

論文 / 著書情報  
Article / Book Information

題目(和文)	ディスク型CCMHD発電機の発電特性-発電実験と数値シミュレーションによる研究-
Title(English)	
著者(和文)	末包哲也
Author(English)	tetsuya suekane
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第2838号, 授与年月日:1994年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第2838号, Conferred date:1994/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

ディスク型 CCMHD 発電機の発電特性  
— 発電実験と数値シミュレーションによる研究 —

東京工業大学 総合理工学研究科 エネルギー科学専攻  
末包 哲也

指導教官

椋島 成治 教授  
吉川 邦夫 助教授

# 目次

1	序論	1
1.1	ディスク型 CCMHD 発電の特徴と研究の推移	1
1.1.1	ディスク型 CCMHD 発電	1
1.1.2	クローズドサイクル MHD 発電の研究の推移	3
1.2	本研究の目的と構成	5
1.2.1	本研究の目的	5
1.2.2	本論文の構成	6
I	FUJI-1 装置を用いた発電実験	7
2	序論	8
2.1	はじめに	8
2.2	FUJI-1 装置の概要と計測方法	9
2.2.1	FUJI-1 実験装置	9
2.2.2	計測システムと計測方法	13
3	アルゴンを作動流体とした CCMHD 発電機の特	16
3.1	はじめに	16
3.2	実験装置および実験条件	17
3.2.1	実験装置	17
3.2.2	実験条件	17
3.3	流路形状の影響	21
3.3.1	非発電時における流体の挙動	21
3.3.2	発電出力と電圧電流特性	22
3.3.3	発電時の壁面静圧分布	23
3.3.4	発電機内の Hall 電位分布	23
3.3.5	流路形状の効果	24
3.4	澱み点温度とシード率の影響	29
3.4.1	澱み点温度の影響	29
3.4.2	シード率の影響	30

3.5	まとめ	33
4	ヘリウムを作動流体とした CCMHD 発電機の特徴	34
4.1	はじめに	34
4.2	実験方法と発電実験条件	36
4.3	実験結果と考察	39
4.3.1	電気特性	39
4.3.2	シード率の発電特性に与える影響	41
4.3.3	流体性能	43
4.3.4	澱み点温度の影響	44
4.4	まとめ	52
5	結論	53
II	数値シミュレーション	55
6	序論	56
6.1	数値シミュレーションによる研究の推移	56
6.2	本編の目的と構成	57
7	基礎方程式と数値計算手法	58
7.1	基礎方程式	58
7.1.1	重粒子系方程式	59
7.1.2	電子系方程式	60
7.1.3	Maxwell 方程式	62
7.1.4	解析領域	62
7.2	解析手法	63
7.2.1	有限差分法部の定式化	63
7.2.2	有限要素法部の定式化	64
7.2.3	境界条件	65
8	計算結果と考察	67
8.1	ディスク型 CCMHD 発電機の境界層	67
8.2	負荷抵抗の影響	78
8.3	シード率の影響	86
8.4	断熱効率とエンタルピー抽出率の関係	92
8.5	入口スワールの効果	96
8.6	発電流路形状の効果	103
8.7	澱み点温度の影響	109
8.8	澱み点圧力の影響	114

8.9	電離不安定性 . . . . .	117
8.10	風洞実験との比較 . . . . .	118
9	まとめ	123
10	結論	125
10.1	まとめ . . . . .	125
10.2	今後の課題 . . . . .	126

## 記号表

$a$	: 音速
$A_{ij}$	: 全体係数マトリックス
$B$	: 磁束密度
$c_e$	: 電子の平均熱速度
$c_f$	: 局所摩擦係数
$c_v$	: 定積比熱
$e$	: 素電荷
$E_r$	: <i>Hall</i> 電界強度
$E_z$	: $z$ -方向の電界強度
$E.E.$	: エンタルピー抽出率
$\vec{f}$	: 全体自由項ベクトル
$g_j$	: $j$ 中性原子の基底状態の統計重み
$g_j^+$	: $j$ イオンの基底状態の統計重み
$h$	: チャネル高さ
$H$	: エンタルピー
$I_h$	: <i>Hall</i> 電流
$j_r$	: <i>Hall</i> 電流密度
$j_z$	: $z$ -方向の電流密度
$j_\theta$	: <i>Faraday</i> 電流密度
$k$	: <i>Boltzmann</i> 定数
$k$	: 熱伝導率
$k_{fi}$	: 電離速度係数
$k_r$	: 三体再結合係数
$m_e$	: 電子の質量
$n_e$	: 電子数密度
$n_j$	: $j$ 粒子の数密度
$\dot{n}_i^+$	: $i$ 粒子イオンの生成速度
$N_i$	: 内挿関数
$p$	: 気体の静圧
$P.O.$	: 発電出力
$P_0$	: 気体の澱み点圧力

$q$  : 壁面熱流束  
 $Q$  : 衝突断面積  
 $r$  : 半径  
 $R$  : 気体定数  
 $Re_x$  : Reynolds 数  $\rho u_r x / \mu$   
 $Re_\theta$  : 運動量厚さ Reynolds 数  $\rho u_r \theta / \mu$   
 $R_L$  : 負荷抵抗  
 $S$  : スワール  
 $S.F.$  : シード率  
 $t$  : 時間  
 $T$  : 気体の静温  
 $T_e$  : 電子温度  
 $T.I.$  : 熱入力  
 $T_0$  : 気体の澱み点温度  
 $u_r$  : 円周方向の流速  
 $u_z$  : チャネル高さ方向の流速  
 $u_\theta$  : 円周方向の流速  
 $V_h$  : Hall電圧  
 $z$  : 高さ

#### Greek

$\beta$  : Hallパラメータ  
 $\gamma$  : 比熱比  
 $\delta$  : 非弾性衝突係数  
 $\delta$  : 境界層厚さ  
 $\Delta H$  : エンタルピー落差  
 $\epsilon$  : 電離ポテンシャル  
 $\eta_{ad}$  : 断熱効率  
 $\mu$  : 粘性係数  
 $\nu$  : 衝突周波数  
 $\pi$  : 円周率  
 $\rho$  : 密度

$\sigma$  : 電気伝導度  
 $\phi$  : 電位ポテンシャル  
 $\vec{\phi}$  : 全体節点パラメーターベクトル

### Subscript

$e$  : 電子  
 $i$  :  $i$  粒子  
 $i$  : 等エントロピー  
 $in$  : 発電チャンネル入口  
 $j$  :  $j$  粒子  
 $N$  : 希ガス原子  
 $out$  : 発電チャンネル出口  
 $r$  : 半径方向成分  
 $S$  : シード原子  
 $t$  : スロート  
 $z$  : チャンネル高さ方向成分  
 $0$  : 澱み点  
 $\theta$  : 円周方向成分

### Superscript

$*$  : 近似値  
 $+$  : 1価電離



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 ディスク型 CCMHD 発電の特徴と研究の推移

#### 1.1.1 ディスク型 CCMHD 発電

MHD 発電は、電気伝導性を持った流体の運動エネルギーを電気エネルギーに変換する直接発電の一種である。この発電方式は、熱エネルギーを Faraday の電磁誘導の法則に基づいて、直接電気エネルギーに変換できるので、従来の発電所で用いられているタービン発電機のように、機械的な可動部を持たない。よって、 $2000 \sim 3000K$  の高温の作動流体を使用でき、高い変換効率が期待できる [1]。

気体を作動流体として用いる MHD 発電機には、オープンサイクル MHD(OCMHD) 発電機とクローズドサイクル MHD(CCMHD) 発電機がある。両者の相違は、作動流体に用いる流体の種類の違いによる、発電チャンネル内のプラズマの状態の違いに依るところが大きい。どちらの発電機でも、発電チャンネル内の電子は磁場からエネルギーを受け取る。そのエネルギーは衝突によって、ガス中の重粒子へと輸送される。しかし、電子と重粒子の質量比が小さいために、電子と重粒子の弾性衝突では、電子のほんのわずかなエネルギーしか重粒子に輸送されない。もし、電子の衝突のほとんどが弾性であれば、電子の並進エネルギーは、重粒子の並進エネルギーよりも大きくなる。

OCMHD 発電では、化石燃料などの燃焼気体に微量のアルカリ金属化合物をシードし、作動流体として用いるために、燃焼気体を構成する分子、原子、イオン、電子相互間の衝突断面積が大きく、非弾性衝突が支配的であり、各粒子の温度が等しい平衡状態にある。このために、シードした燃焼気体に十分な電気伝導度を与えるためには約  $3000K$  の高い燃焼気体温度が必要である。従って、電極壁と絶縁壁における耐久性の問題から壁面冷却を行った場合、大きな熱損失が生ずる。

CCMHD 発電は、作動流体としてヘリウムまたはアルゴンの希ガスを使用し、電気伝導性を得るためにセシウムあるいはカリウムのアルカリ金属蒸気をシードする。電子と希ガスとの衝突は、弾性衝突が支配的であり、かつ、その衝突断面積が小さい。よって、CCMHD 発電の場合、電子温度のみを選択的に  $3000 \sim 5000K$  程度まで上昇させることができ、常

温に近い空気燃焼による火炎温度である  $1900 \sim 2300K$  において高い電気伝導度を得ることができ [2]、OCMHD 発電に比べ高い出力密度が期待できる。発電機内で作動流体のエンタルピーが電力に変換され、後流で作動気体の温度が低下すると OCMHD の場合、必然的に電気伝導度は低下するが、CCMHD 発電の場合、非平衡電離によって、高い電気伝導度が維持され、高いエンタルピー抽出率が得られる [3]。

次に、ディスク型発電機の特徴について述べる。MHD 発電機の流路形状には、主に次の二種類が考えられている [1, 4]。矩形断面の流路をもつ発電機はリニア型と呼ばれ、Faraday およびダイアゴナル発電機に用いられている。一方、2枚の円盤を重ねてその間に作動流体を放射状に流すディスク流路を用いる発電機はディスク型とよばれ、Hall 発電機として用いられる。ディスク型発電機の形状を図 1.1 に示す。

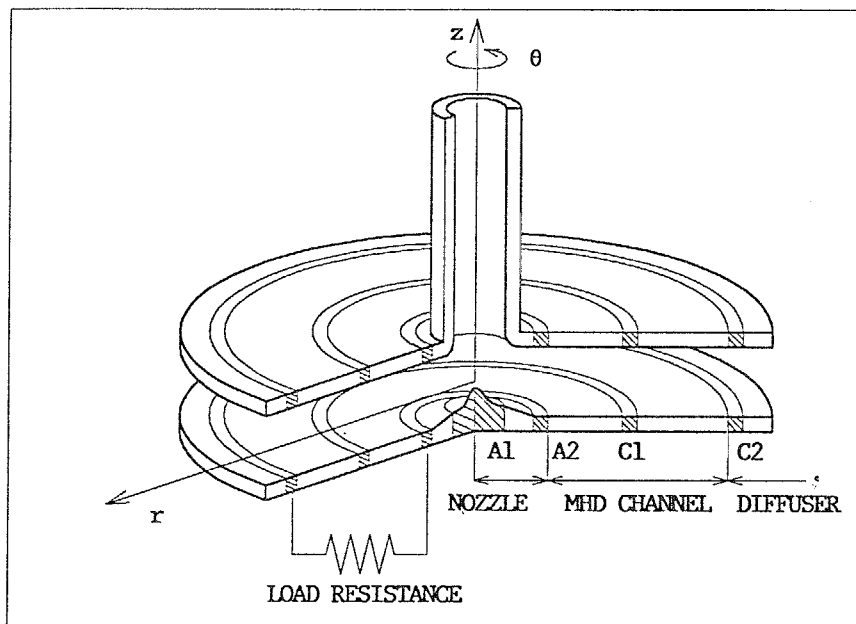


図 1.1: ディスク型 CCMHD 発電機の形状

リニア型の発電機と比較してディスク型発電機は次のような特徴を有する [5]。

- (1) 電極は基本的には一対であるため、発電機の構造と電力統合システムが簡単化できる。絶縁壁も 2 枚しかないため、高い電界を得ることが可能である。
- (2) Faraday 電流がプラズマ内部で短絡しているために、この電流に電極電圧降下の影響がなく、大きな Joule 加熱を得ることができ、高い電子温度と電気伝導度を得ることが可能である。その結果高い出力密度を得ることができ、発電機の小型化が期待できる。
- (3) Hall 電流は磁場と平行に電極に流入するために、電極上での電流集中が起こりにくい。

CCMHD 発電機の利用法として、化石燃料をより有効に利用する目的で、在来の火力発電所にある蒸気タービンの高温側に CCMHD 発電機を組み合わせ、より高い温度域を利用して総合熱効率を向上させようとする方法が考案されている。また、CCMHD 発電機の最高動作温度が化石燃料の空気燃焼温度に近いことに注目して、ガスタービンや蒸気タービンなどのトッパーにクローズドサイクル MHD 発電機を配した、MHD 発電機/高温ガスタービン/蒸気タービン (M-G-S) サイクルや、MHD 発電機/高温ガスタービン (M-G) サイクルなどの MHD 発電システムが将来の複合発電システムの一つとして考案されている [6]。

### 1.1.2 クローズドサイクル MHD 発電の研究の推移

CCMHD 発電の研究は、これまでアメリカ、ソ連、オランダ、そして日本などで精力的に行われ、発電機内の諸現象の解明や、発電機の電気への変換効率を示すエンタルピー抽出率の向上をめざして行われてきた。

1960 年代には非平衡プラズマの実現可能性の検証から研究が開始され、その後は理論的に [7, 8]、また実験的に [9, 10]、非平衡プラズマ内の電離不安定性現象の解明に関する研究がなされてきた。この電離不安定性の成長は、CCMHD 発電機内のプラズマの実効的な電気伝導度と Hall パラメータの低下、ひいては発電性能を低下させるという問題があり、これまでの CCMHD 発電に関する研究の多くは、この問題に関連している。現在、この問題への対策として、

- (1) Faraday 型ではプラズマの電離不安定性の存在を許容し、高いシード率 ( $\sim 10^{-3}$ ) を設定して、高い電気伝導度を得る方法。またディスク型発電機では入口スワールを与える方法。
- (2) シード率を  $10^{-4}$  程度に下げて、シード完全電離によって電離不安定性を抑制することで、高い電気伝導度と Hall パラメータを得る方法 [11]。

の 2 つの主な指針によってそれぞれ実験的研究が進められている。

前者による方法では、ディスク型、リニア型の両方の発電機を用いて Eindhoven 工科大学 (EUT) で衝撃波管を用いた実験的研究が行われてきた。ここでは種々の条件下で発電性能の比較を行い、高いエンタルピー抽出率を得ている [12, 13, 14]。さらに分単位の長い発電時間が可能であるブローダウン実験装置に、熱入力  $5MW$  のリニア型 Faraday 発電機を組み込んだ実験が 1980 年から行われた [15]。そして 1987 年に、エンタルピー抽出率 15% が得られている [16]。同時に発電機内のプラズマの現象に関しても有益な情報を得ている。しかし、発電機内には streamer と呼ばれる強いプラズマの非一様性が存在し [17]、実用に十分な電気伝導度を得られないと結論づけている [18]。高性能と高い変換効率を達成するためには一様なプラズマを得る必要がある。また、ディスク型発電機に入口スワールを与える方法は、衝撃波管を用いて検証が行われた。セシウムをシードしたアルゴンを作動流体に用い、澱み点温度を  $4000K$  と非常に高くすることによって、15% 以上のエンタルピー抽出率が達成された [19]。

同様に、Massachusetts 工科大学 (MIT) に於いても、比較的高いシード率における実験が行われた。MIT では、ディスク型発電機の入口スワールの効果に着目した、セシウムをシードしたアルゴンを作動気体とする衝撃波管を用いた実験が行われた。入口スワールの導入によって、作動気体の澱み点温度が約  $3000K$  の条件で、17.2% もの高いエンタルピー抽出率を得ている [20]。また、スワールペーンの設計手法が提案されるとともに [21]、発電機内の可視化によって、スワールペーンの後流と後縁衝撃波が観察された。旋回を伴う放射状流れの中に、流れに対して斜め衝撃波となる円形の衝撃波が観察された [20]。

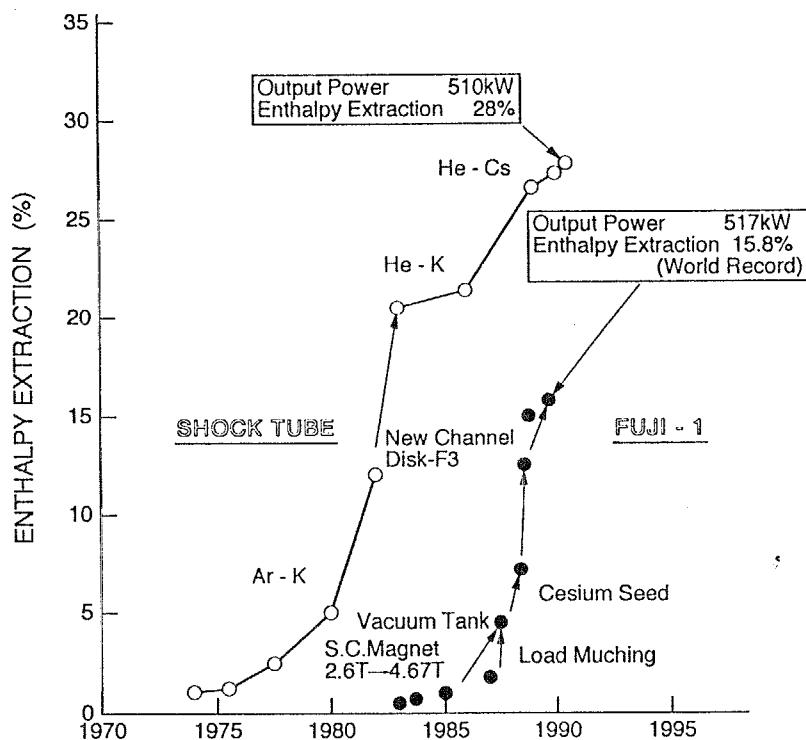


図 1.2: 東京工業大学で得られたエンタルピー抽出率の推移

一方、後者のシード完全電離による方法は、主に東京工業大学に於いて、衝撃波管装置と FUJI-1 実験装置を用いて検証されてきた。東京工業大学で得られたエンタルピー抽出率の推移を図 1.2 に示す。衝撃波管を用いて低シード率の条件下で実験を行った結果、高い電気伝導度を得ることができ、この方法が電離不安定性の抑制に有効であることが実証された [22]。最近では、セシウムをシードしたヘリウムを作動流体に用いて、ディスク型発電機において出力密度  $120MW/m^3$ 、エンタルピー抽出率 20% 以上の非常に高い発電性能が得られている [23, 24]。また、ブローダウン装置 FUJI-1 を用いた実験が 1982 年から行われてきた [25, 26]。これらの実験における主な目的は、シード完全電離における安定領域下で十分に高い発電効率を実証し、一様なプラズマを得ることである。更にこれらの一連の FUJI-1 装置を用いた発電実験の結果を踏まえて、DISK-F2 と DISK-F3 チャンネルを設

計した。1988年6月には、作動流体にセシウムをシードしたアルゴンを用いて、DISK-F2チャンネルにより、発電出力240kW、エンタルピー抽出率7.3%を得た[27, 28]。しかし、このDISK-F2チャンネルを用いた発電機の性能はチャンネル形状の不十分な設計により、制限されていることが示唆された。更に高い発電性能を実証するために、大きな入口出口断面積比を持ったDISK-F3を、1988年7月に製作し、一連の発電実験を行った。発電出力及び出力密度に大きな上昇がみられ、エンタルピー抽出率は15.8%に達した[29, 30]。また、作動流体の圧力の性能に与える影響が研究され、圧力を下げることによりエンタルピー抽出率を余り下げること無く部分負荷条件での運転が可能であることが示唆された[31, 32]。

## 1.2 本研究の目的と構成

以上で述べてきたように、ディスク型CCMHD発電機の研究は、初期の電離不安定性の抑制に関する検討から、高い発電効率の実証へと推移し、衝撃波管装置を用いた実験では高い発電効率の実証されつつある。これらの成果を実用規模のプラントに反映させるためには、衝撃波管装置よりも十分に長い時間スケールでの高エンタルピー抽出の実証が不可欠である。ブローダウン装置FUJI-1を用いることによって、分単位の発電実験を、高い熱入力、強い磁場の下で行うことができる。

### 1.2.1 本研究の目的

本論文は、まず、FUJI-1装置を用いた発電実験によって、以下のことを明らかにすることを目的とする。

- (1) 既に、FUJI-1装置を用いた実験に於いて高いエンタルピー抽出率の実証されているアルゴンを作動流体に用いて、流路形状の異なる発電機を用いて発電実験を行い、超音速ノズルと発電チャンネル断面積比の発電出力に与える影響について検討する。また、更に高いエンタルピー抽出率の実証を行う。
- (2) 衝撃波管装置で、20%を越えるエンタルピー抽出率を達成したヘリウムを作動流体に用いた実験を行い、ヘリウムを作動流体に用いた高性能なディスク型CCMHD発電機の実現の可能性について検討する。

次に、境界層を考慮することができる $r$ - $z$ 二次元平面で数値シミュレーションを行うことによって、以下に示すことを明らかにすることを目的とする。

- (1) ディスク型CCMHD発電機の境界層の振る舞いと発電性能に与える影響を明らかにする。
- (2) 負荷抵抗とシード率をパラメータとし、ディスク型CCMHD発電機の性能を表す2つの重要な指標、すなわち、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係について議論する。
- (3) 入口スワール、発電流路断面積比、澱み点温度、澱み点圧力が発電性能に与える影響について明らかにする。

## 1.2.2 本論文の構成

本論文は全10章から構成され、その中で、第2章から第5章までを第I編、第6章から第9章までを第II編とする。

第1章では、研究の背景について述べ、本研究の目的を明らかにする。まず、ディスク型CCMHD発電機の特徴について述べ、次に、これまでのCCMHD発電の実験的研究の推移を振り返り、過去の研究の概略について述べる。以上を踏まえ、本研究の目的を示す。

第I編は、第2章から第5章までで構成される。第I編では、FUJI-1実験装置を用いた発電実験を通して、ディスク型CCMHD発電機の発電特性について議論する。

第2章では、FUJI-1装置を用いた実験的研究の意義と目的を明らかにするとともに、FUJI-1実験装置の概要と実験方法について述べる。

第3章では、アルゴンを作動流体に用いた発電実験を行い、ディスク型CCMHD発電機の発電特性について議論する。まず、発電流路形状の異なる2つの発電機を用いて発電実験を行い、流路形状が発電性能や流体特性に与える影響について議論する。また、18%という非常に高いエンタルピー抽出率が得られたことを示し、ディスク型CCMHD発電機の高出力特性を実証する。次に、澱み点温度とシード率が発電性能に与える影響について議論する。

第4章では、ヘリウムを作動流体に用いた発電実験を行い、ディスク型CCMHD発電機の発電特性について議論する。アルゴンを作動流体に用いた場合の実験結果と比較を行うことにより、ヘリウムの作動流体としての可能性について議論し、発電チャンネル入口の電圧損失を抑制することができれば、ヘリウムを作動流体に用いて十分に高いエンタルピー抽出率を達成できることを示す。また、電圧損失の低減を目的として、シード率と澱み点温度が発電出力に与える影響について議論し、澱み点温度を上昇することで電圧損失を効果的に低減できることを示す。

第5章を第I編の結論とし、FUJI-1実験装置を用いた実験により得られた、ディスク型CCMHD発電機の特長についてまとめる。

第II編は、第6章から第9章までで構成される。第II編では、二次元数値シミュレーションによって、ディスク型CCMHD発電機の発電特性について議論する。

第6章では、CCMHD発電機の数値シミュレーションの推移を示し、本論文に於ける数値シミュレーションの目的を明らかにする。

第7章では、数値シミュレーションに用いる基礎方程式について解説し、計算手法を示す。

第8章では、数値シミュレーションによって得られた結果から、ディスク型CCMHD発電機の発電特性について議論する。まず、CCMHD発電機における境界層の振る舞いを明らかにし、発電性能に与える影響を明らかにする。次に、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係について議論する。更に、入口スワール、発電流路断面積比、澱み点温度、澱み点圧力が発電性能に与える影響について明らかにする。

第9章を、第II編の結論とし、数値シミュレーションにより明らかになった、ディスク型CCMHD発電機の境界層の影響と発電特性についてまとめる。

第10章を本論文の結論とし、発電実験と数値シミュレーションによって明らかになったディスク型CCMHD発電機の発電特性についてまとめるとともに、今後の課題を示す。

## 第 I 編

# FUJI-1 装置を用いた発電実験

## 第 2 章

### 序論

#### 2.1 はじめに

第 1 章において述べたように、FUJI-1 実験装置を用いた発電実験において 15% を越えるエンタルピー抽出率が既の実証されている [29, 30]。FUJI-1 実験装置を用いた一連の発電実験では、一貫してアルゴンが作動気体に用いられてきた。一方、衝撃波管装置を用いた高エンタルピー抽出実験では、主に、ヘリウムが作動気体に用いられている。衝撃波管装置による実験では、流路断面積比を大きくすることによって、エンタルピー抽出率 28% が得られた [33, 34]。

本編では、FUJI-1 実験装置を用いた発電実験を通して、ディスク型 CCMHD 発電機の発電特性について議論する。まず、アルゴンを作動気体に用いたディスク型 CCMHD 発電機の特性について論じる。ここでは、CCMHD 発電機の持つ高い発電性能を実証するために、更に高いエンタルピー抽出率の実現を目指し、流路断面積比を大きくした発電機を製作し、発電実験を行った。これらの実験結果をもとに、発電流路形状が発電性能に与える影響について議論する。また、澱み点温度とシード率が発電性能に与える影響について議論する。

次に、ヘリウムを作動気体に用いたディスク型 CCMHD 発電機の特性について議論する。ここでは、ヘリウム及びアルゴンを作動気体に用いて得られたそれぞれの結果を、比較、検討することにより、ヘリウムを作動気体に用いた CCMHD 発電機の特徴について述べる。また、シード率の増加、澱み点温度の上昇により、発電チャネル入口の電圧損失の低減を試みた実験を行い、シード率、澱み点温度が CCMHD 発電機の性能に与える影響について議論する。



## 2.2 FUJI-1 装置の概要と計測方法

### 2.2.1 FUJI-1 実験装置

実験には FUJI-1 実験装置を用いた。FUJI-1 実験装置は 1 ~ 2 分の運転時間で発電実験が行える、高温のプロードダウン装置であり、蓄熱型高温熱交換器、シード注入装置、超電導電磁石、ディスク型発電機、ペブルクーラ、真空タンク等の要素から構成されている。FUJI-1 実験装置の概略図を図 2.1 に示す。作動気体として用いる希ガスは、まず高温熱交換器で約 1900K の温度まで加熱される。熱交換器と発電機を接続するダクト (ホットダクト) において、加熱された希ガス中にシードが注入され、発電機に導かれる。ディスク型 MHD 発電機は 2 個の超電導コイルの間に設置され、磁場は、発電機に対して垂直方向に印加する。

発電機を出た作動流体は、6 本から 2 本、そして最終的には 1 本の排気ダクト (セミホットダクト) にまとめられて、アルミナペブルを充填したヒートシンク型のガスクーラによって冷却され、真空タンクへ排出される [35]。

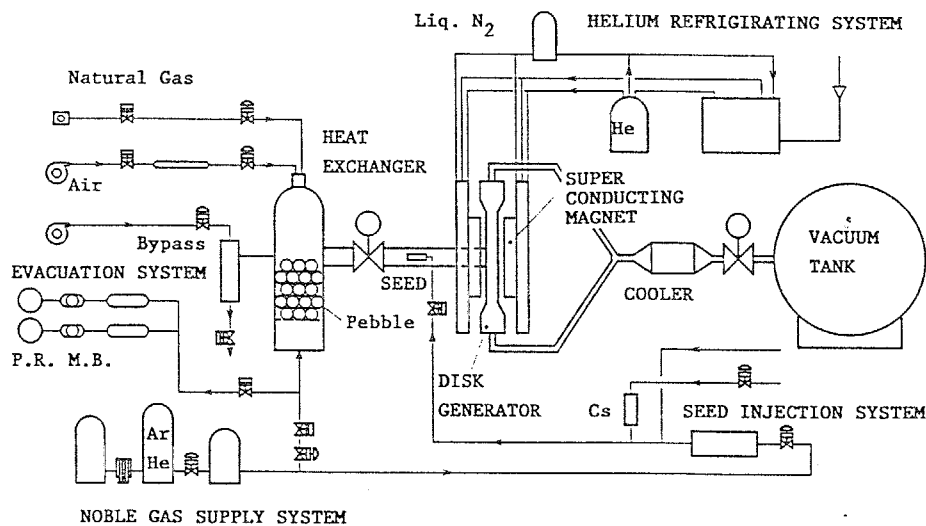


図 2.1: FUJI-1 装置の概略

以下に実験装置の各要素について説明する。

#### 蓄熱型熱交換器

蓄熱型熱交換器は、耐火煉瓦で組まれた直径 1.6m、高さ約 3 m の筒型の容器と、その中に充填された直径 2cm のアルミナペブルの蓄熱体から構成される。熱交換器内で天然ガ

スを約 1 昼夜 (30 時間) にわたって燃焼して蓄熱体を火炎温度近くまで加熱し、燃焼ガスを排気した後に、希ガスを蓄熱体の隙間を通して流動させることにより、約 1900K にまで希ガスを加熱することができる。実験中は時間と共に希ガス温度が変化するが、発電実験時間が 1 ~ 2 分程度と短いため、発電実験中の作動流体の澱み点温度の変化は 10 K 程度と小さい [36, 37]。

また、澱み点温度が 2000K を越える作動気体を得るために、熱交換器に対して、次のような改良を行った [38]。

(i) ジルコニアの内部断熱壁の付加

(ii) 酸素富化による燃焼装置の導入

(iii) 燃焼室の最適化

(iv) 高温部の蓄熱体のアルミナからジルコニアへの変更

このような改良の結果、最大で 2100K までの高い温度を持つ、作動流体を得ることができるようになった。

作動流体中の燃焼生成物などの不純物は、その衝突断面積が希ガスやシード物質よりもはるかに大きく、発電機内プラズマの非平衡状態の形成には障害となるので、その混入量を低く抑える必要がある [1, 39, 15]。そのために熱交換器の最初の加熱後、磁場印加とシード注入を行わない希ガスのみを発電機に流す実験 (ホット・ブロー) を行い、熱交換器や発電機や排気系の水分や燃焼生成物を吹き飛ばしておく。実験中にセミホットダクトにおいて、不純物量の計測を水分分析計と質量分析器で計測しており、 $H_2O$  は 50 ~ 100 ppm、 $CO_2$  は 30 ppm、そして  $N_2$  は 400 ppm 程度と低く抑えられているという結果を得た [36]。

### シード注入装置

シード注入装置は、熱交換器下流のホットダクト内の希ガスの主流部にシード物質であるアルカリ金属を注入して、シード率を制御する装置である。FUJI-1 装置ではアルカリ金属としてセシウムを用いている。

セシウムのシード注入は次のように行う。ステンレス製のタンクに貯蔵されたセシウムは、液面計測用のタンクに移され、制御用の希ガスによる加圧で T 字管に押し出す。またシード注入量は、液面計の変化量をもとに流量調節弁の弁開度を手動調整して制御している [40]。作動流体に対するシード物質のモル比をシード率という。

### 超電導電磁石

MHD 発電機の性能は、印加磁場の強さに大きく依存する。FUJI-1 装置では超電導電磁石を使用し、磁場がディスク発電機に垂直に印加されるようにディスク発電機を 2 枚の外径約 2.4 m のヘルムホルツ型コイルで挟んでいる。コイルは無酸素銅を安定化材とするニオブ・チタン  $NbTi$  の超電導線をダブルパンケーキに巻いたもので、発電実験においては、

予め常温から液体窒素により冷却し、さらに低温のヘリウムガス冷却を経て、実験直前に液体ヘリウム冷却に移り、コイルの超電導状態を得る温度まで冷却する [41]。

定格電流は 2550A で、その時の磁場分布は図 2.2 の様になり、中心部の磁場は 4.7T、発電機内の磁場は半径方向に緩やかに減少する。

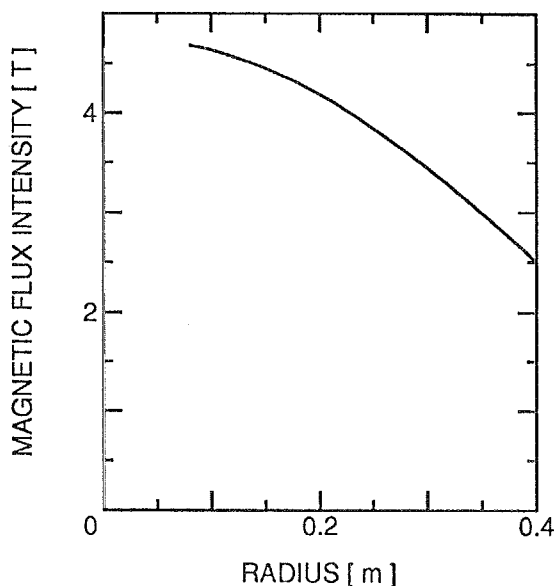


図 2.2: FUJI-1 装置の磁場分布

### ディスク型発電機

2枚の円盤で構成されるディスク型流路は、その断面積が半径と高さに比例して大きくなり、中心から放射状に流れる作動流体を高い流速 (Mach 数) まで加速することが容易であることが特徴である。FUJI-1 装置では、このディスク型流路形状を持った発電機によって MHD 発電を行う。

図 2.3 にディスク型発電機 DISK-F3a の断面図を示す。発電機は、超音速ノズル、発電チャンネル、ディフューザの各部分で構成されている。ホットダクトより導かれた作動流体は、モリブデン製コーンにより放射状に流れの向きが変えられ、電極も兼ねた超音速ノズルで加速される。発電流路は、水冷した銅電極とシリコンナイトライド ( $Si_3N_4$ ) またはボロンナイトライド (BN) の絶縁壁から構成され、これらはステンレス製の円盤状外壁に、絶縁物を介して固定される。なお外壁の内面には、アルミナ溶射とシリコンなどの電気絶縁を施した。

電極は、発電機上流から第 1 アノード (A1)、第 2 アノード (A2)、第 1 カソード (C1)、第 2 カソード (C2) の 4 対ある。電気出力は、第 2 アノードと第 2 カソード間に負荷抵抗を結線して取り出している。なお、この負荷結線をしている電極の間の領域を、以降、発

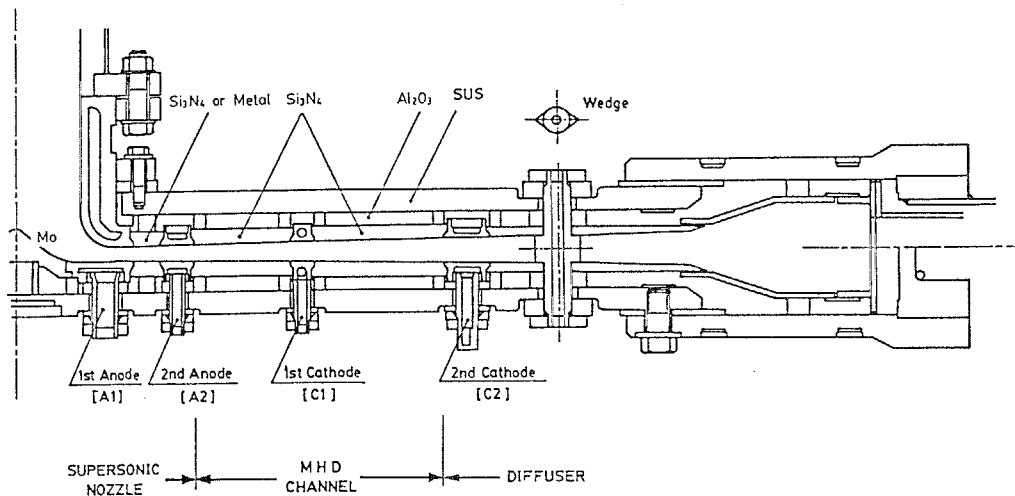


図 2.3: ディスク型発電機の断面図

電チャンネルと呼ぶ。第2カソードから外側は、ステンレス製のディフューザである。また、2枚の円盤状の流路壁面への機械的な力を保持するため、支持翼 (Wedge) がディフューザ内の同一円周上に設置されている。

発電実験に用いられる DISK-F3a 発電機の形状を、表 2.1 に示す。このディスク型流路の半径方向の高さの変化は発電領域内ではほぼ一定である。また入口 Mach 数は 2.6 で、発電機の入口と出口との断面積比は 4.2 である。

表 2.1: DISK-F3a 発電機の形状

DISK-F3a		
	radius[mm]	hight[mm]
Throat	90	12.4
MHD channel (inlet)	160	16.0
MHD channel (exit)	380	28.0

### ガスクーラ及び真空タンク

FUJI-1 装置では作動流体を真空タンク中に排気している。そのタンクの容積を有効に使用する目的で、排気される作動流体を冷却するガスクーラを発電機下流のセミホットダクト部分に設けてある。熱交換器と同様のアルミナペブルを容器に充填した簡単な構造であるが、500°C 程度の排出ガスを室温にまで冷却する能力がある [42]。

そのさらに下流には、発電機の入口と出口の圧力差を大きくとって、発電機内の流体性能を向上させるために、容積  $750 \text{ m}^3$  の真空タンクが設置されている [42]。

## 2.2.2 計測システムと計測方法

FUJI-1 装置は、制御用のコンピュータ (東芝社製 TOSDIC246) により運転され、このコンピュータによって希ガス流量の制御や負荷切り替えが行われる。実験中、実験条件である澱み点圧力、澱み点温度及びシード率と、発電出力である Hall 電圧と Hall 電流が計測される。このほかに、発電機内のプラズマの状態や流体力学的な特性を明らかにするために、測定系の概略図 2.4 に示した、いくつかの計測が行われる。個々の計測量とその計測方法について以下に述べる。

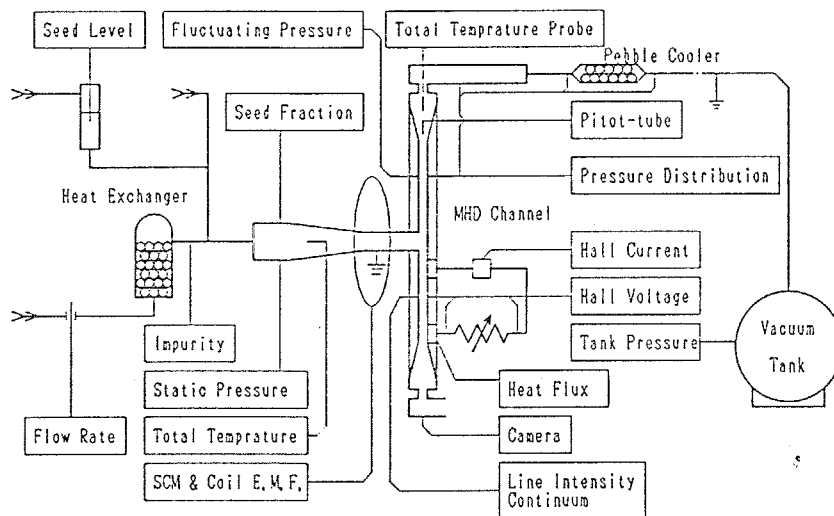


図 2.4: 測定系の概略図

### 澱み点圧力を澱み点温度

発電機上流ホットダクトでの流速は発電機内の流速に比べて十分小さいので、上流のホットダクト壁面の静圧を、発電機に加えられた澱み点圧力として計測する。作動流体の澱み点温度は、モリブデン製 5 重シールドを施された白金-ロジウム熱電対を、ホットダクト内に挿入して計測される。

### シード率

作動流体中のシード率は、3つの異なる方法で計測している。第1の方法は、シード注入装置内液面計の変化速度と希ガス流量を計測しておき、その比より算出する方法である。他の2つの方法は、発電機入口手前のホットダクトに設けられた光学窓を用いて2種類の

測定を行っているが、共にシード物質の共鳴線を利用して入射光の吸収量からシード率を求めている。1つは、ハロゲンランプ光源の透過光の全吸収スペクトルを、コンピュータ制御によるマルチチャンネル分光器 (SMA: 東京インスツルメンツ社 IRY-512) で計測し、そのデータをパーソナルコンピュータに記録した後シード率を求める方法である。この方法はコントローラのコンピュータへの転送能力によって約1秒毎の計測に限られる。もう1つは、シード物質の共鳴線のブルーウイングの波長を持つ半導体レーザを光源に用い、ホットダクトに透過させ、レーザの吸収率によりシード率を求める方法である。但し、光軸のずれや光の散乱等の影響を除くために、参照光としてヘリウムネオンレーザを同一光軸上に透過させている。この方法は10Hzのチョッパ周波数の制約はあるものの、前の2つの方法に比べるとその計測の時間分解能が良く、ほぼ連続的にシード率を測定できるという利点がある。

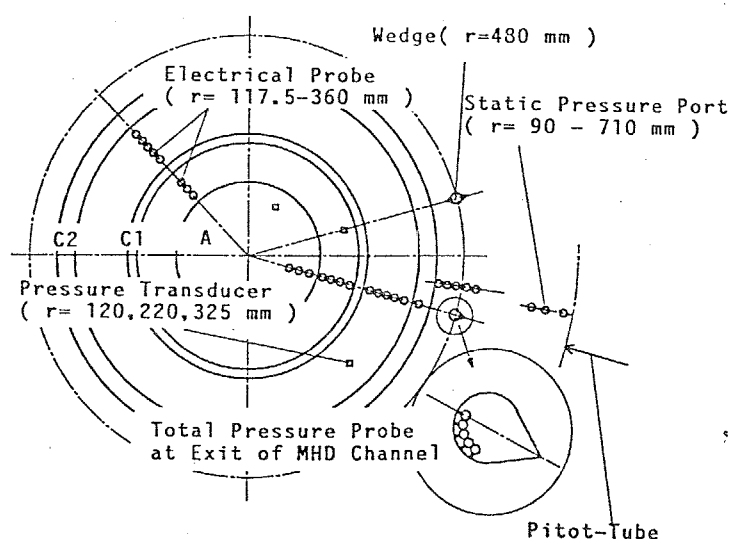


図 2.5: 発電機内の計測位置

### 発電出力と Hall 電位分布

アノード電極とカソード電極の間に負荷抵抗を接続して、電気出力を取り出している。出力電圧はアノードとカソードの電極間の電圧を計測する。出力電流は非接触型電流計測装置 (LEM LT-1500T) を用いて計測する。また、発電路中にわずかに突き出した、複数本のタンクズテン線 ( $\phi = 0.5\text{mm}$ ) の電界プローブを用い、そのプローブ間電位差を測定することによって、発電機内の半径方向の Hall 電位分布を求める。Hall 電位の発電機内の測定位置を図 2.5 に示す。それぞれの電圧信号は、光アイソレーションアンプ (岩崎通信機社製 IE-0001, IE-0002) を通して計測室へ導かれる。

## 壁面静圧と澱み点圧

発電機内の流路壁面には静圧孔 ( $\phi < 1.0\text{mm}$ ) が半径方向に複数個設けてある。この静圧孔とコンピュータ制御された多点圧力計測システム (スキャニバルブ社 ZOC)、及び、圧力変換器 (豊田工機社 TD1000) とを圧力導管によって接続し、2s 毎に計測を行った。壁面静圧の計測位置を図 2.5 に示す。また、流路壁面 3ヶ所に、圧力半導体 (KISTLER 社) を取り付け、静圧変動の計測を行った。発電機ディフューザ内のウエッジを加工し、発電チャンネル出口の全圧とスワール角の計測を行った。また、PITOT 管による全圧計測を行った。

## プラズマ発光

発電機壁面や発電機外周には、石英ガラスの光学測定窓が設けられていて、発電機内のプラズマの発光・放電の様子が観測できる。シード物質及び希ガスの共鳴線強度の測定においては、この発電機壁面の光学窓からの光をプラスチックあるいは石英製の光ファイバーによって導いた後、干渉フィルターで共鳴線の波長の光だけを取り出し、光電子増倍管で検出して計測する。なお、光学窓付近からは微量の希ガスを吹き出して透明度を保持する工夫が施され、この窓の口径は  $1 \sim 2\text{mm}$  と小さく発電機内を見通せる立体角も小さいので、局所的なプラズマ観測が可能である。

発電機外周の光学窓からは CCD カメラや高速カメラによる観測を行い、発電実験中の発電機内の様子をモニタリングして、発電機内プラズマの視覚による観測に役立てる。

## 記録装置

以上の発電実験中の計測データは、1～3 台のデータレコーダ (TEAC 社製 SR-71 帯域  $3\text{dB FM}$  変調  $DC \sim 40\text{kHz}$  / ダイレクト  $20 \sim 200\text{kHz}$ 、XR-510 帯域  $DC \sim 20\text{kHz}$ ) と、16 チャンネル AD コンバータ・ボード (CONTEC 社製  $12\text{bit}$ ,  $8\text{ms}$  サンプリグ) を複数枚組み込んだパーソナルコンピュータ (NEC 社製 PC-9801) に記録された後、パーソナルコンピュータによってオフ・ライン処理が行われる。また時間分解能の必要な変動解析のための波形処理は、まずデータレコーダで再生された信号をトランジェントメモリ (エレクトロニカ社製 ELK-7125) により AD 変換を行ってフロッピーディスクに記録し直した後、パーソナルコンピュータによってスペクトル解析等の処理が行われる。

