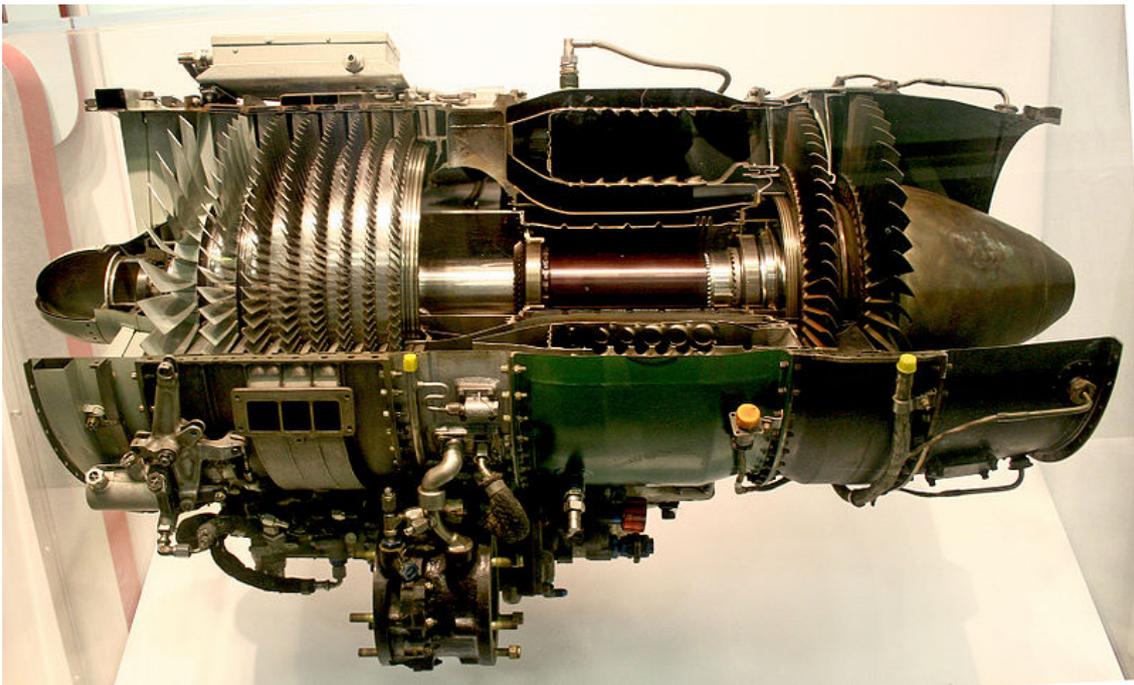




Alfonso Sommacal

# PROPULSIONE AEREA





Alfonso Sommacal

# Propulsione aerea

it.wikibooks.org

2022

Questo testo proviene dal sito  
[https://it.wikibooks.org/wiki/Propulsione\\_aerea](https://it.wikibooks.org/wiki/Propulsione_aerea)  
ed è stato scritto collettivamente dagli utenti di tale sito

*Principale autore:*  
Alfonso Sommacal

*Questa versione del libro è aggiornata al*  
14 marzo 2022

*In copertina:*  
General Electric J85-GE-17A turbojet engine (1970). *Autore:* Sanjay Acharya; *licenza:* CC BY-SA  
3.0, GFDL; *fonte:*  
[https://commons.wikimedia.org/wiki/File:J85\\_ge\\_17a\\_turbojet\\_engine.jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:J85_ge_17a_turbojet_engine.jpg)

**Wikibooks non dà garanzie sulla validità dei suoi contenuti.** Per i dettagli vedi:  
[https://it.wikibooks.org/wiki/Wikibooks:General\\_disclaimer](https://it.wikibooks.org/wiki/Wikibooks:General_disclaimer)

Quest'opera è soggetta alla licenza Creative Commons Attribuzione-Condividi allo stesso modo  
3.0 Unported. Per leggere una copia della licenza visita il sito:  
<https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/deed.it>

---

# Indice

<b>Prefazione</b>	vii
<b>Capitolo 1</b>	<b>1</b>
1.1 Struttura della materia . . . . .	1
1.2 Materia ed energia . . . . .	2
1.3 Struttura dei gas . . . . .	3
1.4 I gas perfetti . . . . .	4
1.5 I gas reali e la viscosità . . . . .	6
1.6 Alcuni risultati importanti della teoria cinetica dei gas . . . . .	7
1.7 La velocità del suono . . . . .	8
1.8 Il numero di Mach . . . . .	10
1.9 L'atmosfera tipo . . . . .	12
<b>Capitolo 2</b>	<b>15</b>
2.1 Azione e reazione . . . . .	15
2.2 Quantità di moto e momento della quantità di moto . . . . .	15
2.3 Esempi significativi . . . . .	17
2.4 Circolazione e quantità di moto . . . . .	20
<b>Capitolo 3</b>	<b>21</b>
3.1 Alcune definizioni importanti . . . . .	21
3.2 I due principi della termodinamica . . . . .	23
3.3 Trasformazioni dei gas . . . . .	24
3.4 Trasformazione a volume costante . . . . .	25
3.5 Trasformazione a pressione costante . . . . .	26
3.6 Entalpia . . . . .	27
3.7 Trasformazione isoterma o a energia interna costante . . . . .	27
3.8 Trasformazione adiabatica-isoentropica . . . . .	28
3.9 Trasformazione politropiche . . . . .	30
3.10 Trasformazione generica . . . . .	31
3.11 Entropia . . . . .	31
3.12 Calori specifici a pressione costante e volume costante . . . . .	33
<b>Capitolo 4</b>	<b>35</b>
4.1 Rendimento termodinamico . . . . .	35
4.2 Cicli Carnot, Otto, Brayton . . . . .	36

4.3	Rendimento termodinamico limite e reale . . . . .	39
4.4	Consumo specifico . . . . .	39
<b>Capitolo 5</b>		<b>41</b>
5.1	Processi di compressione ed espansione nelle macchine alternative . .	41
5.2	Processi di compressione ed espansione nelle macchine rotative . . .	43
5.3	Processi di compressione ed espansione nei condotti . . . . .	44
5.4	Caso generale . . . . .	47
5.5	Entropia ed entalpia . . . . .	48
5.6	Processi adiabatici ed entropia costante ed entalpia costante nei condotti	49
<b>Capitolo 6</b>		<b>51</b>
6.1	Moto dei fluidi nei condotti e velocità di efflusso . . . . .	51
6.2	Condizioni critiche . . . . .	53
6.3	Ugello del Laval-velocità supersoniche . . . . .	54
6.4	Autocompressione isentropica . . . . .	56
6.5	Onde d'urto . . . . .	57
6.6	Onda d'urto normale . . . . .	58
6.7	Autocompressione con urto . . . . .	60
6.8	Effetti della temperatura e probabili limiti della velocità di volo . . .	61
<b>Capitolo 7</b>		<b>63</b>
7.1	Il motore alternativo e compound . . . . .	63
7.2	L'elica . . . . .	65
7.3	Potenza e trazione . . . . .	68
<b>Capitolo 8</b>		<b>71</b>
8.1	Le turbine a gas in generale . . . . .	71
8.2	Impianti senza rigenerazione . . . . .	72
8.3	Impianti con rigenerazione . . . . .	77
8.4	Impianti con combustione supplementare . . . . .	79
8.5	Effetto della temperatura ambiente sulle prestazioni delle turbine . .	79
<b>Capitolo 9</b>		<b>81</b>
9.1	Generalità sui compressori . . . . .	81
9.2	Tipo centrifugo . . . . .	82
9.3	Tipo assiale-Tipo misto . . . . .	86
9.4	Confronto tra i diversi tipi . . . . .	88
9.5	Camera di combustione . . . . .	89
9.6	Generalità sulle turbine . . . . .	91
9.7	Tipi ad azione . . . . .	94
9.8	Tipi a reazione . . . . .	96
9.9	Tipi misti . . . . .	97
<b>Capitolo 10</b>		<b>99</b>
10.1	Turboelica . . . . .	99
10.2	Potenze-Peso-ingombro-consumi . . . . .	100
10.3	Confronto tra motoelica e turboelica . . . . .	100
<b>Capitolo 11</b>		<b>103</b>
11.1	Il turbogetto normale ideale . . . . .	103

11.2 Il turbogetto normale reale . . . . .	107
11.3 Variazioni della spinta con i giri, con la velocità, con la quota . . . .	108
11.4 Spinta e potenza-pesi . . . . .	109
11.5 Turbogetto con aumentatore di spinta meccanico . . . . .	110
11.6 Turbogetto a due flussi . . . . .	110
11.7 Turbogetto, motoelica, turboelica . . . . .	111
<b>Capitolo 12</b>	<b>113</b>
12.1 L'autoreattore . . . . .	113
12.2 L'autoreattore subsonico . . . . .	115
12.3 L'autoreattore supersonico . . . . .	117
12.4 Spinta e meccanismo della spinta-impieghi . . . . .	119
12.5 Il radiatore intubato . . . . .	121
12.6 Il postbruciatore . . . . .	121
12.7 Ciclo di Brayton-Joule . . . . .	122
<b>Capitolo 13</b>	<b>125</b>
13.1 Il pulsoreattore . . . . .	125
<b>Capitolo 14</b>	<b>127</b>
14.1 I razzi . . . . .	127
14.2 Razzi con propellente solido . . . . .	128
14.3 Razzi con propellente liquido . . . . .	129
14.4 Spinta . . . . .	129
14.5 Rendimenti-consumi . . . . .	132
<b>Capitolo 15</b>	<b>135</b>
15.1 Confronto sistemi di propulsione aerea-campi di impiego . . . . .	135
<b>Capitolo 16</b>	<b>139</b>
16.1 Il problema dei materiali . . . . .	139
<b>Elenco delle immagini</b>	<b>143</b>



---

# Prefazione

Il volo è un fenomeno derivante da interazioni tra solidi e gas: interazioni tra ala ed aria, interazioni tra aria e pale dell'elica, interazioni delle pareti fisse e mobili dei reattori con l'aria ed i gas combustibili, ecc.ecc.

Al volo ed alla propulsione aerea così come a qualsiasi fenomeno dell'universo sono legate particolari manifestazioni dell'energia; allo stato attuale della tecnica, per la propulsione si richiede che l'energia potenziale chimica dei combustibili venga trasformata in energia termica; questa a sua volta viene trasformata parzialmente in energia meccanica; l'energia meccanica necessaria serve a vincere la gravità, a conferire all'aeromobile l'energia cinetica richiesta e vincere le resistenze al moto; a sua volta l'energia meccanica viene trasformata da queste resistenze in calore a temperatura ambiente non più utilizzabile con successive trasformazioni in energia meccanica.

Si intuisce come il comportamento dei gas, in particolare dell'aria, debba giocare un ruolo fondamentale nei fatti riguardanti la sustentazione e la propulsione dei mezzi aerei.

In un futuro più o meno lontano sarà forse applicata anche ai velivoli la propulsione mediante energia nucleare prodotta mediante "fissione" dei nuclei di alcuni elementi pesanti (uranio, plutonio, torio, etc.) o mediante trasformazioni nucleari di altra natura; l'utilizzazione di questa energia è prevista per via termica nel senso che essa servirà per riscaldare un fluido, l'aria in particolare, che in queste condizioni è capace di trasformare parte del calore ricevuto in energia meccanica utile per la propulsione.



## 1.1 Struttura della materia

Una sostanza qualsiasi è concepita come un sistema meccanico formato da un numero enorme di particelle: queste sono le molecole.

Ciascuna molecola è formata da uno o più atomi della stessa specie o specie diversa, collegati tra loro da forze di natura elettrica.

L'atomo, secondo le attuali vedute, è costituito da un nucleo e da elettroni (atomi di elettricità) esterni al nucleo; il nucleo è costituito a sua volta, sempre secondo le attuali vedute, da un insieme di neutroni e protoni tra loro associati da forze di "contatto" ancora non bene chiarite; neutroni e protoni hanno quasi la stessa massa mentre l'elettrone ha massa quasi duemila volte più piccola del protone.

Il protone ha una carica elettrica uguale e contraria (positiva) a quella dell'elettrone (negativa); ne viene che in un atomo non ionizzato si hanno protoni ed elettroni in ugual numero. Il numero di protoni del nucleo definisce le caratteristiche chimiche dell'elemento e rappresenta il rango dell'elemento nella scala periodica di Mendeleieff; il numero dei neutroni di un nucleo può variare entro limiti ristretti avendosi così elementi di pari comportamento chimico e diverso peso atomico (isotopi, cioè occupanti lo stesso posto nella successione di Mendeleieff).

Per esempio l'idrogeno pesante è il primo isotopo dell'idrogeno.

Nuclei ed elettroni sono a distanze relative grandissime (in scala atomica s'intende). La materia che ai nostri sensi appare compatta e continua, in realtà è vuota e discontinua.

Un atomo può perdere uno o più elettroni: allora dicesi ionizzato. Alcuni elettroni possono vibrare per cause svariate senza dissociarsi dal nucleo; l'atomo in questo caso assorbe o irradia energia elettromagnetica (raggi visibili, ultravioletti, infrarossi, X, gamma, ecc.). Atomi di uguale o diversa natura possono associarsi per interazione tra gli elettroni esterni ai nuclei; nascono così le molecole dei corpi semplici e composti; la valenza sarebbe quindi un fatto legato alle interazioni degli elettroni dei vari atomi. Si spiegano così le reazioni della chimica.

Se il numero delle cariche del nucleo varia per un motivo qualsiasi cambia la natura fisica dell'elemento; è questa la trasformazione degli elementi, oggetto dello studio della fisica nucleare.

Quello che importa osservare è che tutte queste associazioni dissociazioni di atomi o nuclei si effettuano con assorbimento o emissione di energia.

Atomi o molecole sono sistemi complessi, costituiti di particelle di materia, elettricità, energia.

Nelle trasformazioni nucleari (atomiche) le energie in gioco sono enormemente più grandi che nelle trasformazioni molecolari (si confronti per esempio l'effetto a pari peso di un esplosivo atomico e di uno molecolare).

Nelle usuali trasformazioni chimiche o reazioni chimiche che dir si voglia, non si hanno trasformazioni dei nuclei, cioè degli atomi, ma trasformazioni delle molecole; in altre parole vengono soltanto interessati gli elettroni esterni di ogni atomo.

## 1.2 Materia ed energia

Nello studio dei fenomeni fisici, i concetti di materia ed energia sono fondamentali; in verità non si conosce l'intima essenza della materia e dell'energia; forse non la si conoscerà mai malgrado i meravigliosi sviluppi della fisica.

Una fondamentale conquista della scienza fu la scoperta della legge della conservazione della materia (Lavoisier); seguì la scoperta della legge della conservazione dell'energia (Helmholtz e altri).

Questi due cardini fondamentali di filosofia naturale sembravano distinti seppure interdipendenti. L'indagine dei rapporti tra materia ed energia (raggiante in particolare) condussero alla veduta attuale secondo la quale esiste un solo principio universale, la conservazione simultanea della energia e della materia, meglio della massa e dell'energia (Einstein); massa ed energia sono quindi due aspetti di un'unica realtà fisica; in accordo con i risultati della fisica relativistica si dimostra che esiste un rapporto costante tra massa ed energia; precisamente, indicando con  $\Theta E$  e  $\Theta m$  gli incrementi di energia e di massa si ha:

$$\frac{\Delta E}{\Delta m} = C^2$$

con  $C$  velocità della luce; la fisica relativistica mostra che la velocità della luce è la massima velocità possibile nel mondo fisico; quindi se due masse reagendo emettono energia (per esempio comburente e combustibile) la massa finale risulterà ridotta della quantità

$$\frac{\Delta E}{C^2}$$

viceversa se assorbono energia.

Per esempio circa 16 kg di miscela aria+benzina, nel giusto rapporto stechiometrico, emettono circa 10.000 Cal = 4.270.000 kgm.

La massa quindi verrebbe ridotta di

$$\frac{4.270.000}{(3 \times 10^8)^2} = 4,7 \cdot 10^{-11}$$

e si dovrebbe constatare la perdita di peso di  $4,7 \times 9,81 \times 10^{-11} \text{ kg} = 4,6 \times 10^{-7}$  grammi, cioè 46 milionesimi di grammo su 16 kg di quantità che sfugge a ogni più sensibile controllo sperimentale; nei fatti nucleari però la legge di Einstein è stata sperimentalmente controllata poiché allora i rapporti tra massa ed energia in gioco sono sensibili.

Nei fenomeni della tecnica corrente le deviazioni dalla legge fondamentale sono inapprezzabili e si possono considerare valide separatamente le due leggi della conservazione della massa e della energia.

Usualmente l'energia si definisce come l'attitudine a produrre lavoro meccanico; l'energia può essere di natura diversa: muscolare, meccanica, termica, elettrica,

magnetica, nucleare, elettromagnetica, chimica, molecolare, nucleare, ecc.; tuttavia queste forme possono, con opportuni processi fisici e chimici, mutarsi l'una nell'altra secondo un tasso ben definito quando si usino unità di misura caratteristiche del tipo di energia.

Le trasformazioni usuali più importanti che interessano la tecnica attuale in genere partono dall'energia termica in senso lato che viene trasformata in energia meccanica utile direttamente o con una trasformazione intermedia, elettrica; l'energia meccanica, a sua volta, si trasforma, con vicende più o meno complesse, in energia termica difficilmente riutilizzabile come energia meccanica.

Generalmente le trasformazioni di energia non sono mai complete; parte dell'energia di una specie si trasforma in misura maggiore o minore in forme non desiderate. È possibile però sempre la completa trasformazione di ogni specie di energia in calore.

Il tasso di trasformazione dell'energia termica in meccanica, del calore cioè in lavoro, è chiamato equivalente meccanico del calore; per ogni chilocaloria si hanno 427 kgm circa.

### 1.3 Struttura dei gas

Il gas è un sistema materiale costituito da numerosissime molecole libere guizzanti entro tutto lo spazio del sistema che le racchiude. Le molecole del gas possono essere monoatomiche, biatomiche, triatomiche e in genere poliatomiche.

Monoatomiche sono le molecole dei gas rari (elio, argon, ecc.); biatomiche quelle dei gas idrogeno, ossigeno, azoto, ossido di carbonio, ecc; triatomiche quelle del gas d'acqua, anidride carbonica; a quattro atomi l'ammoniaca, a cinque il metano, ecc.

Spesso il gas è un miscuglio di gas di diversa natura.

Ad alta temperatura le molecole possono dissociarsi; cioè possono ad alta temperatura venire meno i legami tra gli elettroni esterni degli atomi e le molecole ridursi in maggiore o minore percentuale a molecole più semplici o addirittura in atomi.

Nel gas la coesione tra le molecole è praticamente nulla.

Le molecole nel loro moto disordinato si urtano scambievolmente e colpiscono le pareti del recipiente che le racchiude; la pressione del gas è dovuta proprio a questi urti incessanti di tipo elastico con le pareti; dato il grandissimo numero di molecole e la frequenza altissima degli urti, non è possibile avvertire in scala macroscopica la discontinuità intrinseca del fenomeno; così un manometro fornisce un valore fisso e costante della pressione; se il manometro fosse di dimensioni molecolari allora sarebbe possibile mettere in luce il numero discreto degli urti e quindi le fluttuazioni della pressione.

Quando le molecole vengono in collisione tra loro, si scambiano energia cinetica, di traslazione e rotazione (per le molecole poliatomiche) come corpi perfettamente elastici; si tenga ben presente che le molecole hanno dimensioni estremamente piccole rispetto alle distanze che le dividono. La traiettoria di una molecola deve essere dunque pensata come una spezzata irregolare; a ogni vertice corrisponde un urto con altra molecola, urto che modifica la direzione e grandezza della velocità.

È bene avvertire che l'urto delle molecole in realtà non è dovuto a contatto materiale così come avviene per una palla elastica macroscopica che ne urti un'altra; l'incontro di due molecole non è altro che un avvicinamento a brevissima distanza che provoca l'insorgere di azioni elettriche repulsive dovute alle cariche elettriche intrinseche degli atomi.

L'esperienza mostra che un velo sottilissimo di molecole del gas ambiente aderisce fermamente, sempre per azioni elettriche, alle molecole della superficie di un corpo solido: l'urto delle molecole sulle pareti solide è quindi in sostanza un urto tra le molecole del gas aderenti alla superficie solida.

Poiché il numero delle molecole presenti in un definito volume è ingente si può pensare in scala macroscopica il gas costituito da una distribuzione continua di fluido caratterizzato da certi parametri fisici; questa comoda raffigurazione permette di formulare leggi semplici sul comportamento dei gas; queste semplici leggi sono quindi statistiche e valide per stati non estremamente condensati o rarefatti. La verifica sperimentale dell'esistenza degli atomi e delle molecole data da pochi decenni mentre le leggi statistiche di insieme sono di data assai più antica. Va da sé che le leggi macroscopiche statistiche debbono essere giustificate dalle leggi riguardanti il comportamento medio dei singoli costituenti. Partendo da queste considerazioni è possibile definire il comportamento dei gas così detti ideali o perfetti.

## 1.4 I gas perfetti

Perfetti sono detti per definizione i gas caratterizzati dalle seguenti proprietà:

- Possono trasmettere solamente sforzi normali (di pressione) e non possono trasmettere sforzi tangenziali; i gas ideali sono concepiti quindi privi di attrito o viscosità come suol dirsi;
- La pressione per ciascun punto della massa è la stessa in qualsiasi direzione (principio di Pascal);
- sono omogenei e isotropi in ogni punto;
- obbediscono alla legge generale di stato

$$pv = JRT \quad (1)$$

Poiché  $v = 1/(\rho g)$  la precedente espressione può anche essere scritta

$$\frac{p}{\rho} = JgRT \quad (1')$$

- $p$  = pressione
- $\rho$  = densità (massa dell'unità di volume)
- $v$  = volume specifico (volume dell'unità di peso)
- $T$  = temperatura assoluta
- $R$  = costante
- $J$  = equivalente meccanico del calore
- $g$  = accelerazione di gravità

Le dimensioni di  $p$  in unità tecniche sono  $kg/m^2$ , di  $v$ :  $m^3/kg$ , di  $J$ :  $kgm/cal$  di  $T$  (temperatura assoluta):  $K$ . Si ricava per le dimensioni di  $R$

$$\frac{m^3 \text{ kg } \text{ cal } 1}{\text{kg } m^2 \text{ kgm } K} = \frac{\text{cal}}{\text{kg } K}$$

Le dimensioni di  $R$  sono quindi quelle di un calore specifico (calorie divise per  $kg$  e per temperatura); vedremo precisamente che  $R$  è differenza tra due calori specifici detti a volume costante e a volume costante.

L'equazione (1) per  $T$  costante rappresenta la legge di Boyle-Mariotte; per  $v$  o  $p$  costante la legge di Gay-Lussac.

Se del gas sono prese quantità pari all'unità di peso, la  $R$  varia con la natura del gas; se invece sono presi in considerazione pesi pari al peso molecolare cioè proporzionali al peso della singola molecola, la  $R$  è una costante universale, indipendente dalla natura del gas; sia  $B$  questa costante.

Per convincersi che la  $B$  è veramente indipendente, si rammenti la legge di Avogadro "Volumi uguali di gas diversi, nelle stesse condizioni di temperatura e pressione, contengono un numero uguale di molecole". Ne segue che i pesi di uguali volumi sono proporzionali ai rispettivi pesi molecolari.

Se adesso si prendono in considerazione pesi di gas diversi contenenti lo stesso numero di molecole, proporzionali quindi al peso molecolare, se ne conclude che hanno lo stesso volume  $v$ , sempre naturalmente a parità di pressione e temperatura.

Se  $V$  è il volume della kg-mol la legge dei gas va scritta

$$p V = J B T \quad (2)$$

Il volume della kg-mol, per  $T = 273K(0^\circ C)$  e  $p = 10300kg/m^2$ , è uguale a circa  $22,4 m^3$ .

Ne segue:

$$B = \frac{10330 \times 22,4}{427 \times 273} = 1,9864 \frac{Cal}{kg - mol \times K}$$

$B$  ha le dimensioni di un calore specifico riferito al peso della kg-molecola.

Generalmente nei calcoli tecnici ci si riferisce all'unità di peso del gas e non al peso della kg-mol: cioè si usa applicare la (1) e non la (2). Dividendo la (2) per la (1) si ha:

$$\frac{V}{v} = \frac{B}{R}$$

Ma  $V/v$ , rapporto tra volume della kg-mol e volume della unità di peso, è niente altro che il peso molecolare  $M$  (peso della kg-molecola); ne segue che il prodotto di  $R$  per  $M$  è costante per ogni gas. Quindi:

$$R = \frac{B}{M}$$

La (1) può scriversi quindi:

$$p v = J \frac{B}{M} T = J \frac{1,9864}{M} T$$

Alcuni dati:

- Per l'aria  $M = 28,96kg$ ; l'aria è un miscuglio di gas diversi, in prevalenza ossigeno e azoto.
- Per l'azoto (molecola biatomica), poiché il peso atomico è 14,  $M = 28kg$ .
- Per l'ossigeno (molecola biatomica) poiché il peso atomico è 16  $M=32 kg$ .
- Per l'ottano  $C_8H_{18} = 8 \times 12 + 18 \times 1,008 = 114,14kg$ .

È facile quindi calcolare il peso della kg-mol, noti i pesi atomici dei costituenti la molecola è facile calcolare il peso molecolare dei miscugli note le percentuali dei componenti.

## 1.5 I gas reali e la viscosità

La legge  $p v = J R T$  è tanto più verificata quanto più il gas è lontano dalle condizioni critiche, cioè quanto più alta è la temperatura e moderata la pressione; per i valori che questi parametri assumono nelle macchine termiche la legge di Boyle-Mariotte rappresenta una eccellente approssimazione così come mostrano i risultati sperimentali.

Se invece il gas si trova sotto alte pressioni o basse temperature, cioè se il gas si trova in uno stato *condensato*, il volume proprio delle molecole (covolume) incomincia ad avere un valore sensibile rispetto al volume del recipiente e le forze di coesione, nulle per il gas perfetto, incominciano ad avere influenza apprezzabile.

Partendo da queste considerazioni Van der Waals arrivò alla celebre equazione che porta il suo nome:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = J R T \quad (3)$$

$a$  è una costante che rappresenta l'effetto della coesione che risulta inversamente proporzionale al quadrato del volume:  $b$  è un'altra costante che permette di tenere conto dell'effetto del volume proprio delle molecole. Queste costanti sono precisate sperimentalmente per ogni gas; evidentemente per  $v$  molto grande, cioè per moderate pressioni,

$$\frac{a}{v^2}$$

tende a zero,  $b$  diviene trascurabile rispetto a  $v$  e l'equazione di Van der Waals viene a coincidere con quella limite  $p v = J R T$  dei gas perfetti.

L'equazione (3) non viene di regola impiegata nello studio delle macchine termiche che interessano la tecnica della locomozione terrestre, marittima e aerea; essa però ha molta importanza per le macchine frigorifere, di liquefazione dei gas, e per tutti i processi che presentano stati condensati del gas.

Il gas ideale è concepito privo di attrito interno, di viscosità; in realtà i gas sono dotati di viscosità, viscosità che si manifesta quando strati di gas a contatto posseggono velocità relative; per convincersi di questo, si rammenti che un gas è formato con molecole in continua agitazione con velocità distribuite secondo la legge del caso; quando due strati a contatto hanno velocità globali relative diverse, si ha scambio di molecole tra essi proprio per effetto dell'agitazione intrinseca; lo strato a velocità maggiore riceve molecole con velocità più piccole e viceversa; ne nasce per questo fatto un frenamento reciproco con conseguente dissipazione della loro energia meccanica che viene trasformata in calore.

Maxwell definì viscosità lo sforzo tangenziale  $\tau$  per unità di superficie che si esercitò tra due piani a distanza unitaria con differenza di velocità unitaria; naturalmente lo spazio tra i due piani è pieno di gas. La viscosità usa indicarsi col simbolo  $\mu$ ; le sue dimensioni scaturiscono dalla definizione stessa; in unità forza ( $f$ ), lunghezza (1), tempo ( $t$ ): per le dimensioni di  $\mu$  si ha:

$$\frac{f}{l^2} \times l \times \frac{t}{l} = \frac{f \times t}{l^2}$$

La viscosità dei gas cresce con la temperatura poiché cresce la velocità propria di agitazione delle molecole; quella dei liquidi diminuisce. Nelle trattazioni scientifiche e tecniche compare spesso la cosiddetta viscosità cinematica, rapporto tra viscosità assoluta  $\mu$  e densità  $\rho$ ; questo rapporto

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

gioca un ruolo importantissimo nei fatti fluidodinamici.

## 1.6 Alcuni risultati importanti della teoria cinetica dei gas

La teoria della materia allo stato gassoso è più facile a concepirsi e a svilupparsi per la mancanza delle forze di coesione imponenti negli altri stati condensati, liquidi e solidi.

Maxwell per primo edificò la teoria cinetica, completata poi da altri illustri fisici (Boltzmann, Van der Waals, Lorenz, ecc.); la teoria cinetica fu il primo passo verso l'atomismo.

Come già detto, le molecole hanno moti di traslazione, di rotazione attorno al proprio centro di gravità e inoltre moti *interni* tra le varie particelle costituenti ciascuna molecola e atomi.

Quando un gas racchiuso in un recipiente è mantenuto a temperatura costante assume uno stato permanente macroscopicamente uniforme; a prima vista sembrerebbe impossibile poter determinare la distribuzione della velocità delle molecole ma non è così; Maxwell trovò la legge di distribuzione delle velocità; questa legge è statistica, cioè non riguardante l'individuo ma percentuali sulla totalità presente.

Data la natura di queste note non si entra in sviluppi o dettagli ma si riportano alcuni risultati.

L'energia cinetica di traslazione di una molecola è

$$\frac{1}{2}mv^2$$

se  $m$  è la massa e  $v$  la velocità in atto; l'energia cinetica della massa del gas è data dalla somma delle energie delle singole molecole; questa somma può essere pensata uguale a

$$\frac{1}{2}Mv_{rms}^2$$

con  $M$  massa del gas e  $v_{rms}$  Velocità quadratica media.

La pressione del gas, come già detto, è dovuta al bombardamento delle pareti da parte delle molecole; la teoria cinetica mostra che la pressione  $p$  è data dalla

$$p = \frac{1}{3}\rho v_{rms}^2$$

con  $\rho$  densità del gas e  $v_{rms}$ , velocità quadratica media, avanti definita.

D'altro canto la legge dei gas perfetti riferita alla  $kg/mol$  è  $pV = JBT$  come mostrato; sostituendo per  $p$  il valore precedente, si trova

$$\frac{1}{3}\rho v_{rms}^2 V = JBT$$

ma  $\rho V$  è la massa  $M/g$  della  $kg/mol$ ; ne segue la relazione:

$$\frac{mv_{rms}^2}{2g} = \frac{3}{2}JBT$$

L'energia cinetica di traslazione propria delle molecole costituenti la  $kg/mol$ , alla stessa temperatura, è uguale per tutti i gas: a  $0^\circ C$  questa energia è circa  $346.000 kgm/(kg/mol)$  però non è utilizzabile dato il moto disordinato delle molecole.

Se si indica con  $N$  il numero delle molecole della  $kg/mol$  ( $N$  è il numero di Avogadro), l'energia cinetica media di una molecola vale

$$\frac{mv_{rms}^2}{2} = \left(\frac{3}{2} J \frac{B}{N}\right) T$$

$B/N$  è detta costante di Boltzmann.

Poiché la quantità in parentesi è uguale per ogni gas, se ne deduce che la temperatura assoluta del gas è proporzionale alla energia cinetica media delle molecole; è questa la famosa interpretazione cinetica della temperatura del gas.

Il numero  $N$  è circa  $6,0210 \times 10^{23}$  per  $kg/mol$ .

## 1.7 La velocità del suono

Tutti gli aggregati materiali sono elastici; non esistono corpi perfettamente rigidi in natura.

Una qualsiasi perturbazione di piccola intensità si propaga in seno alla materia con una certa velocità che dipende dalla densità e dalle caratteristiche elastiche del materiale. Si dimostra in Meccanica che la velocità di propagazione delle perturbazioni di piccola ampiezza dipende dalla densità  $\rho$  e dal modulo di elasticità longitudinale  $E$  secondo la formula:

$$V_s = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

Il modulo di elasticità longitudinale è il rapporto tra lo sforzo unitario di trazione o compressione e la relativa deformazione (allungamento o accorciamento percentuale);  $E$  si misura quindi in  $kg/m^2$ . Per i liquidi e i gas il modulo di elasticità ha senso fisico solamente per la compressione.

Per l'acqua, per esempio,  $E = 212.000.000 kg/m^2$ ;

$$\rho = \frac{1000 kg \times s^2}{9,81 m^4}$$

quindi

$$V_s = \sqrt{\frac{212 \times 9,81 \times 10^6}{1000}} = 1440 \frac{m}{s}$$

Questa è la velocità di propagazione delle piccole perturbazioni nell'acqua; se la perturbazione ha la frequenza compresa tra quelle udibili,  $V_s$  è niente altro che la velocità di propagazione del suono nell'acqua.  $V_s$  è però sempre la velocità del suono anche per le frequenze non udibili (infrasuoni e ultrasuoni).

Per l'acciaio  $E = 20.000.000.000 kg/m^2$

$$\rho = \frac{7700 kg \times s^2}{9,81 m^4}$$

quindi

$$V_s = \sqrt{\frac{20 \times 9,81 \times 10^9}{7700}} = 5100 \frac{m}{s}$$

La velocità del suono è tanto più alta quanto più è rigido e leggero il corpo; per i corpi perfettamente rigidi la velocità sarebbe infinita.

Dal punto di vista fisico le molecole a contatto con la sorgente perturbatrice trasmettono la perturbazione con oscillazioni attorno alla loro posizione di equilibrio; si ha quindi un susseguirsi di compressioni e dilatazioni di debole intensità che viaggiano in seno al corpo proprio con la velocità  $V_s$ .

I gas sono caratterizzati da una grande compressibilità e, come si è visto, il loro stato fisico dipende da due dei tre parametri  $p, v, T$ . Quando la perturbazione si manifesta in seno al gas, si hanno variazioni non solo di  $p$  e  $v$ , ma anche di  $T$ ; il fenomeno non è dunque isotermico come a prima vista potrebbe sembrare; esso è invece un fatto fisico senza apporto o perdita di calore, è senza degradazione interna di energia; è isentropico come suol dirsi, cioè senza variazione di entropia; su questo significato sarà discusso nei capitoli seguenti.

Il modulo di elasticità per i gas può essere ricavato con le seguenti considerazioni; si supponga di avere un cilindro pieno di gas a pressione  $p$  con un pistone a tenuta, mobile a una estremità; spostando il pistone nel senso di aumentare il volume di una piccola corsa  $dl$  nel senso di aumentare il volume del gas la pressione diminuisce, cioè subirà l'incremento  $-dp$ . Se è la lunghezza del cilindro di volume  $v$  si ha per la definizione stessa di  $E$ :

$$E = -\frac{dp}{\frac{dl}{l}} = -\frac{dp}{\frac{dv}{v}} = -v \frac{dp}{dv}$$

La legge della trasformazione isoentropica, come si vedrà avanti, è data dalla  $pv^k = cost$  con  $k$  costante, differenziando si ha

$$v^k dp + kp v^{k-1} dv = 0$$

cioè

$$\frac{dp}{dv} = -k \frac{p}{v}$$

Il modulo di elasticità per i gas è allora

$$E = kp$$

la costante  $k$  è il rapporto tra il calore specifico a pressione costante e quello a volume costante. La velocità del suono nei gas diviene esplicitamente:

$$V_s = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} = \sqrt{gkp v}$$

Tenuta presente la legge di stato (1) si trova in funzione di  $T$

$$V_s = \sqrt{jgkRT} = \sqrt{Jgk \frac{B}{M} T} \quad (6)$$

Sempre dall'equazione isoentropica, nella forma  $p\rho^{-k} = cost$ , differenziando si ottiene,

$$\frac{dp}{d\rho} = k \frac{p}{\rho} = V_s^2$$

da queste si ricava inoltre:

$$k = \frac{\frac{dp}{p}}{\frac{-dv}{v}} = \frac{d \log p}{d \log v}$$

La (6) mostra che la velocità del suono nei gas dipende dalla natura del gas (costanti  $k$  e  $R$ ) e dalla radice quadrata della temperatura assoluta.

Per esempio, per l'aria  $k = 1,4$  e  $R = 1,985/28,5(\text{cal}/(\text{kg} \times \text{K}))$  si ha la nota formula

$$V_s = 20,02\sqrt{T} \text{ m/sec}$$

1. a 273 K;  $V_s \cong 340 \text{ m/s} \cong 1200 \text{ km/h}$
2. a  $-55^\circ \text{C} = 218 \text{ K}$  (stratosfera),  $V_s \cong 300 \text{ m/s} \cong 1080 \text{ km/h}$ .

Dal confronto dell'espressione (4) o (5) con la (6) si deduce

$$V_s = \sqrt{\frac{k}{3}} v_{rms} \quad (7)$$

La velocità del suono è proporzionale secondo la costante  $\sqrt{\frac{k}{3}}$  alla velocità quadratica media  $v_{rms}$  del caos molecolare; per l'aria (miscuglio biatomico) si trova, a  $0^\circ \text{C}$ ,  $v_{rms} = 490 \text{ m/s}$ ,  $k=1,4$ : poiché  $\sqrt{\frac{1,4}{3}} = 0,685$ ,  $V_s = 340 \text{ m/s}$  come già visto.

Resta confermato quindi che la velocità di propagazione delle perturbazioni di piccola ampiezza in seno a un gas sono legate allo stato di agitazione delle molecole e quindi alla radice quadrata della temperatura assoluta.

## 1.8 Il numero di Mach

Per definizione si chiama numero di **Mach** e lo si indica con  $M$  il rapporto tra la velocità relativa di un corpo in un gas e la velocità del suono nello stesso gas nelle condizioni di stato non perturbate dalla presenza del corpo stesso.

Mach fu un ufficiale austriaco di artiglieria che per primo mise nella dovuta luce l'importanza che ha la velocità del suono sulla resistenza aerodinamica dei proiettili.

Il numero di Mach riveste una importanza fondamentale nella formulazione concettuale e analitica dei fatti dell'aerodinamica, della gasdinamica, della balistica e in genere di tutti i fenomeni di interazione tra solidi e gas in moto relativo.

Se  $M < 1$  le velocità sono dette subsoniche; se  $M > 1$ , supersoniche.

Risulta quindi:

$$M^2 = \frac{V^2}{v_s^2} = \frac{V^2}{JgkRT} \quad (8)$$

Si è visto che, secondo la teoria cinetica dei gas, la temperatura assoluta è una misura della energia cinetica posseduta dalle molecole nel loro moto disordinato; precisamente se  $v_{rms}$  è la velocità media quadratica, si ha (formula 7)

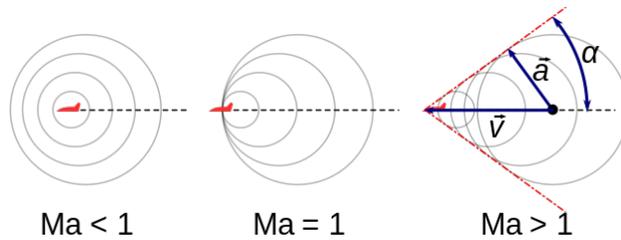
$$v_s = \sqrt{\frac{k}{3}} v_{rms}$$

quindi

$$M^2 = \frac{3}{k} \frac{V^2}{v_{rms}^2} \quad (8')$$

Il numero di Mach ha quindi una interpretazione fisica ben precisa; il quadrato di esso è proporzionale al rapporto tra l'energia cinetica di traslazione delle molecole, corrispondente alla velocità  $V$  di insieme, e l'energia cinetica intrinseca, dovuta al loro moto disordinato, al caos molecolare. Da notare che nelle formulazioni analitiche  $M$  entra sempre al quadrato, così come si vedrà.

Supponiamo di avere una sorgente sonora in seno a un gas.



Se la sorgente si muove con velocità  $V$  la perturbazione sonora avanza con la velocità  $v_s - V$ : le onde di propagazione mostrano l'andamento tracciato nella figura  $M < 1$ .

Quando  $V = v_s$ , cioè  $M = 1$ , l'andamento è segnato nella figura  $M = 1$ .

Se  $V > v_s$  la perturbazione è tutta contenuta entro il cono d'involuppo delle sfere di perturbazione che crescono di raggio proporzionalmente al tempo Fig(M>1) contato a partire dall'istante di formazione.

Entro il cono si ha rumore, fuori silenzio; l'apertura del cono diminuisce col crescere della velocità di traslazione della sorgente; per  $V = v_s$  (fig.M=1) il cono degenera in un piano normale alla direzione di  $V$  e il suono rimane contenuto nel semispazio interessato.

Questo cono è chiamato **Cono di Mach**. Se  $\alpha$  è la metà dell'angolo di aperture, si vede che

$$\text{sen } \alpha = \frac{v_s}{V} = \frac{1}{M}$$

Vi è analogia tra le onde superficiali di un liquido e le onde spaziali in seno a un gas. Non si confonda il Cono di Mach col cono delle onde d'urto.

Il numero di Mach avanti definito si riferisce alla velocità relativa non perturbata dalla presenza del corpo; la presenza del corpo di dimensioni finite ha l'effetto di incrementare (in senso vettoriale) la velocità dei vari filetti fluidi e gli incrementi sono più sensibili nelle vicinanze del corpo. Si avranno in certi punti del contorno dell'ostacolo aumenti locali della velocità rispetto alla  $V$  di traslazione, per esempio sul dorso delle ali, lungo il contorno di corpi affusolati, ecc.; la velocità del filetto fluido che lambisce la superficie aumenta mentre la temperatura diminuisce per effetto dell'espansione; se ne conclude che al crescere di  $V$  già con corrente subsonica si raggiungerà localmente la velocità del suono.

Si definisce  $N^\circ$  di Mach locale,  $Mach_{loc}$ , il rapporto tra la velocità locale del suono per le condizioni del gas nel posto considerato. Si avrà quindi in certi posti  $M_{loc} > 1$  mentre  $M$  è ancora  $< 1$ . La velocità  $V$  di traslazione del corpo, alla quale corrisponde

per una certa incidenza per la prima volta in un posto qualsiasi  $M_{loc} = 1$ , è detta velocità critica.

## 1.9 L'atmosfera tipo

Le condizioni di temperatura, pressione, umidità, ecc. variano irregolarmente durante la giornata e con le stagioni.

Allo scopo di rendere confrontabili le prove, le esperienze, le caratteristiche di volo degli aeromobili e dei gruppi propulsori, ecc. è stata definita una atmosfera tipo, riconosciuta internazionalmente; questa atmosfera il più vicino possibile ai valori medi delle nostre latitudini è definita come segue:

1. accelerazione di gravità invariabile con la quota uguale a  $9,80665m/s^2$
2. aria asciutta a quota zero:  $T = 288K(15^\circ C)$ ,  $p = 760mmHg$ ,  $\rho = 0,125kgs^2/m^3$
3. da quota **zero** a 11.000 m., la temperatura diminuisce gradualmente in ragione di  $6,5^\circ C$  ogni 1000 m.

Con queste condizioni si ha fino a 11.000 m, con  $Z$  altezza in metri (atmosfera politropica):

$$\begin{aligned}\frac{\rho_z}{\rho_0} &= (1 - 0,00002257Z)^{4,257} \\ \frac{p_z}{p_0} &= (1 - 0,00002257Z)^{5,527} \\ t_z &= 15 - 0,0065Z\end{aligned}$$

Da quota 11.000 a 20.000 metri la temperatura si assume costante (atmosfera isoterma);  $t = -55^\circ C$ . Con questa condizione si trova (con log. decimali)

$$\begin{aligned}\log \frac{\rho_z}{\rho_{11.000}} &= \log \frac{p_z}{p_{11.000}} = -\frac{Z - 11.000}{14.600} \\ \frac{\rho_z}{\rho_{11.000}} &= \frac{p_z}{p_{11.000}} = e^{-\frac{Z - 11.000}{6320}}\end{aligned}$$

Le formule precedenti servono a costruire la tabella dell'aria tipo sino a 20.000 metri. Tutti i calcoli concreti vengono fatti impiegando queste tabelle e tutte le caratteristiche di volo vengono fornite in aria tipo.

Si riportano alcuni dati concreti per la pressione, la densità e le temperature effettive e relative.

