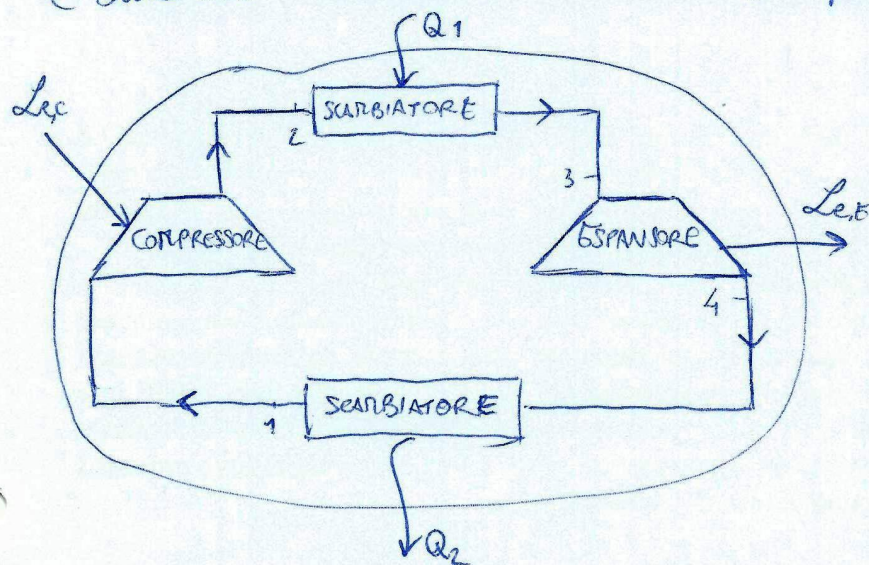


Processi termodinamici motori - termodinamici motori

A questo punto abbiamo introdotto tutti gli elementi che ci servono per poter affrontare in ambito termodinamico i processi che consentono di trasformare l'energia termica in energia meccanica. È questo uno dei più importanti obiettivi dell'ingegneria a partire dalla sua nascita nel settecento. Andiamo a caratterizzare le formule che abbiamo visto in precedenza per i vari cicli motori.

Per prima cosa dobbiamo introdurre i termodinamici motori. Un termodinamico motore è un insieme di organi, aperti e collegati tra loro in serie a formare una catena continua, ciascuno sede di deflusso di massa. Se l'ultimo organo scarica il fluido evolvente nel primo il sistema è chiuso. Consideriamo regimi permanenti di massa e termodinamico. Gli organi che scambiano calore non possono scambiare calore e viceversa. Gli scambi termici sono reversibili, quelli di lavoro irreversibili. Consideriamo un termodinamico motore chiuso a quattro organi, due che scambiano calore (scambiatori) e due che scambiano lavoro (compressore ed espansore):



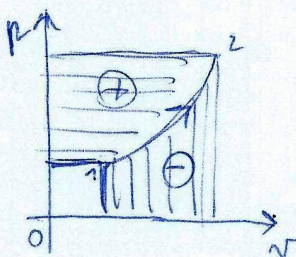
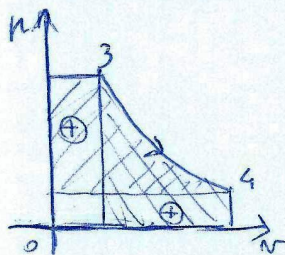
Trascuriamo le cadute di pressione dovute agli attriti lungo i condotti. In ogni sezione prima del fluido e variabili di stato sono costanti.

Il lavoro è somma di lavoro esterno netto e lavoro di pressione: $L = L_e + L_p$. Inoltre:

$$\int_1^2 p dv = \int_1^2 p dv - \int_1^2 v dp$$

$$\int_3^4 p dv = \int_3^4 p dv - \int_3^4 v dp$$

I lavori di pressione si annullano a vicenda. Graficamente, per L_e (non L_p):



$$L = \sum_j L_{e,j}$$

Potenze e flusso termico di compressore e decompressore sono:

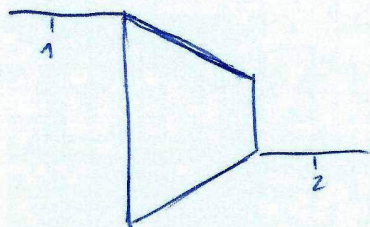
$$P = \dot{m} (h_i - h_f)$$

$$q = \dot{m} (h_f - h_i)$$

Se il punto di uscita del sistema, il fluido che descrive il ciclo subisce variazione di entropia nulla.

Vediamo in particolare i due tipi di organi di macchina:

- organo scambiante lavoro - compressore:



$$\cancel{dQ} - dL_e = \cancel{dH} + \cancel{\frac{dH^2}{2}} + \cancel{g dz}$$

$\leq 0 \quad \leq 0 \quad \leq 0$

$$\Rightarrow dL_e = -dH \Rightarrow L_e = H_f - H_i$$

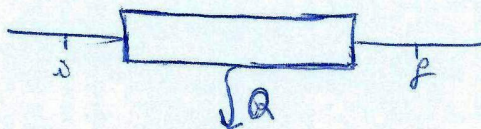
$$\Rightarrow \begin{cases} T_f, p_f \rightarrow H_f \\ T_i, p_i \rightarrow H_i \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{Le entalpie sono date} \\ \text{dalle funzioni di stato} \\ p, T \end{array}$$

Inoltre:

$$dH = TdS + vdp \Rightarrow dL_e = -vdp - TdS \stackrel{\leq 0}{=} \Rightarrow dL_e = -vdp - TdS$$

Se $dp > 0 \Rightarrow dL_e < 0$, e $dp < 0 \Rightarrow dL_e > 0$.

- organo scambiante calore - scambiatore:



$$\cancel{dQ} - \cancel{dL_e} = \cancel{dH} + \cancel{\frac{dH^2}{2}} + \cancel{g dz}$$

$\leq 0 \quad \leq 0 \quad \leq 0$

$$\Rightarrow dQ = dH$$

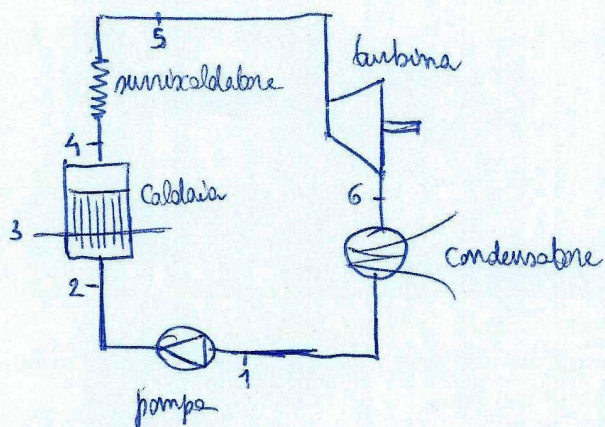
La pressione utilizzata σ , per l'intero termofluidosistema:

$$\eta = \frac{L}{Q_s} \Rightarrow \eta = \frac{\sum_{m=1}^M L_{e,m}}{\sum_{m=1}^N Q_m} = \frac{\sum_{m=1}^M -\Delta H_m}{\sum_{m=1}^N \Delta H_m}$$

In cui ΔH_m è la variazione di entalpia relativa all'organo m -esimo che scambia lavoro, ma non calore. ΔH_m è la variazione di entalpia relativa all'organo m -esimo che scambia calore, ma non lavoro.

