



気液二相流タービンに関する研究

高木, 茂男

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

1985-03-31

(Date of Publication)

2015-04-20

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲0528

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1000528>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



気液二相流タービンに関する研究

昭和 59 年 12 月

高 木 茂 男

目 次

序 論	1
第 I 編 トータルフローシステムに関する熱力学的考察	
第 1 章 緒 論	6
1-1 本研究の目的	6
1-2 従来の研究	6
第 2 章 地熱資源と地熱利用システムの構成	8
2-1 序 文	8
2-2 地 熱 資 源	8
2-3 地熱利用システム	9
2-4 結 言	10
第 3 章 理論的考察	14
3-1 序 文	14
3-2 基礎式と解析方法	14
3-2-1 熱水の断熱熱落差	14
3-2-2 1.F.T.S の比出力	15
3-2-3 1.T.T.S の比出力	17
3-2-4 2.T.T.S の比出力	17
3-2-5 系としての効率	19
3-3 $L_{1T} > L_F$ であるための条件	19
3-4 1.F.T.S と 2.T.T.S との比較	20
3-5 結 言	22
第 4 章 入口条件が飽和液の場合の数値計算による解析	26
4-1 序 文	26
4-2 利用可能エネルギー量	26
4-3 1.F.T.S と 1.T.T.S の比較	27
4-3-1 1.F.T.S の特性	27
4-3-2 限界タービン効率比	28

4-4	2.T.T.Sの特性	29
4-4-1	基本的特性	30
4-4-2	初圧の影響	30
4-4-3	背圧の影響	31
4-4-4	η_T の影響	32
4-4-5	η_F の影響	33
4-4-6	1.F.T.Sとの比較	33
4-5	結 言	34
第5章	入口条件が湿り域の場合の数値計算による解析	43
5-1	序 文	43
5-2	使用算出式	43
5-3	$\bar{\eta}_{2T}$ と無次元中間温度の関係	44
5-4	最適無次元中間温度と系としての最高効率	45
5-5	結 言	46
第6章	結 論	54
	参考文献	55

第II編 ヘロー型タービンに関する基本的特性

第1章	緒 論	58
1-1	本研究の目的	58
1-2	従来の研究	58
第2章	ヘロー型タービンに関する基本的特性	62
2-1	序 文	62
2-2	原理と特徴	62
2-3	基本的特性(单相流)	63
2-3-1	出 力	63
2-3-2	効 率	66
2-4	結 言	68

第3章 気液二相ヘロー型タービンに関する理論解析	70
3-1 序 文	70
3-2 二相流の流動基礎式	70
3-2-1 静止座標系に対するエネルギー式	70
3-2-2 回転座標系に対するエネルギー式	73
3-3 効率特性	76
3-3-1 効率と速度比の関係	76
3-3-2 損失係数Kの影響	83
3-3-3 スリップ比 S_e の影響	84
3-4 結 言	84
第4章 ヘロー型タービンに関する実験(その1, 基本性能)	93
4-1 序 文	93
4-2 実験装置	93
4-3 実験方法と実験条件	94
4-4 一般算出式	95
4-4-1 基礎式	95
4-4-2 効 率	96
4-4-3 スリップ比	97
4-4-4 各種損失	98
4-4-5 速 度 比	98
4-5 性能特性	99
4-5-1 出力特性	99
4-5-2 効率特性	102
4-6 タービンにおける損失分析	103
4-6-1 スリップ比	103
4-6-2 損失分析	104
4-7 結 言	106

第5章	ヘロー型タービンに関する実験	
	(その2, 翼形状とノズル本数の影響)	130
5-1	序 文	130
5-2	実験装置	130
5-3	実験方法と実験条件	132
5-4	翼形状の流動状況および性能特性におよぼす影響	
	(円板型タービンによる実験)	132
5-4-1	流動状況	132
5-4-2	出力特性	133
5-4-3	効率特性	134
5-5	ノズル本数およびノズルの回転半径の性能特性に およぼす影響(アーム型タービンによる実験)	135
5-5-1	出力特性	135
5-5-2	効率特性	136
5-6	結 言	137
第6章	結 論	155
	参考文献	157
	謝 辞	161
	付 録	163

序 論

1973年秋の石油ショック以来、新エネルギーの開発、省エネルギーが重要な課題となっており、その一環として地熱発電プラントや排熱回収プラントの開発が行なわれている。このようなプラントでは乾き度の低い蒸気、あるいは飽和水から効率よく仕事を取り出す事が重要とされている。

以上の目的に適する動力発生システムとしては、フラッシュタービンシステム、バイナリーサイクルシステム、およびトータルフロータービンシステムなどがある^{(1)~(3)}。これらの内、フラッシュタービンシステムは、一部では既に実用化されている（例えば八丁原発⁽⁴⁾）。また、バイナリーサイクルについても盛んに研究されており⁽²⁾、わが国においてもこの方式による試験発電所が建設された⁽⁵⁾。一方、トータルフロータービンシステムについては、1974年から1978年にかけて、Lawrence Livermore Laboratoryで体系的な研究が行なわれ⁽⁶⁾、わが国においても研究が行なわれている⁽⁷⁾⁽⁸⁾が、フラッシュタービンシステム、あるいはバイナリーサイクルシステムに比べれば十分な研究が行なわれているとは言えない。

このような背景のもとで、トータルフロータービンシステムを対象として、システム全体の構成に関連する問題と、システムの中核となる二相流膨張機に関連する問題という2つの観点から本研究は行なわれた。すなわち、第I編では、1段トータルフロータービンシステム、および2段トータルフロータービンシステムを対象として、その基本的特性を明らかにするための理論的考察を行なうと共に、数値計算による解析の結果を示す。続く第II編では二相膨張機の内、ターボ型に属し純反動力を利用するヘロー型タービンを対象として、まず二速度モデルによる解析により各因子の性能特性に対する影響を示し、次に空気-水二相流による試験結果によって、出力特性、効率特性、各種損失特性について述べ、最後に寸法形状の影響、内部流路における流動状況を示す。

記

本論文は以下に示す論文，報告書，および講演をまとめたものである。

〔発表論文〕

- T.Fujii, K.Ahagawa, S.Takagi, et al.

“ Performance of a Hero's Turbine Using Two-phase Mixture as Working Fluid ”

ASME JSME Thermal Eng. Joint Conf. Proc., (1983-3), p.199.

- 赤川浩爾，藤井照重，高木茂男，他 2 名

「気液二相ヘロータービンの性能に関する研究」

日本機械学会論文集第 50 巻 452 号 (昭 59-4), p.199.

- K.Akagawa, T.Fujii, S.Takagi, et al.

“ Performance of Hero's Turbine Using Two-phase Mixture as Working Fluid(Experimental Results in an Air-Water Two-phase System) ”

Bulletin of the JSME, Vol.27, No.234 (1984-12).

- 赤川，藤井，太田，高木

「トータルフロータービンシステムの熱力学的検討（第 1 報，飽和水を 작동媒体とする場合）」

機械学会論文集投稿予定〔機械学会講演論文集，844-10(昭 59-11), p.25〕

〔報告書〕

- 赤川，藤井，忽那，高木，他 2 名

「気液二相流体による動力発生装置の研究」

岩谷直治記念財団研究報告書 Vol.7 (昭 59), p.61.

〔講演〕

- 赤川，藤井，高木，他 2 名

- 「気液二相ヘロー型タービンの性能」
 機械学会関西支部第57期定時総会（昭57-3）。
- 赤川，藤井，高木，他2名
 「気液二相ヘロー型タービンの性能（第2報）」
 機械学会関西支部第58期定時総会（昭58-3）。
 - 赤川，藤井，高木，他2名
 「気液二相ヘロー型タービンの性能（第3報）」
 機械学会関西支部第59期定時総会（昭59-3）。
 - 赤川，藤井，太田，高木
 「トータルフロータービンシステムの熱力学的検討」
 機械学会関西支部第5回シンポジウム（昭59-11）。

参 考 文 献

- (1) 森，陶山，“地熱エネルギー読本”（昭55），オーム社。
- (2) Penpie P. et al., EUR Report of Commission of the European Communities No. EUR-8791（昭58）。
- (3) 山田，日本地熱学会誌3-2（昭56），p.967。
- (4) 相川，川口，火力原子力発電26-9（昭50），p.967。
- (5) 寺山，電気計算49-8（昭56），p.244。
- (6) Austin A.L., Lundberg A.W., L.L.L. Rept. UCRL-50046-77（昭53）。
- (7) 佐藤，垣原，野村，機講論No.840-5（昭59），p.99。
- (8) 竹永，福田，混相流シンポジウム講演論文集（昭58），p.3。

第 I 編 トータルフローシステムに関する
熱力学的考察

使用記号

C	比熱	(J/kg·K)	η	効率
h	比エンタルピ	(J/kg)	$\bar{\eta}$	系としての効率
h'	飽和水の比エンタルピ	(J/kg)		
h''	飽和蒸気の比エンタルピ	(J/kg)		添 字
L	比出力	(J/kg)	a	可逆断熱変化
p	圧力	(Pa)	F	1.F.T.Sにおける値
p ₃	中間圧力	(Pa)		フラッシュタービン
S	比エントロピ	(J/kg·K)	max	最大値
S'	飽和水の比エントロピ	(J/kg·K)	opt	最適値
S''	飽和蒸気の比エントロピ	(J/kg·K)	p _n	圧力 p _n における値
T	温度	(°C)	T	トータルフロータービン
T _{p₃}	中間温度	(°C)	1	システム入口
T*	無次元温度		1T	1.T.T.Sにおける値
T _{p₃} *	無次元中間温度		2	システム出口
x	乾き度		2T	2.T.T.Sにおける値
Δha	断熱熱落差	(J/kg)		

本編すべてにSI単位系が用いられている。

第1章 緒 論

1-1 本研究の目的

1973年の石油危機以来、新エネルギー資源の開発、および省エネルギー政策が重要な問題となっている。この内、新エネルギー資源の開発の一環として地熱エネルギー、又は工場排熱の有効利用に関する研究があげられる。これらに関連する研究は、エネルギー利用システムの設計、あるいは選定に関する研究とタービン等のシステム構成要素の開発に関する研究の2つに大別できる。第I編では前者に属する問題として、二相流膨張機を効果的に用いる方法を追求する事を目的としている。そのための一つの段階として、二相流膨張機を含むシステム(トータルフローシステムと呼ばれる)の内から、一段トータルフローシステム、および二段トータルフローシステムを取り上げて、その基本的な諸特性の解明を計る。

1-2 従来の研究

まず、各種地熱利用システムの総合的な解説は森らの「地熱エネルギー読本」⁽¹⁾によりなされていて、これにはシステム全体の構成のみならず、各構成要素に関する説明、地熱資源に関する説明によって、地熱資源の利用法についての全般的な解説がなされている。また、これの他にも山田⁽³⁾、森⁽⁴⁾による各種システムに対する解説がある。しかし、これらのものでは、直接に計画、設計指針としての定量的な資料とするには充分ではない。

熱力学の立場からの地熱、排熱利用システムの理論的解説としては、西川ら⁽⁵⁾の地熱発電所のエネルギー利用率、有効エネルギー勘定に関する考察、谷口⁽⁶⁾の排熱回収を目的とする二流体複合サイクル動力プラントに関する熱力学的検討、谷口ら⁽⁷⁾のヒートポンプボイラシステムの熱利用率とエクセルギー効率の評価などがある。

各システムの性能評価法に関しては、Arosioら⁽⁸⁾、Lamb^(9),10)、Marconcini⁽¹¹⁾の研究がある。Grossin⁽¹²⁾は条件に応じて最適のサイクルを選定するためのフローチャートを示している。

なお、各システムの特長については次のような研究がある。寺山⁽¹³⁾による北海道、森町、濁川試験発電所のバイナリーサイクルシステムに関する解説、Eskesen⁽¹⁴⁾によるバイナリー方式とその他の方式との比較および最適作動媒体の選定法の研究、山田⁽¹⁵⁾による1万kwの発電に必要な熱水量の評価、Matthews⁽¹⁶⁾による改良型バイナリーサイクルシステムであるGravity-Headシステムに関する研究、およびKhalifa⁽¹⁷⁾による性能評価の際の作動媒体の物性値の精度の重要性に関する研究、などがある。

フラッシュ蒸気タービンシステムについては相川ら⁽¹⁸⁾、吉田ら⁽¹⁹⁾の九州、八丁原発電所を例とした解説、White⁽²⁰⁾の地熱資源とボイラを組み合わせる用いるサイクル例の提案、菊沢⁽²¹⁾の排熱回収を対象とした性能評価、等がある。

トータルフロータービンシステムについては、Austinら⁽²²⁾が、米国 Salton Sea 地熱地帯の地熱資源を対象として、利用可能エネルギー量の評価と発電システムの概念設計および発電コストの評価などを行なっている。また、Wright⁽²³⁾はシステムコストアナリシスにより、Salton Sea 地熱地帯に対してはトータルフローシステムが最も有利となる可能性を持つ事を示している。

その他、小川⁽²⁴⁾の排熱利用を目的とする種々の蒸気タービンサイクルに関する研究などがある。

以上のように、トータルフロータービンシステムについては、Lawrence Livermore Laboratory 等により検討が加えられているが、このシステムの熱力学的な研究は比較的少なく、最も基礎的な所から定量的に詳細な検討を加えた報告は見あたらない。このような状況の下で、本研究はトータルフロータービンの効果的活用を目的として、基本的なトータルフロータービンシステムについてその基礎的な諸特性を解明した事の特徴としている。

第2章 地熱資源と地熱利用システムの構成

2-1 序 文

本文ではトータルフロータービンシステムの適用可能な熱資源の中で、最も頻繁に取り上げられる地熱資源について概説した後、地熱資源利用システムにおけるサイクル構成について述べる。

2-2 地熱資源

森ら⁽¹⁾によれば、経済性のある地熱資源としては、現在の技術で充分利用可能な乾燥蒸気形（蒸気卓越形）地熱資源、および150℃以上の熱水形資源である高温熱水形資源、将来は地熱発電に利用されるとみられる150～90℃の中温熱水形資源、暖房用などとして利用の仕方によっては経済性のある低温熱水形資源、などがある。また熱水形資源の内には、貯留層内の水圧が異常に高い異常高圧形とよばれるものがある。これは熱エネルギーの他に高い坑口圧による水力学的エネルギーを伴うと共に、通常メタン等の天然ガスを含み、これの持つ熱エネルギーも利用できる。異常高圧形熱水資源から、メタンを抽出すると共に、動力をも発生させるシステムの開発が、過去Lawrence Livermore Laboratoryで行なわれた事がある⁽²⁾。

わが国は火山国であり、豊富な地熱資源の存在が見こまれていて、数千万kWの地熱発電を行なう事が可能と言われているが、熱水形地熱資源が多く、このため地熱発電開発が諸外国に比べて時間的に遅れた⁽³⁾。しかし、1966年岩手県松川において22000kW発電プラントが運転を開始して以来、大分県九重町の大岳発電所（1967）、秋田県八幡平村の大沼発電所（1974）、宮城県鳴子町の鬼首発電所（1975）、大分県九重町の八丁原発電所（1977）、岩手県雫石町の葛根田発電所（1979）が次々と運転を開始し、近い将来、わが国の地熱発電所の合計出力は20万hWをこえる見込みである⁽¹⁾。発電以外の

用途に対する多目的利用も盛んに行なわれるようになりつつあり，例えば松川地区における給湯，別府温泉におけるビニールハウスでの野菜栽培，定山溪温泉街での道路融雪，などが行なわれている⁽¹⁾。

世界的には，イタリアのラルデレロ地区，米国のガイザー地区，アイスランドのナマフヤール等で地熱発電が行なわれており⁽¹⁸⁾，1980年の時点で世界の地熱発電所の設備容量は1500MWをこえている⁽¹⁾。また，1945年から1977年までは地熱発電の設備容量は年7%の割合で増加してきたが，1977年以降は年16~17%の割合で増加しているとされている⁽¹⁾。

2-3 地熱利用システム

地熱利用システムは，一般に，i) 蒸気タービンシステム，ii) フラッシュタービンシステム，iii) バイナリーサイクルシステム，iv) トータルフロータービンシステム，およびv) 以上を組み合わせた複合システム，に大別される⁽³⁾。

これらの内，まずi)の蒸気タービンシステムは，ラルデレロ，松川のような乾燥蒸気形地熱資源に対して用いられ⁽⁵⁾，地熱井から得られる蒸気を直接蒸気タービンに導いて発電する方法である。この場合には，蒸気と共に噴出する熱水は利用されず，地下還元などを行なっている⁽³⁾。従って熱水形資源には不適當である。

次に最も単純なii)のフラッシュタービンシステムの一例が図2-1に示されている。このシステムでは地熱水をフラッシュ(図中「F」)によりフラッシュ(等エンタルピ変化)させた後，気水分離器(図中「S」)へ導き，分離された蒸気はフラッシュ蒸気タービン(図中F.T.)へ導き，残りの熱水は地中へ還元する。なお，本編ではこれを一段フラッシュタービンシステム(1.F.T.S)と呼び，解析の対象とする。図2-2にはさらに複雑なマルチフラッシュサイクルシステムの一例(文献(2)より)が示されている。図は3段フラッシュサイクルシステムであるが，たとえば八丁原地熱発電プラントでは基本的には2段フ

ラッシュサイクルシステムが用いられている⁽¹⁸⁾。

iii) のバイナリーサイクルシステムは、図 2-3 に示されるように、地熱エネルギーを熱交換器（図中「H.T.」）により 2 次作動媒体（有機物質が選ばれる事が多い）に伝達し、これによりランキンサイクルを行なわせるシステムである⁽¹⁴⁾。バイナリーサイクルシステムについては種々の改良型が考案されており^{(13), (16)} 図 2-4 には改良型の一例⁽¹⁴⁾ が示されている。

iv) のトータルフロータービンシステムは、得られる地熱資源が熱水であるか、あるいは湿り蒸気であるかにかかわらず、そのまま原動機に投入する事を基本構想としている⁽¹³⁾。図 2-5 にトータルフロータービンシステムの構成が示されている。本編ではこれを 1 段トータルフロータービンシステム(1.T.T.S) と呼び、解析の対象とする。

最後に V) の複合システムとしては、フラッシュタービンシステムとバイナリーサイクルシステム、フラッシュタービンシステムとトータルフロータービンシステム、トータルフロータービンシステムとフラッシュタービンシステム、の組み合わせ等が考案されている^{(1), (20)}。この内、トータルフロータービンシステムとフラッシュタービンシステムを複合したシステムの一例が図 2-6 に示されている。このシステムは、前述の 1.F.T.S と異なり地熱水をフラッシュさせる際にトータルフロータービン（図中「T.T.1」で示す）を用い、これを出た気液二相流を気水分離し、分離された蒸気をフラッシュタービン(F.T.) へ、残りの熱水を別のトータルフロータービン(T.T.2) へ導き、これらの三つのタービンから動力を取り出す方式である。本編ではこれを 2 段トータルフロータービンシステム(2.T.T.S) と呼び、解析の対象とする。

2-4 結 言

地熱資源について概説した後、現在使用中、あるいは開発中の地熱資源利用システムについて説明した。また、本編で解析の対象とするシステムの構成を示した。

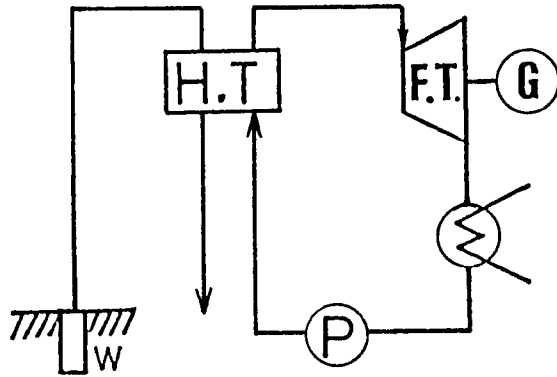


図 2-3 バイナリーサイクルシステム

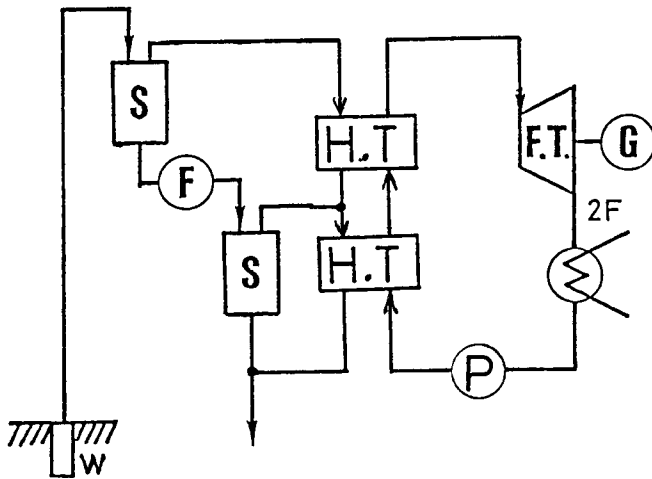


図 2-4 バイナリーサイクルシステム (改良型の1例)

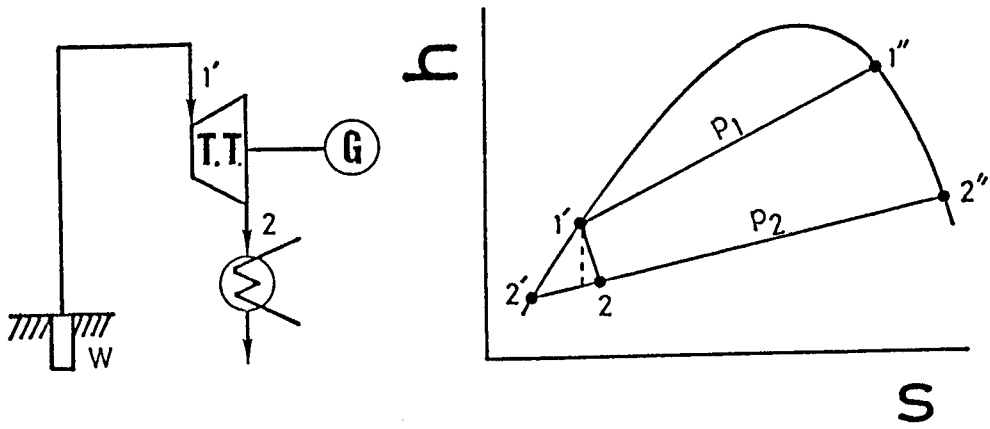


図 2-5 1段トータルフロータービンシステム (1.T.T.S)

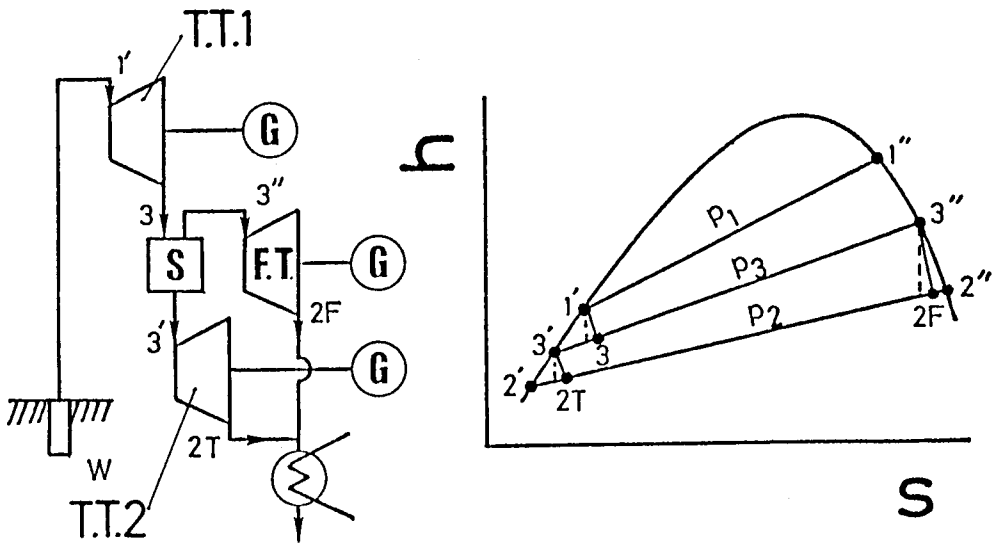


図 2-6 2段トータルフロータービンシステム (2.T.T.S)

第 3 章 理論的考察

3-1 序 文

第 2 章で述べたように、本編では 1 段フラッシュタービンシステム（以下、「1.F.T.S」と記す）。1 段トータルフロータービンシステム（「1.T.T.S」）、および 2 段トータルフロータービンシステム（「2.T.T.S」）に対する熱力学的検討を行なう事を目的としているが、そのための基礎となる解析式と解析方法について、以下の各項目順に説明する。また、1.T.T.S が 1.F.T.S よりも系全体として高効率となるための条件を明らかにし、1.F.T.S と 2.T.T.S の性能比較法に対しても考察を加える。ただし、個々の数値解析結果については次章で示す。

3-2 基礎式と解析方法

3-2-1 熱水の断熱熱落差

飽和熱水の保有するエネルギーが理想的に仕事に変換された場合の仕事量、すなわちこの飽和熱水により理想的なトータルフロータービンを駆動した場合（タービン効率 100%）の仕事量をまず明らかにしておく。これは実際に熱水より取り出し得る仕事量のオーダーを知っておく意味で重要であり、また、1.T.T.S あるいは 2.T.T.S の解析の基礎としても重要である。

本節では図 3-1 に示される $h-s$ 線図によって考察を進める。なお、周知の通り水の実際の $h-s$ 線図は図 3-2 に示されるような形状を取るが、本論文では図面を見やすくするために、図 3-1 の様な模式的な $h-s$ 線図によって説明を進めることにする。

A 点の飽和水が圧力 p_2 の B 点まで断熱的に仕事をした場合の断熱熱落差 Δh_a がトータルフロータービンの理想的な仕事量である。

$$\Delta h_a = h_A - h_B \quad (3-1)$$

B点のエンタルピ h_B は次式で表わされる。

$$h_B = h_{p_2}' + x_B (h_{p_2}'' - h_{p_1}') \quad (3-2)$$

ここで x_B はエントロピー一定の条件より

$$s_{p_1}' = s_{p_2}' + x_B (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \\ x_B = (s_{p_1}' - s_{p_2}') / (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \quad (3-3)$$

式(3-2)に式(3-3)を代入して

$$h_B = h_{p_2}' + \left\{ (h_{p_2}'' - h_{p_2}') / (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \right\} (s_{p_1}' - s_{p_2}') \quad (3-4)$$

式(3-1)に式(3-4)を代入すると、断熱熱落差は点A, G, Hのエンタルピ, エントロピーを用いて次の様に表わされる。

$$\Delta h_a = (h_{p_1}' - h_{p_2}') - \left\{ (h_{p_2}'' - h_{p_2}') / (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \right\} (s_{p_1}' - s_{p_2}') \quad (3-5)$$

すなわち Δh_a の値は初圧 p_1 と背圧 p_2 が定まれば決定し得る。

3-3-2 1.F.T.Sの比出力

1.F.T.Sの比出力 L_F , つまり, システムに流入する作動媒体からの単位質量当りの出力について, 図3-3の $h-s$ 線図によって考察する。1.F.T.SではA点の飽和水を絞って圧力 p_3 まで減圧し, F点の湿り蒸気を発生させて, それをセパレータで気液分離し, E点の蒸気のみを利用する。この場合の比出力 L_F はフラッシュ蒸気タービンの効率を η_F とすれば次式で与えられる。

$$L_F = x_F (h_E - h_J) \eta_F \quad (3-6)$$

そこでまず乾き度 x_F を求める。絞り変化は等エンタルピ変化とみなせる⁽²⁷⁾ か

ら次のようにして x_F を求める事ができる。

$$\begin{aligned}
 h_A = h_F &= h_D + x_F (h_E - h_D) \\
 &= h_{p_3}' + x_F (h_{p_3}'' - h_{p_3}') \\
 x_F &= (h_{p_1}' - h_{p_3}') / (h_{p_3}'' - h_{p_3}') \quad (3-7)
 \end{aligned}$$

すなわち、点 A, D, E のエンタルピから求められる。次に、J 点はタービン効率が 100% の時のフラッシュ蒸気タービン出口の状態を示す。E 点から J 点までの変化はエントロピ一定の変化であるから、乾き度 x_J は点 E, G, H のエントロピから次のようにして求められる。

$$\begin{aligned}
 s_E = s_J &= s_G + x_J (s_H - s_G) \\
 &= s_{p_2}' + x_J (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \\
 x_J &= (s_{p_3}'' - s_{p_2}') / (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \quad (3-8)
 \end{aligned}$$

したがって

$$\begin{aligned}
 h_J &= h_G + x_J (h_H - h_G) \\
 &= h_{p_2}' + x_J (h_{p_2}'' - h_{p_1}') \\
 &= h_{p_2}' + \left\{ (h_{p_2}'' - h_{p_1}') / (s_{p_2}'' - s_{p_1}') \right\} (s_{p_3}'' - s_{p_2}') \quad (3-9)
 \end{aligned}$$

理想的な仕事量 L_{Fa} は式 (3-6) に式 (3-7), (3-9) を代入して

$$\begin{aligned}
 L_{Fa} &= \left\{ (h_{p_1}' - h_{p_3}') / (h_{p_3}'' - h_{p_3}') \right\} * \left\{ (h_{p_3}'' - h_{p_2}') \right. \\
 &\quad \left. - \left\{ (h_{p_2}'' - h_{p_1}') / (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \right\} (s_{p_3}'' - s_{p_2}') \right\} \quad (3-10)
 \end{aligned}$$

従って、タービン効率が η_F の場合には L_F は次式で与えられる。

$$L_F = \left\{ \frac{(h_{p_1}' - h_{p_3}')}{(h_{p_3}'' - h_{p_3}')} \right\} * \left\{ \frac{(h_{p_3}'' - h_{p_2}')}{(h_{p_2}'' - h_{p_2}')} \right\} - \left\{ \frac{(h_{p_2}'' - h_{p_2}')}{(s_{p_2}'' - s_{p_2}')} \right\} (s_{p_3}'' - s_{p_2}'') \eta_F \quad (3-11)$$

式(3-11)において初圧 p_1 ，背圧 p_2 が定められていると，各々に対応する飽和蒸気および飽和水のエンタルピあるいはエントロピが定まる。また任意のセパレータ圧力 p_3 に対して飽和蒸気および飽和水のエンタルピあるいはエントロピが定まるので，任意の p_3 に対して η_F が決まれば L_F の値が式(3-11)から求められる。

3-2-3 1.T.T.Sの比出力

1.T.T.Sの比出力 L_{1T} は，トータルフロータービンの効率が100%であればシステムに飽和水が流入する場合には節3-3-2で示した熱水の断熱熱落差 Δh_a に等しい。従ってタービン効率 η_T に対しては，

$$L_{1T} = \Delta h_a \eta_T = \left\{ (h_{p_1}' - h_{p_2}') - \left\{ \frac{(h_{p_2}'' - h_{p_2}')}{(s_{p_2}'' - s_{p_2}')} \right\} (s_{p_1}' - s_{p_2}') \right\} \eta_T \quad (3-12)$$

である。従って，初圧 p_1 と背圧 p_2 ，および効率 η_T が定めれば L_{1T} の値は求められる。

3-2-4 2.T.T.Sの比出力

2.T.T.Sの比出力 L_{2T} について，図3-4の $h-s$ 線図によって考察する。2.T.T.Sでは1'点の飽和水にトータルフロータービン1(以下，T.T.1と記す)で圧力 p_3 (中間圧力と呼ぶ事にする)までの膨張により仕事を行なわせ，その排気の3点の湿り蒸気をセパレータで気液分離し，3'点の飽和水はトータルフロータービン2(以下，T.T.2と記す)で，3''点の飽和蒸気はフラッシュ蒸気タービン(以下，Fと記す)で各々仕事を行なわせる。

T.T.1の比出力を $L_{T.T.1}$ ，T.T.2の比出力を $L_{T.T.2}$ ，Fの比出力を L_F とすると，システム全体での比出力 L_{2T} は次式で与えられる。

$$L_{2T} = L_{T.T.1} + x_3 L_{T.T.2} + (1-x_3) L_F \quad (3-13)$$

ここでまず乾き度 x_3 を求める。1' 点と3点の間のエネルギーバランスより、

$$h_{p_1}' = h_{p_3}' + x_3 (h_{p_3}'' - h_{p_3}') + L_{T.T.1} \quad (3-14)$$

ここで $L_{T.T.1}$ は節 3-2-3 で示した 1.T.T.S の比出力と同様に求める事ができ、トータルフロータービンの効率を η_T とすると式 (3-12) より

$$L_{T.T.1} = \left\{ (h_{p_1}' - h_{p_3}') - \left\{ (h_{p_3}'' - h_{p_3}') / (s_{p_3}'' - s_{p_3}') \right\} (s_{p_1}' - s_{p_3}') \right\} \eta_T \quad (3-15)$$

である。一方、

$$h_{p_3}'' - h_{p_3}' = (s_{p_3}'' - s_{p_3}') T_{p_3} \quad (3-16)$$

の関係から、式 (3-15) は次のように変形できる。

$$L_{T.T.1} = \left\{ (h_{p_1}' - h_{p_3}') - T_{p_3} (s_{p_1}' - s_{p_3}') \right\} \eta_T \quad (3-17)$$

式 (3-14) と式 (3-17) より次式が成り立つ。

$$x_3 = \left\{ (h_{p_1}' - h_{p_3}') (1 - \eta_T) + T_{p_3} (s_{p_1}' - s_{p_3}') \eta_T \right\} / (h_{p_3}'' - h_{p_3}') \quad (3-18)$$

$L_{T.T.2}$ は $L_{T.T.1}$ と同様、式 (3-12) より次式で与えられる。

$$L_{T.T.2} = \left\{ (h_{p_3}' - h_{p_2}') - \left\{ (h_{p_2}'' - h_{p_2}') / (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \right\} (s_{p_3}' - s_{p_2}') \right\} \eta_T \quad (3-19)$$

また、 L_F は節 3-2-2 の式 (3-10) を導出した場合と同様にして、次式で表わされる。

$$L_F = \left\{ (h_{p_3}'' - h_{p_2}') - \left\{ (h_{p_2}'' - h_{p_2}') / (s_{p_2}'' - s_{p_2}') \right\} (s_{p_3}'' - s_{p_2}') \right\} \eta_F \quad (3-20)$$

式(3-13)に各々式(3-18), 式(3-15), 式(3-19), 式(3-20)より求めた x_3 , $L_{T.T.1}$, $L_{T.T.2}$, L_F の値を代入する事により, 2.T.T.Sの比出力 L_{2T} の値を求める事ができる。すなわち初圧 P_1 と背圧 P_2 , およびトータルフロータービンの効率 η_T , フラッシュ蒸気タービンの効率 η_F が定まれば任意の中間圧力 P_3 に対する L_{2T} の値が求められる。

3-2-5 系としての効率

以上で示したシステムの比出力を用いることによって同一の初圧および背圧における各システムの比較が可能となる。しかし, 比出力はシステムに流入する作動媒体の単位質量流量当りの断熱熱落差 Δh_a に関係していて, 同一のシステムに対しても初圧と背圧が異なれば異なる値をとり, 各システムの性能に対する諸因子の影響を検討する際に不適当な場合がある。そこで, 本編では次式のように「系としての効率」 $\bar{\eta}$ を定義する。

$$\bar{\eta} = L/\Delta h_a \quad (3-21)$$

L はシステムの比出力であり, Δh_a は作動媒体の初圧 P_1 から背圧 P_2 までの断熱熱落差である。

3-3 $L_{1T} > L_F$ であるための条件

1.T.T.Sの比出力 L_{1T} が, 1.F.T.Sの比出力 L_F よりも大きくなるための条件を求める。1.T.T.Sの比出力はトータルフロータービンの効率を η_T とすると次式で表わされる。

$$L_{1T} = \eta_T \Delta h_a \quad (3-22)$$

一方, 1.F.T.Sの比出力はフラッシュ蒸気タービンの効率を η_T とすると節3-2-5で定義した $\bar{\eta}$ を用いて次式で表わされる。

$$L_F = \eta_F \bar{\eta}_{F,a} \Delta h_a \quad (3-23)$$

ただし $\bar{\eta}_{F,a}$ は η_F が 1 の時の 1.F.T.S の系としての効率 $\bar{\eta}$ である。したがって L_{1T} が L_F より大であるためには式 (3-21), (3-22) より,

$$\begin{aligned} \eta_T \Delta h_a &> \eta_F \bar{\eta}_{F,a} \Delta h_a \\ \eta_T / \eta_F &> \bar{\eta}_{F,a} \end{aligned} \quad (3-24)$$

すなわち, η_T の η_F に対する比が, $\bar{\eta}_{F,a}$ より大である事が, 同一の初圧と背圧に対して L_{1T} が L_F より大であるための条件である。言い換えると, 1.T.T.S に対するトータルフロータービン効率の所要値は $\eta_F \bar{\eta}_{F,a}$ である。

3-4 1.F.T.S と 2.T.T.S との比較

1.F.T.S にトータルフロータービンを付加して 2.T.T.S とする事により, どの程度系としての効率が向上するかを示すために, 次のパラメータを導入する。

$$\Delta \bar{\eta} = \bar{\eta}_{2T, \max} - \bar{\eta}_{F, \max}$$

本節ではこれを η_T で除した値が近似的には T_{p1} , T_{p2} , η_F だけの関数となる事を示す。この結果は次章で用いる。

まず, 節 3-2-4 の式 (3-15), (3-19), (3-20) を次の関係を用いて変形する。

$$h_{p_n}'' - h_{p_n}' = (s_{p_n}'' - s_{p_n}') T_{p_n} \quad (3-25)$$

すなわち,

$$L_{T.T.1} = \{ (h_{p_1}' - h_{p_3}') - T_{p_3} (s_{p_1}' - s_{p_3}') \} \eta_T \quad (3-26)$$

$$L_{T.T.2} = \{ (h_{p_3}' - h_{p_2}') - T_{p_2} (s_{p_3}' - s_{p_2}') \} \eta_T \quad (3-27)$$

$$\begin{aligned} L_F = \{ (T_{p_3} - T_{p_2}) (s_{p_3}'' - s_{p_3}') + (h_{p_3}' - h_{p_2}') \\ - T_{p_2} (s_{p_3}' - s_{p_2}') \} \eta_F \end{aligned} \quad (3-28)$$

となる。式(3-26)～(3-28)より L_{2T} は、

$$L_{2T} = L_{T.T.1} + (1 - x_{p_3})L_{T.T.2} + x_3 L_F \quad (3-29)$$

$$\begin{aligned} &= \{ (h'_{p_1} - h'_{p_3}) - T_{p_3} (s'_{p_1} - s'_{p_3}) \} \eta_T \\ &\quad + \{ (h'_{p_3} - h'_{p_2}) - T_{p_2} (s'_{p_3} - s'_{p_2}) \} \eta_T \\ &\quad + x_3 (T_{p_3} - T_{p_2}) (s''_{p_3} - s'_{p_3}) \eta_F \\ &\quad + x_3 (\eta_F - \eta_T) \{ (h'_{p_3} - h'_{p_2}) - T_{p_2} (s'_{p_3} - s'_{p_2}) \} \end{aligned} \quad (3-30)$$

である。ここで式(3-30)の各項の断熱熱落差 Δha に対する割合を計算すると、通常の条件下では例えば図3-5に示されるようである。すなわち、横軸は無次元中間温度(次章節4-3-1参照)、縦軸は Δha (節3-2-1参照)に対する比であり、図中①～④は各々上式(3-30)の各項に相当する。これより第4項(④)は Δha の約2%と非常に小さく、以下においては省略する。さらに h'_{p_n} 、 s'_{p_n} を温度 T の関数として各々次式で近似する。

$$h'_{p_n} = C_w T_{p_n} \quad (3-31)$$

$$s'_{p_n} = a T_{p_n}^2 + b T_{p_n} + c \quad (3-32)$$

ただし、 C_w は定圧比熱であり、 a 、 b 、 c は物性値より回帰的に求めた定数である。式(3-30)に節3-2-4の式(3-18)を代入し、さらに式(3-31)、(3-32)を代入すると

$$\begin{aligned} L_{2T} &= (\eta_T (1 - \eta_F) \{ a (T_{p_1} + T_{p_3}) + b \} - \eta_F (1 - \eta_T) (C_w / T_{p_3})) \\ &\quad * (T_{p_3} - T_{p_1}) (T_{p_3} - T_{p_2}) + \eta_T * \text{const.} \end{aligned} \quad (3-33)$$

となる。

式(3-33)において $\eta_T = 0$ とおけば、 L_F の値が得られるから、第4章の数値計算より示されるように L_F, L_{2T} がいずれも $T_{p_3} \doteq (T_{p_1} + T_{p_2})/2$ で最大となる事を用いると、

$$\begin{aligned} \Delta \bar{\eta} &= \bar{\eta}_{2T} - \bar{\eta}_F \\ &= (L_{2T} - L_F) / \Delta h_a \\ &\doteq \eta_T \left\{ \left((1 - \eta_F) \left\{ a \left(\frac{3}{2} T_{p_1} + \frac{1}{2} T_{p_2} \right) + b \right\} + 2C_w / (T_{p_1} + T_{p_2}) \right) \right. \\ &\quad \left. * \frac{1}{2} (T_{p_2} - T_{p_1})^2 + \text{const.} \right\} / \Delta h_a \quad (3-34) \end{aligned}$$

となる。 Δh_a は節3-2-1で示したように T_{p_1}, T_{p_2} が定まれば決められるから、以上より $\Delta \bar{\eta} / \eta_T$ は近似的には T_{p_1}, T_{p_2} 、および η_F のみの関数として表わし得る。

3-5 結 言

第2章で説明した飽和水あるいは蒸気-水二相流利用システム1.F.T.S, 1.T.T.S, および2.T.T.Sについて、熱力学的検討を加えるための基礎式と解析方法について述べた。また、1.T.T.Sが1.F.T.Sよりも系全体として高効率となるための条件を明らかにし、1.F.T.Sと2.T.T.Sの性能比較法に対しても考察を加えた。

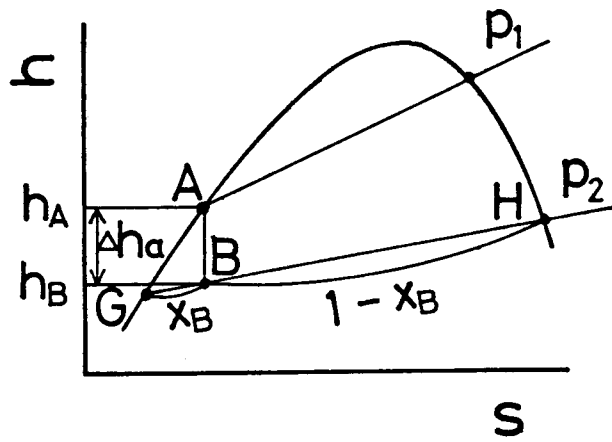


図 3-1 $h-s$ 線

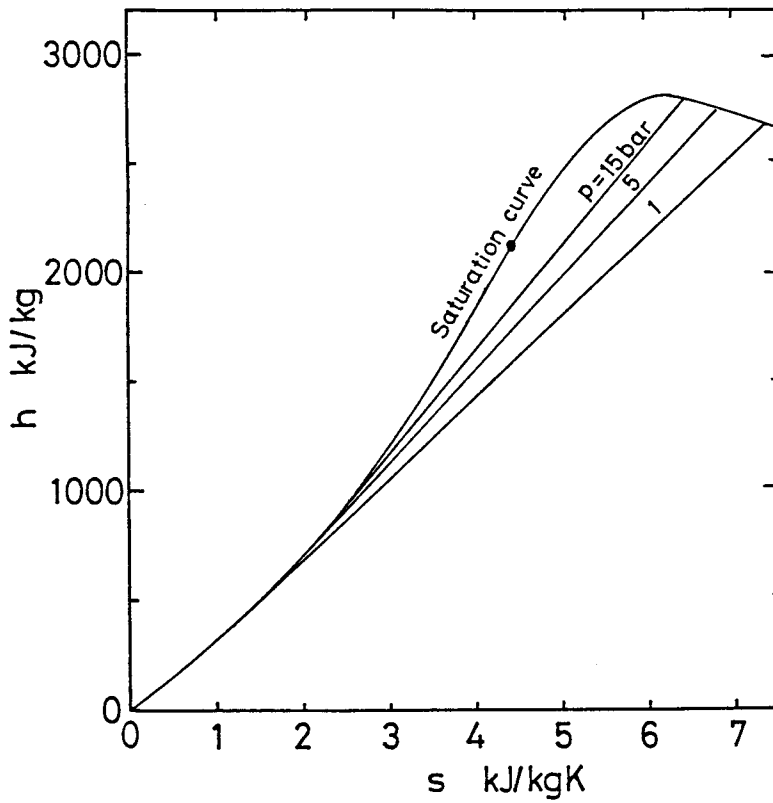


図 3-2 水の実際の $h-s$ 線

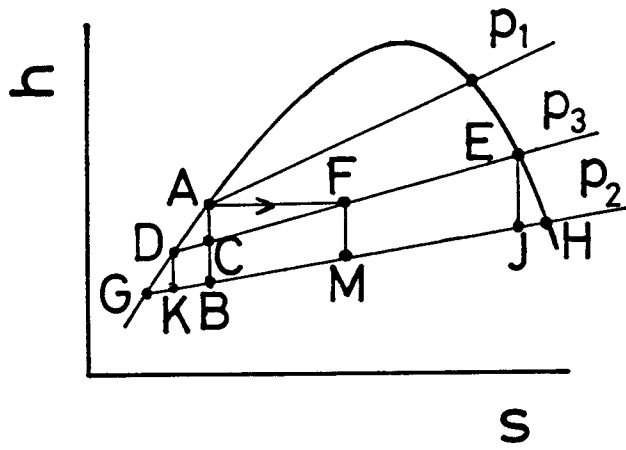


图 3-4 h-s 线图

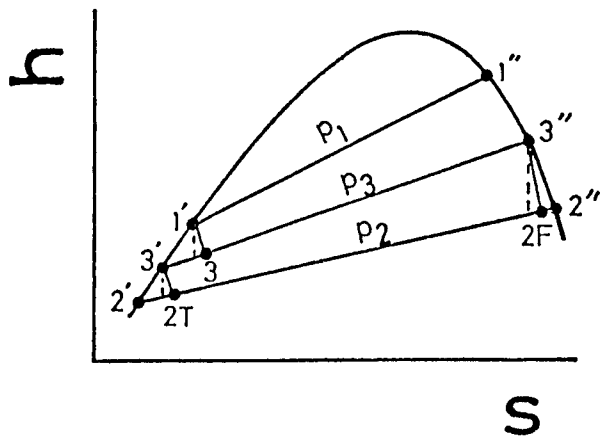


图 3-3 h-s 线图

- ① : $\{(h_{p_1}' - h_{p_3}') - T_{p_3}(s_{p_1}' - s_{p_3}')\} \eta_T$
- ② : $\{(h_{p_3}' - h_{p_2}') - T_{p_2}(s_{p_3}' - s_{p_2}')\} \eta_T$
- ③ : $x_3(T_{p_3} - T_{p_2})(s_{p_3}' - s_{p_2}') \eta_F$
- ④ : $x_3(\eta_F - \eta_T)\{(h_{p_3}' - h_{p_2}') - T_{p_2}'(s_{p_3}' - s_{p_2}')\}$

