Capitolo 14

La degradazione dell'energia

1. La produzione di energia cinetica macroscopica mediante esecuzione di lavoro è, nelle attività della vita moderna, un fatto continuo e indispensabile: si pensi all'energia cinetica dei mezzi di trasporto e a quella dei rotori delle turbine nelle centrali per la produzione di energia elettrica, si pensi al movimento prodotto dai motori degli elettrodomestici e al movimento delle macchine operatrici nelle officine meccaniche (torni, trapani, frese, presse e via dicendo).

2. Benché la quantità di energia presente nell'universo sia costante (consumare, distruggere energia è impossibile), il fatto che le trasformazioni termodinamiche siano sempre, di fatto, irreversibili implica sempre o una perdita nel valore del lavoro ottenuto (e quindi dell'energia cinetica prodotta), oppure una diminuzione nella quantità di energia che potrà essere ancora utilizzata per l'esecuzione di lavoro: in ciò consiste la cosiddetta **degradazione dell'energia**. In particolare, la produzione di energia termica (trasmessa in definitiva all'ambiente) per effetto di attriti, deformazioni anelastiche e altri fenomeni dissipativi (si pensi al riscaldamento dei conduttori delle linee di trasporto dell'energia elettrica) rappresenta, dal punto di vista del lavoro ottenibile, una perdita, dato che la trasformazione di energia termica in energia cinetica macroscopica tramite dispositivi a funzionamento continuativo (macchine) è notoriamente soggetta a limitazioni drastiche[1]. Così come rappresenta una perdita lo spostamento di energia termica, per conduzione, da una sorgente calda a una sorgente meno calda, perché con tale trasferimento diminuisce il lavoro ottenibile tramite una macchina termica.

Si trova che la perdita di lavoro prodotta da una trasformazione irreversibile è sempre proporzionale all'aumento di entropia verificatosi – per l'irreversibilità della trasformazione – nell'universo. Si considerino, al riguardo, gli esempi qui di seguito proposti.

---

[1] Sarebbe infatti necessario (secondo principio della termodinamica), disporre non solo di una sorgente da cui estrarre calore, ma anche di una seconda sorgente a più bassa temperatura, capace di assorbire il calore non convertito in lavoro. E si noti che, quand'anche una sorgente fredda fosse disponibile, il processo di conversione di energia termica in lavoro diverrebbe economicamente vantaggioso solo per forti differenze di temperatura tra le due sorgenti (il massimo rendimento teorico per un ciclo motore a due sorgenti è $1 - T_F / T_C$).

4. Se un blocco A andasse ad urtare un blocco B in modo elastico, e quindi reversibile[2], l'energia cinetica complessiva si conserverebbe: l'urto trasferirebbe a B tutta l'energia cinetica perduta da A, il che significa che l'energia cinetica persa da A verrebbe integralmente convertita in lavoro (compiuto da A su B). Supponiamo invece che A si arresti per attrito (trasformazione irreversibile): l'energia cinetica EC del blocco A scompare, mentre una identica quantità di energia cinetica compare a livello di agitazione termica nell'ambiente circostante (per effetto del passaggio di una quantità di calore $q = EC$ dal blocco e dal terreno all'ambiente). Se T è la temperatura dell'ambiente, e T_0 ($< T$) la temperatura di una sorgente fredda, il massimo lavoro ottenibile con una macchina termica che assorbe il calore q dall'ambiente è $q\,(1 - T_0/T) = EC\,(1 - T_0/T)$. Dall'energia cinetica macroscopica del blocco si sarebbe invece potuto ottenere (per esempio, per urto elastico con un blocco immobile di massa uguale) un lavoro $L = EC$. La differenza nel valore del lavoro ottenibile è $\Delta L = EC - EC\,(1 - T_0/T) = EC\;T_0/T$. Dato allora che l'arresto del blocco produce nell'universo un aumento di entropia $\Delta S_u = q/T = EC/T$ (lo stato termodinamico del blocco non subisce variazioni), troviamo che nel processo è andata perduta una possibilità di lavoro ΔL pari a $T_0\,\Delta S_u$.

