COMAN GELU

CURS TERMOTEHNICA I

CURSUL I

NOȚIUNI GENERALE FUNDAMENTALE

Energie, surse şi receptori de energie, forme de manifestare a energiei, unități de măsură.

Energetica este o ramură a ştiințelor fizice tehnice care studiază sursele de energie, transformările energiei dintr-o formă în alta precum şi posibilitățile tehnico-economice de exploatare, de transport şi de utilizare a diverselor forme de energie. În continuare vor fi studiate numai două forme de energie: **căldura şi energia mecanică**.

Termodinamica este o ramură a ştiințelor fizico-matematice care are ca scop studiul căldurii şi al transformărilor reciproce căldură-lucru mecanic, fără a se ține seama de posibilitățile aplicării în practică.

Termotehnica este o ramură a ştiințelor tehnice care are ca scop studiul producerii, transformării, transportului, transferului, utilizării şi măsurării energiei termice.

Sursă de energie (SC) - un corp posedă energie atunci când poate provoca modificări în situația existentă a corpurilor înconjurătoare.

Receptor de energie(SR) - corpul, care primind energie, produce modificări ale situației sale.

Un corp care nu schimbă energie cu alte corpuri este în **repaos energetic** şi posedă energie sub formă potențială.

Sistemul termodinamic (ST) este un corp cu ajutorul căruia se realizează transformarea căldurii în energie mecanică (sistem direct) sau transformarea energiei mecanice în căldură (sistem invers).

Prin energie a unui corp se înțelege *capacitatea acelui corp de a efectua un lucru mecanic*. Principiul conservării energiei stabileşte că: energia nu se distruge şi nu se creează, poate fi transformată dintr-o formă în alta.

Energia poate fi pusă în evidență atunci când au loc schimburi de energie între corpuri (activitate energetică), formele de manifestare depinzând de natura modificărilor suferite de corpuri şi anume:

Energia mecanică (lucrul mecanic)- modificarea stării de mişcare sau de repaos a corpurilor, a formei şi dimensiunilor lor.

Energia termică (calorică) sau **căldura** - modificarea stării de agregare a corpurilor sau variația temperaturii lor.

Energia chimică - modificarea proprietăților chimice ale corpurilor.

Alte forme de manifestare a energiei: **electrică, magnetică,atomică**.

În SI de unități, unitatea de măsură a energiei de orice formă a fost stabilită pe baza energiei mecanice, după definirea **lucrului mecanic** (L):

$$L = F \cdot l; \quad 1J = 1N \times 1m \ \text{(Joule)}$$

Intensitatea schimburilor de energie, adică **puterea**, reprezintă energia schimbată de corpul considerat în unitatea de timp:

$$P = \frac{L}{\tau}; \quad 1W = \frac{1J}{1s} \ \text{(Watt)}$$

Postulatele termodinamicii, ecuația fundamentală a sistemelor termodinamice, mărimi de stare

1 - Două corpuri finite cu temperaturi diferite ce sunt puse în contact termic prelungit ajung la echilibru termic.

2 - Două corpuri în echilibru termic cu un al treilea sunt în echilibru termic între ele.

Aceste postulate sunt numite **principiul zero al termodinamicii**.

Presupunem că există trei corpuri izolate între ele, dar care pot fi puse în legătură directă între ele (Fig.1.1.): primul corp poate ceda energie numai sub formă de căldură (sursă donatoare de căldură sau sursă caldă SC), al doilea corp (sistemul termodinamic ST) primeşte căldură de la sursa caldă şi o transformă în energie mecanică pe care o cedează consumatorului de energie mecanică (CEM), iar al treilea corp poate primi energie numai sub formă mecanică (consumator de energie mecanică –CEM).

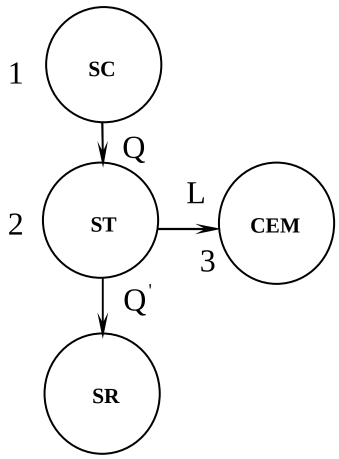


Fig.1.1. Sistem de corpuri

$E' = E_1 + Q$ - legătura termică între SC şi ST

$E_2 = E' - L = E_1 + Q - L$ - legătura mecanică între ST şi CEM

$Q – L = \Delta E = E_2 - E_1$ - schimbului de energie

Schimburile de căldură şi de lucru mecanic pot fi simultane pe întreaga durată a transformării şi se notează: $Q = Q_{12}$ şi $L = L_{12}$, rezultă:

$Q_{12} - L_{12} = E_2 - E_1$

Pentru o durată de timp infinit de mică ($d\tau$) a transformării, se poate scrie ecuația sub forma diferențială:

$\delta Q - \delta L = dE$ -ecuația primului principiu al termodinamicii

δQ şi δL – nu sunt diferențiale totale exacte.

$$\Delta E = \int_1^2 dE = E_2 - E_1$$

Dacă sistemul este în repaos termodinamic schimburile de căldură şi energie mecanică sunt nule, în timp ce starea termică a sistemului rămâne constantă. Schimburile de căldură se efectuează numai pe durata activității energetice a sistemului şi depind de natura transformării. Deci Q şi L nu pot defini o stare energetică (nu sunt mărimi de stare a sistemului). Se poate scrie:

$$\int_1^2 \delta Q = Q_{12}\ ; \quad \int_1^2 \delta L = L_{12}$$

Scopul termodinamicii tehnice este de a determina toate formele ecuației primului principiu al termodinamicii pentru toate sistemele termodinamice utilizabile care execută diverse transformări termodinamice.

Mărimi de stare

Starea termică a unui sistem termodinamic nu poate fi măsurată direct, ci este pusă în evidență prin variația unor mărimi caracteristice denumite **mărimi de stare**.

- **mărimi intensive (termice):** nu depind de masa sistemului termodinamic. Aceste mărimi sunt: temperatura, presiunea.

- **mărimi extensive (calorice):** depind de masa sistemului termodinamic. De exemplu: volumul, energia internă, entalpia, entropia.

Temperatura - prin noțiunea de temperatură a unui corp se înțelege starea de încălzire a corpului.

Temperatura se măsoară față de două origini:

- **temperatură relativă $[t]_{SI}$ = ^{0}C** – temperatura masurata față de punctul triplu al apei pure (p=0,0061 bari, t=0^0C).

- **temperatură absolută $[T]_{SI}$ = K (grad Kelvin) –** temperatura masurata față de punctul zero absolut. Punctul de **zero absolut** este definit ca temperatura la care ar înceta mişcările moleculelor gazului perfect.

Între temperatura absolută şi cea relativă există relația: **T= t+273,16 K**

Observatie!!

Variația temperaturii este exprimată prin aceiaşi valoare, deoarece:

$\Delta T = T_2 - T_1 = t_2 - t_1 = \Delta t$ (^{0}C, K, grd).

.

Presiunea - este o mărime caracteristică fluidelor şi reprezintă forța cu care fluidul apasă pe unitatea de suprafață a incintei.

$[p]_{SI} = \frac{[F]}{[S]} = 1\frac{N}{m^2} = 1Pa$ (Pascal)

Alte unități de măsură pentru presiune:

- barul: 1bar = 10^5 Pa =10^5 N/m^2.
- atmosferă fizică: 1At = 760 mmHg ; 1bar = 750 mmHg;
- atmosferă tehnică:1at = 735 mmHg = 1kgf/cm^2 = 98000N/m^2 =10 m H_2O.

Pentru măsurarea presiunii se folosesc două scări de referință (origini):

a - vidul absolut, față de care se măsoară presiunea absolută **p**.

b-presiunea atmosferică, față de care se măsoară presiunea relativă (manometrică) $\mathbf{p_r}$.

Prin **vid absolut** se înțelege presiunea dintr-un spațiu lipsit de materie. Presiunea atmosferică $\mathbf{p_0}$, măsurată cu barometrul, este o presiune absolută.

Presiunea relativă poate fi: **suprapresiune** ($p > p_0$; $p_r > 0$) , **depresiune** sau **vacuum** ($p< p_0$; $p_r<0$) . Între **p** şi $\mathbf{p_r}$ există relația: $p = p_0 + p_r$

Dilatarea termică Dacă $\mathbf{V_0}$ este volumul unui corp la 0 ^{o}C, iar **V** este volumul la temperatura **t**, variația volumului corpului în raport cu $\mathbf{V_0}$ este:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \gamma \cdot t \quad ; \mathbf{\Delta V = V - V_0}$$

unde $\boldsymbol{\gamma}$ (K^{-1}) este coeficient de dilatare volumică.

Gazele perfecte se dilată foarte mult comparativ cu solidele şi lichidele, astfel acestea se folosesc ca agenți termodinamici. Variația temperaturii $\Delta t = t_2 - t_1$ poate provoca variația volumului şi a presiunii. În cazurile când unul din parametri (p,V,T) se menține constant, se definesc trei **coeficienți de compresibilitate**:

- Coeficientul de **compresibilitate izobară** sau de dilatare izobară:

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \cdot \left(\frac{\Delta V}{\Delta t}\right)_{p=ct} \quad [grd^{-1}]$$

- Coeficientul de **compresibilitate izocoră** definit prin:

$$\beta = \frac{1}{p_0} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\Delta t}\right)_{V=ct} \quad [grd^{-1}]$$

unde p_0 şi V_0 sunt la temperatura de 0 ^{0}C.

- Coeficientul de **compresibilitate izotermică** definit pentru cazul când temperatura rămâne constantă:

$$\chi = -\frac{1}{V_0} \cdot \left(\frac{\Delta V}{\Delta p}\right)_{T=ct} \quad [m^2/N]$$

Semnul minus arată că variația volumului este de sens contrar variației presiunii.

Viscozitatea Este proprietatea fluidelor de a se opune la deformații.

Viscozitatea dinamică **η** se măsoară în [N.s/m^2], iar cea cinematică ν. în [m^2/s], relația dintre ele fiind:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}$$

ρ [kg/m^3] – densitatea fluidului.

Observatie!!

Datorită viscozității au loc pierderi de energie în timpul curgerii fluidelor viscoase (reale). Fluidele **ideale** sau **perfecte** sunt fluide fictive, lipsite de coeziune şi de aderență; în consecință viscozitatea lor este nulă, iar viteza lor de curgere este constantă în orice punct al secțiunii de trecere. Acceptarea noțiunii de fluid perfect permite simplificarea calculelor şi stabilirea unor legi relativ simple.

Sisteme termodinamice. Clasificarea şi funcționarea ST

Sistemul termodinamic(ST) funcționează ca un transformator al căldurii în energie mecanică sau invers. Condiția fundamentală a corpurilor ca să poată funcționa ca sisteme termodinamice este ca acestea să fie compresibile (L=p.dV, rezultă că trebuie să existe o variație mare de volum pentru obținerea lucrului mecanic)

Clasificarea sistemelor termodinamice:

1. După sensul de transformare a energiei: 1.a. sistem direct (motor)
   1.b. sistem invers
2. După continuitatea incintei: 2.a. sistem închis
   2.b. sistem deschis: 2.b.1 periodic
   2.b.2 în curgere - a. stabilizată
   - b. nestabilizată
3. După compoziția chimică: 3.a . sistem unitar,
   3.b. sistem neunitar.

4. După omogenitate: 4.a. sistem omogen (monofazic).

4.b. sistem neomogen (bi- sau trifazic).

1.a Sistemul termodinamic direct (Fig.1.2) transformă căldura în energie mecanică. Sistemul termodinamic primeşte căldura Q_1, cedează căldura Q_2 sursei reci şi se obține lucrul mecanic **L**. Căldura $Q_2 = Q_1 - L$ rămâne netransformabilă. După acest sistem funcționează toate motoarele termice şi instalațiile termice de forță.

1.b Sistemul termodinamic invers (Fig.1.3) primeşte caldura Q_2 de la sursa rece (SR) şi energie mecanică L de la sursa de energie mecanică (SEM), acestea fiind transformate în căldura Q_1 cedată sursei calde (SC). După acest sistem funcționează instalațiile frigorifice şi pompele de căldură.

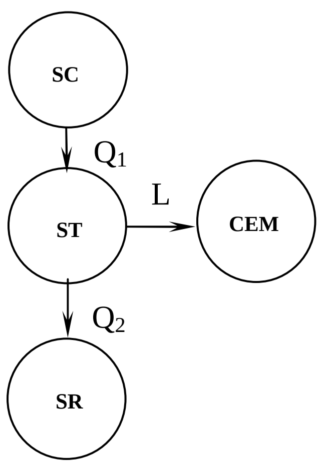


Fig.1.2. Sistem termodinamic direct (1.a)

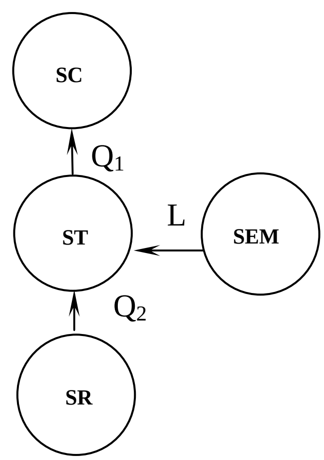


Fig.1.3. Sistem termodinamic invers

2.a Sistemul termodinamic închis (Fig.1.4) este izolat față de exterior printr-o incintă etanşă, iar prin aceasta sistemul termodinamic face schimb de energie cu mediul exterior. Incinta **i** este deformabilă, deci volumul sistemului termodinamic este variabil.

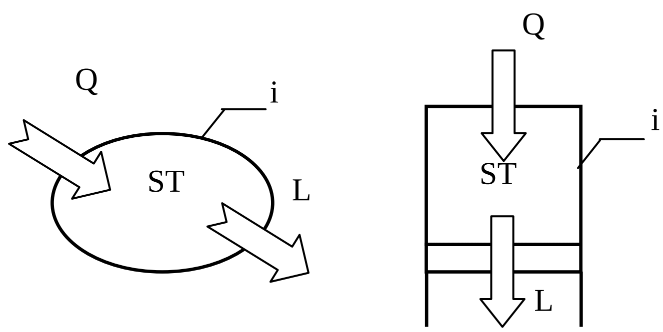


Fig.1.4 Sistem termodinamic închis (2.a)

2.b.1 Sistemul termodinamic deschis periodic (Fig.1.5). La acest sistem termodinamic incinta **i** este închisă şi deschisă periodic de către organe de obturare (supape).

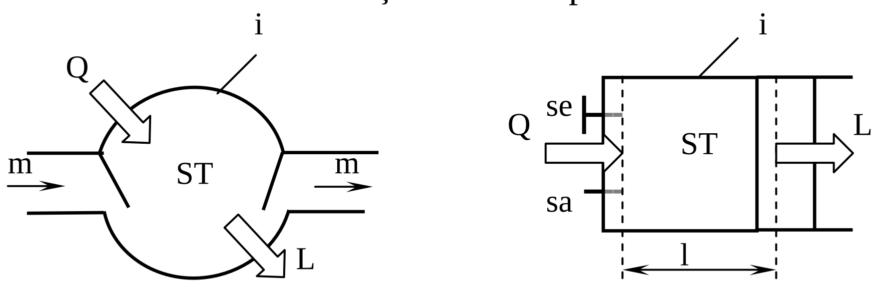


Fig.1.5. Sistem termodinamic deschis periodic(2.b.1).

2.b.2.a. Sistem termodinamic în curgere stabilizată.(Fig.1.6) este format dintr-un fluid compresibil care execută o serie de transformări energetice în timpul curgerii. Incinta este formată dintr-un canal profilat şi organizat astfel încât, în timpul curgerii, fluidul să efectueze transformările necesare.

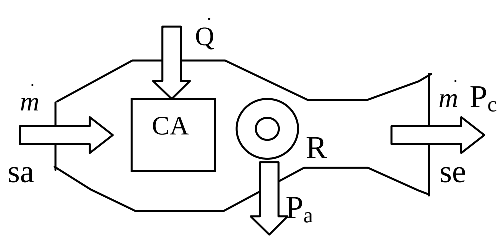


Fig.1.6. Sistem termodinamic în curgere stabilizată (2.b.2.a)

3-a Sistemul termodinamic unitar este sistemul termodinamic alcătuit dintr-o substanță chimică unică (deci acelaşi tip de moleculă în toată incinta). De exemplu: sistemul termodinamic este format din azot (moleculă simplă) sau numai din metan (moleculă compusă).

3-b Sistemul termodinamic neunitar este format dintr-un amestec de substanțe compresibile cu naturi chimice diferite. De exemplu: aerul este format din azot şi oxigen.

4-a Sistemul termodinamic omogen (monofazic) îşi păstreză starea de agregare neschimbată pe întreaga durată a transformărilor termodinamice. Această condiție trebuie îndeplinită de toți componenții sistemului termodinamic. De exemplu: aerul care este comprimat de compresor sau vaporii care se destind într-o turbină (fără atingerea stării de condensare).

4-b Sistemul termodinamic neomogen. La acest sistem apar schimbări ale stării de agregare pe parcursul transformărilor termodinamice. De exemplu: agentul de lucru dintr-o instalație de forță cu abur sau dintr-o instalație frigofifică.

CURSUL 2

STUDIUL SISTEMULUI TERMODINAMIC INCHIS, OMOGEN SI UNITAR

Stare, mărimi de stare, energie internă.

Se consideră un cilindru în care se găseşte un fluid compresibil şi care are în orice punct acelaşi nivel energetic. Incinta fiind în repaos, energia potențială (la un moment dat) este formată din energia totală a tuturor moleculelor din incintă, numită **energie internă** a sistemului, notată cu **U**.

Energia internă este o mărime de stare (o mărime calorică de stare) extensivă, deoarece depinde de numărul moleculelor cu masă finită din incintă, variația energiei interne fiind:

$$\Delta U = m \cdot \Delta u$$

unde ***u*** este enrgia internă specifică (J/kg)

Primul principiu al termodinamicii se scrie:

$$Q_{12} - L_{12} = U_2 - U_1 = m \cdot (u_2 - u_1)$$

Pentru un schimb de energie realizat într-un interval de timp **dτ** :

$$\delta Q - \delta L = dU = m \cdot du$$

Energia totală a unei molecule de masă m_i dintr-un sistem termodinamic este:

$$e_i = e_{cin} + e_{pot} + e_{rot} + e_{vibr}$$

Energia internă a sistemului termodinamic unitar (N-nr de molecule) va fi:

$$U = \sum_{1}^{N} e_i = N \cdot e$$

Atât timp cât gazele sunt foarte depărtate de zona de lichefiere, coeziunea este neglijabilă, dimensiunile moleculelor sunt extrem de mici în comparație cu distanțele dintre ele. În aceste stări energia potențială, de rotație şi de vibrație sunt neglijabile, deci:

$$U = \sum_{1}^{N} e_{cin}$$

iar pentru sistemul unitar (m_i = ct pentru fiecare moleculă) se scrie:

$$U = \sum_{1}^{N} m_i \cdot \frac{w^2}{2} = N \cdot m_i \cdot \frac{w^2}{2} = N \cdot e_{cin}$$

w – viteza medie a moleculelor față de incintă.
.Se demonstrează că:

$$p = \frac{2}{3} \cdot \frac{N}{V} \cdot \frac{m_i \cdot w^2}{2} = \frac{2}{3} \cdot \frac{N}{V} \cdot e_{cin} = \frac{2}{3 \cdot V} \cdot U$$

Se introduce:

$$T = a \cdot e_{cin} = a \cdot m_i \cdot \frac{w^2}{2};$$

$$r = \frac{2}{3 \cdot a \cdot m_i}$$

r- constanta specifică a gazului.
Rezultă:

$$\mathbf{p \cdot V = m \cdot r \cdot T}$$

Gazul perfect este un gaz fictiv, fără natură chimică determinată, nelichefiabil, alcătuit din molecule sferice, perfect elastice, fără coeziune şi fără inerție, fără viscozitate. Moleculele lui posedă numai energie cinetică şi fac schimb de energie numai în timpul ciocnirilor.

Legea lui Avogadro: În aceleaşi condiții de presiune şi temperatură, volume egale de gaze perfecte au acelaşi număr de molecule.

Se definesc condiții normale fizice de presiune şi temperatură:

p_N = 760 mmHg =$1,013 \cdot 10^5$ N/m^2

T_N = 273,16 K; t_N = 0 ^{o}C

În aceste condiții (p_N, T_N) 1kmol din orice substanță are:

$N_A = 6,023 \cdot 10^{26}$ (molecule) - numărul lui Avogadro.

M (kg) - masa molară.

V_M = 22,414 Nm^3-volum molar.

Pentru n kmoli ecuația de stare se scrie($m = n.M$):

$$p\cdot V = n\cdot R\cdot T$$

Pentru 1 kmol şi condiții normale fizice rezultă:

$$p_N\cdot V_N = 1\cdot R\cdot T_N$$

Deci:

$$R = \frac{p_N \cdot V_M}{T_N} = \frac{1{,}013\cdot 10^5 \cdot 22{,}414}{273{,}16} = 8314{,}37\ [\frac{J}{kmol\cdot K}]$$

$$r = \frac{R}{M} \quad [\frac{J}{kg\cdot K}] \quad - \quad \text{constanta specifică a gazului}$$

Noțiunea de transformări termodinamice şi clasificarea lor

Prin **transformare termodinamică** a unui sistem se înțelege o variație continuă a stării sale termice pusă în evidență prin variația continuă a mărimilor termice de stare pe toată durata transformării.

Variația elementară a stării termice a sistemului este exprimată prin ecuația transformării termodinamice elementare:

$$p\cdot dV + V\cdot dp = m \cdot r \cdot dT = n \cdot R\cdot dT$$

Clasificarea transformărilor termodinamice:

a) după poziția reciprocă a stării inițiale şi finale:

1- transformări deschise : a – simple, b – compuse, c – complexe.

2 - transformări închise : a – directe, b – inverse.

b) după reversibilitate :

1 - transformări reversibile (ideale)

2 - transformări ireversibile(reale)

a-1-a Transformarea deschisă simplă

Legătură dintre variația mărimilor de stare este exprimată printr-o funcție care rămâne neschimbată pe toată durata transformării (Fig.2.1).

a-1-b Transformarea deschisă compusă.

Funcţia de variaţie a parametrilor termici de stare are modificări bruşte în anumite stări ale sistemului, deci această transformare este formată dintr-o succesiune de transformări simple diferite (Fig.2.2).

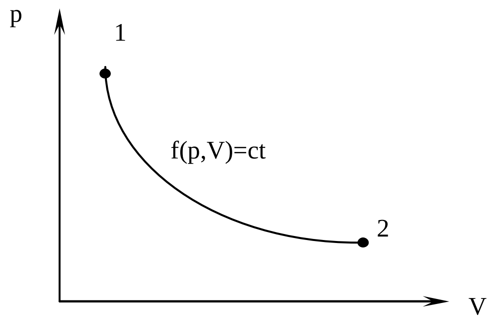


Fig. 2.1 Transformarea deschisă simplă.

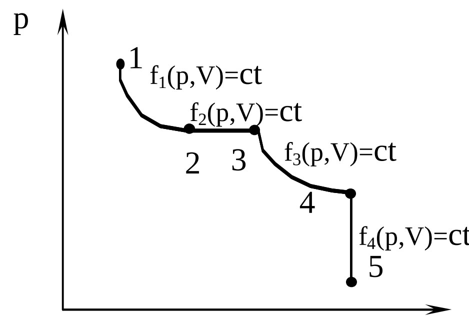


Fig. 2.2 Transformarea deschisă compusă.

a-1-c Transformarea deschisă complexă.

Funcţia caracteristică variază în mod continuu, deci proprietăţile incintei se schimbă necontenit. Din această categorie fac parte transformările reale (Fig.2.3).

a-2-a Transformarea termodinamică închisă directă.

După efectuarea tuturor transformărilor sistemul revine în starea iniţială.

Această transformare se efectuează în scopul transformării căldurii în energie mecanică (Fig.2.4).

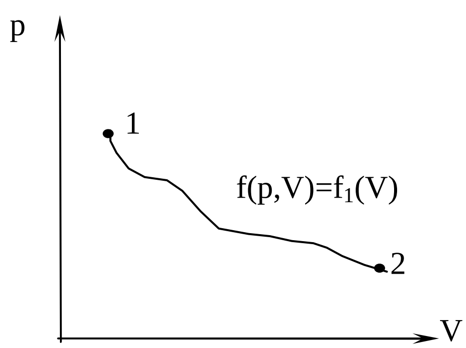


Fig. 2.3 Transformarea deschisă complexă.

