DOI - 10.32743/UniTech.2022.94.1.12925

О БЛИЗОСТИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО ЦИКЛА ОТТО К ИДЕАЛЬНОМУ

Кодиров Нодир
независимый исследователь,
Республика Узбекистан, Ташкентская область
E-mail: nokodirov@mail.ru

ABOUT PROXIMITY REAL OTTO CYCLE TO IDEAL

Nodir Kodirov
Independent researcher
Uzbekistan, Tashkent region

АННОТАЦИЯ

В статье выводятся некоторые закономерности действительного цикла Отто, исходя из которых вычисляется изменение энтропии.

ABSTRACT

In the article derived some patterns of real Otto cycle on the basis of which calculated the entropy change.

Ключевые слова: Двигатель Отто, четырехтактный двигатель, теплота, степень повышения давления, энтропия.
Keywords: Otto engine, four-stroke engine, heat, explosion ratio, entropy.

Автором настоящей статьи (далее: Автор) установлено, что при изохорном подводе теплоты степень повышения давления подчиняется уравнению:

$$\Lambda_{input}^{p} = \frac{p_z}{p_c} = \varepsilon^{(n_5^p - n_1)} \quad \textbf{(1)}$$

где p_z-давление в начале расширения, p_c-давление в конце сжатия, ε-степень сжатия, n_1-средний показатель политропы сжатия, n^p_5-показатель повышения давления:

$$n_5^p = log_\varepsilon\left(\frac{p_z}{p_a}\right) \quad \textbf{(2)}$$

где p_a-давление в начале сжатия. Результаты проверки уравнений (1) и (2) на примерах в табл.1.

Таблица 1.

Проверочный расчет степени повышения давления

№ пр.	**ε**	**P_a, Па**	**n_1**	**Λ**	**P_z,Па**	**n^p_5**	**Λ^p_{input}**
1	8 [2,c.168]	80000 [2, c.168]	1,37 [2, c.168]	4,08 [2, c.170]	5630000 [2, c.170]	2,046	4,075
2	8 [7, c.170]	84000 [7, c.171]	1,34 [7, c.115]	4,15 [7, c.171]	5640000 [7, c.171]	2,023	4,138

Точно так же при подводе теплоты степень повышения температуры:

$$\Lambda_{input}^{\text{T}} = \frac{\text{T}_z}{\text{T}_c} = \varepsilon^{(n_5^{\text{T}} - n_1)} \quad \textbf{(3)}$$

где T_z-температура в начале расширения, T_c-температура в конце сжатия, n^T_5-показатель повышения температуры:

$$n_5^T = log_\varepsilon\left(\frac{\text{T}_z}{\text{T}_a}\right) + 1 \quad \textbf{(4)}$$

где T_a- температура в начале сжатия. Результаты проверки уравнений (3) и (4) на тех же примерах в табл. 2

Библиографическое описание: Кодиров Н. О БЛИЗОСТИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО ЦИКЛА ОТТО К ИДЕАЛЬНОМУ // Universum: технические науки : электрон. научн. журн. 2022. 1(94). URL: *https://7universum.com/ru/tech/archive/item/12925*

Таблица 2.

Проверочный расчет степени повышения температуры

№ пр.	**ε**	**Tₐ, К**	**n₁**	**T_z,К**	$\frac{T_z}{T_c}$	n^{T}_{5}	Λ^{T}_{input}
1	8 [2,с.168]	334 [2, с.169]	1,37 [2, с.168]	2728 [2, с.170]	3,78	2,0099	3,7840
2	8 [7, с.170]	334 [7, с.171]	1,34 [7, с.115]	2630 [7, с.171]	3,88	1,9923	3,8829

Преобразуем уравнение (1):

$$\Lambda^{p}_{input} = \varepsilon^{(n_5-n_1)} = \frac{\varepsilon^{(n_5)}}{\varepsilon^{(n_1)}}$$

$$\Lambda^{p}_{input}\cdot\varepsilon^{(n_1)} = \varepsilon^{(n_5)} = \varepsilon^{\left(log_\varepsilon\left(\frac{p_z}{p_a}\right)\right)}$$