Il ciclo motore a vapore - Ciclo Rankine

O ciclo move a naipes e custos dos seguintes orgaos:



Il liquido viene vaporizzato in caldaia, surriscaldato e poi fatto espandere in turbina (espansore). Qui fornisce lavoro. Passa poi al condensatore, dove torna ad essere liquido a bassa pressione. Infine la pompa comprime il liquido fino alla pressione della caldaia. Il ciclo poi ricomincia.

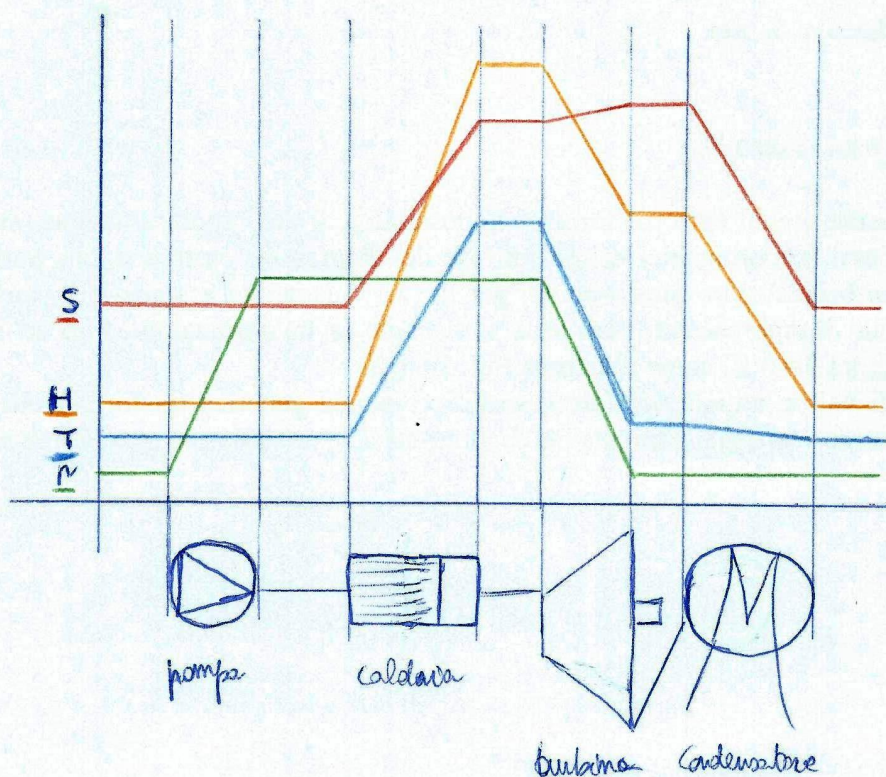
Le trasformazioni di espansione e compressione possono essere approssi-

make a isotherm. L'entalpia, somministrando bruciabili le variazioni di energia cinetica e potenziale, uguaglia, o secondo degli organi, lo scambio termico o il lavoro (quest'ultimo e meno del segno). Quindi l'entalpia aumenta nel vaporizzatore e diminuisce in turbine e nel condensatore. La variazione di entalpia nella pompa e bruciabile.

Le variazioni di entropia sono positive nel vaporizzatore, nell'espansione e nelle pompe. Solo nel condensatore l'entropia diminuisce e torna al valore iniziale.

La temperatura varia con segno uguale a quella dell'entropia: aumenta se questa aumenta, diminuisce se questa diminuisce.

Erasmus und seine qualitativen:



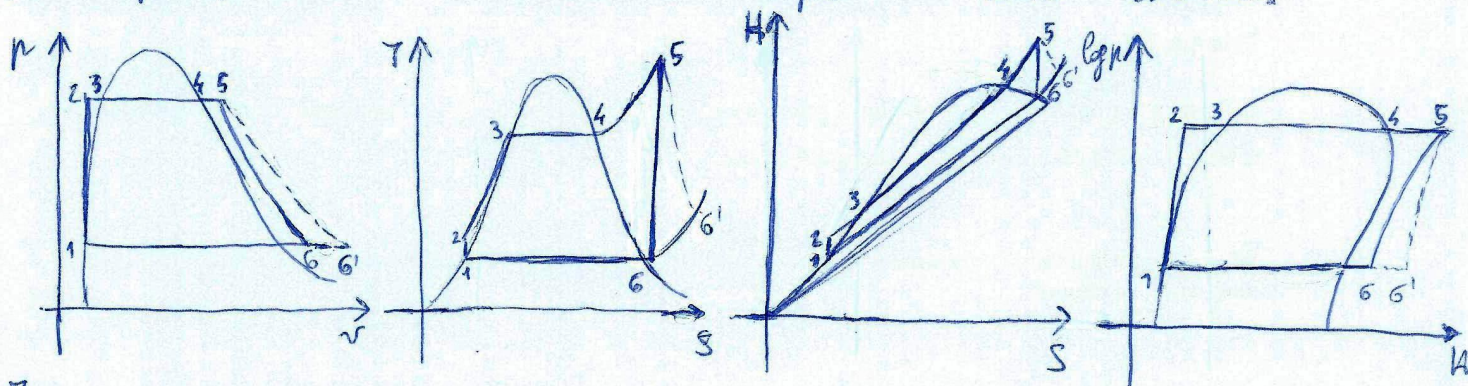
Requisiti che un fluido bifase deve possedere per soddisfare le esigenze di un ciclo motore:

- pressione di vaporizzazione non troppo elevata per limitare la pressione di esercizio dell'impianto;
- pressione di condensazione non troppo bassa (e meglio se è maggiore di quella atmosferica per non dover mantenere il vuoto);
- punto di fusione inferiore alla minima temperatura del ciclo (di solito quella ambiente) in modo che il liquido non solidifichi;
- temperatura critica elevata per far vaporizzare il fluido ad alta temperatura;
- entalpia di passaggio di stato elevata per ridurre la portata massica defluente e quindi la potenza dell'impianto;
- elevata densità alle T e p dell'impianto per ridurre le dimensioni;
- elevati volumi specifici nell'espansore in modo che sia piccolo il rapporto tra il volume specifico al compressore e quello all'espansore e si riduce così la potenza spesa nella compressione;
- elevate pendenze (dt/ds) della curva limite superiore per ridurre la necessità di imporre valori elevati di suriscaldamento e risuriscaldamento;
- buone caratteristiche chimiche (stabilità), tecniche (non corrosivo, facilmente disponibile), economiche (basso costo) e ambientali (non tossico, compatibilità con l'ambiente).