H (metri)	$p$ ( $\frac{kg}{m^2}$ )	$\frac{p}{p_0}$	$\rho$ ( $\frac{kg s^2}{m^4}$ )	$\frac{\rho}{\rho_0}$	T (K)	$\frac{T}{T_0}$
0	10332	1,000	0,125	1,000	288,0	1,000
1000	9120	0,887	0,113	0,907	281,5	0,977
2000	8080	0,785	0,103	0,821	275,0	0,955
3000	7100	0,692	0,093	0,742	268,5	0,932
4000	6250	0,608	0,084	0,670	262,0	0,909
5000	5500	0,533	0,075	0,600	255,5	0,887
6000	4800	0,466	0,067	0,538	249,0	0,864
8000	3610	0,351	0,054	0,429	236,0	0,819
10000	2675	0,260	0,042	0,337	223,0	0,774
15000	1220	0,119	0,02	0,158	218,0	0,756
20000	556	0,054	0,009	0,072	218,0	0,756

---

Fonte del testo: [https://it.wikibooks.org/w/index.php?title=Propulsione\\_aerea/Capitolo\\_I%C2%B0&oldid=423946](https://it.wikibooks.org/w/index.php?title=Propulsione_aerea/Capitolo_I%C2%B0&oldid=423946)

[//it.wikibooks.org/w/index.php?title=Propulsione\\_aerea/Capitolo\\_I%C2%B0&oldid=423946](https://it.wikibooks.org/w/index.php?title=Propulsione_aerea/Capitolo_I%C2%B0&oldid=423946)



## 2.1 Azione e reazione

Il 3° principio della Meccanica afferma che ad ogni azione corrisponde una reazione uguale e contraria; cioè le forze che si esercitano tra due parti di un sistema sono sempre uguali e dirette in senso contrario. Azione e reazione sono sostantivi scambiabili tra loro dal punto di vista della meccanica: la scelta dell'uno e dell'altro è un atto soggettivo nei confronti del fenomeno considerato; per esempio un gas racchiuso entro un recipiente agisce sulle pareti, queste reagiscono a loro volta sul gas; dal punto di vista della meccanica si può dire che le pareti agiscono sul gas e che questo reagisce sulle pareti. Il fatto non cambia se il recipiente è aperto, come per esempio nei razzi e nei reattori, o anche se addirittura si tratta delle mutue azioni di una massa gassosa e di un corpo immerso in esso, come per esempio avviene per un'ala in moto entro un gas; le azioni e le reazioni, nei casi considerati, si esercitano tramite lo stesso sistema di pressioni agenti sulle superfici che delimitano le due parti.

Il 3° principio domina tutti i fenomeni fisici dell'universo; dai più semplici e banali dell'esperienza di ogni giorno ai più grandiosi, interessanti i fatti astronomici.

## 2.2 Quantità di moto e momento della quantità di moto

Si rammenti il teorema generale della dinamica: la derivata rispetto al tempo del risultante della quantità di moto di un insieme di masse è uguale al risultante delle forze esterne agenti sull'insieme stesso.

Per definizione quantità di moto di una massa  $m$  è il vettore  $m\vec{V}$ .

Per un corpo di massa  $m$  si ha allora la notissima

$$\frac{d(m\vec{V})}{dt} = m \frac{d\vec{V}}{dt} = m \vec{a} = \vec{F}$$

con  $a$  accelerazione (vettore) risultante di quella tangenziale

$$\frac{d\vec{V}}{dt}$$

e di quella normale o centripeta

$$\frac{V^2}{R}$$

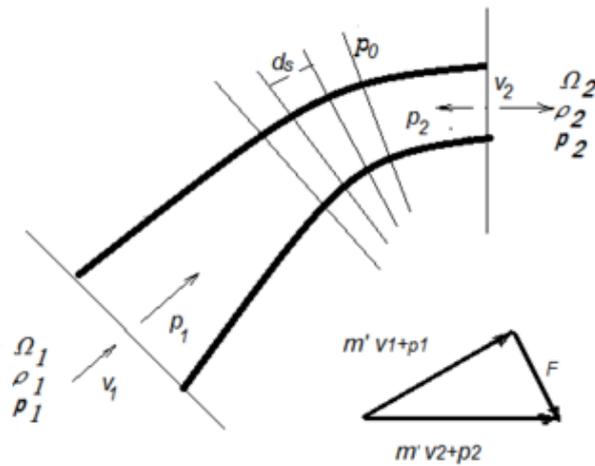
$R$  raggio di curvatura in atto della traiettoria del **c.g.** della massa  $m$ ; il vettore  $F$ , risultante delle forze esterne agenti sul corpo, è l'azione; la reazione  $R_e = -F$  agisce sull'altra parte del sistema considerato.

A chiarimento si possono portare gli esempi del sistema cannone-proiettile e della fionda oltre quelli già accennati del gas e del recipiente. Nel primo sistema, composto del proiettile e del cannone ove si trascuri la piccola massa della carica, all'atto dello sparo il proiettile è spinto dalla forza  $F$  risultante delle pressioni dovute ai gas della carica agenti sul fondo; il cannone è spinto per verso opposto dalla forza  $F = -F$  dovuta alle stesse pressioni del gas agenti sul fondo della canna. Nella fionda la forza  $F$  è quella centripeta dovuta al filo di vincolo; la  $R_e = -F$  è la reazione agente sulla mano attraverso lo stesso filo.

Per quanto detto può scambiarsi  $R_e$  con  $F$ .

Il teorema della quantità di moto è anche valido, naturalmente, per masse fluide in moto; necessità però una formulazione adeguata.

Allo scopo si consideri un tubicino di flusso, la superficie che delimita il tubicino può essere fluida, cioè definita dai filetti fluidi di contorno, o rigida (fig.2).



Supposto il moto permanente (cioè invariabile nel tempo il vettore  $V$ , ma variabile da posto a posto) la portata che attraversa una sezione generica è costante e vale  $\rho\Omega V$ ;  $\rho$ ,  $\Omega$ ,  $V$  sono la densità, l'area della sezione e la velocità nel posto considerato.

Si supponga il tubicino decomposto in elementi tramite piani normali alla direzione della velocità locale e si consideri la massa di un generico elemento, delimitato da due piani molto vicini. Se  $d_s = V dt$  è l'altezza media dell'elemento di base  $\Omega$  si ha  $dm = \rho\Omega V dt$ :

$$\dot{m} = \rho\Omega V$$

è la portata massica. Le forze agenti sull'elemento, supposto isolato, provengono dalle pressioni distribuite su tutta la superficie che delimita l'elemento e dalla gravità. Supposta trascurabile la forza di gravità rispetto alle pressioni, conviene distinguere tra le forze dovute alle pressioni trasmesse dalle pareti del tubo di flusso e quelle dovute alle masse contigue del fluido dello stesso tubicino.

Sia  $d\vec{F}$  il risultante delle prime e  $(\vec{P}+d\vec{P})-\vec{P}$  il risultante delle seconde, differenza vettoriale delle forze agenti sulle due facce; il teorema fondamentale della dinamica  $F = ma$  permette di scrivere

$$\dot{m}d\vec{V} = d\vec{F} - d\vec{P}$$

Per ogni elemento può scriversi una relazione analoga; facendo la somma vettoriale (al limite l'integrale) si ottiene in termini finiti

$$\dot{m}(\vec{V}_2 - \vec{V}_1) = \vec{F} - (\vec{P}_2 - \vec{P}_1)$$

od ancora

$$\vec{F} = (\dot{m}\vec{V}_2 + P_2) - (\dot{m}\vec{V}_1 + \vec{P}_1)$$

formula fondamentale della dinamica dei fluidi e della quale sarà fatto ampio impiego.

Pochè i vettori  $\vec{V}$  e  $\vec{P}$  sono paralleli, dalla composizione vettoriale segnata in fig.2 si ottiene la loro differenza  $\vec{F}$ , cioè l'azione che le pareti del condotto esercitano sul fluido. Il vettore  $\vec{R} = -\vec{F}$  è la reazione del condotto esercitata dal fluido.

Se  $p_1$  e  $p_2$  sono le pressioni del fluido nelle sezioni 1 e 2 e se con  $p_0$  si indica la pressione ambiente si ha

$$P_1 = (p_1 - p_0)\Omega_1, \quad P_2 = (p_2 - p_0)\Omega_2$$

la pressione  $p_0$  può essere eventualmente nulla. Se il fluido alle estremità del condotto ha la pressione uguale a quella ambiente,

$$\vec{F} = (\vec{V}_2 - \vec{V}_1). \quad (10')$$

Per condotto ad asse rettilineo le differenze vettoriali divengono differenze algebriche.

Se il fluido esce da un serbatoio, poiché la velocità iniziale  $V_1$  è pressochè nulla,

$$F = \dot{m}V_2 + P_2 = \dot{m}V_2 + (p_e - p_0)\Omega_e \quad (10'')$$

con  $V_e$  velocità di efflusso,  $p_e$  pressione nella sezione  $\Omega_e$  di efflusso.

Entro il condotto possono esistere dispositivi meccanici o termici che impartiscono al fluido energia (un'elica per esempio), energia che viene comunicata mediante incrementi di pressioni evidentemente.

In tal caso la  $\vec{F}$  è l'azione totale proveniente dalle pareti del condotto e dalle superficie del dispositivo meccanico o termico.

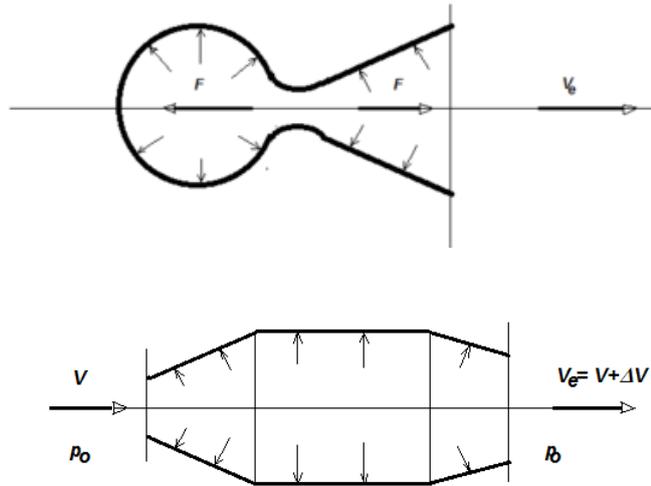
Un corpo in generale è assoggettato oltre che ad una forza ad un aumento; le considerazioni precedenti possono essere estese per calcolare il momento delle azioni rispetto ad un asse e si hanno momenti dovuti alle quantità di moto e momenti dovuti alle forze  $P$ .

## 2.3 Esempi significativi

In seguito sarà fatto esteso impiego dei concetti esposti avanti.

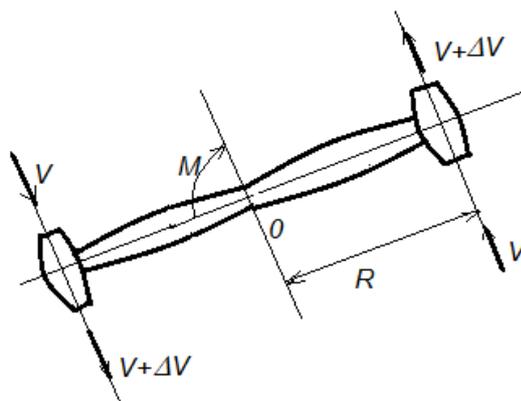
Per una migliore comprensione immediata si ritiene opportuno riportare alcuni esempi significativi per la fluidodinamica.

Si considerino il recipiente di fig.3 munito di ugello di riflusso (schema del razzo) ed il condotto ad asse rettilineo aperto alle estremità (schema dell'autoreattore) fig.4.



Il fluido esercita sulle pareti interne pressioni sostanzialmente normali alla superficie; le componenti normali all'asse sono in equilibrio, cioè non ammettono risultante normale all'asse, mentre le componenti assiali, non equilibrate, imprimono la spinta al corpo. Per calcolarla necessiterebbe fare l'integrazione delle componenti assiali delle forze elementari dovute alle pressioni; però non vi è necessità di operazione, concettualmente semplice anche se effettivamente noiosa, perché il teorema delle quantità di moto ci permette l'immediata valutazione della spinta. Nel primo caso  $m'V_e$ . Nel secondo  $m'(V_e - V) = m'\Theta V$ ; l'incremento  $\Theta V$  è dovuto come vedremo all'apporto di calore; si sono ammesse nulle le forze  $P_1$  e  $P_2$ . Se per ipotesi l'espansione non è completa, cioè non arriva sino alla pressione  $p_0$  necessita aggiungere il contributo delle pressioni; al contrario accade se l'espansione è fatta avvenire al disotto del valore  $p_0$ .

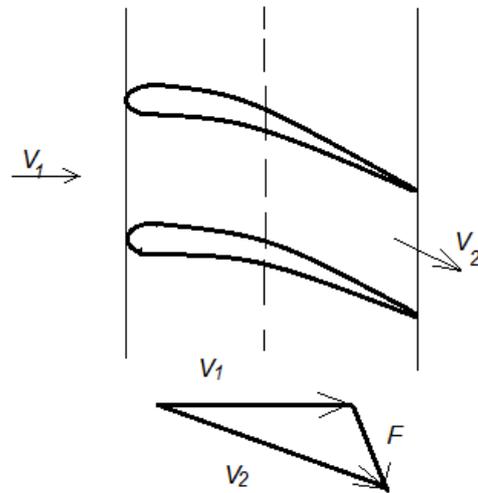
Si consideri per esempio il sistema formato dalle due pale di un rotore di elicottero azionato mediante due autorettili (fig.5).



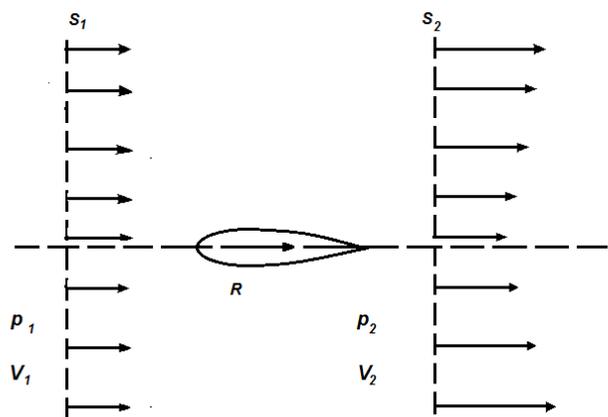
Se  $\Omega$  è la sezione di imbocco di un reattore,  $\rho$  la densità,  $V = \omega R$  la velocità periferica, la coppia per il teorema del momento della quantità di moto è

$$M = 2 m' \Delta V R = 2 \rho \Omega \omega R^2 \Delta V$$

Altro esempio è costituito dal vasno tra due palette di una turbina (fig.6).



Altro esempio significativo è fornito da un corpo resistente immerso in una corrente (fig.7): per esempio un'ala.



Si prendano due piani di riferimento  $S_1$  ed  $S_2$ .

Se  $dm'/dS$  è il flusso locale si ha, per l'azione del fluido,

$$\int_{S_2} \left( \frac{dm'}{dS_2} V_2 + P_2 \right) dS - \int_{S_1} \left( \frac{dm'}{dS_1} V_1 + P_1 \right) dS$$

Il vettore  $R = -F$  è la resistenza del corpo. Se i piani di riferimento  $S_1$  ed  $S_2$  sono sufficientemente lontani dal corpo allora  $P_1 \cong P_2$  ed

$$\int_S \frac{dm'}{dS} (V_2 - V_1) dS$$

Basta misurare sperimentalmente le differenze  $(V_2 - V_1)$  con manometri per risalire alla resistenza che è dovuta al frenamento della corrente a causa della viscosità del fluido.

## 2.4 Circolazione e quantità di moto

Altro esempio caratteristico che richiede un'impostazione particolare è quello della portanza. Si consideri una corrente indefinita traslatoria di velocità uniforme  $V$ .

Se questa corrente investe un corpo (un'ala per esempio di allungamento infinito), i filetti fluidi, rettilinei e paralleli in assenza del corpo, vengono deformati ed in ogni punto la velocità  $V$  viene incrementata vettorialmente (fig.8).

È noto che per un'ala in assetto portante si verificano aumenti della velocità dalla parte del dorso, diminuzione dalla parte del ventre. La presenza dell'ostacolo ha quindi l'effetto di far variare la quantità di moto di ogni particella fluida. Si intuisce che, a norma del teorema della quantità di moto, deve esercitarsi sulla corrente un'azione cui deve corrispondere una reazione uguale e contraria; questa reazione è la portante  $P$  dell'ala. Poiché le velocità variano da punto a punto entro il campo aerodinamico, sarebbe praticamente inabborabile il calcolo dell'azione nel modo consueto. L'aerodinamica teorica coi suoi metodi però ci mostra che la portanza  $P$  per unità di apertura dell'ala può facilmente esprimersi con la formula:

$$P = \rho V I$$

con  $\rho$  e  $V$ , densità e velocità del fluido non disturbato; il simbolo  $I$  è la cosiddetta circuitazione o circolazione della velocità data da

$$\int \vec{V} \, d\vec{s}$$

cioè dell'integrale, esteso a tutta una qualsiasi linea chiusa racchiudente l'ostacolo, del prodotto scalare del vettore velocità locale e del vettore  $d\vec{s}$ ;

$$\vec{V} \, d\vec{s} = V \, ds \, \cos \alpha$$

è il prodotto scalare delle due quantità. Il vettore  $P$  è perpendicolare alla direzione della corrente che investe l'ala.

La semplice formula precedente, detta di Kutta-Joukowski è in fondo un aspetto particolare del teorema della quantità di moto valido per il fatto fisico esaminato; la quantità  $I$  ha infatti le dimensioni di una portata massica per unità di apertura alare.

La portanza è dovuta in concreto al risultante delle pressioni agenti sulla superficie dell'ala; la reazione di tutta la massa d'aria, uguale ed opposta alla portanza, è dovuta all'effetto della distribuzione delle pressioni (di verso contrario a quelle dell'ala) sulla superficie ideale fluida di confine dell'aria con l'ala.

Maggiori chiarimenti sul comportamento dell'ala di apertura infinita e finita sono dati negli studi di Aerodinamica.

### 3.1 Alcune definizioni importanti

**Termostato** - un sistema capace di cedere o assorbire calore senza mutare la propria temperatura.

**Termodinamica** - è quel ramo delle scienze fisiche che tratta dei rapporti tra calore, lavoro e proprietà dei sistemi materiali interessati.

**Sistema** - è un insieme di materia, in senso generale, racchiuso entro definiti limiti o confini.

**Pressione** - è la forza esercitata da un sistema sulla unità di superficie; quando la pressione varia da punto a punto questa è definita come rapporto tra la forza elementare che si esercita su una superficie elementare e la superficie elementare stessa. Per simbolo si usa la lettera  $p$ .

**Peso specifico-densità** - è il peso dell'unità di volume; densità è la massa dell'unità di volume. Se si indica con  $\gamma$  il peso specifico e con  $\rho$  la densità, si ha

$$\gamma = g \rho$$

essendo  $g$  l'accelerazione di gravità.

Le dimensioni di  $\gamma$  sono  $fl^{-3}$ ; quelle di  $g$ ,  $lt^{-2}$ , ne viene che le dimensioni di  $\rho$  sono  $fl^{-4}t^2$ .

Quando la materia non è distribuita uniformemente, peso specifico o densità sono definiti come rapporto tra il peso o la massa del volume elementare considerato e il volume elementare stesso.

**Volume specifico** - è il volume dell'unità di peso; esso è indicato con  $v$  e ha le dimensioni

$$\frac{l^3}{F}$$

Il volume specifico è l'inverso dell'unità di peso e si ha sempre  $\gamma v = 1$ . Certe volte si considera pure il volume dell'unità di massa.

$$\frac{1}{\rho} = \frac{g}{\gamma} = g v$$

Il volume dell'unità di massa è  $g$  volte quello dell'unità di peso.

**Lavoro** - in generale, si chiama (per definizione) lavoro  $L$  di una forza (di modulo e direzione costanti), il cui punto di applicazione si sposti, il prodotto scalare della forza stessa  $F$  per lo spostamento  $S$  del suo punto di applicazione.

**Energia cinetica** - è il semiprodotto della massa di un corpo per il quadrato della velocità.

$$\frac{1}{2}V^2$$

dimensioni  $f \times l$ . L'energia cinetica equivale al lavoro.

**Potenza** - è il lavoro prodotto o assorbito da un sistema nella unità di tempo. Dimensioni  $f \times l \times t^{-1}$ . Unità pratica il cavallo

$$C.V. = 75 \frac{kgm}{s}$$

**Temperatura** - stato fisico caratteristico di un sistema materiale. Vi sono diversi sistemi di misura: il centesimale in gradi Celsius, il sistema Réamur, il Fahrenheit dei paesi anglosassoni: gradi  $F$ . Il sistema assoluto misurato in kelvin  $K$ .

Se  $t$  è la misura in gradi Celsius e  $F$  in gradi Fahrenheit si ha  $^{\circ}C = 0,555(F - 32)$ . Tra gradi Celsius e kelvin si ha  $K = 273 + C$ .

Si è visto il risultato della teoria cinetica dei gas che accosta il concetto di temperatura assoluta a quello di energia cinetica delle molecole.

**Calore** - è una delle tante forme dell'energia. Sono occorsi secoli all'umanità per riuscire a distinguere tra calore e temperatura.

Unità di misura è la caloria, quantità di calore necessaria per elevare da  $14,5^{\circ}C$  a  $15,5^{\circ}C$  un chilogrammo di acqua pura a pressione costante.

Gli anglosassoni usano come unità la B.T.U. uguale a 0,252 calorie.

Una caloria equivale a **427 kgm**.

**Calore specifico** - è il numero di calorie necessarie per elevare di un grado Celsius la temperatura di un chilogrammo di una definita sostanza sotto due condizioni. Il calore specifico varia di regola con la temperatura; in questo caso esso è definito come rapporto tra le calorie per l'aumento infinitesimo di temperatura e l'aumento infinitesimo dello stesso.

Simbolo  $C$ , dimensioni

$$\frac{Cal}{kg K}$$

Se viene tolto calore, la quantità di calore, sottratto nell'abbassamento di un grado in 1 kg della sostanza è chiamata frigoria.

La caloria è niente altro che il calore specifico dell'acqua tra  $14,4^{\circ}C$  e  $15,5^{\circ}C$ .

**Stato** - stato di un sistema è l'insieme delle condizioni e posizioni di esso definite attraverso la proprietà del sistema stesso; quando esse mutano si ha un cambiamento di stato.

**Proprietà** - sono definite dalle caratteristiche osservabili di ogni sistema; due stati di un sistema sono uguali, meglio identici, se le proprietà osservabili sono tutte identiche.

**Trasformazione** - quando un sistema passa da uno stato di equilibrio a un altro, si dice che avviene una trasformazione termodinamica: si distingue tra trasformazioni reversibili, ovvero quelle trasformazioni che consentono di essere ripercorse in senso inverso (si ritorna precisamente al punto di partenza, ripercorrendo all'indietro gli stessi passi dell'andata), e trasformazioni irreversibili, ovvero quelle trasformazioni che, se ripercorse all'indietro, non faranno ritornare al punto iniziale, ma a uno diverso. Perché una trasformazione sia reversibile è necessario che essa avvenga abbastanza lentamente da permettere al sistema di termalizzare (il sistema deve passare attraverso infiniti stati di equilibrio termodinamico). Le trasformazioni termodinamiche possono essere anche dei seguenti tipi:

- Isobare, se la pressione si mantiene costante;
- Isocore, se il volume si mantiene costante (e il lavoro scambiato tra sistema ed esterno è dunque nullo);
- Isoterme, se la temperatura si mantiene costante;
- Adiabatiche, se il calore totale scambiato è nullo;
- Isoentropiche, o adiabatiche reversibili, se la variazione di entropia è nulla.

**Ciclo** - una trasformazione che ha lo stato finale uguale a quello iniziale, si chiama ciclo.

$E$  - modulo di elasticità longitudinale. Rapporto tra lo sforzo unitario a trazione o compressione e relativa deformazione. Per i liquidi e i gas è significativo solo la compressione.

**Portata massica** - la portata massica si indica con  $\dot{m}$  e indica la massa che scorre attraverso una superficie  $A$  nell'unità di tempo e nel Sistema Internazionale si misura in  $kg/s$  (l'apostrofo indica una grandezza riferita all'unità di tempo). La portata massica è quindi data da

$$\dot{m} = \rho AV$$

dove  $V$  è una velocità media in direzione normale a una superficie  $A$  e  $\rho$  una densità.

## 3.2 I due principi della termodinamica

La termodinamica come già detto, è quel ramo delle scienze fisiche che studia i rapporti tra calore, lavoro meccanico e proprietà dei sistemi materiali interessati nei processi relativi.

La termodinamica si erge su due principi fondamentali di natura sperimentale ovviamente.

**1° principio** - Il primo principio è in sostanza un aspetto particolare del principio generale di conservazione e trasformazione delle varie specie di energie; calore e lavoro meccanico sono equivalenti.

Se come unità di misura del calore si assume la **caloria** e come unità di misura del lavoro meccanico si assume il **kilogrammetro**, l'esperienza mostra che una caloria equivale a **427 kilogrammetri**. Se con  $Q$  si indica il calore trasformato in lavoro meccanico  $L$ , si ha

$$J Q = L$$

con  $J$  equivalente meccanico del calore = 427 cal/kgm.

Nella dizione lavoro meccanico rientra ovviamente l'aspetto particolare dell'energia cinetica.

Il primo principio venne intuito dal medico tedesco R. Mayer nel 1842 e confermato sperimentalmente dall'inglese Joule, fabbricante di birra, che per primo determinò il valore di  $J$ .

Ci vollero quasi 200 anni, da Galileo a Newton, per arrivare alla formulazione del primo principio ed è interessante constatare che questo è dovuto a uomini che non erano fisici di professione.

Altra interessante constatazione è che nel 1842 la macchina termica a vapore era già entrata nell'industria e che la locomotiva era già adulta. Spesso l'esperienza e l'intuizione precedono le formulazioni concettuali nei vari campi delle scienze.

**2° principio** - Il secondo principio afferma che da un sistema materiale o da più sistemi materiali la cui temperatura sia uguale in ogni punto non si può ricavare alcun lavoro meccanico per via termica.

Si ammette quindi che il sistema non possa fornire lavoro tramite altra trasformazione (chimica, elettrica, ecc.).

Equivalente a questa constatazione sperimentale è il postulato di Clausius: il calore non può passare spontaneamente da un sistema a temperatura inferiore a un sistema a temperatura superiore senza che si manifestino cambiamenti permanenti in altri sistemi sia per riguardo alla natura sia per riguardo alla configurazione; viceversa il calore passa spontaneamente da alta a bassa temperatura.

Il calore per passare da bassa ad alta temperatura necessita di una spesa di lavoro esterno quando non si hanno alterazioni della natura dei sistemi (esempio le macchine frigorifere).

Necessita quindi un salto di temperatura perché possa verificarsi la trasformazione di calore in lavoro.

Ne segue inoltre che non tutto il calore di un sistema può trasformarsi in lavoro meccanico, dovendo per necessità di cose essere resa non trasformata, a temperatura inferiore, una parte del calore disponibile.

Il rendimento termodinamico di un motore termico quindi non potrà mai essere uguale all'unità; vale la pena sottolineare che questo fatto non è dovuto a imperfezioni della macchina ma a una impossibilità fisica; anche con una macchina idealmente perfetta la trasformazione totale del calore in lavoro non è possibile. Viceversa è sempre possibile trasformare tutto il lavoro in calore.

### 3.3 Trasformazioni dei gas

Quando un sistema, un gas in particolare, varia nei suoi parametri fisici, si dice che percorre una trasformazione.

Per un gas perfetto i parametri fisici sono la pressione, il volume specifico e la temperatura; di questi tre parametri due sono indipendenti, cioè possono essere variati arbitrariamente, il terzo è invece determinato dai primi due tramite l'equazione di stato  $p v = J R T$  sempre valida.

Nelle trasformazioni dei gas bisogna porre particolare cura nella definizione del sistema e dei confini di esso, per esempio la trasformazione può avvenire entro un recipiente chiuso ovvero con parete mobile, può avvenire entro un condotto chiuso o aperto a un estremo o a tutti e due e così via; *questa definizione delle modalità del sistema è quindi di capitale importanza per evitare dubbi e per non incorrere, come spesso si nota, in equivoci ed errori concettuali.*

Si è detto che lo stato del gas perfetto è definito quando sono noti almeno due dei parametri  $p$ ,  $v$ ,  $T$ , il terzo rimanendo definito dalla legge di stato.

Ora i parametri di stato  $p$ ,  $v$ ,  $T$  nelle trasformazioni in ambiente chiuso si ammettono uniformi in ogni punto e in ogni direzione in accordo con la concezione dei gas perfetti che sono considerati omogenei, isotropi e in equilibrio entro il sistema.

In queste condizioni nessuna trasformazione potrebbe avvenire perché è necessario che per la trasformazione si manifestino perturbazioni cioè rotture di equilibrio, che poi si propagano all'intera massa interessata sino al raggiungimento del nuovo stato finale del gas.

Le trasformazioni termodinamiche allora sono pensate come composte di una successione di infiniti stati di infinite perturbazioni infinitesime percorse con velocità

molto piccola in maniera da ritenere i parametri del fluido uguali sempre in ogni punto.

Queste trasformazioni sono dette limiti, in realtà quindi non esistono, però data la natura speciale del gas, le trasformazioni reali sono abbastanza vicine a quelle limiti: le piccole perturbazioni si propagano con la velocità del suono.

In molti casi è necessario considerare la invertibilità delle trasformazioni; invertibili sono le trasformazioni che esattamente riproducono al contrario una certa trasformazione. In realtà queste trasformazioni non possono esistere. Sono invertibili solamente le trasformazioni limiti.

Ciò premesso la trasformazione può avvenire dentro un ambiente a volume invariabile o variabile. Esempio di ambiente a volume invariabile è il caso di una bombola, di un cilindro con pistone bloccato, ecc.; del secondo un cilindro con pistone mobile, un recipiente chiuso ma deformabile, ecc.

Tutti questi casi sono caratterizzati dal fatto che il gas non possiede energia cinetica apprezzabile rispetto ai confini del sistema così come invece accade per i condotti aperti.

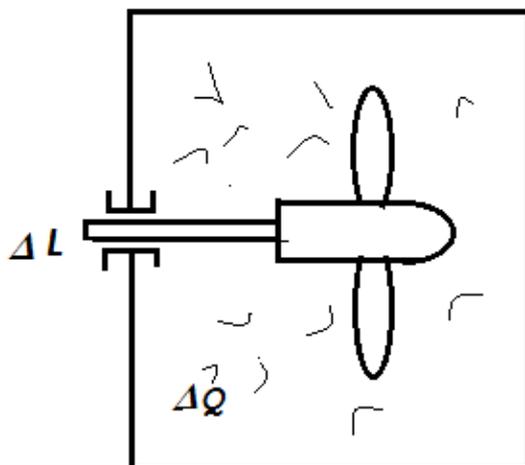
Tra tutte le trasformazioni pensabili alcune presentano particolare importanza concettuale e pratica.

Nelle considerazioni seguenti ci si riferirà sempre alla unità di peso del gas.

### 3.4 Trasformazione a volume costante

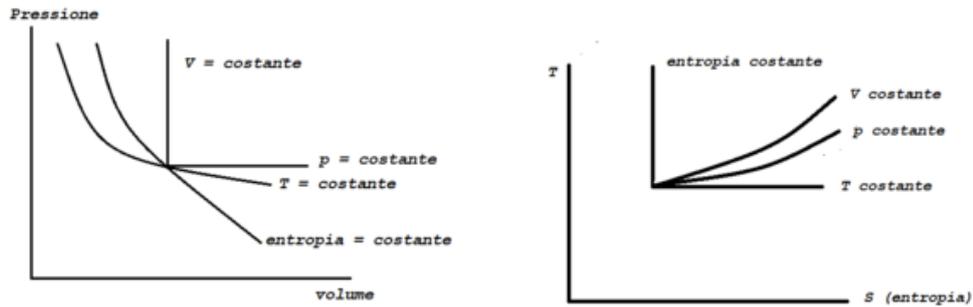
Detta anche isometrica o isocora è definita dalla condizione  $V = \text{costante}$  o il che è lo stesso da  $dV = 0$ .

Al gas sia fornito in un modo qualsiasi il calore elementare  $dQ$  e il lavoro esterno  $dL$  per esempio mediante un dispositivo a palette così come indicato nella fig. 9. Il sistema quindi può assorbire lavoro esterno nel modo anzidetto e non cederne.



Il calore e il lavoro fornito in questo caso servono a incrementare l'energia interna del gas  $u$ , cioè ad aumentare l'energia delle molecole. Per la conservazione dell'energia si ha la relazione fondamentale:

$$J dQ + dL = J du$$



Se viene fornito solamente calore, come di regola avviene

$$dQ = du$$

Ma per la stessa definizione di calore specifico si ha  $dQ = C_v dT$  con  $C_v$  calore specifico del gas a volume costante e  $dT$  incremento della temperatura del gas; quindi

$$C_v dT = du$$

Si ha il risultato importante che l'incremento di energia interna di un gas è dato da  $C_v dT$ .

Normalmente viene fornito solamente calore; allora per una trasformazione finita

$$Q = C_v(T_2 - T_1)$$

con  $T_1$  e  $T_2$  temperatura iniziale e finale.

La pressione del gas aumenta con la temperatura; tramite l'equazione di stato si ricava:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

Sul piano  $p, v$ , la trasformazione a volume costante è rappresentata da un segmento parallelo all'asse delle pressioni, sul piano temperature assolute  $T$ , entropia  $S$ , da una certa linea (figg. 10-11) del piano  $T, S$ ; del piano  $T, S$  si dirà in seguito.

L'energia interna è una funzione di stato.

### 3.5 Trasformazione a pressione costante

Detta anche isobarica o isobara. Definita dalla condizione  $p = \text{costante}$ , cioè  $dp = 0$ .

Trascuriamo il caso di lavoro fornito nel modo precedente, facilmente trattabile, ma di scarso valore pratico; la unità di peso del gas è racchiusa per esempio entro un cilindro con pistone sul quale insiste la forza esterna contrastante  $P = \Omega p$  con  $\Omega$  area del pistone e  $p$  pressione del gas; a mano a mano che il calore viene fornito il gas si riscalda e si espande vincendo la forza  $P$  del pistone; viene allora ceduto all'esterno il lavoro  $dL = P dx$ , se  $dx$  è lo spostamento elementare del pistone; poiché  $P = \Omega p$ ,  $dL = p \Omega dx$ : ma  $\Omega dx$  è niente altro che l'incremento del volume specifico  $dv$ . per il bilancio dell'energia si ha

$$J dQ = J du + dL = J du + p dv \quad (13)$$

cioè il calore fornito serve ad aumentare l'energia interna e a compiere lavoro esterno.

Dall'equazione di stato si ricava  $pdv = JRdT$ ; poiché  $C_v dT = du$  e dato che, per definizione stessa,  $dQ = C_p dT$  con  $C_p$  calore specifico a pressione costante, si trova

$$dQ = C_p dT = C_v dT + R dT$$

cioè

$$C_p - C_v = R \quad (14)$$

relazione importantissima che lega i due calori specifici e la costante del gas che quindi viene ad avere, come spesso preannunciato, il significato di un calore specifico. Risulta  $C_p > C_v$  come era da attendersi.

Posto  $k = C_p \div C_v$  ne viene

$$C_p = \frac{k}{k-1} R \quad C_v = \frac{1}{k-1} R \quad (15)$$

Il calore fornito vale  $Q = C_p(T_2 - T_1)$ ; il lavoro esterno  $L = p(v_2 - v_1)$ ; poiché  $pv_1 = RT_1$  e  $pv_2 = RT_2$  il lavoro esterno può essere espresso anche dalla

$$L = J R(T_2 - T_1) = J(C_p - C_v)(T_2 - T_1).$$

Sul piano  $p, v$  la trasformazione è rappresentata da un segmento parallelo all'asse delle  $v$ ; sul piano  $T, S$  da una linea che ha una pendenza meno accentuata di quella a  $v = \text{costante}$  (figg. 10-11).

### 3.6 Entalpia

Sotto l'ipotesi  $p$  costante si ha, come visto,  $JRdT = pdv$ . Questa stessa può scriversi  $JRdT = d(pv)$  poiché  $p$  costante; si ha allora

$$J dQ = J C_p dT = J C_v dT + d(pV) = J[C_v dT + \frac{d(pV)}{J}] = J di \quad (16)$$

La quantità fisica  $C_v dT + d(pv)/J$  è il differenziale di una grandezza fisica, di stato, chiamata entalpia (enthalpos) o contenuto termico o calore totale. Dalle precedenti risulta:

$$di = C_p dT.$$

Nelle trasformazioni a volume costante l'incremento di entalpia è uguale al calore fornito.

L'entalpia è somma dell'energia interna e del lavoro delle pressioni ai confini mobili del sistema. Essa è quindi una funzione di stato al pari dell'energia interna.

### 3.7 Trasformazione isoterma o a energia interna costante

Definita dalla condizione  $T = \text{costante}$ ,  $dT = 0$  ovvero, poiché  $du = C_v dT$ ,  $du = 0$ .

Dall'equazione di stato  $pv = JRT$  si ricava per l'equazione dell'isoterma (Boyle-Mariotte)



$$p v = \text{cost.} \quad (17)$$

Sul piano  $pv$ , questa è una iperbole equilatera, che ha gli assi asintoti; sul piano  $T, S$ , la trasformazione è rappresentata da un segmento parallelo alle ascisse.

Poiché la trasformazione è a  $T$  costante non vi è variazione dell'energia interna  $du = C_v dT$ ; tutto il calore fornito serve a compiere il lavoro esterno

$$J dQ - dL = 0$$

Il lavoro prodotto è dato da

$$J Q = L = \int_1^2 p dv$$

conviene calcolarlo in funzione delle variabili  $p$  e  $v$

$$J Q = L = \int_1^2 p dv = J R T \int_1^2 \frac{dv}{v} = J R T \log_e \frac{v_2}{v_1} = J R T \log_e \frac{p_1}{p_2}. \quad (18)$$

Per realizzare realmente una trasformazione a  $T$  costante, necessita mettere il gas a contatto di una sorgente di grande capacità termica (termostato): se la capacità è molto grande la temperatura dell'insieme non viene variata dalla cessione o assorbimento di calore; questa condizione mostra come e quanto sia in realtà difficile, per non dire impossibile, la realizzazione pratica di questa particolare trasformazione che esigerebbe tra l'altro le pareti del recipiente perfettamente permeabili al calore e un tempo molto lungo per poter avere la temperatura uguale in ogni punto.

### 3.8 Trasformazione adiabatica-isoentropica

È definita dalla condizione  $dQ = 0$  in ogni punto del sistema; se non vi è scambio di calore con l'esterno, cioè  $dQ = 0$  solo ai confini del sistema, la trasformazione è adiabatica; ma la trasformazione che si vuole studiare esige che sia anche  $dQ = 0$  per ogni punto del gas; questa condizione più restrittiva definisce la trasformazione cosiddetta isoentropica o a entropia costante, detta anche adiabatica reversibile. Vi è quindi differenza concettuale tra le due trasformazioni che spesso vengono confuse tra loro.

Siccome non vi è apporto alcuno di energia dall'esterno,  $dQ = 0$  per ipotesi, deve essere

$$J dQ = J C_v dT + p dv = 0$$

Ma  $p dv = dL$ ; si ha quindi

$$dL = p dv = -J C_v dT \quad (19)$$

cioè il lavoro ceduto all'esterno per una trasformazione isoentropica è dato dalla diminuzione di energia interna del gas e viceversa

$$L = -J C_v (T_2 - T_1) = J C_v (T_1 - T_2)$$

non poteva essere altrimenti.

Nelle trasformazioni con  $dQ = 0$  se il gas si espande si raffredda, se viene compresso aumenta di temperatura.

Con quale legge variano  $p, v, T$  in questa trasformazione? Si ha innanzitutto, come già visto:

$$J C_v dT = -p dv$$

cioè una relazione tra  $T, p, v$ .

Poiché vige sempre la  $pv = JRT$  si ha una seconda relazione tra gli stessi parametri; differenziando e ricordando che

$$R = C_p - C_v$$

si ottiene

$$p dv + v dp = J(C_p - C_v)dT$$

che deve coesistere con la precedente.

Eliminando la temperatura tra queste due equazioni, si ottiene una relazione tra le due rimanenti variabili  $p$  e  $v$ ; posto

$$k = \frac{C_p}{C_v}$$

si ottiene

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0$$

Integrando

$$\ln v^k + \ln p = \text{costante}$$

cioè

$$\ln(p v^k) = \text{costante}$$

quindi tra due stati **1** e **2** passando dai logaritmi ai numeri

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k = \text{costante} \quad (20)$$

equazione dell'adiabatica-isoentropica; dal confronto di essa con l'equazione di stato si ricavano altre forme della stessa equazione:

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

Queste nuove relazioni permettono di esprimere il lavoro durante la trasformazione adiabatica-isoentropica sotto altra forma:

$$\begin{aligned} L &= J C_v (T_1 - T_2) = J \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \\ &= \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}\right] \end{aligned}$$

Sul piano  $p, v$ , l'isoentropica-adiabatica è una curva definita dalla (20); sul piano  $T, S$ , è un segmento parallelo alle ordinate.

### 3.9 Trasformazione politropiche

Le trasformazioni precedenti sono comode trasformazioni che difficilmente possono riscontrarsi nella realtà: in particolare le adiabatiche e ancor più le isoterme per la loro stessa natura.

Molte trasformazioni che hanno luogo nelle reali macchine possono approssimarsi mediante politropiche, definite dalla

$$p V^n = \text{costante} \quad (21)$$

con  $n$  esponente della politropica.

È agevole innanzitutto vedere che le trasformazioni già esaminate sono politropiche caratterizzate da un definito esponente di particolare valore.

Infatti per

1.  $n = \infty$  si ha  $v = \text{costante}$ , analoga alla trasformazione a volume costante
2.  $n = 0$  si ha  $p = \text{costante}$ , analoga alla trasformazione a pressione costante
3.  $n = 1$  si ha  $pv = \text{costante}$ , analoga alla trasformazione isoterma
4.  $n = k$  si ha  $pv^k = \text{costante}$ , analoga alla trasformazione adiabatica-isoentropica.

Attesa l'analogia di struttura tra la formula della politropica e quella dell'adiabatica tutte le formule trovate per questa ultima trattazione sono valide a patto di porre  $n$  al posto di  $k$ , tranne la  $L = JC_v(T_1 - T_2)$  che esprime il lavoro esterno come differenza di energie interne. Infatti per la politropica vi sono scambi di calore; cioè  $dQ \neq 0$  sia all'interno sia all'esterno.

È facile dimostrare che la politropica è una trasformazione che si svolge a calore specifico costante  $C_n$ .

Infatti se  $dQ = C_n dT$  è il calore in gioco, per la conservazione dell'energia, deve essere  $JC_n dT = JC_v dT + pdv$ ; eliminando tra l'equazione di stato  $pV = JRT$  e l'equazione della politropica  $pv^n = \text{cost.}$  la variabile  $p$  si ottiene la relazione

$$v^{n-1} T = \text{cost.}$$

e, differenziando si trova

$$dv = -\frac{v}{n-1} \frac{dT}{T}$$

moltiplicando ambo i membri per  $p$  si ottiene

$$p dv = -\frac{J R}{n-1} dT$$

Eliminando  $pdv$  tra quest'ultima e quella dell'energia si trova

$$C_n = C_v \frac{n-k}{n-1}$$

per

1.  $n = \infty$  (trasformazione a volume costante) si ha  $C_n = C_v$
2.  $n = 0$  (trasformazione a pressione costante) si ha  $C_n = C_p$
3.  $n = 1$  (trasformazione a temperatura costante) si ha  $C_n = \infty$
4.  $n = k$  (trasformazione adiabatica-isoentropica) si ha  $C_n = 0$ .

Si è visto che il lavoro meccanico elementare è  $p dv$ ; sul piano  $p, v$  l'espressione  $p dv$  è l'area del rettangolo infinitesimo di altezza  $p$  e base  $dv$ ; il lavoro totale lungo una trasformazione è dato dalla somma di questi rettangolini ed è evidentemente rappresentato dall'area del rettangoloide tra la linea di trasformazione e l'asse delle  $v$ .

### 3.10 Trasformazione generica

Nelle considerazioni precedenti sono state esaminate alcune particolari trasformazioni; di regola queste sono sufficienti per la soluzione di quasi tutti i problemi della termodinamica applicata.

Non vi è però difficoltà alcuna, almeno concettuale, per lo studio di una qualsiasi trasformazione definita da una certa relazione che nel caso più generale è funzione delle quattro variabili  $p, v, T, Q$ ; la relazione può essere data in termini finiti o differenziali. Per i casi particolari studiati avanti, questa relazione era data rispettivamente da  $v = \text{cost.}$ ,  $p = \text{cost.}$ ,  $T = \text{cost.}$ ,  $J dQ = J C_v dT + p dv = 0$ ,  $p v^n = \text{cost.}$

Assieme a queste equazioni, che potremo chiamare di condizione, sussistono sempre le altre due

$$\begin{aligned} J dQ &= J C_v dT + p dv && \text{(conservazione dell'energia)} \\ p v &= J R T && \text{(equazione di stato)} \end{aligned}$$

Si hanno in totale quindi tre equazioni tra le quattro variabili  $p, v, T, Q$ ; l'eliminazione di due variabili porta a una relazione in termini finiti o differenziali tra le rimanenti due permettendo così la risoluzione del problema.

