

ガスサイクル，気体単相サイクル

動力源である装置を**原動機** Prime Mover という。旧くは牛馬，人なども原動機であった。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は熱機関 Heat Engine と呼ばれ，広く使われている。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を**内燃機関** Internal Combustion Engine と言い，Otto 機関，Diesel 機関といった往復ピストン式機関や，ガスタービン，ジェットエンジンなどがそれに当たる。これに対して，ボイラーなどの外部装置で燃焼を行わせ，機関そのものとしては蒸気の形で熱エネルギーをもらって動く蒸気原動機は**外燃機関** External Combustion Engine と呼ばれる。スターリング機関も通常，外燃機関として作動する。

別章で述べる，蒸気原動機についての，ランキン-クラウジウスサイクル Rankine-Clausius Cycle では，作動流体が気相から液相へ，また液相から気相へと順に変化しながらサイクルが実行される。そのような気液二相のサイクルではなく，作動流体が気体のまま単相であるサイクルを**ガスサイクル**という。内燃機関など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，周辺の付帯現象をひとまず横へ置いて，熱エネルギーを与えて仕事を取り出すということだけについて，どういう要素が支配的であるのかを検討する。

熱エネルギーを与えて仕事を取り出すのは容易でないことは熱力学第二法則が示している。人類が所持している熱機関のうち最高の熱効率を持つものでも現在ようやく 50 % を少し越えたところである。熱効率が高いということは燃料消費率が低いということと同義であり，経済性や資源節約の程度を表現する尺度である。熱エネルギーのもととして与えられる燃料は石油系炭化水素である場合が多いから，燃料消費は環境への CO₂ 排出そのものでもある。どのようにすればエンジンの熱効率を上げ，CO₂ 排出を減らすことができるのかということをも熱力学的に考察するのがこの章の目的である。

熱機関の理想サイクルはカルノーサイクル Carnot Cycle である。しかし，カルノーサイクルの章に定量図で示したように，気体を作動流体としてカルノーサイクルを実現するためには断熱過程における圧縮比を不可能なほどに大きくする必要があり，作動流体の流量当り出力が小さくて，装置は大きいのに僅かな出力しか得られないから現実的ではない。カルノーサイクルを基準サイクルとするエンジンが出現しないのはこのようなことに因る。

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) 作動流体はシリンダ内に留まり，吸・排気過程はないとする。それゆえポンプ損失はない。4-ストローク機関が想定される場合にも 2-ストローク機関が想定される場合にも，二つのストロークだけが考慮の対象になる。シリンダ内にある作動流体は **チャージ** Charge と呼ばれる。サイクルが実行されるあいだチャージの質量 m [kg] は一定である。このサイクルは“閉じた系”においてなされる。
- 3) 燃料が燃えて発熱する代わりにチャージへ熱量 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。
- 5) すべての行程は準静的過程 Quasi-static Process である。

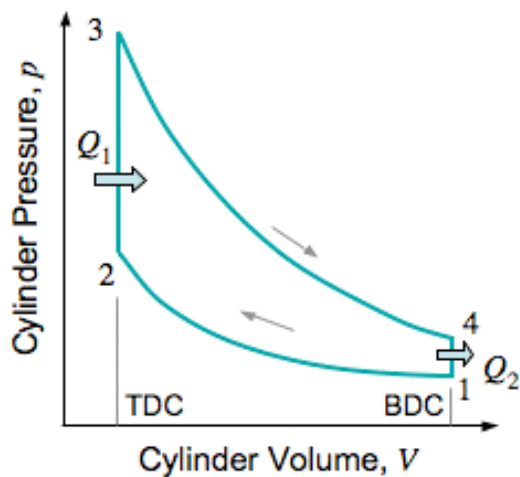
こうした仮定の下に仮想されるサイクルは“**空気標準サイクル**” Air-Standard Cycle ないしは“**空気サイクル**” Air Cycle と呼ばれている。サイクルの評価に，常温・常圧における空気の物性値が採用されることが多いからであろう。作動流体を理想気体とすること自体は悪い近似ではないが，その比熱を一定（狭義の理想気体）と仮定することは，簡単のためとはいえ，定量性を失わせ，定性的な把握以上に発展しえなくする。また，実際には到底得られない高い温度・圧力，高い熱効率が算出される。しかしながら，こうした簡単な解析によってでもサ

