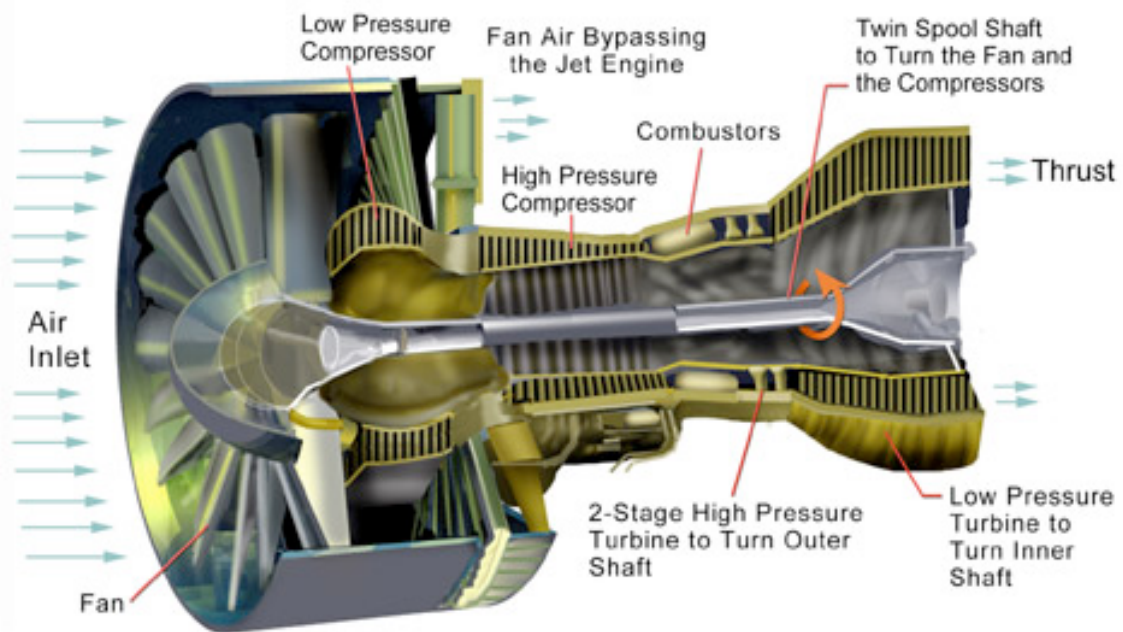
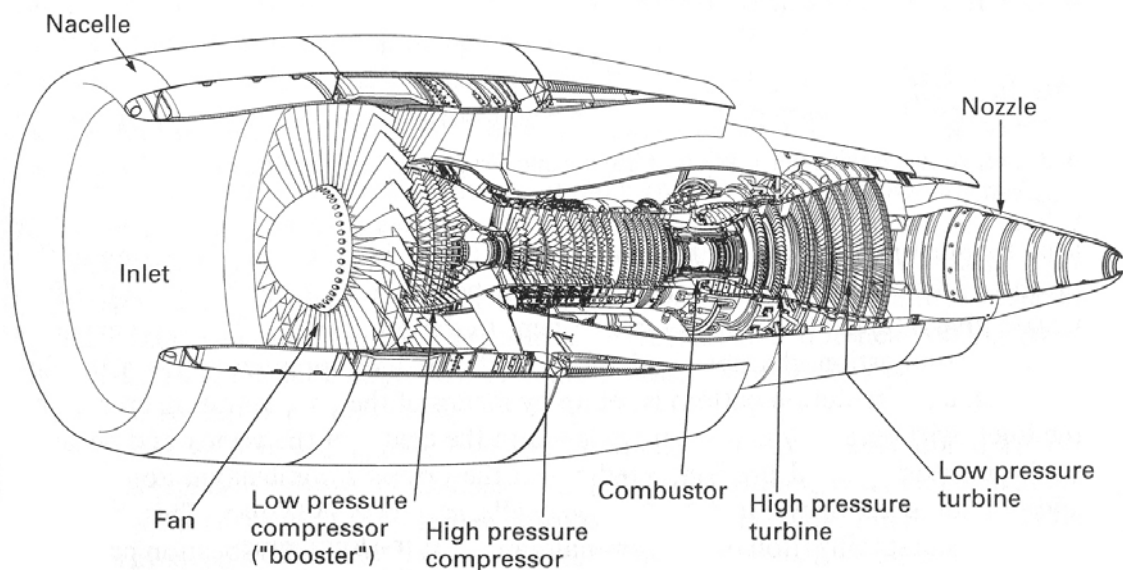


