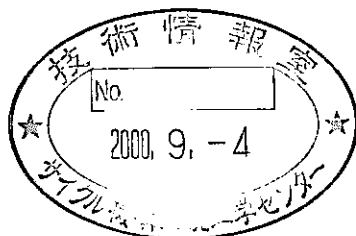


二相流自然循環型液体金属MHD 発電システムに関する研究 — 高速炉条件への適応性評価 —

(核燃料サイクル開発機構 研究委託内容報告書)

2000年3月



東京工業大学

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to :
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1184, Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)
2000

二相流自然循環型液体金属MHD発電システムに関する研究

—高速炉条件への適応性評価—
(核燃料サイクル開発機構 研究委託内容報告書)

齊藤正樹*

要 旨

高密度液体金属二相流の自然循環力を利用した液体金属MHD発電方式の液体金属冷却高速炉の簡素で自律性の高いエネルギー変換系としての適応性評価に関する基礎研究を実施した。

本発電システムは、エネルギー変換システムとしてのみならず、液体金属冷却高速炉の安全性及び経済性向上の観点においても、魅力的である。例えば、本発電サイクルはエリクソンサイクルと似ているため、高いサイクル効率が期待できること。適切な作動流体の組み合わせにより、ナトリウム-水反応の問題を排除できること。経済性の観点では、液体金属の主循環ポンプや蒸気タービン、さらに、もし熱力学的作動流体を直接高温の液体金属MHD作動流体中に注入すれば蒸気発生器すら不要になるため、システムが非常に簡素になること。更に、作動温度が広く取れることから、本システムは、太陽エネルギーを含め多くの熱源に対し、幅広い適用性がある。

本報告書では、本システムの成立性評価の第1段階として、本発電システムの主要なパラメータがサイクルの基本特性に及ぼす影響に関する解析・評価を実施した。

解析の結果、本システムのサイクル効率は、従来のタービン系サイクルに比べ、十分競合が可能であるが、しかし、本システムのサイクル効率は、二相流上昇部での気・液スリップ比等に大きく依存することがわかった。従って、気・液スリップ比等高密度液体金属二相流における自然循環特性に関する基礎データの取得する実験的研究が不可欠であることが明らかになった。

本報告書は、東京工業大学が核燃料サイクル開発機構の委託により実施した研究成果に関するものである。

*東京工業大学 原子炉工学研究所 助教授

**Study on Liquid-Metal MHD Power Generation System
with
Two-Phase Natural Circulation
-Applicability to Fast Reactor Conditions-**

Masaki SAITO*

Abstract

Feasibility study of the liquid-metal MHD power generation system combined with the high-density two-phase natural circulation has been performed for the applicability to the simple, autonomic energy conversion system of the liquid-metal cooled fast reactor.

The present system has many promising aspects not only in the energy conversion process, but also in safety and economical improvements of the liquid-metal cooled fast reactor. For example, the high cycle efficiency can be expected because of the similarity of the present cycle to the Ericsson cycle. Sodium-Water Interaction problem can be excluded by proper combination of the working fluids. As the economical feature, the present system is so simple that the liquid-metal main circular pump, the steam turbine generator, and even the steam generator can be excluded if the thermodynamic working fluid is injected directly into the high temperature liquid metal MHD working fluid. In addition, the present system has the potential to be applied to various heat sources including solar energy because of the high flexibility of the operation temperature.

In the present paper, as the first step of the feasibility study, the cycle analyses were performed to examine the effects of the main system parameters on the fundamental characteristics of the system

It is found that the cycle efficiency of the present system is enough competitive with that of the conventional steam turbine system. It is, however, found that the cycle efficiency depends strongly on the gas-liquid slip ratio in the two-phase flow channel. As the conclusions, it is recommended to perform experimental study to obtain the fundamental data, such as the gas-liquid slip ratio in the high-density liquid-metal two-phase natural circulation.

This work was performed by Tokyo Institute of Technology under contract with Japan Nuclear Cycle Development Institute.

*Tokyo Institute of Technology, Research Laboratory for Nuclear Reactors, Associate Professor

目次

1	はじめに.....	1
1-1	背景と目的.....	1
1-2	液体金属 MHD に関する従来の研究.....	2
2	サイクルの概要.....	9
3	サイクル解析モデル.....	18
4	サイクル解析結果.....	27
5	結論.....	55
6	参考文献.....	57
7	謝辞.....	58

表リスト

表 1	熱力学的作動流体候補 (凝縮性)	13
表 2	MHD 作動流体候補.....	14
表 4-1	高炉への適用例.....	51

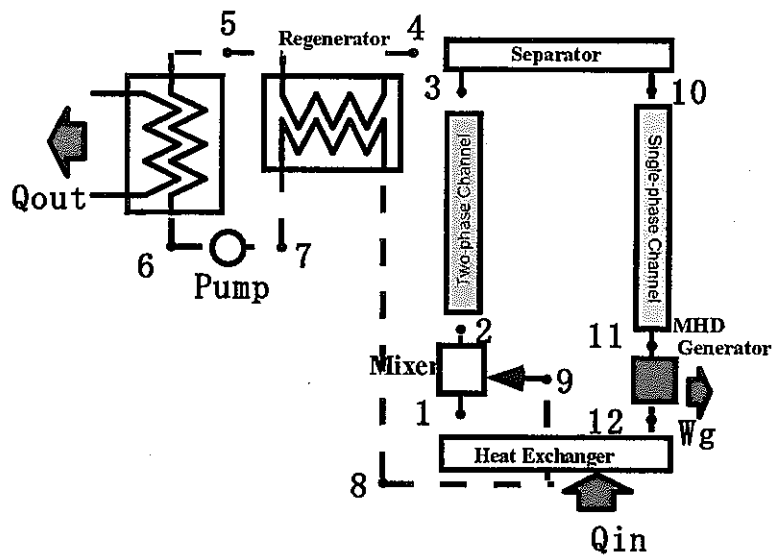
図リスト

図 1-1	二相流自然循環を用いた液体金属 MHD 発電システム.....	5
図 1-1	Elliott's Concept.....	6
図 1-2	Jackson & Brown's Concept.....	6
図 1-3	Petrick's Concept.....	7
図 1-4	Schematic of Liquid Metal MHD Rankine cycle two-phase generator concept.....	8
図 2-1	非凝縮系 T-S 線図.....	15
図 2-2	凝縮系 T-S 線図 (1)	16
図 2-3	凝縮系 T-S 線図 (2)	17
図 4-1	ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (1) (非凝縮性、ポンプ圧縮段数 : 5)	29
図 4-2	ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (2) (非凝縮性、ポンプ圧縮段数 : 5)	30
図 4-3	ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (3) (非凝縮性、ポンプ圧縮段数 : 10)	31
図 4-4	ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (4) (非凝縮性、ポンプ圧縮段数 : 10)	32
図 4-5	ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (5) (非凝縮性、ポンプ圧縮段数 : ∞)	33
図 4-6	ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (6) (非凝縮性、ポンプ圧縮段数 : ∞)	34
図 4-7	ポンプ圧縮段数のサイクル効率への影響 (1)	35
図 4-8	ポンプ圧縮段数のサイクル効率への影響 (2)	36
図 4-9	気液間スリップ比のサイクル効率への影響.....	37
図 4-10	各コンポーネント効率のサイクル効率への影響.....	38

図 4-11	ボイド率の熱入力および発電出力への影響	39
図 4-12	ボイド率のポンプ動力への影響	40
図 4-13	ボイド率の正味電気出力への影響	41
図 4-14	ボイド率のサイクル効率への影響(1) (凝縮系、 $T_{min}=373K$)	42
図 4-15	ボイド率のサイクル効率への影響(2) (凝縮系、 $T_{min}=373K$)	43
図 4-16	ボイド率のサイクル効率への影響(3) (凝縮系、 $T_{min}=320K$)	44
図 4-17	ボイド率のサイクル効率への影響(4) (凝縮系、 $T_{min}=320K$)	45
図 4-18	気液間スリップ比のサイクル効率への影響(1) (凝縮系、 $T_{min}=373K$)	46
図 4-19	気液間スリップ比のサイクル効率への影響(2) (凝縮系、 $T_{min}=373K$)	47
図 4-20	各コンポーネント効率のサイクル効率への影響(1) (凝縮系、 $T_{min}=373K$)	48
図 4-21	気液間スリップ比のサイクル効率への影響(2) (凝縮系、 $T_{min}=373K$)	49
図 4-22	ボイド率の熱入力、電気出力、ポンプ動力への影響 (凝縮系、 $T_{min}=373K$)	50
図 4-23	実機への適用性(1)	52
図 4-24	実機への適用性(2)	53
図 4-25	実機への適用性(3)	54

主な記号リスト

η_s	: 気液分離器効率	T_s	: 凝縮性気体飽和温度
η_g	: MHD 発電機効率	P_{max}	: システム最高圧力
η_p	: ポンプ効率	P_{min}	: システム最低圧力
η_{reg}	: 再生熱交換器効率	S_f	: 気液スリップ比
η	: サイクル効率	α	: ボイド率
S	: エントロピー	R	: 気体定数
n	: ポリトロップ指数	x	: クオリティー
C_p	: 定圧比熱	A	: ループチューブ径
Q	: 熱量		
P	: 圧力	添え字	
T	: 温度	l	: MHD 作動流体 (Pb-Bi)
U_l	: 液体金属流速	g	: 熱力学的作動流体 (Water or Ar)
ρ	: 密度	t	: 二相流
T_{max}	: システム最高温度	数字 1~12	: 下図参照
T_{min}	: システム最低温度		



1 はじめに

1-1 背景と目的

原子炉の安全性に関する問題は、現在実用化されている軽水炉のみならず、開発中の新型動力炉においても深く考慮しなければならない。安全性の観点から見れば、原子炉は安全上基本となる3つの機能(核的炉停止機能、除熱機能、放射性物質格納機能)によって支えられている。そして原子炉に備え付けられた複雑で数々の工学的安全設備がこの3つの機能を果たし、一定レベルの安全性が確保されている。

しかしこれらの巨大で複雑な工学的安全設備のシステムは、一定レベルの安全性を確保するため規制上非常に厳しい条件が課せられている。しかしこのような巨大で複雑なシステムは人間の管理能力の限界に迫りつつあり、点検・保守の問題や、不幸にも人類が体験した2つの重大な事故(TMI事故、チェルノブイリ事故)の原因の1つである“人為ミス”の可能性を常にはらんでいる。

したがって巨大で複雑なシステムによって、先にあげられた安全上基本となる3つの機能を果たすのではなく、より簡素化・単純化されたシステムによって果たす方が、原子炉の持つ固有の特徴が発揮され、安全性の飛躍的な向上につながる可能性が高い。さらにこれと同時に、経済性の向上も期待できる。特にシステムを簡素化し、単純化することによって、それらが自然に成り立ち、外乱に対しても運転員の操作に頼らずとも原子炉自身で回復可能な(自律的な)システムが望ましい。

このような新しい概念の動力炉システムに対し、前述の3つの機能のうち、除熱機能においては図1-1に示すような新しい概念のシステムが考えられている。[1][2][3]

このシステムは、二相流の自然循環力の利用や液体金属 MHD 発電方式を採用した除熱システムで、エネルギー輸送・変換系を縦型配置することにより、重力場を積極的に活用した自律型除熱・発電システムである。

主熱交換器で加熱・蒸発した蒸気は混合部で液体金属と混合され、または混合部に直接注入された低沸点の熱力学的作動流体は、混合部において加熱・蒸発し、二相流上昇部においてまわりの液体金属から熱を受け取りつつ膨張して、重力に逆らって液体金属を上方に加速し、熱エネルギーの一部を位置エネルギーと運動エネルギーに変換する。続いて気液分離器で蒸気は分離され、再熱器を通り、凝縮器で液相となりポンプ、再熱器を経て主熱交換器(あるいは混合部)に戻る。一方液体金属は、気液分離後、単相流下降部の MHD 発電器を通り、主熱交換器へと循環する。

このシステムの特徴としては、以下のようなことが挙げられる。

(1) 安全性に関する特徴

二相流自然循環を利用することにより、主循環ポンプが不要となり、システムは自律的に作動する。ポンプが不要となることから、ポンプの故障による事故が解消される。また電源喪失時には、MHD 発電機の磁場の電源も切れるため MHD 抗力は無くなり、冷却材の流量が増加し除熱性能が高まる。さらに作動流体として例えば、Pb や Sn 等の Pb-Bi 系低融点合金を用いることにより、Na-水反応の問題が排除できる。

(2) 経済性に関する特徴

主循環ポンプが不要となることや、液対金属 MHD 発電の利用により、タービンおよびタービン建屋が不要になり、システムが簡素でコンパクトになる。

(3) エネルギー変換に関する特徴

液対金属中に混合された蒸気は、膨張する際周りの液対金属から熱をもらうことが出来るため、等温に近い膨張が可能となり、効率のよいエリクソンサイクル(等温・等圧サイクル)に近いサイクルを適用できる。また液対金属 MHD 発電機には、単相の液対金属が流れるため、安定した発電特性が期待できる。

以上のようにこのシステムは安全性・経済性を飛躍的に向上させる可能性を持っている。しかしその成立性評価には、二相流による循環力、除熱能力、エネルギー変換特性の評価が重要な課題として存在している。したがって本研究では、本システムのエネルギー変換特性について解析を行った。本報告書はその成果をまとめたものである。

1-2 液体金属 MHD に関する従来の研究

液体金属の電気伝導度は、燃焼ガスや希ガスと比較すると約 10^4 倍大きく、しかも温度の依存性が小さい。このため、液体金属 MHD 発電機はプラズマ MHD 発電機に比べ、出力密度が高く、また発電機内の液体金属に流れる電流密度は非常に大きいため、この電流による強い磁場を利用した交流発電も可能である。このように液体金属 MHD 発電機システムは、比較的コンパクトで、機械的可動部がなく、温度そのものに対する技術問題も少ないため、高温の原子炉を熱源とする高信頼度の宇宙用発電システムとして、1960 年初期頃から研究されてきた。1960 年代はカルフォルニア工科大学ジェット推進研究所 (JPL) の Elliott、マサチューセッツ工科大学 (MIT) の Jackson & Brown、アルゴンヌ国立研究所 (ANL) の Petrick 等によって種々の熱サイクル・流体加速方式が提案されてきた。彼らの発電方式を図 1.2~1.5 に示す。[4]

MHD 発電の原理は現在から 100 年以上も前に発見されていながら、動力源としての開発ができなかった理由の一つは作動流体の加速にあった。液体金属 MHD 発電システムを効率よく作動させるためには、二相流と呼ばれるガスや蒸気と液体金属の混合状態を用い、ガスや蒸気の膨張を利用して効率よく液体金属の運動エネルギーに変換する必要がある。1960 年代の研究初期においては、液体金属 MHD 発電の利点を最大限に生かすべく、MHD 発電器内に液体金属単相流を導入する単相流 MHD 発電方式が提案された^[4]。しかしこの方式では、発電器の前段で高速の二相流からガスを分離するか、蒸気を凝縮させる必要があるため、この過程における大きなエネルギー損失が免れられないことが次第に明らかになってきた。しかし Petrick をリーダーとする ANL グループはその後も地道な研究を続けた。この結果、発電器前段での単相化をあきらめ、液体金属二相流を直接発電器内へ導入する方式へと研究の中心が移り、図 1.5 に示すような二相流 MHD 発電方式が提案された^[4]。この方式では、発電器で気相が液体金属から熱を受けながら膨張し、また同時に液相が磁場と相互作用することによって、熱エネルギーが運動エネルギーさらに電気エネルギーへと変換される。したがって本方式では、熱力学的作動流体である熱容量が小さい気相は、発電器内で並走する熱容量の大きい高温の液体金属から常に熱を受けるため、比較的等温に近い膨張（いわば無限段階の再熱過程）が可能となり、再生熱交換器の併用により、高いサイクル効率を持つエリクソンサイクル（等温、等圧サイクル）に近いサイクル構成も可能になる。この様にして彼らは液体金属とガスの二相流を用いるエリクソンサイクルを採用することにより、高い効率を持つ液体金属 MHD 発電システムが可能であると主張している。その後イスラエルの原子力委員会やベングリオン大学のグループも同様の方向性を打ち出し、両者間の協力が深まった。しかしこの二相流 MHD 発電方式では、液体金属二相流のポイド率増加による実効的な電気伝導率の低下、発電器内での気液スリップ比（速度比）等の問題がある。

これらの問題に対し、ベングリオン大学では図 1.1 に示すような水銀あるいは、鉛合金と水蒸気を使い、液体金属二相流自然循環により下降部 MHD 発電器では液体金属単相流のみが流れるようにした OMACON (Optimized Magneto hydrodynamic Conversion System) と呼ばれる MHD 発電方式を用い、実験的研究を行ってきた^[6]。この方式では、前述の強制対流を用いた二相流液体金属 MHD 発電方式と比較すると

- ・ 液体金属単相流 MHD 発電器が使用可能である。
- ・ 主循環ポンプが不要で、システムが非常に簡素となり、起動、停止が簡単である。
- ・ 低流速の水平型気液分離器の採用により高い分離効率が期待できる。

などの多くの利点を有している。この方式は気液分離の問題が比較的易しく、さらに構造が単純で、可動部がないことなどの理由で特に信頼性に優れた発電方式であるといえる。さらに MHD 作動流体として高密度液体金属を用いれば装置を非常にコンパクトなものに

もできる。しかし、その成立性評価には二相流による循環力、除熱能力、エネルギー変換特性の評価が重要な課題として存在している。特に高密度液体金属の気液二相流の自然循環特性は知られていないことが多い。

