T2R2 東京科学大学 リサーチリポジトリ
Science Tokyo Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	シードフリーMHD発電のプラズマ挙動と発電特性
Title(English)	Plasma behavior and generation characteristics of seed-free MHD electrical power generation
著者(和文)	田中学
Author(English)	Manabu Tanaka
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10527号, 授与年月日:2017年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:奥野 喜裕,堀岡 一彦,末包 哲也,長﨑 孝夫,肖 鋒
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10527号, Conferred date:2017/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Science Tokyo Research Repository)

平成 28 年度 学位論文

シードフリーMHD 発電のプラズマ挙動と発電特性

Plasma behavior and generation characteristics of seed-free MHD electrical power generation

東京工業大学 大学院総合理工学研究科

創造エネルギー専攻

田中 学

指導教員

奥野喜裕　教授

平成 29 年 1 月

目次

目次 . . . . . - 1 -
記号表 . . . . . - 4 -
第 1 章　序論 . . . . . - 7 -
1.1 節　はじめに ..... - 7 -
1.2 節　MHD 発電のこれまでの研究 ..... - 7 -
1.3 節　シードを用いない非平衡 MHD 発電 ..... - 9 -
1.3.1　T-layer 方式 ..... - 9 -
1.3.2　高温希ガスプラズマ方式 ..... - 10 -
1.3.3　予備電離希ガスプラズマ方式 ..... - 12 -
1.4 節　本研究の意義と目的 ..... - 13 -
1.5 節　論文構成 ..... - 14 -
第 2 章　高温希ガスプラズマ MHD 発電の発電特性とプラズマ流体挙動 . . . . . - 15 -
2.1 節　はじめに ..... - 15 -
2.2 節　リニア形状ファラデー形発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電実験 ... - 16 -
2.2.1　実験条件 ..... - 16 -
2.2.2　実験結果と考察 ..... - 16 -
2.3 節　リニア形状ファラデー形発電機の 2 次元数値解析 ..... - 22 -
2.3.1　解析条件 ..... - 22 -
2.3.2　解析結果の実験結果との比較 ..... - 23 -
2.3.3　最大エンタルピー抽出率時におけるプラズマ流体挙動 ..... - 24 -
2.3.4　入口全温度のプラズマ流体挙動に与える影響 ..... - 27 -
2.4 節　ディスク形状ホール形発電機の R-θ 2 次元数値解析 ..... - 31 -
2.4.1　解析条件 ..... - 31 -
2.4.2　解析結果の実験結果との比較 ..... - 32 -
2.4.3　発電機入口全温度・負荷抵抗と電離不安定の関係 ..... - 33 -
2.5 節　2 章のまとめ ..... - 39 -
第 3 章　キセノンを作動流体とする高温希ガスプラズマ MHD 発電 . . . . . - 41 -
3.1 節　はじめに ..... - 41 -
3.2 節　ディスク形状ホール形発電機による発電実験 ..... - 42 -
3.2.1　実験条件 ..... - 42 -
3.2.2　運転条件と発電特性 ..... - 43 -
3.2.3　安定時・不安定時のプラズマ挙動と発電特性 ..... - 46 -
3.3 節　リニア形状ファラデー形発電機による発電実験 ..... - 49 -
3.3.1　実験条件 ..... - 49 -

3.3.2　入口全温度の発電特性ならびにプラズマ挙動に与える影響 - 50 -
3.3.3　印加磁束密度の発電特性ならびにプラズマ挙動に与える影響 - 53 -
3.4 節　3 章のまとめ - 55 -
第 4 章　高周波電磁界による予備電離の基礎検討 - 57 -
4.1 節　はじめに - 57 -
4.2 節　高周波予備電離実験 - 58 -
4.2.1　実験条件 - 58 -
4.2.2　投入電力ならびにコイル幅がプラズマ構造ならびに放電特性に与える影響 - 61 -
4.2.3　投入電力ならびに入口全圧が放電特性に与える影響 - 65 -
4.3 節　高周波放電の数値解析 - 68 -
4.3.1　解析条件 - 68 -
4.3.2　実験結果と解析結果の比較 - 69 -
4.3.3　超音速ならびに亜音速流れへの高周波電磁界の影響 - 70 -
4.4 節　4 章のまとめ - 74 -
第 5 章　自励的ジュール加熱がディスク形 MHD 発電機の発電特性に与える影響 - 75 -
5.1 節　はじめに - 75 -
5.2 節　解析条件と発電特性の評価方法 - 76 -
5.2.1　解析条件 - 76 -
5.2.2　発電特性の評価 - 76 -
5.3 節　解析結果と考察 - 78 -
5.3.1　発電特性とプラズマ流体挙動 - 78 -
5.3.2　キセノン・ヘリウムを作動流体とした発電特性とプラズマ流体挙動 - 84 -
5.4 節　5 章のまとめ - 88 -
第 6 章 まとめ - 89 -
6.1 節　本研究のまとめ - 89 -
6.2 節　今後の課題 - 90 -
付録 i　実験装置 - 92 -
i.1 節　はじめに - 92 -
i.2 節　各種実験装置の詳細 - 92 -
i.2.1　衝撃波管 - 92 -
i.2.2　超電導磁石 - 92 -
i.2.3　高周波電源 - 94 -
付録 ii　解析手法 - 95 -
ii.1 節　はじめに - 95 -
ii.2 節　基礎方程式 - 95 -
ii.3 節　プラズマの反応モデルと輸送係数の算出 - 98 -

ii.4 節　乱流モデル ..... - 100 -
ii.5 節　離散化手法・時間積分 ..... - 101 -
ii.5.1　双曲型方程式の解析 ..... - 101 -
ii.5.2　楕円型方程式の解析 ..... - 101 -
付録iii　ダクト内レーザ加熱プラズマの 3 次元非定常解析 ..... - 106 -
iii.1 節　はじめに ..... - 106 -
iii.2 節　研究背景 ..... - 106 -
iii.3 節　解析手法 ..... - 107 -
iii.3.1 基礎方程式 ..... - 107 -
iii.3.2 解析手法 ..... - 108 -
iii.4 節　解析結果 ..... - 109 -
iii.4.1 解析結果の実験結果との比較 ..... - 109 -
iii.4.2 レーザ加熱プラズマの 3 次元挙動 ..... - 110 -
iii.4.3 ダクト形状がプラズマ流体挙動に与える影響 ..... - 114 -
iii.5 節　まとめ ..... - 115 -
付録iv　研究業績 ..... - 116 -
参考文献 ..... - 120 -
表目次 ..... - 133 -
図目次 ..... - 133 -
謝辞 ..... - 137 -

記号表

A ：電気ベクトルポテンシャル[s V/m]（R：実部，I：虚部，θ：θ方向）

A ：局所輻射強度[W/m^2]

B ：磁束密度[T]

β ：ホール係数[rad]

C_f ：摩擦係数[-]

c_e ：電子の平均熱速度[m/s]

c_v ：定積比熱[J kg^{-1} K^{-1}]

d ：内周[m]

D ：電束密度[C/m^2]

δ ：非弾性衝突係数[-]

E.E.，*E.E.R.*：エンタルピー抽出率[%]（絶対零度基準）

E ：電界強度[V/m]（x:x方向，y:y方向，z:z方向，r:r方向，θ：θ方向）

E_s ：全エネルギー密度[J/m^3]

E ：第二種完全楕円積分[-]

e ：電子の電荷[C]

ε_i ：イオン化ポテンシャル[eV]

H ：磁界[A/m]

I_{Load} ：負荷電流[A]

I.E. ：等エントロピー効率[%]

j ：電流密度[A/m^2]（x:x方向，y:y方向，z:z方向，r:r方向，θ：θ方向）

k ：ボルツマン定数[m^2 kg s^{-2} K^{-1}]

k ：反応速度係数（r:三体再結合[m^3/s]，f：電離反応速度[m^6/s]）

k ：熱伝導率[W m^{-1} K^{-1})]（m:層流熱伝導率）

K ：第一種完全楕円積分[-]

記号表

K ：逆制動輻射過程による吸収係数[-] （ei：電子-イオン間，en：電子-中性粒子間）

$ln\Lambda$ ：クーロン対数[-]

λ ：第二粘性係数[m^2/s]

λ_L ：レーザ波長[m]

m ：質量[kg](e:電子，i:イオン，n:中性粒子)

μ ：第一粘性係数[m^2/s]（ti:内層，to:外層，m:層流粘性係数，t:乱流粘性係数）

μ_0 ：真空の透磁率[H/m]

$NetE.E.$ ：実効的なエンタルピー抽出率[%]

$N.S.H.$ ：実効的な加熱量[W]

n ：格子点数[-](x:x方向，y:y方向，z:z方向，r:r方向，θ：θ方向)

n ：数密度[1/m^3]（e:電子，i:イオン，n:中性粒子）

ν ：衝突周波数[1/s]（ei:電子-イオン間，en:電子-中性粒子間）

ν_L ：レーザ周波数[1/s]

p_g ：静圧[Pa]

$P_{linflow}$ ：流入エンタルピー[W]

$P.P.$ ：予備電離電力[W]

P_{stag} ：全圧[Pa]（inlet:入口全圧，outlet:出口全圧）

P_{loss} ：全圧損失[kg s^{-2} m^{-2}]

Ψ ：電流流線関数[A/m]

Φ ：電位[V]

π ：円周率[-]

Q ：運動量輸送衝突断面積[m^2]（ei:電子-イオン間，en:電子-中性粒子間）

Q_{loss} ：壁面熱損失[W/m^2]

q ：熱流束[W/m^2]

Re ：レイノルズ数[-]

R_{Load} ：負荷抵抗[Ω]

ρ ：密度[kg/m^3] (Maxwell方程式記述の場合には電荷密度[C/m^3])

S ：面積[m^2]

σ ：電気伝導度[S/m]

T ：温度[K] (in:入口全温度, e:電子温度, g:ガス温度, w:壁温度)

t ：時間[s]

τ ：剪断応力[N/m^2]

u ：流速[m/s] (x:x方向, y:y方向, z:z方向, r:r方向, θ：θ方向)

U_e ：電子のエネルギー密度[J/m^3]

V ：体積[m^3]

V_{Load} ：負荷電圧[V]

Z ：イオン電荷[C]

第1章　序論

1.1 節　はじめに

現代社会において電力は最も重要なエネルギー形態の一つである。日本における電力化率(一次エネルギーに占める電力の比率)は年々高まってきており(1970 年：26%，1980 年：33%，1990 年：40%，2000 年：41%)，現在は 43%である。また，1960 年代までは 58.1%であったエネルギー自給率は石炭から石油へのエネルギーへの転換により低下し，石油ショックに伴いほぼ全量を海外から輸入の必要のある液化天然ガスが普及拡大することで，現在では 6.0%まで低下している。化石資源の有効利用はもちろんのこと，我が国の経済的な面からも高効率な一次エネルギーの電力変換が重要である[1,2]。一方で世界に目を向ければ，米国のシェールオイルの生産開始ならびにサウジアラビア，イラク等の過剰供給を主な要因として原油価格は下落局面を迎えており，短期的な一次エネルギーの有効利用の必要性が薄れてはいるが，今年度の OPEC 総会では 8 年ぶりの減産が決まるなど，国際的な過剰供給の抑制の取り組みが始まっており，中期的には中国，インド，ACEAN 諸国，中東石油国等の新興国の需要増加，投資減衰から供給不足が発生し在庫の減少が予想され，長期的には価格の上昇トレンドが見込まれており，日本国内に限らず，長期的には一次エネルギーの有効利用は必須のものとなる[3]。

高効率な電力変換を目的として，火力発電所のプラント効率の向上が取り組まれている。1980 年代後半からはそれまでのシンプルサイクル(プラント効率<45%)から，ガスタービン-スチームタービンによるコンバインドサイクルの導入が始まり，熱力学第二法則の観点から高温の燃焼ガスを発電に利用することで高効率化が図られ，現在ではタービン入口温度 1600℃，プラント効率 61.5%(LHV)の発電機まで実用化されており[4]，さらにはタービン入口温度 1700℃の超高温ガスタービンの要素技術の開発が行われている[5]。

以上のように発電システムの高効率化を目指して研究・開発が行われている。次節以降で述べる MHD 発電はこれまで実用化されている燃焼ガスや高圧蒸気を利用する方法とは大きく異なり，作動流体にプラズマを利用する発電方式で，様々な熱源に対応する高効率エネルギー変換システムとしてその実用化が期待できる。

1.2 節　MHD 発電のこれまでの研究

MHD 発電はファラデーの電磁誘導の法則に従い，機械的な機構を介さずに発電が可能な直接発電の一種である[6,7]。発電機内に動的な機構を持たないことから機械的な熱的耐久性が緩和され，タービン方式の発電機と比較して，より高温な作動流体を用いた発電が可能となる。

作動流体に燃焼ガスプラズマを利用するのがオープンサイクル MHD 発電(OCMHD)であ

る。OCMHD ではその多くで燃料(石炭などの炭化水素)の燃焼ガスにシード剤として水酸化カリウム水溶液を添加することで熱平衡プラズマを生成し発電を行う。OCMHD については 1960 年代から MW 級の燃焼器を用いた数分間程度の実験が米国(AVCO 社) [8]，ロシア[9]，日本(電子技術総合研究所) [10-12]で行われ，その後長時間運転を目的とした実験や商用送電網への接続等の試験が 1980 年代にかけて行われており，そして 1990 年代には北海道大学で 5MW 級の灯油燃焼の実験が[13]，中国科学院電工研究所で石炭燃焼の 25MW 級の実験が[14]それぞれ行われた。燃料として化石燃料ではなく水素を使用する OCMHD も提案されており，1980 年の NASA Lewis 研究所のリニア形状ホール形発電機を用いた実証実験が行われ[15]，近年では石川島播磨重工と筑波大学のグループにより再生可能エネルギーの出力変動に追従運転させる発電システムとして，水素燃焼形 OCMHD コンバインドシステムの検討が行われている[16]。また，特殊用途の OCMHD システムとしてスクラムジェットエンジン駆動の MHD 発電も提案されており，筑波大学の研究グループで 3 次元解析を用いた検討が行われている[17]。

一方で，作動流体に希ガスを利用するのがクローズドサイクル形 MHD 発電(CCMHD)である。CCMHD 発電では衝突断面積が小さい希ガスを作動流体とすることで，プラズマは熱的な非平衡性をもち，電子温度と重粒子温度が異なることから 2000K 程度の動作温度であっても数十～数百 S/m 程度の高い電気伝導性を持ったプラズマを作動流体とすることが可能である。この CCMHD 発電は更に様々な方式があるが，特にこれまで希ガス自体は電離させず，K や Cs などの電離ポテンシャルの低いシード剤を添加し，このシード剤を電離させることで電気伝導性をもたせるシードプラズマ方式の研究が主として行われてきた。衝撃波管装置を用いた発電実験は AVCO 社[18]，マサチューセッツ工科大学[19,20]やアイントホーヘン工科大学[21,22]，東京工業大学[23-34]を代表とする様々な研究機関・大学で行われ，シードの添加量が少ない条件で(~10^{-4})電子温度を 5000K 程度としてシードを完全電離させることによる電離不安定の抑制[23]や，入口スワールの設置による等エントロピー効率の向上[19,20,24-26]，高周波予備電離による発電性能の向上[27-29]など，様々な技術導入が行われ，衝撃波管駆動の発電機ではエンタルピー抽出率 31%，等エントロピー効率 63%が達成されている[26]。一方で衝撃波管装置では数 ms 程度の短時間の発電実験しかできないことから，実用化へ向けて重要となる定常的な動作における MHD 発電の特性把握が必要となる。そこでイタリアの研究グループ[35]，オランダのアイントホーヘン工科大学[36]，東京工業大学[37,38]では，それぞれブローダウン型の装置を用いた 1 分間程度の発電実験が行われた。東京工業大学の Fuji-1 装置では熱入力 2.17MW の発電機でエンタルピー抽出率 18.9%(室温基準)のブローダウン方式の最高効率が得られている[37]。このブローダウン方式の実験から，化石燃料燃焼の生成物であり，蓄熱型熱交換器を介して作動流体へ混入する水分子の希ガスへの混入を低下させることが重要となるなど，ブローダウン方式からの独自の知見が得られた[38]。ブローダウン型を超える長時間動作時の発電特性についてはクローズドループ実験装置により，旧西ドイツの原子力機関[39]，NASA-Lewis 研究センター[40-43]なら

びに東京工業大学[44]で行われた。特に東京工業大学のクローズドループ装置 CLEF では，ループ中の熱損失等により熱入力 200kW に対して発電出力は数 W とわずかであり，高い出力へ向けての装置の改良が求められるものの，クローズドループの立ち上げ操作や長時間連続動作の知見が得られ，よどみ点温度 1900K の超音速流れを 2 時間程度持続することに成功している[44]。

MHD 発電機内のプラズマ流体は高温かつ高速であり，その詳細の計測は実験において難しいことから，実験と平行して発電機内プラズマ流体の数値解析によるプラズマ挙動ならびに発電特性の解明と高性能化の検討も多く行われている。MHD 発電の解析は流体系と電磁界を同時に解く必要があり計算負荷が高いことから，数値解析による検討が始まった 1980 年代は準一次元解析のみであったが，コンピュータの性能の向上とともに 2 次元，3 次元解析が可能となり，電離不安定時のプラズマ構造[45-48]や発電機内の詳細な流体現象[49]など，MHD 発電機内の様々な物理現象が明らかとなった。数値解析によるシードプラズマ方式の研究は現在も進められており，筑波大学の研究グループにより，MHD 発電の実用化に必要とされるエンタルピー抽出率 30%と等エントロピー効率 80%[50,51]が商用規模の発電機で所定の発電機設計手法により実現されること[52]，ならびに入口スワールによる wake の発生とプラズマの不均一構造の発生の解析等が行われており[53]，実用化へ向けて高性能化の検討が行われている。

1.3 節　シードを用いない非平衡 MHD 発電

以上のように，これまで OCMHD 発電，CCMHD 発電ともに様々な実験的・解析的研究が行われてきている。これに対して近年新しい CCMHD 発電の方式として提案されているのが，本論文で研究対象とするシード剤を用いない MHD 発電(シードフリーMHD 発電)である。シードを用いない非平衡 MHD 発電には T-layer 方式[54]，高温希ガスプラズマ方式[55-81]，予備電離希ガスプラズマ方式[82-95]の 3 方式が提案されており，いずれにおいても作動流体としてシード剤の含まれない純粋な希ガスを使用することに共通点がある。これによりシードプラズマ方式では必要であった希ガスへのシード剤の正確かつ均一な混入の制御[96-98]や発電機出口でのシード剤の作動流体中からの回収[99,100]と再生が不要となり，希ガスのプラズマ化が必要なものの，シード剤に伴うシステムの複雑化が回避できる。なお，シードフリーMHD 発電の以上の 3 方式については作動流体のプラズマ化が大きく異なる点であり，以下各々の詳細を述べる。

1.3.1　T-layer 方式

T-layer 方式では加熱・加圧された希ガスに周期的に直流放電もしくは電子ビームを加えることで T-layer と呼ばれる高電離度なプラズマの層を生成し，それをリニア形状ファラデー形 MHD 発電機内に通過させることで相互作用を発生させ発電を行う。T-layer 方式では電極間電流によるジュール加熱によりプラズマが過熱するオーバーヒーティング不安定と呼

ばれる現象が指摘されているが，サハ平衡状態からずれた高い電子数密度を得ることでこれを抑制し，高い発電性能の達成が提案されている。オランダのアイントホーヘン大学，イタリアのボローニャ大学，ロシアの科学アカデミーによる合同プロジェクトが行われ，衝撃波管装置を用いた発電実験では T-layer の生成ならびに発電出力を取り出すことに成功したが，温度境界層の影響による発電出力抑制が示唆されている。また，2 次元電磁流体解析も行われ，適切な発電機形状と運転条件によりエンタルピー抽出率 30%，等エントロピー効率 72%が試算されている[54]。

1.3.2　高温希ガスプラズマ方式

高温希ガスプラズマ方式では熱平衡プラズマが生成されるまで希ガスを加熱し，その希ガスプラズマを用いて MHD 発電を行う方式である。よってアルゴンを作動流体とする場合に発電に必要な電気伝導度を得るには最低でも入口全温度は 7000K 程度を必要とする。この全温度に定常的に耐える材料は現状皆無であり，一般的な CCMHD 発電のように連続運転は困難であることから，発電機への作動流体の流入を間欠的とする準定常運転により時間平均的な温度を低下させることで発電を実現する。また，その全温度を達成できる熱源も非常に限られているが，大強度レーザによるレーザ支持デトネーションは高温希ガスプラズマ MHD 発電に適した数千～数万 K の加熱を実現でき，それを利用したレーザ駆動の高温希ガスプラズマ MHD 発電によるレーザから電力へのエネルギー変換装置が提案されている[55-60]。著者の知る限り，高温希ガスプラズマ MHD 発電実験は米国 GE 社によるものが最初であり，当時はレーザ駆動を想定したものではなく，リニア形状ファラデー形発電機における電極現象の解明を目的として，シードプラズマ方式に加えて様々な高温の純粋な希ガスを作動流体とすることでホール係数や電気伝導度をコントロールした実験が行われた[61-63]。他にも純粋な希ガスによる発電の検討として慶応大学の研究グループでアルゴンを作動流体とした実験が[64,65], ロシア科学アカデミーによるキセノンを作動流体とした実験が行われた[66-72]。ただし，慶応大学とロシア科学アカデミーによる研究はいずれも低印加磁束密度(<2T)による実験ゆえ，発電出力は小さいものであった。レーザ駆動発電システムについては Maxwell らにより提案された後に[55], Jalufka らによる模擬実験[56], 松本らによる準一次元[57]，二次元の数値解析[58]が行われ，近年では実際にレーザによる発電実験が行われおり[59,60]，レーザ駆動 MHD 発電の実証に続き，高性能化が取り組まれている。

高印加磁界による高い発電性能を目指した衝撃波管駆動の発電実験は東京工業大学で行われた。その結果，ディスク形状ホール形発電機において入口全温度 9400K において発電機内で均一なプラズマを実現すると同時に最大エンタルピー抽出率 13%が得られている。一方で特定の運転条件では発電機内プラズマが不均一になり，発電性能が低下することが明らかにされている[73,74]。この実験と同一条件・発電機形状の数値解析も行われ，発電機内ではプラズマは緩やかな電離過程にあること，過度の入口全温度では強いローレンツ力

の作用による静圧上昇とホール係数の低下により発電性能が劣化することが示されている[75]。また，松本による準一次元解析からリニア形状ファラデー形発電機では，発電性能がホール効果の影響を受けにくいことから，高いエンタルピー抽出率が得られる運転条件をディスク形状ホール形発電機と比べて幅広く設定できることが示されている[76,77]。これを踏まえて，近年ではリニア形状ファラデー形 MHD 発電機による高温希ガスプラズマについて二次元数値解析[78,79]と，基礎実験(運転条件はおおよそ一定)が衝撃波管を用いて行われている[80,81]。

なお，シードフリーMHD 発電では作動流体に純粋な希ガスを用いることから，シードプラズマ方式のようにシード完全電離による電離不安定の抑制メカニズム[23]はなく，「電子温度の増加→電離度の増加→電気伝導度の増加→電流密度の増加→ジュール加熱の増加→電子温度の増加」のフィードバックが発生し，プラズマは電離不安定[‡]となる恐れがある。しかし，希ガスの電離反応速度ならびに三体再結合速度が電子温度 4500K~11000K の範囲ではプラズマの発電チャネル内滞在時間と比べて遅いことから，ある程度は電離不安定が抑制できるとされている。実際に，宮田らの実験[64,65]ではいずれの実験条件でもプラズマの揺らぎは確認されていない。上述の通り品川らの実験[73,74]でも電離不安定が抑制されプラズマが均一になることが確認されているが，特定の運転条件(特に低入口全温度)では発電機内プラズマの不均一と発電性能の劣化が示されている。また，この発電性能を劣化させる不均一なプラズマ構造は Lapushkina らの実験[67,68]でもスパイラル状のプラズマ構造として高速度カメラで撮影されている。

以上のように高温希ガスプラズマ MHD 発電については衝撃波管装置で高い発電性能が実証されつつあり，さらなる高性能化を目指す段階にある。その上でこれまでの検討を踏まえれば発電機の運転条件の設定ならびに発電機内プラズマ挙動(特に電離不安定に伴うプラズマの不均一化)の検討が重要である。また，高温希ガスプラズマ MHD 発電は前述の通り準定常運転のみが可能であることから，その実用化はレーザ駆動 MHD 発電などのきわめて特殊用途に限られる。しかし，連続運転が可能，かつガスタービン以上の動作温度である 2000~2500K までの動作温度の低下と予備電離の導入により，後述の連続運転が可能な予備電離希ガスプラズマ MHD 発電が実現でき，高温希ガスプラズマ方式と予備電離希ガスプラズマ方式は共にシードフリーの純粋な希ガスを作動流体とすることから物理的な類似性がある。つまり，高温希ガスプラズマ MHD 発電の発電特性の解明とその動作温度の低下は予備電離希ガスプラズマ方式の実現と，その高性能化につながり，結果として商用プラントとしてのシードフリーMHD 発電の実現に重要なものとなる。

---

‡ シードフリーMHD 発電ではプラズマはサハ平衡状態からずれやすいことで，電子温度の変動に電離度の変動が追いつかない場合があり，従来の電離不安定と挙動が異なる(Ionization rate wave が無視できない)と推測できるが，本論文では電離不安定はシードプラズマ方式の線形摂動解析における電離不安定の定義と同一のものとして，「プラズマ中に電子温度の変動(Electro thermal wave)として現れる不安定」を電離不安定と定義する。

1.3.3　予備電離希ガスプラズマ方式

予備電離希ガスプラズマ方式は T-layer 方式と同様に電気的に作動流体を電離させプラズマを生成して発電を行う方式であるが，T-layer 方式ではプラズマの生成が間欠的であるのに対して，予備電離希ガスプラズマ方式では予備電離を連続的に行うことに特徴がある。作動流体の全温度はシードプラズマ方式と同様に 2500K 程度が想定され，高温希ガスプラズマ方式とは異なり，連続運転が可能で商用プラントとしての実用化が期待できるシードフリーMHD 発電である。予備電離希ガスプラズマ MHD 発電については，これまで発電チャネル内の数値解析による性能検討が取り組まれてきており，R-θ 2 次元数値解析から予備電離希ガスプラズマ方式によりシードプラズマ方式と同等の発電出力が得られることが示され[82,83]，入口電離度の時間変動に伴う発電性能の劣化[84]，R-Z 2 次元数値解析による流路高さ方向へのプラズマの不均一と発電性能の関係が検討[85]され，さらに詳細な検討として CR モデル(Collision-Radiation model)を用いたチャネル内プラズマの詳細な反応状態の数値解析から励起種や準安定状態，輻射損失の影響が明らかにされている[86,87]。単一種の希ガスを作動流体とする以外に，予備電離希ガスプラズマ方式の一つとしてキセノンを微少量混合させたヘリウムによる発電が検討されている。この発電機は宇宙機における電源装置として提案されているものであり，R-θ 2 次元数値解析による性能予測とシステム検討が行われている[88-95]。

以上のように，予備電離希ガスプラズマ MHD 発電は数値解析によりその発電性能の基礎検討が行われている段階である。ただしこれまでの数値解析では作動流体はすでに予備電離されているものと仮定して入口境界条件に設定したものであり，次の段階としてコンプレッサーによる昇圧(0.1~1.0MPa)と熱交換器によって加熱(2500K 程度)された高圧かつ高温の作動流体の電離度をチャネル前で増加させる予備電離過程を含めた検討が望まれる。

本研究では以上のシードフリーMHD 発電のうち，高温希ガスプラズマ方式と予備電離希ガスプラズマ方式を研究対象とする。図 1-1 に MHD 発電の方式と本研究の対象をまとめる。

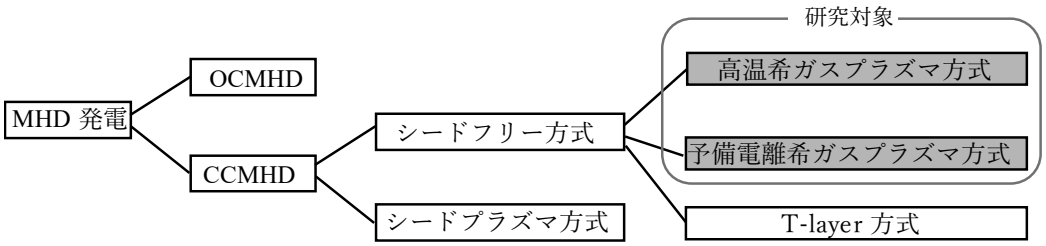


図 1-1 MHD 発電の方式と研究対象

1.4 節　本研究の意義と目的

以上の背景をもとに，本論文ではシードフリーMHD 発電のうち，高温希ガスプラズマ方式，ならびに予備電離希ガスプラズマ方式の 2 方式について，数値解析ならびに実験により検討を行う。

高温希ガスプラズマ MHD 発電については衝撃波管装置を用いた実験からディスク形状発電機で高い発電性能が実証されると共に[73,74], リニア形状ファラデー形発電機によりディスク形状ホール形発電機と比べて幅広い動作条件が準一次元解析から示唆されている[76,77]。そこで運転条件を様々に変化させたリニア形状ファラデー形発電機の発電実験からリニア形状ファラデー形発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電の発電特性の運転条件依存性を明らかにする。さらに，一部の実験で確認されているプラズマの不均一構造の発生と発電性能の劣化，ならびにプラズマの均一化と高い発電性能の実現について[64,65,67,68,73,74]，リニア形状ファラデー形・ディスク形状ホール形発電機の 2 次元数値解析により検討を行う。また，これまで高温希ガスプラズマ MHD 発電の作動流体として用いられてきたアルゴンをキセノンに変更した実験を行い, 高温希ガスプラズマ MHD 発電から予備電離希ガスプラズマ MHD 発電への遷移において重要となる動作温度の拡大(低温動作化)と，そのときのプラズマ構造の発生条件について検討する。

予備電離希ガスプラズマ方式についてはこれまで 2 次元数値解析が行われているが[82-95]，解析領域入口であるチャネル入口で境界条件として予備電離済みの作動流体を設定しており，予備電離については検討されていない。そこで本研究では予備電離手法の一つである誘導コイルを用いた高周波予備電離ならびに MHD 相互作用による自励的な加熱による電離度増幅について検討する。

以上をまとめ，本研究ではシードフリーMHD 発電のうち，高温希ガスプラズマ方式ならびに予備電離希ガスプラズマ方式について，そのプラズマ挙動と発電特性を明らかにすることを目的とする。

1.5 節　論文構成

本論文の構成は以下の通りである。

第 1 章ではこれまでの MHD 発電の研究について総括した後に，シードフリーMHD 発電の特徴とこれまでの研究について整理し，本研究の位置づけならびに目的を述べた。

第 2 章では高温希ガスプラズマ MHD 発電について，運転条件を様々に変化させたリニア形状ファラデー形発電機による実験からその発電特性の運転条件依存性を明らかにすると共に，リニア形状ファラデー形とディスク形状ホール形発電機の 2 次元数値解析から，電離不安定に伴うプラズマ構造の発生条件とその挙動を考察する。

第 3 章ではキセノンを作動流体としたリニア形状ファラデー形とディスク形状ホール形発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電について，衝撃波管による発電実験から，作動流体の変更による高温希ガスプラズマ MHD 発電の動作温度拡大，ならびにそのときのプラズマ流体挙動・発電特性を検討する。

第 4 章では予備電離希ガスプラズマ MHD 発電における，誘導コイルを用いた高周波放電による予備電離について，実験並びに数値解析を行い，プラズマ生成特性ならびに予備電離における流体挙動について述べる。

第 5 章では予備電離希ガスプラズマ MHD 発電について，R-Z 2 次元数値解析により，予備電離に必要とされる電力を踏まえた発電性能・特性について，自励的なジュール加熱による電離度増幅を含めて明らかにする。

最後に第 6 章「まとめ」では，本研究によって明らかとなったシードフリーMHD 発電におけるプラズマ流体挙動と発電特性についてまとめ，今後の課題について述べる。

第 2 章　高温希ガスプラズマ MHD 発電の発電特性とプラズマ流体挙動

2.1 節　はじめに

ディスク形状ホール形発電機とリニア形状ファラデー形発電機の準一次元解析から，ディスク形状ホール形発電機に比べてリニア形状ファラデー形発電機では運転条件に関して幅広く設定できることが示されている[76,77]。また，発電機内に電離不安定の抑制された均一なプラズマを実現することで高い発電性能が得られるが，運転条件によっては電離不安定に伴いプラズマが不均一となり，発電性能が劣化することが報告されているものの[64,65,67,68,73,74]，その条件は明確にされていない。

そこで本章では，衝撃波管駆動のリニア形状ファラデー形発電機を用いた発電実験において，入口全圧，入口全温度，負荷抵抗，印加磁束密度を変化させた発電実験を行い，リニア形状ファラデー形発電機の発電特性の運転条件に対する依存性を明らかにする。それと同時に発電機内プラズマを高速度ビデオカメラにより撮影し，プラズマの不均一構造発生の条件について検討する(2.2 節)。

また，電離不安定を含めたプラズマ流体挙動について，リニア形状ファラデー形発電機(2.3 節)ならびにディスク形状ホール形発電機(2.4 節)の 2 次元数値解析から考察を行う。

2.2 節　リニア形状ファラデー形発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電実験

2.2.1　実験条件

図 2-2-1 に本実験で使用したリニア形状ファラデー形発電機の概略図を示す。スロート下流に 7 つの電極対を持った分割電極ファラデー形発電機であり，スロート/出口断面積比は 3 である。発電機は超電導磁石のボア内に設置されており，入口は導入管を経て衝撃波管に，出口は排気管を経てダンプタンクに接続されている。表 2-2-1 に実験条件を示す。発電機の入口全温度ならびに入口全圧は衝撃波管に充填するヘリウムとアルゴンの圧力により制御し，それぞれ 6500K~9000K，0.05MPa~0.105MPa で変化させて実験を行った。実験結果の検討に当たっては発電の継続時間(~1.5ms)のうち，おおむね安定した発電出力の得られる 0.3ms の時間平均値を用いた。

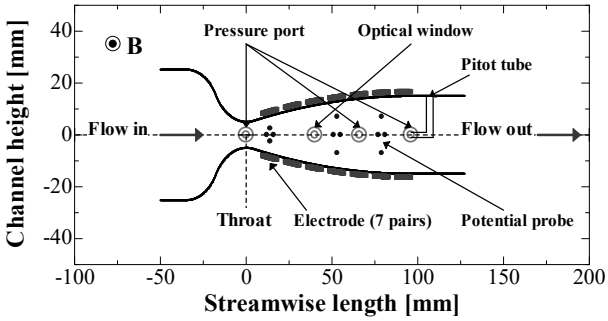


図 2-2-1　衝撃波管実験で用いたリニア形状ファラデー形発電機

表 2-2-1　実験条件

Working gas	Ar
Inlet total temperature [K]	6500~9000±100
Inlet total pressure [MPa]	0.063~0.105±0.004
Thermal input [kW]	112~128
Magnetic flux density [T] (Center of the bore)	0.0, 1.0, 2.0, 3.0 ,4.0
Load resistance [Ω]	0.5, 1.0, 2.0, 5.0

2.2.2　実験結果と考察

図 2-2-2 にエンタルピー抽出率の入口全温度依存性を示す。なお，この図には先行研究で行われたディスク形状ホール形[73,74]，リニア形状ホール形・ダイアゴナル形[101]の実験結果を併記した。ディスク形状ホール形，リニア形状ホール形・ダイアゴナル形発電機と同様にリニア形状ファラデー形発電機においても入口全温度 7000K 程度から作動流体が電離することで発電出力が得られはじめ，入口全温度 9000K にかけて単調にエンタルピー抽