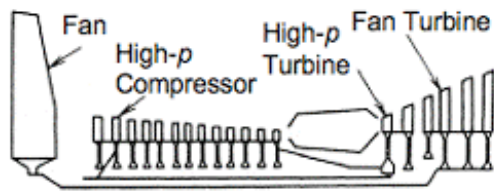
ガスサイクル, 気体单相サイクル, その二

原動機のうちでも, 熱エネルギーが与えられ, それを仕事に変換するものが熱機関 Heat Engine であり, たいていの場合, 燃料が与えられ, その燃焼熱が熱エネルギーになる. そのとき機関の内部で燃焼を行わせるものが **内燃機関 Internal Combustion Engine** である. 先に往復ピストン式機関について述べた. 続いて, ガスタービン, ジェットエンジンなどの速度形内燃機関を取り扱う.

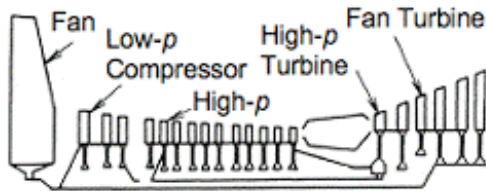


上の図は航空機用ターボファンエンジンの構造を示すものである.

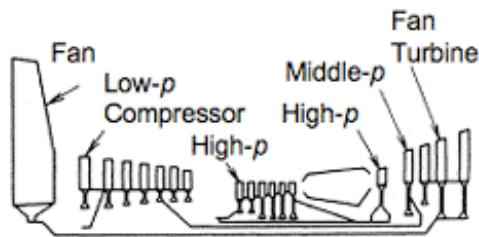




i) Twin-Shaft Type A



ii) Twin-Shaft Type B



iii) Triple-Shaft Type

Configuration of Aircraft Fan Engines

この図は構造をより解り易く図示したものであつて, General Electric Co., 全長 4.08 m, 質量 4423 kg, ファン径 2.36 m, 空気質量流量 812 kg/s, 圧力比 31.9, 離陸時推力 274 kN (61500 lbf) である.

航空機用ジェットエンジンの形式には左図のように各種あるが, 上掲のこれらは ii) 二軸 B タイプである.

ガスタービン, ジェットエンジンの作動流体も気体のまま単相であるから, そのサイクルはガスサイクルである.

熱機関の熱力学上の基本的な性質を知るために, まず理想化されたサイクルを考える. 実際の熱機関では, 気体の流動をはじめ, 燃焼や熱伝達などの現象が関係していて複雑であるが, 熱

エネルギーを与えて仕事を取り出すということについて, どういう要素が支配的であるのかを知る. ここでは実用上重要ないくつかのサイクルの熱力学的性質について述べる. 簡単のため, 次のような仮定がおかれる.

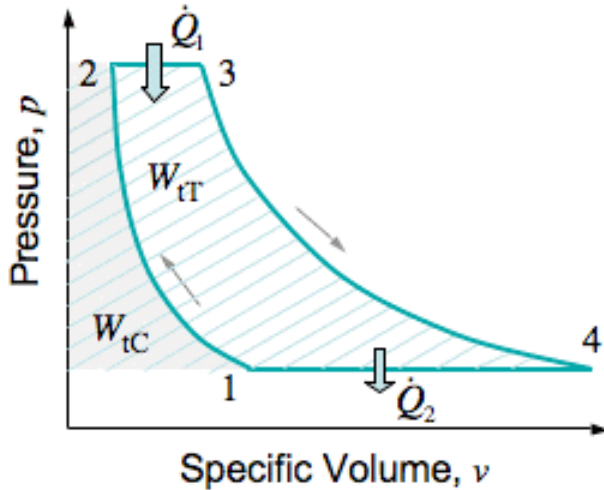
1) 作動流体を狭義の理想気体として扱う. すなわち理想気体の状態式  $pV = mRT$  が成り立つとする. 理想気体とするだけでなく, さらに限定して, その比熱を一定とおく.

2) サイクルが実行されるあいだ作動流体の質量流量  $m$  [kg/s] は一定である. このサイクルは“開いた系”, “流動系”においてなされる. 質量  $m$  [kg] の作動流体で作動する“閉じた系”を考えても, 関係式の展開には大差ないし, 熱効率の表現にも差はないが, そういう系, メカニズムを現存の機械装置に想定することができない.