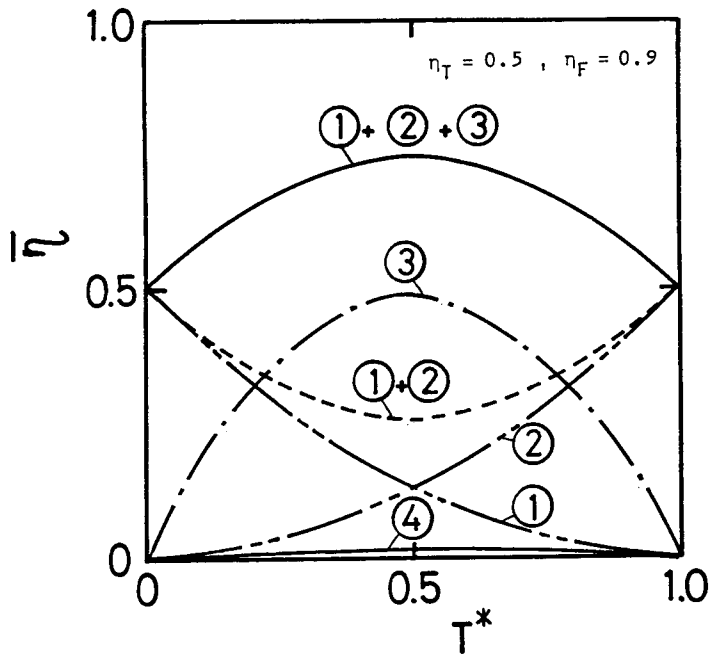


図 3-5 式(3-30)の各項の Δha に対する割合

第4章 入口条件が飽和液の場合の数値計算による解析

4-1 序 文

本章では第2章で説明した飽和水あるいは低乾き度湿り蒸気利用システム 1.F.T.S, 1.T.T.S, および 2.T.T.S に対して, 蒸気表⁽²⁸⁾に示された物性値を用いた数値解析の結果を示す。すなわち, 初圧 p_1 , 背圧 p_2 , 中間圧力 p_3 , 各タービン効率 η_T , η_F の種々の値に対して系全体あるいは各構成要素の比出力を計算し, これに基づいて各システムの系としての効率 $\bar{\eta}$ に対する各因子の影響などについて考察する。なお, 本章ではシステム入口状態が飽和水の場合について取り扱う。

4-2 利用可能エネルギー量

本章では飽和水を利用する場合を扱うから, 利用可能エネルギー量は, 節 3-2-1 で説明した飽和熱水の断熱熱落差である。すなわち式 (3-5) より算出される。図 4-1 に $p_1 = 0.5 \sim 5 \text{ MPa}$, $p_2 = 5 \sim 101.3 \text{ kPa}$ に対する Δh_a の値を示す。この図によると, 背圧が一定の場合には Δh_a は p_1 にほぼ比例して増大する。また初圧 p_1 が一定の場合に, 背圧 p_2 を 101.3 kPa (大気圧) から 5 kPa まで下げると Δh_a は 2 ~ 3 倍程度に増大することがわかる。

また $p_1 = 2 \text{ MPa}$, $p_2 = 101.3 \text{ kPa}$ の場合の Δh_a は約 65 kJ/kg であり, 流量を 10 t/h とすると利用可能エネルギー量は

$$\frac{10 \times 10^3}{3600} \times 65 = 180.6 \text{ (kw)}$$

であり, また背圧を 5 kPa ($T_{p_2} \doteq 33^\circ\text{C}$) に低下させた場合には $\Delta h_a = 167 \text{ KJ/kg}$ であるので,

$$\frac{10 \times 10^3}{3600} \times 167 = 463.9 \text{ (kw)}$$

となる。このように飽和熱水の持つエネルギーは動力用としてもかなりな量である。

4-3 1.F.T.Sと1.T.T.Sの比較

1段フラッシュタービンシステム(1.F.T.S)と1段トータルフロータービンシステム(1.T.T.S)との比較を示す。

4-3-1 1.F.T.Sの特性

1.F.T.Sの比出力 L_F は、節3.2.2で示したように次式で求められる。

$$L_F = \left\{ \frac{(h'_{p_1} - h'_{p_3})}{(h'_{p_3} - h'_{p_2})} \right\} * \left\{ \frac{(h'_{p_3} - h'_{p_2}) - \left\{ \frac{(h'_{p_2} - h'_{p_2})}{(s'_{p_2} - s'_{p_3})} \right\} (s'_{p_3} - s'_{p_2})}{(s'_{p_3} - s'_{p_2})} \right\} \eta_F \quad (4-1)$$

すなわち、初圧 p_1 、背圧 p_2 、さらにフラッシュ蒸気タービンの効率 η_F が定められていると任意の中間圧力 p_3 に対して L_F の値が求められる。

L_F の p_3 に対する計算例が $\eta_F = 1$ として $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$ および 4.5 MPa に対して各々図4-2(a), (b), および図4-3(a), (b)に示されている。 p_1 一定のもとで p_2 をさげると、 L_F の最大値 $L_{F_{\max}}$ が増大するとともに $L_{F_{\max}}$ を与える中間圧力 p_3 が低下する。たとえば $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$ に対しては、 $p_2 = 101.3 \text{ kPa}$ では $p_3 = 0.45 \text{ MPa}$ で $L_{F_{\max}} = 27 \text{ kJ/kg}$ であるが、 $p_2 = 5 \text{ kPa}$ では $p_3 = 0.16 \text{ MPa}$ で $L_{F_{\max}} = 83 \text{ kJ/kg}$ である。また、 p_2 一定のもとで p_1 を上げると、 $L_{F_{\max}}$ が増大すると共に $L_{F_{\max}}$ を与える中間圧力 p_3 が増大する。たとえば、 $p_2 = 5 \text{ kPa}$ に対しては、 $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$ では $p_3 = 0.16 \text{ MPa}$ で $L_{F_{\max}} = 83 \text{ kJ/kg}$ であるが、 $p_1 = 4.5 \text{ MPa}$ では $p_3 = 0.38 \text{ MPa}$ で $L_{F_{\max}} = 154 \text{ kJ/kg}$ である。

次に、節3-2-5で説明した系としての効率 $\bar{\eta}_F$ を示す。初圧 $p_1 = 4.5 \text{ MPa}$ および背圧 $p_2 = 0.005 \text{ MPa}$ 一定のもとで、中間圧力 p_3 の $\bar{\eta}_F$ に及ぼす影響が図4-4に示されている。この図で横軸は中間圧力 p_3 に対応する無次元中間温度 $T_{p_3}^*$ であり、次式のように定義された無次元量である。(ここで T_{p_3} は圧力

p_3 に対する飽和温度である。)

$$T_{p_3}^* = (T_{p_3} - T_{p_2}) / (T_{p_1} - T_{p_2}) \quad (4-2)$$

図 4-4 から、初圧 p_1 が高い程あるいは背圧 p_2 が低い程 $\bar{\eta}_F$ が増大するが、その差は小さい事がわかる。また $\bar{\eta}_F$ を最大にする $T_{p_3}^*$ は、0.5 (図中、二点鎖線で示す) にほぼ等しい事もわかる。すなわち、従来の研究²⁹⁾でも示されているように $\bar{\eta}_F$ を最大にする中間温度 T_{p_3} は入口温度 T_{p_1} と出口温度 T_{p_2} の算術平均値にほぼ等しい事がわかる。

4-3-2 限界タービン効率比

節 3-3 で示したように、1.T.T.S の $\bar{\eta}$ が 1.F.T.S の $\bar{\eta}$ より大となるための条件は、

$$\eta_T / \eta_F > \bar{\eta}_{F,a} \quad (4-3)$$

である。ここで η_T はトータルフロータービンの効率であり、 $\bar{\eta}_{F,a}$ は $\eta_F = 1$ の時の $\bar{\eta}_F$ である。ところで、 $\bar{\eta}_F$ は前節で示したように、1.T.T.S の $\bar{\eta}$ である $\bar{\eta}_{1T}$ とは異なり、 p_1 と p_2 だけでなく p_3 にも関係しており、 p_3 に対して最大値を持つ。従って式 (4-3) はこの極大値に対して意味を持つ事になる。そこで本編では、 $\eta_F = 1$ の時の $\bar{\eta}_F$ の極大値を限界タービン効率比 $(\eta_T / \eta_F)_c$ と呼ぶ事にする。以上より

$$\eta_T / \eta_F > (\eta_T / \eta_F)_c \quad (4-4)$$

であれば 1.T.T.S の方が中間圧力 p_3 を最適化した 1.F.T.S よりもなお $\bar{\eta}$ が高い事になる。従って $(\eta_T / \eta_F)_c$ の値は η_T の開発目標値の 1 つとして重要である。

$p_1 = 0.5 \sim 6 \text{ MPa}$, $p_2 = 0.005 \sim 0.1013 \text{ MPa}$ の範囲に対して求めた $(\eta_T / \eta_F)_c$ の値が図 4-5 に示されている。たとえば入口圧力 $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$,

背圧 $p_2 = 0.1013 \text{ MPa}$ の条件に対しては、この図から $(\eta_T / \eta_F)_c = 0.535$ である。従って $\eta_T > 0.535 \eta_F$ ならば 1.T.T.S の方が 1.F.T.S より同一の p_1, p_2 に対しては比出力が大きい。つまり系としての効率 $\bar{\eta}$ が高い。すなわちフラッシュタービンの効率 η_F が 0.75 であればトータルフロータービンの効率 η_T が $\eta_T = 0.535 \times 0.75 = 0.40$ 以上であれば、後者のシステムの方が有利である事がわかる。トータルフロータービンは二相流体が流れるので本質的に単相流のタービンより効率は低いのであるが、動力発生システムとして考える場合にはトータルフロータービンの効率は一般の単相流のタービンよりかなり低くてもよい事が明らかである。

4-4 2.T.T.S の特性

2 段トータルフロータービンシステムの比出力 L_{2T} は節 3-2-4 で示したように次式で与えられる。

$$L_{2T} = L_{T.T.1} + (1 - x_3) L_{T.T.2} + x_3 L_F \quad (4-5)$$

ただし、 $L_{T.T.1}$ 、 $L_{T.T.2}$ 、 L_F はシステムを構成する各タービンの比出力であり、各々次式で表わされる。

$$L_{T.T.1} = \{ (h_{p_1}' - h_{p_3}') - T_{p_3} (s_{p_1}' - s_{p_3}') \} \eta_T \quad (4-6)$$

$$L_{T.T.2} = \{ (h_{p_3}' - h_{p_2}') - T_{p_2} (s_{p_3}' - s_{p_2}') \} \eta_T \quad (4-7)$$

$$L_F = \{ (T_{p_3} - T_{p_2}) (s_{p_3}'' - s_{p_3}') + (h_{p_3}' - h_{p_2}') - T_{p_2} (s_{p_3}' - s_{p_2}') \} \eta_F \quad (4-8)$$

すなわち、初圧 p_1 、背圧 p_2 、トータルフロータービンおよびフラッシュ蒸気タービンの効率 η_T, η_F が定められていると任意の中間圧力 p_3 に対して L_{2T} の値が求められる。なお、以下における説明の便宜上 $\Delta h_{T.T.1}$ 、 $\Delta h_{T.T.2}$ 、 Δh_F

を次式のように定義しておく。

$$\Delta h_{T.T.1} = L_{T.T.1} \quad (4-9)$$

$$\Delta h_{T.T.2} = (1 - x_3) L_{T.T.2} \quad (4-10)$$

$$\Delta h_F = x_3 L_F \quad (4-11)$$

これらは、システムに単位質量の作動媒体が流入するとした場合の、各タービンの出力を表わす。

4-4-1 基本的特性

2.T.T.Sの系としての効率 $\bar{\eta}_{2T}$ と比出力 L_{2T} に及ぼす各因子の影響、トータルフロータービン導入のおよそのメリット、および従来の1.T.T.Sとの比較などの定性的な見通しを得るため、 $\eta_T = 1.0$ 、 $\eta_F = 1.0$ の条件で $\Delta h_{T.T.1}$ 、 $\Delta h_{T.T.2}$ 、 Δh_F の初圧と背圧の間の断熱熱落差 Δha に対する比が、無次元中間温度 $T_{p_3}^*$ （節4-3-1参照）に対して図4-6に示されている。但し、この場合は $\bar{\eta} = 1$ である。 $\Delta h_F / \Delta ha$ は $T_{p_3}^* \doteq 0.5$ で最大値を有する放物線状の変化を示す。また、 $\Delta h_{T.T.1}$ 、 $\Delta h_{T.T.2}$ の Δha に対する比は、それぞれ単調減少、単調増加の傾向を示し、両者は $T_{p_3}^* = 0.5$ に対してほぼ左右対称となっている。また、 $T_{p_3}^* = 0.5$ においては、各タービンの出力比は

$$\Delta h_F : \Delta h_{T.T.1} : \Delta h_{T.T.2} \doteq 2 : 1 : 1 \quad (4-12)$$

である。さらに、この場合の $\Delta h_F / \Delta ha$ と節4-3-1で示した $\eta_F = 1$ の場合の1.T.T.Fの $\bar{\eta}$ とは同程度の値である。従って、2.T.T.Sでは各トータルフロータービン間に系全体の出力への寄与に関する優劣はなく、また、出力は1.F.T.Sに比して各トータルフロータービンで得られた出力分だけ大きくなる事がわかる。

4-4-2 初圧の影響

背圧 $p_2 = 0.05 \text{ MPa}$ 一定で、初圧 $p_1 = 0.5 \text{ MPa}$ 、 4.5 MPa の2つの場合に

対して中間圧力 p_3 と比出力 L_{2T} の関係が図 4-7 (a), (b) に示されている。但し, $\eta_T=0.6$, $\eta_F=0.8$ とされている。節 4-4-1 に示したように,

$$L_{2T} = \Delta h_F + \Delta h_{T.T.1} + \Delta h_{T.T.2} \quad (4-13)$$

であり, 図 4-7 には Δh_F , $\Delta h_{T.T.1}$, $\Delta h_{T.T.2}$ の値もあわせて示されている。この図より, $p_1=0.5 \text{ MPa}$ では $L_{2T,\max} = 56.5 \text{ kJ/kg}$, $p_1=4.5 \text{ MPa}$ では $L_{2T,\max} = 186 \text{ kJ/kg}$ と, p_1 の増大によって L_{2T} が増大することがわかる。図 4-8 には, 同様の計算結果より得られた $L_{2T,\max}$ と p_1 の関係が $p_2=0.005 \text{ MPa}$ に対して示されている。 $L_{2T,\max}$ は p_1 と共に増大し, $L_{2T,\max}$ と p_1 の関係は, 図 4-1 に示した Δha と p_1 の関係に類似している。

図 4-7 に示した場合と同じ p_1, p_2, η_T, η_F の条件に対して, 系としての効率 $\bar{\eta}_{2T}$ と無次元中間温度 $T_{p_3}^*$ の関係が図 4-9 に示されている。初圧 p_1 が高くなると出力の絶対値 $L_{2T,\max}$ は大きく異なるがその効率 $\bar{\eta}_{2T}$ の値はわずかに変わるのみであって, その相対的な傾向は変わらない。また, $\bar{\eta}_{2T}$ が $T_{p_3}^*=0.5$ 付近で最大値を取る事, 最大点付近では $\Delta h_{T.T.1}$ と $\Delta h_{T.T.2}$ はほぼ同様である事など, 先に $\eta_F=\eta_T=1$ の場合に対して基本的特性として述べた特性が $\eta_F \approx \eta_T$ のこの場合にも認められる。

4-4-3 背圧の影響

初圧 $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$ に対して, 背圧 $p_2 = 0.005 \text{ MPa}$, $p_2 = 0.1013 \text{ MPa}$ における中間圧力 p_3 と比出力 L_{2T} の関係が図 4-10 (a), (b) に示されている。いずれも $\eta_T = 0.6$, $\eta_F = 0.8$ の場合である。図 4-7 と同様, $\Delta h_F, \Delta h_{T.T.1}, \Delta h_{T.T.2}$ の値もあわせて示されている。この図より, $p_2 = 0.005 \text{ MPa}$ では $L_{2T,\max} = 104 \text{ kJ/kg}$, $p_2 = 0.1013 \text{ MPa}$ では $L_{2T,\max} = 35.5 \text{ kJ/kg}$ と p_2 を低下させることによって L_{2T} が増大させられることが分かる。図 4-11 には, 同様の計算結果より得られた $L_{2T,\max}$ と p_2 の関係が $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$ に対して示されている。 L_{2T} は p_2 の低下と共にほぼ比例的に増大することがわ

かる。

図 4-10 に示した場合と同じ p_1, p_2, η_T, η_F の条件に対して、系としての効率 $\bar{\eta}_{2T}$ と無次元中間温度 $T_{p_3}^*$ の関係が図 4-12 に示されている。 p_2 によって $L_{2T, \max}$ が大きく異なるにもかかわらず、 $\bar{\eta}_{2T}$ と $T_{p_3}^*$ の関係はほぼ同様である。また、この場合も $\bar{\eta}_{2T}$ は $T_{p_3}^* = 0.5$ 付近で最大値を取り、最大点付近では $\Delta h_{T.T.1}$ と $\Delta h_{T.T.2}$ がほぼ等しい。すなわち第 1 段と第 2 段のトータルフロータービンの出力はほぼ等しい事がわかる。

4-4-4 η_T の影響

初圧 $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$, 背圧 $p_2 = 0.005 \text{ MPa}$, $\eta_F = 0.8$ に対して、 $\eta_T = 0, 0.3, 0.6$ の場合の比出力 L_{2T} が図 4-13 に示されている。 $\eta_T = 0$ の時の 1.T.T.S は、 1.F.T.S と等価である。図より、 η_T の増大と共に各トータルフロータービンの出力の和 ($\Delta h_{T.T.1} + \Delta h_{T.T.2}$) は η_T にほぼ比例して増大する事、逆にフラッシュ蒸気タービンの出力 (Δh_F) は η_T の増大で共にわずかに減少するが、ほぼ一定とみなし得る事がわかる。言い換えると、 η_T の増大と共にトータルフロータービンの出力分だけ系全体の出力が増すのである。

η_T の増大による Δh_F の減少がわずかである事は図 4-14 の水の $h-s$ 線図 (蒸気表²⁸⁾ より作図) より理解される。すなわち、 η_T の増大による Δh_F の減少は、セパレータ出口乾き度 x_3 の減少に起因するが、例えば $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$ の飽和水をこの場合の最適中間圧力である $0.1 \sim 0.2 \text{ MPa}$ までトータルフロータービンを通じて減圧する場合、 $\eta_T = 0$ (つまり等エンタルピ変化) および $\eta_T = 1.0$ (つまり等エントロピ変化) の両極端の場合の、それぞれにおけるセパレータ出口乾き度は 2 ~ 3 % 異なるにすぎない。この場合のセパレータ出口における乾き度は 15 ~ 20 % であるから、 η_T の変化によるフラッシュ蒸気タービンへの飽和蒸気の流入量の変化は小さくなく、従って Δh_F の減少もわずかである。

図 4-13 に示した場合と同じ p_1, p_2, η_T, η_F の条件に対する系としての効率

$\bar{\eta}_{2T}$ と無次元中間温度 $T_{p_3}^*$ の関係が図 4-15 に示されている。 η_T が 0, 0.3, 0.6 と増大すると共に $\bar{\eta}_{2T}$ も増大するが、 $T_{p_3}^*$ の最適値はいずれも約 0.5 とほぼ等しい。

4-4-5 η_F の影響

$p_1 = 1.5 \text{ MPa}$, $p_2 = 0.005 \text{ MPa}$, $\eta_T = 0.6$ に対して $\eta_F = 0.6, 0.8, 1.0$ の場合の系としての効率 $\bar{\eta}_{2T}$ と無次元中間温度 $T_{p_3}^*$ の関係が図 4-16 に示されている。 η_F の低下と共に $\bar{\eta}_{2T}$ は減少する。 $\eta_F > \eta_T$ である $\eta_F = 1.0, 0.8$ の場合は既に示した他の場合と同様 $T_{p_3}^* \doteq 0.5$ において $\bar{\eta}_{2T}$ は最大値を取るが、 η_F が 0.6 で η_T に等しい場合には $\bar{\eta}_{2T}$ は $T_{p_3}^*$ によらずほぼ一定である。

4-4-6 1.F.T.S との比較

1.F.T.S にトータルフロータービンを付加して 2.T.T.S とする事により、どの程度系としての効率が向上するかを示すために、第 3 章でも述べたように次のパラメータを導入する。

$$\Delta\bar{\eta} = \bar{\eta}_{2T} - \bar{\eta}_F \quad (4-14)$$

第 3 章で示したように、 $\Delta\bar{\eta}$ の η_T に対する比は近似的には T_{p_1}, T_{p_2} および η_F のみの関数として表わし得る。すなわち

$$(\Delta\bar{\eta}/\eta_T) \doteq f(T_{p_1}, T_{p_2}, \eta_F) \quad (4-15)$$

$\eta_T = 0.3$ に対して数値計算より求めた $\Delta\bar{\eta}/\eta_T$ の値が図 4-17 に示されている。たとえば、初圧 p_1 が 1 MPa, 背圧 p_2 が 0.005 MPa, フラッシュ蒸気タービン効率 η_F が 0.8 であれば、図より $\Delta\bar{\eta}/\eta_T = 0.47$ であるから、 $\Delta\bar{\eta}$ は

$$\Delta\bar{\eta} = 0.47 \times 0.3 \doteq 0.14$$

となる。数値計算によれば、 $\eta_T = 0 \sim 0.6$ の範囲では通常の p_1, p_2 に対して

$\Delta\eta/\Delta\eta_T$ の値の η_T による変化は±2%程度であるから、以上のようにして図4-17より1.F.T.Sにトータルフロータービンを付加して2.T.T.Sとした場合の比出力の増分の近似的な値を読み取る事ができる。

また、図4-17より、初圧 p_1 が低い程、背圧 p_2 が高い程、フラッシュ蒸気タービン効率 η_F が低い程、 $\Delta\eta$ が大きくなる傾向がある事がわかる。

4-5 結 言

数値計算により、1.T.T.Sと2.T.T.Sの特性に対する各因子の影響を明らかにした。さらに、1.T.T.Sが1.F.T.Sより有利となるための条件、1.F.T.Sを2.T.T.Sとした時の系としての効率 $\bar{\eta}$ の増分を示した。

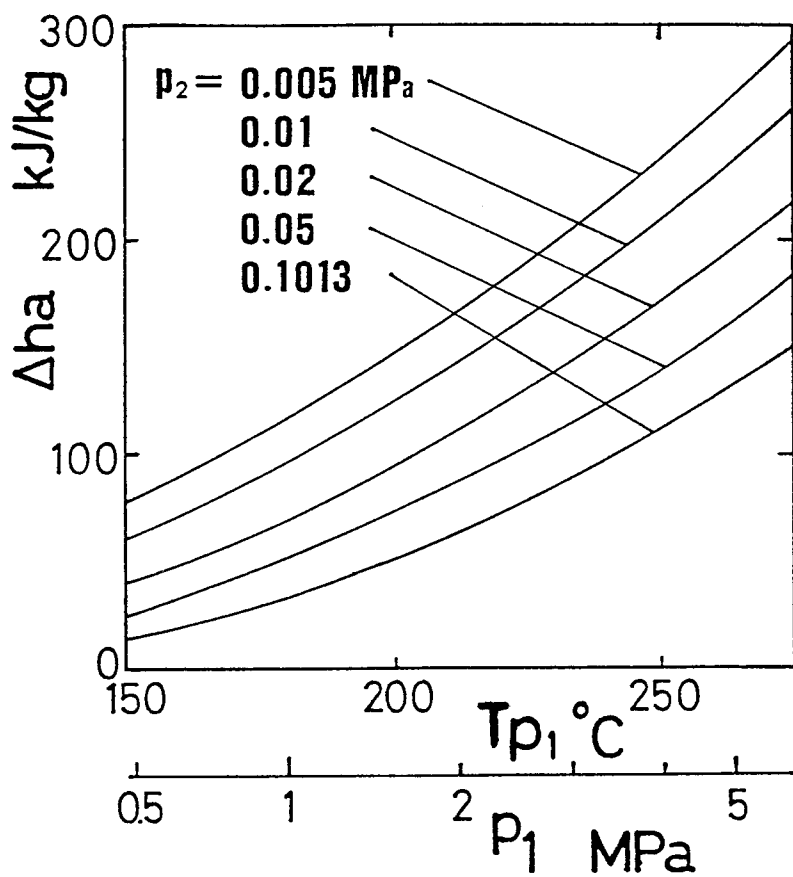
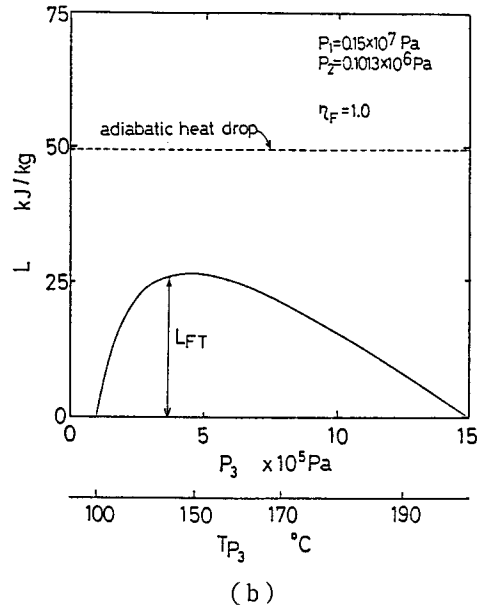
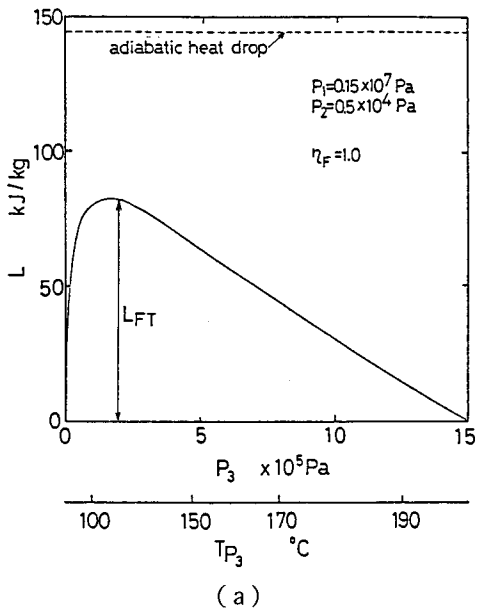
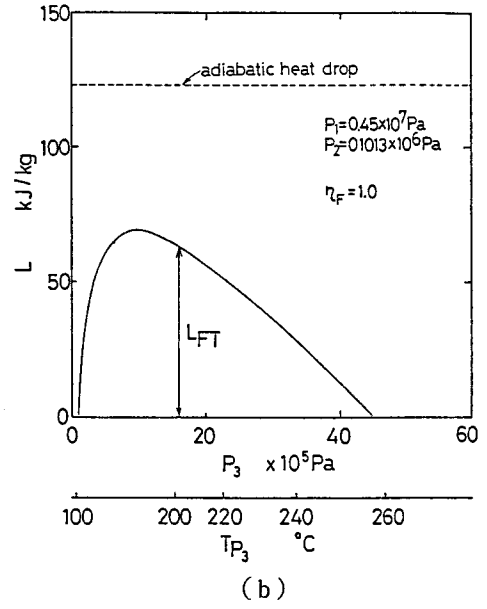
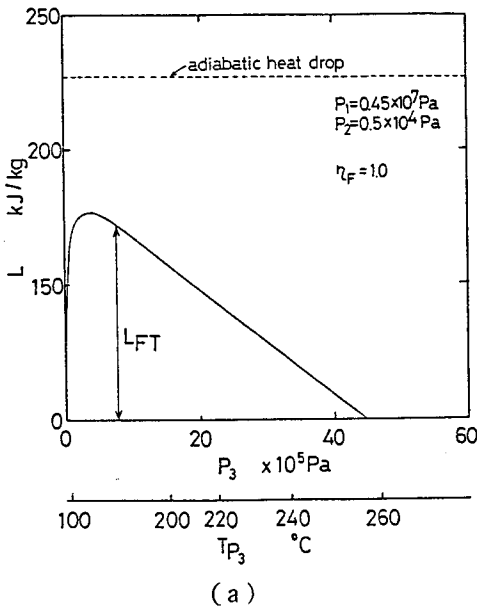


図 4-1 Δh_a の値



☒ 4-2 I. F. T. S の比出力 L_F



☒ 4-3 I. F. T. S の比出力 L_F

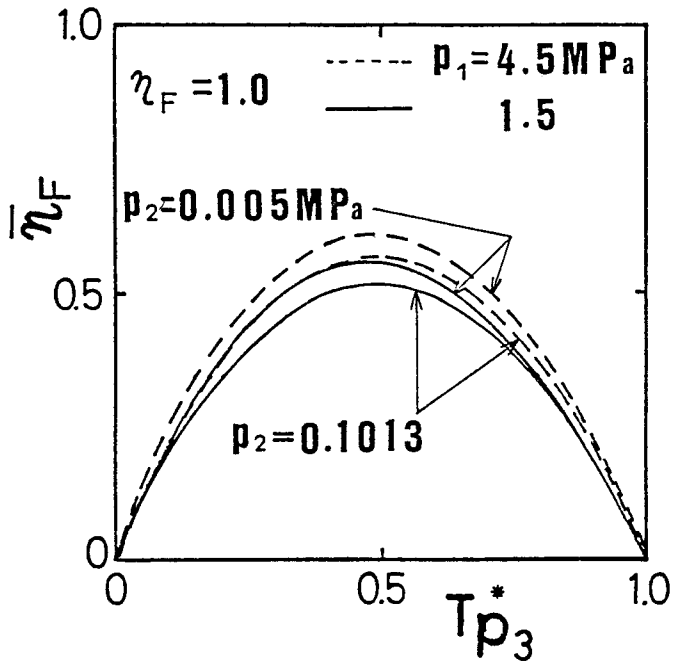


図 4-4 I. F. T. S の $\bar{\eta}$

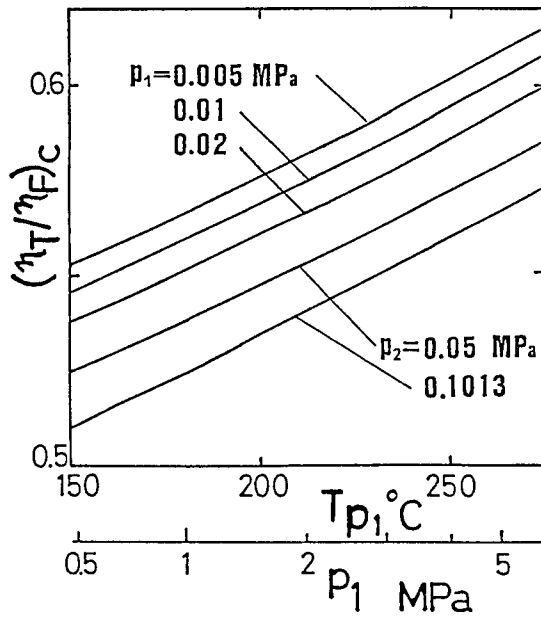


図 4-5 $(\eta_T/\eta_F)_c$ の値

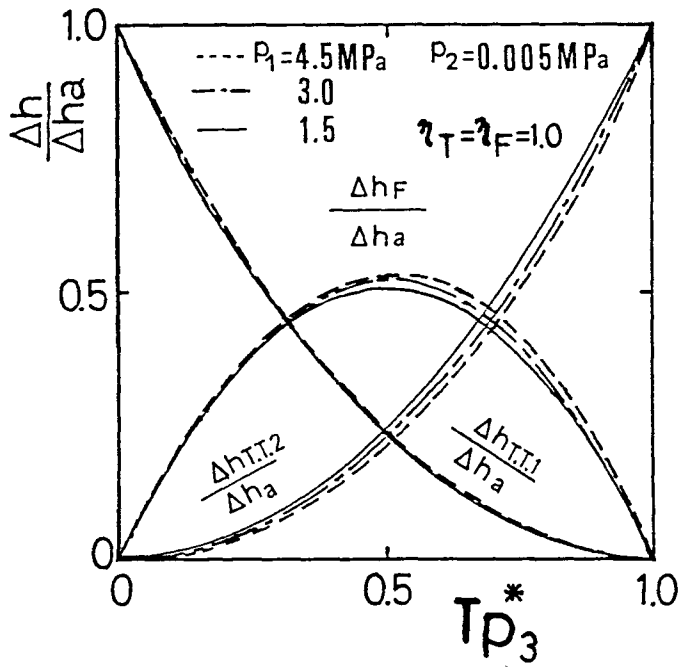
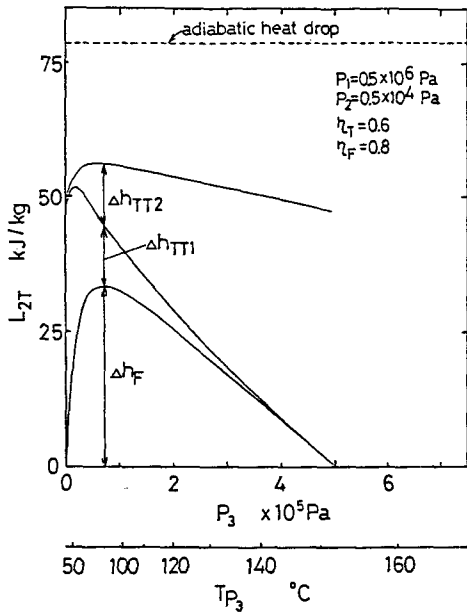
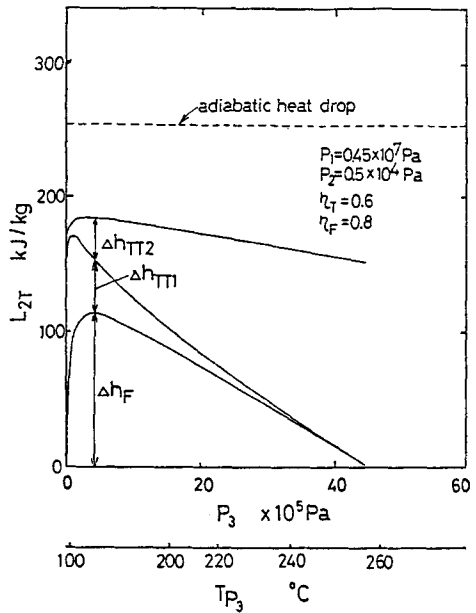


図 4-6 $\Delta h_{T.T.1}$, $\Delta h_{T.T.2}$, Δh_F の Δh_a に対する比



(a)



(b)

図 4-7 中間圧力と比出力の関係

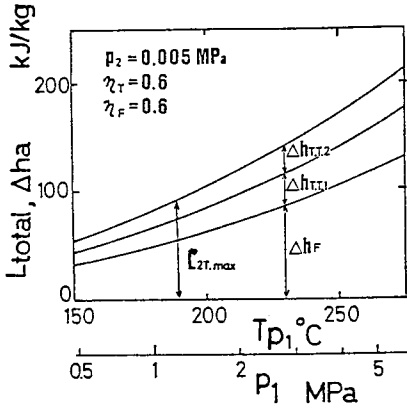


図 4-8 $L_{zT,max}$ と P_1 の関係

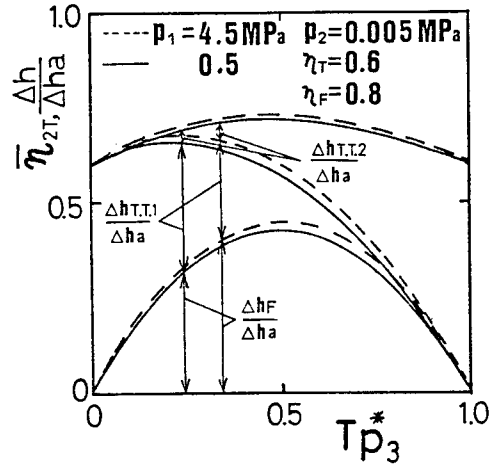
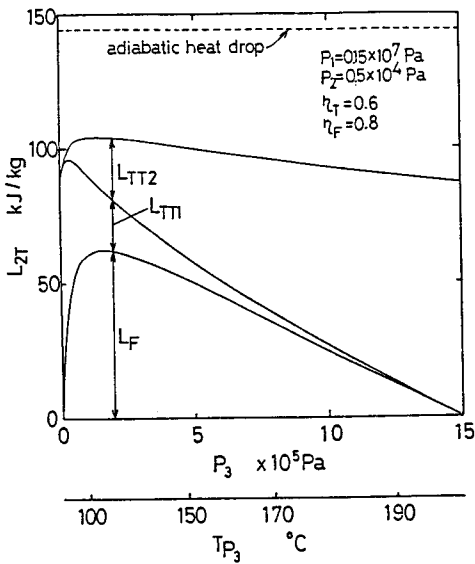
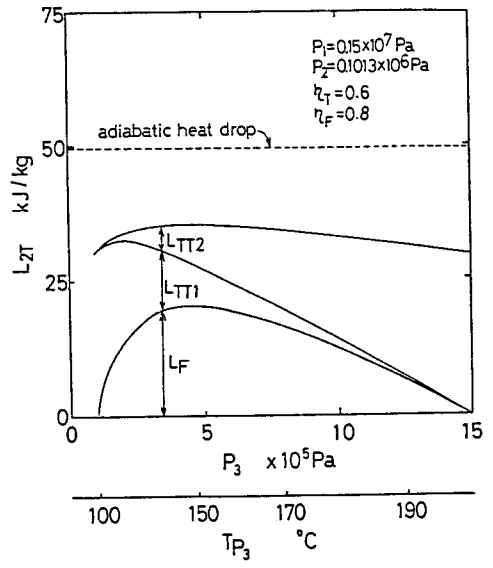


図 4-9 $\bar{\eta}_{zT}$ と T_{p3}^* の関係



(a)



(b)

図 4-10 中間圧力と比出力の関係

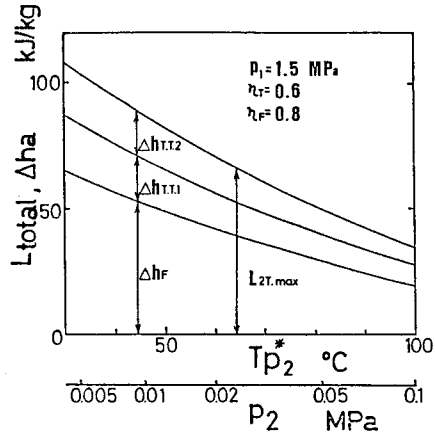


図 4-11 $L_{2T,max}$ と p_2 の関係

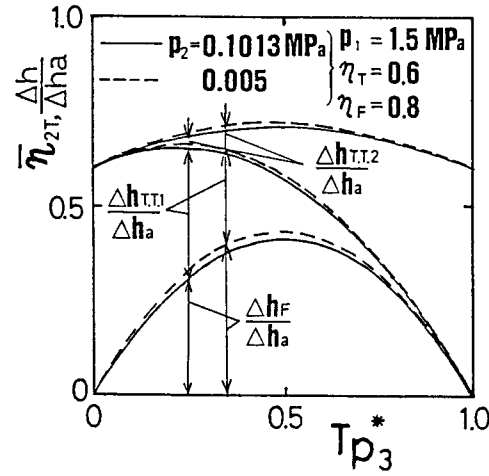


図 4-12 $\bar{\eta}_{2T}$ と $T_{p_3}^*$ の関係

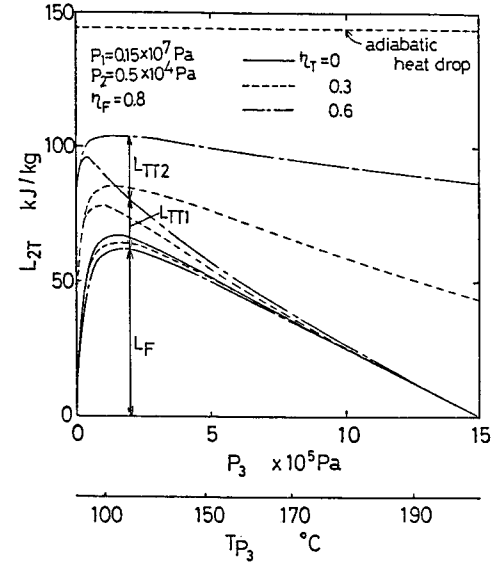


図 4-13 中間圧力と比出力の関係

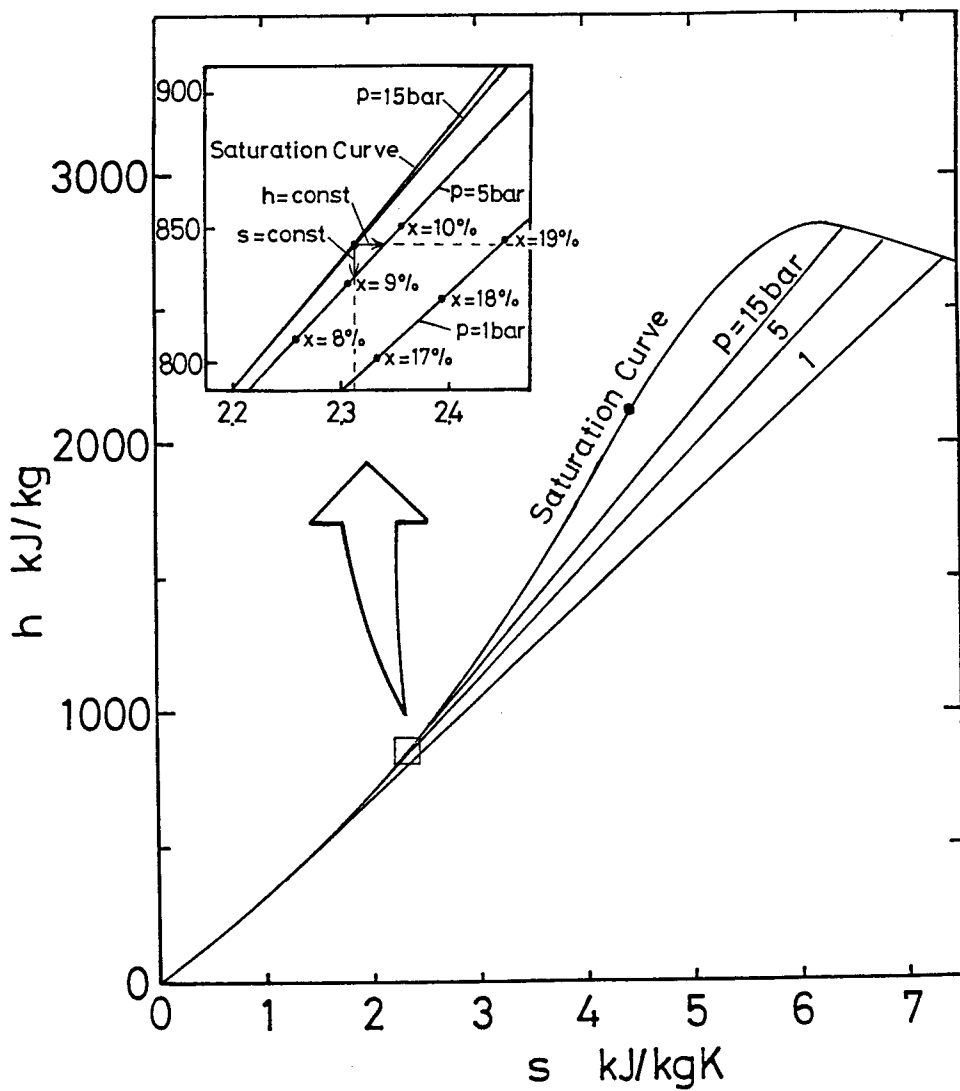


図 4-14 水の $h-s$ 線図

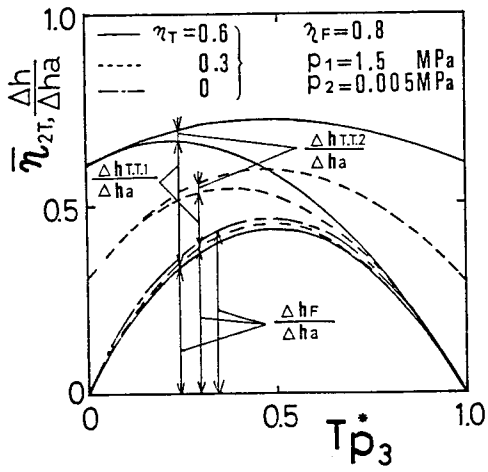


図 4-15 $\bar{\eta}_{2T}$ と $T_{p_3}^*$ の関係

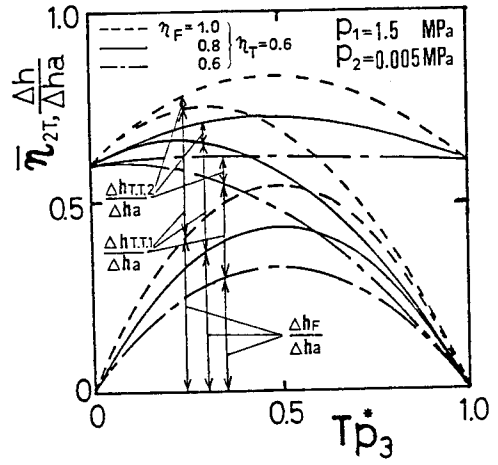


図 4-16 $\bar{\eta}_{2T}$ と $T_{p_3}^*$ の関係

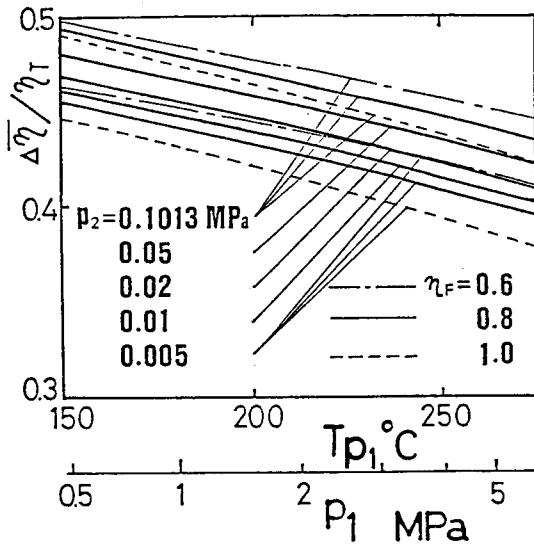


図 4-17 $\Delta\bar{\eta}/\eta_T$ の値

第5章 入口条件が湿り域の場合の数値計算による解析

5-1 序 文

前章では2段トータルフロータービンシステム(2.T.T.S)について、入口条件が飽和水の場合の数値計算による解析結果を示した。本章では同じ2.T.T.Sについて、入口条件が湿り蒸気の場合の数値計算による解析結果を示す。

