

Capitolul 3

PRINCIPIUL II AL TERMODINAMICII

Principiul II al termodinamicii precizează sensul și măsura în care poate avea loc transformarea căldurii în lucru mecanic și invers.

Principiului II al termodinamicii a fost enunțat în mai multe moduri, printre care:

Enunțul lui Carnot: *Căldura nu poate să treacă de la sine (în mod natural) de la un corp mai rece la un corp mai cald.*

Enunțul lui Kelvin-Planck: *Este imposibil de realizat o mașină termică funcționând ciclic și având ca unic efect preluarea căldurii de la o singură sursă și transformarea acesteia în lucru mecanic.*

Rezultă că funcționarea unei mașini termice necesită prezența a două surse de temperaturi diferite, iar experiența arată că numai o parte din căldura primită de la sursa caldă se transformă în lucru mecanic, restul fiind cedată sursei reci.

Enunțul lui Clausius: *Este imposibil de realizat o mașină termică funcționând ciclic și având ca unic efect trecerea căldurii de la o sursă de temperatură mai scăzută la alta de temperatură mai ridicată.*

Este imposibil de realizat un perpetuum mobile de speța a II-a (o mașină termică care să preia căldura de la o singură sursă și să o transforme integral în lucru mecanic).

Lucrul mecanic poate fi transformat integral în căldură, în timp ce transformarea inversă este întotdeauna parțială, randamentul acesteia fiind în funcție de temperaturile surselor.

Procese reversibile și ireversibile. Procesul reversibil este un proces ideal în care atât sistemul cât și mediul înconjurător pot fi readuse la starea inițială trecând, în sens invers, prin aceleași stări intermediare. O mașină termică care funcționează după un ciclu format numai din procese reversibile, produce un lucru mecanic maxim și are randament maxim, în timp ce o mașină frigorifică funcționând după un ciclu reversibil consumă un lucru mecanic minim și are eficiență maximă. Procesele reversibile sunt constituite dintr-o succesiune de stări de echilibru și se reprezintă în diagrame prin linii continue.

Orice proces care nu este reversibil este ireversibil. Un proces dinamic este ireversibil și invers. Frecarea este una dintre principalele cauze care conferă proceselor caracterul de ireversibilitate. Ea apare în toate procesele din natură care implică mișcare la scară macroscopică. Experiența arată că toate procesele din natură sunt ireversibile. Cu toate acestea, multe dintre ele pot fi idealizate ca procese reversibile, cu avantajul de a putea fi analizate simplificat.

Exemple de procese ireversibile în care este implicată frecarea sunt: curgerea vâscoasă a unui fluid, frecarea între două corpuri, laminarea fluidelor. Există însă și procese în care ireversibilitatea nu este legată de frecare, ca de exemplu: amestecarea diferitelor gaze sau lichide, destinderea liberă a unui gaz, reacțiile chimice, transferul de căldură.

Ciclul Carnot reprezintă ciclul reversibil al unei mașini termice care lucrează între două surse de căldură având temperaturile T_M și T_m și care are randamentul maxim. Ciclul Carnot nu depinde de natura fluidului de lucru și este compus din patru procese reversibile:

- destindere izotermă la temperatura T_M , cu producere de lucru mecanic și primirea căldurii Q_M de la sursa caldă (procesul 1-2);
- destindere adiabatică de la temperatura T_M a sursei calde până la temperatura T_m a sursei reci, cu producere de lucru mecanic (procesul 2-3);

- comprimare izotermă la temperatura T_m cu consum de lucru mecanic și cedarea căldurii Q_m către sursa rece (procesul 3-4);

- comprimare adiabatică de la temperatura T_m a sursei reci până la temperatura T_M a sursei calde, cu consum de lucru mecanic (procesul 4-1).

