Лекция 3

5. Термодинамични процеси

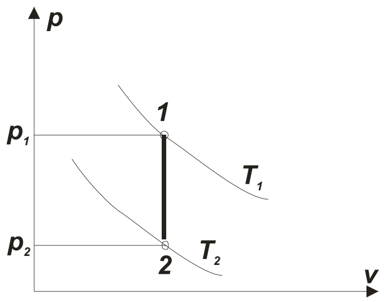
Термодинамичен процес е преминаването на термодинамичната система от едно термодинамично състояние в друго. Прехода между две термодинамични състояния може да протече по различен начин, но важно място в термодинамиката заемат някои специфични (частни) термодинамични процеси. Те се определят от начина на изменение на основните термодинамични параметри. Към тези специални термодинамични процеси могат да бъдат отнесени:

- **изохорен процес** – процес при който обемът остава постоянен, $V = const$.
- **изобарен процес** – процес при който налягането остава постоянен, $p = const$.
- **изотермен процес** – процес при който температурата остава постоянна, $T = const$.
- **адиабатен процес** – процес при който липсва обмен на топлинна енергия, $Q = 0$.
- **политропен процес** – процес при който специфичният топлинен капацитет е постоянна величина, $c = c_n$.
- **дроселиране** – процес при който енталпията е постоянна величина, $I = const$.

Анализът на термодинамичните процеси се извършва по стандартен начин и трябва да се получат данни за основните характеристики и параметри на процеса. Извършват се следните стандартни процедури:

- описание на процеса, приложение в практиката, представяне в ***p-v*** диаграма;
- извеждане на връзките между параметрите в начално и крайно състояние;
- определя се количеството внесена (отнета) топлинна енергия;
- анализира се извършената от термодинамичната система работа;
- определя се изменението на вътрешната енергия, енталпия, техническа работа и други.

5.1. Изохорен процес



Фиг.5.1 Изохорен процес

При изохорният процес се изпълнява условието: $dv = 0$ или $v = const$. Подобен процес се извършва от работно тяло (газ) намиращ се в затворен съд или в цилиндър с бутало, което е застопорено (неподвижно). В този случай към газа се подава или отнема топлинна енергия, но обемът остава постоянен. По време на термодинамичния процес се изменят само налягането и температурата. Графически, изохорен процес е представен фиг.5.1. Уравнението на изохорния процес се получава от уравнението за състояние на газа, като в него се постави $v = const$:

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v} = const$$

Ако разглеждаме две термодинамични състояния за параметрите на системата може да са запише:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \qquad (5.1)$$

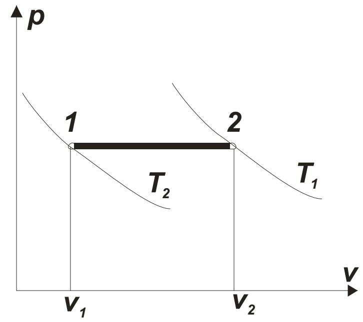
Това означава, че по време на изохорния процес изменението на налягането е пропорционално на изменението на температурата.

Работата, която се извършва по време на процеса се определя от уравнението за работата: $dl = p.dv$. Тъй като процесът се извършва при постоянен обем, то $dv = 0$ и работата в термодинамичния процес е нула. Това е така защото при изохорния процес няма движение на елементи на системата, а работата се дефинира чрез движение на тяло преодолявайки някакво усилие.

Топлината се определя от изменението на вътрешната енергия: $dq = du + pdv$ или $dq = du$.

$q_{12} = c_v.(T_2 - T_1)$ $\quad$ $Q_{12} = m.c_v.(T_2 - T_1)$ $\quad$ (5.2)

5.2 Изобарен процес



Фиг.5.2. Изобарен процес

Примери за изобарен процес: цилиндър с бутало натоварено с постоянна сила (постановката на фиг.3.2), в парните котли процесите протичат при постоянно налягане, в някои типове двигатели с вътрешно горене на определени етапи от процеса се извършва изобарен процес.

В ***p-v*** диаграма изобарен процес е показан на фиг. 5.2.

Връзката между параметрите в начално и крайно състояние може да се получи от уравнението за състояние:

$$p_1.V_1 = m.R.T_1$$
$$p_2.V_2 = m.R.T_2$$

При почленното разделяне на двете равенства и като се вземе пред вид, че $p_1 = p_2$ (изобарен процес) се получава:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{V}{T} = const \qquad (5.3)$$

Количеството внесена топлина може да се определи като се използва първия принцип на термодинамиката:

$dq = di - v.dp$ и специфичното условие за изобарния процес $p = const$. или $dp = 0.$

В този случай горното уравнение се записва във вида:

$dq = di$ или след интегриране

$q_{12} = i_2 - i_1.$ $\qquad$ (5.4)

Като се използва израза за определяне на енталпията се получава:

$q_{12} = c_p(T_2 - T_1)$ $\qquad$ (5.5)

За цялата маса на термодинамичната система се получава:

$Q_{12} = m.c_p(T_2 - T_1)$ $\qquad$ (5.6)

Работата на термодинамичната система се определя чрез интегриране на израза за елементарната работа:

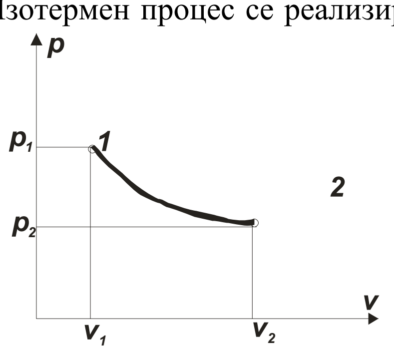
$$l_{12} = -\int_1^2 p dv = p(v_1 - v_2) \; ; \quad L_{12} = p(V_1 - V_2) \qquad (5.7)$$

Вътрешната енергия се определя от израза:

$$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1) \; ; \quad U_2 - U_1 = m\, c_v(T_2 - T_1) \qquad (5.8)$$

5.3. Изотермен процес

Изотермен процес се реализира в редица технически устройства. В парните котли парата се получава при постоянна температура, при разширението в газови турбини на определени етапи от процеса се реализира изотермен процес, при компресорите с междинно охлаждане стремежа е да се реализира изотермен процес. Изотермния процес се представя в ***p-v*** диаграма чрез хипербилична крива, както е показано на фиг. 5.3.



