



Title	外部仕事の熱力学的検討（第2報）：ブレイトンサイクルおよびザバテサイクルへの適用
Author(s)	谷口, 博; Taniguchi, Hiroshi; 若井, 和憲 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 61, 1-16
Issue Date	1971-03-20
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41055
Type	departmental bulletin paper
File Information	61_1-16.pdf



外部仕事の熱力学的検討 (第2報)

—ブレイトンサイクルおよびサバテサイクルへの適用—

谷 口 博* 若 井 和 憲*

(昭和45年11月29日受理)

A Study on Thermodynamical External Work (2nd Report)

Application to the Brayton Cycle and the Sabathé Cycle

Hiroshi TANIGUCHI Kazunori WAKAI

(Received November 29, 1970)

Abstract

In the calculation of heat engine cycles, it should be considered that the external heat exchange and the internal heat generation from friction renders a different influence respectively on the external work. These heats are not usually dealt with separately, but in our opinion some efforts must be made to separate these heats.

In the 1st report, we have already suggested one separating factor for the above-mentioned purpose and have analyzed the influence of it on the external work.

In this report, we introduced other separating factors by which analysis may be made easier and have analyzed the influence of these factors on the cycle performance by means of the Brayton cycle for a steady-flow process and the Sabathé cycle for a non-flow process.

1. ま え が き

熱機関サイクル計算でとり扱う熱量には外部と交換する熱量と内部摩擦発熱量とが含まれ、これらの熱は外部仕事に異なる影響を与えるが、従来のサイクル計算ではこれらの熱の分離をせず、定常流動サイクルでは圧縮、膨脹時の外部との熱交換量を内部摩擦発熱量に含めて計算し、不流動サイクルでは内部摩擦発熱量を無視しているのが通常である。しかし、前者での小型ガスタービン、高温内部冷却ガスタービン、あるいは後者での高速小型内燃機関の場合などでは、外部熱交換量、内部摩擦発熱量がともに比較的多いので、それらの熱量のサイクル性能におよぼす影響を調べるのが重要な課題となる。

著者らは第1報¹⁾で、その外部熱交換量と内部摩擦発熱量とを分離するファクターを提案し、作動媒体を完全ガスとして外部仕事などにおよぼす影響を調べたが、本報では外部仕事を検討するため、さらに他のファクターを導入し、サイクル計算における各過程に対する解析を容易にした。サイクル計算への応用として定常流動サイクルにはブレイトンサイクル、不流動サイクルにはサバテサイクルをとりあげ、それらのファクターを用いてサイクル性能におよぼす影響を調べることにした。

* 機械工学科，熱機関学第一講座

2. 外部仕事, 外部熱交換量, 内部摩擦を分離するファクターの導入

熱力学第1法則によると各過程に対し, 次式が成立する。

$$AW_e + AW_f = \Delta E + Q_e + Q_f$$

ただし, W_e : 外部仕事, W_f : 摩擦仕事, ΔE : 作動媒体の持つエネルギー変化量, Q_e : 外部熱交換量, Q_f : 内部摩擦発熱量, A : 仕事の熱当量

過程前後で速度変化を無視しうる場合は,

$$\left. \begin{aligned} AW_{es} + AW_{fs} &= \Delta H + Q_{es} + Q_{fs} \quad (\text{定常流動過程}) \\ AW_{en} + AW_{fn} &= \Delta U + Q_{en} + Q_{fn} \quad (\text{不流動過程}) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ただし, ΔH : エンタルピー変化量, ΔU : 内部エネルギー変化量, 添字 s : 定常流動過程, 添字 n : 不流動過程

しかし, 一般にガスの状態方程式により仕事, あるいは熱量を求めると, $AW_e + AW_f$, $Q_e + Q_f$ の形で得られるので, AW_e , Q_e を求めるためには, 内部摩擦を分離するファクターを導入することが必要である。

2.1 外部熱交換量の分離ファクター

著者らは第1報で, つぎのファクターを提案し^{1),2),3)},

$$x = \frac{Q_e}{Q_e + Q_f} = \frac{Q_e}{Q} \quad (2)$$

また, 同時にサブファクターとしてつぎのポリトロップ比をも導入した。

$$\xi = \frac{\frac{k}{k-1}}{\frac{n}{n-1}} = \frac{\Delta H}{AW_{es} + AW_{fs}} \quad (3)$$

$$\zeta = \frac{\frac{1}{k-1}}{\frac{1}{n-1}} = \frac{\Delta U}{AW_{en} + AW_{fn}} \quad (4)$$

ただし, k : 比熱比, n : ポリトロップ指数

このファクター x を用いて外部仕事, 外部熱交換量を求めると,

$$AW_{es} = \frac{k}{k-1} A \cdot R \cdot T_1 \left\{ \frac{1}{\xi} + (1-x) \right\} \left(1 - r^{\frac{k-1}{k}\xi} \right) \quad (5)$$

$$Q_{es} = \frac{k}{k-1} A \cdot R \cdot T_1 \left(\frac{1}{\xi} - 1 \right) \cdot x \cdot \left(1 - r^{\frac{k-1}{k}\xi} \right) \quad (6)$$

$$AW_{en} = \frac{1}{k-1} A \cdot R \cdot T_1 \left\{ \frac{1}{\zeta} + (1-x) \right\} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{(k-1)\zeta} \right\} \quad (7)$$

$$Q_{en} = \frac{1}{k-1} A \cdot R \cdot T_1 \left(\frac{1}{\zeta} - 1 \right) \cdot x \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{(k-1)\zeta} \right\} \quad (8)$$

ただし, R : ガス定数, T : 絶対温度, r : 圧力比, ε : 圧縮比

x の定義式で示されるごとく, x の分母は $Q_e + Q_f$ であるから, 熱の出入りの大きな受熱, 放熱過程の解析に対し一般に有効である。この過程では通常外部への仕事が行なわれないことが多く, $W_e = 0$ となり式 (1) で $\Delta H, \Delta U = -Q_e$ となり, また式 (3), (4) は

$$\xi = \frac{-Q_{es}}{Q_{fs}} = \frac{x}{x-1}, \quad \zeta = \frac{-Q_{en}}{Q_{fn}} = \frac{x}{x-1}$$

となる。

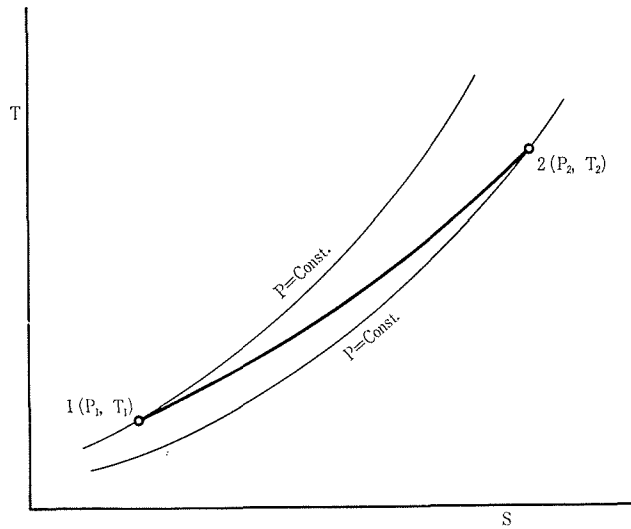


図 1

定常流動過程では内部摩擦はそのまま圧力損失となり、ガスタービンの燃焼器、熱交換器内での圧力損失に相当する。図1のごとく、ある過程において状態 (P_1, T_1) から外部仕事をせず、外部と熱交換しながら状態 (P_2, T_2) へ移行したとすると、圧力損失の割合はつぎのように求められる。

$$\Gamma = r_f^{\frac{k-1}{k}\xi} = r_f^{\frac{k-1}{k} \frac{\sigma-1}{\sigma}} \tag{9}$$

$$\frac{P_1 - P_2}{P_1} = 1 - r_f = 1 - \Gamma^{\frac{k}{k-1} \frac{\sigma-1}{\sigma}} \tag{10}$$

