

GIANNI CESINI
GIOVANNI LATINI
FABIO POLONARA

Fisica tecnica

seconda edizione



EDIZIONE DIGITALE SU
PANDORA
CAMPUS



CittaStudi
EDIZIONI

APPROFONDIMENTI

Capitolo 8

a cura di:
Gianni Cesini
Giovanni Latini
Fabio Polonara

COMPONENTI

8.2.4.1

COMPRESSIONE FRAZIONATA

Se si riprende l'equazione dell'energia meccanica (eq. 8.6) per un compressore di gas:

$$\left| \frac{\dot{L}}{\dot{m}} \right| = l = \int_1^2 v dp + r \quad [\text{J kg}^{-1}] \quad (8.6)$$

e si disegna il processo ideale ($r = 0$) su un piano (pv) si vede che l'area sottesa alla trasformazione sul lato delle ordinate rappresenta graficamente il lavoro scambiato (cfr. § 6.5.2.3).

Ora, è interessante confrontare, tra le stesse pressioni, una compressione adiabatica e un'isoterma.

La compressione adiabatica è quella realizzabile in un compressore sulla base delle ipotesi introdotte finora (eq. 8.1) mentre una compressione isoterma sarebbe possibile sottraendo calore durante la compressione in modo da mantenere la temperatura costante.

Per il gas ideale l'equazione della trasformazione è:

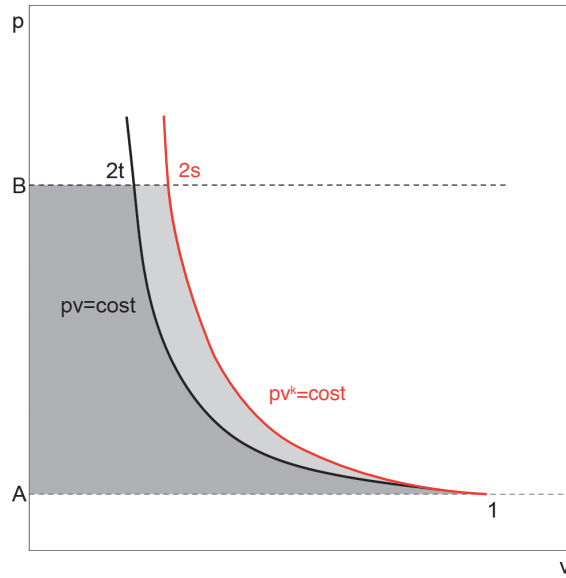
- adiabatica (eq. 6.28)

$$p \cdot v^k = \text{cost} \quad (6.28)$$

- isoterma (eq. 6.26)

$$pv = RT = \text{cost} \quad (6.26)$$

L'equazione dell'isoterma sul piano (pv) diventa un ramo di iperbole equilatera mentre l'adiabatica, essendo ($k > 1$), si trova a destra dell'isoterma (Figura 8.15).

**Figura 8.15**

Confronto fra la compressione isoterma e la compressione adiabatica di un gas ideale sul piano (pv)

La potenza meccanica assorbita lungo l'isoterma è data graficamente dall'area (A12tB) mentre la potenza meccanica assorbita lungo l'adiabatica è data dall'area (A12sB). Si vede che il lavoro richiesto lungo l'adiabatica è superiore al lavoro richiesto lungo l'isoterma, che sarebbe quindi da preferire per la compressione. Questa differenza è spiegabile con il fatto che nell'isoterma si innalza soltanto la pressione del gas e non anche la sua energia interna, che per un gas ideale è funzione della sola temperatura ($u = u(T)$) (eq. 3.21).

Il bilancio di energia lungo l'isoterma, da:

$$\dot{Q} - \dot{L} = \dot{m} \cdot \Delta \left(h + gz + \frac{w^2}{2} \right) \quad [\text{W}] \quad (4.31)$$

diventa:

$$\dot{Q} = \dot{L} \quad [\text{W}] \quad (8.31)$$

in quanto, oltre a essere trascurabili le variazioni di energia potenziale ed energia cinetica (cfr. § 8.2), sull'isoterma è nulla anche la variazione di entalpia, essendo per il gas ideale ($h = h(T)$) (eq. 3.22).

