

30.6 Energia disponibile

Il primo principio della termodinamica pone la base del bilancio dell'energia nelle sue varie forme. Le limitazioni che esistono nel convertire l'energia da una forma all'altra sono imposte dal secondo principio, il quale in primo luogo afferma che non tutta l'energia relativa al calore è di uguale utilità nel produrre lavoro. In tutti i processi naturali vi è infatti una degradazione dell'energia, misurata appunto dall'aumento di entropia Δs , che si traduce nella perdita della possibilità di ottenere lavoro meccanico a causa di fenomeni, come quelli di scambio termico e di attrito, che sono i principali responsabili di questa degradazione.

L'energia complessiva q_H , scambiata tra la sorgente ad alta temperatura T_H ^{30.5} e il sistema, è uguale all'**energia disponibile** (*available energy*) q_{disp} , che è quella parte di calore fornita dalla sorgente che può essere convertita in lavoro dal motore termico reversibile che opera tra le temperature estreme T_H e T_L del ciclo di Carnot, più l'energia non disponibile (*unavailable energy*) indicata per semplicità come calore inutilizzabile q_{inutil} , che è quella parte di calore non trasformabile in lavoro dal motore termico reversibile:

$$q_H = q_{\text{disp}} + q_{\text{inutil}} \quad \mathbf{30-7}$$

Ricordando che nel diagramma entropico l'area sottesa a una trasformazione rappresenta una quantità di calore q e che lungo un'isoterma, data la costanza della temperatura T , quest'area è quella di un rettangolo di altezza T e di base Δs , avremo (*Figure 30.1-c* e *30.7*):

$$q_H = T_H \Delta s \quad q_{\text{inutil}} = T_L \Delta s \quad q_{\text{disp}} = (T_H - T_L) \Delta s \quad \mathbf{30-8}$$

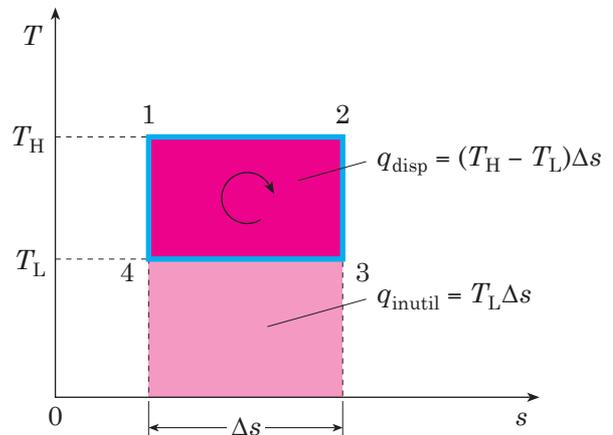


Fig. 30.7 - Ciclo di Carnot nel piano entropico T - s con evidenziate l'energia disponibile $q_{\text{disp}} = (T_H - T_L)\Delta s$ e l'energia inutilizzabile $q_{\text{inutil}} = T_L \Delta s$.

Sostituendo alla variazione di entropia Δs il rapporto q_H/T_H ($q_H = T_H \Delta s \Rightarrow \Delta s = q_H/T_H$), queste equazioni possono essere scritte in funzione del rapporto delle temperature T_L/T_H e l'energia disponibile q_{disp} e l'energia non disponibile q_{inutil} diventano così le funzioni *exergia* e e *anergia* a introdotte nel *Paragrafo 10.12*.

$$q_{\text{disp}} = (T_H - T_L) \Delta s = (T_H - T_L) \frac{q_H}{T_H} = q_H \left(1 - \frac{T_L}{T_H} \right) = e \Rightarrow e = q_H \left(1 - \frac{T_L}{T_H} \right) \quad \mathbf{(10-4) \quad 30-9}$$

30.5 - Nella pratica si incontrano non tanto sorgenti a temperatura costante quanto piuttosto sorgenti a temperatura variabile. In questo caso possiamo pensare a una serie di motori di Carnot che operano tra la sorgente a temperatura variabile e l'ambiente esterno a temperatura costante T_L .

$$q_{\text{inutil}} = T_L \Delta s = T_L \frac{q_H}{T_H} = q_H \frac{T_L}{T_H} = a \Rightarrow a = q_H \frac{T_L}{T_H} \quad (10-5) \quad 30-10$$

L'exergia è uguale all'energia disponibile e misura il massimo lavoro meccanico w_{max} che si può ottenere in una macchina che realizza un ciclo reversibile diretto come il ciclo di Carnot (o il minimo lavoro meccanico w_{min} che si può spendere in un ciclo inverso) tra la temperatura T_H , dove scambia il calore q_H , e la temperatura finale del sistema T_L quando, in equilibrio con l'ambiente, scambia il calore q_L .