Фиг.5.3 Изотермен процес

Уравнението на изотермния процес се получава от уравнението за състояние на газовете:

$p.v = R.T$ и от $T = const$ се получава:

$p.v = const.$ $\qquad$ (5.9)

Връзката на параметрите в началното и крайно термодинамично състояние се получава от уравнението на изотермния процес:

$p_1.v_1 = p_2.v_2$ или

$$\frac{p_1}{p_2}=\frac{v_2}{v_1} \quad \text{и} \quad \frac{p_1}{p_2}=\frac{V_2}{V_1} \qquad (5.10)$$

Количество топлинна енергия и работа.

От първия принцип на термодинамиката $\boldsymbol{dq = du + dl}$ и $\boldsymbol{du = c_v . dT}$;
Тъй като $\boldsymbol{dT} = 0$ то $\boldsymbol{du} = 0$ и следователно:

$$\boldsymbol{dq = dl} \qquad (5.11)$$

Топлинната енергия е равна на извършваната работа, затова най-напред може да се определи работата, а толкова ще бъде и внесената топлина.

$$l_{12} = -\int_1^2 pdv$$

Тъй като p $\neq$ const. интегрирането не може да се извърши директно. Използва се уравнението за състояние на газовете: $\boldsymbol{p\ v = R\ T}$ и $p=\frac{RT}{v}$. След заместване в горния интеграл се получава:

$$l_{12} = -\int_1^2 \frac{RT}{v}dv = RT\int_1^2 \frac{dv}{v}$$

Или за работата се получава:

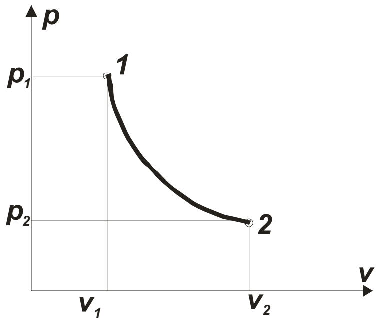
$$l_{12} = RT\ln\frac{v_2}{v_1} \quad \text{и тъй като } \frac{p_1}{p_2}=\frac{v_2}{v_1}\text{, то } l_{12} = RT\ln\frac{p_1}{p_2} \qquad (5.12)$$

$$L_{12} = mRT\ln\frac{v_2}{v_1} = mRT\ln\frac{p_1}{p_2} \qquad (5.13)$$

$$q_{12} = RT\ln\frac{v_2}{v_1} = RT\ln\frac{p_1}{p_2} \qquad (5.14)$$

5.4. Адиабатен процес

Адиабатен процес се осъществява, когато термодинамичната система не обменя топлина с околната среда. В този случай $\boldsymbol{dQ = 0}$; $\boldsymbol{dq = 0}$;



Фиг.5.4 Адиабатен процес

Практически, условия за пълна топлоизолираност на термодинамичната система не могат да бъдат създадени. Не съществува идеална изолация. При топлинните машини се извършват процеси, които протичат с голяма скорост и системата няма достатъчно време за извършване на топлообмен с околната среда. В този случай, процесите могат да се разглеждат като адиабатни. Адиабатните процеси се представят в ***p-v*** диаграма по начина показан на фиг.3.7

Уравнение на адиабатата.

Уравнението на адиабатата задава връзката между параметрите на термодинамичната система при протичане на адиабатен процес. То се определя, като се използват първия принцип на термодинамиката и уравнението за състояние на газовете:

$\boldsymbol{dq = du + dl}$ или $\boldsymbol{dq = du + pdv}$

Тъй като $\boldsymbol{dq = 0}$ то: $\boldsymbol{0 = du + dl}$

$\boldsymbol{0 = du + pdv}$ или $\boldsymbol{du = - dl}$

Като се използва изразът за вътрешната енергия се получава:

$$\boldsymbol{c_v\ dT + p\ dv = 0} \qquad (5.15)$$

Уравнението за състояние на газовете в диференциална форма има вида:

$$\boldsymbol{p\ dv + v\ dp = R\ dT} \quad \text{или} \quad dT = \frac{pdv + vdp}{R}$$

Замествайки израза за dT в равенството (5.15) се получава:

$$\frac{c_v(pdv + vdp)}{R} + pdv = 0 \quad \text{и}$$

$$c_v p \cdot dv + c_v vdp + R \cdot p \cdot dv = 0$$

След групиране на параметрите се стига до

$(c_v + R)p.dv + c_v v.dp = 0$ и $(c_v + R) = c_p$ се получава: $c_p p.dv + c_v v.dp = 0$

Ако разделим последното равенство на произведението $c_v.p.v$ и отчетем че $\chi = \frac{c_p}{c_v}$ се получава диференциалното уравнение на адиабатата:

$$\chi \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \qquad (5.16)$$

Това е уравнение на адиабатата, което дава връзка между налягането p и специфичния обем v. Уравнението може да бъде представено и в интегрална форма. След еднократно интегриране се получава:

$$\ln \cdot v^{\chi} + \ln \cdot p = const \quad \text{или} \quad \ln \cdot (p \cdot v^{\chi}) = const$$

Когато логаритъм от една величина е константа то и самата величина е константа и окончателно за интегралното уравнение на адиабатата се поучава:

$$p.v^{\chi} = const \quad \text{или} \quad p.V^{\chi} = const \qquad (5.17)$$

Другите връзки между параметрите при адиабатен процес могат да се получат по аналогичен начин, както връзката между налягане и обем.