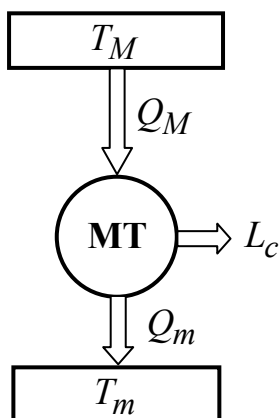


Fig. 3.1: Mașină termică

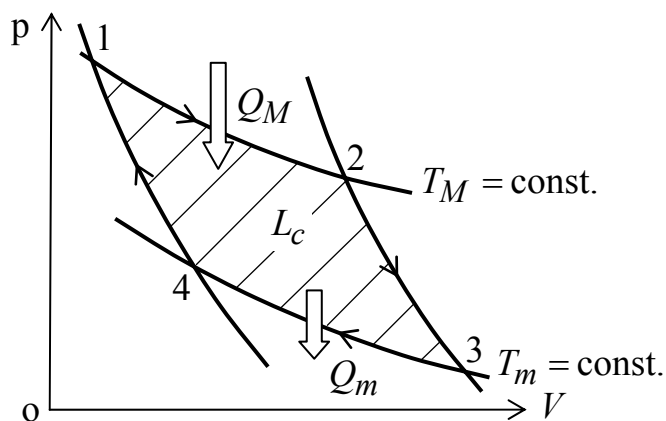


Fig. 3.2: Ciclul Carnot

Remarcă: Punctul de stare 4 este astfel ales încât ciclul să se închidă după procesul 4-1.

Randamentul termic al mașinii termice se definește ca raportul dintre lucrul mecanic pe ciclu și căldura primită de la sursa caldă:

$$\eta_t = \frac{L_c}{Q_M} = \frac{Q_M - Q_m}{Q_M} = 1 - \frac{Q_m}{Q_M} \quad [-]$$

În cazul ciclului Carnot, randamentul termic depinde exclusiv de temperaturile celor două surse:

$$\eta_{tc} = \frac{T_M - T_m}{T_M} = 1 - \frac{T_m}{T_M} \quad [-]$$

Ciclul Carnot, fiind reversibil, poate fi parcurs și în sens invers. Se obține astfel **ciclul Carnot inversat**, care este ciclul ideal de funcționare al unei instalații frigorifice sau al unei pompe de căldură. Ciclul Carnot inversat este compus din următoarele procese:

- destindere adiabatică (procesul 1-2)
- destindere izotermă (procesul 2-3)
- comprimare adiabatică (procesul 3-4)
- comprimare izotermă (procesul 4-1)

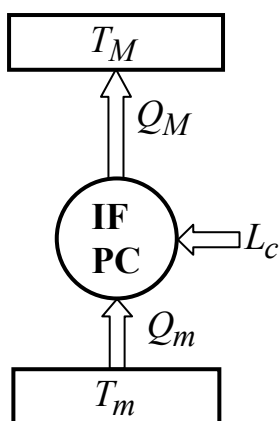


Fig. 3.3: Instalație frigorifică sau pompă de căldură

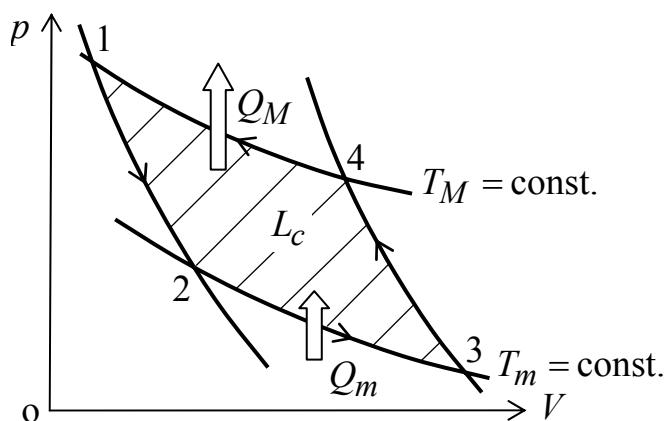


Fig. 3.4: Ciclul Carnot inversat

Eficiența unei instalații frigorifice se definește ca raportul dintre căldura preluată de la sursa rece și lucrul mecanic consumat:

$$\varepsilon_f = \frac{Q_m}{L_c} = \frac{Q_m}{Q_M - Q_m} \quad [-]$$

În cazul ciclului Carnot inversat, eficiența frigorifică depinde exclusiv de temperaturile celor două surse:

$$\varepsilon_{fc} = \frac{T_m}{T_M - T_m} \quad [-]$$

Eficiența unei pompe de căldură se definește ca raportul dintre căldura cedată sursei calde și lucrul mecanic consumat:

$$\varepsilon_p = \frac{Q_M}{L_c} = \frac{Q_M}{Q_M - Q_m} \quad [-]$$

În cazul ciclului Carnot inversat, eficiența pompei de căldură depinde exclusiv de temperaturile celor două surse:

$$\varepsilon_{pc} = \frac{T_M}{T_M - T_m} \quad [-]$$

Teorema lui Clausius. Se consideră un proces ciclic reversibil, 1-a-2-b-1, care se împarte în cicluri elementare Carnot (infinit mici).

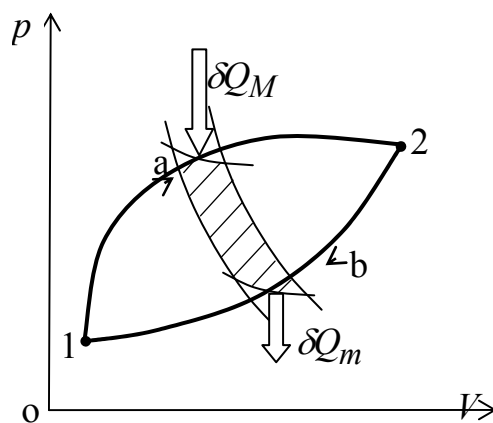


Fig. 3.5: Proces ciclic reversibil

Randamentul termic pentru un ciclu elementar "i" va fi:

$$\eta_{tc} = 1 - \left(\frac{\delta Q_m}{\delta Q_M} \right)_i = 1 - \left(\frac{T_m}{T_M} \right)_i \quad [-]$$

$$\left(\frac{\delta Q_m}{\delta Q_M} \right)_i = \left(\frac{T_m}{T_M} \right)_i$$

$$\left(\frac{\delta Q_M}{T_M} \right)_i = \left(\frac{\delta Q_m}{T_m} \right)_i$$

$$\left(\frac{\delta Q_M}{T_M} \right)_i - \left(\frac{\delta Q_m}{T_m} \right)_i = 0$$

Însumând toate ciclurile elementare Carnot între punctele 1 și 2, obținem integrala pe ciclu:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{1-a}^2 \frac{\delta Q_M}{T_M} - \int_{2-b}^1 \frac{\delta Q_m}{T_m} = 0$$

Relația este cunoscută sub numele de **teorema (integrala) lui Clausius**.

Deoarece integrala pe ciclu este nulă, expresia de sub integrală reprezintă diferențiala unei mărimi de stare, care a fost denumită **entropie** și care se notează cu S .

Rezultă că:

$$dS_{rev} = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \quad [\text{J/K}]$$

Într-un proces reversibil deschis, variația de entropie va fi:

$$\Delta S_{12} = S_2 - S_1 = \int_1^2 dS_{rev} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \quad [\text{J/K}]$$

Dacă procesul ciclic este ireversibil, randamentul termic va fi mai mic decât cel al ciclului reversibil:

$$\eta_{tirev} < \eta_{trev}$$

$$1 - \left(\frac{Q_m}{Q_M} \right)_{irev} < 1 - \left(\frac{Q_m}{Q_M} \right)_{rev} = 1 - \frac{T_m}{T_M}$$

$$-\left(\frac{Q_m}{Q_M} \right)_{irev} < -\frac{T_m}{T_M} \quad \left(\frac{Q_m}{Q_M} \right)_{irev} > \frac{T_m}{T_M}$$