Una volta raggiunto l'equilibrio ($T_L = T_H$), l'exergia si annulla. Il termine tra parentesi $1 - T_L/T_H$ è il fattore di Carnot (30-3), mentre il prodotto $q_H (T_L/T_H)$, differenza tra calore introdotto q_L ed exergia e , è l'anergia a [kJ/kg], quantità di calore non trasformabile in lavoro e uguale al calore inutilizzato.

Nel processo termodinamico ideale non si verificano perdite di exergia. La somma di exergia e di anergia si mantiene costante durante ogni trasformazione (primo principio), mentre se un processo è reversibile l'exergia rimane costante (secondo principio). Al contrario, in un processo irreversibile, una parte di exergia si trasforma in anergia.

L'efficacia dell'energia termica, nel produrre lavoro, dipende non solo dalla quantità di calore fornita al sistema da una data sorgente, ma anche dalla temperatura della sorgente. Da qui la necessità di disporre di sorgenti alle più alte temperature possibili, che però, come abbiamo già detto, sono limitate, in pratica, più dalle caratteristiche di resistenza dei materiali che compongono il sistema destinato a convogliare il fluido di lavoro che non dalla capacità di generare temperature elevate.

Esempio 30.3 Analisi di un ciclo motore a vapore

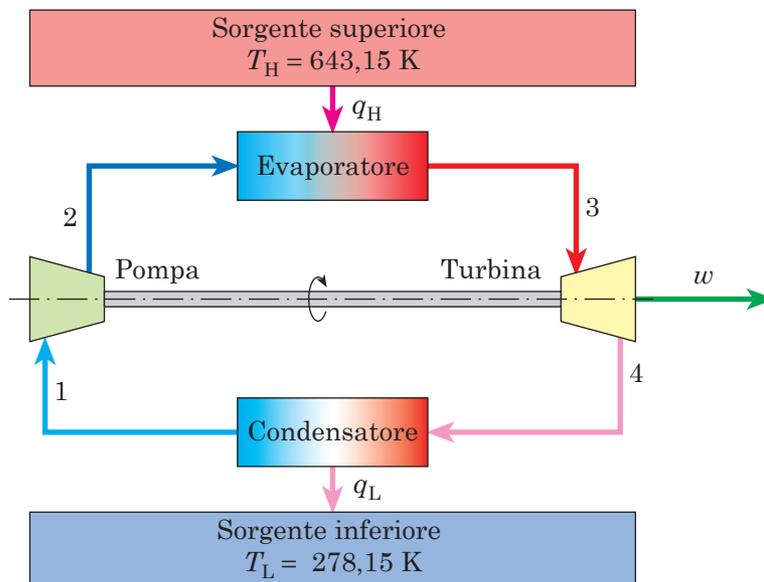


Fig. 30.8-a - Schema dell'impianto dell'Esempio 30.3.

In un impianto a vapore d'acqua per generazione di potenza (*Figura 30.8-a*), si realizza un ciclo in cui:

- una quantità di calore ($2 \Rightarrow 3$) viene somministrata da una sorgente che si trova alla temperatura $T_H = 370 \text{ °C}$
- il vapore viene fatto espandere in una turbina ($3 \Rightarrow 4$);
- una quantità di calore ($4 \Rightarrow 1$) viene ceduta all'ambiente esterno, rappresentato da un condensatore in cui circola acqua alla temperatura $T_L = 5 \text{ °C}$;
- infine, nell'ipotesi teorica che la miscela liquido-vapore si possa comprimere con una pompa ($1 \Rightarrow 2$), si passa dalla bassa pressione esistente nel condensatore all'alta pressione del generatore di vapore.

Si assume che le trasformazioni all'interno del sistema siano reversibili e che le trasformazioni attraverso la turbina e la pompa siano adiabatiche. Lo stato del vapore nei vari punti del ciclo è riassunto dalla tabella che segue.

Stato	Pressione [kPa]	Temperatura [°C]	Condizioni del fluido
1	7,5	???	$s_1 = s_2$
2	800	???	liquido saturo
3	800	350	???
4	7,5	???	$s_4 = s_2$

Si chiede di:

- a) completare la tabella precedente, riportando le principali caratteristiche del fluido di lavoro (pressione, temperatura, condizioni, entropia, entalpia e titolo);
- b) tracciare il ciclo nel piano T - s ;
- c) calcolare il rendimento del ciclo η ;
- d) calcolare il calore disponibile alla temperatura superiore, la parte di q_H disponibile dopo che è stato trasferito al vapore e infine la parte disponibile del calore q_L ceduto al condensatore.

SOLUZIONE

a) Ricaviamo nello stato

2. temperatura di saturazione, entalpia h_f , entropia s_f , titolo x tenendo presente che il fluido di lavoro è liquido saturo (*Tabella A.3.2*);
3. temperatura, entalpia ed entropia, sapendo che, alla pressione di 800 kPa e alla temperatura di 350 °C, siamo nella regione del vapore surriscaldato (*Tabella A.3.3*).