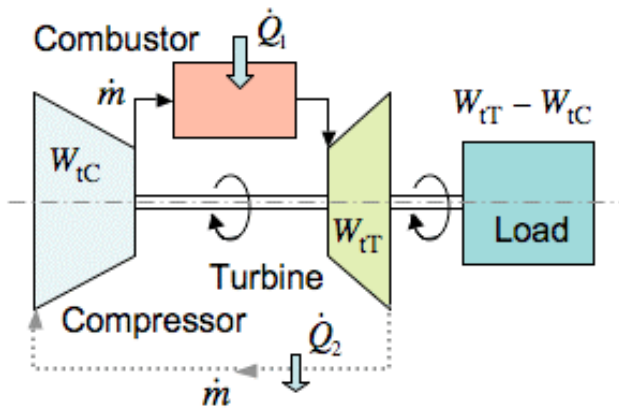
3) 燃料が燃焼する代わりに熱量  $Q_1$  が外部から供給され, 排気で熱が持ち去られる代わりに, 圧縮始めの状態に戻るまで外部へ熱量  $Q_2$  が放散される.

4) 圧縮, 膨張の各行程において外部との熱交換はない. すなわち, 圧縮, 膨張過程は断熱変化過程であるとする.

1. ブレイトンサイクル



ブレイトンサイクル Brayton Cycle はまたジュールサイクル Joule Cycle とも呼ばれる. 二組の等エントロピ変化と等圧変化で構成され, 最も単純な形式は一軸の左図に示すようなものである. ガスタービンの基本サイクルであって, このサイクルでは受熱と放熱は等圧過程で行われる. 質量流量  $m$  [kg/s] で考えるので, 容積  $V$  を扱えないから,  $p$ - $V$  線図ではなく  $p$ - $v$  線図で表す.



この図において, 過程 1→2 は圧縮機による等エントロピ圧縮, 2→3 は燃焼器における等圧受熱, 3→4 はタービンによる等エントロピ膨張, 4→1 は等圧放熱

である. 開いた系で考えているので, 圧縮機仕事もタービン仕事も共に  $W_t = m \int v dp$  なる工業仕事として取り扱うべきものである.

熱効率  $\eta_{th}$  は,

$$\eta_{th} \equiv \frac{W_{out}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{m c_p (T_4 - T_1)}{m c_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1 \{(T_4/T_1) - 1\}}{T_2 \{(T_3/T_2) - 1\}}$$

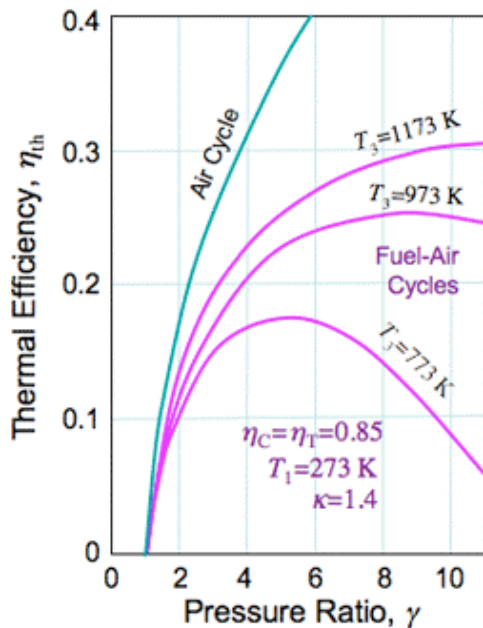
ここで, 圧力比 Pressure Ratio  $\gamma \equiv p_2/p_1$  とおけば, 断熱圧縮, 断熱膨張過程が仮

定されているので,  $\frac{T_4}{T_3} = \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$  であるから, 熱効率  $\eta_{th}$  は,

$$\eta_{th} = 1 - \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

となる.  $\frac{T_4}{T_3} = \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$  は断熱温度比と呼ばれる.