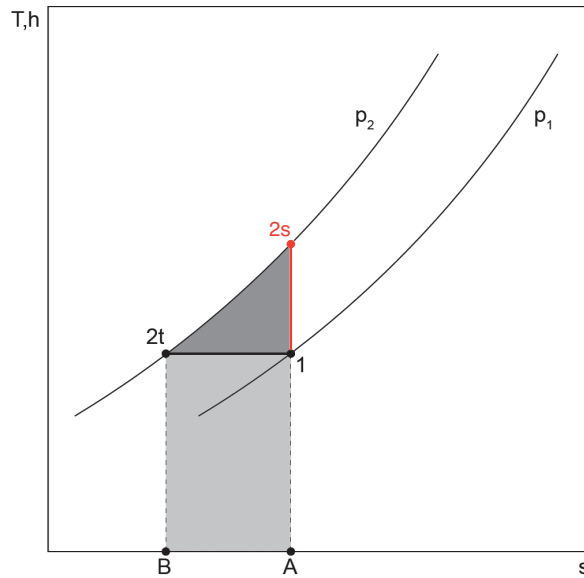
Quindi, per realizzare una compressione isoterma è necessario che durante la compressione venga asportata con continuità una quantità di calore pari al lavoro fornito.

Dalla Disuguaglianza di Clausius (eq. 5.9), scritta per una trasformazione internamente reversibile, si ha:

$$\left| \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} \right| = \left| \frac{\dot{L}}{\dot{m}} \right| = \int_{T_1}^{T_2} T ds = T_1 \cdot \Delta s \quad (8.32)$$

Se si trasferisce questo risultato sul piano (Ts) si vede (Figura 8.16) che l'area ($A12tB$) rappresenta il lavoro unitario per la compressione isoterma mentre l'area a forma quasi triangolare ($12s2t$) rappresenta il lavoro aggiuntivo necessario per la compressione adiabatica (isoentropica).

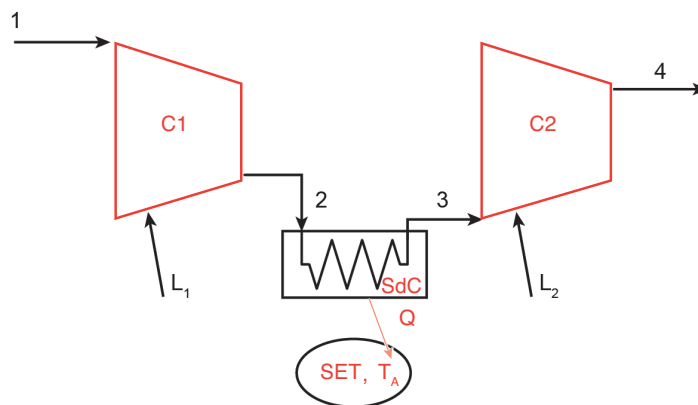
Figura 8.16
Confronto fra la compressione isoterma (1-2t) e la compressione adiabatica (1-2s) di un gas ideale sul piano (Ts)



[...]

Atteso che, dal punto di vista energetico, la compressione isoterma è da preferire alla compressione adiabatica rimane da valutare la sua fattibilità tecnologica.

Figura 8.18
Schema di compressione frazionata in due fasi con refrigerazione intermedia



Tale fattibilità è al momento assai ridotta, in quanto asportare grandi quantità di calore nei volumi estremamente compatti dei moderni compressori risulta molto complicato.

Si preferisce avvicinare la compressione isoterma con l'adozione della **compressione frazionata**, che prevede la suddivisione su più compressioni adiabatiche intermezze da refrigerazioni intermedie con opportuni scambiatori di calore, così come rappresentato in Figura 8.18 per una compressione in due fasi.