Negli stati 4 e 1 occorre calcolare prima il titolo x dai valori noti di entropia massica. Le trasformazioni $3 \Rightarrow 4$ e $1 \Rightarrow 2$ sono, per ipotesi, delle adiabatiche reversibili (isentropiche): quindi l'entropia in 4 è uguale a quella che abbiamo già determinato in 3; analogamente l'entropia in 1 è uguale a quella in 2 già determinata. Utilizziamo la **29-4**, dove, al posto della generica proprietà z , sostituiamo l'entropia massica s ; i valori di s_f e di s_{fg} sono ricavati dalla *Tabella A.3.2* in corrispondenza della pressione di saturazione di 7,5 kPa:

$$s_x = s_f + x s_{fg} \Rightarrow x = \frac{s_x - s_f}{s_{fg}}$$

$$x_4 = \frac{s_4 - s_f}{s_{fg}} = \frac{7,4089 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}) - 0,5764 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})}{7,675 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})} = 0,89$$

$$x_1 = \frac{s_1 - s_f}{s_{fg}} = \frac{2,0462 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}) - 0,5764 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})}{7,675 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})} = 0,19$$

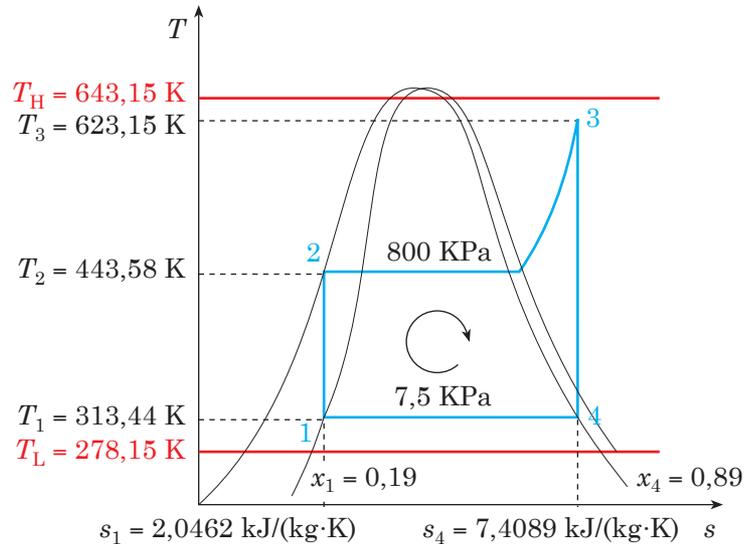


Fig. 30.8-b - Ciclo relativo all'Esempio 30.3.

Sempre dalla **29-4** e dalla *Tabella A.3.2*, ricaviamo l'entalpia massica h :

$$h_4 = h_f + x_4 h_{fg} = 168,79 \text{ kJ/kg} + 0,89 \times 2406 \text{ kJ/kg} = 2310,1 \text{ kJ/kg}$$

$$h_1 = h_f + x_1 h_{fg} = 168,79 \text{ kJ/kg} + 0,19 \times 2406 \text{ kJ/kg} = 629,5 \text{ kJ/kg}$$

La tabella completa è:

Stato	Pressione [kPa]	Temperatura [°C]	Condizioni del fluido	Entalpia [kJ/kg]	Entropia [kJ/(kg·K)]	Titolo
1	7,5	40,29	liquido-vapore	629,5	2,0462	0,19
2	800	170,43	liquido saturo	721,11	2,0462	0,0
3	800	350	vapore surriscaldato	3161,7	7,4089	–
4	7,5	40,29	liquido-vapore	2310,1	7,4089	0,89

b) La *Figura 30.8-b* mostra il ciclo descritto nella tabella precedente. Sono state anche indicate le temperature della sorgente superiore ($T_H = 370 \text{ °C}$) e inferiore ($T_L = 5 \text{ °C}$).

c) Il calore q_H viene scambiato con la sorgente ad alta temperatura nel tratto $2 \Rightarrow 3$, processo che avviene a pressione costante, e quindi, per la **28-7'**, è pari alla variazione di entalpia:

$$q_H = {}_2q_3 = h_3 - h_2 = 3161,7 \text{ kJ/kg} - 721,11 \text{ kJ/kg} = 2440,6 \text{ kJ/kg}$$

Analogamente il calore ceduto q_L è:

$$q_L = |{}_4q_1| = h_4 - h_1 = 2310,1 \text{ kJ/kg} - 629,5 \text{ kJ/kg} = 1680,6 \text{ kJ/kg}$$

oppure, per la **30-8**, da:

$$q_L = |{}_4q_1| = T_4 (s_4 - s_1) = (40,29 + 273,15) \text{ K} [7,4089 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}) - 2,0462 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})] = 1680,9 \text{ kJ/kg}$$

dove $|{}_4q_1|$ indica il valore assoluto del calore scambiato in quanto, essendo ceduto dal sistema, dovrebbe essere preceduto dal segno negativo.