出率が増加する。入口全温度 9000K において最大発電主力 16.7kW，エンタルピー抽出率 12.9%が得られ，同規模のシードプラズマ方式による MHD 発電[32-34]と同程度の発電性能が得られた。

図 2-2-3 に各入口全温度条件で高速度カメラ(露光時間 1μs)により撮影された発電機内のプラズマ構造を示す。入口全温度 7000K では発電機に供給されるプラズマの電離度が低く，励起種が少ないことに起因してプラズマの発光はほとんど見られない。入口全温度の増加に伴い発電機内のプラズマ発光が見られ，入口全温度 7500K において発電機内のプラズマは筋状構造を持つ。図 2-2-4 に高速度カメラの撮影範囲を発電機中央部に限定することでフレームレートを上げて撮影した入口全温度 7500K におけるプラズマ構造の経時変化を示す。筋状のプラズマ構造は発電機上流から下流に向けて移動しており，その移動速度は等エントロピー流れを仮定したときの流速(=2600m/s)と同程度である。シードプラズマ方式における不安定波の理論的な検討から，電離不安定による波の移動速度は流速と同じであることが知られており[102]，またリニア形状ファラデー形発電機における電離不安定の構造はアノード-カソード間を結ぶように筋状に形成されることから[103]，本実験で見られた入口全温度 7500K におけるプラズマの筋状構造は電離不安定によるものと考えられる。一方で入口全温度 8000K 以上では筋状構造は確認されず，電極近傍で局所的な強い発光領域がみられるもののプラズマはおおむね均一な構造で時間的な変動の小さい安定したものになる。このことから入口全温度 8000K 以上では発電機内のプラズマは電離不安定が抑制された状態にあることが示唆される。この入口全温度の増加に伴う電離不安定の抑制について次節で数値解析を含めて詳細を検討する。以降では安定したプラズマの下で高い発電出力が得られた入口全温度 9000K における発電特性の詳細を述べる。

図 2-2-5 に最大出力が得られた運転条件(入口全温度 9000K)における電流電圧特性を示す。なお，ここでは発電特性の負荷抵抗値に対する基本的な依存性を明らかにするため，7 つの分割電極対に対して，同一の負荷抵抗値を設定して実験を行った。1 番電極から 4 番電極の電圧電流特性の傾きは同程度であるが，5 番電極より下流の電極ではその傾きの絶対値は下流に向かうに従い大きくなる。これは電極間の見かけ上の内部抵抗の増加を意味するが，電極間（アノード-カソード間）が単に広がっていることに加え，発電機下流部における境界層の発達・剥離による電圧降下領域の発生が原因と考えられる。

図 2-2-6 に，エンタルピー抽出率の印加磁束密度依存性を示す。印加磁束密度の増加に伴いエンタルピー抽出率は単調に増加しており，連続電極形発電機で見られるようなホール効果によるエンタルピー抽出率の飽和は見られず，高いホール係数(>5rad)が見積もられる強磁界印加時(4T)においても電極の分割(7 分割)による出力低下がある程度抑制されていると考えられる。なお，この印加磁束密度の増加に伴うエンタルピー抽出率の増加は 0.0T～3.0T までは印加磁束密度の 2 乗に比例して増加するが, 4.0T ではこの 2 乗の曲線を下回る。これは，強い相互作用に伴う流速の低下もしくはホール効果による出力抑制によるものと考えられる。

図 2-2-7 に入口全温度 9000K，印加磁束密度 4.0T における発電出力の入口全圧依存性を示す。各入口全圧における最適負荷条件での発電出力は入口全圧の増加に対して概ね線形に増加することがわかる。また，このときの最適負荷抵抗値は入口全圧 0.064MPa で 2.0Ω であるのに対して入口全圧 0.105MPa では 1.0Ω となっており，入口全圧の増加に伴い最適負荷抵抗値は低下している。これは，高い入口全圧においては，流れ方向の強い圧力勾配に見合うだけの強いローレンツ力を作用させることが最適負荷条件となり，その抵抗値は低くなることに起因する。図 2-2-8 に各入口全圧の最適負荷条件における発電出力分布を示す。発電出力はいずれの入口全圧においても発電機中流部で最大値が得られ，発電出力分布が相似なものとなる。図 2-2-9 にエンタルピー抽出率の入口全圧依存性を示す。最適負荷抵抗値におけるエンタルピー抽出率は入口全圧に対してほとんど一定となる。すなわち，入口全圧の増加とともに発電機への熱入力もまた増加することから，結果としてエンタルピー抽出率は入口全圧に依存しない（11.2% - 12.9%）。この結果は，エンタルピー抽出率の低下を招くことなく部分負荷運転が可能であることを示すものである。

本実験結果と先行研究の準一次元解析による検討[76,77]を比較すると以下の 3 点については本実験と定性的に一致する。

1. 印加磁束密度の増加に伴いエンタルピー抽出率が増加する
2. 入口全圧に対してエンタルピー抽出率はほとんど依存しない
3. 入口全温度 8000K~10000K の範囲でエンタルピー抽出率はおおむね一定である

特に 2 と 3 についてはディスク形状ホール形発電機では最適な入口全圧ならびに動作温度があること[73-77]を踏まえれば，先行研究での指摘通りリニア形状ファラデー形発電機ではディスク形状ホール形発電機と比べて広い運転条件を持つといえる。しかしその一方でエンタルピー抽出率の絶対値(B=3T，準一次元解析：E.E.=50%，実験：E.E.=10%)については準一次元解析と比べて低く，低印加磁束密度ではディスク形状ホール形発電機と比べてエンタルピー抽出率は低い(B=3T ディスク：13%,リニア：0.2%)。この理由として，リニア形状発電機特有で，準一次元解析ではその影響を考慮することが難しい電極現象が原因として考えられる。

次節では電極現象を含めた解析となるリニア形状ファラデー形発電機の 2 次元非定常解析による発電性能の検討と，図 2-2-3,2-2-4 に示した低入口全温度における発電機内部の筋状構造について検討を行う。

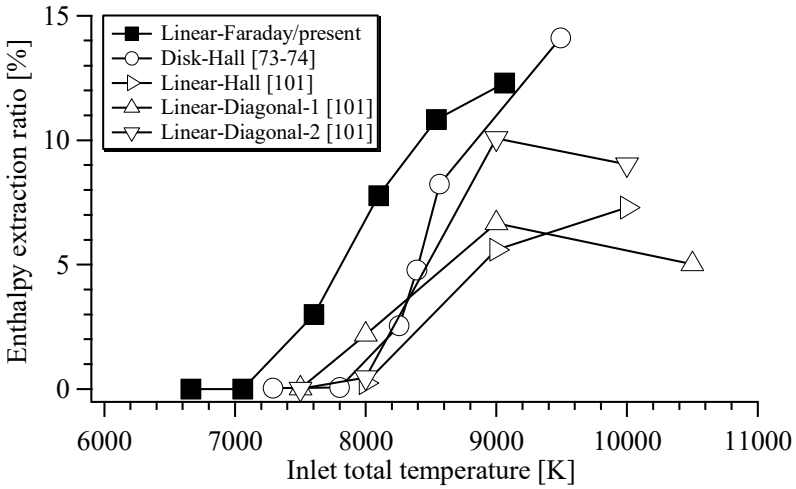


図 2-2-2 エンタルピー抽出率の入口全温度依存性

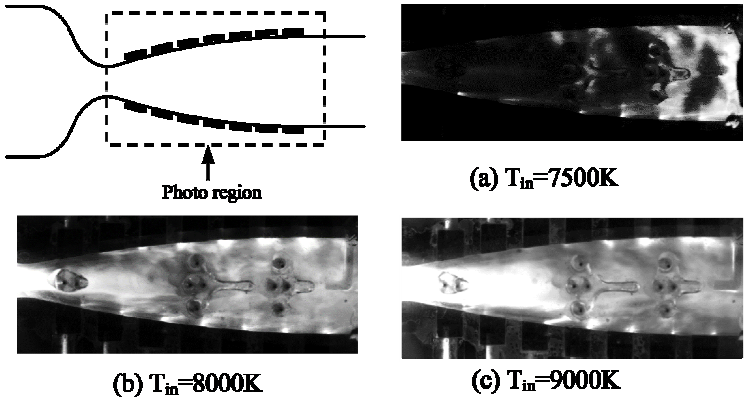


図 2-2-3　発電機内プラズマ構造の入口全温度依存性

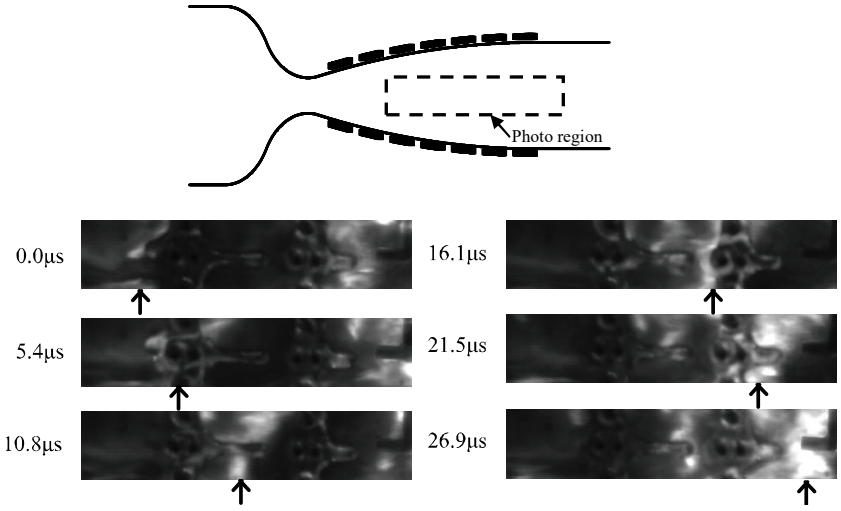


図 2-2-4 低い入口全温度(7500K)におけるプラズマ構造の経時変化

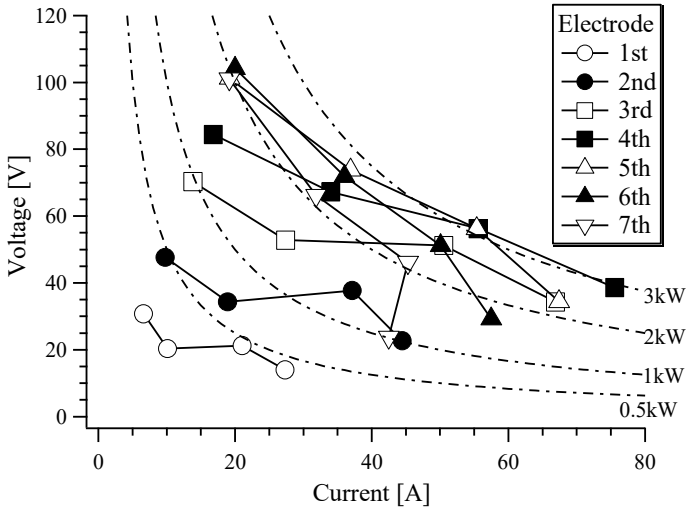


図 2-2-5　電圧電流特性

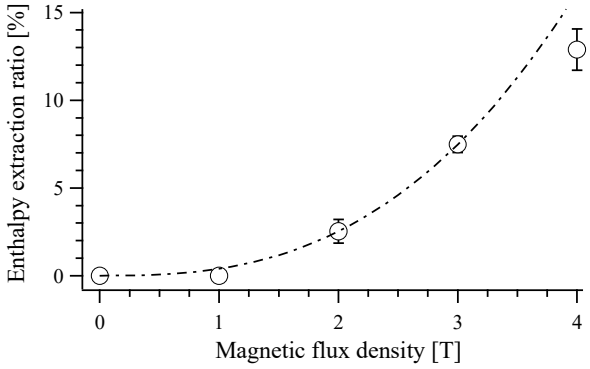


図 2-2-6　エンタルピー抽出率の印加磁束密度依存性 (9000K, 1.0Ω)

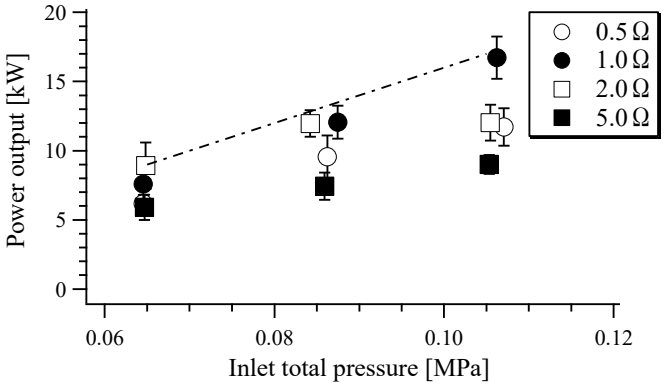


図 2-2-7　発電出力の入口全圧依存性 (9000K)

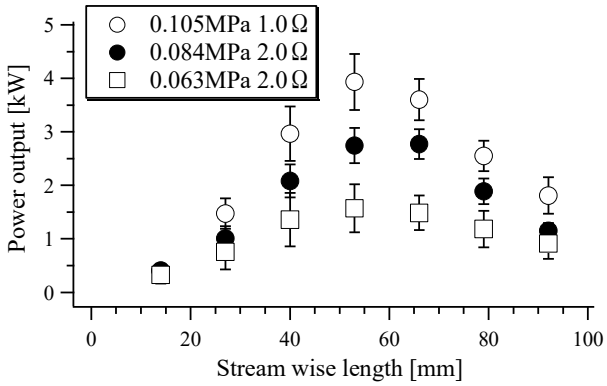


図 2-2-8　各入口全圧の最適負荷抵抗値における発電出力分布

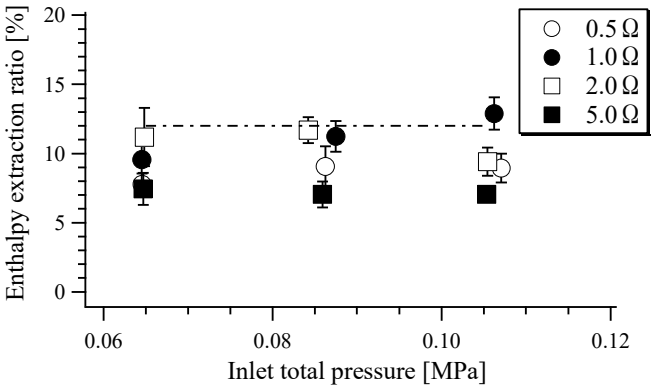


図 2-2-9　エンタルピー抽出率の入口全圧依存性

2.3 節　リニア形状ファラデー形発電機の 2 次元数値解析

2.3.1　解析条件

図 2-3-1 に本解析における解析領域を示す。電極配置ならびに発電機形状は第 2.2 節の実験と同一であり，解析領域内には 280 × 41 の不等間隔構造格子を配置した。壁面近傍の最小格子サイズは 300 μm である。出口境界は実験において使用されるダンプタンクの模擬として，静圧を 10kPa とし，他のパラメータについては自由流出境界とする。さらにチャネル長さと同程度の直線状の出口ダクトを解析領域に含むことで，発電チャネル内プラズマへの出口境界条件の影響を可能な限り小さくした。表 2-3-1 に解析条件を示す。解析条件は実験条件と同一である。

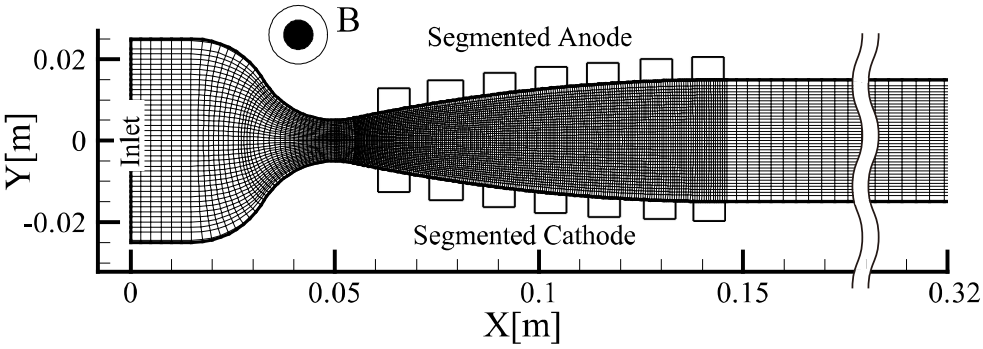


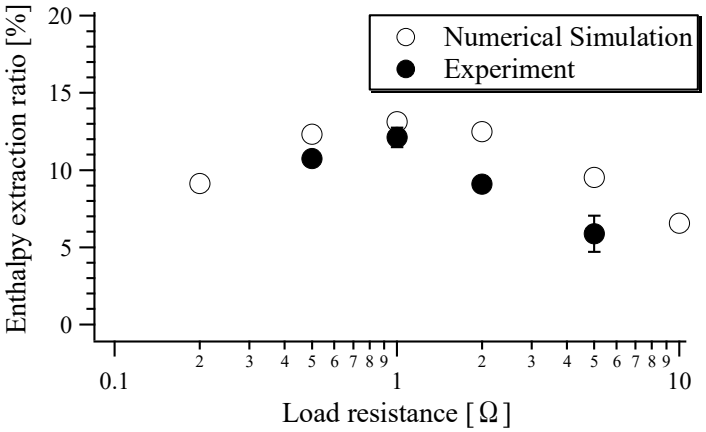
図 2-3-1　解析領域

表 2-3-1　解析条件

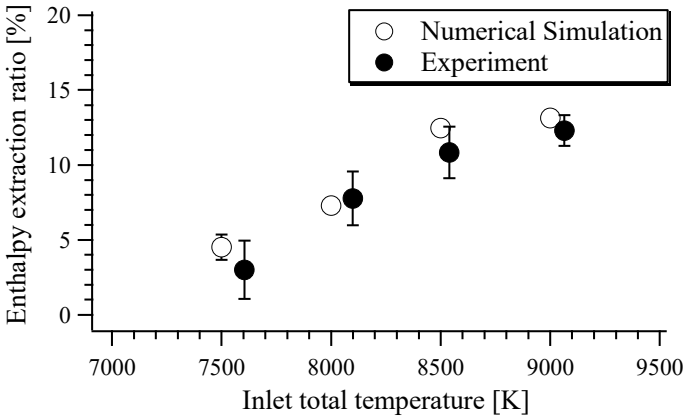
Working gas	Argon
Inlet total temperature	7500K~9000K
Inlet total pressure	0.105MPa
Magnetic flux density	4.0T
Thermal input	100~130kW
Load resistance	0.2Ω~10Ω
Wall temperature	1000K

2.3.2　解析結果の実験結果との比較

図 2-3-2(a)に入口全温度 9000K におけるエンタルピー抽出率の負荷抵抗依存性を示す。最大エンタルピー抽出率 13.1%が負荷抵抗 1.0Ω で得られており，実験結果(12.9%，1.0Ω)とおおむね一致した結果が得られた。なお，高負荷抵抗では実験との差が大きくなるが，これは高負荷抵抗では電極間電流が低下することで 3 次元的な電流場が誘起されることが原因の一つと考えられ，3 次元解析によりさらに確度の高い解析が期待できる。図 2-3-2(b)に負荷抵抗 1.0Ω におけるエンタルピー抽出率の入口全温度依存性を示す。エンタルピー抽出率は実験結果と同様に入口全温度の増加に伴い増加し，その絶対値についてもおおむね実験結果と同様の解析結果が得られており，入口全温度 7500K~9000K における発電特性について本解析で再現できているといえる。入口全温度 9000K，負荷抵抗 1.0Ω における 3 番電極流路中央における電子温度は 6200 K であった。実験において分光器により計測された励起温度が 5800 ± 200 K であることから，励起温度が電子温度と等しいと仮定すれば実験におけるプラズマ特性を本解析で再現できていると考えられる。



(a) 負荷抵抗依存性



(b) 入口全温度依存性

図 2-3-2　エンタルピー抽出率の(a)負荷抵抗ならびに(b)入口全温度依存性

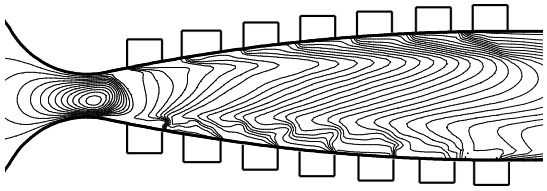
2.3.3　最大エンタルピー抽出率時におけるプラズマ流体挙動

入口全温度 9000K においては電離不安定が抑制され，プラズマはおおむね安定かつ均一となった。図 2-3-3 に発電機内の(a)電流流線，(b)電子温度，(c)電子数密度，(c)ホール係数の二次元分布を示す。アノード上流端ならびにカソード下流端にホール効果に伴う電流集中が発生しており，電流集中点付近では電子温度は 10000K 以上である。実験において高速度カメラで撮影されたアノード上流端ならびにカソード下流端での局所的な強い発光領域(図 2-2-3)はこの高電子温度領域に対応するものであると考えられる。この局所的な高電子温度領域では電離反応が支配的である。スロート付近では作動流体の加速に伴い流れ方向に速度勾配が発生し，これに伴いスロートでは渦電流が発生する。ただし，4T においてもこの渦電流に伴うローレンツ力による顕著な全圧の低下や境界層の発達は見られず発電性能に与える影響はわずかであると考えられる。一方で発電チャネル内では電流は逆 S 字型に蛇行する。つまりアノードから出た電流は境界層内を通過中に下流に向かって流れ，その後チャネル内流路中央で下流から上流に向かって流れ，カソード側の境界層内では再度上流から下流に向かって流れる。これは境界層内では低電離度(図 2-3-4(c))であることから，衝突周波数が低く，ホール係数が高い(図 2-3-4(d))ことでホール電流が誘起されやすいのに対して，流路中央では入口から高い電離度のプラズマが供給されることでホール係数が低く，ホール電流が誘起されにくいことによる。また，流路中央では電子温度は 5000K 程度であり，プラズマは緩やかな再結合過程にある。この結果はディスク形状ホール形 MHD 発電機内の電子温度は 10000K 程度であり，プラズマは電離反応が支配的であることが先行研究[75]から明らかになっていることと対照的であり，これはディスク形状ホール形発電機ではファラデー電界が短絡されていることに起因して強いジュール加熱が誘起されうるが，リニア形状ファラデー形発電機ではファラデー電界により出力電圧を誘起し，さらに電極現象によりジュール加熱が抑制されることによると考えられる。図 2-3-5(a)に 4 番電極間の Y 方向電位分布の解析結果と実験結果を示す。なお，この図においては流路中央の電圧を基準電圧(0V)とした。解析結果は実験結果とおおむね一致しており，流路中央では 12 kV/m 程度の電界が誘起されているのに対して，アノード並びにカソード両電極近傍で電圧降下が発生し，電極間の実効的な電界強度は 3 kV/m 程度まで低下する。準一次元解析[76,77]では電極間の電界強度は一定であると仮定することから，この電界強度分布が前節で述べた準一次元解析における実験ならびに 2 次元解析との差の要因であると考えられる。リニア形状ファラデー形発電機の電極間の電界強度は式(2-1)のように表すことができる。図 2-3-5(b)に各項の電極間分布を示す。

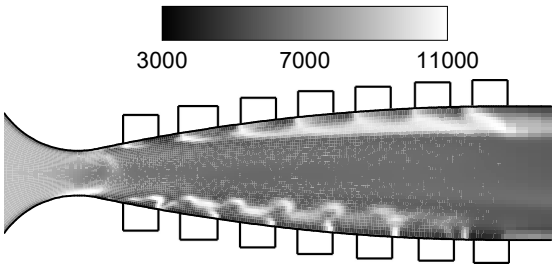
$$E_y = u_x B_z + \frac{j_y}{\sigma} - \frac{\beta j_x}{\sigma} \tag{2-1}$$

電極近傍で$-(\beta j_x)/\sigma$が大きく，このことからホール効果による電圧降下が発生しており，これは電極近傍での高いホール係数(図 2-3-4(a))に起因するものである。このことからシードフリーファラデー形発電機においてはその性能見積もりならびに高性能化の検討に当た

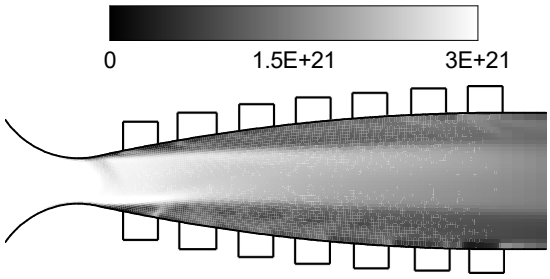
っては境界層による電極近傍での電圧降下に注意を払う必要があるといえる。



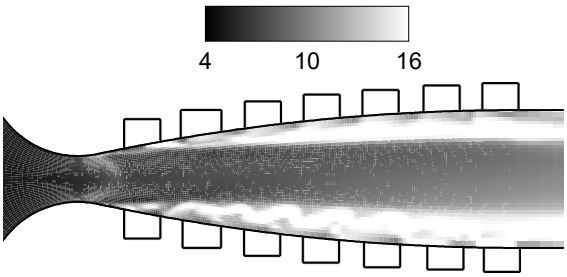
(a)電流流線



(b)電子温度 [K]

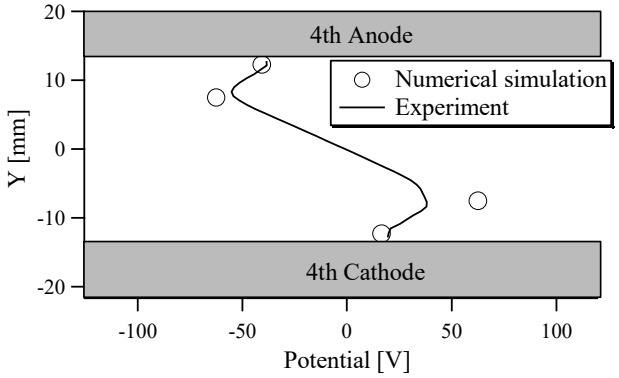


(c)電子数密度 [1/m^3]

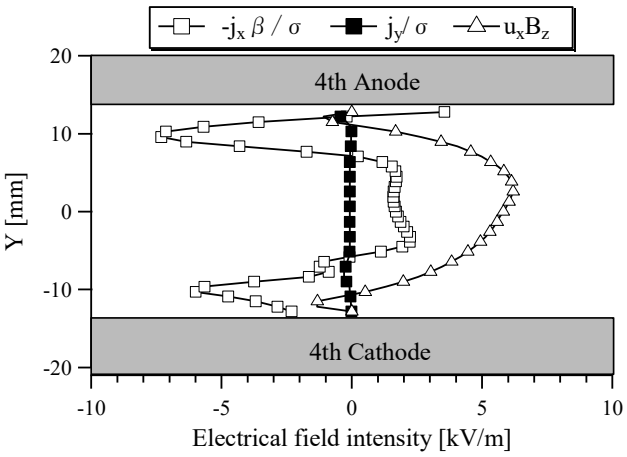


(d)ホール係数 [rad]

図 2-3-3　高入口全温度 9000K における
(a)電流流線，(b)電子温度，(c)電子数密度，(d)ホール係数分布



(a)　電位分布



(b) 電界強度成分

図 2-3-4　4 番電極間の電位分布と電界強度の成分

2.3.4　入口全温度のプラズマ流体挙動に与える影響

図 2-3-6 に低い入口全温度 7500K における(a)電離度ならびに(b)電流流線の 2 次元分布を示す。発電機内プラズマは実験において高速度カメラで撮影された構造と同様に筋状の構造であり，電流が構造内に集中することにより強いジュール加熱が作用して構造が維持されている。このときのプラズマ構造の特性を実験と比較すると，その移動速度と発生周期は実験(1920m/s,10~50kHz)と解析(1900m/s,40kHz)でおおむね一致している。一方で，本解析ではアノード・カソード近傍に境界層の剥離により，プラズマが滞留し，そこにジュール加熱が加わることで高電離な領域が形成されているが，実験ではこの高電離度領域に対応するような発光部分は見られない。これは本解析が 2 次元数値解析であることから，剥離部分からプラズマを流出させるような Y-Z 平面内の 2 次流れが解析されず，また，1 励起準位モデルによる解析であり輻射損失は考慮できないことから，剥離領域内のプラズマの電離度が過大評価されることが原因として考えられる。また，筋状のプラズマ構造の流れに対するなす角についても，実験(約 90°)と解析(約 60°)で相違が見られた。筋状構造も 2 次流れの影響を強く受けると考えられ，以上のことから，2 次元解析により電離不安定による筋状構造の発生はとらえられたものの，その詳細な解析には 3 次元解析による 2 次流れの解析と同時に，CR モデルによる輻射損失を考慮した解析が必要である。

入口全温度 7500K における発電機内の電子温度は時間的・空間的に変動していることからプラズマは電離不安定にあると考えられる。この筋状構造について更に注目して議論する。筋状構造内の電気伝導度は 700S/m 程度であり，その他の領域(σ=300S/m)と比べて高い。電子温度についてもこの筋状構造内で 13,000K 以上と高いが筋状構造以外でも局所的に高い領域は存在する。また，電流流線は構造内で集中するように(電流密度が高くなるように)流れており，シードプラズマ方式の MHD 発電で見られるストリーマと類似した現象となる[103]。

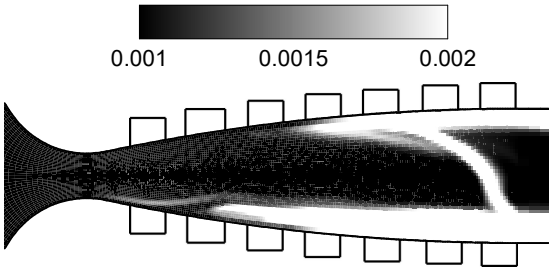
この入口全温度の変化に伴うプラズマ構造について考察を行う。まず，前述の通り，いずれの入口全温度でもチャネル内プラズマはサハ平衡状態から大きくずれており，電子温度の変動が直接電子数密度の変動につながらない状態にあることに留意されたい。電離不安定性を抑制する要因として電気伝導度の変動の抑制があげられる。電気伝導度は電子数密度ならびに電子温度の関数となるが，大きな不均一構造と電子数密度の変動周期はともに数百 μs で同一であるのに対し，電子温度の変動周期はそれより早い数 μs 周期であったことから，ここでは電子数密度の変動の電気伝導度への影響について注目する。すなわち，電気伝導度 σ を時間で全微分し，σ で規格化をすれば，右辺第一項が電子数密度の変化による電気伝導度の変化への寄与，右辺第二項が電子温度の変化による寄与となり，ここでは右辺第一項($1/\sigma \cdot \partial\sigma/\partial n_e$)について議論を行う。

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dt}=\frac{1}{\sigma}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial n_e}\frac{dn_e}{dt}+\frac{\partial\sigma}{\partial T_e}\frac{dT_e}{dt}\right) \tag{2-2}$$

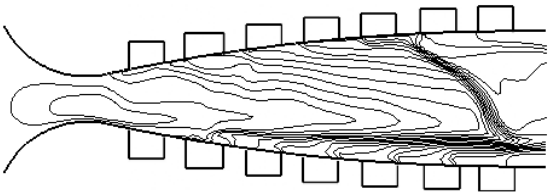
図 2-3-7 に各入口全温度におけるチャネル内プラズマの電子数密度の変動に伴う電気伝導度の変化率($1/\sigma \cdot \partial\sigma/\partial n_e$)を示す。この電気伝導度の変化率は，チャネル内主流部の電子数密度ならびに電子温度の時間平均値を用いて算出した。この図より，入口全温度の増加に伴い電気伝導度の変化率は減少することがわかる。図 2-3-9 に電子-中性粒子間の衝突周波数 ν_{en} と電子-イオン間の衝突周波数 ν_{ei} の比を示す。低い入口全温度では電離度が小さいことに起因して $\log(\nu_{ei}/\nu_{en})$は負となるが，入口全温度の増加に伴い電離度が上昇し，$\log(\nu_{ei}/\nu_{en})$は正となる。電気伝導度と電子数密度の関係は，式(3-3)に示すように，概ね，電子が電子-中性粒子間の衝突を支配的とするときには電気伝導度は電子数密度に比例するが，電子-イオン間の衝突を支配的とするときには電気伝導度は電子数密度に依存しない。

$$\sigma=\frac{e^2 n_e}{m_e(\upsilon_{ei}+\upsilon_{en})}\propto\begin{cases} n_e & (\upsilon_{ei}<\upsilon_{en}) \\ - & (\upsilon_{ei}>\upsilon_{en}) \end{cases} \tag{2-3}$$

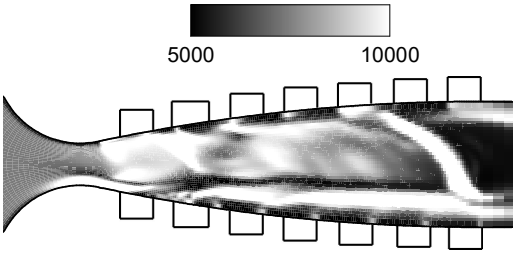
以上のように，入口全温度の増加に伴い，発電機に流入するプラズマの電離度が増加することで電子は電子-イオン間の衝突が支配的となり，チャネル内のプラズマの $1/\sigma \cdot \partial\sigma/\partial n_e$ は減少する。これにより電子数密度の変化が電気伝導度の変化に与える寄与が小さくなり，このことも高い入口全温度で電離不安定性が抑制される要因となると考えられる。また，このクーロン衝突により高入口電離度条件ではチャネル内ホール係数が低く，電離不安定はホール効果によって維持される[102,105-107]ことも考えれば入口電離度の増加によるホール係数の低下もまた，電離不安定を抑制しうる。



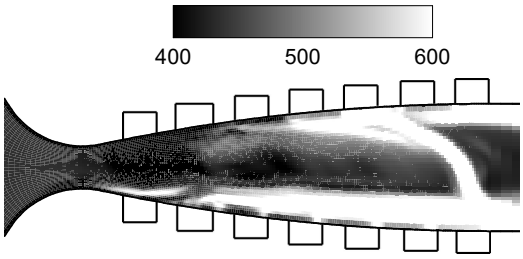
(a) 電離度分布



(b)電流流線



(c)電子温度



(d)電気伝導度

図 2-3-5　(a)電離度，(b)電流流線，(c)電子温度，(d)電気伝導度の 2 次元分布

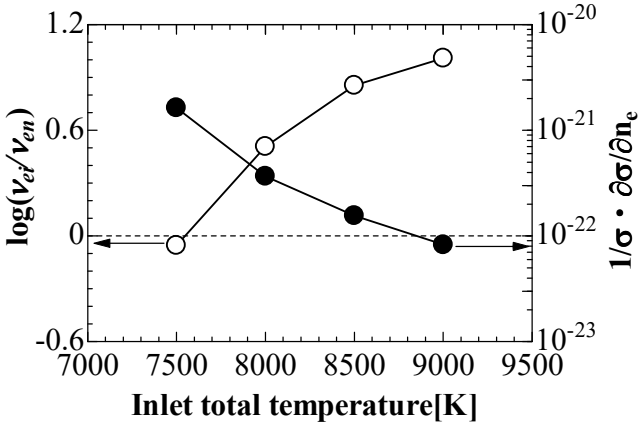


図 2-3-6　各入口全温度におけるチャネル内プラズマの電子数密度の変動に伴う電気伝導度の変化率($1/\sigma \cdot \partial\sigma/\partial n_e$)

