

CAPITOL 2. NOȚIUNI DE TERMODINAMICĂ

Termodinamica studiază proprietățile termice ale corpurilor în condiții de echilibru energetic, precum și procesele care conduc la stabilirea stărilor de echilibru. Se poate spune că termodinamica este știința care se ocupă cu studiul legilor de transformare a energiei, analizează mișcarea moleculară din interiorul corpurilor și fenomenele determinate de acțiunea particulelor elementare constructive ale acestora.

2.1. Noțiuni generale de termodinamică. Sistem termodinamic. Starea termodinamică. Mărimi de stare. Energia internă. Lucrul mecanic. Căldura. Entalpia

Prin *sistem termodinamic* se înțelege un ansamblu bine delimitat de corpuri care pot interacționa între ele sau cu exteriorul, interacțiuni de natură mecanică sau termică, [7].

Definiția sistemului termodinamic este explicată prin două mărimi tehnice:

- *schimb de căldură* – cantitatea de energie cedată sau primită de sistem, însoțită de variația parametrilor săi externi;
- *lucru mecanic* – cantitatea de energie cedată sau primită de sistem, fără variația parametrilor externi ai acestuia.

Tot ceea ce se găsește în afara limitelor sistemului se numește *mediu ambiant*. Între un sistem termodinamic și mediu ambiant se pot exercita interacțiuni de natură mecanică sau termică însoțite sau nu de schimburi de substanță.

Din acest punct de vedere sistemele termodinamice pot fi:

- ☑ *sisteme închise*: sisteme în care nu este posibil un schimb de substanță cu mediul ambiant;
- ☑ *sisteme deschise*: sisteme în care au loc schimb de substanță cu mediul ambiant;
- ☑ *sisteme izolate*: sisteme care sunt puse în imposibilitatea de a exercita orice tip de interacțiuni;
- ☑ *sisteme izolate adiabate*: sisteme care nu pot realiza interacțiuni de natură termică cu mediul ambiant, dar pot realiza interacțiuni de natură mecanică.

Starea termodinamică a unui sistem este determinată prin natura, masa și energia corpurilor componente, de condițiile lui interioare și de condițiile exterioare.

Mărimile fizice cu ajutorul cărora se poate preciza starea unui sistem aflat în echilibru termodinamic se numesc *mărimi de stare – parametrii de stare*, parametri ce pot fi interni sau externi.

Parametrii de stare externi sunt mărimile ce caracterizează starea exterioară a sistemului și care sunt funcții numai de coordonatele generalizate ale corpurilor (volum, intensități de câmpuri de forțe). *Parametrii de stare interni* sunt mărimile ce caracterizează starea internă a sistemului, depind de proprietățile sistemului (presiunea, temperatura, densitatea).

Prin *ciclul termodinamic* se înțelege o succesiune de transformări termodinamice în urma cărora mașina revine de fiecare dată în starea inițială.

2.1.1. Energia internă

Prin energie se înțelege capacitatea unui sistem fizic de a produce lucru mecanic sau de a dezvolta căldură atunci când acesta își modifică starea.

Energia internă este o mărime de stare care reprezintă starea de agitație moleculară a unui corp (energia conservată într-un corp) într-o stare termodinamică oarecare.

Energia internă se notează cu U și se măsoară în Jouli [J] sau [cal]. Dacă ne referim la 1 kg de substanță, atunci se numește *energie specifică*, se notează cu u și se măsoară în [J/kg].

$$U = U_{\text{cin}} + U_{\text{pot}} + U_0 \quad [\text{J}] \quad (2.1)$$

U_{cin} - suma energiilor cinetice moleculare corespunzătoare mișcărilor de translație, rotație și vibrație, [J];

U_{pot} - suma energiilor potențiale datorate forțelor de interacțiune dintre molecule, [J];

U_0 - suma energiilor dintre molecule și atomi, [J].

În calculele termotehnice nu interesează valoarea absolută a energiei interne ci numai variația acesteia ΔU , adică:

$$\Delta U = U_2 - U_1 \quad [\text{J}] \quad (2.2)$$

U_1, U_2 - energia sistemului în starea inițială, respectiv starea finală, [J].

2.1.2. Lucrul mecanic

La interacțiunea unui sistem cu mediul ambiant se poate produce schimb de energie de natură mecanică atât de la sistem la mediul ambiant, cât și de la mediul ambiant la sistem.

Lucrul mecanic reprezintă energia schimbată de-a lungul interacțiunii mecanice dintre sistem și mediul ambiant. Lucrul mecanic produs de o forță care își deplasează punctul de aplicație pe o distanță x este:

$$L = F \cdot x \quad (2.3)$$

Dacă se consideră o deplasare elementară dx , se va efectua un lucru mecanic elementar:

$$dl = F \cdot dx \quad (2.4)$$

Se consideră o suprafață de arie S asupra căreia acționează la un moment dat presiunea p :

$$dl = F \cdot dx = p \cdot S \cdot dx \quad (2.5)$$

Deoarece $dv = S \cdot dx$ rezultă:

$$dl = p \cdot dv \quad (2.6)$$

Lucrul mecanic de dislocare – reprezintă lucrul mecanic necesar pentru deplasarea unui volum de fluid într-o conductă, dintr-o poziție dată până în poziția următoare, în condiții de presiune constantă.

$$l_d = \frac{p \cdot V}{m} = p \cdot v \quad [\text{J/kg}] \quad (2.7)$$

V - volumul de fluid, [m^3];

p - presiunea fluidului, [bar];

m - masa fluidului, [kg].

v - volumul specific de fluid, [m^3/kg].

Lucrul mecanic absolut

Se consideră un gaz, închis într-un cilindru cu piston, care trece dintr-o stare termodinamică inițială 1 într-o stare termodinamică finală 2 (figura 2.1).

La un moment dat, într-o stare intermediară în cursul acestei transformări gazul are presiunea p și ocupă volumul V .

Lucrul mecanic absolut efectuat de gaz prin deplasarea pistonului pe distanța x , la trecerea din starea inițială 1 în starea finală 2, se obține prin însumarea (integrarea) cantităților elementare de lucru mecanic.

$$L_{12} = \int_1^2 dl = \int_1^2 p \cdot dV \quad [\text{J}] \quad (2.8)$$

Pentru o cantitate de gaz egală cu unitatea:

$$l_{12} = \int_1^2 p \cdot dv \quad [\text{J/kg}] \quad (2.9)$$

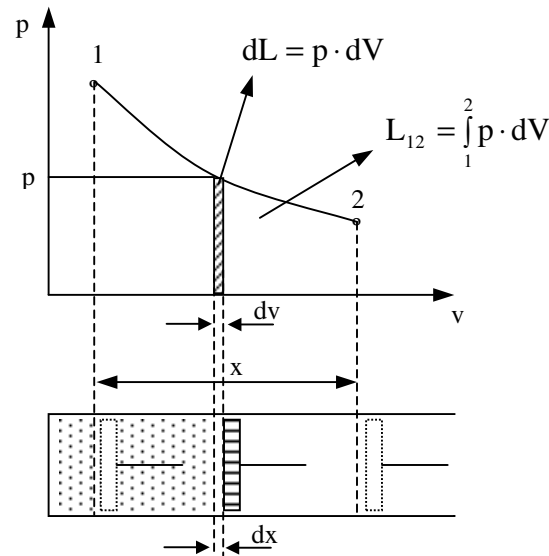


Fig. 2.1. Producerea lucrului mecanic

Lucrul mecanic tehnic

Se consideră o mașină termică producătoare de lucru mecanic. Cantitatea de agent termic care trece prin mașină într-un anumit interval de timp este m .

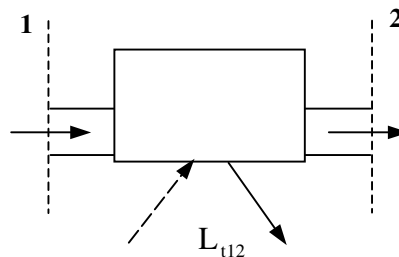


Fig. 2.2. Producerea lucrului mecanic tehnic într-o mașină termică

Agentul termic suferă o transformare termodinamică în urma căreia ajunge din starea 1 în starea 2.

Lucrul mecanic total pe care îl dezvoltă agentul termic în mașină (care include atât lucrul mecanic absolut produs în trecerea de la starea 1 la starea 2, cât și lucrul mecanic de admisie și evacuare a agentului termic), poartă denumirea de *lucrul mecanic tehnic* sau *lucrul mecanic util exterior*.

$$L_{t12} = L_a + L_{12} + L_e = p_1 V_1 + L_{12} - p_2 V_2 \tag{2.10}$$

$$L_{t12} = L_{12} - (p_2 V_2 - p_1 V_1) = \int_1^2 p dV - \int_1^2 d(pV) = \int_1^2 p dV - \int_1^2 p dV - \int_1^2 V dp = -\int_1^2 V dp \tag{2.11}$$

Pentru o cantitate de agent termic egală cu unitatea:

$$l_{t12} = -\int_1^2 v dp \tag{2.12}$$

2.1.3. Căldura

Între un sistem termodinamic și mediul ambiant apare independent de interacțiunile de natură mecanică, un schimb de energie pus în evidență fie prin creșterea temperaturii T a sistemului când aceasta este mai mică decât temperatura mediului ambiant fie prin scăderea temperaturii T a sistemului când acesta este superioară temperaturii mediului ambiant. Energia transmisă în acest schimb de energie se numește căldură.

$$dq = m \cdot c \cdot dt \text{ [J sau kcal]} \tag{2.13}$$

m - masa fluidului, [kg];
 c - căldura specifică a fluidului, [J/kg°C];
 dt - variația (gradientul) de temperatură, [°C].

2.1.4. Entalpia

Este o mărime de stare cu caracter energetic, referindu-se ca și energia internă, la nivelul energetic al unui sistem definită ca suma dintre energia internă a corpului sau sistemului și lucrul mecanic de dislocare (termen introdus de H. Kamerling – Onnes în anul 1909). Ea se notează cu H sau I și se măsoară în J sau J/kg:

$$H = U + p \cdot V \quad [J] \quad (2.14)$$

sau se poate defini entalpia specifică:

$$h \equiv i = u + p \cdot v \quad [J/kg] \quad (2.15)$$

2.2. Principiile termodinamicii

2.2.1. Principiul zero al termodinamicii

Se consideră două sisteme A și B separate între ele printr-un perete adiabat (sistemele nu schimbă căldură între ele), dar fiecare dintre ele aflându-se în contact cu un al treilea sistem C prin intermediul unor pereți diatermi (pereți în contact cu fluide cu temperaturi diferite); întreg ansamblu este înconjurat de un perete adiabat. Deci între sistemele A și B nu poate avea loc transfer de căldură, în timp ce între sistemele A și C pe de o parte și B și C pe de altă parte este permis schimbul de căldură.