### 3.11 Entropia

Se  $dQ$  è il calore scambiato in un modo qualsiasi sappiamo che vige la relazione

$$J dQ = J C_v dT + p dv$$

dividendo questa espressione per la temperatura  $T$  a cui è stato scambiato si ha

$$J \frac{dQ}{T} = J C_v \frac{dT}{T} + \frac{p dv}{T}$$

la quantità  $ds = dQ/T$  è il differenziale dell'entropia  $S$ ; per una trasformazione reversibile, poiché  $p dv + v dp = J(C_p - C_v)dT$ , si ha

$$ds = \frac{dQ}{T} = C_p \frac{dT}{T} - \frac{1}{J} v \frac{dp}{T}$$

Ricavando dall'equazione di stato  $p v = J R T$  il rapporto

$$\frac{v}{J T} = \frac{R}{p}$$

si ha

$$ds = C_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}$$

Integrando tra gli stati **1** e **2**, si trova

$$s_2 - s_1 = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (22)$$

Vi è una trasformazione caratterizzata dal fatto di avere l'entropia costante? Cioè dal fatto che  $s_2 = s_1$ ? La condizione è data ovviamente, ricordando le proprietà dei logaritmi e che  $R = C_p - C_v$ , da

$$\ln \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{C_p} = \ln (p_2 - p_1)^{C_p - C_v}$$

e passando ai numeri

$$\left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{C_p} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{C_p - C_v}$$

poiché

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}$$

si trova

$$p_2 v_2^k = p_1 v_1^k = \text{cost}$$

equazione dell'adiabatica-isoentropica già trovata per altra via.

Appare chiaro ora perché la trasformazione con  $dQ = 0$  è stata chiamata isoentropica oltre che adiabatica.

L'entropia è una funzione di stato al pari dell'energia interna e dell'entalpia.

Molto si potrebbe dire sull'entropia.

Ci si limiterà qui a sottolineare che nelle trasformazioni con  $dQ = 0$ , cioè senza scambi deliberati di calore tra punto e punto, come già detto, l'entropia dovrebbe rimanere costante; questo avverrebbe per gas perfetti con trasformazioni limiti invertibili. In realtà per le azioni di viscosità, vortici, onde di urto, perdite varie, ecc. anche in un sistema isolato termicamente in maniera perfetta (adiabatico) spontaneamente si produrrà del calore all'interno del gas durante le trasformazioni reali; questo calore equivale all'energia meccanica dissipata in maniera irreversibile. Nei sistemi reali isolati le trasformazioni avvengono sempre con aumento di entropia; l'aumento di entropia è quindi una misura della degradazione energetica del sistema.

È evidente che se a un sistema si fornisce o si sottrae calore deliberatamente l'entropia cresce o diminuisce, mentre il gas percorre la relativa trasformazione.

Importa osservare che le dimensioni dell'entropia son quelle di un calore specifico

$$\frac{\text{cal}}{\text{kg K}}$$

infatti

$$dQ = C dT = T ds$$

Dalla  $dQ = T ds$  si vede che il calore scambiato con altri sistemi o generato per degradazione interna è dato dall'area del rettangolo elementare di altezza  $T$  e base  $ds$ ; sul piano  $T, s$  è quindi facile il computo del calore in gioco durante una trasformazione.

## 3.12 Calori specifici a pressione costante e volume costante

Si è visto che questi due calori specifici giocano un ruolo importante nei fatti termodinamici: il valore di questi calori specifici varia con la natura della molecola e varia pure con la temperatura.

Si è visto che la molecola è un complesso fisico costituito da atomi uguali o diversi: quando a un gas viene fornito calore, questo rimane nel gas tutto o in parte, a seconda della modalità di trasformazione, come aumento dell'energia cinetica di traslazione e rotazione delle molecole e come aumento dell'energia interna degli atomi costituenti la molecola.

Ne viene che il calore specifico deve essere tanto più alto quanto più complessa è la costituzione della molecola; in una molecola monoatomica sono possibili solo moti di traslazione mentre nelle poliatomiche si verificano pure moti di rotazione attorno al centro di gravità della molecola stessa. Dunque per aumentare la temperatura del gas necessitano più calorie al crescere del numero di atomi costituenti la molecola. Teoria ed esperienza, infatti, mostrano che realmente è così.

Il rapporto

$$k = \frac{C_p}{C_v}$$

varia quindi col tipo di molecola; si ha per le molecole monoatomiche  $k \cong 1,66$ ; biatomiche  $k \cong 1,4$ ; triatomiche  $k \cong 1,33$ , per la molecola a gran numero di atomi  $k \rightarrow 1$ . Tra  $C_p$  e  $C_v$  sussiste sempre la relazione fondamentale già trovata (14)

$$C_p - C_v = R$$

La variabilità dei calori specifici con la temperatura viene spiegata dalla teoria dei quanti; il calore specifico cresce con la temperatura ed è funzione non solo del numero di atomi della molecola ma anche della natura degli atomi costituenti. Per salti non eccessivi di temperatura, si possono prendere valori medi; comunque, al variare di  $T$ , è sempre rispettata la (14), cioè la differenza tra i calori specifici rimane costante.

I calori specifici diminuiscono col diminuire della temperatura qualsiasi lo stato fisico del corpo.

Allo **zero assoluto** ( $-273^\circ C$ ) i calori specifici sono **zero**.

Alle temperature normali ( $0^\circ C \div 100^\circ C$ ) per l'aria si ha

$$C_p = 0,24 \frac{cal}{kgC} \quad C_v = 0,172 \frac{cal}{kgC}$$

Alle alte temperature possono venire meno alcuni legami intermolecolari (dissociazione); questo comporta la variazione dello stato fisico del gas e quindi variazioni di  $C_p$  e  $C_v$ . Nelle usuali applicazioni della tecnica della propulsione aerea l'effetto della dissociazione è modesto.



## 4.1 Rendimento termodinamico

Un gas ha effettuato un ciclo quando percorrendo una qualsiasi successione di stati fisici ritorna nelle condizioni iniziali.

Poiché le condizioni finali sono uguali alle iniziali non vi è variazione dell'energia interna; tutto il calore sparito durante il ciclo si è trasformato in lavoro (meccanico o energia cinetica).

In accordo col secondo principio della termodinamica non tutto il calore può trasformarsi in lavoro.

Si definisce rendimento termodinamico  $\eta_t$  il rapporto tra il calore trasformato in lavoro ed il calore fornito; esso è quindi la percentuale utilizzata del calore speso.

Se  $Q_1$  è il calore speso e  $Q_0$  quello non trasformato in lavoro si ha in generale per qualsiasi ciclo:

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_0}{Q_1} = 1 - \frac{Q_0}{Q_1} \quad (23)$$

Quindi  $\eta_t$  è in ogni caso  $< 1$ .

Necessita che  $\eta_t$  sia il più alto possibile compatibilmente con altre esigenze; questo aspetto verrà meglio chiarito quando si parlerà delle applicazioni.

Se i gas vengono considerati con  $C_p$  e  $C_v$  costanti ed inoltre senza dissociazione il valore  $\eta_t$  per macchina senza perdite è detto ideale. Tra tutti i calcoli pensabili hanno particolare importanza teorica e pratica quelli composti di trasformazioni alternativamente dello stesso tipo (fig.12); in altre parole le trasformazioni **1-2** e **3-2** sono della stessa natura; così pure le trasformazioni **1-2** e **0-3**.

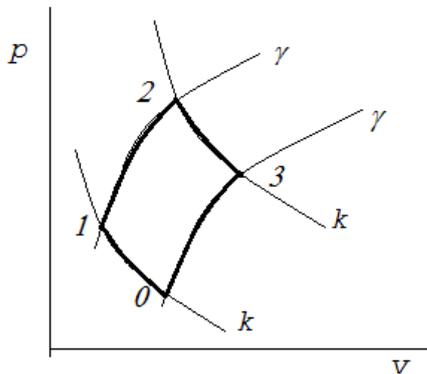
Poiché in generale una trasformazione può rappresentarsi come politropica di dato esponente possiamo scrivere:

$$\begin{aligned} p_0 v_0^k &= p_1 v_1^k \\ p_2 v_2^k &= p_3 v_3^k \end{aligned}$$

per le due con esponente  $k$ ;

$$\begin{aligned} p_0 v_0^\gamma &= p_3 v_3^\gamma \\ p_2 v_2^\gamma &= p_1 v_1^\gamma \end{aligned}$$

per le altre due con esponente  $\gamma$ .



Le condizioni precedenti sono soddisfatte soltanto se

$$p_0 p_2 = p_1 p_3 \quad v_0 v_2 = v_1 v_3$$

Da queste segue

$$T_0 T_2 = T_1 T_3 \quad \rho_0 \rho_2 = \rho_1 \rho_3$$

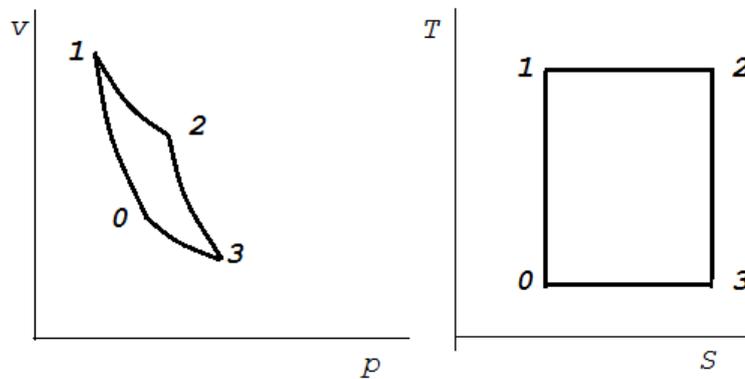
cioè, per cicli del tipo definito, vale la proprietà generale che i prodotti in croce dei parametri fisici estremi sono uguali.

## 4.2 Cicli Carnot, Otto, Brayton

Tra i cicli del tipo precedente rientrano il **Carnot** e due interessanti alcune categorie di macchine termiche, quello **Otto**, a volume costante, e quello **Brayton** a pressione costante; su questi due ultimi sono basate quasi tutte le macchine ed i dispositivi per la propulsione aerea.

I tre cicli sono schizzati rispettivamente nelle fig. 13<sub>a</sub>, 13<sub>b</sub> e 13<sub>c</sub> sia sul piano  $p$ , v che sul piano  $T$ ,  $S$ .

Il ciclo Carnot (fig. 13<sub>a</sub>) consta di due isoentropiche e due isoterme: **0-1** isoentropica di compressione; **1-2** isoterma a temperatura  $T_1$  con introduzione del calore  $Q_1$ ; **2-3** isoentropica di espansione; **3-0** isoterma a temperatura  $T_0$  con cessione del calore  $Q_0$ .



Ricordando la (18) si ha

$$Q_1 = R T_1 \ln \frac{p_1}{p_2} \quad Q_0 = R T_0 \ln \frac{p_0}{p_3}$$

Il rendimento ideale diviene

$$\eta_t = 1 - \frac{Q_0}{Q_1} = 1 - \frac{T_0}{T_1} \quad (24)$$

poiché  $p_0 p_2 = p_1 p_3$ .

Il rendimento è funzione solamente del rapporto tra  $T_1$  e  $T_0$ ; il ciclo Carnot è quello del massimo rendimento tra le due temperature estreme prefissate  $T_1$  e  $T_0$ .

Per esempio per gli acciai legati inossidabili si può contare su temperature del materiale di  $800^{\circ}\text{C}$ . Supposto  $T_0 = 273\text{K}$  si avrebbe

$$\eta_t = 1 - \frac{273}{273 + 800} = 0,75$$

valore veramente notevole.

Purtroppo in pratica mentre è relativamente facile ed agevole realizzare trasformazioni più o meno isoentropiche è pressoché impossibile realizzare le isoterme per motivi detti a suo tempo; i numerosi tentativi sono sempre falliti.

È necessario accontentarsi di rendimenti più bassi relativi ad altri cicli *possibili* e di effettiva realizzazione pratica.

Il ciclo ideale di **Otto**, Fig.13<sub>b</sub>, consta di due isoentropiche e due isometriche: **0-1** isoentropica di compressione; **1-2** isometrica con introduzione del calore  $Q_1$  (fase di scoppio); **2-3** isoentropica di espansione; **3-0** isometrica con cessione di calore  $Q_0$  (scarico).

Il ciclo ideale Brayton, Fig.13<sub>c</sub>, è invece costituito da due isoentropiche e due isobare: **0-1** isoentropica di compressione ; **1-2** isobara con introduzione del calore  $Q_1$  (fase di combustione); **2-3** isoentropica di espansione; **3-0** isobara con cessione del calore  $Q_0$  (scarico).

Si ha:

$$Q_1 = C_v(T_2 - T_1) \quad Q_0 = C_v(T_3 - T_0)$$

per il ciclo Otto, e

$$Q_1 = C_p(T_2 - T_1) \quad Q_0 = C_p(T_3 - T_0)$$

per il tipo Brayton.

In entrambi i casi

$$\eta_1 = 1 - \frac{Q_0}{Q_1} = 1 - \frac{T_3 - T_0}{T_2 - T_1} = 1 - \frac{T_0 \frac{T_3}{T_0} - 1}{T_1 \frac{T_2}{T_1} - 1}$$

ma per la proprietà dimostrata  $\frac{T_3}{T_0} = \frac{T_2}{T_1}$ , quindi

$$\eta_t = 1 - \frac{T_0}{T_1}$$

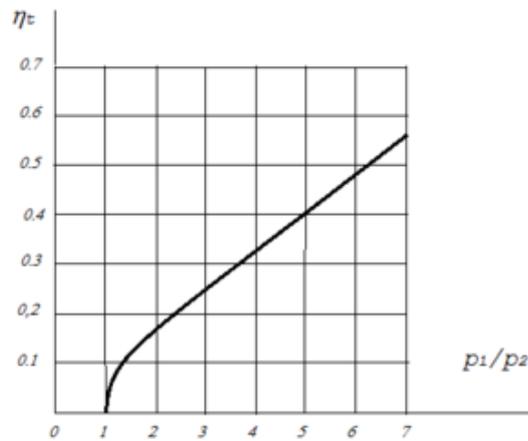
Il rendimento ideale dei due cicli dipende dal rapporto tra la temperatura finale ed iniziale della compressione.

Poiché

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{v_0}{v_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

si ha anche

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\frac{T_1}{T_0}} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{v_0}{v_1}\right)^{k-1}} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}} \quad (25)$$



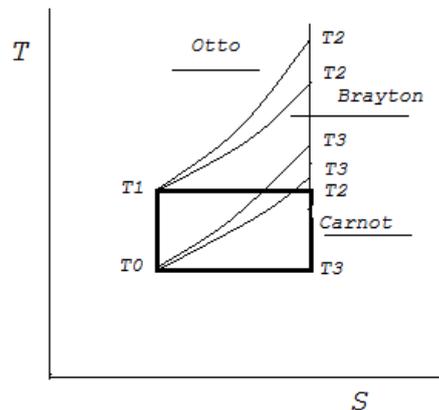
Il rendimento ideale dipende quindi dal rapporto volumetrico di compressione

$$\frac{v_0}{v_1}$$

o dal rapporto di compressione

$$\frac{p_1}{p_0}$$

e dalla natura del fluido in gioco rappresentata dal valore  $k$ ; sul grafico di fig.14 è riportato  $\eta_t$  in funzione di  $\frac{p_1}{p_0}$  per  $k = 1, 4$ .



Il rendimento ideale dei tre semplici cicli esaminati è lo stesso a parità di  $\frac{T_1}{T_0}$  o, il che è lo stesso, a parità di rapporto di compressione.

Vi è però una differenza sostanziale tra il Carnot e gli altri due: infatti il Carnot  $T_0$  e  $T_1$  sono le temperature estreme ( $T_0 = T_3 : T_1 = T_2$ ) mentre per gli altri due risulta  $T_0 < T_3$  e  $T_2 > T_1$ ; il ciclo Carnot è il solo ciclo di massimo rendimento tra due temperature prefissate e ci è facile vedere sul piano  $T - S$  (fig.15).

Le aree racchiuse dai cicli sul piano  $p - v$  rappresentano il lavoro ideale  $L$ ; le aree sul piano  $T - S$ , rappresentano il calore utilizzato  $Q_1 - Q_0$ ; evidentemente  $J(Q_1 - Q_0 = L$  per due rappresentazioni corrispondenti.

### 4.3 Rendimento termodinamico limite e reale

I rendimenti ideali avanti definiti si riferiscono a gas ideali, con calori specifici costanti al variare della temperatura e senza dissociazione; in verità i calori specifici e la dissociazione variano con la temperatura (in generale crescono con essa). Se nel calcolo del rendimento dei cicli si tiene conto di questo effetto (usualmente non rilevante) si trovano altri rendimenti detti limiti perché sarebbero effettivamente raggiungibili con gas reali ma con macchine ideali senza perdite.

Il rapporto tra lavoro effettivamente sviluppato e calorie introdotte in una data macchina è il rendimento termodinamico reale di quella data macchina; questo rendimento per le macchine a combustione interna si ottiene concretamente misurando il lavoro sviluppato dal motore ed il combustibile consumato di noto potere calorifico.

### 4.4 Consumo specifico

Sia  $H$  il potere calorifico del combustibile (calorie sviluppate per Kg. di combustibile); la potenza di un  $CV$  per la durata di un'ora equivale a

$$\frac{75\ 3600}{427} = 630cal.$$

per ogni  $CV$  utile necessitano però  $\frac{630}{\eta_t}$  cal. se  $\eta_t$  è il rendimento termodinamico. Indicato con  $q$  il peso in **Kg.** del combustibile necessario per  $CV$  utile si ha

$$q H = \frac{630}{\eta_t}$$

ed in grammi

$$q = \frac{630000}{H \eta_t}$$

Per i normali combustibili liquidi (benzine, petroli, kerosene, ecc.)  $H = 10000cal/Kg$ ; ne deriva la nota formula

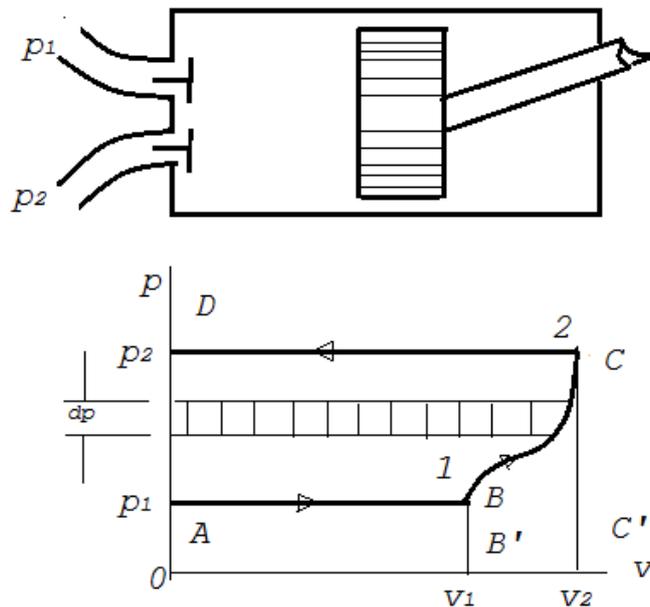
$$q = \frac{63\ grammi}{\eta_t \ CV.h}$$

Per esempio se per un normale motore Otto si ha  $\eta_t = 0,28$  il consumo è  $q = 225gr/ CV.h$ .



### 5.1 Processi di compressione ed espansione nelle macchine alternative

È questo il caso tipico delle macchine motrici e operatrici a vapore e a gas alternative. Supponiamo di avere due serbatoi con gas a pressione  $p_1$  e  $p_2$  che possono essere messi in comunicazione col cilindro a mezzo di valvole; ammettiamo inoltre che non vi sia spazio nocivo cioè che al punto morto superiore lo stantuffo combaci col fondo del cilindro (fig.16)



Nella fase di andata il cilindro comunica col serbatoio a pressione  $p_1$  per una frazione della sua corsa (tratto AB); chiusa la valvola di ammissione segue la trasformazione da B a C sino al punto morto inferiore; l'andamento crescente della pressione con il crescere del volume specifico a valvole chiuse è giustificato dall'assunzione che lungo BC sia somministrato al gas, con modalità qualsiasi, una certa quantità di calore  $Q$ ; questa assunzione è fatta per avere un caso più generale. Per tutta la corsa di ritorno CD il cilindro viene posto in comunicazione col serbatoio a pressione  $p_2$  mediante l'apertura della relativa valvola.

Nel caso trattato non si è in presenza di un solo sistema ma di tre: gas nel serbatoio a pressione  $p_1$  e nel cilindro; gas racchiuso nel cilindro; gas nel cilindro e nel serbatoio a pressione  $p_2$ . In particolare uno dei serbatoi può essere l'atmosfera.

Gli scambi di calore e lavoro sono sempre di facile definizione quando sono note le caratteristiche dei tre sistemi; l'energia cinetica delle masse in gioco è trascurabile. Ordinariamente i due serbatoi sono di volume talmente grande rispetto a quello del cilindro da poter ammettere invariata la pressione nei tratti  $AB$  e  $CD$ .

L'unità di peso del gas entrando nel cilindro comunica quindi all'esterno il lavoro  $p_1 v_1$  (area  $OABB'$ ), cioè perde l'energia  $p_1 v_1$ ; lungo la trasformazione  $BC$  il lavoro è dato da

$$\int_1^2 p \, dv$$

mentre lungo  $CD$  dall'esterno viene comunicato al gas il lavoro

$$p_2 v_2$$

Lungo la trasformazione  $BC$  a valvole chiuse, poiché la massa del gas non varia, è valida la relazione 13'

$$J \, dQ = J \, C_v \, dT + p \, dv$$

Ne segue:

$$\int_1^2 p \, dv = J \int_1^2 (dQ - C_v \, dT) = J \, Q - J \, C_v (T_2 - T_1)$$

$Q$  è la quantità di calore fornita durante la trasformazione.

Poiché la diminuzione dell'energia del gas deve essere uguale al lavoro comunicato all'esterno e viceversa, assunto positivo il lavoro comunicato all'esterno, si ha:

$$L = p_1 v_1 \int_1^2 p \, dv - p_2 v_2 = JQ - J[(C_v T_2 + \frac{p_2 v_2}{J}) - (C_v T_1 + \frac{p_1 v_1}{J})] \quad (26)$$

ricordando che

$$C_v T + \frac{p v}{J}$$

a meno di una costante, è l'entalpia  $i$ , si ottiene più semplicemente:

$$L = J \, Q - J(i_2 - i_1) \quad (27)$$

Se  $L$  risulta positivo si tratta di lavoro fornito dal gas all'esterno e viceversa. Dalla (27) si deduce che in generale la differenza tra il calore fornito e il lavoro comunicato all'esterno deve essere uguale all'aumento di entalpia.

Generalmente nei processi di compressione ed espansione non vi sono sensibili scambi di calore; la rappresentazione sul piano  $p, v$  in questo caso è quella segnata nelle figure **17a, b**.

Si noti la differenza tra questo lavoro totale (area ABCD) e quello corrispondente alla sola e vera trasformazione  $BC$  (area  $B'BCC'$ ) data da

$$\int_1^2 p \, dv = - \int_1^2 C_v \, dT = -(u_2 - u_1) = -J \frac{1}{k-1} R(T_2 - T_1)$$

Risulta quindi che nei processi prima descritti l'entalpia gioca il ruolo dell'energia interna per le sole trasformazioni  $BC$ . A parità di condizioni iniziali e finali il rapporto tra i due lavori è

$$k = \frac{C_p}{C_v}$$

ammesso che la trasformazione  $BC$  sia adiabatica-isoentropica.

Spesso si legge o si sente ripetere che il gas ha percorso il ciclo  $ABCD$ ; errore concettuale molto grave; non si può parlare in questo caso di ciclo; tutto l'insieme è una successione di fatti che non ha niente in comune coi cicli veri e propri che si riferiscono, tra l'altro, sempre a una massa costante del fluido interessato.

La (27) in termini differenziali diviene:

$$dL = J dQ - J di = J dQ - J C_v dT - p dv - v dp \quad (28)$$

e poiché per la (13')

$$J dQ = J C_v dT + p dv$$

si ricava in generale  $dL = -vdp$ . Se non vi è scambio di calore:

$$dL = -v dp = -L di \quad (28')$$

Si è detto che il lavoro in questo processo è rappresentato in valore e segno dall'area  $ABCD$ ; la (28') conferma questo fatto poiché l'area elementare è rappresentata proprio dal rettangolo di base  $dp$  e altezza  $v$ .

Concludendo resta quindi stabilito che nei processi di compressione ed espansione del tipo descritto, senza scambio di calore, il lavoro in valore e segno è dato dalla differenza di entalpia tra lo stato iniziale e finale del gas.

## 5.2 Processi di compressione ed espansione nelle macchine rotative

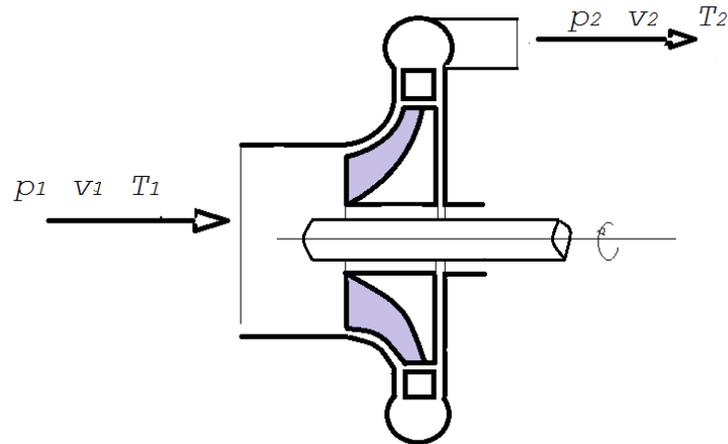
Si ammette il processo a regime; si ammette cioè che il gas possa variare di stato in ogni punto del sistema ma non nel tempo.

Questo è il caso tipico delle macchine operatrici rotative (compressori assiali, centrifughi, misti, ventilatori, soffianti, ecc.) e delle macchine motrici rotative (turbine, molinelli, ruote eoliche, ecc.).

Riferiamoci per esempio a una girante di qualsiasi tipo (per esempio di tipo centrifugo in fig. 18) e supponiamo che la velocità del gas sia trascurabile entro i condotti di ingresso e di uscita; da questa ipotesi restrittiva ci libereremo in seguito.

Consideriamo due sezioni del condotto: una nel condotto di ingresso **1** e l'altra **2** nel condotto d'uscita.

L'unità di peso del gas nella sezione **1** fa il lavoro  $p_1 v_1$ ; entro il dispositivo avviene la trasformazione che porta lo stato fisico da **1** a **2**; all'uscita il gas dovendo vincere la pressione  $p_2$  compie il lavoro  $p_2 v_2$ .



Con le convenzioni fatte al numero precedente si ricava:

$$L = p_1 v_1 + \int_1^2 p dv - p_2 v_2$$

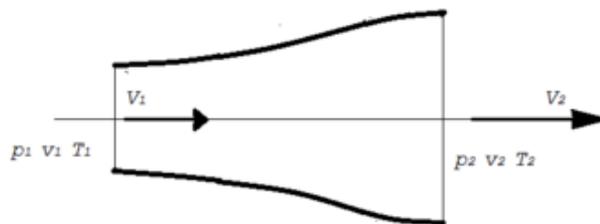
identica alla (26).

Vediamo che nulla è cambiato rispetto alle macchine alternative; la sola differenza, inessenziale dal punto di vista del processo, è nella modalità di rinnovo del gas che ora è continuo; anche per questo caso non si può parlare di ciclo ma di successione di fatti fisici. Tutte le considerazioni precedentemente svolte sono valide per le macchine rotative.

### 5.3 Processi di compressione ed espansione nei condotti

Consideriamo il condotto di fig. 19; in questo caso non ci sono scambi di lavoro con l'esterno mentre per generalità supporremo presenti scambi di calore. Il lavoro delle pressioni si manifesta in questo caso come variazione dell'energia cinetica. Per la conservazione dell'energia si ha dunque

$$p_1 v_1 + \int_1^2 p dv - p_2 v_2 = \frac{V_2^2}{2g} - \frac{V_1^2}{2g} \quad (29)$$



Poiché per la (13')

$$\int_1^2 p dv = J Q - J C_v(T_2 - T_1)$$

si ottiene

$$J Q - J(i_2 - i_1) = \frac{V_2^2}{2g} - \frac{V_1^2}{2g}. \quad (30)$$

Se  $Q=0$

$$J i_1 + \frac{V_1^2}{2g} = J i_2 + \frac{V_2^2}{2g} \quad (31)$$

relazione importante che esprime la conservazione dell'energia nel moto dei fluidi compressibili; se il fluido è incompressibile (cioè  $dv = 0$ ) la (29), poiché

$$v_1 = v_2 = \frac{1}{\rho g}$$

con  $\rho$  densità, diviene

$$p_1 + \frac{\rho V_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho V_2^2}{2}$$

notissima relazione dovuta a Daniel Bernouilli.

Tra due sezioni molto vicine la (30) diviene

$$\frac{V dV}{g} = J dQ - J di = J dQ - J C_v dT - p dv - v dp \quad (30')$$

simile alla (28); per la (13') si ha poi più semplicemente

$$\frac{V dV}{g} = -v dp \quad (32)$$

analoga alla (28'); se non vi sono scambi di calore si ha ancora

$$\frac{V dV}{g} = -J di$$

Nel moto nei condotti quando non vi sono scambi di calore l'aumento dell'energia cinetica è uguale alla diminuzione dell'entalpia e viceversa.

Della (30') può darsi altra diretta dimostrazione; si consideri la massa  $dm$  tra due sezioni molto vicine di un condotto (fig.20);  $dm = \Omega \rho dx$ ; rimuoviamo i vincoli di questo sistema elementare sostituendo al confine di esso la distribuzione di pressioni dovute ai vincoli rimossi; si ha allora la distribuzione di pressioni uniformi  $p$  sulla faccia anteriore nel senso del moto, la distribuzione  $p + dp$  in senso contrario sulla faccia posteriore e la pressione

$$p + \frac{dp}{2}$$

esercitata dalle pareti del condotto; la forza risultante  $dF$  nel senso del moto è

$$p \Omega + \left(p + \frac{dp}{2}\right) d\Omega - (p + dp)(\Omega + d\Omega) = dF$$

trascurando le quantità del secondo ordine, si ha  $dF = -\Omega dp$ ; l'accelerazione a cui è sottoposta la massa elementare è

$$\frac{dV}{dt}$$

si deduce dalla legge fondamentale della dinamica (forza = massa per accelerazione)

$$\Omega p dx \frac{dV}{dt} = -\Omega dp$$

poiché

$$g \rho v = 1 \quad e \quad \frac{dx}{dt} = V$$

si ottiene

$$\frac{V dV}{g} = -v dp \quad (32)$$

Se alla stessa massa precedente, considerata a sé, mentre in movimento è comunicato il calore  $dQ$  si ha

$$J g dm = J g dm C_v dT + g dm p dv$$

cioè la solita

$$J dQ = J C_v dT + p dv$$

La (32) condiziona il moto del centro di gravità della massa, la precedente condiziona il moto d'insieme delle molecole rispetto al centro di gravità.

Sommandole si ricava:

$$\frac{V dV}{g} = J dQ - J C_v dT - p dv - v dp = J dQ - j di$$

coincidente con la (30').

Ricordando la (6)

$$V_s^2 = g J k R T$$

e la (15)

$$C_p = \frac{k}{k-1} R$$

si ricava

$$V_s^2 = g J(k-1)C_p T$$

e differenziando

$$dV_s^2 = g J(k-1)C_p dT$$

La precedente

$$d \frac{V^2}{2g} = J dQ - J C_p dT$$

si può anche scrivere

$$d \frac{V^2}{2g} = J dQ - d \frac{V_s^2}{g(k-1)} \quad (33)$$

Se  $dQ = 0$  si ha la relazione

$$\frac{k-1}{2}dV^2 = -dV_s^2 \quad (33')$$

con  $V_s$  la velocità del suono per le condizioni in atto del gas (velocità locale del suono).

Integrando si trova

$$\frac{k-1}{2}V^2 + V_s^2 = \text{cost.} \quad (33'')$$

## 5.4 Caso generale

Supponiamo ora il caso più generale possibile. Nei casi particolari prima trattati si è supposto che non vi siano perdite interne al sistema di alcun genere per vortici, attrito, onde d'urto, ecc. e che non vi siano variazioni di energia da altezza del fluido (energia potenziale dovuta alla gravità).

Indicando con  $dL_p$  le perdite passive e con  $dZ$  la variazione dell'energia di altezza l'equazione in termini differenziali della conservazione dell'energia nel caso più generale, diviene, dopo quanto esposto

$$J dQ - dL - dL_p - dZ = J C_v dT + p dv + v dp + \frac{V dV}{g} = J di + \frac{V dV}{g} \quad (34)$$

Questa relazione importantissima e che racchiude ogni caso precedentemente trattato sarà largamente impiegato in seguito nello studio effettivo delle macchine per la propulsione aerea.

Per i gas usualmente può trascurarsi l'effetto di  $dZ$  sempre molto piccolo rispetto agli altri. È bene fare presente esplicitamente che il lavoro corrispondente alle perdite passive  $dL_p$  non è perduto ma rimane in seno al fluido sotto forma di calore; in realtà quindi il  $dQ$  della (34) è somma del  $dQ_{est}$  scambiato con l'esterno, e del  $dQ = JdL_p$ .

Quindi:

$$J dQ = J dQ_{est} + J dL_p$$

quindi la (34) può scriversi:

$$J dQ_{est} - dL - dZ = J C_v dT + p dv + v dp + \frac{V dV}{g} = J di + \frac{V dV}{g} \quad (34')$$

Se  $dQ_{est} = 0$

$$dL = -J di - \frac{V dV}{g}$$

In questo caso si è in presenza di un processo adiabatico ma non isoentropico; l'equazione dell'energia rimane la stessa nei due casi (l'energia non può perdersi) ma i parametri fisici seguono leggi diverse dipendenti dalle modalità delle perdite interne; in un caso l'entropia non varia, nell'altro cresce pur conservandosi l'energia totale in gioco.

La differenza compare nell'equazione in termini finiti perché quando vi sono perdite la differenza di entalpia e di energia cinetica si riducono rispetto a quelle disponibili nel processo isoentropico; così pure il lavoro.

## 5.5 Entropia ed entalpia

In tutti i processi prima descritti, con rinnovo periodico o continuo del gas, si è visto che gioca un ruolo fondamentale la funzione di stato **entalpia**.

Si è visto che nei processi senza scambio di calore e isoentropici la diminuzione di entalpia è uguale al lavoro ceduto all'esterno o all'energia cinetica conferita al gas o a entrambi e viceversa.

Si è visto pure che nei processi non isoentropici queste modalità rimangono con le minorazioni definibili di volta in volta dipendenti dal processo effettivo.

Nello studio delle macchine con processi aperti (turbine, compressori, trattori, autoreattori, ecc.) sono utilissimi quindi le rappresentazioni sul piano **entalpie-entropie**.

Se il calore specifico  $C_p$  fosse costante, l'entalpia sarebbe proporzionale alla temperatura assoluta e quindi, salvo la scala delle ordinate, il piano  $i-S$  non differirebbe dal piano  $T-S$ . Poiché  $C_p$  varia con  $T$  ne viene che i due piani con le relative linee di riferimento differiscono alquanto, sebbene qualitativamente le linee di trasformazione abbiano andamenti analoghi.

I diagrammi **entropie-entalpie** sono anche detti di Mollier in onore del fisico che per primo li introdusse nella tecnica. Il vantaggio di questi diagrammi nei calcoli è evidente poiché le grandezze in gioco sono rappresentate da segmenti di immediata determinazione invece che da aree così come avviene nei piani  $p$ ,  $v$  e  $T$ ,  $S$ .

Sul piano  $i, S$  completo sono tracciate le linee  $p = cost$ ,  $v = cost$  e  $T = cost$ .

Poiché

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

per i processi a volume costante si ha

$$dS = C_v \frac{dT}{T}$$

e per quelli a pressione costante

$$dS = C_p \frac{dT}{T}$$

Integrando e passando dai logaritmi naturali ai numeri si trova rispettivamente poiché:

$$i = C_p T$$

$$i = i_0 e^{\frac{S-S_0}{C_v}} \quad i = i_0 e^{\frac{S-S_0}{C_p}}$$

$T_0$  e  $i_0$  costanti dell'integrazione, sono le condizioni iniziali.

Supposti quindi i calori specifici costanti le linee  $v = cost$  e  $p = cost$  sono esponenziali e poiché  $C_v < C_p$  le linee  $v = cost$  crescono più rapidamente di quelle  $p = cost$ .

Poiché  $C_v$  e  $C_p$  sono variabili e poiché non si può prescindere alle alte temperature dalla dissociazione, le linee effettive pur mantenendo lo stesso andamento sono leggermente diverse da quelle prima definite con  $C_v$  e  $C_p$  costanti.

Comunque è possibile costruire i diagrammi  $i, S$  per ogni tipo di gas e relativi miscugli.

## 5.6 Processi adiabatici ed entropia costante ed entalpia costante nei condotti

Si è detto del processo adiabatico e isoentropico, cioè del processo ideale senza scambi di calore; in esso gli aumenti di entalpia corrispondono a diminuzione di energia cinetica e viceversa.

Supponiamo ora di avere un condotto con ostruzioni interne comunque realizzate (caso pratico classico le tenute a labirinto per contenere le fughe di vapore o di gas nelle macchine termiche rotative).

Le ostruzioni hanno lo scopo di convertire gli incrementi di energia in calore mediante esaltazione della dissipazione interna dovuta alla viscosità del fluido; al limite si può pensare durante il processo  $dv \cong 0$ ; poiché  $dQ_{est=0}$ ,  $dZ = 0$ ,  $dL = 0$  (non vi è cessione di lavoro all'esterno) si ricava  $di = 0$ .

Il processo avviene a entalpia costante; il gas, che nell'espansione tende a raffreddarsi, viene riscaldato dall'energia cinetica dissipata a mano a mano in calore; non vi è perdita di energia, ovviamente, ma degradazione totale col massimo possibile di entropia; il gas si espande e il volume specifico aumenta; se si assume  $C_p$  costante durante il processo si ha  $T$  costante, da cui segue  $p v = cost$ ; questo processo porta il gas alla pressione esterna senza variazioni di temperatura.

È bene avvertire esplicitamente di non fare confusione tra questo particolare processo e quello isotermico studiato a suo tempo per il quale si ha cessione di lavoro all'esterno a spese del calore scambiato (Cap. III); il processo prima scritto è adiabatico.

Poiché anche gli ugelli, liberi da ostruzioni e lisci, presentano un minimo di dissipazione per il frenamento della corrente dovuto allo strato limite, l'espansione non sarà mai rigorosamente a entropia costante; lo stato finale reale del gas sarà caratterizzato da minore entalpia e maggiore entropia.

I processi a degradazione totale nella tecnica sono chiamati anche processi di strozzamento perché si presentano per brusche riduzioni delle sezioni di efflusso.



### 6.1 Moto dei fluidi nei condotti e velocità di efflusso

Supponiamo di avere un serbatoio con un liquido, di densità  $\rho$  e peso specifico  $\gamma = g\rho$  alla pressione  $p_1$  e supponiamo di fare effluire questo liquido attraverso un condotto in un ambiente a pressione  $p_0$  (in particolare l'atmosfera). Ammettiamo che il liquido si rinnovi continuamente, in modo qualsiasi, in modo da mantenere inalterata la pressione  $p_1$  e che il condotto sia raccordato ampiamente con la parete del serbatoio; con queste ipotesi avremo un moto permanente con velocità iniziale molto piccola, cioè  $V_1=0$ . Supposte nulle le perdite per attrito, ecc. il teorema di Bernouille (conservazione dell'energia) applicato per le condizioni iniziali e quelle generiche cioè pressione  $p$  e velocità  $V$ )

$$p_1 = \frac{\rho V^2}{2} + p$$

permette di calcolare la velocità in funzione del salto di pressione:

$$V = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_1 - p)}$$

La velocità di efflusso è:

$$V_e = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_1 - p_0)}$$

Indicando con  $G$  la portata (peso affluente nell'unità di tempo) si ha per ogni sezione del condotto di area  $\Omega$ ,  $G = g\rho\Omega V = cost.$

Ne viene

$$\Omega = \frac{G}{g \rho V}$$

cioè la sezione del condotto diminuisce costantemente al crescere di  $V$  poiché  $\rho$  per i liquidi non varia.

L'ugello di efflusso per i liquidi è quindi convergente.

Supponiamo ora di avere un gas alla pressione  $p_1$  e temperatura  $T_1$  racchiuso dentro un recipiente e lo si faccia effluire con modalità analoghe alle precedenti. L'efflusso sia adiabatico ed isoentropico; trascuriamo le eventuali variazioni di altezza; poiché non vi è scambio di lavoro con l'esterno la relazione di energia (34) in termini finiti fornisce per la sezione generica a temperatura  $T$

$$V = \sqrt[2]{2 g J (i_1 - i)} = \sqrt[2]{2 g J C_p (T_1 - T)}$$

La velocità ideale di efflusso è

$$V_e = \sqrt[2]{2 g J C_p (T_1 - T_0)}$$

per  $T_0 = 0$  (espansione idealmente sino allo zero assoluto) si ha la massima velocità detta limite

$$V_{lim} = \sqrt[2]{2 g J C_p T_1}$$

Data l'isoentropicità per ogni sezione deve aversi:

$$p v^k = p v_1^k$$

questa associazione all'equazione di stato fornisce:

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

si può quindi scrivere indifferentemente:

$$\begin{aligned} V &= \sqrt[2]{2 g J C_p T_1 \left(1 - \frac{T}{T_1}\right)} = \sqrt[2]{2 g J C_p T_1 \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{k-1}\right]} = \\ &= \sqrt[2]{2 g J C_p T_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}. \end{aligned}$$

Dall'espressione della portata si ricava sempre:

$$\Omega = \frac{G}{g \rho V}$$

L'andamento della sezione dipende da  $\rho$  e  $V$  entrambi variabili in senso contrario poiché al crescere di  $V$  il gas, raffreddandosi, diminuisce di densità; nulla quindi può dirsi a priori sull'andamento della sezione del condotto.

La quantità:

$$\rho V = \frac{G}{g \Omega} = \Phi$$

è il flusso di massa (portata massica riferita all'unità di sezione); in base alle relazioni precedenti si può quindi scrivere:

$$\Phi = \rho_1 \frac{\rho}{\rho_1} \sqrt[2]{2 g J C_p T_1 \left(1 - \frac{T}{T_1}\right)} = \rho_1 \sqrt[2]{2 g J C_p T_1} \frac{\rho}{\rho_1} \sqrt[2]{1 - \frac{T}{T_1}}.$$

Poiché:

$$\frac{\rho}{\rho_1} \quad e \quad \frac{T}{T_1}$$

non sono indipendenti, ma legati dalle condizioni precedenti, ne viene che il flusso  $\Phi$  può essere espresso indifferentemente in funzione del rapporto

$$\frac{T}{T_1} \quad \text{oppure} \quad \frac{\rho}{\rho_1} \quad \text{oppure} \quad \frac{p}{p_1}$$

Supponendo  $\Phi$  espresso in funzione di

$$\frac{T}{T_1} = x$$

si ha:

$$\rho_1 \sqrt[2]{2 g J C_p T_1} \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt[2]{1 - \frac{T}{T_1}} = \sqrt[2]{x^{\frac{2}{k-1}} - x^{\frac{k+1}{k-1}}} = C \sqrt[2]{x}.$$

$C$  congloba tutti i fattori costanti.

## 6.2 Condizioni critiche

Dalla precedente relazione si vede che per  $x = 1$  (cioè  $T = T_1$  inizio del condotto)  $\Phi = 0$  (cioè il condotto ha sezione molto grande, teoricamente  $\infty$ ); poiché con l'espansione  $T$  diminuisce,  $x$  diviene minore dell'unità e tenderebbe a zero quando la  $T$  tende allo zero assoluto (ammesso che il gas non passi allo stato liquido); per  $x = 0$  si ha quindi nuovamente  $\Phi = 0$  e sezione del condotto  $\rightarrow 0$ .

Tra questi estremi deve esserci quindi una sezione di area minima cui corrisponde  $\Phi$  massimo.

Il massimo del flusso corrisponde al massimo dell'espressione sotto il radicale; derivando ed uguagliando a zero la

$$f(x) = x^{\frac{2}{k-1}} - x^{\frac{k+1}{k-1}}$$

si trova la condizione di massimo che, ad operazioni eseguite, fornisce:

$$x_{cr} = \frac{T_{cr}}{T_1} = \frac{2}{k+1}$$

e quindi

$$\Phi_{max} = C \left(\frac{k-1}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

introducendo nell'espressione di  $V$  per il  $T$  il valore critico

$$T_{cr} = T_1 \frac{2}{k+1}$$

si ricava

$$V_{cr} = \sqrt[2]{\frac{k-1}{k+1}} \sqrt[2]{2 g J C_p T_1} \quad (35)$$

La sezione di area minima è chiamata **sezione critica**; i rispettivi valori di temperatura, densità, pressione e velocità sono detti pure critici.