2.4 節　ディスク形状ホール形発電機の R-θ 2 次元数値解析

2.4.1　解析条件

図 2-4-1 に本研究における解析領域を示す。発電機の流路形状は衝撃波管装置を用いた実験[73-75]と同一であり，発電チャネルへ流入するプラズマの非平衡性を考慮するために亜音速部からアノードまでの領域も解析領域に含めている。この領域について円周方向に 300 分割，半径方向に 75 分割して解析を行った。入口境界では，全温度・全圧を固定し，プラズマ諸量の変動として電子温度に±50K の時間・空間的な正規擾乱を与え，電子数密度は局所的な電子温度に対するサハ平衡を仮定した。出口境界は自由流出とした。電位についてはアノード(r=64~65mm)で 0 とし，カソード(r=114~115mm)では負荷抵抗に対してオームの法則を満足する電位を与えた。また，アノードより上流，カソードより下流での電流密度を 0 とした。その他の解析条件は表 2-4-1 に示すとおりである。

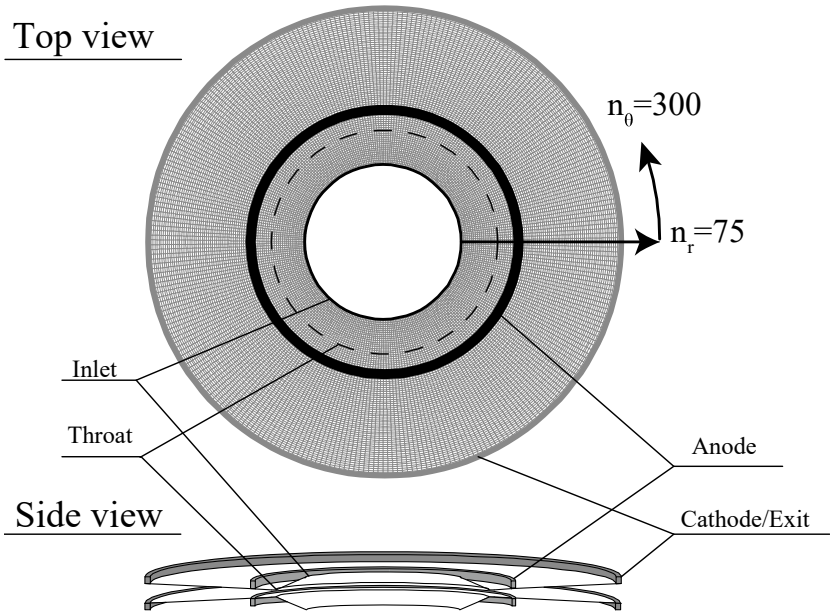


図 2-4-1　解析領域

表 2-4-1　解析条件

Working gas	Ar
Inlet total pressure [MPa]	0.18
Inlet total temperature [K]	8000K~10000K
Magnetic flux density [T]	0.5
Thermal input [kW]	503~560
Load resistance [Ω]	0.005~2.0

2.4.2　解析結果の実験結果との比較

本節では実験結果[73,74]と本解析の比較検討を行い，解析結果の妥当性の検証を行う。図 2-4-2 に入口全温度 8100K, 8500K, 9400K での電圧電流特性を示す。この図からいずれの入口全温度でも解析結果は実験結果と概ね一致していることがわかる。一般にディスク形状ホール形 MHD 発電機の R-θ 2 次元解析は発電機高さ方向(z 方向)には解像せず境界層の影響を考慮できないことから解析結果は実験結果と一致しにくいことが知られているが，本解析では印加磁束密度を 0.5T とし, MHD 相互作用が比較的弱く境界層の発達が著しくない条件に限定して解析を行うことで R-θ 2 次元解析でも実験結果とよく一致した結果が得られている。ただし，入口全温度 8400K の高負荷抵抗条件では，不均一構造での強い相互作用の影響により実験結果との相違が見られた。

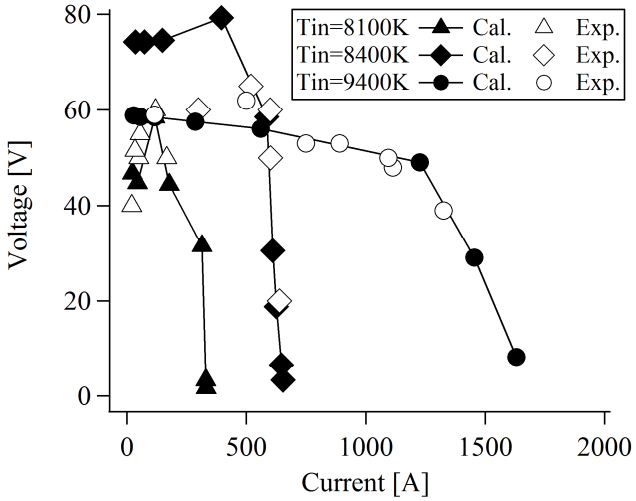


表 2-4-2　解析ならびに実験における各入口全温度での電圧電流特性

2.4.3　発電機入口全温度・負荷抵抗と電離不安定の関係

図 2-4-3 に入口全温度 9400K,負荷抵抗 0.04Ω と入口全温度 8100K，負荷抵抗 2Ω における発電機内の電子温度，電離度，電流流線を示す。入口全温度 9400K,負荷抵抗 0.04Ω では，電子温度は周方向に一様であり，この一様な構造は時間的にほとんど変動しないことから電離不安定の抑制された状態となっている。このとき，電子温度は 10000K 以上でプラズマは電離過程にあり，電離度は発電機出口に向けて徐々に増加する。また，電離不安定の抑制に起因して電流分布は発電チャネル内で一様となる。一方で入口全温度 8100K，負荷抵抗値 2Ω では，電子温度は周方向に非一様なスパイラル状の構造を持ち，この構造は時間的に変位していることから電離不安定に起因するものと考えられる。また，電離度分布も同様のスパイラル状の構造が発生する。このスパイラル構造は時間の経過とともに負の方向(右方向)に回転しており，その構造の形状ならびに回転方向から，シードプラズマ方式における希ガス弱電離状態で発生する不均一構造[46]と同一のものと考えられる。図 2-4-4 に θ=0°における入口全温度 8100K，負荷抵抗 2Ω での(a)電離度，(b)電子温度の半径方向分布の経時変化を，図 2-4-5 に θ=0°　t=90μs における詳細な電子温度分布を示す。図 2-4-4 より電子温度，電離度の波は流速 u と同じ位相速度(図中破線)で伝播することがわかる。このことは，Hugen らが分散方程式から導いているように, プラズマ諸量の変動がおおむね流体との相対速度なしに生じる[102]ことと矛盾しない。このとき電離度については 1 つの波が，電子温度については 2 つの波が伝播しており，この電離度の波は 2 つの電子温度の波の間に存在している。この電離度と電子温度との位相の差は，電子数密度が高く電気伝導度の高い領域に電流が集中する過程で，その周囲の電子数密度が低く電気伝導度が低い領域にも電流が流れ，そこでの電子 1 個あたりのジュール加熱が増加し，電子温度が増加することによるものと考えられる。また，電子温度の波の波頭はいずれも 14000K 程度と高く(図 2-4-5)，この領域でプラズマは強い電離過程にあることから 2 つの電子温度の波は電離度の波を半径方向により幅広いものへ成長させる作用があると考えられる。

図 2-4-6 に入口全温度，負荷抵抗値を変化させた場合の発電機内での電離不安定の発生の有無と，エンタルピー抽出率を示す。図 2-4-3(a)で示したような電離不安定の抑制された安定したプラズマは入口全温度 9000K 以上もしくは低負荷抵抗値の領域で確認でき，特に 9400K,負荷抵抗値 0.04Ω で最大エンタルピー抽出率 11.0%が得られている。一方で入口全温度が 8500K より低く，かつ負荷抵抗値が 0.1Ω より高い領域では図 2-4-3(b)に示したようにプラズマは不安定・不均一となり，このときのエンタルピー抽出率は 6%以下と低い。これは電離不安定による実効的な電気伝導度とホール係数の低下によるものと考えられ，シードプラズマ方式[46]と同様に，シードフリーMHD 発電でも均一なプラズマの実現が高い発電性能に重要であることが示唆される。以下では(1)入口全温度の増加によるプラズマの安定化，(2)低い入口全温度における低負荷抵抗でのプラズマの安定化の 2 つに分けて発電機内のプラズマ挙動について考察を行う。

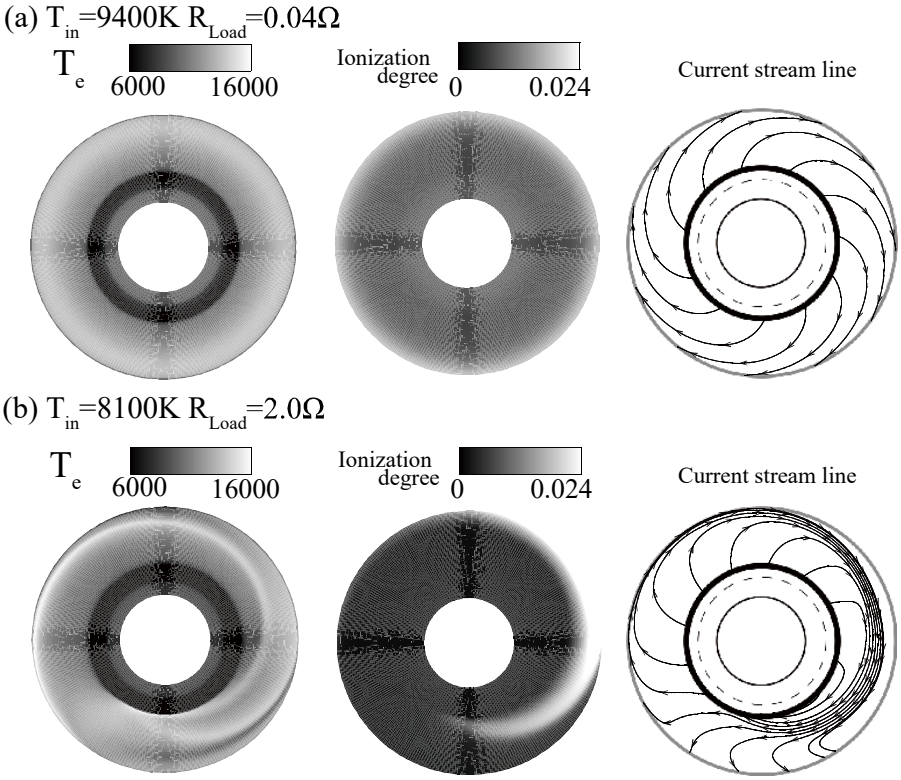


図 2-4-3　各運転条件における電子温度，電離度，電流流線分布

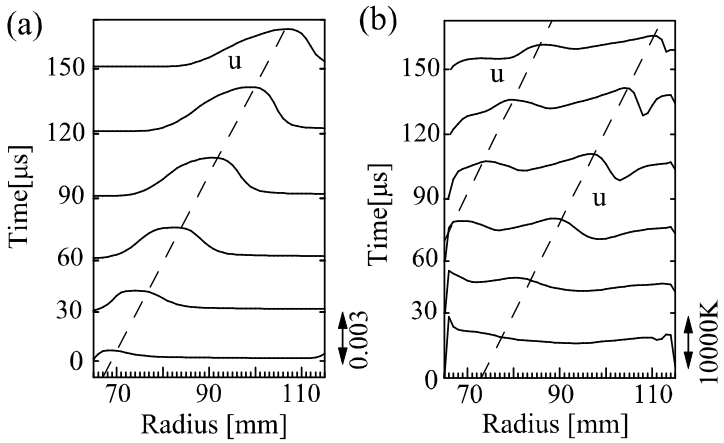


図 2-4-4　低い入口電子温度かつ高負荷抵抗における θ=0 における電離不安定時の(a)電離度，(b)電子温度の経時変化

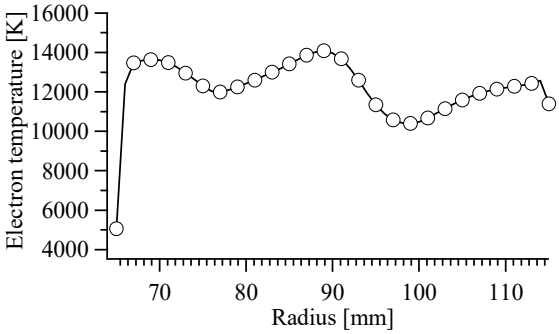


図 2-4-5　t=60μs における半径方向電子温度分布

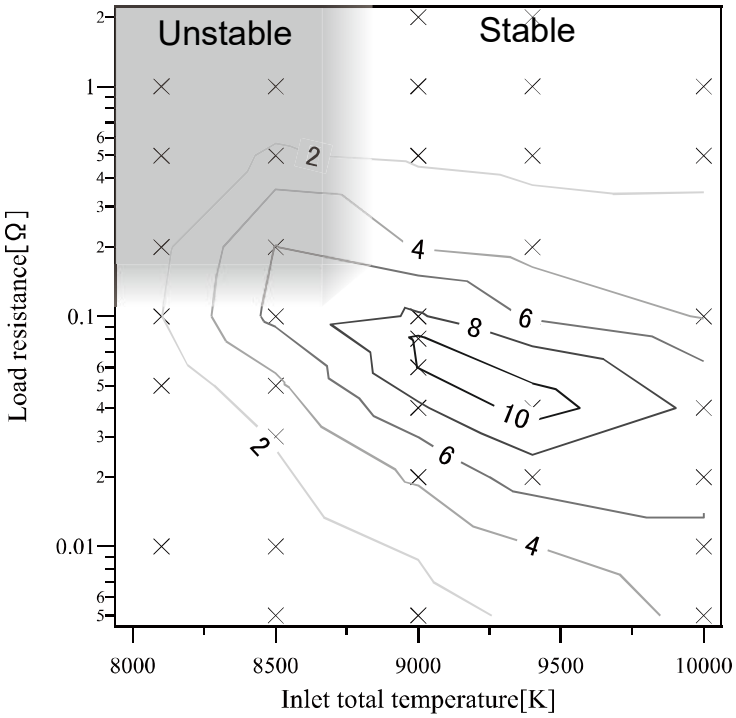


図 2-4-6　エンタルピー抽出率ならびにプラズマの安定条件

(1) 入口全温度の増加によるプラズマの安定化

高温希ガスプラズマ MHD 発電での入口全温度の増加によるプラズマの安定化については前節で，リニア形状ファラデー形発電機の二次元非定常解析でも確認されており，入口全温度の増加により発電チャネル内へ流入するプラズマの電離度が高くなることで電子がクーロン衝突を支配的とすることと，チャネル内ホール係数が入口全温度の増加とともに低下することが，プラズマがサハ平衡状態からずれていることに加えて電離不安定を抑制しうる要因となることが示されている。図 2-4-7 に負荷抵抗 2Ω における発電チャネル内での電子の中性粒子ならびにイオンとの衝突周波数比の入口全温度依存性を示す。この図から入口全温度の増加に伴い発電チャネル内ではクーロン衝突が支配的となることがわかる。すなわち本解析でのディスク形状ホール形発電機における入口全温度の増加によるプラズマの安定化はリニア形状ファラデー形発電機と同様であると考えられる。一方でリニア形状ファラデー形発電機では入口全温度が 7500K 程度でプラズマが安定化するのに対して，本ディスク形状ホール形発電機ではおおむね 9000K 以上と安定化に必要な入口全温度が高い。図 2-4-8 に電子のアルゴンならびにアルゴンイオンとの衝突断面積の電子温度依存性を示す。電子と中性粒子間の衝突断面積は電子温度と正の相関があるのに対して電子とイオン間の衝突断面積は負の相関がある[104]。図 2-4-3(a)に示したようにディスク形状ホール形発電機での電離不安定の抑制された状態でのチャネル内電子温度は 10000K 以上で，リニア形状ファラデー形発電機内の電子温度(5500K~8000K)と比べて高い。これはリニア形状ファラデー形発電機では電極近傍での電圧降下によりファラデー電流が抑制されるが，ディスク形状ホール形発電機では常にファラデー電界が短絡され，大きなファラデー電流が流れやすいことによる。すなわち，ディスク形状ホール形発電機では，電子温度が高くなりやすいことから，衝突断面積としては，電子は中性粒子との衝突を起こしやすく，クーロン衝突を支配的としプラズマを安定化するには電子数密度をリニア形状ファラデー形発電機より高くする必要があり，より高い入口全温度が要求されたものと考えられる。

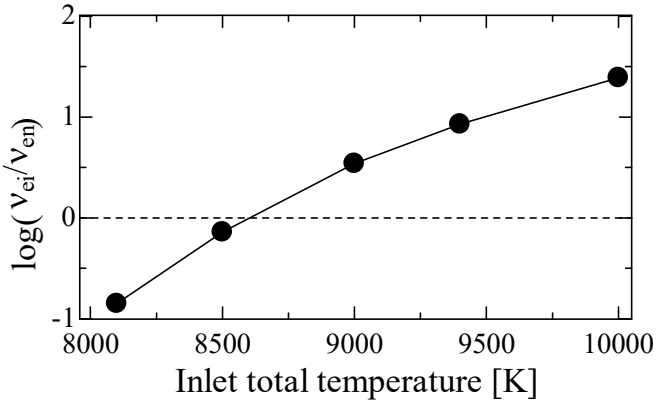


図 2-4-7　チャネル入口の衝突周波数比の入口全温度依存性

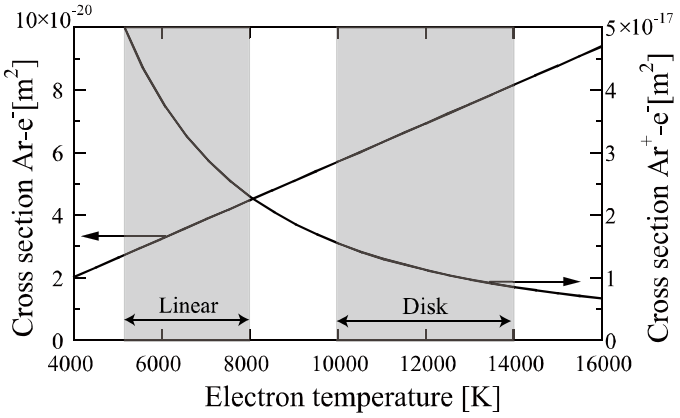


図 2-4-8　衝突断面積の電子温度依存性

⑵ 低い入口全温度における低負荷抵抗でのプラズマの安定化

図 2-4-9 に代表的な 4 つの運転条件での発電チャネル内電子温度の確率密度関数を，図 2-4-10 に電離緩和時間の確率密度関数を示す。ここで，電離緩和時間はある局所的な場所での電子数密度を初期条件とし，そこでの電子温度が固定されるとして，電荷保存式の移流項を 0 としたときにサハ平衡状態での電子数密度の 90%まで緩和するのに要する時間とした。図 2-4-10 における鎖線はプラズマの代表的なチャネル間滞在時間(2.5us)である。滞在時間は運転条件（MHD 相互作用の強さ）によるが，本計算条件はその変化は小さいので，ここでは代表的な滞在時間のみを示した。図 2-4-9 から，電離不安定が抑制される運転条件（図 2-4-6）ではプラズマの電子温度は 14000K 以下のみに分布するが，電離不安定の発生する低入口全温度かつ高負荷抵抗での条件では 14000K を超えて分布し，最高で 16500K となることがわかる。この高い電子温度領域では電離の速度が早く，図 2-4-10 に示すように電離緩和時間はチャネル間滞在時間より短くなる。すなわち，この条件ではプラズマはサハ平衡状態に近づきやすく，シードプラズマ方式における希ガス弱電離状態で発生する電離不安定と同様の現象が発生したものと考えられる。逆に低い入口全温度でも低負荷抵抗を設定することでプラズマの電離緩和時間はチャネル間滞在時間より長くなり，プラズマは常にサハ平衡からずれた状態となる。これは低い負荷抵抗ではジュール加熱が弱く，電子温度が極度に増加しないことに起因するもので，このことはクーロン衝突が支配的とならない低い入口全温度でも低い負荷抵抗において電離不安定が抑制される要因であると考えられる。

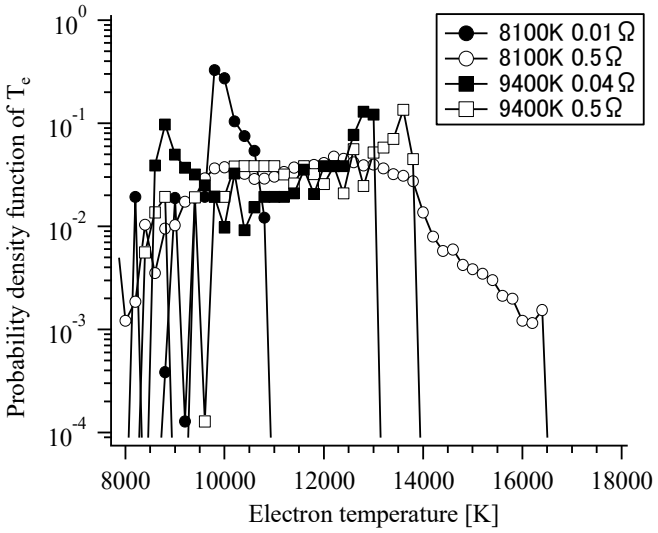


図 2-4-9　各運転条件における電子温度の確率密度関数

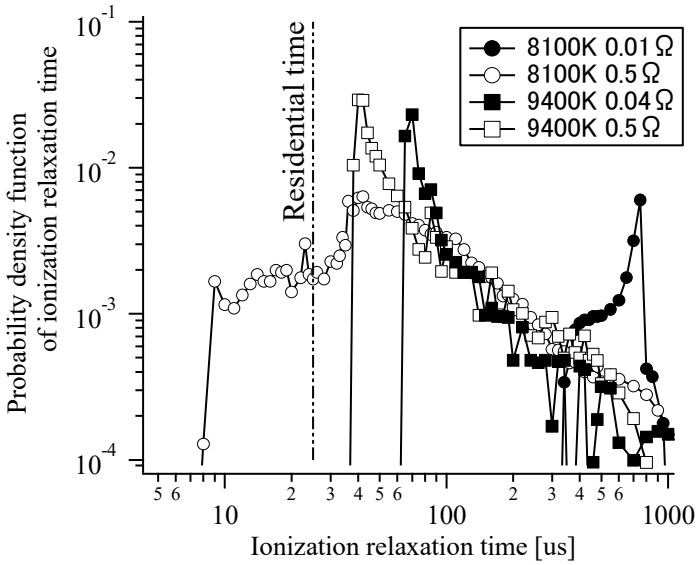


図 2-4-10　各運転条件における電離緩和時間の確率密度関数

2.5 節　2 章のまとめ

リニア形状ファラデー形発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電について実験ならびに数値解析から発電性能の運転条件依存性ならびに発電機内のプラズマ流体挙動について検討した。その結果，以下のことが明らかとなった。

(1) エンタルピー抽出率は入口全温度の増加とともに増加し，低い入口全温度(7500K)では発電機内プラズマは電離不安定に伴う不均一・不安定なプラズマとなるが，高い入口全温度(9000K)においては電離不安定が抑制された均一なプラズマとなり，特に高入口電子温度でシードプラズマ方式と同等のエンタルピー抽出率が得られる。高い入口全温度における電離不安定の抑制の原因として，プラズマがサハ平衡状態からずれていることに加えて，発電機内プラズマがクーロン衝突を支配的にすることで電気伝導度と電離度の間の相関が弱くなることとホール係数が低下することが原因としてあげられる。

(2) エンタルピー抽出率は低い印加磁束密度においては印加磁束密度の 2 乗に比例して増加するが，高い印加磁束密度ではその 2 乗の関係を下回る。また，発電機入口全圧の増加に伴い，最適負荷抵抗値は低下するが，最大エンタルピー抽出率は変化しない。

(3) ホール効果によりアノード上流端とカソード下流端に電流が集中し，電離反応が支配的な 10000K 程度の高電子温度領域が形成される。一方で発電機流路中央部では電子温度は 5000K 程度であり再結合過程が支配的になる。

(4) 電極近傍でホール効果に伴う電圧降下が発生し，流路中央に生成される電界強度(12kV/m)と電極間の実効的な電界強度(3kV/m)の間に大きな差がみられ，電極現象を考慮することがリニア形状ファラデー形発電機における確度の高い性能予測に重要になる。

ディスク形状ホール形 MHD 発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電について R-θ 2 次元解析を行い，プラズマ挙動について検討を行った。その結果を以下にまとめる。

(1) リニア形状ファラデー形発電機と同様にクーロン衝突が支配的となるような高入口全温度では電離不安定が抑制され，発電機内プラズマ均一になる。低い入口全温度(8500K 以下)においても低い負荷抵抗とすることで電離不安定を抑制できる。一方で低い入口全温度かつ高い負荷抵抗では電離不安定となり，シードプラズマ方式における希ガス弱電離状態と同様のプラズマ構造が発生する。

(2) ディスク形状ホール形発電機ではリニア形状ファラデー形発電機比べ，電子温度が増加しやすく，電子-中性粒子間の衝突断面積が大きくなることから，発電チャネル内でプラズマがクーロン衝突を支配的となる入口全温度は高い。

(3) 低入口全温度かつ低負荷抵抗での運転では，発電機内プラズマの電子温度を低く保つことで電離緩和時間がプラズマのチャネル間滞在時間より長くなることから，プラズマはサハ平衡状態からずれた状態を維持する。このことはクーロン衝突が支配的とならない低い入口全温度でも電離不安定を抑制する要因となる。

空白ページ

第 3 章　キセノンを作動流体とする高温希ガスプラズマ MHD 発電

3.1 節　はじめに

第 2 章では高温希ガスプラズマ方式について，先行研究のディスク形状ホール形発電機に加えて，リニア形状ファラデー形発電機でもアルゴンを作動流体とし，入口全温度を 9000K 程度にすることでシードプラズマ方式に匹敵する発電性能が得られることが示された。

1 章でも述べたように，シードフリーMHD 発電の商用プラントとしての実用化にあたっては発電機入口全温度が 2500K 程度であり連続運転が可能な予備電離希ガスプラズマ MHD 発電[82-95]が望ましい。予備電離希ガスプラズマ MHD 発電の実現の一つの方法として高温希ガスプラズマ MHD 発電を基礎として，そこから入口全温度を低下させながら予備電離を行う方法があげられ，その観点からすれば高温希ガスプラズマ MHD 発電の動作温度(アルゴンの場合，2 章の通り 9000K)の低減が求められる。サハ平衡状態を仮定して算出した発電機入口の電離度の入口全温度依存性を図 3-1-1 に示す。この図に示すとおり，熱平衡条件下でキセノンではアルゴンより 2000K 程度低い温度で同一の電離度を実現できることから，高温希ガスプラズマ方式の動作温度の低下が期待できる。さらにキセノンの低いイオン化ポテンシャルによる予備電離希ガスプラズマ方式における予備電離に必要とされる電力の低減が期待でき，シードフリーMHD 発電において重要な作動流体となる。

そこで本章ではディスク形状ホール形・リニア形状ファラデー形発電機によるキセノンを作動流体とする MHD 発電実験を行い，高温希ガスプラズマ MHD 発電の動作温度の低下の検証と，その発電性能についてアルゴンを作動流体とする実験との比較を行う。さらに第 2 章と同様に電離不安定に伴う不均一構造の発生条件についても検討する。

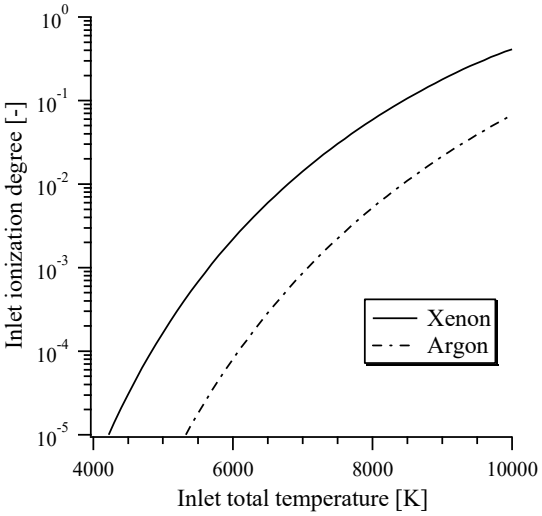


図 3-1-1　入口電離度の入口全温度依存性

3.2 節　ディスク形状ホール形発電機による発電実験

3.2.1　実験条件

図 3-2-1 に使用したディスク形状ホール形発電機を，表 3-2-1 に本研究における実験条件を示す。本実験ではアルゴンを作動流体としたディスク形状ホール形発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電実験と同一の発電機を使用した[73-75]。入口全圧を約 0.16MPa とし，発電機中心における印加磁束密度を 0.0~4.0T，入口全温度を 4600~10000K，負荷抵抗を 0.3~5.3Ω に変化させて実験を行った。発電機内のプラズマ構造は図 3-2-2 に示す撮影領域においてシャッター速度 1μs で撮影を行った。

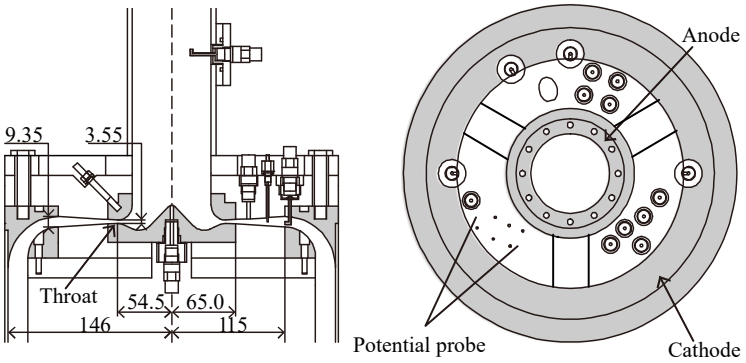


図 3-2-1　ディスク形状ホール形発電機

表 3-2-1　実験条件

Working gas	Xe
Inlet total temperature [K]	4600～10000
Inlet total pressure [MPa]	0.16±0.02
Thermal input [MW]	0.16～0.35
Magnetic flux density [T] (Center of the bore)	0.0～4.0
Load resistance [Ω]	0.3～5.3

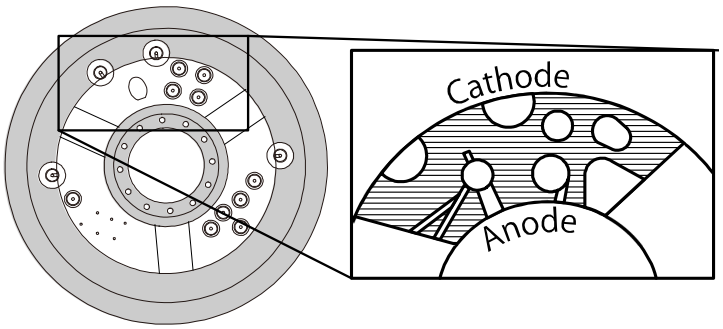


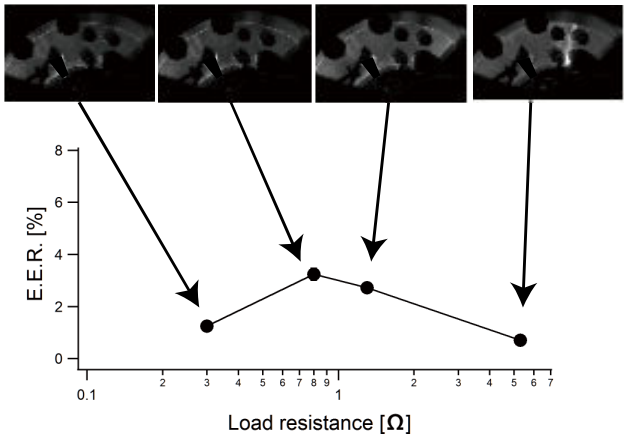
図 3-2-2　撮影領域

3.2.2　運転条件と発電特性

A. 負荷抵抗依存性

図 3-2-3 に入口全温度 8200K における印加磁束密度 (a)1T, (b)4T でのエンタルピー抽出率 (E.E.R.) の負荷抵抗依存性とそれぞれの負荷抵抗において高速度カメラで撮影されたプラズマ構造を示す。低い印加磁束密度である 1T(図 3-2-3(a))では高負荷抵抗で後述のようにスポーク状のプラズマ構造が発生するものの，いずれの負荷抵抗でも時間的にほとんど変化しない安定したプラズマ構造となる。印加磁束密度 4T (図 3-2-3(b))でも，エンタルピー抽出率を最大とする（最適）負荷抵抗(0.8Ω)より低い負荷抵抗では低い印加磁束密度条件と同様に発電機内には概ね均一なプラズマが確認されるが，それより高い負荷抵抗(1.3,5.3Ω)では発電機内にスパイラル状の強い発光領域が見られる。後述(p.46)の通り，この条件では電離不安定が示唆されることから，高い負荷抵抗では電離不安定の発生により実効的な電気伝導度とホール係数が低下し，エンタルピー抽出率が低下したものと考えられる。

(a) 1T 8200K



(b) 4T 8200K

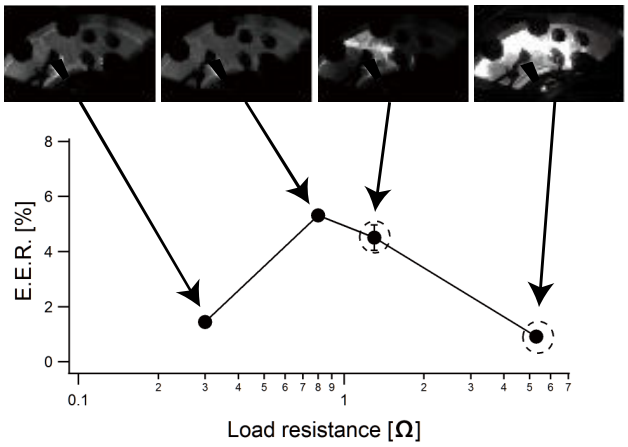


図 3-2-3 エンタルピー抽出率ならびに発電機内プラズマ構造の負荷抵抗依存性 (a)8200K, 1T (b)8200K，4T

B. 印加磁束密度依存性

図 3-2-4 に入口全温度 8200K での各印加磁束密度における最適負荷抵抗でのエンタルピー抽出率を示す。Ar を作動流体とする高温希ガスプラズマ MHD 発電では印加磁束密度 1T で最大エンタルピー抽出率が得られた[73-75]のに対して Xe では最大エンタルピー抽出率が 4T で得られており，Ar の最適印加磁束密度と比べて大きい。これは，同一の印加磁束密度の下では，Xe は Ar に比べインタラクションパラメータが小さいことから，より高い印加磁束密度が必要となることによるものと考えられる。また，Vasil'eva らは，印加磁束密度 0.5T～1.4T の範囲で発電出力が線形に増加する[66]ことを報告しているが，図 3-2-4 からわかるように高い印加磁束密度では発電出力は飽和傾向にある。図 3-2-5 に発電チャネル内の半径 r=80mm と r=102mm の 2 箇所における入口全圧で規格化された静圧の印加磁束密度依存性を示す。印加磁束密度の増加に伴い MHD 相互作用が増加するが，印加磁束密度 1T でチャネル下流部(r=102mm)では静圧上昇が発生するものの，このときのチャネル中流部(r=80mm)での静圧上昇はわずかである。一方，印加磁束密度 3T ではチャネル下流部のみならずチャネル中流部でも静圧上昇が顕著となる。この印加磁束密度の増加による MHD 相互作用の増加が，静圧の上昇に伴うホール係数の低下ならびに流速の低下を引き起こし，図 3-2-4 で示したように高い印加磁束密度でのエンタルピー抽出率の飽和をもたらしたものと考えられる。

C. 入口全温度依存性

図 3-2-6 にエンタルピー抽出率の入口全温度依存性を示す。また，この図には Ar を作動流体としたディスク形状ホール形発電機による発電実験の結果[73,74]も示した。ただし，発電機入口全圧や発電機形状の最適化がなされていないことから発電性能の単純な比較はできないことに留意されたい。