Con la **30-1** si calcola il lavoro massico prodotto nel ciclo e poi con la **30-1'** si ottiene il rendimento del ciclo:

$$w = q_H - q_L = 2440,6 \text{ kJ/kg} - 1680,6 \text{ kJ/kg} = 760 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta = \frac{w}{q_H} = \frac{760 \text{ kJ/kg}}{2440,6 \text{ kJ/kg}} = 0,311 = 31,1\%$$

Energia entrante	
$q_H = 2440,6 \text{ kJ/kg}$	
Prima del trasferimento dell'energia entrante al vapore	
$q_{\text{inutil}} = 1055,5 \text{ kJ}$	$ q_{\text{disp}} _{\text{sorg}} = 1385,1 \text{ kJ/kg}$
Dopo il trasferimento dell'energia entrante al vapore	
$q_{\text{inutil}} = 1491,6 \text{ kJ/kg}$	${}_2q_{\text{disp}} _3 = 949 \text{ kJ/kg}$
Energia uscente	
$q_L = 1680,6 \text{ kJ/kg}$	$w = 760 \text{ kJ/kg}$
Calore sottratto	
$q_{\text{inutil}} = 1491,6 \text{ kJ/kg}$	${}_4q_{\text{disp}} _1 = 189 \text{ kJ/kg}$

Fig. 30.8-c - Bilancio dell'energia disponibile dell'*Esempio 30.3*.

- d) Il calore disponibile alla temperatura della sorgente superiore T_H è (30-7) $|q_{\text{disp}}|_{\text{sorg}} = q_H - q_{\text{inutil}}$ dove q_H è uguale a 2440,6 kJ/kg e il calore inutilizzato vale (30-8) $q_{\text{inutil}} = T_L \Delta s = T_L (q_H / T_H)$. Dopo aver convertito in kelvin le due temperature superiore ($T_H = 370 \text{ °C} + 273,15 \text{ °C} = 643,15 \text{ K}$) e inferiore ($T_L = 5 \text{ °C} + 273,15 \text{ °C} = 278,15 \text{ K}$), abbiamo

$$q_{\text{inutil}} = 278,15 \text{ K} \frac{2440,6 \text{ kJ/kg}}{643,15 \text{ K}} = 1055,5 \text{ kJ/kg}$$

$$|q_{\text{disp}}|_{\text{sorg}} = 2440,6 \text{ kJ/kg} - 1055,5 \text{ kJ/kg} = 1385,1 \text{ kJ/kg} \quad \blacktriangleleft$$

La parte disponibile del calore entrante q_H , dopo che questo è stato trasferito alla trasformazione $2 \Rightarrow 3$, è, secondo le 30-7 e 30-8, data da:

$$\begin{aligned} {}_2|q_{\text{disp}}|_3 &= q_H - T_L \Delta s = q_H - T_L (s_3 - s_2) = 2440,6 \text{ kJ/kg} - 278,15 \text{ K} (7,4089 - 2,0462) \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)} = \\ &= 2440,6 \text{ kJ/kg} - 1491,6 \text{ kJ/kg} = 949 \text{ kJ/kg} \quad \blacktriangleleft \end{aligned}$$

Analogamente si ottiene la parte ancora disponibile ${}_4|q_{\text{disp}}|_1$ del calore q_L sottratto nel condensatore (trasformazione $4 \Rightarrow 1$):

$$\begin{aligned} {}_4|q_{\text{disp}}|_1 &= q_L - T_L \Delta s = q_L - T_L (s_4 - s_1) = 1680,6 \text{ kJ/kg} - 278,15 \text{ K} (7,4089 - 2,0462) \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)} = \\ &= 1680,6 \text{ kJ/kg} - 1491,6 \text{ kJ/kg} = 189 \text{ kJ/kg} \quad \blacktriangleleft \end{aligned}$$

I risultati ottenuti sono riportati nella *Figura 30-8-c*.

COMMENTI

1. Il ciclo esaminato è un ciclo che si svolge tra le temperature estreme $T_H = 370 \text{ °C}$ e $T_L = 5 \text{ °C}$, ma che raggiunge una temperatura massima $T_3 = 350 \text{ °C}$ e minima $T_4 = T_1 = 40,29 \text{ °C}$. Queste differenze di temperatura tra le sorgenti e il ciclo sono necessarie in quanto soltanto così può realizzarsi il trasferimento di calore. Sono queste tuttavia fonti di irreversibilità che si trovano sul contorno del sistema, cioè tra le sorgenti e il sistema; esse vengono indicate con il nome di irreversibilità esterne per distinguerle dalle irreversibilità interne al sistema. Nel caso illustrato dall'*Esempio* si è fatta però l'ipotesi che il sistema sia internamente reversibile (*Figura 30.9*).
2. Il rendimento del ciclo di Carnot, che è un ciclo reversibile, è per la 30-3 dato da:

$$\eta_{\text{rev}} = 1 - \frac{T_L}{T_H} = 1 - \frac{278,15 \text{ K}}{643,15 \text{ K}} = 0,567$$

È questo un rendimento notevolmente più alto del rendimento del ciclo esaminato (0,311). Il lavoro prodotto è cioè pari al 31,1% del calore entrante q_H .