Ако разделим уравнение (5.15) на $c_v.T$ се получава:

$$\frac{c_v dT}{c_v T} + \frac{pdv}{c_v T} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{dT}{T} + \frac{pdv}{c_v T} = 0$$

От уравнението за състояние на газовете може да се изрази отношението на налягането и температурата: $\frac{p}{T} = \frac{R}{v}$. Като се замести горе се получава: $\frac{dT}{T} + \frac{Rdv}{c_v T} = 0$. От израза за специфичен топлинен капацитет при постоянен обем се определя отношението $R/c_v=(\chi-1)$, след което окончателно се получава диференциалното уравнение на адиабатата с параметри температура и специфичен обем:

$$\frac{dT}{T} + (\chi - 1)\frac{dv}{v} = 0 \qquad (5.18)$$

След интегриране се получава интегралната форма на уравнението:

$$T \cdot v^{\chi-1} = const \quad \text{или} \quad T \cdot V^{\chi-1} = const \qquad (5.19)$$

Връзката между температурата и налягането може да се получи ако в уравнението на адиабатата (5.17) се изрази обема от уравнението за състояние на газовете:

$v = \frac{RT}{p}$ и $p\left(\frac{RT}{p}\right)^{\chi} = const$. Ако се степенуват двете части на това равенство и се прехвърли R в частта на константата се получава израза:

$$T \cdot p^{\frac{1-\chi}{\chi}} = const, \qquad (5.20)$$

който се явява интегрална форма на уравнението на адиабатата за параметрите налягане и температура. В диференциална форма уравнението може да се получи чрез разсъждения аналогични на проведените за първите две уравнения на адиабатата:

$$\frac{dT}{T} + \frac{1-\chi}{\chi} \cdot \frac{dp}{p} = 0 \qquad (5.21)$$

На основата на изведените уравнения на адиабатата се получават връзките между параметрите на адиабатния процес в състояния 1 и 2:

$$p_1 v_1^{\chi} = p_2 v_2^{\chi}\ ;\ \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\chi} \text{ или } p_1 = p_2\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\chi} \qquad (5.22)$$

$$T_1 v_1^{\chi-1} = T_2 v_2^{\chi-1}\ ;\ \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\chi-1} \text{ или } T_1 = T_2\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\chi-1} \qquad (5.23)$$

$$T_1 p_1^{\frac{1-\chi}{\chi}} = T_2 p_2^{\frac{\chi-1}{\chi}}\ ;\ \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \text{ или } T_1 = T_2\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \qquad (5.24)$$

Количеството внесена топлина при адиабатния процес е нула. Трябва да се определи изменението на вътрешната енергия и работата. При адиабатния процес ***du = - dl***, което означава, че изменението на вътрешната енергия се дължи на извършена работа от термодинамичната система. Тъй като знакът на двете компоненти е различен, следва че, при извършване на положителна работа (термодинамичната система извършва работа върху окръжаващите тела) вътрешната енергия намалява и обратно, при внасяне на работа отвън, вътрешната енергия нараства.

Работата и вътрешната енергия може да се определи с един израз : ***dl = - du =*** $c_v.dT$. В интегрална форма се получава:

$$u_{12} = c_v.(T_2 - T_1)\ ; \qquad (5.25)$$

и за работата:

$$l_{12} = -c_v.(T_2 - T_1) = c_v.(T_1 - T_2) \qquad (5.26)$$

Когато се представя термодинамичната работа се използват параметри, които имат връзка с процеса на извършване на работата. Затова изразът за работата може да се преобразува по следния начин:

$$c_v = \frac{R}{\chi-1} \text{ и } l_{12} = \frac{R}{\chi-1}(T_1 - T_2) = \frac{RT_1}{\chi-1}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

По нататък, отношението на температурите може да бъде заместено с отношение на налагането или обема от изразите, които дават връзка между параметрите и $R.T_1 = p_1.v_1$:

$$l_{12} = \frac{p_1 v_1}{\chi-1}\left(1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\chi-1}\right) \text{ или } l_{12} = \frac{p_1 v_1}{\chi-1}\left(1 - \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1-\chi}{\varphi}}\right) \qquad (5.27)$$

5.5 **Политропен процес**

Политропните процеси се характеризират със запазване на постоянен специфичен топлинен капацитет по време на процеса - c_n. Наименованието на тези процеси има гръцки произход и се състои от две части: '***поли***' (много) и '***тропе***' (превръщане). Прието е това наименование, защото политропните процеси могат да се разглеждат като обобщение на голяма група процеси, включително и частните термодинамични процеси, разгледани по-горе.

Постоянната стойност на специфичния топлинен капацитет по време на политропните процеси осигурява също така и постоянно съотношение между компонентите на енергийния баланс - изменение на вътрешната енергия и работата: $\varphi = \frac{u_{12}}{q_{12}}$ и $\psi = \frac{l_{12}}{q_{12}}$.

Изменението на вътрешната енергия и работата, отнесени към топлинната енергия са показатели, чиято сума винаги е равна на единица и могат да варират от 0 до 1. В политропните процеси те имат постоянни стойности, докато при произволни термодинамични процеси те могат да имат променливи стойности.

Съотношението между параметрите при политропните процеси се определя от уравнението на политропата. То се извежда, както и в предишните случаи от първия принцип на термодинамиката и уравнението за състояние на газовете.

Най-напред използваме двата записа на първия принцип на термодинамиката:

$\boldsymbol{c_n.dT = c_p.dT - v.dp}$

$\boldsymbol{c_n.dT = c_v.dT + p.dv}$

Преобразуваме тези изрази по следния начин:

$\boldsymbol{(c_n - c_p).dT = - v.dp}$

$\boldsymbol{(c_n - c_v).dT = p.dv}$

Ако разделим почленно тези две равенства се получава:

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = -\frac{vdp}{pdv} \qquad (5.28)$$

Изразът в лявата част е константна величина за разглеждания процес и се означава с ***n***. Нарича се показател на политропата:

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}, \qquad (5.29)$$

а уравнение (5.28) приема вида:

$$n = -\frac{vdp}{pdv} \quad \text{и} \quad \boldsymbol{n.p.dv = - v.dp}$$

Ако разделим почленно на ***p.v*** и прехвърлим всичко в лявата страна се получава:

$$n\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0 \qquad (5.30)$$

Това е диференциалното уравнение на политропния процес, което описва връзката между налягането и специфичния обем на термодинамичната система. Това уравнение е аналогично на уравнението на адиабатата, но вместо показателя на адиабатата χ участва показателя на политропата ***n***.

