

## 11.4. Il ciclo di Brayton-Joule. Turbomotori a gas

Nel diagramma di fig. 11.9 è rappresentato il *ciclo ideale di Brayton-Joule*, che si compone di due trasformazioni isobare e due trasformazioni isoentropiche. Il ciclo di Brayton-Joule costituisce riferimento ideale degli impianti turbomotori a gas. Queste installazioni, realizzate come insieme di organi operanti con deflusso a regime permanente, sono raramente del tipo a sorgenti termiche esterne (turbomotori a gas a ciclo chiuso); molto più frequentemente operano a combustione interna (turbomotori a gas a ciclo aperto); i relativi schemi di impianto sono rappresentati nella figura 11.10.

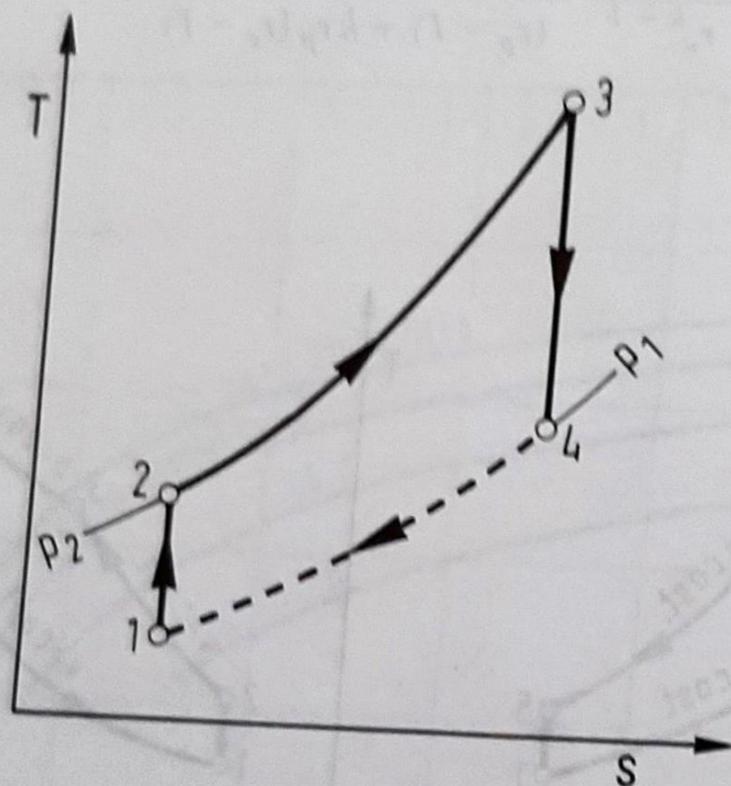


Fig. 11.9. Ciclo termodinamico ideale di Brayton-Joule.

Lo schema a) di figura 11.10 si riferisce ad un impianto turbomotore a gas a circuito chiuso, ove il fluido motore realizza un vero e proprio ciclo termodinamico, composto dai seguenti processi ideali (cfr. il diagramma di fig. 11.9):

1-2: il gas viene compresso isoentropicamente dalla pressione  $p_1$  alla pressione  $p_2$  in un compressore rotodinamico; viene

- scambiato il lavoro negativo di ciclo  $L^- = L_{12} = h_1 - h_2$ ;
- 2-3: in uno scambiatore di calore, il gas viene riscaldato isobaricamente dalla temperatura  $T_2$  alla temperatura  $T_3$ ; viene scambiato il calore positivo di ciclo con la sorgente termica esterna,  $Q^+ = Q_{23} = h_3 - h_2$ ;

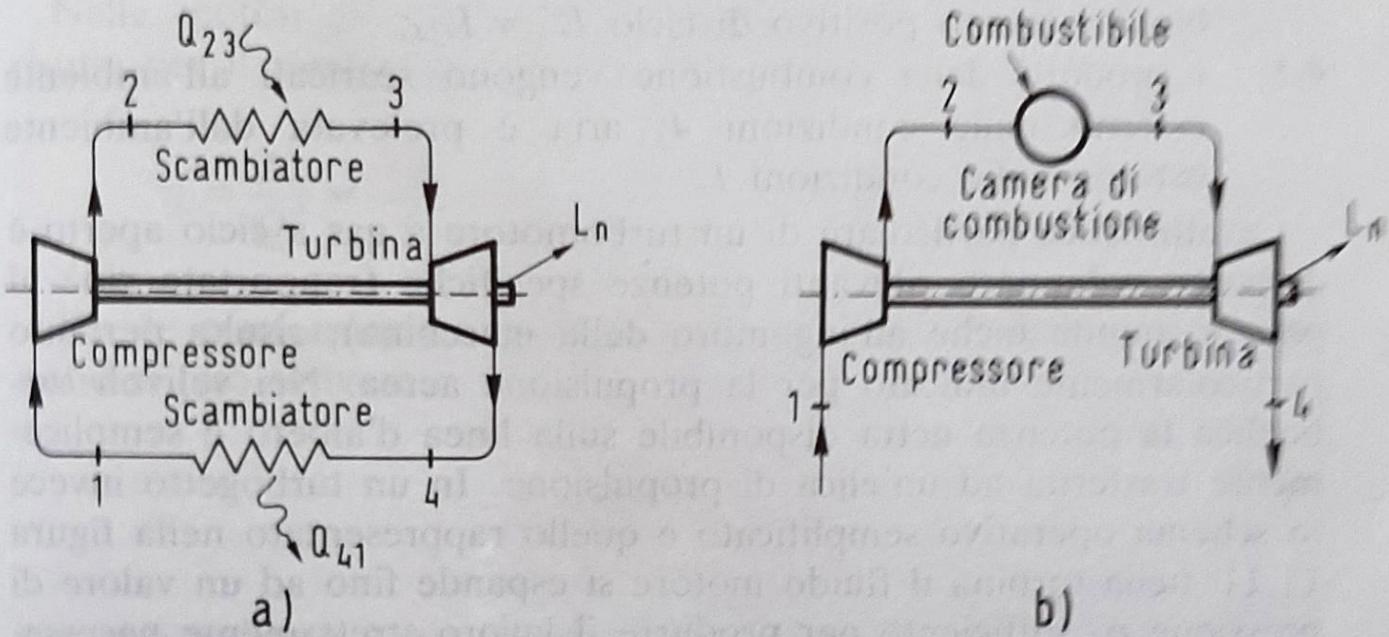


Fig. 11.10. Schemi di impianti turbomotori a gas: a) a ciclo chiuso; b) a ciclo aperto.

- 3-4: in una turbina il gas viene espanso isoentropicamente dalla pressione  $p_2$  alla pressione  $p_1$ ; viene scambiato il lavoro positivo di ciclo  $L^+ = L_{34} = h_3 - h_4$ ;
- 4-1: in uno scambiatore di calore il gas viene raffreddato isobaricamente fino alla temperatura iniziale  $T_1$ , con scambio del calore negativo di ciclo  $Q^- = Q_{41} = h_1 - h_4$ .

Il compressore e la turbina sono generalmente calettati sulla stessa linea d'albero, sulla quale è quindi reso idealmente disponibile il lavoro netto di ciclo  $L_n$ , differenza tra il lavoro di espansione e quello di compressione:  $L_n = L^+ - |L^-| = L_{34} - |L_{12}|$ .

In un impianto turbomotore a gas operante invece con combustione interna a ciclo aperto si hanno le seguenti trasformazioni (cfr. lo schema di figura 11.10b):

- 1-2: il compressore aspira aria dall'ambiente esterno nelle condizioni 1, e la comprime isoentropicamente fino alla pressione  $p_2$ , con scambio del lavoro negativo di ciclo  $L^- = L_{12}$ ;
- 2-3: l'aria compressa viene inviata, assieme ad una opportuna quantità di combustibile, in un combustore (camera di combustione), ove ha luogo una combustione idealmente adiabatica ed isobara, con formazione di prodotti della combustione ad elevata temperatura  $T_3$ ;
- 3-4: i prodotti della combustione vengono espansi isoentropicamente nella turbina fino alla pressione iniziale  $p_1$ , con scambio del lavoro positivo di ciclo  $L^+ = L_{34}$ ;
- 4-1: i prodotti della combustione vengono scaricati all'ambiente esterno nelle condizioni 4; aria è prelevata dall'ambiente esterno nelle condizioni 1.