Sul piano (Ts) (Figura 8.19) una compressione adiabatica in singola fase ($\overline{1E}$) diventa la compressione frazionata in due fasi con refrigerazione intermedia rappresentata dalla spezzata ($\overline{1234}$) con il gas che nello scambiatore di calore (SdC) viene raffreddato, prima di entrare nel compressore (C2), fino alla temperatura di aspirazione del compressore (C1):

$$T_3 = T_1$$

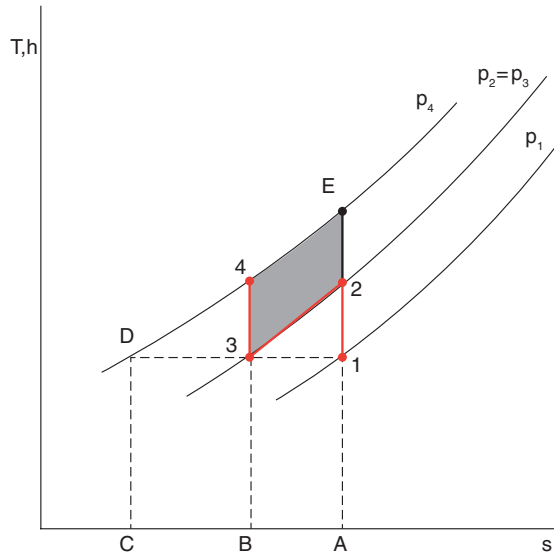


Figura 8.19
Compressione frazionata in due stadi con refrigerazione intermedia sul piano (Ts)

Il risparmio di lavoro realizzabile con la compressione frazionata rispetto alla compressione adiabatica può essere valutato graficamente con la Figura 8.19:

- compressione adiabatica in singola fase:

$$\left| \frac{\dot{L}}{\dot{m}} \right| = area(AEDC)$$

- compressione frazionata in due fasi:

$$\left| \frac{\dot{L}_1}{\dot{m}} \right| = area(A23B) = \left| \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} \right|$$

$$\left| \frac{\dot{L}_2}{\dot{m}} \right| = area(B4DC)$$

- risparmio realizzabile:

$$\frac{\left| \dot{L} \right| - \left| \dot{L}_1 + \dot{L}_2 \right|}{\dot{m}} = \text{area}(2E43)$$

Aumentando il numero di fasi di compressione con refrigerazione intermedia ci si può avvicinare quanto si vuole al profilo della compressione isoterma. Ovviamente con l'aumento delle fasi di compressione aumenta la complessità e il costo dell'impianto e, per ogni applicazione, va ricercato il numero ottimale di fasi di compressione da adottare.

Può essere utile valutare quale debba essere il valore ottimale della pressione intermedia ($p_i = p_2 = p_3$) nel caso di compressione frazionata.

Al Paragrafo 6.6 è stata ricavata (eq. 6.23) l'espressione del lavoro scambiato in un sistema aperto lungo una politropica. Quell'espressione può essere ripresa per calcolare il lavoro richiesto per una compressione adiabatica frazionata su due stadi (ci si riferisce sempre al gas ideale):

$$\left| \frac{\dot{L}_1}{\dot{m}} \right| + \left| \frac{\dot{L}_2}{\dot{m}} \right| = \frac{k}{k-1} \cdot p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_i}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + \frac{k}{k-1} \cdot p_3 v_3 \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

con:

$$p_1 v_1 = p_3 v_3$$

essendo alla stessa temperatura.

Il valore ottimale della pressione intermedia (p_i) è quello che minimizza il lavoro richiesto per le due compressioni e si trova uguagliando a zero la derivata prima del lavoro richiesto fatta rispetto a (p_i):

$$\frac{\partial \left(\left| \frac{\dot{L}_1}{\dot{m}} \right| + \left| \frac{\dot{L}_2}{\dot{m}} \right| \right)}{\partial (p_i)} = 0$$

Si lascia al lettore il calcolo della derivata, il cui risultato è:

$$p_i = \sqrt{p_1 \cdot p_2} \quad (8.33)$$

Il valore ottimale della pressione intermedia per una compressione a due fasi è dato dalla media geometrica delle pressioni estreme.