Ar では入口全温度を低下させると発電機に流入するプラズマの電離度が低下することに起因してエンタルピー抽出率が低下し，入口全温度 7000K でエンタルピー抽出率は 1%以下となる。一方で Xe では入口全温度 10000K でエンタルピー抽出率 6.5%が得られ，入口全温度を低下させると入口電離度の低下による発電機内の電気伝導度の低下に起因して Ar と同様にエンタルピー抽出率は低下するものの，その低下は Ar と比べて緩やかであり，特に Ar では発電出力のほとんど得られない入口全温度 7000K で 4.8%のエンタルピー抽出率が得られている。すなわち，Xe の低いイオン化ポテンシャルに起因する低い入口全温度での発電が実証されたといえる。なお 8500K 以上では Ar に比べてエンタルピー抽出率は低いが，これは Xe の低いイオン化ポテンシャルに起因して電離度が高く，電気伝導度が高くなりすぎることにより，過度な MHD 相互作用による流速の低下と静圧上昇によるホール係数の低下が原因と考えられる。また，高い電離度では電子のクーロン衝突による衝突周波数が高くなり，これによってもホール係数が低下することになる。

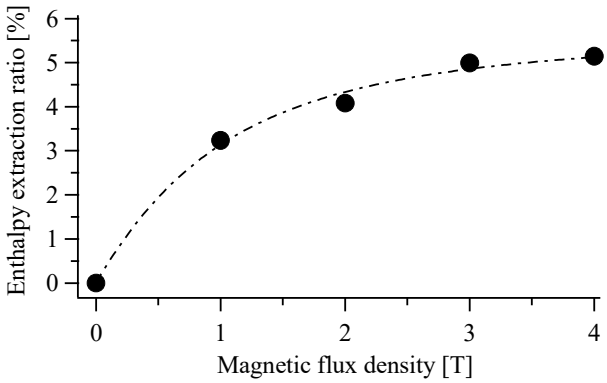


図 3-2-4 エンタルピー抽出率の印加磁束密度依存性 (8200K)

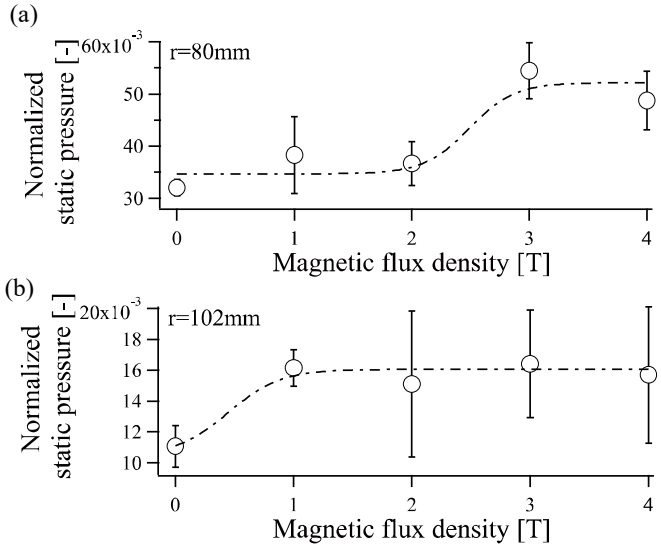


図 3-2-5 入口全圧で規格化された静圧の印加磁束密度依存性 (a)r=80mm (b)r=102mm

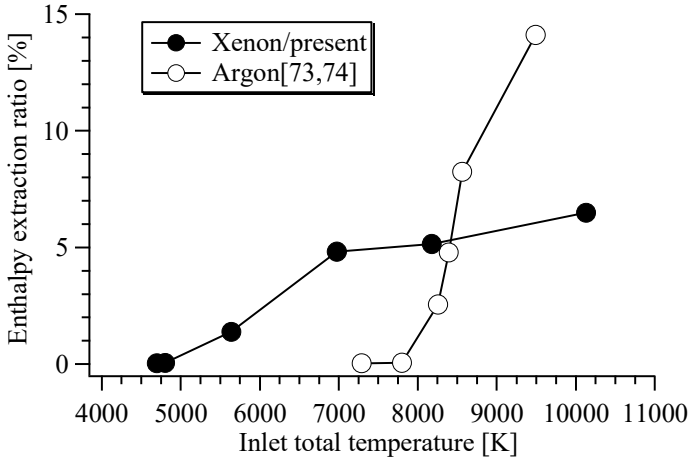


図 3-2-6 エンタルピー抽出率の入口全温度依存性

3.2.3　安定時・不安定時のプラズマ挙動と発電特性

図 3-2-7 に(a)スパイラル状のプラズマ構造が見られた高印加磁束密度かつ高負荷抵抗の代表的な条件である入口全温度 8200K，印加磁束密度 4T，負荷抵抗 1.3Ω，(b)均一で安定したプラズマが見られた低印加磁束密度かつ低負荷抵抗の代表的な条件である入口全温度 8200K，印加磁束密度 1T，負荷抵抗 1.3Ω，(c)安定したスポーク状のプラズマ構造が見られた低印加磁束密度かつ高負荷抵抗の代表的な条件である入口全温度 8200K，印加磁束密度 1T，負荷抵抗 5.3Ω の高速度カメラで撮影されたプラズマ構造の経時変化を示す。また，図 3-2-8 に入口全温度 8200K で電位プローブにより計測された発電チャネル中流部 (r=90mm) での局所的な半径方向の電界強度の時間変動を示す。以下，この 3 条件についてそれぞれのプラズマ構造を議論する。

A. スパイラル状のプラズマ構造

2T 以上の高印加磁束密度かつ最適負荷抵抗よりも高い負荷抵抗では図 3-2-3 でも示したようにスパイラル状のプラズマ構造が発電機内に発生した。また，この構造は図 3-2-7 (a) に示すように円周方向時計回りに回転しており，この構造の回転数は 1,800rps であった。このスパイラル状のプラズマ構造はシードプラズマ方式における希ガス弱電離状態での電離不安定[46]ならびに前節の Ar を作動流体とする高温希ガスプラズマ方式での電離不安定によるプラズマ構造(図 2-4-3(b))と同方向に回転している。また，このときの電界強度の変動は図 3-2-8 に示すように低印加磁束密度，もしくは高印加磁束密度かつ低負荷抵抗条件と比べて大きく，電離不安定であることが示唆される[102,105-107]。前節の作動流体を Ar とした高温希ガスプラズマディスク形状ホール形 MHD 発電機の R-θ 解析から，強い相互作用の発生する高負荷抵抗では電子温度の上昇に起因して局所的に強い電離過程となることでプラズマがサハ平衡状態に近づきやすく，それにより電離不安定が発生することが示されている。本実験での高負荷抵抗かつ高印加磁束密度の運転条件は強い相互作用により電子温度が上がりやすい状態であることから，同様に局所的な強い電離過程となり電離不安定になったと考えられる。

B. 均一なプラズマ構造

負荷抵抗がエンタルピー抽出率を最大とするような最適値もしくはそれより低いときには発電チャネル内では均一なプラズマ構造となった(図 3-2-7(b))。このときの電界強度の変動が小さいことからも発電機内では電離不安定が抑制されていると考えられる。

C. スポーク状のプラズマ構造

電界強度の大きな変動が発生しないことから電離不安定が抑制されていると考えられる低印加磁束密度の運転でも，負荷抵抗を最適条件よりも高くしたときには，図 3-2-7 (c) に示すようにアノードから半径方向に伸びる円周方向にはほとんど回転しないスポーク状

のプラズマ構造が見られた。このスポーク状のプラズマ構造はディスク形状ホール形発電機の数値解析[108]から予想されているように，発電チャネル入口でのプラズマの不均一性がプラズマの凍結状態に起因してその不均一性を維持したまま流れることにより発生したものと考えられる。特に高負荷抵抗とするときには発電チャネル内で比較的強いジュール加熱が発生し，電子温度が高く維持されることで，よりプラズマが凍結状態になりやすくなる。

図 3-2-9 にエンタルピー抽出率の時間変動のエンタルピー抽出率依存性を，スパイラル状の構造の発生時と非発生時についてそれぞれ示す。エンタルピー抽出率の増加に伴い母数が増加することで発電出力の変動も増加するが，その増加の傾向はスパイラル状の構造の有無によらない。つまり電離不安定が示唆される条件下でスパイラル状のプラズマ構造が発生しても発電出力の変動は均一なプラズマと同程度であるといえる。リニア形状ファラデー形発電機では電離不安定発生時には不均一なプラズマ構造が電極間を通過することにより，電離不安定が抑制された条件と比べて発電出力の変動は大きいが，ディスク形状ホール形発電機では電離不安定が発生してもスパイラル状の構造が円周方向に回転するのみで電極間の電流・電位差に変動を与える要因とならないことから，図 3-2-9 に示したようにスパイラル状の構造と発電出力の変動には相関が見られなかったと考えられる。

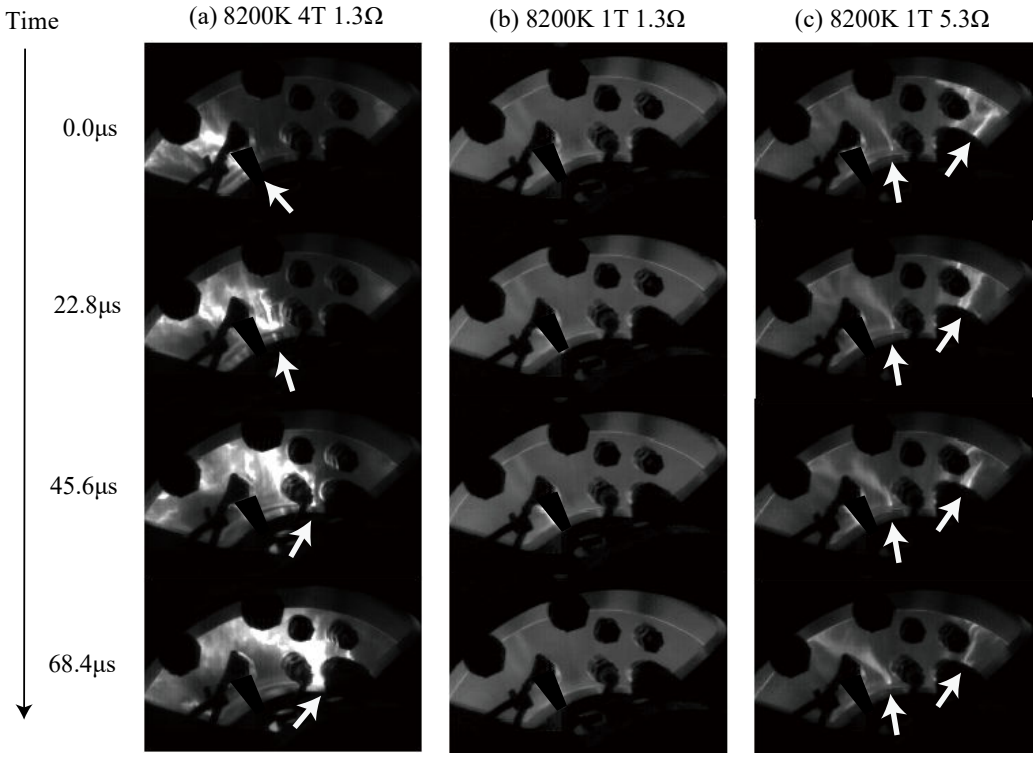


図 3-2-7　発電機内プラズマ構造の経時変化 (a) 8200K, 4T, 1.3Ω，(b) 8200K 1T 1.3Ω，(c) 8200K 1T 5.3Ω

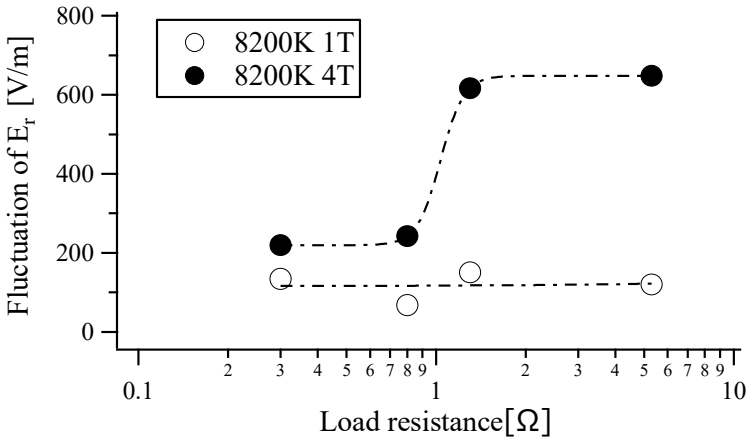


図 3-2-8 電界強度の時間変動の負荷抵抗依存性

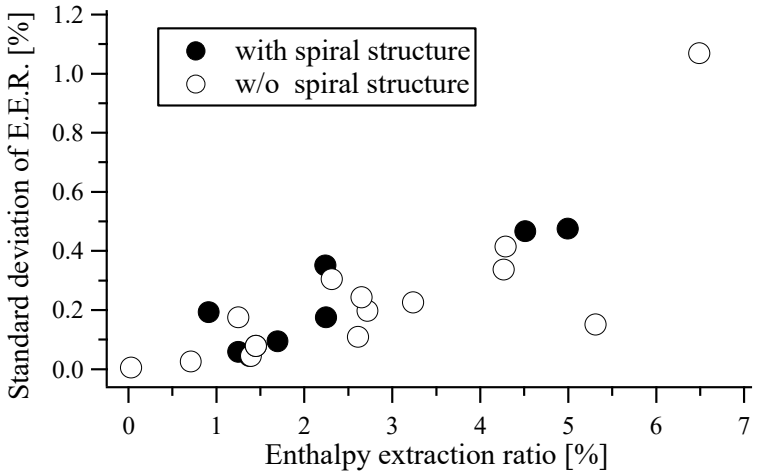


図 3-2-9　エンタルピー抽出率の時間変動のエンタルピー抽出率依存性

3.3 節　リニア形状ファラデー形発電機による発電実験

3.3.1　実験条件

図 3-3-1 に本実験で使用したリニア形状ファラデー形発電機を，表 3-3-1 に本実験における実験条件を示す。発電機形状，電極配置は第 2 章のアルゴンを作動流体としたときの実験と同一であるが, 発電流路は作動流体の変更に伴う流量の調節のために 50mm から 20mm に薄くした。なお，奥行き 50mm の発電機による発電実験も数回行ったが，境界層厚さ(数 mm)と比べて奥行きが十分に厚いことから 20mm の発電機と大きな相違は見られなかった。入口全温度を 5000K から 11500K に，印加磁束密度を 0.0T から 4.0T に，負荷抵抗を 0.5 Ω から 5.0 Ω まで変化させて実験を行った。入口全圧は 50kPa で固定である。

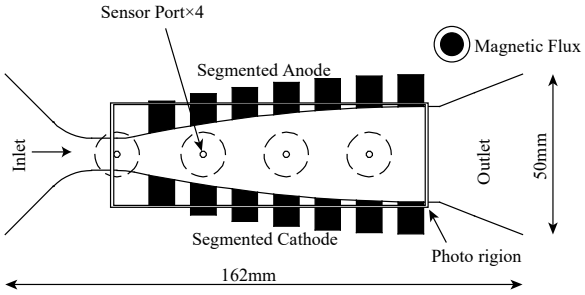


図 3-3-1　リニア形状ファラデー形発電機

表 3-3-1　実験条件

Magnetic flux density	[T]	0.0~4.0
Driver gas		He
Driven gas		Xe
Area ratio (Exit/Throat)		3.0
Thermal input	[kW]	12~24
Inlet total temperature	[K]	5000~11500
Inlet total pressure	[kPa]	50
Load resistance	[Ω]	0.5~5.0

3.3.2　入口全温度の発電特性ならびにプラズマ挙動に与える影響

図 3-3-2，図 3-3-3 に発電出力ならびにエンタルピー抽出率の入口全温度依存性を示す。なお，エンタルピー抽出率については第 2 章のアルゴンを作動流体としたリニア形状ファラデー形発電機のエンタルピー抽出率を併記している。キセノンを作動流体としたときの発電出力ならびにエンタルピー抽出率は入口全温度 5000K でおおむねゼロであるが，入口全温度の増加とともに増加する（1.5% (T_{in} = 5500 K), 4.1% (T_{in} = 6000 K), 5.4% (T_{in} = 6300 K), 6.8% (T_{in} = 7000 K), 8.0% (T_{in} = 8000 K)）。入口全温度 8000K 以上では発電出力は入口全温度の増加に伴う電気伝導度の増加により単調に増加するが，その増加が熱入力の増加と釣り合うことでエンタルピー抽出率は飽和する。アルゴンを作動流体としたときには入口全温度 7000K 以下では電離度不足に伴いおおむねゼロであることから，キセノンを作動流体とすることで 5500K から 7000K にかけての入口全温度では高いエンタルピー抽出率が得られており，前節のディスク形状ホール形発電機と同様に，キセノンの低いイオン化ポテンシャルに伴い比較的低い入口全温度でも発電に必要な電離度が達成され高いエンタルピー抽出率が得られたと考えられる。一方で 7500K 以上の高い入口全温度では Xe を作動流体とするときのエンタルピー抽出率はアルゴンのそれと比べて低い。これはキセノンがアルゴンと比べて大きなモル質量を持つことから MHD 相互作用が弱いことが原因と考えられる。図 3-3-4 に各入口全温度における発電出力密度を示す。いずれの入口全温度においてもキセノンの発電出力密度は下流に向かうに従い増加しており，最も下流に設置されている 7 番電極で最大の発電出力密度が得られている。一方でアルゴンでは強い相互作用による流速低下ならびに境界層の剥離発達により発電機下流部の出力が低下し，流路中央の 4 番電極で最大の発電出力が得られた。同様の現象がキセノンでは確認できなかったことからもキセノンにおける弱い相互作用が示唆される。

図 3-3-5 に高速度カメラで撮影された発電機内プラズマ構造の入口全温度依存性を，図 3-3-6 に入口全温度 6500K におけるプラズマ構造の経時変化を示す。低い入口全温度(5500–6500 K)では発電機内プラズマは筋状の構造になり，この構造は下流に向けて等エントロピー流れと同程度の 1200 m/s で移動する。このことから，このキセノンのプラズマ構造はアルゴンを作動流体としたときに低い入口全温度において確認されたプラズマ構造と同一のものであり，電離不安定に伴う不均一構造であると考えられる。しかしながらアルゴンでは 7500K 以下で筋状構造が確認されたのに対してキセノンでは入口全温度 7000K でも筋状構造は確認されなかった。このことから作動流体をアルゴンからキセノンに変更することで電離不安定に伴う不均一なプラズマ構造が発生する入口全温度の下限値を低下させることができるといえる。図 3-3-7 に 7 番電極の発電出力の変動(＝標準偏差/平均)の入口全温度依存性を示す。発電出力の変動は入口全温度の増加に伴うプラズマの安定化とともに低下し，電離不安定の抑制により安定した発電出力が得られる。

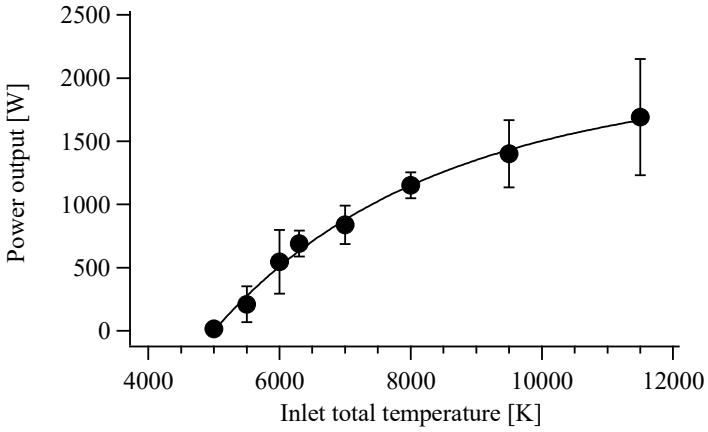


図 3-3-2　発電出力の入口全温度依存性

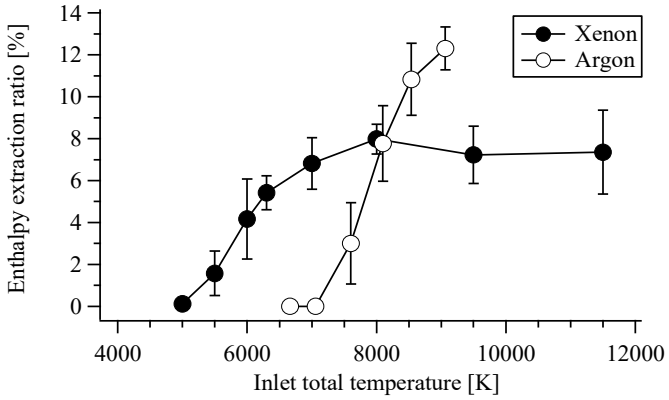


図 3-3-3　エンタルピー抽出率の入口全温度依存性

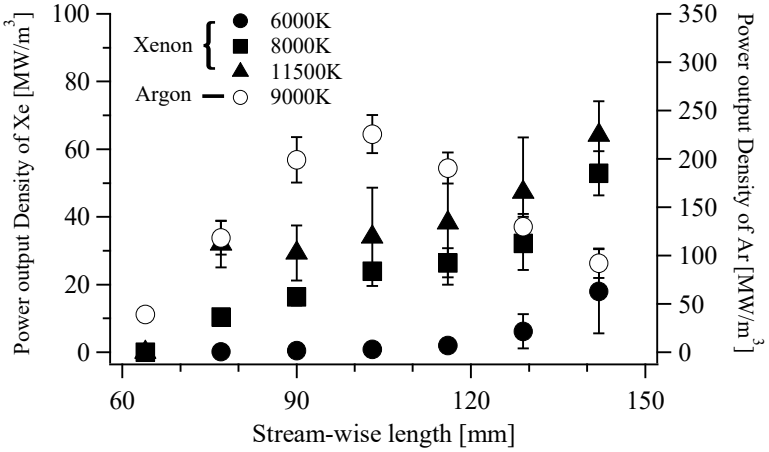


図 3-3-4　各入口全温度における発電出力分布

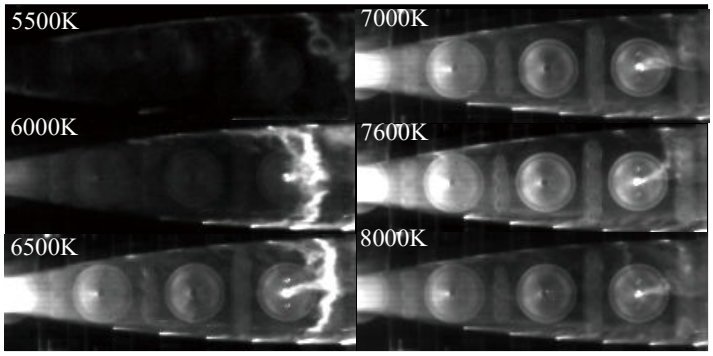


図 3-3-5　各入口全温度における発電機内プラズマ構造

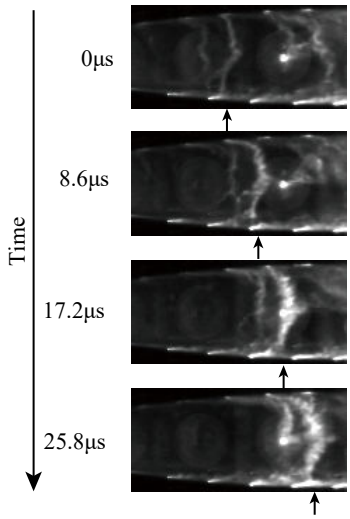


図 3-3-6　入口全温度 6500K におけるプラズマ構造の経時変化

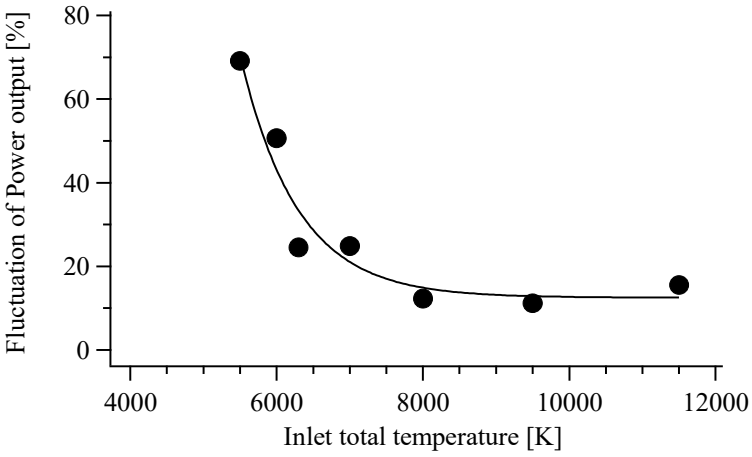


図 3-3-7　7 番電極の発電出力の時間変動の入口全温度依存性

3.3.3　印加磁束密度の発電特性ならびにプラズマ挙動に与える影響

図 3-3-8 に入口全温度 7300K，負荷抵抗 2.0 Ω におけるエンタルピー抽出率の印加磁束密度依存性を示す。エンタルピー抽出率は印加磁束密度の 2 乗におおむね比例しており，リニア形状ファラデー形発電機の発電出力密度が $P \propto \sigma u^2 B^2$ と表すことができることに対応する。図 3-3-9 に各印加磁束密度における発電機内静圧分布を示す。低印加磁束密度(B=2T)における静圧分布は磁界を印加しない場合と同程度であり，ローレンツ力が弱いことが示唆される。高印加磁束密度(B=4T)では発電機下流においてローレンツ力に伴う静圧の増加が見られるものの，一般的な高出力な MHD 発電機と比べてもその増加はあまり顕著ではない。以上のことから，キセノンを作動流体とするときには印加磁束密度の増加は MHD 発電機内の電気伝導度ならびに流速に影響を与えず，相互作用の顕著な増加をもたらさないことが示唆される。

図 3-3-10 に発電機内プラズマ構造の印加磁束密度ならびに入口全温度依存性を示す。高印加磁束密度(B=3~4T)かつ低い入口全温度において発電機内のプラズマは筋状構造を持つ。一方でプラズマ構造は低入口全温度条件においても低印加磁束密度ではおおむね均一かつ安定となる。電離不安定に伴うプラズマ構造はホール効果により維持されることがシードプラズマ方式における電離不安定の研究から明らかになっているが[102,105-107]，本実験結果からシードフリー方式においても電離不安定に伴うプラズマ構造がホール効果により維持されており，低印加磁束密度ではホール係数が低いことからプラズマ構造が維持されなかったと考えられる。

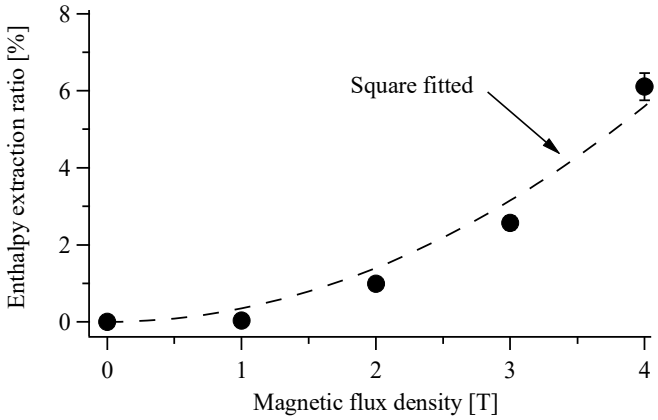


図 3-3-8　エンタルピー抽出率の印加磁束密度依存性

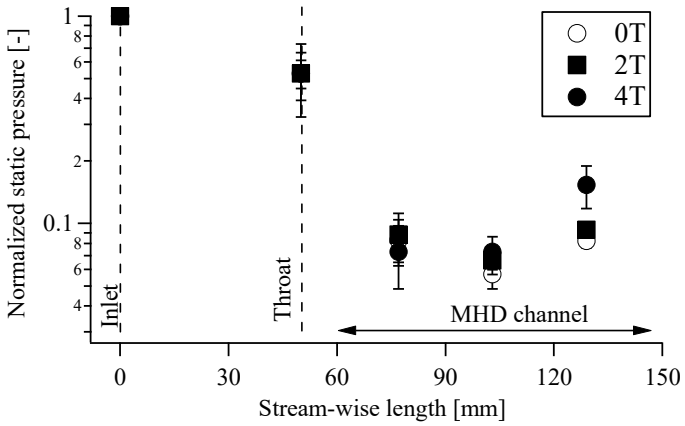


図 3-3-9　各印加磁束密度における発電機内静圧分布

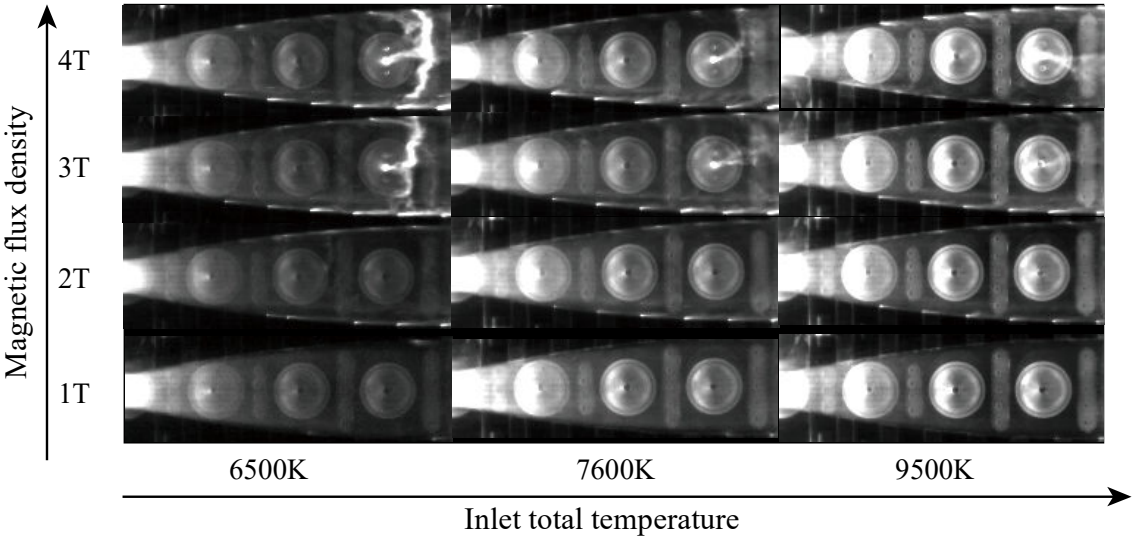


図 3-3-10　各入口全温度・印加磁束密度における発電機内プラズマ構造

3.4 節　3 章のまとめ

Xe を作動流体とするディスク形状ホール形 MHD 発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電実験を行い，発電機内のプラズマ挙動と発電特性について検討を行った。その結果，以下のことが明らかとなった。

(1) Ar を作動流体としたときには十分な電離度が得られずエンタルピー抽出率が 1%未満であった入口全温度 7000K において，Xe を作動流体とするとエンタルピー抽出率 4.8%が得られ，Xe を作動流体とすることでの低い入口全温度での発電が実証された。

(2) 印加磁束密度の増加に伴いエンタルピー抽出率は増加するが，高い印加磁束密度では過剰な相互作用による静圧上昇に起因して，エンタルピー抽出率の増加は飽和する。

(3) 高印加磁束密度かつ高負荷抵抗の条件では発電機内にスパイラル状の回転する不均一構造が発生し，このとき電界強度の変動が大きいことから電離不安定が示唆される。一方で低印加磁束密度の条件では低負荷抵抗では概ね均一なプラズマ構造となるが，高負荷抵抗では時間的に安定したスポーク状のプラズマ構造になる。

(4) スパイラル状の不均一構造が発生しても周方向のみに回転することから，発電出力の変動には至らず，リニア形状ファラデー形発電機とは異なり，発電出力の時間的な変動はプラズマが均一な条件と同程度となる。

同様にキセノンを作動流体としたリニア形状ファラデー形発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電実験を行い以下のことが明らかになった。

(1) 入口全温度 6000K においてエンタルピー抽出率 4.1%が得られ，リニア形状ファラデー形発電機においても作動流体を変更することにより，アルゴンではほとんどエンタルピー抽出率の得られない低い入口全温度においてもディスク形状ホール形発電機と同様に発電が可能になる。

(2) 発電出力は入口全温度の増加に伴い増加するが，エンタルピー抽出率は高い入口全温度(>8000 K)において飽和する。

(3) プラズマ構造はアルゴンと比べて低い入口全温度(6500K~7000K)において筋状の構造から均一な構造に変化する。

(4) プラズマは低い入口全温度においても低印加磁束密度 (<2T)では均一になる。

なお，本実験においてエンタルピー抽出率は最大でも 8.0%であり，アルゴンを作動流体とした実験と比べて低く，CCMHD の実用化の目安となる 30%[50,51]と比べても低い。これは弱い MHD 相互作用に起因するものであり，チャネルの長い発電機や高い磁束密度により，より高いエンタルピー抽出率が得られると考えられる。

空白ページ

第 4 章　高周波電磁界による予備電離の基礎検討

4.1 節　はじめに

第 3 章から高温希ガスプラズマ MHD 発電におけるアルゴンからキセノンへの作動流体の変更による動作温度の低下が示された。さらなる動作温度の低下により連続運転が可能な予備電離希ガスプラズマ MHD 発電の実現には予備電離が必要となる。予備電離希ガスプラズマ MHD 発電の予備電離手法の一つとして，シードプラズマ方式の予備電離[27-29,47,48,109-111]と同様に誘導コイルを用いた高周波放電があげられる。誘導コイルによる高周波予備電離では誘導コイルに高周波電流を流すことで，誘導電界をコイル中に生成し，その電界によりプラズマにジュール加熱を誘起することで電子温度を増加させ，作動流体を電離させる。高周波電磁界を印加する場所としては，図 4-1-1 に示すように超音速 MHD 発電機ではスロート以降の作動流体が超音速の領域とスロート以前の作動流体が亜音速流れの領域の 2 カ所が考えられる。亜音速流中における放電については既存の ICP 装置(ICP トーチ[112]，ICP 高エンタルピー風洞等[113-115]，ICP スラスタ[116-118])に類似すると考えられるが，一方で超音速流中の高周波放電については著者の知る限り松本らによる高エンタルピー風洞の数値解析[115]を除いては検討されておらず，実験による検討は行われていない。特に誘導コイルによる無電極放電ではコイル内部に周方向，軸方向，半径方向のいずれにも電界が生成され，その複雑な電場形成により E-mode や H-mode，ヘリコンモード等の様々な放電モードが現れることが知られており[119-122], いずれの放電モードが発生するかは解析により求めることが難しいことから実験による確認が必要である。

そこで本章では衝撃波管により生成された高温高圧のアルゴンガスをノズルにより超音速流れとした後に，そこに誘導コイルにより高周波電磁界を印加する実験を行い，予備電離希ガスプラズマ MHD 発電における超音速流中での予備電離を実験的に検討する。また，R-Z 2 次元数値解析を行い，亜音速流中と超音速流中それぞれのプラズマ生成特性ならびに放電特性について明らかにする。