Caratteristica particolare di un turbomotore a gas a ciclo aperto è di poter sviluppare rilevanti potenze specifiche (rapportate cioè al peso e quindi anche all'ingombro della macchina); risulta pertanto particolarmente indicato per la propulsione aerea. Nei velivoli turboelica la potenza netta disponibile sulla linea d'albero è semplicemente trasferita ad un'elica di propulsione. In un turbogetto invece lo schema operativo semplificato è quello rappresentato nella figura 11.11: nella turbina il fluido motore si espande fino ad un valore di pressione  $p_4$  sufficiente per produrre il lavoro strettamente necessario al compressore; il salto residuo di pressione fino al valore dell'ambiente esterno è elaborato idealmente in maniera isoentropica in un ugello, da cui i gas vengono espulsi ad elevata velocità, gene-

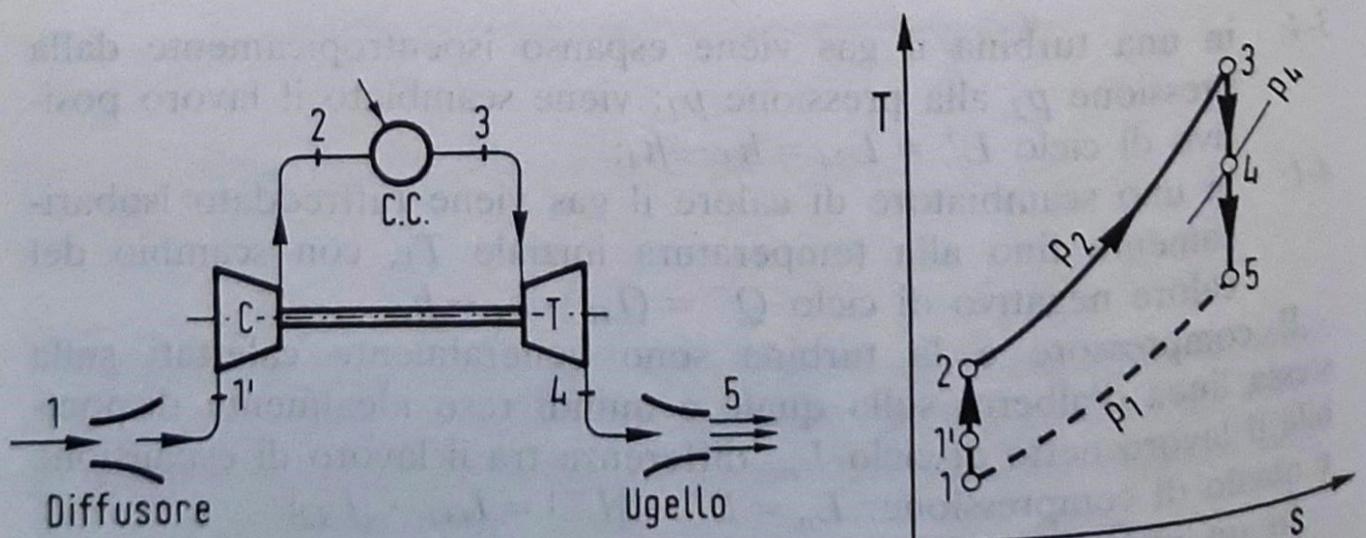


Fig. 11.11. Schematizzazione di un propulsore turbogetto.

rando quindi l'azione di spinta per reazione. Da notare che con velivolo in moto relativo rispetto all'aria dell'ambiente esterno, parte della trasformazione di compressione è realizzata fuori dal compressore meccanico, nel diffusore di presa d'aria.

Per tutti i casi considerati ci si può riferire al ciclo ideale ad aria standard di Brayton-Joule rappresentato in figura 11.9; si osservi come si è nuovamente nella situazione in cui il rapporto dei lavori  $RL$  (così come definito nel capitolo precedente) può essere considerato come parametro significativo per quanto riguarda la sensibilità agli effetti delle irreversibilità del ciclo ideale di riferimento.

Nelle ipotesi già precisate per il ciclo ideale ad aria standard, risulta per il rendimento termico di conversione  $\eta_t$ :

$$\eta_t = \frac{L_n}{Q^+} = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{h_3 - h_2} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (11.19)$$

Per le trasformazioni isoentropiche di compressione e di espansione si può scrivere:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = r_p^{(k-1)/k} \quad (11.20)$$

ove si è indicato con  $r_p$  il rapporto di pressione,  $r_p = p_2/p_1$ .

Dalla (11.20) si può ricavare

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1} ; \frac{T_3}{T_2} - 1 = \frac{T_4}{T_1} - 1 ; \frac{T_3 - T_2}{T_2} = \frac{T_4 - T_1}{T_1}$$

$$\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (11.21)$$

che sostituita nella (11.19), e tenendo conto della (11.20), fornisce:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} \quad (11.22)$$

Il rendimento termico di un ciclo ideale di Brayton-Joule è quindi equivalente a quello di un ciclo di Carnot tra le temperature  $T_1$  e  $T_2$ ; dipende solo (per un determinato fluido motore ideale) dal valore del rapporto di pressione  $r_p$  elaborato dal compressore crescendo con questo, e non (direttamente) dai valori di temperatura

minima  $T_1$  e massima  $T_3$  di ciclo. Peraltro fissati i valori delle temperature minima e massima di ciclo  $T_1$  e  $T_3$ , resta condizionato il valore massimo del rapporto di pressione  $(r_p)_{max}$  che è possibile ipotizzare per un ciclo di Brayton-Joule così vincolato. La figura 10.12 mostra tre distinti cicli ideali di Brayton-Joule vincolati tra gli stessi valori di temperatura minima e massima di ciclo rispettivamente  $T_1$  e  $T_3$ , con valore crescente del rapporto di pressione dal I al III; il valore massimo possibile del rapporto di pressione si ha quando risulta al limite  $T_2 = T_3$  (ciclo degenerare con lavoro netto nullo), per il quale si ha:

$$(r_p)_{max} = \left( \frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (11.23)$$

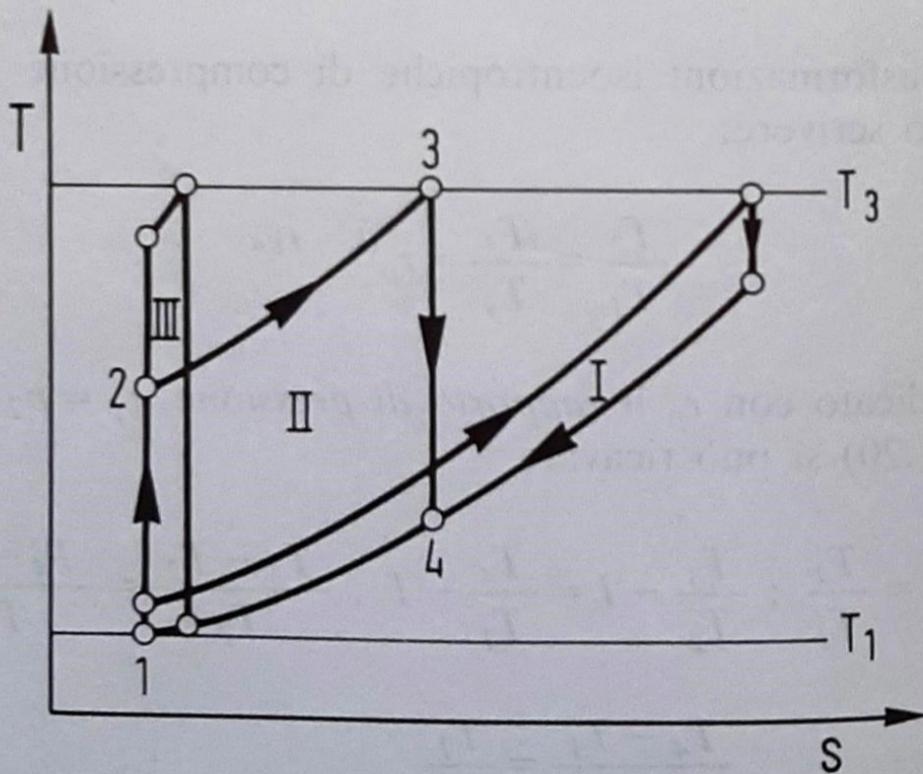


Fig. 11.12. Differenti cicli di Brayton--Joule tra gli stessi valori di temperatura minima  $T_1$  e massima  $T_3$ .

Per  $r_p \rightarrow (r_p)_{max}$  si ha  $\eta_t \rightarrow \left( 1 - \frac{T_1}{T_3} \right)$ ; il rendimento termico del ciclo ideale di Brayton-Joule tende a quello di un ciclo di Carnot tra i valori di temperatura massima e minima di ciclo: si vedrà come nel caso reale, tenendo opportunamente conto delle irreversibilità nelle trasformazioni idealmente isoentropiche, le cose vadano in maniera del tutto diversa.