5-2 使用算出式

本章における数値計算で用いた入口乾き度 $x_{in} \neq 0$ の時の2.T.T.Sの出力 L_{2T} の算出式は、第3章で導びいた $x_{in} = 0$ における算出式と同様の過程で導出できる。そこでここでは導出過程は省略して、使用算出式だけを示す。なお、本章で用いる記号の意味は第4章と同じである。

L_{2T} は各タービンの出力の和で表わされるから、

$$\begin{aligned} L_{2T} &= \Delta h_{T.T.1} + \Delta h_{T.T.2} + \Delta h_F \\ &= L_{T.T.1} + (1 - x_3) L_{T.T.2} + x_3 L_F \end{aligned} \quad (5-1)$$

各タービン比出力 $L_{T.T.1}$, $L_{T.T.2}$, L_F は各々次式より得られる。

$$\begin{aligned} L_{T.T.1} &= \left\{ (h_{p_1}' - h_{p_3}') - T_{p_3} (s_{p_1}' - s_{p_3}') \right. \\ &\quad \left. + \{ (h_{p_1}'' - h_{p_1}') - T_{p_3} (s_{p_1}'' - s_{p_1}') \} x_{in} \right\} \eta_T \end{aligned} \quad (5-2)$$

$$L_{T.T.2} = \{ (h_{p_3}' - h_{p_2}') - T_{p_2} (s_{p_3}' - s_{p_2}') \} \eta_T \quad (5-3)$$

$$\begin{aligned} L_F &= \{ (T_{p_3} - T_{p_2}) (s_{p_3}'' - s_{p_3}') + (h_{p_3}' - h_{p_2}') \\ &\quad - T_{p_2} (s_{p_3}' - s_{p_2}') \} \eta_F \end{aligned} \quad (5-4)$$

セパレータ出口における乾き度 x_3 は、エネルギーバランスより次式で求めら

れる。

$$h_{p_1}' + (h_{p_1}'' - h_{p_1}')x_{in} = h_{p_3}' + (h_{p_3}'' - h_{p_3}')x_3 + L_{T.T.1} \quad (5-5)$$

上式に式(5-2)を代入する事により, x_3 に関する次式が得られる。

$$\begin{aligned} x_3 = & \{1/(h_{p_3}'' - h_{p_3}')\} \times \{(h_{p_1}' - h_{p_3}') (1 - \eta_T) \\ & + T_{p_3} (s_{p_1}' - s_{p_3}') \eta_T + (h_{p_1}'' - h_{p_1}') (1 - \eta_T) x_{in} \\ & + T_{p_3} (s_{p_1}'' - s_{p_1}') \eta_T x_{in}\} \quad (5-6) \end{aligned}$$

5-3 $\bar{\eta}_{2T}$ と無次元中間温度の関係

系としての効率 $\bar{\eta}_{2T}$ ($= L_{2T} / \Delta ha$, 第3章参照) と無次元中間温度 $T_{p_3}^*$ の関係が図5-1(a)~(e)に示されている。いずれも p_1, p_2, η_T, η_F の条件は同一で, $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$, $p_2 = 5 \text{ KPa}$, $\eta_T = 0.3$, $\eta_F = 0.8$ であり, 入口乾き度 x_{in} が各々 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5 と異なる場合が示されている。なお, これらの図には横軸に更に p_3 が, 縦軸に更に L_{2T} が示されており, これにより中間圧力 p_3 と系の比出力 L_{2T} の関係を読み取る事ができる。

これらの図より, x_{in} が増すと, i) 系としての効率 $\bar{\eta}_{2T}$ は増大する, ii) 最高効率を与える $T_{p_3}^*$ ($T_{p_3, opt}^*$ と記す) は増大し, ついには図(e)に示されるように $T_{p_3}^* = 1$ の場合に $\bar{\eta}_{2T}$ が最大値を取るようになる, iii) $T_{p_3, opt}^*$ における $\Delta h_{T.T.1}$ および $\Delta h_{T.T.2}$ の Δha に対する割合は減少する, という事がわかる。図(e)に示されるように $T_{p_3, opt}^* = 1$ になれば, 第1段のトータルフロータービンは不要となり, 従って 2.T.T.S の適用範囲ではなくなる。実際には $\Delta h_{T.T.1}$, $\Delta h_{T.T.2}$ の Δha に対する割合が x_{in} の増大と共に減少する事から, トータルフロータービンの設備費を考えれば 2.T.T.S の適用限界入口乾き度は $T_{p_3, opt}^* = 1$ となる x_{in} よりさらに低くなると考えられる。

5-4 最適無次元中間温度と系としての最高効率

図 5-1 に示した数値解析結果と同様の数値解析結果より求めた最適無次元中間温度 $T_{p_3, opt}^*$ の値が表 5-1 に示されている。 $x_{in} = 1.0$ の場合は $T_{p_3, opt}^* = 1$ である事は自明であるが、極限の値として示した。第 4 章で扱った $x_{in} = 0$ の場合は、 p_1, p_2, η_T, η_F の条件にほぼ無関係に $T_{p_3, opt}^*$ は 0.5 付近の値をとるが、 $x_{in} \approx 0$ では初圧 p_1 の増大と共に減少し、背圧 p_2 の低下と共に減少する。 η_T, η_F に対しては、 η_T の増大により低下し、 η_F の増大により上昇する。ただし η_T, η_F の影響は p_1, p_2 の影響に比べて小さい。

上記の $T_{p_3, opt}^*$ における系としての効率 $\bar{\eta}_{2T}$ の値、すなわち系としての最高効率 $\bar{\eta}_{2T, max}$ の値が以下の図 5-2 ~ 図 5-4 に示されている。

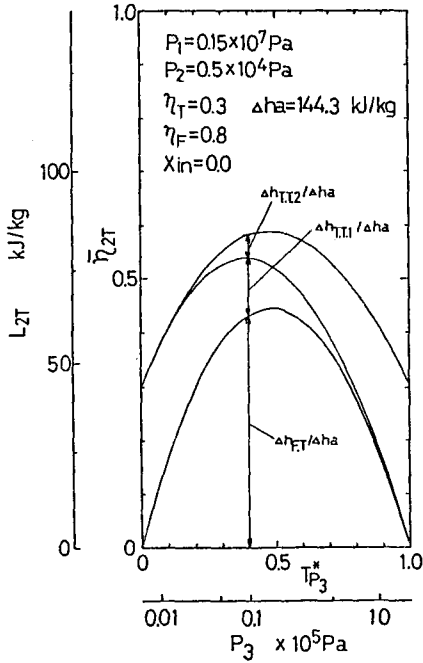
図 5-2 に初圧 $p_1 = 1.5 \text{ MPa}$, 背圧 $p_2 = 5 \text{ KPa}$ の条件に対して、 η_T, η_F をパラメータとして $\bar{\eta}_{2T}$ と x_{in} の関係が示されている。図に示されるように η_T, η_F が増大すれば当然 $\bar{\eta}_{2T, max}$ が増大するが、同一の η_F の場合には η_T の影響は x_{in} の増大とともに小さくなる事が明らかに認められる。すなわち入口乾き度の小さい場合にはトータルフロータービンを用いる事が有利であるが、入口乾き度の大きい場合にはトータルフロータービンを使用することの経済的効果は小さくなる事が定量的に図により求められている。また、 $\eta_T = 0$ の場合の 2.T.T.S として示されたものは、実は 1 段フラッシュタービンシステム (1.F.T.S) に相等するから、 $\eta_T \approx 0$ の場合の $\bar{\eta}_{2T, max}$ を $\eta_T = 0$ の場合の $\bar{\eta}_{2T, max}$ と比較する事により、1.F.T.S にトータルフロータービンを付加して 2.T.T.S とした時の $\bar{\eta}_{max}$ の増分 $\Delta \bar{\eta}_{max}$ を知る事ができる。これによると、 x_{in} の値によらず同一の x_{in} の条件に対しては増分 $\Delta \bar{\eta}_{max}$ は η_T にほぼ比例して増大するが、 x_{in} の増大と共に $\Delta \bar{\eta}_{max}$ は減少して、 $x_{in} = 1.0$ では 0 となる。すなわち、 x_{in} が低い場合は η_T の値に応じてトータルフロータービンの付加により系としての効率 $\bar{\eta}$ は改善されるが、 x_{in} が高くなるに従ってトータルフロータービンの付加による効果は小さくなる。

図 5-3 には $p_2 = 5 \text{ kPa}$, $\eta_F = 0.8$ の条件に対して, p_1 の $\bar{\eta}_{2T}$ に対する影響が示されている。 p_1 の影響は $x_{in} = 0$ 付近と $x_{in} = 0.5$ 付近とでは傾向が異なり, 複雑であるが, η_T が高く η_F の値に近い場合には, その影響は小さい。

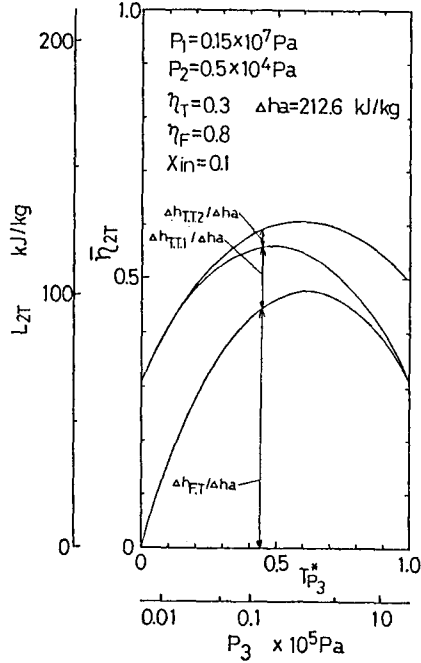
図 5-4 には $p_1 = 0.5 \text{ MPa}$, $\eta_F = 0.8$ の条件に対して, p_2 の $\bar{\eta}_{2T}$ に対する影響が示されている。 p_1 の影響と同様, η_T が高く η_F の値に近い場合には, その影響は小さい。

5-5 結 言

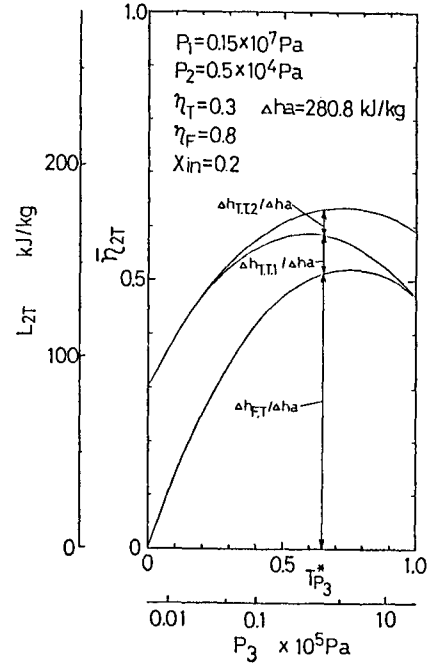
入口条件が湿り蒸気の場合の 2.T.T.S の特性を数値計算により解析した。無次元最適温度の値が初圧 p_1 , 背圧 p_2 , η_T , η_F , x_{in} の異なる場合について求められた。その値は p_1 , p_2 に関係するなど, 入口条件が飽和水の場合(この場合は $T_{p_3, \text{opt}}^* \div 0.5$ でほぼ一定である)とは異なる特性が示された。また, 2.T.T.S の最高効率 $\bar{\eta}_{2T, \text{max}}$ の値が p_1 , p_2 , η_T , η_F , x_{in} に対し求められた。これによってこれら各因子の影響が定量的に示された。また特に入口乾き度が $\bar{\eta}_{2T, \text{max}}$ に及ぼす影響が明示されたことによって 2.T.T.S の有利な x_{in} の範囲を評価することができた。



(a)

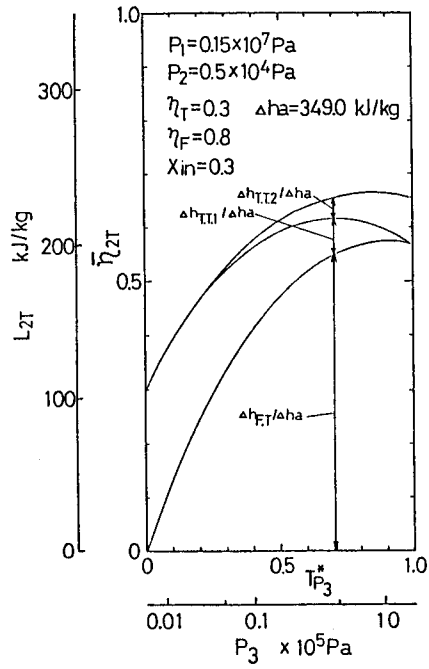


(b)

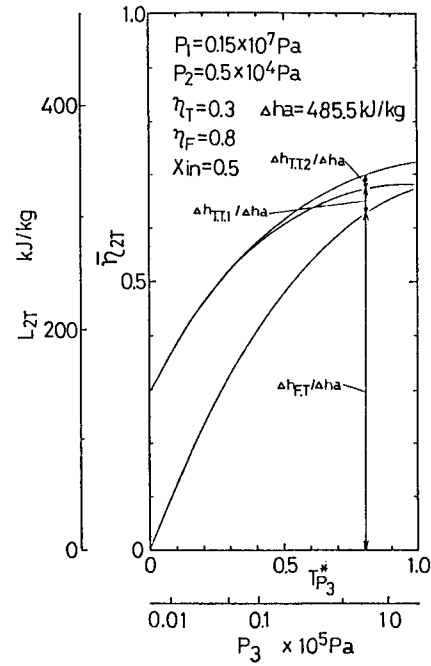


(c)

図 5-1 $\bar{\eta}_{2T}$ と $T_{p_3}^*$ の関係



(d)



(e)

図 5-1 $\bar{\eta}_{2T}$ と T_{p3}^* の関係

表 5-1 (a) 最適無次元中間溫度

$$T_{p_3, \text{opt}}^* (p_2 = 5 \text{ KPa}, \eta_T = 0.3, \eta_F = 0.8)$$

x_{in} p_1 (MPa)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0
0.5	0.47	0.66	0.84	1.00	1.00	1.00
1.5	0.47	0.59	0.72	0.84	1.00	1.00
3.0	0.47	0.57	0.66	0.75	0.96	1.00
4.5	0.48	0.55	0.62	0.71	0.89	1.00

表 5-1 (b) 最適無次元中間溫度

$$T_{p_3, \text{opt}}^* (p_2 = 101.3 \text{ KPa}, \eta_T = 0.3, \eta_F = 0.8)$$

x_{in} p_1 (MPa)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0
0.5	0.49	0.94	1.00	1.00	1.00	1.00
1.5	0.49	0.70	0.90	1.00	1.00	1.00
3.0	0.49	0.63	0.77	0.91	1.00	1.00
4.5	0.49	0.60	0.71	0.82	1.00	1.00

表 5-1 (c) 最適無次元中間溫度

$$T_{p_3, \text{opt}}^* (p_2 = 5 \text{ KPa}, \eta_T = 0.3, \eta_F = 1.0)$$

x_{in} p_1 (MPa)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0
0.5	0.48	0.67	0.86	1.00	1.00	1.00
1.5	0.48	0.60	0.72	0.85	1.00	1.00
3.0	0.48	0.57	0.70	0.76	0.98	1.00
4.5	0.48	0.56	0.64	0.72	0.91	1.00

表 5-1 (d) 最適無次元中間溫度

$$T_{p_3, \text{opt}}^* (p_2 = 101.3 \text{ KPa}, \eta_T = 0.3, \eta_F = 1.0)$$

x_{in} p_1 (MPa)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0
0.5	0.49	0.94	1.00	1.00	1.00	1.00
1.5	0.49	0.70	0.91	1.00	1.00	1.00
3.0	0.49	0.63	0.77	0.92	1.00	1.00
4.5	0.49	0.61	0.72	0.83	1.00	1.00

表 5-1 (e) 最適無次元中間溫度

$$T_{p_3, \text{opt}}^* (p_2 = 5 \text{ KPa}, \eta_T = 0.6, \eta_F = 0.8)$$

x_{in} p_1 (MPa)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0
0.5	0.47	0.64	0.80	0.96	1.00	1.00
1.5	0.46	0.57	0.68	0.79	1.00	1.00
3.0	0.46	0.55	0.63	0.71	0.88	1.00
4.5	0.46	0.53	0.60	0.67	0.82	1.00

表 5-1 (f) 最適無次元中間溫度

$$T_{p_3, \text{opt}}^* (p_2 = 101.3 \text{ KPa}, \eta_T = 0.6, \eta_F = 0.8)$$

x_{in} p_1 (MPa)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0
0.5	0.49	0.91	1.00	1.00	1.00	1.00
1.5	0.48	0.68	0.87	1.00	1.00	1.00
3.0	0.48	0.61	0.74	0.86	1.00	1.00
4.5	0.49	0.60	0.71	0.82	1.00	1.00

表 5-1 (g) 最適無次元中間溫度

$$T_{p_3, \text{opt}}^* (p_2 = 5 \text{ KPa}, \eta_T = 0.6, \eta_F = 1.0)$$

x_{in} p_1 (MPa)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0
0.5	0.48	0.67	0.86	1.00	1.00	1.00
1.5	0.48	0.60	0.73	0.86	1.00	1.00
3.0	0.48	0.57	0.67	0.77	1.00	1.00
4.5	0.48	0.56	0.64	0.72	0.92	1.00

表 5-1 (h) 最適無次元中間溫度

$$T_{p_3, \text{opt}}^* (p_2 = 101.3 \text{ KPa}, \eta_T = 0.6, \eta_F = 1.0)$$

x_{in} p_1 (MPa)	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	1.0
0.5	0.49	0.94	1.00	1.00	1.00	1.00
1.5	0.49	0.70	0.92	1.00	1.00	1.00
3.0	0.49	0.63	0.78	0.92	1.00	1.00
4.5	0.49	0.61	0.72	0.84	1.00	1.00

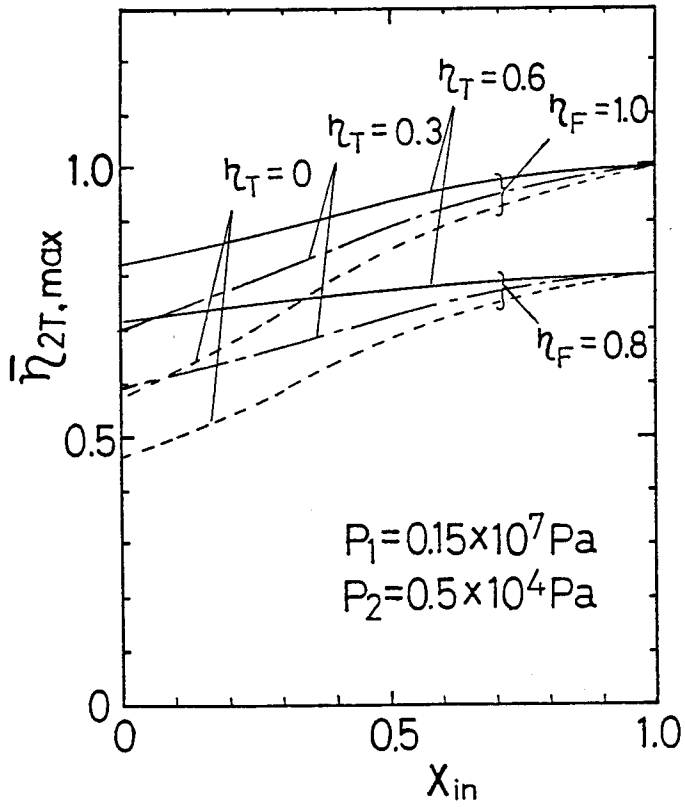


図 5-2 最高効率と入口乾き度の関係

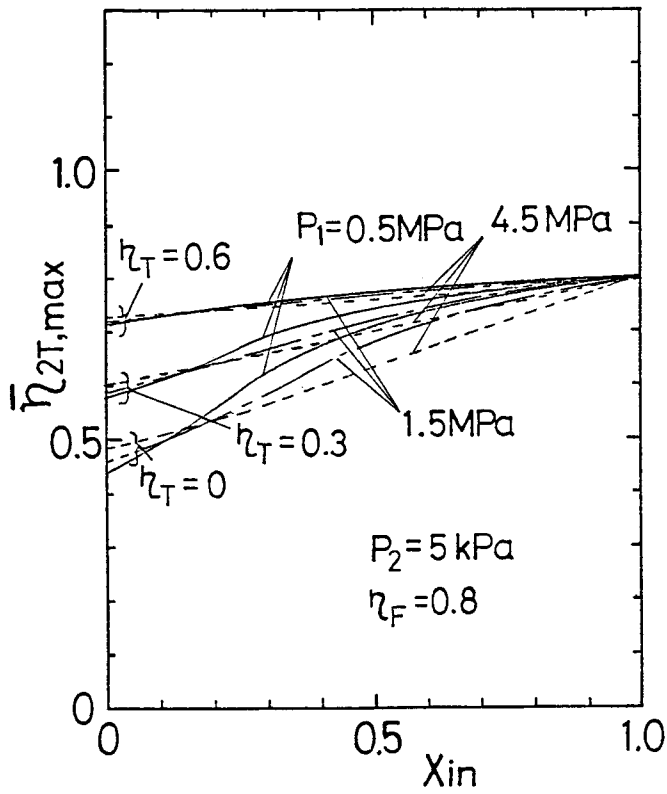


図 5-3 最高効率と入口乾き度の関係

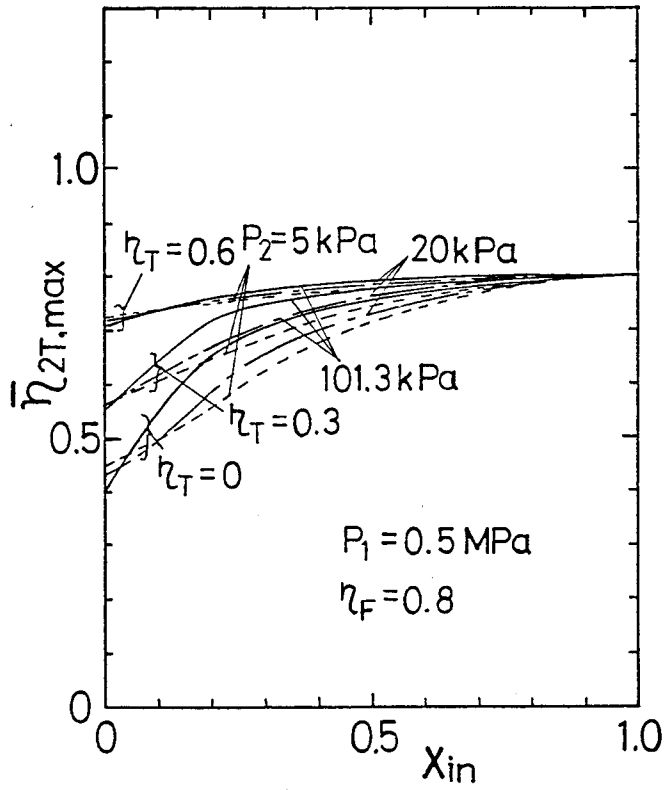


図 5-4 最高効率と入口乾き度の関係

第6章 結 論

本研究は、地熱資源や工場排熱を目的とする各種システムの内、飽和水あるいは湿り蒸気をそのまま膨張させて動力を発生させる二相流膨張機を含むシステムである1段トータルフロータービンシステム(1.T.T.S)，および2段トータルフロータービン(2.T.T.S)を対象として、その基本的特性を主に1段フラッシュタービンシステム(1.F.T.S)との比較において明らかにするための理論的考察を行なったものである。第2章、第3章で解析の対象とするシステムの構成を示すと共に解析手法を説明し、第4章、第5章で各々入口条件が飽和水の場合、および湿り蒸気の場合に対する解析結果を示した。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. 蒸気-水二相流利用システム1.F.T.S，および1.T.T.S に熱力学的検討を加え、1.T.T.Sが1.F.T.Sよりも系全体として高効率となるための条件は、3-3節の式(3-24)で表わされる事を明らかにした。さらにこの式の表わす条件を数値計算によって求め、4-3節の図4-5に示される結果を得た。これにより、動力発生システム全体を考える場合にはトータルフロータービンの効率は一般の单相流のタービンよりかなり低くてもよい事が明らかにされた。
2. 蒸気-水二相流利用システム2.T.T.Sの特性に対する初圧、背圧、トータルフロータービンの効率、およびフラッシュタービンの効率の影響を数値計算により求め、入口条件が飽和水の場合には系全体の効率に対する初圧、背圧の影響は小さい事など、4-4節、および5-5節に示されるような結論を得た。
3. 1.F.T.Sにトータルフロータービン2台を付加して2.T.T.Sとした時の系としての効率 $\bar{\eta}$ の増分 $\Delta\bar{\eta}$ に対して考察を加えた。まず、3-4節に示される熱力学的考察により $\Delta\bar{\eta}/\eta_T$ (η_T はトータルフロータービンの効

率を示す)は近似的には初圧, 背圧, およびフラッシュタービンの効率のみの関数として表わし得る事を示した。次に数値計算によって $\Delta\bar{\eta}/\eta_T$ の値を求め, 4-4節の図4-17に示される値を得た。以上により1.F.T.Sを2.T.T.Sとした時の $\bar{\eta}$ の増分 $\Delta\bar{\eta}$, およびこれに対する各因子の影響が明らかにされた。

参 考 文 献

- (1) 森, 陶山, “地熱エネルギー読本”(昭55), オーム社.
- (2) Penpie P., Potiron A., Mauconduit M., Grossin R., EUR Report of Commission of the European Communities No. EUR-8791(昭58).
- (3) 山田, 日本地熱学会誌 3-2 (昭56), p.71.
- (4) 森, 機械の研究 31-1 (昭54), p.113.
- (5) 西川・ほか4名, 地熱 15-3 (昭53), p.9.
- (6) 谷口, 機械の研究 31-1 (昭54), p.174.
- (7) 谷口・ほか4名, 空気調和・衛生工学会論文集No.21(昭58), p.31.
- (8) Arosio S., Balestri M., Milloni R., Trebbi G., Indirect Soler/Wind/Geothermal (昭57), p.345.
- (9) Lamb J.P., Polansky G.F., Bradley S.P., J.Energy 5-5 (昭56), p.270.
- (10) Lamb J.P., Polansky G.F., Bradley S.P., Proc. Intersoc. Energy convers. Eng. Conf. 15-1(昭55), p.804.
- (11) Marconcini R., Palama A., Palmerini C.G., Proc. Papers Presented Int. Conf. Geothem. Energy 1982 Vol.2 (昭57) p.217.
- (12) Grossin R., Pempie P., Papers Presented Int. Conf. Geothem. Energy 1982 Vol.2(昭57), p.295.

- (13) 寺山, 電気計算 49-8 (昭56), p.244.
- (14) Eskesen J.H., US DOE Report No SRD-76-040 (昭51), p.52.
- (15) 山田, 森, 機械技術研究所所報 33-4 (昭54), p.187.
- (16) Matthews H.B., McBee W.D., Trans. Geothermal Resources Council Vol.6 (昭57), p.363.
- (17) Khalifa H.E., Kestin J., ASME Paper No 79-WA-HT-18 (昭54), p.7.
- (18) 相川, 川口, 火力原子力発電 26-9 (昭50), p.967.
- (19) 吉田, 相川, 火力原子力発電 31-9 (昭55), p.1015.
- (20) Lamb J.P., Polansky G.F., Bradley S.P., J.Energy 5-5 (昭56) p.270.
- (21) 菊沢, 川崎重工技報No 74 (昭55), p.82.
- (22) Austin A.L. et al., L.L.L.Rept. UCRL-51366 (昭48).
- (23) Wright G.W., L.L.L.Rept. UCRL-52589 (昭53).
- (24) 小川, 熱管理と公害 29-11 (昭52), p.25.
- (25) Austin A.L., House P.A., L.L.L.Rept. UCRL-52583 (昭53).
- (26) House P.A., L.L.L.Rept. UCRL-52480 (昭53)
- (27) 谷下市松, “工業熱力学(基礎編)”, 裳華房.
- (28) 1980 SI 日本機械学会蒸気表.
- (29) Whitebeck J.F., “Design Concepts for Flash Steam Systems for use with Medium Temperature Geothermal Water”, ANCR-1210 (昭50)

第Ⅱ編 ヘロー型タービンに関する基本的特性

使 用 記 号

A	管断面積	(m^2)	x	乾き度
C	絶対速度	(m/s)	z	高 さ (m)
E_{in}	入口エネルギー	(w)	α	ボイド率
E_{out}	出力	(w)	η	効 率
F	力	(N)	ξ	速度比
G	質量流量	(kg/s)	ρ	密 度 (kg/m^3)
K	損失係数		ρ_m	平均密度 (kg/m^3)
L_e	排気損失	(w)	τ	せん断力 (N/m^2)
L_{ch}	流路内損失	(w)		
L_{mech}	機械的摩擦損失	(w)		添 字
M	質 量	(kg)	e	タービン出口
N	回転数	(rpm)	g	気 相
p	圧 力	(Pa)	ℓ	液 相
Q	体積流量	(m^3/s)	max	最大値
R	ノズル回転半径	(m)	t	タービン入口
S	スリップ比		w	壁 面
T	トルク	(Nm)		
U	周速度	(m/s)		
W	相対速度	(m/s)		

本編すべてに S I 単位系が用いられている。

第1章 緒 論

1-1 本研究の目的

第 I 編に示されたように地熱発電プラントや排熱回収プラントなどにおいては、効率のよい二相膨張機の開発が重要とされる。この膨張機の形式としてはターボ型と容積型の 2 種がある。本研究はそのうち、ターボ型に属し純反動力を利用するヘロー型タービンに関するものである。このタービンは構造が簡単で、液滴によるエロージョンの心配が少ない点に特長を有し、小容量の二相流膨張機としての可能性が考えられている。しかしこれに関する研究は少なく、その性能特性について詳しく述べられたものはない。本研究では、一成分二相流を作動流体としたヘロー型タービンの性能特性を明らかにするための第一段階として、常温の空気-水二相流をヘロー型タービンに流し、その基本的特性を実験により明らかにし、二相流体に対する性能改善への方法を明らかにする事を目的としている。

1-2 従来の研究

二相流膨張機に関する研究は、(i)二相流膨張機を含むシステム全体に関するもの、(ii)二相流膨張機的设计製作を直接の目的とするもの、(iii)二相流ノズルに関連する二相流の流動現象を扱うもの、に分類することができる。

(i)については第 I 編で既に述べたので、ここでは触れない。

(ii)に含まれるものとしては、次のようなものがある。

Comfort⁽¹⁾は蒸気-水二相流を作動流体とする衝動タービンの性能試験を蒸気条件 $P = 2.5 \text{ MPa}$ 、 $x = 19\%$ にて行ない約 25%のタービン効率を得ているが、最終的な達成可能効率は 70%である事を明らかにしている。佐藤ら⁽²⁾は、入口温度 $200 \sim 265^\circ\text{C}$ 、入口乾き度 $0 \sim 15\%$ の 220kw 級衝動タービンについてノズル形状、翼形状、送入比 (admission ratio) の様な種々の性能パラメータのタービン効率に及ぼす影響を明らかにしている。また、入口圧力 4 MPa 、出力 700

kwの衝動型二相流タービンが新日本製鉄所若松製鉄原料工場の焼結機排熱回収用として実用化されている⁽³⁾。

純反動型のタービンであるヘロー型タービンについては、House⁽⁴⁾による30 kw級の出力テストの結果報告がある。約180℃の飽和水による試験により約30%の効率を得られ、最終的には50%の効率は達成可能であり、飽和水から動力を取り出す場合には二段フラッシュ蒸気タービンシステムより有利である事が示されている。また、これに基づくAustinら⁽⁵⁾のヘロー型タービンを改良した新しい膨張機の提案が行なわれている。Ceriniら^{(6),(7)}は地熱資源の利用を目的とするロータリーセパレータ式タービン(Rotary separator turbine)を考案し、実際の地熱資源($T=130\sim180^{\circ}\text{C}$, $x=4\sim10\%$)による試験の結果、36%の効率を得ている。これは小型の船舶推進用原動機(Hays⁽⁸⁾)、あるいは化学プラントでの排熱利用原動機(Studhalter⁽⁹⁾)としても有効とされている。以上の他、ターボ型としては翼を持たないTeslaタービン(Steidelら⁽¹⁰⁾)も地熱発電用として検討されている。容積形については、Houseら⁽¹¹⁾およびSteidelら^{(12),(13)}によるヘリカルロータ膨張機の試験研究(入口圧力0.2~1.8 MPa, 入口乾き度7~27%)がある。これは一段フラッシュタービンシステムに付加して用いる場合に適するとされている。高速回転が可能で膨張比の大きいバンケル形エンジンを改良した二相膨張機(入口圧力0.3 MPa前後, 入口乾き度10~100%)の試作研究も土方ら⁽¹⁴⁾により行なわれている。また、二相流で作動するStirling機関の試作研究も行なわれている⁽¹⁵⁾。以上で述べたようなエネルギーの変換機構を直接の対象とする研究の他に、地熱水を利用する時に問題となるノズルに付着するスケールおよび翼の腐食を扱う研究⁽¹⁶⁾、各種合金の地熱水に対する耐食性に関する研究⁽¹⁷⁾がある。なお、以上で述べたトータルフローシステムを念頭に置いた研究の他に、二相流膨張機に関する研究としては原子力発電プラントなどに見られる湿り蒸気タービンに関する研究が数多く発表されている。これらについては、例えば文献

(18)に紹介されている。

(iii)に含まれるものとしては、次のようなものがある。Alger⁽¹⁹⁾は衝動型二相流タービンに用いる末広ノズルの最適形状を求めるためのノズル性能試験を行った。Hokenson⁽²⁰⁾は噴霧流に対して末広ノズルの最適形状を決定する手法を開発した。佐藤ら⁽²¹⁾は末広ノズルを出る蒸気水二相噴流に含まれる液滴の径をパラフィン面の残こんにより測定した。Algerら^{(22),(23),(24)}も光散乱法に基づく独自の手法を開発して、ノズルより噴出する蒸気水二相噴流における液滴の大きさ、空間的分布状況、平均速度を測定した。液滴の大きさ、速度、密度に対する測定手法については、Yeomanら⁽²⁵⁾の研究もある。ノズル内での減圧沸騰については、Fincheら⁽²⁶⁾がパルス・ホログラフィ法による観察を行った。蔵坪ら^{(27),(28)}はノズル内での気泡の変形、分裂、破壊などの挙動を解明した。ノズル内の二相流に対する理論的研究としては、Martindaleら⁽²⁹⁾の気液界面での運動量輸送に対する考察、Laheyら⁽³⁰⁾の仮想質量効果(virtual mass effect)の数値計算上の安定性に対する影響についての検討、Comfortら⁽³¹⁾の垂直衝撃波が発生する場合も含めて末広ノズル内の二相流の挙動を予測する事のできる数値解析モデルの開発、Croweら⁽³²⁾による蒸気水二相流における液滴の破壊に関するモデルの開発、などがある。二相流ノズルについても、二相流膨張機の場合と同様トータルフローシステムを対象とせず、湿り蒸気タービンを対象とする研究も数多くあり、核凝縮の開始条件⁽³³⁾、液滴の成長^{(34),(35)}、などが扱われている。また、二相流の臨界現象を対象とする研究にも二相流ノズルに関するものが数多くある。二相流の臨界現象に関する研究の現状はHenry⁽³⁶⁾により紹介されている。

以上に示されるようにトータルフローシステムについては1974年から、Lawrence Livermore Laboratoryで体系的な研究が行なわれ1978年に打ち切られたが、ここでの研究の概要は文献(37)により知る事ができる。

以上のような状況の下で本研究は、ヘロー型タービンについて、解析モデルを用いてタービン内流路の損失特性およびノズル出口部のスリップ比のタービン性

能特性に対する影響を明らかにした事，空気－水二相流による実験により，(1)タービン出力，効率，各種損失の特性，(2)タービン内部の流動状況，および，(3)タービンの形状寸法の性能特性に対する影響について明らかにした事を特徴としている。

第2章 ヘロー型タービンに関する基本的特性

2-1 序 文

本章ではまずヘロー型タービンの原理と特徴を示すと共に、理論出力および効率の定義について述べる。なお、本章は基本的性能について述べる事を目的とするので、単相流を作動流体とする場合について扱い、二相流に対する諸特性については次章で述べる事にする。

2-2 原理と特徴

ヘロー型タービンは純反動力によって作動するラジアル型タービンの一種であり、紀元前75年に既に試作されていたと伝えられる極めて単純な膨張機である。基本的には軸の回りを自由に回転する事のできるノズル、および、タービンの中心軸上に設けられた作動流体流入口とノズルを結ぶ管路（アームパイプと呼ばれる）から成る（第4章および第5章の装置図参照）。現在でも農業用のスプリンクラーとして、同様の原理構造を持つ物が用いられている。作動流体はタービンの回転軸に沿って流入し、向きを変えてアームパイプ内を半径方向に流れ、さらに接線方向に向きを変えてノズルよりタービン外へ噴出する。この時、ノズル部の反動力によってトルクが生じ、タービン全体が回転して動力を発生する。

この形式のタービンはStodola⁽³⁸⁾の本に紹介されてはいるものの、長い間、ほとんどかえりみられる事がなかったが、Lawrence Livermore Laboratory で1974年からトータルフローシステムの研究が始められると、二相流膨張機として研究される事になった^{(4),(37)}。すなわち、ヘロー型タービンは次の利点を持つ⁽⁴⁾。

- (i) 従来のタービンにみられるような翼を持たず、構造が簡単である。
- (ii) 衝動型タービンでは、液滴の衝突に起因する翼の腐食・侵食が問題となるが、構造上腐食・侵食による損傷が生じにくい。
- (iii) 液滴の翼への衝突によるエネルギー損失がない。

地熱資源の利用においては、塩類等の腐食性不純物を多量に含む作動流体を用いる場合があり⁽³⁷⁾、工場排熱の利用についても、化学プラントの高温高圧の廃液から直接動力を回収する場合もあり得る⁽⁹⁾ので、(ii)の利点は特に重要と考えられる。

2-3 基本的特性(単相流)

ここではペロー型タービンの出力や効率などの性能特性を、基本となる単相流の場合に関して述べる。

2-3-1 出力

図2-1に示されるように、単位時間に質量 G の水がノズルから接線方向に絶対速度 C_e 、ノズルに対する相対速度 W_e で噴出し、ノズルは周速度 U_e でタービン軸の回りを回転する場合を考える。ノズル出口とタービン軸の間の距離は R 、タービンの回転角速度は ω とする。

単位時間に流入する作動流体(質量 G)の、タービン軸まわりの角運動量 J について考える。タービン入口では作動流体はタービン軸に沿って流れるから $J_{in} = 0$ である。タービンを出た直後については、作動流体は GC_e の運動量を持つから、 $J_{out} = GC_e R$ である。従って単位時間においてタービン内で生ずる作動流体の角運動量の変化 ΔJ は次式で与えられる。

$$\Delta J = J_{out} - J_{in} = GC_e R \quad (2-1)$$

従って、タービンでの発生トルク T は角運動量の時間的変化に等しいから

$$T = \Delta J = GC_e R \quad (2-2)$$

ところで、 C_e 、 W_e 、 U_e の間には次の関係がある。

$$C_e = W_e - U_e \quad (2-3)$$

これを式(2-2)に代入して

$$T = G(W_e - U_e)R \quad (2-4)$$

出力 E は

$$E = T\omega = G(W_e - U_e)R\omega = G(W_e - U_e)U_e \quad (2-5)$$

である。

以上においては、ノズルの軸がノズル出口の接線方向に一致している事を前提としたが、ノズルの軸が接線方向から ϕ ずれている場合について考える（図 2-2 参照）。ここでは、既に述べた $\phi = 0$ の場合（以下、A の場合と示す）。と $\phi \neq 0$ の場合（以下 B と示す）について、出力およびタービンを出た作動流体の持つ運動エネルギー L_e について比較する。

まず、B の場合の発生トルクは次式で表わされる（図 2-2 参照）。ただし、 $C_{\theta e}$ は C_e の接線方向成分を表わすものとする。

$$T_B = GC_{\theta e}R = G(W_e \cos\phi - U_e)R \quad (2-6)$$

従って

$$E_B = G(W_e \cos\phi - U_e)U_e \quad (2-7)$$

A の場合の出力を E_A とすると式 (2-5) より

$$\begin{aligned} E_A - E_B &= G(W_e - U_e)U_e - G(W_e \cos\phi - U_e)U_e \\ &= GW_e U (1 - \cos\phi) \geq 0 \end{aligned} \quad (2-8)$$

つまり、ノズル軸が接線方向からずれる事は出力の低下につながる。

次に排気損失 L_e について考える。A の場合については、

$$L_e^A = \frac{1}{2} GC_e^2 = \frac{1}{2} G(W_e - U_e)^2 \quad (2-9)$$

Bの場合については、図 2-2 より

$$C_e^2 = (W_e \cos \phi - U_e)^2 + W_e^2 \sin^2 \phi \quad (2-10)$$

の関係があるから

$$\begin{aligned} L_{eB} &= \frac{1}{2} GC_e^2 \\ &= \frac{1}{2} G\{(W_e \cos \phi - U_e)^2 + W_e^2 \sin^2 \phi\} \end{aligned} \quad (2-11)$$

従って

$$\begin{aligned} L_{eB} - L_{eA} &= \frac{1}{2} G\{(W_e \cos \phi - U_e)^2 + W_e^2 \sin^2 \phi\} - \frac{1}{2} G(W_e - U_e)^2 \\ &= \frac{1}{2} G(W_e^2 \cos^2 \phi - 2W_e U_e \cos \phi + U_e^2 + W_e^2 \sin^2 \phi) \\ &\quad - \frac{1}{2} G(W_e^2 - 2W_e U_e + U_e^2) \\ &= \frac{1}{2} G\{2W_e U_e(-\cos \phi + 1)\} = GW_e U_e(1 - \cos \phi) \\ &= E_A - E_B \end{aligned} \quad (2-12)$$

つまり、Bの場合の方がAに比べて出力の低下に相等する分だけ排気損失 L_e が大きい。すなわち、ノズル軸の接線方向からのずれは出力の低下、更にそれに相等した排気損失の増大をもたらす。

以上より、ヘロー型タービンではノズル軸はノズル出口の接線方向に一致させなければならない事がわかる。これに基づいて、本研究での供試タービンはすべて、噴流が接線方向に噴出するよう設計された。また以下の解析では $\phi = 0$ の場合のみを扱う事にする。

2-3-2 効 率

本研究では次式により効率を定義する。

$$\eta = E / (G e_{in}) \quad (2-13)$$

Eは出力，Gは作動流体の質量流量， e_{in} はタービン入口において単位質量あたりの作動流体の持つエネルギーである。ただし，本論文では e_{in} はタービン入口における流体がタービン出口まで断熱変化するとした時の単位質量流量当りの断熱熱落差とする。

一方，Comfort⁽¹⁾は，ヘロー型タービンの効率を次式で評価している。

$$\eta_s = E / \left(\frac{1}{2} G W_{e,s}^2 \right) \quad (2-14)$$

Eは出力，Gは質量流量， $W_{e,s}$ はタービンが静止している時の，ノズル出口からの作動流体の噴出速度である。本研究で用いる効率と区別するために，Comfortの効率を以下においては静止時基準効率と呼び，記号 η_s で表わす事にする。