3. Se confrontiamo il lavoro prodotto $w = 760 \text{ kJ/kg}$ con l'energia disponibile alla sorgente $|q_{\text{disp}}|_{\text{sorg}}$ abbiamo

$$\frac{w}{|q_{\text{disp}}|_{\text{sorg}}} = \frac{760 \text{ kJ/kg}}{1385,1 \text{ kJ/kg}} = 0,549$$

e cioè il lavoro prodotto è circa la metà (54,9%) dell'energia disponibile $|q_{\text{disp}}|_{\text{sorg}}$ che rappresenta, a sua volta, il massimo lavoro ottenibile dal calore q_H valutato al livello della temperatura della sorgente superiore T_H . Se invece il lavoro w viene confrontato con la parte di q_H che viene trasferita al vapore $|q_{\text{disp}}|_3$ abbiamo:

$$\frac{w}{|q_{\text{disp}}|_3} = \frac{760 \text{ kJ/kg}}{949 \text{ kJ/kg}} = 0,801$$

e cioè il lavoro prodotto è pari a 80,1% dell'energia disponibile trasferita al vapore.

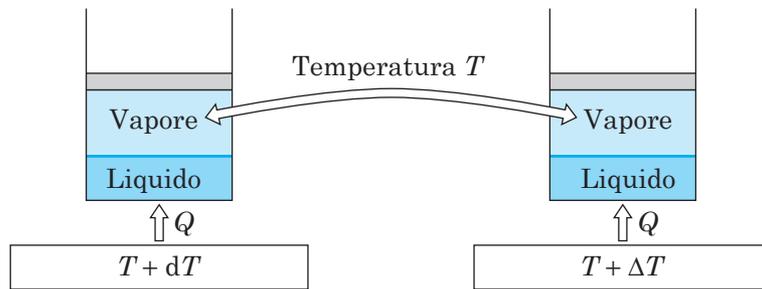


Fig. 30.9 - Illustrazione della differenza tra trasformazione internamente ed esternamente reversibile. Si assume che in ciascun sistema sia presente una sostanza pura (ad esempio acqua che passa allo stato di vapore) e che la temperatura T rimanga costante durante il processo di somministrazione del calore Q . A sinistra, il calore Q viene trasferito dalla sorgente a una temperatura più alta di un infinitesimo dT della temperatura T presente nel sistema; a destra, la temperatura della sorgente è molto più alta – della quantità finita ΔT – di quella del sistema. A sinistra, abbiamo un processo di trasferimento di calore reversibile; a destra, il processo di trasferimento di calore è irreversibile. Tuttavia, per quanto riguarda il sistema, esso passa attraverso gli stessi stati in ambedue i processi, che noi assumiamo essere reversibili. Diciamo perciò che, nel caso del sistema di destra, il processo è reversibile internamente ma irreversibile esternamente a causa delle irreversibilità che avvengono al di fuori del sistema.

4. Il calore uscente q_L è 68,9% del calore entrante q_H

$$\frac{q_L}{q_H} = \frac{1680,6 \text{ kJ/kg}}{2440,6 \text{ kJ/kg}} = 0,689 = 68,9\%$$

Tuttavia solo 11,2% di q_L

$$\frac{|q_{\text{disp}}|_1}{q_L} = \frac{189 \text{ kJ/kg}}{1680,6 \text{ kJ/kg}} = 0,112 = 11,2\%$$

avrebbe ancora potuto essere convertito in lavoro. Questo ci dice che la maggior parte dell'energia ceduta dal ciclo è energia di basso livello non più utilizzabile. Ma ciò non deve meravigliare: si tratta di energia scambiata a temperatura bassa. Il rendimento di

un ciclo di Carnot tra la temperatura $T_3 = T_4 = 313,44 \text{ K}$ (minima del ciclo esaminato) e $T_L = 278,15 \text{ K}$ è infatti:

$$\eta = 1 - \frac{T_L}{T_3} = 1 - \frac{278,15 \text{ K}}{313,44 \text{ K}} = 0,112 = 11,2\%$$