Pentru un ciclu elementar (infinit mic), rezultă:

$$\left(\frac{\delta Q_m}{\delta Q_M} \right)_{irev} > \frac{T_m}{T_M}$$

$$\left(\frac{\delta Q_m}{T_m} \right)_{irev} > \left(\frac{\delta Q_M}{T_M} \right)_{irev}$$

$$\left(\frac{\delta Q_M}{T_M}\right)_{irev} - \left(\frac{\delta Q_m}{T_m}\right)_{irev} < 0$$

Pentru întreg ciclul ireversibil, se obține:

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{irev} < 0$$

Se poate scrie o relație generală, valabilă atât pentru cicluri reversibile cât și pentru cele ireversibile, denumită **inegalitatea lui Clausius**:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

unde semnul egal corespunde ciclului reversibil iar inegalitatea celui ireversibil.

Orice ciclu termodinamic trebuie să satisfacă inegalitatea lui Clausius.

Entropia și ireversibilitatea. Se consideră un proces ciclic, 1-a-2-b-1 format din procesul reversibil deschis 1-a-2 și din procesul ireversibil deschis 2-b-1, ceea ce conferă întregului ciclu caracterul de ireversibilitate.

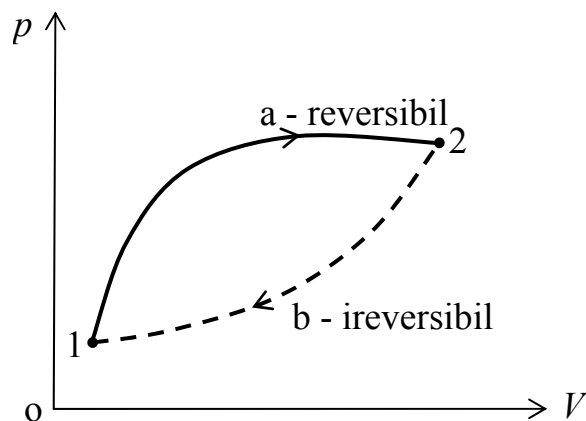


Fig. 3.6: Proces ciclic ireversibil

Rezultă că:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{1-a}^2 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev} + \int_{2-b}^1 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{irev} < 0$$

Pe de altă parte, fiind un proces ciclic, variația entropiei, ca mărime de stare, este nulă:

$$\Delta S = \int_{1-a}^2 dS_{rev} + \int_{2-b}^1 dS_{irev} = 0$$

$$\int_{1-a}^2 dS_{rev} = - \int_{2-b}^1 dS_{irev}$$

Ținând cont de faptul că într-un proces reversibil avem:

$$\int_{1-a}^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} = \int_{1-a}^2 dS_{rev}$$

Rezultă că:

$$\int_{1-a}^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} = - \int_{2-b}^1 dS_{irev}$$

și deci,

$$- \int_{2-b}^1 dS_{irev} + \int_{2-b}^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{irev} < 0$$

$$\int_{2-b}^1 dS_{irev} > \int_{2-b}^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{irev}$$

$$dS_{irev} > \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{irev} \quad [\text{J/K}]$$

sau, relația generală, valabilă atât pentru procesele reversibile cât și pentru cele ireversibile:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad [\text{J/K}]$$

Variația entropiei unui sistem poate fi datorată transferului de căldură și/sau ireversibilității. Creșterea entropiei poate avea două cauze, și anume:

primirea de căldură și ireversibilitatea, în timp ce scăderea entropiei nu poate avea loc decât prin cedare de căldură.

Principiul II al termodinamicii mai poartă numele de **Principiul creșterii entropiei** și se enunță astfel: *Entropia unui sistem izolat poate crește sau poate rămâne constantă, dar niciodată nu poate să scadă.*

$$dS_{izol} \geq 0$$

Diagrama T - s . Reprezentarea stărilor unui sistem și a proceselor termodinamice într-o diagramă având în ordonată temperatura absolută și în abscisă entropia specifică, are la bază variația entropiei în procese reversibile deschise:

$$\delta q = T ds \quad [\text{J/kg}]$$

În diagrama T - s , căldura schimbată într-un proces reversibil este reprezentată de aria de sub curba procesului și poate fi determinată prin integrare, dacă se cunoaște dependența dintre temperatura absolută și entropia specifică.