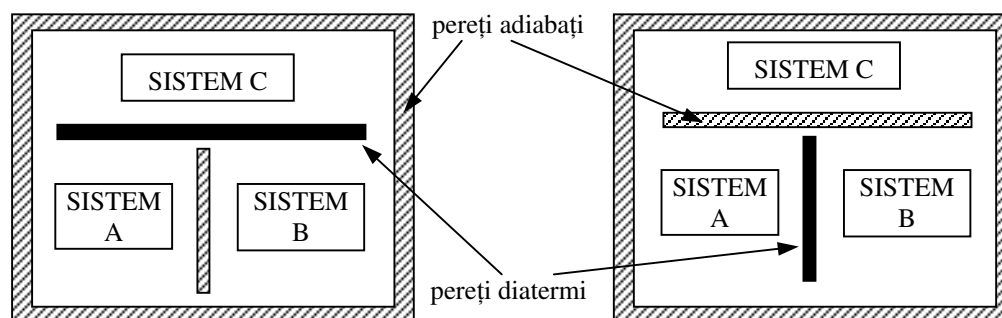


Fig. 2.3. Principiul zero al termodinamicii

S-a constatat că cele două sisteme A și B vor atinge echilibrul termic cu al treilea sistem C și că nu va apare nici o modificare în continuare, în starea acestora, dacă peretele adiabat care separă sistemele A și B este înlocuit de un perete diaterm.

Enunț: Două sisteme aflate în echilibru termic cu un al treilea simultan și succesiv se află în echilibru termic între ele.

Acest postulat este numit *principiul zero al termodinamicii* și a fost enunțat pentru prima dată de către J.C. Maxwell în anul 1891.

2.2.2. Principiul I al termodinamicii

Primul principiu al termodinamicii reprezintă legea conservării energiei și de asemenea se referă la modul în care variază energia internă a unui sistem care interacționează mecanic sau termic cu mediul exterior, având mai multe enunțuri:

Variația energiei interne a unui sistem ΔU , la trecerea dintr-o stare inițială de echilibru într-o stare finală de echilibru este egală cu suma dintre lucru mecanic efectuat de sistem L și căldura schimbată Q de acesta în cursul procesului.

O mașină pentru a produce lucru mecanic trebuie să consume o cantitate echivalentă de energie. În cazul în care aceasta nu este primită din exterior, se consumă din energia internă sau externă a sistemului.

O consecință a primului principiu o constituie infirmarea posibilității existenței unui perpetuum mobile de speța I.

Deoarece lucrul mecanic și căldura sunt forme de energie care pot fi primite sau cedate de sistemul termodinamic în raport cu mediul exterior pentru buna înțelegere a proceselor se impune necesitatea existenței unei convenții de semne.

- ✓ căldura primită de un corp sau un sistem termodinamic în timpul unui proces este pozitivă, temperatura sistemului crește;
- ✓ căldura cedată este negativă, temperatura sistemului scade.
- dacă sistemul primește energie pe calea interacțiunii mecanice atunci lucrul mecanic corespunzător este negativ ($L < 0$, comprimare);
- dacă sistemul cedează energie pe calea interacțiunii mecanice atunci lucrul mecanic corespunzător este pozitiv ($L > 0$, destindere).

A. Pentru sisteme închise

A1. Sistem închis izolat față de mediul ambiant – care nu schimbă nici căldură nici lucru mecanic, energia sa se va păstra constantă în timpul acestei transformări.

$$E_1 = E_2 \quad (2.16)$$

A2. Sistem închis izolat adiabatic față de mediul ambiant – nu schimbă căldură dar schimbă lucru mecanic cu mediul exterior

$$E_1 - L_{12} = E_2 \quad (2.17)$$

A3. Sistem închis – schimbă și lucru mecanic și căldură cu mediul înconjurător

$$E_1 - L_{12} + Q_{12} = E_2 \quad (2.18)$$

Energia conținută de sistem în cele două stări 1 și 2 (E_1 și E_2) este compusă din energia cinetică și energie potențială – energia externă - și energia internă.

$$E_1 = U_1 + \frac{mw_1^2}{2} + mgh_1 \quad (2.19)$$

$$E_2 = U_2 + \frac{mw_2^2}{2} + mgh_2 \quad (2.20)$$

Cu aceste relații, relația 2.18 devine:

$$Q_{12} - L_{12} = U_2 - U_1 + m \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + mg(h_2 - h_1) \quad (2.21)$$

sau pentru unitatea de masă:

$$q_{12} - l_{12} = u_2 - u_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(h_2 - h_1) \quad (2.22)$$

sau forma diferențială:

$$dq = dl + du + wdw + gdh = du + pdv + wdw + gdh \quad (2.23)$$

Se poate considera: $\begin{cases} w_1 \cong w_2 \\ h_1 \cong h_2 \end{cases}$

Deci ecuația 2.23 devine:

$$dq = du + dl = du + pdv \quad (2.24)$$

Ecuația 2.24 reprezintă *ecuația diferențială a primului principiu al termodinamicii*.

B. Pentru sisteme deschise

Se consideră o mașină termică în care agentul termic primește căldură și efectuează lucru mecanic. Mașina lucrează în sistem deschis: mediul de lucru este preluat din exterior și după ce efectuează o serie transformări este cedat din nou mediului înconjurător.

Fluidul de lucru trebuie să traverseze de două ori limita sistemului: la intrare și la ieșire. De fiecare dată produce sau consumă lucru mecanic.

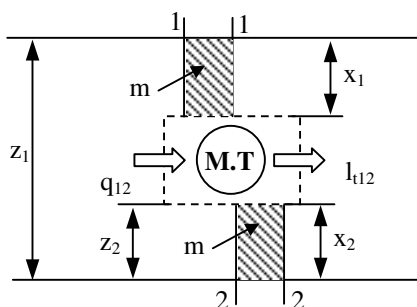


Fig. 2.4. Sistem termodinamic deschis

Lucrul mecanic produs de masa m la intrarea în mașină va fi:

$$l_1 = p_1 \frac{Ax_1}{m} = p_1 v_1 \quad (2.25)$$

A - aria secțiunii de intrare, $[m^2]$.

La ieșire din mașină se va consuma lucru mecanic pentru a trece limita sistemului:

$$l_2 = p_2 \frac{Ax_2}{m} = p_2 v_2 \quad (2.26)$$

Lucrul mecanic necesar trecerii agentului motor peste limita sistemului se numește *lucru mecanic de dislocare*.

$$l_d = p_2 v_2 - p_1 v_1 \quad (2.27)$$

Scriind bilanțul energetic pentru o astfel de mașină între stările 1-1 și 2-2 se obține:

$$u_1 + p_1 \cdot v_1 + \frac{w_1^2}{2} + gz_1 + q_{12} = u_2 + p_2 \cdot v_2 + \frac{w_2^2}{2} + gz_2 + l_{12} \quad (2.28)$$

Suma $u+pv$ este o mărime de stare numită entalpie notată h sau i .

l_{12} - lucru mecanic tehnic efectuat de mașină în interacțiunea cu mediul înconjurător sau în interacțiunea cu un alt sistem, $[J/kg]$.

$$dl_{12} = dl_{12} - dl_d \Rightarrow l_{12} = \int_1^2 pdv - \int_1^2 d(pv) = -\int_1^2 vdp \quad (2.29)$$

dl_{12} - variația de lucru mecanic absolut efectuat la trecerea sistemului din starea 1 în starea 2, $[J/kg]$.

dl_d - variația de lucru mecanic de dislocare necesar pentru deplasarea unui volum de fluid într-o conductă, dintr-o poziție dată într-o poziție imediat următoare în condiții de presiune constantă, $[J/kg]$.

$$h_1 + \frac{w_1^2}{2} + gz_1 + q_{12} = h_2 + \frac{w_2^2}{2} + gz_2 + l_{12} \quad (2.30)$$

$$q_{12} - l_{12} = (h_2 - h_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) \quad (2.31)$$

Se poate considera: $\begin{cases} w_1 \cong w_2 \\ z_1 \cong z_2 \end{cases}$

$$dq_{12} = dh + dl_{12} = dh - vdp \quad (2.32)$$

Relația 2.32 reprezintă *ecuația diferențială a principiului I al termodinamicii pentru sisteme deschise*.

Ecuații calorice de stare

Relațiile stabilite între u și h pe de o parte și p , v , T pe de altă parte se numesc *ecuațiile calorice de stare*:

$$u = u(T,v); h = h(T,p)$$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \quad (2.33)$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp$$

Relațiile 2.33 se introduc în expresiile primului principiu al termodinamicii pentru sisteme închise și deschise.

$$dq = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right] dv \quad (2.34)$$

$$dq = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left[\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T - v\right] dp$$

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v - \text{căldura specifică la volum constant;}$$

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p - \text{căldura specifică la presiune constantă.}$$

Căldura specifică este căldura necesară pentru a crește (micșora) temperatura unității de masă dintr-un corp cu un grad.

Ecuatia termică de stare a gazului perfect (ecuația Clapeyron – Mendeleev) sau ecuația generală a gazelor

Considerăm un kmol de gaz perfect, aflat inițial în starea normală fizică ($p_0=101325$ Pa, $t_0=0^\circ\text{C}$ și volumul V_0) care va trece în starea finală (p, V, t). Se poate scrie [5]:

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0 V_0}{T_0} \quad (2.35)$$

Pentru starea normală fizică $\frac{p_0 V_0}{T_0}$ se notează cu R și se numește *constanta gazului*

perfect. Valoarea sa este obținută prin înlocuirea volumului molar $V_0=V_{\mu 0}=22,4$ m³/kmol echivalentul unui kmol de gaz perfect, $p_0=101325$ Pa și $t_0=0^\circ\text{C} \Rightarrow T_0=273,15$ K:

$$R = \frac{p_0 V_0}{T_0} \cong 8314,41 \text{ J/kmolK} \quad (2.36)$$

Ecuatia Clapeyron – Mendeleev pentru un kilomol de gaz este:

$$pV_\mu = RT \quad (2.37)$$

Dacă masa gazului este m , iar masa molară μ , atunci numărul de moli de gaz va fi ($v=m/\mu$). În acest caz, ecuația Clapeyron – Mendeleev se poate scrie:

$$pV = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T = v \cdot R \cdot T \quad (2.38)$$

Pentru gazele reale, în condițiile în care se poate aplica ecuația generală de stare a gazului perfect, se notează cu $\mathfrak{R} = R/\mu$ [J/kgK] și se numește constanta specific a gazului.

Deci ecuația termică de stare devine:

$$pV = m \cdot \mathfrak{R} \cdot T \quad (2.39)$$

Dacă se ține cont de definiția densității gazului $\rho = m/V$ [kg/m³], sau a volumului specific $v = 1/\rho = V/m$ [m³/kg], atunci forma cea mai simplă a ecuației generală de stare este:

$$p = \rho \cdot \mathfrak{R} \cdot T \text{ sau } pv = \mathfrak{R} \cdot T \quad (2.40)$$

Din ecuația Clapeyron – Mendeleev se obține ecuația Robert – Mayer care este foarte utilă în calculele termodinamice cu gaze reale:

$$C_p - C_v = R \quad (2.41)$$

Deoarece $C_p = \mu \cdot c_p$ și $C_v = \mu \cdot c_v$, relația lui Robert – Mayer poate fi scrisă și pentru căldurile specifice:

$$c_p - c_v = \frac{R}{\mu} \quad (2.42)$$

C_v – capacitatea calorică masică la volum constant, [J/K];

C_p – capacitatea calorică masică la presiune constantă, [J/K].

