

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	非平衡プラズマを作動気体とするディスク形MHD発電機の等エントロピー効率向上に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	中村元
Author(English)	Hajime Nakamura
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第3556号, 授与年月日:1997年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第3556号, Conferred date:1997/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

非平衡プラズマを作動気体とするディスク形MHD発電機の
等エントロピー効率向上に関する研究

指導教官 塩田 進 教授

東京工業大学 総合理工学研究科 エネルギー科学専攻

94D32031 中村 元

平成9年 3月

目次

1 序論	6
1-1 はじめに	6
1-2 本研究の背景	10
1-2-1 非平衡MHD発電の研究	10
1-2-2 非平衡ディスク形発電機の研究	11
1-3 本研究の目的	14
1-4 非平衡MHD発電の基礎方程式	16
2 発電機の等エントロピー効率について	19
2-1 発電機の断面積比の影響	19
2-2 ホール係数の影響	21
2-3 運転条件の影響	25
3 実験装置および計測系	32
3-1 衝撃波管駆動実験装置	32
3-1-1 衝撃波管装置	33
3-1-2 ディスク形MHD発電機	33
3-1-3 シード注入装置	36
3-1-4 水冷鉄心常伝導磁石	37
3-2 計測系	39
3-2-1 衝撃波管末端での計測	39
3-2-2 電気計測	43
3-2-3 気体圧力計測	45
3-2-4 分光計測	46
3-2-5 写真観測	48
3-3 実験データの評価方法	49
3-3-1 熱入力の評価	49
3-3-2 計測された波形の読み方	49
3-3-3 エンタルピー抽出率及び等エントロピー効率の評価	50
3-3-4 ガス流速の評価	51
4 発電実験結果	52
4-1 非発電時の流体特性	52
4-2 高エンタルピー抽出実験	54
4-2-1 実験条件	54
4-2-2 エンタルピー抽出率及び等エントロピー効率	54
4-2-3 負荷抵抗の影響	55

4-2-4	ホール係数の評価	57
4-2-5	考察	60
4-3	等エントロピー効率向上の試み及び等エントロピー効率に関わる 諸量の実験的評価	62
4-3-1	実験条件	63
4-3-2	実験結果	63
4-3-3	発電機内諸量の半径方向分布の評価	67
4-3-4	ジュール散逸の評価	75
4-3-5	考察	77
4-4	プラズマ諸量の揺らぎの観測	79
4-4-1	負荷抵抗の影響	79
4-4-2	磁束密度の影響	81
4-5	本章のまとめ	83
5	数値シミュレーションを用いた発電実験結果の考察	85
5-1	非定常準1次元計算を用いた考察	85
5-1-1	計算手法	85
5-1-2	計算条件	87
5-1-3	発電実験結果との比較	88
5-2	境界層を含めた2次元計算を用いた考察	93
5-2-1	計算手法及び計算条件	93
5-2-2	発電実験結果との比較	94
5-2-3	ホール係数、電気伝導度を与えた計算による考察	98
5-3	本章のまとめ	103
6	結論	104
6-1	結論	104
6-2	等エントロピー効率向上の指針、及び今後の課題	106
Appendix	プラズマ諸量の揺らぎを考慮した非定常準1次元計算	108

記号表

A	: 発電機の流れ方向断面積 (m^2)
A^*	: 発電機のスロート断面積 (m^2)
B	: 磁束密度 (T)
C	: 作動気体が壁面に接する面積 (m^2)
C_e	: 電子の平均熱速度 (m/s)
C_f	: 局所表面摩擦係数
C_p	: 定圧比熱 ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
C_v	: 定積比熱 ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
c	: 光速 (m/s)
E	: 発電機内の電界 (V/m)
$E.E.$	: エンタルピー抽出率
E_s	: 作動気体の単位体積あたりの全内部エネルギー (J/m^3)
e	: 電子の電荷 ($= 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$)
g_i	: i 中性原子の基底状態の統計重み $i =$ 希ガス、シード
g_i^+	: i イオンの基底状態の統計重み $i =$ 希ガス、シード
h	: プランク定数 ($= 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$)
h	: 発電機高さ (m)
h_0	: 作動気体の全エンタルピー (W)
I_F	: ファラデー電流 (A)
I_H	: ホール電流 (A)
J	: 電流密度 (A/m^2)
$J.D.$	: 発電機全体でのジュール散逸 (W)
$j.d.$	: 単位体積あたりのジュール散逸 (W/m^3)
K_H	: 負荷率 ($= -E_r / (\beta u_r B)$)
k	: ボルツマン定数 ($= 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$)
k_H	: i 原子の電離速度係数 (m^3/s) $i =$ 希ガス、シード
k_r	: 再結合速度係数 (m^6/s)
M	: マッハ数
m_e	: 電子の質量 ($= 9.110 \times 10^{-31} \text{ Kg}$)
m_j	: j 粒子の質量 (kg) $j =$ 希ガス、シード、イオン
n_e	: 電子の数密度 (m^{-3})
n_i	: i 原子の数密度 (m^{-3}) $i =$ 希ガス、シード
n_i^+	: i イオンの数密度 (m^{-3}) $i =$ 希ガス、シード
P_L	: 壁面摩擦による抗力
P_r	: プラントル数
$p.d.$	: 出力密度 (W/m^3)
$Power$	: 発電出力 (W)
p_0	: 作動気体の全圧 (Pa, atm)

p_g : 作動気体の静圧 (Pa, atm)
 $Q_{e,j}$: 電子と j 粒子との弾性衝突断面積 (m^2) $j =$ 希ガス、シード、イオン
 Q_L : 作動気体から壁面への熱損失
 R : 気体定数 ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
 Re : レイノルズ数
 R_L : 外部負荷抵抗 (Ω)
 r : 半径 (m)
 S : スワール比 ($= u_\theta / u_r$)
 $S.F.$: シード率
 St : スタントン数
 T_{aw} : 断熱壁温度 (K)
 T_e : 電子温度 (K)
 T_g : 作動気体の静温度 (K)
 T_w : 壁面温度 (K)
 T_0 : 作動気体の全温度 (K)
 t : 時間 (s)
 u : 作動気体の流速 (m/s)
 V_H : ホール電圧 (V)
 β : ホール係数
 β^* : 見かけのホール係数
 β_{eff} : 実効ホール係数
 γ : 比熱比
 δ : 電子のエネルギー損失係数
 ε : シード率
 ε_i : i 原子の電離ポテンシャル (eV or J) $i =$ 希ガス、シード
 η_E : 発電機全体での電気変換効率 ($= Power / (Power + J.D.)$)
 η_e : 局所的な電気変換効率
 η_i : 等エントロピー効率 (= 断熱効率)
 η_p : ポリトロップ効率
 λ : 波長 (m)
 ν : 振動数 (s^{-1})
 $\nu_{e,j}$: 電子と j 粒子の衝突周波数 (s^{-1}) $j =$ 希ガス、シード、イオン
 ρ : 作動気体の質量密度 (kg/m^3)
 σ : 電気伝導度 (S/m)
 σ^* : 見かけの電気伝導度 (S/m)
 σ_{eff} : 実効電気伝導度 (S/m)
 τ : 電子の平均衝突時間間隔 (s)
 ω : サイクロトロン周波数 (s^{-1})

添字

e	: 電子
g	: 作動気体
He	: ヘリウム
Cs	: セシウム
noble	: 希ガス
seed	: シード
ion	: イオン
x	: x - y - z 座標系の x 方向
y	: x - y - z 座標系の y 方向
r	: r - θ - z 座標系の r 方向
θ	: r - θ - z 座標系の θ 方向
H	: ホール方向の成分
F	: ファラデー方向の成分
in	: 発電機入口
out	: 発電機出口

1 序論

1-1 はじめに

MHD (magneto-hydro-dynamics) とは、電磁気学と流体力学が結合されてできた学問であり、導電性を持つ流体が電磁場の中で運動する現象を扱うときに、この学問が必要とされる。導電性を持つ流体には、液体金属や電離気体（プラズマ）があり、これが磁場中を動く現象、例えば、地中のマグマの動きや地球磁場の中の電離層の様子を捕らえる時は、MHD についての知識が必要になる。また、自然現象の解明だけでなく、強いMHD作用を人工的に作り上げ、それを発電機や加速器として積極的に利用しようという試みも行われている。

この中で、MHDを用いた発電という発想は、既に19世紀前半のファラデーの時代に生まれた。当時ファラデーは、磁場の間に水銀を流して、発生する電圧を測る実験を行っていたり、地球磁場を利用し、川や海水の干満の際の流れを使って発電することも考えていたようである。しかし残念ながら、当時は自然に存在している散漫なエネルギーを集約する技術に乏しかったため、これらの実験から得られた電気は微々たるものであった。

しかし、このファラデーの発想は非常に雄大であり、研究者の興味を掻き立てるのに十分なものであるばかりでなく、人類の生活の向上に直接結びつくものでもあるため、現在に至っても、MHD発電についての数多くの研究がなされている。

MHD発電とは、磁場と垂直方向に導電性を持った流体を流し、そのとき発生した起電力を外部負荷により取り出すものである。MHD発電の概念を図1-1に示す。

MHD発電は基本的にはファラデーの電磁誘導の法則に基づくものであり、磁場 B と作動流体の流れ方向 u のそれぞれの垂直方向（図の y 方向）に発生したファラデー起電力 $u \times B$ を外部に取り出すものが基本に

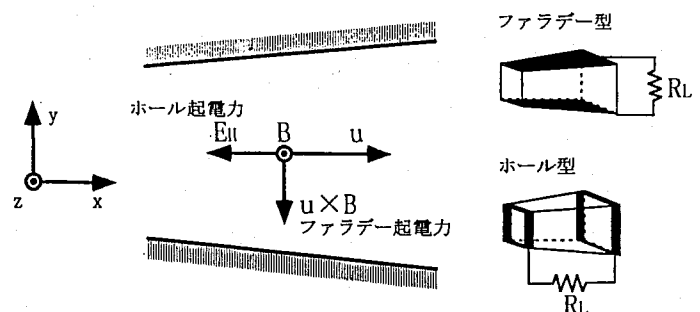


図 1-1 MHD発電の概念図

なる。ただし、作動流体中では荷電粒子（主に電子）が流れ方向（図の x 方向）にも自由に動くことができるため、荷電粒子は x 方向にドリフト運動[※]をする。その結果、 x 方向にも起電力（ホール起電力）が発生する。

このように、MHD 発電機内ではファラデー方向（ y 方向）とホール方向（ x 方向）双方に起電力が発生するため、ファラデー方向の起電力を外部負荷により取り出す「ファラデー型」と、ホール方向の起電力を取り出す「ホール型」の発電機が存在する。（斜め方向に電気を取り出す「ダイアゴナル型」も存在する）

MHD 発電機の出力密度は、 $\sigma u^2 B^2$ （ σ ：作動流体の電気伝導度（S/m）、 u ：作動気体の流速（m/s）、 B ：磁束密度（T））に比例するため、作動流体には電気伝導度や流速の大きいものが要求される。そのため、MHD 発電の作動流体には、弱電離プラズマや液体金属が考えられている。弱電離プラズマを用いた場合には、流速を数百～数千 m/s まで加速することが可能であるが、電気伝導度は 1～数百 S/m 程度となる。一方、液体金属を用いた場合は、電気伝導度をプラズマを用いた場合の 10^4 倍と大きくできるが、加速が困難であり、蒸気と混合した二相流を用いる等の工夫が必要になる¹。

このうち、弱電離プラズマを作動気体として用いるものには 2 つの形態が考えられている。1 つは、化石燃料の燃焼ガスに電離しやすいシード物質を添加したものをを用いるもので、この場合、使用後の作動気体は大気排出されるため「オープンサイクル MHD 発電」と呼ばれている。もう一つは、加熱された希ガス（アルゴンまたはヘリウム）に電離しやすいシード物質を添加したものをを用いるもので、これは使用後に回収し再利用するため「クローズドサイクル MHD 発電」と呼ばれている。

オープンサイクル MHD 発電は、世界の MHD 発電の研究の主流であり、日本でも国家プロジェクトとして 20 年以上にわたり研究開発が行われてきた。オープンサイクル MHD 発電では、燃焼空気を予熱あるいは酸素富化することによって 3000K 程度の高温の燃焼ガスを生成し、それに電離しやすいシード物質（カリウム化合物等）を添加することにより作動気体に電気伝導性を持たせる。しかし、この温度では十分にシード物質を電離することができず、電気伝導度は数 S/m 程度であるために、出力密度が上がらず、エンタルピー抽出率（熱入力に対し、MHD 発電機から取り出す電気出力）はせいぜい十数%と低い値にとどまってしまう。

これに対し、希ガスをを用いたクローズドサイクル MHD 発電では、電子と希ガス原子の衝突により電子のエネルギーが奪われにくいために、電子温度をガス温度より高く維持する非平衡電離が可能になる。これにより、化石燃料の火炎温度（約 2000℃）程度の低いガス温度であってもシード物質（カリウムまたはセシウム）を十分に電離することができ、100 S/m 程度の電気伝導度を持たせることができる。そのため、出力密度を高めることができ、発電機をコンパクトにしても、より高い発電出力を得ることが可能となる。ただし、非平衡プラズマは電離不安定等の不安定性が成長しやすく、これが発電機の性能を劣化させる原因となるという問題点がある。

[※] 磁場によるサイクロトロン運動と電界や他粒子との衝突により受ける力の重ね合わせにより起こる荷電粒子の運動

クローズドサイクルMHD発電を想定した、非平衡電離プラズマを作動気体とするMHD発電機（非平衡MHD発電機）の形態には、主にリニア形ファラデー発電機とディスク形ホール発電機が考えられている。それぞれの概略図を図 1-2、図 1-3 に示す。

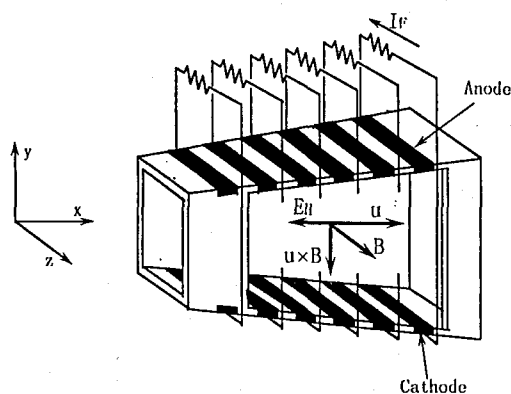


図 1-2 リニア形ファラデー発電機

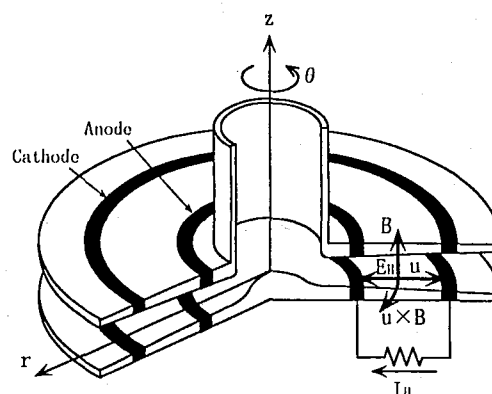


図 1-3 ディスク形ホール発電機

リニア形ファラデー発電機

リニア形ファラデー発電機では、ホール電流が流れると発電出力が低下するため、それを防ぐために、通常、電気出力を取り出すための電極を作動気体の流れ方向に分割している。こうすることで、理論上出力密度 P_e は、ホール起電力の大小に関係なく次式のように表される。

$$P_e = \sigma u^2 B^2 K (1 - K) \quad , \quad K = E_H / uB \dots\dots\dots (1.1)$$

ここで、 K は発電機の負荷率である。ただし実際には、電極を分割することによりプラズマが非一様になりやすく、発電性能の劣化が起こりやすい。また同時に、電極間の絶縁壁の距離が短くなることにより生じる絶縁破壊、電極上での電流集中による電極の損傷、電極を多数に分割したときの電力系統の複雑化等の問題点も電極を分割することにより発生する。

一方リニア形発電機には、発電流路の構造が直線的であり単純であることや、ディスク形に比べ発電流路壁の表面積を小さくしやすく、壁面に起因する損失（流体の壁面摩擦損失、熱損失等）を低減しやすいという利点がある。

ディスク形ホール発電機

ディスク形ホール発電機では、リング状の電極がディスクの内側と外側に設置され、その間に発生するホール起電力を電力として外部へ取り出す。この発電機の出力密度は次式のように表される。

$$P_e = \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} \sigma u^2 B^2 K_H (1 - K_H) \quad , \quad K_H = \frac{-E_r}{\beta u B} \dots\dots\dots (1.2)$$

ここで、 β はホール係数であり、 K_H はホール発電機の負荷率である。この式より、ホール効果が大きく、大きなホール係数が得られたときには、出力密度は分割電極ファラデー発電機の場合（式 1.1）に近づくが、ホール係数の値が小さい場合には出力密度が低下することがわかる。ただし、作動気体に適切な旋回流（ $u_\theta/u_r=1/\beta$ ）を与えることで、ホール係数が低いときにも式 1.1 と同一の出力密度を得ることが可能である³。

ディスク形発電機の場合は、電極を多数に分割する必要がないため、ファラデー発電機の電極分割の際に起こるような問題点は発生しにくい。また仮に電極上に電流集中が起こったとしても、磁場との間のローレンツ力により周方向の力を受けるため、電流集中は定在せず、周方向に移動するため、電極の損傷は起こりにくい²。

また、ディスク形の発電機の場合はヘルムホルツ型の磁石が適用でき、磁石の大きさがコンパクトになると同時にコストが安くなり、しかも印加された磁界を有効に発電に利用できるという特長を持っている³。

1-2 本研究の背景

本論文は、非平衡電離を利用したディスク形ホール発電機を対象とした研究を行ったものである。この分野に関する研究についての現時点での課題、問題点を明らかにするために、以下に、非平衡 MHD 発電、ディスク形発電機の研究の歴史を述べておく。

1-2-1 非平衡MHD発電の研究

非平衡MHD発電では、発電機中に誘起された起電力で電子が加熱され、ガス温度より高い電子温度が得られるために、低い（2000℃程度）ガス温度中でも高い電気伝導度が得られるという特長を持つ。非平衡電離という現象については低圧の放電管の実験等により古くから知られていたが、MHD発電で用いる 1 気圧以上の高圧の条件での非平衡電離について研究が始められたのは 1960 年前後からである⁴。

非平衡MHD発電の研究の初期には、代数式を用いた理論計算が行われ、非平衡電離をすることで十分な電気伝導度を得ることができ、MHD発電機の出力密度を高めることが可能であることが示された⁵。しかし、実験では理論で予測されるほどの電気伝導度を得られなかった。

電気伝導度が向上しない原因として、非平衡プラズマ中に発生するいくつかの不安定性が指摘されるようになった。プラズマが不安定になり、プラズマ中の電気伝導度が非一様になると、見かけの電気伝導度が低下するからである⁶。この不安定性には「電離不安定性 (Ionization instability⁷; Velikhov and Dykhne, Electrothermal instability⁸; Kerrebrock)」や「Magneto-acoustic 不安定性」等が考えられ、このうち特に電離不安定性は、MHD発電機の性能の劣化に与える影響が大きいことが指摘された。また非平衡MHDプラズマの実験においても、ホール係数が 2~3 を越えるとプラズマの揺らぎが大きくなり、それ以上実効的なホール係数が上がらなくなることが示された^{9,10}。さらにこれらの実験データは、準線形理論と良く一致することが示された¹¹。

その後、非平衡MHD発電の研究は、非平衡プラズマの安定化に関するものが主になり、いくつかの方法が提案された¹²。

安定化させる方法の一つとして、磁場と平行な方向に外部から電流を与えることが考えられた。磁場方向に電流を与えることは臨界ホール係数（プラズマの擾乱が成長を開始するホール係数）を上げる効果があることが理論的に示され¹³、またこの効果は実験でも確認された¹⁴。しかし、外部から与える電力は、臨界ホール係数の向上による発電出力の向上よりも小さくならないため、MHD発電機の性能の向上には役立たなかった。

また、非平衡プラズマを高周波電界で安定化させる方法も考えられた。この方法は動的安定化とも呼ばれ、線形摂動法を用いた計算により、与える電界の周波数が十分高い時に安定化の効果が現れることが示された^{15,16}。また、放電管内に生成した非平衡MHDプラズマに高周波電界（5MHz）を与えた実験が行われ、シード物質の電離が十分でないときにも実効的なホール係数を高い値に維持できることが示された¹⁷。しかし、安定化のためには、発電機内のジュール加熱と同程度の電力を与える必要があるという報告もあり¹⁶、この手法がMHD発電機の性能の向上に役立つのかどうかは、まだ良くわかっていない。

他の安定化の方法として「シード完全電離」が考えられた。非平衡プラズマの電離不安定は、基本的にはシード物質が完全に電離していないことによる電離度の揺らぎに関係しているため、シード物質を完全に電離させることがプラズマの安定化に結びつくという考えである¹²。線形摂動法による解析により、シード率を 10^{-5} 程度まで低くすることで臨界ホール係数を高めることができることが示され、この効果は非平衡MHDプラズマを用いた実験においても確かめられた¹⁸。また、自励式のディスク形ホール発電機を用いた実験が行われ、シード率を低くし、シード完全電離状態を作ることによって実効的な電気伝導度、ホール係数を理想値に近づけることができることが示された¹⁹。そのため、シード完全電離の考え方は電離不安定を抑制する有効な手段であると考えられ、現在も日本を中心に研究が進められている。

1-2-2 非平衡ディスク形発電機の研究

前節でも述べたとおり、MHD発電機の形状には、主に、リニア形ファラデー発電機とディスク形ホール発電機が考えられている。MHD発電の研究が始められた当初は、分割電極のリニア形ファラデー発電機を用いた研究が中心であったが、研究を進めるにつれ、電極を分割することによる問題点が明らかになってきた。これは、電極上で電流が集中しプラズマが非一様になること、電流が集中するため電極の損傷が激しいこと、また、絶縁壁での絶縁破壊が起りやすく、大きなホール電界に耐えられないことなどである。ディスク形ホール発電機の場合、上記のような問題が起りにくいため、しだいにディスク形発電機も注目され、研究に力が入られるようになってきた。

ディスク形MHD発電機を用いた実験的研究は、まず、J. Klepeis と R. J. Rosa (AVCO) によって始められた。彼らは、グラファイトヒーターで作動気体 (Ar + Cs) を 2000K 程度まで加熱する実験装置を用い、リニア形ホール発電機やディスク形ホール発電機等を用いた発電実験を行った。高いホール係数 (5~15) のもとで実験を行った結果、リニア形の発電機では見かけのホール係数 (E_H / uB) を2程度より上げることができないのに対し、ディスク形発電機ではこれを4程度まで上げることができ²⁰、ディスク形発電機の有用性が示唆された。

それ以降 AVCO ではディスク形発電機の実験的研究が進められ、1976年には直径 1.5m の大型のディスク形発電機を用い、1T の磁束密度で最大 11.6MW の発電出力、16.6%のエンタールピー抽出が得られている²¹。

この大型ディスクの実験は、直径 61cm の衝撃波管を用いて、作動気体 (Ar+Cs) を $\sim 4000\text{K}$ まで加熱して行われたものである。また、発電機出口の作動気体全圧を計測することで発電機の等エントロピー効率を評価しており、約 40% という値を得ている。

また、ディスク形発電機に旋回流 (swirl) を与え、発電機の電気変換効率、出力密度を高める試みがマサチューセッツ工科大学 (M.I.T.) において行われた。ディスク形発電機は、ホール係数が小さい時に電気変換効率が低くなり、1.2 式の通り出力密度が低下するという短所を持つが、ホール電流によるローレンツ力と逆向きの旋回流を与えることで、この短所を補うことができる²²。

旋回流を与えるためのスワールベーン (swirl vane) が設計され²³、これをディスク形発電機の超音速ノズルとして設置した実験が行われた。その結果、900KW 以上の発電出力、17.2% (室温基準) のエンタルピー抽出を得ることができ、スワールベーンのない発電機に比べ、発電性能が向上することが示された²⁴。また、得られた出力密度は最大で 470 MW/m^3 であり、ディスク形発電機で高い出力密度が得られることが実証された。

この実験も衝撃波管を用いて行われたもので、作動気体には Ar+Cs が用いられた。作動気体の澱み点温度は $\sim 3350\text{K}$ である。また、発電機内の発光の写真撮影や静圧分布の計測が行われ、円形の衝撃波や、スワールベーンによるウェイク (wake) の存在が確認された。

オランダのアイントホーフェン工科大学 (E.U.T.) でも、非平衡 MHD 発電の実験的研究が盛んに行われてきた。ここでは、リニア形ファラデー発電機の研究が中心であったが^{25,26}、1980 年代からディスク形発電機の研究も行われるようになった^{27,28}。

発電実験は衝撃波管を用い、作動気体にはアルゴンまたはヘリウムにセシウムをシードしたものを使用して行われた。そして、澱み点温度、澱み点圧力、外部負荷抵抗、シード率といった運転条件を広範囲に変化させ、それによる発電性能の変化を調べるとともに、スワールベーンの有無の影響も調べられた²⁹。その結果、M.I.T. の実験と同様、スワールベーンの導入により発電性能が向上され、3500K の澱み点温度で 19% のエンタルピー抽出率が、2100K で 18% のエンタルピー抽出率が得られている。また、E.U.T. ではプラズマの分光計測に力が入れられ、電子温度や電子密度、及びその揺らぎが計測された。さらに、発電機内の円周方向に流れるファラデー電流の計測も行われた。

東工大では、1970 年代から衝撃波管を用いたディスク形 MHD 発電機の研究が行われてきた。最初は作動気体中のシード率を低くし、シード完全電離による電離不安定を抑制する研究が中心であったが^{19,30}、これが可能であることを実証してからは、発電出力を高める研究に移行していった。

出力密度を高める方法として、作動気体に音速の速いヘリウムを用いることが考えられた。そして、定常 1 次元計算を用いて決定された形状を基にして、熱入力 $1\sim 2\text{MW}$ の発電機 Disk-III が製作された。衝撃波管を用いた発電実験の結果、シード物質にカリウムを用いた実験で、澱み点温度 2400K で 20.4% (室温基準) のエンタルピー抽出が達成された³¹。また、ノズル内の負荷率を高め、ノズル内での電離を促進する実験を行った結果、澱み点温度を 2200K まで下げたときにも 20% 以上 (室温基準) のエンタルピー抽出を維持できた³²。また、

シード物質に電離しやすいセシウムを用いた実験では、2000Kの凝み点温度でも20%（室温基準）のエンタルピー抽出が得られた³³。

このように、クローズドサイクルMHD発電の実用温度域である2000K程度の凝み点温度でも、ディスク形MHD発電機を用いて高いエンタルピー抽出が可能であることが実証された。しかし、MHD発電機を発電プラント中に導入するためには30%以上のエンタルピー抽出が可能であることが望ましいため、次には、さらにエンタルピー抽出率を高める試みが行われた。

まず、発電機断面積の流れ方向の広がり大きくした実験が行われた。これにより、強いローレンツ力による作動気体の急激な減速を抑制できることが期待されたからである。その結果、Disk-III 発電機より広がり大きくした Disk-IV 発電機では、エンタルピー抽出率を27.3%（室温基準）まで向上させることができた³⁴。

次に、発電機入口にスワールペーンを設けた発電機 ISTEK-1 (Inlet Swirl Test Channel) が設計され、発電出力を向上させる試みが行われた^{35,36}。その結果、38.2%（室温基準。絶対零度基準で32.4%）のエンタルピー抽出が得られた³⁷。

以上のように、衝撃波管を用いた、不純物混入の影響の少ない発電実験では、30%を越えるエンタルピー抽出率が可能であることが示され、ディスク形発電機がエンタルピー抽出に関しては優れた形状であることが実証された。

また東工大では、1～2分間の連続運転が可能なブローダウン実験装置が建設され、それを用いた発電実験も行われるようになった^{38,39}。今までのところ、作動気体にセシウムをシードしたアルゴンを用いた場合、18%（室温基準）のエンタルピー抽出率を達成している⁴⁰。現在は、さらに発電性能を向上させるために、作動気体中に混入するシード物質を均一化する試み等が行われている⁴¹。

また、最近になって、東工大（原子炉研）に新たな衝撃波管実験装置が作成された。ここでは作動気体にセシウムをシードしたアルゴンを用いた実験が行われており、スワールペーンのない発電機でも、26.5%のエンタルピー抽出が可能であることが示された⁴²。また、熱入力1～2MWと小型の発電機ながら38%の断熱効率を得ている。

またこの実験装置では、発電機内のプラズマの構造を写真撮影により観測するなど、興味深い実験データが取得されている^{43,44}。

以上はすべて、希ガスにアルカリ金属をシードしたものを作動気体として用いた実験であるが、ロシアでは、アルカリ金属を用いない、純粋な希ガスを用いた非平衡ディスク形発電機を用いた実験も行われている⁴⁵。この場合、一様なプラズマを得ることが期待できないが、電離不安定が成長してもプラズマの実効的な電気伝導度を増加させることができることが実験的に確かめられている。ただし、プラズマの非一様のため実効的なホール係数を上げることができないため、この手法はむしろファラデー型の発電機で有効であると考えられる。

1-3 本研究の目的

MHD発電機を発電プラントに組み込むときの発電性能の目標値は、エンタルピー抽出率が30～35%、等エントロピー効率が75～80%程度であるとされている⁴⁶。前節で述べた通り、近年になって、ディスク形MHD発電機の高いエンタルピー抽出率が実証され、特に、衝撃波管を用いた実験では、発電機入口にスワール流を導入した発電機ISTEC-1により、30%以上のエンタルピー抽出が得られており、上記の目標値に相当する性能が得られている。そこで今後は、発電システム全体の効率を上げるために、MHD発電機でのエントロピー生産を抑えて発電機の等エントロピー効率を高める研究を行う必要がある。

本研究ではまず、高エンタルピー抽出の得られる発電機ISTEC-1を用いた発電実験を行い、等エントロピー効率の評価を行う。前節でも述べたように、ディスク形発電機の等エントロピー効率を実験的に求めた例はいくつかあるが、いずれも40%以下という低い値に止まっている。そのため、30%以上のエンタルピー抽出の可能なISTEC-1発電機で、さらに高い等エントロピー効率を実証できることを期待した。それと共に、等エントロピー効率が発電機の運転条件によりどのように変化するかを調べる。

また同時に、発電機の等エントロピー効率の値に密接に関係する値であるホール係数やジュール散逸の値を実験的に評価することを試みる。MHD相互作用の強い発電機内でこれらの値を評価するためには、ホール電界やホール電流の他に、発電機内の流速や、発電機の円周方向に流れるファラデー電流を評価する必要があるが、これには種々の困難が伴うため、今までにこれらの値が実験的に評価された例は少ない。そこで、発電機の出口全圧を計測して等エントロピー効率を評価するとともに、ファラデー電流計測を含めた発電機内の電氣的諸量、流体諸量、プラズマ諸量の計測を強化し、ホール係数やジュール散逸の値の評価を行う。また、これらの値が運転条件によりどのように変化するかを調べる。

一方、MHD発電機内で起こる現象は複雑であり、計測によりその全貌を明らかにすることはきわめて難しい。特に境界層内で起こる現象を衝撃波管実験装置を用いて計測することはまず不可能である。そこで、実験的に計測できない現象について考察するために、本発電実験の運転条件を基に数値シミュレーションを行い、特に、境界層の影響についての考察を行う。また、これらの計算結果を実験データと比較することにより、等エントロピー効率をさらに高めるための指針を得ることを試みる。

本研究の目的をまとめると、以下のようになる。

1. 高エンタルピー抽出下で発電機の等エントロピー効率を計測によって求め、その運転条件による変化を調べる。
2. 発電機の等エントロピー効率に密接した値であるホール係数、ジュール散逸の値の評価を行う。

3. 数値シミュレーションを用いて実験データの考察を行い、さらに高い等エントロピー効率を得るための指針を得る。

1-4 非平衡MHD発電の基礎方程式

希ガスを作動気体として用いたMHD発電の場合には、電子温度が気体温度よりも高くなる「非平衡プラズマ」が生成される。これは、希ガスと電子の衝突断面積が小さく、電子のエネルギーが衝突により失われにくいからである。このようなプラズマを方程式により記述するためには、従来より、電子系の方程式と重粒子系（電子以外の粒子）の方程式を別々に表記する「2温度モデル⁸」が用いられている。以下に、非平衡MHD発電を記述する基礎方程式について述べる。

電子系の方程式

荷電粒子の保存則

$$\frac{\partial n_i^+}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i^+ u) = \dot{n}_i^+ = k_{fi} n_e n_i - k_r n_e^2 n_i^+ \quad , \quad n_e = \sum_i n_i^+ \quad \cdots \cdots (1.3)$$

(i = 希ガス, シード)

ここで、 k_r は三体再結合速度係数であり、実験的に以下のように決定されている⁴⁷。

$$k_r = 1.09 \times 10^{-20} T_e^{-9/2} \quad \cdots \cdots (1.4)$$

また、 k_{fi} は電離速度係数であり、Sahaの平衡定数から以下のように求められる。

$$k_{fi} = k_r 2 \frac{g_i^+}{g_i} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{k T_e}\right) \quad \cdots \cdots (1.5)$$

一般化されたオーム則

$$\vec{J} + \frac{\beta}{B} (\vec{J} \times \vec{B}) = \sigma (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad \cdots \cdots (1.6)$$

ここでは、イオンスリップの影響、電子の拡散の影響は小さいものとして無視している。なお、ホール係数 $\omega\tau$ および電気伝導度 σ は、弱電離気体の衝突理論により以下のように表される。

$$\omega\tau = \frac{eB}{m_e v_{e-j}} \quad \cdots \cdots (1.7)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e v_{e-j}} \quad \cdots \cdots (1.8)$$

ここで、電子の衝突周波数 ν_{e-j} は、

$$\nu_{e-j} = \sum_j n_j Q_{e-j} C_e \dots\dots\dots (1.9)$$

であり、 C_e は電子の平均熱速度である。また、 Q_{e-j} は電子と j 粒子の衝突断面積であり、実験的^{48,49}、あるいは理論的⁵⁰に求められた値を参考にして、本研究では以下の値を用いた。

$$Q_{e-K} = Q_{e-Cs} = \frac{4}{3} (0.4 \times 10^{-17}) \dots\dots\dots (1.10)$$

$$Q_{e-He} = \frac{4}{3} (5.65 \times 10^{-20}) \dots\dots\dots (1.11)$$

$$Q_{e-Ar} = \frac{4}{3} (0.46 \times 10^{-23} T_e - 0.32 \times 10^{-20}) \dots\dots\dots (1.12)$$

$$Q_{e-ion} = 5.85 \times 10^{-10} T_e^{-2} \ln \left\{ 1.24 \times 10^7 \left(\frac{T_e^3}{n_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \dots\dots\dots (1.13)$$

電子のエネルギー保存則

$$\frac{|\vec{J}|^2}{\sigma} = 3 n_e k (T_e - T_g) \sum_j \frac{m_e}{m_j} \nu_{e-j} + \sum_i \dot{n}_i^+ \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_i \right) \dots\dots\dots (1.14)$$

(i = 希ガス, シード)

(j = 希ガス, シード, イオン)

電子温度の緩和時間は、電子数密度の緩和時間に比べて十分に短いため⁵¹、ここでは電子温度は定常として扱う。なお、輻射損失、電子による熱伝導は小さいものとして無視している。

重粒子系の方程式

質量保存則

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \dots\dots\dots (1.15)$$

運動量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \cdot \vec{u}) = \vec{J} \times \vec{B} - \text{grad } p_g - P_L \dots\dots\dots (1.16)$$

ここで、 P_L は壁面摩擦による抗力であり、

$$P_L = C_f \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right) \frac{C}{A} \dots\dots\dots (1.17)$$

と表すことができる。ただし、局所表面摩擦係数 C_f には、磁場の存在しない場合には平板乱流境界層に対して得られた経験則⁵²を、磁場の存在する場合については近似解として求められた値を用いた。

$$\begin{aligned} C_f &= 0.058 Re^{-\frac{1}{2}} & (B=0) \\ &= 0.064 \left(\frac{\sigma B^2 r}{\rho u_r Re} \right)^{\frac{1}{2}} & (B \neq 0) \end{aligned} \dots\dots\dots (1.18)$$

エネルギー保存則

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + \nabla \cdot \{ (E_s + p_s) \vec{u} \} = \vec{J} \cdot \vec{E} - Q_L, \quad E_s = \rho \left(C_v T_g + \frac{1}{2} |\vec{u}|^2 \right) \dots\dots (1.19)$$

ここで、 Q_L は壁面への熱損失であり、

$$Q_L = S_t \rho u C_p (T_{aw} - T_w) \frac{C}{A} \dots\dots\dots (1.20)$$

と表すことができる。ただし、 S_t はスタントン数、 T_{aw} は断熱壁温度⁵³であり、それぞれ次のような値を用いた。

$$S_t = \frac{0.023}{Re^{0.2} Pr^{\frac{2}{3}}} \dots\dots\dots (1.21)$$

$$T_{aw} = \left(1 + Pr^{\frac{1}{2}} \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) T_g \dots\dots\dots (1.22)$$

また、本研究で扱うMHD非平衡プラズマに対しては、以下のMHD近似が成り立つと考えて良い^{54,55}。

1. 磁気レイノルズ数が小さく、印加磁場はプラズマ中を流れる電流の影響を受けない。
 2. デバイ距離がプラズマの特性距離に比べて十分短く、プラズマは電気的中性を保つ。
- これにより、電磁場を記述するMaxwell方程式は、以下の2式に集約される。

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \dots\dots\dots (1.23)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \dots\dots\dots (1.24)$$

2 発電機の等エントロピー効率について

本章では、ディスク形MHD発電機の等エントロピー効率の値が、発電機の形状、ホール係数の値、発電機の運転条件によってどのような影響を受けるのかを、代数式を用いて検討する。

2-1 発電機の断面積比の影響

プラズマを用いたMHD発電機は、言わば、作動気体が膨張する際にする仕事を、外部に電気として取り出すものである。そして、作動気体が膨張の際にした仕事のうち、どれだけ外に電気を取り出せたかという割合が、発電機の等エントロピー効率と大きく関係する。つまり、発電機の等エントロピー効率は、作動気体の膨張率、すなわち発電機のスロート部と出口の断面積比に大きく依存する。

本節では、発電機の断面積比と等エントロピー効率の関係について述べ、断面積比の最適値について検討する。

発電機の等エントロピー効率 (η_i) は、次式で表される。

$$\eta_i = \frac{h_{0in} - h_{0out(actual)}}{h_{0in} - h_{0out(isentropic)}} \dots\dots\dots (2.1)$$

ここで、 h_0 は作動気体のもつ全エンタルピー、添え字の in 、 out は発電機入口、出口を表し、 $actual$ は実際の値、 $isentropic$ は等エントロピー変化を仮定したときの値を表す。

上式の分母を等エントロピー変化の関係式

$$\frac{T_0}{p_0^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = const. \dots\dots\dots (2.2)$$

を用いて変形すると、発電機外部への熱損失を無視した場合、以下の式が導出できる。

$$\eta_i = \frac{E.E.}{1 - \left(\frac{p_{0out}}{p_{0in}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \dots\dots\dots (2.3)$$

ここで、 $E.E.$ はエンタルピー抽出率、 T_0 は作動気体の全温、 p_0 は作動気体全圧である。この式の通り、発電機の等エントロピー効率、エンタルピー抽出率と、出口／入口の圧力比の関数として表すことができる。

また、質量保存則（式 1.15）は、ディスク形発電機での断面積変化を伴う定常流れの場合、以下のように表すことができる。

$$\rho u r A = const. \dots\dots\dots (2.4)$$

発電機のスロート部と出口の間で 2.3式と 2.4式を、気体の状態方程式と等エントロピーの関係式を用いて変形すると、以下の式を導くことができる⁵⁶。

$$\eta_i = \frac{E.E.}{1 - \left(\frac{A^*}{A_{out}} \frac{\sqrt{1-E.E.}}{M_{out}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(\frac{2 + (\gamma-1) M_{out}^2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}}} \dots\dots\dots (2.5)$$

ここで A^* 、 A_{out} はスロート、出口の発電機断面積で、 M_{out} は出口の作動気体マッハ数である。スロートでのマッハ数は 1 としている。

2.5式から求めた発電機のエンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係を図 2-1 に示す。ここでは、発電機の出口マッハ数を 1 とし、出口／スロートの断面積比を 3、5、10、20 と変化させたものを示している。図に示した通り、発電機の断面積比が決まれば、エンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係が決まることがわかる。また、断面積比を大きくし、作動気体の仕事を促進させると、エンタルピー抽出率は上昇しやすくなるが、断面積比を 10 以上にすると、30%程度のエンタルピー抽出率では高い等エントロピー効率が期待できないことがわかる。MHD 発電機の実用化のための目標である 30～35%のエンタルピー抽出率、75～80%の等エントロピー効率を実現するためには、発電機の断面積比を 3 程度と小さくする必要がある。

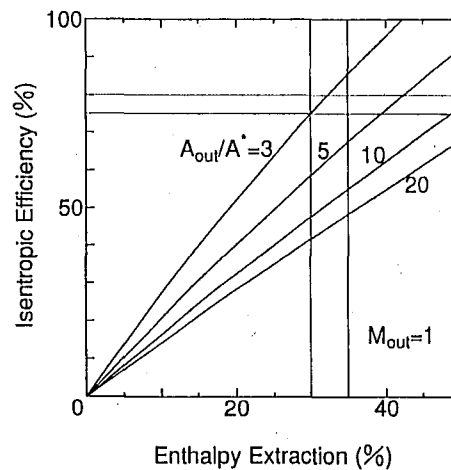


図 2-1 発電機の断面積比 (A_{out} / A^*) がエンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係に与える影響