Интегралното уравнение на политропата се получава чрез интегриране по същия начин както при адиабатния процес:

$\boldsymbol{p.v^n = const}$ или $\boldsymbol{p.V^n = const}$ (5.31)

Другите уравнения на политропния процес са аналогични на уравненията на адиабатата, но вместо показател на адиабатата се използва показателя на политропата.

Ако разделим уравнение (5.30) почленно с уравнението за състояние на газовете се получава:

$$\frac{pv^n}{pv} = \frac{const}{RT} \text{ или след преобразуване:}$$

$$T \cdot v^{n-1} = const \qquad (5.32)$$

Това е вторият запис на уравнението на политропата.

Третият запис на уравнението на политропата може да се получи, ако се изрази специфичния обем от уравнението за състояние и се замести в (5.30) След преобразувания се получава:

$$T \cdot p^{\frac{1-n}{n}} = const \qquad (5.33)$$

Уравненията на политропата в диференциална форма имат вида:

$$\frac{dT}{T} + (n-1)\frac{dv}{v} = 0 \qquad (5.34)$$

и

$$\frac{dT}{T} + \frac{1-n}{n}\frac{dp}{p} = 0 \qquad (5.35)$$

Връзката между параметрите се получава по аналогичен начин, както това е направено при адиабатния процес.

Количество внесена топлина

Определя се от уравнението за топлината:

$\boldsymbol{dq = c_n\, dT}$ и $\boldsymbol{q_{12} = c_n(T_2-T_1)}$ и $\boldsymbol{Q_{12} = m.c_n(T_2-T_1)}$

Трябва да се определи специфичният топлинен капацитет c_n. Използва се изразът за показател на политропата (5.29):

$n = \dfrac{c_n - c_p}{c_n - c_v}$ от който може да се изрази специфичният топлинен капацитет:

$$c_n = c_v \frac{n - \dfrac{c_p}{c_v}}{n-1} = c_v \frac{n-\chi}{n-1} \qquad (5.36)$$

Тогава топлината в процеса се изразява по следния начин:

$$q_{12} = c_v \frac{n-\chi}{n-1}(T_2 - T_1) \qquad (5.37)$$

И за цялата маса на работното тяло:

$$Q_{12} = mc_v \frac{n-\chi}{n-1}(T_2 - T_1)$$

Работа при политропния процес

Работата се определя с изразът: $l_{12} = \int_1^2 pdv$.

В този израз налягането е функция на термодинамичното състояние и не може да се извърши директно интегриране. Най-напред се използва уравнението за състояние на газовете, от което се изразява налягането:

$p = \dfrac{RT}{v}$ и за работата се записва: $l_{12} = \int_1^2 RT\dfrac{dv}{v} = R\int_1^2 T\dfrac{dv}{v}$

От диференциалното уравнение на политропата (5.34) се определя ***dv/v*** и се замества в горния израз:

$\dfrac{dv}{v} = \dfrac{1}{n-1}\dfrac{dT}{T}$ и за работата се получава: $l_{12} = \dfrac{R}{n-1}\int_1^2 T\dfrac{dT}{T} = \dfrac{R}{n-1}(T_2 - T_1)$

Определяне на показателя на политропата

Показателят на политропата може да се определи ако се измерят термодинамичните параметри в две термодинамични състояния 1 и 2. За тези термодинамични състояния могат да се запишат уравненията на политропата.

$p_1.v_1^n = const$

$p_2.v_2^n = const$

или $p_1.v_1^n = p_2.v_2^n$

Ако се логаритмуват двете страни на последното равенство се получава:

$\ln p_1 + n.\ln v_1 = \ln p_2 + n.\ln v_2$

От това равенство се определя показателя на политропата:

$$n = \frac{\ln p_1 - \ln p_2}{\ln v_2 - \ln v_1} \qquad (5.38)$$

Анализ на политропните процеси

В зависимост от стойността на показателя на политропата могат да се представят разглежданите по-горе частни термодинамични процеси. В общия случай стойността на показателя на политропата може да се изменя от нула до безкрайност. Специално значение имат следните стойности на показателя на политропата:

- $n = 0$

В този случай политропният процес преминава в изобарен процес. Това се вижда, когато запишем уравнението на политропата (5.31) в което положим $n = 0$. Получава се $p=const$, което е уравнението на изобарния процес. Същият извод може да се направи, ако се анализира израза за специфичния топлинен капацитет (5.36). Когато се положи в него $n=0$, се получава: $\mathbf{c_n = c_v.\chi = c_p}$. Специфичният топлинен капацитет на политропния процес преминава в специфичен топлинен капацитет при постоянно налягане.

- n = ∞

В този случай политропният процес преминава в изохорен процес. От уравнението на политропата (5.31), след извличане на корен *n* се получава: $p^{\frac{1}{n}} v = const$. Като се положи **n**=∞, степенният показател става нула и окончателно се получава: ***v = const***. Това е уравнението на изохорния процес.

- n = 1

Това е случай при който политропният процес преминава в изотермен. Уравнението на политропата има вида: $\boldsymbol{p.v^n = p.v^1 = p.v = const}$**,** което е уравнението на изотермата. За специфичния топлинен капацитет се получава:

$$c_n = \frac{n-\chi}{n-1} = \infty$$

Този израз дава обяснение за съществуващия проблем с описване на топлината обменяна при изотермните процеси. Тъй като ***dq = c.dT*** и за изотермния процес ***dT = 0***, то за топлинната енергия се получава ***dq = 0***. Това противоречи на изводите, които бяха направени при анализа на изотермните процеси (равенство 5.14 - израз за количеството топлинна енергия обменяна в изотерниня процес). Това противоречие може да бъде обяснено с факта, че в изотермните процеси специфичният топлинен капацитет има стойност, която клони към безкрайност. Това е физически модел на топлинен източник с безкрайно голям топлинен капацитет.