第3章以下においては，静止時基準効率 η_s は扱わないが，本研究での効率 η との関係を示しておく。

基礎式として次のような回転する流路における点Aと点Bの間に対する一次元流れのエネルギー式（第3章で導出する，単位質量当り）を用いる。

$$\begin{aligned} (1/\rho)(P_A - P_B) + (1/2)(W_A^2 - W_B^2) - (1/2)(U_A^2 - U_B^2) \\ + g(Z_A - Z_B) = \ell_{(A \rightarrow B)} \end{aligned} \quad (2-15)$$

ここで，Wは管路に対する相対速度，Uは管路の周速度，Zは高さであり， $\ell_{(A \rightarrow B)}$ は点Aから点Bまでに生じる損失である。

この式をヘロー型タービンの入口（添字 in で示す）と出口（添字 e で示す）

間に適用する。回転数が0の場合（添字 s で示す），式（2-15）より次式が成り立つ。

$$(1/2)(W_{e,s}^2 - W_{in,s}^2) = (1/\rho)(P_{in,s} - P_e) + g(Z_{in} - Z_e) - \ell_{(in \rightarrow e),s} \quad (2-16)$$

故に

$$(1/2)W_{e,s}^2 = (1/\rho)(P_{in,s} - P_e) + (1/2)W_{in,s}^2 + g(Z_{in} - Z_e) - \ell_{(in \rightarrow e),s} \quad (2-17)$$

一方，入口におけるエネルギー e_{in} は次のように表わされる。

$$e_{in} = (1/\rho)(P_{in} - P_e) + (1/2)C_{in}^2 + g(Z_{in} - Z_e) \quad (2-18)$$

ただし，入口は回転しないから $C_{in} \equiv W_{in}$ である。従って式（2-17）より

$$(1/2)W_{e,s}^2 = e_{in,s} - \ell_{(in \rightarrow e),s} \quad (2-19)$$

式（2-19）より，静止時基準効率 は次式で与えられる。

$$\eta_s = E / \{G(e_{in,s} - \ell_{(in \rightarrow e),s})\} \quad (2-20)$$

したがって

$$(\eta_s / \eta) = e_{in} / (e_{in,s} - \ell_{(in \rightarrow e),s}) \quad (2-21)$$

すなわち $e_{in,s} \equiv e_{in}$ である限り次の関係が成り立つ。

$$\eta_s \geq \eta \quad (2-22)$$

なお、タービンへの作動媒体供給系の特性によっては、必ずしも $e_{in,s} \equiv e_{in}$ の条件が成り立つとは限らず、 η_s と η の関係を明確にするためにはタービン自体の特性だけでなく、作動媒体供給系の特性をも考慮しなくてはならない。

2-4 結 言

ヘロー型タービンの原理と特徴を述べた後、出力を与える式を導出するとともに、ノズルの偏向角 ϕ の影響を示した。またタービン効率について二種の定義を示し、両者の関係について考察した。

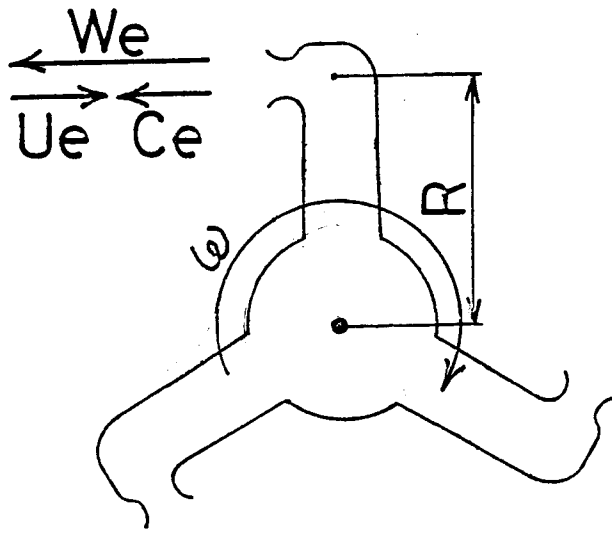


図 2-1 C_e, W_e, U_e の関係

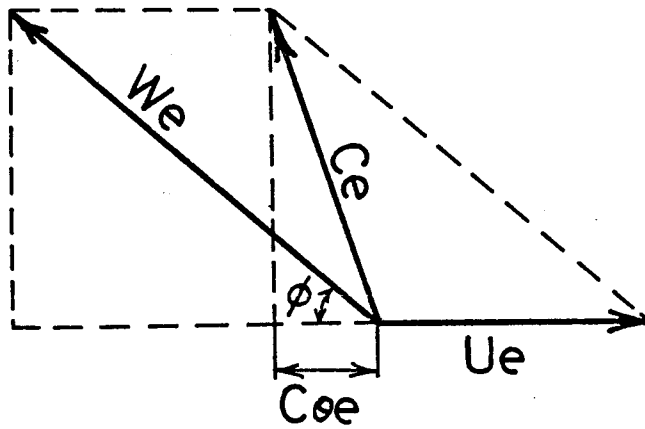


図 2-2 ノズル偏向角の影響

第3章 気液二相ヘロー型タービンに関する理論解析

3-1 序 文

本章ではヘロー型タービンの解析の基礎となる二相流のエネルギーに対して、一次元二速度モデルによって各々静止座標系と回転座標系に対する式を明らかにする。

次に、タービンの性能を決定する因子であるタービン内流路における損失、およびノズル出口におけるスリップ比について、各々のタービンの効率特性に対する影響を二速度モデルを用いて明らかにする。

3-2 二相流の流動基礎式

3-2-1 静止座標系に対するエネルギー式

固定された管路内を二相流が流れる場合について考える。管路に沿って静止座標 s をとる。ここで、図 3-1 に示されるような管路の微小区間（長さ ds ）に対して、二速度モデルに基づいて、力の釣り合いを考える事にする。管路の途中に置かれた流体機械から外部に仕事を取り出される場合を考えるために、区間 ds 内にピストンが 2 枚置かれているとし、各々が気相あるいは液相から F_{gp} , F_{lp} の力を受けて、区間 ds を移動し、 F_{gp} , F_{lp} が外部に伝えられて仕事が成されるとする。

管路の断面積を A ，圧力を p ，速度を C ，区間 ds に含まれる質量を ΔM ，界面せん断力を τ ，ぬれぶち長さを P^* ，ボイド率を α で表わす。さらに添字として、気相を g ，液相を l ，壁面を w ，で表わす。また気相と液相の間の作用を添字 gl ，気相と壁面の間の作用を添字 gw ，液相と壁面の間の作用を添字 lw ，と表わす事にする。

まず、区間 ds の気相に働く力を考える。

（圧力勾配による力）

$$= \alpha A P - \alpha A \left(P + \frac{dP}{ds} ds \right) = -\alpha A \frac{dP}{ds} ds$$

(運動量の変化による力)

$$\begin{aligned} &= \frac{d}{dt} \left\{ \Delta M_g C_g - \Delta M_g \left(C_g + \frac{dC_g}{ds} ds \right) \right\} \\ &= -\Delta M_g \frac{dC_g}{ds} \frac{ds}{dt} = -\Delta M_g C_g \frac{dC_g}{ds} = -\frac{1}{2} \Delta M_g \frac{d}{ds} (C_g^2) \end{aligned}$$

(気液界面のせん断力)

$$= -\tau_{gl} P_{gl}^* ds$$

(壁面とのせん断力)

$$= -\tau_{gw} P_{gw}^* ds$$

(ピストンからの力)

$$= -F_{gp}$$

以上より気相に対する力の釣り合いは

$$\begin{aligned} &-\alpha A \frac{dP}{ds} ds - \frac{1}{2} \Delta M_g \frac{d}{ds} (C_g^2) \\ &\quad - \tau_{gl} P_{gl}^* ds - \tau_{gw} P_{gw}^* ds - F_{gp} = 0 \end{aligned} \quad (3-1)$$

気相の場合と同様にして、液相に対する力の釣り合いは

$$\begin{aligned} &-(1-\alpha) A \frac{dP}{ds} ds - \frac{1}{2} \Delta M_l \frac{d}{ds} (C_l^2) \\ &\quad + \tau_{gl} P_{gl}^* ds - \tau_{lw} P_{lw}^* ds - F_{lp} = 0 \end{aligned} \quad (3-2)$$

式(3-1)に式(3-2)を加えて τ_{gl} の項を消去すると

$$\begin{aligned} &-\alpha A \frac{dP}{ds} ds - \frac{1}{2} \Delta M_g \frac{d}{ds} (C_g^2) - (1-\alpha) A \frac{dP}{ds} ds - \frac{1}{2} \Delta M_l \frac{d}{ds} (C_l^2) \\ &\quad - \tau_{gw} P_{gw}^* ds - \tau_{lw} P_{lw}^* ds - F_{gp} - F_{lp} = 0 \end{aligned} \quad (3-3)$$

一方，連続の条件より次式が成り立つ。

$$\Delta M_g = \alpha A ds \rho_g \quad , \quad \Delta M_l = (1-\alpha) A ds \rho_l \quad (3-4)$$

乾き度を x とすると， ΔM_g ， ΔM_l は各々次式で表わされる。

$$\Delta M_g = \Delta M x \quad , \quad \Delta M_l = \Delta M (1-x) \quad (3-5)$$

また，区間 ds で流体から壁面に作用する力を F_{fw} とすると

$$F_{fw} = \tau_{gw} P_{gw}^* ds + \tau_{lw} P_{lw}^* ds \quad (3-6)$$

式(3-4)～式(3-6)を式(3-3)に代入し，両辺に ds をかけると，

$$\begin{aligned} -\frac{x\Delta M}{\rho_g} dP - \frac{1}{2} x \Delta M d(C_g^2) - \frac{(1-x)\Delta M}{\rho_l} dP - \frac{1}{2} (1-x) d(C_l^2) \\ = F_{fw} ds + F_{gp} ds + F_{lp} ds \end{aligned} \quad (3-7)$$

ここで $F_{fw} ds$ は流体が区間 ds を壁面摩擦に逆らって流れるための流体が摩擦に対してする仕事であるから，区間 ds での単位質量当りの損失を $d\ell$ とすると，

$$F_{fw} ds = \Delta M d\ell \quad (3-8)$$

また， $F_{gp} ds$ は気相が区間 ds で外部にする仕事， $F_{lp} ds$ は液相が区間 ds で外部にする仕事であるから，区間 ds での単位質量当りの流体が外部にする仕事を de_{out} とすると，

$$F_{gp} ds + F_{lp} ds = \Delta M de_{out} \quad (3-9)$$

式(3-9)を式(3-7)に代入して両辺を $-\Delta M$ で割ると，

$$\begin{aligned} x \left\{ \frac{dP}{\rho_g} + \frac{1}{2} d(C_g^2) \right\} + \\ (1-x) \left\{ \frac{dP}{\rho_l} + \frac{1}{2} d(C_l^2) \right\} \end{aligned}$$

$$= - de_{out} - dl \quad (3-10)$$

これは単位質量当りの式である。以上では重力の影響を考えていないが、単位質量の流体を dh 持ち上げるのに必要な仕事は gdh だから、重力の影響も考えたエネルギー式は次のようになる。

$$x \left\{ \frac{dP}{\rho_g} + \frac{1}{2} d(C_g^2) + gdh \right\} + (1-x) \left\{ \frac{dP}{\rho_l} + \frac{1}{2} d(C_l^2) + gdh \right\} = - de_{out} - dl \quad (3-11)$$

3-2-2 回転座標系に対するエネルギー式

回転する管路内を二相流が流れる場合について考える。管路に沿って回転座標 s をとる。ここで図 3-2 に示されるような管路の微小区間（長さ ds ）に対して、二速度モデルに基づいて、力の釣り合いを考える事にする。前節での固定座標系におけるエネルギー式の導出においては、流路から外部に取り出される仕事を考えたが、ここで考える回転流路はターボ機械のローター内の流路であり、ローターと共に回転する座標系を考える以上、この座標系における仕事が流路から取り出される事はない。従ってここでは管路の途中から仕事を取り出される場合は考える必要がない。

管路の断面積を A ，圧力を p ，回転座標 s に対する相対速度を W ，区間 ds に含まれる質量を ΔM ，界面せん断力を τ ，ぬれぶち長さを P^* ，ボイド率を α で表わす。さらに添字として、気相を g ，液相を l ，壁面を w ，で表わす。また、気相から液相への作用を添字 gl ，等と表わす事にする。

前節と同様にして、区間 ds の気相に働く力を考える。

（圧力勾配による力）

$$= - \alpha A \frac{dP}{ds} ds$$

(運動量の変化による力)

$$= -\frac{1}{2}\Delta M_g \frac{d}{ds}(W_g^2)$$

(気液界面のせん断力)

$$= -\tau_{gl} P_{gl}^* ds$$

(壁面とのせん断力)

$$= -\tau_{gw} P_{gw}^* ds$$

(遠心力の管路方向成分)

$$= (\Delta M_g r \omega^2) \frac{dr}{ds}$$

なお、 ω は回転の角速度であり、 dr は ds に対応する回転半径の増分である。

気相部分に対する力の釣り合いは、

$$\begin{aligned} -\alpha A \frac{dP}{ds} ds - \frac{1}{2} \Delta M_g \frac{d}{ds}(W_g^2) - \tau_{gl} P_{gl}^* ds - \tau_{gw} P_{gw}^* ds \\ + (\Delta M_g r \omega^2) \frac{dr}{ds} = 0 \end{aligned} \quad (3-12)$$

同様にして液相部分については

$$\begin{aligned} -(1-\alpha) A \frac{dP}{ds} ds - \frac{1}{2} \Delta M_l \frac{d}{ds}(W_l^2) + \tau_{gl} P_{gl}^* ds - \tau_{lw} P_{lw}^* ds \\ + (\Delta M_l r \omega^2) \frac{dr}{ds} = 0 \end{aligned} \quad (3-13)$$

式(3-12)に式(3-13)を加えて τ_{gl} の項を消去すると

$$\begin{aligned} -\alpha A \frac{dP}{ds} ds - \frac{1}{2} \Delta M_g \frac{d}{ds}(W_g^2) - \tau_{gw} P_{gw}^* ds + (\Delta M_g r \omega^2) \frac{dr}{ds} \\ - (1-\alpha) A \frac{dP}{ds} ds - \frac{1}{2} \Delta M_l \frac{d}{ds}(W_l^2) - \tau_{lw} P_{lw}^* ds \\ + (\Delta M_l r \omega^2) \frac{dr}{ds} = 0 \end{aligned} \quad (3-14)$$

前節の式(3-4)、(3-5)の関係より次のように変形できる。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta M x}{\rho_g} \frac{dP}{ds} + \frac{1}{2} \Delta M x \frac{d}{ds} (W_g^2) + \tau_{gw} P_{gw}^* ds - (\Delta M x r \omega^2) \frac{dr}{ds} \\ + \frac{\Delta M (1-x)}{\rho_l} \frac{dP}{ds} + \frac{1}{2} \Delta M (1-x) \frac{d}{ds} (W_l^2) + \tau_{lw} P_{lw}^* ds \\ - \{\Delta M (1-x) r \omega^2\} \frac{dr}{ds} = 0 \quad (3-15) \end{aligned}$$

前節でも述べたように、区間 ds で流体から壁面に作用する力を F_{fw} とすると

$$F_{fw} = \tau_{gw} P_{gw}^* ds + \tau_{lw} P_{lw}^* ds$$

区間 ds での単位質量当りの損失を $d\ell$ とすると

$$F_{fw} ds = \Delta M d\ell$$

すなわち

$$(\tau_{gw} P_{gw}^* ds + \tau_{lw} P_{lw}^* ds) ds = \Delta M d\ell \quad (3-16)$$

式(3-15)に式(3-16)を代入し、両辺に $\frac{ds}{\Delta M}$ をかけると、

$$\begin{aligned} x \left\{ \frac{dP}{\rho_g} + \frac{1}{2} d(W_g^2) - r \omega^2 dr \right\} + \\ + (1-x) \left\{ \frac{dP}{\rho_l} + \frac{1}{2} d(W_l^2) - r \omega^2 dr \right\} = -d\ell \quad (3-17) \end{aligned}$$

一方、 r と U の間には次の関係がある。

$$r \omega = U \quad (3-18)$$

ω が一定であれば

$$\omega dr = dU \quad (3-19)$$

式(3-18), (3-19)より

$$r \omega^2 dr = U dU = \frac{1}{2} d(U^2) \quad (3-20)$$

式(3-20)を式(3-17)に代入して

$$\begin{aligned}
 & \times \left\{ \frac{dP}{\rho_g} + \frac{1}{2} d(W_g^2) - \frac{1}{2} d(U^2) \right\} \\
 & + (1-x) \left\{ \frac{dP}{\rho_l} + \frac{1}{2} d(W_l^2) - \frac{1}{2} d(U^2) \right\} = -d\ell \quad (3-21)
 \end{aligned}$$

単位質量の流体を dh 持ち上げるのに必要な仕事は gdh であるから、回転により流路の高さが変化しない場合、つまり回転軸が鉛直方向の場合には重力の影響も考えたエネルギー式は

$$\begin{aligned}
 & \times \left\{ \frac{dP}{\rho_g} + \frac{1}{2} d(W_g^2) - \frac{1}{2} d(U^2) + g dh \right\} \\
 & + (1-x) \left\{ \frac{dP}{\rho_l} + \frac{1}{2} d(W_l^2) - \frac{1}{2} d(U^2) + g dh \right\} = -d\ell \quad (3-22)
 \end{aligned}$$

3-3 効率特性

3-3-1 効率と速度比の関係

本論文では前記のように効率 η は次式で定義された値である。

$$\eta = E_{out} / E_{in} \quad (3-23)$$

E_{out} は出力， E_{in} はタービン入口において作動流体の持つエネルギーである。ただし本論文では E_{in} はタービン入口における流体がタービン出口の圧力まで断熱変化するとした時の断熱熱落差とする。

一方，速度比 ξ はノズル出口部の周速度を U_e ，ノズル出口での二相流の平均相対速度を W_e として次式で定義する。

$$\xi = U_e / W_e \quad (3-24)$$

ここで W_e は二相流の平均混合密度に基づいて次式で定義された値である。

$$W_e = (G_l + G_g) / (A_e \{ \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l \}) \quad (3-25)$$

ただし、 A_e はノズル出口面積の合計、 α はボイド率である。

まず、式(3-23)の出力 E_{out} について考察する。気相および液相がノズルから相対速度 W_g 、 W_l で噴出する時の出力は、第2章で示した单相流の場合と同様にして求める事ができる。ただし気相と液相はいずれもノズル出口での接線方向に噴出するとし、それぞれの絶対速度は C_g 、 C_l とする。この時、タービン内での流体の角運動量変化より、発生トルク T は

$$T = G_g C_g R + G_l C_l R \quad (3-26)$$

ただし R はノズル出口の回転半径である。これより、タービンの回転角速度を ω とすると、出力 E_{out} は、

$$E_{out} = T\omega = G_g C_g R\omega + G_l C_l R\omega$$

$$E_{out} = G_g (W_g - U_e)U_e + G_l (W_l - U_e)U_e \quad (3-27)$$

で表わされる。

次に、タービン入口エネルギー E_{in} は、出力 E_{out} 、タービン内流路における損失 L_{ch} (以下流路内損失と呼ぶ)、タービンを出た流体の持つ運動エネルギー L_e (以下排気損失と呼ぶ)の合計に等しい。つまり、

$$E_{in} = E_{out} + L_e + L_{ch} \quad (3-28)$$

ここで、 L_e は次式で表わされる。

$$L_e = \frac{1}{2}G_g C_g^2 + \frac{1}{2}G_l C_l^2$$

$$L_e = \frac{1}{2}G_g (W_g - U_e)^2 + \frac{1}{2}G_l (W_l - U_e)^2 \quad (3-29)$$

以上の式より、 η を $\eta = f(\xi)$ の形で表わす事にする。前述のように $\xi = U_e/W_e$ である。まず、式(3-23)と式(3-28)より

$$\eta = E_{\text{out}} / (E_{\text{out}} + L_e + L_{\text{ch}}) \quad (3-30)$$

これに、式(3-27)と式(3-29)を代入して

$$\eta = \{G_g (W_g - U_e) U_e + G_l (W_l - U_e) U_e\} / \{G_g (W_g - U_e) U_e + G_l (W_l - U_e) U_e + \frac{1}{2} G_g (W_g - U_e)^2 + \frac{1}{2} G_l (W_l - U_e)^2 + L_{\text{ch}}\} \quad (3-31)$$

これと式(3-24)より、式(3-31)の分母は次のように変形される。

〔(3-31)式の分母〕

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} G_g (W_g - U_e) (2U_e + W_g - U_e) \\ &\quad + \frac{1}{2} G_l (W_l - U_e) (2U_e + W_l - U_e) + L_{\text{ch}} \\ &= \frac{1}{2} G_g (W_g^2 - U_e^2) + \frac{1}{2} G_l (W_l^2 - U_e^2) + L_{\text{ch}} \\ &= \frac{1}{2} G_g W_g^2 + \frac{1}{2} G_l W_l^2 - \frac{1}{2} (G_g + G_l) U_e^2 + L_{\text{ch}} \\ &= \frac{1}{2} G_g W_g^2 + \frac{1}{2} G_l W_l^2 - \frac{1}{2} (G_g + G_l) \xi^2 W_e^2 + L_{\text{ch}} \end{aligned}$$

従って次式が成り立つ

$$\eta = \{G_g (W_g - \xi W_e) \xi W_e + G_l (W_l - \xi W_e) \xi W_e\} / \left\{ \frac{1}{2} G_g W_g^2 + \frac{1}{2} G_l W_l^2 - \frac{1}{2} (G_g + G_l) \xi^2 W_e^2 + L_{\text{ch}} \right\} \quad (3-32)$$

ここで流路内損失特性を損失係数Kを用いて次式で表わされるものとする。すなわちノズル出口の相対速度による気体と液体の速度ヘッドの和にKを掛けた形で表わされるものとする。

$$L_{\text{ch}} = K \left(\frac{1}{2} G_g W_g^2 + \frac{1}{2} G_l W_l^2 \right) \quad (3-33)$$

ここで式(3-32)の W_g , W_l , W_e をスリップ比 S_e を用いて消去する。

$$W_g = G_g / (\alpha_e \rho_g A_e) = \{1 + (\rho_g / \rho_l)(G_l / G_g)S_e\} \{G_g / (\rho_g A_e)\}$$

$$\begin{aligned} W_l &= G_l / \{(1 - \alpha_e) \rho_l A_e\} \\ &= \{1 + (\rho_l / \rho_g)(G_g / G_l)(1/S_e)\} \{G_l / (\rho_l A_e)\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_e &= (G_l + G_g) / \{A_e \{\alpha_e \rho_g + (1 - \alpha_e) \rho_l\}\} \\ &= (G_l + G_g) / \{A_e \{(\rho_g \rho_l G_g) / (\rho_l G_g + \rho_g G_l S_e) \\ &\quad + (\rho_l \rho_g G_l S_e) / (\rho_l G_g + S_e \rho_g G_l)\}\} \\ &= \{(G_l + G_g)(\rho_l G_g + \rho_g G_l S_e)\} / \{A_e \rho_g \rho_l (G_g + G_l S_e)\} \end{aligned}$$

ただし、ボイド率 α_e とスリップ比 S_e の関係は

$$\begin{aligned} (1/\alpha_e) &= 1 + (\rho_g / \rho_l) \{(1 - x)/x\} S_e \\ &= (\rho_l G_g + \rho_g G_l S_e) / (\rho_g G_g) \\ 1/(1 - \alpha_e) &= 1 + (\rho_l / \rho_g) \{(1 - (1 - x))/(1 - x)\} (1/S_e) \\ &= (S_e \rho_g G_l + \rho_l G_g) / (\rho_g G_l S_e) \end{aligned}$$

W_g, W_l, W_e を式(3-32)に代入し、さらに G_g と G_l を総流量 G と乾き度 x に置きかえると、

〔(3-32)式の分子〕

$$\begin{aligned} &= Gx \left\{ \frac{Gx}{\rho_g A_e} \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{1-x}{x} S_e\right) - \xi \frac{G \{\rho_l x + \rho_g (1-x) S_e\}}{A_e \rho_g \rho_l \{x + (1-x) S_e\}} \right. \\ &\quad \left. \times \xi \frac{G \{\rho_l x + \rho_g (1-x) S_e\}}{A_e \rho_g \rho_l \{x + (1-x) S_e\}} \right. \\ &+ G(1-x) \left\{ \frac{G(1-x)}{\rho_l A_e} \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{1-x} \frac{1}{S_e}\right) - \xi \frac{G \{\rho_l x + \rho_g (1-x) S_e\}}{A_e \rho_g \rho_l \{x + (1-x) S_e\}} \right. \\ &\quad \left. \times \xi \frac{G \{\rho_l x + \rho_g (1-x) S_e\}}{A_e \rho_g \rho_l \{x + (1-x) S_e\}} \right\} \end{aligned}$$

〔(3-32)式の分母〕

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{2}Gx \frac{G^2 x^2}{\rho_g^2 A_e^2} \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{1-x}{x} S_e\right)^2 \\
 &\quad + \frac{1}{2}G(1-x) \frac{G^2 (1-x)^2}{\rho_l^2 A_e^2} \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{1-x} \frac{1}{S_e}\right)^2 \\
 &\quad - \frac{1}{2}G\xi^2 \frac{G^2 \{\rho_l x + \rho_g (1-x) S_e\}^2}{A_e^2 \rho_g^2 \rho_l^2 \{x + (1-x) S_e\}^2} \\
 &\quad + \frac{G^3}{A_e^2} \left(\frac{A_e^2}{G^3} L_{ch}\right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_{ch} = K \{ &\frac{1}{2}Gx \frac{G^2 x^2}{\rho_g^2 A_e^2} \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{1-x}{x} S_e\right)^2 \\
 &+ \frac{1}{2}G(1-x) \frac{G^2 (1-x)^2}{\rho_l^2 A_e^2} \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{1-x} \frac{1}{S_e}\right)^2 \}
 \end{aligned}$$

すなわち、効率 x 、 ξ 、 K に対して次式で表わされる。

$$\eta = \frac{x(B_g - \xi B_t)\xi B_t + (1-x)(B_l - \xi B_t)\xi B_t}{\frac{1}{2}(1+K)x B_g^2 + \frac{1}{2}(1+K)(1-x) B_l^2 - \frac{1}{2}\xi^2 B_t^2} \quad (3-34)$$

ただし、 B_g 、 B_l 、 B_e は次のような特性値を表わすとする。

$$\begin{aligned}
 B_g &= \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{1-x}{x} S_e\right) \frac{x}{\rho_g} \\
 B_l &= \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{1-x} \frac{1}{S_e}\right) \frac{1-x}{\rho_l} \\
 B_t &= \frac{\{\rho_l x + \rho_g (1-x) S_e\}}{\rho_g \rho_l \{x + (1-x) S_e\}}
 \end{aligned}$$

ここで、まず簡単のために、 $S_e = 1$ の均質流モデルの場合について考察する。

式がはん雑になるのを防ぐために、次式で定義される Γ_1 、 Γ_2 を用いる。

$$\Gamma_1 = \{\rho_l x + \rho_g (1-x)\}^2$$

$$\Gamma_2 = (\rho_g \rho_l)^2$$

$S_e = 1$ の場合に、式(3-34)の各項は次式のように変形される。

$$\begin{aligned} & x(B_g - \xi B_t) \xi B_t \\ &= x \left\{ \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{1-x}{x}\right) \frac{x}{\rho_g} - \xi \frac{\rho_l x + \rho_g (1-x)}{\rho_g \rho_l} \right\} \times \xi \frac{\rho_l x + \rho_g (1-x)}{\rho_g \rho_l} \\ &= \frac{x}{\Gamma_2} (1-\xi) \xi \Gamma_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (1-x)(B_l - \xi B_t) \xi B_t \\ &= (1-x) \left\{ \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{1-x}\right) \frac{1-x}{\rho_l} - \xi \frac{\rho_l x + \rho_g (1-x)}{\rho_g \rho_l} \right\} \\ & \quad \times \xi \frac{\rho_l x + \rho_g (1-x)}{\rho_g \rho_l} \\ &= \frac{1-x}{\Gamma_2} (1-\xi) \xi \Gamma_1 \end{aligned}$$

$$\frac{1}{2}(1+K)x B_g^2 = \frac{1}{2}(1+K)x \left\{ \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{1-x}{x}\right) \frac{x}{\rho_g} \right\}^2 = \frac{1}{2}(1+K) \frac{x}{\Gamma_2} \Gamma_1$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(1+K)(1-x) B_l^2 &= \frac{1}{2}(1+K)(1-x) \left\{ \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x}{1-x}\right) \frac{1-x}{\rho_l} \right\}^2 \\ &= \frac{1}{2}(1+K) \frac{1-x}{\Gamma_2} \Gamma_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \xi^2 B_t^2 &= \frac{1}{2} \xi^2 \left\{ \frac{\rho_l x + \rho_g (1-x)}{\rho_g \rho_l} \right\}^2 \\ &= \frac{1}{2} \xi^2 \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \end{aligned}$$

これらを式(3-34)に代入すると効率は次のように ξ と K のみの関数で表わさ

れる。

$$\eta = \frac{(x/\Gamma_2)(1-\xi)\xi\Gamma_1 + \{(1-x)/\Gamma_2\}(1-\xi)\xi\Gamma_1}{\frac{1}{2}(1+K)(x/\Gamma_2)\Gamma_1 + \frac{1}{2}(1+K)\{(1-x)/\Gamma_2\}\Gamma_1 - \frac{1}{2}\xi^2(1/\Gamma_2)\Gamma_1}$$

$$= \frac{2(1-\xi)\xi}{(1+K) - \xi^2} \quad (3-35)$$

式(3-35)によって求められた η と ξ の関係を K をパラメータとして図3-3に示す。これより、 η は $K \geq 0$ であれば $\xi = 0, 1$ では $\eta = 0$ であり $\xi = 0 \sim 1$ の間で最大値をとる事がわかる。さらに $Se = 1$ で $K = 0$ であれば

$$\lim_{\xi \rightarrow 1} \eta = \lim_{\xi \rightarrow 1} \frac{2(1-\xi)\xi}{(1-\xi)(1+\xi)} = \lim_{\xi \rightarrow 1} \frac{2}{(1/\xi) + 1} = 1 \quad (3-36)$$

すなわち、摩擦損失がなく、 $Se = 1$ の時は $\xi = 1$ において極限值として効率が1である事がわかる。

次に、式(3-32)によって表わされる η と ξ の関係に対するスリップ比 Se 、および損失係数 K の影響を数値計算により調べる。図3-4(a)~(d)に式(3-32)によって求められた η と ξ の関係の例を示す。なお、ここでは $\rho_l = 1000 \text{ kg/m}^3$ 、 $\rho_g = 1.166 \text{ kg/m}^3$ (20℃, 100 kPaの空気)としている。まず、図3-4(a), (b)は $x = 1\%$ 一定として、 $Se = 1.0$ と5.0の場合で、4種類の K 値($K = 0, 0.5, 1.0, 2.5$)に対して η と ξ の関係が示されている。また図3-4(c), (d)は $x = 1\%$ 一定として、 $K = 0$ と1.0の場合で、4種類の Se 値($S = 1, 2, 5, 10$)に対して η と ξ の関係が示されている。これらの図に見られる η - ξ 関係に対する K の影響については節3-3-2で、 Se の影響については節3-3-3で述べる。

K はエネルギー損失を表わすパラメータであるが、また Se も間接的にはエネ

ルギ損失に影響する値である。すなわち気液間のスリップ比 S_e が増大すると流動のエネルギーに損失を生じる。また S_e の大きい事は気液間相対速度が大きいことであり、これによる相間摩擦が増大してエネルギー損失が増加する。したがって実際には K と S_e は独立ではないが、本節では個々の影響を明らかにするために、 K と S_e の影響を独立に論議した。

3-3-2 損失係数 K の影響

図 3-4 (a), (b)に見られるように、式 (3-33) で定義された損失係数 K が増大すると最高効率 η_{\max} は減少し、 η_{\max} を与える ξ の値も減少する。この η_{\max} の値と K の関係が $x=0, 0.5, 1.0, 2.5\%$ に対して各々図 3-5 (a)~(d) に示されている。これにより損失係数 K の増大による η_{\max} の減少の状況が明らかである。例えば、 $S_e = 1$ に対しては x に関係なく $K=0$ では $\eta_{\max} = 1$ 、 $K=1.0$ では $\eta_{\max} \doteq 0.29$ であり、 $K=2.5$ では $\eta_{\max} \doteq 0.15$ である。また、 $S_e = 5$ 、 $x = 1.0\%$ に対しては $K=0$ では $\eta_{\max} \doteq 0.64$ 、 $K=1.0$ では $\eta_{\max} \doteq 0.24$ 、 $K=2.5$ では $\eta_{\max} \doteq 0.13$ である。

また、スリップ比 S_e の各々の値に対して得られた、 $K=0$ の時の η_{\max} 値に対する η_{\max} 値の比である $\hat{\eta}_{\max}$ 、すなわち $\hat{\eta}_{\max} = (\eta_{\max}|_K) / (\eta_{\max}|_{K=0})$ 、の値と K の関係が、 $x = 0.5, 1.0, 2.5\%$ に対して図 3-6 (a)~(c) に示されている。これによって K の η_{\max} に及ぼす影響がさらに一般化されて示されている。ただし、 $x=0$ の場合は、 $\eta_{\max} = \hat{\eta}_{\max}$ であるから、図は省略されている。これによると、 $x=0 \sim 2.5\%$ 、 $S_e = 1 \sim 10$ の範囲では $\hat{\eta}_{\max}$ と K はほぼ同様の傾向を示し、 $K=0.5$ では $\hat{\eta}_{\max} = 0.4 \sim 0.6$ 、 $K=1.0$ では $\hat{\eta}_{\max} = 0.3 \sim 0.45$ 、 $K=2.5$ では $\hat{\eta}_{\max} = 0.15 \sim 0.25$ の値を取る。同一の K に対しては S_e が大きいほど $\hat{\eta}_{\max}$ は大きい。

η_{\max} を与える ξ の値である $\xi_{\eta_{\max}}$ と K の関係が、 $x=0, 0.5, 1.0, 2.5\%$ に対して図 3-7 (a)~(d) に示されている。 $\xi_{\eta_{\max}}$ は 0.5 から 1 の間の値をとり、 K の増大と共に $\xi_{\eta_{\max}}$ が減少する傾向が見られる。この傾向は $S_e=1$ の時最も顕著

であり、 S_e の増大とともに緩慢になる。

3-3-3 スリップ比 S_e の影響

図 3-4 (c), (d)に見られるように、ノズル出口スリップ比 S_e の増大も損失係数 K の増大と同様、最高効率 η_{\max} の低下をもたらす。この η_{\max} の値と S_e の関係が $x = 0.5, 1.0, 2.5\%$ に対して図 3-8 (a)~(c)に示されている。これにより S_e の増大に伴う η_{\max} の減少の状況が明らかである。たとえば、 $x=1.0\%$ 、 $K=1.0$ に対しては、 $S_e=1$ では $\eta_{\max}=0.29$ であり、 S_e の増大にともない $S_e=5$ では $\eta_{\max}=0.24$ 、 $S_e=10$ では $\eta_{\max}=0.16$ と減少する。また、 S_e の影響をさらに一般化して表わすために、損失係数 K の各々の値に対して得られた $S_e=1$ の時の η_{\max} 値に対する η_{\max} 値の比である $\bar{\eta}_{\max}$ 、すなわち $\bar{\eta}_{\max} = (\eta_{\max}|_{S_e}) / (\eta_{\max}|_{S_e=1})$ 、の値と S_e の関係が $x = 0.5, 1.0, 2.5\%$ に対して図 3-9 (a)~(c)に示されている。これによると、 $K=0.5 \sim 2.5$ の範囲では、(本研究におけるヘロー型タービンにおいては二相流に対しては K は 1.5 から 2.5 の範囲にある)、 $\bar{\eta}_{\max}$ と S_e の関係は K によらずほぼ同様で、 S_e に対する $\bar{\eta}_{\max}$ の減少の状況がわかる。例えば $x=1.0\%$ では $S_e=5$ で $\bar{\eta}_{\max}=0.85$ 、 $S_e=10$ で $\bar{\eta}_{\max} \doteq 0.55$ である。また(a), (b), (c) 図を比較することにより、同一の K および S_e に対しては x の増大と共に $\bar{\eta}_{\max}$ は減少することが認められる。以上より、ヘロー型タービンの性能を支配する流路内損失特性、ノズル出口のスリップ比の影響が一般化されて示された。これによりタービン性能を改善するためには、流路内損失およびノズル出口のスリップ比の減少が必要である事がわかる。

3-4 結 言

二速度モデルに基づいて、静止座標系および回転座標系における二相流の一次元エネルギー式を明らかにした。

また、ヘロー型タービンの効率特性を支配する因子である流路内損失とノズル出口のスリップ比の影響に対して、二速度モデルに基づく解析モデルにより考察を加えた。これにより両者の効率に及ぼす影響を定量的に一般化して表わした。

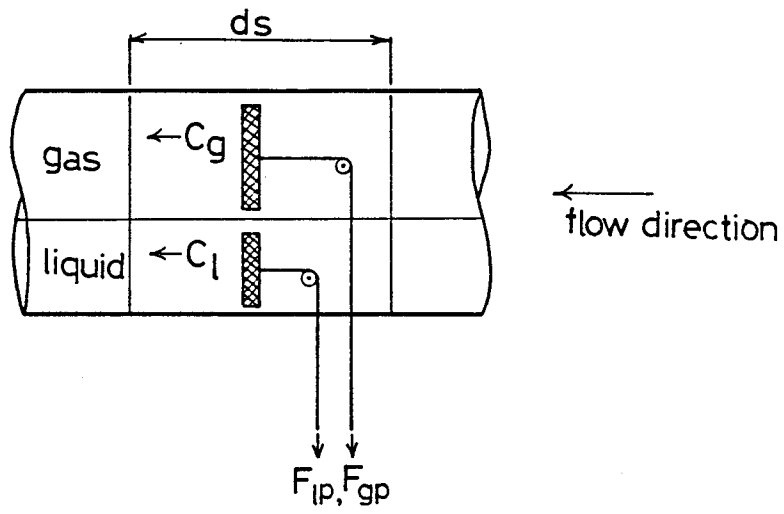


図 3-1 解析モデル (静止座標系)

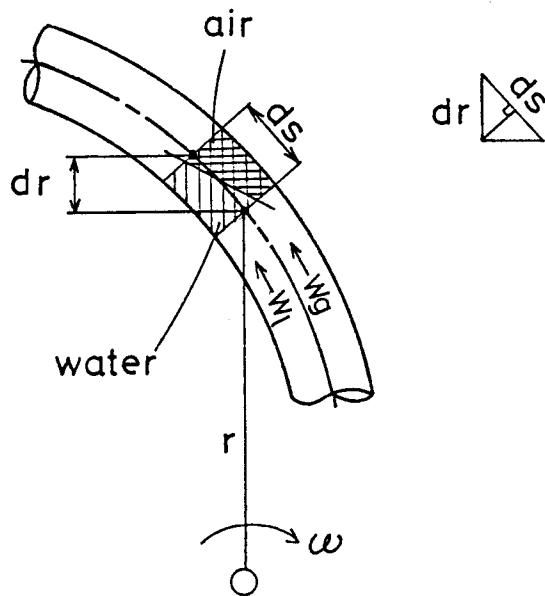


図 3-2 解析モデル (回転座標系)

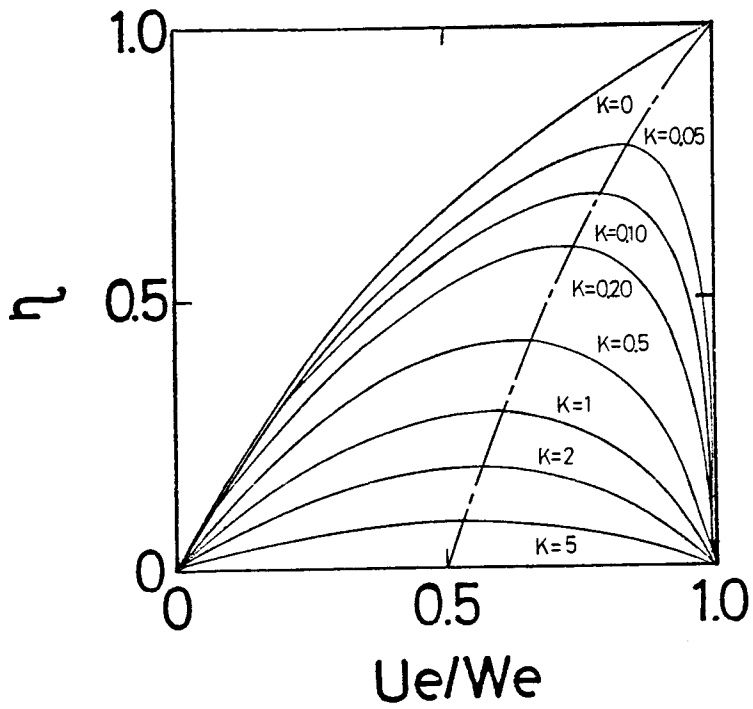
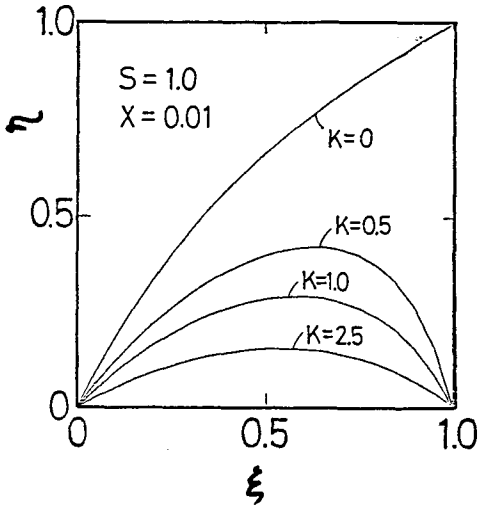
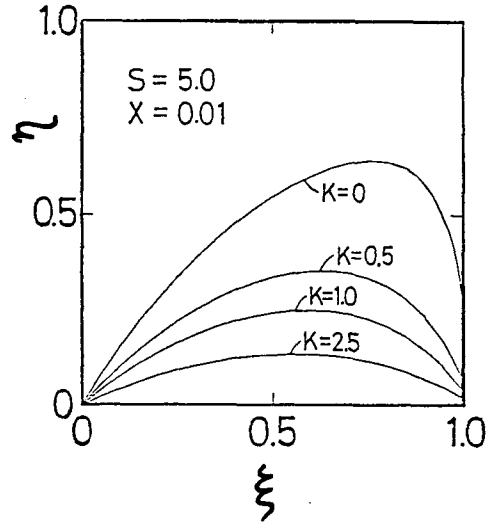


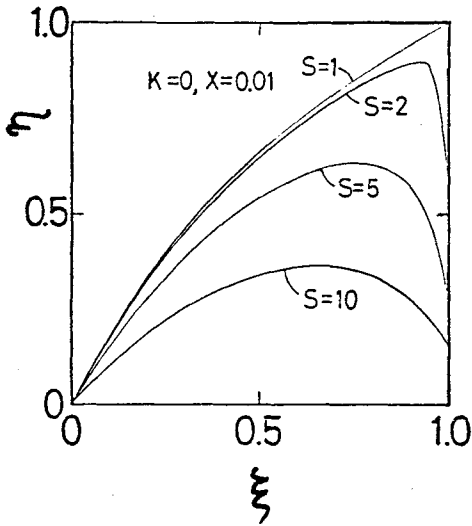
図 3-3 η と ξ の関係 ($S_e = 1$)



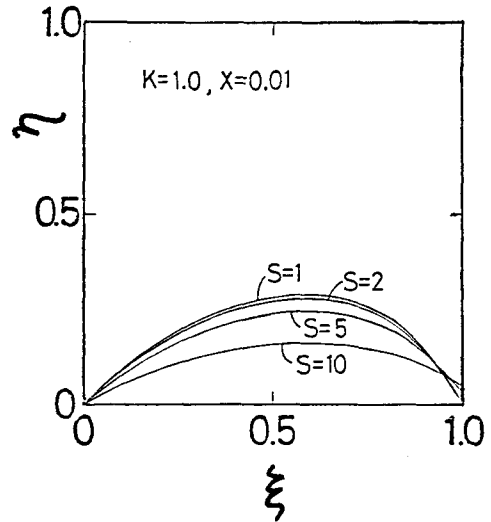
(a)



(b)



(c)



(d)