サイクルの重要な性質はすべて明らかになる。

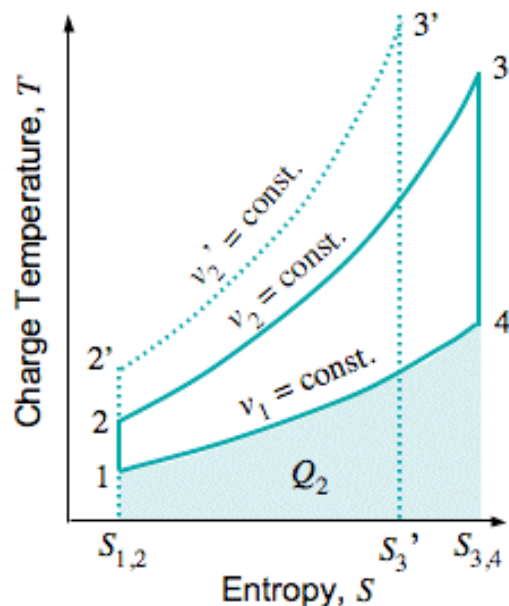
最初に往復ピストン式エンジン Reciprocating-Piston Engine の仮想サイクルを三つ挙げる。

1. オットーサイクル

オットーサイクル Otto Cycle は火花点火機関 (ガソリン機関) の基本サイクルである。受熱が等容過程で行われるので，等容燃焼サイクルともいわれる。Beau de Rochas サイクルと呼ばれることもある。オットーサイクルの p - V , T - S 線図を下に示す。



過程 $1 \rightarrow 2$ と $3 \rightarrow 4$ は可逆断熱変化，過程 $2 \rightarrow 3$ と $4 \rightarrow 1$ は等容変化である。過程 $1 \rightarrow 2$ はピストンによる断熱圧縮， $2 \rightarrow 3$ で上死点において等容燃焼による熱量 $Q_{23} = Q_1$ を受けとり， $3 \rightarrow 4$ で断熱膨張， $4 \rightarrow 1$ では下死点にて等容で熱量 $Q_{41} = Q_2$ を大気に放出する。ピストンが下死点にあるときと上死点にあるときの作動流体の容積比 $V_1/V_2 = V_{\max}/V_{\min}$ を **圧縮比** Compression ratio といい ε で表わす。



供給熱量 Q_1 ，放散熱量 Q_2 の添字 1, 2 は圧縮始め状態 1，圧縮終り状態 2 の添字 1, 2 とは意味が異なる。熱機関の取り扱いで Q_1 , Q_2 と言うとき， Q_1 はサイクルに与えられた熱量：燃料の化学エネルギー相当分のことであり， Q_2 はサイクルから捨てられる熱量のことである。

ここで，サイクルに与えられた熱量とどのように表現しているけれども，考慮の対象になっているのは作動流体であつ

て，作動流体に熱が与えられ，あるいは作動流体が熱を放出したりして，作動流体の状態が一定の規則で一連の変化を経てサイクルを構成する．それゆえ，容積 V については，シリンダ容積 Cylinder Volume，圧力 p についても，シリンダ圧力 Cylinder Pressure としばしば言うが，熱力学としては，質量 m kg の作動流体の容積，圧力のことを指している．温度については，さすがにシリンダ温度と言うと壁温のことになってしまうのでそうは言わず，Charge Temperature と言う．

このサイクルの熱効率 Thermal Efficiency η_{th} は作動流体から外部へと取り出し得た仕事 W_{out} の与えた熱量 Q_1 に対する比であって，