Capacitățile calorice la parametri interni constanți: căldura schimbată de sistem cu mediul exterior la o variație a temperaturii cu o unitate și parametri interni constanți. Relația de legătură între capacitatea calorică și căldura specifică este:

$$C = m \cdot c \quad (2.43)$$

2.2.3. Principiul al - II - lea al termodinamicii

Principiul I al termodinamicii stabilește numai relații cantitative ale schimburilor energetice dintre sisteme fără a face precizări cu privire la condițiile în care se pot face transformările și la sensul de desfășurare al acestora. Principiul al II-lea al termodinamicii stabilește relații calitative pentru fenomene termice din natură.

De remarcat că cele două principii se completează reciproc, pe baza lor putându-se realiza mașinile termice prin ciclurile termodinamice.

O prima formulare a principiului II al termodinamicii a fost dată de Sadi Carnot:

O mașină termică nu poate produce în mod continuu (ciclic) lucru mecanic decât dacă agentul termic schimbă căldură cu două surse de căldură de temperaturi diferite. O mașină care ar funcționa continuu cu o singură sursă de căldură și ar transforma energia primită de la această sursă integral în lucru mecanic s-ar numi perpetuum mobile de speța a doua.

În 1850 Rudolf Clausius a enunțat **o nouă formulare pentru principiul al II-lea**:

Căldura nu trece de la sine de la un corp cu temperatura scăzută la un corp cu temperatura mai ridicată. Acest proces este totuși posibil dacă se consumă lucru mecanic din exterior.

În concordanță cu cele de mai sus Lord Kelvin (W. Thomson 1851) a enunțat principiul al II-lea sub forma: În natura, transformările ciclice al căror efect constă în producerea de lucru mecanic echivalent cu cantitatea de căldură preluată de la o singură sursă, sunt imposibile.

Observație:

Principiul al II-lea scoate în evidență calitatea energiei: există energii superioare care pot fi integral transformate în lucru mecanic (energie electrică, energie mecanică) sau alte forme de energie, și energii parțial transformabile (energie internă).

Entropia

Exprimarea matematică a conținutului principiului al II-lea al termodinamicii a necesitat găsirea unei noi funcții care să permită stabilirea unor relații valabile pentru toate procesele termodinamice care au loc în sistemele izolate.

Integrala lui Clausius:

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (2.44)$$

Într-un ciclu reversibil integrala lui Clausius este nulă și deci, expresia de sub integrală reprezintă diferența unui funcții de stare. Acesta nouă funcție este notată cu S este definită de Clausius ca entropie și este o capacitate calorică de stare cu caracter extensiv:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad [J/K] \quad \text{sau} \quad ds = \frac{dq}{T} \quad [J/kgK] \quad (2.45)$$

Se poate afirma: variația entropiei la parcurgerea unui ciclu reversibil este nulă, sau în orice ciclu reversibil entropia rămâne neschimbată. Relația 2.45 reprezintă **expresia matematică a principiului II al termodinamicii pentru procese reversibile (cvasistatice)**.

Fiind o funcție de stare, variația entropiei într-un proces reversibil depinde exclusiv de starea inițială și finală a sistemului:

$$dS = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ_{rev}}{T} \quad (2.46)$$

Pentru sisteme izoterm-reversibile relația devine:

$$dS = \frac{dQ_{rev}}{T} \quad (2.47)$$

iar pentru procese adiabatice reversibile în care $dQ_{rev}=0$:

$$dS=0; S=ct$$

Principiul al doilea al termodinamicii pentru procese ireversibile se poate scrie:

$$dS_{irev} > \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (2.48)$$

Cu cât variația de entropie este mai mare decât valoarea integralei Clausius cu atât gradul de ireversibilitate al procesului este mai ridicat. Pentru un sistem izolat, integrala lui Clausius este nulă fiindcă sistemul nu schimbă căldură cu exteriorul.

2.2.4. Principiul al III-lea al termodinamicii (teorema lui Nerst)

Principiul al III-lea nu introduce o funcție termodinamică nouă, ci oferă posibilitatea de a calcula valorile absolute ale unor parametri de stare și ale constantelor de echilibru.

Teorema lui Nerst

Experimental, Nerst a constatat că la temperaturi apropiate de 0K variația potențialului Gibbs (entalpie liberă) prezintă valori apropiate de variația entalpiei, iar cele două mărimi devin egale. S-a formulat astfel următoarea concluzie:

Teorema căldurii: În sistemele la echilibru, care tind către temperatura zero absolut prin procese izoterm cvasistatice, variația entalpiei libere nu mai depinde de temperatură.

Teorema lui Nerst sau principiul al III-lea al termodinamicii se enunță și sub forma: Este imposibil de răcit o substanță până la zero absolut luându-i căldura; zero absolut este inaccesibil.

2.3. Diagrame termodinamice ale vaporilor. Transformări termodinamice

Ciclurile termice ale mașinilor și instalațiilor termoenergetice sunt compuse din transformări simple. Transformările suferite de sistemele termodinamice se pot grupa în transformări de echilibru și transformări de neechilibru.

Transformarea este numită *reversibilă* dacă sistemul trece prin aceleași stări într-un sens sau altul de parcursere. În cazul când stările parcurse de sistem diferă, transformarea se numește *ireversibilă*.

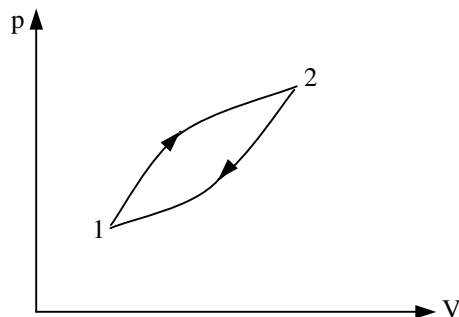


Fig. 2.5. Procese reversibile în diagrama p-V

Diagramele termotehnice ale vaporilor se obțin prin reprezentarea grafică a tabelor în sisteme de două axe de coordonate, în care sunt trasate curbe de $v=ct$; $p=ct$; $t=ct$; $i=h=ct$; $s=ct$; $x=ct$.

Toate aceste diagrame au la baza reprezentarea **procesului de vaporizare**. Se numesc **vapori** corpurile în stare gazoasă în apropierea domeniului de lichefiere.

Vaporizarea este procesul de trecere a unei substanțe din faza lichidă în faza de vapori prin fierbere, proces ce se desfășoară în întreaga masă de lichid.

Pentru a urmări procesul de vaporizare a unui kilogram de substanță (apă) se face următoarea experiență: se consideră un cilindru în care se găsește apa distilată la $p=ct=760 \text{ mmHg}$ (figura 2.6).

Cilindrul este încălzit de la o sursă exterioară, pistonul mobil asigurând presiunea constantă. Prin încălzire din exterior, lichidul primește căldură, temperatura și volumul lichidului crescând. Momentul în care temperatura lichidului a atins temperatura t_s – faza lichidă se găsește la saturație, moment care coincide cu începutul vaporizării în cursul căreia atât presiunea cât și temperatura se mențin constante.

Din masa de lichid încep să se degaje vapori, volumul crește brusc. Vaporii care se formează în imediata apropiere a suprafeței lichidului se numesc **vapori saturați uscați**.

Dacă antrenează picături fine de lichid împreună cu care formează o emulsie, se numesc **vapori saturați umezi**.

Furnizând căldură din exterior, vaporizarea continuă fără a se modifica temperatura și presiunea din cilindru, până la vaporizarea completă a lichidului, când în cilindru se găsesc vapori saturați uscați. După terminarea procesului de vaporizare, căldura absorbită de vapori servește la creșterea temperaturii lor, devenind vapori supraîncălziți.

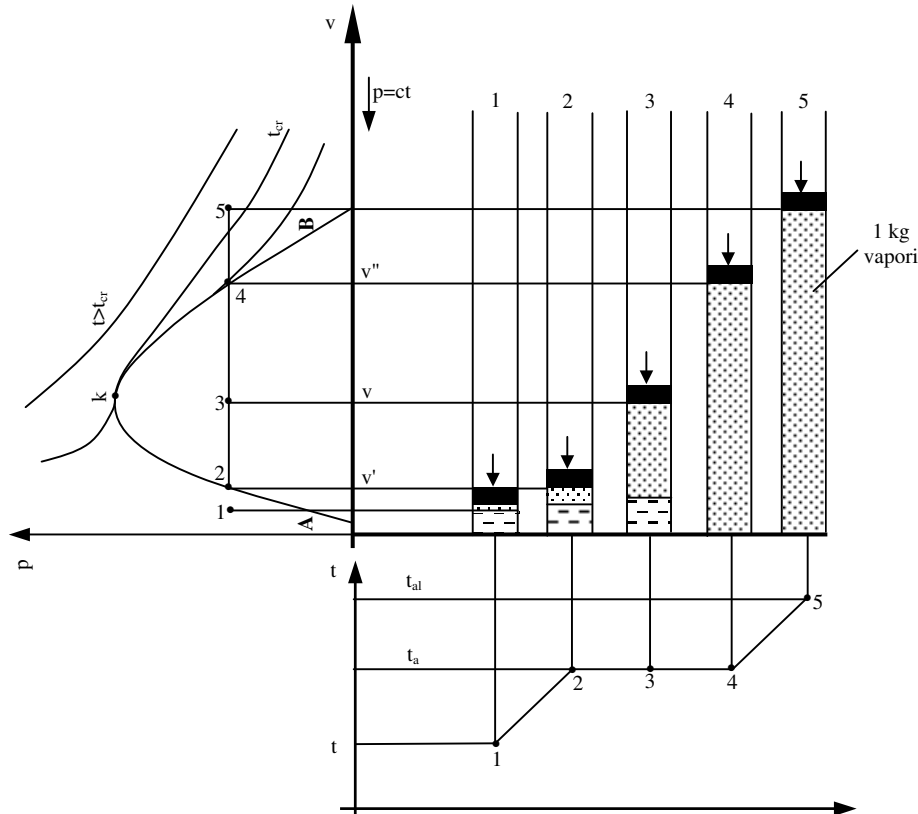


Fig. 2.6. Procesul de vaporizare

Titlul vaporilor umezi x reprezintă raportul dintre cantitatea (în kg) de vapori saturați uscați, și cantitatea de vapori saturați umezi.

$$x = \frac{m_{vap}}{m_{amestec}} = \frac{m_{vap}}{m_{vap} + m_{lich}} \quad (2.49)$$

m_{vap} - masa vaporilor, [kg];

$m_{amestec}$ - masa amestecului (lichid + vapori) , [kg];

m_{lich} - masa lichidului, [kg].

Observație:

Procesul de vaporizare, ca orice proces de schimbare de fază, are loc la temperatură și presiune constantă, deci este un proces izobar-izoterm.

Dacă se repetă procesul de vaporizare la presiuni diferite se constată că pe măsură ce presiunea crește, palierul $v'-v''$ scade, ceea ce înseamnă că la presiuni ridicate căldura necesară procesului de vaporizare scade, până în punctul critic k în care $v''-v'=0$, adică vaporizarea se face fără variație de volum, faza lichidă trecând brusc în fază de vapori.

Pentru apă coordonatele punctului critic au valorile: $p_{cr}=221,29$ bar; $v_{cr}=0,00326$ m³/kg; $t_{cr}=374,15$ °C. Dacă se unesc punctele ce reprezintă începutul și sfârșitul vaporizării se obține curba limită sau curba de saturație alcătuită din două ramuri care se unesc în punctual critic k .