так как:

$$p_z = p_b\cdot\varepsilon^{(n_2)}$$

где p_b-давление в конце расширения, n_2-средний показатель политропы расширения, то:

$$\Lambda^{p}_{input}\cdot\varepsilon^{(n_1)} = \varepsilon^{\left(log_\varepsilon\left(\frac{p_b\cdot\varepsilon^{(n_2)}}{p_a}\right)\right)}$$

$$= \varepsilon^{\left(log_\varepsilon\left(\frac{p_b}{p_a}\right)+log\varepsilon\left(\varepsilon^{(n_2)}\right)\right)}$$

$$= \varepsilon^{\left(log_\varepsilon\left(\frac{p_b}{p_a}\right)\right)}\cdot\varepsilon^{(n_2)}$$

$$\frac{\Lambda^{p}_{input}\cdot\varepsilon^{(n_1)}}{\varepsilon^{(n_2)}} = \varepsilon^{\left(log_\varepsilon\left(\frac{p_b}{p_a}\right)\right)}$$

$$log_\varepsilon\left(\frac{\Lambda^{p}_{input}\cdot\varepsilon^{(n_1)}}{\varepsilon^{(n_2)}}\right) = log_\varepsilon\left(\varepsilon^{\left(log_\varepsilon\left(\frac{p_b}{p_a}\right)\right)}\right)$$

$$log_\varepsilon\left(\Lambda^{p}_{input}\cdot\varepsilon^{(n_1-n_2)}\right) = log_\varepsilon\left(\frac{p_b}{p_a}\right)$$

Откуда:

$$\Lambda^{p}_{input}\cdot\varepsilon^{(n_1-n_2)} = \frac{p_b}{p_a}$$

Так как $\frac{p_b}{p_a}$есть степень понижения давления, то его уравнение:

$$\Lambda^{p}_{output} = \frac{p_b}{p_a} = \Lambda^{p}_{input}\cdot\varepsilon^{(n_1-n_2)} = \varepsilon^{(n^{p}_{5}-n_1)}\cdot \varepsilon^{(n_1-n_2)} = \varepsilon^{(n^{p}_{5}-n_1+n_1-n_2)} = \varepsilon^{(n^{p}_{5}-n_2)} \qquad \textbf{(5)}$$

Преобразовав уравнение (2) также, как и уравнение (1), можно получить уравнение степени понижения температуры:

$$\Lambda^{T}_{output} = \frac{T_b}{T_a} = \Lambda^{T}_{input}\cdot\varepsilon^{(n_1-n_2)} = \varepsilon^{(n^{T}_{5}-n_1)}\cdot \varepsilon^{(n_1-n_2)} = \varepsilon^{(n^{T}_{5}-n_1+n_1-n_2)} = \varepsilon^{(n^{T}_{5}-n_2)} \qquad \textbf{(6)}$$

где T_b-температура в конце расширения. Результаты проверки уравнения (5) на примерах выше **в табл.3.**

Таблица 3.

Проверочный расчет степени понижения давления

№ пр.	**ε**	**Pₐ, Па**	**n₁**	Λ^{p}_{input}	**P_b,Па**	$\frac{p_b}{p_a}$	**n₂**	Λ^{p}_{output}
1	8 [2,с.168]	80000 [2, с.168]	1,37 [2, с.168]	4,075	436222 в оригинале 444000 [2, с.170]	5,45	1,23 [2, с.170]	5,45
2	8 [7, с.170]	84000 [7, с.171]	1,34 [7, с.115]	4,138	393844 в оригинале 363000 [7, с.171]	4,69	1,28 [7, с.151]	4,69

В колонке P_b табл.3 оригинальное значение 444000 Па источника заменено на:

$$p_b = \frac{p_z}{\varepsilon^{(n_2)}} = \frac{5640000}{8^{(1,23)}} = 436222\text{Па}$$

а оригинальное значение 363000 Па источника заменено на:

$$p_b = \frac{p_z}{\varepsilon^{(n_2)}} = \frac{5630000}{8^{(1,28)}} = 393844\text{Па}$$

Результаты проверки уравнения (6) на примерах выше **в табл.4.**

Таблица 4.