Questo risultato, valido a rigore solo per la compressione adiabatica reversibile del gas ideale, è trasferibile senza grossi errori alla maggioranza dei casi pratici reali, anche quando da comprimere sia un vapore e non un gas.

Esempio 8.6

Si riprenda il caso del compressore di metano dell'esempio 8.4, supponendo che la compressione avvenga in modo frazionato, in due stadi come nello schema di Figura 8.18.

Per questa configurazione si calcolino la portata volumetrica aspirata dai due compressori, le temperature di fine compressione, il lavoro specifico e la potenza meccanica assorbiti da ciascun compressore, l'entropia generata.

Per la pressione intermedia si adotti quella che risulta dall'applicazione dell'eq. (8.33) e si ipotizzi che la refrigerazione intermedia sia in grado di riportare il fluido di lavoro alla stessa temperatura di aspirazione del primo compressore ($T_3 = T_1$ con riferimento alla Figura 8.19).

La refrigerazione intermedia avviene in uno scambiatore di calore (SdC di Figura 8.18) che permette di cedere il calore a un SET che si trova a temperatura $T_a = 10^\circ\text{C}$.

Analisi

Una volta calcolata la pressione intermedia si adotta, per ciascun compressore, la procedura seguita all'esempio 8.4.

Per calcolare la portata volumetrica occorre moltiplicare la portata massica per il volume specifico, che si ottiene dall'equazione di stato del gas ideale.

Per calcolare la temperatura di fine compressione occorre dapprima determinare la temperatura di fine compressione lungo una trasformazione isoentropica (eq. 8.29) e poi si trova il valore cercato attraverso l'espressione per il rendimento isoentropico (eq. 8.26).

Il lavoro specifico e la potenza meccanica si calcolano utilizzando l'eq. (8.27).

Soluzione

La pressione intermedia ($p_2 = p_3$) si calcola con l'eq. 8.33:

$$p_2 = p_3 = \sqrt{p_1 \cdot p_4} = \sqrt{4 \cdot 36} = \sqrt{144} = 12 \quad [\text{bar}]$$

Il volume specifico all'aspirazione del compressore (C1), calcolato con l'equazione di stato del gas ideale, vale:

$$v_1 = \frac{R_{\text{CH}_4} \cdot T_1}{p_1} = \frac{0,5182 \cdot (20 + 273,15)}{400} = 0,38 \quad [\text{m}^3 \text{kg}^{-1}]$$

La portata volumetrica all'aspirazione di (C1) è dunque:

$$\dot{m}_{\text{vol},1} = \dot{m}_1 \cdot v_1 = 5 \cdot 0,38 = 1,9 \quad [\text{m}^3 \text{s}^{-1}]$$

Il volume specifico all'aspirazione del compressore (C2), calcolato con l'equazione di stato del gas ideale, vale:

$$v_3 = \frac{R_{\text{CH}_4} \cdot T_3}{p_3} = \frac{0,5182 \cdot (20 + 273,15)}{1200} = 0,13 \quad [\text{m}^3 \text{kg}^{-1}]$$

La portata volumetrica all'aspirazione di (C2) è dunque:

$$\dot{m}_{vol,3} = \dot{m}_3 \cdot v_3 = 5 \cdot 0,13 = 0,65 \quad [\text{m}^3 \text{s}^{-1}]$$

Per calcolare la temperatura di fine compressione della trasformazione isoentropica occorre prima determinare (ϵ) , definito dall'eq. 8.16:

$$\epsilon = \frac{R}{c_p} = \frac{0,5182}{2,25} = 0,23$$

e poi applicare l'eq. (8.29).