Deci putem concluziona că în timpul vaporizării faza gazoasă și faza lichidă se găsesc în stare de echilibru termic, numită *stare de saturație*.

Temperatura la care are loc vaporizarea se numește *temperatură de saturație*; valoarea ei depinde de presiunea la care se desfășoară procesul.

Trecerea de la lichidul în stare de saturație la vapori saturați uscați se face cu coexistența fazei lichide și gazoase, care formează împreună un amestec numit *vapori saturați umezi*.

Între curbele limită procesele de vaporizare sau condensare sunt izobar-izoterme. Căldura ce trebuie furnizată pentru definitivarea vaporizării dintre curbele limită depinde de presiune.

- ☑ **ramura A-k** reprezintă curba limită la saturație a lichidului sau curba limită inferioară (curba de titlu constant $x=0$);
- ☑ **ramura k-B** reprezintă curba limită a vaporilor la saturație sau curba limită superioară (curba de titlu constant $x=1$).

Pe diagramă T-s (figura 2.7) se disting următoarele zone, și anume:

- **zona I** – situată în stânga ramurii lichidului la saturație; corespunde stărilor în care fluidul se află în stare lichidă;

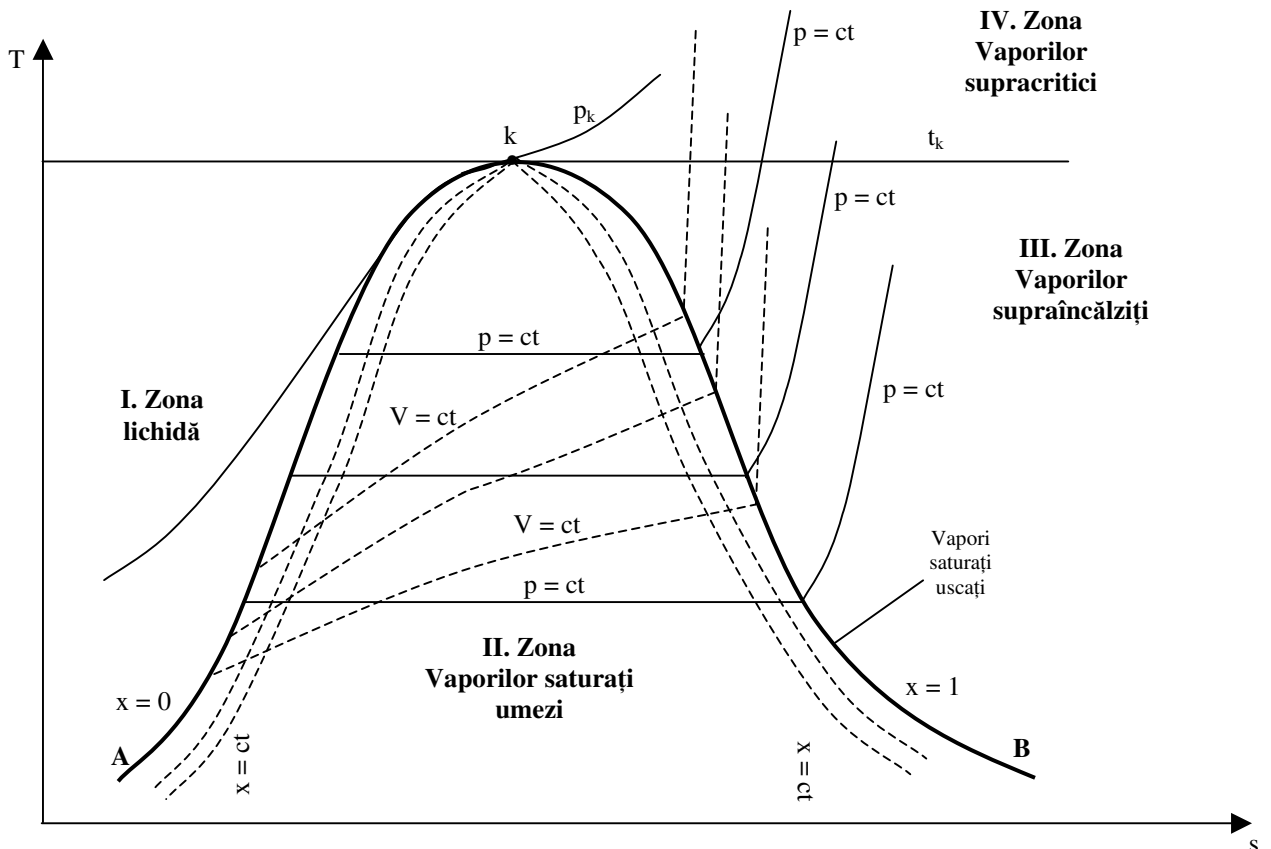


Fig. 2.7. Diagrama T-s

- **zona II** – situată între ramurile procesului de vaporizare; reprezintă domeniul vaporilor saturați umezi – zona amestecului lichid-vapori. Zona este formată dintr-o infinitate de curbe de titlu constant ce pornesc din punctual critic iar spre baza diagramei tind să devină paralele;
- **zona III** – cuprinsă între izoterma critică și curba limită superioară; reprezintă domeniul vaporilor supraîncălziți;
- **zona IV** – zona vaporilor supracritici.

Mărimi de stare ale vaporilor

Pentru a se evita notarea în feluri diferite a mărimilor specifice pentru lichid și vapori la saturație, în literatura de specialitate se utilizează următoarele notații:

- pentru lichid la saturație: v' ; ρ' ; u' ; i' ; s' ;
- pentru vapori saturați uscați: v'' ; ρ'' ; u'' ; i'' ; s'' .
- pentru zona amestecului, parametrii se calculează în funcție de valoarea titlului termodinamic al curbei pe care se află situat punctul de studiu:

$$\begin{aligned}
 v &= v' + x \cdot (v'' - v') \\
 i &= i' + x \cdot (i'' - i') \\
 s &= s' + x \cdot (s'' - s')
 \end{aligned}
 \tag{2.50}$$

Stările lichidului și vaporilor se reprezintă grafic în diagramele (T,s), (p,v) și (i,s).

2.3.1. Diagramele termodinamice ale vaporilor de apă

Diagramele termodinamice ale vaporilor permit citirea directă cu suficientă precizie a mărimilor de stare. Prin utilizarea diagramelor se obține o imagine intuitivă a desfășurării proceselor termodinamice în domeniul vaporilor.

a. Diagrama p-v a vaporilor de apă

Diagrama p-v permite evaluarea lucrului mecanic efectuat de vapori în timpul transformării termodinamice la care sunt supuși (figura 2.8). Sunt trasate cele două ramuri ale curbei limită, familiile de curbe izoterme și curbele de titlu constant.

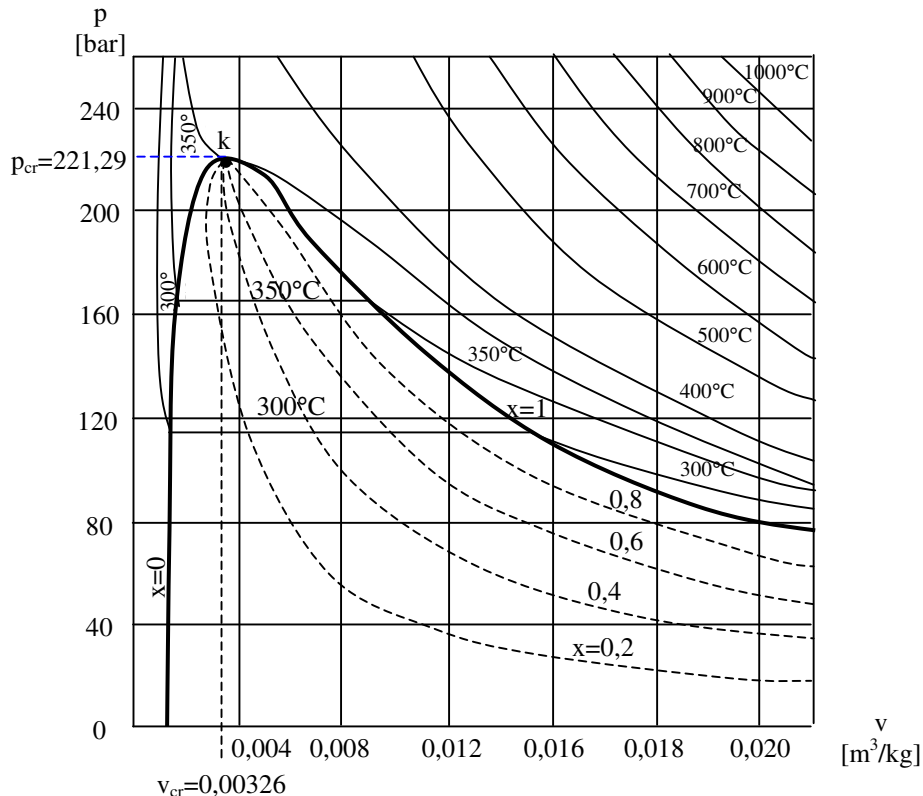


Fig. 2.8. Diagrama p-v a vaporilor de apă

b. Diagrama T-s a vaporilor de apă

Diagrama se utilizează în calculele termodinamice pentru a pune în evidență căldura schimbată în procesele de încălzire, vaporizare, condensare sau supraîncălzire (figura 2.9). În zona umedă izobarele, fiind și izoterme, se prezintă sub formă de segmente orizontale, iar izocorele formează un fascicul de curbe care converg spre punctul de înghețare.

În zona de supraîncălzire izobarele și izocorele au o formă logaritmică, subtangentele la aceste curbe reprezentând căldurile specifice c_p și c_v , curbele la volum constant sunt mai înclinate decât izobarele.

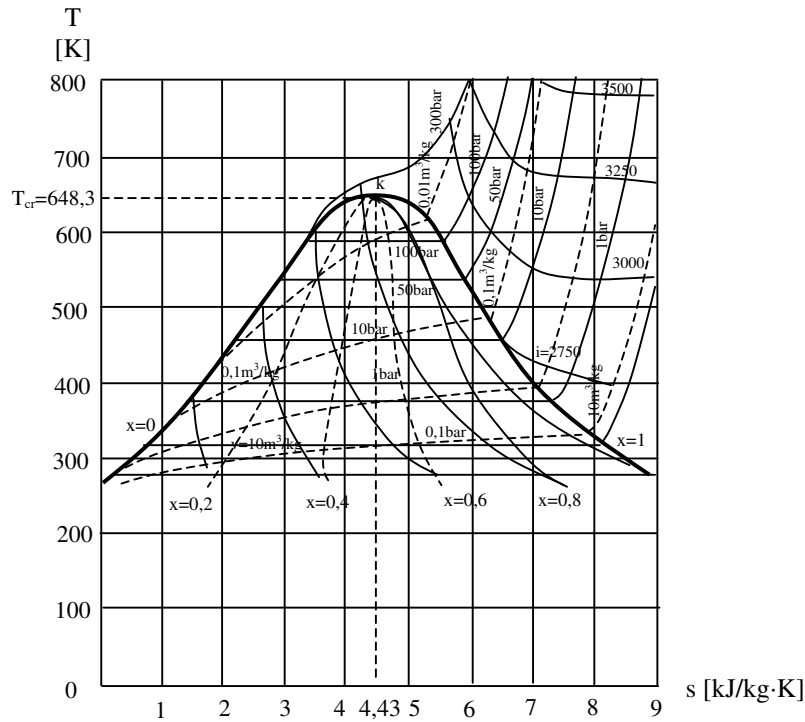


Fig. 2.9. Diagrama T-s a vaporilor de apă

c. Diagrama i-s a vaporilor de apă

Diagrama i-s este utilizată în calculele cu vapori de apă (abur) deoarece permite determinarea entalpiei și implicit a lucrului mecanic obținut prin destinderea adiabată a aburului în turbină (figura 2.10).