図 3-4 η と ξ の関係

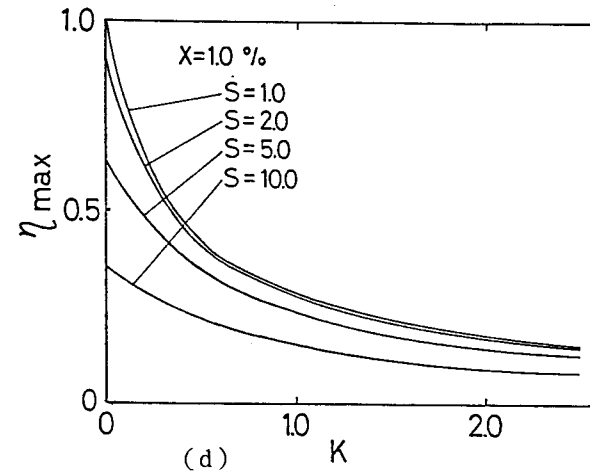
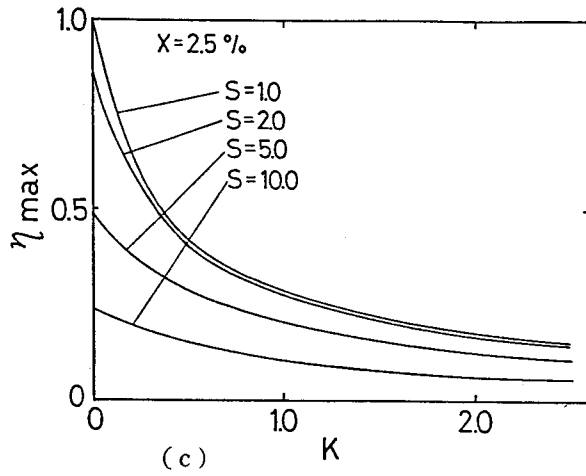
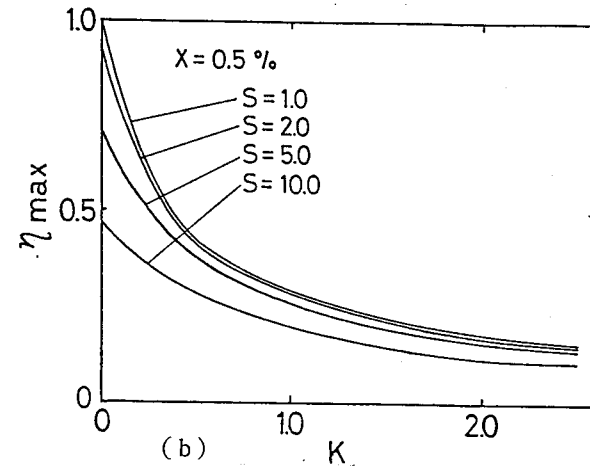
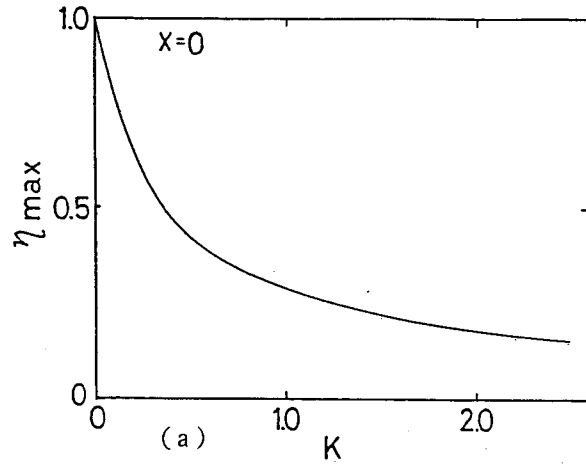


図 3-5 η_{\max} と K の関係

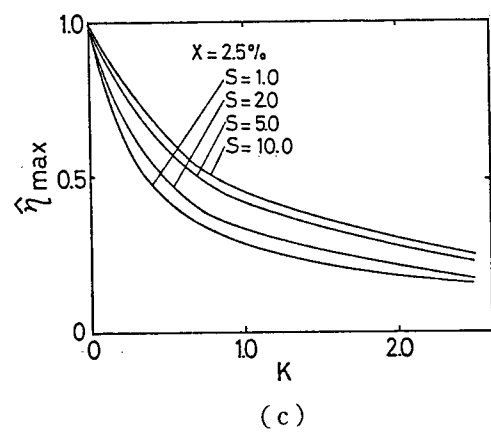
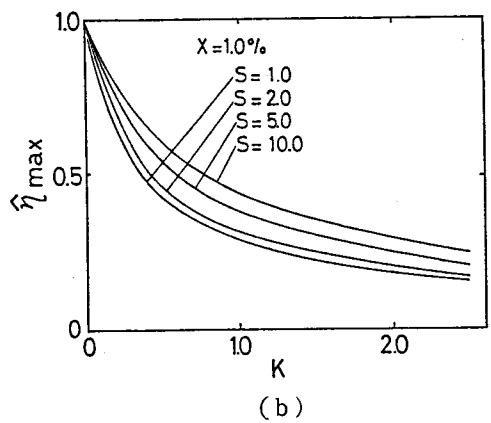
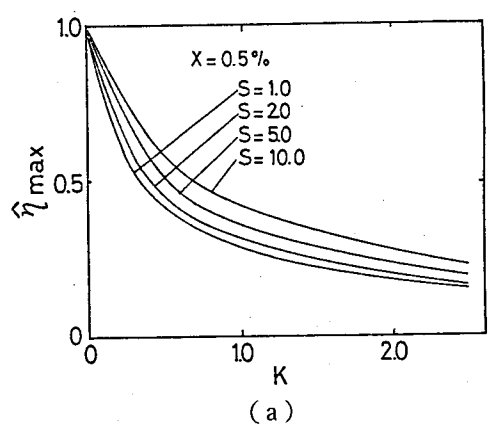


図 3-6 $\hat{\eta}_{\max}$ と K の関係

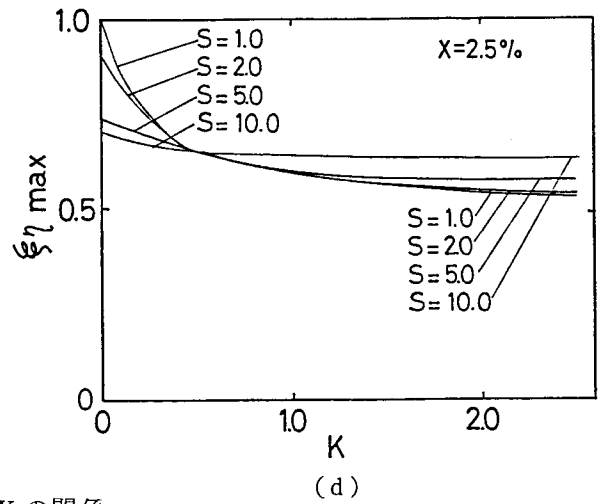
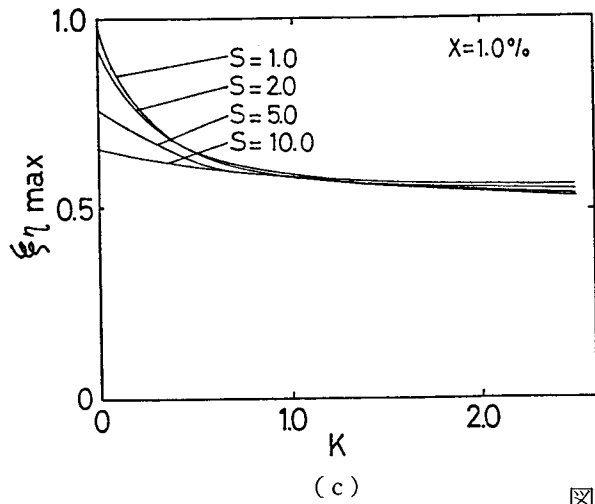
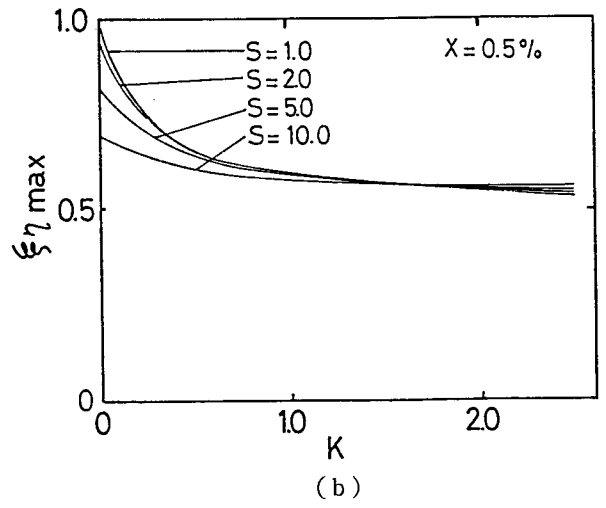
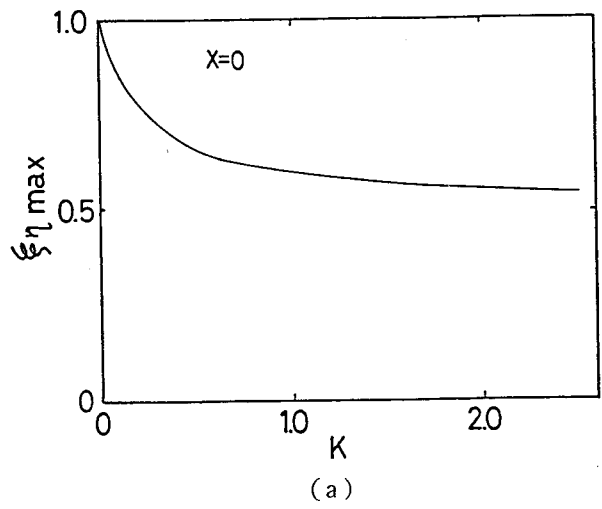


図 8-7 $\xi\eta_{\max}$ と K の関係

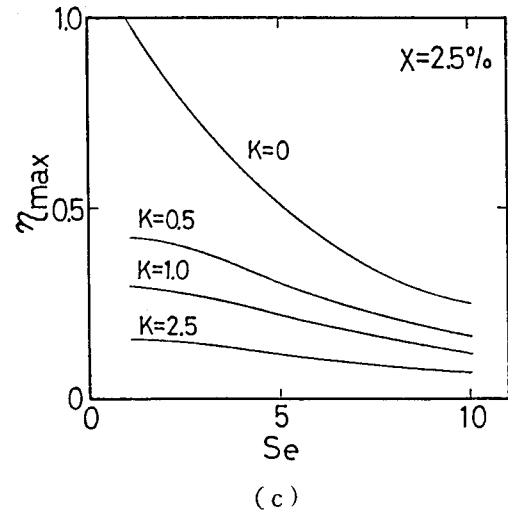
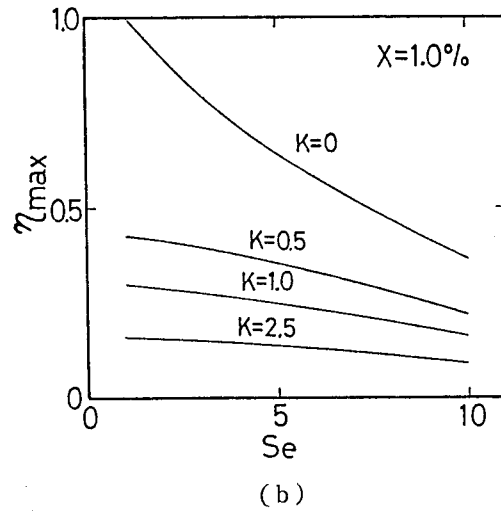
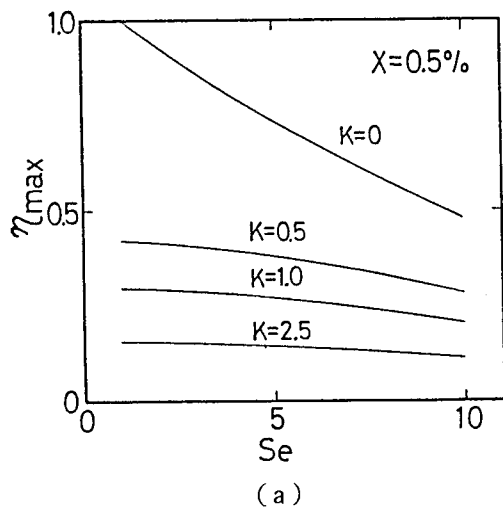
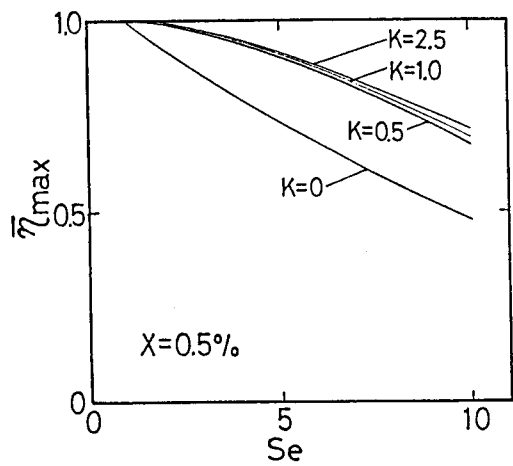
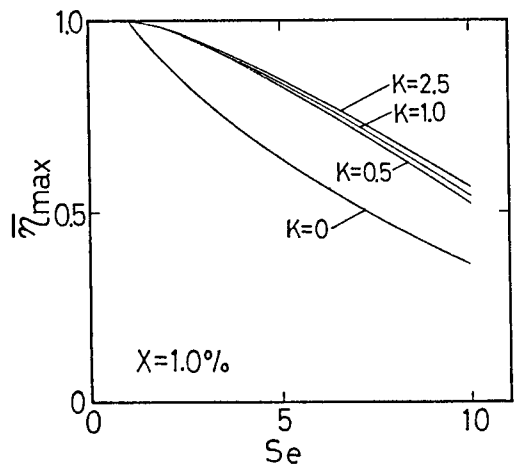


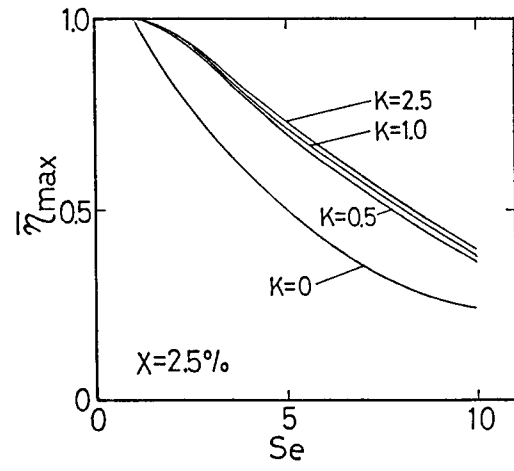
図 3-8 η_{\max} と Se の関係



(a)



(b)



(c)

図 3-9 $\bar{\eta}_{max}$ と Se の関係

第4章 ヘロー型タービンに関する実験(その1 基本性能)

4-1 序 文

純反動型タービンであるヘロー型タービンの基本的な性能特性を実験的に明らかにするために、小型のヘロー型タービンを試作し、常温の空気-水二相流を作動媒体として試験を行なった。本研究では形状、幾何学的寸法の異なるヘロー型タービンについて性能実験を行なったが、本章ではそのうちで最も基本的な形状を持つヘロー型タービンの実験結果に基づいて、ヘロー型タービンに共通した一般的性能特性について解説する。他の型式の供試タービンについての実験結果については、形状、寸法の影響に関連して第5章で述べることにする。

4-2 実験装置

実験装置に関してはタービン本体を含むテスト部本体と、テスト部に空気-水二相流を供給する二相流供給システムとに分けて説明する。

二相流供給システムの概要は図4-1に示されている。この流路において水単相流と気泡流、スラグ流および環状流域の二相流を供給することができる。水は大気圧下のヘッドタンク①からポリュートポンプ②(定格 $85\text{ l}/\text{min} \times 5.5\text{ m}$)によって供給され、浮遊流量計⑤および流量調節弁⑩を通して気水混合部⑥に入る。一方、空気はコンプレッサー③(定格 $4.3\text{ m}^3/\text{min} \times 0.83\text{ MPa}$)から供給され、レギュレーター④で圧力制御された後に浮遊流量計⑤および流量調節弁⑩を通して気水混合部⑥に入る。図4-2に気水混合部の構造が示されている。垂直に設置された内径 40 mm の亚克力製水管内に内径 7 mm の銅製空気導管が導びかれ、その先端に多孔質体(外径 10 mm 、長さ 20 mm 、空孔率 $35\sim 38\%$ 、空孔径 $200\sim 300\text{ }\mu\text{m}$ 、ABS樹脂製)が取り付けられている。気水混合部で作られた二相流は内径 40 mm の亚克力製可視部⑦を垂直下向きに流れた後、その直下に設けられた亚克力製テストチャンバー⑧内のテスト部に送られる。

次にテスト部本体は図 4-3 に示されている。テスト部は動力を発生するタービン本体と、タービン本体を支持するとともに発生動力を計測し吸収する測定ユニットから成る。垂直に設置された鋼管①（内径 34mm）内を空気-水二相流が下向きに流れアクリル製のタービン本体②に流入し、次に直角方向（半径外向き）に向きを変え、最後にノズル③から周方向に流出していく。タービン本体②は鋼管に取り付けられた軸受④を介して回転し、歯車⑤、⑥を経てトルクメータ⑦によってトルクが測定される。一方、その負荷吸収用に 200W 用の発電機⑧とバンドブレーキ⑨が設けられている。また、発電機を駆動する回転軸には突起が設けられており、回転軸に非接触型の微小変位検出プローブを近づける事によって回転数測定用の電氣的なパルスが取り出される。これを電磁オシログラフに記録して、その記録より回転数を算出した。なお、以上に示した各装置の仕様を表 4-1 に示す。

図 4-4 にタービン本体の構造が示されている。これはタービン中央の円筒状の空洞（内径 90mm、深さ 50mm）とノズルが円形流路（アームパイプと呼ぶ）で結ばれた構造となっており、本論文ではアーム型タービンと称する事にする（第 5 章参照）。円筒状の空洞を内蔵するタービン胴体はアクリル樹脂製で、アームパイプ結合部が 6 箇所設けられている。アームパイプは内径 13mm の塩ビ管製で、90° ベンドを介してノズルに接続されている。アームパイプは任意の長さのものを 2、3、あるいは 6 本取り付ける事が可能であるが、本章ではノズル出口の回転半径が 154mm となるようなアームパイプを 3 本取り付けた場合のみについて述べ、他の場合については第 5 章で述べる事にする。ノズル出口面積の合計は約 65mm² である。

4-3 実験方法と実験条件

実験方法は次のようである。

(1) バンドブレーキ⑨によってタービンを静止させ、水流量 G_L および空気流

量 G_g を所定の値に設定する。

(2)バンドブレーキを解除してタービンを回転させ、発電機⑧の負荷抵抗を変える事により負荷トルクを変えて、水流量、空気流量、タービン入口圧力、入口温度、トルク T および回転数 N を測定する。タービン出力 E_{out} は測定値の T と N からの値 ($= 2\pi NT/60$) に軸受、歯車などの機械損失を加える事によって算出した。すなわち、タービンで発生した運動エネルギーの一部はトルク計の駆動軸まで伝達される間に軸受、歯車などの機械的摩擦によって消費されて機械損失となるが、本実験装置ではこれがタービン発生動力の10%以上に及び、無視できない。本研究ではタービンの水力学的特性だけを扱い、機械損失は対象外としているから、トルク計まで伝達された動力に機械損失を加えることによってタービンで発生する動力を求めて、これをタービン出力 E_{out} とした。上記の機械損失は、発電機⑧をモータとして用い、タービンを逆駆動する事により求められる。

実験範囲は、水流量 $G_L = 0.6 \sim 1.0 \text{ kg/s}$, $G_g = 0 \sim 1.26 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ である。発生出力および回転数は流量によりことなるが、本実験の範囲ではそれぞれ、最大170Wおよび1300rpmであった。

4-4 一般算出式

4-4-1 基礎式

前節で述べたように、水流量、空気流量、タービン入口の圧力と温度、回転数および出力は実験より直接測定して得られる。これらの値に基づいて、効率あるいは各種の損失などを評価するための算出式を以下に示す。以下の算出式は第3章で導出した分離流モデルに基づくエネルギー式を基礎としており、それらについては第3章で詳しく述べたので、本章ではその結果のみ示す。タービンと共に回転する回転座標系でのタービン入口、出口間のエネルギー式は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
& G_g \left\{ \int_t^e (dP/\rho_g) + \{(W_{ge}^2 - W_{gt}^2)/2\} \right. \\
& \quad \left. - \{(U_e^2 - U_t^2)/2\} + g(Z_e - Z_t) \right\} \\
& + G_\ell \left\{ \{(\rho_e - \rho_t)/\rho_\ell\} + \{(W_{\ell e}^2 - W_{\ell t}^2)/2\} \right. \\
& \quad \left. - \{(U_e^2 - U_t^2)/2\} + g(Z_e - Z_t) \right\} = -L_{(t \rightarrow e)} \quad (4-1)
\end{aligned}$$

固定座標系でのタービンの入口，出口間のエネルギー式は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
& G_g \left\{ \int_t^e (dP/\rho_g) + \{(C_{ge}^2 - C_{gt}^2)/2\} + g(Z_e - Z_t) \right\} \\
& + G_\ell \left\{ \{(\rho_e - \rho_t)/\rho_\ell\} + \{(C_{\ell e}^2 - C_{\ell t}^2)/2\} \right. \\
& \quad \left. + g(Z_e - Z_t) \right\} = -E_{out} - L_{(t \rightarrow e)} \quad (4-2)
\end{aligned}$$

4-4-2 効 率

本研究では第2章で示されたようにタービン効率は次式で定義された値を用いる。

$$\eta = E_{out}/E_{in} \quad (4-3)$$

ここで， E_{out} はタービン発生出力であり， E_{in} はタービンへの流入エネルギーである。ただし E_{in} はタービン出口の周囲の状態（ここでは大気圧）における静止した水および空気の持つエネルギーを基準として評価する。式(4-2)より， E_{out} はタービン内流路での損失がなく ($L_{(t \rightarrow e)}=0$)，タービンを出た二相流が運動エネルギーを持たず ($C_{gt}=0$, $G_{\ell t}=0$)，さらにノズルの内部で膨張が完了する ($p_e = p_0$) 時，最大となる。したがって，この時の E_{out} を E_{in} すなわち流入エネルギーとすることができるので， E_{in} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
E_{in} = & G_g \left\{ \int_0^t (dP/\rho_g) + (C_{gt}^2/2) + g(Z_t - Z_e) \right\} \\
& + G_\ell \left\{ \{(\rho_t - \rho_0)/\rho_\ell\} + (C_{gt}^2/2) + g(Z_t - Z_e) \right\} \quad (4-4)
\end{aligned}$$

右辺に含まれる積分項 $\int_0^t (dp/\rho_g)$ の値は気相の状態変化の過程に依存するが、ここで断熱変化を仮定すると次式で表わされる。

$$\int_0^t (dp/\rho_g) = (p_t/\rho_t) \{ \kappa / (\kappa - 1) \} \{ 1 - (p_0/p_t)^{(\kappa - 1)/\kappa} \} \quad (4-5)$$

4-4-3 スリップ比

ヘロー型タービンの入口 (t 点) は回転軸上にあり、ここでは常に流路は静止しているから次式が成り立つ。

$$U_t = 0 \quad , \quad C_t = W_t$$

また、タービン出口では流体は回転翼の接線方向、すなわち U と同方向に噴出するから、次式が成り立つ。

$$C_e = W_e - U_e$$

式 (4-1) の両辺から式 (4-2) の両辺を減じ、さらに以上の3式を代入すれば、タービン出力 E_{out} と各相の流速 W_{ge} 、 W_{le} および同速度 U_e の関係を表わす次式が得られる。

$$E_{out} = G_g (W_{ge} - U_e) U_e + G_l (W_{le} - U_e) U_e \quad (4-6)$$

これとは別に、ノズル出口の各流速 W_{ge} 、 W_{le} は連続の条件よりボイド率 α_e を用いて次のように表わされる。

$$W_{ge} = G_g / (\alpha_e \rho_{ge} A_e) \quad , \quad W_{le} = G_l / \{ (1 - \alpha) \rho_{le} A_e \} \quad (4-7)$$

式 (4-6) と式 (4-7) より α_e と W_{le} を消去して、次の W_{ge} に関する二次式が得られる。

$$\begin{aligned} & (-G_g A_e U_e) W_{ge}^2 \\ & + \{ (G_g^2 U / \rho_{ge}) - (G_l^2 U / \rho_{le}) + A_e E_{out} + (G_g + G_l) A_e U^2 \} W_{ge} \\ & - \{ (G_g E_{out} / \rho_{ge}) + \{ G_g (G_g + G_l) U^2 / \rho_{ge} \} \} = 0 \quad (4-8) \end{aligned}$$

上式に各流量 G_g 、 G_l 、各相の密度 ρ_{ge} 、 ρ_{le} 、周速度 U_e 、出力 E_{out} 、およびノズル出口面積の合計 A_e の値を代入して、空気流速 W_{ge} を求める事ができる。さらに式 (4-7) によりボイド率 α_e 、水流速 W_{le} が得られる。スリップ比 S_e は次式で求められる。

$$S_e = W_{ge} / W_{le} \quad (4-9)$$

4-4-4 各種損失

作動流体がタービンの入口 (点 t) から出口 (点 e) まで流れる間に失うエネルギーを流路内損失 L_{ch} とする。これは式 (4-1) より次式で表される。

$$\begin{aligned} L_{ch} = & G_g \left\{ \int_0^t (dP / \rho_g) + \{ (W_{gt}^2 - W_{ge}^2) / 2 \} + (U_e^2 / 2) + g(Z_t - Z_e) \right\} \\ & + (U_e^2 / 2) + g(Z_t - Z_e) \\ & + G_l \left\{ \{ (P_t - P_e) / \rho_l \} + \{ (W_{gt}^2 - W_{ge}^2) / 2 \} \right\} \end{aligned} \quad (4-10)$$

また、ノズルを出た流体の持つ運動エネルギーはヘロー型タービンでは回収される事がなく損失となる。これを排気損失 L_e とする。これは次式で表わされる。

$$\begin{aligned} L_e = & (G_g C_{ge}^2 / 2) + (G_l C_{le}^2 / 2) \\ = & \{ G_g (W_{ge} - U_e)^2 / 2 \} + \{ G_l (W_{le} - U_e)^2 / 2 \} \end{aligned} \quad (4-11)$$

なお、これら E_{in} 、 E_{out} 、 L_{ch} 、および L_e の間にはエネルギー保存則より式 (4-12) の関係が成立する。当然ではあるが、ここで示された各々の式 (4-4)、式 (4-6)、式 (4-10)、式 (4-11) は式 (4-12) の関係を満足していることが認められる。

$$E_{in} = E_{out} + L_{ch} + L_e \quad (4-12)$$

4-4-5 速度比

ノズル周速度 U_e をノズル出口における二相流の平均流速 W_e で除した U_e / W_e

値を本研究では速度比と定義する。平均流速 W_e は二相流の平均密度 ρ_{me} を用いて次式より定義するものとする。

$$W_e = (G_l + G_g) / (A_e \rho_{me}) \quad (4-13)$$

ρ_{me} はボイド率 α_e により次式で表わされる。

$$\rho_{me} = (1 - \alpha_e) \rho_{le} + \alpha_e \rho_{ge} \quad (4-14)$$

平均流速 W_e はスリップ比 S_e が既知であれば次式より求める事もできる。

$$W_e = \{ (G_l + G_g) (\rho_{le} G_g + \rho_{ge} G_l S_e) \} / \{ A_e \rho_{ge} \rho_{le} (G_g + G_l S_e) \} \quad (4-15)$$

4-5 性能特性

4-5-1 出力特性

まず、水単相流に対する出力特性について述べる。水流量 $G_l = 0.6, 0.8, 1.0$ kg/s に対するトルク計⑦（図 4-3 参照）における測定値 T と回転数 N の関係が図 4-5 に示されている。 N の増大と共に T はほぼ直線的に減少する。これは第 2 章で示した次の関係式より予想される結果と一致する。すなわち、 G 一定では W_e 一定であるから、 N の増大すなわち、 U_e の増大とともに T は直線的に減少する。

$$T = G(W_e - U_e)R \quad (4-16)$$

トルク計⑦の測定値 T より、発電機⑧に吸収されるエネルギー E は次式で求められる。

$$E = T\omega = 2\pi NT/60 \quad (4-17)$$

$G_l = 0.6, 0.8, 1.0$ kg/s に対するこの E の値と回転数 N の関係が図 4-6 に示されている。 E は回転数の増大と共に最初増大し、極大値に達した後、減少していく。ところで、この E はタービンにおいて発生した動力 E_{out} ではなく、 E_{out} が

ら、軸受けおよび歯車における機械的摩擦損失 L_{mech} を差し引いたものである。すなわち次の関係がある。

$$E_{\text{out}} = E - L_{\text{mech}} \quad (4-18)$$

L_{mech} は負荷用発電機をモーターとしてタービンを外部から駆動する事により求められ、本装置の場合図 4-7 のような値であった。本供試タービンは発生動力それ自体が小さいため、図 4-6 と図 4-7 の比較より知られるように、 L_{mech} は E に対して無視し得ない大きさである。従ってここでは E によりタービンの特性を論ずる事は不適當であり、以下においては図 4-7 の結果および式

(4-18) の関係より求めた E_{out} (図 4-8 参照) をタービン発生動力として議論を進める事にする。

水流量 $G_L = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ に対するタービン発生出力 E_{out} と回転数 N の関係が図 4-9 に示されている。出力は回転数の増大とともに最初増大し、極大値 (以下 $E_{\text{out,max}}$ と記す) に達した後、減少していくことが分かる。この $E_{\text{out,max}}$ を与える回転数 $N_{E_{\text{out,max}}}$ と G_L の関係が図 4-10 に示されている。 $N_{E_{\text{out,max}}}$ は G_L とほぼ比例関係にある。これは次の関係より理解される。第 2 章より E_{out} は次式で与えられる。

$$E_{\text{out}} = G(W_e - U_e)U_e \quad (4-19)$$

すなわち

$$\left(\frac{dE_{\text{out}}}{dU_e}\right) = G(W_e - 2U_e) \quad (4-20)$$

つまり、 $N_{E_{\text{out,max}}}$ に対応する周速度を $U_{e,E_{\text{out,max}}}$ とすれば、 $G(W_e - 2U_e) = 0$ より、

$$U_{e,E_{\text{out,max}}} = \frac{1}{2} W_e \quad (4-21)$$

である。出口速度 W_e は G_L に比例し、周速度は回転数に比例するから、 $N_{E_{out,max}} \propto G_L$ の関係が導かれる。図 4-11 には $E_{out,max}$ と G_L の関係が示されている。
 $E_{out,max}$ は G_L^3 にほぼ比例する。この事も式 (4-19) の関係より理解される。
すなわち、式 (4-21) と式 (4-19) より、

$$E_{out,max} = \frac{1}{4} G W_e^2 \quad (4-22)$$

であり、 $W_e \propto G_L$ であるから、 $E_{out,max} \propto G_L^3$ の関係が導かれる。

次に二相流に対する出力特性について述べる。水流量 $G_L = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ の一定値の下で空気流量 G_g を変化させた時のトルク T と回転数 N の関係が各々図 4-12 (a), (b), (c) に示されている。また、 $G_g = 5.8 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 一定の下で G_L を変化させた時の T と N の関係が図 4-13 に示されている。同一回転数 N に対する T の値は、 G_g あるいは G_L が増加するほど増大する。また、二相流の場合も单相流の場合と同様、 T と N はほぼ直線的な関係にある。第 3 章で示したように、トルク T とノズル出口部における空気および水の各々の流速 W_g, W_L の間に次の関係がある。

$$T = G_g (W_g - U_e) R + G_L (W_L - U_e) R \quad (4-23)$$

従って、 $U_e \propto N$ であるから、 G_g, G_L が一定のもとで T と N がほぼ直線的な関係を持つ事は、 N の W_g, W_L に対する影響はあまり大きくない事を示している。

水流量 $G_L = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ の一定値の下で空気流量 G_g を変化させた時のタービンにおける発生出力 E_{out} と回転数 N の関係が各々図 4-14 (a), (b), (c) に示されている。また、 $G_g = 5.8 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 一定の下で G_L を変化させた時の E_{out} と N の関係が図 4-15 に示されている。同一回転数 N に対する E_{out} の値は、 G_g あるいは G_L が増加するほど増大する。また、二相流の場合も单相流の場合と同様、出力 E_{out} は回転数の増大とともに最初増大し、極大値（以下、 $E_{out,max}$ と記す）に達した後、減少していく。

$E_{out,max}$ と G_g の関係が G_l 一定に対して図 4-16 に示されている。 $E_{out,max}$ は G_g にほぼ比例して増大する。ところで、第 3 章で示したように、 E_{out} は次式で表わされる。

$$E_{out} = G_g (W_g - U_e) U_e + G_l (W_l - U_e) U_e \quad (4-24)$$

ここでは、 $G_g \ll G_l$ であるから、次の関係がある。

$$E_{out} \doteq G_l (W_l - U_e) U_e \quad (4-25)$$

これより、先に式 (4-22) を導いたと同様にして、

$$E_{out,max} \doteq \frac{1}{4} G_l W_l \quad (4-26)$$

空気と水の各々の体積流量 Q_g 、 Q_l については、 G_g 、 G_l とは逆に $Q_g \gg Q_l$ であるから、ノズル出口部の二相流が均質流でありスリップがない場合を仮想すると、 G_g を増大させた場合には近似的に $W_l \propto G_g$ の関係が成り立ち、 $E_{out,max} \propto G_g^2$ の関係がほぼ成り立つはずである。ところで実際には図 4-16 の関係によると $E_{out,max} \propto G_g$ であるから、ノズル出口部では均質流ではなく、水の空気による加速が充分には行なわれていない事がわかる。

4-5-2 効率特性

まず、水単相流に対する効率特性について述べる。 $G_l = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ に対する式 (4-3) より求めたタービン効率 η と回転数 N の関係が図 4-17 に示されている。効率は回転数の増大と共に最初増大し、極大値 (以下 η_{max} と記す) に達した後、減少していく。 η_{max} の値は $G_l = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ 、いずれの場合もほぼ同様の値をとるが、 η_{max} を与える回転数 $N_{\eta_{max}}$ については、 G_l が増大するほど $N_{\eta_{max}}$ は高くなる。先に節 4-4-5 節で速度比 U_e/W_e を定義したが、 $G_l = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ に対する η とこの速度比の関係が図 4-18 に示されている。 $G_l = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ の場合はいずれも $U_e/W_e =$

0.7~0.8付近で $\eta_{\max} = 0.5 \sim 0.6$ 程度の極大値を示すほぼ同様の $\eta - U_e/W_e$ 特性を取る。

次に二相流に対する効率特性について述べる。 $G_L = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ の一定値の下で G_g を変化させた時の効率 η と回転数 N の関係が各々図4-19(a), (b), (c)に示されている。二相流の場合も单相流の場合と同様、効率は回転数の増大と共に最初増大し、極大値に達した後、減少していく。これらの図によると水单相流の場合の最大効率の0.6程度から、空気量の増大とともに効率は急激に減少することがわかる。ところで、本実験の二相流の場合の最大効率の値は次のように G_g, G_L の絶対量に無関係に $x = G_g / (G_L + G_g)$ によってほぼ一義的に決まっている。すなわち図4-20に示されるように、 x を0から増大すると、 η は約0.5~0.6から $x = 0.003$ で約0.25と急激に低下し、以降はゆるやかに減少して $x = 0.015$ では約0.1となる。すなわち二相流の場合の効率は水单相流に比べて低いのである。

効率 η と速度比 U_e/W_e の関係が、 $G_L = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ の一定値の下で G_g を変化させた場合に対して図4-21に示されている。二相流の場合も单相流の場合と同様、効率 η は速度比 U_e/W_e に対して極大値 η_{\max} を取る。 G_L 一定のもとで G_g を増加させると、前述のように η_{\max} が低下すると共に、この η_{\max} を与える速度比 $(U_e/W_e)_{\eta_{\max}}$ の値がわずかに低下する傾向が見られる。 η_{\max} と $(U_e/W_e)_{\eta_{\max}}$ の関係が図4-22に示されている。この図には第3章で説明した二速度モデルより求めた η_{\max} と $(U_e/W_e)_{\eta_{\max}}$ の関係もあわせて示されている。 η_{\max} の低下と共に $(U_e/W_e)_{\eta_{\max}}$ も低下する、という点で実験結果と第3章のモデルによる値とは定性的に類似の傾向を示す。

4-6 タービンにおける損失分析

4-6-1 スリップ比

ノズル出口部のスリップ比 S_e は第3章で二速度モデルにより検討したように、

タービン効率に大きな影響を与える。たとえば、乾き度 $x = 0.01$ の時、 $Se = 1$ の場合の効率を 1 とすれば、 $Se = 5$ の時の効率は 0.85、 $Se = 10$ の時の効率は 0.55 となる（詳細は節 3-3-3 参照）。4-4-3 節の式（4-8）に空気流量 G_g 、水流量 G_L 、出力 E_{out} の実験値を代入して求められたスリップ比 Se と回転数 N の関係が $G_L = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ に対して各々図 4-23 (a), (b), (c) に示されている。これによると、 G_g の増大と共に、また回転数 N の増大とともにスリップ比 Se は増大する。回転数 N の影響は G_g が少ない場合には小さいが、 G_g の増大につれて大きくなっている。これらにより各実験系列の Se の結果をまとめて示すと、 G_g, G_L の絶対値の影響は少なく、乾き度 x のみによりスリップ比の値がほぼ決まる。このスリップ比 Se と乾き度 x の関係が図 4-24 に示されている。これによるとスリップ比は x にほぼ比例して増大することがわかる。すなわち $S = 4.9 \times (100x)$ で表わされる。

4-6-2 損失分析

4-4-4 節の式（4-10）から求められた流路内損失 L_{ch} の値と回転数の関係が水流量 $G_L = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ に対して各々図 4-25 (a), (b), (c) に示されている。これによると L_{ch} は空気流量 G_g の増加とともに大きくなっていて、二相流の摩擦損失が单相流の場合に比較して著しく増大する事を示している。また、水单相流の場合には損失に及ぼす回転数の影響はほとんど見られないが、二相流の場合には回転数の増大と共に流路内損失は増大する。

第 3 章では流路内損失特性を代表する値として損失係数 K を用いたが、本供試タービンに対してこの K の値を評価しておく。損失係数 K は次式で定義されている。

$$K = L_{ch} / \left(\frac{1}{2} G_g W_g^2 + \frac{1}{2} G_L^2 W_L^2 \right) \quad (4-27)$$

従って、4-4-3 節の式（4-7）、（4-8）より求めた空気および水のノズ

ル出口における相対速度 W_g , W_l の値を用いる事によって上記の L_{ch} の値から K の値を求めることができる。本供試タービンについて求められた K の値が乾き度 x に対して図 4-26 に示されている。これによると K の値は $x = 0$ すなわち水単相流の約 0.2 から、二相流の x の増大とともに急激に増大し $x = 1\%$ では 2.4 程度になり、それより x の大きい範囲ではあまり変化は見られない。

式 (4-11) より算出された排気損失 L_e の値と回転数の関係が水流量 $G_l = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ に対して各々図 4-27 (a), (b), (c) に示されている。 L_e は空気量の増大と共に大きくなり、回転数の増大とともに小さくなる。 L_e はタービンを出た空気および水の持つ運動エネルギーであるから、4-4-4 節で示したようにノズルを出た空気および水の絶対速度 C_g , C_l によって次式で与えられる。

$$L_e = (G_g C_{ge}^2 / 2) + (G_l C_{le}^2 / 2) \quad (4-28)$$

一方、ノズル出口における相対速度 W_{ge} , W_{le} と C_{ge} , C_{le} の間には $C_{ge} = W_{ge} - U_e$, $C_{le} = W_{le} - U_e$ の関係があるから、回転数の増大、すなわち周速度 U_e の増大と共に L_e は減少するのである。

上記の流路内損失 L_{ch} , 排気損失 L_e , 発生動力 E_{out} の相対的な関係を明らかにするために、それぞれのタービンへの流入エネルギー E_{in} に対する割合である流路内損失比 L_{ch}/E_{in} , 排気損失比 L_e/E_{in} , 効率 E_{out}/E_{in} をまとめて速度比 U_e/W_e との関係で図示する事にする。図 4-28 は水単相流の場合で、 $G_e = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ の場合である。下から順にタービン発生動力 E_{out} , 排気損失 L_e , 流路内損失 L_{ch} の各割合を表わす。図中の破線は最高効率点を示す。図に示されるように $G_l = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ いずれの場合も E_{out}/E_{in} , L_e/E_{in} , L_{ch}/E_{in} の相対的な大きさの関係はほぼ等しい。

次に二相流の場合の実験結果の例を示す。図 4-29, 図 4-30 に各々 $G_g = 5.8 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$, $12.4 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ の場合について、 $G_l = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ に対して E_{out}/E_{in} , L_e/E_{in} , L_{ch}/E_{in} と U_e/W_e の関係が示されている。ところで、

タービンの効率を改善するための資料とする立場からは、 E_{out}/E_{in} 、 Le/E_{in} 、 L_{ch}/E_{in} の相対的關係を知る必要があるのは最高効率点近傍だけである。この立場から、図4-29、図4-30およびこれ以外の他の G_g に対する実験結果から最高効率点での E_{out}/E_{in} 、 Le/E_{in} 、 L_{ch}/E_{in} の値を乾き度 x との関係において図4-31に示す。 $G_L = 0.6, 0.8, 1.0 \text{ kg/s}$ に対して、 E_{out}/E_{in} と Le/E_{in} の境界が各々、●、⊕、○で、 Le/E_{in} と L_{ch}/E_{in} の境界が各々、△、△、△で示されている。これによると、損失比も G_L 、 G_g の絶対流量に無関係に x のみによって定まることおよび、二相流の場合は水単相の場合に比べて流路内損失の占める割合はるかに大きいことがわかる。流路内損失には、タービンに入った流体がノズル入口までに生ずる損失と、ノズルにおける損失が含まれているから、二相流を作動流体とするヘロー型タービンについては、タービン内の流路での損失を少なくするとともに、二相流のもつエネルギーを効率よく運動エネルギーに変える事のできるノズルを使用する事が重要である。また、空気流量が多く乾き度が高い場合には排気損失もかなり大きな割合を占める。したがってノズル出口でのスリップ比が小さくなるようなノズル形状を追求する事が重要である。

4-7 結 言

二相流ヘロー型タービンの基礎的研究として、空気-水二相流を用いた実験を行ない、次の結論を得た。

(1) 水流量一定のもとで空気流量を増大すると出力は空気流量にほぼ比例して増大するが効率は低下する。

(2) タービン内の各種損失の分析により、流路内損失が二相流の場合に単相流の場合よりも非常に大きい事を明らかにした。

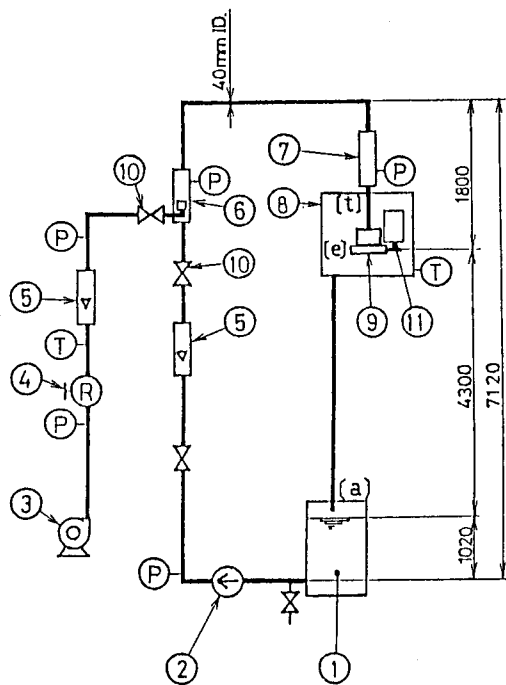


图 4-1 二相流供給系統部

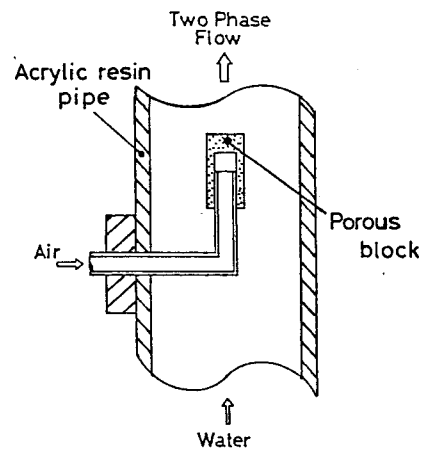


图 4-2 気水混合部

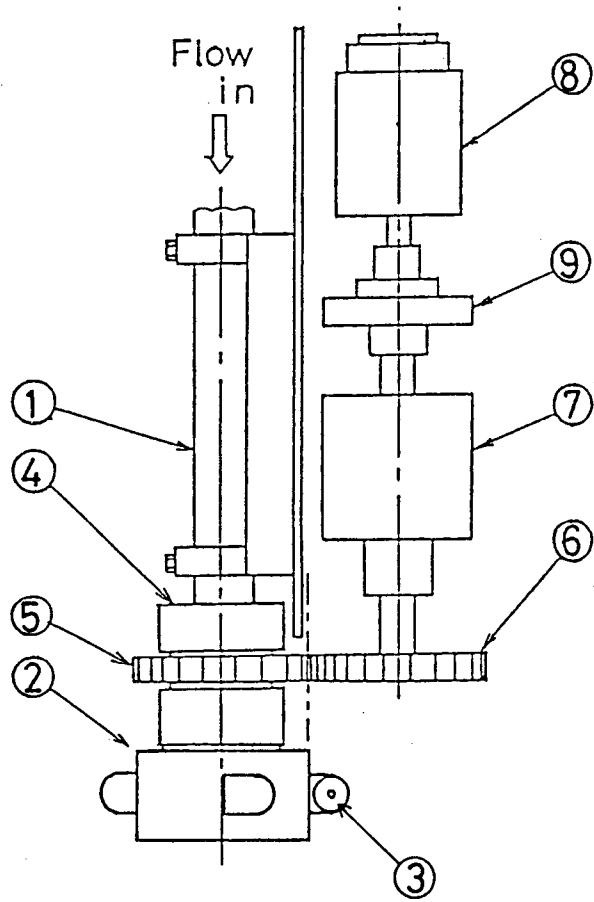


図 4-3 テスト部本体

表 4-1 各装置の仕様

機器名称	(製作会社)	項目	要目
ポリュートポンプ	(日機製)	型番 最大流量 全揚程 モーター出力	H101-3.7E-1S7 85 l/min 5.5 m 3.7 kW
浮遊流量計	(日本特殊計器)	型式 流体名 流量範囲 温度 圧力	AB-1504 空気 10~150 l/min 20 °C 7.5 atg
浮遊流量計	(日本特殊計器)	型式 流体名 流量範囲 温度 圧力	AB-4004 水 6~70 l/min 20 °C 7.5 atg
トルクメータ	(新興通信)	型式 定格容量 定格出力	TM-0.5B 0.5 kg・m 0.501 mV/V
発電機	(日本測器)	型式 トルク定数 誘起電圧定数 定格出力	DC SERBO MOTOR TS906N2 1.28 kg・cm/A 13.2 V/Krpm 200 W
非接触変位計	(日本パイプレーションシステム)	型式	VSC-1100
デジタルカウンタ	(松下通信工業)	型式	VP-411A
動ひずみ測定器	(共和電業)	型式 適用ブリッジ抵抗 ブリッジ電圧 感度 最大出力	DPM-120A 120~1000 Ω 5 kHz ± 5 % 2 V 0.2 V以上, 5 mA以上 ± 5 V以上, ± 20 mA以上
電磁オシログラフ	(三栄測器)	型式	SL32, FR-102