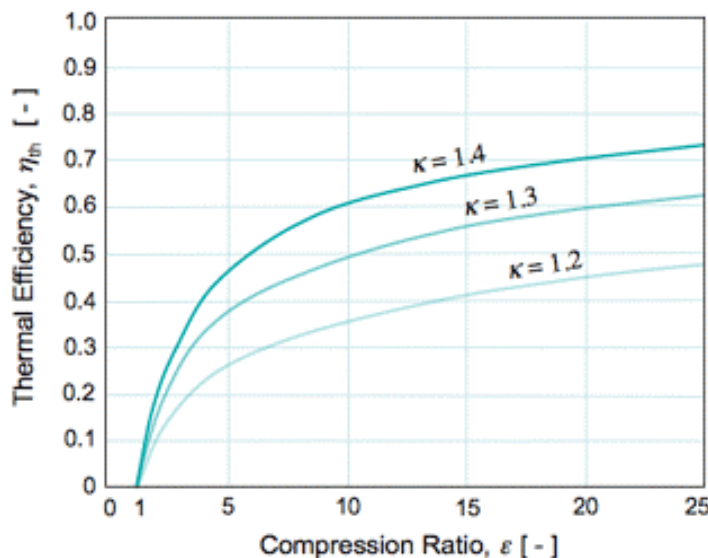
$$\eta_{th} \equiv \frac{W_{out}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{mc_v(T_4 - T_1)}{mc_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1\{(T_4/T_1) - 1\}}{T_2\{(T_3/T_2) - 1\}}$$

ここでは， T_1, T_2, T_3, T_4 のどの温度においても定容比熱 c_v は同じ値であるとしているから， $mc_v(T_4 - T_1)$ のように書くことができる．“狭義の”理想気体が仮定されていることに助けられてのことである．

一方，圧縮，膨張行程は断熱変化なので，

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1}, \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1}$$

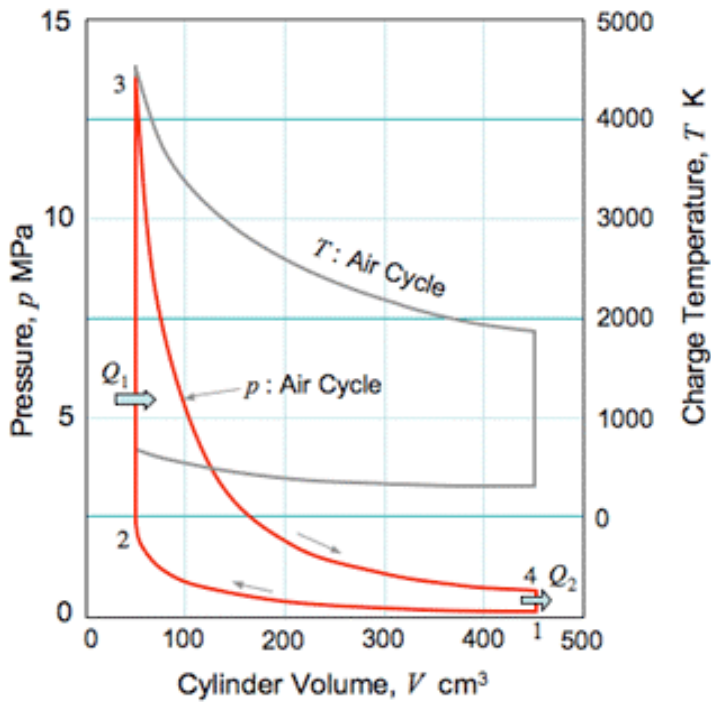
ここに κ は断熱指数であるが，“狭義の”理想気体が仮定されていることにより，



κ は比熱比でもある．上の二式から $T_2/T_1 = T_3/T_4$ であるから， $T_4/T_1 = T_3/T_2$ であり，二つ上の式で，熱効率 η_{th} は，