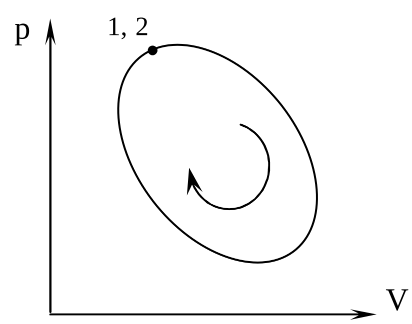


Fig. 2.4 Transformarea închisă directă.

a-2-b Transformarea termodinamică închisă inversă.

Este executată în sopul inversării sensului natural de transmitere a fluxului de căldură, energia mecanică fiind transformată în căldură.

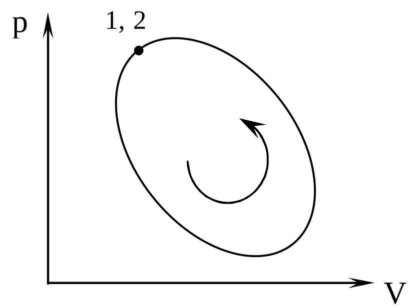


Fig. 2.5 Transformarea închisă inversă.

b-1 Transformarea reversibilă

Transformarea reversibilă se efectuează în ambele sensuri, funcția de variație a parametrilor de stare fiind aceiaşi pentru ambele sensuri (direct şi invers). Din punct de vedere energetic, schimburile de energie corespunzătoare sensului invers sunt egale, dar de semne contrare, cu ale sensului direct.

b-1 Transformări ireversibile - nu pot fi efectuate în ambele sensuri după aceiaşi funcție (pe acelaşi traseu). Pentru revenirea la starea inițială este necesară intervenția finită din partea mediului exterior. Pentru cele două sensuri de transformare a energiei, schimburile de energie sunt de semne contrare, dar nu sunt egale.

Schimbul de energie mecanică dintre sistemul termodinamic închis şi mediul exterior (lucrul mecanic exterior); diagrama dinamică p-V.

Se consideră că sistemul termodinamic este închis într-un cilindru etanş (i) în care se deplasează fără frecare un piston (P). Starea inițială **1** este caracterizată prin parametrii: p_1,V_1,T_1.

Gazul execută o destindere reversibilă în care presiunea scade şi volumul creşte.

Forța de apăsare fiind: $F = p \cdot S$, S - suprafaşa pistonului.

Se admite că pentru deplasarea **dl** presiunea absolută **p** rămâne constantă, iar lucrul mecanic elementar este:

$$\delta L = F \cdot dl = p \cdot S \cdot dl = p \cdot dV = m \cdot p \cdot dv$$

$$L_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV = \int_{V_1}^{V_2} f(V) dV$$

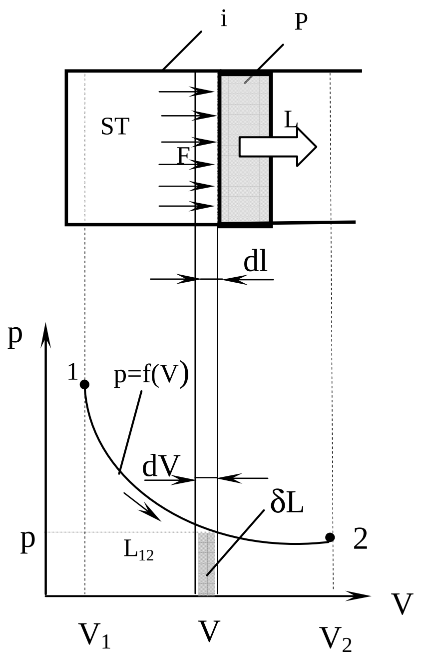


Fig. 2.6.Diagrama dinamică p- V

Se observă că lucrul mecanic elementar **δL** este aria dreptunghiului elementar cu baza **dV** şi înălțimea **p**(Fig.2.6)**.**

Presiunea fiind întotdeauna pozitivă (ca presiune absolută), semnul lucrului mecanic exterior absolut este dat de semnul variației volumului:

$$dV>0 \Rightarrow \delta L>0$$

$$dV<0 \Rightarrow \delta L<0$$

$$[L] = 1\ N \cdot m = 1\ J\ [\text{Joule}]$$

Trasarea transformărilor termo-dinamice în **diagrama dinamică p-V** este des utilizată deoarece aria dintre curba transformării şi abscisă reprezintă schimb de energie mecanică între sistem şi incintă. Diagramele p-T şi T-V nu sunt utilizate.

Observatie !!

Lucrul mecanic exterior nu este o mărime de stare, ci numai un schimb de energie mecanică efectuat pe durata transformării 1-2 (δL - nu este o diferențială totală exactă, se scrie L_{12} şi nu L_2-L_1).

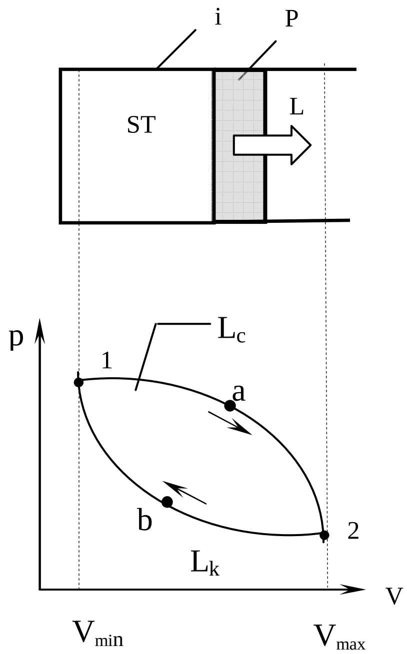


Fig. 2.7 Lucrul mecanic pentru transformări închise

Se consideră un sistem termodinamic care evoluează între V_{min} şi V_{max}(Fig.2.7).

1-a-2 - *lucru mecanic de destindere* $L_d>0$

2-b-1 - *lucrul mecanic de compresie* $L_K<0$

$|L_K| < L_d$

Pentru transformarea reversibilă închisă 1-a-2-b-1 (un ciclu) bilanțul lucrului mecanic exterior este:

$$L_C = L_d + L_K = L_d - |L_K| = \oint p \cdot dV > 0 \text{ - aria 1-a-2-b-1}$$

O transformare închisă repetată periodic se numeşte *ciclu*, iar *lucrul mecanic pe ciclu* (**L_C**) are ca unități (J/ciclu).

Durata de efectuare a unui ciclu este numită *perioadă ciclică* , notată $\boldsymbol{\tau_C}$ (s/ciclu); inversa ei fiind *frecvența ciclică* , notată $\boldsymbol{\nu_C}$ (cicluri/s).

Puterea mecanică a sistemului termodinamic va fi: $P = L_C \cdot \nu_C = L_C/\tau_C$ [W].

$$[P] = \frac{1J}{ciclu} \cdot \frac{ciclu}{s} = 1\frac{J}{s} = 1W$$

Schimburile de căldură sub temperatură variabilă, călduri specifice, relații între căldurile specifice ale gazelor perfecte.

Căldura schimbată de sistemul termodinamic cu sursele exterioare este:

$$\delta Q_n = m \cdot \delta q_n = m \cdot c_n \cdot dT$$

n - natura transformării.

$$Q_n = m \cdot q_n = m \cdot c_n \cdot \Delta T$$

unde q_n este căldura schimbată de 1kg de fluid (J/kg).

c_n - căldura specifică în transformarea ***n.***

$$c_n = \frac{Q_n}{m \cdot \Delta T}$$

Deci căldura specifică reprezintă cantitatea de căldură necesară pentru a ridica temperatura unui kg de substanță cu 1 K.

$$[c]=\frac{[Q]}{[m]\cdot[\Delta T]}\to\frac{J}{kg\cdot K}\to\frac{J}{kg\cdot grd}$$

Când cantitatea este exprimată în kmoli (sau $N\cdot m^3$), C (sau C) are ca unități:

$$[C]\to\frac{J}{kmol\cdot K}\quad \text{sau}\quad [C]\to\frac{J}{Nm^3\cdot K}$$

c_v - căldură specifică la volum constant sau căldură specifică izocoră.

$$c_v=\frac{(\delta Q)_v}{m\cdot dT}=\frac{(\delta q)_v}{dT};\ (\delta q)_v=c_v.dT$$

c_p - căldură specifică sub presiune constantă sau căldură specifică izobară.

$$c_p=\frac{(\delta Q)_p}{m\cdot dT}=\frac{(\delta q)_p}{dT};\ (\delta q)_p=c_p.dT$$

Pentru sistemul închis ecuația primului principiu al termodinamicii(pentru m = 1kg) este:

$$\delta q - p\cdot dv = du = c_v\cdot dT$$

Astfel variația energiei interne poate fi calculată ca un schimb de căldură sub volum constant, indiferent de natura transformării. Primul principiu al termodinamicii se mai scrie:

$$\delta Q-p\cdot dV=m\cdot c_v\cdot dT$$

Introducând: $(\delta q)_p=c_p\cdot dT$ în ecuația primului principiu al termodinamicii se obține:

$$\delta q_p = c_v\cdot dT + p\cdot dv = c_p\cdot dT$$

$$c_p=c_v+p\cdot\frac{dv}{dT}$$

Pentru p=ct ; $p\cdot v=r\cdot T$; $p\cdot dv = r\cdot dT$; $\frac{dv}{dT}=\frac{r}{p}$ şi rezultă:

$c_p=c_v+r$ **legea lui Robert Mayer**

Se ştie că : $\frac{c_p}{c_v} = \gamma$ **γ** - este exponentul adiabatic.

Cunoscând **r** şi **γ** se calculează căldurile specifice masice:

$$c_v = \frac{r}{\gamma - 1} \quad ; \quad c_p = \frac{\gamma \cdot r}{\gamma - 1} \quad \text{(J/kg.K)}$$

CURS 3

Schimbul de căldură sub tempereatură constantă, entropie, diagrama entropică T-s

La transformarea izotermică $\delta Q \neq 0$ şi $dT=0$, deci nu poate fi definită noțiunea de căldură specifică ($c_t=\delta q/dt$), introducându-se astfel noțiunea de **entropie**. S-a admis că schimbul izotermic de căldură este direct proporțional cu valoarea temperaturii absolute şi variația unui alt parametru, entropia, notată cu **S** şi cu **s** pentru m=1kg de fluid:

$$\delta Q_T = T \cdot dS = m \cdot T \cdot ds$$

Entropia totală **S** şi entropia specifică **s** sunt definite prin relațiile:

$$dS = \frac{(\delta Q)_T}{T} = m \cdot ds \; ; \; ds = \frac{(\delta q)_T}{T} = \frac{(\delta Q)_T}{m \cdot T}$$

iar ca unități de măsură:

$$[S] = \frac{[Q]}{[T]} \to \frac{J}{K}; \quad [s] = \frac{[q]}{[T]} \to \frac{J}{kg \cdot K}$$

Entropia specifică poate fi exprimată şi în: $J/_{kmol \cdot K}$ sau $J/_{N \cdot m^3 \cdot K}$, dacă cantitatea de gaz este exprimată în **kmoli** sau **N·m³**.

Observatie !!

Etropia este o mărime calorică de stare.

Dacă $\delta Q>0$ entropia creşte ($dS>0$). Prin intergrare se obține:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}; \quad s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T}$$

Pentru T=ct (Fig.2.11.):

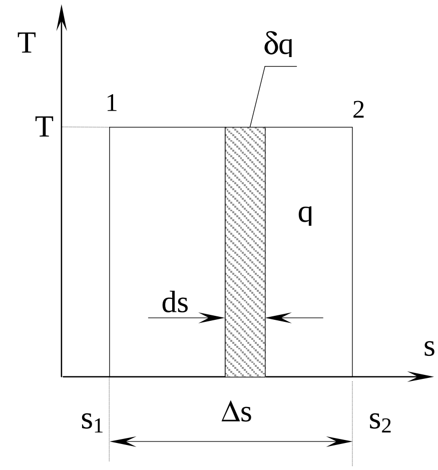


Fig. 2.11. Transformarea izotermică.

$$s_2 - s_1 = \frac{(q_{12})_T}{T}$$

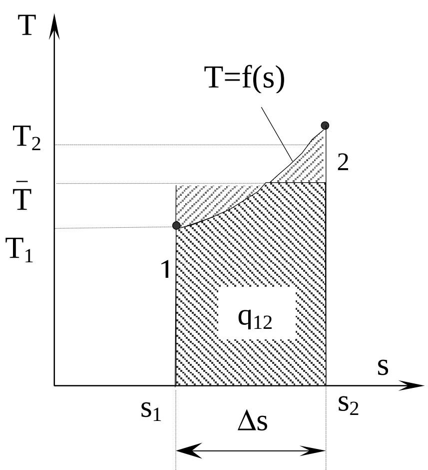


Fig. 2.12.Transformarea sub temperatură variabilă.

În diagrama T-s se pot reprezenta şi transformările sub temperatură variabilă (Fig. 2.12):

$\delta q = T \cdot ds = c_n \cdot dT$

$$ds = c_n \cdot \frac{dT}{T}$$

$$s = c_n . \ln T + C$$

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = \int_1^2 c_n \cdot \frac{dT}{T} = \bar{c}_n \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Asimilându-se schimbul de căldură sub temperatură variabilă 1-2 cu un schimb echivalent izotermic, se poate calcula temperatura medie echivalentă $\bar{T}$:

$$\bar{T} = \frac{q_{12}}{\Delta s} = \frac{\bar{c}_n \cdot (T_2 - T_1)}{s_2 - s_1}$$

Pentru o transformare deschisă elementară oarecare a gazului perfect, variația elementară a entropiei este:

$$ds = \frac{\delta q}{T} = \frac{du}{T} + \frac{\delta l}{T} = c_v \cdot \frac{dT}{T} + \frac{p \cdot dv}{T}$$

Din ecuația de stare(pv=r·T) rezultă: $\frac{p}{T} = \frac{r}{v}$

şi se poate scrie:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + r \frac{dv}{v}$$

Integrând pentru transformarea 1-2 rezultă:

$$s_2 - s_1 = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + r \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Observatie !!

În calculul schimburilor de căldură nu interesează valoarea absolută a entropiei, ci numai variația ei.

Transformări reversibile deschise ale gazelor perfecte: izocora, izobara, izoterma, adiabata şi politropa

Calculul transformărilor simple deschise ale gazelor perfecte este necesar pentru studiul ciclurilor teoretice ale motoarelor cu gaze cu piston. Se admite că transformările sunt reversibile, iar fluidul care evoluează este un gaz perfect.

Tansformarea izocoră (V=ct)

Ecuația de stare, p·V=m·r·T, se diferențiază:

$$p \cdot dV + V \cdot dp = m \cdot r \cdot dT;\ dV = 0$$

$$V \cdot dp = m \cdot r \cdot dT$$

dL=p·dV=0, deci sistemul termodinamic nu face scimb de lucru mecanic cu exteriorul.

Rezultă:

$$dp = \left(\frac{m \cdot r}{V}\right) \cdot dT = \frac{p}{T} \cdot dT$$

Ecuația diferențială a izocorei este:

$$\frac{dp}{p} = \frac{dT}{T}$$

iar prin integrare : $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$; $\frac{p}{T} = ct$

<u>Legea lui Charles</u>:*În transformarea la volum constant raportul **p/T** rămâne constant pe tot parcursul transformării*. Integrând între starile 1 şi 2, rezultă:

$$V \cdot (p_2 - p_1) = m \cdot r \cdot (T_2 - T_1);$$

$$\frac{p_2 - p_1}{T_2 - T_1} = \frac{m \cdot r}{V} = \left(\frac{\Delta p}{\Delta T}\right)_V = ct = \frac{p}{T}$$

Raportând ecuația la presiunea $\mathbf{p_0}$ pe care ar avea-o sistemul la temperatura de 0^oC (T_0=273,16 K), rezultă:

$$\beta = \frac{1}{p_0} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\Delta T}\right)_V = \frac{m \cdot r}{p_0 \cdot V_0} = \frac{1}{T_0} = \frac{1}{273{,}16}\ [K^{-1}]$$

β - coeficientul de compresibilitate a gazului perfect la V=ct.

Reprezentarea în diagrame este dată în (Fig. 2.13).

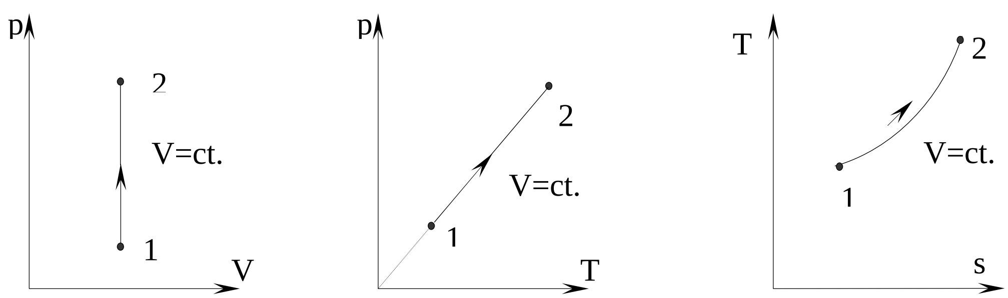


Fig. 2.13. Transformarea izocoră.

Schimbul de căldură Q_{12}:

$$(\delta Q)_V = m \cdot c_v \cdot dT = dU$$

$$Q_{12} = m \cdot c_v \cdot (T_2 - T_1) = U_2 - U_1 = m \cdot \frac{r}{\gamma - 1} \cdot (T_2 - T_1) = \frac{V \cdot (p_2 - p_1)}{\gamma - 1}$$

Aşadar schimbul de căldură serveşte exclusiv pentru variația energiei interne a sistemului.

Variația entropiei:

$$ds = \frac{(\delta q)_V}{T} = c_v \cdot \frac{dT}{T}$$

$$s_2 - s_1 = c_v \cdot \ln\frac{T_2}{T_1} = c_v \cdot \ln\frac{p_2}{p_1}$$

iar pentru masa *m:* $S_2 - S_1 = m \cdot (s_2 - s_1) = m \cdot c_v \cdot \ln\frac{T_2}{T_1} = m \cdot c_v \cdot \ln\frac{p_2}{p_1}$

Observatie !!

În diagrama **T-s** izocora este o curbă exponențială.

Transformarea izobară (p=ct)

Se poate scrie:

$$p \cdot dV = m \cdot r \cdot dT \quad (dp=0)$$

$$\frac{dV}{dT} = \frac{m \cdot r}{p} = ct = \frac{V}{T}; \qquad \frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}; \qquad \frac{V}{T} = ct$$

şi integrând, rezultă:

$$p \cdot (V_2 - V_1) = m \cdot r \cdot (T_2 - T_1); \qquad \left(\frac{\Delta V}{\Delta T}\right)_p = \frac{m \cdot r}{p}$$

Raportând la volumul $\mathbf{V_0}$ (de la 0 ^oC):

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \cdot \left(\frac{\Delta V}{\Delta T}\right)_p = \frac{m \cdot r}{p_0 \cdot V_0} = \frac{1}{T_0} = \frac{1}{273{,}16} \quad [K^{-1}]$$

$\boldsymbol{\alpha}$ - coeficientul de dilatare izobară a gazului perfect.

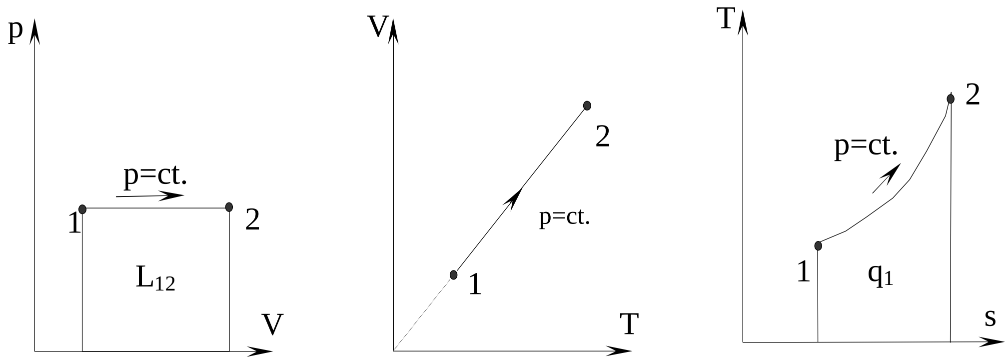


Fig. 2.14. Transformarea izobară.

Legea lui <u>Gay-Lussac</u> : *În transformarea la presiune constantă raportul **V/T** rămâne constant pe tot parcursul transformării***.**

Schimbul de energie mecanică L_{12}:

$$L_{12} = \int_1^2 p \cdot dV = p \cdot (V_2 - V_1) = m \cdot r \cdot (T_2 - T_1) = m \cdot p \cdot (v_2 - v_1)$$

Schimbul de căldură Q_{12}:

$$(\delta Q)_p = m \cdot c_p \cdot dT \qquad (Q_{12})_p = m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1) = m \cdot r \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot (T_2 - T_1) = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot L_{12}$$

Variația entropiei dS:

$$dS = \frac{(\delta Q)_p}{T} = m \cdot c_p \cdot \frac{dT}{T} \quad S_2 - S_1 = m \cdot c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} = m \cdot c_p \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}$$

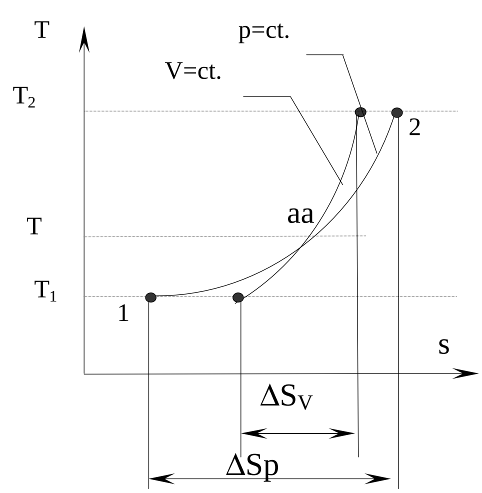


Fig. 2.15. Pantele transformărilor izobară şi izocoră.

Observatie !!

În diagrama T-s izobara este o curbă exponențială. Considerând un punct comun (a) în care temperatura să fie T, pantele curbelor V=ct şi p=ct vor fi:

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_v = \frac{T}{c_v} \ ; \qquad \left(\frac{dT}{ds}\right) = \frac{T}{c_p}$$

Dar: $ds_v = \frac{\delta q_v}{T}$; $ds_p = \frac{\delta q_p}{T}$

$c_p > c_v$, deci: $\left(\frac{dT}{ds}\right)_v > \left(\frac{dT}{ds}\right)_p$

prin urmare, în diagrama **T-s**, izocora are pantă mai mare ca izobara (Fig.2.15).

<u>Transformarea termodinamică sub temperatură constantă (izoterma T=ct)</u>

În acest caz:

$$p \cdot dV = -V \cdot dp; \quad \frac{dp}{p} + \frac{dV}{V} = 0 \qquad \frac{dp}{p} = -\frac{dV}{V};$$

iar prin integrare şi antilogaritmare:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{V_1}{V_2}$$

$$p_1 \cdot V_1 = p_2 \cdot V_2 = p \cdot V = ct = m \cdot r \cdot T = ct. = C$$

În planele **T-V** şi **p-T** izoterma este reprezentată prin drepte, iar în planul **p-V** printr-o hiperbolă echilateră.(Fig.2.16).

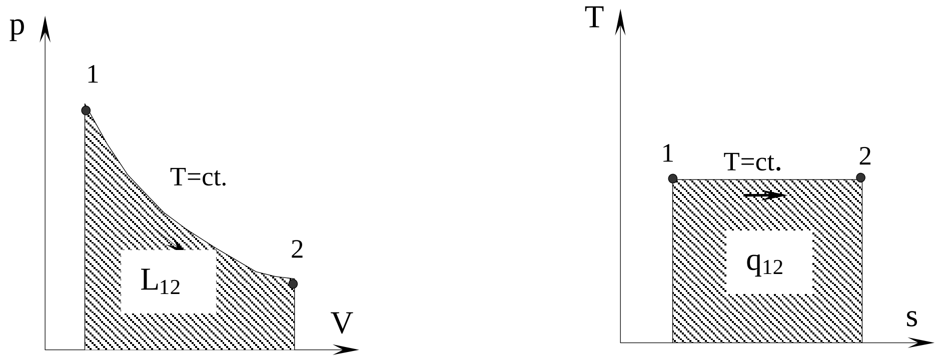


Fig. 2.16. Transformarea izotermă.