Risulta quindi riepilogando:

$$\begin{aligned}\frac{T_{cr}}{T_1} &= \frac{2}{k+1} \\ \frac{\rho_{cv}}{\rho_1} &= \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \\ \frac{p_{cr}}{p_1} &= \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k+1}} \\ \frac{V_{cr}}{V_{lin}} &= \left(\frac{k-1}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}}\end{aligned}$$

I valori critici dipendono quindi dalla natura del gas, precisamente dal rapporto:

$$k = \frac{C_p}{C_v}$$

Per i gas biatomici e per l'aria (miscuglio di ossigeno ed azoto, gas biatomici, con tracce di gas non biatomici)  $S_1$  e risulta in particolare:

$$\begin{aligned}\frac{T_{cr}}{T_1} &= 0,835 & \frac{\rho_{cr}}{\rho_1} &= 0,633 \\ \frac{p_{cr}}{p_1} &= 0,527 & \frac{V_{cr}}{V_{lim}} &= 0,408\end{aligned}$$

Inoltre:

$$\Phi_{max} = 0,250 C$$

### 6.3 Ugello del Laval-velocità supersoniche

Dalle considerazioni svolte si conclude che se la pressione all'esterno è superiore a quella critica, avanti definita, l'ugello è convergente.

Se inferiore l'ugello è prima vonvergente, sino alla sezione critica e poi divergente; questo ugello è detto anche di **De Laval** in onore del fisico che per primo chiarì questi aspetti dell'efflusso. Se

$$p_0 = p_{cr}$$

l'ugello si arresta alla sezione critica (fig.22a,b,c).

Vi è dunque nell'efflusso un comportamento diverso tra liquidi e gas proprio a causa della compressibilità.

La velocità locale del suono varia poiché varia la temperatura  $T$  secondo la nota formula:

$$V_s = \sqrt{g J k R T} = \sqrt{g J C_p (k-1) T}$$

Il rapporto tra la velocità ricordando locale della corrente e la velocità locale del suono è il **n° di Mach** locale; ricordando la posizione

$$x = \frac{T}{T_1}$$

si trova

$$M_{loc} = \frac{V}{V_s} = \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (37)$$

per  $x = 1$  (inizio del condotto),  $M_{loc} = 0$  come era da attendersi poiché il gas è fermo.

Per  $x = 0$  (velocità di efflusso limite,  $M_{loc} = \infty$ ; per

$$x = \frac{2}{k+1} \quad (\text{condizioni critiche}),$$

$M_{loc} = 1$ ; cioè nella sezione critica la velocità della corrente coincide con la velocità locale del suono; segue inoltre che le velocità a monte della sezione critica sono subsoniche, a valle supersoniche. Risultato importantissimo della gas-dinamica per le applicazioni alle turbine a vapore ed a gas, agli eiettori, alle gallerie aerodinamiche, ai reattori ed autoreattori, agli ugelli dei razzi e dei missili ecc.

Per maggiore chiarezza in fig.23 sono riportati gli andamenti di  $V_0$ ,  $V_s$ ,  $M_{loc}$ , in corrispondenza delle varie sezioni di un ugello di **De Laval**.

La velocità del suono nelle condizioni iniziali è:

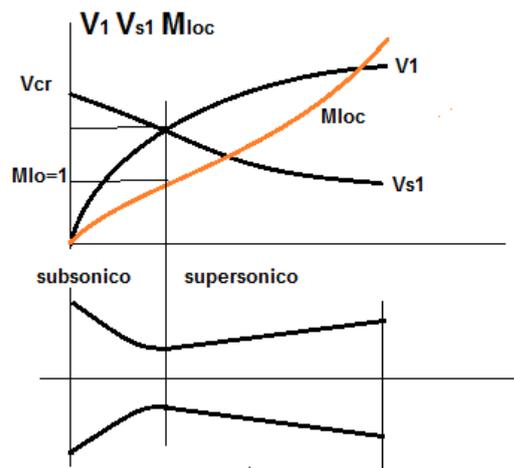
$$V_{si} = \sqrt{g j C_p (k-1) T_1}$$

Ne segue che:

$$V_{cr} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}} V_{si}$$

per  $k = 1,4$

$$\frac{V_{cr}}{V_{si}} = 0,91$$



**Fig.23**

Poiché, come dimostrato, nella parte divergente dell'ugello le velocità sono supersoniche, ne segue che un disturbo qualsiasi non può rimontare la corrente e ripercuotersi avanti all'ostacolo stesso: il suono rimane entro il relativo cono locale di **Mach** a norma delle considerazioni svolte al Cap.I°.

Riprendiamo la (37) e sostituiamo per  $x$  il valore

$$\frac{T_0}{T_1} = \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

corrispondente al rapporto di espansione

$$\frac{p_1}{p_0}$$

Chiamiamo semplicemente  $M$  il n di **Mach** corrispondente, coincidente con quello della corrente generata; si ha:

$$\sqrt{\frac{2}{k-1} \left[ \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]} \quad (38)$$

Questo è il massimo numero di **Mach** che si può ricavare per il dato rapporto

$$\frac{p_1}{p_0}$$

Un aspetto, a prima vista strano, è che la portata una volta raggiunte le condizioni critiche non cresce più comunque si faccia piccolo  $p_0 < p_{cr}$ ; questo è dovuto pure al fatto, già detto avanti, che la  $V_{cr}$  non è influenzata da quanto succede a valle della sezione critica; al diminuire di  $p_0$  cresce quindi la velocità di efflusso ma non la portata; la portata massima corrisponde a:

$$\Phi_{max} = \left(\frac{k-1}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} C$$

Il calcolo delle velocità può essere fatto rapidamente a mezzo del diagramma di **Mollier** che allo scopo spesso porta una scala delle velocità in funzione del salto di entropia.

## 6.4 Autocompressione isentropica

Nelle considerazioni precedenti si è fatto riferimento a processi di espansione (corrente accelerata); ma quanto detto in sostanza per l'espansione vale per la compressione spontanea che si ottiene trasformando l'energia cinetica in entalpia (corrente ritardata); così (sempre supponendo il processo isoentropico) per trasformare tutta l'energia cinetica in pressione necessita un condotto convergente per velocità subsoniche, prima convergente e poi divergente per velocità supersoniche.

Se la corrente ha il **n.di Mach**  $M$ , dalla (38) si ottiene il rapporto di compressione:

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (39)$$

es. per l'aria ( $k = 1,4$ )

$$\begin{aligned} \text{per } M = 1 & \quad \frac{p_1}{p_0} = 1,2^{3,5} = 1,88 \\ \text{per } M = 2 & \quad \frac{p_1}{p_0} = 1,8^{3,5} = 7,7 \\ \text{per } M = 3 & \quad \frac{p_1}{p_0} = 2,8^{3,5} = 27 \end{aligned}$$

Sul grafico (24) sono riportati gli andamenti di:

$$\frac{p_1}{p_0} \text{ e } \frac{T_1}{T_0} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2$$

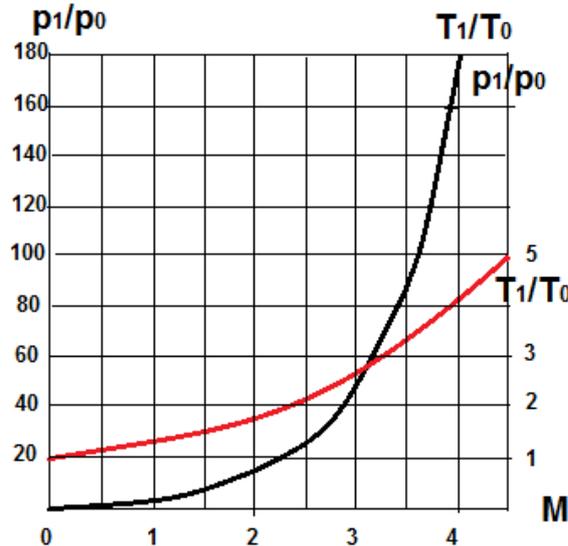


Fig.24

Una osservazione si impone; tutta la trattazione e tutte le formule non dicono quale forma debbono avere le sezioni e con quale legge debbono succedersi; in altre parole il condotto può essere allungato od accorciato a piacere e le sezioni comunque variare di forma a parità di area.

In realtà perché il fenomeno non presenti anomalie si richiede che il tratto divergente vari di sezione gradualmente in modo da evitare distacchi di corrente dalle pareti e che le sezioni varino di forma anche esse gradualmente; ordinariamente le sezioni nelle applicazioni concrete hanno forma rettangolare o circolare.

L'angolo di apertura del tratto divergente è sui  $12^\circ \div 15^\circ$ ; angoli più piccoli, esigendo condotti più lunghi, darebbero luogo a maggiori perdite per attrito.

## 6.5 Onde d'urto

Nelle considerazioni svolte si è ammesso che i parametri fisici  $p, \rho, T, V$  varino con continuità e gradualmente entro tutto il campo interessato. Teoria ed esperienza mostrano però che in determinate circostanze i parametri fisici possono variare bruscamente.

I moti subsonici sono caratterizzati proprio dal fatto che  $p, \rho, T, V$ , variano gradualmente entro tutto il campo ed alla superficie dei corpi interessati; questa gradualità non si verifica per deflussi transonici e supersonici ed in certe zone del gas si constatano incrementi rilevanti localizzati dei parametri fisici inevitabili per ristabilire le condizioni di continuità; questi incrementi possono essere concepiti, al limite, come vere e proprie discontinuità; pressioni, densità, temperatura e velocità variano quasi a colpo entro spessori molto sottili del gas; queste discontinuità vanno sotto il nome generico di **onde d'urto** (shock waves degli anglosassoni). La forma e la distribuzione di queste onde nel caso più generale è funzione dei parametri fisici della

corrente  $k$  ed  $M$ , della forma e dello orientamento rispetto alla corrente dell'ostacolo che interferisce con la corrente.

La **gas-dinamica** permette di ricavare la distribuzione di queste onde e dimostra che non possono esistere discontinuità di espansione ma soltanto di compressione; attraverso un'onda d'urto la velocità subisce una brusca diminuzione mentre la pressione, la densità e la temperatura subiscono un brusco aumento.

Il fenomeno dell'urto è adiabatico ma non isoentropico; la entropia del gas aumenta attraverso la discontinuità.

Per la determinazione dei parametri fisici necessitano quattro relazioni. Esse sono in generale: l'equazione della continuità, l'equazione della quantità di moto, l'equazione di stato e l'equazione della conservazione dell'energia.

L'onda d'urto a seconda delle modalità del deflusso può essere obliqua o normale alla direzione della velocità della corrente in arrivo nel posto considerato.

La gas-dinamica fornisce i metodi per lo studio generale delle onde. E' di particolare interesse l'onda d'urto normale alla corrente in arrivo.

## 6.6 Onda d'urto normale

Indicando con l'indice **0** ed **1** i parametri prima e dopo l'onda deve aversi per un tubicino di flusso continuo

$$(1) \quad \rho_0 V_0 = \rho_1 V_1$$

$$(2) \quad p_1 - p_0 = \rho_0 V_0 (V_1 - V_0)$$

$$(3) \quad \frac{p_0}{\rho_0 T_0} = \frac{p_1}{\rho_1 T_1}$$

$$(4) \quad \frac{V_0^2}{2g} + C_p T_0 = \frac{V_1^2}{2g} + C_p T_1$$

La (1) si afferisce alla **continuità**, la (2) alla **quantità di moto**, la (3) alla **equazione di stato** e la (4) alla **energia**.

Risolvendo il sistema precedente è facile, a parte la soluzione banale

$$p_0 = p_1 \quad \rho_0 = \rho_1 \quad V_0 = V_1 \quad T_0 = T_1$$

che indica assenza dell'urto, trovare il rapporto tra le grandezze dopo e prima dell'urto; si ottiene concisamente se si introduce il numero di **Mach M** della corrente indisturbata ed il rapporto  $k$ :

$$(40a) \quad \frac{p_1}{p_0} = \frac{2kM^2 - (k-1)}{k+1}$$

$$(40b) \quad \frac{V_1}{V_0} = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{(k+1)}{2+(k-1)}$$

$$(40c) \quad \frac{T_1}{T_0} = \frac{[2kM^2 - (k-1)][2+(k-1)M^2]}{(k+1)^2 M^2}$$

Si ricava inoltre come conseguenza:

$$V_0 V_1 = V_{so}^2$$

ed

$$M_1^2 = \frac{2 + (k-1) M^2}{2 k M^2 - (k-1)}$$

Per i gas biatomici  $S_1$  si ha in particolar

$$\begin{aligned} \frac{p_1}{p_0} &= \frac{7 M^2 - 1}{6} \\ \frac{V_1}{V_0} = \frac{\rho_0}{\rho_1} &= \frac{5 + M^2}{6 M^2} \\ \frac{T_1}{T_0} &= \left( \frac{7 M^2 - 1}{6} \right) \left( \frac{5 + M^2}{6 M^2} \right) \\ M_1^2 &= \frac{5 + M^2}{7 M^2 - 1} \end{aligned}$$

Queste considerazioni sono valide ovviamente per  $M > 1$  cioè per corrente in arrivo supersonica; infatti per  $M < 1$  il numero di **Mach** diviene immaginario e questo conferma che l'urto è possibile per velocità supersoniche solamente.

È facile vedere inoltre dalle precedenti che si ha sempre  $M < 1$ , cioè per onda d'urto normale la corrente di velocità  $V_1$  è subsonica mentre quella a velocità  $V_0$  è supersonica.

Il punto figurativo **1** delle condizioni del gas dopo l'urto è sulla linea  $p_{1-ur}$  costante (fig.25); esso ha temperatura ed entropia più grandi del punto **0'** corrispondente allo stesso rapporto di compressione isoentropica. I valori  $C_p(T_{0'} - T_0)$  e  $C_p(T_{1-ur} - T_0)$  rappresentano rispettivamente il lavoro di compressione isoentropico adiabatico per urto; il rapporto tra questi lavori è il così detto rendimento adiabatico  $\eta_{ad}$ .

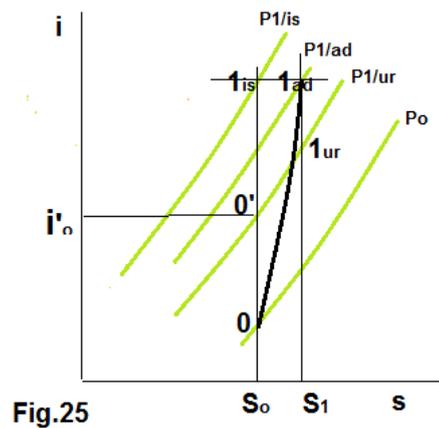


Fig.25

Si ha evidentemente :

$$\left( \frac{T_0'}{T_0} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{p_{1,ur}}{p_0}$$

Inoltre l'equazione della linea:

$$p_1 = \text{cost} \quad e' \quad S - S_0 = C_p \log \frac{i}{i_0} = C_p \log \frac{T}{T_0'}$$

con

$$S_0 \quad e \quad C_p T_0' = i_0'$$

coordinate del punto  $\mathbf{O}'$ .

Dalle precedenti si ottiene facilmente l'aumento di entropia ed il rendimento adiabatico per urto normale:

$$\Delta S = S_1 - S_0 = C_p \log \frac{\frac{T_1}{T_0}}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

$$\eta_{ad} = \frac{T_0' - T_0}{T_1 - T_0} = \frac{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{\frac{T_1}{T_0} - 1}$$

in queste formule i rapporti

$$\frac{p_1}{p_0} \quad e \quad \frac{T_1}{T_0}$$

sono quelli dell'urto, avanti precisati.

## 6.7 Autocompressione con urto

Con le formule precedenti si possono calcolare le condizioni subito dopo l'imbocco di una presa dinamica o di un diffusore in corrente supersonica (fig.26); l'onda d'urto normale alla bocca è piana, conica per il resto.

Poiché la corrente  $V_1$  è subsonica è possibile con un condotto divergente trasformare l'energia cinetica

$$\frac{V_1^2}{2g}$$

in entalpia; se le perdite all'interno del condotto sono trascurabili si ha una ulteriore compressione ad entropia costante  $S_1$ ; la pressione finale per formule note vale

$$\frac{p_{1ad}}{p_1} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

Il rapporto di compressione totale

$$\frac{p_{1ad}}{p_0} = \frac{p_{1ad}}{p_1} \frac{p_1}{p_0}$$

ottenibile con le trasformazioni avanti indicate; a conti fatti diviene:

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{ad} = \frac{k+1}{2} M^2 \left[ \frac{(k+1)^2 M^2}{4k M^2 - 2(k-1)} \right]^{\frac{1}{k-1}} \quad (41)$$

per  $S_1$

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{ad} = 1,2 M^2 \left(\frac{7,2 M^2}{7 M^2 - 1}\right)^{2,5}$$

Se tutto il processo fosse stato isoentropico si sarebbero avute le note espressioni:

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{is} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

con  $S_1$

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{is} = (1 + 0.2 M^2)^{3,5}$$

Al divergere di  $M$

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{ad} \rightarrow 1.2 \left(\frac{7,2}{7}\right)^{2,5} M^2 = 1,28 M^2$$

È poi facile verificare che il rapporto

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)_{ad}$$

è uguale al rapporto

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)_{is}$$

dell'ipotesi isoentropica; questo fatto era da aspettarsi per la conservazione dell'energia; infatti l'energia cinetica non può trasformarsi altro che in entalpia e a parità di temperatura iniziale deve essere quella finale necessariamente uguale sia per il caso entropico che per il caso con urto.

Nella figura 27a,b, sono riportati alcuni valori delle espressioni avanti ricavate.

Le minorazioni del rapporto di compressione possono ottenersi agli alti numeri di **Mach** con bocche ad onde d'urto oblique.

Gli aumenti di entropia con onda d'urto normale sono i più alti possibili. Su questo aspetto si ritornerà parlando degli autoreattori supersonici.

## 6.8 Effetti della temperatura e probabili limiti della velocità di volo

Si è visto che per qualsiasi tipo di deflusso, isoentropico o con urto, è valida la relazione:

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \quad (42)$$

con  $T_1$  temperatura di arresto e  $T_0$  della corrente di **Nr.Mach M**.

La temperatura  $T_1$  si presenta quindi sui bordi di attacco delle ali, sulla prua delle fusoliere, entro le prese dinamiche dei condotti dei reattori ed autoreattori, ecc.

Per l'aria

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 + 0,2 M^2$$

Per le velocità subsoniche ( $M < 1$ ), l'incremento della temperatura di arresto rispetto a quella ambiente  $T_0$  è moderato; mano a mano che  $M$  si avvicina all'unità

$$\frac{T_1}{T_0}$$

comincia a crescere rapidamente.

Per:

$$M = 1 \quad \frac{T_1}{T_0} = 1,2$$

cioè si ha l'aumento del **20%** della temperatura; se

$$T_0 = 273 \text{ K}(0 \text{ C}) \quad T_1 = 327 \text{ K}$$

l'aumento è di circa  $54^\circ\text{C}$ , nella stratosfera  $T_0 = 228\text{K}(-55^\circ\text{C})$ , quindi,  $T_1 = 273\text{K}$ , corrispondente quasi a  $0^\circ\text{C}$ .

Per  $M = 2$  a bassa quota si ha l'incremento del **80%**, pari circa a  $218^\circ\text{C}$  e nella stratosfera l'aumento di  $182^\circ\text{C}$ .

Sul grafico di fig.28 è riportato l'andamento di

$$\frac{T_1}{T_0}$$

Al crescere della velocità l'aumento della temperatura comincia ad essere incompatibile con le possibilità del fisico umano innanzi tutto; supposto risolto il problema di proteggere l'equipaggio con opportuna refrigerazione, rimane il problema della resistenza dei materiali alle sollecitazioni meccaniche ed alle ossidazioni a caldo.

A  $300^\circ\text{C}$  la resistenza del duralluminio è scesa circa a metà della resistenza a freddo; a bassa quota quindi

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{273 + 300}{273} = 2,1$$

nella stratosfera

$$\frac{T_1}{T_0} = 1,93$$

a questi valori corrispondono i numeri di Mach pari a circa **2,35** e **2,15**, cioè **2800 k/ora** e **22300 k/ora** circa: però l'ossidazione a caldo limita ancor più questi valori.

Per gli acciai legati inossidabili delle migliori qualità e per le leghe speciali a circa  $800^\circ\text{C}$  (colore rosso chiaro) la resistenza tende a svanire. A queste temperature corrispondono  $M = 4,4$  a bassa quota ed  $M = 4,3'$  nella stratosfera, cioè circa **5400 k/ora** e **4400 k/ora**; in alte parole alle alte velocità il velivolo od il missile tendono a comportarsi come meteore.

Questi sarebbero quindi, grosso modo, i limiti spinti di velocità nel volo di regime prolungato per i fatti di temperatura nei riguardi della resistenza dei materiali ove non si provveda al raffreddamento artificiale mediante macchine frigorifere o liquidi a bassa temperatura di ebollizione entro opportune intercapedini e condotti a contatto con le superficie esterne dei velivoli.

Da questi cenni si intravede quale somma di ricerche e di lavoro richiede e richiederà il volo supersonico già per la resistenza alle alte temperature del fisico umano e dei materiali.

Naturalmente le considerazioni precedenti si intendono valide per voli sufficientemente lunghi in modo da portare a regime la temperatura delle masse metalliche del velivolo.

## 7.1 Il motore alternativo e compound

Le caratteristiche concettuali, di funzionamento e costruttive del gruppo alternativo si ritengono abbastanza conosciute; ci si limiterà, per brevità, ad un cenno riassuntivo dei recenti sviluppi e perfezionamenti.

I motori alternativi ad accensione funzionano con ciclo reale vicino a quello **otto**, già esaminato; si è detto vicino perché vi sono in realtà alcune deviazioni; innanzi tutto il gas racchiuso varia di composizione durante le trasformazioni per effetto della combustione, mentre nei cicli si ammette il gas di caratteristiche costanti ed isotropo in ogni punto; vi sono poi le fasi di aspirazione e scarico; inoltre le trasformazioni a volume costante non sono in realtà tali per ovvi motivi (anticipo all'accensione ed allo scarico, velocità di fiamma, ecc.). Le fasi di compressione ed espansione che non sono né adiabatiche né isoentropiche, sia perché viene asportato calore per il raffreddamento sia per le perdite interne, possono rappresentarsi come politropiche.

In fig.29 è tracciato con linea piena il ciclo ideale, con linea a tratti il ciclo effettivo detto anche indicato.

Il rendimento termodinamico ideale è dato dalla (25) (Cap.IV).

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{v_0}{v_1}\right)^{k-1}}$$

è il rapporto di compressione

$$\frac{v_0}{v_1}$$

è il rapporto volumetrico di compressione.

Il rapporto tra l'area del ciclo indicato e quella del ciclo ideale è il rendimento indicato  $\eta_i$ ; esso si aggira sul valore  $0,8 \div 0,9$  dalle piccole alle grandi cilindrate.

La formula (25) dice che il rendimento cresce con il rapporto di compressione; l'accrescimento di questo rapporto urta però contro il fenomeno della detonazione che si presenta per una data miscela e per una certa forma della camera di scoppio, ad una pressoché definita pressione.

Al disotto della pressione di inizio della detonazione si ha una vivacissima combustione della miscela; al di sopra vere e proprie deflagrazioni di tipo esplosivo molto nocive a tutti gli effetti.

I rapporti di compressione vengono elevati usualmente impiegando benzine con aggiunte di opportune sostanze antidetonanti in piccola percentuale (es. piombo tetraetile) e con iniezione di acqua e metanolo; le qualità antidetonanti di un carburante vengono misurate dal numero di ottano.

Il motore alternativo aeronautico si è andato sempre più perfezionando ed evolvendo nel tempo; la prima evoluzione fu la applicazione del riduttore per evitare con l'aumento dei giri velocità di estremità delle pale delle eliche prossime a quelle del suono e quindi minorazioni del rendimento propulsivo. Dopo tentativi e realizzazioni di motori surcompressi e sovradimensionati seguì l'applicazione del compressore, quasi sempre del tipo centrifugo azionato direttamente dallo stesso motore tramite giunto elastico od idraulico per la sovralimentazione ed il ristabilimento della potenza in quota; nella **fig.30**  $p'_0 = p_e$  è la pressione esterna;  $p_0 = p_a$  la pressione di alimentazione;

il lavoro ideale richiesto dal compressore è dato dall'area  $A - 4 - 0 - B$ ; il lavoro utile ideale è la differenza tra l'area  $0 - 1 - 2 - 3$  e l'area  $4 - 0 - 0$ . Nei successivi perfezionamenti il semplice compressore ad uno stadio è divenuto a due stadi con raffreddamento intermedio dell'aria compressa (per es. motori Merlin) ed azionato con cambio, graduale o no, di velocità. L'idea del **Pateau** di comandare il compressore con turbina azionata dai gas di scarico non è recente, mentre piuttosto recente ne è la effettiva realizzazione che ha dovuto attendere dalla tecnologia materiali adatti per le palette; con questa brillante soluzione si ha una notevole semplificazione di disegno ed un sensibile miglioramento del rendimento globale.

Il problema della turbina a gas di scarico costituì uno dei più notevoli precedenti per l'avvento delle turbine a gas e fu risolto praticamente dall'americano **Moss** quasi alla fine della sua esistenza dedicata a problemi del genere.

Che l'energia dei gas di scarico sia notevole si vede dalla stessa **fig.30**.

L'area  $C - 3 - 5 - A$  misura proprio il lavoro ideale disponibile per l'espansione sino alla pressione esterna ambiente.

Compressore e turbina son accoppiati direttamente ed il tutto è automaticamente regolato tramite la portata dei gas di scarico fatti passare attraverso la turbina; il comando della portata dei gas di scarico inviati alla turbina è azionato da dispositivo asservito alla pressione di alimentazione. Non tutta la massa dei gas, esuberante per lo scopo, viene utilizzata per azionare il compressore di sovralimentazione; si è allora pensato, sempre per migliorare il rendimento globale di utilizzare l'energia di tutta la massa tramite una o più turbine di maggiore capacità collegate opportunamente, mediante riduttori e giunti speciali, all'albero del motore alternativo; la differenza di energia tra quella di espansione e quella richiesta dal compressore viene ceduta all'albero porta elica. Sono nati così i motori **compound** (composti) che consumerebbero, secondo dati pubblicati recentemente, circa 180 grammi di benzina per *C.V.h.*.

A questo consumo corrisponderebbe l'ottimo rendimento effettivo globale del **0,35**.

Questo gruppo ibrido, alternativo e rotativo, è l'ultima difesa, forse, del vecchio e glorioso tipo alternativo rispetto all'incalzare dei turboelica.

Nei tipi compound la corsa del pistone è usualmente inferiore a quella del corrispondente motore normale allo scopo di avere pressioni allo scarico superiori e quindi rapporti di espansione piuttosto alti per la turbina in modo da avere buoni rendimenti così come si vedrà parlando delle turbine a gas. In proposito è da osservare che il processo ideale  $4 - 1 - 2 - 5$  coincide con quello di una turbina a gas con introduzione del calore a volume costante (turbina ad esplosione).

Una osservazione s'impone; poiché lo scarico di un cilindro è intermittente, la corrente alla turbina sarebbe pulsante e la pressione varierebbe entro certi limiti; tutto questo sarebbe nocivo per il rendimento della turbina.

In realtà il motore ha parecchi cilindri; questo fatto, assieme ad un collettore di adeguata capacità, porta ad oscillazioni ridotte della pressione a monte delle turbine e quindi garantisce condizioni accettabili; il funzionamento è praticamente a regime uniforme.

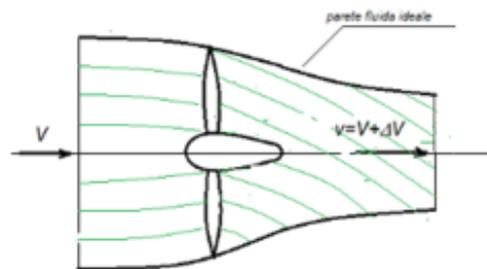
## 7.2 L'elica

L'elica è quel semplice e meraviglioso congegno che ha permesso effettivamente il volo; dal tempo dei primi dirigibili e del primo volo dei **Wright**, l'elica ha fatto molti e grandi progressi; dal semplice tipo di legno, a due pale, a passo fisso, si è arrivati alle modernissime metalliche a più pale orientabili, a giri costanti e per le più forti velocità ed alte quote alle doppie controrotanti a più pale.

Dal punto di vista aerodinamico l'elica funziona come un'ala a profilo, calettamento e velocità variabili lungo il raggio della pala.

Lo sforzo di trazione è il risultante delle componenti parallele all'asse di rotazione delle forze di pressione sulle pale (pressioni in senso algebrico) derivanti dal moto di esse rispetto all'aria.

Così pure la coppia è data dal momento delle stesse pressioni rispetto all'asse di rotazione. Considerazioni teoriche e conferme sperimentali mostrano che la massa d'aria interessata dall'elica è contenuta entro un tubo di flusso con pareti ideali fluide (fig.31).



Entro questo tubo l'aria si sposta a monte dell'elica con velocità  $V$  pari, nel moto relativo, a quello di avanzamento dell'elica. Il propulsore ha l'effetto di incrementare vettorialmente la velocità  $V$  delle particelle; l'incremento, che nel caso più generale varia da punto a punto, può pensarsi risultante di un incremento assiale  $\Theta V$ , tangenziale e radiale; quello assiale è preponderante su quello tangenziale mentre è trascurabile quello radiale. L'incremento assiale per buone eliche è sensibilmente uguale per ogni punto di una data sezione.

Al tubo di flusso possono applicarsi le considerazioni del **Cap.II**.

Così lo sforzo di trazione  $T$  è dato dalla differenza della quantità di moto:

$$T = m'(v - V) = m'\Delta V \quad (43)$$

poiché a distanze sufficientemente lontane dal disco:

$$p_1 = p_0 \quad p_2 = p_0$$

$m$  portata massica,  $v$  velocità assiale a valle del disco.

Analogamente la coppia è uguale alla differenza del momento della quantità di moto tra valle e monte; questo fatto giustifica gli incrementi tangenziali e quindi l'andamento elicoidale dei filetti fluidi della scia.

Per semplicità supponiamo di avere un'elica ideale con soli incrementi assiali (il caso dell'elica doppia controrotante si avvicina a questo).

Al condotto ideale con pareti fluide possono applicarsi le relazioni di energia ricavate nel **Cap.V**.

Prendiamo per esempio la (34)

$$J dQ - dL - dLp - dZ = J di + \frac{V dV}{g}$$

Nel caso attuale  $dQ = 0$ ,  $dZ = 0$ ; poiché le perdite passive sono supposte nulle  $dLp = 0$ ; inoltre, data la debole entità delle pressioni in gioco nel tubo di flusso, le variazioni di **entalpia**  $di$  sono trascurabili rispetto a quelle dell'energia cinetica

$$\frac{V dV}{g}$$

ne segue tra la sezione a valle e quella a monte, con le notazioni impiegate

$$-L = \frac{v^2}{2g} - \frac{V^2}{2g}$$

cioè il lavoro del motore, assorbito dall'elica, è trasformato in energia cinetica come visto; non poteva essere altrimenti.

Trascurare le variazioni di **entalpia** significa ritenere il fluido incompressibile; si può applicare il teorema di Bernouilli; le pressioni nel tubo di flusso a distanza sufficiente dal disco sono uguali a quella ambiente  $p_o$  mentre nel passaggio attraverso ad essosi ha l'incremento  $\Theta p$ . Si può scrivere quindi

$$p_0 + \frac{1}{2}\rho V^2 + \Delta p = p_0 + \frac{1}{2}\rho v^2$$

cioè

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho(v^2 - V^2)$$

La trazione, indicando con  $A$  l'area del disco

$$A = \frac{\pi D^2}{4}$$

è

$$T = A \Delta p = m'(v - V)$$

Sviluppando e tenuto presente che

$$v = V + \Delta V$$

si ricava

$$|m' = \rho A(V + \frac{1}{2}\Delta V)$$

La potenza utile è

$$T V = m' V(v - V)$$

Il rendimento propulsivo reale  $\rho_p$ , rapporto tra potenza utile e potenza cinetica (eguale a quella del motore come dimostrato) è dato dalla

$$\eta_p = \frac{m' V(v - V)}{\frac{1}{2}m'(v^2 - V^2)} = \frac{2}{1 + \frac{v}{V}} = \frac{2\frac{V}{v}}{1 + \frac{V}{v}}. \quad (44)$$

La differenza

$$\frac{1}{2} m'(v^2 - V^2) - m' V(v - V) = \frac{1}{2} m'(v - V)^2 = \frac{1}{2} m' \Delta V^2$$

perduta ai fini del lavoro propulsivo, rappresenta il prezzo della trazione; infatti questa perdita sarebbe nulla per  $\Theta V = 0$ , cioè per  $T = 0$ .

Un osservatore a terra vede l'aria a valle dell'elica di un velivolo dotata della velocità  $\Theta V$  in senso contrario a quella di avanzamento.

Questa energia cinetica perdute si trasforma per effetto della dissipazione vorticiosa della scia, dovuta alla viscosità in calore alla temperatura ambiente.

Dalla (44) si vede che per  $V = 0$  (elica a punto fisso),  $\eta_p = 0$ ; per  $v = V$  (trazione nulla)  $\eta_p = 1$ ;  $\eta_p$  è funzione del rapporto  $v/V$ .

Il rendimento calcolato con la (44) differisce da quello effettivo

$$\eta_e = \frac{T V}{\Pi}$$

$T$  trazione effettiva,  $\Pi$  potenza assorbita effettivamente dall'elica.

Risulta ovviamente  $\eta_e < \eta_p$  perché nel computo di  $\eta_p$  sono state trascurate tutte le altre perdite. In via di larga approssimazione si può ritenere

$$\eta_e \cong 0,85 \eta_p$$

per le buone eliche.

L'aerodinamica mostra che lo sforzo  $T$  e la coppia  $C$  si possono esprimere con formule sintetiche del tipo seguente (formule di Renard)

$$T = \pi \rho N^2 D^4 \quad C = x \rho N^2 D^5$$

1.  $\rho$  =densità dell'aria
2.  $N$ =giri al minuto secondo
3.  $D$ =diametro
4.  $\tau$ =coefficiente di trazione
5.  $x$ =coefficiente di coppia; entrambi precisabili sperimentalmente e funzioni del rapporto

$$\gamma = \frac{V}{N D}$$

che caratterizza la distribuzione delle velocità e quindi delle incidenze lungo la pala; sul grafico di fig.32 è tracciato per una certa elica l'andamento di  $\tau$  e  $x$  in funzione di  $\gamma$ .

Il rendimento

$$\eta_e = \frac{T V}{\Pi}$$

poiché la coppia  $C$ , per la velocità angolare  $\omega = 2\pi N$ , equivale alla potenza  $\Pi$ , diviene:

$$\eta_e = \frac{\tau \rho N^2 D^4 V}{2 \pi x \rho N^3 D^5} = \frac{1}{2} \frac{\tau}{\Pi} \frac{\tau}{x} \gamma$$

il rendimento propulsivo è anche esso funzione di  $\gamma$  (si ricordi che  $\tau$  e  $x$  dipendono da  $\gamma$ ) mentre  $\eta_e$  è espresso in funzione del rapporto

$$\frac{V}{v}$$

Questo significa che  $\gamma$  e

$$\frac{V}{v}$$

non sono indipendenti come logico.

Sulla fig.32 è riportato pure  $\eta_e$  in funzione di  $\gamma$ ; il rendimento è nullo per  $\gamma = 0$ , cioè  $V = 0$  (punto fisso); raggiunto un massimo torna a diminuire e si annulla nuovamente per  $\tau = 0$ , cioè per trazione nulla (condizione di trazione nulla ottenibile per es. nel volo librato con motore a rilento); per valori negativi di  $\tau$  l'elica diviene frenante pur assorbendo potenza dal motore (eliche frenanti per le manovre in acqua degli idro e per il frenamento aerodinamico all'atterramento). Crescendo ancora il rapporto  $\gamma$  si arriva a valori per i quali anche  $x$  diviene negativo.; cioè l'elica riceve energia dalla corrente ed il motore è sollecitato ad aumentare di regime (fase di mulinello) mentre l'azione frenante cresce.

Non si insiste su questi concetti che si ritengono abbastanza noti dagli elementi di aerodinamica.

### 7.3 Potenza e trazione

Le prestazioni di un dato motore sono definite dalla potenza  $\Pi$  che esso deroga per dati giri e per data pressione di alimentazione; lo sforzo di trazione  $T$  dipende dalla potenza, dal rendimento  $\eta_e$  dell'elica e dalla velocità di volo  $V$  secondo la formula

$$T = \eta_e \frac{\tau}{V}$$

Poiché  $\eta_e$  è limitato ( $\eta_e < 1$ ), si vede che lo sforzo di trazione diminuisce al crescere della velocità; ovviamente l'andamento di  $T$  dipende dalle caratteristiche dell'elica associata al motore; per es. è notissimo il diverso comportamento di un aeroplano passando dall'elica a passo fisso all'elica a giri costanti ; decollo e salita vengono notevolmente migliorati; sul grafico di figura 33 è riportato l'andamento qualitativo dello sforzo di trazione di due eliche, una a passo fisso l'altra a giri costanti dello stesso diametro, entrambe adattate per la stessa velocità massima.

Riepilogando è da osservare che se si considera il motore a se, questo è definito da una certa potenza; se invece si considera il gruppo **motore-elica** come un tutto, questo è definito da un certo andamento della trazione con la velocità a parità di condizioni di funzionamento del motore e naturalmente per una data elica. La

potenza del motore si ritrova però sempre come potenza cinetica della scia così come avanti accennato. Questa considerazione sarà utile per il confronto concettuale, dei vari tipi di propulsione.

Vi è da aggiungere esplicitamente che la propulsione ad elica rientra nella propulsione a getto come si vedrà meglio avanti; il getto è dato dalla massa di aria interessata, accelerata verso valle dalla rotazione dell'elica e contenuta entro le pareti ideali della scia; per questo condotto ideale possono applicarsi come visto tutte le relazioni di energia ricavate nel **Cap.V**: La propulsione ad elica può essere considerata come propulsione a getto indiretta.; con ciò si intende dire che il fluido interessato per la spinta è essenzialmente diverso da quello interessato nei processi termodinamici.



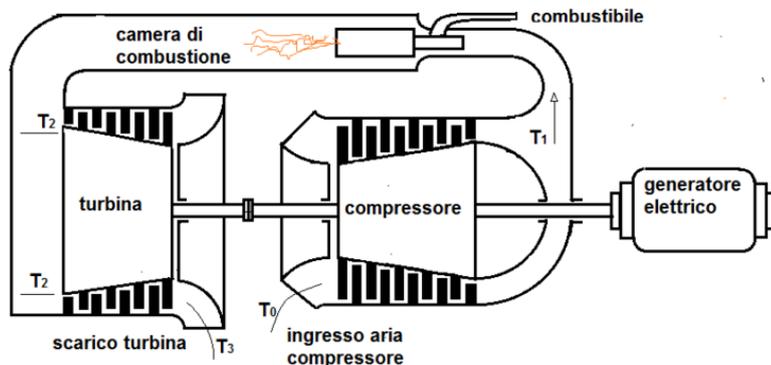
## 8.1 Le turbine a gas in generale

Tralasciando di parlare delle turbine a gas con introduzione di calore a volume costante (turbine ad esplosione) perché di nessun valore pratico.

Ci occuperemo delle turbine a gas con rinnovo continuo dell'aria (turbine aperte) e con introduzione del calore a pressione costante; esistono pure impianti di turbine a gas nelle quali l'aria soggetta alle trasformazioni è sempre la stessa (turbine chiuse); però queste non interessano l'aeronautica e non se ne parlerà.

La turbina a gas aperta consta, nello schema più semplice, di un compressore, di una o più camere di combustione ed almeno di una turbina vera e propria secondo lo schema della fig.34.

Secondo la dizione corrente, quindi la parte serve ad indicare il tutto.



Buona parte dell'energia ceduta dai gas caldi alla turbina viene assorbita dal compressore; la rimanente, utile, viene trasmessa alla macchina operatrice che può essere un compressore, un'elica, un generatore elettrico, ecc.

Il compressore può essere centrifugo ad uno o più stadi, senza o con raffreddamento intermedio, può essere assiale (come nella figura) od anche misto, cioè composto di uno assiale e di uno centrifugo.

La turbina può essere del tipo detto ad azione ad uno o più salti di velocità; del tipo detto a reazione (come in figura) od anche di tipo misto.

Alle volte la turbina che fornisce l'energia al compressore è distinta da quella che fornisce il lavoro utile all'esterno per una migliore regolazione ed un miglior rendimento complessivo dell'impianto.

In alcuni tipi di turbine l'aria compressa non viene mandata direttamente alle camere di combustione ma fatta passare attraverso un insieme di tubi lambiti esternamente dai gas caldi provenienti dallo scarico della turbina stessa.

La temperatura del gas preventivamente compresso viene così, sempre alla stessa pressione, aumentata gratuitamente risparmiando aliquote sensibili di combustione; l'insieme dei tubi viene chiamato **scambiatore di calore** e tutto l'impianto, **turbina a gas con rigenerazione**. Dallo scambiatore l'aria viene mandata ai bruciatori e tutto segue il normale processo.

## 8.2 Impianti senza rigenerazione

L'aria si rinnova continuamente; essa presa a temperatura  $T_0$  e pressione  $p_0$  viene compressa sino alla pressione  $p_1$  cui corrisponde la temperatura  $T_1$ ; nelle camere di combustione la composizione chimica varia in quanto si formano  $CO_2$  ed  $H_2O$  se la combustione è perfetta; inoltre cresce la massa dell'insieme di qualche centesimo per l'apporto del combustibile; all'ingresso della turbina la temperatura è  $T_2$ , allo scarico, alla pressione  $p_0$ , è  $T_3$ . La massa dei gas porta via allo scarico una quantità di calore proporzionale al salto  $T_3 - T_0$ .

Come detto altre volte non si può parlare di ciclo; l'insieme è una successione aperta di trasformazioni.

Si rammenti l'equazione (34) dell'energia per i moti di regime (con  $dz$  trascurabile):

$$J dQ - dL - dL_p = J di + \frac{V dV}{g}$$

Si applichi questa tra la sezione d'ingresso e di uscita del compressore; la differenza di energia cinetica è trascurabile; si ammette idealmente il rendimento del compressore uguale all'unità: Poiché non vi è scambio di calore ( $dQ = 0$ ), non vi sono perdite ( $dL_p = 0$ ) ed è assorbito lavoro dall'esterno, si ottiene per il lavoro di compressione

$$L_c = -J(i_1 - i_0) = -J C_p(T_1 - T_0)$$

poiché il calore specifico non subisce incrementi notevoli.

Nelle camere di combustione si ha introduzione di calore a pressione costante con trascurabili incrementi di energia cinetica, in questo caso  $dL = dL_p = 0$ ; quindi, supposto

$$\frac{V dV}{g}$$

trascurabile:

$$Q_1 = i_2 - i_1 = C_p(T_2 - T_1)$$

se si ammette  $C_p$  poco variabile; poiché  $T_2$  è limitato dalle condizioni di resistenza a caldo dei materiali, si vede che necessitano forti eccessi d'aria; in altre parole si ha una dosatura ipostechiometrica notevole.

Di regola si hanno accessi d'aria del  $300 \div 400\%$  rispetto al minimo di combustione.

Nella turbine, con  $dQ = 0$ ,  $dL_p = 0$ , differenza di energia cinetica tra uscita ed ingresso trascurabile, si ottiene dalla stessa equazione

$$L_t = -J(i_3 - i_2) = -J C_p(T_3 - T_2)$$

se, al solito,  $C_p$  è quasi costante; quindi

$$L_t = J C_p(T_2 - T_3)$$

poiché  $T_3 < T_2$ .

Il calore ceduto alla pressione  $p_0$  è  $Q_0 = C_p(T_3 - T_0)$ .

Il rendimento ideale

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_0}{Q_1} = \frac{C_p(T_2 - T_1) - C_p(T_3 - T_0)}{C_p(T_2 - T_1)}$$

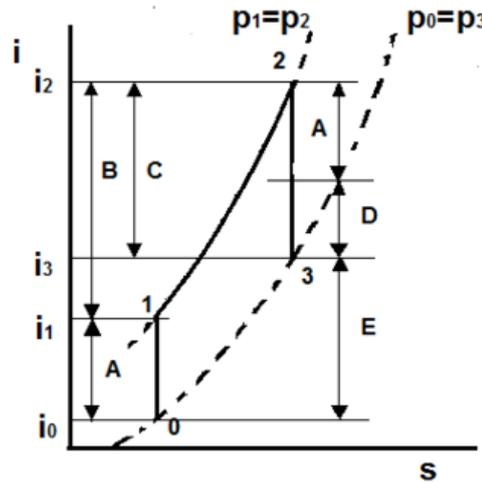
per quanto detto al Cap. IV, è allora identico a quello del **Ciclo Brayton** vero e proprio

$$\eta = 1 - \frac{T_0}{T_1} = 1 - \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

Si noti che la differenza tra  $Q_1$  e  $Q_0$  è uguale al lavoro

$$L_t - L_c = J C_p[(T_2 - T_3) - (T_1 - T_0)] = J C_p[(T_2 - T_1) - (T_3 - T_0)].$$

Sul diagramma **entropia-entalpia** è facile la immediata costruzione della serie di trasformazioni e la determinazione del rendimento con esattezza in quanto i diagrammi tengono conto della variabile  $C_p$  con la temperatura e con la composizione dei gas; tutte le operazioni si riducono alla determinazione di segmenti.