- n = χ

Този случай съответства на преход на политропния процес в адиабатен. За специфичният топлинен капацитет се получава:

$$c_n = \frac{n-\chi}{n-1} = 0$$

Тогава топлинната енергия ***dq = c.dT=0.*** Това е условието за адиабатен процес.

6. Кръгови термодинамични процеси

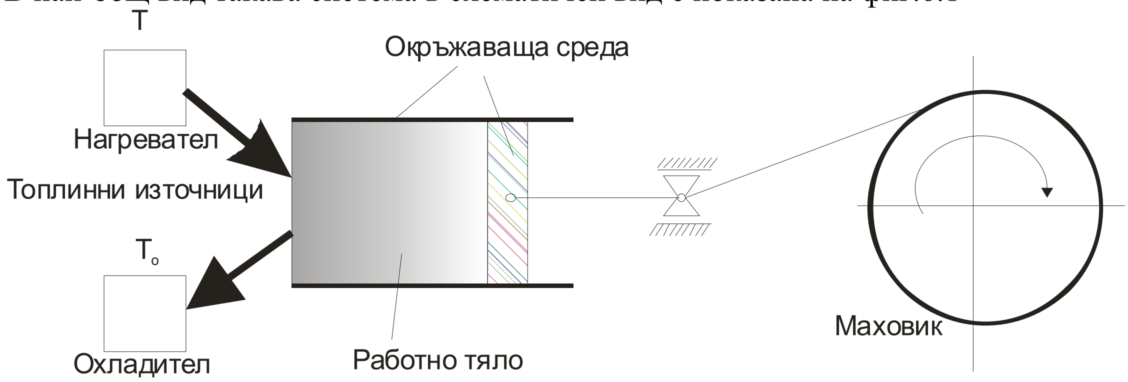
6.1. Общи сведения

Термодинамични процеси се извършват почти навсякъде в природата, защото те са свързани с преобразуване на енергията. В термодинамиката важно място заемат процесите, при който системата се връща в изходно положение за повторно изпълнение. Такива процеси се наричат кръгови термодинамични процеси или термодинамични цикли. При тях процесите могат да се извършват многократно и да се реализира постоянно преобразуване на енергията от един вид във друг. Когато се преобразува топлинна енергия в механична работа се реализира термодинамичен цикъл на топлинен двигател (двигатели с вътрешно горене, парна машина, парна турбина и други), а когато се извършва механична работа и се получава топлина се реализира цикъл на топлинна машина (компресори).

За да се осъществи протичане на кръгов термодинамичен процес е необходима система от няколко задължителни елемента:

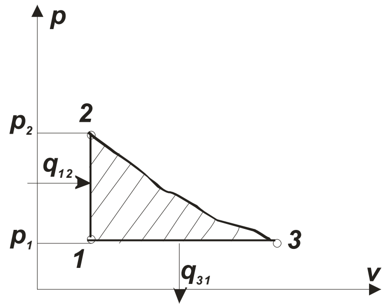
- топлинни източници (студен и топъл). Чрез тях се внася или отнема топлинна енергия от работното тяло;
- работно тяло.
- окръжаваща среда. Това е система от тела, която осигурява регулирането на термодинамичните параметри на работното тяло.

- акумулатор на механична работа. Той се явява консуматор на работата, която се извършва в термодинамичните процеси.
В най-общ вид такава система в схематичен вид е показана на фиг.6.1



Фиг.6.1 Система за извършване на термодинамични процеси

Това е система от цилиндър с бутало в който има газ (работно тяло), кинематична система, която преобразува постъпателното движение на буталото във въртеливо движение на маховика (акумулатора на механична работа) и два топлинни източника (нагревател и охладител). С нея може да се опише примерен термодинамичен цикъл. Когато буталото се намира в крайно ляво положение (минимален обем на газа) от топлия източник (нагревателя) се внася топлинна енергия. Това води до повишаване на налягането на газа и разширение с изместване на буталото надясно. Извършва се работа, която довежда до завъртане на маховика. Задвижването на маховика означава, че извършената работа от работното тяло се е преобразувала в кинетична енергия на маховика. Тя представлява акумулираната работа от термодинамичната система.
За да се продължи процеса след като буталото е достигнало крайно дясно положение, трябва да се внесе (извърши) работа от страна на окръжаващата среда и тя да върне буталото в изходно положение. Това може да стане като част от акумулираната от маховика енергия се изразходва за тази цел. Това става като маховикът продължава да се върти по инерция и връща буталото в ляво крайно положение. За да се извърши това с по-малко разход на работа трябва газът в цилиндъра да се охлади. За тази цел се използва другият топлинен източник (охладителя). Ако не се извърши охлаждане, акумулираната в маховика енергия няма да е достатъчна за връщане на системата в изходно положение, тъй като във всички случаи има загуби на енергия.
Когато системата се върне в изходно положение процесите могат да бъдат повторени и така да се осъществи продължителна работа на системата. Такъв процес се нарича кръгов процес (цикъл). Това е процес състоящ се от няколко прости (частни) термодинамични процеси в резултат на които се получава (изразходва) работа, а термодинамичната система (работното тяло) се връща в изходно състояние.
Описаният по-горе затворен термодинамичен процес може да се представи в ***p-v*** диаграма (фиг. 6.2).