発電実験においては、ブロースタート (実験開始) 直前に磁場を定格まで印加しておき、ブロースタートから熱交換器上流部の流量調節弁を徐々に開け、熱交換機内のペブルの浮き上がり防止のために、希ガス流量を定格流量まで数十秒かけて増加させる。その後約 1 分間コンピュータによって流量、つまり澱み点圧力を一定に制御する。シード注入は、澱み点圧力が一定となった後に始まり、また外部負荷抵抗もコンピュータにより制御されながら、シード注入後に切り替えられる。このようにして、発電実験においてシード率や負荷抵抗などのパラメータを変化させることにより、発電出力特性の変化などを調べることが可能である。

## 第 3 章

# アルゴンを作動流体とした CCMHD 発電機 機

### 3.1 はじめに

ディスク型 MHD 発電機は、2 枚の円盤間を超音速で流れる高温ガスに磁場を印加することにより、Hall 効果を利用して、同心円状に配置された電極から直接電力を取り出すエネルギー変換機である。このような Hall 型 MHD 発電機の本質は、高い Hall パラメータと十分な流速を実現することにある [5]。従って、ディスク型 MHD 発電機の流路内では、作動気体を超音速状態に維持することが望ましい。

アルゴンを作動流体に用いた、FUJI-1 実験装置による発電実験では高いエンタルピー抽出率 15.8% が既実証されている。これらの実験研究の結果、発電機内では電磁場と流体との非常に強い相互作用のために、流れの減速や静圧の上昇が生じることが観察されてきた [43, 44]。

流路内の流れを改善するためには、発電機の流路断面積比を増加させることが有効であり、これにより発電出力が向上することが、FUJI-1 実験装置 [45]、及び、衝撃波管装置 [33, 34] を用いて実験的に明らかになっている。

本章では、アルゴンを作動流体に用いた CCMHD 発電機の実験について論じる。CCMHD 発電機の持つ高出力性能を実証するために、さらに高いエンタルピー抽出率の実現をめざし、更に大きな流路断面積比を持つ発電機を設置して実験研究を行い、圧力分布や電位分布の測定によって、流路形状が発電性能に及ぼす影響を検討した。また、10% を越えるエンタルピー抽出率が得られた高い MHD 相互作用下における、作動流体の澱み点温度やシード率の発電出力に与える影響について検討した。



## 3.2 実験装置および実験条件

### 3.2.1 実験装置

本研究で使用したブローダウン実験装置は第2章で述べた FUJI-1 実験装置であり、作動気体としては高温熱交換器で約 2000K まで加熱したアルゴンに、微量のセシウムをシードしたものをを用いた。

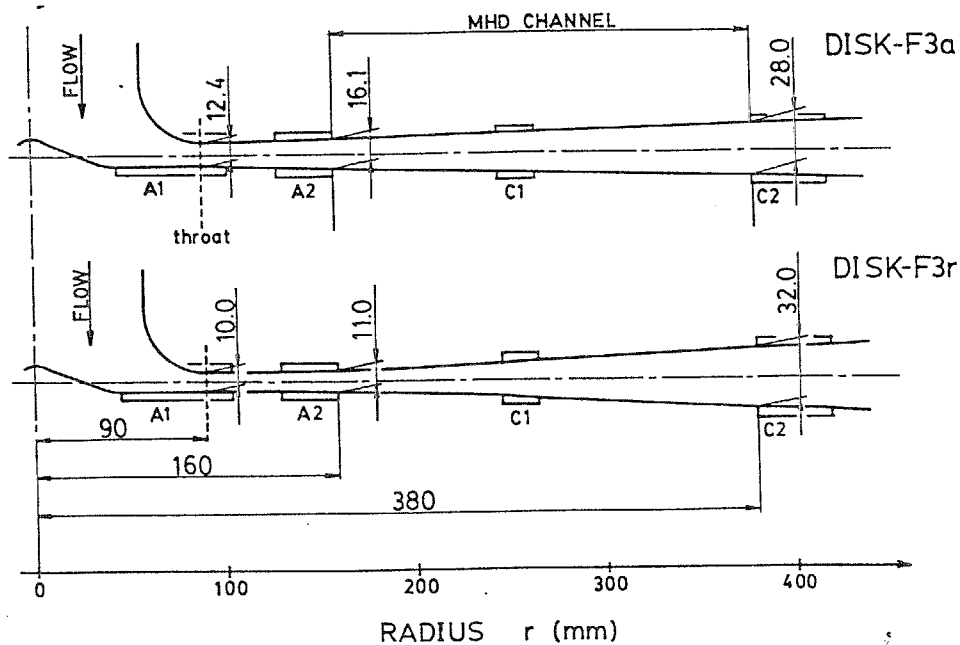


図 3.1: 発電流路形状

本章では、流路高さの異なる2種類のディスク型 MHD 発電機を用いて実験を行った。図 3.1 はそれぞれの発電機の断面形状を、また図 3.2 は発電流路出口とスロートとの断面積比  $A_{out}/A_t$  を示したものである。どちらの発電機も基本的な構造は同じで、超音速ノズル ( $90\text{mm} \leq r \leq 160\text{mm}$ )、発電チャネル ( $160\text{mm} \leq r \leq 380\text{mm}$ ) およびディフューザから構成されているが、発電流路入口の高さを 5.1mm 低くし、出口の高さを 4.0mm 高くすることにより、入口と出口の断面積比を、 $A_{out}/A_{in} = 4.1$  から  $A_{out}/A_{in} = 6.9$  に増加させた。以下では  $A_{out}/A_{in} = 4.1$  の発電機を DISK-F3a、 $A_{out}/A_{in} = 6.9$  の発電機を DISK-F3r と呼んで区別する。

### 3.2.2 実験条件

発電流路形状の影響を調べるために行った発電実験の条件を表 3.1 に示す。それぞれの流路形状に対して、澱み点圧力の異なる実験を行った。それぞれの発電流路と澱み点圧力に対して、負荷抵抗を変化させたが、変化の幅は各実験によって異なり、特に、RUN A8108

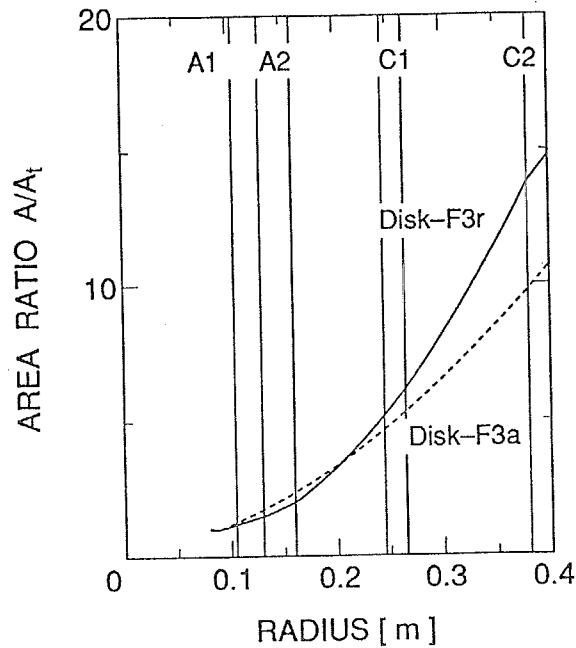


図 3.2: 発電機の断面積比

では3段階にのみ負荷抵抗を変化させた。シード率はそれぞれの発電流路に対して、澱み点圧力が低い実験に於いてのみ変化させた。図 3.1に示したように、DISK-F3rはスロートにおける流路高さがDISK-F3aよりも狭く、また澱み点圧力も低いため、DISK-F3aを用いた場合よりも小さな熱入力での実験となった。

澱み点温度とシード率の影響を調べるために行った発電実験の条件を表 3.2に示す。RUN 6208が作動気体の澱み点温度が低い場合である。これに比べて、RUN A7202～A7204の実験では、熱交換機の改造によって、澱み点温度が約100～200K上昇した。発電機内に流入する作動流体の体積流量をそれぞれの実験を通じて一定にしたので、熱入力はほぼ同じで、澱み点圧力が上昇している。RUN A7202～A7204の実験ではシード率を変化させた。すべての実験は、DISK-F3a発電機を用いて行われ、10%以上のエンタルピー抽出率を達成している。

DISK-F3rを用いて行った実験RUN A8108のシーケンスを図 3.3に示す。澱み点圧力を一定に保ち、負荷抵抗を3段階に切り替えた。それぞれの負荷抵抗に対して、シード率を $1.0 \times 10^{-4}$ から $5.0 \times 10^{-4}$ まで連続的に変化させた。シード率と負荷抵抗の変化によって、得られるHall電圧が連続的に変化している。

表 3.1: 実験条件 (流路形状の相違)

MHD Channel	DISK-F3a		DISK-F3r	
Run Number	6208	A7202	A8108	A8111
Working Gas	Ar+Cs		Ar+Cs	
Stagnation Temperature [K]	1850	2057	1950	1991
Stagnation Pressure [MPa]	0.46	0.55	0.41	0.55
Thermal Input [MW]	2.6	2.8	1.7	2.6
Seed Fraction [ $\times 10^{-4}$ ]	2.0~3.0	1.9	1.0~5.0	1.8
Load Resistance [ $\Omega$ ]	0.051~2.5	0.2 ~ 5.6	0.31,0.51,0.82	0.2 ~ 22.4

表 3.2: 発電実験条件

Run number	6208	A7202	A7203	A7204
Working gas	Ar/Cs	Ar/Cs	Ar/Cs	Ar/Cs
Stagnation temperature [ $K$ ]	1850	2057	2035	1987
Stagnation pressure [ $MPa$ ]	0.46	0.55	0.55	0.53
Thermal input [ $MW$ ]	2.6	2.8	2.8	2.7
Seed fraction [ $\times 10^{-4}$ ]	2.0-3.0	1.9	2.3	3.3
Anode	Short	Open	Open	Open

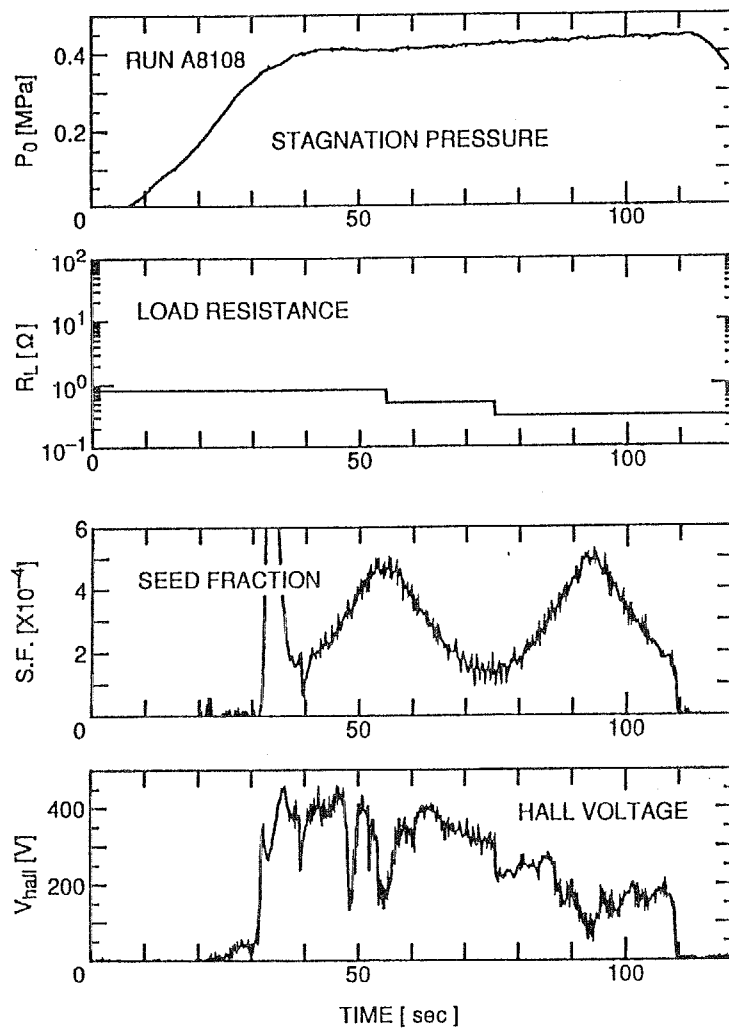


図 3.3: DISK-F3r 発電機を用いた発電実験の代表的なタイムシーケンス

### 3.3 流路形状の影響

初めに、発電流路形状の相違に注目し、流路形状が CCMHD 発電機の性能に与える影響について議論する。

#### 3.3.1 非発電時における流体の挙動

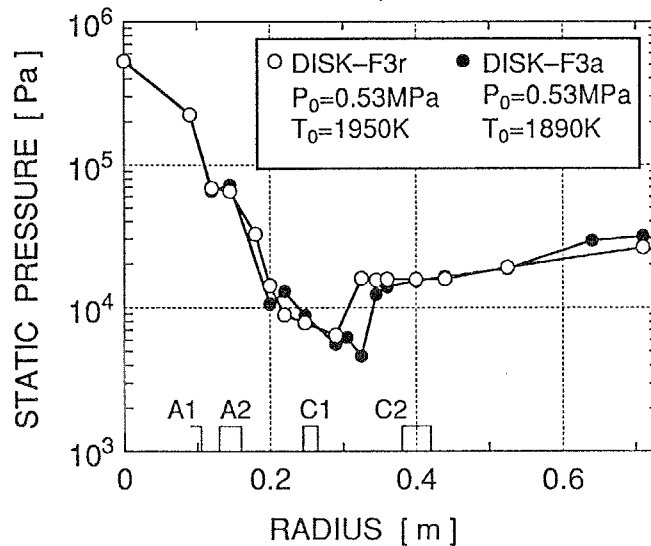


図 3.4: 非発電時の流体の挙動に与える流路形状の影響

発電時と同じ澱み点条件のもとで磁場を印加せずに作動気体を流し、流路内の圧力計測を行うことにより、ディスク型流路内での基本的な流体特性を調べた。その結果得られた非発電時の半径方向静圧分布を、2種類の発電機について比較したものを図 3.4に示す。どちらの発電機においても、静圧は発電流路中流付近まで減少を続けるが、下流側では比較的急激な静圧上昇を介した後、作動気体が徐々に圧力を回復している。これらの圧力回復は発電チャネル内から開始している。また、静圧上昇は緩やかなものであり、圧力上昇の機構が垂直衝撃波によるものとは異なることを示唆している。

ここで両発電機で得られた静圧分布を比較してみると、DISK-F3a では  $r=325\text{mm}$  の位置で静圧上昇が発生していたのに対し、断面積比の大きな DISK-F3r ではこれより上流の  $r=295\text{mm}$  において静圧上昇が生じている。断面積比を増加した DISK-F3r 発電機を用いた場合、DISK-F3a よりも上流で高い Mach 数に到達するために、静圧の回復位置が上流側に移動している。

### 3.3.2 発電出力と電圧電流特性

前節の考察により、磁場と流体との相互作用が無い場合については、流路断面積比を増加させることにより、作動気体が速やかに加速されることが明らかになった。発電時の強いMHD相互作用下において、流路断面積比の増加は Lorentz 力に対抗し流速を維持するという発電性能に対して望ましい効果をもたらすことが期待される。以下では発電時における流体性能と発電性能とを比較し、流路断面積比と発電性能との関係について検討する。

表 3.1 に示したように、DISK-F3a 発電機を用いた実験 RUN 6208 では、実験時間の前半でシード率を約  $2.0 \times 10^{-4}$  に、後半ではシード率を約  $3.0 \times 10^{-4}$  に設定した。また、この間負荷抵抗を  $0.051 \Omega$  から  $2.5 \Omega$  の範囲で段階的に、約 2 秒間隔で切り換えている。一方、DISK-F3r 発電機を用いた RUN A8108 では、図 3.3 に示したように、負荷抵抗を 3 段階に変化させ、それぞれの負荷抵抗に対して、シード率を  $1.0 \times 10^{-4}$  から  $5.0 \times 10^{-4}$  の範囲で連続的に変化させながら実験を行った。そこで、シード率が  $2.0 \times 10^{-4}$  と  $3.0 \times 10^{-4}$  のそれぞれの場合について、各発電機で得られた結果を比較する。

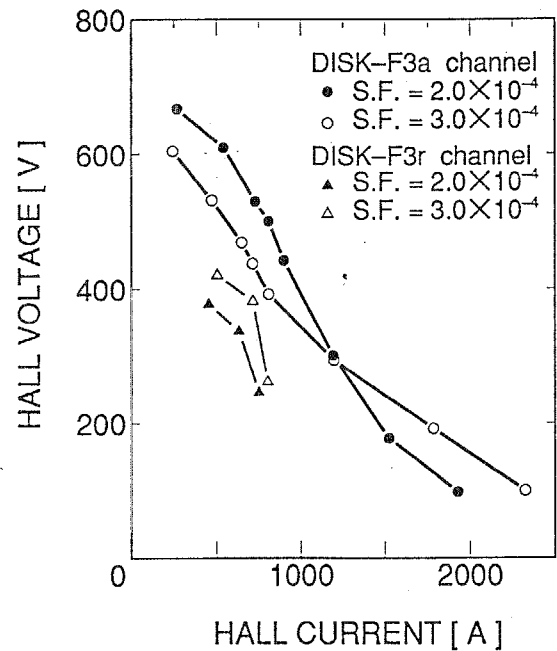
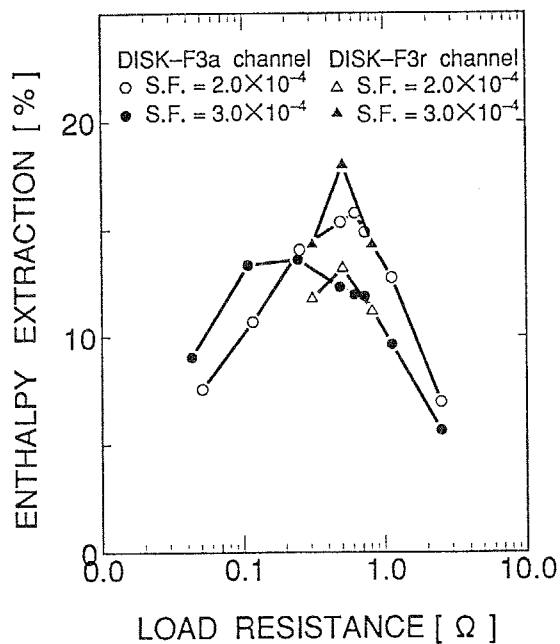


図 3.5: エンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性に与える発電流路形状の影響

図 3.6: 電圧電流特性に与える発電流路形状の影響

まず、発電性能の代表例として、発電機の性能を評価する際に重要な指標となる、エンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性と電圧電流特性をそれぞれ図 3.5 と図 3.6 に示す。図 3.5 から明らかなように、流路断面積比の大きい DISK-F3r 発電機を用いた実験で達成されたエンタルピー抽出率の最大値は、これまでで最高の 18.0% であり、DISK-F3a 発電機を上回るエンタルピー抽出率を示していることが確認できる。このとき、断熱効率も最大値を

示し、その値は 26.7%であった。また、シード率の違いに注目すると、DISK-F3a では低シード ( $2.0 \times 10^{-4}$ ) の状況下で、より高いエンタルピー抽出率を達成しているのに対し、DISK-F3r では高シード ( $3.0 \times 10^{-4}$ ) の場合に高いエンタルピー抽出率を記録している。つまり、DISK-F3r 発電機は DISK-F3a 発電機に比べて、高シード側で発電出力が向上する特性を有する。

### 3.3.3 発電時の壁面静圧分布

図 3.7(a) は DISK-F3a における発電時の壁面静圧分布である。上流から第 2 アノード (A2) までの超音速ノズル内においては、等エントロピー曲線と実験値との差はほとんど見られないが、発電チャンネルの入口部分に相当する A2 から  $r = 200\text{mm}$  の領域にかけて、静圧が急激に上昇している。このとき、シード率の高い場合の方が静圧上昇の勾配は大きく、また静圧の絶対値も高くなっているが、これはシード率を高くすると電流の担い手である電子数密度そのものが増え、作動気体に働く Lorentz 力  $j_{\theta}B$  が増大し、作動気体が減速されやすくなるためである。一方、図 3.7(b) には DISK-F3r において得られた発電時の壁面静圧分布を示した。DISK-F3r 発電機においても DISK-F3a 発電機と同様に、上流から A2 までの領域で、作動気体は等エントロピー曲線に沿って膨張し、発電チャンネル入口で静圧上昇が生じている。また DISK-F3a の場合と同様に、シード率の高い場合の方が静圧上昇は急勾配であり、静圧の絶対値も高い値を示している。しかし、発電流路入口における静圧上昇の程度は、流路断面積比の大きな DISK-F3r の方が小さい。

いま、 $145\text{mm} \leq r \leq 180\text{mm}$  ( $r = 145\text{mm}$  は A2 上の点) の範囲における静圧勾配  $dp/dr$  を比較すると、シード率が  $3.0 \times 10^{-4}$  の場合、DISK-F3a では  $dp/dr = 0.52\text{MPa/m}$  であった圧力勾配が DISK-F3r では  $dp/dr = -0.022\text{MPa/m}$  に、またシード率が  $2.0 \times 10^{-4}$  の場合には、DISK-F3a では  $dp/dr = 0.14\text{MPa/m}$  であった圧力勾配が DISK-F3r では  $dp/dr = -0.28\text{MPa/m}$  へと減少している。つまり、DISK-F3r を用いた場合、発電チャンネル入口の静圧上昇が小さくなっている。

### 3.3.4 発電機内の Hall 電位分布

ここで、静圧分布から示唆される流れの挙動と発電性能との関係を調べるため、上記の静圧分布に対応する発電流路内の半径方向 Hall 電位分布を示す。図 3.8(a) は DISK-F3a で得られた Hall 電位分布である。A2-C1 間の Hall 電位分布にシード率の違いによる明確な差は現れず、ほぼ同じ大きさの Hall 電界が形成されているが、C1-C2 間の Hall 電界は、シード率の低い場合の方が高くなっている。MHD 発電機内で高い Hall 電界を実現するためには、次式に示すように内部抵抗を上回る Hall 起電力が必要である。ただし、スワールの効果は小さいとして無視している。

$$\frac{dV_H}{dr} = -E_r = \beta u_r B - \frac{1 + \beta^2}{\sigma} j_r \quad (3.1)$$

前節で述べたように、シード率を高くすると電子数密度が増えるために電気伝導度  $\sigma$  は増大するが、流れと逆向きに作用する Lorentz 力によって静圧が高くなるため、作動気体

の数密度に反比例する Hall パラメータは低下する。従って、シード率を増加させたときに C1-C2 間の発電チャンネル下流部に於ける Hall 電界が減少したのは、図 3.7 の静圧分布に現れているように、この領域において流速  $u_r$  の減少と静圧上昇に伴う Hall パラメータの低下が生じ、Hall 起電力  $\beta u_r B$  が減少したことによる。すなわち、DISK-F3a 発電機を用いることにより、発電チャンネル入口に於いて、プラズマの内部抵抗による電圧損失の影響が無視できる高い電気伝導度を持つプラズマが得られるが、MHD 相互作用の増加に対抗し得る十分な流路断面積比が確保されていないために、シード率の増加に伴い、下流部の Hall 電界が低下する。

また、図 3.8(b) には、DISK-F3r で得られた Hall 電位分布を示した。図 3.8(a) と比較すると、DISK-F3r の発電チャンネル入口における Hall 電界は DISK-F3a に比べて減少していること、さらに DISK-F3a の場合、シード率による Hall 電位分布の差は、発電チャンネル内下流部でのみであったが、DISK-F3r ではシード率の低下とともに入口での Hall 電界が減少し、これより下流にかけては Hall 電界の大きさに差がないため、入口での電圧降下に相当する量だけ出力電圧が減少している。従って、DISK-F3r では電気伝導度を高めるためにシード率を増加させる必要があるが、DISK-F3r は DISK-F3a よりも大きな流路断面積比を持つため、高シード率の条件下に於いても作動気体の静圧上昇が抑制されている。次節では、このような両発電機の特性を流路形状の観点から検討する。

### 3.3.5 流路形状の効果

図 3.8 に示した Hall 電位分布が得られたときよりも、高い澱み点圧力  $P_0 = 0.55\text{MPa}$  のときに、DISK-F3a 及び DISK-F3r で得られた Hall 電位分布を図 3.9 に示す。DISK-F3r を用いて得られた Hall 電位分布には、発電チャンネル入口に電圧損失が発生している。発電チャンネル内、特に、C1-C2 間で DISK-F3r 発電機を用いた場合、高い電界が得られている。

発電流路に於いて第 2 アノード (A2) より上流の領域は超音速ノズルとして動作する。A1-A2 間で得られた電界に注目する。それぞれの発電機に対して、A1-A2 間は開放状態で実験を行った。開放状態に対する電界は

$$-E_r = \beta u_r B \quad (3.2)$$

で表される。図 3.2 に示したように、DISK-F3a の方が DISK-F3r に比べ超音速ノズルでの断面積比が大きく、ノズル内の流速が大きい。また、静圧も低いために、Hall パラメータが大きく、よって A1-A2 間の電界は DISK-F3a の方が大きい。

一般に Hall 型 MHD 発電機の超音速ノズルは、単に超音速流れを得るだけでなく、十分な電気伝導度を持つプラズマを生成する役割も担っている。ノズル内の電子は、Joule 加熱の形で電場からエネルギーを獲得する一方、重粒子との衝突によってそのエネルギーを失うが、このときの電子のエネルギーの授受はエネルギー式

$$\frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} = 3n_e k(T_e - T) \sum_j \frac{m_e}{m_j} \nu_{e-j} \quad (3.3)$$

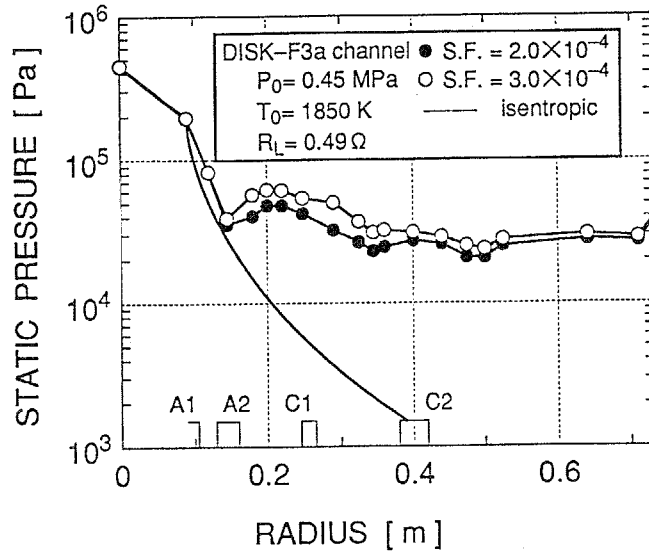


によって記述される。さらに上式は  $K_H = -E_r/\beta u_r B$  によって定義される負荷率  $K_H$  を用いることで、

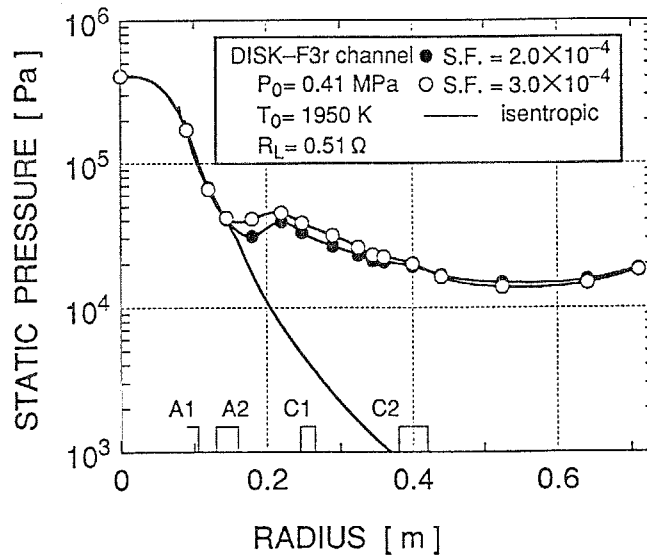
$$\frac{T_e}{T_0} = 1 + \frac{\gamma(1 + \beta^2 K_H^2)}{3} \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} M^2 \quad (3.4)$$

と整理することができる [39]。従って、ノズル部分の負荷率が同一条件であるとするれば、ノズル内で電子温度  $T_e$  を上げ、Joule 加熱を効果的に行うためには、Mach 数を高くして作動気体の静圧を下げ、Hall パラメータを高くすることが必要である。

本実験の場合、DISK-F3a では発電チャネル入口の Mach 数は 2.5 であったが、DISK-F3r では 2.3 と若干低下している。従って DISK-F3r を用いた実験では、流量を下げた低圧運転によってノズル内の静圧を低くし、Joule 加熱の促進につとめたが、図 3.8 の Hall 電位分布で示されたように、十分な電気伝導度を得るためにはシード率を  $3.0 \times 10^{-4}$  まで上げる必要があった。逆に、圧力が高い場合、図 3.9 に示したように、電圧損失が発生した。一方、発電チャネル内では、図 3.7 から明らかなように、流路断面積比を増加させたことにより Lorentz 力による圧力上昇が DISK-F3a よりも抑制され、発電チャネルからディフューザに至るまで静圧は低下を続けている。このように静圧が低く保たれている状況では、高い Hall パラメータが維持できるので、高い Hall 電界が得られた。これとは逆に DISK-F3a では、DISK-F3r よりも高い電気伝導度を持つプラズマが発電チャネル入口で得られたにもかかわらず、発電流路の断面積比が十分でなかったために流体が Lorentz 力に対抗できず、減速され、起電力が減少した。従って、十分な電気伝導度を持ったプラズマを実現するためにはノズル内で Mach 数を高くすることが重要であり、また発電チャネルでの静圧を低く保つために、流路断面積比を大きくとる必要のあることが、両発電流路形状の比較から確認された。

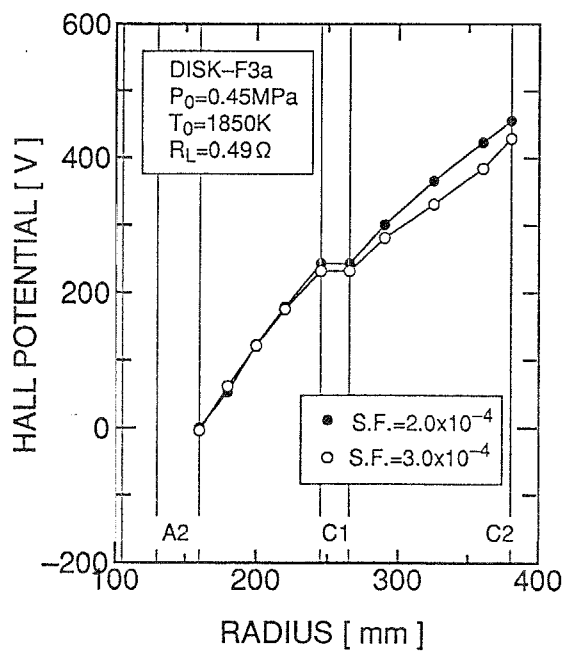


(a)DISK-F3a 発電機

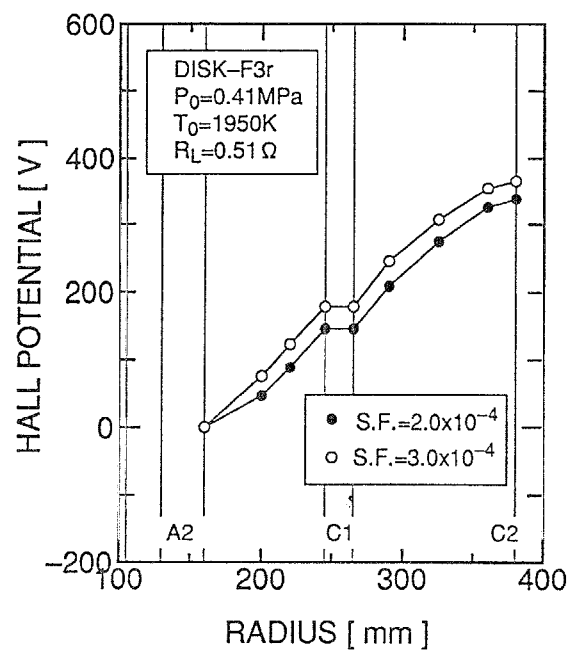


(b)DISK-F3r 発電機

図 3.7: 発電時に於ける流路形状の静圧分布に与える影響



(a)DISK-F3a 発電機



(b)DISK-F3r 発電機

図 3.8: 発電時に於ける流路形状の Hall 電位分布に与える影響

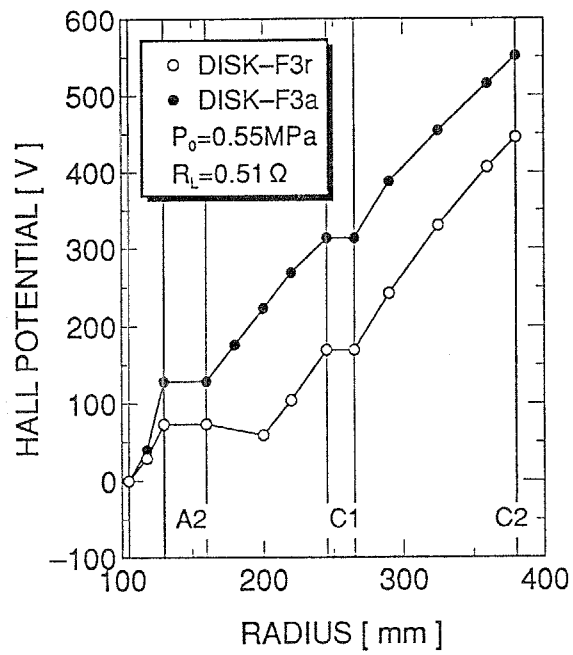


図 3.9: 澱み点圧力が高い場合に得られた Hall 電位分布に与える流路形状の影響

### 3.4 澱み点温度とシード率の影響

#### 3.4.1 澱み点温度の影響

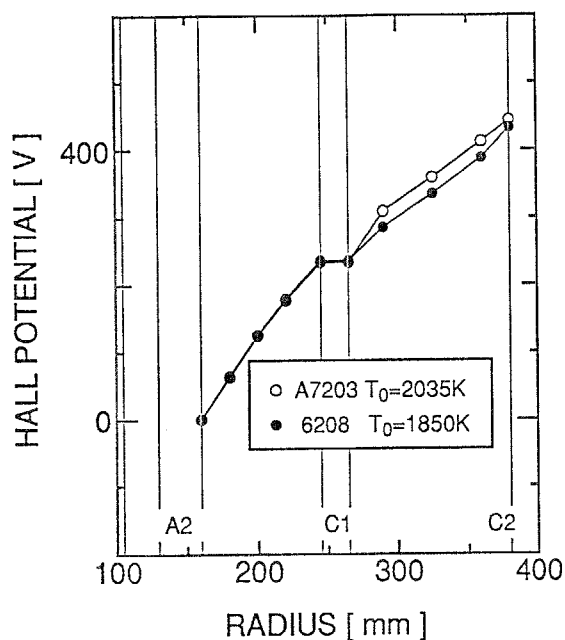
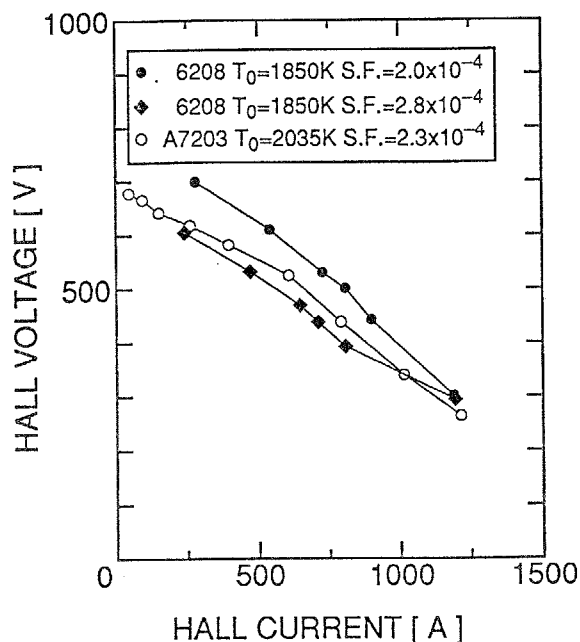


図 3.10: 電圧電流特性に与える澱み点温度の影響

図 3.11: Hall 電位分布に与える澱み点温度の影響

澱み点温度が異なるときの電圧電流特性を図 3.10に示す。澱み点温度は 185K 上昇している。上流澱み点圧力も 0.46MPa から 0.55MPa に上昇しているが、熱入力はほぼ同じである。得られた電圧電流特性はほぼ同じ傾向を示し、澱み点温度の変化によって、余り大きな変化を示していない。電圧電流特性の傾きが変化しているが、その大きさはシード率の影響で説明できる程度であり、澱み点温度によって特性線の傾きは変化していない。

図 3.11に 2つの異なる澱み点温度に対して、最大出力が得られた負荷抵抗に対する Hall 電位分布を示す。Hall 電位分布にも澱み点温度の変化によって余り大きな変化は現れていない。澱み点温度が発電特性に与える影響は、主に、発電チャネル入口の電圧損失に与える影響である [8, 46, 47]。澱み点温度が低い RUN 6208 において既に発電チャネル入口に電圧損失が存在しない。このようにアルゴンを作動流体とした場合、DISK-F3a 発電機を用いることにより、澱み点温度が 1850K において既に、発電チャネル入口で電圧損失を発生しないのに十分な電気伝導度を得られている。一方、これらの実験に於けるシード率は  $2 \times 10^{-4}$  程度と比較的高めに設定されている。低シード率の状況下で、澱み点温度が発電出力にどのような影響を与えるか、今後、検討する必要がある。

### 3.4.2 シード率の影響

RUN A7202 ~ A7204 の実験では、他のパラメータを一定に保ち、シード率のみを変化させている。ここで、アルゴンの実験におけるシード率の影響について検討する。

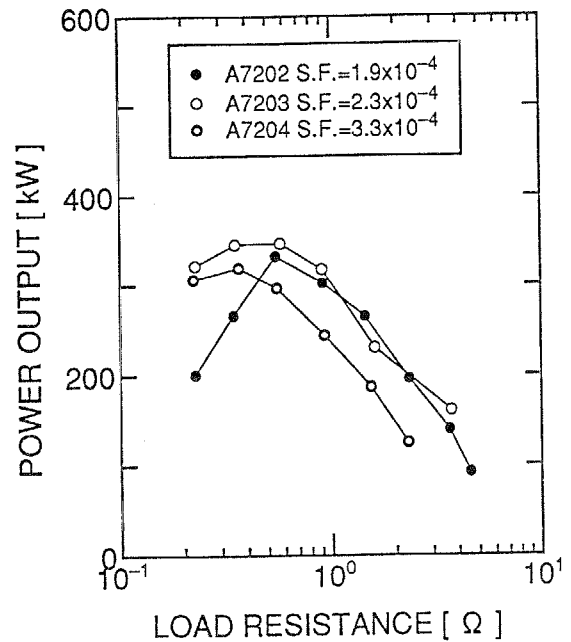
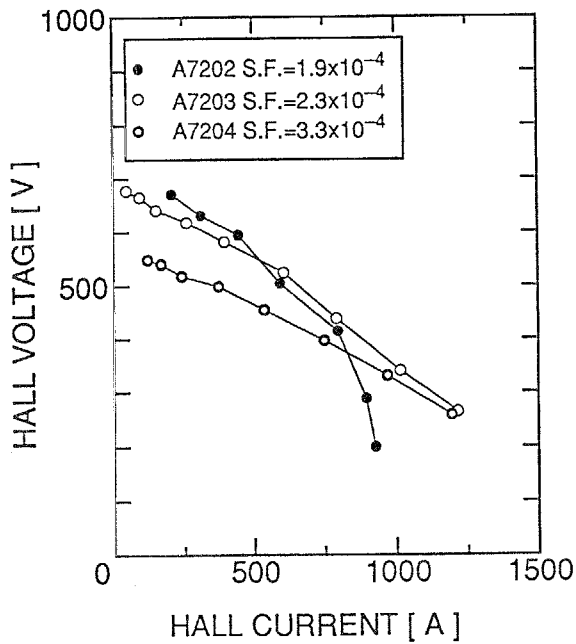


図 3.12: シード率による電圧電流特性の変化      図 3.13: シード率による電気出力の変化

図 3.12 と図 3.13 にシード率による電圧電流特性の変化の様子と電気出力の負荷抵抗依存性の変化の様子をそれぞれ示す。シード率が  $1.9 \times 10^{-4}$  から  $2.3 \times 10^{-4}$  に増えることにより、低負荷抵抗での電気出力が大きくなっていて、さらに、シード率が  $3.3 \times 10^{-4}$  に増えることによって、今度は高負荷抵抗での電気出力が小さくなり、全体として、最大出力が得られる負荷抵抗が、低負荷抵抗側へ移行している。シード率の増加とともに電圧電流特性の傾きは、小さくなっている。つまり、シード率の上昇と共に発電チャンネル内のプラズマの内部抵抗は減少している。それぞれのシード率に対して、得られた最大出力は 300kW を越えていて、エンタルピー抽出率は 10% 以上である。

図 3.14 と図 3.15 にシード率による半径方向の Hall 電位分布と静圧分布の変化の様子をそれぞれ示す。発電チャンネル内の下流部での Hall 電界は、シード率の増加によって、小さくなっている。また、静圧分布を見るとシード率の増加とともに発電チャンネル内の静圧が大きくなっていて、特に発電機上流部でこの傾向が強い。シード率が増加するとプラズマの電気伝導度も大きくなる。つまり、Faraday 電流が大きくなり、Lorentz 力が増加する、一方、Hall 電流が流れることによる電圧損失が小さくなる。よって、大きな Hall 電流が流れ、

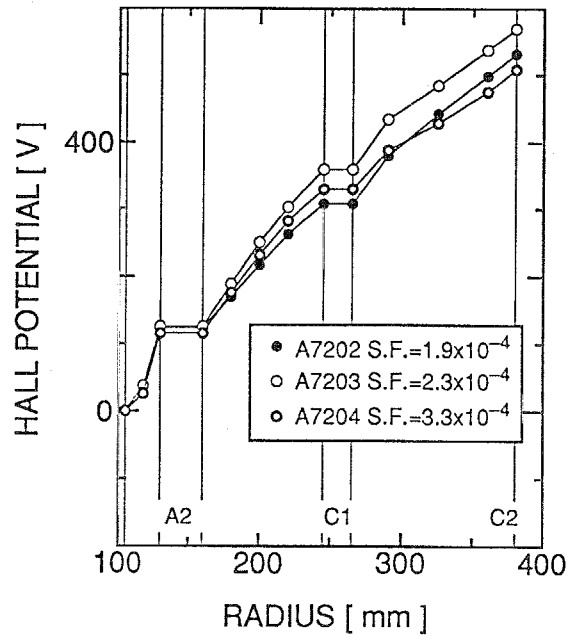


図 3.14: シード率による Hall 電位分布の変化

Faraday 電流が小さくなる低負荷抵抗時に出力が大きくなる。高いシード率の場合、負荷抵抗値が小さくなっているが、強い MHD 相互作用によって、静圧が大きく上昇している。

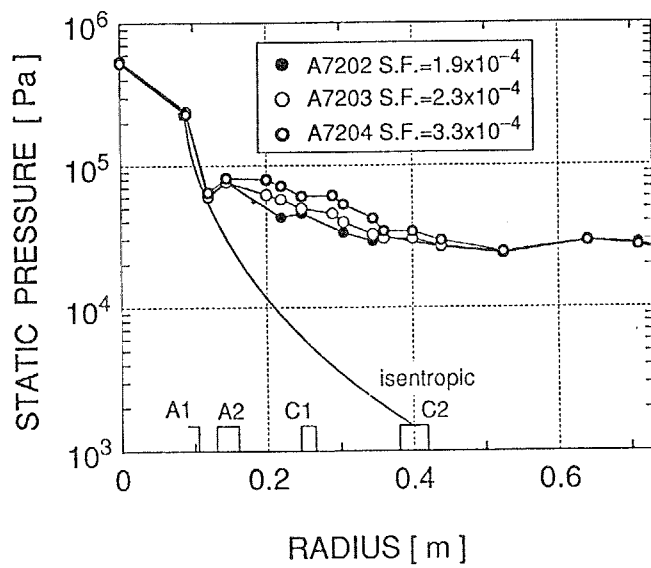


図 3.15: シード率による静圧分布の変化



### 3.5 まとめ

アルゴンを作動流体とした、FUJI-1 CCMHD ブローダウン装置を用いた発電実験を行った。まず、流路形状の異なる2種類のディスク型 CCMHD 発電機を用いて実験を行い、発電機の流路断面積比が流体特性や電気特性に及ぼす影響について考察を行った。次に、作動気体の澱み点温度を  $100 \sim 200K$  上昇させ、 $2000 \sim 2100K$  の澱み点温度で実験を行い、澱み点温度とシード率が CCMHD 発電機の発電性能に与える影響について考察した。以下に本研究で得られた結論をまとめる。

流路断面積比の大きな発電機を用いることで、発電流路内の静圧上昇を低く抑え、高い流速と高い Hall パラメータを維持することができ、高い電界を得ることができる。発電チャネルの入口で高い電気伝導度を持つプラズマを得るために、超音速ノズル内の Mach 数を高くすることにより、高い Hall パラメータを保たなければならない。