Schimbul de energie mecanică L_{12} :

$$L_{12} = \int_1^2 p\ dV = C \cdot \int_1^2 \frac{dV}{V} = p_1 \cdot V_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} = m \cdot r \cdot T \cdot \ln \frac{p_1}{p_2}$$

Schimbul de căldură Q_{12} rezultă din ecuația Principiului I al Termodinamicii:

$$Q_{12} - L_{12} = m \cdot c_v \cdot \Delta T = 0 \quad (\Delta T = 0)$$

$$Q_{12} = L_{12}$$

Astfel căldura primită este cedată integral de sistem sub formă de energie mecanică, energia internă rămânând constantă (dU=0; U=ct)

Variația entropiei ΔS:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \frac{(Q_{12})_T}{T} = m \cdot r \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} = m \cdot r \cdot \ln \frac{p_1}{p_2}$$

Transformarea adiabatică(δQ=0)

Scriind:

- ecuația de stare diferențiată: $p\cdot dV+V\cdot dp=m\cdot r\cdot dT$ $(pV=mrT)$

- principiul I: $\delta Q - p\cdot dV = m\cdot c_v\cdot dT$;

$+p\cdot dV = - m\cdot c_v\cdot dT = - dU$

- relația lui Robert Mayer: $c_p + c_v = r$ $(c_p = \gamma \cdot c_v)$

rezultă ecuația diferențială a transformării:

$$\frac{dp}{p} + \gamma \cdot \frac{dV}{V} = 0$$

iar prin integrare şi antilogaritmare:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma}; \quad p_1V_1^{\gamma} = p_2V_2^{\gamma} = pV^{\gamma}$$

Folosind ecuațiile: $p\cdot V=m\cdot r\cdot T$, $p\cdot V^{\gamma}=ct.=C= p_1\cdot V_1^{\gamma}=p_2\cdot V_2^{\gamma}$;

şi eliminând **p** şi apoi **V** se obțin: $T\cdot V^{\gamma-1}=ct$ şi $\frac{T}{p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = ct$

sau : $T_1\cdot V_1^{\gamma-1}= T_2\cdot V_2^{\gamma-1}$; $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$; $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$

Observatie !!

În planul p-V adiabata este reprezentată printr-o hiperbolă cu panta mai mare decât a izotermei într-un punct comun **a**.(F ig.2.17):

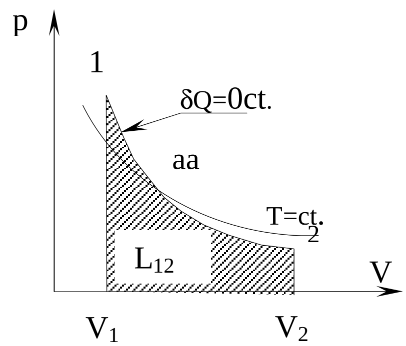


Fig. 2.17. Transformarea adiabatică (s=ct).

$$\left(\frac{dp}{dV}\right)_T = -\frac{p}{V}; \quad \left(\frac{dp}{dV}\right)_S = -\gamma \cdot \frac{p}{V}$$

dar $\left|-\gamma \cdot \frac{p}{V}\right| > \left|-\frac{p}{V}\right|$,deoarece $\gamma>1$.

Schimbul de energie mecanică ($p=C\cdot V^{-\gamma}$):

$$\delta L = p \cdot dV = C \cdot V^{-\gamma} \cdot dV$$

$$L_{12} = C \cdot \int_{V_1}^{V_2} V^{-\gamma} \cdot dV = \frac{p_1 \cdot V_1 - p_2 \cdot V_2}{\gamma - 1}$$

$$L_{12} = \frac{m \cdot r}{\gamma - 1}(T_1 - T_2) = m \cdot c_v (T_1 - T_2) = U_1 - U_2$$

Variația entropiei: $\Delta S=0; S=ct$

Schimbul de căldură: $Q_{12}=0$; $(\delta Q=0)$

Transformarea politropică reversibilă.

Este o transformare pe parcursul căreia toate mărimile de stare sunt variabile, iar sistemul face schimb de căldură şi energie mecanică cu exteriorul. Din relațiile:

$$p\cdot V=m\cdot r\cdot T$$

$$p\cdot dV+V\cdot dp=m\cdot r\cdot dT$$

$$m\cdot c_n\cdot dT-p\cdot dV=m\cdot c_v\cdot dT$$

$$r = c_p-c_v$$

rezultă ecuația diferențială a politropei:

$$\frac{dp}{p} + \left(\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} \right) \cdot \frac{dV}{V} = 0$$

Se notează: $\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = n$; $\frac{dp}{p} + n \cdot \frac{dV}{V} = 0$

şi integrând între stările1 şi 2: $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^n$

n-exponent politropic

Deci: $p_1 \cdot V_1^n = p_2 \cdot V_2^n = p \cdot V^n = C =$ ct.

Alte forme pentru relațiile dintre parametri: $T \cdot V^{n-1} =$ct;

$$\frac{T}{p^{\frac{n-1}{n}}} = ct\,;\quad \frac{p_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{p_2 \cdot V_2}{T_2} = m \cdot r = ct.$$

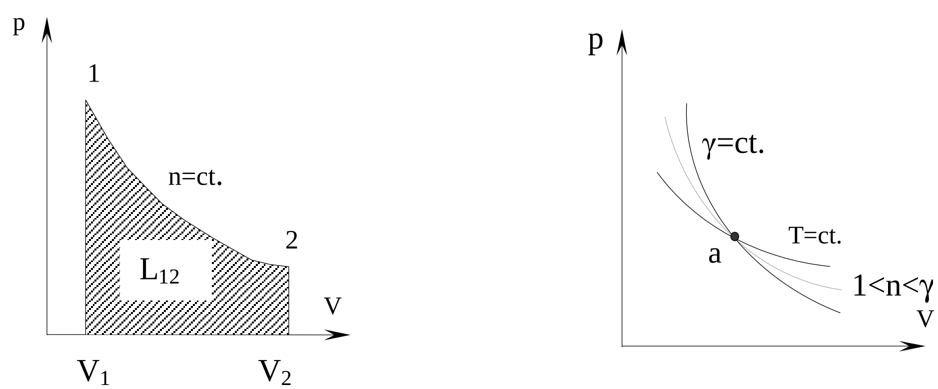


Fig. 2.18. Transformarea politropică.

În diagrama **p-V** politropa este o hiperbolă a cărei pantă depinde de valoarea exponentului politropic ***n*** în raport cu exponentul adiabatic ***γ***.

Pentru o transformare efectuată cu viteză finită, exponentul politropic **n** este cuprins în intervalul [1,γ], aşadar politropa reversibilă este reprezentată în planul **p-V** printr-o hiperbolă intermediară cuprinsă între izotermă şi adiabată.

Schimbul de energie mecanică L_{12}

$$p \cdot V^n = C = p_1 \cdot V_1^n \; ; \; p = C \cdot V^{-n} \; ; \quad \delta L = p \cdot dV$$

$$L_{12} = \int_{V_1}^{V_2} \delta L = \frac{p_1 \cdot V_1 - p_2 \cdot V_2}{n-1} = \frac{m \cdot r}{n-1} \cdot \left(T_1 - T_2\right) = m \cdot c_v \cdot \frac{\gamma - 1}{n-1} \cdot (T_1 - T_2)$$

$$L_{12} = \frac{\gamma - 1}{n - 1} \cdot (U_1 - U_2)$$

Schimbul de căldură Q_{12}:

$$\delta Q = m \cdot c_n \cdot dT \; ; \quad Q_{12} = m \cdot c_n \cdot (T_2 - T_1) = m \cdot q_{12}$$

Din ecuațiile:

$$\begin{cases} \dfrac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = n \\ \dfrac{c_p}{c_v} = \gamma \end{cases} \qquad \text{rezultă:} \quad c_n = c_v \cdot \frac{n - \gamma}{n - 1}$$

$$Q_{12} = m \cdot c_v \cdot \frac{n-\gamma}{n-1} \cdot (T_2 - T_1) = \frac{n-\gamma}{n-1} \cdot (U_2 - U_1) = \frac{\gamma - n}{\gamma - 1} \cdot L_{12}$$

Variația entropiei:

$$dS = m \cdot c_n \cdot \frac{dT}{T}; \quad S_2 - S_1 = m \cdot c_n \cdot \ln\frac{T_2}{T_1}$$

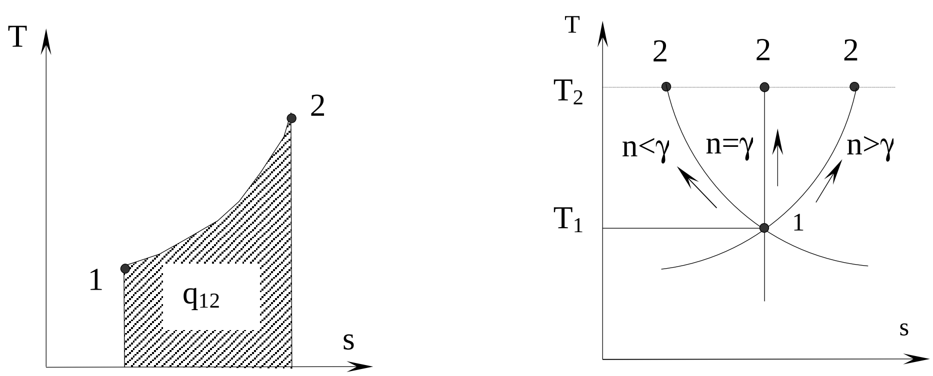


Fig.2.19.Transformarea politropică.

În diagrama **T-s**, politropa este reprezentată printr-o exponențială (Fig.2.19).

Semnul variației entropiei, ca şi semnul schimbului de căldură, depind de:

- sensul variației de temperatură;
- valoarea exponentului politropic **n**.

Se deosebesc trei cazuri:

-Dacă $n<\gamma \Rightarrow c_n<0$ şi dacă $T_2>T_1 \Rightarrow \delta Q<0$; $ds<0$ - sistemul cedează căldură.

-Dacă $n=\gamma \Rightarrow$ sistemul execută transformarea adiabatică (s=ct.).

-Dacă $n>\gamma \Rightarrow c_n>0$ şi dacă $T_2>T_1 \Rightarrow \delta Q>0$; $ds>0$ - sistemul primeşte căldură.

CURS 4

Transformări reversibile închise (cicluri).

Al II-lea principiu al termodinamicii. Ciclul Carnot. Entropia cu mărime de stare

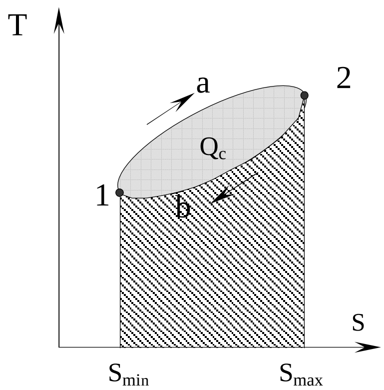


Fig.2.20. Transformarea reversibilă închisă.

Pentru o transformare închisă principiul I se scrie:

$$\oint \delta Q - \oint \delta L = \oint dU$$

energia internă este o mărime de stare, aşadar $\oint dU = 0$, rezultînd:

$$\oint \delta Q = \oint \delta L = L_c$$

Deci energia calorică utilă, $Q_u = \oint \delta Q$, se transformă în energie mecanică(L_c).

În diagrama T-s (Fig.2.20) este reprezentată o transformare închisă 1-a-2-b-1. Sistemul termodinamic primeşte căldură cât timp temperatura creşte, căldura primită Q_1 fiind reprezentată de aria 1- a- 2- S_{max}- S_{min}-1.

Se observă că pentru a reveni la starea inițială (1) sistemul trebuie să cedeze căldura Q_2 (aria 2-b-1-S_{min}-S_{max}-2), deci sistemul nu poate transforma integral căldura primită Q_1 în energie mecanică. Căldura transformată în energie mecanică este reprezentată de aria 1-a-2-b-1. Se scrie:

$$L_c = \oint Q = Q_1 + Q_2 = Q_1 - |Q_2| = Q_u$$

$Q_u = Q_c = L_c$ - căldura utilă pentru un ciclu (J/ciclu).

Randamentul termic al ciclului:

$$\eta_t = \frac{L_c}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = \frac{Q_u}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} < 1$$

Această ecuație infirmă existența unui **“perpetuum mobile de speța II”**, adică nu poate exista o maşină sau instalație termică care să transforme integral căldura primită în energie mecanică.

Dacă se inversează sensul de efectare a ciclului rezultă:

- lucrul mecanic pe ciclu este negativ (L_c<0), deci se consumă L_c;
- sistemul primeşte căldura $Q_2 > 0$ de la sursa rece (entropia creşte);
- sistemul cedează căldura Q_1 ($Q_1 < 0$) sursei calde.

Acest ciclu inversat se realizează în instalațiile frigorifice, mediul exterior fiind o sursă de căldură. Pentru ciclurile inversate nu se poate calcula un randament termic (ar rezulta η_t>1 !), în acest caz se calculează o *eficiență frigorifică*.

<u>Principiul de funcționare a instalațiilor frigorifice şi a pompelor de căldură</u>

Se consideră un ciclu inversat 1-2-3-4-1(Fig. 2.21), unde:

T- temperatura sursei calde;

T_0 –temperatura sursei reci (mediu ambiant);

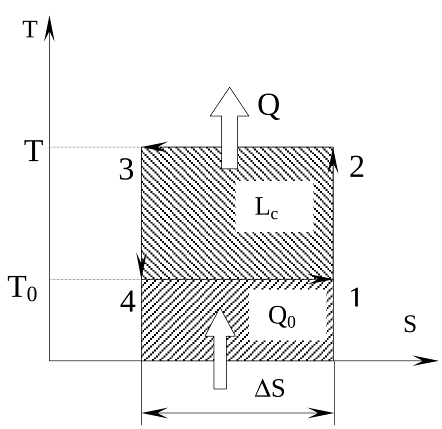


Fig.2.21. Ciclul unei instalatii frigorifice/pompe de caldură.

$Q = -T\Delta S < 0$ – căldura cedată sursei calde;

$Q_0 = T_0\Delta S > 0$– căldura primită de la sursa rece;

$Lc = Q + Q_0 < 0$- lucrul mecanic consumat pe ciclu (J/ciclu).

Pentru o instalație frigorifică se defineşte **eficiența frigorifică** sau “*coeficient economic*” al ciclului şi se notează $\boldsymbol{\varepsilon_f}$:

$$\varepsilon_f = \frac{Q_0}{|L_c|} = \frac{\dot{Q}_0}{P_c}$$

La o pompă termică interesează căldura Q furnizată sursei calde, deci eficiența termică a pompei va fi: $\varepsilon_p = \dfrac{|Q|}{|L_c|} = \dfrac{\dot{Q}}{P_c} > 1$

1.1.1. Principiul al II-lea al termodinamicii

Rudolf Clausius exprimă principiul al II-lea astfel: căldura nu poate trece **de la sine** de la un corp rece la unul cald. Întotdeauna sensul natural este de la "cald" la "rece".

În legătură cu funționarea sistemelor termodinamice directe, principiul al II-lea poate fi enunțat sub 2 forme:

1.1.2. Ciclul Carnot

A fost conceput în 1824 de Sadi Carnot şi este format din două izoterme (T_1, T_2) şi două adiabate, fiind un ciclu teoretic, care nu a putut fi realizat în practică. Instalația care ar funcționa după acest ciclu este pusă în legătură numai cu două surse de căldură: **SC** şi **SR** (Fig. 2.22). Se scrie:

$$Q_1 = m \cdot r \cdot T_1 \cdot \ln\frac{V2}{V1} > 0$$ – căldura primită de la sursa caldă SC.

Pentru transformarile adiabatice 1-4 şi 2-3: $\begin{cases} T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1} \\ T_1 \cdot V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1} \end{cases} \Rightarrow \frac{V_2}{V1} = \frac{V_3}{V_4}$

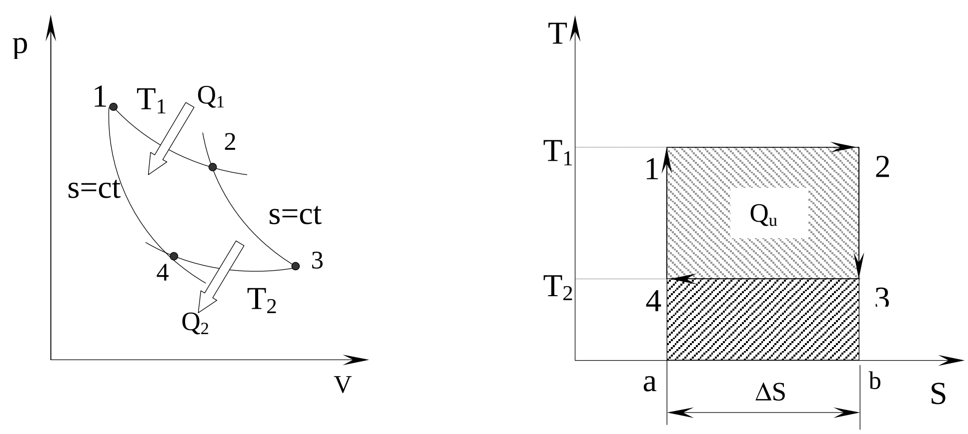


Fig.2.22.Ciclul Carnot.

$$Q_2 = m\, r\, T_2 \ln \frac{V4}{V3} < 0$$ – căldura cedată sursei reci SR .

$$\eta_C = \frac{Q1 - |Q2|}{Q1} = 1 - \frac{|Q2|}{Q1} = 1 - \frac{T2}{T1} = \frac{aria[1-2-3-4-1]}{aria[1-2-b-a-1]}$$

Se observă că $\boldsymbol{\eta_C}$ nu depinde de natura chimică a sistemului termodinamic şi nici de cantitatea de gaz perfect, ci numai de valoarea temperaturilor absolute ale celor două surse.

Lucrul mecanic pe ciclu este:

$$Lc = Q_u = Q_1 - |Q_2| = m\, r(T_1 - T_2)\ln\frac{V2}{V1}$$

Ciclul Carnot prezintă astăzi doar un interes istoric.

Entropia ca mărime de stare

Iniţial entropia a derivat din studiul ciclului Carnot şi s-a dovedit a fi o mărime de mare importanţă pentru studiul economicităţii instalaţiilor termice. Pentru a arăta că entropia este o mărime de stare, *trebuie ca variaţia ei să fie nulă pe parcursul unei transformări reversibile închise*. Pentru ciclul Carnot:

$$\oint dS = \int_1^2 dS + \int_2^3 dS + \int_3^4 dS + \int_4^1 dS$$

Pentru transformările 2-3 şi 4-1: $\Delta S = 0$.

$$\int_1^2 dS = S_2 - S_1 = m \cdot r \cdot \ln\frac{V2}{V1} \quad ; \quad \int_3^4 dS = S_4 - S_3 = m \cdot r \cdot \ln\frac{V_4}{V3} = -m \cdot r \cdot \ln\frac{V_2}{V_1}$$

Rezultă: $\oint dS = \oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \rightarrow$ **ecuaţia fundamentală pentru principiul al II-lea al termodinamicii** sau **integrala lui Clausius**.

În cazul ciclului Carnot inversat, pentru o instalaţie frigorifică, eficienţa frigorifică este:

$$\varepsilon_f = \frac{Q_2}{|L_c|} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

iar pentru ciclul instalaţiei de pompă termică:

$$\varepsilon_p = \frac{|Q_1|}{|L_c|} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} > 1$$

Reversibiliate. Procese ireversibile: transmiterea căldurii sub diferențe finite de temperatură şi frecarea.

O transformare este reversibilă dacă poate fi efectuată în ambele sensuri, funcțiile de variație ale mărimilor de stare fiind aceleaşi, indiferent de sensul de parcurgere.
Pentru o transformare 1-2, în sensul direct, se scrie:

$$L_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV = \int_{V_1}^{V_2} f(V) dV$$

$$Q_{12} = \int_{T_1}^{T_2} m \cdot c_n \cdot dT = m \cdot \bar{c}_n \cdot (T_2 - T_1)$$

Pentru sensul invers de parcurgere 2-1:

$$L_{21} = \int_{V_2}^{V_1} p \cdot dV = \int_{V_2}^{V_1} f(V) dV = -L_{12}$$

$$Q_{21} = \int_{T_2}^{T_1} m \cdot c_n \cdot dT = m \cdot \bar{c}_n \cdot (T_1 - T_2) = -Q_{12}$$

Deci pentru ambele sensuri (direct şi invers):

$$\sum L = L_{12} + L_{21} = 0$$

$$\sum Q = Q_{12} + Q_{21} = 0$$

Rezultă o altă definire pentru transformarea reversibilă:

"Pentru o transformare reversibilă bilanțul schimburilor de energie mecanică şi bilanțul schimburilor de căldură sunt egale cu zero după ce sistemul revine la starea inițială"

Transformarea este reversibilă dacă:

$$\int_1^2 dS = -\int_2^1 dS$$

Transmiterea căldurii sub diferențe finite de temperatură (dezechilibrul termic)

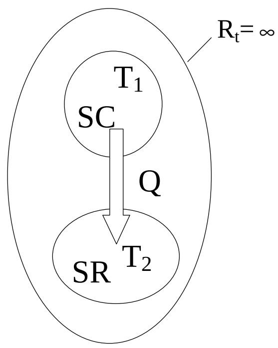


Fig. 2.23 Sistem de corpuri.

Se consideră 2 surse de căldură cu temperaturile T_1 şi T_2 izolate termic de alte surse exterioare (Fig.2.23). Cele două corpuri fac schimb de căldură (Q), fiind în contact termic. Fluxul termic schimbat va fi:

$$\dot{Q} = \frac{T_1 - T_2}{R_t} ; \quad T_1 > T_2$$

R_t(K / W) – rezistența termică a mediului de separare pentru cele două surse.

Variația entropiei sursei calde va fi:

$$\Delta S_1 = -\frac{Q}{T_1} < 0$$

iar a sursei reci va fi :

$$\Delta S_2 = +\frac{Q}{T_2}$$

Variația entropiei sistemului va fi:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = Q \cdot (\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}) > 0$$

Rezultă că dezechilibrul termic este un proces ireversibil, adică cu creştere de entropie.

Frecarea

Frecarea apare la suprafața de contact a două corpuri în mişcare unul față de celălalt. Se consideră un cilindru închis în care se deplasează un piston mobil, legat prin bielă - manivelă la arbore (Fig.2.24). Se neglizează pierderile de căldură prin incinta **i** ($R_t \to \infty$) şi influența presiunii $\mathbf{p_0}$ a mediului exterior.

Apar următoarele forțe: $\overline{F}_b = \overline{F} + \overline{N}$

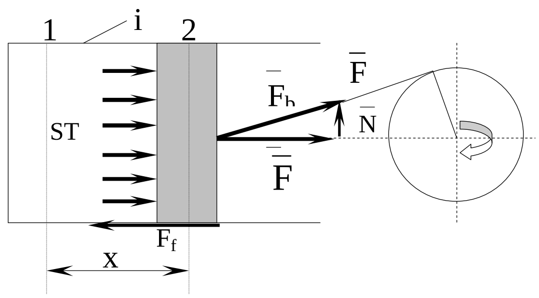


Fig. 2.24 Frecarea.

$\overline{F_b}$ – forța din bielă ;

$F = p \cdot S$ – forța de apăsare asupra pistonului (p - presiune absolută);

$\overline{N}$ – normala la peretele pistonului: N = f(x);

$F_f = \mu.N$ – forța de frecare.