ただし、 P : 圧力、 Γ : T_2/T_1 、 r_f : P_2/P_1

この関係を図示すると図2のように示される。

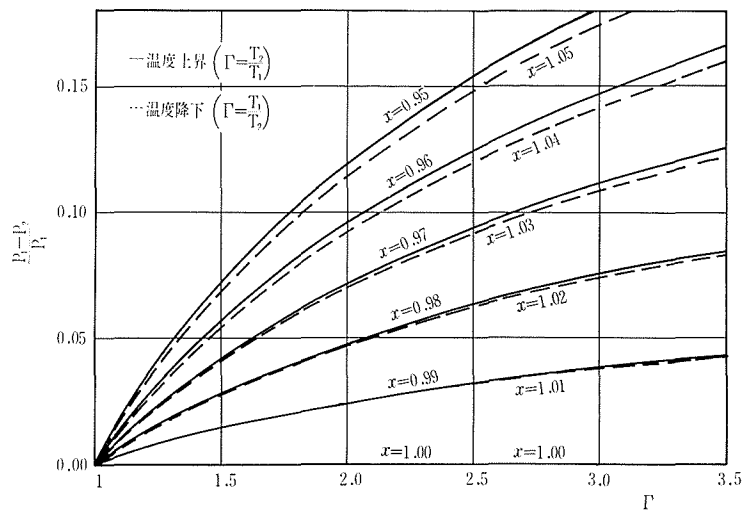


図 2

同様にして不流動サイクルでも、つぎのように求められる。

$$\frac{v_2 - v_1}{v_2} = 1 - \frac{1}{\varepsilon_f} = 1 - \Gamma^{\frac{1}{k-1} \frac{x}{x-1}} \quad (11)$$

ただし、 ε_f : v_2/v_1 , v : 比容積
この関係を図3に示す。

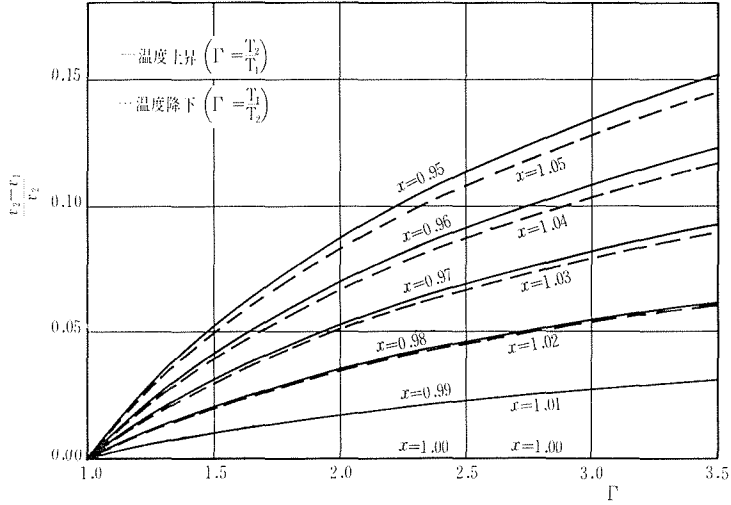


図 3

2.2 外部仕事の分離ファクター

外部仕事に対する外部熱交換の影響については、Brown⁵⁾, Stephenson⁶⁾, Traupel⁷⁾, May⁸⁾らによって検討されているが、ここでは Лапицов⁹⁾ の提案に基づき、つぎのファクターを導入する。

$$\phi = \frac{W_{es}}{W_{es} + W_{fs}} = \frac{W_{es}}{-\int v dp} \quad (12)$$

$$\psi = \frac{W_{en}}{W_{en} + W_{fn}} = \frac{W_{en}}{\int p dv} \quad (13)$$

このファクターは、外部熱交換量とは無関係にその過程内での摩擦による非可逆性を示すものである。(Appendix 1) また、これに関連するサブファクターとして

$$\theta = \frac{Q_{es}}{AW_{es} + AW_{fs}} = \frac{Q_{es}}{-A \int v dp} \quad (14)$$

$$\omega = \frac{Q_{en}}{AW_{en} + AW_{fn}} = \frac{Q_{en}}{A \int p dv} \quad (15)$$

を定義する。これらのファクターを用いて外部仕事、外部熱交換量を求めると、

$$AW_{es} = \frac{k}{k-1} A \cdot R \cdot T_1 \frac{\phi}{\phi - \theta} \left\{ 1 - \Gamma^{\frac{k-1}{k} (\phi - \theta)} \right\} \quad (16)$$

$$Q_{es} = \frac{k}{k-1} A \cdot R \cdot T_1 \frac{\theta}{\phi - \theta} \left\{ 1 - \Gamma^{\frac{k-1}{k} (\phi - \theta)} \right\} \quad (17)$$

$$AW_{en} = \frac{1}{k-1} A \cdot R \cdot T_1 \frac{\phi}{\phi - \omega} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{(k-1) (\phi - \omega)} \right\} \quad (18)$$

$$Q_{en} = \frac{1}{k-1} A \cdot R \cdot T_1 \frac{\omega}{\phi - \omega} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{(k-1) (\phi - \omega)} \right\} \quad (19)$$

ただし、 $\Delta H = AW_{es} - Q_{es} = -A(\phi - \theta) \int v dp$

$\Delta U = AW_{en} - Q_{en} = A(\phi - \omega) \int p dv$

これらのファクターは分母が $-\int vdp$ または $\int pdv$ であり、外部仕事のある圧縮、膨脹過程の解析に対し一般に有効である。

2.3 各分離ファクターの相互関係

以上に述べた各分離ファクターの相互関係はつぎのとおりである。

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{\theta}{1-(\phi-\theta)}, & \xi &= \phi-\theta \\ \phi &= x(1-\xi)+\xi, & \theta &= x(1-\xi) \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{\omega}{1-(\phi-\omega)}, & \zeta &= \phi-\omega \\ \phi &= x(1-\zeta)+\zeta, & \omega &= x(1-\zeta) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