澱み点圧力を小さくしノズル内の Hall パラメータを大きくすること、シード率を大きくし電気伝導度を高めることによって、発電チャネル入口の電圧損失を抑制し、流路断面積比の大きな発電チャネルを用いることで、18%という高いエンタルピー抽出率を達成した。

アルゴンを作動気体とし、DISK-F3a 発電機を用いた場合、シード率を  $2.0 \times 10^{-4}$  程度の値に設定することで、澱み点温度が  $1850K$  程度で既に、発電チャネル入口の電圧損失が存在しないので、澱み点温度を上昇させることによる発電出力への影響は小さい。

強い相互作用下に於ける CCMHD 発電機の性能に与えるシード率の影響を実験によって明確に捕らえることができた。

## 第 4 章

# ヘリウムを作動流体とした CCMHD 発電機 機

### 4.1 はじめに

MHD 発電における発電出力密度は電気伝導度 $\sigma$ 、流速の 2 乗  $u_r^2$  と磁束密度の 2 乗  $B^2$  に比例する [1]。表 4.1 に示すように、ヘリウムの音速はアルゴンの音速に比べて約 3 倍の大きさであり、ヘリウムを作動流体とした場合、更に高い出力密度とエンタルピー抽出率を得られると期待される。また、ヘリウムの電離ポテンシャルはアルゴンに比べて高く、シード完全電離状態の安定なプラズマが得られる電子温度の範囲がアルゴンよりも広い。一方、電子との衝突断面積はヘリウムの方が大きく、高い電気伝導度はアルゴンに比べて得られにくい。そのほかに、アルゴンとヘリウムの混合気体を作動流体に用いる可能性が存在するが、その可能性に対して、数値計算によって、否定的な結論が得られている [48]。

表 4.1: ヘリウムとアルゴンの相違

	He	Ar
Sonic Velocity [ $m/s$ ]	1860.8	589.1
Density [ $kg/m^3$ ]	0.048137	0.48037
Viscosity [ $Pa \cdot s$ ]	$46.16 \times 10^{-6}$	$55.14 \times 10^{-6}$
Collision Cross Section [ $m^2$ ]	$7.53 \times 10^{-20}$	$2.44 \times 10^{-20}$

$$T = 1000K, p = 0.1MPa, T_e = 4500K$$

衝撃波管装置を用いたディスク型 CCMHD 発電の高エンタルピー抽出実験は主に、ヘリウムを作動気体に用いて行われてきた。これまでに、セシウムをシードしたヘリウムを作動流体に用いた衝撃波管による実験では、出力密度  $120MW/m^3$ 、エンタルピー抽出率 20%

以上の非常に高い発電性能が得られている [49]。衝撃波管を用いた実験では、発電時間が短いために、静圧分布等の流体力学諸量の計測が困難である。そこで、ヘリウムを作動流体に用いた CCMHD 発電機の発電特性と流体特性を詳細に調べるために、FUJI-1 ブローダウン装置を用いた実験を行なった。

本章では、それらの結果について報告するとともに、ヘリウムを作動流体に用いた CCMHD 発電機の特性について考察を行う。

## 4.2 実験方法と発電実験条件

ヘリウムを作動流体に用いた発電実験の条件を、アルゴンを作動流体に用いて高いエンタルピー抽出率が得られたときの実験条件とともに、表 4.2 に示す。シード物質はセシウムである。ヘリウムを用いた実験において、上流澱み点圧力は 0.21~0.28MPa であり、アルゴンの場合の 0.46~0.60MPa に比べて小さい。ヘリウムがアルゴンに比べて大きな衝突断面積を持つために、同じ圧力で運転した場合、衝突周波数が大きくなり、Hall パラメータが小さくなる。これを防ぐために低い圧力を設定した。シード率はアルゴンの場合と同様に  $10^{-4}$  のオーダーに設定した。RUN H511 の実験は、熱交換器の改造によって、澱み点温度が 2100K と、他の実験よりも澱み点温度が約 200K 高くなっている。また、最後の欄にはそれぞれの実験時のアノードの状態を示している。Short は第 1 アノードと第 2 アノード間を短絡したことを示し、Open は開放したことを示す。また、RUN H506 ~ H509 の実験では、第 2 アノードを発電機下流側に拡張している。

表 4.2: 発電実験条件

Run number	6208	6209	H502	H505	
Date	89.10.5	89.10.6	90.5.24	90.7.25	
Working gas	Ar/Cs	Ar/Cs	He/Cs	He/Cs	
Stagnation temperature [ K ]	1850	1850	1880	1900	
Stagnation pressure [ MPa ]	0.46	0.60	0.25	0.28	
Thermal input [ MW ]	2.6	3.4	4.4	4.0	
Seed fraction [ $\times 10^{-4}$ ]	2.0-3.0	1.7-1.8	1.5	1.1	
Anode	Short	Short	Short	Open	

Run number	H506	H507	H508	H509	H511
Date	90.11.6	90.11.6	90.11.7	90.11.7	92.1.30
Working gas	He/Cs	He/Cs	He/Cs	He/Cs	He/Cs
Stagnation temperature [ K ]	1890	1890	1900	1930	2100
Stagnation pressure [ MPa ]	0.28	0.29	0.36	0.42	0.32
Thermal input [ MW ]	4.3	4.3	5.2	6.4	5.0
Seed fraction [ $\times 10^{-4}$ ]	1.1	2.1	2.3	3.2	1.5
Anode	Open & Extended				Open

発電実験中の代表的なタイムシーケンスを図 4.1 に示す。全実験時間は約 90s である。この実験ではシード注入がブロー開始から約 18s に始まり、60s 後に終わる。このようなシード率の変化にともなってホール電圧は上昇し始め、また急激にカットオフされている。こ

の発電中に、図 4.1に示すように負荷抵抗が0.2 ~ 22.6  $\Omega$ の範囲で階段状に変化する。負荷抵抗の変化にともなって、Hall 電圧も階段状に変化している。Hall 電圧の負荷抵抗に対する再現性は非常によい。

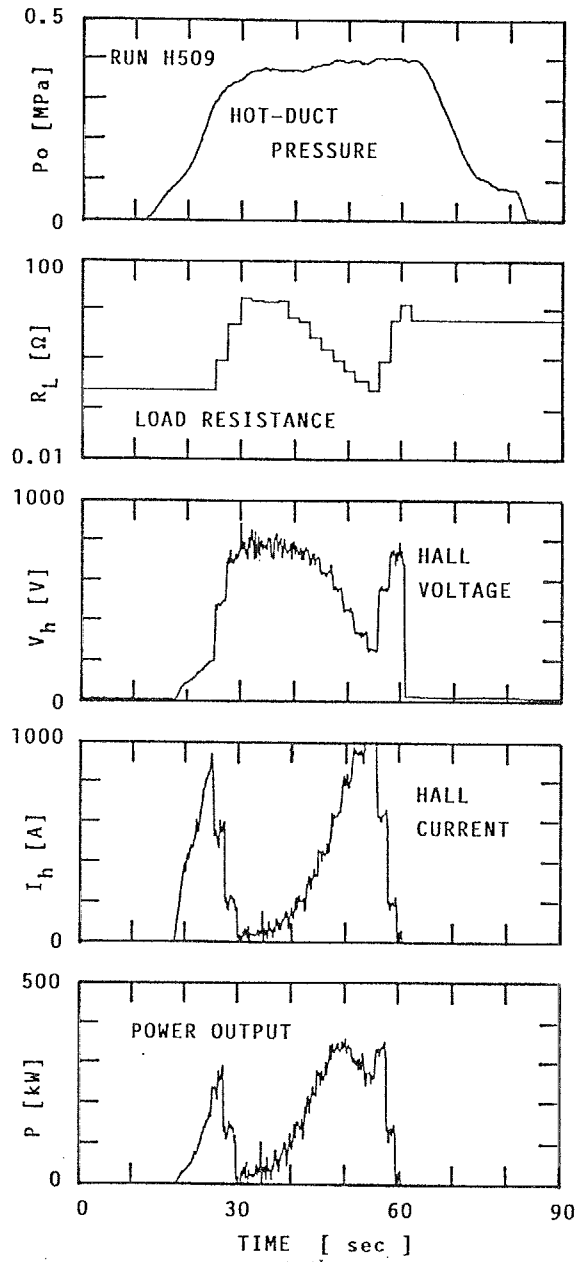


図 4.1: ヘリウムを作動気体に用いた発電実験の典型的なタイムシーケンス

## 4.3 実験結果と考察

### 4.3.1 電気特性

作動流体をヘリウムにした場合に得られた典型的な電圧電流特性をアルゴンを作動流体として得られた電圧電流特性と共に図 4.2 に示す。図中にそれぞれの発電実験で得られた最大出力の値を併せて示す。この特性線の傾きはプラズマの内部抵抗を示す。ヘリウム、アルゴンともに直線的な電圧電流特性を示し、外部負荷抵抗によって、プラズマの内部抵抗がほとんど変化していない。ヘリウムの特性線の傾きは、アルゴンに比べて大きく、ヘリウムを作動気体に用いて得られたプラズマの内部抵抗が大きかったことを示している。また、発電出力を比較すると、ヘリウムを作動流体に用いた場合、熱入力アルゴンの場合よりも増加しているにもかかわらず、得られた電気出力は 160~180kW とアルゴンで得られた 400~500kW に比べて小さい。

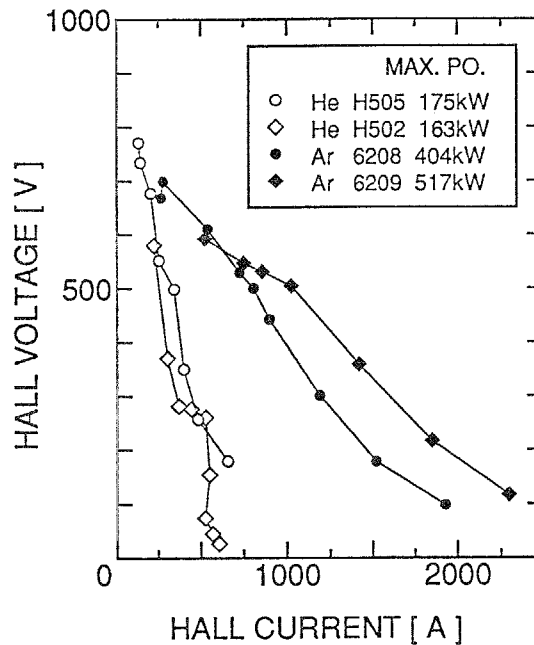


図 4.2: ヘリウムまたはアルゴンを作動気体として得られた典型的な電圧電流特性

ヘリウムを作動流体として得られた Hall 電位の半径方向分布をアルゴンを作動流体として得られた結果と共に図 4.3 に示す。それぞれの Hall 電位分布は最大出力が得られた負荷抵抗に対するものである。ヘリウムの場合、アルゴンの場合には無い、大きな電圧損失がアノード近傍に存在する。このような負の電界は、発電機内の半径方向の起電力が、内部抵抗を持つプラズマ中を Hall 電流が流れることによって生じる電圧降下に比べて小さいときに現れる。ヘリウムの場合、発電チャンネル入口における電気伝導度が低いことを示し

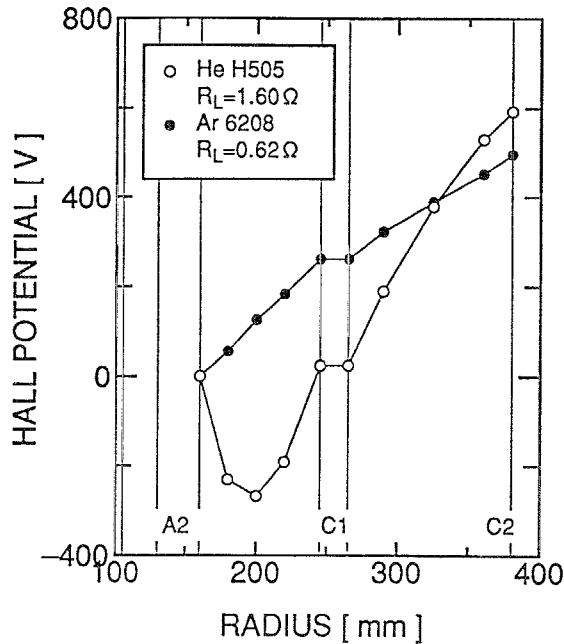


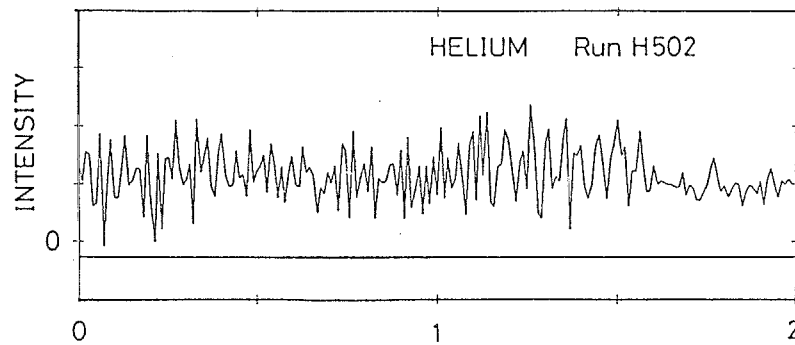
図 4.3: 作動流体による Hall 電位分布の変化

ており、基本的にヘリウムとアルゴンの衝突周波数の差によって説明される。電子温度が  $2000\text{K}$  前後において、ヘリウムプラズマの衝突周波数はアルゴンに比べて  $8\sim 10$  倍大きく、発電チャンネルに流入するセシウムが十分に電離しない。よって、発電チャンネル入口の電気伝導度が低い。しかし、下流部において Hall 電界は十分に回復し、ヘリウムの大きな流速により、 $7\text{ kV/m}$  の高い電界が得られている。このような高い電界を発電チャンネル全域に渡って達成することができれば、ヘリウムを作動流体に用いても、高い発電出力を得ることができる。そのためには、発電チャンネル入口の電圧損失を低減することが必要である。このような方策として、シード率の増加、澱み点温度の上昇が挙げられる。シード率については 4.4.2 節で、澱み点温度については 4.4.4 節でそれぞれ議論する。

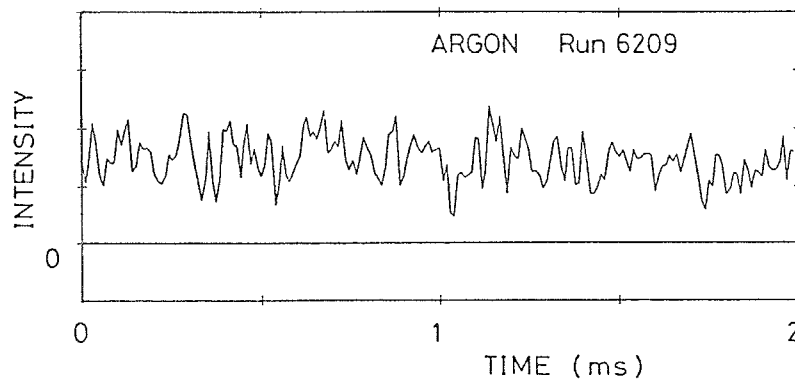
図 4.4 に発電機内下流部 ( $r = 0.36\text{m}$ ) で計測されたセシウム共鳴線強度の変動の様子を比較のためアルゴンを作動気体として得られた結果と共に示す。測定された共鳴線強度はアルゴンとヘリウムの双方において、ある一定値の周りで変動している。つまり、共鳴線は連続的に発光していて、発電機内のプラズマの電子温度はある一定値を保っている。これらの計測結果はヘリウムを作動流体としたときの発電機内下流部での大きな Hall 電界とよく対応している。変動の周波数はヘリウムの方がアルゴンの場合より速く、変動の大きさはヘリウムとアルゴンについてほぼ同程度である。

同じ下流部で電子温度を知るために、再結合放射が測定された [50]。測定された電子温度は、シード完全電離が達成される  $4000\sim 6000\text{K}$  の範囲であり、電子温度の変動の大きさはアルゴンに比べて、小さくなっている。これらの結果からも、もし発電チャンネル入口の





(a) ヘリウム



(b) アルゴン

図 4.4: アルゴン及びヘリウムを作動流体として得られたセシウム共鳴線強度の変動

電圧損失が低減できるならば、ヘリウムを作動流体とした場合においても、十分に高い発電性能を得ることができる可能性が示唆される。

#### 4.3.2 シード率の発電特性に与える影響

発電チャネル入口の電圧損失を低減するための方策として、シード率を増加し、発電機入口の電気伝導度を高める方法がある。この節では、シード率が発電特性に与える影響について議論する。実験では、シード率を  $1.1 \times 10^{-4}$  から  $3.2 \times 10^{-4}$  まで増加させた。また、澱み点圧力も高いシード率による強い MHD 相互作用に打ち勝つために 0.28MPa から 0.42MPa まで増加させた。それに対応して、熱入力も 4.3MW から 6.4MW まで増加した。

実験によって得られた Hall 電位分布を図 4.5 に示す。それぞれの Hall 電位分布は最大出

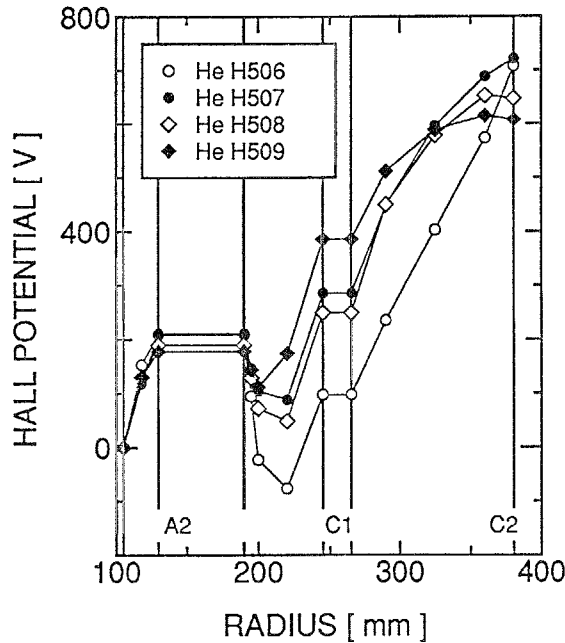


図 4.5: Hall 電位分布に与えるシード率の影響

力が得られた負荷抵抗に対して示している。シード率が増加するに従って、アノード近傍にあらわれる電圧損失がかなり減少した。RUN H508 は RUN H507 に比べ、シード率はほぼ一定で、澱み点圧力を増加させている。澱み点圧力の増加によって、電圧損失は増加している。これは、圧力の上昇によって、電子と重粒子の衝突周波数が増加し、Hall パラメータが減少したためである。一方、RUN H509 においては、強い相互作用による流速の減少と、静圧の回復にともなう Hall パラメータの減少によって、下流部での Hall 電界の減少が顕著になっている。このように、高いシード率においてチャンネル全域を通して高い流速を維持することは困難である。このチャンネル形状に対する、最適なシード率はこれらの実験で用いた値よりも低いところに存在するようである。つまり、電圧損失を低減するためには、他の方法を取らなければならない。

シード率と上流澱み点圧力が異なるときの電圧電流特性と外部負荷に対する電気出力をそれぞれ図 4.6 と図 4.7 に示す。電気出力は上流澱み点圧力を増加することにより、330kW まで増加している。シード率の増加にともない、最高出力が得られた外部負荷抵抗値は小さく、また電圧電流特性の傾きが小さくなっている。これはプラズマの内部抵抗の減少を示し、図 4.5 に示した電圧損失の減少と対応している。Hall 電位分布に示したように、シード率の増加とともに、発電チャンネル入口での電圧損失は減少したが、下流部での電界の減少が顕著になるために、開放側の負荷抵抗で得られる最大電圧は 700 ~ 800V でほとんど変化していない。

RUN H506 と RUN H509 に対してマルチチャンネル分光器 (SMA) で計測された、発電チャンネルの下流部に於ける電子温度の経時変化の様子を図 4.8 に示す。計測は 0.25s おきに行われ、露光時間は 7ms であった。RUN H506 の場合、負荷抵抗の変化と共に電子温度が変化している。負荷抵抗が高いとき、Joule 加熱が大きくなり、電子温度が高くなる。RUN H506 のほうが RUNH509 に比べ、変動がかなり大きい。

RUN H506 と RUN H509 に対して、2 波長固定法によって得られた電子温度の経時変化の比較を図 4.9 に示す。2 波長固定法での測定波長は 410nm と 490nm に設定した。約 20kHz までの時間分解能が達成されており、平均された電子温度は SMA によって得られた結果と良く一致している。RUN H509 に比べて RUN H506 の場合、電子温度の高周波の変動も非常に大きい。RUN H506 では、図 4.5 に示されているように、発電チャンネル入口にかなり大きな電圧損失が存在している。発電チャンネル入口での強い非一様性が下流部に流入し、電子温度の大きな変動を引き起こしていると考えられる。RUN H509 では、電子温度の変動は小さく、平均電子温度がシード完全電離領域にあるが依然として高周波の変動がみられる。

### 4.3.3 流体性能

図 4.10 に発電時及び非発電時の静圧の半径方向分布の様子をアルゴンとヘリウムを作動流体とした場合についてそれぞれ示す。アルゴンとヘリウムの非発電時の静圧分布を比べると、アルゴンの方がより下流まで静圧が減少しており、ほぼ発電流路全域に渡って加速されている。また、ヘリウムの場合、静圧の回復は長い領域に渡ってゆっくり行われているが、アルゴンの場合はこの領域が短い。

発電時において、アルゴンの場合、発電チャンネル入口で静圧が大きく上昇している。これは、アルゴンの場合、大きな Lorentz 力が作動流体に作用しているためであり、図 4.3 に示した Hall 電位分布と対応している。圧力上昇の下流で再び静圧は減少しており、アルゴンは再加速されている。一方、ヘリウムの場合、発電チャンネル入口で静圧の上昇がみられるものの、その後の加速は、あまり起こっていない。再加速が生じないために、シード率を増加させたとき、発電チャンネル下流部での電界が小さくなる。

図 4.11 にアルゴンとヘリウムに対して、ほぼ澱み点圧力が等しいときの静圧分布を示す。ただし、澱み点温度がアルゴンの場合約 500K、ヘリウムの場合約 2000K になっている。静圧の上昇開始位置で多少静圧に開きがあるが、概ね静圧分布は一致している。このことから、今回の実験で得られた非発電時のアルゴンとヘリウムの静圧分布の相違は主に、澱み点圧力の差による、圧力回復の開始位置の相違によるものである。

図 4.12 に発電時及び非発電機の発電チャンネル入口に対する出口の全圧比の経時変化の様子を示す。澱み点圧力が一定になっている時間帯に注目する。まず、非発電時において、アルゴンの場合圧力比は約 0.2 であるがヘリウムの場合約 0.1 になっている。このように非発電時においてヘリウムの方が全圧損失が大きくなっている。これは、静圧分布にも示されているように、長い区間に渡って圧力回復していることを反映していて、ヘリウムの

ほうが圧力損失が大きくなっている。また、発電時の全圧比を見るとアルゴンの場合、高い発電出力を反映して、圧力比が非発電時の0.2から0.1に低下している。一方、ヘリウムの場合、0.08であり、非発電時の0.1から余り低下していない。

#### 4.3.4 澱み点温度の影響

これまでの議論から、ヘリウムを作動気体とする場合、澱み点温度が1900Kでは発電機入口に低い電気伝導度を反映した大きな電圧損失が存在し、発電出力を低下させていることが明らかになった。また、シード率の増加による電圧損失の低減を試みたが、発電出力の飛躍的な増加にはつながらなかった。一方、衝撃波管装置を用いた実験によって、澱み点温度の上昇により発電機入口の負電位領域を低減でき、下流部でも大きな電界が維持できることが示されている [47]。これらの結果を踏まえ、本節では作動気体の澱み点温度がCCMHD 発電機の性能に対して、どのような影響を与えるか調べる。

図 4.13 に澱み点温度が異なるときの電圧電流特性を示す。RUN H505、H507 に比べ RUN H511 の澱み点温度は約 200K 上昇している。RUN H505、H511、H507 の順に電圧電流特性の特性線の傾きが小さくなっている。このような特性線の傾きの変化はシード率の変化と対応している。図 4.5 に示したように、澱み点圧力とシード率を増加させることにより Hall 電流の値は増加しているが、解放側の負荷条件で得られる Hall 電圧は約 800V で変化していない。一方、澱み点温度を上昇させることによって、RUN H511 では 22.65Ω の負荷抵抗時に 1165V の Hall 電圧が得られている。

図 4.14 に異なる澱み点温度に対して得られた負荷抵抗に対する発電出力の変化の様子を示す。澱み点温度の上昇によって熱入力 は 1.16 倍になっている。一方、発電出力の最大値は澱み点温度の上昇によって、179.4kW から 263.2kW へと 1.50 倍になっている。エンタルピー抽出率は 5.2% となった。発電出力の上昇は特に高負荷抵抗側で著しい。

異なる澱み点温度に対する最大出力が得られたときの Hall 電位分布を図 4.15 に示す。澱み点温度の上昇によって第 2 アノードの下流側の電圧損失が 300V から 100V に減少している。澱み点温度によらず、第 1 カソードと第 2 カソード間で高い電界が得られている。澱み点温度が高い場合、電圧損失が小さくなるので、得られた Hall 電圧も約 100V 大きい。

開放側負荷条件 ( $R_L = 22.65\Omega$ ) での、異なる澱み点温度に対して得られた Hall 電位分布を図 4.16 に示す。澱み点温度の低い RUN H506 と H507 の場合、澱み点温度の高い RUN H511 に比べて第 2 アノードが下流側へ 30mm 拡張されている。澱み点温度の低い RUN H506 と H507 の場合、第 2 アノードの下流側の電界が負になっている。澱み点温度の上昇によって、第 2 アノードの下流側の電界が正になっていて、得られる Hall 電圧は非常に大きくなっている。

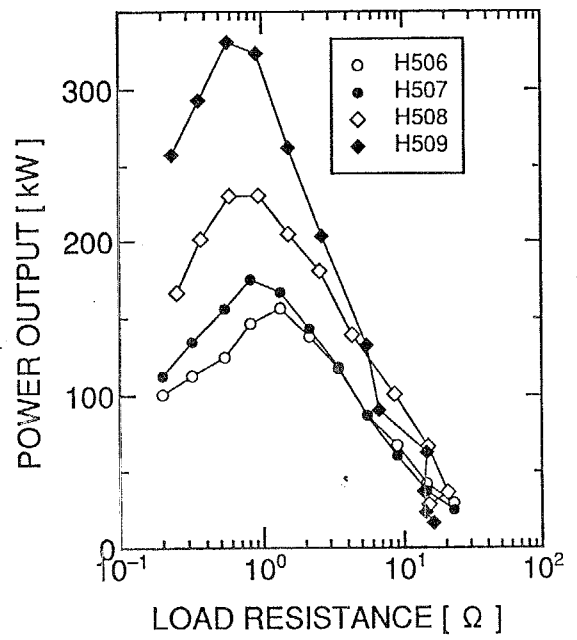
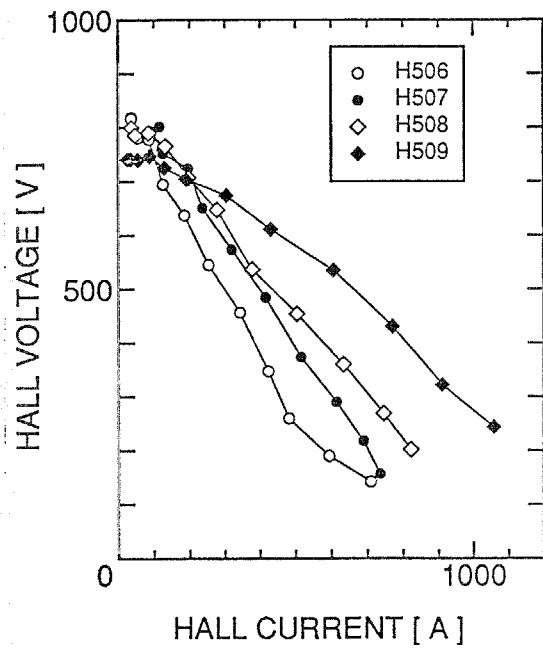


図 4.6: 電圧電流特性に与えるシード率の影響    図 4.7: 電気出力の負荷抵抗依存性に与えるシード率の影響

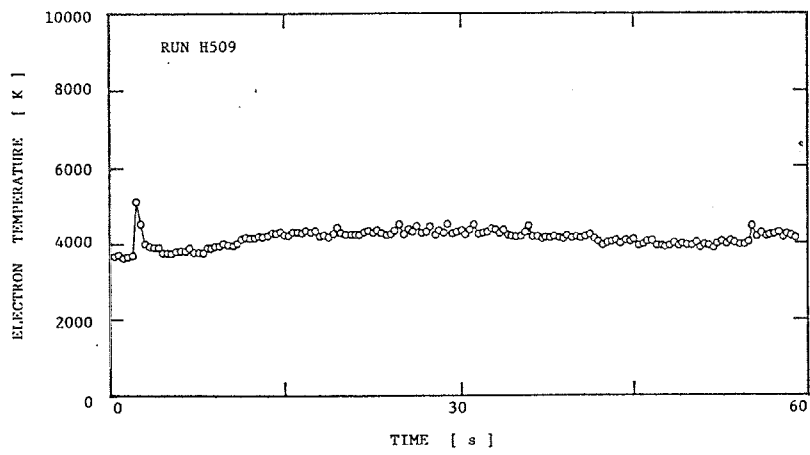
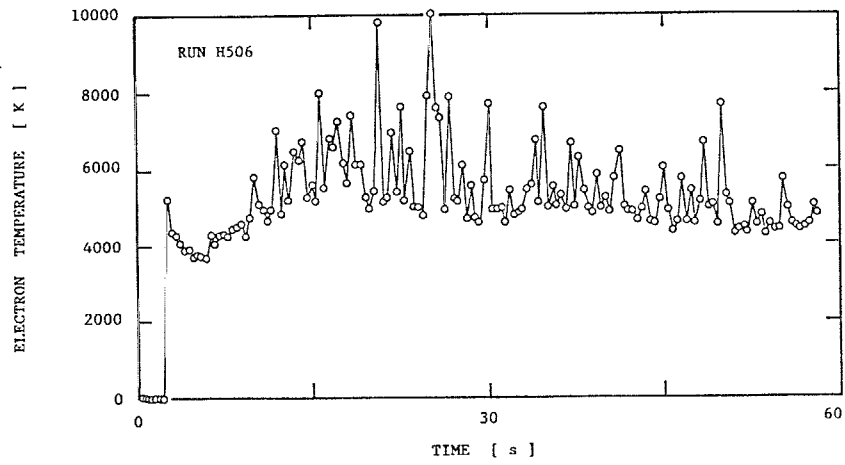


図 4.8: 電子温度の変動 (SMA)

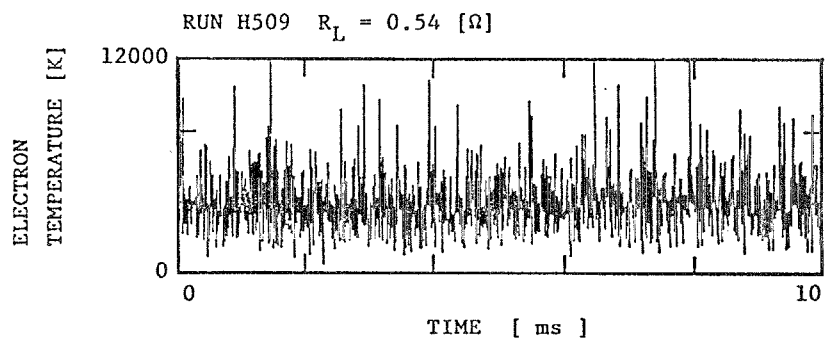
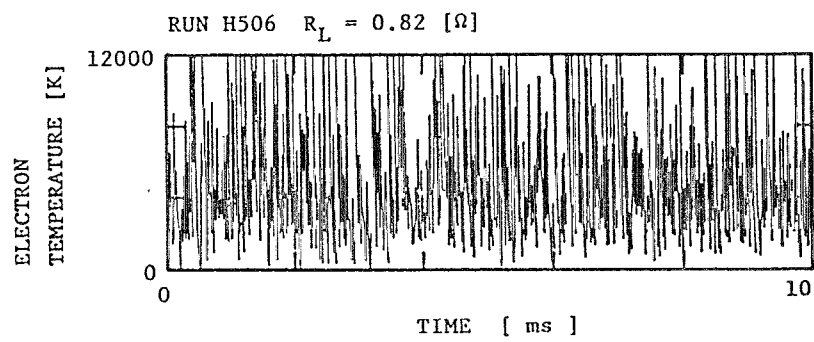
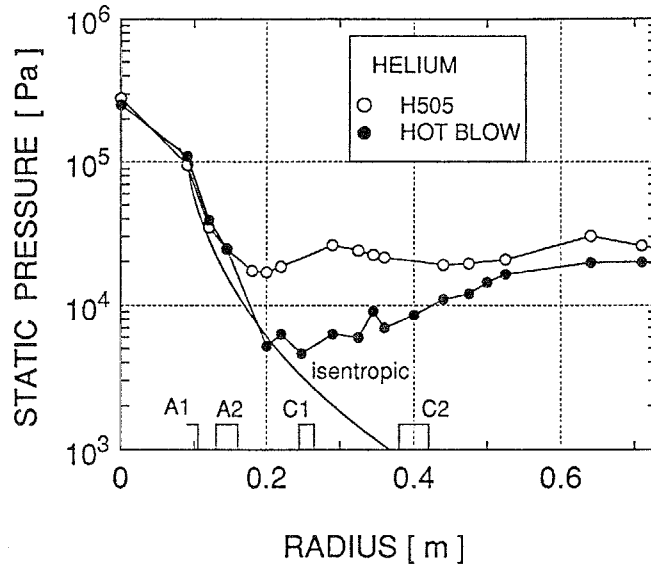
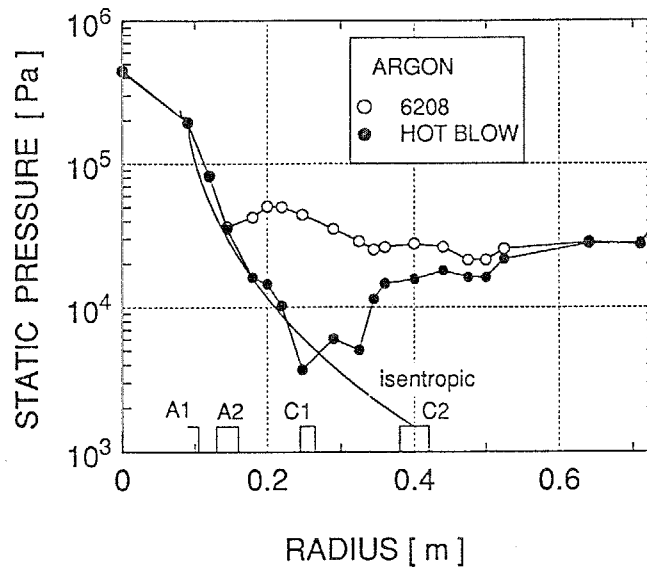


図 4.9: 電子温度の変動 (2 波長固定法)



(a) ヘリウム



(b) アルゴン

図 4.10: 発電時及び非発電時の静圧分布に与える作動流体の影響



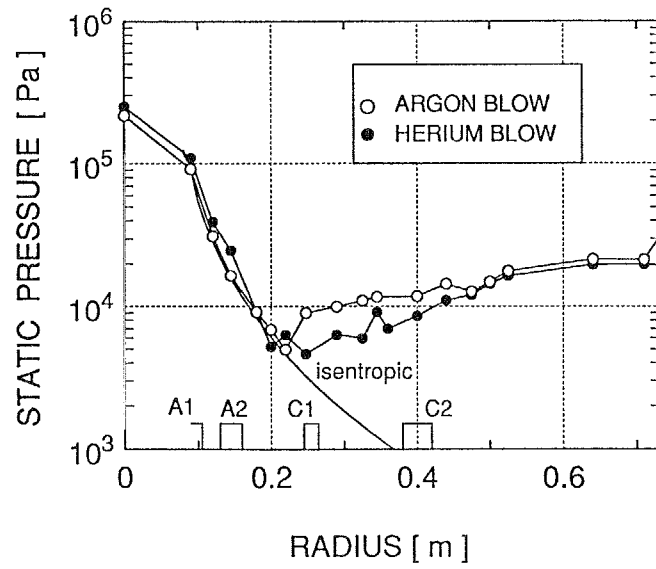
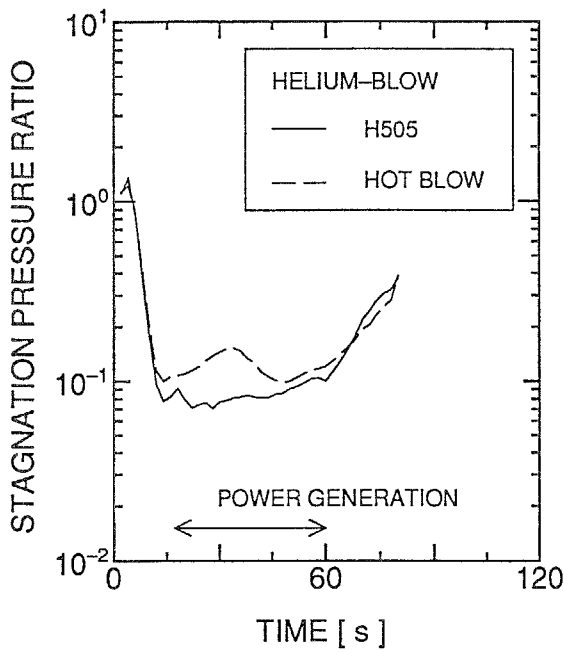
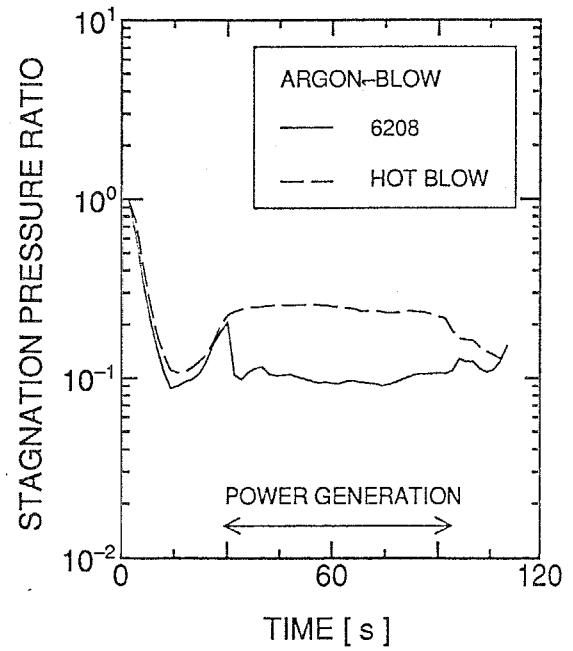


図 4.11: 半径方向の静圧分布に与える澱み点圧力の影響



(a) ヘリウム



(b) アルゴン

図 4.12: 発電チャネルの全圧比に与える作動流体の影響

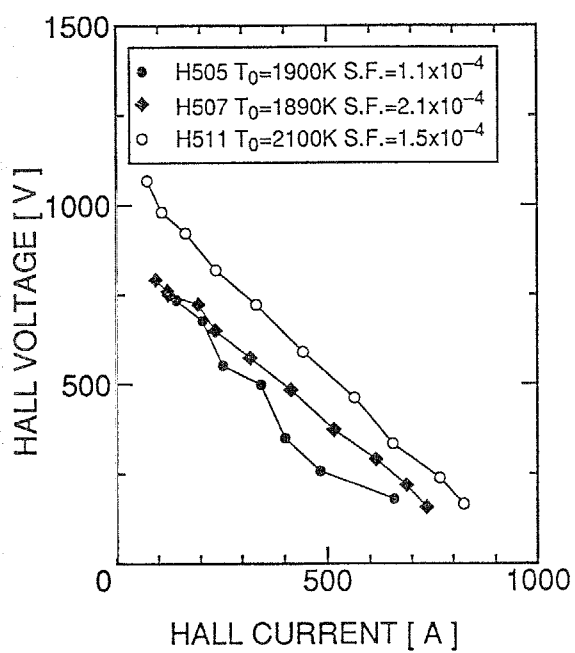


図 4.13: 澱み点温度による電圧電流特性の変化

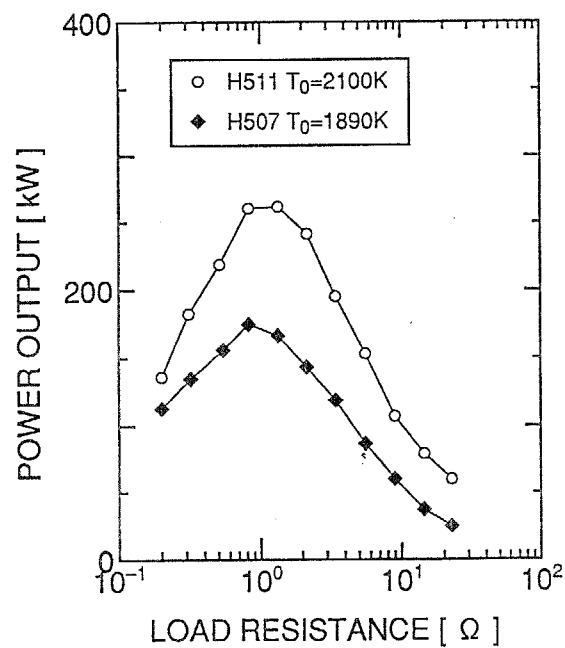


図 4.14: 澱み点温度による発電出力の負荷抵抗依存性の変化

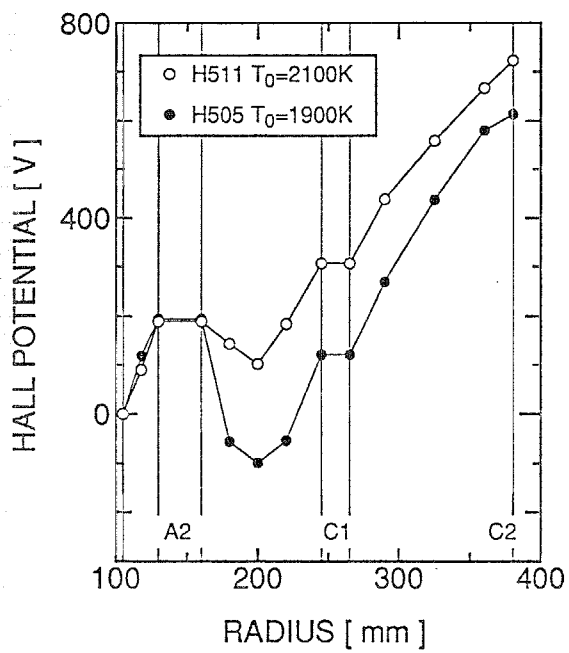


図 4.15: 澱み点温度による Hall 電位分布の変化

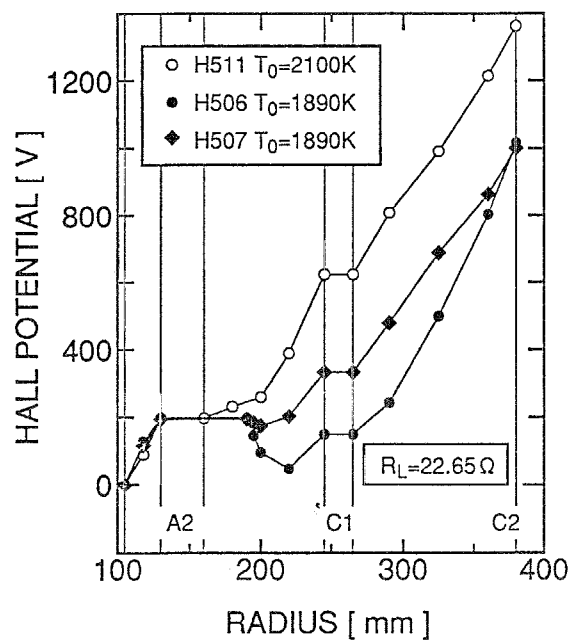


図 4.16: 開放負荷条件での澱み点温度による Hall 電位分布の変化

## 4.4 まとめ

ヘリウムを作動流体とした、FUJI-1 CCMHD プロローダウン装置を用いた実験より以下のような結論を得た。

ヘリウムを作動流体とする場合は、アルゴンの場合に比べて、得られた電気出力は比較的小さなものであった。これは主に、チャンネル入口に存在する大きな電圧損失によるものである。発電チャンネルの下流部に於いて、ヘリウムの高い流速を反映した、高い電界が得られた。ヘリウムを作動流体に用いた場合でも、入口の電圧損失を低減することによって、高い発電効率を得ることが可能である。

発電チャンネル内の Hall パラメータを大きくするために、アルゴンに比べて低い澱み点圧力で実験を行った。発電機の圧力比が小さいために、発電機上流部から静圧上昇が始まり、ヘリウムの特徴である速い流速を生かせていない。また、アルゴンに比べて長い領域に渡って静圧が上昇しており、アルゴンに比べて大きな全圧損失が観察された。

シード率が発電出力に及ぼす影響について調べた。シード率の増加によって、発電機入口の電圧損失を低減することができる。しかし、発電チャンネル下流部の流速が低下し、発電出力の飛躍的な上昇にはつながらなかった。