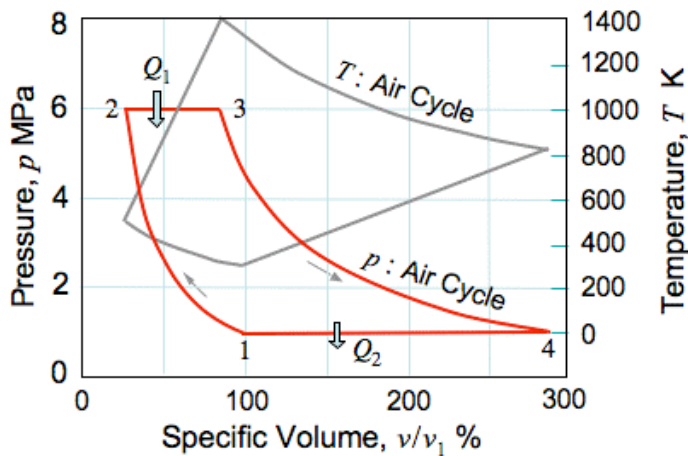
式から解るように, 圧力比  $\gamma$  が大きいほど熱効率は高い. これを下の図に 空気サイクル “Air Cycle” として示す. 作動流体を狭義の理想気体としたときの熱効率  $\eta_{th}$  は圧力比 Pressure Ratio  $\gamma$  だけの関数である. 図示すると右上がりの曲線になる. しかし, 圧力比  $\gamma$  が 10 を越えるあたりから熱効率  $\eta_{th}$  の上昇は急速に鈍る.



仮想的な空気サイクルではなく, 熱損失や流動損失などがあり, 等エントロピ圧縮, 等エントロピ膨張が実現されずに非可逆損失がある, 燃料-空気サイクル Fuel-Air Cycle や現実のサイクルでは右上がりの曲線にはならず, タービン入口温度  $T_3$  や負荷の影響を受けて上に凸の曲線になる. ここに  $\eta_C, \eta_T$  はそれぞれ圧縮機効率, タービン効率である. この様子を左図に描き加えてある.

往復ピストン機関では, 空気サイクルが示す性質は燃料-空気サイクルや現実のサイクルが有する性質と定性で等価であるが, ブレイトンサイクルを空気サイクルで取り扱ったものは, 現実のガスタービンエンジンが持つ性質を, 定性, 定量のどちらについても, そのまま表さない.





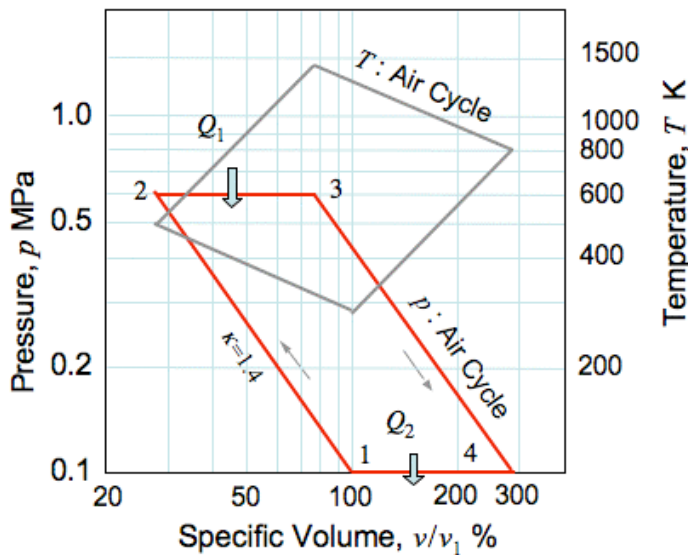
空気サイクルでは、圧縮前後の容積比は圧縮比で

$$\gamma \equiv \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^\kappa = \varepsilon^\kappa$$

であるから、熱効率  $\eta_{th}$  を圧縮比で表すと、

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}$$

比  $\varepsilon$  が同じオットーサイクルのそれと等しい。



実際に数値を入れてこの空気サイクルを表示した例が以下の三つの図であり、上から順に  $p-v$ 、 $T-v$

線図、 $\log p - \log v$ 、 $\log T - \log v$  線図、 $T-s$  線図である。作動流体は空気、その物性値は大気圧、温度 293 K のときの値、 $\kappa = 1.4$ 、 $c_p = 1.006$

$\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ 、 $R = 0.287$   $\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$  である。圧力比  $\gamma = 6$ 、圧縮始め状態  $p_1 = 101.3$  kPa、 $T_1 = 293$  K、最高温度、つまりタービン入口温度を  $T_3 = 1400$  K となるよう供給熱量  $q_1 = 912$  kJ/kg とした。  $\sigma = v_3/v_2 = 2.87$ 、 $\varepsilon = v_2/v_1 = 3.60$ 、熱効率  $\eta_{th} = 0.40$  である。これは空気過剰率 3.07 にあたる。

