



Title	二酸化炭素を作動流体とする動力発生プラントに関する研究
Author(s)	藤井, 照重
Citation	大阪大学, 1980, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2015
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

二酸化炭素を作動流体とする動力発生プラント に関する研究

昭和54年 7 月

藤 井 照 重

目 次

序 論	1
第 1 編 サイクル論的研究	6
記 号	
第 1 章 緒 論	9
1. 1 本研究の目的	9
1. 2 従来の研究と本研究の特徴	9
第 2 章 ブレイトンサイクル改良への一方法	12
2. 1 緒 言	12
2. 2 ブレイトンサイクル改良の原理	12
2. 2. 1 完全単純ガスタービンサイクル	12
2. 2. 2 再生による効率改善	14
2. 2. 3 圧縮過程の等温化による効率改善	15
2. 3 完全ガスとした熱力学的解析	16
2. 3. 1 熱 効 率	16
2. 3. 2 作業流体の相違による影響	20
2. 3. 3 再生による特性数 ϕ	22
2. 4 実在作業流体への応用	25
2. 4. 1 作 業 流 体	25
2. 4. 2 完全ガスとした検討	26
2. 4. 3 実在ガスに対する検討	27
2. 4. 3. 1 $T-s$ 線 図	28
2. 4. 3. 2 熱 効 率	30
2. 4. 3. 3 各 仕 事	32
2. 5 結 言	33
第 3 章 CO_2 液相圧縮超臨界圧サイクル	35
3. 1 緒 言	35
3. 2 サイクル構成	35
3. 3 熱 効 率 式	36

3.4	非再熱サイクルの特性	38
3.4.1	タービン入口圧力 P_1 , 温度 t_g の影響	38
3.4.2	凝縮器圧力 P_2 の影響	40
3.4.3	各機械効率 η_T , η_C , η_P の影響	41
3.4.4	再生器冷端末温度差 Δt , Δt_1 , Δt_2 の影響	41
3.4.5	圧力損失の影響	43
3.4.6	断熱熱落差, 流量割合 α および各機械仕事	44
3.4.6.1	断熱熱落差	44
3.4.6.2	流量割合 α	46
3.4.6.3	各機械仕事, 比出力および仕事比	48
3.5	タービン通過流量, タービンの大きさ, 熱伝達率および圧力損失 の H_2O との比較	49
3.5.1	容積流量	49
3.5.2	タービンの大きさ	50
3.5.3	熱伝達率	51
3.5.4	圧力損失	52
3.6	再熱サイクルの特性	54
3.6.1	再熱圧力 P_R , 温度 t_R の影響	54
3.6.1.1	一段再熱の場合	54
3.6.1.2	二段再熱の場合	55
3.6.2	タービン入口圧力 P_1 , 温度 t_g の影響	56
3.6.3	凝縮器圧力 P_2 の影響	58
3.6.4	最適再熱圧力, 温度の選定	58
3.6.5	再熱段数の影響	60
3.7	他サイクルとの熱効率比較	61
3.8	結 言	62
第4章	物性値などの近似による解析	65
4.1	緒 言	65
4.2	適用サイクル	65
4.3	CO_2 の物性値	66

4.4 近 似 式	66
4.4.1 エンタルピ, エントロピ	66
4.4.2 タービン, 圧縮機, ポンプ仕事	69
4.4.3 再生器冷端末エンタルピ差 $\Delta i_1, \Delta i_2$	71
4.5 熱 効 率 特 性	77
4.5.1 非再生サイクル	77
4.5.2 一段再生サイクル	79
4.5.3 二段再生サイクル	85
4.6 最適再熱圧力, 温度	87
4.7 比出力, 仕事比	90
4.8 結 言	91
第5章 熱力学第二法則に基づく解析	92
5.1 緒 言	92
5.2 エクセルギ線図	92
5.3 第二種損失(エクセルギ損失), 効率の算出式	94
5.3.1 加 熱 器	94
5.3.2 再 生 器	95
5.3.3 タ ー ビ ン	95
5.3.4 圧 縮 機	95
5.3.5 ポ ン プ	95
5.3.6 凝 縮 器	95
5.3.7 サイクル全体	95
5.4 エクセルギによるサイクル特性	96
5.4.1 タービン入口温度 t_8 の影響	96
5.4.2 タービン入口圧力 P_1 の影響	98
5.4.3 凝縮器圧力 P_2 の影響	97
5.4.4 再生器冷端末温度差 $\Delta t_1, \Delta t_2$ の影響	104
5.4.5 各機械効率 η_T, η_C の影響	105
5.5 各成分機器の損失率と全体の損失率との関係	106
5.6 各CO ₂ サイクルの第二種損失比較	108

5.7 結 言	110
第6章 結 論	112
参 考 文 献	114
第2編 動力発生プラントの実証的研究	117
記 号	117
第1章 緒 論	120
1.1 本研究の目的	120
1.2 従来の研究と本研究の特徴	120
第2章 実験用動力発生プラント	122
2.1 緒 言	122
2.2 実験用プラントの計画と系統	122
2.2.1 実験用プラントの計画	122
2.2.2 全 体 の 系 統	122
2.2.3 機 器 主 要 目	125
2.2.4 測 定 系 統	130
2.3 タービンおよびブロワ	130
2.4 結 言	134
第3章 プラントの静特性	135
3.1 緒 言	135
3.2 起動手順と実験方法	135
3.2.1 起 動 手 順	135
3.2.2 実 験 方 法	135
3.3 プラントの静特性	136
3.3.1 全体の特性	136
3.3.2 出 力 特 性	139
3.3.3 再 生 器 特 性	139
3.3.4 ポ ン プ 特 性	140
3.4 タービン、ブロワの空気運転による性能	140
3.4.1 実験装置および実験方法	140

3.4.2	タービン特性	141
3.4.3	ブロワ特性	144
3.5	CO ₂ によるタービン, ブロワ特性	146
3.6	結 言	147
第4章	プラント動特性の理論的研究	149
4.1	結 言	149
4.2	解析の手順	149
4.3	物性値の近似	150
4.4	加熱器の動特性解析	152
4.4.1	仮定と一般基礎式	152
4.4.2	線形モデルによる解法	152
4.4.3	差分法による解法	163
4.4.4	各モデルの過渡応答比較	165
4.4.5	ブロック線図	168
4.5	再生器の動特性解析	169
4.5.1	仮定とモデル	170
4.5.2	線形モデルによる解法	172
4.5.3	差分法による解法	178
4.5.4	各モデルの過渡応答比較	180
4.5.5	ブロック線図	183
4.6	その他の動特性解析	183
4.6.1	ポ ン プ	183
4.6.2	タービンおよびブロワ	183
4.6.3	タービン入口蒸気弁	189
4.6.4	配 管 系	191
4.6.5	圧 力 降 下	191
4.7	全体のブロック線図	193
4.8	結 言	193
第5章	プラント動特性の実験的研究	196
5.1	結 言	196

5.2	実験装置および実験方法	196
5.3	過渡応答特性	198
5.3.1	加熱量 Q のステップ変化に対する応答	198
5.3.2	ポンプ流量 G_p のステップ変化に対する応答	200
5.3.3	蒸気弁開度 V のステップ変化に対する応答	201
5.3.4	ブロワ負荷弁開度 BV のステップ変化に対する応答	202
5.4	各応答の比較と検討	202
5.4.1	動特性に関する諸定数	203
5.4.2	無次元表示による比較と検討	204
5.4.2.1	温度応答	204
5.4.2.2	圧力応答	206
5.4.2.3	回転数応答	208
5.5	結 言	210
第6章	動特性の理論と実験との比較	212
6.1	結 言	212
6.2	理論と実験との比較	212
6.2.1	加熱量 Q のステップ変化に対する応答	212
6.2.2	ポンプ流量 G_p のステップ変化に対する応答	213
6.2.3	蒸気弁開度 V のステップ変化に対する応答	214
6.2.4	ブロワ負荷弁開度 BV のステップ変化に対する応答	215
6.3	結 言	215
第7章	結 論	216
	参 考 文 献	217
	謝 辞	218
	付 録	

序 論

熱機関の熱効率改善は、古くは James Watt の分離型復水器の研究や Sadi Carnot の理論的研究にまでさかのぼることができるから、熱機関の歴史とともに始まった古い問題であるが、とくに 1973 年秋の石油ショック以来、省エネルギーが改めて重要かつ緊急の課題となった^{(1)~(5)}。しかし、従来から使用されている熱機関では蒸気原動所、内燃機関、ガスタービンなどのいずれにおいても、これら単独には、もはや大巾な効率の向上は望めない状態にまで発達しているとされている⁽⁶⁾。すなわち現在発電の大部分を占める蒸気原動所を例にとれば、その蒸気条件は 1959 年運転開始の Eddystone 発電所 1 号機における 350 気圧、650°C を頂点に 20 年もの間にわたり停滞し^{(6), (7)}、現在 250 気圧、540°C 級が選ばれている場合が多く、タービン効率の改善や出力の増大による効率の改善は続いているけれども、蒸気条件の向上による熱効率の改善は事実上断念されている状況に立ち至っている。高効率を特長としてきたディーゼル機関においても 45% の壁を突破することは、至難とされている。

今後、熱機関の効率改善には、次の 4 者の検討が必要になってくるものとされている⁽⁶⁾。

- a) ガスタービンと蒸気タービンの複合サイクル
- b) 水と他の流体との二流体サイクル
- c) 水以外の作業流体を使うサイクル
- d) スターリングサイクルの実用化

ここで、a) については既に研究が盛んにおこなわれ、我国においても発電用に実用されている例もある。b) についてはアメリカで水銀-水の二流体サイクル発電所が運転されており、また水-フレオンの二流体サイクルはアメリカと日本で独立に研究されている⁽⁷⁾。さらに d) についても最近研究報告が出現しはじめている^{(8)~(10)}が、これは内燃機関の出力領域を目的としたもので、発電などの大容量用を目的としたのではない。c) については最近、宇宙空間飛しょう体の所内動力源として液体金属（水銀、Rb、Na など）を、また中、低温度熱源の利用についてフレオン、フロリノール 85 などを作業流体とする研究が進められている。しかしまだ大容量プラントにおいて水に代る作業流体は現われていない。ただ高温原子炉の冷却媒体として He、N₂O₄ などとともに CO₂ も対象にされている。つまり 1964 年の第 7 回世界動力会議上で Keller, Strub⁽¹¹⁾ により、高温ガス炉直結のガスタービン用流体として He、CO₂ の提案がなされ、Dekhtyarev は 500 MW 以上の CO₂ プラントの一

試算から、 CO_2 による動力コストは蒸気タービンのそれよりも安価であるとしている。(ただし、これを否定する意見もある)⁽¹²⁾。

大出力熱機関作業流体としての CO_2^* の長所は次のようである。

- i) 古くはフロンにとって代られるまで冷凍機の冷媒として賞用されたことから分るように、その化学的性質は安定で不活性、不燃性であり、腐食性も小さい。高速増殖炉の一次冷却材のNaに対して二次冷却材の水との反応が安全上から問題にされているが、 CO_2 ではこの危険性が少ない。
- ii) 比体積が同温、同圧の水蒸気に比べて小さく、 CO_2 サイクルではタービン出口圧力が水蒸気ライキンサイクルに比べて非常に高いので、現在の大容量水蒸気タービンの巨大化に対して非常に小型に、したがってまた安価にし得る。
- iii) 作業流体自身の価格の面においても水や空気よりは高価ながら、他の作業流体(He , N_2O_4 , Na, 水銀など)と比べれば非常に安価である。

このような背景のもと、西欧においては高速増殖炉用の冷却流体としての CO_2 を用いた研究が、そのサイクル構成、サイクル効率および経済性に関連して若干なされつつある^{(13)~(18)}。しかし、 He に比べてまだ体系だった研究はなく、我国においてもその種の研究は全くといってよいほどなされていない。

本研究は水(水蒸気)以外の作業流体として特に CO_2 を選び、各容量熱機関への適用に関するサイクル論上および動特性上の問題を体系的に研究したものである。すなわち、

- 1) まず、サイクル論的研究によって CO_2 に最適のサイクル方式を明らかにし、その熱効率特性を明確にする。これは CO_2 動力プラントの最適設計および経済性の今後の検討に対する資料となる。
- 2) CO_2 動力プラントを実際に設計、製作し、動力発生を実証しつつ、運転上の諸問題、各機器の静特性、動特性を解明し、今後の設計および制御系計画に対する資料を得る。

上記1), 2)の研究結果をまとめたものが各々本論文の第I, II編である。なお2)の研究は、 CO_2 プラントに対するだけでなく、比較的飽和温度の低い媒体(たとえばフロンなど)を用いた貫流型式の加熱器とタービンから構成される将来の小容量モデルにも参考になるであろう。

まず第I編ではブレイトンサイクル効率改善への一方法として CO_2 サイクルを位置づけそ

* 動力発生のなされない単なる冷却媒体としては過去Calder Hall型原子力発電所(英国, 1956年), 東海原子力発電所(日本, 1965年)で天然ウラン黒鉛減速の冷却材として使用されている。

の有利性を明確にする。次に CO_2 サイクルの高温、高圧化におけるサイクル効率の上昇、タービン背圧、各機械効率、圧力損失などの熱効率への影響度、さらに再熱した場合の各圧力、温度の影響およびその選定基準を論じる。さらにこれら各因子の影響を考える場合、従来のガスタービンサイクル論でなされている理論式との対比を容易にするために、新しく物性値近似による半理論式をたて、各因子の熱効率に及ぼす影響などをより分り易く明確なものとした。また最近エネルギーの質的評価の手段として注目されているエクセルギ（有効エネルギー）の概念^{(19)~(21)}を用いてサイクルの解析をおこない、 CO_2 サイクルの原因別損失分析を試みた。

次に第2編では CO_2 プラントの実証的研究として、ポンプ、再生器、加熱器、タービン・ブロワおよび凝縮器から成る液相圧縮超臨界圧の実験装置を実際に設計、製作、運転し、各機器の静特性と動特性を調べ各構成機器要素の伝達関数を求め、これらを総合して系全体のシミュレーションをおこなった。さらに個々の加熱器、再生器については線形解析による解法のほかに非線形解析による方法（差分法）を示し、各モデル解による結果と比較検討した。

なお、本研究は次に掲げる論文および口頭発表をまとめたものである。

発表論文（学会誌等）

赤川浩爾，藤井照重，坂口忠司，青田光弘：二酸化炭素を作動流体とするサイクルの研究（第1報，二つの基本液相圧縮復水サイクルについて），日本機械学会論文集，45巻，391号（昭54-3），370-379.

赤川浩爾，藤井照重，坂口忠司，青田光弘：二酸化炭素を作動流体とするサイクルの研究（第2報，種々のサイクル配置について），日本機械学会論文集，45巻，392号（昭54-4），533-542.

赤川浩爾，藤井照重，坂口忠司：二酸化炭素を作動流体とするサイクルの研究（第3報，物性値などの近似による定式化），日本機械学会論文集，45巻，392号（昭54-4），544-552.

赤川浩爾，藤井照重，坂口忠司，ほか5名：二酸化炭素を作動流体とする動力発生プラントの研究（第1報，静特性実験結果），日本機械学会論文集，45巻，394号（昭54-6），877-886.

赤川浩爾，藤井照重，坂口忠司，ほか2名：二酸化炭素を作動流体とする動力発生プラントの研究（第2報，動特性実験結果），日本機械学会論文集投稿中

赤川浩爾，藤井照重，坂口忠司，二酸化炭素を作動流体とする動力発生プラントの研究

(第3報, 動特性理論解析結果と実験との比較), 日本機械学会論文集掲載予定

赤川浩爾, 藤井照重, 坂口忠司, 二酸化炭素を作動流体とする動力発生プラントの研究,

火力原子力発電, 29巻, 3号(昭53-3), 280-290.

赤川浩爾, 藤井照重, 二酸化炭素による動力プラント, 機械の研究, 31巻, 1号(昭

54-1), 181-187.

K.Akagawa, T.Fujii, T.Sakaguchi and M.Aota, Studies on Carbon Dioxide Cycles for Power Generation (1st Report, Fundamental Condensation Cycles), Bulletin of the JSME, Vol. 25, No. 173 (1979-11).

K.Akagawa, T.Fujii, T.Sakaguchi and M.Aota, Studies on Carbon Dioxide cycles for Power Generation (2nd Report, Discussion on Several Proposed Cycles), Bulletin of the JSME, Vol. 22, No. 174 (1979-12).

K.Akagawa, T.Fujii and T.Sakaguchi, Studies on Carbon Dioxide Cycles for Power Generation (3rd Report, Analysis with Approximate Equations of States of CO_2), Bulletin of the JSME, Vol. 22, No. 174 (1979-12).

K.Akagawa, T.Fujii, T.Sakaguchi, K.Kawabata, et al., Studies on Carbon Dioxide Power Plant (1st Report, Experimental Results of Static Characteristics), Bulletin of the JSME, Vol. 23, No. 176 (1980-2).

口 頭 発 表

赤川浩爾, 藤井照重, 坂口忠司, 小倉啓助, 二酸化炭素を作動流体とした動力発生プラントの基礎研究, 日本機械学会関西支部第50期定時総会講演会, No. 754-5 (昭50-3), 73-75.

藤井照重, 赤川浩爾, 坂口忠司, 液相圧縮 CO_2 ガスタービンサイクルの研究, 日本機械学会関西支部第50期定時総会講演会, No. 754-5 (昭50-3), 76-78.

赤川浩爾, 藤井照重, 坂口忠司, 黒田敏公, 宮田忠明, 超臨界圧二酸化炭素タービンプラントに関する研究(実験用タービン系の特性), 日本機械学会関西支部第51期定時総会講演会, No. 764-5 (昭51-3), 40-43.

藤井照重, 赤川浩爾, 坂口忠司, 小倉啓助, 二酸化炭素を作動流体とした動力発生プラント

トの基礎研究（タービンを除く系の動特性について），日本機械学会第53期通常総会
学術講演会，No. 760-4（昭51-4），61-64.

藤井照重，赤川浩爾，坂口忠司，二酸化炭素を作動流体とした動力発生プラントの基礎研
究（超一超臨界圧サイクルの熱効率について），日本機械学会第54期全国大会講演会，
No. 760-16（昭51-10），55-58.

藤井照重，赤川浩爾，坂口忠司，二酸化炭素を用いる動力プラントの復水サイクルの研究
（再熱サイクルの熱効率について），日本機械学会第875回熱工学講演会，No. 760-
19（昭51-11），171-173.

赤川浩爾，藤井照重，坂口忠司，川端康介，宮田忠明，二酸化炭素を用いる加熱管の動特
性解析，日本機械学会関西支部第52期定時総会講演会，No. 774-4（昭52-3），
17-19.

赤川浩爾，坂口忠司，藤井照重，川端康介，伊藤裕，二酸化炭素動力プラントの経済性に
関する研究，日本機械学会関西支部第53期定時総会講演会，No. 784-3（昭53-3），
84-86.

石谷清幹，藤井照重，赤川浩爾，中西重康，井上清，ブレイトンサイクル改良への一方法，
日本機械学会第902回熱工学講演会，No. 780-18（昭53-11），230-232.

他 7 篇

第 1 編 サイクル論的研究

第 1 編 の 記 号

第 1 編において用いる主な記号を以下に述べる。これ以外については、各々文中において説明する。

A	仕事の熱当量
C_p, C_v	定圧あるいは定容比熱
C_n	ノズル出口絶対速度
D, d	管 径
D_n	ノズルピッチ円直径
E_F	燃料の化学エクセルギ
E, e	エクセルギ
E_X	未利用エクセルギ
E_S	供給エクセルギ
G	流 量
g	重力加速度
H_a	熱 落 差
H_h, H_l	燃料の高位、低位発熱量
h	熱 伝 達 率
h_n	ノズル長
i	エンタルピ
$\triangle i$	再生器における冷端末エンタルピ差
L	蒸 発 潜 熱
L_T, L_P, L_C	単位流量当りの各タービン、ポンプ、圧縮機仕事
L_S	比 出 力
LW	熱力学第二法則に基づく第二種損失
l	長 さ
lw	第二種損失を入力エクセルギ値で除した無次元値
M	分 子 量
m	$m = \frac{\kappa - 1}{\kappa}$

N	回 転 数
Nu	ヌッセルト数 ($=\frac{hD}{\lambda}$)
P	圧力または出力
P_R	プラントル数 ($=\frac{\mu C_p}{\lambda}$) または再熱圧力
ΔP	圧 力 損 失
Q_1	単位流量当り加熱器で吸収する熱量
Q_2	単位流量当り凝縮器で捨てる熱量
q	単位流量当りの熱量
R	ガス定数 または仕事比 ($=\frac{L_s}{L_T}$)
Re	レイノルズ数 ($=\frac{ud}{\nu}$)
r	再生による損失改善比 (式 (2-5) 参照)
S	エントロピ
ΔS	エントロピ差
T, t	温 度
Δt	再生器における冷端末温度差
t_R	再 熱 温 度
U	熱 貫 流 率
u	流速またはタービン周速度
V	容 積 流 量
v	比 容 積
Z	タービン段数
α	タービン通過流量に対して凝縮器へ向う流量割合またはノズル出口角度
γ	比 重 量
$\epsilon_B, \epsilon_{RF}, \epsilon_{RE}$	加熱器および再生器の受熱, 給熱側における各圧力損失率
η_T, η_C, η_P	各タービン, ポンプ, 圧縮機の断熱効率
η_{th}	熱 効 率
$\eta_{RX, i}$	再生器の熱量効率
$\eta_{RX, T}$	再生器の温度効率
κ	比熱比 ($=\frac{C_p}{C_v}$)
λ	熱 伝 導 率

μ	粘性係数
ν	動粘性係数
ξ	速度比
π	圧力比 ($=\frac{P_1}{P_2}$)
ρ	密度
τ	温度比 ($=\frac{T_3}{T_1}$)
τ_n	ノズル通路減少率
ϕ	再生による熱効率改善の可能性を示す特性値 (式 (2-5) 参照)
添 字	
<i>adi</i>	断熱を意味する

第 1 章 緒 論

1.1 本研究の目的

従来の火力発電では、水を作業流体としたランキンサイクルと空気（燃焼ガス）を用いたブレイトンサイクルが主となっている。これら以外の作業流体およびサイクルについての研究は従来あまりなされていない。第 1 編ではまず、サイクル論的研究を次の目的で行った。

- i) ブレイトンサイクルの効率はその圧縮過程を等温で行なえば改善されるが、これを近似的に実現した^{*}ものとして液相圧縮超臨界圧サイクルを位置づけ、ブレイトンサイクルおよびランキンサイクルとの関係においてその特質を明らかにする。
- ii) CO₂を用いた液相圧縮超臨界圧サイクルの最適設計に必要な資料の基礎データを得る。
- iii) 従来のサイクル論では、熱力学第二法則の運用の点で未開拓分野が存在すると指摘されているが、その応用としてエクセルギの概念を用いてCO₂サイクルを解析し、原因別損失の所在を明らかにする。

1.2 従来の研究と本研究の特徴

CO₂は高速増殖炉の動力発生用媒体としてHe などとともに注目され始めているが、その研究は未だ少ない。すなわち 1968 年第 7 回世界動力会議においてスイスの Strub, Keller により高温ガス炉直結の閉サイクルガスタービン用媒体としてCO₂が提示され、数種サイクルの数例の効率試算例が発表されている⁽¹¹⁾。これによると、熱効率は(a)タービン入口温度 700℃一定で、タービン入口圧力 70 bar, 第一段圧縮機入口圧力, 温度 10 bar, 30℃の一段中間冷却ガスタービンサイクルの場合 39.8%, タービン入口圧力 140 bar, 圧縮機入口圧力, 温度 21 bar, 30℃の一段中間冷却, 一段再熱ガスタービンサイクルで 40.5% であり、またこれに部分凝縮を加えたサイクルで 43.1%である。また, (b)タービン入口温度 696℃でタービン入口圧力 160 bar, 第一段圧縮機入口圧力, 温度 15 bar, 30℃の二段中間冷却, 一部凝縮するサイクルで 40.8%, (c)タービン入口温度 800℃でタービン入口圧力 140 bar, 第一段圧縮機入口圧力, 温度 15 bar, 30℃の一段中間冷却ガスタービンサイクルで 43.1%の値が試算されている。さらにCO₂の場合タービン熱落差がHe の 1/4

* 本論文で採用するサイクルを便宜上このように呼ぶ。

程であり、He の代りに CO_2 を用いるか否かは両流体の核的性質やレイアウト、原子炉本体を含む各成分機器の設計、製造への影響など相対的なメリットから判断されねばならないとされている。

1967, 1968 年にはイタリアの Angelino⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾ により液相圧縮する数種サイクルの非再熱の場合においてかなり広範囲（タービン入口圧力、温度 300 ata, 800℃まで）の熱効率試算がなされ、高温域（650℃以上）における熱効率の有利性および低温域（400～500℃）においても従来の水蒸気原動所と比べその熱効率は劣っても装置配置の簡単さから経済的な流体、サイクル配置になると報告している。

1971, 1974 年にはソ連の Smal'ko⁽¹⁵⁾, Gokhshtein⁽¹⁶⁾ による液相圧縮サイクルの数例の試算例、ドイツでは 1971 年 Watzel⁽¹⁷⁾ により Na 冷却高速増殖炉の二次媒体として CO_2 を用いる高压、低压系 2 種のガスタービンプラントの検討がおこなわれ、水の場合の 165 ata, 505℃で効率 40.3% (300 MW) に対して、 CO_2 の低压系の場合タービン入口圧力、温度 150 ata, 508℃, 第一段圧縮機入口圧力、温度 30 ata, 30℃で 31.8% (232.5 MW), またタービン入口圧力、温度 300 ata, 505℃, 圧縮機入口圧力、温度 80 ata, 30℃で効率 34.85% (254 MW) の試算をおこない、単位出力当りの建設費と運転経費が水の場合に比べ減少するとしている。また 1971 年ドイツの Pfost, Seitz⁽¹⁸⁾ は Watzel と同じくタービン入口圧力、温度 300 bar, 500℃, 圧縮器入口圧力、温度 80 bar, 30℃のガスタービンサイクルの熱効率 39% の試算をおこない、タービン入口温度 100℃の上昇に対して効率が 3～4% 上昇することを示し、超一超臨界圧（タービン入口圧力およびタービン出口圧力がともに臨界圧力以上）ガスタービンプラントは比較的高い効率が得られるとともに、簡単な装置配置のために高速増殖炉において実用的であるとしている。

以上のように従来の研究特にサイクル論的研究において、スイスの Strub, Keller, ドイツの Watzel, Pfost らによる超臨界圧ガスタービンサイクルもしくはそれに一部凝縮を加えたサイクルの一定サイクル条件下での熱効率試算がなされているが、広範囲の圧力、温度に亘る検討は一部 Angelino が 1967, 1968 年に液相圧縮超臨界圧サイクルで検討しているにすぎない。

すなわち本論文で取りあげる液相圧縮サイクルの特性について研究されているものは現在、対応状態原理より完全ガスからの偏奇から計算した Angelino によるもののみであり、詳しくサイクル上の各因子による熱効率特性や再熱の場合について論じたものはない。

また従来、 CO_2 液相圧縮サイクル構成の熱力学上占める位置づけや作動流体として果して CO_2 が好適かどうかについて明確にされていない。さらにエクセルギ概念によるサイクルの解析は従来のサイクル論においても余り試みられていないが、この手法の適用による原因別損失分析および各機器のエクセルギ効率と全体効率との関係は今後の研究重点をきめる上で必須の資料である。

本研究では上述のような従来未検討の諸問題を中心として CO_2 サイクルを解析し、その熱力学的特性を総合的に明らかにする。

すなわち、第2章では液相圧縮超臨界圧サイクルを従来のブレイトンサイクルの効率改善の一方法としてとらえる。そしてブレイトンサイクルの等温圧縮過程を凝縮過程でおき換えたサイクルの作業流体として4種の流体を取り上げ、 CO_2 サイクルの位置づけを明確なものとし、再生サイクル採用の場合の CO_2 の優位性を明らかにする。

次に第3章では、再熱の場合を含め、 CO_2 サイクルのサイクル特性を詳細に調べるとともに、従来の水蒸気ランキンサイクル、ガスタービンサイクルなどとの熱効率比較をおこない、高温化が実現すれば、 CO_2 サイクルの優位性が増すことを示す。

一方、この種のサイクル計算では数値計算で効率や出力を各種条件に対し個別的に求めているので、各種因子の影響のしかたが把握し難いという欠点が残されている。そこで第4章では、エンタルピなどの物性値や各機械仕事などの精度の良い近似式を求め、これを用いて熱効率や出力などの算出式を作成した。それによって一段および二段再生液相圧縮サイクルの熱効率や各機械仕事、さらに再生器冷端末エンタルピ差などが各種因子の関数として式によって表示し得、サイクル特性が把握し易くなった。さらに最適再熱圧力も式の形で表わされ、容易に算出し得るようになった。

また従来のサイクル計算はすべてエンタルピ勘定によるもので、エネルギーの原因別損失分析などの質的評価は困難であった。そのために、第5章でエクセルギ（有効エネルギー）勘定を、 CO_2 サイクルの二段再生液相圧縮サイクルに適用し、各パラメータの変化が各機器の非可逆損失割合にどの様に影響するかを示し、かつ各成分機器のエクセルギ効率とサイクル全体の効率との関係を明らかにした。

とを表現する意味で点 5, 6 を横軸上に便宜的に図示し, 面積 (26512) などと呼ぶことにする。

周知のように, $T-S$ 線図上の等圧線に関し, 次の関係が成立する。

- (a) 各等圧線の勾配は T/C_p である^{*1)}。
 (b) 任意の等圧線上の二点 $2, 3$ 間の下側面積は, その二点間のエンタルピの増加量を表わす^{*2)}。
 (c) 二つの等圧線 P_1, P_2 間の等温線上の水平距離 ΔS ^{*3)} は完全ガスの場合

$$\Delta S = AR \ln \frac{P_1}{P_2} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} C_p \ln \frac{P_1}{P_2} = \frac{1.9865}{M} \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (2-1)$$

- (d) 二つの等圧線 P_1, P_2 間で等エントロピ変化をする
 二点の温度間には完全ガスの場合,

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \quad (2-2)$$

- (e) 各熱量および仕事は, $T-S$ 線図上で次のように表わされる。

加熱量 $Q_1 = i_3 - i_2 = \text{面積}(3263'3) - \text{面積}$

$(262'2) = \text{面積}(322'3'3)$

放熱量 $Q_2 = i_4 - i_1 = \text{面積}(4153'4) - \text{面積}$

$(152'1) = \text{面積}(412'3'4)$

タービン仕事 $A \cdot L_T = i_3 - i_4 = \text{面積}(3263'3) - \text{面積}$

$(4153'4) = \text{面積}(3265143)$

*1) 熱力学の一般関係式⁽²⁾ から $C_p = (\partial q / \partial T)_p$

また可逆変化に対して $dq = T \cdot dS$

よって $(\partial T / \partial S)_p = T / C_p$

*2) 可逆変化において成り立つ関係式 $dq = di - A v dP$ において, 等圧線上では $dP = 0$ より $dq = di$
 すなわち $q < 2, 3 > = i_3 - i_2$

*3) 完全ガスに対して

$dS = dq / T = C_v (dT / T) + AR (dv / v)$ より

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1},$$

$$C_p - C_v = AR = 1.9865 / M \text{ より}$$

$$S_2 - S_1 = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{P_2}{P_1}$$

圧縮機仕事 $A \cdot L_C = i_2 - i_1 = \text{面積}(262'2) - \text{面積}$

$(152'1) = \text{面積}(26512)$

よって有効仕事(比出力) $A \cdot L_S = \langle \text{タービン仕事 } A \cdot L_T \rangle - \langle \text{圧縮機仕事 } A \cdot L_C \rangle$

$= \text{面積}(32143) \equiv \langle \text{加熱量 } Q_1 \rangle - \langle \text{放熱量 } Q_2 \rangle$

$= \text{面積}(A)$ (図中  部)

(2-3)

次に $\eta_T < 1$, $\eta_C < 1$ の非可逆変化をもつ場合の有効仕事の図示法を図 2.2 (サイクル 18371) において説明する。 $\eta_T < 1$, $\eta_C < 1$

に対するタービン仕事および圧縮機仕事は,

タービン仕事 $A \cdot L_T = i_3 - i_7 = \text{面積}(363'3)$

$- \text{面積}(757'7)$

$= \text{面積}(36543) - \text{面積}(B)$

圧縮機仕事 $A \cdot L_C = i_8 - i_1 = \text{面積}(868'8)$

$- \text{面積}(152'1)$

$= \text{面積}(26512) + \text{面積}(D)$

よって有効仕事 $A \cdot L_S = \langle \text{タービン仕事 } A \cdot L_T \rangle -$

$\langle \text{圧縮機仕事 } A \cdot L_C \rangle$

$= \text{面積}(12341) - \text{面積}(B)$

$- \text{面積}(D)$

(2-4)

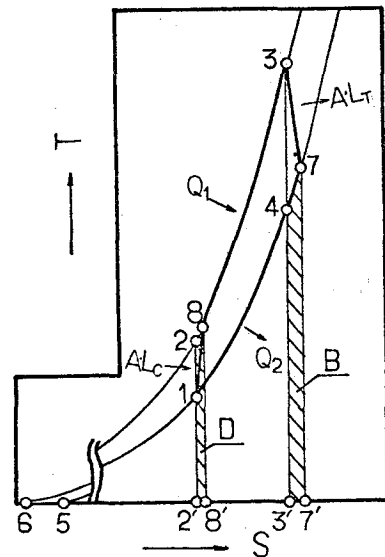


図 2.2 $\eta_T, \eta_C < 1$ のときの等価図示法

2.2.2 再生による効率改善

完全単純ガスタービンサイクルが完全再生を行った場合, 熱量的に等価な図示法を図 2.3

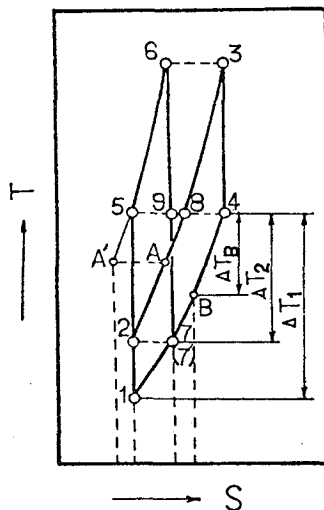


図 2.3 再生ガスタービンサイクルの等価図示法

において説明する。サイクル $\langle 12341 \rangle$ (再生は $4 \leftrightarrow 7 \leftrightarrow 2 \leftrightarrow 8$) において点 4 を通る等温線と点 2 からの垂線との交点 5 より等圧線を引き, 点 3 を通る等温線との交点 6 を求める。次に点 6 より垂線を下ろし, 等圧線 14 との交点を 7' とすると, 点 7' と 7 は一致する ($\because \overline{27} = \overline{59} = \overline{27'}$)。ここで面積 $(2847) \equiv \text{面積}(2597)$, 面積 $(3843) \equiv \text{面積}(6596)$ だから, もとのサイクルの面積 $(12341) \equiv \text{面積}(1256971)$ となり, $\langle 1256971 \rangle$ はもとのサイクル $\langle 12341 \rangle$ と熱量的に等価なサイクルとなる。

不完全再生サイクル（再生 4 - B $\longleftrightarrow$ 2 - A）の場合，同図中<15671>において等圧線 6 5 の等圧延長線と点 A を通る等温線との交点 A' を求めると，各等圧線上の A' 5 および B 7 の下側の面積はそれぞれ加熱量，放熱量の増分を示し，そのお互いの面積は等しい。そして再生の有無にかかわらず，有効仕事の大きさ（面積（15671）または（12341））は一定であり，再生の熱力学的意味は，同一有効出力に対し系外への放熱の節約（または入熱の節約）による効率の改善にあるといえる。

そこで再生による損失改善比 r を次のように定義する。

$$\begin{aligned} r &= (q_{BO} - q_{BRX}) / q_{BO} = C_p \{ (T_4 - T_1) - (T_B - T_1) \} / C_p (T_4 - T_1) \\ &= (T_4 - T_B) / (T_4 - T_1) = \frac{T_4 - T_B}{T_4 - T_2} \cdot \frac{T_4 - T_2}{T_4 - T_1} \\ &= \frac{\Delta T_B}{\Delta T_2} \cdot \frac{\Delta T_2}{\Delta T_1} = \eta_{RX} \cdot \phi \end{aligned} \quad (2-5)$$

ここで， q_{BO} ：非再生の時に捨てる熱量比（ $=C_p(T_4 - T_1)/<12341>$ ）

q_{BRX} ：再生の時に捨てる熱量比（ $=C_p(T_B - T_1)/<12341>$ ）

η_{RX} ：再生器効率（ $=(T_4 - T_B)/(T_4 - T_2)$ ）または $=\Delta T_B / \Delta T_2$ ）

上式における ϕ （ $=\Delta T_2 / \Delta T_1$ ）がもとのサイクル<12341>の再生による効率改善の可能性を表わす大切な特性値を意味し，非再生時のサイクル条件によって定まる。

2.2.3 圧縮過程の等温化による効率改善

ブレイトンサイクルの断熱圧縮過程を多段圧縮，多段冷却することによって等温圧縮過程に近づけると，効率が良くなるとされているが，その意味を吟味しよう。

ここで図 2.4(a)の線分 1 - 2 で示す完全等温圧縮過程は実現し難いが，K を臨界点にもつ作業流体を使うと近似的に実現出来ることを指摘しておく。

断熱圧縮する完全単純ガスタービンサイクル<15341>の熱効率 η_{th} は，次式で与えられる^{(23), (24)}。

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_5} \quad (2-6)$$

このサイクルに三角形<1251>のサイクルを附加すると，同一下限温度 T_1 の等温圧縮ガスタービンサイクル<12341>になる。そして<1251>の附加サイクルにおいて，熱は区間 2 - 5 の平均温度 T_{feed} （ $<T_5$ ）で供給され，温度 T_1 の区間 1 2 で放出されると考えることができる。

$$\text{したがって, その熱効率 } \eta_{th, I<1251>} = 1 - \frac{T_1}{T_{feed, \text{平均}}} \quad (2-7)$$

ここで, $T_{feed, \text{平均}} < T_5$ より

$$\eta_{th, I<1251>} < 1 - \frac{T_1}{T_5} = \eta_{th<15341>} \quad (2-8)$$

すなわち, 完全単純ガスタービンサイクル $<15341>$ の断熱圧縮過程を等温圧縮過程におきかえた場合, 効率はかえって悪くなる。

しかし, 完全再生サイクルとして比較すると, 図 2.4(b) において完全再生断熱圧縮サイクル $<15341>$ の等価サイクルは $<189a1>$ で, またサイクル $<26752>$ と等価である。一方, 完全再生等温圧縮サイクル $<12341>$ は, $<26712>$ と等価であり, 同一入熱 (区間 67 の下側の面積) に対して出力は面積 $<1251>$ つまり面積 I だけ大きく, 熱効率上有利となる。これは不完全再生サイクルについても同様に成立する。

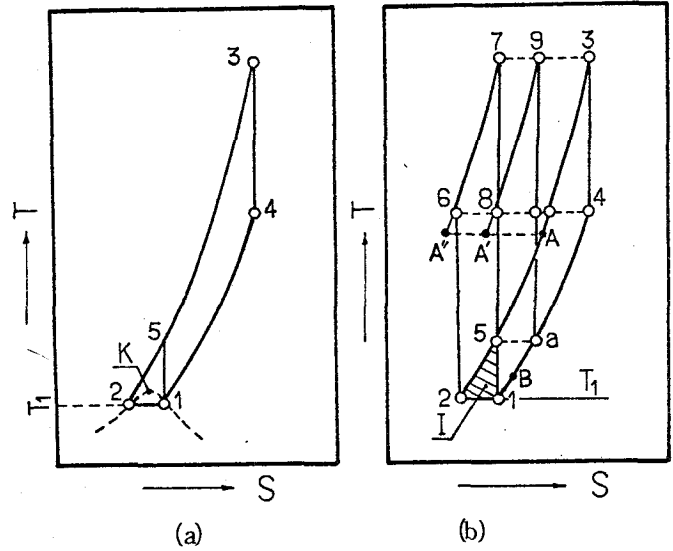


図 2.4 等温圧縮サイクルと断熱圧縮サイクルの比較

2.3 完全ガスとした熱力学的解析

従来, 完全等温圧縮するガスタービンサイクルの特性について詳しく発表されたものはないようである。そこでその特性についてまず明らかにする。

2.3.1 熱 効 率

等温圧縮ガスタービンサイクル (図 2.4(b) の $<12341>$) において, $4-B \rightarrow 2-A$ の再生をおこなった場合, サイクルに供給される熱量

$$Q_1 = C_p (T_3 - T_A) \quad (2-9)$$

再生器の温度効率 η_{RX} は,

$$\eta_{RX} = (T_4' - T_B) / (T_4' - T_2) = (T_A - T_2) / (T_4' - T_2) \quad (2-10)$$

ここで, 添字 4' は η_T を考慮したタービン出口点を意味する。

よって, $T_A = T_2 + \eta_{RX} \cdot (T_4' - T_2)$, 式 (2-9) に代入して,

$$Q_1 = C_p \{ (T_3 - T_2) - \eta_{RX} \cdot (T_4' - T_2) \} \quad (2-11)$$

放出される熱量 Q_2 は,

$$Q_2 = ART_1 \ln \frac{P_1}{P_2} / \eta_C + C_p \cdot (T_B - T_1)$$

$$= ART_1 \ln \frac{P_1}{P_2} / \eta_C + C_p \{ (T_4' - T_1) - \eta_{RX} \cdot (T_4' - T_2) \} \quad (2-12)$$

一方, $A \cdot L_T = C_p (T_3 - T_4') = \eta_T C_p (T_3 - T_4)$

$$= \eta_T C_p T_3 \left(1 - \frac{T_4}{T_3} \right) = \eta_T C_p T_3 \left\{ 1 - \frac{1}{\left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right\} \quad (2-13)$$

よって, $T_3 - T_4' = \eta_T T_3 (1 - \pi^{-m})$

ここで, $\pi = \frac{P_1}{P_2}$, $m = \frac{\kappa-1}{\kappa}$ とおくと,

$$\therefore T_4' = T_3 \cdot \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} \quad (2-14)$$

Q_1 , Q_2 は式 (2-11), (2-12), (2-14) より,

$$Q_1 = C_p [(T_3 - T_2) - \eta_{RX} \cdot T_3 \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} + \eta_{RX} \cdot T_2]$$

$$= C_p T_1 [\tau - 1 - \eta_{RX} \tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} + \eta_{RX}] \quad (2-15)$$

ここで, $\tau = \frac{T_3}{T_1}$

$$Q_2 = ART_1 \ln \pi / \eta_C + C_p [T_3 \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - T_1$$

$$- \eta_{RX} \cdot T_3 \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} + \eta_{RX} \cdot T_2]$$

$$= C_p T_1 [m \ln \pi / \eta_C + (1 - \eta_{RX}) \cdot \{ \tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1 \}] \quad (2-16)$$

故に等温圧縮ガスタービンサイクルの熱効率 η_{th} は, 次式で表わされる。

$$\eta_{th} = 1 - \frac{\frac{m \ln \pi}{\eta_C} + (1 - \eta_{RX}) \cdot \{ (\tau - 1) - \tau \eta_T (1 - \pi^{-m}) \}}{(\tau - 1)(1 - \eta_{RX}) + \eta_{RX} \cdot \tau \cdot \eta_T (1 - \pi^{-m})} \quad (2-17)$$

サイクル上の各因子の η_{th} に及ぼす影響は次のようである。

(i) τ の影響

$$\frac{\partial \eta_{th}}{\partial \tau} = \frac{1}{\{ (\tau - 1)(1 - \eta_{RX}) + \eta_{RX} \cdot \tau \eta_T (1 - \pi^{-m}) \}^2} \left[\frac{1 - \eta_{RX}}{\eta_C} \{ m \ln \pi - \eta_C \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} \right.$$

$$\left. + \frac{\eta_T \cdot (1 - \pi^{-m}) \cdot m \ln \pi}{\eta_C} \right] \quad (2-18)$$

ここで上式中の $m \ln \pi - \eta_C \eta_T (1 - \pi^{-m}) = F(m, \pi)$ に対して、

$$(i) \quad \frac{\partial F(m, \pi)}{\partial \pi} \bigg|_{m=\frac{m}{\pi}} \left(1 - \frac{\eta_C \eta_T}{\pi^m} \right) \geq 0$$

$$F(m, \pi) \big|_{\pi=1} = 0$$

よって $\pi (\pi > 1)$ の変化に対して $F(m, \pi)$ は、常に正

$$(ii) \quad \frac{\partial F(m, \pi)}{\partial m} \bigg|_{\pi=\ln \pi + \eta_C \eta_T} \cdot \frac{\ln \pi}{\pi^m} \geq 0$$

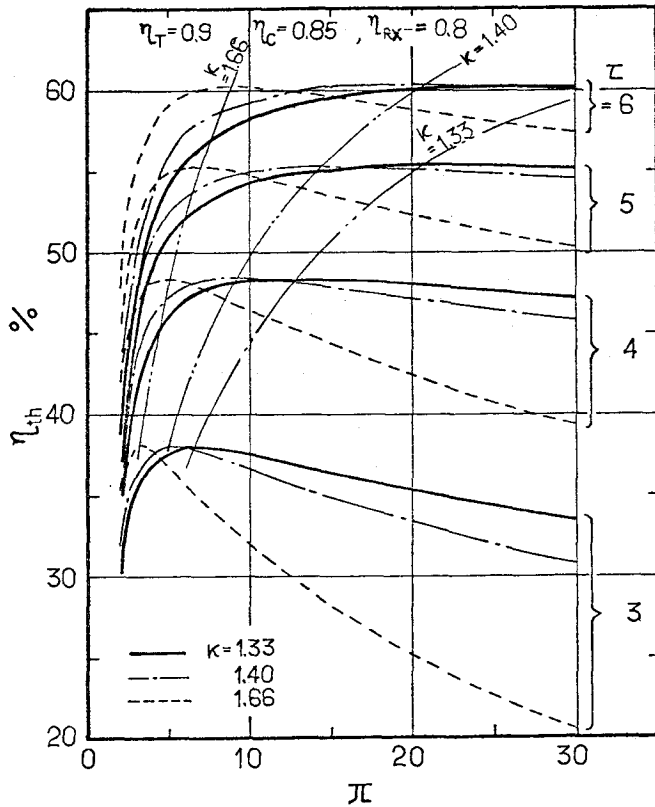
$$F(m, \pi) \big|_{m=0} = 0$$

よって、 $m (m > 0)$ の変化に対して $F(m, \pi)$ は常に正

つまり、式(2-20)は $\pi > 1$ 、 $m > 0$ に対して常に正となる。

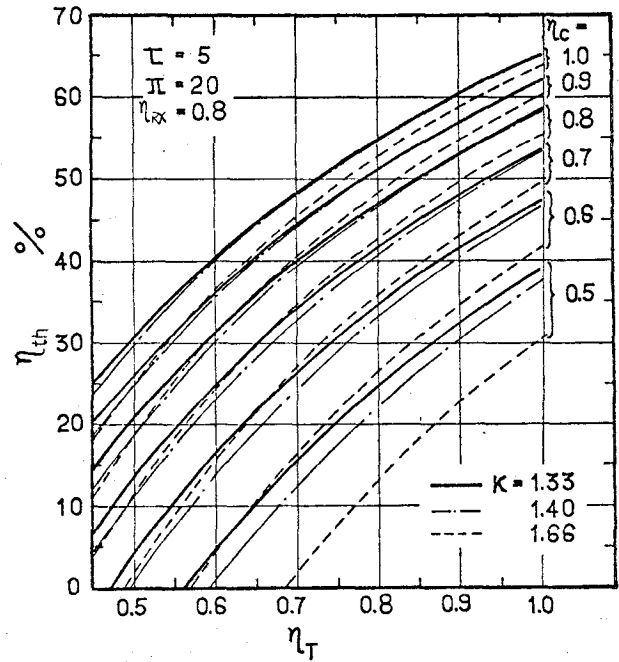
よって、 τ の大なる程、 η_{th} は大きい。

(ii) π の影響

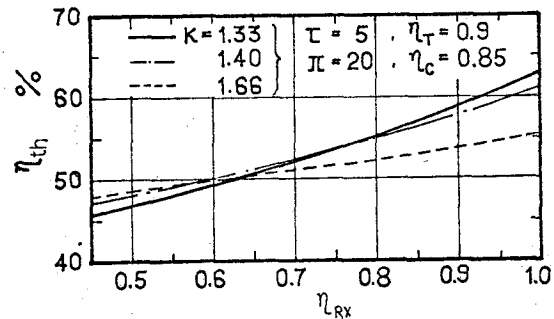


(a) τ , π の影響

ただし、図中の ——— の線は π に対する効率最高点の軌跡を示す。



(b) η_T , η_C の影響



(c) η_{Rx} の影響

図 2.5 等温圧縮ガスタービンサイクルの熱効率

$$\frac{\partial \eta_{th}}{\partial \pi} = \frac{-m}{\{(\tau-1)(1-\eta_{RX}) + \eta_{RX} \cdot \tau \eta_T (1-\pi^{-m})\}^2 \pi^{m-1} \cdot \eta_C} [\pi^m \{(\tau-1)(1-\eta_{RX}) + \eta_{RX} \cdot \tau \eta_T\} - m \eta_{RX} \cdot \tau \eta_T \ln \pi - \pi \eta_T \{ \eta_{RX} + \eta_C (1-\eta_{RX}) \cdot (\tau-1) \}] \quad (2-19)$$

よつて、 η_{th} を最大とする最適圧力比 $\pi_{\eta_{th}, opt}$ が存在し、 $\frac{\partial \eta_{th}}{\partial \pi} = 0$ より次式を満足する π の値となる。

$$\pi^m \{(\tau-1)(1-\eta_{RX}) + \eta_{RX} \cdot \tau \cdot \eta_T\} - m \eta_{RX} \cdot \tau \eta_T \ln \pi - \tau \eta_T \{ \eta_{RX} + \eta_C (1-\eta_{RX}) \cdot (\tau-1) \} = 0 \quad (2-20)$$

更に、 η_T , η_C , η_{RX} の大なる程、 η_{th} は大となる（証明略）。

以上の各因子の η_{th} への影響を図 2.5 (a), (b), (c)に示す。図 2.5 (a)は $\kappa = 1.33, 1.40, 1.66$ に対する圧力比 π , 温度比 τ と η_{th} の関係で、同図(b), (c)は η_T , η_C および η_{RX} の η_{th} に及ぼす影響を示す。つまり $\kappa = 1.33, 1.40, 1.66$ は一般に CO_2 , 空気, Heの場合の完全ガスに対する比熱比である。以上から等温圧縮ガスタービンサイクルでは τ , η_{RX} , η_T , η_C の大なる程、 η_{th} は向上し、 π については最適値（同図(a)中二点鎖線で示す）が存在することになる。

また図 2.6 の断熱圧縮ガスタービンサイクルの π , τ と η_{th} の関係⁽²³⁾,

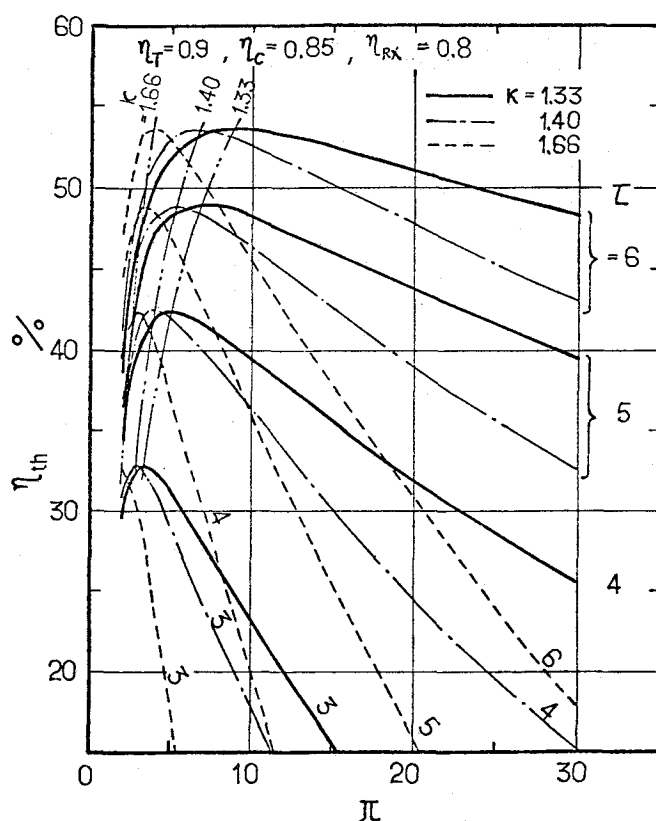


図 2.6 断熱圧縮ガスタービンサイクル

$$\eta_{th} = \frac{(\pi^m - 1)(\eta_T \eta_C \tau \pi^{-m} - 1)}{\eta_C(\tau - 1) + 1 - \pi^m - \eta_{RX} \cdot \{\eta_C(\tau - 1) + 1 - \pi^m\} + \eta_C \eta_T \eta_{RX} \cdot \tau(1 - \pi^{-m})} \quad (2-21)$$

の場合と比較すると、等温圧縮ガスタービンサイクルの方が圧力比 π の η_{th} に及ぼす影響（変化割合）が小さく、同一圧力比 π 、温度比 τ における熱効率 η_{th} も高く、最適圧力比の値 $\pi_{\eta_{th}, opt}$ （各図中二点鎖線で示す）も増加する。

2.3.2 作業流体の相違による影響

従来、水と空気が非常に身近で、便利な作業流体であったがために、各サイクルに適した流体は何かという問題はあまり検討されていない。すなわち作業流体を選んでから、そのサイクルに適したサイクル条件が検討されてきた。そこで、「ある圧力、温度などの設定された条件下で、熱効率を最大とする最適作業流体は何か？」という問題について、等温圧縮ガスタービンサイクルにおいて以下明らかにしよう。

前式(2-17)において、作業流体の相違による熱効率への影響因子は、比熱比 κ のみで表わされることが分る。よって、式(2-17)から $\frac{\partial \eta_{th}}{\partial m}$ は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta_{th}}{\partial m} = & \frac{-\ln \pi}{\pi^m \{(\tau - 1)(1 - \eta_{RX}) + \eta_{RX} \cdot \tau \eta_T (1 - \pi^{-m})\}^2} \left[\frac{(\tau - 1)(1 - \eta_{RX})}{\eta_C} \cdot \pi^m \right. \\ & \left. + \frac{\eta_{RX} \tau \eta_T}{\eta_C} \cdot \pi^m - \tau \eta_T \left\{ \frac{\eta_{RX}}{\eta_C} + \frac{m \eta_{RX} \ln \pi}{\eta_C} + (1 - \eta_{RX})(\tau - 1) \right\} \right] \quad (2-22) \end{aligned}$$

ここで、上式右辺の〔 〕=Aとおくと、

$$\frac{\partial A}{\partial m} = \frac{\ln \pi}{\eta_C} \{ (\tau - 1)(1 - \eta_{RX}) \cdot \pi^m + \tau \eta_T \eta_{RX} (\pi^m - 1) \} > 0$$

$$\text{また } A|_{m=0} = (\tau - 1)(1 - \eta_{RX}) \left(\frac{1}{\eta_C} - \tau \eta_T \right)$$

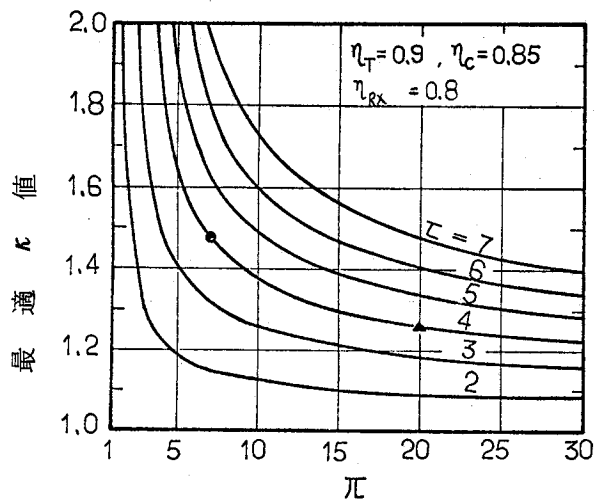
よって $\frac{1}{\eta_C} - \tau \eta_T \geq 0$ のとき、すなわち $\tau \leq \frac{1}{\eta_T \eta_C}$ のとき κ の小さい程 η_{th} は大となる。

$\tau > \frac{1}{\eta_T \eta_C}$ のとき $\eta_{th, max}$ となる κ 値が存在する。

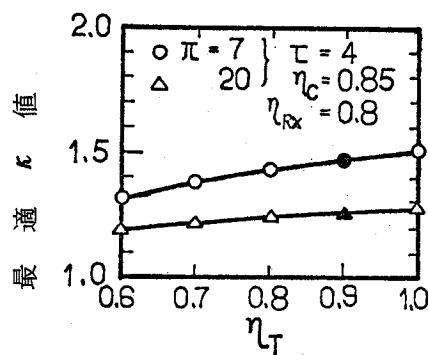
そのときの最適 κ 値は式(2-22)より、次式を満足する κ 値となる。

$$\begin{aligned} & (\tau - 1) \cdot (1 - \eta_{RX}) \cdot \pi^m + \eta_{RX} \cdot \tau \eta_T \cdot \pi^m - \tau \cdot \eta_T \{ \eta_{RX} + m \eta_{RX} \cdot \ln \pi + \eta_C (1 - \eta_{RX}) \cdot (\tau - 1) \} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (2-23)$$

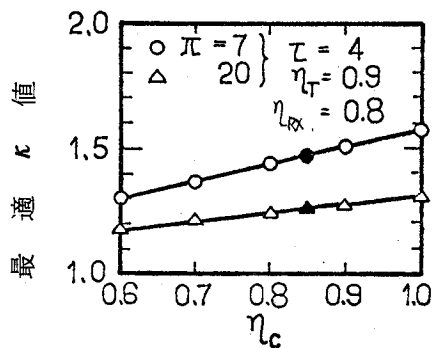
この最適 κ 値に及ぼす各因子 (π , τ , η_T , η_C , η_{RX}) の影響を図 2.7(a)~(d)に示す。



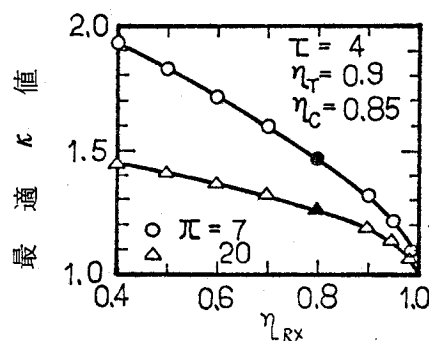
(a) τ , π の影響



(b) η_T の影響



(c) η_c の影響



(d) η_{RX} の影響

図 2.7 各因子の最適 κ 値への影響

圧力比 π の大きい程、温度比 τ の小さい程、最適 κ 値は減少し、また η_T 、 η_c の増大する程、 η_{RX} の減少する程、最適 κ 値は増大する。そして $\eta_{RX} = 1$ の完全再生のときの等温ガスタービンサイクルでは、完全単純ガスタービンサイクルの場合（付録，表 2.1(a)）と逆に、 κ の小さい作業流体熱効率率は改善されることになる。

ここで各作業流体たとえば He，空気， CO_2 に対する完全ガスとした κ はそれぞれ 1.66，1.40，1.33 であり、選定サイクル条件によって最適作業流体が存在することになる^{*1)}。

しかし、ある圧力比 π の下で、最適 κ 値を与える式（2-25）とある κ の下で最適圧力比を与える式（2-22）は一致し、他のサイクル条件が同一の場合ともに $\pi^m = \text{一定}$ を満足す

*1) 付録表 2.1 にこの κ の η_{th} への影響について、基本的な各ブレイトンサイクルについてまとめて示す。これより、各サイクルによる κ の η_{th} への影響度を知ることができる。

る π ， m 値である。すなわち κ （作業流体）の相違による最大熱効率値は $\pi^m = \text{一定}$ を満足する圧力比 π を選びさえすれば同一の一定値をとり，どの作業流体を採用しようが最大熱効率値は同一となる。逆に，これは各作業流体の相違による最大熱効率値には圧力比 π が重要な役割を果すことを意味する。

2.3.3 再生による特性数 Φ

再生による効率改善の可能性を示す新しい特性数 Φ を前節2.2.2の式(2-5)によって定義した。この値は，サイクルの圧力比の温度範囲を決定すれば算出でき，再生による効率改善の限界を表わすものである。

断熱圧縮および等温圧縮を行う各完全ガスタービンサイクルの Φ は，断熱圧縮ガスタービンサイクルにおいて，

$$\Phi < \text{断熱} > = \frac{\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - \{ 1 + (\pi^m - 1) / \eta_C \}}{\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1} \quad (2-24)$$

等温圧縮ガスタービンサイクルにおいて，

$$\Phi < \text{等温} > = \frac{\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1}{\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1 + m \ln \pi / \eta_C} \quad (2-25)$$

上式より特性数 Φ は τ ， π ， η_T ， η_C ， m の関数であり，これら因子の Φ に及ぼす影響は次のようである。

(i) τ による影響

$$\frac{\partial \Phi < \text{断熱} >}{\partial \tau} = \frac{\frac{1}{\eta_C} (\pi^m - 1)}{[\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1]^2} \cdot \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} > 0 \quad (2-26)$$

$$\frac{\partial \Phi < \text{等温} >}{\partial \tau} = \frac{\frac{m \ln \pi}{\eta_C} \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \}}{[\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1 + \frac{m \ln \pi}{\eta_C}]^2} > 0$$

すなわち， τ の大なる程特性数 Φ は大きく，再生による効率改善への可能性が大きい。

(ii) π による影響

$$\frac{\partial \Phi < \text{断熱} >}{\partial \pi} = \frac{\frac{1}{\eta_C}}{[\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1]^2} \left[m \pi^{m-1} [\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1] + (\pi^m - 1) \cdot m \tau \cdot \eta_T \pi^{-m-1} \right] < 0$$

$$\frac{\partial \Phi < \text{等温} >}{\partial \pi} = \frac{-m}{[\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1 + \frac{m \ln \pi}{\eta_C}]^2} \left[\frac{1}{\eta_C} \cdot \frac{1}{\pi} [\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1] + \frac{m \tau \eta_T \ln \pi}{\eta_C \pi^m} \right] < 0 \quad (2-27)$$

すなわち π の小なる程，特性数 Φ は大

(iii) $m(\kappa)$ による影響

$$\frac{\partial \Phi < \text{断熱} >}{\partial m} = \frac{-\frac{1}{\eta_C}}{[\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1]^2} \left[\pi^m \ln \pi [\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1] + (\pi^m - 1) \cdot \frac{\tau \eta_T \ln \pi}{\pi^m} \right] < 0$$

$$\frac{\partial \Phi < \text{等温} >}{\partial m} = \frac{-\ln \pi}{[\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1 + \frac{m \ln \pi}{\eta_C}]^2} \left[\frac{1}{\eta_C} \{ \tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1 \} + \frac{m \tau \eta_T \ln \pi}{\eta_C \cdot \pi^m} \right] < 0 \quad (2-28)$$

よって $m(\kappa)$ の小なる程特性数 Φ は大きい。

(iv) η_T による影響

$$\frac{\partial \Phi < \text{断熱} >}{\partial \eta_T} = \frac{-\frac{1}{\eta_C} (\pi^m - 1)}{[\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1]^2} \{ \tau (1 - \pi^{-m}) \} < 0$$

$$\frac{\partial \Phi < \text{等温} >}{\partial \eta_T} = \frac{-m \ln \pi}{\eta_C [\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1 + \frac{m \ln \pi}{\eta_C}]^2} \{ \tau (1 - \pi^{-m}) \} < 0 \quad (2-29)$$

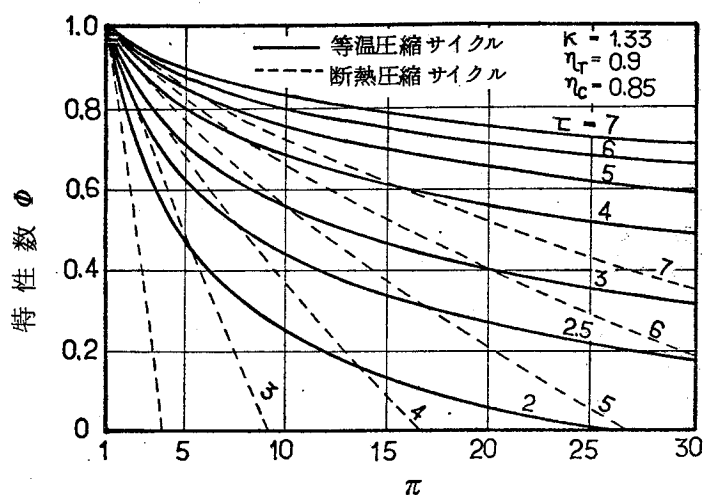
よって η_T の小さい程，特性数 Φ_T は大きくなる。

(v) η_C による影響

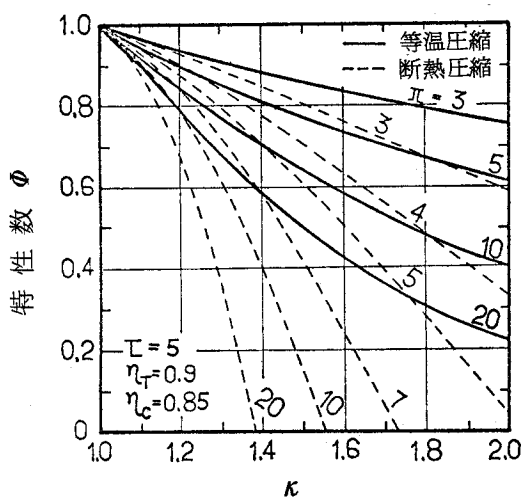
$$\frac{\partial \Phi < \text{断熱} >}{\partial \eta_C} = \frac{(\pi^m - 1)}{[\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1]^2} \left[-\frac{1}{\eta_C^2} [\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1] \right] > 0$$

$$\frac{\partial \Phi < \text{等温} >}{\partial \eta_C} = \frac{[\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1] \cdot m \ln \pi}{\eta_C^2 [\tau \{1 - \eta_T(1 - \pi^{-m})\} - 1 + \frac{m \ln \pi}{\eta_C}]^2} > 0 \quad (2-30)$$

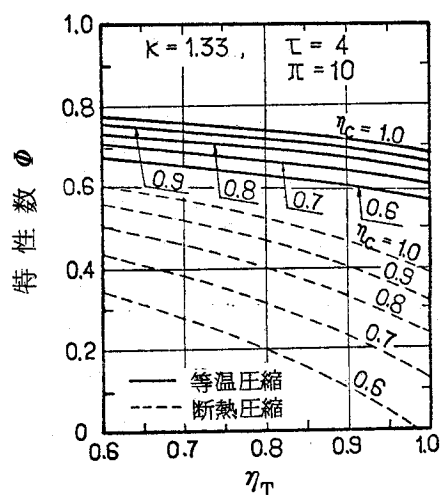
よって η_C の大きい程，特性数 Φ は大きい。



(a) τ, κ の影響



(b) κ の影響



(c) η_T, η_C の影響

図 2.8 各因子の再生特性数 (ϕ) への影響

以上の各因子 $\pi, \tau, \kappa, \eta_T, \eta_C$ と ϕ との関係を図 2.8(a)~(c) (図中実線は等温圧縮, 破線は断熱圧縮ガスタービンサイクル) に示す。

上記解析結果から分るように, τ の大きい程, π の小さい程特性数 ϕ は大となり, π, τ の増加とともに ϕ の変化は小さくなる。また η_T, κ の小さい程, η_C の大なる程 ϕ は増加する。そして同一条件 ($\pi, \tau, \eta_T, \eta_C, \kappa$ の同一) では等温圧縮の方が, 断熱圧縮ガスタービンサイクルの場合より ϕ が大となり, 再生による熱効率改善への効果が大きい。

上記両サイクルの再生による損失改善比 r (式 (2-5)) と熱効率との関係は非再生および再生時の各熱効率を各々 $\eta_{th,0}, \eta_{th,R}$ とすると, とともに次の関係が成立する。

$$(\eta_{th,R} - \eta_{th,0}) / \eta_{th,0} = (1 - \eta_{th,0}) \cdot r / \{1 - (1 - \eta_{th,0}) \cdot r\} \quad (2-31)$$

この関係を横軸に損失改善比 $r (= \eta_{RX} \cdot \phi)$ 、縦軸に熱効率改善度 $(= \eta_{th,R} - \eta_{th,0})$ 、パラメータに $\eta_{th,0} = 20, 30, 40, 50\%$ をとって示すと、図2.9 のようである。すなわち、ガスタービンサイクルにとって再生による熱効率改善の方法は非常に有効で、 $r = 0.6$ に対して熱効率改善度は約20%に達する。

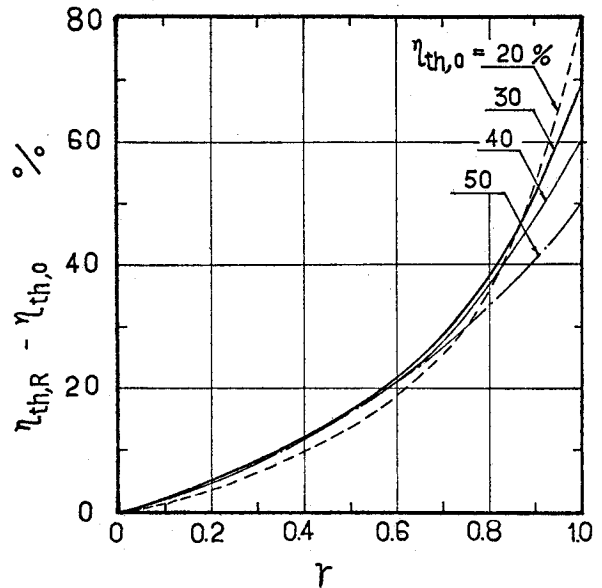


図 2.9 再生による損失改善比 r と熱効率改善度との関係

2.4 実在作業流体への応用

2.4.1 作業流体

動力プラントの作業流体として考えられる物質の熱力学的特性を付録表 2.2 に示す。その飽和圧力-温度の関係を一部プロットすると、図2.10のようである。

これらより、適当な凝縮圧力、温度をもち、高温において比較的安定な流体として、 NH_3 、 SO_2 、 CO_2 、 H_2O の4つがあげられる(表 2.1 参照)*。

つまり、フロン系冷媒は約350℃で熱

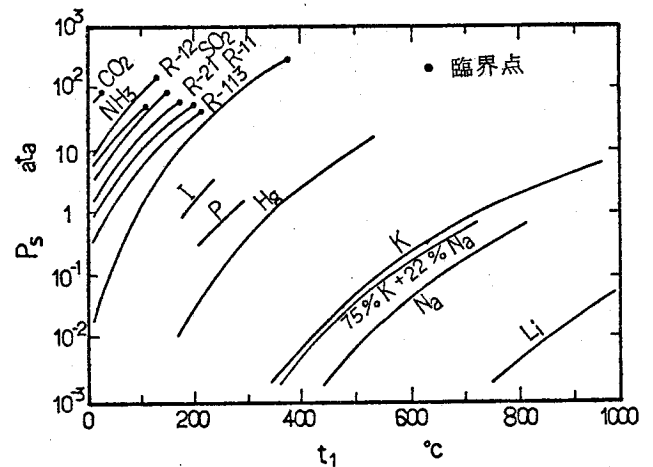


図 2.10 飽和圧力-温度

表 2.1 NH_3 、 SO_2 、 CO_2 と H_2O の熱力学定数

項目 流体	分子 量	臨界温度 $t_{cr} (^\circ\text{C})$	臨界圧力 $P_{cr}(\text{atm})$	κ	25℃ の 飽 和 状 態			
					P_{sat} (atm)	潜 熱 (kcal/kg)	比重量 (kg/m ³)	
							液	蒸 気
NH_3	17	132.4	11.15	1.34	9.92	278.7	602.9	7.77
SO_2	64.1	157.2	7.77	1.27	3.83	85.5	1367.9	1.065
CO_2	44	31.1	73.0	1.33	635.6	28.1	698.8	240.7
H_2O	18	374.2	218.4	1.33	0.031	583.4	997.2	0.023

* 附録表 2.2 参照。

分解を引き起こし、一方K, Naなどの液体金属はたとえばKはその蒸気圧力は560℃に対して、0.105 kg/cm² abと非常に低い。

2.4.2 完全ガスとした検討

以上四種の流体(NH₃, SO₂, CO₂, H₂O)につき、前節2.3で示した完全ガスとした等温圧縮するガスタービンサイクル(ただし、 $\eta_C = 1$)として検討する*。

非再生の場合、下限温度 t_1 、タービン入口圧力 P_1 、タービン入口温度 t_3 、および η_T 一定に対して各熱効率 η_{th} に影響を及ぼす因子は式(2-17)より比熱比 κ 、圧力比 π の二つであり、その内 κ は表2.3に示したように $\kappa \approx 1.3$ と四者ほぼ同様の値をとる。よって、各作業流体に対する熱効率 η_{th} は τ 、 η_T の同一条件下では、圧力比 π に対してのみ影響を受け、同一 π 値であれば同じ熱効率を示すことになる。しかし、下限温度一定に対してその凝縮器圧力は大きく異なり(表2.3参照)、後述図2.15の横軸下方に示すように各タービン入口圧力に対してCO₂, NH₃, SO₂, H₂Oの順に圧力比 π が大きくなる。よって付録表2.1の(e)に示すように、 η_{th} を最大とする最適圧力比 $\pi = (\eta_T \tau)^{\frac{1}{\kappa}}$ たとえば $\kappa = 1.3$, $t_1 = 25^\circ\text{C}$, $\eta_T = 1$ で $t_3 = 1000, 800, 600^\circ\text{C}$ の場合、 π_{opt} は各々593.4, 257.2, 76.0となり、実用タービン入口圧力に対して、 π_{opt} はCO₂に対しては大きすぎ、H₂Oに対しては小さすぎることが明らかとなる。つまり、前節2.3.2で示したように、各作業流体に対して最適圧力比を任意に選ぶことが出

来るならば、その最高熱効率値は同一となるが、各タービン入口圧力に対する圧力比の相違により、熱効率に差を生じる。たとえば、タービン入口温度 $t_3 = 1000^\circ\text{C}$ においては最適圧力比からもっともかけ離れているCO₂が、最も熱効率が悪くなる。 $t_1 = 25^\circ\text{C}$, $\eta_T = 1$, $t_3 = 1000, 800, 600^\circ\text{C}$ に対して式(2-17)より計算すると、図2.11のようになり、同一タービン入口圧力、温度に対してその熱効

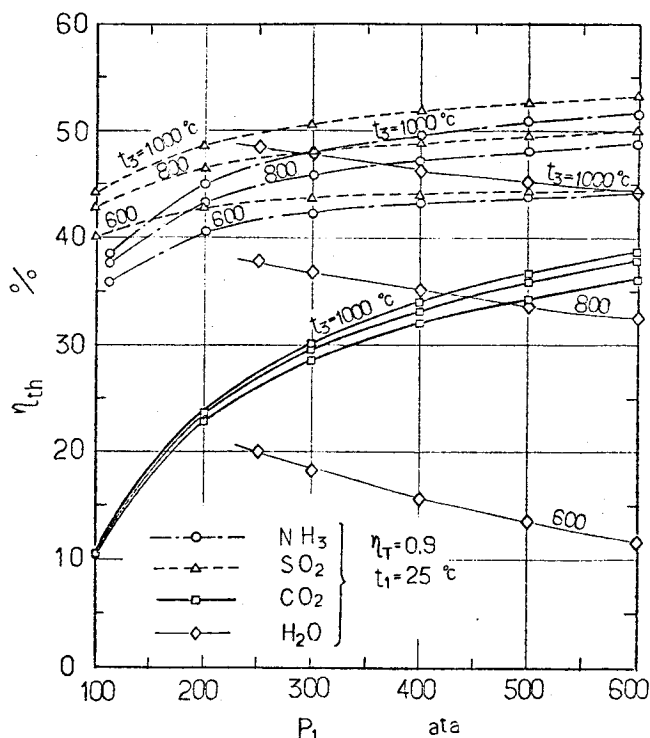


図2.11 非再生時の熱効率(完全ガス)

* ただし、この場合は液相圧縮過程をもつが、その仕事は小さいとして無視し、近似的に実現させるサイクルとして等温圧縮ガスタービンサイクルを用いる(節2.2.3参照)。

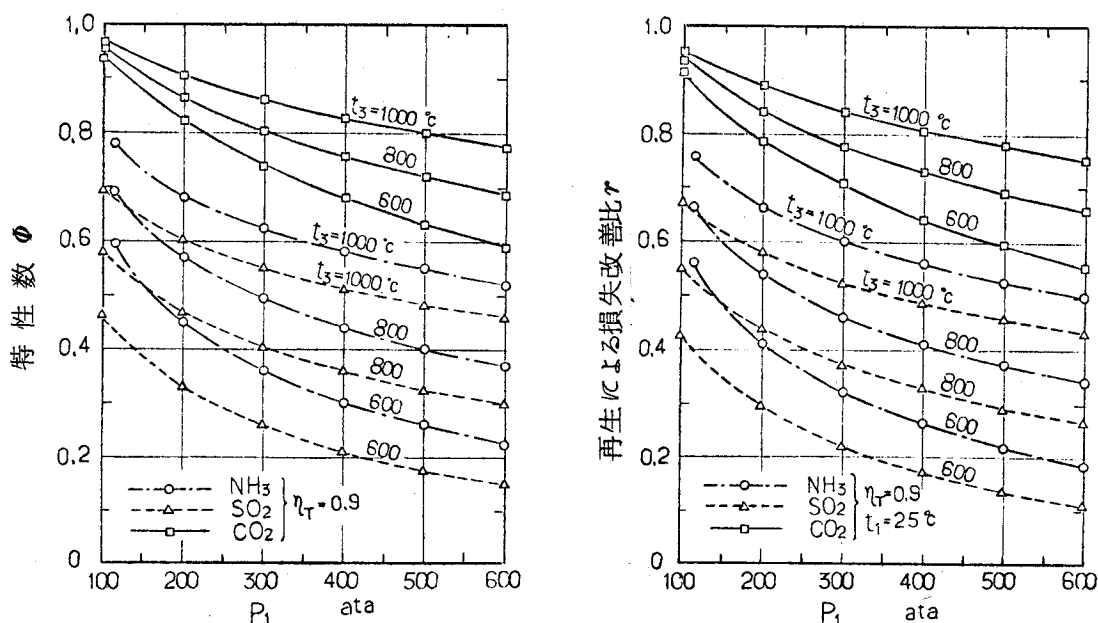
率は， SO_2 ， NH_3 ， CO_2 の順に悪化していく。

再生を行った場合，たとえば前図 2.8（ただし $\eta_T = 0.9$ ， $\eta_C = 0.85$ ， $\kappa = 1.33$ の場合）に示したように，再生による特性数 ϕ は圧力比の小なる程大きく，熱効率改善効果が大きい。つまり再生による損失改善比 r および特性数 ϕ は前式（2-5），（2-25）より，次式で表わされる。

$$r = \frac{C_p(T_4 - T_B)}{C_p(T_4 - T_1) + A R T_1 \ln \pi} = \frac{\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1 - \frac{\Delta t}{T_1}}{\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1 + m \ln \pi} \quad (2-32)$$

$$\phi = \frac{C_p(T_4 - T_1)}{C_p(T_4 - T_1) + A R T_1 \ln \pi} = \frac{\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1}{\tau \{ 1 - \eta_T (1 - \pi^{-m}) \} - 1 + m \ln \pi} \quad (2-33)$$

$t_1 = 25^\circ\text{C}$ ， $\eta_T = 0.9$ 一定とした ϕ および $\Delta t = 15^\circ\text{C}$ 一定とした r は図 2.12(a)(b)のようであり，各 ϕ ， r は CO_2 が最も大きく，次に NH_3 ， SO_2 の順で， H_2O はタービン出口温度が T_B より低くなり $r = \phi = 0$ で再生による効果は期待出来ない。つまり，その熱効率試算は図 2.13 のようであり再生によって圧力比の最も小さい CO_2 が最高の熱効率を示す結果となる。



(a) 再生による効果を表わす特性数 ϕ （完全ガス）

(b) 再生による損失改善比 r （完全ガス）

図 2.12

2.4.3 実在ガスに対する検討

各作業流体につき，実在ガスとして以下検討する。

ここで、 H_2O 、 CO_2 は物性値表^{(29), (30)}から、 NH_3 、 SO_2 に対する物性値は対応状態原理の方法^{(30), (31), (32)}

より算出し、そのときのタービン出口温度は次式により算出する。

$$(S_3^* - S_3) + \int_{T_3}^{T_4} \frac{C_p^*}{T} dT - R \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) - (S_4^* - S_4) = 0 \quad (2-34)$$

ここで*は半理想ガス状態を示す。

2.4.3.1 T-S線図

各作業流体のT-S線図をタービン入口圧力250 ata、タービン入口温度1000℃、凝縮器(下限)温度25℃、 $\eta_T = 90\%$ 一定に対し、図2.14(a)~(d)に示す。これより

$\eta_T = \eta_P = 100\%$ とした単位流

量当りの各有効仕事は図中サイクル<12341>の囲む面積によって表わされ、その大きさは $\text{CO}_2 < \text{SO}_2 < \text{NH}_3 < \text{H}_2\text{O}$ となる。

つまり、同一圧力間の等温線上の水平距離 ΔS は H_2O がもっとも大きく、 CO_2 がもっとも小さい。

次に、等圧線の勾配は SO_2 、 CO_2 は H_2O 、 NH_3 に比べて大きい。また H_2O においてはタービン出口温度が凝縮域に入り、前節2.2.2で述べた再生による効率改善は、期待出来ない。

ここで各作業流体の相違によるT-S線図上のサイクル、つまり単位流量当りの有効仕事やその形状を知る概略の方法は、

(i) 前式(2-1)、

$$\Delta S = \frac{1.9865}{M} \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (2-1)$$

から作業流体の分子量Mの小さい程、タービン入口圧力と凝縮器圧力の比 P_1/P_2 の大き

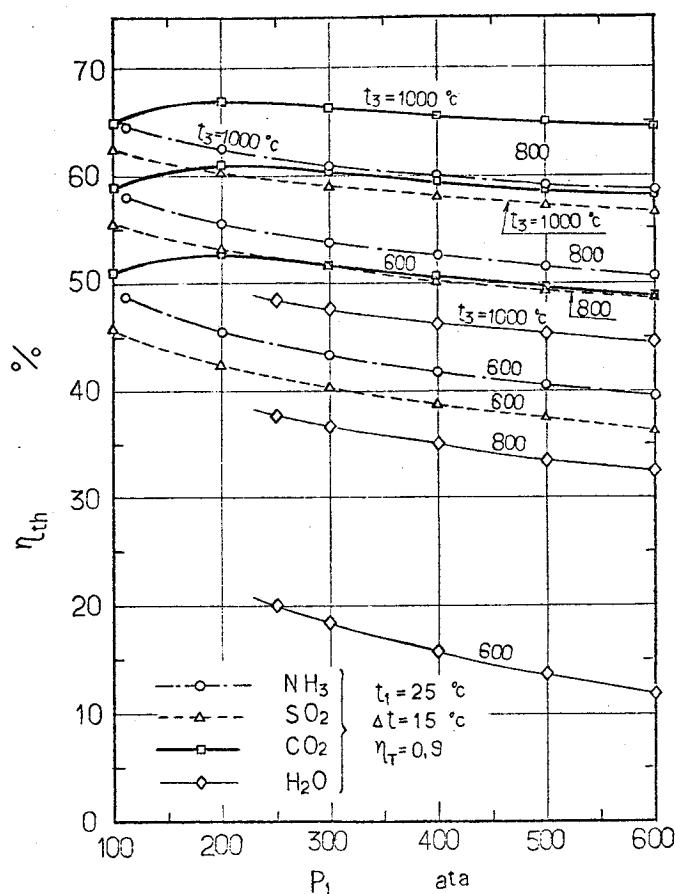
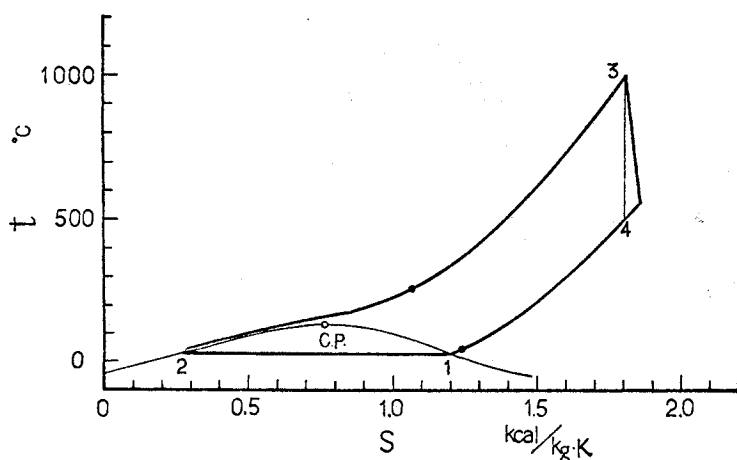
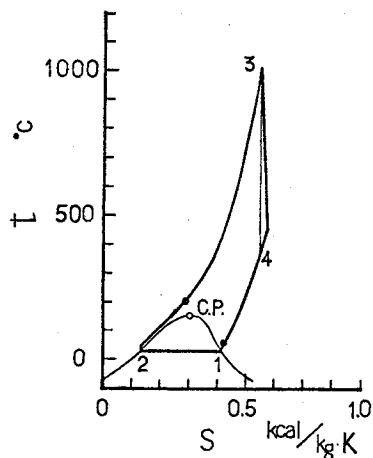


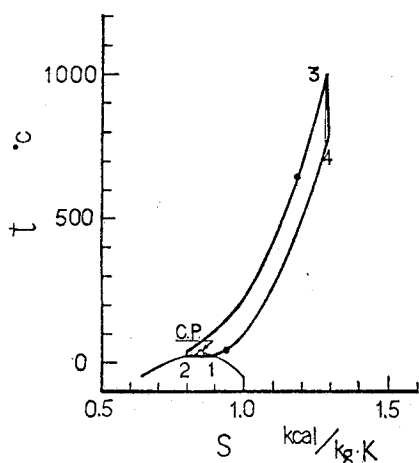
図2.13 再生時の熱効率(完全ガス)



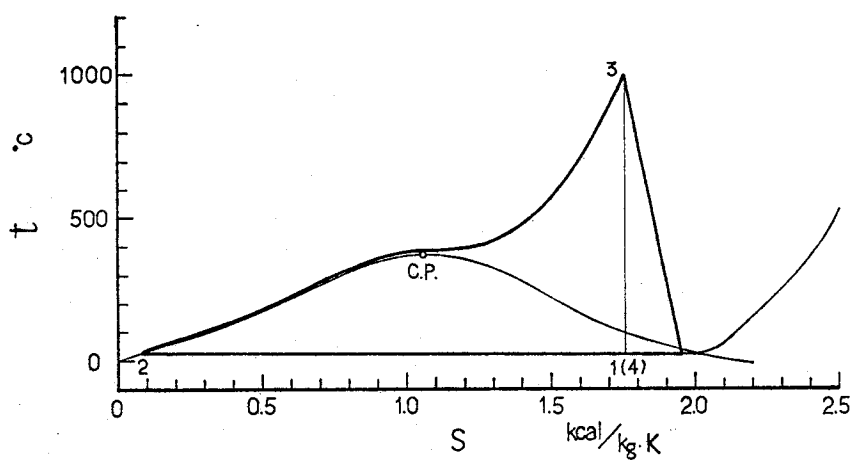
(a) NH_3



(b) SO_2



(c) CO_2



(d) H_2O

図 2.14 T-S 線図 ($P_1=250 \text{ atm}$, $t_3=1000^\circ\text{C}$, $t_1=25^\circ\text{C}$)

い程, ΔS は大きい。すなわち, 圧力比がもっとも小さく, 分子量の大きい CO_2 の ΔS がもっとも小さく, 圧力比がもっとも大きく, 分子量の小さい H_2O の ΔS がもっとも大きくなる。

一方, 凝縮域の各飽和線間のエントロピ ΔS は Hildebrand の通則 (液体のモル蒸発エントロピ $\frac{L}{T}$ は蒸気密度が等しいとき, 物質の種類に無関係に等しい) から, 一般に蒸気圧が 2000 mmHg 以下に対して, 次の式が適用できる⁽³⁴⁾。

$$\left. \begin{aligned} \text{(通常液体)} \quad L &= 23.61 \cdot T \left(\frac{P}{T} \right)^{-0.119} \text{ (cal/g-mol} \cdot \text{K)} \\ \text{(特異液体)} \quad L &= 27.98 \cdot T \left(\frac{P}{T} \right)^{-0.105} \text{ (cal/g-mol} \cdot \text{K)} \end{aligned} \right\} \quad (2-35)$$

ここで、 L : 潜熱 (cal/g-mol)

P : 温度 T (K) における蒸気圧 (mmHg)

特異液体とは OH 基を有する水、アルコール類、有機酸類を意味する。

これより、下限温度 t_1 一定に対する各流体間の蒸発潜熱およびその蒸発エントロピー ΔS の大きさは、 t_1 に対する飽和圧力 P_2 の小さい程、また分子量 M の小さいもの程大きくなる。よって H_2O の場合がもっとも大きく、 NH_3 、 SO_2 、 CO_2 の順に小さくなる。

- (ii) $T-S$ 線図上の等圧線の勾配は、 T/C_p で表わされるから C_p の大きいもの程、その等圧線の傾斜は小さくなる。

ここで、各四つの流体に対する半理想ガスの定圧比熱 C_p を示す^{(12)(14)*)}、各温度において、表 2.2 に示す値をもち、cal/g-mol·K で表わした C_p^0 はほぼ同様な値をとり、kcal/kg·K で表わした C_p^0 では分子量 M に逆比例する。すなわち、各流体の同一温度における等圧線の勾配 (K/kcal/kg·K) は分子量 M の小さい程小さくなる。

表 2.2 各流体の C_p^0

流 体	T K	分 子 量	cal/g-mol·K							cal/g·K
			273	400	500	600	800	1000	1200	1500
NH ₃	17	8.29	9.23	9.95	10.66	12.03	13.35	14.61	16.38	0.49~0.97
SO ₂	64.1	9.29	10.36	11.05	11.62	12.45	12.95	13.21	13.37	0.14~0.21
CO ₂	44	8.79	9.81	10.53	11.18	12.26	13.07	13.58	13.83	0.20~0.31
H ₂ O	18	7.86	8.13	8.33	8.53	8.91	9.27	9.61	10.07	0.43~0.56

2.4.3.2 熱効率

各作業流体の下限 (凝縮) 温度 $t_1 = 25^\circ C$ 一定として、各タービン入口圧力 P_1 、温度 t_3 における非再生時の熱効率の計算結果を図 2.15 に示す。ただし、圧縮 (ポンプ) 仕事は液相圧縮で小さい (後節 2.4.3.3 参照) ものとして無視し、 $\eta_T = 100\%$ とした。

これより、非再生の場合の熱効率は、 $H_2O > SO_2 > NH_3 > CO_2$ の順に悪化し、 CO_2 に対

*) NH_3 : $C_p^0 = 6.189 + 7.887 \times 10^{-3} T - 0.728 \times 10^{-6} T^2$
 SO_2 : $C_p^0 = 6.147 + 1.3844 \times 10^{-3} T - 9.103 \times 10^{-6} T^2 + 2.057 \times 10^{-9} T^3$
 CO_2 : $C_p^0 = 6.214 + 1.0396 \times 10^{-3} T - 3.545 \times 10^{-6} T^2$
 H_2O : $C_p^0 = 7.256 + 2.298 \times 10^{-3} T + 0.283 \times 10^{-6} T^2$
 ここで C_p^0 : cal/g-mol·K, T : K

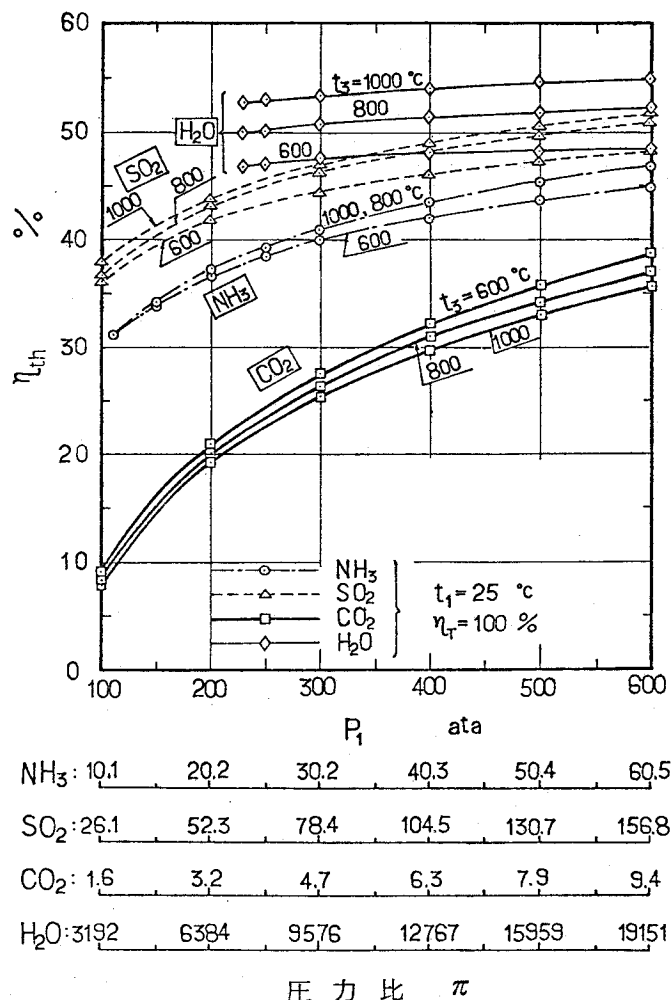
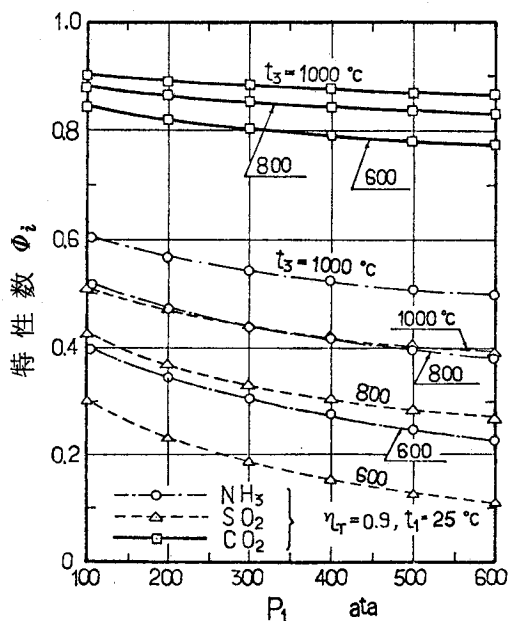
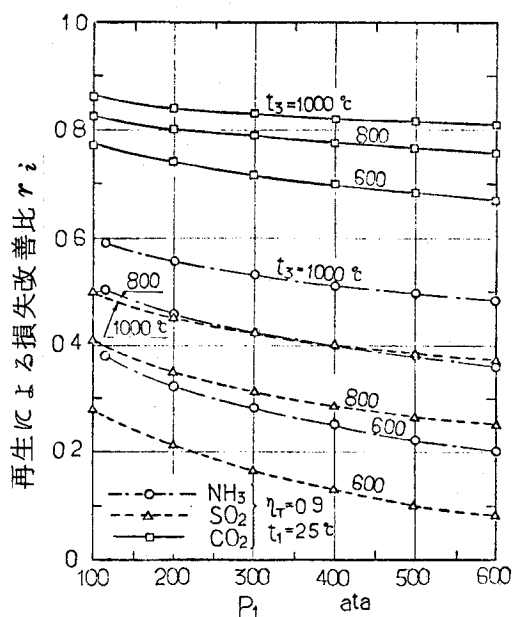


図 2.15 非再生の時の熱効率 (実在ガス)



(a) 再生による特性数 ϕ_i (実在ガス)



(b) 再生による損失改善比 r_i (実在ガス)

図 2.16

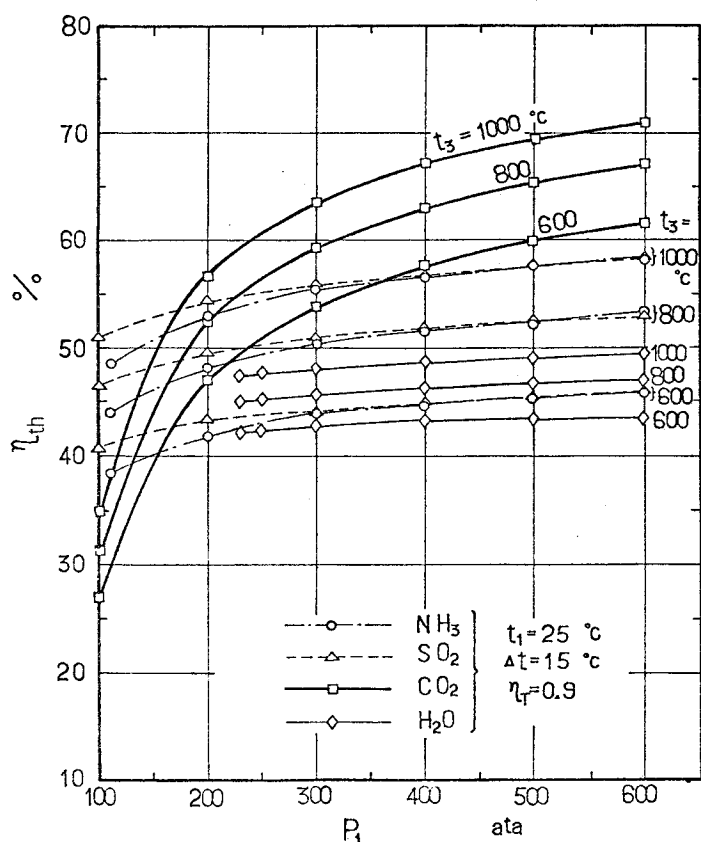
する熱効率が最も悪く、 H_2O の熱効率が低い。

また、タービン入口圧力の影響は H_2O の場合小さく、 CO_2 の場合大きい。

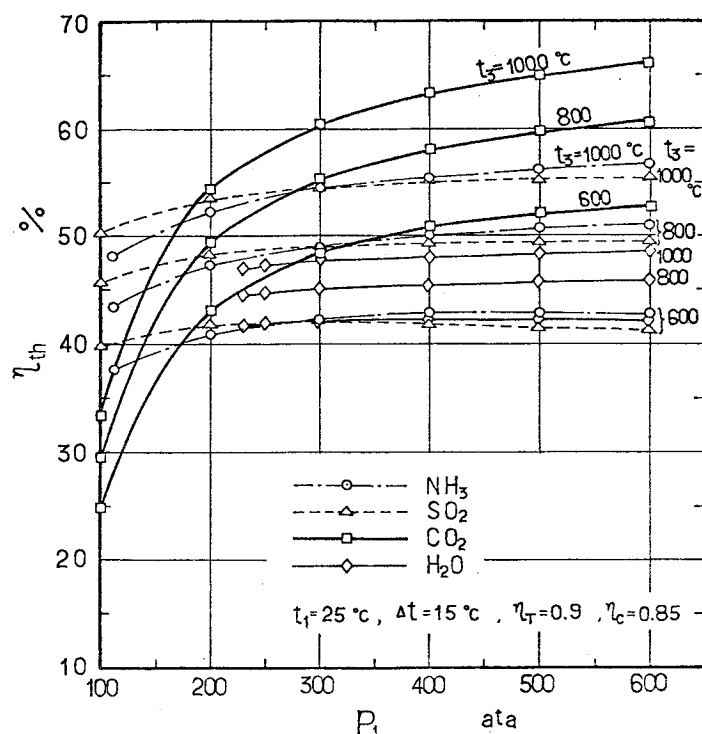
なお、このときの各流体による熱効率の結果は前節 2.4.2 の完全ガスとした数式検討結果の傾向とほぼ対応している。

しかし、対臨界圧力 P_r が大きく、対臨界温度 T_R の非常に小さい、すなわち、理想気体状態からの偏奇が著しい (付録図 2.1 参照) H_2O がもっとも定量的に誤差が大きい。しかし、いずれも定性的な傾向は一致しているといえる。

次に各作業流体による再生の効率改善効果を調べるために、前節 2.2.2



(a) ポンプ仕事無視



(b) ポンプ仕事考慮

図 2.17 再生の時の熱効率

で導入した特性値 ϕ_i および損失改善比 τ_i の結果を図 2.16(a), (b) に示す(ただし, この場合実在流体としたものであり, 完全ガスの場合と区別するために添字 i で区別する。なお算出式は前式(2-5)において $C_p T$ の代りにエンタルピ値を用いたものに相当する)。

CO_2 に対する ϕ_i が 0.8~0.9 と最も大きく, 再生による効率改善効果の最も大きいことが分る(前図 2.12 参照)。次に NH_3 , SO_2 の順であり, H_2O の場合は図 2.14 の T-S 線図から分るように, タービン出口は湿り域に入るので, $\phi_i = 0$ であり, その効果は期待出来ない。つまり, 再生器冷端末温度差 $\Delta t = 15^\circ\text{C}$ 一定, $\eta_T = 90\%$, 下限(凝縮)温度 25°C 一定とした再生時の熱効率結果は図 2.17。(同図(a)は圧縮機仕事を無視, (b)は考慮した場合)のようになり, $P_1 \geq 200 \text{ ata}$ における CO_2 の熱効率の優位性が実証でき, NH_3 と SO_2 はほぼ同様の熱効率値を示す。

一方, H_2O は再生による効果が望めないために, その熱効率は 4 者の内最も悪くなる。

2.4.3.3 各 仕 事

タービン仕事は完全ガスにおいて,

$$AL_T = \eta_T C_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\pi^n} \right) \quad (2-36)$$