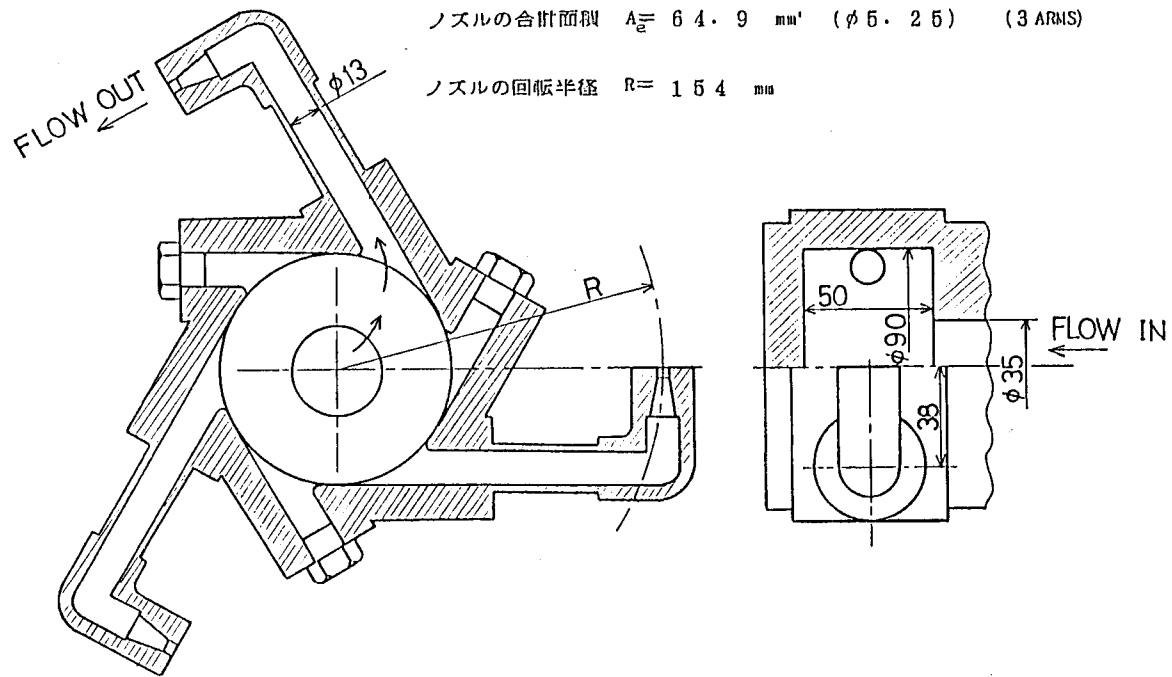


図 4-4 タービン本体

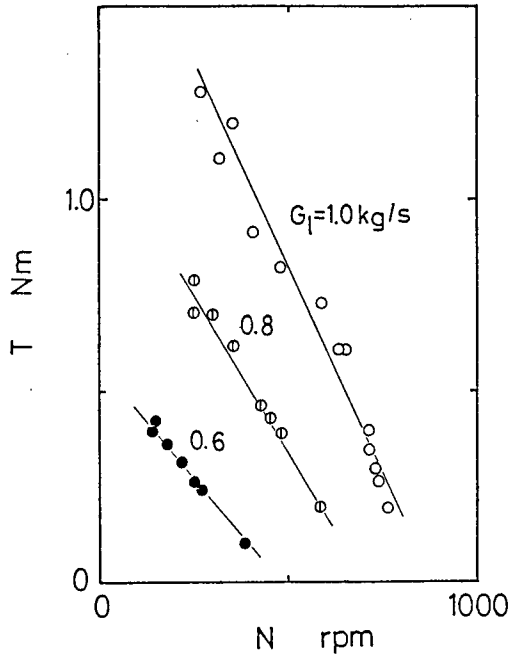


図 4-5 TとNの関係 (水単相流)

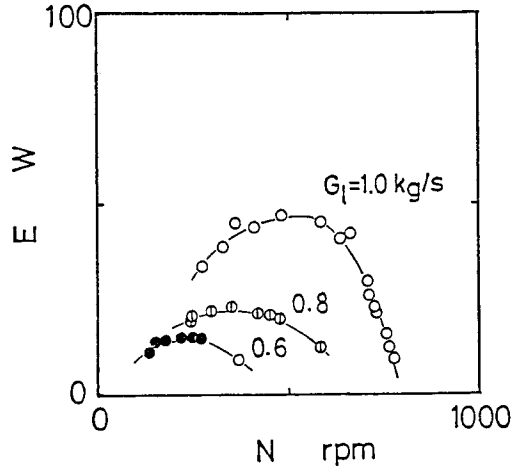


図 4-6 EとNの関係

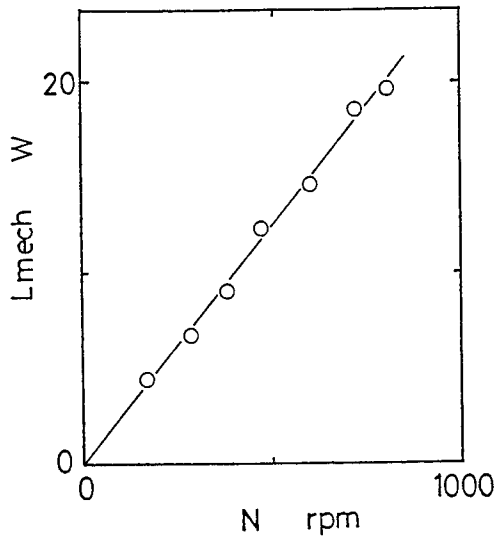


図 4-7 機械的摩擦損失

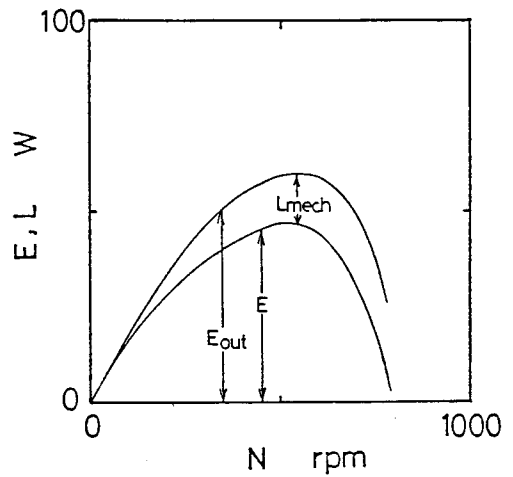


図 4-8 E, L mech と Eout の関係

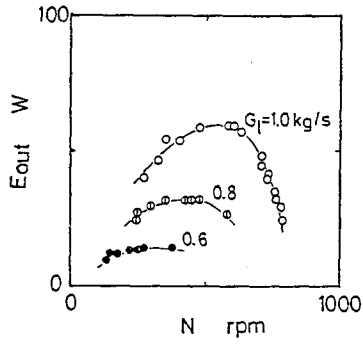


図 4-9 タービン発生出力 (水単相流)

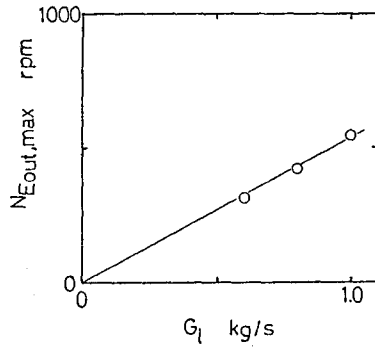


図 4-10 最大出力を与える回転数

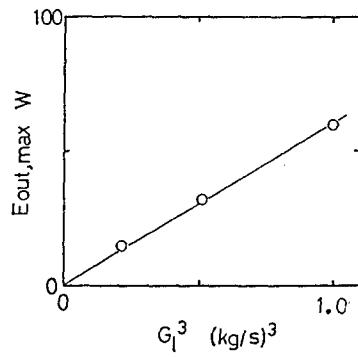


図 4-11 最大出力と水流量の関係

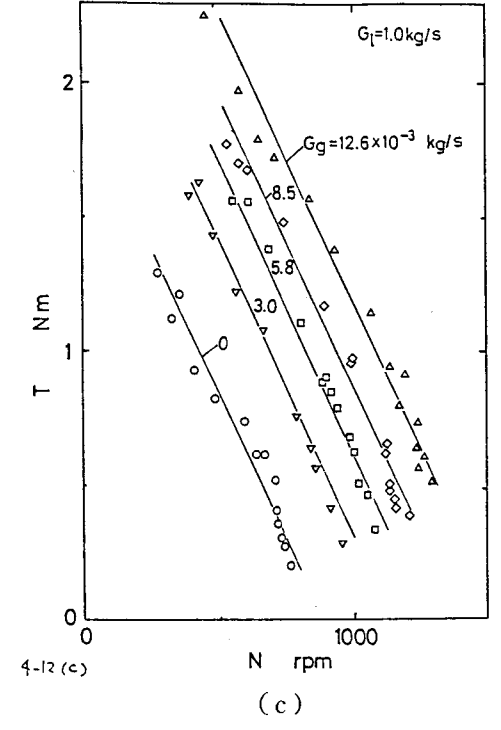
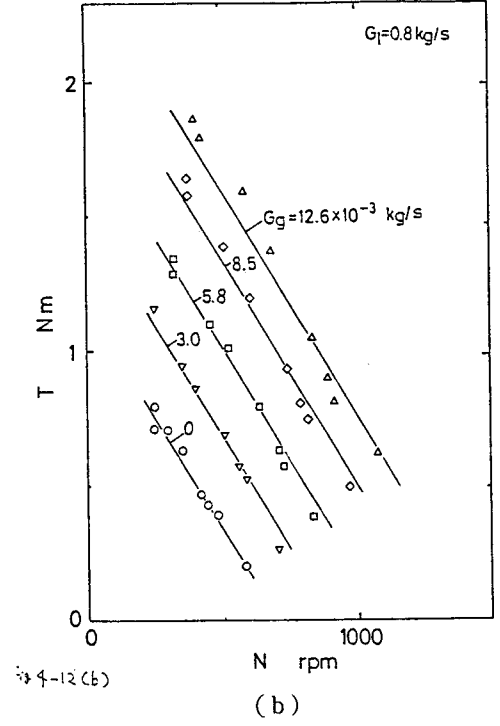
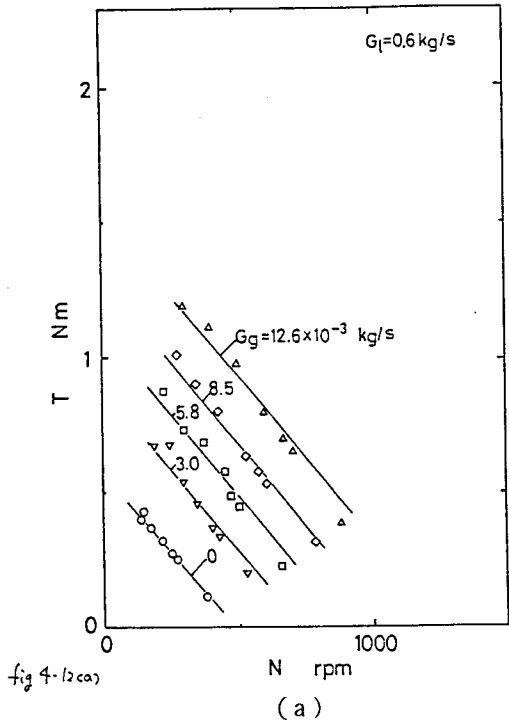


図 4-12 トルクと回転数の関係

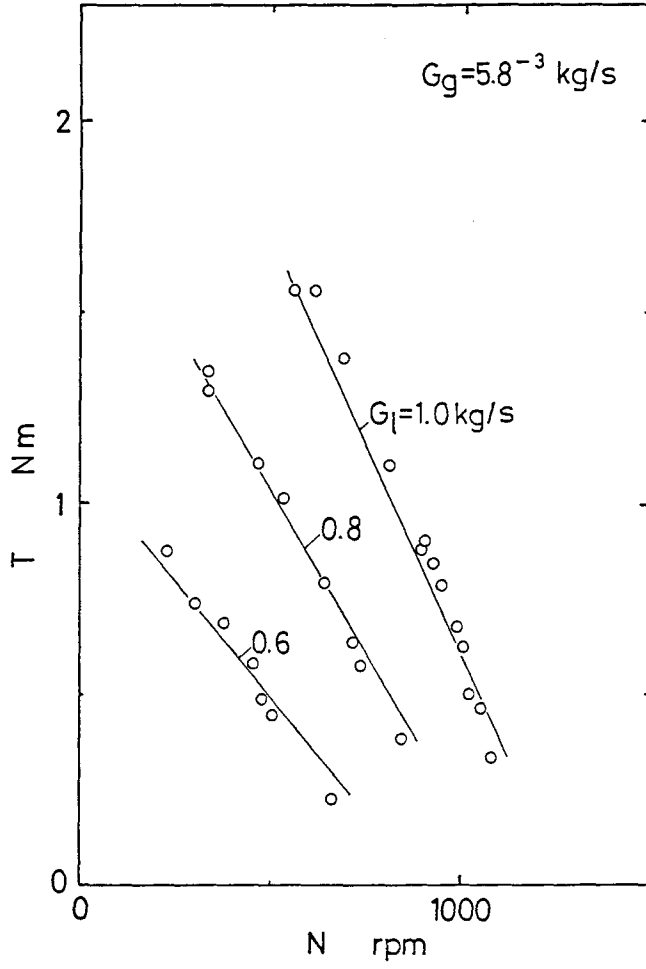


図 4-13 トルクと回転数の関係

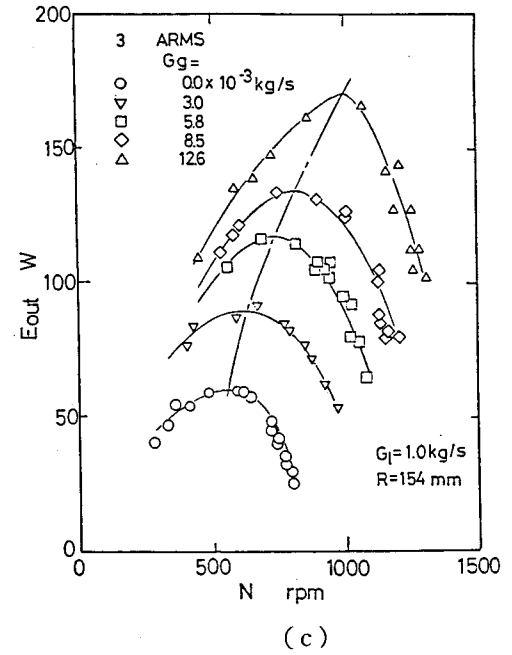
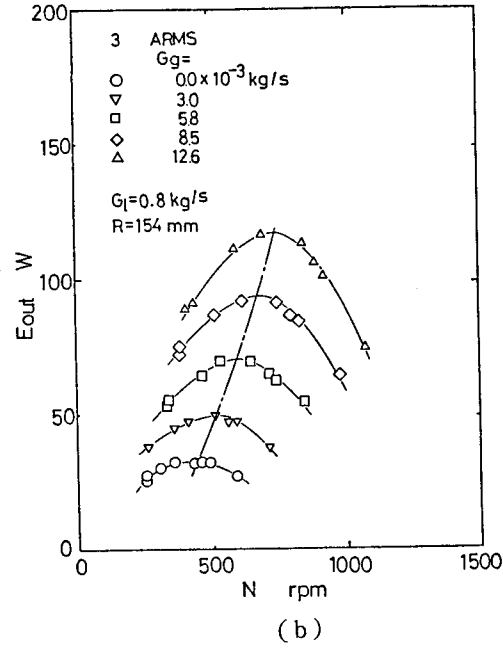
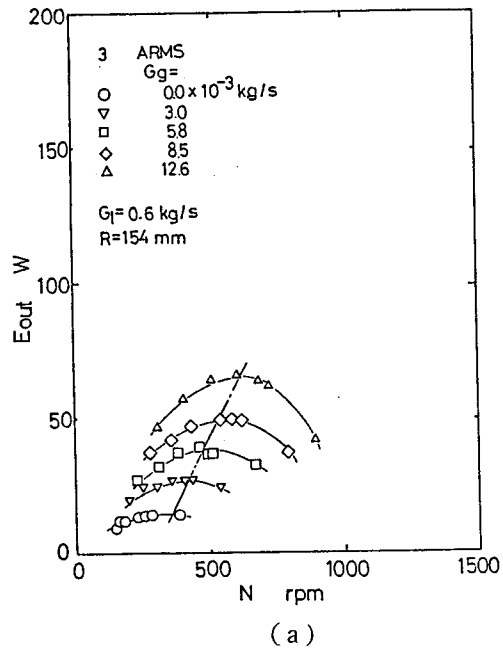


図 4 - 14 出力と回転数の関係

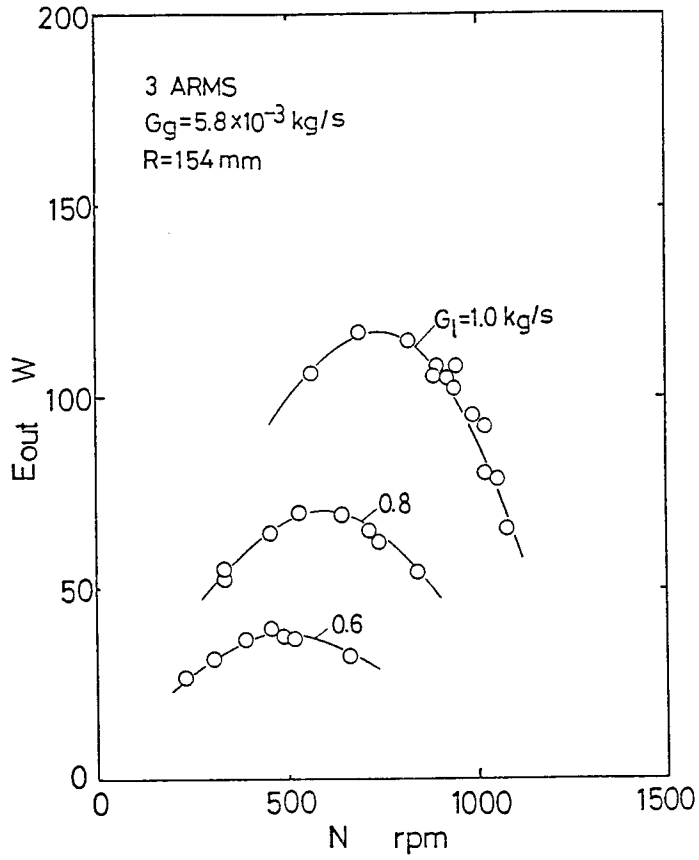


図 4-15 出力と回転数の関係

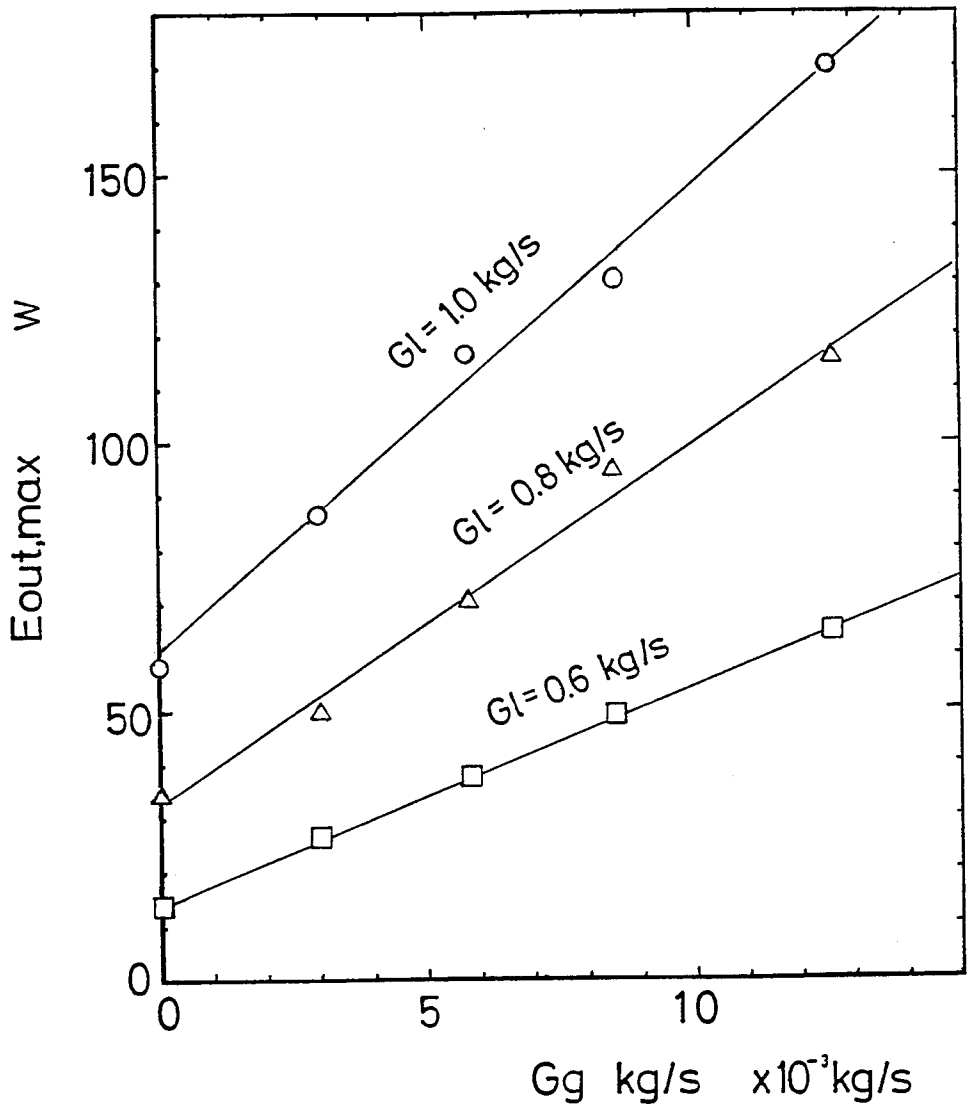


図 4-16 最大出力と空気流量の関係

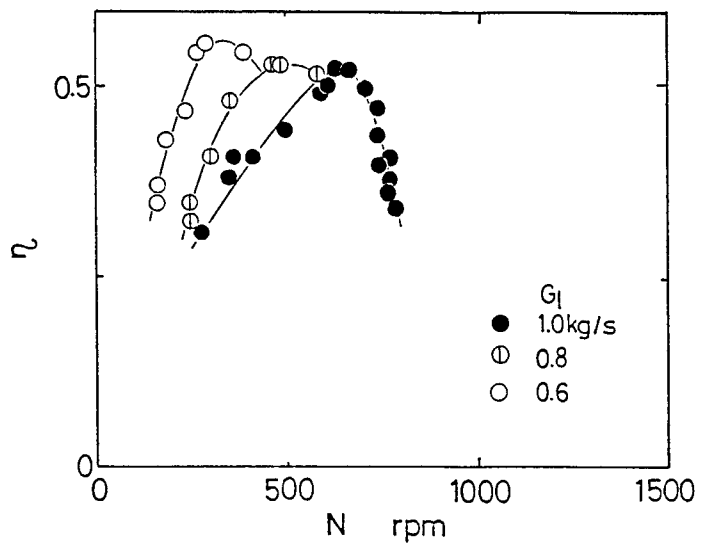


図 4-17 効率と回転数の関係

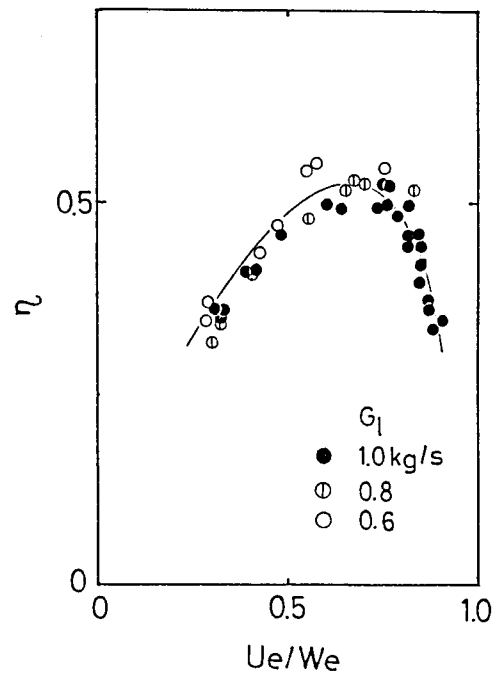
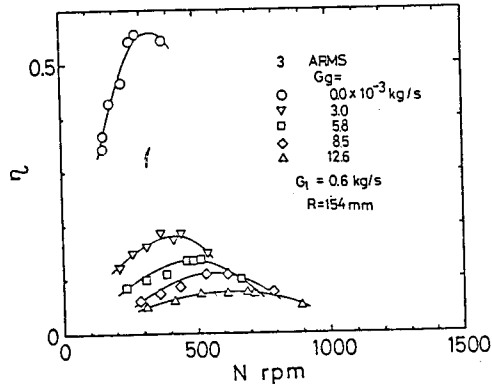
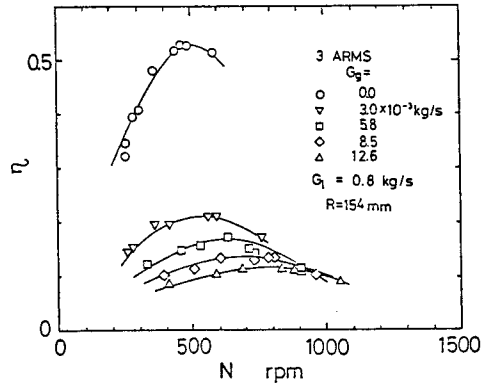


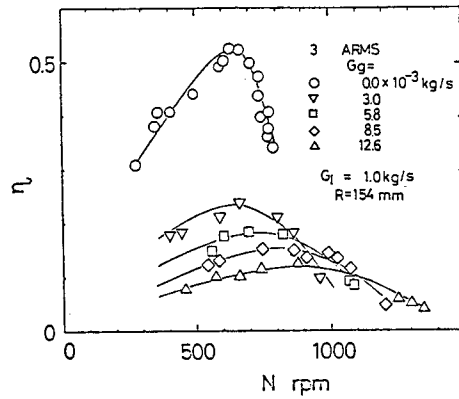
図 4-18 効率と速度比の関係



(a)



(b)



(c)

図 4-19 効率と回転数の関係

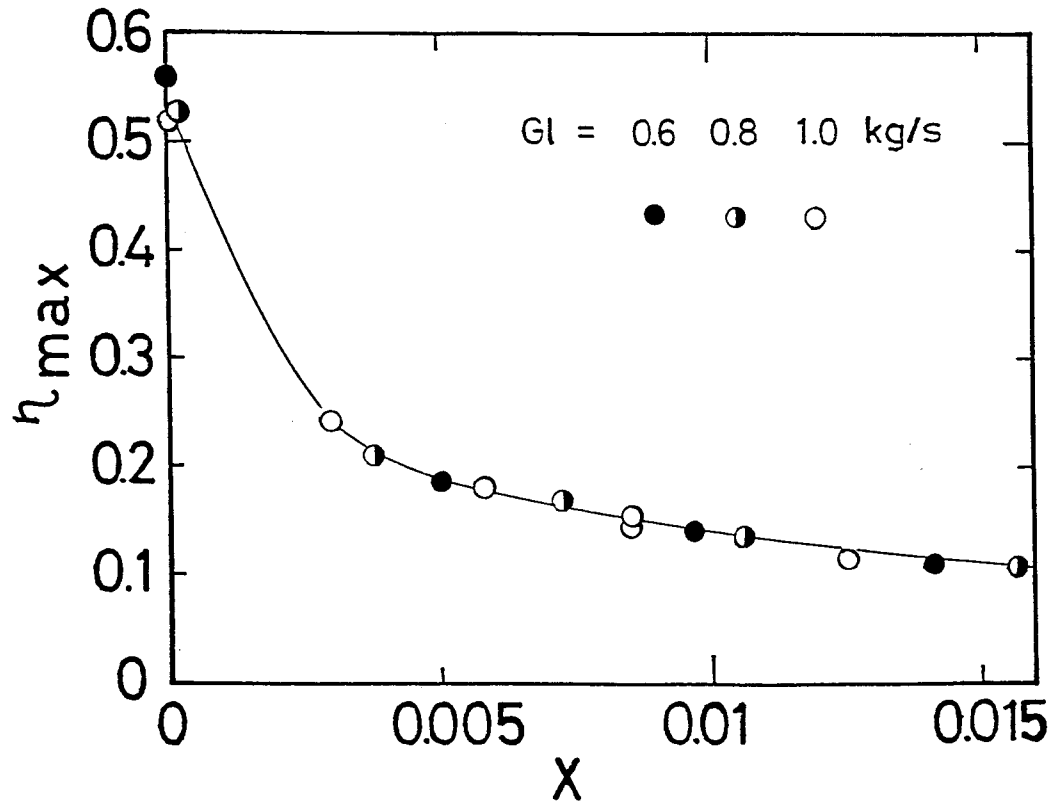


図 4-20 最高効率と乾き度の関係

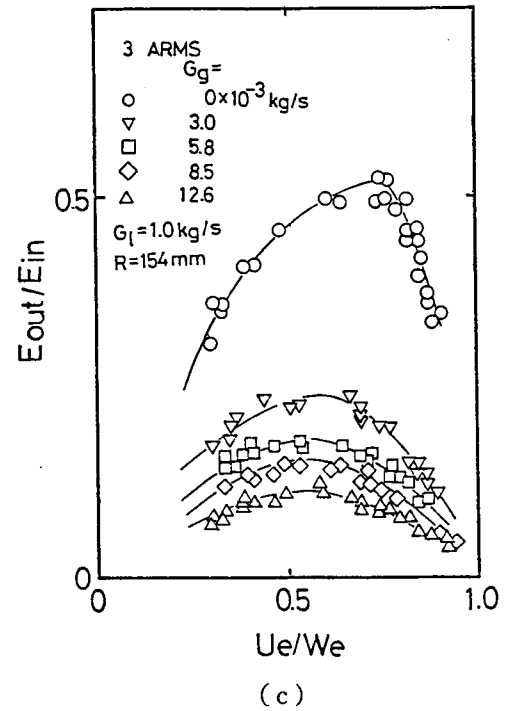
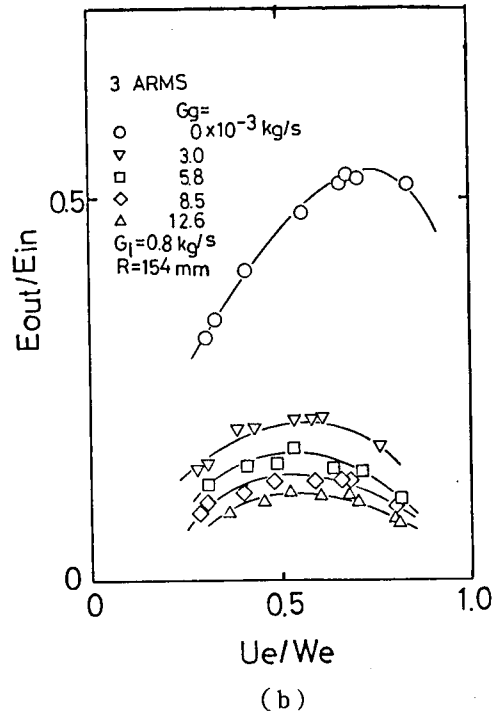
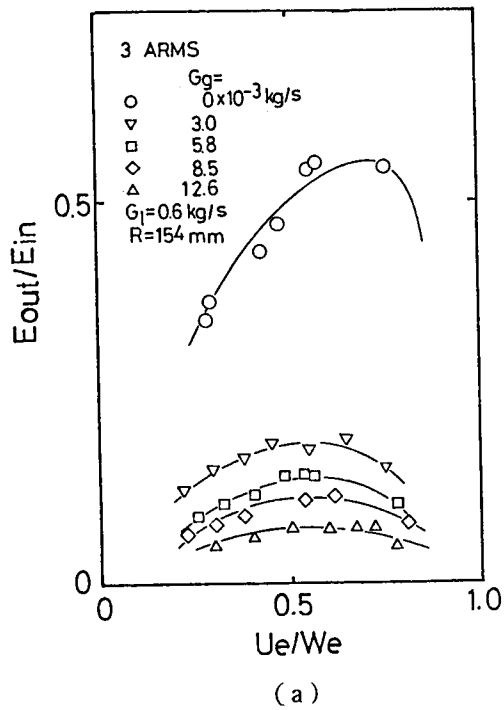


図 4-21 効率と速度比の関係

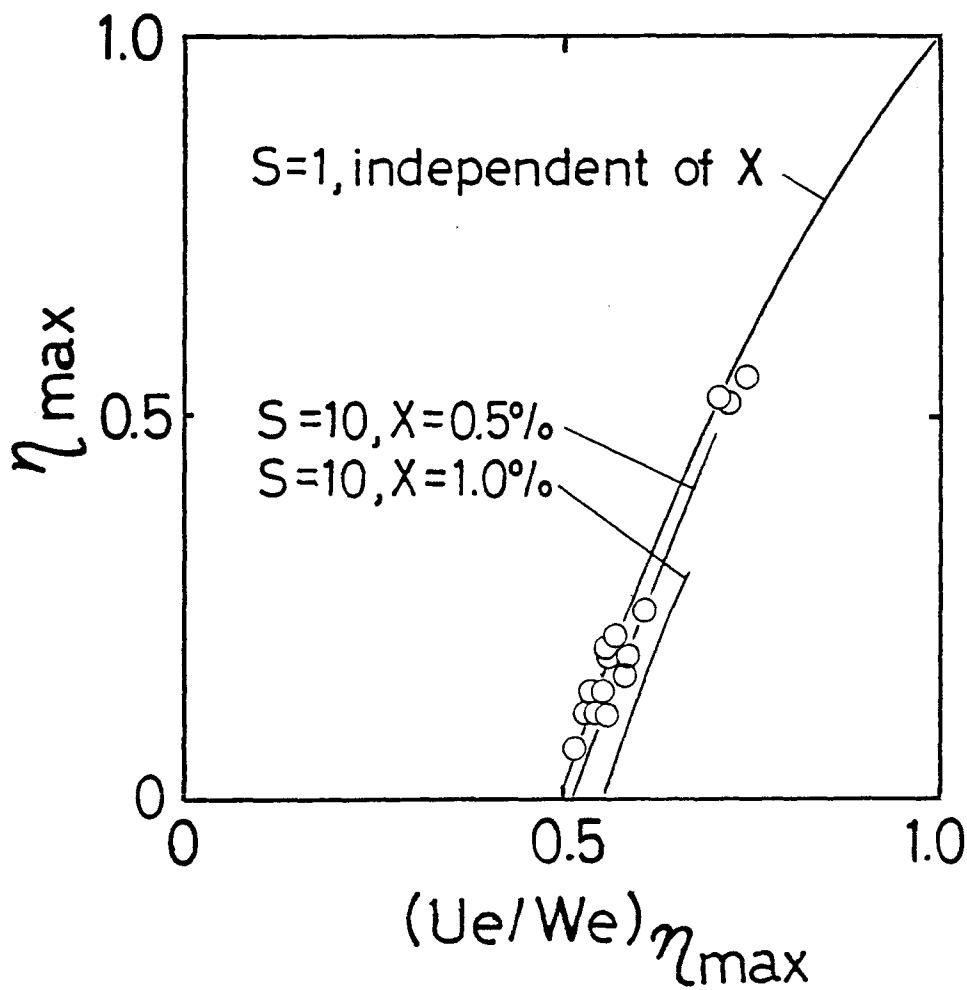
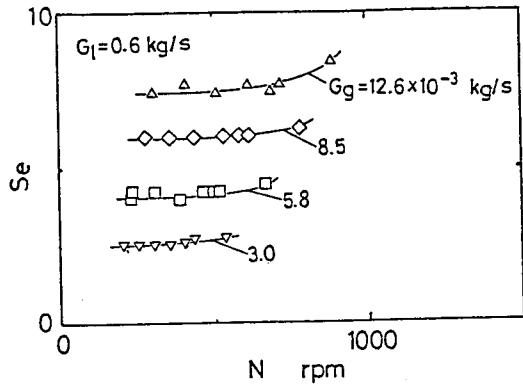
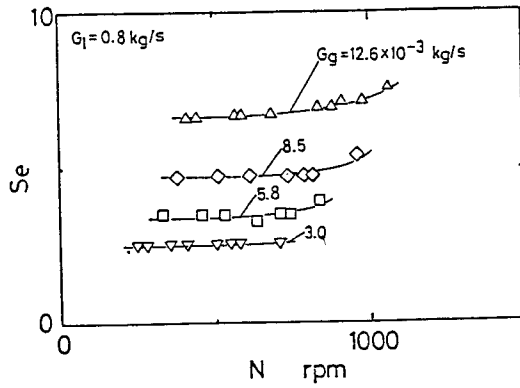


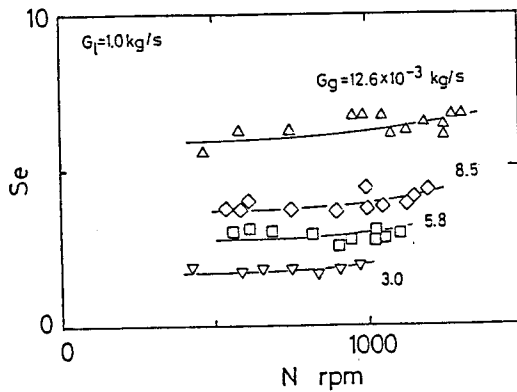
図 4-22 最高効率と最高効率を与える速度比の関係



(a)



(b)



(c)

図 4-23 スリップ比

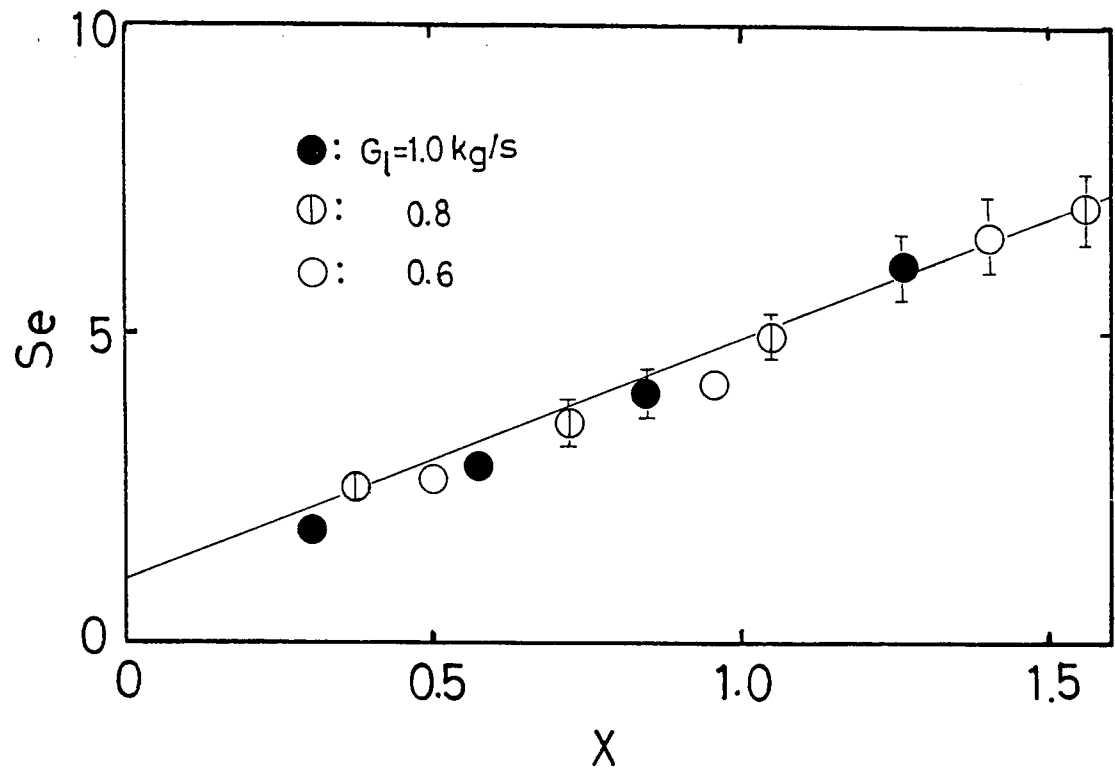
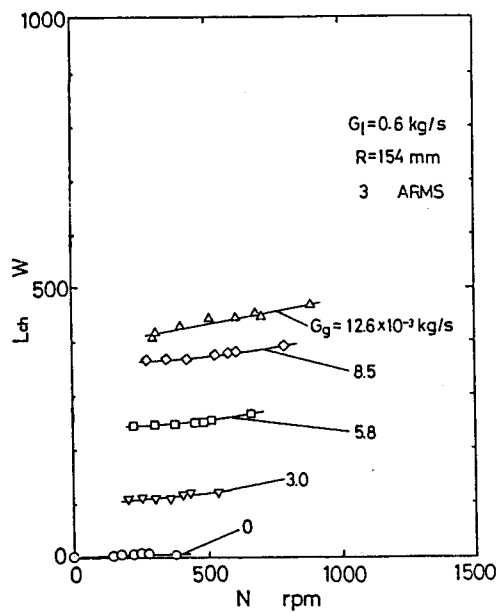
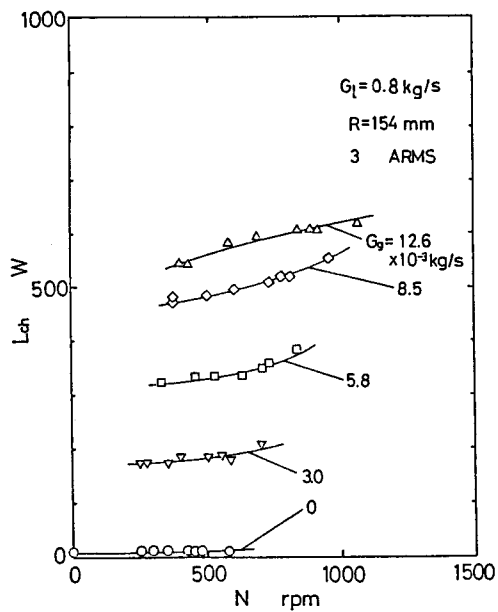


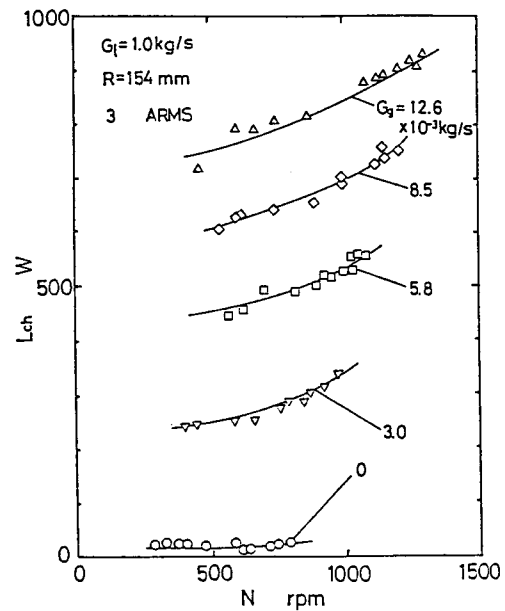
図4-24 スリップ比と乾き度の関係



(a)



(b)



(c)