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}$$

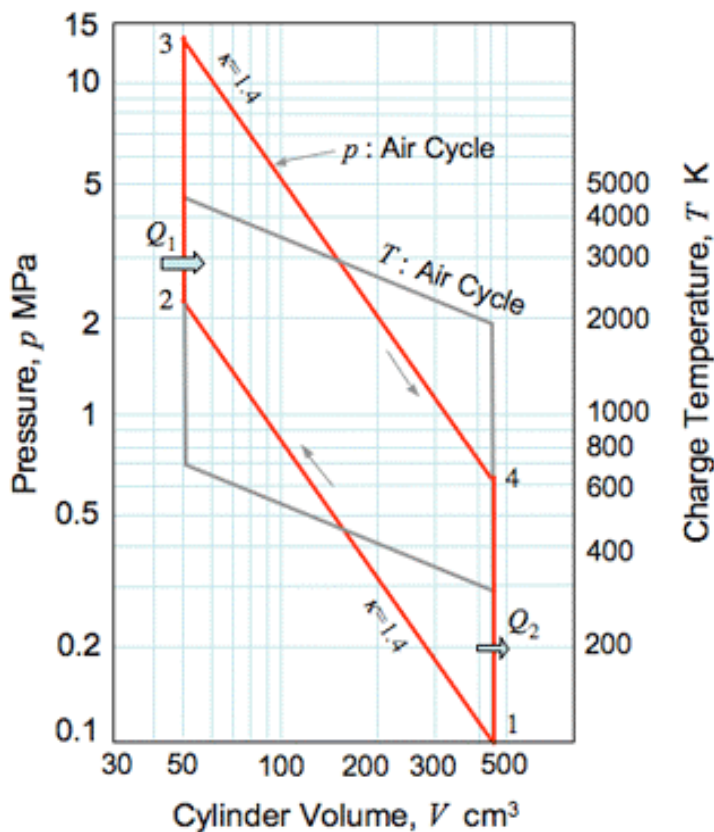
と得られ， ε と κ だけによって決まる．この様子を左図に示す．



つまり，1) 圧縮比 ε を大きくとることで熱効率が上がり，2) 比熱比 κ の大きな作動流体が望ましいということが知られる．

さらに，後で出てくるディーゼルサイクルやサバテサイクルのように，締切比 σ や圧力上昇比 ρ などが式の中に現れず，3) 負荷，出力トルクが変わっても熱効率は変わらない．

圧縮比 ε は膨張比でもあり，膨張比が高いと膨張終りの温度が下がって，捨てる熱量 Q_2 が減る．このことは上の T - S 線図を見ると解かりやすい．



実際に数値を入れてこのサイクルを表示した例が左の二つの図である．上は通常の p - V 線図に温度 T を描き加えたもの，下が $\log p$ - $\log V$ 線図に $\log T$ を描き加えたものである．

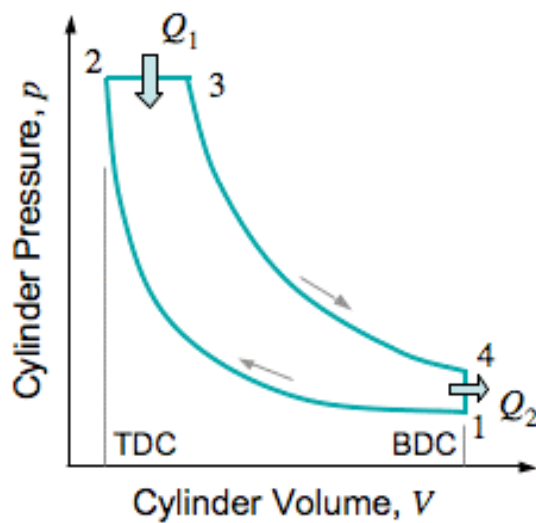
断熱圧縮，断熱膨張過程は $pV^\kappa = \text{const.}$ の関係にあるから， $\log p$ - $\log V$ 線図上では勾配一定の直線で表される．また，温度 T については， $TV^{\kappa-1} = \text{const.}$ なる関係にあるから， $\log T$ - $\log V$ 線図上で温度 T の変