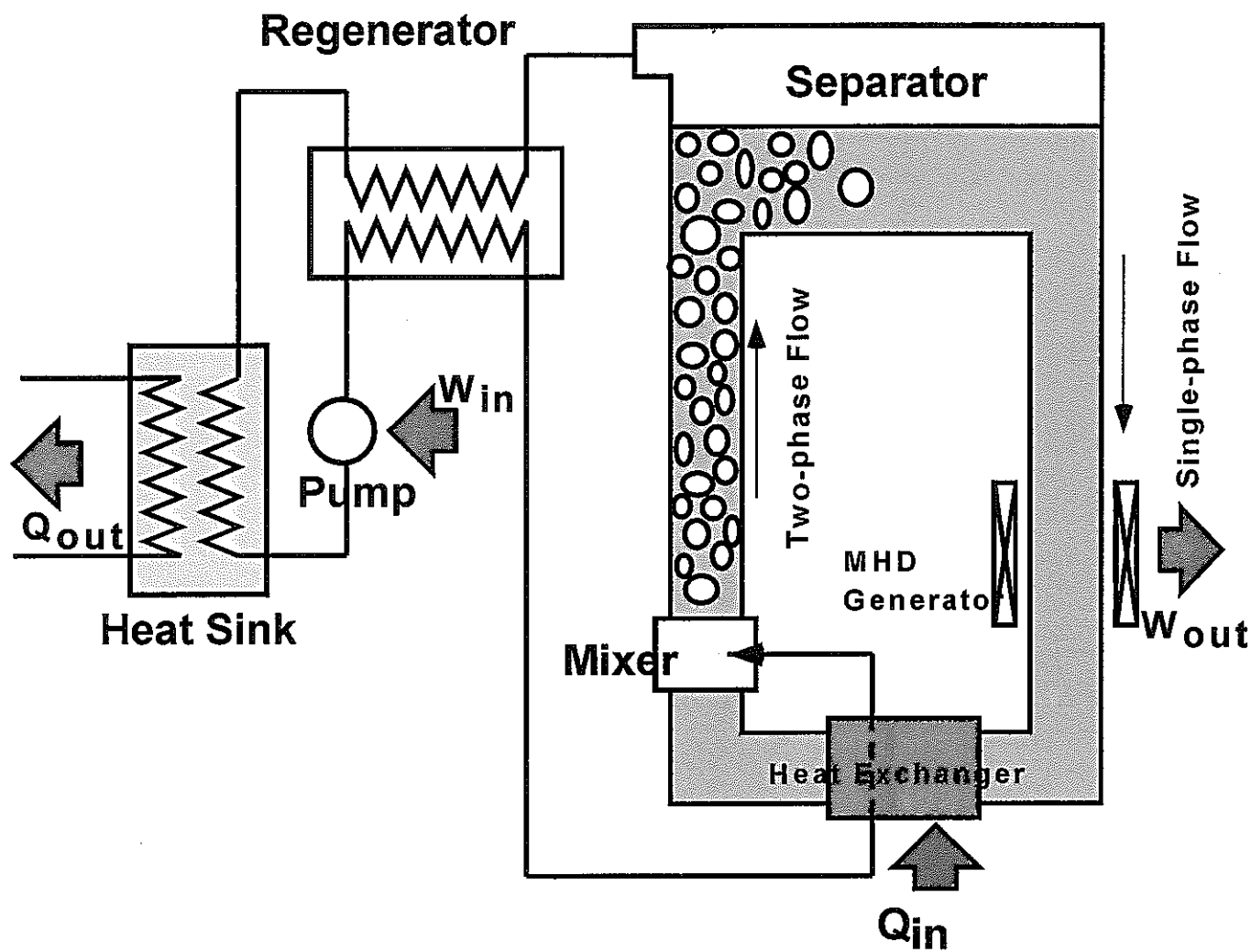


図 1-1 二相流自然循環を用いた液体金属 MHD 発電システム

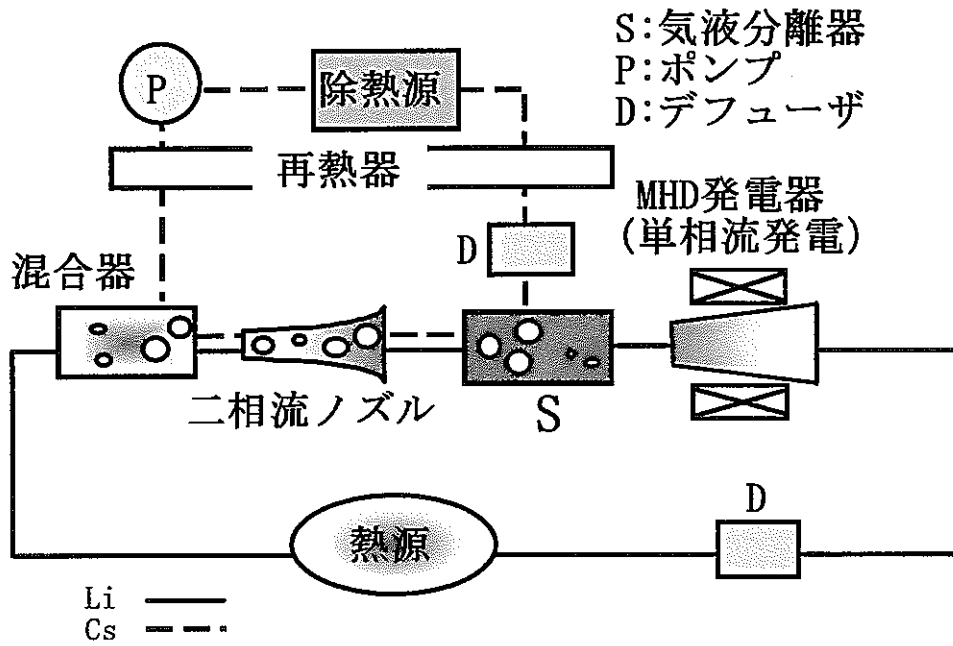


図 1-1 Elliott's Concept

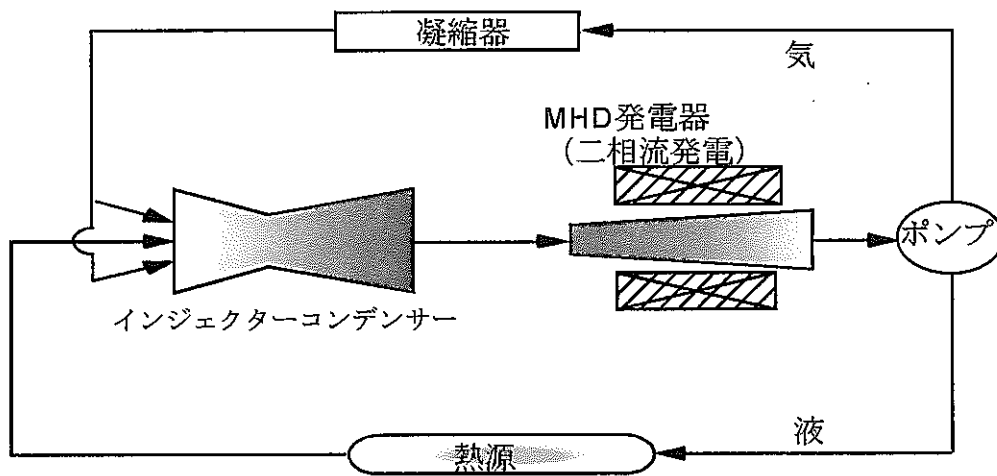


図 1-2 Jackson & Brown's Concept

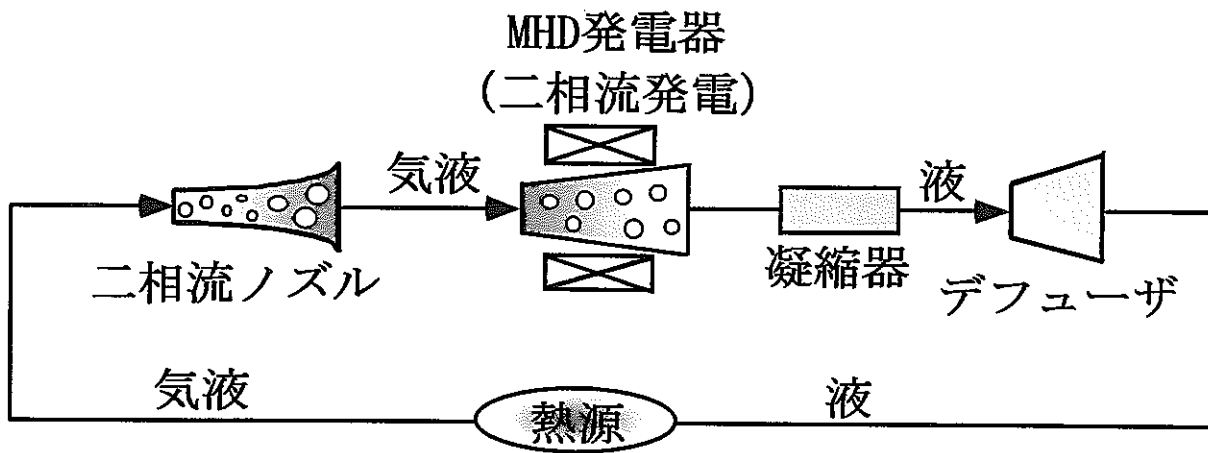


図 1-3 Petrick's Concept

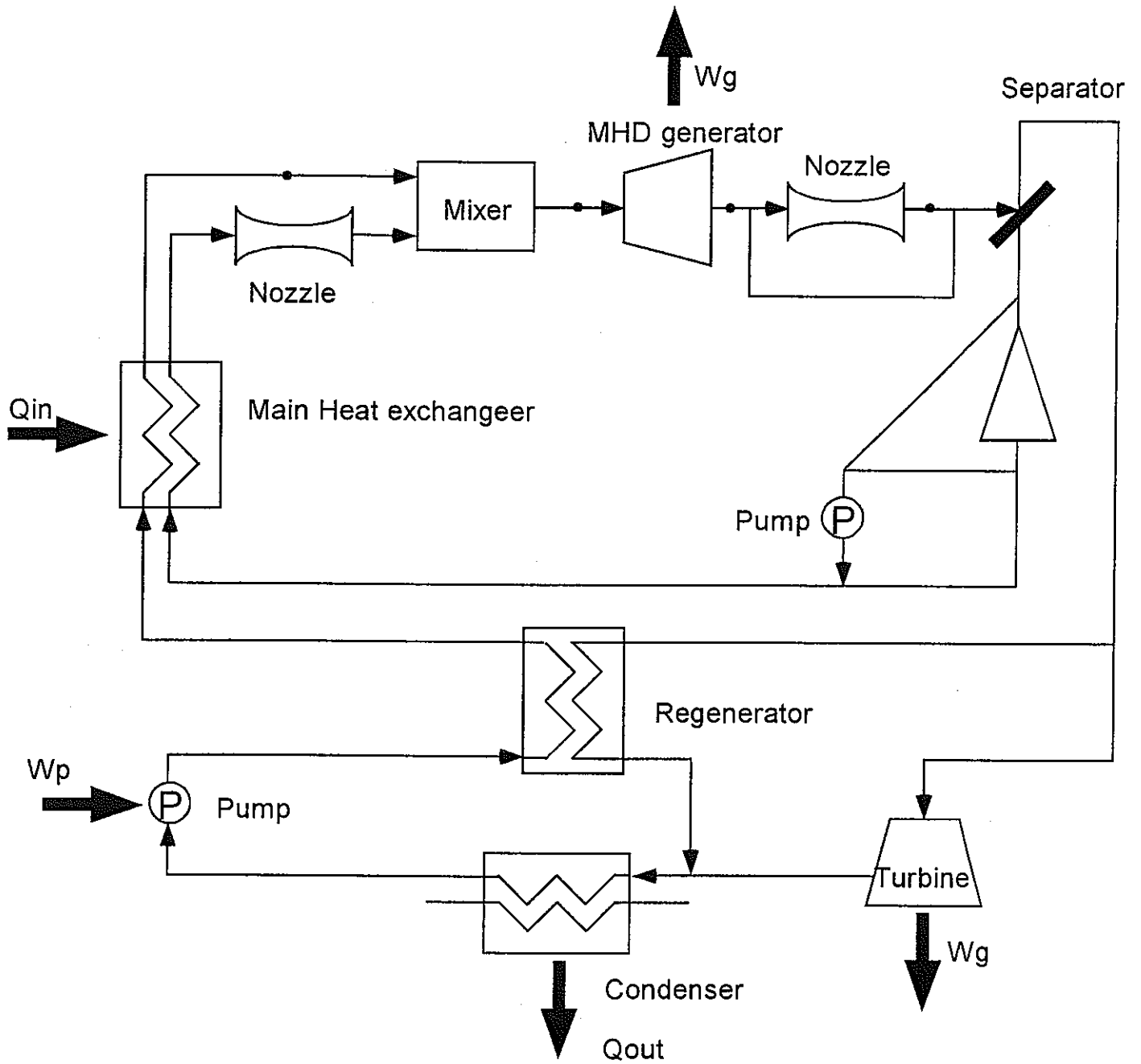


图 1-4 Schematic of Liquid Metal MHD Rankine cycle two-phase generator concept

2 サイクルの概要

このシステムは、二相流の自然循環能力に液体金属 MHD 発電方式を組み合わせた除熱・発電システムで、エネルギー輸送・変換系を縦型配置にすることにより、重力場を積極的に活用した自立型除熱・発電システムである。

凝縮系ガスを基本として、サイクルの流れを示す。またサイクルの流れ図を図 2-1~3 に示す。

主熱交換器

気相 (8→9) システム最高温度まで加熱され、蒸発し乾き蒸気になる。
(非凝縮系：システム最高温度になる。)

液相 (12→1) システム最高温度まで加熱され、減少した熱量を補う。

混合器

気相 (9→2) 液相に混合される。

液相 (1→2) 気相の混合により加速され、運動エネルギーが若干増す。

二相流上昇部

気相 (2→3) 圧力の低下に従い膨張し、その仕事で液相を加速し上方に押し上げる。その際膨張により気相の温度が低下しようとするが、液相より熱を受けることにより等温に近い膨張がおきる。

液相 (2→3) 気相の膨張仕事に対し熱を与え、それにより運動エネルギーと位置エネルギーを得る。この際、気相がもともと持っていた熱エネルギーも受け取るため、液相の総エネルギーは増加する。

気液分離器

気相 (3→4) 液相から分離される。

液相 (3→10) 液相を分離し単相流になる。

再生熱交換器

- 気相 (4→5) 余った熱を冷却後の気相に与え、冷却される。
液相 (7→8) 再生熱により加熱される。

凝縮器

- 気相 (5→6) 凝縮し、凝縮熱は外部に捨てられる。
(非凝縮系：最低温度まで冷却される。)

ポンプ

- 気相 (6→7) 最高圧力まで等温で加圧される。
(非凝縮系：断熱圧縮・等温冷却を数回
繰り返し、最高圧力に達する。)

単相流下降部

- 液相 (10→11) 単相流で下降し、位置エネルギーがエンタルピーに変換される。

MHD 発電器

- 液相 (11→12) 運動エネルギーとエンタルピー (圧力差) が MHD 発電器により電気エネルギーに変換され、外部に取り出される。

本サイクルでは、液体金属 MHD 作動流体である導電性流体である液相、熱力学的作動流体である気相を、二相流として二相流上昇部に導入し、気相が膨張し液相を加速することで、運動エネルギーを MHD 発電器により電気エネルギーとして取り出す。この際、気相は並走している液相から熱を受け取りつつ膨張することで、等温に近い膨張が可能になる。さらに、膨張した後に再生熱交換を行わせることにより、気相の熱力学的サイクルをエリクソン・サイクルに近づけることができる。つまり、気相への主熱交換器・再生熱交換器からの吸熱および二相流上昇部での液相からの吸熱が、二相流上昇部で気相の膨張仕事に変換され、これが液相の位置エネルギーおよび運動エネルギーに変換されることにより MHD 発電器により電気エネルギーとして取り出されるシステムである。理想的なエリクソン・サイクルの熱力学的サイクル効率 η はカルノー・サイクルのそれと等しいことから、非常に高いサイクル効率が期待できる。

非凝縮性ガスを用いた場合は、圧縮の際に大きなポンプ仕事が必要になるので、圧縮過

程を複数段階に分割し等温過程に近づけることで、気相の熱力学的サイクルをエリクソン・サイクルに近づけることができる。

以下に示す観点から、液体金属 MHD 作動流体、熱力学的作動流体の2つの作動流体が熱源温度に対して適したものが選ばれる。

このサイクルの熱力学的作動流体として要求される事項は、

- ・作動温度領域で安定であること。

凝縮性については

- ・作動温度領域での飽和圧力が MHD 発電に適していること。
- ・潜熱が大きいこと

などであり、凝縮性ガスとしては水、フロン、水銀、カリウム。非凝縮性ガスとしてはヘリウム、アルゴンなどの不活性ガスが考えられる。

液体金属 MHD 作動流体として要求される事項は、

- ・作動温度領域で安定であること。
- ・作動温度領域での飽和圧力ができるだけ低いこと。
- ・比熱が大きいこと。
- ・電気伝導度が大きいこと

などであり、鉛-ビスマス系低融点合金、水銀、スズ、リチウム、ナトリウムなどが考えられる。

表1は考えられる熱力学的作動流体の物性値を示したものであり、表2は導電性流体の物性値を示したものである。

解析条件

解析は、熱力学的作動流体が凝縮性ガス、非凝縮性ガスの二つを用いてこのシステムの一般的な性能の評価を行った。凝縮性ガスとして水を、非凝縮性ガスとしてアルゴンを、液体金属 MHD 作動流体としてはウズメタル (Pb と Bi の合金) をそれぞれ採用した。図 B に凝縮性気体を用いたときの T-S 線図を、また図 C に非凝縮性気体を用いたときの T-S 線図をそれぞれ示す。

以上の作動流体を用いて、サイクル解析は次の仮定の元に行われた。

- ・ 摩擦損失はすべてのシステム構成コンポーネントで無視される。
- ・ 気液混合器において熱力学的作動流体は等温等圧で混合され、またそのときの圧力損失は無視される。
- ・ 気液分離器によって分離された後の液相の運動エネルギーは摩擦損失 (分離損失) によって減少しているものとする。

- ・ 気相は理想気体とする。
- ・ MHD 発電器内におけるジュール損失、ポンプにおけるポンプ損失によって発生する熱は外に放出されるものとする。

以上の仮定を元に、本サイクルの基本特性を調べるために

- (1) 二相流入口ボイド率
- (2) 気液スリップ比
- (3) ポンプの圧縮段数
- (4) システム構成コンポーネント

をパラメータとして感度解析を行った。

表 1 熱力学的作動流体候補(凝縮性)

物質名	温度	飽和蒸気 圧力	飽和液 密度	飽和蒸気 密度	蒸発潜熱	飽和液 定圧比熱	飽和蒸気 定圧比熱
	K	MPa	kg/m ³		kJ/kg	kJ/(kg·K)	
H ₂ O	380	0.1287	953.08	0.7478	2238.5	4.224	2.056
	400	0.2456	937.22	1.3687	2182.8	4.257	2.157
	600	12.337	649.30	72.683	1176.5	6.980	8.740
	647.30	22.120	315.46	315.46	—	—	—
フレオン (R113)	350	0.2441	1433.0	17.139	133.573	1.01	0.769
	400	0.7849	1287.6	53.976	112.517	1.11	0.871
	487.51	3.4109	570.0	570.0	—	—	—
Hg	523.15	0.01	12992	0.46	—	0.135	0.104
	603.15	0.614	12801	2.463	—	0.136	0.104
	703.15	0.329	12559	11.396	—	0.137	0.105
	803.5	1.158	123310	35.373	—	0.14	0.107

表 2 MHD 作動流体候補

物質名	温度	密度	定圧比熱	電気抵抗率	融点	沸点
	(K)	(kg/m ³)	(kJ/kg·K)	($\mu\Omega\cdot\text{cm}$)	(K)	(K)
Pb	700	10480	0.16	99.5	600.7	2010
	800	10360	0.16	104.3		
	1000	10125	—	113.6		
Pb-Bi (45-55)	500	10453	0.146	—	397	1943
	600	10331	0.146	—		
	800	10087	0.146	—		
Sn	600	6902	0.25	36.6	505.1	2543
	800	6761	0.27	36.3		
	1000	6623	0.29	36.5		
Hg	300	13528	0.139	96.5	234.28	630
	400	13285	0.137	106.1		
	500	13052	0.136	117.7		
Bi	600	9990	0.14	133	554.6	1750
	800	9750	0.15	145		
	1000	9550	0.16	161		