Pentru o deplasare elementară, **dx**, energia pierdută prin frecare este:

$$\delta L_f = F_f \cdot dx\,; \; \delta L_f = \mu \cdot N \cdot dx$$

şi pentru toată deplasarea **x**: $L_f = \int_0^x \mu \cdot N \cdot dx = \int_0^x \mu \cdot f(x) \cdot dx$

După principiul conservării energiei, lucrul mecanic de frecare nu dispare, ci se transformă în căldură de frecare Q_f şi pentru ca rezistența termică a incintei (R_t) este infinit de mare, sistemul termodinamic primeşte căldura Q_f (S – creşte):

$$Q_{f_{12}} = L_{f_{12}} > 0$$

Aşadar entropia sistemului creşte indiferent de sensul mişcării. Pentru destinderea 1-2 (de la V_1 la V_2), variația entropiei datorită frecării este:

$$\Delta S_{fd} = \int_1^2 \frac{\delta Q_{f_{12}}}{T} > 0$$

iar pentru compresia 2-1:

$$\Delta S_{fc} = \int_2^1 \frac{\delta Q_{f_{12}}}{T} > 0$$

Variația totală a entropiei va fi:

$$\Delta S_f = \Delta S_{fd} + \Delta S_{fc} > 0$$

ceea ce arată ireversibilitatea transformării închise (1-2-1) datorită prezenței frecării.

Se consideră un **ST** care funcționează după ciclul Carnot .

Pentru sursele de căldură:

- dacă se neglizează frecarea şi ciclul ar fi reversibil:

$$\Delta S_{SC} = \Delta S_1 = -\frac{Q_1}{T_1}; \ \Delta S_{SR} = \Delta S_2 = \frac{Q_2}{T_2}; \ -\Delta S_1 = \Delta S_2$$

$$\Delta S_{rev} = \Delta S_1 + \Delta S_2 = 0$$

- dacă se ia în considerație frecarea:

$$\Delta S_{SC} = \Delta S_1 = -\frac{Q_1}{T_1} \quad \text{(indiferent de prezența frecării)}$$

$$\Delta S_{SR} = \Delta S_2 = \frac{Q_2 + Q_f}{T_2} > \frac{Q_2}{T_2};$$

Q_f – căldura de frecare.

Sursa rece primeşte căldura ($Q_2 + Q_f$), iar variația entropiei celor două surse este:

$$\Delta S_{irev} = \frac{Q_2 + Q_f}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} > 0$$

Observatie!!!

Un ciclu reversibil însoțit de frecare devine un ciclu ireversibil.

CURSUL 5

STUDIUL SISTEMULUI TERMODINAMIC OMOGEN DESCHIS PERIODIC

Lucrul mecanic de transport

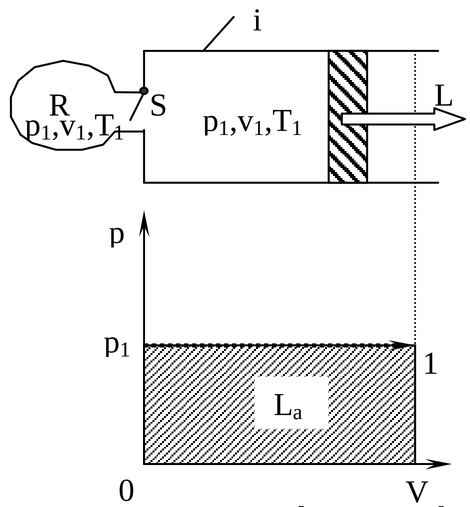


Fig.3.2. Lucrul mecanic de transport.

Se consideră o incintă cilindrică (**i**) în care se deplasează fără frecare un piston etanş (Fig.3.2). Incinta este prevăzută cu o supapă (**S**) prin care se stabileşte legătura dintre incintă şi o sursă de gaz (**R**). Se presupune că sursa **R** este infinit de mare, astfel încât, cedarea sau primirea unei cantităţi **m** de gaz să nu modifice starea termică a gazului (p_1, v_1, T_1).

Iniţial, pistonul se găseşte în poziţia $V_0=0$ şi, deschizându-se supapa, forţa de apăsare asupra pistonului va fi:

$$F = p_1 S$$

S-suprafaţa pistonului.

Lucrul mecanic transmis tijei pistonului va fi:

$$L = Fl = p_1 S\ l = p_1 . V_1 = m\ p\ v_1 > 0$$

m – cantitatea de gaz schimbată între incintă şi sursa de gaz R.

l-lungimea cursei pistonului.

$$L = p\,\Delta V = pv\Delta m$$ - lucrul mecanic de transport

$$L_a = p_1\Delta V_a = p_1(V - 0) = p_1.V > 0$$ - lucrul mecanic de admisie

$$L_e = p_1\Delta V_e = p_1\,(0 - V) = -p_1V < 0$$ - lucrul mecanic de evacuare

Observatie!!!

In cazul sistemelor închise, lucrul mecanic de transport este egal cu zero (pentru cazul unei singure surse de gaz):

$$L_{tr} = L_a + L_e = 0$$

Schimbul de fluid între incintă şi sursa R este:

$$\Delta m = \rho \cdot \Delta V = \frac{p \cdot \Delta V}{r \cdot T}$$

unde - ρ [Kg/m^3] - densitatea

Lucrul mecanic de transport va fi diferit de zero, în cazul cînd incinta este în legătură cu două surse de gaz cu parametri termici diferiți:

$$L_{tr} = L_a + L_e = L_a - |L_e|$$

Schimbul de energie mecanică dintre sistemul termodinamic deschis şi mediul exterior (lucrul mecanic tehnic), entropie, principiul I aplicat transformărilor reversibile deschise simple ale gazului perfect.

Se consideră un cilindru în care se deplasează un piston pus în legătură cu două surse de fluid (R_1,R_2), infinit de mari, astfel că parametrii termici **(p,v,T)** sunt constanți (Fig.3.3).

S_e, S_a sunt supape de evacuare şi de admisie

Prin deplasarea pistonului spre dreapta se deschide S_a, fluidul din R_1 intră în cilindru, iar forța care acționează pistonul este:

$$F_1 = p_1\,S.$$

Cantitatea de fluid admis în cilindru este:

$$m_a = \rho \cdot V_1 = \frac{V_1}{v_1}$$

Lucrul mecanic de umplere, dat de aria:0-1-b-a-0, este:

$$L_a = p_1 . V_1 > 0$$

La sfârşitul admisiei parametrii termici sunt: p_1, v_1, T_1.

Când volumul a ajuns la V_1 se închide S_a şi sistemul termodinamic devine ST închis. Fluidul se destinde (1-2), cedînd pistonului lucrul mecanic exterior L_{12} (aria 1-2-c-b-1):

$$L_{12} = \int_1^2 p \cdot dV = \int_1^2 f(V) dV$$

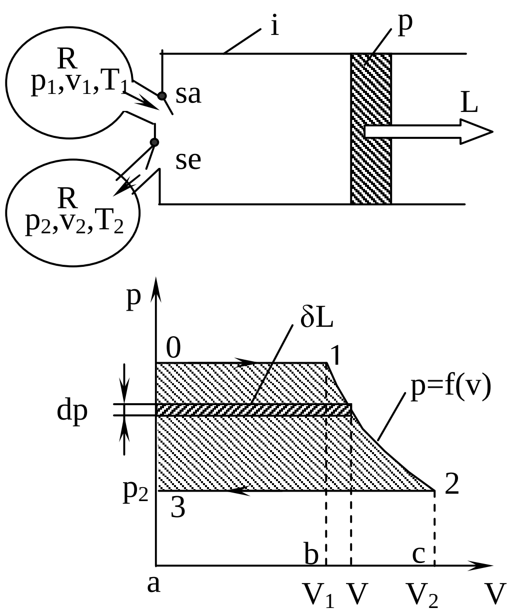


Fig.3.3 Lucrul mecanic tehnic L_t.

Destinderea se face până în starea 2 (p_2, T_2), când se deschide $\mathbf{S_e}$ şi fluidul este evacuat în $\mathbf{R_2}$ (sursă de fluid uzat).

Cantitatea de fluid evacuată:

$$m_e = m = m_a = \frac{V_2}{v_2} = \frac{V_1}{v_1}.$$

Lucrul mecanic de evacuare fiind aria 2-c-a-3-2: $L_e = -p_2 . V_2 < 0$

Bilanțul lucrului mecanic pentru transformarea 1–2, încadrată de admisia 0–1 şi evacuarea 2-3, este:

$$L_t = L_a + L_{12} + L_e = p_1 \cdot V_1 + \int_1^2 p \cdot dV - p_2 V_2$$

şi este reprezentat în diagrama p - V de aria 0–1–2–3–0, numindu-se **lucrul mecanic tehnic (L_t)**. Se observă că L_t poate fi calculat prin intergarea funcției V = f(p) până la ordonată, între p_1 şi p_2:

$$\delta L_t = -V \cdot dp$$

$$L_t = -\int_{p_1}^{p_2} V \cdot dp > 0 \text{ daca } (dp < 0)$$

$$L_{t12} = -\int_{p_1}^{p_2} f(p) dp \ .$$

Pentru o politropă pV^n=ct, rezultă: $L_t = n\, L_{ext}$

$$L_t = \frac{n}{n-1} \cdot (p_1 \cdot V_1 - p_2 \cdot V_2) = n \cdot L_{12}$$

Pricipiul I al termodinamicii pentru o transformare deschisă 1-2 se scrie:

$$Q_{12} - L_{12} = E_2 - E_1$$

Pentru **sistemul termodinamic închis** are forma:

$$Q_{12} - \int_1^2 p \cdot dV = U_2 - U_1 = m \cdot c_v \cdot (T_2 - T_1)$$

iar pentru **sistemul termodinamic deschis periodic** va fi:

$$Q_{12} + \int_1^2 V \cdot dp = E_2 - E_1$$

Pentru p= ct, dp=0, L_t = 0 şi rezultă:

$$dE = (\delta Q)_p = m\, c_p\, dT = m\, di$$

$$E_2 - E_1 = m.c_p .(T_2 - T_1) = I_2 - I_1 = m .(i_2 - i_1)$$

Se observă că în nivelul energetic al ST deschis este diferit față de energia internă **U** a ST închis. Acest nivel energetic se numeşte **entalpie**, notat cu **I**. Pentru m = 1 kg, rezultă entalpia specifică:

$$i = I / m \ (J/kg)$$

Entalpia este o mărime calorică de stare:

$$\Delta E = I_2 - I_1 = m.\ (i_2 - i_1) = m.\Delta i.$$

Notația standardizată a entalpiei este **H** (notație chimică), dar toate tabelele şi diagramele din termodinamica tehnică folosesc notația **i** (kJ / kg).

Entalpia rezultă scriind valoarea ei absolută față de zero absolut (0 K):

$$I = mc_p (T-0) = m. (c_v + r)T = mc_v T + mrT$$

$$I = U + pV = m (u + pv)$$

$$dI = dU + pdV + Vdp = \delta Q - \delta L_t$$

Ecuația **principiului I** devine:

$$Q_{12} + \int_1^2 Vdp = I_2 - I_1 = (U_2 + p_2 \cdot V_2) - (U_1 + p_1 \cdot V_1) = m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1)$$

iar pentru o transformare elementară:

$$\delta Q + V \cdot dp = dI = m \cdot di = m \cdot c_p \cdot dT$$

Observatie!!!

Entalpia I este mărime de stare.

Calculul lucrului mecanic tehnic pentru transformările reversibile deschise simple ale gazului perfect

Transformările termodinamice deschise au aceleaşi legi de variație a paramentrilor termici (p, V, T) ca şi pentru sistemul închis. Din relațiile:

$$\begin{cases} pV = mrT \\ p \cdot dV + V \cdot dp = m \cdot r \cdot dT \\ m \cdot c_n \cdot dT + V \cdot dp = m \cdot c_p \cdot dT \end{cases}$$

rezultă:

$$\frac{dp}{p} + n \cdot \frac{dV}{V} = 0$$

unde: $n=\dfrac{c_n - c_p}{c_n - c_v}$ şi $c_n = c_v \cdot \dfrac{n-\gamma}{n-1}$

Observatie!!!

Pentru schimbul de căldură (**δQ**), cât şi pentru variaţia entropiei, sunt valabile aceleaşi ecuaţii ca şi pentru ST închis. Pentru calculul lucrului mecanic tehnic (**L_t**) se ia în consideraţie natura transformării (Fig.3.4).

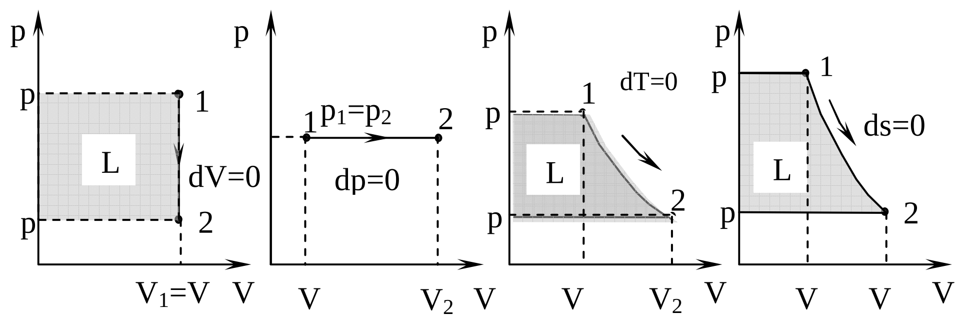


Fig 3.4. L_t pentru transformarile simple (V=ct;p=ct;T=ct;s=ct).

<u>Transformarea izocoră (V = ct)</u>

$$L_t = -\int_1^2 V \cdot dp = V \cdot (p_1 - p_2) = m \cdot r \cdot (T_1 - T_2) = L_a + L_e$$

<u>Transfromarea izobară (p = ct ,dp=0)</u>

$$L_t = -\int_1^2 V \cdot dp = 0$$

<u>Transformarea izotermă (T=ct, pV = ct = $p_1 . V_1 = p_2 . V_2$ =C)</u>

$$L_t = -\int_1^2 V \cdot dp = -\int_1^2 \frac{p_1 \cdot V_1}{p} dp = p_1 \cdot V_1 \cdot \ln\frac{p_1}{p_2} = p_1 \cdot V_1 \cdot \ln\frac{V_2}{V_1} = L_{ext}$$

<u>Transformarea adiabatică (S = ct, $p.V^{\gamma}$=ct = $p_1 . V_1^{\gamma} = p_2 . V_2^{\gamma}$ = C)</u>

$$L_t = -\int_1^2 V \cdot dp = p_1V_1 + \int_1^2 p \cdot dV - p_2 \cdot V_2 = p_1 \cdot V_1 + \frac{m \cdot r \cdot (T_1 - T_2)}{\gamma - 1} - p_2 \cdot V_2 =$$

$$= (p_1 \cdot V_1 - p_2 \cdot V_2) + \frac{p_1 \cdot V_1 - p_2 \cdot V_2}{\gamma - 1} = (p_1 \cdot V_1 - p_2 \cdot V_2) \cdot \left[1 + \frac{1}{\gamma - 1}\right] =$$

$$= \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot (p_1 \cdot V_1 - p_2 \cdot V_2) = \gamma \cdot \mathrm{Lext}$$

Transformarea politropică (idem ca la adiabată, pentru γ=n): L_t = n.L_{ext}.

CURSUL 6

Compresorul cu piston

Compresorul cu piston este un agregat de lucru care aspiră un fluid compresibil de la o sursă cu presiune scăzută, îl comprimă şi-l refulează într-un rezervor la o presiune superioară.

Compresorul cu piston într-o treaptă de compresie

În (Fig. 3.7) este prezentat schematic un compresor cu piston, unde S_e şi S_a sunt cele 2 supape de evacuare (refulare) şi aspiraţie (admisie).

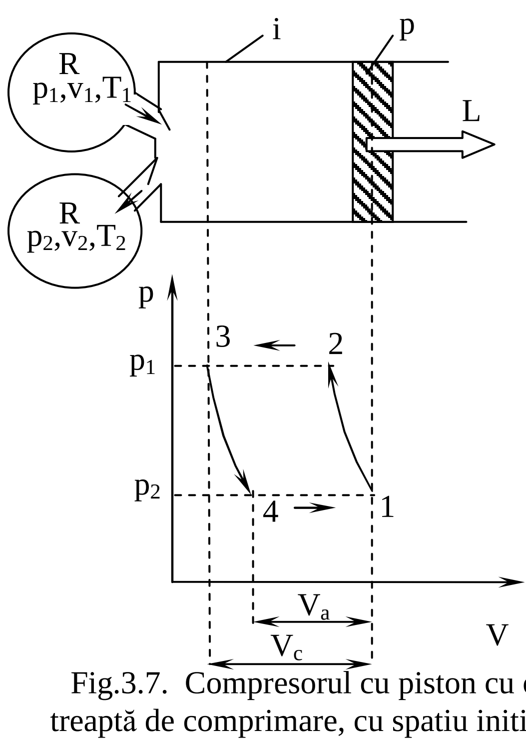


Fig.3.7. Compresorul cu piston cu o treaptă de comprimare, cu spatiu initial.

Se notează cu: $\varepsilon = \dfrac{p_2}{p_1}$ - grad de comprimare (sau de compresie)

1-2–compresie adiabatică (sau politropică).

2-3– refulare gaz comprimat.

3-4–destinderea adiabatică a cantităţii restante de gaz (**m_r**).

4-1–admisia gazului în cilindru.

Se observă că 4-1 şi 2-3 nu sunt transformări termodinamice (p, v şi T sunt constante), ci sunt curse de transport fluid.

Este necesar să se lase un spațiu minim (V_3) la capătul cilindrului, pentru a împiedica distrugerea compresorului prin lovirea dintre piston şi capul cilindrului (trebuie să existe loc pentru deplasarea supapelor).

La volumul V_3 rămâne o cantitate $\mathbf{m_r}$ de fluid cu parametrii p_2, v_2, T_2 şi care se destinde până la presiunea p_1, când se deschide supapa de admisie şi gazul proaspăt din rezervorul R_1 pătrunde în cilindrul compresorului.

Se observă că aspirația gazului se face numai pe o porțiune din cursa pistonului (V_1-V_3), adică pentru $V_a = V_1 - V_4$.

Se numeşte **grad de admisie** sau **grad de umplere**, λ, raportul dintre variația volumului în timpul aspirației (V_a) şi volumul corespunzător cursei totale (V_c) a pistonului:

$$\lambda = \frac{V_1 - V_4}{V_1 - V_3} = \frac{V_a}{V_c} < 1 \qquad V_c = \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot L$$

unde:

D - diametrul interior al cilindrului.

L - cursa pistonului.

Cantitatea $\mathbf{m_a}$ de fluid aspirat din rezervorul R_1 este:

$$m_a = \frac{p_1 \cdot (V_1 - V_4)}{rT_1} = \frac{p_1 \cdot V_a}{r \cdot T_1}$$

La capătul cursei pistonului, când volumul este $\mathbf{V_1}$, în cilindru se găseşte cantitatea totală de fluid: $\mathbf{m = m_a + m_r}$, care este comprimată (teoretic adiabatic) până la presiunea de refulare $\mathbf{p_2}$, iar în rezervorul R_2 va fi refulată cantitatea $\mathbf{m_a}$ de gaz. **Lucrul mecanic tehnic** necesar compresiei şi refulării este: $L_t = L_{tk} + L_{td}$

unde:

L_{tc} = $(m_r+m_a)(i_1 - i_2) = (m_r+m_a)c_p(T_1-T_2) < 0$ – lucrul mecanic tehnic de comprimare (1-2).

L_{td} = $m_r(i_3 - i_4) = m_r\, c_p(T_3-T_4) > 0$ – lucrul mecanic tehnic de destindere (3-4).

Rezultă:

$$L_t = m_a \cdot (i_1 - i_2) = \frac{p_1 \cdot \lambda \cdot V_c}{r \cdot T_1} \cdot (i_1 - i_2) = \frac{p_1 \cdot V_c}{r} \lambda \cdot c_p \cdot \left(1 - \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)$$

deoarece: $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$

Puterea necesară comprimării este: $P = \dot{m}_a (i_2 - i_1) = \dot{m}_a \cdot c_p (T_2 - T_1)$

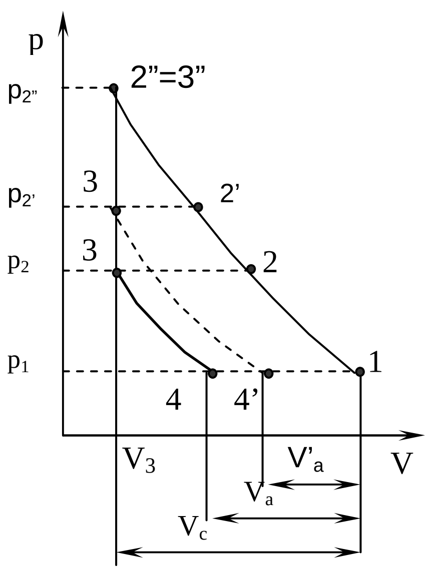


Fig.3.8. Variatia presiunii p_2.

$\dot{m}_a$ (kg/s) - debitul masic de fluid aspirat de compresor.

Gradul de admisie λ depinde de presiunea $\mathbf{p_2}$, astfel dacă $\mathbf{p_2}$ creşte, scade volumul cursei de aspirație (Fig.3.8):

$$V_a' < V_a \Rightarrow \lambda' = \frac{V_a'}{V_c} < \lambda = \frac{V_a}{V_c}$$

La limită, când $V_2'' = V_3'' = V_{min} = V_3$, presiunea de refulare este maximă şi compresorul nu mai refulează gaz (m_a=0, λ=0):

$$p_2'' = p_1 \cdot \left(\frac{V_1}{V_{min}}\right)^{\gamma} = p_{2\,max}$$

Transformările reale sunt politrope cu exponent politropic **n**.

Dacă V_{min} = 0, compresorul nu are spațiu inițial ($V_3 = V_4 = 0$).

Compresorul cu piston cu două trepte de compresie

La compresorul cu piston într-o treaptă de compresie,în timpul comprimării reale, temperatura de refulare este:

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} = T_1 \cdot \varepsilon^{\frac{n-1}{n}} = f(T_1, \varepsilon, n).$$

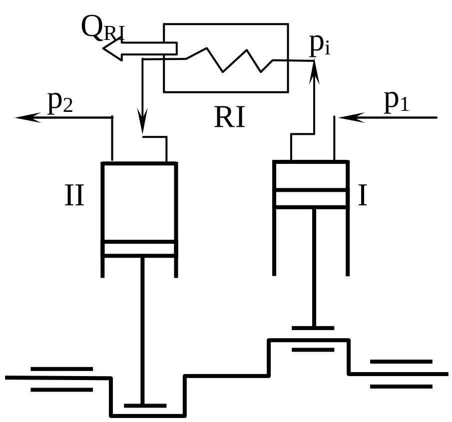


Fig.3.9. Compresorul cu piston cu două trepte de compresie.

Compresoarele cu o singură treaptă nu sunt utilizate pentru rapoarte de comprimare mari, deoarece temperatura $\mathbf{T_2}$ poate ajunge la valori care să degradeze calitatea uleiului de ungere, deci ungerea pistonului în cilindru. Raportul de comprimare fiind impus de necesități practice, este necesar să se micşoreze temperatura $\mathbf{T_2}$ prin utilizarea fracționată a compresiei şi răcirea gazului între treptele de compresie (Fig. 3.9). Prin răcirea intermediară între trepte se evită şi autoaprinderea uleiului.

În diagramele **p-V** şi **T-s** (Fig 3.10) s-au reprezentat comprimarea şi răcirea intermediară pentru un compresor în două trepte, fără spațiu inițial. Se consideră:

$1\text{-}2_t$ – comprimare izotermică într-o treaptă de compresie.

$1\text{-}2_a$ – comprimare adiabatică într-o treaptă de compresie.

1-3 – comprimare adiabatică în treapta I de compresie.

4-2 - comprimare adiabatică în treapta II de compresie.

3-4 - răcire în răcitorul intermediar RI.

Cel mai mic consum de energie ar rezulta pentru o compresie izotermică **1-2t** (aria a-1-2_t-b-a) şi faţă de compresia adiabatică într-o treaptă **1-2$_a$** s-ar economisi un lucru mecanic dat de aria 1-2_a-2_t-1.