Il rapporto dei lavori  $RL$  del ciclo ideale risulta:

$$RL = \frac{L_n}{L^+} = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4}. \quad (11.24)$$

Tenendo conto delle (11.20), dopo alcuni semplici passaggi si ricava:

$$RL = 1 - \frac{T_1}{T_3} r_p^{\frac{k-1}{k}}. \quad (11.25)$$

Da questa relazione, tenendo conto della (11.23) si può anche ricavare:

$$RL = 1 - \left[ \frac{r_p}{(r_p)_{max}} \right]^{\frac{k-1}{k}}. \quad (11.26)$$

Si vede come il valore del rapporto dei lavori diminuisca (e quindi aumenti l'effetto delle irreversibilità sul rendimento termico del ciclo) all'aumentare del rapporto di pressione  $r_p$ ; a parità di  $r_p$  (e quindi del valore del rendimento termico ideale) si ottiene rapporto dei lavori tanto più elevato quanto più alto è il valore del rapporto  $T_3/T_1$  tra la temperatura massima e quella minima di ciclo.

Il valore della temperatura minima di ciclo  $T_1$  è condizionata dal valore della temperatura ambiente locale; per cicli aperti coincide con la temperatura dell'aria nella bocca di presa del compressore. Per quanto riguarda la temperatura massima di ciclo  $T_3$ , questa è soggetta al vincolo del limite tecnologico legato alle proprietà dei materiali utilizzati per la costruzione delle parti più sollecitate dell'impianto. Per turbomotori a combustione interna, e quindi a ciclo aperto, il limite tecnologico per il valore superiore della temperatura massima di ciclo  $T_3$  è sensibilmente più alto di quanto già discusso per gli impianti motori a vapore, sia per la possibilità di agire con sistemi di raffreddamento sulle parti più sollecitate termicamente, sia per la convenienza economica di utilizzare materiali speciali pur di alto costo, sia perché in molti casi (ad esempio nei propulsori aeronautici) si può accettare una vita della macchina molto più breve. Con materiali tradizionali sono raggiungibili temperature  $T_3 = 950$  K; con superleghe  $T_3 \approx 1100$  K; con prodotti *cermets* ottenuti per sinterizzazione di materiali metallici e ceramici si possono raggiungere anche temperature dell'ordine di 1450 K, ed in prospettiva fino a 1700 K.

I citati valori della temperatura massima limite di ciclo  $T_3$ , molto inferiori ai valori della temperatura di combustione adiabatica dei comuni combustibili riferiti all'utilizzo di aria comburente già ad alta temperatura (vedi stato 2 nel ciclo di figura 11.9), rende ragione del perché nei combustori sia necessario operare la combustione in forte eccesso d'aria; ciò assicura che i gas combusti contengono ancora una rilevante frazione di ossigeno, il che permette di utilizzarli quali comburente per processi di *postcombustione* (o *ricombustione*) come sarà accennato nel seguito.

Stante la proprietà già rilevata per i turbomotori a gas di poter esibire valori molto elevati di potenza specifica, si può ricercare l'ottimizzazione di questa caratteristica calcolando, per i cicli ideali di Brayton-Joule tra prefissati valori limite di temperatura minima  $T_1$  e massima  $T_3$ , il valore  $(r_p)_{opt}$  del rapporto di pressione che rende massimo il lavoro netto di ciclo  $L_n$ .

Risulta, ricordando le relazioni (11.20), cfr. ciclo di fig. 11.9:

$$\begin{aligned} L_n &= c_p [(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)] = \\ &= c_p \left[ T_3 \left( 1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}} \right) - T_1 \left( r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (11.27)$$

Uguagliando a zero la derivata prima  $\partial L_n / \partial r_p$  calcolata dalla (11.27) ritenendo costanti  $T_1$  e  $T_3$ , si ricava per il rapporto ottimale delle pressioni  $(r_p)_{opt}$  che rende massimo il lavoro netto (specifico) di ciclo l'espressione:

$$(r_p)_{opt} = \left( \frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{k}{2(k-1)}} = \sqrt{(r_p)_{max}}. \quad (11.28)$$

La figura 11.13 riporta (in diagramma semilogaritmico) l'andamento del rendimento termico  $\eta_t$  in funzione del rapporto di pressione  $r_p$  per un ciclo di Brayton-Joule ad aria standard ( $k = 1,40$ ). Nello stesso diagramma è riportato l'andamento del rapporto dei lavori  $RL$ , sempre in funzione di  $r_p$ , nei due casi:  $T_3/T_1 = 3,5$  (curva contrassegnata  $(RL)_a$ ) e  $T_3/T_1 = 5$  (curva contrassegnata  $(RL)_b$ ). Con riferimento al valore di temperatura minima di ciclo  $T_1 = 288$  K, per i due casi considerati sono anche tracciati gli andamenti del lavoro netto di ciclo (curve contrassegnate  $(L_n)_a$  e  $(L_n)_b$ ), che mostrano valore massimo in corrispondenza dei valori ottimali del rapporto di pressione  $(r_p)_{opt}$ .

Il diagramma di fig. 11.13 tra l'altro mette anche in evidenza come, pur a parità di valore del rapporto di pressione  $r_p$  e quindi di rendimento termico ideale  $\eta_t$ , l'aumento del valore della temperatura massima di ciclo  $T_3$  abbia effetto benefico sia sul lavoro netto di ciclo (e quindi sulla potenza specifica dell'impianto), che sulla sensibilità del ciclo agli effetti delle irreversibilità nelle trasformazioni di scambio di lavoro, in quanto aumenta il valore del rapporto dei lavori  $RL$ .

Sempre il diagramma di figura 11.13 evidenzia come, fissate secondo i criteri già discussi le temperature minima  $T_1$  e massima  $T_3$  di ciclo, aumentare il rapporto di pressione  $r_p$  porti ad elevare il valore del rendimento termico di conversione del ciclo ideale  $\eta_t$ , rendendolo peraltro più sensibile agli effetti delle irreversibilità, in quanto diminuisce il valore del rapporto dei lavori  $RL$ . È interessante analizzare come queste due tendenze contrastanti si ripercuotano sul valore del rendimento termico conseguibile in un'installazione reale.

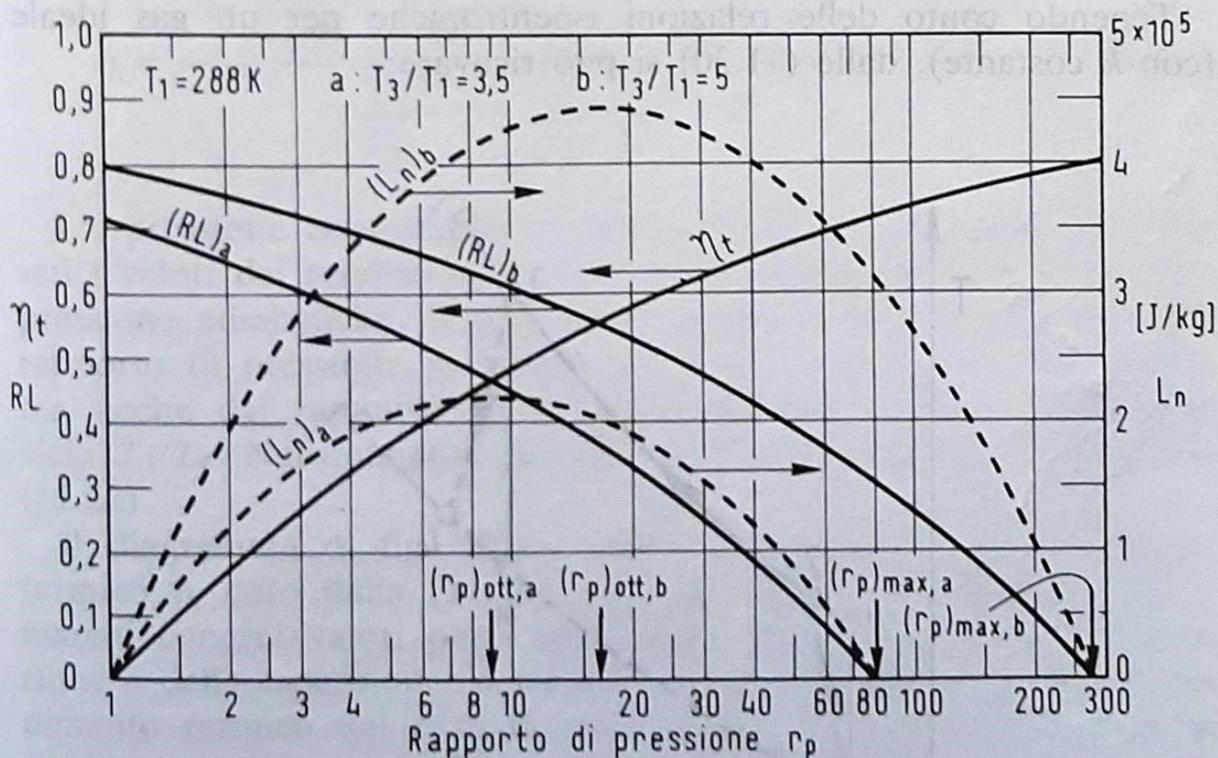


Fig. 11.13. Ciclo di Brayton-Joule ideale ad aria standard. In funzione del rapporto di pressione  $r_p$  è tracciato l'andamento del rendimento termico  $\eta_t$ , nonché del rapporto dei lavori  $RL$  e del lavoro netto di ciclo  $L_n$ , queste due ultime grandezze per  $T_1 = 288$  K,  $T_3/T_1 = 3,5$  (caso a) e  $T_3/T_1 = 5$  (caso b).