5. Siano T_C e T'_C, con $T_C > T'_C$, le temperature assolute di due sorgenti dalle quale possiamo estrarre calore. Supponiamo (fig. 1) che una quantità di calore q si sposti per conduzione dalla sorgente più calda a quella meno calda. Il massimo lavoro ottenibile con una macchina che assorbe q dalla sorgente più calda e utilizza una sorgente fredda a temperatura T_0 è $q\,(1 - T_0/T_C)$. Se invece q viene prelevato a temperatura T'_C il massimo lavoro ottenibile è $q\,(1 - T_0/T'_C)$. La differenza nel valore del lavoro ottenibile è $q\,(T_0/T'_C - T_0/T_C) = T_0\,(q/T'_C - q/T_C) = T_0\,\Delta S_u$, dove ΔS_u è l'aumento di entropia prodotto nell'universo dallo spostamento di q per conduzione dalla sorgente più calda alla sorgente meno calda.

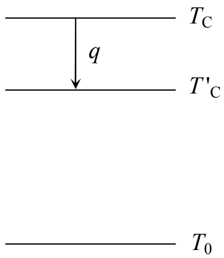

Fig. 1

6. Se un gas perfetto si espande irreversibilmente mantenendosi a contatto termico con una sorgente, il lavoro L da esso compiuto è *inferiore* a quello che sarebbe stato compiuto in caso di espansione reversibile: precisamente, $L = L_{REV} - T\Delta S_u$, dove T è la temperatura della sorgente. La temperatura del gas nello stato finale di equilibrio è infatti uguale, per il contatto con la sorgente, a quella iniziale: pertanto, trattandosi di un gas perfetto, non c'è variazione nell'energia interna, e dunque il lavoro L compiuto dal gas coincide col calore q da esso sottratto alla sorgente.

---

2 Mancando ogni effetto di riscaldamento, gli stati termodinamici dei due blocchi non subirebbero durante l'urto alcuna variazione, il che significa che i due blocchi si manterrebbero in uno stato termodinamico di equilibrio.

L'aumento di entropia dell'universo è allora

$$\Delta S_{\mathrm{u}} = \Delta S_{\mathrm{gas}} + \Delta S_{\mathrm{sorgente}} = nR\ln\frac{V_2}{V_1} - \frac{q}{T} = nR\ln\frac{V_2}{V_1} - \frac{L}{T}\text{, da cui}$$

[A] $$L = nRT\ln\frac{V_2}{V_1} - T\,\Delta S_{\mathrm{u}}\,.$$

Nel caso particolare di espansione libera, è $\Delta S_{\mathrm{sorgente}} = 0$ dato che, non compiendo lavoro, il gas non si raffredda e quindi non assorbe calore dalla sorgente. Perciò $T\Delta S_{\mathrm{u}} = T\Delta S_{\mathrm{gas}} = nRT\ln(V_2/V_1)$, e la [A] diventa 0 = 0.

Si noti che il calore assorbito dal gas viene trasformato integralmente in lavoro sia nel caso reversibile che nel caso irreversibile: la perdita connessa all'irreversibilità del processo consiste nella minor quantità di calore che, a parità di stato iniziale e finale del gas, si riesce a far assorbire al gas affinché espandendosi lo trasformi in lavoro. È vero che, con ciò, si è risparmiata una quantità di calore q^* (= $T\Delta S_{\mathrm{u}}$): ma se, per ripetere il processo di espansione e recuperare il lavoro perduto, riportiamo il gas allo stato iniziale, dal calore q^* risparmiato non sarà più possibile ottenere il lavoro $L^* = q^*$ perduto, ma solo – nella migliore delle ipotesi – il lavoro $q^*(1 - T_0/T)$, dove T_0 è la temperatura della più fredda tra le sorgenti disponibili. La perdita è $q^* - q^*(1 - T_0/T) = q^*\,T_0/T = T\Delta S_{\mathrm{u}}\,T_0/T = T_0\,\Delta S_{\mathrm{u}}$.