Si vede che (fig.35)

$$\eta_t = \frac{B - E}{B} = \frac{C - A}{B} = \frac{D}{B}. \quad (45)$$

Se  $C_p$  varia poco con  $T$  si vede che il rendimento limite varia pure poco con l'aumentare della temperatura di ingresso alla turbina: più alto è  $T_2$  più alta risulta  $T_3$ .

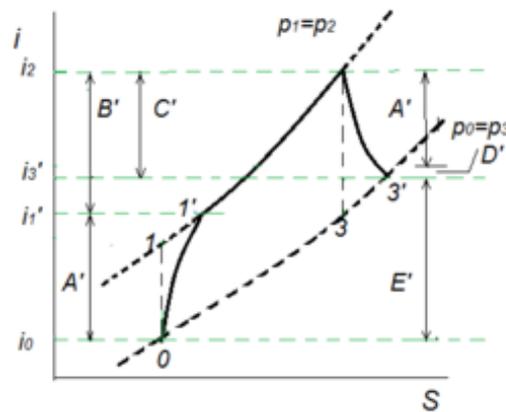
Il rendimento ideale non dipende dalla temperatura  $T_2$ .

In realtà le cose divergono qualitativamente e quantitativamente dallo schema teorico.

Il compressore ha un proprio rendimento; la trasformazione che avviene nei suoi condotti fissi e rotanti non è isentropica anche se può ritenersi con notevole approssimazione adiabatica; in altre parole non vi è scambio sensibile di calore con l'esterno, ma le perdite interne per attrito, vortici, distacchi di corrente, ecc. generano calore che aumenta l'entropia del fluido; questo calore generato all'interno è l'equivalente di parte del maggior lavoro meccanico necessario.

Ne viene che per comprimere da  $p_0$  a  $p_1$  un  $\mathbf{Kg}$  d'aria necessita lavoro maggiore del teorico; il fluido si ritrova a fine compressione con maggiore entalpia ed entropia (punto  $1'$  della figura 36) rispetto al caso ideale.

fig.36



Le perdite nella camera di combustione, con un buon disegno di esse, sono trascurabili in prima approssimazione.

Quanto si è detto per il compressore vale per la turbina ed invece del punto  $\mathbf{3}$  si ha il punto  $\mathbf{3}'$  con maggiore entalpia ed entropia del punto  $\mathbf{3}$  (fig.36).

Se  $\eta_c$  è il rendimento del compressore, si ha ovviamente

$$\frac{i_1 - i_0}{i_{1'} - i_0} = \frac{T_1 - T_0}{T_{1'} - T_0} \quad (46)$$

ed il lavoro richiesto reale vale

$$L_{c'} = -J(i_{1'} - i_0) = -J \frac{i_1 - i_0}{\eta_c}. \quad (47)$$

Per la turbina si ha:

$$\eta_{tu} = \frac{i_2 - i_{3'}}{i_2 - i_3} = \frac{T_2 - T_{3'}}{T_2 - T_3} \quad (48)$$

e per il lavoro reale fornito

$$L_{tu'} = J(i_2 - i_{3'}) = J \eta_{tu}(i_2 - i_3). \quad (49)$$

Il calore introdotto  $Q'$  è dato da  $(i_2 - i_{1'})$  cioè minore a parità di  $t_2$ , di quello teorico poiché la temperatura  $T_{1'}$  è maggiore di  $T_1$ .

Il rendimento reale termodinamico  $\eta_t$  è quindi dato da

$$\begin{aligned}\eta_t^* &= \frac{(i_2 - i_{3'}) - (i_{1'} - i_0)}{i_2 - i_{1'}} = \frac{\eta_t(i_2 - i_3) - \left(\frac{i_1 - i_0}{\eta_c}\right)}{i_2 - i_{1'}} = \\ &= \frac{B' - E'}{B'} = \frac{C' - A'}{B'} = \frac{D'}{B'}.\end{aligned}\quad (50)$$

Si vede subito la notevole minorazione del rendimento effettivo rispetto a quello ideale e si vede subito in questo caso che la temperatura massima  $T_2$  ha una importanza notevole nel senso che tanto più essa è elevata, tanto maggiore è il rendimento effettivo a parità del rapporto di compressione, di  $\eta_c$  e  $\eta_{tu}$ .

Se si ammette che il calore specifico non vari sensibilmente (entro i limiti di temperatura massimi compatibili per i materiali, questo è abbastanza vicino al vero), si ha:

$$\eta_t^* = \frac{\eta_{tu}(T_2 - T_3) - \frac{T_1 - T_0}{\eta_c}}{T_2 - T_{1'}} \quad (50_1)$$

poiché dalla (47) si ricava

$$T_{1'} = T_0 + \frac{T_1 - T_0}{\eta_c}$$

si ha in funzione di  $\eta_{tu}$ ,  $\eta_c$  e delle temperature del ciclo ideale il rendimento effettivo

$$\eta_t^* = \frac{\eta_{tu}(T_2 - T_3) - \frac{T_1 - T_0}{\eta_c}}{T_2 - T_0 - \frac{T_1 - T_0}{\eta_c}}. \quad (50_2)$$

Sviluppando e ponendo

$$\frac{T_2}{T_0} = \Theta$$

si trova, poiché

$$\begin{aligned}\eta_t &= 1 - \frac{T_0}{T_1} = 1 - \frac{T_3}{T_2} \\ \eta_t^* &= \frac{\eta_c \eta_{tu} \Theta (1 - \eta_t)^{-1}}{\eta_c (\Theta - 1) (1 - \eta_t) - \eta_t}\end{aligned}\quad (50_3)$$

con  $\eta_t$  rendimento ideale; il rapporto risulta minore di **1** e rappresenta il rapporto tra il lavoro effettivo ed il lavoro teorico; detto rapporto equivale concettualmente al rendimento indicato dei motori alternativi.

La (50<sup>3</sup>) mostra la complessa dipendenza del rendimento reale  $\eta_t^*$  dai rendimenti,  $\eta_t$  ideale,  $\eta_c$  del compressore,  $\eta_{tu}$  della turbine e dal rapporto

$$\Theta = \frac{T_2}{T_0}$$

delle temperature.

Il rendimento ideale può esprimersi in funzione del solo rapporto di compressione. Sappiamo infatti che

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

Se si indica sinteticamente con  $z$  il rapporto

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_1}{T_0}$$

si ha

$$\eta_t^* = \left(1 - \frac{1}{z}\right) \frac{\eta_c \eta_{tu} \Theta - z}{1 + \eta_{tu}(\Theta - 1) - z}. \quad (50_4)$$

Per  $\eta_c = \eta_{tu} = 1$  il rapporto prende il valore **1** ovviamente; quando

$$\eta_c \eta_{tu} \Theta = z = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (51)$$

il numeratore si annulla; il rendimento diviene zero, cioè il lavoro della turbina eguaglia quello richiesto dal compressore.

Per un dato prodotto  $\eta_c \eta_{tu}$  ed un dato rapporto  $\Theta$ , il rendimento effettivo si annulla per un determinato rapporto di compressione; più alto è  $\Theta$  più alto è  $z$ .

Ma:

$$\Theta = \frac{T_2}{T_0}$$

non può superare il valore corrispondente al massimo valore della temperatura compatibile con la resistenza a caldo del materiale delle palette. La temperatura  $T_2$  per le leghe attuali può arrivare sui **1100 K**; quindi

$$\frac{T_2}{T_0} \cong 4$$

I moderni compressori hanno  $\eta_c \cong 0,85$  per le turbine, per le turbine si può assumere  $\eta_{tu} \cong 0,9$ .

Anni addietro invece si aveva per  $T_2$  al massimo poco più di **800 K**, quindi:

$$\frac{T_2}{T_0} \cong 3, \quad \eta_c \cong 0,7, \quad \eta_{tu} \cong 0,85$$

Sul grafico di **fig.37** sono riportate le curve del rendimento corrispondenti al caso ideale, ai due precedenti ed al caso intermedio

$$\eta_c = 0,82, \quad \eta_{tu} = 0,85, \quad \Theta = 3,5$$

I grafici mostrano quale divario profondo corre tra il comportamento ideale e quello reale e quale grande ruolo giochino i valori di  $\Theta$ ,  $\eta_c$ ,  $\eta_{tu}$ .

La curva inferiore (a) mostra perché praticamente fallivano i tentativi di 40 ÷ 50 anni fa; i rendimenti risultavano molto bassi, appena pochi centesimi per gli impianti più efficienti.

La curva (b) corrisponde, grosso modo, ai risultati medi di impianti attuali per lungo funzionamento

$$T_2 \cong 700^\circ C, \quad \eta_{tu} \cong 0.85, \quad \eta_c \cong 0.82$$

Si vede dal confronto della (a), (b), (c) come modesti incrementi del rendimento della turbina e del compressore associati a moderati aumenti della temperatura massima abbiano un potente effetto per innalzare il rendimento termodinamico effettivo.

La via per il miglioramento è quella ovvia di perfezionare sempre più il compressore e la turbina e quella dell'impiego di materiali ed artefici di disegno che consentano le più alte temperature di esercizio per la turbina.

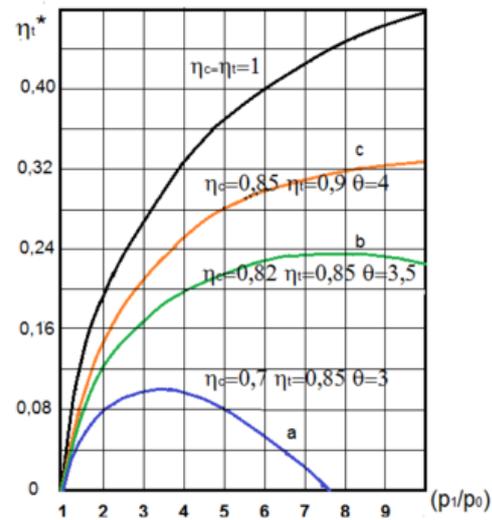
Si vede bene dalla figura come il rapporto di compressione del massimo rendimento termodinamico cresca aumentando  $\eta_c$ ,  $\eta_{tu}$  e  $\Theta$ . L'effetto dovuto alle perdite nelle camere di combustione è sul 2% circa per buoni disegni di esse.

Il rendimento globale si ottiene dal precedente moltiplicando ancora per **0.98** circa, per tenere conto del rendimento dovuto alle camere di combustione, e moltiplicando per il rendimento meccanico  $\eta_m$  per tener conto delle perdite di attrito dei supporti, per i servizi ausiliari per aria di raffreddamento, ecc.

Poiché non vi sono organi che strisciano,  $\eta_m$  è molto alto e per grossi impianti certamente superiore a **0.95**.

Le turbine a gas sono macchine molto veloci; di regola necessitano rapporti di riduzione notevoli per il comando del generatore elettrico o della macchina operatrice; il rendimento di un buon riduttore funzionante in bagno di olio è circa **0.96**.

Il rendimento globale è quindi il **10%** circa in meno di quello relativo al rendimento termodinamico effettivo.



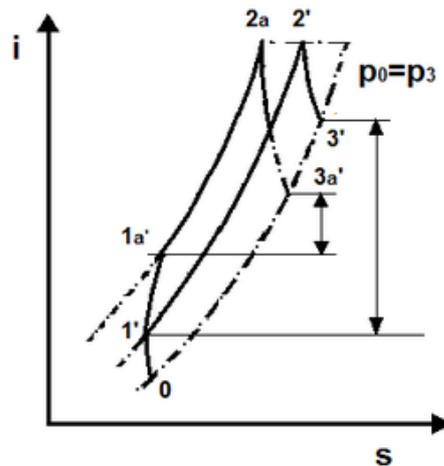
### 8.3 Impianti con rigenerazione

Si è visto che allo scarico viene portata via una notevole percentuale del calore fornito; infatti, la massa d'aria che era stata presa a temperatura  $T_0$  e pressione  $p_0$  viene restituita alla stessa pressione ma con temperatura  $T_{3'}$  (si trascura l'apporto del combustibile e la modesta variazione di composizione del miscuglio).

È disponibile quindi il calore  $C_p(T_{3'} - T_0)$ .

È stato pensato di recuperare parte di questo calore; si è pensato di produrre vapore da utilizzare in diversi modi, addirittura facendo muovere con una turbina a vapore il compressore; la complessità dell'impianto ibrido che ne consegue è ovvia.

La tendenza prevalsa è quella di recuperare parte del calore per riscaldare a pressione costante l'aria già compressa, dopo l'uscita dal compressore; questo è ottenuto tramite uno scambiatore di calore, chiamato anche recuperatore o rigeneratore, costituito essenzialmente da un fascio di tubi entro i quali passa l'aria compressa, lambiti esternamente dai gas caldi. Poiché i gas escono alla temperatura  $T_{3'}$  e l'aria, dopo compressione, si trova alla temperatura  $T_{1'}$ , il salto disponibile è  $T_{3'} - T_{1'}$ ; poiché inoltre vi è un limite, come già detto, per la temperatura massima  $T_2$  si vede che al crescere del rapporto di compressione  $l$   $T_{1'}$  aumenta mentre la  $T_{3'}$  diminuisce (la  $T_2$  si sposta sulla linea  $i_2$  costante) (fig.38); il salto di temperatura si riduce sino ad annullarsi ed invertirsi di segno;



questo significa che l'efficacia del recupero è più forte per rapporti di compressione piuttosto bassi.

In realtà non è possibile il recupero totale del calore corrispondente al salto predetto perché necessiterebbero superficie di scambiatore molto grandi (teoricamente infinite).

Ammettendo che il recupero relativo al salto  $T_{3'} - T_{1'}$  sia pressoché totale, questo diviene nullo quanto  $T_{3'} - T_{1'} = 0$  ovviamente. Poiché  $T_{3'} - T_{1'} \cong T_3 - T_1$  dato che  $T_{3'}$  è  $< T_3$  e  $T_{1'}$  è  $> T_1$  ne viene che lo scambiatore di calore non ha più ragione di essere quando  $T_3 \cong T_1$ .

Poiché

$$T_3 = \frac{T_2}{T_1} T_0$$

ne viene

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_1}{T_0}$$

in quanto la condizione predetta esige  $T_3 = T_1$ ; ne segue;

$$\frac{T_2}{T_0} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{2\frac{k-1}{k}}$$

ed il rapporto di compressione limite, compatibile con lo scambio di calore è:

$$\frac{p_1}{p_0} = \Theta^{\frac{k}{2(k-1)}} = \Theta^{1.75} \quad k = 1.4$$

Esempio: per

$$\Theta = 3, \quad \left(\frac{p_1}{p_0}\right)_{lim} = 3^{1.75} = 6.8$$

## 8.4 Impianti con combustione supplementare

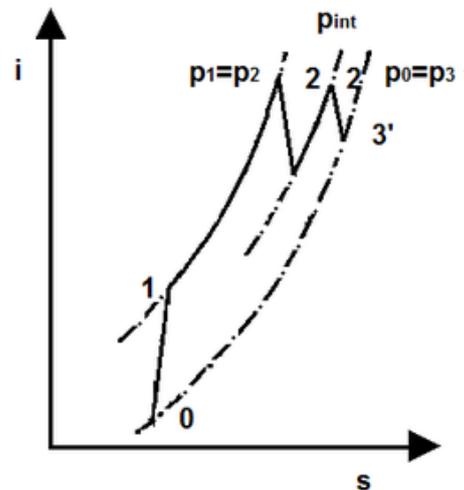
Si è detto che la temperatura massima è limitata dalla resistenza a caldo delle palette della turbina; per cercare di migliorare il rendimento totale si è pensata anche quest'altra via; fare avvenire parte dell'espansione in una turbina ad alta pressione; i gas all'uscita della turbina ad alta pressione (più freddi che all'entrata), vengono inviati ad un secondo bruciatore e riportati alla temperatura di prima; questo è possibile perché vi è molto ossigeno libero dato il grande eccesso di aria.

Dal secondo bruciatore i gas vengono inviati alla seconda turbina a bassa pressione.

In totale si ha quindi un maggiore lavoro utile ed un miglioramento moderato del rendimento totale.

Nello schema della fig.39 è riportato l'andamento dei processi accennati, con  $p_{int}$  si è indicata la pressione di uscita della turbina ad alta pressione, pressione che coincide con quella di ingresso della turbina a bassa pressione.

Naturalmente possono pensarsi combinazioni varie con l'aggiunta di refrigeratori nella compressione.



## 8.5 Effetto della temperatura ambiente sulle prestazioni delle turbine

La formula 50 o 50''' mostra in quale modo varia il rendimento effettivo con i vari parametri per una turbina aperta semplice.

Supponiamo di avere un dato impianto funzionante con un certo rapporto di compressione e vediamo quale è l'influenza del cambiamento della temperatura esterna  $T_0$  del gas; questo equivale allo studio dell'influenza del solo parametro  $\Theta$  poiché tutti gli altri sono supposti costanti.

Il parametro  $\Theta$  cresce al diminuire di  $T_0$  poiché  $T_2$  si ammette invariabile e bloccato dalla resistenza sotto carico a caldo del materiale delle palette; al crescere di  $\Theta$  cresce il rendimento reale  $\eta_*^t$ . Si conclude che una turbina a gas funziona con migliorato rendimento e con maggiori prestazioni nelle giornate fredde ed andando in quota.

Un velivolo con turboelica o turbogetto in quota si troverà in condizioni migliori per rendimento.

A titolo di esempio si supponga di avere un impianto con:

$$\frac{p_1}{p_0} = 5, \quad \eta_c = 0.85, \quad \eta_{tu} = 0.9;$$

poiché

$$\eta_t^* = 0.34$$

si ha:

$$\eta_t^* = 0.34 \frac{0.85 \cdot 0.9 \cdot 0.66 \cdot \Theta - 1}{0.85 \cdot 0.661(\Theta - 1)} - 0.35 = 0.34 \frac{0.5 \cdot \Theta - 1}{0.56 \cdot \Theta - 0.9}$$

Supponiamo  $T_2 = 800^\circ$ ,  $T_0 = 40^\circ$  per una giornata calda quota  $\mathbf{0}$  e  $T_{0=-55^\circ}$  alle soglie della stratosfera; i valori estremi di  $\Theta$  sono

$$\Theta_{min} = \frac{273 + 800}{273 + 40} = 3.42 \quad \Theta_{max} = \frac{273 + 800}{273 - 55} = 4.9$$

A questi valori corrispondono

$$\eta_t^* = 0.238 \quad \eta_t^* = 0.266$$

Il miglioramento sarebbe del **12%** circa. In effetti risulta ancora maggiore perché se il confronto viene fatto a parità di giri il rapporto di compressione, così come vedremo, cresce col diminuire della temperatura esterna.

## 9.1 Generalità sui compressori

Si è visto che il compressore è uno dei costituenti fondamentali del complesso turbina a gas. Necessitano alcuni sintetici cenni per una migliore comprensione del tutto tenendo presenti i risultati delle leggi della termodinamica.

Compressore, in senso lato, è ogni del gas; per la compressione ideale dispositivo che trasforma l'energia meccanica in energia di pressione.

I compressori possono essere alternativi o rotativi; in queste note ci si occuperà solamente dei rotativi che sono di vari tipi a seconda delle modalità costruttive e di disegno: a lobi (Root), capsulismi, centrifughi, assiali, misti, tipo Llysholm, ecc.

Nella tecnica della propulsione aerea si sono affermati decisamente i tipi: centrifugo, assiale e misto (risultante dall'accoppiamento in serie di un assiale con uno centrifugo); quindi con portata continua del gas.

Il processo di compressione ideale, come già detto, sarebbe adiabatico-isentropico quando manca il raffreddamento; quello reale è praticamente adiabatico ma non isoentropico, cioè mentre si può ritenere trascurabile il calore trasmesso all'esterno del dispositivo risulta notevole il calore generato all'interno della massa gassosa per attrito, urto, vortici, ecc.; i altre parole un'aliquota maggiore o minore del lavoro meccanico fornito viene trasformato in maniera irreversibile in calore e non in energia di pressione secondo quanto desiderato.

Come già visto, il lavoro richiesto dal compressore è uguale all'aumento effettivo di entalpia del gas; per la compressione ideale, isentropica, si ha con riferimento alla fig.40

$$J(i_1 - i_0) = J C_p(T_1 - T_0) = L_{id}$$

per il caso ideale, indicato con  $\eta_c$  il rendimento del compressore

$$L_c = J(i'_1 - i_0) = J C_p(T'_1 - T_0) = J C_p \frac{T_1 - T_0}{\eta_c}$$

da cui come già visto,

$$\eta_c = \frac{T_1 - T_0}{T'_1 - T_0}$$

La temperatura finale effettiva per data pressione finale risulta più alta di quella ideale; l'entropia risulta pure accresciuta ovviamente.

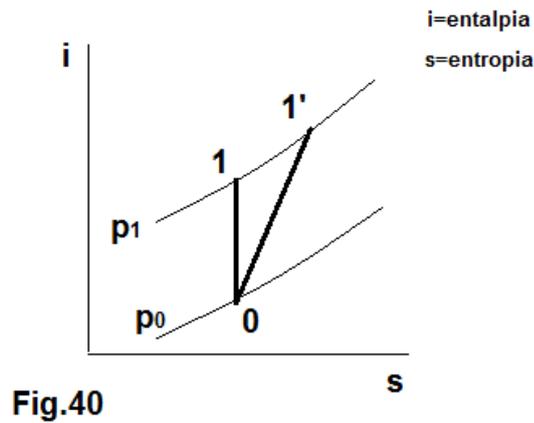


Fig.40

## 9.2 Tipo centrifugo

Il compressore centrifugo consta di una girante con opportune palette, di un diffusore e di una chiocciola che raccoglie l'aria compressa (fig.41); alle volte la girante è a doppio ingresso (fig.42) per avere maggiore portata a parità d'ingombro frontale (es. compressore del turbogetto Rolls-Royce Nene); la chiocciola invece di avere un solo condotto di efflusso ne ha diversi; simmetricamente disposti, nelle applicazioni aeronautiche.

La girante comunica al fluido l'energia meccanica che viene trasformata in energia di pressione; per compressori ad alti giri le alette sono dirette verso la periferia mentre sono incurvate all'imbocco per avere l'ingresso dell'aria senza urto; il lavoro meccanico viene trasferito al fluido mediante pressioni esercitate dalle pareti delle alette; queste pressioni servono ad accelerare il fluido e corrispondono proprio alle accelerazioni complementari di Coriolis; parte della pressione viene effettuata entro i vani tra le palette della girante mentre il fluido è in rotazione; all'uscita della girante il fluido, già parzialmente compresso, possiede l'energia cinetica corrispondente alla velocità periferica delle palette; questa energia a sua volta viene trasformata in energia di pressione nel deflusso entro i condotti divergenti del diffusore; poiché il deflusso è subsonico si hanno incrementi di pressione al crescere delle sezioni dei condotti. Le perdite maggiori si verificano proprio nel diffusore per distacco della vena fluida favorito dalla risalita della pressione.

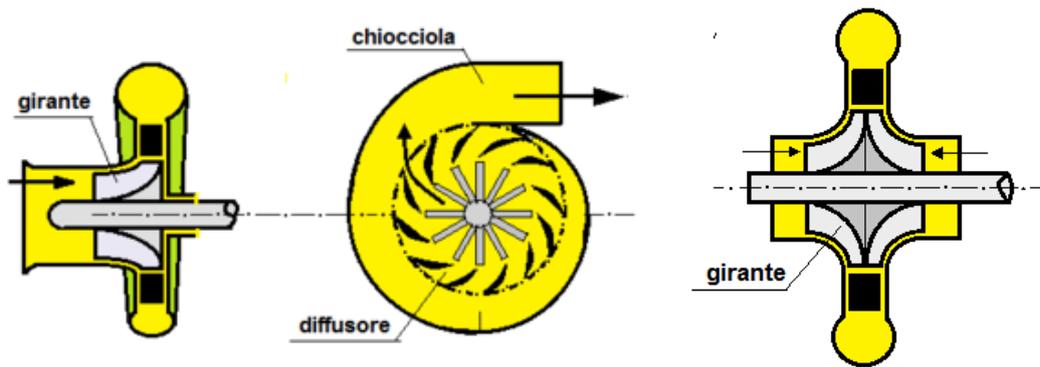
Al moto del fluido entro la girante ed il diffusore possono applicarsi le deduzioni del **Cap.II** e del **Cap.V**.

Si applichi per esempio il teorema della quantità di moto all'unità di peso/sec che attraversa la girante a palette diritte; la quantità di moto nel condotto di alimentazione è parallela all'asse di rotazione, quindi non contribuisce al momento; se  $V_p$  è la velocità periferica il momento della quantità di moto, uguale alla coppia motrice  $C$  è, con raggio  $R$  della girante

$$\frac{V_p}{g} R = C$$

Moltiplicando per la velocità angolare si ha la potenza:

$$\frac{V_p}{g} \omega R = \frac{V_p^2}{g}$$



Nel caso ideale tutto il lavoro comunicato alla girante deve trasformarsi in aumento dell'entalpia:

$$J(i_1 - i_0) = \frac{V_p^2}{g}$$

da essa

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 + \frac{V_p^2}{JgC_pT_0}$$

Poiché

$$V_{so}^2 = JgC_p(k-1)T_0$$

( $V_{os}$  velocità del suono per l'aria ambiente) indicando con

$$M_p = \frac{V_p}{V_{so}}$$

il numero di Mach **periferico** si ha per il rapporto di compressione

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{\frac{k}{k-1}} = [1 + (k-1)M_p^2]^{\frac{k}{k-1}} \quad (52)$$

$p_1$  è la pressione dopo il diffusore, cioè alla fine del processo.

Se la girante è disegnata in maniera che la velocità radiale di uscita è piccola ne segue che al diffusore avviene la trasformazione dell'energia cinetica

$$\frac{V_p^2}{2g}$$

in pressione; l'altra metà dell'energia

$$\frac{V_p^2}{2g}$$

si è trasformata in pressione già entro i vani della girante.

Se  $T_{01}$  e  $p_{01}$  sono la temperatura e la pressione all'uscita della girante si ha:

$$JC_p(T_{01} - T_0) = \frac{V_0^2}{2g}$$

Per l'aria si ha

$$M_{plim} = \sqrt{1.25} = 1.12$$

da essa segue

$$\frac{p_{01}}{P_0} = \left(\frac{T_{01}}{T_0}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_p^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

espressione che coincide formalmente e sostanzialmente con quella dell'arresto di una corrente ideale che ha il numero di Mach uguale a quello periferico.

Quanto è stato detto vale per il caso ideale ovviamente.

Per evitare perdite per onde d'urto all'imbocco del diffusore conviene che la velocità periferica della girante non superi quella locale del suono.

La temperatura all'estremità della girante è:

$$T_{01} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_p^2\right) T_o$$

Poiché

$$\frac{V_{so1}^2}{V_{so}^2} = \frac{T_{o1}}{T_o}$$

si ottiene con la condizione:

$$\begin{aligned} \frac{V_{so1}}{V_{so}} &= \frac{V_{plim}}{V_{os}} = M_{plim} \\ M_{plim}^2 &= 1 + \frac{k-1}{2} M_{plim}^2 \end{aligned}$$

cioè

$$M_{plim} = \left(\frac{2}{3-k}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Per l'aria si ha

$$M_{plim} = \sqrt{1.25} = 1.12$$

per

$$T_o = 273^\circ K, \quad V_{plim} = 380 m/sec$$

il rapporto di compressione ideale limite entro la girante vale

$$\left(\frac{p_{o1}}{p_o}\right)_{lim} = \left(1 + \frac{k-1}{3-k}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{3-k}\right)^{\frac{k}{k-1}} = 1.5^{3.5} = 2.18$$

mentre il rapporto di compressione totale limite è

$$\left(\frac{p_1}{p_o}\right)_{lim} = \left(1 + 2\frac{k-1}{3-k}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{1+k}{3-k}\right)^{\frac{k}{k-1}} = 1.5^{3.5} = 4.10$$

Dal rapporto delle due espressioni si ricava:

$$\frac{p_1}{p_o} = \left(\frac{1+k}{3-k}\right)^{\frac{k}{k-1}} = 1.88$$

coincidente con la nota espressione del rapporto critico di compressione di una corrente con velocità iniziale pari a quella del suono.

Le formule precedenti mostrano che il rapporto di compressione è funzione rapidamente crescente di

$$M_p = \frac{V_p}{\sqrt{gJC_p T_o}} = \frac{2\pi RN}{\sqrt{gJC_p T_o}}$$

$M_p$  varia in ragione diretta dei giri ed in ragione inversa della radice quadrata della temperatura assoluta del fluido di alimentazione; a parità di giri

$$\frac{p_1}{p_o}$$

crece andando in quota ed è più alto nelle giornate fredde.

Il rapporto di compressione dei tipi rotativi non è una quantità assoluta come per i tipi a stantuffo; anche a parità di giri è funzione della natura del gas (rappresentata da  $C_p$ ) e di  $T_o$ .

Supponiamo che davanti al compressore vi sia una presa dinamica investita dalla corrente di  $n^\circ M$ ; è quello che avviene in volo effettivamente. Il compressore è alimentato quindi da aria che non ha la temperatura esterna ma la temperatura

$$\left(1 + \frac{k-1}{2} M_p^2\right) T_o$$

Il rapporto di compressione ideale proprio del compressore diviene quindi minore:

$$\frac{p_1}{p_o'} = \left(\frac{T_1}{T_o'}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left[1 + \frac{V_p^2}{gJC_p T_o \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)}\right]^{\frac{k}{k-1}} = \left[1 + (k-1) \frac{M_p^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}\right]^{\frac{k}{k-1}}$$

quello totale invece cresce

$$\frac{p_1}{p_o} = \left(\frac{T_1 T_o'}{T_o T_o'}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left[1 + \frac{k-1}{2} M^2 + (k-1) M_p^2\right]^{\frac{k}{k-1}}$$

Supponendo

$$M_p^2 = 1.25$$

valore limite precedente ed  $M=1$  si trova

$$\frac{p_1}{p_o} = 6.4$$

invece di 4.10; si vede che il rapporto cresce sensibilmente con la velocità di traslazione a parità di giri.

Poiché cresce la temperatura per effetto dell'auto-compressione si può aumentare la velocità periferica della girante (beninteso entro i limiti compatibili con la resistenza del materiale) sino al nuovo limite della velocità locale del suono che in questo caso è funzione di  $M$ ; così operando a bassa quota per  $M=1$  si avrebbe

$$\frac{p_1}{p_o} = 7.8$$

Concludendo resta dimostrato che il rapporto di compressione ideale dei tipi rotativi è funzione di  $n$ ,  $T_o$  e  $M$ .

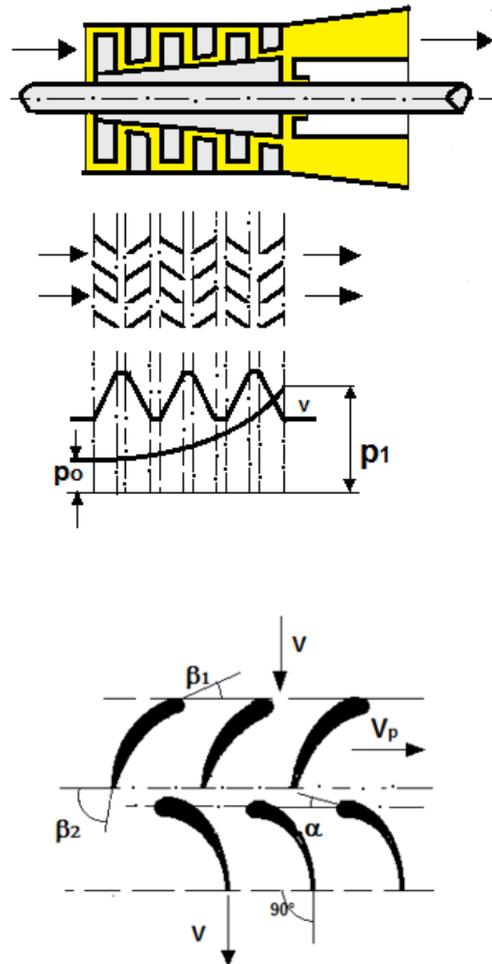
Per il calcolo del rapporto reale necessiterebbe introdurre il rendimento del diffusore e del compressore.

### 9.3 Tipo assiale-Tipo misto

#### 9.3.1 Tipo assiale

Il compressore assiale consta di una girante che porta una serie di corone di palette mobili tra altrettante serie di corone di palette fisse portate dal carter.

In fig.43 è riportato lo schema di questo compressore con la disposizione e l'orientamento delle palette; inoltre è riportato l'andamento della velocità e della pressione del fluido durante le varie fasi.



Una corona di palette mobili ed una di palette fisse costituiscono uno stadio. Nel passaggio attraverso le palette mobili l'aria riceve una certa energia cinetica; questa energia si trasforma in pressione parte tra le stesse palette mobili e parte tra le palette fisse; all'uscita dalle palette fisse la velocità dell'aria compressa generalmente riprende il valore che aveva prima di entrare nelle palette mobili; in altre parole la velocità assiale o di attraversamento del compressore è la stessa e ciò spiega perché l'area delle sezioni del condotto va riducendosi a mano a mano che la compressione cresce.

Le sezioni delle palette sono veri e propri profili alari.

Si consideri uno stadio (fig.44); siano  $\beta_1$  e  $\beta_2$  gli angoli d'ingresso e di uscita della linea media della paletta mobile;  $\alpha$  e  $\pi/2$  gli angoli corrispondenti per la paletta fissa;

sia  $V$  la velocità di arrivo dell'aria, uguale a quella di uscita dalle palette fisse, e  $V_p$  la velocità tangenziale delle palette mobili.

La velocità  $U_1$  di ingresso alle palette mobili è data dalla composizione dei vettori  $V$  e  $-V_p$ ; la velocità relativa alle palette mobili all'uscita è  $U_2$  ed è definita dall'angolo  $\beta_2$  poiché  $V$  si è assunta costante; la  $U_2$  composta con la  $V_p$  fornisce la velocità  $V_1$  di ingresso alle palette fisse (**Fig.45**).

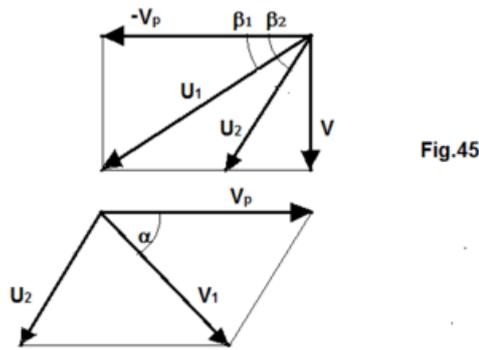


Fig.45

L'azione sull'aria dovuta alle palette mobili si può valutare in base alla variazione della quantità di moto; poiché la differenza di velocità è dovuta alla differenza tra i vettori  $U_1$  e  $U_2$  si ha per  $\mathbf{Kg}$  di aria al secondo

$$F = \frac{V_p}{g} (1 - \tan \beta_1 \cot \beta_2)$$

Il lavoro comunicato è:

$$FV_p = \frac{V_p^2}{g} (1 - \tan \beta_1 \cot \beta_2)$$

Dall'espressione precedente viene fuori la condizione

$$\beta_1 > \beta_2$$

perché effettivamente possa avvenire la compressione.

L'energia comunicata al fluido deve ritrovarsi come aumento di entalpia

$$C_p(T_1 - T_o)$$

Nel caso ideale isentropico si trova allora per il rapporto di compressione relativo ad uno stadio:

$$\frac{p_1}{p_o} = [1 + (k - 1)(1 - \tan \beta_1 \cot \beta_2)]^{\frac{k}{k-1}} \quad (53)$$

Poiché

$$M_p < 1 \quad \text{ed} \quad (1 - \tan \beta_1 \cot \beta_2) < 1$$

il rapporto di compressione per stadio è modesto; in genere è compreso tra **1,2** e **1,3** tenuto conto anche della non perfetta isentropicità della trasformazione; parte di

$$\frac{p_1}{p_0}$$

si ottiene entro le stesse palette mobili, il rimanente entro le palette fisse.

Per ottenere alti rapporti di compressione necessitano parecchi stadi.

La schematizzazione precedente è alquanto semplificata; calcolazioni più aderenti alla realtà fisica sono impostate sulla teoria vorticoso delle schiere alarti poiché una corona di palette equivale ad una schiera.

Anche nel compressore assiale potrebbero farsi considerazioni analoghe a quelle fatte per il centrifugo sulla dipendenza del rapporto di compressione da  $n$ ,  $T_o$  e  $M$ .

### 9.3.2 Tipo misto

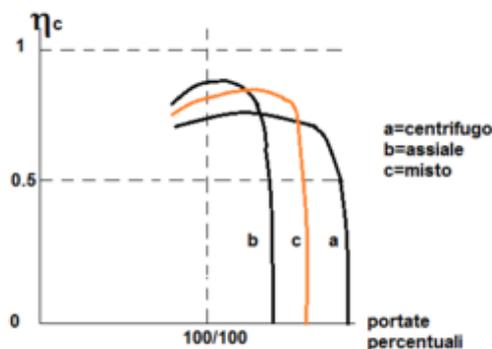
Detto compound dagli anglosassoni, consta di un assiale associato ad un centrifugo.

Si è detto che il rapporto di compressione di uno stadio è piccolo; necessitano quindi molti stadi per un alto rendimento di compressione: per es. 6 stadi per rapporto 3, 10 stadi per rapporto 4. Per rapporto di compressione più elevati il n. degli stadi risulta rilevante e ciò comporta un compressore molto lungo. Sorge l'idea di associare i due compressori per avere forti rapporti con lunghezze ridotte e una buona compattezza costruttiva. Naturalmente il compressore centrifugo aspirando aria calda, perché già compressa, presenta un rapporto di compressione proprio minore, a parità di giri, di quello ottenibile con aria fredda.

## 9.4 Confronto tra i diversi tipi

Per un confronto necessita indagare come variano i rendimenti al variare delle condizioni di funzionamento.

In figura sono riportati gli andamenti qualitativi delle curve di rendimento per i tre tipi; le curve di rendimento sono riportate in funzione delle portate erogate per determinati giri.



I compressori sono supposti adatti per dare le stesse portate e col massimo possibile del rendimento rispettivo per la portata prefissata comune (100/100).

Si nota:

A-Il valore del rendimento del compressore centrifugo risulta più piccolo degli altri; la curva di rendimento risulta però più piatta delle altre; in altre parole il tipo centrifugo ha una maggiore elasticità di funzionamento con scadimenti moderati del rendimento.

*B*-Il rendimento del tipo assiale è più alto di tutti ; la curva di rendimento è più ripida ; il compressore assiale è quindi meno elastico.

*C*-Il comportamento del tipo misto è intermedio tra i due.

Come valori di orientamento attuali si può assumere: per il tipo centrifugo  $\eta_c = 0.8$ : per il tipo assiale **0.85**.

Lo sforzo dei tecnici è rivolto costantemente all'aumento di questi valori.

Il compressore assiale presenta il minore ingombro frontale a parità di portata; ciò giustifica il maggior favore di questo tipo in generale e per l'aeronautica in particolare anche perché di maggiore rendimento; si nota infatti che tutti i progetti recenti adottano quasi esclusivamente il tipo assiale.

## 9.5 Camera di combustione

L'aria compressa entra nelle camere di combustione, specie di condotti nei quali essa viene portata sino alla temperatura sopportabile dalle palette della turbina.

Il riscaldamento dell'aria avviene per combustione diretta, il combustibile è iniettato sotto pressione attraverso speciali ugelli, chiamati impropriamente atomizzatori; questi ugelli sono in realtà polverizzatori analoghi a quelli dei motori diesel ed hanno il compito di ridurre la portata del combustibile in goccioline minutissime secondo un getto conico.

Se il rapporto aria-combustibile fosse quello stechiometrico o quasi (circa 15 parti di aria ed una di combustibile per i normali idrocarburi liquidi), l'aumento di temperatura sarebbe incompatibile con la resistenza dei materiali; infatti, poiché il potere calorifico inferiore del combustibile è sulle 10.000 cal/kg per ogni Kg di aria si avrebbero

$$\frac{10000}{15} = 670$$

Cal/kg aria; la combustione avviene a pressione costante ed il prodotto finale è un miscuglio di azoto  $C$  ed altri componenti in piccola misura.

Assunto il calore specifico medio del miscuglio finale ad alta temperatura

$$C_{pm} = 0.26$$

si avrebbe

$$C_{pm}(1 + \frac{1}{15})\Delta T = 670$$

quindi

$$\Delta T = \frac{670}{0.261.067} = 2400^{\circ}C$$

Necessita quindi diluire con forti eccessi d'aria per scendere a temperature compatibili con i materiali, delle palette della turbina specialmente; ecco perché in realtà nelle turbine a gas per ogni parte di combustibile si hanno almeno 60 parti di aria. In questo caso:

$$\Delta T = \frac{167}{(1 + \frac{1}{60})C_{pm}} = 670^{\circ}C$$

Si ricordi che

$$\Delta T = T_2 - T_1$$

$T_1$  per rapporto di compressione 4 è circa **1,487**; se

$$T_0 = (273^0 + 15^0)K$$

si ha:

$$T_1 = 410^0K \quad e \quad T_2 = 410 + 670 = 1080^0K$$

cioè in centigradi

$$T_2 = 1080 - 273 = 800^0C$$

questo è proprio il limite medio compatibile con le migliori leghe per palette lavoranti sotto tensioni di circa  $25Kg/mm^2$  per effetto della forza centrifuga.

Il combustibile per bruciare rapidamente e quasi completamente necessita però di un rapporto aria-combustibile leggermente superiore a quello stechiometrico (circa parti di aria per una di combustibile); ne segue che la portata d'aria nelle camere di combustione all'inizio è divisa in due; una (aria primaria) serve per la combustione, l'altra (aria secondaria) per abbassare la temperatura finale; al termine della camera di combustione le due portate debbono formare un tutto omogeneo al massimo possibile.

Requisiti principali delle camere di combustione per l'aeronautica sono:

- basso peso e sezione trasversale ridotta
- perdite di pressione molto basse
- combustione stabile ed efficace alle più alte quote
- ispezionabilità facile e durata ragionevole
- temperatura finale del miscuglio uniforme.

Ovviamente una buona camera di combustione è il risultato di un conveniente compromesso tra le contrastanti esigenze elencate.

Molto complessi sono i fenomeni della combustione e dipendenti da numerosi parametri; diametro delle goccioline, temperatura dell'aria e del combustibile, velocità e turbolenza della corrente che attraversa la camera, volatilità del combustibile, forma dello spruzzo, ecc.

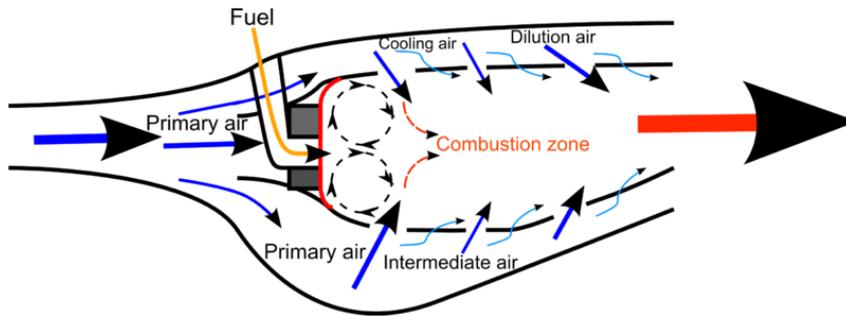
È sempre possibile però distinguere tre stadi successivi

- 1) debole vaporizzazione delle goccioline con ossidazione catalitica.
- 2) debole ossidazione dei vapori prodotti
- 3) accensione e conseguente combinazione chimica vera e propria.

Naturalmente un tempo, sia pure molto piccolo, è richiesto per la completa combustione; questo fatto richiede per l'aria una limitazione della velocità media di attraversamento della camera.

La realizzazione di una soddisfacente camera di combustione è attualmente il risultato di un buon disegno iniziale e di numerose prove sperimentali di modifica e di messa a punto.

Esaminando un complesso, si nota sempre un involucro interno per l'aria primaria di combustione ed un involucro per l'aria secondaria; l'aria secondaria raffredda le pareti dell'involucro interno e mano a mano, attraverso convenienti fori, si mescola ai gas caldissimi abbassandone la temperatura.