L'acqua soddisfa molte delle esigenze.

Grafici e formule del ciclo Rankine

Si assume che nel compressore e nell'espansore le trasformazioni siano isentropiche, mentre nel resto dell'impianto siano isobare:



In cui:

- 1-2: riscaldamento isobaro;
- 2-3: vaporizzazione in caldaia;
- 3-4: surriscaldamento;
- 4-5: espansione in turbina;
- 5-6: isotermodinamica di condensazione;
- 6-1: compressione nella pompa.

Bilancio della potenza:

$$P_{netta} = P_T + P_P = \dot{m} (h_5 - h_{6'}) + \dot{m} (h_1 - h_2)$$

Flussi termici:

$$Q_{caldaia} = \dot{m} (h_5 - h_2) = \dot{m} h_i \cdot \eta_{caldaia}$$

$$Q_{cond} = \dot{m} (h_1 - h_{6'}) = \dot{m}_{H_2O} \cdot C_{H_2O} (t_f - t_i)$$

In cui $\eta_{caldaia} = \frac{\text{energia usata dal fluido in caldaia}}{\text{energia messa a disposizione dal combustibile}}$

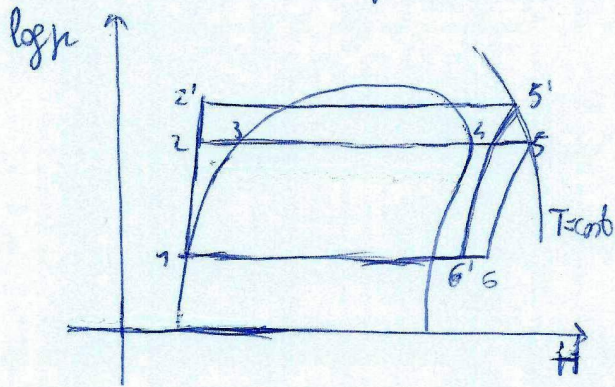
Efficienza utilizzata:

$$\eta = \frac{P_{netta}}{Q_{caldaia}} = \frac{\dot{m} [(h_5 - h_{6'}) - (h_2 - h_1)]}{\dot{m} (h_5 - h_2)} \Rightarrow \eta \cong \frac{h_5 - h_{6'}}{h_5 - h_2} = \frac{\Delta h_{turb}}{\Delta h_{cald}}$$

Metodi per aumentare la pressione utilizzata

Ecco alcuni accorgimenti che vengono utilizzati per aumentare la pressione utilizzata:

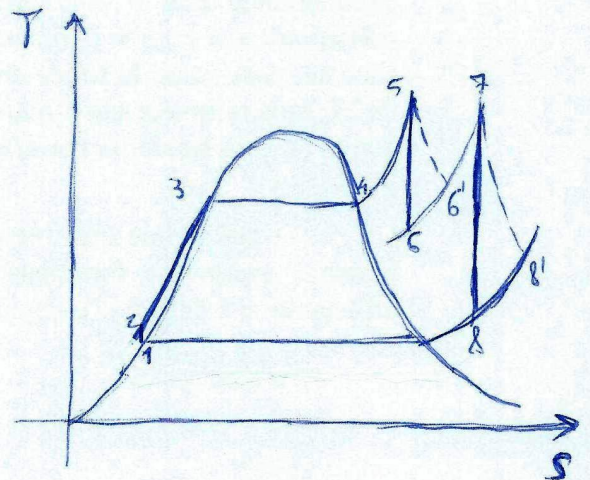
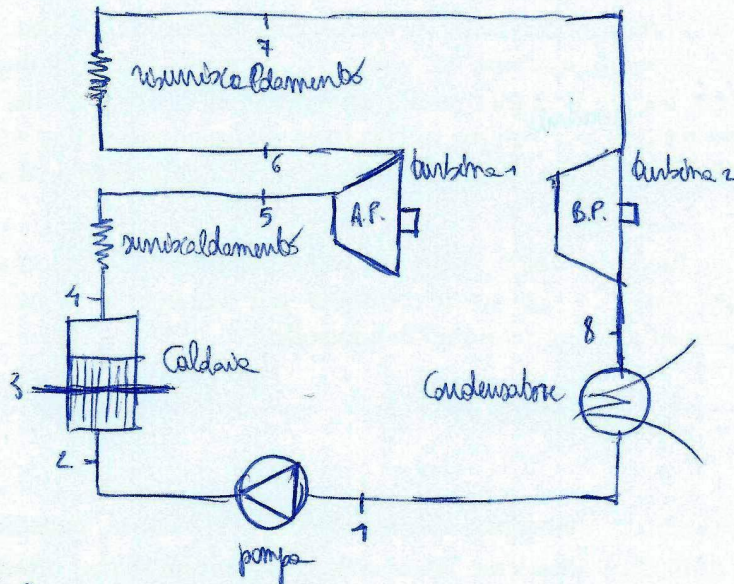
- incremento della pressione massima del ciclo e surriscaldamento:



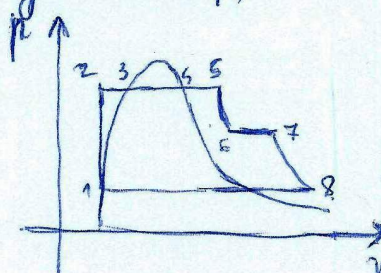
Se tuttavia aumento troppo la pressione la curva della trasformazione 5-6 si avvicina alla curva fino ad entrarvi.

In tal caso il vapore in turbina subisce diminuzione del titolo e diviene saturo. Il liquido che si forma rompe la turbina.

Si introduce allora un surriscaldamento rendendo in due momenti la trasformazione in turbina:

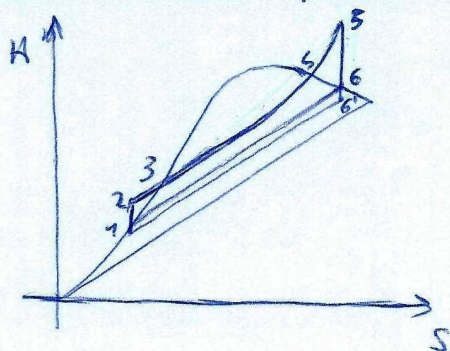


Sul diagramma $p-v$:



Il problema è che l'aumento del volume specifico richiede macchine sempre più grandi per sopportare le elevate velocità.