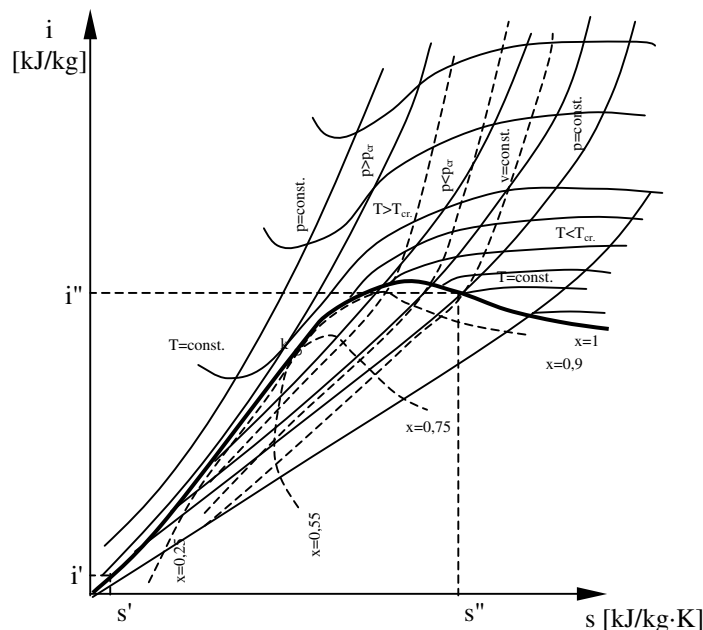


Fig. 2.10. Diagrama i-s a vaporilor de apă

Punctul k nu mai este punct de maxim pe curbele limită, ci un punct de inflexiune (punct în care se schimbă alinura curbei și pentru care derivata de ordinul al - II-lea este zero).

Pe întregul câmp al diagramei, izocorele au o formă apropiată de cea a curbelor logaritmice. În zona vaporilor saturați umezi izotermele se suprapun peste izobare, care sunt reprezentate prin drepte înclinate.

În zona vaporilor supraîncălziți izobarele devin curbe logaritmice, a căror pantă este mai mică decât cea a izocorelor, iar izotermele devin curbe cu concavitatea în jos, tinzând către asimptote orizontale.

2.3.2. Transformările termodinamice

Gazul perfect nu are viscozitate, își păstrează proprietățile indiferent de variațiile de presiune și temperatură, iar în vecinătatea temperaturii de zero absolut nu se lichefiază, volumul său tinzând spre zero [5].

Gazele reale prezintă abateri față de comportamentul gazelor perfecte, dar vaporii și aerul la presiuni mici și temperaturi foarte ridicate se apropie de gazul perfect.

a. Transformare izocoră sau legea lui Charls

Transformarea poate avea loc în domeniul vaporilor umezi sau supraîncălziți. Prin încălzire la volum constant aburul saturat umez (starea 1) își micșorează umiditatea (starea 2), $x_2 > x_1$ sau devine abur saturat (starea 1'') uscat sau supraîncălzit (starea 3).

Parametrii de stare care se modifică sunt presiunea și temperatura. O astfel de transformare are loc în cazul în care o butelie umplută cu gaz este introdusă într-un mediu cu temperatură variabilă.

$$\frac{p_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{p_2 \cdot V_2}{T_2}$$

Dacă $V=ct \Rightarrow \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \Rightarrow \frac{p}{T} = ct$

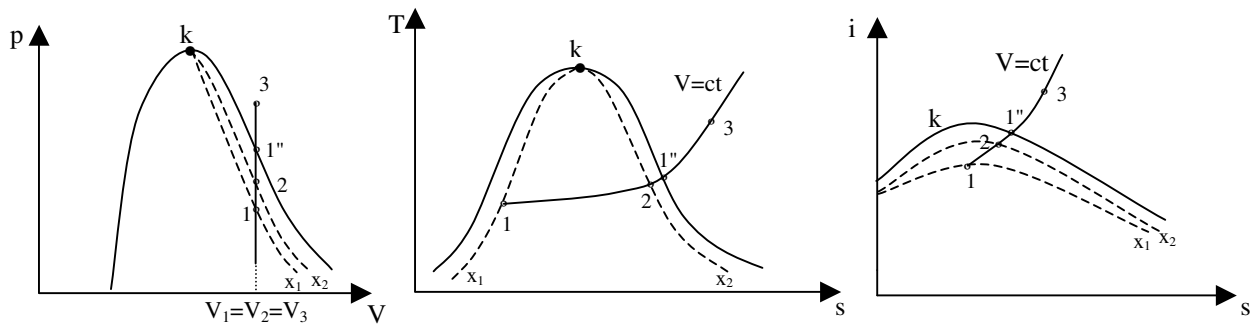


Fig. 2.11. Transformarea izocoră a vaporilor de apă

Pentru această transformare se poate scrie:

- ☑ *căldura*: $dq = du + pdV \Rightarrow dq = du = C_v dT$;
- ☑ *lucru mecanic*: $dl = pdV \Rightarrow l_{12} = p(V_1 - V_2) = 0$;
- ☑ *lucrul mecanic tehnic*: $dl_t = -Vdp \Rightarrow l_{t12} = -V \cdot (p_2 - p_1) = V \cdot (p_1 - p_2)$;
- ☑ *variația de energie internă*: $du = C_v dT = q_{12}$;
- ☑ *entalpia*: $dq = dh - Vdp \Rightarrow dh = dq + Vdp = C_v \cdot (T_2 - T_1) + V \cdot (p_2 - p_1)$.

b. Transformarea izobară sau legea Guy - Lussac

În timpul transformării parametri de stare care se modifică sunt temperatura și volumul, presiunea rămâne constantă. Această transformare este cel mai des întâlnită în funcționarea mașinilor și instalațiilor termice (proces de condensare și vaporizare).

$$p = ct \Rightarrow \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \Rightarrow \frac{V}{T} = ct$$

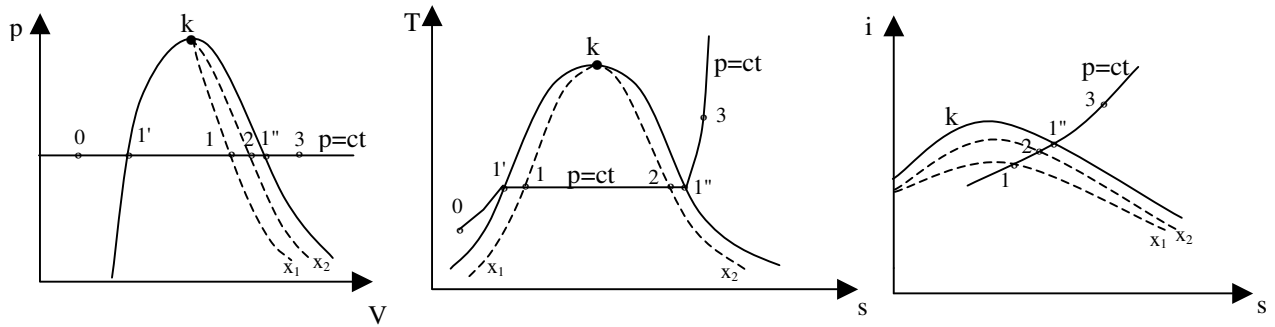


Fig. 2.12. Transformarea izobară a vaporilor de apă

Pentru această transformare se poate scrie:

↗ *căldura*: $dq = dh - Vdp = dh = C_p dT$;

↗ *lucrul mecanic exterior*: $dl = pdV \Rightarrow l_{12} = \int_1^2 pdV = p \cdot (V_2 - V_1)$;

↗ *lucrul mecanic tehnic*: $dl_t = -Vdp \Rightarrow l_{t12} = 0$;

↗ *variația de energie internă*: $dq = du + pdV \Rightarrow du = dq - pdV = C_p \cdot (T_2 - T_1) - p(V_2 - V_1)$;

↗ *entalpia*: $dq = dh - Vdp \Rightarrow h_2 - h_1 = C_p \cdot (T_2 - T_1)$.

c. Transformarea izotermă sau legea Boyle - Mariote

În timpul transformării se modifică presiunea și volumul sistemului termodinamic. În domeniul vaporilor saturați umezi procesul este și izobar și izoterm.

$$T = ct; pV = ct$$

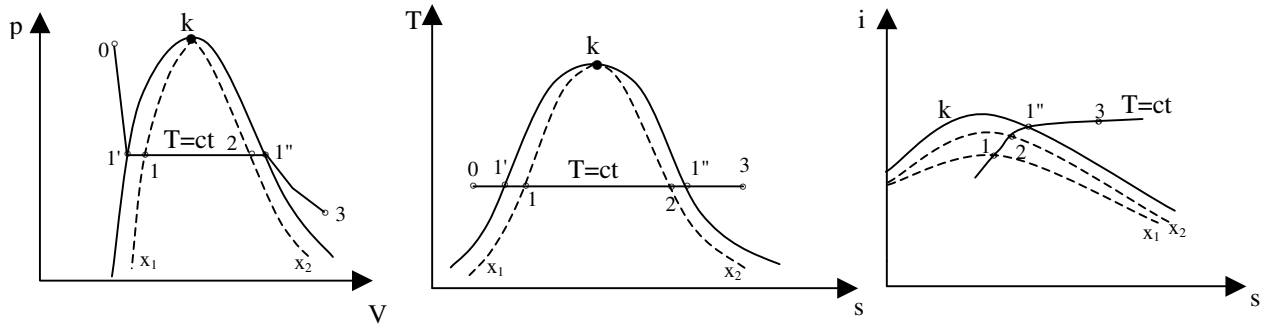


Fig. 2.13. Transformarea izotermă a vaporilor de apă

Pentru această transformare se poate scrie:

➤ *căldura*: $dq = du + pdV = C_v dT + pdV \Rightarrow dq = pdV$;

$dq = dh - Vdp = C_p \cdot dt - Vdp \Rightarrow dq = -Vdp \Rightarrow q_{12} = \int_1^2 pdV$

$p_1 V_1 = pV \Rightarrow p = \frac{p_1 V_1}{V} \Rightarrow q_{12} = \int_1^2 p_1 V_1 \cdot \frac{dV}{V} = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = p_1 V_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = RT_1 \ln \frac{p_1}{p_2}$

➤ *energia internă*: $du = C_v dT \Rightarrow u_2 - u_1 = 0$;

➤ *entalpia*: $dh = C_p dT = 0$.

d. Transformarea adiabată

Procesele adiabatice presupun transformări ale sistemului termodinamic fără schimb de căldură cu exteriorul. În timpul unei astfel de transformări se modifică temperatura, presiunea și volumul sistemului.