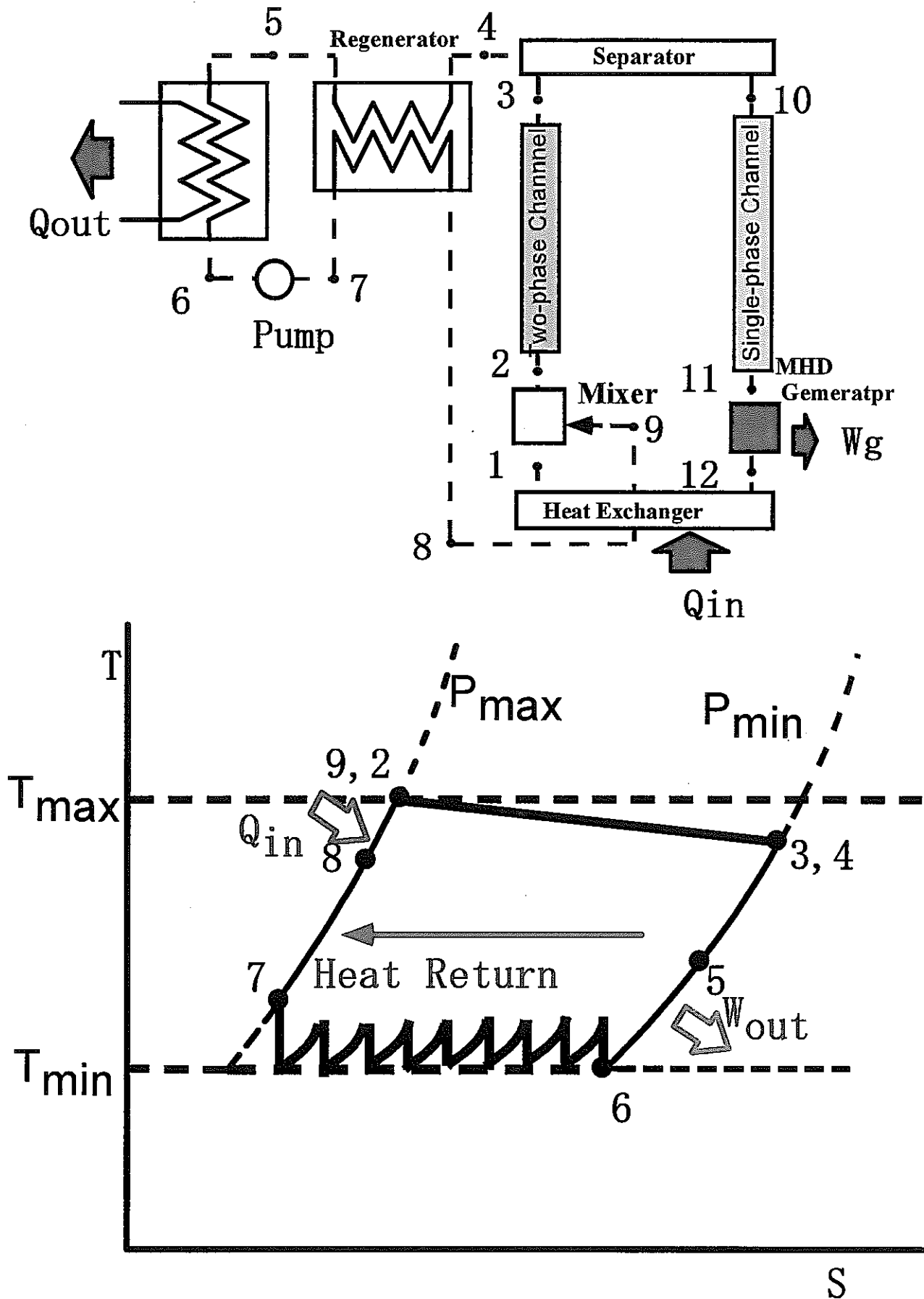


图 2-1 非凝缩系 T-S 线图

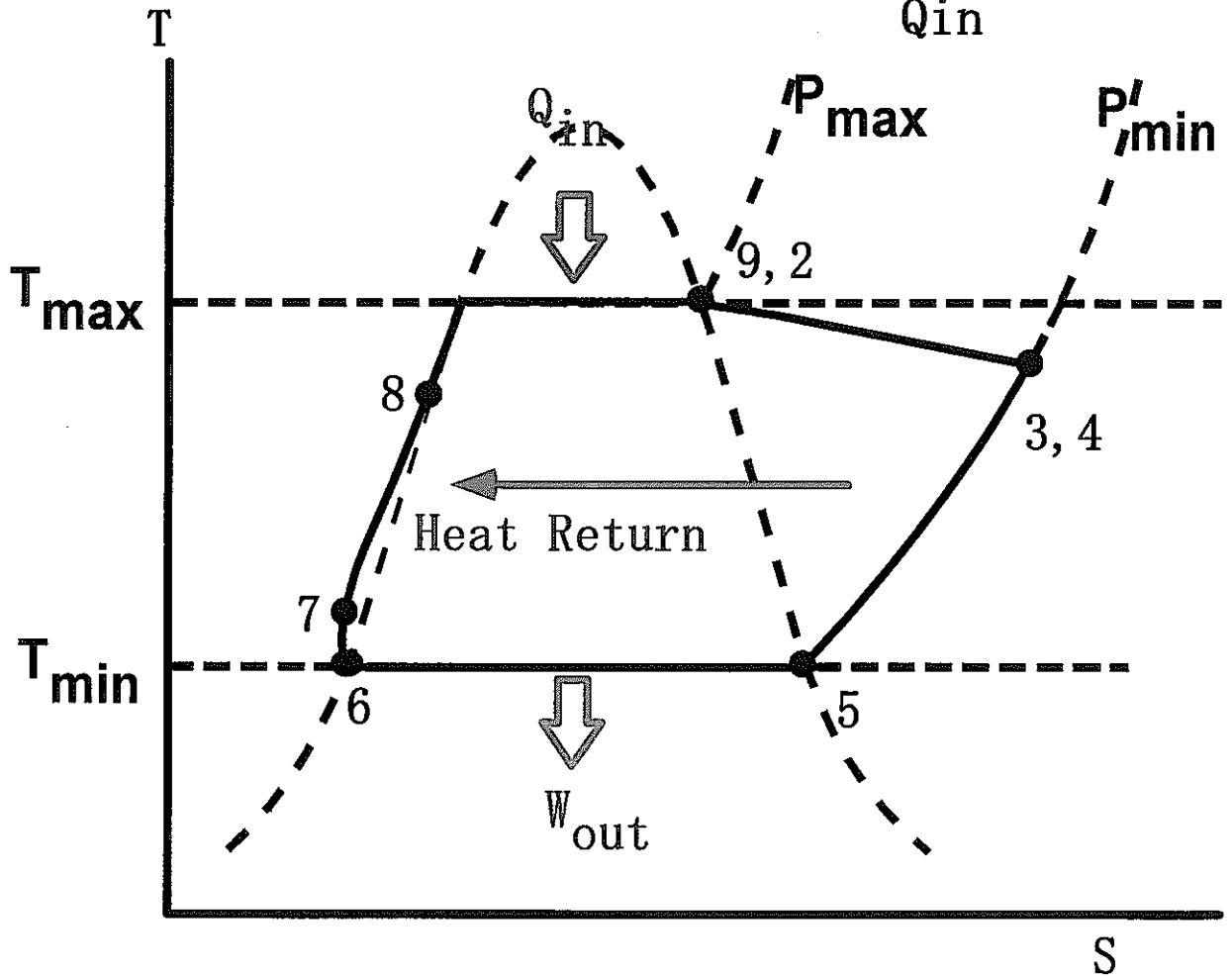
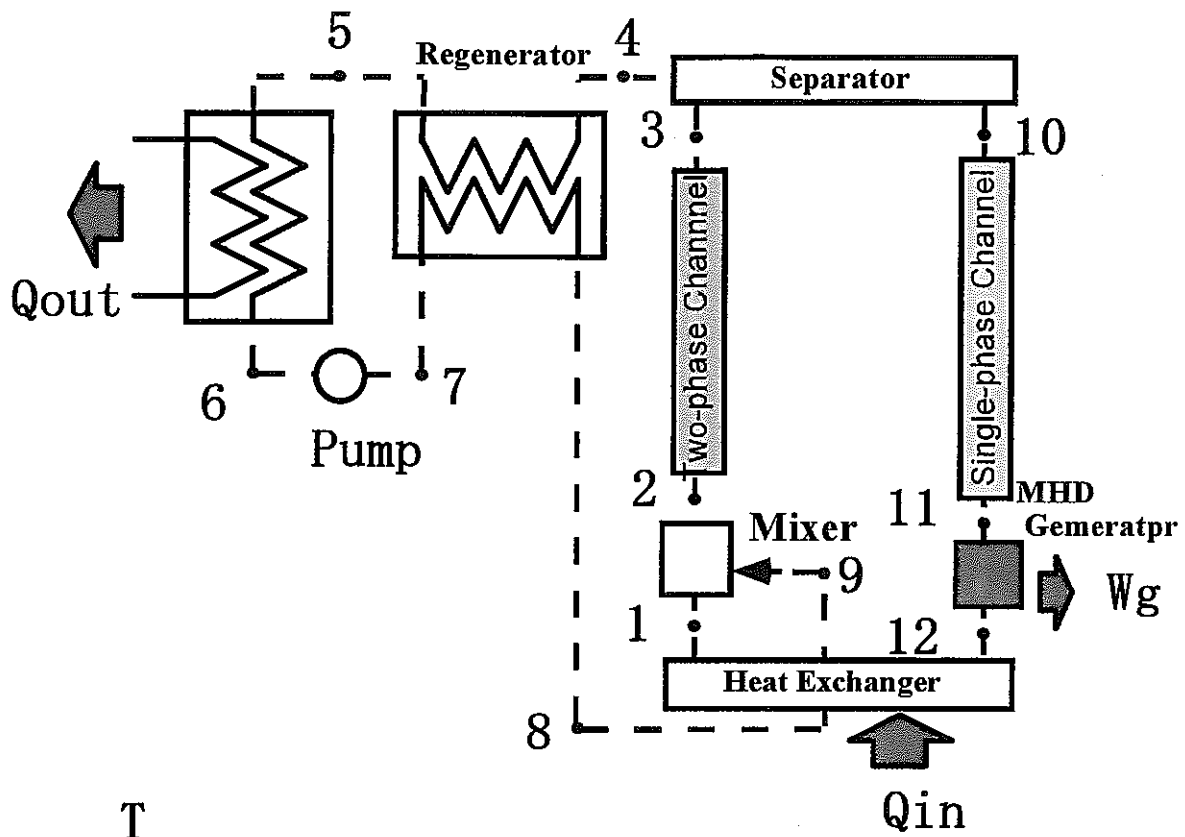


图 2-2 凝缩系 T-S 线图 (1)

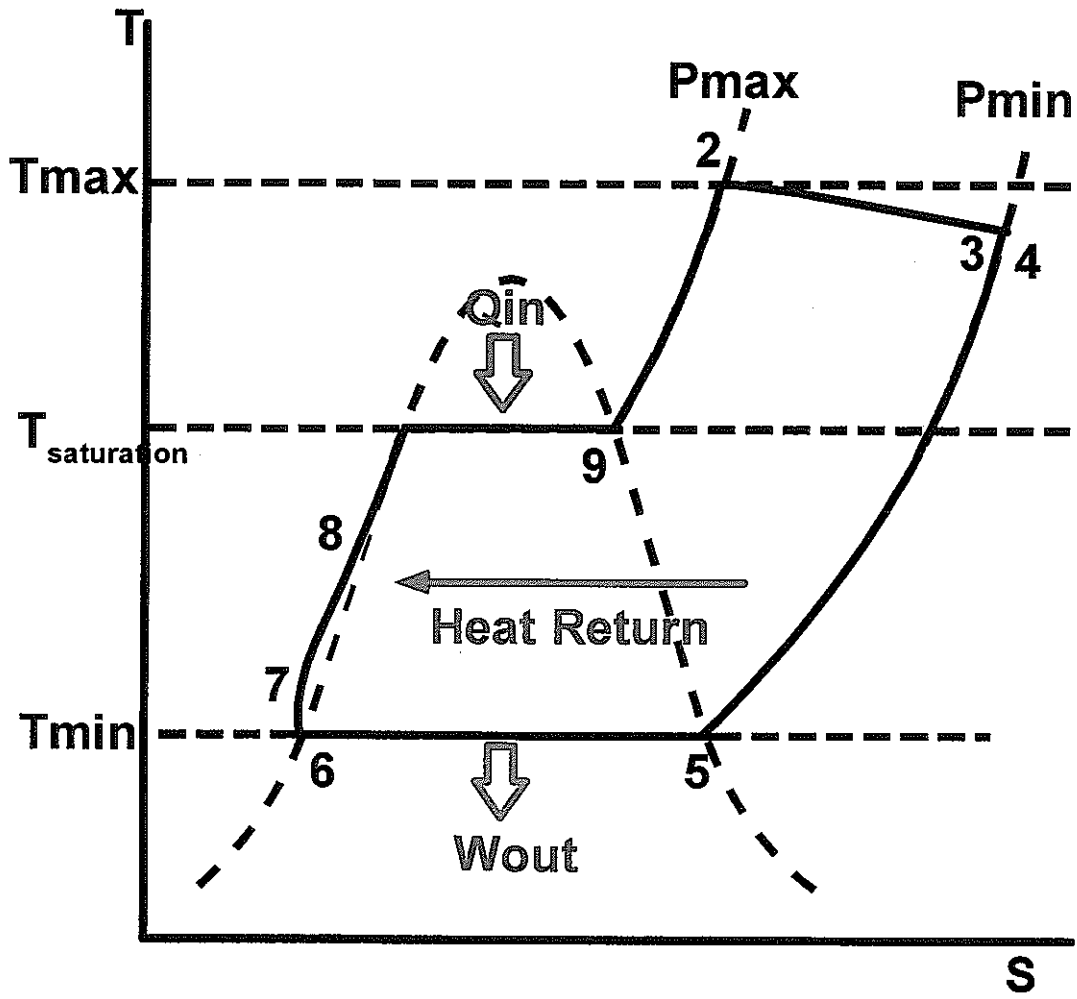


图 2-3 凝缩系 T-S 线图 (2)

3 サイクル解析モデル

解析は熱力学的作動流体が凝縮性ガス (H₂O) の場合と非凝縮性ガス (Ar) の場合について次の条件において行った。また、MHD 作動流体としては Pb-Bi を用いた。

- ・ 液相は理想液体として扱う。
- ・ 凝縮性ガスは蒸気の場合は理想気体、凝縮後は理想液体として扱う。
- ・ 非凝縮性ガスは理想液体として扱う。

主熱交換器

- ・ 熱は液相・気相それぞれに与えられ、気相が凝縮性の場合は蒸発し、過熱蒸気としてさらに暖められる。
- ・ 圧力損失は無視する。

以上の仮定により、二相流単位質量流量あたり次式が得られる。

$$Q_{in} = Q_l + Q_g \quad \text{式 3-1}$$

$$Q_l = C_{pl,12} (T_1 - T_{12}) (1 - x) \quad \text{式 3-2}$$

$$Q_g = \begin{cases} \{ C_{pg8,s} (T_s - T_8) + L_{8,s} + C_{pg9,s} (T_s - T_9) \} x & \text{(condensability)} \\ C_{pg8,9} (T_9 - T_8) x & \text{(non condensability)} \end{cases} \quad \text{式 3-3}$$

1～2 での液相のエネルギー保存から

$$\frac{1}{2} U_{11}^2 + \frac{P_1}{\rho_l} = \frac{1}{2} U_{12}^2 + \frac{P_2}{\rho_l} \quad \text{式 3-4}$$

$$\therefore P_1 = P_2 + \frac{1}{2} \rho_l (U_{12}^2 - U_{11}^2) \quad \text{式 3-5}$$

$$T_1 = T_9 = T_{\max} \quad \text{式 3-6}$$

混合部

- ・ 気液混合部は一定圧力(P_{max})、一定温度(T_{max})で行われる。
- ・ 摩擦損失、熱損失は無視する。
- ・ 流路断面は一定とする。

$$P_2 = P_{max} \quad \text{式 3-1}$$

$$T_2 = T_1 = T_{max} \quad \text{式 3-2}$$

混合部出口において、連続の式より、

$$\frac{x}{1-x} = \frac{\rho_{g2}}{\rho_{l2}} \frac{\alpha_2}{1-\alpha_2} S_{f2} \quad \text{式 3-3}$$

完全ガス近似より、

$$\rho_{g2} = \frac{P_2}{RT_2} \quad \text{式 3-4}$$

$$U_{l2} = \frac{1}{1-\alpha_2} U_{l1} \quad \text{式 3-5}$$

二相流上昇部

二相流の圧力降下によって気相が膨張する場合、膨張によって気相は温度降下しようとするが、両相間で熱移行が行われ周囲の液相から熱を受け、気相単独で断熱変化する場合に比べ、温度変化が少ない。ここでは両相間で常に熱平衡が生じ、二相流全体で等エントロピー変化がないので、

$$x dS_g + (1-x) dS_l = 0 \quad \text{式 3-1}$$

ここで、

$$dS_g \neq 0 \quad dS_l \neq 0 \quad \text{式 3-2}$$

気相および液相それぞれの単位質量あたりの受熱量（放熱量）を dq_g, dq_l とすると、

$$dS_g = \frac{dq_g}{T} \quad \text{式 3-3}$$

$$dS_l = \frac{dq_l}{T} \quad \text{式 3-4}$$

液相を非圧縮性液体とみなせば、

$$\begin{aligned} dq_l &= dh_l - v_l dp \\ &= (c_{pl} dT + v_l dp) - v_l dp \\ &= c_{pl} dT \end{aligned} \quad \text{式 3-5}$$

式 3-4 より

$$dS_l = c_{pl} \frac{dT}{T} \quad \text{式 3-6}$$

一方、気相に対して熱力学第一法則と完全ガス近似を適用すると、

$$\begin{aligned} dq_g &= dh_g - v_g dp \\ &= c_{pg} dT - \frac{R}{P} T dP \end{aligned} \quad \text{式 3-7}$$

式 3-3 より

$$dS_g = c_{pg} \frac{dT}{T} - R \frac{dP}{P} \quad \text{式 3-8}$$

式 3-6、式 3-7 を式 3-1 に代入すると、

$$\frac{dT}{T} \left(1 + \frac{1-x}{x} \right) \frac{c_{pl}}{c_{pg}} - \frac{R}{c_{pg}} \frac{dP}{P} = 0 \quad \text{式 3-9}$$

式 3-9 を解くと、温度と圧力の関係は以下ようになる。

$$TP^{\frac{1-n}{n}} = \text{const.} \quad \text{式 3-10}$$

ただし、

$$n = \frac{\frac{c_{pg}}{R} \left(1 + \frac{1-x}{x} \frac{c_{pl}}{c_{pg}} \right)}{\frac{c_{pg}}{R} \left(1 + \frac{1-x}{x} \frac{c_{pl}}{c_{pg}} \right) - 1} \quad \text{式 3-11}$$

したがって、二相流上昇部の出入り口の圧力と温度の関係は、

$$T_3 = T_2 \left(\frac{P_2}{P_3} \right)^{\frac{1-n}{n}} \quad \text{式 3-12}$$

$$P_3 = P_{\min} \quad \text{式 3-13}$$

完全ガス近似より、

$$\rho_{g3} = \frac{P_3}{RT_3} \quad \text{式 3-14}$$

連続の式から、

$$\alpha_3 = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_{g3}}{\rho_{l3}} S_{f3}} \quad \text{式 3-15}$$

二相流上昇部では管断面積を一定として、

$$U_{l3} = U_{l2} \frac{1-\alpha_2}{1-\alpha_3} \quad \text{式 3-16}$$

また運動量保存則から、摩擦損失を無視して、

$$(P_3 - P_2) + \int_{Z_2}^{Z_3} \{ \rho_g \alpha + \rho_l (1 - \alpha) \} g dZ + (\rho_{g3} \alpha_3 U_{g3}^2 - \rho_{g2} \alpha_2 U_{g2}^2) + \{ \rho_{l3} (1 - \alpha_3) U_{l3}^2 - \rho_{l2} (1 - \alpha_2) U_{l2}^2 \} = 0 \quad \text{式 3-17}$$

式 3-17 の左辺第二項の積分は、 $\rho_l \gg \rho_g$ より、

$$\int_{Z_2}^{Z_3} \{ \rho_g \alpha + \rho_l (1 - \alpha) \} g dZ = \rho_l (1 - \langle \alpha \rangle) g H \quad \text{式 3-18}$$

ただし、

$$H = Z_3 - Z_2 \quad \langle \alpha \rangle = \frac{1}{H} \int_{Z_2}^{Z_3} \alpha dZ \quad \text{式 3-19}$$

とし、さらに平均ボイド率 $\langle \alpha \rangle$ は、二相流出入口のボイド率 α_2 、 α_3 の平均として近似すると、

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\alpha_2 + \alpha_3}{2} \quad \text{式 3-20}$$

したがって式 3-17 は、

$$(P_3 - P_2) + \rho_{l2} (1 - \langle \alpha \rangle) g H + \rho_{l2} (1 - \alpha_2) \left(\frac{x}{1-x} S_{f2} + 1 \right) \left[\frac{1 - \alpha_2}{1 - \alpha_3} \frac{\frac{x}{1-x} S_{f3} + 1}{\frac{x}{1-x} S_{f2} + 1} - 1 \right] U_{l2}^2 = 0 \quad \text{式 3-21}$$

次にエネルギー式から、

$$(1-x)\left\{c_{pl}(T_3 - T_2) + \frac{P_3 - P_2}{\rho_1} + \frac{1}{2}(U_{12}^2 - U_{13}^2)\right\} + x\left\{c_{pg}(T_3 - T_2) + \frac{1}{2}(U_{g2}^2 - U_{g3}^2)\right\} + gH = 0$$

式 3-22

式 3-17 と式 3-22 から H と U_{12}^2 を求めると、

$$U_{12}^2 = \frac{(P_3 - P_2) + \rho_l C}{A - \rho_l B}$$

式 3-23

$$H = \frac{1}{g} \left(-C - B \frac{(P_3 - P_2) + \rho_l C}{A - \rho_l B} \right)$$

式 3-24

ここで、

$$\rho_l = \rho_{l2}(1 - \langle \alpha \rangle)$$

式 3-25

$$A = \rho_{l2}(1 - \alpha_2) \left(\frac{x}{1-x} S_{f2} + 1 \right) \left[\frac{1 - \alpha_2 \frac{x}{1-x} S_{f3} + 1}{1 - \alpha_3 \frac{x}{1-x} S_{f2} + 1} - 1 \right]$$

式 3-26

$$B = \frac{1}{2}(1-x) \left(\frac{x}{1-x} S_{f2}^2 + 1 \right) \left[\frac{1 - \alpha_2 \frac{x}{1-x} S_{f3}^2 + 1}{1 - \alpha_3 \frac{x}{1-x} S_{f2}^2 + 1} - 1 \right]$$

式 3-27

$$C = x c_{pg}(T_3 - T_2) + (1-x) \left(c_{pl}(T_3 - T_2) + \frac{P_3 - P_2}{\rho_l} \right)$$