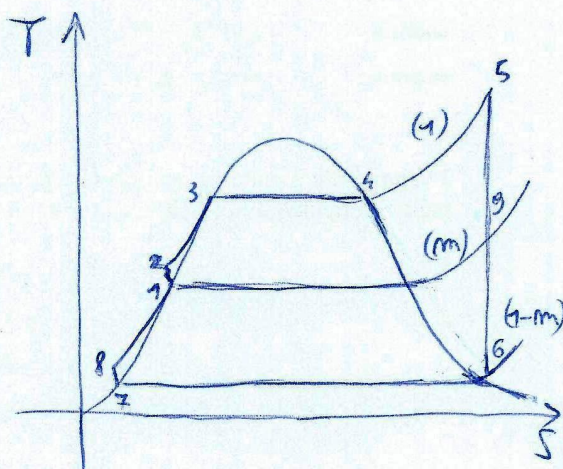
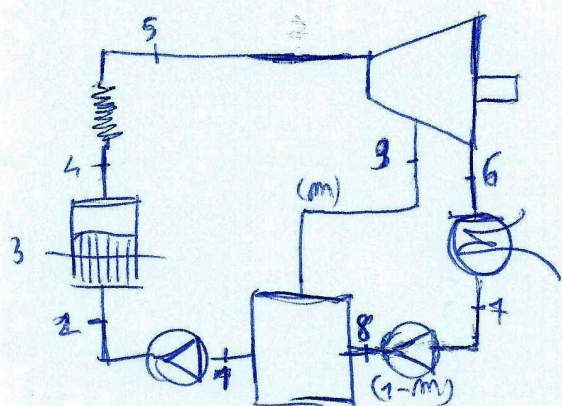
- diminuzione della pressione minima del ciclo:



Anche qui diminuendo troppo la pressione si finisce dentro la curva del vapore saturo!

- rigenerazione: il ciclo ideale, con massima frazione utilizzata, è quello di Carnot, per cui essa coincide con la frazione utilizzabile. Il ciclo di Carnot opera attraverso due isoterme e due adiabatiche. Vogliamo allora avvicinare il più possibile il ciclo Rankine a quello ideale di Carnot. Dobbiamo allora rendere adiabatico il processo di vaporizzazione. In che modo? Portando già alla temperatura di vaporizzazione il liquido in uscita dalla pompa e in ingresso in caldaia. Immaginiamo di interrompere l'espansione in turbina per condensare parzialmente il fluido e usare il calore liberato per scaldare il liquido in ingresso in caldaia. Come così limite avremo il processo continuo di riscaldamento. Tuttavia un organo espansione-condensatore perfetto non esiste. Allora si inserisce un componente, detto rigeneratore, che preleva una parte di vapore (spillamento), ad una pressione intermedia nella fase di espansione, e fa sì che esso fornisca calore al liquido uscente dalla pompa. Il rigeneratore ritrova tra due pompe. Può essere a miscelazione o a correnti separate. Si possono anche usare più generatori, ma superando il numero di cinque l'incremento dell'efficienza inizia a diminuire. Di solito se ne usano tre.

Schematicamente e graficamente:



La frazione della portata di spillamento è data da:

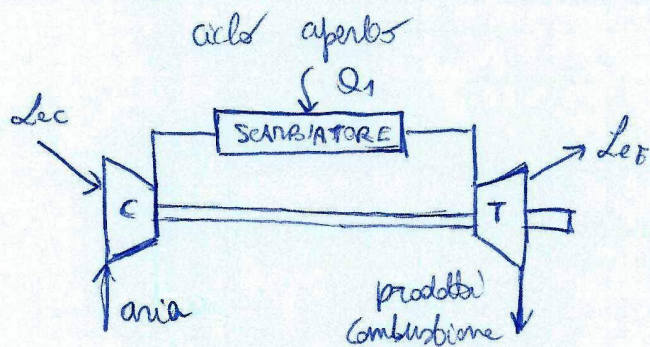
$$m h_3 + (1-m) h_8 = h_4 \Rightarrow m = \frac{h_1 - h_8}{h_9 - h_8}$$

Calore fornito e lavoro prodotto diminuiscono:

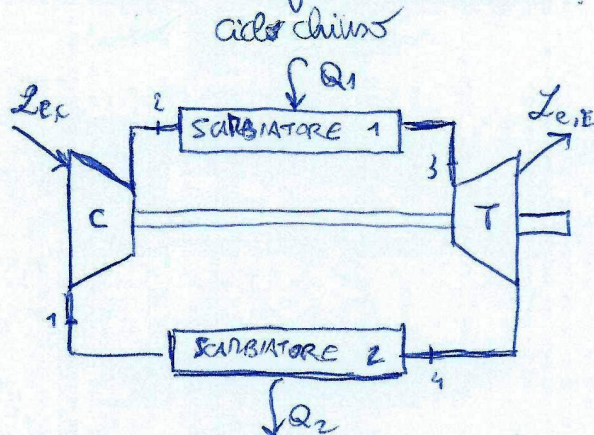
$$Q_1 = h_5 - h_1 \quad L_e = (h_5 - h_9) + (1-m)(h_3 - h_6)$$

Il ciclo motore a gas - Ciclo Brayton (o Joule)

Nei cicli a vapore il fluido viene vaporizzato e condensato continuamente. In questo nuovo tipo di ciclo il fluido involante è invece un gas. Il ciclo può essere aperto o chiuso. Considerando come gas l'aria e concentrando sul ciclo Brayton avremo:



Il fluido viene rinnovato continuamente (immissione e scarico)

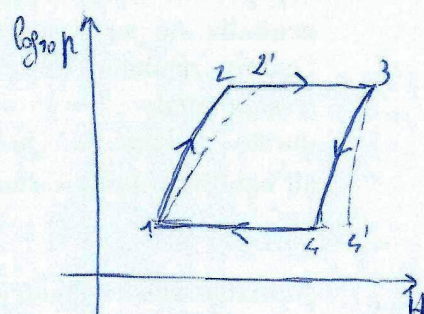
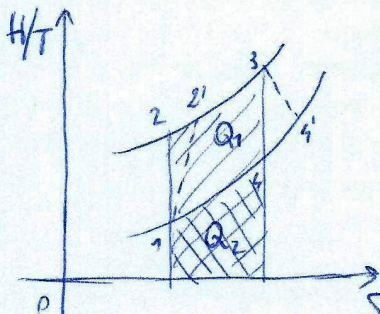
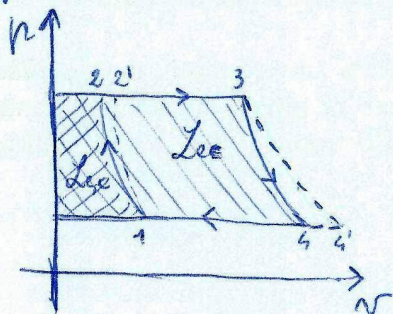


Il fluido viene mantenuto nell'impianto.

Il lavoro viene ricavato dall'espansione del gas. Prima esso viene compresso (C), poi portato ad alta temperatura nello scambiatore 1. Se il ciclo è aperto, dopo l'espansione il gas viene espulso e cede calore in atmosfera, altrimenti, se il ciclo è chiuso, esso rimane nell'impianto e cede calore nello scambiatore 2.

Il ciclo Brayton è costituito da due isobare e due adiabatiche reversibili. Immaginiamo che il sistema operi a regime permanente, che le trasformazioni siano reversibili e che il fluido sia sia assimilabile come gas perfetto, con composizione chimica costante e calori specifici costanti.