La figura 11.14 evidenzia come si modifica un ciclo di Brayton-Joule ad aria standard per effetto delle sole irreversibilità nelle trasformazioni di compressione ed espansione, ancora considerate adiabatiche ma non più reversibili; la trasformazione di scambio del calore positivo di ciclo 2-3 è ancora considerata isobara alla pressione  $p_2$  (nei turbomotori a gas a combustione interna la perdita di carico nel combustore è comunque modesta). Con riferimento agli stati termodinamici evidenziati in fig. 11.14, risulta per il rendimento termico del ciclo reale:

$$\eta_t = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{(h_3 - h_2)} = \frac{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)}{(T_3 - T_2)} \quad (11.29)$$

Le definizioni dei rendimenti isoentropici delle trasformazioni adiabatiche di compressione ed espansione porgono:

$$\eta_{ic} = \frac{T_2' - T_1}{T_2 - T_1} \quad ; \quad \eta_{ie} = \frac{T_3 - T_4}{T_3 - T_4'} \quad (11.30)$$

Tenendo conto delle relazioni isoentropiche per un gas ideale (con  $k$  costante), dalle (11.30) si può ricavare:

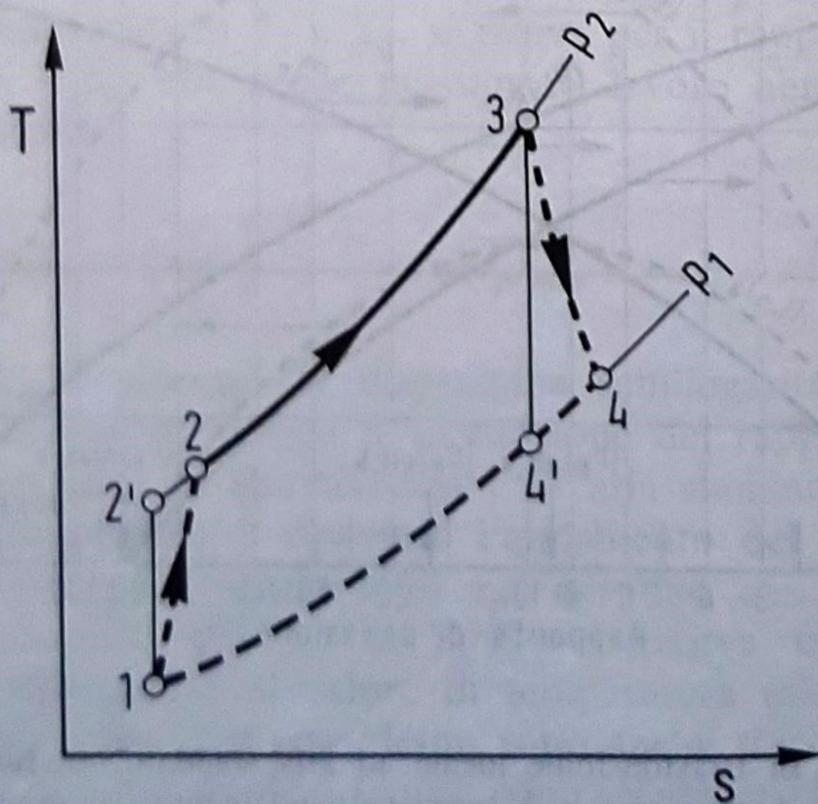


Fig. 11.14. Effetto delle irreversibilità nelle trasformazioni adiabatiche di un ciclo di Brayton-Joule.

$$T_2 - T_1 = \frac{T_2' - T_1}{\eta_{ic}} = T_1 \frac{r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{ic}} \quad (11.31)$$

$$(T_3 - T_4) = \eta_{ie} (T_3 - T_4') = \eta_{ie} T_3 \left( 1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}} \right) \quad (11.32)$$

Facendo uso della (11.31) si può anche ricavare:

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{(T_2 - T_1)}{T_1} = 1 + \frac{r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\eta_{ic}} \quad (11.33)$$

Sostituendo al numeratore dell'ultima frazione della (11.29) le espressioni (11.31) e (11.32), dividendo quindi numeratore e denominatore per  $T_1$  e facendo uso della (11.33) si ricava infine per il rendimento termico  $\eta_t$  l'espressione:

$$\eta_t = \frac{\eta_{ie} \frac{T_3}{T_1} \left[ 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} \right] - \frac{1}{\eta_{ic}} \left[ r_p^{(k-1)/k} - 1 \right]}{\frac{T_3}{T_1} - 1 - \frac{1}{\eta_{ic}} \left[ r_p^{(k-1)/k} - 1 \right]} \quad (11.34)$$

L'espressione considerata mostra come in questa circostanza, fissati i valori dei rendimenti isoentropici dell'espansione e della compressione adiabatiche, il rendimento termico dipenda non solo dal rapporto di pressione  $r_p$  (come per il ciclo ideale di riferimento), ma anche dal rapporto tra le temperature massima e minima di ciclo  $T_3/T_1$ . Naturalmente per  $\eta_{ie} = \eta_{ic} = 1$  la (11.34) si riduce alla (11.22).

Il diagramma di fig. 11.15 mostra l'andamento del rendimento termico  $\eta_t$  dato dalla (11.34), per due valori del rapporto  $T_3/T_1$ , assunti congrui valori per i rendimenti isoentropici della compressione e della espansione; per confronto è diagrammato anche il rendimento termico nel caso di ciclo ideale. Si può notare come in ogni caso l'effetto delle irreversibilità sul valore del rendimento termico sia rilevante, situazioni peggiori presentandosi in corrispondenza a bassi valori del rapporto  $T_3/T_1$ , secondo quanto indicato dall'andamento del rapporto dei lavori del ciclo ideale. Per ogni fissato valore del rapporto  $T_3/T_1$  l'andamento del rendimento ter-

mico non è monotono crescente con il rapporto di pressione  $r_p$ , bensì raggiunge un valore massimo, dopo di che decresce fino anche ad annullarsi per valori del rapporto di pressione anche notevolmente più bassi del valore massimo  $(r_p)_{max}$  considerato per il ciclo ideale: cfr. relazione (11.23). La cosa riveste naturalmente la massima importanza nella scelta del più opportuno valore operativo del rapporto di pressione  $r_p$  di turbomotori a gas.

Sempre considerando trasformazioni non reversibili nel compressore e nella turbina, il lavoro netto di ciclo si può calcolare con l'espressione (cfr. il diagramma di fig. 11.14):

$$L_n = c_p [(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)] \quad (11.35)$$

da cui, facendo uso delle espressioni (11.31) e (11.32), si ricava:

$$L_n = c_p \left[ \eta_{ie} T_3 \left( 1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}} \right) - \frac{T_1}{\eta_{ie}} \left( r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \right] \quad (11.36)$$

Analogamente a quanto fatto per l'espressione (11.27), dalla (11.36) si può ricavare il valore del rapporto ottimale di pressione  $(r_p)_{opt}$  che rende massimo il lavoro netto (specifico) di ciclo. Si ottiene immediatamente:

$$(r_p)_{opt} = \left( \frac{T_3}{T_1} \eta_{ic} \eta_{ie} \right)^{k/[2(k-1)]} \quad (11.37)$$

Il confronto dell'espressione trovata con l'analoga (11.28) relativa al ciclo di riferimento ideale evidenzia come le irreversibilità nei processi di compressione ed espansione agiscano riducendo il valore del rapporto di pressione ottimale a cui corrisponde la massima potenza specifica dell'impianto.

Nel diagramma di fig. 11.15 sono indicati, relativamente ai casi lì considerati, i valori del rapporto di pressione ottimale  $(r_p)_{opt}$ ; si vede come questi siano più bassi dei valori del rapporto di pressione a cui si realizza il valore massimo per il rendimento termico del ciclo. Si può notare peraltro come al valore ottimale del rapporto di pressione  $(r_p)_{opt}$  il valore del rendimento termico non sia molto discosto dal valore massimo; al rapporto di pressione ottimale  $(r_p)_{opt}$ , o ad un valore leggermente superiore a questo, si fa usualmente riferimento per la scelta delle condizioni operative di un turbomotore a gas operante con ciclo semplice di Brayton-Joule.