圧縮機（ポンプ）仕事は液相圧縮より，

$$L_P = \frac{v \cdot (P_1 - P_2)}{\eta_P} \quad (2-37)$$

つまり，タービン仕事は C_p ，圧力比 π の大きい程増加する。また $\eta_T = \eta_C = 1$ とした有効仕事 $AL_T - AL_P$ は前図 2.14 の T-S 線図の面積（12341）で表わされることにより， $H_2O > NH_3 > SO_2 > CO_2$ の順に小さくなることが予想出来る。

下限温度 25°C 一定とし，各タービン入口圧力，温度における各断熱熱落差を図 2.18，2.19 に示す。すなわち，同一出力を出すに要する重量流量は CO_2 ， SO_2 ， NH_3 の順に多

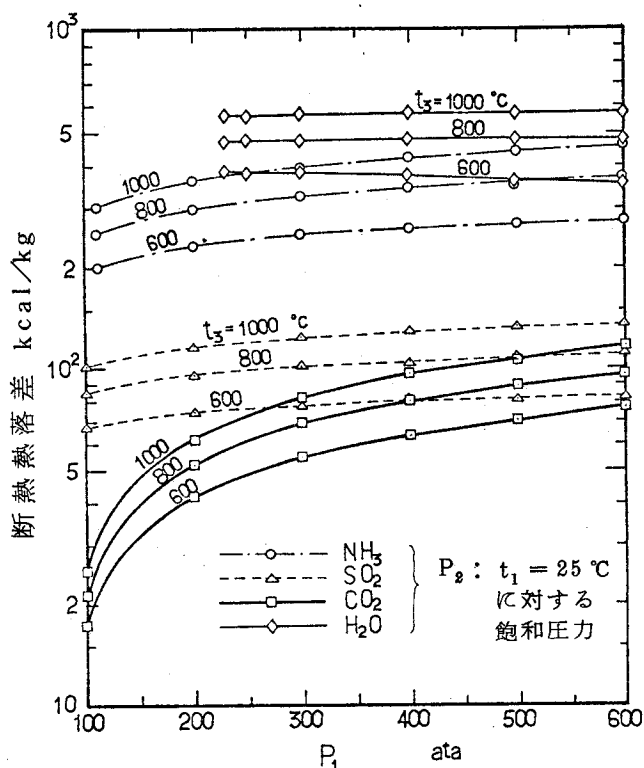


図 2.18 タービン断熱熱落差

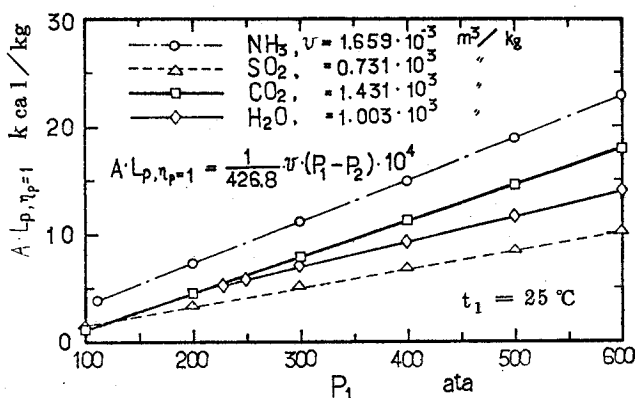


図 2.19 ポンプ仕事 ($\eta_P = 100\%$)

くの流量を必要とすることになるが，同一圧力，温度における比容積は完全ガスでは分子量 M に逆比例し， CO_2 の場合 H_2O の 2 倍程度である。またタービン出口においては，さらに同一下限温度における凝縮器圧力（表 2.1 参照 $CO_2 \div 6.4 \text{ atm}$ ， $H_2O \div 0.03$

atm ）の相違により，必ずしも CO_2 の各機器が大きくなるのではなく，逆に H_2O の場合よりタービンはコンパクトにし得る（後節 3.5.2 参照）。

2.5 結 言

液相圧縮超臨界圧サイクルを等温圧縮ガスタービンサイクルの近似サイクルとして位置づ

け、完全ガスとした熱力学解析によりその特性を調べ、 CO_2 を作業流体とした再生サイクルの熱効率の優位性を明らかにした。概要を示すと次のようである。

- 1) 基本となる単純および再生ガスタービンサイクルのT-S線図上での等価図示法を示した。
- 2) 再生による熱効率改善の熱力学的意味を明確にするとともに、再生による損失改善比 r を式(2-5)で定義し、ガスタービンサイクルの再生による熱効率改善度を表わす新しい特性値 ϕ (式2-5)を導入した。
- 3) 本液相圧縮超臨界圧サイクルの近似サイクルとして等温圧縮ガスタービンサイクルの熱力学的解析を行ない、熱効率に及ぼす各因子の影響、とくに作業流体(比熱比 κ)の相違による熱効率への影響を明確にした。すなわち、その熱効率は式(2-17)で表わされ、温度比 τ 、各機械効率 η_T 、 η_C および再生器効率 η_{RX} の大なる程、熱効率は高く、圧力比 π に対しては最適圧力比が存在し、式(2-20)で表わされる。また熱効率を最大とする最適作業流体は同一温度比において圧力比を任意に選べるならば、どの流体を選んでも関係なく、サイクル上の実用最高、最小圧力の範囲において考慮される必要があることを示した。
- 4) 再生による熱効率改善度を表わす新しい特性数 ϕ について、等温圧縮および断熱圧縮ガスタービンサイクルにおいてその特性を明らかにした。すなわち、両サイクルの ϕ は式(2-24)、(2-25)で表わされ、温度比 τ 、圧縮機効率 η_C の大なる程、圧力比 π 、比熱比 κ 、タービン効率 η_T の小なる程 ϕ は大きく再生による熱効率改善の効果が大きい。
- 5) 液相圧縮超臨界圧サイクルに適用可能と考えられる各4種の作業流体(NH_3 、 SO_2 、 CO_2 、 H_2O)をとりあげ、完全ガスおよび実在ガスとして比較検討し、圧力比の最も小さい CO_2 の再生による特性値 ϕ が0.8~0.9と最も大きくなることを示し、 CO_2 サイクルの熱効率上の優位性を証明した。

第3章 CO₂液相圧縮超臨界圧サイクル

3.1 緒言

本章では前章節 2.2.2 で示した一段再生，さらに効率改善をはかるために圧縮機を付加した二段再生の二つの液相圧縮超臨界圧サイクルをとりあげ，再熱の場合を含めそのサイクル特性を直接物性値データから解析した。つまり高効率を得るためのサイクル条件や各因子の熱効率に及ぼす影響を明らかにし，最適プラント設計への資料を得ることを目的とする。次に，同一出力を出すに要する流量，熱伝達率，圧力損失およびタービン機器の大きさなどについて検討し，従来の H₂O ランキンサイクルの場合と比較検討する。

3.2 サイクル構成

再生液相圧縮超臨界圧サイクルの配置図とその T-S 線図を図 3.1(a)~(c) に示す。同図 (a) は前章節 2.2.2 で示した一段再生の場合である（以下簡単に一段再生サイクルと呼ぶ）。

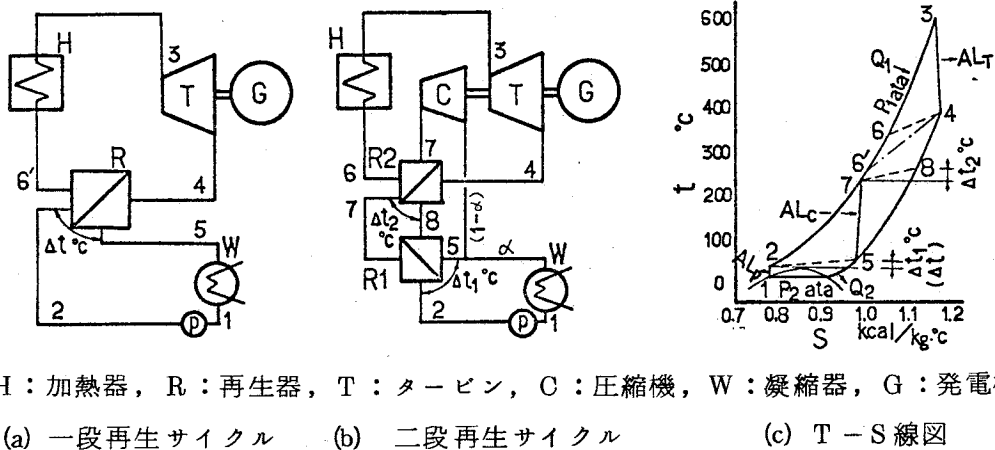


図 3.1 液相圧縮再生サイクル配置図と T-S 線図

同図(b)は図(a)の再生器 R において高，低温側を流れる両流体の比熱 C_p の違いによって生じる温度差が原因となって発生する非可逆損失を流量分流することによって減少させ，その結果一段再生サイクルの場合の熱効率をさらに改善させるものである。すなわち，タービン T で膨張した（図中点 3 → 4）排ガスが高温再生器 R 2，低温再生器 R 1 で高压側流体と熱交換した（点 4 → 8 → 5）のち，点 5 において凝縮器 W へ向う流量（流量割合 α ）と圧縮機 C へ向う流量（流量割合 $(1 - \alpha)$ ）に二分される。そして凝縮器で凝縮した（点 5 → 1）液（流量割合 α ）がポンプ p で加圧され（点 1 → 2），低温再生器 R 1 を経て（点 2 → 7）一

方の圧縮機Cで圧縮された(点5→7)ガス体(流量割合(1-α))と合流し、高温再生器R2に入り(点7→6)、次に加熱器で所定の温度まで加熱される(点6→3)。

すなわち、そのプロセスは図1(c)中、点1→2→7→6→3→4→8→5→1である(以下二段再生サイクルと記す)。ここで、流量割合αとはタービン通過流量を1とした流量αを意味し、低温再生器R1における熱量バランスから、

$$\alpha = (i_8 - i_5) / (i_7 - i_2) \leq 1 \quad (3-1)$$

3.3 熱効率式

両サイクルにおける各熱量バランスは次のようになる。ただし、添字(1)、(2)はそれぞれ一段再生、二段再生サイクルを意味する。

一段再生サイクルに対して：

$$\left. \begin{aligned} Q_{1,(1)} + A \cdot L_{P,(1)} &= A \cdot L_{T,(1)} + Q_{2,(1)} \\ Q_{1,(1)} &= A \cdot L_{T,(1)} + \Delta i \\ Q_{2,(1)} &= A \cdot L_{P,(1)} + \Delta i \\ i_6' - i_2 &= i_4 - i_5 \end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

ここで、 $\Delta i = i_5 - i_2$

二段再生サイクルに対して：

$$\left. \begin{aligned} Q_{1,(2)} + \alpha \cdot A \cdot L_{P,(2)} + (1-\alpha) \cdot A \cdot L_C &= A \cdot L_{T,(2)} + \alpha \cdot Q_{2,(2)} \\ Q_{1,(2)} &= A \cdot L_{T,(2)} + \Delta i_2 \\ Q_{2,(2)} &= A \cdot L_{P,(2)} + \Delta i_1 \\ i_8 - i_5 &= A \cdot L_C + \Delta i_2 \\ i_7 - i_2 &= A \cdot L_C + \Delta i_1 \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

ここで、 $\Delta i_1 = i_5 - i_2$, $\Delta i_2 = i_8 - i_7$

同一サイクル条件すなわち $L_{T,(1)} = L_{T,(2)} = L_T$, $L_{P,(1)} = L_{P,(2)} = L_P$, $Q_{2,(1)} = Q_{2,(2)} = Q_2$ の場合、両サイクルの加熱量差 ΔQ_1 は、式(3-1)~(3-3)から、

$$\begin{aligned} \Delta Q_1 &= Q_{1,(1)} - Q_{1,(2)} = (A \cdot L_T + Q_2 - A \cdot L_P) - \{ A \cdot L_T + \alpha \cdot Q_2 - \alpha \cdot A \cdot L_P \\ &\quad - (1-\alpha) \cdot A \cdot L_C \} = (1-\alpha) (Q_2 - A \cdot L_P + A \cdot L_C) = (1-\alpha) \cdot (A \cdot L_P + \Delta i_1 \\ &\quad - A \cdot L_P + A \cdot L_C) = (1-\alpha) \cdot (A \cdot L_C + \Delta i_1) = \left(1 - \frac{A \cdot L_C + \Delta i_2}{A \cdot L_C + \Delta i_1} \right) (A \cdot L_C + \Delta i_1) \\ &= \Delta i_1 - \Delta i_2 \end{aligned} \quad (3-4)$$

同じく凝縮器での放熱量の差 ΔQ_2 は、

$$\Delta Q_2 = Q_2 - \alpha \cdot Q_2 = (1 - \alpha) \cdot Q_2 \quad (3-5)$$

よって二段再生サイクルは同一サイクル条件下の一段再生サイクルの場合より加熱量が $\Delta i_1 - \Delta i_2$ ，凝縮器放熱量が $(1 - \alpha) \cdot Q_2$ また有効出力が $\Delta i_1 - \Delta i_2 - (1 - \alpha) \cdot Q_2$ だけ減少している。

両者の熱効率 $\eta_{th, (1)}$ ， $\eta_{th, (2)}$ は式(3-2)，(3-3)より，

$$\eta_{th, (1)} = 1 - Q_{2, (1)} / Q_{1, (1)} = 1 - \frac{A \cdot L_{P, (1)} + \Delta i}{A \cdot L_{T, (1)} + \Delta i} \quad (3-6)$$

$$\eta_{th, (2)} = 1 - \alpha \cdot Q_{2, (2)} / Q_{1, (2)} = 1 - \frac{A \cdot L_C + \Delta i_2}{A \cdot L_C + \Delta i_1} \cdot \frac{A \cdot L_{P, (2)} + \Delta i_1}{A \cdot L_{T, (2)} + \Delta i_2} \quad (3-7)$$

α は式(3-1)より，

$$\alpha = \frac{i_8 - i_5}{i_7 - i_2} = \frac{A \cdot L_C + \Delta i_2}{A \cdot L_C + \Delta i_1} \leq 1 \quad (3-8)$$

ここで両者の熱効率差 $\Delta \eta_{th}$ は，両サイクルが同一条件にある（タービン入口圧力 P_1 ，タービン入口温度 t_3 ，凝縮器圧力 P_2 ， η_T ， η_P が等しくかつ $\Delta t = \Delta t_1$ ）とき，式(3-6)，(3-7)から，

$$\Delta \eta_{th} = \eta_{th(2)} - \eta_{th(1)} = \frac{A \cdot (A \cdot L_P + \Delta i_1) \cdot (\Delta i_1 - \Delta i_2) \cdot (L_T - L_C)}{(A \cdot L_T + \Delta i_1) \cdot (A \cdot L_T + \Delta i_2) \cdot (A \cdot L_C + \Delta i_1)} \quad (3-9)$$

$\Delta i_1 - \Delta i_2 = (1 - \alpha) \cdot (A \cdot L_C + \Delta i_1)$ を代入して，

$$\Delta \eta_{th} = \eta_{th, (2)} - \eta_{th, (1)} = \frac{A \cdot (A \cdot L_P + \Delta i_1) \cdot (1 - \alpha) \cdot (L_T - L_C)}{(A \cdot L_T + \Delta i_1) \cdot (A \cdot L_T + \Delta i_2)} \quad (3-10)$$

すなわち，両サイクルの効率の優劣は $\Delta \eta_{th}$ の正負，したがって上式より L_T ， L_C 両者の大小関係によって定まり，次の関係を得る。

$$\eta_{th, (2)} \geq \eta_{th, (1)} \text{ の条件： } L_T \geq L_C \quad (3-11)$$

さらに $L_T = \eta_T \cdot L_{T, adi}$ ， $L_C = L_{C, adi} / \eta_C$ より，

$$\eta_{th, (2)} \geq \eta_{th, (1)} \text{ の条件： } \eta_T \cdot \eta_C \geq (L_C / L_T)_{adi} \quad (3-12)$$

すなわち，条件式(3-12)の関係が成立するとき，二段再生サイクルの効率 $\eta_{th, (2)}$ が一段再生サイクルの $\eta_{th, (1)}$ より高くなり，成立しない場合は逆に一段再生サイクルの方が効率は高い。

さらにより高い熱効率をもつ二段再生サイクルを実現するためには，式(3-11)の条件を満足するとともに，式(3-10)より L_C ， α ， Δi_2 の小さい方が良い。ここで α は式

(3-8) から L_0 , Δi_2 の小さい程小さい値をとる。よって、式(3-12) の条件を満足し、しかも出来るだけ η_C を高く、 Δi_2 すなわち Δt_2 を小さくなるように選べば良い。

3.4 非再熱サイクルの特性

上記サイクルの熱効率特性を明らかにするために、Vukalovich らの CO_2 物性値データ⁽¹²⁾を用いて各因子の熱効率に及ぼす影響を明らかにする。ただし、計算に際し以下の仮定をおき、次にこれらの値を変化させてその因子の影響を明らかにする。

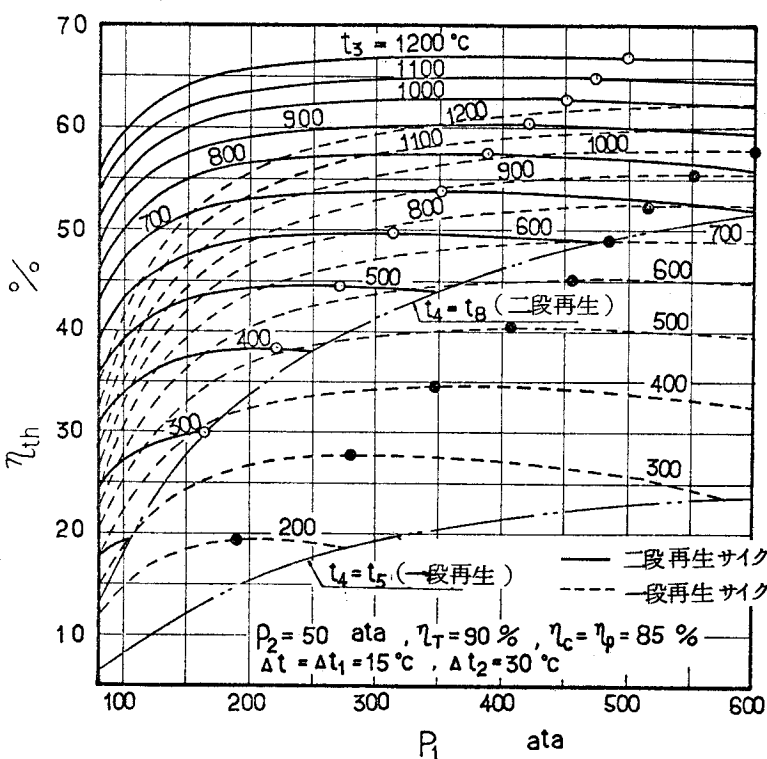
仮定：(i) $\eta_T = 90\%$, $\eta_C = \eta_P = 85\%$, (ii) $\Delta t = \Delta t_1 = 15^\circ\text{C}$, $\Delta t_2 = 30^\circ\text{C}$, (iii) $P_2 = 5.0 \text{ ata}$,

(iv) 各機器、配管類の圧力損失は無視する。

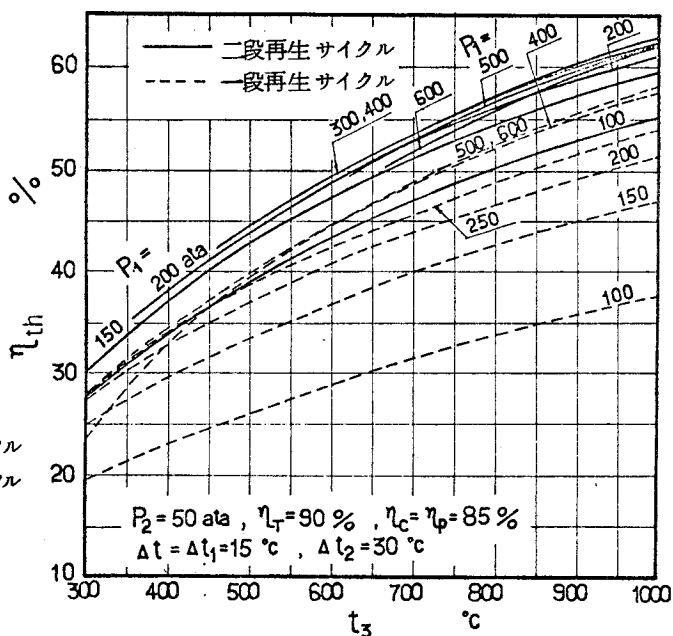
なお放熱損失はすべての計算に際し無視する。

3.4.1 タービン入口圧力 P_1 , 温度 t_3 の影響

タービン入口圧力 P_1 , 温度 t_3 が熱効率に及ぼす影響を図 3.2 (a), (b) に示す。同図(a)はタービン入口圧力 P_1 を, (b) はタービン入口温度 t_3 を各横軸にとったもので、実線が二段再生サイクル、破線が一段再生サイクルの場合に相当する。また図(a)中の二点鎖線は各再生サイクルにおいてタービン出口排ガス温度 t_4 と低圧側流体の再生器(一段再生 R, 二段再生で



(a)



(b)

図 3.2 タービン入口圧力 P_1 , タービン入口温度 t_3 の影響

は R2) 出口温度 t_5 または t_8 とが等しくなる点を示し、これ以下では上の仮定(II)の成立しない領域となる。まず両サイクルとも P_1 の低い領域(一段再生の場合 250 ata 以下、二段再生では 150 ata 以下)で、熱効率の急激な変化が生じ、それ以上の圧力になると、 P_1 による影響は小さく、極大値(図中○、●印)が存在する。

つまり、二段再生サイクルにおいて $t_8 = 700^\circ\text{C}$ のとき、最大熱効率は $P_1 \div 350$ ata で 53.7% であり、 P_1 が 250 ata に減少しても 53.4% (その差約 0.3%) と P_1 による影響は小さい。この P_1 による影響を $P_1 = 250$ ata のときの熱効率と各 P_1 における熱効率との差で図 3.3 に示す。つまり、一段再生サイクルでは、 P_1 の増加による熱効率の改善は 50 ata の増加に対して 1~2% と 400~500 ata 付近まで増加の傾向を示すが、二段再生サイクルでは、200 ata~600 ata 間での熱効率の変動は $\pm 1\%$ 以内で P_1 の変化による影響がより小さい。これは水蒸気ランキンサイクルの場合とは異なった特性であり、二段再生サイクルの場合 250 ata 付近で最高効率が得られる。

一方、 t_8 の増加に対する両サイクルの効率改善は著しい(図 3.2(b))。たとえば、 $P_1 = 250$ ata に対して t_8 を 600°C から 700°C に増加すると、二段再生の場合 $\eta_{th, (2)} = 49.3\%$ から 53.4% と 4.1%、一段再生で $\eta_{th, (1)} = 42.4\%$ から 45.8% と 3.4% もの熱効率改善がはかれる。

この t_8 による影響を式(3-6),

(3-7) から説明しよう。

$\eta_{th} = 1 - \frac{\alpha \cdot Q_2 \text{ (または } Q_2 \text{)}}{Q_1}$ において

放熱量 $\alpha \cdot Q_2$ (または Q_2) は t_8

の変化に関係なく定まる。一方、 Q_1

$= A \cdot L_T + \Delta i_2$ (または Δi) において

Δi_2 (または Δi) は t_8 に関

係なく定まり、 L_T は t_8 の増加とと

もに増大するので、加熱量 Q_1 は t_8

の増加とともに増大する。よって

η_{th} は t_8 の増加とともに改善され、

その改善度は t_8 の増加によって Q_1

が $a \cdot Q_1$ ($a > 1$) になったとする

と、次式で表わされる。

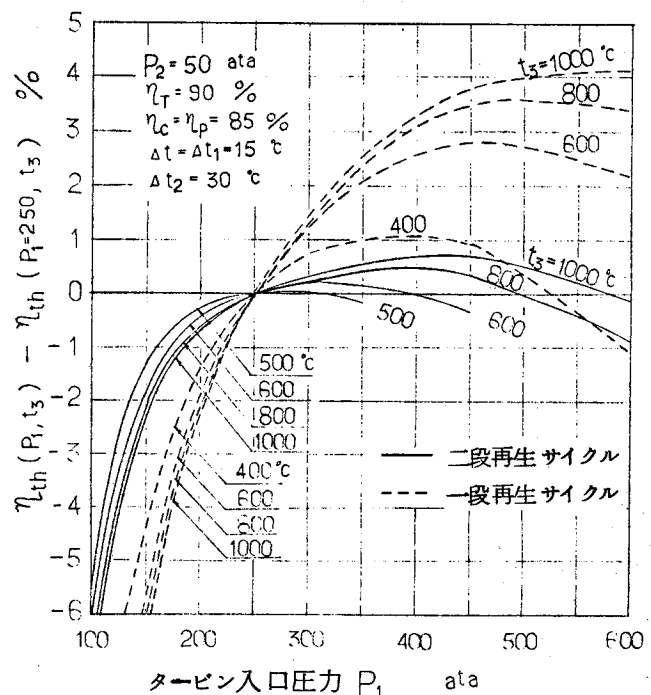


図 3.3 $P_1 = 250$ ata を基準とした熱効率差

$$\Delta \eta_{th} = \left(1 - \frac{\alpha \cdot Q_2}{\alpha \cdot Q_1} \right) - \left(1 - \frac{\alpha \cdot Q_2}{Q_1} \right) = \frac{\alpha \cdot Q_2}{Q_1} \left(1 - \frac{1}{\alpha} \right) \quad (3-13)$$

すなわち、タービン入口温度 t_3 を高くすることは、 CO_2 サイクルの熱効率改善上極めて有効であるが、タービン入口圧力 P_1 に対してはとくに二段再生サイクルの場合 250 ata 以上でその効果は小さい。

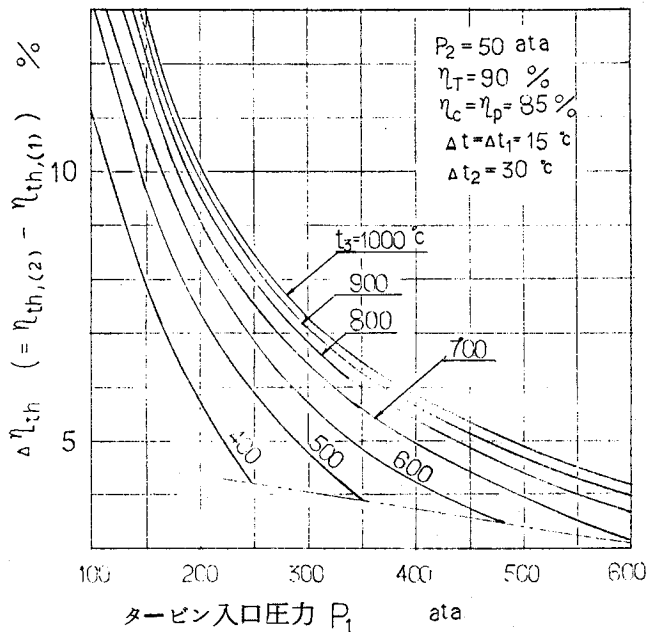


図 3.4 両再生サイクルの熱効率差

次に、両サイクルの熱効率差（図 3.2(a), (b) に基づく）を同一タービン入口圧力、温度に対して図 3.4 に示す。これより、二段再生サイクルの方が熱効率面で 4～10% 程勝れ（前述の式（3-11）を満足している）、 t_3 が高く、 P_1 が低い程顕著となる。

3.4.2 凝縮器圧力 P_2 の影響

凝縮器圧力は主に凝縮器冷却媒体の温度や量によって定まる。 CO_2 の臨界温度は 31.05°C（臨界圧力 75.3 ata）と相当低いので、凝縮させるためにはかなり低い冷却媒体温度を必要とする。

一般的な値として冷却媒体温度が 28°C のとき凝縮器圧力は約 70 ata になり、冬期または

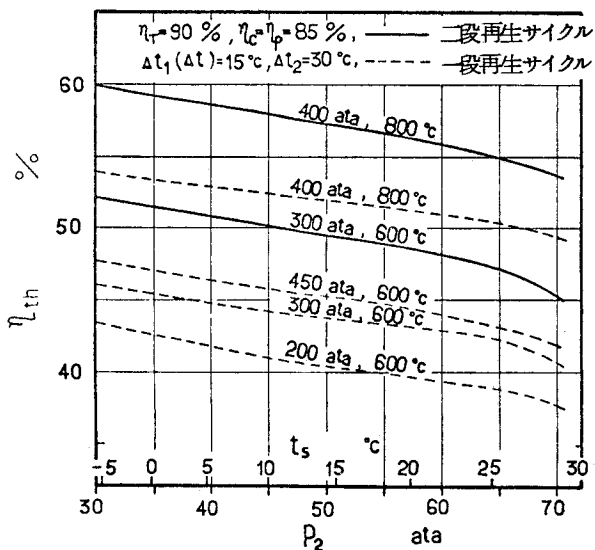


図 3.5 凝縮器圧力の影響

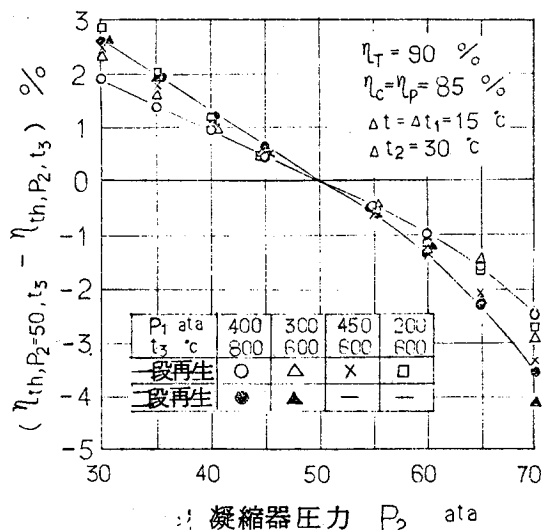


図 3.6 $P_2 = 50$ ata との熱効率差

寒冷地のようにこれよりも低温の冷却水または LNG のような低温熱源を大量に利用しえる場合には、 22°C にて 60 ata 、 14°C にて 50 ata の圧力とすることが可能となる。この凝縮器圧力（横軸にその飽和温度 t_s も併せ示す）の熱効率に及ぼす影響を P_1 、 t_s が 300 ata 、 600°C と 400 ata 、 800°C および一段再生サイクルに対しては、さらに 450 ata 、 600°C ； 200 ata 、 600°C について図 3.5 に示す。

両サイクルとも凝縮器圧力の低い程、熱効率は高いが、ほぼ圧力 P_2 に逆比例して変化していることが分る。

次に、 $P_2 = 50\text{ ata}$ のときの熱効率を基準にとってその熱効率差を図 3.6 に示す。両サイクルとも凝縮器圧力が 5 ata 減少すると、熱効率は $0.6\sim 1.0\%$ 改善できる。

3.4.3 各機械効率 η_T 、 η_C 、 η_P の影響

二段再生サイクルの η_T 、 η_C および一段再生サイクルの η_T 、 η_P の熱効率に及ぼす影響を $P_1 = 250\text{ ata}$ 、 $t_s = 800^{\circ}\text{C}$ の例について図 3.7 に示す。これによると、 η_T の 1% の減少に対して熱効率は二段再生サイクルの場合、 $60 \leq \eta_T \leq 100\%$ に対して $0.4\sim 0.5\%$ 、一段再生サイクルで $0.3\sim 0.4\%$ 低下する。一方、 η_C の 1% の減少に対しては $60 \leq \eta_C \leq 90\%$ において 0.1% 程度で、 η_C よりも η_T の熱効率に及ぼす影響の方が大きい。さらに η_P についてはその影響は小さく、二段再生サイクルの場合 η_P の 1% の減少に対する熱効率の低下は 0.05% 程である。ま

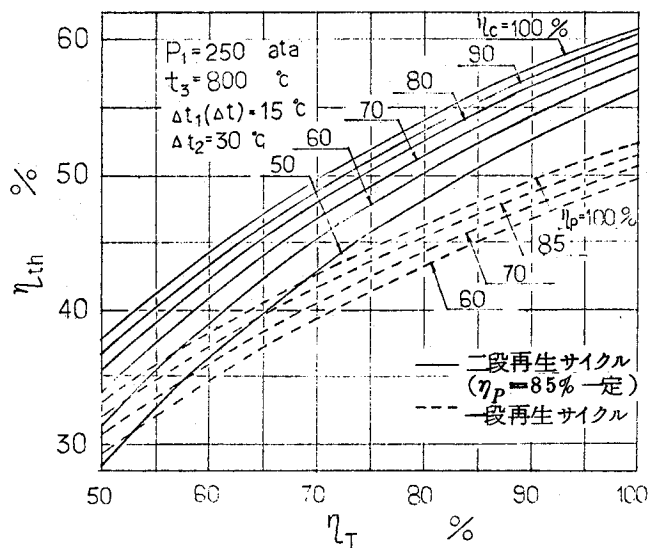


図 3.7 η_T 、 η_C 、 η_P の影響

たある η_T 、 η_C の領域（たとえば図 3.7 中、 $\eta_T = 70\%$ に対して $\eta_C < 50\%$ ）において二段再生サイクルの効率は、一段再生サイクルより低下するが、これは前節 3.3 で明らかにした式 (3-11) の条件すなわち L_T と L_C の値が η_T 、 η_C の大きさによって逆転 ($L_C > L_T$) してくるためであり、二段再生サイクルの場合、設計計画点からはずれた部分負荷運転時の η_T 、 η_C の悪化に際し考慮しておかねばならない点である。

3.4.4 再生器冷端末温度差 Δt 、 Δt_1 、 Δt_2 の影響

Δt 、 Δt_1 、 Δt_2 の熱効率におよぼす影響を $P_1 = 300\text{ ata}$ 、 $t_s = 600^{\circ}\text{C}$ に対して（一

段再生サイクルについては P_1 , $t_3 = 200 \text{ ata}$, 600°C ; 450 ata , 600°C の場合も併せ示す) 図 3.8(a) に示す。図中二段再生サイクルに対して比出力 1 kW 当りの二つの再生器 (図 3.1(b) 中の R1, R2) の伝熱面積合計が一定となる線を二点鎖線で示す。ただし、この伝熱面積は次の仮定: (i) 内管径 20 mm の向流型二重管式熱交換器, (ii) 管内, 外流速はともに 10 m/s 一定, (iii) 各熱伝達率は給液管内側には Styrikowitsch の式 $Nu = 0.023 Re^{0.8} \cdot Pr^{0.8}$, タービン排気の外管側は

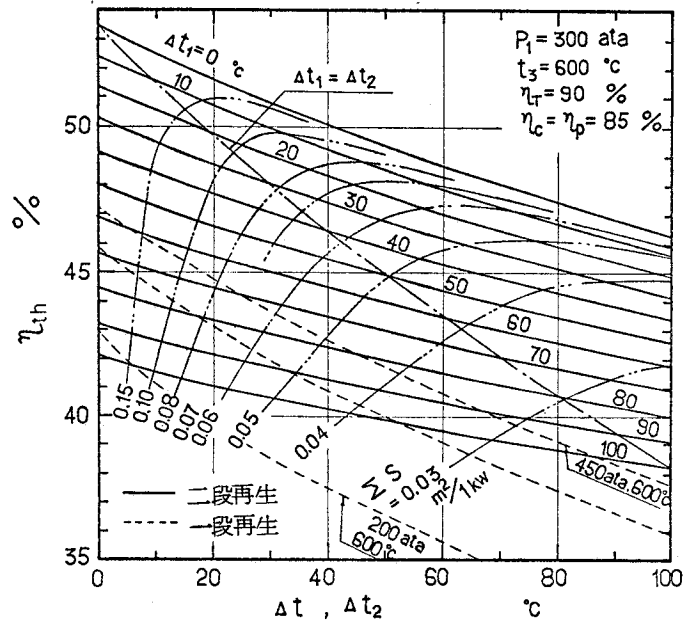
Mc Adams の式 $Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4}$ が成立し⁽³⁵⁾ , 各物性値は

出入口の平均温度に対する値とする, により算出したものである。

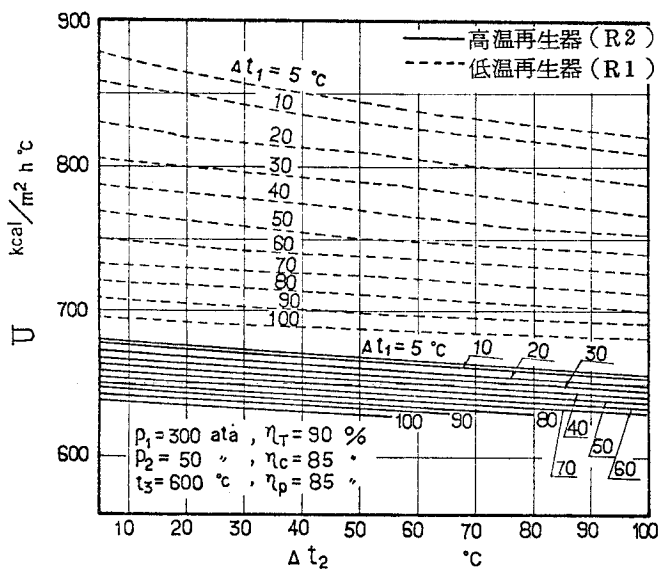
以上の仮定で求めた熱貫流値 U ($\text{kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$) を Δt_1 , Δt_2

に対して同図(b) に示す。つまり, U には Δt_2 より Δt_1 の因子による影響が大きく, たとえば低温再生器 R1 で $\Delta t_1 = 15^\circ\text{C}$, $\Delta t_2 =$

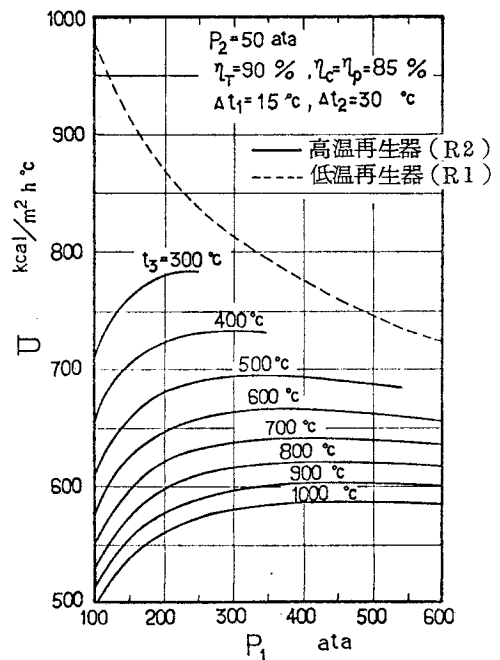
30°C の状態 (この時の $U = 828$



(a) 熱効率に及ぼす影響



(b) 熱貫流率 U に及ぼす影響



(c) タービン入口圧力, 温度の熱貫流率に及ぼす影響

図 3.8 再生器冷端末温度差 Δt , Δt_1 , Δt_2 の影響

kcal/m²h℃)から各々15℃増加した時のUの低下量は Δt_1 の変化に対して約32kcal/m²h℃であるのに対し、 Δt_2 に対しては約8kcal/m²h℃である。一方高温再生器の Δt_1 、 Δt_2 の変化による影響は一般に小さいが、その場合にも Δt_2 より Δt_1 の変化による影響の方が大きい。また低温再生器の熱貫流値($U=700\sim900$ kcal/m²h℃)の方が高温再生器のそれ($U=640\sim680$ kcal/m²h℃)よりも大きい。

次に、蒸気条件を変えた場合の熱貫流値 U を $\Delta t_1=15^\circ\text{C}$ 、 $\Delta t_2=30^\circ\text{C}$ 一定に対して同図(c)に示す。低温再生器はサイクル構成上タービン入口圧力 P_1 に影響を受けるが、タービン入口温度 t_3 には関係しないので、各 P_1 に対して一本の線で表わされ、 P_1 の低い程大きい熱貫流値を示す。たとえば、 $P_1=350$ ataで795kcal/m²h℃であるが、 $P_1=250$ ataに低下すると、その熱貫流値は835kcal/m²h℃まで増大する。一方、高温再生器では P_1 が250~350 ata以上になると、 U は P_1 に対してほぼ一定の値をとり、 t_3 の低い程高い値をとる。たとえば、 $P_1=250$ ataで $t_3=1000^\circ\text{C}$ の場合 $U=573$ kcal/m²h℃であり、 600°C に減少すると $U=659$ kcal/m²h℃に増大する。これらの熱貫流値は一般に従来の水蒸気ランキンサイクルの再生熱交換器の U (概略1500~2500 kcal/m²h℃)に比べると、小さい(ただし、H₂Oサイクルの場合一流体は液相の水である。また同圧、同温における水蒸気とCO₂ガスの熱伝達率の比較は次節3.5.2で述べる)。しかし本計算では流速を10m/sと仮定した値であり、設計上流速を増加することが可能となれば、上記 U 値の約 $(\frac{\text{流速}}{10})^{0.8}$ 倍にすることが出来るであろう。

熱効率に及ぼす影響は図3.8(a)より各々 Δt_1 、 Δt_2 に増加に対して、熱効率はほぼ一様に低下し、各 Δt_1 、 Δt_2 の10℃の増加に対して各々0.9~1.2%、0.9~0.4%の低下となる。そして Δt_2 より Δt_1 を小さくとる方が熱効率改善上有効であり、またこの方が伝熱面積一定の線より再生器の大きさの面においても有利である。

3.4.5 圧力損失の影響

以上の計算では、各機器などで生じる圧力損失は無視したが、実際のプラント運転時には圧力損失による熱効率の低下が必ず生じる。各圧力損失を次のように表わす。

加熱器および再生器の高圧側、低圧側における各圧力損失を各々 ΔP_B 、 ΔP_{RF} 、 ΔP_{RE} とし、タービン入口圧力 P_1 、凝縮器圧力 P_2 により無次元化した値 $\epsilon_B = \Delta P_B / P_1$ 、 $\epsilon_{RF} = \Delta P_{RF} / P_1$ 、 $\epsilon_{RE} = \Delta P_{RE} / P_2$ を用いる。

一段再生サイクルに対して、

$$\text{ポンプ出口圧力} = P_1 \cdot (1 + \epsilon_B + \epsilon_{RF}) \quad \left. \vphantom{\text{ポンプ出口圧力}} \right\}$$

$$\text{加熱器入口圧力} = P_1 \cdot (1 + \epsilon_B)$$

$$\text{タービン出口圧力} = P_2 \cdot (1 + \epsilon_{RE})$$

(3-13)

二段再生サイクルに対して、

$$\text{ポンプ出口圧力} = P_1 \cdot (1 + \epsilon_B + \epsilon_{RF1} + \epsilon_{RF2})$$

$$\text{圧縮機出口圧力} = P_1 \cdot (1 + \epsilon_B + \epsilon_{RF1})$$

$$\text{加熱器入口圧力} = P_1 \cdot (1 + \epsilon_B)$$

$$\text{タービン出口圧力} = P_2 \cdot (1 + \epsilon_{RE1} + \epsilon_{RE2})$$

$$\text{低压側高温再生器出口圧力} = P_2 \cdot (1 + \epsilon_{RE2})$$

(3-14)

ここで、 ϵ_{RF} 、 ϵ_{RE} の添字1, 2は二段再生サイクルの各高温、低温再生器R1, R2を意味する。

以上の式(3-13), (3-14)を用いて、 P_1 を250 ataおよび300 ata(ただし、 $P_1=300$ ataでは $\epsilon_R=0$ と0.05の場合だけ、各一段、二段再生サイクルに対して各々一点鎖線、二点鎖線で示す)で、 $t_3=600^\circ\text{C}$ 一定に対して各 $\epsilon_B=0\sim 0.1$ 、 $\epsilon_{RF1}=\epsilon_{RF2}=\epsilon_{RE1}=\epsilon_{RE2}=\epsilon_R=0\sim 0.01$ まで変化させたときの圧力損失の熱効率に及ぼす影響を図3.9に示す。

これより、各 ϵ_B 、 ϵ_R の変化に対して熱効率は一様に変化し、上記両蒸気条件とも ϵ_B の1%(2.5 kg/cm², 3 kg/cm²に相当)の増加で一段再生サイクルで約0.08%, 二段再生サイクルで約0.16%の熱効率減少を、各 ϵ_R の1%(2.5 kg/cm², 3 kg/cm²に相当)の増加に対して一段再生サイクルで0.2%, 二段再生サイクルで0.6~0.7%の効率低下をもたらすことが明らかとなる。

3.4.6 断熱熱落差、流量割合 α および各機械仕事

3.4.6.1 断熱熱落差

実際にプラントを設計する場合には、以上の熱効率特性以外に各機器の大きさを算出するため各機械仕事の大きさや各通過流量が重

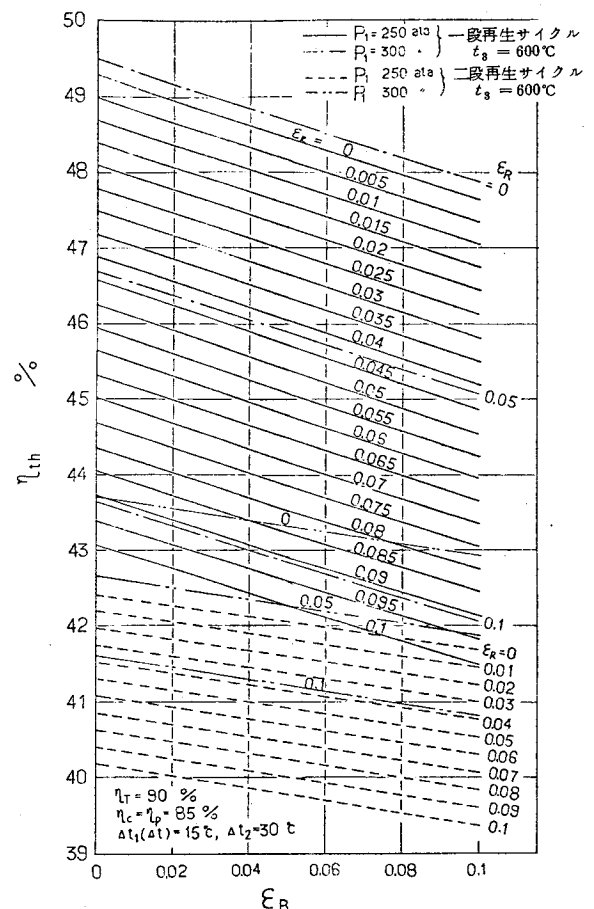


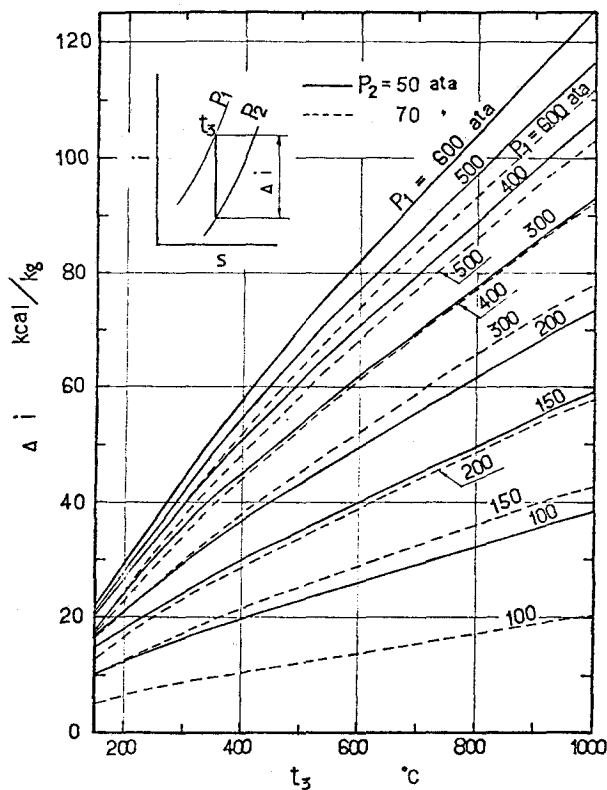
図 3.9 圧力損失の影響

要な因子となる。

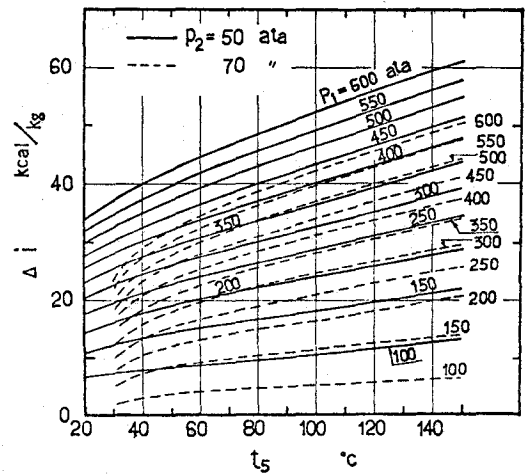
まずタービン出力としてある圧力、温度から背圧 50 ata または 70 ata まで断熱膨張したときの熱落差を図 3.10(a) に、圧縮機仕事として入口圧力 $P_2=50$ ata または 70 ata のある温度 t_5 からある吐出圧力 P_1 まで断熱圧縮したときの熱落差を同図(b) に示す。これらはまた前節 3.3 で示した一段、二段両再生サイクルの熱効率の逆転するときの条件式 (3-12) を算出する際の資料ともなる。

同様にポンプにおいて、凝縮器圧力 $P_2=50$ ata, 70 ata の飽和液状態から各吐出圧力まで断熱圧縮したときの熱落差を同図(c) に示す。いずれも実線が 50 ata, 破線が 70 ata の場合である。

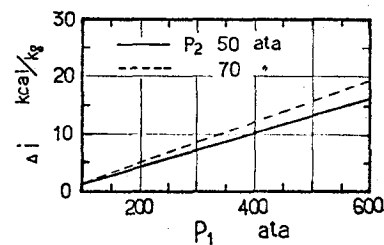
$A \cdot L_{T, adi}$, $A \cdot L_{C, adi}$ はともに温度に対してほぼ一様に、圧力に対しては放物線上に変化する。 $P_1=250$ ata, $P_2=50$ ata に対して t_3 が 600°C のとき $A \cdot L_{T, adi} = 56.49$ kcal/kg で、 800°C にあげると 70.81 kcal/kg と 14.32 kcal/kg 程増加する。一方、圧縮機では吐出圧力 250 ata, 入口圧力 50 ata に対して入口温度が 50°C から 100°C に変化すると、 $A \cdot L_{C, adi}$ は 22.74 kcal/kg



(a) 断熱膨張熱落差 (タービン, $A \cdot L_{T, adi}$)



(b) 断熱圧縮熱落差
(圧縮機, $A \cdot L_{C, adi}$)



(c) 液相域断熱熱落差
(ポンプ, $A \cdot L_{P, adi}$)

図 3.10 可逆断熱熱落差

から 28.96 kcal/kg と 6.22 kcal/kg 程増大する。ポンプ熱落差は上の二つに比べると小さく、吐出圧力の変化にほぼ比例し、 $P_2=50 \text{ ata}$ に対して P_1 が 250 ata のとき 5.86 kcal/kg で、 P_1 が 600 ata に増加すると、 16.36 kcal/kg 程度となる。

3.4.6.2 流量割合 α

二段再生サイクルでは流量分流割合 α が凝縮流量及び圧縮機流量に影響する。

前式 (3-8) より、

$$\alpha = \frac{A \cdot L_C + \Delta i_2}{A \cdot L_C + \Delta i_1} \leq 1 \quad (3-8)$$

これより、 α はタービン入口温度 t_3 には影響されず、タービン入口圧力 P_1 、凝縮器圧力 P_2 、 η_C 、 η_P 、 Δt_1 および Δt_2 によって値が変わる。一方、実際運転もしくはサイクル計画において α を独立変数とみなし、 α を決めることによって Δi または、 Δi_2 が変化する様な運転方法、計画もとりのるが、ここではサイクル計算上、式 (3-8) より Δi_1 、 Δi_2 、 L_C から決定される従属変数として取り扱う。つまり α を独立変数として取扱っても結局、式 (3-8) から Δi_1 もしくは Δi_2 が従属変数となるだけで計算上同じことであり α を従属変数とする方が処理し易い。

まず α の影響因子となる Δi_1 、 Δi_2 と圧力、温度との関係を $\Delta t=0, 15^\circ\text{C}$ 、凝縮器圧力 $P_2=50, 70 \text{ ata}$ の場合に対して図 3.11 (a), (b) に示す。図中圧力が高く、温度が低い程

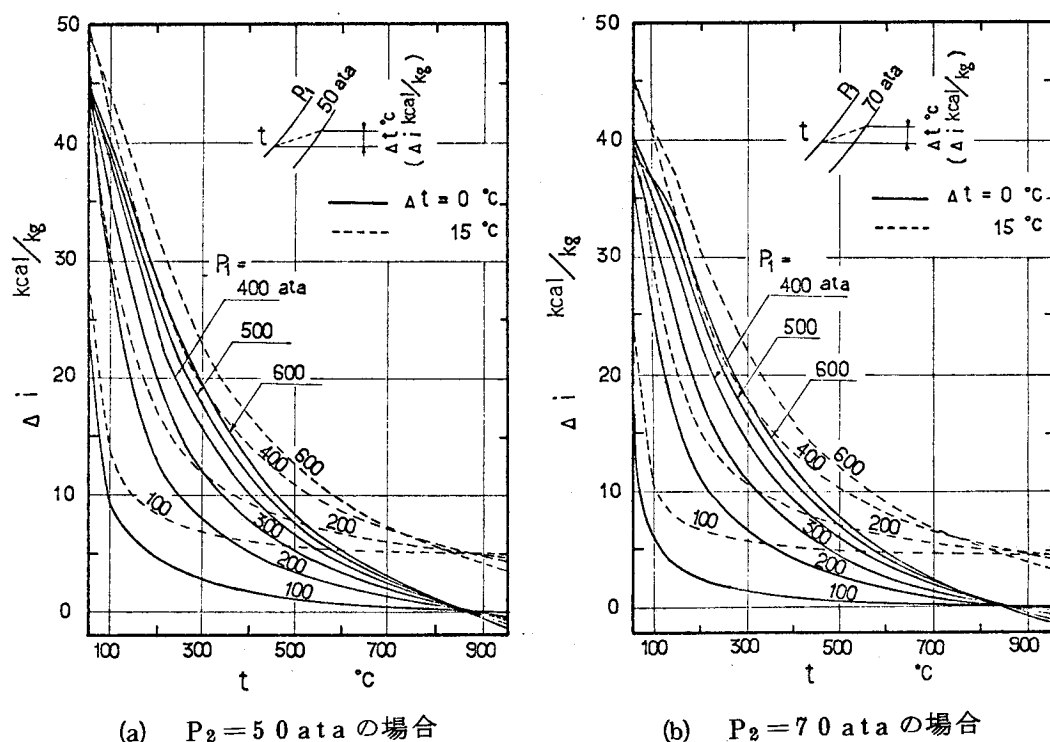


図 3.11 圧力、温度と Δi の関係

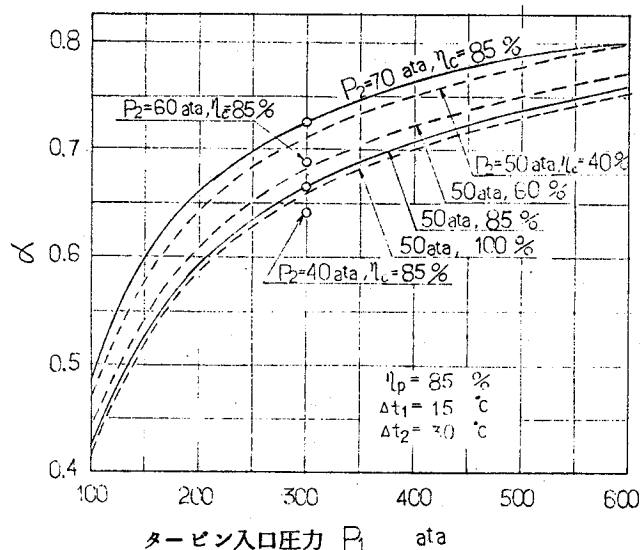
臨界点近傍に位置するので、 Δi は $\Delta t=0^\circ\text{C}$ でも非常に大きな値をとる*。

α の値はこの Δi と $A \cdot L C_{adi}$ の値を式(3-8)に代入することによって求められる。

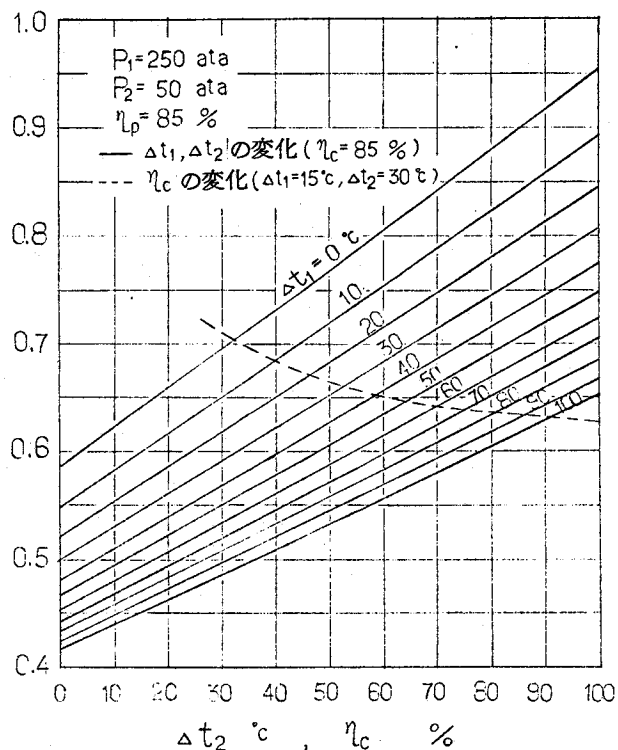
たとえば、 P_1 による α への影響を $\eta_C = \eta_P = 85\%$ 、 $\Delta t_1 = 15^\circ\text{C}$ 、 $\Delta t_2 = 30^\circ\text{C}$ 一定で $P_2 = 50, 70 \text{ ata}$ に対して示すと、図3.12(a)の実線のようなのである。

さらに $P_2 = 50 \text{ ata}$ 一定で、各 P_1 、 η_C を変化したときの α を同図中破線で示し、 $P_1 = 300 \text{ ata}$ 、 $\eta_C = 85\%$ のときの各 P_2 の変化による α の値を○印で示す。

つまり、 α は P_1 、 P_2 が増加する程、 η_C の低下する程、大きな値をとり、 $200 \leq P_1 \leq$



(a) タービン入口圧力、凝縮器圧力、 η_C の影響



(b) Δt_1 、 Δt_2 の影響

図3.12 流量分分割割合 α の値

600 ataに対して0.6~0.8の値をとる。

次に $P_1 = 250 \text{ ata}$ 、 $P_2 = 50 \text{ ata}$ の場合、 Δt_1 と Δt_2 の変化による影響、さらに η_C の変化による α への影響を図3.12(b)に示す。 η_C が高い程小さい α の値をとるのは前図と同様であるが、 Δt_1 の大きい程、 Δt_2 の小さい程 α の値も小さくなり(式(3-8参照))、 Δt_2 の変化に対してはほぼ直線上に、 Δt_1 の変化に対しては放物線上に変化し、熱効率への影響と同様 α の変化へも Δt_1 による影響の方が大きいことが明らかとなる。

* このように、完全ガス領域から偏奇してくるので、本サイクルを完全ガスとした解析では定量的にかなりの誤差が生じる。

3.4.6.3 各機械仕事，比出力および仕事比

各機械仕事および比出力，仕事比などは前節 3.4.6.1，3.4.6.2 で示した各値（図 3.10 (a)，(b)，(c)）を用いることによって求められる。 $P_2=50 \text{ ata}$ ， $\eta_T=90\%$ ， $\eta_C=\eta_P=85\%$ ， $\Delta t_1=15^\circ\text{C}$ ， $\Delta t_2=30^\circ\text{C}$ としたときの各タービン入口圧力，温度に対する比出力，ポンプ，圧縮機仕事（単位 kcal/kg ）を図 3.13 に，その仕事比を図 3.14 に示す。

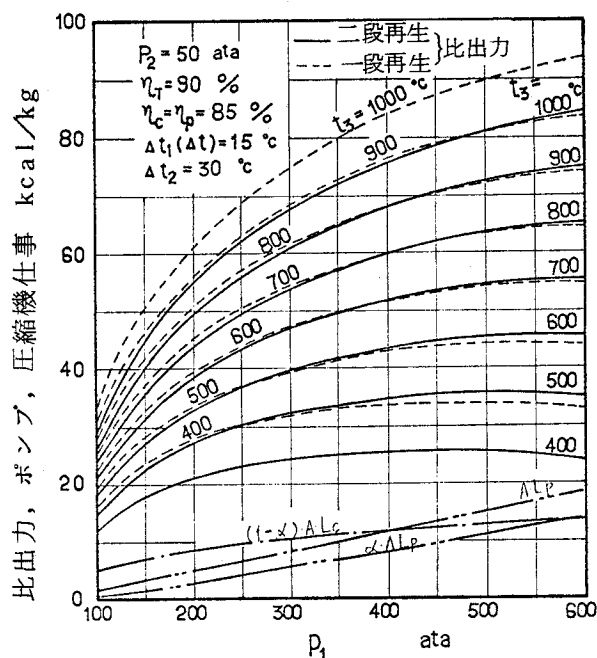


図 3.13 比出力，ポンプ，圧縮機仕事

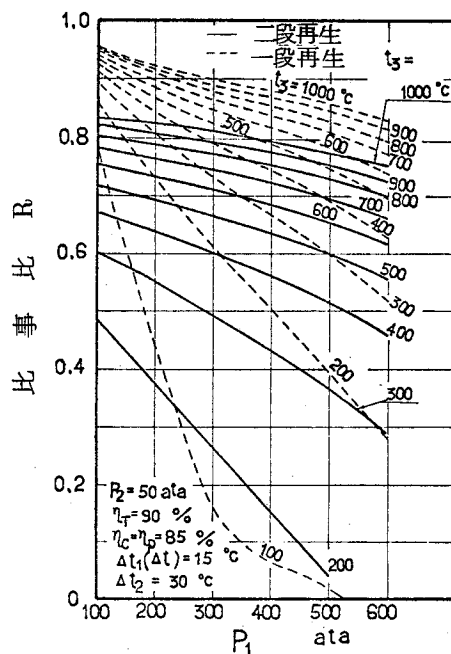


図 3.14 仕事比 R

$$\left. \begin{aligned} \text{比出力 } A \cdot L_S &= A \cdot L_T - (1 - \alpha) \cdot A \cdot L_C - \alpha \cdot A \cdot L_P \\ \text{仕事比 } R &= A \cdot L_S / A \cdot L_T \end{aligned} \right\} \quad (3-15)$$

ここで，一段再生サイクルの場合 $\alpha = 1$

図 3.14 より仕事比 R は P_1 が低く， t_3 の高い程大きい。すなわちタービン出力に対する所内動力の圧縮機，ポンプ仕事割合が小さくなっていく。たとえば， $P_1=250 \text{ ata}$ ， $t_3=800^\circ\text{C}$ の場合所内動力仕事のタービン出力に占める割合は一段再生サイクルで約 10%，二段再生サイクルで約 25% である。

比出力 $A \cdot L_S$ は図 3.13 より P_1 ， t_3 の増加とともに増大し， $P_1=300 \text{ ata}$ ， $t_3=800^\circ\text{C}$ に対して二段再生の場合 53.74 kcal/kg （一段再生サイクルでは 61.32 kcal/kg ，ここで $A \cdot L_T=69.93 \text{ kcal/kg}$ ， $A \cdot L_C=31.24 \text{ kcal/kg}$ ， $A \cdot L_P=8.61 \text{ kcal/kg}$ ， $\alpha=0.665$ ）程である。

3.5 タービン通過流量，タービンの大きさ，熱伝達率および圧力損失のH₂Oとの比較

3.5.1 容積流量

CO₂とH₂Oの場合につき $\eta_T = 90\%$ 一定としたタービン熱落差およびその比を図3.15に示す。ただし，背圧はCO₂:50 ata, H₂O:0.05 ataである。CO₂のタービン熱落差は100 kcal/kg以下で，H₂Oは200~500 kcal/kgである。たとえばタービン入口圧力，温度300 ata, 800℃の場合CO₂の熱落差は約70 kcal/kg, H₂Oは417 kcal/kgで，CO₂はH₂Oの熱落差の約 $\frac{1}{6}$ となる。

よって，タービン同一出力当りの重量流量は逆にCO₂サイクルはH₂Oランキンサイクルの約6倍を必要とする。さらに，各機器，配管類の大きさを決定する因子としては重量流量の他に容積流量が関係してくる。CO₂の二段再生サイクルと水蒸気ランキンサイクルに対して，比出力1 kWを発生するに要する容積流量(m³/h)をタービン入口，出口状態に対して図3.16(a)に示し，その比を同図(b)に示す。これより，同

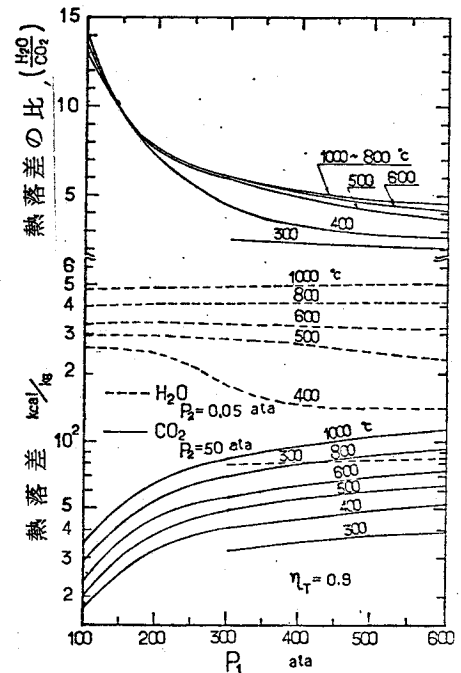
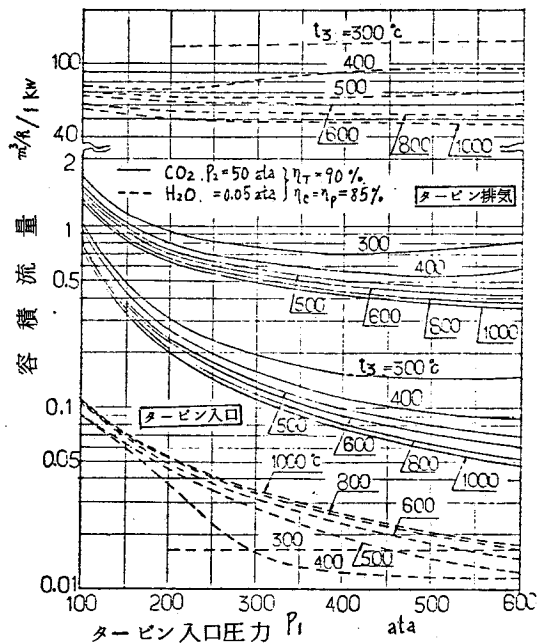
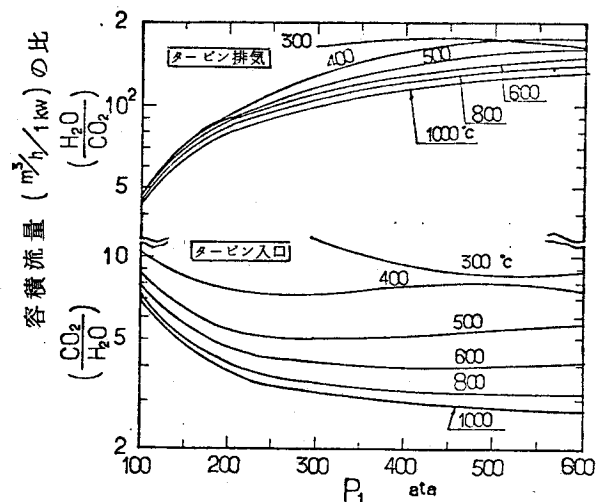


図3.15 タービン熱落差およびその比 $\left(\frac{H_2O}{CO_2}\right)$



(a) 容積流量



(b) 容積流量比

図 3.16 タービン入口圧力，温度による容積流量とその比

必要とし、 P_1 に殆んど影響されず、 t_3 の高い程その差は小さい。しかし、タービン出口側では凝縮器圧力の違いおよび同圧、同温でも CO_2 と H_2O の比重量の差 (CO_2 は H_2O の約 2 倍) から、逆に CO_2 は H_2O の約 $1/(50 \sim 200)$ となり、 P_1 の高い程、 t_3 の低い程、その比率は小さい。たとえば、 $P_1 = 300 \text{ ata}$ 、 $t_3 = 800^\circ\text{C}$ の場合その容積流量 ($\text{m}^3/\text{h}/1 \text{ kW}$) はタービン入口状態で $\text{H}_2\text{O} : 0.034 \text{ m}^3/\text{h}$ に対し、 $\text{CO}_2 : 0.116 \text{ m}^3/\text{h}$ と H_2O の約 3.5 倍であるが、タービン出口側では $\text{H}_2\text{O} : 53.43 \text{ m}^3/\text{h}$ に対して $\text{CO}_2 : 0.51 \text{ m}^3/\text{h}$ と H_2O の約 $\frac{1}{100}$ となり、 H_2O タービンに比べ、高圧部での翼先端の漏洩損失比が小になり、低圧部ではタービン翼の大きさが非常に小さくなる。さらに、タービン熱落差も同条件で CO_2 は H_2O の約 $1/(7 \sim 8)$ と小さいので、タービン段数も少なく、タービン設計上好ましい傾向となる (次項参照)。

3.5.2 タービンの大きさ

CO_2 、 H_2O 両流体におけるタービンの大きさを比較する。

まず、重量流量 G は出力 P 、断熱熱落差 H_a から、

$$G = 860 \cdot P / \eta_T \cdot \eta_m \cdot \eta_g \cdot H_a \quad (3-16)$$

またノズルを全円周に配置すると

$$G = \pi \cdot D_n \cdot h_n \cdot \tau_n \cdot \gamma_n \cdot C_n \cdot \sin \alpha \quad (3-17)$$

ここで、 C_n は周速度 u と速度比 ξ の関係より

$$C_n = u / \xi = \pi \cdot N \cdot D_n / 60 \cdot \xi \propto N \cdot D_n / \xi \quad (3-18)$$

ここで、 P : 発電端出力、 η_T 、 η_m 、 η_g : 各タービン、機械、発電機効率、 H_a : 断熱熱

落差、 D_n : ノズルピッチ円直径、 h_n : ノズルの長さ、 τ_n : 通路減少率、 γ_n : 比

重量、 C_n : 出口絶対速度、 α : 出口角、 ξ : 速度比、 u : 周速、 N : 回転数

式 (3-16)、(3-17) より、

$$D_n = \frac{860 \cdot P}{(\pi \cdot h_n \cdot \tau_n \cdot \gamma_n \cdot C_n \cdot \sin \alpha \cdot \eta_T \cdot \eta_m \cdot \eta_g \cdot H_a)} \quad (3-19)$$

式 (3-19) に式 (3-18) を代入し、 η_T 、 η_m 、 η_g を両流体タービンで同一と仮定すると、

$$D_n^2 \propto \frac{P \cdot \xi}{h_n \cdot \tau_n \cdot \gamma_n \cdot N \cdot \sin \alpha \cdot H_a} \quad (3-20)$$

またノズル出口長さは翼の強度の面から一般に、

$$\frac{h_n}{D_n} \leq \left(\frac{1}{4} \sim \frac{1}{3} \right) \equiv K_0 \quad (\text{定数})$$

したがって、 $h_n = K_0 \cdot D_n$ を式 (3-20) に代入して、

$$D_n^3 \propto \frac{P\xi}{K_0 \cdot \tau_n \cdot r_n \cdot N \cdot \sin \alpha \cdot H_a} \quad (3-21)$$

両タービンの翼長を比較するため式 (3-21) において、(i) 出力 P ，回転数 N を同一，(ii) K_0 ，最適速度比 ξ ，ノズル出口角 α ，流路減少率 τ_n を両タービンにおいて等しいと仮定すると式 (3-21) より、

$$D_n \propto \sqrt[3]{\frac{1}{r_n \cdot H_a}} \quad (3-22)$$

つまり、タービンのノズルもしくは翼長のピッチ円直径 D_n は $\sqrt[3]{\frac{1}{r_n \cdot H_a}}$ に比例する。よって、各タービン入口圧力、温度における両流体の D_n の比をタービン入口、出口状態の r_n および各断熱熱落差 H_a の値（両流体の各タービン入口圧力、温度における熱落差およびその比は図 3.15 参照）を用いて式 (3-22) より求めると、図 3.17 のようになる。つまり、タービンの最終段翼直径は CO_2 は H_2O の約 $1/5$ 程度になる。

一方、段数 Z も一段当りの熱落差がともに等しいと考えると、図 3.15 の両流体の熱落差比から明らかなように、 CO_2 は H_2O の約 ($1/4 \sim 1/8$) であり、タービンの大きさ $\propto (D_n^2 \cdot Z)$ より CO_2 タービンが H_2O に比べ非常にコンパクトになることが分る。

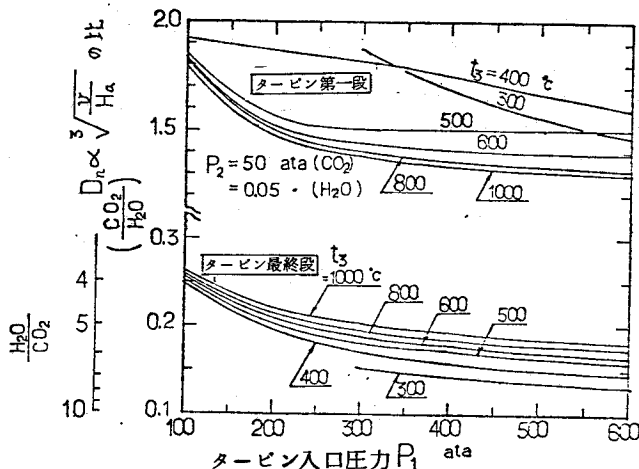


図 3.17 タービン翼直径 D_n の比

3.5.3 熱伝達率

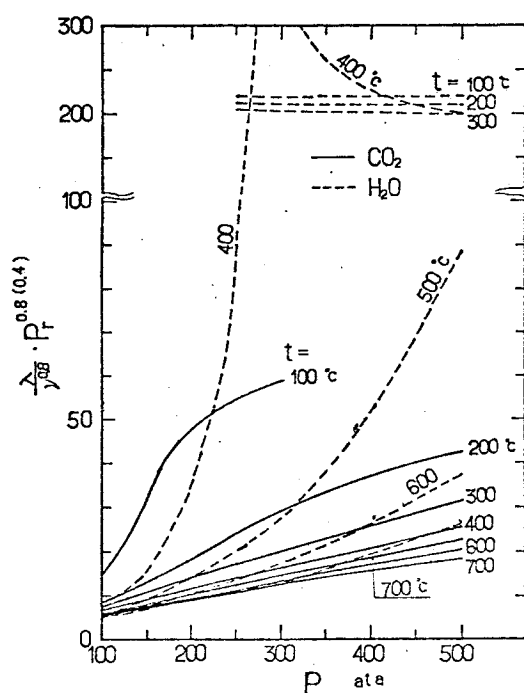
加熱器、再生器などの熱交換器設計に際し、その大きさの重要な一因子となる熱伝達率を CO_2 、 H_2O 両流体に対して比較する。ここで、超臨界圧域の熱伝達率の計算には次の Styrikowitsch の式⁽³⁵⁾を採用する。

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.8} \quad (3-23)$$

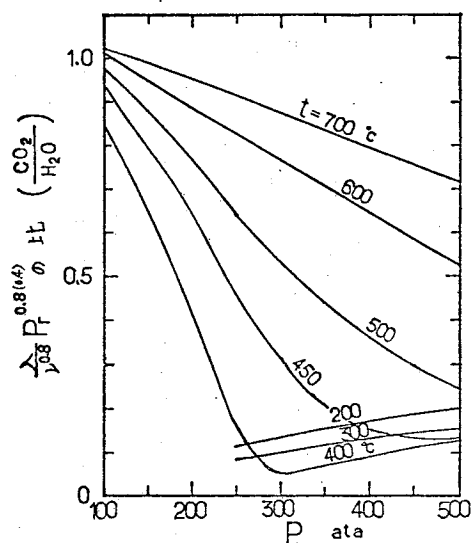
$$\text{変形して、} h = 0.023 \cdot \frac{u^{0.8}}{d^{0.2}} \cdot \frac{\lambda}{\nu^{0.8}} \cdot Pr^{0.8} \quad (3-24)$$

また、亜臨界圧領域の計算には Mc Adams の式を用い、上式において、 $Pr^{0.4}$ とする。

つまり、両流体の熱伝達率 h は流速 u ，管径 d および $\frac{\lambda}{\nu^{0.8}} \cdot Pr^{0.8(0.4)}$ によって決まる。



(a) CO₂, H₂O の値



(b) $\left(\frac{\text{CO}_2}{\text{H}_2\text{O}}\right)$ 比

図 3.18 $\frac{\lambda}{\nu^{0.8}} \cdot P_r^{0.8(0.4)}$ の値

そこで流体の物性値によって決まる $\lambda \cdot P_r^{0.8(0.4)} / \nu^{0.8}$ の値を各圧力、温度に対して 図 3.18(a) に、その比を同図(b)に示す。つまり CO₂ の熱伝達率は式 (3-24) および 図 3.18(a) より同一管径、流速であれば、圧力が高く、温度が低い程高い熱伝達率を示すことになる。H₂O との比較では圧力が低く、温度の高い程 $\frac{\lambda}{\nu^{0.8(0.4)}} \cdot P_r^{0.8(0.4)}$ の差は小さく、その比が 1 に近づき、同一管径、流速であれば、温度レベルの高い熱交換器ではほぼ同じ位の熱伝達能力をもつが、温度レベルの低い領域の熱交換器では、CO₂ の熱伝達能力は H₂O の $\frac{1}{2}$ 以下となる (前節 3.4.4 参照)。

3.5.4 圧 力 損 失

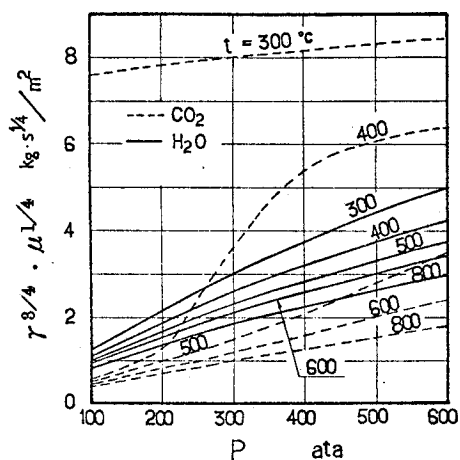
CO₂ と H₂O の圧力損失の比較には、次の Blasius の式を採用する。

$$\Delta P = 0.3164 \cdot R_e^{-1/4} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2 \cdot \frac{l}{d} \quad (3-25)$$

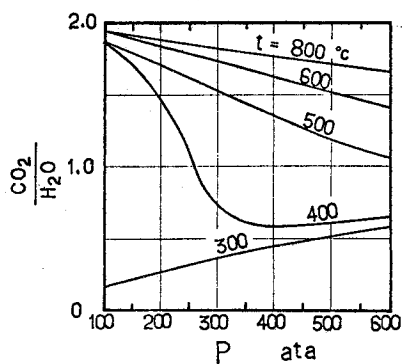
変形して、

$$\Delta P = 0.1582 \cdot \left(\frac{l \cdot u^{7/4}}{d^{5/4}} \right) \cdot \gamma^{3/4} \cdot \mu^{1/4} \quad (3-26)$$

式 (3-26) において流体の物性値によって決まる $\gamma^{3/4}$ 、 $\mu^{1/4}$ の値を図 3.19(a) に、そ



(a) 各圧力、温度における $r^{3/4} \cdot \mu^{1/4}$ の比



(b) $r^{3/4} \cdot \mu^{1/4}$ の比

図 3.19 $r^{3/4} \cdot \mu^{1/4}$ の値とその比 (CO_2 と H_2O)

の比を(b)に示す。その値は両流体とも一般に圧力が高く、温度が低い程大きく、また同一圧力、温度におけるその比は温度が約 500°C 以上になってくると、 CO_2 の方が大きく、圧力が 250 ata 近辺でほぼ2倍になり、式(3-26)より同一管径、管長、流速であれば圧力損失も H_2O の場合の約2倍要する。しかし、逆に温度が 300°C 近辺では CO_2 の圧力損失は、 H_2O の約半となる。

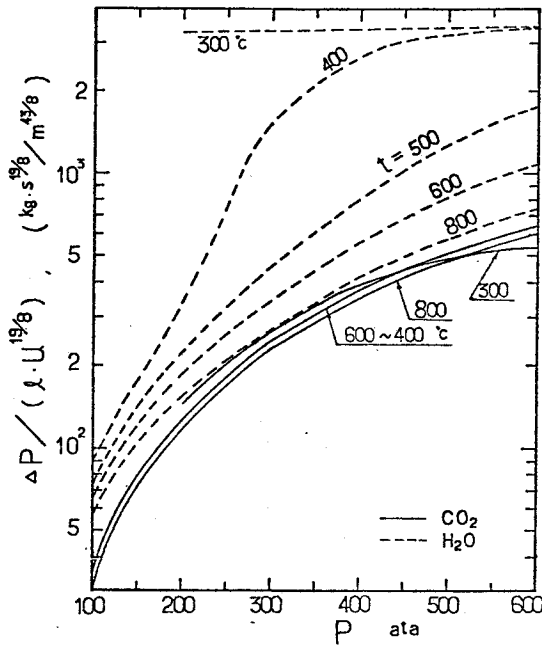
次に、管径 d を決める因子は容積流量 V と許容流速 u であるから、

$$V = \frac{\pi}{4} d^2 \times u \times 3600 \quad (V : \text{容積流量 } \text{m}^3/\text{h}, d : \text{管内径 } \text{m}, u : \text{管内流速 } \text{m/s}),$$

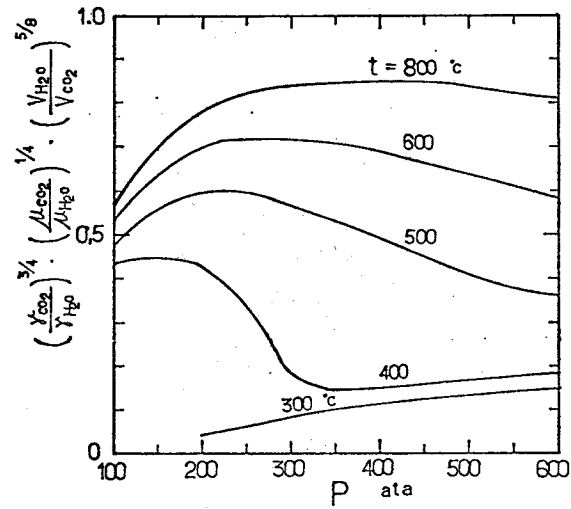
上式と式(3-26)から d を消去すると

$$\frac{\Delta P}{l \cdot u^{19/8}} = 4.098 \cdot r^{3/4} \cdot \mu^{1/4} / V^{5/8} \quad (3-27)$$

ここで、容積流量 V として図 3.16(a)に示した 1 kW の比出力を発生するに要するタービン入口状態の値を用い、 H_2O 、 CO_2 両流体に対して上式右辺の項を計算すると、図 3.20(a), (b)のようになる。これより、同一タービン入口圧力、温度に対して同一比出力を発生するのに必要な容積流量がすべて一本の管内を同一流速で流れと仮定した場合、同図(b)より CO_2 の方が H_2O よりその圧力損失は小さくなり、タービン入口温度の低い程、その差は大きくなっていくことが分る。



(a) $\Delta P / (l \cdot u^{19/8})$ の値



(b) その比

図 3.20 圧力損失に及ぼす物性因子の値

3.6 再熱サイクルの特性

熱効率の向上をはかるために、タービンにおける膨張過程を等温変化に近づける再熱方式（図 3.21）が一般に考えられる。本節ではその再熱による熱効率の改善と各因子（タービン入口圧力、温度 P_1 、 t_8 、再熱圧力、温度 P_R 、 t_R 、凝縮器圧力 P_2 など）との関係および最適再熱圧力、温度について明らかにする。各計算上の仮定は、前節 3.4 の非再熱サイクルのときの計算に用いた条件と同一とし、さらにタービン各段での η_T を同一とする。

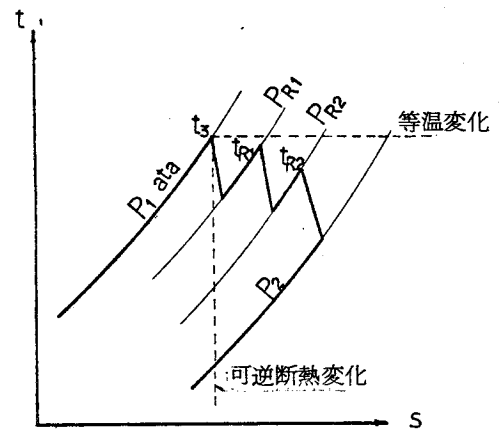
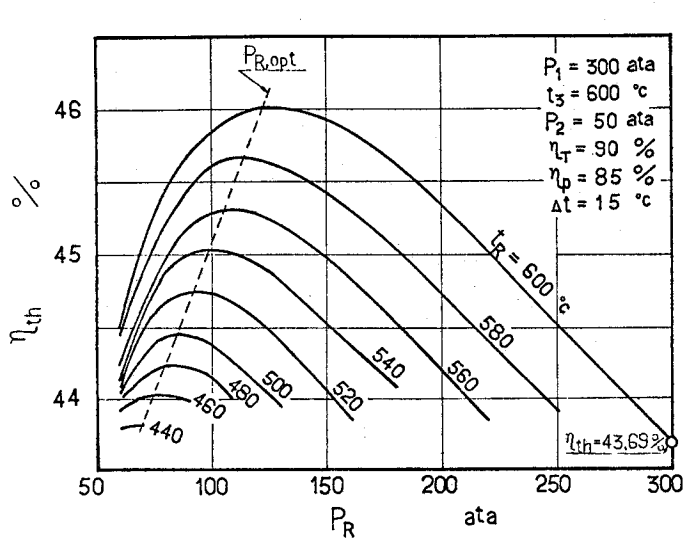


図 3.21 タービンにおける再熱方式

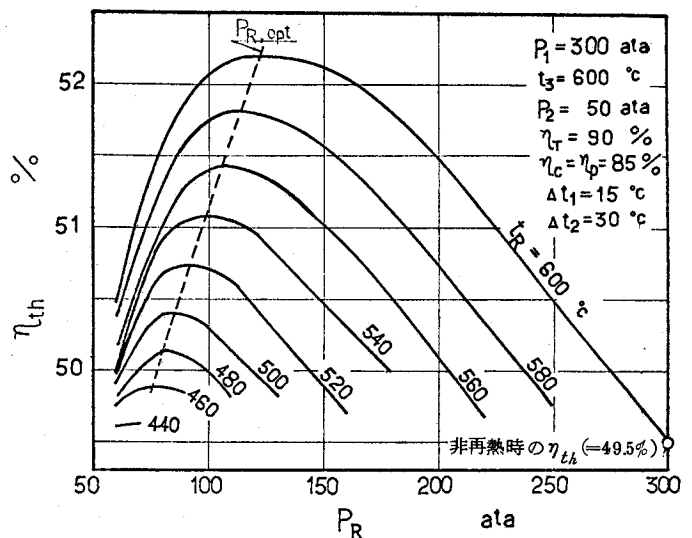
3.6.1 再熱圧力 P_R 、温度 t_R の影響

3.6.1.1 一段再熱の場合

$P_1 = 300 \text{ ata}$ 、 $t_8 = 600^\circ\text{C}$ の場合一段再熱する一段、二段両再生サイクルに対して、再熱圧力 P_R 、温度 t_R の熱効率に及ぼす影響を図 3.22(a), (b) に示す。再熱することによって、各熱効率は非再熱二段再生サイクルの 49.5%（一段再生のとき 43.69%，図中 $P_R = 300 \text{ ata}$ のときの○印に相当）から、タービン入口温度 t_8 と再熱温度 t_R が等しい（ $t_8 = t_R$ ）ときの最大 52.2%（46.0%）まで 2.7%（3.2%）増大し、再熱温度が各 20°C 減少



(a) 一段再生サイクル



(b) 二段再生サイクル

図 3.2.2 再熱圧力、温度の影響（一段再熱）

すると共に両サイクルとも 0.3~0.6% ずつ減少する。

また各再熱温度に対して、熱効率を最大とする最適再熱圧力 ($P_{R, opt}$, 図中破線で示す) が存在し、両再生サイクルにおいて同一の値をとることが分り、 $t_s = t_R = 600^\circ\text{C}$ に対して $P_{R, opt} \doteq 123 \text{ ata}$ 、 $t_R = 540^\circ\text{C}$ に対して $P_{R, opt} \doteq 100 \text{ ata}$ と再熱温度の減少につれ、最適再熱圧力も減少していく (図 3.2.3 参照)。

3. 6. 1. 2 二段再熱の場合

タービン入口圧力 $P_1 = 300 \text{ ata}$ 、凝縮器圧力 $P_2 = 50 \text{ ata}$ 、タービン入口温度 t_3 と各再熱温度 t_{R1} 、 t_{R2} を 600°C 同一とした二段再熱、二段再生サイクルの場合の、第一段、第二段再熱圧力 P_{R1} 、 P_{R2} と熱効率との関係を図 3.2.4 に示す。横軸

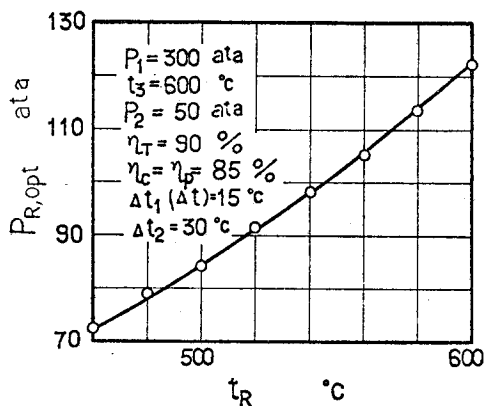


図 3.2.3 最適再熱圧力 $P_{R, opt}$

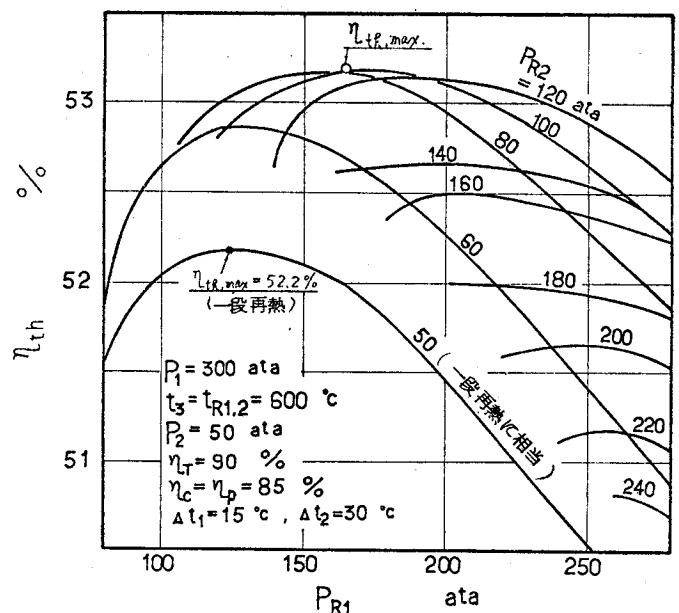


図 3.2.4 再熱圧力の影響（二段再熱）

が第一段再熱圧力 P_{R1} , パラメーターが第二段再熱圧力 P_{R2} を示す。一段再熱時 (図中, $P_{R2} = 50 \text{ ata}$ に相当) 熱効率の最大値 52.5% (図中, $\bullet$ 印) に対し, 二段再熱によって最大 1% の熱効率改善が得られる。そして一段再熱のときと同様, 二段再熱の場合にも熱効率を最大とする最適再熱圧力が存在し, 本条件の場合 $P_{R1, opt} \doteq 165 \text{ ata}$, $P_{R2, opt} \doteq 90 \text{ ata}$ である。

次に, 再熱温度の影響を $P_1 = 300 \text{ ata}$ に対して図 3.25 に示す。ただし, P_{R1} として最適再熱圧力 165 ata, タービン入口温度と第一段再熱温度を同一とした場合で, 横軸に第二段再熱圧力 P_{R2} , パラメーターとして第二段再熱温度 t_{R2} をとって示す。

同様に最適再熱圧力が存在し, 最適第二段再熱圧力は第二段再熱温度 t_{R2} がタービン入口温

度 t_3 と同一のとき, いずれも約 90 ata であり, 第二段再熱温度が 20°C 減少するとにその圧力も約 3 ~ 10 ata 減少し, 熱効率も 0.2 ~ 0.4% 程悪化していく。

3.6.2 タービン入口圧力 P_1 , 温度 t_3 の影響

タービン入口温度 t_3 , 再熱温度 t_R をともに 600°C または 800°C 一定 (ただし前節 3.5.1 において, 再熱温度の高い程, 熱効率は高く, 最適再熱圧力も上昇することを明らかにしたので, ここでは $t_3 = t_R$ とする) とした一段再熱, 二段再生サイクルにおいて, タービン入口圧力, 再熱圧力と熱効率との関係を図 3.26 (a), (b) に示す。これより非再熱サイクルの場合と同様, 熱効率を最大とする最適タービン入口圧力 P_1 が存在し, かつ各 P_1 に対して図中破線で示す最適再熱圧力 $P_{R, opt}$ が存在する。

そして $P_1 = 300 \text{ ata}$ の場合, ともに $P_{R, opt} \doteq 125 \text{ ata}$ であり, $P_1 = 400 \text{ ata}$, $t_3 = 600^\circ\text{C}$ の場合 (図 3.26 (b)) $P_{R, opt} \doteq 140$ で, 同図 (a) の 800°C の場合, 140 ata より大きい再熱圧力 ($P_{R, opt} \doteq 150 \text{ ata}$) で最高熱効率を示し, タービン入口温度 t_3 によって最適再熱圧力が異なってくるのが明らかとなる。

次に各タービン入口圧力, 温度に対して, 両サイクルの非再熱と一段再熱をした場合の熱

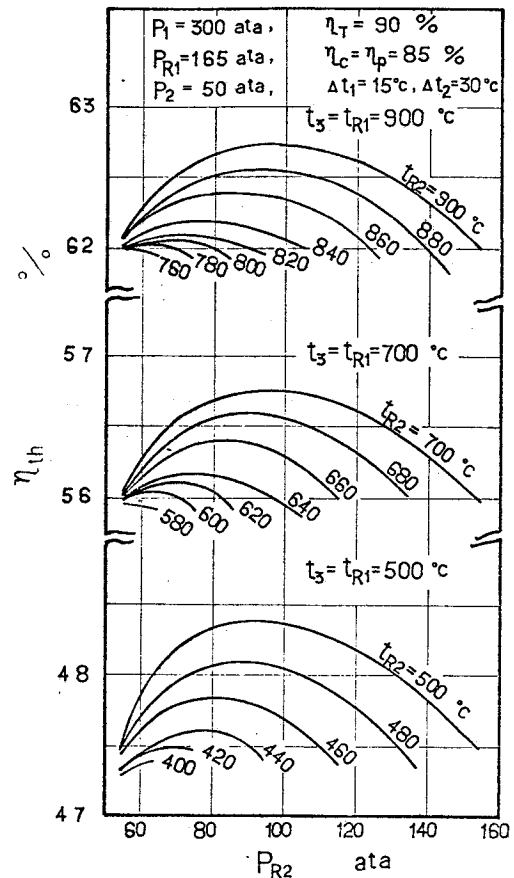
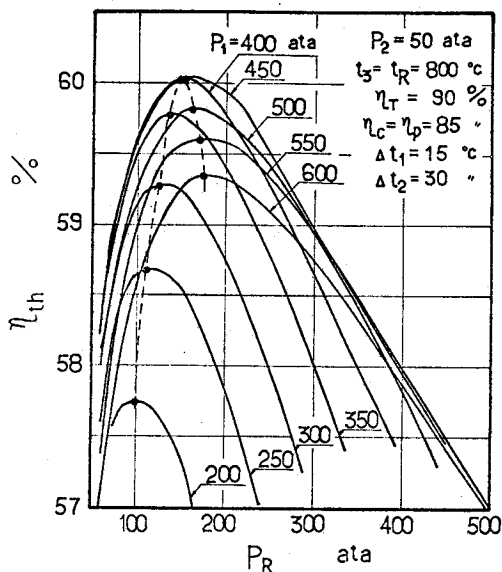
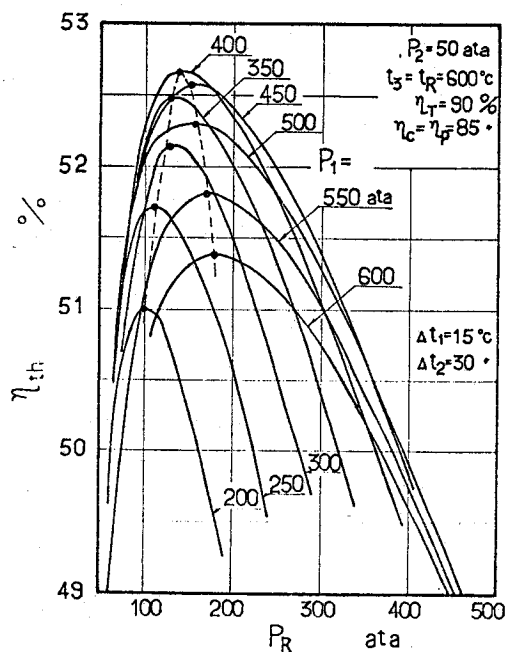


図 3.25 再熱温度の影響 (二段再熱)



(a) $t_3 = t_R = 800^\circ\text{C}$ の場合



(b) $t_3 = t_R = 600^\circ\text{C}$ の場合

図 3.26 タービン入口圧力、温度の影響（一段再熱）

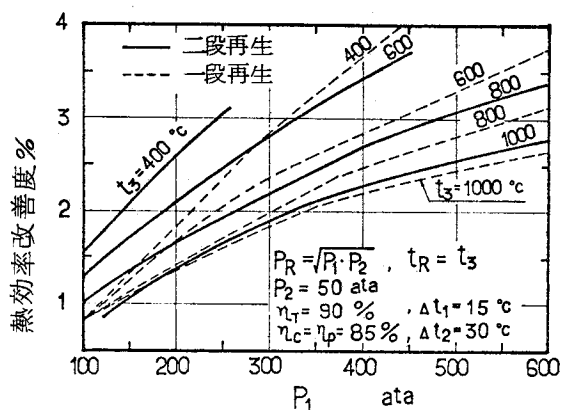


図 3.27 一段再熱による熱効率改善度

効率差を図 3.27 に示す。ただし、各再熱圧力として $P_R = \sqrt{P_1 \cdot P_2}$ （後節 3.5.4 参照）、再熱温度 t_R をタービン入口温度 t_3 と同一とした場合である。これより、タービン入口圧力が高く、タービン入口温度が低い程、熱効率改善は大きく、一段再生サイクルより二段再生サイクルの場合の方がその効果は顕著である。たとえば、 $P_1 = 300 \text{ ata}$ 、 $t_3 = 800^\circ\text{C}$ の場合、二段再生サイクルで約

2.2 %（一段再生のとき約 2.0 %）に対して、 $t_3 = 600^\circ\text{C}$ では約 2.8 %（約 2.4 %）の熱効率改善が得られる。また、このように P_1 が高い程、熱効率改善上有効であるので、再熱サイクルにおいて熱効率を最大とする最適タービン入口圧力は、 $t_3 = 600^\circ\text{C}$ の場合非再熱の 320 ata に対して約 400 ata、 $t_3 = 800^\circ\text{C}$ の 390 ata に対して約 450 ata と、熱効率を最大とする最適 P_1 は増大する。しかし、図 3.26 (a), (b) から分るように、この再熱時の最適タービン入口圧力から P_1 が $\pm 50 \text{ ata}$ 変化してもその熱効率変化は、最大 0.2 % と小さく、非再熱再生サイクルの場合と同様、熱効率改善上タービン入口圧力はそれ程大きな因

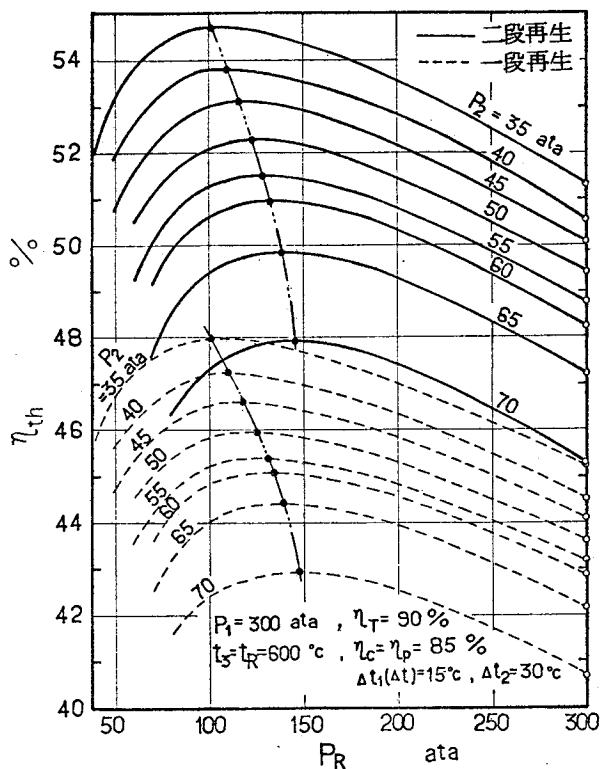


図3.28 凝縮器圧力の影響（一段再熱）

子とはならない。

3.6.3 凝縮器圧力 P_2 の影響

$P_1 = 300 \text{ ata}$, $t_3 = t_R = 600^\circ\text{C}$ 一定として各凝縮器圧力による再熱圧力 P_R と熱効率の関係を図3.28に示す。この最適再熱圧力 $P_{R,opt}$ は二点鎖線で示すが、 P_2 の増加とともに増大し、たとえば両サイクルとも $P_2 = 35 \text{ ata}$ から 70 ata に増大するにつれて $P_{R,opt}$ は約100から150 ataへと増し、熱効率も P_2 が5 ata上昇すると0.7~2%程低下する。