また、特殊な過程に対してはつぎの関係がある。
等温過程

$$x = \phi = \theta, \quad x = \phi = \omega$$

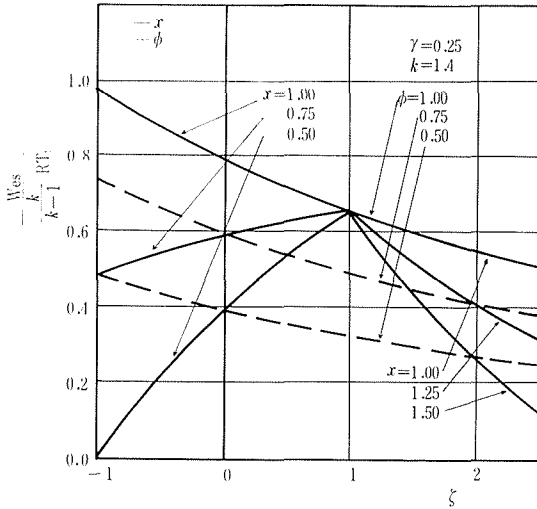


図 4

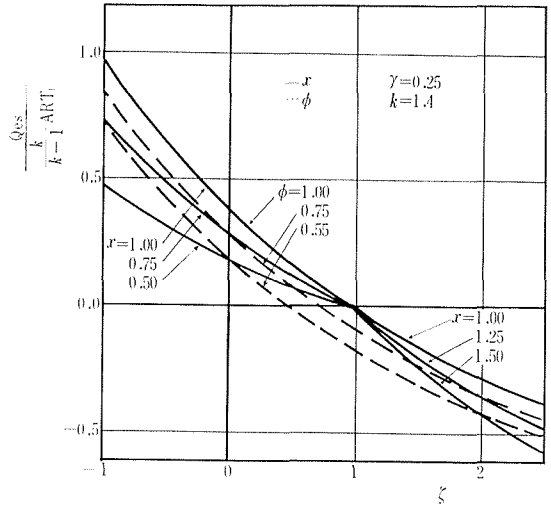


図 5

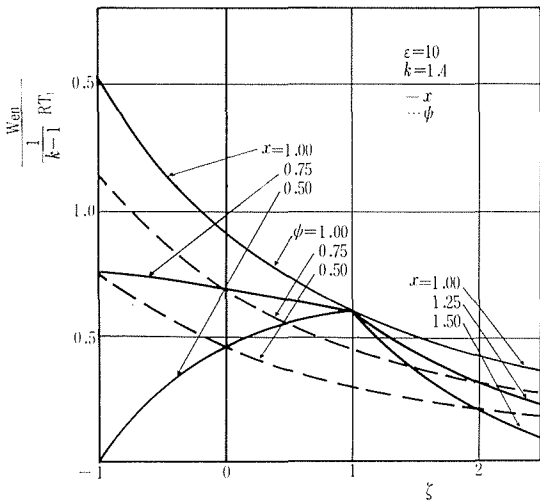


図 6

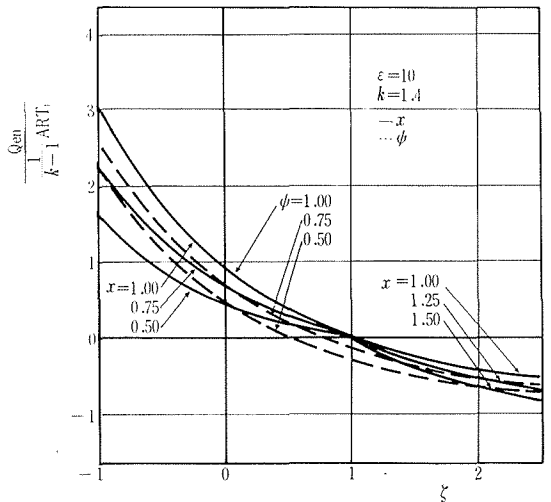


図 7

定常流動等容過程

$$x = \phi - (\phi - 1) \cdot k, \quad \theta = \phi - k/(k-1)$$

不流動等圧過程

$$x = \psi - (\psi - 1)/k, \quad \omega = \psi + 1/(k-1)$$

前述のごとく x は外部との熱交換が多い過程, ϕ および ψ は外部仕事の多い過程で一般に有効であることを示したが, ここではサブファクター ξ および ζ を用いて, 外部仕事, 外部熱交換量に及ぼすそれらのファクターの影響の違いを示すと, 図4~図7となる。 ξ および $\zeta \leq 1$ に対し, $x = 1.00, 0.75, 0.50$, ϕ および $\psi = 1.00, 0.75, 0.50$, ξ および $\zeta > 1$ に対し, $x = 1.00, 1.25, 1.50$, ϕ および $\psi = 1.00, 0.75, 0.50$ を選び (Appendix 2) 示したが, ξ および $\zeta = 1$ の等エントロピー変化のとき, x により AW_e, Q_e を示すことが不可能であり, ξ および $\zeta = \infty$ の等圧, 等容変化のとき, ϕ および ψ により AW_e, Q_e を示すことが不可能であることがわかる。

3. サイクル外部仕事, 供給熱量およびサイクル熱効率

ここでは前章に示した各ファクターのサイクル計算の応用例として, 定常流動サイクルにはブレイトンサイクル, 不流動サイクルにはサバテサイクルを選び解析をする。ここで作動媒体には理想ガスを用い, 燃焼過程などで作動媒体の重量変化は無いものとする。また各過程内では各ファクターがおのおの一定であり, 速度変化も無いものとして解析をすすめる。

3.1 ブレイトンサイクル

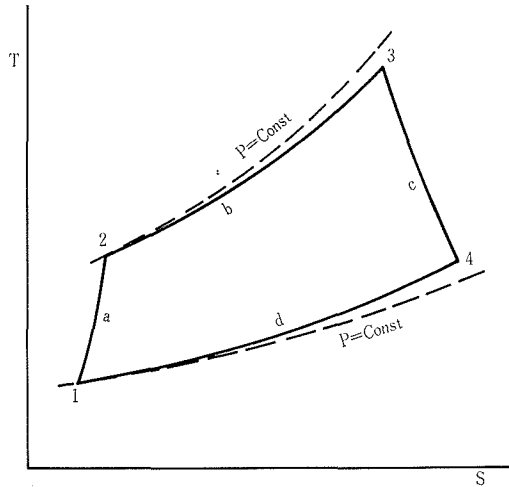


図 8

図8のごときサイクルを考え, サイクルの上限を最高温度比, すなわち τ によって与えると, サイクル外部仕事, 供給熱量およびサイクル熱効率は次式で求められる。

$$w_{\text{cycle}} = \frac{\phi_a}{\phi_a - \theta_a} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) + \frac{\phi_c}{\phi_c - \theta_c} \left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_4}{T_1}\right) \quad (22)$$

$$q_{\text{sup}} = \left[\frac{\theta_a}{\phi_a - \theta_a} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \alpha_a + \left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1}\right) + \frac{\theta_c}{\phi_c - \theta_c} \left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_4}{T_1}\right) \cdot \alpha_c \right] / (1 - f_c) \quad (23)$$

$$\eta = \frac{w_{\text{cycle}}}{q_{\text{sup}}} \quad (24)$$

ただし, $w_{\text{cycle}}: k/(k-1)RT_1$ で除したサイクル無次元外部仕事, $q_{\text{sup}}: 同様の無次元供給熱量$

f_c : 供給熱の冷却損失割合, $\tau: T_3/T_1$, $\gamma: P_2/P_1$

$$\text{また, } T_2 = T_1 \cdot \gamma^{\frac{k-1}{k}(\phi_a - \theta_a)}, \quad T_3 = T_1 \cdot \tau, \quad T_4 = T_1 \cdot \tau \cdot \gamma_c^{\frac{k-1}{k}(\phi_c - \theta_c)}$$

$$\gamma_c = \gamma^{\frac{\alpha_d(\phi_a - \theta_a)(\alpha_b - 1) - \alpha_b}{\alpha_b \alpha_d - (\phi_c - \theta_c)(\alpha_d - 1)}} \cdot \tau^{\frac{k-1}{k-1} \frac{\alpha_b(\phi_a - \theta_a)(\alpha_b - 1) - \alpha_b}{\alpha_b \alpha_d - (\phi_c - \theta_c)(\alpha_d - 1)}}$$