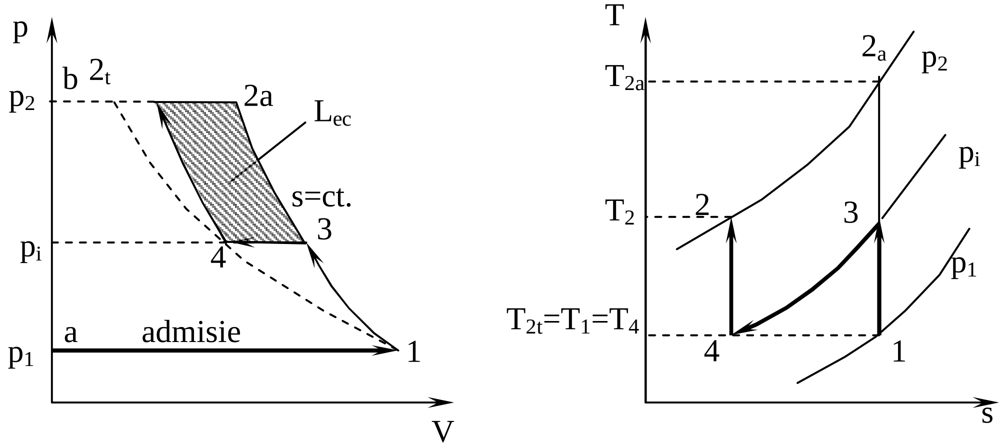


Fig.3.10. Comprimarea în două trepte.

Deoarece nu se pot obţine comprimări izotermice pentru gaze, prin fracţionarea comprimării după traseul 1-3-4-2 se obţine o economie de lucru mecanic, **L_{ec}**, dat de aria 3-4-2-2_a-3. Lucru mecanic tehnic **L_t** consumat în cazul comprimării în trepte este (T_1=T_4; **p_i** – presiunea intermediară între treptele de comprimare):

$$L_{t12} = L_{t13} + L_{t42} = m \cdot c_p \cdot (T_1 - T_3) + m \cdot c_p \cdot (T_4 - T_2) =$$

$$= m \cdot \frac{\gamma \cdot r \cdot T_1}{\gamma - 1}\left[1 - \left(\frac{p_i}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] + m \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot r \cdot T_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]$$

$$L_{t12} = m \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot r \cdot T_1 \cdot \left[2 - \left(\frac{p_i}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - \left(\frac{p_2}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] = f(p_i)$$

Pentru $\frac{\delta f}{\delta p_i} = 0$, funcţia are un minim, valoarea pentru minim fiind:

$$p_i = \sqrt{p_1 \cdot p_2} \rightarrow \frac{p_i}{p_1} = \frac{p_2}{p_i} \rightarrow \varepsilon_I = \varepsilon_{II}$$

adică ambele trepte au acelaşi raport de compresie: $\varepsilon_I = \frac{p_i}{p_1}$; $\varepsilon_{II} = \frac{p_2}{p_i}$

$$\varepsilon = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2}{p_i} \cdot \frac{p_i}{p_1} = \varepsilon_I \cdot \varepsilon_{II} = \varepsilon_I^2$$

Pentru **n** trepte de compresie: $p_i = \sqrt[n]{p_1 \cdot p_2}$

Temperatura finală a gazului va fi:

$$T_2 = T_4 \cdot \varepsilon_{II}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_1 \cdot \varepsilon_I^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} < T_{2a} = T_1 \cdot \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

deoarece: $\varepsilon_{II} = \varepsilon_I < \varepsilon$.

Căldura care trebuie evacuată în răcitorul intermediar **RI** este:

$$Q_{34} = Q_{RI} = mc_p\,(T_3 - T_4) = mc_p\,(T_3 - T_1) = |L_{t13}|$$

CURS 7

STUDIUL SISTEMULUI TERMODINAMIC

ÎN CURGERE STABILIZATĂ

Aplicarea pricipiului I la transformările termodinamice deschise ale gazului perfect în curgere stabilizată

Incinta în care se realizează transformările este un canal profilat, organizat în mod corespunzător pentru a se putea obține schimburile dorite de energie. Canalul este deschis permanent având deci secțiune de intrare S_1 (admise) a fluidului şi secțiune de ieşire (evacuare) S_2.

Pentru a se putea obține o transformare închisă (ciclu) este necesar ca fluidul să parcurgă o instalație termică formată din mai multe agregate specializate, legate în serie într-o succesiune determinată.

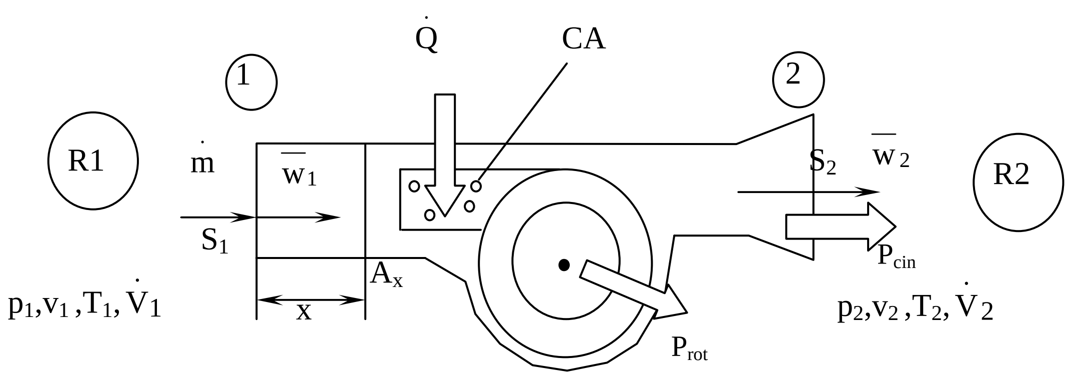


Fig.4.1. ST deschis în curgere stabilizată.

Se notează:

$\dot{m}$ - debitul de gaz (kg/s);

$\dot{Q}$ – fluxul termic (kW);

P_{rot} – putere mecanică de rotație(kW);

$P_{cin} = \frac{\dot{m} w^2}{2}$ – putere cinetică (dinamică).

$\dot{V}$ (m^3/s) – debitul volumic de gaz.

În Fig.4.1 este arătată schematic o instalație termică de forță care funcționează cu două surse de gaz R_1 şi R_2. De obicei, atmosfera are rolul celor două surse;

$\overline{w}_1$, $\overline{w}_2$, - sunt vitezele relative medii ale gazului, măsurate față de secțiunile S_1 şi S_2.

În timpul curgerii gazului între S_1 şi S_2, acesta primeşte fluxul termic $\dot{Q}$ şi cedează puterea mecanică P_r la arbore şi puterea dinamică P_{cin} la ieşire din secțiunea S_2.

Se aplică ecuația bilanțului energetic între secțiunile S_1 şi S_2 (pentru debitul $\dot{m}$ de fluid):

$$\dot{U}_1 + p \cdot \dot{V}_1 + \dot{m} \cdot \frac{\dot{w}_1^2}{2} + \dot{Q} = \dot{U}_2 + p_2 \cdot \dot{V}_2 + \dot{m} \cdot \frac{\dot{w}_2^2}{2} + P_r$$

Observatie!!!

Energia potențială este $m \cdot g \cdot h << \frac{m \cdot w^2}{2}$, astfel se neglijează, deoarece $h_1 \approx h_2$;instalațiile termice lucrează, de obicei, la acelaşi nivel.

Ecuația se mai scrie:

$$\dot{Q} - P_r = \dot{I}_2 - \dot{I}_1 + \frac{\dot{m}}{2} \cdot (w_2^2 - w_1^2) = \dot{m} \cdot \left[(i_2 - i_1) + \left(\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \right) \right]$$

Pentru m= 1kg de gaz:

$$q - l_r = i_2 - i_1 + (\frac{w_2{}^2 - w_1{}^2}{2}) \quad (J/kg)$$

Dacă $w_2 > w_1$, deci gazul a suferit o accelerare între cele 2 secțiuni, prin legea impulsului rezultă că fluidul acționează asupra incintei cu o forță de reacțiune.Se deosebesc două cazuri:

1. Dacă variația vitezei este mică, forța de reacțiune este mică şi este compensată mecanic de fundația maşinii (în cazul instalațiilor staționare).

2. Dacă variația vitezei este foarte mare, forța de reacțiune este mare şi este folosită ca forță de propulsie prin reacție la navele aeriene sau la instalațiile cu rachete.

Schimbul elementar de energie mecanică într-o transformare termodinamică este:

$$l = l_r + l_{cin} = l_r + \frac{w_2{}^2 - w_1{}^2}{2} \quad (J/kg);$$

iar pentru debitul $\dot{m}$ de fluid, puterea totală va fi:

$$P = P_r + P_{cin} = \dot{m} \cdot \left[l_r + \frac{w_2{}^2 - w_1{}^2}{2} \right] = -\int_{p_1}^{p_2} \dot{V} \cdot dp$$

Pentru un sistem în curgere stabilizată, lucrul mecanic tehnic elementar (m=1kg) va fi: $\delta l_t = - v.dp$; $(\delta L_t = -V.dp)$

iar pentru debitul $\dot{m}$, relația devine: $\delta P = -\dot{m} \cdot v \cdot dp = -\dot{V} \cdot dp$

Ecuația bilanțului energetic va fi (principiul I):

$$\dot{Q} - (P_r + P_{cin}) = \dot{Q} + \int_{p_1}^{p_2} \dot{V} \cdot dp = \dot{m} \cdot (i_2 - i_1)$$

Dacă $w_1 \approx w_2$, rezultă $P = P_r$, agregatul de forță este proiectat pentru obținerea puterii de rotație (de exemplu turbina), iar dacă $w_2 >> w_1$, $P_r = 0$, $P = P_{din}$, agregatul de forță este proiectat pentru obținerea puterii dinamice, adică a puterii de propulsie aeriană.

Schimbul de energie mecanică prin intermediul arborelui. Principiul de funcționare a turbinei

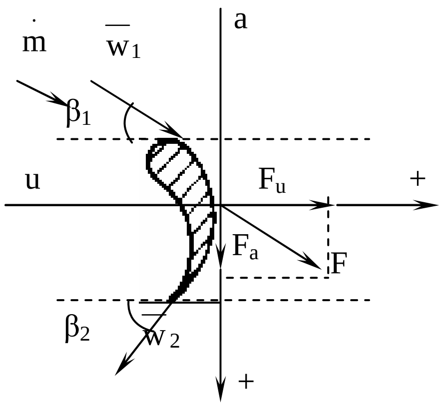


Fig. 4.2. Paletă deflectoare.

Procedeul prin care se obține lucrul mecanic la arbore (cuplu motor) diferă de modul de obținere a lucrului mecanic prin mecanismul piston-biela-manivelă. Se consideră o paletă (sau suprafață deflectoare) de-a lungul căreia curge un fluid (Fig. 4.2).

Se notează :

w_1 – viteza la intrare în paletă ;

w_2 – viteza la ieşire din paletă ;

F – forța cu care fluidul apasă asupra paletei.

După ecuația lui Euler:

$F_u = \dot{m}\,.\,(w_1\text{-}w_2)_u = \dot{m}\,.(w_{1u}\text{-}\ w_{2u}) = \dot{m}\cdot(w_1\ .\cos\beta_1 + w_2\ .\cos\beta_2)$;

$F_a = \dot{m}\,.(w_1\text{-}w_2)_a = \dot{m}\,.(w_{1a}\text{-}\ w_{2a}) = \dot{m}\cdot(w_1\ .\sin\beta_1 - w_2\ .\sin\beta_2)$.

Devierea curentului este provocată de suprafața deflectoare. Forța rezultantă **F** acționează într-un punct al suprafeței defleactoare numit “centru de presiune” sau de împingere.

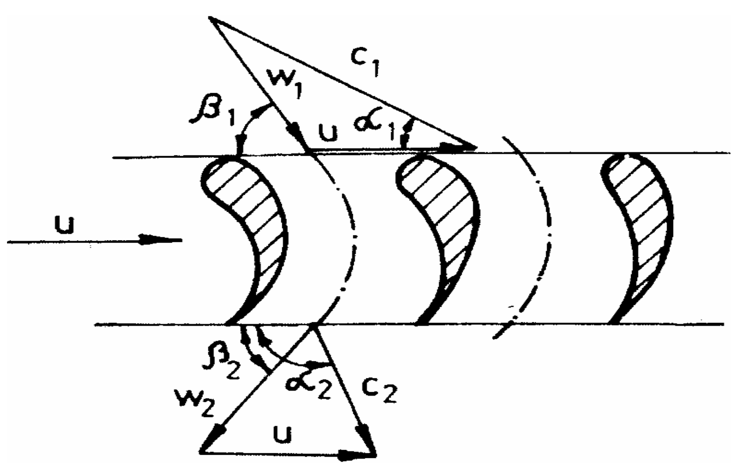


Fig.4.3.Triunghiul de viteze

Se consideră mai multe palete deflectoare care se pot deplasa numai pe direcția **u**. Forța $\mathbf{F_a}$ se compensează din exterior prin legătura mecanică (Fig. 4.3).

Se notează :

$\bar{u}$ - viteza de deplasare a paletelor ;

$\bar{w}$ - viteza relativă a fluidului față de suprafață ;

$\bar{c}$ - viteza absolută a fluidului față de mediul înconjurător considerat staționar.

$$\bar{c} = \bar{u} + \bar{w}$$

Forța $\mathbf{F_u}$ va produce o putere mecanică, prin deplasarea punctului de aplicație cu viteza $\bar{u}$:

$$P = F_u.u = \dot{m}.u.(w_1.\cos\beta_1 + w_2.\cos\beta_2) = \dot{m}.u.(c_1.\cos\alpha_1 - c_2.\cos\alpha_2)$$

De obicei, debitul $\dot{m}$ de fluid este deviat de mai multe palete deflectoare, care alcătuiesc o rețea sau grătar de palete şi care formează între ele canale de curgere a fluidului de debit $\dot{m}$.

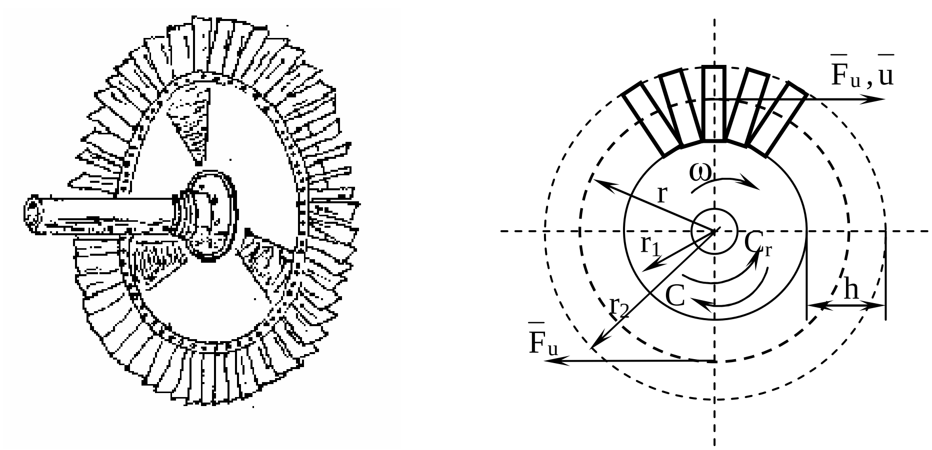


Fig.4.4 Rotor de turbină.

Acest grătar de palete, înfăşurat pe un disc cu lățimea grătarului, formează un rotor de turbină (Fig 4.4). Se notează:

r_2 – raza exterioară a rotorului ;

r_1 – raza bazei rețelei de palete ;

h – înălțimea paletei ;

r – raza medie a înfăşurării de palete ;

d – diametrul mediu al rotorului($d = 2r$);

ω - viteza unghiulară a rotorului (rad/s);

n – turația rotorului (rot/min).

Cuplul motor **C,** dat de forța F_u, este: $C = 2 \cdot F_u \cdot r = F_u \cdot d$

Viteza periferică u este: $u = \omega \cdot r = \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot r}{60} = \frac{\pi \cdot n \cdot r}{30}$

Puterea la axa rotorului este: $P = \frac{C \cdot \omega}{2}$

Dacă cuplul rezistent $\mathbf{C_r}$ aplicat arborelui rotorului este egal cu cuplul motor **C,** atunci rotorul îşi menține constantă viteza de rotație (n = ct.).

Dacă $\mathbf{C_r} < \mathbf{C}$, turația **n** creşte şi se micşorează dacă $\mathbf{C_r} > \mathbf{C}$. La turbinele cu turație constantă, menținerea egalității $\mathbf{C} = \mathbf{C_r}$ se face prin dispozitive de automatizare.

CURS 8

Transformările termodinamice reversibile simple ale gazelor perfecte în curgere stabilizată

Ecuaţiile transformărilor termodinamice rămân aceleaşi ca şi pentru transformările efectuate în incinte închise cu următoarele observaţii :

- se admite că într-o secţiune dreaptă a canalului de curgere parametrii fizici (p,v,T) sunt aceiaşi în orice punct al secţiunii ;

- în loc de V (m^3) se va lucra cu $\dot{v}$ (m^3/s) – debitul volumic :

$$\dot{V} = \dot{m} \cdot v = A \cdot w$$

A (m^2) – secţiunea de curgere ;

w (m/s**) -** viteza medie în secţiunea **A**.

- presiunea absolută **p** se consideră **presiunea statică**; se exclude astfel influenţa presiunii dinamice (a vitezei de curgere).

- schimbul specific de căldură (pentru m=1 kg) se determină similar ca la ST închis sau deschis periodic:

$$\delta q = c_n \cdot dT = T \cdot ds$$

Fluxul termic va fi :

$$\delta \dot{Q} = \dot{m} \cdot c_n .\, dT \ \ (kW)$$

- schimbul de energie mecanică va fi: $\delta l_t = -v \cdot dp$, deci lucrul mecanic tehnic elementar.

- puterea mecanică elementară este:

$$\delta P = \delta \dot{L} = \dot{m} \cdot \delta l_t = \delta \cdot (P_{cin} + P_r) = - \dot{V} \cdot dp$$

Cele mai importante transformări întâlnite la instalaţiile de forţă sunt : **izobara şi adiabata**.

Transformarea izobară a gazului perfect în curgere stabilizată (dp=0)

În timpul curgerii gazului se efectuează schimb de căldură, dar presiunea (statică) rămîne constantă în lungul liniei de curent. Din relaţiile :

$$p\cdot\dot{V} = \dot{m}\cdot r\cdot T\,;\quad p\cdot d\dot{V} = \dot{m}\cdot r\cdot dT\,;$$

după împărţirea lor, integrare şi antilogaritmare rezultă :

$$\frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_2} = \frac{T_1}{T_2};\qquad \frac{\dot{V}_1}{T_1} = \frac{\dot{V}_2}{T_2} = \frac{\dot{V}}{T} = \frac{\dot{m}\cdot r}{p} = ct$$

Dar $\dot{V} = A\cdot w$, rezultă :

$$\frac{A_1\cdot w_1}{T_1} = \frac{A_2\cdot w_2}{T_2} = \frac{A\cdot w}{T} = ct$$

Schimbul de căldură va fi : $(\dot{Q}_{12})_p = \dot{m}\cdot c_p\cdot(T_2-T_1)$.

Schimbul total de energie mecanică este nul ($-\dot{V}\cdot dp=0$)

Transformarea adiabatică reversibilă a gazului perfect în curgere stabilizată

Această transformare este întâlnită la toate agregatele instalaţiilor termice în care au loc schimburi de energie. Relaţiile dintre presiune, volum specific (debit volumic) şi temperatură sunt:

$$p\dot{V}^{\gamma} = ct\,;\qquad T\dot{V}^{\gamma-1} = ct\,;\qquad \frac{T}{p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = ct\,;$$

Bilanţul energetic este:

$$\delta\dot{Q} - \delta\dot{L}_t = \delta\dot{Q} + \dot{V}\cdot dp = \dot{m}\cdot di = d\dot{I};\quad \delta\dot{Q} = 0$$

$$\delta\dot{L}_t = \delta P_t = -\dot{V}\cdot dp = -\dot{m}\cdot di = -\dot{m}\cdot c_p\cdot dT$$

$$P_t = -\int_1^2 \dot{V}\cdot dp = \dot{m}\cdot(i_1 - i_2) = \dot{m}\cdot c_p\cdot(T_1 - T_2)$$

Puterea mecanică poate fi putere de rotaţie la arbore (P_r) sau/şi puterea mecanică dinamică (P_{din}):

$$P_t = P_r + P_{din} = -\int_1^2 \dot{V} \cdot dp = \frac{C \cdot \omega}{2} + \dot{m} \cdot \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \dot{m} \cdot (i_1 - i_2);$$

unde :

$$P_r = \frac{C \cdot \omega}{2}; \quad P_{din} = \dot{m} \cdot \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}$$

Schimburile de energie mecanică se realizează în agregate specializate din instalaţiile termice care pot fi clasificate astfel:

- **După sensul de efectuare a transformării (direct sau invers) :**
  - detentoare (agregate motoare)
  - compresoare (consumatoare de putere mecanică)
- **După modul cum se face schimbul de energie :**
  - agregate cu rotor (rotative): - axiale
    - radiale
  - agregate fără rotor (dinamice): - sonice
    - subsonice

Destinderea adiabatică reversibilă a gazului perfect în ajutaje

Ajutajul este un agregat motor dinamic (fără rotor), subsonic sau supersonic; este constituit dintr-un canal profilat, astfel încît un fluid care curge prin el să execute o destindere. Puterea mecanică schimbată între gaz şi exterior este exclusiv o putere dinamică (reactivă):

$$P_t = -\int_1^2 V \cdot dp = \dot{m} \cdot \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \dot{m} \cdot (i_1 - i_2) = \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_1 - T_2) = P_d$$

Se consideră un ajutaj cu secţiunea de intrare A_1 în care intră un fluid perfect cu parametrii termici (p_1, v_1, T_1).

Într-un punct oarecare pe axa ajutajului (p, w, T, v), ecuaţia de mai sus se scrie:

$$\dot{m} \cdot \frac{w^2 - w_1^2}{2} = \dot{m} \cdot (i_1 - i); \qquad w = \sqrt{w_1^2 + 2(i_1 - i)}.$$

Prin destinderea adiabatică, viteza **w** creşte datorită scăderii entalpiei.

Se consideră că gazul provine dintr-un rezervor infinit de mare, în care gazul este staţionar ($w_0 = 0$)şi are parametrii termici de frânare: $\mathbf{p_0}$**,** $\mathbf{v_0}$**,** $\mathbf{T_0}$. Se poate considera că gazul execută o destindere adiabatică în afara ajutajului de la starea de **stagnare** (frânare totală) până la starea 1 de la admisia acestuia, după care urmează destinderea adiabatică în ajutaj până la ieşirea acestuia (starea 2). Între stările 0 şi 1 se scrie:

$$i_0 + \frac{w_0^2}{2} = i_1 + \frac{w_1^2}{2}$$

parametrii stării de frânare fiind ($w_0 = 0$; $\Delta i = c_p \Delta T$):

$$T_0 = T_1 + \frac{w_1^2}{2 \cdot c_p}; \quad p_0 = p_1 \cdot \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}; \quad v_0 = v_1 \cdot \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} = v_1 \cdot \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

Calculul se va simplifica dacă va fi condus în raport cu **starea de frânare totală**, considerată ca stare iniţială (calculată). Viteza **w** într-un punct oarecare va fi:

$$w = \sqrt{2 \cdot (i_0 - i)} = \sqrt{2 \cdot c_p \cdot (T_0 - T)} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma \cdot r}{\gamma - 1} \cdot (T_0 - T)}$$

Se notează: $\frac{p}{p_0} = \varepsilon$ - grad de destindere a gazului faţă de presiunea de stagnare p_0.

$$w = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot r \cdot T_0 \cdot \left(1 - \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot p_0 \cdot v_0 \cdot \left(1 - \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)} = \sqrt{2 \cdot i_0 \cdot \left(1 - \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)}$$

Debitul masic $\dot{m}$ prin ajutaj este:

$$\dot{m} = \rho \cdot \dot{V} = \frac{\dot{V}}{v} = \frac{A \cdot w}{v} = \frac{A}{v} \cdot \sqrt{2 \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot p_0 \cdot v_0 \cdot \left(1 - \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)}$$

Se elimină **v** cu ajutorul ecuaţiei adiabatei:

$$p \cdot v^{\gamma} = p_0 \cdot v_0^{\gamma} \Rightarrow v = v_0 \cdot \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \frac{v_0}{\varepsilon^{\frac{1}{\gamma}}}$$

Se obţine (introducând **v** sub radical):

$$\dot{m} = A \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_0}{v_0} \cdot \left(\varepsilon^{\frac{2}{\gamma}} - \varepsilon^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right)} = A \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{p_0}{v_0}} \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \left(\varepsilon^{\frac{2}{\gamma}} - \varepsilon^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right)}.$$

Se notează: $\Psi = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \left(\varepsilon^{\frac{2}{\gamma}} - \varepsilon^{\frac{\gamma+1}{\gamma}}\right)}$ şi rezultă:

$$\dot{m} = A \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{p_0}{v_0}} \cdot \Psi$$

Gradul critic de destindere:

$$\varepsilon = \varepsilon_{cr} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

Viteza gazului în secţiunea minimă este:

$$w_{cr} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot p_0 \cdot v_0 \cdot \left(1 - \varepsilon_{cr}^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right)} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot r \cdot T_0} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot i_0}$$

Se demonstrează că **viteza sunetului** într-un gaz perfect (cu starea p,v, T) este:

$$w_s = \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T} = \sqrt{\gamma \cdot p \cdot v}$$

$$w_{cr} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot r \cdot T_0}\ ;\ \text{dar}\quad \varepsilon_{cr} = \frac{p_{cr}}{p_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} = \left(\frac{T_{cr}}{T_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \Rightarrow T_0 = T_{cr} \cdot \frac{\gamma + 1}{2}\ ,\ \text{astfel}\ :$$

$$w_{cr} = \sqrt{2 \cdot \frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot r \cdot T_{cr} \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)} = \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T_{cr}} = w_s$$

Se observă că **în secţiunea minimă a ajutajului, viteza de curgere a gazului este egală cu viteza sunetului în gaz** (la parametrii termici existenţi în secţiune).