Фиг.6.2 Кръгов термодинамичен процес

На диаграмата кръговият термодинамичен процес се състои от три частни процеса:
- процес 1-2 е процес на изохорно сгъстяване, при който от нагревателя се внася топлинна енергия към работния газ, без да се извършва движение на буталото;
- процес 2-3 е процес на адиабатно разширение, при който не се внася или отнема топлина и се извършва работа;
- процес 3-1 е изобарен процес, при който

буталото се движи наляво към изходното си положение, отнема се топлинна енергия от студения източник и се изразходва работа за преодоляване на налягането на газа.
Това не е реален термодинамичен процес, но той е удобен за анализ на кръгови термодинамични цикли.
За да се направи термодинамичен анализ на кръговия термодинамичен процес, трябва да се анализират отделните частни термодинамични процеси и да направи баланс на енергията, която се внася и отвежда от работното тяло. За целта се определя работата и топлината в процесите и се намира сумарната работа и топлина:

$$q = \sum_{i=1}^{n} q_i \quad \text{и} \quad l = \sum_{i=1}^{n} l_i \qquad (6.1)$$

където отделните компоненти на работата и топлината се задават със знак '+' или '-' в зависимост от това дали топлина и работа се внасят или се отвеждат от системата. За топлината се използва знак '+', когато се внася и знак '-' когато се отвежда топлинна енергия от системата. За работата знак '+' се използва когато работното тяло извършва работа, а знак '-', когато окръжаващата среда извършва (внася) работа към работното тяло.
Сумарната топлинна енергия която се внася по време на термодинамичния цикъл се нарича вложена топлинна енергия и се отбелязва $\mathbf{q_{вложена}}$, а сумарната топлина, която се отвежда - $\mathbf{q_{отведена}}$. Разликата между вложената и отведената топлинна енергия представлява полезната работа, която се извършва по време на цикъла. Тъй като в ***p-v*** диаграма площта е пропорционална на работата, площта заградена от контура на кръговия термодинамичен процес е разлика между извършената от работното тяло работа и внесената отвън работа за връщане на системата в изходно положение. Следователно, това е полезната работа която се реализира от термодинамичния процес. Графически тази работа се изобразява с площта, която загражда контура на термодинамичния процес (защрихованата площ).
В топлинните двигатели, за определяне на спечелената работа се строят диаграми при които се изобразява налягането (по ординатната ос) и движението на буталото на двигателя (по абцисната ос). Тъй като изменението на хода на буталото е пропорционално на изменението на обема в цилиндъра на двигателя, това по същество е ***p-v*** диаграма на процеса. Такива диаграми се наричат индикаторни диаграми и по загражданата от контура на процеса площ се съди за спечелената от процеса работа.
Основна характеристика за кръговия термодинамичен процес е термичния коефициент на полезно действие (к.п.д). Той се дефинира като отношение на полезната работа реализирана от термодинамичния цикъл към внесената топлинна енергия:

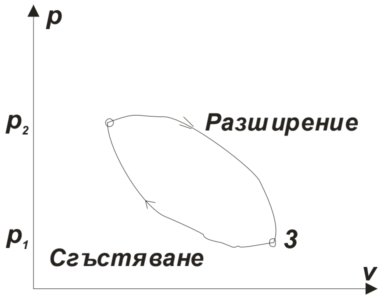
$$\eta_t = \frac{l}{q_{вложена}} \qquad (6.2)$$

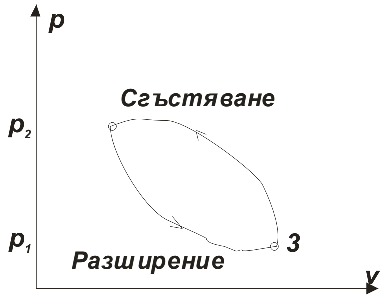
От закона за запазване на енергията може да се запише: $\boldsymbol{l = q_{вложена} - q_{отведена}}$
Тогава за коефициента на полезно действие се получава:

$$\eta_t = \frac{q_{вложена} - q_{отведена}}{q_{вложена}} \qquad (6.3)$$

6.2 Прави и обратни термодинамични цикли
Съществуват два вида затворени термодинамични процеси в зависимост от съотношението на внасяната и отвежданата топлинна енергия и съответно извършваната от работното тяло или внасяната отвън работа: прав и обратен термодинамичен цикъл. Прав термодинамичен цикъл има когато най-общо линията на разширени в процеса е разположена над линията на сгъстяване (фиг.6.3). В този случай работното тяло извършва по-голяма работа от работата внасяна от вън за подържане на процеса. Съответно, влаганата топлинна енергия е по-голяма от отвежданата. Такива са термодинамичните

цикли на топлинните двигатели. При тях се влага топлинна енергия и се реализира полезна механична работа.





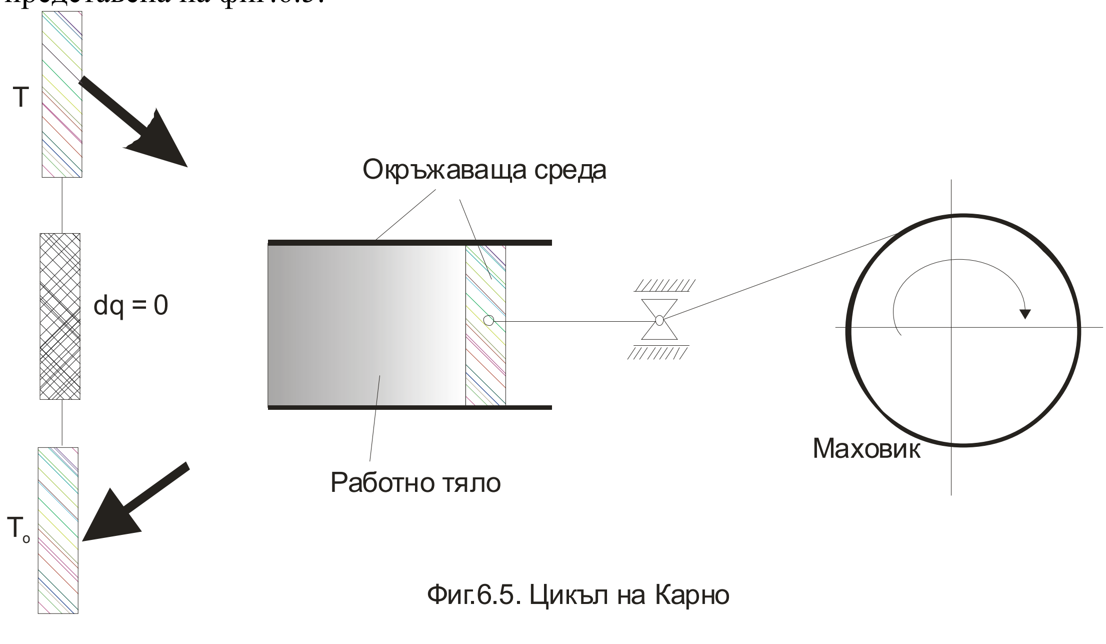
Фиг.6.3. Прав термодинамичен цикъл *Фиг.6.4 Обратен термодинамичен цикъл*