2-2 ホール係数の影響

ホール型の発電機の場合、ホール係数の値が発電機の性能に大きく影響する。そこでここでは、まず、ホール係数が、発電機の等エントロピー効率の局所値であるポルトローブ効率に与える影響について述べる。

等エントロピー効率の局所値であるポルトローブ効率（ η_p ）は、次式で表される。

$$\eta_p = \frac{dh_{0(actual)}}{dh_{0(isentropic)}} \dots\dots\dots (2.6)$$

また、発電機の電気変換効率（ η_e ）は

$$\eta_e = \frac{\vec{J} \cdot \vec{E}}{\vec{u} \cdot (\vec{J} \times \vec{B})} \dots\dots\dots (2.7)$$

である。これは、作動気体がローレンツ力に対してした仕事のうち、どれだけ外に電気が取り出せるかの割合を意味している。ここで、 J は電流密度、 E は電界、 B は磁束密度である。

熱損失や摩擦損失といった壁面の影響を考慮しない場合、ポルトローブ効率は、電気変換効率を用いて以下のように表すことができる⁵⁷。

$$\eta_p = \frac{\eta_e}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 (1 - \eta_e)} \dots\dots\dots (2.8)$$

また電気変換効率は、ディスク形発電機の場合、円筒座標系を用いて以下のように表すことができる。

$$\eta_e = \frac{J_r E_r}{u_r J_\theta B - u_\theta J_r B} \dots\dots\dots (2.9)$$

ここで、添え字の r 、 θ はそれぞれ円筒座標形の r 方向成分、 θ 方向成分を表す。

一般化されたオーム則（1.6式）は円筒座標系を用いると

$$J_r = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_r + \beta u_r B + u_\theta B) \dots\dots\dots (2.10)$$

$$J_\theta = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (\beta E_r - u_r B + \beta u_\theta B) \dots\dots\dots (2.11)$$

と表すことができる。

ここで、ホール型発電機の負荷率 (K_H) を

$$K_H = \frac{-E_r}{\beta u_r B} \dots\dots\dots (2.12)$$

と定義すると、2.9 ~ 2.12式を用いて次式を導くことができる。

$$\eta_e = \frac{\beta K_H \{ \beta(1 - K_H) + S \}}{\beta K_H (\beta - S) + S^2 + 1}, \quad S = \frac{u_\theta}{u_r} \dots\dots\dots (2.13)$$

この時、 η_e は

$$K_H = \frac{\beta + S}{\beta \left(1 + \sqrt{\frac{1 + \beta^2}{1 + S^2}} \right)} \dots\dots\dots (2.14)$$

の時に最大値をとり、その時の電気変換効率 ($\eta_{e(max)}$) は

$$\eta_{e(max)} = \left(\frac{\beta + S}{\sqrt{1 + \beta^2} + \sqrt{1 + S^2}} \right)^2 \dots\dots\dots (2.15)$$

となる。

2.8式と 2.15式より、ホール係数と最大ポリトロップ効率の関係を、スワール比、マッハ数の関数として表すことができる。この関係を図 2-2 に示す。

この図より、例えば 70%以上のポリトロップ効率を得ようと思えば、作動気体のマッハ数を 1.5 とすると、スワール比が 0 の時には 9 以上のホール係数が、スワール比が 0.5 の時には 5~6 以上のホール係数が必要であることがわかる。このように、等エントロピー効率の局所値であるポリトロップ効率は、ホール係数の値に大きく依存することがわかる。

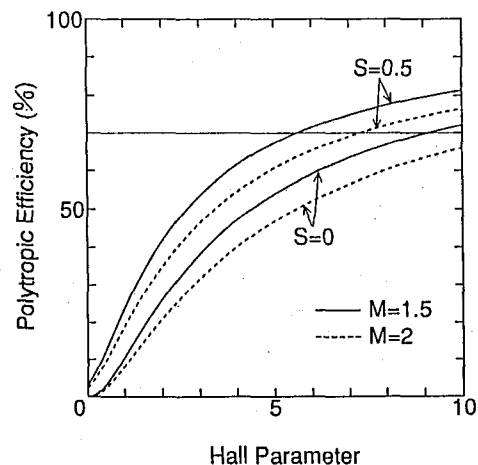


図 2-2 ホール係数と最大ポリトロップ効率の関係

次に、ホール係数と等エントロピー効率の関係について議論する。発電機の流れ方向にポリトロップ効率が一定であるとすると、2.6

式と熱力学の第一法則から、断熱変化を仮定すると以下の式が導かれる⁵⁴。

$$\frac{h_{0out}}{h_{0in}} = \left(\frac{p_{0out}}{p_{0in}} \right)^{\frac{\gamma(\gamma-1)}{\gamma}} \dots\dots\dots (2.16)$$

これを 2.1式に代入すると、外部への熱損失を無視した場合、以下の式を得る。

$$\eta_i = \frac{E.E.}{1 - (1 - E.E.)^{1/\eta_p}} \dots\dots\dots (2.17)$$

2.8、2.15、2.17式から計算した、エンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係を図 2-3 に示す。また同時に、前節で求めた断面積比の影響 ($A_{out}/A^*=3$ 、 $M_{out}=1$ の場合) の関係もこの図に示した。

この図で、断面積比から決まる線と、ホール係数とスワール比から決まる線が交差する点があるが、この点は、与えられた断面積比、ホール係数及びスワール比により得られる、等エントロピー効率及びエンタルピー抽出率の最大値である。

また、ホール係数と図 2-3 の交点の関係、すなわち、ホール係数と最大等エントロピー効率、最大エンタルピー抽出率の関係を図 2-4 に示す。ここでは、出口／スロートの断面積比が 3 の場合と 10 の場合の 2 通りの図を示している。いずれの断面積比の場合も出口マッハ数は 1 としている。断面積比が 3 の場合の図から、30～35%のエンタルピー抽出率、75～80%の等エントロピー効率を得るためには、スワール比が 0 の場合は最低でも 7～10 のホール係数が、スワール比が 0.5 の場合には最低でも 4～6 のホール係数が必要であることがわかる。

また、断面積比が 10 の場合の図を見ると、与えられたホール係数から決まる等エントロピー効率の値は、断面積が 3 の場合よりも若干高くなるが、75～80%の等エントロピー効率を得るためには 50%程度のエンタルピー抽出が必要となることがわかる。これは、作動気体の全温度が 1/2 程度に低下することを意味しており、仮に、MHD 発電機の入口全温度を 2400K とした場合に、出口全温度は 1200K 程度となる。ガスタービンを含めたコンバインドサイクルを考えた場合には、この温度は低い値であり、等エントロピー効率の高いガスタービンの性能を十分に生かすことができなくなる。

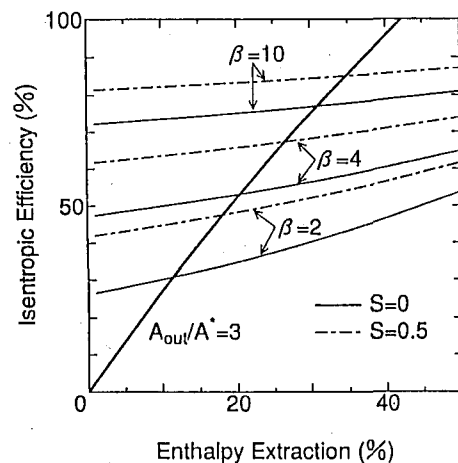


図 2-3 ホール係数が、エンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係に与える影響

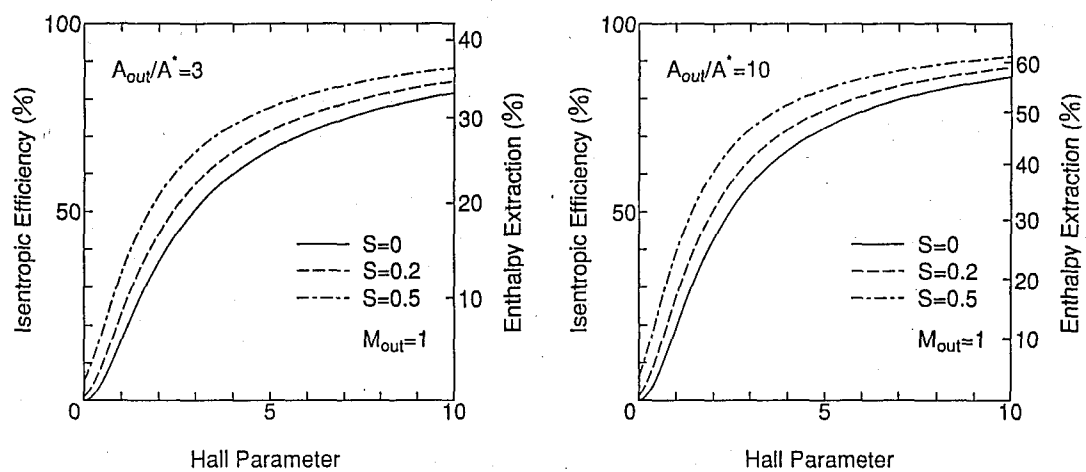


図 2-4 ホール係数と最大等エントロピー効率、最大エンタルピー抽出率の関係

2-3 運転条件の影響

前節では、ホール係数と等エントロピー効率の関係について調べ、ホール係数を高めると電気変換効率が向上し、それが等エントロピー効率の向上につながるという議論を行ってきた。しかし、非平衡MHD発電では、発電機の効率を議論する際には、非平衡プラズマの生成についての議論も不可欠になってくる。

発電機の電気変換効率は次の形に変形することができる。

$$\eta_e = \frac{|\vec{J} \cdot \vec{E}|}{|\vec{u} \cdot (\vec{J} \times \vec{B})|} = \frac{|\vec{u} \cdot (\vec{J} \times \vec{B})| - \frac{|\vec{J}|^2}{\sigma}}{|\vec{u} \cdot (\vec{J} \times \vec{B})|} \dots\dots\dots (2.18)$$

この式より、電気変換効率を高めるということは、発電機内に発生するジュール散逸 $|\vec{J}|^2/\sigma$ を減少させることを意味していることがわかる。

しかし、ここでいうジュール散逸は、電子から見るとジュール加熱となり、これは電子温度をガス温度より高め、非平衡プラズマを維持する役割を担っている。そのため、ある程度のジュール散逸（ジュール加熱）が発生しないと、非平衡プラズマを維持することができなくなる。

本節では、非平衡プラズマの維持という点にも着目し、非平衡プラズマが維持できる範囲内で等エントロピー効率を高めるためには、どのような運転条件が適当になるのかを議論する。

1・4節で記述した電子系の方程式を、定常、局所的な形で表すと、荷電粒子の保存則、電子のエネルギー保存則はそれぞれ

$$k f_{(seed)} n_e n_{(seed)} - k r n_e^2 n_{(seed)}^+ = 0 \dots\dots\dots (2.19)$$

$$\frac{J^2}{\sigma} = 3 n_e k (T_e - T_g) \sum_j \frac{m_e}{m_j} v_{e-j} \dots\dots\dots (2.20)$$

と表すことができる。ただし、ここでは希ガスの電離は考慮しない。また、一般化されたオーム則（2.10、2.11式）を変形すると、次式を得る。

$$\frac{J^2}{\sigma} = \frac{\sigma u r^2 B^2}{1 + \beta^2} (1 + K_H^2 \beta^2 - 2 K_H \beta S + S^2) \dots\dots\dots (2.21)$$

2.20、2.21式、及びホール係数、電気伝導度の関係式（1.7 ～ 1.13式）を用いると、MH D発電機の運転条件（作動気体の種類、激み点圧力、激み点温度、シード率、磁束密度、マッハ数、スワール比、負荷率）を与えることで、電子温度を求めることができる。

例えば簡単な例として、2.20、2.21、1.7 ~ 1.13式を変形すると、負荷率が0で、希ガスの電離が無視でき、電子とシード原子の衝突が無視できるとすれば、電子温度は次のように表すことができる。

$$T_e = \left(\frac{\gamma M^2}{3} \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} \frac{V_{e-noble} + V_{e-ion}}{m_{noble} \left(\frac{V_{e-noble}}{m_{noble}} + \frac{V_{e-ion}}{m_{seed}} \right)} + 1 \right) \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \dots\dots\dots (2.22)$$

また、負荷率は任意でスワール比が0のときには、電子温度は次のように表すことができる。

$$T_e = \left(\frac{\gamma M^2}{3} \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} (1 + \beta^2 K_H^2) \frac{V_{e-noble} + V_{e-ion}}{m_{noble} \left(\frac{V_{e-noble}}{m_{noble}} + \frac{V_{e-ion}}{m_{seed}} \right)} + 1 \right) \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \dots\dots\dots (2.23)$$

電子密度は、上で求められた電子温度と 2.19式 (サハ平衡) を用いて求めることができる。

いま仮に、MHD発電機内の代表的な運転条件を、激み点圧力 5atm、激み点温度 2000K、シード率 1×10^{-4} 、磁束密度 5T、マッハ数 2、スワール比 0 とし、これらのうち1つの運転条件のみが変化したときの発電機内での電子温度の値およびシード物質の電離度を計算してみる。なお負荷率には、電気変換効率が最大となる値 (2.14式) を用いる。

作動気体を He + Cs とした場合の計算結果を図 2-5 に、Ar + Cs とした場合の計算結果を図 2-6 に示す。これらの図より、電気変換効率が最大となる負荷率を用いた場合には、例えば激み点温度が低いとき、磁束密度が低いとき、マッハ数が低いときには十分な非平衡電離が実現できず、シード完全電離状態にならないことがわかる。また、スワール比を大きくしたときには 2.15式からわかるように電気変換効率が向上するが、逆に十分なジュール加熱が得られないため非平衡電離が維持できにくくなる。以前からの研究により、シード完全電離状態にならないときは電離不安定性が成長し、発電性能が著しく劣化することが知られている。そのため、MHD発電機の性能を高めるためには、シード完全電離を維持しうるだけの負荷率を与えた上で、電気変換効率、ポルトロープ効率が最大となる負荷率を選択することが必要となる。

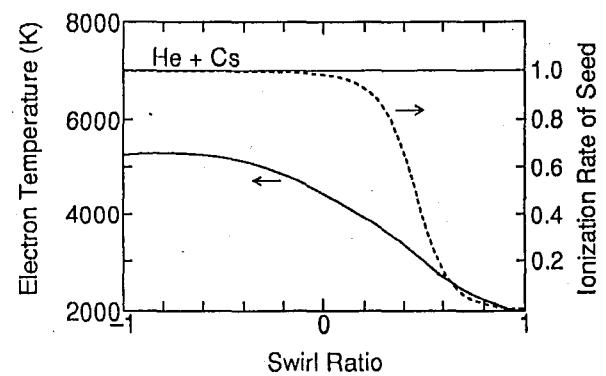
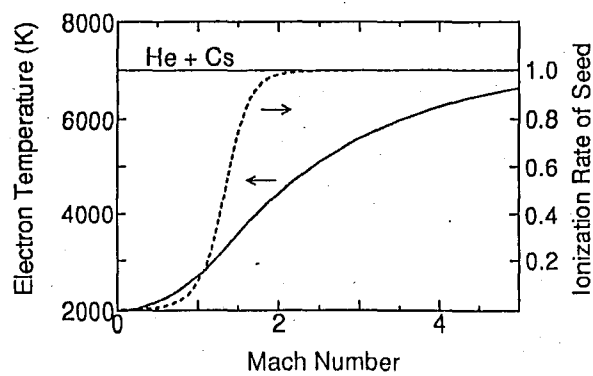
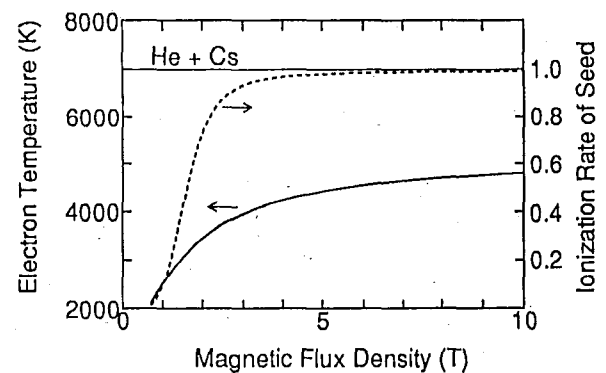
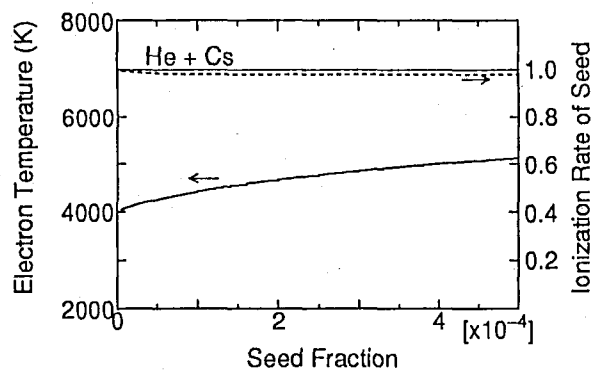
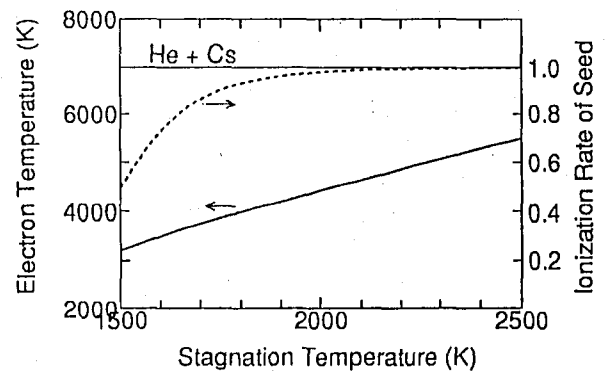
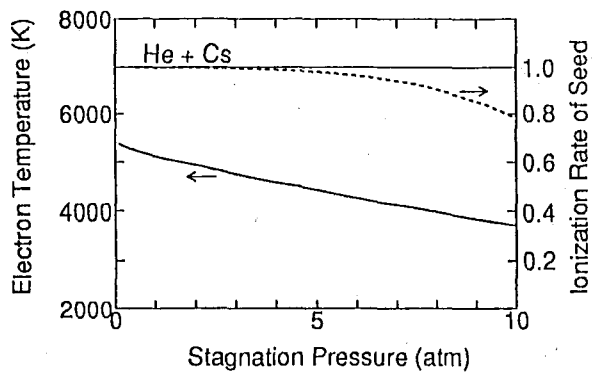


図 2-5 発電機内の運転条件と電子温度及びシードの電離度の関係 (He + Cs)

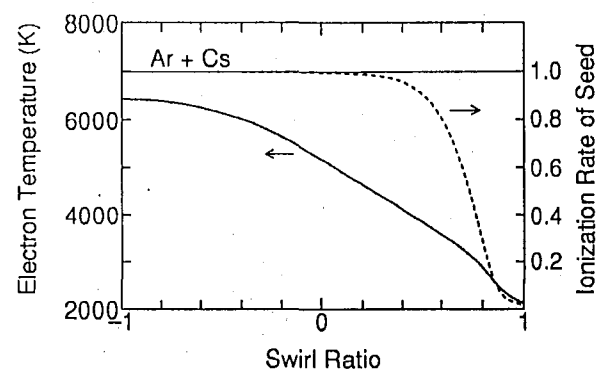
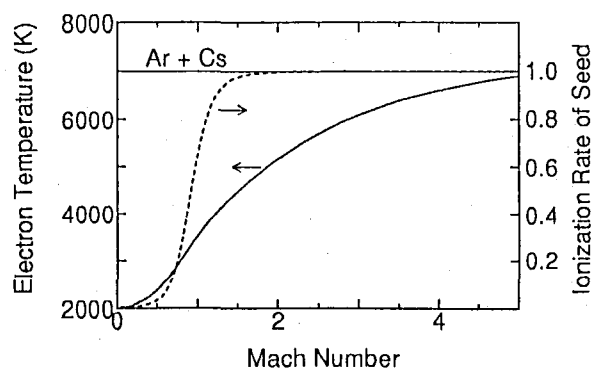
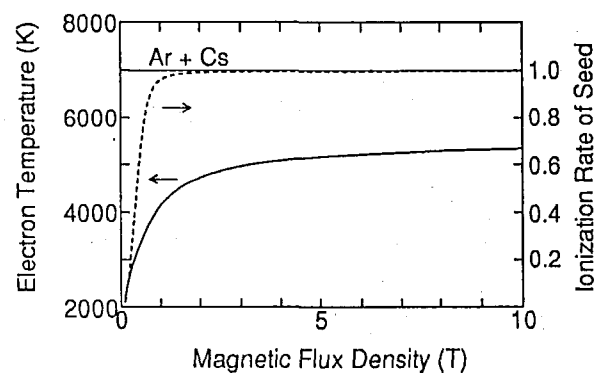
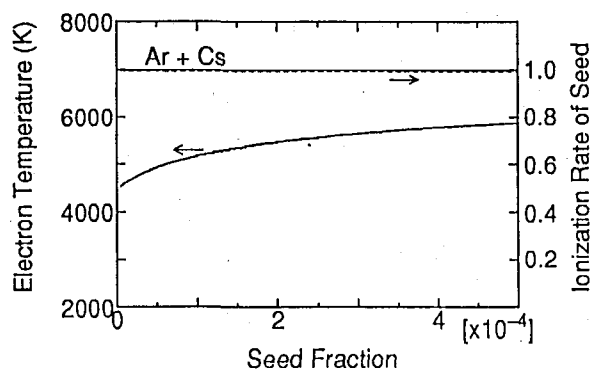
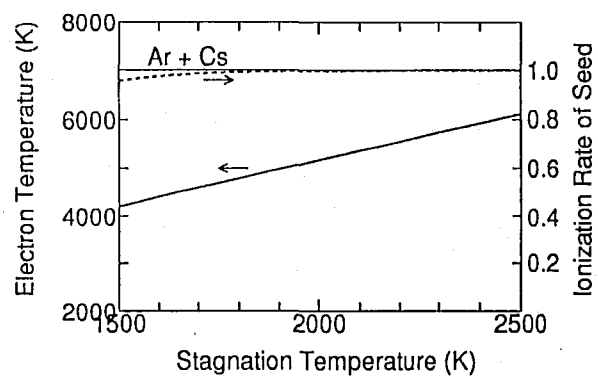
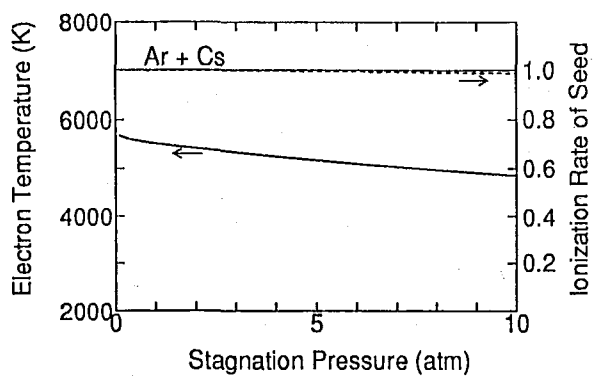


図 2-6 発電機内の運転条件と電子温度及びシードの電離度の関係 (Ar + Cs)

また、上の方程式 (2.20、2.21式、及びホール係数、電気伝導度の関係式 (1.7 ~ 1.13式)) に、2.8、2.13式を組み合わせることにより、MHD発電機の運転条件と、その時のポリトロップ効率の関係を求めることができる。ただし前述の通り、電気変換効率が最大になる負荷率を用いると十分な非平衡プラズマが生成できない可能性があるため、ここでは負荷率は、2.14式を用いずに可変とし、シード完全電離状態とならない負荷率は、ここでの議論の対象外とした。

先程と同様に、MHD発電機内の代表的な運転条件を、澱み点圧力 5atm、澱み点温度 2000K、シード率 1×10^{-4} 、磁束密度 5T、マッハ数 2、スワール比 0 とし、これらのうち 1 つの運転条件のみが変化したときの発電機内でのポリトロップ効率の値の計算結果を図 2-7、図 2-8 に示す。シード完全電離を維持する条件は、作動気体が He + Cs の場合は電子温度を 4000~9000K の範囲とし、Ar+Cs の場合は 4000~6000K の範囲とし、それ以外の電子温度をとる場合の計算結果は、図中にプロットしていない。また、図中には複数の線が描かれているが、この 1 つの線が 1 つの負荷率と対応している。つまり、これらの複数の線のうち最も上にある線が、その時の運転条件で取りうる最大のポリトロップ効率を示している。

図 2-7 には、作動気体を He+Cs とした時の、各運転条件の変化による最大ポリトロップ効率の変化を示す。この図より、澱み点圧力が低いとき、磁束密度が高いときにはホール係数が高くなり、発電機内のポリトロップ効率を高く取りうることをわかる。また、マッハ数が高いときにはホール係数の上昇が顕著になるが、2.8式からもわかるようにポリトロップ効率を低下させる効果もあるため、結果としてはポリトロップ効率の増加は緩やかになる。また、スワール比が増加すると 2.15式から計算できるように、最大電気変換効率は上昇するが、スワール比を大きくし過ぎると、図 2-5 からわかるように、ジュール加熱が不足し、シード完全電離状態が維持できなくなる。そのため、シード完全電離状態の維持を考えれば、ポリトロップ効率が最大となるスワール比が存在する。例えば、この図の運転条件の時には、スワール比が 0.6 程度のときに、ポリトロップ効率が最大となる。

図 2-8 には、作動気体を Ar+Cs とした時の、各運転条件の変化による最大ポリトロップ効率の変化を示す。アルゴンはヘリウムよりも電子との衝突断面積が小さく、非平衡電離を維持するために必要なジュール加熱が小さくて良いため、同一の運転条件では、より高いポリトロップ効率を得ることが可能である。ただし、アルゴンの電離電圧はヘリウムよりも低いため、シード完全電離状態となる電子温度の範囲がヘリウムに比べて狭くなる。運転条件の変化によるポリトロップ効率の変化の傾向は、He+Cs の場合とほぼ同様である。

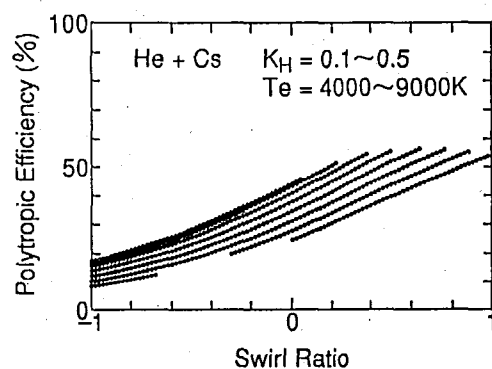
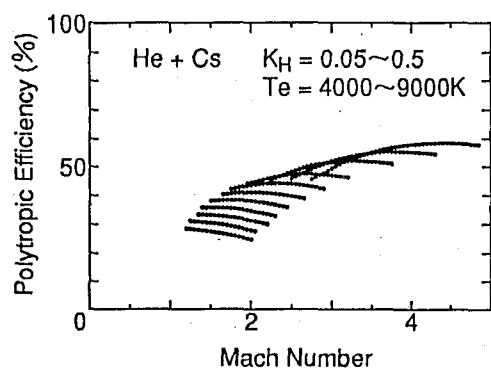
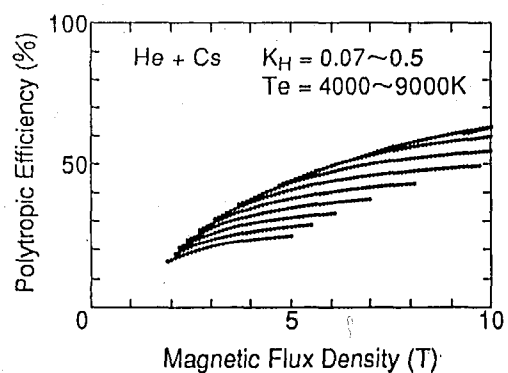
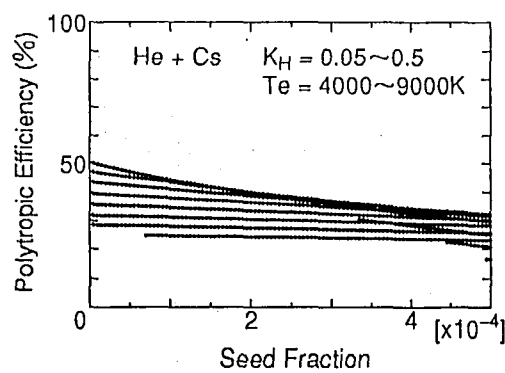
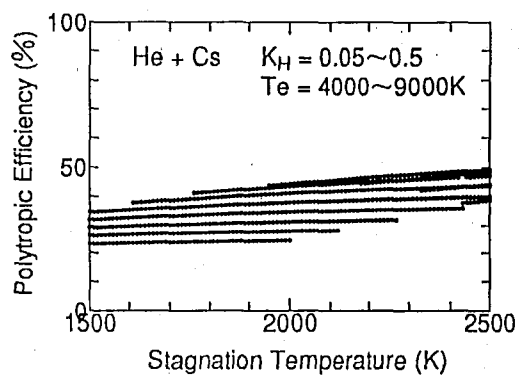
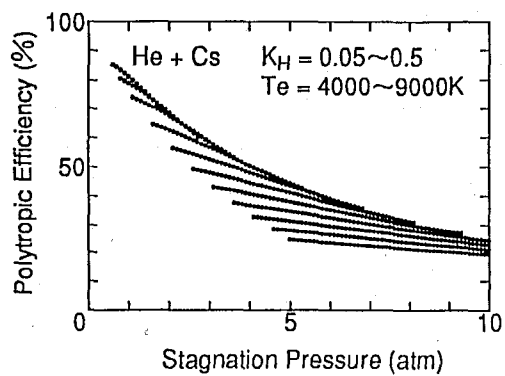


図 2-7 運転条件がポリトロップ効率に与える影響 (He + Cs)

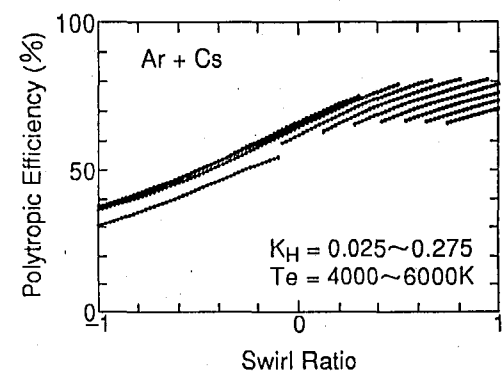
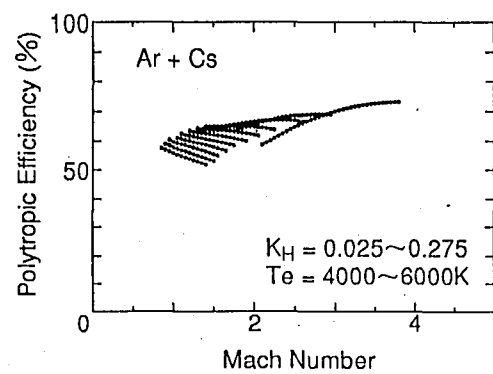
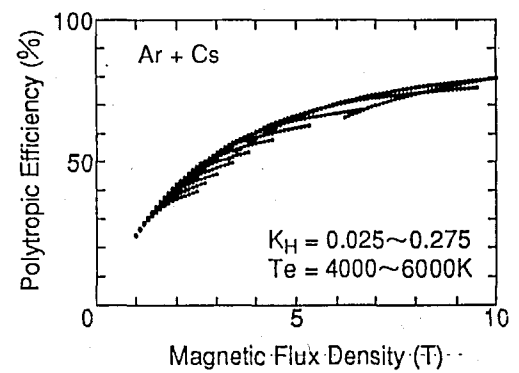
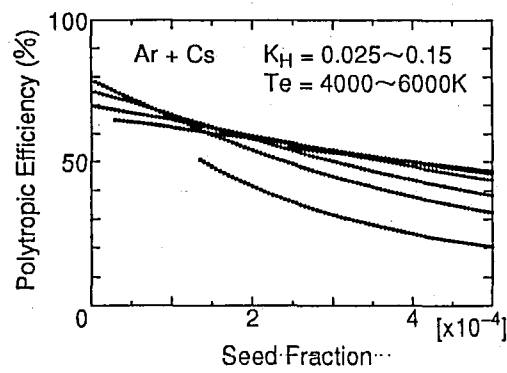
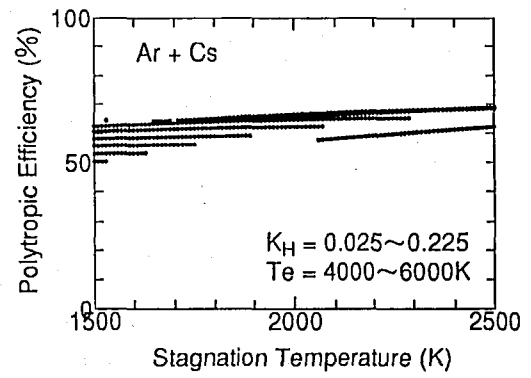
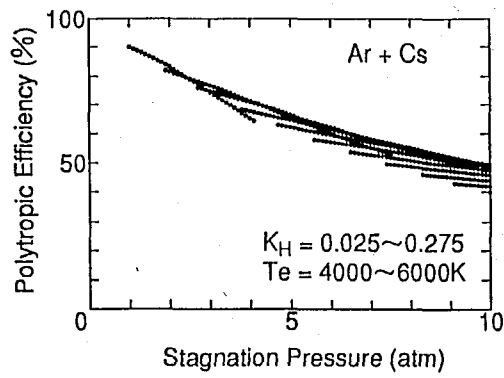


図 2-8 運転条件がポリトロプ効率に与える影響 (Ar + Cs)

3 実験装置および計測系

3-1 衝撃波管駆動実験装置

本研究では、非平衡ディスク形MHD発電機の発電実験を行うために衝撃波管駆動実験装置を用いた。この実験装置では、作動気体の加熱が衝撃波管での被駆動気体の断熱圧縮

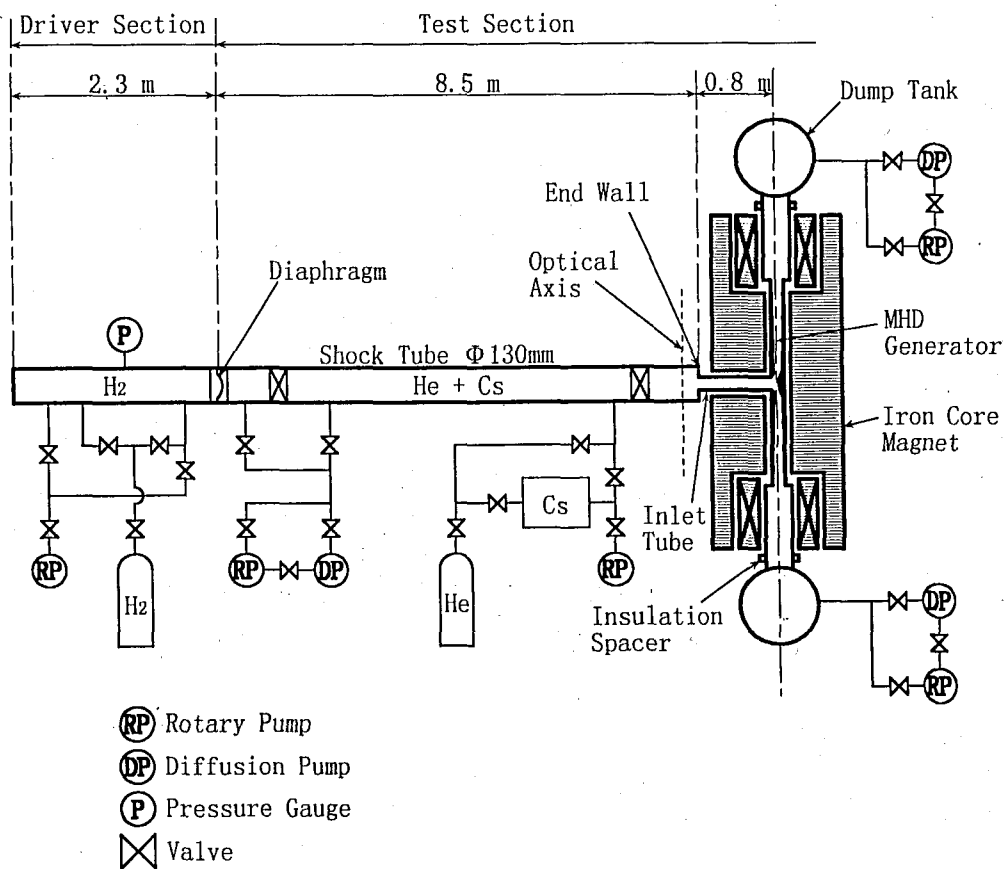


図 3-1 衝撃波管駆動実験装置

によって行われるため、熱交換器等による作動気体の加熱が不要であり、比較的簡易な設備で実験を行うことができる。また、実験装置内で燃焼生成物等の不純物が発生しないため、純度の高い作動気体を用いた実験が可能である。

図 3-1 に、本研究で用いた衝撃波管駆動実験装置を示す。この実験装置は、衝撃波管装置、ディスク形MHD発電機、シード注入装置、水冷鉄心常伝導磁石から成っている。以下、本実験装置についての説明を行う。

3-1-1 衝撃波管装置

衝撃波管 (shock tube) は、直径 130mm、長さ約 10m のステンレス製で、高圧部と低圧部の間はアルミニウム製の隔膜 (厚さ 1.5mm、溝深さ 0.6~1.0mm) で仕切られている。不純物の混入の影響を避けるため、各実験の前に、高圧部はロータリーポンプを用いて、低圧部はロータリーポンプ及び油拡散ポンプを用いて真空状態にし、その後所定のガスで満たした。

低圧部には、ヘリウムにセシウムの蒸気を数 100ppm 程度シードしたものを数 10torr 満たした。また、高圧部には、ヘリウムより音速の速い水素を 5~12 気圧満たした。

アルミニウム製の隔膜は、高圧部と低圧部の圧力差により破膜される (膜の溝深さにより破膜圧を調整できる)。破膜された時に発生した衝撃波により低圧部のガスが断熱的に圧縮され、高温、高圧の作動気体が生成される⁵⁸。作動気体は、衝撃波管末端 (end wall) で激み点を形成し、導入管 (inlet tube) を経てディスク形MHD発電機に導かれる。

3-1-2 ディスク形MHD発電機

本実験には、30%以上の高エンタルピー抽出の可能な発電機 ISTECH-1 を用いた。発電機の概略図を図 3-2 に、断面形状を図 3-3、表 3-1 に示す。

発電機内壁は、電氣的絶縁のため FRP (Fiberglass Reinforced Plastic) で作られている。また、発電機には 3 対の同心円状の電極が設けられており、本実験では、アノードと第 1 カソード間、またはアノードと第 2 カソード間に単一の外部負荷抵抗を接続し、発電実験を行った。また電極は θ 方向に分割されており (アノード、第 2 カソードは 16 分割、第 1 カソードは 12 分割)、ホール電流の θ 方向分布の計測ができるようになっている。

超音速ノズル部及び発電機内には、電界プローブ、静圧測定孔、全圧測定用ピトー管、ロゴスキーコイル、光学測定用窓、写真観測用窓が設置されており、種々の計測ができるようになっている。計測系については次節で詳述する。