澱み点温度の上昇によって、発電機入口の電圧損失が小さくなり、電気出力が向上した。このとき、発電チャンネル下流部での電界は十分に高く、電圧損失を打ち消し、発電出力を向上させるために、作動気体の澱み点温度を上昇させることが有効である。

## 第 5 章

### 結論

本編では、FUJI-1 CCMHD ブローダウン装置を用いた発電実験を通して、ディスク型 CCMHD 発電機の発電特性について議論した。以下に、本編に於ける議論によって得られた結論をまとめる。

まず、アルゴンを作動流体に用いた発電実験を行い、発電機の流路断面積比が流体特性や電気特性に及ぼす影響について考察を行った。また、澱み点温度とシード率が CCMHD 発電機の発電性能に与える影響について考察した。

- (1) 流路断面積比の大きな発電機を用いることで、発電流路内の静圧上昇を低く抑え、高い流速と高い Hall パラメータを維持することができ、高い電界を得ることができる。発電チャンネルの入口で高い電気伝導度を持つプラズマを得るために、超音速ノズル内の Mach 数を高くすることにより、高い Hall パラメータを保たなければならない。
- (2) 澱み点圧力を小さくしノズル内の Hall パラメータを大きくすること、シード率を大きくし電気伝導度を高めることによって、発電チャンネル入口の電圧損失を抑制し、流路断面積比の大きな発電チャンネルを用いることで、18%という高いエンタルピー抽出率を達成した。
- (3) アルゴンを作動気体とし、DISK-F3a 発電機を用いた場合、シード率を  $2.0 \times 10^{-4}$  程度の高めの値に設定することで、澱み点温度が 1850K 程度で既に、発電チャンネル入口の電圧損失が存在しないので、澱み点温度を上昇させることによる発電出力への影響は小さい。また、強い相互作用下に於ける CCMHD 発電機の性能に与えるシード率の影響を実験によって明確に捕らえることができた。

次に、ヘリウムを作動流体に用いた発電実験を行い、ヘリウムを作動気体を用いた CCMHD 発電機の特長について議論した。

- (1) ヘリウムを作動流体とする場合は、アルゴンの場合に比べて、得られた電気出力は比較的小さなものであった。これは主に、チャンネル入口に存在する大きな電圧損失によるものである。発電チャンネルの下流部に於いて、ヘリウムの高い流速を反映した、高

い電界が得られた。ヘリウムを作動流体に用いた場合でも、入口の電圧損失を低減することによって、高い発電効率を得ることが可能である。

- (2) 発電チャンネル内の Hall パラメータを大きくするために、アルゴンに比べて低い澱み点圧力で実験を行った。発電機の圧力比が小さいために、発電チャンネル上流部から静圧上昇が始まり、ヘリウムの特徴である速い流速を生かせていない。また、アルゴンに比べて長い領域に渡って静圧が上昇しており、アルゴンに比べて大きな全圧損失が観察された。
- (3) シード率が発電出力に及ぼす影響について調べた。シード率の増加によって、発電チャンネル入口の電圧損失を低減することができる。しかし、発電チャンネル下流部の流速が低下し、発電出力の飛躍的な上昇にはつながらなかった。
- (4) 澱み点温度の上昇によって、発電チャンネル入口の電圧損失が小さくなり、電気出力が向上した。このとき、発電チャンネル下流部での電界は十分に高く、電圧損失を打ち消し、発電出力を向上させるために、作動気体の澱み点温度を上昇させることが有効である。

## 第 II 編

# 数値シミュレーション

## 第 6 章

### 序論

#### 6.1 数値シミュレーションによる研究の推移

本編では、 $r$ - $z$  二次元数値シミュレーションによって、ディスク型 CCMHD 発電機の発電特性について論じる。初めに、本研究の背景となる、CCMHD 発電機を対象とした数値シミュレーションの推移を振り返る。

CCMHD 発電機を対象とした初期の理論的研究では、まず、非平衡プラズマの局所的な振る舞いにのみ注目した電子系方程式の線形解析が行われ、非平衡プラズマの電離不安定性が線形摂動法を用いて解析された [51, 52, 11]。続いて、発電機の特性を予測するために、重粒子系の振る舞いに注目し、重粒子系のモデル方程式を定常準一次元で取り扱った研究が行われた [53, 54]。これら研究では、定常状態のシード完全電離非平衡プラズマを仮定し、電子の局所的なエネルギーバランスと Saha 平衡をもとに、発電流路形状が数値的に設計され、広い範囲にわたるパラメーターの変化に対する、発電機の性能が予測された。

このようなモデル方程式に対する定常準一次元の取扱いでは非線形性の強い電離不安定性や衝撃波などを取り扱うことが困難であったために、モデル方程式を非定常準一次元で取り扱った研究が行われ [55]、実際の発電機の発電性能の評価や予測に用いられた。非定常なモデル方程式の取扱いによって、方程式の解が初期値境界値問題として求められ、非線形性の強い方程式でも解が得られるようになった。

発電機内に生ずる非一様性の持つ構造について明らかにするために、次に、非定常二次元計算が行われるようになり、CCMHD 発電機の電場の解析に有限要素法を用いることが提案された [56, 57, 58]。ディスク型 CCMHD 発電機では、 $r$ - $\theta$  平面での解析と、 $r$ - $z$  平面での解析が行われた。 $r$ - $\theta$  平面での解析により、主に、電離不安定性による非平衡プラズマの非一様性に関する研究が行われ、プラズマの安定性と不安定な状態に於ける放電構造が解析された [59, 60]。

一方、 $r$ - $z$  平面での解析は、境界層の影響を含んだ解析が行えるという特徴を有する。また、電極と絶縁壁形状を表現できるので、電極上の電流パターンを含んだ解析ができるという特徴がある。 $r$ - $z$  平面での解析はまず、重粒子系の物理量を一定として行われ、 $r$ - $z$  平面に於ける放電構造が解析された [61]。続いて、主流部分に対して非定常準一次元解析



を行い、境界層を1/7乗則によって与える方法によって、境界層の影響が考慮された[62]。次に、主流に対して定常準一次元解析を行い、境界層に対して定常二次元解析を行うことにより、エンタルピー抽出率の増加とともに発電流路内の境界層の発達が増加することにより、エンタルピー抽出率の増加とともに発電流路内の境界層の発達が激しくなることが明らかにされた[63]。また、同様な手法による、ディスク型CCMHD発電機的设计手法が提案されるとともに、発電機のスケール則が得られた[64]。

主流と境界層を分割して議論する場合、境界層が発達し主流が消失するような場合、解を得ることができず、比較的熱入力の大い、大型の発電機に議論が限定される。近年、スーパーコンピュータの発達に伴い、境界層と主流を分割せずに、発電機内全域でNavier-Stokes方程式を解く方法が用いられ、二次元計算の有用性が明らかになり、CCMHD発電機の境界層の振る舞いが解明されてきている[65, 66]。

## 6.2 本編の目的と構成

本編は、ディスク型CCMHD発電機の境界層を含む $r$ - $z$ 二次元平面で数値解析を行うことにより、境界層の影響を考慮したディスク型CCMHD発電機の特性を明らかにすることを目的とする。第7章で、ディスク型CCMHD発電機内の流れと非平衡プラズマを記述する方程式を示し、更に、その解析手法を示す。第8章では、第7章で示した解析手法によって数値シミュレーションを行い、ディスク型CCMHD発電機の境界層の振る舞いと発電性能に与える影響を明らかにする。また、シード率と負荷抵抗の影響を調べ、高い発電性能を持つCCMHD発電機の特徴を明らかにし、CCMHD発電機の性能を表す重要な指標である、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係について議論する。更に、入口スワールの導入、流路断面積比の増加による発電性能向上のメカニズムを解明する。また、澱み点温度、澱み点圧力が発電性能に与える影響について調べる。本数値シミュレーションで現れた電離不安定性の特徴にふれる。最後に、風洞実験を模擬した数値計算を行い、これまでに準一次元計算で用いられてきた平板流れの摩擦係数の妥当性について議論する。第9章で、数値シミュレーションによって明らかになったディスク型CCMHD発電機の特性についてまとめる。

## 第 7 章

# 基礎方程式と数値計算手法

### 7.1 基礎方程式

ディスク型 CCMHD 発電の作動流体にはアルカリ金属を少量シードした希ガスが用いられる。よって作動流体は、希ガス原子、希ガスイオン、シード原子、シードイオン、電子の 5 種類の粒子によって構成される。これらの粒子はその運動学的な性質の違いにより、電子とその他の重粒子に分類される。重粒子の中で圧倒的多数を占める希ガス原子と電子の衝突断面積は希ガス原子とその他の重粒子原子、イオンとの衝突断面積に比べて極めて小さい。従って、電子と重粒子の相互作用は小さく、それらの分布関数は互いに異なっている。このような性質を持つ非平衡プラズマを巨視的に記述するために、重粒子温度と電子温度の 2 つの異なる温度を用いてプラズマを連続体として記述する二温度モデルが用いられている [8]。一方、これらの 5 種類の粒子はその電気的な性質から荷電粒子と中性粒子に分類される。ほんの僅かなシードは流体力学的な性質にはほとんど影響を与えないが、電離することによって電気的性質の大部分を支配する。本論文でも二温度モデルを用いて非平衡プラズマの記述を行う。非平衡プラズマを記述する方程式は、電子系方程式と呼ばれ、また、作動流体を記述する方程式は、重粒子系方程式と呼ばれている。

CCMHD 発電機内のプラズマには、次のような MHD 近似が成り立つ [39]。

- (1) 極めて高周波の振動現象を取り扱わないので、変位電流を無視することができる。
- (2) 流体は電気伝導性をもつので容易に電荷の移動が行え、いたるところでほぼ電気的に中性が保たれていると仮定できる。

これに加え、次の仮定をすることができる。

- (3) 磁気 Reynolds 数が小さく、磁場は定常である。
- (4) イオンスリップの影響は無視できる。

また、以下に示すそれぞれの方程式は円筒座標系で表されており、円周方向の均一性  $\partial/\partial\theta = 0$  を仮定している (座標系に関しては図 1.1 参照)。

### 7.1.1 重粒子系方程式

流路内の作動流体の流れは、主流部分で超音速あるいは遷音速流れとなっており、壁面付近の境界層内で粘性の影響を強く受けた流れになっているので、これらの流れの様子は、圧縮性 Navier-Stokes 方程式によって記述される。運動量の式とエネルギーの式には MHD 効果の項が加えられる。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} \right) \quad (7.1)$$

運動量の式

r-方向

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} &= \frac{j_\theta B}{\rho} + \frac{u_\theta^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \\ &+ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{2}{3} \mu \left( 2 \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r} - \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right] \\ &+ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \right] \\ &+ \frac{2\mu}{\rho r} \left[ \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r} \right] \end{aligned} \quad (7.2)$$

$\theta$ -方向

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} &= -\frac{j_r B}{\rho} - \frac{u_r u_\theta}{r} \\ &+ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right) \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right] \\ &+ \frac{2\mu}{\rho r} \left( \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right) \end{aligned} \quad (7.3)$$

z-方向

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ &+ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \right] \\ &+ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{2}{3} \mu \left( 2 \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r} \right) \right] \\ &+ \frac{\mu}{\rho r} \left( \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (7.4)$$

## エネルギーの式

$$\begin{aligned}
 \rho c_v \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) &= -p \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} \right) + \frac{j_r^2 + j_\theta^2 + j_z^2}{\sigma} \\
 &+ \frac{\partial}{\partial r} \left( k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\
 &+ \mu \left[ 2 \left\{ \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{u_r}{r} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 \right\} \right. \\
 &+ \left. \left( \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} \right)^2 \right. \\
 &\left. - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (7.5)
 \end{aligned}$$

ここで、 $\rho$ は密度、 $u_r, u_\theta, u_z$ はそれぞれ $r, \theta, z$ 方向のガス流速、 $p$ は圧力、 $T$ はガス温度、 $c_v$ は定積比熱、 $j_r, j_\theta, j_z$ はそれぞれ $r, \theta, z$ 方向の電流密度、 $\sigma$ は電気伝導度、 $\mu$ は粘性係数、 $k$ は熱伝導率を表す。ただし、 $\mu = \mu_m + \mu_T, k = k_m + k_T$ であり、それぞれ、分子粘性係数と乱流粘性係数、分子熱伝導率と乱流熱伝導率の和になっている。

また、状態方程式

$$p = \rho RT \quad (7.6)$$

を用いる。ここで、 $R$ は気体定数である。

### 7.1.2 電子系方程式

電子系の方程式は電離の式、一般化された Ohm の式、エネルギーの式より構成される。  
電離の式 (連続の式)

$$\frac{\partial n_i^+}{\partial t} + u_r \frac{\partial n_i^+}{\partial r} + u_z \frac{\partial n_i^+}{\partial z} = -n_i^+ \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} \right) + \dot{n}_i^+ \quad (7.7)$$

本解析では、シード原子のみの電離を仮定しているのので、 $i = S$ (シード原子)である。 $n_i^+$ は $i$ 粒子の数密度であり、 $\dot{n}_i^+$ は $i$ 粒子のイオンの生成項であり、

$$\dot{n}_i^+ = k_{fi} n_e n_i - k_r n_e^2 n_i^+ \quad (7.8)$$

と表される。また、電荷の中性の仮定により、 $n_e = \sum_i n_i^+$ が成り立つ。 $k_r$ と $k_{fi}$ はそれぞれ三体再結合速度係数と電離速度係数であり、三体再結合速度係数 $k_r$ は Hinnov and Hirschberg によって、実験的に次のように求められている [67]。

$$k_r = 1.09 \times 10^{-20} T_e^{-9/2} \quad (7.9)$$

電離速度係数  $k_{fi}$  は、次のように Saha の平衡定数から求められる。

$$k_{fi} = k_r \left( \frac{n_e n_i^+}{n_i} \right)_{equil.} \quad (7.10)$$

$$\left( \frac{n_e n_i^+}{n_i} \right)_{equil.} = 2 \frac{g_i^+}{g_i} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{\epsilon_i}{k T_e} \right) \quad (7.11)$$

ここで、 $\epsilon_i$  は  $i$  粒子のイオン化エネルギーである。

#### 一般化された Ohm の式

電気的中性の仮定の結果、対流電流項を無視することができ、一般化された Ohm の式は次のように表せる。

$$j_r = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_r + u_\theta B + \beta u_r B) \quad (7.12)$$

$$j_\theta = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (\beta E_r + \beta u_\theta B - u_r B) \quad (7.13)$$

$$j_z = \sigma E_z \quad (7.14)$$

また、電子の圧力勾配の項も他の項に比べて小さいとして無視している。電気伝導度  $\sigma$  と Hall パラメータ  $\beta$  は弱電離気体の衝突理論により、

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e} \quad (7.15)$$

$$\beta = \frac{eB}{m_e \nu_e} \quad (7.16)$$

と表される [39]。ここで、電子の衝突周波数  $\nu_e$  は、

$$\nu_e = \sum_j \nu_{ej} = \sum_j n_j \bar{Q}_j c_e \quad (7.17)$$

である。ここで、 $j$  は希ガス、シード、イオンの各粒子を表し、 $\nu_{ej}$  は電子と  $j$  粒子との衝突周波数を表す。また、 $c_e$  は電子の平均熱速度  $\sqrt{8kT_e/\pi m_e}$  である。電子と  $j$  粒子の衝突断面積  $\bar{Q}_j$  は次のように、実験的 [68, 69] あるいは理論的 [39] に求められている。

$$\bar{Q}_{Seed} = \frac{4}{3} \times 0.4 \times 10^{-17} \quad (7.18)$$

$$\bar{Q}_{Ar} = \frac{4}{3} \times (0.46 \times 10^{-23} T_e - 0.32 \times 10^{-20}) \quad (7.19)$$

$$\bar{Q}_{Ion} = 5.85 \times 10^{-10} T_e^{-2} \ln \left( 1.24 \times 10^7 \sqrt{\frac{T_e^3}{n_e}} \right) \quad (7.20)$$

#### エネルギー式

電子温度の緩和時間  $\tau_{T_e}$  は電子数密度の緩和時間  $\tau_{n_e}$  に比べて十分短く、いずれの条件下でも、

$$\tau_{n_e} \gg \tau_{T_e} \quad (7.21)$$

が成立する [70]。この時、計算を行う時間ステップ  $\Delta t$  を  $\tau_{Te} < \Delta t < \tau_{ne}$  の範囲で選ぶことにより、電子系のエネルギー式は定常であるとみなすことができ、次のような代数方程式で表すことができる。

$$\frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} = \frac{3}{2} \delta n_e m_e k (T_e - T) \sum_j \frac{v_j}{m_j} + \sum_i n_i^+ \left( \frac{3}{2} k T_e + \epsilon_i \right) \quad (7.22)$$

左辺は Joule 加熱を、右辺第 1 項は衝突損失を、右辺第 2 項は電離により生ずる電子のエネルギーをそれぞれ示している。 $\delta$  は非弾性衝突係数であり、重粒子が希ガスのような単原子分子の場合、 $\delta = 2$  となるが、他の多原子分子が不純物として混入する場合、 $\delta > 2$  となり、電子のエネルギー損失が大きくなる。本計算では  $\delta = 2$  として、弾性衝突の影響のみを考慮した。

### 7.1.3 Maxwell 方程式

はじめに仮定した MHD 近似によって、Maxwell 方程式は次の 2 つの式に集約される。

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0 \quad (7.23)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) + \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0 \quad (7.24)$$

### 7.1.4 解析領域

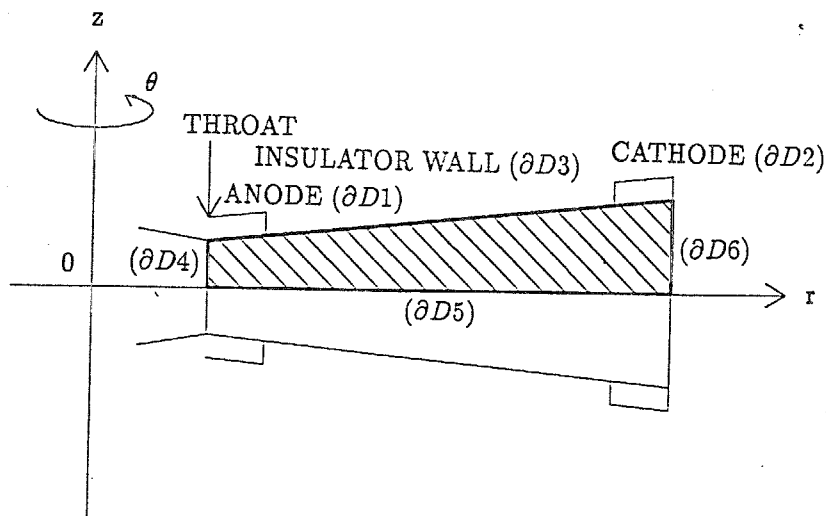


図 7.1: 数値計算の領域

図 7.1 に数値解析を行う領域を示す。高さはチャンネル対称面を 0 としている。解析はスロートからカソードの下流端まで行う。重粒子系方程式、電子系方程式ともに、 $z$  方向に対して、発電機対称面に対して物理量も対称であると仮定し、図 7.1 に示した上面のみ解析

を行っている。重粒子系方程式と電離の式を有限差分法を用いて解き、一般化された Ohm の式と Maxwell 方程式を組み合わせて有限要素法を用いて解く。

## 7.2 解析手法

### 7.2.1 有限差分法部の定式化

重粒子系方程式及び電離の式を CIP 法 (Cubic Interpolation Pseudo-particle method)[71, 72, 73, 74, 75, 76] を用いて解く。CIP 法は他の MacCormack 法等に比べて数値的な拡散が小さく非常に安定なアルゴリズムである [71]。このために、CIP 法では小さい人工粘性でも不連続面をシャープに捉えることができる。

重粒子系方程式及び電離の式は、

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} + u_r \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} + u_z \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} = \mathbf{G} \quad (7.25)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho \\ u_r \\ u_\theta \\ u_z \\ T \\ n_S^+ \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} (RHS)_\rho \\ (RHS)_{u_r} \\ (RHS)_{u_\theta} \\ (RHS)_{u_z} \\ \frac{1}{\rho c_v} (RHS)_T \\ (RHS)_{n_S^+} \end{pmatrix} \quad (7.26)$$

と表すことができる。ただし、 $\mathbf{G}$  の各項は式 (7.1)-(7.5) 及び式 (7.7) の右辺を表す。CIP 法ではこの式を

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} = \mathbf{G} \quad (\text{Eulerian phase}) \quad (7.27)$$

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} + u_r \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} + u_z \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} = 0 \quad (\text{Lagrangian phase}) \quad (7.28)$$

の 2 つに分割して解く。まず、Eulerian phase から格子点上の予測値と微分値を求め、この値を用いて格子間をスプライン関数で補間し、Lagrangian phase で新しい時刻での  $\mathbf{F}$  を決定する。

分子粘性係数  $\mu_m$  と分子熱伝導率  $k_m$  については文献 [77] の値を、温度の 3 次式に近似して用いた。乱流モデルとして剥離した流れに対しても適用できるように Baldwin-Lomax のモデル [78] を用いて、乱流粘性係数  $\mu_T$  と乱流熱伝導率  $k_T$  を求めた。

図 7.2 に示したようなスタッガードメッシュ [79] を用いて式 (7.25) を離散化している。また、境界適合格子ではなく単純な直交格子を用いている。

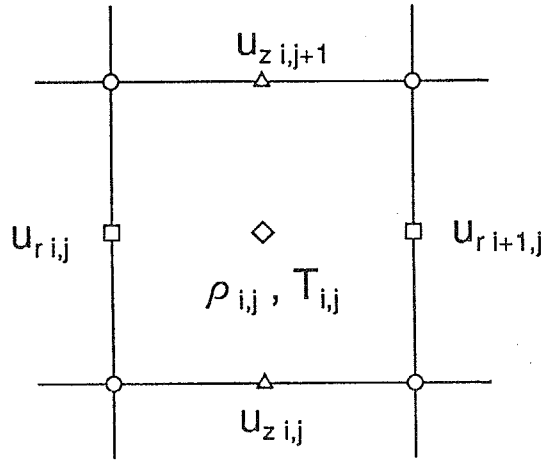


図 7.2: 計算に用いたスタッガードメッシュ

## 7.2.2 有限要素法部の定式化

一般化された Ohm の式と Maxwell 方程式を解くために、つぎのようにポテンシャル関数  $\phi$  を定義する。

$$E_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (7.29)$$

一般化された Ohm の式と Maxwell 方程式から

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\sigma r}{1 + \beta^2} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma r \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\sigma r}{1 + \beta^2} (u_\theta B + \beta u_r B) \right] \quad (7.30)$$

が得られる。この楕円型方程式を解くために、有限要素法 (finite element method, FEM) の一種である Galerkin 法 [80, 81] を適用する。ポテンシャル関数  $\phi$  の近似解を  $\phi^*$  とおく。1 次のエルミート補間を行う内挿関数を  $N_i$  として要素内で積分を行うと、

$$\iint_D \left[ \frac{\partial N_i}{\partial r} \left( \frac{\sigma r}{1 + \beta^2} \frac{\partial \phi^*}{\partial r} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial z} \left\{ \sigma r \frac{\partial \phi^*}{\partial z} - \frac{\sigma r}{1 + \beta^2} (u_\theta B + \beta u_r B) \right\} \right] dr dz = 0 \quad (7.31)$$

$$\phi^* = \sum_{j=1}^s \phi_j N_j + \sum_{k=s+1}^t \phi_k N_k \quad (7.32)$$

これは以下のような線形 1 次元代数方程式で表される。

$$|A_{ij}| \vec{\phi} = \vec{f} \quad (i, j = 1 \sim s) \quad (7.33)$$

ここで、 $A_{ij}$  は全体係数マトリックス、 $\vec{\phi}$  は全体節点パラメータベクトル、 $\vec{f}$  は全体自由項ベクトルであり、以下のようなになる。

$$A_{ij} = \iint_D \left( \frac{\sigma r}{1 + \beta^2} \frac{\partial N_i}{\partial r} \frac{\partial N_j}{\partial r} + \sigma r \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right) dr dz \quad (7.34)$$



$$\vec{\phi} = {}^t(\phi_1 \ \phi_2 \ \dots \ \phi_s) \quad (7.35)$$

$$f_i = \int \int_D \left[ \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\sigma r}{1 + \beta^2} (\beta u_r B + u_\theta B) \right] dr dz - \sum_{k=s+1}^t \left[ \int \int_D \left( \frac{\sigma r}{1 + \beta^2} \frac{\partial N_i}{\partial r} \frac{\partial N_k}{\partial r} + \sigma r \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_k}{\partial z} \right) dr dz \right] \phi_k \quad (7.36)$$

この連立1次元方程式を Gauss の消去法を用いて解くことにより、各節点での電位ポテンシャルを求めることができる。

電子系の定常のエネルギー式より電子温度  $T_e$  を求めるために、次のような電子温度  $T_e$  に関する非線形代数方程式として解く必要がある。

$$f(T_e) = \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} - \frac{3}{2} \delta n_e m_e k (T_e - T) \sum_j \frac{\nu_j}{m_j} - \sum_i \dot{n}_i^+ \left( \frac{3}{2} k T_e + \epsilon_i \right) = 0 \quad (7.37)$$

この方程式を非線形代数方程式を解く解法のひとつである2分法で解くことにより、各タイムステップに於ける定常的かつ局所的な電子温度を求めることができる。負荷抵抗  $R_L$  とのマッチングにより、Hall 電圧  $V_h$  を求める際に、以下のような非線形方程式を解かなければならない。

$$f(V_h) = V_h - R_L \cdot I_h(V_h) = 0 \quad (7.38)$$

この方程式を2分法で解くことにより、各タイムステップでの Hall 電圧を求めることができる。2分法での計算回数があるまま1ステップでの有限要素法を解く回数になるので、この計算は計算時間に大きな影響を与える。Hall 電流  $I_h$  は

$$I_h = 2 \int_{center}^{wall} j_r dz \quad (7.39)$$

のように、Hall 電流密度  $j_r$  をある半径位置でチャンネル対称面から壁面まで積分することで得られる。この積分には、Simpson の公式を用いる。

### 7.2.3 境界条件

境界を図 7.1 のように分割する。境界  $\partial D1, \partial D2$  はそれぞれアノード上とカソード上であり、境界  $\partial D3, \partial D5$  はそれぞれ絶縁壁上とチャンネル対称面である。また、境界  $\partial D4, \partial D6$  はそれぞれ入口境界と出口境界である。有限差分法部では入口境界  $\partial D4$  で澱み点圧力と澱み点温度と電子温度、及びスワール ( $S = u_\theta / u_r$ ) を与える。このとき、入口境界で境界層は存在しないとして、 $z$ -方向に一様な値を与える。また、壁面上  $\partial D1, \partial D2, \partial D3$  で流速が0とし、壁温を電極上も絶縁壁上も一定として与える。対称境界  $\partial D5$  で各物理量に対して  $\partial/\partial z = 0$  の対称境界条件を与える。有限要素法部の電位ポテンシャルに関する境界条件は境界  $\partial D1$  と  $\partial D2$  において以下のような基本境界条件 (Dirichlet 条件) が必要である。

$$\phi = 0 \quad \text{on } \partial D1 \text{ Anode} \quad (7.40)$$

$$\phi = V_h \quad \text{on } \partial D_2 \text{ Cathode} \quad (7.41)$$

他の境界に関しては自然境界条件 $\partial\phi/\partial n = 0$ が成り立つと仮定している。ここで、 $n$ は境界に垂直な方向の座標である。

## 第 8 章

### 計算結果と考察

#### 8.1 ディスク型 CCMHD 発電機の境界層

初めに、 $r$ - $z$  二次元数値シミュレーションにより得られた結果から、ディスク型 CCMHD 発電機の特性について議論する。また、CCMHD 発電機内の境界層の振る舞いと発電性能に与える影響について議論する。

$r$ - $z$  二次元解析で特徴的な結果が得られた計算条件を表 8.1 に示す。入口境界条件の 1 つであるスロートでのスワール ( $u_\theta/u_r$ ) は 0.5 である。壁温は絶縁壁も電極も全て 500K 一定として計算した。また、シード率は  $2.0 \times 10^{-4}$ 、負荷抵抗は  $1.0\Omega$  である。

表 8.1: 計算条件

CHANNEL	DISK-F3a
WORKING GAS	Ar+Cs
INLET BOUNDARY CONDITION	
STAGNATION PRESSURE	0.45 [MPa]
STAGNATION TEMPERATURE	2000 [K]
ELECTRON TEMPERATURE	3000 [K]
SWIRL	0.5
WALL TEMPERATURE	500 [K]
SEED FRACTION	$2.0 \times 10^{-4}$
LOAD RESISTANCE	1.0 [ $\Omega$ ]
THERMAL INPUT	3.3 [MW]

計算によって得られた発電機内の主流部 ( $z = 0$ ) における諸量の半径方向分布を図 8.1-8.3 に非発電時の分布とともに示す。非発電時の場合、作動流体は発電チャネル入口で Mach2.3、

発電チャンネル出口で Mach4.1 まで加速されている。よって発電チャンネル内の流速は高く、静圧は低く保たれている。円周方向の流速  $u_\theta$  は下流方向に向かって減少しているが、角運動量 ( $2\pi r^2 h \rho u_r u_\theta$ ) はほぼ保存されている。発電チャンネル内の澱み点圧力はほぼ一定に保たれ、散逸の小さい流れになっている。発電時の場合、ノズル内の諸量の分布は、ノズル内での Faraday 電流が小さいために、非発電時に比べて変化がない。一方、発電チャンネル内では、高い電気伝導度を反映し、大きな Faraday 電流が流れているために、作動流体は大きな Lorentz 力を受け、急激に減速される。その結果、発電チャンネル内の静圧、静温は非発電時に比べて高くなっている。Mach 数は徐々に 1 に近づき、発電チャンネル下流部でわずかに亜音速になっている。このような強い MHD 相互作用を反映し、発電チャンネル内の澱み点圧力は直線的に降下し、発電チャンネル出口で、入口の約 1/10 の値になっている。スロートで正の方向に与えられた円周方向の流速は、Lorentz 力  $j_r \times B$  によって、-200m/s まで減少している。Hall 電位分布は、発電チャンネル入口においてわずかに降下しているが、ほぼ発電チャンネル全域にわたって高い電界が得られている。この時得られた Hall 電圧は 1118V、発電出力は 1.24MW、エンタルピー抽出率は 37.7% であり、このサイズの発電機としては非常に高い発電性能を有している。

図 8.4 に発電時及び非発電時の発電機内の流速分布を示す。また、図 8.5 に速度境界層厚さの成長の様子を示す。非発電時に境界層厚さは直線的に成長している。その厚さは、最も厚い発電チャンネル出口でもチャンネル高さの 1/2 以下である。発電時の場合、発電チャンネル入口から境界層は急激に厚くなっている。境界層厚さは、流速が対称面 ( $z=0$ ) での流速の 99% の大きさになる位置をプロットしているので、チャンネル高さまでは成長していないが、図 8.4 から、主流が消失していることがわかる。特に、発電チャンネル上流部の壁面上の境界層は剥離している。境界層剥離の原因として、強い Lorentz 力の作用と、それに伴って発生する衝撃波と境界層の干渉が挙げられる。

発電機内の電流と電位の分布の様子を電流流線と等電位線を用いて図 8.6 に示す。この図は  $r$  方向に比べて  $z$  方向を強調して描いているので注意しなければならない。電流はアノードからカソードへと流れている。電流は発電チャンネル内を一様に流れていて、発電チャンネル全域を通して均一なプラズマが形成されていることが示唆される。絶縁壁近傍で電流はカソードからアノードへと逆流し、渦電流を生じている。また、等電位線はほぼ  $r$  軸に対して垂直であり、 $z$  方向に対して電位は変化しない。同じ電界に対して流れる電流の電流密度は  $j_z$  の方が  $j_r$  に比べて  $1 + \beta^2$  倍大きくなることを式 (7.12) と式 (7.14) は示している。今回の計算で得られた Hall パラメータ  $\beta$  は 5 ~ 13 なので、同じ電界に対して流れる電流密度は  $z$  方向の方が  $r$  方向に比べて 20 ~ 200 倍大きくなる。よって、電荷の保存から  $z$  方向の電界は  $r$  方向に比べ小さく、 $z$  方向に大きな電流が流れるアノード上やカソード上でさえ、 $z$  方向の電界は  $r$  方向の電界に比べ非常に小さい。

次に、CCMHD 発電機の境界層の特徴を見るために、計算によって得られた発電時の  $r=0.255\text{m}$  の半径位置における  $z$  方向の諸量の分布を図 8.7 に示す。図 8.7(a) は、式 (7.12) の各項の大小関係を示している。Hall 電流  $j_r$  の大きさは  $\beta u_r B$  の項によって決定されていて、円周方向の流速による起電力  $u_\theta B$  にほとんど影響を受けない。電界  $E_r$  は  $z$  方向に一定であるが、起電力  $\beta u_r B$  は速度境界層の影響を受け、壁面に向かって減少する。よって、Hall 電流も壁面に向かって減少し、電界  $-E_r$  が起電力  $\beta u_r B$  より大きい、壁面近傍で Hall 電

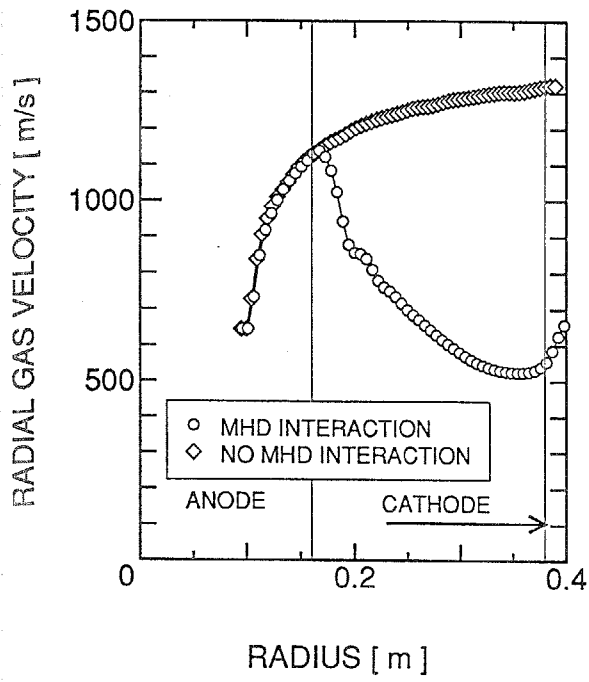
流の値は負になり、逆流している。電気伝導度は境界層内を通して一定である。これは非平衡電離の特徴であり、境界層内でガス温度は大きく変化するにもかかわらず、電子温度が余り変化せず、電気伝導度は一定に保たれる。そのために、境界層内を逆流する Hall 電流が大きくなるのに加え、境界層内を流れる Faraday 電流も大きく、境界層内の起電力を小さくする原因になっている。境界層内の密度が上昇することにより、電子と原子、イオンの衝突周波数が増加し、Hall パラメータは境界層内で小さくなっているが、影響の現れている領域は起電力に比べて薄い。

図 8.8 に発電機内の静温の分布を示す。非発電時の場合、主流の静温は低く保たれている。境界層内で、静温は壁面に近づくに従い上昇し、極大値をとった後、壁温の 500K まで降下する。発電時の場合、図 8.4 に示した流速分布に対応し、発電機内の静温は上昇している。特に、発電チャンネル上流部の壁面近傍の静温が高くなっている。

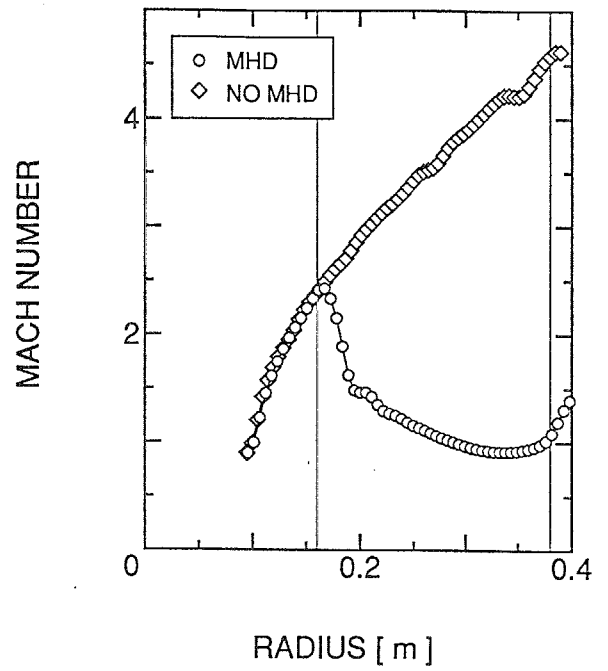
図 8.9 に壁面熱流束の分布を示す。熱流束は壁面での

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial z} \quad (8.1)$$

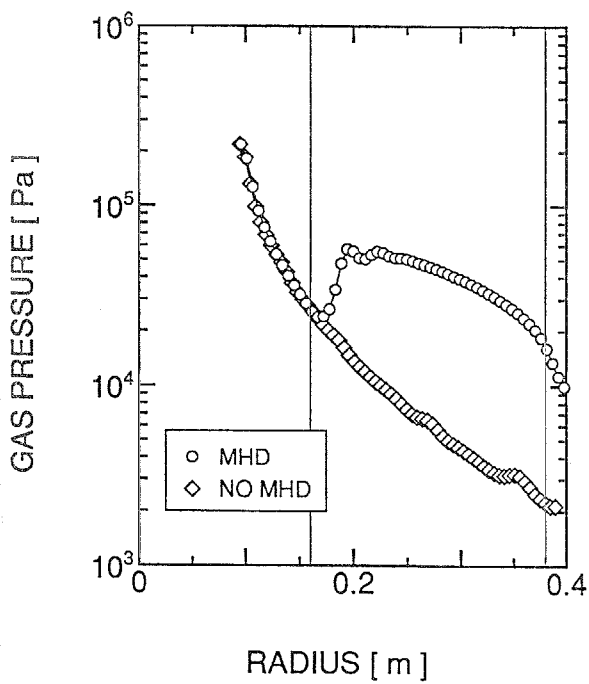
の値を計算して求めた。入口境界で境界層厚さをゼロにしているため、ノズル内での熱流束が大きい。発電チャンネル内では発電時の場合、熱流束が非発電時に比べて 2 倍程度に増大している。図 8.9 の静温分布に示されているように、壁面近傍の温度勾配の増大によって、壁面熱流束が増大している。



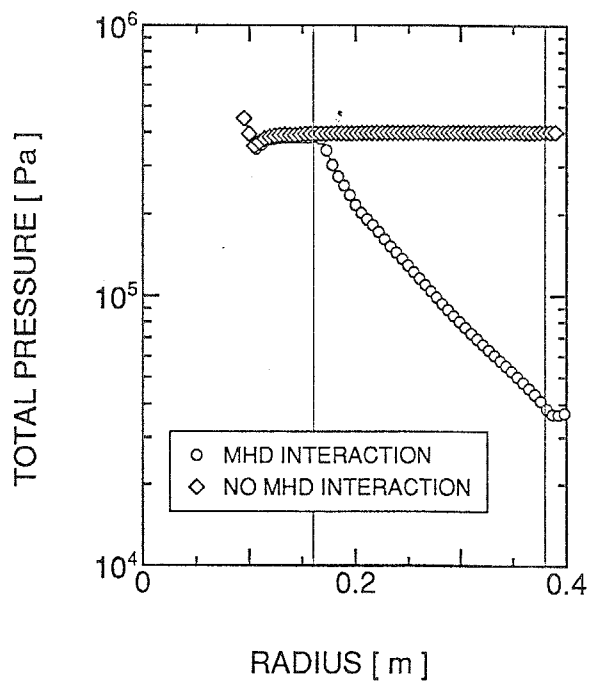
(a) 半径方向の流速



(b) Mach 数

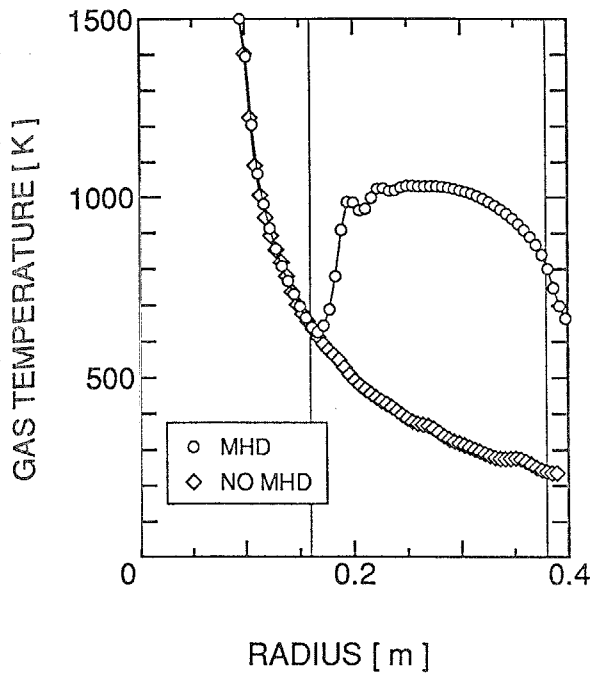


(c) 静圧

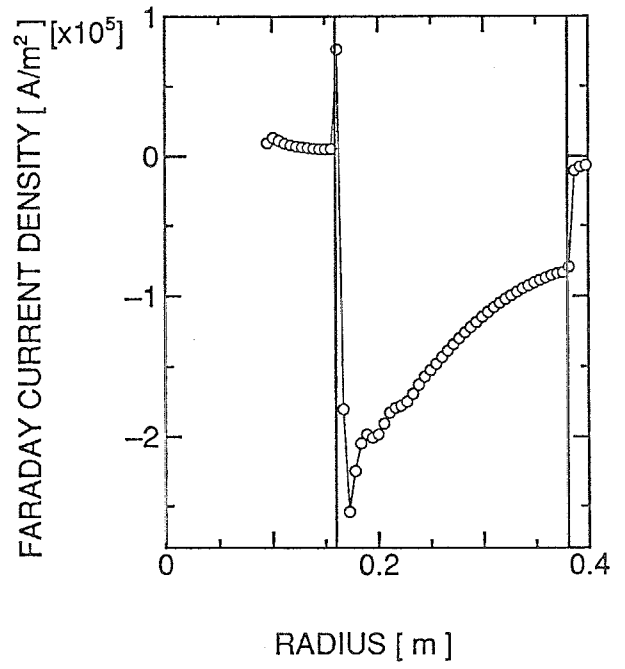


(d) 澱み点圧力

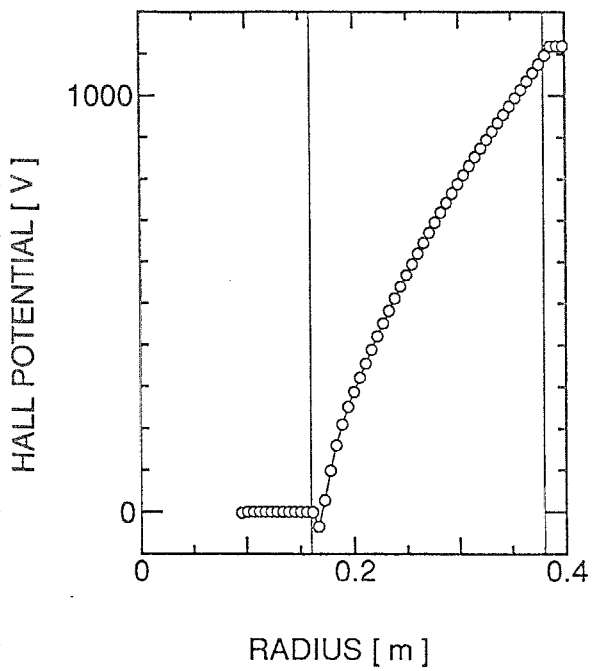
図 8.1: 計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布