图 4-25 流路内损失

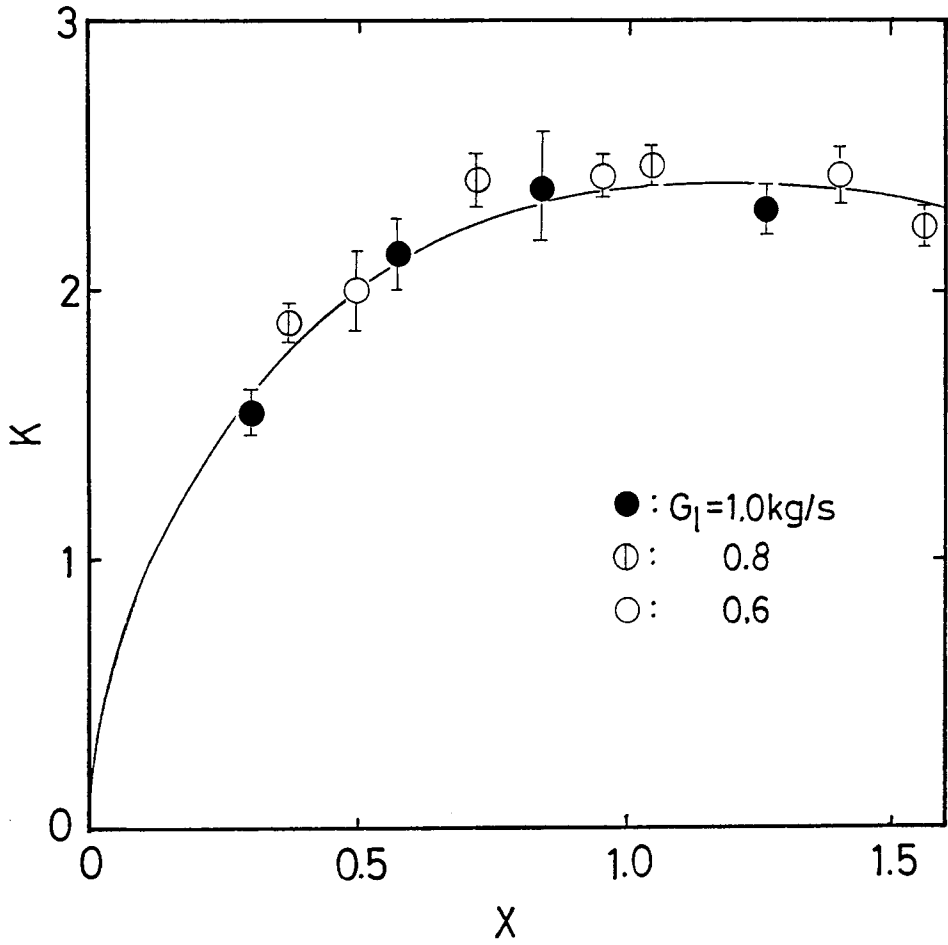
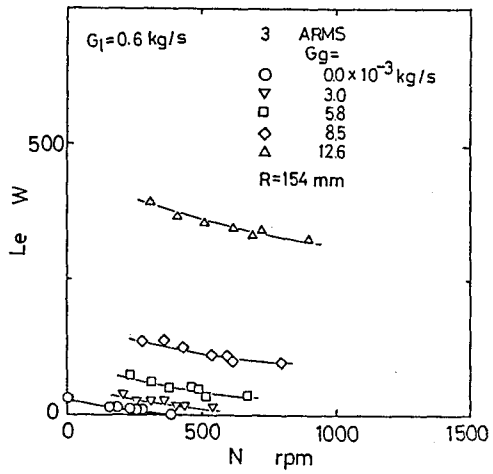
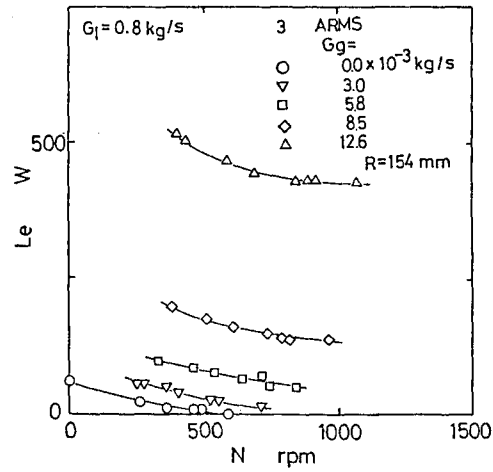


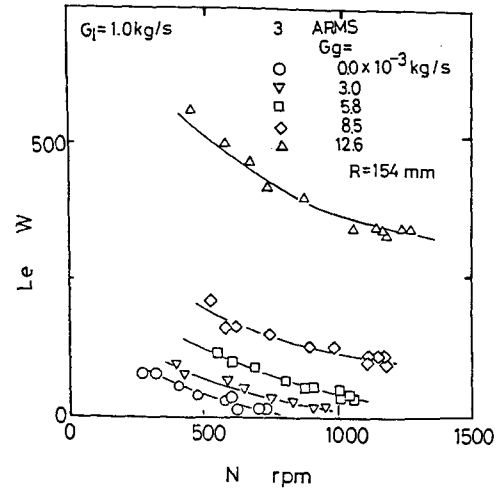
図4-26 損失係数 K の値



(a)



(b)



(c)

图 4-27 排气损失

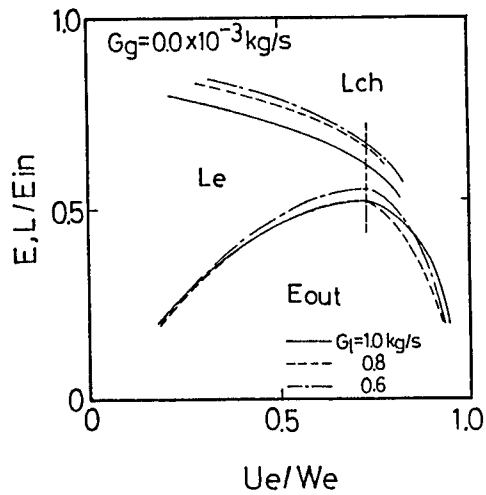


图 4-28 损失分析
(水单相流)

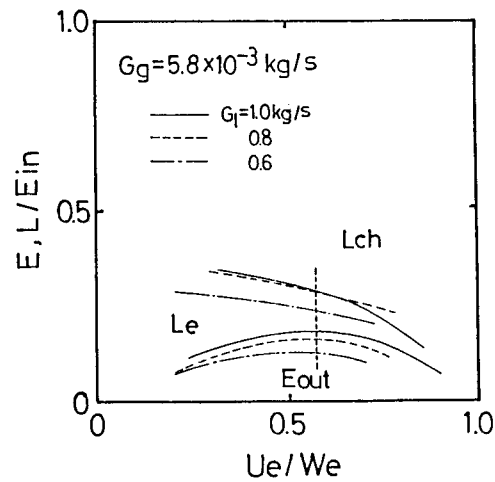


图 4-29 损失分析
(二相流)

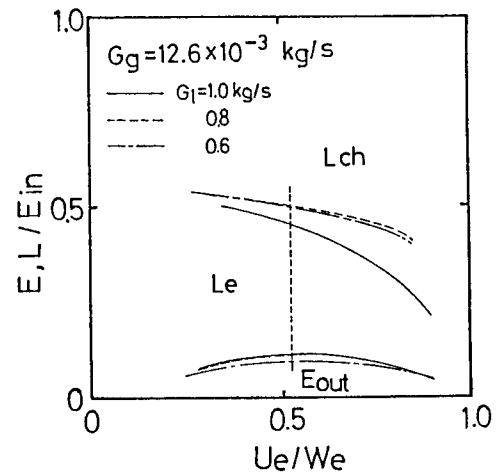


图 4-30 损失分析
(二相流)

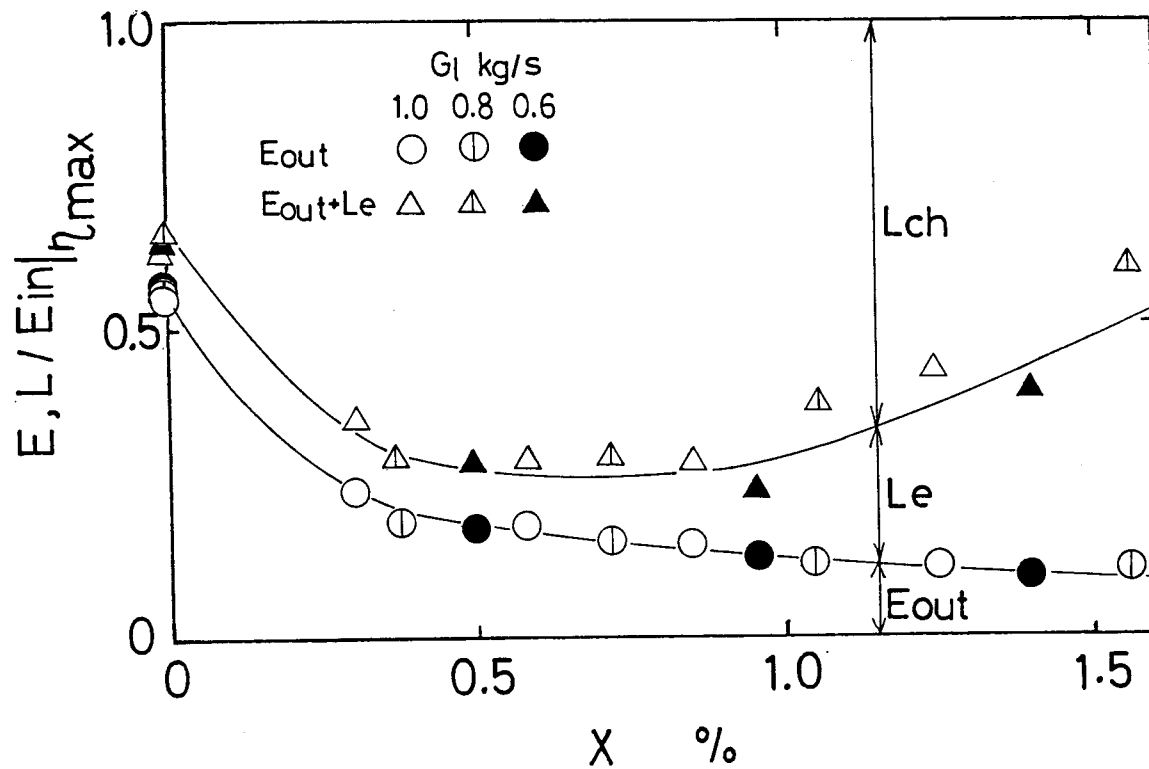


図4-31 損失分析 (乾き度の影響)

第5章 ヘロー型タービンに関する実験（その2. 翼形状とノズル本数の影響）

5-1 序 文

第4章では本研究で扱った供試タービンの内の代表的な1つを取りあげて、ヘロー型タービンの基礎的な性能特性、あるいは内部の流動状況について説明した。本章では、形状の効果をみるために設計した種々のヘロー型タービンに対する実験結果について、主にタービン形状と性能特性という点から述べる。

5-2 実験装置

実験装置はタービン本体を含むテスト部とテスト部に空気-水二相流を供給する二相流供給部とに分けられる。二相流供給部については第4章で述べた装置と同様であるので、ここでは説明を省略する。

テスト部は動力を発生するタービン本体と、タービン本体を支持するとともに発生動力を計測し吸収する負荷ユニットから成る。テスト部の構造が図5-1に示されている。負荷ユニットの構造および各部品作用は第4章で述べたとうりである。タービン本体⑥を交換する事によって種々の形状のタービンに対する実験を行なう事ができる。

次に本章で扱うタービン本体の形状について述べる。以下においては便宜上ヘロー型タービンをその構造によって2種に分類し、円板型およびアーム型と呼ぶことにする。アーム型に関しては第4章でも一部取扱った。図5-2に円板型のタービン本体が示されている。これらは基本的には内部に長方形流路を持つ透明アクリル製の円板であり、以下各々タービン④、⑤、⑥と称する。図中矢印で示す通路が二相流体の流れる部分である。まずタービン④はタービン中心からノズルに至る流路（アームパイプ）において流体の入口衝突損失をへらす目的で入口角を流体のアームパイプに対する相対速度の向きに近づけたものである。タ

タービン⑧は中心から半径方向にそのままの角度の流路をもつものである。タービン⑧のアームパイプ入口における速度線図は図 5-3 に示されるようであり、アームパイプへの相対流入速度は W_{in} である。しかし、アームパイプに流入後は流動方向はアームパイプの向きに一致するから、相対速度が W_{in} から $W_{a,p⑧}$ に変わる。この時の W の変動分である $\Delta W_{⑧} = W_{in} - W_{a,p⑧}$ がアームパイプ入口での衝突分速度となり、これによって次の形の衝突損失（単位質量流当り）が生じる。

$$L = \psi (|\Delta W|^2 / 2)$$

ノズル④はアームパイプの入口角をアームパイプに対する相対速度の向きに近づけて、すなわちアームパイプの向きを $W_{a,p④}$ として $|\Delta W_{④}| < |\Delta W_{⑧}|$ とする事により、損失 L を小さくする事を目的としている。一方、タービン③はアームパイプ壁と二相流体との摩擦損失をへらす目的で入口とノズルの間を広くしたものである。三つのノズルの合計出口面積 A_e は図 5-2 の図中に示す様に約 60 mm^2 と三者はほぼ同一の値をとる。

図 5-4 にアーム型のタービン本体が示されている。これはタービン中央の円筒状の空洞（内径 90 mm ，深さ 50 mm ）とノズルが円形流路で結ばれた構造となっている。円筒状の空洞を内蔵するタービン胴体はアクリル製で、アームパイプ結合部が 6 箇所設けられている。アーム型タービンは、アームパイプの本数、ノズル回転半径を変えた実験を目的としてこのような構造とした。又、先に円板型タービンについて説明したアームパイプ入口での衝突損失を減らす目的で、アームパイプが接線方向に取り付けられる構造となっている。アームパイプは内径 13 mm の塩ビ管製で、本数は 2、3 あるいは 6 本、長さ（以下、ノズルの回転半径で示す）は 123、154 あるいは 224 mm の各 3 種である。ノズルとアームパイプは 90° ベンドによって結ばれている。アームパイプの

本数を変える時は図 5-4 の図中に示す様に同時に個々のノズルの径も変えて、ノズル出口面積の合計 A_e をほぼ一定 (約 60 mm^2) に保った。

5-3 実験方法と実験条件

実験方法は第 4 章に示した方法と同様である。すなわち、タービンを固定した状態で空気および水流量 G_g 、 G_l を所定の値に設定した後、負荷を変えて発生トルクと回転数の関係を求めた。これより発生動力を算出し、さらにタービン入口の圧力を測定しタービンに流入するエネルギーを評価して効率を求めた。なお、ここでも第 4 章で述べたように、負荷発電機に吸収されるエネルギーに機械損失を加えてタービン発生動力 E_{out} を求める。

実験範囲は流量については、円板型に対しては $G_l = 0.6 \sim 1.2 \text{ kg/s}$ 、 $G_g = 0 \sim 12.4 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 、アーム型に対しては $G_l = 0.6 \sim 1.0 \text{ kg/s}$ 、 $G_g = 0 \sim 12.4 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ である (表 5-1 参照)。アーム型におけるアームパイプの長さはノズルの回転半径 $R = 123, 154, 224 \text{ mm}$ 、本数は 2, 3, 6 本である。タービンの種類と G_l の組み合わせは表 5-1 に示されている。

5-4 翼形状の流動状況および性能特性におよぼす影響 (円板型タービンによる実験)

5-4-1 流動状況

円板型タービンは透明アクリル製で内部の活動状況が観察できるようになっている。ストロボスコープによる目視観察と写真撮影によりタービン翼内の流動状況の観察を行った。各タービンの流動状況の例を図 5-5 (a)~(c) に示す。紙面に垂直に流入した二相流は半径方向に流れを変え、ノズルから周方向に大気中に噴出していく。まず、タービン①では図(a)に示すように流路の半径方向部分 (アームパイプ) では空気をほとんど含まない水の層 A と水と空気が混合して流れる層 C が分離している。さらにアームパイプのタービン外周寄りの部分には、空気の

みの層Bも見られる。一方、周方向に流れる出口付近では水が遠心力で外側に追いやられることにより水と空気が再混合して流路内全体が先に述べた層Cの状態となる。これは本実験の範囲内では水流量あるいは空気流量を変えても同様の状況をとる。

タービン⑧では図(b)に示すように流路の半径方向部分では空気をほとんど含まない水の層Aと空気みの層Bが分離している。一方、周方向に流れる出口付近では、タービン④におけると同様、水が空気と再混合してノズルから噴出していくことになる。

以上のようにタービン④内の流動状況とタービン⑧内の流動状況は、アームパイプ内で水と空気の分離が生じるという点でほぼ同様である。ただし、アームパイプへの入口角を、流体の回転する流路に対する相対速度の向きに近づけたタービン④の方が、アームパイプでの分離が緩和される傾向が見られる。

次に、図(c)に示されるタービン⑨では翼内の空洞の中突部(図中のD部)には気泡はほとんど見られず、周辺部(図中のE部)に多くの気泡が見られる。すなわちタービン入口から半径方向へ急転回した水と空気は、紙面に垂直な方向で分離し、画面の手前側に水の層、向こう側に空気の層が生じ、これらが周辺部で再び混合し、多くの気泡を形成してノズルから噴出していくものと推定される。以上のような流路内での水と空気の分離、混合はタービン性能上好ましくない。以上の実験結果には、(i)タービン内での流動方向の急変は分離を促進する。(ii)タービン内に広い流路を設ける事は壁面での摩擦損失は減少させるけれども二相の分離を促進する可能性がある、という傾向が見られる。タービン内流路の形状を決定する場合には、以上の点に注意すべきであることが明らかとなった。

5-4-2 出力特性

水流量 $G_L = 1.0 \text{ kg/s}$ 一定に対して空気流量を変化させた時の出力と回転数の関係が、タービン④、⑧、⑨のそれぞれに対して図 5-6 (a), (b), (c) に示さ

れている。いずれもある回転数で出力の極大値（ $E_{out,max}$ と記す）をとる上に凸の放物線形状を示す。この傾向は第4章で示した基本特性の場合と同様である。この最大出力 $E_{out,max}$ と空気流量 G_g との関係が水流量 G_l 一定に対して図5-7に示されている。いずれも G_g に比例して $E_{out,max}$ が増大する事、また、同一流量に対する $E_{out,max}$ にはタービン①、②、③において差は見られず、ほぼ同一の値をとる事がわかる。すなわち本研究で試作した円板型タービンについては、翼形状の出力特性に対する顕著な影響は見られなかった。

5-4-3 効率特性

図5-8(a), (b), (c)に節4-4-2の式(4-4-3)から求めたタービン効率 η と回転数の関係を $G_l = 1.0 \text{ kg/s}$ に対して示す。いずれのタービンも回転数に対して極大値（ η_{max} と記す）をとる類似の効率特性を持つ。図5-9に効率 η と速度比 U_e/W_e の関係を示す。ここでは4-4-3節で述べたように W_e は次式で定義されている。

$$W_e = (G_l + G_g) / (A_e \rho_{me})$$

ただし、 ρ_{me} は平均密度であり、次式より求めた。 α_e はタービン出口部でのポイド率である。

$$\rho_{me} = (1 - \alpha_e) \rho_{le} + \alpha_e \rho_{ge}$$

図に示されるようにタービン①、②、③はほぼ同一の $\eta - U_e/W_e$ 特性を持つ。図5-10には、最高効率 η_{max} と乾き度 x の関係が示されている。円板型タービンの η_{max} はいずれもほぼ同一の $\eta_{max} - x$ 特性で表わされる。以上のような円板型タービンについては、アームパイプ入口での衝突損失の低減を目的として入口角と流入相対速度の関係を考慮した翼形状、摩擦損失の低減を目的としてタービン入口とノズル入口を空洞で結んだノズル形状について検討したが、性能特性に顕著な優劣は見られなかった。これらのタービンはいずれも2次元形状の流路

を持ち、流路の厚さはいずれも 6 mm と小さく、壁面摩擦の影響が支配的であった事によると考えられる。

図 5-10 にはまた、第 4 章でも一部扱ったアーム型タービンの $\eta_{\max} - x$ 関係が破線で示されている。アーム型タービンの効率特性は円板型タービンに比べて、わずかではあるが改善されている。この事は、タービン内流路の形状を改善する事によってタービン性能が向上する可能性がある事、およびヘロー型タービンの流路形状は 3 次元的に考察しなければならない事、を示していると考えられる。

5-5 ノズル本数およびノズルの回転半径の性能特性におよぼす影響（アーム型タービンによる実験）

5-5-1 出力特性

図 5-11 (a), (b), (c) にアーム本数およびアーム半径を変えた場合の出力と回転数の関係を示す。まず (a) はノズル回転半径 $R = 154 \text{ mm}$ 、(b) は $R = 123 \text{ mm}$ 、(c) は $R = 224 \text{ mm}$ の場合である。いずれもこれまで述べたと同様に、出力は回転数の増大とともに最初増大し、極大値を示した後、減少していく。図 (a) に示されるように、出力特性はアームパイプの本数には関係せず、アームパイプの長さが同じであればほぼ同様である。アームパイプの長さが異なる場合、最大出力を与える回転数 $N_{E_{\max}}$ は異なるが、最大出力 $E_{\text{out}, \max}$ はほぼ等しい。図 5-12 に示されるように最大出力を与える回転数 $N_{E_{\max}}$ はノズルの回転半径 R にほぼ反比例することになる。第 4 章の節 4-4-3 で示したように、 G_g, G_l, W_{ge}, W_{le} が一定であれば出力は次式のように周速度 U_e だけの関数となるから、 $E_{\text{out}, \max}$ を与える U_e は一定、すなわち $U_e = 2\pi NR/60$ から $N_{E_{\max}} \propto R^{-1}$ となる理由による。

$$E_{\text{out}} = G_g (W_{ge} - U_e) U_e + G_l (W_{le} - U_e) U_e \quad (5-1)$$

図 5-13 には、出力 E_{out} と周速度 U_e の関係が示されている。アームパイプの長さにかかわらず、同一流量に対して E_{out} と U_e はほぼ同様の関係をとる事がわかる。節 5-2 で述べたように、ここではノズル出口面積の合計 A_e は一定であるから、同一流量に対するノズル出口での単位面積当りの流量は等しい。従って同一流量の場合各相のノズル出口流速 W_g , W_l が同一となり、式 (5-1) の関係より E_{out} は周速度 U_e でまとめられると理解される。

5-5-2 効率特性

図 5-14 に効率 η と回転数の関係を示す (η については第 4 章 4-4-2 節参照)。効率も出力特性の場合と同様、回転数に対して極大値をとる。図に示されるようにアームパイプの長さが同じであればアームパイプの本数によらず効率特性はほぼ同様である。アームパイプの長さが異なる場合、最高効率 η_{max} を与える回転数 $N_{\eta_{max}}$ の値は異なるが、最高効率値はほぼ等しい。図 5-15 に示されるように、同一流量に対しては、 $N_{\eta_{max}} R = \text{const}$ の関係が見られる。図 5-16 には効率 η と速度比 U_e/W_e の関係が示されている。アームパイプの本数および長さによらず効率と速度比はほぼ同様の関係をとる。最高効率 η_{max} と乾き度 x の関係が図 5-17 に示されている。本研究で扱ったアーム型タービンについては、 η_{max} は乾き度のみによりほぼ決定される事がわかる。

以上より、アームパイプの長さ、すなわちノズルの回転半径はタービンの最高効率にはほとんど影響を与えず、最高効率を与える回転数のみに影響を与える事がわかる。

以上の実験結果によって次の事が明らかとなった。すなわち、ヘロー型タービンには、性能を低下させる事なく最適回転数を任意の値に選んで設計できる可能性がある事、また、流路内の損失については、流動の方向が変わるアームパイプ入口およびノズル前のベンド、および流体が絞られるノズルでの損失が支配的で、このような部分の流路形状に十分な検討を加える必要がある事が明らかとなった。

5-6 結 言

形状の異なる種々のヘロー型タービンについて、空気-水二相流を用いた実験により出力特性および効率特性を明らかにするとともに、一部のタービンについては内部流動状況の観察を行って、次の結論を得た。

(1) タービン内流路での流動の方向の急変は気液両相の分離を促進する傾向を持ち、好ましくない。

(2) タービン内流路形状を改良する事によってタービン性能を向上させ得る場合がある。ただし、流路形状については三次元的考察が必要である。

(3) ヘロー型タービンはノズルの回転半径を変える事によって最適回転数を使用目的に適合させる事が可能である。

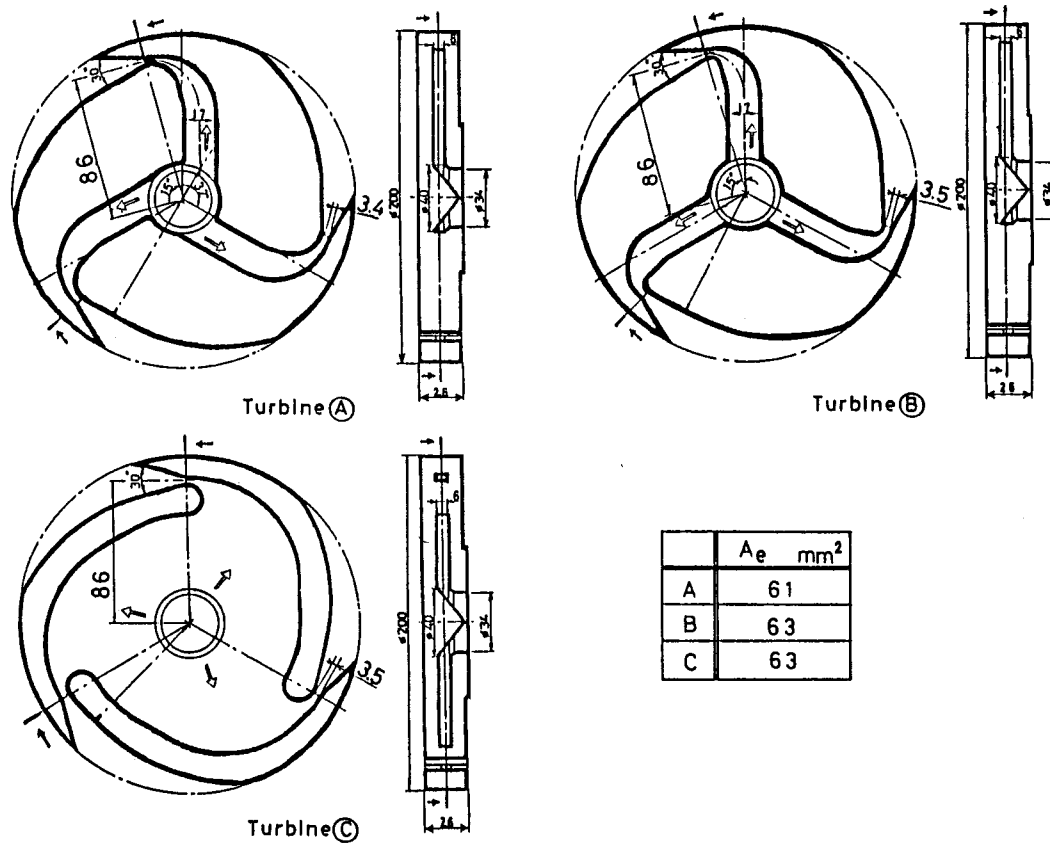
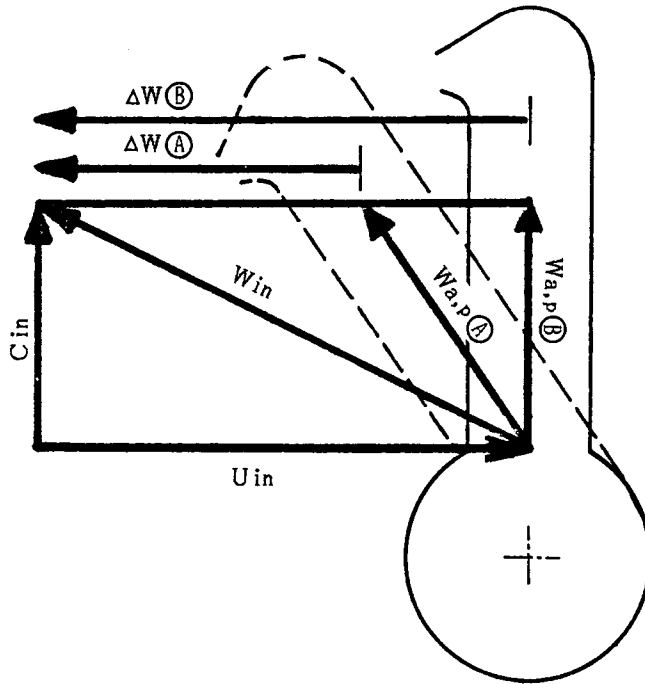


図 5-2 タービン本体 (円板型)



- W_{in} : アームパイプ入口における相対速度
- C_{in} : アームパイプ入口における絶対速度
- U_{in} : アームパイプ入口における周速度
- $W_{a,p(A)}$: アームパイプの取り付け方向(タービン (A))
- $W_{a,p(B)}$: アームパイプの取り付け方向(タービン (B))
- $\Delta W(A)$: アームパイプ入口での衝突分速度(タービン (A))
- $\Delta W(B)$: アームパイプ入口での衝突分速度(タービン (B))

図 5-3 アームパイプ入口における速度線図

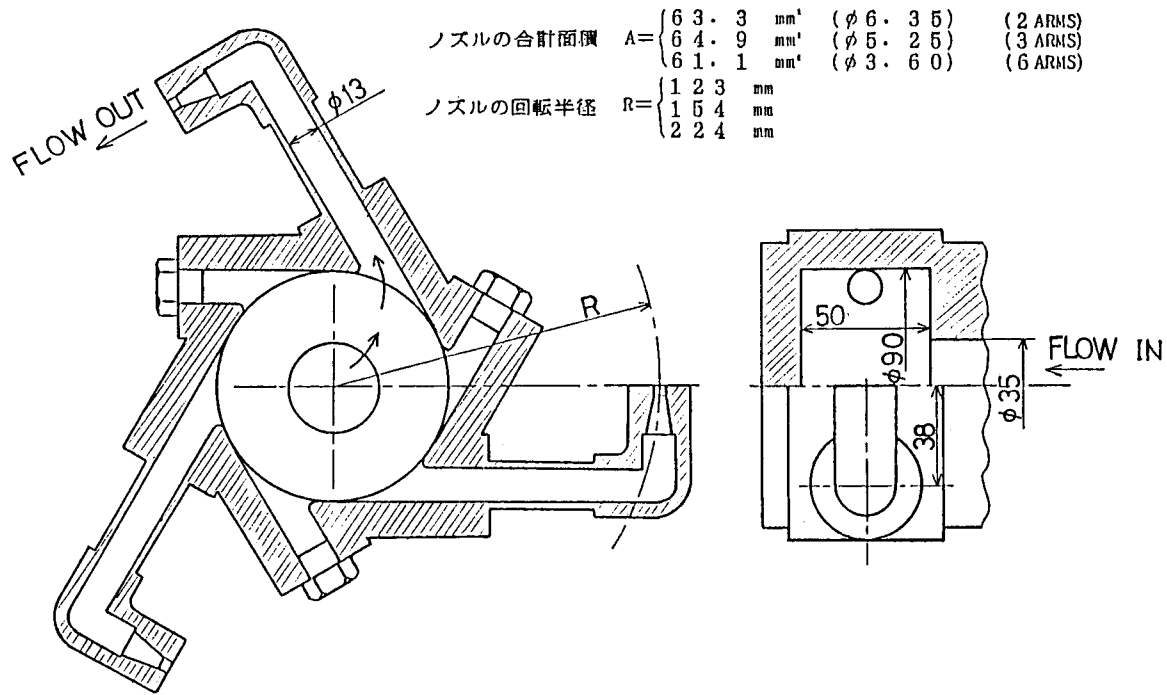


図 5-4 タービン本体 (アーム型)

表5-1 実験条件

		R = 86	R = 123	R = 154	R = 224
Disk - type	turbineⒶ	*	-	-	-
	turbineⒷ	****	-	-	-
	turbineⒸ	*	-	-	-
Arm - type	2arms	-	-	**	-
	3arms	-	*	***	*
	6arms	-	-	*	-

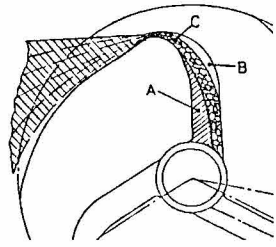
**** : $G_l = 1.2, 1.0, 0.8, 0.6$

*** : $G_l = 1.0, 0.8, 0.6$

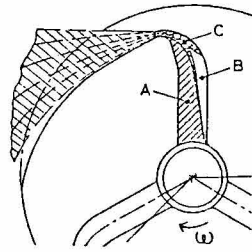
** : $G_l = 1.0, 0.8$

* : $G_l = 1.0$

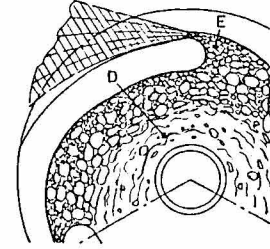
(R : mm , G_l : kg/s)



(a) Turbine ㉠



(b) Turbine ㉡



(c) Turbine ㉢

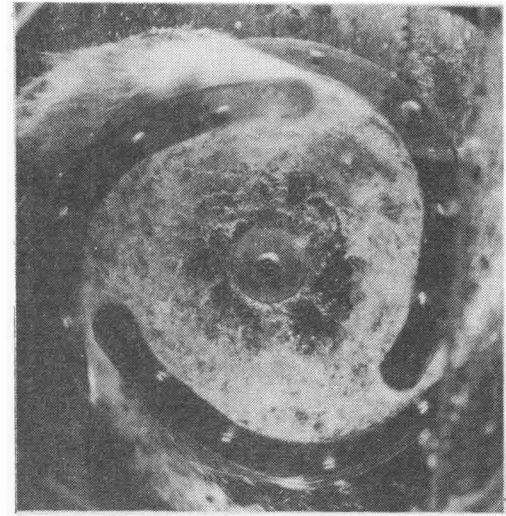
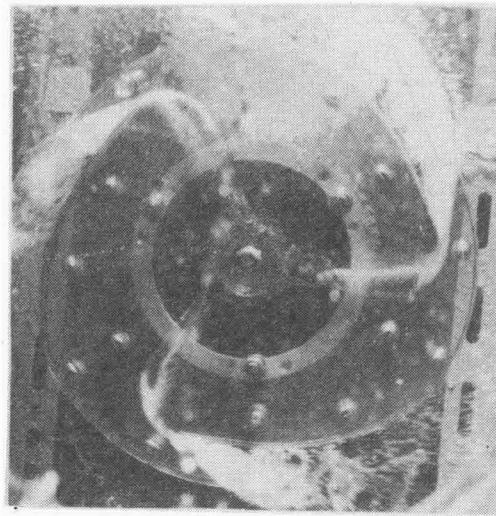
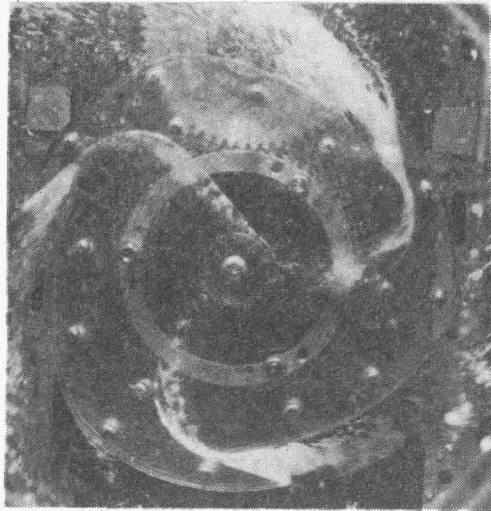
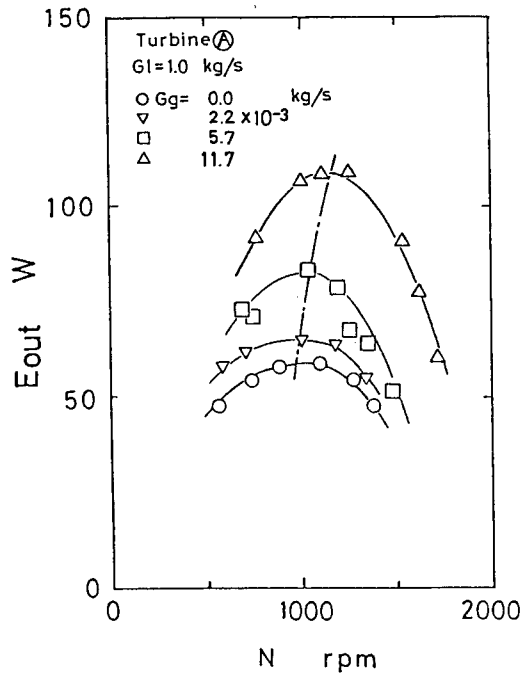
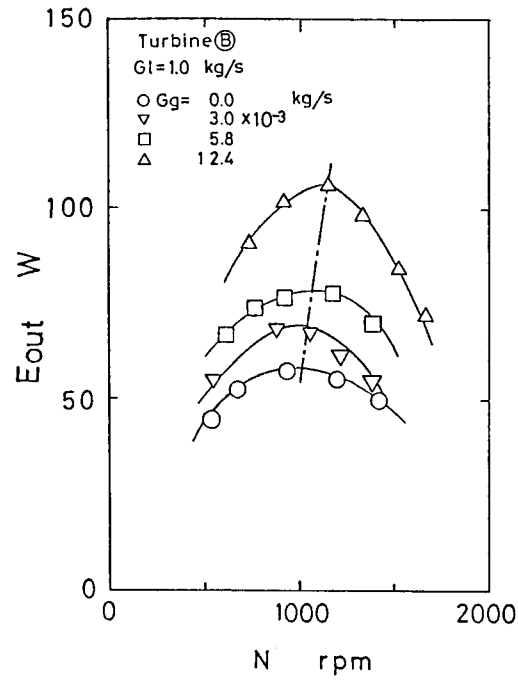


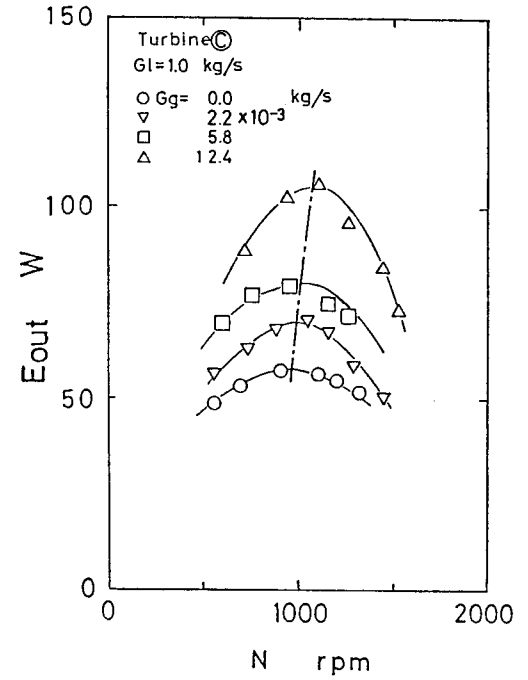
图 5-5 流动状况



(a)



(b)



(c)

図 5-6 出力と回転数の関係

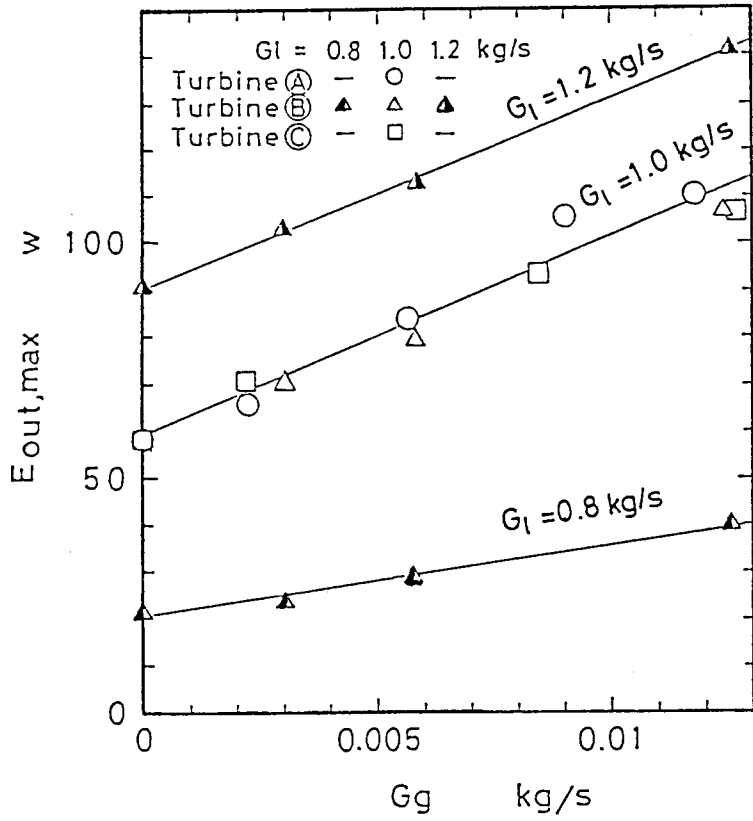
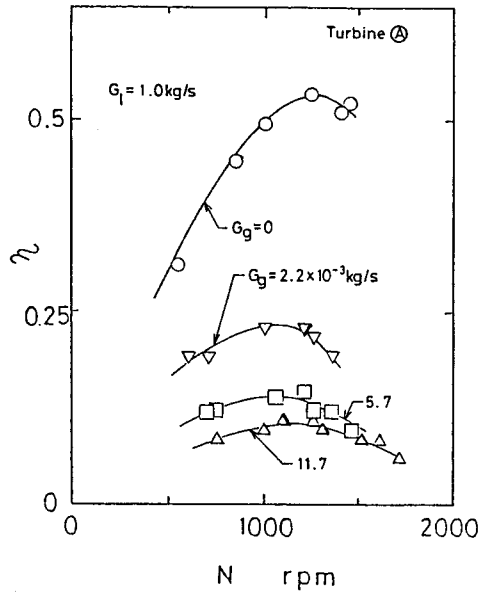
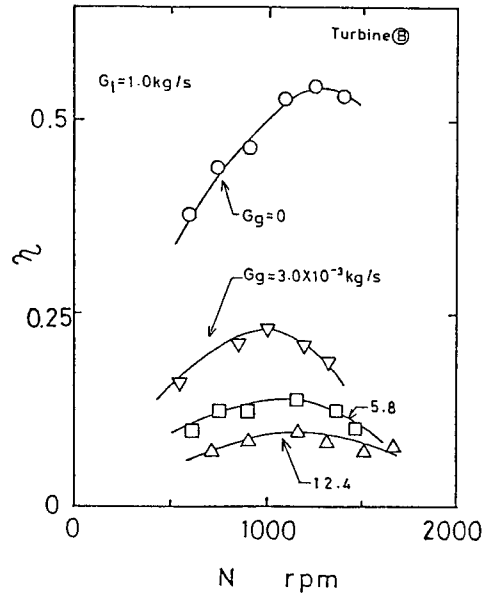


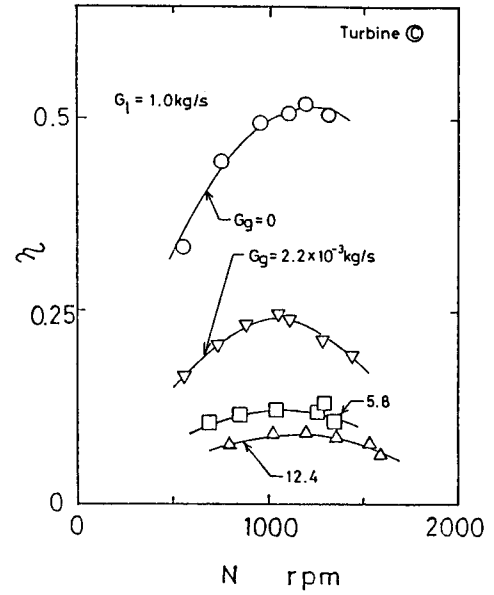
図 5-7 最大出力と空気流量の関係



(a)



(b)



(c)