圧力比  $\gamma = 6$ 、圧縮始め状態  $p_1 = 101.3$  kPa、 $T_1 = 293$  K、最高温度、つまりタービン入口温度を  $T_3 = 1400$  K となるよう供給熱量  $q_1 = 912$  kJ/kg とした。  $\sigma = v_3/v_2 = 2.87$ 、 $\varepsilon = v_2/v_1 = 3.60$ 、熱効率  $\eta_{th} = 0.40$  である。これは空気過剰率 3.07 にあたる。

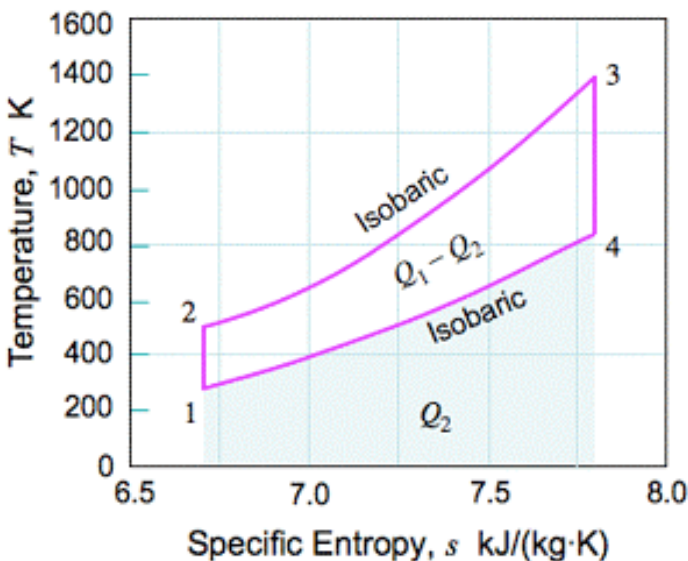
最高温度、つまりタービン入口温度を  $T_3 = 1400$  K となるよう供給熱量  $q_1 = 912$  kJ/kg とした。  $\sigma = v_3/v_2 = 2.87$ 、 $\varepsilon = v_2/v_1 = 3.60$ 、熱効率  $\eta_{th} = 0.40$  である。これは空気過剰率 3.07 にあたる。

熱効率  $\eta_{th} = 0.40$  である。これは空気過剰率 3.07 にあたる。

これは空気過剰率 3.07 にあたる。

これは空気過剰率 3.07 にあたる。

これは空気過剰率 3.07 にあたる。

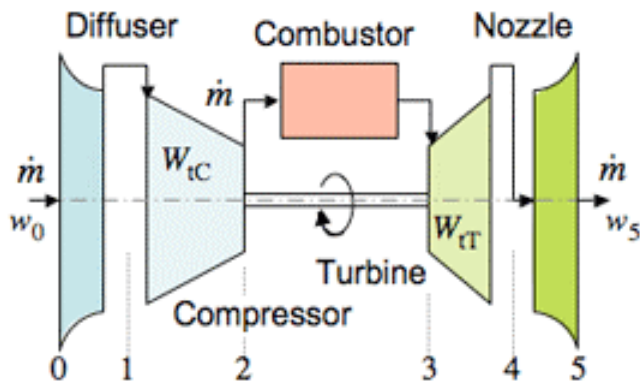


比エントロピ  $s$  については, 比熱一定の条件から, 状態 A から状態 B への変化に対する,

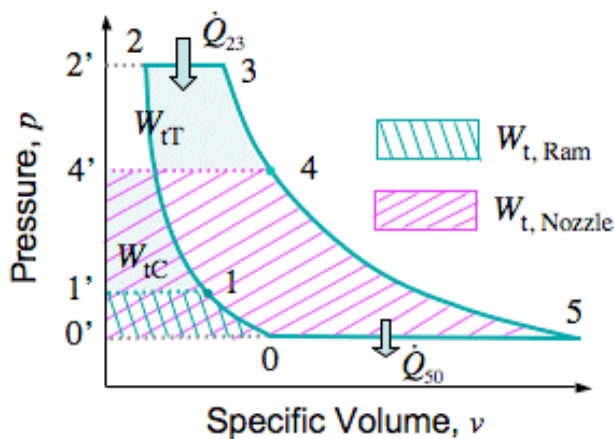
$$s_B - s_A = c_p \ln\left(\frac{T_B}{T_A}\right) - R \ln\left(\frac{p_B}{p_A}\right)$$

なる関係から求めた.