Per il compressore (C1):

$$T_{2s} = T_1 \cdot \beta^{\epsilon} = 293,15 \cdot \left(\frac{12}{4}\right)^{0,23} = 377,4 \quad [\text{K}]$$

Per il compressore (C2):

$$T_{4s} = T_3 \cdot \beta^{\epsilon} = 293,15 \cdot \left(\frac{36}{12}\right)^{0,23} = 377,4 \quad [\text{K}]$$

La (T_2) e la (T_4) si calcolano utilizzando l'espressione per il rendimento isoentropico, eq. 8.26:

$$T_2 = T_1 + \frac{(T_{2s} - T_1)}{\eta_{is}} = 293,15 + \frac{(377,4 - 293,15)}{0,8} = 398,5 \quad [\text{K}]$$

$$T_4 = T_3 + \frac{(T_{4s} - T_3)}{\eta_{is}} = 293,15 + \frac{(377,4 - 293,15)}{0,8} = 398,5 \quad [\text{K}]$$

Il lavoro specifico e la potenza meccanica assorbiti valgono:

$$|l|_{reale,C1} = \frac{c_p (T_{2s} - T_1)}{\eta_{is}} = \frac{2,25 \cdot (377,4 - 293,15)}{0,8} = 237 \quad [\text{kJ kg}^{-1}]$$

$$|l|_{reale,C2} = \frac{c_p (T_{4s} - T_3)}{\eta_{is}} = \frac{2,25 \cdot (377,4 - 293,15)}{0,8} = 237 \quad [\text{kJ kg}^{-1}]$$

$$|\dot{L}|_{reale,C1} = \dot{m} \cdot |l|_{reale,C1} = 5 \cdot 237 = 1185 \quad [\text{kW}]$$

$$|\dot{L}|_{reale,C2} = \dot{m} \cdot |l|_{reale,C2} = 5 \cdot 237 = 1185 \quad [\text{kW}]$$

La potenza meccanica assorbita dal sistema vale quindi:

$$\left| \dot{L} \right|_{\text{reale}} = \left| \dot{L} \right|_{\text{reale,C1}} + \left| \dot{L} \right|_{\text{reale,C2}} = 1185 + 1185 = 2370 \quad [\text{kW}]$$

Per calcolare l'entropia generata occorre mettere in conto anche il calore ceduto all'esterno nello scambiatore di calore. Il bilancio di entropia scritto sull'intero sistema con la superficie di controllo che arriva a lambire il SET così che lo scambio di calore avvenga a temperatura costante (T_a) diventa:

$$\dot{m} \cdot s_1 + \dot{S}_{\text{gen}} = \frac{\left| \dot{Q} \right|}{T_a} + \dot{m} \cdot s_4$$

L'entropia generata vale:

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \dot{m}(s_4 - s_1) + \frac{\left| \dot{Q} \right|}{T_a} = \dot{m} \cdot \left[c_p \cdot \ln \left(\frac{T_4}{T_1} \right) - R \cdot \ln \left(\frac{P_4}{P_1} \right) \right] + \frac{\left| \dot{Q} \right|}{T_a}$$

Come si vedrà nel successivo § 8.3.1 il calore scambiato vale:

$$\left| \dot{Q} \right| = \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_2 - T_3)$$

Per risolvere il problema occorre determinare le temperature T_2 e T_4 , che sono uguali (cfr. Figura 8.19). Si utilizza l'espressione del rendimento isoentropico (eq. 8.26):

$$T_2 = T_1 + \frac{(T_{2s} - T_1)}{\eta_{\text{is}}} = 293,15 + \frac{(377,4 - 293,15)}{0,8} = 398,5 \quad [\text{K}]$$

$$T_4 = T_3 + \frac{(T_{4s} - T_3)}{\eta_{\text{is}}} = 293,15 + \frac{(377,4 - 293,15)}{0,8} = 398,5 \quad [\text{K}]$$