Viteza maximă a gazului este când acesta se destinde până în vid absolut (ε = 0):

$$w_{max} = \sqrt{2 \cdot i_0}$$

Raportul dintre viteza fluidului într-un punct al ajutajului şi viteza sunetului la parametrii termici ai gazului în punctul considerat se numeşte **numărul Mach** :

$$Ma = \frac{w}{w_s} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \left(1 - \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right)}$$

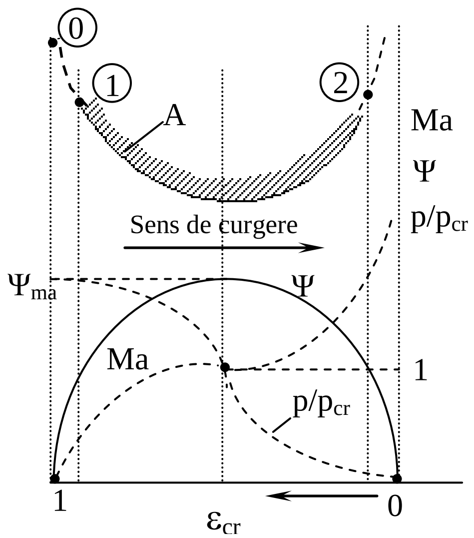


Fig.4.7. Destinderea gazului în ajutaj.

În Fig. 4.7 s-au trasat variaţiile coeficientului **ψ**, a secţiunii **A** şi a numărului **Mach** în funcţie de gradul de destindere **ε** pentru un ajutaj în care gazul se destinde de la starea de frânare până în vid absolut (p=0).Se observă că:

1. Dacă $\varepsilon > \varepsilon_{cr}$, secţuinea se micşorează, Ma < 1; după valoarea vitezei de ieşire sunt numite **ajutaje subsonice**, iar după variaţia secţiunii sunt numite **ajutaje convergente.**

2. Dacă: $\varepsilon = \varepsilon_{cr}$, $w_2 = w_S$; $A_2 = A_{cr}$; se numesc **ajutaje sonice** (Ma =1) şi convergente.

3. Dacă $\varepsilon < \varepsilon_{cr}$; Ma > 1;secţiunea de ieşire creşte ($A_2 > A_{cr}$), ajutajele se numesc **convergent-divergente**, iar după valoarea vitezei de ieşire sunt **ajutaje supersonice**.

CAP.1. CICLURILE IDEALE ALE MOTOARELOR CU ARDERE INTERNA SI ALE INSTALATIILOR TERMICE CU GAZE

1.1. Generalități, ipoteze

Transformarea continuă a căldurii în lucru mecanic impune sistemelor termodinamice să execute transformări termodinamice închise, care să se repete ciclic. Pentru ciclurile directe (motoare), sursa rece o constituie atmosfera exterioară. Căldura este introdusă prin arderea unui combustibil, deci aceste instalații funcționează după sistemul termodinamic deschis, neunitar şi omogen.

Ciclurile reale sunt ireversibile şi nu se pretează la un calcul analitic exact. Neglijînd procesele ireversibile, studiul energetic se face asupra ciclurilor reversibile, **ciclul real** se apropie suficient de mult de **ciclul ideal** (care este un ciclu de comparație).

Ipoteze:

- Se admite că sistemul termodinamic este format dintr-un gaz perfect, incinta nu are scăpări de gaze în afara schimburilor organizate şi transformările termodinamice sunt reversibile;
- Viteza gazului este constantă în secțiunea de curgere;
- Starea termică a gazului nu se modifică în timpul transportului.

Realizarea ciclului se face în 2 moduri:

- într-un cilindru cu volum variabil (ST - deschis periodic).
- în curgere printr-o serie de agregate termice care formează o instalație termică (ST - deschis în curgere stabilizată).

Motoarele pot fi cu ardere internă sau externă.

1.2. Ciclurile ideale ale motoarelor cu ardere internă

Gazul care va efectua transformările termodinamice este aerul atmosferic; atmosfera exterioară fiind sursă de gaz proaspăt, sursă receptoare de gaz uzat şi sursă rece.

1.2.1. Principii constructive

Motorul elementar este format dintr-un cilindru în care se deplasează un piston între două poziții limită numite "**puncte moarte**" (PMI-punct mort interior şi PME-punct mort exterior). Distanța liniară parcursă de piston între cele două puncte moarte este "**cursa pistonului**". Cilindrul este închis

etanş cu un copac numit **chiulasă**. Diametrul interior al cilindrului se numeşte **alezaj**, iar **cilindreea** este volumul cuprins între **PMI** şi **PME**.
Supapele (sa, se) se deschid prin comandă mecanică de la arborele motorului, prin intermediul unui ax cu came, iar închiderea lor este asigurată de un resort puternic.
În general, motoarele au mai mulți cilindri montați individual sau în blocuri pe carter, arborele cotit fiind comun pentru toți cilindrii. Aşezarea cilindrilor este foarte variată, pe acelaşi arbore pot acționa până la trei linii de cilindri; pentru fiecare cilindru corespunde un cot al arborelui cotit.

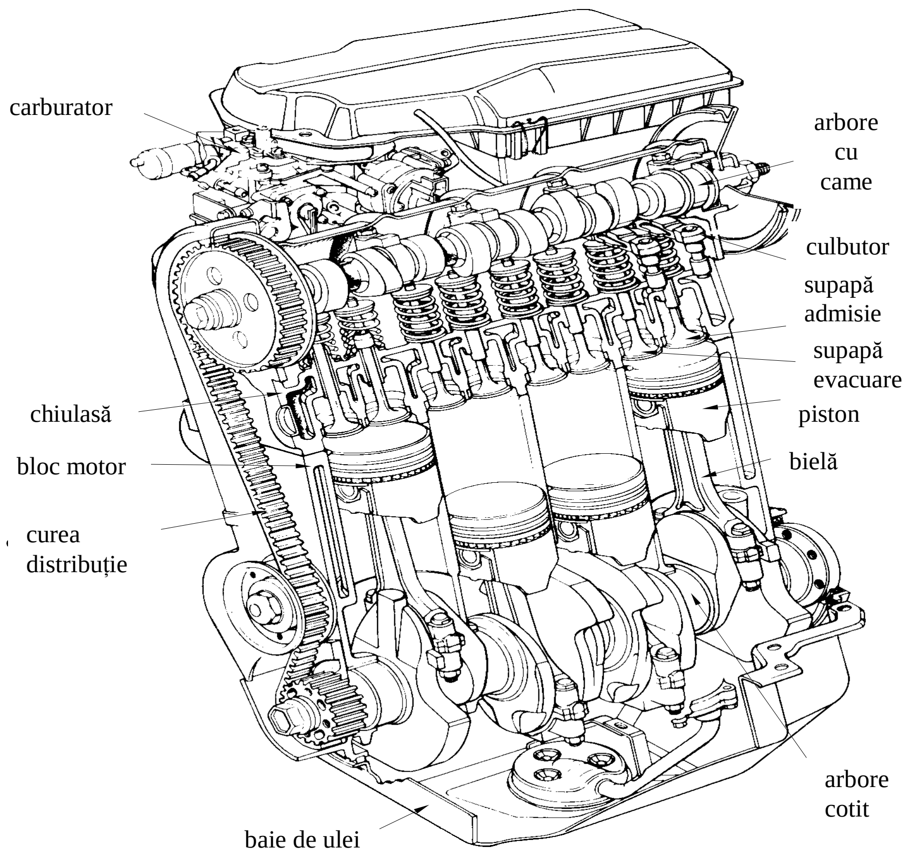


Fig. 6.1 Secțiune printr-un motor.

În Fig.6.1.se prezintă o secțiune printr-un motor (m.a.s.) Chrysler cu 4 cilindri: P=65 kW, n=5000rot/min.

1.2.2. <u>Ciclul ideal al motorului cu introducere mixtă de căldură (ciclul Diesel rapid)</u>

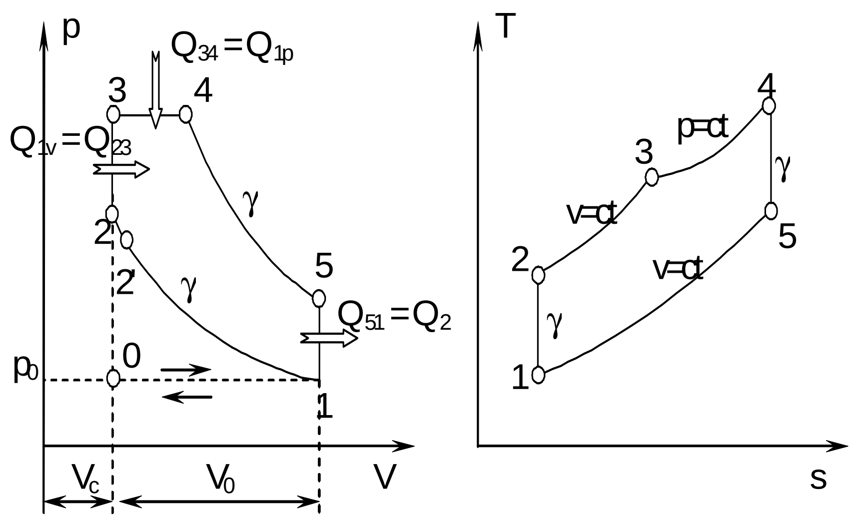


Fig. 6.2 Ciclul ideal al motorului Diesel rapid.

Acest ciclu (Fig.6.2.)mai poate fi întâlnit şi sub denumirile: Sabathé (Franța) sau Trinkler (Rusia).

Introducerea căldurii se face parțial sub volum constant şi restul sub presiune constantă.

Se fac notațiile:

$\lambda = \frac{p_3}{p_2}$ - raport de creştere izocoră a presiunii.

$\varepsilon = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{V_1}{V_0}$ - raport de compresie(sau grad de compresie).

$\delta = \frac{V_4}{V_3}$ - grad de injecție.

Funcționare :
Motorul aspiră în cilindru aer curat (0-1), pe care îl comprimă (1-2) până în PMI, combustibilul fiind injectat cu o pompă de injecție mai înainte ca pistonul să ajungă în PMI (începând cu punctul 2'). Pentru asigurarea temperaturii de autoaprindere a combustibilului, raportul de compresie (ε) are valori mai mari decât la motorul Diesel lent şi anume cuprinse între 16 şi 22. Transformările 2-3 şi 3-4 sunt transformări cu aport de căldură, iar destinderea adiabatică 4-5 reprezintă cursa motoare a pistonului ,5-1 fiind răcirea gazelor arse, iar 1-0 evacuarea gazelor arse (uzate), după care ciclul se reia. Motoarele Diesel rapide sunt larg utilizate în tracțiune medie şi grea. Au calități şi defecte situate ca medii între motoarele cu explozie şi motoarele Diesel lente.
Calculul termic :
La volumul minim V_0 se găseşte o cantitate de gaz restant de la ciclul anterior :

$$m_0 = \frac{p_0 \cdot V_0}{r \cdot T_0}$$

Din poziția **0** pătrunde aer din exterior prin deplasarea pistonului până în PME (cursa 0-1). Cantitatea de aer proaspăt aspirată în cilindru este:

$$m_a = \frac{p_0 \cdot V_c}{r \cdot T_0}$$

iar în PME cantitatea totală de gaz care va efectua transformările termodinamice este:

$$m = m_0 + m_a = \frac{p_0 \cdot V_t}{r \cdot T_0}\ ;\ V_t = V_1 = V_0 + V_c$$

Tabelul 6.1. Mărimile de stare în punctele caracteristice.

Starea	Presiune absolută	Temperatura absolută	Volumul
1	p_0	T_0	$V_t = V_1$
2	$p_0 \cdot \varepsilon^{\gamma}$	$T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1}$	V_t/ε
3	$\lambda \cdot p_0 \cdot \varepsilon^{\gamma}$	$\lambda \cdot T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1}$	V_t/ε
4	$\lambda \cdot p_0 \cdot \varepsilon^{\gamma}$	$\delta \cdot \lambda \cdot T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1}$	$\delta \cdot V_t/\varepsilon$
5	$\lambda \cdot p_0 \cdot \delta^{\gamma}$	$\lambda \cdot T_0 \cdot \delta^{\gamma}$	V_t

Transformarea 1-2 (adiabatică):

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_0} \Rightarrow V_0 = \frac{V_1}{\varepsilon} = V_2 = V_3$$

$$p_0 \cdot V_1^{\gamma} = p_2 \cdot V_0^{\gamma} \Rightarrow p_2 \cdot = p_0 \cdot \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\gamma} = p_0 \cdot \varepsilon^{\gamma}$$

$$\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{T_2}{T_0} \Rightarrow T_2 = T_0 \cdot (\varepsilon^{\gamma})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1}$$

sau :

$$T_0 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_o^{\gamma-1} \Rightarrow T_2 = T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1}$$

Transformarea 2-3 (izocoră):

$$\frac{p_3}{T_3} = \frac{p_2}{T_2} \Rightarrow T_3 = T_2 \cdot \frac{p_3}{p_2} = T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1} \cdot \lambda$$

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2} \Rightarrow p_3 = \lambda \cdot p_2 = \lambda \cdot p_0 \cdot \varepsilon^{\gamma}$$

Transformarea 3-4 (izobară):

$$\delta = \frac{V_4}{V_3} \Rightarrow V_4 = \delta \cdot V_3 = \delta \cdot V_t/\varepsilon$$

$$\frac{V_4}{T_4} = \frac{V_3}{T_3} \Rightarrow T_4 = T_3 \cdot \frac{V_4}{V_3} = T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1} \cdot \lambda \cdot \delta$$

Transformarea 4-5 (adiabatică):

$$V_5 = V_1 = V_t$$

$$p_4 \cdot V_4^{\gamma} = p_5 \cdot V_t^{\gamma} \Rightarrow p_5 = p_4 \cdot \left(\frac{V_4}{V_t}\right)^{\gamma} = p_4 \cdot \left(\frac{V_4}{V_3} \cdot \frac{V_3}{V_t}\right)^{\gamma} = \lambda \cdot p_0 \cdot \varepsilon^{\gamma} \left(\delta \cdot \frac{1}{\varepsilon}\right)^{\gamma} = \lambda \cdot p_0 \cdot \delta^{\gamma}$$

Transformarea 5-1 (izocoră):

$$\frac{p_5}{T_5} = \frac{p_0}{T_0} \Rightarrow T_5 = T_0 \cdot \frac{p_5}{p_0} = T_0 \cdot \delta^{\gamma} \cdot \lambda$$

Calculul schimburilor de căldură , energie şi a variației entropiei :

Ciclul va fi reversibil, dacă variatia entropiei pe ciclu este nulă, adică:

$$\oint dS = \int_1^2 dS + \int_2^3 dS + \int_3^4 dS + \int_4^5 dS + \int_5^1 dS = 0$$

Toate transformările au loc în acelaşi spaţiu şi cu aceeaşi cantitate de substanță (m), deci calculul schimburilor de energie şi căldură se poate face ca si cum sistemul termodinamic ar fi închis, deoarece $L_e = L_a$.

Tabelul 6.2. Schimburile de căldură, energie mecanică si variația entropiei.

Transformarea	$\int \delta Q$	$\int \delta L$	$\int dS$
1-2	0	$-m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (\varepsilon^{\gamma-1} - 1)$	0
2-3	$m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (\lambda - 1)\, \varepsilon^{\gamma-1}$	0	$m \cdot c_v \cdot \ln \lambda$
3-4	$\lambda \cdot \gamma \cdot m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (\delta - 1)\, \varepsilon^{\gamma-1}$	$\lambda \cdot m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (\delta - 1)(\gamma - 1)\, \varepsilon^{\gamma-1}$	$\gamma \cdot m \cdot c_v \cdot \ln \delta$
4-5	0	$\lambda \cdot \delta \cdot m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (\varepsilon^{\gamma-1} - \delta^{\gamma-1})$	0
5-1	$-m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (\lambda \cdot \delta^{\gamma-1} - 1)$	0	$-m \cdot c_v \cdot \delta^{\gamma} \cdot \ln\lambda$
1-2-3-4-5-1	$\oint \delta Q = \oint \delta L = m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot \{ \varepsilon^{\gamma-1} [(\lambda - 1) + \gamma \cdot \lambda(\delta - 1)] - (\lambda \cdot \delta^{\gamma-1} - 1)\}$	$\oint \delta Q = \oint \delta L$	$\oint dS = 0$

Schimbul de căldură:

Căldura primită Q_1:

$$Q_1 = Q_{1v} + Q_{1p} = Q_{23} + Q_{34} \text{ [J/ciclu]}$$

Căldura cedată Q_2:

$$Q_2 = Q_{51} \text{ [J/ciclu]}$$

$Q_{23} = m \cdot c_v \cdot (T_3 - T_2) = m \cdot c_v \cdot (\lambda \cdot T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1} - T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1}) = m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1}(\lambda \cdot - 1) > 0$

$Q_{34} = m \cdot c_p \cdot (T_4 - T_3) = m \cdot c_v \cdot \gamma(\delta \cdot \lambda \cdot T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1} - \lambda \cdot T_0 \cdot \varepsilon^{\gamma-1}) =$

$= m \cdot \gamma \cdot c_v \cdot T_0 \cdot \lambda \cdot \varepsilon^{\gamma-1}(\delta \cdot - 1) > 0$

$Q_{51} = m \cdot c_v \cdot (T_1 - T_5) = m \cdot c_v \cdot (T_0 - T_0 \cdot \lambda \cdot \delta^{\gamma}) = - m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (\lambda \cdot \delta^{\gamma} \cdot - 1) < 0$

Căldura utilă Q_u (lucru mecanic pe ciclu L_c):

$\oint \delta Q = Q_u = Q_1 - |Q_2| = m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot \{\varepsilon^{\gamma-1}[(\lambda - 1) + \gamma \cdot \lambda \cdot (\delta - 1)] - (\lambda \delta^{\gamma} - 1)\}$

Schimbul de energie mecanică:

$\oint \delta L = L_{12} + L_{34} + L_{45} = L_c$; $L_{23} = L_{51} = 0$ (dV = 0)

$L_{12} = U_1 - U_2 = m \cdot c_v \cdot (T_1 - T_2) = m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (1 - \varepsilon^{\gamma-1}) = - m \cdot c_v \cdot T_0 \cdot (\varepsilon^{\gamma-1} - 1) < 0$
$L_{34} = p \cdot \Delta V = m \cdot r \cdot (T_4 - T_3) = m \cdot c_v \cdot (\gamma - 1) T_0 \cdot \lambda \cdot \varepsilon^{\gamma-1}(\delta \cdot - 1) > 0$
$L_{45} = U_4 - U_5 = m \cdot c_v \cdot (T_4 - T_5) = m \cdot c_v \cdot \lambda \cdot \delta \cdot T_0 \cdot (\varepsilon^{\gamma-1} - \delta^{\gamma-1}) > 0$
Se verifică egalitatea:

$$\oint \delta Q = \oint \delta L = Q_u = L_c$$ – lucru mecanic pe ciclu.

Variația de entropie:

$$\int_1^2 dS = \int_4^5 dS = 0$$

$$S_3 - S_2 = \int_2^3 dS = m \cdot c_v \cdot \ln \frac{p_3}{p_2} = m \cdot c_v \cdot \ln \lambda$$

$$S_4 - S_3 = \int_3^4 dS = m \cdot c_p \cdot \ln \frac{V_4}{V_3} = m \cdot c_v \cdot \gamma \cdot \ln \delta$$

$$S_1 - S_5 = \int_5^1 dS = m \cdot c_v \cdot \ln \frac{p_1}{p_5} = - m \cdot c_v \cdot \ln \frac{p_5}{p_1} = - m \cdot c_v \cdot \delta^{\gamma} \cdot \ln \lambda$$

Se verifică că: $\oint dS = 0$, deci ciclul e reversibil.

Randamentul termic al ciclului:

$$\eta_t = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{\lambda \cdot \delta^{\gamma} - 1}{\varepsilon^{\gamma-1}[(\lambda - 1) + \gamma \cdot \lambda(\delta - 1)]}$$

Cazuri particulare

Ciclul Otto

Pentru $\delta = 1$; $\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}$ - **ciclul cu introducere izocoră de căldură** (Otto-Beau Rochas), numit şi **ciclul teoretic al motorului cu explozie (ME)**.

Caracteristica de bază a gazului care parcurge ciclul teoretic al ME este aceea că, în timpul admisiei, se primeşte în cilindru un amestec exploziv format din vaporii unui combustibil volatil si aer ; prepararea amestecului exploziv se face în afara cilindrului într-un organ specializat numit *carburator*. Aprinderea amestecului exploziv are loc prin scânteie electrică de înaltă tensiune (20 kV), care apare la electrozii unei bujii montată în chiulasă.Acest ciclu teoretic serveşte drept ciclu de comparaţie pentru ciclul

real al ME întâlnite în tracțiunea rutieră (sau ca grupuri de puteri reduse pentru tracțiunea aeriană).
Se utilizează denumirea de **timp** pentru procesul care are loc pe durata unei curse. Repetarea ciclului se face la două rotații ale arborelui motor, deci ciclul studiat este un **ciclul în 4 timpi**.
Se observă ca toate transformările termodinamice se efectuează pentru o singură rotație a arborelui, cealaltă rotație fiind pentru schimburile de gaze cu atmosfera (admisie si evacuare).
Există şi cicluri în **2 timpi**, la care transformările şi schimburile de gaze se fac într-o singură rotație a arborelui motor.

<u>Ciclul Diesel lent</u>

Pentru $\lambda = 1$; $\eta_t = 1 - \dfrac{\delta^\gamma - 1}{\gamma \cdot \varepsilon^{\gamma - 1}(\delta - 1)}$ - **<u>ciclul cu introducere izobară de căldură</u>** (Diesel lent). Acest motor a fost realizat în 1823 de Rudolf Diesel (încercând să realizeze un ciclu Carnot) si a constituit agregatul de bază în centralele electrice până în 1930, fiind un motor robust, dar de turație mică.
Acest ciclu se aseamănă cu ciclul ME, cu excepția arderii care se face, teoretic, sub presiune constantă, pe o porțiune din cursa de destindere. Raportul de compresie ε este cuprins între 12 si 16.
Față de ME, raportul de compresie este mai mare, deoarece nu există pericol de autoaprindere necontrolată, întrucît în timpul admisiei se primeşte în cilindru doar aer. Combustibilul injectat are temperatura de aprindere mai mică decât temperatura aerului la sfârşitul cursei de compresie şi, în consecință, combustibilul injectat în aerul cald se aprinde instantaneu.
La motoarele de putere mare (navale), introducerea combustibilului în cilindru se realizează cu ajutorul aerului comprimat, aer care serveşte şi ca agent de lansare (pornire) a motorului.
Motorul Diesel se construieşte pentru puteri mari, este foarte rezistent, dar are turații mici.
Observație:
<u>Benzina</u> este un amestec de hidrocarburi care se separă foarte greu. Cea mai mare rezistentă la autoaprindere o are <u>izooctanul</u>, de aceea el se ia ca etalon al rezistentei benzinei la **detonație**.