## 2. ジェットエンジンのサイクル



冒頭に示した航空機用エンジンはいわゆるファンジェットであるが, ファンを持たないジェットエンジンをターボジェットという. その理想サイクルは左図のようである.



0→1 は空気との相対速度による等エントロピ圧縮 (これをラム圧力という), 1→2 は圧縮機による等エントロピ圧縮, 2→3 は燃料の燃焼による定圧加熱, 3→4 はタービンによる等エントロピ膨張, 4→5 は噴出ノズルにおける等エントロピ膨張である. このとき, タービンで得られる仕事  $W_{tT}$  は圧縮機の駆動仕事  $W_{tC}$  に等しく, 回転軸から

機械仕事を取り出すことはない (負荷が繋がれていない). 圧縮機とタービンは高温・高圧のガスをつくるガス発生機として作動し, そのエンタルピがノズルで運動エネルギーに変換され, 推進に使われる.

タービン仕事  $W_{tT}$  は  $p$ - $v$  線図の面積  $344'2'$ , 圧縮機の駆動仕事  $W_{tC}$  は面積  $211'2'$  である. ノズルから噴出するガスが有する運動エネルギーは  $p$ - $v$  線図の面積  $450'4'$  であり, それからラム圧力による圧縮仕事  $11'0'0$  を差引いた面積, つまり, 面積  $0235$  はジェットエンジンを通過するあいだに生ずる運動エネルギーの増加, すなわちエンジン出力,

$$\dot{W}_{out} = \frac{1}{2} \dot{m}(w_5^2 - w_0^2)$$

である. この運動エネルギーの増加と与えられた熱量との比

$$\eta_{in} \equiv \frac{W_{out}}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{\dot{m}c_p(T_5 - T_0)}{\dot{m}c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

は内部効率と呼ばれており, ブレイトンサイクルの熱効率に等しい. ただし  $\gamma$  にはラム圧力比  $\gamma_R = p_1/p_0$  と圧縮機の圧力比  $\gamma_C = p_2/p_1$  の積を採らねばならない.

ジェット推進の全効率は, 推進仕事と与えられた熱量の比で表わされ, 推力を  $S_{th}$ , 空気流量を  $\dot{m}$  とするとき,

$$\eta_{all} = \frac{S_{th} w_0}{\dot{Q}_{23}}$$

である. 実際の推進仕事とエンジン仕事との比

$$\eta_{ex} = \frac{S_{th} w_0}{\dot{W}_{out}} = \frac{\dot{m}(w_5 - w_0)w_0}{\dot{m}(w_5^2 - w_0^2)/2} = \frac{2}{1 + (w_5/w_0)}$$

を外部効率または推進効率 Propulsion Efficiency と言う.

全効率は  $\eta_{all} = \eta_{in} \cdot \eta_{ex}$  である.  $w_5 = w_0$  のとき熱効率  $\eta_{ex} = 1$  となるが, そのとき推力は 0 になる. また空気流量一定ならば  $w_5 = 2w_0$  のとき推進仕事は最大となり, そのとき  $\eta_{ex} = 2/3$  になる.

## 推力 Thrust

プロペラ, ジェットエンジンやロケットでは, エンジンから見て後方への運動量を空気や燃焼ガスに与え, その反動としてエンジンが前方への運動量を得るという方法で推進がなされる. 吸い込んだ空気に燃料を加え, 燃焼による体積膨張で燃焼ガスの排出速度を上げ, 後方への運動量増加をはかる. 運動量保存則からわかるように, 後方に出す物質の質量が大きく, かつ高速で出すことが望ましい. ロケットは酸化剤を自分で持つので空気を外部から吸い込まない. 以下では簡単のために燃料流量は空気流量に比較して小さく, 無視できるとして扱う.

### 「運動量推力」

運動量は質量と速度の積なので, 単位時間あたりの運動量差を考えると, ジェットエンジン, ターボファンエンジンでは

$$\dot{m} \text{ [kg/s]} \times (w_5 - w_0) \text{ [m/s]} = \dot{m}(w_5 - w_0) \text{ [kg}\cdot\text{m/s}^2, \text{N}]$$

であって, これは力の次元になる. これ  $\dot{m}(w_5 - w_0)$  を「運動量推力」という. ここに  $\dot{m}$ : 質量流量,  $(w_5 - w_0)$ : 速度差 である. ここでの速度はエンジンから見た速度であって, 無限遠から見た速度ではないことに注意. ただし,  $w_0$  は無限遠から見た飛行速度に等しい.