In definitiva:

$$\dot{S}_{\text{gen}} = 5 \cdot \left[2,25 \cdot \ln \left(\frac{398,5}{293,15} \right) - R \cdot \ln \left(\frac{36}{4} \right) + \frac{2,25(398,5 - 293,15)}{283,15} \right] = 1,95 \quad [\text{kW K}^{-1}]$$

Discussione

Confrontando la potenza meccanica complessivamente assorbita dai due compressori:

$$\left| \dot{L} \right|_{\text{reale}} = \left| \dot{L} \right|_{\text{reale,C1}} + \left| \dot{L} \right|_{\text{reale,C2}} = 1185 + 1185 = 2370 \quad [\text{kW}]$$

con la potenza assorbita dal singolo compressore dell'esempio 8.4, in cui tutti gli altri parametri erano uguali:

$$\left| \dot{L} \right|_{reale} = \dot{m} \cdot \left| \right|_{reale} = 5 \cdot 542,1 = 2710,5 \quad [\text{kW}]$$

si vede che frazionando la compressione si ottiene un risparmio sulla potenza meccanica superiore al 20%.

Se si confronta l'entropia generata nei due casi, compressione frazionata:

$$\dot{S}_{gen} = 1,95 \quad [\text{kW K}^{-1}]$$

compressione singola (calcolata nell'esempio 8.4):

$$\dot{S}_{gen} = 1,06 \quad [\text{kW K}^{-1}]$$

si vede che a compressione frazionata comporta una maggiore generazione entropica. Ciò è in parte dovuto alla presenza dello scambiatore di calore che, cedendo calore all'ambiente esterno, provoca ulteriore generazione entropica oltre a quella imputabile ai compressori.

Volendo quantificare la generazione entropica dello scambiatore, si può valutare quella dei compressori e sottrarla a quella totale:

$$\dot{S}_{gen,C1} = 5 \cdot \left[2,25 \cdot \ln \left(\frac{398,5}{293,15} \right) - R \cdot \ln \left(\frac{12}{4} \right) \right] = 0,61 \quad [\text{kW K}^{-1}]$$

$$\dot{S}_{gen,C1} = 5 \cdot \left[2,25 \cdot \ln \left(\frac{398,5}{293,15} \right) - R \cdot \ln \left(\frac{36}{12} \right) \right] = 0,61 \quad [\text{kW K}^{-1}]$$

$$\dot{S}_{gen,SdC} = \dot{S}_{gen} - \dot{S}_{gen,C1} - \dot{S}_{gen,C1} = 1,95 - 0,61 - 0,61 = 0,73 \quad [\text{kW K}^{-1}]$$

Per ridurre l'entropia generata dallo scambiatore si può pensare di utilizzare il calore di scarto, ad esempio per il riscaldamento di ambienti, anziché scaricarlo nell'ambiente esterno.

[...]

8.4.1

COEFFICIENTE DI JOULE-THOMSON

La laminazione, nota anche come “espansione di Joule-Thomson”, è un processo di grande interesse per molte applicazioni industriali. Per esempio nei cosiddetti processi criogenici utilizzati per liquefare i fluidi che a temperatura e pressione atmosferica sono gas, cioè che si trovano a temperatura superiore alla temperatura critica.

Si pensi di sottoporre al processo di laminazione un gas reale (il cui comportamento non sia modellabile come quello di un gas ideale) partendo dalle condizioni iniziali rappresentate dal punto (1) nel piano (pT) di Figura 8.33.

Lo stato finale del processo per diversi valore della pressione a valle della valvola di laminazione è rappresentato dai punti 2, 3 ecc.