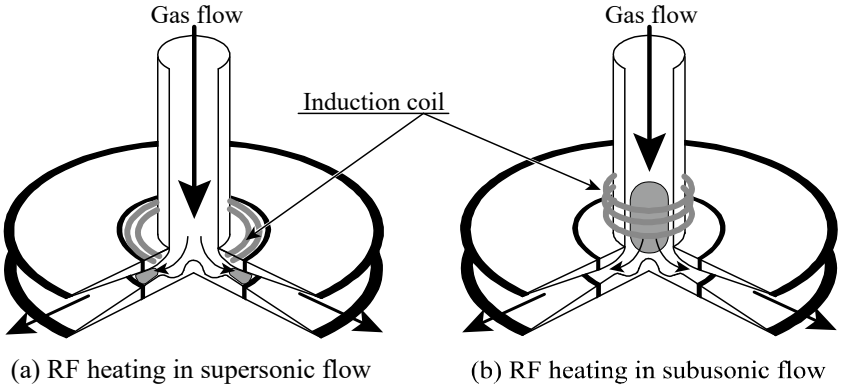


図 4-1-1 超音速流中と亜音速流中での予備電離の模式図

4.2 節　高周波予備電離実験

4.2.1　実験条件

図 4-2-1 に実験装置の全体図を示す。衝撃波管末端に図 4-2-2 に示すテスト流路が接続されており，衝撃波管で生成された高温高圧のアルゴンガスがテスト流路に流入する。テスト流路にはスロートならびにコイルが配置されており，これにより超音速流の生成と高周波電磁界の印加を行う。テスト流路下流にはダンプタンクを接続し，背圧を十分に低く(5kPa 以下)保った。テスト流路はアクリル製であり，図 4-2-3 に示す領域で発電機内のプラズマ構造を高速度ビデオカメラにより撮影した。なお，下流から上流に向けて撮影を行う撮影領域 2 についてはダンプタンクに設置されている光学窓を通じて撮影した。

表 4-2-1 に実験条件をを示す。高周波電磁界による予備電離電力，入口全圧，コイル幅をそれぞれ 0.0～6.0 kW，0.107～0.315 MPa，17.5～70.5 mm に変化させて実験を行った。コイルのターン数は 4 とした。図 4-2-4 に代表的な実験条件における入口全圧ならびに高周波電磁界による投入電力の経時変化を示す。高周波電磁界は衝撃波管動作後 1.00ms~3.75ms に動作させた。テストタイムは入口全圧ならびに投入電力の安定した 1.5ms とし，本論文中における平均ならびに時間的な揺らぎはこのテストタイムで評価した。

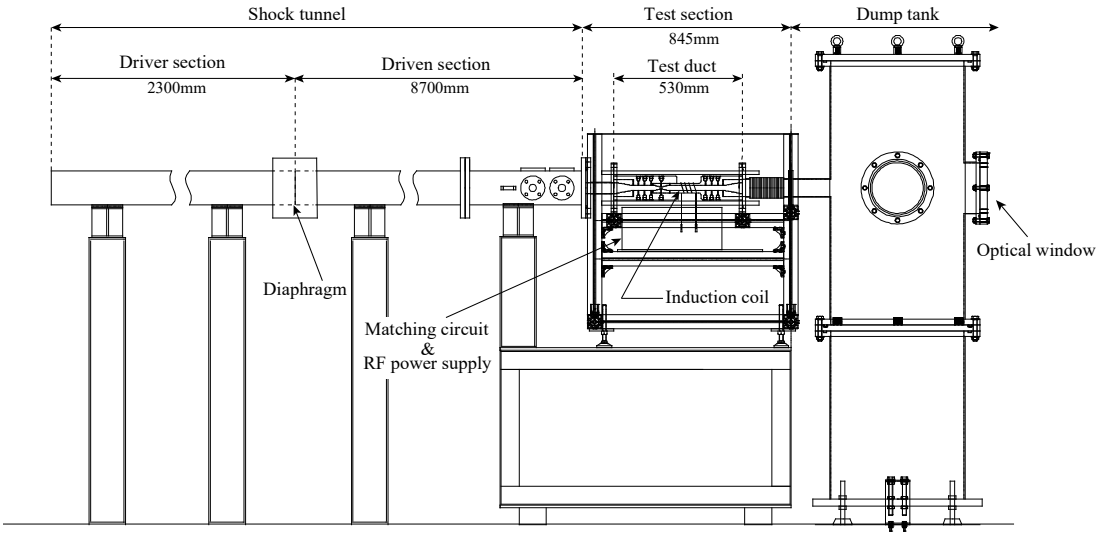


図 4-2-1　実験装置全体図

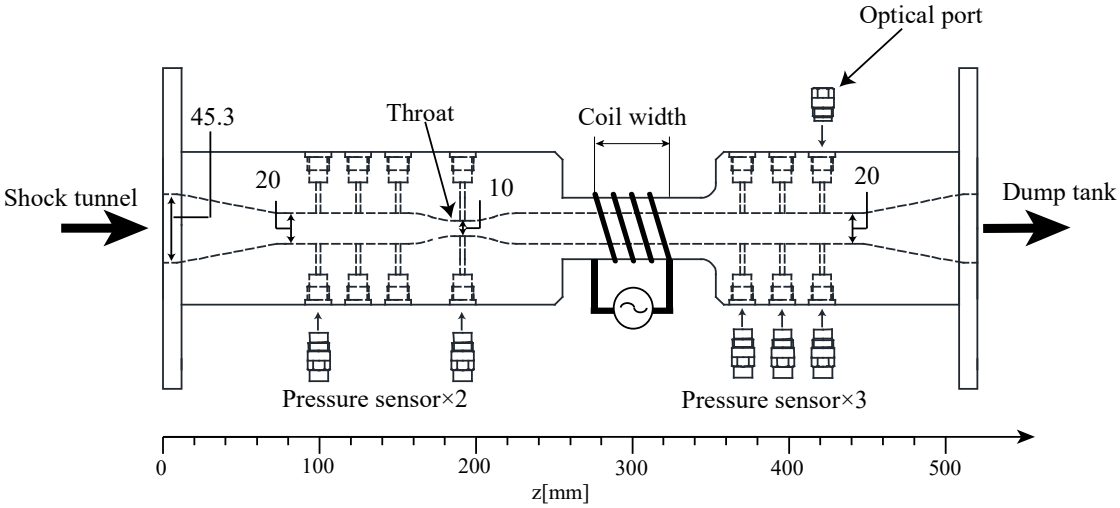


図 4-2-2　テスト流路

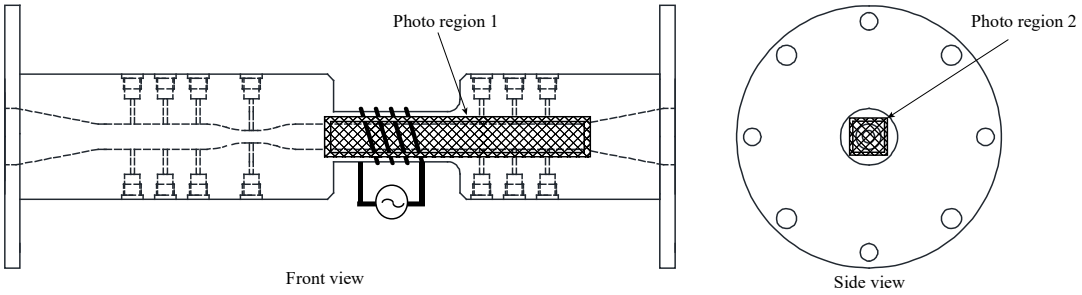


図 4-2-3　高速度カメラによる撮影領域

表 4-2-1　実験条件

Working gas		Argon	
Inlet total temperature	3500±50K	2300±200K	2300±50K
Inlet total pressure	0.107±0.006MPa	0.183±0.009MPa	0.315±0.020MPa
Inflow enthalpy	18.0±1.0kW	18.0±1.0kW	31.0±1.0kW
RF input power	0.0~2.5kW	0.0~6.0kW	0.0~2.5kW
Coil width	46.5mm	17.5mm, 46.5mm, 70.5mm	46.5mm
Coil turn		4 turn	

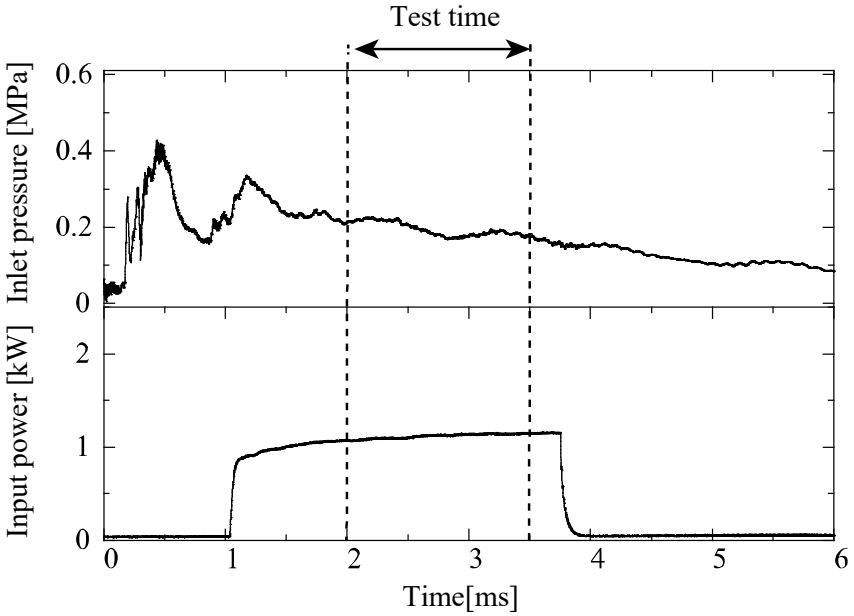


図 4-2-4　テスト流路入口全圧ならびに投入電力の経時変化

4.2.2　投入電力ならびにコイル幅がプラズマ構造ならびに放電特性に与える影響

図 4-2-5~4-2-7 に各投入電力(1.0kW:図 4-2-5，2.5kW:図 4-2-6，4.3kW:図 4-2-7)における高速度ビデオカメラにより撮影したプラズマ構造の経時変化を示す。なお，この図において写真の輝度は実験条件ごとに調整している。低い投入電力(1.0kW)では図 4-2-5 に示すようにプラズマ構造は筋状であり，この構造は流れ方向におおむね均一である。投入電力の増加に伴い，図 4-2-6 に示すようにプラズマは流れ方向に不均一な構造となる。このときプラズマは流れと垂直な面内では円環状の形状となり周方向に均一である。投入電力をさらに増加(4.3kW)させると，図 4-2-7 に示すように流れ方向に不均一なプラズマは流れ方向に均一なプラズマになり，このときプラズマの周方向への均一性は維持される。過去の誘導コイルによるプラズマ生成の実験的な検討から, 低投入電力に伴う容量結合性の放電(E-mode)では筋状のプラズマ構造が, 高投入電力に伴う誘導結合性の放電(H-mode)では周方向に均一で円環状のプラズマ構造が形成されることが明らかとなっているが[119-121], それらのプラズマ構造と比較すると本実験では低投入電力(図 4-2-5)では E-mode の放電が, 高投入電力(図 4-2-7)では H-mode の放電であり，また中間の投入電力における不安定なプラズマは E-mode と H-mode の混在による不安定な放電モードであると考えられる。コイルから十分に離れプラズマが加熱されていない領域(z = 360-380 mm)におけるプラズマの微細構造の移動速度からプラズマの移流速度を算出したところ E-mode, H-mode それぞれにおけるプラズマの移動速度は 1180m/s と 740m/s であった。等エントロピー流れを仮定したときの理論的な流速が 1200m/s であり, E-mode におけるプラズマの流速とおおむね等しく, H-mode よりも大きい。このことから E-mode では境界層外の主流中にプラズマが生成されている一方で，H-mode では壁面近傍の速度境界層内にプラズマが生成されていると考えられる。このことに加えて流路下流からプラズマを撮影した図 4-2-5 ならびに図 4-2-7 からも E-mode では流路中央にプラズマが生成されており, H-mode では壁面近傍にプラズマが生成されていることから，それぞれ主流中・速度境界層中にプラズマが生成されていると考えられる。

図 4-2-8, 4-2-9 に光学計測ポートに接続された光電子増倍管により計測された各コイル幅における発光強度の時間平均値ならびに揺らぎの投入電力依存性を示す。発光強度の時間平均値は E-mode から不安定な放電モードである 0kW~4kW では投入電力の増加に伴い増加し，H-mode に遷移した後(4kW 以上)は飽和する。発光強度の揺らぎは放電が不安定となる 2kW で最大となり，E-mode ならびに H-mode では小さい。この傾向はいずれのコイル幅においても確認された。

図 4-2-10 ならびに図 4-2-11 に各コイル幅におけるコイル電流の実効値ならびに力率の投入電力依存性を示す。E-mode ではコイル電流は投入電力の増加に伴い増加し，力率は投入電力の増加に対しておおむね一定である。このことから投入電力の増加はプラズマ中に誘起される電界強度(コイル電流に比例)の増加に伴い増加されたと考えられる。一方で H-mode の放電では投入電力の増加に伴い，コイル電流はおおむね一定であるが力率は増加する。このときコイル電流はおおむね一定でプラズマ中に誘導される電界強度もおおよそ

一定であることから，投入電力の増加はコイルとプラズマの結合の増加によりなされており，H-mode の放電では投入電力の増加によりプラズマの電離度の増加とインピーダンスの低下が示唆される。H-mode の放電における力率のコイル幅依存性に注目すると狭いコイル幅(17.5mm)では広いコイル幅(46.5mm)と比べて同一の投入電力において高い。これは狭いコイル幅では誘導電界が集中することにより，低いコイル電流でもエネルギー入力が可能となり，無効電力が削減されることによる。

図 4-2-12, 4-2-13 にコイル幅 46.5 mm における静圧分布ならびに流路下流における静圧の投入電力依存性を示す。流れはスロートにおいてチョークしており，スロート下流の静圧はスロートにおける静圧と比べて低く，壁面摩擦の影響で下流に向かうに従って緩やかな静圧上昇が見られる。投入電力の増加に伴いコイル下流の静圧は増加するが，スロートより上流では静圧の増加は見られない。これはコイルで加熱された電子がコイルからその下流にかけて電子-重粒子間の衝突によりエネルギーを重粒子に輸送し，静温度が増加することによると考えられ，コイル設置位置では流れは超音速であることからエネルギー輸送による静圧上昇は上流側に伝播せず，その結果，スロートや亜音速部の静圧増加は見られなかったと考えられる。

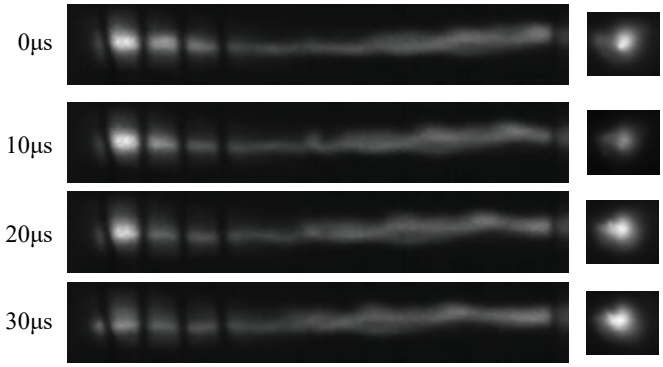


図 4-2-5　低投入電力(1.0kW)におけるプラズマ構造の経時変化

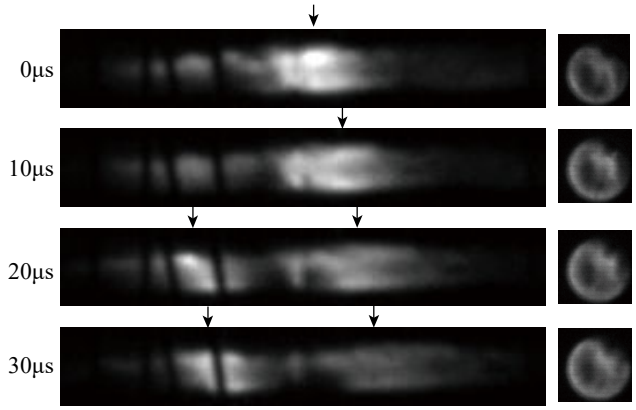


図 4-2-6 中投入電力(2.5kW)におけるプラズマ構造の経時変化

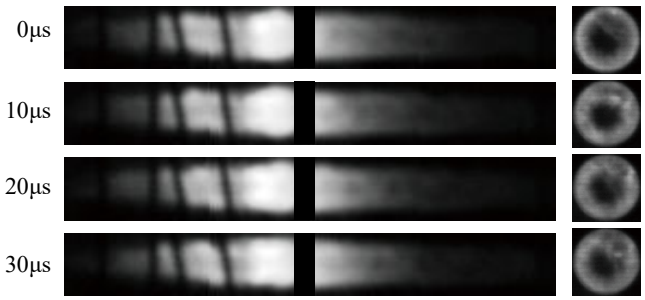


図 4-2-7　大投入電力(4.3kW)におけるプラズマ構造の経時変化

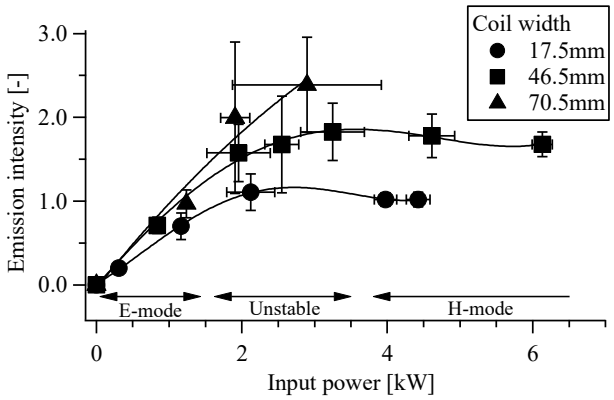


図 4-2-8　プラズマの発光強度の投入電力依存性

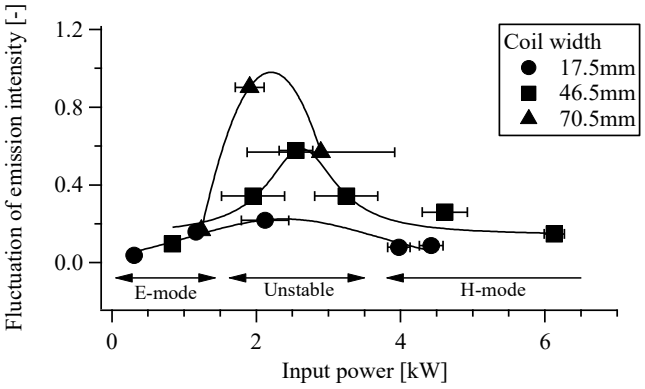


図 4-2-9　発光強度の時間変動の投入電力依存性

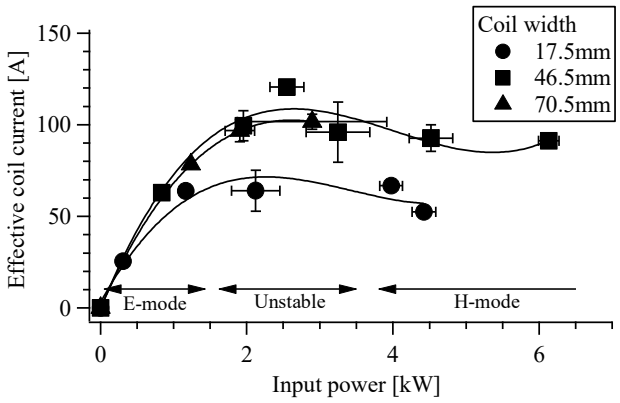


図 4-2-10　コイル電流の実効値の投入電力依存性

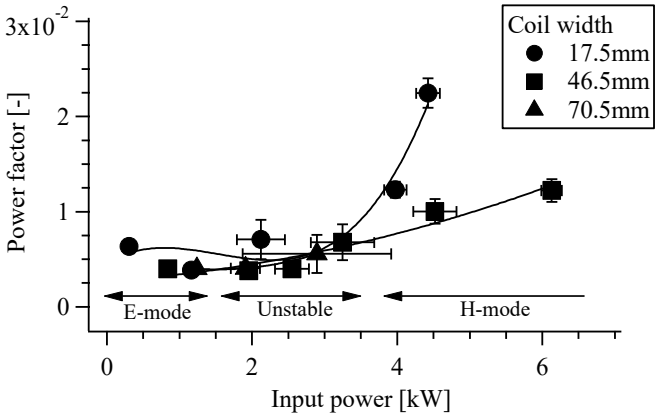


図 4-2-11　力率の投入電力依存性

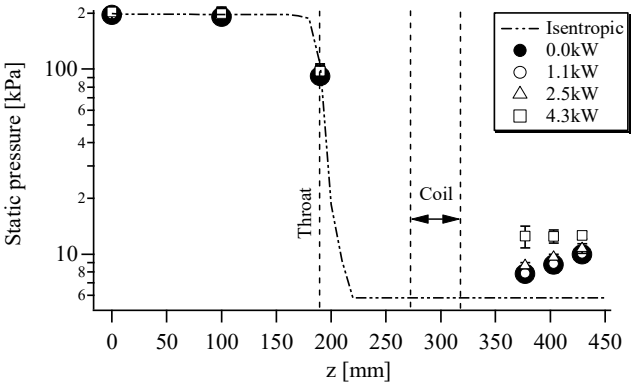


図 4-2-12　静圧分布の投入電力依存性

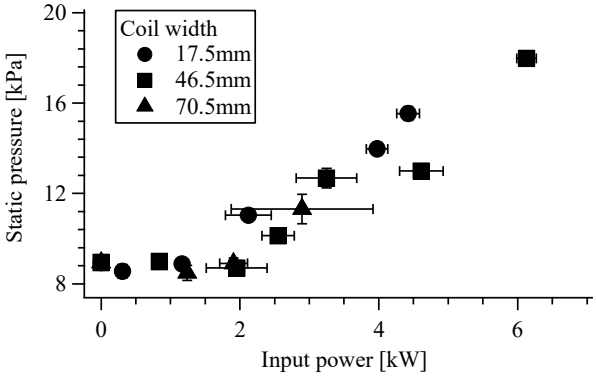


図 4-2-13　各コイル幅による流路下流における静圧の投入電力依存性

4.2.3　投入電力ならびに入口全圧が放電特性に与える影響

図 4-2-14, 4-2-15 に各入口全圧における発光強度の平均値ならびに揺らぎの投入電力依存性を示す。なお，入口全圧を変化させた実験では衝撃波管から流入するエンタルピーが異なることから，投入電力は流入エンタルピーにより規格化している。前節で述べたとおり，放電は E-mode から不安定な放電モードを経由して H-mode へと遷移する。このとき E-mode から不安定な放電モードにかけて発光強度とその揺らぎが増加するが，H-mode に移行すると発光強度は飽和とともに揺らぎが低下する。この発光強度の揺らぎの投入電力依存性は入口全圧によらないことから，この放電モードの遷移は動作圧力に依存せず規格化された投入電力により決定される。

図 4-2-16, 4-2-17 に各入口全圧におけるコイル電流の実効値並びに力率の投入電力依存性を示す。図 4-2-16 からわかるように動作圧力の低下に伴い同一の規格化された投入電力におけるコイル電流は低下する。これは動作圧力の低下により，コイル領域におけるアルゴンの数密度が低下することで電離が容易となることによると考えられ，またこのコイル電流の低下に伴い反射電力の削減と力率の増加(図 4-2-17)が得られたと考えられる。よって動作圧力の低下はコイル幅の減少と同じ作用があり，力率の増加をもたらすといえる。

図 4-2-18 に流路下流における入口全圧で規格化された静圧の投入電力依存性を示す。図 4-2-13 と同様に，いずれの動作圧力においても投入電力の増加に伴い静圧は増加するが，そのときの静圧は入口全圧により規格化することにより動作圧力に依存しない。

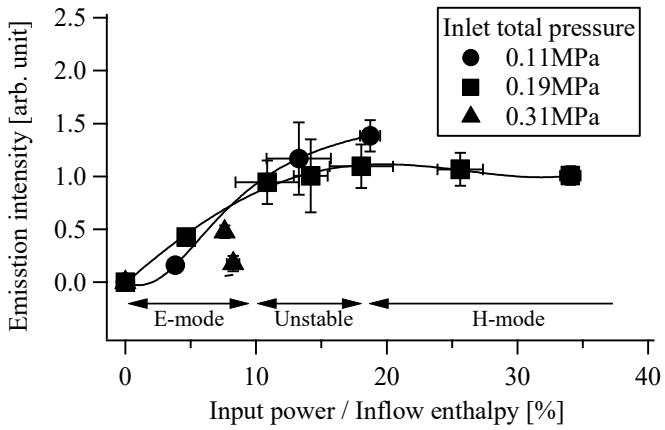


図 4-2-14　各入口全圧における発光強度の投入電力依存性

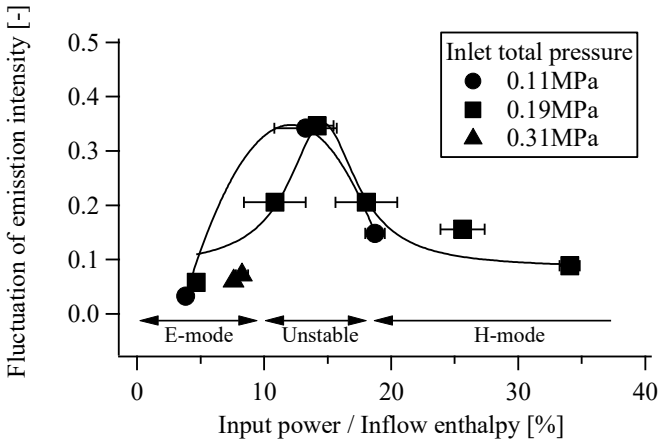


図 4-2-15　各入口全圧における発光強度の変動の投入電力依存性

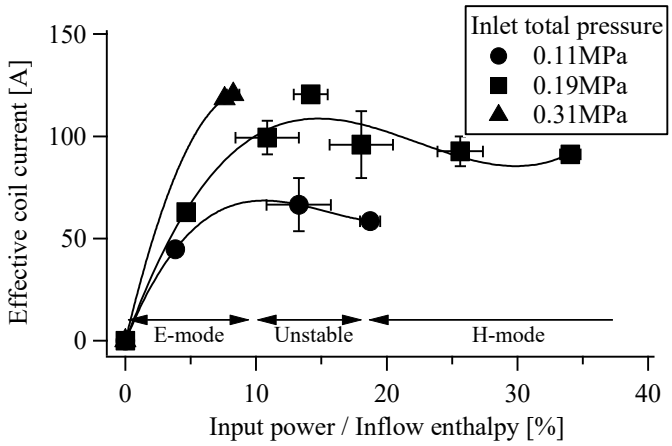


図 4-2-16　各入口全圧におけるコイル電流の実効値の投入電力依存性

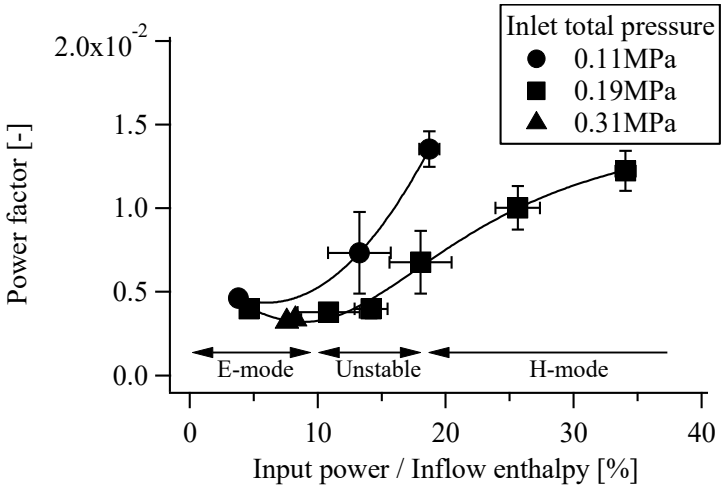


図 4-2-17　各入口全圧における力率の投入電力依存性

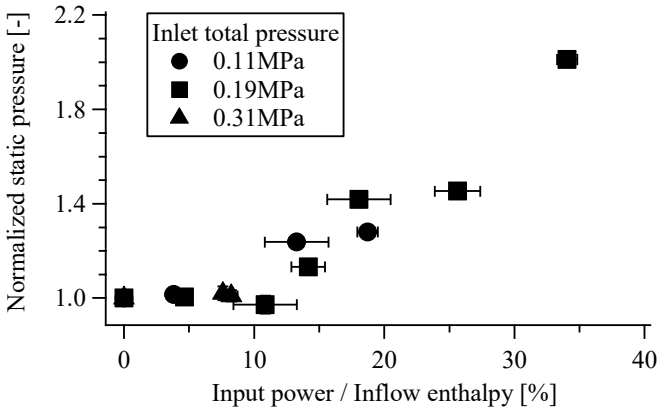


図 4-2-18　各入口全圧における静圧の投入電力依存性

4.3 節　高周波放電の数値解析

4.3.1　解析条件

図 4-3-1 に本解析における解析領域と解析格子を示す。ダクト形状ならびにサイズは実験におけるテスト流路のノズル下流部と同一とし，この領域に 250 × 41 の不等間隔の構造格子を配置した。境界層を十分に改造できるように壁面近傍での格子サイズは最小で 10 μm とした。250 × 41，500 × 81，160 × 31 それぞれの格子解像度における投入電力 2kW でのコイル電流の実効値はそれぞれ 85.4A，84.3A，86.2A であり，収束率は 5%となった。コイル電流の 2 乗がジュール加熱に比例することを考慮すると，本解析手法は空間解像度として 2 次精度が得られている。表 4-3-1 に解析条件を示す。亜音速流中と超音速流中の放電の検討として，流路入口マッハ数は 0.3 と 2.5 の 2 ケースの解析を行った。この 2 ケースの質量流量ならびに流入エンタルピーは同一である。壁面境界条件はノンスリップの 500K の等温壁とした。

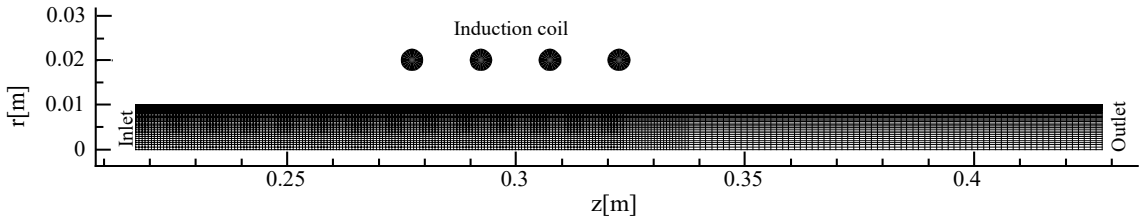


図 4-3-1　解析領域

表 4-3-1　解析条件

Working gas	Argon
Inlet total temperature	2300K
Inlet total pressure	0.2MPa
Inlet Mach number	0.3, 2.5
Inflow enthalpy	20kW
RF input power	0.0~10.0kW
Wall temperature	500K

4.3.2　実験結果と解析結果の比較

本節では解析結果の妥当性の検証として実験結果との比較を行う。なお，解析条件は実験条件と同一とした。付録 ii に記すように本解析では H-mode の放電のみを放電モデルとしている。そこで本解析では実験において H-mode の放電が確認できた十分に大きな投入電力(>4kW)以上と放電を行わないケースについて実験と比較を行う。図 4-3-2 に各投入電力におけるコイル電流を示す。本解析におけるコイル電流は 95 A(4.0 kW)，110A(6.0kW)であり，実験における 4.3kW, 6.3kW におけるコイル電流が 90 ±10A であることから実験結果とおよそ一致した結果が得られ，電磁界ならびにプラズマの反応について実験結果を説明できる解析が行われているといえる。図 4-3-3 に静圧の投入電力依存性を示す。解析，実験ともに静圧は投入電力の増加に伴い増加し，本解析で実験結果とおおむね一致する解析結果が得られており，流体挙動についても実験結果を説明できる解析結果が得られている。

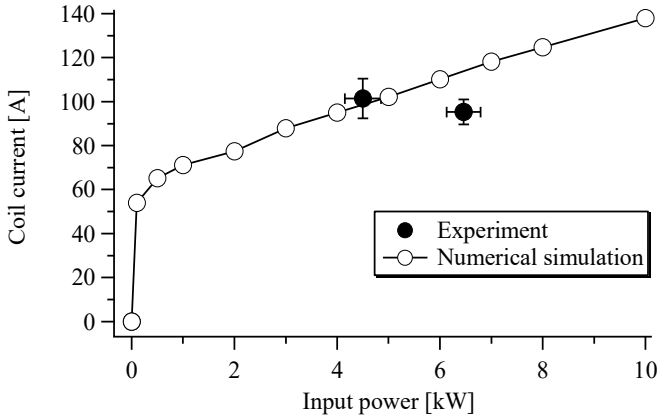


図 4-3-2　コイル電流の投入電力依存性

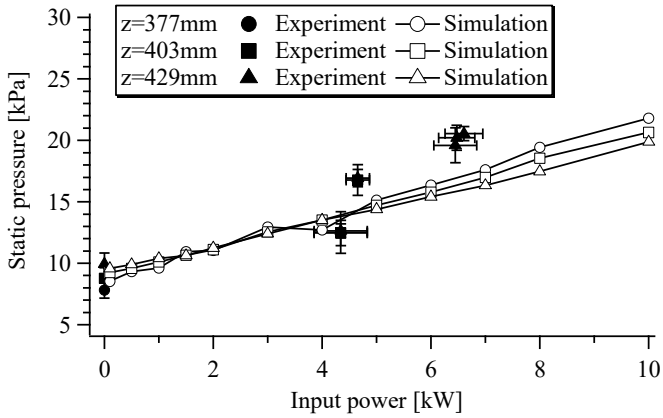


図 4-3-3　静圧の投入電力依存税

4.3.3　超音速ならびに亜音速流れへの高周波電磁界の影響

図 4-3-4 にジュール加熱の 2 次元分布を，図 4-3-5 にコイルの 3-4 ターン間(z = 315 mm)の半径方向のジュール加熱の 1 次元分布について，投入電力 4kW における亜音速流中・超音速流中の放電のそれぞれを示す。図 4-3-6 ならびに図 4-3-7 に同様に電離度分布を示す。 図 4-3-4，4-3-5 からジュール加熱の最大点は超音速流中の放電では壁近傍であるのに対して亜音速流中の放電では壁から離れた位置にあることがわかる。また，これに伴いプラズマの生成も超音速流において壁面近傍であり，亜音速流では壁面から離れた位置で行われる(図 4-3-6，4-3-7)。このプラズマ生成位置の違いは速度境界層ならびに温度境界層の影響により説明できる。速度境界層は作動流体の滞在時間を増加させ，壁面近傍で流路中央と比べて作動流体を加熱し，壁面近傍でのプラズマ生成を助長する。一方で温度境界層は作動流体を冷却することで密度が増加し，壁面近傍の原子数密度を増加させ壁面近傍でのプラズマ生成を抑制する。図 4-3-8 に流速の半径方向分布ならびに図 4-3-9 に半径方向の密度分布を示す。壁面近傍と流路中央の速度差は超音速流において大きく速度境界層の影響が顕著であり，一方で超音速へ作動流体が加速される過程でガスの静温度が低下することから壁面近傍と流路中央とで密度差は小さく温度境界層の影響は小さい。一方で亜音速流では壁面近傍と流路中央とでの速度差は超音速と比べて小さく速度境界層の影響は弱いが，静温度が全温度とほぼ等しいことから壁面近傍と流路中央で温度境界層に伴う大きな密度差がある。以上のことから超音速流中の放電では速度境界層の影響が大きく温度境界層の影響が弱いことから壁面近傍で放電が行われ，亜音速流中の放電では速度境界層の影響が弱く，温度境界層の影響が強いことから壁面近傍での放電が抑制されたと考えられる。実験において H-mode でのプラズマの移流速度は等エントロピー流れを仮定した理論的な移動速度と比べて小さく，速度境界層内でのプラズマ生成が示されているが(p.61)，これは本解析結果による速度境界層内でのプラズマ生成に対応するものである。

