Astfel, randamentul motorului ireversibil este $\eta < 1 - \frac{T_0}{T}$. Studiul ciclului Carnot mai permite, printre altele, definirea temperaturii termodinamice absolute. Dacă parcurgerea ciclului este reversibilă, din expresia randamentului ciclului Carnot (1.61) rezultă că raportul $|Q_0|/Q$ rămâne constant şi independent de natura substanţei de lucru, dacă maşina lucrează între aceleaşi temperaturi T şi T_0.

1.11. Termodinamica mediilor magnetice şi a dielectricilor

Relațiile termodinamice pentru substanțele magnetice în câmp magnetic sunt identice în forma lor finală cu relațiile analogice pentru substanțele dielectrice în câmp electric. Modul de deducere a lor, însă, se deosebeşte esențial.

Lucrul elementar la magnetizarea unei unități de volum al substanței magnetice se determina din formula

$$đW = -\frac{1}{4\pi}\left(\vec{H}, d\vec{B}\right), \tag{1.62}$$

care este similară relației (1.20) scrisă pentru lucrul elementar efectuat la variația intensității câmpului electric $\vec{E}$ într-un mediu dielectric. Aici $\vec{H}$ este intensitatea câmpului magnetic, iar $\vec{B}$ este inducția.

Prin analogie cu termodinamica sistemelor simple, se poate construi o termodinamică a dielectricilor şi magneticilor (neferomagnetici). Pentru aceasta, se ține seama în (1.40) de lucrul mecanic care apare în prezența câmpului extern respectiv. Astfel, limitând ilustrarea la câmpul electric $\vec{E}$ (formulele corespunzătoare referitoare la câmpul magnetic pot fi transcrise direct pe baza înlocuirilor $\vec{E} \to \vec{H}$, $\vec{D} \to \vec{B}$, $\vec{P} \to \vec{M}$, $\varepsilon \to \mu$), diferențiala energiei interne a unității de volum a unui dielectric, u, va avea expresia

$$du = Tds + \varsigma d\rho + \vec{E} \cdot d\vec{D}, \tag{1.63}$$

unde $\vec{D}$ este inducția electrică, $\vec{P}$ – polarizarea, $\vec{M}$ – magnetizarea, ε – permitivitatea electrică, μ – permeabilitatea magnetică, s este entropia unității de volum, $\varsigma = \mu/m$ este potențialul chimic al unității de masă, m – masa unei particule, iar $\rho = N \cdot m/V$.

În funcție de condițiile concrete ale problemei, care precizează ce parte a energiei electrice a sistemului polarizat este utilizată în situația dată, în locul lui u se pot folosi alte potențiale termodinamice, deductibile printr-o *transformare Legendre*, cum ar fi, de exemplu

$$u_1 = u - \vec{E} \cdot \vec{D} , \tag{1.64}$$

pentru care

$$du_1 = Tds + \varsigma d\rho - \vec{D} \cdot d\vec{E} , \tag{1.65}$$

şi care se utilizează atunci când sarcina totală a sistemului rămâne invariabilă, dar variază în schimb intensitatea câmpului electric, $\vec{E}$.

Dacă detaşăm din u contribuția energiei "proprii" a câmpului electric, avem

$$u_2 = u - \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} , \tag{1.66}$$

unde ε_0 este permitivitatea electrică a vidului, şi, ținând seama că $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, cu ajutorul ecuației (1.63), se obține

$$du_2 = Tds + \varsigma d\rho + \vec{E} \cdot d\vec{P} . \tag{1.67}$$

De asemenea, se mai poate alege

$$u_3 = u_2 - \vec{P} \cdot \vec{E} , \tag{1.68}$$

ceea ce dă imediat

$$du_3 = Tds + \varsigma d\rho - \vec{P} \cdot d\vec{E} . \tag{1.69}$$

Celelalte potențiale termodinamice ale sistemului se obțin extinzând relațiile generale (1.37)–(1.39) cu ajutorul egalităților (1.63)–(1.69).