ここで, α_a, α_c は過程 a, c での外部熱交換が正すなわち, 受熱のとき供給熱として含むための変数であり, つぎの値をとる。

$$\theta_a < 0 \text{ のとき } \alpha_a = 1, \theta_a \geq 0 \text{ のとき } \alpha_a = 0, \theta_c > 0 \text{ のとき } \alpha_c = 1, \theta_c \leq 0 \text{ のとき } \alpha_c = 0$$

3.2 サバテサイクル

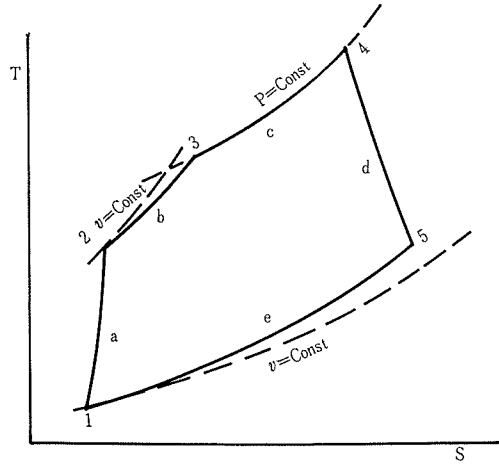


図 9

図9のごときサイクルを考え, サイクルの上限を最高圧力比すなわち δ_p によって与え, 燃焼過程の等容変化と等圧変化の割合を等容燃焼割合 δ_v によって定めると, サイクル外部仕事, 供給熱量, およびサイクル熱効率率は次式で求められる。

$$w_{\text{cycle}} = \frac{\phi_a}{\phi_a - \omega_a} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) + (k-1)\phi_c \left(\frac{T_4}{T_1} - \frac{T_3}{T_1}\right) + \frac{\phi_d}{\phi_d - \omega_d} \left(\frac{T_4}{T_1} - \frac{T_5}{T_1}\right) \quad (25)$$

$$q_{\text{sup}} = \left[\frac{\omega_a}{\phi_a - \omega_a} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \cdot \beta_a + \left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1}\right) + \{1 + (k-1)\phi_c\} \left(\frac{T_4}{T_1} - \frac{T_3}{T_1}\right) + \frac{\omega_d}{\phi_d - \omega_d} \left(\frac{T_4}{T_1} - \frac{T_5}{T_1}\right) \cdot \beta_d \right] / (1 - f_c) \quad (26)$$

$$\eta = \frac{w_{\text{cycle}}}{q_{\text{sup}}} \quad (27)$$

ただし, $\delta_p: P_3/P_1$, $\delta_v: Q_{cb}/(Q_{cb} + Q_{cc})$, $\varepsilon: v_1/v_2$

$$\text{また, } T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{(k-1)(\psi_a - \omega_a)}, \quad T_3 = T_2 \{ \delta_p^{-1} \cdot \varepsilon^{1+(k-1)(\psi_a - \omega_a)} \}^{-\frac{\alpha_b(k-1)}{\alpha_b k - 1}}$$

$$T_4 = T_3 \rho^{-1} [\delta_p^{-1} \varepsilon^{1+(k-1)(\psi_a - \omega_a)}]^{-\frac{\alpha_b - 1}{\alpha_b k - 1}}, \quad T_5 = T_4 \cdot \varepsilon_d^{(k-1)(\psi_d - \omega_d)}$$

$$\varepsilon_d = \left\{ \rho^{\alpha_c k - 1} \varepsilon^{-\alpha_c k + 1} \delta_p^{\alpha_c - 1} \right\}^{\frac{1}{\alpha_c(k-1) - (\psi_d - \omega_d)(k-1)}}$$

$$\rho = [\delta_p^{-1} \cdot \varepsilon^{1+(k-1)(\psi_a - \omega_a)}]^{-\frac{\alpha_b - 1}{\alpha_b k - 1}} \left[\frac{1}{k-1} \frac{1}{\delta_v} \left(\frac{1}{\delta_v} - 1 \right) \left(1 - \frac{T_2}{T_3} \right) + 1 \right]$$

4. サイクルの性能値におよぼす各分離ファクターの影響

サイクル熱効率、サイクル外部仕事、供給熱量におよぼす内部摩擦および外部熱交換量をあらわす各ファクターの影響を調べるため、それぞれのファクターの基準となる値を定め、そのうち1つのファクターについてのみ順次その値を変化させて検討した。

4.1 数値計算の方法

計算に際し、比熱比として1.4を選び、各過程について一定とした。また、使用したファクターの基準値と変化させた範囲はつぎのとおりである。

(1) ブレイトンサイクル これらのファクターの値に対し、大型発電用ガスタービンの例を計算してみると、 $\phi_a > 1.2^{10)}$ 、 $\phi_c < 0.9^{11)}$ 、 $\theta_a \cong 0.0$ 、 $\theta_c = 0.0 \sim -0.1^{12)}$ の程度であるが、 x については従来の資料から計算することはできない。ここでは $\tau = 4.0$ の場合について基準値を $\phi_c = 1.2$ 、 $\phi_e = 0.85$ 、 $\theta_a = 0$ 、 $\theta_c = -0.03$ 、 $x_b = 0.975$ 、 $x_d = 1.025$ 、 $f_c = 0.05$ に選び変化の範囲は $\phi_a = 1.0 \sim 1.3$ 、 $\phi_c = 1.0 \sim 0.7$ 、 $\theta_a = 0.1 \sim -0.1$ 、 $\theta_c = 0.1 \sim -0.1$ 、 $x_b = 1.0 \sim 0.96$ 、 $x_d = 1.0 \sim 1.04$ とした。その他参考のため、等温圧縮、等温膨張の例についても検討を加えた。

(2) サバテサイクル $\delta_p = 50$ 、 $\delta_v = 0.1, 0.3, 0.9$ の場合について、基準値は一般に使用されている値¹³⁾を参考として $\phi_a = 1.0$ 、 $\phi_c = 1.0$ 、 $\phi_d = 1.0$ 、 $\omega_a = 0.0$ 、 $\omega_d = -0.1$ 、 $x_b = 1.0$ 、 $x_e = 1.0$ 、 $f_c = 0.1$ に選び、各ファクターの変化範囲は $\phi_a = 1.0 \sim 1.05$ 、 $\phi_c = 1.0 \sim 0.95$ 、 $\phi_d = 1.0 \sim 0.95$ 、 $\omega_a = 0.05 \sim -0.05$ 、 $\omega_d = 0.1 \sim -0.2$ 、 $x_b = 1.0 \sim 0.95$ 、 $x_e = 1.0 \sim 1.05$ とした。

4.2 計算結果と考察

(1) ブレイトンサイクル この場合について図示したのが図10～図15である。

ϕ_a は圧力比が高くなるにしたがって w_{cycle} 、 q_{sup} 、 η すべてに対し著しく影響を与え、圧縮過程のわずかの改善で w_{cycle} 、 η とともに著しく向上することが示されている。