式 3-28

気液分離器

- ・ 温度、圧力は一定のまま分離される。
- ・ 気相の圧力損失は無視する。
- ・ 分離された液相の運動エネルギーは、摩擦損失（分離損失）により減少しているものとする。

$$T_4 = T_{10} = T_3 \quad \text{式 3-29}$$

$$P_4 = P_{10} = P_3 \quad \text{式 3-30}$$

$$\eta_s \frac{1}{2} \rho_{13} U_{13}^2 = \frac{1}{2} \rho_{n0} U_{n0}^2 \quad \text{式 3-31}$$

单相流下降部

- ・ 摩擦損失は無視する。
- ・ 温度降下は無し（断熱）とする。
- ・ 流路断面は一定とする。

$$T_{11} = T_{10} \quad \text{式 3-32}$$

$$P_{11} = P_{10} + \rho_{n0} gH \quad \text{式 3-33}$$

$$U_{n0} = U_{n1} \quad \text{式 3-34}$$

MHD 発電機

- ・ 摩擦損失は無視する。
- ・ ジュール損失は外部に放出されるとする。

$$T_{12} = T_{11} \quad \text{式 3-35}$$

$$P_{12} = P_1 \quad \text{式 3-36}$$

$$U_{n2} = U_{n1} \quad \text{式 3-37}$$

MHD 発電機での圧力降下は、

$$\Delta P_{MHD} = (P_{11} - P_{12}) + \frac{1}{2} \rho_{n1} (U_{n1}^2 - U_{n2}^2) \quad \text{式 3-38}$$

発電機出力は

$$W_g = \eta_g \Delta P_{MHD} \frac{1-x}{\rho_l} \quad \text{式 3-39}$$

ジュール損失は

$$W_j = (1 - \eta_g) \Delta P_{MHD} \quad \text{式 3-40}$$

再生熱交換器

摩擦熱損失は無視する。

$$C_{pg7,8} (T_8 - T_7) = \eta_{reg} C_{pg4,5} (T_4 - T_5) \quad \text{式 3-41}$$

$$P_5 = P_4 \quad \text{式 3-42}$$

$$P_8 = P_7 \quad \text{式 3-43}$$

除熱源

摩擦損失は無視する。

$$Q_{out} = \begin{cases} xL_{5,6} & \text{(condensability)} \\ C_{pg5,6} (T_5 - T_6) & \text{(non condensability)} \end{cases} \quad \text{式 3-44}$$

$$T_6 = T_5 \quad \text{式 3-45}$$

$$P_6 = P_5 \quad \text{式 3-46}$$

ポンプ

$$W_p = \begin{cases} \frac{1}{\eta_p} (P_7 - P_6) \frac{x}{\rho_g} & \text{(condensability)} \\ \frac{1}{\eta_p} \frac{ik}{1-k} RT_7 \left\{ \left(\frac{P_6}{P_7} \right)^{\frac{ik}{1-k}} - 1 \right\} x & \text{(non condensability)} \end{cases} \quad \text{式 3-47}$$

(i: 圧縮段数、k: 比熱比)

ポンプ損失は外部へ放出される。

$$T_7 = \begin{cases} T_6 & \text{(condensability)} \\ T_6 \left(\frac{P_6}{P_7} \right)^{\frac{ik}{1-k}} & \text{(non condensability)} \end{cases} \quad \text{式 3-48}$$

$$P_7 = P_{\max} \quad \text{式 3-49}$$

サイクル効率

$$\eta = \frac{W_g - W_p}{Q_{in}} \quad \text{式 3-50}$$

以上の仮定を元に、本サイクルの基本特性を調べるため、

- ・ 二相流入口ボイド率
- ・ 気液スリップ比
- ・ ポンプの圧縮段数
- ・ システム最低温度
- ・ システム構成コンポーネント効率

をパラメータとして感度解析を行った。

4 サイクル解析結果

二相流入ボイド率の影響

図 4-1~4-3 に作動流体を非凝縮性ガスを用いたとき、図 4-14~4-22 に凝縮性ガスを用いたときの、二相流入ボイド率とサイクル効率の関係である。サイクル効率はボイド率が増加するにしたがって徐々に減少していき、カルノー効率から離れていく。これは次のように説明できる。二相流上昇部において、気相は液相から熱を受け取りながら圧力の変化により膨張していく。低ボイド率では熱を与える液相が気相のまわりに十分にあるので、気相が液相の温度で等温膨張することが可能になる。一方、ボイド率が上がり気相の周りにはある液相の割合が減ると、膨張して温度が下がろうとする気相に十分な熱量を液相が与えられないので、等温膨張が実現できなくなってくる。すると、エリクソンサイクルからのずれが生じ、カルノー効率からずれていく。図 4-7、8 に示した非凝縮性気体の場合は、圧縮段数が増えれば効率が上がることがわかる。これはポンプの圧縮による損失が低下するためである。

図 4-13,22 は二相流入ボイド率に対する、二相流単位質量あたりのシステムの正味出力エネルギー（MHD 出力）-（ポンプ入力）の関係を示している。ボイド率の上昇とともに出力エネルギーは増加している。これは熱力学的作動流体の質量流量が増えるにつれ、熱源から熱を取る能力が増えるためである。しかし、非凝縮性気体を用いた場合、質量流量を増やすとポンプ動力が大きく増えるため出力は減少してしまう。

二相流気液スリップ比の影響

図 4-9 に非凝縮性気体の、図 4-18, 19 に凝縮性気体の気液スリップ比とサイクル効率の関係を示す。これによると、サイクル効率は特に高ボイド率の範囲で、気液スリップ比に大きく影響されることがわかる。非凝縮性気体のほうが凝縮性より著しい影響があるのは、ポンプ出力が高ボイド率になるほど大きくなるためである。

各コンポーネント効率の影響

図 4-10 が非凝縮性気体の、図 4-20, 21 が凝縮性気体の各コンポーネント効率とサイクル効率との関係である。これによるとサイクル効率は MHD 発電効率に大きく依存している。また、気液分離器の効率も高ボイド率側でサイクル効率に大きな影響がある。また非凝縮性気体を熱力学的作動流体とした場合はポンプ効率が凝縮性気体より、より大きな影響がある。

高速炉への適用性

表4-1及び図4-23から4-25に、本システムの高速炉への適用礼を示す。本システムは、気相系循環ポンプは必要であるが、二次冷却系の主循環ポンプは不要となり、システムが簡素（タービン発電機も不用で、磁場とダクトで発電可能）になると共に、ポンプのトラブルが減り、受動的安全性が向上する。また、高速炉の二次冷却系に本システムを採用した場合、一次冷却系との間に電磁フローカップラを導入すれば、一次系冷却材主循環ポンプも不要となる他、蒸気発生器におけるNa-水反応野問題も根本的に排除でき、安全性、経済性の大きな向上が期待できる。

また、縦長のシステムであるため、気液分離器や除熱源は地上に設置し、地下の縦の空間を利用して、地下立地高速炉への適用も可能である。

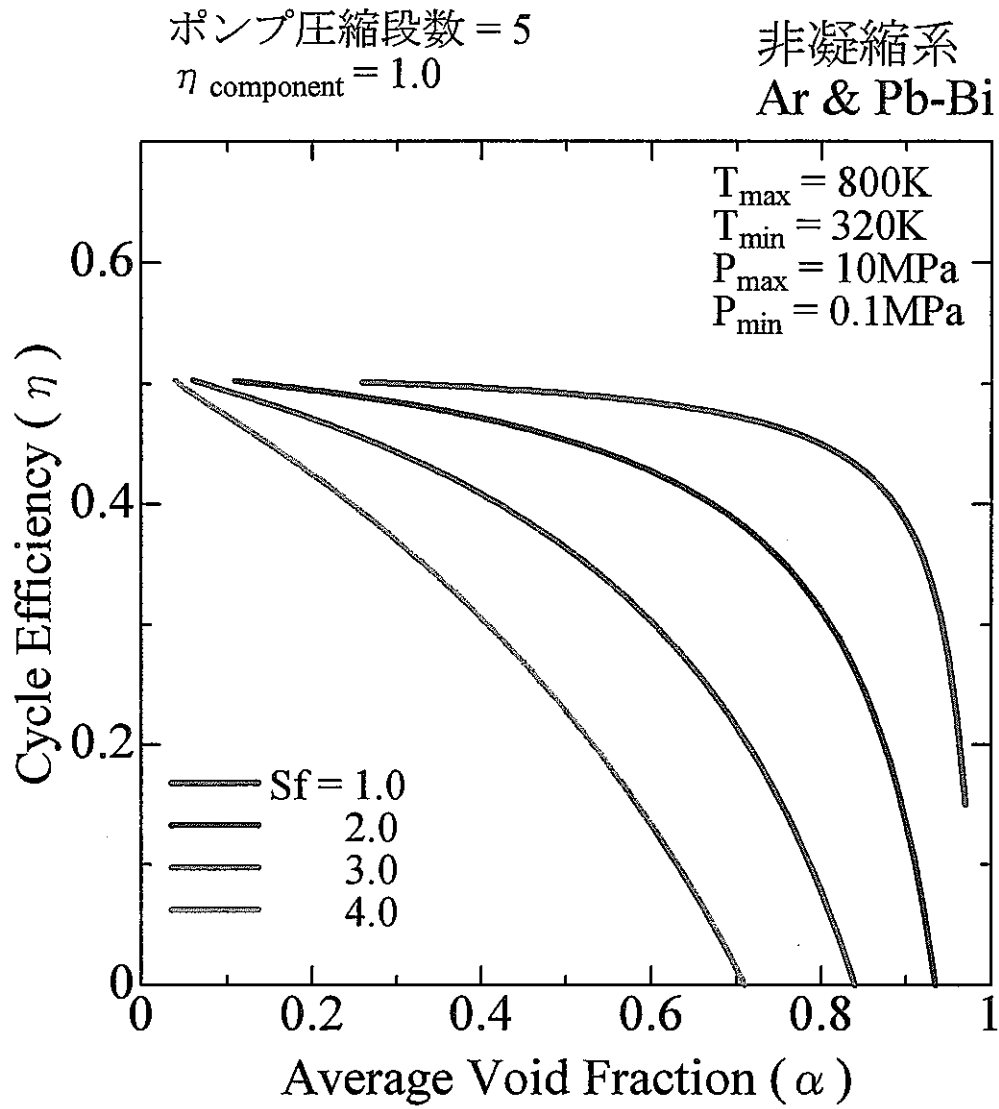


図 4-1 ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (1) (非凝縮系、ポンプ圧縮段数: 5)

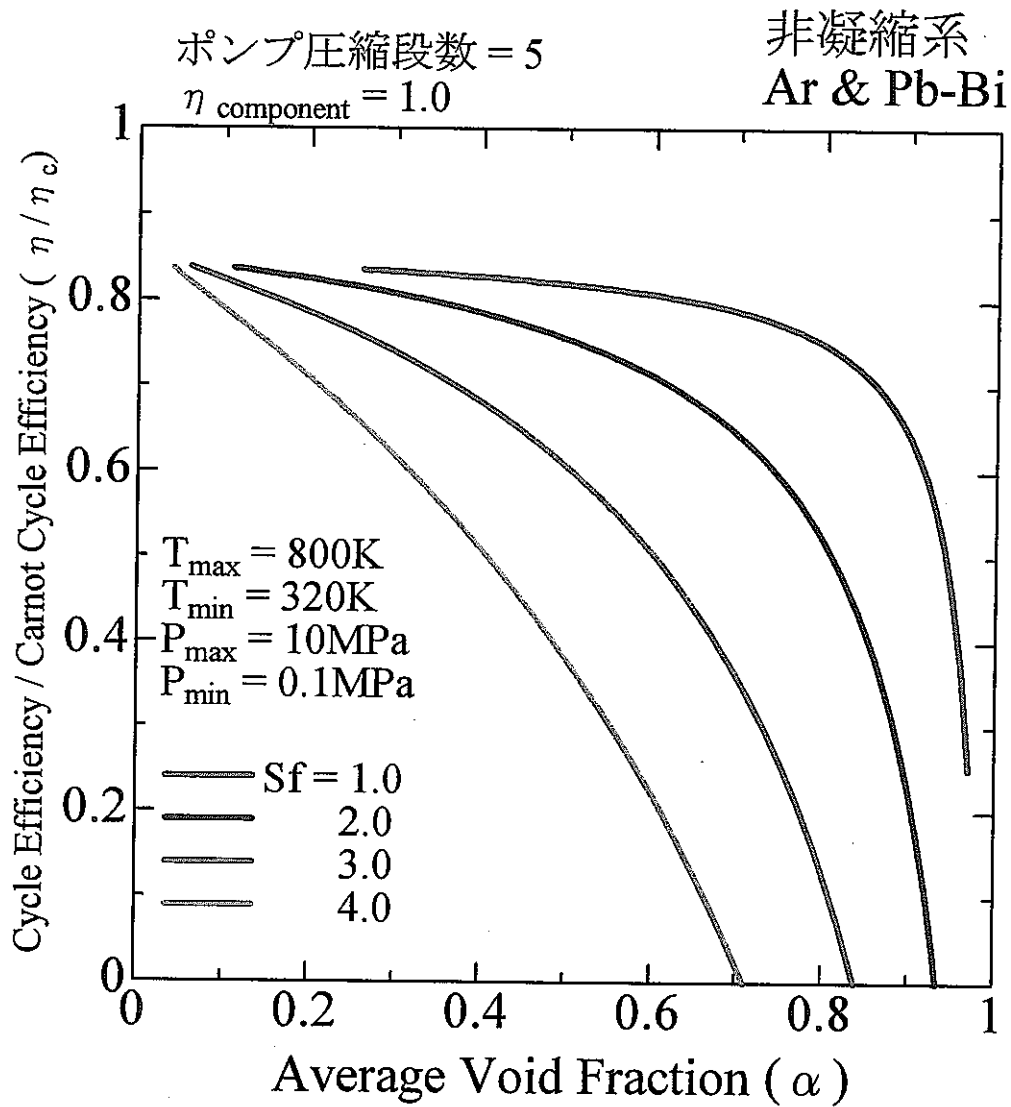


図 4-2 ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (2) (非凝縮系、ポンプ圧縮段数：5)

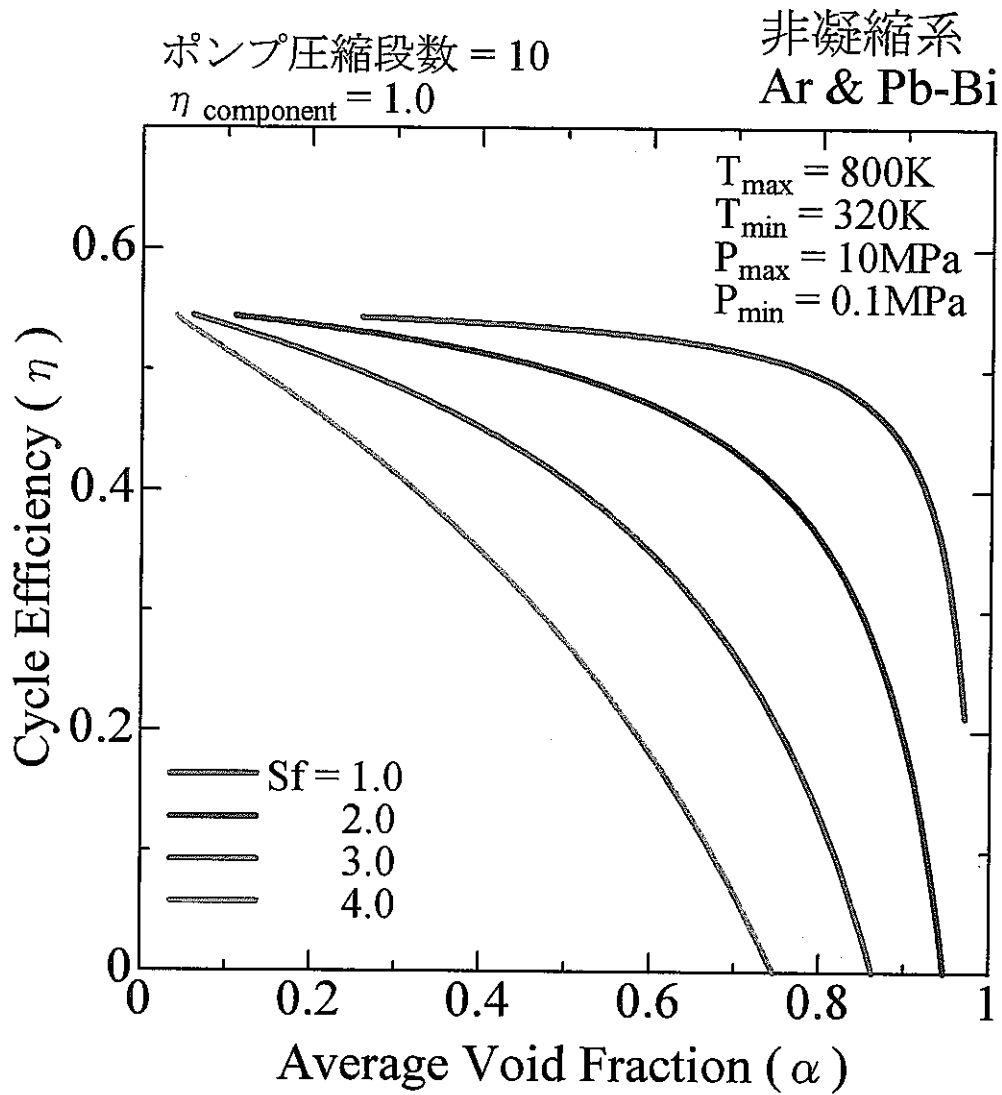


図 4-3 ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (3) (非凝縮系、ポンプ圧縮段数: 10)

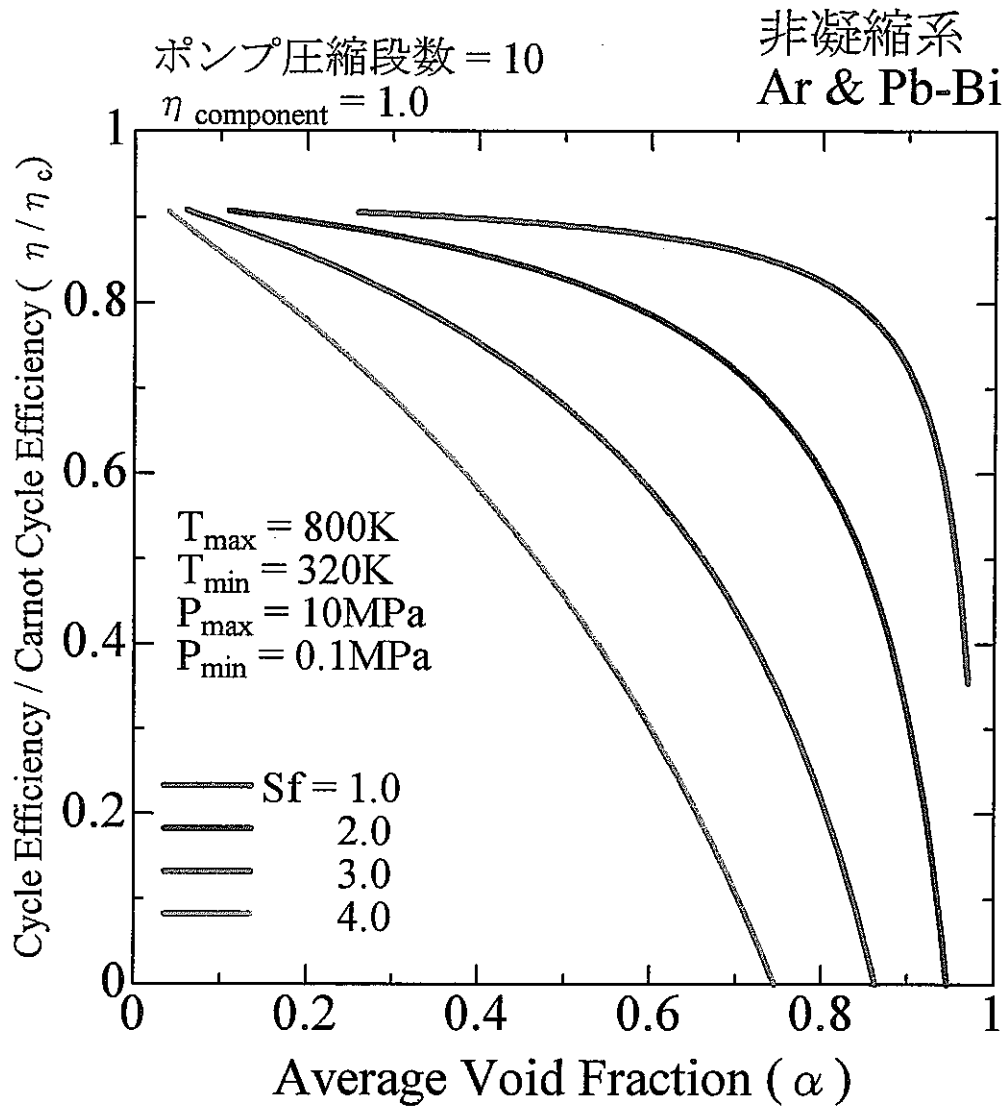


図 4-4 ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (4) (非凝縮系、ポンプ圧縮段数 : 10)