Проверочный расчет степени понижения температуры

№ пр.	ε	T_a, К	n_1	Λ^{T}_{input}	T_b,К	$\frac{T_b}{T_a}$	n_2	Λ^{T}_{output}
1	8 [1,с.168]	334 [1, с.168]	1,37 [1, с.168]	3,7840	1690 [1, с.170]	5,06	1,23 [1, с.170]	5,06
2	8 [7, с.170]	334 [7, с.171]	1,34 [7, с.115]	3,8829	1469 в оригинале 1440 [7, с.171]	4,4	1,28 [7, с.151]	4,4

В колонке T_b табл.4 оригинальное значение 1440 К источника заменено на:

$$T_b = \frac{T_z}{\varepsilon^{(n_2-1)}} = \frac{2630}{8^{(1,28-1)}} = 1469K$$

В идеальном цикле Отто, где $n_1 = n_2 = k$, степени повышения и понижения давления и температуры равны:

$$\Lambda = \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_4}{p_1} = \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1}[6, \text{с.}239]$$

И справедливо равенство:

$$\Lambda = \Lambda^{p}_{put} = \Lambda^{\text{T}}_{input} = \Lambda^{p}_{output} = \Lambda^{\text{T}}_{output} = \varepsilon^{(n_5^p - k)} = \varepsilon^{(n_5^{\text{T}} - k)} = \varepsilon^{(n_5^{p} - k)} = \varepsilon^{(n_5^{\text{T}} - k)}$$

Откуда следует, что соблюдается условие:

$$\frac{n_5^p}{n_5^{\text{T}}} = 1$$

Из табл.1 и табл.2 очевидно, что в примере №1:

$$\frac{n_5^p}{n_5^{\text{T}}} = \frac{2,046}{2,099} = 1,01796109259167 \approx 1$$

И в примере №2:

$$\frac{n_5^p}{n_5^{\text{T}}} = \frac{2,023}{1,9923} = 1,01540932590473 \approx 1$$

что означает незначительное отличие совершаемого в реальных двигателях действительного цикла Отто от идеального. Вычислим «приведенную теплоту» [1, с. 125], или энтропию, при подводе и отводе теплоты через среднеинтегральные температуры [6, с.119] для идеального цикла Отто [6, с.238]. Подводимая теплота:

$$q_1 = C_v \cdot (T_3 - T_2)[6, \text{с.}238]$$

Среднеинтегральная температура при изохорном подводе теплоты:

$$T_{mi}^{input} = \frac{T_3 - T_2}{ln\frac{T_3}{T_2}}[6, \text{с.}119]$$

Энтропия:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} = \frac{C_v \cdot (T_3 - T_2)}{\frac{T_3 - T_2}{ln\frac{T_3}{T_2}}} = C_v \cdot ln\frac{T_3}{T_2} = C_v \cdot ln\Lambda$$

Отводимая теплота:

$$q_2 = C_v \cdot (T_4 - T_1)[6, \text{с.}238]$$

Среднеинтегральная температура при изохорном отводе теплоты :

$$T_{mi}^{output} = \frac{T_1 - T_4}{ln\frac{T_1}{T_4}} = \frac{-(T_4 - T_1)}{ln\frac{T_1}{T_4}}[6, \text{с.}119]$$

Энтропия:

$$\frac{q_2}{T_{mi}^{output}} = \frac{C_v \cdot (T_4 - T_1)}{\frac{-(T_4 - T_1)}{ln\frac{T_1}{T_4}}} = -C_v \cdot ln\frac{T_1}{T_4} = -C_v \cdot ln\frac{1}{\Lambda} = -C_v \cdot ln\Lambda^{-1}$$

Так как:

$$log_a(N^{\gamma}) = \gamma \cdot log_a N$$

То:

$$\frac{q_2}{T_{mi}^{output}} = -C_v \cdot ln\Lambda^{-1} = C_v \cdot ln\Lambda$$

Откуда:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} = \frac{q_2}{T_{mi}^{output}}$$

что означает неизменность энтропии при подводе и отводе теплоты в обратимом идеальном цикле Отто.

В действительном цикле Отто теплота, также, как и в идеальном, подводится при постоянном объеме, но отвод теплоты осуществляется с продуктами сгорания удалением их из цилиндра в процессе изобарного выпуска ходом поршня. Подводимая теплота:

$$q_1 = C_v \cdot (T_z - T_c)[6, \text{с.}238]$$

Среднеинтегральная температура при изохорном подводе теплоты:

$$T_{mi}^{input} = \frac{T_z - T_c}{ln\frac{T_z}{T_c}}[6, \text{с.}119]$$

Энтропия:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} = \frac{C_v \cdot (T_z - T_c)}{\frac{T_z - T_c}{ln\frac{T_z}{T_c}}} = C_v \cdot ln\frac{T_z}{T_c}$$

А так как:

$$\Lambda_{input}^{\mathrm{T}} = \frac{\mathrm{T}_z}{\mathrm{T}_c}$$

То:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} = C_v \cdot ln\Lambda_{input}^{\mathrm{T}}$$

Отводимая теплота:

$$q_2 = C_v \cdot (T_b - T_r)[6, \text{с.}238]$$

где T_r-температура остаточных газов в конце процесса выпуска.