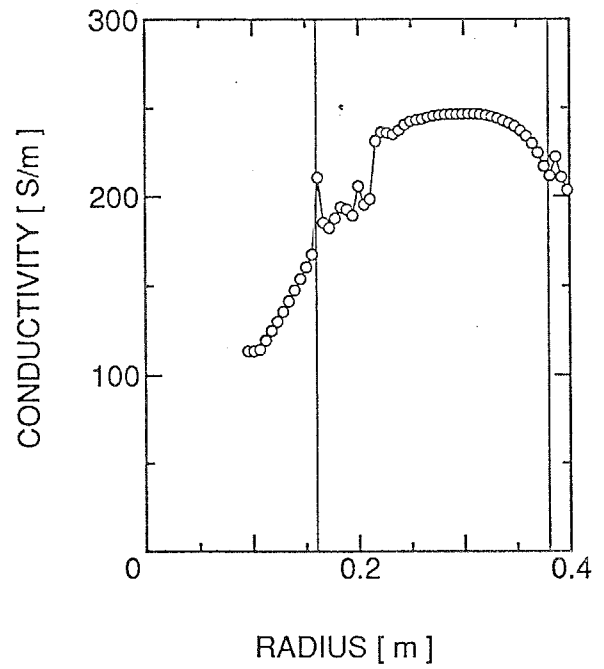
(a) 静温



(b) Faraday 電流密度

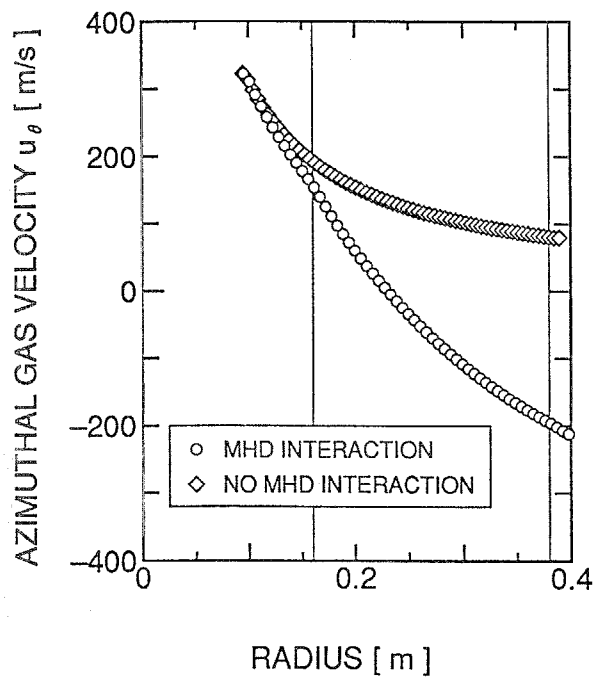


(c) Hall 電位

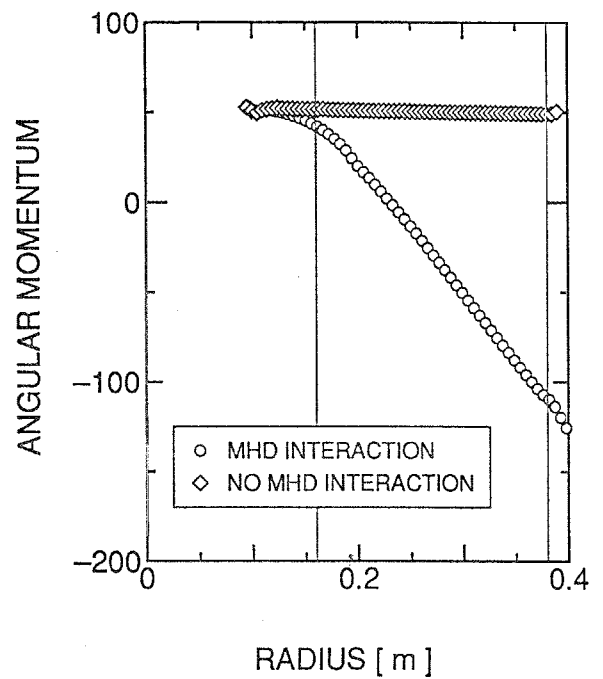


(d) 電気伝導度

図 8.2: 計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布



(a) 円周方向の流速



(b) 角運動量 ( $2\pi r^2 h \rho u_r u_\theta$ )

図 8.3: 計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布



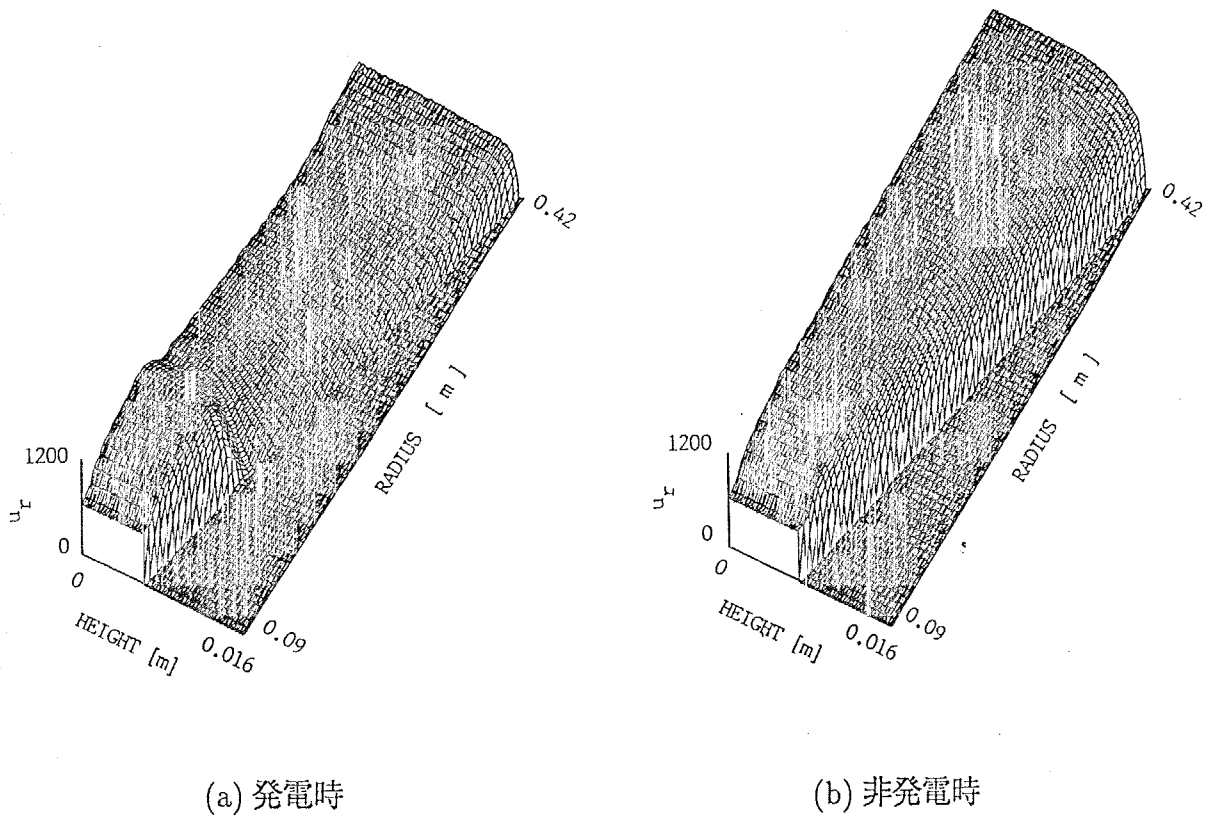


図 8.4: 発電機内の流速分布

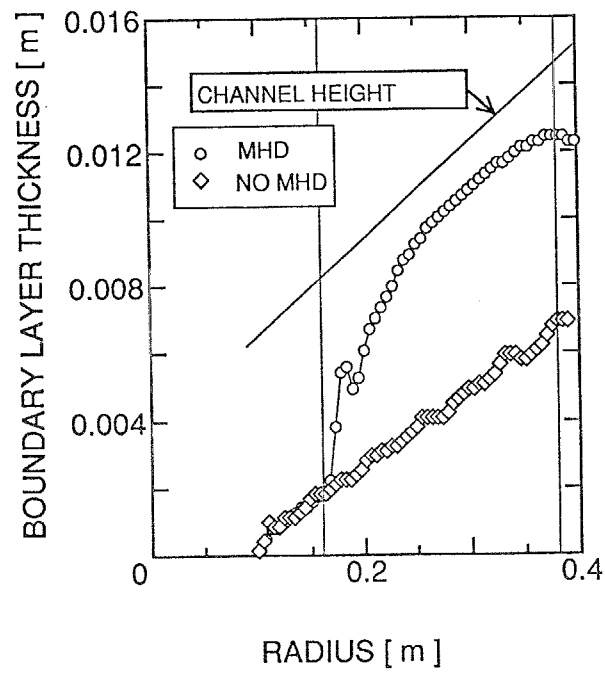
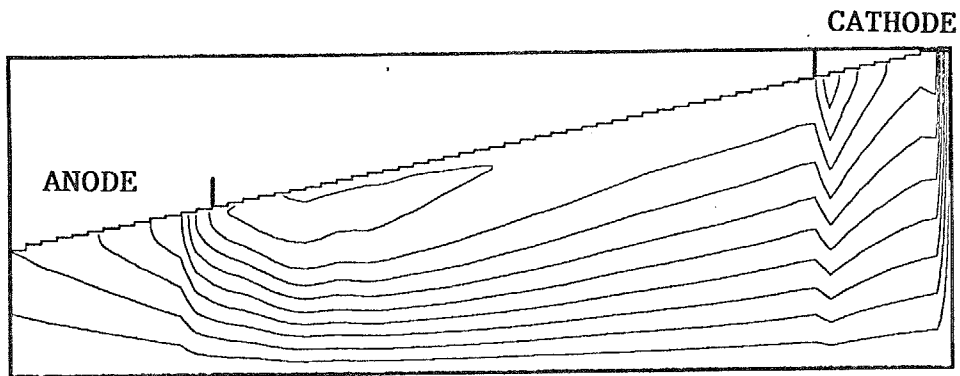
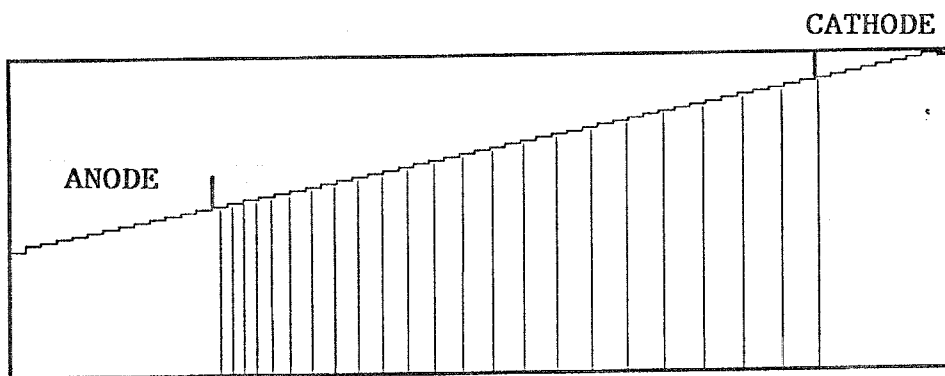


図 8.5: 速度境界層厚さの成長の様子

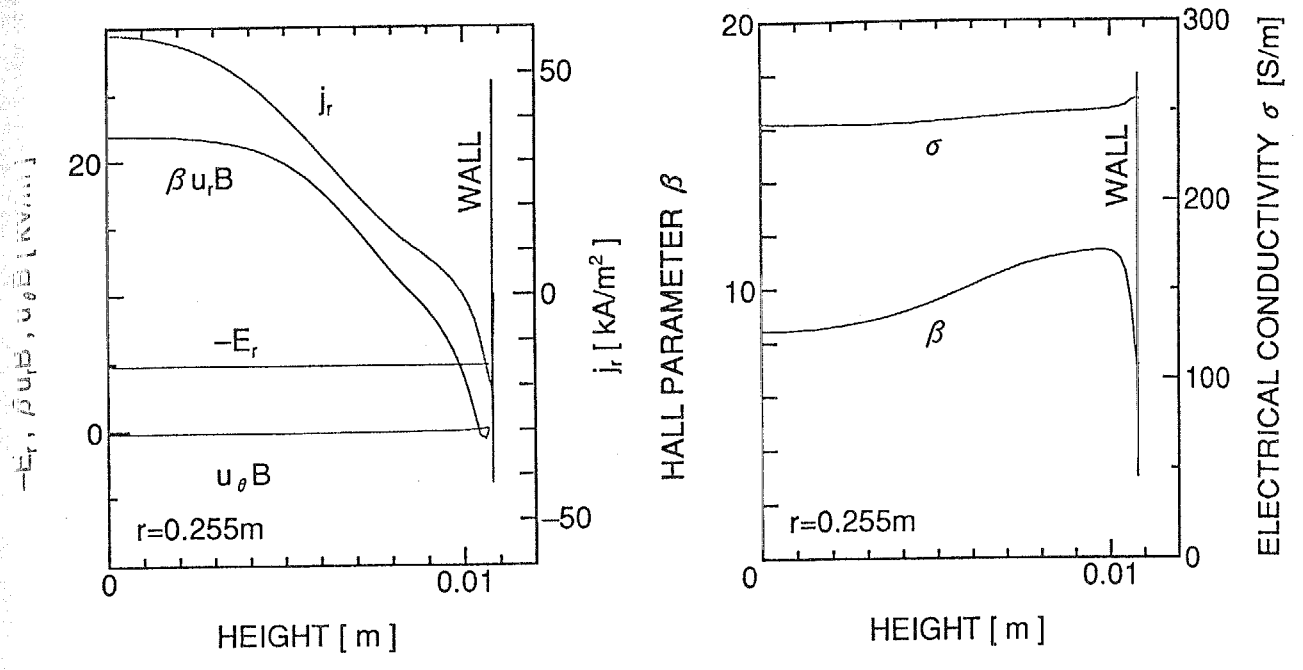


(a) 電流流線



(b) 等電位線

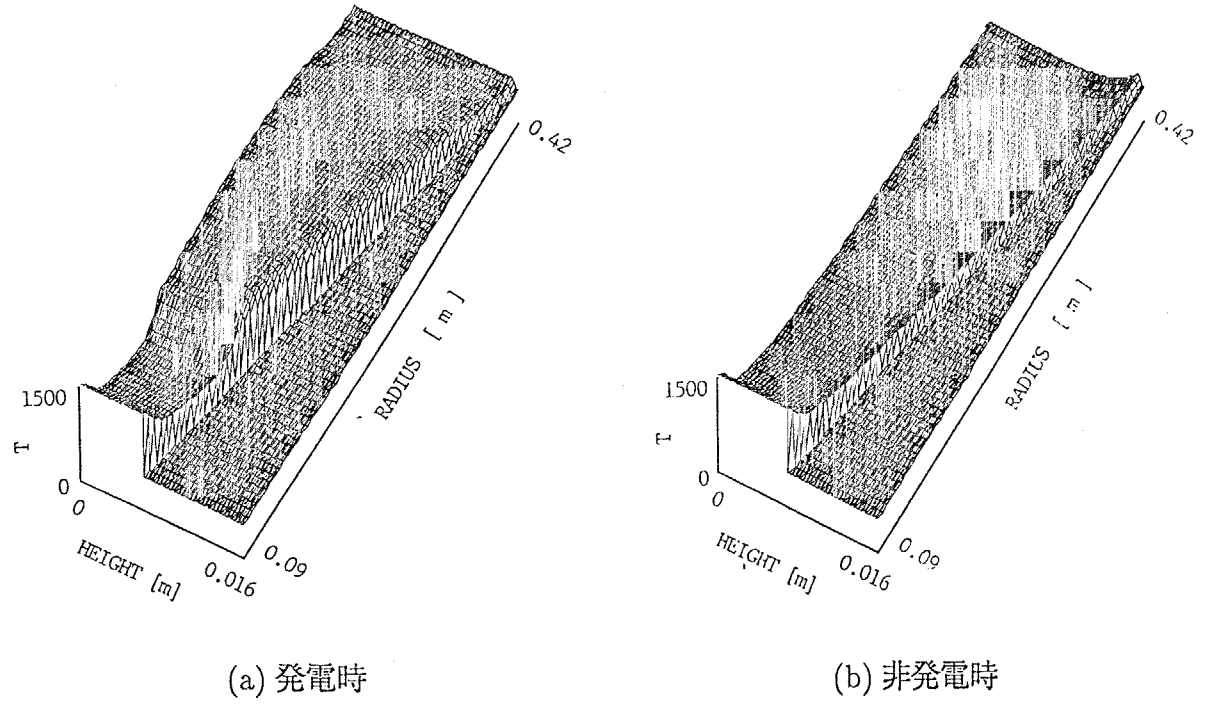
図 8.6: 発電機内の電流パターンと電位の分布



(a) 起電力と Hall 電流密度

(b) 電気伝導度と Hall パラメータ

図 8.7: 発電チャンネル内、 $r=0.255\text{m}$  の半径位置における、境界層内の諸量の分布



(a) 発電時

(b) 非発電時

図 8.8: 発電機内の静温の分布

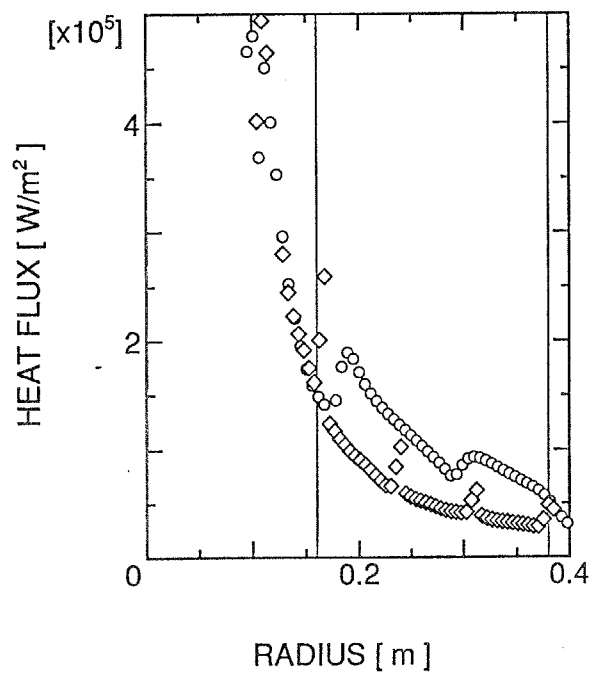


図 8.9: 壁面熱流束

## 8.2 負荷抵抗の影響

負荷抵抗がCCMHD発電機に与える影響を調べるために、表 8.1 に示した条件から負荷抵抗を  $0.5 \sim 5.0\Omega$  の間で変化させて数値シミュレーションを行った。計算条件を表 8.2 に示す。

表 8.2: 計算条件

CHANNEL	DISK-F3a	
WORKING GAS	Ar+Cs	
INLET BOUNDARY CONDITION		
STAGNATION PRESSURE	0.45	[MPa]
STAGNATION TEMPERATURE	2000	[K]
ELECTRON TEMPERATURE	3000	[K]
SWIRL	0.5	
WALL TEMPERATURE	500	[K]
SEED FRACTION	$2.0 \times 10^{-4}$	
LOAD RESISTANCE	$0.5 \sim 5.0$	[ $\Omega$ ]
THERMAL INPUT	3.3	[MW]

初めに、発電機の対称面 ( $z=0$ ) における諸量の半径方向の分布を図 8.10 と図 8.11 に示す。Faraday 電流は負荷抵抗によらず、発電チャンネル内のみ流れている。発電チャンネル内では、負荷抵抗が大きい程、Faraday 電流の電流密度は大きく、また、発電チャンネル上流部程大きい。流速は Faraday 電流密度を反映し、高負荷抵抗ほど大きく減速されていて、 $2.0\Omega$  以上の負荷抵抗では発電チャンネルのほぼ全域で亜音速になっている。Faraday 電流は発電チャンネル内のみ流れているのにもかかわらず、流速の減速開始位置は、高負荷抵抗ほど上流に移り、 $2.0\Omega$  以上の負荷抵抗では減速開始位置がノズル内に及んでいる。静圧分布もこのような発電チャンネル内の減速を反映し、静圧は高負荷抵抗ほど高い値になっている。高負荷抵抗ほど、Faraday 電流密度が大きいため、発電チャンネル内の Joule 加熱が大きく、電子数密度も高負荷抵抗ほど大きい。Hall 電位分布はどの負荷抵抗でも一様に高い電界が得られているが、低負荷抵抗では電圧損失が発生し始めており、発電チャンネル下流部で Joule 加熱が小さいために電子数密度が小さく、電圧損失が発生している。円周方向の流速は、ノズル内に於いて、負荷抵抗による差異がない。発電チャンネル内では、低負荷抵抗ほど大きな Lorentz 力 ( $j_r \times B$ ) を受け、円周方向の流速は大きく減少している。

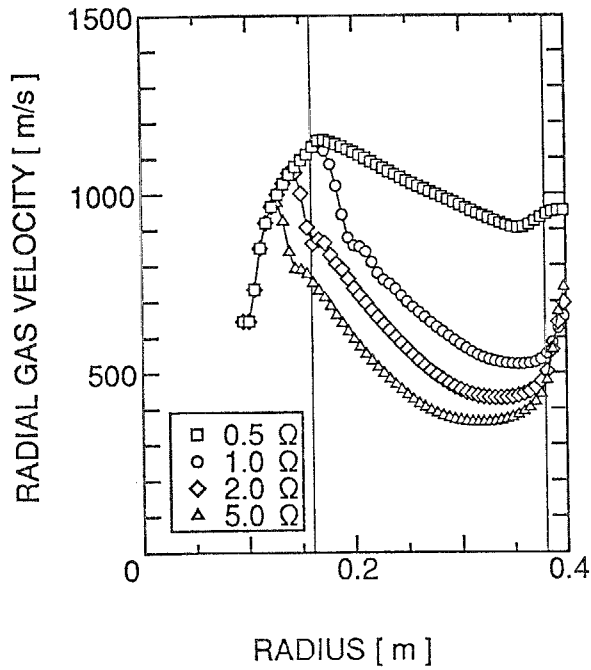
次に、計算によって得られた4つの負荷抵抗に対する発電機内の電流の流れる様子を電流流線で図 8.12 に示す。低負荷抵抗の場合、発電チャンネル内の電流はほぼ一様にアノードからカソードへと流れている。負荷抵抗が大きくなるに従って、発電チャンネル上流部の絶縁壁近傍で電流が逆流し始め、そのような領域が徐々に拡大している。電極に注目すると、

低負荷抵抗の場合、アノードの下流端とカソードの下流端に、高負荷抵抗の場合、カソードの上流端と下流端に電流の集中が見られる。特に、高負荷抵抗の場合、発電チャンネル内を流れる電流よりも、電極上に渦電流の形で形成される電流密度が大きいことは注目に値する。発電機の熱入力の上昇とともに電極を流れる電流の電流密度は上昇するであろう。このとき、図に示されたような電流の集中が発生すると電極が損傷する虞がある。大型の発電機を設計する際には、電流の集中を抑制する電極の形状の知識が必要になる。

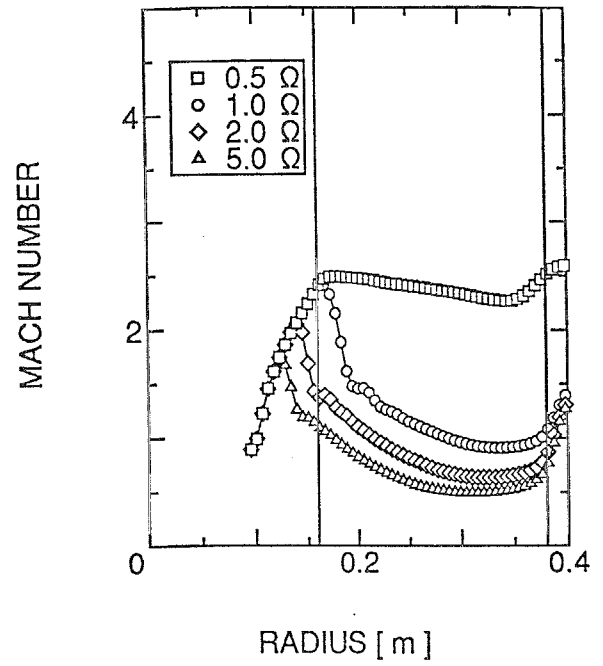
図 8.12 に示した、Hall 電流漏れが生じている領域が、発電チャンネル内にどのように分布しているか見るために、それぞれの負荷抵抗に対して、Hall 電流の向きが変わる境界を図 8.13 に示す。つまり、この境界より主流側で、Hall 電流はアノードからカソードへと順方向に流れ、壁面側で、カソードからアノードへと逆方向に流れている。Hall 電流漏れが生じている領域は、高負荷抵抗時の上流ほど広い。これは境界層の剥離に伴うものである。また、高負荷抵抗時には、このような逆流領域がカソードにまで達して、発電機の絶縁壁上のいたるところで電流はカソードからアノードへと逆流している。

それぞれの負荷抵抗に対する境界層厚さの成長の様子と  $r = 0.288m$  の半径位置での速度プロファイルを図 8.14 に示す。1.0Ω以上の負荷抵抗の場合、境界層厚さは発電チャンネル入口付近で急激に成長し、ほぼ主流は消失している。速度プロファイルにも、高負荷抵抗の場合、境界層が厚くなっている様子が見られる。高負荷抵抗の場合、発電チャンネル内の電界が大きい。また、発電チャンネル内に流れる Faraday 電流も大きいために、境界層厚さが厚く、境界層剥離も生じやすい。結果として、電界の絶対値よりも起電力が小さい領域が、境界層内に広く存在することになり、また、電界が大きいために、逆流する電流の電流密度も大きい。このように、比較的高い負荷抵抗での発電特性を予想する際、或いは、高い負荷抵抗で大きな発電出力が得られるような発電チャンネルを設計する際に、境界層の考慮は不可欠である。

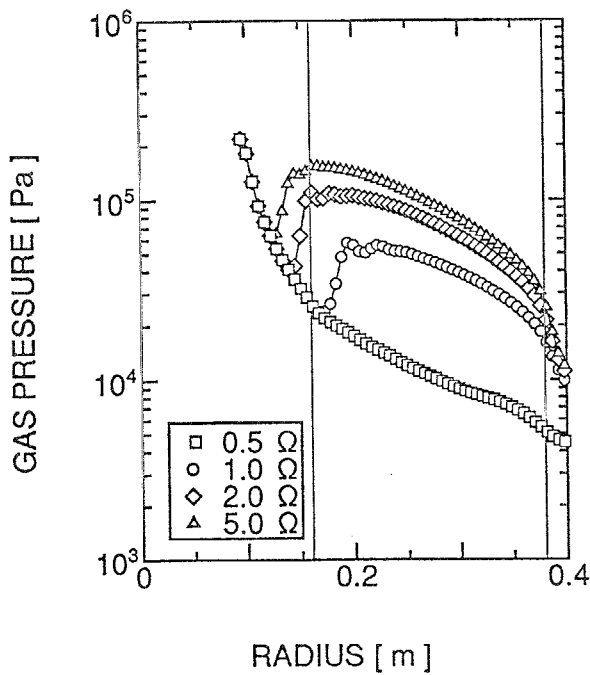
それぞれの負荷抵抗に対する壁面熱流束の分布と、 $r = 0.288m$  の半径位置に於ける静温のプロファイルを図 8.15 に示す。作動流体の減速に伴い、高負荷抵抗ほど主流の静温が高く、また、壁面での温度勾配も大きくなっている。発電チャンネル内の壁面熱流束は、温度勾配の増大と対応して、高負荷抵抗になるに従い増大している。特に、負荷抵抗が 5.0Ωの場合、非発電時に比べ、壁面熱流束は 3～5 倍に増加している。



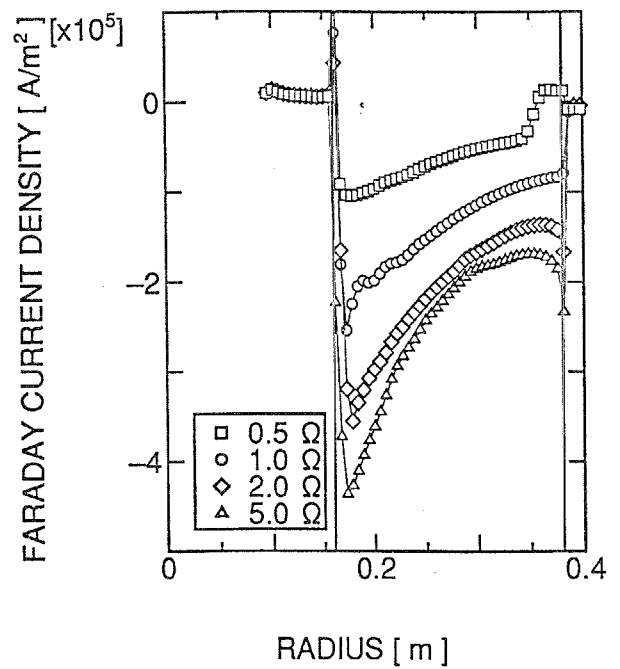
(a) 半径方向の流速



(b) Mach 数



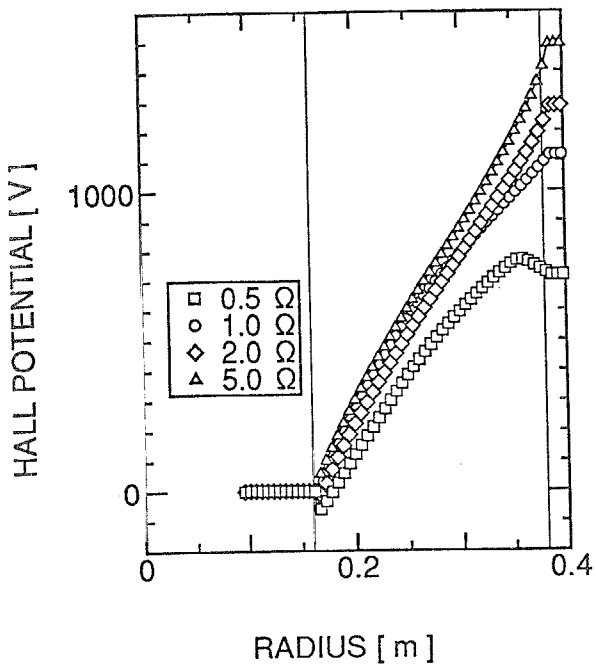
(c) 静圧



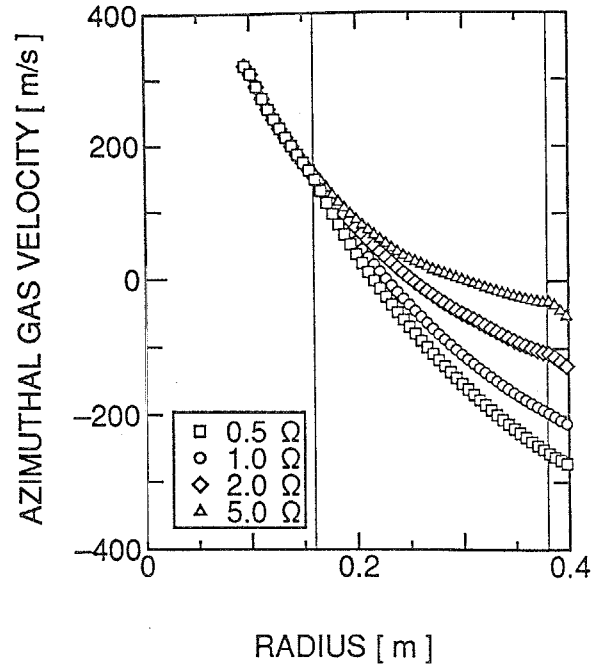
(d) Faraday 電流密度

図 8.10: 計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布に与える負荷抵抗の影響

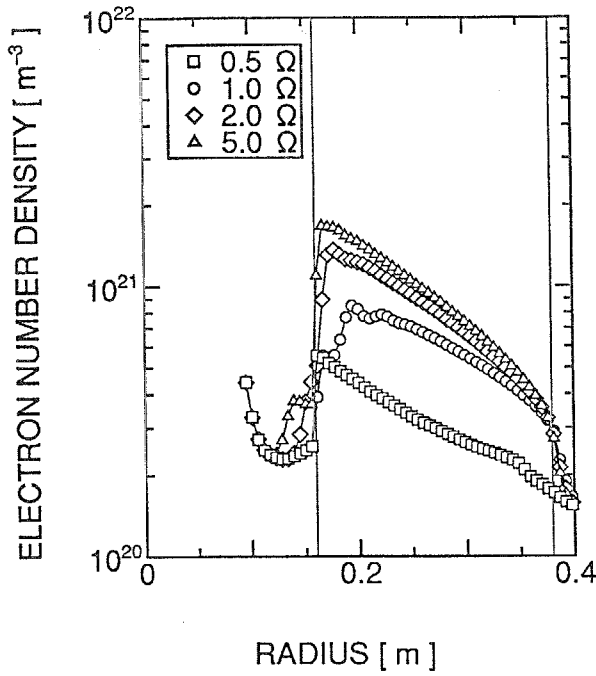




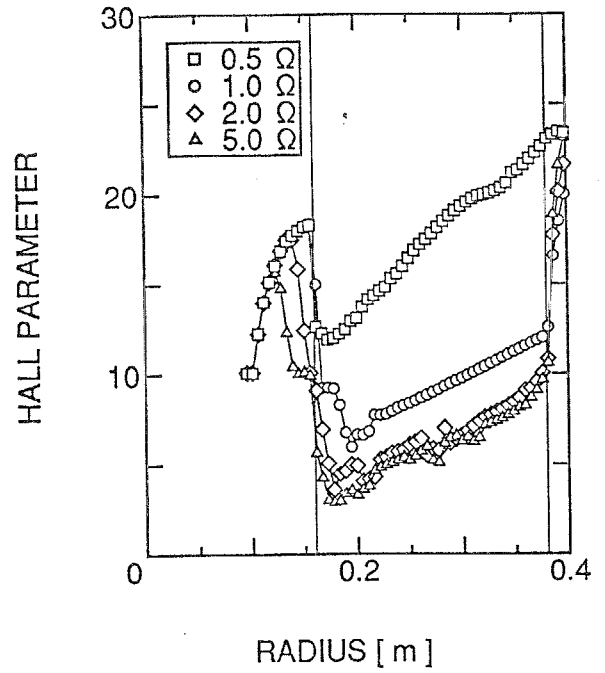
(a) Hall 電位



(b) 円周方向の流速

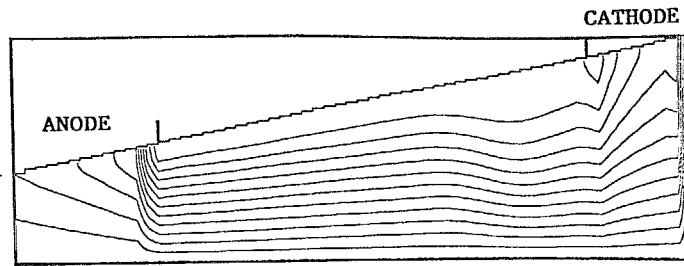


(c) 電子数密度

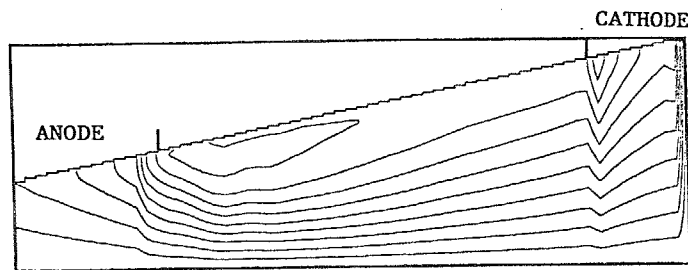


(d) Hall パラメータ

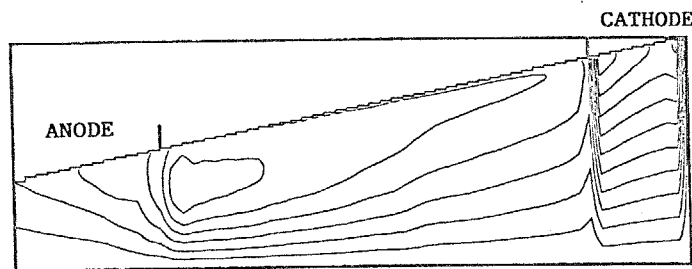
図 8.11: 計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布に与える負荷抵抗の影響



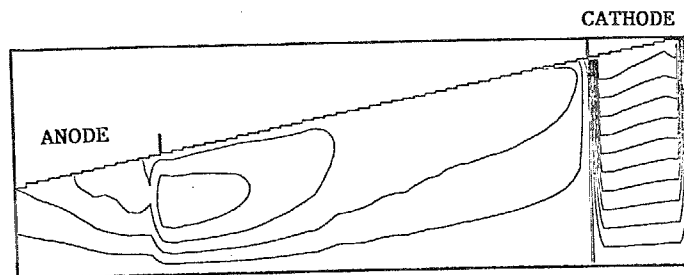
(a)  $0.5\Omega$



(b)  $1.0\Omega$



(c)  $2.0\Omega$



(d)  $5.0\Omega$

図 8.12: 発電機内の電流分布に与える負荷抵抗の影響

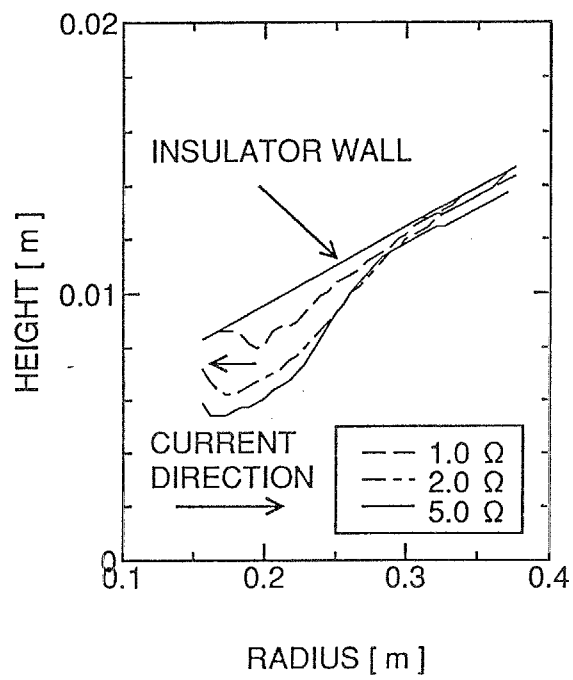
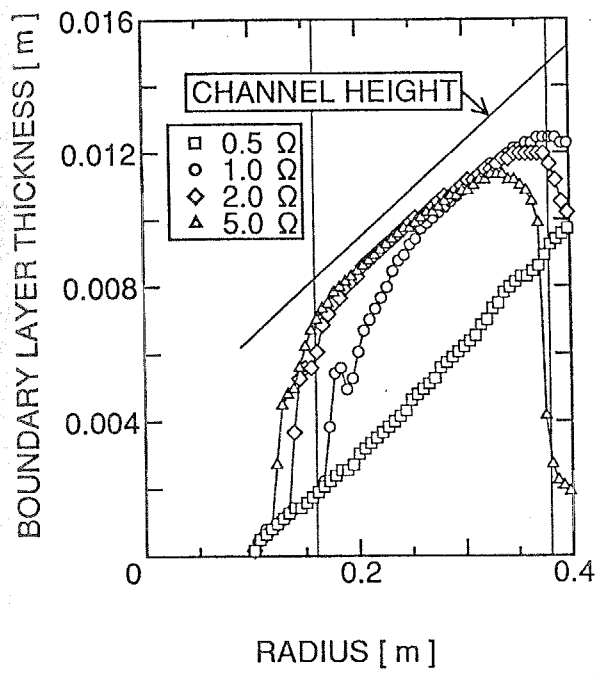
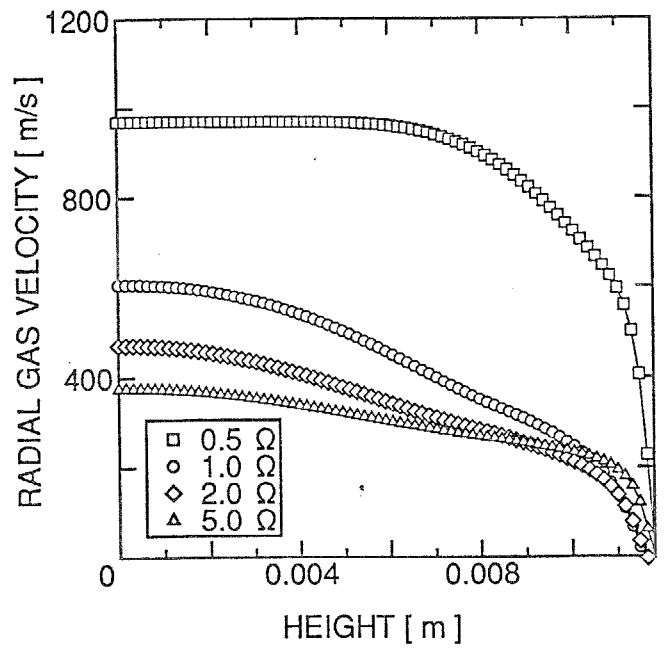


図 8.13: 電流の流れる方向が逆転する境界線

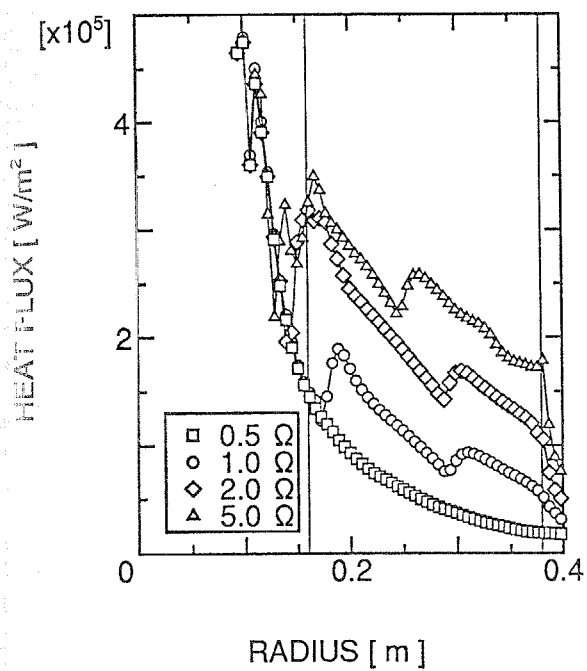


(a) 境界層の成長の様子

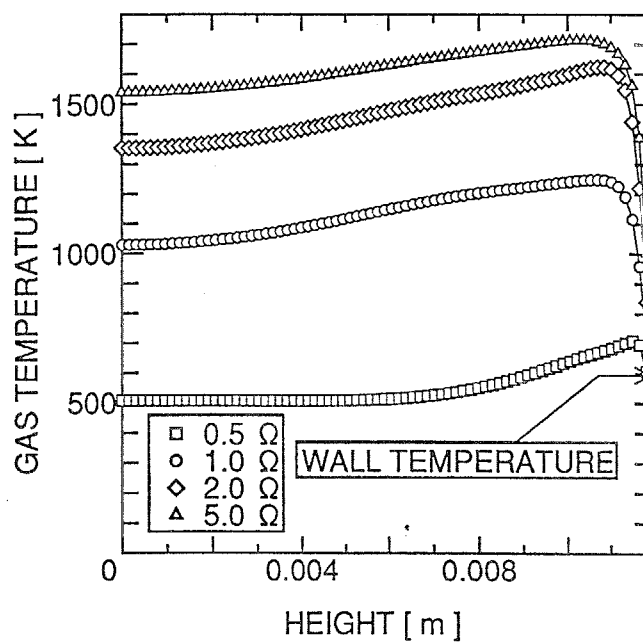


(b) 境界層内の速度プロファイル

図 8.14: 境界層の成長の様子と速度プロファイルに与える負荷抵抗の影響



(a) 壁面熱流束



(b) 境界層内の静温プロフィール

図 8.15: 壁面熱流束と静温プロフィールに与える負荷抵抗の影響

### 8.3 シード率の影響

次に、シード率の影響について議論する。表 8.3 に計算条件を示す。シード率を  $2.0 \times 10^{-4}$ 、 $1.5 \times 10^{-4}$ 、 $1.0 \times 10^{-4}$  の 3 通りに変化させ、それぞれのシード率に対して負荷抵抗を変化させた。

表 8.3: 計算条件

CHANNEL	DISK-F3a	
WORKING GAS	Ar+Cs	
INLET BOUNDARY CONDITION		
STAGNATION PRESSURE	0.45	[MPa]
STAGNATION TEMPERATURE	2000	[K]
ELECTRON TEMPERATURE	3000	[K]
SWIRL	0.5	
WALL TEMPERATURE	500	[K]
SEED FRACTION	2.0, 1.5, 1.0	$[\times 10^{-4}]$
THERMAL INPUT	3.3	[MW]

図 8.16 にそれぞれのシード率に対して得られた電圧電流特性を、図 8.17 に出力の負荷抵抗依存性を示す。シード率を小さくすることにより、発電機内のプラズマの電気伝導度が下がっているため、電圧電流の特性線の傾きが大きくなり、最大出力が得られる負荷抵抗が高負荷抵抗側へ移動している。それぞれのシード率で得られた最大出力は、1.25MW 程度で同等であった。シード率が  $1.0 \times 10^{-4}$  の場合、負荷抵抗が  $1.0\Omega$  のときに、発電チャンネル内に電離不安定性が発生し、発電出力が小さくなっている。また、シード率が  $1.5 \times 10^{-4}$  の場合、負荷抵抗が  $0.5\Omega$  のときに、電離不安定性が発生し、電圧電流特性の傾きが大きく変化している。一方、シード率が  $2.0 \times 10^{-4}$  の場合、負荷抵抗を  $0.5\Omega$  まで下げても、電離不安定性は発生しなかった。このように、シード率は発電機の最大出力を与える負荷抵抗を変化させるのみならず、電離不安定性の発生する負荷抵抗をも変化させている。

半径方向の諸量に与えるシード率の影響を図 8.18 と図 8.19 に示す。それぞれのシード率に対して、最大出力が得られたときの負荷抵抗時の分布を示している。シード率が小さいほど、最大出力が得られる負荷抵抗が高いので、Hall 電界は低シード率ほど大きい。低シード率の場合、電子温度は発電チャンネル内全域に渡って高い値を維持しているが、シード完全電離状態においても電子数密度が小さく、電気伝導度が小さい。よって、低シード率の場合、負荷抵抗が大きくても Faraday 電流密度が小さく、Lorentz 力による流速の減少と静圧上昇は小さい。低い静圧を反映して、発電チャンネル内の Hall パラメータは大きい。また、低シード率の場合、プラズマの内部抵抗による電圧損失が大きく、高い発電出力は、高電圧低電流時、つまり、高負荷抵抗時に得られる。