$dq=0$ - destinderea aburului în turbină (mașinile termice) se consideră că se desfășoară după o transformare adiabetică neglijând schimbul de căldură între vapori și mediu exterior sau între vapori și organele mașinilor.

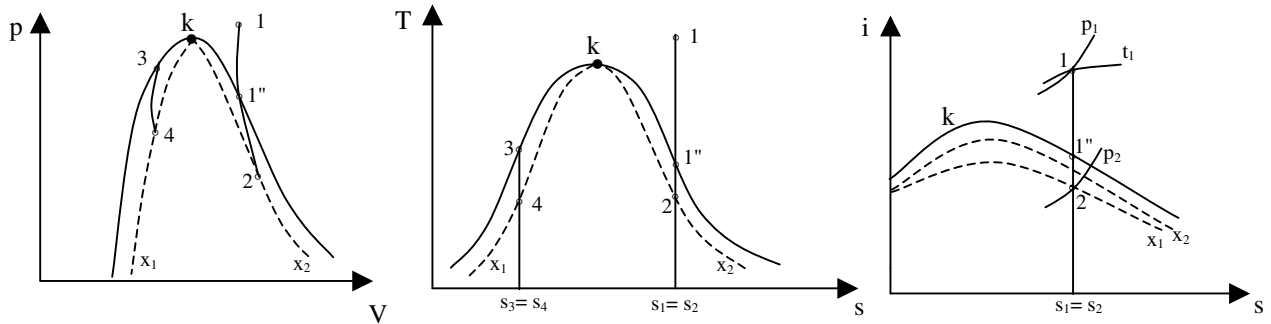


Fig. 2.14. Transformarea izotermă a vaporilor de apă

Transformările adiabatice reversibile sunt caracterizate printr-o entropie constantă – se reprezintă în diagramele T-s și i-s printr-un segment vertical.

Prin destinderea adiabetică vaporii supraîncălziți se transformă în vapori saturați umezi (starea 2). Lichidul saturat (starea 3) supus unei destinderi adiabate se vaporizează transformându-se în vapori saturați umezi (starea 4).

$$k = \frac{C_p}{C_v} - \text{exponent adiabetic};$$

Pentru această transformare se poate scrie:

$$\begin{aligned} dq = du + pdV = 0 &\Rightarrow C_v dT = -pdV \Rightarrow \frac{C_p}{C_v} = \frac{V}{p} \frac{dp}{dV} \\ dq = dh - Vdp = 0 &\Rightarrow C_p dt = Vdp \end{aligned}$$

$$\text{cum } k = \frac{C_p}{C_v} \Rightarrow k \cdot pdV + Vdp = 0 \Rightarrow k \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0 \Rightarrow k \cdot \ln V + \ln p = ct$$

$$\ln pV^k = ct \Rightarrow pV = RT \Rightarrow p = \frac{RT}{V} \Rightarrow pV^k = ct \Rightarrow TV^{k-1} = ct \text{ sau } \frac{T^k}{p^{k-1}} = ct$$

➤ *căldura:* $dq = 0 \Rightarrow q_{12} = ct$;

➤ *lucru mecanic exterior:*

$$\begin{aligned} dl = pdV &\Rightarrow l_{12} = \int_1^2 pdV \\ p_1 V_1^k = pV^k &\Rightarrow p = \frac{p_1 V_1^k}{V^k} \Rightarrow l_{12} = \int_1^2 \frac{p_1 V_1^k}{V^k} dV = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \text{ sau} \end{aligned}$$

$$l_{12} = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{k-1};$$

➤ *lucrul mecanic tehnic:*

$$dl_t = -Vdp \Rightarrow l_{t12} = -\int_1^2 \frac{p_1 V_1^k}{V^k} dV \Rightarrow l_{t12} = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{k}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2);$$

➤ *variația de energie internă:* $dq = du + pdV \Rightarrow u_2 - u_1 = -pdV = -l_{12}$,

➤ *entalpia:* $dq = dh - Vdp = 0 \Rightarrow dh = -Vdp = -dl_t \Rightarrow h_2 - h_1 = -l_{t12}$.

e. Transformarea politropă sau generală

În cursul transformării politropice agentul termic schimbă energie sub formă de căldură și lucru mecanic cu exteriorul. Aceste procese sunt ireversibile, și se produc cu creștere de entropie.

$$pV^n = ct; n = \frac{C_p - C_n}{C_v - C_n}$$

n - exponent politropic;

C_n - capacitate calorică masică generalizată.

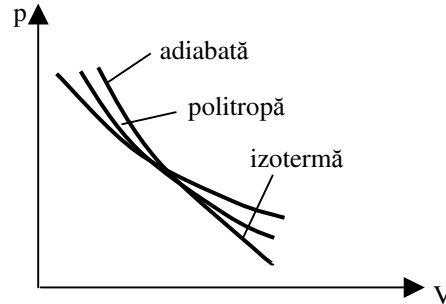


Fig. 2.15. Transformarea adiabată, izotermă și politropă a vaporilor de apă

Pentru această transformare se poate scrie:

➤ *căldura:* $dq = du + pdV \Rightarrow q_{12} = C_v(T_2 - T_1) - \frac{R}{n-1}(T_2 - T_1) = C_v \frac{n-k}{n-1}(T_2 - T_1) ;$

➤ *lucrul mecanic exterior:* $l_{12} = \frac{p_1 V_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{n-1} ;$

➤ *lucrul mecanic tehnic:* $l_{t12} = \frac{n}{n-1}(p_1 V_1 - p_2 V_2) = n l_{12} ;$

➤ *variația de energie internă:*

$$dq = du + pdV \Rightarrow du = dq - pdV \Rightarrow u_2 - u_1 = C_n(T_2 - T_1) - \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{n-1} ;$$

➤ *entalpia:*

$$dq = dh - Vdp \Rightarrow dh = dq + Vdp \Rightarrow h_2 - h_1 = C_n(T_2 - T_1) - \frac{n}{n-1}(p_1 V_1 - p_2 V_2) .$$

2.4. Cicluri termice

Procesele termodinamice închise – ciclurile termice se caracterizează prin aceea că periodic, după parcurgerea unei suite de transformări, mărimile de stare revin la starea inițială a sistemului.

2.4.1. Ciclul Carnot

Ca prototip al ciclurilor mașinilor termice, Sadi Carnot a propus ciclul ideal de referință, care îi poartă numele. Ciclul Carnot nu are aplicație practică, ci este un ciclu de referință în aprecierea randamentului mașinilor termice cu cicluri motoare reale.

Acesta a fost conceput ca un ciclu reversibil lucrând în varianta cea mai simplă între două surse termice de temperaturi diferite T₁=T_c – temperatura sursei calde; T₂=T_r – temperatura sursei reci, (T₁>T₂).

Ciclul Carnot a fost reprezentat ca fiind alcătuit din patru transformări reversibile: două adiabate și două izoterme (figura 2.16).

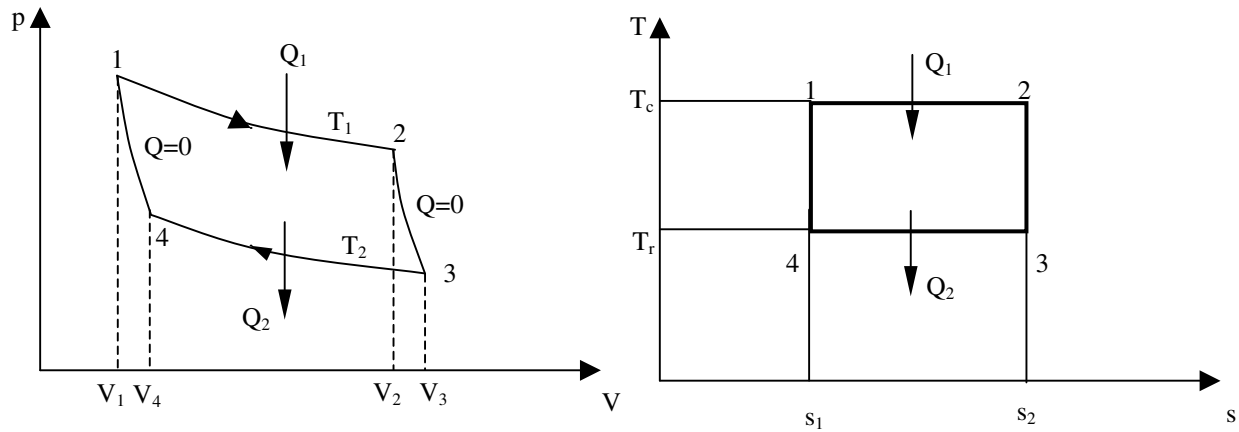


Fig. 2.16. Ciclul Carnot

Pentru a studia un ciclu Carnot se consideră o cantitate de gaz ideal. Transformările în ciclul Carnot sunt:

a. *Destindere izotermă reversibilă* a gazului la temperatura sursei calde, T_1 . În această transformare (1→2) destinderea gazului este determinată de absorbția de căldură la temperatură constantă de la sursa caldă, iar gazul efectuează lucru mecanic asupra mediului. Cantitatea de căldură absorbită de la sursa caldă este notată cu Q_1 .

b. *Destindere adiabatică reversibilă (izoentropică)* a gazului. În această transformare (2→3) gazul continuă să se destindă efectuând lucru mecanic asupra mediului. Deoarece transformarea e adiabatică (fără schimb de căldură), prin destindere gazul se răcește până la temperatura sursei reci, T_2 .

c. *Comprimare izotermă reversibilă* a gazului la temperatura sursei reci, T_2 . În această transformare (3→4) mediul efectuează lucru mecanic asupra gazului, determinând evacuarea căldurii din gaz la temperatura sursei reci. Cantitatea de căldură evacuată la sursa rece este notată cu Q_2 .

d. *Comprimare adiabatică reversibilă (izoentropică)* a gazului. În această transformare (4→1) mediul continuă să efectueze lucru mecanic asupra gazului. Deoarece transformarea e adiabatică (fără schimb de căldură), prin comprimare gazul se încălzește până la temperatura sursei calde.

$$Q_{1-2} = Q_1 = \nu \cdot R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} > 0 \quad (2.51)$$

$$L_{2-3} = C_v \cdot (T_1 - T_2) \quad (2.52)$$

$$Q_{3-4} = Q_2 = \nu \cdot R \cdot T_2 \cdot \ln \frac{V_4}{V_3} < 0 \quad (2.53)$$

$$L_{4-1} = C_v \cdot (T_2 - T_1) = -C_v \cdot (T_2 - T_1) = -L_{2-3} \quad (2.54)$$

Lucrul mecanic produs în ciclu este obținut ca diferență a cantităților de căldură Q_1 și Q_2 :

$$L = Q_1 - |Q_2| = Q_1 + Q_2 \quad (2.55)$$

Astfel,

$$\eta_c = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} \quad (2.56)$$

$$\eta_c = 1 + \frac{\nu \cdot R \cdot T_2 \cdot \ln \frac{V_4}{V_3}}{\nu \cdot R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}} = 1 + \frac{T_2 \cdot \ln \frac{V_4}{V_3}}{T_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}} = 1 - \frac{T_2 \cdot \ln \frac{V_3}{V_4}}{T_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}} \quad (2.57)$$

Analizând transformările adiabatice 2→3 și 4→1 rezultă:

$$\begin{aligned} T_1 \cdot V_2^{k-1} &= T_2 \cdot V_3^{k-1} \\ T_1 \cdot V_1^{k-1} &= T_2 \cdot V_4^{k-1} \end{aligned} \quad (2.58)$$

Prin împărțirea celor două relații se obține:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (2.59)$$

deci,

$$\eta_c = 1 - \frac{T_2 \cdot \ln \frac{V_3}{V_4}}{T_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_r}{T_c} \quad (2.60)$$

Randamentul unui motor termic Carnot reversibil depinde numai de temperaturile celor două surse și nu depinde de natura gazului care efectuează procesul ciclic. Acest rezultat constituie teorema lui Carnot.