化過程も直線で表される．

上二図の設定は，作動流体は空気，その物性値は大気圧，温度 293 K のときの値とした． $\kappa = 1.4$, $c_v = 0.72 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$ である．行程容積 $V_h = 400 \text{ cm}^3$, $\varepsilon = 9$, 圧縮始め状態 $p_1 = 101.3 \text{ kPa}$, $T_1 = 293 \text{ K}$, 供給熱量 $Q_1 = 1.44 \text{ kJ}$ である．この条件で計算すると，最高圧力は $p_3 = 13.7 \text{ MPa}$, 最高温度は $T_3 = 4440 \text{ K}$, 熱効率 $\eta_{th} = 0.585$ にも達して，上に“実際には到底得られない高い温度・圧力，高い熱効率が算出される”としたのはこのようなことを言う．

2. ディーゼルサイクル

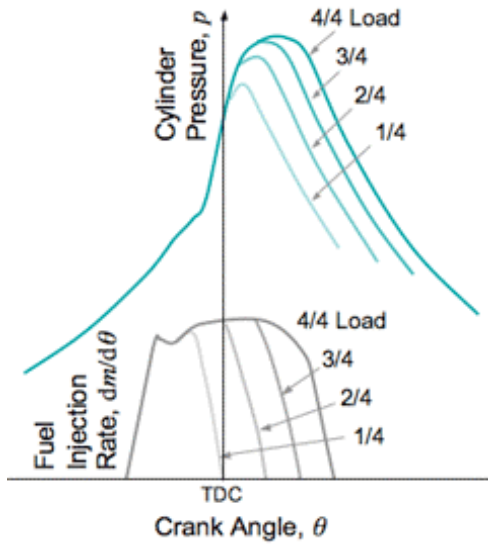
ディーゼルサイクル Diesel Cycle では受熱が等圧変化で行われる．このことから，等圧燃焼サイクルともいわれる．ディーゼルサイクルの p - V 線図を下に示す．



圧縮点火機関（ディーゼル機関）の基準サイクルであるとする書籍が多いがそれは誤りである．あるいは，低速ディーゼル機関の規準サイクルとするものもある．しかし，現在のディーゼル機関のサイクルは次のサバテサイクルであると考えた方がよい．燃料を高圧空気の補助のもとに噴射していた初期のディーゼル機関ではそのサイクルはディーゼルサイクルに近かったが，いまでは該当するものがない．最近，船用低速ディーゼルで窒

素酸化物排出低減を目指して，ディーゼルサイクルに近づける試みがあるが，それとて圧縮終り点以上の圧力上昇が皆無というわけではなく，依然サバテサイクルに近い．

現在該当するものがないといえども，このサイクルはディーゼル機関の運転方法の持つ特徴を有しており，次項のサバテサイクルにもそのままあてはまるところがある．ディーゼルエンジンでは空気をシリンダ内に吸入し，断熱的に



圧縮することによってチャージの温度を燃料の自着火温度以上に上げ，このチャージに燃料を直接噴射して燃焼を生じさせる．このため燃料量の調量 Metering は噴射継続時間を変えることでなされる．これはサイクル上では過程2→3で燃焼(受熱)が行われるところに現れている．そのことは $\sigma \equiv V_3/V_2$ とし，この σ 値を変えることであり，これを噴射縮切比 Cut-off ratio または等圧度と言って，ディーゼル機関の出力トルク調整手法の表現になっている．左図がそれであり，回転速度一定の下では燃料噴射時期を一定として，負荷が小さいとき

には，負荷が大きいきより早期に燃料噴射弁を締め切る．ディーゼル機関では絞り弁を持たず，このように燃料噴射量で負荷調整をする．

このサイクルの熱効率 η_{th} は

$$\eta_{th} = \frac{W_{out}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{mc_v(T_4 - T_1)}{mc_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1\{(T_4/T_1) - 1\}}{\kappa T_2\{(T_3/T_2) - 1\}}$$

ここで， $\frac{T_3}{T_2} = \frac{V_3}{V_2} = \sigma$ ， $T_3 = T_2 \sigma = T_1 \epsilon^{\kappa-1} \sigma = T_4 \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{\kappa-1} = T_4 \left(\frac{\epsilon}{\sigma}\right)^{\kappa-1}$ なる関係から