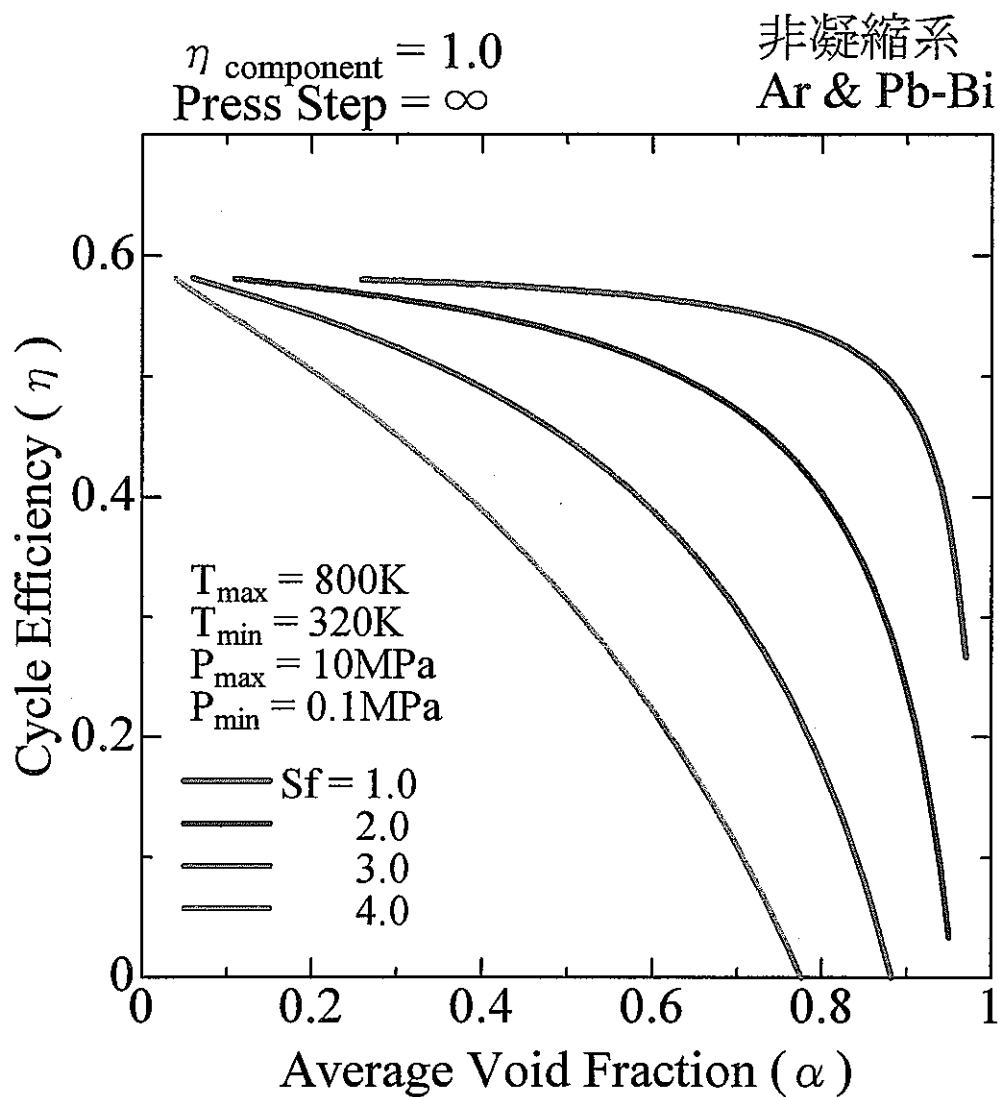


図 4-5 ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (5) (非凝縮系、ポンプ圧縮段数： ∞)

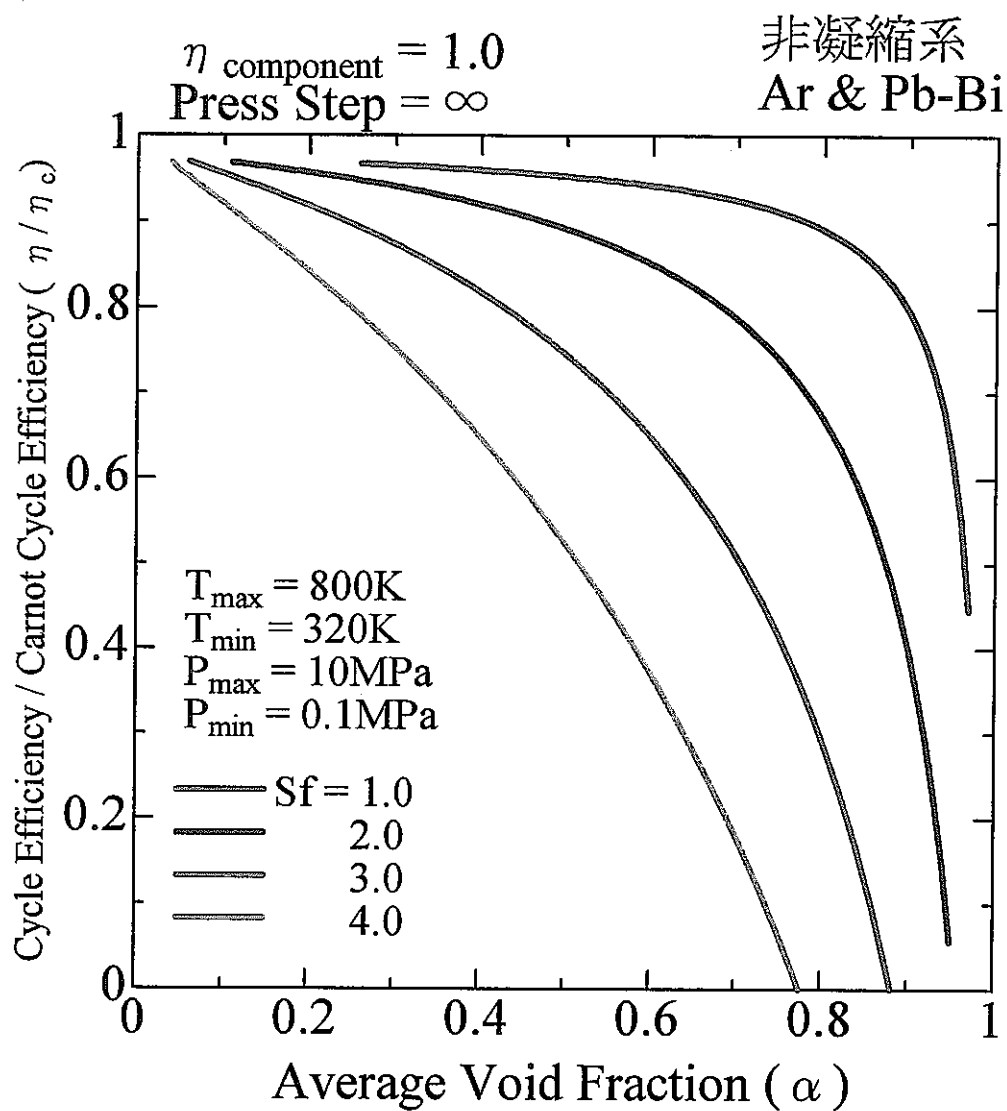


図 4-6 ボイド率のサイクル効率へ及ぼす影響 (6) (非凝縮系、ポンプ圧縮段数： ∞)

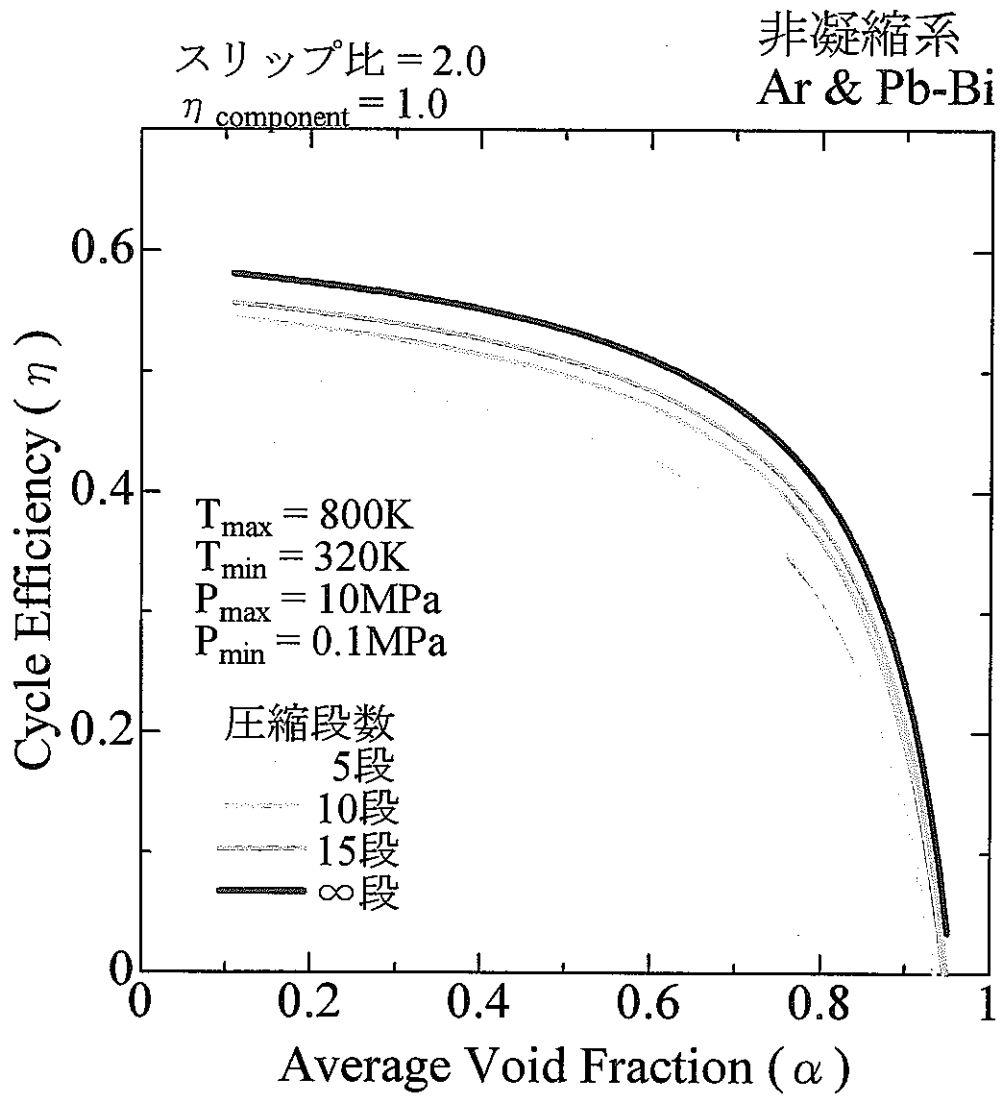


図 4-7 ポンプ圧縮段数のサイクル効率への影響 (1)

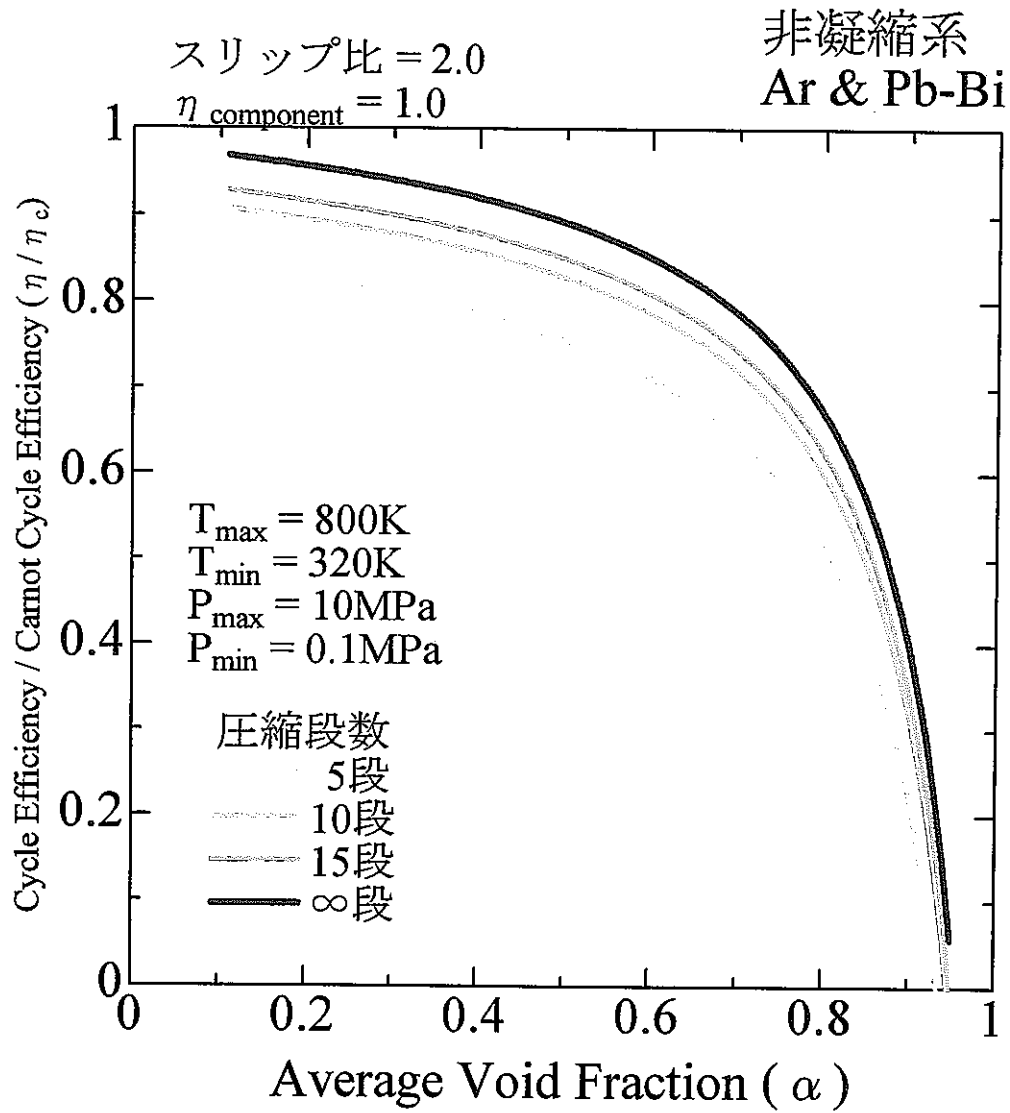


図 4-8 ポンプ圧縮段数のサイクル効率への影響 (2)