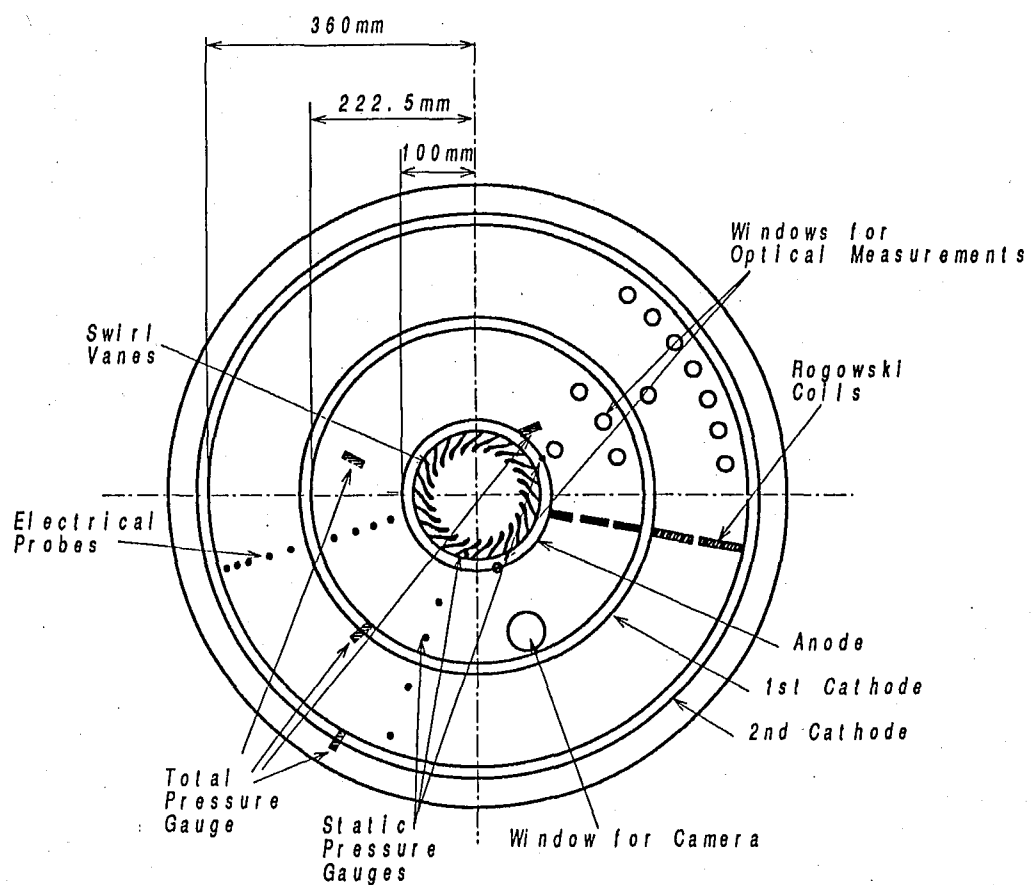


図 3-2 ディスク形発電機 ISTEC-1 の概略図

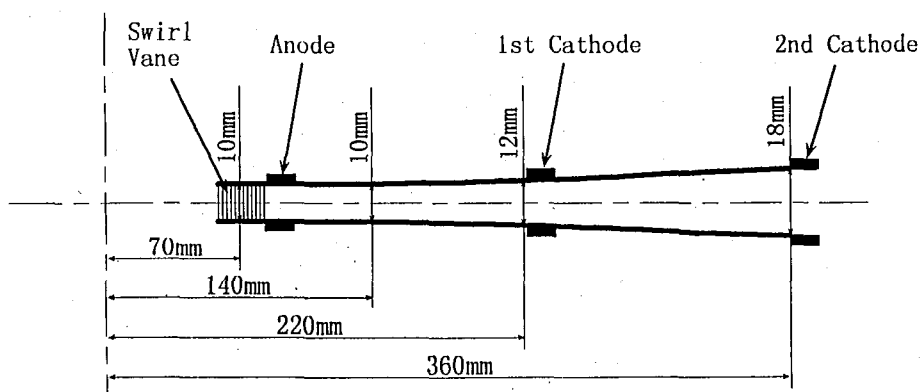


図 3-3 ディスク形発電機 ISTEC-1 の断面図

表 3-1 ディスク形発電機 ISTEK-1 の断面形状

Throat	Radius	70mm
	Height	10mm
Inlet	Radius	100mm
	Height	10mm
Outlet (1 st Cathode)	Radius	222.5mm
	Height	12mm
Outlet (2 nd Cathode)	Radius	360mm
	Height	18mm
A_{throat}		1666mm ²
$A_{out(C1)} / A_{throat}$		10.1
$A_{out(C2)} / A_{throat}$		24.4

発電機のアノードの上流部には、発電機内に旋回流を与えるために 24 対のスワールベーンが設けられており、これらは同時に超音速ノズルを形成している。スワールベーンの設計には M.I.T. の V. J. Hruby によるものと同一の手法を用いた²³。作動気体の旋回は、スロート (F-G) よりも上流の亜音速部で行われ、スロートより下流では、直線状の sharp corner 超音速ノズルが形成されている。

本実験で用いたスワールベーンの設計条件を表 3-2 に、形状を図 3-4 にそれぞれ示す。電氣的絶縁のため、スワールベーンは FRP 製とした。 $r=70\text{mm}$ の位置でスロート (F-G) が形成され、スワールベーン出口 (A-K) でのスワール角は 45° 、マッハ数は 2.1 である。また、等エントロピー流れを仮定した場合、発電機入口 (アノード下流端、 $r=100\text{mm}$) でのマッハ数は 3.0 となる。

表 3-2 スワールベーンの設計条件

RI	58.4mm
REDGE	83.8mm
Number of Vanes	24
Exit Swirl Angle	45°
Exit Mach Number	2.1
Vane Height	10mm
Radius of Suction Side Arc	10.7mm
Radius of Pressure Side Arc	32.7mm
Radius of Leading Edge	0.62mm

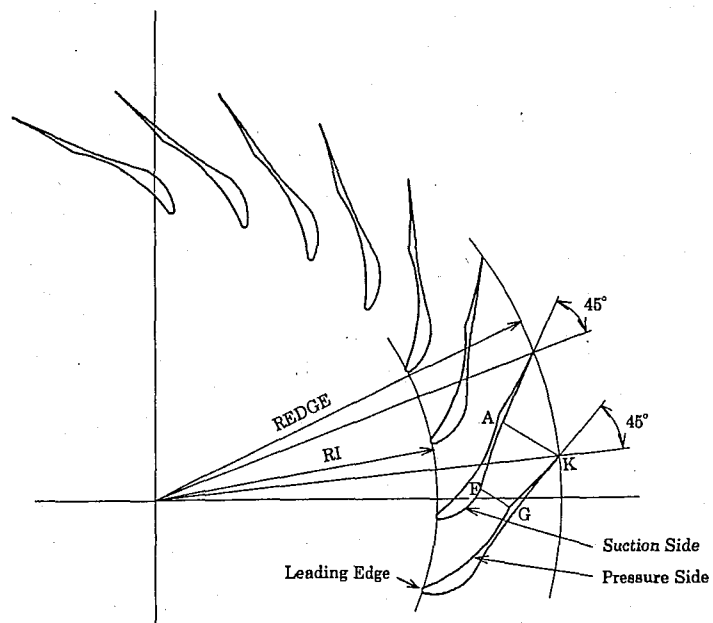


図 3-4 スワールペーンの形状

3-1-3 シード注入装置

シード注入装置の概略を図 3-5 に示す。

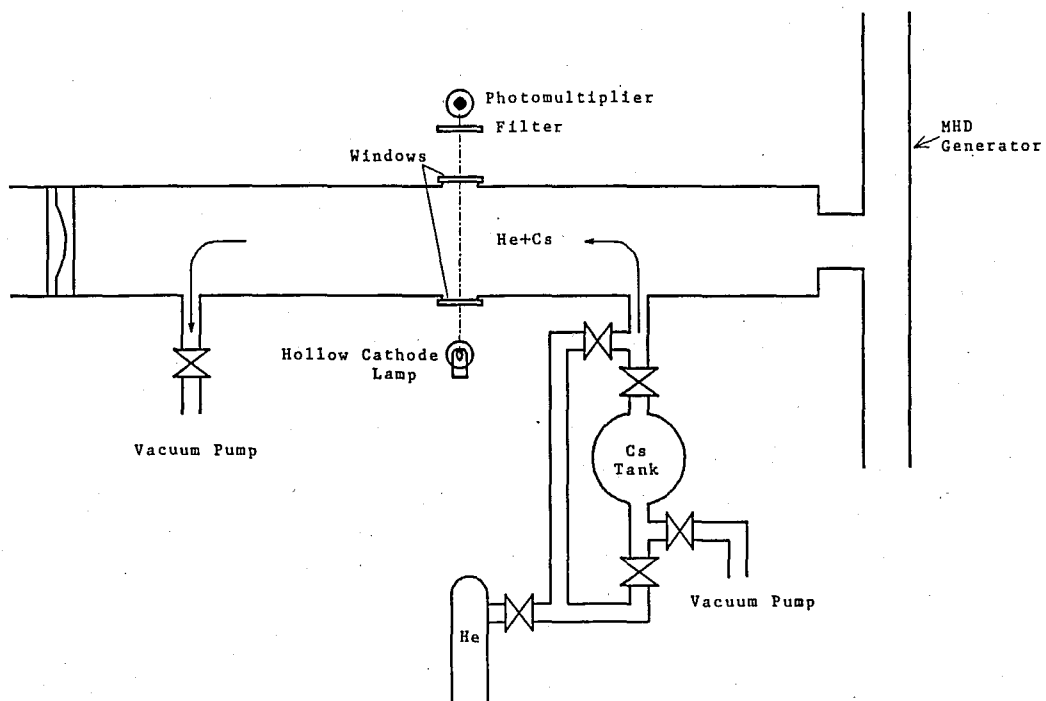


図 3-5 シード注入装置

セシウムが封入されたガラスのカプセルをステンレス製のシードタンク内入れ、ヘリウム雰囲気にしてから、外部から力を加えてガラスのカプセルを割った。その後シードタンクをヒーターで $200\sim 250^{\circ}\text{C}$ に加熱してセシウム蒸気を生成し、これをヘリウムで衝撃波管内に流し込むことにより、セシウムをシードしたヘリウムを衝撃波管内に導入した。またこれと同時に、衝撃波管の低圧部の一端からロータリーポンプで作動気体を引き抜き、衝撃波管内に微流速を作ることによりシード物質がヘリウムに一様に混合されるようにした。

セシウムの蒸気圧は、飽和蒸気圧曲線に示されるように温度の関数となるため、シード率の値は、基本的にはシードタンクの温度により調整することが可能である。しかし実際には、予想されたほどセシウムが蒸発しないことが多いため、シードタンクに適宜振動を与えるなどしてシード率の調整を行った。

3-1-4 水冷鉄心常伝導磁石

ディスク形発電機に磁場を印加するために、水冷鉄心常伝導磁石を用いた。この磁石に流す電流と最大磁束密度の関係を図 3-6 に示す。電流の定格値は 1500A であり、その時の最大磁束密度は約 2.7T である。

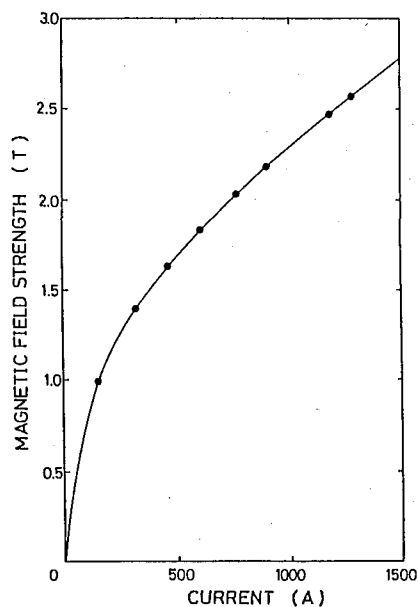


図 3-6 常伝導磁石の電流—磁束密度特性

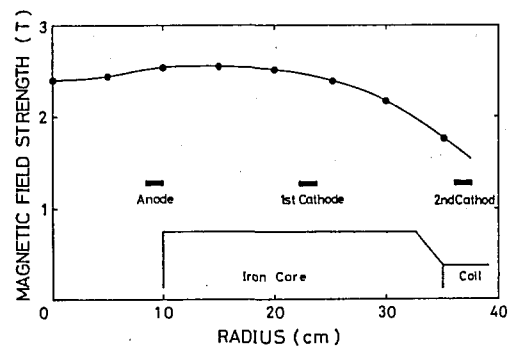


図 3-7 常伝導磁石の半径方向の磁束密度分布 (1270A)

図 3-7 には、電流値が 1270A の時の半径方向の磁束密度分布を示す。図のように、アノードから第 1 カソードまではほぼ一定の磁束密度を維持しているが、それより外側では磁束密度は大きく減少し、第 2 カソードでは約 30%減少する。

なお、この常伝導磁石は 1 分程度励磁し続けることが可能であり、発電実験は、磁束密度が完全に定常になっている状態で行った。

3-2 計測系

本実験では、発電機の等エントロピー効率及び発電機内のエントロピー生産の機構の評価を行うために、従来まで行ってきた実験に比べ、以下の計測の追加、及び強化を行う。

- 1) 発電機出口での作動気体全圧計測
- 2) 発電機内を内部短絡して流れるファラデー電流計測
- 3) より詳細なホール電位分布計測
- 4) より詳細な静圧分布計測
- 5) 電子密度及び電子温度の揺らぎの計測
- 6) 発電機内のプラズマの写真観測

衝撃波管を用いた実験は発電時間が短く、特に本研究のように作動気体にヘリウムを用いた実験では、発電時間が1ms程度となる。そのため各計測には、周波数応答の良い手法を用いる。また、発電機内では1000Vを越える高電圧が発生するため、発電機や計測系の電氣的絶縁にも注意が必要である。

本実験で用いた計測系を、以下にまとめる。

3-2-1 衝撃波管末端での計測

発電機入口での激み点圧力、激み点温度、シード率を評価するために、衝撃波管末端で形成される激み点で以下の計測を行った。

激み点圧力

衝撃波管末端 (end wall) から50mm手前の位置 (図 3-8、A点) に半導体圧力変換器 (豊田工機、PMS-5) を設置し、激み点圧力の計測を行った。発電機入口激み点圧力を求めるためには、発電機入口に近い位置で計測した方がより正確な値が得られるが、激み点温度やシード率といった光学系を用いた計測と同期を取る必要があるため、衝撃波管末端手前で激み点圧力を

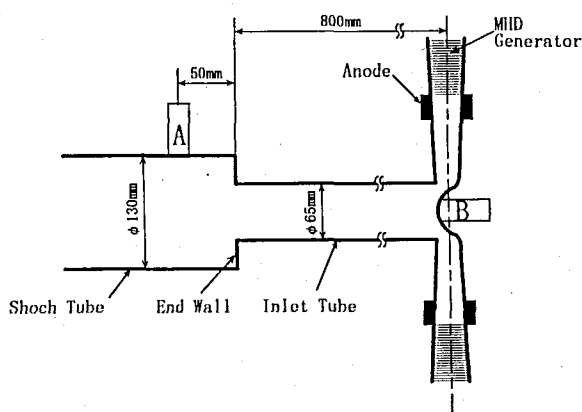


図 3-8 激み点圧力の計測位置

計測し、ここでの値を発電機入口の激み点圧力として用いた。

なお、予備実験により、ディスク形発電機の対抗側の突起部の先端（図 3-8、B 点）で計測された圧力と、衝撃波管末端手前で計測された圧力の比較を行い、A 点と B 点の圧力の計測値の相違は測定誤差範囲内であることを確かめている。

激み点温度

衝撃波管末端から 50mm 手前の位置に光学測定用窓を設け、激み点温度の計測を行った。本実験では、激み点温度の計測にスペクトル線反転法⁵⁹を用いた。本実験で用いたスペクトル線反転計測系を図 3-9 に示す。

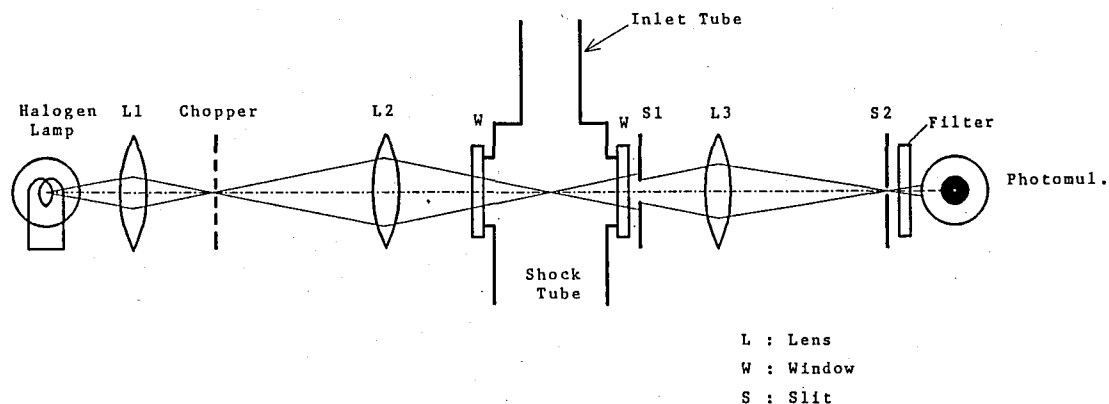


図 3-9 スペクトル反転計測系

光源には、NBS タングステンリボン標準電球で校正したハロゲンランプ（ウシオ電機：JCD100V-650WC）を用いた。ハロゲンランプに流す電流値と輝度温度の関係を図 3-10 に示す。なおこの図では、ハロゲンランプと被測定気体間のレンズ及び窓ガラスでの輝度温度の低下が考慮されている。ハロゲンランプからの連続光はチョッパー（5～10kHz）を通して矩形波に変調された後、被測定気体（He+Cs）を通過し、干渉フィルター（中心波長 852.1nm、半値幅 3.8nm）を通して光電子増倍管で受光される。光電子増倍管へのハロゲンランプからの入射光とプラズマからの入射光の立体角を同じにするため、衝

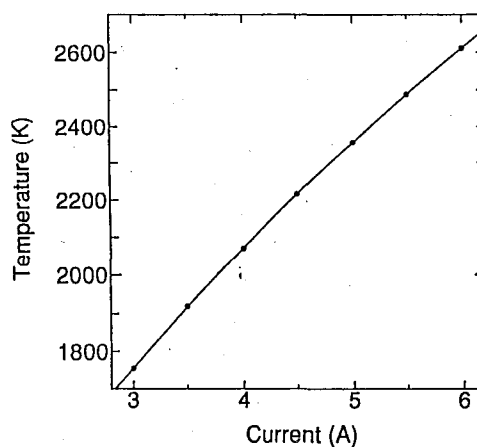


図 3-10 ハロゲンランプに流す電流値と輝度温度の関係

衝撃波管の光学計測用窓にスリットを設けている。

作動気体の激み点温度は、以下の式から算出される。

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_s} + \frac{k}{h\nu_0} \ln \left(1 - \frac{I_T - I_s}{I_P} \right) \dots\dots\dots (3.1)$$

ここで、 T_0 は被測定気体の激み点温度、 T_s は光源の輝度温度、 I_s は光源からの光の強度、 I_P は被測定気体が発するスペクトル線の強度、 I_T は光源からの光が被測定気体を通過した後の強度、 ν_0 はスペクトル線の振動数である。

スペクトル線反転法により得られた波形の一例を、激み点圧力の波形と共に図 3・1 1 に示す。それぞれの波形は定常状態にはなっていないが、激み点温度が最大のときに発電が行われるという仮定のもとに、スペクトル線反転法で得られた波形の I_T が最大となる時間域で激み点の諸量を評価した。

なお、激み点温度の測定誤差を低減するために、 I_s の値と I_T の値の相違が小さくなるようにハロゲンランプの輝度温度を調整した。

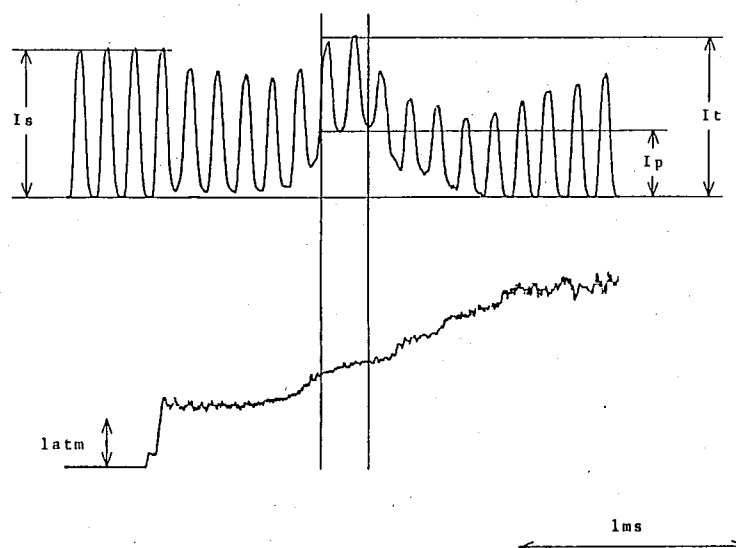


図 3-1 1 スペクトル線反転法、及び激み点圧力の波形

シード率

衝撃波管末端から 120mm 手前の位置に光学測定用窓を設け、セシウム第一共鳴線（波長 852.1nm）の blue wing での光の吸収によりシード率の計測を行った^{60）}。

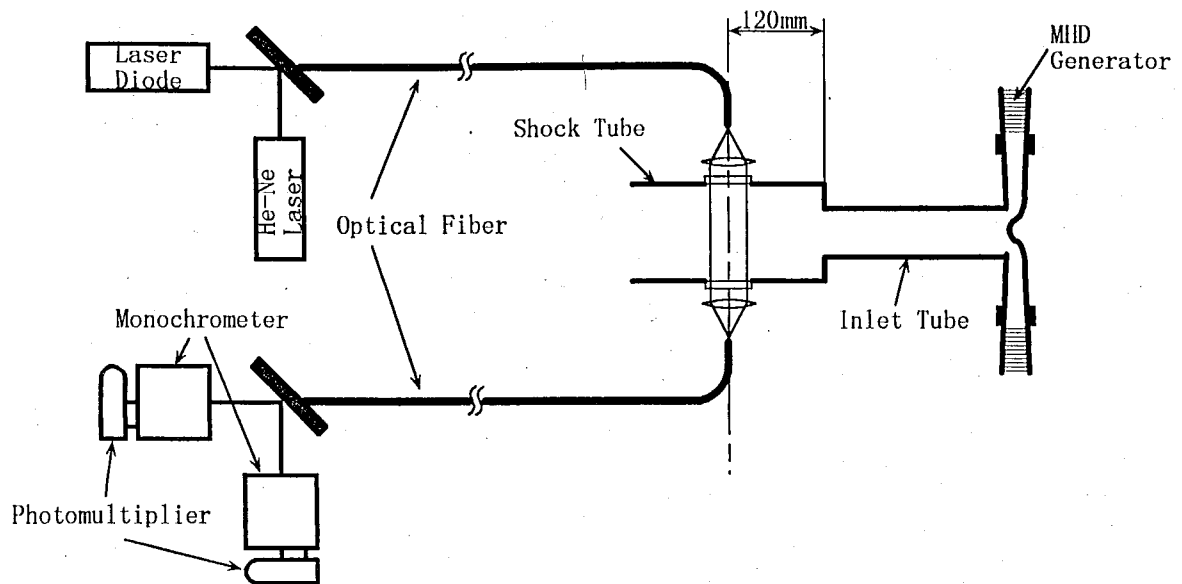


図 3-12 シード率の計測系

シード率の計測系を図 3-12 に示す。光源には、単色光で輝度温度の高い半導体レーザー（波長約 840nm）を用いた。また、粒子による散乱や振動による光軸のずれが評価できるように、参照光として、被測定気体に吸収されない He-Ne レーザーの光（波長 632.8nm）を、ハーフミラーを用いて半導体レーザーと同じ光学軸に通した。光ファイバーにより導かれた半導体レーザー及び He-Ne レーザーの光は、衝撃波管末端手前の被測定気体を通過し、光ファイバーを経由した後ハーフミラーで分けられ、分光器でそれぞれのレーザーの波長に分光され、光電子増倍管で検出される。なお、半導体レーザーの素子は温度、動作電流値によって発振波長がシフトするため、バルチェ素子を用いて温度を一定に保ち、定電流回路を用いて動作電流を一定にしている。

半導体レーザーの発振強度はプラズマの発光に比べ非常に強いため、シード率は、吸収のみの以下の式から求めることができる。

$$\frac{I_{LD}}{I_{LD0}} \frac{I_{He-Ne0}}{I_{He-Ne}} = \exp \left\{ -K(\lambda_0) \varepsilon \left(\frac{P_0}{k T_0} \right)^2 l \right\} \dots\dots\dots (3.2)$$

ここで、 I_{LD0} 、 I_{He-Ne0} は被測定気体が存在しないときの半導体レーザー、He-Ne レーザーの強度、 I_{LD} 、 I_{He-Ne} は被測定気体を通過した時のそれぞれの強度、 $K(\lambda_0)$ は換算吸収係数、 λ_0 は半導体レーザーの波長、 ε はシード率、 P_0 、 T_0 は被測定気体の澱み点圧力及び澱み点温度、 l は被測定気体中の光路長である。

なお、blue wing でのスペクトル形状は衝突理論から大きくずれているため、実験的に求めた換算吸収係数を用い、シード率を評価した⁶¹⁾。

3-2-2 電気計測

ホール電圧、ホール電位分布

アノード ($r=85\sim100\text{mm}$)、第1カソード ($r=222.5\sim237.5\text{mm}$)、第2カソード ($r=360\sim375\text{mm}$) および発電機内に取り付けた電界プローブ (9カ所: $r=120, 145, 170, 200, 260, 290, 320, 335, 350\text{mm}$) 間の電圧を、絶縁アンプ (耐電圧 2kV 、周波数応答 $\sim 100\text{kHz}$) を介して計測した。

ホール電流

アノードとカソードの電極間を流れる電流を、周波数応答、電気的絶縁に優れた LEM モジュール (LT 100-P: 周波数応答 $\sim 1\text{MHz}$) を用いて計測した。

また必要に応じて、 θ 方向に分割されたアノード、カソードそれぞれに流れるホール電流を計測し、アノード上、カソード上のホール電流の θ 方向分布を計測した。

ファラデー電流

ディスク形MHD発電機内のファラデー電流は、 θ 方向に内部短絡して流れているため、これを計測するためには、ファラデー電流の変化の際に発生する磁場の変動をコイルによ

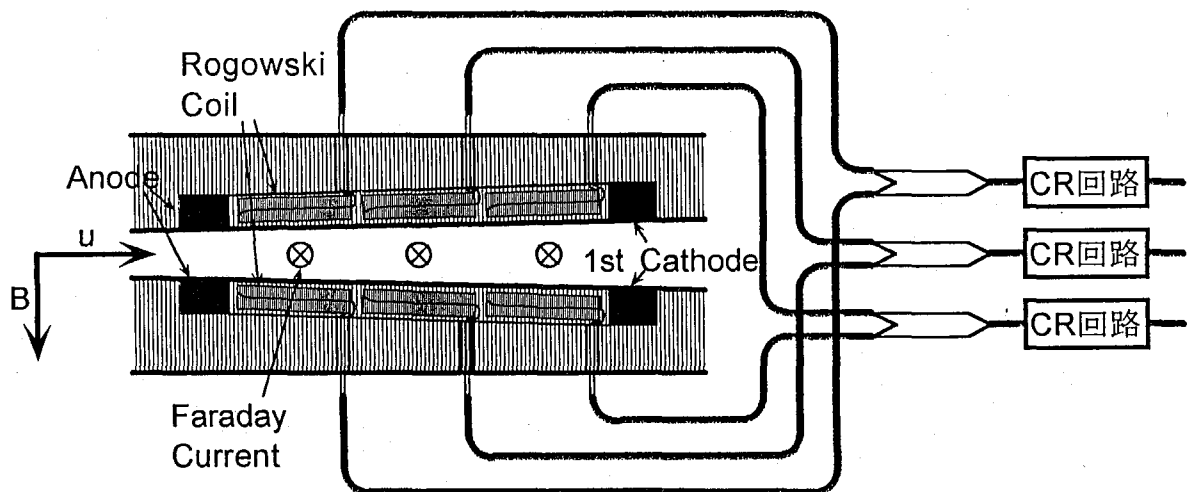


図 3-13 ファラデー電流の計測系

り検知する方法をとる必要がある。この計測にはロゴスキーコイル⁶²を用いた手法が精度が良いことが確認されているため^{63,64}、本実験でもロゴスキーコイルを用いた計測を行った。

コイルは強磁場中で磁気飽和する恐れのある鉄心等を用いず空芯とし、径 0.2mm のエナメル線を外径 8mm のビニールチューブに 1cm 当たり約 40 回巻いたものを使用した。

ファラデー電流の計測系を図 3-13 に示す（アノード-第 1 カソード間をコイル 3 分割で計測している場合に対応）。ファラデー電流計測の第 1 段階としては、測定誤差を低減するために、アノード-第 1 カソード間、第 1 カソード-第 2 カソード間のロゴスキーコイルをそれぞれ 1 組にして、計 2 カ所でファラデー電流の計測を行った。また次の段階として、ファラデー電流の r 方向分布を調べるため、アノード-第 1 カソード間のコイルを 3 分割に、第 1 カソード-第 2 カソード間のコイルを 2 分割にした計測も行った。コイルに発生した起電力は積分回路（CR 回路：C=0.47 μ F、R=10k Ω ）を通し、ファラデー電流値とロゴスキーコイルの出力電圧が比例するようにした。

ロゴスキーコイルの較正

本実験で用いたロゴスキーコイルは完全に閉じた形状ではないため、他領域に流れる電流の影響を考慮する必要がある。今、アノード-第 1 カソード間（領域 1）を流れるファラデー電流を I_{F1} 、計測電圧を V_1 、第 1 カソード-第 2 カソード間（領域 2）を流れるファラデー電流を I_{F2} 、計測電圧を V_2 とすると、

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{F1} \\ I_{F2} \end{bmatrix} = K_1 \begin{bmatrix} I_{F1} \\ I_{F2} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3.3)$$

と表すことができる。そこで、この比例定数マトリクス K_1 を求めるための較正実験を行った。

ファラデー電流を模擬するために、発電機内に導線を螺旋状に巻き、そこに正弦波の電流を流した。この導線は領域 1、領域 2 にそれぞれ設置し、領域 1 のみに電流を流すことで k_{11} と k_{21} の値を、領域 2 のみに電流を流すことで k_{12} と k_{22} の値を求めた。また、導線に流す電流の周波数（100Hz～20kHz）や電流値を変化させた較正を行い、マトリクス K_1 の値が周波数や電流値によらず、ほぼ一定であることを確認した。

本発電実験での発電時間は約 1ms であるため、周波数が 1kHz の時に求められたマトリクス K_1 の値を使ってファラデー電流値を評価した。その時のマトリクス K_1 の値は次の通りである。

$$K_1 = \begin{bmatrix} 4.45 & 0.318 \\ 0.294 & 4.50 \end{bmatrix} \times 10^{-5} [V/A] \dots\dots\dots (3.4)$$

K_1 の非対角成分は、対角成分の 10% 以下であり、計測領域以外の電流の影響は小さいと考えることができる。

また、アノード-第1カソード間の発電実験においてファラデー電流の r 方向分布を求めるために、アノード-第1カソード間の上流域を領域1、中流域を領域2、下流域を領域3、第1カソード-第2カソード間の上流域を領域4とした較正実験も行った、領域1～4を流れるファラデー電流をそれぞれ $I_{F1} \sim I_{F4}$ 、計測電圧をそれぞれ $V_1 \sim V_4$ とすると

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} & k_{14} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} & k_{24} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} & k_{34} \\ k_{41} & k_{42} & k_{43} & k_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{F1} \\ I_{F2} \\ I_{F3} \\ I_{F4} \end{bmatrix} = K_2 \begin{bmatrix} I_{F1} \\ I_{F2} \\ I_{F3} \\ I_{F4} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3.5)$$

と表すことができる。そこで、 K_1 を求めるのと同様な手法により、比例定数マトリクス K_2 を求めた。

マトリクス K_2 の値は次の通りである。

$$K_2 = \begin{bmatrix} 3.277 & 0.531 & 0.035 & 0 \\ 0.569 & 3.477 & 0.769 & 0 \\ 0.110 & 0.735 & 3.487 & 0.285 \\ 0 & 0.145 & 0.439 & 4.09 \end{bmatrix} \times 10^{-5} [V/A] \dots\dots\dots (3.6)$$

またこの時には、電極領域にファラデー電流が流れたときの測定値への影響も調べた。その結果、アノード上に流れる電流が領域1の計測値に及ぼす影響、及び第1カソード上に流れる電流が領域3または4の計測値に及ぼす影響は、10%以下であることを確かめた。

3-2-3 気体圧力計測

発電機内の気体圧力計測には、磁場や電氣的な影響を受けにくいキスラー社製のピエゾレジスティブ絶対圧力変換器 (4043A) を用いた。また、計測の周波数応答性を良くするため、測定部と圧力変換器を結ぶ導圧管は太め (直径 3mm 程度) に、長さは極力短くし、導圧管での時間遅れを数十 μs 以下になるようにした⁶⁵。

静圧

超音速ノズル内に1カ所 ($r=80\text{mm}$)、発電機内に7カ所 ($r=100, 110, 150, 165, 200, 270, 340\text{mm}$) 静圧測定孔を設け、半径方向の静圧分布の計測を行った。静圧孔の直径は 3mm であり、被測定部から圧力変換器までの長さは 15～20mm である。

全圧

第1カソード上流端 ($r=222.5\text{mm}$) および第2カソード上流端 ($r=360\text{mm}$) にピトー管を設置し、発電機内の全圧計測を行った。また、アノード下流端 ($r=100\text{mm}$) と $r=150\text{mm}$ の位置にもピトー管の設置が可能になっている。

本実験では、発電機入口に旋回流があることや、発電機内に流れるホール電流により作動気体が旋回力を受けることから、測定部での作動気体の流れ方向を特定することは難しい。そのため、 $r=100\text{mm}$ の位置以外のピトー管には、流れ方向の影響の受けにくいキール管⁶⁶を用いた。このタイプのピトー管

を用いることで、ピトー間の向きと作動気体の流れ方向との角度が $\pm 35^\circ$ までは正確な全圧計測が可能となる⁶⁷。本実験で用いたキール管の形状 ($r=222.5\text{mm}$) を図 3-14 に示す。導圧管での時間遅れを少なくするため、キール管の内径は 3mm とした。

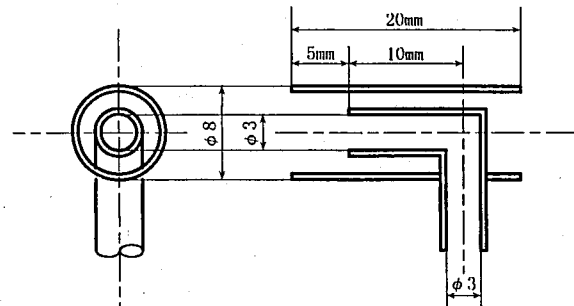


図 3-14 本実験で用いたキール管の形状
($r=222.5\text{mm}$)

通常、超音速流内でピトー管を用いた全圧計測を行う際には、ピトー管の前方に垂直衝撃波が発生すると仮定したレイリのピトー管公式⁶⁷を用いて全圧の低下の補正を行う。しかし本実験での計測は、発電機高さが $10\text{mm}\sim 18\text{mm}$ のところにて外径 $8\text{mm}\sim 10\text{mm}$ のキール管を挿入しているため、壁の影響を大きく受け、垂直衝撃波が発生せず、ピトー管公式が成り立たなくなることが考えられる。そのため、本実験では、超音速流れが想定される場合にもピトー管公式による補正は行わなかった。これにより超音速流れの場合は、本実験で評価した全圧は、実際の全圧よりも低めの値になっている可能性がある。ただし、作動気体の出口マッハ数が 1.5 以下の場合は、ピトー管公式を用いた場合と用いなかった場合の全圧の値の相違は 6% 以内であり、この場合、発電機の等エントロピー効率の評価には大きな影響を及ぼさない。

3-2-4 分光計測

超音速ノズル部 ($r=70, 80\text{mm}$) および発電機内 ($r=100, 120, 195, 265, 335\text{mm}$) に石英ガラス製の分光計測用窓が設けられており、以下のような分光計測を行った。

光電子増倍管による計測

発光強度やその時間変動を観測するため、光電子増倍管 (浜松ホトニクス: R446、R636、R666) を用いた計測を行った。計測対象とした波長は、セシウムの再結合放射光に相当す

る 410nm、490nm、およびセシウムの第一共鳴線に相当する 852nm である。発電機内のプラズマの発光は、分光計測窓から石英ガラス製の光ファイバーを経由し、干渉フィルター（中心波長 410nm、490nm、852nm：半値幅 4nm 程度）を通して光電子増倍管で受光した。

セシウムの再結合放射光強度は以下の式で表すことができる。

$$I_{Cs-Continuum} \propto n_e n_{Cs^+} \sum_j Q_{oj} f_j(T_e, \lambda) \dots\dots\dots (3.7)$$

$$f_j(T_e, \lambda) = T_e^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{hc}{kT_e} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{oj}} \right) \right] \dots\dots\dots (3.8)$$

ここで、 Q_{oj} は電子の速度が 1m/s の時の j 状態のセシウム原子への放射再結合の衝突断面積、 f_j は j 状態のセシウム原子になるときの再結合放射光強度の電子温度に依存する項であり、 λ_{oj} は j 状態のセシウム原子になるときの再結合放射光の限界波長である。 Q_{oj} 及び f_j は電子温度にあまり強く依存しないため、セシウムの再結合放射光強度は、シード弱電離領域からシード完全電離領域にかけては、ほぼ電子密度の 2 乗に比例すると考えることができる。すなわち、再結合放射光強度の揺らぎを計測することで、プラズマ中の電子密度の変動を評価することが可能である。

また、再結合放射光の分光放射輝度（単位波長あたりの光の強度）は次のように表すことができる。

$$N(\lambda) \propto n_e n_{Cs^+} T_e^{-\frac{3}{2}} \lambda^{-3} \sum_j Q_{oj} \exp \left[-\frac{hc}{kT_e} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{oj}} \right) \right] \dots\dots\dots (3.9)$$

波長に依存しない項を $Const.$ としてこれを変形すると次式が得られる⁶⁸。

$$\ln[N(\lambda)\lambda^3] = -\frac{hc}{kT_e} \frac{1}{\lambda} + Const. \dots\dots\dots (3.10)$$

この式より、電子温度は $1/\lambda$ に対する $\ln[N(\lambda)\lambda^3]$ の傾きから決定できることがわかる。セシウムの 6p 準位への再結合放射光の限界波長は 494.4nm であるため、これより短波長側の 2 つの波長において再結合放射光強度を計測することで 3.10式から電子温度を求めることができる。SMA で取得された波形（図 3・15）から、発電機内の発光は 490nm 付近、410nm 前後で共鳴線の影響が見られず、これらの波長ではセシウムの再結合放射光のみが計測可能であると考えられるため、本実験では、410nm および 490nm の 2 波長において再結合放射光を測定し、その強度の比から電子温度を求めた。

セシウムの共鳴線強度は以下の式で表すことができる。

$$I_{Cs-Line} \propto n_{Cs} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_e}\right) \quad (\text{光学的に薄い場合}) \quad \cdots (3.11)$$

$$I_{Cs-Line} \propto \sqrt{n_{He} n_{Cs}} \left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT_e}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{光学的に厚い場合}) \quad \cdots (3.12)$$

ここで、 ν_0 は線スペクトルの中心波長である。上式より、セシウムの共鳴線強度はセシウム原子（電離していないもの）の数密度と電子温度に大きく依存していることがわかる。

SMAによる計測

発電機内の発光の波長依存性を調べるため、及び発電機内の時間平均的な電子温度を求めるために、SMA（東京インスツルメンツ：spectrometric multi-channel analyzer）を用いた計測を行った。SMAの波長-感度特性の較正はNBSタングステンリボン標準電球を用いて行われている。

SMAで取得された発電機内の発光の波長依存性（340～570nm）を図 3-15 に示す。この図より、セシウムの共鳴線が強く観測されているが、それ以外の共鳴線の影響は小さいことがわかる。

また、ここで得られたデータを、横軸を $1/\lambda$ 、縦軸を $\ln[N(\lambda)\lambda^3]$ として描き直し、その直線の傾きから 3.10式を用いて時間平均的な電子温度を求めることができる。

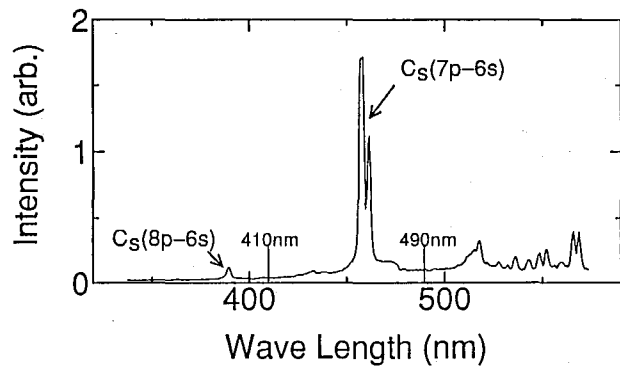


図 3-15 SMA で取得された発電機内の発光

3-2-5 写真観測

発電機内のプラズマの構造を視覚的にとらえるため、本実験では直径 50mm の石英ガラス製の写真観測用窓を通して写真観測を行った。作動気体のヘリウムは流速が速いため（2000～3000m/s 程度）、プラズマの構造を捕らえるためには露出時間を短くする必要がある（1 μ s の露出時間で作動気体は数 mm 動く）。そのため、露出時間を最小 5ns にできる超高速シャッターを持つ CCD カメラ（Nac DICAM-2）を用いて、発電機内のプラズマの写真観測を行った。

3-3 実験データの評価方法

本実験で得られた実験データの波形は、エレクトロニカ社製のデジタルメモリー (ELK7125、ELK7150、ELK3000) に記録し、パーソナルコンピュータを用いてデータの処理を行った。

3-3-1 熱入力の評価

熱入力は、衝撃波管末端で計測された激み点圧力 (P_{0in})、激み点温度 (T_{0in}) をもとに、以下の式を用いて評価した。

$$Thermal\ Input = \rho_{th} \sqrt{\gamma R T_{gth}} A_{th} C_p T_{0in} \dots\dots\dots (3.13)$$

ここで、添え字の th は超音速ノズルのスロート部での値を意味している。また、スロート部でのマッハ数は 1 であるとし、スロート部での気体密度、気体温度は、 P_{0in} 、 T_{0in} の値及び等エントロピーの関係式を用いて求めた。

3-3-2 計測された波形の読み方

発電実験により得られた計測データの波形の一例を図 3-16 に示す。この例では発電時間は約 0.8ms である。発電時間の前半では作動気体の静圧や全圧といった流体諸量が定常になっておらず、値が大きく変化しているが、発電時間の後半では、完全には定常にならないものの、値の変化は緩やかになっている。また、ホール電圧、ホール電流、ファラデー電流といった電氣的諸量や、再結合放射光強度、共鳴線強度といったプラズマ諸量を表わす強度は、発電時間帯後半では、ほぼ定常状態になっている。本実験では、発電時間の後半のほぼ定常となっていると考えられる時間域 (0.2ms 以上) で各データを時間平均し、これを実験データとした。