3.6.4 最適再熱圧力、温度の選定

以上から、熱効率を最大とする最適再熱圧力はタービン入口圧力、凝縮器圧力および再熱温度の高い程、大きい値をとることが

が分った。そこで、最適再熱圧力、温度の選定方法について考察する。

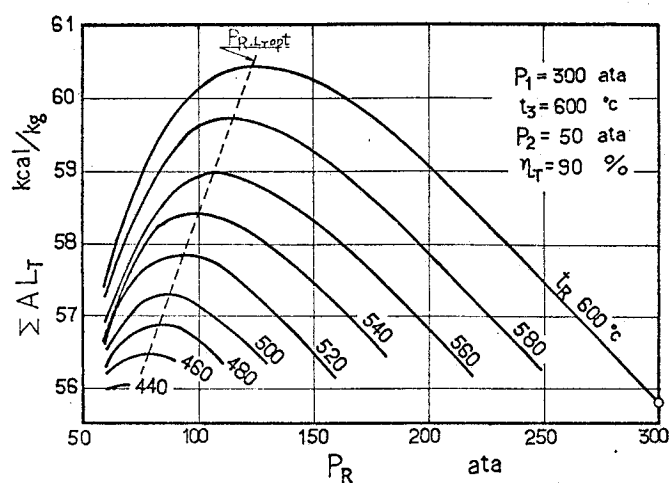
再熱時の一段、二段両再生サイクルの熱効率は、もとのサイクルの熱効率の式(3-6)、(3-7)において、 $A \cdot L_T$ をタービン総計出力とすると、同一式となる。すなわち、

$$\eta_{th,(1)} = 1 - \frac{A \cdot L_{P,(1)} + \Delta i}{A \cdot L_{T,(1)} + \Delta i} \quad (3-6')$$

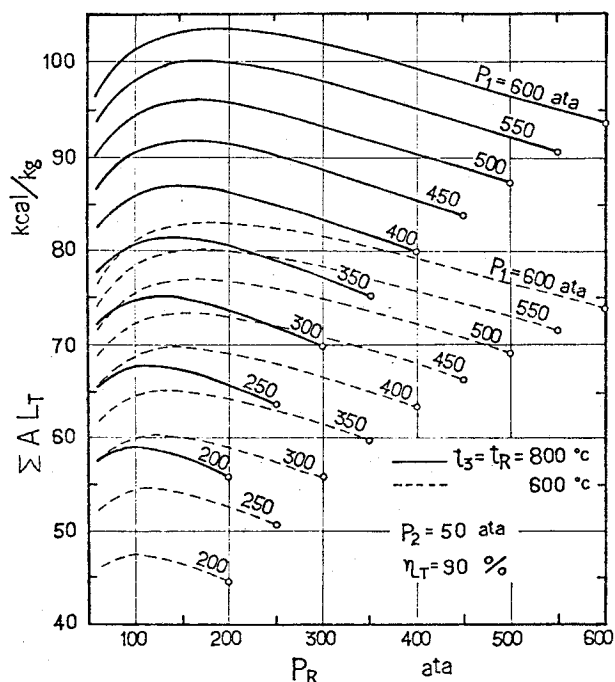
$$\eta_{th,(2)} = 1 - \alpha \cdot \frac{A \cdot L_{P,(1)} + \Delta i_1}{A \cdot L_{T,(2)} + \Delta i_2} \quad (3-7')$$

上式において、 L_P , Δi , α , Δi_1 , Δi_2 は、再熱圧力、温度に関係なく定まる値であり、 L_T のみが再熱圧力、温度によって変化する。そして各熱効率は、 L_T の大きい方が高い。すなわち、熱効率を最大とする最適再熱圧力、温度とは L_T を最大にする再熱圧力、温度を意味する。これを示す例として、図3.22(a), (b)に対応する再熱圧力、温度、図3.26(a), (b)に対応したタービン入口圧力、再熱圧力、また図3.28に対応した凝縮器圧力と、各 $A L_T$ の関係を各々図3.29(a)~(c)に示すが、 $A L_T$ を最大とする再熱圧力（各図中 $P_{R, L_T opt}$ で示す）と各前図の最適再熱圧力 $P_{R,opt}$ とは一致する。すなわち

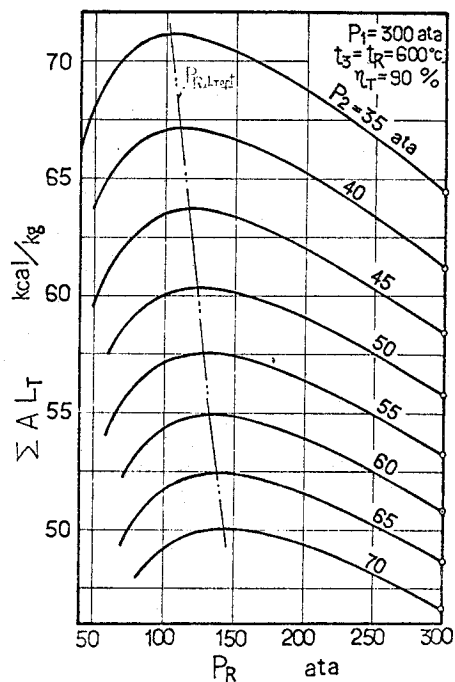
$$P_{R,opt} = P_{R, L_T max} \quad (3-28)$$



(a) 再熱圧力，温度の影響



(b) 初圧，再熱圧力の影響



(c) 凝縮器圧力の影響

図 3.29 タービン総計出力 $\Sigma A L_T$ (図中 ○ 印は非再熱の時の $A L_T$ を示す)

またこの図より一段再熱による $A \cdot L_T$ の増加量が分り，たとえば図 3.29 (b) の $t_3 = t_R = 800$ °C (600 °C) に対して最適一段再熱することによって， $A \cdot L_T$ の増加比は $P_1 = 600$ ata の場合，非再熱の $A \cdot L_T$ の 10.7% (12.0%) から $P_1 = 250$ ata の場合の 6.5% (7.9%) とほぼ 6~12% の増大がはかれる。

次に，タービン仕事すなわち熱効率を最大とする最適再熱圧力の選定方法について考える。

一般に，再熱による全タービン仕事 $A \cdot L_T, total$ は作動流体を完全ガスと仮定すると，次のように表わされる⁽²⁸⁾。

$$A \cdot L_{T, total} = C_p \sum_{n=1} \eta_{T, n} \cdot T_n \{ 1 - (P_n / P_{n-1})^{-m} \} \quad (3-29)$$

ここで、 T_n は各段の入口温度 (K)、 $m = (\kappa - 1) / \kappa$ 、また添字 n は各再熱段を意味する。

$A \cdot L_{T, total}$ を最大にする再熱圧力すなわち最適再熱圧力 $P_{n, opt}$ は $(\partial A \cdot L_{T, total} / \partial P_n) = 0$ から、

$$P_{n, opt} = 2^m \sqrt{\frac{\eta_{T, n}}{\eta_{T, n-1}} \cdot \frac{T_n}{T_{n-1}}} \cdot \sqrt{P_{n-1} \cdot P_{n+1}} \quad (3-30)$$

ここで、 η_T および T_n が各段において等しい場合上式より

$$\left. \begin{aligned} \text{一段再熱: } P_{R, opt} &= \sqrt{P_1 \cdot P_2} \\ \text{二段再熱: } P_{R1, opt} &= \sqrt[3]{P_1^2 \cdot P_2} \\ P_{R2, opt} &= \sqrt[3]{P_1 \cdot P_2^2} \end{aligned} \right\} \quad (3-31)$$

そして一段再熱で再熱温度 $t_R =$ タービン入口温度 t_3 の場合の式 (3-31) による計算結果と前節の物性値計算より求めた各最適再熱圧力の比較を図 3.30 に示す。タービン入口圧

力の変化に対して最大 10 ata ほどの差が

みられるが、再熱圧力が最適再熱圧力から

1.5% 変化しても熱効率への影響はせいぜい

0.1~0.2% 程度であり、完全ガスと近似して

求めた式 (3-30)、(3-31) が十分精度

良く使用し得ることが明らかとなる。

3.6.5 再熱段数の影響

再熱段数の増加に対する熱効率の変化およ

び効率改善度を $P_1 = 300$ ata, 600 ata

の二例について、各タービン入口温度に対し

て図 3.31 (a), (b) に示す。ただし、各再熱温度はタービン入口温度と同一とし、各再熱圧力

は式 (3-29) から求めた値である。

つまり、 CO_2 サイクルの再熱による熱効率の改善はタービン入口圧力が高く、タービン入口温度が低い程顕著であり、 $P_1 = 300$ ata の場合一段再熱で 2~3%、二段再熱で 0.5~1%、三段再熱で 0.3~0.5% と段数を増していくにつれてその効果は小さくなっていく。

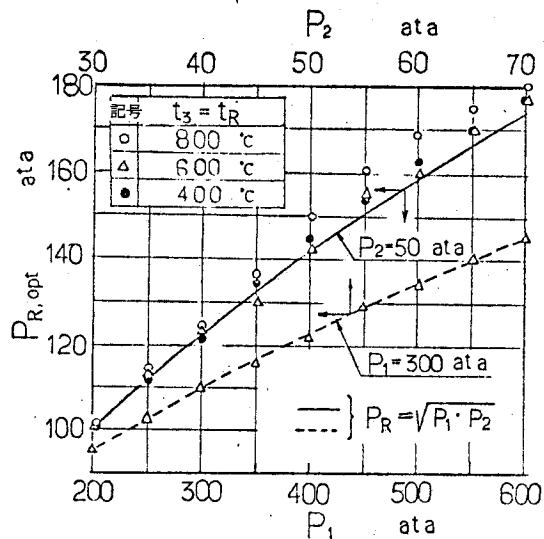
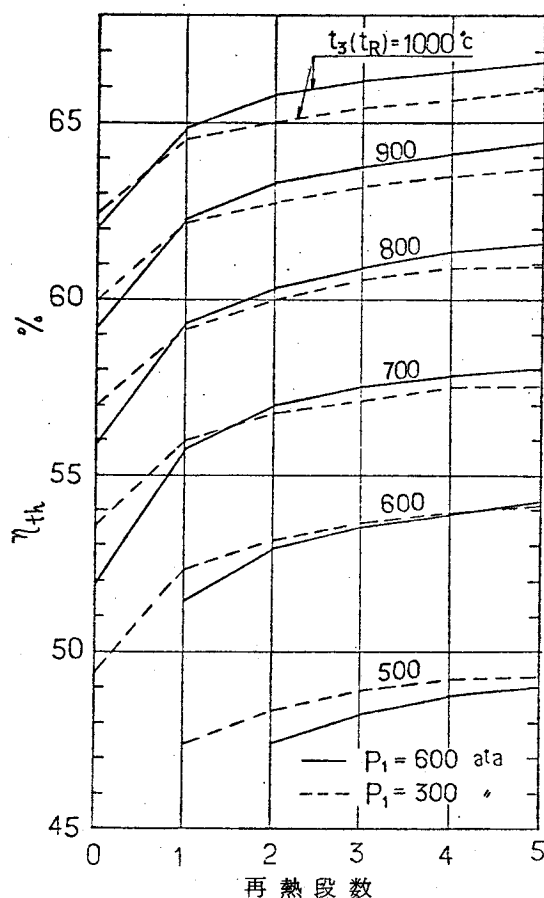
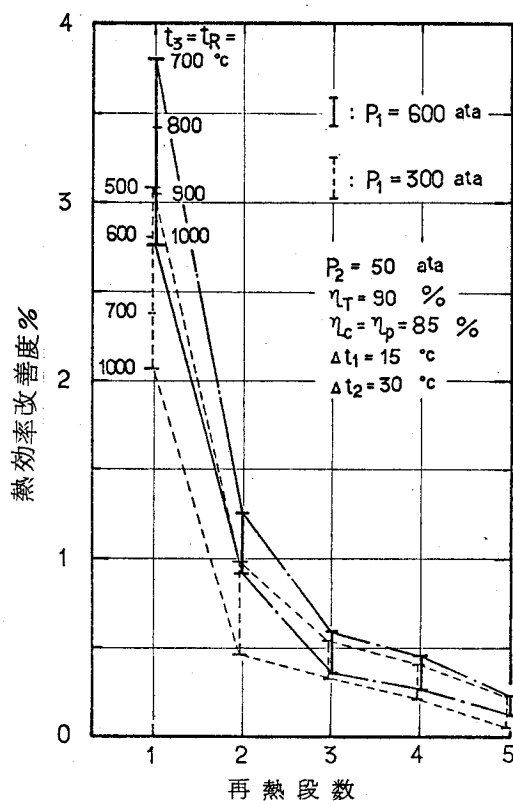


図 3.30 最適再熱圧力 ($P_{R, opt}$)



(a)



(b) 再熱段による熱効率改善度

図 3.3.1 再熱段数の影響

3.7 他サイクルとの熱効率比較

水蒸気ランキンおよびガスタービン（ブレイトン）サイクルとの熱効率比較をタービン入口温度の変化に対して図 3.3.2 に示す。ただし、CO₂ および H₂O サイクルは $P_1=300\text{ata}$ 一定し、ブレイトンサイクルは $\kappa=1.33$ 一定とした完全ガスの理論計算式（第 2 章式（2-23））から求めた最適圧力比における熱効率値である。また他の計算条件は、図中に示す通りである。これより、ガスタービンサイクルと比較すると、タービン入口温度による熱効率への影響傾向は大変良く似ているが、いずれも同一温度における熱効率は高く、凝縮過程でおき変えた本サイクルの優位性が明らかとなる。また、水蒸気ランキンサイクルと比較すると、タービン入口温度が約 650°C 以上になると有利になり、タービン入口温度の上昇とともにその優位性は大きくなっていく。

つまり、タービン入口温度の変化による熱効率の変化割合は、CO₂ サイクルはブレイトンサイクルと同様、100°C の増加に対して 3～5% の η_{th} の改善を示すのに対し、H₂O サイ

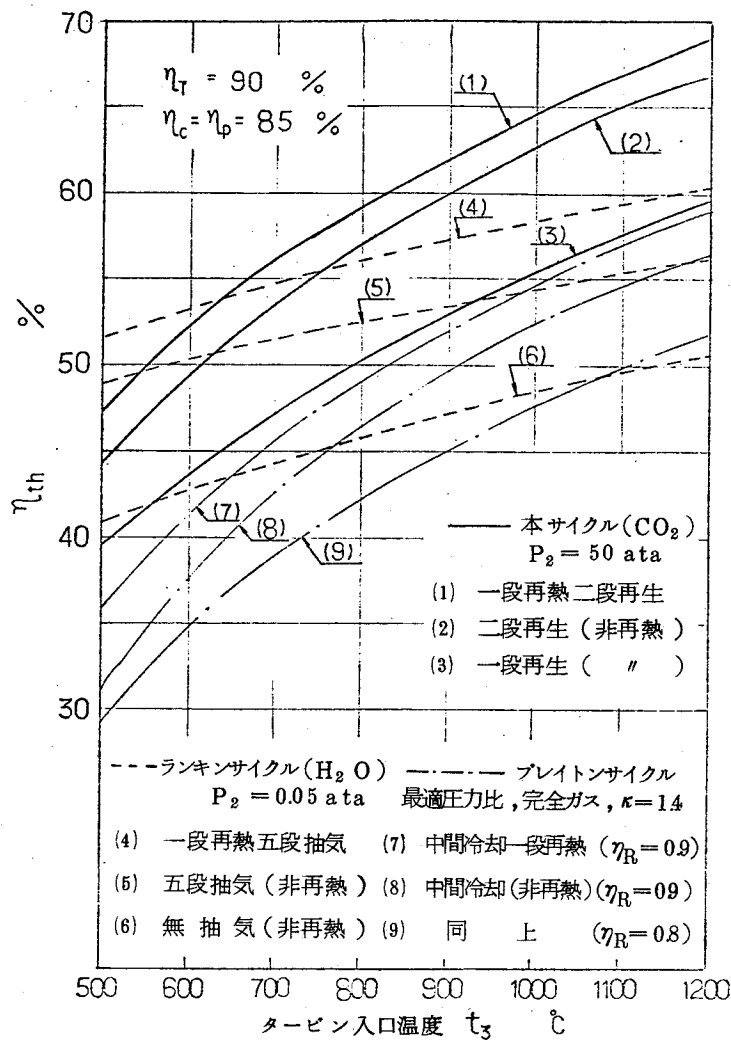


図 3.3.2 他サイクルとの熱効率比較

クルはその半分位である。またタービン入口圧力の変化に対しては CO₂ の二段再生サイクルは既に説明した様に η_{th} の改善はほとんどなく、250 ata 程度の圧力ですでに高効率を得られる。一方、H₂O ランキンサイクルの場合には、P₁ の 100 ata の増加に対して 1 ~ 1.5% ほどの η_{th} の向上がある⁽⁷⁾ が、タービン入口温度による CO₂ と H₂O サイクル両者間の η_{th} の差が非常に大きく、高温域 (650 °C 以上) での CO₂ サイクルの優位性は明らかである。

3.8 結 言

二酸化炭素を作業流体とする一段再生、二段再生の液相圧縮超臨界圧サイクルに関する熱効率特性を調べ、タービン入口圧力 200-300 ata、タービン入口温度 650 °C 以上になると非常に有利なサイクルとなることを示した。次に再熱した場合の特性について詳

しく調べ、各因子の熱効率に及ぼす影響および最適再熱圧力、温度について明らかにした。さらに同一比出力当りの容積流量、熱伝達率、圧力損失、タービンの大きさなどについて従来の水蒸気ランキンサイクルの場合と比較検討したが、これらを要約すると、次のようである。

- (1) 同一蒸気条件にある一段および二段再生液相圧縮超臨界圧サイクルの効率の大小関係は、 L_T と L_C の大小によってきまる。つまり部分負荷運転の $\eta_0 < \frac{1}{\eta_T} (L_C / L_T)_{adi}$ の場合一段再生サイクルの効率の方が圧縮機導入の二段再生の場合よりも高い。しかし、一般に二段再生サイクルの方が一段再生サイクルより約 3.5~7% 程熱効率が高い。
- (2) 両サイクルの熱効率ともタービン入口温度による影響が大きく、タービン入口圧力による影響は、熱効率を最大とする最適値が存在するが、ある圧力以上（二段再生サイクルで 200 ata）では小さい。
- (3) 液相圧縮させるためにかなり低い冷却媒体温度（約 31℃ 以下）が必要となるので、特に寒冷地で低温の冷却を大量に利用出来るところが有利となる。
- (4) 凝縮器圧力を増していくと、両熱効率はほぼ一様に減少し、5 ata の増加に対して 0.6~1% 程の減少となる。
- (5) η_T の熱効率に及ぼす影響がもっとも大きく、次に、 η_C 、 η_P の順となる。
- (6) 再生器冷端末温度差 Δt_1 、 Δt_2 の熱効率への影響は、 Δt_2 より Δt_1 の及ぼす影響の方が大きい。また両者の変化に対して熱効率は、ほぼ一様に減少する。管内外流速を 10 m/s と仮定した再生器熱貫流率は、低温再生器で 800~900 kcal/m² h℃、高温再生器で 600~700 kcal/m² h℃ 程度である。
- (7) 圧力損失の熱効率に及ぼす影響は、圧力損失の増加に対して熱効率が一様に減少していく。
- (8) 二段再生サイクルの流量分流 α は、 $\alpha = \frac{A \cdot L_C + \Delta i_2}{A \cdot L_C + \Delta i_1}$ で表わされ、圧縮機械効率 η_C が悪い程、タービン入口圧力 P_1 、凝縮器圧力 P_2 が増加する程大きい値をとり、一般に 0.6~0.8 の値である。
- (9) CO₂ サイクルの比出力は、タービン入口圧力 300 ata、タービン入口温度 600℃ 同一の水蒸気ランキンサイクル（但し背圧 0.05 ata）の約 $1/8$ 程度であるので、同一比出力を出すに要する重量流量は約 8 倍を要するが、CO₂ は比容積が水蒸気の約 $1/2$ 、かつタービン出口圧力が 50 ata と高いため、特にタービン出口では水蒸気サイクルの約 $1/110$ の容積流量で良いことになる。よって、タービン部を非常に小型化し得る。

(10) 再熱サイクルにおいて熱効率を最大とする最適再熱圧力が存在し、タービン入口圧力、凝縮圧力が高い程、その最適再熱圧力は上昇する。そして、この最適再熱圧力、温度とはタービン仕事を最大にする再熱圧力、温度である。

最適再熱圧力は、概略一段再熱で $\sqrt{P_1 \cdot P_2}$ ，二段再熱の場合 $\sqrt[3]{P_1^2 \cdot P_2}$ ， $\sqrt[3]{P_1 \cdot P_2^2}$ ，で求められ、最適再熱温度に対しては高い程良い。

(11) 再熱による熱効率改善は、タービン入口圧力が高く、タービン入口温度が低い程大きい。また再熱段数による影響は、 $P_1 = 300 \text{ ata}$ の場合一段再熱で 2～3%，二段再熱で 0.5～1%，三段再熱で 0.3～0.5%と段数を増していくにつれ、その効果は小さくなっていく。

(12) CO_2 の二段再生液相圧縮サイクルは、熱効率面において従来のガスタービンサイクルより有利である。また H_2O ランキンサイクルと比ると、タービン入口温度が 650°C 以上で有利になり、高い程その優位性は増す。

第4章 物性値などの近似による解析

4.1 緒言

従来のガスタービンサイクル論⁽²³⁾では完全ガスとした解析から各種理論式が作成され、サイクル特性の検討が式の上でなされている。一方、本CO₂サイクルはランキンサイクルとブレイトンサイクル両方の熱力学的特性を有し、臨界点近傍や凝縮域で完全ガスからの偏奇が著るしい。つまりその熱力学的特性を解析して、ブレイトンサイクルのような理論式を作成することは、現在水蒸気ランキンサイクルでなされていないと同様困難なことであり、ある仮定のもとに作成しても概略の定性的な傾向は把握し得るが、定量的な面で問題が残るものと考えられる。

そこで本章では物性値や各機械仕事などの精度の良い近似式を求めることによって、CO₂サイクルの特性を解析し、各因子の影響および最適再熱圧力の選定を明らかにした。

4.2 適用サイクル

対象とするサイクルは、前章に示した液相圧縮超臨界圧サイクル（第3章第3.1）とし、その*i-s*線図、*P-v*線図を図4.1a, bに示す。各機器の構成およびその説明は前章で説明したので省略するが、図中そのプロセスは一段再生サイクルに対して：点1-2-6'-3-4-1，二段再生サイクルに対して点：1-2-7-6-3-4-8-5-1である。そのほか、再生の行わない非再生サイクル（プロセス点1-2-3-4-1）についても簡単に記す。

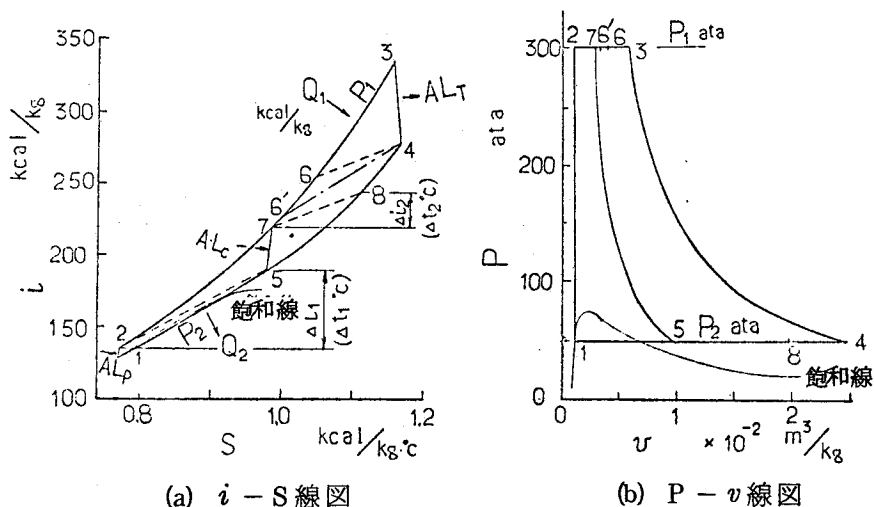


図4.1 本サイクルの*i-s*，*P-v*線図

4.3 CO₂ の物性値

CO₂ は冷媒として多くの長所（安価，非可燃性，化学的安定性，高濃度のみ有害）を有し，フロンにとって代わるまで長い間，冷凍プラントの冷媒として使用されてきた。その関係上，物性値に対する研究も1870年代から盛んに行われ，1968年にはM.E.I.（the Moscow Power Institute）においてVukalovichやAltuninらによって今までの実験データをもとに広範囲の領域にわたってまとめた。本サイクルの計算もこの物性値データおよび算出式⁽¹²⁾を基にしている。ただし，エンタルピ，エントロピの基準値は零Kでの固体CO₂の状態である。

4.4 近 似 式

解析をおこなうに当って，エンタルピ，各機械仕事および Δi_1 ， Δi_2 などの数値近似式を求める。

4.4.1 エンタルピ，エントロピ

CO₂ のエンタルピ i (kcal/kg)，エントロピ s (kcal/kg°Cまたはkcal/kg K)

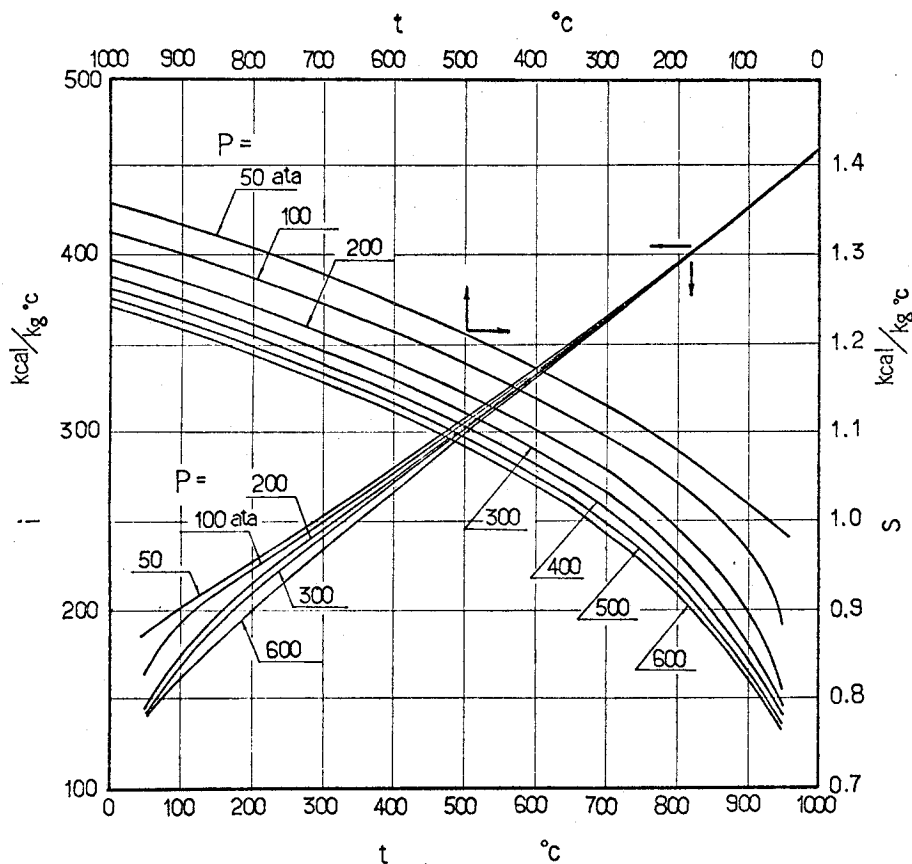


図 4.2 CO₂ のエンタルピ，エントロピ

を温度 t (°C), 圧力 P (kg/cm²) (ただし $50 \leq t \leq 1000^\circ\text{C}$, $50 \leq P \leq 600 \text{ kg/cm}^2$) に対して図 4.2 に示す。これを P (kg/cm²), t (°C) の一次式で近似し, 表 4.1(a), (b) に示す。これを P , t に対して整理すると, 各圧力, 温度範囲に対して

表 4.1(a) エンタルピーの近似式

項目 t (°C)	近 似 式	最大誤差(50 ata $\leq P \leq 600$ ata)
1000	$i = 456.73 + 3.470 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.03 -0.05 %
950	$i = 441.30 + 2.433 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.03 -0.06
900	$i = 425.96 + 1.288 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.04 -0.06
850	$i = 410.75 - 1.340 \times 10^{-5} \cdot P$	+0.05 -0.07
800	$i = 395.674 - 1.393 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.08 -0.08
750	$i = 380.74 - 3.002 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.06 -0.01
700	$i = 365.92 - 4.765 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.07 -0.11
650	$i = 351.25 - 6.818 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.09 -0.14
600	$i = 336.75 - 9.149 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.11 -0.17
550	$i = 322.406 - 11.817 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.14 -0.21
500	$i = 308.24 - 14.912 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.17 -0.26
450	$i = 294.254 - 18.526 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.22 -0.34
400	$i = 280.46 - 22.833 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.29 -0.45
350	$i = 266.83 - 27.992 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.40 -0.62
300	$i = 253.32 - 34.246 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.55 -0.85
250	$i = 239.87 - 41.983 \times 10^{-3} \cdot P$	+0.81 -1.22
200	$i = 226.125 - 51.194 \times 10^{-3} \cdot P$	+1.32 -1.90
150	$i = 211.43 - 62.056 \times 10^{-3} \cdot P$	+2.41 -3.02
100	$i = 192.58 - 64.366 \times 10^{-3} \cdot P$	+4.70 -5.97
50	$i = 165.37 - 53.868 \times 10^{-3} \cdot P$	+7.30 -13.05

表 4.1(b) エンタルピ, エントロピの近似

(i :kcal/kg, s :kcal/kg°C, t :°C)

項目 P ata	近 似 式	最 大 誤 差 %		
		$1000^{\circ}\text{C} \geq t \geq 300^{\circ}\text{C}$	$300^{\circ}\text{C} < t < 200^{\circ}\text{C}$	$200^{\circ}\text{C} \leq t \leq 150^{\circ}\text{C}$
600	$i = 137.05 + 0.32312 \cdot t$	0.27 ~ -0.62	1.00 ~ -0.30	3.30 ~ 0.0
	$s = 0.8617 + 4.065 \cdot 10^{-4} \cdot t$	2.18 ~ -1.65	2.89 ~ -0.12	5.69 ~ 0.0
550	$i = 138.03 + 0.32182 \cdot t$	0.20 ~ -0.64	1.26 ~ -0.28	3.4 ~ 0.0
	$s = 0.8676 + 4.047 \cdot 10^{-4} \cdot t$	2.15 ~ -1.63	2.88 ~ -0.13	5.64 ~ 0.0
500	$i = 139.27 + 0.32022 \cdot t$	0.22 ~ -0.65	1.24 ~ -0.40	3.30 ~ 0.0
	$s = 0.8741 + 4.027 \cdot 10^{-4} \cdot t$	2.12 ~ -1.61	2.85 ~ -0.14	5.65 ~ 0.0
450	$i = 140.76 + 0.31834 \cdot t$	0.19 ~ -0.61	1.20 ~ -0.45	3.40 ~ 0.0
	$s = 0.8814 + 4.003 \cdot 10^{-4} \cdot t$	2.10 ~ -1.58	2.81 ~ -0.15	5.64 ~ 0.0
400	$i = 142.58 + 0.31609 \cdot t$	0.17 ~ -0.64	1.44 ~ -0.41	3.50 ~ 0.0
	$s = 0.8897 + 3.973 \cdot 10^{-4} \cdot t$	2.05 ~ -1.56	2.74 ~ -0.18	5.61 ~ 0.0
350	$i = 144.79 + 0.31337 \cdot t$	0.14 ~ -0.61	0.93 ~ -0.51	3.3 ~ 0.0
	$s = 0.8990 + 3.939 \cdot 10^{-4} \cdot t$	2.00 ~ -1.52	2.72 ~ -0.18	5.50 ~ 0.0
300	$i = 147.45 + 0.31010 \cdot t$	0.12 ~ -0.55	0.70 ~ -0.51	3.0 ~ 0.0
	$s = 0.91045 + 3.890 \cdot 10^{-4} \cdot t$	1.92 ~ -1.45	2.51 ~ -0.16	5.32 ~ 0.0
250	$i = 150.63 + 0.30622 \cdot t$	0.14 ~ -0.48	0.39 ~ -0.48	2.39 ~ 0.0
	$s = 0.9238 + 3.833 \cdot 10^{-4} \cdot t$	1.84 ~ -1.36	2.33 ~ -0.14	4.96 ~ 0.0
200	$i = 154.32 + 0.30173 \cdot t$	0.20 ~ -0.41	0.01 ~ -0.41	1.43 ~ 0.0
	$s = 0.9397 + 3.766 \cdot 10^{-4} \cdot t$	1.74 ~ -1.25	2.13 ~ -0.09	4.45 ~ 0.0
150	$i = 158.44 + 0.29672 \cdot t$	0.30 ~ -0.32	0.0 ~ -0.41	0.24 ~ -0.41
	$s = 0.95935 + 3.689 \cdot 10^{-4} \cdot t$	1.60 ~ -1.14	1.91 ~ -0.05	3.79 ~ 0.0
100	$i = 162.84 + 0.29140 \cdot t$	0.49 ~ -0.64	0.0 ~ -0.85	0.0 ~ -0.96
	$s = 0.98465 + 3.608 \cdot 10^{-4} \cdot t$	1.47 ~ -1.03	1.69 ~ -0.0	3.15 ~ 0.0
50	$i = 167.37 + 0.28598 \cdot t$	0.67 ~ -0.83	0.0 ~ -1.26	0.0 ~ -1.98
	$s = 1.023 + 3.527 \cdot 10^{-4} \cdot t$	1.32 ~ -0.89	1.44 ~ -0.0	2.56 ~ 0.0

(i) $50 \leq t \leq 1000^{\circ}\text{C}$, $50 \leq P \leq 600 \text{ ata}$

$$i = \left\{ 166.18 + 2.8722 \cdot \left(\frac{t}{100} \right) \right\} - \left\{ 5.485 - 0.6723 \left(\frac{t}{100} \right) \right\} \cdot \left(\frac{P}{100} \right)$$

(4-1)

$$s = \left\{ 1.0003 + 0.03555 \cdot \left(\frac{t}{100} \right) \right\} - \left\{ 0.02599 - 9.662 \times 10^{-4} \left(\frac{t}{100} \right) \right\} \cdot \left(\frac{P}{100} \right) \quad (4-2)$$

上式の精度は $t \geq 200^\circ\text{C}$ で i に対して最大 2%, s に対して最大約 4% である。さらに i に対して t の二次式で近似すると,

$$i = \left\{ 17.346 + 25.654 \cdot \left(\frac{t}{100} \right) + 0.2661 \cdot \left(\frac{t}{100} \right)^2 \right\} - \left\{ 8.364 - 1.877 \cdot \left(\frac{t}{100} \right) + 0.1034 \cdot \left(\frac{t}{100} \right)^2 \right\} \cdot \left(\frac{P}{100} \right) \quad (4-3)$$

その精度は, $t \geq 300^\circ\text{C}$ で最大 1%, $t \geq 150^\circ\text{C}$ で最大 2% である。

また低温度領域 ($0 \leq t \leq 200^\circ\text{C}$) に対して

(ii) $0 \leq t \leq 200^\circ\text{C}$, $200 \leq P \leq 600 \text{ ata}$

$$i = \left\{ 12.155 + 1.834 \cdot (P/100) + 0.286 \cdot (P/100)^2 \right\} + \left\{ 6.1598 - 6.585 \cdot (P/100) + 0.491 \cdot (P/100)^2 \right\} \cdot (t/100) \quad (4-4)$$

その誤差は 2% 以内である。

一方, サイクルの低圧, 低温領域に対するエンタルピ値は図 4.3 のようであり, 同図中に示す近似式を得, 一般化して,

(iii) $30 \leq P \leq 100 \text{ ata}$, $t_s \leq t \leq 200^\circ\text{C}$ に対して, $P \leq t \leq 200^\circ\text{C}$

$$i = \left\{ 18.752 - 25.87 \cdot (P/100) \right\} + \left\{ 22.02 + 9.03 (P/100) \right\} \cdot (t/100) \\ t_s \leq t \leq P \\ i = \left\{ 19.213 - 47.19 \cdot (P/100) \right\} + \left\{ 20.81 + 30.82 \cdot (P/100) \right\} \cdot (t/100) \quad (4-5)$$

誤差 0.4% 以内で表わされる。

4.4.2 タービン, 圧縮機, ポンプ仕事

タービン仕事 L_T , 圧縮機仕事 L_C は, 作業流体が完全ガスの場合次式で表わされる⁽⁴⁾。

$$A \cdot L_T = \eta_T \cdot C_p \cdot T_8 \left(1 - \pi^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} \right) \quad (4-6)$$

$$A \cdot L_C = C_p \cdot T_5 \left(\pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right) / \eta_C \quad (4-7)$$

一方, 本サイクルの各圧力, 温度領域における CO_2 の定圧比熱は, 図 4.4 に示すように

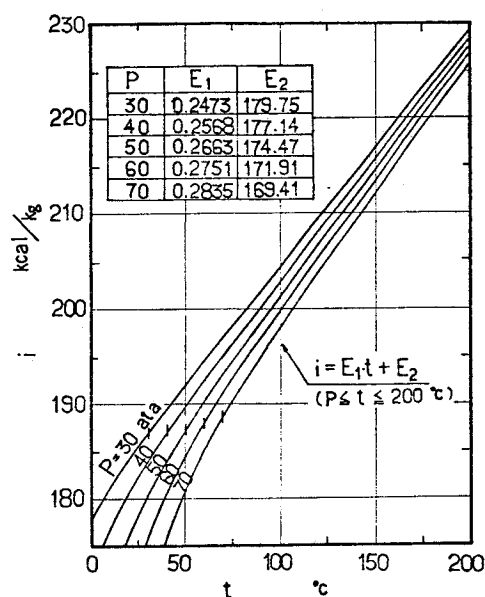


図 4.3 低温域の i

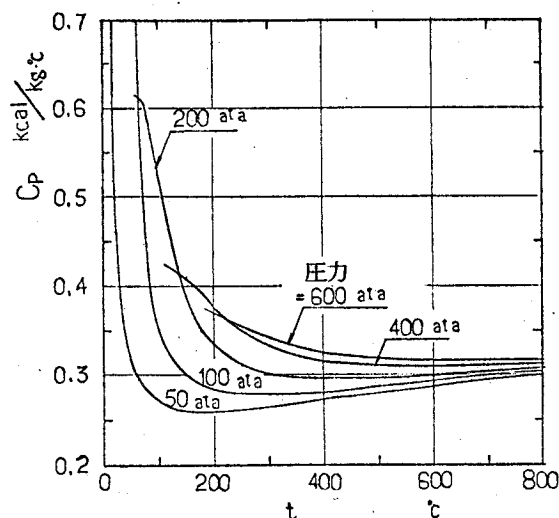


図 4.4 二酸化炭素の定圧比熱

高温域 (700°C 以上) になってくると圧力に関係なく比較的一様な値 ($C_p \div 0.31 \text{ kcal/kg}^\circ\text{C}$) を示すが、低温域とくに、臨界点 (31.04°C , 73.8 ata) に近づくにつれ、大きく変化し、完全ガス状態から大きくかけ離れてくる。したがって、上式が本サイクルの蒸気条件全体にわたって熱力学的性質を満足する式ではないが、定性的な傾向は表わしている。そこで上式中の C_p , κ を本来の熱力学的意味をもつ数値でなく、単にある圧力、温度に対する変数値と考え、数値近似式として採用した。

つまり、タービン出口圧力、圧縮機入口圧力を 50 ata 一定とし、各入口温度 (図 4.1 中 t_3 または t_5) に対してタービン入口圧力、圧縮機出口圧力を 600 ata から 10 ata ずつ 50 ata まで変化させ、物性値データから数値計算より求めた値から最適の $C_{pT,C}$, $\kappa_{T,C}$ 値* を求める。

その値とそれを用いたときの最大誤差を各入口温度 (t_3 または t_5) に対して表 4.2(a), (b) に、物性値データから直接求めた $A \cdot L_T$, $A \cdot L_C$ と上記 $C_{pT,C}$, $\kappa_{T,C}$ による式 (4-6), (4-7) の結果を表 4.3(a), (b) に示す。これによると、実用的な圧力、温度範囲 ($P_1 \geq 200 \text{ ata}$, $t_3 \geq 500^\circ\text{C}$, $50 \leq t_5 \leq 120^\circ\text{C}$) では、 $A \cdot L_T$, $A \cdot L_C$ の精度はいずれも 1% 以下であって、本近似値による精度は非常に良い。一方、タービン出口圧力または圧縮機入口圧力が 30 ata ~ 臨界圧力までの変化範囲に対して、上記 $C_{pT,C}$, $\kappa_{T,C}$ 値を用いたときの精

* ただし、これらの $C_{pT,C}$, $\kappa_{T,C}$ 値は実際の定圧比熱、断熱指数の値を与えるものでなく、単に仕事を式 (4-6), (4-7) から求める場合の計算式に用いられる数値であることに注意されたい。

度は $A \cdot L_T$ の場合最大 4% 程であるが、 $A \cdot L_C$ の場合入口温度が 80°C 以下の低いとき、とくに精度が悪くなるので、各圧縮機入口圧力、温度に対して図 4.5 に示す異なった C_{pC} 、 κ_C 値を採用する必要がある。

次に、ポンプ仕事は、流体を非圧縮性とみなすことにより、第 2 章式 (2-40) で表わされ、ポンプ入口圧力 30 ata ~ 臨界圧力近傍迄に対して γ を近似することにより

$$A \cdot L_P = \{ A \cdot (P_1 - P_2) \cdot 10^4 \} / (\gamma \cdot \eta_P) \quad (2-40)$$

$$\gamma = -8.899 \cdot P_2 + 1252.753 \quad (\text{kg/m}^3) \quad (4-8)$$

この $A \cdot L_P$ の上記による計算値と物性値から直接求めた値との比較は図 4.6 に示す。

4.4.3 再生器冷端末エンタル

$$\text{ピ差 } \Delta i_1, \Delta i_2$$

この場合とくに、 Δi_1 は臨界点近傍の状態の値であるため、完全ガスとした解析では精度が悪く、次のようにして数値近似式を求める。

4.4.3.1 Δi_1 の近似

まずポンプ出口温度 t_2 の近似をおこなう。 t_2 は i_2 すなわち

表 4.2(a) $A \cdot L_T$ に対する C_{pT} 、 κ_T 値とその誤差

項目 $t_3 \text{ } ^\circ\text{C}$	C_{pT} κ_T	最大誤差 (%) $200 \leq P_1 \leq 600 \text{ ata}$ $100 \leq P_1$
1000	0.428 1.117	+ 0.38 - 0.62
900	0.407 1.124	+ 0.32 - 1.10
800	0.370 1.139	+ 0.37 - 0.55
700	0.344 1.151	+ 0.28 - 1.06
600	0.301 1.177	- 0.29 - 0.30
500	0.250 1.222	- 0.28 + 0.58
400	0.194 1.308	- 0.25 + 0.60
300	0.145 1.447	- 0.90 - 1.47
200	0.082 2.262	- 1.66 - 2.15

表 4.2(b) $A \cdot L_C$ に対する C_{pC} 、 κ_C 値とその誤差

項目 $t_5 \text{ } ^\circ\text{C}$	C_{pC} κ_T	最大誤差 (%) $200 \leq P_1 \leq 600 \text{ ata}$ $100 \leq P_1$
20	0.060 1.756	+ 0.82 - 5.28
30	0.074 1.642	+ 0.70 - 4.74
40	0.084 1.584	- 1.55 - 3.09
50	0.092 1.548	+ 0.75 - 3.27
60	0.098 1.524	+ 0.60 - 3.71
80	0.110 1.481	+ 0.49 - 2.76
100	0.123 1.438	+ 0.53 - 2.37
120	0.133 1.411	+ 0.60 - 2.06
140	0.139 1.397	+ 0.39 - 2.15

表 4.3(a) タービン仕事 $A \cdot L_T = C_p T_3 (1 - \pi^{\frac{1-\kappa}{\kappa}})$

但し, $P_2 = 50 \text{ ata}$, $T_3 : K$

$P_1 \text{ ata}$ $t_3 \text{ } ^\circ C$		600 ata	550	500	450	400	350	300	250	200	150	100
1000°C	$\kappa_T = 1.117$	125.255	121.254	116.725	111.978	106.383	100.110	92.887	84.550	73.894	59.551	38.399
	計算値	124.874	121.028	116.775	112.024	106.651	100.478	93.243	84.535	73.648	59.231	38.161
	誤差 %	-0.31	-0.19	+0.04	+0.04	+0.25	+0.37	+0.38	-0.02	-0.33	-0.54	-0.62
900°C	$\kappa_T = 1.124$	114.715	111.127	107.178	102.841	97.918	92.064	85.545	77.426	67.525	54.799	35.540
	計算値	114.484	110.983	107.109	102.779	97.879	92.245	85.638	77.677	67.713	54.500	35.150
	誤差 %	-0.20	-0.13	-0.07	-0.06	-0.04	+0.20	+0.11	+0.32	+0.28	-0.55	-1.10
800°C	$\kappa_T = 1.139$	104.105	100.926	97.187	93.319	88.912	83.671	77.701	70.761	61.945	50.094	32.291
	計算値	103.867	100.737	97.270	93.391	88.994	83.932	77.986	70.807	61.800	49.821	32.206
	誤差 %	-0.23	-0.19	+0.09	+0.08	+0.09	+0.31	+0.37	+0.06	-0.23	-0.55	-0.26
700°C	$\kappa_T = 1.151$	93.370	90.489	87.191	83.606	79.732	75.212	69.932	63.556	55.589	45.012	29.409
	計算値	93.128	90.354	87.279	83.834	79.927	75.423	70.125	63.719	55.667	44.933	29.099
	誤差 %	-0.26	-0.15	+0.10	+0.27	+0.24	+0.28	+0.28	+0.26	+0.14	-0.18	-1.06
600°C	$\kappa_T = 1.177$	82.188	79.646	76.930	73.822	70.995	66.529	62.016	56.361	49.548	40.096	26.095
	計算値	81.948	79.566	76.921	73.952	70.577	66.677	62.078	56.497	49.457	40.024	26.016
	誤差 %	-0.29	-0.10	-0.01	+0.18	+0.12	+0.22	+0.10	+0.24	-0.18	-0.05	-0.30
500°C	$\kappa_T = 1.222$	70.415	68.392	66.057	63.694	60.801	57.604	53.745	48.948	43.130	35.177	22.737
	計算値	70.218	68.257	66.074	63.615	60.811	57.558	53.703	49.002	43.033	34.971	22.870
	誤差 %	-0.28	-0.20	+0.02	-0.12	+0.02	-0.08	-0.08	+0.11	-0.23	-0.58	+0.58
400°C	$\kappa_T = 1.308$	57.954	56.354	54.569	52.706	50.448	47.904	45.055	41.240	36.462	29.924	19.549
	計算値	57.847	56.342	54.656	52.749	50.560	48.003	44.950	41.194	36.371	29.767	19.666
	誤差 %	-0.18	-0.02	+0.16	+0.08	+0.22	+0.21	-0.23	-0.11	-0.25	-0.52	+0.60
300°C	$\kappa_T = 1.447$	44.419	43.211	41.998	40.712	39.155	37.563	35.495	32.854	29.441	24.274	16.241
	計算値	44.536	43.485	42.301	40.951	39.389	37.548	35.326	32.558	28.950	23.917	16.019
	誤差 %	+0.26	+0.63	+0.72	+0.59	+0.60	-0.04	-0.48	-0.90	-1.67	-1.47	-1.37
200°C	$\kappa_T = 2.262$	29.591	28.705	27.858	27.057	26.235	25.397	24.353	23.094	21.198	18.169	12.588
	計算値	29.099	28.617	28.061	27.411	26.637	25.697	24.520	22.991	20.896	17.779	12.443
	誤差 %	-1.66	-0.31	+0.73	+1.31	+1.53	+1.18	+0.69	-0.45	-1.43	-2.15	-1.15

表 4.3(b) 圧縮機仕事 $A \cdot Lc = C_p T_5 \cdot (\pi^{\kappa-1})$, $P_2 = 50 \text{ ata}$ の場合

(単位 kcal/kg, %)

Plata t_5 °C		600 ata	550	500	450	400	350	300	250	200	150	100
20 °C	$\kappa_C = 1.756$	33.896	31.853	29.801	27.589	25.328	22.872	20.286	17.534	14.445	10.891	6.457
	計算値	33.680	31.795	29.810	27.708	25.468	23.062	20.452	17.580	14.359	10.637	6.116
	誤差 %	-0.64	-0.18	+0.03	+0.43	+0.55	+0.82	+0.82	+0.26	-0.59	-2.33	-5.28
30 °C	$\kappa_C = 1.642$	37.0532	34.9745	32.7870	30.463	27.972	25.397	22.635	19.567	16.228	12.260	7.331
	計算値	36.837	34.854	32.759	30.531	28.148	25.575	22.767	19.657	16.140	12.037	6.983
	誤差 %	-0.58	+0.34	-0.09	+0.22	+0.63	+0.70	+0.58	+0.46	-0.54	-1.82	-4.74
40 °C	$\kappa_C = 1.584$	39.658	37.418	35.070	32.704	30.032	28.032	24.428	21.188	17.532	13.248	7.903
	計算値	39.448	37.372	35.173	32.831	30.318	27.598	24.620	21.309	17.549	13.136	7.659
	誤差 %	-0.53	-0.12	+0.29	+0.39	+0.95	-1.55	+0.78	+0.57	+0.10	-0.85	-3.09
50 °C	$\kappa_C = 1.548$	42.145	39.808	37.370	34.835	32.141	29.316	26.134	22.740	18.917	14.282	8.548
	計算値	41.922	39.749	37.444	34.984	32.341	29.476	26.331	22.827	18.835	14.133	8.268
	誤差 %	-0.53	-0.15	+0.20	+0.43	+0.62	+0.55	+0.75	+0.38	-0.43	-1.05	-3.27
60 °C	$\kappa_C = 1.524$	44.318	41.966	39.411	36.704	33.916	30.959	27.637	24.137	20.022	15.179	9.125
	計算値	44.074	41.812	39.412	36.848	34.090	31.095	27.804	24.131	19.938	14.985	8.787
	誤差 %	-0.55	-0.37	+0.00	+0.39	+0.51	+0.44	+0.60	-0.03	-0.42	-1.28	-3.71
70 °C	$\kappa_C = 1.507$	46.450	43.868	41.262	38.524	35.643	32.509	29.082	25.326	21.078	16.079	9.583
	計算値	46.199	43.847	41.348	38.677	35.801	32.676	29.238	25.396	21.003	15.805	9.283
	誤差 %	-0.54	-0.05	+0.21	+0.40	+0.44	+0.51	+0.54	+0.28	-0.35	-1.71	-3.14
80 °C	$\kappa_C = 1.481$	48.441	45.858	43.161	40.327	37.295	34.084	30.552	26.618	22.148	16.944	10.087
	計算値	48.220	45.794	43.214	40.453	37.477	34.238	30.669	26.672	22.092	16.656	9.807
	誤差 %	-0.46	-0.14	+0.122	+0.31	+0.49	+0.45	+0.38	+0.20	-0.26	-1.70	-2.76

表 4.3(b) 続 き

$P_{l\text{ ata}}$ $t_b\text{ }^{\circ}\text{C}$		600 _{ata}	550	500	450	400	350	300	250	200	150	100
90°C												
	$\kappa_C = 1.456$											
	$C_{pC} = 0.117$	50.279	47.719	44.873	41.954	38.789	35.450	31.843	27.811	23.212	17.668	10.559
100°C												
	$\kappa_C = 1.438$	50.036	47.549	44.901	42.064	39.002	35.664	31.981	27.848	23.100	17.449	10.301
	$C_{pC} = 0.123$	-0.48	-0.36	+0.06	+0.26	+0.55	+0.60	+0.43	+0.13	-0.48	-1.24	-2.44
110°C												
	$\kappa_C = 1.425$	52.145	49.480	46.637	43.579	40.449	36.997	33.141	28.959	24.197	18.430	11.051
	$C_{pC} = 0.128$	51.938	49.379	46.653	43.730	40.572	37.125	33.317	29.088	24.114	18.240	10.789
120°C												
	$\kappa_C = 1.411$	-0.40	-0.20	+0.03	+0.35	+0.30	+0.35	+0.53	+0.27	-0.34	-1.03	-2.37
	$C_{pC} = 0.133$	54.116	51.219	48.386	45.265	41.933	38.395	34.452	30.200	25.201	19.197	11.547
130°C												
	$\kappa_C = 1.405$	53.863	51.226	48.416	45.401	42.141	38.581	34.644	30.215	25.112	19.015	11.263
	$C_{pC} = 0.136$	-0.47	+0.01	+0.06	+0.30	+0.50	+0.49	+0.56	+0.05	-0.36	-0.95	-2.46
140°C												
	$\kappa_C = 1.397$	55.852	52.966	49.921	46.772	43.351	39.641	35.717	31.267	26.036	19.893	11.944
	$C_{pC} = 0.139$	55.545	52.847	49.968	46.877	43.533	39.877	35.830	31.273	26.014	19.720	11.699
150°C												
	$\kappa_C = 1.385$	-0.55	-0.22	+0.09	+0.23	+0.42	+0.60	+0.32	+0.02	-0.08	-0.87	-2.06
	$C_{pC} = 0.144$	57.571	54.669	51.625	48.302	44.876	41.076	36.946	32.315	26.962	20.601	12.439
160°C												
	$\kappa_C = 1.373$	57.396	54.616	51.650	48.465	45.017	41.247	37.071	32.366	26.934	20.427	12.126
	$C_{pC} = 0.147$	-0.31	-0.10	+0.05	+0.34	+0.31	+0.42	+0.34	+0.16	-0.10	-0.85	-2.52
170°C												
	$\kappa_C = 1.361$	59.138	56.227	53.026	49.682	46.088	42.289	37.988	33.294	27.774	21.172	12.778
	$C_{pC} = 0.150$	58.932	56.090	53.057	49.798	46.268	42.407	38.128	33.303	27.728	21.044	12.503
180°C												
	$\kappa_C = 1.349$	-0.35	-0.24	+0.06	+0.23	+0.39	+0.28	+0.37	+0.03	-0.17	-0.61	-2.15
	$C_{pC} = 0.153$	60.937	57.824	54.569	51.172	47.480	43.627	39.212	34.356	28.747	21.892	13.189
190°C												
	$\kappa_C = 1.337$	60.642	57.736	54.634	51.298	47.683	43.725	39.335	34.380	28.647	21.763	12.988
	$C_{pC} = 0.156$	-0.48	-0.15	+0.12	+0.25	+0.43	+0.23	+0.31	+0.07	-0.34	-0.59	-1.82

$A \cdot L_P$, i_1 によって決定され, 各ポンプ入口圧力に対して t_2 と $A \cdot L_P$ の関係をポンプ出口圧力 P_1 , および η_P (但し $50 \leq \eta_P \leq 100\%$) の変化に対して示すと図 4.7 の関係が得られ, 各ポンプ入口圧力に対しし次の一次直線 $t_2 = K_1 \cdot A \cdot L_P + K_2$ (ここで K_1, K_2 は定数) で表わせる。

すなわち,

$$P_2 = 30 \text{ ata の場合: } t_2 =$$

$$1.993 \cdot A \cdot L_P - 2.70$$

$$P_2 = 40 \text{ ata の場合: } t_2 = 2.186 \cdot A \cdot L_P - 7.76$$

$$P_2 = 50 \text{ ata の場合: } t_2 = 2.409 \cdot A \cdot L_P + 16.51$$

$$P_2 = 60 \text{ ata の場合: } t_2 = 2.686 \cdot A \cdot L_P + 24.81$$

$$P_2 = 70 \text{ ata の場合: } t_2 = 2.991 \cdot A \cdot L_P + 37.48$$

ここで t_2 : $^{\circ}\text{C}$, $A \cdot L_P$: kcal/kg , つまり, K_1 , K_2 は各ポンプ入口圧力に対して図 4.8 に示す値を

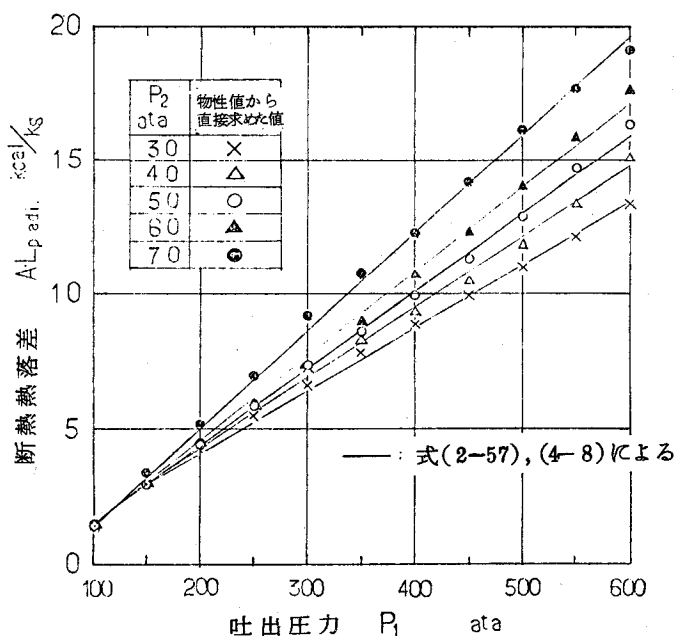


図 4.6 ポンプ仕事

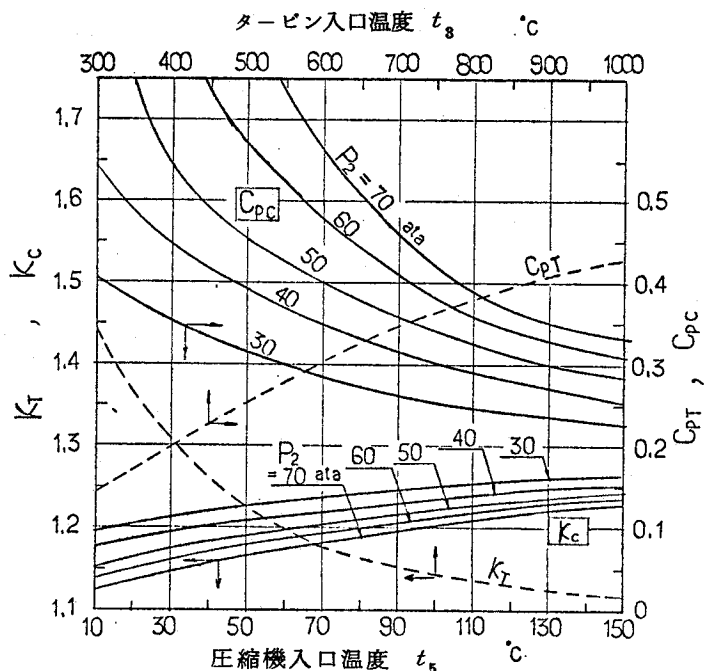


図 4.5 κ_T, c と C_{pT}, c の値

(4-9)

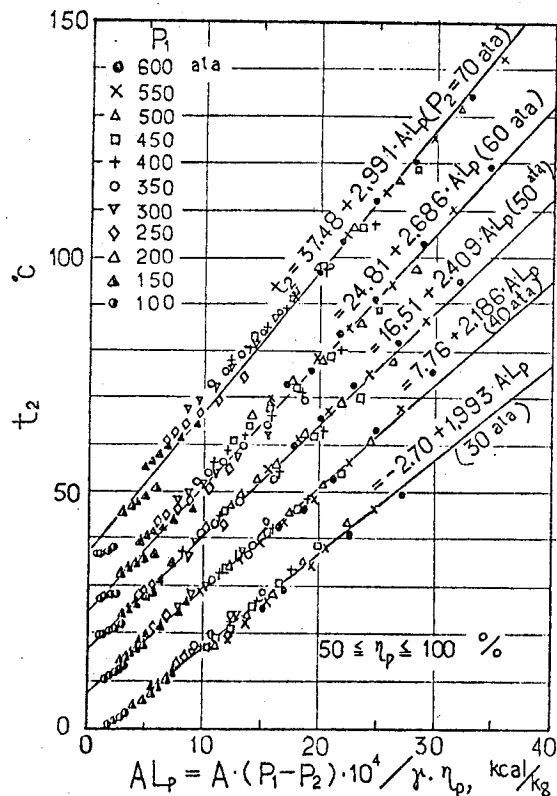


図 4.7 ポンプ出口温度 t_2 とポンプ仕事 $A \cdot L_P$ の関係

とる。

次に、図 4.1 中の点 5 のエンタルピー i_5 は $t_5 = t_2 + \Delta t_1 (\Delta t)$ より式 (4-4) に t_5 を代入し、 i_5 を求め、 $\Delta i_1 = i_5 - i_2 = i_5 - (i_1 + A \cdot L_P)$ より、

$$\Delta i_1 = a - b \cdot (A \cdot L_P) + c \cdot \Delta t_1 \quad (4-10)$$

ここで、各 a 、 b 、 c は各ポンプ入口圧力に対して表 4.4、図 4.9 に示す値である。たとえば、 $P_2 = 50 \text{ ata}$ の場合、 P_1 、 η_P 、 Δt_1 の変化に対して直接物性値より求めた結果（図中、前図 4.5 と同じ印で示す）と（式 4-10）による結果（図中実線）を図 4.10 に示すが、良

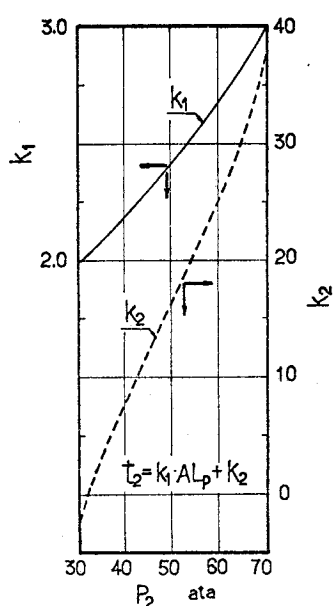


図 4.8 K_1 、 K_2 値

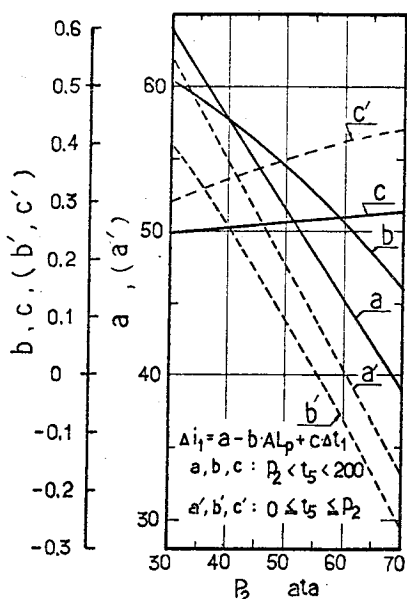


図 4.9 凝縮器圧力 P_2 の変化による a 、 b 、 c 値

表 4.4 $\Delta i_1 = a - b \cdot A \cdot L_P + c \cdot \Delta t_1$

P_2 項目 ata	t_5	a	b	c
30	$30 < t_5 < 200$	63.91	0.507	0.247
	$0 \leq t_5 \leq 30$	61.99	0.401	0.301
40	$40 < t_5 < 200$	57.71	0.439	0.257
	$0 \leq t_5 \leq 40$	54.70	0.260	0.339
50	$50 < t_5 < 200$	51.66	0.359	0.266
	$0 \leq t_5 \leq 50$	47.54	0.093	0.377
60	$60 < t_5 < 200$	45.48	0.261	0.275
	$0 \leq t_5 \leq 60$	40.37	-0.093	0.407
70	$70 < t_5 < 200$	38.47	0.152	0.284
	$0 \leq t_5 \leq 70$	33.43	-0.268	0.424

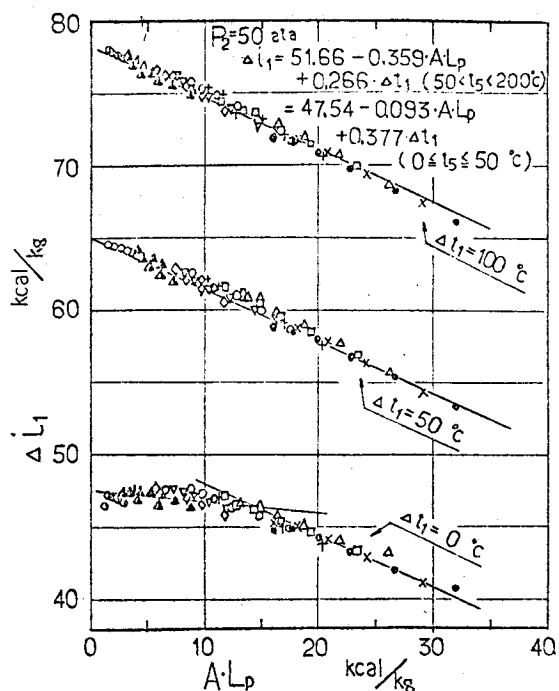


図 4.10 Δi_1 と $A \cdot L_P$ の関係

く一致する。

4.4.3.2 Δi_2 の近似

二段再生サイクルに対する $\Delta i_2 (=i_8-i_7)$ は $i_7=i_5+A \cdot L_C$ と式 (4-3), (4-5), (4-10) を用い, さらに簡略することによって, 凝縮器圧力 $P_2=50 \text{ ata}$ に対して次式を得る。

$$\Delta i_2 = -0.271 \cdot A \cdot L_P \cdot K + 0.283 \cdot \Delta t_2 - 0.188 \cdot \Delta t_1 \cdot K - 0.423 \cdot$$

$$A \cdot L_C \cdot K - \{ 0.478 \cdot (P_1/100)^2 - 6.147 \cdot (P_1/100) - 5.907 \}, (50 < t_5 < 200^\circ\text{C})$$

$$\Delta i_2 = -0.582 \cdot A \cdot L_P \cdot K + 0.283 \cdot \Delta t_2 - 0.159 \cdot \Delta t_1 \cdot K - 0.423 \cdot$$

$$A \cdot L_C \cdot K - \{ 0.487 \cdot (P_1/100)^2 - 6.256 \cdot (P_1/100) - 6.503 \}, (0 \leq t_5 \leq 50^\circ\text{C})$$

(4-11)

ここで, $K = 0.0305 \cdot (P_1/100) + 0.163$

$$A \cdot L_C = \{ -0.920 + 8.223 \cdot (P_1/100) - 0.4336 \cdot (P_1/100)^2 \}$$

$$+ \{ 3.26 \times 10^{-4} + 0.05405 \cdot (P_1/100) - 3.993 \times 10^{-8} (P_1/100)^2 \}$$

$$\times (2.405 \cdot A \cdot L_P + 16.51 + \Delta t_1) / \eta_C$$

(4-12)

これらの $A \cdot L_P$, Δi_1 , $A \cdot L_C$, Δi_2 に対して式 (4-8), (4-10), (4-11), (4-12) により計算した各値 (図中実線) と物性値より直接求めた値 (図中○印) とを各タービン入口圧力に対して図 4.11 に示す。それぞれ良く一致し, 各式の精度の良いことが確かめられる。

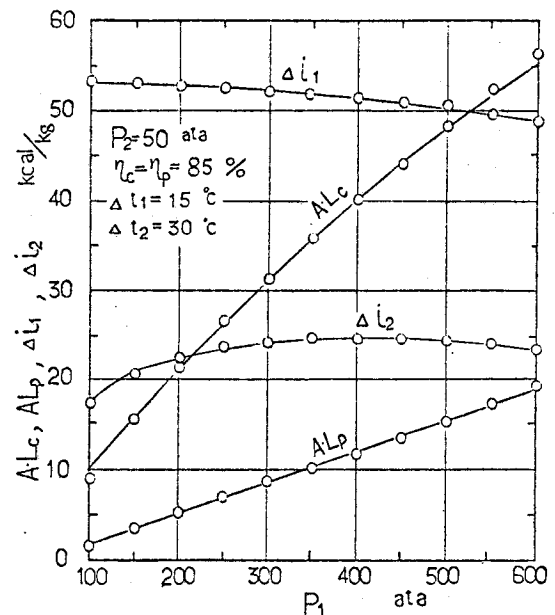


図 4.11 P_1 と $A \cdot L_C$, $A \cdot L_P$, Δi_1 および Δi_2

4.5 熱効率特性

4.5.1 非再生サイクル

熱効率 η_{th} は次式で表わされる。

$$\eta_{th} = (Q_1 - Q_2) / Q_2 = A(L_T - L_P)$$

$$/ (i_8 - i_1 - A \cdot L_P)$$

(4-13)

上式の L_T , L_P , i_8 に各々式 (4-3), (4-6), (4-8) を代入することによって, η_{th} は算出出来る。ここで, i_1 は各凝縮器圧力に対する飽和液のエンタルピ (図 4.12) で, $P_2=30, 40, 50, 60, 70 \text{ ata}$ に対して各々 115.18, 121.42, 127.21, 133.25,

141.56 kcal/kgである。

そして、 $P_2=50$ ata に対して求めた各タービン入口圧力、温度による熱効率の変化を直接物性値から求めたものを実線で、上記式より算出した値を○印で図 4.13 に示すが、両者は非常に良く一致する。

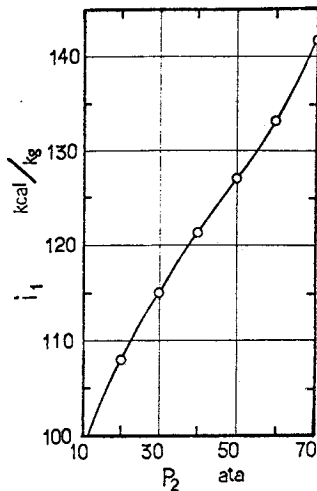


図 4.12 飽和液の i

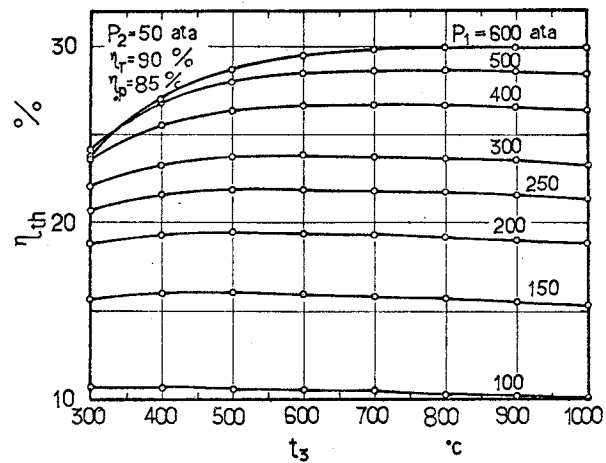


図 4.13 非再生サイクルの熱効率

ただし、非再生サイクルの場合、その熱効率は他のサイクルに比し悪く（参照第 2 章図 2.15）、非再生のまま使用されることはないと考えられるので、各因子の熱効率特性に及ぼす影響については簡単に述べる。

まず、 η_T 、 η_P の η_{th} に及ぼす影響は式 (4-13)（ここで、 $A \cdot L_T = \eta_T \cdot A \cdot L_{T, adi}$ 、 $A \cdot L_P = \frac{A \cdot L_{P, adi}}{\eta_P}$ ）より、 η_T に対しては η_T の一次直線で、 η_P については双曲線で表わされることが分る。またタービン入口温度一定に対して η_{th} を最大とする最適タービン入口圧力 $P_{1, opt}$ は、 $(\partial \cdot \eta_{th} / \partial \cdot P_1) = 0$ から求められ、その結果を図 4.14 に示す。
 η_T 、 η_P が高い程、 P_2 が小さい程、 $P_{1, opt}$ は増大し、 η_T 、 η_P がともに 80% 以上でタービン入口温度が 400°C 以上では、 $P_{1, opt}$ は 600 ata 以上の点に存在し、タービン入口圧力の熱効率に及ぼす影響は二段再生サイクルの場合より顕著である。

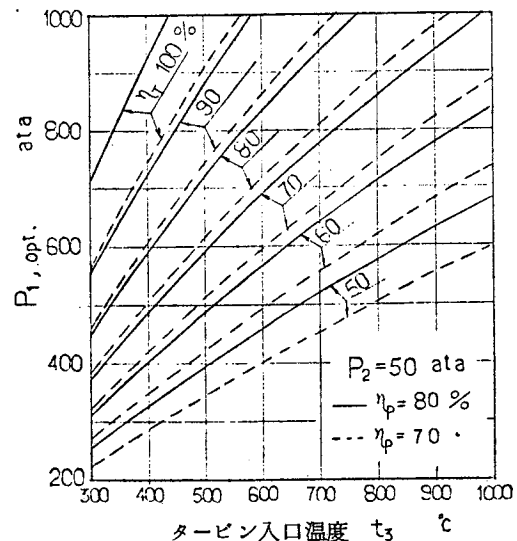


図 4.14 最適初圧 $P_{1, opt}$ （非再生）

4.5.2 一段再生サイクル

i) 熱効率の算出

熱効率 η_{th} は次式で表わされる。

$$\eta_{th} = (A \cdot L_T - A \cdot L_P) / Q_1 = A (L_T - L_P) / (A \cdot L_T + \Delta i_1) \quad (4-14)$$

上式の $A \cdot L_T$, $A \cdot L_P$, Δi_1 に式 (4-6), (4-8), (4-10) を代入することによって,

$$\eta_{th} = \frac{A \cdot \left\{ \eta_T \cdot C_{pT} \cdot T_3 \cdot \left(1 - \pi^{\frac{1-\kappa_T}{\kappa_T}} \right) - \frac{(P_1 - P_2) \cdot 10^4}{r \cdot \eta_P} \right\}}{A \cdot \eta_T \cdot C_{pT} \cdot T_3 \cdot \left(1 - \pi^{\frac{1-\kappa_T}{\kappa_T}} \right) + a - b \cdot A \cdot \frac{(P_1 - P_2) \cdot 10^4}{r \cdot \eta_P} + c \cdot \Delta t} \quad (4-15)$$

表 4.2, 表 4.4 に示した C_{pT} , κ_T , a , b , c の各値を各タービン入口温度 t_3 , 凝縮器圧力 P_2 に対して代入することにより, η_{th} は各条件に対して上式より算出し得る。たとえば, $P_2 = 50 \text{ ata}$ の場合, 各タービン入口圧力, 温度に対して上式より求めた熱効率を図 4.15 (ただし図中には次項 4.5.3 の二段再生サイクルの場合も併せ示す) に破線で示す。図中○印が物性値から直接求めた値で, タービン入口圧力 100 ata を除くと, 非常に良く近似し得る。

ii) η_T の η_{th} に及ぼす影響

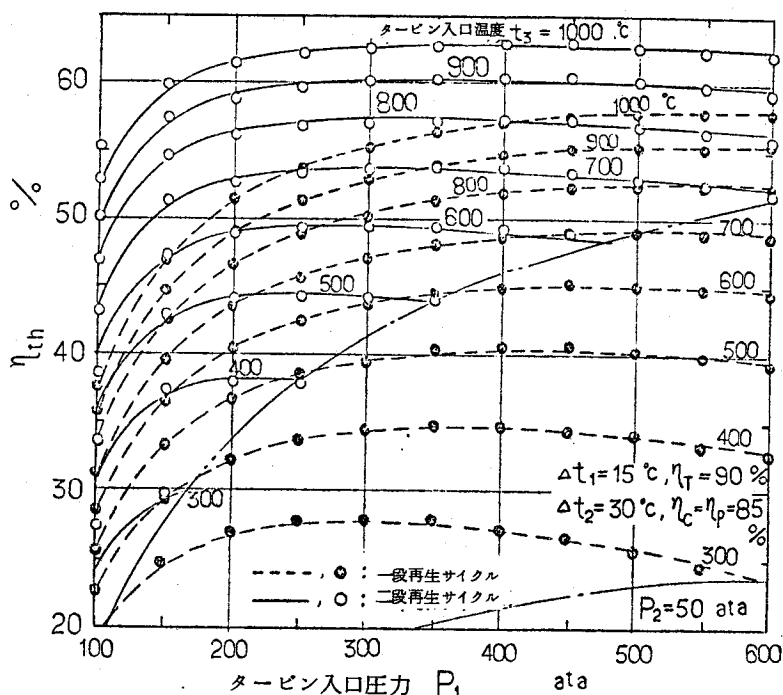


図 4.15 タービン入口圧力, 温度と熱効率の関係 (一段, 二段再生)

$$\frac{\partial \eta_{th}}{\partial \eta_T} = \frac{C_{pT}T_3 \cdot (1-\pi^{-m_T})(1-b) \cdot A \cdot L_P + C_{pT}T_3(1-\pi^{-m_T})(a+c \cdot \Delta t)}{\{\eta_T C_{pT}T_3(1-\pi^{-m_T}) + a - b \cdot A \cdot L_P + c \cdot \Delta t\}^2} > 0 \quad (4-16)$$

つまり，式(4-15)，(4-16)から $\eta_{th}-\eta_T$ のグラフは η_T の増加とともに η_{th} の増す単調増加のグラフとなり， $\eta_T=\infty$ (実際には有り得ない)で $\eta_{th}=1$ (100%)の双曲線となり，その勾配は η_T の増加とともに小さくなっていく。

たとえば， $P_1=250 \text{ ata}$ ， $P_2=50 \text{ ata}$ ， $\Delta t_1=15^\circ\text{C}$ 一定で， $t_3=1000^\circ\text{C}$ の場合， $A \cdot L_T$ は表4.2より $t_3=1000^\circ\text{C}$ に対して $C_{pT}=0.428$ ， $\kappa_T=1.117$ より， $-m_T = \frac{1-\kappa_T}{\kappa_T} = -0.10474$ 故に， $A \cdot L_T = \eta_T \cdot C_{pT}T_3(1-\pi^{-m_T}) = \eta_T \times 0.428 \times (1000+273) \cdot \left\{1 - \left(\frac{250}{50}\right)^{-0.10474}\right\} = 84.525 \cdot \eta_T$ ，一方， $A \cdot L_P$ は式(4-8)，(4-9)から， $\gamma = -8.899 \times 50 + 125.2753 = 807.803$ ， $A \cdot L_P = \frac{A(P_1-P_2) \cdot 10^4}{\gamma \cdot \eta_P} = \frac{(250-50)10^4}{427 \times 807.803 \times \eta_P} = \frac{5.798}{\eta_P}$ ，また t_2 は式(4-9)から， $t_2 = 2.409 \cdot A \cdot L_P + 16.51 = 2.409 \cdot \frac{5.798}{\eta_P} + 16.51 = \frac{13.967}{\eta_P} + 16.51$ ，よって， $t_5 = t_2 + \Delta t = \left(\frac{13.967}{\eta_P} + 16.51\right) + 15 = \frac{13.967}{\eta_P} + 31.51$ ，ここで， $\eta_P > 7.55\%$ のとき $t_5 < 50^\circ\text{C}$ から Δi_1 は表4.4，式(4-10)より， $\Delta i_1 = 47.54 - 0.093 \cdot A \cdot L_P + 0.377 \times \Delta t = 47.54 - 0.093 \cdot \frac{5.798}{\eta_P} + 0.377 \times 15 = 53.195 - \frac{0.539}{\eta_P}$ ，また $\eta_P \leq 7.55\%$ のとき，同様に $\Delta i_1 = 51.66 - 0.359 \cdot A \cdot L_P + 0.266 \times \Delta t = 55.65 - \frac{2.081}{\eta_P}$ よって， η_{th} は式(4-14)から次式で表わされる。

$$\eta_{th} = \frac{A \cdot (L_T - L_P)}{A \cdot L_T + \Delta i_1} = \frac{84.525 \cdot \eta_T - \frac{5.798}{\eta_P}}{84.525 \cdot \eta_T + 53.195 - \frac{0.539}{\eta_P}}, (\eta_P > 7.55\%) \quad (4-17)$$

$$= \frac{84.525 \cdot \eta_T - \frac{5.798}{\eta_P}}{84.525 \cdot \eta_T + 55.65 - \frac{2.081}{\eta_P}}, (\eta_P \leq 7.55\%)$$

また同一圧力 P_1 ， P_2 ，同一再生器端末温度差 Δt では，タービン入口温度 t_3 の変化による $A \cdot L_P$ ， Δi_1 の変化はなく， $A \cdot L_T$ のみ変化するので，タービン入口温度 $t_3=600^\circ\text{C}$ に対して，前記と同様にして次式を得る。

$$\eta_{th} = \frac{56.488 \cdot \eta_T - \frac{5.798}{\eta_P}}{56.488 \cdot \eta_T + 53.195 - \frac{0.539}{\eta_P}}, (\eta_P > 7.55\%)$$

$$= \frac{56.488 \cdot \eta_T - \frac{5.798}{\eta_P}}{56.488 \cdot \eta_T + 55.65 - \frac{2.081}{\eta_P}}, (\eta_P \leq 7.55\%)$$

(4-18)

また $P_1 = 400 \text{ ata}$, $P_2 = 50 \text{ ata}$, $\Delta t = 15^\circ\text{C}$ で $t_3 = 1000^\circ\text{C}$, (600°C) に対する各 η_{th} は次のようである。ただし、式中の () の中が $t_3 = 600^\circ\text{C}$ の場合を示す。

$$\eta_{th} = \frac{106.638(70.565) \cdot \eta_T - \frac{10.147}{\eta_P}}{106.638(70.565) \cdot \eta_T + 55.65 - \frac{3.643}{\eta_P}}$$

(4-19)

この結果を $\eta_P = 0.85$ 一定に対して図 4.16 に示す。図中 $\times$, $\circ$ 印が、近似式 (4-18), (4-19) によるもので、実、破線が物性値から直接求めたものである。両者は非常に良く一致しており、本近似式から η_T , η_P の熱効率特性に及ぼす影響が式の形ではっきりと表わすことが出来、より明瞭となる。

iii) Δt の影響

熱効率 η_{th} は式 (4-10) および式 (4-14) より、

$$\eta_{th} = \frac{A \cdot (L_T - L_P)}{A \cdot L_T + a - b \cdot A \cdot L_P + c \cdot \Delta t}$$

(4-20)

よって、

$$\frac{\partial \eta_{th}}{\partial \Delta t} = \frac{-A \cdot (L_T - L_P) \cdot c}{(A \cdot L_T + a - b \cdot A \cdot L_P + c \cdot \Delta t)^2} < 0$$

(4-21)

すなわち、 Δt の増加とともに η_{th} は低下し、その勾配は Δt の増加とともに減少していく。

$$P_1 = 300 \text{ ata}, P_2 = 50 \text{ ata},$$

$$\eta_T = 90\%, \eta_P = 85\% \text{ で } t_3 = 1000$$

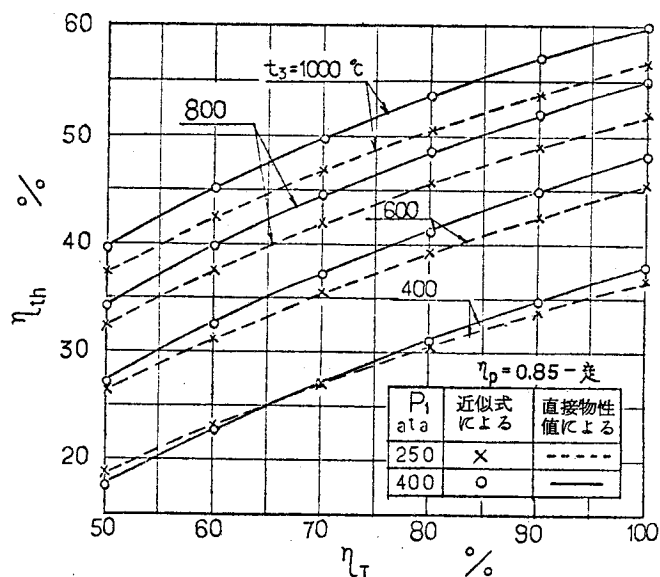


図 4.16 η_T の熱効率に及ぼす影響 (一段再生)

$^{\circ}\text{C}(600^{\circ}\text{C})$ のとき、前項と同様にして、 $A \cdot L_T = 83.909(55.860) \text{ kcal/kg}$, $A \cdot L_P$
 $= 8.527 \text{ kcal/kg}$, $\Delta i = 48.599 + 0.226 \cdot \Delta t$ から式(4-20)に代入し、

$$\eta_{th} = \frac{83.909(55.860) - 8.527}{83.909(55.860) + 48.599 + 0.226 \cdot \Delta t} = \frac{75.382(47.333)}{132.508(104.459) + 0.226 \cdot \Delta t} \quad (4-22)$$

同様に、 $P_1 = 500 \text{ ata}$ で他の条件は上記と同様のときの η_{th} は、

$$\eta_{th} = \frac{105.085(69.217) - 15.348}{105.085(69.217) + 46.150 + 0.266 \cdot \Delta t} = \frac{89.737(53.869)}{151.235(115.367) + 0.266 \cdot \Delta t} \quad (4-23)$$

また P_2 が変化したときつまり、 $P_1 = 300 \text{ ata}$, $P_2 = 70 \text{ ata}$, $\eta_T = 90\%$, $\eta_P = 85\%$
 で $t_3 = 1000^{\circ}\text{C}(600^{\circ}\text{C})$ の場合、

$$\eta_{th} = \frac{83.909(55.860) - 10.936}{83.909(55.860) + 36.808 + 0.284 \cdot \Delta t} = \frac{72.973(44.924)}{120.717(92.668) + 0.284 \cdot \Delta t} \quad (4-24)$$

この Δt の変化による結果を式(4-22), (4-23)に対して、図4-17に示す。

IV) 圧力損失の影響

第3章の圧力損失の項で述べたと同様に、加熱器および再生器における高圧側、
 低圧側の各圧力損失を各々 ΔP_B , ΔP_{RF} , ΔP_{RE} とし、タービン凝縮器圧力 P_2 を
 基準にとって無次元化した値 $\epsilon_B = \Delta P_B / P_1$, $\epsilon_{RF} = \Delta P_{RF} / P_1$, $\epsilon_{RE} = \Delta P_{RE} / P_2$
 を用いて、

$$\left. \begin{aligned} \text{ポンプ出口圧力} &= P_1 (1 + \epsilon_B + \epsilon_{RF}) \\ \text{タービン背圧} &= P_2 (1 + \epsilon_{RE}) \end{aligned} \right\}$$

(4-25)

これより、

$$A \cdot L_T = \eta_T \cdot C_{pT} \cdot T_3 \left\{ 1 - \left(\frac{P_1}{P_2 (1 + \epsilon_{RE})} \right)^{-m_T} \right\} = \eta_T \cdot C_{pT} \cdot T_3 \left\{ 1 - \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{-m_T} \cdot (1 + \epsilon_{RE})^{m_T} \right\}$$

$$A \cdot L_P = A \cdot \frac{\{P_1 (1 + \epsilon_B + \epsilon_{RF}) - P_2\} \times 10^4}{r \cdot \eta_P} = A \cdot \frac{\{P_1 - P_2 + P_1 (\epsilon_B + \epsilon_{RF})\} \times 10^4}{r \cdot \eta_P}$$

(4-26)

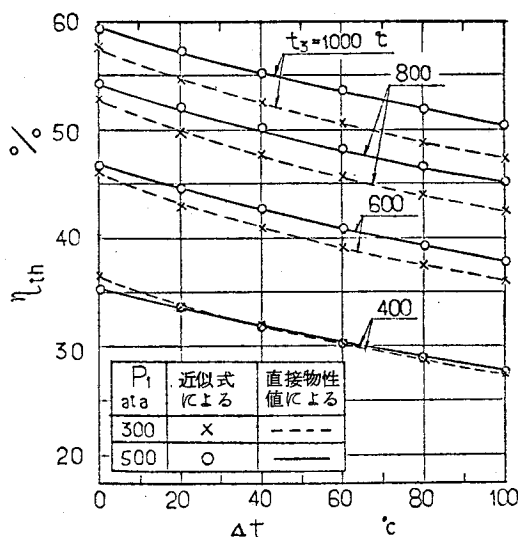


図4.17 Δt と熱効率の関係(一段再生)

$P_1=300 \text{ ata}$, $t_3=1000^\circ\text{C}$, 600°C , $P_2=50 \text{ ata}$, $\Delta t=15^\circ\text{C}$, $\eta_T=90\%$, $\eta_P=85\%$ の場合

$t_3=1000^\circ\text{C}$ に対して式 (4-26) より $A \cdot L_T = 490.360 - 406.450 \times (1 + \epsilon_{RE})^{0.10474}$
 $A \cdot L_P = 8.527 + 1.0232(\epsilon_B + \epsilon_{RF})$, また $\Delta i_1 = 5.2589 - 3.673 \cdot (\epsilon_B + \epsilon_{RF})$ より

$$\eta_{th} = \frac{481.833 - 406.450(1 + \epsilon_{RE})^{0.10474} - 1.0232 \cdot (\epsilon_B + \epsilon_{RF})}{542.949 - 406.450(1 + \epsilon_{RE})^{0.10474} - 3.673(\epsilon_B + \epsilon_{RF})} \quad (4-27)$$

$t_3 = 600^\circ\text{C}$ に対して

$$\eta_{th} = \frac{227.969 - 180.635(1 + \epsilon_{RE})^{0.15088} - 1.0232(\epsilon_B + \epsilon_{RF})}{289.085 - 180.635(1 + \epsilon_{RE})^{0.15088} - 3.673(\epsilon_B + \epsilon_{RF})} \quad (4-28)$$

これらの結果を $\epsilon_B = \epsilon_{RF} = \epsilon_{RE} = 0$ との熱効率差として図 4.18 に $\circ \cdot \times$ 印で示し、直接物性値から得た値を実線、破線で示す。

V) 凝縮器圧力 P_2 の影響

P_2 の影響について $P_1=300 \text{ ata}$, $t_3=800^\circ\text{C}$, $\eta_T=90\%$, $\eta_P=85\%$, $\Delta t=15^\circ\text{C}$ の場合につき同様に近似的式を示すと、

$$\eta_{th} = \frac{376.932 \left\{ 1 - \left(\frac{300}{P_2} \right)^{-0.1189} \right\} - \frac{(300 - P_2) \times 10^4}{362.95(-8.899P_2 + 1252.753)}}{376.932 \left\{ 1 - \left(\frac{300}{P_2} \right)^{-0.1189} \right\} + a - \frac{b(300 - P_2) \times 10^4}{362.95(-8.899P_2 + 1252.753)} + 15 \cdot c} \quad (4-29)$$

上式に各 P_2 に対応した表 4.6 の a , b , c の値を代入することによって、その影響が算出し得る。その結果を $\circ$ 印で図 4.19 に示し、物性値により直接求めた結果を実線にて示すが、 P_2 の異なった場合にも本近似式の精度の良いことが確かめられる。またこの解析結果より、 P_2 の η_{th} に及ぼす影響はタービン入口圧力、温度の変化に関係なく、ほぼ一様に変化していくことが明らかとなる。

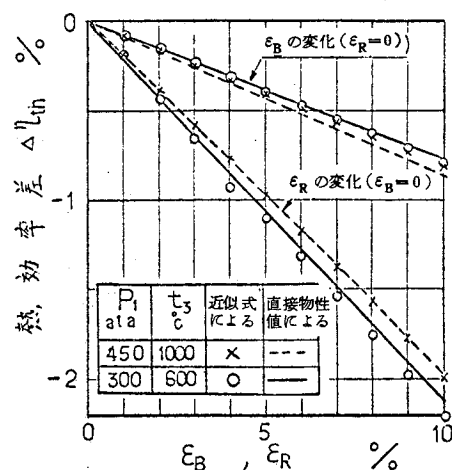


図 4.18 各圧力損失の影響(一段再生)

VI) η_{th} を最大とする最適タービン入口圧力

第3章節 3.4.1 で述べたように、 η_{th} に及ぼす P_1 の影響はあるタービン入口圧力(約 200 ata 以上)を越えると顕著でなくなるが、最適タービン入口圧力 $P_{1,opt}$ が存在する。その $P_{1,opt}$ も本近似式から算出し得る。つまり、 $P_{1,opt}$ は $(\partial \eta_{th} / \partial P_1) = 0$ から次式を満足する P_1 である。

$$\left(1 - b + \frac{a + c \cdot \Delta t}{C_{pT} T_3 \cdot \eta_T}\right) \cdot P_1^{\frac{2\kappa_T - 1}{\kappa_T}} - \frac{2\kappa_T - 1}{\kappa_T} \cdot (1 - b) \cdot P_2^{\frac{\kappa_T - 1}{\kappa_T}} \cdot P_1$$

$$- \frac{\kappa_T - 1}{\kappa_T} \left\{ \frac{\gamma \cdot \eta_P (a + c \cdot \Delta t)}{10^4 \cdot A} - P_2 (1 - b) \right\} \cdot P_2^{\frac{\kappa_T - 1}{\kappa_T}} = 0 \quad (4-30)$$

これより、 η_T 、 η_P と $P_{1,opt}$ の関係を $t_3 = 1000, 700^\circ\text{C}$ 、 $P_2 = 50 \text{ ata}$ 、 $\Delta t_1 = 15^\circ\text{C}$ 一定に対して図 4.20 に示す。たとえば、 $\eta_T = 90\%$ 、 $\eta_P = 85\%$ でタービン入口温度 $1000, 700^\circ\text{C}$ のとき、 $P_{1,opt}$ は各々約 600, 500 ata となり、これは直接物性値から計算された値(第2章第 3.2 参照)と一致している。また η_T 、 η_P の高い程

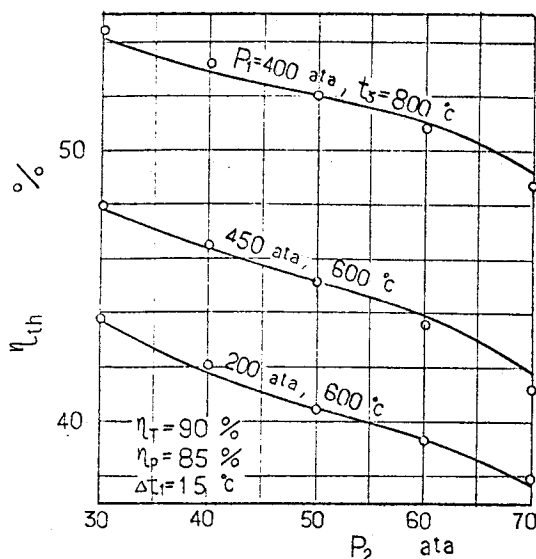


図 4.19 凝縮器圧力の影響(一段再生)

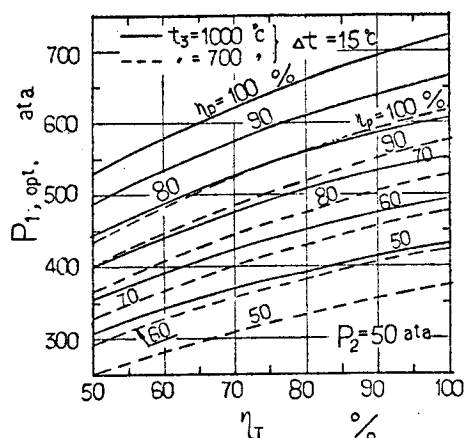


図 4.20 η_T 、 η_P と $P_{1,opt}$ の関係(一段再生)

$P_{1,opt}$ は増大し、 Δt の 5°C の増加に対して $P_{1,opt}$ も 2~5 ata 増大していくことが確かめられる。

vii) η_R による表示

再生器の性能表示の一つに、熱効率 $\eta_{RX,i} = (i_4 - i_5) / (i_4 - i_2)$ が用いられることがある。今、この $\eta_{RX,i}$ を用いて、 η_{th} を示すと、

$$Q_1 = i_3 - i_6 = i_3 - \{ i_4 - (1 - \eta_{RX,i}) \cdot (i_4 - i_2) \} = (1 - \eta_{RX,i}) \cdot (i_3 - i_1 - A \cdot L_P) + \eta_{RX,i} \cdot A \cdot L_T \text{ より}$$

$$\eta_{th} = \frac{A \cdot (L_T - L_P)}{(1 - \eta_{RX,i}) (i_3 - i_1 - A \cdot L_P) + \eta_{RX,i} \cdot A \cdot L_T} \quad (4-31)$$

ここで、非再生サイクルの熱効率を η_{th}^* とすると、両サイクルの熱効率の関係は、次式で表わされる。

$$\eta_{th} = \frac{\eta_{th}^*}{1 - \eta_{RX,i} \left(1 - \frac{\eta_{th}^*}{R} \right)} \quad (4-32)$$

ここで、 $R = \text{仕事比} = \frac{L_T - L_P}{L_T}$ 。すなわち、一段再生の熱効率 η_{th} は非再生サイクルの η_{th}^* および仕事比 R が既知であれば、 $\eta_{RX,i}$ の関数として算出し得る。

本 CO_2 サイクルの $\eta_{RX,i}$ は再生器における高、低圧側流体の比熱の差が大きいため、 $\Delta t_1 = 0^\circ\text{C}$ のときの $\eta_{RX,i, \max}$ でも 1 より小さく、 $P_1 = 250 \text{ ata}$ 、 $P_2 = 50 \text{ ata}$ 、 $t_3 = 1000^\circ\text{C}$ 、 700°C の場合 $\eta_{RX,i, \max} = 0.81$ 、 0.73 である。

また $\eta_{RX,i}$ と $\Delta i_1 (\Delta t)$ の関係は次のように表わせ、同様に前述近似式を用いて算出し得る。

$$\eta_{RX,i} = 1 - \Delta i_1 / (i_3 - i_1 - A \cdot L_T - A \cdot L_P) \quad (4-33)$$

4.5.3 二段再生サイクル

i) 熱 効 率

熱効率は第3章式(3-7)より、

$$\eta_{th} = 1 - \frac{A \cdot L_C + \Delta i_2}{A \cdot L_C + \Delta i_1} \cdot \frac{A \cdot L_P + \Delta i_1}{A \cdot L_T + \Delta i_2} \quad (3-7)$$

凝縮器圧力 $P_2 = 50 \text{ ata}$ に対して η_{th} は、式(4-6)、(4-8)、(4-10)、(4-11)、(4-12)を代入して、算出出来、この結果を $\Delta t_1 = 15^\circ\text{C}$ 、 $\Delta t_2 = 30^\circ\text{C}$ 、 $\eta_T = 90\%$ 、 $\eta_P = \eta_C = 85\%$ 一定として各タービン入口圧力、温度に対して前図4.15 中実線にて示す。図中。印が物性値より直接求めたもので、一段再生サイクルの場合と同様 $P_1 = 100 \text{ ata}$ の場合を除くと良く近似し得る。

また、 $\partial \eta_{th} / \partial \Delta i_2 = \{ A(A \cdot L_P + \Delta i_1)(L_C - L_T) \} / \{ (A \cdot L_C + \Delta i_1)(A \cdot L_T +$

$\Delta i_2)^2\}$ となり $L_T > L_C$ の場合には Δi_2 に対して $(\partial \eta_{th} / \partial \Delta i_2) < 0$ となり、
 Δi_2 の小さい方が η_{th} の良いことが、証明し得る。同様に、 Δi_1 , L_C の小さい方が
 η_{th} は良い。

ii) η_T , η_C の η_{th} に及ぼす影響

$P_1=250 \text{ ata}$, $P_2=50 \text{ ata}$, $\Delta t_1=15^\circ\text{C}$, $\Delta t_2=30^\circ\text{C}$, $\eta_P=85\%$ のとき、各タービン入口温度、 η_T , η_C と η_{th} の関係は、式(4-8), (2-57)より $r=807.803 \text{ kg/m}^3$, $A \cdot L_P = 6.82 \text{ kcal/kg}$, また式(4-7)より $A \cdot L_C = \frac{22224}{\eta_C}$ で式(4-10)より $\Delta i_1 = 52.549 \text{ kcal/kg}$, Δi_2 はまず式(4-9)より $t_5 = t_2 + \Delta t_1 = 32.916 + 15 = 47.916^\circ\text{C} < 50^\circ\text{C}$ で式(4-11)より、 $\Delta i_2 = 26.069 - \frac{2249}{\eta_C}$ と算出し得るので式(3-7)に代入し、各タービン入口温度に対して、次式が得られる。

$$\eta_{th} = 1 - \frac{\frac{19975}{\eta_C} + 26.069}{\frac{22224}{\eta_C} + 52.549} \cdot \frac{59369}{A \cdot L_T + 26.069 - \frac{2249}{\eta_C}} \quad (4-34)$$

同様に、 $P_1=400 \text{ ata}$, $P_2=50 \text{ ata}$, $\Delta t_1=15^\circ\text{C}$, $\Delta t_2=30^\circ\text{C}$ のとき、各タービン入口温度に対して

$$\eta_{th} = 1 - \frac{\frac{301}{\eta_C} + 29.611}{\frac{34226}{\eta_C} + 51.374} \cdot \frac{63311}{A \cdot L_T + 29.611 - \frac{4126}{\eta_C}} \quad (4-35)$$

ここで、 $A \cdot L_T$ は各タービン入口温度に対して表4.2, 式(4-6)から算出でき、
 $P_1=250 \text{ ata}$, $t_3=1000^\circ\text{C}$ (600°C) の場合、

$$A \cdot L_T = 84.525 \eta_T \quad (56.488 \eta_T)$$

$P_1=400 \text{ ata}$, $t_3=1000^\circ\text{C}$ (600°C) の場合、

$$A \cdot L_T = 106.638 \eta_T \quad (70.565 \eta_T)$$

(4-36)

このようにして算出した η_T , η_C による η_{th} への影響を図4.2.1に各印にて示す。また図中には直接物性値から求めた例を 250 ata , 600°C に対して示すが、良く一致しており、またこれより同一タービン入口圧力であれば、タービン入口温度の高い程、 η_T , η_C による η_{th} への影響割合が小さくなっていくことが明らかとなる。

iii) 再生器冷端末温度差 Δt_1 , Δt_2 の影響

同様に、 Δt_1 , Δt_2 の影響が各近似式により求められ、次のようである。

$P_1=250 \text{ ata}$, $P_2=50 \text{ ata}$, $\eta_C = \eta_P = 85\%$ 一定の各タービン入口温度に対して：

$$\eta_{th} = 1 - \frac{39.59 + 0.0718 \cdot \Delta t_1 + 0.283 \cdot \Delta t_2}{73.4073 + 0.3963 \cdot \Delta t_1} \cdot \frac{56.035 + 0.2663 \cdot \Delta t_1}{A \cdot L_T + 0.283 \cdot \Delta t_2 - 0.0581 \cdot \Delta t_1} \quad (4-37)$$