図 4-3-10 に亜音速流中の放電，超音速流中の放電それぞれについてコイル電流の投入電力依存性を示す。亜音速流中の放電におけるコイル電流は超音速流中の放電におけるコイル電流の 2 倍程度である。これは超音速流における密度は亜音速流における密度に比べて低く，これに伴い弱い誘導電界(小さいコイル電流)でもプラズマが電離することによる。図 4-3-11 に力率の投入電力依存性を示す。ここで力率はコイルとプラズマ間の結合が十分に弱いとして皮相電力を無効電力と等しいとして解析した。超音速流中の放電における小さいコイル電流は無効電力を削減し，高い力率が達成される。図 4-3-12 に超音速流中における流路中央での入口全圧で規格化された全圧分布を示す。投入電力の増加とともに全圧は下流に向けて低下する。これはジュール加熱に伴う重粒子の加熱により斜め衝撃波が誘起されることによる。なお，亜音速流中の放電では衝撃波が誘起されないことから同様の全圧損失は発生しない。MHD 発電において全圧損失は等エントロピー効率の低下をもたらすことから，予備電離における斜め衝撃波の発生に注意を払う必要がある。

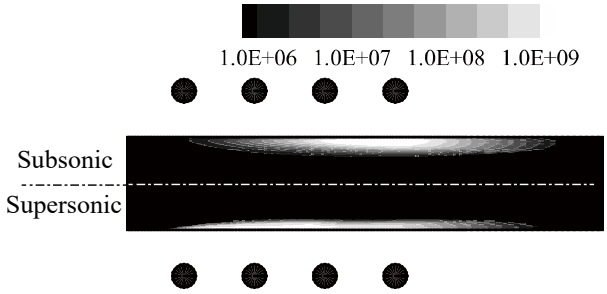


図 4-3-4 ジュール加熱分布の 2 次元分布

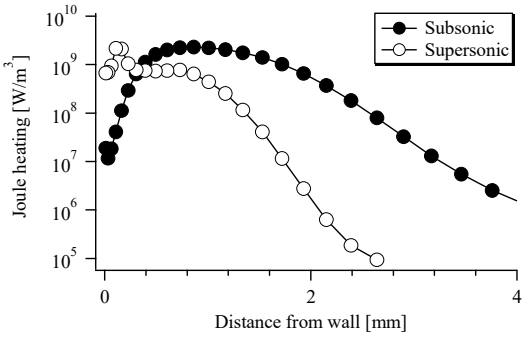


図 4-3-5　ジュール加熱の半径方向分布

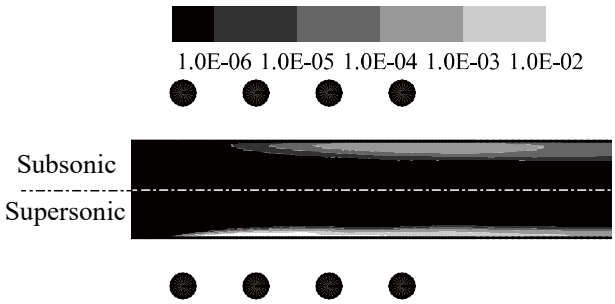


図 4-3-6　電離度分布の 2 次元分布

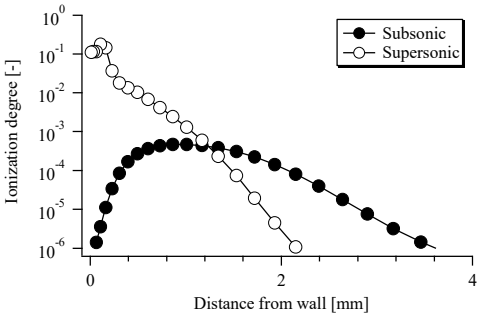


図 4-3-7　電離度の半径方向分布

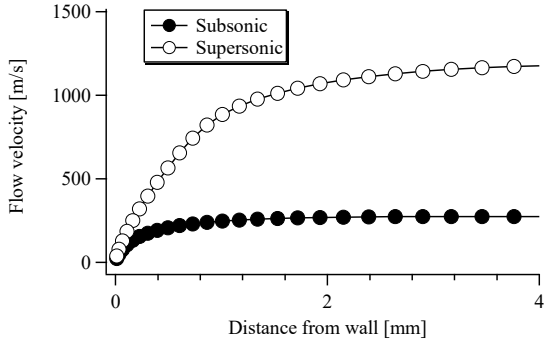


図 4-3-8　半径方向流速分布

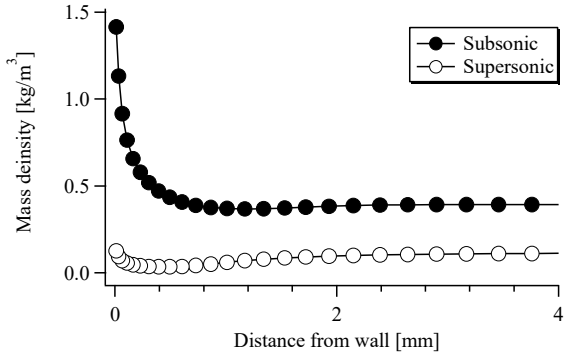


図 4-3-9　半径方向密度分布

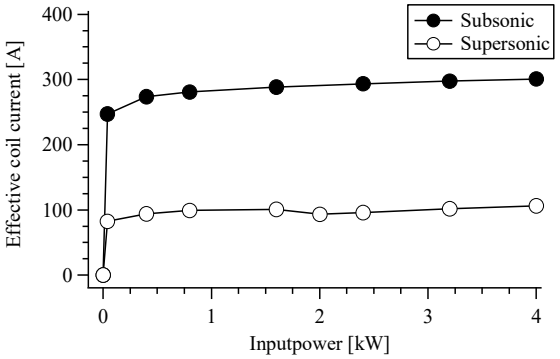


図 4-3-10　コイル電流の投入電力依存性

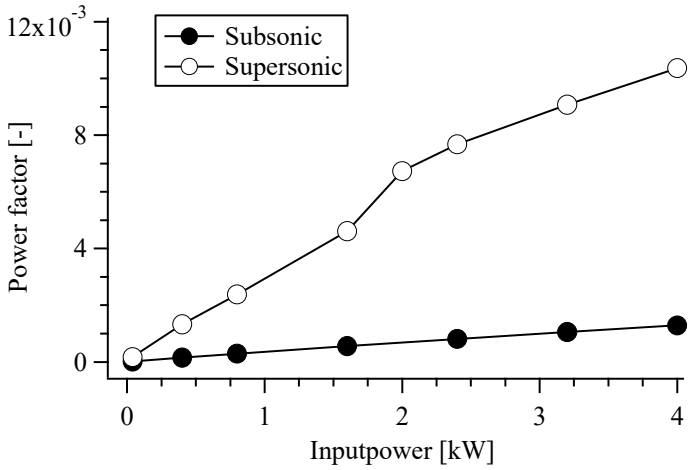


図 4-3-11　力率の投入電力依存性

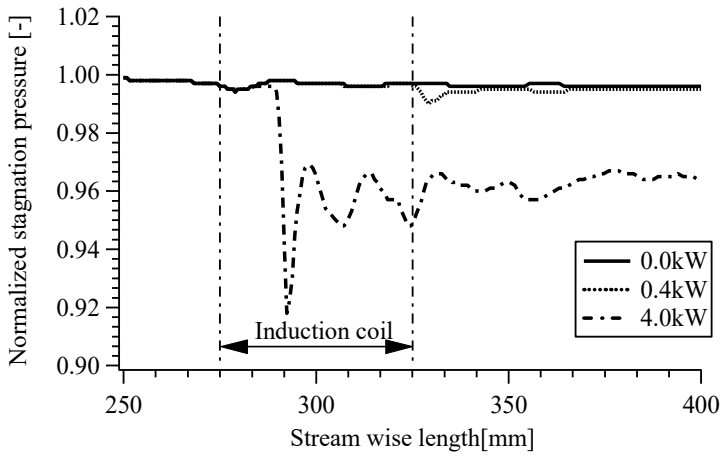


図 4-3-12　中心軸上における全圧分布

4.4 節　4 章のまとめ

予備電離希ガスプラズマ MHD 発電における高周波電磁界による予備電離について，そのプラズマ流体挙動を明らかにすることを目的として，衝撃波管装置を用いた実験を行った。その結果，放電は E-mode から不安定な放電モードを経て H-mode へと投入電力の増加とともに遷移し，H-mode では超音速流中に安定で周方向・流れ方向に均一なプラズマを生成できることが明らかとなった。また，コイル幅の縮小・入口全圧の低下により力率が増加することが示された。さらに放電モード並びに入口全圧で規格化された静圧は入口全圧には依存せず，流入エンタルピーで規格化された投入電力により決定されることが示された。

また，H-mode を仮定した高周波電磁界によるプラズマ生成の 2 次元数値解析において，解析結果が実験結果とおおむね一致することを確認した上で，亜音速流中ならびに超音速流中での高周波放電特性とプラズマ挙動について検討を行った。亜音速流中の放電では温度境界層の影響でジュール加熱ならびに電離度の最大値は壁面から離れた位置になるが，超音速流中の放電では速度境界層の影響が顕著となり，壁面近傍にジュール加熱ならびに電離度の最大値があることが明らかとなった。また，力率は同一の投入電力において亜音速流中の放電と比べて超音速流中の放電で高くなることが示された。

本実験ならびに解析結果から，予備電離希ガスプラズマ MHD 発電における予備電離において低定格電圧の電源により H-mode 放電を実現する上ではコイル幅は狭く設計されるべきであるといえる。また，予備電離を亜音速流中と超音速流中のいずれで行うかについては境界層の影響に伴うプラズマの生成位置ならびに力率や斜め衝撃波の影響を考慮すべきであることが示された。

第 5 章　自励的ジュール加熱がディスク形 MHD 発電機の発電特性に与える影響

5.1 節　はじめに

前章では高周波電磁界による作動流体の電離度の増幅について，実験ならびに数値解析によりその特性を明らかにした。作動流体の電離度の増幅は 4 章のような外部からの電力投入以外にもシードプラズマ方式[31]と同様に自励的なジュール加熱により作動流体の電離を促進できる。

また，これまで予備電離希ガスプラズマ MHD 発電については発電チャネル内のプラズマ流体解析により，発電性能の検討がなされてきた[82-95]。その際に発電性能の評価はシードプラズマ方式と同様に重粒子の持つエンタルピーを熱入力として評価していた。しかし，予備電離希ガスプラズマ MHD 発電では予備電離の際に消費される電力(以下予備電離電力)は MHD 発電機の出力により補われる必要があることを考えると「実効的な出力=発電出力-予備電離電力」として予備電離電力を含めた発電性能の検討が必要である。なお，この予備電離電力は自励的なジュール加熱により削減が可能となる。

そこで本章では予備電離希ガスプラズマディスク形状ホール形 MHD 発電機について，R-Z 2 次元数値解析により予備電離電力と自励的なジュール加熱の効果を含めて実効的な発電出力・性能を検討する。また，作動流体にはアルゴンに加えてヘリウム・キセノンの解析を行い，作動流体種の発電性能に及ぼす影響について明らかにする。

5.2 節　解析条件と発電特性の評価方法

5.2.1　解析条件

図 5-2-1 に本解析で対象としたディスク形状ホール形 MHD 発電機と解析格子を示す。このディスク形状ホール形発電機はチャネル前に負荷が開放であるノズルを持つ。このノズルにより，入口から流入したプラズマの電離度の増幅を期待する。スロート/チャネル出口断面積比は 3.6 とした。これは実用化の上で重要となる高いエンタルピー抽出率と高い等エントロピー効率を同時に実現する上では 4 以下の小さな断面積比であることが望ましいことから[25-32]小さな断面積比を持つ発電機を解析対象とした。流路には 200×41 の不均一構造格子が配置されており，境界層を十分に解像できるように壁面近傍における格子幅は 30μm となっている。表 5-2-1 に解析条件を示す。解析領域の入口マッハ数は 1.05 とし，入口全温度・入口全圧はそれぞれ 2500K，0.36MPa とした。これは CCMHD 発電において想定される典型的な運転条件である。作動流体は解析領域入口において予備電離されていると仮定し，電荷保存式の入口境界条件で電離度を与えた。このとき作動流体の電離に必要となるエネルギーを以下予備電離電力と呼ぶ。この予備電離電力を発電機に流入するエンタルピーの 0.0%から 15.0%に変化させて解析を行った。壁面境界条件はノンスリップかつ 500K の等温壁とした。電気的な境界条件は発電機入口部ならびに電極の設置されていない壁面については絶縁境界条件 ($\vec{j}\cdot\vec{n}=0$)とし，アノードを基準電圧として 0V，カソードならびに出口については負荷電圧(V_{load})を設定した。負荷電圧には発電出力が最大となるような最適値を与えた。

5.2.2　発電特性の評価

発電性能の評価には以下に示す式により行った

$$E.E. \equiv I_{load} V_{load} \ / \ P_{Inflow} \tag{5-1}$$

$$NetE.E. \equiv \left(I_{load} V_{load} - P.P.\right) / P_{Inflow} \tag{5-2}$$

$$I.E. \equiv E.E. / \left(1 - \left(p_{stag,outlet} \ / \ p_{stag,inlet}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}\right) \tag{5-3}$$

エンタルピー抽出率($E.E.$)は電気出力 ($I_{load}\times V_{load}$，I_{load}:負荷電流) とノズル入口への流入エンタルピーの割合とした。実行的なエンタルピー抽出率 ($NetE.E.$) は電気出力から予備電離で使用される電力($P.P.$)を差し引いた実行的な電気出力の流入エンタルピーに対する割合により評価し，等エントロピー効率は入口と出口の全圧比とエンタルピー抽出率から評価した。なお，ここで出口全圧は出口における全圧の質量流量平均から求めた。

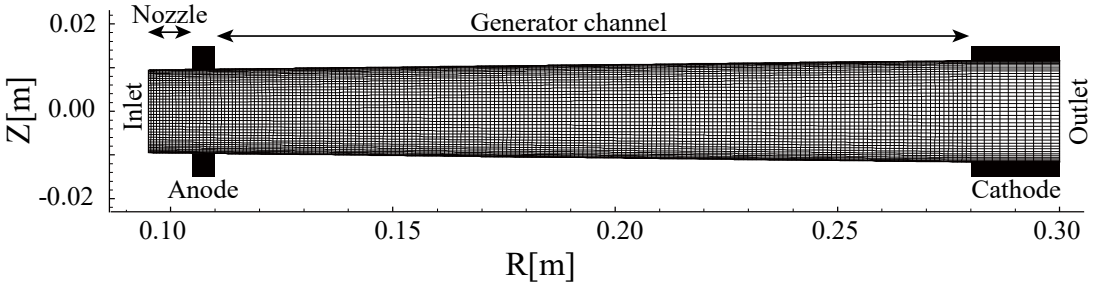


図 5-2-1　解析領域

表 5-2-1　解析条件

Working gas		Helium	Argon	Xenon
Inlet total temperature	[K]		2,500	
Inlet total pressure	[MPa]		0.36	
Magnetic flux density	[T]		2.0~4.0	
Thermal input	[MW]	16.9	5.2	2.9
Pre-ionization power		0.0~15.0% of thermal input		

5.3 節　解析結果と考察

5.3.1　発電特性とプラズマ流体挙動

A. 発電特性

図 5-3-1 にそれぞれの印加磁束密度における実行的なエンタルピー抽出率の予備電離電力に対する依存性を示す。この図から，それぞれの印加磁束密度において実行的なエンタルピー抽出率を最大とする最適な予備電離電力が存在することがわかる。印加磁束密度の増加に伴い実行的なエンタルピー抽出率の増加とともに，最適予備電離電力は低下(2T:2.0%, 3T:1.7%, 4T:0.3%)し，特に印加磁束密度 4T において予備電離電力 0.3%で実行的なエンタルピー抽出率 25%と等エントロピー効率 65%が得られた。シードプラズマ方式でシード剤として一般的に使用されるセシウム(Cs,ε_i=3.9eV)と比べて，シードフリー方式ではイオン化ポテンシャルの高い希ガス(Ar,ε_i=15.7eV)を電離させる必要があることから，大きな予備電離電力が必要と考えられるが, 本解析で高印加磁界条件での最適予備電離電力は 0.3%であり, シードプラズマ方式において予備電離が行われる際の電力(流入エンタルピーの 1%以下)と同程度である[27-29,47,48,109-111]。この低い予備電離電力は実効的な発電出力の低下を抑制し，高い実効的なエンタルピー抽出率が得られる。

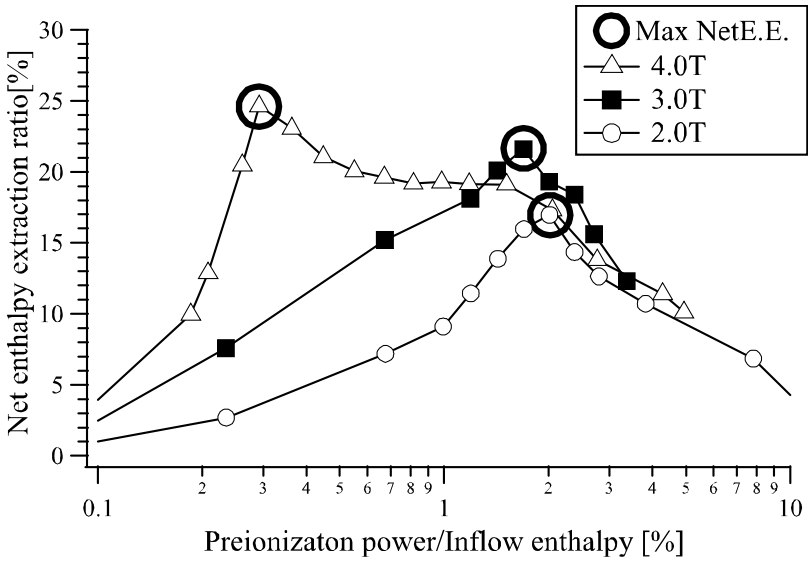


図 5-3-1　実効的なエンタルピー抽出率の予備電離電力依存性

B. ノズル内の自励的ジュール加熱による電離

図 5-3-2 に(a)チャネル入口(R=0.11m)電離度ならびに(b)ノズル内(R=0.95~0.11m)の実効的な加熱量の予備電離電力依存性を示す。ここで実効的な加熱量は式(5-4)に示すように電子に対するエネルギー入力となるジュール加熱から衝突損失を差し引いたものである。

$$Net\ self\ heating = \int_{nozzle}\left(\left|\vec{j}\right|^2/\sigma - 3n_e k(T_e - T_g)\sum_a^{a=i,n} m_e/m_a \nu_{ea}\right)dV\ . \tag{5-4}$$

図 5-3-2(a)に示すように 3T 以下の印加磁束密度ではチャネル入口電離度はノズル入口電離度と同程度である。これは自励的なジュール加熱$\left(\propto \sigma u^2 B^2\right)$は印加磁束密度の 2 乗に比例することから，低印加磁束密度ではジュール加熱が弱く，図 5-3-2(b)に示すように衝突損失によりそのほとんどが失われることによる。一方で高印加磁束密度(B=4T)かつ低い予備電離電力($P.P.$≦1.0%)では，強い自励的なジュール加熱により予備電離電力を上回るようなエネルギーが電子に与えられることによりチャネル入口電離度はノズル入口電離度と比べて高い。しかし 1%を超えるような大きな予備電離電力では高印加磁束密度でも後述の通り衝突損失が大きく実効的な加熱量が低下し，チャネル入口電離度はノズル入口電離度と同程度となりノズルによる電離度の増幅は得られない。この高印加磁束密度における低い予備電離電力条件に限られたノズルによる電離度の増幅は図 5-3-1 に示した最適な予備電離電力の低下をもたらしたと考えられる。

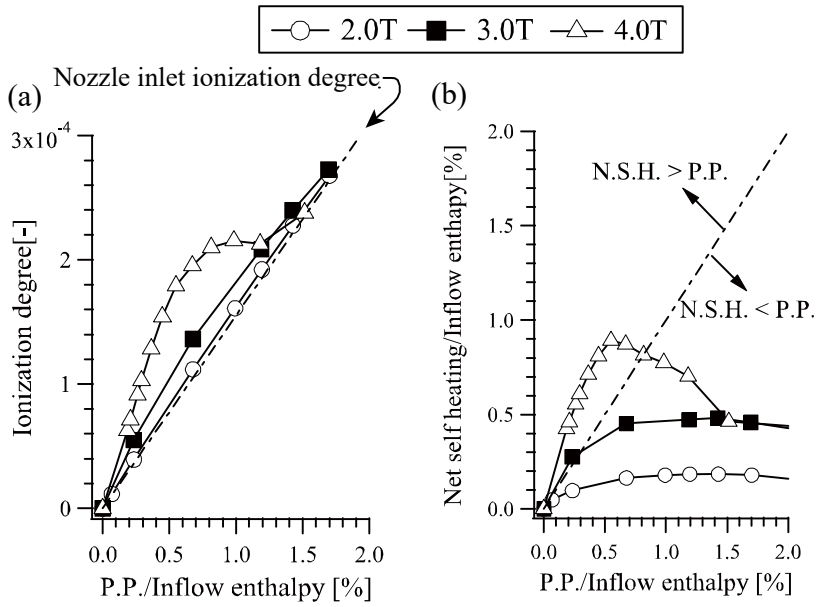


図 5-3-2　各印加磁束密度における(a)チャネル入口電離度，(b)自励的ジュール加熱の予備電離電力依存性 (P.P.:予備電離電力，N.S.H.:実効的な加熱量)

C. ノズル内ならびにチャネル内のプラズマ流体挙動

図 5-3-3 に各予備電離電力(低い予備電離電力(*P.P.*=0.2%)，最適予備電離電力(*P.P.*=0.3%)，高い予備電離電力(*P.P.*=1.2%))での印加磁束密度 4T におけるノズル内流路中央の(a)電離度，(b)マッハ数ならびに(c)密度分布を示す。最適予備電離電力(*P.P.*=0.3%)においてはノズル内の自励的なジュール加熱により電離度は下流に向かうに従って増加する。このときローレンツ力は弱く作用し，プラズマ流れは末広流路により加速され，ノズル内でマッハ数は増加し密度は低下する。低予備電離電力 (*P.P.*=0.2%)においてもその流体挙動(マッハ数ならびに密度)は最適予備電離電力と同様であるが，初期の電離度(ノズル入口電離度)が低いことからノズル内における電離度は最適予備電離電力と比べて低い。 図 5-3-3(a)に示すように高予備電離電力(*P.P.*=1.2%)においては，ノズル内での電離度はチャネル入口電離度と等しく，図 5-3-2(a)でも示したようにノズル入口電離度とチャネル入口電離度もおおむね等しい。ノズル内における高い電離度は強いローレンツ力を作用させ，流れは亜音速まで減速され，この亜音速流れはチャネル内(R>0.11m)に流入する。さらに亜音速への減速は作動流体の密度を増加させ，電子と重粒子間のエネルギー輸送を高める。このことが高印加磁束密度条件においても高予備電離電力では自励的なジュール加熱が Collsion loss により奪われ，実効的な加熱量を抑制し，ノズルによる電離度の増幅を抑制する要因である。

図 5-3-4 に B=4T におけるチャネル内流路中央における(a)電子温度，(b)電気伝導度，(c)ホール係数ならびに(d)半径方向流速を示す。ノズル入口電離度の低い低予備電離電力(*P.P.*=0.2%)ではジュール加熱が抑制され最適予備電離電力よりもチャネル内電子温度が低い(図 5-3-4(a))。低い電子温度は衝突周波数を抑制することから低予備電離電力ではチャネル内ホール係数は高い。高い流速とあわせるとこの低予備電離電力条件ではより高い負荷電圧で高出力が期待できるが，高負荷電圧で解析したところ，電子温度の増加による衝突周波数の増加により電気伝導度・ホール係数が低下し，ノズル入口電離度が低いことに起因して，発電出力も最適予備電離電力と比べて低いものとなる。一方で高予備電離電力では，チャネル内へ高い電離度を持ったプラズマが流入することから，高い電気伝導度がチャネル内で達成されているが，前述の通りノズル内での強いローレンツ力により流れは亜音速に減速され，流速が低く，さらに流れの亜音速化に伴い静圧が高いことでホール係数も低くこれにより最適予備電離電力条件と比べて出力が低いものとなる。以上のことから最適な予備電離電力(*P.P.*=0.3%)はノズルならびにチャネル内において適度な MHD 相互作用をもたらす電離度によって決定されたと考えられる。また，MHD 相互作用は印加磁束密度に依存し，チャネル内における最適な電離度が印加磁束密度の増加に伴い低下することから，ノズルによる電離度の増幅に加えて，印加磁束密度の増加に伴う過度の相互作用を回避するために予備電離電力が低下したとも考えられる。

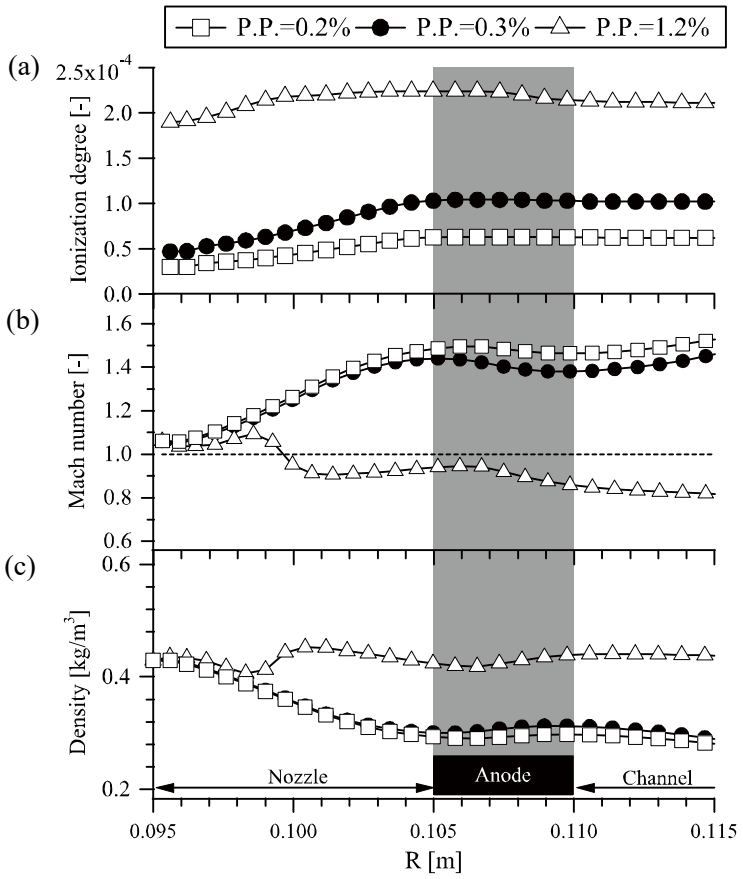


図 5-3-3　ノズル内流路中央における(a)電離度，(b)マッハ数，(c)密度の予備電離電力依存性

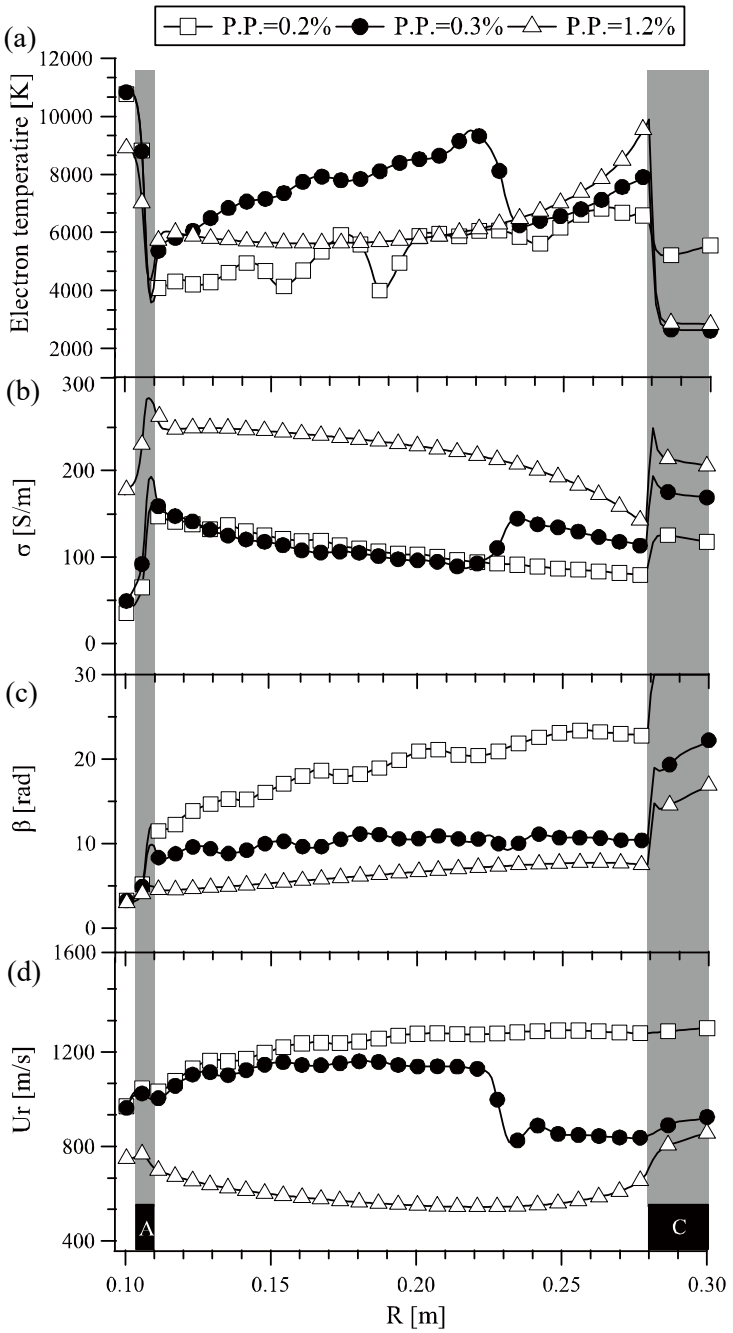


図 5-3-4　チャネル内流路中央における(a)電子温度，(b)電気伝導度，(c)ホール係数，(d)半径方向流速の予備電離電力依存性

D. 高さ方向のプラズマの不均一

図 5-3-5 に最大の実効的なエンタルピー抽出率(*NetE.E.*=25%, *I.E.*=65%)が得られた条件(*P.P.*=0.3%, *B*=4T)における(a)電離度，(b)電気伝導度，(c)マッハ数の 2 次元分布を示す。本解析ではノズル入口では高さ方向に電離度は均一としているが，図 5-3-5(a)に示すようにチャネル入口の壁面近傍で電離度が高く，プラズマの凍結状態に伴いこの電離度の不均一性はチャネル下流部に至るまで維持されている。この電離度の不均一性に伴い電気伝導度も不均一な分布となる(図 5-3-5(b))。小林らの入口電離度に高さ方向に不均一性をもたせた解析から壁面近傍の高い電気伝導度は壁面近傍の局所的な強い MHD 相互作用をおよぼし速度境界層を発達させることが報告されているが[85]，本解析でも図 5-3-5(c)に示すように境界層の発達が見られ，特に下流では弱い疑似衝撃波が発生する。図 5-3-6 に同条件におけるアノード周辺における(a)電流流線ならびに(b)電子温度分布を示す。アノード上流端で電流が集中しており(図 5-3-6(a))，これに伴う局所的な強いジュール加熱により高電子温度領域(>11,000K, 図 5-3-6 (b))が形成される。この高電子温度領域により作動流体が壁面近傍で電離され，図 5-3-5(a)に示したような不均一な電離度分布が形成されたと考えられる。

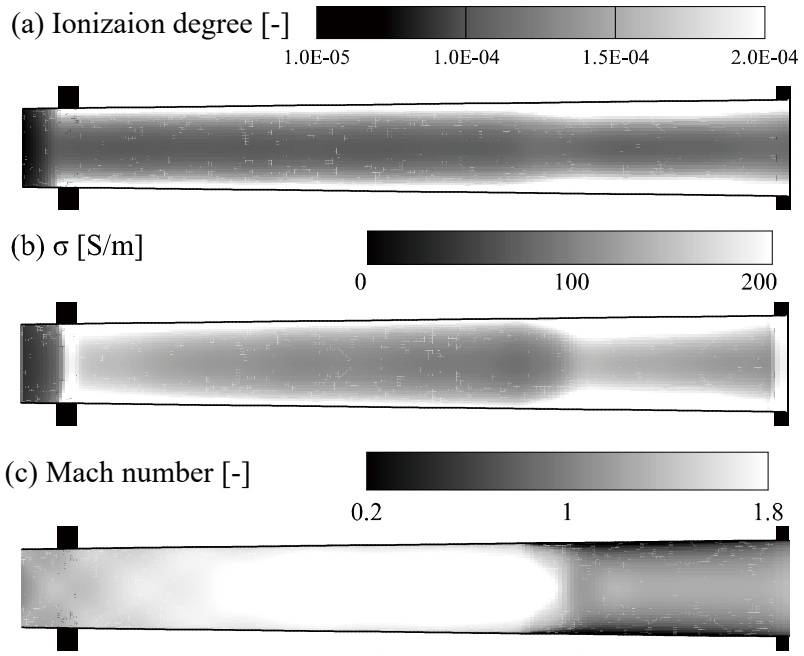


図 5-3-5　最適運転条件における(a)電離度，(b)電気伝導度，(c)マッハ数の２次元分布

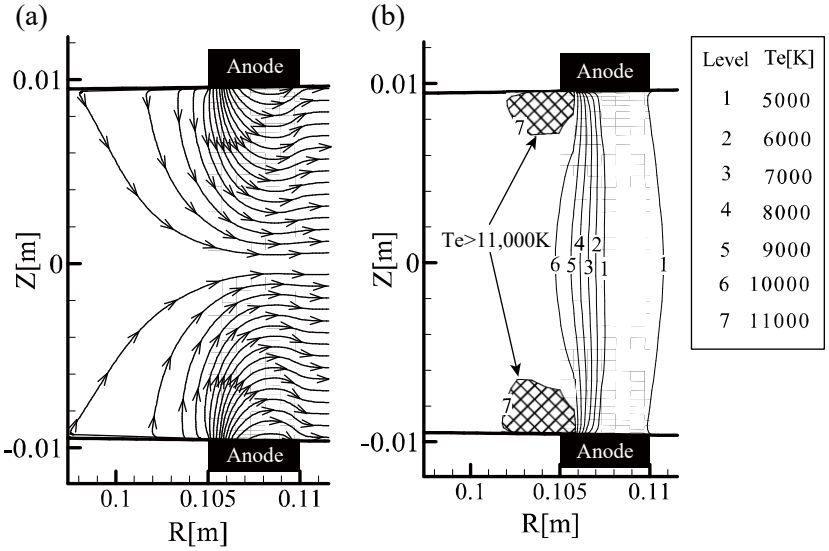


図 5-3-6　アノード付近の(a)電流流線，(b)電子温度分布

5.3.2　キセノン・ヘリウムを作動流体とした発電特性とプラズマ流体挙動

図 5-3-7 に(a)キセノンならびに(b)ヘリウムを作動流体としたときの実効的なエンタルピー抽出率の予備電離電力依存性を示す。アルゴンを作動流体とするときと同様に印加磁束密度の増加に伴い実効的なエンタルピー抽出率は増加し，最適予備電離電力は低下するが，高印加磁束密度における最適予備電離電力の低下はアルゴンやキセノンと比べてヘリウムでは小さい。4T におけるキセノンの最大の実効的なエンタルピー抽出率は 12%であり，このときの等エントロピー効率は 28%で, 大きなモル質量に起因した低い流速により MHD 相互作用が弱く，エンタルピー抽出率・等エントロピー効率ともにアルゴンと比べて低い。一方でヘリウムでは最大の実効的なエンタルピー抽出率は 24%で，このときの等エントロピー効率は 55%であり，実効的なエンタルピー抽出率はアルゴンと同程度であるが等エントロピー効率はアルゴンと比べて 10%程度低い結果となった。これはヘリウムの衝突断面積がアルゴンと比べて大きいことで，ホールパラメータがアルゴンと比べて低く，電気変換効率が低いことに起因する。同様の現象はシードプラズマ方式のディスク形状ホール形発電機についても報告されている[52]。