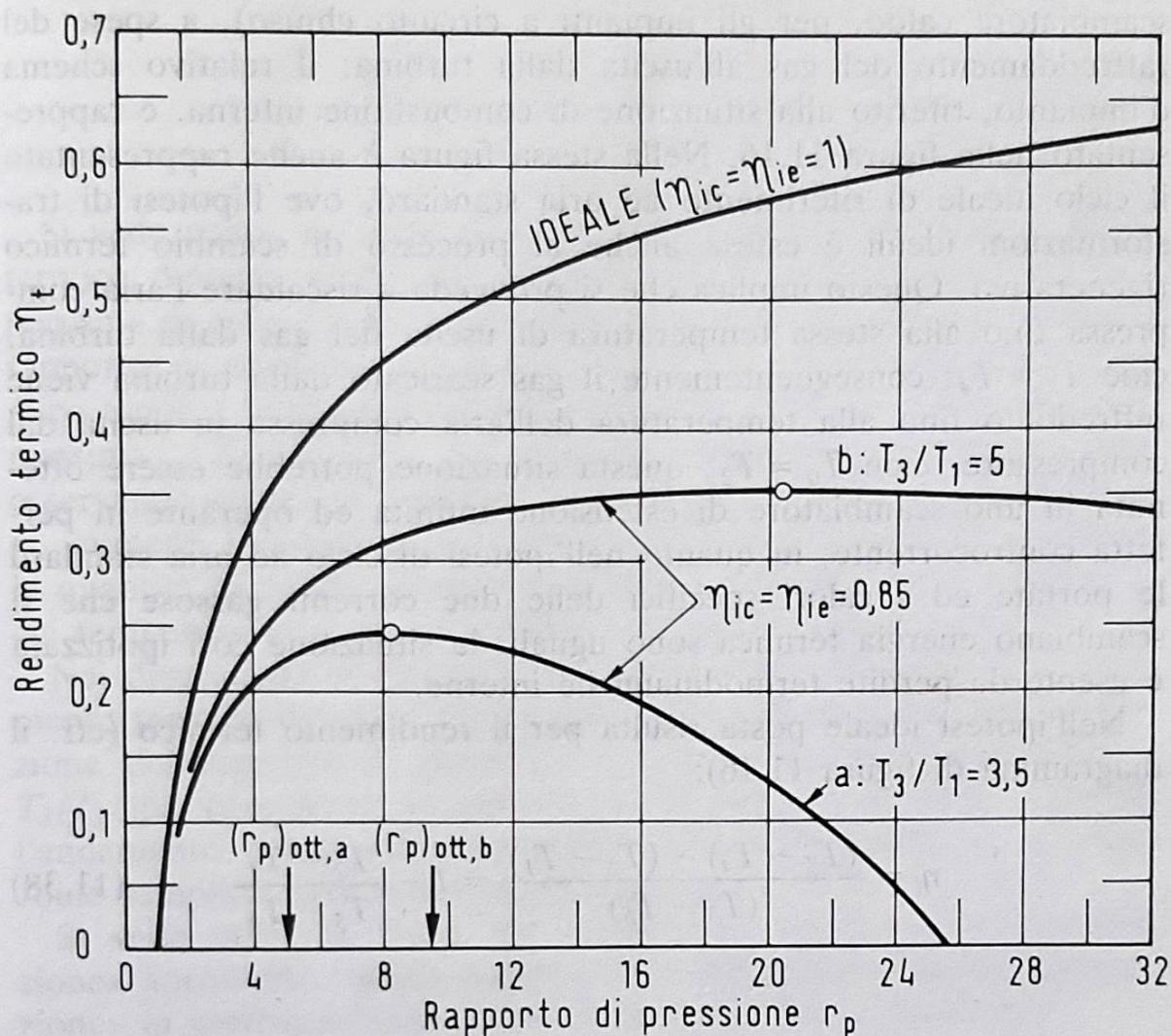


Fig. 11.15. Effetto delle irreversibilità nelle trasformazioni di compressione ed espansione sul rendimento termico di un ciclo di Brayton-Joule ad aria standard ( $k = 1,40$ ).

### 11.5. Ciclo di Brayton-Joule e turbomotori a gas rigenerativi

Nelle normali condizioni operative per un turbomotore a gas la temperatura di scarico del gas motore dalla turbina  $T_4$  risulta più elevata della temperatura del gas compresso in uscita dal compressore  $T_2$ . In molte circostanze può essere conveniente, con maggior complessità e costo d'impianto, migliorare il rendimento termico utilizzando uno scambiatore di calore rigenerativo per preriscaldare il

gas prima del suo ingresso nella camera di combustione (o nello scambiatore caldo, per gli impianti a circuito chiuso), a spese del raffreddamento del gas all'uscita dalla turbina: il relativo schema d'impianto, riferito alla situazione di combustione interna, è rappresentato nella figura 11.16. Nella stessa figura è anche rappresentato il ciclo ideale di riferimento ad aria standard, ove l'ipotesi di trasformazioni ideali è estesa anche al processo di scambio termico rigenerativo. Questo implica che si provveda a riscaldare l'aria compressa fino alla stessa temperatura di uscita del gas dalla turbina, cioè  $T_5 = T_4$ ; conseguentemente il gas scaricato dalla turbina viene raffreddato fino alla temperatura dell'aria compressa in uscita dal compressore, cioè  $T_6 = T_2$ ; questa situazione potrebbe essere ottenuta in uno scambiatore di estensione infinita ed operante in perfetta controcorrente, in quanto nell'ipotesi di ciclo ad aria standard le portate ed i calori specifici delle due correnti gassose che si scambiano energia termica sono uguali; la situazione così ipotizzata è esente da perdite termodinamiche interne.

Nell'ipotesi ideale posta risulta per il rendimento termico (cfr. il diagramma di figura 11.16):

$$\eta_t = \frac{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)}{(T_3 - T_5)} = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4} \quad (11.38)$$

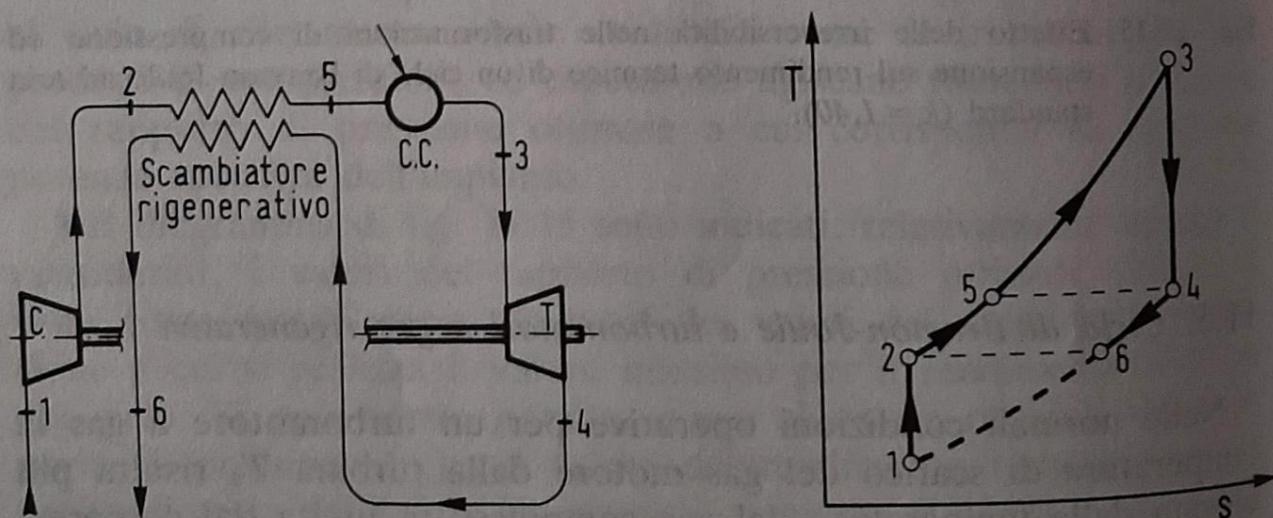


Fig. 11.16. Schema di un turbomotore a gas con scambiatore rigenerativo e relativo ciclo ideale di riferimento.

Ricordando le espressioni (11.20) si ricava in definitiva:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_3} r_p^{(k-1)/k} \quad (11.3)$$

Si vede come, nel caso di ciclo ideale rigenerativo, il rendimento termico dipenda anche dal rapporto tra le temperature minima e massima di ciclo  $T_1/T_3$ , e sia tanto più elevato quanto più basso è il rapporto di pressione  $r_p$ ; per  $r_p \rightarrow 1$  il valore del rendimento termico tende a quello del ciclo di Carnot tra le temperatura minima e massima,  $(T_3 - T_1)/T_3$ . La cosa si comprende immediatamente osservando come, al diminuire del valore del rapporto di pressione  $r_p$ , aumenti la quantità di calore «rigenerato», mentre diminuiscano le quantità di calore (equivalentemente) scambiate con l'esterno, le cui temperature medie di scambio tendono ai valori  $T_3$  e  $T_1$ .