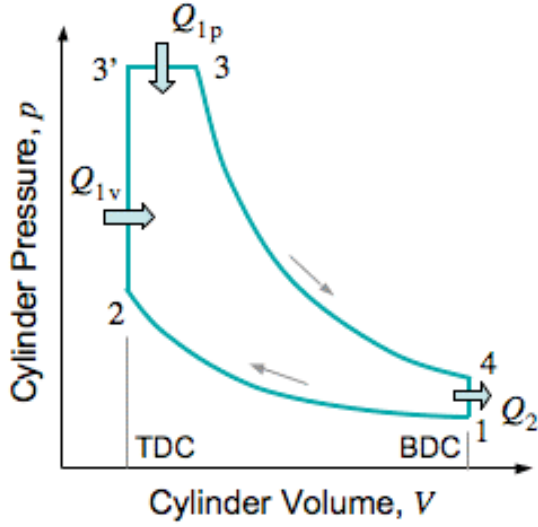
$T_4/T_1 = \sigma^\kappa$ が成り立って，熱効率 η_{th} は

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{\kappa-1}} \cdot \frac{\sigma^\kappa - 1}{\kappa(\sigma - 1)}$$

で表わされる．

σ の値が変わると熱効率が変わるということであり，このサイクルには出力が大きくなると熱効率が低下するという性質がある． σ はまた次のように表現できる．

$$\sigma = 1 + \frac{Q_1}{mc_p T_1 \epsilon^{\kappa-1}}$$



3. サバテサイクル

サバテサイクル Sabathé Cycle は左の図に示すように熱供給が等容および等圧の両方で行われるサイクルであって，現在のディーゼルエンジンの基準サイクルである．上述のようにディーゼルエンジンの基準サイクルはディーゼルサイクルではないことに注意されたい．受熱が等容，等圧の二つの過程で行われるので合成サイクル，あるいは複合

サイクルとも言われる．これは Seiliger サイクル，あるいは Seiliger-Sabathé サイクルとも呼ばれる．Seiliger も Sabathé も共にフランスの人である．Seiliger はセリージュというように読まれている．

このサイクルの熱効率 η_{th} は，

$$\begin{aligned}\eta_{th} &= \frac{W_{out}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \\ &= 1 - \frac{mc_v(T_4 - T_1)}{mc_v(T_{3'} - T_2) + mc_p(T_3 - T_{3'})} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{(T_3 - T_2) + \kappa(T_3 - T_{3'})}\end{aligned}$$

ここで，縮切比 $\sigma \equiv V_3/V_{3'}$ ，爆発度もしくは圧力上昇比 $\vartheta \equiv p_{3'}/p_2$ とおけば，

$$\frac{T_{3'}}{T_1} = \epsilon^{\kappa-1}\vartheta, \quad \frac{T_{3'}}{T_1} = \epsilon^{\kappa-1}\sigma\vartheta, \quad \frac{T_3}{T_1} = \sigma^\kappa\vartheta \quad \text{なる関係から，}$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{\kappa-1}} \cdot \frac{\sigma^\kappa\vartheta - 1}{(\vartheta - 1) + \kappa\vartheta(\sigma - 1)}$$

となる．

注意

上述のように，サイクルの熱効率 η_{th} は，得られる仕事 W_{out} の与えられた熱量 Q_1 に対する比である．

$$\eta_{th} \equiv \frac{W_{out}}{Q_1}$$

しかし，“サイクルに与えられた熱量”という言葉だけを憶えていて，上式で分母の熱量に $Q_1 - Q_2$ とおく受講者が絶えない．

確かに，サイクルに“正味で”，“有効に”与えられた熱量は $Q_1 - Q_2$ であるけれども，それは熱効率 η_{th} の定義に出てくる量ではない． Q_1 はサイクルにまず与えられた熱量：燃料の化学エネルギー相当分のことである．熱機関では Q_2 なる捨てられる熱量の存在が不可避であるということはまた一方の本質であるが，熱効率 η_{th} の定義ではそれは視野にない．

熱効率 η_{th} とは，お金を出して燃料を買って来て喰わせたらどれだけ仕事に換えてくれたかを問う，極めて実利的な指標である．もともと学問の領域外，生活する上で，経済性を示すための定義である．しかし，工学ではこれも十分に重要である．