Обратният термодинамичен цикъл се характеризира с това, че линията на разширение е разположена под линията на сгъстяване (фиг.6.4). В този случай извършваната от окръжаващата среда работа е по-голяма от работата извършвана от работното тяло. Същевременно, внасяната топлина е по-малка отколкото отделяната от работното тяло. Такъв е термодинамичният цикъл на топлинните машини, каквито са компресорите, пневматичните устройства, както и на хладилните машини и термопомпените агрегати (термотрансформаторите).

6.3. Кръгов процес на Карно

Кръговият процес на Карно е обратим идеализиран цикъл. В практиката не може да се реализира в чист вид. Има голямо значение за теорията на преобразуване на енергията. Това е термодинамичният цикъл с най-висок коефициент на полезно действия.

За описанието на цикъла на Карно може да се използва принципната постановка представена на фиг.6.5.

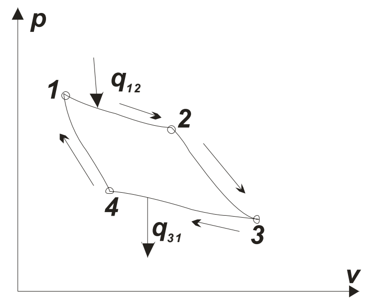


Фиг.6.5. Цикъл на Карно

Системата се състои от цилиндър с газ (работно тяло), бутало, маховик и топлинни източници, които съдържат три елемента: нагревател с температура **T**, охладител с температура $\boldsymbol{T_o}$ и изолационна плоча, която има голяма топлоизолационна способност. Тези три елемента могат последователно да влизат в контакт с челото на буталото и да нагряват, охлаждат или топлоизолират газа. Смята се, че стените на цилиндъра са добре изолирани и не обменят топлинна енергия с околната среда.

Приема се, че топлинните източници са с неограничена мощност. Това означава, че те могат да отдават или поглъщат топлинна енергия при постоянна температура. Температурата на нагревателя се смята постоянна ***T,*** а на охладителя T_o.

Процесите в цикъла на Карно могат да се преставят графично в ***p-v*** диаграма (фиг.6.6). Кръговият процес на Карно се състои от четири частни термодинамични процеси:



Фиг. 6.6 Диаграма на цикъл на Карно

- 1-2 – изотермичен процес на разширение. Процесът започва, когато буталото се намира в най-ляво положение (минимален обем) и към челото на цилиндъра контактува нагревателят. Тъй като нагревателят е с неограничена мощност, се извършва внасяне на топлина към работното тяло при постоянна температура. Следователно, този процес е изотермичен. Той се извършва при движение на буталото надясно, с увеличаване на обема, следователно това е процес на разширение.

- 2-3 – адиабатен процес на разширение. При определено положение на буталото при движението му надясно, нагревателят се отделя от челото на цилиндъра и в контакт влиза изолационната плоча. Тогава се прекратява топлообмена с работното тяло. Буталото продължава да се движи надясно (разширение), но топлина не се обменя. Налягането в този случай спада с по-голяма скорост тъй като липсва внасяне на топлина.

- 3-4 – процес на изотермично сгъстяване. След достигане на крайно дясно положение, буталото трябва да започне движение на ляво. Това е свързано с намаляване на обема (сгъстяване). За извършване на сгъстяването е необходимо внасяне на енергия отвън. За да се осъществи този процес трябва работното тяло да се охлажда. Затова този процес се извършва чрез осъществяване на контакт на студения източник (охладителя) с челото на цилиндъра. Процесът се извършва при постоянна температура T_o и е изотермичен процес.

- 4-1 процес на адиабатно сгъстяване. След охлаждане на работното тяло процесът на сгъстяване продължава без контакт с топлинни източници – адиабатен процес. В този процес челото на цилиндъра е в контакт с изолационната плоча.

Системата се връща в изходно състояние и процесите могат да бъдат повторени. Вижда се, че цикълът на Карно се състои от два изотермични и два адиабатни процеса. Следователно, термодинамичният анализ на цикъла на Карно се определя от параметрите на съставящите го изотермични и адиабатни процеси.

Количество топлина

Вложеното количество топлина се определя в процеса 1-2. В този процес с челото на цилиндъра е в контакт нагревателят. Топлинната енергия е:

$$Q_{12} = mRT\ln(\frac{p_1}{p_2}) = mRT\ln\frac{v_2}{v_1}$$

или за единица маса

$$q_{12} = RT\ln(\frac{p_1}{p_2}) = RT\ln\frac{v_2}{v_1} \qquad (6.4)$$

В процесите 2-3 и 4-1 не се обменя топлинна енергия (адиабатни процеси).