図 5-3-8 にチャネル入口電離度の予備電離電力依存性ならびに図 5-3-9 に式(6-4)で定義されるノズル内の実効的な加熱量の予備電離電力依存性を示す。チャネル入口電離度は印加磁束密度の増加とともに増加し，キセノンを作動流体とする場合にはアルゴンと同様に高印加磁束密度かつ低予備電離電力の条件で実効的な加熱量が予備電離電力以上となり，ノズル入口電離度を上回る電離度がチャネル入口で得られる。一方でヘリウムを作動流体としたときには，チャネル入口電離度はノズル入口電離度とおおむね等しい。これはヘリウムのノズル内における実効的な加熱量は予備電離電力と比べて小さく，電子がノズル内で有効的に加熱されていないことによる。また，図 5-3-10 に示すようにヘリウムの電離反応

速度はアルゴンやキセノンと比べて小さく, ノズル内でヘリウムが電離するには 15,000K 程度必要となるのに対してアルゴン並びにヘリウムではそれぞれ 7,500K, 10,000K 程度で電離する[104]。さらに重粒子との衝突損失は電子温度の増加に伴い増加することから，強い自励的なジュール加熱がノズル内でのヘリウムの電離に必要とされ, これにより B=4T においてもヘリウムではノズルによる電離度の増幅が得られなかったと考えられる。

図 5-3-11 にチャネル入口におけるノズル入口電離度により規格化された電離度の高さ方向分布を示す。前述のとおり，アルゴンを作動流体としたときにはアノード近傍における高電子温度領域の影響に伴い，壁面近傍の電離度は流路中央と比べて高い。この電離度の高さ方向の不均一性はキセノンを作動流体とするときにも確認できるが，ヘリウムを作動流体とするときには電離度は高さ方向におおむね均一である。ヘリウムを作動流体とするときにもアノード近傍の高い電流密度や高電子温度領域は確認されたがヘリウムの電離に至るほどには電子温度は高くない。以上をまとめるとノズルによる電離度の増幅ならびに高さ方向の電離度の不均一性は電離反応速度の高いアルゴンならびにキセノンを作動流体にするときに顕著であるといえる。

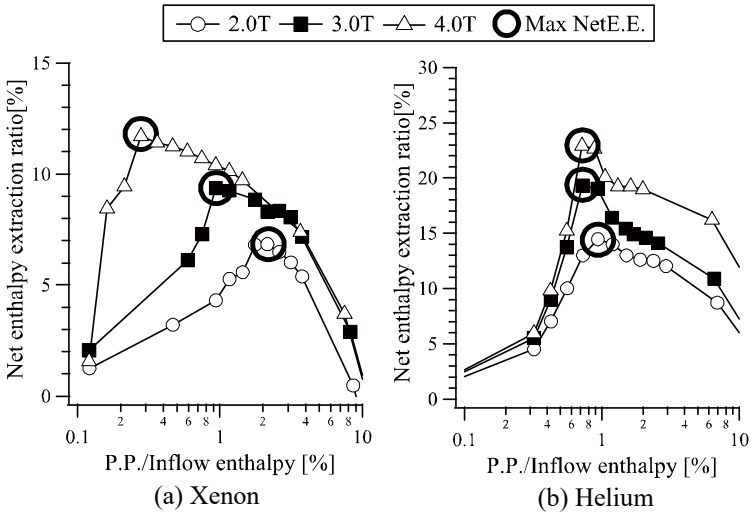


図 5-3-7　実効的なエンタルピー抽出率の予備電離電力依存性(a)キセノン，(b)ヘリウム

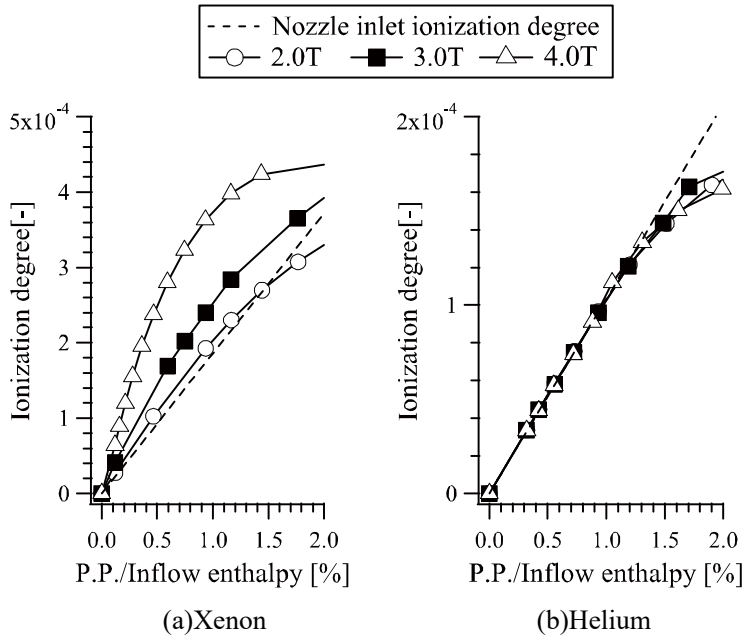


図 5-3-8　チャネル入口電離度の予備電離電力依存性(a)キセノン，(b)ヘリウム

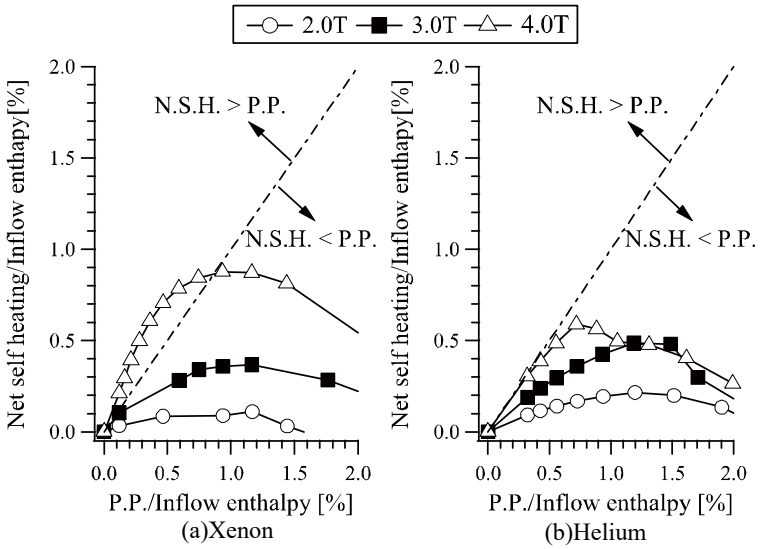


図 5-3-9　実効的な加熱量の予備電離電力依存性(a)キセノン，(b)ヘリウム

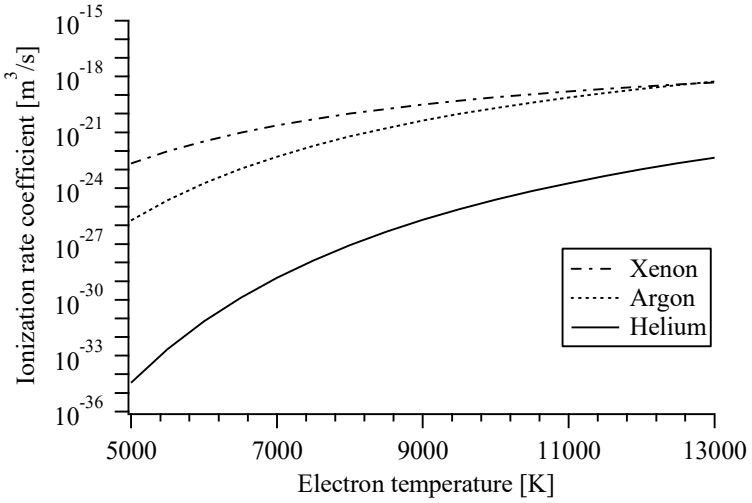


図 5-3-10　希ガスの電離反応速度定数の電子温度依存性

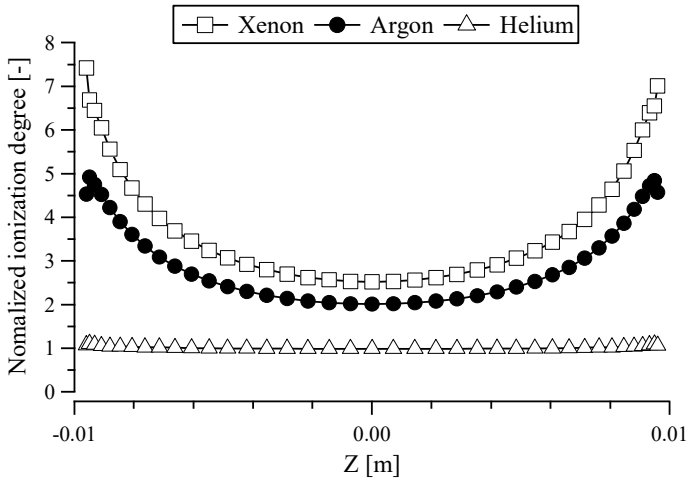


図 5-3-11　チャネル入口における電離度の高さ方向分布

5.4 節　5 章のまとめ

ディスク形状ホール形発電機における自励的ジュール加熱の発電特性ならびにプラズマ流体挙動に与える影響を明らかにすることを目的として予備電離希ガスプラズマ MHD 発電の 2 次元数値解析を行い以下のことが明らかとなった。

(1) 強い自励的なジュール加熱を誘起する高印加磁束密度かつ過度のローレンツ力と衝突損失を抑制する低い予備電離電力の条件において，ノズルによる作動流体の電離度の増幅が得られる。

(2) ノズルによる電離度の増幅ならびにチャネル内最適電気伝導度の低下により，実効的なエンタルピー抽出率を与えるような最適予備電離電力は印加磁束密度の増加に伴い低下する。特にアルゴンを作動流体としたときに実効的なエンタルピー抽出率 25%，等エントロピー効率 65%が低い予備電離電力(流入エンタルピーの 0.3%)かつ高印加磁界(4T)の条件で得られた。この予備電離電力は高周波予備電離を加えたシードプラズマ方式における予備電離電力と同程度である。

(3) アノード端における電流集中により作動流体の電離度は高さ方向に不均一となり，これに伴いチャネル内で速度境界層が発達する。高さ方向の電離度の不均一並びにノズルによる電離度の増幅はヘリウムと比べて電離反応速度の早いアルゴン並びにキセノンで顕著になる。

本解析結果から，予備電離希ガスプラズマ MHD 発電においてノズルによる自励的ジュール加熱による電離度増幅を加えることで低い予備電離電力で高い発電性能(E.E.=25%,I.E.=65%)が実現できることが示された。ただし，高効率な CCMHD 発電としての実用化において必要とされる性能(I.E.>80)[50,51]は達成されていない。発電機の大型化により摩擦に伴う全圧損失の低減や，強磁界・発電機形状最適化による高い電気変換効率の実現によるジュール散逸の低減など，等エントロピー効率の向上が必要である。

第6章 まとめ

本論文はシードを用いない非平衡 MHD 発電のうち，高温希ガスプラズマ方式ならびに予備電離希ガスプラズマ方式のプラズマ挙動と発電特性を実験並びに数値解析により調べ，発電特性に及ぼす影響を検討したものである。本研究で明らかになったこと，さらに今後の課題について述べる。

6.1 節　本研究のまとめ

(1) リニア形状ファラデー形発電機による高温希ガスプラズマ MHD 発電において，低い入口全温度(7500K)では電離不安定に伴いプラズマが不均一となり発電性能は低いが，入口全温度を高く(9000K)することで電離不安定が抑制され安定した発電出力が得られるとともに，ディスク形状ホール形発電機と同様にシードプラズマ方式に匹敵する高い発電性能が得られることが実験的に示された。このとき，電極近傍におけるホール効果に伴う電圧降下が大きく作用することから，性能解析に当たっては電極効果を十分に考慮する必要がある。リニア形状ファラデー形発電機と同様にディスク形状ホール形発電機においても高い入口全温度では電離不安定が抑制される。この高い入口全温度において発電機内の電子はクーロン衝突が支配的であり，①電気伝導度の電子数密度に対する依存性が弱い，②ホール効果が抑制される　の 2 点がサハ平衡状態からずれていることに加えて電離不安定の抑制原因になることが示された。

(2) アルゴンよりもイオン化ポテンシャルの低いキセノンを作動流体とすることで，リニア形状ファラデー形・ディスク形状ホール形発電機ともに高温希ガスプラズマ MHD 発電の動作温度が 2000K 程度低減でき，電離不安定に伴うプラズマの不均一構造が抑制できる入口全温度も同様に低下する。ただし，アルゴンで高い発電性能が得られるような十分に高い入口全温度では大きいモル質量に伴う相互作用の不足によりエンタルピー抽出率はアルゴンのそれと比べて低く，キセノンを作動流体として高い性能を実現させるには強い相互作用の実現が必要となる。

(3) 予備電離希ガスプラズマ方式において，作動流体中に高周波電磁界を印加することで予備電離を行う際には，投入電力の増加とともに放電モードは E-mode→不安定な放電モード→H-mode に遷移する。H-mode におけるプラズマ生成特性は流れのマッハ数に依存し，亜音速流中では温度境界層の影響が強いことでプラズマは壁面から離れた位置に生成され，このとき放電回路の力率が低い。一方で，超音速流中では速度境界層の影響が強いことで壁面近傍にプラズマが生成され，放電回路の力率が高い。また，超音速流中の放電においては電子系から重粒子系へのエネルギー輸送に伴う静圧上昇と斜め衝撃波が生成され，発電機の等エントロピー効率低下の要因となる。

(4) 予備電離希ガスプラズマ方式ディスク形状ホール形発電機において，高印加磁束密度かつ低予備電離電力の条件の下ではチャネル前ノズルにおける自励的ジュール加熱により作動流体の電離度の増幅が得られ，これにより予備電離に必要とされる電力の削減ができ，アルゴンを作動流体とした場合にシードプラズマ方式における高周波予備電離と同程度の予備電離電力 0.3%(対流入エンタルピー比)において，実効的なエンタルピー抽出率 25%，等エントロピー効率 65%が R-Z 2 次元解析により示された。このノズルによる作動流体の電離度の増幅はヘリウムを作動流体としたときと比べて電離反応速度の速いアルゴンならびにキセノンを作動流体としたときに顕著になる。

以上を総括すると，高温希ガスプラズマ MHD 発電の先行研究では，発電の実証と一部の運転条件でのプラズマの不均一の報告がなされていたが，本研究から(ファラデー形発電機による)幅広い運転条件の実証，電離不安定に伴う不均一なプラズマの抑制条件，動作温度の低下が示され，高温希ガスプラズマ MHD 発電の詳細な発電特性ならびに予備電離希ガスプラズマ MHD 発電への遷移に向けた知見が得られた。

予備電離希ガスプラズマ MHD 発電については，発電チャネル内に限定した数値解析による基礎特性の把握がこれまで行われていたが，本研究では，チャネル以前のプラズマの生成部にまで拡大して検討し，高周波電磁界による予備電離の基礎特性の把握ならびに自励的ジュール加熱による電離度増幅とそのときの発電特性について明らかにした。

6.2 節　今後の課題

(1) シードフリーMHD 発電の電離不安定の発生・抑制メカニズムの検討

高温希ガスプラズマにおける電離不安定にともなう不均一構造の発生条件ならびにそのとき構造について本研究では実験並びに数値解析により明らかにしたが，根本的な電離不安定の発生・抑制メカニズムは明らかにはできていない。

プラズマの不安定化と構造の発生についてはシードプラズマ方式では線形摂動解析[102]から，実験結果や 2 次元・3 次元解析結果を説明できる結果が得られており，それと同様にシードフリー方式におけるプラズマの不均一化と構造の検討も考えられる。しかし，シードフリーMHD 発電ではプラズマがサハ平衡状態から大きくずれており，従来の線形摂動解析(サハ平衡を仮定)による安定性解析は困難(安定解がなく，常に不安定として解析)が想定されることから，新しいプラズマの安定性解析手法の開発が必要である。

また，ディスク形状ホール形発電機における高印加磁束密度条件(>0.5T)については R-θ 2 次元解析では境界層との干渉で疑似衝撃波となるはずの衝撃波が垂直衝撃波として解析されてしまい，2.4 節では解析が不可能であった。そこでプラズマ構造と境界層の影響を同時に解析できる 3 次元解析による高印加磁束密度条件におけるプラズマ

挙動の検討が望まれる。

(2) 予備電離手法の確立と実証実験

本研究では第 4 章で高周波電磁界によるプラズマ生成を，第 5 章で予備電離電力と発電性能の関係について明らかにしたが，次の段階としてこの 2 つを統合して高周波電磁界によるプラズマ生成とそれによる予備電離希ガスプラズマ MHD 発電の実現が望まれる。また，第 4 章で述べたとおり，誘導コイルによるプラズマ生成では，生成されるプラズマは壁面近傍で高い電離度を持つことから，これまで MHD 発電の予備電離手法としてはほとんど検討されていないマイクロ波や誘電体バリア放電等の様々なプラズマ生成手法による均一なプラズマ生成についても検討の余地があると考える。特に近年，プラズマ生成手法の一つとして注目されている高速な電圧印加による誘電体バリア放電[123]は，一般的な多数のストリーマを伴う誘電体バリア放電よりも均一かつ高効率なプラズマ生成が期待でき，注目すべき予備電離手法の一つである。

(3) 詳細なプラズマ反応モデルによるシードフリーMHD 発電の発電特性の検討

予備電離希ガスプラズマ MHD 発電の CR モデルによる検討から，運転条件によっては輻射を伴う再結合や脱励起がシードフリーMHD 発電の性能に影響を与えることが示されている[86,87]。本研究ではプラズマの反応モデルとして直接電離と三体再結合のみを仮定した 1 準位モデルを採用したが，CR モデルを用いた解析により，輻射や励起種の挙動を含めたより確度の高い発電性能の予測とプラズマ挙動の議論が可能になると考える。

(4) シードフリーMHD 発電による CCMHD システムの検討

予備電離希ガスプラズマ MHD 発電では発電機入口において予備電離を必要とし，そこで必要とされる電力は発電出力により補われることから，一般的な CCMHD 発電システムにさらに予備電離電力用のエネルギーフローが追加されることになる。第 5 章で述べたように，本研究から熱入力の 0.3%程度の低い予備電離電力で高性能な予備電離希ガスプラズマ MHD 発電が可能になることが示されたことから，このエネルギーフローの影響は限定的であると考えられるが，最適予備電離電力は発電機形状や運転条件により異なり，このエネルギーフローがシステム全体としての発電性能(プラント効率)に与える影響を明らかにし，それと同時に運転条件と形状について検討することは実用化へ向けた高効率なシードフリーMHD 発電システムの実現に重要になると考える。

付録 i　実験装置

i.1 節　はじめに

付録 i では本論文の第 2,3,4 章に記した実験における実験装置の詳細を述べる。

i.2 節　各種実験装置の詳細

i.2.1　衝撃波管

MHD 発電の作動流体である高温高圧の希ガスを衝撃波管により生成することで実験を行った。使用した衝撃波管を図 i-1 に示す。自然破膜型の衝撃波管であり，高圧部の充填ガスはいずれの実験でもヘリウム(0.12MPa~0.95MPa)とし，低圧部には発電機の作動流体となるアルゴン(500Pa~10kPa)並びにキセノン(500Pa~2kPa)を充填した。高圧部の圧力はピエゾレジスティブ圧力変換センサにより，破膜時の圧力を測定し，低圧部についてはキャパシタンスマノメータにより充填圧力を計測した。アルゴンを作動流体とするときには全温度 4000K 以下を生成するときにはアンダーテイラード条件で，全温度 4000K 以上ではオーバーテイラード条件で衝撃波管を動作させ，キセノンを作動流体とするときには常にアンダーテイラード条件で衝撃波管を動作させた[124]。衝撃波管下流部の 2 カ所に圧力センサを設置し，衝撃波管下流に伝播する衝撃波の伝播速度を計測することで壁面摩擦による衝撃波伝播速度の減衰率を評価した。この減衰率並びに高圧部と低圧部の初期充填圧力，作動流体の初期温度(＝衝撃波管の温度)から衝撃波管動作時の衝撃波管末端における作動流体の全温度並びに全圧を評価した。なお，この評価法による全温度ならびに全圧と光学計測による温度の計測結果，並びに圧力センサによる計測結果とおおむね一致し，その誤差は 10%未満であることを確認している。衝撃波管は 70.0±1.0℃にヒータにより加熱・保温し，季節変動による初期温度誤差を解消した。衝撃波管により生成された高温高圧の希ガスは導入管を経由した後に発電機ならびにテスト流路へと流入する。なお，導入管の衝撃波管への接続部は衝撃波管の内径と比べて十分に細い管となっており，衝撃波管末端部は衝撃波の反射面として十分に機能し，また導入管より下流の配管の衝撃波管の動作への影響は小さいものとなっている。水を代表とする不純物の作動流体への混入を避けることを目的として，作動流体充填前に衝撃波管低圧部～ダンプタンクにかけては油回転ポンプならびに油拡散ポンプにより 0.01~0.001Torr まで真空引きを行った。高圧部については別に設置している油回転ポンプにより 0.01Torr 以下まで真空引きを行った。

i.2.2　超電導磁石

第 2 章ならびに第 3 章における発電実験では超電導磁石により発電機に磁界を印加した。コイルは GM 冷凍機により 5K 以下に冷却されており，そこに最大で 84A の電流を通電させることにより最大で 4T の磁界を印加した。ボア内部における磁場分布はおおむね均一で

あり，定格動作時に最も磁界の弱いのはボア中心で 4T，発電チャネル内で最も磁界の強い部分でも印加磁束密度は 4.1T である。

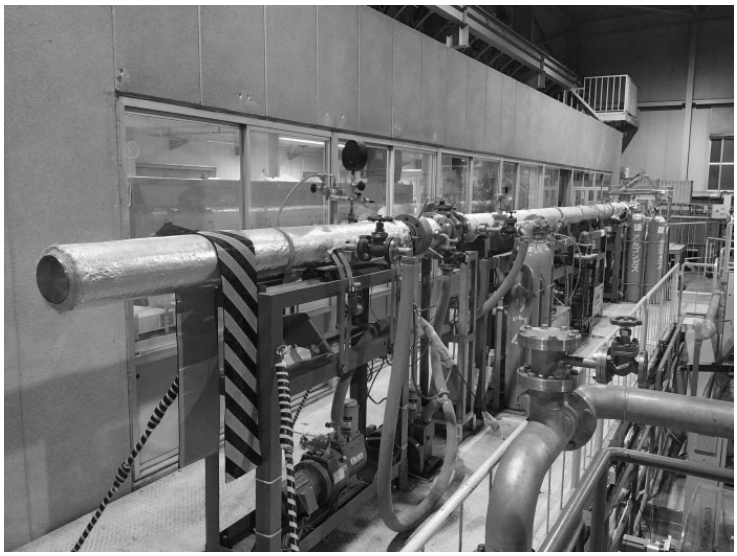


図 i-1　衝撃波管

図 i-2 超電導磁石

i.2.3　高周波電源

第 4 章の RF 放電による予備電離実験では誘導コイルに高周波電流(周波数 13.56MHz)を流すことにより高周波電磁界を作動流体に印加した。高周波電流を生成するにあたり，誘導コイルはマッチングボックスに接続され，そのマッチングボックスがパルス駆動の高周波電源装置(最大動作時間 3ms，定格電力 10kW)に接続されることで高周波電源装置と誘導コイルが電気的な整合がとれるようになっている。マッチングボックス内部には可変コンデンサが 2 つ設置されモータにより容量を投入電力が最大となるようにコントロールした。高周波電源では進行波と反射波がモニタリングできるようになっており，進行波と反射波の差分から投入電力を算出した。また，コイル電流ならびにコイル端電圧はロゴウィスキーコイル(変換比 1:100)と高電圧プローブ(変換比 1:1000)によりサンプリングレート 200MHz で計測し，それをフーリエ変換することで計測ノイズの除去と各々の実効値を算出した。

図 i-3　高周波電源装置

付録 ii　解析手法

ii.1 節　はじめに

付録 ii では第 2，4，5 章で取り上げたプラズマ電磁流体の 2 次元数値解析について，解析に使用した基礎方程式ならびに解析手法の説明を行う。

ii.2 節　基礎方程式

シードフリー非平衡 MHD 発電の作動流体は弱電離した希ガスであり，作動流体中には希ガス原子，希ガスイオン，および電子の 3 種類の粒子が存在する。これらの粒子の挙動を記述する方程式は，各粒子の注目すべき構造レベルに応じて異なってくるが，ここでは電子・原子の運動状態を連続体として取り扱う。

非平衡プラズマの本質は，希ガス原子と電子との衝突断面積が非常に小さいことにあるが，一方で希ガス原子と中性粒子間の衝突断面積はそれに比べて極めて大きな値となる。このことは重粒子-重粒子間の衝突によるエネルギー交換率が電子-重粒子間の衝突によるエネルギー交換率に比べて非常に大きいことを意味し，その結果電子気体と重粒子気体はそれぞれ異なる温度状態にあると考えられる。このような性質を有する非平衡プラズマを記述する方程式として，本論文では連続体近似で表した 2 温度モデル[125]の MHD 方程式を採用し，特にエネルギー方程式について発電機内の作動流体を電子気体の方程式からなる電子系と重粒子気体の方程式からなる重粒子系とに分けて記述する。これに電磁場の時間・空間変化を記述する Maxwell 方程式が加わることで方程式を閉じる。

1.　電子系の方程式

電子気体の運動状態は電子数密度、電子の運動量、電子のエネルギーの各物理量に対して適用された保存則を解くことによって決定される。

A)　連続の方程式(質量保存則)

電子数密度に関する保存則は，イオン数密度に対する連続方程式とプラズマの電気的中性を仮定することにより電離反応速度定数(k_f)ならびに再結合係数式(k_r)を用いて式(ii-1)のように表される。なお，ここでは 1 価電離のみを取り扱うことから電子数密度とイオン数密度は等しいものとしている。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla\cdot(n_e\vec{u}) = \dot{n_e} = k_f n_n n_e - k_r n_e^3 \qquad \text{(ii-1)}$$

B)　一般化されたオームの法則(運動量保存則)

電子気体に対する運動量の式は電子の運動量緩和時間が他の方程式のものよりかなり短いことから否定常項の省略された，「一般化されたオームの式」として定式化でき，式(ii-2)となる。なお，ここではイオンと中性粒子間との衝突頻度は十

分高いとしてイオンスリップ(イオン電流)は無視している。

$$\vec{j}+\frac{\beta}{|\vec{B}|}\vec{j}\times\vec{B}=\sigma(\vec{E}+\vec{u}\times\vec{B}) \tag{ii-2}$$

C)　エネルギー方程式(電子のエネルギー保存則)

電子のエネルギー方程式は内部エネルギー(式(ii-3))に対して式(ii-4)として表される。ここで右辺第 1 項はジュール加熱，第 2 項は重粒子との衝突によるエネルギー損失(Collision loss)，第 3 項はイオン化エネルギーである。なお本解析では電子の熱伝導項は発電機内の多くの領域で他の項に対して十分に小さく，輻射損失については 1 準位解析におけるモデル化が困難であることから省略している。

$$U_e=\frac{3}{2}n_e kT_e \tag{ii-3}$$

$$\frac{\partial U_e}{\partial t}+\nabla\cdot(U_e\vec{u})=\frac{|\vec{j}|^2}{\sigma}-\frac{3}{2}\delta_h n_e k\left(T_e-T_g\right)\sum_h\frac{m_e}{m_h}\bar{\upsilon}_{eh}-\epsilon_i\dot{n}_{\mathrm{e}} \tag{ii-4}$$

$$(h=\text{ion, neutral particle})$$

また，電子の衝突周波数は以下から求まる。

$$\sum_h\bar{\upsilon}_{eh}=n_n\bar{Q}_{en}c_e+n_i\bar{Q}_{ei}c_e \tag{ii-5}$$

ここで$\bar{Q}_{\mathrm{eh}}$は電子と重粒子の平均運動量輸送衝突断面積であり，c_eは電子の平均熱速度で，それぞれ以下から求まる[104,126,127]。

$$\bar{\mathrm{Q}}_{en}=\begin{cases}\frac{4}{3}\times(5.65\times10^{-20})\quad for\ He\\ \frac{4}{3}\times(0.46\times10^{-23}\times T_e-0.32\times10^{-20})\quad for\ Ar\\ 8.00\times10^{-36}\times T_e^4-4.02\times10^{-31}\times T_e^3+6.67\times10^{-27}\times T_e^2-2.82\times10^{-23}\times T_e+6.91\times10^{-20}\quad for\ Xe\end{cases} \tag{ii-6}$$

$$\bar{Q}_{ei}=6\pi\left(\frac{e^2}{12\pi\epsilon_0 kT_e}\right)^2 ln\left[12\pi\left(\frac{\epsilon_0 k}{e^2}\right)^{\frac{3}{2}}\sqrt{\frac{T_e^3}{n_e}}\right] \tag{ii-7}$$

$$c_e=\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \tag{ii-8}$$

2.　全粒子系の方程式

流れ場を構成する粒子には電子を除けば希ガス原子，希ガスイオンの 2 つがある。本来はこの 2 つ各々について質量・運動量・エネルギーの保存式を解くべきであるが，MHD 発電機内部のような濃いプラズマ中では原子-イオン間の運動量交換率が高いことでイオンスリップがほとんど起こらないことから，原子とイオンは同じ運動条件にあり，希ガス温度とイオン温度は共に重粒子温度として統一することができ，また運動量についても同様のことがいえる。またイオンの質量保存則については本解析では 1 価電離のみを考慮していることから式(ii-1)を電荷保存式と同一のものとして扱うことができる。以上の観点から，全粒子系の方程式については下記の連続の方程式，運動量保存式，エネルギー保存式から構成され，さらに補助方程式として状態方程式が追加される。

A)　連続の式(質量保存則)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \tag{ii-9}$$

B)　運動量方程式(運動量保存則)

運動量方程式は外力項としてローレンツ力$\vec{j} \times \vec{B}$の含まれた Navier-Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u}\vec{u} + p\boldsymbol{I}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \vec{j} \times \vec{B} - \vec{P}_{Loss} \tag{ii-10}$$

(ii-10)式の右辺第 1 項は応力の変化によって交換される運動量を示しており、粘性応力τはアインシュタインの総和規約に基づきクロネッカーのデルタδ_{ij}を用いて以下のように表される。

$$\boldsymbol{\tau} = \lambda \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{ii-11}$$

ここでμは第 1 粘性係数(せん断による粘性)であり、λは第 2 粘性係数(体積膨張による粘性)である。この二つの係数には以下の関係がある。

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \tag{ii-12}$$

第 2 章のリニア形状ファラデー形発電機ならびにディスク形状ホール形発電機の解析では Z 方向の壁の全圧損失を$\vec{P}_{Loss}$として解析を行う。ここで摩擦係数C_fについてはスクラムジェットエンジンを用いた実験から得られたモデルを用いた[128]。

$$\vec{P}_{Loss} = -\frac{1}{2}\rho |\vec{u}| C_f \vec{u} d \tag{ii-13}$$

$$C_f = \frac{0.0040 \times Re^{-0.2}}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \times Mach^2\right)^{0.467}} \tag{ii-14}$$

ここでReは流路高さを代表長としたレイノルズ数である。

C)　エネルギー方程式(全粒子のエネルギー保存則)

全粒子が単位体積あたりに持つエネルギーは式(ii-15)で与えられ，エネルギー方程式は(ii-16)となる。

$$E_s = \rho \left(c_v T_g + \frac{1}{2} |\vec{u}|^2 \right) + U_e \tag{ii-15}$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_s + p\boldsymbol{I})\vec{u}] = \vec{u} \cdot \left(\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \right) + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \vec{u} - \vec{j} \cdot \vec{E} - \nabla \cdot \vec{q}_h - \epsilon_i \dot{n}_i - Q_{Loss} \tag{ii-16}$$

第 3 章のリニア形状ファラデー形発電機の解析では Z 方向壁面への熱伝達による熱損失として以下のQ_{Loss}を導入した。

$$Q_{Loss} = \frac{2 S_t \rho c_p (T_g - T_w)}{d} \tag{ii-17}$$

ここでS_tはスタントン数であり，プラントル数を 1 として$S_t = 0.5 \times C_f$である。

D）状態方程式

本解析では理想気体の状態方程式を用いて圧力の算出を行った。

$$p = \rho R T_g \tag{ii-18}$$

3.　Maxwell 方程式

電磁場を記述する方程式として以下の Maxwell 方程式を用いる。

$$\nabla \cdot D = \rho \tag{ii-19}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{ii-20}$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \tag{ii-21}$$

$$\nabla \times \vec{H} = j + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{ii-22}$$

ここでρは電荷密度，$\vec{D}$は電束密度，$\vec{E}$は電界，$\vec{H}$は磁界である。

定常磁界とプラズマの相互作用の解析では，次に示す MHD 近似が適用できる。

A）電磁界の高周波変動を取り扱わないことからに変位電流の項($\partial\vec{D}/\partial t$)は無視できる。

B）Debye 長がプラズマの特性距離に比べて小さく，プラズマの電気的中性が保たれる。つまり$\rho = 0$として扱える。

C）磁気レイノルズ数Re_mが小さく($Re_m < 1$)，印加磁場はプラズマ中を流れる電流の影響を受けず定常である。

以上の MHD 近似により Maxwell 方程式は時間偏微分項が省略でき，さらに以下のように表すことができる。

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \tag{ii-23}$$

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \tag{ii-24}$$

ii.3 節　プラズマの反応モデルと輸送係数の算出

A）反応係数

プラズマ反応の数値解析には様々な電離モデルがある。特に rate 方程式を解く方法では原子の励起準位に配慮した解析が可能となるり，より正確な解析が期待できるが，励起準位ごとの数密度の数十本にもおよぶ移流方程式を解く必要があり，また，励起準位間遷移の時定数が非常に短いことから非常に短いタイムステップによる解析が必要で，一般的な流体数値解析に比べて計算コストが非常に大きくなる。rate 方程式を解くことによる MHD 発電機内部のプラズマの解析はシードプラズマ方式[129-132], シードフリー方式[86,87]の両方で過去に行われており，rate 方程式を解くことによる精度の高いプラズマ解析により，独自の知見が得られている。