$Q_1 - Q_2 = W_{out}$ であってこちらはエネルギー保存則である．サイクルに“正味で”，“有効に”与えられた熱量 $Q_1 - Q_2$ はすべて仕事に変換される．これを分母に採ったのでは熱効率 η_{th} は常に“1”になってしまうのは自明であり，式を展開する必要がない．再度言うが，熱効率 η_{th} の定義では，おもてには現れていないが，熱機関では Q_2 なる捨てる熱量の存在が不可避であるということがここに含まれている．与えた熱量 Q_1 のすべてが仕事に変換されることはないことの表現でもある．

$$\text{上述の意味から，熱効率は } \eta_{th} = \frac{W_{out}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \text{ であるけれども， } \eta_{th} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

と定義されているわけではないことに留意されたい．もともと実利的な指標なのである．

ガスサイクルにおけるエントロピー収支とエントロピー生成

この章で述べたオットーサイクル，ディーゼルサイクル，サバテサイクルは，理想的な熱機関サイクルであるカルノーサイクルに較べると，当然のことながらその熱効率は低い．サイクルが実行される過程でエントロピーが生じているからである．この節では，サイクルを構成する要素のどこでエントロピーが生じるのかを知る．エントロピーは熱の形態でしか外界と交換することができず，エントロピーが増えればそれだけ外部へ排出する熱量も大きいことも表現される．

いま， m kg の理想気体が可逆的に状態 A から状態 B へ変化する過程を考える．その間に与えられる熱量 Q は可逆 Reversible 過程であるとの意味を強調して，本来なら Q_{rev} と表さなければならないものである．

1. T - S 線図に示されているエントロピー収支

熱力学第一法則 $dU = \delta Q - \delta W$ から導かれる熱力学の第一基礎式

$$dU = \delta Q - pdV$$

が成り立つ．左辺・右辺可逆であるから，これらの Q は Q_{rev} である．内部エネルギー dU は $dU = c_v \cdot m \cdot dT$ であって，この c_v は定容変化過程において与えられた熱量と温度上昇との関係 $\partial Q_{dV=0} = c_v \cdot m \cdot dT$ にある比熱である．

エントロピー S の定義のひとつ， $\partial Q = T \cdot dS$ を第一基礎式に入れると，

$$dU = T \cdot dS - pdV$$

すなわち，

$$dU = T \cdot dS - pdV = c_v \cdot m \cdot dT$$

これを $dS = c_v m \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dV$ と変形して，理想気体の状態方程式 $pV = mRT$ と組み合わせると，

$$dS = c_v m \frac{dT}{T} + mR \frac{dV}{V}$$

作動流体を狭義の理想気体（比熱一定）として，状態 A から状態 B への変化過程でこれを積分すると，その間のエントロピ生成は，

$$\Delta S = c_v m \int_{T_A}^{T_B} \frac{dT}{T} + mR \int_{V_A}^{V_B} \frac{dV}{V} = c_v m \ln \frac{T_B}{T_A} + mR \cdot \ln \frac{V_B}{V_A}$$

いまオットーサイクルについて，上の式でそれぞれの過程を勘定してみると，

断熱圧縮 1-2 過程で， $\partial Q = T \cdot dS = 0$ から， $\Delta S_{1-2} = 0$

定容熱供給 2-3 過程では， $V_2 = V_3$ なので， $\Delta S_{2-3} = c_v m \ln(T_3/T_2)$

断熱膨張 3-4 過程では， $\partial Q = T \cdot dS = 0$ から， $\Delta S_{3-4} = 0$

定容熱放出 4-1 過程では， $V_4 = V_1$ なので， $\Delta S_{4-1} = c_v m \ln(T_1/T_4)$

これらの過程は p. 3 の二つ目の図に示したような経過をたどり，オットーサイクルが一周して完結すると，

$$\begin{aligned} \Delta S_{\text{cycle}} &= \Delta S_{1-2} + \Delta S_{2-3} + \Delta S_{3-4} + \Delta S_{4-1} = c_v m \ln(T_3/T_2) + c_v m \ln(T_1/T_4) \\ &= c_v m \ln \frac{T_3 T_1}{T_2 T_4} \end{aligned}$$

p. 4 に出てきたように， $\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$ であるから， $\Delta S_{\text{cycle}} = C_v \ln 1 = 0$ である。