なお、ファラデー電流の計測データを見ると、グラウンドラインが振動していることがわかるが、これは発電機の機械的振動によるものだと考えられる。

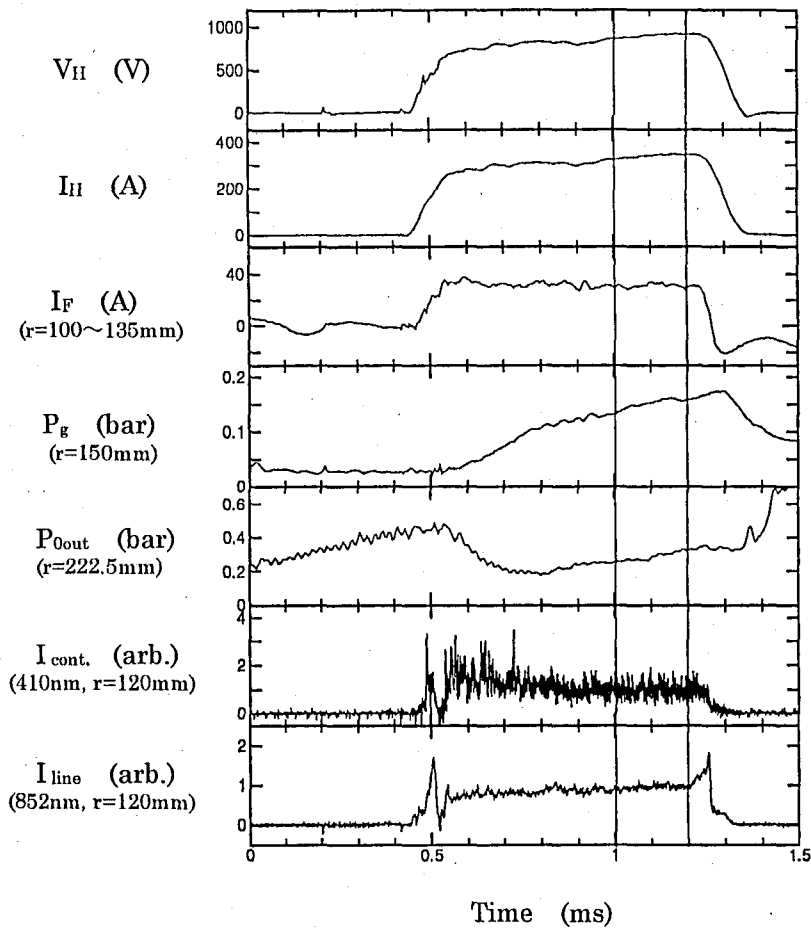


図 3-16 発電実験により得られた計測データの波形の一例
($T_{0in}=2100K$ 、 $P_{0in}=1.7atm$ 、 $S.F.=3 \times 10^{-4}$ 、 $R_L=2.5 \Omega$ 、 $B=2.55T$)

3-3-3 エンタルピー抽出率及び等エントロピー効率の評価

エンタルピー抽出率は、発電出力を熱入力で割った値である。

$$E.E. = \frac{\text{Electrical Power Output}}{\text{Thermal Input}} \dots\dots\dots (3.14)$$

本実験では、熱入力の値には 3-3-1 で求めた値を用いた。また発電出力は、ホール電圧の 2 乗を外部負荷抵抗値で割った値とした。

等エントロピー効率は 2.3 式を用いて評価した。

$$\eta_i = \frac{E.E.}{1 - \left(\frac{p_{0out}}{p_{0in}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \dots\dots\dots (2.3)$$

この際、エンタルピー抽出率には上で求めた値を代入し、入口全圧には衝撃波管末端で計測された激み点圧力を、出口全圧にはピトー管（キール管）を用いて計測した値を用いた。

3-3-4 ガス流速の評価

ガス流速を評価するために、2点間で計測したセシウム共鳴線波形の時間位相差を相互相関により求める方法³¹を試みた。しかし、この方法ではセシウム共鳴線強度の揺らぎが大きい時以外は強い相互相関が得られず、これによりガス流速を評価することは困難であった。そのため4.2節では、発電機内の流速を評価するために以下の方法を用いた。

まずあらかじめ、本実験条件を想定し、負荷抵抗やシード率を変化させた数多くの数値シミュレーションを行い、発電機内の特定の半径位置での静圧とガス流速の空間平均値の関係をグラフにしておいた。その一例を図3-17に示す。発電機内の静圧は複数の

個所で計測しているため、静圧を計測している場所ごとにグラフを作製した。そして、実験で計測された静圧の値とこれらのグラフを照らし合わせ、ガス流速の空間平均値を評価した。なお、ここでの数値シミュレーションには、実験データと比較的良く一致するAppendixに記述されている手法を用いた。この方法で評価されたガス流速は、セシウム共鳴線の相互相関から実験的に求めた流速と比べ、10%程度の精度で一致している。

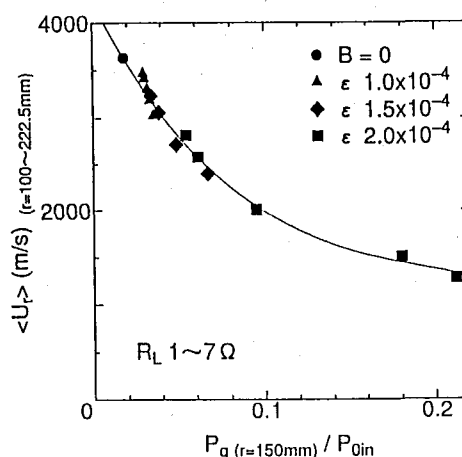


図 3-17 数値シミュレーションにより求めた、発電機内の静圧（r=150mm）とアノードー第1カソード間の流速の空間平均値の関係

4 発電実験結果

4-1 非発電時の流体特性

発電実験を行う前に、磁場を印加せずMHD相互作用のない状態での流体特性を調べた。

図 4-1 に、計測された発電機内の静圧を黒丸で、全圧を黒四角で示す。また同時に、熱損失と摩擦損失を考慮した準 1 次元計算（計算手法は 5-1 節参照）の結果も示した。図中の実線(actual shape) は実際の発電機形状をもとに計算した静圧分布である。実験データと計算結果（実線）の間に相違があるが、これは、本実験で用いた発電機の高さが約 10mm と小さく、壁での境界層の影響が大きいために起こっているものと考えられる。そこで、境界層の影響を排除するために、静圧分布が実験値と一致するように決めた形状（実効的な形状: effective shape）を使った計算も行った。これを図中に破線で示す。全圧分布の計算値は実効的な形状を用いたものを示した。実際の形状と実効的な形状の比較を図 4-2 に示す。

作動気体の全圧は、第 1 カソード上流端で、入口激み点圧力（衝撃波管末端で計測された激み点圧力）の 43% の

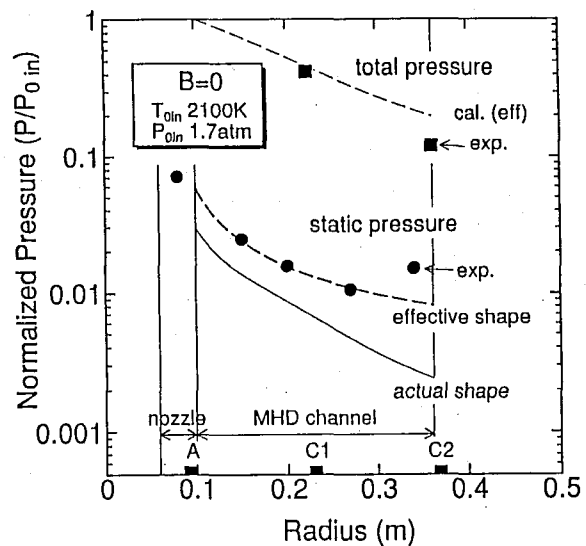


図 4-1 非発電時の静圧分布、全圧分布

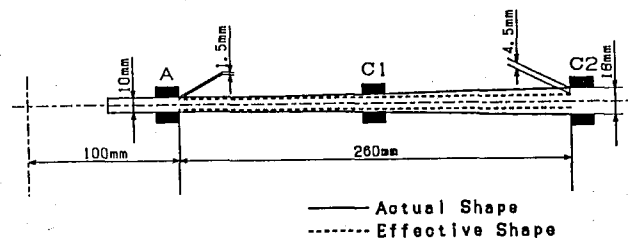


図 4-2 実際の形状と実効的な形状の比較

値になっており、第2カソード上流端では13%まで低下している。第1カソードから第2カソードにかけての全圧の低下が計算に比べ顕著になっているが、これは、第2カソードより上流部で静圧の上昇が起こっていることから想像できるように、擬似衝撃波等、壁面摩擦損失以外の影響が大きくなっているためであると考えられる。

4-2 高エンタルピー抽出実験

本節では、高エンタルピー抽出発電実験を行い、その時の発電機出口全圧を計測することにより発電機の等エントロピー効率の評価を行う。また、発電機内を流れるファラデー電流を計測し、等エントロピー効率の値に密接に関係するホール係数の値を実験的に評価することを試みる。

4-2-1 実験条件

高エンタルピー抽出を得るため、ここではアノードと第2カソードの間に負荷抵抗を接続し、発電流路を長くして発電実験を行った。実験条件を表 4-1 に示す。本実験では負荷抵抗及び入口激み点圧力を変化させ、それが、発電機の等エントロピー効率や、等エントロピー効率に関わる諸量に及ぼす影響を調べた。

表 4-1 実験条件

作動気体	He + Cs
入口激み点温度	1900~2100K
入口激み点圧力	90~230kPa
熱入力	0.5~1.2MW
シード率	$4 \sim 6 \times 10^{-4}$
外部負荷抵抗	$1 \Omega \sim 5 \text{ M}\Omega$
入口磁束密度	2.55T

4-2-2 エンタルピー抽出率及び等エントロピー効率

実験で得られたエンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係を図 4-3 に示す。本実験では、外部負荷抵抗を 5Ω とした時に最大のエンタルピー抽出率 31.6% が得られ、その時の等エントロピー効率は 46% であった。本発電機 (ISTEC-1) を用いた発電実験で得られた最大のエンタルピー抽出率は 32.4% である³⁷⁾ので、今回の実験では、これとほぼ同程度の値を得ることができたと言える。

また、用いた発電機の断面積比をもとに 2.5 式を用いて計算したエンタル

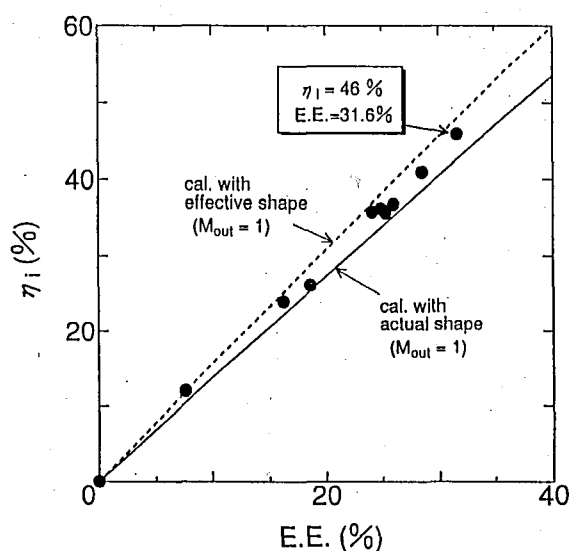


図 4-3 実験で得られたエンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係

ピー抽出率と等エントロピー効率の関係を、図中に示した。これより、実験結果の傾向は2.5式の計算値と良く一致していることがわかり、2・1節での議論は妥当なものであることがわかる。なお、2・1節での議論の妥当性は、他の発電機においても確認されている⁶⁹。

4-2-3 負荷抵抗の影響

発電機半径方向のホール電位分布を図4-4に示す。従来から、発電機入口での電離緩和現象により電圧降下が起こり、これが発電性能の劣化をもたらすことが問題とされてきた⁷⁰。この現象は、一般化されたオーム則(2.10式)を変形した次式から理解できる。

$$\frac{dV_H}{dr} = -E_r = \beta u_r B + u_\theta B - \frac{1+\beta^2}{\sigma} J_r \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

上式の右辺第1、2項はホール起電力を表し、第3項はプラズマの内部抵抗により消費される電界を表している。つまり、発電機入口で電離緩和現象が起こり発電機入口での電気伝導度が低いときには、プラズマの内部抵抗に消費される電界が大きく、発電機入口で電圧降下が起こるのである。

しかし本実験では、発電機入口での負電位は観測されなかった。これは、超音速ノズル内でシード物質の電離が促進されており、発電機入口で既に十分な電気伝導度を持ったプラズマが生成されているためであると考えられる。

発電機入口での電圧降下が見られない一方、いずれの負荷抵抗の場合も下流域でホール電界強度が小さくなっていくことがわかる。この原因としては、流速や磁束密度減少によるホール起電力の低下、電気伝導度の低下によるプラズマの内部抵抗の増加等が考えられる。

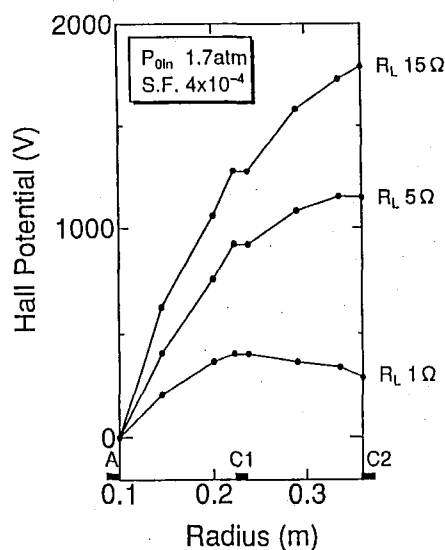


図4-4 ホール電位分布

図4-5には、ログスキーコイルにより計測されたファラデー電流密度の負荷抵抗による変化を示す。

一般化されたオーム則(2.11式)を負荷率の関係(2.12式)を用いて変形すると次式が得られる。

$$-J_\theta = \frac{\sigma u_r B}{1+\beta^2} (1 - \beta S + \beta^2 K_H) \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

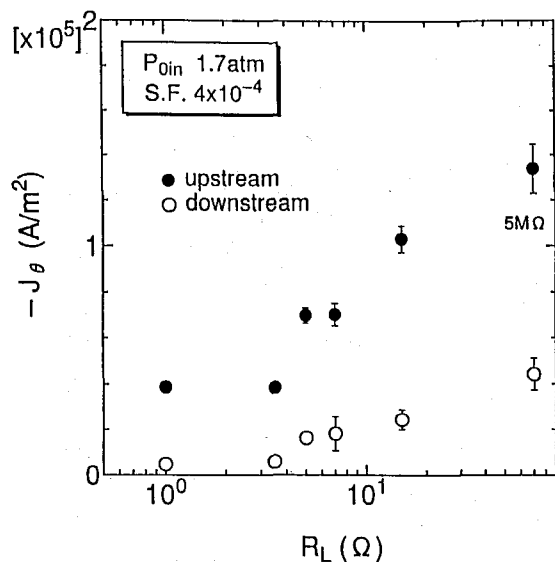


図 4-5 ファラデー電流密度の負荷抵抗による変化

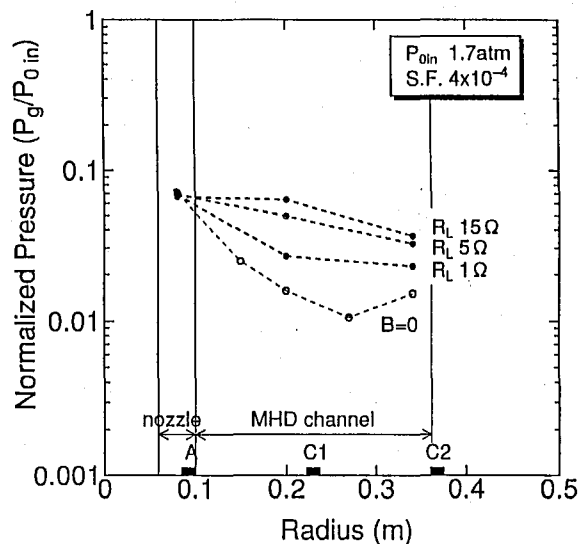


図 4-6 半径方向の静圧分布

この式より、負荷抵抗を大きくし負荷率を上げると、ファラデー電流が大きくなることがわかる。図 4-5 で、ファラデー電流が負荷抵抗とともに大きくなるのはこのためである。

また、発電機の下流部（第1カソード-第2カソード間）で計測されたファラデー電流密度の大きさは、上流部（アノード-第1カソード間）の3分の1以下と小さくなっている。

図 4-6 に半径方向の静圧分布を示す。超音速ノズル内 ($r=80\text{mm}$) ではいずれの負荷抵抗の場合でもほぼ同一の静圧となっており、この地点までにはローレンツ力による作動気体のブレーキの影響はほとんどないと考えられるが、発電機内では、負荷抵抗が高いほど静圧が高くなっていることがわかる。これは、図 4-5 からわかるように、負荷抵抗の上昇と共にファラデー電流密度が大きくなり、作動気体に働くブレーキ ($-J_\theta \times B$) が大きくなるからである。

MHD 発電機内の非平衡電離の程度を調べるため、 $r=195\text{mm}$ の位置の分光計測窓で SMA を用いた時間平均的な電子温度の計測を行った。電子温度は 3.10 式を用いて評価することができ

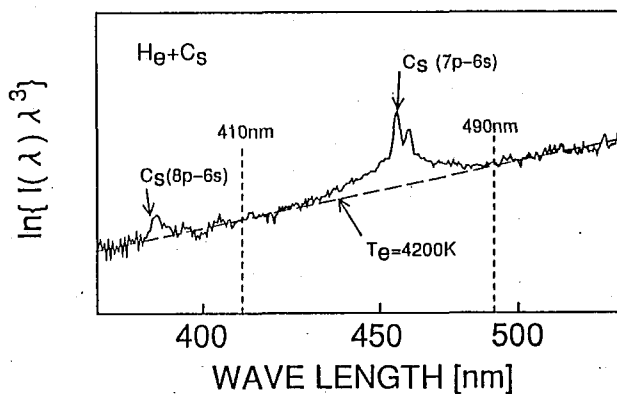


図 4-7 SMA により得られた波形
(電子温度算出用に変換したもの)

るため、SMA で得られた波形を図 4-7 のように変換し、その傾きから電子温度を求めた。

上記の方法で求めた電子温度を図 4-8 に示す。本実験条件では、サハ平衡を仮定すると、電子温度が 4000K 以上でシード物質がほぼ完全に電離するシード完全電離領域になるが、このことを考慮すれば、負荷抵抗が 15 Ω 以下のときには、ほぼシード完全電離状態が得られていると考えることができる。

またこの図から、負荷抵抗が大きくなるにつれ電子温度が低下していることがわかる。電子系の方程式 (2.20、2.21式) から考えれば、負荷率が高くなるとジュール加熱が増加し、電子温度は上昇するはずであるが、実験ではこのような傾向は見られなかった。これは、MHD相互作用の影響によると考えられる。すなわち、負荷率が高くなると、流速の低下によるジュール加熱の低下や静圧の上昇による電子の衝突周波数の増大が起こり、これが電子温度を下げる要因となるのである。

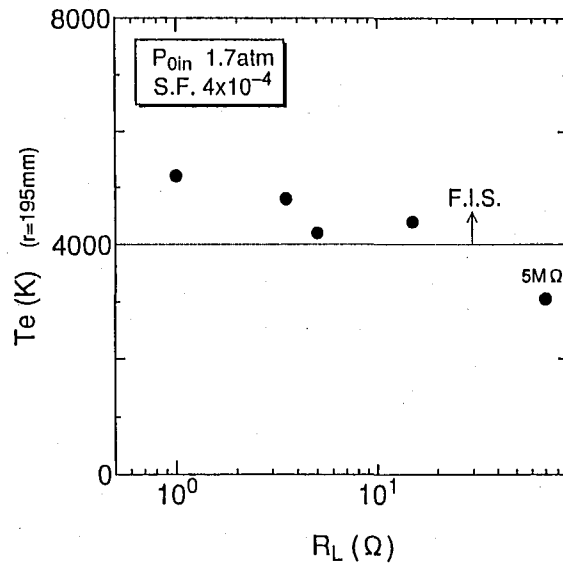


図 4-8 発電機内電子温度の負荷抵抗による変化

4-2-4 ホール係数の評価

序論でも述べたように、非平衡MHDプラズマは不安定性が成長しやすく、実効的な電気伝導度やホール係数が低下しやすいことが知られている。ディスク形発電機では、2-2節で議論したように、ホール係数の値が発電機の等エントロピー効率の値を決定づけることになるため、等エントロピー効率の向上を目指すためには、実効ホール係数を高めることが必要になる。

強いMHD相互作用下でディスク形MHD発電機の実効ホール係数を評価する試みが、過去に E.U.T.で行われた。しかしその結果、実効ホール係数は発電機入口で1程度、出口で3程度であるという、悲観的な値が得られた⁷¹。ただしここでの評価では、実効ホール係数は気体密度のみの関数になるという、実験的に確認されていない仮定を用いた評価をしているため、この値は信頼性に乏しいと考えられる。そこで本研究では、より信頼性の高い実効ホール係数を求めることを試みた。

ホール係数及び電気伝導度は、一般化されたオーム則 (2.10、2.11式) から以下のように表すことができる。

$$\beta = \frac{J_\theta E_r + J_\theta u_\theta B + J_r u_r B}{J_r E_r + J_r u_\theta B - J_\theta u_r B} \dots\dots\dots (4.3)$$

$$\sigma = \frac{(1 + \beta^2) J_r}{E_r + \beta u_r B + u_\theta B} \dots\dots\dots (4.4)$$

本研究では、見かけのホール係数、見かけの電気伝導度を以下のように定義した。

$$\beta^* = \frac{\langle J_\theta \rangle \langle E_r \rangle + \langle J_\theta \rangle \langle u_\theta \rangle \langle B \rangle + \langle J_r \rangle \langle u_r \rangle \langle B \rangle}{\langle J_r \rangle \langle E_r \rangle + \langle J_r \rangle \langle u_\theta \rangle \langle B \rangle - \langle J_\theta \rangle \langle u_r \rangle \langle B \rangle} \dots\dots\dots (4.5)$$

$$\sigma^* = \frac{(1 + \beta^{*2}) \langle J_r \rangle}{\langle E_r \rangle + \beta^* \langle u_r \rangle \langle B \rangle + \langle u_\theta \rangle \langle B \rangle} \dots\dots\dots (4.6)$$

ここで $\langle \rangle$ は空間平均を意味している。すべての諸量が空間的に一様であるならば、4.5、4.6式は 4.3、4.4式と等しくなる。

4.5、4.6式で求めた値を見かけのホール係数、見かけの電気伝導度と記述しているのは、後でも述べるように、これらの式から求めた値の低下が、非平衡プラズマの非一様性のみでなく、流体諸量の空間分布にも影響しているからである。そのため、過去の非平衡プラズマの研究で用いられてきた実効ホール係数、実効電気伝導度と区別するために、今後は、流体諸量の空間分布も取り込んだホール係数、電気伝導度を、見かけのホール係数、見かけの実効電気伝導度と呼ぶことにする。

4.5、4.6式中の各空間平均値は、それぞれ以下の式に基づいて算出した。

$$\langle J_r \rangle = \frac{I_H}{\left(\frac{\int_{in}^{out} 2\pi r h dr}{\int_{in}^{out} dr} \right)} \dots\dots\dots (4.7)$$

$$\langle J_\theta \rangle = \frac{I_F}{\int_{in}^{out} h dr} \dots\dots\dots (4.8)$$

$$\langle E_r \rangle = \frac{V_H}{\int_{in}^{out} dr} \dots\dots\dots (4.9)$$

$$\langle B \rangle = \frac{\int_{in}^{out} B dr}{\int_{in}^{out} dr} \dots\dots\dots (4.10)$$

$$\langle u_r \rangle = \frac{\int_{in}^{out} u_r dr}{\int_{in}^{out} dr} \dots\dots\dots (4.11)$$

$$\langle u\theta \rangle = \frac{\int_{in}^{out} u\theta \, dr}{\int_{in}^{out} dr} \dots\dots\dots (4.12)$$

ここで、 h は発電機の高さで、添え字の in 、 out は発電機の入口、出口を表している。ガス流速は3.3節の方法を用いて評価した。それ以外の値は、すべて実験での計測値を用いた。本実験ではファラデー電流を上流域（アノード-第1カソード間）、下流域（第1カソード-第2カソード間）に2分割して計測しているため、見かけのホール係数、見かけの電気伝導もそれに合わせて、上流域、下流域で評価した。

負荷抵抗を発電出力の大きくなる $5 \, \Omega$ に固定し、入口激み点圧力を変化させて見かけのホール係数の変化を調べた。4.5式を用いて評価した見かけのホール係数を図 4-9 に示す。

本実験で評価した見かけのホール係数の値は、発電機上流部で2程度またはそれ以下であり、下流部で3程度またはそれ以下だった。サイクロトロン周波数と電子の平均衝突時間間隔の積で表される理論的なホール係数 ($\omega\tau$) も図中に示したが、この値に比べ、ここで求めた見かけのホール係数は低い値になっている。

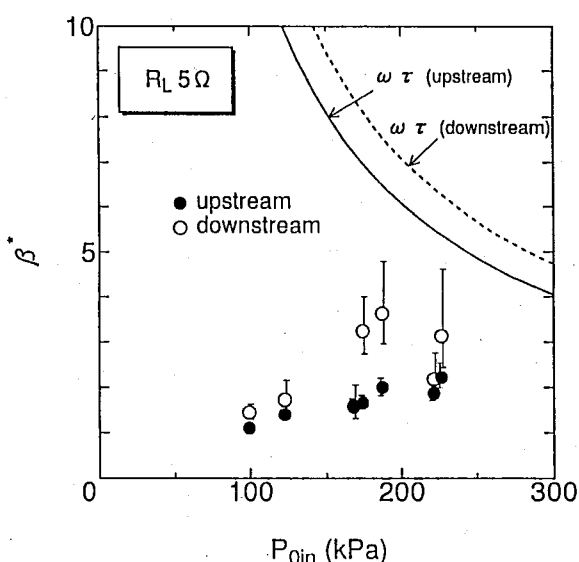


図 4-9 見かけのホール係数の
入口激み点圧力による変化

見かけのホール係数の値が低下する原因には、大きく分けて次の2つが考えられる。

1. 非平衡MHDプラズマの不安定性によりプラズマが非一様になること
2. 流体諸量が空間的に一様でなく、分布を持つこと

このうち1の原因による低下は、従来の非平衡プラズマの研究で「実効ホール係数」と言われていたものと同じである。この原因で低下したホール係数は、表面積/体積の比に影響されないため、発電機を大型化しても値が変わらず、この値の低下は発電性能の劣化に直接影響する。

これに対し2の原因には、半径方向の流体諸量の分布、境界層内の流体諸量の分布等が考えられる。急激な流体諸量の分布の変化は渦電流を招くなどして、しばしば発電性能の劣化を引き起こすが、緩やかな分布である限りは発電性能の劣化に及ぼす影響は小さい。また、境界層内の流体諸量の分布は、発電機の高さを大きくすることでその影響を低減することができる。また、本実験で用いた発電機にはスワールペーンが設置されており、こ

れにより発生するウェイクの影響による θ 方向の流体の不均一も、見かけのホール係数を下げる原因になる。

本実験では、半径方向の流体諸量の空間分布の影響を小さくするため、ファラデー電流を半径方向に分割して計測し、それぞれの領域で見かけのホール係数を評価した。しかし、ここで評価した見かけのホール係数に、流体諸量の空間分布がどの程度影響しているのかは本実験では明らかになっておらず、ここで得られた値を実効ホール係数として発電機の性能を議論することは危険である。発電機内のホール係数についての考察は、次節以降で行うことにする。

図 4-9 を見ると、入口澱み点圧力を下げ、 $\omega\tau$ の値を大きくした時に、理論的傾向とは逆に見かけのホール係数が小さくなっている。この原因が、プラズマの非一様性が大きくなったためであるのか流体諸量の分布の影響が大きくなったためであるのか判断することは難しい。これに関しては、今後より詳細な計測を行った上で考察する必要がある。ちなみに、圧力を下げると（4bar 以下の場合）実効ホール係数が下がるという現象は、G. Brederlow らの実験でも観測されている⁷²。

4-2-5 考察

本節の実験では 31.6% という高いエンタルピー抽出を得ることができたが、それに対し等エントロピー効率 は 46% と低い値に止まった。以下、この原因について考察する。

原因の一つには、発電機のスロートと出口の断面積比が 20 以上と大きかったことが挙げられる。2-1 節の議論からもわかるように、断面積比の大きな発電機ではエンタルピー抽出率が高くても等エントロピー効率は高くなりにくい。31.6% のエンタルピー抽出率に対して 46% という等エントロピー効率の値は、発電機の断面積比を考えると妥当なものである。

また、発電機内のホール係数が低下していることも、高い等エントロピー効率が得られなかった原因になっていることが考えられる。2-2 節の議論によると、ここで用いた発電機の断面積比が 20 以上であることと、 $\omega\tau$ の値が 10 程度であることを考えれば、エンタルピー抽出率、等エントロピー効率の値は、実験で得られた値よりもかなり高くなるはずである。しかし実際には、プラズマが非一様になっていること、境界層やスワールペーンのウェイクの影響があること、発電機形状の最適化ができていないこと等の複数の要因により、値が低下しているものと考えられる。

ホール係数の低下の原因の 1 つであるプラズマの非一様性について視覚的に調べるため、図 4-10 に、CCD カメラを用いて観測したプラズマの発光の写真を示す。白い部分がプラズマが発光している部分を表わしており、図のように、プラズマは電流ベクトルの向きと傾きを持った筋状の構造をしていることがわかる。

R. J. Rosa は、電気伝導度が高い部分と低い部分が層状に交互に表れるプラズマの構造を想定し、その時の実効的な電気伝導度とホール係数を見積もった⁶が、この計算結果を見ると、プラズマの構造と電流ベクトルの向きが等しいときには実効値が低下しないが、プ

ラズマの構造と電流ベクトルの向きが直角になったときに実効値の低下が最も顕著になることがわかる。

写真に見られるようなプラズマの構造が発生する原因はわからないが、このような、電流ベクトルと傾きを持ったプラズマの構造ができることが、実効ホール係数を低下させている原因の1つになっているものと考えることができる。

また、スワールベーンにより発生するウェイクによる流体の不均在ホール係数を大きく低下させている可能性もある。

M.I.T.では、作動気体に Ar と CO_2 の混合気体に Cs をシードした平衡プラズマを用い、ウェイクの影響を調べる実験が行われている。その結果、発電機入口に翼を設置しない、ウェイクの影響のない場合には、実効ホール係数は理想値と同等の 7 程度の値であったのに対し、発電機入口に 24 枚の翼を設置し、ウェイクを発生させた実験では、実効ホール係数が 3 以下に低下したことが報告されている⁷³。これは、ローレンツ力が流体に影響を及ぼさない程度の弱いMHD相互作用下で行われた実験であり、本研究のようなMHD相互作用の強い場合とは直接比較することはできない。しかし、本実験でもウェイクの影響が発電性能に大きな影響を及ぼしている可能性がある。

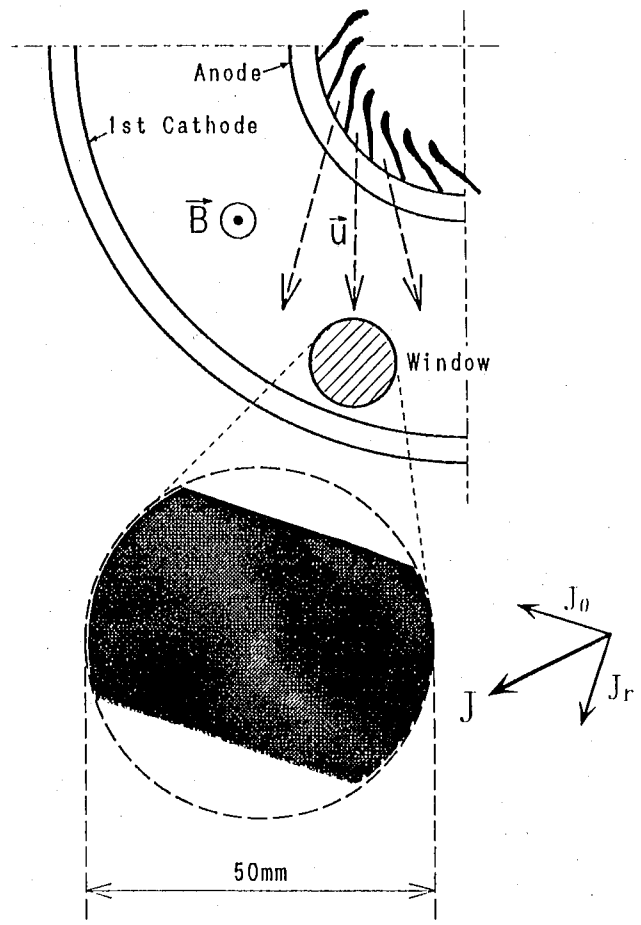


図 4-10 CCDカメラで撮影された発電機内のプラズマ (露出時間 5ns、 $P_{0in}=220\text{kPa}$ 、 $S.F.=5 \times 10^{-4}$ 、 $R_L=5 \Omega$ 、 $\beta=1.9$ 、 $E.E.=26.0\%$)

4-3 等エントロピー効率向上の試み及び等エントロピー効率に関わる諸量の実験的評価

前節の実験では 31.6%という高いエンタルピー抽出率を得ることができたが、作動気体全圧の低下が著しく、等エントロピー効率の値は 46%にとどまった。

作動気体全圧が低下する原因としては、熱力学的に見ると以下の2つが考えられる。

1. 作動気体のエンタルピー低下によるもの
2. 作動気体中のエントロピー生産によるもの

このうち1のエンタルピー低下の原因には、外部へのエンタルピー抽出と壁面からの熱損失が考えられ、2のエントロピー生産の原因には、ジュール散逸、壁面摩擦、衝撃波の発生等が考えられる。プラズマの非一様性による実効ホール係数の低下は、ジュール散逸の増加の原因になる。

高い等エントロピー効率を得るためには、発電機内でのエントロピー生産を低減する必要がある。例えばジュール散逸を減らすためには負荷率の最適化、プラズマの一様化が必要であるし、壁面摩擦を減らすためには発電機を大型化し、表面/体積比を小さくすることが有効となる。また、衝撃波等によるエントロピー生産は発電機形状や運転条件の最適化により低減できる。

図 4-1を見ると、ISTEC-1を用いた場合、非発電時には第1カソードと第2カソードの間で静圧の上昇が起きていることがわかる。この原因としては、擬似衝撃波の発生等が考えられる。それに伴い、第1カソードから第2カソードにかけての全圧低下も著しくなっている。この全圧低下が発電時にも影響しているかどうかは定かではないが、発電領域をアノード-第1カソード間とすると、擬似衝撃波等による全圧低下が除外できるものと考えられる。

また同時に、アノード-第1カソード間を発電領域とすることで、発電機の断面積比が小さくなり、エンタルピー抽出率に対する等エントロピー効率の値が高まることが期待できる。ただし、発電流路を短くするとエンタルピー抽出率は低下すると考えられる。これはホール電界が一定であるとする、ホール電圧が発電流路長に比例するからである。しかし、図 4-4のホール電位分布を見ると、アノード-第1カソード間ではホール電界が大きいのに対し、下流域ではホール電界が低下しているため、発電流路を短くすることによるエンタルピー抽出率の低下は顕著なものではないと考えられる。

さらに、スワールペーンにより与えられる作動気体のスワール比は、発電機の上流域で大きな値が保たれるため、アノード-第1カソードを発電領域とすることで、発電機内の

平均的なスワール比の上昇により電気変換効率が向上することが期待できる。電気変換効率の向上は、2.18式からわかるようにジュール散逸の低下を意味する。

以上の理由により、発電機内のエントロピー生産を低減するために、本節ではアノードー第1カソード間を発電領域とした発電実験を行う。

4-3-1 実験条件

実験条件を表 4-2 に示す。ここでは負荷抵抗及び磁束密度を変化させ、その時の発電機の等エントロピー効率や、等エントロピー効率に関わる諸量の計測を行った。特に本節では、ファラデー電流密度を半径方向に3分割して計測し、実験データからホール係数や電気伝導度の半径方向分布を評価することを試みた。

表 4-2 実験条件

作動気体	He+Cs
入口激み点温度	$2100 \pm 100\text{K}$
入口激み点圧力	$1.7 \pm 0.08\text{atm}$
熱入力	$1.08 \pm 0.05\text{MW}$
シード率	3×10^{-4}
外部負荷抵抗	$1.0 \sim 7.0 \ \Omega$
入口磁束密度	$0.91 \sim 2.55\text{T}$

なお、発電機背後でのローレンツ力が発電機内の流体諸量に及ぼす影響の可能性を低減するため、第1カソードー第2カソード間は短絡して実験を行った。

4-3-2 実験結果

本実験により得られたエンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係を図 4-11 に示す。ただしこの図には、表 4-2 以外の実験条件のデータも含めている。この実験で得られた最大の等エントロピー効率は 55%であり、アノードー第2カソード間を発電流路とした発電実験で得られた最大等エントロピー効率 46%よりも高い値を得ることができた。これは、アノードー第2カソード間の実験では発電時に出口全圧が入口の 4~8%まで低下したのに比べ、アノードー第1カソード間の実験では 10~25%と全圧低下が抑えられ、しかも、アノードー第1カソード間での実験でのエンタルピー抽出率の低下が僅かであったためである。

ちなみに、等エントロピー効率が最大になったときの実験条件は、入口激み点温度 2000K、入口激み点圧力 1.85atm、シード率 3.5×10^{-4} 、負荷抵抗 2.0 Ω 、磁束密度 2.55T であった。

また、負荷抵抗値が 2.5Ω 以下であり、かつ発電機上流域で作動気体が適度に減速され、発電機中流域から発電機出口にかけて、マッハ数が1を僅かに上回る状態であるときに、高い等エントロピー効率が得られる傾向があった。

次に、負荷抵抗の影響、磁束密度の影響を調べるために、表 4-2 に示した実験条件のデータに絞って議論を行う。

図 4-1 2 にホール電位分布を示す。図(a)は負荷抵抗の影響を示したもので、図(b)は磁束密度の影響を示したものである。

図(a)より、負荷抵抗が高くなるに従いホール電界強度が大きくなることがわかる。また、どの負荷抵抗値においても、発電機上流域よりも中流域以降でホール電界強度が小さくなっている。これは、中流域以降での流速の低下が大きく影響しているためだと考えられる。

また図(b)より、磁束密度を高めるほど発電機入口でのホール電界強度が大きくなっていく

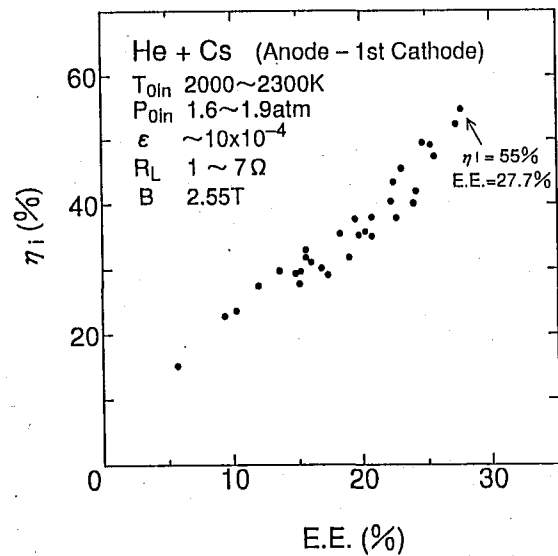
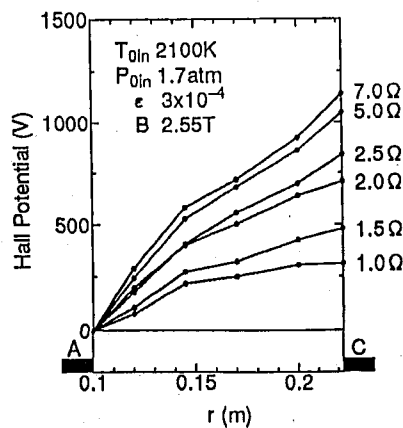
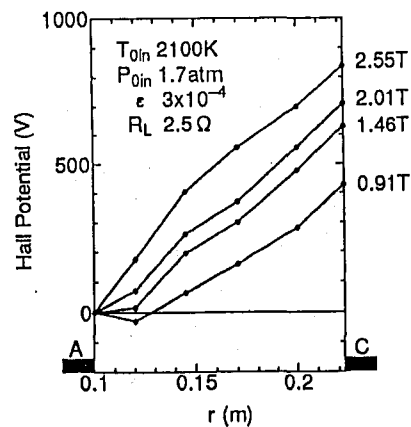


図 4-1 1 エンタルピー抽出率と等エントロピー効率の関係



(a) external load resistance



(b) magnetic flux density

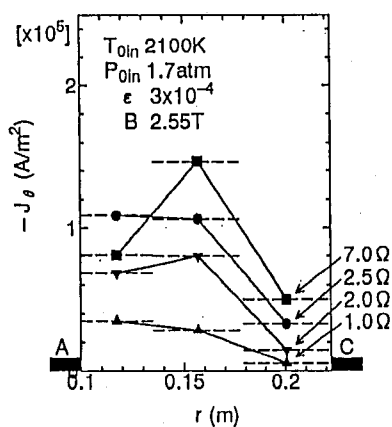
図 4-1 2 ホール電位分布

ることがわかる。この原因としては、磁束密度とホール係数の増加によるホール起電力の増加と、超音速ノズル内でのジュール加熱促進による電気伝導度の増加が考えられる。これらの傾向は一般化されたオーム則の変形である 4.1式から理解できる。