θ_a が小さく、わずかの熱交換量ではそれ程性能に関係しないが、冷却熱量を大きくし、過程を等温にすると熱効率が相当改善されることがわかる。

ϕ_c は ϕ_a と同様に、 γ が高くなると著しく影響をおよぼしている。

θ_c は θ_a と同様の傾向を示している。図13には $\tau = 3.5$ 、 $\theta_c = 0$ の場合も示してあるが、これを無冷却タービン、また $\tau = 4.0$ 、 $\theta_c = -0.1$ を高温内部冷却タービンと考えて両者を比較すると、冷却熱量を回収しなくても後者の性能の有利なことが示されている。過程を等温膨脹にすると、サイクル熱効率は γ のかなり高いところで、サイクル外部仕事はほとんどの範囲で増加することが示されている。

x_b 、 x_d は互に同様の傾向を示し、圧力比の低いところで大きく影響を示しているが、供給熱量には全く影響がない。

(2) サバテサイクル この場合について図示したのが図16～図22である。

ϕ_a は $\delta_v = 0.9$ で圧縮比のかなり高い場合にかんがりの影響をおよぼしているが、このような δ_v が1に近い場合は一般に $\phi_a \cong 1$ であり、またサイクル外部仕事はかなり低くなって使用されない範囲でもあるので事実上 ϕ_a の影響は無視してさそうである。

ω_a もまた ϕ_a と同様の傾向であり、あまり影響をおよぼさないので、内燃機関の圧縮中の熱交換量の変化を考慮して ω_a を過程の途中で変化させることはそれほど重要でないことを暗示している。

ϕ_c は $\delta_v = 0.1, 0.3$ の場合に対し、 ε の全範囲にわたって多少影響をおよぼしている。なお、この場合の ϕ_c の各値に対し、 x はつぎの値となっている。

ϕ_e	1.0	0.95	0.9
x_e	1.0	0.9857	0.9714

ϕ_a は $\delta_v = 0.9$ でサイクル熱効率に対しては ε の高い場合に影響をおよぼしているが、サイクル外部仕事に対しては ε の全範囲にわたって影響をおよぼしている。

ω_a は ω_a と同様 $\delta_v = 0.9$ で ε の高い場合に影響をおよぼしている。

x_b はサイクル熱効率に対し、上記と逆に ε が低いほどおよぼす影響は大である。しかし、サイクル外部仕事については最大値となる付近で x_b の影響が交差しており、 ε の高いところでは摩擦のあるときの方がサイクル外部仕事の大きいことを示している。これは摩擦による圧縮仕事の増加より、温度比上昇によるサイクル外部仕事の増加の方が大きくなるからである。