Graficamente:



I tratteggi si riferiscono al caso reale, in cui sono presenti le irreversibilità. Le linee continue rappresentano il caso ideale. La pressione utilizzabile è:

$$\eta_o = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1 (T_4/T_1 - 1)}{T_2 (T_3/T_2 - 1)}$$

Considerando la trasformazione adiabatica, eseguiamo alcuni passaggi:

$$p v^k = \text{cost} \quad \text{con } k = \frac{c_p}{c_v}, \quad p v = R_1 T \Rightarrow v = \frac{R_1 T}{p} \Rightarrow p \left(\frac{R_1 T}{p} \right)^k = \text{cost}$$

$$\Rightarrow p^{\frac{k}{1-k}} \cdot T^k = \text{cost} \Rightarrow p^{\frac{1-k}{k}} \cdot T = \text{cost}$$

Quindi $T_1 p_1^{\frac{1-k}{k}} = T_2 p_2^{\frac{1-k}{k}} \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1-k}{k}} \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$ Introduciamo

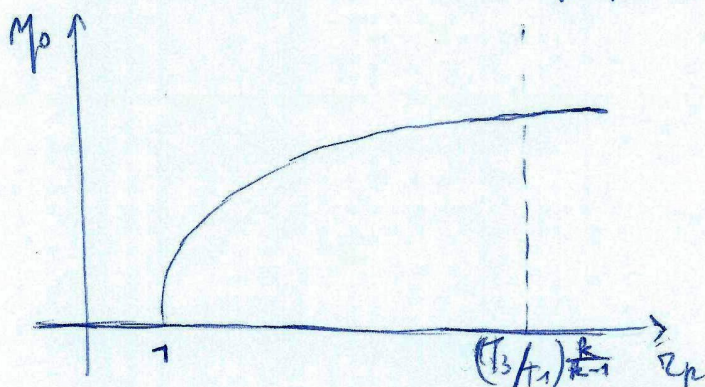
ora a questo punto il rapporto di compressione,

$$r_p = \frac{p_2}{p_1} \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = r_p^{\frac{k-1}{k}} \Rightarrow \frac{T_3}{T_1} = \left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} r_p^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_2}{T_1} r_p^{\frac{k-1}{k}} \Rightarrow \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$$

Portando alla pressione utilizzabile,

$$M_0 = 1 - \frac{T_1 (T_3/T_1 - 1)}{T_2 (T_3/T_2 - 1)} = 1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}}$$

Allora M_0 dipende solo da r_p . Graficamente:



Per r_p che tende a infinito M_0 tende asintoticamente all'uno.

Non occorre tuttavia arrivare all'infinito per trovare il limite di M_0 . Un limite esiste molto prima:

$$L = Q_1 + Q_2 = c_p (T_3 - T_2) - c_p (T_2 - T_1) = c_p (T_3 - T_4) - c_p (T_2 - T_1) = c_p T_3 \left(1 - \frac{T_4}{T_3}\right) - c_p T_1 \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) = c_p T_3 \left(1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}}\right) - c_p T_1 \left(r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1\right)$$

Il lavoro è nullo se nel caso banale, cioè se $1 \equiv 2$, sia nel seguente:

$$L=0 \Rightarrow c_p T_3 \left(1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}}\right) = c_p T_1 \left(r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1\right)$$

$$\Leftrightarrow \frac{T_3}{T_1} = \frac{r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1}{1 - \frac{1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}}} = \frac{\frac{r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}}}{\frac{r_p^{\frac{k-1}{k}} - 1}{r_p^{\frac{k-1}{k}}}} = r_p^{\frac{k-1}{k}}$$

$$\Leftrightarrow \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}} = (r_p)_{\text{limite}}$$

T_3 è la temperatura massima sopportabile per i materiali con cui è costruita la macchina, in particolare la turbina. Aumentando r_p , T_2 aumenta finché non raggiunge T_3 . La pressione aumenta, ma che bisogna anche di più area.

Chiamiamo il valore di r_p per cui il lavoro è massimo. Abbiamo da trovare L rispetto a r_p :

$$\frac{dL}{dr_p} = c_p T_3 \left[\frac{\frac{d}{dr_p} \left(r_p^{\frac{k-1}{k}}\right)}{\frac{2(k-1)}{k} r_p^{\frac{k-1}{k}}} \right] - c_p T_1 \left[\frac{d}{dr_p} \left(r_p^{\frac{k-1}{k}}\right) \right]$$

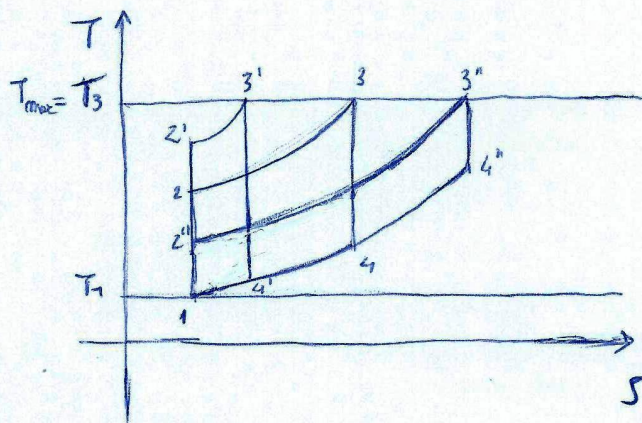
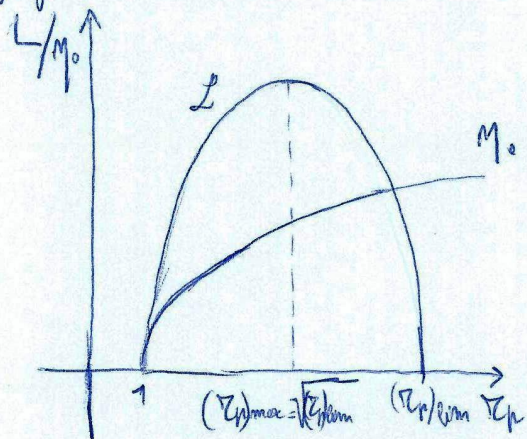
Poniamo la derivata uguale a zero:

$$c_p T_3 \left[\frac{\frac{d}{dr} \left(r_p^{\frac{k-1}{k}} \right)}{r_p^{\frac{2(k-1)}{k}}} \right] - c_p T_1 \left[\frac{\frac{d}{dr} \left(r_p^{\frac{k-1}{k}} \right)}{r_p^{\frac{2(k-1)}{k}}} \right] = 0$$

$$\Leftrightarrow T_3 \cdot \frac{1}{r_p^{\frac{2(k-1)}{k}}} = T_1 \Leftrightarrow \frac{T_3}{T_1} = r_p^{\frac{2(k-1)}{k}}$$

$$\Leftrightarrow (r_p)_{max} = \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{k}{2(k-1)}} \Rightarrow (r_p)_{max} = (r_p)_{opt} = \sqrt{(r_p)_{lim}}$$

Graficamente:



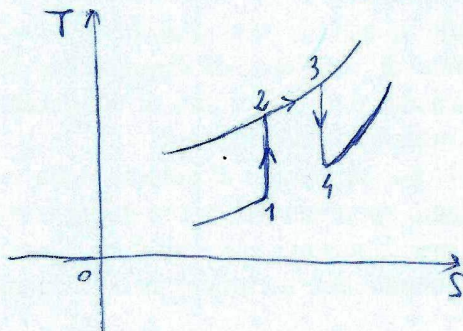
Osservando il secondo grafico, notiamo che, a parità di temperature minima e massima, il lavoro netto specifico varia con il rapporto di compressione. Si ha $r_{p'} < r_{p''} < r_p$.