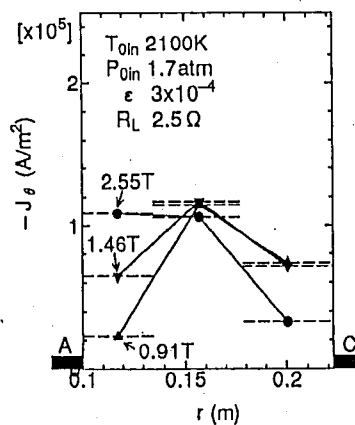
図 4-13 には、ログスキーコイルを用いて計測したファラデー電流密度の半径方向分布を示す。なお、ファラデー電流密度は、計測されたファラデー電流値を $r-z$ 平面の断面積で割った値とした。その際、発電機路高さには実効的な高さ（図 4-2 参照）ではなく、実際の発電機高さを使用した。これは、5-2 節で行った境界層を含めた計算によれば、ファラデー電流は境界層内で低下せず、主流部とほとんど同一の値が保たれているからである（図 5-10、図 5-17 参照）。

図(a)より、負荷抵抗が高くなると、発電機中流域以降のファラデー電流密度が増加する様子がわかる。これは、一般化されたオーム則の変形である 4.2式を使って説明できる。また、いずれの負荷抵抗値でも、発電機下流域ではファラデー電流密度が小さくなっている。なお、 $7.0\ \Omega$ の場合は上流域でのファラデー電流密度が $2.5\ \Omega$ の場合より小さくなっているが、これは、発電機入口付近で大きなファラデー電流が流れるものの、流速の減速も著しく、すぐにファラデー電流が減少するためだと考えられる。

また図(b)より、磁束密度が低下すると上流域でのファラデー電流密度が小さくなる様子がわかる。これは、磁束密度が低いときには発電機入口で十分なジュール加熱が得られず、電気伝導度が小さくなっているためであると考えられる。一方、磁束密度が低いときには、発電機下流域でのファラデー電流密度が大きくなっており、発電機内に流れるファラデー電流の合計値は、磁束密度を変化させてもそれほど変わっていない。



(a) external load resistance



(b) magnetic flux density

図 4-13 ファラデー電流密度分布

図 4-14 には静圧分布を示す。図中の破線は、MHD相互作用のないときの実験データである。

図(a)より、負荷抵抗が高くなると静圧上昇が大きくなっていることがわかる。これは図 4-13 からわかるように、負荷抵抗が高くなるとファラデー電流密度が増加し、作動気体に働くブレーキ ($-J_\theta \times B$) が大きくなるためである。負荷抵抗が $2.5\ \Omega$ 、 $5.0\ \Omega$ の時には $r=150\text{mm}$ の位置から静圧が高くなっているが、この付近でマッハ数が 1 近くまで減速されており、発電機出口まで遷音速状態を保っていると考えられる。また、 $7.0\ \Omega$ の時には発電機入口付近から著しい静圧上昇が見られるが、入口付近で亜音速まで減速されていると考えられる。

図(b)からは、磁束密度が高くなるに従い静圧が上昇している様子がわかる。これは図 4-13 の通り、磁束密度が高い時に発電機上流域でのファラデー電流密度が大きくなっているからである。また、磁束密度が低いときには発電機下流域で静圧が上昇しているが、これは下流域でのファラデー電流密度が大きくなっているからである。

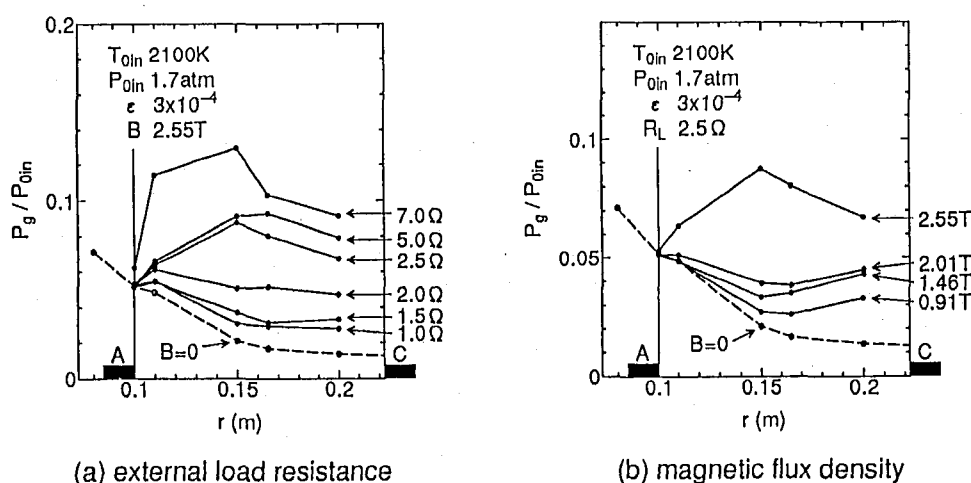
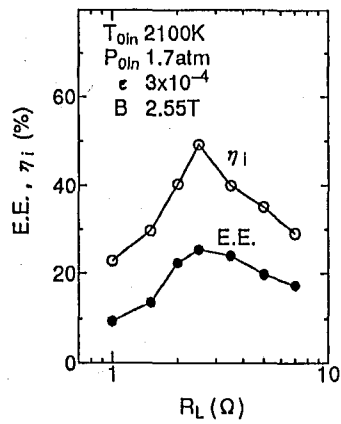


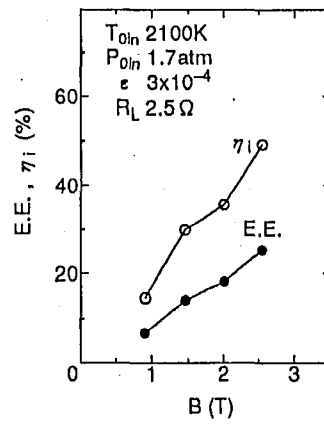
図 4-14 静圧分布

図 4-15 には、本実験条件下でのエンタルピー抽出率及び等エントロピー効率を示す。

図(a)より、本実験条件では負荷抵抗が $2.5\ \Omega$ の時にエンタルピー抽出率及び等エントロピー効率が最大になっていることがわかる。また、負荷抵抗が $2.5\ \Omega$ より低い時にはエンタルピー抽出率、等エントロピー効率が共に急激に減少しているが、 $2.5\ \Omega$ より高い時には、エンタルピー抽出率の低下が緩やかであるのに対し、等エントロピー効率の低下は顕著になっている。負荷抵抗が高いときに等エントロピー効率の低下が顕著になる理由としては、発電機内を流れるファラデー電流が増加し、ジュール散逸が大きくなったこと、及



(a) external load resistance



(b) magnetic flux density

図 4-15 エンタルピー抽出率及び等エントロピー効率

び、発電機入口付近で急激な静圧上昇が起こり、その際に大きな全圧損失が発生したことが考えられる。

2.5 Ω の時には、その前後の負荷抵抗値に比べ等エントロピー効率の増加が顕著になっているが、この原因としては、発電機中流域から発電機出口にかけて作動気体のマッハ数が 1 を僅かに上回る程度まで減速されており、壁面での摩擦損失が低下したこと、しかも減速が急激でなく衝撃波等による圧力損失の影響が小さかったこと、さらに、発電機内のジュール散逸が低く保たれていたことが考えられる。

また図(b)より、磁束密度を高めるに従い、エンタルピー抽出率、等エントロピー効率共に上昇していることがわかる。磁束密度が 2.01T の時にはエンタルピー抽出率、等エントロピー効率の値がやや低くなっているが、これは、他のデータに比べシード率がやや少なかったからであると考えられる。

4-3-3 発電機内諸量の半径方向分布の評価

MHD 発電の基礎方程式は、定常状態で、諸量が半径方向のみに変化すると仮定した場合、以下のように表わすことができる。

質量保存則

$$\rho u_r A = \text{const.} \dots\dots\dots (4.13)$$

運動量保存則

$$\frac{\partial}{\partial r} \{(\rho u_r^2 + p_g)A\} = p_g \frac{\partial A}{\partial r} + A \left(\frac{\rho u_\theta^2}{r} + J_\theta B \right) - A P_{Lr} \dots\dots\dots (4.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho u_r u_\theta A) = -A \left(\frac{\rho u_r u_\theta}{r} + J_r B \right) - A P_{L\theta} \dots\dots\dots (4.15)$$

一般化されたオーム則

$$J_r = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_r + \beta u_r B + u_\theta B) \dots\dots\dots (4.16)$$

$$J_\theta = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (\beta E_r - u_r B + \beta u_\theta B) \dots\dots\dots (4.17)$$

上の5つの式の中で、実験的に未知の変数は、作動気体密度 ρ 、 r 方向流速 u_r 、 θ 方向流速 u_θ 、ホール係数 β 、電気伝導度 σ の5つであるため、本計測で得られた値を用いてこれらの未知数を求めることができる。なお、 P_{Lr} 、 $P_{L\theta}$ は、1.17、1.18式を用いて評価した。

さらに、エネルギー保存則として

$$T_0 = T_{0in} \left(1 - \frac{\text{Power} + \text{Heat Loss}}{\text{Thermal Input}} \right) \dots\dots\dots (4.18)$$

を用いると、作動気体の全温 T_0 を求めることができる。ここで、*Power*、*Heat Loss*はある半径位置までの発電出力、壁面への熱損失である。壁面への熱損失は、1.20～1.22式を用いて評価した。

また、等エントロピーの関係式、気体の状態方程式

$$\frac{T_0}{T_g} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \dots\dots\dots (4.19)$$

$$\frac{p_0}{p_g} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \dots\dots\dots (4.20)$$

$$p_g = \rho R T_g \dots\dots\dots (4.21)$$

を用いることで、マッハ数 M 、作動気体温度 T_g 、作動気体全圧 p_0 を求めることができる。

なお上記の計算の際に、発電機の断面積は、図 4・2 で示した実効的な断面積を用いた。また、ホール電流密度は、ホール電流値を発電機の実効断面積で割った値とした。ファラデー電流密度算出の際には発電機の実際の高さを用いているのに対し、ホール電流密度算出の際には発電機の実効的な高さを用いている理由は、 $r - z$ 2次元計算によれば、ファ

ラデー電流密度は境界層内も主流部とほぼ同一の値を保つのに対し、ホール電流密度は境界層内で大きく低下するからである（図 5-9、図 5-10 参照）。また、衝撃波管末端の激み点圧力計測位置から発電機入口までに、スワールペーン等により 20%の全圧損失があると仮定した。5-2 節で行った計算ではスロート部から発電機入口までに約 20%の全圧損失が見られる（図 5-6 参照）ので、この仮定は妥当なものだと考えられる。

なお、上記の方程式を解いたときに、作動気体全圧が下流の方が大きくなる解が得られる場合があった。これは、衝撃波等により発生する圧力損失が影響しているためと考え、その場合には、 r 方向運動量保存則に付加的な圧力損失を考慮し、作動気体全圧は下流で常に低下するようにした。この現象は、負荷抵抗値の高い時等、急激な静圧上昇が見られるときに現れた。

上式により計算された諸量の半径方向分布を図 4-16 から図 4-27 にかけて示す。なお、作動気体全圧の半径方向分布（図 4-18、図 4-24）には出口全圧の計測値も示しており、この値を計算で求めた全圧の値と比較することで、本計算の妥当性を検証することができる。

図 4-16 ～図 4-21 までは負荷抵抗による違い（1.0 Ω 、2.5 Ω 、15 Ω ）を比較して示した。

図 4-16、図 4-17 には、流速、マッハ数の半径方向分布を示す。これらの図から、負荷抵抗を高くするにつれ、半径方向の流速が減速されている様子がわかる。また、負荷抵抗が 2.5 Ω の時には全域で超音速流れが維持できているが、7.0 Ω の時には入口付近で亜音速にまで減速されていることがわかる。

図 4-18 の全圧分布からは、負荷抵抗が高くなると、特に入口付近での全圧低下が顕著になっている様子がわかる。1.0 Ω の場合は出口全圧の計測値が計算値を上回っているが、この原因の 1 つには、マッハ数が高いときには 1.17、1.18 式で表わされる壁面摩擦による全圧損失を大きく見積もりすぎていることが考えられる。

7.0 Ω の場合は反対に出口全圧の計測値が計算値を下回っているが、これは、衝撃波等に付随する全圧損失がここでは十分に考慮できていないからだと考えられる。

図 4-19 には、ホール係数の半径方向分布を示す。比較のため、1.7 式から求めたホール係数（ $\omega\tau$ ）も示した。実験データより評価したホール係数の値が半径方向に不連続になっているが、これは、ホール電界強度 E_r の値、及びファラデー密度分布 J_θ の値を、半径方向に不連続に与えたためである。この図から、いずれの負荷抵抗の場合も上流域でのホール係数の値は 2 程度であり、 $\omega\tau$ の値に比べて小さくなっていることがわかる。また、下流域ではホール係数の値が大きくなる傾向がある。なお、2.5 Ω の時は、下流域のホール係数の値が $\omega\tau$ の値を上回っている（ホール係数が 20 以上になったときには図には 20 として示している）が、これは、計算で用いた発電機の実効断面積が非発電時の静圧分布をもとに算出したものであり、MHD 相互作用の存在するときには、これとは異なった境界層が形成されるためであると考えることができる。図 4-20 の電気伝導度、図 4-21 の電気変換効率、ポルトローブ効率も、ホール係数と同様な傾向を示している。

図 4-2 2～図 4-2 7 には、磁束密度の違い (0.91T、1.46T、2.55T) を比較して示した。

図 4-2 2、図 4-2 3 には流速、マッハ数の半径方向分布を示す。これらの図から、磁束密度が低いときには、特に入口付近での作動気体の減速がほとんど起こっていないことがわかる。しかし、発電機中流域以降で十分な電気伝導度を持ったプラズマが生成されてからは、緩やかな減速が起こっている。これは、磁束密度が低いときには上流域でのファラデー電流密度が小さいが下流域では大きくなるという図 4-1 3 の結果と対応している。

図 4-2 4 には作動気体の全圧分布を示す。磁束密度の低いときには作動気体の減速と対応し、発電機の中流域以降で比較的大きな全圧低下が見られる。なお、0.91T の時には出口全圧の計測値が計算値を上回っているが、この原因の 1 つには、マッハ数が高いときには壁面摩擦による全圧損失を大きく見積もりすぎていることが考えられる。

図 4-2 5 には、ホール係数の半径方向分布を $\omega\tau$ の値と比較したものを示す。これより、磁束密度が高くなるにつれ、ホール係数の値も大きくなっていることがわかる。ただし、いずれの磁束密度においても、特に発電機上流域において、ホール係数の値は $\omega\tau$ の値よりも小さくなっている。

図 4-2 6 には電気伝導度の分布を示す。この図から、磁束密度が低くなると発電機上流域での電気伝導度も小さくなっていることがわかる。これは、磁束密度の低いときには超音速ノズル内で十分なジュール加熱が得られず、発電機入口で十分な非平衡プラズマが生成されていないことを示唆している。

図 4-2 7 には電気変換効率、ポリトロプ効率の分布を示す。これらの値はホール係数の値と対応しており、磁束密度が高くなりホール係数が上昇すると、これらの値も上昇している様子がわかる。また、発電機上流域ではホール係数が小さくなっているため、電気変換効率、ポリトロプ効率も小さくなっているが、下流域ではホール係数が大きくなるのに伴い、これらの値も大きくなっている様子がわかる。

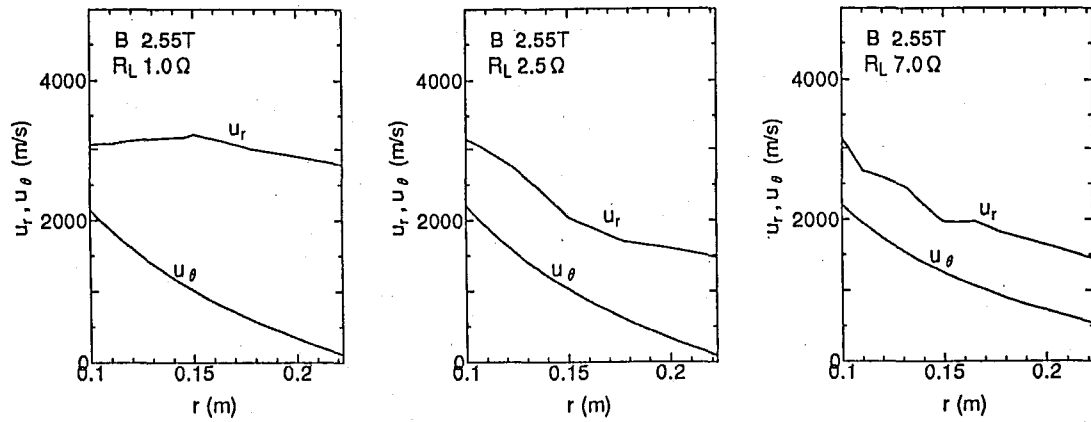


図 4-16 流速の半径方向分布（負荷抵抗による違い）

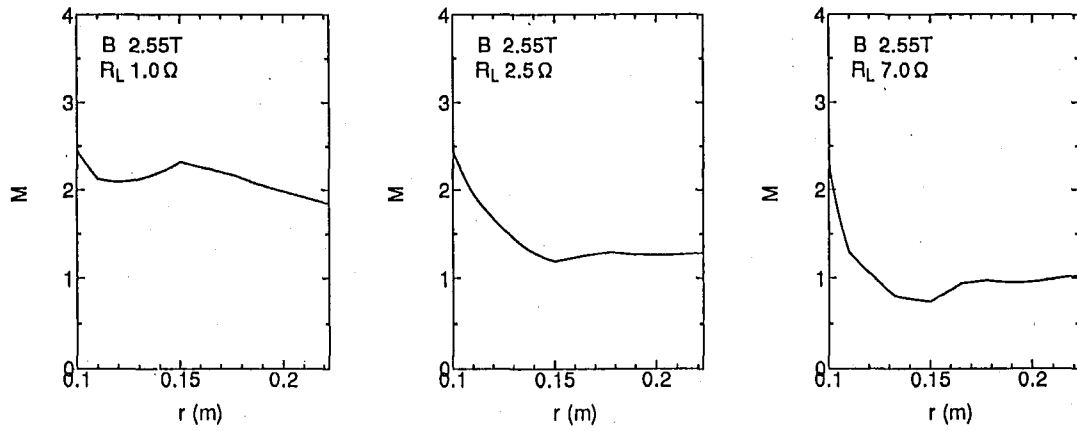


図 4-17 マッハ数の半径方向分布（負荷抵抗による違い）

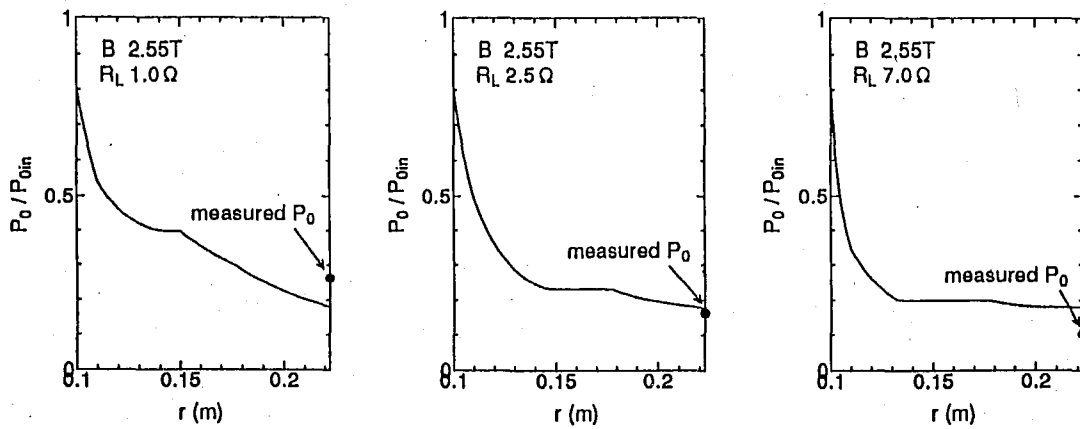


図 4-18 作動気体全圧の半径方向分布（負荷抵抗による違い）

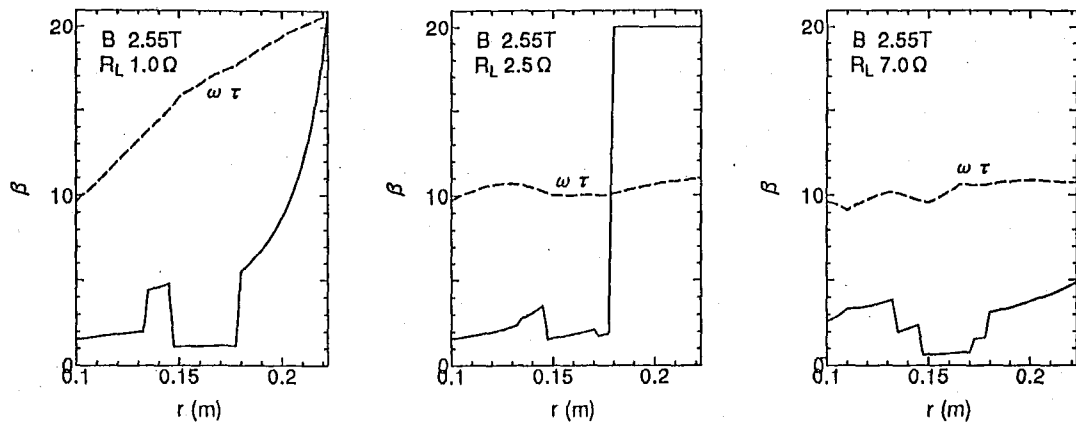


図 4-19 ホール係数の半径方向分布（負荷抵抗による違い）

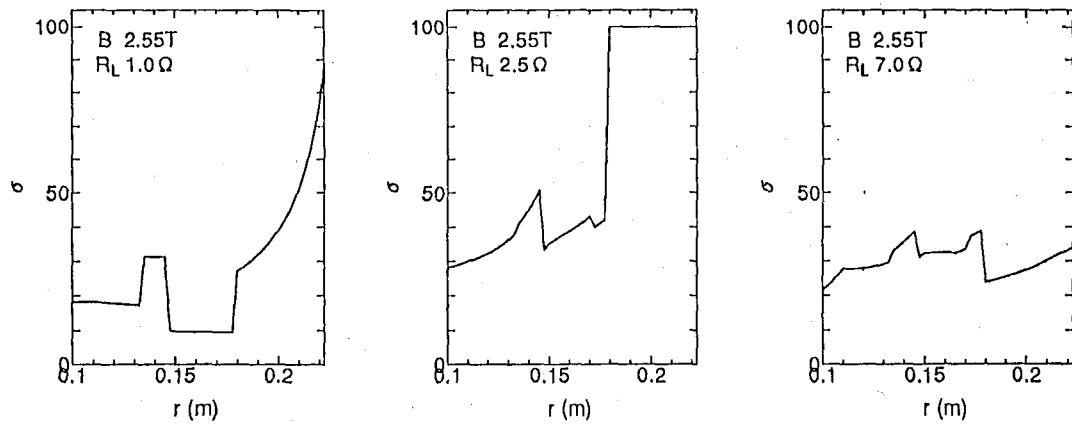


図 4-20 電気伝導度の半径方向分布（負荷抵抗による違い）

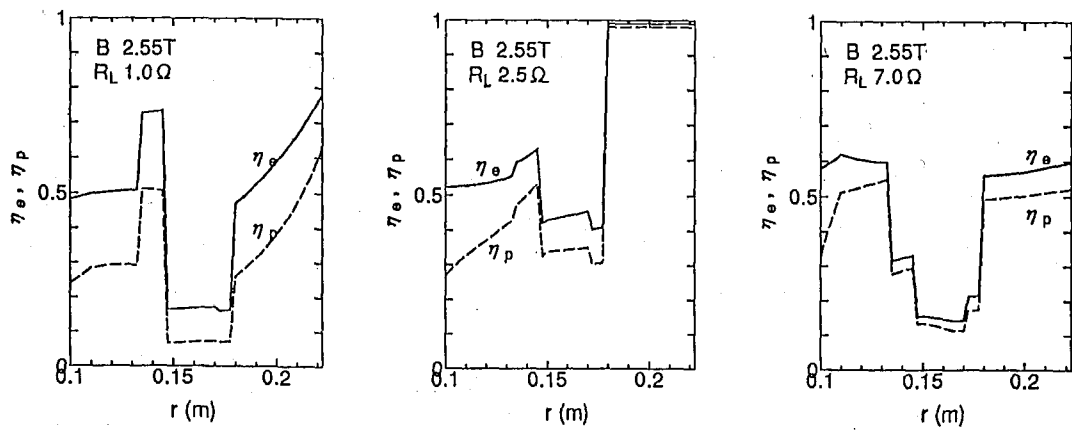


図 4-21 電気変換効率、ポルトロープ効率の半径方向分布（負荷抵抗による違い）

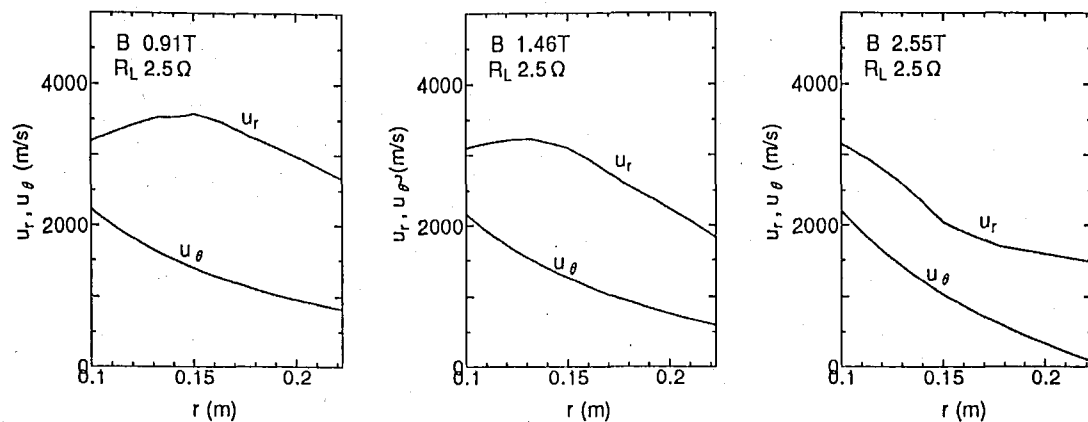


図 4-2 2 流速の半径方向分布（磁束密度による違い）

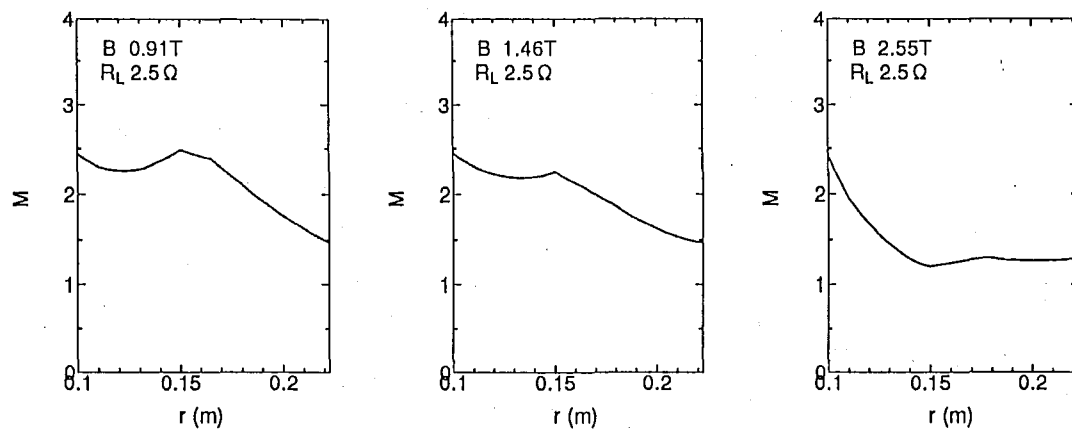


図 4-2 3 マッハ数の半径方向分布（磁束密度による違い）

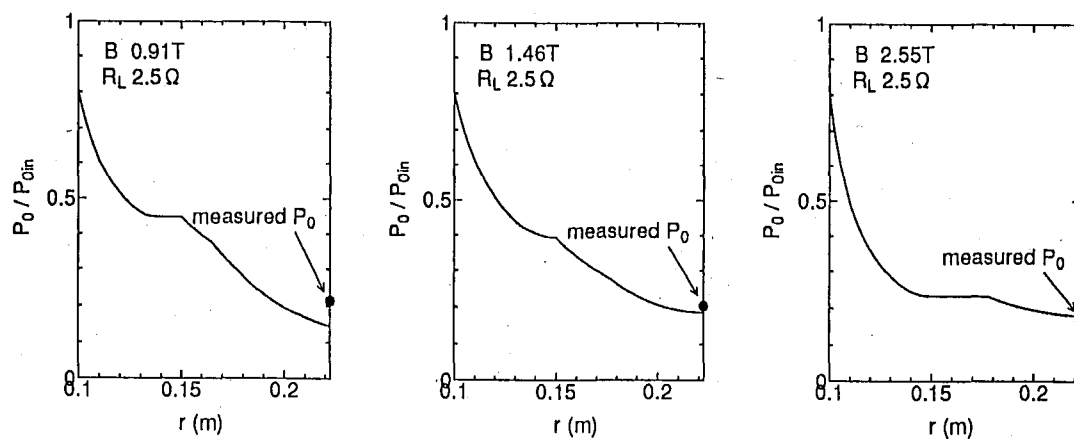


図 4-2 4 作動気体全圧の半径方向分布（磁束密度による違い）

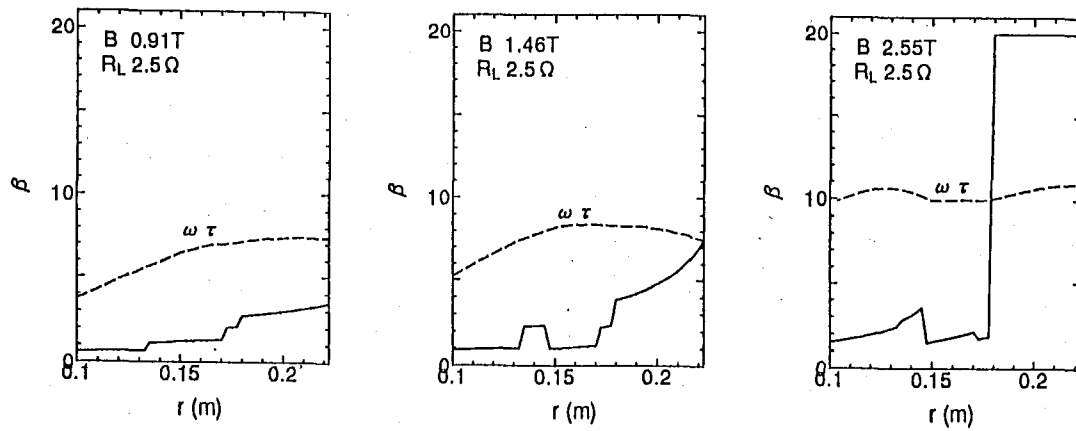


図 4-25 ホール係数の半径方向分布 (磁束密度による違い)

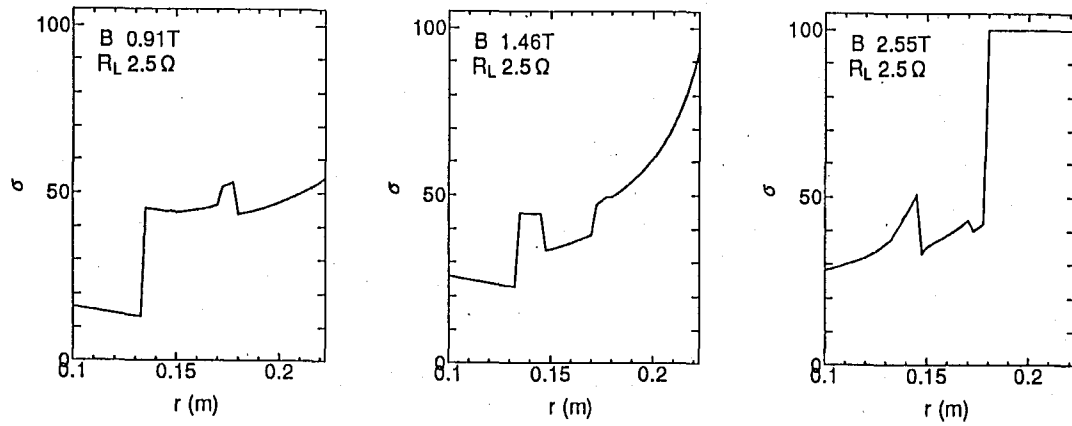


図 4-26 電気伝導度の半径方向分布 (磁束密度による違い)

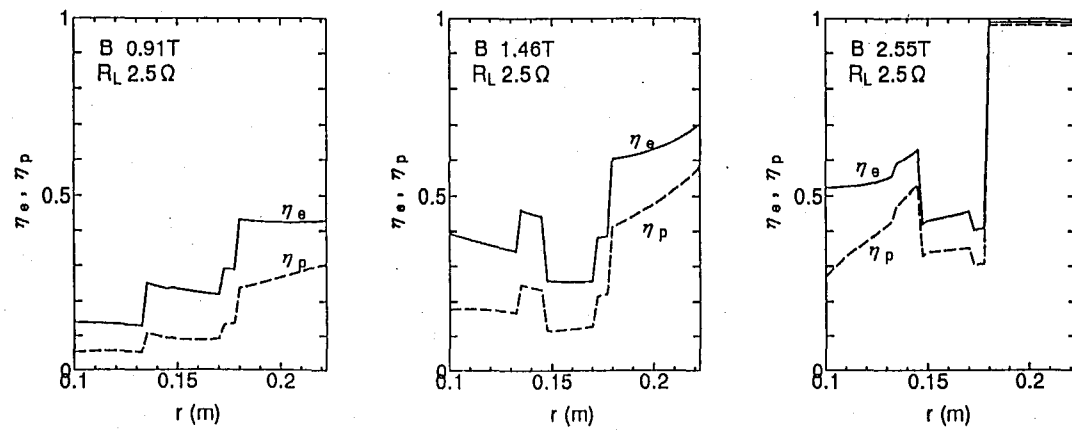


図 4-27 電気変換効率、ポリトロップ効率の半径方向分布 (磁束密度による違い)

4-3-4 ジュール散逸の評価

発電機内の局所的な出力密度 $p.d.$ 、ジュール散逸 $j.d.$ は、以下の式で表すことができる。

$$p.d. = -\vec{J} \cdot \vec{E} \dots\dots\dots (4.22)$$

$$j.d. = \frac{\vec{J}^2}{\sigma} \dots\dots\dots (4.23)$$

また、 J 、 E 及び σ の値が r 方向のみに変化するとすれば、発電機全体での出力 $Power$ 、ジュール散逸 $J.D.$ は以下のように表わすことができる。

$$Power = \int_{in}^{out} (-J_r E_r) 2\pi r h_{eff} dr = I_H V_H \dots\dots\dots (4.24)$$

$$J.D. = \int_{in}^{out} \frac{J_r^2 + J_\theta^2}{\sigma} 2\pi r h_{eff} dr \dots\dots\dots (4.25)$$

ここで、 h_{eff} は発電機の実効高さ (図 4-2 参照) である。また、ファラデー電流密度は、計測されたファラデー電流値を発電機の実効の高さを基にした断面積で割った値にしているのに対し、ホール電流密度は、ホール電流値を発電機の実効高さを基にした断面積で割った値とした。これは、 $r-z$ 2次元計算結果によれば、ファラデー電流密度は境界層内もほぼ同一の値を保つのに対し、ホール電流密度は境界層内で大きく低下するからである (図 5-9、図 5-10 参照)。

以下、実験データのジュール散逸の評価を行うが、その際、4.24、4.25式の h には発電機の実効高さを用いた。

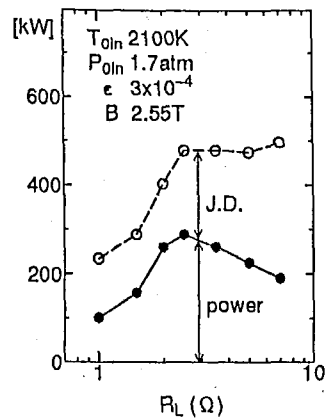
ただし、発電機の実効高さはMHD相互作用のないときの静圧分布をもとに算出したものであり、MHD相互作用が存在すると境界層の影響が大きくなることが想定されるため、ここで行った境界層の考慮は十分なものではない。さらに、5-2節で考察を行うように、プラズマの構造が非定常な振る舞いをする時には、時間平均値である実験データから評価されたホール係数、電気伝導度を用いてジュール散逸を評価すると過大評価につながる可能性がある。しかし、上式を用いてジュール散逸を評価することで、運転条件によるジュール散逸の変化の傾向が把握できるものと考えた。

また、発電機全体での電気変換効率 η_E を次式のように定義した。

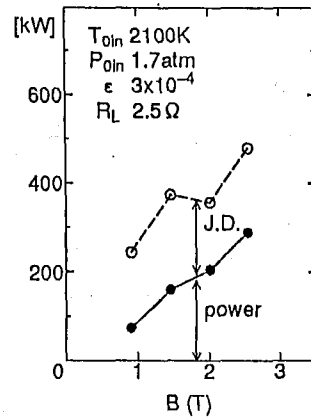
$$\eta_E = \frac{Power}{Power + J.D.} \dots\dots\dots (4.26)$$

4.24、4.25式を用いて評価した発電出力、ジュール散逸を図 4-28 に示す。(a)には負荷抵抗による変化、(b)には磁束密度による変化を示した。なお、発電出力とジュール散逸の和は、作動気体がローレンツ力に対してした仕事に相当している。

図(a)より、負荷抵抗が最適値 (2.5 Ω) よりも小さくなると、発電出力は大きく減少するが、ジュール散逸はさほど変化していないことがわかる。一般化されたオーム則から考



(a) extel load resistance



(b) magnetic flux density

図 4-28 実験データから評価した発電出力及びジュール散逸

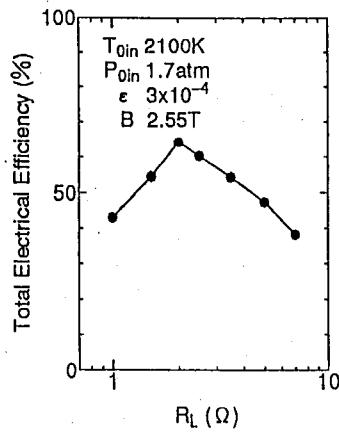
えれば、負荷抵抗が低くなり負荷率が低下すると、ジュール散逸は低下するはずである。しかし、次節で述べるように、実際には負荷抵抗が低くなると電子温度、電子密度といったプラズマ諸量の揺らぎが大きくなる傾向があり（図 4-30、図 4-31 参照）、そのために実効的な電気伝導度が低下し、ジュール散逸が増加していると考えることができる。負荷抵抗が 2.5Ω より高くなるとジュール散逸が増加しているが、これは図 4-13 からわかるように、ファラデー電流密度が増加するからである。

また図(b)から、磁束密度が高くなると発電出力は顕著に増加するが、ジュール散逸はあまり変化していないことがわかる。これは、図 4-25 に示した通り、磁束密度が高いときにはホール係数が高くなっているからである。なお、 $2.01T$ の時に発電出力、ジュール散逸ともに小さな値になっているが、これは、他のデータに比べシード率が低めであったからだと考えられる。

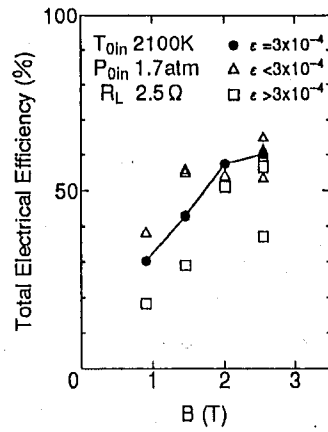
図 4-29 には、4.26式を用いて計算した発電機全体での電気変換効率を示す。

図(a)の負荷抵抗による変化を見ると、発電出力及び等エントロピー効率が最大となる負荷抵抗値が 2.5Ω であるのに対し、それよりも低い負荷抵抗値 2.0Ω で電気変換効率が最大になっていることがわかる。すなわち、負荷抵抗が 2.0Ω より高いときには、負荷抵抗値が低下し負荷率が低下するに従い、電気変換効率が上昇する傾向が得られている。一方、 1.5Ω よりも負荷抵抗の低いときには電気変換効率が低下しているが、これは次節で述べるように、プラズマ諸量の揺らぎが大きくなっているためだと考えられる。

また図(b)には、磁束密度による変化を示す。この図中には、シード率が 3×10^{-4} のデータだけでなく、それ以外のシード率のデータも示した。この図を見ると、シード率が高いとき、低いときにかかわらず、磁束密度が高くなるに従い、電気変換効率が上昇している



(a) vs. external load resistance



(b) vs. magnetic flux density

図 4-29 実験データから評価した発電機全体での電気変換効率

ことわかる。シード率を変化させることは発電機の負荷率を変化させることに対応するため、この結果から、最適な負荷率を選んだ場合にも、磁束密度が高くなるに従い電気変換効率が上昇するということができる。また、いずれの磁束密度においても、シード率が 3×10^{-4} より高い時に電気変換効率が低下していることがわかる。これは、シード率が高くなるとファラデー電流が大きくなり、流速の低下によるホール電界強度の低下、及びジュール散逸の増加が起こるからである。