5. I valori del calore disponibile e del calore non trasformabile in lavoro q_{inutil} trovati nella risposta alla domanda d) dell'Esempio, possono essere calcolati rispettivamente con le espressioni **10-4** dell'exergia e e **10-5** dell'anergia α :

$$e = q_H \left(1 - \frac{T_L}{T_H} \right) = 2440,6 \text{ kJ/kg} \times \left(1 - \frac{278,15 \text{ K}}{643,15 \text{ K}} \right) = 1385,1 \text{ kJ/kg}$$

$$\alpha = q_H \left(\frac{T_L}{T_H} \right) = 2440,6 \text{ kJ/kg} \times \left(\frac{278,15 \text{ K}}{643,15 \text{ K}} \right) = 1055,5 \text{ kJ/kg}$$

30.7 Cicli ideali nelle macchine termiche

In entrambi gli impianti dedicati alla generazione di energia elettrica e alla generazione del freddo, il fluido di lavoro esegue un *ciclo* termodinamico *chiuso*: il sistema scambia con l'esterno unicamente energia, sotto forma di calore e lavoro, ma non massa. Ad esempio (*Figura 30.3-b*), all'uscita dalla turbina il fluido viene mandato al condensatore che sottrae calore al vapore fino a ricondurlo allo stato liquido in modo da poter essere inviato nuovamente alla pompa di alimento permettendo così al fluido di concludere il ciclo termodinamico.

In altri casi tuttavia il fluido non subisce un'evoluzione ciclica, ma viene, al termine del ciclo ricambiato con fluido "fresco" prelevato dall'ambiente: il sistema scambia con l'esterno non soltanto energia ma anche massa e il *ciclo* viene detto *aperto*. Esempio di ciclo aperto è quello descritto in un motore alternativo a combustione interna, come il motore ad accensione comandata:

- nel cilindro del motore entra il fluido di lavoro, costituito da aria prelevata dall'ambiente in cui viene iniettato del combustibile;
- al termine di una fase di compressione la candela d'accensione provoca la combustione della miscela aria-combustibile;
- i gas combusti ad alta temperatura si espandono producendo lavoro;
- i gas combusti vengono infine scaricati nell'atmosfera.

A questo punto dell'altro fluido ("fresco"), rappresentato da aria prelevata dall'ambiente, viene introdotto nel cilindro e si inizia quindi un nuovo ciclo. Anche in questi casi (tipici i motori alternativi) il fluido di lavoro ritorna periodicamente nelle condizioni iniziali, assumendo di nuovo quei valori di energia interna, potenziale, cinetica ecc. che aveva all'inizio; è allora possibile parlare di un ciclo di lavoro della macchina che consente di assimilare il ciclo aperto al ciclo termodinamico chiuso e considerare una trasformazione "virtuale" di chiusura in grado di riportare alle condizioni iniziali il fluido scaricato nell'atmosfera.

Si è visto (primo corollario di Carnot) che il motore reale che operi tra le temperature T_H e T_L non può avere un rendimento maggiore del motore reversibile che operi tra le stesse temperature; il rendimento del ciclo di Carnot (**30-3**) rappresenta perciò il limite del motore reale irreversibile. Il motore reale ha poi molti altri limiti come, ad esempio, quello di operare tra temperature variabili da punto a punto e col tempo^{30.5}. Così, anche considerando delle sorgenti a temperatura costante e delle trasformazioni internamente reversibili come quelle dell'impianto motore a vapore della *Figura 30.8*, il ciclo chiuso risultante raggiunge un rendimento notevolmente inferiore a quello del ciclo di Carnot (*Esempio 30.3*). Si vedrà nella sezione dedicata agli impianti a vapore quali accorgimenti bisognerà adottare per migliorare il rendimento del ciclo Rankine-Hirn. Maggiori rendimenti (*Paragrafo 10.13*) possono essere raggiunti nei cicli aperti realizzati nei motori alternativi, in particolare con il ciclo Diesel a causa della più alta temperatura del ciclo e quindi della più elevata energia disponibile. Un altro ciclo dei motori alternativi a combustione interna è il ciclo Otto^{30.6} dei motori ad accensione comandata utilizzati sulle autovetture di piccola e media cilindrata. Anche il ciclo Brayton (o Joule) della turbina a gas è un ciclo aperto in cui il fluido di lavoro, costituito inizialmente da aria prelevata dall'ambiente, viene prima compresso e quindi inviato in un combustore dove la combustione del combustibile iniettato con l'aria genera gas combusti ad alta temperatura che vengono fatti espandere in una turbina producendo lavoro e quindi scaricati nell'atmosfera; questo ciclo viene utilizzato non solo per la generazione di potenza ma anche nella propulsione aeronautica.