Среднеинтегральная температура при изохорном отводе теплоты :

$$T_{mi}^{output} = \frac{T_r - T_b}{ln\frac{T_r}{T_b}} = \frac{-(T_b - T_r)}{ln\frac{T_r}{T_b}}[6, \text{с.}119]$$

Энтропия:

$$\frac{q_2}{T_{mi}^{output}} = \frac{C_\text{p} \cdot (T_b - T_r)}{\frac{-(T_b - T_r)}{ln\frac{T_r}{T_b}}} = -C_\text{p} \cdot ln\frac{T_r}{T_b}$$

переписав логарифм в виде:

$$ln\frac{T_r}{T_b} = ln\left(\left(\frac{T_b}{T_r}\right)^{-1}\right)$$

и так как:

$$log_a(N^\gamma) = \gamma \cdot log_a N$$

получаем:

$$\frac{q_2}{T_{mi}^{output}} = -C_\text{p} \cdot ln\frac{T_r}{T_b} = -C_\text{p} \cdot ln\left(\left(\frac{T_b}{T_r}\right)^{-1}\right) = C_\text{p} \cdot ln\frac{T_b}{T_r}$$

Опять же, так как:

$$\gamma \cdot log_a(N) = log_a(N^\gamma)$$

Энтропия при изохорном подводе и изобарном отводе теплоты:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} = ln\left(\Lambda_{input}^{\mathrm{T}}\right)^{(C_v)} \text{и} \frac{q_2}{T_{mi}^{output}} = ln\left(\left(\frac{T_b}{T_r}\right)^{(C_\text{p})}\right)$$

Для сравнения энтропии при подводе и отводе теплоты, учитывая, что теплоемкость при подводе теплоты для двухатомного газа (воздух, $n_1 \leq 1{,}4$) изохорна, а теплоёмкость при отводе теплоты для многоатомного газа (продукты сгорания, $n2 \leq 1{,}333\ldots$) изобарна, достаточно оценочно сравнить значения выражений:

$$\left(\Lambda_{input}^{\mathrm{T}}\right)^{(C_v)} \text{и} \left(\frac{T_b}{T_r}\right)^{(C_\text{p})}$$

Для номинальных режимов реальных двигателей степень повышения температуры можно оценить как степень повышения давления:

$$\Lambda_{input}^{\mathrm{T}} = 3 - 4[7, \text{с. } 143]$$

Для тех же режимов отношение температуры в конце расширения к температуре остаточных газов можно оценить как:

$$\frac{T_b}{T_r} < 1{,}5[7, \text{с.}104, \text{с. } 171]$$

Отношение массовой изобарной теплоемкости многоатомных газов (на примере аммиака) к массовой изохорной теплоемкости двухатомных газов (воздух), пусть и очень завышенно, оцениваем как:

$$\frac{\mathrm{C_p}}{\mathrm{C}_v} \approx 3[6, \text{с.}73]$$

В итоге получаем:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} = (3-4)^{(C_v)}\text{и}$$

$$\frac{q_2}{T_{mi}^{output}} \approx (1{,}5)^{(3 \cdot C_v)} \approx (1{,}5^3)^{(C_v)} \approx 3{,}375^{(C_v)}$$

Для справедливости второго закона термодинамики, утверждающего неизбежное возрастание энтропии в необратимых процессах [1, с. 131], коим и является действительный цикл Отто, должно соблюдаться неравенство:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} < \frac{q_2}{T_{mi}^{output}}$$

означающее, что энтропия при изобарном отводе теплоты должна превышать энтропию при её изохорном подводе, а из последнего сравнения, где отношение массовой изобарной теплоемкости многоатомных газов (на примере аммиака) к массовой изохорной теплоемкости двухатомных газов (воздух) сильно завышена, следует, что они могут быть практически равны:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} \approx \frac{q_2}{T_{mi}^{output}}$$

в чем и отражается близость действительного цикла Отто к идеальному. Более того, при уменьшении величины отношения массовой изобарной теплоемкости многоатомных газов (продукты сгорания) к массовой изохорной теплоемкости двухатомных газов (воздух), точно также как отношения температуры в конце расширения к температуре остаточных газов, при неизменной степени повышения температуры энтропия при изохорном подводе теплоты, наперекор второму закону термодинамики, превышает энтропию при изобарном отводе теплоты:

$$\frac{q_1}{T_{mi}^{input}} > \frac{q_2}{T_{mi}^{output}}$$

Из всего выше следует, что действительный цикл Отто не всегда ограничен вторым законом термодинамики и вся подводимая к рабочему телу теплота может преобразовываться в механическую работу поршня в двигателе Отто, основой конструкции которого является центральный кривошипно-шатунный механизм [3, с.10], в котором теплота отводится вместе с удаляемыми из цилиндра продуктами сгорания в процессе изобарного выпуска.