図 5-8 効率と回転数の関係

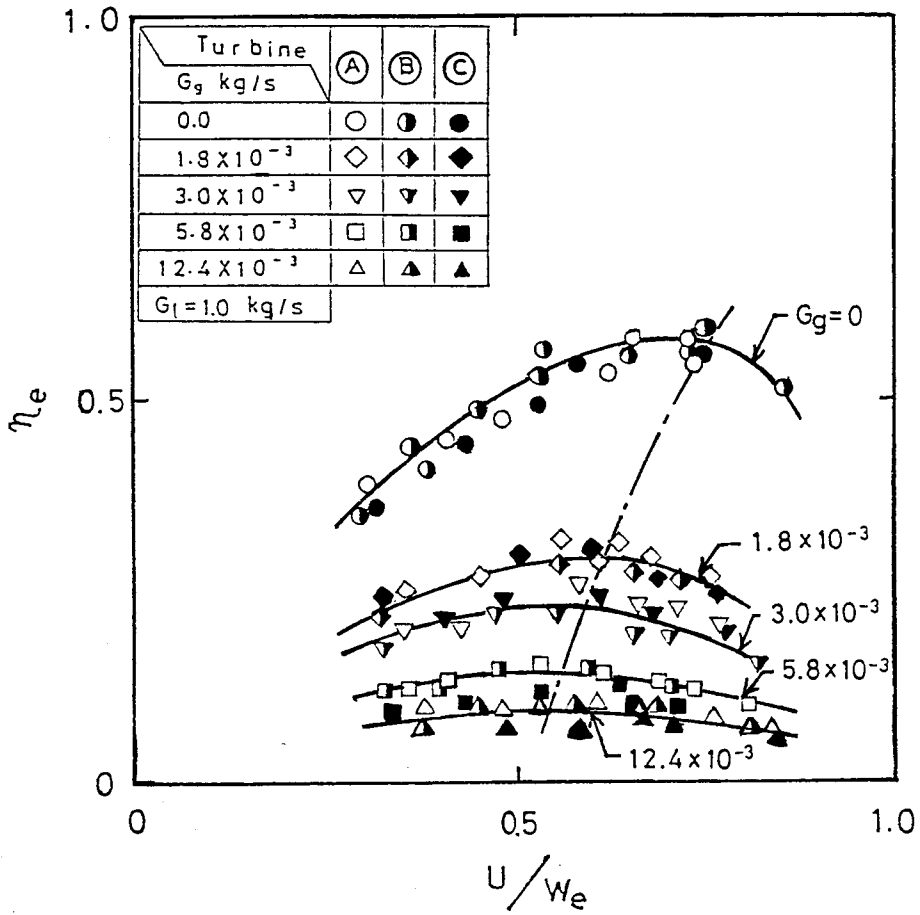


図 5-9 効率と速度比の関係

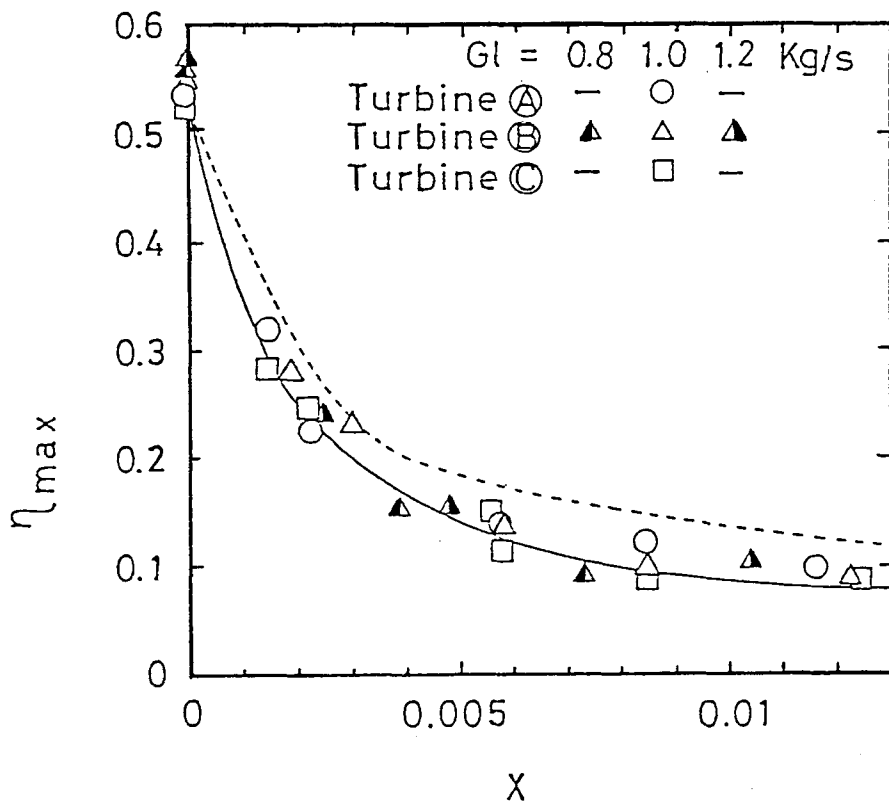
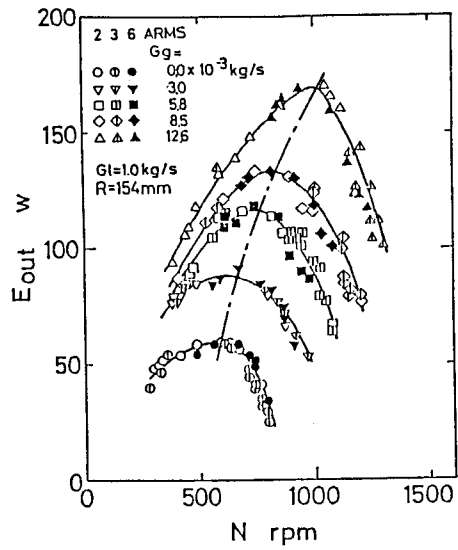
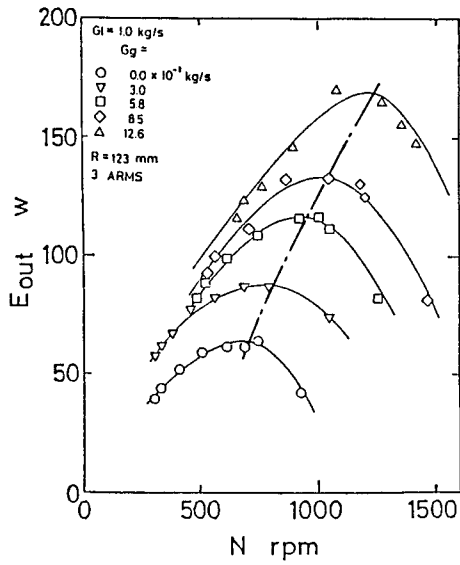


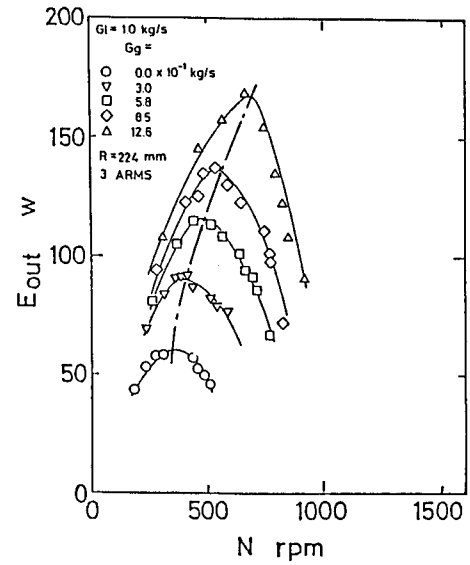
図 5-10 最高効率と乾き度の関係



(a)



(b)



(c)

図 5-11 出力と回転数の関係

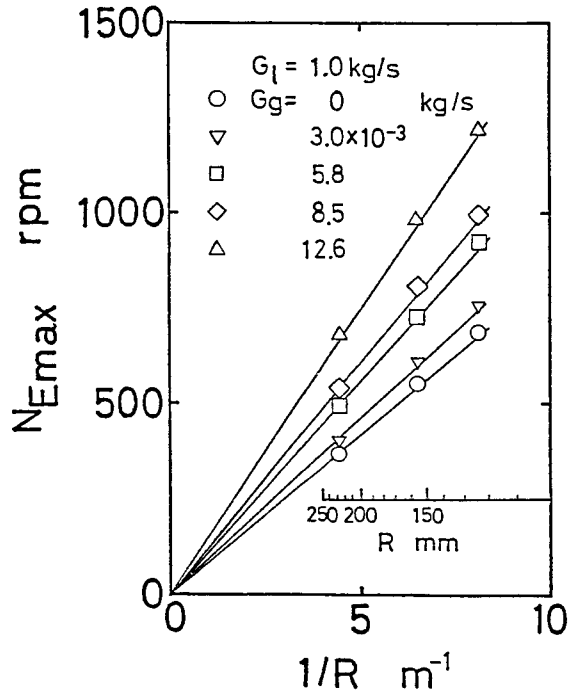


図 5-12 最大出力を与える回転数

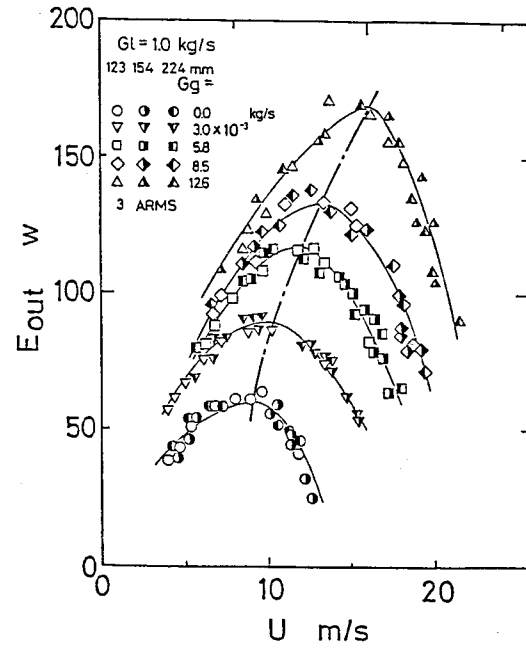
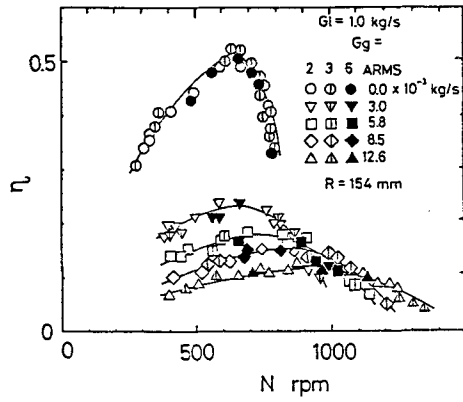
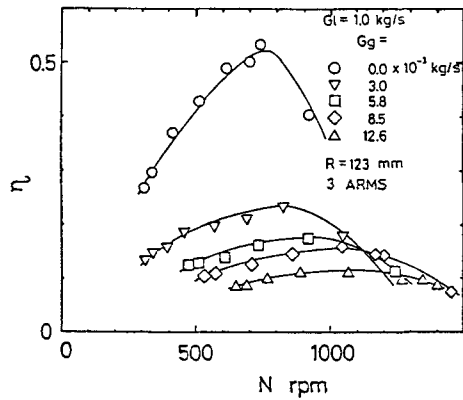


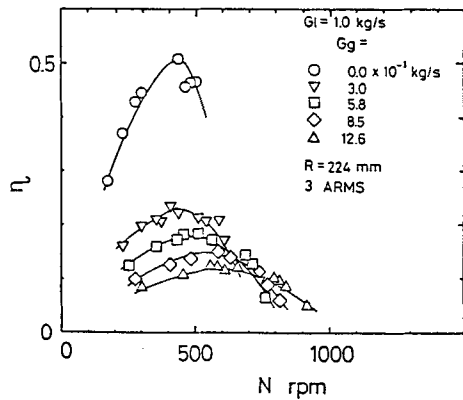
図 5-13 出力と周速度の関係



(a)



(b)



(c)

図 5-14 効率と回転数の関係

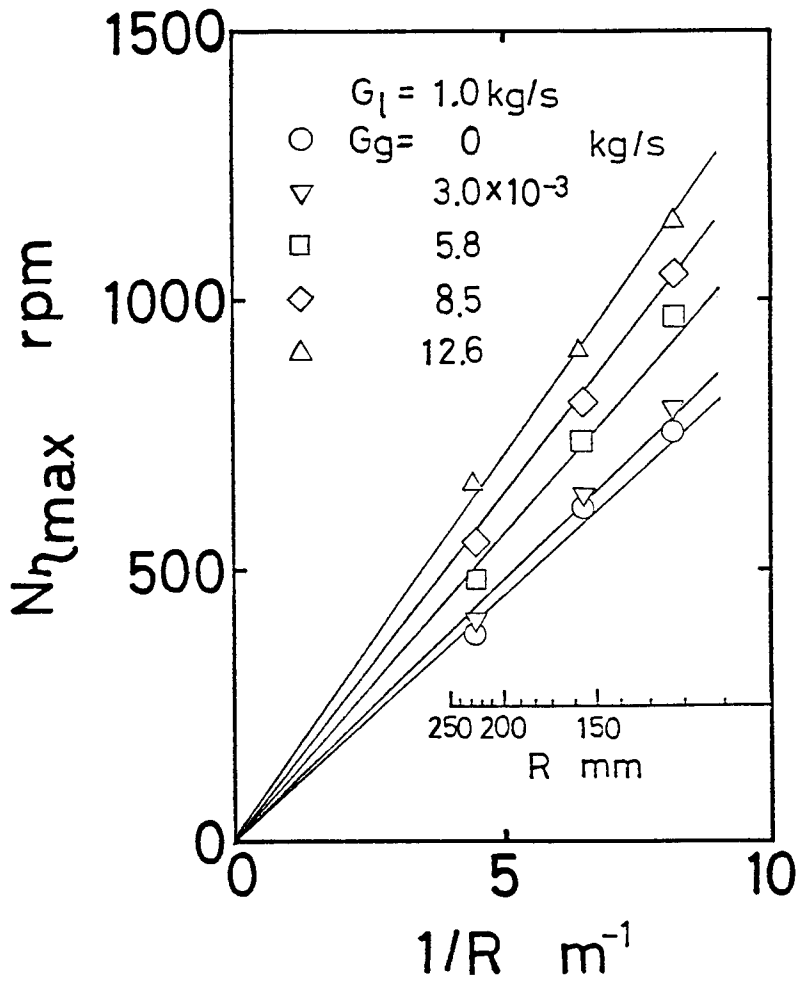


図 5-15 最高効率を与える回転数

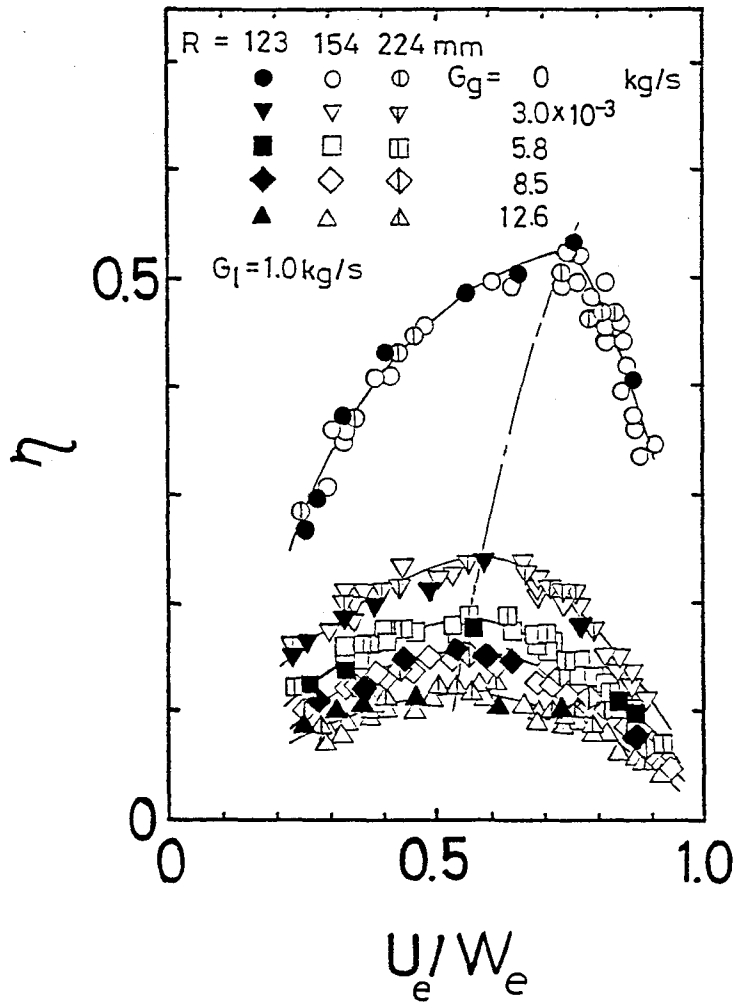


図 5-16 効率と速度比の関係

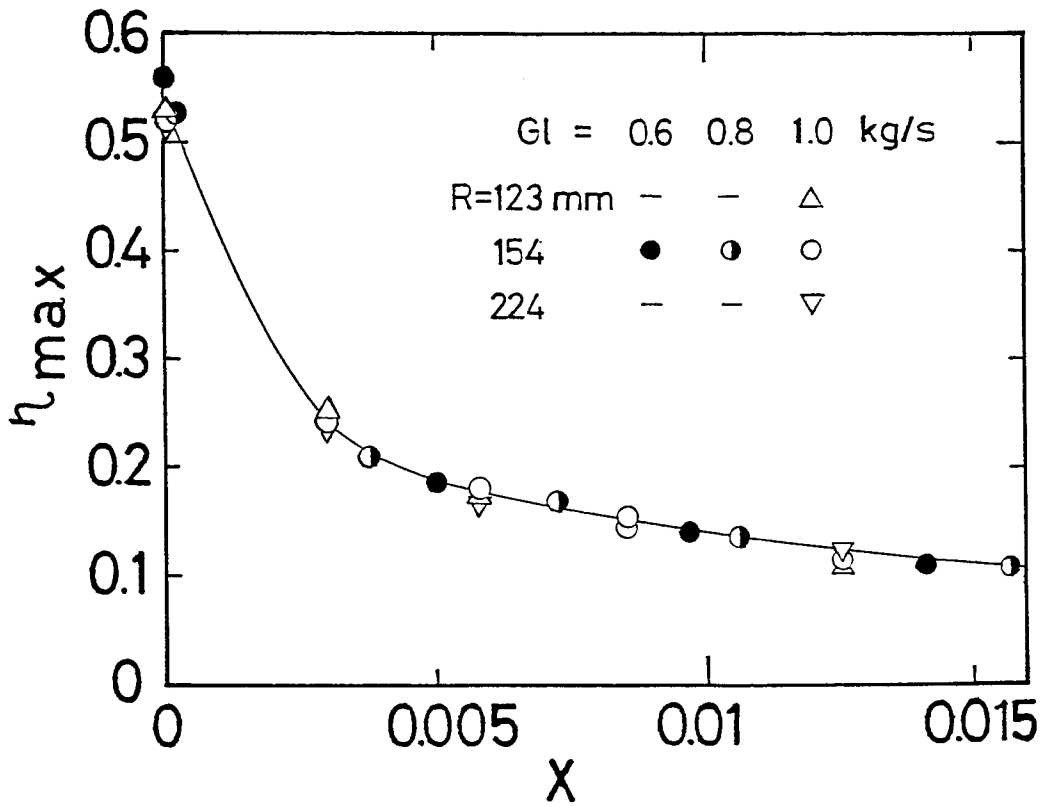


図 5-17 最高効率と乾き度の関係

第6章 結 論

本研究は、地熱資源や工場排熱の有効利用を目的とするトータルフローシステムに用いられる二相膨張機の内、ターボ型に属し純反動力を利用するヘロー型タービンを対象にして、その出力特性、効率特性などの基本的性能特性を明らかにするために理論的および実験的考察を行なったものである。第2章、第3章では解析を行なうための基礎式を導出すると共に、タービン内流路の損失特性およびノズル出口部でのスリップ比の効率特性に対する影響を明らかにした。続く第4章、第5章では、空気-水二相流による試験結果を示し、出力特性、効率特性、各種損失の特性を明らかにした後、寸法形状の影響、内部流路における流動状況を示した。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. 二速度モデルに基づいて、静止座標系における二相流の一次元エネルギー式〔3-2-1節の式(3-11)〕、および回転座標系における二相流の一次元エネルギー式〔3-2-2節の式(3-22)〕を明らかにした。
2. ヘロー型タービンの効率特性を支配する因子である流路内損失とノズル出口部のスリップ比の影響に対して、二速度モデルに基づく解析モデルにより考察を加え、これにより両者の効率に及ぼす影響を定量的に一般化して表わした。その結果は3-3-2節の図3-5、図3-6、および3-3-3節の図3-8、図3-9に示されるように、流路内損失およびノズル出口のスリップ比の増大は、いずれもタービン効率の低下につながる事を定量的に示している。
3. 二相流ヘロー型タービンの基礎的研究として、空気-水二相流を用いた実験を行ない、次の結論を得た。
 - (1) 水流量一定のもとで空気流量を増大すると出力は空気流量にほぼ比例して増大するが効率は低下する。(4-5-1節、図4-16および4-5-2節、

図 4-20 参照)

- (2) タービン内の各種損失の分析により，流路内損失が二相流の場合に単相流の場合よりも非常に大きい事を明らかにした。(4-6-2 節参照)
- (3) タービン内流路での流動の方向の急変は気液両相の分離を促進する傾向を持ち，好ましくない。(5-4-1 節参照)
- (4) タービン内流路形状を改良する事によってタービン性能を向上させ得る場合がある。ただし，流路形状については三次元的考察が必要である。
(5-4-3 節参照)
- (5) ヘロー型タービンの効率特性は，ノズルの周速度 U に支配される。従って， $U = R \omega$ (R : ノズルの回転半径， ω : タービンの回転角速度) の関係より同一の最適周速度に対して R を変える事によって任意の角速度 ω を選ぶ事ができる。すなわち，ヘロー型タービンはノズルの回転半径を変える事によって最適回転数を使用目的に適合させる事が可能である。

参 考 文 献

- (1) Comfort, W. J., "The design and evaluation of a two-phase turbine for low quality steam-water mixtures", Lawrence Livermore Laboratory, Report, UCRL-52281 (1977).
- (2) 佐藤, 垣原, 野村, 「低クオリティ二相流用軸流タービンの研究(回転翼列の性能)」, 機講論No 840-5 (1984) p.99
- (3) 竹永, 福田, 「熱水タービンの開発と運転実績」, 混相流シンポジウム講演論文集, (1983-12), p.3
- (4) House, P. A., UCLD, 17902 (1978), 1.
- (5) Austin, A. L. and House, P. A., "New concepts for conversion of the energy contained in low to medium temperature liquids with emphasis on geothermal applications", Lawrence Livermore Laboratory, Report, UCRL-52583 (1978).
- (6) Cerini, D. and Hughes, E., "Field tests of the biphasic geothermal rotary-separator turbine", Trans Geotherm Resour, Counc., 5, (1981), 401-404.
- (7) Hays, L. and Cerini, D. J., "Field tests of the biphasic geothermal rotary-separator turbine", US DOE Report, EPRI-AP-2098 (1981), 5B, 1-5B, 4.
- (8) Hays, L., "Biphase turbine for marine propulsion", Pap Am Inst Aeronaut Astronaut, AIAA-81-1604, (1981), 6
- (9) Studhalter, W. R., "Applications of the biphasic turbine to black liquor evaporation", AIChE Symp. Ser., 77-207, (1981), 57-64.
- (10) Steidel, R. and Weiss, H., "Performance test of a bladeless turbine for geothermal applications", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCID-17068, (1976).
- (11) House P.A., "Helical-rotor expander applications for geothermal energy conversion", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-52043, (1976).

- (12) Steidel, Jr., R. F., Weiss, H. and Flower, J. E., "Performance characteristics of the lysholm engine as tested for geothermal power applications in the Imperial Valley", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-08151, (1977).
- (13) Steidel, Weiss and Flower, Trans. ASME, J. of engineering for power, 104, (1982 - Jan.), 231.
- (14) 土方, 森, 機論, 48-425, B, (1982), 160 p.
- (15) Iwasaki, E. and Hirata, M., "A study on two-phase, two-component stirling engine", Proc. Intersoc. Energy Convers Eng. Conf., 17-5, (1982), 2169-2173.
- (16) Tardiff, G. E., Ed., "LLL total flow geothermal program: Summary of two-phase nozzle tests for scale control and materials performance", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-80755, (1978).
- (17) Goldberg, A. and Kershaw, R. P., "Evaluation of materials exposed to high-velocity, high-salinity, highly mineralized geothermal brine", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-80755, (1978).
- (18) Moore and Sieverding, "Two-phase steam flow in turbines and separators", Hemisphere Pub. Co., (1976).
- (19) Alger, T. W., "The performance of two-phase nozzles for total-flow geothermal impulse turbines", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-76417, (1975).
- (20) Hokenson, G., "Optimal two-phase-flow nozzle configurations at large volume ratios", AIAA J., 19-12, (1981), 1547-1550.
- (21) 佐藤定男, 三吉清忠, 垣原光喜, 永井信幸, 「ドラバルノズルによる高圧熱水の微粒化」, 液体の微粒化に関する講演会講演論文集, 8 th, (1980), 139-142 (nd).
- (22) Alger, T.W., "Droplet phase characteristics in liquid-dominated steam-water nozzle flow", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-52534, (1978).
- (23) Alger, T. W. and Giedt, W. H., "A light scattering technique for determining droplet size distributions in two-phase liquid-dominated nozzle jets", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-79647, (1978).

- (24) Alger, T. W., Crowe, C. T. and Giedt, W. H., "A laser-doppler velocimeter for measuring droplet velocities in two-phase liquid-dominated nozzle flows", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-80790 (1978).
- (25) Yeoman, Lightfoot and Morse, U.K. Atomic Energy Authority, AERF-R-10554, 23p.
- (26) Fincke, J. R. and Deason, V. A., "Holographic investigation of nonequilibrium vapor generation in a two-dimensional nozzle", Pap Am Soc Mech. Eng., 81-WA-HT-15, (1981), 7p.
- (27) 蔵坪学, 松井剛一, 森岡茂樹, 「気液混相ノズル流の不安定現象と乱れの特性」, 日本伝熱シンポジウム講演論文集, 18th(1981), (1981), 508-510.
- (28) 蔵坪学, 松井剛一, 森岡茂樹, 「混相ノズル流における不安定現象」, 日本伝熱シンポジウム講演論文集, 17th(1980), (1980), 322-324 ('nd)
- (29) Martindale, W. R. and Smith, R. V., "Separated two-phase flow in a nozzle "Int. J. Multiphase Flow, 8-3, (1982), 217-226.
- (30) Lahey, R. T. Jr., Cheng, L. Y., Drew, D. A. and Flaherty, J. E., "The effect of virtual mass on the numerical stability of accelerating two-phase flows", Int. J. Multiphase Flow, 6-4, (1980), 281-294.
- (31) Comfort, Alger, Giedt and Crowe, Trans. ASME, J. of F. E., 100, (1978 - Sept.), 355.
- (32) Crowe, C. T. and Comfort III, W. J., "Atomization mechanisms in single - component, two-phase, nozzle flows", Lawrence Livermore Laboratory Report, UCRL-79656, (1978).
- (33) Dobbins, R. A., "An algebraic formulation of the onset of condensation in steam at low pressures", Aero-Thermodyn. Steam Turbines, (1981), 1-10.
- (34) Snoeck, J., "Calculation of mixed flows with condensation in one dimensional nozzles". Aero-Thermodyn. Steam Turbines, (1981), 11-18.

- (35) Crane, R. I., "Drop coalescence and Deposition in turbulent wet steam pipe flows", Int. J. Heat Fluid Flow, 3-1, (1982), 13-20.
- (36) Henry, R. E., "Calculational techniques for two-phase c critical flow", Two-phase Flow Dyn., (1981), 415-346.
- (37) Austin, A. L. and Lundberg, A. W., UCRL 50046-77, (1978-10).
- (38) Stodola, A., "Steam and gas turbines", McGraw-Hill, (1927).

謝 辞

本研究を遂行するに当って、終始懇切丁寧な指導を賜りました神戸大学教授 赤川浩爾先生に心から感謝いたします。

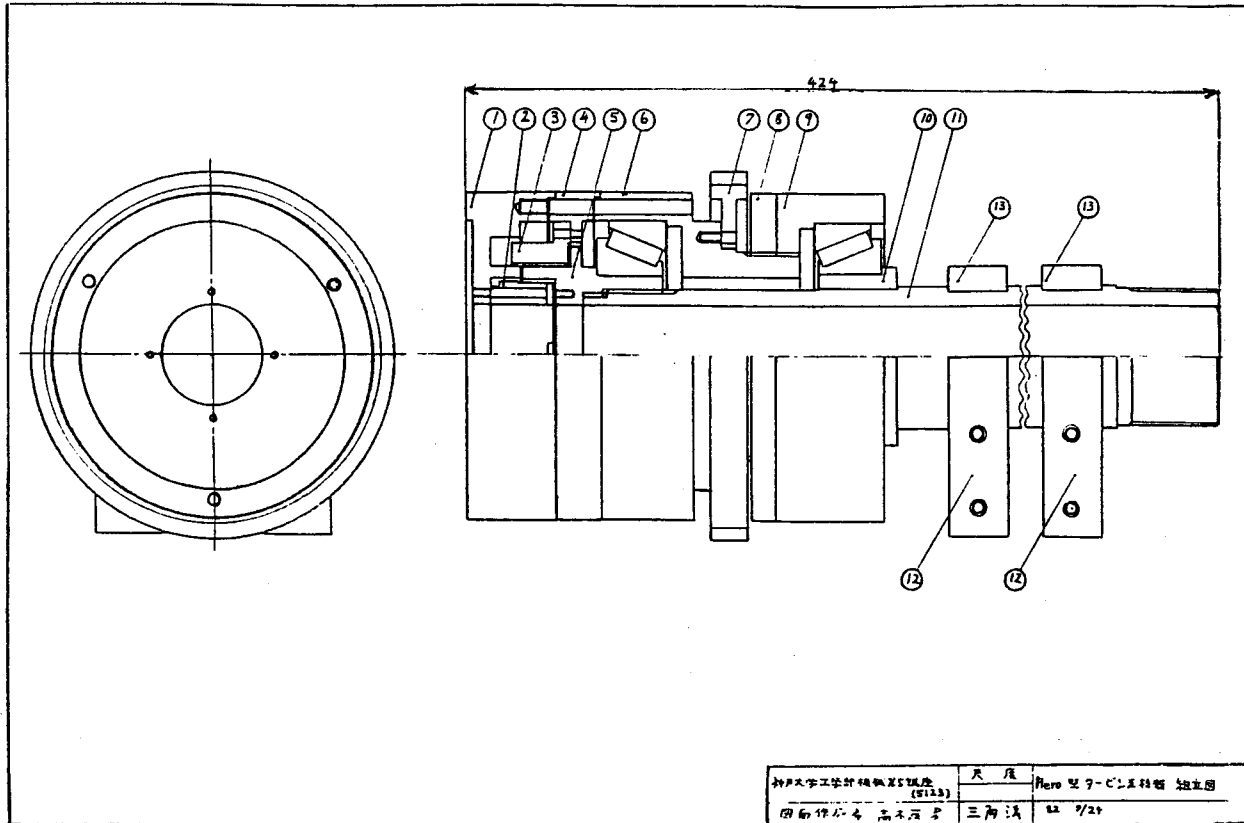
論文作成にあたり御校閲をいただいた松本隆一教授，木村雄吉教授に感謝いたします。

常に有益な御助言および御激励をいただいた藤井照重助教授に深く感謝いたします。また，熱力学的考察に関連して有益な御助言をいただきました太田淳一助手，実験装置の設計にあたり有益な御助言をいただきました当時神戸大学助手，神戸商船大学の忽那泰章助教授，講義その他を通じて，多くの有益な御意見をいただきました坂口忠司教授，小沢守助手，竹中信幸助手に深く感謝いたします。実験の遂行にあたって種々の御援助をいただきました村側博康技官，実験装置の製作に御協力いただいた八木哲三技官，和氣大知技官に感謝いたします。

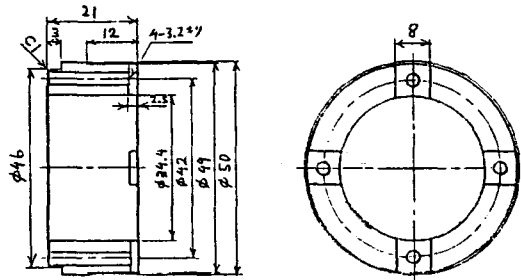
最後になりましたが，武田勝（トヨタ自動車），辻光一（東芝），中辻啓（神戸大学大学院），吉田隆史（神戸大学大学院），井上健司（神戸大学大学院），井関政博（神戸大学大学院），および，寺浦康之（フジテック），坂井敬通（多田野鉄工所），河田正二（神戸大学）の諸氏は，大学院生あるいは学部学生として研究の遂行，論文の作成に協力を惜しまれませんでした。本研究が一応ここまで来るには，諸氏の協力が不可欠であった事を記して，感謝の意を表わしたいと思ひます。

付 録

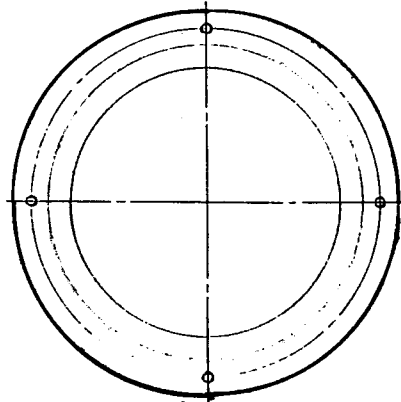
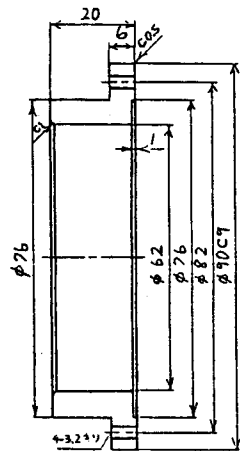
付録 1 ヘロー型タービン支持器組立図



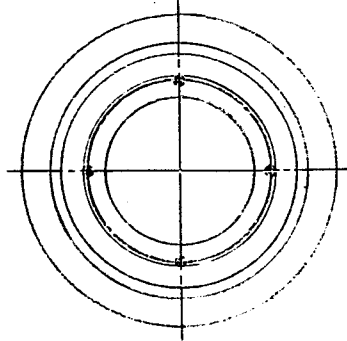
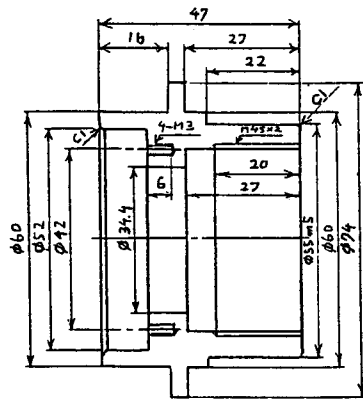
神戶大学工学部機械設計研究室 (S122)	尺 寸	Hero 型タービン支持器組立図
印刷部 高木 浩	三 角 法	22 7/24



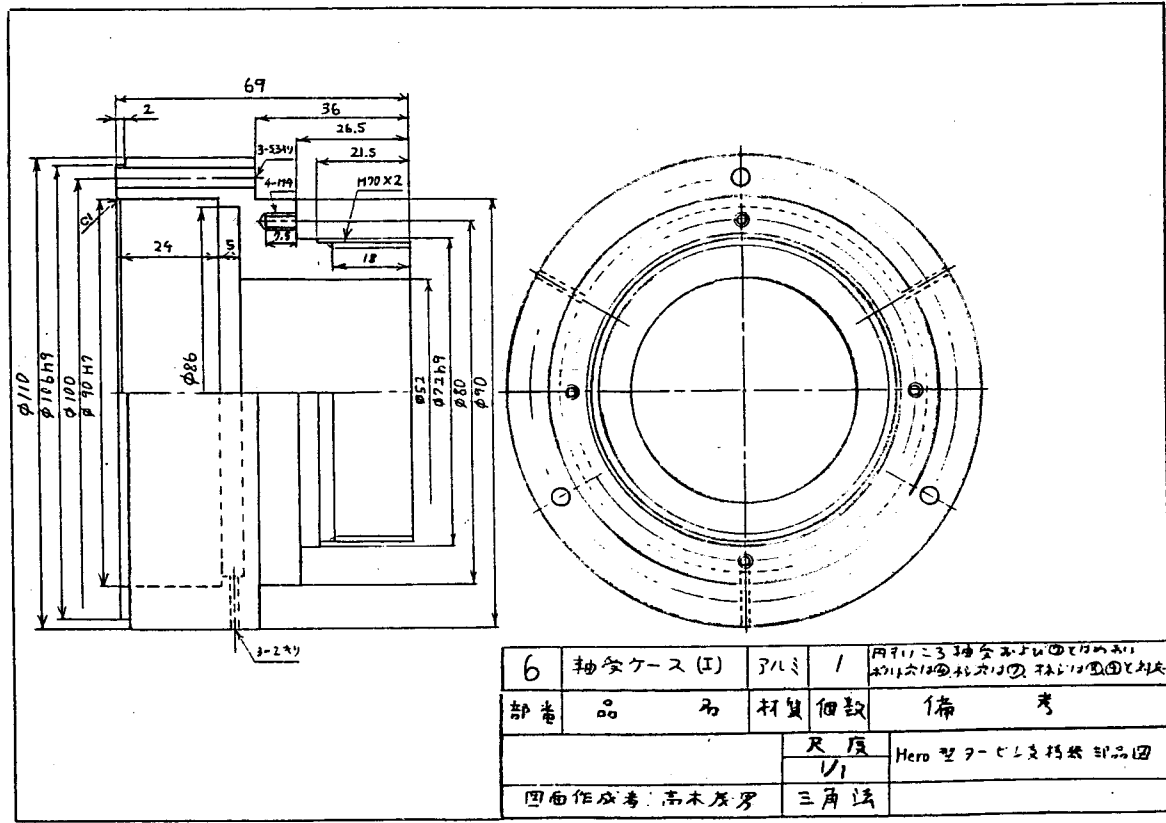
2	シール押工 (I)	アルミ	1	ホムカクDの形に加工
部品	品名	材質	数量	備考
			天 産	Here 型ク-セシ多特器 部品回
			1/1	
	四面作成 高木辰男		三角法	



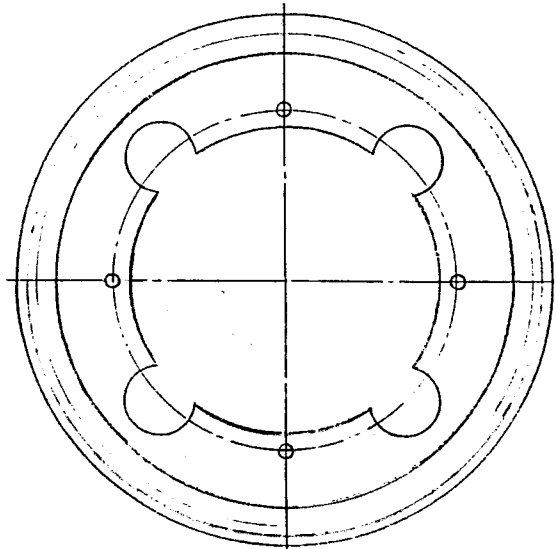
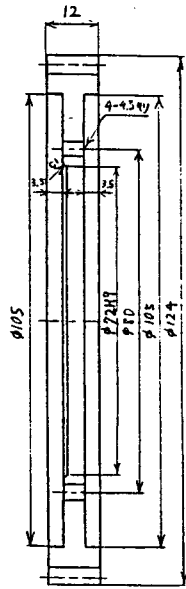
3	シール押工(Ⅱ)	アルミ	1	④よりφ76 φ82は④の対次C対A
部番	品名	材質	個数	備考
			尺厚 1/1	Hero型タービシシ技術部品④
	図面作成者 高木茂男		三角法	



5	軸受用スペーサ(I)	アルミ	1	用901130軸受とけねみの メネジは⑩のオネジと対応
部番	品名	材質	個数	備考
			尺数	Hero型ワ-ビル支持部部品田
			1/1	
	四面作成者: 高木茂男		三角法	

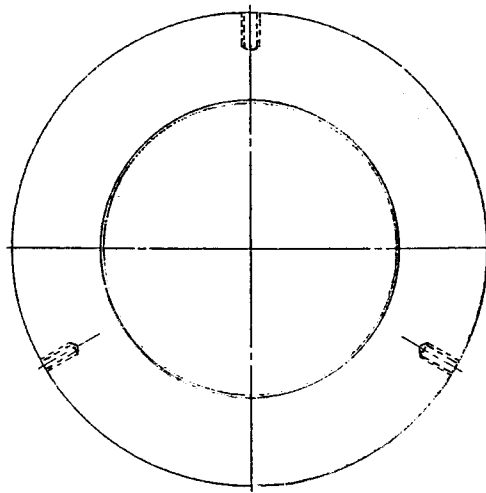
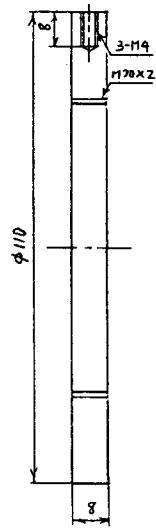


6	軸受ケース (I)	アルミ	1	円筒に3ヶ所と上端に1ヶ所計4ヶ所の穴を加工し、軸受の固定に使用する。		
部	品	名	材質	個数	備	考
			尺	1/1	Hero型7-62交換部品図	
四面作成者: 高木 茂男			三角法			

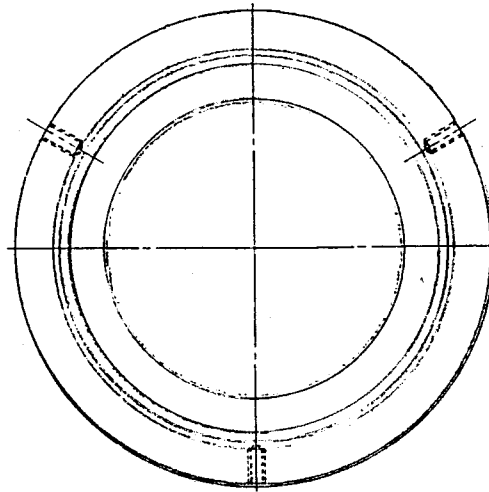
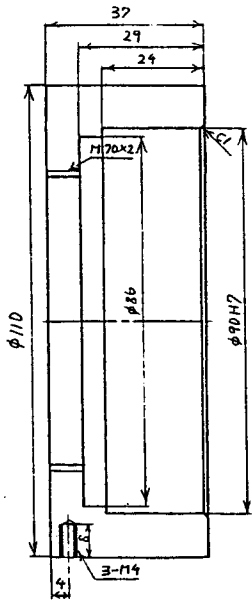


平歯車	
モジュール	2
圧力角	20°
歯数	60
歯径(外径)	120
JIS B1721 1A2-60M1-7T2	

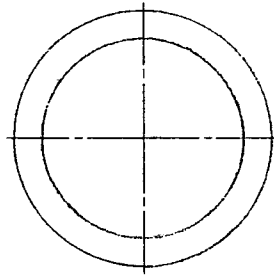
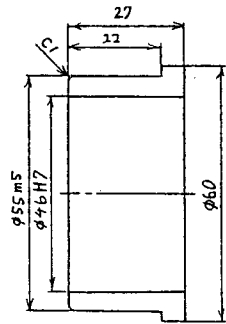
7	歯車		1	JIS B1721 No. 1A2-60M1 50mm ① 12mm ② 10.5mm ③ 12mm ④ 4-4.5mm
部番	品名	材質	個数	備考
			尺度	Hero型7-7.5 3種部品図
			1/1	
図面作成者: 高木茂男			三角法	



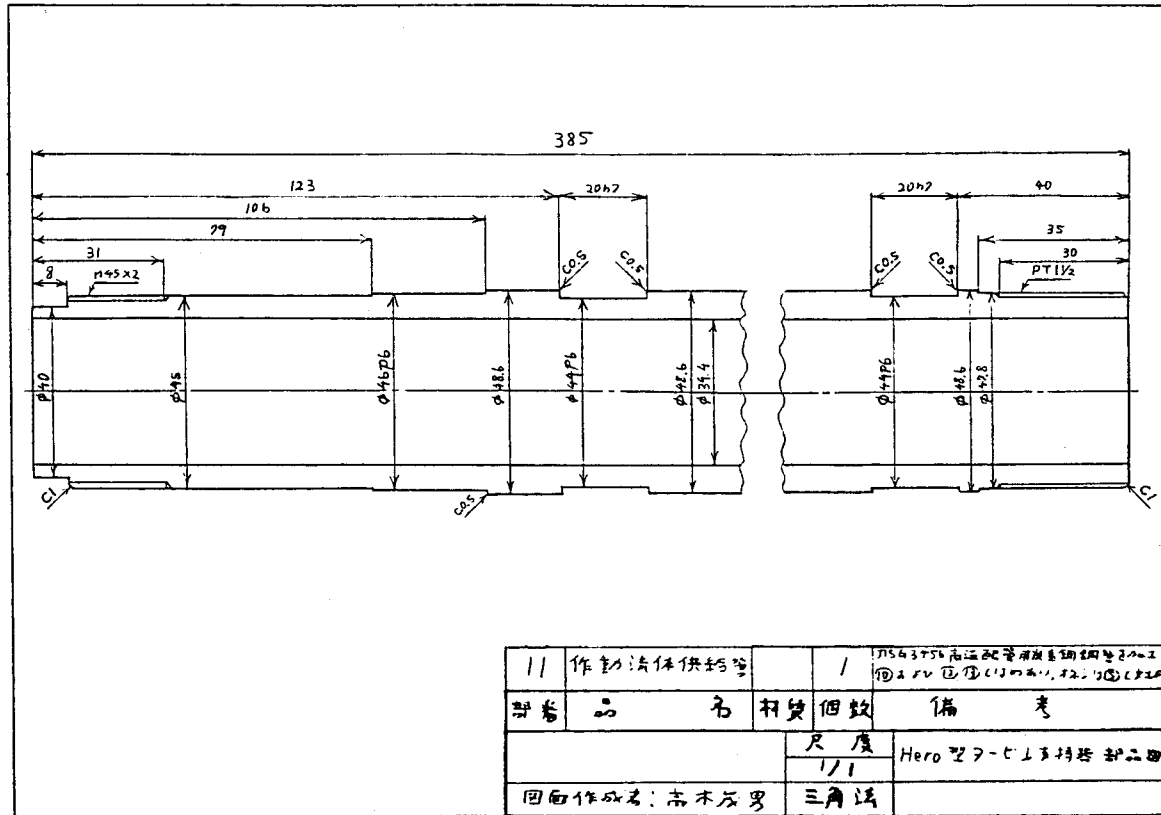
8	軸受ケース固定ナット	アルミ	1	22.5の径と対応
部番	品名	材質	個数	備考
			尺厚 1/1	Hero型7-5の支持部部品図
図面作成者: 高木茂男			三角法	

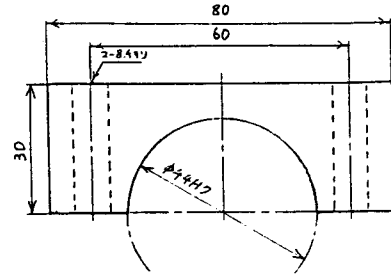


9	軸受ケース(II)	アルミ	1	両側に3軸受を1/2の形で 入る位の④と対応
部番	品名	材質	個数	備考
			尺数	Hero型タービン支持部部品図
			1/1	
図面作成者: 高木茂男			三角紙	



10	軸交用スリーブ(Ⅱ)	材質:	1	材質: 3種鋼材(鋼)とばりあり
部番	品名	材質	個数	備考
			尺 度	Hero型7-c 15材料部品図.
			1/1	
図面作成者: 高木茂男			三角法	





13	供給管支持器(Ⅱ)	アルミ	2	⑩と組みあわせ(⑪)の付あり
部番	品名	材質	個数	備考
			尺度	Hero型マ-ビル支持器部品図
			1/1	
図面作成者: 高木茂男			三角紙	