Analizând formula 2.60 rezultă următoarele concluzii privind randamentul termic al ciclului Carnot:

- nu depinde decât de temperaturile celor două surse de căldură;
- este cu atât mai mare cu cât raportul T_2/T_1 este mai mic, adică cu cât T_2 este mai mic și T_1 mai mare. Prin urmare, pentru a mări randamentul ciclului este necesar să se tindă la ridicarea temperaturii sursei calde și la micșorarea temperaturii sursei reci;
- devine nul dacă $T_2 = T_1$, adică transformarea căldurii în lucru mecanic nu este posibilă dacă nu există o diferență de temperatură între sursa caldă și sursa rece;
- este independent de particularitățile fizice ale corpului de lucru, ca și de construcția sau condițiile de funcționare ale instalației termice de forță folosită pentru realizarea ciclului;
- este totdeauna subunitar.

Cele arătate mai sus conduc la următoarea concluzie: randamentul termic al unui ciclu Carnot lucrând între temperaturile T_1 și T_2 este mai mare decât randamentul oricărui alt ciclu funcționând între aceleași nivele de temperaturi.

Pentru o mașină bitermă care funcționează după un ciclu oarecare ireversibil se poate scrie:

$$\eta_c < 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (2.61)$$

Deci, randamentul mașinii termice ireversibile care funcționează, schimbând căldură cu aceleași surse ca mașina Carnot, este întotdeauna mai mic decât randamentul mașinii Carnot. Deci ireversibilitatea diminuează randamentul de conversie a căldurii în lucru mecanic, contribuind în plus la “degradarea” energiei interne.

Ciclul Carnot prezintă o mare importanță teoretică, deoarece permite să se găsească valoarea maximă posibilă a randamentului și deci folosirea optimă a căldurii care s-ar putea obține teoretic între anumite limite de temperatură date.

Astfel, ciclul Carnot servește ca un criteriu de comparație pentru instalațiile termice reale. Cu cât randamentul ciclului unei instalații sau al unui motor se apropie mai mult de randamentul ciclului Carnot realizat între aceleași temperaturi, cu atât instalația și motorul sunt mai perfecționate.

Motoare termice

Căldura, pe care motoarele termice o transformă parțial în lucru mecanic, se obține prin arderea în motor a unui combustibil (cărbune, păcură, benzină, motorină, hidrogen, etc). Această căldură este transmisă substanței de lucru (aer, abur, gaze de ardere) care își mărește presiunea și apasă pe pistonul mobil al unui cilindru (sau pe o paletă în cazul turbinelor) punându-l în mișcare. Se produce astfel lucru mecanic.

După modul de funcționare, motoarele termice se clasifică în două categorii:

a. *motoare termice cu ardere externă* (locomotiva cu abur, turbina cu abur), denumite astfel deoarece arderea combustibilului are loc în afara circuitului agentului termic. Căldura degajată prin ardere este transmisă agentului termic care suferă diverse transformări.

b. *motoare termice cu ardere internă* (motorul cu aprindere prin scânteie, motorul Diesel turbina cu gaze), denumite astfel deoarece aprinderea și arderea combustibilului au loc chiar în circuitul agentului termic motor.

2.4.2. Ciclul Otto

Motorul cu aprindere prin scânteie (Otto) este motorul cu care sunt dotate o parte din autovehicule. Motorul folosește drept combustibil vapori de benzină amestecați cu aer.

Acest amestec este absorbit într-un cilindru cu piston și aprins cu ajutorul unei scântei electrice, produsă de bujii (de aici și denumirea de motor cu aprindere prin scânteie). Prin arderea combustibilului rezultă gaze de ardere la temperatură și presiune ridicate. Acestea apasă asupra pistonului și îl pun în mișcare.

La piston este legată o bielă și de bielă o manivelă, prin intermediul cărora mișcarea rectilinie alternativă a pistonului este transformată în mișcare circulară continuă. În mișcarea următoare a pistonului, în sens invers, gazele de ardere destinse sunt eliminate din cilindru, după care se aspiră o nouă cantitate de amestec de vapori de benzină cu aer și ciclul se repetă din nou.

Sucesiunea de transformări la care participă substanța de lucru (gazele de ardere) reprezintă ciclul de funcționare al motorului, iar perioada corespunzătoare deplasării pistonului, de la un capăt la celălalt al cilindrului (mai exact între punctul mort superior și punctul mort inferior) poartă denumirea de timp. Motorul Otto este un motor în patru timpi, iar ciclul de funcționare este format din două adiabate și două izocore.

Timpul 1 - aspirația. Pistonul coboară în cilindru (figura 2.17.a). În momentul începerii acestei mișcări, supapa de admisie se deschide și, datorită depresiunii care se formează, amestecul de vapori de benzină cu aer, format în carburator, este absorbit în cilindru la presiune constantă p_1 (presiunea atmosferică).

În coordonatele p și V , aspirația este reprezentată prin izobara A-1 ($p_1 = \text{const.}$ figura 2.18). Aspirația amestecului are loc în tot intervalul de timp în care pistonul se mișcă de la punctul mort superior la punctul mort inferior.

Timpul 2 - compresia. În momentul în care pistonul a ajuns la punctul mort inferior, ambele supape se închid, iar pistonul se mișcă spre punctul superior (figura 2.17.b) comprimând amestecul carburant. Comprimarea se face de la presiunea p_1 până la presiunea p_2 .

Deoarece mișcarea pistonului este rapidă, comprimarea este adiabatică. Acest proces este reprezentat în diagrama p, V prin adiabata 1-2 (figura 2.18). Comprimarea are loc în timpul mișcării pistonului la punctul mort superior.

Timpul 3 - aprinderea și detenta. La sfârșitul compresiei, când pistonul a ajuns la punctul mort superior și ambele supape sunt închise, se produce o scânteie electrică între electrozii bujiei (figura 2.17.c). Scânteia aprinde amestecul carburant, care începe să ardă progresiv, în toată masa lui. Temperatura gazelor rezultate prin ardere crește brusc la cca 2000°C , iar presiunea la aproximativ 25 atm.

Datorită inerției, pistonul nu este pus imediat în mișcare, astfel că acest proces al substanței de lucru este izocor (procesul 2-3, diagrama p, V). În timpul arderii combustibilului se degajă căldura Q_1 , care reprezintă căldura primită de motor. Gazele produc o forță mare de apăsare asupra pistonului și îl împing în jos spre punctul mort inferior, efectuând lucru mecanic. Pe măsură ce pistonul coboară, gazele se destind - are loc detenta gazelor.

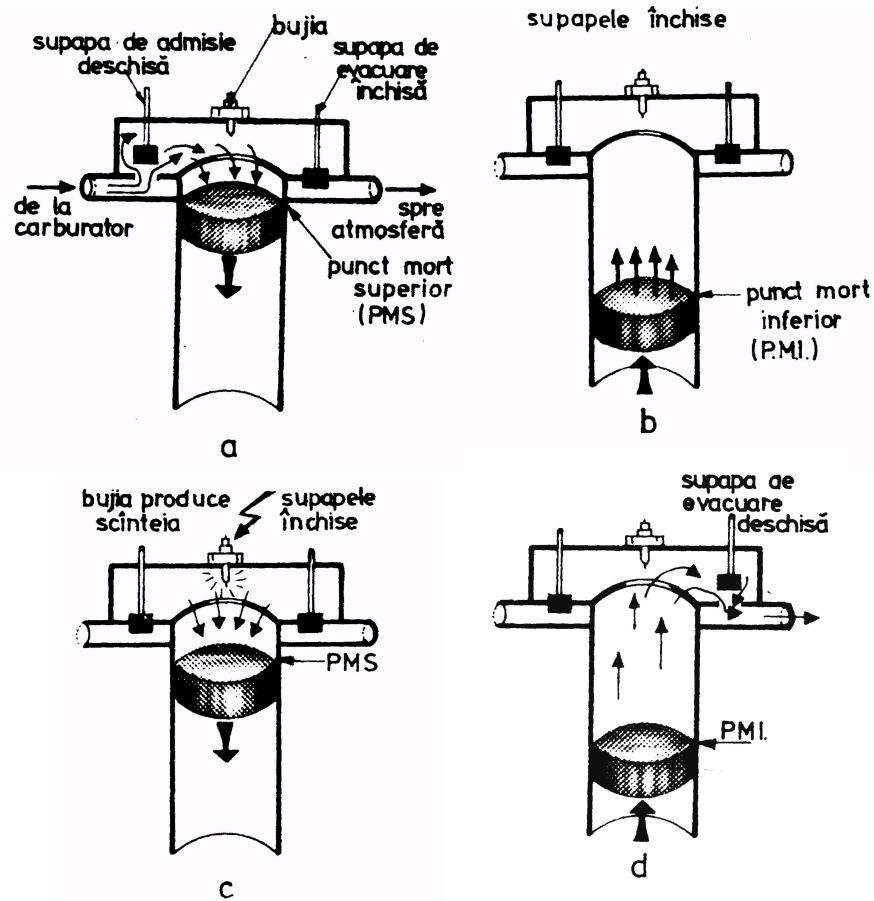


Fig. 2.17. Cei patru timpi de funcționare ai motorului cu aprindere prin scînteie
a – admisia; b – compresia; c – aprinderea și detenta; d - evacuarea

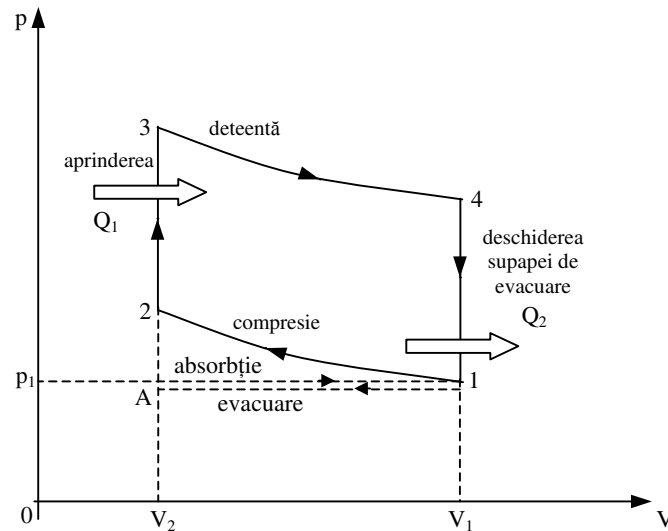


Fig. 2.18. Schema de funcționare a motorului Otto

Destinderea gazelor este adiabatică și procesul este reprezentat grafic prin adiabata 3-4. Când pistonul ajunge aproape de punctul mort inferior se deschide supapa de evacuare, care face legătura între cilindru și aerul exterior. Presiunea scade brusc, până la valoarea presiunii atmosferice p_1 (acest proces este reprezentat prin izocora 4-1, pe diagrama p, V). În acest proces, substanța de lucru cedează în exterior cantitatea de căldură Q_2 .