Rezistența benzinei la detonație se exprimă prin cifra octanică. Pentru izooctan s-a considerat cifra octanică 100. Determinarea cifrei octanice se face astfel: se încearcă motorul cu un amestec combustibil până când se obține o aceeaşi rezistentă la detonație, participația izooctanului în amestec dă cifra octanică a benzinei.

Sistemele anexe ale motorului:

1. Sistemul de distribuție (distribuția): comandă supapele pentru a fi deschise la momentele potrivite.

2. Sistemul de carburație: asigură introducerea combustibilului pentru a fi ars. La motoarele Diesel, injectorul de combustibilul este montat pe chiulasă, iar la ME prepararea amestecului detonant se face în afara cilindrului (într-un carburator).

3. Sistemul de aprindere: la ME aprinderea o declanşează scânteia de înaltă tensiune dată de bujie (20 kV), iar la motoarele Diesel lente si rapide se face o autoaprindere.

4. Instalația de pornire (lansare) poate fi:
- cu demaror electric;
- cu cartuşe explozibile;
- cu motoare auxiliare;
- manuală;
- cu aer comprimat (la nave).

5. Instalația de ungere.

6. Instalația de răcire (cu aer, apă sau mixtă).Motoarele cu ardere internă se construiesc pentru o gamă foarte largă de puteri si utilizări, de la motoarele de motorete până la motoarele de propulsie navală. Au pornire uşoară şi preiau cu uşurință variațiile de sarcină ale consumatorului de putere mecanică. Se încălzesc repede, aşa că nu necesită timp îndelungat pentru a putea fi puse în sarcină nominală şi nu consumă combustibil decât pe durata funcționării. Au însa o construcție complexă, sunt scumpe si necesită personal specializat pentru exploatare si întreținere.

1.2.3. Supraalimentarea motoarelor de autoturisme

În ultimul deceniu s-au remarcat două tendințe în domeniul construcției de motoare pentru autoturisme:

a) motoare supraalimentate.

b) motoare multisupape.

Ambele variante au un numitor comun: obținerea unui randament cât mai bun de umplere a cilindrilor cu amestec carburant, randament care asigură un cuplu şi o putere mai mare la aceeaşi capacitate cilindrică a motorului. Interesele de firmă, ca şi unele motive economice, au condus la utilizarea celor două variante separat sau combinat.Pentru a se obține un coeficient optim de umplere a cilindrilor, trebuie mărite presiunea şi viteza de alimentare cu amestec carburant sau, în cazul dispozitivelor de injecție, numai cu aer. Aceasta se realizează cu ajutorul unui compresor, la presiuni mai mari decât cea atmosferică (1,4 - 1,7 bari).

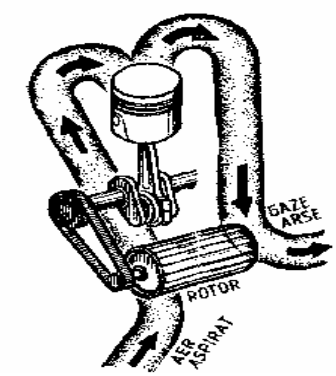
Tot un coeficient ridicat de umplere a cilindrilor se obține şi prin utilizarea unei chiulase mai elaborate, dotată cu câte două supape pentru admisie si pentru evacuare, pentru fiecare cilindru, comandate de două axe cu came.

În continuare se prezintă varianta motoarelor supraalimentate. Asa cum s-a precizat mai sus, presiunile si vitezele de alimentare cît mai ridicate se obțin cu ajutorul compresoarelor, care sunt de trei tipuri : centrifugale, volumice şi speciale.

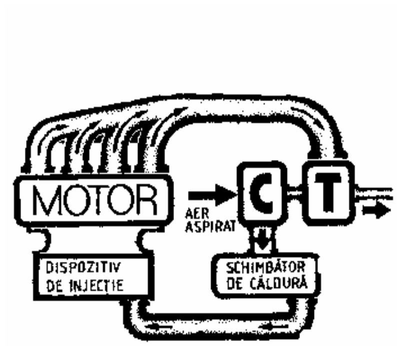
Primele două au o configurație clasică, fiind utilizate în industrie de multă vreme. Acestea nu au suferit transformări principale, în vederea utilizării în domeniul auto. În cea de a treia categorie se înscriu rezultatele unor căutări proprii ale unor firme de automobile ca Volkswagen şi Opel. O problemă delicată a acestui domeniu o constituie modul de antrenare a compresorului, de care depinde direct randamentul de funcționare. Se utilizează două metode de antrenare şi anume : antrenarea mecanică (directă) de la motor prin intermediul unei curele dințate şi antrenarea printr-o turbină de mici dimensiuni, coaxială cu compresorul, acționată de gazele de evacuare. În cele mai multe cazuri, s-a preferat acționarea mecanică directă (în cazul compresoarelor volumetrice şi speciale), varianta cu turbină fiind preferată în cazul compresoarelor centrifugale. Subansamblul turbină-compresor centrifugal este denumit **turbocompresor** şi se poate monta atât la motoarele pe benzină, cât şi la cele Diesel. Montarea turbocompresorului în circuitul de alimentare al motorului Otto (pe benzină) se face astfel : turbocompresorul este urmat de un schimbător de caldură aer/aer şi de dispozitivul de injecție. Agentul comprimat este aerul, care se încălzeşte puternic atât prin comprimare (legea gazelor perfecte), cât şi datorită căldurii degajate de turbină. De aceea este necesar ca aerul să fie răcit printr-un schimbător de caldură aer/aer (agentul de răcire fiind aerul preluat prin fantele grilei capotei din față a motorului). Temperatura din galeria de admisie trebuie să fie constantă, aproximativ 40°C, şi maxim 60°C.Pentru modelul Cx turbo, firma Citroen a renunțat la schimbătorul de căldură, dar compresorul a fost dotat cu un by-pass şi cu o supapă de evacuare care micşorează presiunea la ieşire, când turația devine maximă (de la 1,57 bari şi 3250 rot/min, la 1,43 bari şi 5000 rot/min). În instalație a fost prevăzut, de asemenea, un sistem electronic care intervine asupra avansului, în caz de autoaprindere a amestecului carburant, datorită creşterii temperaturii aerului.In dorința micşorării prețului produsului, la unele modele, s-a renunțat la dispozitivul de injectie, în favoarea unui carburator simplu corp, care poartă numele de “carburator suflat “.

Aşa a procedat firma Renault în cazul modelelor R11 turbo si R5 GT turbo.Tot firma Renault a experimentat pe modelul R5 Alpine turbo varianta comprimării directe a amestecului carburant, prin intermediul unui turbocompresor intercalat între un carburator simplu corp şi galeria de admisie. Este cea mai simplă soluție de utilizare a unui turbocompresor, fără schimbător de căldură (benzina vaporizându-se, răceşte amestecul carburant comprimat). La vremea respectivă R5 Alpine turbo era un concurent serios pentru VW Golf GTi.

In ultimii ani o serie de studii interesante privind turbocompresoarele s-au efectuat în S.U.A. Una din concluziile reieşite cu acest prilej a fost că utilizarea turbocompresoarelor se pretează, mai ales, la motoarele Diesel, deoarece asigură o comprimare mai bună a amestecului comburant şi nu mai necesită montarea schimbătorului de căldură. Faptul acesta explică, în bună parte, utilizarea pe scară largă, în ultima vreme, a motoarelor turbo-Diesel şi sporirea numărului producătorilor consacrați în acest domeniu, care construiesc motoare mult mai puternice, cu parametri dinamici atragători în raport cu vechile modele.Volkswagen a propus la început pe modelul său Polo şi apoi, după o perioadă de testări diverse, pe modelul Corrado, un compresor lamelar special de tip G. El este compus dintr-un bloc de spirale (în forma literei G), care se rotesc excentric într-o carcasă de aceeaşi formă. Aerul este comprimat până la 1,72 bar şi este răcit cu un schimbător de căldură aer/aer de concepție proprie. Opel, la rândul său, propune pentru motorul Diesel de 2300 cmc o variantă de comprimare a aerului cu un compresor original **"comprex "**, antrenat mecanic printr-o curea dințată, iar proiectul a fost conceput în colaborare cu firma Brown Boveri. Principiul de funcționare constă în transferul de energie de la gazele de evacuare la aerul aspirat, gaze care ajung pentru scurt timp în contact cu rotorul compresorului, sub forma unei unde de şoc laterale. Gazele de ardere nu riscă să intre în compoziția aerului comprimat deoarece, în rotor, există o pernă de aer aspirat care împiedică acest lucru, astfel încât gazele de ardere sunt evacuate sub propria lor presiune. Performanțele motorului sunt demne de interes: putere de 71 CP în varianta atmosferică, 86 CP în varianta Turbocompresor şi 95 CP în varianta Comprex (Fig.6.3).



Varianta Comprex.



Varianta Turbocompresor.

Fig.6.3. Variante de supraalimentare.

1.3. Ciclurile termice ale instalațiilor termice de forță cu gaze

1.3.1. Ciclul ideal Joule

Instalațiile termice de forță cu gaze au fost folosite imediat după cel de-al doilea război mondial, datorită calităților lor deosebite, care nu pot fi realizate la motoarele cu ardere internă şi anume: putere mare în raport cu gabaritul si greutatea lor, funcționare sigură şi pe durată îndelungată, simplitate constructivă.

Faţă de motoarele Diesel, au consum mai mare de combustibil. Instalațiile actuale de mare putere (cu turbine) au ajuns la cifre economice comparabile cu cele ale motoarelor Diesel. Schema de bază a acestor instalaţii este ST în curgere stabilizată (gazul fiind considerat gaz perfect, cu r, c_p si c_v constante).

Instalația si ciclul Joule în diagramele **p-V** şi **T-s** sunt prezentate în Fig. 6.4. si Fig. 6.5.

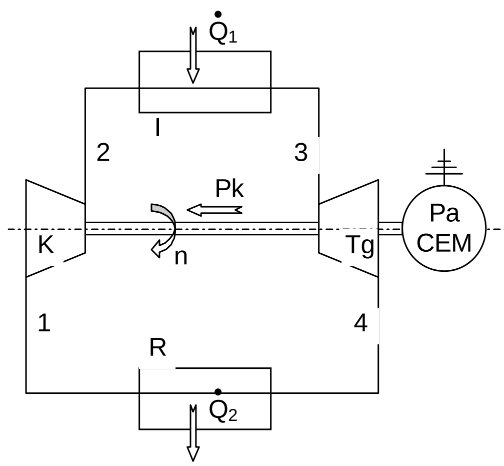


Fig. 6.4.Instalația după ciclul ideal Joule.

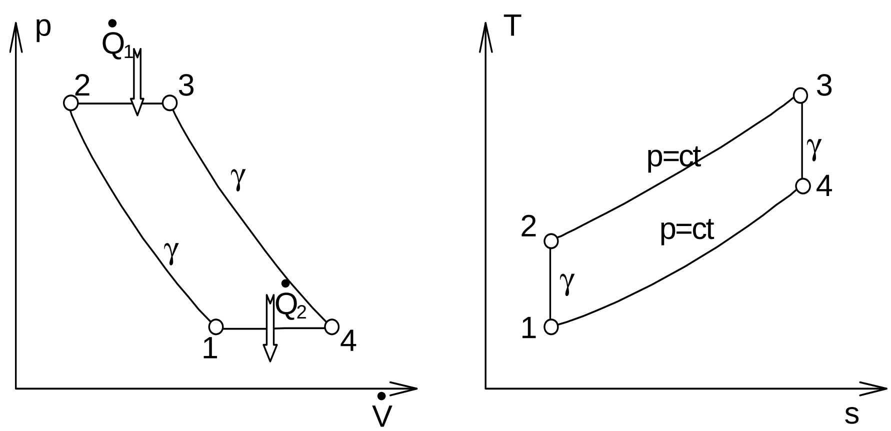


Fig. 6.5. Ciclul Joule în p-V şi T-s.

Funcționare:

Compresorul rotativ **K** primeşte puterea mecanică $\mathbf{P_k}$ de la turbina cu gaze $\mathbf{T_g}$ şi comprimă (1-2) debitul de aer $\dot{\mathbf{m}}$ de la presiunea $\mathbf{p_1}$ până la presiunea $\mathbf{p_2}$, gradul de comprimare fiind $\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{\mathbf{p_2}}{\mathbf{p_1}}$. Gazul comprimat primeşte în încălzitorul **I** fluxul $\dot{\mathbf{Q}}$ (2-3), temperatura sa creste până la $\mathbf{T_3}$, apoi se destinde adiabatic (teoretic) în turbina cu gaze T_g (3-4), cedând puterea mecanică $\mathbf{P_t}$.

Din puterea totală $\mathbf{P_t}$ la arborele turbinei, o parte, $\mathbf{P_k}$, serveşte pentru antrenarea compresorui şi restul, $\mathbf{P_a = P_t - P_k}$, serveşte pentru consumatorul de energie mecanică CEM. Gazul destins până la presiunea $\mathbf{p_4 = p_1}$ este răcit în răcitorul **R**(4-1) până la temperatura $\mathbf{T_1}$, după care gazul repetă circuitul.

Se observă că:

a) la instalațiile cu **circuit închis**, introducerea căldurii se face prin transmiterea ei prin pereții încălzitorului **I**.

b) la instalațiile cu circuit deschis, introducerea căldurii se face prin ardere izobară în încălzitorul I, care este o cameră de ardere. Produsele de ardere sunt evacuate în atmosferă, care joacă si rol de refrigerent R; deci instalația cu circuit deschis este mult mai simplă si mai compactă decât instalația echivalentă cu circuit închis.

La aceste instalații nu există o repetare periodică a transformărilor termodinamice; se poate identifica o **frecventa ciclică** numai dacă se consideră circuitul închis; perioada de realizare a ciclului fiind intervalul de timp necesar unei molecule din masa gazului sa parcurgă întregul circuit.

Gradul de comprimare al compresorului este egal cu **gradul de destindere** al turbinei:

$$\varepsilon_k = \frac{p_2}{p_1} = \varepsilon_d = \frac{p_3}{p_4} = \varepsilon.$$

Calculul mărimilor de stare în punctele caracteristice ciclului

Pentru calcul se consideră starea fluidului de la admisie în compresor ca stare de referință: p_1, T_1, $\dot{V}_1$. La instalațiile în circuit deschis starea **1** reprezintă starea termica a mediului ambiant: p_0, v_0,T_0.

Tabelul 6. 3. Mărimile de stare în punctele caracteristice ciclului.

Starea	Presiune absolută	Temperatura absolută	Debitul volumic
1	p_1	T_1	$\dot{V}_1$
2	$p_1 \cdot \varepsilon$	$T_1 \cdot \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$	$\dot{V}_1/\varepsilon^{1/\gamma}$
3	$p_1 \cdot \varepsilon$	$\delta \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$	$\delta \cdot \dot{V}_1/\varepsilon^{1/\gamma}$
4	p_1	$\delta \cdot T_1$	$\delta \cdot \dot{V}_1$

Se notează:

$$\delta = \frac{\dot{V}_4}{\dot{V}_1} = \frac{\dot{V}_3}{\dot{V}_2} = \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}\ ;\ \varepsilon = \frac{p_2}{p_1} \Rightarrow p_2 = \varepsilon \cdot p_1$$

Transformarea adiabatică 1-2:

$$p_1 \dot{V}_1^{\gamma} = p_2 \dot{V}_2^{\gamma} \Rightarrow \dot{V}_2 = \dot{V}_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\gamma} = \dot{V}_1 \cdot \frac{1}{\varepsilon^{\gamma}}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \Rightarrow T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} = \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}$$

Transformare izobară 2-3 :

$$\delta = \frac{\dot{V}_3}{\dot{V}_2} \Rightarrow \dot{V}_3 = \delta \dot{V}_2 = \delta \cdot \frac{\dot{V}_1}{\varepsilon^{1/\gamma}}$$

$$\frac{\dot{V}_3}{T_3} = \frac{\dot{V}_2}{T_2} \Rightarrow T_3 = T_2 \cdot \frac{\dot{V}_3}{\dot{V}_2} = T_2 \cdot \delta = \delta \cdot T_1\ \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}$$

Transformarea izobară 4-1:

$$\delta = \frac{\dot{V}_4}{\dot{V}_1} \Rightarrow \dot{V}_4 = \delta \dot{V}_1;$$

$$\frac{\dot{V}_4}{T_4} = \frac{\dot{V}_1}{T_1} \Rightarrow T_4 = T_1 \cdot \frac{\dot{V}_4}{\dot{V}_1} = T_1 \cdot \delta$$

Calculul schimburilor de căldură, energie mecanică si variația de entropie

Tabelul 6. 4. Schimburile de căldură, energie mecanică si variația entropiei.

Transformarea	$\int \delta \dot{Q}$	$\int \delta \dot{L} = P$	Δs
1-2	0	$-\dot{m}\, c_p \cdot T_1 \cdot (\varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1)$	0
2-3	$\dot{m}\, c_p \cdot T_1 \cdot (\delta - 1)\ \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}$	0	$c_p \cdot \ln \delta$
3-4	0	$-\dot{m}\, c_p \cdot T_1 \cdot \delta \cdot (\varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1)$	0
4-1	$-\dot{m}\, c_p \cdot T_1 \cdot (\delta - 1)$	0	$-c_p \cdot \ln \delta$

Compresia adiabatică 1-2: $\delta \dot{Q} = 0$; $ds = 0$.

$$P_k = \dot{L}_{12} = -\int_1^2 \dot{V} dp = -\dot{m}\, c_p \cdot (T_2 - T_1) = -\dot{m}\, c_p \cdot T_1\, (\varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1)$$

Încălzirea izobară 2-3:

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_{23} = \int_2^3 \delta \dot{Q} = \dot{m}\, c_p \cdot (T_3 - T_2) = \dot{m}\, c_p \cdot T_1 \cdot (\delta - 1)\ \varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}$$

$$\dot{L}_{23} = -\int_1^2 \dot{V} dp = 0;\ s_3 - s_2 = c_p \cdot \ln \frac{v_3}{v_2} = c_p \cdot \ln \delta$$

Destinderea adiabatică 3-4: $\delta \dot{Q} = 0$; $\delta \dot{S} = 0$ ($P_{utilă} = P_u = P_T – P_K$)

$$\dot{L}_{34} = -\int_3^4 \dot{V} dp = -\dot{m}\, c_p \cdot (T_4 - T_3) = \dot{m}\, c_p \cdot (T_3 - T_4) = \dot{m}\, c_p \cdot T_1 \cdot \delta\, (\varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1) = P_T$$

Răcirea izobară 4-1: $\dot{L}_{41} = 0$.

$$\dot{Q}_2 = \dot{Q}_{41} = \dot{m}\, c_p \cdot (T_1 – T_4) = -\dot{m}\, c_p \cdot T_1 \cdot (\delta - 1);\ \ s_1 - s_4 = -c_p \cdot \ln\delta$$

Randamentul termic al ciclului Joule:

$$\eta_t = \frac{P_u}{\dot{Q}_1} = 1 - \frac{|\dot{Q}_2|}{\dot{Q}_1} = 1 - \frac{|\dot{Q}_{41}|}{\dot{Q}_{23}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}} = f(\varepsilon)$$

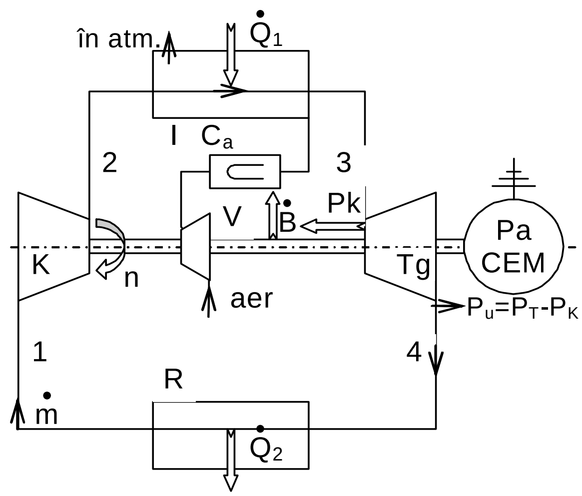


Fig.6.6. Schema instalației în circuit închis.

O schemă tipică de instalație în circuit închis este prezentata în Fig 6.6.
Căldura este preluată de la un circuit secundar format din ventilatorul **V**, care aspiră aer din exterior, îl trimite apoi în camera de ardere **C_a**, de unde gazele fierbinți intra în încălzitorul **I** şi cedează căldură agentului termodinamic. După cedarea căldurii, gazele arse sunt evacuate în mediul exterior. Refrigerentul **R** este răcit printr-un circuit auxiliar de răcire.
După această schemă sunt realizate instalațiile staționare pentru electrocentrale sau instalațiile pentru propulsie de puteri mari. Prezenta celor două schimbătoare de căldură (R si I) face ca aceste instalații să aibă gabarit mare, în comparație cu alte instalații de aceeaşi putere.
Se observaă că $\eta = f(\varepsilon)$; dacă **ε** creşte, creşte şi randamentul. Valoarea lui **ε** este limitată de rezistența mecanică şi chimică a paletelor turbinei, care funcționează la temperaturi foarte mari şi necesită un material de înaltă calitate.

Instalația de forță cu circuit deschis nu se utilizează prea des, dacă puterea mecanică este putere de rotație la arbore.

1.3.2. <u>Instalația cu turbine separate</u>

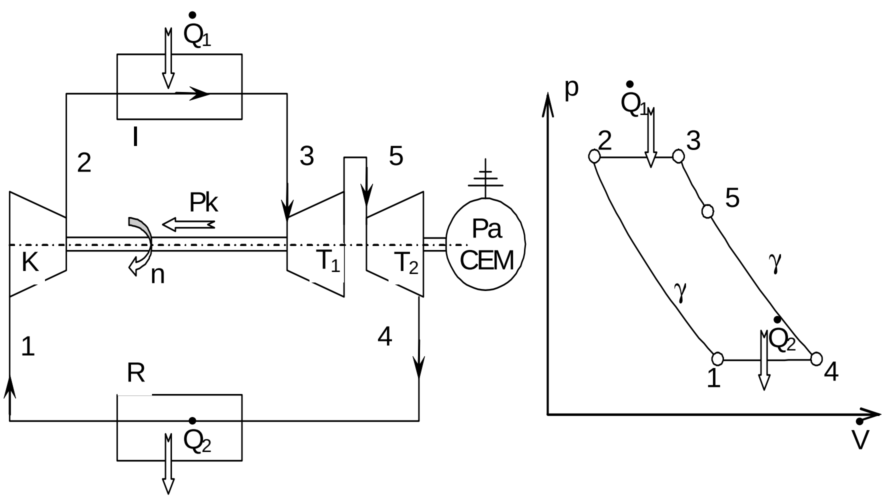


Fig.6.7. Schema şi ciclul instalației cu turbine separate.

Un dezavantaj important al instalațiilor de forță, la care compresorul **K** şi turbina **T** sunt pe acelaşi ax, este dependența dintre regimul de sarcină al compresorului şi cel al consumatorului. Instalația din Fig 6.7. elimină acest neajuns, turbina $\mathbf{T_1}$ fiind astfel dimensionată încât să antreneze numai compresorul **K**. Pentru $P_k = P_{T_1}$ se scrie:

$$\dot{m}(i_2 - i_1) = \dot{m}(i_3 - i_5) \Leftrightarrow T_5 = T_3 + T_1 - T_2$$

Înlocuind temperaturile T_3, T_1 şi T_2 se obtine:

$$T_5 = \delta \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{\gamma-1} + T_1 - T_1\, \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_1\left[(\delta - 1)\varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + 1\right]$$

Presiunea $\mathbf{p_5}$ se obține astfel:

$$\frac{p_3}{p_5} = \left(\frac{T_3}{T_5}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \Rightarrow p_5 = p_3 \cdot \left(\frac{T_5}{T_3}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = p_3 \cdot \left[\frac{\varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}(\delta - 1) + 1}{\delta \cdot \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

Restul calculului se face la fel ca la ciclul Joule.