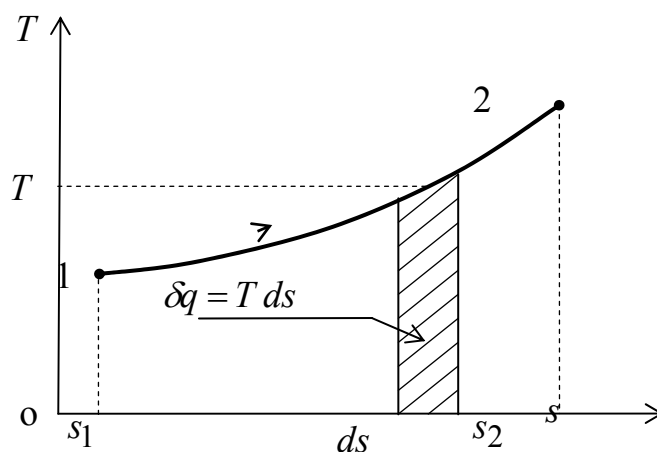


Fig. 3.7: Diagrama T - s pentru procese reversibile

Diagrama T - s este deosebit de utilă pentru studiul proceselor izoterme și adiabatice, atât pentru mașinile termice cât și pentru instalațiile frigorifice și pompele de căldură.

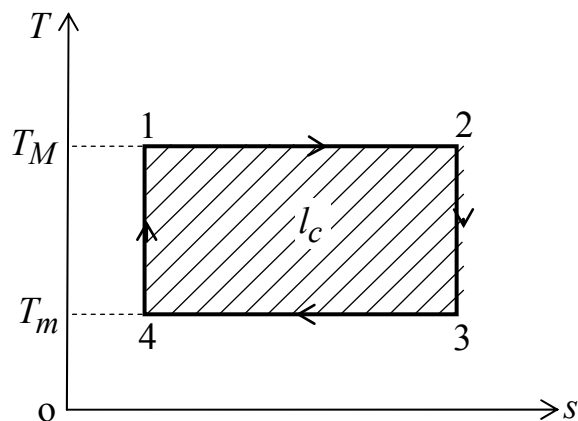


Fig. 3.8: *Ciclul Carnot în diagrama T - s*

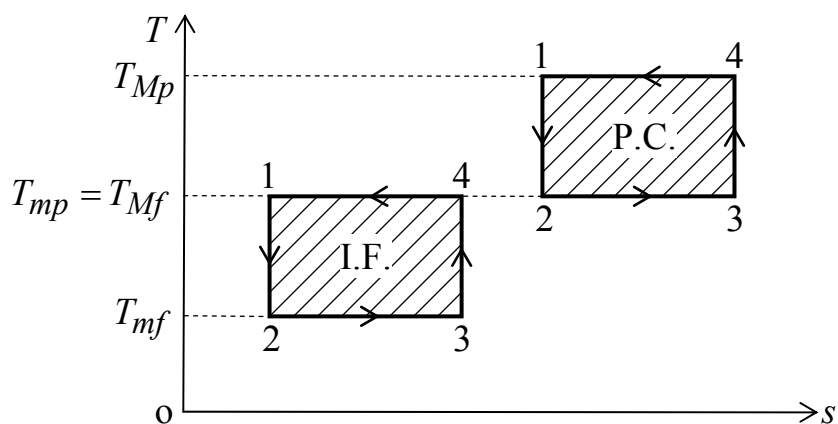


Fig. 3.9: *Ciclul Carnot inversat în diagrama T - s*

Remarcă: Temperatura sursei calde pentru instalația frigorifică, T_{Mf} , este aceeași cu temperatura sursei reci pentru pompa de căldură, T_{mp} , și egală cu temperatura mediului ambiant.