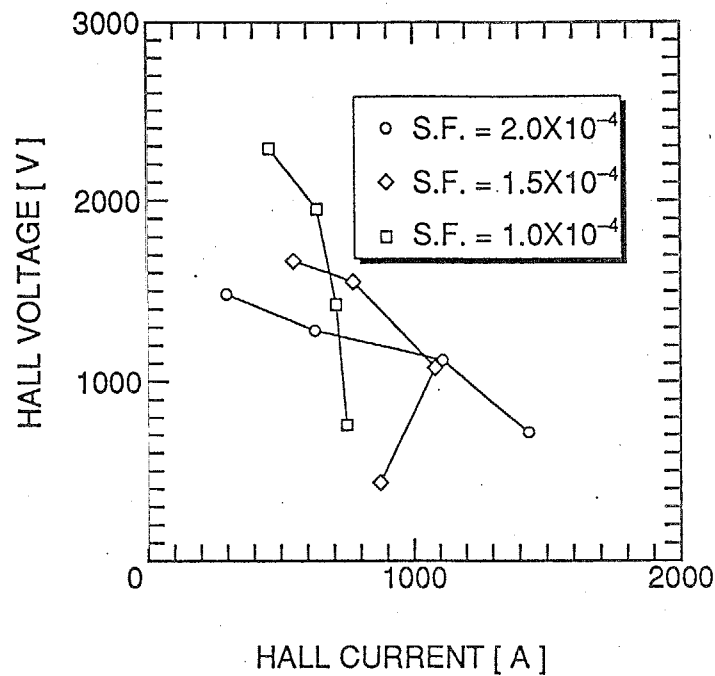


図 8.16: シード率による電圧電流特性の変化

シード率と負荷抵抗を変化させ、得られたエンタルピー抽出率の等高線を図 8.20 に示す。同様に、Mach 数の等高線を図 8.21 に示す。ただし、Mach 数は発電チャンネル内の半径が 0.3m の位置における、チャンネル対称面での値を代表値として選んだ。エンタルピー抽出率は図中に最大値を示す点が存在し、E.E.=35%の線から、外に向かってエンタルピー抽出率は減少している。Mach 数には、極大値や極小値が存在せず、低負荷抵抗、低シード率ほど大きく、高負荷抵抗、高シード率ほど小さくなっている。それぞれの等高線の傾きは非常に相似している。高いエンタルピー抽出率が得られている領域は、Mach 数が 1.0 ~ 1.5 の領域に対応している。MHD 発電機は、Lorentz 力に対抗し、作動流体が流れることによる仕事率が、電気エネルギーに変換される機械である。作動流体が Mach 1.0 ~ 1.5 に減速される Lorentz 力が作動流体に対して作用するとき、作動流体が Lorentz 力に対して行う仕事率が最大になることを示している。これよりも、Mach 数が小さくなると、発電チャンネル内の起電力が減少し、発電出力が小さくなり、逆に、Mach 数が大きい場合は、MHD 相互作用が小さく、発電出力が小さい。また、このような最大出力が得られる条件と Mach 数の関係は、発電機的设计における等 Mach 数、或いは、等流速チャンネルの可能性を示すものである。

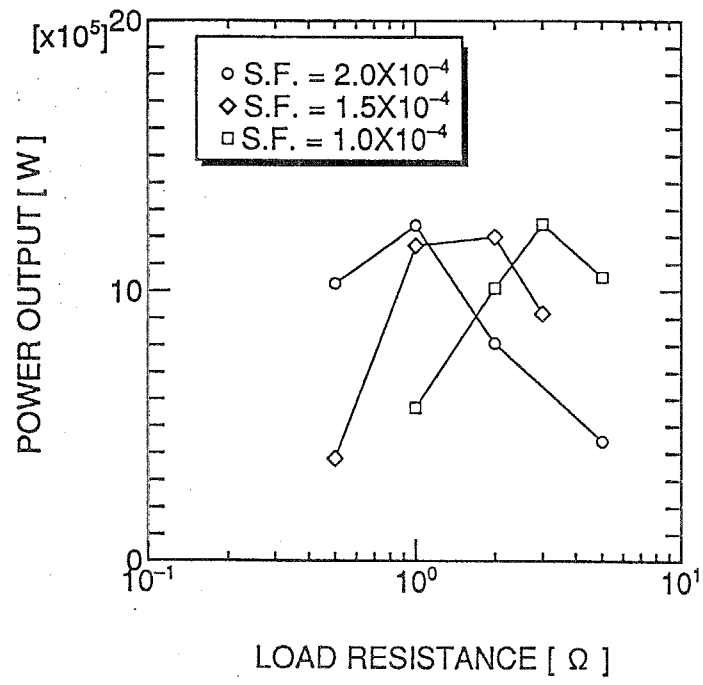
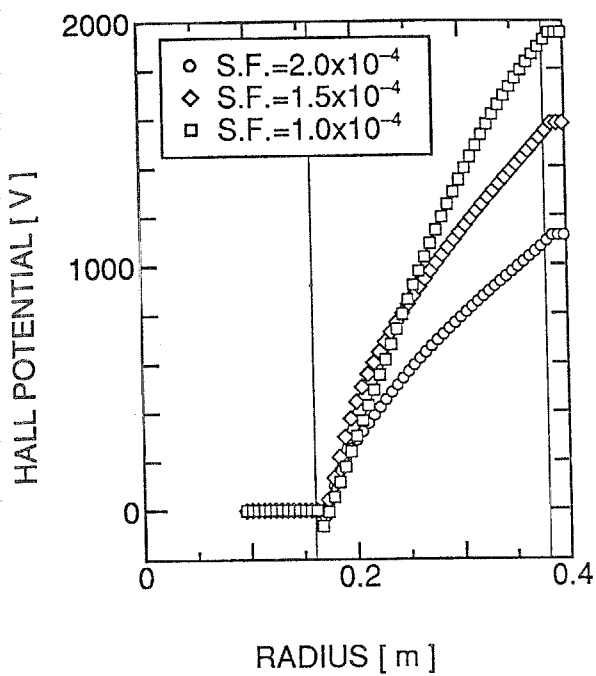
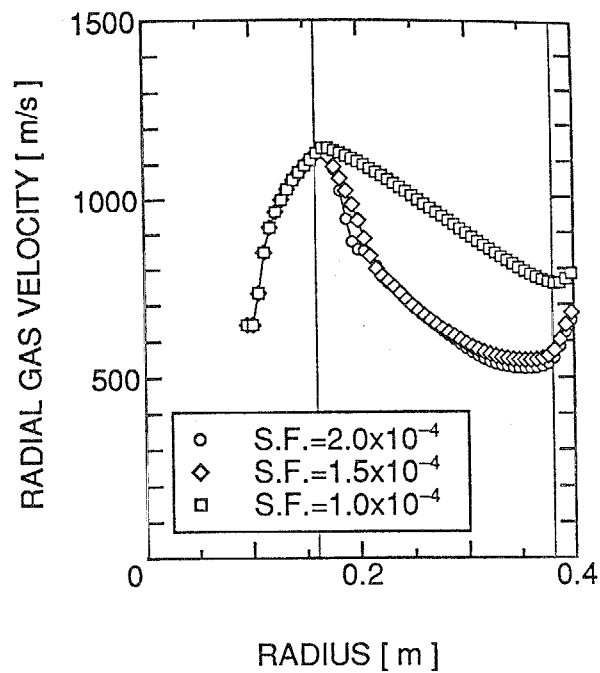


図 8.17: シード率による出力の負荷抵抗依存性の変化

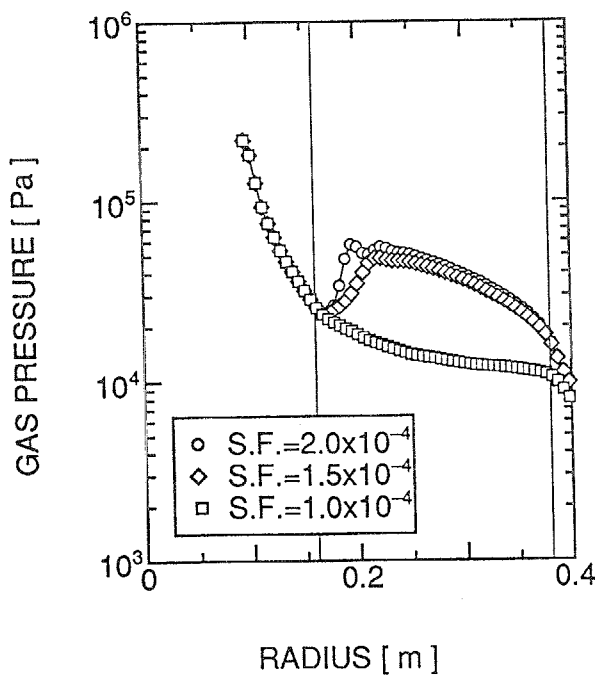




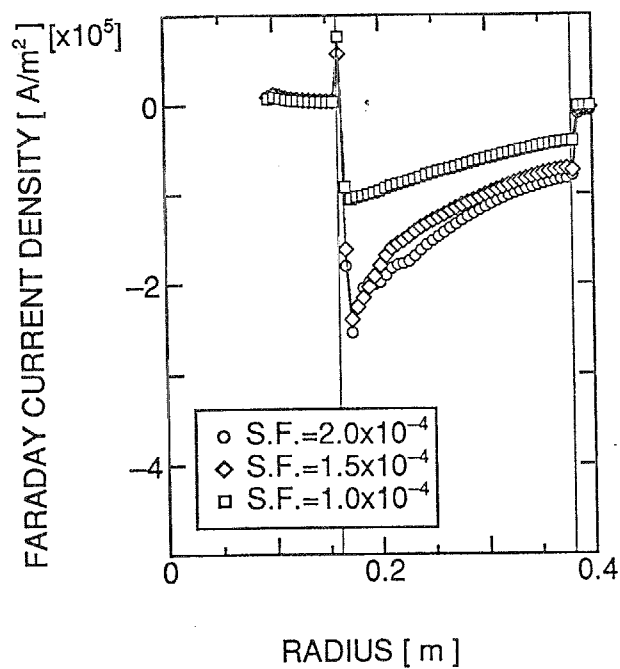
(a) Hall 電位



(b) 半径方向の流速

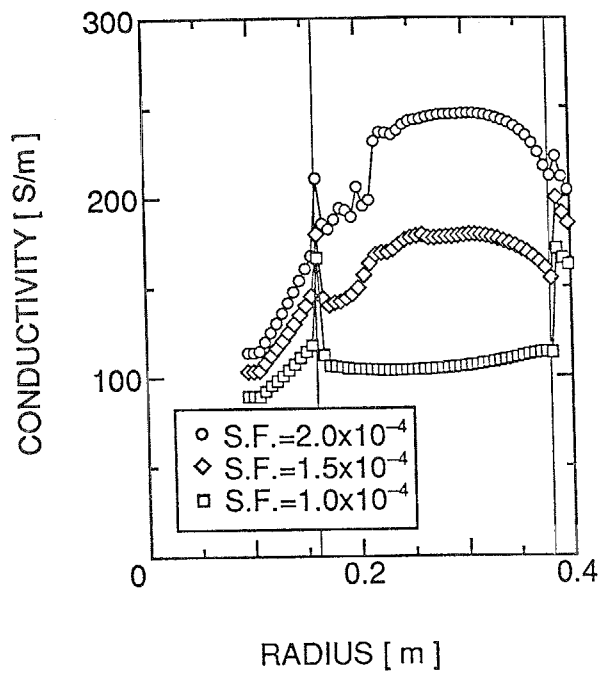


(c) 静圧

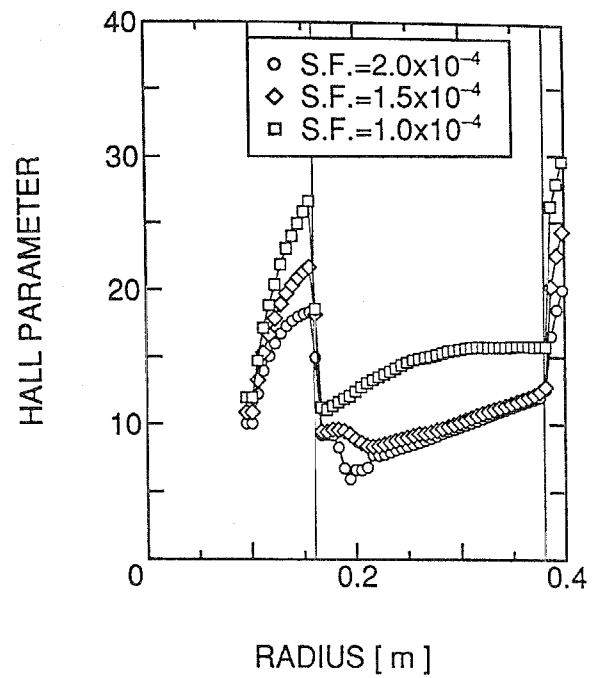


(d) Faraday 電流密度

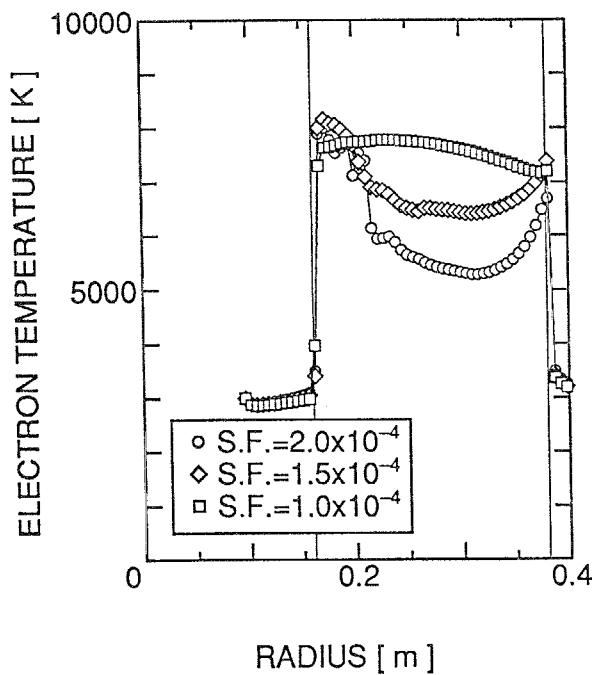
図 8.18: 半径方向の諸量の分布に与えるシード率の影響



(a) 電気伝導度



(b) Hall パラメータ



(c) 電子温度

図 8.19: 半径方向の諸量の分布に与えるシード率の影響

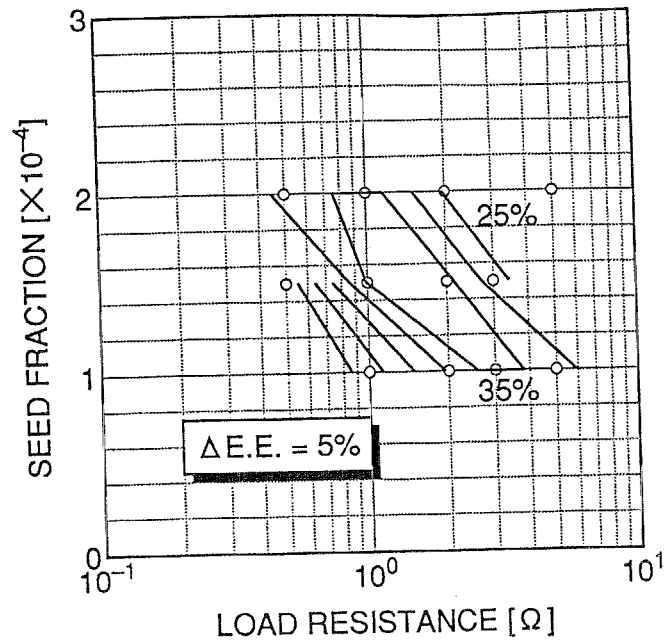


図 8.20: シード率と負荷抵抗を変数とした等エンタルピー抽出率線

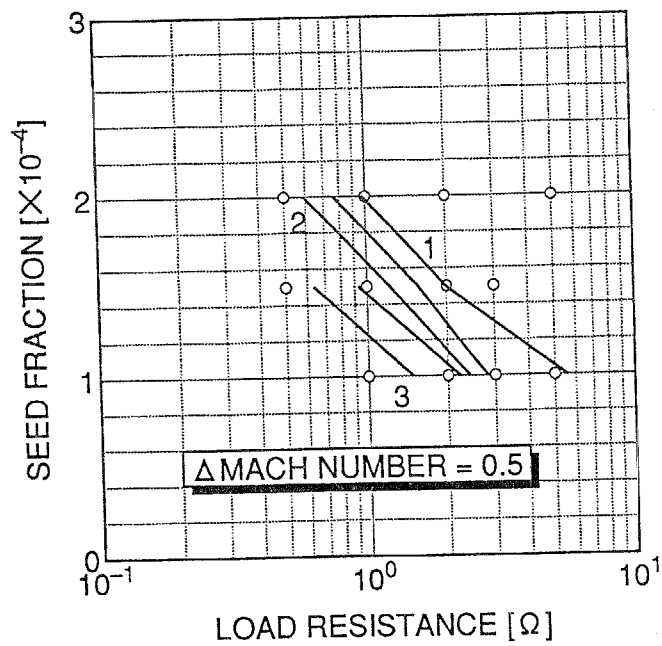


図 8.21: シード率と負荷抵抗を変数とした等 Mach 数線

## 8.4 断熱効率とエンタルピー抽出率の関係

本節では、CCMHD 発電機の性能を表す 2 つの重要な指標、すなわち、断熱効率とエンタルピー抽出率の関係について議論する。

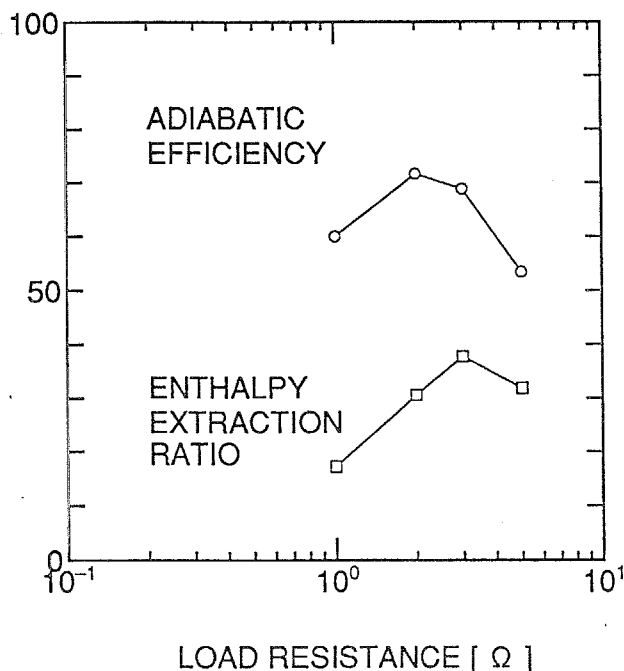


図 8.22: 断熱効率とエンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性

$S = 0.5$ ,  $S.F. = 1.0 \times 10^{-4}$  の条件で得られた、断熱効率とエンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性を図 8.22 に示す。エンタルピー抽出率は  $3.0\Omega$  のときに最大になった。断熱効率はこれよりも低い  $2.0\Omega$  で最大になり、エンタルピー抽出率と断熱効率で、それぞれが最大となる負荷抵抗値は異なっている。

入口スワールとシード率を変化させたそれぞれの条件で、負荷抵抗を変化させて得られた、エンタルピー抽出率と断熱効率の関係を図 8.23 に示す。4 つの条件で得られた断熱効率とエンタルピー抽出率は 1 本の曲線上に並んでいる。ただし、エンタルピー抽出率や断熱効率が最大となる負荷抵抗値は、それぞれの条件によって異なっている。図 8.22 に示したように、断熱効率が最大となる負荷抵抗値は、エンタルピー抽出率が最大となる負荷抵抗よりも小さいので、負荷抵抗を短絡側から開放側へと大きくすることによって、まず、断熱効率が最大値をとり減少し始める。エンタルピー抽出率は断熱効率が最大になった後もわずかに上昇し、最大値をとる。エンタルピー抽出率が最大になる負荷抵抗より開放側では、断熱効率とエンタルピー抽出率は直線的に減少している。

発電機入口の澱み点圧力  $P_{0in}$  と発電機出口の澱み点圧力  $P_{0out}$  の 2 つの圧力間を等エントロピー変化したときに得られるエンタルピー落差を  $\Delta H_i$  とする。実際の発電機内の流れは

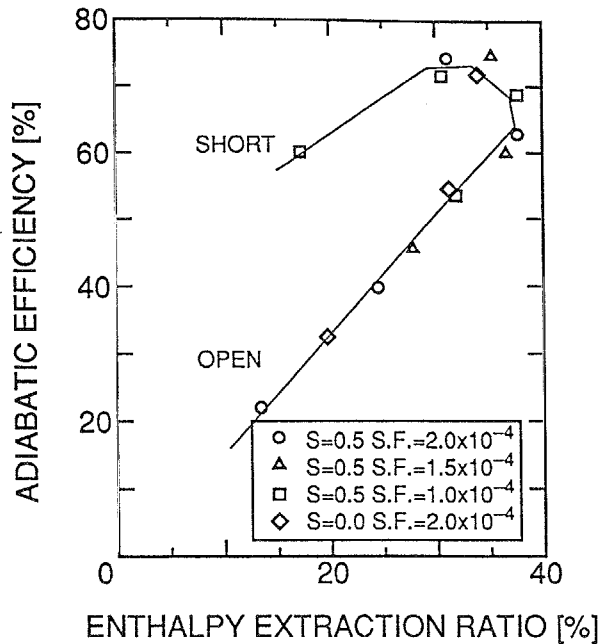


図 8.23: 断熱効率とエンタルピー抽出率の関連

非可逆過程のために、エントロピーが増大し、得られるエンタルピー落差 $\Delta H$ は $\Delta H_i$ よりも小さい。発電機の断熱効率 $\eta_{ad}$ は、

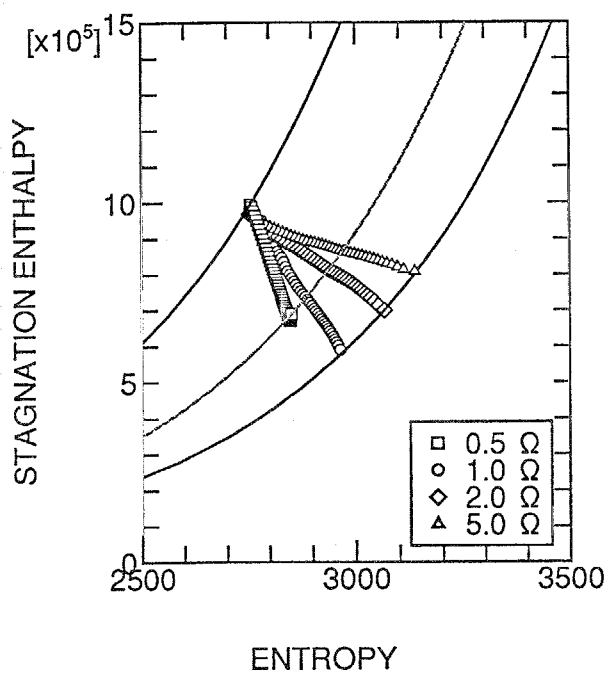
$$\eta_{ad} = \frac{\Delta H}{\Delta H_i} = \frac{E.E.}{1 - \left(\frac{P_{0,out}}{P_{0,in}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (8.2)$$

で与えられる。

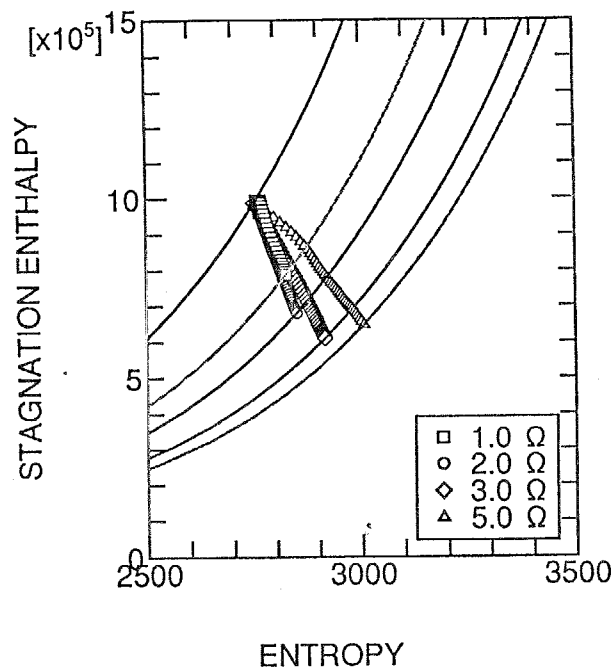
計算によって得られた、発電チャンネル内の流れに対する Mollier 線図を、負荷抵抗をパラメータとし、2つの条件に対して、図 8.24に示す。図中の曲線は、発電機入口の澱み点圧力とそれぞれの負荷抵抗に対する発電機出口の澱み点圧力の等圧線である。図 8.24(a)は、 $S = 0.5, S.F. = 2.0 \times 10^{-4}$ の条件で得られ、エンタルピー抽出率は $1.0\Omega$ で最大である。図 8.24(b)は、 $S = 0.5, S.F. = 1.0 \times 10^{-4}$ の条件で得られ、エンタルピー抽出率は $3.0\Omega$ で、断熱効率は $2.0\Omega$ でそれぞれ最大である。エンタルピー抽出率が最大となる負荷抵抗よりも小さい負荷抵抗では、負荷抵抗の上昇とともに、全圧損失が増大している。澱み点圧力が低い方が、等圧線の傾きが小さくなるので、断熱効率は大きくなる。断熱効率が最大となる負荷抵抗よりも、開放側の負荷抵抗では、Joule 加熱によって、エントロピーの増大が大きくなり、断熱効率は低下する。エンタルピー抽出率が最大となる負荷抵抗から、負荷抵抗を大きくしても、全圧損失は変化しない。

以上の断熱効率とエンタルピー抽出率の関係に関する議論から、断熱効率が最大となる負荷抵抗値は、Joule 加熱によるエントロピーの生成によって、エンタルピー抽出率が最大

となる負荷抵抗よりも小さくなることが明らかになった。MHD 発電機を単独で用いる場合、MHD 発電機の負荷条件は、MHD 発電機のエンタルピー抽出率が最大となるように、設定すれば良い。一方、MHD 発電機をトッパーとする、ガスタービン、蒸気タービンとのトリプルコンバインドサイクルを想定した場合、サイクル全体の発電効率は、MHD 発電機のエンタルピー抽出率と断熱効率に依存する。MHD 発電機のエンタルピー抽出率と断熱効率の最大となる負荷抵抗値が異なることは、MHD 発電機の負荷条件を、サイクル全体の効率を最大とするように、ガスタービンと蒸気タービンの効率を含めたサイクル計算によって求めなければならないことを意味する。



(a)  $S = 0.5$ ,  $S.F. = 2.0 \times 10^{-4}$



(b)  $S = 0.5$ ,  $S.F. = 1.0 \times 10^{-4}$

図 8.24: 発電機内の流れに対する Mollier 線図

## 5 入口スワールの効果

次に、発電機入口でのスワールの効果について検討する。ディスク型 MHD 発電機にスワールを導入することは Louis[82] によってなされた。Harada et al. は、近年、衝撃波管装置を用いた実験において、入口スワールの導入によって 30% を越える高いエンタルピー抽出率を達成している [83]。このような高いエンタルピー抽出率が得られた原因として、スワールの導入によって、発電チャンネル内の静圧を低く保つことができ、結果として Hall 係数が増大することを準一次元計算によって示している。本節では、入口スワールの効果を二次元計算で確認するとともに、境界層の特徴について述べる。

計算条件を表 8.4 に示す。入口スワールは 0.0 と 0.5 の 2 通りで計算を行った。それぞれの入口スワールに対する入口境界条件を表 8.5 に示す。スロートに於ける Mach 数を 1.0 に設定しているため、入口スワールを与えることによって、半径方向の流速は低くなり、熱力は低下する。

表 8.4: 計算条件

CHANNEL	DISK-F3a	
WORKING GAS	Ar+Cs	
INLET BOUNDARY CONDITION		
STAGNATION PRESSURE	0.45	[MPa]
STAGNATION TEMPERATURE	2000	[K]
ELECTRON TEMPERATURE	3000	[K]
SWIRL	0.0,0.5	
WALL TEMPERATURE	500	[K]
SEED FRACTION	$2.0 \times 10^{-4}$	
LOAD RESISTANCE	0.1 ~ 5.0	[ $\Omega$ ]

表 8.5: 入口境界条件

SWIRL	0.0	0.5
MACH NUMBER	1.0	1.0
RADIAL GAS VELOCITY [m/s]	721.4	645.2
AZIMUTHAL GAS VELOCITY [m/s]	0.0	322.6
THERMAL INPUT [MW]	3.75	3.30



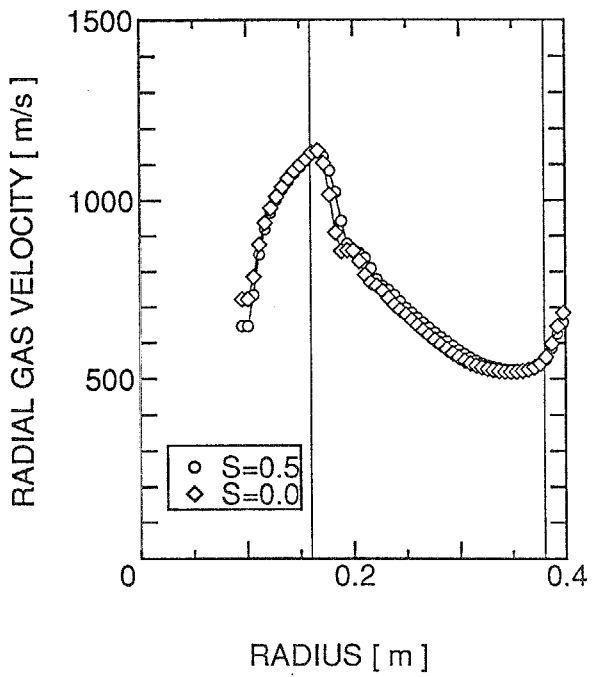
図 8.25 と図 8.26 に入口スワールが 0.0 及び 0.5 のときの半径方向の諸量の分布を示す。これらの結果は負荷抵抗が  $1.0\Omega$  のときに得られたものである。入口スワールを与えた場合、スロートでの半径方向の流速が小さいが、発電チャンネル内を流れる Faraday 電流も小さいために、発電チャンネル内ではスワールの有無にかかわらず、ほぼ同じプロファイルになっている。半径  $r$  に於ける質量流量は  $2\pi r h \rho u_r$  で与えられる。入口でスワールを与えた場合、質量流量が小さくなるので、同じ流速  $u_r$  に対して、密度  $\rho$  は小さくなる。よって、発電チャンネル内の静圧も入口スワールを与えない場合に比べ低くなる。静圧が低いために、電子の衝突周波数が小さく、結果として入口スワールを与えた場合の Hall パラメータが大きくなる。よって、入口スワールを与えた場合、起電力を大きくとることができ、熱入力がいかに小さくともかわらず、高い電圧が得られている。円周方向の流速成分は速やかに減少し、発電チャンネル内で負の値となり、発電チャンネル出口ではスワールを与えないときと近い値になっている。また、図 8.7 に示したように、円周方向の流速成分による起電力  $u_\theta \times B$  は発電出力にはほとんど影響を与えない。このように、同じ負荷抵抗で見た場合、入口スワールを与えることによって、発電チャンネル内で高い Hall パラメータを得ることができ、高い発電出力を得ることができる。

入口スワールが 0.5 のときの、発電チャンネル内の円周方向の流速成分に対する境界層の様子を負荷抵抗をパラメータとし、図 8.27 に示す。この図は半径方向の流速の境界層を示す図 8.14(b) に対応する。低負荷抵抗の場合、発電チャンネル内に一様で、しかも大きな Hall 電流が流れるために、円周方向の流速は負の値を示し、その境界層のプロファイルは半径方向の流速成分と似ている。高負荷抵抗の場合、Hall 電流の逆流によって、発電チャンネルの中心付近と壁面付近で Lorentz 力  $j_r \times B$  の作用する方向が逆転するので、円周方向の流速は、発電チャンネル中心部で負の値を示し、壁面付近で正の値を示し、全体として、特異なプロファイルを示している。円周方向の流速成分は、直接、発電出力に影響を及ぼさないで、このようなプロファイルの発電出力への影響は小さいが、粘性による散逸は増大する。

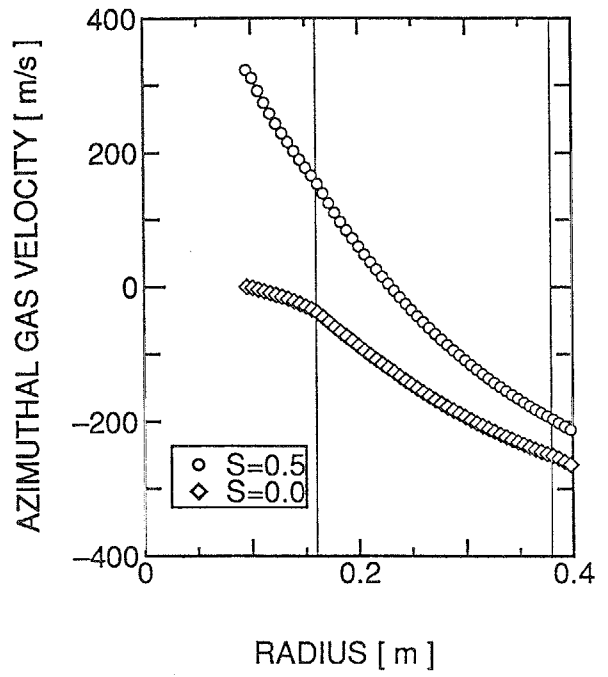
電圧電流特性に与える入口スワールの影響を図 8.28 に、エンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性に与える影響を図 8.29 に示す。入口スワールを与えないときの、短絡側の負荷抵抗 ( $0.1\Omega$ ) で電圧電流特性の特性線が折れ曲がっている。これは、発電チャンネル内の Joule 加熱の不足により、ストリーマ構造が発生しているためであり、このような現象については別途、議論する。負荷抵抗が  $0.5\Omega$  よりも開放側のとき、特性線は比較的直線状である。負荷抵抗が  $1.0\Omega$  のときに、2つの特性線が交差し、それよりも開放側でスワールを与えた場合の、短絡側で与えない場合の発電出力が大きい。最大のエンタルピー抽出率が得られる負荷抵抗は、入口スワールを与えた場合、 $1.0\Omega$  であり、与えない場合、 $0.5\Omega$  になっている。入口スワールを与えることによって、最大エンタルピー抽出率が得られる負荷抵抗が、開放側にシフトするのは、図 8.25 で示したように、発電チャンネル内の Hall パラメータが大きく、発電機内の起電力が大きくなるためである。また、いずれの場合も、得られるエンタルピー抽出率は 30% を越えていて、非常に高いが、入口スワールを与えた場合、より大きなエンタルピー抽出率が得られている。

以上の議論によって、入口スワールを与えることは、発電チャンネル内の静圧を低く保つように作用し、Hall パラメータの増加によって、発電出力の向上につながることを、二次

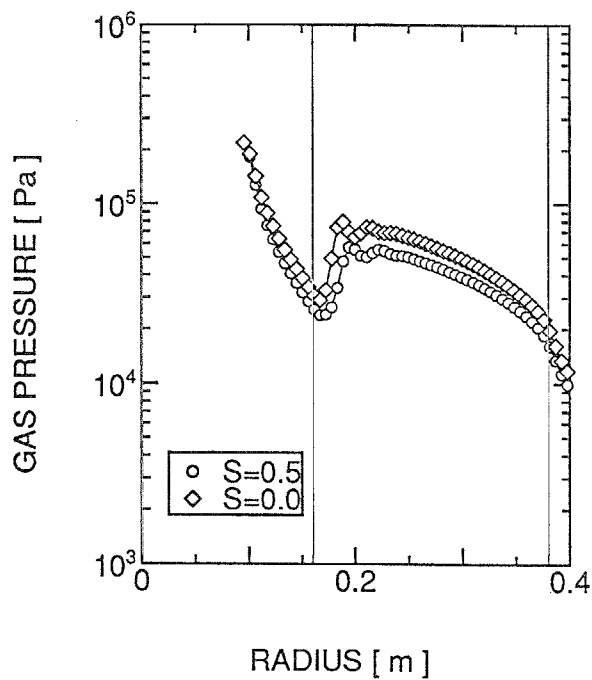
元計算によっても確認できた。



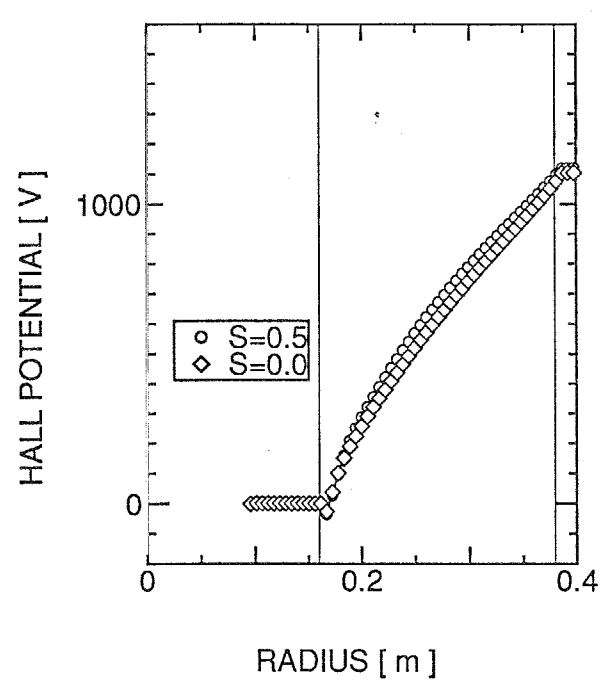
(a) 半径方向の流速



(b) 円周方向の流速

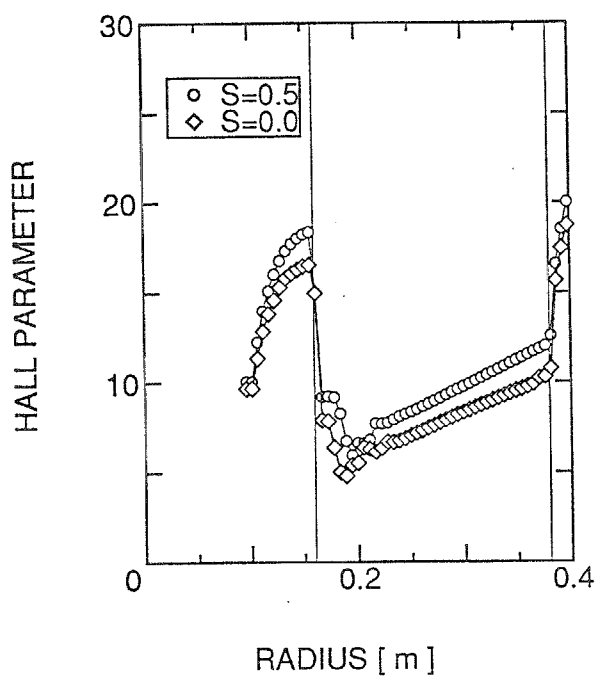


(c) 静圧

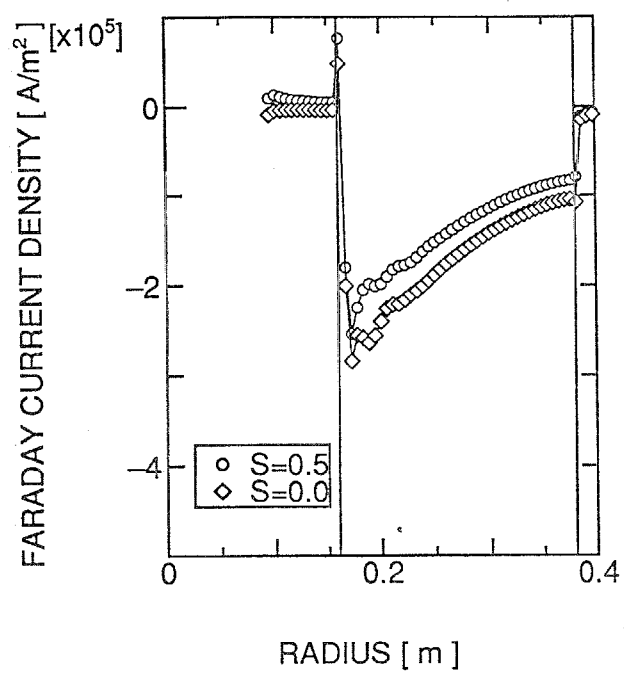


(d) Hall 電位

図 8.25: 諸量の半径方向分布に与えるスワールの効果



(a)Hall パラメータ



(b)Faraday 電流密度

図 8.26: 諸量の半径方向分布に与えるスワールの効果

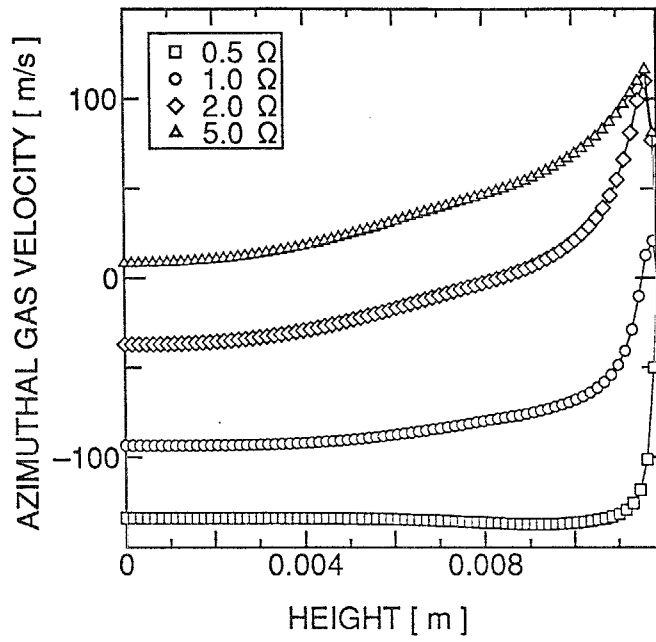


図 8.27: 円周方向の流速の境界層

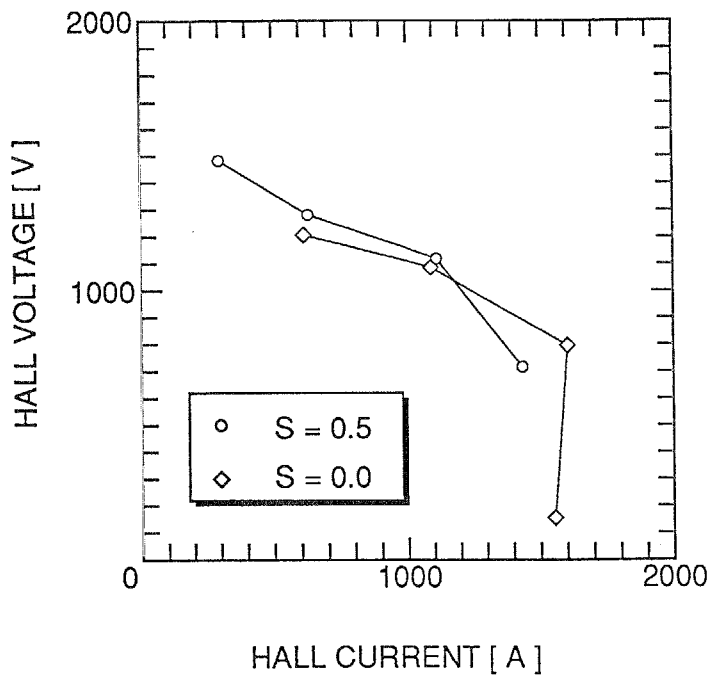


図 8.28: 電圧電流特性に与える入口スワールの影響

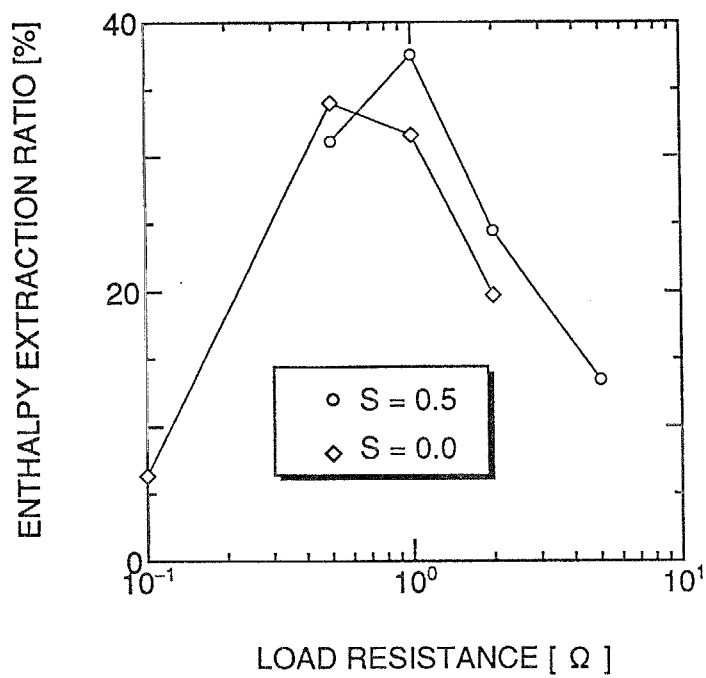


図 8.29: エンタルピー抽出率に与える入口スワールの影響

## 8.6 発電流路形状の効果

発電流路形状が発電性能に与える影響について、これまでにいくつかの実験的な研究が行われてきた。FUJI-1 実験装置 [45]、及び、衝撃波管装置 [33, 34] を用いた実験によって、発電機の流路断面積比を増加させることにより発電出力が向上することが明らかになっている。本論文でも、第 I 編 3.3 で流路断面積比の増加によってエンタルピー抽出率が増加することを示した。本節では、発電流路形状が発電性能に与える効果を数値シミュレーションによって検討する。