Отвежданата топлина се определя в процеса 3-4. В тази част от цикъла на Карно челото на цилиндъра е в контакт с охладителя:

$$Q_{34} = mRT\ln(\frac{p_3}{p_{24}})$$

или за единица маса

$$q_{34} = RT\ln(\frac{p_3}{p_4}) = RT\ln\frac{v_4}{v_3} \qquad (6.5)$$

Спечелена работа

Работа се извършва и в четирите частни термодинамични процеса:

процес 1-2: $l_{12} = RT\ln(\frac{v_2}{v_1})$ (6.6)

- тя е с положителен знак, тъй като $\boldsymbol{v_2 > v_1}$

процес 2-3 $l_{23} = \frac{R}{\chi - 1}(T_2 - T_3)$ - с положителен знак тъй като $\mathbf{T_2 > T_3}$

процес 3-4: $l_{34} = RT\ln(\frac{v_4}{v_3})$ (6.7)

- тя е с отрицателен знак, тъй като $\boldsymbol{v_4 < v_3}$

процес 4-1 $l_{41} = \frac{R}{\chi - 1}(T_4 - T_1)$ - с отрицателен знак тъй като $\mathbf{T_4 < T_1}$

Сумата от работате в процесите 2-3 и 4-1 е нула, тъй като са еднакви, но с противоположен знак. Като спечелена се смята работата $\boldsymbol{l_{12}}$ намалена с работата $\boldsymbol{l_{34}}$

Термичен коефициент на полезно действия на цикъла на Карно

Определя се от общата формула за к.п.д на термодинамични цикли:

$$\eta_t = \frac{q_{вложена} - q_{отведена}}{q_{вложена}} = 1 - \frac{q_{отведена}}{q_{вложена}} \qquad (6.8)$$

Записана за конкретните стойности на вложената и отведена топлина при цикъла на Карно (6.6 и 6.7) и се получава:

$$\eta_t = \frac{q_{12} - q_{34}}{q_{12}} = 1 - \frac{q_{34}}{q_{12}} = 1\frac{RT_3\ln\frac{v_4}{v_3}}{RT_1\ln\frac{v_2}{v_1}} \qquad (6.9)$$

От двата адиабатни процеса могат да се получат изразите:

$$\frac{v_2}{v_3} = \left(\frac{T_3}{T_2}\right)^{\frac{1}{\chi-1}} \quad ; \quad \frac{v_1}{v_4} = \left(\frac{T_4}{T_1}\right)^{\frac{1}{\chi-1}}$$

Но тъй като $\boldsymbol{T_2 = T_1}$ и $\boldsymbol{T_3 = T_4}$ (изотермни процеси) то,

$\frac{v_2}{v_3} = \frac{v_1}{v_4}$ или след преобразуване $\frac{v_4}{v_3} = \frac{v_1}{v_2}$

Следователно, изразите с логаритъм в горното уравнение се съкращават и за термичният коефициент на полезно действие се получава:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{34}}{q_{12}} = 1 - \frac{T_3}{T_1} \qquad (6.10)$$

или записан с температурите на нагревателя и охладителя окончателният израз за к.п.д на цикъла на Карно има вида:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_o}{T} = \frac{T - T_o}{T} \qquad (6.11)$$

Основни характеристики на цикъла на Карно

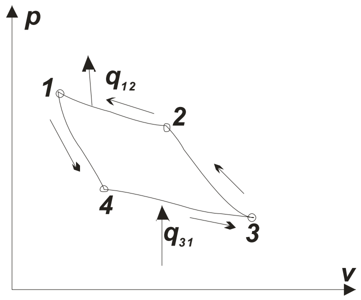
От направените анализи могат да се формулират основните характеристики на цикъла на Карно:

- Термичният коефициент на полезно действие зависи само от температурите на нагревателя и охладителя и не зависи от топлофизическите свойства на работното тяло.
- Термичният коефициент на полезно действие е винаги по-малък от единица.
- При **Т = То** термичният коефициент на полезно действие е нула, т.е не може да се превърне топлинна енергия в механическа работа, ако няма температурна разлика между нагревателя и охладителя.
- Термичният коефициент на полезно действие не зависи от устройството на двигателя, а само от съотношението на температурите.

За цикъла на Карно са в сила две теореми на Карно – Клаузиус, които ще бъдат приведени без доказателство:

- **I –ва теорема:** Термичният коефициент на полезно действие на обратимия процес на Карно не зависи от природата на работното тяло, а само от температурата на нагревателя и охладителя.
- **II теорема**: При съпоставяне на един карнотов процес и друг реален неравновесен процес протичащ между същите температури на нагревателя и охладителя, к.п.д на карнотовия процес е винаги по-висок. Цикълът на Карно е физическият предел за ефективност на превръщане на топлинната енергия в механическа работа.

6.4. Обратен цикъл на Карно



Фиг. 6.7 Обратен цикъл на Карно

Съществува обратен цикъл на Карно, при който процесите на разширение се разполагат под кривите на процесите на сгъстяване (фиг 6.7). При обратният цикъл на Карно процесите 1-4 и 4-3 са процеси на разширение, а процесите 3-2 и 2-1 – процеси на сгъстяване. Това е идеалният цикъл за хладилните машини. За извършване на процеса е необходимо внасянето на механична работа от вън. При хладилните машини и термопомпите това се извършва от компресор или друг елемент, чрез който се извършва сгъстяване компресия на работното тяло. В случая топлината която се внася q_{43} е топлината, която се отнема от охлажданите продукти, а топлината q_{21} се отдава към околната среда от компресора на хладилната машина. За този процес е в сила равенството:

$q_{21} = q_{43} + l$, където l е работата вложена в термодинамичния процес.

Тук се дефинира така наречения хладилен коефициент (q_{43} е полезната енергия, а l – вложената):

$$\varepsilon = \frac{q_{43}}{l} = \frac{T_o}{T - T_o} \qquad (6.12)$$

При термопомпените агрегати се използва същият термодинамичен цикъл, но като полезна енергия се използва отдадената от кондензатора топлина. В този случай се дефинира коефициент на трансформация:

$$\varphi = \frac{q_{21}}{l} = \frac{T}{T - T_o} \qquad (6.13)$$

Това е величина по-голяма от единица и определя ефективността на трансформиране на топлинната енергия.