L'efficienza di un ciclo Brayton è inferiore a quella di un ciclo di Carnot operante tra le stesse temperature:

$$1 - \frac{T_1}{T_2} < 1 - \frac{T_1}{T_3} \Rightarrow (\eta_0)_{Brayton} < (\eta_0)_{Carnot}$$

$(T_3 > T_2)$

Se il sistema motore è aperto il grafico corrispondente è:



Ciclo Brayton reale.

Nel caso reale vi sono le irreversibilit  e   necessario considerare i rapporti isentropici di espansione e di compressione

$$L_{reale} = L_{eT} p_E - \frac{L_{ec}}{p_c} = c_p T_3 p_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) - c_p \frac{T_1}{p_c} (r_p^m - 1)$$

Con $m = \frac{k-1}{k}$. La frazione utilizzata  

$$\eta = \frac{L_{reale}}{Q_1} = \frac{c_p T_3 p_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) - c_p \frac{T_1}{p_c} (r_p^m - 1)}{c_p (T_3 - T_1)}$$

In cui $Q_1 = c_p (T_3 - T_1) = c_p [T_3 - T_1 - (T_2 - T_1)] = c_p T_3 - c_p T_1 - c_p (T_2 - T_1)$.
Ma $c_p (T_2 - T_1) = L_{ec} = c_p \cdot \frac{T_1}{p_c} (r_p^m - 1)$. Quindi:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{c_p T_3 p_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) - c_p \frac{T_1}{p_c} (r_p^m - 1)}{c_p \left[T_3 - T_1 - \frac{T_1}{p_c} (r_p^m - 1)\right]} = \\ &= \frac{\cancel{T_1} \left[\frac{T_3}{T_1} p_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) - \frac{1}{p_c} (r_p^m - 1) \right]}{\cancel{T_1} \left[\frac{T_3}{T_1} - \left(1 + \frac{r_p^m - 1}{p_c}\right) \right]} = \frac{\frac{T_3}{T_1} \cdot p_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) - \frac{r_p^m - 1}{p_c}}{\frac{T_3}{T_1} - \left(1 + \frac{r_p^m - 1}{p_c}\right)} \end{aligned}$$

Aumentando T_3/T_1 o i rendimenti isentropici aumentano lavoro netto e frazione utilizzata.

Il lavoro netto si annulla per $r_p = 1$ e per:

$$L = 0 \Leftrightarrow c_p T_3 p_E \left(1 - \frac{1}{r_p^m}\right) = c_p \frac{T_1}{p_c} (r_p^m - 1)$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow T_3 p_E \frac{r_p^m - 1}{r_p^m} &= \frac{T_1}{p_c} (r_p^m - 1) \Leftrightarrow r_p^m = \frac{T_3}{T_1} p_c p_E \\ \Leftrightarrow (r_p)_0 &= \left(\frac{T_3}{T_1} p_c p_E \right)^{\frac{1}{k-1}} \end{aligned}$$

Inoltre   massimo per:

$$\frac{dL}{dr_p} = c_p T_3 p_E \frac{d}{dr_p} \left(\frac{r_p^m}{r_p^m} \right) - c_p \frac{T_1}{p_c} \frac{d}{dr_p} (r_p^m) = 0$$

$$\Leftrightarrow T_3 p_E - \frac{1}{r_p^{2m}} = \frac{T_1}{p_c} \Leftrightarrow r_p^{2m} = \frac{T_3}{T_1} p_c p_E$$

$$\Leftrightarrow (r_p)_{max} = \left(\frac{T_3}{T_1} p_c p_E \right)^{\frac{1}{2(k-1)}} = \sqrt{(r_p)_0}$$

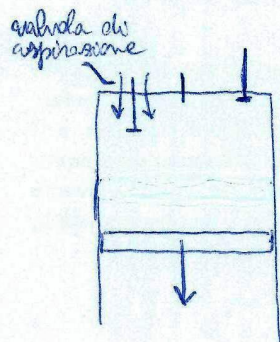
I gas scaricati dalle turbine sono ad alta temperatura e possono essere usati per riscaldare quelli in uscita dal compressore. Si pu  quindi applicare la rigenerazione anche al ciclo Brayton, come al Rankine.

Motor a combustione interna

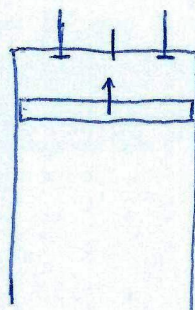
Anche gli impianti carburante a gas, come quello Brayton, sono solitamente a combustione interna (cioè il combustibile brucia all'interno dell'impianto, nello scambiatore che fornisce calore al ciclo). Tuttavia tale denominazione è quasi sempre assegnata alle macchine alternative applicate alla trazione. La combustione può essere provocata dalle candele (ciclo Otto) o dalla semplice compressione della miscela (ciclo Diesel).

La combustione avviene nel cilindro in vari passaggi:

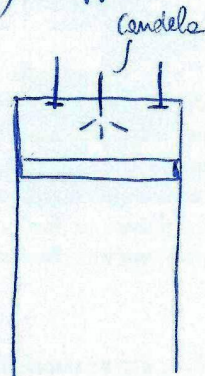
1) Aspirazione



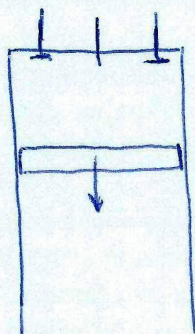
2) Compressione



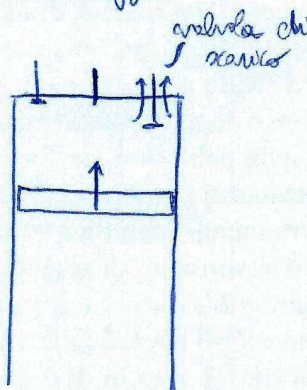
3) Scoppio



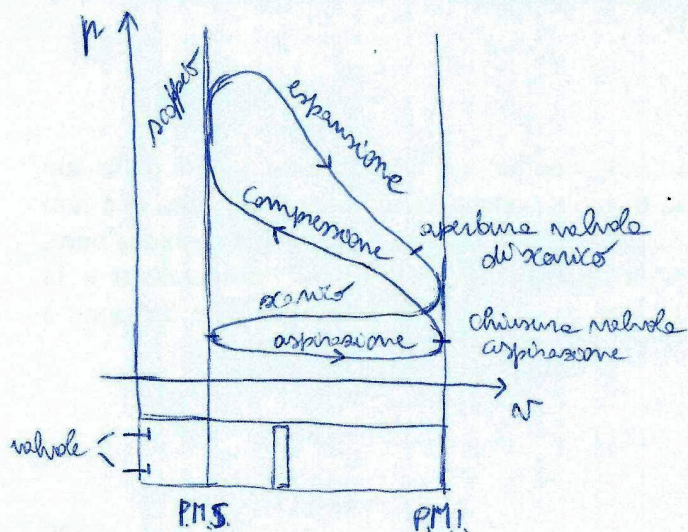
4) Espansione (pressione utile)