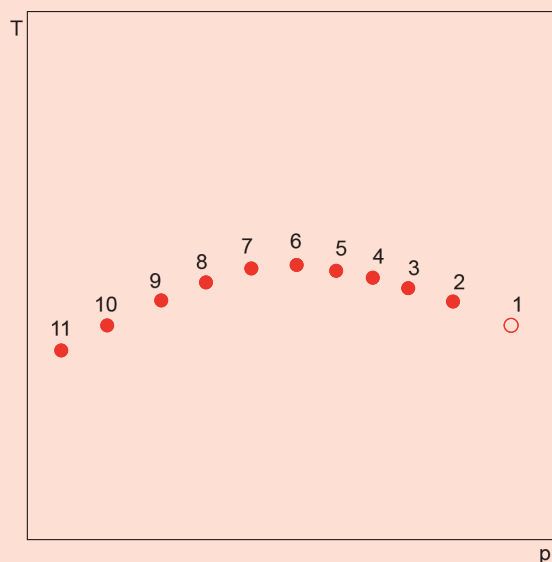


Figura 8.33

Punti rappresentativi dello stato finale dopo una laminazione a partire dal punto (1)

Poiché ogni laminazione è un'isoentalpica tutti i punti rappresentati in Figura 8.33 sono alla stessa entalpia del punto (1).

Unendo tutti i punti si ottiene una curva isoentalpica, anche se è bene chiarire che i punti rappresentati non sono gli stati successivi lungo un processo di laminazione ma il punto di arrivo di diversi processi di laminazione tutti originanti alla condizione del punto (1).

Ripetendo lo stesso esperimento a partire da una diversa condizione iniziale e graficando il risultato su un piano (pT) si ottiene la Figura 8.34.

Poiché la laminazione è un processo intrinsecamente irreversibile non può essere rappresentato su un piano termodinamico. Come precisato più sopra le curve di Figura 8.34 debbono perciò essere viste come luogo dei punti a valle di diversi processi di laminazione tutti originanti alla stessa condizione iniziale (e perciò tutti situati lungo un'isoentalpica).

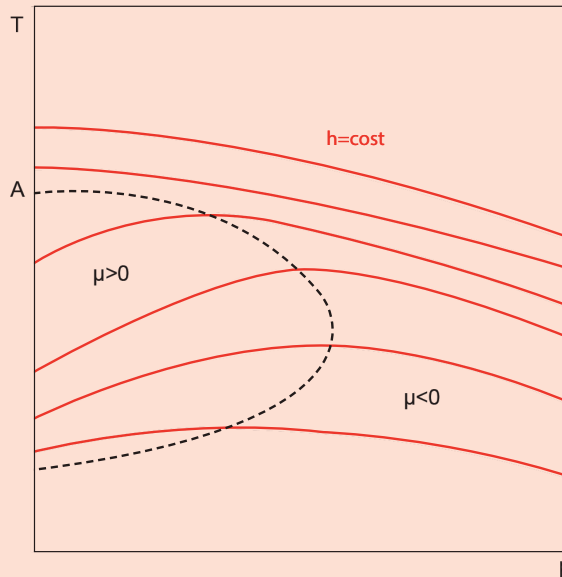
La famiglia di curve rappresenta l'andamento delle isoentalpiche per un gran numero di gas reali nella regione che comprende pressioni elevate e temperatura ambiente.

Si nota che durante la laminazione al gas può accadere di veder aumentare la propria temperatura oppure di vedere diminuire la propria temperatura.

È utile introdurre un nuovo parametro, (μ), che prende il nome di coefficiente di Joule-Thomson ed è definito come:

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h \quad (8.82)$$

Figura 8.34
Andamento delle
isoentalpiche per
un gas reale sul
piano (pT)



I processi criogenici per la liquefazione dei gas basati sulla laminazione debbono operare nella zona in cui ($\mu > 0$) affinché il gas laminato venga raffreddato fino a portarlo a liquefazione. Ciò non sempre è possibile: si vede infatti che quando le temperature sono elevate, quali che siano le pressioni, la laminazione del gas comporta sempre un aumento di temperatura.