x_e は x_b と同様 ε との低い程著しい影響をおよぼしている。

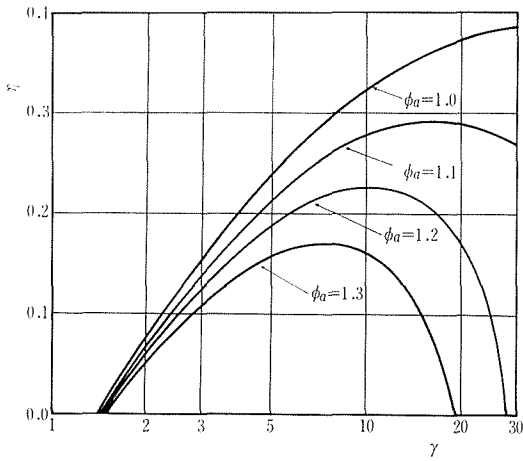


図 10-a

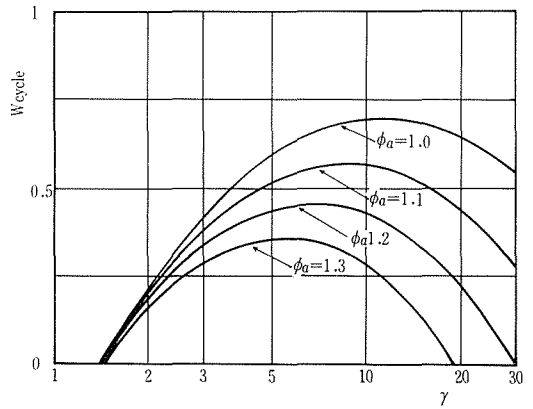


図 10-b

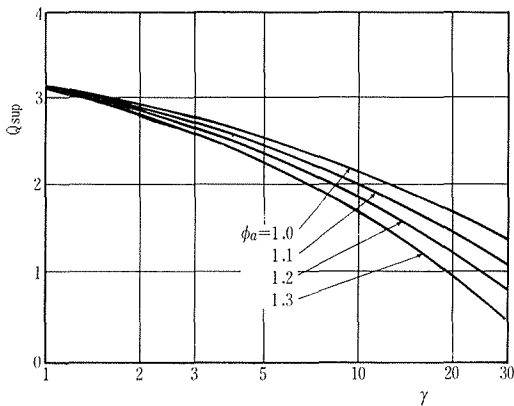


図 10-c

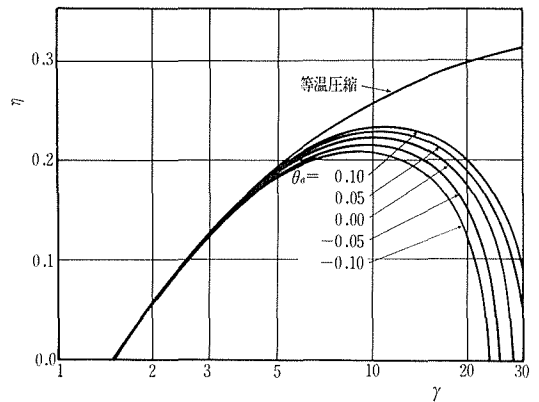


図 11-a

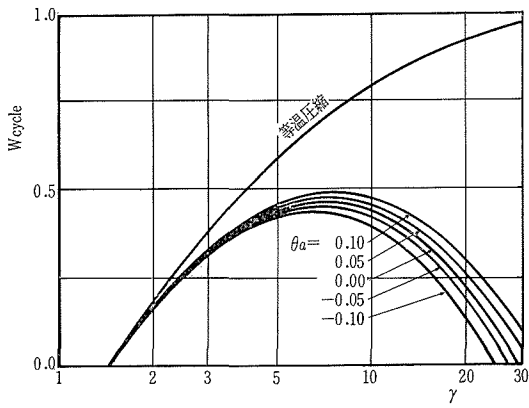


図 11-b

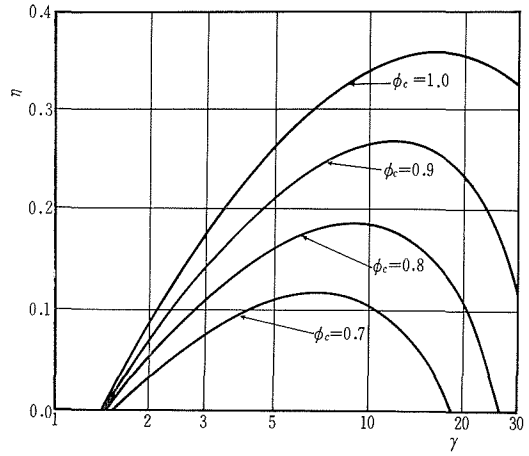


図 12

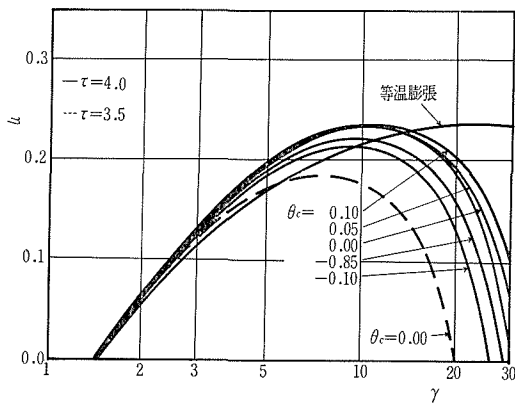


図 13-a

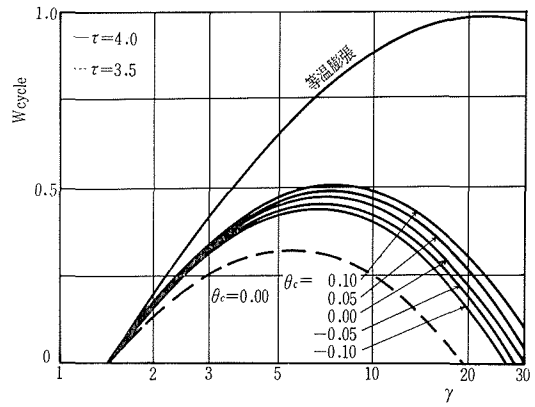


図 13-b

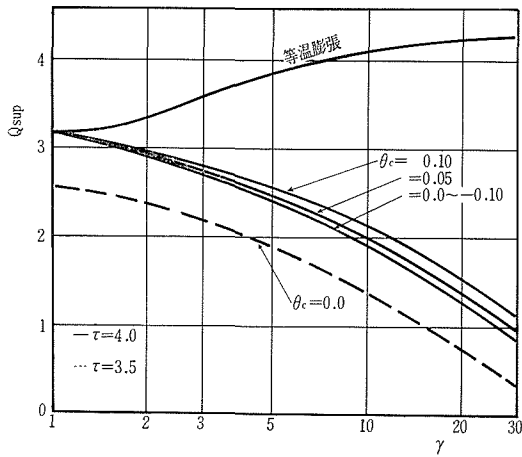


図 13-c

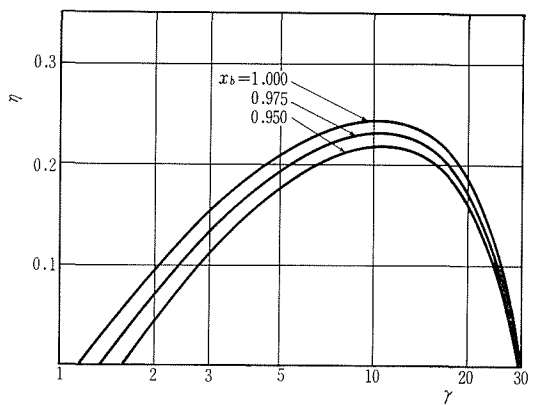


図 14-a

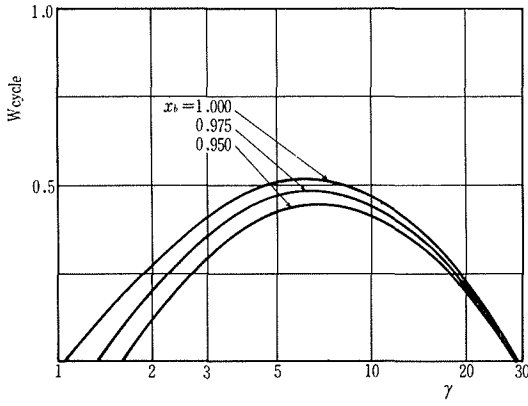


図 14-b

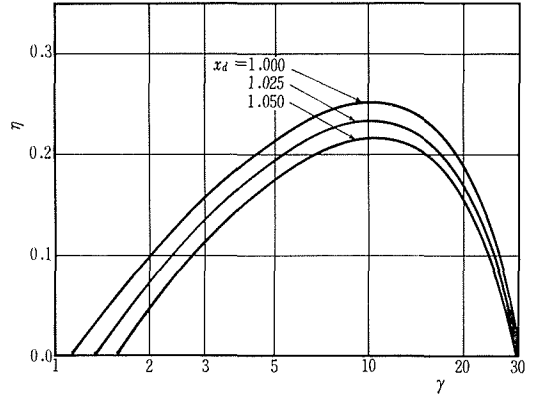


図 15

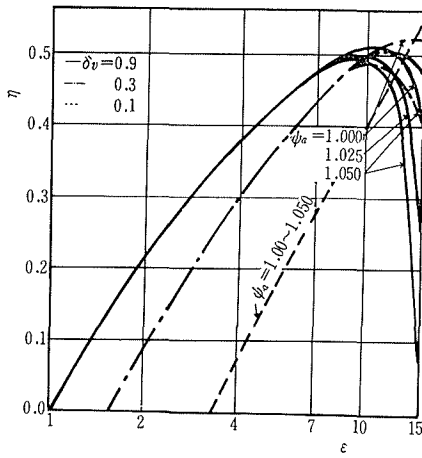


図 16-a

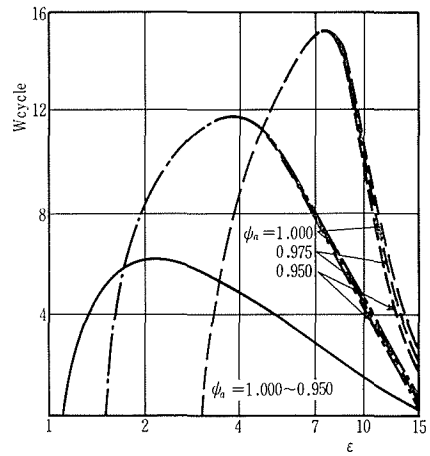


図 16-b

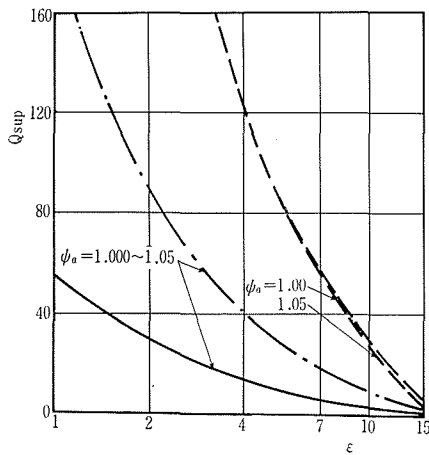


図 16-c

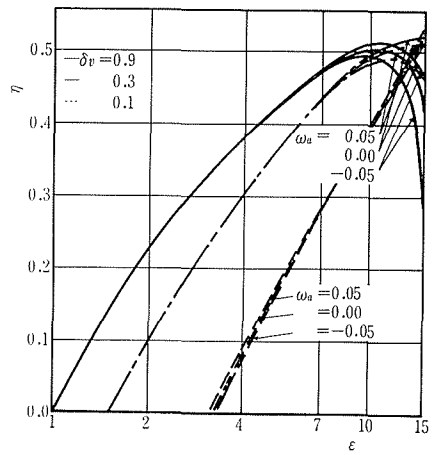


図 17-a

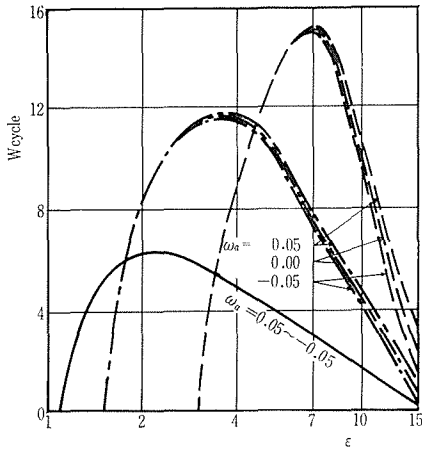


図 17-b