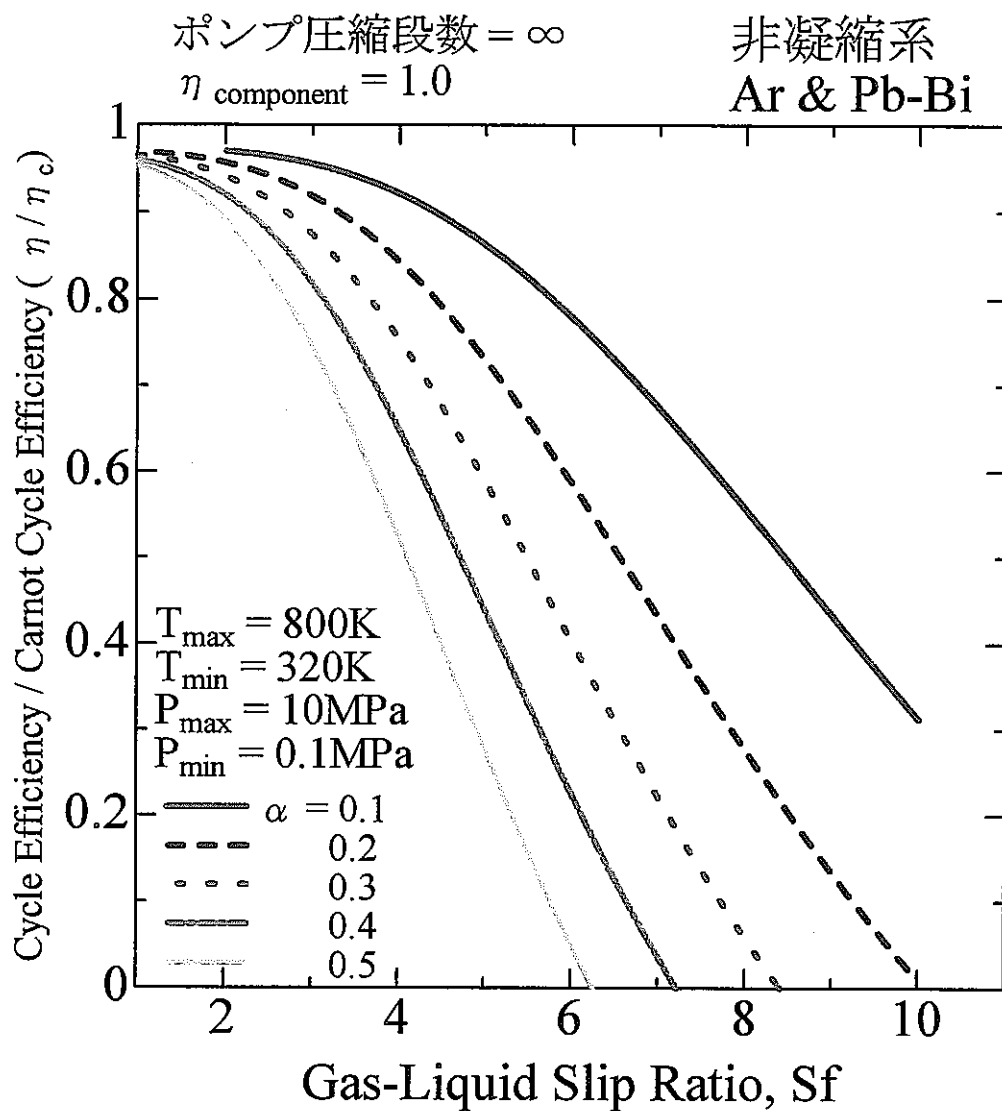


図 4-9 気液間スリップ比のサイクル効率への影響

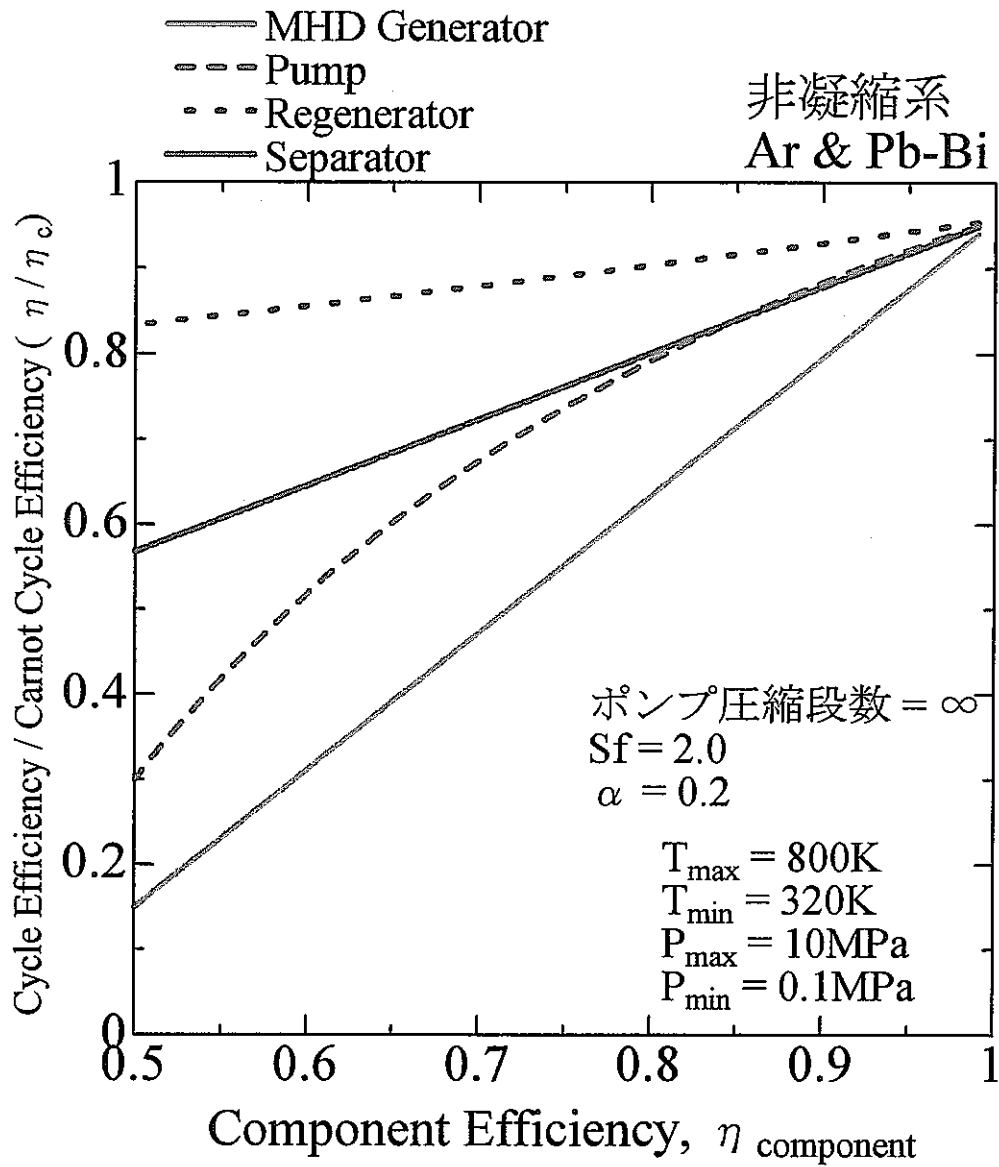


図 4-10 各コンポーネント効率のサイクル効率への影響

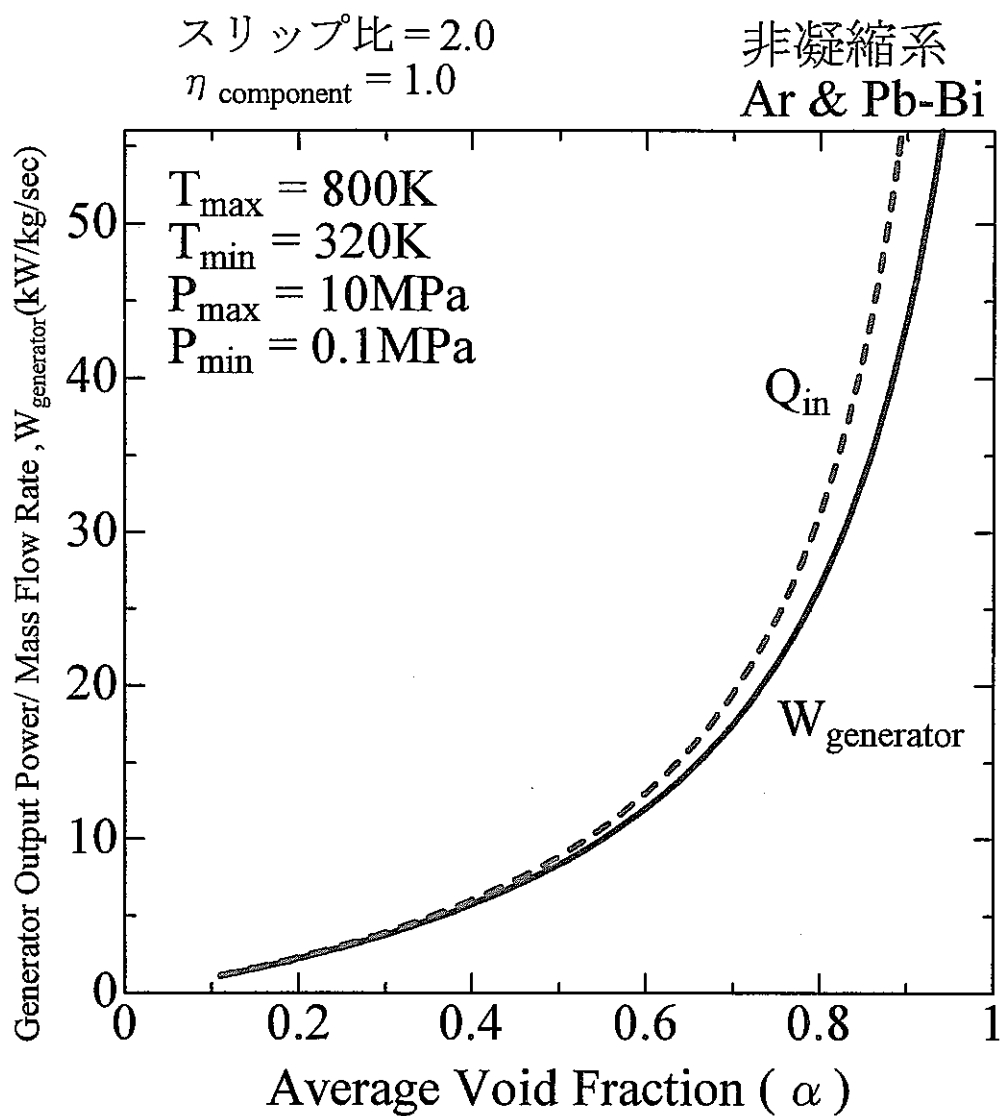


図 4-11 ボイド率の熱入力および発電出力への影響

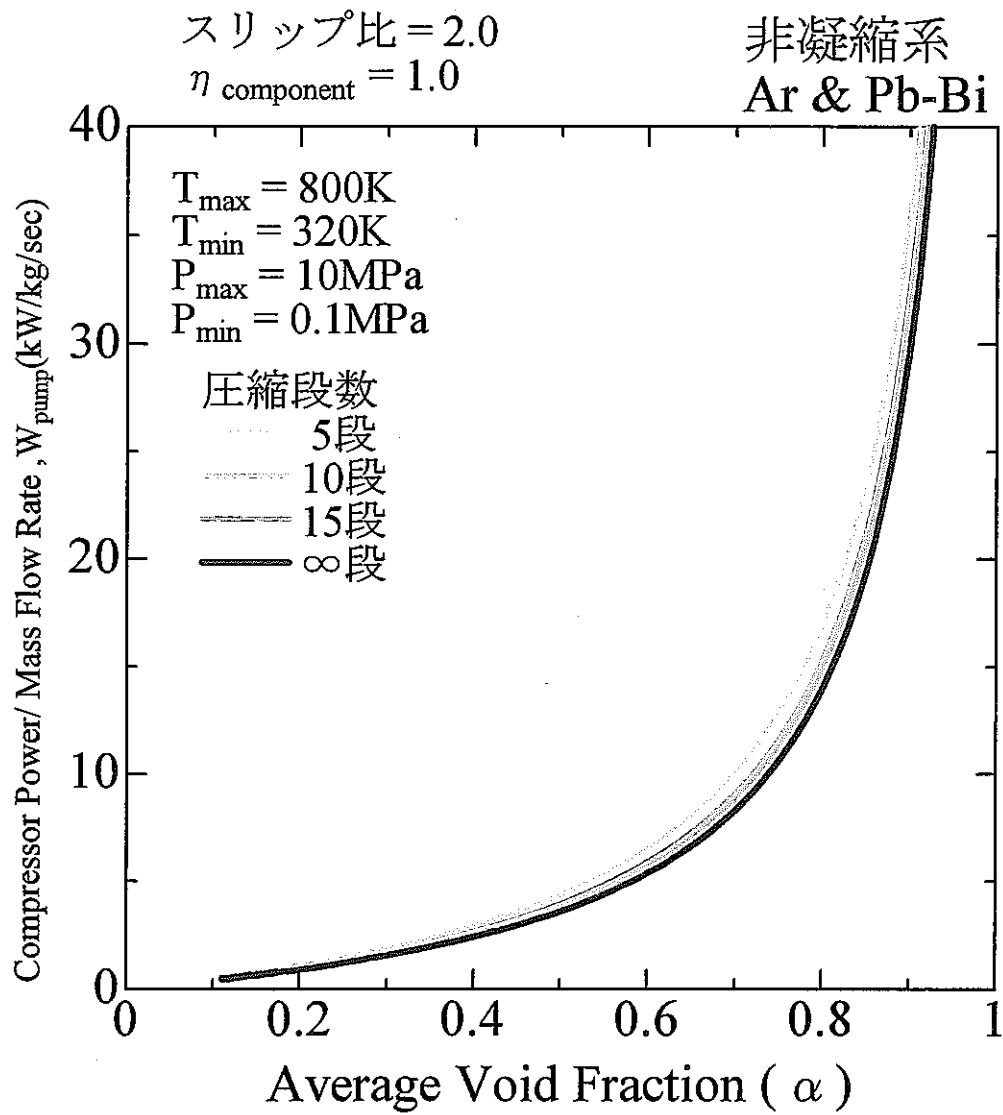


図 4-12 ボイド率のポンプ動力への影響

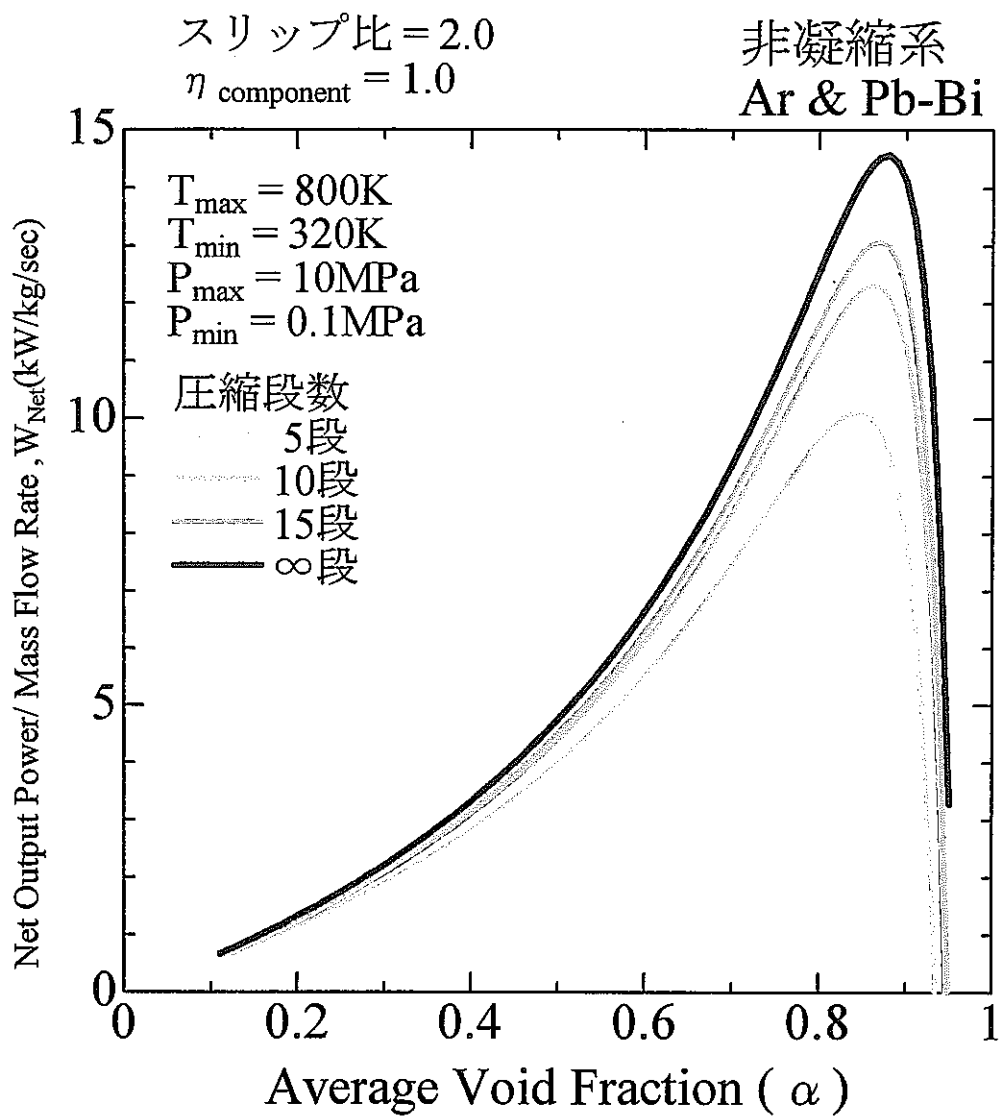


図 4-13 ボイド率の正味電気出力への影響

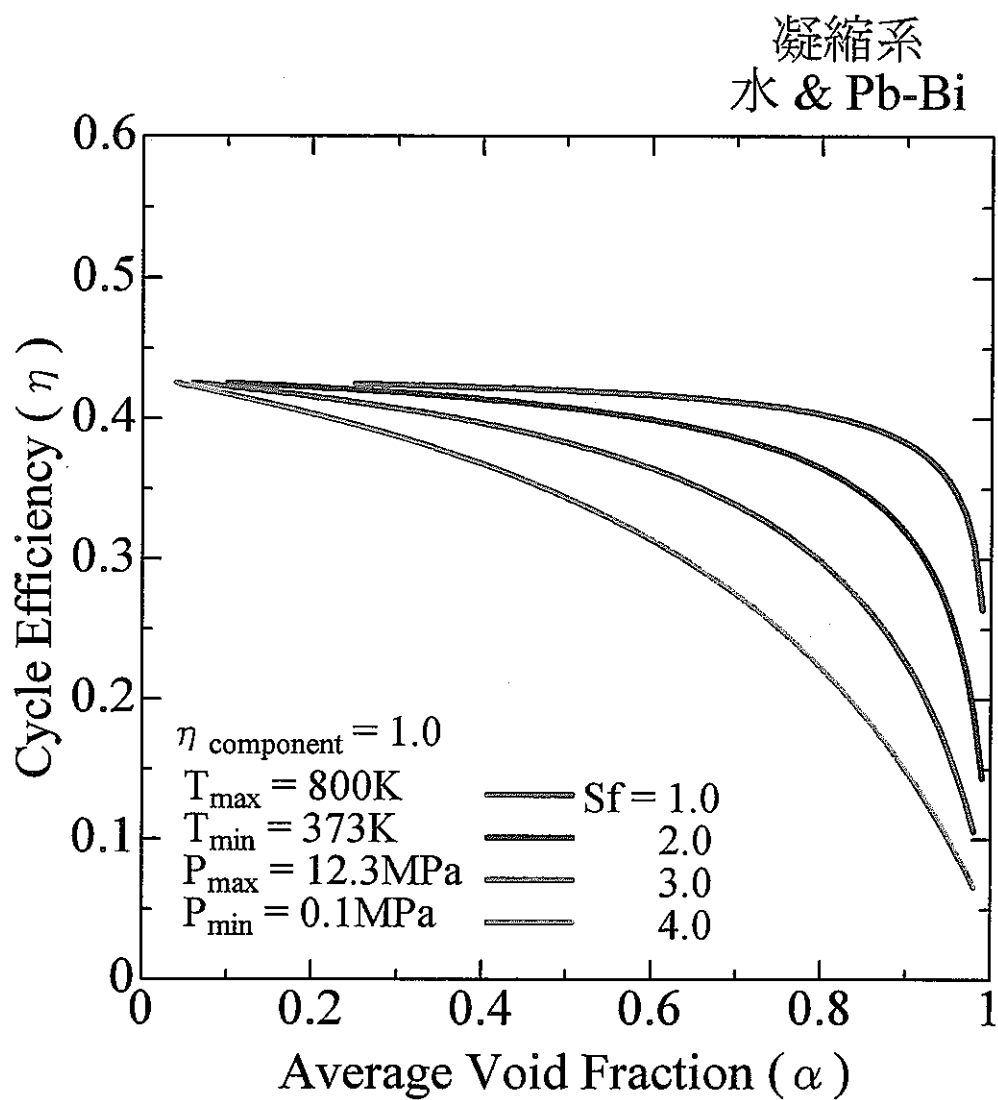


図 4-14 ボイド率のサイクル効率への影響 (1) (凝縮系、 $T_{\text{min}}=373\text{K}$)

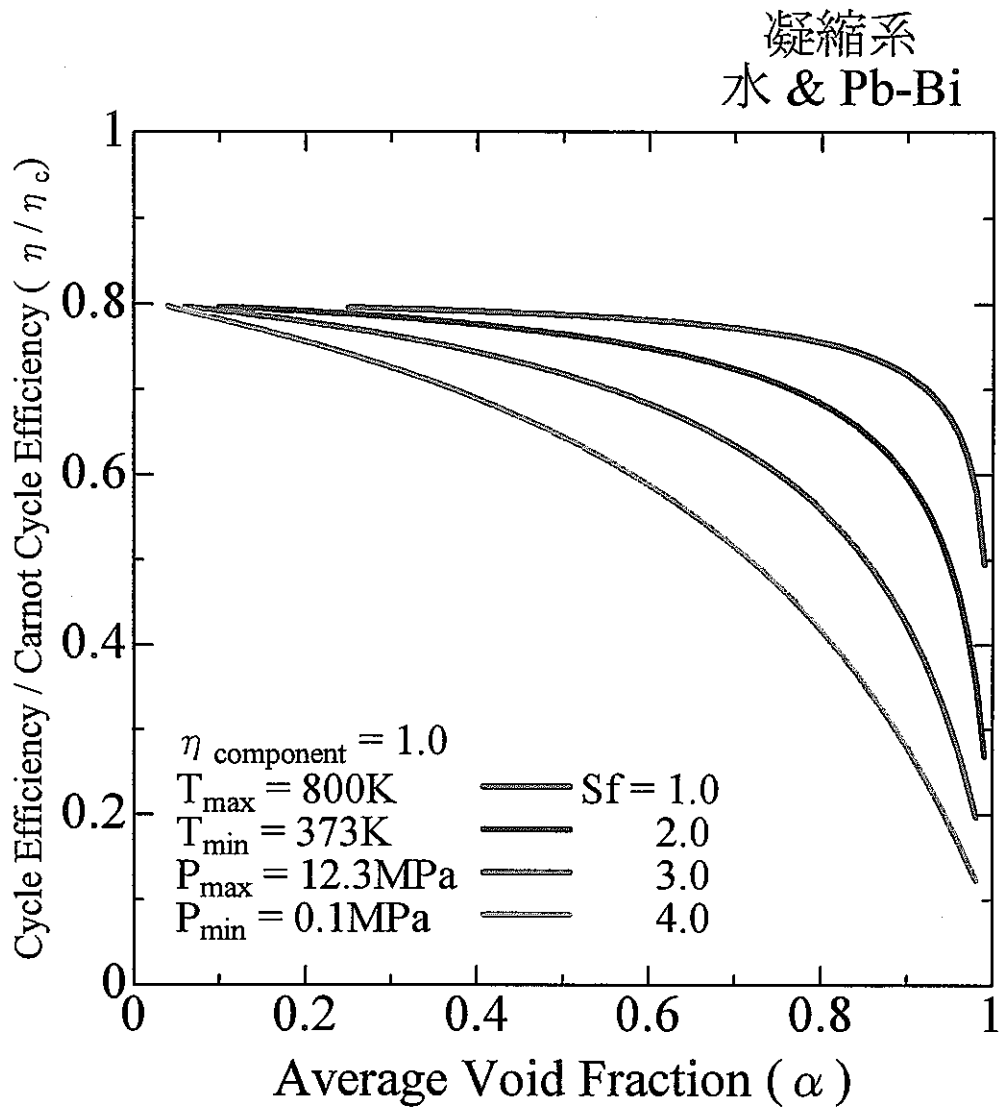


図 4-15 ボイド率のサイクル効率への影響 (2) (凝縮系、 $T_{\text{min}}=373\text{K}$)