7. Consideriamo un ciclo reale – quindi irreversibile – a due sorgenti. Il rendimento è certamente inferiore a quello di un ciclo di Carnot, quindi a parità di calore sottratto alla sorgente calda il lavoro ottenuto è minore. Si trova subito che il lavoro effettivamente ottenuto è $L = L_{\mathrm{REV}} - T_{\mathrm{F}}\,\Delta S_{\mathrm{u}}$, con una perdita, rispetto al caso di ciclo reversibile, pari al prodotto della temperatura della sorgente fredda per l'aumento di entropia prodotto nell'universo dall'irreversibilità del ciclo. Se infatti T è la temperatura della sorgente calda e T_0 la temperatura della sorgente fredda, risulta

$L_{\mathrm{REV}} = q\,(1 - T_0/T)$, e $T_0\,\Delta S_{\mathrm{u}} = T_0\,[(q - L)/T_0 - q/T] = q - L - (q\,T_0/T)$,

per cui, come volevamo dimostrare,

$L_{\mathrm{REV}} - T_0\,\Delta S_{\mathrm{u}} = q\,(1 - T_0/T) - [q - L - q\,(T_0/T) = L$.

8. La compressione irreversibile di un gas perfetto che si trova a contatto con una sorgente richiede che su di esso venga compiuto un lavoro L *superiore* a quello che sarebbe necessario in caso di compressione reversibile: $L = L_{\mathrm{REV}} + \Delta S_{\mathrm{u}}$, con L_{REV} = $nRT\ln(V_2/V_1)$. Anche in questo caso infatti la temperatura finale del gas coincide con la temperatura iniziale T, mentre la sorgente sottrae al gas un calore q equivalente al lavoro L compiuto sul gas. Dunque l'aumento di entropia dell'universo è

$$\Delta S_{\mathrm{u}} = \Delta S_{\mathrm{gas}} + \Delta S_{\mathrm{sorgente}} = nR\ln\frac{V_2}{V_1} + \frac{q}{T} = nR\ln\frac{V_2}{V_1} + \frac{L}{T}\text{, da cui}$$

$$[\mathrm{B}] \qquad L = nRT\ln\frac{V_1}{V_2} + T\Delta S_{\mathrm{u}}.$$

9. Si verifica infine facilmente che il lavoro necessario a rimuovere, mediante un ciclo frigorifero a due sorgenti, una data quantità di calore da una sorgente fredda, è la somma del lavoro che sarebbe necessario compiere nel caso di ciclo reversibile e della grandezza $T_{\mathrm{C}}\,\Delta S_{\mathrm{u}}$, dove T_{C} è la temperatura della sorgente calda: $L = L_{\mathrm{REV}} + T_{\mathrm{C}}\,\Delta S_{\mathrm{u}}$. Se il ciclo fosse stato reversibile, il lavoro $T_{\mathrm{C}}\,\Delta S_{\mathrm{u}}$ sarebbe stato disponibile per altre utilizzazioni: la perdita di tale disponibilità di lavoro è in parte compensata dal fatto che nel ciclo irreversibile il calore $q_{\mathrm{C}} = L + q_{\mathrm{F}}$ ceduto alla sorgente calda – e reso quindi disponibile per l'esecuzione di lavoro – è più grande che nel ciclo reversibile: la differenza è proprio il lavoro supplementare $T_{\mathrm{C}}\,\Delta S_{\mathrm{u}}$. Tale calore supplementare non potrà però essere trasformato integralmente in lavoro: nell'ipotesi più favorevole, il lavoro da esso ottenibile è $T_{\mathrm{C}}\,\Delta S_{\mathrm{u}}\,(1 - T_0/T_{\mathrm{C}})$, dove T_0 è la temperatura della sorgente fredda di cui si dispone. La differenza con il lavoro $T_{\mathrm{C}}\,\Delta S_{\mathrm{u}}$ che, per l'irreversibilità del ciclo, si è dovuto compiere in più, e non è quindi più disponibile, è

$$T_{\mathrm{C}}\,\Delta S_{\mathrm{u}} - T_{\mathrm{C}}\,\Delta S_{\mathrm{u}}\,(1 - T_0/T_{\mathrm{C}}) = T_0\,\Delta S_{\mathrm{u}}.$$

Tutto questo rappresenta un ulteriore aspetto del fenomeno della degradazione energetica: *quando un processo termodinamico comporta l'esecuzione di lavoro, il lavoro supplementare richiesto dall'irreversibilità delle trasformazioni reali determina una più rapida diminuzione della quantità complessiva del lavoro ancora ottenibile.*