5) Scarico



Il pistone si muove tra punto morto inferiore e punto morto superiore. Vediamo il diagramma pressione - spostamento:



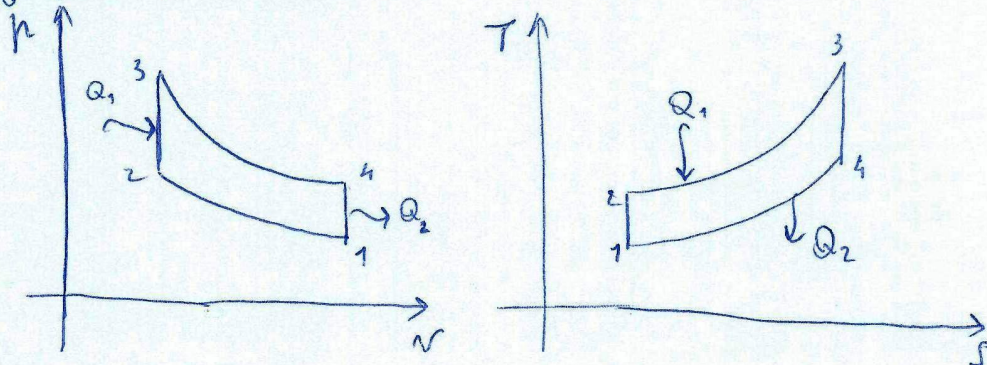
Se il ciclo è Otto lo scoppio avviene grazie alla miscela pre-accesa dalla candela. Se invece è Diesel la compressione causa lo scoppio. Nel primo caso viene introdotta anzitutto la miscela combustibile, nel secondo il combustibile è iniettato successivamente all'aria. Non abbiamo un ciclo termodinamico poiché la compressione chimica finale è diversa da quella iniziale.

Motori a combustione interna - Ciclo Otto.

Il ciclo Otto è costituito da due adiabatiche e due isore
Ipotesizziamo di avere:

- regime permanente;
- trasformazioni tutte reversibili;
- fluido aria, trattato come gas perfetto con c_p e c_v costanti.

Vediamo i grafici p, v e T, S :



La frazione utilizzabile è:

$$\eta_o = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{(T_4/T_1 - 1)}{(T_3/T_2 - 1)}$$

Per l'adiabatica si ha:

$$p v^k = \text{cost}, \quad p v = R_1 T \Rightarrow \left(\frac{R_1 T}{v} \right) v^k = \text{cost} \\ \Rightarrow T v^{k-1} = \text{cost} \Rightarrow T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1} \\ \Rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}$$

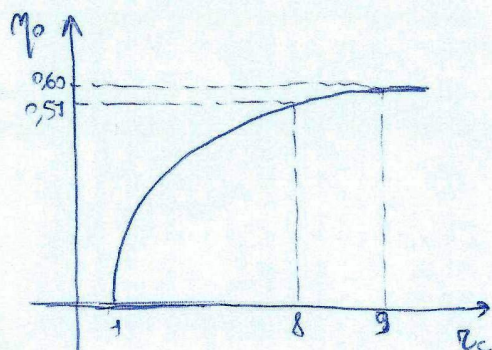
Definiamo il rapporto volumetrico di compressione, $r_c = \frac{v_1}{v_2}$. Quindi:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{r_c^{k-1}}, \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = r_c^{k-1} = \frac{T_2}{T_1}$$

Perciò $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$. Allora:

$$\eta_o = 1 - \frac{T_4}{T_1} \frac{(T_4/T_1 - 1)}{(T_3/T_2 - 1)} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{r_c^{k-1}}$$

Graficamente:



η_o dipende solo da r_c . A livello ideale vale 0,51 a 0,60, in realtà esistono le irreversibilità che lo riducono a 0,30! Il combustibile deve avere un potere antidebonante adeguato, non deve esplodere spontaneamente con r_c elevati. Ciò pone un limite al valore di r_c .

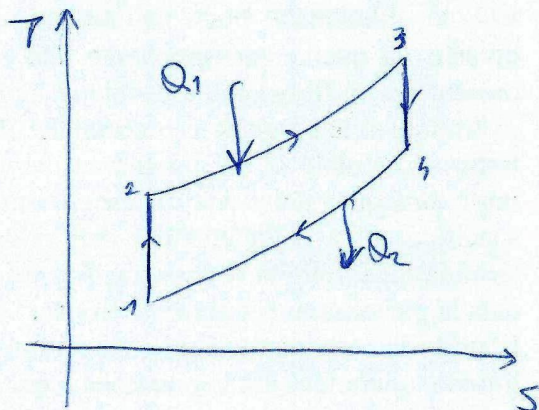
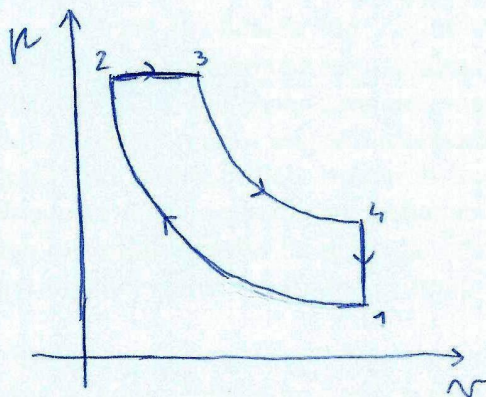
L'efficienza del ciclo Otto è minore di quella di un ciclo di Carnot operante tra le stesse temperature:

$$1 - \frac{T_1}{T_2} < 1 - \frac{T_4}{T_3} \Rightarrow (\eta_o)_{\text{otto}} < (\eta_o)_{\text{Carnot}}$$
$$(T_3 > T_2)$$

Indicativamente per il ciclo Otto $T_{\text{max}} = 2500 - 3000 \text{ K}$ e $p = 40 - 50 \text{ bar}$. Il motore non fonde poiché la T_{max} viene raggiunta per frazioni di tempo molto piccole.