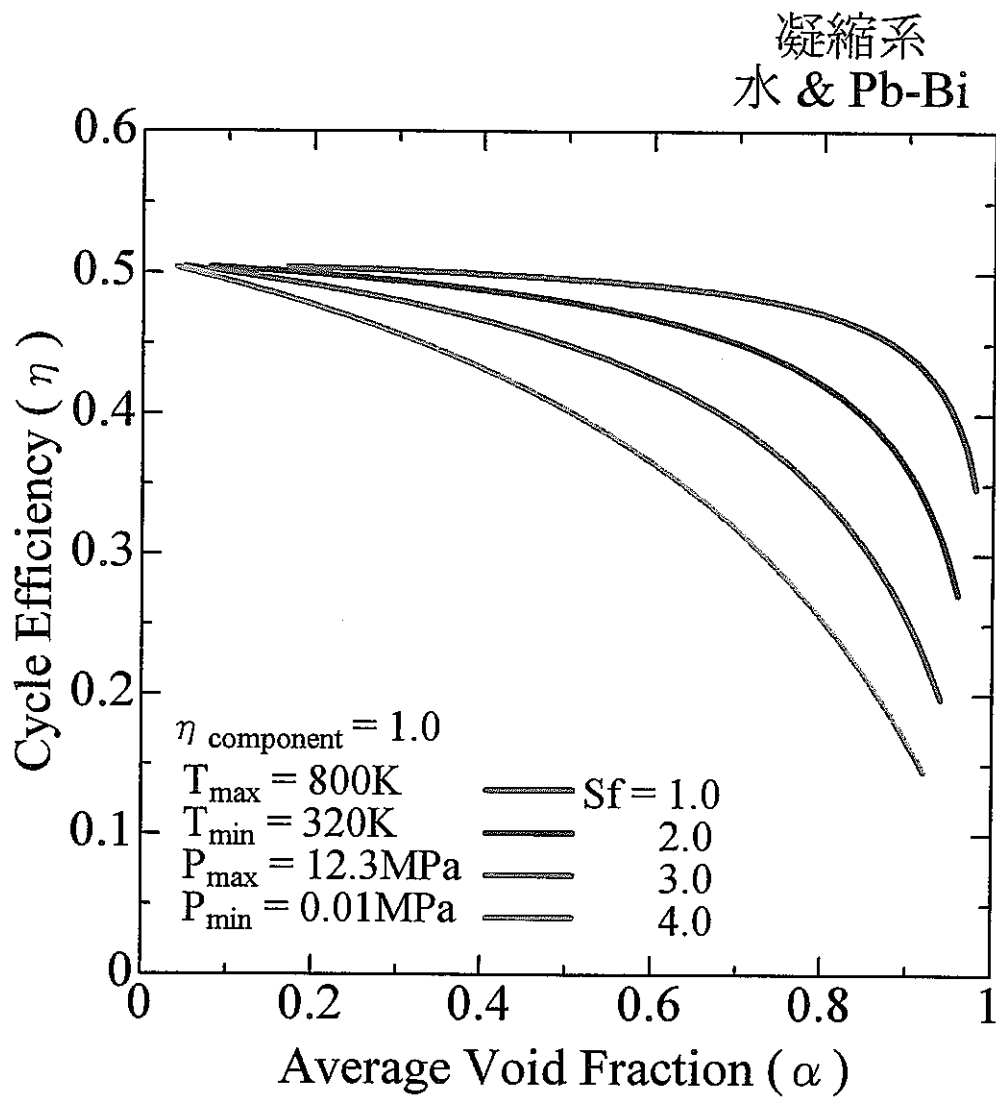


図 4-16 ボイド率のサイクル効率への影響 (3) (凝縮系、 $T_{\text{min}}=320\text{K}$)

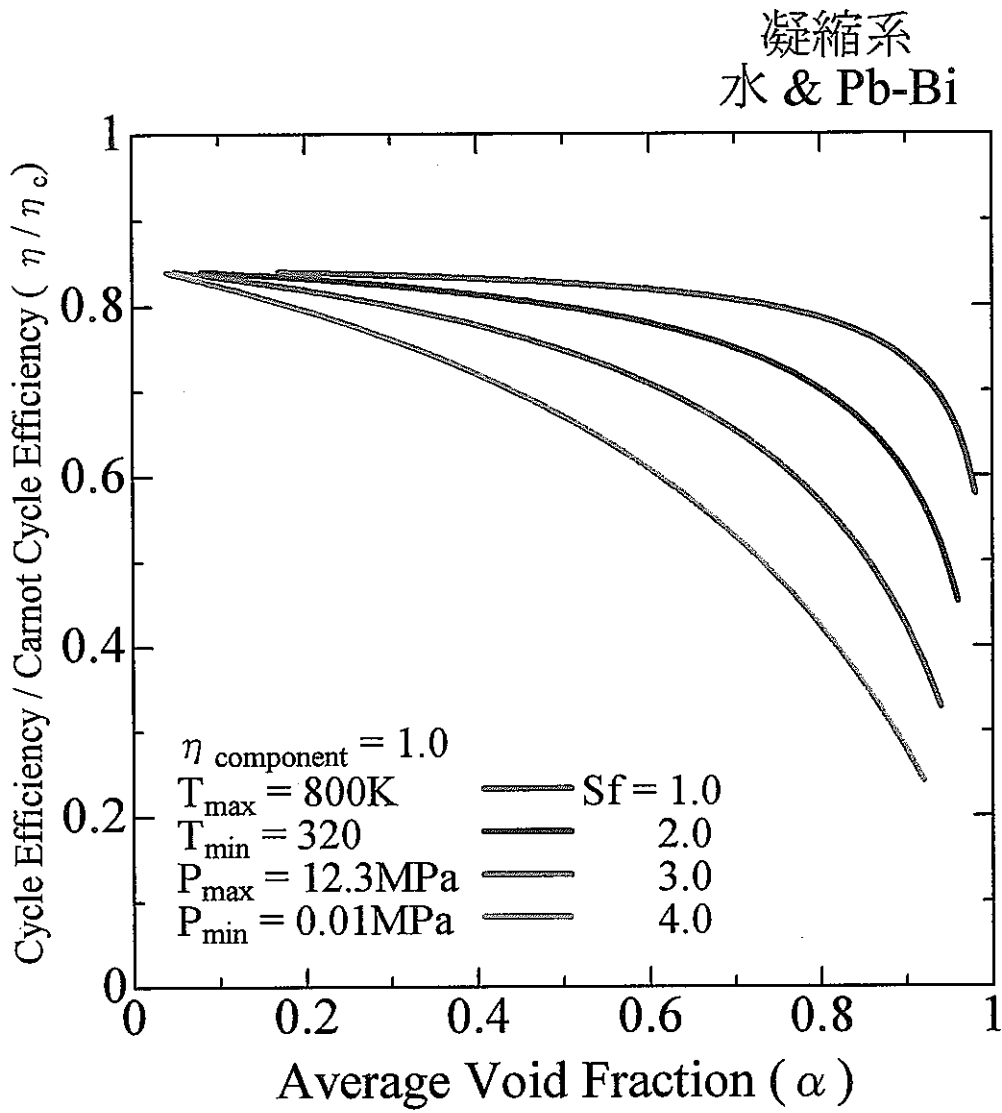


図 4-17 ボイド率のサイクル効率への影響 (4) (凝縮系、 $T_{\text{min}}=320\text{K}$)

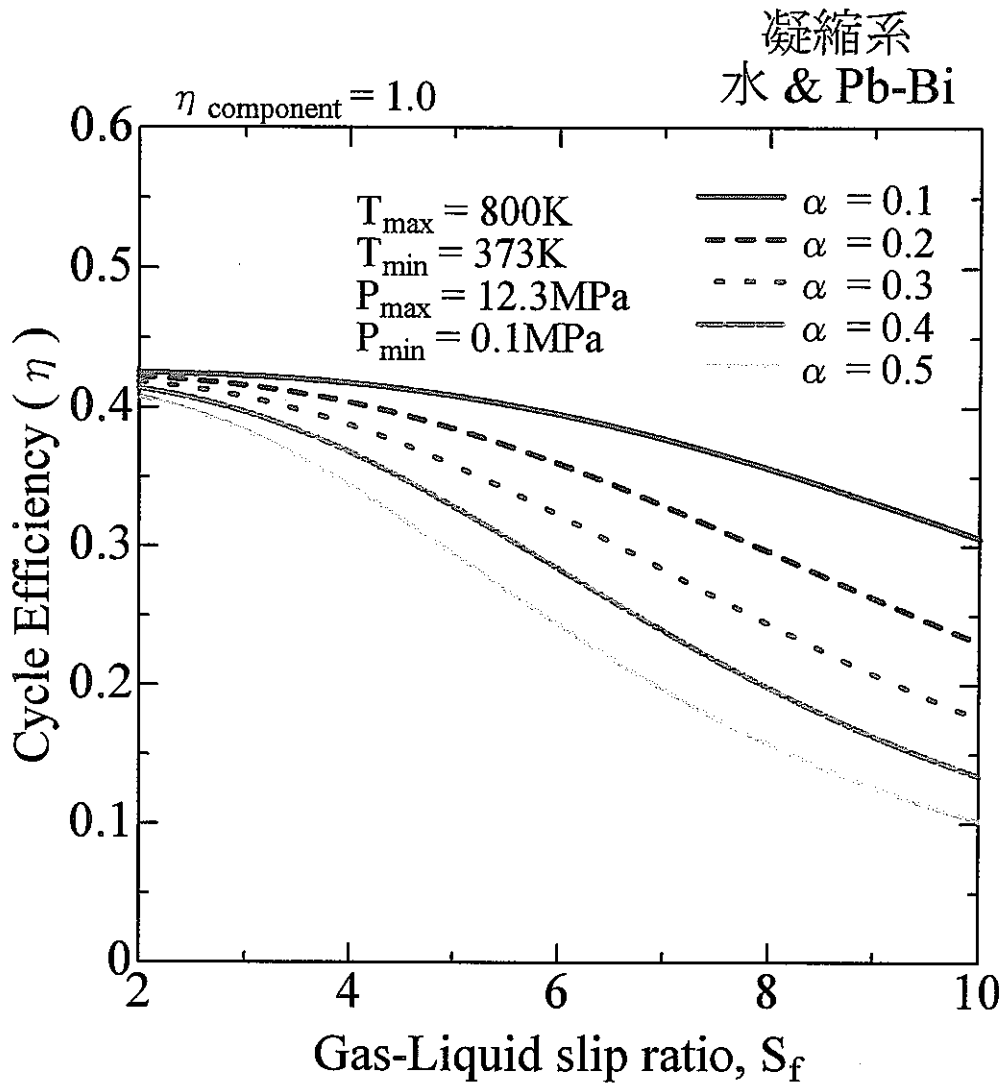


図 4-18 気液間スリップ比のサイクル効率への影響 (1) (凝縮系、 $T_{\text{min}}=373\text{K}$)

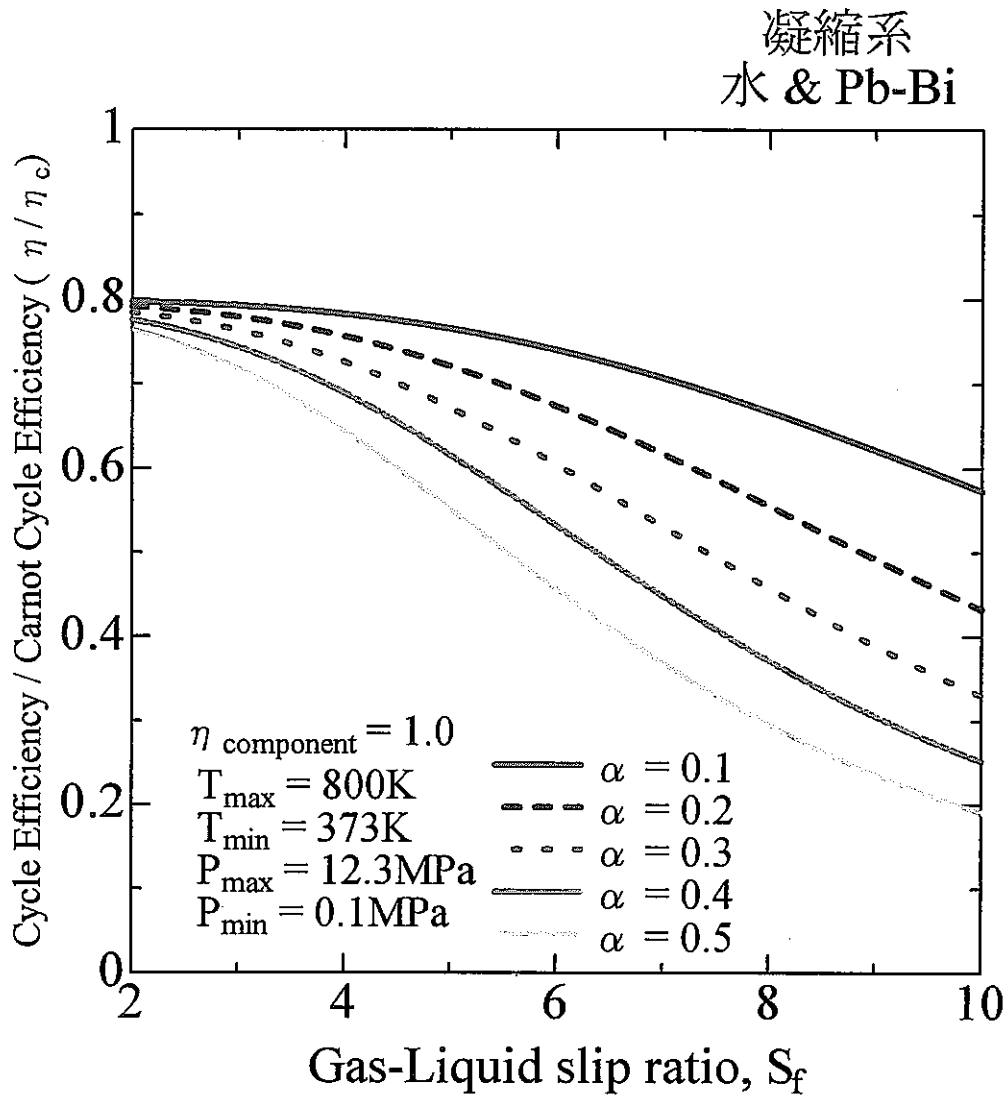


図 4-19 気液間スリップ比のサイクル効率への影響 (2) (凝縮系、 $T_{\text{min}}=373\text{K}$)

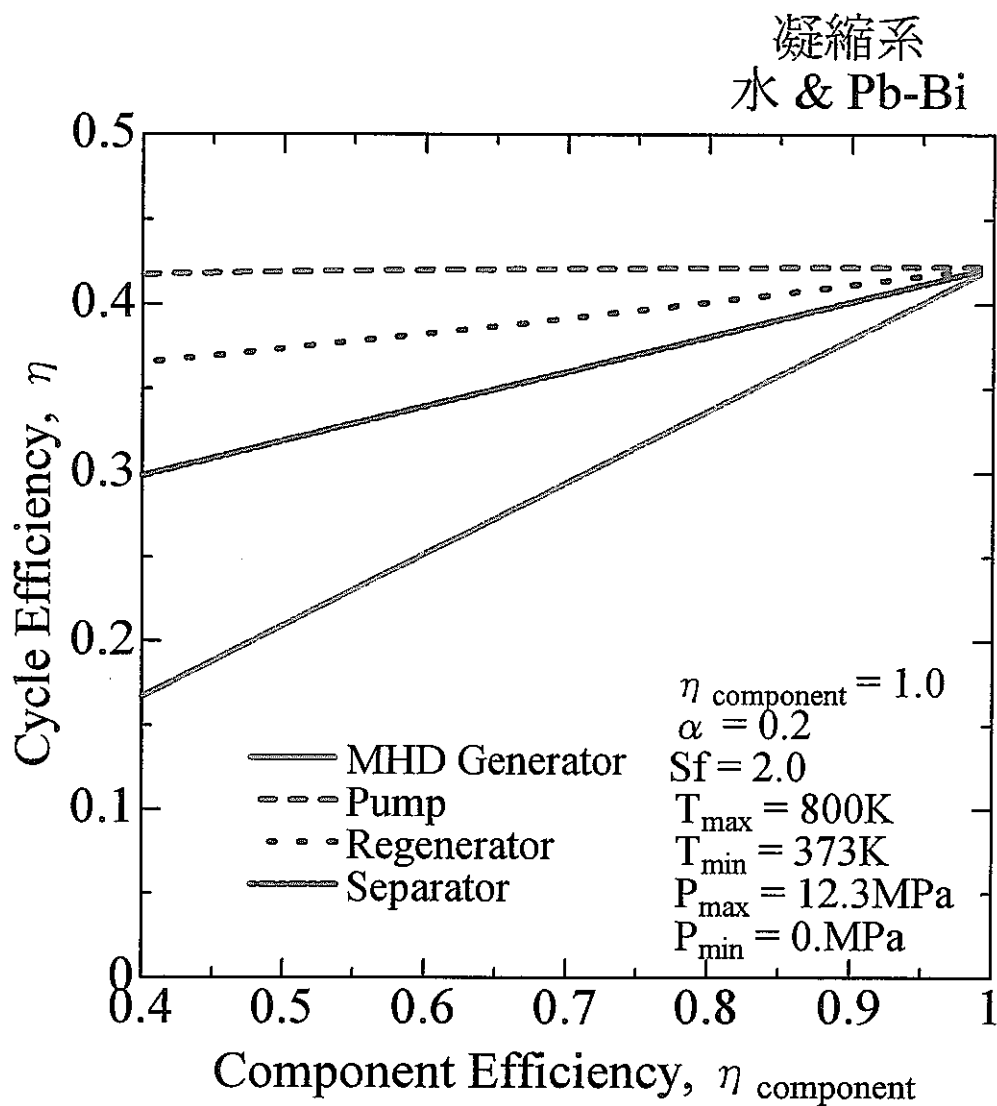


図 4-20 各コンポーネント効率のサイクル効率への影響 (1) (凝縮系、 $T_{\text{min}}=373\text{K}$)

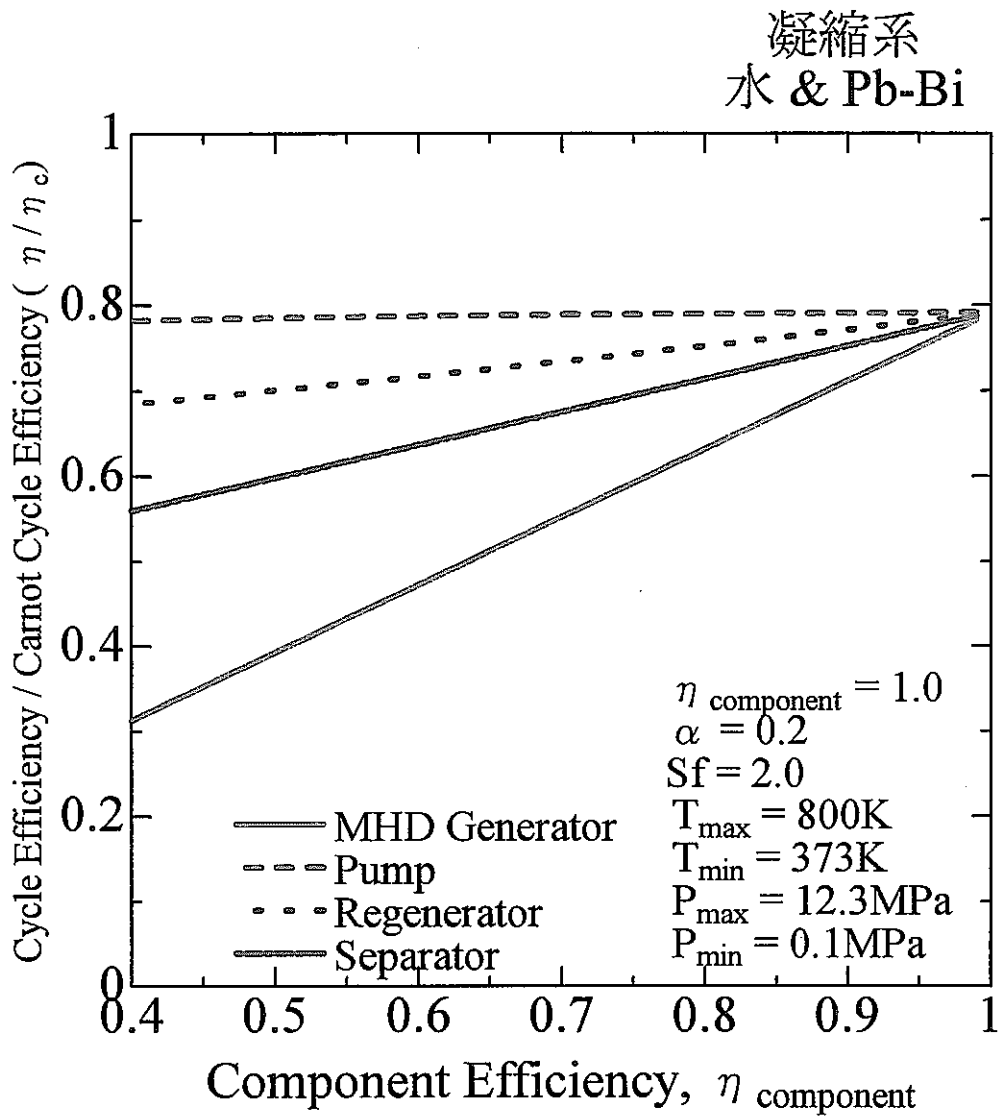


図 4-21 気液間スリップ比のサイクル効率への影響 (2) (凝縮系、 $T_{\text{min}}=373\text{K}$)