Nel diagramma di figura 11.17 è mostrato l'andamento del rendimento termico del ciclo ideale rigenerativo di Brayton-Joule in funzione del rapporto di pressione  $r_p$  per i due valori del rapporto  $T_3/T_1$  già considerati in precedenti diagrammi; è anche tracciato l'andamento del rendimento termico del ciclo ideale di Brayton-Joule semplice, cioè senza rigenerazione.

Si vede come le curve del rendimento termico «con rigenerazione» incontrino quella relativa alla situazione «senza rigenerazione» in corrispondenza al valore del rapporto di pressione:

$$r_p^* = \left( \frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{k}{2(k-1)}} = (r_p)_{ott} \quad (11.40)$$

come si ricava immediatamente uguagliando i secondi membri delle espressioni (11.22) e (11.39). È questo il valore del rapporto di pressione ottimale  $(r_p)_{ott}$  che rende massimo il lavoro netto (specifico) di ciclo, come si vede dalla (11.28). Questo significato permane naturalmente anche nel caso di cicli ideali di Brayton-Joule con rigenerazione, per i quali l'espressione del lavoro netto è la stessa (11.27).

Si riconosce anche come il valore dato dalla (11.40) rappresenti il rapporto di pressione limite massimo a cui è possibile l'applicazione della rigenerazione termica, in quanto coincide con la situazione per cui la temperatura dell'aria all'uscita del compressore uguaglia quella dei gas scaricati dalla turbina. Si ricava infatti, tenendo conto

della (11.40) e della (11.20):

$$\left(r_p^*\right)^{2(k-1)/k} = \frac{T_3}{T_1} = \frac{T_3 \cdot T_1}{T_1^2} = \frac{T_2 \cdot T_4}{T_1^2} = \frac{T_2^2}{T_1^2} \quad (11.41)$$

da cui segue  $T_2 = T_4$ , come si voleva dimostrare.

Volendo considerare l'effetto delle irreversibilità sui parametri caratteristici del ciclo rigenerativo di Brayton-Joule, anche per un'analisi di prima approssimazione non è possibile ignorare, oltre alle irreversibilità nei processi di compressione ed espansione, quelle relative al processo di scambio termico nello scambiatore rigenerativo.

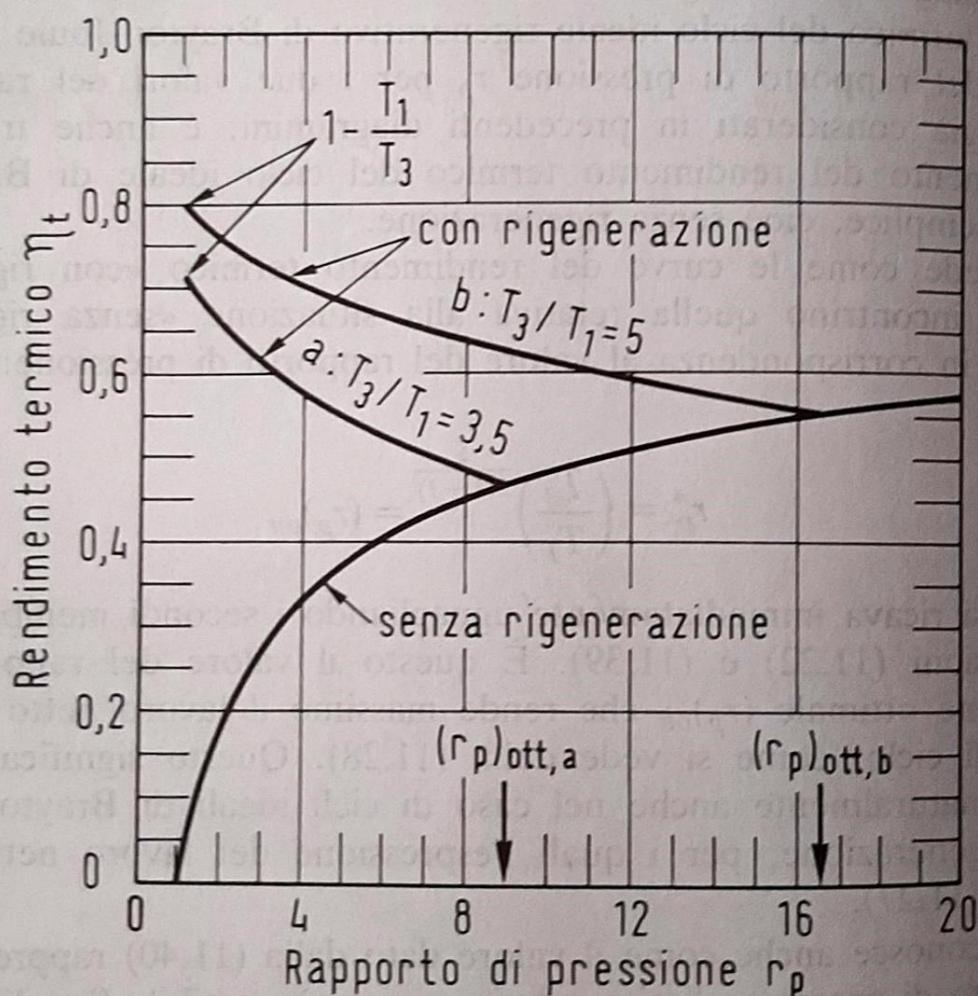


Fig. 11.17. Rendimento termico del ciclo ideale rigenerativo di Brayton-Joule ad aria standard.

La figura 11.18 riporta in un diagramma  $T-s$  le trasformazioni del fluido motore (ancora ipotizzato aria standard) di un impianto a turbina a gas rigenerativo, tenuto conto delle irreversibilità dei processi di espansione e compressione, e di scambio termico nello scambiatore rigenerativo. Si noti come per quest'ultimo componente si siano considerate le sole irreversibilità conseguenti a scambio termico attraverso una differenza finita di temperatura, avendo ancora ipotizzato perdite di carico trascurabili per le due correnti fluide che si scambiano calore. Si avrà allora che la temperatura finale a cui viene riscaldata l'aria nello scambiatore è inferiore alla temperatura di uscita del gas dalla turbina;  $T_5 < T_4$ .

Il processo di scambio termico in uno scambiatore viene comunemente caratterizzato dal parametro *efficienza termica*  $e$ , definita come rapporto tra il flusso termico effettivamente scambiato e quello massimo che potrebbe venire scambiato in uno scambiatore ideale (operante in perfetta controcorrente e con area di scambio infinitamente estesa) tra le stesse correnti fluide con i medesimi valori delle temperature d'ingresso.

Nel caso in esame (ipotesi di ciclo ad aria standard) i valori delle portate e del calore specifico a pressione costante delle due correnti fluide sono identici, e quindi risulta:

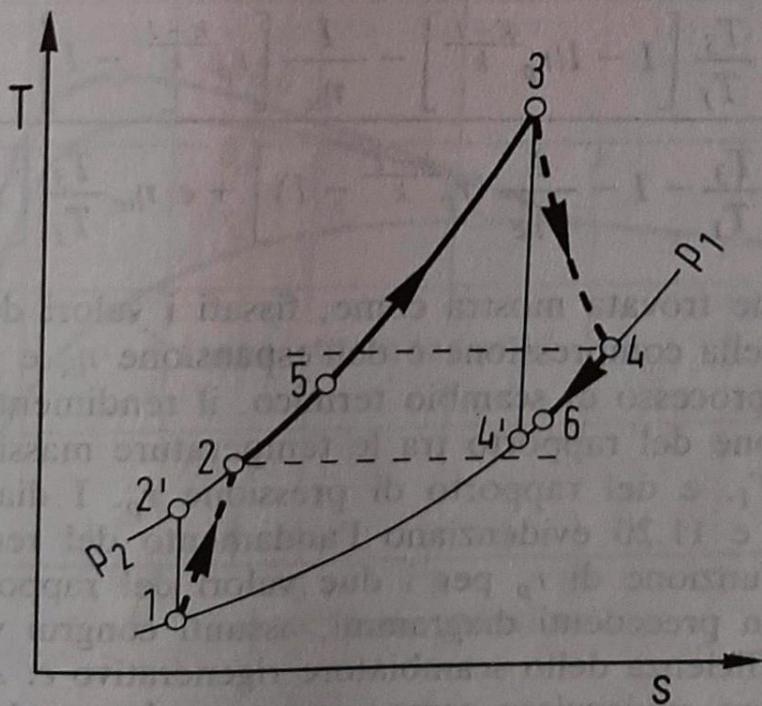


Fig. 11.18. Ciclo di Brayton-Joule rigenerativo. Effetto delle irreversibilità nelle trasformazioni di compressione, espansione e scambio termico.