空気サイクルを考えているときには，サイクルが廻るともとの状態に戻り，サイクルでのエントロピ収支は，作動流体，チャージとして零 0 になっている。しかしながら，ここでの取り扱いは状態変化を可逆変化としたときのそれであり，仮定“5) すべての行程は準静的過程 Quasi-static Process である”もあわせて前提となっていることに思いを馳せなければならない。可逆を前提としたものであるから，エントロピの生じようがない。

2. 温度差のある熱移動ならエントロピが生じる

つぎに，外界との熱のやりとりに付随するエントロピの増減を考える。温度一定の熱源とのエントロピのやりとりは $\Delta S = \frac{Q}{T}$ で表される。

熱量 Q_1 は温度 T_3 で一定している高熱源から供給されるとき，その量は

$$Q_1 = mc_v(T_3 - T_2) > 0 \text{ であって，エントロピー変化量は } \Delta S_1 = \frac{mc_v(T_3 - T_2)}{T_3}$$

熱量 Q_2 は温度 T_1 で一定している低熱源へと放出され，その量は

$$Q_2 = c_v m(T_4 - T_1) > 0 \text{ であって，エントロピー変化量は } \Delta S_2 = \frac{mc_v(T_4 - T_1)}{T_1}$$

サイクルを成立させるためになされた熱供給，熱放出の両過程，つまり，熱移動に起因するエントロピーの出入りは，

$$\Delta S_{\text{ht}} = \Delta S_1 - \Delta S_2 = mc_v \left(1 - \frac{T_2}{T_3} - \frac{T_4}{T_1} + 1 \right) = mc_v \left(2 - \frac{T_2}{T_3} - \frac{T_4}{T_1} \right)$$

ここで，圧縮・膨張が共に断熱変化過程であるとの仮定が保持されている限り

$$\text{は， } \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1} \text{ なので，}$$

$$\Delta S_{\text{ht}} = \Delta S_1 - \Delta S_2 = -mc_v \frac{(T_2 - T_3)^2}{T_2 T_3} < 0$$

となって，サイクルが実行されるたびに内部にエントロピー生成があり，それを放出するので外界のエントロピーが増える．この式が Clausius の不等式である．

この場合は先の考察と異なり，温度差があつてはじめて熱移動が起こるとした取り扱いであるから，可逆は想定されていない．

3. カルノーサイクルとの差異

温度 T_3 の高熱源と温度 T_1 の低熱源とのあいだで動くカルノーサイクルの熱効率

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_1}{T_3}$$

であり，供給熱量の大小にかかわらず同じであるから，いまオットーサイクルに与える熱量 $Q_1 = mc_v(T_3 - T_2)$ をこのサイクルに与えるなら，得られる仕事は，

$$W_{\text{Carnot}} = \eta_{\text{Carnot}} \cdot Q_1 = \left(1 - \frac{T_1}{T_3} \right) mc_v(T_3 - T_2)$$

である．一方，同じ供給熱量でもってオットーサイクルで得られる仕事は，

$$W_{\text{Otto}} = \eta_{\text{Otto}} \cdot Q_1 = \left(1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}\right) mc_v (T_3 - T_2)$$

であるから，両者の仕事量の差は， $T_3/T_2 = T_4/T_1$ なる関係から，

$$W_{\text{Diff}} = W_{\text{Carnot}} - W_{\text{Otto}} = mc_v \left\{ (T_4 - T_1) - (T_3 - T_2) \frac{T_1}{T_3} \right\} = mc_v T_1 \left(\frac{T_3}{T_2} + \frac{T_2}{T_3} - 2 \right)$$

これは先に求めたエントロピ生成との関係として，

$$W_{\text{Diff}} = -T_1 \cdot \Delta S_{\text{ht}}$$

のように書ける．