Negli impianti fissi spesso si ha una sola camera di combustione.

Nelle applicazioni per l'aeronautica, le camere di combustione attualmente sono distinte e disposte a tamburo immediatamente dopo il compressore; esse sono collegate tra loro da condotti allo scopo di trasmettere l'accensione che normalmente è innescata inizialmente in due di esse, sfalsate di  $180^\circ$ , da un dispositivo composto di un polverizzatore e candela usuale: ricerche sono condotte per l'adozione di una sola camera anulare.

La velocità media dell'aria primaria a pieno funzionamento è sui  $40 \div 50 m/sec$ , limite superiore perché si abbia il tempo richiesto per una buona combustione.

Le camere di combustione debbono essere realizzate con materiali resistenti a caldo all'ossidazione ed agli sforzi sia di trazione indotti dalla pressione interna, sia a quelli indotti da vibrazioni eccitate dalle masse d'aria in combustione. Generalmente le camere sono in lamiera saldata con processi speciali. Il condotto interno dell'aria primaria è in leghe speciali (R.ex-78, Nimonic, ecc.); quella esterna può essere realizzata con acciai inossidabili tipo 18/8 (18% nichel, 8% cromo).

## 9.6 Generalità sulle turbine

Turbina, in senso lato, è ogni dispositivo che trasforma la energia potenziale di un fluido (liquido, vapore o gas) in energia meccanica.

Nelle turbine idrauliche si trasforma l'energia di altezza, in quelle a vapore ed a gas, l'energia termica, che si è visto essere energia molecolare.

L'espansione, e quindi la trasformazione in energia cinetica del fluido può avvenire tutta entro condotti o palettature fisse della macchina; in questo caso la turbina è chiamata ad **AZIONE**.

Se l'espansione avviene anche entro condotti o palettature mobili, allora la turbina è chiamata a **REAZIONE**; **grado di reazione** si definisce il rapporto tra l'energia sviluppata nei condotti mobili e l'energia totale.

Si avverte esplicitamente che per le turbine la distinzione in tipi ad azione e reazione è puramente formale e non investe i concetti di azione e reazione chiariti al **Cap.II**. Azione e reazione sono sempre presenti ed inscindibili in ambedue i tipi. La definizione quindi non è felice ma purtroppo è entrata nella terminologia usuale.

In ogni caso la coppia motrice è risultante di pressioni agenti sulle superficie mobili per effetto delle interazioni mutue, così come per gli altri dispositivi sin qui esaminati.

Il lavoro meccanico massimo, ideale, è dato dal salto di entalpia disponibile tra le linee a pressione costante  $p_2$  e  $p_3$  a partire dalle condizioni iniziali di temperatura del gas; sul piano entalpie-entropie il lavoro è dato dal segmento intercetto parallelo all'asse delle ordinate; quindi

$$L_{ie} = J(i_2 - i_3)$$

Il processo sarebbe quindi isoentropico come già detto.

In realtà per cause, attrito, urti, vortici, ecc. parte della energia disponibile viene trasformata in calore in modo irreversibile, calore che rimane in seno al fluido; il processo di espansione è quindi praticamente adiabatico, nel senso che non vi sono scambi apprezzabili di calore con l'esterno, ma non isentropico (fig.48).

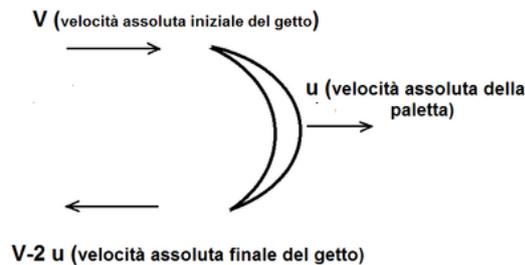
Il calore generato per la dissipazione interna viene utilizzato in parte; il resto è portato via allo scarico; la linea di trasformazione è la **2-3'** con entropia finale maggiore di quella iniziale. Il lavoro effettivo utile è dato dal segmento parallelo alle ordinate intercetto tra i punti **2** e **3'**. Se  $\eta_t$  è il rendimento della turbina:

$$L_e = J\eta_{tu}(i_2 - i_3) = J(i_2 - i_3')$$

Se il calore specifico  $C_p$  non subisce notevoli alterazioni con la temperatura, si può scrivere:

$$\eta_{tu} = \frac{i_2 - i_3'}{i_2 - i_3} = \frac{T_2 - T_3'}{T_2 - T_3}$$

Si consideri una paletta di turbina ad **azione** (fig.49) ruotante con la velocità  $U$ , investita da un getto laterale di velocità  $V$  parallela ad  $U$ .



È chiaro che la velocità relativa del getto rispetto alla paletta è  $V - u$  dato che le velocità sono nella stessa direzione; il getto che investe la paletta viene deviato dalla concavità della paletta stessa; supponendo che non vi siano perdite di alcun genere, la velocità di uscita, relativa alla paletta, è sempre  $V - u$ , diretto però in senso contrario a quello di entrata; poiché il getto si sposta con la velocità  $u$  della paletta (velocità di trascinamento), ne viene la velocità assoluta di uscita  $(V - u) - u = V - 2u$ .

Applicando il teorema della quantità di moto alle velocità relative alle palette (dirette per verso contrario-Cap.II), si ricava per lo sforzo sulle palette:

$$F = m'(V - u) - m'[-(V - u)] = 2m'(V - u)$$

Si tenga presente che questo sforzo è dovuto in sostanza alle pressioni del getto sulla superficie della paletta.

La potenza resa vale allora  $Fu$  quindi:

$$2m'(V - u)u = 2m'(Vu - u^2)$$

Risulta dalla formula precedente che per  $u = 0$  (paletta ferma) la potenza assorbita dalla paletta è nulla; infatti la potenza cinetica del getto

$$\frac{m'V^2}{2}$$

rimane la stessa sebbene la  $V$  venga invertita.

Quando  $V = u$ , la potenza è pure nulla; in questo caso getto e paletta hanno la stessa velocità e non è possibile alcuna cessione di energia alla turbina.

Tra questi due estremi di  $u$  la paletta assorbe energia: Il massimo si ha quando la derivata dell'espressione rispetto ad  $u$  diviene 0, cioè quando  $V - 2u = 0$ .

Ne viene quindi che per velocità della paletta metà di quella del getto la potenza assorbita è:

$$2m'[V\frac{v}{2} - (\frac{V}{2})^2] = \frac{m'V^2}{2}$$

cioè uguale a tutta la potenza del getto; la velocità assoluta finale risulta zero. Il rendimento pari al 100%.

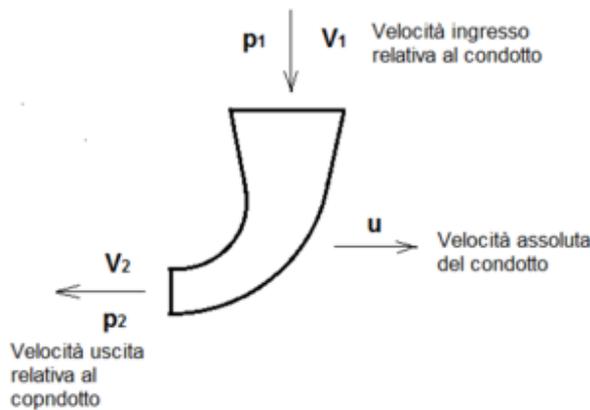
La condizione ideale di ottimo rendimento propulsivo della turbina ad una sola corona di palette è quindi data

$$u = \frac{V}{2}$$

in realtà, per via delle perdite e degli angoli d'ingresso e di uscita del getto, si hanno valori leggermente più piccoli di

$$\frac{u}{V} = 0.5$$

e rendimenti su  $0,85 \div 0,9$ .



Si consideri ora un condotto di turbina a reazione totale (grado di reazione 100/100) (fig.50); il gas entra nel condotto alla pressione  $p_2 < p_1$  con velocità relativa  $V_2 > V_1$ ; ovviamente  $V_2$  dipende dal rapporto

$$\frac{p_1}{p_2}$$

la spinta in direzione  $u$  dovuta alle pressioni del fluido sulle pareti del condotto è sempre dovuta alla differenza vettoriale delle quantità di moto (Cap.II); poiché  $V_1$  è normale a  $u$  la differenza di quantità di moto nel senso di  $u$ , cioè la spinta, è  $F = m'V_2$ .

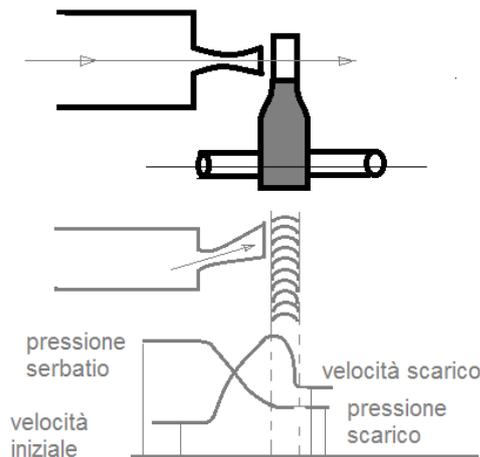
La potenza fornita dal condotto è  $m'V_2u$  ed il fluido allo scarico viene abbandonato con la velocità assoluta  $V_2 - u$ ; si vede subito che quando  $V_2 = u$  si ha il rendimento propulsivo unitario.

In realtà si hanno rendimenti sul **90%** tenuto conto delle perdite ed del fatto che la velocità  $V_2$  deve essere obliqua per permettere lo scarico laterale del fluido.

## 9.7 Tipi ad azione

La prima turbina (a vapore) scientificamente concepita e realizzata da **De Laval** fu ad azione.

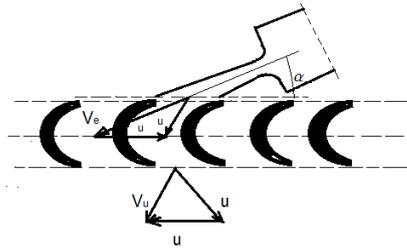
Essa consisteva in una sola girante con le palette investite dai gas uscenti dagli ugelli convergenti-divergenti, collegati alla caldaia, e disposti anularmente. Lo schema di questa turbina è schizzato in **fig.51**; sotto sono tracciati gli andamenti qualitativi della pressione e della velocità del getto. Tutto il salto di pressione viene trasformato in energia cinetica nell'ugello che viene ad essere convergente-divergente perché per avere buoni rendimenti il rapporto delle pressioni è superiore a quello critico.



I problemi affrontati e risolti brillantemente dal De Laval erano quanto mai ardui specialmente dal punto di vista meccanico; si è visto che per un buon rendimento della turbina la velocità delle palette deve essere circa la metà di quella di efflusso; poiché questa per un buon rendimento termodinamico risulta dell'ordine del migliaio di metri al secondo, la velocità delle palette si aggira sui **500 m/sec**.

Per queste velocità le sollecitazioni del materiale delle palette e del disco, dovute alle reazioni centrifughe divengono imponenti ed i giri dell'albero altissimi; il problema della resistenza del disco fu risolto adottando una forma speciale per esso, schizzata nella stessa fig.51 (disco di uguale resistenza alla sollecitazione di trazione imposta dalle reazioni centrifughe).

Sia  $V_e$  la velocità di efflusso ed  $u$  la velocità delle palette ( $u$  è la velocità di rotazione corrispondente a metà altezza circa delle palette); componendo la velocità  $V_e$  con la  $u$  presa in senso contrario, si ottiene la velocità relativa alle palette  $U$  (fig.52).



Se si trascurano le perdite di attrito, turbolenza, ecc., per il moto tra le palette, la velocità  $U$  non varia in intensità, mentre varia in direzione per effetto della curvatura delle palette stesse; all'uscita si ha la velocità  $U$  che composta con la  $u$  fornisce la velocità assoluta di scarico  $V_u < V_i$ .

La differenza fra l'energia cinetica all'ingresso ed allo scarico equivale al lavoro meccanico utile ceduto alla girante; la differenza del momento della quantità di moto equivale alla coppia motrice.

La forza tangenziale sulle palette è il risultante delle pressioni che si destano per effetto del moto del fluido rispetto alle palette; depressioni sul dorso, pressioni sul ventre, il tutto è concettualmente analogo al gioco delle pressioni e depressioni sul profilo di un'ala o di una pala d'elica.

Il rendimento della turbina, funzione del rapporto

$$\frac{u}{V_i}$$

e dell'angolo  $\alpha$  tra  $V_i$  ed  $u$  raggiunge il massimo per valori

$$\frac{V_i}{u}$$

poco inferiori a **0,5**; il rendimento massimo di regola è compreso tra **0,85** All e **0,9**.

Allo scopo di ridurre le velocità della girante si è pensato di frazionare la velocità  $V_p$ ; sono nate così le turbine ad azione a salti di velocità; nella fig.53 è schizzato il tipo a due salti; tra una serie e l'altra di palette mobili è inserita, in questo caso, una serie di palette fisse raddrizzatrici che hanno solo il compito di invertire la velocità della corrente.

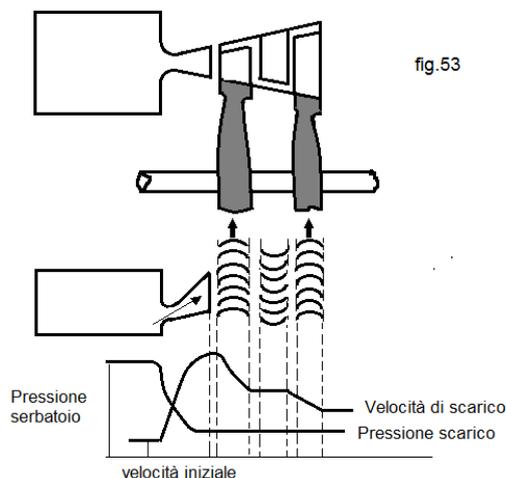
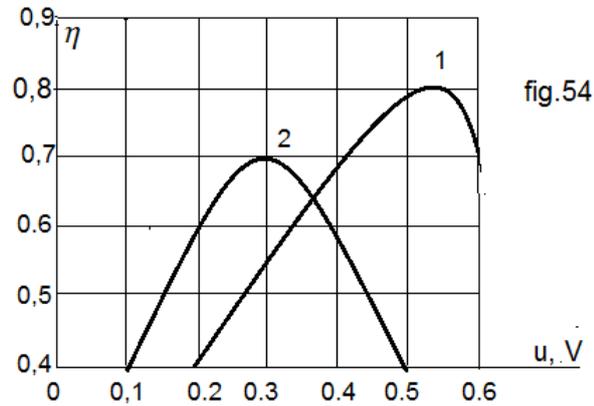


fig.53

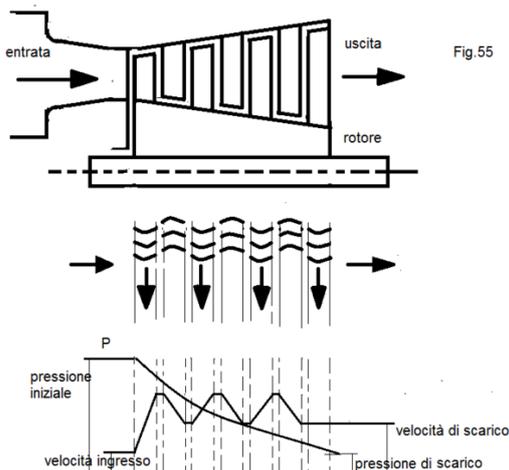
Vero è che con questa disposizione si riduce la velocità periferica (con due salti di dimezza all'incirca) ma per contropartita si ha una minorazione sensibile del rendimento; in fig.54 sono riportati gli andamenti del rendimento per un salto di velocità (1) e due salti di velocità (2).



Altra soluzione per ridurre le eccessive velocità periferiche è ottenuta frazionando il salto termico in modo da realizzare tanti gruppi elementari in serie **ugelli-palette** quanti i salti termici; queste turbine sono dette ad azione a salti di pressione.

Si ripete ancora una volta che nelle turbine ad azione di qualsiasi tipo l'espansione del fluido avviene soltanto entro ugelli o condotti distributori fissi.

## 9.8 Tipi a reazione



Le turbine a reazione a vapore debbono il loro sviluppo principalmente al **Parsons**.

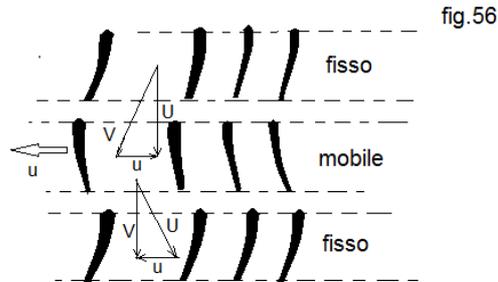
In fig.55 è schizzato una turbina a reazione, nello schizzo superiore si vede una sezione che mostra chiaramente il rotore con la serie di palette mobili ad esso collegate ed il carter che porta le palette fisse, e le serie di palette fisse e mobili si alternano.

Il vapore od il gas va da sinistra a destra; nello schizzo è mostrato lo sviluppo sul piano delle sezioni delle palette fatte con un cilindro coassiale all'albero. L'andamento delle sezioni del vano tra due palette fisse o mobili dipende dal rapporto di espansione e può essere convergente o convergente-divergente; per turbine a molti elementi e quindi per modesti rapporti

di espansione per elemento i condotti sono convergenti (rapporti inferiori a quello critico).

Nello schizzo sono mostrati gli andamenti della pressione e della velocità assoluta del fluido; tutto il salto di pressione disponibile viene frazionato in piccoli salti; ad ogni salto di pressione corrisponde ovviamente un aumento di velocità calcolabile facilmente; la velocità relativa alle palette fisse distributrici, coincidente con quella

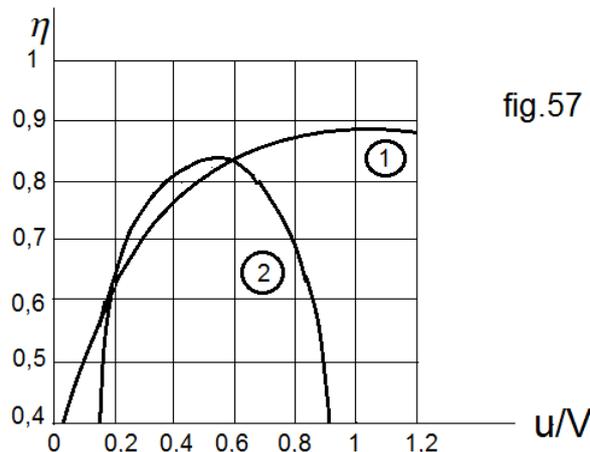
assoluta cresce; la velocità assoluta nelle palette mobili invece diminuisce perché la velocità relativa di espansione si compone con la velocità di trascinamento dovuta alla rotazione per chiarire questo punto, si consideri lo schizzo della **Fig.56**; sia  $V$  la velocità d'uscita dalle palette fisse ed  $u$  la velocità di trascinamento coincidente con la velocità delle palette mobili; la velocità relativa d'ingresso  $U$  è data dal risultante di  $V$  ed  $u$  (in senso contrario).



Nel tragitto lungo le palette la velocità cresce per effetto dell'espansione dato che le sezioni diminuiscono; alla sezione di uscita la velocità  $U$  è cresciuta; la velocità assoluta  $V$ , risultante di  $U$  e  $V$  è però diminuita; segue poi l'espansione nel condotto fisso e tutto si ripete concettualmente nello stesso modo. La differenza di energia cinetica tra l'uscita e l'ingresso delle palette mobili equivale al lavoro meccanico utile ceduto alle palette e quindi al rotore.

Poiché il fluido va espandendosi gradualmente con velocità moderate ne segue che le sezioni di passaggio e quindi l'altezza delle palette debbono crescere gradualmente così come mostra lo schizzo (a) di fig.55.

Il rendimento delle turbine a reazione risulta di regola superiore e con massimo più piatto di quello delle turbine ad azione (fig.57). La velocità della gigante risulta moderata.



## 9.9 Tipi misti

Le turbine a reazione normalmente richiedono un grande numero di elementi al contrario di quelle ad azione. Si è pensato di associare i due tipi allo scopo di avere economia di costo e di ingombro senza incorrere in alte velocità periferiche.

In questi tipi si hanno all'inizio una o due corone di pale ad azione a salti di velocità; il gas od il vapore subisce quindi una espansione parziale negli ugelli a monte delle palette ad azione. Il resto dell'espansione avviene gradualmente entro gli stadi della turbina a reazione.

Nelle turbine a gas sono impiegati sia tipi ad azione che a reazione; la scelta dell'uno o dell'altro tipo è suggerita da tutto un insieme di considerazioni costruttive, tecnologiche, di ingombro, ecc.

I tipi usati in aeronautica di regola sono ad azione data l'alta velocità angolare del complesso turbina-compressore.

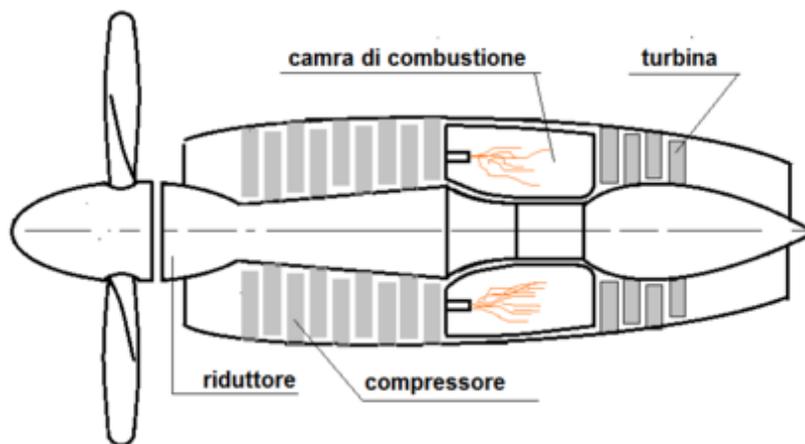
## 10.1 Turboelica

La turbina a gas può essere impiegata per azionare l'elica aerea; sono sorti così i gruppi turboelica per l'aeronautica.

Lo schema di un tale gruppo è schizzato in fig.58; esso non differisce in sostanza da quello di fig.34; al posto del generatore elettrico vi è l'elica.

Il compressore può essere assiale (come in figura), centrifugo o misto; il miscuglio di aria e gas combusti dalle camere di combustione va alla turbina che ne estrae quasi tutta la energia relativa al salto  $T_2 - T_3'$ ; buona parte di essa, precisamente quella relativa al salto  $T_1' - T_0$ , viene assorbita dal compressore mentre la rimanente è ceduta all'elica (fig.36).

Poiché i giri del propulsore sono moderati (nell'ordine dei 1500/min) rispetto a quelli della turbina (dell'ordine dei 10000/min) necessita un potente riduttore tra turbina ed albero porta elica.



Per i turboelica è universalmente impiegata la turbina aperta senza recupero né combustione supplementare; ciò per ragioni di leggerezza, ingombro, manutenzione dello scambiatore e semplicità generale dell'impianto.

La massa dei gas è fatta effluire dall'ugello di scarico con velocità leggermente superiore a quella d'ingresso; se  $V$  è la velocità di efflusso ed  $m$  la portata massica si ha in aggiunta alla trazione dell'elica la spinta supplementare  $m'(v - V)$  per reazione diretta; ad essa corrispondente la potenza utile  $m'(v - V)V$ . In queste valutazioni è

stato trascurato il piccolo aumento di  $m$  dovuto al combustibile. Il contributo della reazione diretta sulla potenza totale è del  $10 \div 20\%$ , tutt'altro che trascurabile.

Il rendimento propulsivo del getto è dello stesso ordine di grandezza dell'elica poiché la differenza  $(v - V)$  è moderata. Quanto è stato detto per le eliche al Cap.VII continua naturalmente a valere per i turboelica; alla trazione

$$T = \eta_c \frac{\Pi}{V}$$

dell'elica si aggiunge la spinta supplementare del getto  $m'(v - V)$ . Non si ritiene necessario insistere su questi aspetti facilmente dimostrabili con l'impiego dell'equazione dell'energia.

Il turboelica si presenta assai più semplice del motoelica ed ancor più del compound.

Il turboelica non necessita di essere sovralimentato poiché la portata d'aria in gioco è circa  $4 \div 5$  volte quella del motore alternativo.

Desiderando una certa potenza ad una data quota necessita scegliere adeguatamente un turboelica di maggiore potenza a quota zero.

Alle alte velocità il rapporto di compressione globale aumenta per effetto dell'auto-compressione.

## 10.2 Potenze-Peso-ingombro-consumi

Le potenze massime continuative ottenute col gruppo alternativo si aggirano sui  $3000C.V.$  con peso specifico sui  $600 \div 700grammiC.V.$ ; il gruppo, completo di elica, carenature, accessori, ecc., installato viene a pesare sui  $900grammi/C.V.$

Esistono turboelica di migliaia di cavalli in servizio e sono in prova gruppi di  $10000C.V.$  con peso inferiore ai  $400grammiC.V.$ .

La potenza per  $m^2$  di superficie frontale è dell'ordine dei  $2000C.V./m^2$  per i gruppi alternativi di grande potenza, mentre per i turboelica è all'incirca tripla.

Il consumo dei turboelica è sui  $280 \div 320gr/C.V, h$ , a bassa quota, abbastanza più alto di quello dei gruppi alternativi; questo è dovuto ai rapporti di compressione piuttosto bassi ( $4 \div 6$ ) degli attuali compressori mentre per i gruppi alternativi si hanno valori di

$$\frac{p_1}{p_0}$$

su 10 ed oltre; il consumo predetto si riferisce a turbine senza recupero e diminuisce leggermente con la quota per i motivi detti a suo tempo.

## 10.3 Confronto tra motoelica e turboelica

Il turboelica ha soppiantato i motoelica, compresi i compound.

La giustificazione si basa sulle seguenti considerazioni di ordine generale:

1. il peso del turboelica, a parità di potenza, è più basso dei motoelica (circa il  $50 \div 60\%$ )
2. il consumo di lubrificante è minimo data l'assenza di organi striscianti
3. è eliminata la necessità di radiatori o comunque di disposizioni per il raffreddamento del gruppo (salvo un piccolo radiatore per l'olio)

4. l'ingombro frontale a parità di potenza è circa la terza parte di quella dei motoelica
5. la potenza spesa per il raffreddamento è radicalmente eliminata e quella per l'avanzamento è ridotta tanto più quanto più alta è la velocità di volo nei riguardi dei motoelica
6. è eliminato del tutto qualsiasi organo alternativo; il funzionamento è molto più dolce ed i fenomeni di fatica dei materiali sono di minore entità
7. il combustibile è un buon petrolio invece di benzina ad alto numero di ottano; il pericolo d'incendio è quindi praticamente nullo
8. il tempo ed il costo di realizzazione in serie sono notevolmente inferiori a quelli del tipo alternativo perché il turboelica ha un minore numero di parti di disegno più semplice.

Per contro

1. necessità di un riduttore più potente
2. non è possibile la sovralimentazione in quota.

La superiorità del turboelica sul motoelica appare ancora maggiore se il confronto viene fatto a *parità di velivolo*, cioè tra due velivoli che si prefiggono gli stessi scopi. Il confronto tra due gruppi isolati non dice tutto; in aeronautica il confronto deve essere fatto globalmente in vista degli scopi perché deve tenersi conto dell'effetto del gruppo motopropulsore sull'efficienza aerodinamica e strutturale del velivolo.

Le dimensioni ridotte, la mancanza di radiatori, la forma molto penetrante dei turboelica hanno permesso di aumentare notevolmente l'efficienza aerodinamica del velivolo e questo equivale a risparmio di potenza per una prefissata velocità; quindi minor costo totale.

Il confronto appare ancora più vantaggioso per i grandi velivoli; si ricordi infatti che la potenza massima di un gruppo alternativo è sui 3000C.V. mentre è possibile avere turboeliche di 6000 ÷ 10000C.V..

Questo significa che si possono costruire turboelica invece di quadrimotori ed esamotori con notevolissimo aumento dell'efficienza aerodinamica e strutturale, della semplicità di impianto, della sicurezza di funzionamento, ecc.

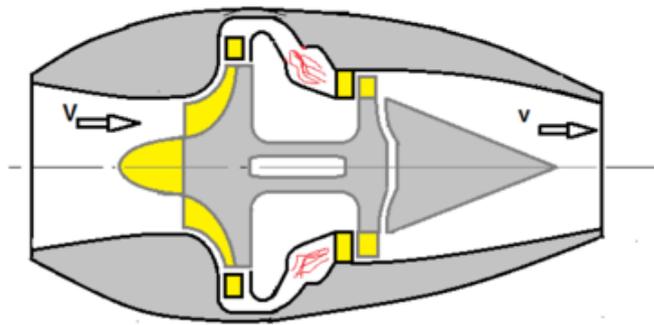
Si è detto che per avere una certa potenza in quota necessita scegliere turboelica di maggiore potenza a bassa quota; questo non comporta aumento di peso in quanto le potenze specifiche dei turboelica sono molto più alte dei motoelica; la maggiore potenza disponibile a bassa quota migliora potentemente le qualità di decollo e di salita.

Per il turbo di grande potenza necessitano eliche gigantesche; sono realizzate in proposito eliche doppie controrotanti, ciascuna di 4 pale, del diametro di circa 5 ÷ 6m per potenze di 10000 ÷ 15000C.V..



### 11.1 Il turbogetto normale ideale

Il turbogetto normale consta essenzialmente di un compressore con una imboccatura adeguata che in volo funziona da presa dinamica, di una serie di camere di combustione, disposte a tamburo, oppure di un'unica camera anulare, di una turbina e di un ugello di efflusso; nello schemas di **fig.59** il compressore è centrifugo ma può essere assiale o compound; turbina e compressore collegati mediante un albero (cavo per leggerezza), costituiscono un tutto unico rotante.



Dal punto di vista concettuale il turbogetto non differisce dallo schema di **Fig.34**, meno ancora da quello di **Fig.58**; l'energia utile estrinsecata dal complesso invece di essere ceduta al generatore elettrico od all'elica appare come incremento di energia cinetica della stessa massa fluida interessata nel processo aero-termodinamico; in altre parole col turbogetto si ha la trasformazione immediata e diretta del calore utilizzato in energia cinetica; all'incremento di energia cinetica corrisponde una differenza di velocità tra l'uscita e l'ingresso del turbogetto e quindi per reazione la spinta  $m'(v - V)$ , se si ammette l'espansione completa sino alla pressione esterna.

Riprendiamo l'equazione generale (34)

$$Jdq - dL - dLp - dZ = Jdi + \frac{VdV}{g}$$

Supponiamo di avere un turbogetto ideale senza perdite ed applichiamo la (34) tra la sezione di uscita e di ingresso; poiché:

$$dZ = 0 \quad dLp = 0 \quad dL = 0$$

si ha, trascurando l'apporto di massa del combustibile

$$Jq_1 = J(i_3 - i_0) + \frac{v^2 - V^2}{2g}$$

ma, data la natura della trasformazione  $i_3 - i_0 = q_0$  è il calore portato via dai gas di scarico; ne segue:

$$Jq_1\eta_t = \frac{v^2 - V^2}{2g}$$

Il calore utilizzato è stato trasformato in energia cinetica.

Poiché il lavoro utile della spinta è  $m'V(v - V)$  il rendimento propulsivo del turbogetto è

$$\eta_p = \frac{m'V(v - V)}{m' \frac{v^2 - V^2}{2}} = \frac{2}{1 + \frac{v}{V}} = \frac{2\frac{V}{v}}{1 + \frac{V}{v}}$$

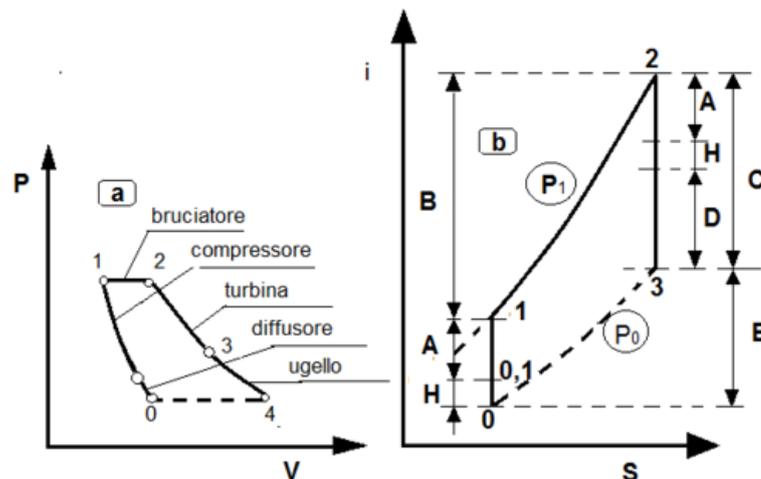
coincidente con la (44), rendimento propulsivo ideale dell'elica. Così come per l'elica, la differenza

$$\frac{1}{2}m'(v^2 - V^2) - m'V(v - V) = \frac{1}{2}m'(v - V)^2$$

perduta ai fini del lavoro propulsivo, rappresenta il prezzo della spinta; un osservatore fisso a terra vede il getto caldo uscente dall'ugello dotato della velocità  $v - V$  in senso contrario a quello di avanzamento.

L'energia cinetica residua del getto si dissipa e si trasforma in calore; questo e quello non utilizzato si disperdono nell'oceano gassoso atmosferico alla temperatura ambiente.

Per avere alti  $\eta_t$  necessitano sono necessari alti rapporti di compressione ed alte temperature; ne conseguono alti valori della velocità di efflusso e quindi bassi valori di  $\eta_p$  per moderati valori della velocità  $V$ ; il turbogetto normale non può essere quindi impiegato per bassa e medie velocità; ritorneremo su questo punto.



Analizziamo adesso le varie fasi all'interno del dispositivo e riferiamoci alla rappresentazione sul piano  $p, v$  e sul piano  $i, S$  (fig. 60a e 60b).

Nell'imbocco si ha auto-compressione, idealmente isoentropica; l'energia cinetica si trasforma in entalpia (segmento  $H$ , la temperatura cresce da  $T_0$  a  $T_{01}$  e si ha con formule note

$$\frac{T_{01}}{T_0} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \quad \frac{p_{01}}{p_0} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

con  $M$  numero di mach di volo.

Segue la compressione meccanica con rapporto  $r_c$ ; l'entalpia cresce (segmento A); la temperatura sale da

$$T_{01} \quad a \quad T_1 = T_{01} r_c^{\frac{k-1}{k}}$$

per quanto detto a suo tempo  $r_c$  è funzione, per dati giri, di  $T_{01}$ .

Il rapporto di compressione totale

$$\frac{p_1}{p_0}$$

è quindi

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}} r_c \quad (54)$$

Segue la combustione a pressione costante sino alla temperatura  $T_2$  e l'entalpia cresce dal segmento  $B$ .

Nel complesso **distributore-turbina-ugello** si ha l'espansione sino alla pressione ambiente; parte del salto di entalpia disponibile (segmento  $C-A$ ) è assorbito come lavoro meccanico dalla turbina che a sua volta la cede al compressore ricomparendo nel fluido come salto

$$i_1 - i_{01}$$

(segmento  $A$ ).

L'energia cinetica di efflusso

$$\frac{v^2}{2g}$$

corrisponde al salto di entalpia  $C - A$ ; la differenza di energia cinetica

$$\left(\frac{v^2}{2g} - \frac{V^2}{2g}\right)$$

corrisponde al salto di entalpia  $D = C - (A + H)$ .

Il rendimento termodinamico ideale è dato da

$$\eta_t = \frac{B - E}{B} = \frac{C - (A + H)}{B} = \frac{D}{B}$$

ed in funzione dei parametri  $r_c$  ed  $M$

$$\eta_t = 1 - \frac{T_0}{T_1} = \frac{\frac{k-1}{2} M^2 r_c^{\frac{k-1}{k}}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right) r_c^{\frac{k-1}{k}}} \quad (55)$$

La velocità ideale di efflusso  $v$  si calcola facilmente dalla

$$Jq_1 \eta'_t = JC_p (T_2 - T_1) \eta_t = \frac{v^2 - V^2}{2g}$$

A conti fatti, tenuto presente che

$$V_{os}^2 = JgC_p(k-1)T_0$$

si trova:

$$\frac{v}{V} = \sqrt{\frac{2}{k-1}[\Theta\eta_t - (1 + \frac{k-1}{2}M^2)(r_c^{\frac{k-1}{k}} - 1)]\frac{1}{M}} \quad (56)$$

con  $\eta_t$  dato dalla formula precedente; il rapporto

$$\frac{v}{V}$$

ideale è funzione solamente di  $M$ ,  $r_c$ , e  $\Theta$ ; ne segue che anche  $\eta_p$  è funzione di  $M$ ,  $r_c$  e  $\Theta$ .

La spinta per la portata unitaria è:

$$S = \frac{1}{g}(v_V) = \frac{v}{g}\left(\frac{v}{V} - 1\right) \quad (57)$$

Il consumo in  $Kg$  per unità di peso d'aria si calcola facilmente con la

$$q = \frac{C_p(T_2 - T_1)}{H} = \frac{C_p T_0}{H} \left[ \Theta - \left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right) r_c^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (58)$$

con  $H$  potere calorifico del combustibile.

$$C = 3600 \frac{q}{s} = 3600g \frac{C_p T_0}{HV} \frac{\Theta - \left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right) r_c^{\frac{k-1}{k}}}{\sqrt{\frac{2}{k-1}[\Theta\eta_t - \left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right)(r_c^{\frac{k-1}{k}} - 1)]\frac{1}{M}} - 1} \quad (59)$$

per esempio per

$$H = 10000 \text{ Cal/Kg} \quad C_p = 0,24 \quad \Theta = 4 \quad r_c = 4 \quad T_0 = 273^0 K$$

si ha a riposo ( $V = 0$ ),  $C_p \cong 0,87 \text{ Kg/Kgh}$ ; il consumo tende a diminuire andando in quota eol crescere di  $V$ .

Naturalmente il consumo reale per le perdite interne risulta più alto; allo stato della tecnica attuale si può contare in cifra tonda su un  $Kg$  su un  $Kg$  di spinta per la durata di un'ora.

Se  $\Omega$  è la sezione d'imbocco ben studiata ed adattata  $m' = \Omega\rho V$ ; la spinta ideale del turbogetto per unità d'area dell'imbocco è

$$\frac{S}{\Omega} = \rho V(v - V) = \rho V^2 \left( \frac{v}{V} - 1 \right)$$

per esempio come ordine di grandezza a bassa quota

$$\rho = 0.125 \quad v = 300 \text{ m/sec} \quad \frac{S}{\text{Ohmega}} = 18800 \text{ Kg/m}^2$$

Per la storia va detto che uno dei principali assertori della propulsione a getto diretto mediante impiego della turbina a gas è stato l'inglese **Frank Whittle**. Ma deve essere pure ricordato il nostro **Campini** che già nel 1929 aveva progettato un

velivolo con propulsione a getto mediante l'impiego di un moto-reattore con post combustione; il gruppo propulsore era costituito da un motore alternativo azionante un compressore di tipo assiale; nel miscuglio di aria compressa e gas di scartico poteva essere iniettata e bruciata benzina a valle del motore. Detto velivolo volò effettivamente nel 1941; data la bassa velocità il rendimento propulsivo era però molto modesto.

## 11.2 Il turbogetto normale reale

La figura 61 rappresenta l'andamento delle trasformazioni reali di un turbogetto, supposte sempre trascurabili le perdite alle camere di combustione.

La linea  $0 - 0,1$  è la compressione reale nell'imbocco (per buoni imbocchi subsonici il rendimento è  $0,94 \div 0,96$ ); la linea  $1' - 0,1$  la compressione reale del compressore (rendimento  $0,8 \div 0,85$ );  $1' - 2$  la linea a pressione costante con introduzione del calore  $i_2 - i_{1'}$ . La linea  $2 - 3'$  rappresenta l'espansione totale nel complesso distributore-turbina-ugello di efflusso. Questa linea varia a seconda delle modalità dell'espansione che si può per esempio fare avvenire quasi tutta al distributore; in tal caso la turbina ad azione assorbe parte dell'energia cinetica prodotta e l'ugello ha quasi la sola funzione di convogliatore; l'espansione può avvenire parte nel distributore e parte nella turbina, con un certo grado di reazione, lasciando all'ugello quasi la sola funzione di convogliatore; può accadere poi, come spesso accade, che l'espansione sia fatta avvenire parte nel complesso distributore-turbina e parte nell'ugello. Nello stabilire le modalità dell'espansione si cerca di equilibrare la spinta assiale del compressore con quella della turbina in modo da sollecitare assialmente al minimo i cuscinetti reggispinta che funzionano ad alto numero di giri.

Sarebbe comunque agevole calcolare il rendimento reale della successione di trasformazioni così come mostrato per le turbine nel relativo capitolo.

Il rendimento reale è:

$$\eta_t^* = \frac{D'}{B'}$$

La velocità di efflusso effettiva  $v^*$  risulta inferiore a quella ideale; ne segue un leggero aumento del rendimento propulsivo reale

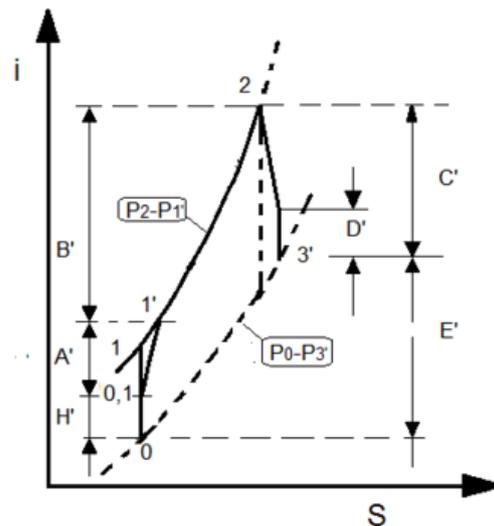
$$\eta_p^* = \frac{2}{1 + \frac{v^*}{V}}$$

Nel complesso però  $\eta_t^* \eta_p^* = \eta_t \eta_p$ .

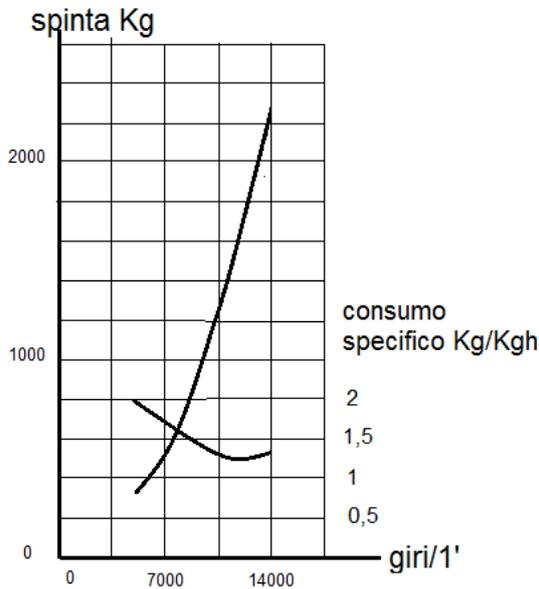
Sia  $\eta_t^*$  che  $\eta_p^*$  sono funzione di  $M$ ,  $r_c$ , dei rendimenti dei vari organi e di  $\Theta$ .

Il consumo reale risulta superiore a quello ideale; per i buoni turbogetti il consumo, come già detto, è sul  $Kg$  per  $Kg$  di spinta per ora di buon petrolio leggero.

Sarebbe comunque facile determinare le espressioni di tutte le quantità che interessano in funzione di  $M$ ,  $r_c$ ,  $\eta_c$ ,  $\eta_{tu}$ ,  $\Theta$  e dei rendimenti dell'imbocco e dell'ugello.



### 11.3 Variazioni della spinta con i giri, con la velocità, con la quota



La spinta è data, come sappiamo, da  $T = m'(v - V)$ ; per una certa velocità  $V$  la portata massica  $m$  cresce con i giri del compressore, cioè con i giri di tutto il gruppo; la velocità di efflusso cresce col rapporto di compressione; per un dato  $\Theta$ , secondo espressioni già esaminate ed il rapporto di compressione cresce rapidamente con i giri come già visto.

Vi è da aspettarsi quindi un rapido aumento della spinta con i giri e così accade realmente. La Fig. 62 rappresenta un esempio di spinta rilevabile al banco; La spinta che è **2200 Kg** a **14000** giri scende alla metà circa a **10500** giri, cioè allo scarto del **25%** di giri corrisponde all'incirca lo scarto del **50%** della trazione.

Sullo stesso grafico è riportata la curva dei consumi specifici; il consumo appare quasi costante tra **10500** e **14000** giri cioè entro il normale campo di utilizzazione; il suo rapido aumento col diminuire dei giri è dovuto

alla rapida diminuzione del rendimento termodinamico col diminuire del rapporto di compressione che funzione dei giri.

Supponiamo ora di avere il turbogetto che funziona ad una certa quota e ad un certo numero di giri costante col variare della velocità di traslazione  $V$ .

Se la portata massica  $m$  e la velocità  $v$  di efflusso fossero costanti la  $T$  diminuirebbe al crescere di  $V$  e si annullerebbe per  $V = v$ .