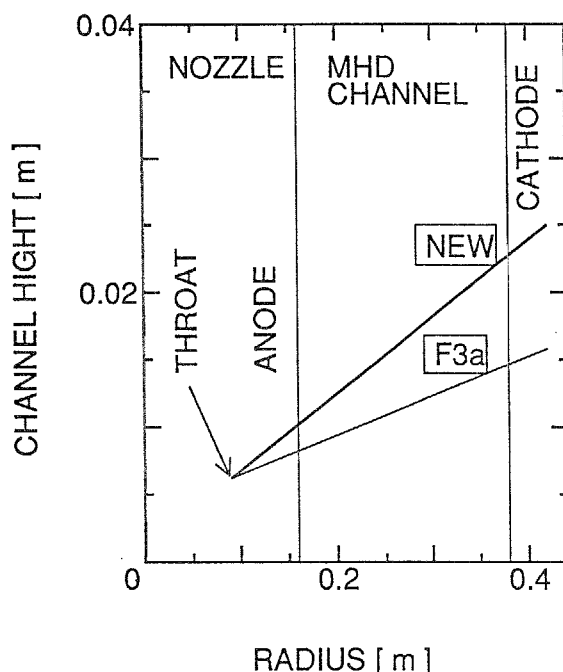


図 8.30: 計算に用いた断面積比の異なる発電チャンネル

計算に用いた断面積比の異なる 2 つの発電チャンネルを図 8.30 に示す。この図に於けるチャンネル高さとは、発電機の対称面から壁面までの距離である。一方のチャンネルはこれまでの計算にも用いてきた FUJI-1 装置の DISK-F3a チャンネルである。もうひとつのチャンネルは、この DISK-F3a チャンネルとスロート高さが同じで、DISK-F3a チャンネルよりも発電チャンネルの開き角が大きい。この開き角の大きいチャンネルを NEW チャンネルと呼ぶことにする。スロート、アノード、及びカソードはそれぞれ同じ半径位置に設定している。

計算条件を表 8.6 に示す。発電機のスロート断面積が 2 つのチャンネルで同一なので、熱入力も同じである。

図 8.31 に断面積比の異なる 2 つの発電チャンネルで得られた電圧電流特性を示す。発電チャンネルの開き角を大きくした NEW チャンネルの発電出力が大きくなっている。DISK-F3a チャンネルで最大のエンタルピー抽出率が得られた  $0.5\Omega$  の負荷抵抗で、エンタルピー抽出率は

表 8.6: 計算条件

STAGNATION PRESSURE	[MPa]	0.60
STAGNATION TEMPERATURE	[K]	2000
THERMAL INPUT	[MW]	5.0
SEED FRACTION		$2.0 \times 10^{-4}$
INLET SWIRL		0.0
LOAD RESISTANCE	[ $\Omega$ ]	0.5 ~ 2.0

DISK-F3a の 34.3% から 39.6% へ、チャンネル断面積比を大きくとることによって、上昇している。

半径方向の諸量の分布に与える発電機の断面積比の影響を図 8.32 に示す。Hall 電位分布より、発電機の断面積比を大きくしたことによって、発電チャンネルの下流部の電界が大きくなり、発電出力が大きくなっていることがわかる。発電機の断面積比を大きくすることによって、発電チャンネル内の流速がわずかに大きくなっているが、流速よりも、むしろ静圧の分布に大きな変化が現れていて、発電チャンネルの断面積比の増加によって、静圧が低く保たれている。静圧が低いために、電子と重粒子の衝突周波数が小さくなり、結果として、Hall パラメータが大きくなっている。このように、発電機の断面積比を増加することによって、高い流速を維持できるという効果も現れるが、流速の維持よりもむしろ、静圧を低く保つことによって高い Hall パラメータを達成することができ、このことが発電出力の増加につながっている。これはまた、入口スワールが発電出力に与える影響と同じ効果である。

発電機形状の違いによる境界層の成長への影響を図 8.33 に示す。また、このときの発電機内の電流分布の様子を図 8.34 に電流流線で示す。負荷抵抗が  $0.5\Omega$  と比較的 low 負荷抵抗なので、Lorentz 力の作用が小さく、境界層の成長は遅い。NEW チャンネルでは、チャンネル高さが大きいので、その分、境界層の成長も激しく、発電チャンネルの出口付近ではどちらのチャンネルでも境界層はほぼチャンネル全域に広がっている。このような境界層の成長に対応し、NEW チャンネルでは、絶縁壁の壁面上の電流密度が低い領域が広がっている。

今回行った計算では、発電機の開き角を大きくしても、境界層剥離は発生せず、境界層の成長による出力への影響は無かった。これらの計算は比較的 low 負荷抵抗時に高い発電出力が得られる条件であったために、MHD 相互作用が小さく、境界層剥離は発生しなかった。

商用規模の熱流力の大きい発電機を考えると、発電機に作動流体を導くダクト径が必然的に大きくなる。よって、発電機のスロートの半径位置がより外側に位置するようになる。超電導マグネットのコストの面から、発電機チャンネル長さを、なるべく小さくしなければならぬために、発電チャンネルの入口出口断面積比を入口出口の半径の比で、大きくすることはできない。よって、発電機のチャンネル高さによって、断面積比を稼ぐことになる。このとき、境界層の剥離しない最大のチャンネル開き角の知識が必要となる。現在、考案さ



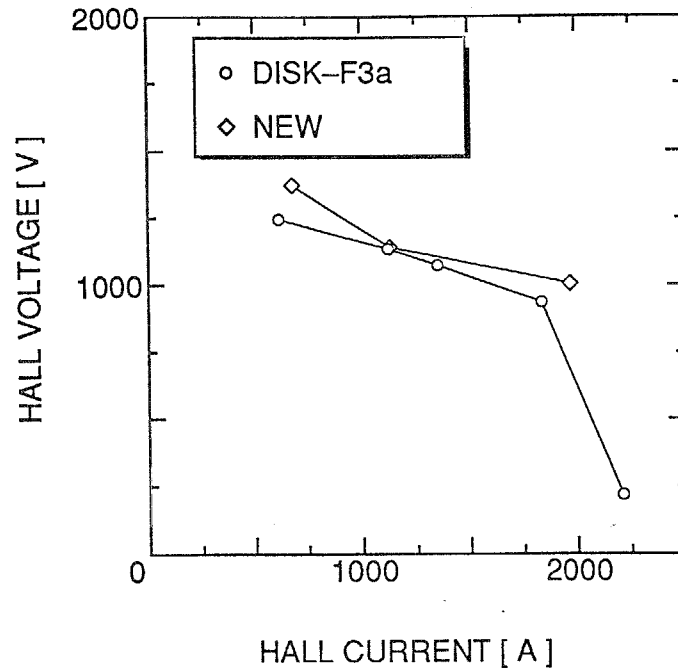
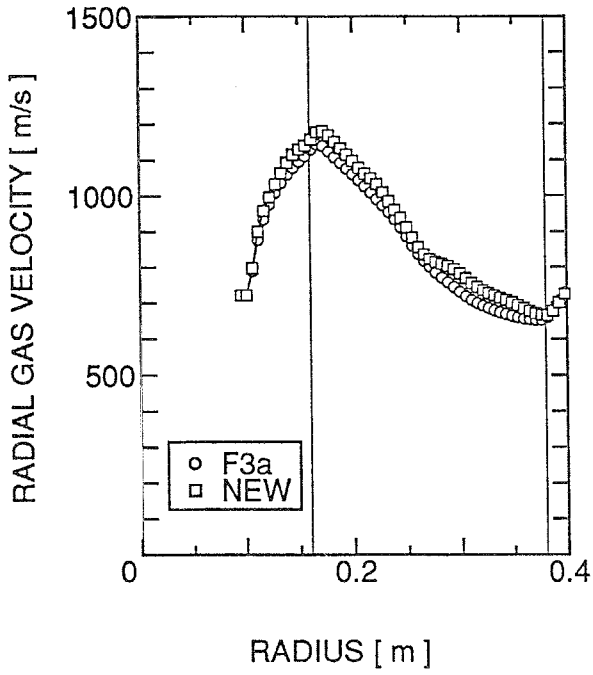
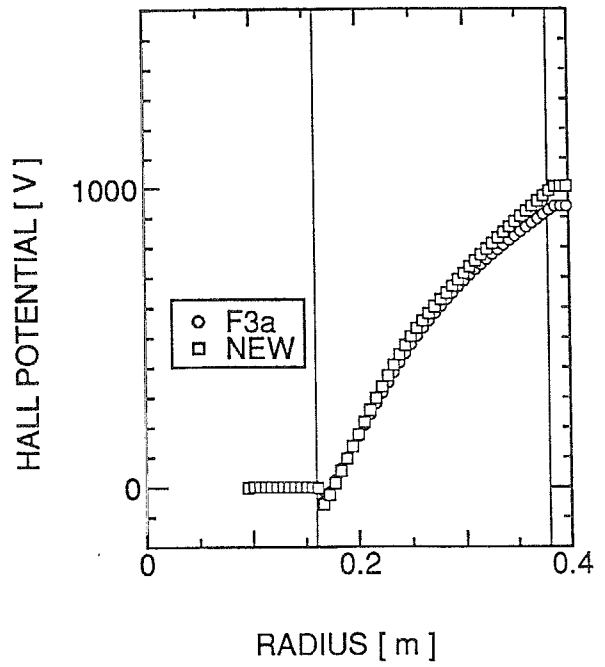


図 8.31: 断面積比の異なる発電チャンネルで得られた電圧電流特性

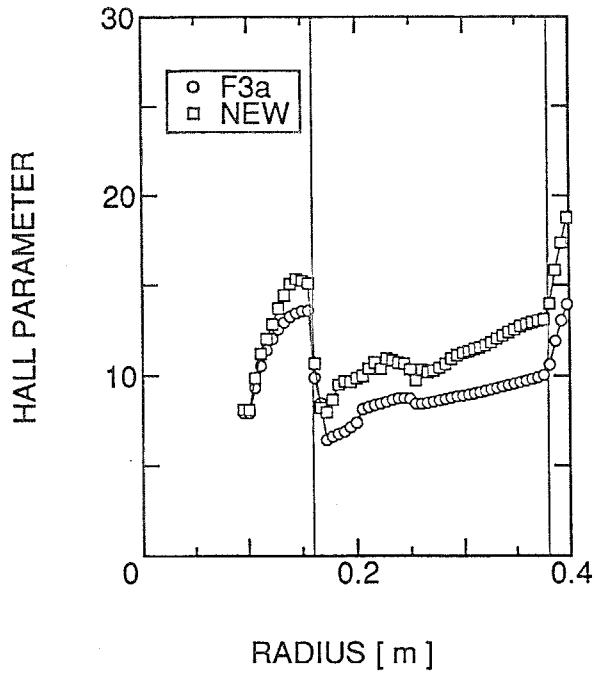
れている発電機的设计手法は、電子温度、あるいはそれに類するパラメータを发电チャンネル内を通じて一定に保つことにより、電離不安定性を抑制するという设计概念に基づくものである。電離不安定性の抑制とともに、境界層剝離の抑制を含んだ设计概念の確立は、CCMHD 发电機の実用化の上で解決しなければならない問題である。



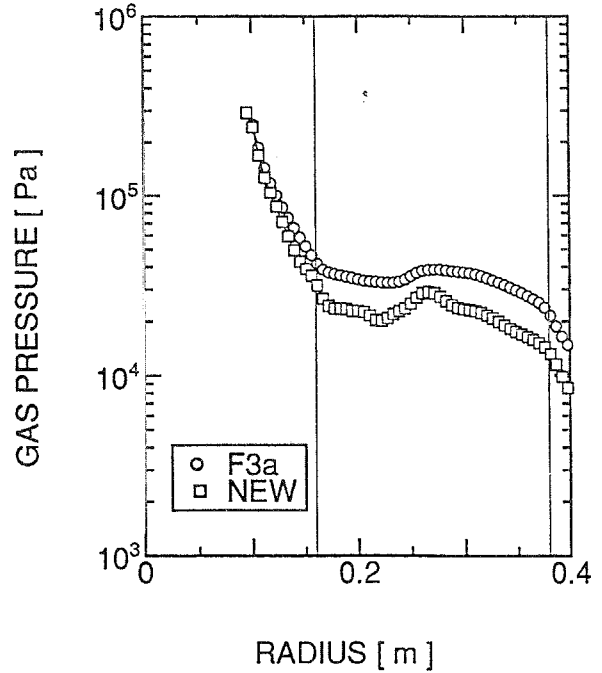
(a) 半径方向の流速



(b) Hall 電位



(c) Hall パラメータ



(d) 静圧

図 8.32: 半径方向の諸量の分布に与える発電機断面積比の影響

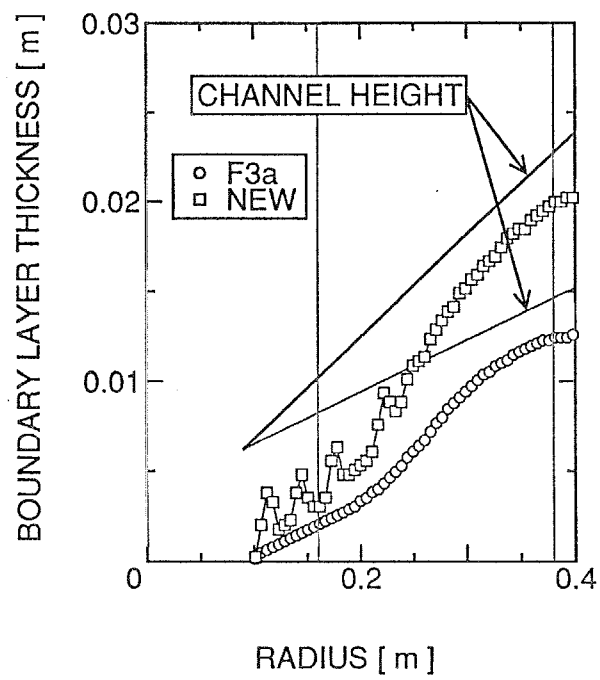
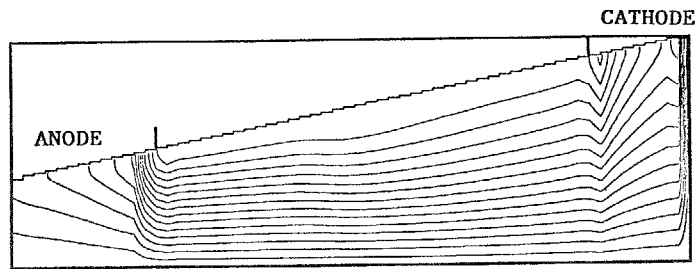
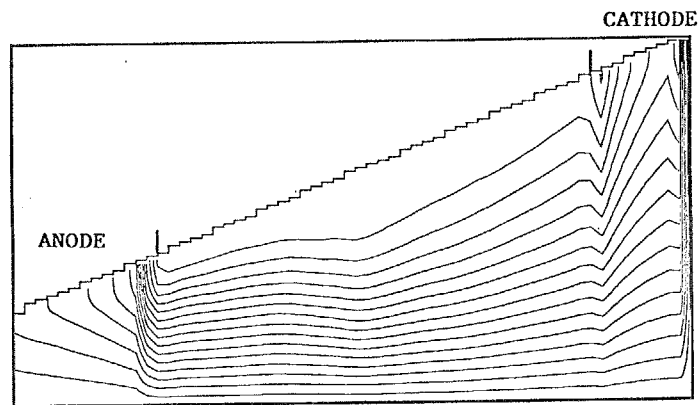


図 8.33: 発電機形状の境界層の成長への影響



(a)DISK-F3a チャンネル



(b)NEW チャンネル

図 8.34: 断面積比の異なる2つの発電機で得られた電流分布

## 8.7 澱み点温度の影響

この節では、澱み点温度の影響について議論する。本来、澱み点温度を与えたならば、電子温度は一意的に決定されるべき値であるが、ノズル内での電離プロセスについて、十分な知識が得られていないことと、その数値解析の困難さから、本解析では、スロートに於ける境界条件としての澱み点温度と電子温度を独立な変数として与えている。

ここでは、比較的高い発電出力が得られた表 8.1 に示した条件を基準とし、澱み点温度のみを 1800K に下げた場合と、電子温度のみを 2000K に下げた場合について計算を行い、発電機入口の澱み点温度と電子温度が発電出力に与える影響について検討する。計算条件を表 8.7 に示す。澱み点温度を下げた場合、熱入力も低下する。

表 8.7: 計算条件

	基準	LOW $T_0$	LOW $T_e$
INLET BOUNDARY CONDITION			
ELECTRON TEMPERATURE [K]	3000	3000	2000
STAGNATION TEMPERATURE [K]	2000	1800	2000
SWIRL	0.5		
SEED FRACTION	$2.0 \times 10^{-4}$		
LOAD RESISTANCE [ $\Omega$ ]	1.0		
THERMAL INPUT [MW]	3.30	3.18	3.30

表 8.8: 計算結果

	基準	LOW $T_0$	LOW $T_e$
HALL VOLTAGE [V]	1118	1048	781
POWER OUTPUT [MW]	1.24	1.08	0.61
ENTHALPY EXTRACTION RATIO [%]	37.7	34.1	18.4

表 8.8 にこれらの条件で得られた発電出力を示す。澱み点温度を下げることによってエンタルピー抽出率は 3.6% しか低下していないが、電子温度を下げることによって、エンタルピー抽出率は 18% と、約 1/2 まで低下している。

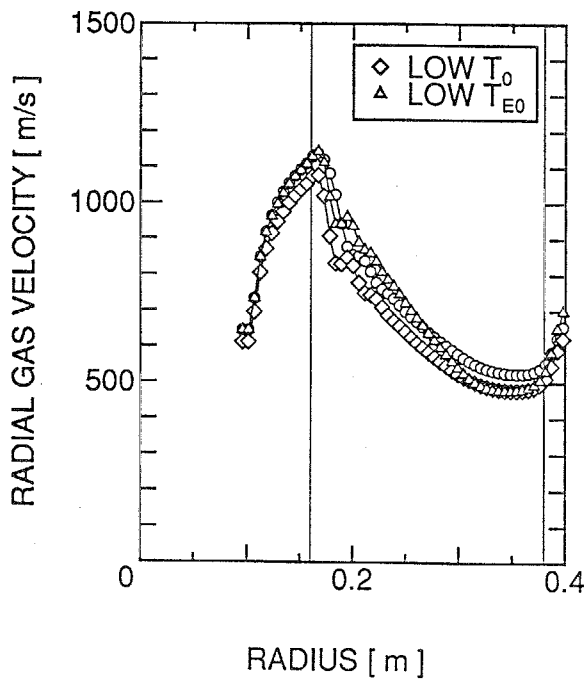
半径方向の諸量の分布に与える澱み点温度の影響を図 8.35 に示す。流速分布に澱み点温度、電子温度の変化による相違は現れていない。ノズル内の電気伝導度は電子温度を下げることによって、約 1/10 に降下している。また、澱み点温度を下げることによってノズル

ル内の電気伝導度はわずかに降下している。電子温度が低い場合、電気伝導度が低いプラズマが発電チャンネル内に流入するので、発電チャンネル入口に電圧損失が発生している。発電チャンネル内の電気伝導度に澱み点温度の影響はほとんど見られず、Hall 電位分布にも澱み点温度の影響は現れていない。

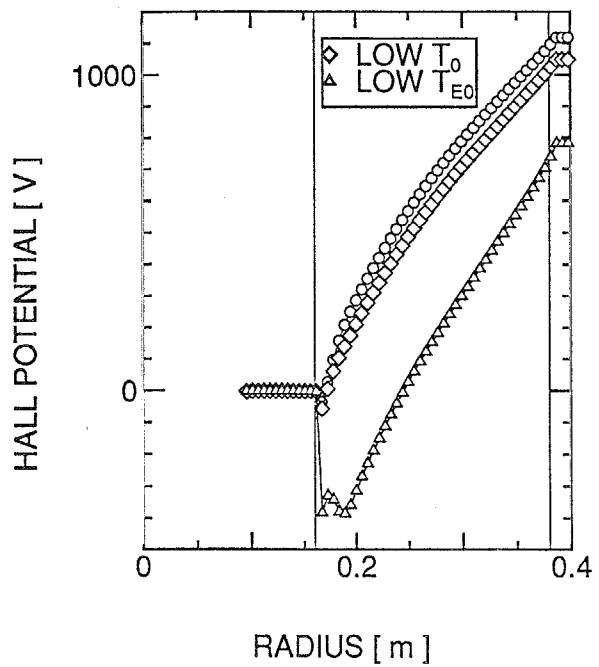
発電機内の電流パターンに与える澱み点温度と入口電子温度の影響を図 8.36 に示す。澱み点温度を降下させた場合、ノズル内の電流密度がやや降下し、アノードの下流端に電流が集中し始めている。発電チャンネル内に澱み点温度の影響は現れていない。一方、電子温度を降下させた場合、ノズル内の電流密度が著しく低下していて、アノードの下流端に電流は集中して流れている。発電チャンネル内には広範囲に及ぶ渦電流が発生している。

発電機内の電子温度分布に与える入口電子温度の影響を図 8.37 に示す。入口電子温度が高い場合、発電チャンネル全域で高い電子温度が達成されている。一方、入口電子温度が低い場合、発電チャンネル上流部での電子温度が低い。この領域は、図 8.35(b) に示した、Hall 電位分布の電圧損失が発生している領域と対応している。このような低い電子温度の領域内で、図 8.36 に示した、アノード下流端の電流が集中している領域の電子温度のみが高くなっている。これは、入口電子温度が低い場合、発電チャンネル上流部の電子温度が低い領域を電流はアークとなって通電していることを示している。

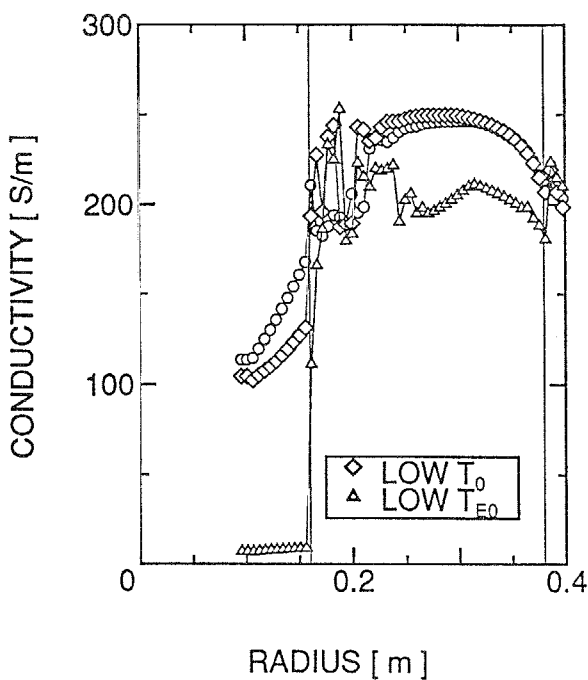
以上の議論によって、ディスク型 CCMHD 発電機の発電性能に与える澱み点温度の影響は、澱み点温度が変化することによる気体力学的な影響よりも、むしろ澱み点温度が変化することによって発電機入口で得られる電子温度の変化による影響が大きいことが明らかとなった。一方で、作動気体の澱み点温度が低くても、発電チャンネル入口の電子温度さえ高く保つことができれば、高い発電性能を達成できることを示している。また、澱み点条件と磁場分布、ノズル形状が与えられれば、発電チャンネル入口の電子温度は、本来、一意的に決定されるべき値であり、これらのモデル化と計算手法について今後の検討が必要である。



(a) 半径方向の流速

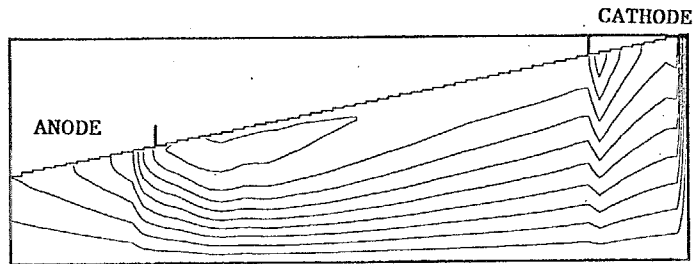


(b) Hall 電位

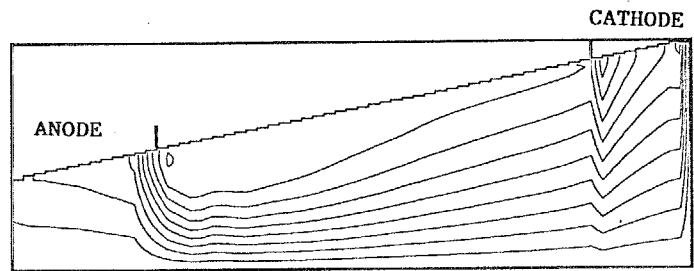


(c) 電気伝導度

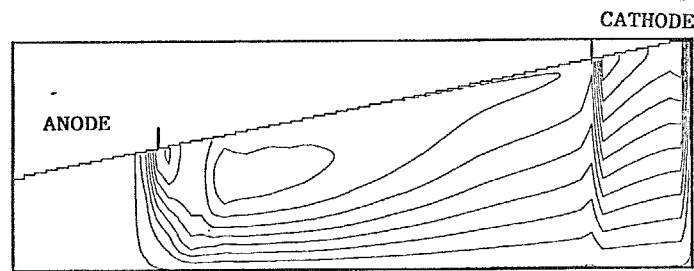
図 8.35: 諸量の半径方向分布に与える澱み点温度と電子温度の影響



(a) 基準



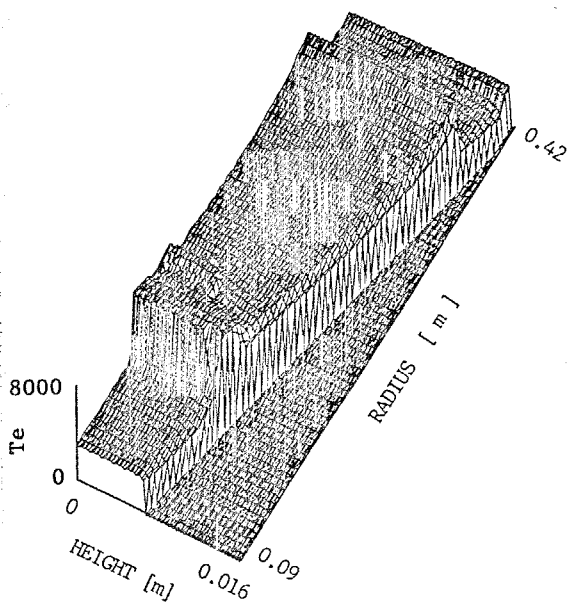
(b) 澱み点温度が低い場合



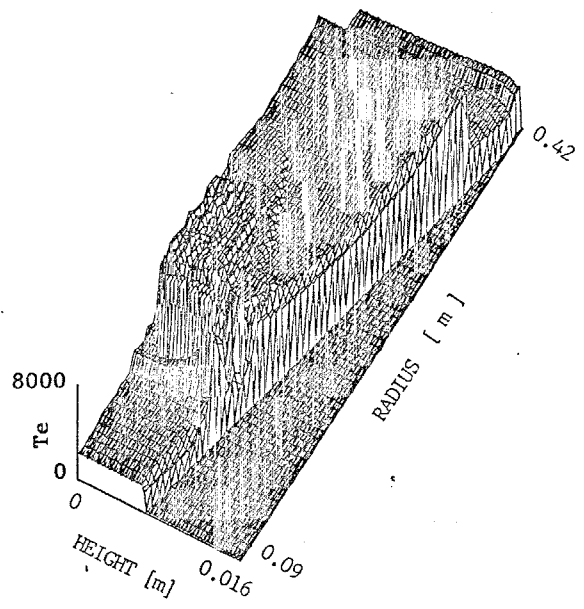
(c) 電子温度が低い場合

図 8.36: 発電機内の電流パターンに与える澱み点温度と電子温度の影響





(a) 基準



(b) 電子温度が低い場合

図 8.37: 発電機内の電子温度分布に与える発電機入口電子温度の影響

## 8.8 澱み点圧力の影響

発電機にとって、電力需要に合わせた発電出力の調整は必要条件である。MHD 発電機の場合、熱入力 $T.I.$ は澱み点圧力と澱み点温度のルートに比例する ( $T.I. \propto P_0 \sqrt{T_0}$ )。よって、熱入力の調整は澱み点圧力によって行われる。従って、澱み点圧力が発電機の性能に与える影響を調べることは重要である [44]。

澱み点圧力が CCMHD 発電機に与える影響を調べるために、澱み点圧力をパラメータとした数値計算を行った。表 8.9 に計算条件を示す。澱み点圧力を  $0.45 \text{ MPa}$  と  $0.60 \text{ MPa}$  の 2 つに設定し、それぞれの澱み点圧力に対して負荷抵抗を変化させた。

表 8.9: 澱み点圧力を変化させた計算条件

STAGNATION PRESSURE	[MPa]	0.45	0.60
STAGNATION TEMPERATURE	[K]	2000	2000
THERMAL INPUT	[MW]	3.75	5.00
SEED FRACTION	$[\times 10^{-4}]$	2.0	2.0
INLET SWIRL		0.0	0.0
LOAD RESISTANCE	$[\Omega]$	0.5 ~ 2.0	

澱み点圧力がエンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性と、電圧電流特性に与える影響を図 8.38 と図 8.39 にそれぞれ示す。澱み点圧力の変化によって、エンタルピー抽出率の最大値は変化していない。これは、澱み点圧力の変化による出力調整の可能性を示すものである。エンタルピー抽出率は低負荷抵抗側で、澱み点圧力の上昇とともに大きくなるが、高負荷抵抗では小さくなっている。

半径方向の諸量の分布に与える澱み点圧力の影響を図 8.40 に示す。澱み点圧力が高い場合、電子数密度が高く、Faraday 電流密度が大きくなるので、作動流体は大きく減速されている。よって、発電チャネル内の静圧も高く、結果として、Hall パラメータは小さくなっている。澱み点圧力が高くなると発電チャネル内の起電力が得られにくくなり、高負荷抵抗側の出力が小さくなる。逆に、低負荷抵抗の場合、高い電気伝導度を反映して出力は上昇する。

今回行った計算条件では、発電チャネル入口に電圧損失が発生していなかったが、図 4.5 に示した実験結果のように、電圧損失が発生している場合、澱み点圧力の上昇は電圧損失領域の増大を招き、発電出力の低下につながる。澱み点圧力の変化による出力の制御は、電圧損失が発生しない範囲内に限られ有効であり、このとき、外部負荷抵抗の制御が必要である。

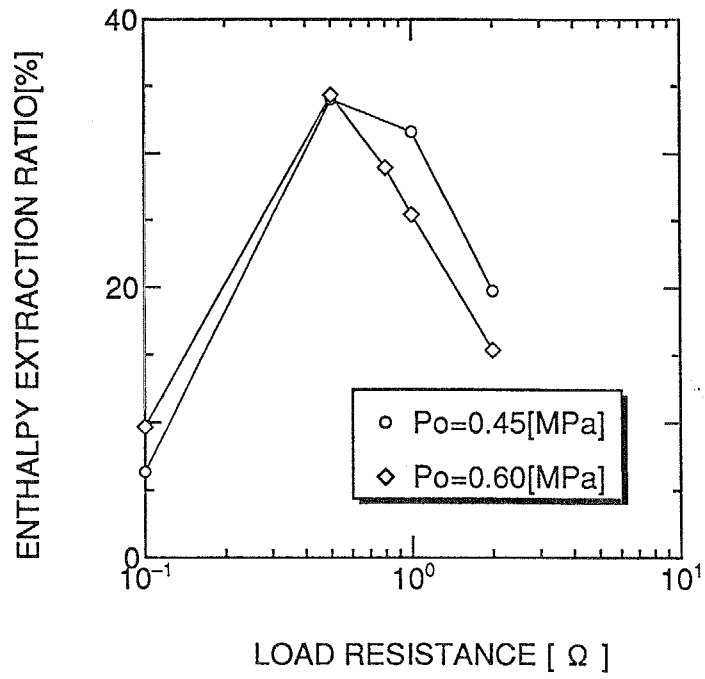


図 8.38: エンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性に与える澱み点圧力の影響

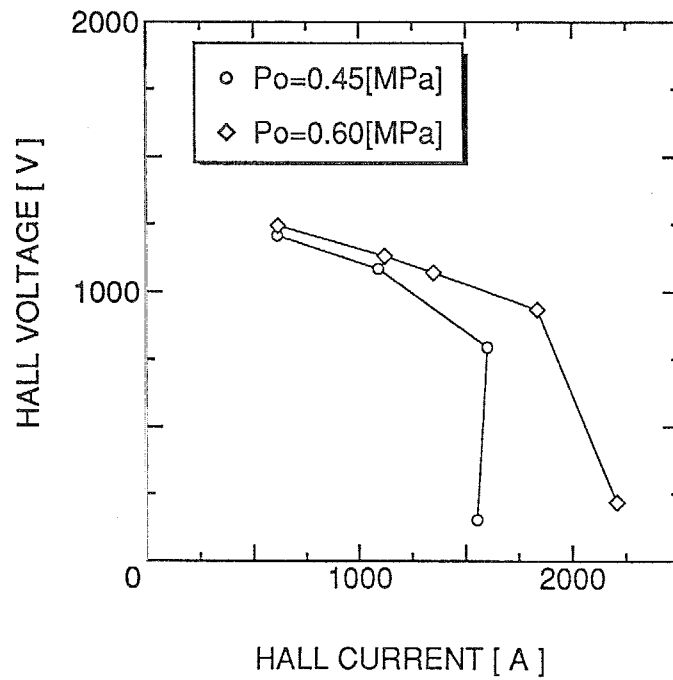
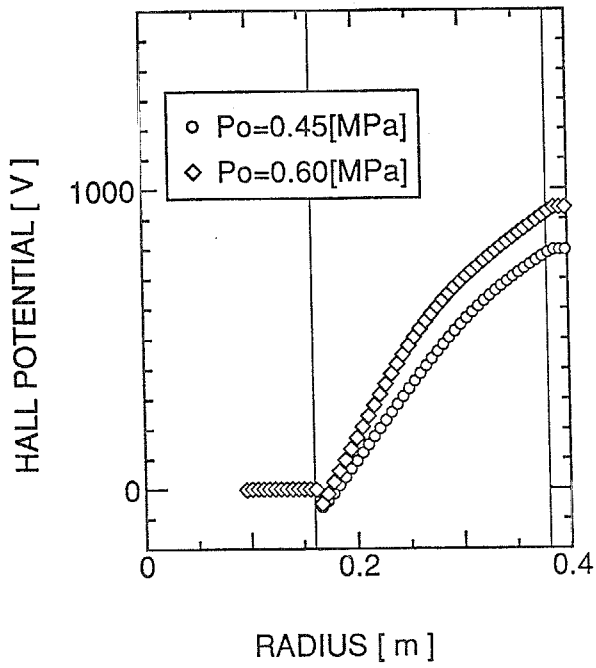
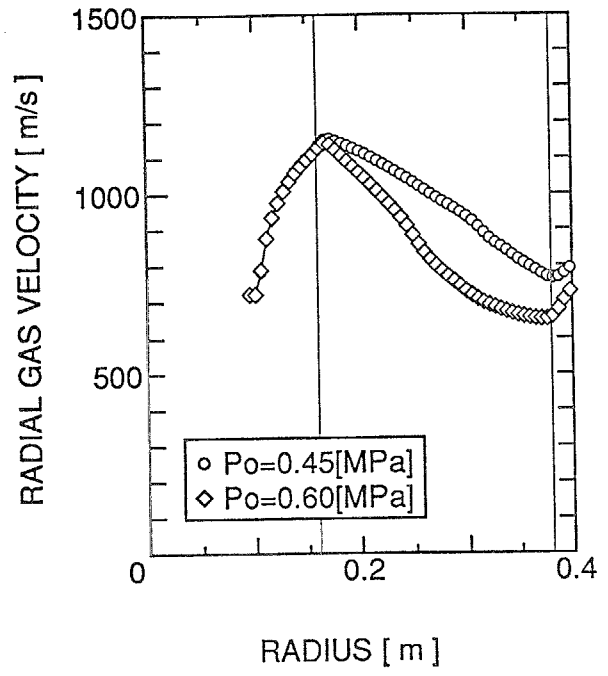


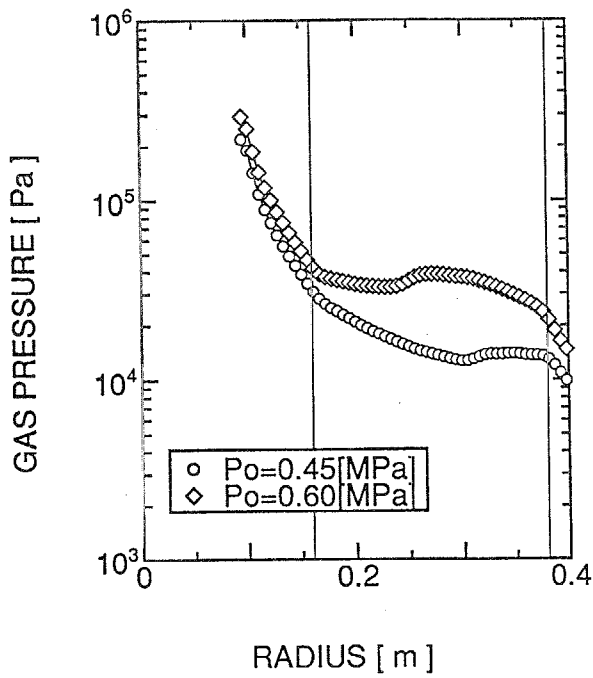
図 8.39: 電圧電流特性に与える澱み点圧力の影響



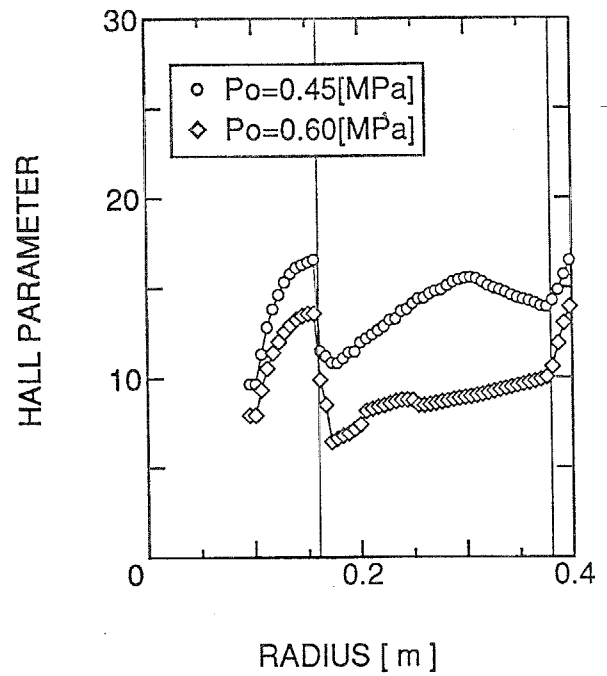
(a) Hall 電位



(b) 半径方向の流速



(c) 静圧



(d) Hall パラメータ

図 8.40: 発電機内の諸量の分布に与える澱み点圧力の影響

## 8.9 電離不安定性

負荷抵抗を最大エンタルピー抽出率が得られる負荷抵抗から小さくすると、発電チャネル内の Joule 加熱が減少し、発電チャネル内全域においてシード完全電離状態を達成できず、シード完全電離の領域とシード弱電離の領域が発生し、発電チャネル内のプラズマが二相性を示すことが知られている [61]。

本数値シミュレーションに於いても、図 8.16 や図 8.28 の電圧電流特性に示したように、低負荷抵抗時に電離不安定性が発生し、発電出力が大幅に減少した。本数値シミュレーションで得られた、電離不安定性が発生している場合の発電チャネル内の流れの特徴について簡単に紹介する。

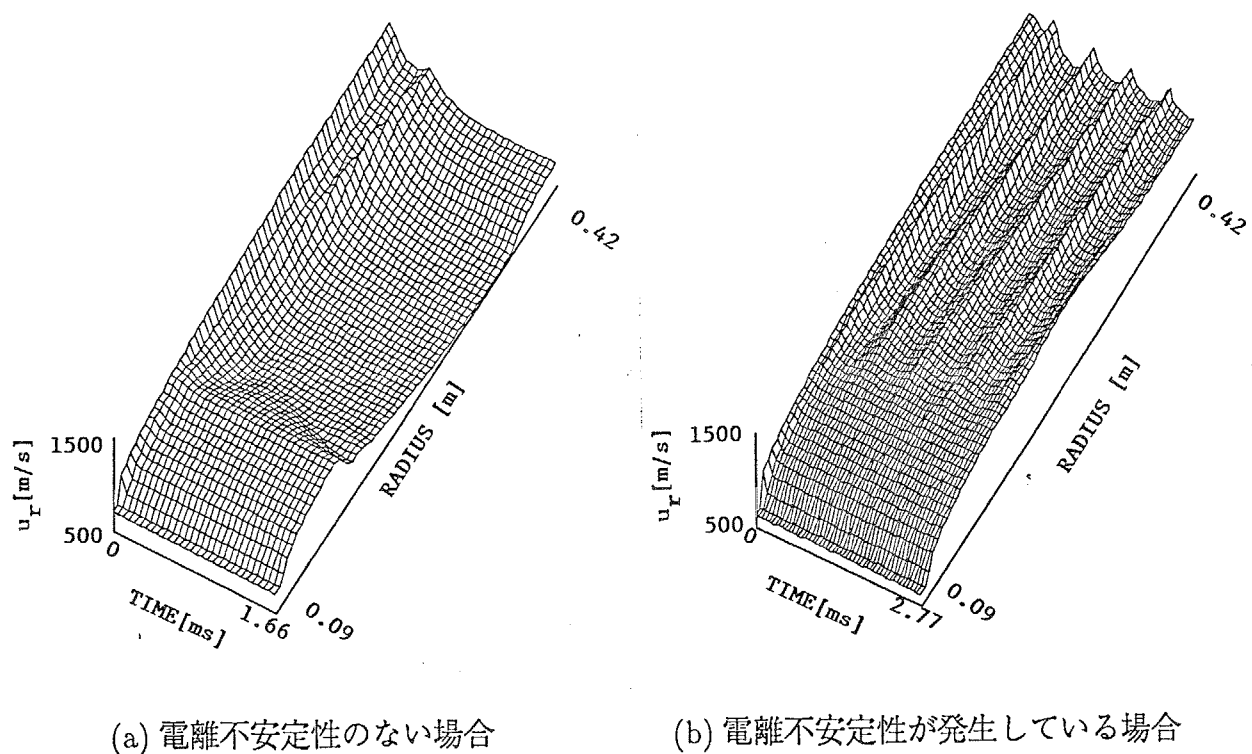


図 8.41: 電離不安定性の有無による流速の収束の様子

対称面における流速の収束の様子を図 8.41 示す。図 8.41(a) の場合、電離不安定性は発生せず、流速分布は速やかに収束している。図 8.41(b) の場合、電離不安定性が発生し、流速分布は一定値に収束せず、約  $640\mu\text{s}$  周期の周期解が得られている。ここでは代表として、流速の分布のみを示したが、電離不安定性が発生する場合、計算で考慮しているすべての変数に周期解が現れる。Fukuda ら [61] はこれらの現象を流体系諸量を固定した条件で求めたが、本計算結果は Fukuda らが求めた現象が、流体系諸量にも強く影響を及ぼし、流体系諸量を含めた周期的な振る舞いを示すことを表している。

## 8.10 風洞実験との比較

2枚のディスクの間を中心から外向きに放射状に流れる超音速流の流体特性を調べる風洞実験が齊藤 [84] 及び、Biswas [85] によって行われている。本節では、風洞実験を模擬した計算を行い実験結果及び、平板流れの理論値との比較を行う。

計算の対象としたチャネルの形状及び実験条件を表 8.10 に示す。計算条件は実験条件と同一である。

表 8.10: チャネル形状と実験条件

LOCATION OF THROAT	60	[mm]
THROAT HEIGHT	8.5	[mm]
LOCATION OF TEST SECTION	100~450	[mm]
TEST SECTION HEIGHT	8.5	[mm]
WORKING GAS	AIR	
STAGNATION PRESSURE	0.79	[MPa]
STAGNATION TEMPERATURE	290	[K]

ディスク高さはスロートからテストセクション出口まで 8.5mm 一定である。

計算によって得られた半径方向の静圧分布を風洞実験の結果と比較し、図 8.42 に示す。また、同図中には等エントロピー変化を仮定したときの静圧の変化の様子を併せて示している。実験結果は半径 0.38m 付近から、背圧の影響を受け、静圧の回復が始まっているので、計算はスロート ( $r=0.06m$ ) から  $r=0.36m$  の位置まで行った。計算結果は実験結果と良く一致している。