È importante conoscere se la laminazione di un gas disponibile a una certa pressione e temperatura darà luogo a un aumento o a una diminuzione di temperatura, perché da ciò dipende il tipo di tecnologia che può essere usata per la liquefazione. A questo fine è necessario determinare il coefficiente di Joule-Thompson del gas in esame per sapere se il gas, a certe condizioni, è al di qua o al di là della curva di inversione.

Per determinare il coefficiente di Joule-Thompson si può partire differenziando l'entropia vista come funzione di temperatura e pressione:

$$s = S(T, p) \quad (8.83)$$

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp \quad (8.84)$$

e sostituendo il risultato ottenuto nella seconda equazione del TdS (eq. 6.3):

$$dh = T \cdot ds + v \cdot dp \quad (6.3)$$

$$dh = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp + v dp \quad (8.85)$$

Ora, ricordando la definizione di calore specifico a pressione costante e la sua manipolazione alla luce della seconda equazione del TdS, nella forma (eq. 6.14):

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \quad (6.14)$$

si può scrivere:

$$dh = c_p dT + \left[T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T + v \right] dp \quad (8.86)$$

e poi, introducendo la quarta equazione di Maxwell (eq. 6.10):

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = - \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T \quad (6.10)$$

si ottiene:

$$dh = c_p dT + \left[-T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + v \right] dp \quad (8.87)$$

che, a entalpia costante ($dh = 0$), diventa:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] \quad (8.88)$$

A questo punto l'espressione del coefficiente di Joule-Thomson diventa:

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] \quad (8.89)$$

Conoscendo le proprietà del gas, e in particolare come varia il volume specifico al variare della temperatura, a pressione costante, si ottiene il coefficiente di Joule-Thomson. È naturalmente necessario disporre di un'affidabile equazione di stato che valuti correttamente le proprietà del gas reale.

Nel caso che il gas reale si comporti come un gas ideale, ($pv = RT$), allora:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p} = \frac{v}{T} \quad (8.90)$$

e quindi:

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = \frac{1}{c_p} \left[T \frac{v}{T} - v \right] = 0 \quad (8.91)$$

cioè, per un gas ideale è sempre ($\mu=0$) e l'isoentalpica è anche isoterma, come si sapeva già.

Per i gas reali, invece, a seconda del valore del coefficiente di Joule-Thomson la laminazione può produrre un aumento come una diminuzione di temperatura. A questo riguardo può essere utile calcolare la **temperatura massima di inversione** ($T_{inv,max}$) (punto (A) nel piano (pT) in Figura 8.34). La conoscenza di questo valore dà un'indicazione immediata di quale processo tecnologico può essere usato per la liquefazione di un gas.

Se:

$$T_{amb} < T_{inv,max} \quad (8.92)$$

una laminazione partendo dalla temperatura ambiente può comportare una diminuzione di temperatura. Se invece:

$$T_{amb} > T_{inv,max} \quad (8.93)$$

una laminazione partendo dalla temperatura ambiente, quale che sia la pressione, comporta sempre un incremento di temperatura. In questo caso, per poter usare la laminazione al fine della liquefazione del gas, bisogna prima raffreddarlo con mezzi esterni fino al di sotto della temperatura massima di inversione.

La temperatura massima di inversione dell'azoto ($T_{inv,max,N_2}=621 \text{ K} > T_{amb}$) è superiore alla temperatura ambiente. Ciò implica che l'azoto compresso può essere raffreddato per laminazione.

La temperatura massima di inversione dell'idrogeno ($T_{inv,max,H_2}=204,6 \text{ K} < T_{amb}$) è inferiore alla temperatura ambiente. Ciò implica che per liquefare l'idrogeno con un processo di laminazione occorre prima raffreddarlo con altri metodi fino a una temperatura inferiore alla sua temperatura massima di inversione.

Tabella 8.1
Temperatura
massima di
inversione per
alcuni gas

gas		temperatura massima di inversione
		[K]
Anidride carbonica	CO ₂	1500
Argon	Ar	723
Azoto	N ₂	621
Aria secca		603
Idrogeno	H ₂	204,6
Elio	He	40