### 「圧力推力」

外気圧より高い圧力で燃焼ガスが吹き出すので, 吹き出し口面積と圧力差の積だけの推進力が生じる. これ  $(p_5 - p_0)a_5$  を「圧力推力」という. プロペラ推進の場合はこの項は考えずに済む. ジェットエンジン, ターボファンエンジンの「推力」 $S_{th}$  はこれらを合わせて,

$$S_{th} = \dot{m}w_5 + (p_5 - p_0)a_5$$

### 推進仕事, 輸送仕事

推力  $S_{th}$  と進行速度  $w_0$  との積  $S_{th}w_0$  が「推進仕事」, あるいは「輸送仕事」である. もちろん, 単位時間あたりの仕事量なので「出力」に相当するから, 「仕事率」というほうが厳密である.

### 内部効率



一方，ジェットエンジン，ターボファンエンジン内で増えた運動エネルギー量は  $\dot{m}(w_5^2 - w_0^2)/2$  であり，これがエンジン出力である．与えた熱量  $Q_1$  のうち運動エネルギー増加となった割合は，いわゆるサイクルの熱効率であり，ジェットエンジンではそれは「内部効率」と呼ばれる．ターボジェットエンジンで

これはブレイトンサイクルの熱効率  $\eta_{th} = 1 - \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$  に等しい．

### 推進効率，外部効率

エンジンがなした仕事に対する得られた推進仕事の割合を「推進効率 Propulsion Efficiency」といい，先の内部効率に対して「外部効率」とも呼ばれる．

すなわち，ジェットエンジン，ターボファンエンジンでは  $\eta_{ex} = \frac{S_{th} w_0}{\dot{m}(w_5^2 - w_0^2)/2}$

である．圧力推力が運動量推力に較べて小さければ  $\eta_{ex} = \frac{2}{1 + (w_5/w_0)}$  と書ける．

### ロケット機関



燃料だけでなく酸化剤をも自分自身で保有しているため，ジェットエンジンと違って周囲の空気を取り入れる必要がなく，サイクルは行われ

ない．概要を上図に示す．ノズル出口圧力および流速を  $p_2, w_2$ ，出口面積を  $a_2$ ，背圧を  $p_0$ ，噴出ガス流量を  $\dot{m}$  [kg/s] とすれば，ロケットの推力は，流入速度がないので，

$$S_{th} = \dot{m}w_2 + (p_2 - p_0)a_2 = \dot{m}w_j$$

である．ここに  $w_j$  は  $p_2 - p_0 = 0$  と仮定して，同じ流量のもとで同じ推力が得られる仮想的な噴出速度であり，有効噴流速度と言われる．

内部効率は噴流の運動エネルギーと真空まで等エントロピ膨張するとき得られる運動エネルギーとの比として与えられ，

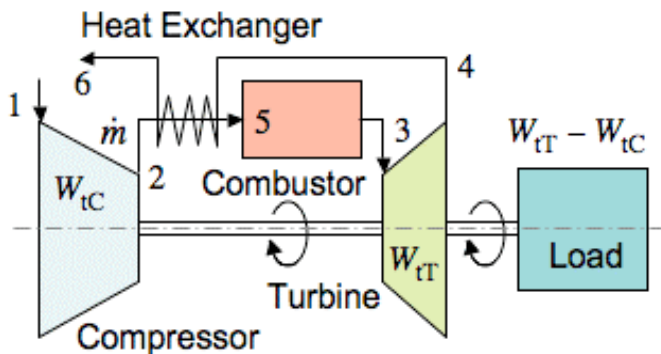
$$\eta_{in} = \left(\frac{w_j}{w_\infty}\right)^2 = \frac{w_j^2}{2\{\kappa/(\kappa-1)\}RT_0}$$

ここに,  $T_0$  は燃焼ガス温度である.

「推進仕事」, 「輸送仕事」はロケットでも  $S_{th}w_0$  である. しかし, ロケットでは飛行速度  $w_0$  についての運動エネルギーも内部でまかなっているから, ロケットの「推進効率」は,