Из того, что на некоторых скоростях поршня может иметь место неявная подкачка коленчатого вала силой тяжести [4, с. 48], следует, что хотя двигатели Отто и выбрасывают в окружающую среду углекислый газ и другие продукты сгорания, но они частично преобразуют в механическую работу отданную в окружающую среду непревращенную *(прим. Автора: в работу)* теплоту: «Примером четвертого случая может служить тепловая электростанция, вырабатывающая электроэнергию (S=0) и отдающая непревращенную теплоту с большей энтропией в окружающую среду» [1, с. 142].

Под теплотой, которой накачана земная атмосфера, мысль о чем приведена в опубликованной ранее статье [4, с. 49] подразумевается именно цитируемая из источника выше «непревращенная теплота с большей энтропией», выбрасываемая установленными на тепловых электростанциях лопаточными тепловыми машинами независимо от вида использующегося топлива.

И, вполне вероятно, именно возрастание энтропии окружающей среды и является основной причиной изменений климата.

Отдаваемая же реальными двигателями окружающей среде теплота не является «непревращенной теплотой с большей энтропией» [1, с. 142], а является теплотой, эквивалентной отрицательной работе силы на коленчатом валу, затрачиваемой им на замедление поршня [3, с. 13], тем более, что отвод и этой теплоты возможно исключить в высокоэффективной энергетической машине [5, с. 142].

Судить о смысле настоящей статьи смогут специалисты с более высокой, чем у Автора, квалификацией. Автору же интересно было бы сравнить раскрытые закономерности действительного цикла Отто и изменение энтропии применительно к энергетическим машинам других типов, кроме тепловых электростанций, описанных в источнике выше [1, с. 142].

Однако, если как одобренные планетарным научным сообществом, так и активно продавливаемые мировой политической элитой обоснованные вторым законом термодинамики «зеленые» способы выработки электроэнергии приводят к возрастанию энтропии окружающей среды, то полный переход на «зеленую» энергетику с целью остановить изменения климата приведет к ровно обратному эффекту при условии, что изменения климата действительно обусловлены возрастанием энтропии окружающей среды, учет чего в научных климатических моделях, скорее всего, отсутствует, поскольку основным угрожающим климату фактором считается углекислый газ.

Список литературы:

1. Бродянский В.М. Вечный двигатель- прежде и теперь. От утопии-к науке, от науки- к утопии. -М.: Энергоатомиздат, 1989. -256 с.: ил.
2. Двигатели внутреннего сгорания: учеб. для машиностроительных и политехнических вузов в 2 томах. Том 1: Рабочие процессы в двигателях и их агрегатах / А.С. Орлин, Д.Н. Вырубов, Г.Г. Калиш [и др]; под ред. А.С. Орлина.-Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Машгиз, 1957. – 396 с.
3. Кодиров Н. Механическая теория двигателя Отто: вывод основных уравнений в первом приближении // Научный форум: Технические и физико-математические науки:сб. ст. по материалам XLVIII междунар. науч.-практ. конф. –No 8 (48). – М.: Изд. «МЦНО», 2021. – С.9-26.
4. Кодиров Н. Механическая теория двигателя Отто: вывод основных уравнений во втором приближении // Universum: технические науки : электрон. научн. журн. 2021.10(91).С. 40-49.
5. Кодиров Н. Об ограниченности действия законов термодинамики и «Механическая теория двигателя Отто» // Universum: технические науки: научный журнал- No 8(89). Часть 1. М., Изд. «МЦНО», 2021. С.67-71.
6. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. Учебн.пособие для неэнергетических специальностей вузов. М., «Высшая школа», 1975, с.496
7. Ховах М.С. и Маслов Г.С. Автомобильные двигатели. Изд. 2-е, пер. и доп. М., «Машиностроение», 1971, стр. 456.