$$e = \frac{T_5 - T_2}{T_4 - T_2} \quad (11.42)$$

Sempre con riferimento agli stati termodinamici indicati nella figura 11.18, l'espressione del rendimento termico è:

$$\eta_t = \frac{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)}{(T_3 - T_5)} \quad (11.43)$$

Tenendo conto dell'espressione (11.42) per l'efficienza termica dello scambiatore rigenerativo, risulta anche:

$$(T_3 - T_5) = (T_3 - T_2) - e(T_4 - T_2) \quad (11.44)$$

$$= (1 - e)(T_3 - T_2) + e(T_3 - T_4)$$

per cui la (11.43) si può anche scrivere:

$$\eta_t = \frac{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)}{(1 - e)(T_3 - T_2) + e(T_3 - T_4)} \quad (11.45)$$

che, ricordando le espressioni (11.31), (11.32) e (11.33), fornisce dopo semplici passaggi:

$$\eta_t = \frac{\eta_{ie} \frac{T_3}{T_1} \left[ 1 - 1/r_p^{\frac{k-1}{k}} \right] - \frac{1}{\eta_{ic}} \left[ r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}{(1 - e) \left[ \frac{T_3}{T_1} - 1 - \frac{1}{\eta_{ic}} (r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1) \right] + e \eta_{ie} \frac{T_3}{T_1} \left[ 1 - 1/r_p^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (11.46)$$

L'espressione trovata mostra come, fissati i valori dei rendimenti isoentropici della compressione e dell'espansione  $\eta_{ic}$  e  $\eta_{ie}$  e dell'efficienza  $e$  del processo di scambio termico, il rendimento termico sia ancora funzione del rapporto tra le temperature massima e minima di ciclo  $T_3/T_1$ , e del rapporto di pressione  $r_p$ . I diagrammi delle figure 11.19 e 11.20 evidenziano l'andamento del rendimento termico  $\eta_t$  in funzione di  $r_p$  per i due valori del rapporto  $T_3/T_1$  già considerati in precedenti diagrammi, assunti congrui valori per  $\eta_{ic}$ ,  $\eta_{ie}$  e per l'efficienza dello scambiatore rigenerativo  $e$ . Anche in questo caso viene evidenziato come, per  $r_p$  tendente ad uno, l'effetto delle irreversibilità ribalti completamente la tendenza mostrata dal ciclo ideale di riferimento: anziché tendere ad un valore massimo

(fissato il rapporto  $T_3/T_1$ ), il rendimento termico tende ad annullarsi per  $r_p \rightarrow 1$ , presentando invece valore massimo per valori di  $r_p$  che, per congrue efficienze del processo di scambio termico, sono inferiori al rapporto di pressione  $(r_p)_{ott}$  di massima potenza specifica, ancora ricavabile a mezzo dell'espressione (11.37). I criteri di scelta del rapporto di pressione operativo di turbomotori rigenerativi a gas si possono desumere dalle considerazioni esposte. Vale la pena di osservare come, nel caso esaminato, il rapporto dei lavori  $RL$  del ciclo ideale non sia più un esauriente indicatore della sensibilità agli effetti delle irreversibilità, non contemplando le perdite termodinamiche relative allo scambio termico nel rigeneratore, che manifestano un'influenza preponderante a bassi valori del rapporto di pressione  $r_p$ .

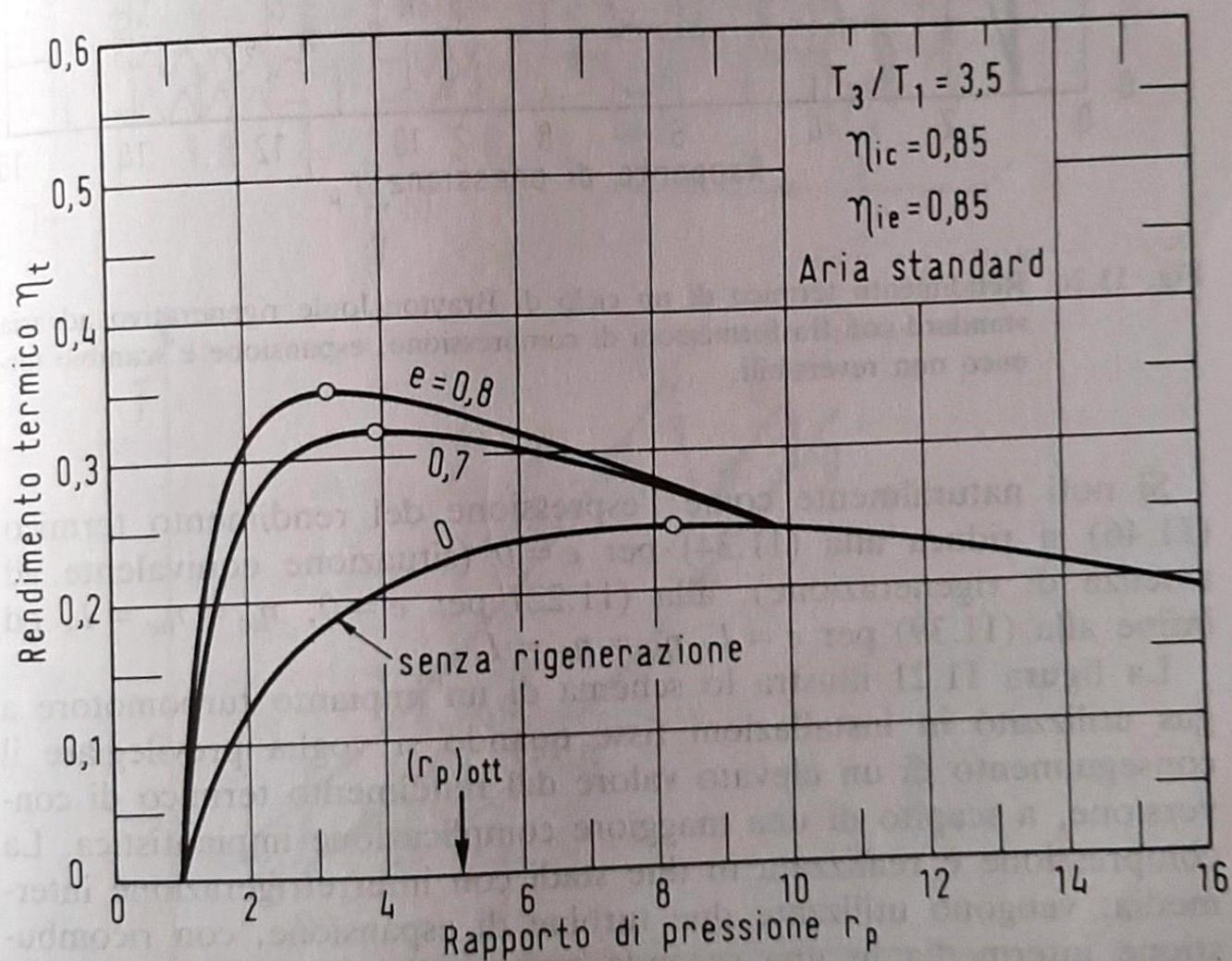


Fig. 11.19. Rendimento termico di un ciclo di Brayton-Joule rigenerativo ad aria standard con trasformazioni di compressione, espansione e scambio termico non reversibili.