Motore a combustione interna - Ciclo Diesel

Nel ciclo Diesel alla compressione adiabatica, comune al ciclo Otto, segue un'isobara. All'inizio di quest'ultima viene iniettato il combustibile che si accende per l'alta temperatura dell'aria. Successivamente si ha l'espansione adiabatica e infine il lavaggio isocoro.



Le ipotesi sono:

- trasformazioni reversibili;
- regime permanente;
- fluido aria trattato come gas perfetto con c_p e c_v costanti.

Le trasformazioni sono caratterizzate da:

$$\begin{array}{llll}
 1-2 & Q_{12}=0 & 2-3 & Q_{23}=c_p(T_3-T_2) \\
 & L_{12}=-(U_2-U_1)= & & 3-4 & Q_{34}=0 \\
 & =-c_v(T_2-T_1) & & & L_{34}=-(U_4-U_3)= \\
 & & & & =-c_v(T_4-T_3) \\
 & & & & 4-1 & Q_{41}=c_v(T_1-T_4) \\
 & & & & & L_{41}=0
 \end{array}$$

La pressione utilizzabile σ ($k = \frac{c_p}{c_v}$):

$$\eta_0 = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_{12}+Q_{23}}{Q_1} = 1 + \frac{Q_{23}}{Q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4-T_1)}{c_p(T_3-T_2)} = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_1(T_4/T_1 - 1)}{T_2(T_3/T_2 - 1)}$$

Per l'adiabatica:

$$T_1 v_1^{k-1} = \text{cost} \Rightarrow T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1} \Rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{1}{r_c^{k-1}}$$

Usando il rapporto volumetrico di compressione $r_c = \frac{v_1}{v_2}$. Per l'isobara:

$$p_2 = p_3, \quad p v = R T \Rightarrow \frac{R T_2}{v_2} = \frac{R T_3}{v_3} \Rightarrow \frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \beta$$

Con $\beta = \frac{v_3}{v_2}$ rapporto volumetrico di combustione. Per isocora e adiabatica:

$$\begin{aligned}
 v_1 &= v_4, \quad p_1 v_1^k = p_2 v_2^k, \quad v_4^k p_4 = v_3^k p_3 \Rightarrow v_1 = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/k} v_2, \quad v_4 = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{1/k} v_3 \\
 &\Rightarrow \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/k} v_2 = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{1/k} v_3 \Rightarrow \frac{v_3}{v_2} = \left(\frac{p_2 \cdot p_4}{p_1 \cdot p_3}\right)^{1/k} = \left(\frac{p_4}{p_1}\right)^{1/k} \left(\frac{p_2}{p_3}\right)^{1/k} = \left(\frac{T_4}{T_1}\right)^{1/k} \\
 &\Rightarrow \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^k = \frac{T_4}{T_1} = \beta^k
 \end{aligned}$$

Allora:

$$\eta_0 = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{r_c^{k-1}} \cdot \frac{\beta^k - 1}{\beta - 1}$$

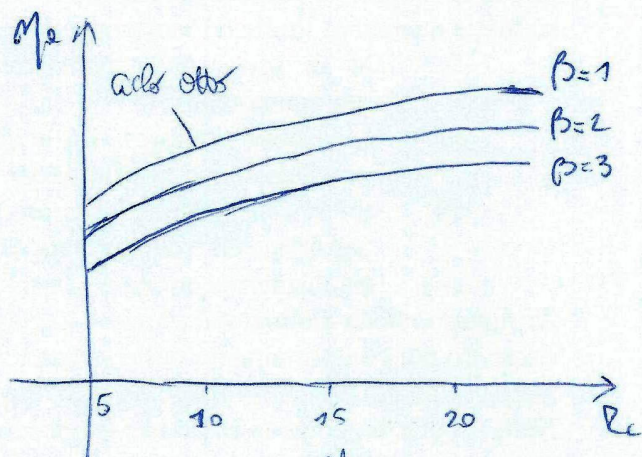
Confronto tra ciclo Otto e ciclo Diesel

L'ultima espressione di η_p ottenuta ci consente di ragionare sul ciclo Diesel e di confrontarlo con quello Otto:

$$\eta_p = 1 - \frac{1}{R} \cdot \frac{1}{\epsilon_c^{k-1}} \cdot \frac{\beta^k - 1}{\beta - 1}$$

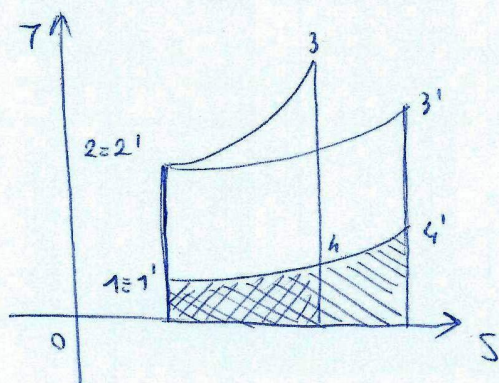
$$\epsilon_c = \frac{v_1}{v_2} \quad \beta = \frac{v_3}{v_2}$$

$$k > 1, \quad \epsilon_c > 1, \quad \beta > 1$$



A parità di rapporto volumetrico il ciclo Otto è più efficiente di quello Diesel. In realtà il ciclo Otto non sopporta rapporti di compressione così elevati come quelli del ciclo Diesel.

A parità di calore fornito e rapporto di compressione (voluto bene, anche, non praticamente):

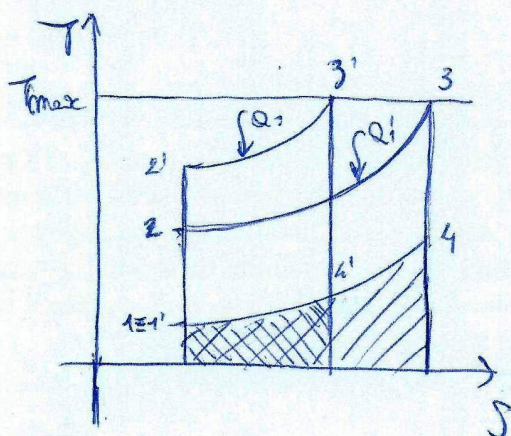


I numeri con apice si riferiscono al ciclo Diesel. Si hanno:

$$\epsilon_c = \epsilon_c', \quad Q_1 = Q_1', \quad |Q_2| < |Q_2'|$$

$$\Rightarrow \begin{cases} L = Q_1 + Q_2 \\ L' = Q_1' + Q_2' \end{cases} \Rightarrow L > L' \Rightarrow (\eta)_{Otto} > (\eta)_{Diesel}$$

A parità di temperatura massima e calore fornito (utile anche realmente):



Si hanno:

$$Q_1 = Q_1' \quad |Q_2| > |Q_2'|$$

$$\Rightarrow \begin{cases} L = Q_1 + Q_2 \\ L' = Q_1' + Q_2' \end{cases} \Rightarrow L < L' \Rightarrow (\eta)_{Otto} > (\eta)_{Diesel}$$