この図から、磁束密度が 2T を越えたあたりから電気変換効率が飽和する傾向が見られるものの、2.55T までは確実に上昇しており、さらに磁束密度を高めた場合、電気変換効率がどこまで上昇するかは、興味のあるところである。

4-3-5 考察

本節では、ホール電位、ファラデー電流、静圧の半径方向分布を計測することにより、ホール係数や電気伝導度等の半径方向分布を求め、負荷抵抗や磁束密度を変化させたときに、これらの値がどのように変化するかを調べた。そして、ホール係数や電気変換効率は、発電出力が大きくなる負荷抵抗値付近で大きな値になること、また、本実験で用いた磁束密度の範囲 (0.91~2.55T) では、磁束密度が高くなるほど、ホール係数、電気変換効率が上がることを実験的に確かめた。

しかし、電気変換効率の値は最大でも 65% 程度であり、MHD 発電機で高い等エントロピー効率を目指す上で十分な値になっていない。ここでは、この原因について考察する。

まず第一の理由として、本節で行った検討では境界層の影響が十分に考慮されていないことが挙げられる。MHD 相互作用がないときの境界層排除厚さを基に境界層の影響を考

慮してはいるものの、MHD相互作用の強いときには境界層の影響がさらに大きくなることが考えられ⁷⁴、これがホール係数や電気変換効率の値に影響していると考えられる。例えば、ホール電流密度が境界層内で大きく低下しているとすれば、発電機主流部でのホール電流密度が大きくなるため、発電機主流部でのホール係数、電気変換効率は、より高い値に評価されるはずである。境界層の影響については、5・2節で境界層を含めた2次元計算を用いて、さらに考察を行うことにする。

あるいは、スワールベーンによるウェイクの影響で、ホール係数が低下していることも考えられる。M.I.T.での実験では、ウェイクのないときに7程度のホール係数が得られた状況で、24枚の翼を設置しウェイクを発生させたときには、ホール係数が3程度まで低下したという報告もあり⁷⁵、ウェイクによるホール係数の低下は十分にありうることである。本実験結果では発電機上流域でのホール係数の低下が著しくなっているため、上流域で強くウェイクの影響を受けていると考えることもできる。

また、発電機内のプラズマが非一様であるために、実効的なホール係数が低下していることも考えられる。次節で述べるように、セシウムの再結合放射光の波形から、発電機内の電子密度は10~20%以上揺らいでいると考えられ、Appendixで行ったプラズマ諸量の揺らぎを考慮した計算を参考にとすると、この程度の電子密度の揺らぎがあれば、ホール係数の値は $\omega\tau$ の値に比べ、数十%以上低下すると考えることができる。

これらの原因以外にも、プラズマの構造が非定常な振る舞いをしている時には、時間平均値である実験データから評価されたホール係数、電気伝導度を用いてジュール散逸の評価を行うと過大評価につながる可能性があると考えられる。これに関する考察は、5・2節で行う。

4-4 プラズマ諸量の揺らぎの観測

前節までの実験結果では、発電機内のホール係数が $\omega\tau$ の値よりかなり低い値に評価されており、発電機内のジュール散逸が大きく、十分に高い電気変換効率が得られていない可能性があることが示された。ホール係数が低く評価された原因の1つとして、発電機内のプラズマが非一様であるということが考えられる。プラズマの非一様性は、実効的な電気伝導度、ホール係数の低下を招き⁶、ジュール散逸の増加につながる。

そこで本節では、発電機内の分光計測結果より、発電機内のプラズマの揺らぎが運転条件によりどのような変化を示すのかを調べた。なお、本節で用いた実験データは、4-3節と同一のものである。

4-4-1 負荷抵抗の影響

図 4-30 に、発電機上流域 ($r=120\text{mm}$: アノードの 20mm 下流) での分光計測で得られた波形 (Cs 共鳴線強度 852nm 、Cs 再結合放射光強度 410nm 、再結合放射光強度の比から求めた電子温度) を、負荷抵抗 $1.0\ \Omega$ 、 $2.5\ \Omega$ 、 $7.0\ \Omega$ の場合について示す。なお、それぞれの計測系の周波数応答は、Cs 共鳴線強度の場合が 100kHz 程度、Cs 再結合放射光強度の場合が 1MHz 程度までである。また電子温度は、 $0.5\ \mu\text{s}$ でサンプリングされた 410nm 及び 490nm の Cs 再結合放射光強度の波形を、それぞれ前後 5 点で平均化し、3.10式を用いて求めた。

図より、負荷抵抗が $1.0\ \Omega$ の時には、共鳴線強度、再結合放射光強度共に小さくなっているが、これは図 4-14 の静圧分布からもわかるように、負荷抵抗が低い場合には静圧が低く保たれており、セシウム原子及び電子の数密度が小さくなっているからだと考えられる。

次に、電子温度を見ると、負荷抵抗が低いときには大きく変動していることがわかるが、負荷抵抗が高くなるにつれ、変動が小さくなっていることがわかる。

また、負荷抵抗が高いときの方が電子温度の平均値が低くなっていることがわかる。電子のエネルギーバランス式から考えれば、負荷抵抗が高くなり負荷率が高くなるとジュール加熱が増加するため、電子温度は上昇するはずであるが、実際には負荷抵抗が高くなると、静圧の上昇による電子の衝突周波数の増加、流速の減少によるジュール加熱の低下が起こるため、逆に電子温度が低下したものと考えられる。また、負荷抵抗が低いときに電子温度が上昇する理由として、プラズマの非一様性が大きくなり、実効的な電気伝導度が低下したためジュール散逸 (=ジュール加熱) が増加したことが考えられる。

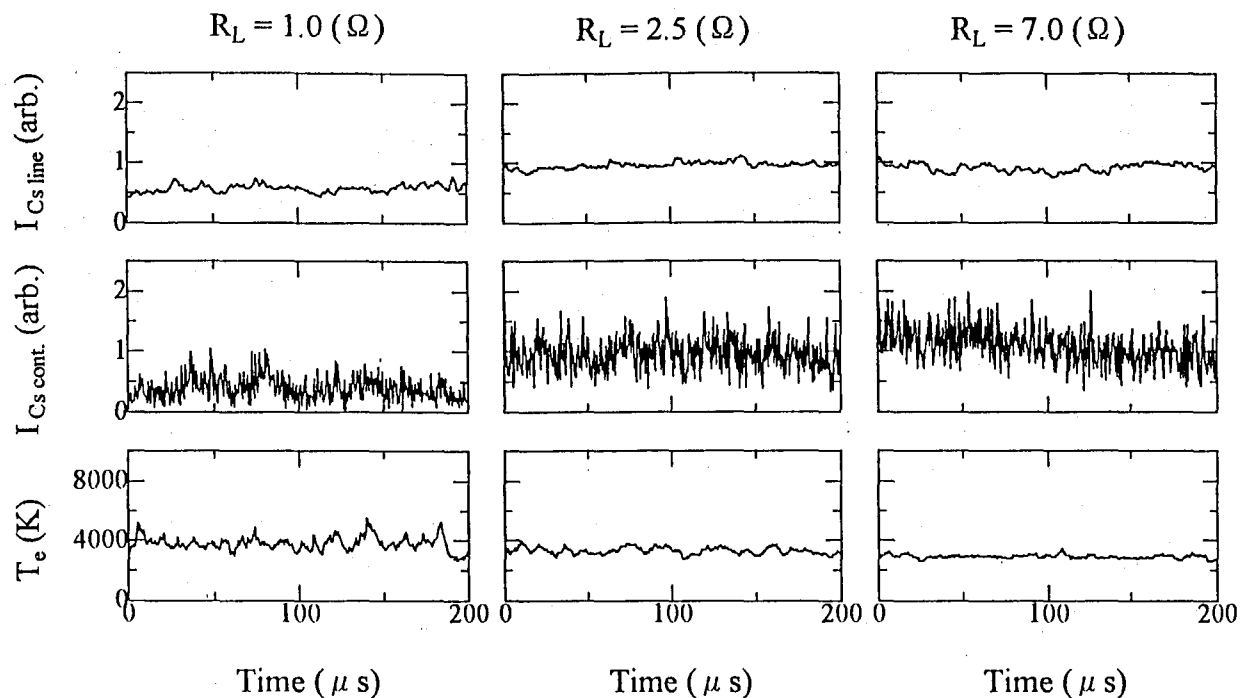


図 4-30 Cs 共鳴線強度、Cs 再結合放射光強度、及び電子温度の時間変化 ($R_L=1.0, 2.5, 7.0 \Omega$)

図 4-31 には、負荷抵抗の変化による Cs 再結合放射光強度の揺らぎの大きさの変化を示す。Cs 再結合放射光強度は、希ガスの電離の影響がないときにはほぼ電子密度の 2 乗に比例するため、この揺らぎの大きさは電子密度の揺らぎを表わしていると考えられる。図の縦軸は、標準偏差を平均値で割った値を示している。

図より、発電出力が最大になる負荷抵抗値 (2.5Ω) より負荷抵抗が低いときには揺らぎが大きくなり、 2.5Ω より負荷抵抗が高いときには、揺らぎの大きさはほとんど変化していないことがわかる。なお、負荷抵抗が 2.5Ω 以上のときの Cs 再結合放射光強度の揺らぎの

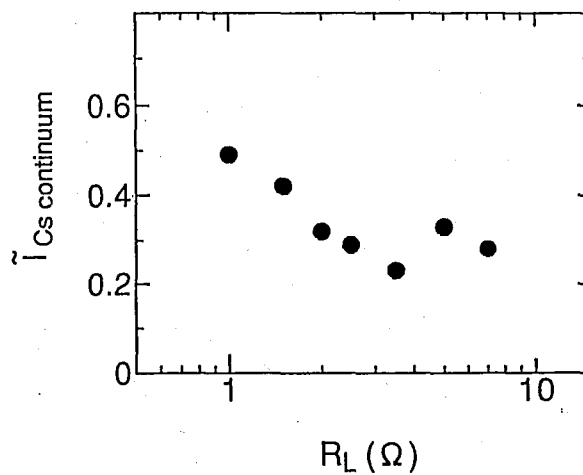


図 4-31 Cs 再結合放射光強度の揺らぎの大きさ (負荷抵抗の影響)

大きさは、標準偏差が平均値の 30%程度であり、これは、電子密度の揺らぎに換算すると 15%程度になる。

4-4-2 磁束密度の影響

図 4-3 2 には、負荷抵抗が $2.5\ \Omega$ の時の、発電機上流域 ($r=120\text{mm}$) での分光計測で得られた波形 (Cs 共鳴線強度 852nm 、Cs 再結合放射光強度 410nm 、再結合放射光強度の比から求めた電子温度) を、磁束密度 0.91T 、 1.46T 、 2.55T の場合について示す。なお、計測系の周波数応答や電子温度の算出方法は、図 4-3 0 の場合と同様である。

Cs 再結合放射光を見ると、磁束密度が高くなるに従い、強度が大きくなっていることがわかる。この原因には、磁束密度を高めることで発電機上流域でのジュール加熱が大きくなり、Cs の電離が促進されたこと、及び磁束密度が高いときの方が静圧が上昇し、電子密度が増加したことが考えられる。

また Cs 共鳴線強度を見ると、 0.91T の時には強度が小さいが、 1.46T の時には大きくなり、 2.55T では若干強度が小さくなるものの、揺らぎが小さくなっていることがわかる。Cs 共鳴線強度とは、3.11 式で表されるように、Cs の電離度が小さいとき (本実験条件では $2000\sim 3500\text{K}$ の電子温度に相当) には電子温度の上昇と共に急激に増加するが、Cs の電離

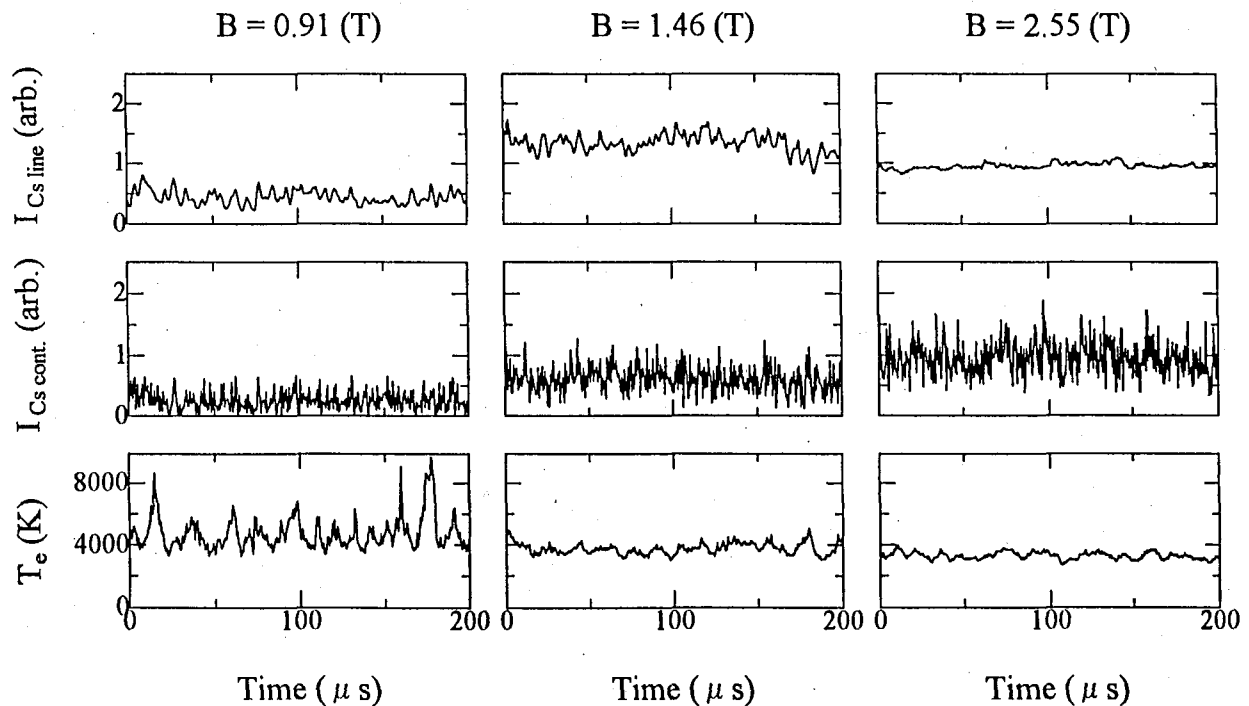


図 4-3 2 Cs 共鳴線強度、Cs 再結合放射光強度、及び電子温度の時間変化
($B=0.91$ 、 1.46 、 2.55T)

度が高まり Cs 原子の数密度が小さくなると（本実験条件では 3500K 以上の電子温度に相当）電子温度の上昇と共に徐々に減少する値である。これから考えると、0.91T の時には発電機上流域での Cs の電離度が小さく、1.46T の時には比較的高い電離度が得られており、2.55T の時には十分な電離度に達し、プラズマが安定化していると考えられる。

電子温度の波形を見ると、磁束密度が低いときには非常に揺らぎが大きくなっているが、磁束密度を高めるにつれ、揺らぎが小さくなっていることがわかる。このことから、磁束密度を高めることによりプラズマが安定化していることがわかる。ただし、磁束密度の低いときの方が電子温度の平均値が高く評価されており、Cs 共鳴線強度から予測される電子温度の傾向とは一致していない。この原因は定かではないが、磁束密度の低いときには発電機上流域は電離緩和の状態にあり、電子温度は高くなっているが、それに相当する電離度が得られていないことが、原因の一つとして考えられる。

図 4-33 には、磁束密度の変化による Cs 再結合放射光強度の揺らぎの大きさの変化を示す。この図より、磁束密度を高めた方が揺らぎが小さくなっていることがわかる。これは、磁束密度を高めると発電機上流域から十分な電離度が得られ、プラズマが安定化したためと考えられる。

従来の非平衡プラズマの理論や実験では、ホール係数が高まると不安定性が成長しやすく、プラズマ諸量の揺らぎが大きくなることが示されているが¹⁰、本実験条件では、磁束密度が 2.55T の時にちょうどシード完全電離領域となり、これによるプラズマの安定化が得られたものと考えられる。

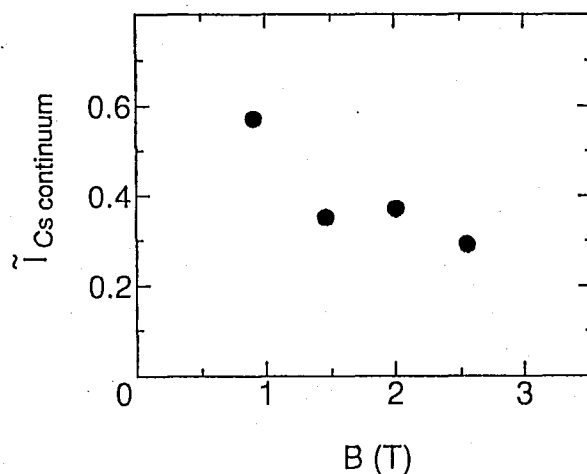


図 4-33 Cs 再結合放射光強度の揺らぎの大きさ（磁束密度の影響）

4-5 本章のまとめ

入口に旋回流を持つ発電機 ISTECH-1 を用いて、セシウムをシードしたヘリウムを作動気体とする発電実験を行った。本実験で得られた結果を以下にまとめる。

1. アノード-第2カソード間を発電領域とした高エンタルピー抽出実験を行った。その結果、31.6%という高いエンタルピー抽出率を得ることができた。また、この時の等エントロピー効率の値は46%であった。計測値の空間平均値を用いて発電機内の見かけのホール係数を評価した結果、発電機上流域では2程度、下流域では3程度であった。
2. アノード-第1カソード間を発電領域とした実験を行い、最大55%の等エントロピー効率を得ることができた。アノード-第2カソード間の実験に比べ等エントロピー効率が向上した理由として、以下のことが考えられる。
 - 1) 第1カソード-第2カソード間で擬似衝撃波等の発生による大きな全圧損失があった可能性があり、その領域を除外することで全圧損失を低減することができた。
 - 2) 第1カソード-第2カソード間では、流速や磁束密度の低下によりホール電界強度が大きく低下しており、この部分を除外しても、大きなエンタルピー抽出率の低下にはつながらなかった。
 - 3) アノード-第1カソードを発電領域とすることで発電機内の平均的なスワール比が大きくなり、電気変換効率が向上した。
3. ファラデー電流値の半径方向分布を計測し、ホール係数、電気伝導度等の半径方向分布、及び発電機内のジュール散逸、電気変換効率の評価を行った。その結果、以下のことが明らかになった。
 - 1) 等エントロピー効率が最大となる負荷抵抗値の付近で、ホール係数、電気変換効率の値が最大となる。
 - 2) 本実験の印加磁束密度の範囲(0.91~2.55T)では、磁束密度が高くなるほど、ホール係数、電気変換効率の値が上昇する。
4. 発電機上流域で分光計測を行った結果、以下のことがわかった。
 - 1) 負荷抵抗が低いときに、電子温度、電子密度の揺らぎが大きくなることが観測された。負荷抵抗が低いときに電気変換効率が低下したのは、プラズマの非一様性が大きくなり、ジュール散逸が増加したからだと考えられる。

- 2) 磁束密度が高いときに、電子温度、電子密度の揺らぎが小さくなることが観測された。これは、本実験条件では磁束密度が高い時に発電機入口付近からシート完全電離状態が得られ、プラズマが安定化したためだと考えられる。

5 数値シミュレーションを用いた発電実験結果の考察

5-1 非定常準1次元計算を用いた考察

非定常準1次元モデルを用いた数値シミュレーションは、比較的短時間で計算を行うことができ、しかも実験データと似た傾向が得られることから、実験データと比較検討する際に頻繁に用いられてきた^{75,76,77}。特に、衝撃波管駆動の実験のように、作動気体に混入する不純物の影響の少ない場合には、ホール電位分布や流体特性が実験データと良く一致することが示されている^{78,79,80}。

そこで、本研究でも非定常準1次元計算を行い、実験データと比較することで、実験データだけでは把握しきれない発電機内の現象についての考察を試みる。またそれに加え、実験データと計算結果の相違点についての考察も行う。

5-1-1 計算手法

非定常準1次元計算で用いる方程式は、1-4節で示したMHDの基礎方程式を円筒座標系で表示し、諸量の値の変化はr方向のみであり、 θ 方向、z方向は一樣であると仮定したものである。この計算では、発電機の断面積がr方向に変化することも考慮されている。

以下に、本計算で用いた電子系及び重粒子系の方程式を示す。

荷電粒子の保存則

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i^+ A) + \frac{\partial}{\partial r}(n_i^+ u_r A) = \dot{n}_i^+ A \quad , \quad n_e = \sum_i n_i^+ \dots\dots\dots (5.1)$$

(i = 希ガス, シード)

一般化されたオーム則

$$J_r = \frac{\sigma}{1+\beta^2} (E_r + \beta u_r B + u_\theta B) \dots\dots\dots (5.2)$$

$$J_\theta = \frac{\sigma}{1+\beta^2} (\beta E_r - u_r B + \beta u_\theta B) \dots\dots\dots (5.3)$$

電子のエネルギー保存則

$$\frac{|\vec{J}|^2}{\sigma} = 3n_e k(T_e - T_g) \sum_j \frac{m_e}{m_j} v_{e-j} + \sum_i \dot{n}_i \left(\frac{3}{2} k T_e + \varepsilon_i \right) \dots\dots\dots (5.4)$$

(i = 希ガス, シード)

(j = 希ガス, シード, イオン)

質量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r A) = 0 \dots\dots\dots (5.5)$$

運動量保存則

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_r A) + \frac{\partial}{\partial r} \{ (\rho u_r^2 + p_g) A \} \\ = p_g \frac{\partial A}{\partial r} + A \left(\frac{\rho u_\theta^2}{r} + J_\theta B \right) - A P_{Lr} \end{aligned} \dots\dots\dots (5.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_\theta A) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u_r u_\theta A) \\ = -A \left(\frac{\rho u_r u_\theta}{r} + J_r B \right) - A P_{L\theta} \end{aligned} \dots\dots\dots (5.7)$$

エネルギー保存則

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(E_s A) + \frac{\partial}{\partial r} \{ (E_s + p_g) u_r A \} = A J_r E_r - A Q_L \\ E_s = \rho \left(C_v T_g + \frac{1}{2} |\vec{u}|^2 \right) \end{aligned} \dots\dots\dots (5.8)$$

また、 θ 方向の一様性を仮定することにより、電磁場を記述する Maxwell 方程式 1.24 式から $J_r \cdot A = I_H$ が導かれる。

上の荷電粒子の保存則、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則は、非定常項を含んだ双曲型方程式であり、これらの方程式は初期値境界値問題として解くことができる。この際の離散化の手法として有限差分法を用いることができ、ここでは陽解法マコーマック法 (MacCormack method) ⁸¹を用いて解いた。

また、衝撃波などの空間的な物理量の急勾配に対して方程式が安定に解けるように、 r 方向の運動量保存則の圧力項に人工粘性 p_{art} を導入した⁸²。

$$p_{art} = \begin{cases} \rho(b \Delta r)^2 \left| \frac{\partial u_r}{\partial r} \right|^2 & \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} < 0 \right) \\ 0 & \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \geq 0 \right) \end{cases} \dots\dots\dots (5.9)$$

ここで Δr は r 方向の空間刻み幅であり、 b は 1 のオーダーの定数である。

5-1-2 計算条件

4-3 節の実験結果と比較するため、ISTEC-1 発電機のアノード下流端 ($r=100\text{mm}$) から第 1 カソード上流端 ($r=222.5\text{mm}$) までを計算領域とした。なお発電機の高さは、境界層の影響を考慮するため、非発電時の静圧分布 (図 4-1) から見積もった実効的な値を用いた。計算で用いた発電機の形状を表 5-1 に示す。

表 5-1 非定常準 1 次元計算で用いた発電機形状

スロット断面積		1666 mm ²
入口	半径	100 mm
	実効高さ	7.0 mm
	排除厚さ (片側)	1.5 mm
	スワール比	0.7
	マッハ数	2.5
出口	半径	222.5 mm
	実効高さ	8.0 mm
	排除厚さ (片側)	2.0 mm

入口激み点温度、入口激み点圧力、磁束密度、負荷抵抗には、実験データと同一の値 (表 4-2 参照) を用いた。ただしシード率に関しては、測定精度の問題や、測定されたシード率と発電機内に流入する実効的なシード率との相違の可能性等が考えられるため、ここで

は実験データの傾向に近くなる値を用いて計算を行った（実験での計測値が 3×10^{-4} であるのに対し、本計算では 2×10^{-4} とした）。

発電機入口の電子温度、電子密度には、サハ平衡、一般化されたオーム則、電子のエネルギー保存則を同時に満たす値を用いた。その際、アノード電極上を想定し、一般化されたオーム則には $E_r = 0$ を代入した（電子温度は 2.22 式から求めた値とほぼ同じになる）。また、超音速ノズル内での全圧損失を考慮するため、発電機入口での全圧は、衝撃波管末端で計測された激み点圧力から 20% 削減した値を用いた。スワールベーンの超音速部、及びアノード上での流体諸量の計算結果によれば（図 5-6 参照）、発電機入口までにはほぼ 20% の全圧低下がみられるため、この仮定は妥当なものであると考えられる。

なお、CFL 条件⁸³、及びシード電離の特性時間を考慮して、非定常計算の時間刻みは $0.1 \mu s$ とし、 r 方向の空間刻みは $2.5 mm$ とした。

その他、計算手法、境界条件の詳細は、参考文献 76、77 を参照されたい。なお、計算結果はすべて $200 \mu s$ 間の時間平均値として示した。

5-1-3 発電実験結果との比較

図 5-1 に、エンタルピー抽出率と等エントロピー効率の計算結果を、4-3 節の実験データと比較して示す。(a) は負荷抵抗の影響を比較したもので、(b) は磁束密度の影響を比較したものである。なお計算では、発電機入口までに 20% の全圧損失があることを仮定しているため、20% の全圧損失が起こる前の激み点圧力を基に、エンタルピー抽出率及び等エントロピー効率の値を算出した。

図(a)の負荷抵抗の影響を見ると、計算結果は実験データとほぼ一致していることがわか

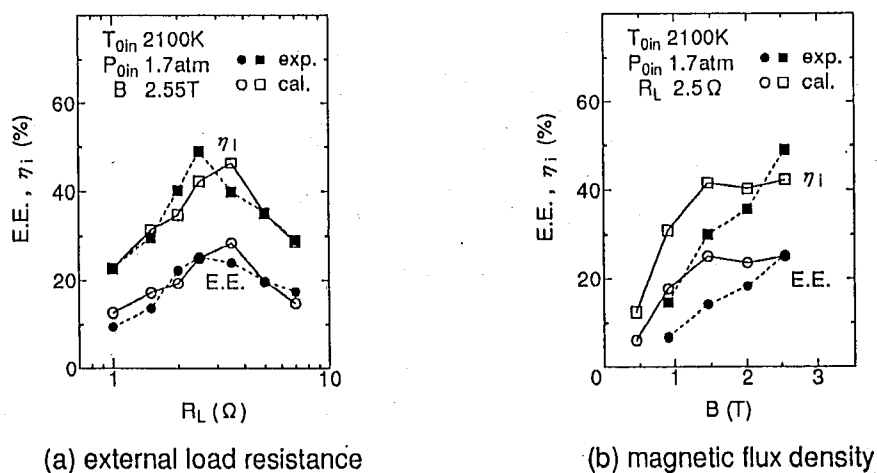


図 5-1 エンタルピー抽出率、及び等エントロピー効率の比較

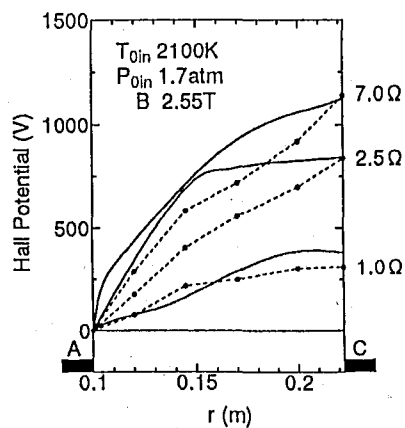
る。これは、本計算では発電出力が実験データに近くなるようにシード率を与えたからでもあるが、出力が最大となる負荷抵抗値もほぼ一致しており、実験データとの比較、考察を行いやすい計算結果になっていると言える。なお、負荷抵抗が $2.5\ \Omega$ の時には、エンタルピー抽出率が一致しているが、等エントロピー効率実験データの方が高くなっている。これは、実験では発電機の主流部で計測された出口全圧をもとに等エントロピー効率を評価しているためと考えられる。

一方、(b)の磁束密度の影響を見ると、磁束密度の低いときに、実験データと計算結果の相違が大きくなっていることがわかる。実験データの場合は、エンタルピー抽出率、等エントロピー効率が、磁束密度の上昇と共にほぼ直線的に増加しているのに対し、計算結果では、 1.5T 付近まではほぼ直線的に増加しているが、それより磁束密度が高いときには、ほとんど増加していない。

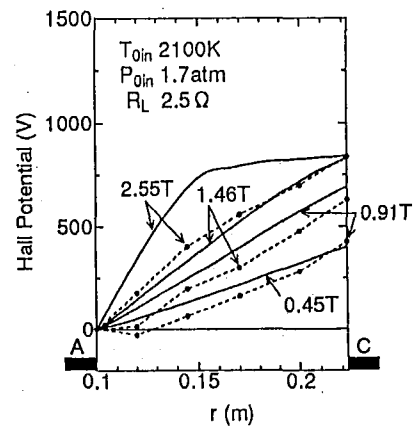
以下、ホール電位分布、ファラデー電流密度分布、静圧分布の比較を通して、実験データの考察、及び実験データと計算結果の相違の原因について考察する。

ホール電位分布を比較したものを図 5-2 に示す。

図(a)には、負荷抵抗を変化させた時の結果を示す。これより、負荷抵抗が $2.5\ \Omega$ 、 $7.0\ \Omega$ の時の計算結果は、発電機上流域でのホール電界強度が実験データに比べ大きくなっているが、下流域では小さくなっており、結果として発電出力が同程度になっていることがわかる。実験で発電機上流域での電界強度が大きくなる原因として、ホール係数の低下が考えられる。これは、実験的に求めたホール係数が発電機上流域で小さくなっていることと対応している (図 4-19 参照)。実験データのホール係数が小さく評価される原因



(a) external load resistance



(b) magnetic flux density

図 5-2 ホール電位分布の比較

としては、境界層の影響が大きくなっていること、スワールペーンのウェイクの影響を受けていること、プラズマの非一様性による実効ホール係数の低下が起こっていることが考えられる。また、5・2節で考察を行うように、発電機内の非定常な現象を時間平均して実験データを整理していることが、実験で評価されたホール係数の低下につながっている可能性も考えられる。

なお、負荷抵抗が $1.0\ \Omega$ の時にはホール電位分布がほぼ一致しているように見える。この計算では、実際には局所的には電界が大きくなっているが、発電機内で発電領域と非発電領域が混在し、これが下流方向に交互に流れていくため、結果として電界強度が平均化されて弱くなっている。

図(b)には、磁束密度を変化させたときの結果を示す。この場合も、発電機上流域でのホール電界強度は、計算結果の方が実験データより大きくなっていることがわかる。特に、実験では磁束密度を 0.91T まで下げたときには発電機入口に電位が負になる領域が見られるが、計算では、 0.45T まで下げたときにも、入口から十分な電気伝導度を持ったプラズマが得られており、入口で電位が負になる領域は見られない。この原因の1つには、磁束密度が低い場合には、発電機上流域で電子系の損失が大きくなり、電離が促進されず電気伝導度が低下したことが考えられる。例えば、本計算では考慮されていない輻射損失等による電離緩和の影響を大きく受けていることが考えられる。あるいは別の可能性として、スワールペーンのウェイクの影響によりファラデー電流が流れにくくなっており、発電機入口付近で十分なジュール加熱が得られていないことも考えられる。

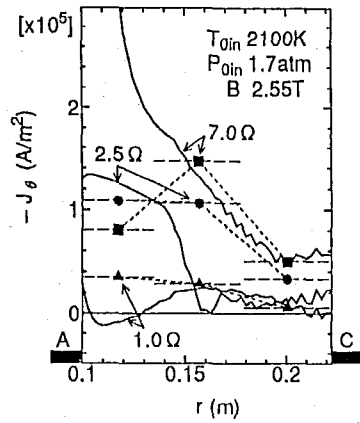
また、発電機中流域以降においても、磁束密度が低いときに実験データの方が電界強度が小さくなっていることがわかる。この主な原因としては、プラズマの非一様性が大きく、実効的なホール係数が低下していることが考えられる。これは、4・4節で示した通り、磁束密度の低いときには電子温度、電子密度の揺らぎが大きくなっていることから示唆される。

図 5・1 で、磁束密度が低いときに計算結果と実験データの相違が大きくなることが示されたが、この原因としては、磁束密度が低いときには発電機入口での電気伝導度が低下したこと、磁束密度の低いときには本実験ではプラズマ諸量の揺らぎが大きくなっており、実効ホール係数の低下の影響が大きくなっていることが挙げられる。

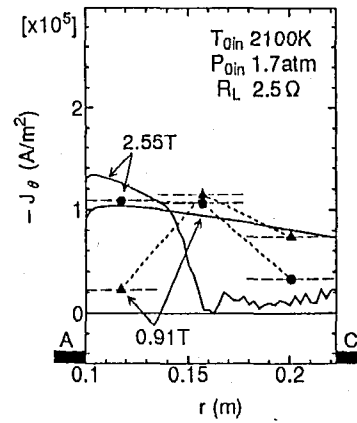
ファラデー電流密度分布を比較したものを、図 5・3 に示す。

図(a)より、負荷抵抗が $7.0\ \Omega$ の時の計算結果は、発電機入口付近で非常に大きなファラデー電流が流れている（最大で $3 \times 10^6\ \text{A/m}^2$ ）のに対し、実験データではこのような傾向は見られない。これは、計算では発電機入口付近で希ガスの電離の影響が大きくなっているためである。実験では、希ガス輻射等の影響があることや、スワールペーンのウェイクの影響により、希ガスの電離が起こりにくくなっているものと考えられる。

また図(b)より、磁束密度が低いとき (0.91T の時) には、計算では、入口から十分な電気伝導度を持ったプラズマが生成され、大きなファラデー電流が流れているが、実験では、発電機上流域ではファラデー電流密度が小さくなっている。



(a) external load resistance

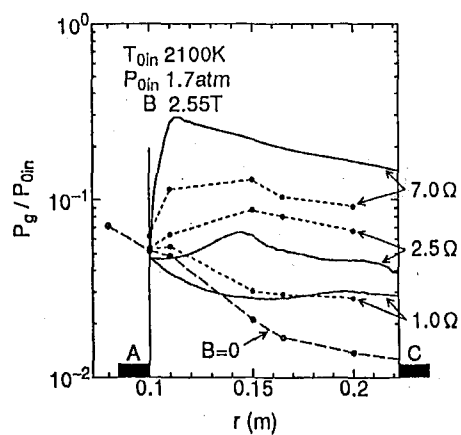


(b) magnetic flux density

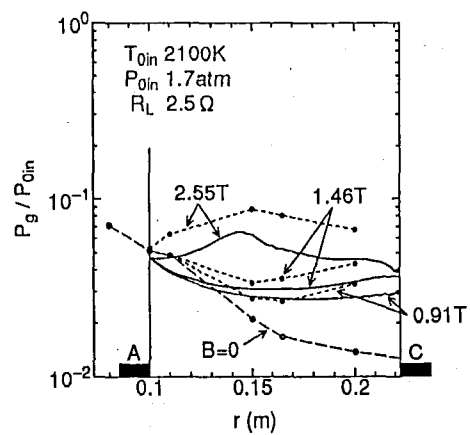
図 5-3 ファラデー電流密度分布の比較

静圧分布を比較したものを、図 5-4 に示す。

図(a)より、負荷抵抗が 7.0 Ω の時の計算結果は、発電機入口から急激な静圧上昇が起きているが、これは希ガス電離の影響が大きくなり、発電機入口付近のファラデー電流密度が非常に大きくなるからである。実験では希ガス電離の影響は小さいと考えられ、計算



(a) external load resistance



(b) magnetic flux density

図 5-4 静圧分布の比較

結果ほどの静圧上昇は見られていない。また、計算で希ガス電離の影響の見られない $2.5\ \Omega$ 、 $1.0\ \Omega$ の場合は、実験データの方が上流域での静圧が高くなっていることがわかる。非発電時の場合も発電機入口付近で静圧が高めになっている点があることを考えれば、スワールペーンによるウェイクの影響を受け、発電機入口付近で静圧が上昇している可能性があると考えられる。

図(b)の磁束密度が低い場合 (0.91T) も、実験データの方が上流域のファラデー電流密度が小さいにもかかわらず、計算結果に比べ発電機入口付近の静圧が高くなっている。このことから、スワールペーンのウェイクによる静圧上昇の可能性が示唆される。

5-2 境界層を含めた2次元計算を用いた考察

MHD相互作用の強い発電機では、発電流路壁で形成される境界層が発電性能に大きな影響を及ぼす^{74,84}。特に本研究で用いたような流路高さが10mm程度と小型の発電機では、境界層の影響が非常に大きくなっていることが想定される。5-1節で行った非定常準1次元計算では、境界層の影響を考慮するために境界層排除厚さを仮定して計算を行ったが、境界層内の諸量の分布は排除厚さという単一なパラメータで表わされるほど単純ではなく、しかも、運転条件により変化すると考えられ、境界層排除厚さの考慮だけでは十分とは言えない。そのため、小型の発電機の性能について厳密に議論するためには、境界層を含めた計算が不可欠となる。

本節では、境界層を含めた $r-z$ 2次元計算を行い、その結果と実験データを比較し、実験データについてのより詳細な考察を試みる。

5-2-1 計算手法及び計算条件

電子系の方程式及びMaxwell方程式には、1-4節の基礎方程式を円筒座標系の $r-z$ 2次元に変換した式を用いた。また重粒子系の方程式は、基本的には1-4節の基礎方程式を円筒座標系の $r-z$ 2次元に変換した式を用いたが、壁面摩擦による抗力 P_L 、壁面への熱損失 Q_L に相当する項を、粘性係数と熱伝導率を用いて表わした。その際、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⁸⁵を用いて乱流粘性係数、乱流熱伝導率を求めた。また、分子粘性係数と分子熱伝導率には参考文献⁸⁶の値を用いた。

また、重粒子系の方程式及び荷電粒子の保存則は、数値的な拡散が小さいCIP法⁸⁷を用いて解き、一般化されたオーム則及びMaxwell方程式は、有限要素法を用いて解いた。

解析手法に関する詳細は、参考文献⁸⁸を参照されたい。なお、本計算では希ガスの電離は考慮されていない。

計算領域を図5-5に示す。スワールペーン表面での摩擦による全圧損失を見積もるために、まず、図(a)に示したスワールペーンのスロット部($r=70\text{mm}$ 、 $x=0\text{mm}$)からスワールペーンの出口付近($r=85\text{mm}$ 、 $x=26\text{mm}$)までの領域を、 $x-y-z$ 座標系の重粒子系のみ準1次元計算を用いて解いた。その際、壁面摩擦による抗力 P_L は1.17、1.18式を用いて計算し、壁面への熱損失 Q_L は1.20~1.22式を用いて計算した。そして、この計算で得られたスワールペーン出口の流体諸量を入口境界条件として、図(b)に示したアノード上流端($r=85\text{mm}$)からカソード下流端($r=237.5\text{mm}$)までの領域を、上で述べた $r-z$ 2次元計算を用いて解いた。アノード上流端での電子系方程式の境界条件としては、電子

温度を 3000K とし、電子密度はそのサハ平衡値で与えた。また、アノード上流端では境界層の影響がなく、諸量は z 方向に一様であるとしている。また、発電機の高さ方向は上下対象であると仮定し、図(b)の上半面のみの解析を行った。

なお、 $r - z$ 2次元計算の計算結果は、半径方向分布を示す時には、発電機主流部の値を約 140 μ s 間で時間平均した値を示しており、 $r - z$ 2次元分布を示す時には、時間平均しない、瞬時の値を示している。