Timpul 4 - evacuarea. Supapa de evacuare este deschisă (figura 2.17.d). Pistonul ajunge la punctul mort inferior, se mișcă în sus, spre punctul mort superior, și împinge afară, în atmosferă (la presiune constantă p_1) gazele arse și destinse (dreapta 1-A din diagrama p, V). Când pistonul ajunge la punctul mort superior, timpul 4 se termină și motorul reîncepe un alt ciclu cu aspirația amestecului carburant.

Din cei patru timpi de funcționare ai motorului, numai în unul singur (timpul trei) se produce lucru mecanic.

Pentru calculul randamentului motorului Otto ideal presupunem că este cunoscut raportul de compresie: $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$.

Se definește randamentul:

$$\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_{41}|}{Q_{23}} \quad (2.62)$$

Q_1 – căldura primită în procesul izocor 2-3;

Q_2 – căldura cedată în procesul izocor 4-1.

$$Q_1 = \nu \cdot C_v \cdot (T_3 - T_2) \quad (2.63)$$

$$|Q_2| = \nu \cdot C_v \cdot (T_4 - T_1) \quad (2.64)$$

Înlocuind în expresia randamentului, rezultă:

$$\eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (2.65)$$

Din ecuațiile transformărilor adiabatice 1-2 și respectiv 3-4 rezultă:

$$T_1 \cdot V_1^{k-1} = T_2 \cdot V_2^{k-1} \quad (2.66)$$

$$T_4 \cdot V_1^{k-1} = T_3 \cdot V_2^{k-1} \quad (2.67)$$

sau:

$$T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \quad (2.68)$$

$$T_3 = T_4 \cdot \varepsilon^{k-1} \quad (2.69)$$

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (2.70)$$

Randamentul motorului Otto ideal reversibil nu depinde decât de raportul de compresie și de exponentul adiabetic al gazului ideal considerat ca substanță de lucru.

2.4.3. Ciclu Diesel

Motorul Diesel sau motorul cu aprindere prin compresie este asemănător prin construcție cu motorul cu aprindere prin scânteie. Locul sistemului de aprindere, însă, este luat de o pompă de injecție care injectează în cilindrul motorului combustibil (motorină) la presiune ridicată. Modul de funcționare al unui motor Diesel în 4 timpi este următorul:

Timpul 1 - aspirația. În cilindru se aspiră aer din atmosferă la presiunea p_1 , prin supapa de admisie, în timp ce pistonul se deplasează în jos, de la punctul mort superior spre punctul mort inferior. Supapa de evacuare este închisă (figura 2.19.a), în coordonate p, V , procesul este reprezentat prin izobara A-1 din figura 2.20.

Timpul 2 - compresia. În momentul în care pistonul a ajuns la punctul mort inferior se închide și supapa de admisie. Pistonul începe mișcarea spre punctul mort superior și comprimă adiabetic aerul absorbit în timpul 1 (figura 2.19.b). Compresia, la aceste motoare, este mult mai mare decât la cele cu aprindere prin scânteie. La sfârșitul compresiei, când pistonul ajunge la punctul mort superior, presiunea aerului p_2 este de cca. 35÷50 atm., iar temperatura de cea 700÷800°C. Procesul este reprezentat prin adiabata 1-2 în figura 2.20.

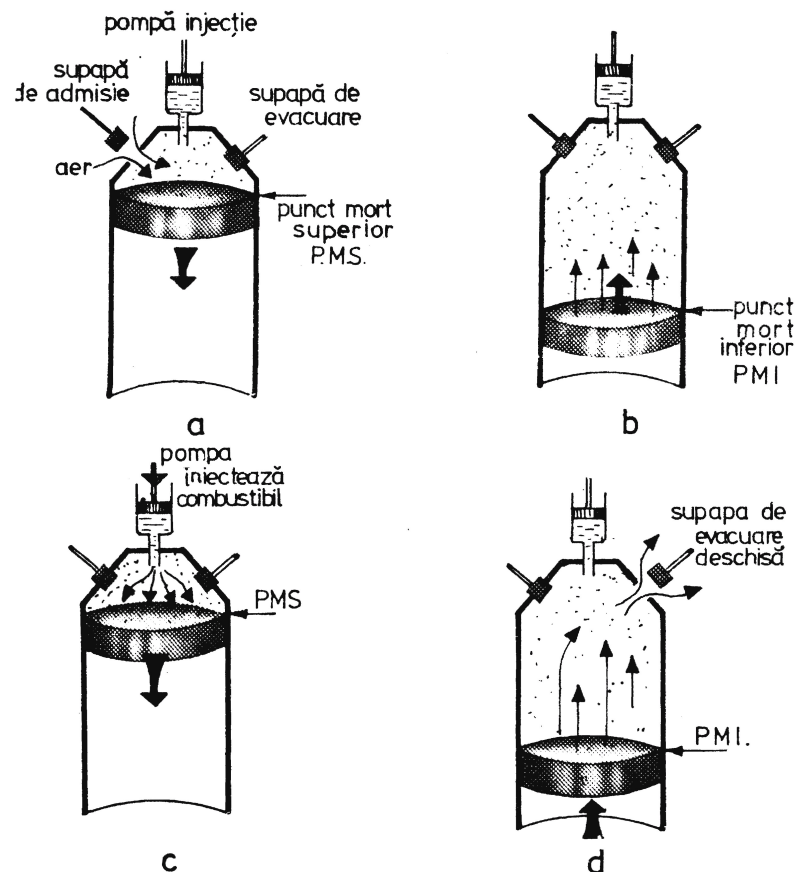


Fig. 2.19. Cei patru timpi de funcționare ai unui motor Diesel
a – admisia; b – compresia; c – injecția, aprinderea și detenta; d - evacuarea

Timpul 3 - arderea și detenta (figura 2.19.c). Când a încetat compresia (pistonul la punctul mort superior), pompa de injecție pulverizează picături extrem de mici (ca o ceață) de motorină în cilindru. Pe măsură ce pătrund în aerul comprimat, încălzit la 700°C, fiecare picătură se încălzește, se aprinde și arde, degajând căldură și gaze de ardere.

Procesul de ardere este izobar, și deoarece arderea este lentă (ea se face pe măsură ce combustibilul este injectat) și pistonul reușește să se deplaseze. Arderea este reprezentată prin izobara 2-3. Prin arderea combustibilului se produce o mare cantitate de căldură Q_1 . Aceasta mărește presiunea gazelor de ardere, care apasă puternic pe piston, care produce lucru mecanic în mișcarea sa spre punctul mort inferior. Timpul 3 este timp mort. Efectuând lucru mecanic, gazele se destind adiabetic, curba 3-4 (figura 2.20).

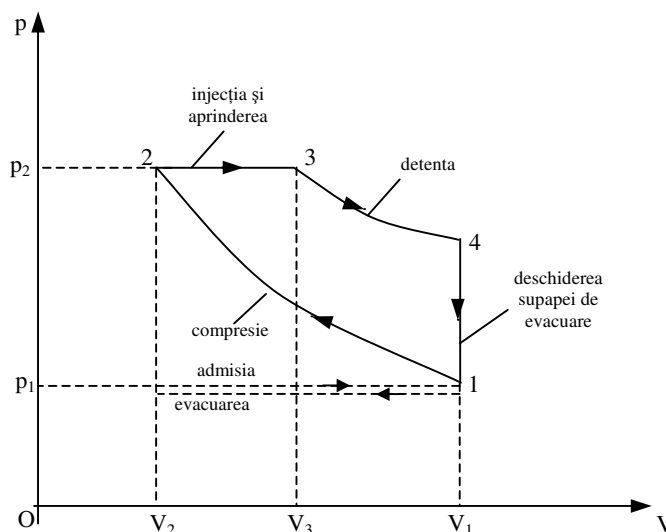


Fig. 2.20. Ciclul de funcționare a motorului Diesel

Timpu 4 - evacuarea (figura 2.19.d). Cu puțin înainte ca pistonul să ajungă la punctul mort inferior, se deschide supapa de evacuare. Presiunea scade brusc la valoarea presiunii atmosferice, la volum constant și sistemul cedează în exterior căldura Q_2 . Pistonul începe să se miște spre punctul mort superior și evacuează gazele de ardere. Când a ajuns la capătul cursei se deschide supapa de absorbție și ciclul se repetă.

$$\eta_c = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} \quad (2.71)$$

$$Q_{2-3} = Q_1 = \nu C_p (T_3 - T_2) > 0 \quad (2.72)$$

$$Q_{4-1} = Q_2 = \nu C_v (T_1 - T_4) < 0 \quad (2.73)$$

Astfel expresia randamentului devine:

$$\eta_c = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 + \frac{\nu C_v (T_1 - T_4)}{\nu C_p (T_3 - T_2)} = 1 + \frac{1}{k} \cdot \frac{T_1 - T_4}{T_3 - T_2} \quad (2.74)$$

deoarece coeficientul adiabatic este: $k = \frac{C_p}{C_v}$.

Din ecuația compresiei adiabate se obține:

$$T_1 V_1^{k-1} = T_2 V_2^{k-1} \Rightarrow T_2 = T_1 \cdot \epsilon^{k-1} \quad (2.75)$$

$\epsilon = \frac{V_1}{V_2}$ - raportul de compresie al motorului.

Din ecuația transformării izocore 2→3, se obține:

$$\frac{V_2}{T_2} = \frac{V_3}{T_3} \Rightarrow T_3 = \frac{T_2 V_3}{V_2} = T_2 \cdot \rho = T_1 \cdot \epsilon^{k-1} \cdot \rho \quad (2.76)$$

$\rho = \frac{V_3}{V_2}$ - raportul de destindere izobară.

Din ecuația destinderii adiabate 3→4:

$$T_3 V_3^{k-1} = T_4 V_1^{k-1} \quad (2.77)$$

rezultă:

$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{V_3}{V_1}\right)^{k-1} = T_3 \cdot \left(\frac{V_3}{V_2} \cdot \frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1} = T_3 \cdot \left(\frac{\rho}{\epsilon}\right)^{k-1} \quad (2.78)$$

Astfel,

$$T_4 = T_1 \cdot \epsilon^{k-1} \cdot \rho \cdot \left(\frac{\rho}{\epsilon}\right)^{k-1} = T_1 \cdot \rho^k \quad (2.79)$$

Randamentul motorului Diesel ideal se poate exprima cu relația:

$$\eta = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k \cdot \epsilon^{k-1} \cdot (\rho - 1)} \quad (2.80)$$

Motoarele Diesel funcționează cu randament mai mare decât cele Otto și pot utiliza combustibili mai ieftini (cum este motorina), neexistând pericolul autoaprinderii în timpul compresiei.

Cu toate acestea, motoarele Diesel prezintă dezavantajul unei funcționări mai lente – arderea combustibilului se face treptat, pe măsura introducerii acestuia în cilindru.

Aceasta conduce la motoare mai masive, la aceeași putere dezvoltată (putere specifică mică). Motoarele moderne funcționează după o combinație a ciclurilor Otto și Diesel, păstrând parte din avantajele fiecăruia: randamente ridicate și puteri specifice mari.