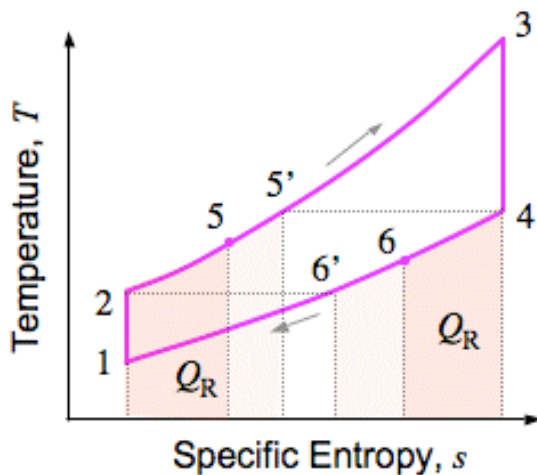
$$\eta_{ex} = \frac{S_{th}w_0}{\dot{m}(w_j^2 - w_0^2)/2}$$

となる. 圧力推力が運動量推力に較べて小さければ  $\eta_{ex} = \frac{2w_0}{1+(w_j/w_0)^2}$  と書ける.



ジェットエンジンの場合と同様に  $w_j = w_0$  のとき外部効率  $\eta_{ex} = 1$  となるが, そのとき  $S_{th} = 0$  とならない点がジェットエンジンとは異なる.

### 3. 再生ブレイتونサイクル



ブレイトンサイクルでは排気温度がかなり高く, 先の数値例では  $T_4 = 840$  K である. その高温排気ガスを吸気の加熱に利用すれば, 熱効率の向上をはかることができる. 左図に示すように, 熱交換器を介する排気と吸気の熱交換で, 排気のもつエネルギーの一部を吸気に付与するサイクルを再生サイクル Regenerative

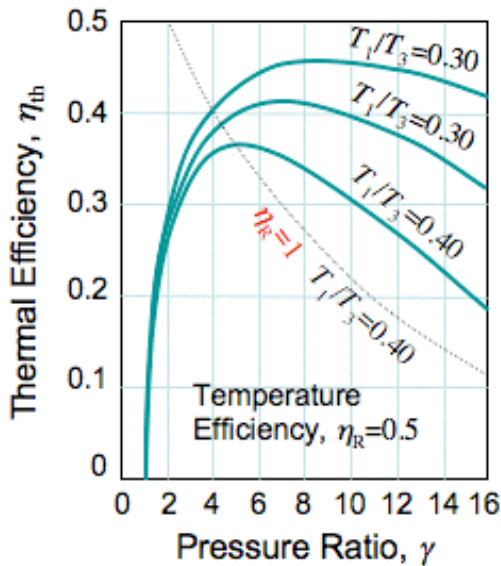
Brayton Cycle という. その  $p$ - $v$  線図,  $T$ - $s$  線図を左に示す. 再生とは, 辞書を引くと, 「廃物を原料にして, 同質のものを作り出すこと」とある.

熱交換器の温度効率を  $\eta_R = \frac{T_5 - T_2}{T_4 - T_2}$  で定義する.  $4 \rightarrow 6$  の熱量は  $2 \rightarrow 5$  へ渡される. この再生サイクルの熱効率  $\eta_{th}$  は,

$$\eta_{th} = \frac{\dot{m}c_p \{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)\}}{\dot{m}c_p \{(T_3 - T_2) - (T_5 - T_2)\}} = \frac{(T_3 - T_4) - (T_2 - T_1)}{(T_3 - T_2) - \eta_R(T_4 - T_2)}$$

$$= \frac{\left\{ \frac{T_3}{T_1} \left( \frac{1}{\gamma} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} - 1 \right\} - \left\{ 1 - \left( \frac{1}{\gamma} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \right\}}{\frac{T_3}{T_1} \left( \frac{1}{\gamma} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \left\{ 1 - \eta_R \left( \frac{1}{\gamma} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \right\} - (1 - \eta_R)}$$

となる. 温度効率  $\eta_R = 1$ , すなわち  $T_4 = T_5$  という極限では,  $T_4 = T_5$ ,  $T_2 = T_6$  であり,  $4 \rightarrow 6'$  の熱量が  $2 \rightarrow 5'$  へ渡されて,



$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_3} \gamma^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad \gamma \neq 1$$

となる.

温度効率  $\eta_R = 1$  の再生サイクルでは, 圧力比  $\gamma$  が大きいほど熱効率は低下する. その様子を左図に点線で示す. 温度効率  $\eta_R = 0.5$  の場合の例を  $T_3/T_1$  の関数として併せて左図に示した. 温度効率  $\eta_R = 1$  のときのように右下がりとならず, ある圧力比  $\gamma$  で熱効率が最大値をとる凸の曲線になる. 再生は圧力比  $\gamma$  が高くないときに熱効率を上げるための手法であることが知られる.