1.3.3. <u>Instalația de forță cu gaze fără arbori</u>

Instalația este constituită dintr-un tub profilat, astfel încât partea de admisie

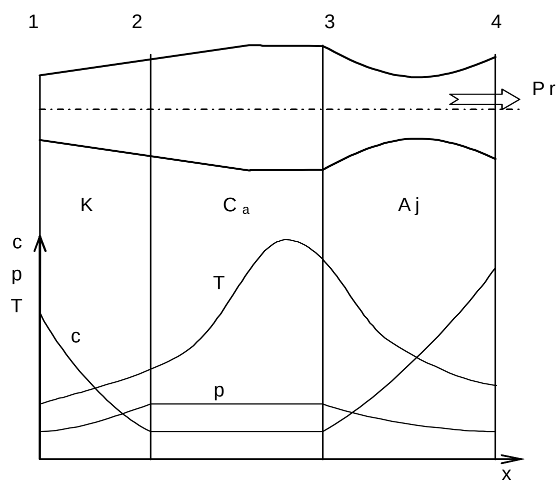


Fig. 6.8 Instalația de forță cu gaze fără arbori.

să funcționeze ca un compresor dinamic **K**, urmat de un canal cu profilare corespunzătoare unei camere de ardere $\mathbf{C_a}$ (la p = ct), apoi gazul este destins în ajutajul de propulsie. Este evident ca instalația nu poate să funcționeze ca fiind staționară ; pentru a putea intra în funcțiune, instalația trebuie adusă la o viteză sonică sau supersonică. Schimbul de energie se face exclusiv prin reacție ($P_a = 0$), instalația fiind folosită în tracțiune aeriană la viteze mari sub denumirea de **statoreactor** (Fig.6.8).

1.3.4. <u>Instalația de forță cu gaze cu încălzire intermediară</u>

Consumatorul extern **G** utilizează energia mecanică de la arborele comun al instalatiei sau numai de la arborele turbinei $\mathbf{T_2}$ (Fig.6.9).

Se notează: $\varepsilon_K = \frac{p_2}{p_1}$ - gradul de comprimare al compresorului **K.**

$\varepsilon_{T_1} = \frac{p_3}{p_4}$; $\varepsilon_{T_2} = \frac{p_5}{p_6}$ - gradele de destindere ale turbinelor T_1 şi T_2;

$\delta_1 = \dfrac{T_3}{T_2} = \dfrac{\dot{V}_3}{\dot{V}_2}$; $\delta_2 = \dfrac{T_5}{T_4} = \dfrac{\dot{V}_5}{\dot{V}_4}$ - rapoartele creşterii temperaturii în

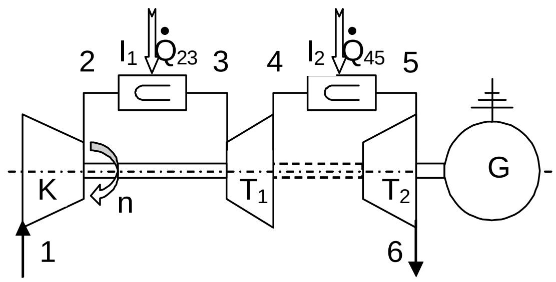


Fig. 6.9. Schema instalației de forță cu gaze cu încălzire intermediară.

încălzitoarele I_1 şi I_2 (camere de ardere).

Starea **1** se consideră stare de referință. Calculând mărimile de stare şi schimburile de energie, se obține **randamentul termic** al instalației:

$$\eta_t = 1 - \frac{\delta_1 \cdot \delta_2 - 1}{(\delta_1 - 1)\cdot \varepsilon_K^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + \delta_1 \cdot (\delta_2 - 1)\cdot \left(\dfrac{\varepsilon_K}{\varepsilon_{T_1}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

Acest randament se mai poate calcula ştiind că pentru adiabate :

$\delta\dot{L} = \delta P = -\, d\dot{I} = -\, \dot{m}\, di$, iar pentru izobare: $\delta\dot{Q} = d\dot{I} = \dot{m}\, di$; rezultă:

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_{23} + \dot{Q}_{45} = \dot{m}\cdot c_p (T_3 - T_2 + T_5 - T_4)$$

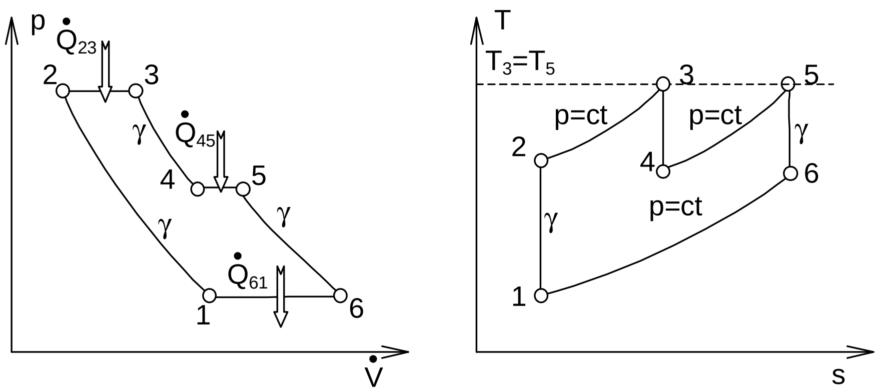


Fig. 6.10. Ciclul instalației de forță cu gaze cu încălzire intermediară.

$$\dot{Q}_u = \dot{L} = P = \dot{Q}_1 - |\dot{Q}_2|$$

Randamentul termic al ciclului va fi:

$$\eta_t = 1 - \frac{|\dot{Q}_2|}{\dot{Q}_1} = 1 - \frac{T_6 - T_1}{T_3 - T_2 + T_5 - T_4}$$

unde, înlocuind temperaturile, se obține aceeaşi relație pentru randament.
Instalația descrisă mai sus este o instalație staționară , dar poate fi folosită şi ca instalație de propulsie în transporturi.

1.3.5. <u>Instalația de forță cu gaze cu regenerare</u>

Această instalație regenerativă are un randament mai mare, recuperându-se o parte din căldura de răcire (Fig.6.11).

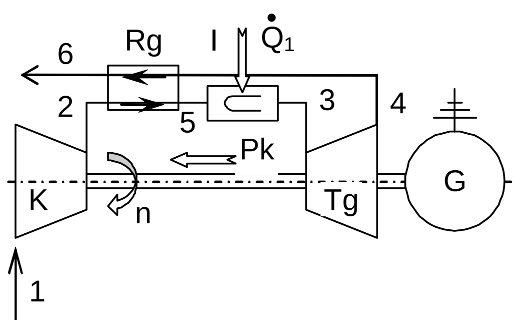


Fig.6.11 Schema instalației de forță cu gaze cu regenerare.

Dacă gazele care ies din turbină au o temperatură mai mare decât gazele care ies din compresor ($T_4 > T_2$), atunci se poate folosi o parte din căldura lor, care altfel s-ar pierde, pentru încălzirea gazului după ieşirea din compresor. Acest schimb de căldură se face intr-un schimbător de căldură **Rg**(regenerator).Temperatura maximă pe care o pot atinge gazele încălzite în **Rg** este $T_5 = T_4$.

Se notează $\delta = \frac{T_3}{T_2} = \frac{\dot{V}_3}{\dot{V}_2} = \frac{T_4}{T_1} = \frac{\dot{V}_4}{\dot{V}_1}$.

Fluxul termic regenerat va fi: $\dot{Q}_r = \dot{Q}_{25} = \dot{Q}_{46} = \dot{m}\, c_p\cdot(T_5 - T_2) = \dot{m}\, c_p\cdot(T_4 - T_2)$ $= \dot{m}\, c_p\cdot(\delta T_1 - T_1\cdot\varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}) = \dot{m}\, c_p\, T_1\cdot(\delta - \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}})$

Condiția ca să se poată face regenerarea este:

$$\dot{Q}_r > 0 \Leftrightarrow \delta > \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

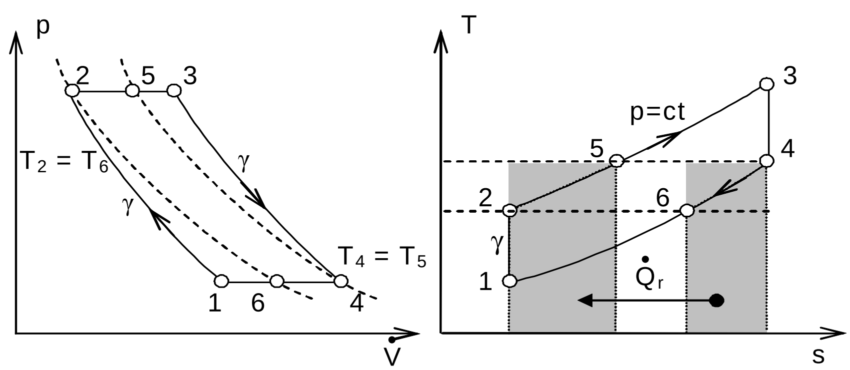


Fig. 6.12. Ciclul instalației de forță cu gaze cu regenerare.

În încălzitorul **I** (sau cameră de ardere) se absoarbe fluxul termic:

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_{53} = \dot{Q}_{23} - \dot{Q}_r$$

şi se cedează fluxul:

$$\dot{Q}_2 = \dot{Q}_{61} = \dot{Q}_{41} - \dot{Q}_r$$

Fluxul termic transformat în putere mecanică va fi:

$$\dot{Q}_u = \dot{L} = P = \dot{Q}_1 - |\dot{Q}_2| = \dot{Q}_{23} - |\dot{Q}_{41}|$$

care reprezintă aria cuprinsă de ciclul 12341, indiferent de existența regenerării (în diagrama T-s).

Randamentul termic al ciclului cu regenerare va fi:

$$\eta_t = 1 - \frac{|\dot{Q}_2|}{\dot{Q}_1} = \frac{\dot{Q}_u}{\dot{Q}_1} = \frac{\dot{Q}_{23} - |\dot{Q}_{41}|}{\dot{Q}_{23} - \dot{Q}_r} > \frac{\dot{Q}_{23} - |\dot{Q}_{41}|}{\dot{Q}_{23}} = \eta_t' \text{ (fără regenerare)}$$

şi înlocuind fluxurile de căldură, se obține: $\eta_t = 1 - \frac{1}{\delta}$

Influența regenerării scade mult odată cu creşterea gradului de comprimare al compresorului (pentru că T_2 creste).

Observație. Instalațiile cu circuit închis au ca **avantaje**:

- fluidul de lucru este curat, nu este contaminat cu gaze de ardere, care influențează negativ durabilitatea paletelor turbinei şi nu provoacă depuneri pe palete;

- se pot utiliza presiuni mari în instalații;
- se poate folosi ca fluid de lucru un gaz monoatomic care are exponentul $\gamma > \gamma_{aer}$, deci randament mai mare;
- se pot folosi combustibili inferiori (de ex. praf de cărbune);

Dezavantaje:
- complexitate mare a instalației;
- necesită un răcitor pentru răcirea fluidului de lucru;
- scade randamentul arderii;
- dimensiuni şi greutate mari (pentru motoarele cu propulsie).

Rachete (Fig.6.13).

Aceste instalații constituie o clasă separată de instalații de forță, care funcționează fără să folosească oxigen din atmosferă. Se construiesc în două variante :

a. cu combustibil solid (pentru sonde meteorologice) ;

b. cu combustibil lichid (pentru navigație cosmică).

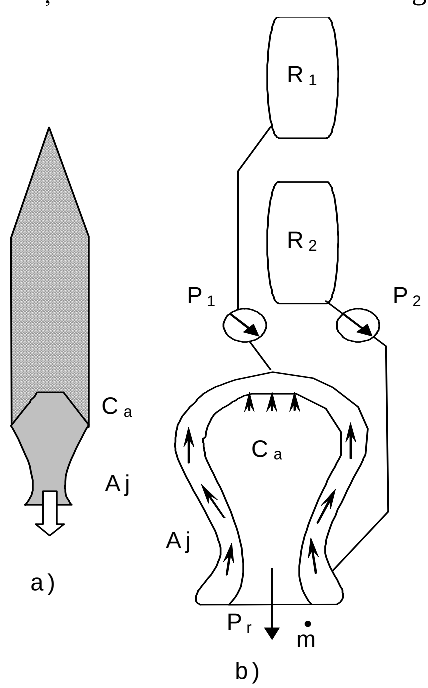


Fig. 6.13 Tipuri de rachete

a. În corpul rachetei este introdus un combustibil şi un comburant (ambele sub formă de pulbere), acest amestec este omogenizat şi presat, pentru a se evita fisurile care ar duce la o explozie necontrolată. Arderea se amorsează la suprafața liberă a amestecului combustibil şi se face până se consumă tot amestecul, gazele de ardere se destind în ajutajul de reacție (supersonic), producând propulsia rachetei. Aceste rachete sunt simple din punct de vedere constructiv, dar foarte pretențioase în privința preciziei de evaluare a procesului de ardere.

b. În Fig. 6.13.b: $\mathbf{R_1}$ - rezervor de combustibil lichid (H_2: -252 ºC); $\mathbf{R_2}$ - rezervor de oxidant (O_2: -183 ºC); P_1,

P_2 - pompe de circulație; C_a - camera de ardere; Aj – ajutaj.
Răcirea camerei de ardere se face cu comburant rece, care circulă prin cămaşa ce înconjoară racheta, apoi acesta intră în camera de ardere. Comanda aprinderii şi a funcționării rachetelor se poate face de la distantă.

1.4. APLICAȚII

Problema 1 Un motor cu $i = 4$ cilindri care funcționează după ciclul Otto-Beau de Rochas are o viteză de rotație de $\mathrm{n} = 5200\,{}^{\mathrm{rot}}\!/_{\mathrm{min}}$ şi un raport de compresie $\varepsilon = 8.5$. Capacitatea cilindrică este de $1300 cm^3$. Raportul presiunilor în timpul încălzirii izocore este $\lambda = 3$. Parametrii gazului la admisie sunt: presiunea $p_0 = 1$, temperatura $t_0 = 20^0 C$. Parametrii caracteristici ai gazului care evoluează în cilindri: $r = 287 \quad \mathrm{J/(kgK)}$, $\gamma = 1.4$; $c_v = 717$ J(kg.K).

Se cer:

1- Volumul V_0 al camerei de ardere şi volumul total $V_t = V_0 + V_c$ al fiecărui cilindru;
2- Cantitatea m_a de gaz aspirată pe cursă şi cantitatea m de gaz care efectuează transformările;
3- Mărimile termice de stare ale gazului în punctele caracteristice ale ciclului;
4- Schimburile de energie şi variația entropiei pentru fiecare transformare şi pe întreg ciclul;
5- Puterea teoretică unitară şi totală (kW/cilindru, kW);
6- Randamentul termic al ciclului;
7- Presiunea medie pe ciclu;
8- Temperaturile ciclului Carnot echivalent (pentru aceleaşi limite ale temperaturilor).

---

1. Din relația $V_t = V_0 + V_c$ şi din definirea raportului de compresie, rezultă:

$$V_c = \frac{1300}{4} = 325\,{}^{cm^3}\!/_{cilindru}$$

$$V_o = \frac{V_c \cdot \varepsilon}{\varepsilon - 1} = \frac{325 \cdot \varepsilon}{7.5} = 43{,}4\,{}^{cm^3}\!/_{cilindru}$$

V_t=325+43,4=368,4 cm^3/cilindru

2. Cantitatea m_a aspirată pe cursă:

$$m_a = \frac{p_0 \cdot V_c}{r \cdot T_0} = \frac{1 \cdot 10^5 \cdot 325 \cdot 10^{-6}}{287 \cdot 293} = 0{,}000387 = 3{,}87 \cdot 10^{-4} [kg / cursă\ ]$$

Cantitatea m de gaz care efectuează transformările:

$$m = m_0 + m_a = \frac{p_0 \cdot V_t}{r \cdot T_0} = \frac{1 \cdot 10^5 \cdot 368.4 \cdot 10^{-6}}{187 \cdot 293} = 0{,}000439 kg$$

3. Calculul mărimilor termice de stare în punctele caracteristice ale ciclului:
Parametrii la începutul admisiei (din mediul exterior):

$$p_0 = lbar;\ T_0 = 239K;\ V_0 = 43{,}4 cm^3$$

În timpul admisiei **0-1**, gazul nu execută nici o transformare de stare, parametrii p_0, T_0 şi V_0 rămîn neschimbați: $p_1 = p_0 = 1 bar$; $T_1 = T_0 = 293K$; $V_1 = 368{,}4 cm^3$.

Prin aplicarea ecuațiilor de legatură între p, v şi T, pentru adiabata 1-2 obține:

$$p_2 = p_1 \cdot \varepsilon^{\gamma} = 1 \cdot 8{,}5^{1.4} = 20 bari;\ V_2 = V_0 = 43{,}4 cm^3$$

$$T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{\gamma-1} = 293 \cdot 8{,}5^{0.4} = 689K;\ t_2 = 416^0 C$$

Pentru izocora 2-3:

$$p_3 = \lambda \cdot p_2 = 3 \cdot 20 = 60 bari$$

$$V_3 = V_0 = 43{,}4 cm^3$$

$$T_3 = \lambda \cdot T_2 = 3 \cdot 689 = 2067K$$

Din adiabata 3-4: $p_4 = \frac{p_3}{\varepsilon^{\gamma-1}} = \frac{60}{20} = 3 bari;\ V_4 = V_t = 368{,}4 cm^3$

$$T_4 = \frac{T_3}{\varepsilon^{\gamma-1}} = \frac{2067}{8{,}5^{0.4}} = 880K;\ t_4 = 607^0 C$$

Pentru verificarea închiderii circuitului se consideră şi izoterma 4-1:

Rezultă: $\frac{p_4}{p_1} = \frac{T_4}{T_1}$; $\frac{3}{1} = \frac{880}{293}$

4. Calculul schimburilor de caldură Q:

$$Q_{12} = 0;$$

$$Q_{23} = m \cdot c_v (T_3 - T_2) = 4{,}93 \cdot 10^{-4} \cdot 717 \cdot 1378 = 433{,}6\text{J};$$

$$Q_{34} = 0;$$

$$Q_{41} = m \cdot c_v (T_1 - T_4) = 4{,}39 \cdot 10^{-4} \cdot 717 \cdot 587 = 184{,}7\text{J}.$$

Căldura primită de la sursa caldă : $Q_1 = Q_{23} = 433{,}6\text{J}$.

Căldura cedată sursei reci: $Q_2 = Q_{41} = 183{,}7\text{J}$.

Căldura utilă (schimbul total de căldură pe ciclu):

$$Q_u = Q_1 - |Q_2| = \oint dQ = 433{,}6 - 184.7 = 248{,}9 \, \text{J}/_{\text{ciclu}}.$$

Calculul lucrului mecanic:

$$L_{12} = U_1 - U_2 = m \cdot c_v (T_1 - T_2) = 4{,}39 \cdot 10^{-4} \cdot 717(293 - 689) = -124{,}7\text{J}$$

$$L_{34} = U_3 - U_4 = m \cdot c_v (T_3 - T_4) = 4{,}39 \cdot 10^{-4} \cdot 717(2067 - 880) = 373{,}6\text{J}$$

Pentru cele doua izocore: $L_{23} = L_{41} = 0$.

Lucrul mecanic de transport (admisia şi evacuarea) este nul:

$$L_a = p_0 (V_1 - V_0) = 34{,}84\text{J};$$

$$L_e = p_0 (V_0 - v_1) = -34{,}84\text{J}; \; L_a + L_e = 0$$

Calculul variațiilor de entropie:

$$S_2 - S_1 = 0; \; S_4 - S_3 = 0;$$

$$S_3 - S_2 = m \cdot c_v \cdot \ln\left(\frac{T_3}{T_2}\right) = 4{,}39 \cdot 10^{-4} \cdot 717 \cdot \ln\frac{2067}{689} = 0{,}344 \, \text{J}/_{\text{K}};$$

$$S_1 - S_4 = m \cdot c_v \cdot \ln\left(\frac{T_1}{T_4}\right) = 4{,}39 \cdot 10^{-4} \cdot 717 \cdot \ln\frac{293}{880} = -0{,}344 \, \text{J}/_{\text{K}};$$

Se verifică că $\oint dS = 0$, adică ciclul este reversibil.

5. Puterea mecanică unitară şi totală $\left(L_c = \oint \delta L = \sum L_{ij} = 0{,}249 \, \text{kJ}/_{\text{ciclu}}\right)$:

$$P_c = L_c \cdot \frac{n}{2 \cdot 60} = 0{,}249 \cdot \frac{5200}{120} = 10{,}8 \, \text{kW}/_{\text{cilindru}};$$

$$P = P_c \cdot i = 10,8 \cdot 4 = 43,2kW .$$

6. Randamentul termic al ciclului:

$$\eta_t = \frac{L}{Q_1} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}} = 1 - \frac{1}{8,5^{0.4}} = 0,575$$

7. Presiunea medie $\overline{p}$ a ciclului:

$$\overline{p} = \frac{L_c}{V_c} = \frac{249}{\left(325 \cdot 10^{-6}\right)} = 7,67 \cdot 10^5 \, N/m^2 = 7,67 bari$$

8. Temperaturile ciclului Carnot echivalent:

$$T_{1c} = \frac{Q_1}{\Delta S} = \frac{433,6}{0,344} = 1256K ;$$

$$T_{2c} = \frac{Q_2}{\Delta S} = \frac{183,7}{0,344} = 535K ;$$

$$\eta_C = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{535}{1256} = 0,575 .$$

Problema 2. O instalație de forță cu turbine de gaze funcționează după ciclul teoretic Joule. Gradul de comprimare al compresorului (şi gradul de destindere al turbinei) este $\varepsilon = 15$, iar temperatura gazului la admisia turbinei T este de 1200K. Puterea mecanică la arborele instalației este P=15.000kW. Parametrii gazului la admisia compresorului K sunt: $p_1 = 1bar$; $t_1 = 20^0C$. Fluidul de lucru are ca valori caracteristice: $r = 287 \, J/kgK$; $c_p = 1 \, kJ/kg \cdot grad$; $\gamma = 1,4$.

Să se determine:

- Randamentul termic al ciclului.
- Presiunea, temperatura şi debitul volumic în punctele caracteristice ale ciclului.
- Debitul $\dot{m}$ de gaz care efectuează ciclul.
- Schimburile de energie şi variația entropiei pentru fiecare transformare şi pentru tot ciclul.

---

1. Randamentul termic al cilindrului:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 1 - \frac{1}{15^{0,286}} = 0,538$$

2. Marimile de stare în punctele caracteristice ale ciclului:

$$p_1 = 1bar;\ p_2 = p_1 \cdot \varepsilon = 15bari;\ p_3 = p_2 = 15bari;\ p_4 = p_1 = 1bar;$$

$$T_1 = 293K;\ T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 635K;\ T_3 = 1200K;\ T_4 = \frac{T_3}{\varepsilon^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 554K.$$

3. Debitul $\dot{m}$ de gaz care efectuează ciclul:

$$\dot{m} = \frac{P}{c_p(T_3 - T_4 + T_1 - T_2)} = \frac{15000}{304} = 49,4\ kg/s$$

Debitul volumic $\dot{V}$:

$$\dot{V}_1 = \dot{m} \cdot r \cdot \frac{T_1}{p_1} = 41,5\ m^3/s;\ \dot{V}_2 = \dot{m} \cdot r \cdot \frac{T_2}{p_2} = 6\ m^3/s$$

$$\dot{V}_3 = 11,34\ m^3/s;\ \dot{V}_4 = 78,5\ m^3/s$$

4. Schimburile de energie şi variaţia entropiei:

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_{23} = \dot{m} \cdot c_p(T_3 - T_2) = 27900kW;$$

$$\dot{L}_k = \dot{L}_{12} = \dot{m} \cdot c_p(T_1 - T_2) = -16900kW;$$

$$\dot{Q}_2 = \dot{Q}_{41} = \dot{m} \cdot c_p(T_1 - T_4) = -12900kW$$

$$\dot{L}_t = \dot{L}_{34} = \dot{m} \cdot c_p(T_3 - T_4) = 31900kW;$$

$$\oint d\dot{Q} = 15000kW = \oint d\dot{L};\ \dot{S}_3 - \dot{S}_2 = \dot{m} \cdot c_p \cdot \ln\frac{T_3}{T_2} = 31,45\ kW/K;$$

$$\dot{S}_1 - \dot{S}_4 = \dot{m} \cdot c_p \cdot \ln\frac{T_1}{T_4} = -31,45\ kW/K$$

Se verifică : $\oint d \cdot \dot{S} = 0$, deci ciclul este reversibil.