$P_1 = 400 \text{ ata}$ に対して

$$\eta_{th} = 1 - \frac{54.97 + 0.1043 \cdot \Delta t_1 + 0.283 \cdot \Delta t_2}{84.952 + 0.446 \cdot \Delta t_1} \cdot \frac{59.317 + 0.2663 \cdot \Delta t_1}{A \cdot L_T + 0.283 \cdot \Delta t_2 - 0.0581 \cdot \Delta t_1} \quad (4-38)$$

ここで例として、 $t_3 = 1000^\circ\text{C}$ 、 600°C に対して前式 (4-36) を代入し、 $\Delta t_1 = 15^\circ\text{C}$ 、 $\Delta t_2 = 30^\circ\text{C}$ を基準にとった η_{th} の差として図 4.22 (各記号は図 4.21 と同じ) に示すが、物性値から直接計算した結果 (図中実線) と × 印とは良く一致し、より複雑な二段再生サイクルの場合にも、各タービン入口圧力、温度の変化による Δt_1 、 Δt_2 の影響が式の上で容易に判断し得る。

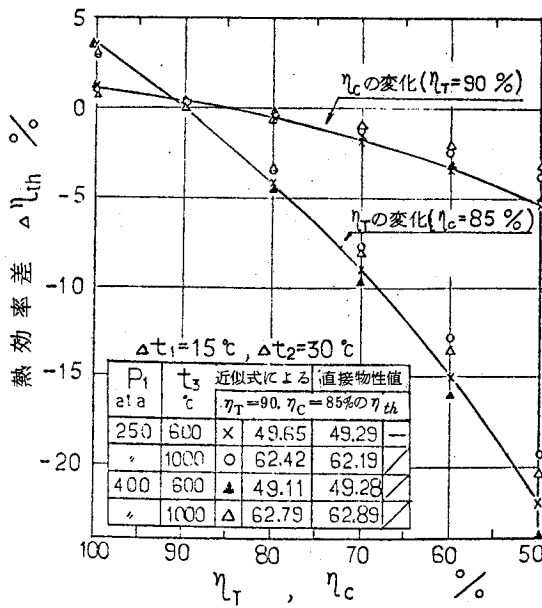


図 4.21 η_T, η_C の熱効率に及ぼす影響
(二段再生)

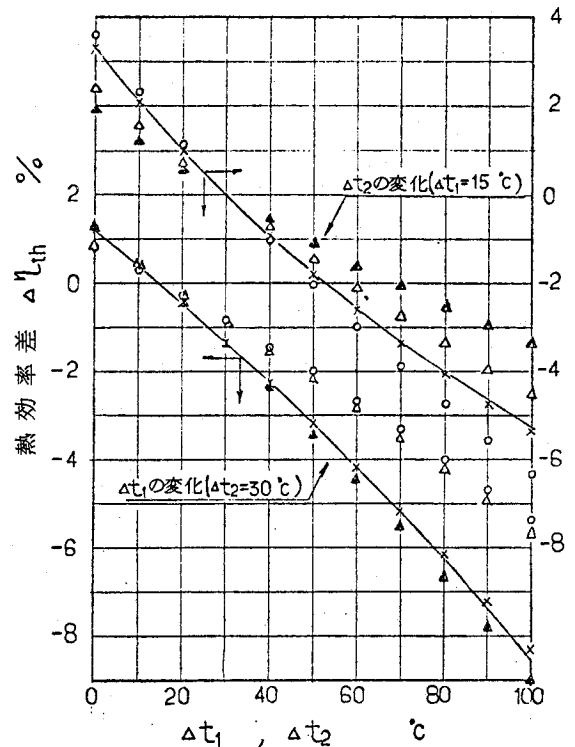


図 4.22 再生器端末温度差の影響(二段再生)

4.6 最適再熱圧力、温度

既に第 3 章節 3.5.4 で明らかにしたように、最大の熱効率を得るための最適再熱圧力と各タービン仕事の総和を最大とする再熱圧力とは一致し、その最適再熱圧力は、流体を完全ガスと仮定して導かれた式 (3-30, 31) により概略求められた。しかし、この式

は、完全ガスと仮定した結果であり、最大10 ataほどの差異が生じる。そこで、本章においてタービン仕事を表わす精度の良い近似式を得たので、この式を用いて最適再熱圧力について検討する。

表4.2の C_{pT} , κ_T による $A \cdot L_T$ の近似式(4-6)をタービン出口圧力が600 ataまで変化させたときに用いた場合の精度は、たとえばタービン入口温度 $t_3=1000^\circ\text{C}$, 600°C に対して図4.23(a), (b)に示すようにいずれもタービン出口圧力とほぼ比例関係にあり、タービン出口圧力の増加とともに、その誤差は大きくなっていく。そして、実際の $A \cdot L_T$ と本近似式によって計算した $A \cdot L_{T, cal}$ との関係は、 $P_2 \geq 100$ ataに対して、タービン入口温度の如何に関わらず、次式のように表わすことが出来る。

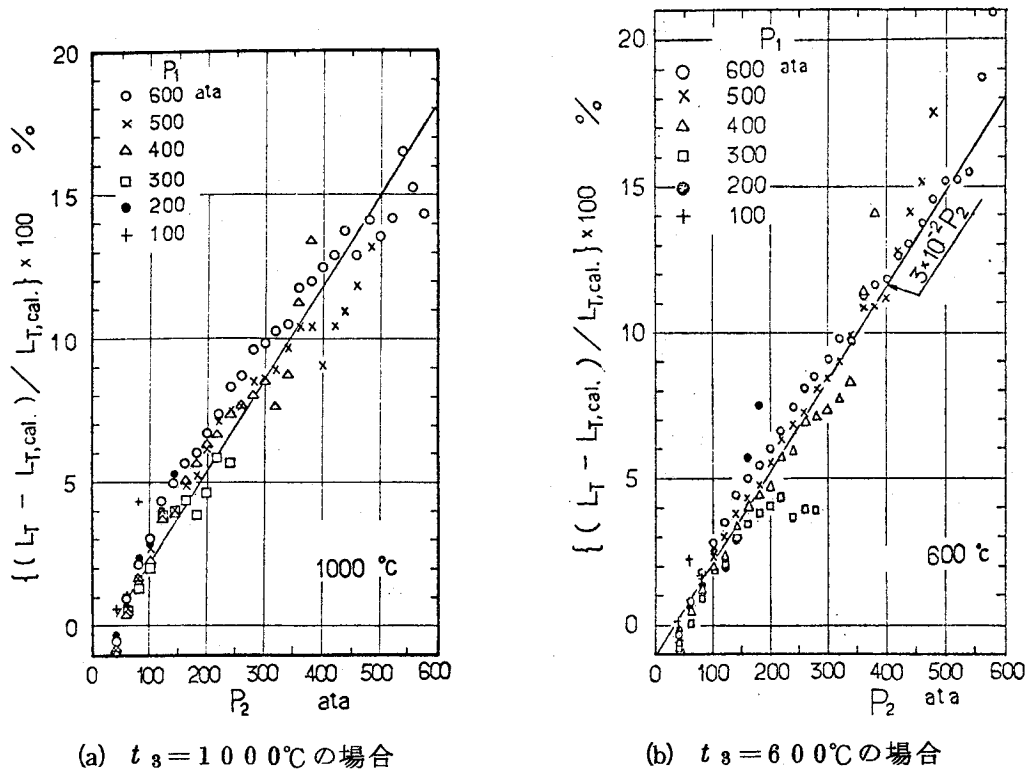


図4.23 P_2 の変化による式(4-6)の精度

$$A \cdot L_T = (1 + \kappa_T \cdot P_2) \cdot A \cdot L_{T, cal} \quad (4-39)$$

ここで、 $\kappa_T \doteq 3 \times 10^{-4}$ ($P_2 \geq 100$ ata)

よって再熱によるタービン仕事の総和 $A \cdot L_{T, total}$ は

$$A \cdot L_{T, total} = \sum_n \left[(1 + \kappa_T \cdot P_{n+1}) \cdot \eta_{T, n} \cdot C_{pT, n} \cdot T_n \left\{ 1 - \left(\frac{P_n}{P_{n+1}} \right)^{-m_{T, n}} \right\} \right] \quad (4-40)$$

ここで、添字 n は各再熱段数。

これより、タービン仕事の総和、すなわち熱効率を最大とする最適再熱圧力 $P_{R, opt}$ は $(\partial A \cdot L_{T, total} / \partial P_{n+1}) = 0$ から、次式を満足する P_n となる。

$$\sum_n \left[\eta_{T, n} \cdot C_{pT, n} \cdot T_n \cdot \left\{ \kappa_T - \frac{m_{Tn}}{P_{n+1}} \left(\frac{P_{n+1}}{P_n} \right)^{\frac{m_{Tn}}{m_{Tn}+1}} - \kappa_T (m_{Tn}+1) \left(\frac{P_{n+1}}{P_n} \right)^{\frac{m_{Tn}}{m_{Tn}+1}} \right\} \right] = 0 \quad (4-41)$$

一方、CO₂ サイクルの再熱による効率改善は第3章3.5.5で示したように、二段再熱以上は余り効果がなく、全タービン熱落差も水蒸気ランキンサイクルなどと比べ小さいので、実用的には一段再熱が妥当であると考えられ、以下一段再熱について記す。しかし、二段再熱以上でも上式(4-41)を解くことにより、求めることはできる。

式(4-41)を一段再熱に対して解くと、

$$P_{R, opt} = m_{T1} + m_{T2} \sqrt{\frac{\eta_{T2} \cdot C_{pT2} \cdot T_2 \cdot m_{T2}}{\eta_{T1} \cdot C_{pT1} \cdot T_1 \cdot m_{T1}}} \cdot P_1^{m_{T1}} \cdot P_2^{m_{T2}} \left[1 + \kappa_T \cdot P_R \left(\frac{1}{m_{T1}} \left\{ 1 - \left(\frac{P_1}{P_R} \right)^{m_{T1}} \right\} + 1 \right)^{-(m_{T1}+m_{T2})} \right] \quad (4-42)$$

$T_1 = T_R$ 、各段の η_T が同一の場合 C_{pT} 、 κ_T 同一より、

$$P_{R, opt} = \sqrt{P_1 \cdot P_2} \cdot \sqrt[2m_T]{1 + \kappa_T \cdot P_R \left(\frac{1}{m_T} \left\{ \left(\frac{P_1}{P_R} \right)^{m_T} - 1 \right\} + 1 \right)} \quad (4-43)$$

ここで、完全ガスとして求めた最適再熱圧力は $P_R = \sqrt{P_1 \cdot P_2}$ (第3章式(3-31))であり、上式中 $\sqrt[2m_T]{1 + \kappa_T P_R \left[\frac{1}{m_T} \left\{ \left(\frac{P_1}{P_R} \right)^{m_T} - 1 \right\} + 1 \right]}$ が、実在流体に対する補正項を意味する。これよりまず $P_R = \sqrt{P_1 \cdot P_2}$ より P_R を求め、式(4-43)の補正項に逐次代入する手法によって、各タービン入口温度における $P_{R, opt}$ が求められる。

このようにして求めた最適再熱圧力 $P_{R, opt}$ の結

果をタービン入口温度 $t_3 =$ 再熱温度 $t_R =$

1000℃、800℃一定で各タービン入口圧力の変化に対して図4.24に示す。即ち、タービン入口圧力が、高い程完全ガスとして求めた(図中実線)値より大きくなり、最大10%ほどの差異が生じる。

一方、タービン入口圧力 P_1 が400 ata以下ではその影響は小さい(式(4-43)中の補正項 $\div 1$)ことが明らかとなる。

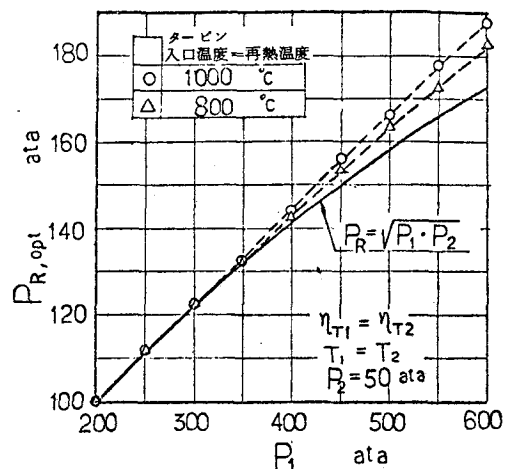


図4.24 最適再熱圧力 $P_{R, opt}$

次に、再熱温度の最適再熱圧力に及ぼす影響については第3章節3.5.1で再熱温度がタービン入口温度から低下する程減少していくことが示されたが、ここで $P_1 = 300 \text{ ata}$, $P_2 = 50 \text{ ata}$, タービン入口温度 $t_3 = 600^\circ\text{C}$, 再熱温度 t_R が 500°C の場合について式(4-42)より求めると、補正項 $\div 1$ で、 $P_R = 78.8 \text{ ata}$ を得、実際に求めた値(第3章図3.2.2参照)の結果と良く一致する。つまり、再熱温度がタービン入口温度と同じときの $P_{R, opt}$ は 123 ata であり、約 40 ata 程度の低下が生じる。つまり、この場合もタービン入口圧力が 400 ata 以下に対して次式(4-44)によって、その影響が算出出来 η_T の異なる場合も同様に式(4-44)によって求められる。

$$P_{R, opt} = m_{T1} + m_{T2} \sqrt{\frac{\eta_{T2} \cdot C_{pT2} \cdot m_{T2}}{\eta_{T1} \cdot C_{pT1} \cdot m_{T1}} \cdot P_1^{m_{T1}} \cdot P_2^{m_{T2}}} \quad (4-44)$$

4.7 比出力、仕事比

タービンを通過する単位流量当りの比出力 $A \cdot L_S$, 仕事比 R は、前章式(3-15)より、

$$A \cdot L_S = A \cdot L_T - (1 - \alpha) \cdot A \cdot L_C - \alpha \cdot A \cdot L_P \quad (3-15)$$

$$R = L_S / L_T$$

ここで、 $\alpha = \frac{A \cdot L_C + \Delta i_2}{A \cdot L_C + \Delta i_1}$, 一段再生サイクルの場合 $\alpha = 1$, すなわち、各比出力 $A \cdot L_S$, 仕事比 R は上式に式(4-6), (4-7), (4-8), (4-10), (4-11)を代入することによって、算出し得る。 $P_2 = 50 \text{ ata}$ における比出力を各タービン入口圧力、温度に対して図4.2.5に示す。図中 $\circ \cdot \times$ 印が上式から求めたもので、実破線が直接物性値から求めたものである。

そして、比出力を最大とする最適タービン入口圧力 $P_{1, S opt}$ は $(\partial A \cdot L_S / \partial P_1) = 0$ から、非再生、一段再生サイクルに対して次式を得る。

$$P_{1, S opt} = P_2^{\frac{1-\kappa_T}{1-2\kappa_T}} (1 + \epsilon_R)^{\frac{1-\kappa_T}{1-2\kappa_T}} \left\{ \frac{1-2\kappa_T}{\kappa_T} \sqrt{\frac{\kappa_T}{\kappa_T - 1} \cdot A \cdot (1 + \epsilon_B) \cdot 10^4 / (r \cdot \eta_T \cdot \eta_P \cdot C_{pT} \cdot T_3)} \right\} \quad (4-45)$$

ここで、各 ϵ_B , ϵ_R は前節4.5.2で示した各圧力損失率であり、圧力損失を考慮しない場合 $\epsilon_B = \epsilon_R = 0$ 。

このようにして求めた $P_{1, S opt}$ を、 $\epsilon_B = \epsilon_R = 0$ に対して図4.2.1中に一点鎖線で示すが、いずれも高いタービン入口圧力で最大となり、図中二点鎖線で示した熱効率を最大とする $P_{1, opt}$ と大きく異なっていることが分る。

次に、仕事比 R は $\{ \partial R / \partial (P_1 / P_2) \} < 0$, $(\partial R / \partial t_3) > 0$ より圧力比 (P_1 / P_2) が小さく、タービン入口温度 t_3 の高い程大きくなる。

同様に、上記 $A \cdot L_S / A \cdot L_T$ より求められ、 $P_1 = 300 \text{ ata}$ で $t_3 = 1000^\circ\text{C}$, 700°C の場合二段再生（非、一段再生）に対して各々 $0.81 (0.90)$, $0.74 (0.86)$ 程度となる（参照第3章図 3.14）。

4.8 結 言

CO_2 のエンタルピ、エントロピおよび熱落差などの精度の良い近似式を用いて、サイクル特性を表わす近似式を得、各因子の熱効率特性に及ぼす影響を示した。

要約すると次のようである。

- 1) エンタルピ、エントロピ、さらに各機械仕事および再生器の冷端末エンタルピ差を算出する精度の良い近似式を求めた。
- 2) 上の近似式に基づいて CO_2 サイクルの熱効率の算出式を作成し、直接物性値によらずとも算出することが可能となった。
- 3) 熱効率に及ぼす各因子の影響を式の形で表わし、熱効率に及ぼす各特性を明確に判断出来るようになった。
- 4) 前章で熱効率を最大とする最適再熱圧力が式 (3-30) で概略求められることを示したが、本章でさらに精度の良い算出式 (4-41) を得た。
- 5) 比出力を最大とする最適タービン入口圧力 $P_{1, s, opt}$ が存在し、その値はタービン入口温度 $t_3 \geq 600^\circ\text{C}$ で $P_{1, s, opt} \geq 550 \text{ ata}$ と熱効率を最大とする最適タービン入口圧力 $P_{1, opt}$ よりはるかに大きい。

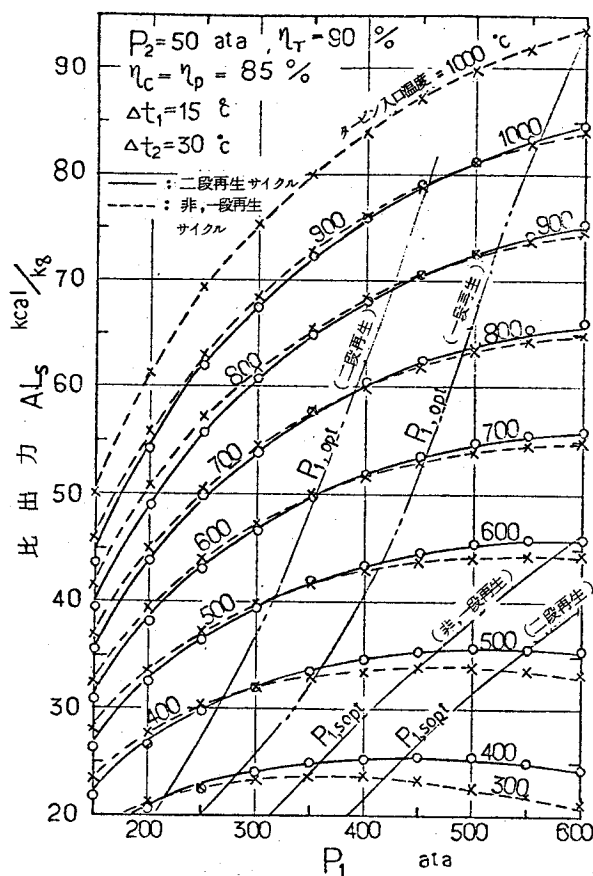


図 4.25 比 出 力

第5章 熱力学第二法則に基づく解析

5.1 緒言

現在省エネルギー問題に対して、従来の熱力学第一法則に基づくエンタルピ計算によるエネルギーの量的評価に加えて、熱力学第二法則に基づくエクセルギを用いた質的評価の必要性が認識されつつある^{(19)~(21), (36)~(38)}。

一方、熱機関における従来のサイクル論では、熱力学第二法則の適用による原因別損失分析について論じたものは少なく、この面での見直しが必要とされている。

本章ではこのエクセルギの概念を用いて、CO₂サイクルの質的評価をおこない、サイクル効率悪化の原因となる非可逆損失の所在および大きさを明確にし、かつ各成分機器の損失率が全体損失率に影響する程度を表わす関係式を導き、今後の熱効率改善への判断資料とする。

5.2 エクセルギ線図

一般に、流れ系における二点<1, 2>において作業流体の持つ最大仕事 L_{max} は⁽³⁹⁾,

$$L_{max} = i_1 - i_2 - T_0 (s_1 - s_2) \quad (5-1)$$

ここで、 i_1, i_2 および s_1, s_2 は流動系の点<1, 2>の作業流体の持つエンタルピ、エントロピ。

作業流体(状態値: i_1, s_1)が外界状態(i_0, s_0)に対して持つ最大仕事は、

$$L_{max} = i_1 - i_0 - T_0 (s_1 - s_0) \equiv \text{エクセルギ } e \quad (5-2)$$

二点<1, 2>において、実際に得られる仕事は $L = i_1 - i_2$ 、よって、入口、出口の状態<1, 2>に対して非可逆変化が原因となって発生する仕事の損失 LW は、

$$LW = L_{max} - L = T_0 (s_2 - s_1) = T_0 \cdot \Delta s \quad (5-3)$$

ここでCO₂に対して求めた流れ系の $e-S$ 線図^{*}(ただし、外界基準状態として大気圧, 20℃, $i_0 = 191.97 \text{ kcal/kg}$, $s_0 = 1.1566 \text{ kcal/kg K}$)を図5.1に示す。この線図より各最大仕事(エクセルギ)の大きさおよび非可逆損失 $T_0 \cdot \Delta s$ が容易に算出することができる。

また、二段再生液相圧縮サイクル(第3章図3.1, 第4章図4.1に相当)の $e-S$ 線図例を図5.2に示すが、 $t-S$ 線図(図3.1), $i-S$ 線図(図4.1)に比べ、タービン出口側

* このエクセルギ線図よりある圧力、温度における物質の持つ最大仕事(質的)の大きさが直ちに判断し得る。従来の $i-S$ 線図に比べ温度一定に対して圧力の低下によってエクセルギが大きく減少するのが特徴といえる。

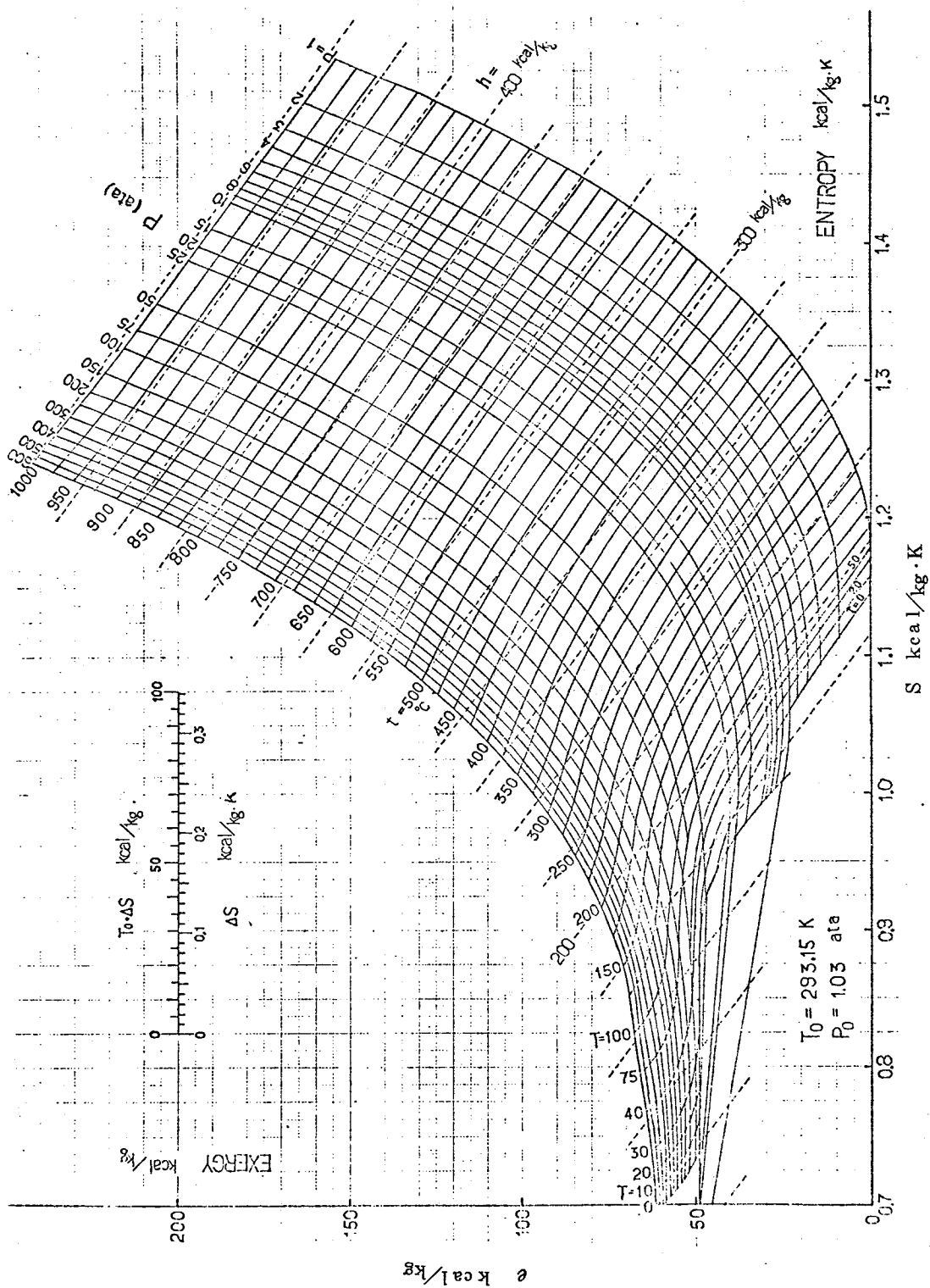


図 5.1 エクセルギー-エントロピー線図 (流れ系), (CO_2)

の点4, 8, 5のエクセルギが高压側の点6, 7, 2よりそれぞれ低いことが指摘し得る。つまり作業物質の持つエンタルピや温度は点4, 8, 5は各々点6, 7, 2の状態より高いが、圧力が低いために物質の無秩序性を示す尺度としてのエントロピが大であり、その質的な価値すなわち保有するエクセルギは低い。

5.3 各エクセルギ損失（第二種損失^{*}），効率の算出式

5.3.1 加熱器

加熱器におけるエクセルギ損失（第二種損失） LW_H は従来のボイラ形式を考えた場合、次の三つの原因別損失に分類できる。つまり、投入燃料の保有する化学エクセルギに対して：

- (i) 燃料の燃焼過程で生じる非可逆変化に基づく損失
- (ii) 加熱器（熱交換器）の伝熱過程で生じる非可逆過程による損失
- (iii) 有効に利用されないでそのまま煙突から排出される排ガス熱量としての損失（未利用エクセルギ）

である。

しかし、ここでボイラ効率 $\eta_B = 100\%$ すなわち、加熱器で正味吸収した熱量そのものを入熱量とすると、上記三つの損失原因のうち(iii)は除外される。

次に、液体燃料のもつ化学エクセルギ E_F (kcal/kg)⁽¹⁹⁾ は、

$$E_F \doteq 0.975 \cdot H_h \doteq H_e \quad (5-4)$$

ここで、 H_h ：燃料の高位発熱量 (kcal/kg)

よって、加熱器の燃料として液体燃料（例えば重油など）を想定した場合、

$$\text{供給エクセルギ } E_S \doteq \text{加熱器での吸収熱量 } Q_1 \quad (5-5)$$

すなわち、加熱器での第二種損失 LW_H （燃焼損失 + 伝熱損失）は

$$LW_H = E_S - (E_8 - E_6) \quad (5-6)$$

一方、加熱器における熱量（ボイラ）効率は上記仮定により 100%で、加熱器のエクセルギ

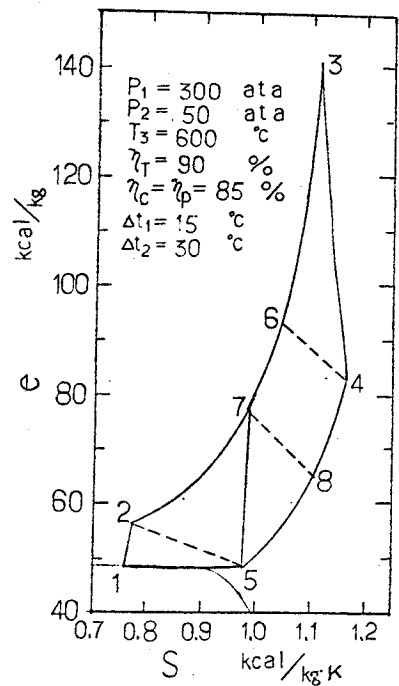


図5.2 e-S線図（図1サイクル）

⁽¹⁹⁾
* 石谷により $LW = \text{Lost Work} = \text{第二種損失}$ と名づけられ、従来のエンタルピバランスによる損失を第一種損失として区別される。

効率（有効率） η_{HE} を次のように定義する。

$$\eta_{HE} = (E_3 - E_6) / E_S \quad (5-7)$$

ここで式(5-2)より $E_3 - E_6 = h_3 - h_6 - T_0(s_3 - s_6)$ を上式に代入して、

$$\begin{aligned} \eta_{HE} &= \{ i_3 - i_6 - T_0(s_3 - s_6) \} / E_S = \{ Q_1 - T_0(s_3 - s_6) \} / Q_1 \\ &= 1 - \frac{T_0(s_3 - s_6)}{E_S} \end{aligned} \quad (5-8)$$

5.3.2 再 生 器

高温再生器(R2)の高、低圧側におけるエクセルギ変化は式(5-2)より、

$$\text{高圧側: } E_6 - E_7 = i_6 - i_7 - T_0(s_6 - s_7)$$

$$\text{低圧側: } E_4 - E_8 = i_4 - i_8 - T_0(s_4 - s_8)$$

よって高温再生器の伝熱過程の温度差が原因となって発生する第二種損失 LW_{R2} は：

$$LW_{R2} = (E_4 - E_8) - (E_6 - E_7) = T_0 \{ (s_6 - s_7) - (s_4 - s_8) \} \quad (5-9)$$

エクセルギ効率 η_{R2E} は：

$$\eta_{R2E} = (E_6 - E_7) / (E_4 - E_8) \quad (5-10)$$

低温再生器(R1)に対しても同様に、

$$LW_{R1} = (E_8 - E_5) - \alpha(E_7 - E_2) = T_0 \{ \alpha(s_7 - s_2) - (s_8 - s_5) \} \quad (5-11)$$

$$\eta_{R1E} = \alpha \cdot (E_7 - E_2) / (E_8 - E_5) \quad (5-12)$$

5.3.3 タ ー ビ ン

タービンの第二種損失 LW_T は、タービン入口、出口でのエクセルギを E_3, E_4 とし、タービン仕事 $A \cdot L_T = i_3 - i_4$ より、

$$LW_T = (E_3 - E_4) - A \cdot L_T = i_3 - i_4 - T_0(s_3 - s_4) - A \cdot L_T = T_0(s_4 - s_3) \quad (5-13)$$

また、

$$\eta_{TE} = A \cdot L_T / (E_3 - E_4)$$

5.3.4 圧 縮 機

圧縮機 W_C によって圧縮機入口エクセルギ E_5 が出口エクセルギ E_7 まで増加し、その非可逆変化による第二種損失 LW_C は、

$$LW_C = (1 - \alpha) \cdot \{ A \cdot L_C - (E_7 - E_5) \} \quad (5-15)$$

エクセルギ効率 η_{CE} は、

$$\eta_{CE} = (E_7 - E_5) / A \cdot L_C = 1 - T_0(s_7 - s_5) / A \cdot L_C \quad (5-16)$$

5.3.5 ポ ン プ

圧縮機の場合と同様、その第二種損失 LW_R およびエクセルギ効率 η_{PE} は、

$$LW_P = \alpha \cdot \{ A \cdot L_P - (E_2 - E_1) \} \quad (5-17)$$

$$\eta_{PE} = (E_2 - E_1) / A \cdot L_P = 1 - T_0 (s_2 / s_1) / A \cdot L_P \quad (5-18)$$

5.3.6 凝 縮 器

凝縮器において点5から点1までのエクセルギは、未利用エネルギーとして系外に捨てられ、これを未利用エクセルギ E_X と名付け⁽¹⁹⁾、

$$E_X = \alpha \cdot (E_5 - E_1) \quad (5-19)$$

5.3.7 サイクル全体

サイクル全体のエクセルギおよび熱量バランスは、

$$E_S = A \cdot L_T - (1 - \alpha) \cdot A \cdot L_C - \alpha \cdot A \cdot L_P + \sum (LW) + E_X \quad (5-20)$$

$$Q_{01} = A \cdot L_T - (1 - \alpha) \cdot A \cdot L_C - \alpha \cdot A \cdot L_P + \alpha Q_2$$

式(5-5)から、

$$\alpha Q_2 = \sum (LW) + E_X \quad (5-21)$$

サイクルのエクセルギ効率 $\eta_{th,E}$ は、

$$\begin{aligned} \eta_{th,E} &= \{ A \cdot L_T - (1 - \alpha) \cdot A \cdot L_C - \alpha \cdot A \cdot L_P \} / E_S = \{ E_S - \sum (LW) - E_X \} / E_S \\ &= 1 - \{ \sum (LW) + E_X \} / E_S \end{aligned} \quad (5-22)$$

式(5-20), (5-21)より、

$$\eta_{th,E} = (Q_1 - \alpha Q_2) / E_S = 1 - \alpha Q_2 / Q_1 = \eta_{th} \quad (5-23)$$

すなわち、加熱器(ボイラ)効率を100%とすると、サイクルのエクセルギ効率 $\eta_{th,E}$ とその熱量効率(従来のサイクル効率) η_{th} は等しくなる。

5.4 エクセルギによるサイクル特性

以上の各算出式に基づいて、第二種損失 LW およびエクセルギ効率 η_E がサイクル上の各因子によってどの様に影響をうけるかを次に示し、効率悪化への原因特性について明らかにする。ただし、計算の基準状態としては凝縮器圧力における飽和液の値(たとえば $P_2 = 5.0$ ata のとき $h_0 = 127.21 \text{ kcal/kg}$, $s_0 = 0.769 \text{ kcal/kg}^\circ\text{C}$)を採用する。

5.4.1 タービン入口温度 t_3 の影響

タービン入口圧力 $P_1 = 200$ ata 一定のとき、タービン入口温度 t_3 の変化による供給エクセルギ $E_S (= Q_1)$, 各機械仕事 $A \cdot L_T$, C_P , 放熱量 αQ_2 および凝縮器における未利用

エクセルギ E_X の値を図 5.3(a) に示す。

t_3 の増加とともに, $E_S(=Q_1)$, $A \cdot L_T$ および有効出力 $A \cdot L_S$ は同じ割合 (6~7 kcal/kg/100°C) で増大する。一方, 放熱量 αQ_2 (図中破線) は t_3 に関係なく一定で, 3431 kcal/kg もの熱量を有しているのに, そのエクセルギ (未利用エクセルギ E_X) はほぼ 0 に等しく, 質的にはもはや何の価値もないことになる。すなわち凝縮器に捨てる熱量は効率悪化への原因ではないことが明らかとなる。式 (5-21) より, $\alpha Q_2 = \Sigma(LW) + E_X \div \Sigma(LW)$ であり, 量的なエンタルピバランスによる第一種損失 αQ_2 は, 各機器の非可逆過程に基づく第二種損失の結果生じたものとなる。

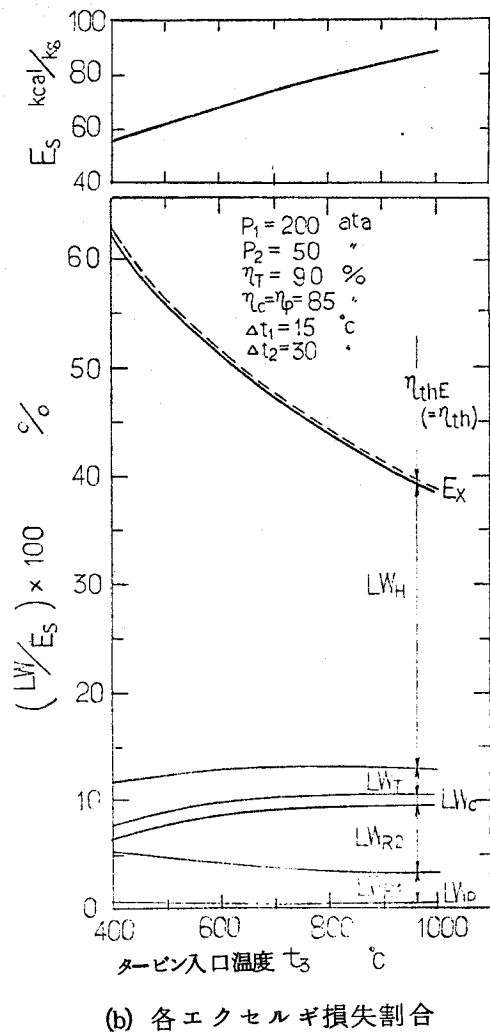
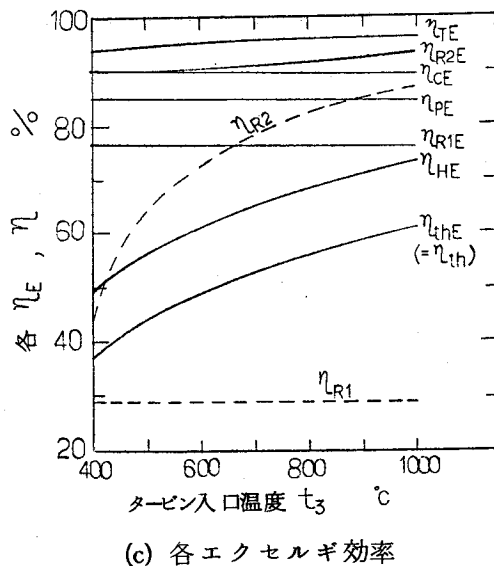
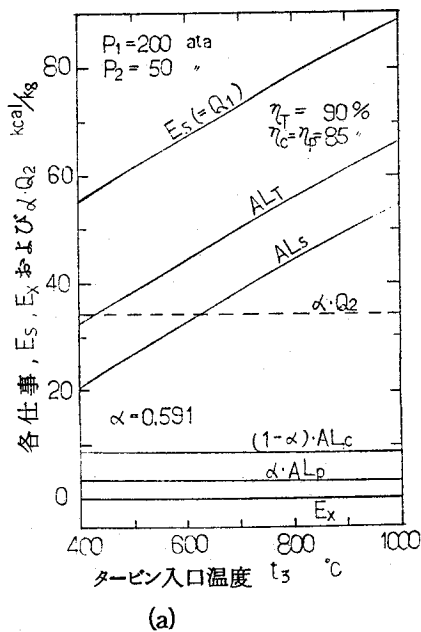


図 5.3 タービン入口温度 t_3 の影響

次に各機器の非可逆損失（第二種損失）を入力エクセルギ E_S で除した LW/E_S を図 5.3 (b) に、各エクセルギ効率を同図(c)に示す。

ここで、図 5.3 (b), (c) に示すサイクルのエクセルギ効率 $\eta_{th, E}$ は式 (5-22) の関係よりサイクルの熱量効率 η_{th} と等しくなることを断わっておく。

また、図(c)には従来のエンタルピ計算による高、低温再生器 (R_2 , R_1) の熱量効率（ただし、 $\eta_{R2} = (i_6 - i_7) / (i_4 - i_7)$, $\eta_{R1} = \alpha (i_7 - i_2) / (i_8 - \alpha \cdot i_2)$ と定義）も参考に破線で示す。

まず、図(b)よりタービン入口温度 t_3 の増加 ($400 \rightarrow 1000^\circ\text{C}$) に伴い、第二種損失合計の E_S に占める割合が 62% から 38.5% と大きく減少し、逆にサイクルのエクセルギ効率 $\eta_{th, E}$ は 38% から 61.5% へと大きく改善できる。

そして、原因箇所別損失として加熱器がもつとも大きな割合、全損失中約 70~80% を占めるとともに、タービン入口温度増加による効率改善への主因が加熱器の非可逆損失減少に存在することが明らかとなる。またそのエクセルギ効率 $\eta_{H, E}$ も $t_3 = 400, 1000^\circ\text{C}$ に対して約 50%, 74% と $\eta_B = 100\%$ に比し悪く、 t_3 の増加とともに増大していく。

次に、高温再生器 R_2 ではタービン入口温度の増加とともに熱交換量が増大し、 t_3 が 400°C から 1000°C に増加すると、第二種損失割合 (LW_{R2}/E_S) も 1% から 6% に増大し、全エクセルギ損失中の約 $\frac{1}{6}$ (16%) を占める。しかし、図(c)よりそのエクセルギ効率 η_{R2E} は 90% から 95% と逆に増大する。つまり、 t_3 の増加によってその変換効率は改善できるが、再生器の占める役割が増してくるので第二種損失割合は増大する結果となる。そこで、この解決として、さらに圧縮機を付加する三段再生サイクルの採用が提案出来る（後節 5.6 参照）。

低温再生器、圧縮機、ポンプにおけるエクセルギ損失の絶対値は、タービン入口温度の変化に関係なく一定（図(c)中の η_{R1E} , η_{CE} , η_{PE} も一定）である。しかし、入力エクセルギ E_S がタービン入口温度の増加とともに増大していくので、その割合は減少する。また両再生器におけるエクセルギ効率 η_{R1E} , η_{R2E} は、熱量効率 η_{R1} , η_{R2} （図 5.5 中の破線、ただし $\eta_{R1} = \alpha \cdot (h_7 - h_2) / (i_8 - \alpha \cdot i_2)$, $\eta_{R2} = (i_6 - i_7) / (i_4 - i_7)$ と定義）に比べいずれも高い。

5.4.2 タービン入口圧力 P_1 の影響

タービン入口温度を 100°C 一定として前項と同様の図を図 5.4 (a), (b), (c) に示す。これより、タービン入口圧力 P_1 が $\eta_{th, E}$ （または η_{th} ）に及ぼす影響の小さいことが分り、 400

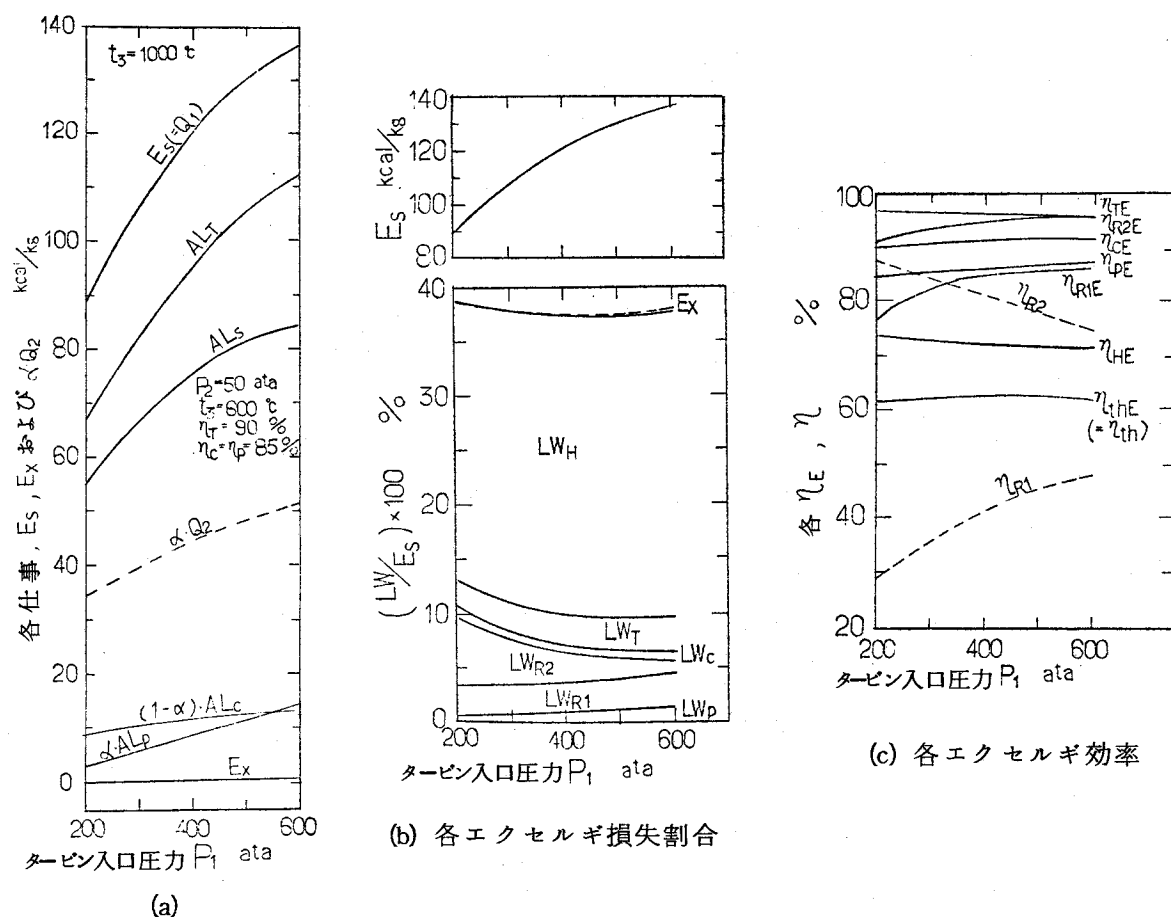


図 5.4 タービン入口圧力 P_1 の影響

ata 付近で極大値をとる。

個々の原因別損失をみると、加熱器における第二種損失がもつとも大きい割合を占め、 $P_1 = 200\text{ ata}$, 600 ata に対して各々 26.28% と全損失中の約 70% を占め、効率悪化の主因を成す。一方、 η_{HE} は約 73% と一定で、タービン入口圧力の増加は加熱器およびサイクルのエクセルギ効率にはほとんど影響を及ぼさないことが明らかとなる。

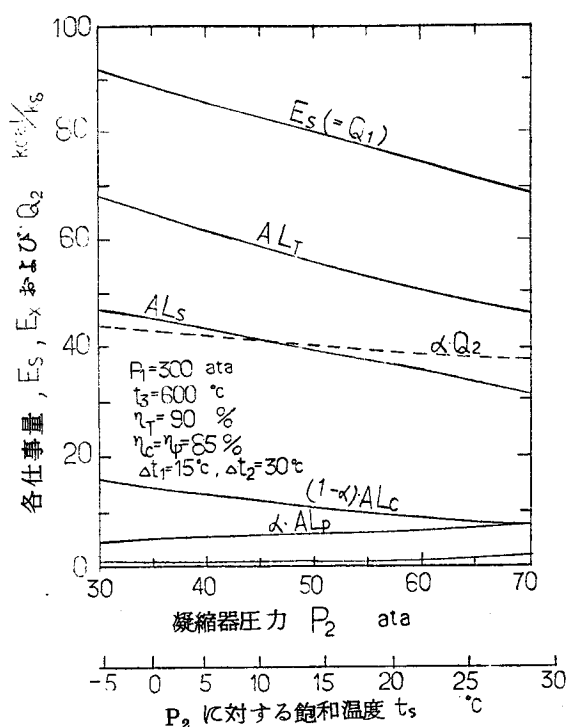
しかし、高温再生器 R2 の第二種損失割合は $P_1 = 200\text{ ata}$ から 600 ata に増大させると、約 6% から 1% に減少し、その変化がもつとも顕著である。これはタービン入口圧力の増加とともに、タービン出口温度 t_4 が低下し、高温再生器の占める役割が小さくなっていくためである。しかし、そのエクセルギ効率 η_{R2E} は、タービン入口圧力の増加とともに高くなる。 η_{R1E} はタービン入口圧力が増加すると増大するが、これは t_5 一定に対して t_8 の温度が増加していくためと考えられる。

5.4.3 凝縮器圧力 P_2 の影響

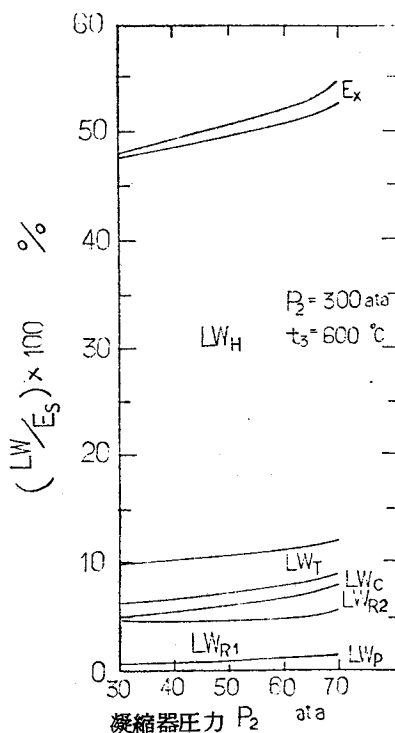
$P_1 = 300\text{ ata}$, $t_3 = 600^\circ\text{C}$ 一定のとき、 P_2 と加熱量 $Q_{01} (=E_s)$ 、凝縮器での放熱量

Q_2 および各機械仕事との関係を図 5.5(a)に示す。これによると、 P_2 が 30 ata から 70 ata に増加すると、 $Q_{01}(=E_s)$ は 86 kcal/kg から 69 kcal/kg, 各タービン, 圧縮機仕事は各々 68→47 kcal/kg, 16→8 kcal/kg と減少し, 比出力 $A \cdot L_s$ も 48→31 kcal/kg へと減少する。

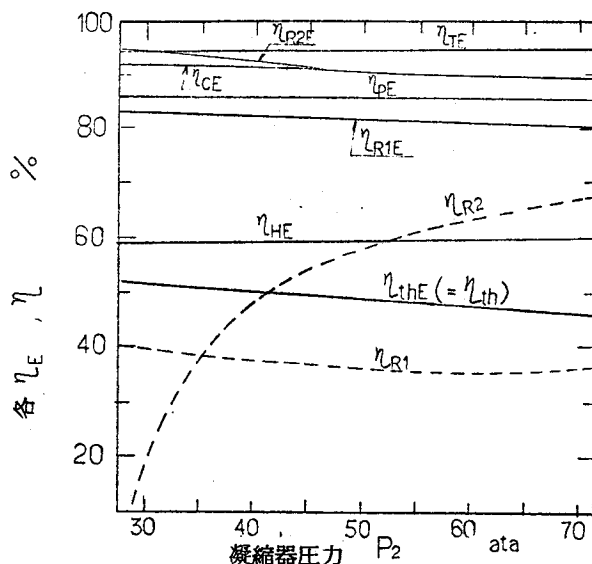
次に、 P_2 の LW および $\eta_{th, E}$ に及ぼす影響を図 5.5(b), (c)に示す。これより、 P_2 の変化は高温再生器 R2 のエクセルギ損失 $LWR2$ および凝縮器における未利用エクセルギ E_x 損失にもっとも影響してくることが明らかとなる。つまり、 P_2 が 30 ata から 70 ata に増加



(a) P_2 と Q, W, E の関係



(b) 各エクセルギ損失割合



(c) 各エクセルギ効率

図 5.5 凝縮器圧力 P_2 の影響

すると、高温再生器の第二種損失割合 $LWR2/E_S$ および η_{R2E} は各々約 $0 \rightarrow 2\%$ 、 $95 \rightarrow 90\%$ と変化する。この非可逆損失割合の増大は P_1 の変化の場合と同様、 P_2 の増加に伴いタービン出口温度 t_4 が上昇し、高温再生器の果す役割が増大（熱交換器の増大）するためである。

また、凝縮器での未利用エクセルギ E_X は P_1 の増加とともに t_5 の温度が上昇するので、ほぼ 0 から 1.73 kcal/kg (2.5%) へと増大する。

その熱効率 η_{R2} (図(c)中破線) は P_2 が 30 から 70 ata に増加すると、 17% から 68% へと増大するが、 η_{R2E} は 95% から 90% へと逆に減少し、熱効率 η_{R2} は向上しても、そのエクセルギ効率 η_{R2E} は低下する。すなわち、熱力学第一法則に基づく熱効率 η_R では、熱交換器内の各流体の温度レベルが異なっても、各高温側、低温側出、入口のエンタルピー差さえ等しければ、同一の η_R を示す。しかし熱交換器のエクセルギ効率（変換率） η_{RE} を考えれば、図 5.6 において、点①、②間のエクセルギ差 $\Delta E_{①②}$ は、

$$\begin{aligned}\Delta E_{①②} &= E_1 - E_2 = i_1 - i_2 - T_0 (s_1 - s_2) \\ &= q_{12} - l_{t12} - T_0 (s_1 - s_2) \\ &= \int_1^2 \frac{T - T_0}{T} dq - l_{t12} \quad (5-23)\end{aligned}$$

ここで、過程①②、③④に対して各等圧変化と仮定し、外部仕事はない ($l_{t12} = 0$) とすると、

$$\Delta E_{①②} = \int_1^2 \frac{T - T_0}{T} dq = \int_1^2 \frac{T - T_0}{T} \cdot C \cdot G \cdot dT \quad (5-24)$$

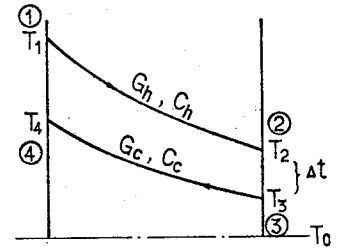


図 5.6 再生器内の温度変化

よって、

$$G_h \cdot C_h \int_2^1 \frac{T - T_0}{T} dT = G_c \cdot C_c \int_3^4 \frac{T - T_0}{T} dT + LW \quad (5-25)$$

すなわち、エクセルギ効率 η_{RE} は、

$$\eta_{RE} = \frac{\Delta E_{③④}}{\Delta E_{①②}} = \frac{G_c \cdot C_c \int_3^4 \frac{T - T_0}{T} dT}{G_h \cdot C_h \int_2^1 \frac{T - T_0}{T} dT} = \frac{G_c \cdot C_c \left[(T_4 - T_3) - T_0 \ln \frac{T_4}{T_3} \right]}{G_h \cdot C_h \left[(T_1 - T_2) - T_0 \ln \frac{T_1}{T_2} \right]} \quad (5-26)$$

ここで、放熱損失を無視すると、 $G_h \cdot C_h (T_1 - T_2) = G_c \cdot C_c (T_4 - T_3)$ より、

$$\eta_{RE} = \frac{1 - \frac{T_0 \ln \frac{T_4}{T_3}}{T_4 - T_3}}{1 - \frac{T_0 \ln \frac{T_2}{T_1}}{T_1 - T_2}} = \frac{1 - \frac{T_0}{T_{cm}}}{1 - \frac{T_0}{T_{hm}}} \quad (5-27)$$

$$\text{ここで, } T_{cm} = \frac{T_4 - T_3}{\ln \frac{T_4}{T_3}}, \quad T_{hm} = \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{T_1}{T_2}}$$

すなわち、熱交換器のエクセルギ効率 η_{RE} には両流体の温度レベル T_{hm} , T_{cm} が関係する。

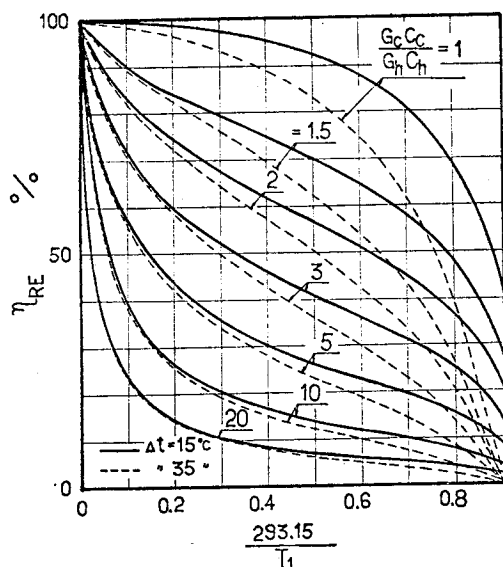
そこで、さらに η_{RE} の高い設計の条件を考えると、再生器冷端末温度差 Δt を導入して、

$$T_2 - T_3 = \Delta t, \quad G_h C_h (T_1 - T_2) = G_c C_c (T_4 - T_3) \text{ より, } T_4 = \frac{G_h C_h}{G_c C_c} (T_1 - T_3 - \Delta t) + T_3$$

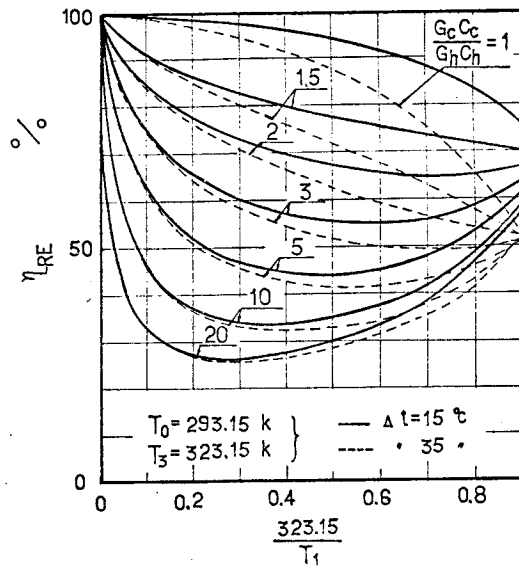
を式 (5-26) に代入して、

$$\eta_{RE} = \frac{1 - \frac{W_c C_c}{W_h C_h} \cdot \frac{T_0}{\left(\frac{T_1}{T_3} - 1 - \frac{\Delta t}{T_3}\right) \cdot T_3} \cdot \ln \left[1 + \frac{W_h C_h}{W_c C_c} \left(\frac{T_1}{T_3} - 1 - \frac{\Delta t}{T_3} \right) \right]}{1 - \frac{T_0}{\left(\frac{T_1}{T_3} - 1 - \frac{\Delta t}{T_3}\right) \cdot T_3} \cdot \ln \frac{\frac{T_1}{T_3}}{1 + \frac{\Delta t}{T_3}}} \quad (5-28)$$

この結果を $T_0 = 293.15 \text{ K}$ 一定、 $t_3 = 20^\circ\text{C}$, 50°C の例で、図 5.7 (a), (b) に示す。つまり、ある条件において η_{RE} の最小値が存在し、必ずしも高温側入口温度 t_1 を上げてても η_{RE}



(a) $T_3 = T_0 = 293.15 \text{ K}$ の場合



(b) $T_3 = 323.15 \text{ K}$ の場合

図 5.7 再生器のエクセルギ効率

は改善されないことになる。

そこで、次の近似式を式(5-28)に代入して、

$$\frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{T_1}{T_2}} \div \frac{T_1 + T_2}{2}, \quad \frac{T_4 - T_3}{\ln \frac{T_4}{T_3}} \div \frac{T_4 + T_3}{2} \quad (5-29)$$

$$\eta_{RE} = \frac{1 - \frac{T_0}{T_{cm}}}{1 - \frac{T_0}{T_{hm}}} = \frac{1 - \frac{2T_0}{2T_3 + \frac{G_h C_h}{G_c C_c} (T_1 - T_3 - \Delta t)}}{1 - \frac{2T_0}{T_1 + T_3 + \Delta t}} \quad (5-30)$$

変形して、

$$\eta_{RE} = \frac{(1 + \frac{\Delta t}{T_3}) (2 \cdot \frac{G_c C_c}{G_h C_h} - 2 \frac{G_c C_c}{G_h C_h} \cdot \frac{T_0}{T_3} - 1 - \frac{\Delta t}{T_3}) (\frac{T_3}{T_1} + \frac{1}{1 + \frac{\Delta t}{T_3}}) (\frac{T_3}{T_1} + \frac{1}{2 \frac{G_c C_c}{G_h C_h} - 2 \frac{G_c C_c}{G_h C_h} \cdot \frac{T_0}{T_3} - 1 - \frac{\Delta t}{T_3})}{(2 \frac{G_c C_c}{G_h C_h} - 1 - \frac{\Delta t}{T_3}) (1 + \frac{\Delta t}{T_3} - \frac{2T_0}{T_3}) (\frac{T_3}{T_1} + \frac{1}{2 \frac{G_c C_c}{G_h C_h} - 1 - \frac{\Delta t}{T_3}}) (\frac{T_3}{T_1} + \frac{1}{1 + \frac{\Delta t}{T_3} - \frac{2T_0}{T_3}})} \quad (5-31)$$

そこ結果、

$$\frac{G_c C_c}{G_h C_h} > 1 + \frac{\frac{\Delta t}{T_3}}{1 - \frac{T_0}{T_3}} \text{ のとき, 極小 } \eta_{RE} \text{ が存在し, その最小 } \eta_{RE} \text{ の値は式(5-31)より次}$$

式を満足する T_1 値である。

$$\begin{aligned} & \frac{G_h C_h}{G_c C_c} T_0 (1 - \frac{G_h C_h}{G_c C_c}) \cdot (T_1)^2 + 2 \cdot T_0 \cdot \frac{G_h C_h}{G_c C_c} (T_3 + \Delta t) - T_3 + \Delta t \cdot (T_1) + T_0 \cdot \{ 4 T_3 \frac{G_h C_h}{G_c C_c} (T_3 \\ & + \Delta t) - 4 T_0 \cdot \frac{G_h C_h}{G_c C_c} (T_3 + \Delta t) - 4 T_3^2 + 4 T_0 T_3 + \frac{G_h C_h}{G_c C_c} (T_3 + \Delta t)^2 - (\frac{G_h C_h}{G_c C_c})^2 \cdot (T_3 + \Delta t) \} = 0 \end{aligned} \quad (5-32)$$

$$\frac{G_c C_c}{G_h C_h} \leq 1 + \frac{\frac{\Delta t}{T_3}}{1 - \frac{T_0}{T_3}} \text{ のとき単調減少のグラフとなり, } T_3, \Delta t \text{ が一定の場合必ず } T_1 \text{ の}$$

大なる方が η_E は高い。

さらに、 $T_1, T_3, \Delta t$ が一定の場合 $\frac{G_c C_c}{G_h C_h}$ が 1 に近い程、 η_E の高い設計ができる。これは本二段再生サイクル採用の理由に値する。

$$\text{また } \frac{G_c C_c}{G_h C_h} = 1 \text{ のとき } \frac{\partial \eta_{RE}}{\partial (T_1 + T_8)} = \frac{4(T_1 + T_8 - \Delta T_0) T_0 \Delta t}{\{(T_8 + T_1 - \Delta t)(T_8 + T_1 + \Delta t - 2T_0)\}^2} > 0$$

(ただし $T_1 + T_8 > \Delta T_0$) より, $(T_1 + T_8)$ の大なる方が η_{RE} は高いことになる。つまり, 高温再生器 R2 において, タービン入口圧力および P_2 の増加とともに η_{R2E} が変化するのは, 上の結果より説明し得, また熱交換器におけるエクセルギ効率(変換率)の高い設計への判断が可能となる。

5.4.4 再生器冷端末温度差 Δt_1 , Δt_2 の影響

$P_1 = 300 \text{ ata}$, $t_3 = 600^\circ\text{C}$, $P_2 = 50 \text{ ata}$ の場合の Δt_1 , Δt_2 と Q_1 , Q_2 , 各機械仕事との関係を各々図 5.8(a), 5.9(a) に示す。これより, $Q_1 (=E_S)$ および αQ_2 は, $\Delta t_1 = 15^\circ\text{C}$ 一定の場合 Δt_2 が 0 から 100°C に増大すると, 各々 $72 \rightarrow 98 \text{ kcal/kg}$ と 36% , $34 \rightarrow 54 \text{ kcal/kg}$ と 58.8% の増加がみられるのに対して, Δt_1 の $0 \rightarrow 100^\circ\text{C}$ の増大に対して $Q_1 (=E_S)$ が 9.8% の減少, αQ_2 が 10% の増加を示し, $\eta_{th,E}$ に及ぼす影響は Δt_1 の変化の方が Δt_2 の同一温度変化によるよりも大きくなる。

また Δt_1 , Δt_2 の各エクセルギ損失割合および $\eta_{th,E}$ に及ぼす影響を図 5.8(b), (c), 図 5.9(b), (c) に示すが, Δt_1 , Δt_2 の変化は両再生器の損失割合にもっとも影響してくることが分る。

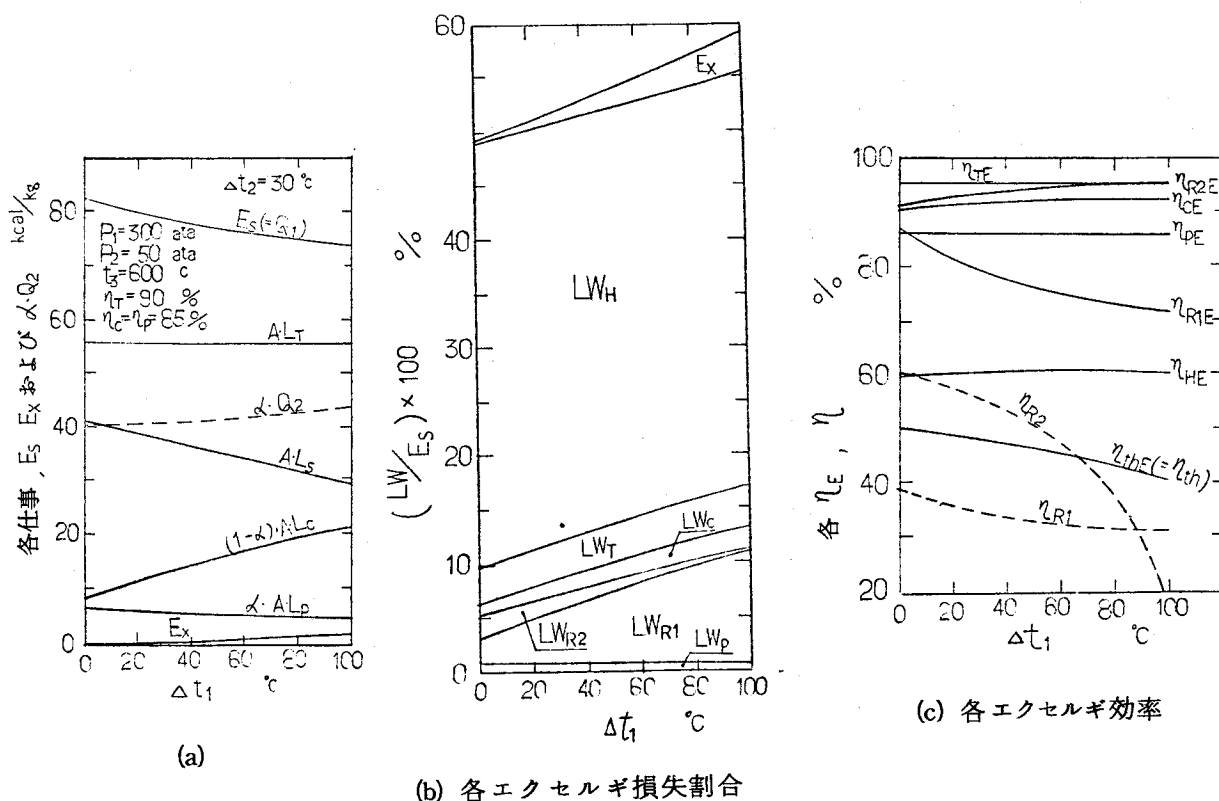


図 5.8 Δt_1 の影響

さらに、 Δt_1 の増加に対して未利用エクセルギ E_X の割合が増大するが、これは Δt_1 すなわち凝縮器入口温度 t_5 の増大にともない低压側低温再生器出口におけるエクセルギが増大するためと考えられる。

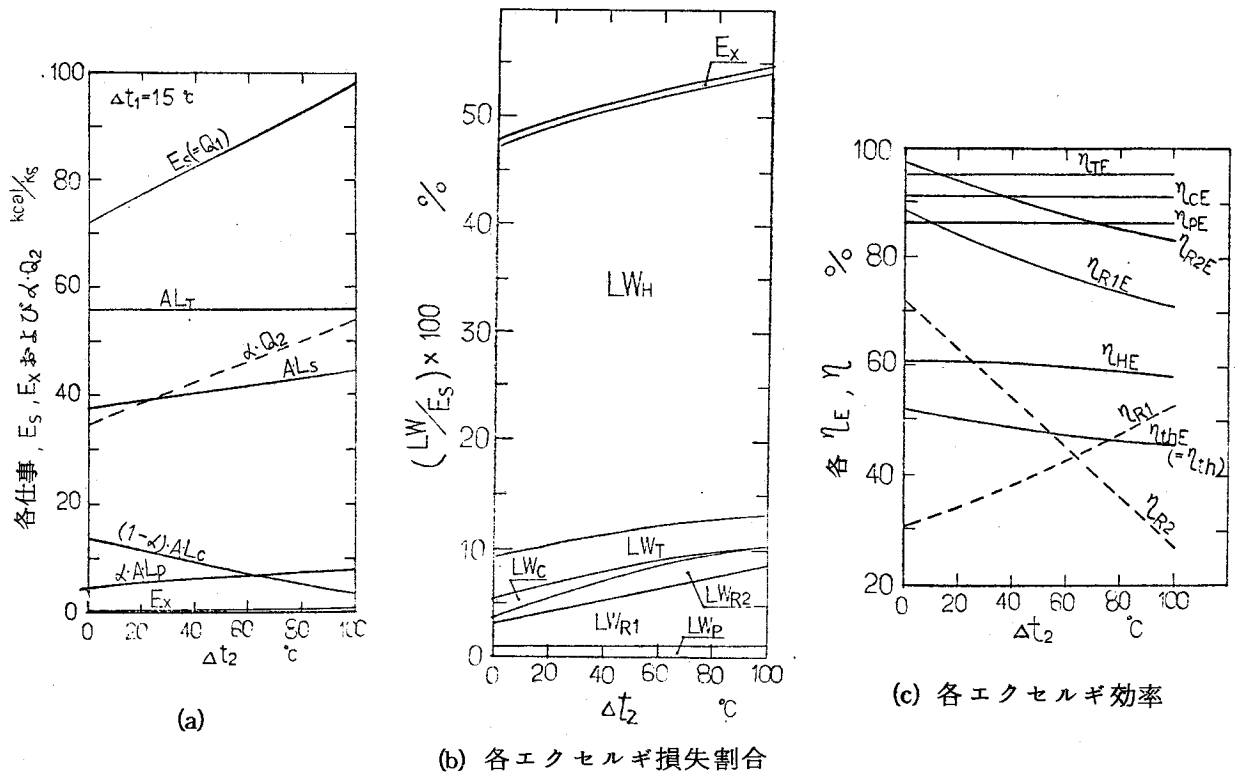
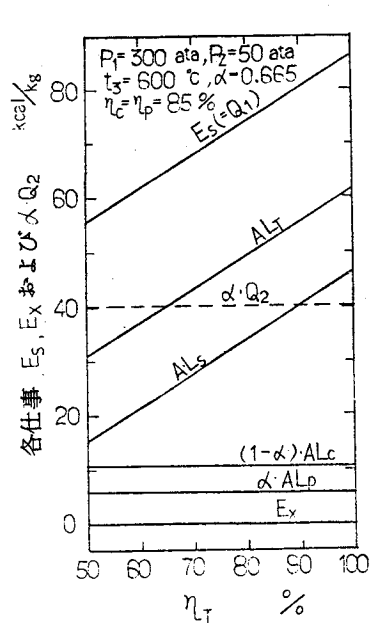


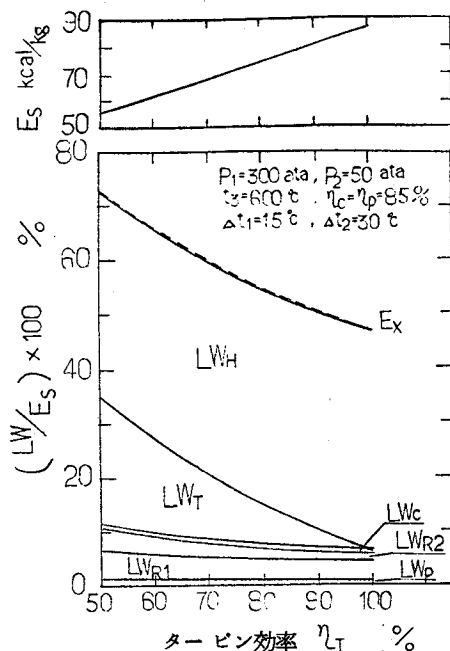
図 5.9 Δt_2 の影響

5.4.5 各機械効率 η_T, η_C の影響

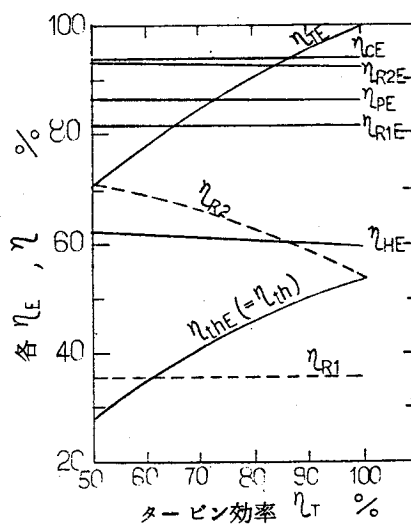
$P_1 = 300 \text{ ata}$, $t_3 = 600^\circ\text{C}$, $P_2 = 50 \text{ ata}$ 一定として、 η_T, η_C による各機械仕事、 $\alpha Q_2, E_X$ との関係を図 5.10(a), 5.11(a)に、各エクセルギ損失割合およびエクセルギ効率に及ぼす影響を同図(b), (c)に示す。これより、 η_T の方が η_C よりサイクルのエクセルギ効率改善への影響が大きく、 η_T の変化に対してタービンの損失割合およびタービンエクセルギ効率 η_{TE} とが大きく変化し(たとえば $\eta_T = 50 \rightarrow 100\%$ に対し $(LW_T/E_S) = 22 \rightarrow 0\%$, $\eta_{TE} = 71 \sim 100\%$)、高温再生器の損失割合もその影響でタービン出口温度の変化をもたらし、 η_T の悪化とともにわずかに増大する。一方、 η_C の悪化に対しても同様に (LW_C/E_S) がもつとも大きく増加し η_{CE} も悪化するが、 $\eta_{th,E} (= \eta_{th})$ に及ぼす影響は同図(b)より、 η_T による程大きくないことが明らかとなる。



(a)

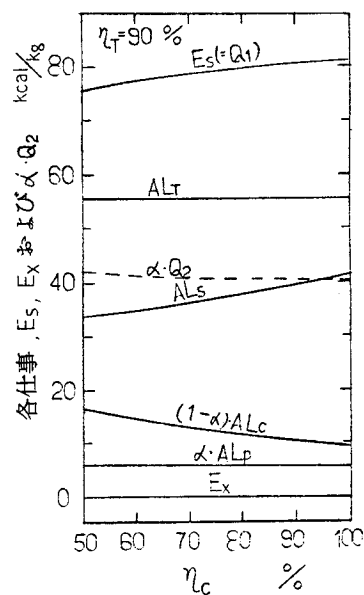


(b) 各エクセルギ損失割合

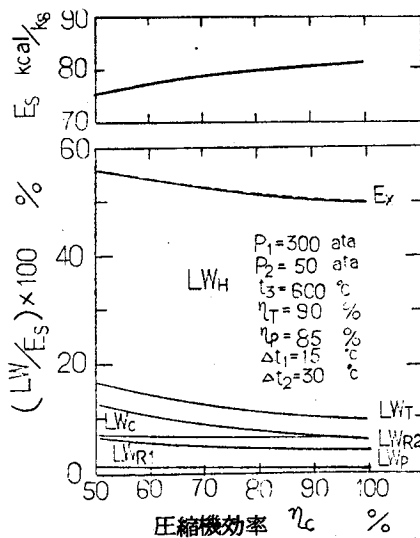


(c) 各エクセルギ効率

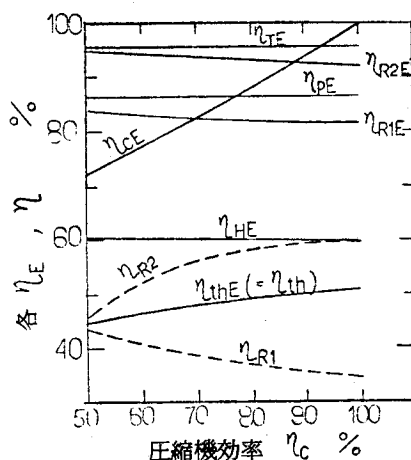
図 5.10 η_T の 影 響



(a)



(b) 各エクセルギ損失割合



(c) 各エクセルギ効率

図 5.11 η_c の 影 響

5.5 各成分機器の損失率と全体の損失率との関係

各成分機器の第二種損失が、サイクル全体の効率 $\eta_{th,E}$ または η_{th} にどのように影響

するかは前節式(5-22), すなわち $\eta_{th,E} (= \eta_{th}) = 1 - \frac{\Sigma(LW) + E_X}{E_S}$ の関係より明らかとなった。一方, 各成分機器のエクセルギ効率 η_E が全体の効率改善にどの程度寄与するかは定かでない。そこで, この関係について明らかにする。

前節 5.3 において, 各第二種損失 LW の算出式を示したが, これを各機器の入力エクセルギ値で除した次の無次元値 lw を導入し,

$$\left. \begin{aligned} (lw)_H &= \frac{(LW)_H}{E_S} = 1 - \frac{E_3 - E_6}{E_S} = 1 - \eta_{H,E} \\ (lw)_T &= \frac{(LW)_T}{E_3 - E_4} = 1 - \frac{A \cdot L_T}{E_3 - E_4} = 1 - \eta_{T,E} \\ (lw)_C &= \frac{(LW)_C}{(1-\alpha)A \cdot L_C} = 1 - \frac{E_7 - E_5}{A \cdot L_C} = 1 - \eta_{C,E} \\ (lw)_{R2} &= \frac{(LW)_{R2}}{E_4 - E_8} = 1 - \frac{E_6 - E_7}{E_4 - E_8} = 1 - \eta_{R2,E} \\ (lw)_{R1} &= \frac{(LW)_{R1}}{E_8 - E_5} = 1 - \frac{\alpha(E_7 - E_2)}{E_8 - E_5} = 1 - \eta_{R1,E} \\ (lw)_P &= \frac{(LW)_P}{\alpha A \cdot L_P} = 1 - \frac{E_2 - E_1}{A \cdot L_P} = 1 - \eta_{P,E} \\ (e_X) &= \frac{E_X}{\alpha E_5} = 1 - \frac{E_1}{E_5} = 1 - \eta_{X,E} \end{aligned} \right\} \quad (5-33)$$

上式より, 次の関係を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\Sigma(LW) + E_X}{E_S} &= 1 \cdot (lw)_H + \frac{E_3 - E_4}{E_S} \cdot (lw)_T + \frac{(1-\alpha)A \cdot L_C}{E_S} \cdot (lw)_C + \frac{E_4 - E_2}{E_S} (lw)_{R2} \\ &+ \frac{E_8 - E_5}{E_S} \cdot (lw)_{R1} + \frac{\alpha A \cdot L_P}{E_S} \cdot (lw)_P + \frac{\alpha E_5}{E_S} (e_X) = \Sigma \{ K_E \{ (lw) + e_X \} \} \\ &= \Sigma \{ K_E \cdot (1 - \eta_E) \} = \Sigma \{ K_E \cdot (\text{損失率}) \} \end{aligned} \quad (5-34)$$

すなわち, 全体の損失率 $\frac{\Sigma(LW) + E_X}{E_S} (= 1 - \eta_{th,E})$ と各成分機器の損失率 lw , $e_X (= 1 - \eta_E)$ との関係は上式で表わされ, K_E がその寄与度を示す大切な特性値を意味する。

ここで, 各機器のエクセルギ効率 η_E , および $\frac{LW}{E_S}$, $\frac{E_X}{E_S}$ (式(5-34)における(各 K_E) $\times$ (損失率) および η_E) は前節で詳しく示した。

そこで、 $P_1=250 \text{ ata}$ 、 $t_3=600^\circ\text{C}$ 、 $P_2=50 \text{ ata}$ の場合についてそれらの関係を図 5.12 (a), (b) に示す。図(a)は二段再生サイクル、(b)が一段再生サイクルに対するものであり、実線が各機器の損失率、一点鎖線が全体への寄与度 K_E 、二点鎖線が全体の効率悪化への損失率 $(\frac{LW}{E_S})$ を表わす。

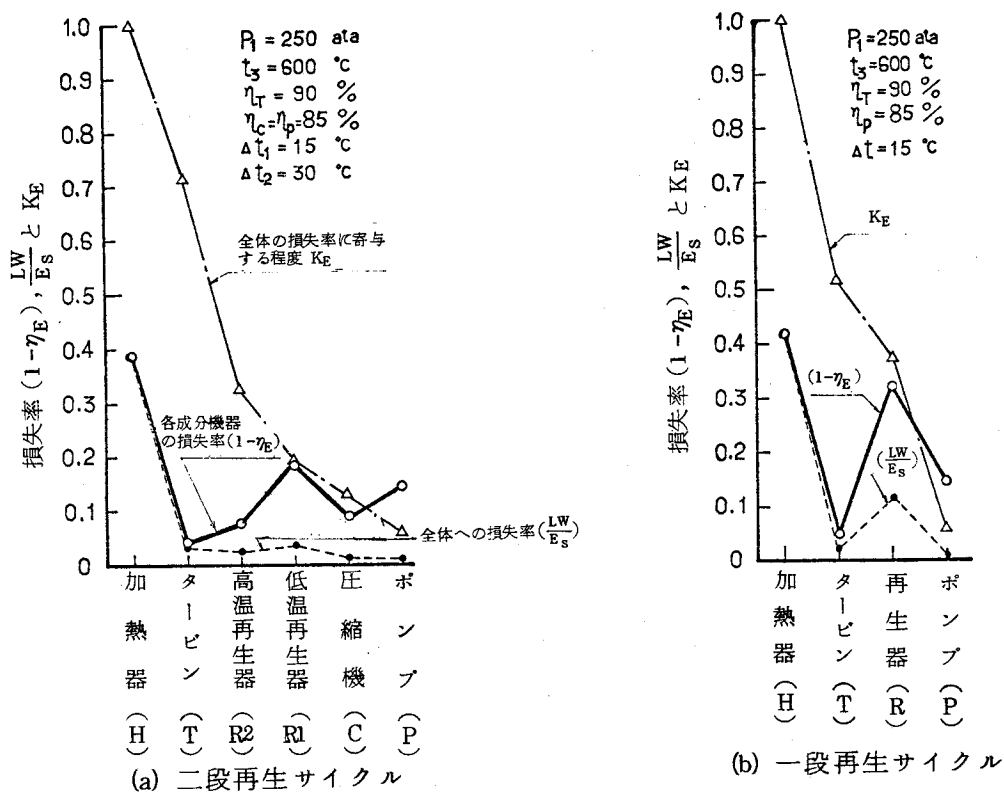


図 5.12 各成分機器の損失率と全体損失割合との関係

これより、各成分機器単体の損失率は加熱器、再生器、ポンプ、圧縮機、タービンの順に大きい（参照前節各図(c)の $(1-\eta_E)$ に相当）が、その全体損失率に寄与する程度 K_E は、加熱器の次にタービン、再生器、圧縮機、ポンプの順となることが明らかとなる。たとえば、二段再生サイクルにおけるポンプを考えると、その損失率は 0.14 と加熱器、低温再生器に次いで大きい、寄与度 K_E は 0.059 と最も低く、その結果全体に占める損失率 $(\frac{LW_P}{E_S})$ は 0.008 と小さい。つまり、ポンプ自体の損失率を努力して減少させてもその寄与度 K_E が小さく、全体の効率改善には大して貢献してこないことがはっきりとする。

5.6 各 CO_2 サイクルの第二種損失比較

各種 CO_2 サイクルに対してタービン入口圧力 200 ata 、タービン入口温度 600°C 一定として求めたエクセルギ損失およびその割合 $\frac{LW}{E_S}$ を表 5.1 に示す。

表 5.1 原因別損失分析

(単位 kcal/kg はタービン通過流量 1kg 当りに対して示す。)

$P_1 = 200 \text{ ata}$ $P_2 = 50 \text{ ata}$ $t_3 = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ $\eta_T = 90 \%$ $\eta_C = \eta_p = 85 \%$ 基準状態は 50 ata, 14.3℃とした。	(a)		(b)		(c)		(d)		(e)		
項目	単位	%		kcal/kg		%		kcal/kg		%	
加熱器での供給エクセルギ		97.33	100.00	67.12	100.00	70.02	100.00	58.33	100.00	100.38	100.00
加熱器でのエクセルギ損失		40.10	41.20	25.52	38.02	24.85	35.49	21.66	37.13	37.83	57.69
再生器でのエクセルギ損失		14.60	15.00	2.70	4.02	3.43	4.99	0.19	0.32	17.06	17.00
圧縮機でのエクセルギ損失		—	—	0.84	1.25	0.84	1.20	0.37	0.64	1.46	1.45
タービンでのエクセルギ損失		2.03	2.08	2.03	3.02	1.90	2.72	2.03	3.47	1.91	1.90
ポンプでのエクセルギ損失		0.77	0.79	0.46	0.68	0.46	0.65	0.39	0.67	—	—
凝縮器 (冷却器) への 未利用エクセルギ		0.53	0.54	0.31	0.46	0.31	0.45	0.27	0.46	5.82	5.80
各エクセルギ損失合計 + 未利用エクセルギ		58.03	59.62	34.37	51.21	34.36	49.07	29.47	50.52	64.08	63.84
有効仕事		39.30	40.38	32.75	48.79	35.66	50.93	28.86	49.48	36.30	36.16

まず、表中のサイクル(a), (b), (c)は第3章で示した一段、二段再生の液相圧縮サイクルおよび一段再熱の場合であり、(d)は、本節5.4.1で提案した三段再生サイクルの場合である。また(e)は従来のブレイトンサイクルを一段中間冷却、一段再熱したものである。

つまり、効率悪化の原因である第二種損失の占める大部分は加熱器、次に再生器に存在する。すなわち、投入エネルギーの約35~50%が有効に利用され、有効に利用されなかった残りの65~50%の中の35~40%が加熱器の非可逆損失に、5~20%が再生器での非可逆損失に費やされることになる。

また、表中のサイクル(a)と(b)を比べると、圧縮機を付加した(b)のサイクルは流量分流をおこなうことにより、再生器でのエクセルギ損失が 14.60 kcal/kg （熱効率低下に及ぼす損失割合は15.0%）から 5.21 kcal/kg （7.76%）と大巾に減少し、一方圧縮機でのエクセルギ損失増加は、 0.84 kcal/kg （その割合1.25%）と小さくその結果サイクルの効率が40.38%から48.79%と大きく向上する。また(b)を一段再熱した(c)はタービン出口温度の上昇より高温再生器での非可逆損失が増大する（ $2.70 \rightarrow 3.49 \text{ kcal/kg}$ ）が、タービン、加熱器での非可逆損失減少につながり、熱効率も48.79%から50.93%へと向上する。

(e)は再生器での非可逆損失、冷却器での未利用エクセルギが大きく、熱効率は他サイクルに比べ劣る。(d)の三段再生サイクルは、(b)の二段再生サイクルよりさらに再生器での非可逆損失を減少させる目的で新しく提案したものであり、その結果再生器での損失が 4.03 kcal/kg （6.91%）と減少し、熱効率も2.14%程向上させることが出来る。

次に、全体のエクセルギの流れを示すために、図5.13に二段再生液相圧縮サイクルのエクセルギ流れ図を示す。図中の流れ図の線の巾がエクセルギ（有効エネルギー）（ただし基準状態として凝縮器における圧力50 ata，温度 14.03°C をとる）およびエクセルギ損失LWの大きさを示す。これより、サイクルにおけるエクセルギの流れの状態が明らかとなり、これまでの熱量計算に比べ原因損失の把握が容易になる。

5.7 結 言

熱力学第二法則に基づくエクセルギの手法を用いて、 CO_2 のエクセルギ線図を作成し、二段再生液相圧縮サイクルの質的評価をおこない、各因子の熱効率に及ぼす影響さらに各 CO_2 サイクルの原因別損失比較を示した。その結果を要約すると、次のようである。

- (1) 全体に加熱器における非可逆損失（第二種損失）が効率悪化の主要因であり、次に再生器における伝熱過程によって生じる非可逆損失である。

- 上の主因は、加熱器の非可逆損失減少にある。一方、タービン入口圧力の増加による損失減少は期待出来ない。また、高温再生器においてタービン入口温度の増加によってその重要性は増してくるが、タービン入口圧力の増加によっては、逆に減少していく。



- (3) Δt_1 の増加に対して、低温再生器、凝縮器での未利用エクセルギの損失の増加が大きく、 Δt_2 の増加に対しては、高温再生器の損失に大きく影響してくるが、
- 図 5.13 エクセルギの流れ図(単位 kcal/kg)
- ともに加熱器の非可逆損失割合の減少にはほとんど効果をもたらさない。
- (4) η_T, η_C の改善に対しては、タービン、圧縮機における非可逆損失減少が主原因で熱効率が向上し、次に高温再生器の非可逆損失減少につながり、他にはほとんど影響を及ぼさない。
- (5) 再生器の非可逆損失をへらすためには、流量分流に効果があり、タービン入口温度の上昇に伴い、三段再生サイクルが有効となる。

- (6) 一般に熱交換器の計画（低温側入口温度 T_3 ，冷端末温度差 Δt 一定）に対してそのエクセルギ効率 η_{RE} は両流体の水当量比 $\frac{G_c C_c}{G_h C_h} \leq 1 + \frac{\frac{\Delta t}{T_3}}{1 - \frac{T_0}{T_3}}$ のとき，高温側入口温度

t_1 の高い程，そのエクセルギ効率は高いが， $\frac{G_c C_c}{G_h C_h} > 1 + \frac{\frac{\Delta t}{T_3}}{1 - \frac{T_0}{T_3}}$ のときは必ずしもそうでなく最適値が存在する。

- (7) 各成分機器の損失率とサイクルの効率悪化への(全体)損失率との関係式(5-34)を導き、各機器のエクセルギ効率の改善が全体の効率改善にどの程度寄与するかを明確にした。その結果、本サイクルにおける個々の損失率の全体損失率に及ぼす寄与度 K_E は、温度の高い機器程大きな値をとる。

第 6 章 結 論

第 1 編では今後の作業流体， CO_2 に関するサイクル論的研究として，まず CO_2 サイクルの位置づけおよび熱効率面での優位性を示し（第 2 章），次にそのサイクル特性を CO_2 の物性値データを用いて詳細に検討した（第 3 章）。また CO_2 の物性値の精度の良い近似式を基にそのサイクル特性を式の形で表わし，各因子の影響などについて解析した（第 4 章）。さらに熱力学第二法則に基づく質的評価の手法としてエクセルギを用い，本サイクルの評価をおこなひ，原因別損失を明らかにするとともに，そのエクセルギ効率の全体効率改善への寄与度を明らかにした（第 5 章）。

以上の各研究の結論はすでに各章の末尾で述べたとおりであるが，総括して要約すると次のようである。

- (1) ブレイトンサイクルの等価図示法を $T-S$ 線図上で示すとともに本 CO_2 サイクルの効率向上の意味をブレイトンサイクルと比べ明らかにした。
- (2) サイクルの再生による損失改善を表わす大切な特性数 Φ （式 2-5）を定義し，その特性を完全ガスとして解析した。これによって，サイクル条件および作業流体の相違に対して，再生による損失改善の程度が明らかとなった。一般に温度比 τ ， η_C が大きく，圧力比 π ， η_T ， κ の小さい程再生による損失改善の効果が期待できる。
- (3) 液相圧縮超臨界圧サイクルについて好適と考えられる四種の作業流体（ NH_3 ， SO_2 ， CO_2 ， H_2O ）を用いて上記特性数 Φ および熱効率を完全ガス，実在ガスとして検討し， CO_2 サイクルの再生による損失改善比が最も大きく，熱効率面での優位性を明らかにした。
- (4) CO_2 サイクルの一段再生および二段再生液相圧縮サイクル間で熱効率の優位となる条件式（3-12）を導き，各サイクル特性を詳細に検討した。一般に二段再生サイクルの方が 3.5～7% 程熱効率は高く，ともにタービン入口温度の上昇による熱効率改善効果が大きい（3～5% / 100°C ）。またタービン入口圧力による影響は小さいが，最適圧力が存在する。
- (5) 凝縮器圧力 5 ata の増加によって熱効率は 0.6～1% 程低下するが， CO_2 の臨界温度は $t_{cr} = 31.05^\circ\text{C}$ と低いので，特に寒冷地で低温の冷却水を大量に利用し得る地域が有利である。
- (6) 再生器の設計に際しては， Δt_2 より Δt_1 を小さく選ぶ方が，熱効率および伝熱面積

- 上有利となる。また一般にその熱貫流率は、 $600\sim1000\text{kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$ 程度である。
- (7) CO_2 は水蒸気に比べその比容積が小さく、かつタービン出口圧力が水蒸気に比べ非常に大きいので、タービンが特にコンパクトになる。ただし、その断熱熱落差は水蒸気の約 $\frac{1}{5}\sim\frac{1}{10}$ 程である。
- (8) 本サイクルの最適再熱圧力はタービン仕事を最大とする再熱圧力であり(式(3-28)),その値は式(4-41)によって求められ、特に一段再熱の場合式(4-44)で表わせる。一般に一段再熱によってその効率は約2~3%程改善出来るが、二段再熱以上は余りその効果は期待出来ない。
- (9) 一般に CO_2 サイクルは熱効率上タービン入口圧力 $200\sim300\text{ata}$ が最適であり、 650°C 以上のタービン入口温度で従来の水蒸気ランキンサイクルより高効率を得られる。
- (10) CO_2 のエンタピル、エントロピの精度の良い近似式(4-1)~(4-5)を作成するとともに、各機械仕事、再生器の冷端末エンタルピ差を算出する近似式を得た。またこの近似式に基いて本 CO_2 サイクルの解析をおこない、各因子の影響などを式の形で表わしその影響を明瞭かつ把握し易いものとした。
- (11) 熱力学第二法則に基くエクセルギの概念を用いて本サイクルの質的評価解析をおこない、原因別損失特性を明らかにした。これより、本サイクルの効率悪化の主原因は加熱器に存在し、次に再生器に存在することが分ったが、タービン入口温度増加による熱効率向上の原因は加熱器における損失減少に起因し、タービン入口圧力増加による場合はその損失減少は期待出来ない。
- (12) 各成分機器の損失率とサイクル効率悪化の(全体)損失率との関係式(5-34)を導き、各機器のエクセルギ効率の改善が全体の効率改善にどの程度寄与するかを明らかにした。つまり、一般に温度の高い機器程その寄与度が大きい。

参 考 文 献

- (1) 内田, ボイラ研究, 150(昭50-4), 17.
- (2) 崎川, エネルギー, (昭50), 3, 日本経済新聞社.
- (3) 日本熱エネルギー技術協会, 省エネルギー技術開発 シンポジウム(昭53-6), 1.
- (4) 伍賀, 機械学会特別講演会テキスト(昭50-2), 15.
- (5) B.Wood, Proc, Instn.Mech.Engrs. 184-40(1969), 713.
- (6) 石谷, 小林, 加藤, 火力発電, 16-2(昭40-2), 28.
- (7) 石谷, 赤川, 蒸気工学(昭49), 60, コロナ社.
- (8) 吉識, 橋本, 機講論, 780-18(昭53-11), 233.
- (9) T.Finkelstein, Trans, ASME, 84(1962).
- (10) 星野, 川喜田, 機講論, 780-18(昭53-11), 236.
- (11) C.Keller, R.A.Strub: Paper No 167 at the 7th World Power Conference, (1968), 55.
- (12) M.P.Vukalovich, V.V.Altunin, Thermophysical Properties of Carbon Dioxide, (1968), 4, Collet's(Publishers)Ltd.
- (13) G.Angelino, Trans, ASME. 89-2(1967), 229.
- (14) G.Angelino, Trans, ASME. 90-3(1968), 287.
- (15) A.A.Smaiko, Teploenergetika, 18-2(1971), 83.
- (16) D.P.Gokhshtein, V.L.Dekhtyarev, Teploenergetika, 18-4(1971), 36.
- (17) G.V.P. Watzel, B.W.K., 23-9(1971), 395.
- (18) H.Pfost, K.Seitz, B.W.K. 23-9(1971), 400.
- (19) 石谷, 熱管理士教本(昭52), 1, 共立出版
- (20) 石谷, 中西, 加治, 機械の研究(昭51-10), 1175.
- (21) 西川, 機誌, 79-697(昭51-12), 1163.
- (22) 谷下, 工業熱力学(昭49), 91, 裳華房
- (23) 佐藤, ガスタービンサイクル論, (昭47), 39, 山海堂.
- (24) 中西訳, 工業熱力学(昭49), 498, コロナ社.
- (25) D.P. Gokhshtein, G.P. Verkhivker, Teploenergetika, 16-1(1969), 54.
- (26) 内田, 冷凍機器ハンドブック, (昭42), 219, 朝倉書店.

- (27) 山田, 冷凍および空気調和, (昭41), 29, 養賢堂.
- (28) Central Electricity Generating Board, Modern Power Stations Practice, 8(1970), 331, Pergamon Press.
- (29) 谷下, 蒸気表, (1968), 6, 日本機械学会.
- (30) M.P.Vukalovich, V.V.Altunin, Thermophysical Properties of Carbon Dioxide, (1968), 243, Collet's(Publishers)Ltd.
- (31) 手塚, 物性定数, (昭35), 4, 日刊工業.
- (32) 大竹他訳, 化学反応工学Ⅱ, (昭50), 70, 丸善.
- (33) J.S.Gordon, Journal of chemical and Engineering Data, 6-3(1961), 390.
- (34) 佐藤, 物性定数推算法, (昭52), 223, 丸善.
- (35) 谷下, 伝熱工学資料, (1966), 85, 日本機械学会.
- (36) 石谷, 中西, 加治, 舶機講論, 15(昭48-5), 87.
- (37) 石谷, 中西, 加治, 機械の研究, 28-7(昭51-7), 813.
- (38) 石谷, 中西, 加治, 機械の研究, 28-9(昭51-9), 1051.
- (39) 柘植, 機械熱力学, (昭43), 91, 朝倉書店.
- (40) 石谷, 工学概論(増補版), (昭52), 270.
- (41) 石谷, 第13回日本伝熱シンポ講論, (昭51-4), 445.