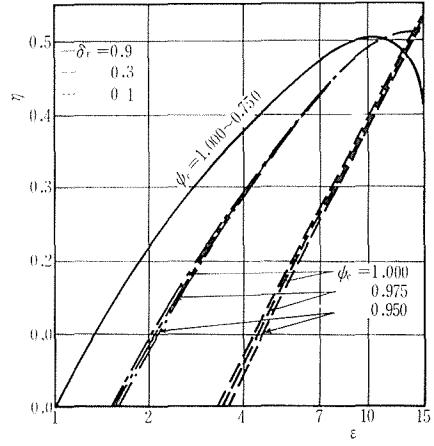


図 18-a

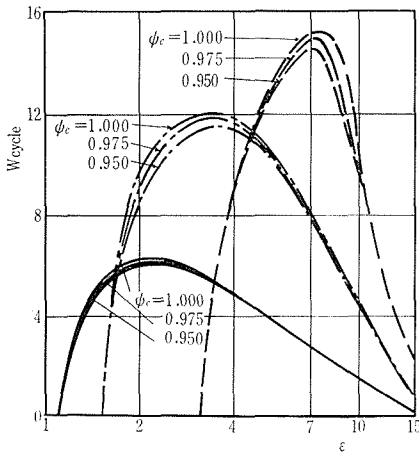


図 18-b

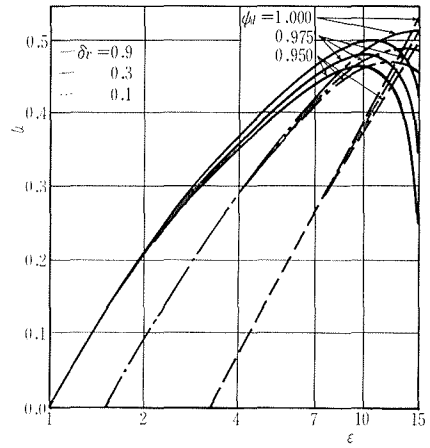


図 19

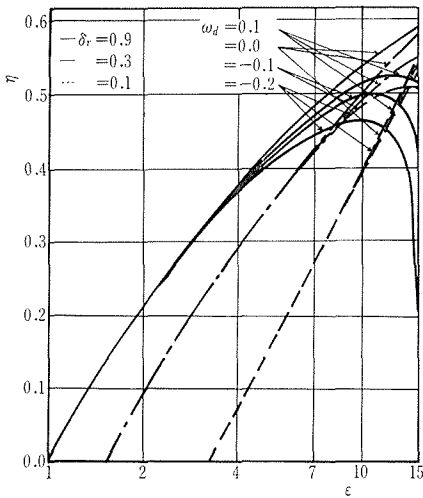


図 20

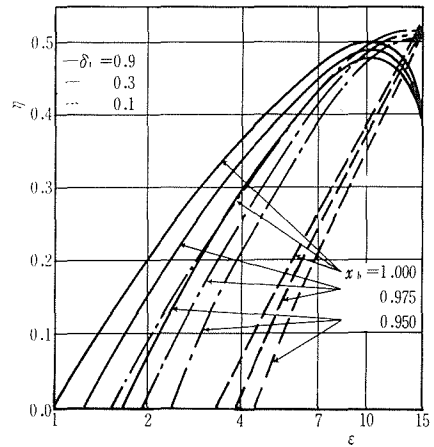


図 21-a

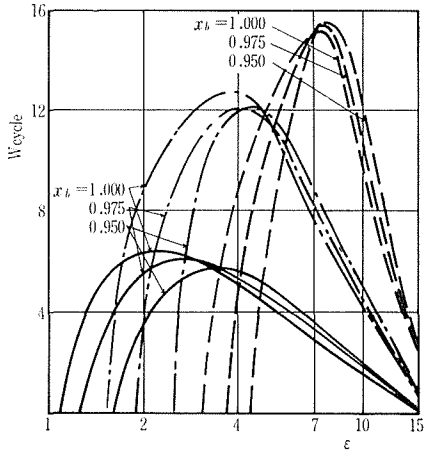


図 21-b

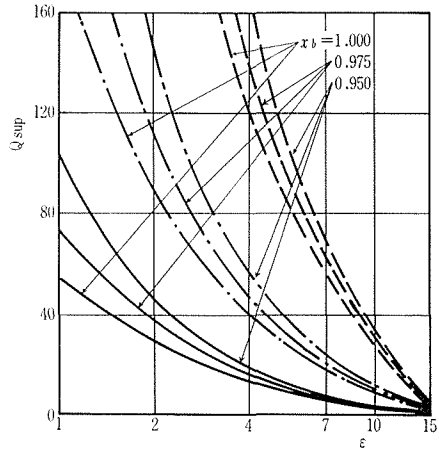


図 21-c

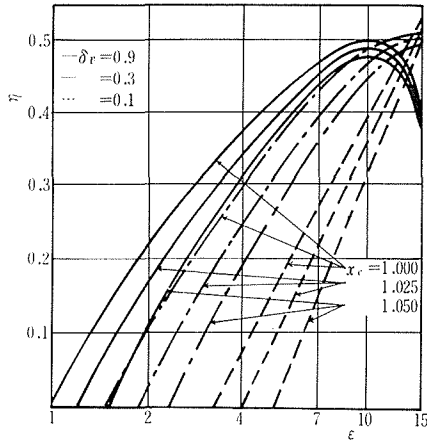


図 22

5. 結 び

外部熱交換量と内部摩擦発熱量を同時に考慮した場合の熱機関サイクル性能について、ブレイトン、サバテ両サイクルを例にとって検討したものである。解析するに際しては作動媒体を完全ガスとし、燃焼過程における重量変化はないものとしている。

最高温度比を一定とした場合のブレイトンサイクルの性能値に対しては、

- (1) 内部摩擦の影響は圧縮、膨張両過程ともに著しくあらわれており、サイクル計算で無視することはこのましくない。
- (2) 外部熱交換の影響は圧力比の高い場合にかなりあらわれている。
- (3) 受熱、放熱過程での内部摩擦の影響は圧力比が低い場合ほど著しい。

最高圧力比、等容燃焼割合を一定とした場合のサバテサイクルの性能値に対しては、

- (1) 圧縮過程での内部摩擦、外部との熱交換の影響はあまりなく、サイクル計算では無視してよさそうである。
- (2) 等圧過程での内部摩擦の影響は等圧燃焼割合が大きく、圧縮比の低い場合にかなりあらわれている。

- (3) 膨張過程での内部摩擦は等容燃焼割合が大きいとき影響が大きい、外部熱交換量はそれ程考慮する必要は無い。
- (4) 受熱、放熱過程での内部摩擦による影響は著しい。