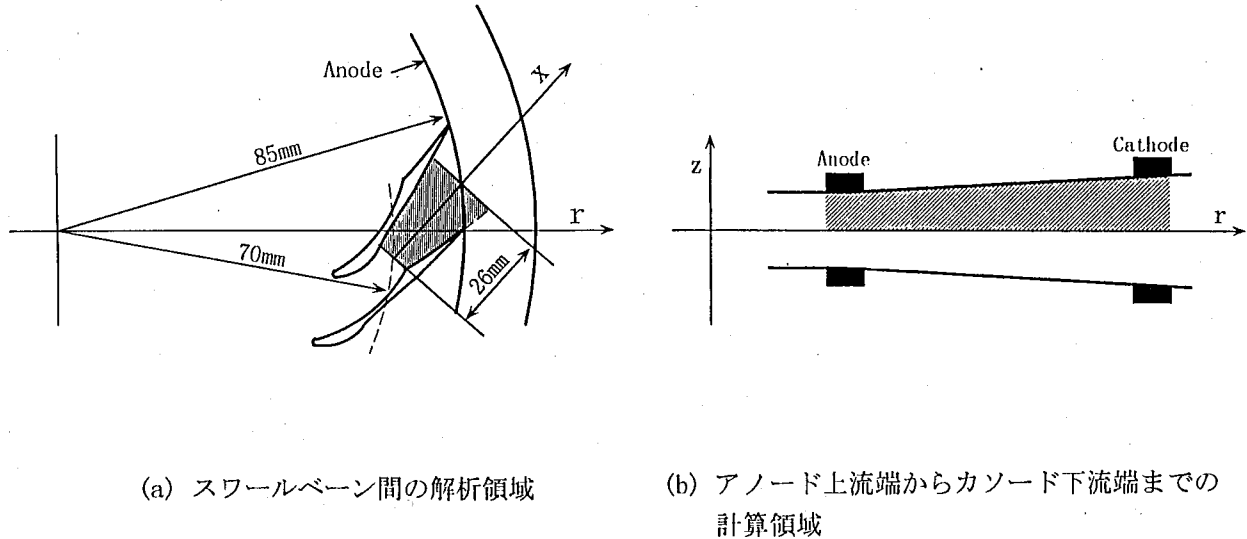


図 5-5 計算領域

5-2-2 発電実験結果との比較

非発電時の静圧分布、全圧分布を、実験データ、5-1節での準1次元計算結果、 $r - z$ 2次元計算結果（発電機主流部）について比較したものを図 5-6 に示す。図より、静圧分布は実験データと双方の計算結果で良く一致していることがわかる。ただし、発電機の入口付近 ($r=100, 110\text{mm}$) で実験データの方が静圧が高くなっているが、この原因の1つとして、スワールベーンのウェイクの影響が考えられる。また、発電機出口の主流部での全圧は、 $r - z$ 2次元計算ではアノード上流端の全圧に比べほとんど減少していないが、実験データは、発電機入口の 1/2 程度まで減少している。この原因としては、スワールベーンのウェイクによる全圧低下や、実験で用いた発電機の壁面の粗さに起因する全圧低下が考えられる。あるいは、出口全圧計測の際には、3-2節で述べたようにピトー管公式による補正を行っていないため、非発電時のようなマッハ数の高い状況での全圧計測の際は、ピトー管手前での全圧損失が大きくなり、全圧の値を低めに評価している可能性も考えられる。

図 5-7 には、 $r-z$ 2次元計算で得られた非発電時の半径方向流速の2次元分布を示す。この図より、下流方向に徐々に境界層が発達していき、発電機出口では、ほぼ全域が境界層になっていることがわかる。

次に、発電時の $r-z$ 2次元計算結果を実験データと比較するために、4-3節の、負荷抵抗 $2.5\ \Omega$ 、磁束密度 2.55T の実験データと同一の運転条件で計算を行った。ただし、シード率は準1次元計算の場合と同様、 2×10^{-4} とした。

$r-z$ 2次元計算の計算結果として、図 5-8 に半径方向流速の、図 5-9 にホール電流密度の、図 5-10 にファラデー電流密度の $r-z$ 2次元分布を示す。

半径方向流速の2次元分布を見ると、非発電時に比べ流速が大きく低下していることがわかる。また非発電時には下流域ほど境界層の影響が大きくなっているが、発電時には上流域から大きな境界層の影響を受けていることがわかる。

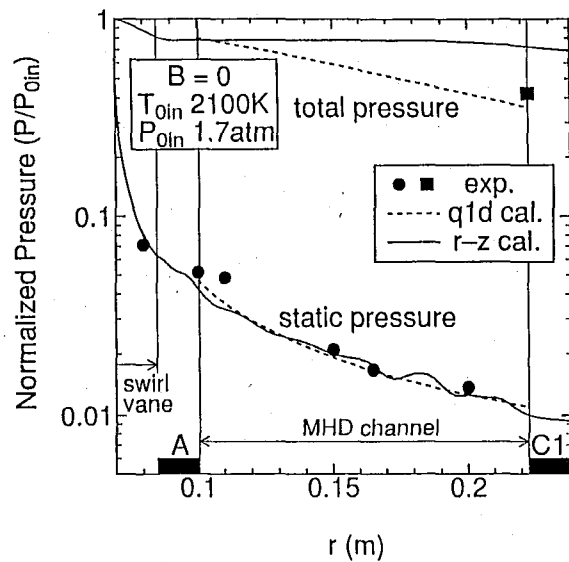


図 5-6 非発電時の静圧分布、全圧分布の比較
(主流部)

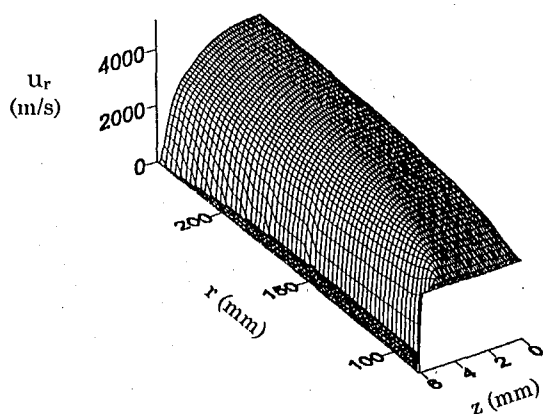


図 5-7 非発電時の u_r の2次元分布

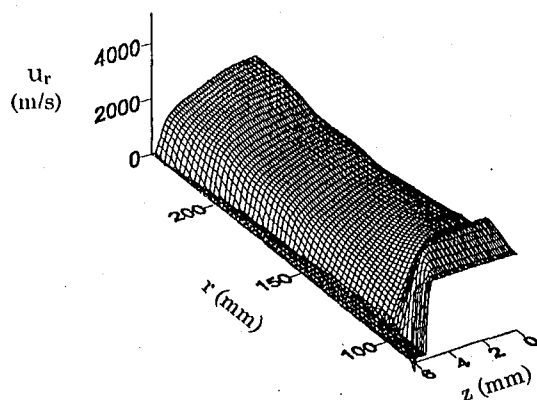


図 5-8 発電時の u_r の2次元分布

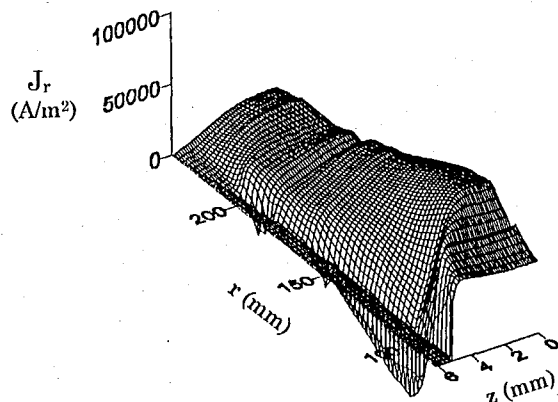


図 5-9 発電時の J_r の 2 次元分布

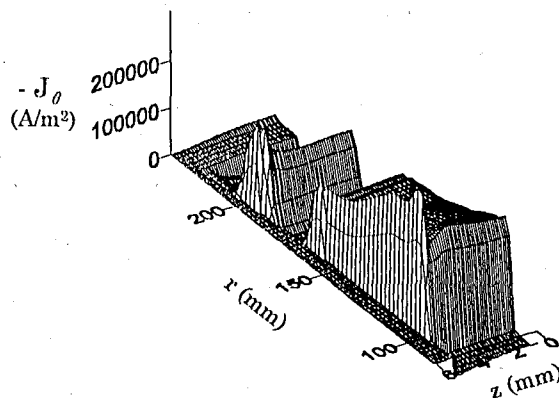


図 5-10 発電時の J_θ の 2 次元分布

また、ホール電流密度の 2 次元分布を見ると、上流域で非常に大きな境界層の影響を受けていることがわかる。特に上流域の壁近傍では、電流が逆流している領域が見られる。このことから、本実験で用いたような発電機高さの小さい発電機では、ホール電流を 1 次元的に扱うのは危険であるといえることができる。一方、ファラデー電流の 2 次元分布を見ると、発電機の高さ方向にほぼ一定の値を保っていることがわかる。

ファラデー電流密度の境界層排除厚さという視点で見れば、この計算結果の場合、上流域で排除厚さが非常に大きくなり、下流域ではむしろ排除厚さが小さくなっている様子が見えてくる。4-3 節では、実験データから評価したホール係数や電気伝導度が上流域では極端に小さくなり、下流域では大きくなりすぎる傾向が得られたが、もし仮にホール電流密度の排除厚さを上流域で大きく、下流域で小さくなるように考慮すれば、上流域でのホール係数、電気伝導度はより大きく評価され、下流域ではより小さく評価されることになる。このことから、4-3 節で、発電機上流域のホール係数が極端に小さな値に評価されているのは、境界層の影響が大きいためだと考えることができる。

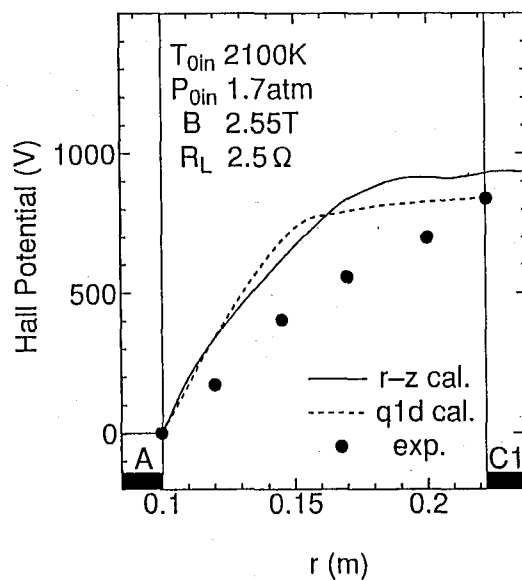


図 5-11 ホール電位分布の比較

図 5-11 にホール電位分布を比較したものを示す。参考のため、5-1 節で行った準 1 次元計算の結果も、図中

に点線で示した。なお、2次元計算結果は、発電機の主流部の値を示している。

この図より、2次元計算結果は準1次元計算結果と似た傾向を示しており、発電機上流域で実験データに比べホール電界強度が大きくなっており、下流域で小さくなっていることがわかる。また、第1カソードでのホール電圧は、実験データや、境界層排除厚さを考慮した準1次元計算結果より、やや大きくなっている。

図 5-1 2 には、ファラデー電流密度分布を比較したものを示す。

図より、2次元計算結果は準1次元計算結果と同様な傾向を示しているが、2次元計算で得られたファラデー電流密度の方が若干大きくなっていることがわかる。また、これを実験データと比較した場合、ほぼ同様な値が得られているということが出来る。ただし、発電機上流域に限って言えば、実験データの方がファラデー電流密度が小さくなっている。この原因の1つには、実験では発電機上流域で輻射等による電子系の損失の影響が大きくなっており、電気伝導度が低下したことが考えられる。あるいは別の可能性として、スワールベーンのウェイクの影響により θ 方向の平均的な電気伝導度が低下し、ファラデー電流が流れにくくなっていることも考えられる。

図 5-1 3 には、静圧分布及び全圧分布を比較して示す。2次元計算では準1次元計算よりファラデー電流が大きくなっているのに対応して、静圧上昇も大きくなっており、実験データの傾向に近くなっていることがわかる。ただし、実験データに比べ入口での静圧上昇が若干大きくなっており、下流域で実験データより静圧が低くなっている。

また、発電機主流部での全圧分布の2次元計算結果は、準1次元計算結果

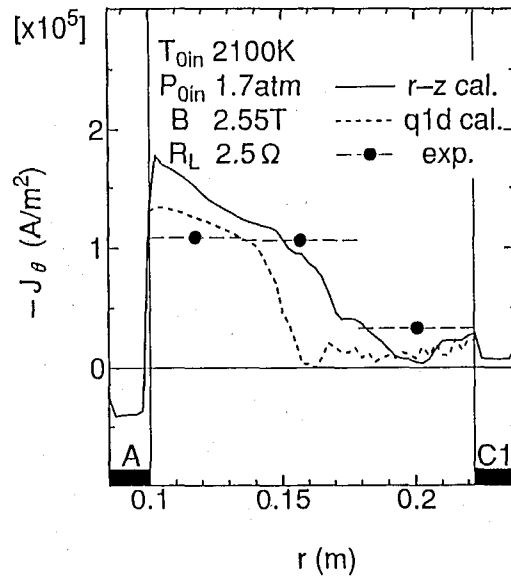


図 5-1 2 ファラデー電流密度分布の比較

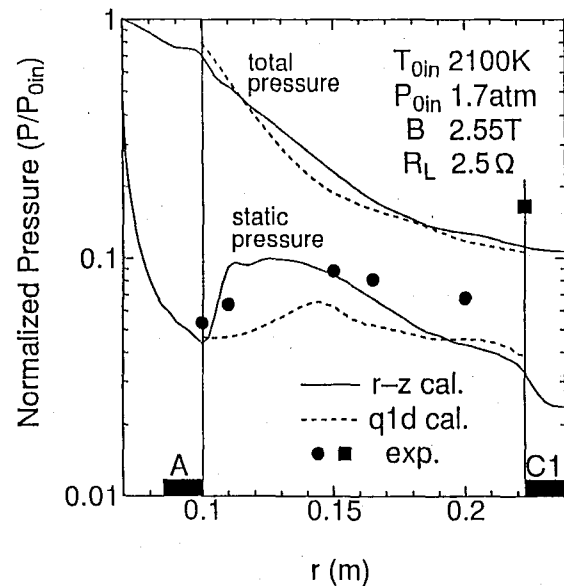


図 5-1 3 静圧分布、全圧分布の比較

とほぼ同様な傾向を示しているが、発電機出口全圧は実験データよりも低くなっていることがわかる。

準1次元計算の出口全圧が実験データよりも低くなっている原因には、実験では発電機主流部の全圧を計測していることが考えられる。

また、 $r-z$ 2次元計算の場合は、この図では主流部の全圧分布を示しているが、これが実験データよりも低くなっている原因には、図 5-11 の通り、2次元計算の方が実験データよりも発電出力が大きくなっており、これによる作動気体のエンタルピー低下、及びこれに伴うジュール散逸の増加により全圧の低下が大きくなったと考えることができる。

あるいは、可能性の一つとして、ここで比較の対象にした実験データは定常状態になっておらず、全圧が低下し切っていないということも考えられる。この実験データに対応する生波形は図 3-16 に示されている。この波形を見ると、データ整理に用いた時間域で、完全に定常な状態が得られているということとはできないものの、ほぼ定常な状態に達していると言える。また、出口全圧の波形を見ても、時間と共に低下していく傾向にはなっていない。このことから、実験データの出口全圧を高く評価しすぎていることはないと考えられる。

以上の比較より、 $r-z$ 2次元計算と実験データとは、ファラデー電流密度分布、静圧分布が比較的良く一致しているが、ホール電界強度は実験データの方が小さくなっていることがわかる。このことは、境界層を考慮した計算を行っても、一般化されたオーム則より評価されるホール係数が小さくなっていることを示唆している。しかし、本当にホール係数が小さくなり、それに対応してジュール散逸が増加しているとする、実験データの出口全圧は計算に比べて低くなるはずである。

そこで次に、実験データのホール電位分布、ファラデー電流密度分布、静圧分布をより正確に模擬する計算を行うために、ホール係数、および電気伝導度を与えた計算を行った。そして、実験データとの比較を行い、さらにホール係数やジュール散逸に関する考察を深めることにする。

5-2-3 ホール係数、電気伝導度を与えた計算による考察

通常の計算では、電子系の方程式を用いて電子温度、電子密度を求め、それを衝突理論から導かれる 1.7、1.8式に代入することでホール係数、電気伝導度の値を計算するが、ここでは、ホール係数、電気伝導度に直接値を与えて、その値を一般化されたオーム則、電子のエネルギー保存則に代入して計算を行う。

実験データを模擬できるホール係数、電気伝導度の値を決めるために、何度かの試行錯誤を行ったが、4-3節での実験データから評価したホール係数及び電気伝導度の半径方向分布を参考にして、図 5-14 に示す値を用いて計算することにした。結果としてこの値を用いることで、ホール電位分布、静圧分布が実験データと良く一致したからである。

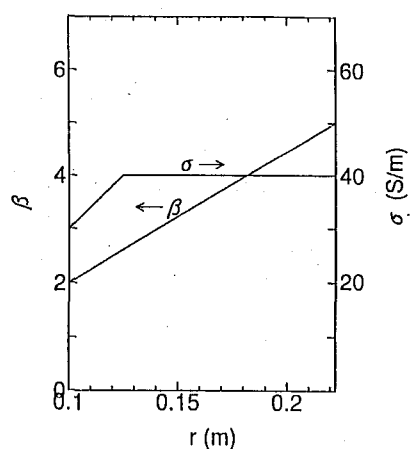


図 5-14 計算で与えた β 、 σ の分布

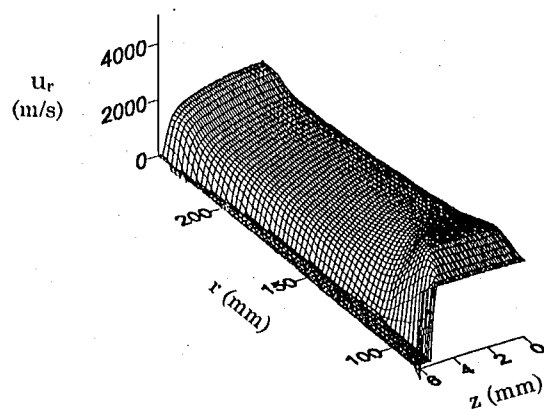


図 5-15 β と σ を与えたときの u_r の 2 次元分布

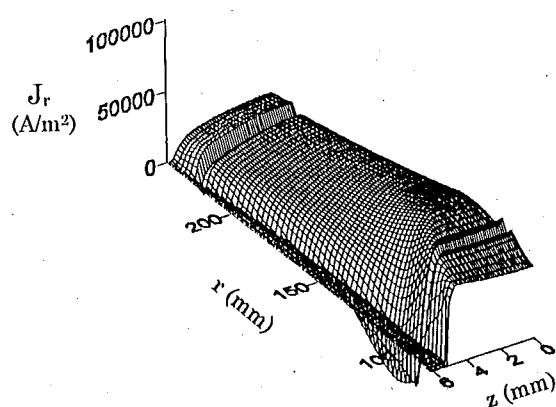


図 5-16 β と σ を与えたときの J_r の 2 次元分布

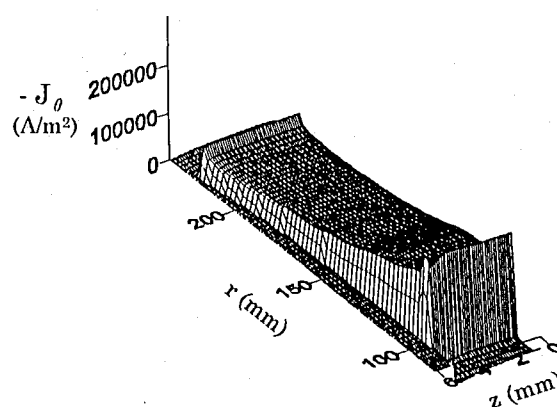


図 5-17 β と σ を与えたときの J_θ の 2 次元分布

なお、ホール係数、電気伝導度の値は、半径方向には図のような分布を与えたが、発電機の高さ方向には一定値であるとした。また、衝突理論から計算されるホール係数、電気伝導度の値（1.7、1.8式の値）が図 5-14 の値より小さくなる場合には、衝突理論から計算された値を用いた。

図 5-15～図 5-17 には、本計算で得られた半径方向流速、ホール電流密度、ファラデー電流密度の $r-z$ 2 次元分布を示す。図 5-8～図 5-10 と比べて似た分布が得られているが、全体的に r 方向及び z 方向の変化がなだらかになっていることがわかる。

図 5-18 には、ホール電位分布を実験データと比較して示す。図中の一点鎖線が、ホール係数、電気伝導度を図 5-14 のように与えた計算結果である。参考のため、ホール

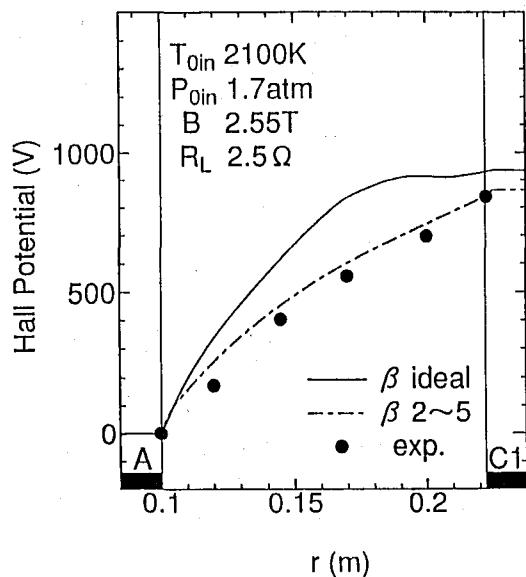


図 5-18 ホール電位分布の比較

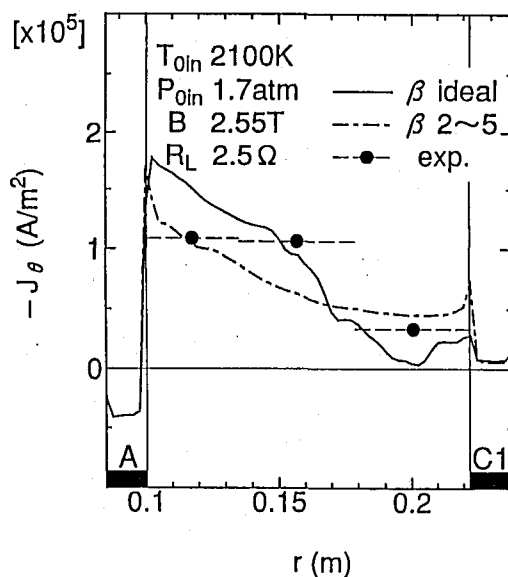


図 5-19 ファラデー電流密度分布の比較

係数、電気伝導度を衝突理論から求めた先程の計算結果も、図中に実線で示した。ちなみに、衝突理論から求めたホール係数の値は 10 程度、電気伝導度の値は 120 S/m 程度となる。

この図より、ホール係数の値を図 5-14 のように発電機入口で 2、出口で 5 とすることで、ホール電界強度が小さくなり、実験データのホール電位分布と良く一致することがわかる。

図 5-19 に、ファラデー電流密度分布を実験データと比較したものを示す。一点鎖線がホール係数を 2~5 とした場合の計算結果である。

ホール係数の値を低くすることは、ファラデー電流が増加することにつながるが、ここでの計算ではホール係数と同時に電気伝導度にも低い値を与えているため、実線の計算結果と比べ、ファラデー電流密度は大きくなっていない。

ホール係数を低くした計算を実験データと比較すると、発電機上流域でのファラデー電流密度はほぼ一致しているが、中流域では実験データより小さくなっている。ホール係数や電気伝導度の分布の与え方により、実験データの値にさらに近づける

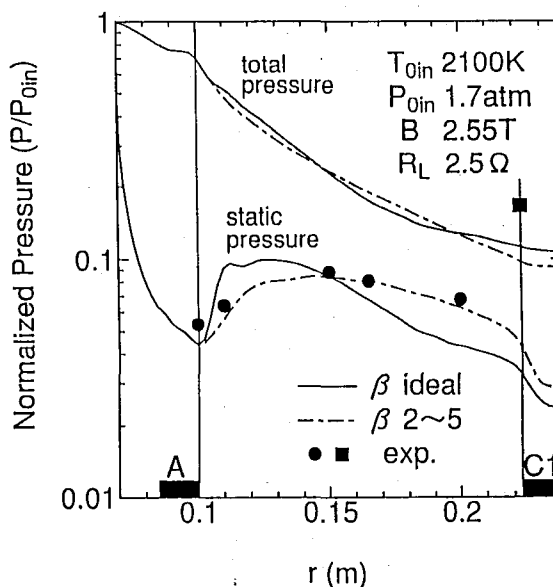


図 5-20 静圧分布、全圧分布の比較

ことが可能であると考えられるが、ここではこれ以上の試行錯誤は行わなかった。

図 5・20 には、静圧分布、全圧分布を実験データと比較したものを示す。一点鎖線がホール係数を 2~5 とした場合の計算結果である。

これより、ホール係数、電気伝導度に小さな値を与えた計算結果の方が、発電機上流部でのファラデー電流密度が小さくなり、その結果、発電機入口付近での静圧上昇が緩和され、静圧分布が実験データと良く一致していることがわかる。

しかし、発電機主流部での出口全圧は、実験データよりかなり低くなっている。

以上、ホール係数、電気伝導度に図 5・14 に示したような、衝突理論から計算されるよりも低い値を与えて境界層を含めた 2 次元計算を行った場合、ホール電位分布、ファラデー電流密度分布、静圧分布を実験データとほぼ一致させることが可能であることを示した。これは、重粒子系の方程式及び一般化されたオーム則を満たすホール係数、電気伝導度の値が、境界層の影響を考慮しても、図 5・14 で示した程度の小さな値になっていることを示している。

しかしこの場合、発電機の出口全圧が実験データよりかなり低い値になることに注目すべきである。もし仮に、ホール係数が低下し、それに対応してジュール散逸が増加していたとしたら、実験でも、ここで行った計算と同程度まで出口全圧が低下すると考えられるからである。

以下に、この原因について考察を行う。

まず、 $r-z$ 2 次元計算で考慮した乱流モデルが実験データに適合していなかった可能性が考えられる。しかし、乱流粘性係数、乱流熱伝導率をゼロとした計算を行った場合も出口全圧が実験データよりかなり低下するため、この出口全圧の不一致は、乱流モデルの影響だけで説明できる程度のものではない。

図 5・21 に、電子温度の半径分布を比較したものを示す。一点鎖線はホール係数、電気伝導度を図 5・14 のように与えた場合の計算結果であり、実線が衝突理論から計算した場合の計算結果である。また、黒丸は、実験で計測された再結合放射光強度の比から求めた電子温度の時間平均値を示している (4・4 節参照)。

一点鎖線を見ると、電気伝導度の値を低く与えているため、 J^2/σ で表わされるジ

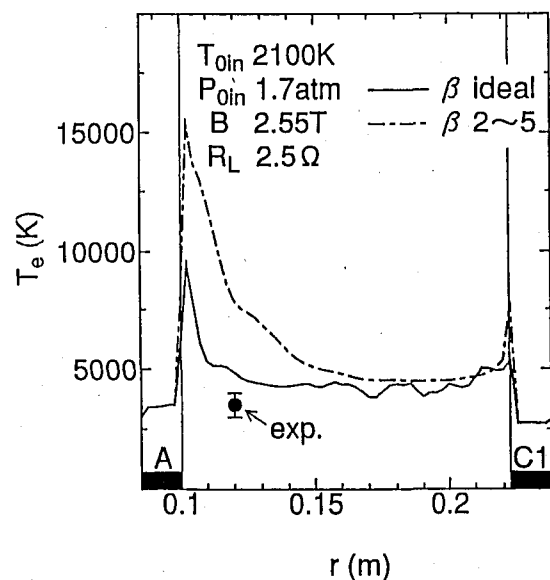


図 5-21 電子温度分布の比較

ジュール散逸 (=ジュール加熱) が大きくなるため、電子温度の値が高くなっていることがわかる。そして、実験データで計測された値との差が大きくなっている。実験では、計算で考慮されていない電子系の損失等の影響を受け、計算よりも低めの電子温度になる可能性が考えられるが、一点鎖線の値に比べて非常に差が大きくなっている。このことから、ホール係数、電気伝導度に図 5-14 の値を与えた計算よりも、実験ではジュール散逸がかなり小さくなっているものと考えられる。

以上より、ホール係数、電気伝導度に低めの値を与えて計算を行うと、実験データのホール電位分布、ファラデー電流密度分布、静圧分布を一致させることができるが、この低めのホール係数、電気伝導度の値が、ジュール散逸の増加に結びついていない可能性が強いと考えられる。

具体的にどのようなメカニズムでこのような現象が起こっているのかはわからないが、例えば、次のようなケースを考えてみた。

仮に、プラズマが電流ベクトルと同一方向に筋状の構造を持っており、それが流速に乗って流れるなど非定常な振る舞いをしているとし、それをある1点で計測しているとする。その場合、計測点に十分な電気伝導度を持ったプラズマが到達したときには大きなホール電界強度が得られるであろうが、電気伝導度が小さくなったときには、そこでのホール電界強度が低下する。それを時間平均的に見ると、十分な電気伝導度を持ったときに比べホール電界強度が低下するため、ホール係数や電気伝導度が低下したように観測される可能性がある。

一方、ある一瞬においてプラズマ中のジュール散逸を考えたときには、プラズマの構造が電流ベクトルの方向と一致していた場合、電気伝導度の低い部分で大きな電流が流れることがないため、ジュール散逸の増加は起こらないと考えられる。

つまり、プラズマが非定常な振る舞いをしているときには、実験で得られた時間平均的な諸量を基にホール係数や電気伝導度を評価すると、ホール係数、電気伝導度の低下が観測されるが、実際にはジュール散逸の増加が起こらないケースが存在すると考えられる。

以上の考察は単なる思考実験であるために、これについては数値シミュレーションを使うなどしての検証が必要となろう。

4-3 節では、実験データをもとにホール係数、電気伝導度を求め、これをもとにジュール散逸や電気変換効率の値の評価を行っているが、上記の理由により、実験でのジュール散逸は実際はもっと小さな値になっており、電気変換効率はもっと高い値になっている可能性が強い。

5-3 本章のまとめ

実験データに関する考察を深めるため、及び実験データと計算結果の相違を考察するために、本実験条件を用いて数値シミュレーションを行った。

1. 境界層を含めた2次元計算結果を実験データと比較することにより、以下のことが明らかになった。
 - 1) 本実験条件のようなMHD相互作用の強い状況下では、境界層の影響が非常に大きくなる。特に、境界層内でのホール電流密度の低下が顕著になる。一方、ファラデー電流密度は、境界層内でも主流部とほぼ同一の値を保つ。
 - 2) ホール係数、電気伝導度に衝突理論から計算される値より低い値を与えて計算することで、ホール電位分布、ファラデー電流密度分布、静圧分布を実験データとほぼ一致させることが可能である。しかし、発電機出口全圧や電子温度の不一致が起こり、この計算では実験データよりジュール散逸が過大評価されていると考えることができる。このことから、4-3節で実験データを用いて評価したジュール散逸は、過大評価されている可能性が強い。
2. 準1次元計算結果を実験データと比較することにより、以下のことが明らかになった。
 - 1) 実験で発電機上流域から十分な電気伝導度が得られているときには、エンタルピー抽出率、等エントロピー効率の値が計算結果と良く一致する。
 - 2) 磁束密度が低いとき等に、実験では輻射等による電子系の損失が大きくなっていると考えられ、発電機上流域での電気伝導度が小さくなる傾向がある。
 - 3) 実験データでは、発電機入口付近でスワールベーンのウェイクによる静圧上昇の影響を受けていると考えられる。

6 結論

本論文は、非平衡プラズマを作動気体としたディスク形MHD発電機の等エントロピー効率について研究を行うために、衝撃波管駆動実験装置を用いた実験、及び数値シミュレーションを行い、発電機の等エントロピー効率に関する特性を考察したものである。本研究で明らかになったこと、示唆されたことを6.1節でまとめる。また、本研究により導かれる発電機の等エントロピー効率を向上させるための指針、及び等エントロピー効率を向上させるための今後の課題について6.2節で述べる。

6-1 結論

入口に旋回流を持つ発電機 ISTEK-1 を用いて、セシウムをシードしたヘリウムを作動気体とする発電実験を行った。その結果、以下のことが明らかになった。

1. 本実験で最大 55% の等エントロピー効率を得ることができた。また、以下の条件の時に高い等エントロピー効率を得られた。
 - 1) 発電機内でのジュール散逸が少なく、電気変換効率が高くなっている時。
 - 2) 発電機内で作動気体が超音速を維持しており、発電機出口のマッハ数が 1 に近い時。
2. ファラデー電流値の半径方向分布を計測することにより、実験データから、ホール係数、電気伝導度等の半径方向分布や、発電機内のジュール散逸、電気変換効率の評価できるようになった。その結果、以下の時に発電機内の電気変換効率が高くなることがわかった。
 - 1) 負荷抵抗値が、発電出力が最大となる値よりやや低い時。
 - 2) 磁束密度が高く、ホール係数 ($\omega\tau$) の値が高い時。
3. 発電機上流域で分光計測を行った結果、以下のことがわかった。
 - 1) 負荷抵抗が低い時には、電子温度、電子密度の揺らぎが大きくなり、電気変換効率が低下する。

- 2) 磁束密度が十分高い時に、発電機入口付近からシード完全電離状態になると考えられ、電子温度、電子密度の揺らぎが小さくなる
4. 実験データに関する考察を深めるために、本実験条件を用いて境界層を含めた2次元計算結果を行った結果、以下のことがわかった。
- 1) 本実験条件のようにMHD相互作用の強い状況下では、境界層の影響が非常に大きくなる。特に、境界層内でのホール電流密度の低下が顕著になる。
 - 2) 実験データから評価されたホール係数、電気伝導度の低下は、ジュール散逸の増加につながっていない可能性が強い。そのため、実際の電気変換効率は、実験データから評価された値よりも高くなっていると考えられる。
5. 実験データと準1次元計算結果を比較することにより、以下のことがわかった。
- 1) 実験で発電機上流域から十分な電気伝導度を得られているときには、エンタルピー抽出率、等エントロピー効率の値が計算結果と良く一致する。
 - 2) 磁束密度が低いとき等に、実験では輻射等による電子系の損失が相対的に大きくなっていると考えられる。

6-2 等エントロピー効率向上の指針、及び今後の課題

発電機の等エントロピー効率を高めるためには、以下の手段が有効であることが、本研究により示された。

1. 磁束密度を高め、ホール係数 ($\omega\tau$) の値を高めることが、発電機の等エントロピー効率向上につながるが、実験結果より明らかになった。
2. 発電機形状の最適化が等エントロピー効率向上には欠かせない。例えば、本実験で示されたように、発電流路を長くすることが等エントロピー効率の向上につながるわけではない。ジュール散逸や、衝撃波等の流体の付加的圧力損失が小さくなるような発電機形状を選択する必要がある。
3. 境界層の影響を低減することが等エントロピー効率の向上につながる。境界層を含めた2次元計算で示されたように、境界層内はホール電流密度が大きく低下するが、大きなファラデー電流が流れるため、ジュール散逸の増加の原因となる。境界層の影響を低減するためには、以下の方法が有効であると考えられる。
 - 1) 発電機高さを大きくし、相対的に境界層の影響を少なくする。
 - 2) 作動気体のマッハ数を下げる、又は入口激み点圧力を上げる。ただし、これはホール係数 ($\omega\tau$) の低下につながるため、同時に磁束密度を高める必要がある。
4. 本実験では、等エントロピー効率の高くなる運転条件で、発電機内のプラズマ諸量の揺らぎが小さくなることが観測されており、シード完全電離によるプラズマの安定化が、等エントロピー効率の向上に大きく関係していると考えられる。

本研究では明らかにされなかった点、及び等エントロピー効率向上の研究を続ける上で必要になると考えられる今後の課題を、以下にまとめる。

1. 実験データから評価されたホール係数の低下が、ジュール散逸の増加につながっていない可能性が本研究で指摘されたが、実際にこのような機構が存在しうるのかを数値計算等を用いて検討する必要がある。また、実験では実際にどの程度のジュール散逸が発生しているかを、より正確に見積もる必要がある。この課題は、発電機を大型化したとき、どこまで等エントロピー効率が向上するかを議論する上で重要となる。
2. 発電機超音速ノズル部にスワールベーンを設置して実験を行ったが、本研究では、スワールベーンにより発生するウェイクの影響が議論されていない。発電機入口にスワール流を導入することによるジュール散逸低減の効果と、ウェイクにより引き起こされるジュール散逸の増加、流体的な全圧損失の影響について、議論を行う必要がある。
3. プラズマの非一様性に起因するジュール散逸を低減する試みが必要になると考えられる。本研究では、シード完全電離によると考えられる、電子温度、電子密度の揺らぎの低減が見られたが、依然として10~20%程度の電子密度の揺らぎが観測されている。プラズマを一様化する具体的な方法として、以下のことが挙げられる。
 - 1) シード物質を希ガスと均一に混合する方法を検討する。
 - 2) 発電機超音速ノズル部に高周波電界を印加し、プラズマの動的安定化を試みる。
4. 実験では、発電機上流部での電子系の損失が、計算で予測されるよりも大きくなる傾向があることが示唆されたが、この機構を明らかにし、実際の現象をより正確に記述できる電子系の基礎方程式を数値計算に導入することが必要である。

Appendix プラズマ諸量の揺らぎを考慮した非定常準1次元計算

本実験では、発電出力が大きくなるときに再結合放射光強度の揺らぎが小さくなっていることが4.4節で観測されている。しかしながら、セシウムの再結合放射光強度の揺らぎは、小さくなったときでも標準偏差が平均値の20～30%程度残っており、一様なプラズマが得られているということはできない。セシウムの再結合放射光強度は電子密度に強く依存したものであり（シード弱電離領域からシード完全電離領域にかけては、ほぼ電子密度の2乗に比例する）、この波形から、発電機内の電子密度は時間的に変動していることが示唆される。

この揺らぎの原因は特定できていないが、もし仮に、発電機に供給されるシード原子の数密度が不均一であったとしたら、その不均一性が下流に流れ、発電機内の電子密度は時間的に変動することになる。また、この不均一性の構造が小さければ、プラズマ諸量の揺らぎの周波数は高くなるため、4.4節の波形に見られるような高周波の揺らぎを容易に説明することができる。

実際にはプラズマ諸量の揺らぎには複数の要因が関係しているものと考えられるが、ここでは、この揺らぎが発電機入口でのシード率の揺らぎに起因するものであると仮定し、プラズマ諸量の揺らぎを考慮に入れた数値シミュレーションを行った。そして、それが発電性能に及ぼす影響を調べた。

1. 計算手法

シード率の揺らぎを扱うためには、以下のシード原子の保存則が必要になる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_{s0} A) + \frac{\partial}{\partial r}(n_{s0} u_r A) = 0, \quad n_{s0} = n_{seed} + n_{seed}^+ \dots\dots\dots (A.1)$$

この式を5.1節の荷電粒子の保存則、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則と共にマコーマック法を用いて解いた。その他の計算手法は、5.1節と同一である。

なお、発電機入口のシード率の揺らぎは、シード率の平均値に、1 μ s 毎に発生させた正規乱数を加えることで与えた。本実験条件では電子密度の緩和時間は1 μ s～10 μ sのオーダーであると考えられ、これにより、十分高い周波数の揺らぎまで考慮することができる。

2. 計算結果

シード率の揺らぎが発電性能に与える影響を定性的に調べるため、まず、全域でシード完全電離状態が得られる発電機を用いて数値シミュレーションを行った。ここで用いた発

電機の形状は、本研究で用いた実験装置の条件を想定し、定常 1 次元計算を用いて全域 5000K の電子温度が得られるように設計したものである。

本計算で用いた発電機形状、計算条件を、表 A-1、表 A-2 にそれぞれ示す。境界条件として、発電機入口の電子温度には設計値である 5000K を用い、電子密度はその時のシード率に対応するサハ平衡値とした。

表 A-1 シード率の揺らぎの影響を調べる際に用いた発電機形状

スロート断面積		2668mm ²
入口	半径	100mm
	高さ	6.5mm
	マッハ数	2.0
出口	半径	262.5mm
	高さ	9.5mm

表 A-2 シード率の揺らぎの影響の計算条件

作動気体	He + Cs
入口激み点温度	2000K
入口激み点圧力	2.0atm
入口電子温度	5000K
負荷抵抗	1.8~8.8 Ω
シード率	1.0×10^{-4}
熱入力	2.0MW
入口磁束密度	2.55T

図 A-1 に、シード率に標準偏差 20% の揺らぎを与えた時の、発電機入口における電子密度の時間変化を示す。ここで $\tilde{n}$ は、計算で与えたシード率の揺らぎの大きさ (標準偏差 / 平均値) を示している。この波形の揺らぎは 4-4 節の再結合放射強度の波形の揺らぎと同様、そのパワースペクトルが白色雑音に近いものであり、このようなシード率の揺らぎを与えることで、実験から示唆される電子密度の揺らぎが模擬できるのではないかと考えた。

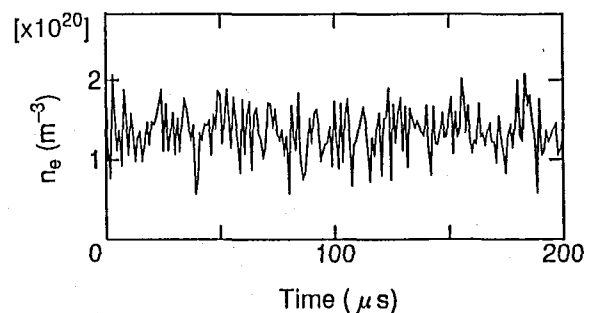


図 A-1 計算で与えた発電機入口電子密度の時間変化 ($\tilde{n} = 20\%$)

プラズマ諸量の揺らぎの影響

まず、シード率に揺らぎがない時に全域でシード完全電離状態が得られる負荷抵抗値 (4.0Ω) を用い、シード率の揺らぎが発電性能に与える影響を調べた。

図 A-2 に、電子温度、電気伝導度の半径方向分布を、シード率に揺らぎがない場合、5%、10%、及び 20% の揺らぎがある場合について示す。これらの図では、電子温度、電気伝導度の揺らぎの大きさがわかるように、 $200 \mu\text{s}$ 間の半径方向分布を $5 \mu\text{s}$ 毎にドットで表している。このドットの上下の散らばりが揺らぎの大きさに、濃淡がその値を取る確率に対応している。