第 2 編 動力発生プラントの実証的研究

第 2 編 の 記 号

第 2 編に用いる主な記号を以下に述べる。これ以外については各々文中において説明する。

A	仕事の熱当量
B	各物性値の係数(式(4-5)~(4-8)参照)
b	ブロワ出口羽根巾
C_N	ノズル周速度
C_O	ノズル噴出速度
C_P	定圧比熱
D_T	タービンノズル間距離
d_B	ブロワの外径
F_N	ノズル断面積
G	流 量
G_L	タービン洩れ量
$G(s)$	伝達関数
g	重力加速度
H_{adi}	断熱熱落差
H	長さ当りの熱伝達率
I, i	エンタルピ
J	熱の仕事当量
L	むだ時間, 長さ, またはタービンにおける摩擦損失
N	回 転 数
P	圧 力
ΔP	圧力損失
Q	加 熱 量
Q_B	ブロワ容積流量
R	ガス定数
S	エントロピ

s	ラプラス演算子
T	時 定 数
t	温度または時間
u_B	ブロワ周速度
V	比 体 積
W	仕 事
α	熱 伝 達 率
γ	比 重 量
η	効 率
θ	温 度
κ	比 熱 比
λ_B	ブロワの軸動力係数（無次元）
π	圧 力 比
ϕ	絞り係数（式（5-9）参照）
φ	流量係数（無次元）
ψ_B	ブロワの圧力係数（無次元）
ω	角 速 度
I	慣性モーメント

添字その他

adB	断熱変化
B	ブ ロ ワ
B_M	ブロワ平均値
f	最終整定値
G	流 量
N	ノ ズ ル
O	初 期 値
P	ポ ン プ
Q	加 熱 量
RH	再 生 器
S	蒸 気

T タービン

○ ラプラス変換した状態

無次元数

$$\theta \quad \text{温度} = \frac{\Delta \theta}{\theta_{50} - \theta_{40}}$$

$$p \quad \text{圧力} = \Delta P / P_0$$

$$g \quad \text{流量} = \Delta G / G_0$$

$$i \quad \text{エンタルピー} = \frac{\Delta I}{I_{50} - I_{40}}$$

$$\phi \quad \text{絞り} = \Delta \phi / \phi_0$$

$$k \quad \text{弁開度} = \Delta K / K_0$$

$$q \quad \text{伝熱量} = \Delta Q / Q_0$$

$$n \quad \text{回転数} = \Delta N / N_0$$

第 1 章 緒

論

1.1 本研究の目的

CO₂を作業流体とする液相圧縮超臨界圧サイクルは、従来のブレイトンサイクルと比べ、また水蒸気ランキンサイクルと比べてもタービン入口温度が650℃以上で有利となることを第1編において示した。

本編の目的は、第1編のサイクル論的研究に続いて、実用プラント開発への実証的研究として実際にCO₂による動力発生プラントを製作し、その静特性、動特性について調べ、将来の実用化への障壁を少しでも取り除くべく研究をおこなうことにある。

そのためにまずポンプ、再生器、加熱器、タービン、ブロワおよび凝縮器から成る一段再生液相圧縮超臨界圧サイクルの動力発生プラントを設計、製作し、実際に稼動することによって動力発生を実証するとともに、運転上の諸問題および各構成機器の特性を調べ、CO₂プラントへの基礎資料を得る。次に、動力発生プラントにおける動特性の実験を行ない、その過渡的特性を明らかにするとともに、理論解析を行ない、将来のCO₂プラントの制御系の構成および最適制御系の計画に対する基礎資料を得ることをはかる。

1.2 従来の研究と本研究の特徴

従来、CO₂動力発生プラントの研究については、第1編で記したように、そのサイクル特性について部分的に研究され発表されたものはあるが、さらにCO₂による動力発生プラント装置を設計、製作し、運転上の諸問題およびその静特性、動特性について研究したものはいないようである。その意味で本研究は将来のCO₂プラント開発への端緒ともなるべきものであり、今後の開発への基礎資料と成し得る。

本編の研究は、次の二つの実験的および理論的研究から成る。

i) プラントの静特性に関する研究

ii) 動特性に関する研究

つまり、i)でCO₂を作業流体とした液相圧縮超臨界圧サイクルを実現し、その確証を得るとともに、第1編のサイクル的研究のみでは確かめ得ない運転上の諸問題および各機器の特性を明らかにする。次に、ii)においてCO₂プラントの最適制御を目指した各制御系への設計、計画にあたって必要となる過渡応答特性を実験および理論的に明らかにする。

各構成機器のうち、タービンは従来の軸流型式でなくピトー型式（後述、第2章2.3節）

を採用した*。このタービンはタービン入口容積流量の関係上、従来の型式と異なったものとなるが、わずか3 kWで30~40%というかなりの高効率が得られ、このような特殊なタービン型式の採用により実用ユニット規模のミニチュア化が可能になった。この種のタービンの特性は、従来 Stodolaの本⁽¹⁾に簡単に記述されているのみで余り知られていないが、好適出力範囲が軸流型に比べて極めて小さいので、将来小容量タービンプラントが実用される場合には出現の可能性はある。

一方、動特性の理論研究に関しては、現在の蒸気原動所や化学プラント装置の動特性研究に共通し、例えば加熱器においては従来蒸気原動所のボイラを対象として、寺野⁽²⁾、世古口⁽³⁾、竹内⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾、島⁽⁷⁾、小笠原⁽⁷⁾ら数多くの研究発表がなされ、現在ほぼ充足している状況にあると考えられる。しかし、例えば寺野が導いた予熱または過熱器に適用し得る V ＝一定の分布定数系とした解⁽²⁾において入口流量または加熱量突変に対する出口温度過渡応答結果は、従来寺野⁽²⁾、竹内ら⁽⁴⁾による近似解でしか求められていない。本研究ではその解を直接 Floyd の方法を用いて解き、一般図を作成した。

次に、再生器においても従来増淵⁽⁸⁾、高橋⁽⁹⁾、高橋⁽¹⁰⁾、藤堂⁽¹¹⁾、Paynter⁽¹²⁾、Stermole⁽¹³⁾ら数多くの論文が発表されているが、一般に相の変化を考慮した解析、また非線型解析もなされていないようである。そこで、集中定数系モデルとして超臨界圧領域の移相境界点の移動を考慮した解析解を導くとともに、差分法による非線型解析を行ない、これら各解析結果を一実験条件に対して比較した。

また系全体の動特性シミュレーションにおいては、各構成機器を個々にモデル解析し、次に得た結果を総合して系全体のブロック線図を得、それをデジタル数値解によって求め実験結果と比較検討した。

つまり、本動特性研究は従来とは異なった作業流体、サイクル構成に対するものであり、従来の蒸気原動所の動特性の研究においてもプラント全体に亘った実験および理論解析は少ないので、CO₂プラントに対する本研究は現在の各プラントの動特性研究にも役立つであろう。

*）設計は赤川浩爾（神戸大学），船川正哉（当時川重技研室長）による。

第 2 章 実験用動力発生プラント

2.1 緒 言

CO₂動力発生プラント実現への第一ステップとしてCO₂を作業流体とした液相圧縮超臨界圧サイクルを実現し、その確証を得るためポンプ、再生器、タービン、ブロワ、凝縮器から成る一段再生の液相圧縮超臨界圧動力発生装置を製作した。本章では、その計画および装置の概要について述べる。

2.2 実験用プラントの計画と系統

2.2.1 実験用プラントの計画

CO₂サイクルにおいて高効率を得るためのサイクル条件は、タービン入口圧力が200～300 ataでタービン入口温度が高い程良いことを、第1編で明らかにしている。しかし、経費の面から高圧、高温の採用が困難であり、計画値としてタービン入口圧力100 ata、タービン入口温度350℃を選定する^{*1)}。一方、凝縮器圧力は凝縮器冷却水温度20℃に対するCO₂の飽和圧力58.4 ataより定まり、一応50～60 ataとし、さらに既設のポンプ能力および実験室における加熱用電気容量の制約から最大流量390 kg/h、最大加熱量28500 kcal/h、タービン出力3 kWの計画とした。^{*2)} 但し、既述のようにCO₂サイクルでは、再生器が必要であるので一段の再生を採用し、その定格値は給熱側入口温度300℃、受熱側出口温度120℃である。その計画 $t-s$ 線図および $i-s$ 線図を図2.1(a), (b)に示す。

2.2.2 全体の系統

装置の系統線図およびその主要配管寸法を図2.2に示す。主要機器はポンプ、再生器、加熱器、タービン、凝縮器、ブロワおよび冷却器であり、次にその系統を流れに従って説明する。凝縮器を出た液相のCO₂は無段変速機付三連型プランジャポンプより送り出され、流量脈動吸収用アキュムレータ(N₂封入)を経て、フィルター(20μメッシュ)により固型不純物を除去し再生器で予熱された後、並列2本の加熱器で直接通電(交流加熱)により所

*1) サイクル効率は、以上のような関係から設計点において約11%と低い、これは第1編で明らかにしているように、タービン入口圧力、温度の向上、さらには圧縮機の導入による二段再生サイクルの実現により高効率が可能となる。

*2) 実用プラントのスケールに比べると小規模となるが、開発への第一ステップと考えているものであり、本研究の目的に特に大きな支障となるものではない。

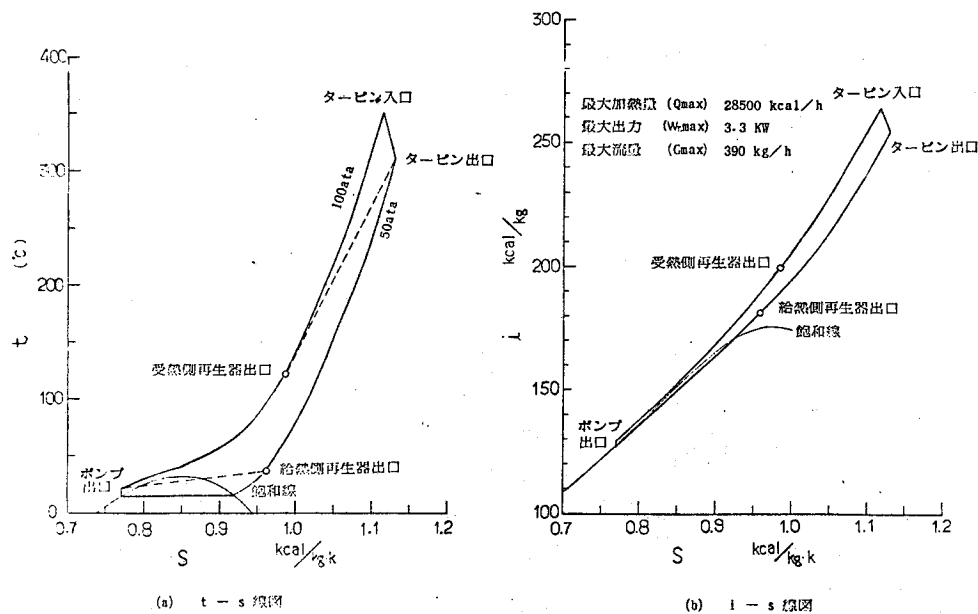


図 2.1 計画 $t-s$, $i-s$ 線図

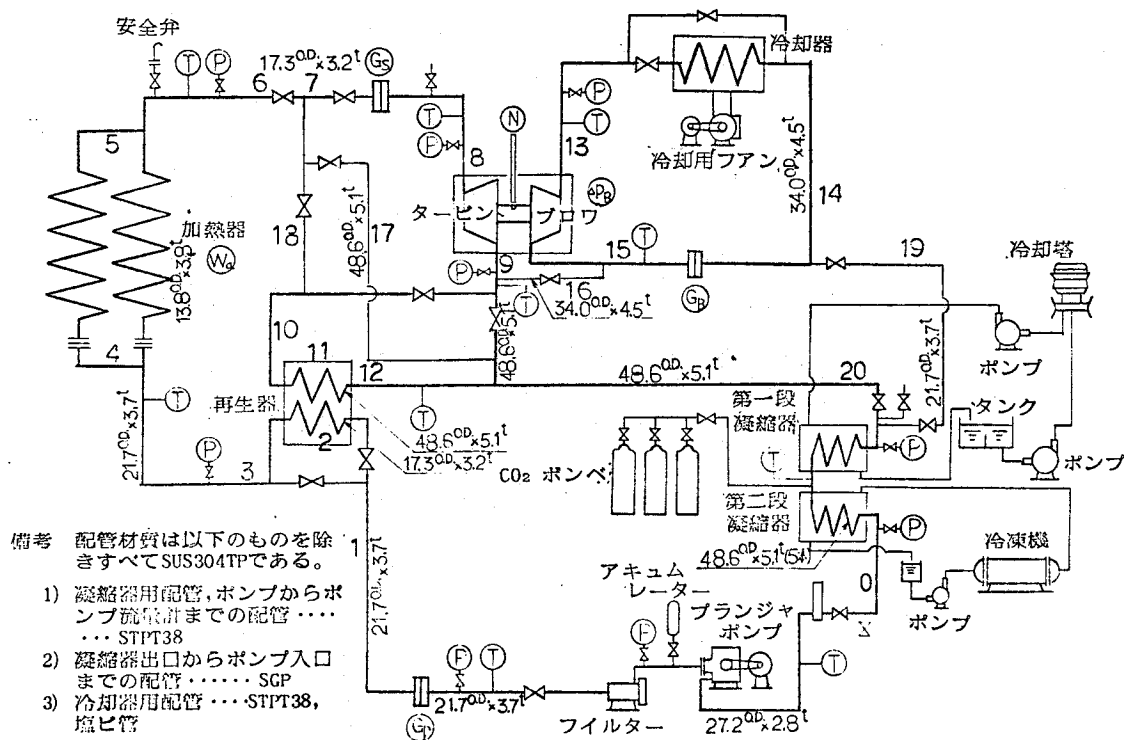
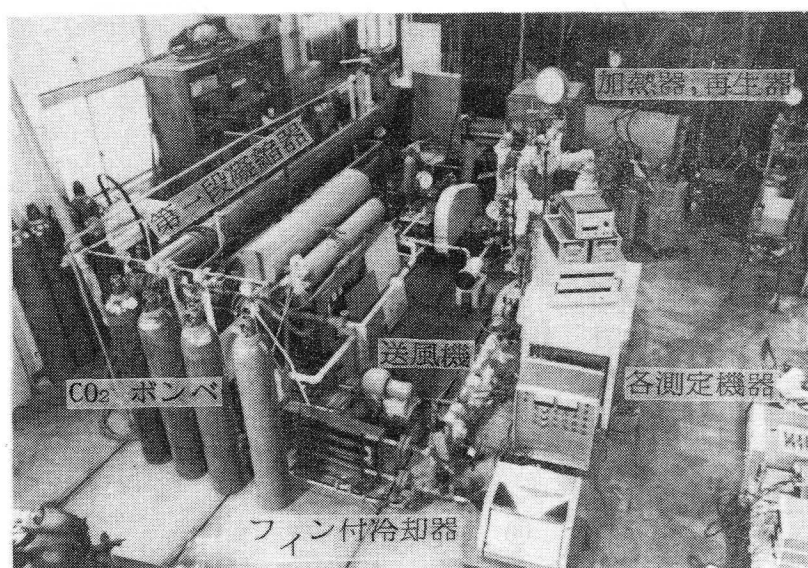


図 2.2 実験用プラントの系統線図 (主要配管寸法含)

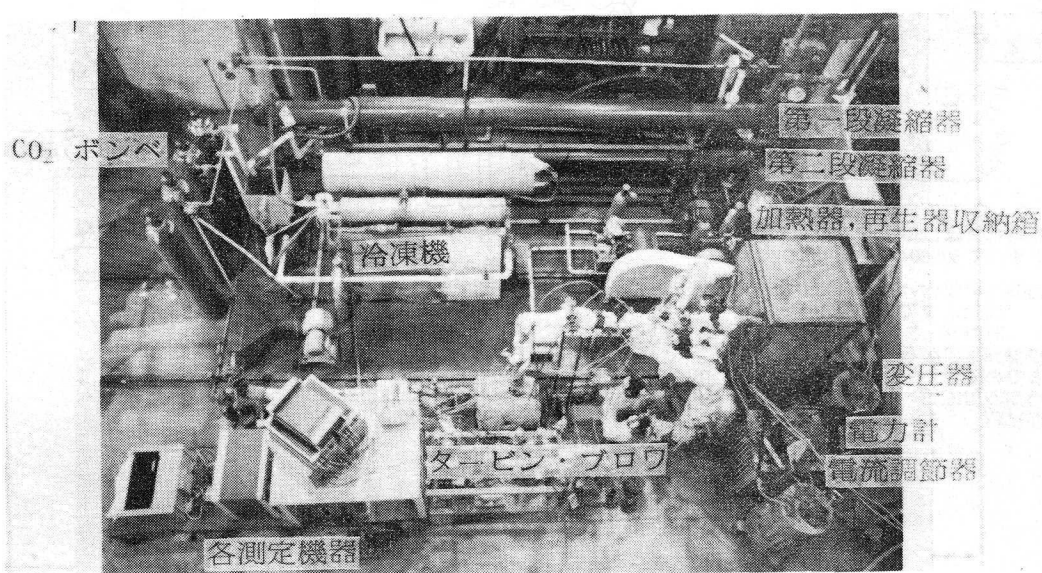
定の温度まで加熱される。そしてタービン入口圧力調節弁を経て、タービンに至る。タービンを出た高温のガスは背圧調節弁を経て、再生器で熱交換したのち、凝縮器で冷却液化される。そのプロセスは図中点 0-1-2-3-4-5-6-7-8-9-10-11-12-20

-0である。なお、凝縮器は二段から成り、第一段の冷却水はクーリングタワーにより、第二段の冷却水は冷凍機により供給される。

一方、タービンで発生した動力はタービンと一体に構成される負荷制御用ブロワによって吸収され、ブロワから排出されたCO₂はブロワ負荷制御弁を経て、フィン付冷却器に送られ、送風機によって空冷され、ブロワ入口に至る閉ループを形成する（図中点13-14-15）。



(a)



(b)

写真 2.1 CO₂ 動力発生装置

また、タービンバイパスおよび再生器バイパス系路があり、タービン、ブロワ間には両圧力バランス用に連絡配管（図中 16）を設け、ブロワ側配管と第一段凝縮器入口とをつなぐ配管（図中 19）とともに運転初期のブロワループの暖機の際に用いる。

運転初期における装置への CO₂ 充填は CO₂ ポンペ（圧力 50 atg × 30 kg/1本）により、二段の凝縮器中間から注入する。そして、加熱器出口には安全弁を設け、加熱器フランジにはテフロン製パッキンを挿入し、他のループと電氣的に絶縁する。

次に、全体の概要写真を写 2.1 (a), (b) に、各機器を含めた配管系統図を図 2.3 に示す。但し、冷却塔（クーリングタワー）は別の場所（屋上）に設置してあり、冷却塔を除く装置全体の概略寸法は 4 m × 2 m × 3 m 高さの中に配置される。

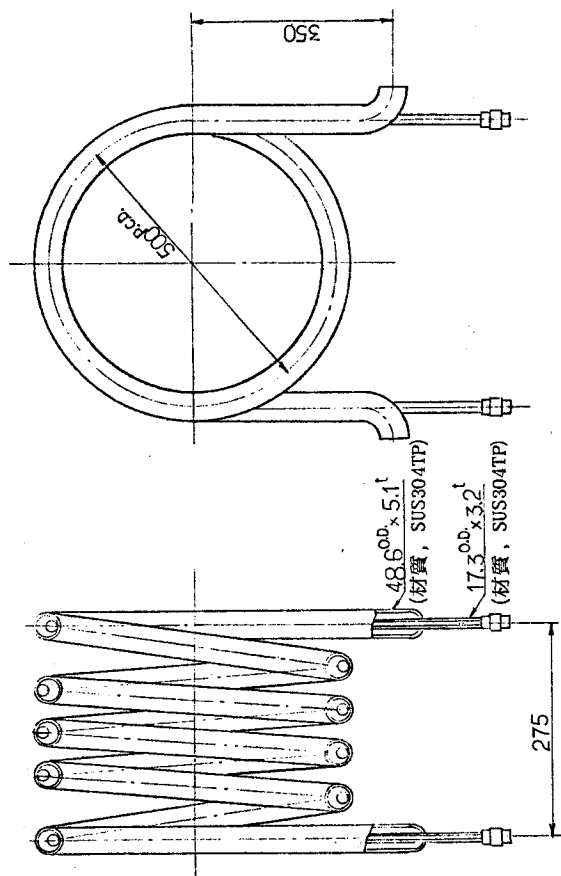
2.2.3 機器主要目

各機器の主要目を表 2.1 に加熱器、再生器、凝縮器およびブロワ側冷却器の組立図を図

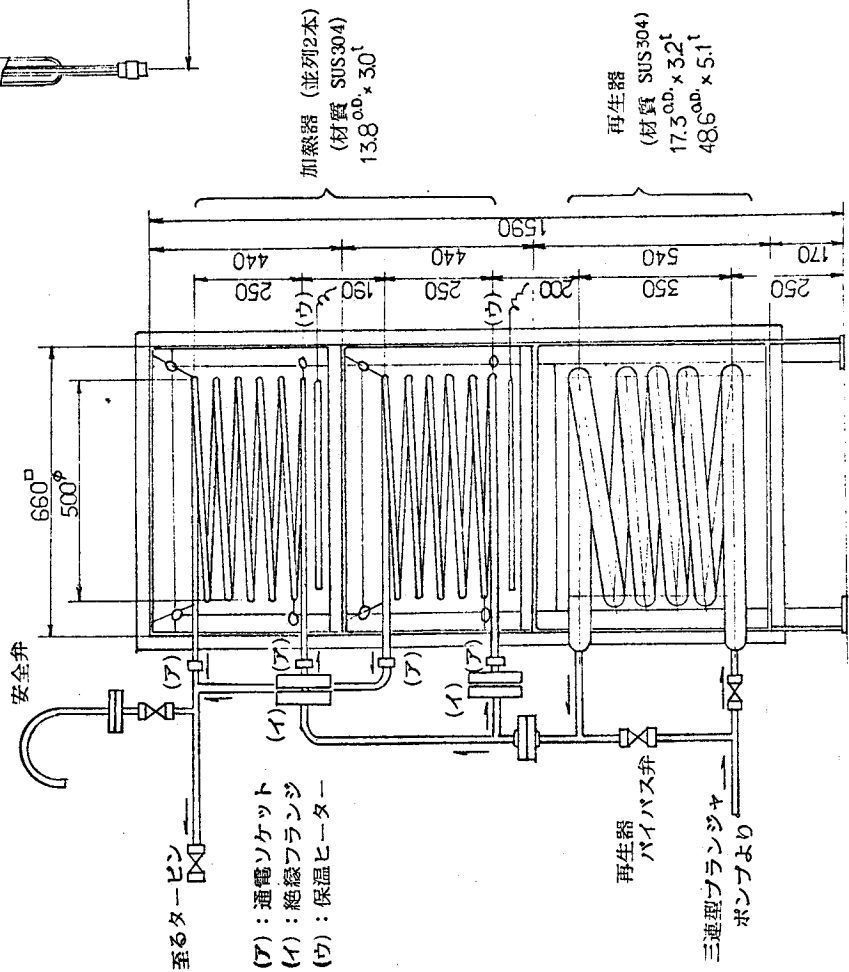
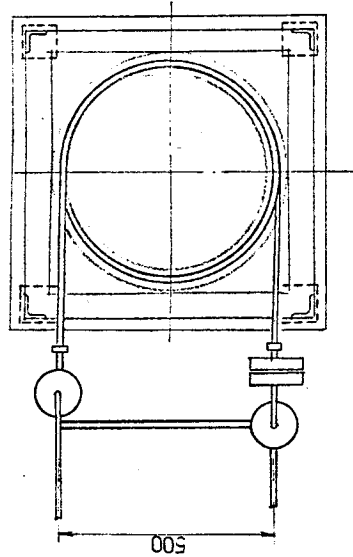
表 2.1 各 機 器 要 目

機器名称 (製作会社)	項 目	要 目
加 熱 器 (桜製作所 (株))	型 式	2本並列コイル管
	加熱管寸法	13.8 mm ^{0.D.} × 3.0 mm ^t × 7.8 m ^L × 2本
	加熱方式	交流直接通電
	加 熱 量	最大 15.7 KW × 2
	伝 熱 面 積	0.233 m ² × 2本
タ ー ビ ン (三真製作所 (株))	型 式	ビトー型タービン
	出 力	計画 3.0 KW
	回 転 数	計画 17,000 rpm
	ノズル寸法	φ 1.9 mm × 2個, ノズル間距離 99.35 mm
	軸 受 方 式	気体軸受 (①) Tilting—Pad Journal Bearing 2点 (②) Sipiral—Groove Thrust Bearing 1個)
動 力 吸 取 用 ブ ロ ワ (三真製作所 (株))	型 式	遠心式ラジアルファン
	容 量	330.95 mmAq × 0.0146 m ³ /min
	インペラー寸法	外径 φ 76 mm, 翼枚数 12枚
再 生 器 (桜製作所 (株))	型 式	コイル状向流型二重管式
	伝 熱 面 積	0.344 m ²
	寸 法	高圧側 17.3 mm ^{0.D.} × 3.2 mm ^t × 7.7 m ^L 低圧側 48.6 mm ^{0.D.} × 5.1 mm ^t × 7.7 m ^L
	計画交換熱量	725 kcal/kg

主ポンプ (桜製作所 (株))	型 式	VR-253 三連プランジャ型
	容 量	120 atg × 400 kg/h
	回 転 数	15 ~ 210 rpm (プーリー 2段切換式)
主ポンプ用 無段変速機 (住友重機 (株))	型 式	減速機構付プーリー駆動型 3AGP
	減 速 比	1/4
	モ ー タ	2.2 KW × 4 P × AC 200 V
凝 縮 器 (桜製作所 (株))	型 式	横置固定管板式
	冷 却 面 積	4.2 m ² × 2段
	冷却管寸法	48.6 mm O.D. × 5.1 mm t × 5本 × 2段
	冷 却 能 力	第一段 21500 kcal/h 第二段 11500 kcal/h
プロワ系 冷 却 器 (桜製作所 (株))	型 式	放熱フィン付 4段直管型
	管 寸 法	34 mm O.D. × 4.5 mm t × 2 m L
	フィン寸法	φ 48 mm × φ 34 mm × 2 mm t × 496枚
	冷 却 面 積	0.36 m ²
	冷 却 能 力	2850 kcal/h
同 上 用 ファン (中島送風機 (株))	型 式	S - 1 型ラジアルファン
	容 量	30 mmAq × 6 m ³ /min
	モ ー タ	200 W × 4 P
凝 縮 用 冷 凍 機 (三菱電機 (株))	型 式	DLC-37W型チリングユニット
	冷 媒	フレオン 12 , 充てん量 11 kg
	冷 却 能 力	11500 kcal/h 計画 入口水温 25 °C) 水流量 770 kg/h 出口水温 15 °C)
	モ ー タ	3.7 KW , AC 200 V
冷 却 塔 (信和産業 (株))	型 式	SBC-50 型
	冷 却 能 力	128000 kcal/h 計画 入口水温 30 °C) 水流量 430 ℓ /min 出口水温 25 °C)
	モ ー タ	1.5 KW , AC 200 V
アキュムレータ (中村工機 (株))	型 式	MPB-4 型
	最高作動圧力	120 atg
	ガ ス 容 積	N ₂ ガス 1.1 ℓ
フ ィ ル タ ー (焼結金属 (株))	型 式	OLWE # 450 型
	ろ 過 精 度	20 μ

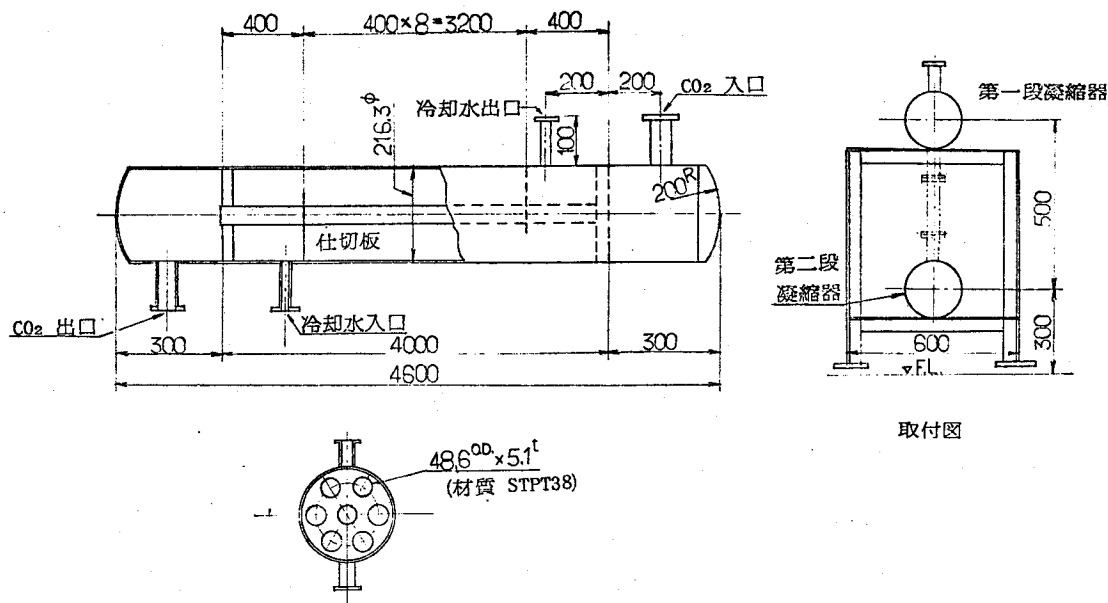


(b) 再生器



(a) 加熱器および再生器

図 2.4 主要機器組立図

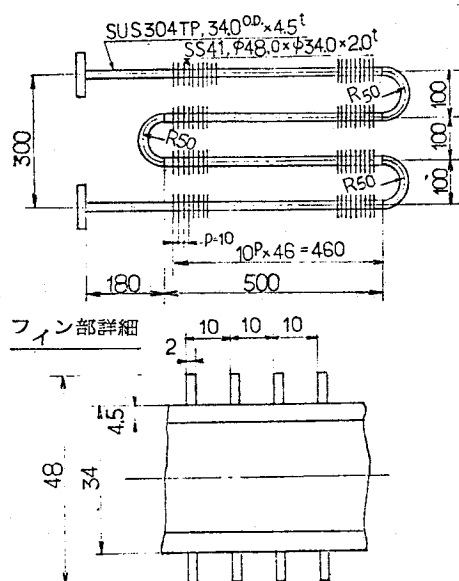


(C) 凝縮器

2.4 (a)～(d)に示す。加熱器は2本のコイル状管から成る貫流型式 ($13.8\text{ mm}^{\text{O.D}} \times 3.0\text{ mm}^{\text{t}} \times 7.8\text{ m}^{\text{L}} \times 2\text{ 本}$) のもので、再生器はコイル状の向流型二重管式熱交換器 (伝熱面積 0.344 m^2) で、受熱流体を内管流れとする。また2段の凝縮器は共にシェルアンドチューブ型式の同一寸法 (伝熱面積 $4.2\text{ m}^2 \times 2\text{ 段}$) のもので、冷却水を内管流れとした。ブロワ側の冷却器は強制空冷方式のフィン付4段直管型式 (伝熱面積 0.36 m^2 , 図2.4(d)参照) を用いる。

タービンは2個のノズル ($1.9\text{ mm}\phi$) をもつピトー型タービンで、ブロワは径向き羽根を

12枚有する遠心式ラジアルファンである。各機器の寸法を図2.4(a)～(d)に、タービン、ブロワを後節2.3の図2.5に示す。タービン、ブロワは $230\text{ mm}\phi \times 297\text{ mmL}$ の1つのケーシング (SUS製) の中に、加熱器、再生器は共に $700\text{ mm}^{\square} \times 1600\text{ mm}^{\text{高さ}}$ の中 (図2.4(a)参照) に収納される。なお、再生器、加熱器、タービン主要部の材質はすべてステンレス鋼製 (SUS304) である。また各配管の材質は第二凝縮器出口からポンプ入口までSGP, ポ



(d) ブロワ系冷却器 (フィンチューブ)

ンプ出口から出口流量計まで STPT 材で、他の配管はすべて SUS304 製である。

2.2.4 測定系統

各測定点は図 2.2 中に示す ㊶ (圧力)、㊶ (温度)、㊶ (流量)、㊶ (回転数)、 ΔP_B (ブロウ差圧) および W_a (供給電力) の各箇所で、その測定方法および機器は次のようである。

- (i) ポンプ出口、タービン入口、ブロウの各流量 G_P, G_S, G_B は各フランジ部に挿入したオリフィスの差圧を DP 型差圧計で検出し、動歪計を経て、4 点式レクチグラフまたは 24 点式ビジグラフ上に記録する。またブロウ上昇圧力 ΔP_B も同じく DP 型差圧計、動歪計より 24 点式ビジグラフ上に記録する。
- (ii) 各圧力 P はブルドン管式圧力計で測定するとともに、圧力変換器から増巾器を経て、4 点式レクチグラフまたは 24 点式ビジグラフに記録する。
- (iii) 各温度 θ はシース型 C-A 熱電対から打点式温度計または、多点式ディジタルボルツメータにより測定記録され、一部は 12 点式ディジタルプリンタに出力する。
- (iv) タービン回転数 N はタービン軸に設けられた切欠きと電極棒 (40mm ϕ の Cu 棒) との間の静電容量の変化を微小変位計で検出し、増巾器を経て、FV コンバータまたはカウンタ、シンクロスコープにて読み取る。
- (v) 加熱管への供給交流電力 W_a は A.C. 200V 電源から電力調整器、変圧器を経て供給し、分流器を用いた電力計にて読み取る。

2.3 タービンおよびブロウ

本プラントのタービン入口の容積流量は設計点の 100 ata, 350°C, 390 kg/h にあって 464 m³/h と極めて小さい値であるので、タービンを通常の軸流あるいは軸流型式で構成することは困難である。そこで純反動力によって作動するラジアルタービン型式 (参照図 2.5, 以下これをビトー型式と呼ぶ) を採用する。この型式のタービンは、紀元前の Héro のタービン (紀元前 75 年アレキサンドリアのヘロンによって作られた汽力計にその原型がみられる) として知られている極めて単純な形のものであるが、従来その実験値は知られてなく、ただ Stodola の本⁽¹⁾ に効率に関して簡単に記述されているにすぎない。またタービンの回転数が高く、しかも小型で高圧のために外部へのシールが極めて困難であり、さらに高温のために内部の軸受にも潤滑油を用いることができない。従って、タービンケーシングを密封式とし、軸受作業流体の二酸化炭素自体による動圧気体軸受方式を採用する。このよ

うにタービンケーシングを密封式とするので、タービンの出力軸を外部に取り出すことが出来ず、タービンの発生動力はタービンと一体に構成されるブロワによって吸収させ、ブロワ側流路もタービン出口圧力にほぼ等しい圧力となるCO₂の閉回路で構成する。このタービン、ブロワの全体組立断面図（各軸受、パッキンを除くとすべてSUS製）を図2.5に、タービン作動原理を図2.6に示す。またタービン、ブロワの写真を写2.2(a), (b)にケーシングを除いたタービン、ブロワの組立図を写2.3に示す。

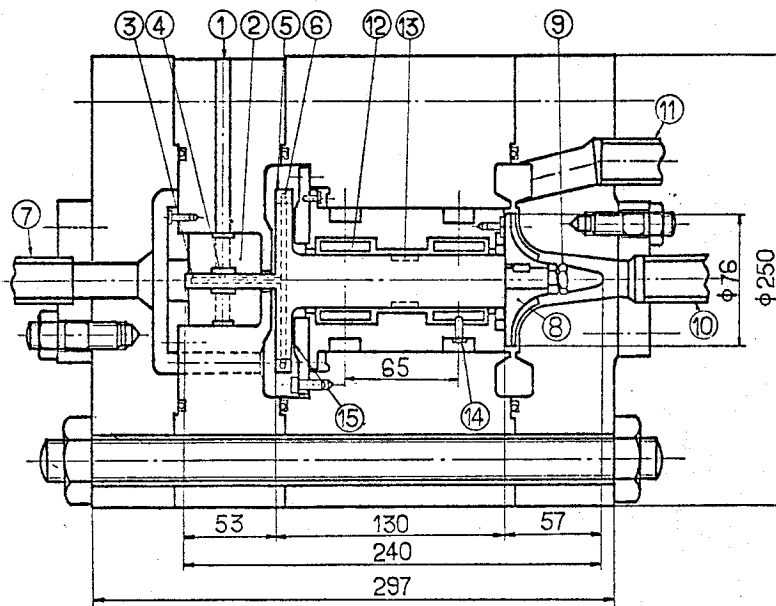


図 2.5 タービン・ブロワ組立断面図

つまり、このタービンは流体がノズルから噴出する際の純反動力によって作動するピトー型タービンである。図2.5において流体はタービンケーシングの蒸気入口孔①から

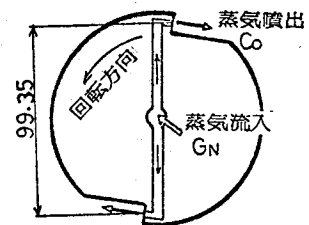
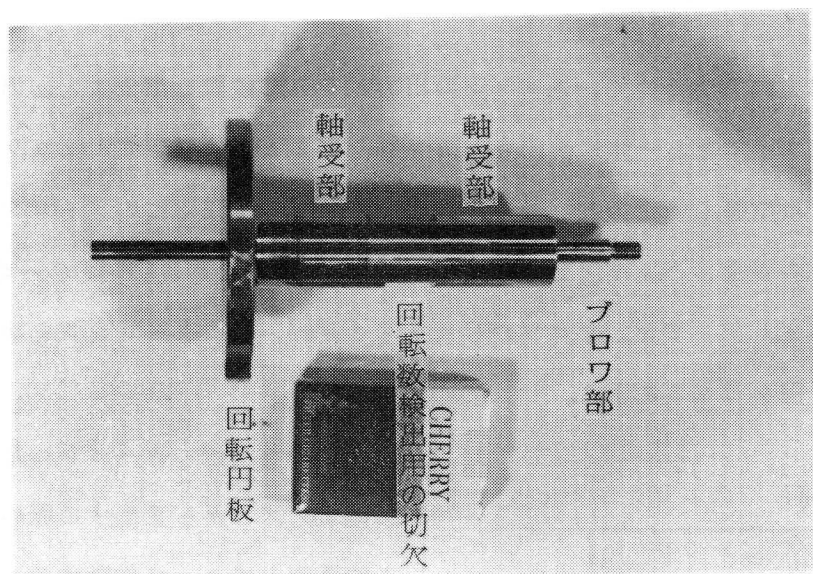


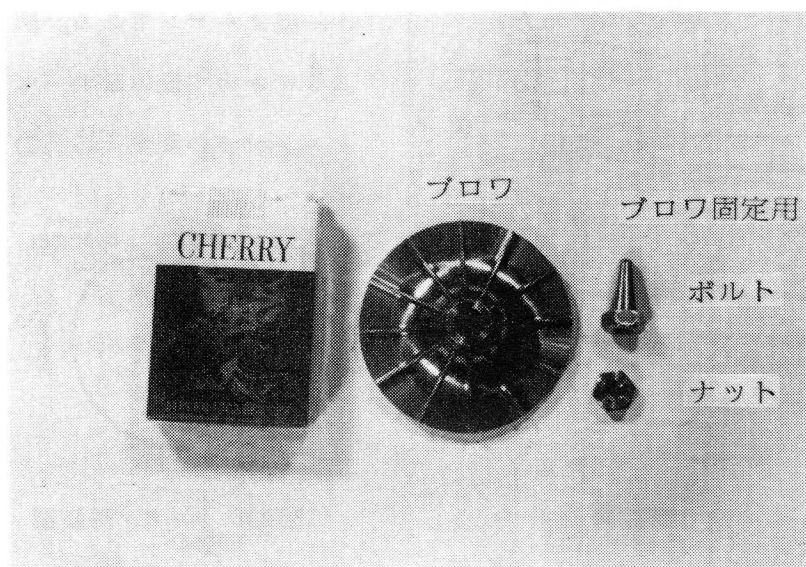
図 2.6 タービン円板部

ら流入し、カーボン製のフローティングシール②の溝穴に沿ってタービンの気体導入軸③に入る。その気体導入軸には半径方向に直径 2.5mm の穴④を 3 個設け、流入した気体は軸方向（径 3.5mm）に流れ、回転円板⑤の中心で二分して各々 2 つのノズル⑥（1.9mmφ、ノズル間距離 99.35mm）から円周方向に噴出し、ロータに回転力を与え排気管⑦へと流出する。一方、ブロワ⑧（写 2.2(b)参照）は 12 枚の径向き羽根から成る遠心式ラジアルファンで、ネジ⑨によってタービン軸部に取り付けられ、写 2.4 に示すようにタービンと一体にされる。そしてブロワ側では流体は⑩より流入し、⑪へ流出する。またタービンとブロワ間には特にシールを設けずタービン出口圧力とブロワループ内の圧力をバランスさせる。

軸受は写 2.5 に示すように 1 組 4 個から成るティルティングパッド⑫（リン青銅製）による 2 点支持の動圧気体軸受方式であり、ティルティングパッドと軸とのクリアランスは各 1 個のピボット形細目ネジ⑭により調整する。このクリアランスは空気運転で 40～50μm、



(a) タービン部および軸



(b) プロワ翼と固定用ボルト・ナット

写真 2.2

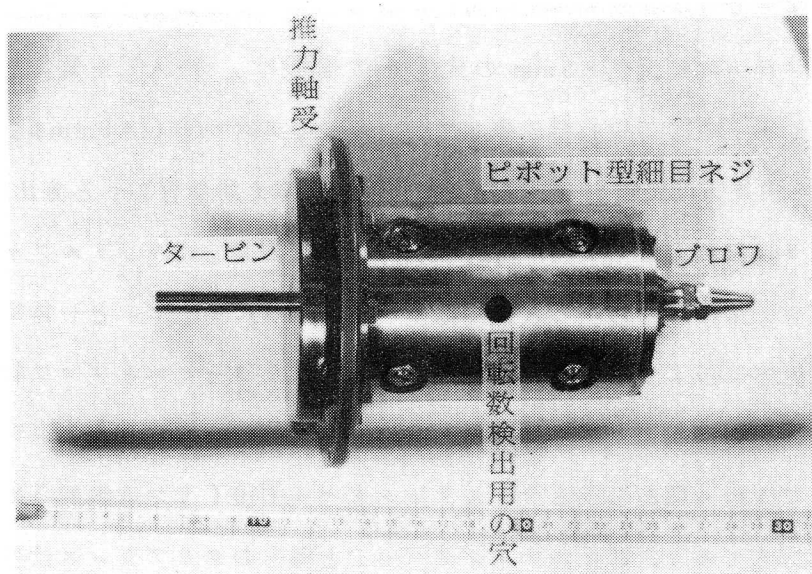


写真 2.3 タービン、プロワの本体組立

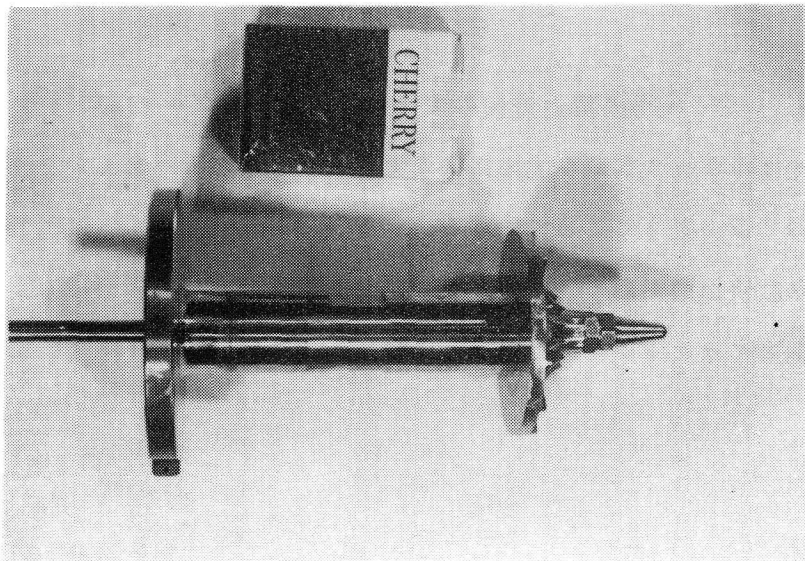


写真 2.4

タービンとプロワ

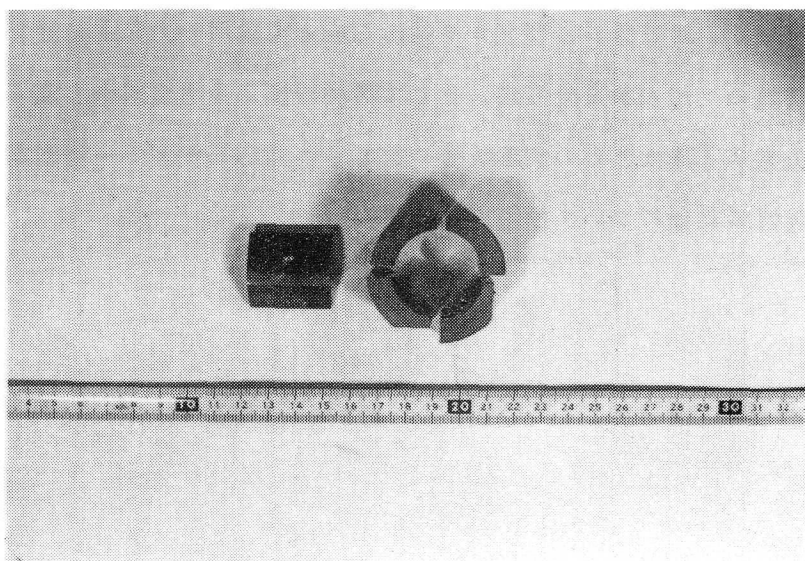


写真 2.5

ティルティングバット

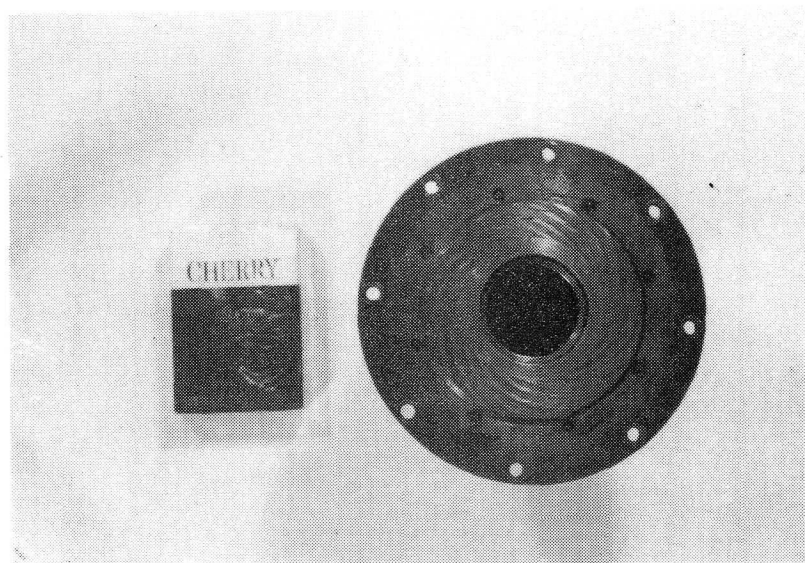


写真 2.6

推力軸受

CO₂ 運転で 60～70 μ である。一方、流体の流れ方向の変化とタービン、ブロワ間の圧力差によって生じる推力は写 2.6 に示す 15 本のうずまき状の溝（深さ 0.11mm）をもつスパイラルグループ動圧気体軸受⑬（黄銅製）によって受ける。

また静電容量変化による回転数検出のために、タービン軸に 2 ケ所平坦な切欠き部⑭（写 2.2(a), 2.4 参照）を設け、他方にはケーシングを貫通して電極棒（4.0mm ϕ , 銅製）を取付ける。

2.4 結 言

第 1 編で示した CO₂ 作業流体とする液相圧縮超臨界圧サイクル実現へのステップとして、ポンプ、再生器、加熱器、タービン、凝縮器およびブロワ系から成る実験用動力発生装置を製作した。加熱器は直接通電加熱のコイル状貫流型式、そして再生器は二重管型式から成る。さらに、タービンは従来の軸流型式と異なりこの実験装置の大きさに対応したピトー型式が採用された。その計画および装置の概要について示した。

第 3 章 プラントの静特性

3.1 緒 言

本章では前章に示した動力発生装置を連続 20 時間、延べ 1500 時間運転した結果得られた運転上の諸問題および各機器の静特性結果について述べる。すなわち、CO₂動力発生プラントの可能性に対する実証を得るとともに、運転上の問題点および各構成機器の静特性を明らかにする。

またタービン、ブロワに関してはプラントに組み込む前に、i) 気体軸受のクリアランス調整、ii) タービンのフローティングシールと気体導入軸との間隙からの漏洩量、iii) 回転数検出方法の調査、確認の意味で高圧空気運転によってその性能試験を行ったので、併せ示す。

3.2 起動方法と実験方法

3.2.1 起 動 手 順

全体系統線図（図 2.2 参照）において、その起動手順を説明する。

- i) 運転当初におけるプラントへの CO₂ 充填はプラント内残留空気を真空ポンプで掃引した後、液化 CO₂ ポンベ（圧力 50 atg）を用いて、二段の凝縮器の中間から注入する。
- ii) 凝縮器に冷却水を流し、ガスを凝縮液化させるとともに、プランジャポンプを駆動し、タービンバイパス系統（図 2.2 中 点 7-18-10-11-12-13）を通る閉ループ内を循環させ、電気加熱によって徐々に温度を上昇させていく。また凝縮器圧力が高すぎるときは、ブロー弁から流体をブローする。
- iii) タービン、ブロワの暖機は、タービンブロワを駆動させずに行い、点 7-18-9-16-15(13-14)-19 および 7-8-9 の経路に加熱ガスを暫時流すことによりなし、所定の加熱器出口圧力、温度になるまで継続する。
- iv) 所定の温度になったとき、タービンバイパス弁とタービン入口蒸気弁を手動急操作して切換え、タービン、ブロワを自動起動させる。

なおこの手順 i)～iv) までの起動に要する時間は 4～5 時間である。

3.2.2 実 験 方 法

図 3.1（図中 弁の  は運転中開、 は閉を意味する）において加熱量 Q、ポンプ流量 G_p を各々設定し、ブロワ負荷制御弁（図中  で示す）の開度を全閉から全開

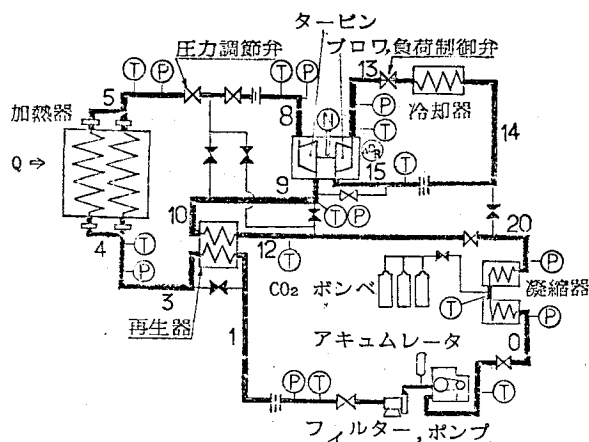


図 3.1 実験装置概略図

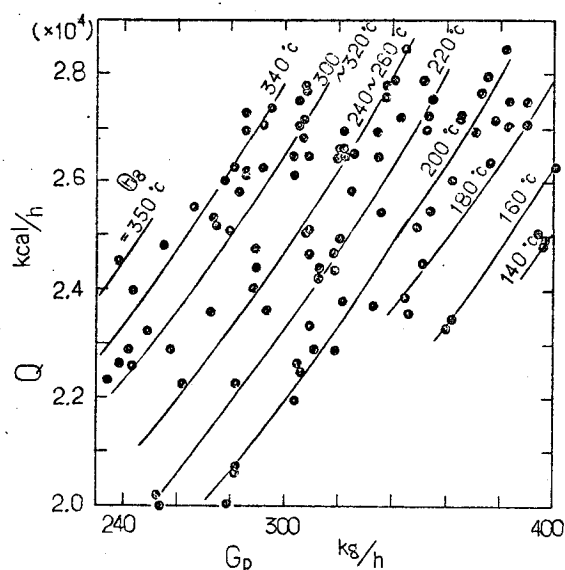


図 3.2 実験範囲（加熱量，流量）

まで 4 段階順次変化させ，系が定常状態になったことを確認したのち，図に示す各点の圧力，温度，流量，ブロウ上昇圧力，回転数および供給電力を計測する。さらに Q 、 G_P の各設定点を変え，以上の測定を繰り返す。実験範囲は $Q = (1.98 \sim 2.88) \times 10^4 \text{ kcal/h}$ 、 $G_P = (235 \sim 390) \text{ kg/h}$ であり，その実験範囲を G_P 、 Q とタービン入口温度 θ_8 との関係により図 3.2 に示す。

3.3 プラントの静特性

3.3.1 全体の特性

運転サイクルを示す $T-S$ 線図，およびその圧力，温度，エンタルピ分布の代表的な三

つの実験例を各々図 3.3，図 3.4 に示す（但し，図中の各点は各々図 3.1 の各点の番号の位置に対応する）。一般に， CO_2 を用いた動力プラントでは，凝縮器圧力が高いため水蒸気ランキンサイクルに比べタービンにおける熱落差は小さい（ $\frac{1}{4} \sim \frac{1}{5}$ ，第 1 編図 3.15 参照）。またタービン排ガスの有するエネルギー回収用の再生器では受熱側流体の比熱は給熱側に比べると大きい（第 1 編 図 4.4 参照）ので，その温度変化は給熱側より小さい。

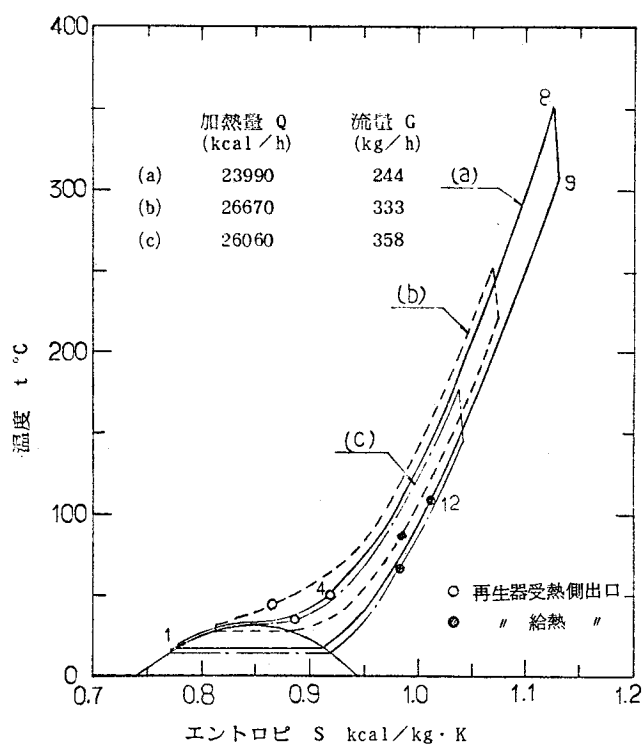


図 3.3 $T-S$ 線図

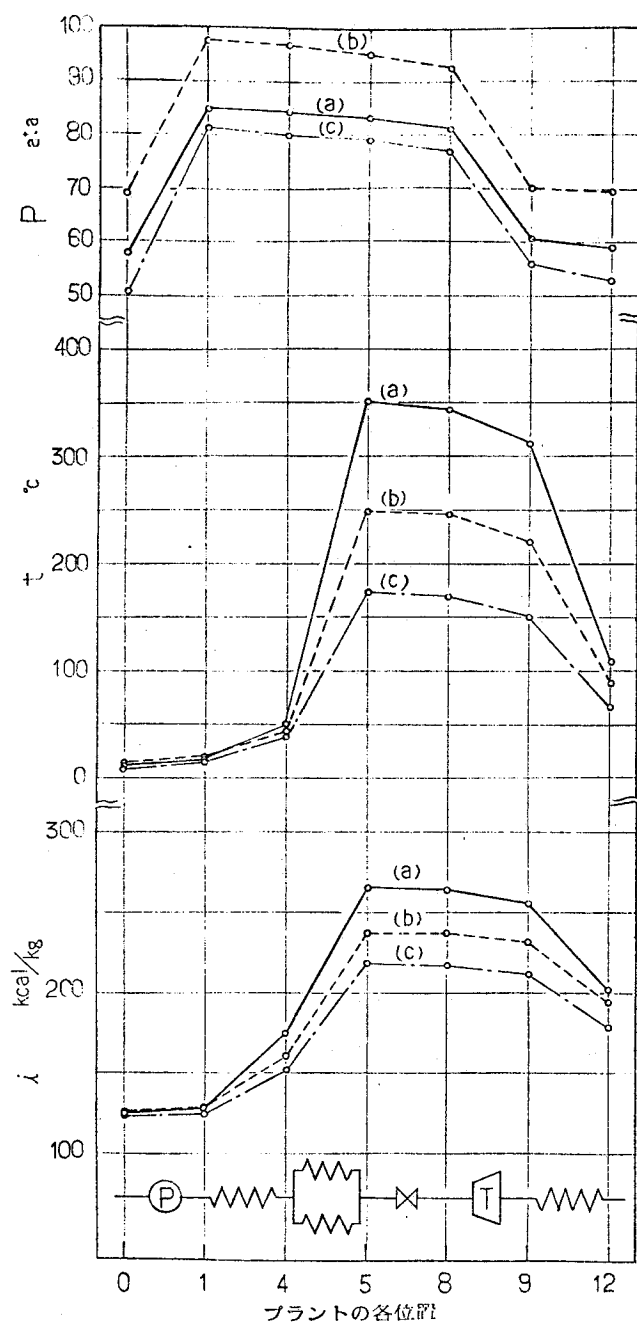


図 3.4 圧力，温度，エンタルピ分布図

の線でほぼ表わされる。そして各点の温度は θ_4 を除けば $\theta_5, \theta_9, \theta_{12}$ いずれも加熱量 Q を増加させるか，流量 G_p を減少させることにより単位流量当りの吸熱量が増加し，その温度は上昇する。一方，再生器受熱側出口では，その物性値が臨界点近傍に位置するため，エンタルピ i_4 は図 3.6 に示すように上記と同様の傾向を示すが，その温度 θ_4 は Q, G_p の変化によって殆んど変化せず一定値をとることが分る。

次に，ポンプ入口温度 t_1 と凝縮器圧力との関係を図 3.7 に示す。図中実線で示す飽和線

つまり，加熱量 $(75 \sim 90) \text{ kcal/kg}$ に対してタービンでの熱落差は $(6 \sim 10) \text{ kcal/kg}$ で，再生器では単位流量当りの交換熱量 $(35 \sim 55) \text{ kcal/kg}$ に対し，受熱側温度変化は $(20 \sim 30)^\circ\text{C}$ と給熱側の温度変化の $(100 \sim 200)^\circ\text{C}$ に比べその $1/(5 \sim 6)$ である。

一方，圧力においては図中(b)のポンプ吐出力 98 ata ，凝縮器圧力 68.5 ata の場合に対して再生器受熱側，加熱器，加熱器出口からタービン入口までの配管系およびタービン，再生器給熱側で各々 $0.7, 1.7, 2.3, 24.3, 0.5 \text{ ata}$ 程の圧力降下を示し，タービンにおける圧力降下が全体の約 82% を占める。

次に，図 3.5 にポンプ流量 G_p ，加熱量 Q と再生器受熱側出口，加熱管出口，タービン出口，再生器給熱側出口の各温度 $\theta_4, \theta_5, \theta_9, \theta_{12}$ との関係を示す。加熱量一定に対して各実験点は図 3.5 中実線，破線および一点，二点鎖線で示されるように，各々一本

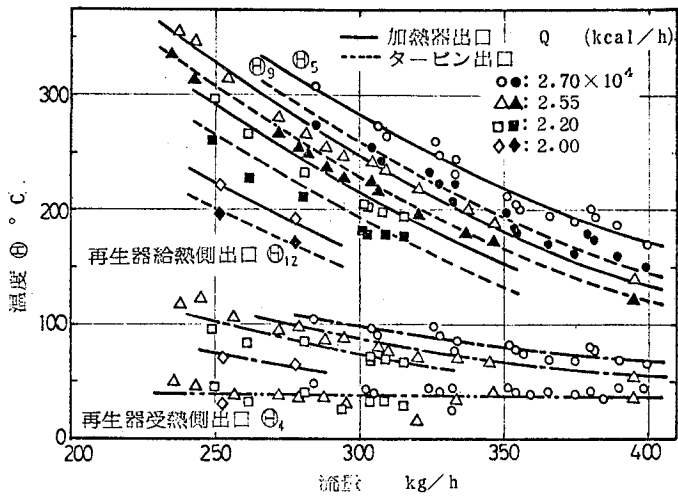


図 3.5 流量，加熱量と温度の関係

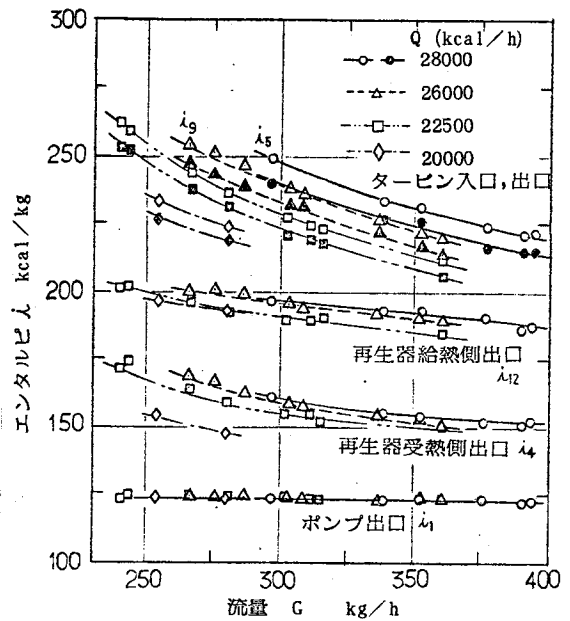


図 3.6 流量，加熱量とエンタルピの関係

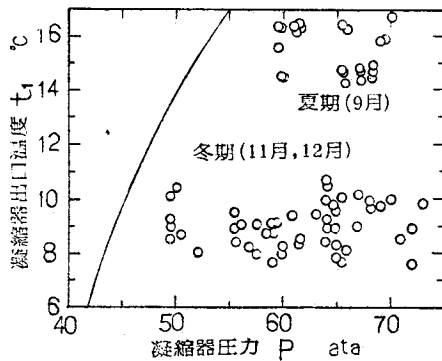


図 3.7 凝縮器での出口温度 (t_1) と圧力

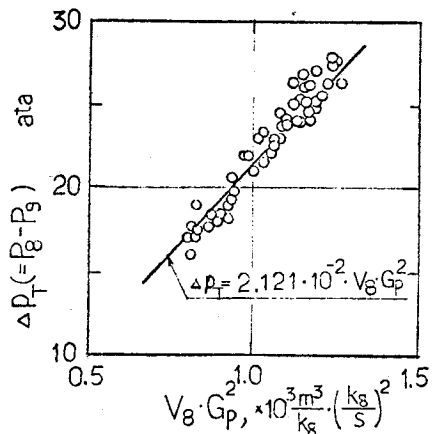


図 3.8 タービンにおける圧力降下

よりいずれも $5 \sim 10^\circ\text{C}$ 程の過冷の状態にあり，夏・冬の実験でその温度 t_1 に差異が生じる。

図 3.8 にタービンにおける圧力降下と流量 G_p ，およびタービン入口圧力，温度から算出したタービン入口比体積との関係を示す。これより，タービンでの圧力降下 ΔP_T (kg/cm^2) は G_p (kg/h) と入口比体積 V_8 (m^3/kg) により，次式の関係が成立する。

$$\Delta P_T = 2.121 \times 10^{-2} \cdot V_8 \cdot G_p^2 \quad (3-1)$$

つまり，凝縮器圧力は冷却水の冷却能力および CO_2 充填量から定まるが，図 3.7 に示したように夏・冬の実験において凝縮器圧力に差異が生じている ($55 \sim 68 \text{ ata}$)。そしてタービン入口圧力分布は，この凝縮器圧力に再生器給熱側および式 (3-1) によるタービン圧力降下を加算して決まる。

3.3.2 出力特性

タービン・プロワの性能曲線は後節 3.4, 3.5 で述べるので、ここではタービン出力特性（但し、タービン出力は後述式 (3-10) から、タービン入口、出口圧力、入口温度を用いて算出した断熱出力 $W_{adT}(\text{kcal/h})$ ）を加熱量 Q 、流量 G_P に対して図 3.9 に示す。流量を一定にして加熱量を増加すると、タービン入口温度が上昇し、タービン出力は増大するが、加熱量を一定にして流量を増加すると、タービン入口温度の減少により、タービン断熱出力は減少する傾向がみられる。

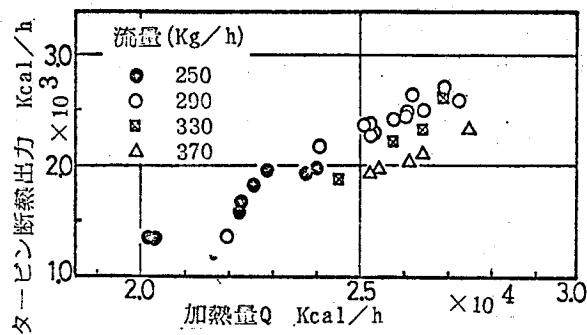


図 3.9 タービン断熱出力

また、最大断熱出力は計画点 390 kg/h、入口圧力、温度 100 ata、350°C において 3.1 kW であり、そのときのプラント熱効率はタービン断熱出力を出力とした場合約 10% である。

3.3.3 再生器特性

再生器の熱効率 η_{RH} （ここで $\eta_{RH} = (i_{10} - i_{12}) / (i_{10} - i_1)$ 、 i_{10} 、 i_{12} 、 i_1 は図 3.1 中に示した番号に対応した各点のエンタルピー）を実験結果より算出し、図 3.10 に示す。加熱量の増大する程、流量の減少する程、すなわちタービン出口温度の上昇する程 η_{RH} は増加し、ほぼ 20~30% である。

またこの時の再生器熱貫流率を図 3.11 に示す。図中には給熱側熱伝達率を Colburn、受熱側を Styrikowitsch による各実験式（前編式 (3-23)）および管壁の影響を考慮し、流体平均温度、圧力における各物性値を用いて算出した結果を実線で示すが、良く一致している。また熱貫流率は 150~250 kcal/m²h°C（再生器給熱側および受熱側熱伝達率は各約 200, 2000 kcal/m²h°C）であり、従来の蒸気-水の発電プラントの熱交換器の値

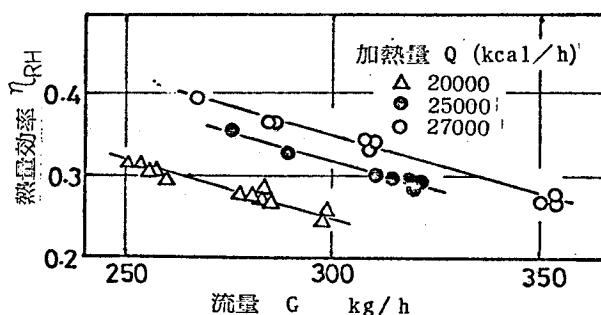


図 3.10 再生器の熱効率

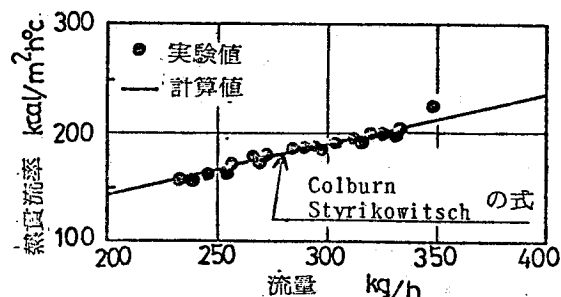


図 3.11 再生器熱貫流率

(1500~2500 kcal/m²h℃) に比べ低い、これは熱伝達率の小さい給熱側ガス流速が1~2m/s と低かったためであり、流速を10m/sec に上げることにより熱貫流率を900~1400 kcal/m² h℃にすることは可能であると考えられる。

3.3.4 ポンプ特性

ポンプは定量型の三連プランジャポンプであり、夏と冬の実験による凝縮器圧力、過冷度などの違いにより、同一回転数 N_p (rpm) でも、ポンプ流量 G_p (kg/h) に差異が生じ、例えば冬(12~1月)に行なった実験結果を示すと図3.12のようであり、次式で表わされる。

$$G_p = (-0.0075 \cdot P + 2.75) \cdot N_p \quad (3-2)$$

ここで、 G_p : kg/h, P : kg/cm², N_p : rpm

このように同一回転数であっても、吐出圧力 P の増加とともにポンプ流量 G_p が減少する垂下特性を示す。

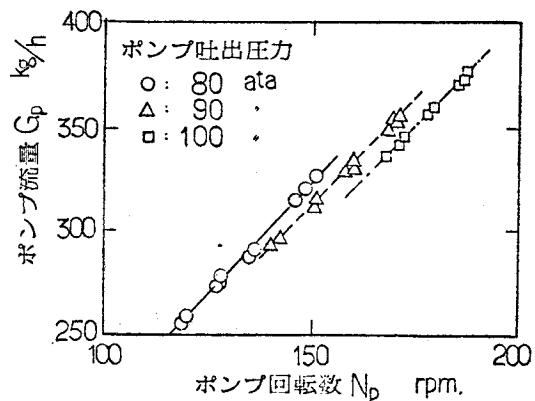


図 3.12 ポンプ特性

3.4 タービン、ブロウの空気運転による性能

タービンプロウをCO₂プラントで運転する前に、空気による性能確認試験を行った。

3.4.1 実験装置および実験方法

実験装置概要を図3.13に示す。圧縮機より送り出された常温の空気は流量調整弁を通り、ストレーナを経て、タービンに入る。タービンを出た空気は排気圧力調整弁を経て、大気に放出される。タービンで発生した動力はブロウ動力とタービンプロウ系の摩擦仕事に費やされ、ブロウで圧縮された空気は負荷制御弁を経て、ブロウに戻る閉ループを形成する。各測定は流量：直管流量計と水マノメータ、圧力：ブルドン管式圧力計、温度：C-A 熱電対と多点温度記録計、ブロウでの圧力上昇：水マノメータを用いてなされる。またタービン

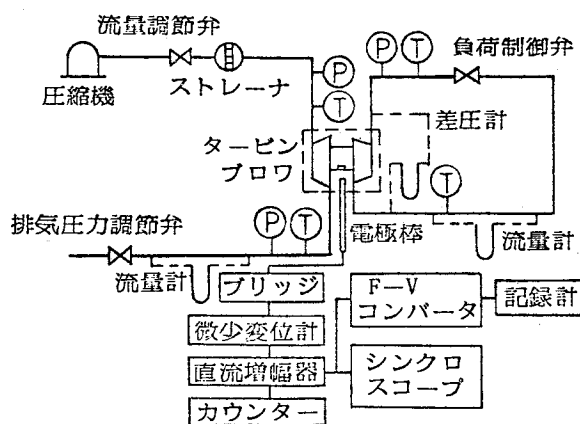


図 3.13 空気運転の実験装置図

放出される。タービンで発生した動力はブロウ動力とタービンプロウ系の摩擦仕事に費やされ、ブロウで圧縮された空気は負荷制御弁を経て、ブロウに戻る閉ループを形成する。各測定は流量：直管流量計と水マノメータ、圧力：ブルドン管式圧力計、温度：C-A 熱電対と多点温度記録計、ブロウでの圧力上昇：水マノメータを用いてなされる。またタービン

回転数は、前述したようにタービン軸の切欠きと電極間の電気容量の変化をブリッジ、微小変位計で検出し、直流増巾器を経て、カウンタから読み取り、シンクロスコープで確認する。同時に、F-Vコンバータによっても測定し、多点ミリボルト記録計で記録する。

実験方法はまずブロワ負荷制御弁の開度を一定に保ち、タービン入口流量調節弁によりタービン入口圧力を順次変え、各点における圧力、温度および回転数を測定する。次に、タービン出口圧力を変えて同様の測定を行い、さらにブロワ負荷制御弁の開度を変え、以上の測定を繰り返す。実験範囲はタービン入口圧力、1.0~6.77 ata、タービン出口圧力1.0~2.0 ata、タービン入口流量0~19.8 kg/hである。なおタービン入口温度は実験中 $30 \pm 2^\circ\text{C}$ の範囲でほぼ一定に保たれた。

3.4.2 タービン特性

ピトー型タービンの出力 $W_T(\text{kg}\cdot\text{m}/\text{s})$ は前図2.6における作動原理より、ノズル噴出流量 $G_N(\text{kg}/\text{s})$ 、ノズル噴出速度 $C_0(\text{m}/\text{s})$ およびノズル周速度 $C_N(\text{m}/\text{s})$ から次のように表わされる。

$$W_T = G_N \cdot (C_0 - C_N) \cdot C_N / g \quad (3-3)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで, } G_N &= \varphi_T \cdot F_N \cdot P_1 \sqrt{\frac{2g\kappa}{(\kappa-1)R(t_1+273)} \left\{ \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right\}, (P_2 > P_{cr})} \\ &= \varphi_T \cdot F_N \cdot P_1 \sqrt{\frac{g\kappa}{R(t_1+273)} \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}}, (P_2 \leq P_{cr}) \end{aligned} \quad (3-4)$$

$$\begin{aligned} C_0 &= \varphi_C \cdot \sqrt{\frac{2g\kappa R}{\kappa-1} (t_1+273) \left\{ 1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}, (P_2 > P_{cr})} \\ &= \varphi_C \cdot \sqrt{2g\kappa R(t_1+273)/(\kappa-1)}, (P_2 \leq P_{cr}) \end{aligned} \quad (3-5)$$

また、 $C_N = \frac{\pi DN}{60}$ 、 φ_T ：ノズルの流量係数、 φ_C ：ノズルの速度係数、 P_1, P_2 は各々タービン入口、出口圧力。上記式において G_N はタービンノズルを通過する流量であり、タービン

出口にて測定したタービン出口流量 G_T （タービン入口流量と等しい）とは異なる。すなわ

ち、気体導入軸とフローティングシール（前図2.5中の③と②）との間隙から直接排気管へ流出する漏洩があり、 G_N と G_T とは一致しない。しかし、運転状態では、 G_N を直接測定する

ことが困難なので、タービンロータのみを取り出し、ノズルの流量検定を行い、式(3-4)中の流量係数 φ_T の値を求めた。その結果を横軸に P_1/P_2 をとって図3.14に示す。これより

タービンノズルの流量係数 ϕ_T は $P_2 > P_{cr}$ のとき P_1 / P_2 の増加とともに一様に増加し、 $P_2 \leq P_{cr}$ の臨界圧力に達するとほぼ一定の値をとることが分る。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \phi_T &= 0.1192 \cdot \left(\frac{P_1}{P_2} \right) + 0.400 & (P_2 > P_{cr}) \\ &= 0.6287 & (P_2 \leq P_{cr}) \end{aligned} \right\} \quad (3-6)$$

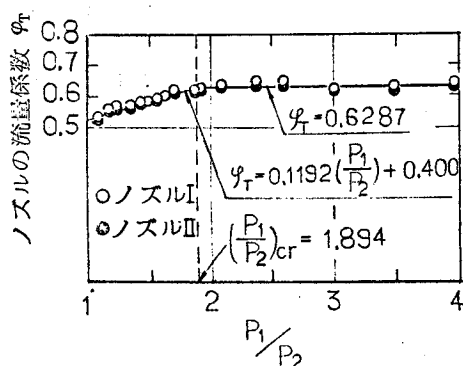


図 3.14 タービンノズルの流量係数

また式 (3-5) におけるノズルの速度係数 ϕ_C は平行ノズルの特性に関する青木の式^{(14), (15)}より、 $\phi_C = 0.98$ である。

式 (3-5) より計算したタービンノズル流量 G_N と測定から得たタービン出口流量 (=タービン入口流量) G_{TE} をタービン入口圧力に対して図 3.15 に示す。これより G_{TE} と G_N との差に相当する間隙漏洩量は入口流量の約 60% に及ぶ。つまり気体導入軸が長い (55mm) ため、わずかな偏心によってもフローティングシール (カーボン製) との間の摩擦が大きくなりタービンの自動起動が困難となるため、カーボンシールの穴を大きくしたことによっている*。

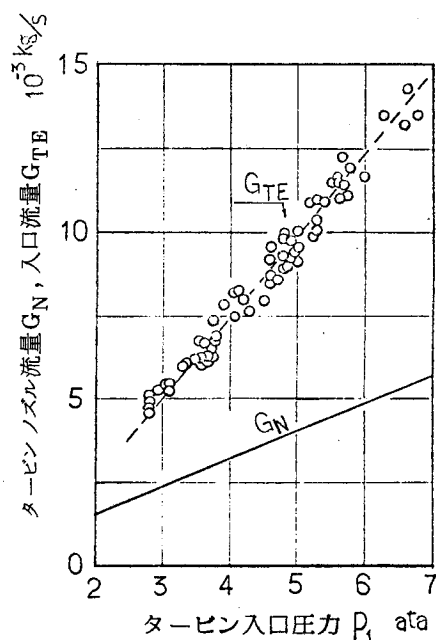


図 3.15 タービンノズルの流量特性

以上の結果、式 (3-3) ~ (3-6) より求めたタービン出力 W_T と回転数 N との関係を図 3.16 に示す。図中の実線および一点鎖線はブロワ負荷制御弁開度一定、およびタービン出口圧力一定の下でタービン入口圧力を変化させたときに得られる特性曲線であり、破線はタービン入口圧力を一定にして、ブロワ負荷 (タービン出口圧力およびブロワ負荷制御弁開度) を変化させたときに得られる特性曲線である。例えば、タービン入口圧力、負荷制御弁開度を一定にしてタービン出口圧力を上昇させると、タービン出力 W_T 、回転数 N との関係は図中破線で示す特性線上を左下方へ減少してい

* この部分の改良および調整によつて漏洩を減少させることは可能であるが、本研究の目的は出力の絶対値を問題にしているのではなく、主として定性的な特性および動特性を問題にしているため運転の容易さと信頼性の面からこのままで実験を行った。

くことになる(図中 $\bigcirc \rightarrow \square \rightarrow \triangle$ または $\bullet \rightarrow \blacksquare \rightarrow \blacktriangle$)。

次に、各タービン入口、出口圧力に対して、 W_T をタービン出口の比重量 γ で除した W_T/γ で整理することにより、各負荷制御弁開度および回転数 N に対して、ほぼ一本の曲線でまとめられる。この結果を後述の二酸化炭素運転と併せ図 3.17 に示す。

次に、タービン効率 η_T を次式で定義し、その効率を回転数に対して後節の CO_2 運転と併せ、図 3.18 に示す。

$$\eta_T = W_T / W_{adT} = W_T / G_N \cdot H_{adT} \quad (3-7)$$

$$\begin{aligned} H_{adT} &= \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot R \cdot T_1 \left\{ 1 - (P_2/P_1)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} \quad (P_2 > P_{cr}) \\ &= \frac{\kappa}{\kappa+1} R \cdot T_1 \quad (P_2 > P_{cr}) \end{aligned} \quad (3-8)$$

式 (3-3), (3-8) より、 η_T が最大となるのは $C_N = C_0/2$ のときでこのときの $W_T = G_N \cdot C_0^2/4g$, $\eta_{Tmax} = 50\%$ となることが分る。これは純反動力で作動するビトー形タービンの特徴である。

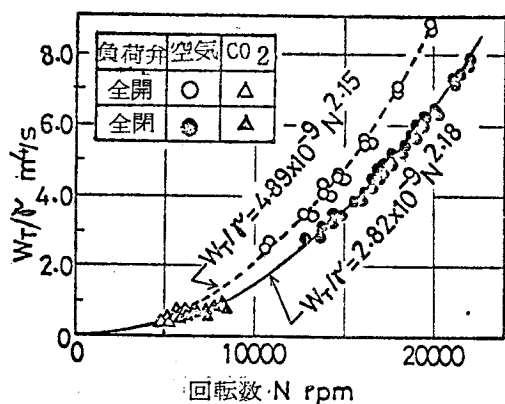


図 3.17 タービン出力特性(空気, CO_2)

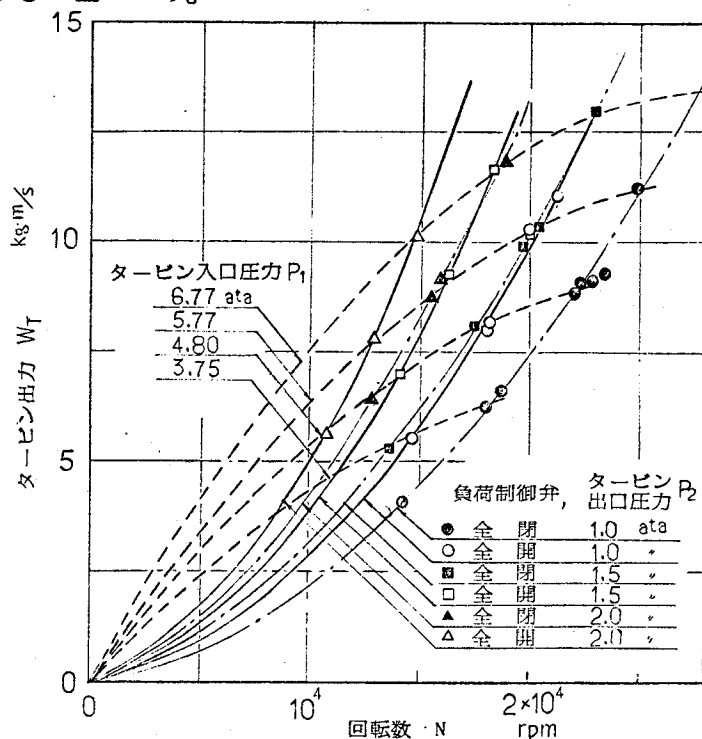


図 3.16 タービン出力特性

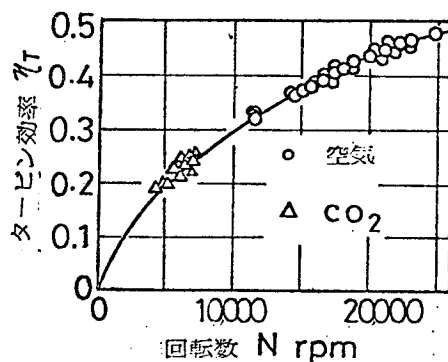


図 3.18 タービン効率特性

3.4.3 ブロワ特性

ブロワにおける断熱ヘッド H_{adB} はブロワ入口温度 T_8 と入口圧力 P_8 および出口圧力 P_4 より次式で表わされる。

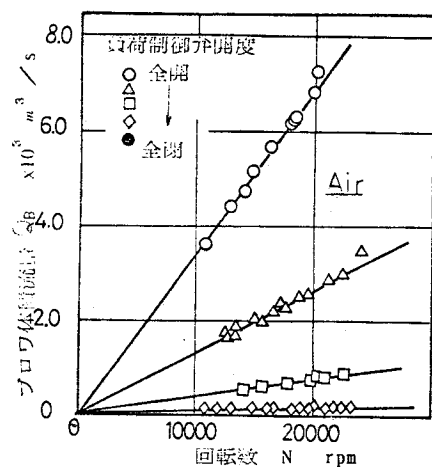
$$H_{adB} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_8 \left\{ \left(\frac{P_4}{P_8} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right\} \quad (3-9)$$

ここで、圧力比 (P_4/P_8) が小さいとき (< 1.1)、ブロワ出入口平均比重量 γ_m を用いて、

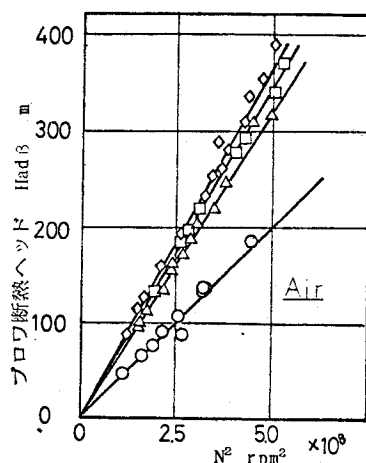
$$H_{adB} \doteq \frac{P_4 - P_8}{\gamma_m}$$

一方、ブロワ断熱出力 W_{adB} は重量流量 G_B と断熱ヘッド H_{adB} との積で次のように表わされる。

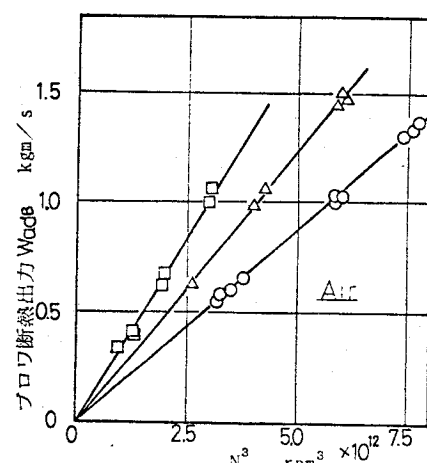
$$W_{adB} = G_B \cdot H_{adB} = \gamma_m Q_B \cdot H_{adB} \quad (3-10)$$



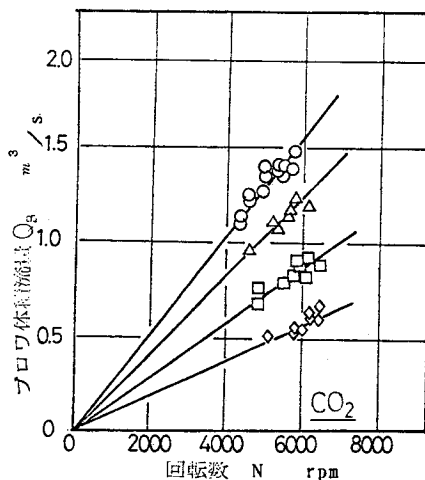
(a) 回転数とブロワ体積流量



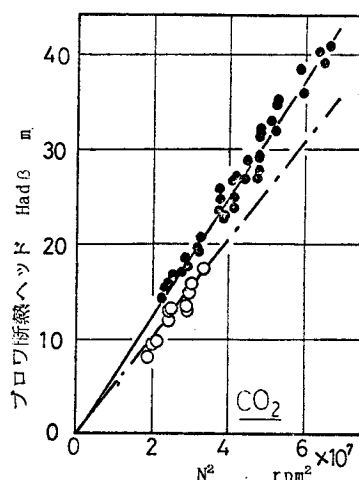
(b) 回転数とブロワ断熱ヘッド



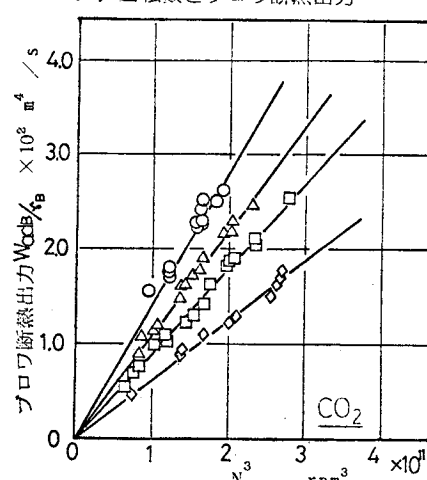
(c) 回転数とブロワ断熱出力



(d) 回転数とブロワ体積流量



(e) 回転数とブロワ断熱ヘッド



(f) 回転数とブロワ断熱出力

図 3.19 Q_B , H_{adB} , W_{adB} と N の関係 (比例法則)

各ブロワ負荷制御弁開度におけるブロワ体積流量 Q_B 、ブロワ断熱ヘッド H_{adB} 、ブロワ断熱出力 W_{adB} と回転数 N 、 N^2 、 N^3 との関係を図 3.19(a), (b), (c) に示す。これより、負荷弁開度一定の場合ブロワにおいて次の比例法則⁽¹⁶⁾ $Q_B \propto N$, $H_{adB} \propto N^2$, $W_{adB} \propto N^3$ が本ブロワに対しても良く成立していることが確かめられる。

次に、四種類の負荷制御弁開度に対し、ブロワ体積流量 Q_B 、回転数 N と断熱ヘッド H_{adB} との関係を図 3.20 に示す。実線は負荷制御弁開度一定、

破線は 回転数一定に対して得られる線であり、例えば負荷制御弁開度一定の場合 N 、 Q_B 、 H_{adB} のうち 1 つが決れば他の値が求められる。次に、式 (3-11) より計算したブロワ断熱出力特性を図 3.21 に示す。実線

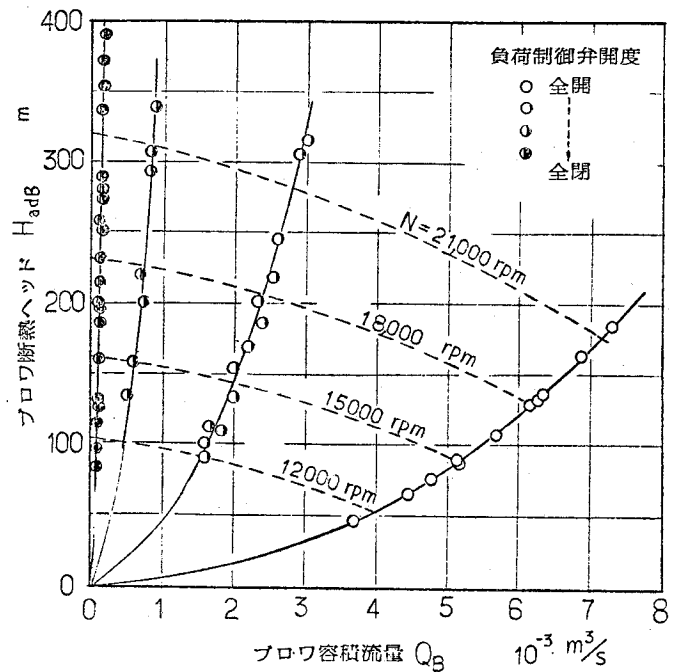


図 3.20 ブロワ特性 (空気)

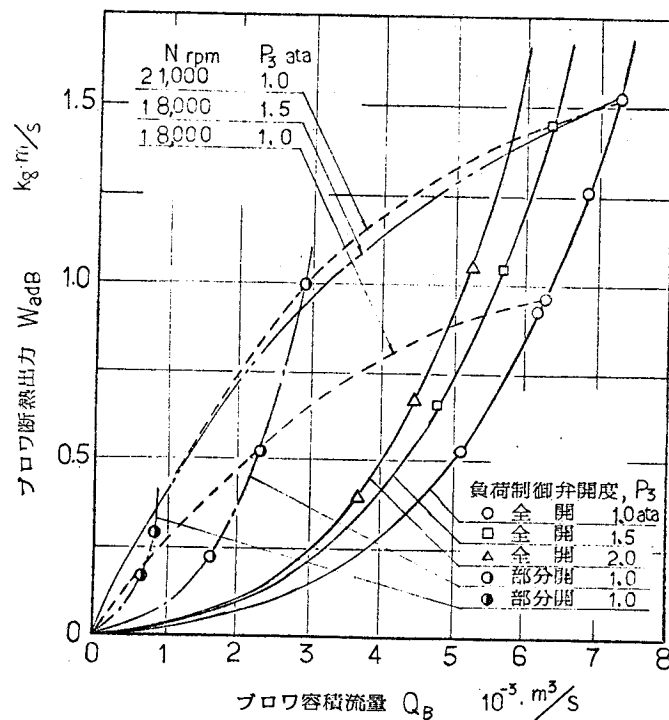


図 3.21 ブロワ断熱出力特性 (空気)

は負荷制御弁開度タービン出口圧力を一定に保ち、タービン入口圧力を変化させたときに得られる線であり、破線は回転数一定に対する特性線である。負荷弁開度およびブロワ入口圧力を一定にしてタービン入口圧力を上昇させると、 W_{adB} 、 Q_B はともに増大し、タービン入口圧力、ブロワ入口圧力が一定のとき、負荷制御弁を絞ることにより W_{adB} 、 Q_B ともに減少していくことになる。

3.5 CO₂によるタービン、ブロワ特性

CO₂ に対しても前節で述べた空気運転の場合と同様の整理方法により、タービン、ブロワの特性を表わすことが可能となる。その出力特性を空気運転による結果の図 3.17 中に示す。その結果、空気および CO₂ 運転両方に対し、負荷制御弁開度の全開および全閉のとき、その出力は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} W_T / \gamma &= 4.89 \times 10^{-9} \cdot N^{2.15} && (\text{ブロワ負荷弁全開}) \\ &= 2.82 \times 10^{-9} \cdot N^{2.18} && (\text{ブロワ負荷弁全閉}) \end{aligned} \right\} \quad (3-11)$$

次に、CO₂ 実験によるタービン効率を空気運転による結果の図 3.18 中に示す。CO₂ 運転の場合、空気運転に比べ η_T は低い、これはタービン入口、出口の圧力比が空気運転の場合より小さく、初期計画回転数を得ることが出来なかったためである。

また空気運転の場合と同じくブロワ体積流量 Q_B と N 、ブロワ断熱ヘッド H_{adB} と N^2 、ブロワ断熱出力 W_{adB} / γ_B と N^3 の関係を図 3.19(d), (e), (f) に示すが、いずれも負荷制御弁開度一定に対して、 $Q_B \propto N$ 、 $H_{adB} \propto N^2$ 、 $W_{adB} \propto \gamma_B N^3$ の関係が CO₂ に対しても良く成立する。

次に、ブロワ特性として、空気運転の場合と同様ブロワ体積流量 Q_B 、断熱ヘッドとの関係を図 3-22 に示す。実線は等絞り曲線、破線は等 N 曲線である。この図より、任意の負荷制御弁開度での H_{adB} と Q_B 、 N との関係が明らかとなる。

次に、ブロワ出力特性として、断熱出力 W_{adB} をブロワ平均比重量 γ_{Bm} で除した値と Q_B との関係を図 3.23 に示す。実線は等絞り曲線、破線は等 N 曲線を表わす。

空気および CO₂ でのブロワ特性を比較するために次の三つの無次元数を導入し⁽¹⁷⁾、この関係を図 3.24 に示す。

$$\text{ブロワの流量係数: } \phi_B = Q_B / (\pi \cdot d_B \cdot b \cdot u_B)$$

$$\text{ブロワの圧力係数: } \phi_B = H_{adB} / (u_B^2 / 2g) \quad (3-13)$$

$$\text{ブロワの軸動力係数: } \lambda_B = W_{adB} / (\pi d_B \cdot b \gamma_B \cdot u_B^3 / 2g)$$

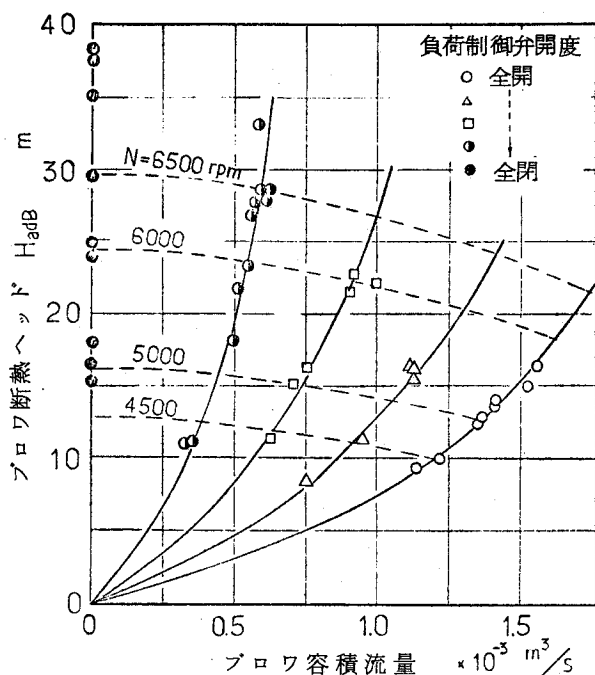


図 3.22 ブロウ特性 (CO_2)

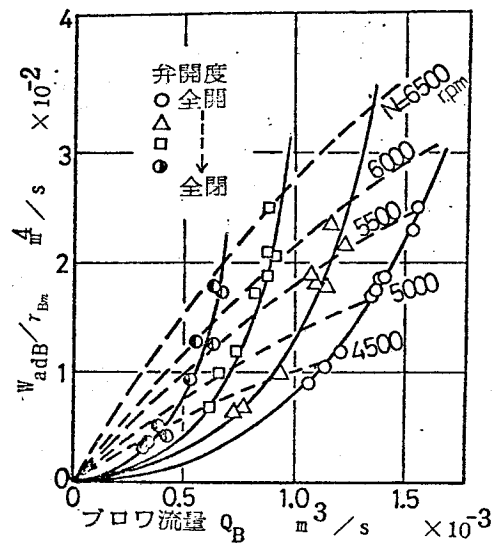


図 3.23 ブロウの断熱出力特性 (CO_2)

ここで、 d_B : ブロウの外径、 b : ブロウ出口羽根巾、 u_B : ブロウ周速度である。つまり CO_2 運転と空気運転の各結果をまとめた上記無次元係数値は各一本の曲線で表わされる。そして本ブロウと同一形式のブロウに対してこの線図を適用することにより、その性能を推定することが可能となる^{*1)}。

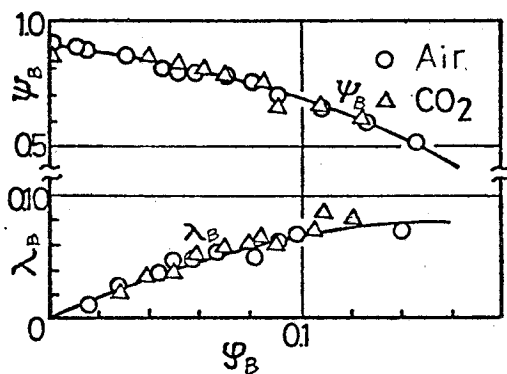


図 3.24 ブロウの無次元係数曲線

3.6 結 言

CO_2 実験装置を連続 20 時間、延べ 1500 時間程運転することによって CO_2 を作業流体とする液相圧縮動力発生プラントへの可能性を実証するとともに、プラント各機器の静特性を明らかにした。また、ピトー型タービンに対する暖機および起動も問題なく遂行し得、さらにこの種タービンの特性を明らかにした。それらを要約すると次のようである。

- 1) 再生器における受熱側流体はサイクル配置上、臨界点近傍に位置するため、その温度上昇は吸収熱量に対して著しく小さくなる。

*1) 一般に遠心式羽根車内の流れは理論的解析が困難であり、実際の設計には経験値の統一的整理法が利用され、式 (3-13) などの特性曲線を基に設計がなされる⁽¹⁷⁾。

ii) 再生器の平均熱貫流率は従来の Colburn , Styrikowitsch の式を用いた結果と良く合い、約 $900 \sim 1500 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$ の見通しを得た。また、加熱器では $2000 \sim 3000 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$ 程である。

iii) 凝縮器圧力は夏と冬で大きく変動する。

iv) ビトー型タービンの出力は式 (3-3) で表わされ、最大効率 $C_N = \frac{C_0}{2}$ の時の 50%、最大出力 $W_{T, max} = G_N \cdot \frac{C_0^2}{4g}$ であり、その出力特性、効率特性曲線を得た。また、負荷一定のとき、式 (3-3) より求めたタービン出力 W_T を出口比重量で除した W_T/γ は、ほぼ回転数の二乗に比例する。

v) 本プロワに対する特性曲線および無次元係数曲線を空気、 CO_2 に対して示した。

なお、ビトー型タービンに関する問題点として次の点があげられる。

i) タービンのフローティングシールと気体導入軸との間隙からの漏洩量が大きく、この面での設計の見直しが必要である。

ii) ティルティングパッド軸受とタービン軸との間のクリアランスが重要であり、将来の設計ではこのクリアランス調整を簡単に成し得る様な装置への改善が望まれる。

第4章 プラント動特性の理論的研究

4.1 緒 言

負荷変動などの外乱に対してプラント全体を安定に応答の早い制御性のすぐれたものとするためには、各成分機器およびシステム全体の過渡応答特性を明らかにしておく必要がある。特に、CO₂液相圧縮超臨界圧プラントは従来のサイクル構成、作業流体と異なるものであり、その特性を明らかにすることは意味をもつ。

本章ではCO₂プラント各機器の動特性の理論的解析を示し、それらを総合して集中定数系とした系全体のブロック線図を作成する。また各機器の中、タービン、ブロワは加熱器など⁽¹⁸⁾と比べその応答が早く単容量系とした取扱いで十分であるとされている⁽¹⁸⁾が、加熱器、再生器については実規模プラントの計画に対し分布定数系とした解析も必要になってくると考えられるので集中定数系とした解析とともに、分布定数系による非線形解法も併せ示し、本実験条件に対して他のモデルと比較・検討する。

4.2 解析の手順

CO₂動力プラントの各構成要素はポンプ、再生器、加熱器、タービン入口蒸気弁、タービン、ブロワ（発電機）、凝縮器およびそれらを結ぶ連絡配管系の多要素から成る。そのため全体の動特性解析にはまず特性の異なった各構成要素の動特性を個々に解析し、次にそれらを総合して系全体のシミュレーションを行う必要がある。

また、各構成機器要素の動特性を解析するにはその質量、エネルギー、運動量の各保存式をたて、その偏微分方程式を次の二つの解法：(i)微小変動法を用いて二次以上の無次元変数項を無視する線形化による方法、(ii)電子計算機による非線形のままの数値解法（差分法、有限要素法など）により求める方法がある。この内(ii)の解法は、非線形解析のため解き方によって精度の高い解が求まるが、(i)と比較すると、各因子による影響を把握し得る式の形で求められず、かつ膨大な計算時間を要する。

ここでは解法が比較的簡単でしかも各因子の影響が式の形で示されている(i)の線形近似による方法を採用する。つまり、各構成要素をすべて集中または分布定数系にモデル化し、線形化して各伝達関数を求め、次にこれらを総合して、系全体のシミュレーションを行う。しかし、CO₂プラント全体の動特性の中で、加熱器と再生器は大きな役割を果たすことになると考えられるので、(ii)の差分法による解法、さらに再生器では集中定数系で、移相境界点の移

動を考慮した線形化解析も併せ示し、プラント全体のシミュレーションに用いる他の線形解析モデルとの比較を本実験条件に対して試みた。

系全体のシミュレーションに当っては、次の仮定をおく。

- (i) 凝縮器圧力は、冷却水および流入してくるCO₂の温度、量によって影響を受けるが、突変量に対してその凝縮能力は大きく、圧力および出口温度は一定とする。
- (ii) 系の圧力変動は各構成要素内で同時に発生すると考えられるので、その区間内圧力は一様とし、流動摩擦による圧力降下は各要素の区間の終端で集中的に発生するものとする。
- (iii) タービンケーシングを除く放熱の動特性に及ぼす影響は小さいものとして無視する。

また、以下の解析においてプラント各位置の物性およびその他の諸量は図3.1に示される番号をその位置を示す添字として用いる。

4.3 物性値の近似

理論解析する場合差分法による非線形解法では、各物性データをすべて計算機に入力して、その変化を非線形のまま処理出来るが、線形化解析では圧力、温度などの関数として直線近似しておく必要がある。よって、CO₂のエンタルピ I 、圧力 P 、比体積 V 、温度 θ の関係を物性値表（前編参考文献⁽¹²⁾による）により直線近似し、線形無次元化して用いる。次にその近似式を示す（図4.1、4.2参照）。

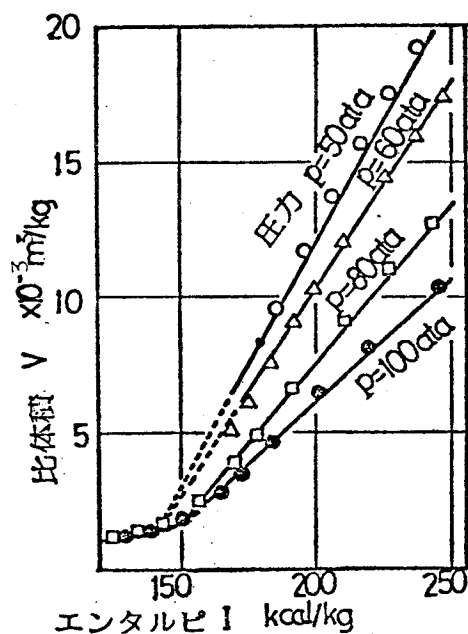


図 4.1 物性値の近似（比体積）

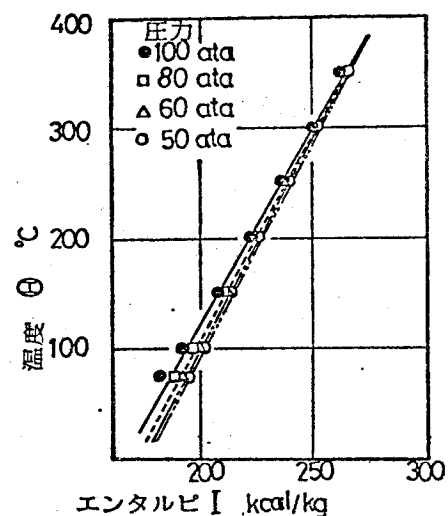


図 4.2 物性値の近似（温度）

○ 超臨界圧予熱領域 ($P \geq 75.3 \text{ ata}$, $I \leq 150 \text{ kcal/kg}$)

$$V = 0.20185 \times 10^{-4} \cdot I - 0.13864 \times 10^{-4} \quad (4-1)$$

○ 超臨界圧過熱領域 ($P \geq 75.3 \text{ ata}$, $I \geq 150 \text{ kcal/kg}$)

$$V = (-0.14311 \times 10^{-5} \cdot P + 0.23206 \times 10^{-8}) \cdot (I - 150.0) + 0.16335 \times 10^{-2} \quad (4-2)$$

○ 亜臨界圧過熱領域 ($50 \leq P \leq 75.3 \text{ ata}$, $I \geq 150 \text{ kcal/kg}$)

$$V = (0.26829 \times 10^{-5} \cdot P + 0.31335 \times 10^{-8}) \cdot (I - 142.01) \quad (4-3)$$