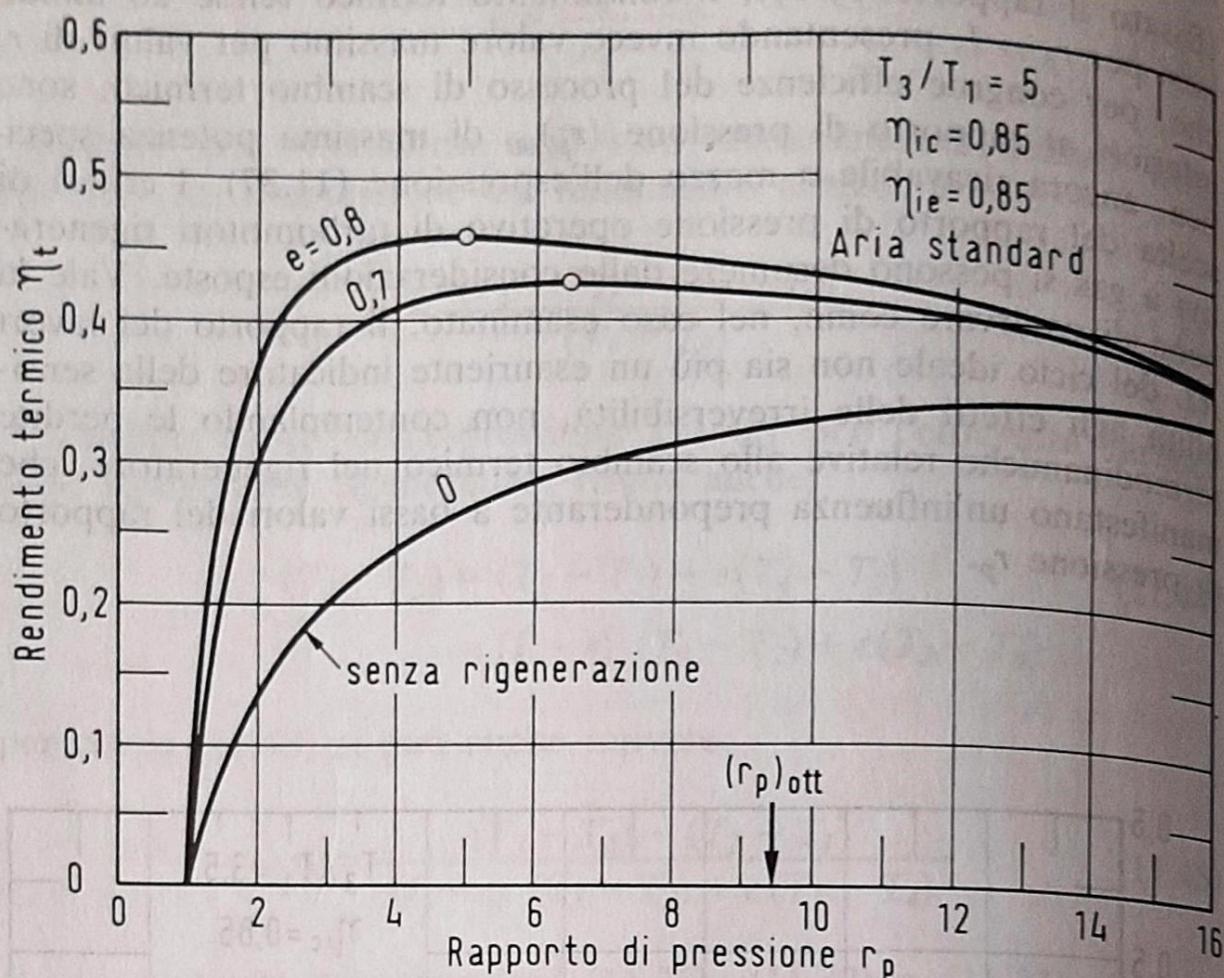


Fig. 11.20. Rendimento termico di un ciclo di Brayton-Joule rigenerativo ad aria standard con trasformazioni di compressione, espansione e scambio termico non reversibili.

Si noti naturalmente come l'espressione del rendimento termico (11.46) si riduca alla (11.34) per  $e = 0$  (situazione equivalente ad assenza di rigenerazione), alla (11.22) per  $e = 0$ ,  $\eta_{ic} = \eta_{ie} = 1$ , ed infine alla (11.39) per  $e = 1$ ,  $\eta_{ic} = \eta_{ie} = 1$ .

La figura 11.21 illustra lo schema di un impianto turbomotore a gas utilizzato in installazioni fisse quando si voglia privilegiare il conseguimento di un elevato valore del rendimento termico di conversione, a scapito di una maggiore complicazione impiantistica: La compressione è realizzata in due stadi con interrefrigerazione intermedia; vengono utilizzate due turbine di espansione, con ricombustione intermedia in una seconda camera di combustione CC2; in questa maniera, in presenza di rigenerazione termica, si migliora il rendimento di conversione nonché il lavoro netto di ciclo. Si noti come la figura riporti la soluzione a doppia linea d'albero, preferi-

bile in molte circostanze: sulla prima linea d'albero agiscono i compressori e la turbina di alta pressione, che provvede alla produzione della sola potenza necessaria ai compressori; la potenza netta è tutta prodotta dalla turbina di bassa pressione, che opera su una linea d'albero indipendente.

Si è detto come i turbomotori a gas trovino generale realizzazione con combustione interna; esistono comunque alcune realizzazioni del tipo rigenerativo a circuito chiuso operanti con sorgente e serbatoio termici esterni.

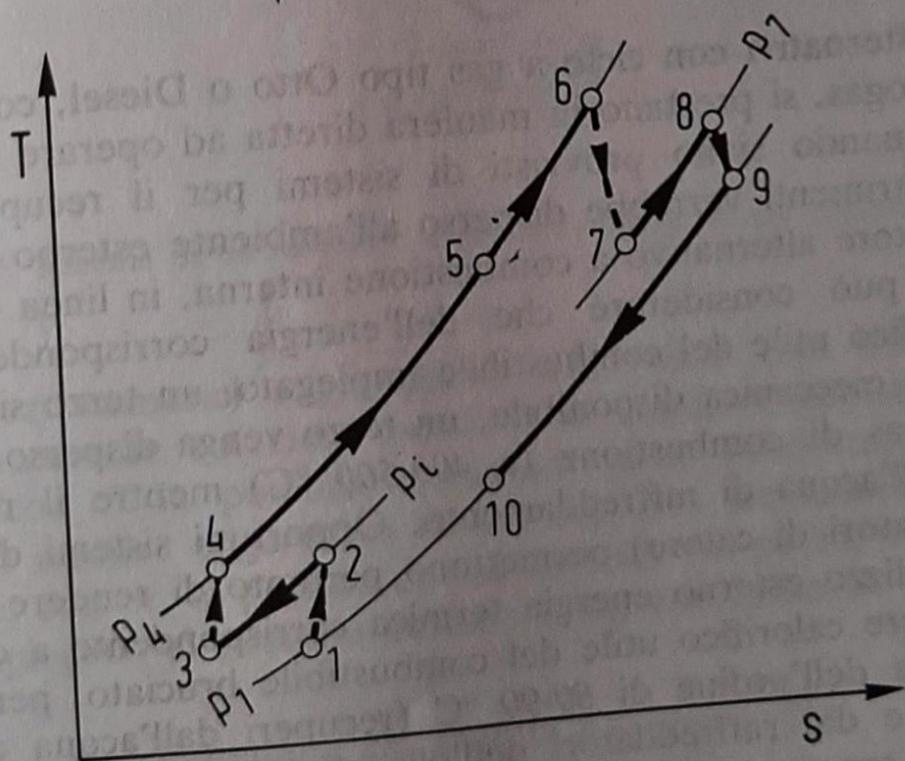
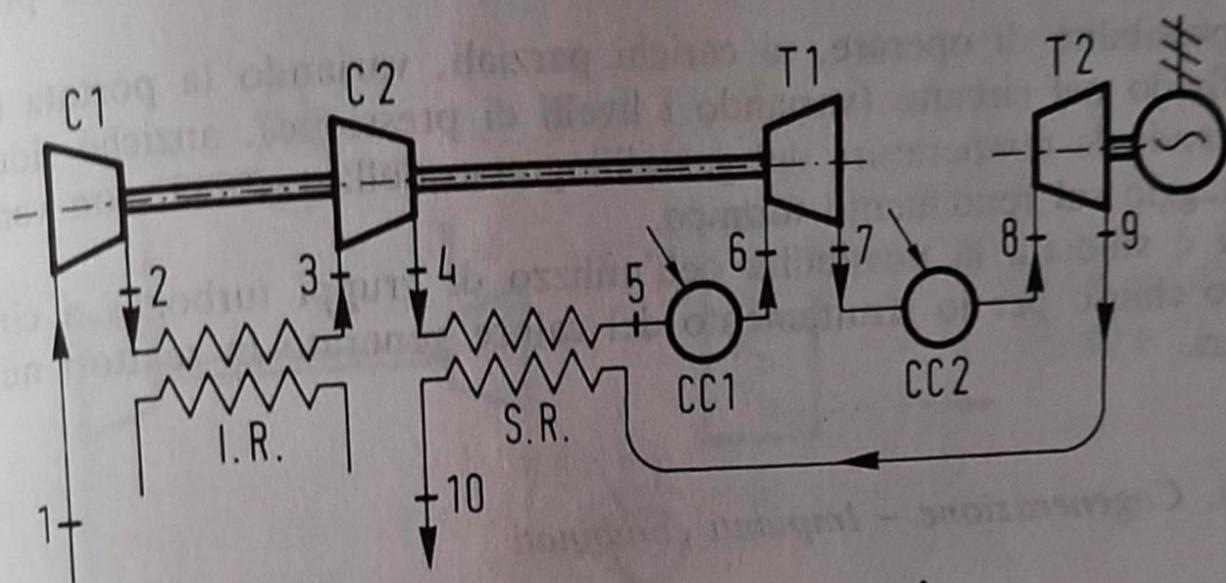


Fig. 11.21. Impianto turbomotore a gas con compressione ed espansione in due stadi, ricombustione e rigenerazione termica.