図より、シード率に揺らぎがない場合は、電子温度は半径方向に 5000K 程度のほぼ一定の値となっており、上下方向の散らばり、すなわち時間変動が見られず、完全に定常な状態になっていることがわかる。そのため、電気伝導度も発電機内で定常になっている。

一方、シード率に揺らぎがあると電子温度の時間変動が発生し、その変動率は揺らぎが大きくなるほど大きくなる。本計算条件では、電子温度 4000K 以上でシード完全電離状態が得られるが、図より、シード率の揺らぎが大きくなるほど電子温度が 4000K を下回る確率が高くなり、シード弱電離プラズマの混在する割合が大きくなってしまふことがわかる。

また、電子温度の揺らぎと共に電気伝導度の揺らぎも起こる。これは、電

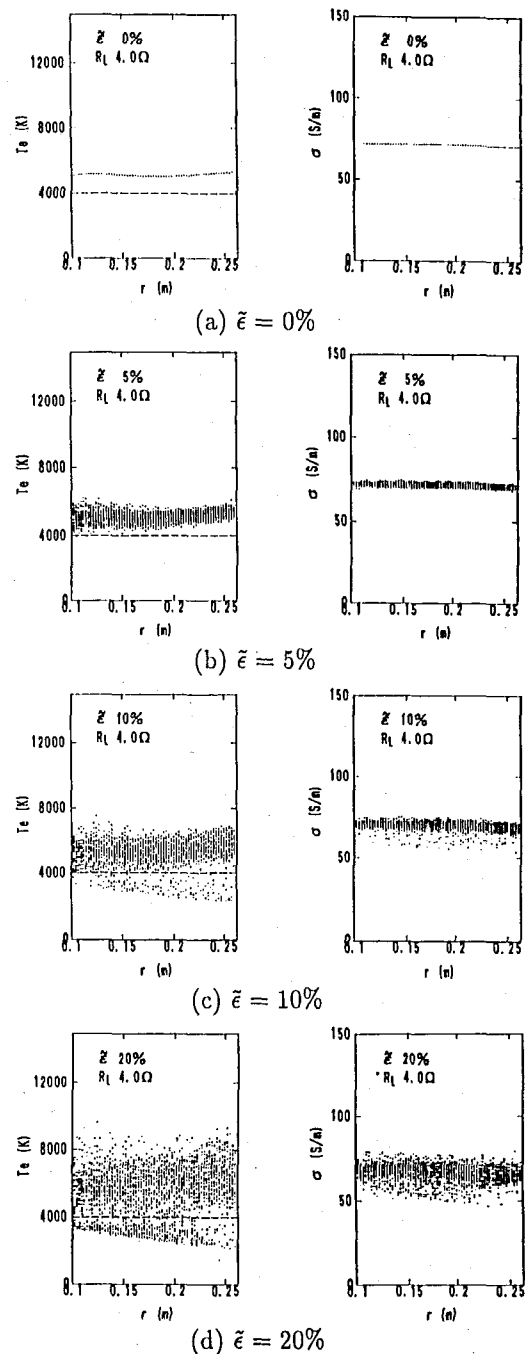


図 A-2 電子温度、電気伝導度の半径方向分布 ($R_L = 4.0 \Omega$)

子温度の変化による電子の衝突周波数の変化と、シード率の揺らぎまたはシード弱電離状態のための電子数密度の変動によるものである。なお本計算では、希ガスの電離は電気伝導度の変動にほとんど関与していない。

電気伝導度が不均一になると、実効電気伝導度、実効ホール係数の低下が起こり、それが発電性能の低下につながることを考えられるため、4.5、4.6式を用いてこれらの値の評価を試みた。ただし、これらの式から評価した発電機内のホール係数、電気伝導度の値は、プラズマ諸量の非一様性の影響だけでなく、諸量の値が半径方向に分布を持つことによっても低下することが考えられる。そのため、半径方向分布の影響を極力除外するために、ここでは発電機中流域の限定した空間 ($r = 0.16 \sim 0.20\text{m}$) での空間平均値を用いて実効値 (σ_{eff} , β_{eff}) を評価した。

表 A-3 にその結果を示す。表中の全ての値は $200 \mu\text{s}$ 間の時間平均値である。この表より、シード率の揺らぎが 5% の時には、電気伝導度、ホール係数の実効値の減少 ($\sigma_{\text{eff}} / \langle \sigma \rangle$, $\beta_{\text{eff}} / \langle \beta \rangle$) が見られず、エンタルピー抽出率の低下 ($E.E. / E.E.(\tilde{\epsilon} = 0)$) もわずかであるのに対し、揺らぎが 10%、20% と大きくなるにしたがい、実効値は減少し、それがエンタルピー抽出率の低下につながっている様子がわかる。

表 A-3 実効電気伝導度、実効ホール係数の低下 ($R_L = 4.0 \Omega$)

	$\tilde{\epsilon} = 0\%$	$\tilde{\epsilon} = 5\%$	$\tilde{\epsilon} = 10\%$	$\tilde{\epsilon} = 20\%$
$\langle \sigma \rangle$	71.8	71.4	69.7	66.4
$\sigma_{\text{eff}} / \langle \sigma \rangle$	1.0	1.0	0.95	0.81
$\langle \beta \rangle$	7.56	7.60	7.67	7.84
$\beta_{\text{eff}} / \langle \beta \rangle$	1.0	1.0	0.94	0.76
$E.E.$	27.05%	26.89%	25.86%	24.20%
$E.E. / E.E.(\tilde{\epsilon} = 0)$	1.00	0.994	0.956	0.895
$power \text{ (kW)}$	541.7	538.6	517.8	484.5
$J.D. \text{ (kW)}$	211.1	208.5	214.4	233.7
η_E	72.0%	72.0%	70.7%	67.5%

シード率の揺らぎが 5% の時は、図 A-2 を見てもわかるように、電子温度が 4000K を下回ることではなく、プラズマ諸量が揺らいでいるものの発電機全域でシード完全電離状態を維持している。線形摂動法を用いた解析で、シード完全電離状態ではプラズマ諸量に微少な変動が起こっても電離不安定が成長せず、安定状態を維持しうることが指摘されている⁸⁹ように、シード率の揺らぎが小さく、発電機全域でシード完全電離状態が維持できる時には、実効値、発電出力の低下がほとんど起こらないと考えることができる。

それに対し、10%以上のシード率の揺らぎがある場合には、電子温度の揺らぎが大きくなり、図 A-2 に示した通りシード弱電離プラズマが混在するようになる。そして電離不安定が起こり、ホール係数、電気伝導度の実効値の減少、及び発電出力の低下が起こっていると考えることができる。

また発電機内のジュール散逸 ($J.D.$) は、シード率の揺らぎが 10%以上のとき、すなわちシード弱電離プラズマが混在する時に増加しており、それに伴い、発電機全体での電気変換効率 (η_E : 4.26式参照) が低下している様子がわかる。

つまり、プラズマ諸量の揺らぎがシード完全電離を維持できる範囲内では発電性能の低下は僅かであるが、揺らぎが大きくなりシード完全電離を維持できなくなると、電離不安定性の影響によって発電性能の低下が大きくなると考えることができる。

負荷特性

次に、負荷抵抗を変化させた時の発電特性を調べる。発電機全域でシード完全電離が得られる負荷抵抗値が $4.0\ \Omega$ であるのに対し、負荷抵抗を $1.8\ \Omega$ から $8.8\ \Omega$ まで変化させ、各々の負荷抵抗値において、シード率に揺らぎを与えない場合、10%及び 20%の揺らぎを与えた場合の計算を行い、発電特性の変化を調べた。

図 A-3 に電流-電圧特性を、図 A-4 にエンタルピー抽出率の負荷特性を示す。これらの図から、負荷抵抗 $4.0\ \Omega$ の時を含め、発電出力の大きい時にはシード率の揺らぎによる発電出力の低下が大きくなるのに対し、負荷抵抗の高い時と低い時には発電出力の低下が小さくなっていることがわかる。すなわち、シード率に大きな揺らぎを与えるほど負荷抵抗の変化による発電出力のピークがなだらかになっていることがわかる。

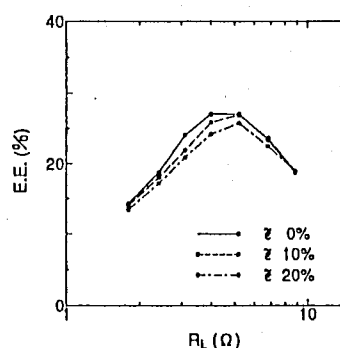
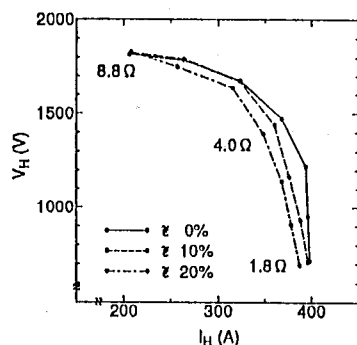


図 A-3 シード率に揺らぎを与えたときの
電流-電圧特性の変化

図 A-4 エンタルピー抽出率の負荷特性

また図 A-5 に、実効電気伝導度、実効ホール係数の負荷抵抗による違いを示す。これらの図から、シード率の揺らぎが大きいほど実効値の減少が大きくなることがわかる。また、シード率に揺らぎがない場合と比べた実効値の差を見ると、 $3\sim 4\ \Omega$ 付近では揺らぎがあると差が大きくなっているのに対し、負荷抵抗の高い時と低い時には差が小さくなっており、これは図 A-3、図 A-4 で見られた発電出力の低下の傾向と対応している。なお、負荷率の高いときに実効値が低下しにくくなることは、S. W. Simpson の計算でも指摘されている⁹⁰。

図 A-6 に、負荷抵抗の低い時 (1.8 Ω) の電子温度、電気伝導度の半径方向分布を示す。負荷抵抗が低いと十分なジュール加熱が得られず、発電機内全域でのシード完全電離状態を維持することができなくなる。その結果、本計算では発電機内でシード完全電離プ

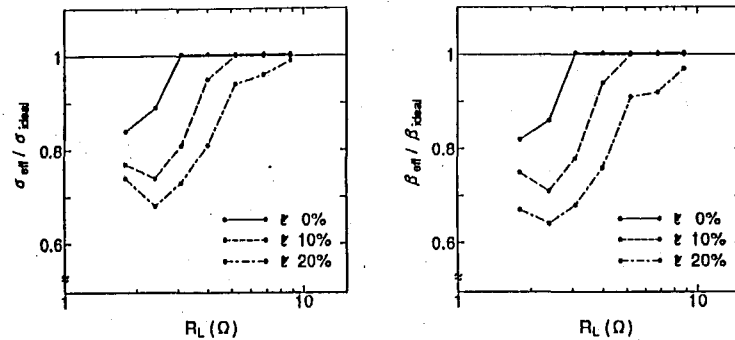


図 A-5 負荷抵抗に対する実効電気伝導度及び実効ホール係数

ラズマと弱电離プラズマが混在し、それが作動気体の流れに乗って下流に伝播する解が得られた。図 A-5 で、シード率に揺らぎがない時にも実効値の減少が見られるのはこの理由による。

また、シード率に揺らぎがある場合は、電子温度、電気伝導度共に揺らぎがさらに大きくなり、それが実効値の減少、発電出力の低下につながっている。

また、シード率に揺らぎがない時には発電機上流域で電子温度が低くなり、下流域では電子温度が高くなる確率が大きくなっているのに比べ、シード率に揺らぎがある場合は、電子温度の値のばらつきが大きくなり、その結果、時間平均すると、半径方向の分布がなだらかになっている様子がわかる。

図 A-7 に、負荷抵抗の高い時 (8.8 Ω) の電子温度、電気伝導度の半径方向分布を示す。この場合は、大きなジュール加熱のために発電機全域でシード完全電離が得られているため、シード率に揺らぎがない時には諸量の値は定常になっている。(本計算では希ガスの電離は僅かであり、その影響はほとんど見られない)

8.8 Ω の時には、図 A-5 の通り、シード率の揺らぎが 10% の時は実効電気伝導度、実効ホール係数の減少が見られないが、これは図 A-7 で電子温度が 4000K を下回る部分がないことからわかるように、発電機全域でシード完全電離状態が維持できているためである。またシード率の揺らぎが 20% の時に実効値の低下、発電出力の減少が見られるのは、シード弱电離状態が部分的に発生するためである。

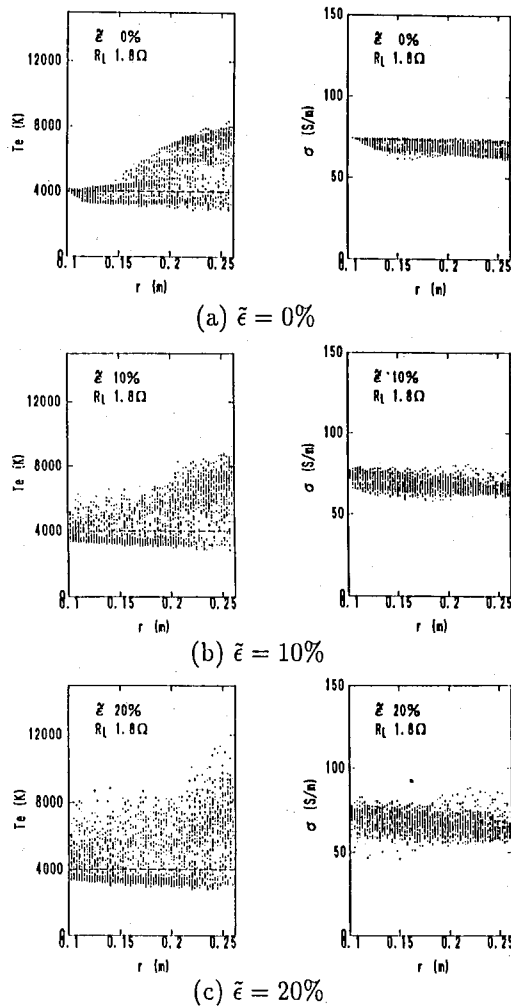


図 A-6 電子温度、電気伝導度の
半径方向分布 ($R_L=1.8 \Omega$)

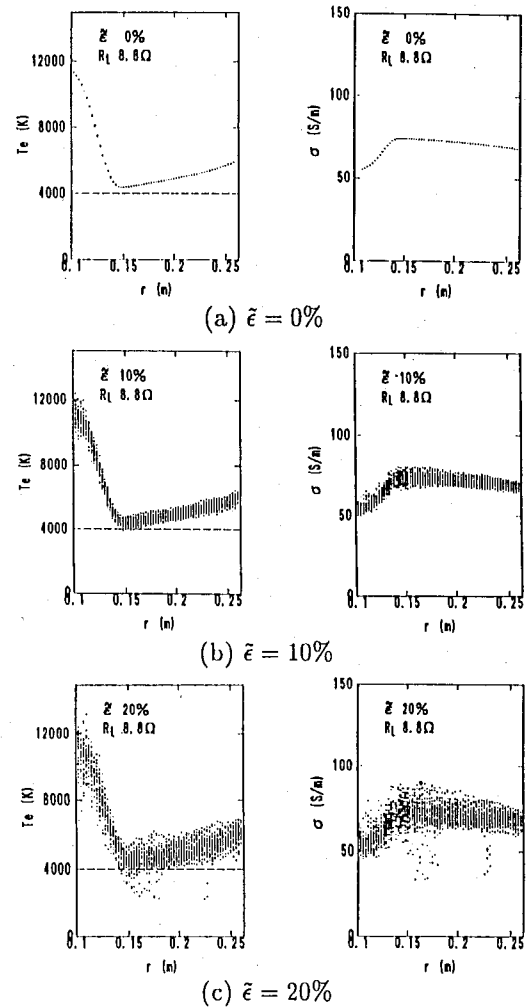


図 A-7 電子温度、電気伝導度の
半径方向分布 ($R_L=8.8 \Omega$)

3. 実験データとの比較

シード率の揺らぎを考慮した計算が、実際のMHD発電機内の現象を説明するのに役立つのか確かめるため、計算結果と実験データの比較を行った。比較の対象にした実験データは、参考文献91に示したものである。計算条件は、実験条件と基本的には同一の値を使用した。ただしシード率に関しては、測定精度の問題や、測定されたシード率と発電機内に流入する実効的なシード率との相違の可能性等も考えられるため、ここでは実験データの傾向に近くなる値 (1.5×10^{-4}) を用いている。

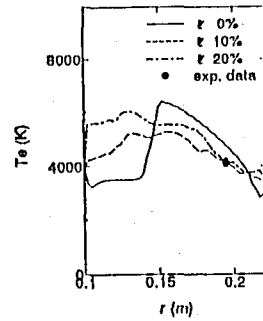
一例として、図 A-8 に、シード率に揺らぎがない場合、10%、及び 20% の揺らぎを与えた場合の計算結果を実験データと比較して示す。計算結果はすべて 200 μ s 間の時間平均値である。また、ファラデー電流密度の実験データは、発電流路全域での空間平均値に相当する値である。

シード率に揺らぎを与えない場合には、発電機入口付近に電子温度の低い領域が存在する。そのため発電機入口での電気伝導度が小さくなり、入口付近ではファラデー電流の値、及びホール電位の傾きが小さくなっている。これに対し、シード率に揺らぎを与えた場合には、電気伝導度が高くなったり低くなったりする。その結果、入口で電離が促進されていない運転条件で

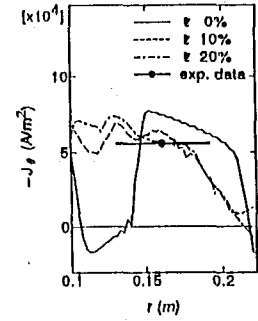
は、電気伝導度が高くなった時にファラデー電流が大きくなる一方、電気伝導度が低くなった時には、もともとファラデー電流が小さいため、それ以上ファラデー電流は小さくならない。その結果、ファラデー電流をはじめとする発電機内諸量の時間平均値の半径方向分布が、これらの図に示すようになだらかになる。

これを実験データ（ホール電位分布、静圧分布）と比べた場合、半径方向の分布がなだらかになるという点で見ると、シード率の揺らぎを考慮した方が実験データの傾向に良く一致していることがわかる。また、電子温度やファラデー電流も含めた諸量の値についても、実験データをよく模擬できている。

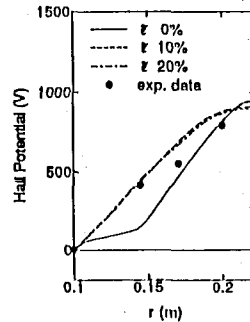
以上、シード率の揺らぎを考慮した計算を行うと、実際の MHD 発電機内の現象の模擬の精度が上がることを、実験データの一例を用いて示した。半径方向の分布がなだらかになるという傾向については、他の実験データにも共通して見られる傾向であり、このことから、本研究で得られた実験データは、シード率の揺らぎ等に起因するプラズマ諸量の揺らぎの影響を大きく受けている可能性が強いと考えられる。



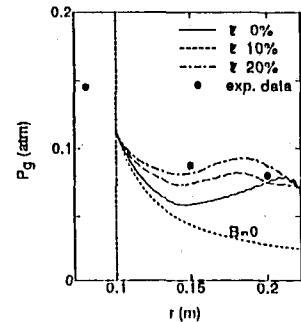
(a) 電子温度



(b) ファラデー電流密度



(c) ホール電位



(d) 静圧

図 A-8 計算結果と実験データとの比較

4. まとめ

非平衡ディスク形MHD発電機入口でシード率に揺らぎを与え、プラズマ諸量の揺らぎを考慮した非定常準1次元計算を行った結果、以下のことが明らかになった。

- 1) プラズマ諸量の揺らぎが小さく、発電機全域でシード完全電離状態が維持できる時には、電気伝導度、ホール係数の実効値の減少は見られず、発電出力の低下は僅かである。しかし、揺らぎが大きくなり、発電機全域でのシード完全電離状態が維持できなくなると、電離不安定性による実効値の低下が起こり、発電出力の低下が大きくなる。
- 2) 発電出力の大きくなる負荷抵抗値では、シード率の揺らぎによる発電出力の低下が起こりやすく、負荷抵抗の変化による発電出力のピークがなだらかになる。
- 3) シード率に揺らぎがある場合には、発電機内での急激な現象の変化が緩和され、半径方向の諸量の分布がなだらかになる。

謝辞

本研究を行う場を与えてくださり、かつ適切なご指導を賜りました、東京工業大学大学院総合理工学研究科 塩田進教授、梶島成治教授、山岬裕之教授、吉川邦夫助教授、岡村哲至助教授、奥野喜裕助教授、末包哲也助手、辻潔助手、大柿久美子技官、高橋浩技官、A. Yu. Sokolov 技官に感謝の意を表します。

特に、岡村哲至助教授には、論文作成の指導をして頂いただけでなく、普段から励ましの言葉を頂き、研究を遂行する上での心の支えになりました。奥野喜裕助教授からは、プラズマ工学や数値シミュレーションに関する数多くの助言を頂きました。辻潔助手からは、プラズマの分光計測について数多くの助言を頂きました。高橋浩技官には、MHD実験棟で実験を遂行するにあたり、数多くの協力をして頂きました。

現在長岡技術科学大学の原田信弘助教授からは、学部4年、修士課程在学時を通して、衝撃波管を用いたMHD発電の実験の指導を受けました。また、原田信弘助教授の研究成果のおかげで、本研究の遂行が容易になりました。

東京工業大学での衝撃波管装置を用いたMHD発電の実験には数多くの歴史があり、塩田進教授、山岬裕之教授をはじめ、数多くの諸先輩方、同輩、後輩がこの研究に携わってきました。また、MHD発電の数値シミュレーションに関しても、数多くの諸先輩方、同輩、後輩の努力により、優れた計算コードが開発されてきました。本研究は、20年以上にわたる数多くの研究成果の積み重ねの上に成り立ったものです。皆様に深く感謝の意を表します。

特に本研究に直接携わり、実験の準備から実験装置の稼働、データ整理に至るまで協力してくれた、野間彰君、松田道治君、府内秀樹君、高山邦夫君、広川浩司君、C. O. Bae 君に感謝致します。

平成8年12月

中村 元

参考文献

- ¹ 吉川邦夫, 塩田進, 斉藤正樹, “最近の高効率MHD発電の研究開発,” 日本機械学会誌, Vol. 95, No. 886, pp. 795 - 800, 1992.
- ² 塩田進, “最近のクロードサイクルMHD発電の研究,” 電学論B 解説, 111 巻, 3 号, pp. 22 - 26, 1991.
- ³ J. F. Louis, “The Disk Generator, Its Status and Its Potential,” Energy Convers. Mgmt Vol. 24, No. 3, pp. 191 - 203, 1984.
- ⁴ J. L. Kerrebrock, “Conduction in Gases with Elevated Electron Temperatures,” 2nd SEAM, pp. 327 - 346, 1962.
- ⁵ H. Hurwitz Jr., G. W. Sutton and S. Tamor, “Electron Heating in Magneto-hydrodynamic Power Generators,” ARS Journal, Vol. 32, No. 8, pp. 1237 - 1243, 1962.
- ⁶ R. J. Rosa, “Hall and Ion-Slip Effects in a Nonuniform Gas,” Physics of Fluid, Vol. 5, No. 9, pp. 1081 - 1090, 1962.
- ⁷ E. P. Velikhov and A. M. Dykhne, “Plasma Turbulence due to the Ionization Instability in a Strong Magnetic Field,” in Proc. Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vol. 4, pp. 511 - 512, 1963.
- ⁸ J. L. Kerrebrock, “Nonequilibrium Ionization due to Electron Heating : I. Theory,” AIAA Journal, Vol. 2, No. 6, pp. 1072 - 1080, 1964.
- ⁹ G. Brederlow and R. T. Hodgson, “Electrical Conductivity in Seeded Noble Gas Plasmas in Crossed Electric and Magnetic Fields,” AIAA Journal Vol. 6, No. 7, pp. 1277 - 1284, 1968.
- ¹⁰ J. L. Kerrebrock and R. Dethlefsen, “Experimental Investigation of Fluctuations in a Nonequilibrium MHD Plasma,” AIAA Journal Vol. 6, No. 11, pp. 2115 - 2121, 1968.
- ¹¹ A. Solbes, “Quasi-Linear Plane Wave Study of Electrothermal Instabilities,” in Proc. 4th Int. Conf. MHD, Vol. 1, pp. 499 - 518, 1968.
- ¹² E. P. Velikhov, A. U. Dychne and I. A. Shipuk, “Ionization Instability of a Plasma with Hot Electrons,” in Proc. 7th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vol. 2, pp. 675 - 681, 1965.
- ¹³ V. Zampaglione, “Effect of an Electron Current Along the Magnetic Field on the Development of Ionization Instability in a Low Temperature Plasma,” Plasma Physics, Vol. 12, pp. 23 - 30, 1970.
- ¹⁴ A. Solbes, T. Nakamura and J. L. Kerrebrock, “Electrothermal Instability in Plasmas with Current Flow Parallel to the Magnetic Field,” in Proc. 11st SEAM, pp. 209 - 215, 1970.
- ¹⁵ R. J. Uncles and A. H. Nelson, “Dynamic Stabilization of the Electrothermal Instability,” Plasma Physics, Vol. 12, pp. 917 - 926, 1970.
- ¹⁶ V. G. Andropov and O. A. Sinkevich, “Stabilization of an Ionization Instability by a High-Frequency Electric Field,” Teplofizika Vysokikh Temperatur, Vol. 12, No. 1, pp. 1 - 4, 1974.
- ¹⁷ E. V. Dan'shchikov and F. V. Lebedev, “Increase in Effective Hall Parameter of a Nonequilibrium Plasma by Applying a Secondary High-Frequency Discharge,” Teplofizika Vysokikh Temperatur, Vol. 13, No. 5, pp. 1089 - 1090, 1975.
- ¹⁸ T. Nakamura and W. Riedmüller, “Stability of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed,” AIAA Journal Vol. 12, No. 3, pp. 661 - 668, 1974.
- ¹⁹ H. Yamasaki and S. Shioda, “MHD Power Generation with Fully Ionized Seed,” J. Energy Vol. 1, No. 5, pp. 301 - 305, 1977.

- ²⁰ J. Klepeis and R. J. Rosa, "Experimental Studies of Strong Hall Effects and $U \times B$ Induced Ionization," AIAA Journal Vol. 3, No. 9, pp. 1659 - 1666, 1965.
- ²¹ J. Klepeis and V. Hruby, "MHD Power Generation Experiments with a Large Disk Channel : Verification of Disk Scaling Laws," in Proc. 15th SEAM, pp. VI.3.1 - VI.3.6, 1976.
- ²² J. F. Louis, "Disk Generator," AIAA Journal Vol. 6, NO. 11, pp. 1674 - 1678, 1968.
- ²³ V. J. Hruby, "Experimental Investigation of the MHD Disk Generator with Inlet Swirl," M.S. Engineer Thesis, M.I.T., 1976.
- ²⁴ W. J. Loubsky, V. J. Hurby and J. F. Louis, "Detailed Studies in a Disk Generator with Inlet Swirl Driven by Argon," in Proc. 15th SEAM, VI. 4.1 - VI.4.5, 1976.
- ²⁵ A. Veeffkind, et al., "High Power Density Experiments in a Shock-Tunnel MHD Generator," AIAA Journal, Vol. 14, NO. 8, pp. 1118 - 1122, 1976.
- ²⁶ W. J. M. Balemans and L. H. Th. Rietjens, "High Enthalpy Extraction Experiments with the Enidhoven Blow-Down Facility," in Proc. 9th Int. Conf. MHD, pp. 330 - 340, 1986.
- ²⁷ A. F. C. Sens, et al., "First Experimental Results with the Eindhoven Shock Tube Driven Closed Cycle MHD Disk Generator," late paper 20th SEAM, 1982.
- ²⁸ A. F. C. Sens, A. Veeffkind, J. F. Uhlenbusch and L. H. Th. Rietjens, "Experimental Studies on a Closed cycle MHD Disk Generator," in Proc. 8th Int. Conf. MHD, Vol. 4, pp. M.11.1 - M.11.9, 1983.
- ²⁹ A. Veeffkind, P. Karavassilev and W. Dalun, "Performance Experiments with a Shock-Tunnel-Driven Argon-Cesium MHD Disk Generator," J. Propulsion, Vol. 4, No. 4, pp. 363 - 369, 1988.
- ³⁰ S. Shioda, H. Yamasaki, T. Oda, R. P. Dahiya, H. Sato, S. Saito, and Y. Shimazu, "Power Generation Experiments and Prospect of Closed Cycle MHD with Fully Ionized Seed," in Proc. 7th Int. Conf. MHD, Vol. II, pp. 685 - 695, 1980.
- ³¹ N. Harada, H. Yamasaki and S. Shioda, "High Enthalpy Extraction from a Helium-Driven Disk Magnetohydrodynamic Generator," J. Propulsion, Vol. 5, No. 3, pp. 353 - 357, 1989.
- ³² N. Harada, H. Yamasaki, S. Minakawa, K. Iwano and S. Shioda, "High Enthalpy Experiments with a Closed Cycle Disk MHD Generator," in Proc. 9th Int. Conf. MHD, Vol. II, pp. 374 - 383, 1986.
- ³³ N. Harada, H. Yamasaki, S. Tada, H. Nakamura, M. Itagaki, Y. Taniguchi and S. Shioda, "Experiments with Closed Cycle MHD Generators Driven by Cesium Seeded Helium," in Proc. 26th SEAM, pp. 9.1.9 - 9.1.11, 1988.
- ³⁴ N. Harada, Y. Saito, K. Yoshikawa, H. Yamasaki, S. Kabashima, K. Tsunoda and S. Shioda, "High Enthalpy Extraction Demonstration with Closed Cycle Disk MHD Generators," in Proc. 28th SEAM, pp. IX.3-1 - IX.3-8, 1990.
- ³⁵ N. Harada, N. Kizuka, T. Okamura, H. Yamasaki and S. Shioda, "Demonstration of Enthalpy Extraction over 30% with Shock-Tube Driven Disk MHD Generator," in Proc. 31st SEAM, 1992.
- ³⁶ 原田, 岡村, 木塚, 山岬, 塩田, "入口スワールを有するディスク形CCMHD発電機の発電特性 - 30%を越えるエンタルピー抽出率の実証 -, 電学論B, 114巻6号, pp. 626 - 632, 1994.
- ³⁷ N. Harada, T. Okamura, K. Nakamichi, A. Noma, "Characteristics of a Disk MHD Generator with Inlet Swirl," in Proc. 33rd SEAM, pp. III.2-1 - III.2-9, 1995.
- ³⁸ S. Shioda, et al., "The FUJI-1 Facility for Closed Cycle MHD Power Generation Experiment," in Proc. 20th SEAM, pp. 6.5.1 - 6.5.6, 1982.

- ³⁹ H. Yamasaki, S. Kabashima, K. Yoshikawa, N. Harada, S. Shioda, Y. Hasegawa, T. Yokota, M. Ishimura, K. Matsutani, K. Nakamoto, T. Sasaki, "First Experiments of Closed Cycle MHD Power Generation with FUJI-1," in Proc. 8th Int. Conf. MHD, Vol. 4, pp. 173 - 180, 1983.
- ⁴⁰ N. Harada, T. Suekane, T. Okamura, K. Yoshikawa, S. Kabashima, H. Yamasaki and S. Shioda, "Improvement of Generator Performance in Fuji-1 CCMHD Blow-Down Experiment," in Proc. 31st SEAM, pp. IVa1.1 - IVa1.9, 1993.
- ⁴¹ Y. Okuno, T. Okamura, K. Yoshikawa, T. Suekane, K. Tsuji, K. Ohgaki, S. Kabashima, H. Yamasaki, S. Shioda, Y. Hasegawa, K. Matsutani, M. Tezuka, S. Ikeda, H. Mukai, "Closed Cycle MHD Power Generation Experiments with FUJI-1 Blow-Down Facility," in Proc. 12th Int. Conf. MHD, Vol. 1, pp. 155 - 164, 1996.
- ⁴² 辻, 丹羽, 金子, 大久保, 山岬, "アルゴンを用いたディスク形MHD発電機の強い相互作用下における流体・プラズマ特性," 電学論B, 115 巻 2 号, pp. 164 - 171, 1995.
- ⁴³ M. Suzuki, K. Hayakawa, Y. Nagasaki, M. Takata, R. Hanaoka, M. Okubo and H. Yamasaki, "Discharge Structure of Nonequilibrium Plasma in Disk MHD Generator with Ar/Cs," in Proc. 12th Int. Conf. MHD, Vol. 1, pp. 176 - 185, 1996.
- ⁴⁴ H. Yamasaki, Y. Nagasaki, K. Hayakawa, M. Suzuki, M. Takata, R. Hanaoka, and M. Okubo, "Experimental Studies on Enthalpy Extraction and Adiabatic Efficiency of Disk CCMHD Generator with Ar / Cs," in Proc. 12th Int. Conf. MHD, Vol. 1, pp. 212 - 221, 1996.
- ⁴⁵ A. V. Erofeev, R. V. Vasil'eva, A. D. Zuev, T. A. Lapushkina, E. A. D'yakonova and A. A. Markhotok, "Experimental Comparative Studies on the Hall and Faraday Channels with Ionizationally Unstable Inert Gas Plasma," in Proc. 12th Int. Conf. MHD, Vol. 1, pp. 74 - 82, 1996.
- ⁴⁶ K. Yoshikawa and S. Shioda, "System Optimization for Closed Cycle MHD Power Generation," in Proc. 11st Int. Conf. MHD, Vol. 4, pp. 1218 - 1223, 1992.
- ⁴⁷ E. Hinnov, and J. Hirschberg, "Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas," Physical Review, Vol. 125, No. 3, pp. 795 - 801, 1962.
- ⁴⁸ P. J. Visconti, J. A. Slevin and K. Rubin, "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.
- ⁴⁹ D. E. Golden, "Comparison of Low-Energy Total and Momentum-Transfer Scattering Cross Sections for Electrons on Helium and Argon," Physical Review, Vol. 151, No. 1, pp. 48 - 51, 1966.
- ⁵⁰ M. Mitchner and C. H. Kruger, "Partially Ionized Gases," John Wiley and Sons, New York, 1973.
- ⁵¹ T. Hara, A. Veefkind, H. Th. Rietjens, "A Numerical Investigation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Channels," in Proc. 19th SEAM, pp. 7.2.1 - 7.2.6, 1981.
- ⁵² H. Schlichting, "Boundary Layer Theory," 7th edition, McGraw-Hill, New York, 1987.
- ⁵³ A. H. Shapiro, "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow," John Wiley and Sons, New York, 1953.
- ⁵⁴ R. J. Rosa, "Magnetohydrodynamic Energy Conversion," McGraw-Hill, New York, 1968.
- ⁵⁵ G. W. Sutton and A. Sherman, "Engineering Magnetohydrodynamics," McGraw-Hill, New York, 1965.
- ⁵⁶ 辻潔, "アルゴン-セシウム非平衡プラズマを用いたディスク形MHD発電機の特性に関する研究," 東京工業大学 平成6年度学位論文, 1995.

- 57 R. J. Rosa, "Magnetohydrodynamic Energy Conversion," McGraw-Hill, New York, 1968.
- 58 倉谷建治, 土屋莊次, "衝撃波の化学物理," 裳華房
- 59 山下巖, "スペクトル線反転法によるMHD衝撃波プラズマの温度測定," 機械技術研究所 所報 23 卷 1 号, 1968.
- 60 Y. Hasagawa, K. Morita, H. Kawai, H. Yamasaki, and S. Shioda, "Reduced Absorption Coefficient of the First Resonance Line of Cs in High-Temperature Helium," J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 47, No. 4, pp. 287 - 292, 1992.
- 61 河合秀治, "Fuji-1装置におけるシード率測定に関する研究," 東京工業大学平成4年度修士論文, 1993.
- 62 林泉, 中野義映, "ロゴスキーコイルと磁気探針," 電気学会誌 81 号, pp. 1084 - 1092, 1961.
- 63 川島範之, "DISK型MHD発電機内のファラデー電流の計測," 東京工業大学平成5年度修士論文, 1994.
- 64 T. Okamura, N. Kawashima, N. Harada and S. Kabashima, "Measurement of Faraday Current in Disk Generator," in Proc. 16th Symp. of Efficient Use of Energy and Direct Electrical Power Generation, 1994.
- 65 R. P. Benedict, "Fundamental of Temperature, Pressure, and Flow Measurements," John Wiley & Sons, New York, 1969.
- 66 S. H. Chue, Prog. Aerospace Sci., Vol. 16-2, p. 147, 1975.
- 67 "流体計測ハンドブック" 日本機械学会編
- 68 J. Wetzler, "Spatially Resolved Determination of Plasma Parameters of a Noble Gas Linear MHD Generator," Proefschrift Eindhoven, ISBN 90-9000705-9.
- 69 K. Tsuji, H. Yamasaki, and S. Shioda, "Effects of Area Ratio and Loading Factor on Disk CCMHD Generator Performances," in Proc. 12th Int. Conf. MHD, Vol. 1, pp. 204 - 211, 1996.
- 70 N. Harada, H. Yamasaki, and S. Shioda, "Ionization Relaxation Region in a Nonequilibrium Disk MHD Generator," J. Propulsion, Vol. 4, No. 3, pp. 277 - 282, 1988.
- 71 P. R. Karavassilev and A. Veefkind, "Semi-Empirical Modeling of Nonequilibrium MHD Disk Generators," in Proc. 10th Int. Conf. MHD, Vol. III, pp. XII.45- XII.52, 1989.
- 72 G. Brederlow and K. J. Witte, "Effective Electrical Conductivity and Related Properties of a Nonequilibrium High Pressure MHD Plasma," AIAA Journal, Vol. 12, No. 1, pp. 83 - 90, 1974
- 73 M. Rosenbaum, S. E. Shamma, and J. F. Louis, "Experimental and Theoretical Studies of the Effects of Nonuniformities in Equilibrium Magnetohydrodynamic Flows," Phys. Fluids, Vol. 24, No. 6, pp. 1032 - 1039, 1981.
- 74 D. Biswas, H. Matsubara, S. Kabashima, H. Yamasaki and S. Shioda, "Boundary Layer Effects in He and Ar Driven Disk MHD Generators," Energy Convers. Mgmt, Vol. 28, No. 1, pp. 105 - 115, 1988.
- 75 奥野喜裕, "高エンタルピー抽出ディスク型非平衡MHD発電機の性能," 東京工業大学 昭和 61 年度学位論文, 1987.
- 76 松原弘直, "数値シミュレーションによるディスク型非平衡MHD発電機の研究," 東京工業大学平成元年度学位論文, 1990.
- 77 角田和巳, "クローズドサイクルMHD発電機の電磁流体力学に関する研究," 東京工業大学平成4年度学位論文, 1993.

-
- ⁷⁸ 中村元, 板垣雅治, 後藤敦, 原田信弘, 山岬裕之, 塩田進, “非平衡ディスク型発電機内のMHD相互作用,” 電気学会研究会資料, 新・省エネルギー研究会, ESC-88-36, 1988.
- ⁷⁹ N. Harada, H. Nakamura, M. Itagaki, A. Gotoh, H. Yamasaki and S. Shioda, “High Performance of a Nonequilibrium Disk MHD Generator,” in Proc. 10th Int. Conf. MHD, Vol. III, pp. XII.7 - XII.14, 1989.
- ⁸⁰ M. Ishikawa, T. Shiomi, Y. Inui and H. Yamasaki, “Behavior of Ar-Cs MHD Disk Generator with Strong Interaction,” in Proc. 12th Int. Conf. MHD, Vol. 1, pp. 126 - 133, 1996.
- ⁸¹ R. W. MacCormack, “The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering,” AIAA Hypervelocity Conf., AIAA Paper, No. 69 - 354, 1969.
- ⁸² バトリック・ローチェ, “コンピュータによる流体力学,” 企画センター, 1978.
- ⁸³ D. A. Anderson, J. C. Tannehill, and R. H. Pletcher, “Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer,” McGraw-Hill, 1984.
- ⁸⁴ T. Suekane, K. Yoshikawa, and S. Shioda, “The Effects of Boundary Layer Phenomena on the Performance of Disk CCMHD Generator,” IEEE Trans. Plasma Science, Vol. 23, No. 1, 1995.
- ⁸⁵ B. Baldwin and H. Lomax, “Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows,” AIAA paper, AIAA-78-257, 1978.
- ⁸⁶ “技術資料 流体の熱物性値集,” 日本機械学会, 1983.
- ⁸⁷ H. Takewaki, and T. Yabe, “The Cubic-Interpolated Pseudo Particle (CIP) Method : Application to Nonlinear and Multi-dimensional Hyperbolic Equations,” J. Comput. Phys., Vol. 70, pp. 355, 1987.
- ⁸⁸ 末包哲也, “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,” 東京工業大学平成5年度学位論文, 1994.
- ⁸⁹ M. L. Hogen and J. E. McCune, “Magnetohydrodynamic Instabilities in a Weakly Ionized, Radiating Plasma,” AIAA Journal, Vol. 9, No. 10, 1971.
- ⁹⁰ S. W. Simpson, “The Effect of Nonuniformities in MHD Generators Operating with Non-Equilibrium Plasmas,” in Proc. 16th Simp. on Efficient Use of Energy and Direct Electrical Power Generation, pp. 3.1.1 - 3.1.10, 1994.
- ⁹¹ H. Nakamura, T. Okamura and S. Shioda, “Experimental Studies on Joule Dissipation in a Nonequilibrium MHD Disk Generator,” 電学論B, 117 巻 1 号, pp. 107 - 113, 1997.