○ 温度とエンタルピの関係 ($50 \leq P \leq 120 \text{ ata}$, $100 \leq \theta \leq 350^\circ\text{C}$)

$$\theta = (-0.62096 \times 10^{-2} \cdot P + 4.1472)(I - 282.93) + 412.71 \quad (4-4)$$

ここで, $V : \text{m}^3/\text{kg}$, $P : \text{ata}$, $\theta : ^\circ\text{C}$, $I : \text{kcal/kg}$

式(4-1)~(4-4)を定常値(添字0)からの微小偏差を考慮して線形近似し, 無次元化して次式を得る。

○ 超臨界圧予熱領域

$$v = B_a \cdot i, \quad B_a = \frac{0.20185 \times 10^{-4} \cdot (I_{50} - I_{40})}{0.20185 \times 10^{-4} \cdot I_0 - 0.13864 \times 10^{-4}} \quad (4-5)$$

○ 超臨界圧過熱領域

$$v = B_b \cdot i - B_c \cdot p \quad (4-6)$$

$$B_b = (-0.14311 \times 10^{-5} \cdot P_0 + 0.23206 \times 10^{-8}) \cdot (I_{50} - I_{40}) / V_0$$

$$B_c = 0.14311 \times 10^{-5} \cdot (I_0 - 150.0) \cdot P_0 / V_0$$

○ 亜臨界圧過熱領域

$$v = B_d \cdot i - B_e \cdot P \quad (4-7)$$

$$B_d = (-0.26829 \times 10^{-5} \cdot P_0 + 0.31335 \times 10^{-8}) \cdot (I_{50} - I_{40}) / V_0$$

$$B_e = 0.26829 \times 10^{-5} \cdot (I_0 - 142.01) \cdot P_0 / V_0$$

○ 温度とエンタルピの関係 ($50 \leq P \leq 120 \text{ ata}$, $100 \leq \theta \leq 350^\circ\text{C}$)

$$i = B_f \cdot \theta + B_g \cdot P \quad (4-8)$$

$$B_f = (\theta_{50} - \theta_{40}) / \{ (I_{50} - I_{40}) \cdot (-0.62096 \times 10^{-2} \cdot P_0 + 4.1472) \}$$

$$B_g = 0.62096 \times 10^{-2} (I_0 - 282.93) / \{ (-0.62096 \times 10^{-2} \cdot P_0 + 4.1472) \cdot (I_{50} - I_{40}) \}$$

4.4 加熱器の動特性解析

4.4.1 仮定と一般基礎式

解析に当って、その主な仮定は次のようである^{(2), (3)}。

- i) 管は長さ方向に半径と厚みが一樣、つまり管の熱容量の長さ方向の変化はない。
 - ii) 管に流入する熱量分布は内部流体の状態や流量に無関係で、管の長さ方向に一樣である。
 - iii) 管壁の温度は半径方向に一樣でかつ長さ方向への熱移動はない。
 - iv) 管内の流体は半径方向に一樣な状態にある。
- また差分解（後出⑩モデル）を除く他の解析については、
- v) 管内流動による圧力損失を無視して区間内の圧力はいたるところ一樣とする。

以上より、加熱器の一般基礎方程式は次のように表わされる。

$$i) \text{ 内部流体のエネルギー収支の式: } Q_i = F \cdot \frac{\partial rU}{\partial t} + \frac{\partial IG}{\partial x} \quad (4-9-a)$$

$$ii) \text{ 内部流体の物質収支の式: } \frac{\partial G}{\partial x} = \frac{F}{V^2} \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \quad (4-9-b)$$

$$iii) \text{ 管の動特性の式: } Q_0 - Q_i = A_P r_P C_P \frac{\partial \theta_P}{\partial t} \quad (4-9-c)$$

$$iv) \text{ 管内面と流体の熱伝達の式: } Q_i = H \cdot (\theta_P - \theta) \quad (4-9-d)$$

$$v) \text{ 内部流体の圧力降下の式: } \frac{\partial P}{\partial x} = -K \cdot G^2 \cdot V \quad (4-9-e)$$

上記の基礎式をもとに、次の四種類のモデル（以下④、⑤、⑥、⑩モデルと呼ぶ）について解析するが、そのモデルと各基礎式を表4.1に示す。すなわち④は集中定数系で、管内流体の圧縮性を考慮したモデル、⑤は分布定数系で流体の比体積を一定（非圧縮性）とした寺野⁽²⁾によるモデル、さらに⑥は従来の世古口ら⁽³⁾による分布定数系で流体の圧縮性を考慮した式に管壁の側容量効果を別に導入したものである。次に、⑩は管内圧力損失の式（4-5）を考慮した差分解による非線形解法モデルである。

4.4.2 線形モデルによる解法

4.4.2.1 圧縮性集中定数系モデル〔④〕による解

表4.1に示した④モデルの基礎式を微小変動法によって線形、無次元化することにより、ラプラス変換した各基礎式は次のように表わされる。

管内流体のエネルギー式

$$\dot{z}_4 - \dot{z}_5 - \dot{g}_4 + \dot{g}_5 = T_e \cdot S \left(\dot{z}_5 - \frac{AP_{50} V_{50}}{I_{50} - I_{40}} \cdot \dot{p}_5 \right) \quad (4-10)$$

表 4.1 加熱器のモデルと基礎式

項 目	㊸	㊹	㊺	㊻
モ デ ル 系	集 中 定 数 系	分 布 定 数 系		
流体の圧縮性	考 慮	無 視	考 慮	考 慮
解 析 法	線 形 近 似 ・ ラ プ ラ ス 変 換			差 分 法
流体のエネルギー式	$G_i l_i - G_e l_e + L Q_i = F L \frac{dU_e}{dt}$	$Q_i = G \frac{\partial l}{\partial X} + \frac{F}{V} \frac{\partial l}{\partial t}$	$Q_i = G \frac{\partial l}{\partial X} + \frac{F}{V} \frac{\partial l}{\partial t} - F A \frac{\partial P}{\partial t}$	$Q_i = G \frac{\partial l}{\partial X} + \frac{F}{V} \frac{\partial l}{\partial t} - F A \frac{\partial P}{\partial t}$
連 続 の 式	$G_i - G_e = F L \frac{d\gamma_e}{dt}$	—	$\frac{\partial G}{\partial X} = \frac{F}{V^2} \frac{\partial V}{\partial t}$	$\frac{\partial G}{\partial X} = \frac{F}{V^2} \frac{\partial V}{\partial t}$
管壁の熱バランスの式	$Q_o - Q_i = C_M \frac{d\theta_M}{dt}$	$Q_o - Q_i = C_M \frac{\partial \theta_M}{\partial t}$	$Q_o - Q_i = C_M \frac{\partial \theta_M}{\partial t}$	$Q_o - Q_i = C_M \frac{\partial \theta_M}{\partial t}$
管壁から流体への伝熱	$Q_i = H (\theta_M - \theta_e)$	$Q_i = H (\theta_M - \theta)$	$Q_i = H (\theta_M - \theta)$	$Q_i = H (\theta_M - \theta)$
流体の圧力降下の式	—	—	—	$\frac{\partial P}{\partial X} = -K \cdot G^2 \cdot V$
モ デ ル 図				

連続の式

$$\dot{g}_4 - \dot{g}_5 = -T_e \cdot S \theta_5 \quad (4-11)$$

管壁熱バランス

$$\dot{q}_0 - \dot{q}_i = T_M \cdot S \theta_M \quad (4-12)$$

熱伝達の式

$$\dot{q}_i = h + \theta_M - \frac{T_e}{T_c} \theta_5 \quad (4-13)$$

ここで熱伝達率 H を流量 G_4 に比例する ($h = g_4$) と仮定し、上式に式 (4-6), (4-8) を代入して、各出口温度 θ_5 , 流量 g_5 応答は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \theta_5 = & \frac{1}{T_e T_M S^2 + (T_M + T_e + \frac{T_e T_M}{T_c}) S + 1} \left[(T_M S + 1) \theta_4 + \dot{q}_0 - \dot{g}_4 \right. \\ & + \left[T_M T_e \left(\frac{A P_{50} V_{50}}{I_{50} - I_{40}} - B_{g_5} \right) S^2 + \left\{ T_M (B_{g_4} - B_{g_5}) - T_e \left(B_{g_5} - \frac{A P_{50} V_{50}}{I_{50} - I_{40}} \right) \right\} S \right. \\ & \left. \left. + (B_{g_4} - B_{g_5}) \right] \cdot \dot{p}_5 \right] \quad (4-14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{g}_5 = \dot{g}_4 + \frac{T_e B_{b5} (\dot{q}_0 - \dot{g}_4) + T_e B_{b5} (T_M S + 1) S \dot{\theta}_4}{T_e T_M S^2 + (T_M + T_e + \frac{T_e T_M}{T_c}) S + 1} + \frac{1}{T_e T_M S^2 + (T_M + T_e + \frac{T_e T_M}{T_c}) S + 1} \\ \times [T_M T_e^2 (1 + B_{b5} \frac{A P_{50} V_{50}}{I_{50} - I_{40}}) S^3 + T_e \{ T_M B_{b5} B_{g4} + T_e B_{b5} \frac{A P_{50} V_{50}}{I_{50} - I_{40}} + B_{b5} B_{g5} \frac{T_e}{T_c} \\ + B_{c5} (T_M + T_e + \frac{T_M T_e}{T_c}) \} S^2 + T_e (1 + T_e B_{b5} \cdot B_{g5}) \cdot S] \dot{p}_5 \quad (4-15) \end{aligned}$$

$$\text{ここで, } T_e = \frac{FL}{G_{40} \cdot V_{50}}, \quad T_M = \frac{C_M}{H_0}, \quad T_c = \frac{F \cdot B_f}{H_0 \cdot V_{50}}$$

4.4.2.2 非圧縮性分布定数系モデル〔B〕による解

一般に、液相部では比体積 V は一定 ($\frac{\partial G}{\partial x} = 0$) とみなせるが、過熱部特に移相部では比体積 V つまり流速は入口から出口に近づくに従って増大していく。例えば、加熱量 q 、入口流量 g_i または、入口エンタルピ i_i 変化に対する出口エンタルピ i_e 応答は管壁の容量を無視した場合、後述式 (4-34) より、

$$\begin{aligned} \dot{i}_e = \frac{1}{-T_e S + \ln \frac{V_{e0}}{V_{i0}}} \cdot \left(\ln \frac{V_{e0}}{V_{i0}} - \frac{V_{e0}}{V_{i0}} T_e \cdot S \cdot e^{-T_e S} \right) \cdot \dot{i}_i + \frac{\left(\frac{V_{e0}}{V_{i0}} e^{-T_e S} - 1 \right)}{\left(1 - \frac{T_e S}{\ln \frac{V_{e0}}{V_{i0}}} \right) \cdot \left(\frac{V_{e0}}{V_{i0}} - 1 \right)} \\ \times (\dot{q} - \dot{g}_i) \quad (4-16) \end{aligned}$$

各ステップ入力に対する i_e の過渡応答は上式を逆ラプラス変換して、

$$\begin{aligned} i_e(t)/i_i = 1 - e^{-\frac{t}{T_e}} \cdot \ln \frac{V_{e0}}{V_{i0}} + \frac{V_{e0}}{V_{i0}} \cdot e^{-\frac{(t-T_e)}{T_e}} \cdot \ln \frac{V_{e0}}{V_{i0}} \cdot U(t-T_e) \\ i_e(t)/q - g_i = \frac{1}{\frac{V_{e0}}{V_{i0}} - 1} \cdot \left[\frac{t}{e^{T_e}} \cdot \ln \frac{V_{e0}}{V_{i0}} - 1 + \frac{V_{e0}}{V_{i0}} \cdot \left\{ 1 - e^{-\frac{(t-T_e)}{T_e}} \cdot \ln \frac{V_{e0}}{V_{i0}} \right\} \right. \\ \left. \times U(t-T_e) \right] \quad (4-17) \end{aligned}$$

すなわち図 4.3 (a), (b) のように入口、出口比体積変化 ($= \frac{V_{e0}}{V_{i0}}$) が大きい程凹型応答を示すことになる。一方、CO₂プラントの場合の加熱器の比体積変化は第 1 編で述べた一段、二段再生サイクルにおいて各タービン入口圧力、温度に対して入口、出口の比体積変化比で示すと、図 4.4 のように $\frac{V_{e0}}{V_{i0}} = 1 \sim 2$ の範囲にある。

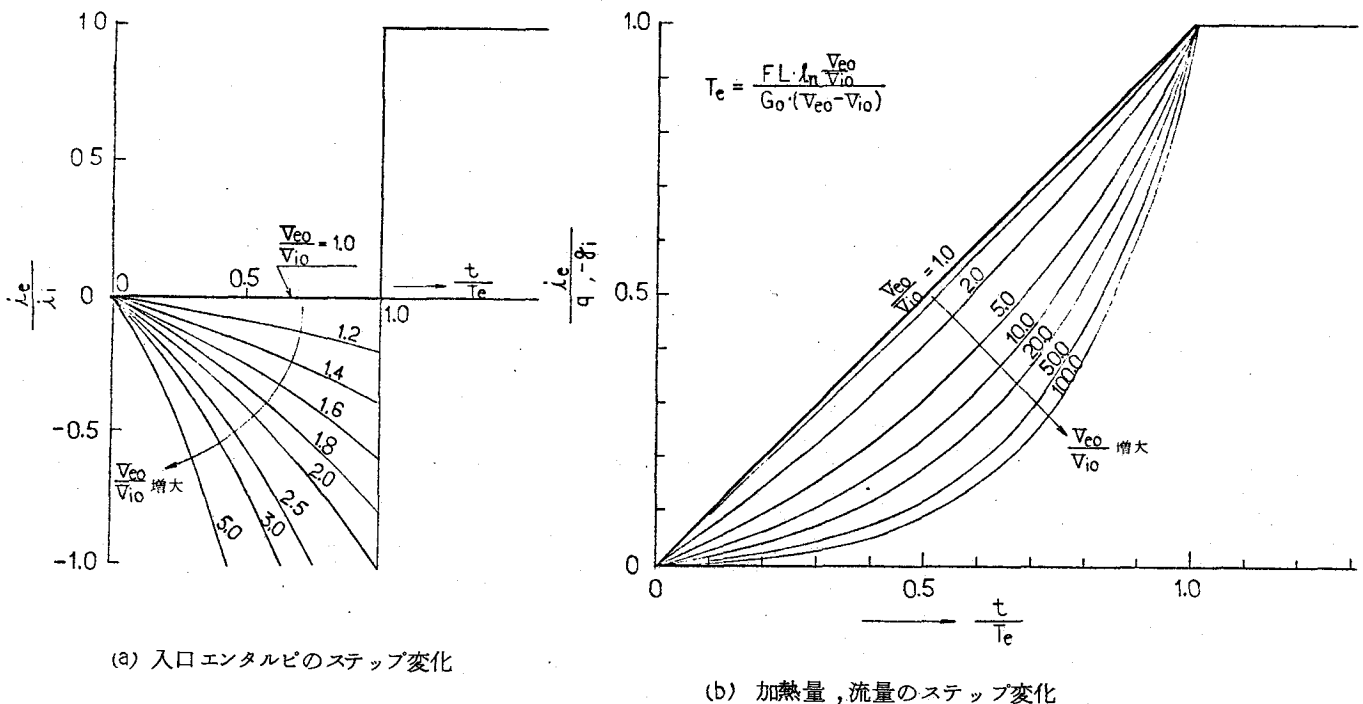


図 4.3 W_{e0}/V_{i0} と出口エンタルピ応答の関係 (側容量効果無視)

つまり, その比体積変化は一般に小さく, また側容量効果が大きいので, 流動時定数 T_e は総合時定数に比べて無視出来る程度であると考えられる。すなわち, 流動遅れの細部形状は余り問題にならないとして V を全体の平均値および圧力変動が温度に及ぼす影響も極めて小さいとして式 (4-9a) ~ (4-9d) において $\frac{\partial G}{\partial x} = 0$, $u = I$ および熱伝達率 H を流量に比例するとして次の出口温度解が得られる⁽²⁾。

$$\theta_e = e^{-T_e S \left\{ 1 + \frac{TP}{T_W(T_P S + 1)} \right\}}$$

$$\theta_i + \frac{1 - e^{-T_e S \left\{ 1 + \frac{TP}{T_W(T_P S + 1)} \right\}}}{T_e S + \frac{TP}{T_W} \cdot \frac{TP S}{TP S + 1}} \cdot \frac{\dot{q}_0 - \dot{q}_i}{TP S + 1}$$

ここで, $T_e = \frac{F \cdot L}{V \cdot G_0}$, $T_W = \frac{F k_4}{k_5 \cdot V \cdot H}$, $TP = \frac{A_P r_P C_P}{H}$, $PV = k_4 \theta = k_5 I$

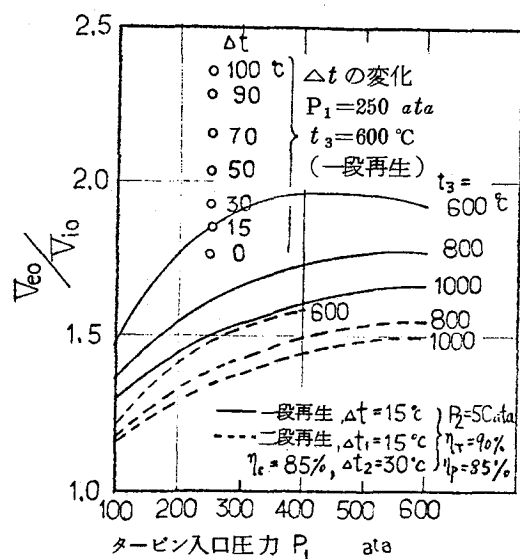


図 4.4 一段, 二段再生サイクルの V_{e0}/V_{i0}

(4-18)

その近似解として

$$\dot{\theta}_e \simeq \frac{1 - e^{-T_S}}{T_S} \cdot e^{-T_L S} \cdot \dot{\theta}_i + \frac{1}{\frac{T_e}{2} \left(1 + \frac{T_P}{T_W}\right) S + 1} \cdot \frac{\dot{q}_0 - \dot{g}_i}{T_P S + 1} \quad (4-19)$$

$$\text{ここで, } T = \sqrt{2.4 \cdot \frac{T_e}{T_W} \cdot T_P}, \quad T_L = T_e \left(1 + \frac{T_P}{T_W}\right) - \frac{T}{2}$$

そして竹内⁽⁴⁾, Höger⁽¹⁹⁾らは式(4-18)における θ_i のステップ入力に対する θ_e の応答の逆ラプラス変換を行い、次項式(4-21)の数式解を得ている。一方 q_0 , g_i のステップ変化に対する θ_e の応答は直接式(4-18)から求められておらず、その近似数値解を求め、一般図を作成する。まず、 θ_i のステップ変化に対する θ_e の応答解および計算機によって求めたその一般応答図を示す。

(i) 入口温度 θ_i のステップ変化に対する出口温度 θ_e 過渡応答の一般図： θ_i に対する θ_e の応答の伝達関数 $G(s)$ は式(4-18)より

$$G(s) = e^{-T_e S \left\{1 + \frac{T_P}{T_W(T_P S + 1)}\right\}} = e^{-T_e S} \cdot e^{-\frac{T_e T_P S}{T_W(T_P S + 1)}} \quad (4-20a)$$

よって θ_i のステップ入力に対する θ_e の応答解は次式を t 領域に逆ラプラス変換して、

$$\frac{1}{s} G(s) = e^{-T_e S} \cdot \frac{1}{s} \cdot e^{-\frac{T_P T_e S}{T_W(T_P S + 1)}} \quad (4-20b)$$

ここで、式(4-21)の右辺の $e^{-T_e S}$ は $\frac{1}{s} e^{-\frac{T_P T_e S}{T_W(T_P S + 1)}}$ の応答を流動時間 T_e だけ遅

らせたものとなるから、結局 $\frac{1}{s} e^{-\frac{T_P T_e S}{T_W(T_P S + 1)}}$ を t 領域に逆ラプラス変換して、

$$L^{-1}\left(\frac{1}{s} e^S\right) = I_0(2\sqrt{t}), \quad L^{-1}\left\{F\left(\frac{s+a}{b}\right)\right\} = b e^{-at} f(bt) \text{ より,}$$

$$\begin{aligned} L^{-1}\left\{\frac{1}{s} e^{-\frac{T_P T_e S}{T_W(T_P S + 1)}}\right\} &= L^{-1}\left\{e^{-\frac{T_e}{T_W} \left(\frac{T_W T_P}{T_e} + \frac{T_W}{T_e S}\right)} \cdot \frac{e^{\frac{T_e}{T_W(T_P S + 1)}}}{T_W(T_P S + 1)}\right\} \\ &= \frac{T_W T_P}{T_e} e^{-\frac{T_e}{T_W}} L^{-1}\left\{\frac{e^{\frac{T_e}{T_W(T_P S + 1)}}}{T_W(T_P S + 1)}\right\} + \frac{T_W}{T_e} e^{-\frac{T_e}{T_W}} L^{-1}\left\{\frac{1}{s} \cdot \frac{e^{\frac{T_e}{T_W(T_P S + 1)}}}{T_W(T_P S + 1)}\right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= e^{-\frac{T_e}{T_W}} \left\{ e^{-\frac{t}{T_P}} I_0 \left(2 \sqrt{\frac{T_e}{T_W T_P}} t \right) + \frac{1}{T_P} \int_0^t e^{-\frac{\tau}{T_P}} I_0 \left(2 \sqrt{\frac{T_e}{T_W T_P}} \tau \right) d\tau \right\} \\
&= e^{-\frac{T_e}{T_W}} \left\{ 1 + \int_0^t e^{-\frac{\tau}{T_P}} I_1 \left(2 \sqrt{\frac{T_e}{T_W T_P}} \tau \right) \sqrt{\frac{T_e}{T_W T_P}} d\tau \right\} \\
&= e^{-\frac{T_e}{T_W}} \left\{ 1 + \int_0^t e^{-\tau'} I_1 \left(2 \sqrt{\frac{T_e}{T_W}} \tau' \right) \sqrt{\frac{T_e}{T_W \tau'}} d\tau' \right\} \quad (4-21)
\end{aligned}$$

$$\text{ここで, } \tau' = \frac{t}{T_P}$$

すなわち、 θ_i のステップ変化に対する θ_e の応答は式 (4-21) の第 1 種変形ベッセル関数を解き、流動時間 T_e だけ移動 (遅らす) することによって求められる。式 (4-21) の電子計算機用プログラムを作成 (付録 1) するとともに、一般図を作成し、横軸に t/T_P 、パラメータに T_e/T_W をとり、図 4.5 に示す。また、図中一部の破線は次節で採用する Floyd の方法⁽²⁰⁾ により直接求めた結果であり、両者非常に良く一致しており、特に Floyd の方法においても式 (4-18) から直接求められる。そしてこの図によって各動特性に関する諸常数 (T_e , T_P , T_W) を知れば、その応答が推定出来る。

- (ii) 加熱量 q_0 、入口流量 g_i のステップ変化に対する出口温度 θ_e 応答の一般図：加熱量 q_0 、入口流量 g_i に対する出口温度 θ_e の応答は式 (4-18) から次の伝達関数で表わされる。

$$G(s) = \frac{-T_e s \left\{ 1 + \frac{T_P}{T_W (T_P s + 1)} \right\}}{\left\{ T_e s + \frac{T_e}{T_W} \cdot \frac{T_P s}{T_P s + 1} \right\} (T_P s + 1)} \quad (4-22)$$

これを t 領域に逆ラプラス変換することは困難であり、その直接解は今まで求められていない。

そこで Floyd の方法を用いて、その q_0 , g_i のステップ入力に対する θ_e 応答の一般図を作成する。

すなわち、式 (4-22) の周波数伝達関数 $G(j\omega)$ の実数部 $R_e G(j\omega)$ から、インパルス応答 $g(t)$ を次式より求める。

$$g(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty R_e G(j\omega) \cdot \cos \omega t \cdot d\omega \quad (4-23)$$

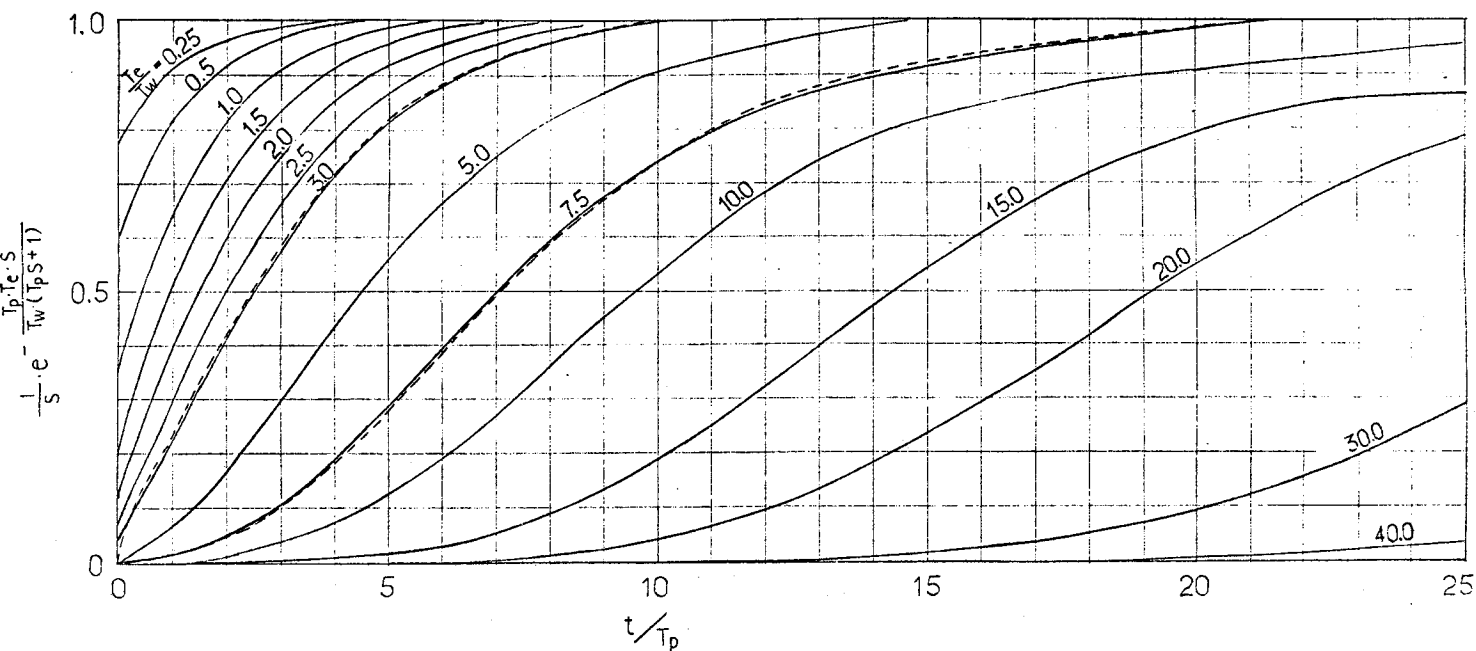


図4.5 伝達函数 $e^{-\frac{T_p \cdot T_e \cdot S}{T_w(T_p S + 1)}}$ のステップ応答（図中破線は Floyd の方法による）

次に、ステップ入力に対する応答 $h(t)$ は $g(t)$ を積分することによって次式から求められる⁽⁸⁾。

$$h(t) = \int_0^t g(t) dt \quad (4-24)$$

このようにして得られた $R_e G(j\omega)$ （プログラムは付録2参照）とステップ入力に対する h_e 応答一般図（プログラム、付録3参照）を図4.6，4.7(a)，(b)に示す。 T_w の小さい程， T_e ， T_p の大きい程その応答は遅くなるが、これより加熱量 q ，入口流量 g_i のステップ変化に対する出口温度応答が求められることになる。

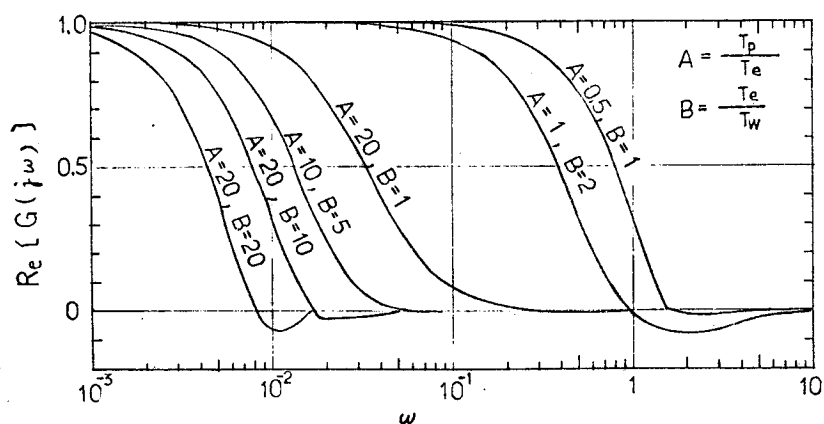
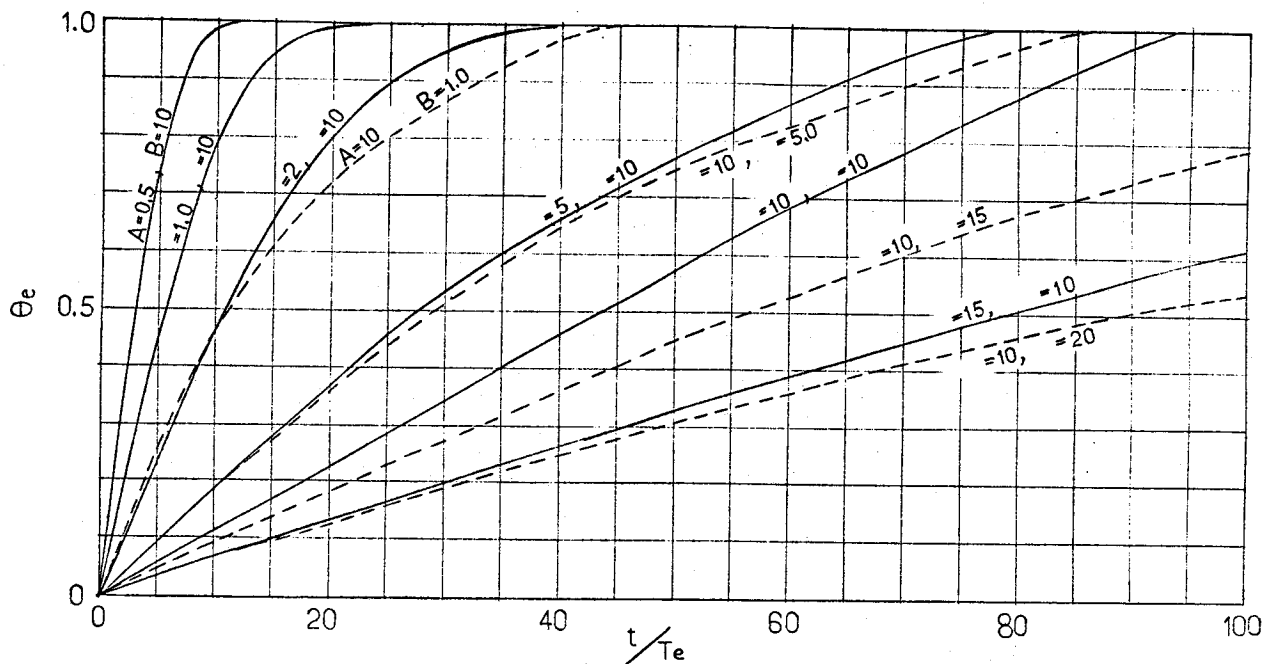
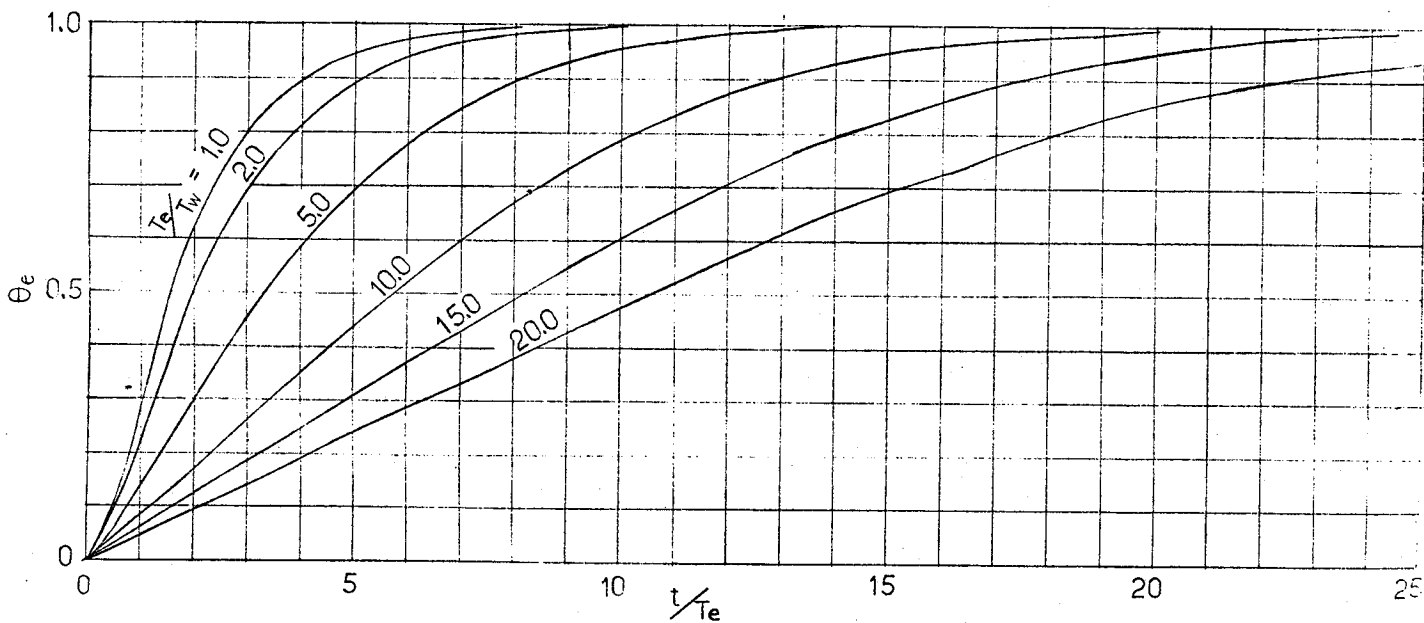


図4.6 $R_e[G(j\omega)]$ の値



(a)



(b) $T_e = T_p$

図 4.7 $G(s) = \frac{-T_e s \left\{ 1 + \frac{T_p}{T_w(T_p s + 1)} \right\}}{1 - e^{\frac{T_e}{T_w} \cdot \frac{T_p s}{T_p s + 1}} \cdot (T_p s + 1)}$ のステップ応答

4.4.2.3 圧縮性分布定数系 (◎モデル)

圧縮性つまり V の変化を考慮した厳密な解は、移相域を含む解析として世古口、逆井⁽³⁾が
節 4.4.1 であげた仮定 II) の代りに、管から内部流体への伝熱量 Q_i が長さ方向に一様

(一様熱吸収)そして管壁温度は内部流体温度に等しいと仮定して V を I または P の関数近似式とおくことによって解いたものがある。しかし、この解は管から流体への伝熱量が長さ方向にわたって一様である($\frac{\partial q_i}{\partial x}=0$)と仮定している点また、エネルギーバランスの式(4-9a)において内部エネルギー U をエンタルピー I に等しいとして APV の項を考慮していないため、圧力項の及ぼす影響においてその項が無視されている(但し、後節4.4.4で示すようにこの項の影響は小さい)。

その後、島、小笠原⁽⁷⁾は、内部流体のエネルギーバランスの式において内部エネルギーを考慮し(すなわち式(4-9a))、管から内部流体への伝熱量も変化する(但し、熱伝達率 H は一定)として解いているが、管内流動がいわゆるダンゴ状にならないであろうと仮定し、式(4-9b)の連続の式の代りに次式のように管内流体の重量速度が管長方向に一次分布をするとして解いている。

$$g = g_i + \frac{g_e - g_i}{L} \cdot x \quad (4-25)$$

すなわち、両者の解法はエネルギーバランスおよび連続の式(4-9a)、(4-9b)を微小変動法による線形化によって、

$$\text{エネルギー式: } q_i = g + L \cdot \frac{\partial i}{\partial x} + \frac{F(I_{e0} - I_{i0})}{Q_{i0}V_0} \cdot \frac{\partial i}{\partial t} - \frac{FAP_0}{Q_{i0}} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4-26)$$

$$\text{連続の式: } \frac{\partial g}{\partial x} = \frac{aF(I_{e0} - I_{i0})}{G_0P_0V_0^2} \cdot \frac{\partial i}{\partial t} - \frac{F}{G_0 \cdot V_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4-27)$$

両式を t でラプラス変換をし、 g を消去するために式(4-26)を x で微分し、式(4-27)に代入することによって、次の i に関する二階偏微分方程式を得る。

$$L \cdot \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} + \frac{F \cdot (I_{e0} - I_{i0})}{Q_{i0}V_0} \cdot S \frac{\partial i}{\partial x} = \frac{FP_0 \cdot (b_0 - C_0V_0)}{G_0V_0^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial q_i}{\partial x} \quad (4-28)$$

世古口、逆井⁽³⁾は式(4-28)において $\frac{\partial q_i}{\partial x} = 0$ とにおいてまた式(4-26)における $-\frac{FAP_0}{Q_{i0}} \cdot \frac{\partial p}{\partial t}$ の項を無視し^{*}、式(4-28)と境界条件 $x=0$ において $i = i_i$ 、 $(\frac{\partial i}{\partial x}) = (\frac{\partial i}{\partial x})_0$ より i の解を得ている。また島、小笠原⁽⁷⁾は、仮定の式(4-25)を連続の式(4-27)の代りに用いて、1階微分方程式(4-26)を解くことにより解を得ているが、積分の形の残った複雑なものとなり、いずれもその数値解は複雑で求

* 式(4-26)中の $-\frac{FAP_0}{Q_{i0}} \cdot \frac{\partial p}{\partial t}$ を無視しても管内圧力は一様であるの仮定より $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ から式(4-27)の形は両者同一の形となるが境界条件の算出の際にその項が生じてくる。

めるのに非常な労力を要する。しかし、いずれもそれらの仮定は式(4-26)(4-27)を解くための手段に採用されたものである。そこで、ここでは世古口らの解法において側容量効果を考える際、管壁温度を内部流体温度に等しいと仮定しているが、CO₂の加熱器として例えば原子炉の一次冷却材との熱交換を考えた場合には外部熱源(例えばHeなどの液体金属)との熱伝達率は従来のボイラ燃焼ガスの熱伝達率と比べて高く、しかもCO₂の熱伝達率と比べても高いので、管壁温度を内部流体温度に等しいとおくことに疑問が生じてくる。つまり管壁温度 θ_P を独立変数とし、管壁の側容量効果を単容量系で導入して、簡単化する。すなわち、前式(4-9c),(4-9d)より、

$$Q_{0m} - Q_1 = C_m \frac{\partial \theta_P}{\partial t} \quad (4-29)$$

$$Q_i = H(\theta_P - \theta) \quad (4-30)$$

ここで、Hを定数と考え、管壁の熱伝達特性を求めると、

$$\dot{q}_i = \frac{H_0}{C_m S + H_0} \cdot \dot{q}_{0m} - \frac{C_m H_0 \left(\frac{\partial \theta}{\partial I} \right)_P \Big|_0 (I_{e0} - I_{i0})}{(C_m S + H_0) Q_{i0}} \dot{s}_i - \frac{C_m P_0 H_0 \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)_I \Big|_0}{(C_m S + H_0) Q_{i0}} \dot{s}_p \quad (4-31)$$

$$\text{ただし、} \dot{q}_{0m} = \frac{1}{L} \int_0^{L_0} q_0 dx$$

つまり、式(4-28)において $\frac{\partial q_i}{\partial x} = 0$ と仮定し、初期条件 $x=0$ の時 $\left(\frac{\partial i}{\partial x} \right) = \left(\frac{\partial i}{\partial x} \right)_0$ 、 $i = i_1$ および式(4-31)より、各出口エンタルピ、流量の応答は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \dot{i}_e = & \frac{1}{Y_{e0} - 1} \cdot \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \left(\frac{H_0}{C_m S + H_0} \dot{q}_{0m} - \dot{g}_i \right) \\ & + \left[1 - \left\{ \frac{C_m H_0 \left(\frac{\partial H}{\partial I} \right)_P \Big|_0 (I_{e0} - I_{i0}) S}{(C_m S + H_0) Q_{i0}} + T_e (Y_{e0} - 1) \right\} \right] \cdot \frac{1}{Y_{e0} - 1} \\ & \cdot \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \dot{i}_i + \frac{P_0}{V_{i0} (V_{e0} - 1)} \cdot \frac{T_e S}{T_e S - 1} \left[\left(\frac{Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} - 1}{T_e S - 1} + \ln Y_{e0} \right) b_0 - \frac{C_0 V_{i0}}{T_e S} \right. \\ & \left. \{ (Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} - 1) + (Y_{e0} - 1) (T_e S - 1) \} \right] \dot{p} + \left(\frac{F A P_0}{Q_{i0}} \right. \\ & \left. - \frac{C_m P_0 H_0 \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)_I \Big|_0}{(C_m S + H_0) \cdot Q_{i0}} \right) \cdot \frac{1}{Y_{e0} - 1} \times \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \cdot \dot{s}_p \quad (4-32) \end{aligned}$$

同様 $\mathcal{C}$.

$$\begin{aligned}
 \dot{g}_e = & \left[1 - e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} - \frac{1}{Y_{e0}} \frac{T_e S}{T_e S - 1} (1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}) \right] \cdot \frac{H_0}{C_m S + H_0} \dot{q}_{2m} \\
 & + \left\{ 1 + \frac{C_m H_0 \left(\frac{\partial H}{\partial I} \right)_P \Big|_0 (I_{e0} - I_{i0})}{(C_m S + H_0) Q_{i0}} - \frac{1}{Y_{e0}} \right\} \cdot \frac{T_e S}{T_e S - 1} (1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}) \\
 & - \frac{C_m H_0 \left(\frac{\partial H}{\partial I} \right)_P \Big|_0 (I_{e0} - I_{i0})}{(C_m S + H_0) Q_{i0}} \cdot (1 - e^{-T_e \ln(Y_{e0}) S}) \dot{i}_i \\
 & + \frac{P_0}{V_0} \left[\frac{T_e S}{T_e S - 1} \left\{ \left(\frac{1}{Y_{e0}} - e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} \right) + \frac{T_e S}{Y_{e0}} \left(\ln Y_{e0} - \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \right) \right\} \right. \\
 & \cdot b_0 - C_0 V_{i0} \left\{ \left(1 - \frac{1}{Y_{e0}} \right) (1 + T_e S) - \frac{1}{Y_{e0}} \cdot \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \right\} \dot{p} \\
 & \left. - \left\{ e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} + \frac{1}{Y_{e0}} \frac{T_e S}{T_e S - 1} (1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}) \right\} \left(\frac{F A P_0}{Q_{i0}} \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{C_m P_0 H_0 \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)_I \Big|_0}{(C_m S + H_0) Q_{i0}} \right) s \dot{p} - \frac{C_m P_0 H_0 \left(\frac{\partial \theta}{\partial P} \right)_I \Big|_0}{(C_m S + H_0) Q_{i0}} s \dot{p} \right] \quad (4-33)
 \end{aligned}$$

$$\text{ここで, } Y_{e0} = \frac{V_{e0}}{V_{i0}}$$

管壁の側容量効果無視のとき,

$$\begin{aligned}
 \dot{i}_e = & \frac{1}{Y_{e0} - 1} \cdot \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \cdot (\dot{q}_i - \dot{g}_i) + \left\{ 1 - \frac{T_e S}{T_e S - 1} (1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}) \right\} \dot{i}_i \\
 & + \frac{P_0}{V_{i0} (Y_{e0} - 1)} \cdot \frac{T_e S}{T_e S - 1} \left[\left(\frac{Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} - 1}{T_e S - 1} + \ln Y_{e0} \right) b_0 - \frac{C_0 V_{i0}}{T_e S} \{ (Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} - 1) \right. \right. \\
 & \left. \left. + (Y_{e0} - 1) (T_e S - 1) \right\} \right] \dot{p} + \frac{F A P_0}{Q_{i0}} \cdot \frac{1}{Y_{e0} - 1} \cdot \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \cdot s \cdot \dot{p} \quad (4-34) \\
 \dot{g}_e = & \left(1 - \frac{1}{Y_{e0}} \cdot \frac{T_e S}{T_e S - 1} + \frac{e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \right) \dot{q}_i + \left(\frac{1}{Y_{e0}} \cdot \frac{T_e S}{T_e S - 1} - \frac{e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \right) \dot{g}_i \\
 & + \frac{Y_{e0} - 1}{Y_{e0}} \cdot \frac{T_e S}{T_e S - 1} \left\{ 1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} \right\} \dot{i}_i
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{P_0}{V_0} \left[\frac{T_e S}{T_e S - 1} \left\{ \left(\frac{1}{Y_{e0}} - e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} \right) + \frac{T_e S}{Y_{e0}} \left(\ln Y_{e0} - \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \right) \right\} \right] b_0 \\
& - C_0 V_{i0} \left\{ \left(1 - \frac{1}{Y_{e0}} \right) (1 + T_e S) - \frac{1}{Y_{e0}} \cdot \frac{1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}}{T_e S - 1} \right\} \dot{p} \\
& - \left[e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S} + \frac{1}{Y_{e0}} \frac{T_e S}{T_e S - 1} (1 - Y_{e0} e^{-T_e (\ln Y_{e0}) S}) - 1 \right] \cdot \frac{F A P_0}{Q_{i0}} s \dot{p}
\end{aligned}
\tag{4-35}$$

4.4.3 差分法による解法

以上の加熱器の解析においては、いずれも各基礎方程式を微小変動法によって線形化し、解が得られてきた。しかし、電子計算機の発達してきている現在、各基礎式から数値解によって非線形のまま求める方法つまり差分によって解は得ることが可能である。そこで、加熱器の差分法プログラム(Fortran言語)(付録4)を作成するとともに、本実験条件に対する数値解を求め、他の式の結果と比較する。まず、差分法の基礎式は前式(4-9a)~(4-9d)と管内圧力損失を考慮した次の式から成る。

$$\text{圧力損失の式: } \frac{\partial P}{\partial x} = -\lambda \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{2g} \left(\frac{G}{F} \right)^2 \cdot \frac{1}{r}
\tag{4-36}$$

$$\text{ここで, } \lambda = 0.3164 \cdot R_e^{-\frac{1}{4}}$$

また、管から流体への熱伝達率は次のStyrikowitschの式を用いる。

$$N_u = 0.023 \cdot R_e^{0.8} \cdot P_r^{0.4}
\tag{4-37}$$

その解法は次のようである。まず、解を安定させるために式(4-9a)~(4-9d)の特性曲線方向 $\lambda = \pm 0$, $\frac{Fr}{G}$ で囲まれる依存領域を含むように距離に対して前進差分商を、時間に対して後進差分商を用いる。また、 $\Delta x, \Delta t$ のきざみは $\lambda = \left(\frac{G}{Fr} \right)^{-1}$ が流速と同じ伝播速度を意味するので、 $\Delta x / \Delta t$ の比を最小流速すなわち、加熱器の入口流速に合う様を選ぶ。その計算手順を図4.8において説明する。

〔計算手順〕

- (1) $t = 0$ の初期整定値を長さ方向に亘って Δx 毎に求める。
- (2) 加熱器入口 ($x = 0$) における G, P, θ, I, V は境界条件として入口状態が既知のため、各 t に対して既知である。また、その時の H も式(4-37)より計算して求められる。

- (3) 管壁温度は $x = 0$ における各 t に対して式

(4-9c), (4-9d) より,

$$Q_0 = H(\theta_P - \theta) + A_P r_P C_P \cdot \frac{\partial \theta_P}{\partial t} \text{ より,}$$

$$Q_0 = H(t, x) \cdot \{ \theta_P(t, x) - \theta(t, x) \}$$

$$+ A_P r_P C_P \cdot \frac{\theta_P(t, x) - \theta_P(t - \Delta t, x)}{\Delta t} \quad (4-38a)$$

より求める。

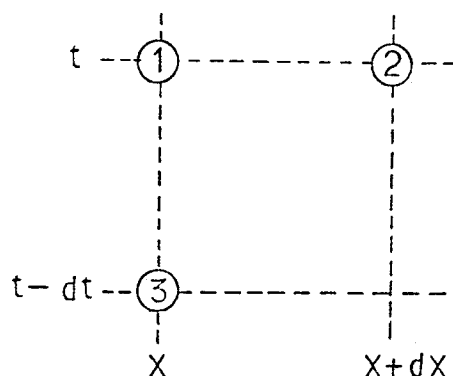


図 4.8 差分法のきざみ

- (4) 管内伝熱量 Q_i は $x = 0$ に対して式 (4-9

d) より,

$$Q_i(t, x) = H(t, x) \cdot \{ \theta_P(t, x) - \theta(t, x) \} \quad (4-38b)$$

として求める。

- (5) $(t, x + \Delta x)$ における重量流量 (格子点②) を連続の式の差分近似により求める。

$$\frac{G(t, x + \Delta x) - G(t, x)}{\Delta x} = -F \cdot \frac{\gamma(t, x) - \gamma(t - \Delta t, x)}{\Delta t} \quad (4-38c)$$

すなわち、上式において (t, x) は図 4.8 中の①の点の、 $(t - \Delta t, x)$ は③の点に対する値をとり、既知であるので、 $(t, x + \Delta x)$ の状態すなわち格子点②の G を上式より計算する。

- (6) 内部流体のエネルギー式の差分近似により、格子点②のエンタルピを求める。

$$Q_i(t, x) = G(t, x) \cdot \frac{I(t, x + \Delta x) - I(t, x)}{\Delta x} + \frac{F}{V(t, x)} \cdot \frac{I(t, x) - I(t - \Delta t, x)}{\Delta t} \quad (4-38d)$$

- (7) 圧力損失の式より、格子点②の圧力を求める。

$$\frac{P(t, x + \Delta x) - P(t, x)}{\Delta x} = -\lambda \cdot \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{2g} \cdot \frac{G^2(t, x)}{Fr(t, x)} \quad (4-38e)$$

- (8) 格子点②の I , P より計算機に記憶させた物性値データより、②の温度 θ を求める。

- (9) 上の(3)~(1)の計算を繰返し、加熱器出口 ($x = L$) まで達すると出口境界条件として与えられた圧力 P_e と比較し、入口圧力を修正して P_e に収束するまで(1)~(9) を繰返し計算させる。つまりこのプログラムは出口圧力も任意に変えられる様にしている。

- (10) 出口圧力 P_e に収束すれば、その時間の計算は終り、次の時間の計算を繰返す。

4.4.4 各モデルの過渡応答比較

以上にあげた各モデル④, ⑤, ⑥, ⑦による数値計算結果の比較例を示す。

計算は一つのステップ入力を与えた場合について行ない, 他の入力変数はすべて時間的に変化せず, 一定であるとする。そして, 各ステップ入力, q_0, g_i, θ_i , 出口圧力 P_e (または④, ⑥モデルについては系内圧力と同一) の四種類について行なう。そのときの計算条件を表 4.2 に示す。但し, 各応答結果は無次元出口温度 $\theta_e (= \frac{\Delta \theta_e}{\theta_{e0} - \theta_{i0}})$, 出口流量

表 4.2 加熱器動特性の計算条件

	加熱量突変	流量突変	入口温度突変	出口温度突変
加熱量 kcal/h	23400 ↗ 27100	26600	21600	21600
流量 kg/h	359	275 ↗ 322	288	288
系内(出口)圧力 ata	88.0	82.0	85.0	85.0 ↗ 88.0
入口温度 °C	37.0	37.5	40.4 ↗ 45.0	40.0
出口温度 °C	174.3	334.7	257.8	257.8

$g_e (= \frac{\Delta G_e}{G_e})$ を無次元化入力 $q_0 (= \frac{\Delta Q_0}{Q_0})$

$g_i (= \frac{\Delta G_i}{G_0})$, $\theta_i (= \frac{\Delta \theta_i}{\theta_{e0} - \theta_{i0}})$, また

は $p_e (= \frac{\Delta P_e}{P_{e0}})$ で除した値であり, 入力

を 1 (100%) ステップ変化させたときの値に相当する。

(1) 加熱量 q_0 突変に対する θ_e, g_e

の応答

加熱量をステップ状に増加させたときの各モデルによる出口温度, 流量の過渡応答 θ_e, g_e 結果を図 4.9 に示す。図中実線, 一点鎖線, 破線, 二点鎖線が各々④, ⑤, ⑥, ⑦モデルに対するものである。

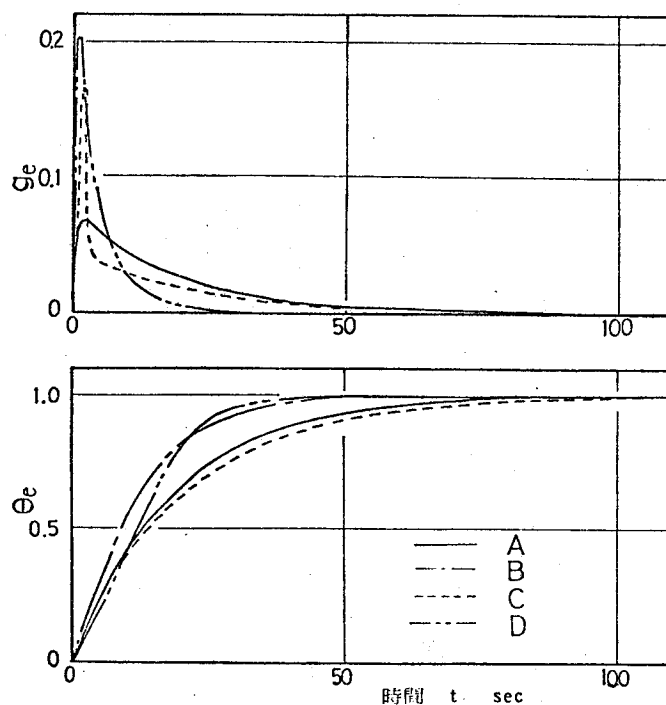


図 4.9 加熱量突変に対する応答

これより, 温度, 流量応答ともいずれのモデル (但し, g_e 応答に対する⑤モデルは非圧縮性のため 0) とも定性的には一致した傾向を示していることが分る。まず, 出口温度応答に対しては, いずれもほぼ一次遅れ状の応答を示すが, 非圧縮性分布定数系と

した③モデルがもっとも応答が早い。

また、圧縮性を考慮した集中定数系モデル④とその分布定数系モデル⑤とは非常に良く一致しているが、差分法の⑥モデルでは特に管内比体積の変化を逐次計算していくため、各モデル中流動時間が最も小さくなり、整定時間も最も短くなっている。

次に、出口流量の応答 g_e は③を除くいずれも比体積の変化を考慮しているため、加熱量増加による比体積増加の影響で、一時的に増大するが、入口流量一定のため、温度整定時間と同じく初期定常値 0 に整定する。そして④、⑤、⑥モデルともピーク値を示す時期は 2 ～ 3 秒でほぼ一致しているが、⑥モデルが最も早く、④、⑤の順となる。これは、各計算流動時間に一致していると考えられ、各モデルの流動時間の算出式を考えれば、当然のことと思われる。しかし、ピークの流量変化は分布定数系の⑤、⑥モデルの場合、④に比べて大きく、約 0.2 となっているのに対し、集中定数系の④モデルでは、物性値として出入口の平均を用いている関係から約 0.1 と半分位になっている。すなわち、ピークの膨出量は分布系とした方が集中系モデルより大きく算出されることが分るが、その時間積分の膨出量自体はいずれ

もほぼ同じ位であることが確かめられる。

(2) 入口流量 g_i 突変に対する θ_e 、 g_e の応答

入口流量をステップ状に増加させたときの各応答を図 4.10 に示す。温度応答はいずれも加熱量突変の場合と正負を逆にすれば、ほぼ同様の形状を示し（④、⑤モデルでは式の上でも正、負の違いのみで全く同じ） q 突変の場合と同じく③、⑥モデルの応答が早い。

一方、流量応答は、もし比体積変化のない非圧縮性の場合（③モデル）には $t = 0$ 秒で 1 となり、そのままの値を保つことになるが、圧縮性を考慮すると温度減少に伴う比体積

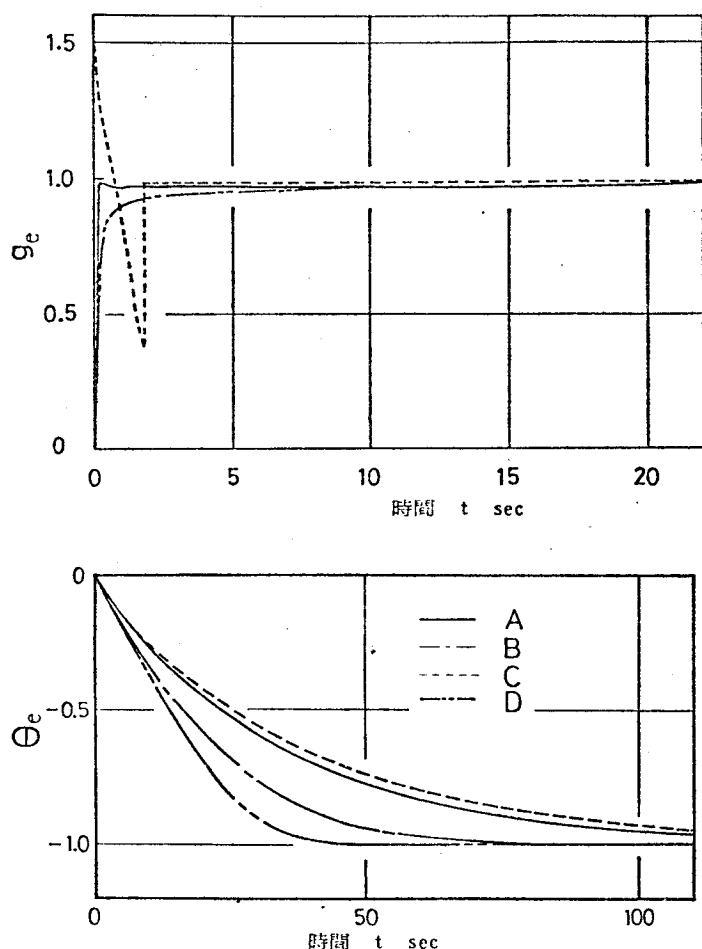


図 4.10 入口流量突変に対する応答

減少が原因で時間遅れを生じる。④モデルではその立上りの流量遅れは小さく、まず増加を示したのち、温度低下による比体積減少により、わずかに減少し、のち1に整定している。一方、⑤モデルでは一次遅れ状に応答する。しかし③モデルではその傾向は④モデルと同様であるが、突変後一時的に1.5まで増加し、のち0.5まで減少したのち、2秒程で1に整定し、特に比体積変化の影響が顕著に生じていることが分る。

(3) 入口温度 θ_i 突変に対する 応答

入口温度をステップ状に増

加させたときの応答を図4.1.1に示す。温度応答は一次遅れないし、二次遅れ状に増加する④、⑤モデルと突変後一時的に逆応答を示す③、⑥モデルの二種に大別出来る。つまり、流体の圧縮性を④、⑤モデルより詳細に考慮していると考えられる分布定数系モデル③、⑥では入口温度の急上昇により、加熱器入口部で大きな比体積変化を生じ、下流側の流体を急激に押し出す膨出現象の結果、温度が一時的に減少する逆応答特性を示したものと考えられる。しかし、⑥の差分法モデルでは、その変化量が-0.05と微小で、1.5秒程続くのに対して、③モデルでは-3近くまで変化するが、2秒程で終了している。また④、⑤モデルでは、逆応答を示さず、⑥モデルに比べ立上りが早い。つまり、入口部での急激な比体積変化を考慮していないためと考えられ、加熱器で大きな比体積変化を生じる場合には③、⑥モデルのように逆応答特性を示すものと考えられる。

一方、流量応答は、非圧縮性とした⑤モデルでは流量変化のない、つまり0一定の応答となるが、圧縮性考慮の各モデルでは比体積増加の膨出現象により突変直後流量は急

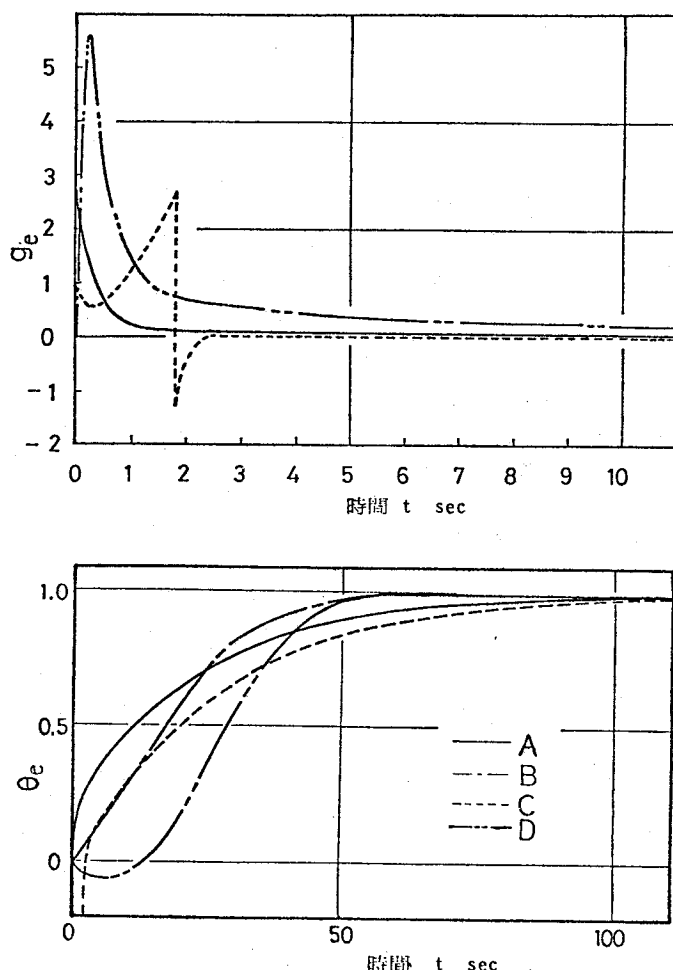


図 4.1.1 入口温度突変に対する応答

増加するが、㉔では突変後の温度変化が $t \div 2$ 秒で大きく、この影響で振動的な変化を示す。但し、㉑モデルの応答は差分法㉑モデルと定性的に良く一致しているが、その変化量は小さい。

(4) 出口圧力 P_e , P 外乱に対する応答

モデル㉑、㉔では系内圧力 P , 差分法㉑モデルでは出口圧力 P_e をステップ状に増加させたときの各応答を図 4.12 に示す。但し、入口エンタルピを一定とし、入口温度は圧力の変化に対応して変化するものとする。また、㉑モデルでは非圧縮性とした仮定のため圧力変化に関係なく、各応答は 0 と一定で変化しない。

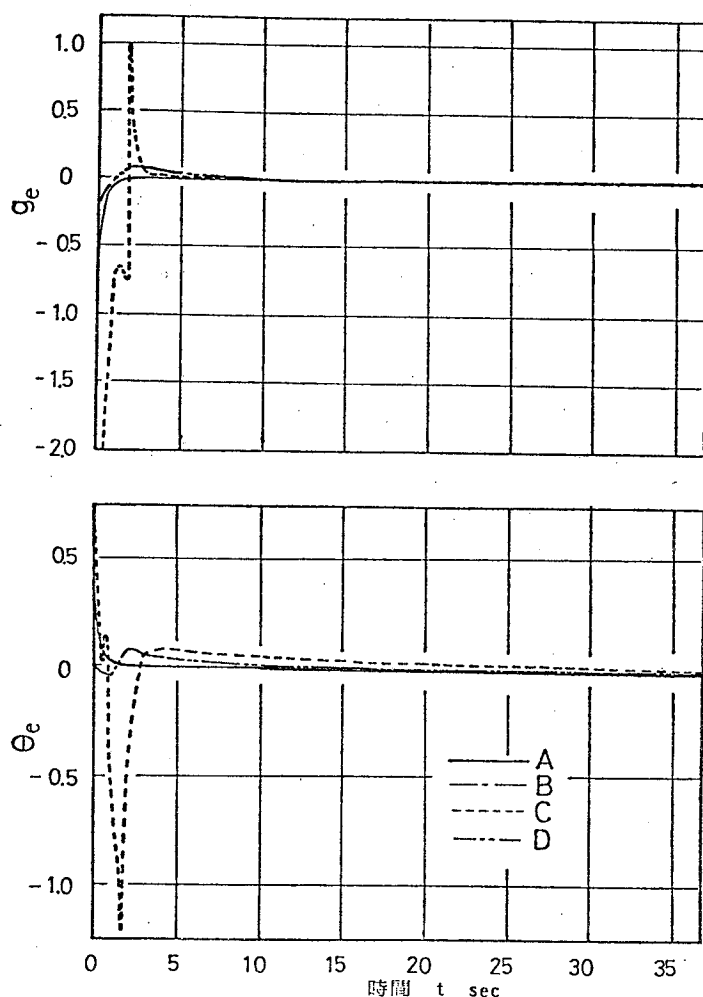


図 4.12 出口圧力突変に対する応答

まず、温度応答は㉑モデルの場合、突変直後 0.5 秒まで上昇し、2 秒程で 0 まで下降し、のち整定している。㉔モデルでは突変直後 0.6 まで上昇し、直ちに下降してまたわずかに上昇し、次に -1.7 まで下降し、 $t = 3$ 秒で 0.1 まで上昇した後、ゆるやかに 0 に減少整定していく。一方、差分法の㉑モデルでは最初わずかな温度減少と共に、2 秒程で増加し、以後 0 に整定していくが、㉔を除くいずれもその変化量は小さい。

流量応答は㉑モデルでは突変後 0 秒で $-\infty$ まで減少し、2 秒程で急激に増加し、0 に整定する。㉔では突変後 0 秒で -2.0 まで減少し、2 秒で 1 まで増加、その後減少し、3 秒程で整定する。差分法㉑モデルでは 0.2 秒で -1.1 まで減少し、後急増加し、3 秒程でほぼ 0 となって整定する。つまり㉑と㉑モデルとは定性的に一致し、定量的にもほぼ一致している。しかし、㉔を除くいずれもその変化量は小さく、この圧力項の影響は小さいといえる。

4.4.5 ブロック線図

一般に加熱器において集中定数系もしくは、幾つかに分割したモデル（分布定数系）に構

成するかは、熱交換器の無次元長さを表わす次のパラメータ a によって、 $a < 10$ の時は単容量系モデルで十分近似し得ることが、ボイラの過熱器の動特性理論解から、竹内により報告されている⁽⁵⁾。

$$a = \frac{H\pi DL}{G \cdot C_p} \left(= \frac{T_e}{T_0} \right) \quad (4-39)$$

今、この値を本装置に対して求めると、例えば加熱器、再生器に対して、

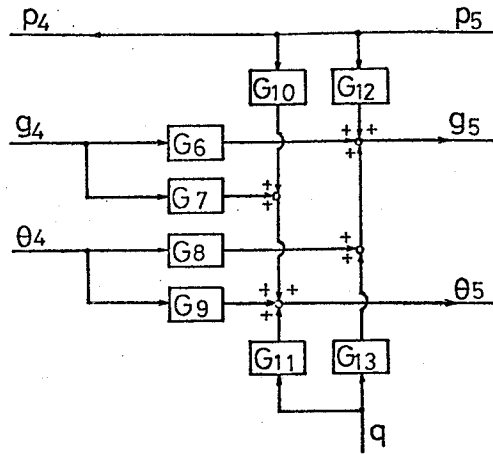
$$\begin{aligned} a &= \frac{H\pi DL}{G \cdot C_p} = \frac{2000 \times \pi \times 7.8 \times 10^{-3} \times 7.8}{150 \times 0.4} \div 6.4 \text{ (加熱器)} \\ &= \frac{3000 \times \pi \times 11.1 \times 10^{-3} \times 7.8}{300 \times 1.5} \div 1.8 \text{ (再生器受熱側)} \\ &= \frac{200 \times \pi \times 17.3 \times 10^{-3} \times 7.8}{3000 \times 0.2} \div 1.4 \text{ (再生器給熱側)} \end{aligned}$$

また、高速増殖炉に CO_2 を用いた実用規模 (10万kW) の熱交換器の筆者らの試算によると、 $a = \frac{7000 \times \pi \times 15 \times 10^{-3} \times 30}{3200 \times 0.3} \div 10.3$ 、つまり、本プラントにおける a の値は 10 以下であり、単容量系の近似モデルで十分適用し得るものと考えられる。そして系全体のシミュレーションには④モデルを採用し、そのブロック線図を図 4.13 に示す。

4.5 再生器の動特性解析

従来、再生器 (熱交換器) における動特性の研究は、固体壁と蒸気との間の熱交換の動特性を Profos⁽²⁰⁾ が 1943 年周波数特性によって論じたものを最初として、現在では二流体間の向流、並流熱交換器の動特性の理論的研究がかなり進んでおり、高橋⁽¹⁰⁾、増淵⁽⁹⁾、藤堂⁽¹¹⁾、Paynter⁽¹²⁾、Stermole⁽¹³⁾、Koppel⁽²¹⁾ など数多くの論文が発表されている。しかし、一般に流体を非圧縮性と仮定した解析がほとんどで、圧縮性の場合でも飽和蒸気で温度を一定としたもので、かつ、周波数特性によって論じたものが多い。

一方、 CO_2 プラントの再生器では、タービン入口温度の高温化に伴い受熱側流体において、相の変化が生じ、入口域の液体から出口の過熱域まで、超臨界圧領域の相変化 (移相域) が生じる。しかし、これを厳密に解析することは移相域の静特性計算 (例えば熱伝達率など) とも関連して非常に困難なものであり、現在まだ明らかにされていないものと考えられる。そこで、ここでは将来のタービン入口温度の上昇に伴う再生器の動特性解析を考え、受熱側流体の移相境界点の移動を考慮した集中定数系モデルの場合について解析し、次に差分法に



$$G_6 = \frac{H_1 s^2 + (H_2 - H_4)s + H_3}{H_1 s^2 + H_2 s + H_3}$$

$$G_9 = \frac{H_3 H_5 s + H_3}{H_1 s^2 + H_2 s + H_3}$$

$$G_7 = \frac{-1}{H_1 s^2 + H_2 s + H_3}$$

$$G_{10} = \frac{H_6 s^2 + H_8 s + H_9}{H_1 s^2 + H_2 s + H_3}$$

$$G_8 = \frac{H_3 H_4 H_5 s^2 + H_3 H_4 s}{H_1 s^2 + H_2 s + H_3}$$

$$G_{11} = \frac{1}{H_1 s^2 + H_2 s + H_3}$$

$$G_{12} = \frac{(H_4 H_6 + H_1 H_7)s^3 + (H_4 H_8 + H_2 H_7)s^2 + (H_3 H_7 + H_4 H_9)s}{H_1 s^2 + H_2 s + H_3}$$

$$G_{13} = \frac{H_4 s}{H_1 s^2 + H_2 s + H_3}$$

$$H_1 = T_e T_m B_{f5} \quad , \quad H_2 = B_{f5} (T_e + T_m) + \frac{T_e T_m}{T_w} \quad , \quad H_3 = B_{f5}$$

$$H_4 = T_e B_{b5} B_{f5} \quad , \quad H_5 = T_m \quad , \quad H_6 = \left(\frac{A P_4 V_5}{I_5 - I_4} - B_{g5} \right) T_e T_m$$

$$H_7 = T_e B_{b5} B_{c5} \quad , \quad H_8 = T_m (B_{b5} - B_{d5}) - T_e (B_{g5} - \frac{A P_5 V_4}{I_5 - I_4})$$

$$H_9 = B_{g5} - B_{g4}$$

$$T_e = \frac{F L H}{V_5 G_5} \quad , \quad T_m = \frac{C_m H}{H} \quad , \quad T_w = \frac{F B_{f5}}{H V_5}$$

図 4.13 加熱器のブロック線図

よる解法を試みる。そして一実験条件のステップ入力に対して他の集中定数系モデルの場合と比較する。

4.5.1 仮定とモデル

解析に当り、まずその共通の仮定は次のようである。

仮定：

- 1) 再生器は向流型二重管式熱交換器（低温流体を内管流れ）とし、管は長さ方向に半径と厚みが一樣である。

ii) 管壁の温度は、半径方向に一樣で、かつ長さ方向への熱移動はない。

iii) 外シェル壁を無視し、外部熱放散は考慮しない。

iv) 流体の半径方向の温度変化は考えず、均一温度とする。

v) 受熱、給熱側の圧力分布はなく、圧力は一樣である。

vi) 熱伝達率は流量に比例する。(差分法の場合、式(4-49)に従う)

以上の仮定のもとに、各四種のモデルを考え(以下各々を④, ③, ②, ①モデルと呼ぶ), それらに対する各基礎式およびモデルを表4.3に示す。まず④モデルは最も簡単な非圧縮性集中定数系としたモデルであり, ③は初期定常値の移相境界点で再生器を二分割し, 一方を④モデル, 他方の受熱側流体を圧縮性として直列に結合したものである。次に, ②モデルは受熱側流体の液相と気相の移相境界点の移動を時間的に考慮した集中定数系モデル, ①は差分法による非線形解析で, 受熱側流体の物性値の変化を逐次考慮する分布定数系数値解法である。

各モデルおよびその基礎方程式を表4.3に示し, ①を除く他のモデルについては各基礎方

表 4.3 再生器のモデルと基礎式

			④	③	②	①		
モデル系			集中定数系	二分割集中定数系		分布定数系		
解析法			線形近似・ラプラス変換			差分法		
内部流体の圧縮性			無視	一部考慮		考慮		
気液相の境界			移動しない			移動を考慮		
熱伝達率			流量に比例	流量に比例		流量に比例		
					式(4-49)			
基礎式	受熱側	エネルギー式	$LQ_1 + G_1 I_1 - G_3 I_3 = F_i L C_{p3} \dot{\gamma}_3 d\theta_3/dt$	I $L_1 Q_{1I} + G_1 I_1 - G_2 I_2 = F_i L_1 C_{p2} \dot{\gamma}_2 d\theta_2/dt$	II $L_2 Q_{1II} + G_2 I_2 - G_3 I_3 = F_i L_2 d(\dot{\gamma}_3 U_3)/dt$	I $L Q_{1I} + G_1 I_1 - G_2 I_2 = F_i C_{p2} \dot{\gamma}_2 d(\theta_2)/dt$	II $(L-1)Q_{1II} + G_2 I_2 - G_3 I_3 = F_i d[(L-1)\dot{\gamma}_3 U_3]/dt$	$Q_1 = G \frac{\partial I}{\partial L} + \frac{F_i}{V_i} \frac{\partial U_i}{\partial t}$
		連続の式				$G_1 - G_2 = F_i \dot{\gamma}_2 d\theta_2/dt$	$G_2 - G_3 = F_i d(\dot{\gamma}_3 U_3)/dt$	$\frac{\partial G}{\partial t} = -\frac{F_i}{V_i} \frac{\partial V_i}{\partial t}$
	給熱側	エネルギー式	$-LQ_h + G_{10} I_{10} - G_{12} I_{12} = F_h L C_{p12} \dot{\gamma}_{12} d\theta_{12}/dt$	$-L_1 Q_{hI} + G_{11} I_{11} - G_{12} I_{12} = F_h L_1 C_{p12} \dot{\gamma}_{12} d\theta_{12}/dt$	$-L_2 Q_{hII} + G_{10} I_{10} - G_{11} I_{11} = F_h L_2 C_{p11} \dot{\gamma}_{11} d\theta_{11}/dt$	$-L Q_{hI} + G_{11} I_{11} - G_{12} I_{12} = F_h C_{p12} \dot{\gamma}_{12} d(\theta_{12})/dt$	$-(L-1)Q_{hII} + G_{10} I_{10} - G_{11} I_{11} = F_h C_{p11} \dot{\gamma}_{11} d[(L-1)\theta_{11}]/dt$	$Q_h = G_h \frac{\partial I_h}{\partial L} + \frac{F_h}{V_h} \frac{\partial I_h}{\partial t}$
		連続の式				$G_{11} - G_{12} = F_h \dot{\gamma}_{12} d\theta_{12}/dt$	$G_{10} - G_{11} = F_h \dot{\gamma}_{11} d[(L-1)\theta_{11}]/dt$	
	管壁	エネルギー式	$Q_h - Q_i = C_M \frac{d\theta_M}{dt}$	$Q_{hI} - Q_{iI} = C_M \frac{d\theta_{MI}}{dt}$	$Q_{hII} - Q_{iII} = C_M \frac{d\theta_{MII}}{dt}$	$L(Q_{hI} - Q_{iI}) = C_M d[(L)\theta_M]/dt$	$(L-1)(Q_{hII} - Q_{iII}) = C_M d[(L-1)\theta_{MII}]/dt$	$Q_h - Q_i = C_M \frac{d\theta_M}{dt}$
		熱バラン式						
モデル図								

程式を線形化した式および得た伝達関数をラプラス変換した形で示す。

4.5.2 線形モデルによる解法

4.5.2.1 非圧縮性集中定数形 (Aモデル) としての解

(無次元式)

受熱側流体について

$$\text{エネルギー式} \quad \dot{q}_l - K_1 (\dot{\theta}_8 - \dot{\theta}_1) - \dot{g}_1 = K_1 T_l S \dot{\theta}_8$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_l = \dot{\alpha}_l + K_2 (\dot{\theta}_M - \dot{\theta}_8)$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_l = \dot{g}_1$$

給熱側流体について

$$\text{エネルギー式} \quad -\dot{q}_h - \dot{\theta}_{12} + \dot{\theta}_{10} + \dot{g}_{10} = T_h S \dot{\theta}_{12}$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_h = \dot{\alpha}_h + K_3 (\dot{\theta}_{12} - \dot{\theta}_M)$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_h = \dot{g}_{10}$$

管壁について

$$\text{エネルギー式} \quad \dot{q}_h - \dot{q}_l = K_3 T_M S \dot{\theta}_M$$

(4-40)

ここで

$$g_1 = \frac{\Delta G_1}{G_{10}}, \quad g_{10} = \frac{\Delta G_{10}}{G_{100}}, \quad q_l = \frac{\Delta Q_l}{Q_{l0}}, \quad q_h = \frac{\Delta Q_h}{Q_{h0}}$$

$$\theta_1 = \frac{\Delta \theta_1}{\theta_{100} - \theta_{120}}, \quad \theta_8 = \frac{\Delta \theta_8}{\theta_{100} - \theta_{120}}, \quad \theta_{10} = \frac{\Delta \theta_{10}}{\theta_{100} - \theta_{120}}, \quad \theta_{12} = \frac{\Delta \theta_{12}}{\theta_{100} - \theta_{120}}$$

$$\theta_M = \frac{\Delta \theta_M}{\theta_{100} - \theta_{120}}, \quad \alpha_l = \frac{\Delta \alpha_l}{\alpha_{l0}}, \quad \alpha_h = \frac{\Delta \alpha_h}{\alpha_{h0}}$$

$$T_l = \frac{F_l L r_3}{G_{30}}, \quad T_h = \frac{F_h L r_{12}}{G_{120}}, \quad T_M = \frac{C_M}{\alpha_{h0} A_h L}$$

$$K_1 = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{80} - \theta_{10}}, \quad K_2 = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{M0} - \theta_{30}}, \quad K_3 = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{120} - \theta_{M0}}$$

(伝達関数)

$$\dot{\theta}_8 = \frac{K_3 \dot{\theta}_{10} + (T_h S + K_3 + 1)(-\dot{g}_1 + \dot{g}_{10}) + \{(T_M S + K_3/K_2 + 1)(T_h S + K_2 + 1) - K_3^2/K_2\} K_1 \dot{\theta}_1}{K_1 \{T_l T_M T_h S^3 + [T_l T_M (K_3 + 1) + T_M T_h (K_2/K_1 + 1) + T_h T_l (K_3/K_2 + 1)] S^2$$

$$+ [(K_3 + K_3/K_2 + 1) T_l + (K_2/K_1 + 1)(K_3 + 1) T_M + (K_3/K_1 + K_3/K_2 + 1) T_h] S + K_3/K_1 + K_3 + K_3/K_2 + 1\}$$

(4-41a)

$$\dot{\theta}_{12} = \frac{\dot{\theta}_{10}}{T_h S + K_3 + 1} + \frac{K_3(K_1 T_l S + K_2 + K_1)}{K_2(T_h S + K_3 + 1)} \dot{\theta}_3 - \frac{K_3 K_1}{K_2(T_h S + K_3 + 1)} \dot{\theta}_1 \quad (4-41b)$$

4.5.2.2 二分割モデル(B)による解

(無次元式)

区間 I

受熱側流体について

$$\text{エネルギー式} \quad K_a \dot{\theta}_{11} - K_a(1 + T_{lI} S) \dot{\theta}_2 - \dot{q}_{11} + \dot{q}_{lI} = 0$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_{lI} = \dot{\alpha}_{lI} + K_e(\dot{\theta}_{mI} - \dot{\theta}_2)$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_{lI} = \dot{g}_1$$

給熱側流体について

$$\text{エネルギー式} \quad K_d \dot{\theta}_{11} - K_d(1 + T_{hI} S) \dot{\theta}_{12} + \dot{g}_{11} - \dot{q}_{hI} = 0$$

$$\text{管からの伝達} \quad \dot{q}_{hI} = \dot{\alpha}_{hI} + K_h(\dot{\theta}_{12} - \dot{\theta}_{mI})$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_{hI} = \dot{g}_{11}$$

管壁について

$$\text{エネルギー式} \quad \dot{q}_{hI} - \dot{q}_{lI} = T_{mI} K_h S \dot{\theta}_{mI}$$

(4-42)

区間 II

受熱側流体について

$$\begin{aligned} \text{エネルギー式} \quad & K_b \dot{\theta}_2 - K_b(1 + \frac{T_{lII} S}{K_l}) \dot{\theta}_3 + K_0 \dot{g}_2 - K_P \dot{g}_3 \\ & + \dot{q}_{lII} - T_{lII} \frac{K_P}{K_l} S \dot{r}_3 - (K_u - T_{lII} \frac{K_v}{K_l} S - \frac{K_w}{K_l} S) \dot{p} = 0 \end{aligned}$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_{lII} = K_f(\dot{\theta}_{mII} - \dot{\theta}_3) + \dot{\alpha}_{lII}$$

$$\text{連続の式} \quad \dot{g}_2 - \dot{g}_3 - \frac{T_{lII} S}{K_l} \dot{r}_3 = 0$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_{lII} = \dot{g}_2$$

$$\text{その他} \quad \dot{v}_3 = K_4 \dot{\theta}_3 + K_5 \dot{p}$$

(4-43)

給熱側流体について

$$\text{エネルギー式} \quad K_C \dot{\theta}_{10} - K_C(1 + \frac{T_{hI} S}{T_l}) \dot{\theta}_{11} + \dot{g}_{10} - \dot{q}_{hII} = 0$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_{hII} = \dot{\alpha}_{hII} + K_g(\dot{\theta}_{11} - \dot{\theta}_{mII})$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_{hII} = \dot{g}_{10}$$

管壁について

$$\text{エネルギー式} \quad \dot{q}_{h\parallel} - \dot{q}_{l\parallel} = T_{M\parallel} K_g S \dot{\theta}_{M\parallel}$$

(伝達関数)

$$\dot{\theta}_2 = \frac{(A_4 S^2 + A_5 S + A_6) \dot{\theta}_1 + K_h \dot{\theta}_{11} + (C_1 S + C_2)(-\dot{g}_1 + \dot{g}_{10})}{A_1 S^2 + A_2 S + A_3} \quad (4-44a)$$

$$\dot{\theta}_3 = \frac{K_6 \dot{\theta}_2 - R_3 \dot{\theta}_{10} + (R_4 S + R_5) \dot{\theta}_{11} + (R_6 S - K_u) \dot{p}}{R_1 S + R_2} \quad (4-44b)$$

$$\dot{\theta}_{11} = \frac{-U_4 \dot{\theta}_2 + (U_5 S^2 + U_6 S + U_7) \dot{\theta}_{10} + (R_1 S + R_2)(-\dot{g}_1 + \dot{g}_{10}) + (U_8 S - U_9) \dot{p}}{R_1 R_7 S^3 + U_1 S^2 + U_2 S + U_3} \quad (4-44c)$$

$$\dot{\theta}_{12} = \frac{-C_3 \dot{\theta}_1 + (C_4 S + C_5) \dot{\theta}_2 + \dot{\theta}_{11}}{C_1 S + C_2} \quad (4-44d)$$

$$\dot{g}_3 = \frac{T_{l\parallel}}{K_l} K_4 S \dot{\theta}_3 + \dot{g}_1 + \frac{T_{l\parallel}}{K_l} K_5 S \dot{p} \quad (4-44e)$$

4.5.2.3 移相境界点の移動を考慮した集中定数形 (Cモデル) とした解

(無次元式)

区間 I

受熱側流体について

$$\begin{aligned} \text{エネルギー式} \quad & K_a \dot{\theta}_1 - K_a (1 + T_{lI} S) \dot{\theta}_2 + K_m \dot{g}_1 - K_n \dot{g}_2 \\ & + \dot{q}_{lI} + \dot{l} - T_{lI} K_n S \dot{l} = 0 \end{aligned}$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_{lI} = \dot{\alpha}_{lI} + K_e (\dot{\theta}_{MI} - \dot{\theta}_2)$$

$$\text{連続の式} \quad \dot{g}_1 - \dot{g}_2 = T_{lI} S \dot{l}$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_{lI} = \dot{g}_1$$

$$\text{その他} \quad \dot{\theta}_2 = K_6 \dot{p}$$

給熱側流体について

$$\begin{aligned} \text{エネルギー式} \quad & K_d \dot{\theta}_{11} - K_d (1 + T_{hI} S) \dot{\theta}_{12} + K_s \dot{g}_{11} - K_t \dot{g}_{12} \\ & - \dot{q}_{hI} - \dot{l} - T_{hI} K_t S \dot{l} = 0 \end{aligned}$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_{hI} = \dot{\alpha}_{hI} + K_h (\dot{\theta}_{12} - \dot{\theta}_{MI})$$

$$\text{連続の式} \quad \dot{g}_{11} - \dot{g}_{12} = T_{hI} S \dot{l}$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_{hI} = \dot{g}_{11}$$

管壁について

$$\text{エネルギー式} \quad \dot{q}_{hI} - \dot{q}_{lI} = T_{MI} K_h S \dot{\theta}_{MI} + T_{MI} K_k K_i S \dot{l}$$

区間 II

受熱側流体について

$$\text{エネルギー式} \quad K_b \dot{\theta}_2 - K_b \left(1 + \frac{T_{LII}}{K_l} S \right) \dot{\theta}_3 + K_0 \dot{g}_2 - K_P \dot{g}_3 + \dot{q}_{lII} - T_{LII} \frac{K_P}{K_l} \dot{l}$$

$$- (K_u - T_{LII} \frac{K_v}{K_l} S - \frac{K_w}{K_l} S) \dot{p} - K_l \dot{l} + (T_{LII} K_P - K_w) = 0$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_{lII} = \dot{\alpha}_{lII} + K_f (\dot{\theta}_{MII} - \dot{\theta}_3)$$

$$\text{連続の式} \quad \dot{g}_2 - \dot{g}_3 - \frac{T_{LII}}{K_l} S \dot{r}_3 + T_{LII} S \dot{l} = 0$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_{lII} = \dot{g}_2$$

$$\text{その他} \quad \dot{v}_3 = K_4 \dot{\theta}_3 + K_5 \dot{p}$$

給熱側流体について

$$\text{エネルギー式} \quad K_c \dot{\theta}_{10} - K_c \left(1 + \frac{T_{hI}}{K_l} S \right) \dot{\theta}_{11} + K_q \dot{g}_{10} - K_r \dot{g}_{11}$$

$$- \dot{q}_{hII} + K_l \dot{l} - T_{hI} K_r S \dot{l} = 0$$

$$\text{管からの伝熱} \quad \dot{q}_{hII} = \dot{\alpha}_{hII} + K_g (\dot{\theta}_{11} - \dot{\theta}_{MII})$$

$$\text{連続の式} \quad \dot{g}_{10} - \dot{g}_{11} = -T_{hI} S \dot{l}$$

$$\text{熱伝達率} \quad \dot{\alpha}_{hII} = \dot{g}_{10}$$

管壁について

$$\text{エネルギー式} \quad \dot{q}_{hII} - \dot{q}_{lII} = T_{MII} K_g S \dot{\theta}_{MII} + T_{MII} T_j T_k S \dot{l}$$

(伝達関数)

$$\dot{\theta}_2 = K_6 \dot{p} \quad (4-47a)$$

$$\dot{\theta}_3 = \frac{-R_3 \dot{\theta}_{10} + (R_4 S + R_5) \dot{\theta}_{11} + (R_6 S - R_8) \dot{p} - (R_9 S + R_{10}) \dot{l}}{R_1 S + R_2} \quad (4-47b)$$

$$\dot{\theta}_{11} = \frac{(U_5 S^2 + U_6 S + U_7) \dot{\theta}_{10} + (R_1 S + R_2)(-\dot{g}_1 + \dot{g}_{10}) + (U_8 S - U_{10}) \dot{p} + (U_{11} S^2 + U_{12} S + U_{13}) \dot{l}}{R_1 R_7 S^3 + U_1 S^2 + U_2 S + U_3}$$

(4-47c)

$$\dot{\theta}_{12} = \frac{-C_3 \dot{\theta}_1 + \dot{\theta}_{11} + (C_6 S + C_7) \dot{p} + (C_8 S - C_9) \dot{l}}{C_1 S + C_2} \quad (4-47d)$$

$$\dot{l} = \frac{-(A_4 S^2 + A_5 S + A_6) \dot{\theta}_1 - K_h \dot{\theta}_{11} + (C_1 S + C_2)(\dot{g}_1 - \dot{g}_{10}) + (A_{10} S^3 + A_{11} S^2 + A_{12} S + A_{13}) \dot{p}}{A_7 S^2 + A_8 S + A_9}$$

(4-47e)

$$\dot{g}_3 = \frac{T_{LII}}{K_L} K_4 S \dot{\theta}_3 + \dot{g}_1 + \frac{T_{LII}}{K_L} K_5 S \dot{p} - (T_{LI} - T_{LII}) S \dot{l}$$

(4-47f)

そこで

$$g_2 = \frac{\Delta G_2}{G_{20}}, \quad g_3 = \frac{\Delta G_3}{G_{30}}, \quad g_{11} = \frac{\Delta G_{11}}{G_{110}}, \quad g_{12} = \frac{\Delta G_{12}}{G_{120}}$$

$$\theta_2 = \frac{\Delta \theta_2}{\theta_{100} - \theta_{120}}, \quad \theta_{11} = \frac{\Delta \theta_{11}}{\theta_{100} - \theta_{120}}, \quad \theta_{MI} = \frac{\Delta \theta_{MI}}{\theta_{100} - \theta_{120}}, \quad \theta_{MII} = \frac{\Delta \theta_{MII}}{\theta_{100} - \theta_{120}}$$

$$\alpha_{LI} = \frac{\Delta \alpha_{LI}}{\alpha_{LI0}}, \quad \alpha_{LII} = \frac{\Delta \alpha_{LII}}{\alpha_{LII0}}, \quad \alpha_{hI} = \frac{\Delta \alpha_{hI}}{\alpha_{hI0}}, \quad \alpha_{hII} = \frac{\Delta \alpha_{hII}}{\alpha_{hII0}}$$

$$q_{LI} = \frac{\Delta Q_{LI}}{Q_{LI0}}, \quad q_{LII} = \frac{\Delta Q_{LII}}{Q_{LII0}}, \quad q_{hI} = \frac{\Delta Q_{hI}}{Q_{hI0}}, \quad q_{hII} = \frac{\Delta Q_{hII}}{Q_{hII0}}$$

$$l = \frac{\Delta l}{l_0}, \quad p = \frac{\Delta P}{P_0}, \quad r_3 = \frac{\Delta r_3}{r_{30}}, \quad v_3 = \frac{\Delta v_3}{v_{30}}$$

$$K_a = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{20} - \theta_{10}}, \quad K_b = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{30} - \theta_{20}}, \quad K_c = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{100} - \theta_{110}}, \quad K_d = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{110} - \theta_{120}}$$

$$K_e = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{MI0} - \theta_{20}}, \quad K_f = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{MII0} - \theta_{30}}, \quad K_g = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{110} - \theta_{MII0}}, \quad K_h = \frac{\theta_{100} - \theta_{120}}{\theta_{120} - \theta_{MI0}}$$

$$K_i = \frac{\theta_{MI0} - \theta_{MII0}}{\theta_{120} - \theta_{MI0}}, \quad K_j = \frac{\theta_{MI0} - \theta_{MII0}}{\theta_{110} - \theta_{MI0}}, \quad K_k = \frac{l_0}{L}, \quad K_L = \frac{l_0}{L - l_0}$$

$$K_m = \frac{\theta_{10}}{\theta_{20} - \theta_{10}}, \quad K_n = \frac{\theta_{20}}{\theta_{20} - \theta_{10}}, \quad K_o = \frac{I_{20}}{I_{30} - I_{20}}, \quad K_p = \frac{I_{30}}{I_{30} - I_{20}}$$

$$K_q = \frac{\theta_{100}}{\theta_{100} - \theta_{110}}, \quad K_r = \frac{\theta_{110}}{\theta_{100} - \theta_{110}}, \quad K_s = \frac{\theta_{110}}{\theta_{110} - \theta_{120}}, \quad K_t = \frac{\theta_{120}}{\theta_{110} - \theta_{120}}$$

$$K_u = \frac{F_4 P_0}{F_2 + F_4 P_0}, \quad K_v = \frac{(F_3 - F_4 \theta_{30}) P}{I_{30} - I_{20}}, \quad K_w = \frac{F_L A P_0 l_0}{G_{20} (I_{30} - I_{20})}$$

$$K_4 = \frac{(D_2 P_0 + E_2)(F_2 + F_4 P_0)(\theta_{100} - \theta_{120})}{v_{cr} + (D_2 P_0 + E_2)(I_{30} - I_{cr})}$$

$$K_5 = \frac{\{(D_2 P_0 + E_2)(F_4 \theta_{30} - F_3) + D_2(I_{30} - I_{cr})\} P_0}{v_{cr} + (D_2 P_0 + E_2)(I_{30} - I_{cr})}, \quad K_6 = \frac{\theta_{20}}{\theta_{100} - \theta_{120}}$$

$$T_{MI} = \frac{C_M}{\alpha_{hI0} A_h}, \quad T_{MII} = \frac{C_M}{\alpha_{hII0} A_h}, \quad T_{LI} = \frac{F_L l_0 r_2}{G_{20}}, \quad T_{LII} = \frac{F_L l_0 r_{30}}{G_{30}}$$

$$T_{hI} = \frac{F_h l_0 r_{11}}{G_{110}}$$

$$A_1 = B_9 C_1 + B_{10} C_2, \quad A_2 = B_8 C_1 + B_9 C_2 - K_h C_8$$

$$A_3 = B_8 C_2 - K_h C_9, \quad A_4 = B_2 C_1, \quad A_5 = B_1 C_1 + B_2 C_2$$

$$A_6 = B_1 C_2 - K_h C_8, \quad A_7 = B_7 C_1, \quad A_8 = B_6 C_1 + B_7 C_2 + K_h C_8$$

$$A_9 = B_6 C_2 - K_h C_9, \quad A_{10} = B_5 C_1, \quad A_{11} = B_4 C_1 + B_5 C_2$$

$$A_{12} = B_3 C_1 + B_4 C_2 - K_h C_6, \quad A_{13} = B_3 C_2 - K_h C_7$$

$$B_1 = \frac{K_a}{K_e} (K_e + K_h), \quad B_2 = \frac{K_a}{K_e} T_{MI} K_h, \quad B_3 = \frac{K_e + K_h}{K_e} K_a K_6 + K_h K_6$$

$$B_4 = \frac{K_e + K_h}{K_e} K_a T_{LI} K_6 + \frac{K_h T_{MI}}{K_e} K_6 (K_a + K_e)$$

$$B_5 = \frac{K_a K_h T_{MI} T_{LI} K_6}{K_e}, \quad B_6 = \frac{K_e + K_h}{K_e}, \quad B_7 = \frac{K_h T_{MI}}{K_e} - T_{MI} K_i K_h$$

$$B_8 = \frac{K_e + K_h}{K_e} K_a + K_h, \quad B_9 = \frac{K_e + K_h}{K_e} K_a T_{LI} + \frac{K_h T_{MI}}{K_e} (K_a + K_e)$$

$$B_{10} = \frac{K_h T_{MI}}{K_e} K_a T_{LI}$$

$$C_1 = T_{hI}, \quad C_2 = 1 + \frac{K_h}{K_d}, \quad C_3 = \frac{K_a K_h}{K_d K_e}, \quad C_4 = \frac{K_a K_h T_{LI}}{K_d K_e}$$

$$C_5 = \frac{K_h}{K_d K_e} (K_a + K_e), \quad C_6 = \frac{K_a K_h T_{LI} K_6}{K_d K_e}, \quad C_7 = \frac{K_h K_6}{K_d K_e} (K_a + K_e)$$

$$C_8 = \frac{T_{hI}}{K_d}, \quad C_9 = \frac{1}{K_d} \left(1 + \frac{K_h}{K_e} \right)$$

$$R_1 = \frac{T_{LII}}{K_L} K_b, \quad R_2 = K_b + K_f, \quad R_3 = \frac{K_c K_f}{K_g}, \quad R_4 = \frac{K_c K_f T_{hI}}{K_g K_L}$$

$$R_5 = \frac{K_f}{K_g} (K_c + K_g), \quad R_6 = \frac{K_v}{K_l} T_{lI} + \frac{K_w}{K_l}, \quad R_7 = \frac{K_c T_{MII} T_{hI}}{K_l}$$

$$R_8 = K_u - K_b K_6, \quad R_9 = T_{lI} K_0 + T_{lI} K_p + T_{lI} + K_w$$

$$R_{10} = K_l \left(1 + \frac{K_f}{K_g} \right), \quad R_{11} = K_l T_{MII} - T_{MII} K_j K_k + T_{lI}$$

$$R_{12} = K_c T_{MII}, \quad R_{13} = K_c \left(1 + \frac{K_f}{K_g} \right), \quad R_{14} = T_{MII} (K_c + K_g) + \left(1 + \frac{K_f}{K_g} \right) \frac{K_c}{K_l} T_{hI}$$

$$R_{15} = \left(1 + \frac{K_f}{K_g} \right) K_c + K_f$$

$$U_1 = R_1 R_{14} + R_2 R_7, \quad U_2 = R_1 R_{15} + R_2 R_{14} - K_f R_4$$

$$U_3 = R_2 R_{15} - K_f R_5, \quad U_4 = -K_b K_f, \quad U_5 = R_1 R_{12}$$

$$U_6 = R_1 R_{13} + R_2 R_{12}, \quad U_7 = R_2 R_{13} - K_f R_3, \quad U_8 = K_f R_6$$

$$U_9 = K_f K_u, \quad U_{10} = K_f R_8, \quad U_{11} = R_1 R_{11}, \quad U_{12} = R_1 R_{10} + R_2 R_{11} - K_f R_9$$

$$U_{13} = R_2 R_{10} - K_f R_{10}$$

4.5.3 差分法による解法

以上の集中定数系とした解の他に受熱側流体について圧縮性を考慮した差分法による非線形プログラムを作成する(付録5参照)。

まず, その基礎式は次のようである。

受熱側

$$\text{エネルギー式: } Q_i = G_1 \cdot \frac{\partial I_1}{\partial L} + \frac{F_1}{V_1} \cdot \frac{\partial U_1}{\partial t} \quad (4-48a)$$

$$\text{連続の式: } \frac{\partial G_1}{\partial L} = \frac{F_1}{V_1} \cdot \frac{\partial V_1}{\partial t} \quad (4-48b)$$

$$\text{伝熱の式: } Q_i = \alpha_i \cdot A_i (\theta_M - \theta_1) \quad (4-48c)$$

給熱側

$$\text{エネルギー式: } Q_h = G_h \cdot \frac{\partial I_h}{\partial L} + \frac{F_h}{V_h} \cdot \frac{\partial I_h}{\partial t} \quad (4-48d)$$

$$\text{伝熱の式: } Q_h = \alpha_h \cdot A_h \cdot (\theta_h - \theta_M) \quad (4-48e)$$

管壁

$$\text{熱バランス } Q_h - Q_i = C_M \cdot \frac{\partial \theta_M}{\partial t} \quad (4-48f)$$

また、各流体の熱伝達率は次式による。

$$\left. \begin{array}{l} \text{受熱側 } Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.8} \\ \text{給熱側 } Nu = 0.023 \cdot Re^{0.4} \cdot Pr^{0.8} \end{array} \right\} \quad (4-49)$$

その解き方は向流型再生器において受熱側と給熱側で同じ差分のとり方をすれば、受熱側から計算を進めて行き、給熱側入口温度に収束する様に繰り返し計算を行わねばならず、膨大な計算時間を必要とするので、受熱側では加熱器と同じく距離 L について前進差分近似、時間 t について後退差分を用いるが、給熱側では距離 L について後退差分、時間 t について前進差分近似とする。また、きざみ $\Delta L / \Delta t$ は受熱、給熱側のうち速度の最も遅い給熱側入口の流速に合わせた。その計算手順を

図4.14に示す格子点モデルにより説明する。

〔計算手順〕

- (1) 給熱側の格子点 $t = 0$ における①、②の流量 G_h 、エンタルピ I_h 、比体積 V_h 、管壁への伝熱量 Q_h は、初期条件および境界条件より既知である。