Q_{in} = Input Power / Mass Flow Rate
 W_g = Generator Output Power / Mass Flow Rate
 W_p = Pump Input Power / Mass Flow Rate

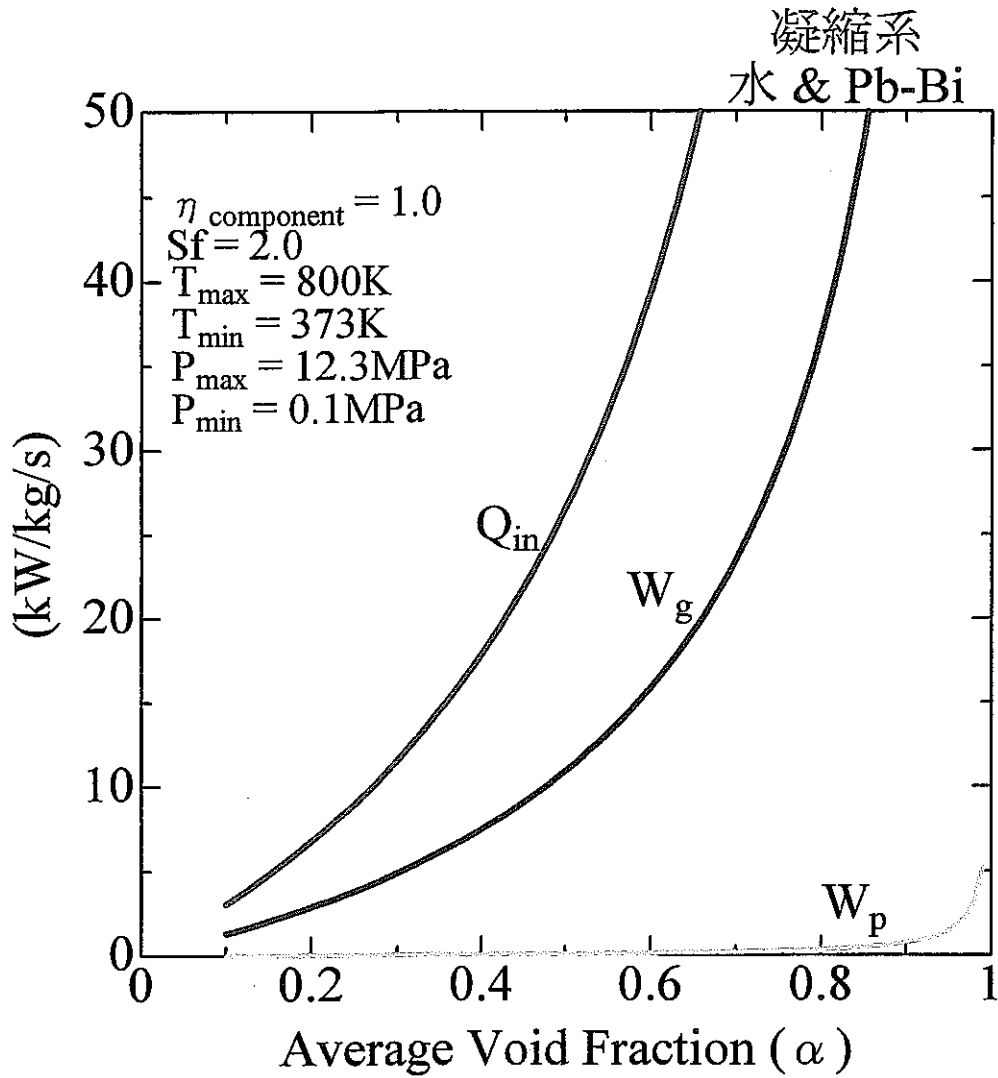


図 4-22 ボイド率の熱入力、電気出力、ポンプ動力への影響(凝縮系、 $T_{\text{min}}=373\text{K}$)

表 4-1 高速炉への適用例

	Condensable (Water&Pb-Bi)	Non-Condensable (Ar&Pb-Bi)
Heat Source(K)	800	800
Heat Sink(K)	373	320
Max. Press.(MPa)	12.3	10.0
Min. Press.(MPa)	0.10	0.10
Void Fraction	0.30	0.30
Gas-Liq. Slip Ratio	2.0	2.0
Press Step	-	10
Comp. Efficiency	0.95	0.95
Heat Input Power(MWt)	585	199
MHD Gen. Power(MW)	225	175
Pump Power(MW)	1.14	52.8
Gas Flow Rate(ton/s)	0.142	0.255
Liq. Flow Rate(ton/s)	50.0 (5m ³ /s)	50.0(5m ³ /s)
Efficiency(%)	38.0	42.2
η / η_c (%)	71.2	70.3
Net Output Power(MWe)	223	84

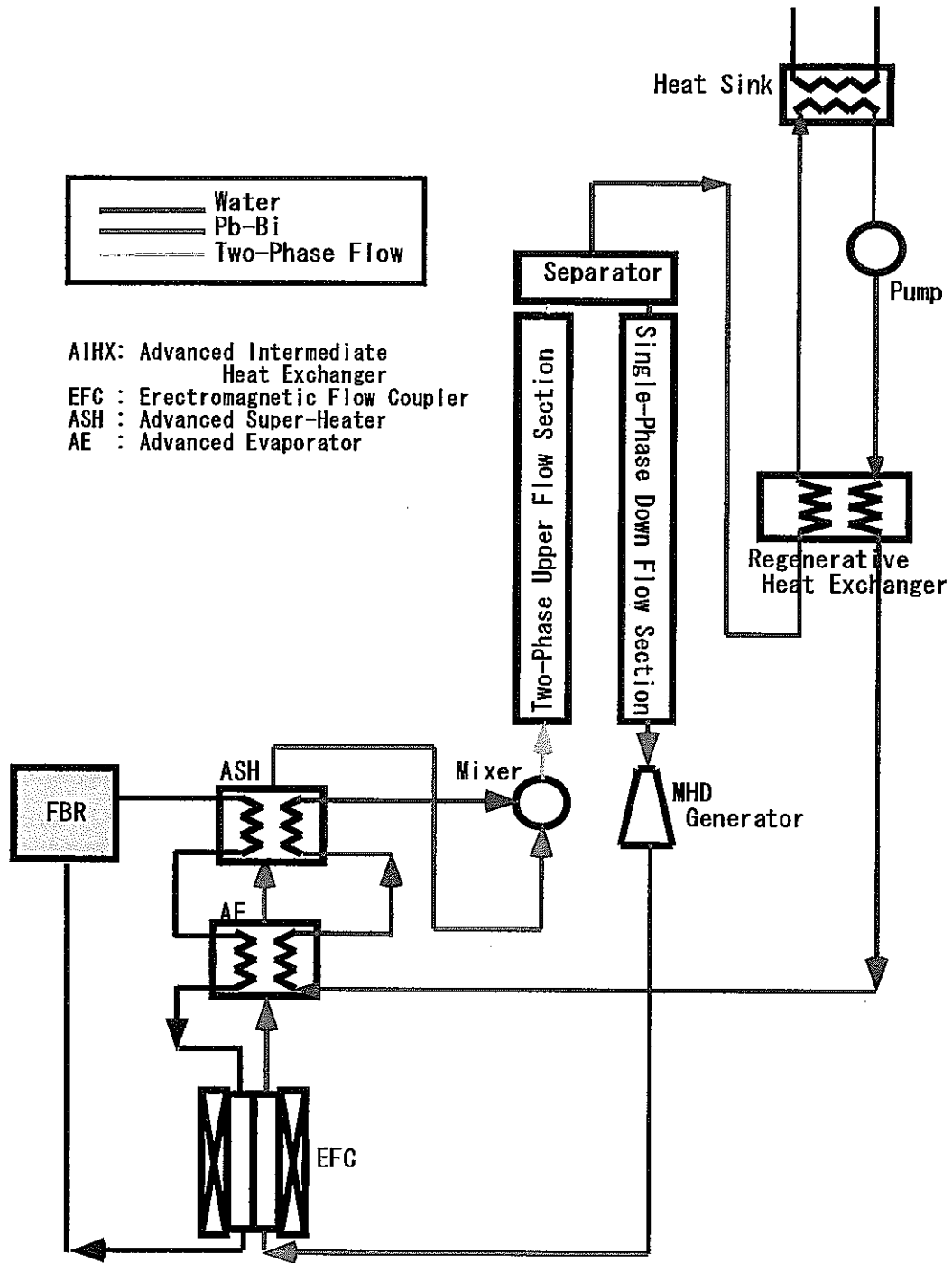


図 4-23 実機への適用性 (1)

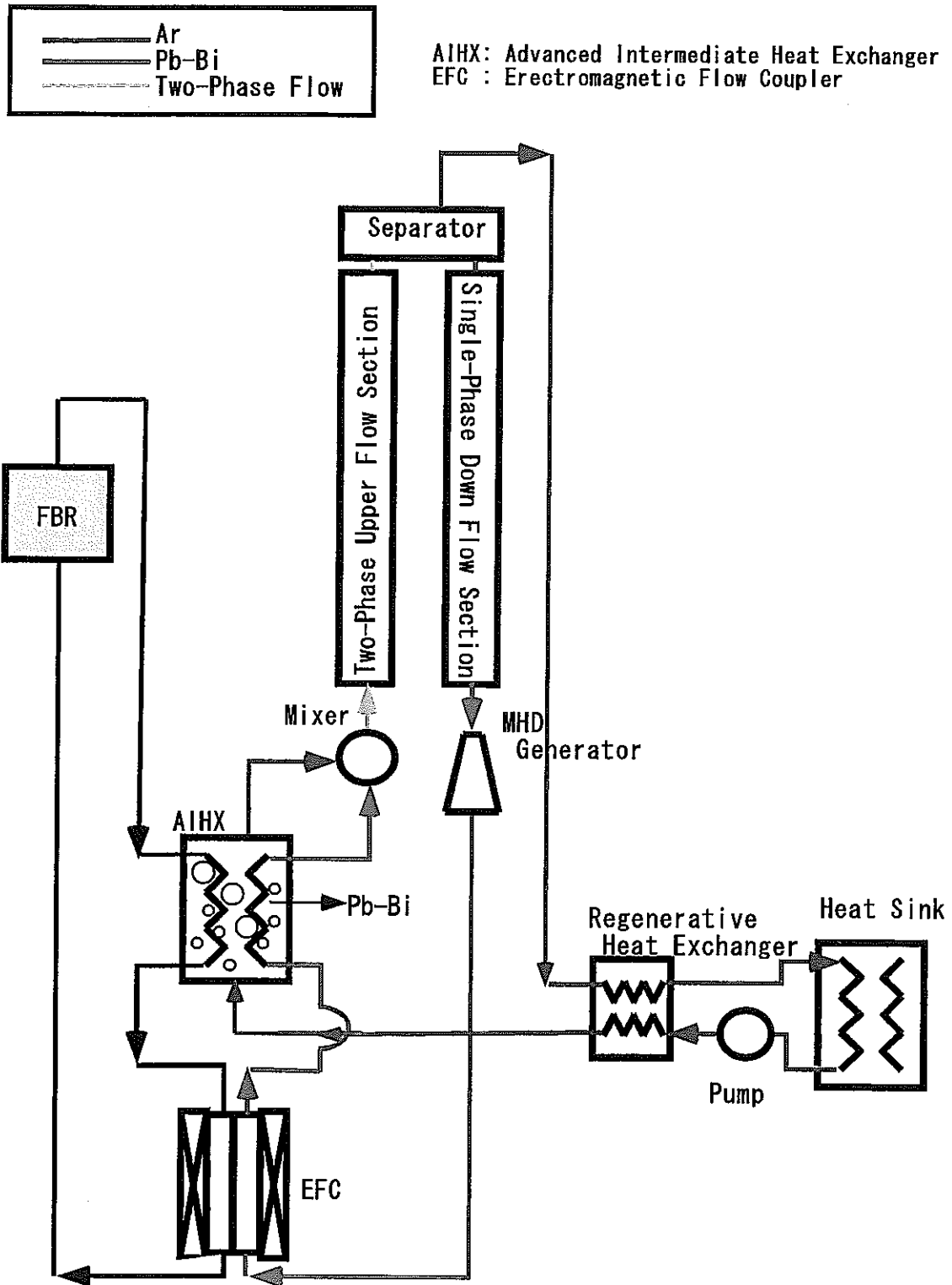


図 4-24 実機への適用性 (2)

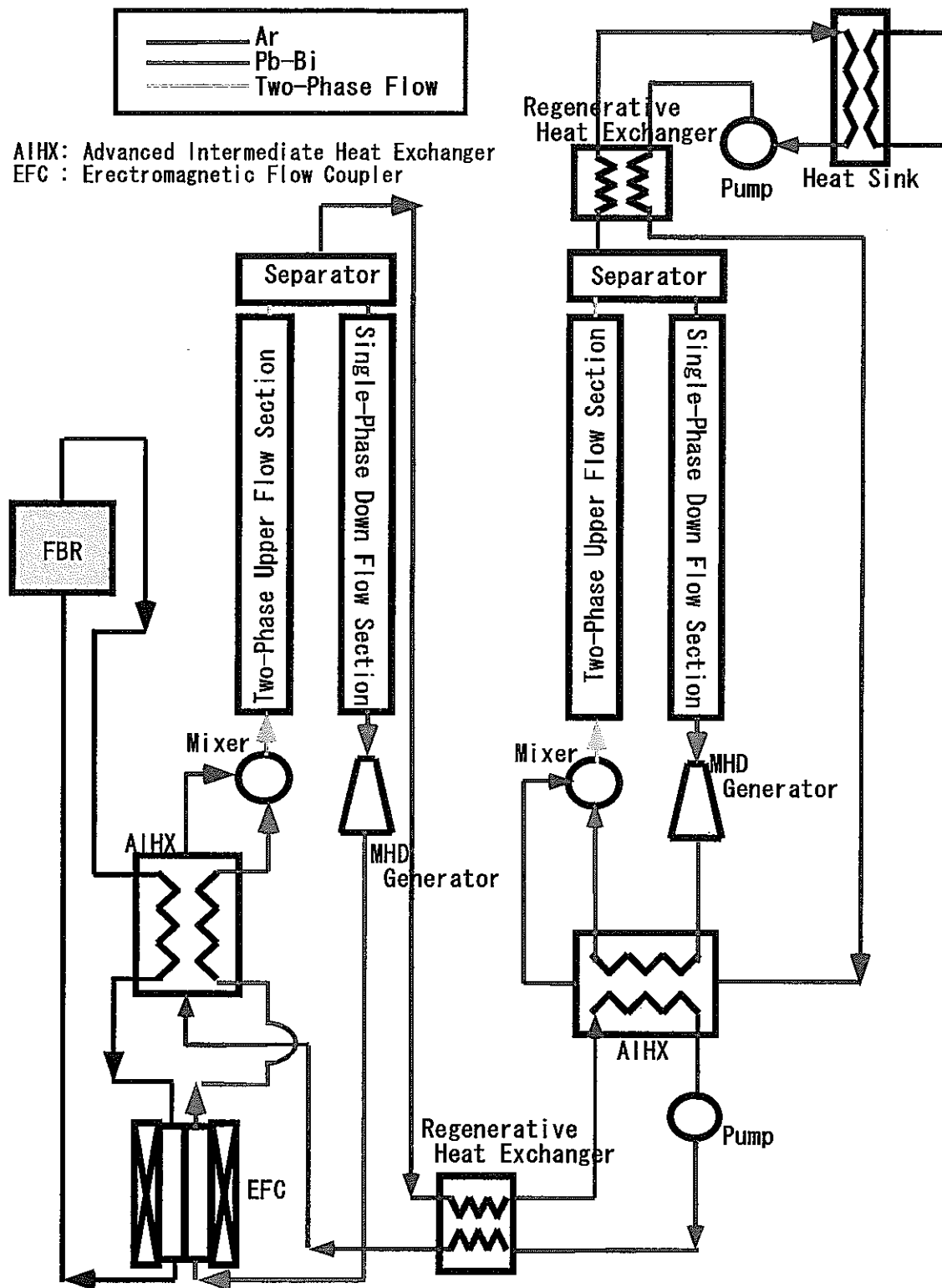


図 4-25 実機への適用性 (3)

5 結論

高密度液体金属二相流自然循環 MHD 発電システムの高速炉への適用性を評価するため、高速炉条件下で、凝縮性熱力学作動流体（水）及び非凝縮性熱力学作動流体（アルゴンガス）を用いた場合のサイクル解析を実施した。本システムの主要なパラメーター（ボイド率、気液スリップ比、各コンポーネントの効率等）のサイクルの基本特性煮及ぼす影響について解析を行い、以下の結論を得た。

- (1) 非凝縮性熱力学作動流体を用いた場合、ポンプの圧縮段数を増加させることにより、本サイクルがエリクソンサイクルに近くなり、高い効率が期待できる可能性がある。しかし、凝縮系の場合、作動温度と圧力に制限があり、エリクソン型サイクルを構成することは困難になるため、サイクル効率は低くなる傾向がある。
- (2) 本システムのサイクル効率は、二相流上昇部における気相膨張過程の等温膨張からのずれに大きく影響を受ける。従って、二相流上昇部のボイド率が高くなると、伴送する液相の熱容量が少なるため、等温膨張からのずれが大きくなりサイクル効率は低下する。
- (3) 二相流上昇部の気液スリップ比が増加すると、気相から液相へのエネルギー変換損失が増加するため、サイクル効率は低下する。この効率の低下は、非凝縮系の方が凝縮系に比べて大きい。
- (4) MHD 発電機の効率は、凝縮系・非凝縮系ともにサイクル効率に大きく影響を及ぼす。また、二相流上昇部でのボイド率や気液スリップ比が増加すると、気液分離器効率のサイクル効率への影響が非凝縮系・凝縮系ともに大きくなる。凝縮系では、ポンプ動力は非常に小さいため、ポンプ効率の影響はほとんどないが、非凝縮系ではポンプ効率のサイクル効率への影響は大きい。再生熱交換器の効率のサイクル効率への影響は、熱交換量が、熱源での入熱に比べ小さいので、その影響は小さい。
- (5) 二相流上昇部のボイド率が増加すると、二相流単位質量当たりの熱源での入熱量及び発電機出力は増加し、ポンプ動力の小さい凝縮系では正味電気出力は増加する。しかし、非凝縮系では、ポンプ動力の増加が大きいため、あるボイド率で、正味電気出力は最高値を持ち、それ以上では低下する。

本システムは、気相系循環ポンプは必要であるが、二次冷却系の主循環ポンプは不要となり、システムが簡素（タービン発電機も不用で、磁場とダクトで発電可能）になると共に、ポンプのトラブルが減り、受動的安全性が向上する。また、高速炉の二次冷却系に本システムを採用した場合、一次冷却系との間に電磁フローカップラを導入すれば、一次系冷却材主循環ポンプも不要となる他、蒸気発生器における Na・水反応野問題も根本的に排除でき、安全性、経済性の大きな向上が期待できる。

しかし、その成立性評価には、高密度液体金属二相流自然循環特性（循環力や気液スリップ比への MHD 発電の負荷の影響等）を調べる実験は不可欠である。

参考文献

- [1] A.Z.Barak, L.Blumenau, H.Branover, A.El-Boher, E.Greenspan, E.Spero, S.Sukoriansky "Possibilities for Improvements in Liquid-Metal Reactors Using Liquid-Metal Magnet Hydrodynamic Energy Conversion" Nuclear Technology Vol.89 1990
- [2] El-Boher, A., Lessin, S., Unger Y., Branover, H., Petrick, M., "Testing of OMACON Type Liquid Metal MHD Power Facilities" Proc. of the 9th International Conference on MHD Power Generation Vol.11 pp892-902, Tsukuba, Japan 1986
- [3] H.Branover "Liquid Metals in MHD Power Systems - A Review of Concepts and Experiments" Proceedings of the 4th International Conference on Liquid Metal Engineering and Technology 1988
- [4] Morse,F.H., Energy Conversion, 10(1970)
- [5] Petrik, M. and Branover, H., "Liquid Metal MHD Power Generation - Its Evolution and Status", Progress in Astrautics and Aeronautics, Vol.100 (1980)

謝辞

本研究に対し、お世話頂いた核燃料サイクル開発機構大洗工学センターシステム技術開発部FBRシステムグループの一宮正和氏に心から感謝の意を表します。

また、解析の実施及び報告書を取りまとめるに当たり、ご協力頂いた檜原俊樹君に感謝いたします。