Come detto all'inizio dell'Unità, non solo il ciclo di Carnot ma anche i cicli che approssimano il comportamento delle macchine oppure degli impianti reali vengono trattati in prima istanza come *cicli ideali*, composti cioè da trasformazioni reversibili, percorsi da un *fluido ideale*, avente cioè caratteristiche chimico-fisiche costanti e che evolve senza perdite (il lavoro delle resistenze passive è nullo: $w_L = 0$), con scambio di calore istantaneo con le due sorgenti esterne^{30.5} ad alta e bassa temperatura. In particolare, nel caso del ciclo aperto che utilizza l'aria come fluido motore, questa viene trattata come un gas perfetto: non si tiene conto della variazione di composizione chimica dovuta alla combustione e l'introduzione di calore, a seguito della combustione, proviene da un'unica sorgente esterna ed è istantanea.

Tutti i cicli fin qui citati, dal ciclo Rankine-Hirn per gli impianti a vapore ai cicli Otto e Diesel dei motori alternativi a combustione interna e al ciclo Brayton della turbina a gas, verranno esaminati in modo approfondito nelle rispettive applicazioni. Altri cicli, che trovano applicazione limitata ma sono di notevole valore concettuale perché si pongono come obiettivo un rendimento in teoria pari a quello del ciclo di Carnot, sono cicli chiusi a combustione esterna come il ciclo Stirling e il ciclo Ericsson; quest'ultimo, come si vedrà parlando del ciclo della turbina a gas, rappresenta il caso limite che può essere raggiunto dal ciclo Brayton con rigenerazione e un numero infinito di stadi di interrefrigerazione e di riscaldamenti ripetuti. Il raggiungimento di un rendimento elevato in questi cicli è condizionato dalla presenza di un rigeneratore (*Paragrafo 27.6.1*) reversibile di elevata efficienza.

Il ciclo del motore Stirling o motore ad aria calda [http://it.wikipedia.org/wiki/Motore_Stirling] è un ciclo chiuso che impiega come fluido di lavoro un gas (aria oppure, meglio, elio per le sue migliori caratteristiche di scambio termico) e viene utilizzato su piccoli impianti per gene-

30.6 - Il ciclo Otto viene dal tedesco Nicolaus August Otto, primo costruttore del motore nel 1867; il ciclo è anche chiamato ciclo Otto-Beau de Rochas per ricordare il concetto sviluppato nel 1861 dal francese Alphonse Beau de Rochas. Bisognerebbe qui ricordare anche gli italiani Eugenio Barsanti e Felice Matteucci che presero un brevetto a Londra nel 1854.

rare oltre all'energia elettrica anche energia termica a bassa temperatura. Esso è composto da (Figura 30.10):

- 1 \Rightarrow 2, compressione isoterma con cessione di calore;
- 2 \Rightarrow 3, riscaldamento a volume costante;
- 3 \Rightarrow 4, espansione isoterma con somministrazione di calore;
- 4 \Rightarrow 1, raffreddamento a volume costante.

Il gas viene trasferito avanti e indietro tra le due zone calda e fredda a causa del moto dei pistoni del motore; il sistema scambia calore con l'esterno solo attraverso le due isoterme, raccordate dalle due isocore rigenerative; il lavoro utile del ciclo è dato dalla differenza tra il lavoro durante la fase di espansione isoterma e quello durante la fase di compressione isoterma. In tali condizioni ideali il motore di Stirling realizza il massimo rendimento possibile, ossia quello stesso che avrebbe un ciclo di Carnot che opera tra le due temperature T_H e T_L .

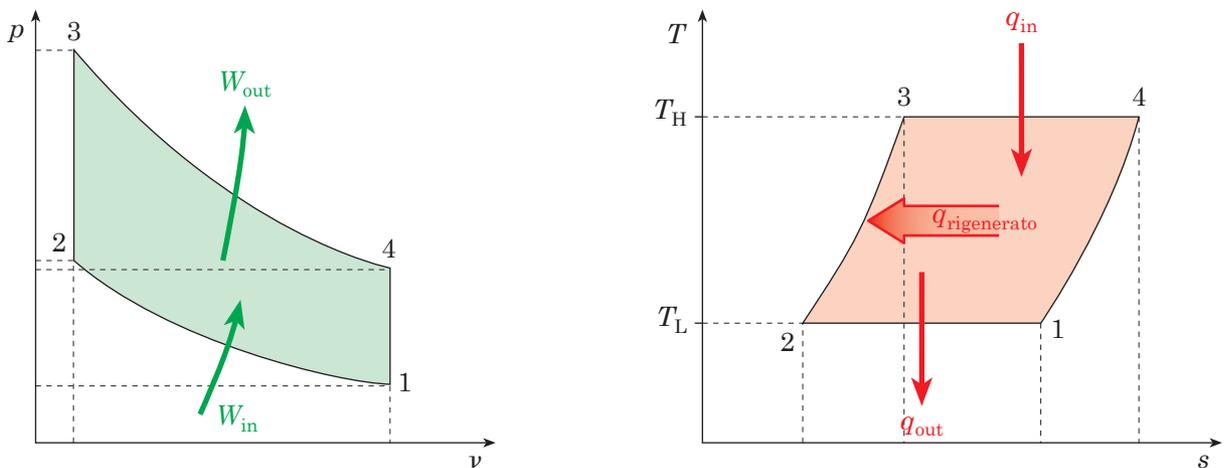


Fig. 30.10 - Diagramma nel piano p - v e nel piano T - s del ciclo Stirling.

