A., Rudakov O.A., Solov'eva A.V. *Optimizatsiya kamery sgoraniya* [Combustion chamber optimization]. SPb.: Polytechnic University Publ., 2015. 152 p.
4. Abramovich G.N. *Prikladnaya gazovaya dinamika* [Applied gas dynamics]. Moscow: Nauka Publ., 1969. 824 p.