速度境界層の様子を実験結果とともに図 8.43 に示す。壁面からの距離をチャネル高さの半分  $y_c$  で規格化し、流速を主流の流速で規格化している。速度プロファイルはほぼ一致している。

半径方向の速度境界層厚さを図 8.44 に示す。同図中には、亜音速乱流平板流れに対する理論式 [86, 87]

$$\delta = 0.38 Re_x^{-1/5} x \quad (Re_x < 10^7) \quad (8.3)$$

を併せて示している。計算によって得られた速度境界層の成長は、亜音速乱流平板流れに対する理論式に比べ小さい。実験値と計算結果は下流部で相違が見られる。

亜音速の乱流平板流れの局所摩擦係数を表す関係式として、次のようなものが知られている [86, 87]。

1/7 乗則に基づく式

$$c_f = 0.058 Re_x^{-0.2} \quad (8.4)$$

Nikuradse の式

$$c_f = 0.023 Re_x^{-0.139} \quad (8.5)$$

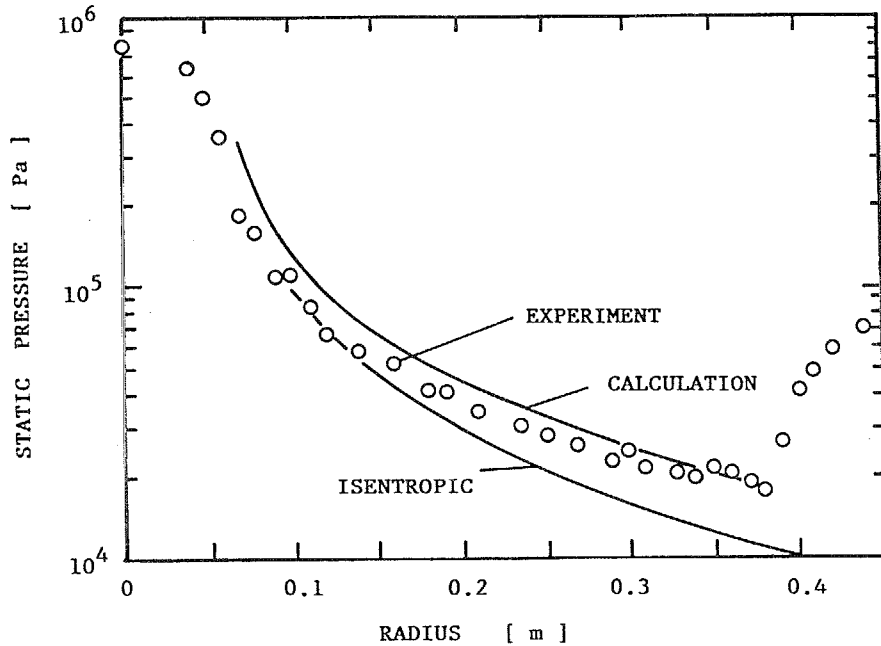


図 8.42: 半径方向の静圧分布の実験値との比較

Karman-Schoenherr の式

$$\frac{1}{\bar{c}_f} = 17.08(\log_{10} \bar{Re}_\theta)^2 + 25.11(\log_{10} \bar{Re}_\theta) + 6.012 \quad (8.6)$$

Hopkins and Inouye [88] は Van Driest の変換関数を用いることで超音速断熱流れと超音速非断熱流れに対して式 (8.6) が成り立つことを示した。図 8.45 に計算によって得られた局所摩擦係数と上の 3 つの式から予測される局所摩擦係数を Reynolds 数の関数として示す。実験によって得られた境界層厚さの発達の様子から、実験に於ける局所摩擦係数の値は計算より大きく、亜音速の理論値より小さいことが推察される。Reynolds 数が小さいところでは計算によって求められた局所摩擦係数が最も大きい。これはスロートでの境界層厚さをゼロとして計算を開始しているためである。Reynolds 数が大きくなっても、局所摩擦係数の平板流れの関係式との相異は大きい。これは、圧力勾配を伴い、かつ内部流れであるディスク内流れの壁面摩擦を平板流れで表すことの限界を示すものである。

同様に、発電時の壁面摩擦係数を図 8.46 に示す。この結果は、FUJI-1 装置の DISK-F3a を対象として、得られた結果である。図中には、準一次元計算で頻繁に用いられている、次の様な理論式の値を併せて示している [1]。

$$c_f = 0.064 \left( \frac{\sigma B^2 r}{\rho u_r Re_x} \right)^{1/5} \quad (8.7)$$

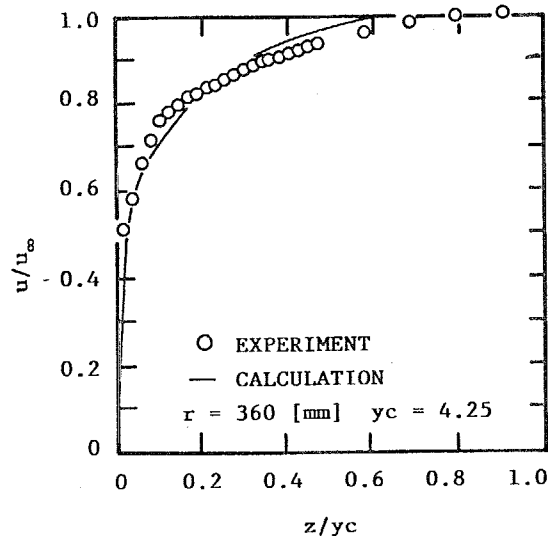


図 8.43: 速度プロファイルの比較

式 (8.7) から求められる値と計算結果に、大きな相違が見られる。特に  $5.0\Omega$  のとき、二次元計算の場合、境界層が剥離し、壁面のせん断力が 0 になり、これにともなって局所摩擦係数が 0 になっている領域で、式 (8.7) は非常に大きな局所摩擦係数を示している。

ディスク内の超音速内部流れに対し、亜音速の乱流平板流れの理論式から導かれる、局所壁面摩擦係数や境界層厚さの式を適用することは不可能である。これは準一次元計算の限界を示すとともに、境界層を含んだ二次元計算の必要性を示すものである。また、これらの二次元計算の妥当性を検討するうえで、精度の良い実験データの蓄積も必要であろう。



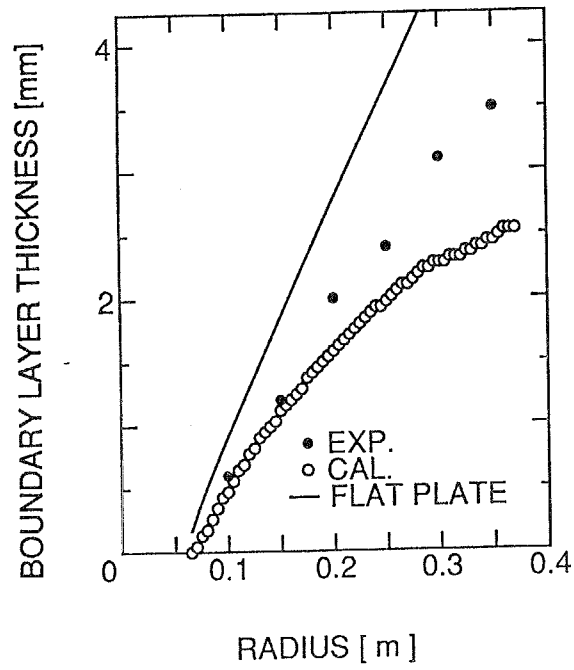


図 8.44: 境界層の成長の様子

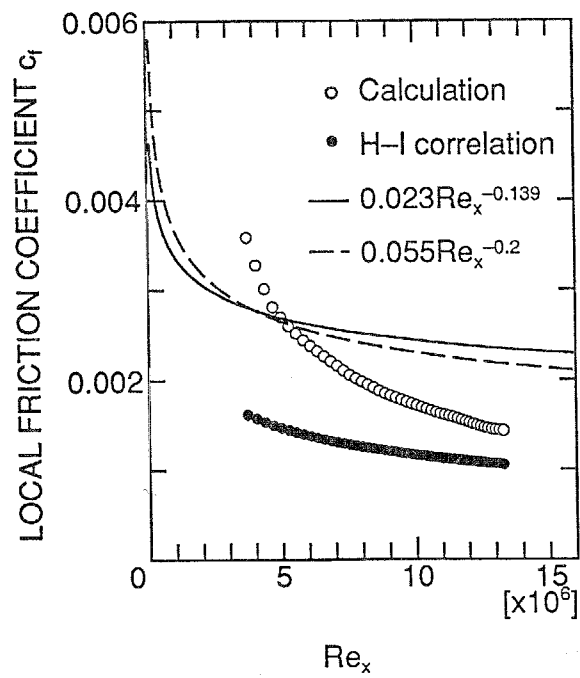


図 8.45: 壁面摩擦係数

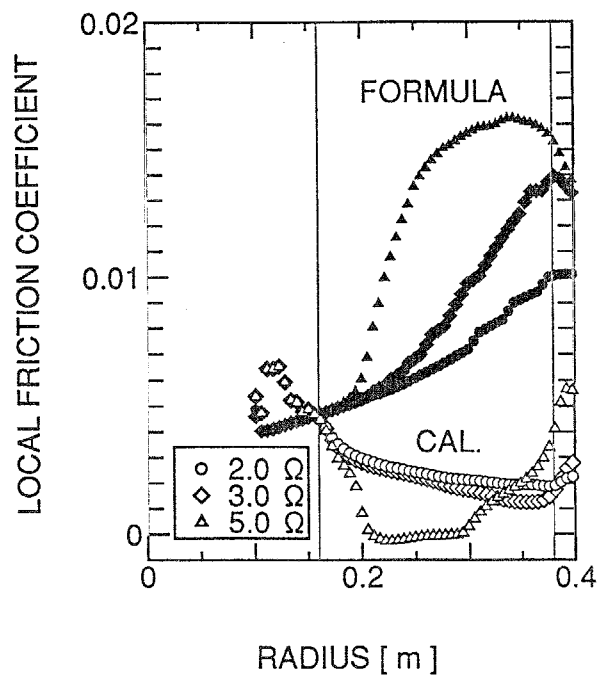


図 8.46: 発電時の壁面摩擦係数

## 第 9 章

### まとめ

ディスク型 CCMHD 発電機の境界層の振る舞いに着目して、 $r$ - $z$  の二次元平面に於ける数値シミュレーションコードの開発を行った。そして、発電機内の境界層を含む電磁流体の挙動を模擬した数値シミュレーションに成功した。以下に第 II 編の結論として、数値シミュレーションによって明らかになった、ディスク型 MHD 発電機の特徴をまとめる。

- (1) Lorentz 力によって、CCMHD 発電チャンネル内の境界層厚さは急激に成長する。Faraday 電流密度の大きい開放側負荷条件ほど境界層の成長は著しく、発電チャンネル入口で境界層剥離が観察された。また、壁面近傍の作動流体の静温が上昇するために、開放負荷条件ほど壁面熱流束も大きくなる。非平衡電離のために境界層内の電気伝導度が高い。よって、境界層厚さが厚く、電界の高い、高負荷抵抗時の場合、境界層内を通じて大きな Hall 電流漏れが発生し、発電出力の低下を招く。
- (2) シード率を大きくすることによって、最大出力が得られる負荷抵抗値は小さくなる。最大出力が得られる条件と発電チャンネル内の Mach 数には相関があり、発電チャンネル内の作動流体が Mach1.0 ~ 1.5 に減速される Lorentz 力が作動流体に対して作用する条件に於いて最大出力が得られる。
- (3) 全圧損失は、負荷抵抗が最大出力が得られる負荷抵抗よりも小さいとき、負荷抵抗とともに増加するが、開放側負荷条件では、ほぼ一定になる。発電チャンネル内の Joule 加熱は負荷抵抗とともに増加するので、断熱効率が最大になる負荷抵抗値は、エンタールピー抽出率が最大となる負荷抵抗よりも短絡側になる。
- (4) 入口スワールを与えることは、発電チャンネル内の静圧を低く保つように作用し、Hall パラメータの増加によって、発電出力の向上につながる事が、二次元計算によっても確認できた。円周方向の流速成分は高負荷抵抗時に特異な速度プロファイルを示すが、円周方向の流速成分の発電出力への直接的な寄与が小さいので、発電出力への影響はない。
- (5) 発電チャンネルの断面積比を大きくすることは、発電チャンネル内の流速を高く保つことはもとより、発電チャンネル内の静圧を低く保つ効果があり、入口スワールを与えた

きと同様に Hall パラメータが大きくなり、発電出力が増加する。

発電機入口境界条件としての澱み点温度の影響を調べた。ディスク型 MHD 発電機の発電性能に与える澱み点温度の影響は、澱み点温度が変化することによる気体力学的な影響よりも、むしろ澱み点温度が変化することによって発電チャンネル入口で得られる電子温度の変化による影響が大きい。作動気体の入口澱み点温度が低くても、発電チャンネル入口の電子温度さえ高く保つことができれば、高い発電効率を達成できる可能性が示された。

発電チャンネル入口に電圧損失が発生しない範囲内で、澱み点圧力の変化による出力の制御は有効であり、このとき外部負荷抵抗の制御が必要である。

# 第 10 章

## 結論

### 10.1 まとめ

本論文は、FUJI-1 装置を用いた発電実験と、新たに開発を行った発電機内の境界層を含む電磁流体の挙動を模擬することができる  $r$ - $z$  二次元平面に於ける数値シミュレーションコードを用いた数値計算によって、ディスク型 CCMHD 発電機の発電特性について論じたものである。以下に、本論文の結論を示す。

- (1) ディスク型 CCMHD 発電機の持つ高いエンタルピー抽出率の実証を目的として、発電流路形状が発電性能に与える影響を調べる実験を行った。その結果、澱み点圧力を小さくしノズル内の Hall パラメータを大きくすること、シード率を大きくし電気伝導度を高めることによって、発電チャネル入口の電圧損失を抑制し、更に、流路断面積比の大きな発電チャネルを用いることで、18%という高いエンタルピー抽出率を達成し、CCMHD 発電機の高出力特性を実証した。流路断面積比の大きな発電機を用いることで、発電流路内の静圧上昇を低く抑え、高い流速と高い Hall パラメータを維持することができ、高い電界を得ることができるとを明らかにした。発電チャネルの入口で高い電気伝導度を持つプラズマを得るために、超音速ノズル内の Mach 数を高くすることにより、高い Hall パラメータを保たなければならないことを示した。一方、数値シミュレーションによって、発電チャネルの断面積比を大きくすることは、発電チャネル内の流速を高く保つことはもとより、発電チャネル内の静圧を低く保つ効果があり、Hall パラメータが大きくなり、発電出力が増加することを示した。
- (2) ヘリウムを作動流体に用いた高性能なディスク型 CCMHD 発電機の実現の可能性について実験的な検証を行った。ヘリウムを作動流体とする場合、発電チャネル入口に存在する大きな電圧損失のために、得られた電気出力はアルゴンの場合に比べて比較的小さなものであった。発電チャネルの下流部に於いて、ヘリウムの高い流速を反映した、高い電界が得られ、ヘリウムを作動流体に用いた場合でも、入口の電圧損失を無くすることによって、高い発電効率を得ることが可能である。発電チャネル入口の電圧損失の低減を目的とし、シード率と澱み点温度の影響を調べた。シード率の増加

によって、発電チャネル入口の電圧損失を低減することができる。しかし、発電チャネル下流部の流速が低下し、発電出力の飛躍的な上昇にはつながらなかった。激み点温度の上昇によって、発電チャネル入口の電圧損失が小さくなり、電気出力が向上した。このとき、発電チャネル下流部での電界は十分に高く、電圧損失を打ち消し、発電出力を向上させるために、作動気体の激み点温度を上昇させることが有効である。また、数値シミュレーションによって、発電機入口境界条件としての激み点温度の影響を調べた。ディスク型 MHD 発電機の発電性能に与える激み点温度の影響は、激み点温度が変化することによる気体力学的な影響よりも、むしろ激み点温度が変化することによって発電チャネル入口で得られる電子温度の変化による影響が大きい。作動気体の入口激み点温度が低くても、発電チャネル入口の電子温度さえ高く保つことができれば、高い発電効率を達成できる可能性が示された。

- (3) 数値シミュレーションによって、ディスク型 CCMHD 発電機の境界層の振る舞いと発電性能に与える影響を調べた。Lorentz 力によって、CCMHD 発電チャネル内の境界層厚さは急激に成長する。Faraday 電流密度の大きい、開放側負荷条件ほど境界層の成長は著しく、発電チャネル入口で境界層剥離が観察された。また、壁面近傍の作動流体の静温が上昇するために、開放負荷条件ほど壁面熱流束も大きくなる。非平衡電離のために境界層内の電気伝導度が高い。よって、境界層厚さが厚く、電界の高い高負荷抵抗時の場合、境界層内を通じて大きな Hall 電流漏れが発生し、発電出力の低下を招く。
- (4) 数値シミュレーションによって、高い発電性能を有するディスク型 CCMHD 発電機の発電特性について調べた。最大出力が得られる条件と発電チャネル内の Mach 数には相関があり、発電チャネル内の作動流体が Lorentz 力によって Mach1.0 ~ 1.5 に減速される条件に於いて最大出力が得られる。全圧損失は、負荷抵抗が最大出力が得られる負荷抵抗よりも小さいとき、負荷抵抗とともに増加するが、開放側負荷条件では、ほぼ一定になる。発電チャネル内の Joule 加熱は負荷抵抗とともに増加するので、断熱効率が最大になる負荷抵抗値は、エンタルピー抽出率が最大となる負荷抵抗よりも短絡側になる。

## 10.2 今後の課題

最後に、本論文の考察から明らかとなった、ディスク型 CCMHD 発電機の実用化に向けて、今後、解決しなければならない重要な課題を示す。これらのいくつかは、既に本論文中で指摘している。

- (1) 実験に用いた DISK-F3r 発電機は、発電チャネル入口の Mach 数が低く、発電チャネル入口で電圧損失が発生し易い発電機であった。DISK-F3r の断面積比を持ち、発電チャネルの入口 Mach 数の高い発電機を用いれば、20%を越えるエンタルピー抽出率の実現は、FUJI-1 装置でも十分に可能である。また、そこで実現されるであろう、非常に高い相互作用下での流れの挙動の解明は、重要な課題である。

- 2) 数値計算を用いた CCMHD 発電機の設計は、主に電離不安定性の抑制が設計のコンセプトであり、境界層の成長の抑制や流れの安定性に関する議論はなされていない。MHD 発電に於ける流体力学的な性質を考慮した、電離不安定性の抑制を含む二次元的な設計概念の確立が必要である。
- 3) 発電チャンネル入口の電圧損失の抑制は、CCMHD 発電機の高性能化において非常に重要な課題である。そのために、超音速ノズル内でのシード原子の電離過程の解明と数値シミュレーションの確立を行う必要があり、最終的には、超音速ノズルの設計概念を確立しなければならない。
- 4) 数値シミュレーションに於ける背圧の導入は、単に、流体力学的な興味のみならず、MHD 発電機において重要な断熱効率の議論と深い関係がある。ディスク型 CCMHD 発電機のディスク型ディフューザの開発例はほとんど見あたらず、今後ディフューザの開発のためにも必要である。
- 5) CCMHD 発電機の壁面摩擦係数を簡単な代数方程式で与えることは困難であろう。よって、壁面摩擦を考慮するには、境界層を含んだ二次元解析が不可欠であり、より詳細な解析には MHD 相互作用の効果を含んだ乱流モデルの確立が必要である。
- 6) 本論文で明らかにした最大断熱効率を得られる負荷抵抗と最大エンタルピー抽出率が得られる負荷抵抗の相違は、その原因が境界層の影響ではなく Joule 加熱にあるので、発電機の大型化によって小さくならないであろう。よって、CCMHD 発電機をトッパとするあるサイクルを構成したときに、サイクル全体の効率を最大とする CCMHD 発電機の負荷条件の解明は、今後、CCMHD 発電機の設計概念を確立する上で重要な課題である。また、断熱効率を上昇させるには、Joule 加熱をなるべく低く抑えなければならない。Joule 加熱を低く抑える方策を検討する必要がある。
- (7) 数値シミュレーションによって明らかになった Lorentz 力による境界層の成長を実験装置で速度プロファイルを計測することで実験的に検証する必要がある。

## 参考文献

- [1] Rosa,R.J., "Magnetohydrodynamic Energy Conversion," McGraw-Hill, *New York*, 1963
- [2] 塩田 進、"最近のクローズドサイクル MHD 発電の研究、" 電学論 B, 111 巻, 3 号, 1991
- [3] 後藤、ほか、"ディスク型 MHD 発電機の高性能化、" 電気学会新・省エネルギー研究会、ESC-90-30, pp.41-50, 1990
- [4] Sutton, G.W. and Sherman, A., "Engineering Magnetohydrodynamics," McGraw-Hill, 1965
- [5] Louis, J.F., "The Disk Generator, Its Status and its Potential," *Energy Conversion and Management*, vol.24, No.3, pp.191-203, 1984
- [6] Yoshikawa, K. et al., "Inert Gas MHD Triple Combined Cycle ( Part I: System)," *Proc. of 10th Int. Conf. MHD*, 1989
- [7] Velikov, E.P. and Dykhne, A.M., "Plasma Turbulence Due to the Ionization Instability in a Strong Magnetic Field," *Proc. of 6th Int. Conf. MHD*, pp.46-54, 1963
- [8] Kerrebrock, J.L., "Nonequilibrium Ionization Due to Electron Heating: I. Theory," *AIAA J.*, Vol.2, No.6, pp.1072-1080, 1964
- [9] Brederlow, G. and Hodgson, R.T., "Electrical Conductivity in Seeded Noble Gas Plasmas in Crossed Electric and Magnetic Fields," *AIAA J.*, Vol.6, No.7, pp.1277-1284, 1968
- [10] Kerrebrock, J.L. and Dethlefsen, R., "Experimental Investigation of Fluctuations in a Nonequilibrium MHD Plasma," *AIAA J.*, Vol.6, No.11, pp.2115-2121, 1968
- [11] Nakamura, T., and Riedmüller, W., "Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed," *AIAA J.*, Vol.12, No.5, pp.661-668, 1974
- [12] Veefkind, A. et al., "Generator Performance Experiments with a Shock Tunnel Driven Noble Gas MHD Disk Generator," *Proc. of 9th Int. Conf. on MHD*, pp.359-373, 1986



- [13] Veefkind, A. et al., "High-Power Density Experiments in a Shock-Tunnel MHD Generator," *AIAA J.*, Vol.14, No.8, pp.1118-1122, 1976
- [14] Veefkind, A., "High Enthalpy Extraction from a Shock Tunnel Driven Noble Gas MHD Disk Generator," *The ILG Closed Cycle Specialist Meeting*, 1985
- [15] Blom, J.H. et al., "First Experiments with the Eindhoven 5 MW Thermal MHD Blow-down Experiment," *Proc. of 7th Int. Conf. on MHD*, Vol.1, pp.102-109, 1980
- [16] Balemans, W.J.M., et al., "High Enthalpy Extraction Experiments with the Eindhoven Blow-Down Facility," *Proc. of 9th Int. Conf. on MHD*, pp.330-340, 1986
- [17] van Veldhuizen, E.M. and Lambert, A.J.D., "Analysis of Fluctuation in a Closed Cycle MHD Generator," *Proc. of 9th Int. Conf. on MHD*, pp.1588-1597, 1986
- [18] Rietjens, L.H.Th., "The Dutch MHD Program," *Proc. of 10th Int. Conf. on MHD*, pp.I.37-I.40, 1989
- [19] Sens, A.F.C., Veefkind, A., Uhlenbusch, J.H. and Rietjens, T.H.Th., "First Experimental Results with the Eindhoven Shock Tube-Driven Closed Cycle MHD Disk Generator," *Proc. of the 17th Symp. Eng. Aspects MHD*, pp.H3.1-H3.7, 1979
- [20] Loubisky, W.J., Hruba, V.J. and Louis, J.F., "Detailed Studies in a Disk Generator with Inlet Swirl Driven by Argon," *Proc. of the 15th Symp. Eng. Aspects MHD*, pp.VI.4.1-VI.4.5, 1976
- [21] Hurby, V.J., "Experimental Investigation of the MHD Disk Generator with Inlet Swirl," M.S. Engineer Thesis, MIT, February, 1976
- [22] Yamasaki, H. and Shioda, S., "MHD Power Generation with Fully Ionized Seed," *J. of Energy*, Vol.1, No.5, pp.301-305, 1977
- [23] Harada, N. et al., "High Performance of a Nonequilibrium Disk MHD Generator," *Proc. of 10th Int. Conf. on MHD*, pp.XII.7-XII.13, 1989
- [24] Harada, N., et al., "High Enthalpy Extraction from a Helium Driven Disk MHD Generator," *J. of Propulsion and Power* Vol.5, No.3, pp.353-357, 1989
- [25] Shioda, S. et al., "The FUJI-1 Facility for Closed Cycle MHD Power Generation Experiment," *Proc. of the 20th Symp. Eng. Aspects MHD*, pp.6.5.1-6.5.6, 1982
- [26] Yamasaki, H., et al., "First Experiments of Closed Cycle MHD Power Generation with FUJI-1," *Proc. of 8th Int. Conf. on MHD*, pp.173-180, 1983
- [27] Yamasaki, H., et al., "High Interaction Disk Experiments in the FUJI-1 Facility," *Proc. of the 26th Symp. Eng. Aspects MHD*, pp.7.1.1-7.1.7, 1988

- [28] Yamasaki,H., et al., "High Interaction Disk Experiments in the FUJI-1 Facility (Additional Paper)," *Proc. of the 26th Symp. Eng. Aspects MHD*, 1988
- [29] Harada,N., et al., "High Enthalpy Extraction Demonstration with Closed Cycle Disk MHD Generators," *Proc. of the 28th Symp. Eng. Aspects MHD*, pp.IX.3.1-IX.3.8, 1990
- [30] Harada,N., et al., "Results of FUJI-1 Power Exrtaction Experiment Driven by Helium," *Proc. of the 29th Symp. Eng. Aspects MHD*, pp.VIII.3.1-VIII.3.9, 1991
- [31] Yamasaki,H., et al., "High Enthalpy Extraction Experiments with the FUJI-1 Disk Generator," *Proc. of the 27th Symp. Eng. Aspects MHD*, pp.6.1.1-6.1.7, 1989
- [32] Yamasaki,H., et al., "High Enthalpy Extraction in the FUJI-1 Disk Generator Experiments," *Proc. of 10th Int. Conf. on MHD*, pp.XII.30-XII.37, 1989
- [33] Harada,N., Ishikawa,T., Kizuka,N., Nakamichi,K., Okamura,T. and Shioda,S., "Effect of Channel Shape on the Performance of Closed Cycle MHD Generator," *Proc. of 11th Int. Conf. MHD*, Vol.4, pp.1161-1166, 1992
- [34] Harada,N. et al., "Recent Studies on Closed Cycle MHD Power Generation," *Proc. of 30th Symp. on Eng. Asp. of MHD 1992*
- [35] 山岬、ほか9名、"「FUJI-1」装置の現状報告、"第9回エネルギー利用と直接発電シンポジウム、pp.269-276、1987
- [36] 吉川、栴島、塩田、"クローズドサイクルMHD発電用蓄熱形高温熱交換器の研究 第1報," 日本機械学会論文集、51-461、pp.370、1985
- [37] 吉川、栴島、塩田、"クローズドサイクルMHD発電用蓄熱形高温熱交換器の研究 第3報," 日本機械学会論文集、52-475、pp.1399、1986
- [38] 阿部豊、ほか、"2000C級ペブル床超高温熱交換器の開発、" 日本機械学会論文集B編、58巻、553号、1992
- [39] Mitchner,M. and Kruger,C.H., "Partially Ionized Gases," *John Wiley and Sons, New York*, 1973
- [40] 下條 ほか10名、"「FUJI-1」ディスク型発電機での実験結果 その3," 新省エネルギー研究会、電気学会、19-28、1988
- [41] Okamura,T. et al., "Superconducting Magnet for a Disc Generator of the FUJI-1 Facility," *Cryogenics*, Vol.25, 483-491,1985
- [42] 山岬 ほか10名、"6MW熱入力ディスク型発電機での実験結果 [FUJI-1装置]," 第8回エネルギー利用と直接発電シンポジウム、245-254、1986

- [43] 斎藤、ほか6名、"ディスク形 MHD 発電流路内の流れの挙動、" 機械学会論文集 B 編、56 巻、524 号、pp.996、1990
- [44] 斎藤、ほか6名、"ディスク形 MHD 発電機の性能に対する上流全圧の影響、" 機械学会論文集 B 編、57 巻、535 号、pp.217、1991
- [45] 角田、ほか6名、"強いローレンツ力下での超音速流れ(断面積比の影響と圧力損失)、" 機械学会論文集 B 編、58 巻、550 号、pp.115、1992
- [46] Kerrebrock, J.L., "Magnetohydrodynamic Generators with Nonequilibrium Ionization," *AIAA J.*, Vol.3, No.4, pp.591-601, 1965
- [47] Harada, N., "High Enthalpy Extraction Experiments in Nonequilibrium MHD Electrical Power Generators," 東京工業大学博士論文、1988
- [48] Okuno, Y., et al., "Comparative Studies of the Performance of Closed Cycle Disk MHD Generators Using Argon, Helium and an Argon-Helium Mixture," *Energy Conversion and Management* Vol.25, No.3, pp.345-353, 1985
- [49] Harada, N., et al., "High Enthalpy Extraction from a Helium Driven Disk MHD Generator," *J. of Propulsion and Power* Vol.5, No.3, pp.353-357, 1989
- [50] 池田弘一、"FUJI-1 ディスク型発電機におけるプラズマ分光計測、" 東京工業大学修士論文、1991
- [51] Solbes, A., "Quasi-linear Plain Wave Study of Electrothermal Instabilities," *Proc. of Int. Symp. MHD*, vol.1 pp.499, Warsaw, 1968
- [52] Brederlow, G. and Witte, K., "Effective Electrical Conductivity and Related Properties of a Nonequilibrium High Pressure MHD Plasma," *AIAA J.* vol.12 No.1, 1974
- [53] Abe, T., Kabashima, S., Yamasaki, H. and Shioda, S., "Numerical Studies of a High Interaction MHD Generator with Fully Ionized Seed," *Energy Conversion and Management*, vol.22 pp.251, 1982
- [54] Okuno, Y., et al., "Comparative Studies of the Performance of Closed Cycle Disk MHD Generator Using Argon, Helium and Argon-Helium Mixture," *Energy Conversion and Management*, vol.25 No.3 pp.345-353, 1985
- [55] Okuno, Y., Yamasaki, H., Kabashima, S. and Shioda, S., "Voltage-Current Characteristics of an Inert Gas Driven Disk Generator with High Enthalpy Extraction," *Trans. I.E.E.*, vol.107 pp.162, 1987
- [56] 原武久、卯本重郎、松田治、"有限要素法の MHD 発電機の解析への適用、" 電気学会論文誌 A 53-A24、1978

- [57] 原武久、卯本重郎、伊東健、"有限要素法による MHD 発電機の三次元解析、"電気学会論文誌 A 54-A50、1979
- [58] Hara, T. and Umoto, J., "Three-Dimensional Effects of Electrode Configuration on Diagonal MHD Generator Performance," *J. Energy* vol.3 No.1 pp.16-22, 1979
- [59] Matsubara, H., Shimura, T., Nakaya, K. and Kabashima, S., "Behaviors of Nonequilibrium MHD Plasma in A High Interaction Disk Generator," *IEEE Transaction of Plasma Science*, Vol.18, No.4, pp.742-748, 1990
- [60] Inui, Y., Hara, T., Ishikawa, M. and Umoto, J., "Two-Dimensional Calculation of Performance of Nonequilibrium Disk MHD Generator Using Helium Gas," *Proc. of 10th International Conference on MHD Electrical Power Generation*, Vol.XII, pp.XII.22-XII.29, 1989
- [61] Fukuda, H. and Kabashima, S., "Ring-Shaped Discharge Structure in a Closed Cycle MHD Disk Generator," *J. Propulsion and Power*, Vol.3 No.3 pp.249-253, 1987
- [62] 松原弘直、D.Biswas、梶島成治、山岬裕之、"ディスク型 MHD 発電機内の境界層に関する数値解析、"第 9 回エネルギー利用と直接発電シンポジウム、pp.55、1987
- [63] Biswas, D., et al., "Boundary Layer Effect in He and Ar Driven Disk MHD Generators," *Energy Convers. Mgmt.*, Vol.28, No.1, pp.105-115, 1988
- [64] Matsubara, M., et al., "Design of Helium-Driven MHD Disk Generators with High Performance," *Energy Convers. Mgmt.*, Vol.30, No.1, pp.55-67, 1990
- [65] 乾、石川、卯本、"非平衡ディスク型 MHD 発電機の境界層を考慮した二次元解析、"電気学会論文誌 B Vol.112, pp.507 1992
- [66] 末包、吉川、梶島、"ディスク型 CCMHD 発電機における境界層の影響、"電気学会論文誌 B Vol.113, No.5, pp.571-577 1993
- [67] Hinnov E. and Hirschberg J., "Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas," *Physical Review*, vol.125 No.3, pp.795-801, 1962
- [68] Visconti, P.J., Slevin, J.A. and Rubin, K., "Absolute Total Cross Sections for the Scattering of Low-Energy Electrons by Rubidium, Cesium and Potassium," *Physical Review A*, vol.3 No.4, pp.1310-1317, 1971
- [69] Golden, D.E., "Comparison of Low-Energy Total and Momentum-Transfer Scattering Cross Sections for Electron on Helium and Argon," *Physical Review*, vol.151 No.1, pp.48-51, 1966

- [70] Hara, T., Veefkind, A., Rietjens, H. Th., "A Numerical Investigation of The Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Channels," *19th SEAM, UTSI, Tullahoma*, pp.7.2.1-7.2.6, 1981
- [71] Takewaki, H. and Yabe, T., "The Cubic-Interpolated Pseudo Particle (CIP) Method: Application to Nonlinear and Multi-dimensional Hyperbolic Equations," *J. Comput. Phys.* Vol.70, pp.355, 1987. *Phys.* Vol.59, pp.11, 1986
- [72] Nishiguchi, A. and Yabe, T., "Second-Order Fluid Particle Scheme," *J. Comput. Phys.* Vol.52, pp.390, 1983
- [73] Yabe, T. and Aoki, T., "A Universal Solver for Hyperbolic Equations by Cubic-polynomial Interpolation I. One-dymensional Solver," *Computer Physics Communications* Vol.66, pp.219, 1991
- [74] Yabe, T. et al., "A Universal Solver for Hyperbolic Equations by Cubic-polynomial Interpolation II. Two- and Three-dymensional Solver," *Computer Physics Communications* Vol.66, pp.233, 1991
- [75] Yabe, T. et al., "A Multidimensional Cubic-Inerpolated Pseudoparticle(CIP) Method without Time Splitting Technique for Hyperbolic Equations," *J. Phys. Soc. Japan* Vol.59, No.7 pp.2301, 1990
- [76] Aoki, T., and Yabe, T., "Multi-dimensional Cubic Interpolation for ICF Hydrodynamics Simulation," *National Institute for Fusion Science Research Report NIFS-82*, 1991
- [77] "技術資料流体の熱物性値集," 日本機械学会、1983
- [78] Baldwin, B., and Lomax, H., "Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", *AIAA Paper*, AIAA-78-257, 1978
- [79] 保原、大宮司編: "数値流体力学," 東京大学出版会、1992
- [80] 菊池文雄、"有限要素法概説," サイエンス社、1980
- [81] 矢川元基、吉村忍、"有限要素法," 培風館、1991
- [82] Louis, J. F., "Disk Generator," *AIAA J.*, Vol.6, pp.1674-1678, 1968
- [83] Harada, N., Kizuka, N., Okamura, T. and Shioda, S., "Improvement of Enthalpy Extraction above 30% in Disk CCMHD Generator with Inlet Swirl," *AIAA 24th Plasmadynamics and Lasers Conference* AIAA 93-3190, 1993
- [84] 斉藤、"強い相互作用下でのディスク型 MHD 発電機の流体特性," 東京工業大学修士論文、1988

- [85] Biswas, D., "Studies on Supersonic Radial Flow Behavior in a Disk MHD Generator Channel," 東京工業大学博士論文、 1987
- [86] Schlichting, "Boundary Layer Theory," seventh edition, McGraw Hill, 1987
- [87] 日野幹雄、"流体力学、" 朝倉出版、1992
- [88] Hopkins, E. and Inouye, M., "An Evaluation of Theories for Predicting Turbulent Skin Friction and Heat Transfer on Flat Plates at Supersonic and Hypersonic Mach Numbers", AIAA J. Vol.9, No.6 p.p.993, 1971

# 表 目 次

2.1	DISK-F3a 発電機の形状 . . . . .	12
3.1	実験条件 (流路形状の相違) . . . . .	19
3.2	発電実験条件 . . . . .	19
4.1	ヘリウムとアルゴンの相違 . . . . .	34
4.2	発電実験条件 . . . . .	36
8.1	計算条件 . . . . .	67
8.2	計算条件 . . . . .	78
8.3	計算条件 . . . . .	86
8.4	計算条件 . . . . .	96
8.5	入口境界条件 . . . . .	96
8.6	計算条件 . . . . .	104
8.7	計算条件 . . . . .	109
8.8	計算結果 . . . . .	109
8.9	澱み点圧力を変化させた計算条件 . . . . .	114
8.10	チャンネル形状と実験条件 . . . . .	118

# 目次

1.1	ディスク型 CCMHD 発電機の形状	2
1.2	東京工業大学で得られたエンタルピー抽出率の推移	4
2.1	FUJI-1 装置の概略	9
2.2	FUJI-1 装置の磁場分布	11
2.3	ディスク型発電機の断面図	12
2.4	測定系の概略図	13
2.5	発電機内の計測位置	14
3.1	発電流路形状	17
3.2	発電機の断面積比	18
3.3	DISK-F3r 発電機を用いた発電実験の代表的なタイムシーケンス	20
3.4	非発電時の流体の挙動に与える流路形状の影響	21
3.5	エンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性に与える発電流路形状の影響	22
3.6	電圧電流特性に与える発電流路形状の影響	22
3.7	発電時に於ける流路形状の静圧分布に与える影響	26
3.8	発電時に於ける流路形状の Hall 電位分布に与える影響	27
3.9	澱み点圧力が高い場合に得られた Hall 電位分布に与える流路形状の影響	28
3.10	電圧電流特性に与える澱み点温度の影響	29
3.11	Hall 電位分布に与える澱み点温度の影響	29
3.12	シード率による電圧電流特性の変化	30
3.13	シード率による電気出力の変化	30
3.14	シード率による Hall 電位分布の変化	31
3.15	シード率による静圧分布の変化	32
4.1	ヘリウムを作動気体に用いた発電実験の典型的なタイムシーケンス	38
4.2	ヘリウムまたはアルゴンを作動気体として得られた典型的な電圧電流特性	39
4.3	作動流体による Hall 電位分布の変化	40
4.4	アルゴン及びヘリウムを作動流体として得られたセシウム共鳴線強度の変動	41
4.5	Hall 電位分布に与えるシード率の影響	42
4.6	電圧電流特性に与えるシード率の影響	45
4.7	電気出力の負荷抵抗依存性に与えるシード率の影響	45



4.8	電子温度の変動 (SMA) . . . . .	46
4.9	電子温度の変動 (2 波長固定法) . . . . .	47
4.10	発電時及び非発電時の静圧分布に与える作動流体の影響 . . . . .	48
4.11	半径方向の静圧分布に与える澱み点圧力の影響 . . . . .	49
4.12	発電チャンネルの全圧比に与える作動流体の影響 . . . . .	49
4.13	澱み点温度による電圧電流特性の変化 . . . . .	50
4.14	澱み点温度による発電出力の負荷抵抗依存性の変化 . . . . .	50
4.15	澱み点温度による Hall 電位分布の変化 . . . . .	51
4.16	開放負荷条件での澱み点温度による Hall 電位分布の変化 . . . . .	51
7.1	数値計算の領域 . . . . .	62
7.2	計算に用いたスタッガードメッシュ . . . . .	64
8.1	計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布 . . . . .	70
8.2	計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布 . . . . .	71
8.3	計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布 . . . . .	72
8.4	発電機内の流速分布 . . . . .	73
8.5	速度境界層厚さの成長の様子 . . . . .	74
8.6	発電機内の電流パターンと電位の分布 . . . . .	75
8.7	発電チャンネル内、 $r=0.255\text{m}$ の半径位置における、境界層内の諸量の分布 . . . . .	76
8.8	発電機内の静温の分布 . . . . .	76
8.9	壁面熱流束 . . . . .	77
8.10	計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布に与える負荷抵抗の影響 . . . . .	80
8.11	計算によって得られた主流における諸量の半径方向分布に与える負荷抵抗の影響 . . . . .	81
8.12	発電機内の電流分布に与える負荷抵抗の影響 . . . . .	82
8.13	電流の流れる方向が逆転する境界線 . . . . .	83
8.14	境界層の成長の様子と速度プロファイルに与える負荷抵抗の影響 . . . . .	84
8.15	壁面熱流束と静温プロファイルに与える負荷抵抗の影響 . . . . .	85
8.16	シード率による電圧電流特性の変化 . . . . .	87
8.17	シード率による出力の負荷抵抗依存性の変化 . . . . .	88
8.18	半径方向の諸量の分布に与えるシード率の影響 . . . . .	89
8.19	半径方向の諸量の分布に与えるシード率の影響 . . . . .	90
8.20	シード率と負荷抵抗を変数とした等エンタルピー抽出率線 . . . . .	91
8.21	シード率と負荷抵抗を変数とした等 Mach 数線 . . . . .	91
8.22	断熱効率とエンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性 . . . . .	92
8.23	断熱効率とエンタルピー抽出率の関連 . . . . .	93
8.24	発電機内の流れに対する Mollier 線図 . . . . .	95
8.25	諸量の半径方向分布に与えるスワールの効果 . . . . .	99

8.26	諸量の半径方向分布に与えるスワールの効果 . . . . .	100
8.27	円周方向の流速の境界層 . . . . .	101
8.28	電圧電流特性に与える入口スワールの影響 . . . . .	101
8.29	エンタルピー抽出率に与える入口スワールの影響 . . . . .	102
8.30	計算に用いた断面積比の異なる発電チャンネル . . . . .	103
8.31	断面積比の異なる発電チャンネルで得られた電圧電流特性 . . . . .	105
8.32	半径方向の諸量の分布に与える発電機断面積比の影響 . . . . .	106
8.33	発電機形状の境界層の成長への影響 . . . . .	107
8.34	断面積比の異なる2つの発電機で得られた電流分布 . . . . .	108
8.35	諸量の半径方向分布に与える澱み点温度と電子温度の影響 . . . . .	111
8.36	発電機内の電流パターンに与える澱み点温度と電子温度の影響 . . . . .	112
8.37	発電機内の電子温度分布に与える発電機入口電子温度の影響 . . . . .	113
8.38	エンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性に与える澱み点圧力の影響 . . . . .	115
8.39	電圧電流特性に与える澱み点圧力の影響 . . . . .	115
8.40	発電機内の諸量の分布に与える澱み点圧力の影響 . . . . .	116
8.41	電離不安定性の有無による流速の収束の様子 . . . . .	117
8.42	半径方向の静圧分布の実験値との比較 . . . . .	119
8.43	速度プロファイルの比較 . . . . .	120
8.44	境界層の成長の様子 . . . . .	121
8.45	壁面摩擦係数 . . . . .	121
8.46	発電時の壁面摩擦係数 . . . . .	122

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、終始懇切丁寧なご指導を賜りました柁島成治教授、吉川邦夫教授、塩田進教授に慎んで感謝の意を表します。特に、柁島成治教授には、研究に於けるご指導ばかりでなく、博士課程進学等、折にふれ、暖かい励ましを頂きました。

また、山岬裕之教授は、原子炉研に移られた後も、FUJI-1 実験を通して、有意義なご指導を頂きました。大変有り難く、感謝したいと思います。

原田信弘助手、岡村哲至助手には、輪講や日常の研究室生活を通して頻繁に議論をして頂き、多くの示唆を得ることができました。心からお礼申し上げます。

青木尊之助手には、CIP 法を用いた二次元解析コードの開発にあたり、ドイツ出張中から、電子メールを介して多くの相談に乗って頂きました。大変感謝しております。

FUJI-1 実験に於ける計測やデータ解析を通して、斉藤義則氏(現:日立製作所)、角田和己氏(現:芝浦工大)にお世話になりました。FUJI-1 実験だけでなく、数値シミュレーション等に関して多くの議論をさせて頂き、多くの示唆を得ることができました。ありがとうございました。

FUJI-1 装置は大変に大規模な装置であるために、発電実験は多くの人間の協力の上に成り立っています。実際に FUJI-1 実験の計測等に従事された方々のみならず、徹夜の当番に始まり、多くの形で FUJI-1 実験に協力して下さった本研究室の皆様、と東芝の皆様に、改めてお礼申し上げます。

最後に、大学進学に際して、送辞をしたため暖かく励まして下さった祖父母と両親に感謝したいと思います。

本研究の数値シミュレーションは東京工業大学総合情報処理センターの ETA-10 を用いて行ったことを付記します。

*Vol. Suekane*

送辞 哲也君 東都遊學 後山川  
負笈青衿 萬感牽  
過雁蠅頭 頻夢見  
杜心志業 五洲天  
昭和丙寅 寅言 藤岡 謹