SINTESI

<p>L'energia complessiva $q_H = T_H \Delta s$ è la somma dell'energia disponibile q_{disp}, parte di calore che può essere convertita in lavoro dal motore termico reversibile, e dell'energia inutilizzabile q_{inutil}, parte di calore che non può essere convertita in lavoro dal motore termico.</p>	$q_H = q_{\text{disp}} + q_{\text{inutil}} \quad \mathbf{30-7}$
<p>Se al posto della variazione di entropia Δs si considera il rapporto tra le temperature T_L/T_H, l'energia disponibile q_{disp} e l'energia inutilizzabile q_{inutil} si esprimono con l'exergia e e l'anergia a.</p>	$q_{\text{disp}} = (T_H - T_L) \Delta s \quad q_{\text{inutil}} = T_L \Delta s \quad \mathbf{30-8}$
<p>L'exergia misura il massimo lavoro meccanico w_{max} che si può ottenere in una macchina che realizza un ciclo reversibile diretto come il ciclo di Carnot (o il minimo lavoro meccanico w_{min} che si può spendere in un ciclo inverso) tra le temperature iniziale T_H e finale del sistema T_L.</p>	$e = q_H \left(1 - \frac{T_L}{T_H} \right) \quad \mathbf{(10-4)} \quad \mathbf{30-9}$
<p>L'anergia a è la quantità di calore non trasformabile in lavoro.</p>	$a = q_H \left(\frac{T_L}{T_H} \right) \quad \mathbf{(10-5)} \quad \mathbf{30-10}$
<p>q_H = calore massico entrante alla temperatura T_H [kJ/kg] q_{disp} = energia disponibile [kJ/kg] q_{inutil} = energia inutilizzabile [kJ/kg] T_H = temperatura della sorgente ad alta temperatura [K] T_L = temperatura della sorgente a bassa temperatura [K] e = exergia [kJ/kg] a = anergia [kJ/kg]</p>	
<p>Nel ciclo termodinamico <i>chiuso</i> il sistema scambia con l'esterno unicamente energia, sotto forma di calore e lavoro, ma non massa.</p>	
<p>Il ciclo è <i>aperto</i> quando il fluido di lavoro al termine del ciclo viene ricambiato con fluido "fresco" prelevato dall'ambiente: il sistema scambia con l'esterno non soltanto energia ma anche massa. I cicli aperti vengono assimilati ai cicli termodinamici chiusi considerando una trasformazione "virtuale" di chiusura in grado di riportare alle condizioni iniziali il fluido scaricato nell'atmosfera.</p>	
<p>I cicli che approssimano il comportamento delle macchine oppure degli impianti reali vengono trattati in prima istanza come <i>cicli ideali</i>.</p>	
<p>Cicli importanti sono oltre a quello chiuso Rankine-Hirn degli impianti a vapore, i cicli aperti Otto e Diesel dei motori alternativi a combustione interna e il ciclo Brayton-Joule dell'impianto motore della turbina a gas e della propulsione aeronautica.</p>	
<p>Di notevole interesse concettuale sono quei cicli, come il ciclo chiuso a combustione esterna di Stirling, che si propongono di raggiungere lo stesso rendimento teorico del ciclo di Carnot.</p>	

VERIFICA DELL'APPRENDIMENTO

16. In un ciclo di Carnot, che si svolge tra le temperature estreme $T_H = 750$ K e $T_L = 300$ K con un calore massico $q_H = 2400$ kJ/kg scambiato con il fluido alla temperatura della sorgente superiore, l'exergia vale $e = \dots\dots\dots$, mentre l'anergia risulta $a = \dots\dots\dots$.
17. La somma di exergia e di anergia non è costante. Vero Falso
18. In un ciclo di Carnot, in cui viene scambiato con il fluido alla temperatura della sorgente superiore il calore massico q_H , la somma di exergia e e di anergia a vale $e + a = \dots\dots\dots$.
19. A pari temperatura della sorgente inferiore $T_L = 300$ K, quale delle seguenti temperature della sorgente superiore T_H è in grado di ottenere il rendimento η più alto del ciclo di Carnot:
a) $T_H = 600$ K b) $T_H = 900$ K c) $T_H = 1200$ K d) $T_H = 1500$ K
20. A pari temperatura della sorgente superiore $T_H = 900$ K, quale delle seguenti temperature della sorgente inferiore T_L è in grado di ottenere il rendimento η più alto del ciclo di Carnot:
a) $T_L = 150$ K b) $T_L = 200$ K c) $T_L = 250$ K d) $T_L = 300$ K