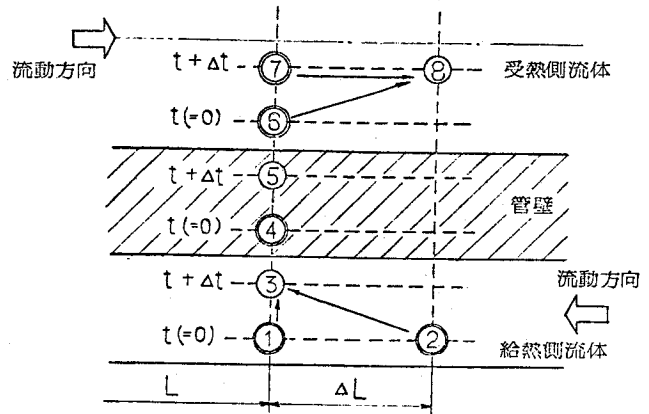


図 4.14 差分法のきざみ

- (2) エネルギー式の差分近似式 (4

-50a)より③のエンタルピ $I_h(L, t + \Delta t)$ が求められ、物性値データから与えられた圧力のもとに温度を算出する。

$$Q_h(L, t) = G_h(L, t) \cdot \frac{I_h(L + \Delta L, t) - I_h(L, t)}{\Delta L} + \frac{F_h}{V_h(L, t)} \times \frac{I_h(L, t + \Delta t) - I_h(L, t)}{\Delta t} \quad (4-50a)$$

- (3) 格子点④における Q_h と Q_l は既知であり、管壁の熱バランスの式の(3)の差分近似式 (4-50b)より、④の管壁温度 $\theta_M(L, t + \Delta t)$ を算出する。

$$Q_h(L, t) = Q_l(L, t) + C_M \frac{\theta_M(L, t + \Delta t) - \theta_M(L, t)}{\Delta t} \quad (4-50b)$$

- (4) ⑥および⑦の受熱側流体温度 θ_l は初期条件および境界条件より既知であり、③および⑤の各温度は上記(1)~(3)より算出されているので③→⑤、⑤→⑦の Q_h 、 Q_l が算出し

得る。

- (5) 同様に受熱側流体の格子点⑧の流量 $G_1(L+\Delta t, t+\Delta t)$ は⑥, ⑦の流量, 比体積が境界条件より既知であるので連続の式の差分近似式(4-50c)より算出する。

$$\frac{G_1(L+\Delta t, t+\Delta t) - G_1(L, t+\Delta t)}{\Delta t} = F r^2(L, t+\Delta t) \frac{\frac{1}{r(L, t+\Delta t)} - \frac{1}{r(L, \Delta t)}}{\Delta t} \quad (4-50c)$$

- (6) 受熱側流体のエネルギー式の差分近似(4-50d)より⑧のエンタルピ $I_h(L+\Delta t, t+\Delta t)$ が求められ, 物性値データより温度を求める。

$$Q_L(L, t+\Delta t) = G_L(L, t+\Delta t) \cdot \frac{I_L(L+\Delta L, t+\Delta t) - I_L(L, t+\Delta t)}{\Delta L} + \frac{F_1 r(L, t+\Delta t)}{\Delta t} \times (I_L(L, t+\Delta t) - I_L(L, t)) \quad (4-50d)$$

- (7) 以上(1)~(6)の計算を受熱側入口より始め, 受熱側出口(給熱側入口)へ達すればその時刻における計算は終る。

- (8) 次の時間の計算を行うために上記(2)~(7)を繰り返す。

4.5.4 各モデルの過渡応答比較

表 4.4 再生器動特性の計算条件

	受熱側	給熱側
入口流量 kg/h	280.3	280.3
系内圧力 ata	89.5	60.1
入口温度 °C	21.6	302.7
出口温度 °C	53.8	111.3

以上の各モデル④, ⑤, ⑥, ⑦より計算した過渡応答の計算結果例を示す。計算は1つのステップ入力を与えた場合について行い, 各入力値は給熱側入口温度 θ_{10} , 給熱側入口流量 G_{10} , 受熱側入口流量 G_1 の3種類とし, 各突変の初期定常値を表 4.4 に示す。また,

⑦モデルに対する計算突変量は給熱側入口温度突変に対して, $302.7 \rightarrow 312.7^\circ\text{C}$, 給熱側入口流量突変に対して $280.3 \text{ kg/h} \rightarrow 316.3 \text{ kg/h}$, 受熱側入口流量突変に対して $280.3 \rightarrow 316.3 \text{ kg/h}$ である。但し, 各応答は無次元化した給熱側出口温度 θ_{12} , 受熱側出口温度 θ_8 , 受熱側出口流量 g_8 を無次元化した入力値で除し, さらに各温度応答の場合は最終値と初期値との差で除した形, すなわち最終値を1とした形で示す。

4.5.4.1 給熱側入口温度 θ_{10} 突変に対する応答

給熱側入口温度突変に対する θ_{12} , θ_8 , g_8 の応答を図 4.15 に示す。給熱側出口温度 θ_{12} は一次および二次遅れ状に上昇し, いずれも定性的に一致する。⑦の差分解では他の

応答と異なり、むだ時間を伴った応答を示し、流動時間後に急上昇し、整定までの時間は、他のモデルと同じになる。一方、受熱側出口温度 θ_3 では①の差分解は最初逆応答を示す。これは給熱側からの伝熱量が急増するため、受熱側の出口流量が一時的に急増し、温度低下をもたらしたためと考えられる。そして逆応答を示した後の整定までの応答は他の④、⑤、⑥のモデルとほぼ一致する。

受熱側出口流量 g_3 は、いずれも流体温度上昇による比体積変化により、突変後一時的な増加を示す。各モデルとも定性的に一致しており、定量的には①の差分解がもっとも大きいピーク値を示し、その値は 0.18 で、気液相の境界移動を考えた⑥では 0.06、⑤では比体積変化を考慮しているのは受熱側気相だけであり、境界移動は考えていないので、ピーク値は小さく約 0.01 である。つまり①の差分解のピーク値がもっとも大きい。

4.5.4.2 給熱側入口流量 G_{10} 突変に対する応答

給熱側入口流量を突変したときの応答を図 4.16 に示す。給熱側出口温度 θ_{12} は各応答とも一次遅れおよび二次遅れ状に増加し、定性的には一致している。また定量的には⑤の応答が遅く、④、①モデルとが一致している。そして受熱側出口温度 θ_3 は①を除くと定性的に一致するが、①は前項の給熱側入口温度突変の場合と同様、給熱量が増加し、一時的に流量が増加するため、最初逆応答を示し、その後急上昇し、他の応答と整定時間は同程度とな

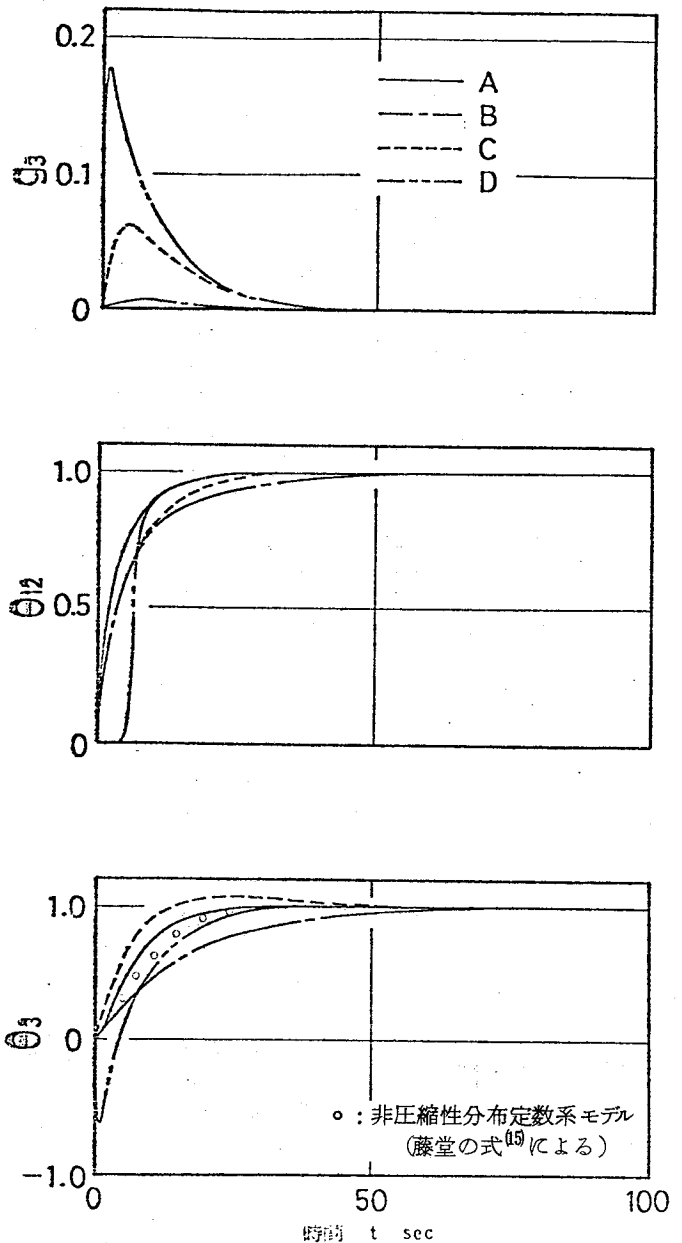


図 4.15 給熱側入口温度突変に対する応答

っている。出口流量応答 g_3 は前項 4.5.4.1 の時と同様の応答を示し、㊶のピーク値がもっとも大きい。

4.5.4.3 受熱側入口流量突変に対する応答

受熱側入口流量を突変したときの応答を図 4.17 に示す。 θ_3 、 θ_{12} の温度応答についてはいずれの応答も前項 4.5.4.2 の給熱側入口流量を突変としたときの応答と正負を逆にすれば、ほぼ一致した応答を示す。そして出口流量応答 g_3 は㊶、㊷の応答では 0 秒でステップ状に 1 まで増加し、その後、流体温度変化による比体積変化のために少し減少するが、再び増加して整定値 1 となる。この減少割合は前項の給熱側入口流量突変の g_3 応答での増加割合と

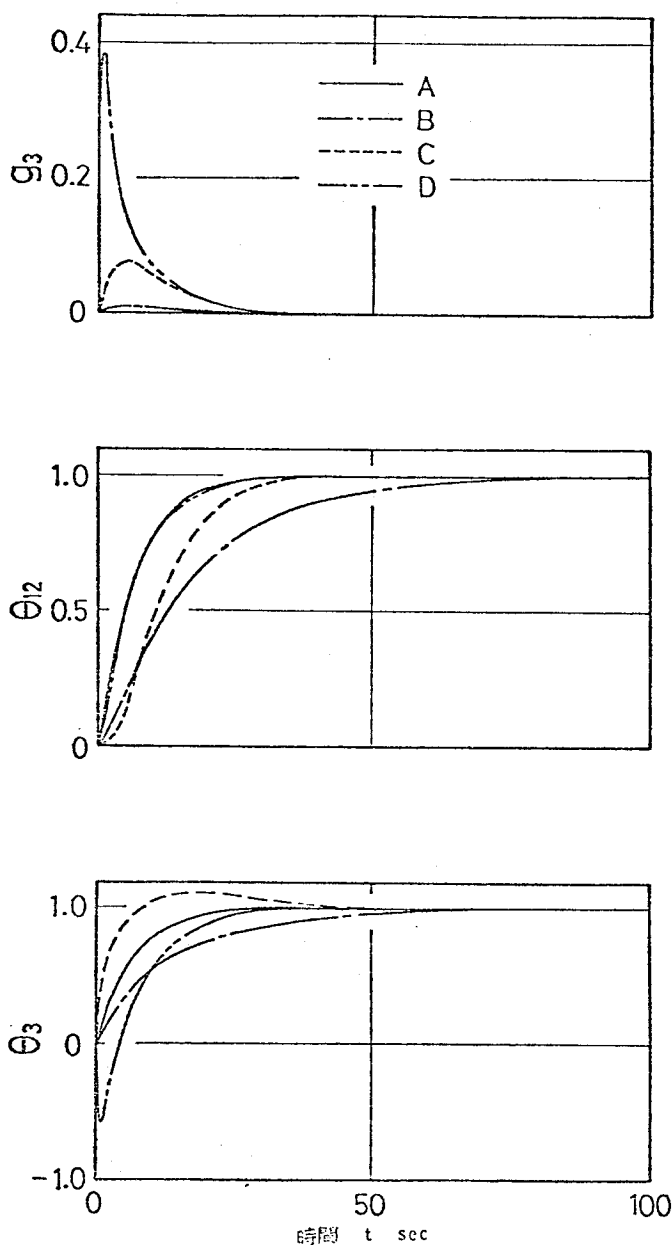


図 4.16 給熱側入口流量突変に対する応答

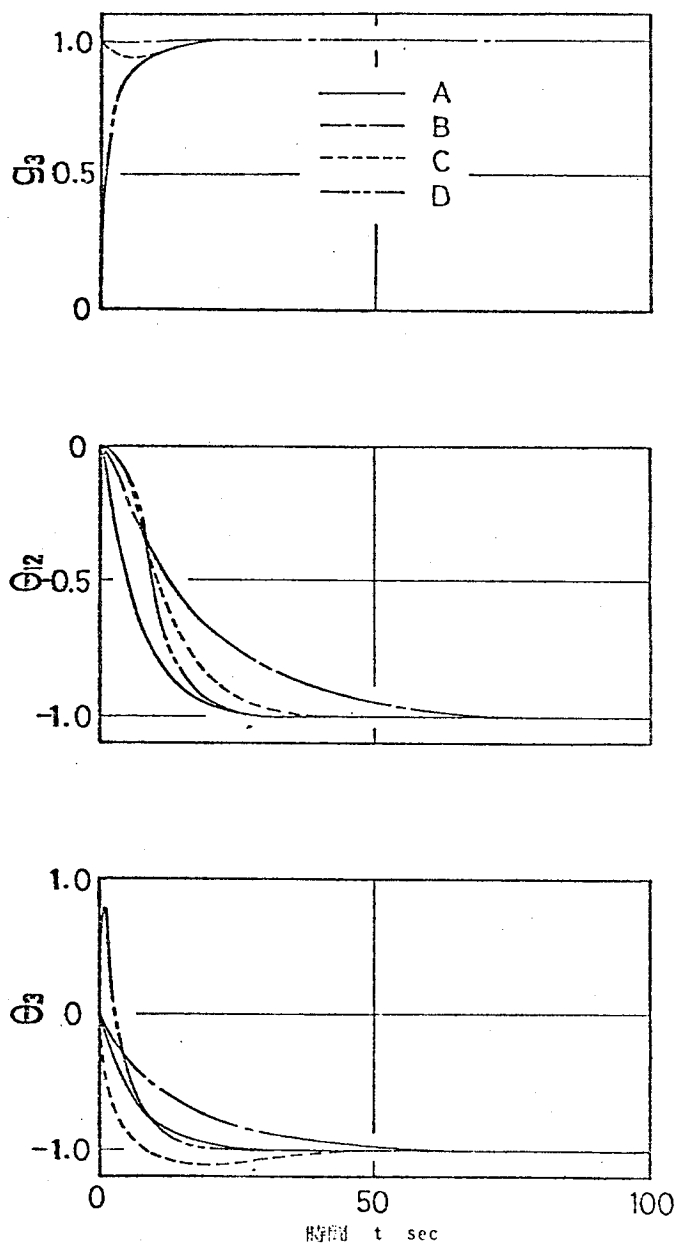


図 4.17 受熱側入口流量突変に対する応答

ほぼ一致している。また⑩の応答では約5秒の時定数をもった一次遅れを示す。

4.5.5 ブロック線図

本シミュレーションとしては再生器出口近傍で移相域に入り、かつ前節4.4.5より $\alpha \div 1 \sim 2 < 10$ であるので、集中定数系非圧縮性モデル④を採用し^{*}、そのブロック線図を図4.18に示す。但し、将来のタービン入口温度の高温化に伴って再生器内で移相変化を生じる場合のシミュレーションには他の③、⑨モデルの適用が考えられるが、上記のように伝達関数を求めているので、同様に作成は可能である。

4.6 その他の動特性解析

4.6.1 ポンプ

ポンプ特性は静特性実験結果から流量 G_1 (kg/sec)，回転数 N_p (rps)，吐出圧力 P_1 (ata)の間に次の関係が成立する(前章式(3-3))。

$$G_1 = (-0.45 P_1 + 165) \cdot N_p \quad (4-51)$$

そこで上式を定常値からの微小変動を考えて、線形無次元化することにより、

$$g_1 = n_p - \frac{0.45 \cdot P_{10}}{165 - 0.45 \cdot P_{10}} \cdot p_1 \quad (4-52)$$

このブロック線図を前節4.5で示した再生器と併せ図4.18に示す。

4.6.2 タービンおよびブロワ

タービンおよびブロワの動特性に関する入力としてはタービン入口流量 G_8 ，温度 θ_8 ，タービン出口圧力 P_9 およびブロワ絞り弁開度 δ であり、出力はタービン入口圧力 P_8 ，出口温度 θ_9 ，さらに消費動力 L ，タービン出力 W_T （あるいは回転数 n ）である。

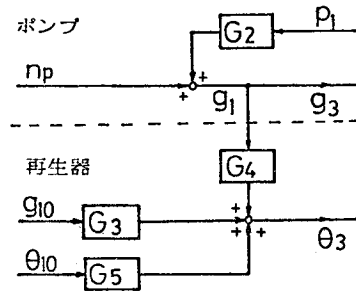
まず、その解析にあたり、前章節3.4.2で示したようにタービンのフローティングシールと気体導入軸との間隙からの漏れ量 G_L が存在するので、この動特性に及ぼす影響を明らかにしておく。タービンノズルを通過する流量を G_T ，間隙から直接排気管へ流れる漏れ量を G_L とすると、タービン入口流量 G_8 は、

$$G_8 = G_T + G_L \quad (4-53)$$

そして G_T ， G_L の出入口の圧力，温度条件は同一であるから、

$$G_L / G_T = \phi_L \cdot F_L / \phi_T \cdot F_T \quad (4-54)$$

* すなわち、再生器出口で移相域に入るため、再生器には非圧縮性モデル④を採用し、加熱器では圧縮性モデルを採用する。



$$G_2 = \frac{aP_{10}}{aP_{10} - b}$$

$$G_3 = \frac{R_6(s+R_7)}{R_1s^3 + R_2s^2 + R_3s + R_4}$$

$$G_4 = \frac{-R_6(s+R_7)}{R_1s^3 + R_2s^2 + R_3s + R_4}$$

$$G_5 = \frac{R_5}{R_1s^3 + R_2s^2 + R_3s + R_4}$$

$$R_1 = A_1 A_2 A_3 T_{1h} T_{1l} T_m$$

$$R_2 = A_1 A_2 (A_3 + A_4) T_{1l} T_m + A_1 A_3 (A_2 + A_4) T_{1l} T_{1h} + A_2 A_3 (A_1 + A_2) T_{1h} T_m$$

$$R_3 = A_2 T_m (A_1 A_3 + A_1 A_4 + A_2 A_4 + A_2 A_3) + A_3 T_{1h} (A_1 A_2 + A_1 A_4 + A_2 A_4) + A_1 T_{1l} (A_2 A_3 + A_2 A_4 + A_3 A_4)$$

$$R_4 = A_1 A_2 A_3 + A_1 A_3 A_4 + A_1 A_2 A_4 + A_2 A_3 A_4$$

$$R_5 = A_2 A_3 A_4$$

$$R_6 = A_2 A_3 T_{1h}$$

$$R_7 = \frac{A_3 + A_4}{A_2}$$

$$A_1 = \frac{\theta_5 - \theta_4}{\theta_3 - \theta_1}, \quad A_2 = \frac{\theta_5 - \theta_4}{\theta_{m3} - \theta_3}, \quad A_3 = \frac{\theta_5 - \theta_4}{\theta_{10} - \theta_{12}}, \quad A_4 = \frac{\theta_5 - \theta_4}{\theta_{12} - \theta_{m3}}$$

$$T_{1l} = \frac{F_l L R}{G_l V_3}, \quad T_{1h} = \frac{F_h L R}{G_{10} V_{12}}, \quad T_m = \frac{C_m}{H}$$

図4.18 再生器およびポンプのブロック線図

ここで、 ϕ_T 、 ϕ_L はタービンノズルおよびフローティングシールと気体導入軸との間隙における流量係数、 F_T 、 F_L は各通過断面積。上記両式より、

$$G_8 = (1 + \phi_L \cdot F_L / \phi_T \cdot F_T) \cdot G_T \quad (4-55)$$

ここで、流量係数 $\phi_{L, T}$ が流量 $G_{L, T}$ の変化に対して一定と考えると、上式(4-53)、(4-54)、(4-55)と、 $G_8 = G_{80} + \Delta G_8$ 、 $G_T = G_{T0} + \Delta G_T$ より

$$\frac{\Delta G_8}{G_{80}} = \frac{\Delta G_T}{G_{T0}} \left(= \frac{\Delta G_L}{G_{L0}} \right) \text{ すなわち } g_8 = g_T + g_L \quad (4-56)$$

よってタービンにおいて漏洩が存在し、 $G_8 \neq G_T$ であっても、そのタービンノズル通過流量 G_T の無次元変化量 g_T はタービン入口流量 G_8 の無次元変化量 g_8 と等しくなる。

一方、タービンノズル通過流量 G_T は、タービン入口圧力 P_8 、入口比体積 V_8 、出口圧力 P_9 との関係から次式で表わされる。

$$G_T = \phi_T F_T \sqrt{\frac{2 g \kappa P_8}{(\kappa - 1) V_8}} \left\{ \left(\frac{P_9}{P_8} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_9}{P_8} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa}} \right\} \quad (4-57)$$

ここで、 φ_T は流量係数、 F_T はタービンノズル断面積、 g は重力加速度、 κ は比熱比
上式を線形無次元化することによって、

$$g_T = - \frac{\frac{2-\kappa}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \frac{1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}}{2 \left\{ \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right\}} \cdot p_8 + \frac{\frac{2}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \frac{\kappa+1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}}{2 \left\{ \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right\}} \cdot p_9 - \frac{1}{2} v_8 \quad (4-58)$$

そして式(4-6)、(4-8)より v_8 と θ_8 、 p_8 の関係は

$$v_8 = B_{b8} B_{f8} \theta_8 + (B_{b8} B_{g8} - B_{c8}) \cdot p_8 \quad (4-59)$$

式(4-58)、(4-59)より v_8 を消去することによって、

$$g_T = D_1 \cdot p_8 - D_2 \cdot p_9 - D_3 \cdot \theta_8 \quad (4-60)$$

ここで、

$$D_1 = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{\frac{2-\kappa}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \frac{1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}}{\left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}} + B_{b8} B_{g8} - B_{c8} \right\}$$

$$D_2 = \frac{\frac{\kappa+1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} - \frac{2}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{2}{\kappa}}}{2 \left\{ \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right\}}$$

$$D_3 = \frac{1}{2} B_{b8} \cdot B_{f8}$$

次に、タービンの発生動力 W_T は式(3-3)より、

$$W_T = \frac{G_T}{g} \left[\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_8 V_8 \left\{ 1 - \left(\frac{P_9}{P_8}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} - \frac{\pi D_T N}{60} \right] \cdot \frac{\pi D_T \cdot N}{60} \quad (4-61)$$

同様に上式を線形無次元化することにより、

$$w_T = \frac{-\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_{80} V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} \cdot \frac{\kappa-1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{2 \left[\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_{80} V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} - \frac{\pi D_T}{60} N_0 \right] \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} p_9$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_{80} V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} - \frac{\pi D_T N_0}{30}}}{\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_{80} V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} - \frac{\pi D_T N_0}{60}}} \cdot n + g_T \\
& + \frac{\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_{80} V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}}}{2 \left[\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_{80} V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} - \frac{\pi D_T N_0}{60}} \right] \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} p_8 \\
& + \frac{\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_{80} V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}}}{2 \left[\varphi_c \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} P_{80} V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} - \frac{\pi D_T N_0}{60}} \right]} \cdot v_8 \quad (4-62)
\end{aligned}$$

同様に, v_8 を θ_8 , p_8 との関係式 (4-59) より,

$$w_T = g_T + D_6 \cdot p_8 - D_7 \cdot p_9 + D_8 \cdot \theta_8 + D_{20} \cdot n \quad (4-63)$$

ここで,

$$D_6 = \left\{ \frac{1 - \frac{1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} + B_{b8} B_{g8} - B_{c8} \right\} \cdot \frac{C_1 C_2}{2 (C_1 C_2 - C_8 N_0)}$$

$$D_7 = \frac{C_1 C_2 \frac{\kappa-1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{2 (C_1 C_2 - C_8 N_0) \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}}$$

$$D_8 = \frac{C_1 C_2}{2 (C_1 C_2 - C_8 N_0)} \cdot B_{b8} \cdot B_{f8}$$

$$D_{20} = 1 + \frac{C_8 N_0}{C_8 N_0 - C_1 C_2}$$

$$C_1 = \sqrt{P_{80} \cdot V_{80} \left\{ 1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}}$$

$$C_2 = \varphi_c \sqrt{\frac{2 g \kappa}{\kappa - 1}}$$

$$C_3 = \frac{\pi D_T}{60}$$

次に、タービンプロワの運動方程式は

$$I \frac{d\omega}{dt} = \frac{W_T - L - W_{adB}}{\omega} \quad (4-64)$$

$$\text{ここで, } \omega = \frac{2\pi N}{60}$$

上式を線形無次元化することによって,

$$\dot{n} = \frac{1}{T_n S} \left(\dot{w}_T - \frac{L_0}{W_{T0}} \dot{l} - \frac{W_{adB0}}{W_{T0}} \cdot \dot{w}_{adB} \right) \quad (4-65)$$

$$\text{ここで, } T_n = I \left(\frac{\pi N_0}{30} \right)^2 \cdot \frac{1}{W_{T0}}$$

また前章節 3.5 で示したタービンプロワの静特性結果より,

$$\left. \begin{aligned} L &= K_1 \cdot N^{\kappa^2} \\ W_{adB} &= K_3 \cdot N^3 \end{aligned} \right\} \quad (4-66)$$

ここで, K_1, K_2 : 定数, K_3 はプロワ絞り弁開度によって決まる定数。線形無次元化して,

$$\left. \begin{aligned} l &= K_2 \cdot n \\ w_{adB} &= 3n + \delta \end{aligned} \right\} \quad (4-67)$$

$$\text{ここで, } \delta = \frac{\Delta K_3}{K_{30}}$$

よって, 式 (4-65), (4-67) より,

$$\left. \begin{aligned} \dot{n} &= \frac{1}{\left(T_n S + \frac{L_0}{W_{T0}} K_2 \right)} \left(\dot{w}_T - \frac{W_{adB0}}{W_{T0}} \cdot \dot{w}_{adB} \right) \\ w_{adB} &= 3n + \delta \end{aligned} \right\} \quad (4-68)$$

さらに, エネルギー収支の式に対して, 本装置の超小型タービン構造においてはタービンケ

ケーシングの側容量効果が大きく影響するので、その影響を考慮する必要がある。まず、単容量系としたモデル図 4.19 により次の仮定の下にエネルギー収支を考える。

仮定)

- 1) 流体からタービンケーシング、タービンケーシングから外気への熱伝達率 H_T 、 H_A は一定。
- 2) タービン内流体温度は出入口温度の平均とする。
- 3) 外気温度は一定

その基礎式は次のように表わされる。

流体の熱バランス： $G_8 \cdot I_8 = G_9 \cdot I_9 + AW_T + Q_{TL}$

流体からケーシングへの伝熱量： $Q_{TL} = H_T \cdot F_T \{ (\theta_8 + \theta_9) / 2 - \theta_{MT} \}$

ケーシングから外気への伝熱量： $Q_{TA} = H_A \cdot F_A (\theta_{MT} - \theta_A)$

ケーシングの熱バランス： $Q_{TL} - Q_{TA} = C_{MT} d\theta_{MT} / dT$

上式を線形無次元化することにより、

$$\left. \begin{aligned} g_8 + \frac{I_{50} - I_{40}}{I_{80} - I_{90}} (i_8 - i_9) &= \frac{AW_{T0}}{(I_{80} - I_{90})G_{80}} \cdot w_T + \frac{Q_{TL0}}{(I_{80} - I_{90})G_{80}} \cdot q_{TL} \\ q_{TL} &= \frac{H_T F_T (\theta_{50} - \theta_{40})}{2 Q_{TL0}} (\theta_8 + \theta_9 - 2 \cdot \theta_{MT}) \\ q_{TA} &= \frac{H_A F_A (\theta_{50} - \theta_{40})}{Q_{TA0}} \theta_{MT} \\ q_{TL} - q_{TA} &= \frac{C_{MT} (\theta_{50} - \theta_{40})}{Q_{TL0}} \cdot S \theta_M \end{aligned} \right\} \quad (4-69)$$

$$\left. \begin{aligned} g_8 + \frac{I_{50} - I_{40}}{I_{80} - I_{90}} (i_8 - i_9) &= \frac{AW_{T0}}{(I_{80} - I_{90})G_{80}} \cdot w_T + \frac{Q_{TL0}}{(I_{80} - I_{90})G_{80}} \cdot q_{TL} \\ q_{TL} &= \frac{H_T F_T (\theta_{50} - \theta_{40})}{2 Q_{TL0}} (\theta_8 + \theta_9 - 2 \cdot \theta_{MT}) \\ q_{TA} &= \frac{H_A F_A (\theta_{50} - \theta_{40})}{Q_{TA0}} \theta_{MT} \\ q_{TL} - q_{TA} &= \frac{C_{MT} (\theta_{50} - \theta_{40})}{Q_{TL0}} \cdot S \theta_M \end{aligned} \right\} \quad (4-70)$$

各 i を式 (4-8) より θ 、 p で表わし、上式に代入することによって、 θ_8 、 θ_9 、 g_8 、 p_8 、 p_9 、 w_T の関係が得られる。

$$\left\{ B_{f8} D_{21} - \frac{D_{23} \cdot D_{24}}{1 + \frac{2 D_{24}}{D_{25} + D_{26} S}} \right\} \theta_8 + g_8 - \left\{ B_{f9} D_{21} + \frac{D_{23} \cdot D_{24}}{1 + \frac{2 \cdot D_{24}}{D_{25} + D_{26} S}} \right\} \cdot \theta_9$$

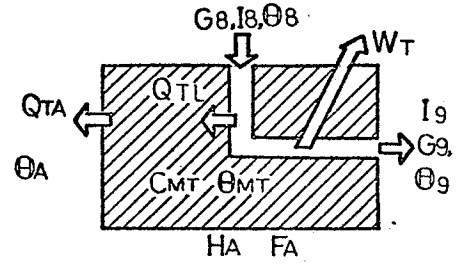


図 4.19 タービン系のエネルギーバランス

$$+ B_{g8} \cdot D_{21} \cdot p_8 - B_{g9} \cdot D_{21} \cdot p_9 = D_{22} \cdot w_T \quad (4-71)$$

ここで

$$D_{21} = \frac{I_{50} - I_{40}}{I_{80} - I_{90}}, \quad D_{22} = \frac{A \cdot W_{T0}}{(I_{80} - I_{90}) \cdot G_{80}}, \quad D_{23} = \frac{Q_{TL0}}{(I_{80} - I_{90}) \cdot G_{80}}$$

$$D_{24} = \frac{H_T \cdot F_T (\theta_{50} - \theta_{40})}{2 \cdot Q_{TL0}}, \quad D_{25} = \frac{H_A \cdot F_A (\theta_{50} - \theta_{40})}{Q_{TL0}}, \quad D_{26} = \frac{C_{MT} (\theta_{50} - \theta_{40})}{Q_{TL0}}$$

すなわちタービン・ブロワに関する動特性に関する式をまとめると、結局次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} g_8 &= g_T \\ g_T &= D_1 \cdot p_8 - D_2 \cdot p_9 - D_3 \cdot \theta_8 \\ w_T &= g_T + D_6 \cdot p_8 - D_7 \cdot p_9 + D_8 \cdot \theta_8 + D_{20} \cdot n \\ \dot{n} &= \frac{1}{(T_n S + \frac{L_0}{W_{T0}} K_2)} \left(\dot{w}_T - \frac{W_{adB0}}{W_{T0}} \cdot \dot{w}_{adB} \right) \\ w_{adB} &= 3n + \delta \end{aligned} \right\} \quad (4-72)$$

および式(4-71)となる。

そのブロック線図を図4.20に示す。

4.6.3 タービン入口蒸気弁

タービン入口蒸気弁においてはほぼ等エンタルピー変化をし、かつ圧力の伝播速度はミリ秒程度の時間であるので、弁前後における流量は等しいと考えられ、その静特性解析において成り立つ次式(4-73)が過渡時においても十分成立すると仮定できる。よって

$$G_6 = K \cdot F \cdot \sqrt{(P_6 - P_7) / V_6} \quad (4-73)$$

ここで、 $K = C_v \sqrt{2g}$ ， F ：絞り通過面積

よって、上式を線形無次元化することにより、

$$g_6 = \frac{P_{60}}{2(P_{60} - P_{70})} p_6 - \frac{P_{70}}{2(P_{60} - P_{70})} p_7 + f - \frac{1}{2} v_6 \quad (4-74)$$

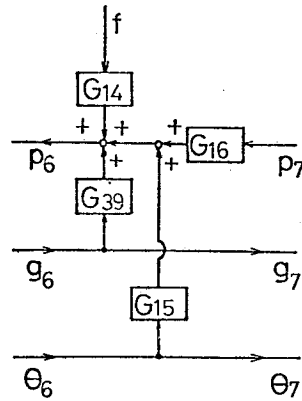
次式の v_6 と θ_6 ， p_6 の関係、

$$v_6 = B_{b6} i_6 - B_{c6} p_6$$

$$i_6 = B_{f6} \cdot \theta_6 + B_{g6} p_6 \quad \text{より}$$

$v_6 = B_{b6} \cdot B_{f6} \cdot \theta_6 + (B_{b6} \cdot B_{g6} - B_{c6}) \cdot p_6$ を式(4-74)に代入し、

$$g_6 = -\frac{P_{70}}{2(P_{60} - P_{70})} p_7 + f - \frac{1}{2} B_{b6} B_{f6} \theta_6 + \left\{ \frac{P_{60}}{2(P_{60} - P_{70})} - \frac{1}{2} (B_{b6} B_{g6} - B_{c6}) \right\} \cdot p_6 \quad (4-75)$$



$$G_{14} = -\frac{1}{V_3}$$

$$G_{15} = \frac{V_2}{V_3}$$

$$G_{16} = \frac{V_1}{V_3}$$

$$G_{39} = \frac{1}{V_3}$$

$$V_1 = \frac{P_6}{2(P_6 - P_7)}$$

$$V_2 = \frac{B_{b6} B_{f6}}{2}$$

$$V_3 = \frac{1}{2} \left(\frac{P_6}{P_6 - P_7} - B_{b6} B_{g6} - B_{c6} \right)$$

図 4.2.1 蒸気弁のブロック線図

そのブロック線図を図 4.2.1 に示す。

4.6.4 配管系

各構成機器を連絡する配管の側容量効果を入力温度変動 θ_i に対する出口温度応答 θ_e の遅れとして考慮する。この解析は第 4 章節 4 で示した加熱器のモデルと同様であり、単容量系モデルの場合、次の様に表わせる。

$$\dot{\theta}_e = \frac{T_P S + 1}{T_P T_e S^2 + (T_e + T_P + \frac{T_P T_e}{T_e}) S + 1} \cdot \dot{\theta}_i \quad (4-76)$$

4.6.5 圧力降下

圧力降下は実際には管の長さ方向にわたって分布するが、前述したようにその圧力変動は区間内で同時に発生すると考え、各構成機器内の圧力は一様として流動摩擦による圧力降下は各構成機器端で集中的に発生するものとする(図 4.2.2)。

構成機器の入口(添字 i)、出口(添字 e)の摩擦損失は、

$$P_i - P_e = K \cdot V_z \cdot G^2 \quad (4-77)$$

ここで K を一定と考え、上式を線形無次元化する

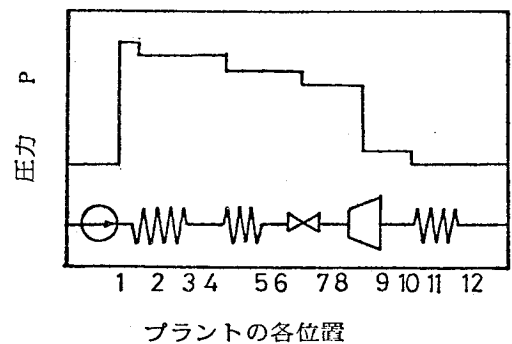


図 4.2.2 圧力分布の仮定

ことによつて、

$$\frac{P_{i0}}{P_{i0}-P_{e0}} \cdot p_i - \frac{P_{e0}}{P_{i0}-P_{e0}} p_e = 2g + v_i \quad (4-78)$$

今、式(4-5)~(4-8)より v と θ 、 P の関係を上式に代入することによつて各領域に対して次式で表わされる。

i) 超臨界圧(亜臨界圧)過熱領域に対して

$$p_i = \frac{\frac{P_{e0}}{P_{i0}-P_{e0}} p_e + B_b(d) B_f \theta_i + 2g}{\frac{P_{i0}}{P_{i0}-P_{e0}} - B_b(d) \cdot B_g + B_c(e)} \quad (4-79a)$$

ii) 液相の場合

$$p_i = \frac{P_{e0}}{P_{i0}} p_e + \frac{2(P_{i0}-P_{e0})}{P_{i0}} \cdot g \quad (4-79b)$$

そのブロック線図を図4.2.3に示す。

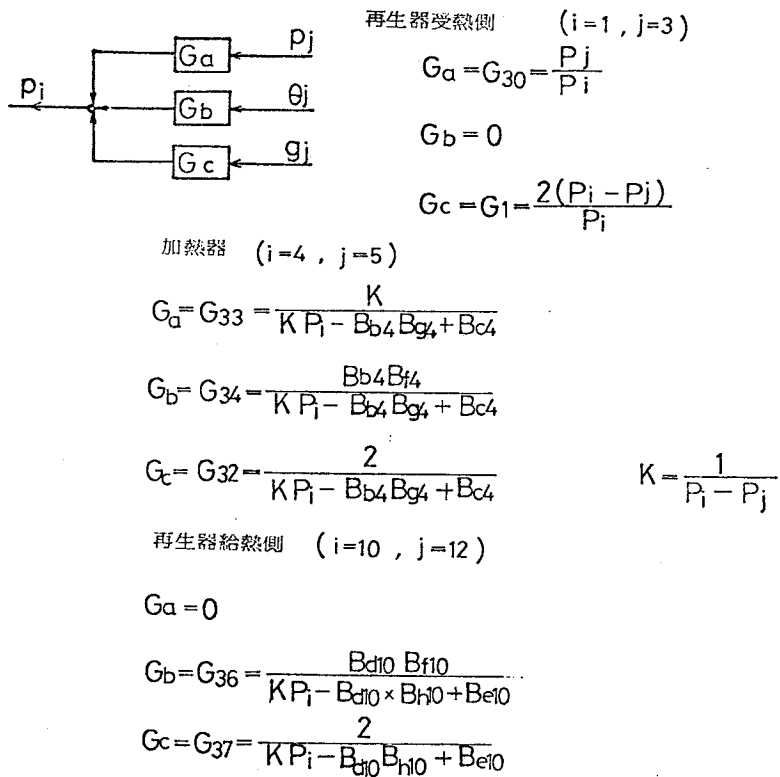


図4.2.3 圧力降下のブロック線図

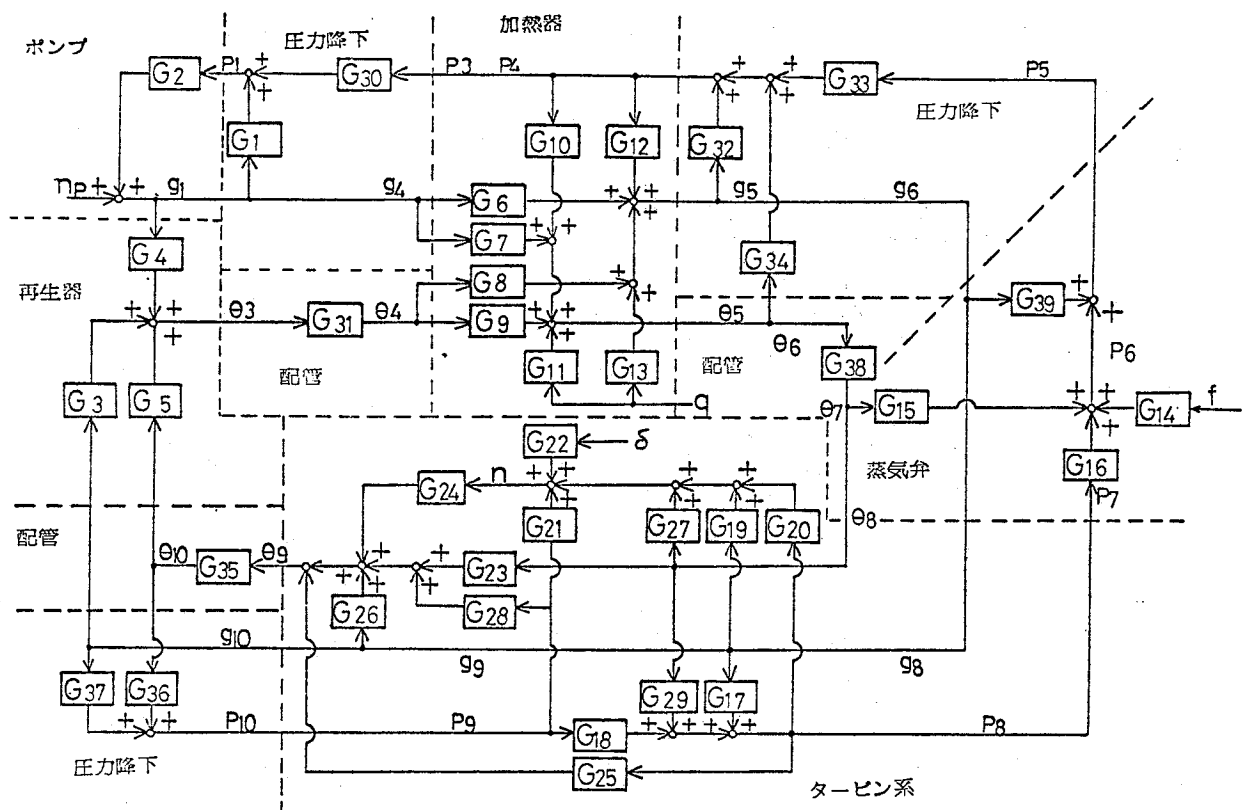


図 4.24 系全体のブロック線図

4.7 全体のブロック線図

以上各構成要素について得られた各伝達関数，ブロック線図を総合して系全体のブロック線図を作成し，図 4.24 に示す。

4.8 結 言

CO₂動力発生プラントの各構成機器要素の動特性を集中定数系モデルで解析し，次にそれらを総合して系全体のブロック線図を得た。また，全体動特性の中で特に重要な役割を果たすと考えられる加熱器，再生器については，差分法を含む四種のモデルによる解析を示し，本実験条件において解を求めるとともに，その比較を行った。

その結果を要約すると，次のようである。

- (1) タービン入口温度 600℃以上の加熱器においては，その出入口の比体積比は 1～2 と小さく，その出口温度応答には非圧縮性分布定数系モデル解（式 4-18）が充分適用出来ると考えられる。

- (2) 加熱器の非圧縮性分布定数系モデルにおいて加熱量または入口流量突変に対する出口温度応答の無次元線図を作成した。
- (3) 加熱器における動特性解析として差分法を含む四種のモデルによる解析を示し、その応答特性を本実験条件に対して示すとともに、その比較をおこなった。その結果
- (a) 加熱量突変に対する出口温度は一次遅れ状に応答し、出口流量は比体積増加による膨出現象によりピークをもつ応答を示すが、比体積変化を逐次考慮した差分解の⑩モデルが最もピーク値が大きい。
- (b) 入口流量突変に対する出口温度は加熱量突変の場合と正負を逆にしたほぼ一次遅れ状の応答を示し、差分解による⑩モデルが最も応答が早い。次に出口流量応答では入口流量増加に対し温度減少に伴う比体積減少のため遅れを伴うが、その遅れは⑩モデルが最も大きい。
- (c) 入口温度突変に対する出口温度は一次遅れないし二次遅れ状に応答するが、㉑、⑩モデルでは一時的な逆応答特性を示す。これは、流体の圧縮性を分布系で考慮した㉑、⑩モデルでは入口温度の急上昇により、移相域にある加熱器入口部の大きな比体積変化の結果、下流側の流体を急激に押し出す膨出現象が生じたためと考えられる。一方、出口流量はその膨出現象により、突変直後急激に増加し、ピーク値をもつ応答を示す。
- (d) 出口圧力突変に対する出口温度応答は殆んど変化なく、小さい。また出口流量に対しては、出口圧力突変直後、急激に減少するが、直ちに回復して、元の値に整定する。
- (4) 再生器における動特性解析として差分解法および移相境界点の移動を時間的に考慮した集中定数系モデルによる解析を示すとともに、他の二つのモデルと併せ、本実験条件に対してその解を求め比較した。その結果、
- (a) 入口温度突変に対しては、各出口温度は一次遅れ状に応答するが、差分解法⑩では給熱側入口温度に逆応答特性が生じる。つまり、受熱側の比体積変化が原因で給熱量増加に対して受熱側流量が一時的に急増し、温度低下をもたらした結果と考えられる。受熱側出口流量は膨出現象による一時的ピーク値を示す応答を示す。
- (b) 給熱側入口流量突変に対しては、受熱側出口温度はいずれも一次遅れ状の応答を示すが、受熱側出口温度応答の⑩モデルでは上記(a)項と同様の理由で最初逆応答特性を示す。受熱側出口流量は上記(a)項と同様のピーク値をもつ応答を示す。
- (c) 受熱側入口流量突変に対しては、各出口温度は給熱側入口流量突変の場合と正負

を逆にすれば，ほぼ一致した応答を示す。

受熱側出口流量は⑩の差分解では圧縮性の影響により一次遅れ状の応答を示す。

- (5) タービンブロワに関してはボイラの応答に比べてその応答時定数は非常に早いので単容量系とした解析を示し，次に他の各構成機器要素の伝達関数と併せ，系全体のブロック線図を示した。

第5章 プラント動特性の実験的研究

5.1 緒 言

本章では前記実験装置により四種の操作量突変に対する過渡応答実験を行い、その特性を明らかにすると共に、一部簡単な近似モデルによる理論式を用いてその現象を説明する。すなわち、実験によってCO₂プラントの過渡的現象および各操作量変化に対する応答の差異を明確にし、CO₂プラントの制御系の最適設計への基礎資料を得る。

一方、この動特性結果はCO₂に限らず比較的飽和温度の低い媒体（フロンなど）を用いた動力用に考えられる貫流型式の蒸発器とタービンから構成される小型モデルの動特性にも何らかの参考に供するものである。

5.2 実験装置および実験方法

実験装置の系統概略図を図5.1に示す。

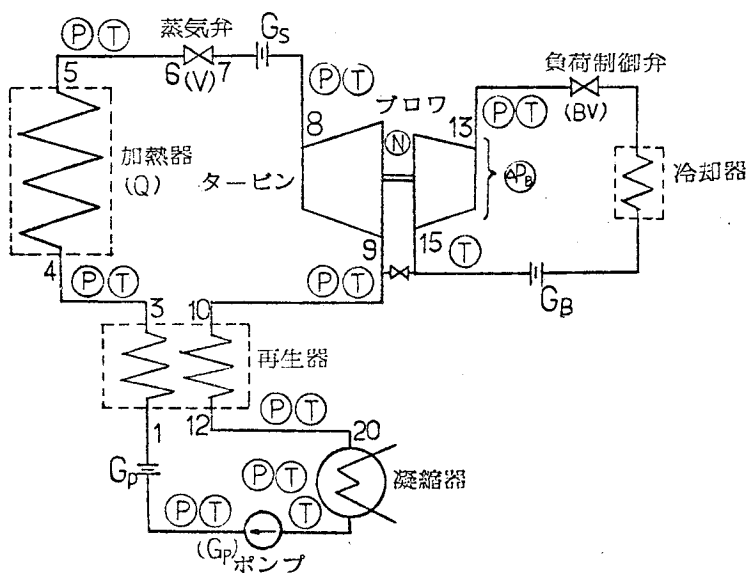


図 5.1 実験装置系統概略図

実験は操作量として、i) 加熱量 Q , ii) 給水流量 G_p , iii) タービン入口蒸気弁開度 V , iv) ブロワ負荷制御弁開度 BV の四種類で、操作信号としてステップ入力法を用いた。すなわち、制御系の計画にあたって、外乱が線形と考える微小変動の場合、種々の操作量に対する応答は各々のステップ入力に対する応答の和として求められるので、その特性が直感的に把握し易く、また実験的にも実現し易いためである。各操作方法は、i) 加熱量 Q 突変で

は加熱管への電力供給用スライダックを急操作，ii) ポンプ流量 G_P 突変ではポンプ付無段変速機の急操作によるプランジャポンプ回転数の変化，iii)，iv) 蒸気弁 V およびブロワの負荷制御弁 BV 突変では各弁開度の急操作である。すなわち，上記の操作量を設定し，次にその操作量のうちの一つを手動急操作して，ステップ状に変化させ，表 5.1 に示す各点の圧力（差圧） P (ΔP)，温度 θ ，流量 G ，タービン回転数 N の制御量の時間的経過を測定する。ただし，本実験は自動制御機器の組み込まれていない開ループ制御系に対するものである。

表 5.1 動特性の測定箇所と各測定機器

項目 測定量	測定箇所	各測定機器
圧力(差圧) P (ΔP) (ata)	(I) 加熱管入口 P_4 (II) 出口 P_5 (III) タービン入口 P_8 (IV) 出口 P_9 (V) ブロワ出口 P_{13} (VI) 差圧 ΔP_B	圧力(差圧)変換器 → 動ひずみ計 → { 24点式電磁オシログラフ 4点式ペン書きオシログラフ
温度 θ ($^{\circ}C$)	(I) 加熱管入口 θ_4 (II) 出口 θ_5 (III) タービン入口 θ_8 (IV) 出口 θ_9 (V) ブロワ入口 θ_{15} (VI) 出口 θ_{13}	C-A 熱電対 → 多点式ボルトメータ → 12点式デジタルプリンタ
流量 G (kg/h)	(I) ポンプ出口 G_P (II) タービン入口 G_S (III) ブロワ入口 G_B	圧力の項と同じ
回転数 N (rpm)	タービン - ブロワ	検出電極棒 → 微小変位計 → 直流増幅器 → { カウンタ シンクロスコープ

(備考) 図5.1中に示される上記以外の P, θ は各々ブルドン管式圧力計，C-A熱電対
→ 12打点式温度計にて測定。

実験範囲は流量 $230 \sim 400 kg/h$ ，加熱量 $(2.1 \sim 2.8) \times 10^4 kcal/h$ ，タービン入口圧力，温度は $76 \sim 100 ata$ ， $130 \sim 350^{\circ}C$ である。各実験条件の一部を第3章で示した静特性線図の図 5.2 中に示すが，図中の各実験系列番号 ($Q_1, Q_2 \dots$ など) は以下に示す図中の各

番号に対応する。

5.3 過渡応答特性

各操作入力に対する過渡応答の実験結果の一例を温度，圧力，回転数，流量などの絶対量の変化として示し，その物理的現象を順に説明する。但し，図中の各温度 θ ，圧力 P などに対する添字1，2，3……は図5.1の各点に対応した箇所を，流量 G に対する添字 P ， S ， B はそれぞれポンプ，タービン入口，ブロワの流量を意味する。

5.3.1 加熱量 Q のステップ変化に対する応答

$G_P = 348 \text{ kg/h}$ 一定のもとで

Q を 2.56×10^4 から $2.83 \times 10^4 \text{ kcal/h}$ に増加したとき（図5.2中の太線 $Q1$ ）の応答を図5.3に示す。

5.3.1.1 温度応答

加熱量 Q の増加によって，プラント各部の温度は上昇する。まず，加熱器出口温度 θ_5 は加熱器が電気加熱であるので一般のボイラにみられる燃焼遅れはなく，一次遅れ状の早い応答を示すが，加熱器から下流にいくほど配管，弁やタービンケーシングの側容量効果によって遅れが生じてくる。そして再生器の受熱側出口温度 θ_4 は，タービン出口温度 θ_9 ，応答の時間遅れにさらに再生器における遅れが加わり，非常にゆっくりとした応答を示す。

またその変化量は 5°C と他の $\theta_5, 8, 9$ の変化量に比べて小さいが，これは第3章で述べたように再生器交換熱量の増加が約 5 kcal/kg （突変の増加量は約 7.8 kcal/kg ）あるのに対して， CO_2 の液相圧縮サイクルの特徴である受熱側流体の定圧比熱が他に比べて大きいことによる。

一方，ブロワ側温度 θ_{18}, θ_{15} はほぼ一様にわずかながら上昇している。これはタービン，ブ

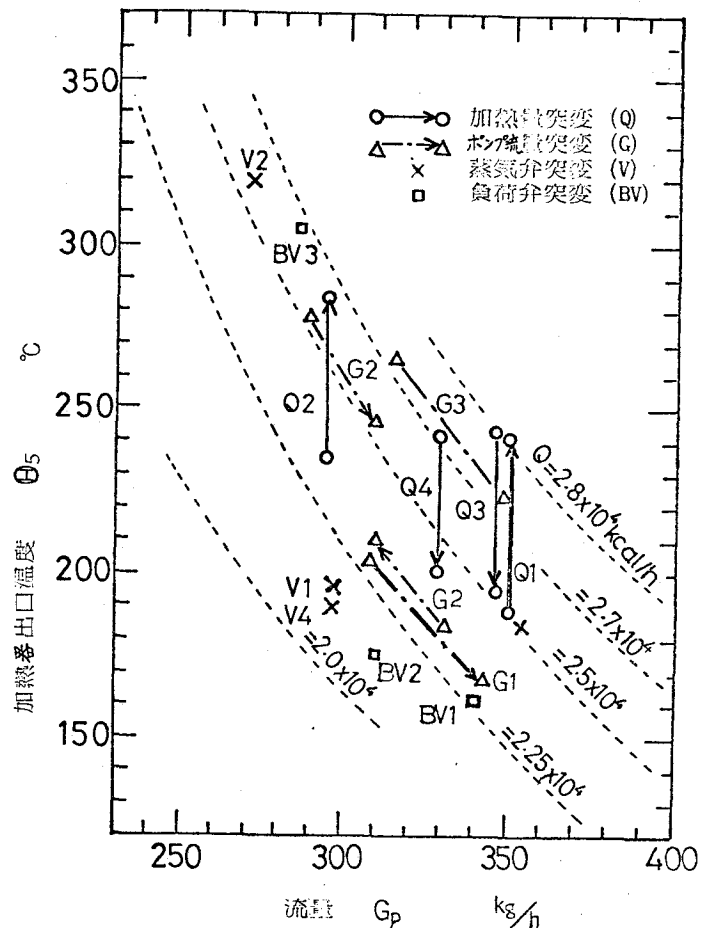


図 5.2 実験条件

ロワの構造上の理由（第2章で示したように、タービン、ブロワの構造は一体型で同じケーシング内に収納されている）と突変実験によって過大なタービン推力が軸受にかかるのを防止する意味で圧力バランス用配管によって、タービン出口とブロワ入口とを連絡しているためである。

5.3.1.2 圧力、蒸気流量応答

水蒸気サイクルの貫流ボイラでは給水流量一定のものの加熱量変化に対してボイラ出口蒸気流量に一時的変化（膨出現象）が顕著に生じることが知られており⁽²³⁾，本実験においても蒸気流量 G_S の応答曲線に㉔のような変化が生じているが，その値は極めて小さい。つまり， CO_2 サイクルの加熱器はサイクル配置上過熱域にあり，その比体積変化が小さいためと考えられる。一方，加熱器入口，出口およびタービン入口の各圧力 P_4 ， P_5 ， P_8 は上記 G_S のわずかな膨出現象により立上り時に小さな圧力上昇（図中㉔'）を示すが，その後は温度上昇に伴なり比体積増加の影響で，一次遅れ状に上昇していく。

またこの P_4 ， P_5 ， P_8 間の応答早さの差異はほとんど認められない。ただ流量が一定でも比体積変化によって系の圧力分布状況が突変前と異なってくるので，その変化量に差異が生じる。一方，再生器給熱側の圧力損失の絶対値は第2章で示したように小さく，凝縮器圧力も実験中はほぼ一定であるので，タービン出口圧力 P_9 の変化はほとんど認められない。また，ブロワ出口圧力 P_{18} は他の操作量突変の場合と同様，タービン出口圧力 P_9 とほぼ同様の応答をする。この理由は5.3.1.1の温度応答の項で述べたように，タービン出口管とブロワ入口管とが回路上結合されているためである。

5.3.1.3 出力 応 答

出力応答としてタービン回転数 N ，ブロワ上昇圧力 ΔP_B ，ブロワ流量 G_B の三者を示す。つまり，出力としてタービン出力 W_T ，ブロワ出力 W_B が考えられるが，第3章で述べたように本タービン，ブロワでは $W_T \propto \gamma_9 \cdot N^2$ ， $W_{adB} = G_B \cdot \frac{\Delta P_B}{\gamma_m} \propto \gamma_m N^3$ （ここで添字9， m ，

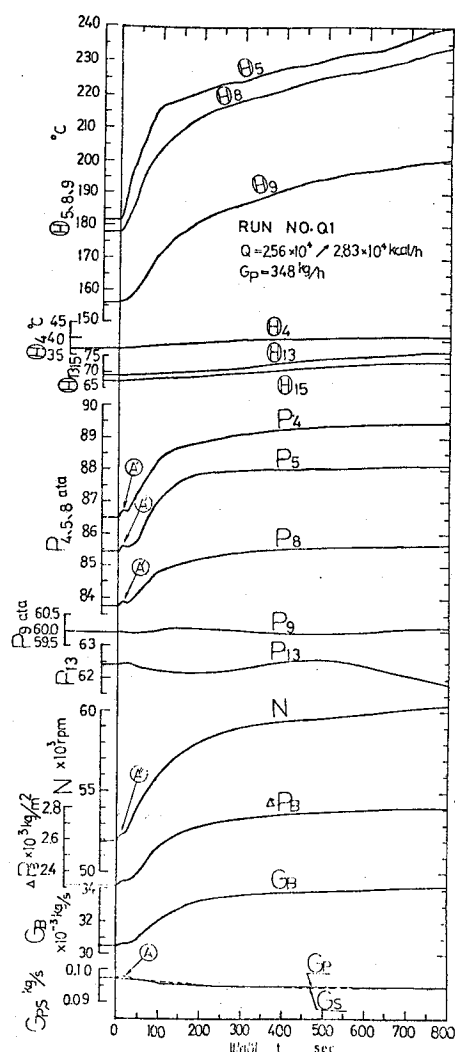


図 5.3 加熱量突変に対する各応答

adB は各々タービン出口，ブロウ出入口平均，断熱を意味する）で表わされるので，出力はいずれも N ， r の関数となる。

つまり，出力 (W_T ， W_{adB}) の応答早さは，微小変化量に対して r が一定なら，いずれも N の応答早さと同じと考えられる。そして， N の応答は G_S がほぼ一定に対してタービン入口温度 θ_8 がほぼ一次遅れ状に上昇するので，同様な一次遅れ状の応答を示す。しかし，突変直後の G_S の微小増加の影響で，わずかの上昇 (図中 A'') を示す。

一方，ブロウ上昇圧力 ΔP_B ，ブロウ流量 G_B は第3章で述べたように $r_m N^2$ ， $r_m N$ に比例し， r_m は一定より回転数 N の変化と良く似た一次遅れ状の応答を示す。

5.3.2 ポンプ流量 G_P のステップ変化に対する応答

$Q = 2.31 \times 10^4 \text{ kcal/h}$ 一定のもとに G_P を 310 kg/h から 344 kg/h に増大したとき (図 5.2 中太線 $G1$) の応答を図 5.4 に示す。

5.3.2.1 温度 応 答

G_P の増加により加熱器での単位流量当りの吸熱量が減少するので，加熱器出口温度 θ_5 はほぼ一次遅れ状に減少する。それに伴い，タービン入口，出口各温度 θ_8 ， θ_9 も減少するが，下流にいくほどその時間遅れは大きくなっていく。この現象は加熱量突変の場合と同様である。また加熱器出口温度 θ_5 は，下流側のタービン入口温度 θ_8 より一時的に低くなる特異な現象を生じる。この理由は加熱器出口からタービン入口までの配管の側容量効果によるものであり，この間の流動遅れ (この値は約 0.5 秒) によるものではない。

一方，加熱器入口温度 θ_4 は最初上昇し，次に減少していく逆応答特性を示す。つまり， G_P の増加に対して再生器での単位流量当りの吸熱量減少によって，受熱側出口エンタルピ I_4 (図中 I_4 参照) が減少しているのに関わらず，温度 θ_4 は逆に一時的に上昇する。この理由は次項で説明するように G_P 増加突変によって受熱側出口圧力 P_4 が急上昇し， θ ， P ， I 間の物性値の関係からエンタルピの減少に関わらず，逆に温度が上昇するためである。

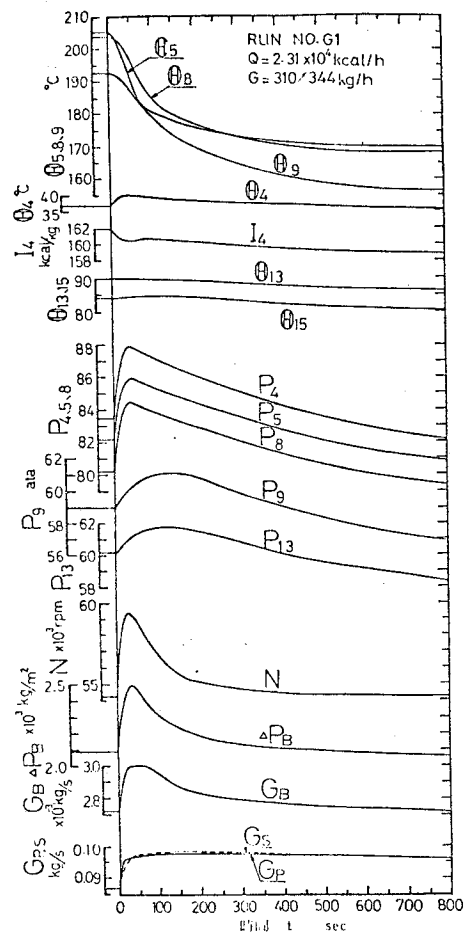


図 5.4 ポンプ流量突変に対する各応答

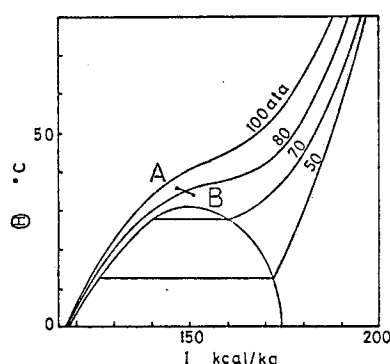


図 5.5 $\theta - i$ 線図

つまり、その状態を $\theta - i$ 線図上で示すと、図 5.5 のようであり、突変前の B の状態から流量増加によりエンタルピは減少するが、圧力の急上昇を伴ない、A の状態となり、温度は逆に上昇するのである。その後は、エンタルピの減少とともに圧力も回復していくので、温度も減少していく。ブロウ出入口温度 θ_{13} 、 θ_{15} は 5.2.1 の項で述べた理由でタービン入口、出口温度 θ_8 、 θ_9 の低下の影響でわずかつ減少していく。

5.3.2.2 圧力、蒸気流量応答

加熱器入口、出口、タービン入口の各圧力 P_4 、 P_5 、 P_8 はまず G_P 増加による流量圧入効果により直ちに急上昇する。そしていずれも 40 秒程でピークに至り、温度降下に伴う比体積減少が原因で徐々に減少し、ほぼ変化前の値に漸近する。これは従来超臨界圧貫流ボイラで言われている^{(22), (28)} 給水流量による圧力の制御が困難であることを示すものである。一方、タービン出口圧力 P_9 はタービン以降の管容量や摩擦損失の時間遅れによってタービン上流側の圧力変化よりゆるやかな応答を示し、120 秒程でピークを示したのち、タービン上流側と同じく徐々に減少していく。そしてブロウ出口圧力 P_{13} は他の操作量突変の場合と同じく、タービン出口圧力 P_9 と似た応答を示す。一方、蒸気流量 G_S はポンプ流量 G_P の遅れに再生器、加熱器などにおける流体の圧縮性の影響により時定数 20 秒程の一次遅れ状に立ち上り、40 秒程でポンプ流量と等しくなるが、この 40 秒はタービン上流側圧力のピークに至るまでの時間とほぼ一致している。

5.3.2.3 出力 応 答

N (またはブロウ上昇圧力 ΔP_B および G_B) は G_S の増加によって急上昇し、35~40 秒程でピークに至るが、タービン入口圧力、温度の低下とともに減少し、変化前の値に漸近する。そしてこの減少の形状はタービン入口温度 θ_8 応答の減少の形状と良く似ている。

5.3.3 蒸気弁開度 V のステップ変化に対する応答

$Q = 2.21 \times 10^4 \text{ kcal/h}$ 、 $G_P = 297 \text{ kg/h}$ 一定のもとに、タービン入口蒸気弁 V を急開したとき (図 5.2 中太印 $V1$) の応答を図 5.6 に示す。

5.3.3.1 温 度 応 答

タービン上流側の各温度 θ_4 、 θ_5 、 θ_8 は蒸気弁急開による流量の一時的増加によりわずかな減少が認められるが、流量の回復とともに徐々に元の値に整定している。すなわち、全

体に各温度はほぼ一定値を示す。

5.3.3.2 圧力、蒸気流量応答

蒸気弁前の加熱器入口、出口圧力 P_4 、 P_5 は弁急開による流量の急放出により約 20 秒程で降下し、蒸気弁の圧力損失の減少による新しい系内圧力分布整定値におちつく。一方、蒸気弁後のタービン入口圧力 P_8 は弁からタービン入口間の容量およびその比体積変化が小さいので、 G_S の一時的増加によって急上昇し、約 1 秒でピークに至り、流量の回復とともに 40 秒程で最終整定値におちつく。 G_S は P_8 と同様弁急開により直ちに一時的増加を示すが、圧力の回復とともに 40 秒程で整定値に至っている。

5.3.3.3 出力応答

N は温度がほぼ一定なので、主にタービン通過流量（または圧力）の影響を受ける。つまり、タービン入口圧力 P_8 の上昇に伴うタービン通過流量の一時的増加により、急激に立ち上がり約 5 秒でピークに至るが、タービン入口圧力 P_8 や G_S の応答と同様に 30~40 秒程で回復、整定値に至っている。 ΔP_B 、 G_B も同様である。

5.3.4 ブロワ負荷弁開度 BV のステップ変化に対する応答

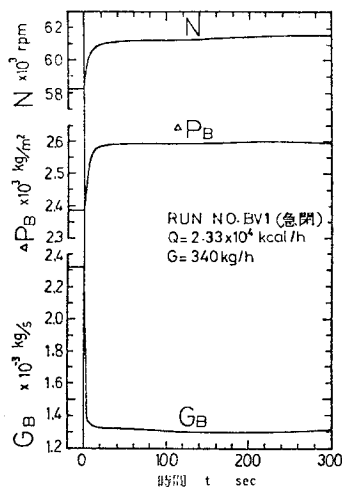


図 5.7 負荷制御弁突変に対する各応答

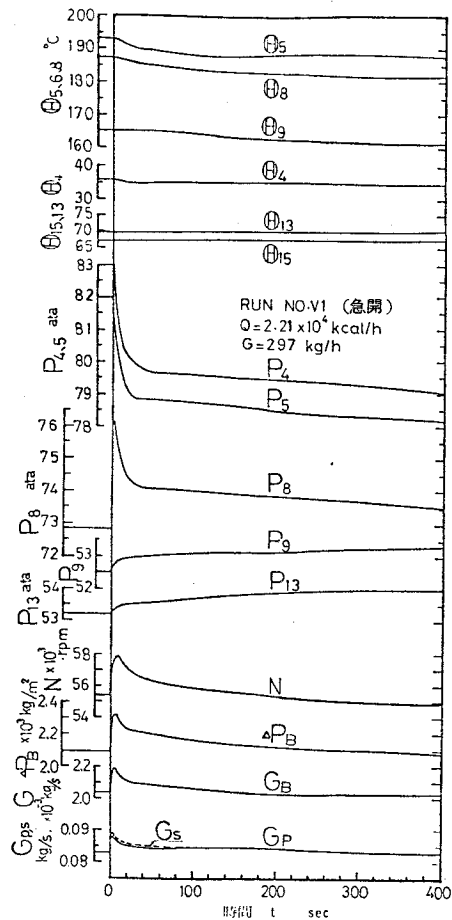


図 5.6 蒸気弁開度突変に対する各応答

$Q = 2.33 \times 10^4 \text{ kcal/h}$ 、 $G_P = 340 \text{ kg/h}$ 一定のもとにブロワ負荷制御弁を急激に絞ったとき（図 5.2 中の太印 BV1）の出力応答を図 5.7 に示す。負荷弁を急閉することにより、 N は時定数 5 秒程の一次遅れ状に応答する。また ΔP_B 、 G_B も同様である。一方、加熱器、タービン側の各温度、圧力、流量の変化はほとんど認められず、一定である。

5.4 各応答の比較と検討

以上の操作量が各制御量に及ぼす違いを明確にするため、図

5.2 に示した各実験系列の無次元化応答結果を温度、圧力および回転数別に示す。またその応答時定数やその影響因子を明らかにするため、一部簡単な理論式を用いて考察する。

5.4.1 動特性に関する諸定数

各応答に影響を及ぼす主要な動特性諸定数として流動時間 T_e ，さらに温度応答に対して単位吸収熱量当りの流体および管壁の熱容量 T_C ， T_M ，圧力応答に対するボイラ時定数 T_B ，回転数応答に対する回転エネルギーのタービン入力に対する比があげられる。一方、これらの値は各要素の形状、寸法などの構造的因子および内部流体の状態など運転条件による因子によって異なってくる。本装置の各機器、配管を各系統、構成別に分割し、その寸法、そして各要素を集中定数系として本実験の平均条件に対して求めた T_e ， T_C ， T_M （算出式は表 5.2 下に示す）の値を表 5.2 に示す。

表 5.2 各配管系寸法と T_e ， T_C ， T_M

箇所 項目	ポンプ出口 } 再生器入口 (1)	再生器 (受熱側) 出口 } 入口 (1) ~ (3)	再生器 } 加熱器入口 出口 } (3) ~ (4)	加熱器 出口 } 入口 (4) ~ (5)	加熱器 } タービン入口 出口 } (5) ~ (8)	タービン } 再生器入口 出口 } (9) ~ (10)	再生器 (給熱側) 出口 } 入口 (10) ~ (12)	再生器 } コンデンサー入口 出口 } (12) ~ (20)
管 長 (m)	2.37	7.81	2.13	7.86	3.36	1.71	7.81	3.81
管外径 (mm)	21.7	17.3	21.7	13.8	17.3	48.6	48.6	48.6
肉 厚 (mm)	3.7	3.2	3.7	3.0	3.2	5.1	5.1	5.1
T_e (sec)	4.0	6.6	2.0	1.2	0.5	1.8	7.6	6.0
T_C (sec)	1.3	1.3	2.4	0.2	0.2	3.7	4.9	6.7
T_M (sec)	2.9	2.9	3.0	7.7	8.2	101.5	170.0	104.4

備考：1) タービンについてケーシングの側容量効果を考慮して算出すると $T_e = 0.13$ ， $T_C = 7.1 \times 10^{-4}$ ， $T_M = 7420$ sec

2) ここで T_e ：流動時間 ($=F \cdot L / V \cdot G$)， T_C ：流体静止状態の時定数 ($=F \cdot L \cdot \gamma_c \cdot C_c / h$)，

T_M ：管壁の時定数 ($=F_M \cdot L \cdot \gamma_M \cdot C_M / h$)

次にそれら動特性に関する諸定数に影響する流体の物性定数に対して従来の作動流体水の場合と比較する。これらに影響する作業流体間の差異による物性定数による影響因子は比重 r_c ，比熱 C_c および熱伝達率 h である。そこで同一圧力 (150~250 ata)，温度 (500℃~700℃) と仮定して両者を比較すると、管径、流速が同一の場合、 h は第 1 編第 3 章の 5.3 節で示したように CO_2 は H_2O の 0.7~1 倍であり、 r_c は約 2 倍、 C_c は $\pm$ である。つまり同一管径、同一流速に対する $C_c \cdot r_c / h$ 比は図 5.8 に示すように CO_2 は H_2O とほぼ同じ値をとり、同一管内容積 (すなわち同一 FL) であれば同じ T_C の値をとりさらに同一管径、長さ、材質であれば T_M の値もほぼ等しいことになる。すなわち、動特性に影響するこれら諸定数への作業流体 H_2O と CO_2 間の影響の差異は小さく、設計上の各因子たとえば、管径、長さ、肉厚、流量の影響が大きく関係してくるものと考えられる。

5.4.2 無次元表示による比較と検討

各実験による応答を初期値と最終値または最大（小）値からの差で除した無次元量によって図示し（各応答がほぼ一本の線で表わされる理由の1つとして5.4.1で述べた動特性に関する諸定数（ T_e , T_C , ……）の値が本実験範囲に対して大きく変わらないことがあげられる），以下検討する。

5.4.2.1 温度 応 答

Q または G_P の各突変入力に対する加熱器入口, 出口そしてタービン入口, 出口の各温度応答を図5.9 (a), (b)に示す。縦軸の値は各温度変化量を $\Delta\theta_Q = \Delta Q / G_{P0} C_c$, $\Delta\theta_G = Q_0 \cdot \Delta G_P / G_{P0}^2 C_c$,（添字0は初期値）で除した, また加熱器入口温度は最終値（添字f）または最大（小）値と初期値との差で除した無次元量である。図(a)(b)両者の応答形状は, 加熱器入口を除くと類似しており, いずれも一次遅れなし（むだ時間+一次遅れ）の形で表わされる。しかし, 両者の応答時定数をみると, 例えば加熱器出口温度に対して Q 突変の場合, 時定数80秒程のほ

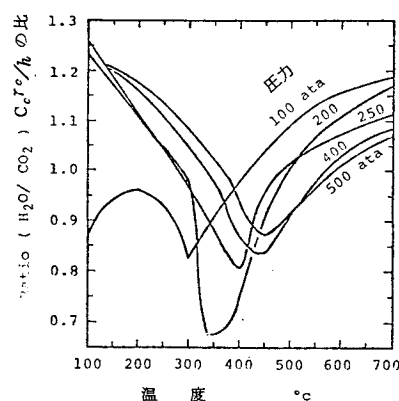


図 5.8 同一圧力, 温度における $\frac{C_c \cdot r_c}{h}$ 比 (CO_2 と水)

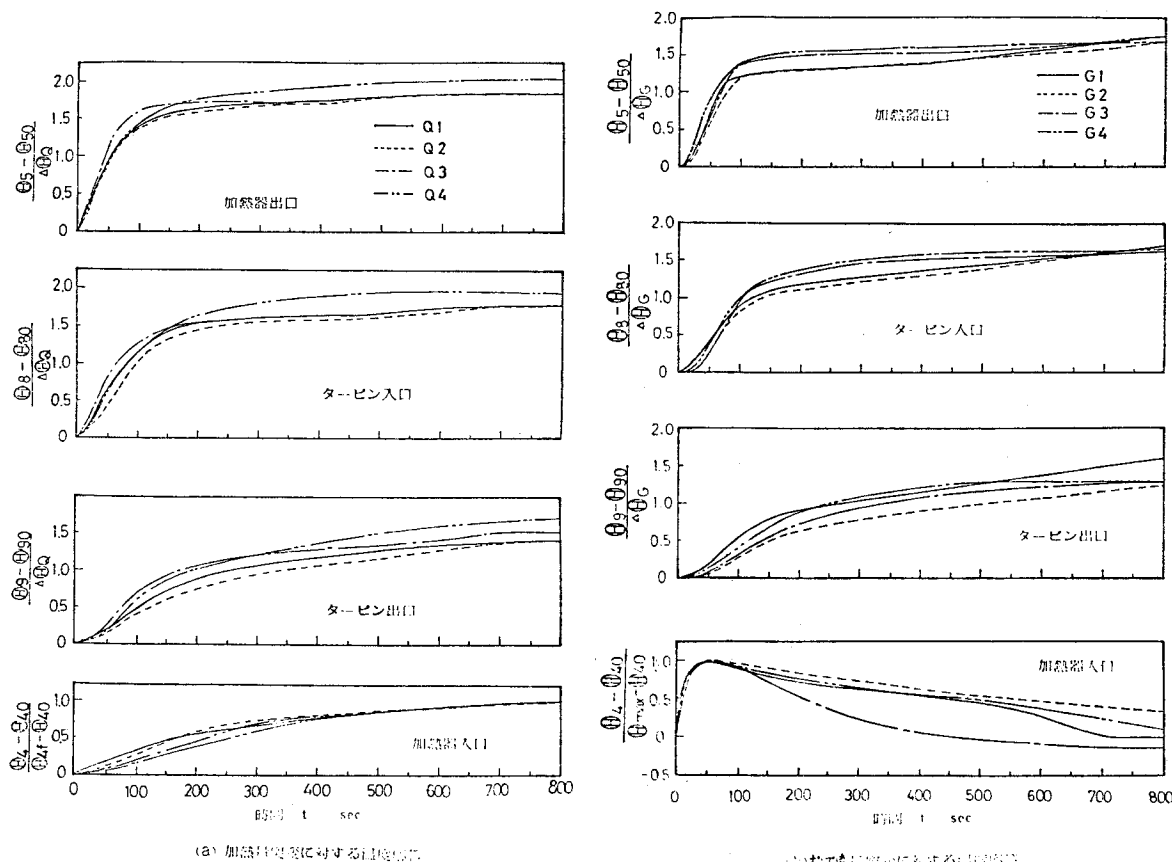


図 5.9 各温度 応 答

一次遅れ応答に対して、G_P突変では等価むだ時間約10秒の二次遅れ状に回答する。

一方、下記の式(5-1)で示す単容量系モデルの解析によると加熱器単体においてQまたはG_P入力に対して出口温度は同じ応答を示し、このように応答の立上りにおいて差異がみられるのは、主に次の理由による。

G_P突変の場合には、(i) G_Pの操作時間遅れに、(ii) G_P変化から加熱器入口流量変化まで移相域にある再生器内の流体の圧縮性によって流量の時間遅れが重なって生じてくる。また、ともにタービン入口、出口では加熱器出口温度よりさらに遅れを伴い、Q突変の場合各々(等価むだ時間15秒+等価時定数約80秒の一次遅れ)、(45秒+約120秒の一次遅れ)で回答している。

加熱器入口温度はQ突変の場合非常に応答の遅いならかな温度変化がみられるのに対して、G_P突変では最初加熱器入口圧力応答と同様に立ち上り、のち減少していくが、これは前章で説明した様に圧力P₄の影響によるものである。

次に、加熱器出口、タービン入口、出口の各温度時定数を単容量系モデルによる理論解と比較する。一般に、加熱量Q、入口流量G_i、入口温度θ_iに対する出口温度応答θ_eは次式で示される⁽²⁹⁾。

$$\hat{\theta}_e = \frac{\{ \hat{q} - \hat{g}_i + (T_M S + 1) \cdot \hat{\theta}_i \}}{T_e T_M \{ S^2 + (\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_M} + \frac{1}{T_C}) \cdot S + \frac{1}{T_e T_M} \}} \quad (5-1)$$

ここで、 $\theta_e = \Delta \theta_e / (\theta_{e0} - \theta_{i0})$, $= \Delta Q / Q_0$, $g_i = \Delta G_i / G_{i0}$, 式(5-1)を一次遅れで近似して

$$\hat{\theta}_e = \frac{\hat{q} - \hat{g}_i}{(T_M + T_e + \frac{T_e T_M}{T_C}) S + 1} + \frac{\hat{\theta}_i}{T_e (1 + \frac{T_M}{T_C}) S + 1} \quad (5-2)$$

また、実際の装置のように管路系が分布系である場合には上記の集中系モデルが直列接続されたものと考えることにより、次式の多次遅れの伝達関数が得られる。

$$G_1(s) = \frac{1}{\{ (T_1 S + 1) (T_2 S + 1) \cdots (T_n S + 1) \}} \quad (5-3)$$

ここで、各T₁, T₂, ……T_nは式(5-2)の右辺の分母のS項の係数に相当する。式(5-3)を等価むだ時間L、等価時定数Tで近似した式(5-4)は両式を各々級数展開比較し、二次以上の微分項を省略することによりL、Tは式(5-5)のように表わされる。

$$G_2(s) = \frac{e^{-LS}}{TS+1} \quad (5-4)$$

$$\left. \begin{aligned} L &= (T_1 + T_2 + \dots + T_n) - \sqrt{T_1^2 + T_2^2 + \dots + T_n^2} \\ T &= \sqrt{T_1^2 + T_2^2 + \dots + T_n^2} \end{aligned} \right\} \quad (5-5)$$

ここで、各構成要素を集中定数系として算出した表 5.2 の T_P , T_C , T_M の値を用いて Q または G_i のステップ変化に対する加熱器出口、タービン入口、出口の各温度応答 θ_5 , θ_8 , θ_9 を式 (5-1) ~ (5-5) より求めると、図 5.10 の実線、破線** のようになる。そして式 (5-4), (5-5) による θ_5 , θ_8 , θ_9 の各 L , T は L_5 , L_8 , $L_9 = 0, 17, 44 \text{ sec}$, T_5 , T_8 , $T_9 = 55, 76, 115 \text{ sec}$ である。つまり、これらの各計算結果は加熱器入口温度の変化一定の場合の Q 突変実験の結果 (図

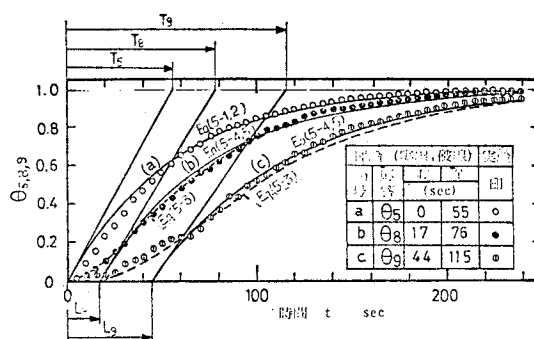
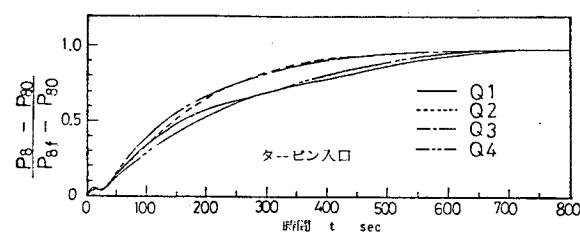
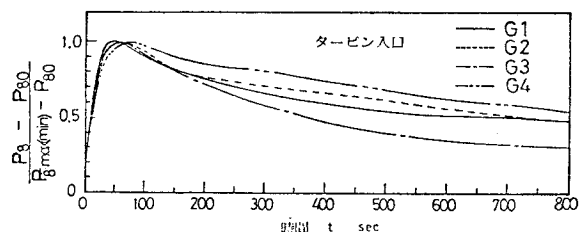


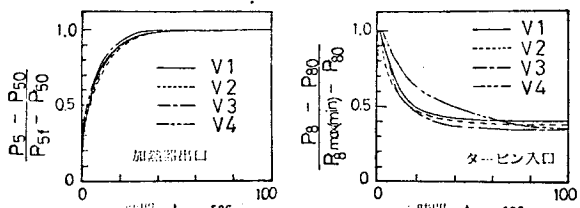
図 5.10 温度応答(理論と実際の比較)



(a) 加熱器突変に対する圧力応答



(b) 加熱器突変に対する圧力応答



(c) 加熱器突変に対する圧力応答

図 5.11 各操作量の突変入力に対する圧力応答

5.9 中の丸印) と良く一致し、各系統の T_P , T_C , T_M の値を算出することにより、その温度応答は概略推定できることが確められる。

5.4.2.2 圧力応答

Q , G_P および V の三種類の各ステップ入力に対するタービン入口圧力 (加熱器出口圧力***) の無次元化応答を図 5.11(a), (b), (c) に示す。

一般に、この種の圧力変化の発生は比体積の変化に起因し⁽⁸⁰⁾、集中系効果が支配的で、次式の連続の式と状態式から求められる。

連続の式は

- * 但し、ここではタービン仕事の変化は小さいとして、ケーシングの側容量効果を配管系として考慮した。
- ** 理論式 (5-1) による Q または G_i 変化に対する θ_i 応答の伝達関数は同一 (但し符号は逆) となるので、両者のステップ変化に対する θ_i 計算結果は一致する。
- *** V 突変の場合にのみ示す。 Q , G_P 突変に対する P_4 および P_5 は流動時間に比べて圧力伝播速度が非常に早いので P_8 と全く同様の応答を示す。

$$G_i - G_e = F \cdot L \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{V_e} \right) \quad (5-6)$$

ここで、添字 i , e はある区間の入口, 出口を示す。式 (5-6) を線形無次元化した式に V を θ と P で直線近似して線形無次元化した状態式:

$$v_e = a \cdot \theta_e - b \cdot P_e \quad (5-7)$$

(a , b は圧力, 温度によって決まる定数, 完全ガスの場合 $a = b = 1$) より v_e を消去して,

$$\dot{p}_e = \frac{a}{b} \dot{\theta}_e - \frac{1}{b T_e S} (\dot{g}_e - \dot{g}_i) \quad (5-8)$$

$$\text{ここで, } P_e = \Delta P_e / P_{e0}, \theta_e = \frac{\Delta \theta}{(\theta_{e0} - \theta_{i0})}, g = \frac{\Delta G}{G_0}$$

すなわち, 圧力 P_e は流量変化 g_i または g_e に対して時定数 $b \cdot T_e$ の積分応答, 温度変化 θ_e に対してその $\frac{a}{b}$ 倍に比例した応答をすることが分る。

ここで, プラントの開ループ制御系においては区間出口流量 g_e は独立変数でなく, P_e および下流側の条件によって影響される従属変数となる。そこで, 出口に絞りを想定し, その圧力降下の式は,

$$P_e - P_f = \phi \cdot G_e^2 \cdot V_e \quad (5-9)$$

ここで, ϕ : 絞り流量係数, 添字 f は絞り出口を意味する。

式 (5-8) と式 (5-9) より g_e を消去して,

$$\dot{p}_e = \frac{\dot{g}_i + a \left(T_e S + \frac{1}{2} \right) \cdot \dot{\theta}_e + \frac{1}{2} \phi + \frac{1}{2} d \cdot \dot{P}_f}{b T_e S + \frac{1}{2} (c + b)} \quad (5-10)$$

$$\text{ここで, } P_f = \frac{\Delta P_f}{P_{f0}}, \phi = \frac{\Delta \phi}{\phi}, c = \frac{\Delta P_{e0}}{(P_{e0} - P_{f0})}, d = \frac{\Delta P_{f0}}{(P_{e0} - P_{f0})}$$

したがって, P_e は g_i のステップ変化に対して時定数 $\frac{2 b T_e}{c + b}$ の一次遅れ状に, θ_e のステップ変化に対して, その伝達関数は $\frac{a}{b} - \frac{\left(\frac{a c}{2 b} \right)}{b T_e S + \frac{1}{2} (c + b)}$ となり, 一定値 $\frac{a}{b}$ から g_i の場合と同じ時定数 $\frac{2 b T_e}{c + b}$ の一次遅れ変化を差し引いた応答となることが分る。例えば, Q , G_p

または V の各突変に対するタービン入口圧力 P_s の応答は蒸気弁からタービン入口までの区

間を考え、 G_S の変化を g_i 、絞りをタービンノズルと考えると、本実験条件の場合 $c =$

$$\frac{P_{e0}}{P_{e0} - P_{f0}} = \frac{86}{86 - 60} \div 3.3, \frac{2bT_e}{c+b} \div 2 \times 1 \times 0.5 / (3.3 + 1) < 0.5 \text{ sec となり, } g_i, \theta_e$$

($= \theta_s$) の変化に対して各々 $\frac{2}{b+c} \div 0.5, \frac{a}{b+c} \div 0.2$ 倍のほぼ比例応答をすることになる。

一方、V 突変の蒸気弁上流側の圧力は蒸気弁を絞りと考え式 (4-10) より φ のステップ

$$\text{変化に対して考えると, 時定数 } \frac{2bT_e}{b+c} \text{ の一次遅れ変化を示す。そしてこのときの } \frac{2bT_e}{b+c} = \frac{2 \times (1 \sim 2) \times 14}{(1 \sim 2) + 3.3} = (6.5 \sim 10.6) \text{ 秒の一次遅れ応答となる。}$$

上記の近似的な理論解析に対して、図 5.11 の実験結果においてはまず Q 突変に対する P_8 の応答は立上り時の G_S の一時的変化に対して直ちに追従し、その後はタービン入口温度 θ_s の一次遅れ応答に比例して変化していることが認められる。 G_P 突変に対しては、 G_S およびそれと逆符号変化の θ_s の二つの比例応答の相反する作用により、図(b)にみられるように G_S の整定到達時間とほぼ一致し、約 50 秒でピークをもつ応答を示す。そしてこの圧力のピーク以降の回復形状は G_S が約 50 秒後一定となるので、主に θ_s の応答に比例して影響をうける。すなわち、流量変化によって生じた圧力発生を保持する（これは次項で述べる G_P 変化による回転数（出力）応答の持続効果についても同様である）には、その温度変化を防ぐように燃料端などへの入力操作を必要とすることを意味する。V 突変に対する応答は温度がほぼ一定であるので、主に V 操作による流量変化の影響をうけ、図(c)右図にみられるようにタービン入口圧力応答 P_8 は G_S に比例した同形状の応答を示す。そして G_S と P_8 のピーク値までの約 1～2 秒の時間および回復整定時間の約 40 秒は一致する。一方、弁前の圧力 P_5 は流体の圧縮性の影響で時間遅れを生じ、時定数 $2b \cdot T_L / (b+c) \div 7 \sim 11$ 秒程の一次遅れ状に応答する。

5.4.2.3 回転数応答

各 4 種の入力に対する回転数の無次元化応答結果を図 5.12(a)～(d) に示す。

ここで回転数の応答は次の回転体の運動方程式から求められる。

$$I \frac{d\omega}{dt} = \frac{W_T - L}{\omega} \quad (5-11)$$

ここで、 I ：回転体の慣性モーメント ($\div 1.066 \times 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2$)、 ω ：角速度 ($= \frac{2\pi N}{60}$)、 L ：消費動力 ($\div K \cdot N^3$, K はブロワ負荷弁の絞りおよび r_B によって決まる定数) 式 (5-11) を線形近似して、

$$\dot{n} = \frac{1}{T_n S + 3} (\dot{W}_T - \dot{k}) \quad (5-12)$$

ここで、 $n = \Delta N / N_0$ 、 $k = \Delta K / K_0$ 、 $W_T = \Delta W_T / W_{T0}$ 、 $T_n = I \cdot \left(\frac{\pi N_0}{30} \right)^2 \cdot \frac{1}{W_{T0}}$ すなわち、 n はタービンでの発生動力の変化 W_T およびブロワ負荷変化 k のステップ変化に対して時定数 $\frac{T_n}{3}$ の一次遅れ状に応答する。ここで、本タービンロータは小型(重量1.6 kg)で $T_n = I \cdot \left(\frac{\pi N_0}{30} \right)^2 \cdot \frac{1}{W_{T0}} \div 1 \text{ sec}^*$ であって、非常に小さいので、 n は W_T 、 k の変化に直ちに追従することになる。

また、 W_T は第3章式(3-8, 9)より、

$$W_T \div G_S \cdot \frac{\kappa R (\theta_8 + 273)}{\kappa + 1} \left\{ 1 - \left(\frac{P_9}{P_8} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} \quad (5-13)$$

この式を線形近似して、

$$\dot{W}_T = \dot{g}_S - \dot{\eta}_t + c_3 \cdot \dot{\theta}_8 + c_4 (\dot{p}_8 - \dot{p}_e)$$

ここで、 $\bar{\eta}_t = \frac{\Delta \eta_t}{\eta_{t0}}$ 、 $\bar{\theta}_8 = \frac{\Delta \theta_8}{\theta_{80}}$ 、 $c_3 = \frac{\theta_{80}}{\theta_{80} + 273}$ 、 $p_{8(9)} = \frac{\Delta P_{8(9)}}{P_{80(90)}}$ 、

$$c_4 = \frac{\frac{\kappa-1}{\kappa} \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{P_{90}}{P_{80}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} (= 1.5 \sim 2.5)$$

すなわち、タービン仕事の変化 W_T はタービン入口圧力、温度、流量に比例して変化する。従って、 Q 突変に対して前記図5.4のタービン入口圧力、温度の二次遅れ状変化に対して W_T も二次遅れ状に変化し、式(5-11)より n もほぼ同様の二次遅れ状の応答を示す。なお Q の突変直後は G_S (P_5)のわずかな変化によって n にも同様の小さい変化が認められ

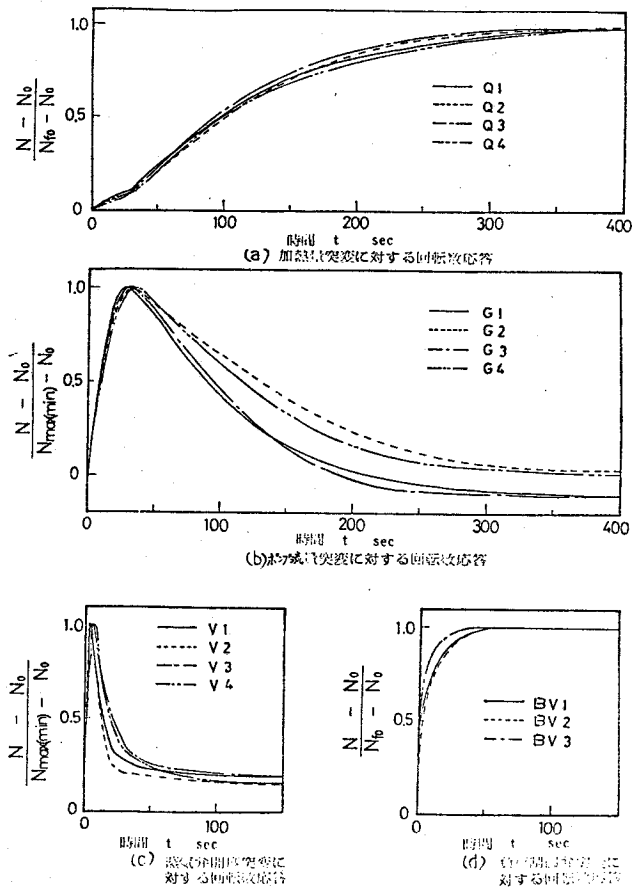


図 5.12 各操作室の突変入力に対する回転数の応答

$$(5-14)$$

* 最近の大容量蒸気タービン発電機の3000rpm, 3600rpm機で8~10秒の値である。

る。

次に、 G_p 突変ではまず P_8 の急変化による W_T の変化に直ちに追従して、 n も変化するが、図 5.4 のタービン入口温度減少に伴う W_T の減少で n も回復整定し、ピーク到達時間は図 5.5 の P_8 の約 40 秒と一致する。

V 突変ではタービン入口温度がほぼ一定なので、一時的なタービン入口流量または P_8 の急変化によって W_T すなわち n も急変し、入口圧力 P_8 の回復とともに n も直ちに回復整定する。BV 突変ではブロワの消費動力 L が変化することによって式 (5-11) の k も変化する。BV 突変では n も直ちに応答し、約 5 秒の一次遅れ応答を示す。ただし、V 突変に比べて応答が遅れるのは、ブロワループにおける流体容積がタービン入口側より大きく、圧力が低いので、流体の圧縮性の影響で L すなわち k の変化が遅れるためである。

以上の各回転数の特性を比較すると、Q 突変では時定数 130 秒程の一次遅れ状応答を示すのに対して、ポンプ流量、蒸気弁開度突変では最初急激に変化したのち、回復過程があり整定値に至る。また、後者の二つを比較すると蒸気弁開度突変の方が応答は早い、その持続効果はポンプ流量突変の方がある。また、ブロワ負荷突変では時定数の小さい一次遅れ状に応答する。

5.5 結 言

二酸化炭素を作業流体として液相圧縮する超臨界圧動力発生装置により、四種類のステップ操作入力に対する過渡応答実験を行った。そしてプラント各部の温度、圧力、流量、出力の過渡的現象を明らかにするとともに、単容量系モデルによる理論式を用いて説明を加えた。これにより、 CO_2 プラントの過渡応答特性が明確となった。

その結果を要約すると、次のようである。

- (1) 加熱量およびポンプ流量突変に対する加熱器出口、タービン入口、出口の各温度はいずれも一次遅れなし、二次遅れ状に応答し、簡単な単容量系モデル解と一致する。
- (2) 加熱器入口温度は加熱量突変に対して非常に遅い多次遅れ状の応答を示すが、ポンプ流量突変に対しては逆応答特性を示す。
- (3) 圧力応答では、加熱量増加突変に対して加熱器入口、タービン入口、出口圧力は突変後の蒸気流量の一時的な増加（膨出現象）と温度上昇の比体積増加による圧力への作用で二段階に上昇し、ポンプ流量増加突変では、蒸気流量増加の圧力上昇作用と温度減少の圧力降下の相互作用でピーク値をもつ応答となる。

また、蒸気弁突変では弁上流側では一次遅れ状に、下流側ではピーク値を持つ応答性を示す。

(4) 回転数応答では、加熱量、ポンプ流量および蒸気弁突変に対して、タービン入口圧力と似た応答を示す。すなわち、加熱量増加突変に対して突変後の蒸気流量の一時的増加（膨出現象）により増大し、次に温度上昇に伴い一次遅れ状に応答する。ポンプ流量増加突変では、流量の増加により急激に増大するが、温度低下とともに減少し、ピーク値をもつ応答を示す。蒸気弁急開突変ではタービン入口流量の急増加により急増大し、のち流量の回復とともに減少するピークを持つ応答を示す。そしてポンプ流量突変と蒸気弁突変の二つを比べると蒸気弁開度の方が応答が早くなるが、その回転数変化の持続時間は短い。また、ブロワ負荷弁突変では一次遅れ状の応答を示す。

(5) 従来の水蒸気プラントの場合と比較すると、次のようである。

- (a) 物性値間の差異による動特性諸定数への影響の違いは同一圧力、温度の場合殆んどなく、各装置サイズなど設計上の違いによる因子の影響が大きい。
- (b) サイクル構成上、CO₂プラントの場合タービン出口圧力が再生器によって影響をうけるので、タービンは背圧タービンの特性を有する。
- (c) 再生器給熱側出口温度はポンプ流量増加に対して最初増加し、次に減少する逆応答特性を示す。
- (d) 出力特性はいずれも超臨界圧の貫流ボイラプラントと良く似た典型的な形状を示す。

第 6 章 動特性の理論と実験との比較

6.1 緒 言

本章では第 4 章で示した動特性の理論解析の数値計算結果と第 5 章の実験結果との比較を示す。つまり、理論解析による結果は、第 4 章図 4.2.4 に示した総合ブロック線図に基づいたシミュレーションをディジタル計算機 FACOM 230-35 (言語 ADSL, プログラム付録 6) により計算を行ったものである。

その結果、本理論解析と実験結果とは定性的に良く一致し、定量的にもかなり良い一致が得られ、今後の実用プラント規模の動特性解析に対して充分参考にし得るものと考えられる。

6.2 理論と実験との比較

系全体のシミュレーションを総合ブロック線図 (第 4 章節 4.6, 図 4.2.4) に基づき、ディジタル計算機 FACOM 230-35 (ADSL 言語) (プログラム付録 6) を使用して計算した。また、計算および比較の実験例は各々加熱量, ポンプ流量, タービン入口蒸気弁, ブロウ負荷弁突変に対して図 5.2 に示した Q_1 , G_1 , V_1 , BV_1 に対するものである。

6.2.1 加熱量 Q のステップ変化に対する応答

加熱量 q をステップ状に変化したときの各部の温度 θ , 圧力 P , 流量 g , 出力 (ただし, タービン回転数 n) の各応答の計算結果 (図中実線) と実験結果 (図中破線) の比較を図 6.1 に示す。縦軸はいずれも無次元化した各応答をステップ操作量の無次元値で除した値で, 各操作量を 100% 変化したときの応答に相当する。まず, 温度応答は加熱器出口応答 θ_5 が最も早く応答し, 下流

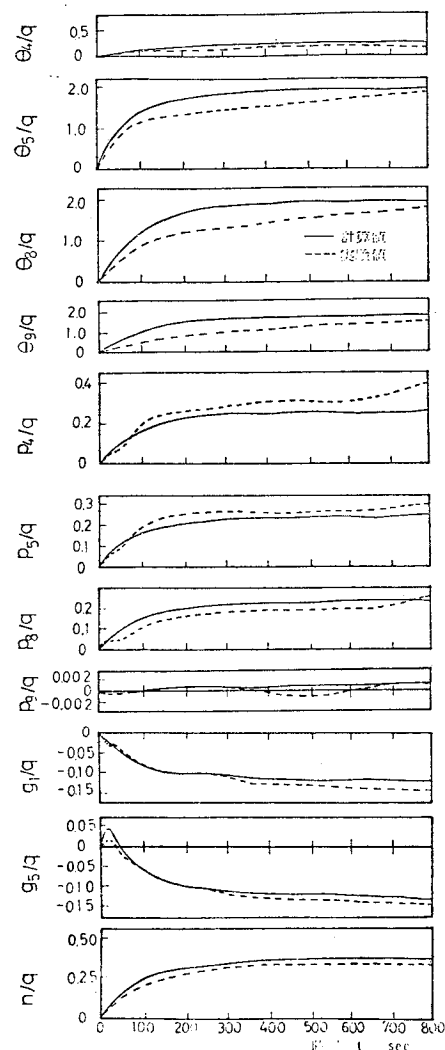


図 6.1 加熱量突変に対する応答

に行く程、配管系などの側容量効果のため、時間遅れが生じる。そして各温度ともいずれも一次または二次遅れ状応答を示し、定性的には計算値と実験値は一致している。一方、定量的には加熱器出口温度 θ_5 をみると、計算値、実験値ともに 100 秒程度ではほぼ一致しているのに対し、タービン入口 θ_8 、出口 θ_9 の応答はいずれも計算値の方が立上り時定数が早い。また、圧力応答においては、計算値は各圧力 P_4 、 P_5 、 P_8 、 P_9 が一次遅れ状となるのに対し、実験では 2 段階に上昇している。これはポンプ出口流量 g_1 の解析において式 (4-52) で示した様にポンプの静特性曲線からポンプの垂下特性を考え、時間遅れがなく圧力 P_1 、回転数 N によって決定されるものとしたが、実験では加熱量変化直後、流量にピーク値を示す行き過ぎ量が生じている。この結果蒸気流量 g_5 に計算のような一時的逆応答（流体の圧縮性による）が生じず、ほぼ一次遅れ状に減少したものと考えられる。すなわち、この差異が各温度、圧力応答のいずれの立上りにおいても影響を及ぼしている。また、タービン出口圧力 P_9 はタービン出口温度 θ_9 の上昇と流量 g_5 の減少がバランスするため実験、計算ともほとんど変化していない。次に、回転数 n の応答はほぼ一次遅れ状に増加しており、立上にわずかな差異が認められるが、計算値と実験値とはほぼ一致しているといえる。

6. 2. 2 ポンプ流量 G_p のステップ変化に対する応答

ポンプ回転数をステップ状に変化させたときの各部の無次元化応答を図 6.2 に示す。図中実線は計算値、破線は実験値である。温度応答は加熱量突変の場合と同様加熱量出口 θ_5 、タービン入口 θ_8 、出口 θ_9 の順に立上り時定数が小さい。また、計算と実験の立上り時定数に差異が見られ、計算の方が応答の立上りが早い。これは特にポンプ流量応答 g_1 の応答差異からわかるように、実験では計算のステップ変化に対して 20~30 秒の一次遅れ状に変化し、この実験上の差異が影響しているものと考えられる。

また、加熱器入口では温度 θ_4 の代りにエンタルピ

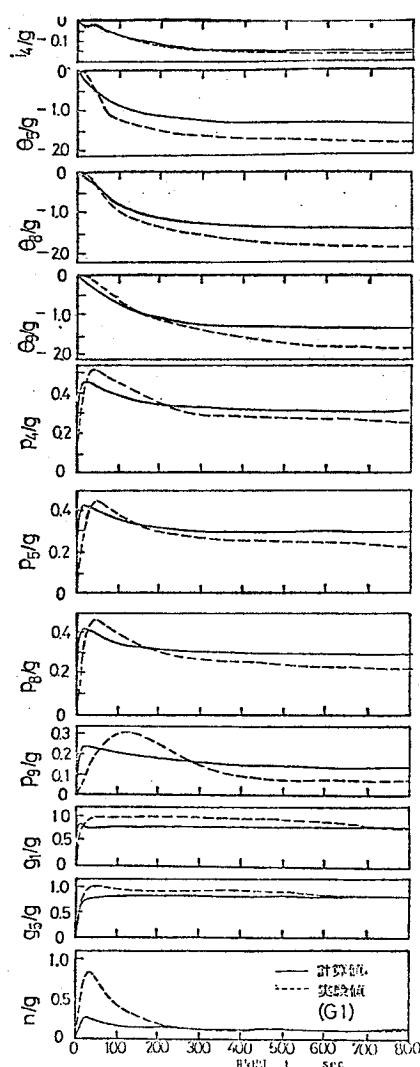


図 6.2 流量突変に対する応答

の無次元応答 i_4/g を示すが、これは加熱器入口の流体が移相域近傍にあり、圧力の影響により温度が大きく変化し、流量突変の場合エンタルピー変化はなくても、圧力変化のために温度が変化し、簡単な線形理論では表わせないからである。つまり i_4 の計算値と実験値とはほぼ一致している。次に、圧力は定性的に各応答とも一致し、定量的にはポンプ出口流量がステップ状に変化しないために実験値のピーク値となる時期が計算値のそれより 20~30 秒遅れる。また、タービン出口圧力 P_9 はピークとなる時期が計算値では 10 秒、実験値では 100 秒となり、実験の応答の方が遅い。これはタービン以降の配管系の容量が大きいため流体の圧縮性による時間遅れが生じているためと考えられる。一方、回転数 n の応答は実験値の大きなピークに対して計算では小さなピーク値となっているが、その原因は実験でタービン出口圧力の応答が計算よりピークを示す時期がずれていることに起因している。

6.2.3 蒸気弁開度 V のステップ変化に対する応答

タービン入口蒸気弁の弁開度を急閉したときの各応答を図 6.3 に示す。ここで、温度応答

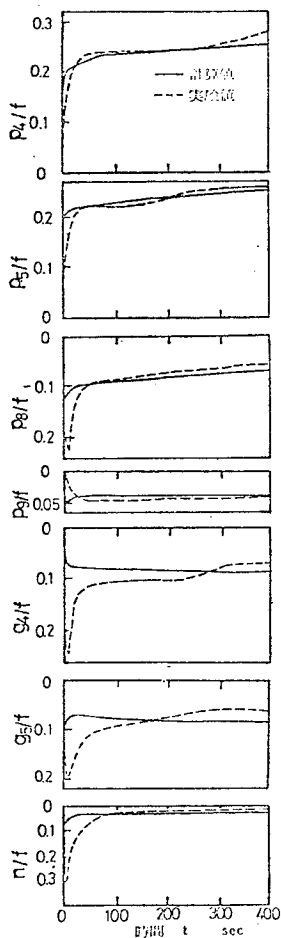


図 6.3 蒸気弁開度突変に対する応答

は実験値、計算値ともほとんど変化が認められないので省略する。蒸気弁上流側の加熱器入口、出口圧力、 P_4 、 P_5 はいずれも実験値の方が計算値より立上り時定数が大きい。これはオープンループ制御系によるポンプの動的特性から実験による g_1 が大きな変化を示すピーク値をとり、このポンプの流量変化が圧力に大きく影響を及ぼしているためで、実際のポンプ流量制御を行う場合には別に問題となるものではない。つまり、ポンプの静的特性実験から求めた計算値のポンプ出口流量はステップ状に減少した後、ほぼ一定値を示すのに対して実験では、ポンプ流量が大きく減少し、約 50 秒の後整定し、その分だけ圧力の応答が遅れることになる。また、各圧力 P_4 、 P_5 、 P_8 は計算値のピーク値の方が実験値のそれに比べ小さく、またピークとなる時期が実験値の方が遅いが、これも g_1 の影響によるものである。一方、回転数 n の応答は計算値と実験値とは定性的に一致しているが定量的にはピーク値に差異がみられる。これも計算値、実験値のタービン入口圧力、流量に差異があるため生じたものである。

6.2.4 ブロワ負荷弁開度BVのステップ変化に対する応答

第3章節5で示したように、タービン側入力に対するブロワ出力は小さく、ブロワ負荷弁を突変させたときのタービン側のループの変化は認められず、ブロワ上昇圧、ブロワ流量および回転数に変化が生じる。そして、これら三者の応答の形状はほぼ一致するので、ここでは回転数の応答のみ図6.4に示す。実験は約5秒の時定数を持つ一次遅れ状の応答となり、

計算値は約3秒程の時定数を持つ一次遅れ状の応答となる。

つまり、計算では弁開度を変化させた瞬時にブロワ負荷が変化するとしているが、実際はブロワから弁まで約3mの距離があり、その間の流動時間遅れがあり、このために実験値の時定数がわずかに大きくなっているものと考えられるが、定性的には良く一致している。

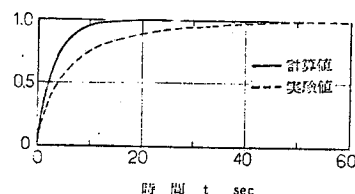


図6.4 負荷制御弁突変に対する回転数応答

6.3 結 言

CO₂を作業流体とする動力発生プラントの過渡応答特性の実験と解析結果とを比較検討した。定性的に良い一致を得、定量的にはオープンループ制御系によるポンプ特性の影響を考慮するとほぼ良好な結果と考えられる。

今後本研究をステップとしてさらに次の点について解析を進めていく予定である。

- 1) 実用規模プラントに対する各機器の設計^{*}に対する動特性解析、特にCO₂プラントの動特性に対して再生器が重要な役割を果たすと考えられるので、今後移相域を含む線形化解析の実験との比較、検討
- 2) 制御系を含めた最適制御系の設計計画である。

* 但し、加熱器については一部研究、発表済

第 7 章 結 論

ポンプ，加熱器，タービン，ブロワ，凝縮器からなるCO₂ 一段再生液相圧縮超臨界圧プラントを製作，運転し，静特性，動特性を調べ，実用化への足がかりを得た。第 2 章で装置概要を，第 3 章では各機器および全体の静特性実験結果を示した。さらに，第 4，5 章でCO₂ プラントの過渡応答特性に関する理論および実験結果を，第 6 章でそれらの比較を示した。各結論はすでに各章の末尾で示した通りであるが，要点は次のようである。

- (1) 本サイクルでは，熱効率増進上再生器が重要な役割を占めるが，本CO₂に対する再生器総熱貫流率は $900 \sim 1500 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$ の見通しを得た。
- (2) 将来小容量タービンに適用可能と考えられているビトー型タービンの性能特性を明らかにした。すなわち，その出力は式 (3-3) で表わされ，最大効率は $C_N = \frac{C_0}{2}$ の時の 50%，最大出力 $W_{T, \max} = G_N \cdot \frac{C_0^2}{4g}$ である。
- (3) 連続 20 時間，延べ 1500 時間運転の結果，サイクル上および運転上支障となる問題は生じず，CO₂ プラント実現への確証を得た。
- (4) 動特性に関して，従来の作動流体水の場合と比較すると，同一圧力，温度の場合物性値間の差異による動特性諸定数への影響の違いは少なく，各装置サイズ，構造など設計上の相違による因子の影響が大きい。
- (5) サイクル構成上，CO₂ プラントの場合タービン出口圧力が再生器によって影響を受けるので，タービンは背圧タービンの特性を有する。
- (6) 再生器給熱側出口温度はポンプ流量増加に対して最初増加し，次に減少する逆応答特性を示す。
- (7) タービンの出力特性はいずれも超臨界圧の貫流ボイラプラントと良く似た典型的な形状と類似している。
- (8) 各機器の単容量系とした理論解析を総合して系全体のブロック線図を作成し，そのシミュレーション結果と実験とはほぼ良い一致を得た。

参 考 文 献

- (1) A.Stodola , Steam and Gas Turbines , (1927), 305, Mc Graw -Hill .
- (2) 寺野, 運輸技研報告, 7-10, (昭32-11), 207.
- (3) 世古口, 逆井, 機論, 32-240 (昭41-8), 1249.
- (4) 竹内, 電力技研所報, 12-1, 2 (昭37-6), 33.
- (5) 竹内, 電力技研所報, 13-5, 6 (昭38-12), 21.
- (6) 竹内, 福本, 機誌, 69-569 (昭41-6), 752.
- (7) 島, 小笠原, 藤原, 機論, 34-262 (昭43-6), 1126.
- (8) 増淵, 自動制御, 8 (昭36), 382.
- (9) 増淵, 機械学会第54回講演会テキスト (昭48-4), 15.
- (10) 高橋, 自動制御, 6 (昭34), 2.
- (11) 藤堂, 機論, 33-252 (昭42-8), 1215.
- (12) H.M Paynter , Yasundo Takahashi , Trans. ASME, 78 (1965-5), 749.
- (13) F.J.Stermole , M.A.Lanson , I&EC Fundamentals , 2-1 (1963-2) 62.
- (14) 青木, 機論, 17-62 (昭26), 57.
- (15) 青木, 機論, 18-67 (昭26), 92.
- (16) 生井, 送風機と圧縮機, (昭35), 42.
- (17) 押田, 送風機・圧縮機計画設計データ集, (昭42), 274.
- (18) 竹内, 福元, 電力技研報告, NQ 65042 (昭40), 4.
- (19) R.Höger , Regelverhalten eines Überhitzers Regel , tech , 9-6, (1961), 228.
- (20) P.Profos , Die Behandlung von Regelproblemen vermittels des Fre -
quenganges des Regelkreises , (1943) Dies., Zürich.
- (21) L.B.Koppel , I&EC Fundamentals , 1, 2 (1962-5), 131.
- (22) 中野, 河竹, 日立評論, 44-9 (昭37-9), 7.
- (23) 田村, 細川, 荒川, 日立評論, 45-11 (昭38-11), 13.
- (24) 中野, 河竹, 西村, 今野, 日立評論, 45-11 (昭38-11), 8.
- (25) 伊藤, 福田, 山野, 三菱重工技報, 1-1 (昭39-1), 10.
- (26) 日笠, 相楽, 三菱重工技報, 2-1 (昭49-2), 11.