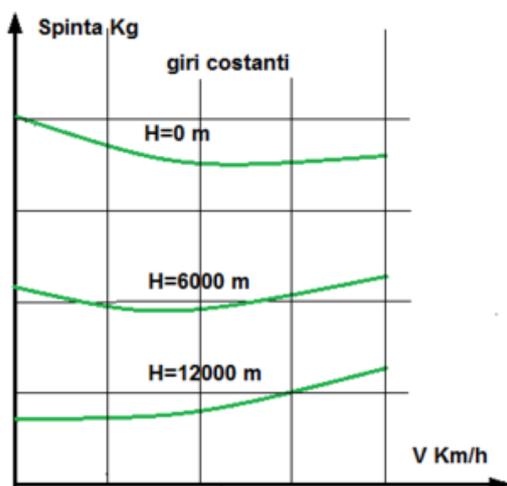
Però sappiamo che al crescere della velocità di traslazione cresce il rapporto di compressione totale per effetto della auto-compressione alla bocca di presa.

Questo fatto comporta un aumento della velocità di efflusso  $v$  e quindi anche un aumento della portata col crescere di  $V$  almeno entro certi limiti.

La spinta quindi è il risultato di questi effetti; alle basse velocità prevale l'effetto di  $V$ , alle alte velocità di  $v$  e si ha l'andamento segnato in Fig. 63, andamento che ci mostra la quasi costanza di  $T$  con la velocità nel campo subsonico; tutte le curve del campo subsonico sono caratterizzate dalla convessità in basso.

La spinta cresce in campo supersonico sino ad un massimo per poi precipitare a zero in quanto col crescere del rapporto di compressione la  $T_1$  tende al valore  $T_2$  massimo ammissibile per il materiale. Ovviamente la spinta diminuisce

con la quota poiché la portata massica  $m$ , proporzionale alla densità dell'aria, diminuisce, la riduzione della spinta con la quota per dato  $T_2$  è però meno rapida della diminuzione della densità e della diminuzione della potenza dei normali motori alternativi; questo comportamento si spiega pensando che le prestazioni per data  $T_2$



crescono con il diminuire della temperatura esterna  $T_0$ ; cresce cioè il rapporto  $\Theta$  ed il rapporto di compressione.

In **Fig,64** sono riportati gli andamenti medi delle tre quantità in aria tipo o meglio l'andamento del rapporto tra il valore in quota ed il valore a quota zero.

Poiché  $\eta_c$ ,  $\eta_t$ ,  $\Theta$  influiscono notevolmente sulle caratteristiche del complesso è chiaro che non vi può essere un andamento comune della spinta per ogni tipo di reattore in funzione dei giri, della quota e della velocità. L'andamento qualitativo è uguale per tutti, quello quantitativo va precisato di volta in volta col rilievo effettivo delle caratteristiche ed è funzione delle caratteristiche delle varie parti e del disegno d'insieme.

## 11.4 Spinta e potenza-pesi

Per un motore di qualsiasi specie, alternativo o rotativo, pneumatico od idraulico, termico od elettrico, la potenza è data dal prodotto della coppia per la velocità angolare.

Il motore impiegato per la propulsione di un qualsiasi veicolo terrestre, navale od aereo ha lo scopo di far nascere una forza propulsiva; questa forza moltiplicata per la velocità di traslazione e divisa per il rendimento di **tutta** l'operazione propulsiva è uguale alla potenza del motore. La forza di propulsione per la velocità di traslazione è la potenza meccanica utile.

Ai fini della propulsione non interessa quindi disporre di una coppia motrice bensì di una forza; usualmente per ragioni di economia, semplicità e possibilità di impianto motore la forza è ottenuta passando attraverso la coppia di un motore.

Nella propulsione a getto diretto invece si ha direttamente la spinta per la propulsione; evidentemente non ha significato per l'installazione motrice diretta la potenza definita come prodotto della coppia per la velocità angolare.

Poiché la spinta dovuta a processi aerotermodinamici deriva dallo scompenso di pressioni agenti su alcune superfici dell'impianto e poiché per mantenere questo scompenso necessita imprimere energia cinetica alle masse interessate nel processo la potenza dell'impianto è niente altro che l'incremento di energia cinetica della portata massica. Si è visto infatti che:

$$JQ_1\eta_t = m^* \frac{v^2 - V^2}{2g}$$

$JQ_1\eta_t$  è la potenza prodotta che per il turbogetto serve ad incrementare l'energia cinetica ma che potrebbe essere utilizzata diversamente (elica, generatore elettrico, ecc.). Questa potenza moltiplicata per il rendimento propulsivo è la potenza utilizzata per la propulsione.

Ne segue che le considerazioni sulla potenza installata, sulla potenza utile, ecc. hanno poco interesse effettivo: quello che importa conoscere è la spinta ed il consumo relativo. Infatti note le caratteristiche di  $T$  in funzione dei giri, della velocità e della quota sono perfettamente note le caratteristiche di volo; la conoscenza del consumo relativo permette il calcolo delle autonomie.

Lo stesso accadrebbe se invece di considerare il motore a solo e l'elica a se si considerassero, come si considerano del resto di volta in volta, le caratteristiche di trazione del gruppo motoelica e turboelica.

Dal punto di vista fisico tra propulsione e getto diretto ed indiretto non vi è differenza alcuna; differenza di quantità di moto genera per reazione la spinta in

entrambi i casi, spinta che in concreto è data dalla componente assiale delle pressioni sulle pale dell'elica o sulle superfici fisse e mobili delle varie parti del reattore; l'elica permette alti rendimenti propulsivi anche alle basse velocità.

Il peso dei normali turbogetti è sui  $300 \div 400$  grammi per Kg di spinta; un reattore di 2000 Kg di spinta pesa circa 750 Kg con tutti gli accessori; a  $900 \text{ Km/ora}$  la potenza utile netta è

$$\frac{2000 \cdot 250}{75} = 6600 \text{ C.V.}$$

cioè **113 grammi per C.V.**

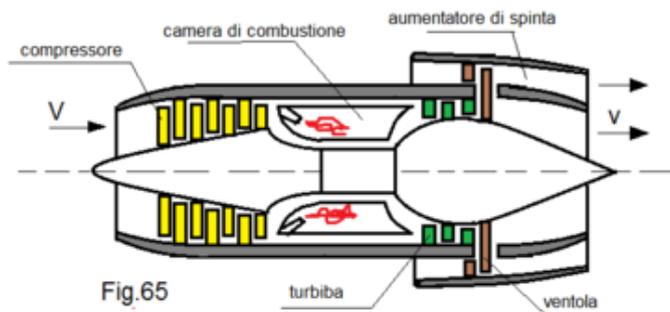
Un turboelica di pari potenza peserebbe  $1600 \text{ Kg}$  almeno ed un motore alternativo (ammesse esistenti unità del genere) sui  $5000 \text{ Kg}$  con le installazioni relative e l'elica.

Si è visto che la spinta si mantiene quasi costante entro il campo subsonico; questo significa che il rendimento propulsivo dei turbogetti normali alle basse e medie velocità è piccolo come già visto del resto; il turbogetto normale non può essere impiegato convenientemente per velocità al di sotto dei  $750 \div 800 \text{ Km/h}$  almeno.

## 11.5 Turbogetto con aumentatore di spinta meccanico

Si è cercato quindi di poter estendere il turbogetto a velocità di esercizio inferiori ai  $750 \div 800 \text{ Km/h}$ .

Sono nati così i turbogetti a spinta aumentata; lo schema concettuale è in (fig.65); si vede che questo dispositivo in fondo è derivato dall'accoppiamento di un turbogetto normale con un'elica intubata a molte pale di piccola e grande mozzo; elica che in fondo non differisce gran che da uno stadio di compressore assiale anche perché preceduta da una corona di palette fisse deviatrici.



La massa del gas compresso, ad alta temperatura dopo la combustione, cede parte dell'energia alla turbina che aziona il compressore; segue poi una seconda turbina che assorbe ancora parte dell'energia dello stesso gas, energia che viene comunicata alla massa d'aria che attraversa l'aumentatore di spinta; la paletta in questo caso è disegnata come paletta per turbina, nella parte interna, e come paletta per compressore nella parte esterna.

## 11.6 Turbogetto a due flussi

Altra disposizione per migliorare il rendimento propulsivo a velocità relativamente basse è data dal **turbogetto a due flussi** (schema fig.66).

Con questo sistema si cerca di tenere alto il rendimento totale rendendo indipendenti tra loro le condizioni dell'espansione dalle quali dipendono i rendimenti termodinamico e propulsivo.

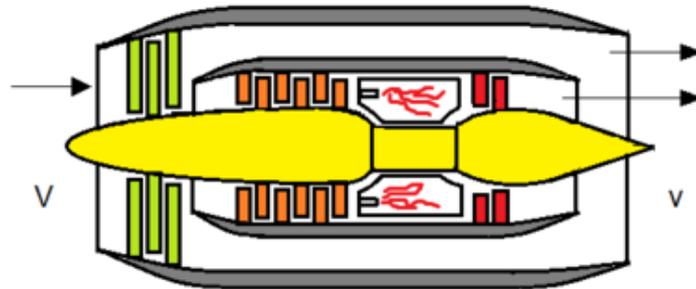


Fig.66

L'aria parzialmente compressa nel diffusore per effetto della velocità viene compressa ulteriormente da un compressore con rapporto moderato; parte di quest'aria viene ulteriormente compressa dal compressore che fa parte del turbogetto normale interno; all'uscita della turbina che muove i due compressori gas caldi ad alta velocità si mescolano nell'ugello alla rimanente massa d'aria, a velocità più bassa, parzialmente compressa, in sostanza il mescolamento finale dei due flussi porta velocità di uscita media unica compatibile con buoni rendimenti propulsivi a velocità di volo più basse di quelle del turbogetto semplice.

## 11.7 Turbogetto, motoelica, turboelica

Poiché il consumo specifico del turbogetto è sul  $Kg/kg.h$  il consumo in  $Kg$  per  $CVh$  netto equivalente è circa

$$\frac{1}{\frac{1V}{75}} = \frac{75}{V}$$

il consumo diminuisce al crescere della velocità; fatto intuitivo. Se  $Cm$  è il consumo per  $CVh$  di un motore alternativo il consumo per  $CVh$  netto è

$$\frac{Cm}{\eta_e}$$

dall'uguaglianza

$$\frac{Cm}{\eta_e} = \frac{75}{V}$$

si ricava la velocità a partire dalla quale il reattore diviene più conveniente del motoelica

$$V = \frac{75\eta_e}{Cm}$$

con  $Cm = 0,22Kg/C.V.h$ ,  $\eta_e = 0,8$  si ha per esempio  $V \div 270m7sec \div 980Km/h$ ; se  $Cm = 0,2Kg/C.V.h$ ,  $V \div 1080Km/h$ .

Queste considerazioni, piuttosto formali, mostrano che il turbogetto, almeno dal punto di vista del consumo, comincia a competere col motoelica verso i  $900Km/h$  ma

in realtà il vantaggio si presenterebbe a velocità più basse per i fatti di compressibilità, la necessità del raffreddamento il maggior peso, ecc. del motore alternativo.

Si è detto che queste considerazioni sono piuttosto formali; infatti non è possibile realizzare unità motrici alternative di potenza paragonabile a quella prodotta dai turbo alle alte velocità.

Il motore alternativo per tutti questi motivi non può assolutamente competere con la turbina a partire dai  $700 \div 750 \text{ Km/h}$ .

Supponiamo ora di avere due complessi identici dal punto di vista energetico: uno turboelica e l'altro e l'altro turbogetto. Il turboelica può essere pensato materialmente derivato dal turbogetto a patto di aggiungere l'elica col riduttore e di sostituire la turbina con altra capace di assorbire tutta o quasi la potenza generata con l'espansione. Se  $\Theta_i$  è il salto di entalpia utile

$$Jm'g\Delta_i$$

è la potenza meccanica sviluppata  $\Pi$ ; questa moltiplicata per il rendimento del riduttore  $\eta_r$  e per quello dell'elica fornisce la potenza utilizzata per la propulsione

$$\eta_r\eta_e m'gJ\Delta_i$$

La velocità di efflusso si è ammessa uguale a quella di ingresso. Per il turbogetto la potenza utile è invece  $m'J(v - V)$  con  $v$  calcolabile nel modo detto avanti e funzione del salto  $\Theta_i$ .

Ma  $m'(v - V) = m'gJ\Theta_i\eta_r$ : ne viene che il rapporto tra le due potenze utili (alla stessa velocità e con lo stesso consumo totale) è

$$\frac{\eta_r\eta_e}{\eta_p}$$

con  $\eta_e$  ed  $\eta_p$  funzione ambedue della velocità  $V$ ;  $\eta_r$  per buoni riduttori in bagno d'olio è su 0,95.

Per un vasto campo di velocità (fino a velocità sugli  $800 \div 850 \text{ Km/h}$ ) si hanno per le normali eliche rendimenti del  $0,8 \div 0,85$ ; quindi  $\eta_r\eta_e \cong 0,76 \div 0,81$ ; perché  $\eta_p$  assuma valori dello stesso ordine di grandezza necessita

$$\frac{v}{V} = \frac{2}{\eta_r\eta_e} - 1$$

cioè

$$\frac{v}{V} = 1.62 \div 1.40$$

questa condizione si verifica per gli attuali turbogetti vicino al **n.di Mach 1**.

Le considerazioni svolte significano che con impianti a turbina l'elica alle alte velocità compete bene, forse anche batte il turbogetto.

## 12.1 L'autoreattore

L'autoreattore, tra tutti gli esoreattori, è il più semplice e il più suggestivo e per la prima volta fu preconizzato in Francia nel 1913 da Renè Lorin.

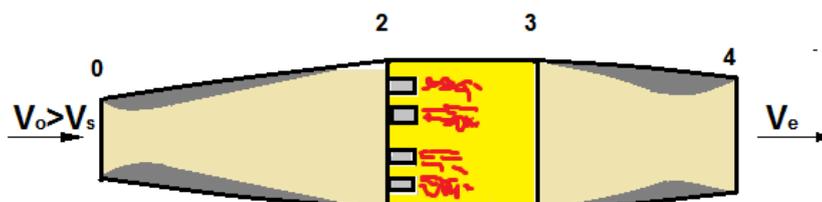
Alcuni chiamano l'autoreattore, statoreattore, volendo con ciò significare l'assenza degli organi rotanti; compressore e turbina.

Gli inglesi lo chiamano **RAM-JET** oppure **ATHODYD** dalla combinazione di alcune lettere di **Aero-Thermo-Dynamic-Duct** o scherzosamente **tubo di stufa volante** (Pipe Stove Flying).

Tutte queste varie denominazioni corrispondono allo stesso complesso che sostanzialmente consta di un condotto opportunamente sagomato; quando a sezione retta circolare l'insieme è un corpo di rivoluzione (fig.67).

Conviene distinguere tra autoreattori subsonici e supersonici sebbene concettualmente non vi sia differenza tra essi.

Negli autoreattori subsonici non vi sono sezioni critiche perché in ogni punto la velocità della corrente all'interno è subsonica. Nei supersonici si avrebbe una sezione critica nel diffusore ed una nell'ugello che è del tipo **De Laval**; tra le due sezioni critiche il deflusso è subsonico; si è usato il condizionale per la sezione critica del diffusore in quanto questa sezione esisterebbe effettivamente se non vi fosse l'onda d'urto normale alla bocca inevitabile nel moto supersonico di un corpo; quando vi è l'onda d'urto, la velocità dopo è subsonica e non vi è quindi ragione per la presenza della sezione critica (fig.67<sub>b</sub>), sezione che invece rimane per l'ugello; per l'autoreattore supersonico con onda d'urto la maggior parte del rapporto di compressione avviene localmente all'imbocco per urto con perdita tanto più notevole quanto più è alto il **n.di Mach**; è stato dimostrato che il processo di compressione per urto è adiabatico ma non isoentropico.



**supersonic ramjet engine without shock wave**

Il resto della compressione, relativa alla velocità subsonica dopo l'urto, avviene quasi isoentropicamente nell'interno del diffusore.

L'autoreattore può essere pensato come caso limite del turbogetto con rapporto di compressione meccanico pari ad uno, cioè senza compressore meccanico.

Si è visto infatti che il rapporto di compressione per il turbogetto è il prodotto di quello di autocompressione  $r_a$  e quello del compressore  $r_c$ ; si è visto pure che  $r_c$  è legato ad  $r_a$ .

Comunque il rapporto  $r_a r_c$  cresce con  $M$ ; ne segue che oltre certi valori di  $M$ , cioè della velocità per data quota, si possono avere alti rapporti di compressione e quindi alti rendimenti senza necessità di compressione supplementare meccanica. L'autoreattore si riduce quindi ad una camera di combustione con imbocco ed ugello di forma e dimensioni appropriate.

Se l'autocompressione è isoentropica si ha (formula 39)

$$r_a = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

Se con onda d'urto normale, quindi per velocità supersoniche (formula 41)

$$r_a = \frac{k+1}{2} M^2 \left[ \frac{(k+1)^2 M^2}{4kM^2 - 2(k-1)} \right]^{\frac{1}{k-1}}$$

In entrambi i casi:

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2$$

I rapporti effettivi di compressione saranno leggermente inferiori per le inevitabili perdite delle trasformazioni assunte isoentropiche.

In generale tutte le espressioni ricavate per il turbogetto sono valide per l'autoreattore a patto di porre  $r_c = 1$ .

Per il turbogetto la massima temperatura dei gas è dell'ordine degli  $800^\circ C$  per le note ragioni; per gli autoreattori si può arrivare anche al limite del rapporto stechiometrico aria-combustibile, cioè ben oltre i  $2000^\circ C$  poiché non vi sono parti ruotanti e le pareti sono facilmente refrigerabili; naturalmente sono da tenere sempre presenti i fatti di temperatura per l'autocompressione già esaminati (Cap.VI-8).

L'autoreattore presenta vantaggi eccezionali di semplicità ed economia ma ha un grave difetto; l'impossibilità di decollo spontaneo. La spinta a punto fisso è nulla perché il rendimento termodinamico è nullo data l'assenza della compressione; per  $V = 0$  cioè  $M = 0$ ,  $r_a = 1$ ; in altre parole il combustibile bruciando alla pressione ambiente non può comunicare all'aria incrementi di velocità in una direzione.

L'autoreattore ha bisogno quindi di acceleratori che lo portino a velocità piuttosto elevate ( $400 \div 500 Km/h$ ) per poter estrarre spinte sufficienti per il sicuro funzionamento autonomo; come acceleratori possono essere impiegati razzi, catapulte, pulsoreattori od altro. La debole spinta alle basse velocità naturalmente si ripresenta all'atterramento e questo fatto porta grave pregiudizio per l'impiego del solo autoreattore come normale propulsore per velivoli.

Ovviamente all'autoreattore possono applicarsi tutte le relazioni della quantità di moto e dell'energia discusse a suo tempo.

L'azione sul fluido che l'attraversa è  $m'(v - V)$ ; il lavoro utile è  $m'V(v - V)$ ; l'energia cinetica impartita

$$\frac{m'}{2}(v^2 - V^2)$$

il rendimento propulsivo

$$\frac{2}{1 + \frac{v}{V}}$$

## 12.2 L'autoreattore subsonico

Per l'autoreattore subsonico i bordi del diffusore sono arrotondati ed in sezione longitudinale appaiono come profili alari; parte della compressione si effettua gradualmente già prima dell'imbocco per effetto del campo aerodinamico dovuto allo stesso autoreattore. Il rapporto di autocompressione con grande approssimazione per buoni diffusori è dato dalla nota

$$r_a = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

per il limite subsonico  $M = 1$  si ha per l'aria  $r_a = 1,2^{3,5} \cong 1,88$  valore molto basso che ci mostra la non convenienza dell'autoreattore come propulsore se non per impieghi speciali.

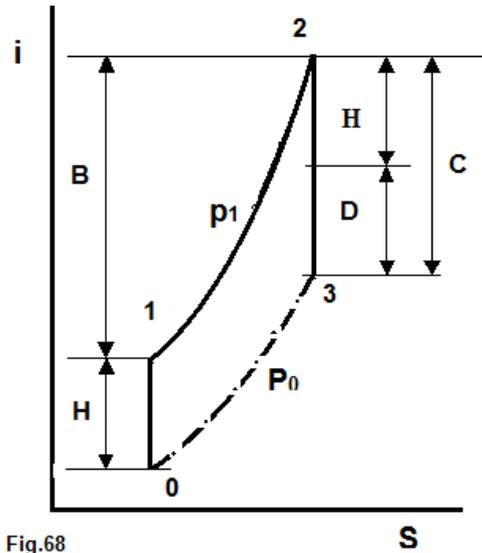


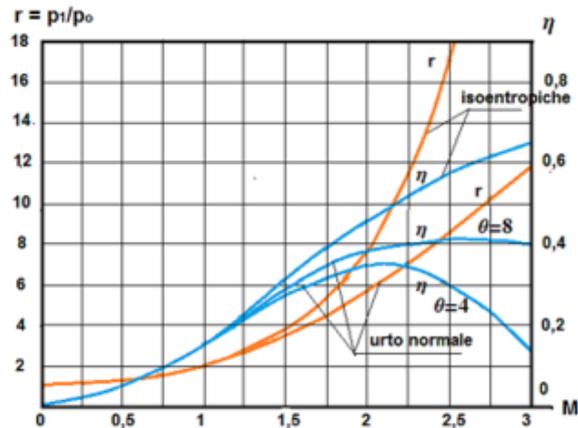
Fig. 68

La rappresentazione sul piano  $i s$  è segnata nella figura 68: 0 – 1 autocompressione; 1 – 2 combustione; 2 – 3 espansione.

Il rendimento termodinamico ideale  $\eta_t$

$$\eta_t = 1 - \frac{T_o}{T_1} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} = \frac{\frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \quad (60)$$

è riportato sul grafico assieme a  $r_a$ . Per  $N = 1$  e  $S_1$ ,  $\eta_t = 0,166$ , valore molto basso.



Il rendimento propulsivo, trascurando al solito l'apporto di massa del combustibile, è dato da

$$\eta_p = \frac{2}{1 + \frac{v}{V}}$$

La spinta per unità di peso di aria è

$$S = \frac{1}{g}(v - V) = \frac{1}{g}V\left(\frac{v}{V} - 1\right)$$

È facile calcolare con le solite considerazioni la velocità di efflusso; si ha, con

$$\Theta = \frac{T_2}{T_0} \quad \frac{v}{V} = \left(\frac{\Theta}{1 + \frac{k-1}{M^2}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

per  $M = 1$  e  $\theta = 8$  (vicino al limite stechiometrico) si trova

$$\frac{v}{V} = 2.6$$

quindi  $\eta_p = 0.56$   
ed a bassa quota:

$$S = 55 \quad Kg/Kg/sec$$

Per migliorare il rendimento globale necessita ridurre  $\theta$  ma contemporaneamente diminuire  $S$ .

Il peso  $Q$  di combustibile per unità di peso d'aria, indicato con  $H$  il potere calorifico, è

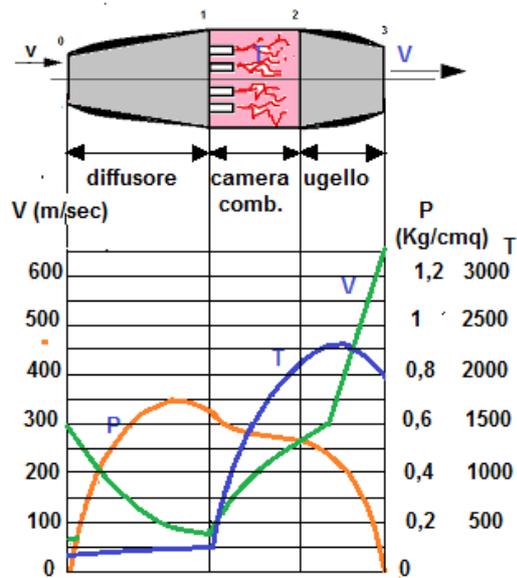
$$q = \frac{C_p T_0}{H} = \left[\Theta - \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)\right]$$

Il consumo ideale all'ora in  $Kg$  per  $Kg$  di spinta è:

$$\frac{q}{S} = 3600 \frac{g C_p T_0}{H V_0} \frac{\Theta - \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)}{\left(\frac{\Theta}{1 + \frac{k-1}{2} M^2}\right)^{\frac{1}{2}} - 1}$$

Con i valori precedenti e con  $H = 10000 \text{ cal/Kg}$ ,  $q/S \cong 3 \text{ Kg/Kgh}$  cioè <all'incirca il triplo di un normale turbogetto; con  $\theta = 4 q/S$  scenderebbe a circa  $\approx 2,5 \text{ Kg/Kgh}$ .

Nella figura a fianco (Velocità, temperature assolute, sovrappressioni dell'aria lungo un autoreattore subsonico alla velocità di 1100 Km/h, circa 300 m/sec, a bassa quota, M circa 0,9, con temperatura di combustione per rapporto stechiometrico aria/combustibile) sono riportati i valori di  $(p - p_0)$ ,  $V$  e  $T$  per le varie sezioni di un reattore subsonico.



### 12.3 L'autoreattore supersonico

Il rapporto di compressione per onda d'urto normale è dato dalla

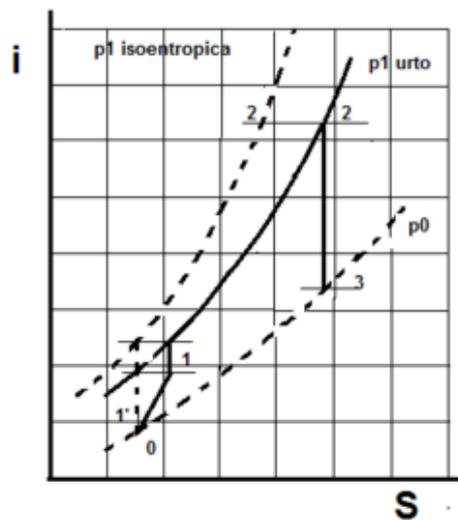
$$r_a = \frac{k + 1}{2} M^2 \left[ \frac{(k + 1)^2 M^2}{4kM^2 - 2(k - 1)} \right]^{\frac{1}{k-1}}$$

per l'aria

$$r_a = 1.2 M^2 \left( \frac{7.2 M^2}{7 M^2 - 1} \right)^{2.5}$$

In figura è riportata la successione delle trasformazioni sul piano  $i - S$ : la temperatura del punto 1 è data da

$$T_1 = \left( 1 + \frac{k - 1}{2} M^2 \right) T_0$$



La temperatura del punto 1' è tale che

$$\frac{T_1'}{T_0} = r_a^{\frac{k-1}{k}}$$

ne segue per la nota proprietà

$$T_0 T_2 = T_1' T_3$$

che

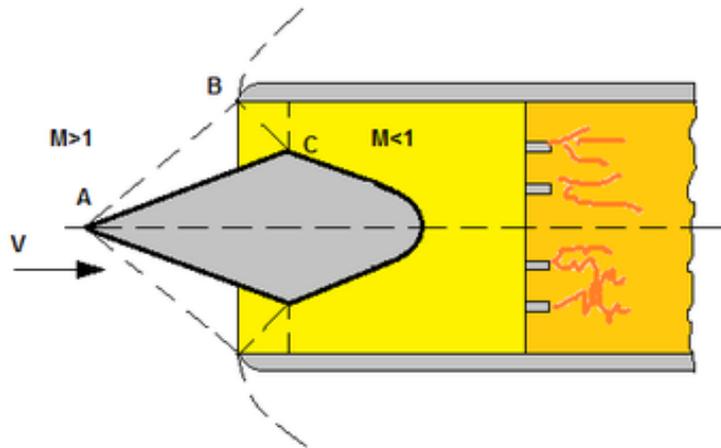
$$T_3 = \frac{T_2}{r_a^{\frac{k-1}{k}}}$$

Il rendimento termodinamico, supposte nulle le perdite al diffusore ed all'ugello, è

$$\eta_t = 1 - \frac{T_3 - T_0}{T_2 - T_1} = 1 + \frac{\frac{\theta}{r_a^{\frac{k-1}{k}}} - 1}{\theta - (1 + \frac{k-1}{2} M^2)} \quad (61)$$

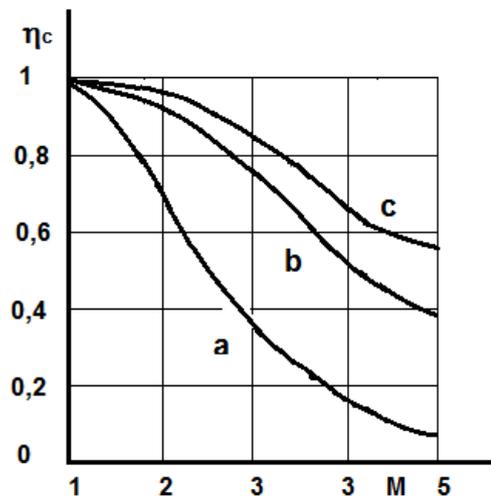
$\eta_t$  è funzione in questo caso di  $M$  e  $\theta$ , in fig.69 sono riportati i valori per  $\theta = 4$  e  $\theta = 8$ . Si vede che per gli alti numeri di Mach il rendimento cade e tanto più rapidamente quanto più è basso  $\theta$ , cioè per i regimi economici di volo.

Si è pensato allora di ricorrere a diffusori ad onde d'urto oblique per attenuare le perdite di autocompressione dato che l'aumento di entropia attraverso le onde oblique è minore.



Per provocare queste onde necessità la presenza di punte e di spigoli così come mostrato nello schizzo a fig.72. L'onda obliqua parte dalla punta anteriore A del corpo centrale e va a finire allo spigolo B dell'imbocco; la seconda onda parte da B e termina in C; la terza di debole intensità è normale o quasi; la corrente diviene così subsonica più gradualmente e si ha per ultimo la compressione di questa corrente residua nel resto del diffusore.

Nel grafico 73 sono riportati i rendimenti adiabatici della compressione con urto per due e tre onde oblique (a-onda d'urto normale per diffusore semplice, b-due onde d'urto oblique, c-3 onde d'urto oblique); si vede che il rendimento è buono già con due onde sino a  $M \cong 3$ . A partire da valori di  $M \cong 3 \div 4$  incominciano a farsi sentire gli effetti della temperature sul materiale.



Poiché l'angolo delle onde d'urto varia con  $M$  probabilmente si renderà necessaria variare in volo la posizione del corpo centrale per avere il migliore effetto.

L'imbocco degli autoretattori supersonici è a spigoli vivi.

Poiché il rendimento propulsivo in campo supersonico è alto ne viene un alto valore per il rendimento globale;  $\eta_g$  raggiunge facilmente valori superiori a 0,3; il consumo scende a valori inferiori a un Kg/h per Kg di spinta.

## 12.4 Spinta e meccanismo della spinta-impieghi

La portata massima d'aria che passa attraverso un autoretattore è data da  $\rho\Omega V$  con  $\Omega$  area della sezione d'imbocco.

La spinta  $S$  vale

$$S = \rho V \Omega (v - V) = \rho \Omega V^2 \left( \frac{v}{V} - 1 \right)$$

la potenza utile è

$$\Pi_u = \rho \Omega V^2 \left( \frac{v}{V} - 1 \right)$$

Per un dato valore di

$$\frac{v}{V}$$

la spinta e la potenza crescono col quadrato e col cubo della velocità, fatto che non accade con qualsiasi altro propulsore.

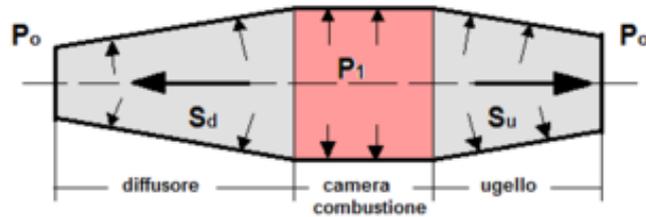
Per esempio alla velocità di  $2000 \text{ Km/h} \cong 560 \text{ m/sec}$  alla quota di 10000 m ( $\rho = 0,042$ ); la spinta per  $\text{m}^2$  di area d'imbocco con

$$\frac{v}{V} = 2$$

è

$$\frac{S}{\Omega} = 0.042 \cdot 560^2 = 13000 \text{ Kg/m}^2$$

e la potenza in C.V. quasi  $100000 \text{ C.V./m}^2$ . Il tutto con un peso dell'ordine dei  $1000 \text{ Kg}$  cioè dei  $10 \text{ g/C.V.}$ . A quota 0 le prestazioni sarebbero triplicate.



Il meccanismo della spinta è semplice. L'aria entrando nel diffusore si autocomprime; per effetto della sovrappressione interna, così ottenuta, il diffusore è spinto in avanti dal risultante  $S_d$  delle componenti assiali delle pressioni agenti sul diffusore (fig.74).

La camera di combustione, ordinariamente, non contribuisce perché le pressioni sono radiali. Nell'ugello le pressioni, agendo in senso opposto a quelle del diffusore, tendono a frenare il tubo. Poiché la sezione d'uscita con espansione completa deve essere maggiore di quella d'entrata (ciò sarebbe facile dimostrare in base all'equazione di continuità) ne deriva che la spinta  $S_d$  risulta maggiore della  $S_u$ ; la spinta risultante è data da  $S_d - S_u$ .

Questa schematizzazione ha varianti a seconda delle effettive modalità di funzionamento e di progetto; ci sono infatti differenze nel gioco e ripartizioni delle pressioni se il diffusore è subsonico o supersonico, senza o con onda d'urto, con espansione completa nell'ugello o no.

Comunque la spinta è fornita dal gioco opposto di pressioni che si esercitano per gran parte all'interno del condotto ma che possono anche esercitarsi per notevole parte sulla superficie esterna specialmente del diffusore.

Per quanto riguarda l'impiego dell'autoreattore necessita tenere presente innanzi tutto la assoluta necessità dell'acceleratore ausiliario di decollo.

Volendo impiegare l'autoreattore per la propulsione di velivoli con sostentazione sicura alle basse velocità necessita un secondo propulsore che possa entrare in funzione con sicurezza.

È evidente la complicazione costruttiva dell'insieme.

L'autoreattore subsonico ha consumi rilevanti come visto; non di meno dato il basso costo, la leggerezza, ecc. può essere impiegato per velivoli intercettori, catapultati o lanciati con razzi ausiliari, per velocità sino a  $M = 0,8 \div 0,85$ ; sembra che velivoli di questo tipo siano stati sperimentati nella 2 guerra mondiale con successo; il tempo di salita a 10000 m si aggira sui **100"**; dopo un volo di **30'** circa il velivolo esaurito il combustibile scendeva in volo librato; all'atterraggio, in genere fuori campo, si presentavano tutti i noti inconvenienti e pericoli di tale manovra.

Un velivolo del genere però non ha ragione di sussistere, malgrado la sua semplicità; turboelica e turbogetto battono l'autoreattore in campo sonico e transonico.

L'autoreattore subsonico è impiegato con successo per l'azionamento dei rotori degli elicotteri; piccoli autoreattori sono posti alle estremità delle pale; l'eliminazione radicale del pesante e costoso motore con la relativa complessa trasmissione, l'eliminazione della coppia di reazione del rotore ecc. compensano il basso rendimento totale (sul  $5 \div 6\%$ ).

Tra gli impieghi in campo supersonico sono i missili a lunga portata catapultati o lanciati con carica deflagrante sia per scopi civili che militari.

Meritano cenni particolari gli impieghi dell'autoreattore come radiatore intubato e come post bruciatore.

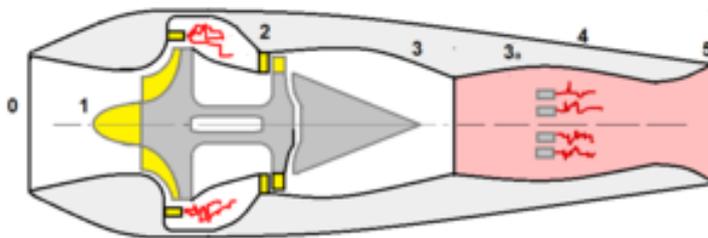
## 12.5 Il radiatore intubato

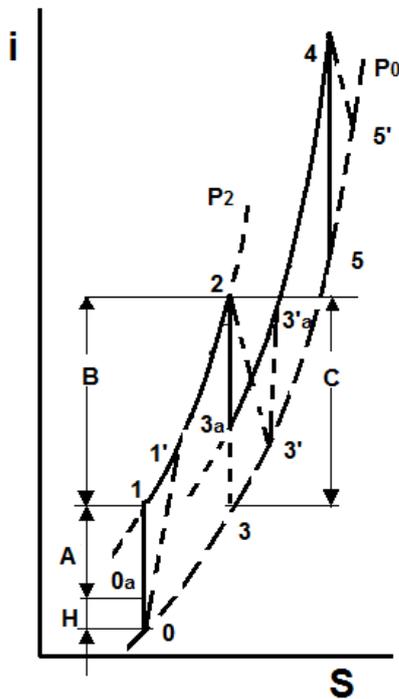
La resistenza di attrito di una superficie lambita da una corrente fluida è proporzionale all'incirca al quadrato della velocità mentre il calore asportato per convezione, attraverso la stessa superficie, è proporzionale all'incirca alla prima potenza; da questa osservazione nasce la convenienza del raffreddamento a bassa velocità. Allo scopo il radiatore dei motori raffreddati a liquido viene carenato in maniera da ridurre la velocità che lo attraversa rispetto alla velocità di volo dell'aeroplano (fig.75). Se il radiatore è sufficientemente permeabile, cioè non frena eccessivamente la corrente, la resistenza può essere annullata ed anche invertita di segno per effetto termopropulsivo. Il complesso si comporta come un autoreattore poiché il blocco radiante comunica calore all'aria; se  $\Theta_p$  (fig.76) è la perdita di pressione attraverso il radiatore il punto **2** dal quale ha inizio l'espansione si trova sulla curva  $p_1 - \Theta_p$ ; il calore viene ceduto non a pressione costante ma in genere lungo una linea a pressione decrescente. Comunque con uno studio accurato è possibile per lo meno annullare la resistenza del radiatore a partire da certe velocità.

Effetto analogo può ottenersi mediante le carenature **N.A.C.A.** dei motori raffreddati direttamente ad aria; però in questo caso la resistenza di attraversamento è maggiore data la cattiva forma aerodinamica dei cilindri e delle teste.

## 12.6 Il postbruciatore

Nei turbogetti la spinta è limitata dalla temperatura massima sopportabile dalle palette della turbina; si è visto che per mantenere detta temperatura entro limiti compatibili con la sicurezza e la durata necessitano forti eccessi di aria, circa il 300 ÷ 400% rispetto al minimo stechiometrico; nell'ugello di efflusso il gas contiene quindi grandi quantità di ossigeno ad alta temperatura. L'idea di incrementare la spinta utilizzando questo ossigeno libero mediante combustione supplementare ha portato alla realizzazione del post bruciatore (afterburner degli Anglosassoni) consistente essenzialmente in un autoreattore montato in serie con un turbogetto ed alimentato dai gas scarico di questo (fig.77); la velocità di efflusso del turbogetto è uguale a quella di alimentazione dell'autoreattore.





Consideriamo il dispositivo ideale senza perdite e rappresentiamo le varie fasi sul solito piano  $i, S$  (fig.78);  $0 - 0_a$  è la isoentropica di autocompressione;  $0_a - 1$ , l'isoentropica della compressione meccanica;  $1 - 2$  l'isobara con l'introduzione del calore sino alla temperatura  $T_2$  compatibile con il materiale delle palette;  $2 - 3$  l'isoentropica di espansione sino alla pressione  $P_0$ .

La velocità di efflusso ideale  $v$  corrisponde al salto di entalpia  $C - A$  corrispondente al segmento  $3_a - 3$ .

Si è giunti adesso all'imbocco dell'autoreattore che viene alimentato dal getto a velocità  $v$ , pressione  $p_0$ , temperatura  $T_3$  e densità  $\rho_3$ .

Il gas nel diffusore si ricomprime e ritorna, nel caso ideale, esattamente nelle condizioni  $3_a$ ; segue l'isobara della combustione supplementare sino alla temperatura  $T_4$  che evidentemente non può superare quella limite relativa al totale esaurimento dell'ossigeno libero; segue l'espansione isoentropica  $4 - 5$  sino alla pressione ambiente.

## 12.7 Ciclo di Brayton-Joule

Nel caso ideale l'insieme è costituito da due rappresentazioni **Brayton**. Nel caso reale la rappresentazione si deforma secondo la successione di stati  $0 - 1' - 2 - 3' - 4 - 5'$ . Va detto pure che non è proprio necessario in concreto che l'espansione arrivi proprio al punto **3**; in questo caso l'autoreattore è alimentato con getto di velocità minore, pressione maggiore di  $p_0$  e temperatura maggiore di  $T_3$ .

La temperatura  $T_4$  può arrivare a valori oltre i  $2500^\circ C$ ; queste alte temperature, come già detto, sono sopportabili dalle sottili pareti di acciaio inossidabile refrigerate dall'esterno.

Applichiamo al solito l'equazione dell'energia tra la sezione di ingresso ed uscita del complesso ideale; poiché è in gioco soltanto calore ed energia cinetica si ha:

$$JQ_1 - JQ_0 = \frac{v_5^2}{2g} - \frac{V^2}{2g}$$

$$Q_1 \dots \text{calore fornito vale } (i_2 - i_1) + (i_4 - i_{3a})$$

Ammettiamo di potere esprimere anche alle alte temperature l'entalpia come prodotto del calore specifico  $C_p$  costante per la temperatura.

Il rendimento termodinamico ideale è dato dalla:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_5 - T_0}{(T_2 - T_1) + (T_4 - T_{3a})} \quad (62)$$

Per il turbogetto con postbruciatore il rendimento ideale dipende da  $M$ , dai giri del compressore e dai rapporti

$$\theta = \frac{T_2}{T_0} \quad \phi = \frac{T_4}{T_0}$$

in quello reale entrerebbero anche i rendimenti dei vari organi e delle varie parti.

Per  $M = 0$ , indicato con  $r_c$  il rapporto di compressione, si ha per es., a conti fatti

$$\eta_t = 1 - \frac{\frac{\theta\phi}{r_c^{\frac{k-1}{k}} [\theta - (r_c^{\frac{k-1}{k}} - 1)]} - 1}{\phi - 1}$$

A titolo di esempio si suppone  $T_0 = 273K$ ,  $T_2 = 4T_0 = 1080K$ ,  $T_5 = 8T_0 = 2180K$ ,  $r_c = 4$ ; si trova  $\eta_t = 0,27$ . Senza post bruciatore  $\eta_t = 0,34$ .

Si ha poi

$$JC_p(T_2 - T_1) + (T_4 - T_3)\eta_t = \frac{v_5^2}{2g} - \frac{V^2}{2g}$$

e da essa si può ricavare la spinta  $m'(v_5 - V)$ .

I valori effettivi divergono sensibilmente da quelli ideali. Venendo ai risultati concreti delle applicazioni fatte si può concludere che il postbruciatore aumenta il peso del turbogetto del 20% circa; aumenta la spinta al decollo del 40 ÷ 50% ed alle alte velocità del 100 ÷ 120%; aumenta i consumi specifici del turbogetto del 100 ÷ 150%; il consumo infatti è sui 2 ÷ 2,5 Kg/Kg/h.

Il postbruciatore è un mezzo semplice, sicuro ed assai per migliorare le prestazioni dei velivoli a getto in decollo, salita ed emergenza; è prezioso in particolare al decollo per ridurre il percorso e facilitare il superamento di ostacoli ai limiti delle piste.

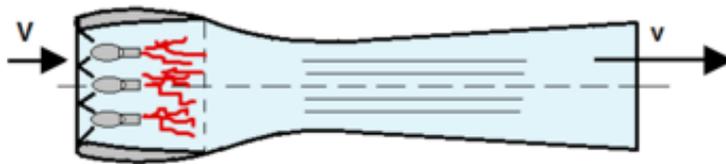
Il postbruciatore ha scopi equivalenti concettualmente al cosiddetto **+100** dei motoelica; mentre il **+100** non incide praticamente sui consumi specifici ma non può essere impiegato a lungo per ragioni termiche e meccaniche, il postbruciatore invece non ha di regola limitazioni di durata ma per lo meno raddoppia il consumo.

Il postbruciatore riduce del **5% circa** le prestazioni del solo turbogetto normale per effetto della resistenza interna propria.



### 13.1 Il pulsoreattore

Si è visto che nei complessi propulsori con turbina a gas si ha un regime gassoso stazionario lungo i condotti; la combustione è a pressione costante o quasi.