なお、本研究を進めるにあたって、北海道大学工学部、斎藤武教授に御指導いただき、また東北大大学大型計算機センター、北海道大学大型計算機センターの協力を得た。ここに深く謝意を表す次第である。

文 献

- 1) 谷口 博, 若井和憲: 北大工学部研究報告, No. 58 ('70-12), p. 53-74.
- 2) 谷口 博, 檜佐彰一: 第46期日本機械学会通常総会講演論文集, No. 208 ('69-4), p. 61-64.
- 3) 谷口 博, 若井和憲: 第47期日本機械学会通常総会講演論文集, No. 700-6 ('70-4), p. 17-20.
- 4) 谷口 博, 若井和憲: 第14回日本機械学会北海道支部講演論文集, No. 702-1 ('70-10), p. 223-226.
- 5) Brown, T. W.: Proc. Inst. Mech. Engrs, Vol. 162 ('50) p. 167-181.
- 6) Stephenson, J. M.: ARS Journal, 32 (2) ('62), p. 266-268.
- 7) Traupel, W.: BWK, Bd. 14 Nr. 8 ('62-8), p. 361-467.
- 8) May, H.: Trans. ASME, Ser. A 87 (1) ('65), p. 57-71.
- 9) Лапцов, В.Н.: Энергетика, No. 4 ('66), p. 61-69.
- 10) たとえば, 永田勝, 菅原菅雄: 工学と技術, Vol. 2 No. 4 ('67), p. 8-13.
- 11) たとえば, Anderson, J. H.: ASME paper, 65-WA/GT p-13 ('65), p. 1-5.
- 12) たとえば, 栗野誠也: 内燃機関(上), (昭31), 日本機械学会, p. 14-16.

Appendix 1

摩擦の程度を示すファクターとして本文で、

$$\phi = \frac{W_{es}}{-\int v dp}, \quad \psi = \frac{W_{en}}{\int p dv}$$

を定義したが、分母の積分値が外部熱交換の影響を受けるので、 ϕ , ψ が純粋に摩擦の程度を示すかどうか、確かではないが、次のごとく検討すると、その心配の無いことがわかる。

$$W_{es} + W_{fs} = -\int v dp$$

$$W_{en} + W_{fn} = \int p dv$$

さて、例えば dp に着目すると、これはタービンブレード等への外部仕事のため費した圧力変化と、内部摩擦等に費した圧力変化との和である。 dv についても同様のことがいえる。

$$dp = dp_e + dp_f$$

$$dv = dv_e + dv_f$$

外部仕事は dp_e , dv_e によって積分される量であり、これらを dp_f , dv_f から分離するため次のファクターを定義する。

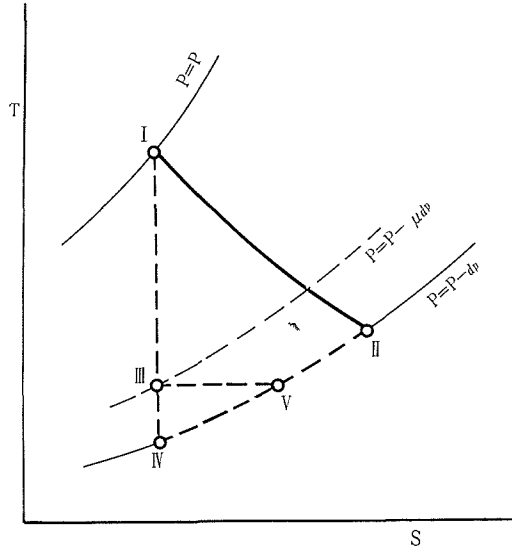
$$\mu = dp_e/dp, \quad \nu = dv_e/dv$$

このことを微少プロセスについて $T-S$ 線図で示せば付図1のごとくなる。このファクターを用いて摩擦に費した圧力、体積変化量を求めれば、

$$\Delta p_f = \int_1^2 dp_f = \int_1^2 (1-\mu) dp = (1-\mu)(p_2 - p_1)$$

$$\Delta v_f = \int_1^2 dv_f = \int_1^2 (1-\nu) dv = (1-\nu)(v_2 - v_1)$$

ただし、 μ , ν は単なる比を示すファクターであり、積分の外へ出せるからである。したがって、 $1-\mu$, $1-\nu$ は過程全体にわたる摩擦による相対的圧力損失、体積損失を示している。すなわち、



付図 1

$$1 - \mu = \frac{\Delta p_f}{p_2 - p_1}, \quad 1 - \nu = \frac{\Delta v_f}{v_2 - v_1}$$

この μ, ν によって外部仕事を求めてみると、

$$W_{es} = - \int_1^2 v dp_e = - \int_1^2 v \mu dp = - \mu \int_1^2 v dp$$

$$W_{en} = \int_1^2 p dv_e = \int_1^2 p \cdot \nu \cdot dv = \nu \int_1^2 p dv$$

となり、これらのファクターは、 ϕ, ψ と全く同じファクターであることがわかる。したがって ϕ, ψ は外部熱交換量のいかんにかかわらず、摩擦による過程の非可逆性を示すファクターである。また摩擦成分について考えてみると、 $Q_r = AW_f$ は dp_f, dv_f によって積分された量であり、発熱と称するのは付図1で、1度点 III から点 IV へ可逆断熱的温度降下したものが、摩擦によって点 IV から点 V へ熱を発して温度上昇すると考えるからであるが、実際には状態方程式を用いて積分した結果、熱の次元を持ったそのような量が生じたということに他ならない。

Appendix 2

内部摩擦は常に正でなくてはならないので、 $x, (\phi, \theta), (\psi, \omega)$ にはとりうる等号や範囲に制限がある。

x のうる範囲はつぎのとおりである。

$$q_{fs} = \left(\frac{1}{\xi} - 1\right)(1-x) \left(1 - r^{\frac{k-1}{k}\xi}\right) \geq 0$$

$$q_{fn} = \frac{1}{\zeta} - 1)(1-x) \left\{1 - \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{(k-1)\zeta}\right\} \geq 0$$

したがって、

$r, 1/\varepsilon > 1$ の圧縮に対し、

$$\xi, \zeta > 1 \quad \text{で} \quad x < 1$$

$$\xi, \zeta \leq 1 \quad \text{で} \quad x \geq 1$$

$r, 1/\varepsilon < 1$ の膨張に対し,

$$\xi, \zeta > 1 \quad \text{で} \quad x > 1$$

$$\xi, \zeta \leq 1 \quad \text{で} \quad x \leq 1$$

$(\phi, \theta), (\phi, \omega)$ のとりうる範囲と付号はつぎのとおりである。

$$q_{fs} = \frac{1-\phi}{\phi-\theta} \left\{ 1 - r^{\frac{k-1}{k}(\phi-\theta)} \right\} \geq 0$$

$$q_{fa} = \frac{1-\phi}{\phi-\omega} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)^{(k-1)(\phi-\theta)} \right\} \geq 0$$

したがって

$r, 1/\varepsilon > 1$ の圧縮に対して,

$$\phi, \psi > 1$$

$$\text{受熱では} \quad \theta, \omega < 0$$

$$\text{放熱では} \quad \theta, \omega \leq 0$$

$r, 1/\varepsilon < 1$ の膨張に対し,

$$\phi, \psi < 1$$

$$\text{受熱では} \quad \theta, \omega > 0$$

$$\text{放熱では} \quad \theta, \omega \leq 0$$