- (27) 三浦, 日立評論, 48-8(昭41-8), 16.
- (28) S.N.Fiala, Trans ASME, 79-2(1957-2), 389.
- (29) 寺野, 竹内, ボイラの自動制御, (昭48), 42, オーム社.
- (30) 石谷, 機論, 27-173(昭36-1), 153.

謝 辞

本研究を遂行するに当って, 終始御懇切な御指導と御鞭撻を賜りました神戸大学の赤川浩爾先生, 本研究をまとめるに当って多大の御援助と御指導を頂きました大阪大学の石谷清幹先生に心からなる感謝の意を表する次第であります。また, 終始御鞭撻を頂きました神戸大学の坂口忠司先生に感謝の意を表する次第であります。

最後に本研究に協力して頂きました当時, 神戸大学学生の小倉啓助(川崎重工), 黒田敏公(川崎重工), 滝花清作(日立製作所), 有馬秀俊(東京三洋), 宮田忠明(神鋼ファウドラ), 川端康介(ソニー), 本岡義啓(大気社), 青田光弘(近畿工業), 伊藤裕(神戸大学大学院), 多田羅誠(大気社), 阿部武生(トヨタ自動車), 山口敏明(神戸大学大学院)の諸氏ならびに図面作成などにおいて協力して頂きました神戸大学技官の村側博康氏に感謝します。また, この論文の討論に参加され, 印刷上の便宜を提供していただいた東京電力会社の伊藤文夫氏に感謝します。

なお, 本研究は文部省昭和46, 47年度科学研究費および昭和53~55年特定研究費の交付を受けたものであり, ここに感謝の意を表する次第であります。

付 録

第 1 編, 第 2 章

- 付録表 2.1 各ガスタービンサイクルの特性
- 付録表 2.2 各流体の物性定数
- 付録図 2.1 気体および液体のエンタルピー偏奇

第 2 編, 第 4 章

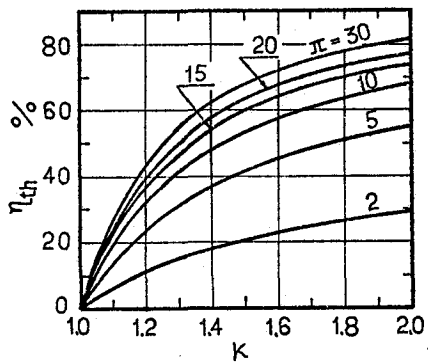
- 付録 1 式 (4-21) の解に対するプログラム
- 付録 2 周波数応答 //
- 付録 3 Floyd の方法 //
- 付録 4 加熱器の差分法プログラム
- 付録 5 再生器の差分法プログラム

第 6 章

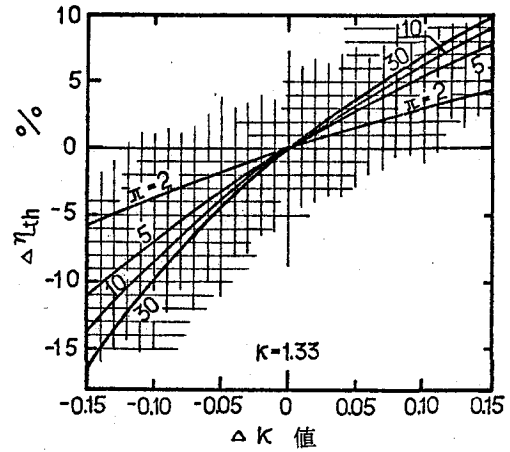
- 付録 6 プラント全体のシミュレーションプログラム

付表 2.1 各ガスタービンサイクルの特性

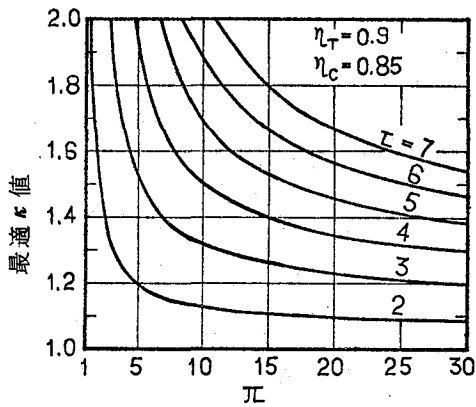
各サイクル 項目	T-S 線図	熱効率の式	τ, π, κ の η_{th} への影響	備考
(a) 完全単純ガスタービンサイクル ($\eta_T, \eta_C=1$, 非再生)		$\eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \pi^{-m}$	$\circ \tau$ は η_{th} に関係しない。 $\circ \pi, \kappa$ の大きい程 η_{th} は大 $\left(\frac{\partial \eta_{th}}{\partial \pi} = \frac{m}{\pi^{m+1}}, \frac{\partial \eta_{th}}{\partial m} = \frac{\ln \pi}{\pi^m} \right)$	付図 (a)-1 (b)-2
(b) 単純ガスタービンサイクル ($\eta_T, \eta_C \neq 1$, 非再生)		$\eta_{th} = \frac{\eta_T \tau (1 - \pi^{-m}) - \frac{\pi^m - 1}{\eta_C}}{\tau - 1 - \frac{1}{\eta_C} (\pi^m - 1)}$	$\circ \tau$ の大きい程 η_{th} は大 $\circ \eta_{th}$ を最大にする最適 π, κ 値が存在する。 その値は各々次の式を満足する値である。 $\pi^m = \frac{\eta_T \tau - \sqrt{\eta_T \tau (\eta_T \tau - (\eta_T \tau - \tau + 1) \cdot (\eta_C \tau - \eta_C + 1))}}{\eta_T \tau - \tau + 1}$	付図 (b)-1 (b)-2
(c) 同上 ($\eta_T, \eta_C \neq 1$, 完全再生)		$\eta_{th} = 1 - \frac{\pi^m}{\eta_T \eta_C \tau}$ $= 1 - \frac{T_1}{\eta_T \cdot \eta_C \cdot T_4}$	$\circ \tau$ の大きい程 η_{th} は大 $\circ \pi, \kappa$ の小さい程 η_{th} は大 $\left(\frac{\partial \eta_{th}}{\partial \pi} = -\frac{m}{\eta_T \eta_C \tau \cdot \pi^{1-m}}, \frac{\partial \eta_{th}}{\partial m} = \frac{-\pi^m \ln \pi}{\eta_T \eta_C \tau} \right)$	付図 (c)-1 (c)-2
(d) 等温圧縮サイクル ($\eta_T = \eta_C = 1$, 非再生)		$\eta_{th} = 1 - \frac{\pi^m (m \ln \pi - 1) + \tau}{\pi^m (\tau - 1)}$	$\circ \tau$ の大きい程 η_{th} は大 $\circ \pi$ には最適値が存在する。 $\pi = \tau^{\frac{1}{m}}$ $\circ \tau \geq \pi$ の時 κ の大きい程 η_{th} は大 $\tau < \pi$ の時最適 κ 値が存在する。 その値は $\kappa = \frac{\ln \pi}{\ln \pi - \ln \tau}$	付図 (d)-1 (d)-2
(e) 同上 ($\eta_T, \eta_C \neq 1$, 非再生)		$\eta_{th} = 1 - \frac{\tau \{1 + \eta_T (\pi^m - 1)\} - 1 + \frac{m \ln \pi}{\eta_C}}{\tau - 1}$	$\circ \tau$ の大きい程 η_{th} は大 $\circ \pi$ には最大値が存在する。 $\pi = (\tau \eta_T \eta_C)^{\frac{1}{m}}$ $\circ \tau \geq \frac{\pi}{\eta_T \eta_C}$ の時 κ の大きい程 η_{th} は大 $\tau < \frac{\pi}{\eta_T \eta_C}$ の時最適 κ 値が存在する。 その値は $\kappa = \frac{\ln \pi}{\ln \pi - \ln (\eta_T \eta_C \tau)}$	付図 (e)-1 (e)-2
(f) 同上 ($\eta_T, \eta_C \neq 1$, 完全再生)		$\eta_{th} = 1 - \frac{m \ln \pi}{\eta_T \eta_C \tau (1 - \pi^{-m})}$	$\circ \tau$ の大きい程 η_{th} は大 $\circ \pi, \kappa$ の小さい程 η_{th} は大 $\left(\frac{\partial \eta_{th}}{\partial \pi} = \frac{-m}{\eta_T \eta_C \tau \pi^{m+1}} (\pi^m - 1 - m \ln \pi) \right)$ $\frac{\partial \eta_{th}}{\partial m} = \frac{-\ln \pi}{\eta_T \eta_C \tau \pi^m (1 - \pi^{-m})} (\pi^m - 1 - m \ln \pi)$	付図 (f)-1 (f)-2



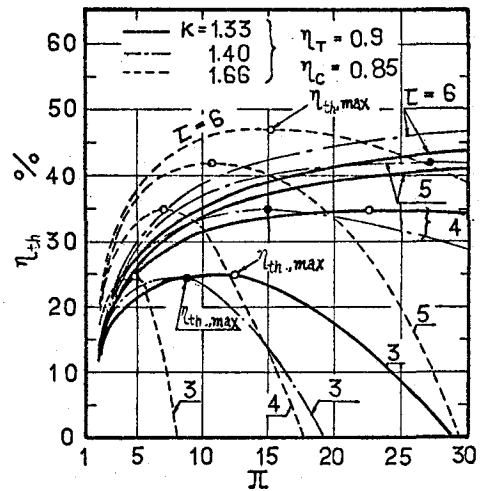
付図 a-1 π , κ の η_{th} への影響



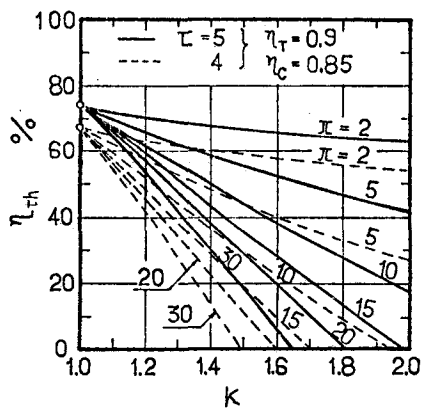
付図 a-2 κ の変化による η_{th} の改善度



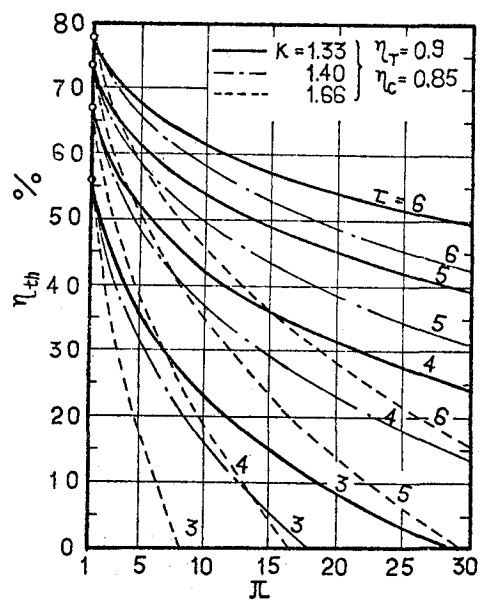
付図 b-1 最適 κ 値



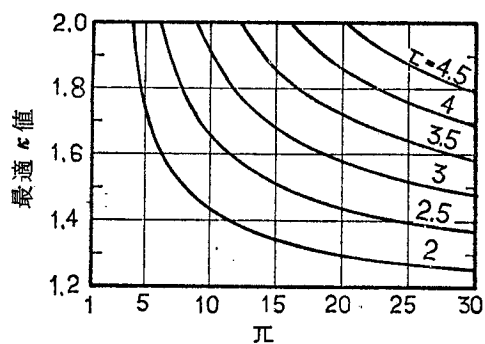
付図 b-2 τ , π , κ と η_{th} の関係



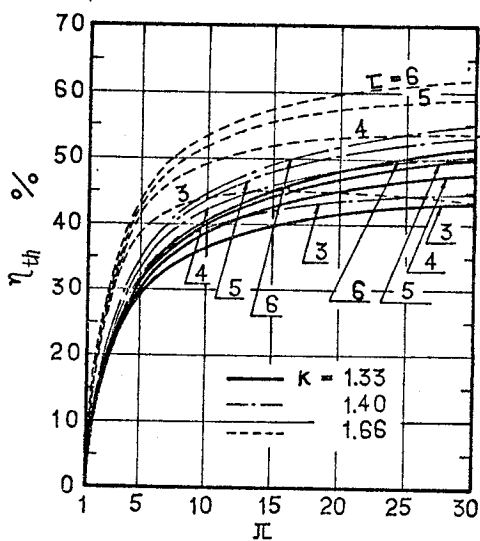
付図 c-1 κ の η_{th} への影響



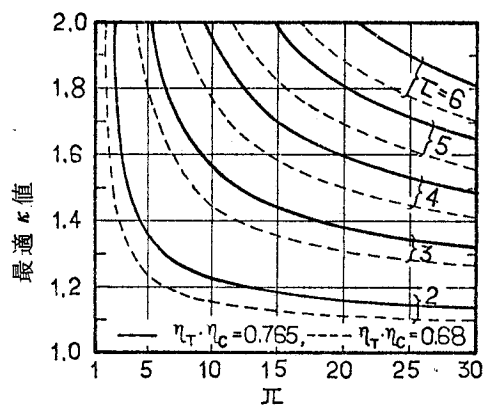
付図 c-2 τ , π , κ と η_{th} の関係



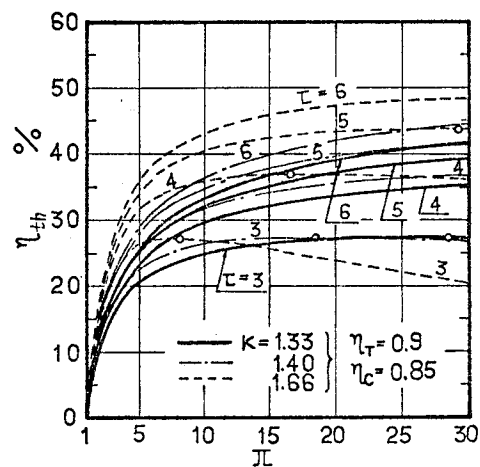
付図 d-1 最適 κ 値



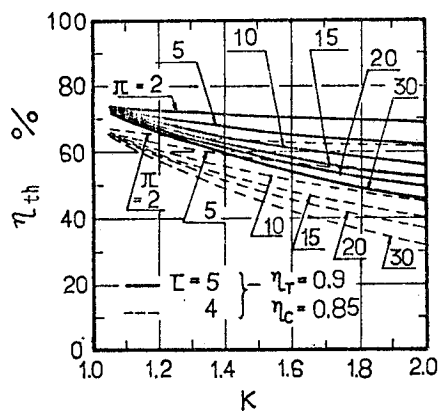
付図 d-2 τ, π, κ の η_{th} の関係



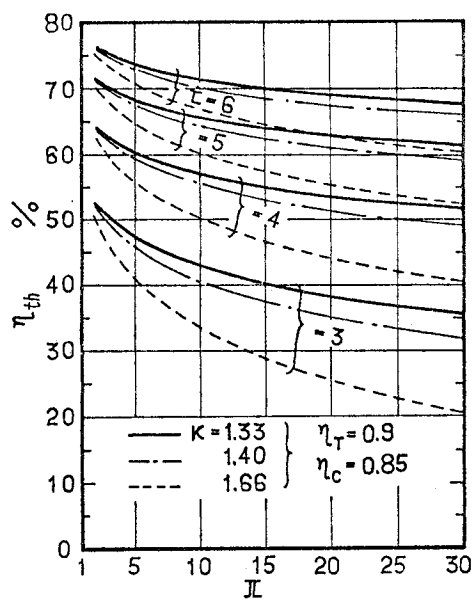
付図 e-1 最適 κ 値



付図 e-2 τ, π, κ の η_{th} の関係



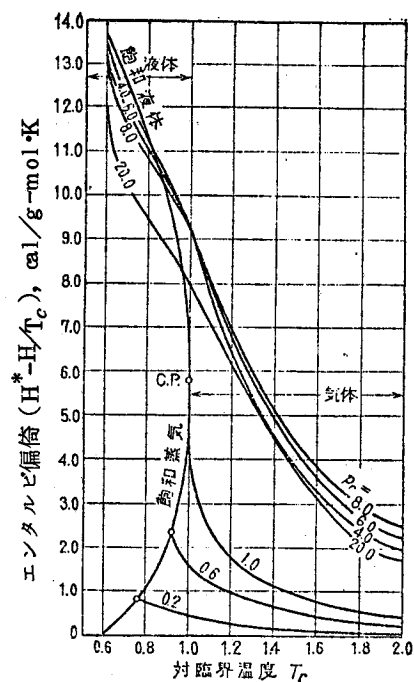
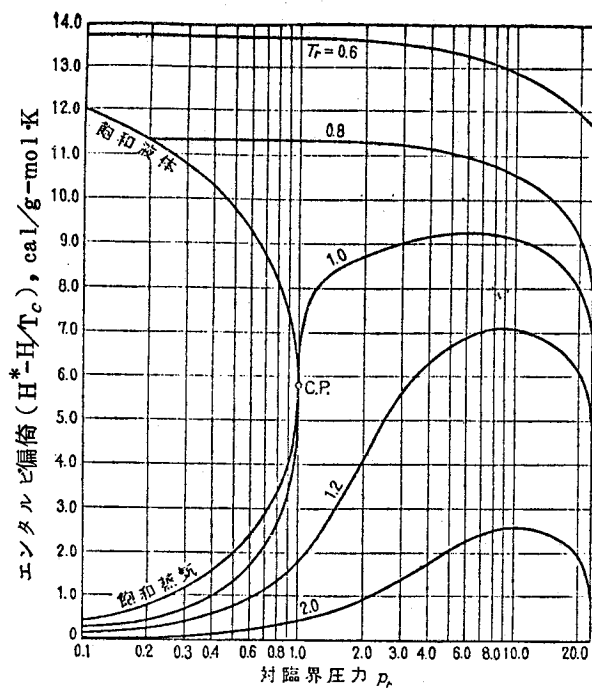
付図 f-1 κ の η_{th} への影響



付図 f-2 τ, π, κ と η_{th} の関係

表 2.2 各流体の物性定数

物 質	化 学 記 号	分子 量	臨 界 温 度 ℃	臨 界 圧 力 ata	飽和蒸気圧力 ata		飽 和 蒸 気 比容積 m ³ /kg		潜 熱 kcal/kg		音 速 飽和蒸気 at 27℃ m/S	等エントロピー 熱落差120℃の 飽和蒸気から 27℃ の飽和 圧力まで kcal/kg	沸 点 at 1 atm ℃	液比熱 at 27℃	比 熱 比 κ	熱 伝 導 率 kcal/mh℃		備 考
					27℃	120℃	27℃	120℃	27℃	120℃						液	蒸 気	
水	H ₂ O	18	374.2	225.6	0.036	2.095	39.535	0.863	582.5	525.3	428.8 490.4 (at 120.1℃)	138.9	100	1	1.33(at 26.7℃)	0.5208 (20℃)		
水 銀	Hg	201	1537.8		274℃で 0.19		274℃で 1.305		274℃で 70.2				355.56	0.032	1.666 (1atm, 60℃)			有毒, 安定
F-113	C ₂ Cl ₃ F ₃	187	214.1	35.1	0.485	7.16	0.275	0.021	36.7	28.3	117.3	9.72	47.78	0.215	1.08 (1atm, 60℃)	0.0775 (20℃)	0.0067 (30℃, 0.5atm)	有毒 120℃で 安定 (340℃で×)
F-11	CCl ₃ F	137	198.0	45.0	1.146	12.937	0.156	0.015	43.3	32.1	138.4	10.83	23.89	0.21	1.136 (1atm, 30℃)	0.0789 (20℃)	0.00714 (30℃, 1atm)	有毒 120℃で 安定 (340℃で×)
塩化エチル	C ₂ H ₅ Cl	65	187.2	53.7	1.723	~18.28	0.212		87.2		210.3		12.22	0.401	1.187 (22.778℃)			有毒 , 空気と共に爆発
F-21	CHCl ₂ F	103	178.3	52.7	1.969	~20.39	0.120	~0.012	55.6	~36.7	161.5	12.4	8.889	0.255	1.175 (1atm, 30℃)	0.0922 (20℃)	0.00848 (30℃, 1atm)	安定 120℃で (340℃で×)
亜硫酸ガス	SO ₂	64	157.2	80.3	4.198	~42.19	0.082		80.6	~50.6	192.0		-10	0.34	1.26 (at 26.7℃)			有毒
ブタン (normal)	C ₄ H ₁₀	58	152.0	38.7	2.644	~22.5	0.1536		86.3				-0.556	0.52			0.01161 (0℃, 1atm)	可燃性
F-114	C ₂ Cl ₂ F ₄	171	145.6	33.3	2.320	~21.8	0.059	0.0057	30.6	17.5	117.0	7.67	3.333	0.235	1.088 (1atm, 30℃)	0.0565 (20℃)	0.00967 (30℃, 1atm)	安定 120℃で (340℃で×)
塩化メチル	CH ₃ Cl	50.5	143	68.1	6.068	~47.8	0.074		89.5	—			-23.89	0.385			0.0107 (46.11℃ 1atm)	Alで爆発性ガスを形成 空気と共に爆発 有毒
アンモニア	NH ₃	17	133.0	116.5	10.757	93.5	0.122	~0.0094	277.1	~106.12	359.7	50.00	-33.33	1.2	1.336	0.4315 (20℃)	0.0357 (150℃, 1atm) 0.0238(150℃ 1atm)	空気と共に爆発 Cuをおかす
F-12	CCl ₂ F ₂	121	112.2	42.0	6.954	—	0.0256	—	32.7	—	134.4	5.834 (26.7℃ ~104.4℃)	-29.78	0.233	1.136 (1atm, 30℃)	0.0625 (20℃)	0.00878 (30℃, 1atm)	安定 120℃で (340℃で×)
F-22	CHClF ₂	86	96.1	50.8	11.130	—	0.022	—	43.3	—	158.8		-40.55	0.302	1.184 (1atm, 30℃)	0.0774 (20℃)	0.01012 (30℃, 1atm)	有毒 120℃で 安定 (340℃で×)
プロパン	C ₃ H ₈	44	94.4	46.5	10.040	—	0.048	—	80.1	—			-42.33	0.6	1.13			可燃性
二酸化炭素	CO ₂	44	31	75.3	68.151	—	0.0037	—	25.0	—	270.0		-78.5				0.01265 (0℃, 1atm)	有毒
F-13	CCl ₃ F	104	28.9	39.4	37.651	—	0.00256	—	7.5	—			-81.67	0.78	1.172 (1atm, -30℃)			安定 120℃で (340℃で×)
空 気	—	29	-140.7	38.5	—	—	—	—	—	—	347 (400℃で) 408		-194.33		1.4			
カリウム	K	39			343℃で0.0014 560℃で0.1055		560℃で16.7		560℃493		560℃で 518		760	343℃で 0.185	1.66(560℃)	560℃で 31.25	560℃で 0.0054	酸化 水中で燃焼



付図 2.1 気体および液体のエンタルピ偏倚 ($Z_c = 0.27$)

付録 1.

FACOM BOS2 FORTRAN -730612- V03 L05

50

ISN	*	!	SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE	*ID. SEQ.
	C		DYNAMIC BEHAVIOR OF SUPER-HEATER S50-4-14 T.FUJII	
1			DOUBLE PRECISION FUNC.Y,TERU(260),ZY(260),FUJ(260),AA	
2			COMMON AA	
3			EXTERNAL FUNC	
4		9	READ(5,1) AA	
5		1	FORMAT(F10.5)	
6			IF(AA.EQ. 0.0) GO TO 10	
7			FUJ(1)=DEXP(-AA)	
8			DO 2 I=2,250	
9			FUJ(I)=FLOAT(I)/5.0	
10			B=FUJ(I)	
11			IF(B.LT. 2.0) GO TO 7	
12			CALL GAS32D(0.0,B,FUNC,Y)	
13			GO TO 8	
14		7	CALL GAS4D(0.0,B,FUNC,Y)	
15		8	TERU(I)=DEXP(-AA)*(1.0+Y)	
16			ZY(I)=Y	
17		2	CONTINUE	
18			WRITE(6,3)	
19		3	FORMAT(1H1,10X,62H** CALCULATION OF SULER-HEATER TEMP. - ENTER TEM	
20			1P, RESPONSE **)	
21			WRITE(6,4)	
22		4	FORMAT(1H ,12X,2HT,,7X,5HFUNC.,9X,6HF1(T,).15X,2HT,,7X,5HFUNC.,10X	
23			1,6HF1(T,))	
24			DO 5 I=1,125	
25			WRITE(6,6) FUJ(I),ZY(I),TERU(I),FUJ(I+125),ZY(I+125),TERU(I+125)	
26		6	FORMAT(1H ,10X,F6.2,3X,F10.5,5X,F10.6,10X,F6.2,3X,F10.5,5X,F10.6)	
27		5	CONTINUE	
28			WRITE(6,20) AA	
29		20	FORMAT(1H0,10X,3HAA=,F10.5)	
30			GO TO 9.	
31		10	CONTINUE	
			STOP	
			END	

*** OPTIONS IN EFFECT ***

FORTRAN2 LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSE0,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=00CE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

FT997 END OF COMPILATION (FTMAIN)

FACOM BOS2 FORTRAN -730612- V03 L03

ISN * 1 SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE

*ID. SEQ.

```

1      DOUBLE PRECISION FUNCTION FUNC(X)
2      DOUBLE PRECISION X,YOSH1,YOSH2,T,BI1,E
3      COMMON AA
4      IF(X .LT. 1.0E-13) GO TO 30
5      YOSH1=2.0*DSORT(AA*X)
6      T=AA/X
7      YOSH2=DSORT(T)
8      CALL BES11D(YOSH1,BI1,ILL)
9      IF(ILL .EQ. 30000) GO TO 2002
10     E=DEXP(-X)
11     FUNC=E*BI1*YOSH2
12     GO TO 31
13     30 FUNC=0.0
14     31 CONTINUE
15     2002 CONTINUE
16     RETURN
17     END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

FORTRAN2 LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSE0,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=00CE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

FT997 END OF COMPILATION (FUNC)

付録 2.

FACOM BOS5 FORTRAN -730612- V03 L05

ISN	*	1	SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE	*ID. SEQ.
	C		CALCULATION OF FREQUENCY RESPONSE S50-2-20 T.FUJII	
1			DIMENSION A(305),B(305),S(305),G1(305),G2(305),G7(305),G8(305)	
2			DOUBLE PRECISION G6(305),G4(305),G10(305),G3(305),G5(305)	
3			COMPLEX W,TF1,TF2,TG1,TG2,TT,TST,TQ1,TQ2,S	
4		72	READ(5,300) AA,BB,CC	
5		300	FORMAT(3F10.5)	
6			IF(AA.EQ. 0.0) GO TO 702	
7			AZ=AA*BB	
8			AY=AA*CC	
9			AX=1.0+(BB*CC)	
10			CX=(1.0/CC)	
11			DO 31 I=1,31	
12			A(I)=FLOAT(I-1)	
13			B(I)=A(I)/1000.0	
14			BT=B(I)	
15			W=CMPLX(0.0,BT)	
16			TF1=W*(3.79185*(W+0.17469))/(W+1.97794)	
17			TF2=0.834988*W+(1.33717*(W+1.80325))/(W+1.97794)+(2.96806*W)/(W+0.107886)	
18			TG1=0.6623983/(W+1.97794)	
19			TG2=2.411252/(W+1.97794)	
20			TT=(TF1+TF2)**2-4.0*TG1*TG2	
21			TST=CSORT(TT)	
22			TQ1=(-TF1+TF2+TST)/2.0	
23			TQ2=(-TF1+TF2-TST)/2.0	
24			S(I)=(TG1*(CEXP(TQ1)-CEXP(TQ2)))/((TF2-TQ2)*CFXP(TQ1)-(TF2-TQ1)*CEXP(TQ2))	
25		31	CONTINUE	
26			DO 32 J=1,27	
27			I=J+31	
28			A(I)=FLOAT(J)	
29			B(I)=A(I)/100.0+0.03	
30			BT=B(I)	
31			W=CMPLX(0.0,BT)	
32			TF1=W*(3.79185*(W+0.17469))/(W+1.97794)	
33			TF2=0.834988*W+(1.33717*(W+1.80325))/(W+1.97794)+(2.96806*W)/(W+0.107886)	
34			TG1=0.6623983/(W+1.97794)	
35			TG2=2.411252/(W+1.97794)	
36			TT=(TF1+TF2)**2-4.0*TG1*TG2	
37			TST=CSORT(TT)	
38			TQ1=(-TF1+TF2+TST)/2.0	
39			TQ2=(-TF1+TF2-TST)/2.0	
40			S(I)=(TG1*(CEXP(TQ1)-CEXP(TQ2)))/((TF2-TQ2)*CFXP(TQ1)-(TF2-TQ1)*CEXP(TQ2))	
41		32	CONTINUE	
42			DO 33 K=1,199	
43			I=58+K	
44			A(I)=FLOAT(K)	
45			B(I)=A(I)/10.0+0.3	
46			BT=B(I)	
47			W=CMPLX(0.0,BT)	
48			TF1=W*(3.79185*(W+0.17469))/(W+1.97794)	
49			TF2=0.834988*W+(1.33717*(W+1.80325))/(W+1.97794)+(2.96806*W)/(W+0.107886)	

ISN	*	1	SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE	*ID. SEQ.
50			TG1=0.6623983/(W+1.97794)	
51			TG2=2.411252/(W+1.97794)	
52			TT=(TF1+TF2)**2-4.0*TG1*TG2	
53			TST=CSORT(TT)	
54			TQ1=(-TF1+TF2+TST)/2.0	
55			TQ2=(-TF1+TF2-TST)/2.0	
56			S(I)=(TG1*(CEXP(TQ1)-CEXP(TQ2)))/((TF2-TQ2)*CFXP(TQ1)-(TF2-TQ1)*CFXP(TQ2))	
57		33	CONTINUE	
58			WRITE(6,208)	
59		208	FORMAT(1H1,10X,53H**1.0/((6.0365+1+0.015175/(0.026235+1))*(0.026235+1)))	
60			WRITE(6,209)	
61		209	FORMAT(1H0,10X,23H** 1) VECTOR DIAGRAM **)	
62			WRITE(6,109) AA,CC,BB	
63		109	FORMAT(1H ,10X,3HAA=,F10.5,2X,6HTP/T1=,F10.5,2X,6HT1/TW=,F10.5)	
64			WRITE(6,200)	
65		200	FORMAT(1H0,10X,2HJW,5X,4HREAL,12X,7HIMAGINE,10X,2HJW,7X,4HREAL,11X,1,7HIMAGINE,9X,2HJW,8X,4HREAL,10X,7HIMAGINE)	
66			DO 3 I=1,85	
67			WRITE(6,4) B(I),S(I),B(I+85),S(I+85),B(I+170),S(I+170)	
68		4	FORMAT(1H ,7X,3(F6.3,E15.8,1H,,E15.8,3X))	
69		3	CONTINUE	
70			DO 100 I=1,255	
71			G1(I)=REAL(S(I))	
72			G2(I)=AIMAG(S(I))	
73			G3(I)=G1(I)*G1(I)+G2(I)*G2(I)	
74			G4(I)=DSORT(G3(I))	
75			G10(I)=20.0*DLOG10(G4(I))	
76			IF(G1(I).EQ. 0.0) GO TO 14	
77			G5(I)=G2(I)/G1(I)	
78			G6(I)=DATAN(G5(I))	
79			IF(G1(I).LT. 0.0) GO TO 12	
80			IF(G2(I).LT. 0.0) GO TO 13	
81			G7(I)=G6(I)-6.2832	
82			GO TO 15	
83		12	G7(I)=G6(I)-3.1416	
84			GO TO 15	
85		13	G7(I)=G6(I)	
86			GO TO 15	
87		14	G7(I)=-1.5708	
88		15	G8(I)=G7(I)*180.0/3.1416	
89		100	CONTINUE	
90			WRITE(6,205)	
91		205	FORMAT(1H0,10X,21H** 2) BODE DIAGRAM **)	
92			WRITE(6,201)	
93		201	FORMAT(1H0,11X,2HJW,8X,4HGAIN,12X,8HGAIN(DB),5X,13HPHASE(DEGREE),3,1X,2HJW,8X,4HGAIN,12X,8HGAIN(DB),6X,13HPHASE(DEGREE))	
94			DO 101 I=1,128	
95			WRITE(6,104) B(I),G4(I),G10(I),G8(I),B(I+128),G4(I+128),G10(I+128),G8(I+128)	
96		104	FORMAT(1H ,8X,2(F6.3,F15.8,2X,F15.8,2X,F15.8,2X))	
97		101	CONTINUE	
98		102	CONTINUE	
99			GO TO 72	

	FACOM	ROS2	FORTRAN	-730612-	V03 L03	FTMAIN	50.
ISN	*	!	SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE				*ID. SEQ.
100			702	CONTINUE			
101				STOP			
102				END			
*** OPTIONS IN EFFECT ***							
	FORTRAN2		LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSE0,NONERW,SYSLN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,				
			TRAP=NOCE,OPT=0,WORK=20,ARFAY=256,TABLE=10				
FT997 END OF COMPILATION (FTMAIN)							

付録 3.

FACOM BOS2 FORTRAN -730612- V03 L05

```

ISN      *      1      SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE      *ID.. SEQ.
C        TRANSFORM TO STEP RESPONSE FROM FREQUENCY RESPONSE  S50-4-27 T.FUJII
C        DOUBLE PRECISION --METHOD
1        DOUBLE PRECISION X,Y,FUNC,GEUS(300),B,GAUS
2        EXTERNAL FUNC
3        DIMENSION KLL(300),C(300)
4        15 READ(5,50) F
5        50 FORMAT(F10.5)
6        IF(F.EQ. 0.0) GO TO 5
7        I=1
8        8 B=FLOAT(I)/5.0
9        C(I)=B
10       CALL MGAUSD(0.0,B,0.0,2.0,3.3,FUNC,GAUS,ILL)
11       GEUS(I)=0.63662*GAUS
12       KLL(I)=ILL
13       IF(ILL.EQ. 30000) GO TO 10
14       IF(I.EQ. 251) GO TO 9
15       I=I+1
16       GO TO 8
17       9 CONTINUE
18       WRITE(6,200)
19       200 FORMAT(1H1,10X,47H** TRANSFORM TO STEP RESPONSE FROM FREQUENCY **)
20       WRITE(6,201)
21       201 FORMAT(1H ,10X,3(8H T(SEC) ,3X,7H VALUE,10X))
22       DO 7 I=1,83
23       WRITE(6,202) C(I),GEUS(I),C(I+83),GEUS(I+83),C(I+166),GEUS(I+166)
24       202 FORMAT(1H ,11X,3(F6.2,5X,F10.5,7X))
25       7 CONTINUE
26       GO TO 15
27       10 WRITE(6,300) ILL
28       300 FORMAT(1H ,10X,4HILL=,I10)
29       5 STOP
30       END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

FORTRAN2 LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=00CE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

FT997 END OF COMPILATION (FMAIN)

ISN	*	!	SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE	*ID. SEQ.
-----	---	---	----------------------------------	-----------

1			DOUBLE PRECISION FUNCTION FUNC(X,Y)	
2			DOUBLE PRECISION X,Y	
3			COMPLEX W,TF1,TF2,TG1,TG2,TT,TST,T01,T02,S	
4			YY=SNGL(Y)	
5			XX=SNGL(X)	
6			W=CMPLX(0.0,YY)	
7			TT=-2.0*W-(40.0*W)/(2.0*W+1.0)	
8			S=(1.0-CFXP(TT))/(2.0*W*(2.0*W+21.0))	
9			FENC=(REAL(S))*COS(YY*XX)	
10			FUNC=DBLE(FENC)	
11			RETURN	
12			END	

*** OPTIONS IN EFFECT ***

FORTRAN2	LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
	TRAP=00CE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

FT997 END OF COMPILATION (FUNC)

付録 4

```

73 RE=(GX/GAMX/AH)/(AMUX*9.81/GAMX)*DH
RE=ABS(RE)
75 ALF=.023*PR**333333*RE**8*RAMX/DH
RETURN
END

```

IONS IN EFFECT ***

TRAN2 LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=00CF,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

COMPILATION (ALFAO)

!SN	*	!	SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE	*ID. SF0.
1			FILES 2-MT	
	C		KANETUKAN NO DOTOKUSEI	
2			DIMENSION G(2,55),Q1(2,55),H(2,55),P(2,55)	
			1,T(2,55),TM(2,55),GAM(2,55),PPQ(300)	
3			COMMON A,D,RT,RL,FNT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30)	
			1,CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(18),AMU(18,18)	
			2,TMU(18),PMU(18)	
			3,PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)	
4			READ(5,900) (PP(I),I=1,3)	
5			READ(5,900) (PRT(I),I=1,21)	
6			READ(5,900) ((PRX(I,J),I=1,21),J=1,3)	
7			900 FORMAT(15F5.1)	
8			REWIND 2	
9			READ(2) (PP(I),I=1,28)	
10			READ(2) (TT(I),I=1,64)	
11			READ(2) ((FNT(I,J),J=1,28),I=1,64)	
12			READ(2) ((V(I,J),J=1,28),I=1,64)	
13			READ(2) (PMU(I),I=1,18)	
14			READ(2) (TMU(I),I=1,18)	
15			READ(2) ((AMU(I,J),J=1,18),I=1,18)	
16			DO 10 I=1,8	
17			READ(2)	
18			10 CONTINUE	
19			READ(2) (RAMT(I),I=1,17)	
20			READ(2) (RAMP(I),I=1,13)	
21			READ(2) ((RAM(I,J),J=1,13),I=1,17)	
22			READ(2) (CPT(I),I=1,39)	
23			READ(2) (CPP(I),I=1,30)	
24			READ(2) ((CP(I,J),I=1,39),J=1,30)	
25			D=0.0078	
26			A=D*D*0.7854	
27			PAD=50.0	
28			RL=0.38	
29			RT=0.2	
30			KTO=26	
31			ITO=KTO-1	
32			CM=RL*0.04393	
	C		*****TFIJYD CHI*****	
33			READ(5,100) PD,PI,TI,Q2,G11	
34			100 FORMAT(5F10.2)	
35			P(1,1)=PI	
36			T(1,1)=TI	
37			G(1,1)=G11	
38			200 CALL BUTUH(P(1,1),T(1,1),H(1,1))	
39			CALL BUTUG(P(1,1),T(1,1),GAM(1,1))	
40			DO 11 I=1,ITO	
41			H(1,I+1)=H(1,I)+Q2/G11*RL	
42			CALL SAATU(P(1,I),T(1,I),G(1,I),DELP)	
43			80 P(1,I+1)=P(1,I)-DELP	
44			CALL RACKT(P(1,I+1),H(1,I+1),T(1,I+1))	
45			CALL BUTUG(P(1,I+1),T(1,I+1),GAM(1,I+1))	
46			G(1,I+1)=G(1,I)	
47			11 CONTINUE	
48			PHAN=ABS(P(1,KTO)-PD)	
49			IF(PHAN.LT.PAD) GO TO 201	

```

50      P(1,1)=P(1,1)-(P(1,KTO)-PO)/2.0
51      GO TO 200
52      201 WRITE(6,101)
53      101 FORMAT(25X,10HTEIJO-CHI)
54      WRITE(6,102)
55      102 FORMAT(1H,4X,1HJ,4X,1HJ,11X,1HG,10X,3HGAM,11X,1HH,11X,1HP,
111X,1HT,11X,2HTM,10X,2HAI)
56      DO 12 I=1,KTO
57      CALL ALFA(P(1,I),T(1,I),G(1,I),ALF)
58      TM(1,I)=Q2/(ALF*3.1416*D)+T(1,I)
59      Q1(1,I)=Q2
60      CALL BACKT(P(1,I),H(1,I),T(1,I))
61      12 CONTINUE
62      103 FORMAT(1H,3X,12,3X,F4,2,3X,7E12.5)
63      I=1
64      ANGASA=0.
65      WRITE(6,103) I,ANGASA,G(1,I),GAM(1,I),H(1,I),
1P(1,I),T(1,I),TM(1,I),Q1(1,I)
66      I=KTO
67      AI=I-1
68      ANGASA=PL*AI
69      WRITE(6,103) I,ANGASA,G(1,I),GAM(1,I),H(1,I),
1P(1,I),T(1,I),TM(1,I),Q1(1,I)
C ***** SEITEI CHI *****
70      READ(5,100) PO,PI,TI,Q2,GI1
71      P(2,1)=PI
72      T(2,1)=TI
73      G(2,1)=GI1
74      300 CALL BUTUH(P(2,1),T(2,1),H(2,1))
75      CALL BUTUG(P(2,1),T(2,1),GAM(2,1))
76      DO 31 I=1,1TO
77      H(2,I+1)=H(2,I)+Q2/GI1*RL
78      CALL SAATU(P(2,I),T(2,I),G(2,I),DELP)
79      P(2,I+1)=P(2,I)-DELP
80      CALL BACKT(P(2,I+1),H(2,I+1),T(2,I+1))
81      CALL BUTUG(P(2,I+1),T(2,I+1),GAM(2,I+1))
82      G(2,I+1)=G(2,I)
83      31 CONTINUE
84      PHAN=ABS(P(2,KTO)-PO)
85      IF(PHAN.LT.PAD) GO TO 301
86      P(2,1)=P(2,1)-(P(2,KTO)-PO)/2.0
87      GO TO 300
88      301 WRITE(6,322)
89      322 FORMAT(25X,10HSEITEI-CHI)
90      WRITE(6,102)
91      DO 32 I=1,KTO
92      CALL ALFA(P(2,I),T(2,I),G(2,I),ALF)
93      TM(2,I)=Q2/(ALF*3.1416*D)+T(2,I)
94      Q1(2,I)=Q2
95      CALL BACKT(P(2,I),H(2,I),T(2,I))
96      32 CONTINUE
97      I=1
98      ANGASA=0.
99      WRITE(6,103) I,ANGASA,G(2,I),GAM(2,I),H(2,I),
1P(2,I),T(2,I),TM(2,I),Q1(2,I)
100      I=KTO
101      AI=I-1
102      ANGASA=RL*AI
103      WRITE(6,103) I,ANGASA,G(2,I),GAM(2,I),H(2,I),
1P(2,I),T(2,I),TM(2,I),Q1(2,I)
C ***** KATO CHI *****
104      READ(5,158)KAISU
105      188 FORMAT(I3)
106      READ(5,400) NPO,TPO
107      400 FORMAT(15,F5,1)
108      READ(5,401) (PPO(I),I=1,NPO)
109      401 FORMAT(13F6,1)
110      DO 302 I=1,NPO
111      PPO(I)=PPO(I)*10000.
112      302 CONTINUE
113      WRITE(6,110)
114      110 FORMAT(25X,8HKATO-CHI)

```

```

115 303 FORMAT(1H1,4X,1H1,4X,1H1,11X,1HG,10X,3HGAM,11X,1HH,11X,1HP,
116 111X,1HT,11X,2HTM,10X,2H01)
117 DO 99 K=1,KAI SU
118 NK=MOD(K,100)
119 IF(NK.E0.0) GO TO 304
120 GO TO 305
121 304 WRITE(6,303)
122 305 CONTINUE
123 AK=K
124 TSUM=RT*AK
125 KPO=TSUM/TPO
126 AKPO=KPO
127 TDEL=TSUM-AKPO*TPO
128 PO=PPO(KPO+1)+(PPO(KPO+2)-PPO(KPO+1))*TDEL/TPO
129 OKUT=AK/(-4.)
130 OKUG=EXP(OKUT)
131 G(2,1)=.05+.00375*(1-OKUG)
132 37 DO 38 I=1,KTO
133 CALL ALFA(P(2,I),T(2,I),G(2,I),ALF)
134 TM(2,I)=(G2+CM/RT*TM(1,I)+ALF*3.1416*D*T(2,I))/
135 1*(CM/RT+ALF*3.1416*D)
136 Q1(2,I)=ALF*3.1416*D*(TM(2,I)-T(2,I))
137 G(2,I+1)=G(2,I)-R1*A/RT*(GAM(2,I)-GAM(1,I))
138 H(2,I+1)=H(2,I)+Q1(2,I)*RL/G(2,I)-RL/RT/G(2,I)*A*(H(2,I)-H(1,I))
139 1=GAM(2,I)
140 CALL SAATU (P(2,I),T(2,I),G(2,I),DELP)
141 P(2,I+1)=P(2,I)-DELP
142 CALL BACKT(P(2,I+1),H(2,I+1),T(2,I+1))
143 CALL BUTUG(P(2,I+1),T(2,I+1),GAM(2,I+1))
144 38 CONTINUE
145 PHAN=ABS(P(2,KTO)-PO)/2.0
146 IF(PHAN.LT.PAD) GO TO 210
147 P(2,1)=P(2,1)-(P(2,KTO)-PO)/2.0
148 CALL BUTUH(P(2,1),T(2,1),H(2,1))
149 CALL BUTUG(P(2,1),T(2,1),GAM(2,1))
150 GO TO 37
151 210 CONTINUE
152 LK=MOD(K,5)
153 IF(LK.E0.0) GO TO 314
154 GO TO 315
155 314 CONTINUE
156 AK=K
157 TJIKAN=AK*RT
158 WRITE(6,222) TJIKAN
159 222 FORMAT(5X,6HJIKAN=,F6.3)
160 I=1
161 ANGASA=0.
162 WRITE(6,103) I,ANGASA,G(2,I),GAM(2,I),H(2,I)
163 1,P(2,I),T(2,I),TM(2,I),Q1(2,I)
164 I=KTO
165 AI=I-1
166 ANGASA=RI*AI
167 WRITE(6,103) I,ANGASA,G(2,I),GAM(2,I),H(2,I)
168 1,P(2,I),T(2,I),TM(2,I),Q1(2,I)
169 315 CONTINUE
170 DO 50 I=1,KTO
171 G(1,I)=G(2,I)
172 GAM(1,I)=GAM(2,I)
173 H(1,I)=H(2,I)
174 P(1,I)=P(2,I)
175 T(1,I)=T(2,I)
176 TM(1,I)=TM(2,I)
177 Q1(1,I)=Q1(2,I)
178 50 CONTINUE
179 99 CONTINUE
180 999 CONTINUE
181 REWIND 2
182 STOP
183 END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

FORTRAN? LIST,NOMAP,NOASTER,DEBUG,NOSEQ,NOVERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=NOCF,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

END OF COMPILATION (FTMAIN)

```

1      SUBROUTINE SAATU (P1,T1,G1,DELP)
2      COMMON A,D,RT,RL,FNT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30)
1.CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(18),AMU(18,18)
2.TMU(18),PMU(18)
3.PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)
3      CALL BUTUG(P1,T1,GAM1)
4      CALL BUTUM(P1,T1,AMU1)
5      GX=ABS(G1)
6      U1=GX/GAM1/A
7      RF=D*U1*GAM1/AMU1/9.81
8      RAMDA=RF**(-0.25)*0.3164
9      IF(G1.GT.0.0) GO TO 10
10     RAMDA=RAMDA*(-1.0)
11     10 DELP=RAMDA*RL*U1*U1*GAM1/(19.62*D)
12     RETURN
13     END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

```

FORTRAN2      LIST,NOMAP,NOASTER,DEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
              TRAP=00CF,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

```

END OF COMPILATION (SAATU)

```

1      SUBROUTINE BUTUH(PY,IX,HX)
2      COMMON A,D,RT,RL,FNT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30)
1.CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(18),AMU(18,18)
2.TMU(18),PMU(18)
3.PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)
3      PX=PY
4      PX=PX/10000.0
5      J=0
6      70 J=J+1
7      A1=PP(J)
8      A2=PP(J+1)
9      IF(PX.GT.A2)GO TO 70
10     A3=(PX-A1)/(A2-A1)
11     I=0
12     51 I=I+1
12     B1=TT(I)
14     B2=TT(I+1)
15     IF(TX.GT.B2) GO TO 51
16     B3=(TX-B1)/(B2-B1)
17     C1=(FNT(I,J+1)-ENT(I,J))*A3+ENT(I,J)
18     C2=(FNT(I+1,J+1)-FNT(I+1,J))*A3+ENT(I+1,J)
19     C3=(C2-C1)*B3+C1
20     HX=C3
21     RETURN
22     END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

```

FORTRAN2      LIST,NOMAP,NOASTER,DEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
              TRAP=00CF,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

```

END OF COMPILATION (BUTUH)

```

1      SUBROUTINE BUTUG(PY,IX,GX)
2      COMMON A,D,RT,RL,FNT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30)
1.CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(18),AMU(18,18)
2.TMU(18),PMU(18)
3.PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)
3      PX=PY
4      PX=PX/10000.0
5      J=0
6      52 J=J+1
7      A1=PP(J)
8      A2=PP(J+1)
9      IF(PX.GT.A2) GO TO 52
10     A3=(PX-A1)/(A2-A1)

```

```

11      I=0
12      53 I=I+1
13      B1=TT(I)
14      B2=TT(I+1)
15      IF(TX.GT.R2) GO TO 53
16      B3=(TX-B1)/(R2-B1)
17      C1=(V(I,J+1)-V(I,J))*A3+V(I,J)
18      C2=(V(I+1,J+1)-V(I+1,J))*A3+V(I+1,J)
19      C3=(C2-C1)*B3+C1
20      GX=1000.0/C3
21      RETURN
22      END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

```

FORTRAN2      LIST,NOMAP,NOASTER,DEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=NOCE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=255,TABLE=10

```

END OF COMPILATION (RUTUG)

```

1      SUBROUTINE BACKT (PY,HX,TX)
2      COMMON A,D,RT,RL,FNT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30)
1, CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(18),AMU(18,18)
2, TMU(18),PMU(18)
3, PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)
3      PX=PY
4      PX=PX/10000.0
5      J=0
6      54 J=J+1
7      A1=PP(J)
8      A2=PP(J+1)
9      IF(PX.GT.A2) GO TO 54
10     A3=(PX-A1)/(A2-A1)
11     I=0
12     55 I=I+1
13     R1=(ENT(I,J+1)-ENT(I,J))*A3+ENT(I,J)
14     R2=(ENT(I+1,J+1)-ENT(I+1,J))*A3+ENT(I+1,J)
15     IF(HX.GT.R2) GO TO 55
16     B3=(HX-R1)/(R2-B1)
17     TX=(TT(I+1)-TT(I))*B3+TT(I)
18     RETURN
19     END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

```

FORTRAN2      LIST,NOMAP,NOASTER,DEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=NOCE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=255,TABLE=10

```

END OF COMPILATION (BACKT)

```

1      SUBROUTINE RUTUM(PY,TX,A1)
2      COMMON A,D,RT,RL,FNT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30)
1, CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(18),AMU(18,18)
2, TMU(18),PMU(18)
3, PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)
3      PX=PY
4      PX=PX/10000.0
5      IF(TX.LT.20.) GO TO 60
6      GO TO 57
7      60 IF(PX.GT.40.) GO TO 61
8      57 L=0
9      58 L=L+1
10     D1=PMU(L)
11     D2=PMU(L+1)
12     DD=0.980665*PX
13     IF(DD.GT.D2) GO TO 58
14     D3=(DD-D1)/(D2-D1)
15     M=0
16     59 M=M+1
17     E1=TMU(M)
18     F2=TMU(M+1)
19     IF(TX.GT.F2) GO TO 59
20     F3=(TX-E1)/(F2-E1)
21     F1=(AMU(M,L+1)-AMU(M,L))*D3+AMU(M,L)

```

```

22      F2=(AMU(M+1,L+1)-AMU(M+1,L))*D3+AMU(M+1,L)
23      F31=(F2-F1)*F3+F1
24      A1=F31/(9.81F+7)
25      GO TO 62
26  61 CALL BUTUG(PY, TX, GAMX)
27      ROU=GAMX/1000.
28      ROU=ABS(ROU)
29      A1=(1.41+.049*TX+6.58*ROU**1.75+3.92*ROU**5.35)*.0102E-4
30  62 RETURN
31      END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

```

FORTRAN2      LIST,NOMAP,NOASTER,DEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
              TRAP=00CF,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

```

END OF COMPILATION (BUTUM)

```

1      SUBROUTINE ALFA(PY, TX, GX, ALF)
2      COMMON A,D,RT,RL,FNT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30)
      1, CPP(30), CPT(39), RAM(17,13), RAMT(17), RAMP(18), AMU(18,18)
      2, TMU(18), PMU(18)
      3, PRX(21,3), PRT(21), PRP(3)
3      PY=PY/10000.0
4      IF(TX.LT.40.0) GO TO 64
5      GO TO 59
6  64 IF(PX.GT.40.0) GO TO 65
7  59 J=0
8  60 J=J+1
9      A1=RAMP(J)
10     A2=RAMP(J+1)
11     IF(PX.GT.A2) GO TO 60
12     A3=(PX-A1)/(A2-A1)
13     I=0
14  61 I=I+1
15     B1=RAMT(I)
16     B2=RAMT(I+1)
17     IF(TX.GT.B2) GO TO 61
18     B3=(TX-B1)/(B2-B1)
19     C1=(RAM(I,J+1)-RAM(I,J))*A3+RAM(I,J)
20     C2=(RAM(I+1,J+1)-RAM(I+1,J))*A3+RAM(I+1,J)
21     RAMX=(C2-C1)*B3+C1
22     RAMX=RAMX/3600.
23     GO TO 66
24  65 CALL BUTUG(PY, TX, GAMX)
25     ROU=GAMX/1000.0
26     ROU=ABS(ROU)
27     RAMX=0.152*7.0E-5*TX+8.29E-2*ROU**1.26
28     RAMX=RAMX/3600.
29  66 CALL BUTUM(PY, TX, AMUX)
30     CALL BUTUG(PY, TX, GAMX)
31     P7=PX*0.9*0665
32     J=0
33     IF(TX.LT.20.0) GO TO 70
34     IF(P7.GT.80.0) GO TO 67
35  67 IF(TX.LT.40.0) GO TO 70
36  68 J=J+1
37     A1=CPP(J)
38     A2=CPP(J+1)
39     IF(P7.GT.A2) GO TO 68
40     A3=(P7-A1)/(A2-A1)
41     I=0
42  69 I=I+1
43     B1=CPT(I)
44     B2=CPT(I+1)
45     IF(TX.GT.B2) GO TO 69
46     B3=(TX-B1)/(B2-B1)
47     C1=(CP(I,J+1)-CP(I,J))*A3+CP(I,J)
48     C2=(CP(I+1,J+1)-CP(I+1,J))*A3+CP(I+1,J)
49     CPX=(C2-C1)*B3+C1
50     CPX=CPX/4.19
51     PR=CPX*(AMUX*9.81)/RAMX
52     GO TO 73

```



```

53       70 J=0
54       71 J=J+1
55         A1=PRD(J)
56         A2=PRD(J+1)
57         IF(PX.GT.A2) GO TO 71
58         A3=(PX-A1)/(A2-A1)
59         I=0
60       72 I=I+1
61         B1=PRT(I)
62         B2=PRT(I+1)
63         IF(TX.GT.B2) GO TO 72
64         B3=(TX-B1)/(B2-B1)
65         C1=(PRX(I,J+1)-PRX(I,J))*A3+PRX(I,J)
66         C2=(PRX(I+1,J+1)-PRX(I+1,J))*A3+PRX(I+1,J)
67         PR=(C2-C1)*B3+C1
68       73 RF=(GX/GAMX/A)/(AMUX*9.81/GAMX)*D
69         RF=APS(RF)
70       75 ALF=.023*PR**-.333333*RF**-.8*RAMX/D
71         RETURN
72       END

```

*** OPTIONS IN EFFECT ***

```

FORTRAN2      LIST,NOMAP,NOASTER,DEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSLN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
              TRAP=00CF,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

```

END OF COMPILATION (ALFA)

付録 5.

FACOM BOS2 FORTRAN -740601- V03 L08

53.01.12

```
*      1      SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE      *ID. SEQ.

C  SAISEIKI NO DOTOKUSEI (SIMPLE)
   FILES 2-MT
   COMMON AH,AL,DLI,DLO,DHI,RL,RT,DH,
1  ENT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30),
2  CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(13),AMU(18,18),TMU(18),
3  PMU(18),PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)
   DIMENSION TL(2,55),GL(2,55),GAML(2,55),TML(2,55),HL(2,55),
1  QL(2,55),TH(2,55),GH(2,55),HH(2,55),
2  GAMH(2,55),QH(2,55),TMH(2,55),QO(2,55),ALFL(2,55),ALFH(2,55)
   READ(5,900) (PRP(I),I=1,3)
   READ(5,900) (PRT(I),I=1,21)
   READ(5,900) (PRX(I,J),I=1,21,J=1,3)
900 FORMAT(15F5.1)
   REWIND 2
   READ(2) (PP(I),I=1,28)
   READ(2) (TT(I),I=1,64)
   READ(2) ((ENT(I,J),J=1,28),I=1,64)
   READ(2) ((V(I,J),J=1,28),I=1,64)
   READ(2) (PMU(I),I=1,18)
   READ(2) (TMU(I),I=1,18)
   READ(2) ((AMU(I,J),J=1,18),I=1,18)
   DO 1 I=1,8
   READ(2)
1  CONTINUE
   READ(2) (RAMT(I),I=1,17)
   READ(2) (RAMP(I),I=1,13)
   READ(2) ((RAM(I,J),J=1,13),I=1,17)
   READ(2) (CPT(I),I=1,39)
   READ(2) (CPP(I),I=1,30)
   READ(2) ((CP(I,J),I=1,39),J=1,30)
   PAD=50.0
   TAD=0.5
   CML=0.1308
   CMH=0.6432
   DLI=0.0109
   DLO=0.0173
   DHI=0.0384
   AL=DLI*DLI*0.7854
   AH=DHI*DLI*0.7854-DLO*DLO*0.7854
   DH=DHI-DLO
   READ(5,100) RL,RT,MD,MREP
100 FORMAT(2F10.2,2I5)
   MDS=MD-1
   DO 999 KAI=1,5
   READ(5,101) PL1,PH1,TL(1,1),TH(1,MD)
101 FORMAT(4F10.1)
   READ(5,102) GL(1,1),GH(1,1)
102 FORMAT(2F10.2)
C*****TEJJYO CHI*****
   TL1=TL(1,1)
   TH1=TH(1,MD)
   TH(1,1)=120.66
   CALL BUTUH(PL1,TL(1,1),HL(1,1))
   CALL BUTUH(PH1,TH(1,1),HH(1,1))
9  DO 10 I=1,MD
   GL(1,I)=GL(1,1)
   GH(1,I)=GH(1,1)
   CALL ALFAI(PL1,TL(1,I),GL(1,I),ALFL(1,I))
   CALL ALFAO(PH1,TH(1,I),GH(1,I),ALFH(1,I))
   TML(1,I)=(DLI*TL(1,I)+ALFL(1,I)+DLO*TH(1,I)+ALFH(1,I))
1  /DLI*ALFL(1,I)+DLO*ALFH(1,I))
   CALL BUTUG(PL1,TL(1,I),GAML(1,I))
   CALL BUTUG(PH1,TH(1,I),GAMH(1,I))
   QL(1,I)=3.1416*DLI*ALFL(1,I)*(TML(1,I)-TL(1,I))
   QH(1,I)=QL(1,I)
   QO(1,I)=0
```

```

      HL(1,I+1)=HL(1,I)+QL(1,I)*RL/GL(1,I)
      HH(1,I+1)=HH(1,I)+QH(1,I)*RL/GH(1,I)
      CALL BACKT(PL1,HL(1,I+1),TL(1,I+1))
      CALL BACKT(PH1,HH(1,I+1),TH(1,I+1))
      TMH(1,I)=TH(1,I)
10  CONTINUE
11  THAN=ABS(TH(1,MD)-THI)
      IF (THAN.LT.TAD) GO TO 12
      TH(1,I)=TH(1,I)-(TH(1,MD)-THI)/2.0
      CALL BUTUH(PH1,TH(1,I),HH(1,I))
      GO TO 9
12  WRITE(6,103)
103  FORMAT(1H1,25X,10HTEIJYG-CHI)
      WRITE(6,104)
104  FORMAT(1H ,1X,1H1,4X,1HL,10X,2HGL,10X,2HPL,10X,2HTL,9X,3HTML
      1,10X,2HQL,10X,2HGH,10X,2HPH,10X,2HTH,9X,3HTMH,10X,2HQH)
      I=1
      ANGASA=0.0
      WRITE(6,105) I,ANGASA,GL(1,I),PL1,TL(1,I),TML(1,I),
      1QL(1,I),GH(1,I),PH1,TH(1,I),TMH(1,I),QH(1,I)
105  FORMAT(1H ,12,3X,F4.2,10E12.5)
      I=MD
      AI=I-1
      ANGASA=RL*AI
      WRITE(6,105) I,ANGASA,GL(1,I),PL1,TL(1,I),TML(1,I),
      1QL(1,I),GH(1,I),PH1,TH(1,I),TMH(1,I),QH(1,I)
C*****SEITEI CHI*****
      READ(5,101) PL2,PH2,TL(2,1),TH(2,MD)
      READ(5,102) GL(2,1),GH(2,1)
      TL1=TL(2,1)
      TH1=TH(2,MD)
      GL1=GL(2,1)
      GH1=GH(2,1)
      TH(2,1)=118.55
      CALL BUTUH(PL2,TL(2,1),HL(2,1))
      CALL BUTUH(PH2,TH(2,1),HH(2,1))
19  DO 20 I=1,MD
      GL(2,I)=GL(2,1)
      GH(2,I)=GH(2,1)
      CALL ALFAI(PL2,TL(2,I),GL(2,I),ALFL(2,I))
      CALL ALFAO(PH2,TH(2,I),GH(2,I),ALFH(2,I))
      TML(2,I)=(DL1*TL(2,I)+ALFL(2,I)+DLO*TH(2,I)+ALFH(2,I))
      1/(DL1*ALFL(2,I)+DLO*ALFH(2,I))
      CALL BUTUG(PL2,TL(2,I),GAML(2,I))
      CALL BUTUG(PH2,TH(2,I),GAMH(2,I))
      QL(2,I)=3.1416*DL1*ALFL(2,I)*(TML(2,I)-TL(2,1))
      QH(2,I)=RL(2,I)
      QC(2,I)=0
      HL(2,I+1)=HL(2,I)+QL(2,I)*RL/GL(2,I)
      HH(2,I+1)=HH(2,I)+QH(2,I)*RL/GH(2,I)
      CALL BACKT(PL2,HL(2,I+1),TL(2,I+1))
      CALL BACKT(PH2,HH(2,I+1),TH(2,I+1))
      TMH(2,I)=TH(2,I)
20  CONTINUE
21  THAN=ABS(TH(2,MD)-THI)
      IF (THAN.LT.TAD) GO TO 22
      TH(2,I)=TH(2,I)-(TH(2,MD)-THI)/2.0
      CALL BUTUH(PH2,TH(2,I),HH(2,I))
      GO TO 19
22  WRITE(6,113)
113  FORMAT(25X,10HSEITEI-CHI)
      WRITE(6,104)
      I=1
      ANGASA=0.0
      WRITE(6,105) I,ANGASA,GL(2,I),PL2,TL(2,I),TML(2,I),
      1QL(2,I),GH(2,I),PH2,TH(2,I),TMH(2,I),QH(2,I)
      I=MD
      AI=I-1
      ANGASA=RL*AI
      WRITE(6,105) I,ANGASA,GL(2,I),PL2,TL(2,I),TML(2,I),
      1QL(2,I),GH(2,I),PH2,TH(2,I),TMH(2,I),QH(2,I)
C ***** KATO CHI *****

```

```

65 WRITE(6,107)
107 FORMAT(25X,8HKATO=CHI)
  TL(1,1)=TL(2,1)
  GL(1,1)=GL(2,1)
  TH(1,MD)=TH(2,MD)
  GH(1,MD)=GH(2,MD)
  CALL BUTUH(PH2,TH(1,MD),HH(1,MD))
  CALL BUTUG(PH2,TH(1,MD),GAMH(1,MD))
  CALL BUTUH(PL2,TL(1,1),HL(1,1))
  CALL BUTUG(PL2,TL(1,1),GAML(1,1))
  QH(1,MD)=ALFH(1,MD)*3.1416*DLO*(TH(1,MD)-TML(1,MD))
  QL(1,1)=ALFL(1,1)*3.1416*DLI*(TML(1,1)-TL(1,1))
106 FORMAT(I4)
  DO 99 K=1,MREP
  DO 50 I=1,MD
    IF(I.EQ.MD) GO TO 201
200 HH(2,I)=HH(1,I)+RT/(AH*GAMH(1,I))*(-QO(1,I)-QH(1,I)+GH(1,I)/RL
    1*(HH(1,I+1)-HH(1,I)))
    GO TO 202
201 HH(2,I)=HH(1,I)
202 CONTINUE
  CALL BACKT(PH2,HH(2,I),TH(2,I))
  CALL BUTUG(PH2,TH(2,I),GAMH(2,I))
  TML(2,I)=TML(1,I)+RT/CML*(QH(1,I)-QL(1,I))
  QH(2,I)=ALFH(2,I)*3.1416*DLO*(TH(2,I)-TML(2,I))
  QL(2,I)=ALFL(2,I)*3.1416*DLI*(TML(2,I)-TL(2,I))
  HL(2,I+1)=HL(2,I)+QL(2,I)*RL/GL(2,I)-RL/RT/GL(2,I)
  1*AL*GAML(2,I)*(HL(2,I)-HL(1,I))
  GL(2,I+1)=GL(2,I)-RL*AL/RT*(GAML(2,I)-GAML(1,I))
  CALL BACKT(PL2,HL(2,I+1),TL(2,I+1))
  CALL BUTUG(PL2,TL(2,I+1),GAML(2,I+1))
50 CONTINUE
32 DO 60 I=1,MD
  GL(1,I)=GL(2,I)
  GH(1,I)=GH(2,I)
  TL(1,I)=TL(2,I)
  TH(1,I)=TH(2,I)
  TML(1,I)=TML(2,I)
  GAMH(1,I)=GAMH(2,I)
  GAML(1,I)=GAML(2,I)
  HL(1,I)=HL(2,I)
  HH(1,I)=HH(2,I)
  QH(1,I)=QH(2,I)
  QL(1,I)=QL(2,I)
60 CONTINUE
  KO=MOD(K,95)
  IF(KO.EQ.0) GO TO 300
  GO TO 301
300 WRITE(6,304)
301 CONTINUE
304 FORMAT(1H1,1X,1H1,4X,1HL,10X,2HGL,10X,2HpL,10X,2HTL,9X,3HTML
  1,10X,2HQH,10X,2HGH,10X,2HPL,10X,2HTH,9X,3HTMH,10X,2HQH)
  KA=MOD(K,5)
  IF(KA.NE.0) GO TO 99
  AK=K
  TJIKAN=AK*RT
  WRITE(6,108) TJIKAN
108 FORMAT(5X,6HJIKAN=,F7.4)
  I=1
  ANGASA=0.0
  WRITE(6,105) 1,ANGASA,GL(2,I),PL2,TL(2,I),TML(2,I),
  1QL(2,I),GH(2,I),PH2,TH(2,I),TMH(2,I),QH(2,I)
  I=MD
  AI=MD-1
  ANGASA=RL*AI
  WRITE(6,105) 1,ANGASA,GL(2,I),PL2,TL(2,I),TML(2,I),
  1QL(2,I),GH(2,I),PH2,TH(2,I),TMH(2,I),QH(2,I)
99 CONTINUE
999 CONTINUE
  STOP
  END

```

```

SUBROUTINE BUTUH(PY, TX, HX)
COMMON AH, AL, DLI, DLO, DHI, RL, RT, DH,
1ENT(64,28), V(64,28), PP(28), TT(64), CP(39,30),
2CPP(30), CPT(39), RAM(17,13), RAMT(17), RAMP(13), AMU(18,18), TMU(18),
3PMU(18), PRX(21,3), PRT(21), PRP(3)
PX=PY/10000.0
J=0
70 J=J+1
A1=PP(J)
A2=PP(J+1)
IF(PX.GT.A2) GO TO 70
A3=(PX-A1)/(A2-A1)
I=0
51 I=I+1
B1=TT(I)
B2=TT(I+1)
IF(TX.GT.B2) GO TO 51
B3=(TX-B1)/(B2-B1)
C1=(ENT(I,J+1)-ENT(I,J))*A3+ENT(I,J)
C2=(ENT(I+1,J+1)-ENT(I+1,J))*A3+ENT(I+1,J)
C3=(C2-C1)*B3+C1
HX=C3
RETURN
END

```

IONS IN EFFECT ***

```

TRAN2      LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
          TRAP=00CE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

```

COMPILATION (BUTUH)

```

SUBROUTINE BUTUG(PY, TX, GX)
COMMON AH, AL, DLI, DLO, DHI, RL, RT, DH,
1ENT(64,28), V(64,28), PP(28), TT(64), CP(39,30),
2CPP(30), CPT(39), RAM(17,13), RAMT(17), RAMP(13), AMU(18,18), TMU(18),
3PMU(18), PRX(21,3), PRT(21), PRP(3)
PX=PY/10000.0
J=0
52 J=J+1
A1=PP(J)
A2=PP(J+1)
IF(PX.GT.A2) GO TO 52
A3=(PX-A1)/(A2-A1)
I=0
53 I=I+1
B1=TT(I)
B2=TT(I+1)
IF(TX.GT.B2) GO TO 53
B3=(TX-B1)/(B2-B1)
C1=(V(I,J+1)-V(I,J))*A3+V(I,J)
C2=(V(I+1,J+1)-V(I+1,J))*A3+V(I+1,J)
C3=(C2-C1)*B3+C1
GX=1000.0/C3
RETURN
END

```

PTIONS IN EFFECT ***

```

DTRAN2     LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
          TRAP=00CE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

```

COMPILATION (BUTUG)

```

SUBROUTINE BACKT(PY, HX, TX)
COMMON AH, AL, DLI, DLO, DHI, RL, RT, DH,
1ENT(64,28), V(64,28), PP(28), TT(64), CP(39,30),
2CPP(30), CPT(39), RAM(17,13), RAMT(17), RAMP(13), AMU(18,18), TMU(18),
3PMU(18), PRX(21,3), PRT(21), PRP(3)
PX=PY/10000.0
J=0
54 J=J+1
A1=PP(J)

```

```

A2=PP(J+1)
IF(PX.GT.A2) GO TO 54
A3=(PX-A1)/(A2-A1)
I=0
55 I=I+1
B1=(ENT(I,J+1)-ENT(I,J))*A3+ENT(I,J)
B2=(ENT(I+1,J+1)-ENT(I+1,J))*A3+ENT(I+1,J)
IF(HX.GT.B2) GO TO 55
B3=(HX-B1)/(B2-B1)
TX=(TT(I+1)-TT(I))*B3+TT(I)
RETURN
END

```

PTIONS IN EFFECT ***

```

ORTRAN2 LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=00CE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

```

COMPILATION (BACKT)

```

SUBROUTINE BUTUM(PY,TX,A1)
COMMON AH,AL,DLI,DLO,DHI,RL,RT,DH,
1ENT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30),
2CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(13),AMU(18,18),TMU(18),
3PMU(18),PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)
PX=PY/10000.0
IF(TX.LT.20.0) GO TO 60
GO TO 57
60 IF(PX.GT.40.0) GO TO 61
57 L=0
58 L=L+1
D1=PMU(L)
D2=PMU(L+1)
DD=0.980665*PX
IF(DD.GT.D2) GO TO 58
D3=(DD-D1)/(D2-D1)
M=0
59 M=M+1
E1=TMU(M)
E2=TMU(M+1)
IF(TX.GT.E2) GO TO 59
E3=(TX-E1)/(E2-E1)
F1=(AMU(M,L+1)-AMU(M,L))*D3+AMU(M,L)
F2=(AMU(M+1,L+1)-AMU(M+1,L))*D3+AMU(M+1,L)
F31=(F2-F1)*E3+F1
A1=F31/(9.81E+7)
GO TO 62
61 CALL BUTUG(PY,TX,GAMX)
ROU=GAMX/1000.0
ROU=ABS(ROU)
A1=(1.41+0.049*TX+6.58*ROU**1.75+3.92*ROU**5.35)*0.0102E-4
62 RETURN
END

```

PTIONS IN EFFECT ***

```

ORTRAN2 LIST,NOMAP,NOASTER,NODEBUG,NOSEQ,NONERW,SYSIN,DECK,NOSTACK,EBCDIC,
TRAP=00CE,OPT=0,WORK=20,ARRAY=256,TABLE=10

```

COMPILATION (BUTUM)

```

SUBROUTINE ALFA1(PY,TX,GX,ALF)
COMMON AH,AL,DLI,DLO,DHI,RL,RT,DH,
1ENT(64,28),V(64,28),PP(28),TT(64),CP(39,30),
2CPP(30),CPT(39),RAM(17,13),RAMT(17),RAMP(13),AMU(18,18),TMU(18),
3PMU(18),PRX(21,3),PRT(21),PRP(3)
PX=PY/10000.0
IF(TX.LT.40.0) GO TO 64
GO TO 59
64 IF(PX.GT.40.0) GO TO 65
59 J=0

```

```

60 J=J+1
   A1=RAMP(J)
   A2=RAMP(J+1)
   IF(PX.GT.A2) GO TO 60
   A3=(PX-A1)/(A2-A1)
   I=0
61 I=I+1
   B1=RAMT(I)
   B2=RAMT(I+1)
   IF(TX.GT.B2) GO TO 61
   B3=(TX-B1)/(B2-B1)
   C1=(RAM(I,J+1)-RAM(I,J))*A3+RAM(I,J)
   C2=(RAM(I+1,J+1)-RAM(I+1,J))*A3+RAM(I+1,J)
   RAMX=(C2-C1)*B3+C1
   RAMX=RAMX/3600.
   GO TO 66
65 CALL BUTUG(PY, TX, GAMX)
   ROU=GAMX/1000.0
   ROU=ABS(ROU)
   RAMX=0.152*7.0E-5*TX+8.29E-2*ROU**1.26
   RAMX=RAMX/3600.
66 CALL BUTUM(PY, TX, AMUX)
   CALL BUTUG(PY, TX, GAMX)
   PZ=PX*0.980665
   J=0
   IF(TX.LT.20.0) GO TO 70
   IF(PZ.GT.80.0) GO TO 67
67 IF(TX.LT.40.0) GO TO 70
68 J=J+1
   A1=CPP(J)
   A2=CPP(J+1)
   IF(PZ.GT.A2) GO TO 68
   A3=(PZ-A1)/(A2-A1)
   I=0
69 I=I+1
   B1=CPT(I)
   B2=CPT(I+1)
   IF(TX.GT.B2) GO TO 69
   B3=(TX-B1)/(B2-B1)
   C1=(CP(I,J+1)-CP(I,J))*A3+CP(I,J)
   C2=(CP(I+1,J+1)-CP(I+1,J))*A3+CP(I+1,J)
   CPX=(C2-C1)*B3+C1
   CPX=CPX/4.19
   PR=CPX*(AMUX*9.81)/RAMX
   GO TO 73
70 J=0
71 J=J+1
   A1=PRP(J)
   A2=PRP(J+1)
   IF(PX.GT.A2) GO TO 71
   A3=(PX-A1)/(A2-A1)
   I=0
72 I=I+1
   B1=PRT(I)
   B2=PRT(I+1)
   IF(TX.GT.B2) GO TO 72
   B3=(TX-B1)/(B2-B1)
   C1=(PRX(I,J+1)-PRX(I,J))*A3+PRX(I,J)
   C2=(PRX(I+1,J+1)-PRX(I+1,J))*A3+PRX(I+1,J)
   PR=(C2-C1)*B3+C1
73 RE=(GX/GAMX/AL)/(AMUX*9.81/GAMX)*DLI
   RE=ABS(RE)
   ALF=.023*PR**0.8*RE**0.8*RAMX/DLI
   RETURN
END

```

PTIONS IN EFFECT ***

ORTRAN2 LIST, NMAP, NOASTER, NODEBUG, NOSEQ, NONERW, SYSIN, DECK, NOSTACK, EBCDIC,
TRAP=00CF, OPT=0, WORK=20, ARRAY=256, TABLE=10

F COMPILATION (ALFAI)

```

SUBROUTINE ALFAO(PY, TX, GX, ALF)
COMMON AH, AL, DLI, DLO, DHI, RL, RT, DH,
1ENT(64,28), V(64,28), PP(28), TT(64), CP(39,30),
2CPP(30), CPT(39), RAM(17,13), RAMT(17), RAMP(13), AMU(18,18), TMU(18),
3PMU(18), PRX(21,3), PRT(21), PRP(3)
DX=DLO
PX=PY/10000.0
IF(TX.LT.40.0) GO TO 64
GO TO 59
64 IF(PX.GT.40.0) GO TO 65
59 J=0
60 J=J+1
A1=RAMP(J)
A2=RAMP(J+1)
IF(PX.GT.A2) GO TO 60
A3=(PX-A1)/(A2-A1)
I=0
61 I=I+1
B1=RAMT(I)
B2=RAMT(I+1)
IF(TX.GT.B2) GO TO 61
B3=(TX-B1)/(B2-B1)
C1=(RAM(I,J+1)-RAM(I,J))*A3+RAM(I,J)
C2=(RAM(I+1,J+1)-RAM(I+1,J))*A3+RAM(I+1,J)
RAMX=(C2-C1)*B3+C1
RAMX=RAMX/3600.
GO TO 66
65 CALL BUTUG(PY, TX, GAMX)
ROU=GAMX/1000.0
ROU=ABS(ROU)
RAMX=0.152*7.0E-5*TX+8.29E-2*ROU**1.26
RAMX=RAMX/3600.
66 CALL BUTUM(PY, TX, AMUX)
CALL BUTUG(PY, TX, GAMX)
PZ=PX*0.980665
J=0
IF(TX.LT.20.0) GO TO 70
IF(PZ.GT.80.0) GO TO 67
67 IF(TX.LT.40.0) GO TO 70
68 J=J+1
A1=CPP(J)
A2=CPP(J+1)
IF(PZ.GT.A2) GO TO 68
A3=(PZ-A1)/(A2-A1)
I=0
69 I=I+1
B1=CPT(I)
B2=CPT(I+1)
IF(TX.GT.B2) GO TO 69
B3=(TX-B1)/(B2-B1)
C1=(CP(I,J+1)-CP(I,J))*A3+CP(I,J)
C2=(CP(I+1,J+1)-CP(I+1,J))*A3+CP(I+1,J)
CPX=(C2-C1)*B3+C1
CPX=CPX/4.19
PR=CPX*(AMUX*9.81)/RAMX
GO TO 73
70 J=0
71 J=J+1
A1=PRP(J)
A2=PRP(J+1)
IF(PX.GT.A2) GO TO 71
A3=(PX-A1)/(A2-A1)
I=0
72 I=I+1
B1=PRT(I)
B2=PRT(I+1)
IF(TX.GT.B2) GO TO 72
B3=(TX-B1)/(B2-B1)
C1=(PRX(I,J+1)-PRX(I,J))*A3+PRX(I,J)
C2=(PRX(I+1,J+1)-PRX(I+1,J))*A3+PRX(I+1,J)
PR=(C2-C1)*B3+C1

```


付録 6.

FACOM BOS2 A D S L -770202- (V-01,L-U8)

52.10.27

SOURCE STATEMENT / ERROR MESSAGE

```

1  TITLE DYNAMICS OF CO2 PLANT (G)
2  INCON G5=.0,TC3=.0,TC4=.0,TC5=.0,TC6=.0,TC9=.0,...
3  TC10=.0,VP1=.0,VP3=.0,VP5=.0,VP8=.0,VP9=.0,N=.0
4  CONST R1=17604.,R2=1.5791,R3=.66004,R4=.042526,R5=102.61,R6=137.05,...
5  R7=.33432
6  CONST H1=.72518,H3=.78522,H7=2.3234,H8=1.6547,H9=-1.9878,H11=2.5326,...
7  HX1=3.0188,HX2=-4.8398,...
8  HY1=1.1225,HY2=.40243,HY3=-.016102,HY4=4.6201,HY5=49.703,...
9  U1=2.94444,U2=-.024249,U3=-.78256,U4=-.17597
10 CONST V1=26.567,V2=.27239,V3=27.503
11 CONST D2=.66304,D6=5440.9,D8=.81487,D9=.27271,D10=.85263,...
12 D11=1.845,D12=1.7539,D13=.3129,D14=1.1734,...
13 F1=7.2671,E2=3.99,E3=216790.,E4=160.,E5=221260,...
14 E6=161.23,E7=-4.0947,E8=3.3041,D7=1.7355
15 CONST A1=.98892,A2=.023952,A3=.97089,A4=.84679E-2,A5=.031088....
16 A10=.011047,A11=.033812
17 CONST TE34=1.3805,TM34=5.8714,TH34=2.6811,...
18 TE56=.3364,TM56=8.2277,TH56=2.0501,...
19 TE90=1.5496,TM90=115.87,TH90=.36637
20 CONST FP=.5
21 CONST GO=.0,F=.0
22 NP=STEP(.0)
23 MACRO NRPM=RPML(L1,L2,L3)
24 NRPM1D=(L3-L2*NRPM)/L1
25 NRPM=INTGRL(.0,NRPM1D)
26 ENDMAC
27 MACRO ZTCP=TPIPE(TE,TH,ZTC)
28 ZT2D=(ZTC-(TM+TE+TH)*ZT1D-ZT)/TM/TE
29 ZT1D=INTGRL(.0,ZT2D)
30 ZT=INTGRL(.0,ZT1D)
31 ZTCP=TM*ZT1D+ZT
32 ENDMAC
33 * PUMP
34 G1=-FP*VP1+NP
35 * S4ISEIKI
36 YA3D=(-R2*YA2D-R3*YA1D-R4*YA+R5/R1*TC10)
37 YA2D=INTGRL(.0,YA3D)
38 YA1D=INTGRL(.0,YA2D)
39 YA=INTGRL(.0,YA1D)
40 YB3D=(-R2*YB2D-R3*YB1D-R4*YB+G5)
41 YB2D=INTGRL(.0,YB3D)
42 YB1D=INTGRL(.0,YB2D)
43 YB=INTGRL(.0,YB1D)
44 YC3D=-R2*YC2D-R3*YC1D-R4*YC-G1
45 YC2D=INTGRL(.0,YC3D)
46 YC1D=INTGRL(.0,YC2D)
47 YC=INTGRL(.0,YC1D)
48 TC3=YA+R6/R1*(YB1D+YC1D)+R6/R1*R7*(YB+YC)
49 * REGENERATOR - HEATER PIPE SYSTEM TEMP. DELAY
50 TC4=TPIPE(TE34,TH34,TC3)
    ZZ0019=(TC3-(TM34+TE34+TH34)*ZZ0020-ZZ0021)/TM34/TE34
    ZZ0020=INTGRL(.0,ZZ0019)
    ZZ0021=INTGRL(.0,ZZ0020)
    TC4=TM34*ZZ0020+ZZ0021
51 * HEATER
52 YD2D=(TC4-HY5*YD1D-H1*YD)/HY4
53 YD1D=INTGRL(.0,YD2D)
54 YD=INTGRL(.0,YD1D)
55 YE2D=(VP5-HY5*YE1D-H1*YE)/HY4
56 YE1D=INTGRL(.0,YE2D)
57 YE=INTGRL(.0,YE1D)
58 YF2D=(-G1-HY5*YF1D-H1*YF)/HY4
59 YF1D=INTGRL(.0,YF2D)
60 YF=INTGRL(.0,YF1D)
61 YG2D=(G2-HY5*YG1D-H1*YG)/HY4
62 YG1D=INTGRL(.0,YG2D)
63 YG=INTGRL(.0,YG1D)
64 TC5=H11*H1*YD1D+H1*YD+HY1*YE2D+HY2*YE1D-HY3*YE+YG+YF

```

GENERATE
GENERATE

GENERATE
GENERATE

```

65      WA1D=(G1-WA)/U1
66      WA=INTGRL(.0,WA1D)
67      WB1D=(TC5-WB)/U1
68      WB=INTGRL(.0,WB1D)
69      WC1D=(TC10-WC)/U1
70      WC=INTGRL(.0,WC1D)
71      WD1D=(TC6-WD)/U1
72      WD=INTGRL(.0,WD1D)
73      WE1D=(F-WE)/U1
74      WE=INTGRL(.0,WE1D)
75      G5=WA*HX1*WB1D+U2*WC1D+U3*WD1D-U4*WE1D
76      *   HEATER - TURBINE (STEAM VALVE) TEMP. DELAY
77      TC6=TIPIE(TE56, TM56, TH56, TC5)
      ZZ0052=(TC5-(TM56+TE56+TH56)*ZZ0053-ZZ0054)/TM56/TE56
      ZZ0053=INTGRL(.0,ZZ0052)
      ZZ0054=INTGRL(.0,ZZ0053)
      TC6=TM56*ZZ0053+ZZ0054
      U=STEP(.0)
78      *   TURBINE
79      NG=RPM(D14,E1,G5)
80      ZZ0059=(G5-E1*NG)/D14
      NG=INTGRL(.0,ZZ0059)
81      NP8=RPM(D14,E1,VP8)
      ZZ0062=(VP8-E1*NP8)/D14
      NP8=INTGRL(.0,ZZ0062)
82      NP9=RPM(D14,E1,VP9)
      ZZ0065=(VP9-E1*NP9)/D14
      NP9=INTGRL(.0,ZZ0065)
83      NTC8=RPM(D14,E1,TC6)
      ZZ0068=(TC6-E1*NTC8)/D14
      NTC8=INTGRL(.0,ZZ0068)
84      N=NG+D11*NP8-D12*NP9+D13*NTC8
85      YH1D=(G5-E6*YH)/E5
86      YH=INTGRL(.0,YH1D)
87      YI1D=(TC6-E6*YI)/E5
88      YI=INTGRL(.0,YI1D)
89      YJ1D=(VP8-E6*YJ)/E5
90      YJ=INTGRL(.0,YJ1D)
91      YK1D=(VP9-E6*YK)/E5
92      YK=INTGRL(.0,YK1D)
93      YL1D=(N-E6*YL)/E5
94      YL=INTGRL(.0,YL1D)
95      TC9=(1.0-D2)*(D6*YH1D+E2*YH)+E3*YI1D+E4*YI+E7*(D6*YJ1D+E2*YJ)...
96      +E8*(D6*YK1D+E2*YK)-D2*D10*(D6*YL1D+E2*YL)
97      *   TURBINE - REGENERATOR PIPE RESPONSE
98      TC10=TIPIE(TE90, TM90, TH90, TC9)
      ZZ0081=(TC9-(TM90+TE90+TH90)*ZZ0082-ZZ0083)/TM90/TE90
      ZZ0082=INTGRL(.0,ZZ0081)
      ZZ0083=INTGRL(.0,ZZ0082)
      TC10=TM90*ZZ0082+ZZ0083
99      WT=D10*N+G5+D11*VP8-D12*VP9+D13*TC6
100     WAP8=3.0*N
101     *   PRESSURE DROP OF REGEN. HIGH TEMP. SIDE
102     VP9=A10*TC10+A11*G5
103     VP8=G5/D7+D8/D7*VP9+D9/D7*TC6
104     *   VALVE OF STEAM
105     VP5=(V1*VP8+V2*TC6-F*G5)/V3
106     *   PRESSURE DROP OF HEATER
107     VP3=A3*VP5+A4*TC5+A5*G5
108     *   PRESSURE DROP OF REGENERATOR
109     VP1=A1*VP3+A2*G1
110     PRINT TC3,TC5,TC6,TC9,VP3,VP5,VP8,VP9,N,WT,G1,G5
111     TIMER DELT=.1,FINTIM=1000.,PRDEL=5.
112     END
113     STOP

```

GENERATE
GENERATE
GENERATE
GENERATE

GENERATE
GENERATE

GENERATE
GENERATE

GENERATE
GENERATE

GENERATE
GENERATE

GENERATE
GENERATE
GENERATE
GENERATE

INPUT VARIABLE SEQUENCE

YA3D	ZZ0002	YA2D	ZZ0004	YA1D	ZZ0006	YA	YB3D	ZZ0008	YR2D
ZZ0010	YB1D	ZZ0012	YB	NP	G1	YC3D	ZZ0014	YC2D	ZZ0016
YC1D	ZZ0018	YC	ZZ0019	ZZ0023	ZZ0020	ZZ0025	ZZ0021	YD2D	ZZ0027
YD1D	ZZ0029	YD	YE2D	ZZ0031	YE1D	ZZ0033	YE	YF2D	ZZ0035
YF1D	ZZ0037	YF	YG2D	ZZ0039	YG1D	ZZ0041	YG	WA1D	ZZ0043

WA	WB1D	ZZ0045	WB	WC1D	ZZ0047	WC	WD1D	ZZ0049	WD
WE1D	ZZ0051	WE	ZZ0052	ZZ0056	ZZ0053	ZZ0058	ZZ0054	ZZ0059	ZZ0061
NG	ZZ0062	ZZ0064	NP8	ZZ0065	ZZ0067	NP9	ZZ0068	ZZ0070	NTC8
YH1D	ZZ0072	YH	YI1D	ZZ0074	YI	YJ1D	ZZ0076	YJ	YK1D
ZZ0078	YK	YL1D	ZZ0080	YL	ZZ0081	ZZ0085	ZZ0082	ZZ0087	ZZ0083
TC3	TC4	TC5	G5	TC6	@	N	TC9	TC10	WT
WADB	VP9	VP8	VP5	VP3	VP1				

TRANSLATION TABLE CONTENTS

	OUTPUT NAME	INPUT NAME	INTGRL BLOCK	MEMORY BLOCK	PARAM NAME	STORAGE NAME	LITERAL CONST	MACRO DEFINE	SORT SECTION
USED	116	330	37	0	77	0	37	6	1
(MAX)	(400)	(1200)	(200)	(100)	(300)	(25)	(100)	(30)	(15)