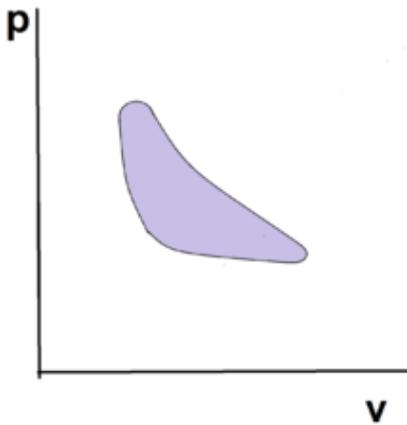
È stato realizzato però un dispositivo propulsore molto semplice e costruttivamente economico ma di basso rendimento totale con regime gassoso pulsante; questo dispositivo è schizzato nella figura. Consta sostanzialmente di un condotto a sezione circolare opportunamente sagomato, munito alla estremità d'ingresso dell'aria di una griglia che porta delle alette elastiche che si possono aprire verso l'interno solamente; tutta la griglia funziona quindi come una grande valvola: Entro la camera di combustione che segue la griglia viene spruzzato il combustibile tramite iniettori portati dalla stessa griglia.

Supponiamo il dispositivo funzionante ad una certa velocità di traslazione  $V$ ; sulla griglia porta alette insiste all'esterno la pressione dinamica che tende a tenerle costantemente aperte; la pressione dei gas all'interno oscilla durante la fase di combustione ed espansione tra valori più alti e più bassi di quella dinamica esterna; le alette-valvole restano aperte per tutta la durata caratterizzata dall'essere la pressione all'interno inferiore a quella esterna dinamica.

Quando l'aria entra si auto-comprime nel diffusore mentre il combustibile rapidamente vaporizza; segue la combustione vivacissima e la pressione sale chiudendo le alette-valvola di ammissione, mentre inizia l'espansione nel condotto di scarico. Quando la pressione ridiscende per effetto dello scarico si riaprono le alette-valvola e tutto si ripete.

Si legge spesso sui libri e riviste che in questo dispositivo la combustione avviene a volume costante; questo non è vero perché il dispositivo di regola è aperto dalla parte dell'ugello; l'aumento di pressione avviene con modalità difficili a definirsi.

All'incirca si ha un andamento del tipo segnato nella figura affiancata; l'area del diagramma rappresenta il lavoro ottenibile per una pulsazione; questo lavoro appare come energia cinetica nel condotto.



Il funzionamento è automatico del tutto ed il numero di pulsazioni nell'unità di tempo dipende da molteplici fattori interferenti fra loro; forma, dimensioni e materiale delle alette-valvola; qualità e portata del combustibile; forma e dimensioni della camera di combustione; forma e dimensioni del condotto di scarico; velocità e quota di funzionamento. Specialmente la lunghezza del condotto ha una grande importanza perché esso funziona come una colonna sonora con nodi e ventri e vi sono lunghezze ottime per il massimo effetto propulsivo.

Il dispositivo di regola viene catapultato.

Il rendimento termodinamico di un pulsoreattore è molto basso, circa il **5%**; il rendimento propulsivo medio verso i **500Km/h** si aggira su **0,6**, il rendimento globale è quindi del **3%** circa; il consumo sale sui **2Kg** di combustibile per **C.V.** ora utile.

Questo dispositivo semplice ed economico dal punto di vista costruttivo sarebbe quanto mai antieconomico come propulsore normale a parte il fastidioso rumore; questo spiega come il suo impiego sia stato confinato alle bombe volanti ed a modellini volanti.

## 14.1 I razzi

Tutti i dispositivi finora esaminati fanno ricorso all'aria atmosferica (esoreattori); da essa traggono il comburente e di essa si servono per suscitare le azioni propulsive nei modi esaminati.

I razzi invece sono dispositivi a getto che non fanno ricorso all'aria (endoreattori); le sostanze propellenti sono portate tutte dal mobile e la spinta è ottenuta direttamente tramite l'espulsione ad alta velocità dei prodotti gassosi prodotti dalle trasformazioni fisico-chimiche delle sostanze propellenti.

Mentre quindi le caratteristiche dei dispositivi già esaminati dipendono dalle condizioni dell'aria circostante, il razzo ne è indipendente e può operare in ogni ambiente liquido o gassoso; il ricorso al razzo è poi inevitabile in ambienti molto rarefatti e nel vuoto; l'astronautica deve quindi, per necessità, servirsi esclusivamente del razzo.

Come propellenti si possono impiegare sostanze solide, liquidi o loro combinazioni; di regola non vengono impiegati gas per ragioni di ingombro.

Il razzo con polvere nera era noto ai cinesi sin dal secolo 12°; nel Medio Evo ed in epoche recenti il razzo è stato impiegato come arma bellica, incendiaria ed esplosiva.

Poiché il mobile deve portare con se tutta la materia da eiettare, risulta intuitivo che i velivoli a razzo hanno limitate autonomie orarie con prestazioni particolari (salita rapidissima, accelerazioni tangenziali elevate) per scopi particolari.

L'impiego dei razzi si estende a:

- Esplorazione dello spazio.

Quando un razzo viene usato per inviare in orbita un satellite viene chiamato razzo vettore, detto convenzionalmente lanciatore. Nell'esplorazione spaziale i razzi sono anche usati per la decelerazione, il trasferimento ad un'orbita meno energetica (ad esempio entrare in una orbita circolare provenendo dall'esterno), per l'atterraggio in ambienti privi di atmosfera (come per il modulo lunare Apollo), ed a volte per ammorbidire un atterraggio con paracadute.

I razzi basati sui propellenti chimici non sono adatti ai lunghi viaggi spaziali, per cui si è pensato di ricorrere all'energia nucleare. Razzi termici nucleari sono stati sviluppati, e anche se mai finora utilizzati promettono particolarmente bene per l'uso interplanetario. Sono allo studio anche razzi a fusione nucleare, più potenti dei razzi termici nucleari basati sulla fissione.

I razzi a propulsione nucleare di impulso possono dare una spinta molto forte e velocità di espulsione.

Un'altra classe di propulsori simili a razzo in uso sempre più comune sono i propulsori ionici, che usano energia elettrica piuttosto che chimica per accelerare la loro massa di reazione.

- Scopi scientifici

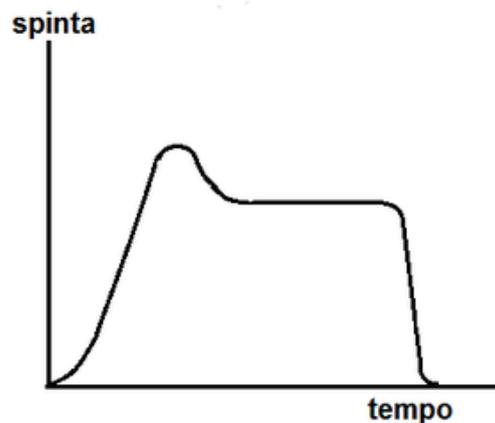
I razzi vengono usati a scopi scientifici per effettuare studi dell'alta atmosfera; in tal caso effettuano voli suborbitali e vengono chiamati razzi-sonda.

- Uso militare

Nella terminologia militare, generalmente un razzo usa propellente solido ed è senza guida. Questi possono essere lanciati da aerei contro obiettivi fissi come i palazzi, oppure da terra contro altri obiettivi terrestri. Sempre nella terminologia militare, la differenza tra razzo e missile sta nel fatto che il missile ha un sistema di guida, e usa propellente anche liquido.

## 14.2 Razzi con propellente solido

Impiegati come ordigni di guerra e missili (razzi anticarro, razzi contro opere fortificate ed artiglierie, razzi lanciati da velivoli contro velivoli e contro bersagli a terra ed in mare; da navi contro navi, da terra contro velivoli e navi, ecc.) come razzi postali ed in luoghi montagnosi; come razzi sonda per il rilievo di dati riguardanti l'alta atmosfera; come acceleratori nel decollo dei normali velivoli sovraccaricati, ecc.



In alcune di queste applicazioni il razzo è radioguidato; di regola è libero e stabilizzato sulla traiettoria mediante pennaggi.

Nei razzi con propellente solido tutta la carica è contenuta nella camera di combustione, la durata è relativamente breve, da pochi decimi di secondo fino a 300 secondi circa al massimo.

Il razzo con propellente solido è relativamente semplice perché non vi sono dispositivi di regolazione, alimentazione, serbatoi, ecc.

La carica propellente di regola è una polvere di caratteristiche opportune che non differisce molto dalle polveri di lancio delle artiglierie.

La carica propellente è sistemata all'interno del razzo in maniera che decomponendosi fornisce una spinta pressoché costante per tutta la durata del funzionamento.

In figura 81 è riportato l'andamento qualitativo tipico della spinta in funzione del tempo.

Non vi è regolazione vera e propria della decomposizione; iniziato il processo mediante innesco, predisposto allo scopo, la portata del gas si autoregola in base alle leggi termodinamiche della balistica interna.

### 14.3 Razzi con propellente liquido

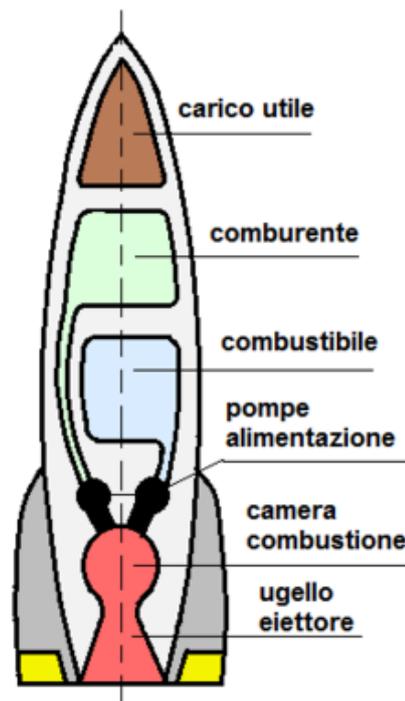
Impiegati come propulsori di velivoli, come propulsori per missili di grande portata radioguidati, per applicazioni belliche, missili contraerei, ecc. Nella figura è riportato lo schema del **V.2** tedesco.

Di regola si hanno due liquidi; uno comburente (es. ossigeno liquido) e l'altro combustibile (es. benzina, alcool od altro), portati entro serbatoi distinti e mandati mediante pompe nella camera di combustione; qui i due liquidi, reagendo con sviluppo di calore, danno luogo a gas ad alta temperatura ed alta pressione; la camera di combustione, relativamente piccola, termina con l'ugello di efflusso sempre convergente-divergente poiché il rapporto tra pressione interna ed esterna è sempre molto maggiore del rapporto critico.

I razzi con propellenti liquidi sono relativamente complicati e costosi necessitando pompe, regolatori, valvole di pressione, numerosi meccanismi ausiliari, tutti realizzati con materiali e processi costruttivi costosi. Inoltre necessita raffreddare la camera di combustione e l'ugello per evitarne la distruzione; il raffreddamento è ottenuto tramite gli stessi liquidi propulsori che vengono fatti circolare entro intercapedini prima del loro ingresso nella camera di combustione.

La durata di funzionamento può essere lunga e dipende quasi del tutto dalla capacità dei serbatoi dei due liquidi; per gli aeroplani si possono decine di minuti primi di spinta. Il funzionamento, volendolo, può essere arrestato e ripreso a volontà dall'operatore.

Vi sono pure razzi ad un solo liquido; di regola si ha decompressione catalitica di acqua ossigenata con sviluppo di calore; come catalizzatore può usarsi il permanganato di sodio. Molto usati come acceleratori al decollo rilasciati con paracadute dopo l'impiego.



### 14.4 Spinta

Se  $\dot{m}$  è la portata massica e  $v$  la velocità di efflusso, la spinta, supposta la pressione del getto all'uscita uguale a quella ambiente, è data dalla quantità di moto prodotta nella unità di tempo.

$$F = \dot{m}v$$

Se invece la pressione ambiente  $p_a$  è diversa da quella del getto nella sezione d'uscita  $p_u$  si ha, supposto  $p_u > p_a$ ,

$$F = \dot{m}v + \Omega_u(p_u - p_a)$$

con  $\Omega_u$  area della sezione terminale dell'ugello.

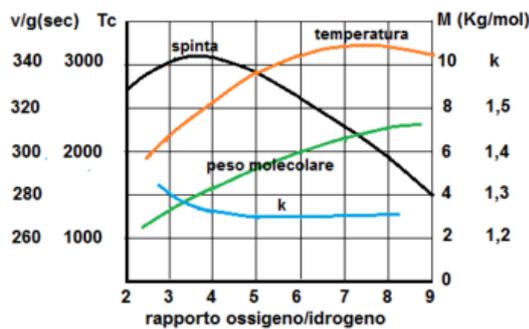
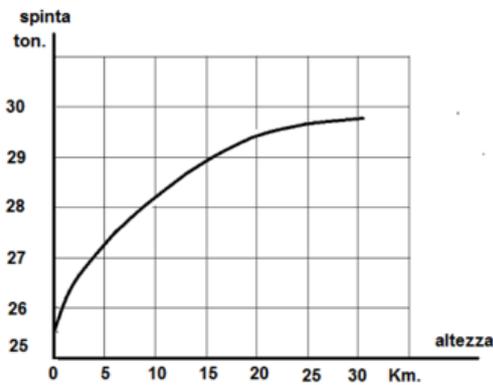
Se  $p_u > p_a$  il getto continua ad espandersi fuori (getto con sottoespansione); se  $p_u < p_a$  il getto si ricomprime all'uscita e possono aversi onde d'urto più o meno deboli sia entro il condotto che fuori (getto con sovraespansione); in ambedue i casi la  $v$  è quella relativa alla pressione  $p_u$ .

Si definisce velocità effettiva di efflusso  $C$  la velocità fittizia data dalla relazione  $\dot{m}C = \dot{m}v + \Omega_u(p_u - p_a)$ ; da essa si ricava

$$C = v + \frac{\Omega_u}{\dot{m}}(p_u - p_a)$$

se  $p_u = p_a$ , la  $C$  coincide con la  $v$ .

La spinta di un razzo cresce quindi al diminuire della pressione esterna. Nella figura 83 è riportato un esempio: la spinta del razzo  $V_2$  col crescere della quota; verso i **25 km** di altezza la spinta diviene quasi costante perché la pressione esterna è già scesa a valori molto piccoli.



Tutte le considerazioni fatte sul deflusso nei condotti sono ovviamente valide anche per il razzo; la velocità ideale di efflusso per espansione sino alla pressione esterna è data sempre dalla relazione che lega l'energia cinetica ed il salto di entalpia.

Se  $T_c$  e  $p_c$  sono la temperatura e la pressione nella camera di combustione,  $T_u$  e  $p_u$  i corrispondenti valori alla sezione di uscita si ha, ammesso  $C_p$  costante:

$$\frac{v^2}{2g} = JC_p(T_c - T_u) \quad \frac{p_c}{p_u} = \left(\frac{T_c}{T_u}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

Ricordando che

$$C_p = \frac{k}{k-1} R = \frac{k}{k-1} \frac{B}{M}$$

si ricava:

$$v = \sqrt{2J2g \frac{k}{k-1} \frac{B}{M} T_c [1 - (\frac{p_u}{p_c})^{\frac{k-1}{k}}]} \quad (63)$$

L'espressione in parentesi equivale al rendimento termodinamico; per esempio: con

$$\frac{p_c}{p_u} = 100 \quad e \quad k = 1,25$$

l'espressione in parentesi è circa **0,6**; se

$$\frac{p_c}{p_u} = 50$$

invece si ha **0,55**. Si vede che i rendimenti sono molto alti rispetto agli altri processi studiati poiché i rapporti di espansione sono elevatissimi. Dalla (63) si nota inoltre che, a parità di

$$\frac{p_c}{p_u}$$

la velocità di efflusso è tanto più alta quanto più alto è  $k$  e più alto è  $T_c$ , più piccolo è il peso molecolare  $M$  del miscuglio gassoso.

Si è visto inoltre che nei gruppi con turbina a gas le temperature massime sono limitate; ciò non accade per i razzi perché non è possibile, per ragioni di peso, portare a bordo sostanze diluenti od inerti per abbassare le temperature di  $2000\text{r} \div 3000\text{C}$  facilmente; a queste alte temperature si verificano complessi processi di dissociazione molecolare e forti variazioni dei calori specifici e quindi del valore di  $k$ .

Per il calcolo di  $v$  necessita determinare in base ai rapporti di miscela combustibile-comburente la temperatura di reazione  $T_c$ , il rapporto  $k$ , ed il peso molecolare  $M$ ; ricordando che

$$\frac{T_c}{T_u} = \left(\frac{p_c}{p_u}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

si hanno così gli elementi per la determinazione di  $v$ .

$M, k, T_c$ , variano notevolmente in funzione del rapporto comburente-combustibile; in fig.84 sono riportati per esempio i dati relativi al sistema ossigeno-idrogeno liquido; tra le più importanti combinazioni studiate ed impiegate sono da annoverare

- ossigeno liquido (O<sub>2</sub>) / idrogeno liquido (H<sub>2</sub>) — impiegato nei propulsori dello Space Shuttle.
- ossigeno liquido / kerosene — impiegato nel primo stadio del Saturn V.
- ossigeno liquido (O<sub>2</sub>) / etanolo (C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>O) — impiegato nei primi razzi a propellente liquido, come i razzi V2 tedeschi nella Seconda guerra mondiale e il PGM-11 Redstone.
- T-Stoff (perossido d'idrogeno H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) / C-Stoff (metanolo CH<sub>3</sub>OH e idrato di idrazina N<sub>2</sub>H<sub>4</sub> • n(H<sub>2</sub>O)) — impiegato nel motore Walter Werke HWK 109-509 del Messerschmitt Me 163B Komet, un aereo con propulsione a razzo della Seconda guerra mondiale.

Si intuisce quale grande importanza hanno i materiali per la realizzazione delle camere e degli ugelli data l'azione fortemente corrosiva e l'alta temperatura delle sostanze propellenti.

Dopo quanto è stato esposto altrove il meccanismo della spinta risulta di immediata comprensione.

## 14.5 Rendimenti-consumi

Poiché le reazioni tra carburante e combustibile non sono complete per vari motivi necessità considerare un rendimento di combustione definito come rapporto tra il calore sviluppato effettivamente ed il calore limite della reazione ideale; questo rendimento dipende da vari fattori e raggiunge usualmente alti valori (0,95 ÷ 0,98).

Il rapporto tra l'energia cinetica prodotta dall'espansione ed il calore effettivamente sviluppato è il rendimento interno termodinamico avanti considerato;

$$\eta_t = \frac{v^2}{2gJq}$$

$Q$  calore sviluppato per unità di peso dei prodotti della combustione; il calore rimanente  $(1 - \eta_t)$  viene portato via dai gas.

Non tutta l'energia cinetica prodotta può essere utilizzata, di regola, per la propulsione; infatti se  $V$  è la velocità del razzo, l'aliquota

$$\frac{\dot{m}}{2}(v - V)^2$$

rimane non utilizzata;  $(v - V)$  è la velocità relativa del getto rispetto ad assi fissi con la terra.

Si definisce al solito rendimento propulsivo il rapporto tra la potenza utile di propulsione  $FV$  e l'energia totale disponibile

$$FV + \frac{\dot{m}}{2}(v - V)^2$$

$$\eta_t = \frac{FV}{FV + \frac{\dot{m}}{2}(v - V)^2} = \frac{\dot{m}vV}{\frac{\dot{m}}{2}v^2 + \frac{\dot{m}}{2}V^2} = 2 \frac{\frac{V}{v}}{1 + (\frac{V}{v})^2} = 2 \frac{\frac{v}{V}}{1 + (\frac{v}{V})^2} \quad (64)$$

Dall'espressione precedente si vede che l'energia totale disponibile è somma di quella cinetica prodotta dal calore e di quella cinetica dovuta alla velocità in atto  $V$  del mobile.

Nello studio degli esoreattori l'energia cinetica del combustibile è stata trascurata perché piccola rispetto alla massa del comburente cioè dell'aria interessata nel processo; questo non è più possibile per gli endo-reattori, perché tutta la massa interessata proviene dal mobile stesso.

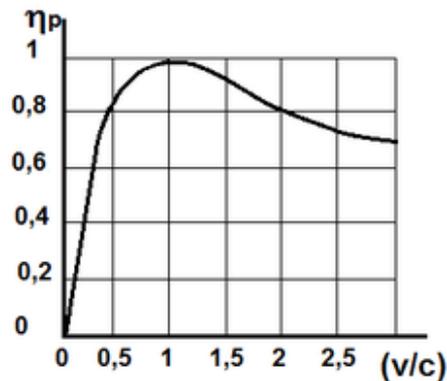
In **fig.85** è riportato l'andamento di  $\eta_p$ ; quando

$$v = V \quad \eta_p = 1$$

cioè quando tutta l'energia cinetica prodotta è utilizzata per la propulsione; il getto non ha velocità rispetto alla terra. Per  $v > V$  il getto ha velocità relativa di senso contrario a quella del razzo, per  $V > v$  nello stesso senso; in entrambi i casi si è perduta l'energia cinetica

$$\frac{\dot{m}}{2}(v - V)^2$$

ai fini propulsivi; la formula è valida anche per  $v = C$



Poiché le velocità di efflusso sono molto alte (dell'ordine di  $2000 \div 3000 m/sec$ ) ne viene che buoni rendimenti propulsivi si hanno per alte velocità; per avere  $\eta_p 0,8$  necessitano velocità del razzo metà di quella di efflusso; per esempio, per  $v \cong 3000 m/sec \cong 11000 km/h$  necessita  $V \cong 5500 km/h$ .

Queste considerazioni mostrano che il razzo non può avere impiego economico che per velocità molto alte.

Si è visto che non è possibile per il razzo trascurare l'energia cinetica propria della massa; a rigore l'energia totale della portata massica  $\dot{m}$  è somma di quella termica  $\dot{m}gJq$  e di quella cinetica

$$\frac{\dot{m}}{2}V^2$$

Più correttamente il rendimento globale di un endoreattore è il rapporto tra il lavoro utile e l'energia totale in atto

$$\dot{m}gJq + \frac{\dot{m}}{2}V^2$$

$$\eta_g = \frac{FV}{\dot{m}gJq + \frac{\dot{m}}{2}V^2} \quad (65)$$

Poiché

$$\dot{m}gJq\eta_t = \frac{\dot{m}}{2}v^2$$

si trova

$$\eta_g = 2 \frac{\frac{V}{v}}{\frac{1}{\eta_t} + \left(\frac{V}{v}\right)^2}$$

Il valore di  $\eta_g$  dato dalla (66) risulta maggiore del prodotto  $\eta_t\eta_p$ .

Per esempio per  $V/v = 1$  ed  $\eta_t = 0,5$  si ha  $\eta_g = 0,667$  mentre  $\eta_t\eta_p = 0,5$ ; per  $V/v = 0,5$  ed  $\eta_t = 0,5$  si ha  $\eta_g = 0,44$  mentre  $\eta_t\eta_p = 0,4$ .

A questo punto potrebbe sorgere il dubbio che necessitino formule analoghe alla (66) anche per gli esoreattori; da un punto di vista formale e concettuale necessiterebbero e sarebbe facile ricavarle; dal punto di vista tecnico si può porre invece:

$$\eta_g = \eta_t \eta_p$$

perché il contributo dell'energia cinetica del combustibile è insignificante anche alle più alte velocità.

Un dato importante del comportamento del sistema propellente è la spinta specifica  $s$ , cioè la spinta per unità di peso dei prodotti gassosi espulsi ; poiché  $F = \dot{m}v$

$$s = \frac{\dot{m}v}{\dot{m}g} = \frac{v}{g} \text{sec}$$

Per il sistema ossigeno-idrogeno si vede che il massimo di  $s$  è sui **340Kg** per **Kg/sec** con rapporto ossigeno/idrogeno circa **4**.

Il consumo specifico,  $C$ , è

$$C = \frac{\dot{m}g}{F}$$

cioè l'inverso di  $s$ ; in **Kg/Kgh**

$$C = \frac{3600}{s}$$

per

$$s = 340s, \quad C = 10.6 \frac{Kg}{Kgh}$$

per altri rapporti ed altri sistemi  $C$  è dell'ordine dei  $12 \div 18Kg/Kgh$ .

Sul grafico 84 è riportato l'andamento di

$$\frac{v}{g}$$

per il sistema considerato; esaminando i grafici, si intravede la convenienza globale di rapporti ossigeno-idrogeno inferiori al rapporto stechiometrico (circa 8), cioè di funzionamento con eccesso di idrogeno per avere il più alto valore di

$$\frac{T_c}{M}$$

Il consumo specifico del razzo è molto più elevato di ogni tipo di esoreattore mentre di regola ha valori più alti di  $\eta_t$ . Questo può sembrare contraddittorio.

Per gli endoreattori il consumo specifico del solo combustibile risulta in effetti più piccolo dato l'alto valore di  $\eta_t$  ma bisogna tener presente che il consumo specifico avanti definitosi riferisce a tutta la materia eiettata cioè combustibile e comburente.

## 15.1 Confronto generale dei vari sistemi di propulsione aerea-campi di impiego più favorevoli

Dopo quanto è stato detto, dovrebbe risultare ormai ben chiaro che la propulsione aerea ha un unico fondamento fisico qualunque il sistema adottato; in sostanza si tratta di realizzare una differenza di quantità di moto delle masse interessate nel processo propulsivo; la differenza di quantità di moto della portata massica equivale, come sistemicamente mostrato, alla forza risultante delle pressioni distribuite sulla superficie del dispositivo propulsore.

Per mantenere la differenza di quantità di moto, necessita accelerare continuamente una certa portata del fluido propellente; necessità cioè la spesa continua di potenza ottenuta trasformando calore in lavoro.

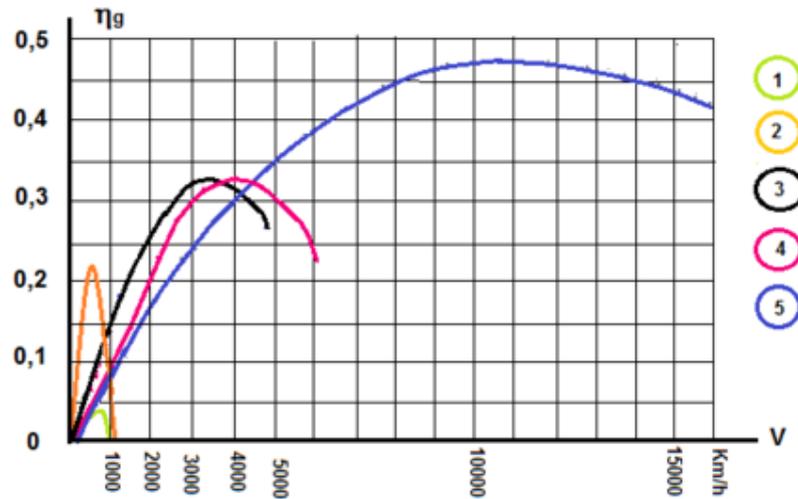
Si tratta allora, come in tutti i problemi della tecnica, di trasformare il calore in energia meccanica col migliore rendimento possibile; nel caso della propulsione aerea necessita inoltre trasformare in lavoro meccanico utile ai fini della propulsione la maggior parte possibile del lavoro disponibile, lavoro disponibile che coincide con l'incremento di energia cinetica del getto, come visto.

In altre parole, la propulsione deve avvenire col massimo valore possibile del rendimento globale  $\eta_g$ .

Quando si dice correttamente che l'elica non va per velocità supersoniche, si fa una affermazione non esatta; l'elica a velocità supersoniche funziona ma con rendimento propulsivo più basso che alle velocità subsoniche. Così pure quando si dice che il turbogetto non va per velocità di volo moderate si afferma cosa non esatta; il turbogetto funziona ma con rendimenti propulsivi irrisori; in questi due casi il rendimento totale risulterebbe del tutto inaccettabile anche con ottimi rendimenti termodinamici.

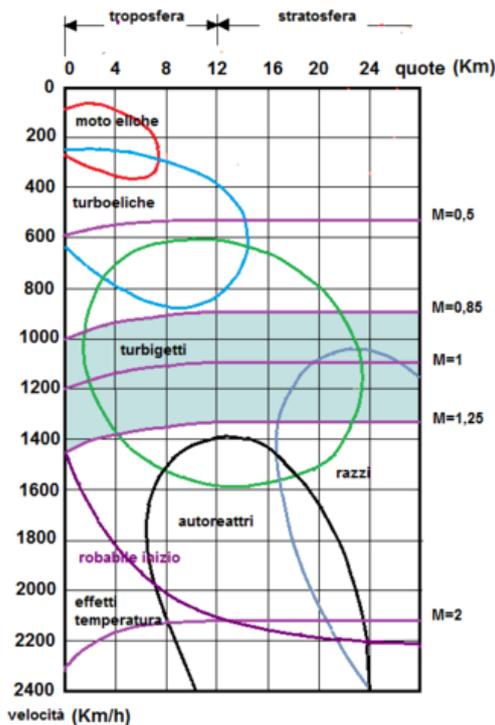
In altre parole l'evoluzione dei tipi di propulsore per rapporto ai campi di più conveniente impiego ed utilizzazione è determinata da fattori economici nel senso più lato della parola.

Il propulsore ha rendimento globale irrisorio; nondimeno è vantaggioso per certi impieghi per i quali conta il basso costo di costruzione e non quello del combustibile; quanto detto per il pulsoreattore va anche per gli autoreattori subsonici, ancor più per i razzi al di sotto di velocità sui  $1000 \div 2000 Km/h$ ; questi dispositivi sono impiegati di regola per mezzi che debbono funzionare una sola volta od una volta tanto.



Sul grafico di fig,86 sono riportati i rendimenti globali per i vari tipi di propulsori in funzione della velocità di volo.

Ritornando ai propulsori impiegati per lunghe durate di esercizio (motori alternativi-elica, turboelica, turbogetti normali, a due flussi, con aumentatore di spinta, auto-reattori supersonici e razzi per altissime velocità) i campi di velocità e di quota più convenienti sono determinati dalla condizione dei più alti  $\eta_g$  come detto.



Alto  $\eta_g$  significa, lo si ripete ancora, alti valori simultanei di  $\eta_t$  e  $\eta_p$ ; ora questi due rendimenti dipendono in modo contrastante dalle condizioni anteriori all'espansione del fluido nel processo termodinamico.

Il primo rendimento,  $\eta_t$ , esige che il combustibile bruciando determini il più alto salto di temperatura compatibile con i materiali per sfruttare quanto più possibile il calore sviluppato; per questo si rende necessaria una adeguata compressione preventiva.

Il secondo rendimento  $\eta_p$ , esige che nel gioco reattivo dei fluidi impegnati, esistano certi rapporti tra velocità di efflusso e velocità del propulsore. Il buon rendimento termodinamico, necessitando di alte temperature, comporta però alte velocità di efflusso; ne segue che per le basse, medie ed alte velocità subsoniche è indispensabile la compressione preventiva meccanica per un buon  $\eta_t$  e l'elica per un buon  $\eta_p$ . La propulsione è prevalentemente ottenuta con aria che non prende

parte alle trasformazioni termodinamiche (getto indiretto).

Crescendo la velocità di volo, il compressore permetterà sempre buoni  $\eta_t$  e si potrà fare assegnamento sui turboelica e sui turbogetti a due flussi o con aumentatore di spinta; la propulsione è ottenuta in parte con l'aria interessata nelle trasformazioni ed in parte con aria non interessata o parzialmente interessata.

A velocità ancora più alte, si può fare assegnamento, per i turbogetti normali, esclusivamente sulla corrente. Alle più alte velocità la compressione si otterrà esclusivamente per puro gioco gas-dinamico e l'autoreattore avrà buoni  $\eta_p$  con i più alti  $\eta_t$ .

Per e più alte velocità possibili o per le più alte quote, rimane il razzo.

Sul grafico di Fig.87 sono riportati, in funzione della quota e della velocità, i campi d'impiego più proprio e conveniente per i vari sistemi supposto il moto a regime uniforme; ovviamente le linee di confine dei vari campi hanno valore indicativo di orientamento ed approssimazione.

Dopo quanto esposto, si ritiene superfluo ogni ulteriore commento.

Il campo transonico si è supposto estendersi convenzionalmente tra i numeri di Mach **0,85** e **1,25**.

Sul grafico è segnato pure *l'inizio probabile* degli effetti fisiologici dovuti alla temperatura.



## 16.1 Il problema dei materiali

La turbina a vapore circa cent'anni fa si era già affermata sia per gli impianti fissi sia per gli impianti navali.

Un impianto per turbina a vapore, necessitando di focolai, camino, caldaie, condensatori, serbatoi per l'acqua, ecc., risulta costoso ed ingombrante; un impianto per turbina a gas della stessa potenza, risulta molto meno ingombrante e costoso; malgrado questo, la turbina a gas è cominciata ad affermarsi tardivamente su scala industriale.

Si è visto che il rendimento ideale della turbina a gas semplice, aperta, è dato dalla

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

riportata sul diagramma di fig.14; per esempio per rapporti di compressione **0,6** si ha  $\eta_t = 0,4$

Si ricordi inoltre che il rendimento ideale non dipende dalla temperatura di combustione; questo è un altro motivo incoraggiante perché faceva ritenere sufficiente per le palette gli acciai inossidabili dell'epoca.

Supponendo perduto per imperfezioni varie della macchina anche il **50%** dell'energia, si avrebbe avuto il rendimento totale **0,2** (ancora accettabile 100 anni fa) per rapporto di compressione **06**.

Le migliori realizzazioni dell'epoca diedero invece rendimenti globali di qualche centesimo; la delusione fu grande, ma si sarebbe potuto evitare con una analisi più rigorosa dei fatti fisici che realmente accadono.

Si è visto infatti che il rendimento termodinamico effettivo  $\eta_t^*$  della turbina a gas dipende oltre che dal rapporto di compressione dai rendimenti del compressore  $\eta_c$ , della turbina  $\eta_{tu}$  e dal rapporto

$$\frac{T_2}{T_1} = \theta$$

cioè dalla temperatura di combustione  $T_2$  secondo la formula

$$\eta_t^* = \eta_t \frac{\eta_c \eta_{tu} \theta (1 - \eta_t) - 1}{\eta_c (\theta - 1) (1 - \eta_t) - \eta_t}$$

La spiegazione dell'insuccesso sta qui ed è mostrata chiaramente dalla curva in basso del grafico **37**.

I rendimenti dei migliori compressori di allora ( $\eta_c \cong 0,7$ ) associati ai rendimenti delle migliori turbine ( $\eta_t \cong 0,85$ ) richiedevano temperature massime incompatibili con quelle limiti dei materiali dell'epoca ( $400 \div 500^\circ C$ ).

L'avvento della turbina a gas era quindi subordinato alla realizzazione di materiali resistenti ad alta temperatura sia dal punto di vista meccanico che chimico-fisico.

Nasceva frattanto l'aviazione che doveva dare un grande impulso sia allo studio dell'aeronautica che dei materiali; era possibile così verso il **1935** riprendere in considerazione il problema delle turbine a gas ed avviarlo decisamente a soluzione; il migliorato disegno degli organi fondamentali rotanti ed i nuovi materiali permettevano già nel **1940** la realizzazione di complessi con rendimento soddisfacente; la turbina a gas di scarico costituiva un buon precedente.

Si è detto che le temperature massime attuali sono almeno sui  $1000^\circ C$ ; il materiale delle camere di combustione, delle palette dei distributori e delle turbine avrà temperature dello stesso ordine di grandezza e sarà, in funzione, al colore rosso scuro con tendenza al rosso ciliegia; gravose in particolar modo sono le condizioni di lavoro delle palette e dei dischi delle turbine che sono fortemente cimentati dalle reazioni centrifughe dovute alle proprie stesse masse e dagli sforzi dovuti alle ineguali distribuzioni della temperatura.

Per esempio: per velocità periferiche delle palette di **400 m/sec** e di diametro della girante sugli  $800\text{cm}$ . un  $\text{cm}^3$  del materiale, pesante  $7,8\text{gr}$ . se acciaio, reagisce con la forza

$$m \frac{V^2}{g} = \frac{0.0078}{9.81} \frac{400^2}{0.4} = 320\text{Kg}.$$

Si intuisce quali sollecitazioni ne derivano per reazione centrifuga al materiale che per giunta si trova ad alta temperatura e quindi un condizioni molto sfavorevoli dal punto della resistenza meccanica e della resistenza alle ossidazioni.

Quando si sollecita a trazione una sbarretta a temperature elevate si osserva in generale che le deformazioni crescono col tempo; se le sollecitazioni sono contenute entro certi limiti la deformazione cessa di crescere dopo un certo tempo e si stabilizza su un valore determinato; col crescere del carico sollecitante si arriva però a condizioni per le quali gli allungamenti crescono continuamente. Si giunge, dopo un certo tempo, alla rottura della barretta; il tempo per arrivare alla rottura dipende dalla sollecitazione; sul grafico dimostrativo di fig.88, si ha l'andamento degli allungamenti in funzione del carico per sollecitazioni crescenti; tutte le provette sono state cimentate ad uguale temperatura.

Il carico limite per cui la deformazione che si verifica rimane praticamente costante col tempo, si chiama **limite di scorrimento viscoso**. Lo scorrimento viscoso o scorrimento plastico permanente è la deformazione permanente di un materiale sottoposto, ad alta temperatura, a sforzo costante; si manifesta al di sopra della temperatura di scorrimento, coincidente con la temperatura di cristallizzazione. Questo limite si abbassa rapidamente da certe temperature in poi; per gli acciai comuni e speciali verso i  $400 \div 450^\circ C$ , per le leghe speciali a temperature più alte.

Il comportamento dei materiali sotto carico ad alta temperatura viene accertato mediante delicate esperienze di lunga durata.

Il problema dei materiali, dei trattamenti termici inerenti e delle loro lavorazioni è in realtà il problema fondamentale della costruzione effettiva delle turbine.

I progressi dei materiali sono stati negli ultimi anni imponenti.

Per l'aviazione sono impiegate correntemente leghe che sotto carico conveniente resistono a  $800 \div 1000^\circ C$  per diverse centinaia di ore. Gli elementi fondamentali

costitutivi degli acciai legati di vario tipo sono **ferro, carbonio, cromo, nichel, cobalto, molibdeno**. A questi elementi base vengono aggiunti in varia misura altri elementi per aumentare la resistenza meccanica a caldo: **tungsteno, vanadio, silicio, azoto, columbio**, ed altri metalli rari; per le leghe speciali il ferro sparisce o rimane come tracce.



---

# Elenco delle immagini

## Capitolo 1

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Mach\\_cone.svg](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Mach_cone.svg)

## Capitolo 2

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Air\\_flow\\_in\\_a\\_tube\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Air_flow_in_a_tube_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rocket\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rocket_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Autoreactor\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Autoreactor_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rotor\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rotor_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Wings\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Wings_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Resisting\\_body\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Resisting_body_diagram.png)

## Capitolo 3

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Shovel\\_dispositive.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Shovel_dispositive.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Entropia-temperature\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Entropia-temperature_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Pression-volume\\_digram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Pression-volume_digram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Hydraulic\\_piston\\_cylinder\\_coloured.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Hydraulic_piston_cylinder_coloured.png)

## Capitolo 4

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Alternative\\_transformation\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Alternative_transformation_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Carnot\\_cycle\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Carnot_cycle_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Yeld\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Yeld_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Entropyc\\_energy\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Entropyc_energy_diagram.png)

## Capitolo 5

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Engine\\_cylinder\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Engine_cylinder_diagram.png)
- [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/61/Rotative\\_diagram.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/61/Rotative_diagram.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Duct\\_diagram.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Duct_diagram.png)

## Capitolo 6

- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Immagini.png>
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.24.png>
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.25.png>

## Capitolo 7

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Aerodinamica\\_dell%27elica.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Aerodinamica_dell%27elica.png)

## Capitolo 8

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Turbina\\_a\\_gas\\_Fig.34.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Turbina_a_gas_Fig.34.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimento\\_ideale\\_termodinamico\\_di\\_una\\_turbina\\_a\\_gas.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimento_ideale_termodinamico_di_una_turbina_a_gas.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimento\\_di\\_una\\_turbina\\_a\\_gas.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimento_di_una_turbina_a_gas.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimento\\_reale\\_termodinamico\\_delle\\_turbine\\_a\\_gas.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimento_reale_termodinamico_delle_turbine_a_gas.png)
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.38.png>
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.39.png>

## Capitolo 9

- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.40.png>
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Centrifugal\\_compressor.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Centrifugal_compressor.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Centrifugal\\_compressor\\_with\\_double\\_inlet.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Centrifugal_compressor_with_double_inlet.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Axial-flow\\_compressor.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Axial-flow_compressor.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Compressore\\_assiale-palette.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Compressore_assiale-palette.png)
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.45.png>
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Confronto\\_rendimento\\_compressori.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Confronto_rendimento_compressori.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Combustor\\_diagram\\_airflow.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Combustor_diagram_airflow.png)
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.48.png>
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.49.png>
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.50.\\_Condotto\\_di\\_turbina\\_a\\_reazione.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.50._Condotto_di_turbina_a_reazione.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.51-turbina\\_a\\_vapore.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.51-turbina_a_vapore.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.52-velocit%C3%A0\\_eflusso,\\_scarico\\_e\\_rotazione.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.52-velocit%C3%A0_eflusso,_scarico_e_rotazione.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.53-schema\\_di\\_turbina\\_a\\_due\\_salti\\_di\\_velocit%C3%A0.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.53-schema_di_turbina_a_due_salti_di_velocit%C3%A0.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.54-Rendimento\\_di\\_una\\_turbina\\_ad\\_azione\\_ad\\_uno\\_e\\_due\\_salti\\_di\\_velocit%C3%A0.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.54-Rendimento_di_una_turbina_ad_azione_ad_uno_e_due_salti_di_velocit%C3%A0.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Schema\\_di\\_turbina\\_a\\_reazione\\_a\\_pi%C3%B9\\_stadi.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Schema_di_turbina_a_reazione_a_pi%C3%B9_stadi.png)
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig-56.png>
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.57.png>

## Capitolo 10

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig-58\\_schema\\_di\\_turboelica.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig-58_schema_di_turboelica.png)

## Capitolo 11

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Turbogetto\\_fig.59.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Turbogetto_fig.59.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Ciclo\\_turbogetto-fig.60a-b.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Ciclo_turbogetto-fig.60a-b.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig61-andamento\\_delle\\_trasformazioni\\_reali\\_di\\_un\\_turbogetto..png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig61-andamento_delle_trasformazioni_reali_di_un_turbogetto..png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Andamento\\_spinta\\_e\\_consumi\\_specifici.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Andamento_spinta_e_consumi_specifici.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Spinta\\_versus\\_velocit%C3%A0-Fig.63.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Spinta_versus_velocit%C3%A0-Fig.63.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Schema\\_di\\_turbogetto\\_a\\_due\\_flussi.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Schema_di_turbogetto_a_due_flussi.png)
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.66.png>

## Capitolo 12

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Autoreattore\\_supersonico\\_ideale\\_\(senza\\_onda\\_d%27urto\).png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Autoreattore_supersonico_ideale_(senza_onda_d%27urto).png)
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.68.png>
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Ramjet\\_compression\\_ratio\\_and\\_thermodynamic\\_efficiency..png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Ramjet_compression_ratio_and_thermodynamic_efficiency..png)
- [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/e/e5/Velocit%C3%A0%2C\\_temperatura\\_assoluta\\_e\\_sovrapressioni\\_..png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/e/e5/Velocit%C3%A0%2C_temperatura_assoluta_e_sovrapressioni_..png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Successione\\_delle\\_trasformazioni\\_sul\\_piano\\_entalpia-entropia..png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Successione_delle_trasformazioni_sul_piano_entalpia-entropia..png)
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fig.72.png>
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Thermal\\_adiabatic\\_efficiency.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Thermal_adiabatic_efficiency.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Meccanismo\\_della\\_spinta\\_dell%27autoreattore.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Meccanismo_della_spinta_dell%27autoreattore.png)
- <https://it.wikibooks.org/wiki/File:Postbruciatore.png>
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fasi\\_dispositivo\\_tirbogetto\\_con\\_postbruciatore.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Fasi_dispositivo_tirbogetto_con_postbruciatore.png)
- 

## Capitolo 13

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Pulsejet\\_engine.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Pulsejet_engine.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Lavoro\\_per\\_pulsazione.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Lavoro_per_pulsazione.png)

## Capitolo 14

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Grafico\\_qualitativo\\_della\\_pinta\\_di\\_un\\_razzo.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Grafico_qualitativo_della_pinta_di_un_razzo.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rocket\\_missile.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rocket_missile.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Spinta\\_di\\_un\\_razzo\\_col\\_crescere\\_della\\_quota..png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Spinta_di_un_razzo_col_crescere_della_quota..png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:M,k,Tc\\_in\\_funzione\\_del\\_rapporto\\_ossigeno-idrogeno.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:M,k,Tc_in_funzione_del_rapporto_ossigeno-idrogeno.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimento\\_propulsivo.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimento_propulsivo.png)

## Capitolo 15

- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimenti\\_in\\_funzione\\_della\\_velocit%C3%A0\\_di\\_volo.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Rendimenti_in_funzione_della_velocit%C3%A0_di_volo.png)
- [https://it.wikibooks.org/wiki/File:Campi\\_d%27impiego\\_dei\\_propulsori\\_aerei.png](https://it.wikibooks.org/wiki/File:Campi_d%27impiego_dei_propulsori_aerei.png)