一方で，希ガスは原子もしくはイオンであるかの 2 通りのみの状態にあるとし，励起状態を考慮しないプラズマ反応モデル(つまり 1 準位モデルともいえる)がある。このモデルでは電離もしくは再結合の反応速度の反応速度定数がモデルとして与えられることから，移流方程式の本数が rate 方程式の数十本に比べて(希ガス-イオン-電子系の場合)わずか 3 本(1 価電離を仮定すれば実質 1 本)で，時定数も 10^{-7} 程度と長いことから rate 方程式を解く場合に比べ非常に低い計算コストで解析が可能となる。MHD 発電機のプラズマは密度が高く，電子温度が低いことから再結合反応は三体再結合反応が支配的であることが知られており，この三体再結合反応の速度定数については Hinnov & Hirshberg によるモデルがあり[133], シードプラズマ方式における希ガスの反応モデルとして多く利用されてきた。本数値解析では，実験における発電機でのプラズマ挙動について注目することから，計算コストが低いが発電性能や基本的なプラズマ挙動を十分に模擬できる Hinnov & Hirshberg らのモデルをベースとして解析を行う。ただし Hinnov & Hirshberg らによるモデルについては 4000K 以上の電子温度域で実験との相違が認められていることから，Ar の高電子温度領域については Owano,Kruger により提案されている三体再結合係数[134]を，He の高電子温度領域については Biberman により提案されている三体再結合係数[135]を用いる。Xe の高電子温度領域については三体再結合係数の物性値に乏しく，著者の調べた限りでは Generalov らによる電子温度 8000K~9250K における実験値[136]しか得られなかった。そこで Biberman による He の三体再結合係数を 1/3 倍とすることにより，Generalov らの実験結果にフィッテングする曲線を得て，その結果を Xe の三体再結合係数として用いた。Hinnov & Hirshberg らによる低電子温度のモデルとその他の高電子温度領域のモデルが滑らかに接続されるようにした。なお，第 5 章，第 6 章ではアルゴンの三体結合係数として Hinnov & Hirshberg によるモデルよりもさらに精度の高いとされる Simpson のモデル[137]を利用して解析を行った。

B)　電気伝導度・ホールパラメータ

電気伝導度σ及びホールパラメータβは弱電離気体の衝突理論より次式で表される[6,7]。

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \sum_h \overline{\nu}_{eh}} \tag{ii-25}$$

$$\beta = \frac{e|B|}{m_e \sum_h \overline{\nu}_{eh}} \tag{ii-26}$$

C)　粘性係数・熱伝導率

粘性係数ならびに熱伝導率は文献[138]を基準としてサザーランドの式より粘性係数を求め，熱伝導率はプラントル数を 1 として求めた。

ii.4 節　乱流モデル

MHD 発電機内のレイノルズ数は 5000 以上と大きく，発電機内の流れ場は乱流が予想される。MHD 流れの乱流は渦構造が MHD 相互作用により変化し，一般的な乱流とはエネルギーの散逸機構が異なることが知られており，現在研究が進められている段階で，LES による無反応性流れの低レイノルズ数乱流の研究が行われているが[139]，計算コストの問題から，MHD 発電機内のような反応性(電離・再結合)の流れ場や高レイノルズ数の MHD 乱流の研究はほとんど進んでいないのが現状である。

そこで本研究では，乱流モデルとしてこれまで MHD 発電機の解析で用いられ，実験と概ね一致した結果の得られている Baldwin-Lomax モデル[140,141]を用いた。このモデルは付着流に対してよく整備されている Cebeci-Smith のモデルを基礎として境界層外端位置を陽に求めなくてすむように簡単化した 2 層代数モデルである。以下にそのモデルについて説明する。

内層における渦粘性は混合長理論から式(ii-27)で与える。

$$\mu_{ti} = \rho l^2 |\omega| Re \tag{ii-27}$$

$$l = \kappa y D \tag{ii-28}$$

$$D = 1 - \exp(-y^+/A^+) \tag{ii-29}$$

また，外層の渦粘性は

$$\mu_{to} = KC_{cp}\rho F_{max} y_{max} \gamma Re \tag{ii-30}$$

として壁からの距離 y に無関係な式で与える。ここにF_{max}, y_{max}は

$$F(y) = y|\omega|\{1 - \exp(-y^+/A^+)\} \tag{ii-31}$$

の最大値およびそのときの y である。また，

$$\gamma = \{1 + 5.5(C_{Kleb} y y_{max})^6\}^{-1} \tag{ii-32}$$

であり，各定数は

$$\kappa = 0.4, \quad A^+ = 26, \quad K = 0.0168, \quad C_{cp} = 1.6, \quad C_{Kleb} = 0.3$$

である。以上より渦粘性はμ_tは

$$\mu_t = \begin{cases} \mu_{ti} & (if\ y > y^*) \\ \mu_{to} & (if\ y < y^*) \end{cases} \tag{ii-33}$$

ここでy^*は$\mu_{ti} = \mu_{to}$となる位置である。

以上より得られる渦粘性については分子粘性μ_mとの和をとることで実効的な粘性係数とする。乱流熱伝導については乱流プラントル数を 1 として同様とする。

$$\mu = \mu_m + \mu_t \tag{ii-34}$$

$$k = k_m \times \frac{\mu_t}{\mu_m} \tag{ii-35}$$

ii.5 節　離散化手法・時間積分

ii.5.1　双曲型方程式の解析

式(ii-1)，(ii-4)，(ii-9)，(ii-10)，(ii-16)の双曲型方程式の移流項の離散化には衝撃波獲得性能ならびに安定性に優れた 2 次精度スキームである Harten-Yee's TVD scheme[142]を使用し，そのほかの熱伝導項等の離散化には 2 次精度中心差分法を適用した。時間積分には第 3 章では 2 次精度の Fractional step method[142]を使用し，5 章並びに 6 章では電荷保存式ならびに電子のエネルギー保存式でより高い安定性の見られた 2 段 2 次精度のルンゲ･クッタ法(ホイン法・修正オイラー法) を使用した。双曲型方程式中のローレンツ力やジュール加熱を代表とする電磁界の影響よる項は次の楕円型方程式を解くことにより求めた。なお，楕円型方程式は時間偏微分項のない定常形の方程式であることから，時間積分型の双曲型方程式とのカップリングには厳密には各時間ステップで楕円型方程式を解くべきであるが，その場合には解析の並列化効率が悪い楕円型方程式の求解に要する解析コストが大半を占めてしまい多くの計算コストを要する。そこで本解析では電子温度の特性時間以外はタイムステップと比べてきわめて長いことに注目し，楕円型方程式は 3～500 タイムステップ毎に 1 回解くこととした。なお，各タイムステップで楕円型方程式を解いた場合との間で解に大きな差は見られなかった。解析の高速化のため, OpenMP によりマルチスレッド化させ[143], TSUBAME2.5(Intel Xeon X5670)を用いて解析を行った。

ii.5.2　楕円型方程式の解析

1.　定常磁界とプラズマ流体の相互作用

第 3 章ならびに第 6 章のリニア形状ファラデー形発電機ならびにディスク形状ホール形発電機内部の定常磁界とプラズマ流により生成されるプラズマ内部の電磁界については式(i-2)，(i-23)，(i-24)から求める。リニア形状ファラデー形発電機の X-Y 解析，ディスク形状ホール形発電機の R-θ 解析，ディスク形状ホール形発電機の R-Z 解析各々における式(i-2)，(i-23)，(i-24)の取り扱いと解法は以下の通りである。

A. リニア形状ファラデー形発電機の X-Y 解析

分割電極ファラデー形の発電機の解析では各々の電極間に負荷が接続されており，外部回路は独立している。MHD 発電機内プラズマの電磁界解析にあったっては，この外部回路が独立していることを考慮して，電極対間で電流が保存している必要(N 番目のアノードを出た電流は必ず N 番目のカソードに戻る必要)がある。また，MHD 発電機では壁面ならびに電極表面に電子数密度の境界層が形成され，この領域では低電気伝導度，高ホールパラメータとなる。特にリニア形状ファラデー形発電機では，磁場と垂直な面内で電流が電極へ突入することから，このプラズマ諸量の急激な変化を伴う層をホール効果を伴いながら電流が通過し，この領域で電流保存が満足されにくく，分割電極間の電流保存の必要性と相まって電流の保存が確保しにくい。そこで分割電極ファラデー形発電機の電磁界解析に

は式(ii-36)に示すスカラー量 ψ:電流流線関数を導入することにより電流の保存性(ii-24)を確実に満足させる[144]。

$$j_x = \frac{\partial \psi}{\partial y} \qquad j_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{ii-36}$$

式(ii-36)と式(ii-2)から電場は

$$E_y = \frac{1}{\sigma}\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\beta}{\sigma}\frac{\partial \psi}{\partial y} - u_x B \tag{ii-37}$$

$$E_x = \frac{\beta}{\sigma}\frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{1}{\sigma}\frac{\partial \psi}{\partial y} + u_y B \tag{ii-38}$$

となり，これと式(ii-23)から

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\sigma}\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\beta}{\sigma}\frac{\partial \psi}{\partial y} - u_x B\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\beta}{\sigma}\frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{1}{\sigma}\frac{\partial \psi}{\partial y} + u_y B\right) = 0 \tag{ii-39}$$

電流流電関数の楕円型方程式が導かれる。この楕円型方程式を三角形一次要素の有限要素法で離散化し，得られる連立一次方程式を GP-BiCG 法もしくは BiCG-Safe 法[145-147]により電流流線関数を求めた。電流密度は式(ii-36)から求まり, 電界強度は(ii-37,38)より求まる。

B.ディスク形状ホール形発電機の R-θ 解析

ディスク形状ホール形発電機の R-θ 解析では周期境界条件を適用しやすいようにスカラー量として次式で示す電位 Φ を導入して解析を行った。

$$E_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r} \qquad E_\theta = -\frac{\partial \phi}{R\partial \theta} \tag{ii-40}$$

式(ii-40)と式(ii-2)から電流密度は

$$j_r = \frac{\sigma}{1+\beta^2}\left\{\left(-\frac{\partial \phi}{\partial r} + u_\theta B\right) - \beta\left(-\frac{\partial \phi}{R\partial \theta} - u_r B\right)\right\} \tag{ii-41}$$

$$j_\theta = \frac{\sigma}{1+\beta^2}\left\{\beta\left(-\frac{\partial \phi}{\partial r} + u_\theta B\right) + \left(-\frac{\partial \phi}{R\partial \theta} - u_r B\right)\right\} \tag{ii-42}$$

となる。解析に使用している格子のセルをコントロールボリュームとみて，式(ii-24)に従って流出入する電流の総量が 0 であるとすると離散化された楕円形方程式として

$$\begin{aligned}
\alpha = &-\frac{\sigma_{i,j+\frac{1}{2}}}{1+\beta^2_{i,j+\frac{1}{2}}}\left\{\beta_{i,j+\frac{1}{2}}\left(\left(-\frac{1}{4dR}\left(\phi_{i+1,j+1}+\phi_{i+1,j}-\phi_{i-1,j+1}-\phi_{i-1,j}\right)\right)+u_{\theta_{i,j+\frac{1}{2}}}B_{i,j+\frac{1}{2}}\right)+\left(\left(-\frac{1}{R_{i,j}d\theta}\left(\phi_{i,j+1}\right)\right)-u_{R_{i,j+\frac{1}{2}}}B_{i,j+\frac{1}{2}}\right)\right\}\\
&+\frac{\sigma_{i,j-\frac{1}{2}}}{1+\beta^2_{i,j-\frac{1}{2}}}\left\{\beta_{i,j-\frac{1}{2}}\left(\left(-\frac{1}{4dR}\left(\phi_{i+1,j}+\phi_{i+1,j-1}-\phi_{i-1,j}-\phi_{i-1,j-1}\right)\right)+u_{\theta_{i,j-\frac{1}{2}}}B_{i,j-\frac{1}{2}}\right)+\left(\left(-\frac{1}{R_{i,j}d\theta}\left(-\phi_{i,j-1}\right)\right)-u_{R_{i,j-\frac{1}{2}}}B_{i,j-\frac{1}{2}}\right)\right\}\\
&-D\left(R_{ij}+\frac{1}{2}dR\right)\cdot\frac{\sigma_{i+\frac{1}{2},j}}{1+\beta^2_{i+\frac{1}{2},j}}\left\{\left(\left(-\frac{1}{dR}\left(\phi_{i+1,j}\right)\right)+u_{\theta_{i+\frac{1}{2},j}}B_{i+\frac{1}{2},j}\right)-\beta_{i+\frac{1}{2},j}\left(\left(-\frac{1}{4R_{i,j}d\theta}\left(\phi_{i+1,j+1}+\phi_{i,j+1}-\phi_{i+1,j-1}-\phi_{i,j-1}\right)\right)-u_{R_{i+\frac{1}{2},j}}B_{i+\frac{1}{2},j}\right)\right\}\\
&+D\left(R_{ij}-\frac{1}{2}dR\right)\cdot\frac{\sigma_{i-\frac{1}{2},j}}{1+\beta^2_{i-\frac{1}{2},j}}\left\{\left(\left(-\frac{1}{dR}\left(-\phi_{i-1,j}\right)\right)+u_{\theta_{i-\frac{1}{2},j}}B_{i-\frac{1}{2},j}\right)-\beta_{i-\frac{1}{2},j}\left(\left(-\frac{1}{4R_{i,j}d\theta}\left(\phi_{i,j+1}+\phi_{i-1,j+1}-\phi_{i,j-1}-\phi_{i-1,j-1}\right)\right)-u_{R_{i-\frac{1}{2},j}}B_{i-\frac{1}{2},j}\right)\right\}
\end{aligned} \tag{ii-43}$$

$$\gamma = \left\{-\frac{\sigma_{i,j+\frac{1}{2}}}{\left(1+\beta^2_{i,j+\frac{1}{2}}\right)R_{i,j}d\theta} - \frac{\sigma_{i,j-\frac{1}{2}}}{\left(1+\beta^2_{i,j-\frac{1}{2}}\right)R_{i,j}d\theta} - \frac{D}{dR}\left(R_{ij}+\frac{1}{2}dR\right)\cdot\frac{\sigma_{i+\frac{1}{2},j}}{1+\beta^2_{i+\frac{1}{2},j}} - \frac{D}{dR}\left(R_{ij}-\frac{1}{2}dR\right)\cdot\frac{\sigma_{i-\frac{1}{2},j}}{1+\beta^2_{i-\frac{1}{2},j}}\right\} \tag{ii-44}$$

$$0 = \alpha + \phi_{i,j}\gamma \tag{ii-45}$$

として連立一次方程式(ii-44)が得られる。なおここで$D = \frac{\Delta\theta}{\Delta R}$である。式(ii-44)を SOR 法で解くことにより電位が求まる。電界強度は(ii-40)より求まり, 電流密度は(ii-41,42)より求まる。

C.ディスク形状ホール形発電機の R-Z 解析

ディスク形状ホール形発電機の R-Z 解析は R-θ 解析と同様に電位 Φ を導入して解析を行う。ただし準 2 次元解析であることからベクトルは 3 次元としてすべてのパラメータの周方向の偏微分は 0 とする。

$$E_r = -\frac{\partial\phi}{\partial r} \qquad E_z = -\frac{\partial\phi}{\partial z} \qquad E_\theta = 0 \tag{ii-46}$$

式(ii-45)と式(ii-2)から電流密度は

$$j_r = \frac{\sigma}{1+\beta^2}\left(-\frac{\partial\phi}{\partial r} + \beta u_r B + u_\theta B\right) \tag{ii-47}$$

$$j_\theta = \frac{\sigma}{1+\beta^2}\left(-\beta\frac{\partial\phi}{\partial r} - u_r B + \beta u_\theta B\right) \tag{ii-48}$$

$$j_z = -\sigma\frac{\partial\phi}{\partial z} \tag{ii-49}$$

j_θの周方向偏微分も 0 とするので，式(ii-41)，(ii-42)と式(ii-24)から楕円型方程式

$$\frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{\sigma}{1+\beta^2}\left(-\frac{\partial\phi}{\partial r} + \beta u_r B + u_\theta B\right)\right\} + \frac{\partial}{\partial r}\left(-r\sigma\frac{\partial\phi}{\partial z}\right) = 0 \tag{ii-50}$$

が得られる。これを有限要素法で離散化し，得られる連立一次方程式を BiCG-Safe 法[144-146]を用いて電位を求めた。電界強度は(ii-46)より求まり，電流密度は(ii-47~49)より求まる。

2.　高周波電磁界とプラズマ流体の相互作用

4 章の誘導コイルによる高周波予備電離の解析では，誘導コイル中を流れる高周波電流による誘導電場を解析することにより行った[47,48,109-111,148,149]。

式(ii-21)が満足されるように以下で示すベクトルポテンシャル A を導入する

$$\mu_0\vec{H} = \nabla \times \vec{A} \tag{ii-51}$$

式(ii-51)と式(ii-20)，ならびにプラズマの電気的中性と系の対称性から誘導電界はベクトルポテンシャルによって記述でき

$$\vec{E} = -\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \tag{ii-52}$$

式(ii-52)ならびに(ii-22)，(ii-51)とオームの法則$\vec{j} = \sigma\vec{E}$，クーロンゲージ$\nabla\cdot\vec{A} = 0$からベク

トルポテンシャルに関する以下のポアソン方程式が導かれる

$$\nabla^2 \vec{A} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \tag{ii-53}$$

式(ii-53)について，周方向成分に注目し，フェザー表記させると

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial A_R}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 A_R}{\partial r^2} - \frac{A_R}{r^2} + \mu_0 \sigma \omega_{rf} A_I = 0 \tag{ii-54}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial A_I}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 A_I}{\partial r^2} - \frac{A_I}{r^2} - \mu_0 \sigma \omega_{rf} A_R = 0 \tag{ii-55}$$

$$A_\theta = A_R + iA_I \tag{ii-56}$$

$$E_{rf,\theta} = -i\omega_{rf} A_\theta \tag{ii-57}$$

となり，式(ii-54)ならびに式(ii-55)の楕円型方程式を連立させて解くことによりベクトルポテンシャルが求まる。本解析では差分法で離散化させ SOR 法で解いた。なお式(ii-54)と式(ii-55)はともにベクトルポテンシャルの実部と虚部を持つことから独立に解くことができない。そこで実部と虚部で交互に SOR 法を行い，次第に解を緩和させることで整合性を持つ解を求めた。そして得られたベクトルポテンシャルから式(ii-57)より電界強度を算出し，それとオームの法則から誘導電流の電流密度が解析できる。この電流密度が電子のエネルギー保存(式(ii-4))におけるジュール加熱に加わることで高周波放電によるプラズマの加熱が解析できる。なお，誘導される磁束密度は 10mT 程度であり，流れ場に影響を与えるほどのローレンツ力を誘起しない(運動量と比べて力積が小さい)ことから，運動量保存式におけるローレンツ力の項は無視した。

境界条件には対称軸上では実部虚部ともに 0 とし，入口並びに出口では実部虚部ともに勾配を 0 とした。壁面上では流路外部に設置されているコイル中の電流によるベクトルポテンシャル(式(ii-58)第一項)とプラズマ中に誘導される電流により生成されるベクトルポテンシャル(式(ii-58)第二項)の重ね合わせより，次のように与えることができる。

$$A_\theta = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi}\sqrt{\frac{R_c}{R_0}}\sum_{i=1}^{Coil} G(k_i) + \frac{\mu_0}{2\pi}\sum_{i=1}^{C.V.}\sqrt{\frac{r_i}{R_0}} j_{\theta l} S_l G(k_l) \tag{ii-58}$$

ここで R_c はコイルの半径，R_0 は対象壁面の半径，Coil はコイルのターン数，μ_0 は真空の透磁率，r_i は i 番目のコントロールボリュームの半径，S_i はコントロールボリュームの面積である。$G(k_i)$は以下のように第一種完全楕円積分と第二種完全楕円積分で表すことのできる関数である。

$$G(k) = \frac{(2-k^2)K(k) - 2E(k)}{k} \tag{ii-59}$$

$$k_i^2 = \frac{4R_c R_0}{(R_c+R_0)^2 + (z-z_{ci})^2} \tag{ii-60}$$

$$k_l^2 = \frac{4r_l R_0}{(r_l+R_0)^2 + (z-z_l)^2} \tag{ii-61}$$

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}} \tag{ii-62}$$

$$E(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}\, d\theta \tag{ii-63}$$

式(ii-62),(ii-63)の楕円積分は初等的に求まらない。ランデン変換により級数的に求めることが可能であるが，式(ii-58)の右辺第二項でコントロールボリュームの数(∝格子数)だけ級数解を求める必要があり，その計算コストは大きなものとなる。そこで本解析では式(ii-62),(ii-63)について，あらかじめ多項式型のフィッテング曲線を用意し，それを式(ii-62),(ii-63)の代わりに使用することで解析コストの低減を図った。

付録iii　ダクト内レーザ加熱プラズマの 3 次元非定常解析

iii.1 節　はじめに

本論文の第 2 章ならびに第 3 章で取り上げた高温希ガスプラズマ MHD 発電は 1 章でも述べたようにレーザ駆動 MHD 発電機としての実用化が提案されている発電方式である。本付録ではレーザ駆動 MHD 発電において，発電以前のレーザによる作動流体の加熱加圧時の 3 次元流体挙動について解析による検討を報告する。

iii.2 節　研究背景

パルスレーザ駆動 MHD 発電は, 宇宙機外部から供給されるレーザ光をエネルギーキャリアとして使用して発電を行う方法であり，外部からエネルギー供給を受けることで宇宙機内の燃料を使用することなく発電が可能となり，宇宙機にとって魅力的な発電システムとなり得る。この方式では，レーザ光を MHD 発電機内で集光し，レーザ支持デトネーション(LSD : Laser-Supported Detonation)を生成することでアルカリ金属等のシード剤の添加なしに MHD 発電に適した高温・高圧の作動流体が得られ，一般的な MHD 発電システムで必要とされるシード添加・回収・再生システムならびに希ガス加熱器と圧縮機が不要となる。レーザ駆動 MHD 発電機について Maxwell らはその発電システムの可能性を検討し[55], Myrabo らはレーザによる MHD 推進，発電，流れ制御を装備した軽量宇宙機を提案している[150]。また，Jalufka らは希ガス流れ中にパルスレーザを入射させ，生成されたプラズマを MHD 発電機内に流入させることにより，レーザ支援による MHD 発電の実証を行っている[56]。一方，高木らはパルスレーザそのものによる希ガスの加熱・加圧によるパルスレーザ駆動 MHD 発電実験を行い，発電出力（エンタルピー抽出率）は小さいものの発電の実証に成功している[59,60]。

パルスレーザ駆動 MHD 発電の高性能化を目指すにあたっては発電機内のプラズマ特性ならびに流体挙動の把握が重要となるが，高木らの実験では発電機サイズが小型であること，発電が 50μs と短い時間で完結することから，プラズマ諸量の計測は行われておらず，数値解析によるプラズマ流体挙動の把握が必要となる。松本らの解析[57,58]では LSD と発電特性の関係が検討されレーザ駆動 MHD 発電の基礎的な検討が行われているものの, 発電実験ではレーザが 3 次元的に入射し，さらに発電機内のプラズマ流体も 3 次元的に輸送されることから，準一次元解析からはプラズマ挙動の詳細を議論することは難しく， 3 次元非定常数値解析が必要となっている。そこで本研究ではレーザ駆動 MHD 発電を想定し，高木らの実験と同一形状のダクトにおけるダクト内レーザ加熱プラズマの 3 次元非定常数値解析を行い，プラズマ流体挙動を明らかにすることを目的とする。

iii.3 節　解析手法

iii.3.1 基礎方程式

本研究では，ダクト内の非平衡プラズマを記述する方程式として，流体近似で表した 2 温度モデルを用いた。作動流体であるアルゴンの電離・再結合モデルは，電子の熱運動による衝突によるものが支配的とし，1 価電離のみ扱った。三体再結合反応係数は Hinnov らによるモデル[133]と Owano らによるモデル[134]を電子温度に対して滑らかに接続したものを用いた。

電荷保存式

$$\frac{\partial n_i^+}{\partial t} + \nabla \cdot \left(n_i^+ \vec{u}\right) = \dot{n}_i^+ = k_f n_i n_e - k_r n_i^+ n_e^2 \tag{iii-1}$$

電子のエネルギー保存式

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + \nabla \cdot \left(U_e \vec{u}\right) = -3 n_e k \left(T_e - T_g\right) \sum_h \frac{m_e}{m_h} \nu_{eh} + Q - R$$

$$U_e = \frac{3}{2} n_e k T_e + \varepsilon_i n_e \tag{iii-2}$$

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \vec{u}\right) = 0 \tag{iii-3}$$

運動量保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \vec{u}\right) + \nabla \cdot \left(\rho \vec{u}\vec{u} + p\right) = \nabla \cdot \tau \tag{iii-4}$$

エネルギー保存式

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E_s + p\right)\vec{u}\right] = \nabla \cdot \left(\tau \vec{u}\right) - \nabla \cdot \vec{q}_h + 3 n_e k \left(T_e - T_g\right) \sum_h \frac{m_e}{m_h} \nu_{eh}$$

$$E_s = \rho \left(c_v T_g + \frac{1}{2} \left|\vec{u}\right|^2 \right) \tag{iii-5}$$

レーザから作動流体へのエネルギー入力については，電離が起こる温度レベルでは自由電子が加速される機構は主として逆制動輻射であることから，本解析では多光子吸収過程などは考慮せず逆制動輻射過程のみを考慮し，制動輻射によるエネルギーの放出については全波長で積分した形式を用いた[151-153]。局所輻射強度については式(iii-6)で示す Beer の法則により算出した。

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(S_L A\right) = -S_L A \left(K_{ei} + K_{en}\right) \tag{iii-6}$$

$$Q = S_L \left(K_{ei} + K_{en}\right) \tag{iii-7}$$

$$K_{ei} = \frac{7.8 \times 10^{-9} Z n_e^{\ 2} \ln \Lambda}{\nu_L^2 \left(\frac{kT_e}{e}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_e^2}{n_{cr}^2}\right)}} \tag{iii-8}$$

$$K_{en} = 9.6 \times 10^{-5} n_e n_n T_e A\left(T_e\right) \lambda_L^3 \left\{ 1 - \exp\left(\frac{-0.014388}{\lambda_L^3 T_e} \right) \right\} \tag{iii-9}$$

$$A(T_e) = 5.74672 \times 10^{-38} T_e^{\ 0.50646} \tag{iii-10}$$

$$R = 1.43 \times 10^{-40} n_e n_i T_e^{\ 0.5} \tag{iii-11}$$

iii.3.2 解析手法

式(1)~(5)の移流項に 3 次精度 WENO スキーム[154]を適用し，その他の微分項については 2 次精度中心差分法を用いた。時間積分には 2 段 2 次精度の Runge-Kutta 法を使用し，時間刻みは電子温度の緩和時間(10^{-9}s)より短くなるように設定した。乱流モデルには Prandtl の 1 方程式モデルを用いた[155]。図 iii-1(a)に解析領域ならびに本解析における座標系を示す。30mm×5mm×5mm の矩形ダクトに 2×2mm の矩形のレーザが中心軸上に 1μs の間, 一定の強度で入射するとした。また，12000K の熱平衡状態の初期生成プラズマが Hotspot に生成されるとし，ダクト中央 X=0m に配置した。Hotspot の設定についての詳細は文献を参照されたい。ダクトからのプラズマの排気過程の解析を行うにあたり，ダクト外部領域の 30mm×25mm×25mm も解析領域に含めた。図 iii-1(b)に解析格子を示す。ダクト内部は 101×41×41 点の等間隔構造格子を配置し，外部領域には 40×121×121 点の不等間隔の構造格子を配置した。解析条件は表 iii-1 に示すとおりである。

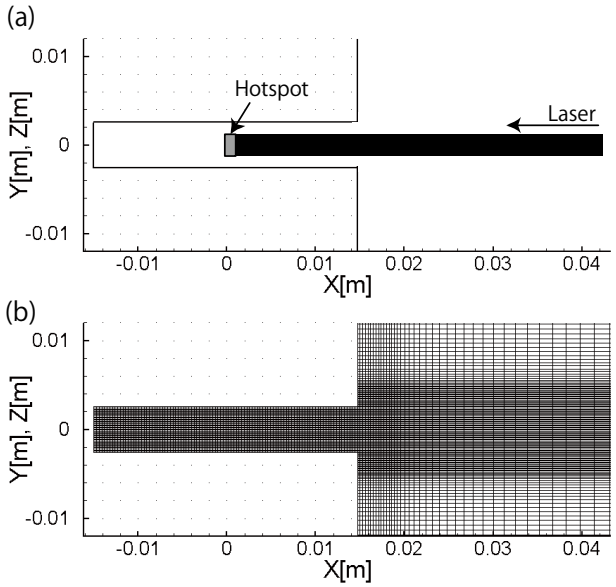


図 iii-1　(a)解析領域，(b)解析格子

表 iii-1　解析条件

Working gas	Ar
Initial pressure [kPa]	25
Initial temperature [K]	300K
Laser energy [J]	0.11~1.1

iii.4 節　解析結果

iii.4.1 解析結果の実験結果との比較

本節では解析結果と実験結果の比較を行い，本解析の妥当性の検証を行う。図 iii-2 にレーザ投入エネルギー0.5J における実験で高速度ビデオカメラにより撮影されたプラズマ発光(図 iii-2(a)), ならびに 3 次元解析の z=0m における電離度分布のレーザ入射後 1.5μs~10.1μs の経時変化(図 iii-2(b))を示す。なお，実験で撮影された写真には一部ダクトを構成するアクリルでの内部反射が確認された(図中 Reflected light)。この図から，レーザで加熱されたプラズマは加熱終了後も膨張し，その膨張の様子は数値解析と実験とで概ね一致していることがわかる。図 iii-3 にレーザエネルギーを変化させたときの 1.5μs~10μs におけるプラズマの膨張速度の実験ならびに解析結果を示す。ここでプラズマの膨張速度は図 iii-3 における X 軸方向のプラズマの幅の増加速度とし，この時間におけるプラズマの膨張速度は概ね一定であった。この図からレーザエネルギーを 0.11J~0.85J で変化させた際にも実験結果と概ね一致した結果が得られていることがわかる。

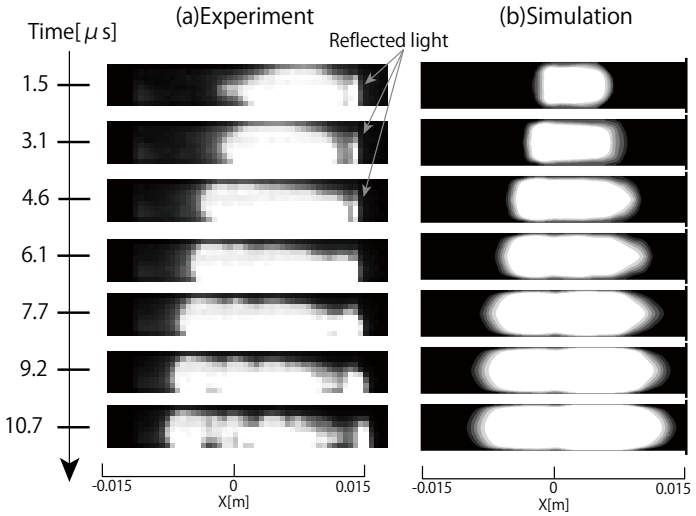


図 iii-2　発電機内プラズマの経時変化(a)実験，(b)解析

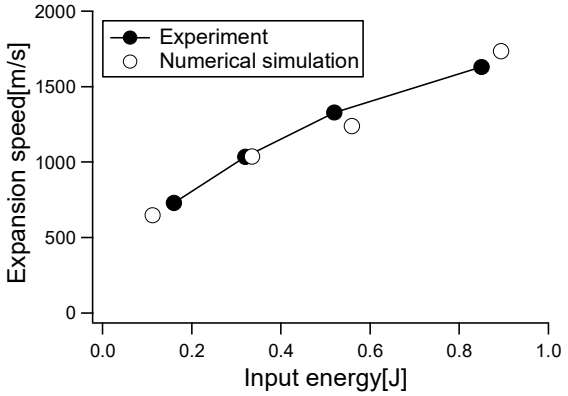


図 iii-3　プラズマの膨張速度の投入電力依存性

iii.4.2 レーザ加熱プラズマの３次元挙動

本章では代表的な解析条件であるレーザ入力エネルギー0.5J におけるダクト内レーザ加熱プラズマについて（１）レーザ入射中の XY 平面内における挙動，（２）レーザ入射終了後の XY 面内における挙動，（３）YZ 平面内における挙動の３つに分けて議論する。

(1) レーザ入射中の XY 平面内における挙動

図 iii-4 にレーザ入射終了直前 1.0μs の Z=0m における電離度，圧力，密度，重粒子温度分布を示す。X=0.00425m で衝撃波が形成され，この領域でレーザのエネルギーは吸収されており，また，衝撃波の通過による温度増加が希ガスを電離させ，LSD の典型的な構造が形成されている。LSD の背後は密度の低い希薄かつ高温・高電離度な領域となる。レーザ入射方向とは垂直な方向には圧力波であるブラスト波が放出される。

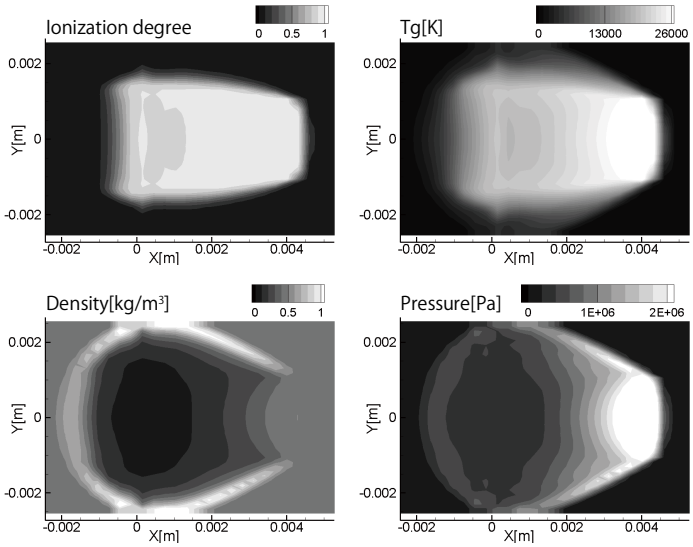


図 iii-4　レーザ入射中のレーザ吸収領域付近における電離度，ガス温度，密度，圧力分布

(2) レーザ入射終了後の XY 平面内における挙動

図 iii-5 にレーザ入射終了後 t=10~40μs，Z=0m における電離度ならびに圧力分布の経時変化を示す。レーザ入射終了後，プラズマからはブラスト波がダクト閉管端・開口端へ放出され，この閉管端と開口端に伝播するブラスト波はプラズマの膨張よりも速い速度で伝播する(図 iii-5(a))。その後，ブラスト波は閉管端に到達した後に 0.3MPa 程度の高圧のよどみ点を形成し(図 iii-5(b))，ダクト開口端側との圧力勾配によりプラズマをダクトから排気させる(図 iii-5(c),(d))。この排気過程において図中点線で示す領域のプラズマの閉管端側のプラズマの界面は開口端側に凹む。このプラズマの凹形状の原因として壁面摩擦による速度境界層があげられるが，流れの助走距離が 10mm 程度と短く，この助走距離において平板上の流れの理論から見積もられる速度境界層厚さは 0.1mm にも満たず，図 iii-5(c),(d)のような大きな凹形状を形成するとは言えない。この凹形状の主たる要因として考えられるのが密度境界面とブラスト波の干渉により発生するリヒトマイヤー・メシュコフ不安定[156,157]

とそれに伴うバロクリニックトルクである。リヒトマイヤー・メシュコフ不安定は図 iii-6 に示すように密度境界面に対してブラスト波が侵入した際に発生する界面不安定性の一種であり，この不安定によりバロクリニックトルクと呼ばれるトルクを密度境界面上に誘起して渦を生成する。このリヒトマイヤー・メシュコフ不安定に伴うバロクリニックトルクについて，佐宗らはレーザ加熱プラズマから放出されたブラスト波が平板で反射後再度プラズマに侵入する際にバロクリニックトルクが発生することを明らかにしており，レーザ加熱プラズマの高電離度領域では非加熱部と比べて低密度となり，つまりプラズマの界面で強い密度勾配が発生し，この密度境界面に平板で反射したブラスト波が入射することでプラズマが攪拌されることを示している[158]。本解析においても，閉管端で反射したブラスト波が入射することでリヒトマイヤー・メシュコフ不安定が発生し，バロクリニックトルクによる攪拌によってプラズマの凹形状を形成したと考えられる。

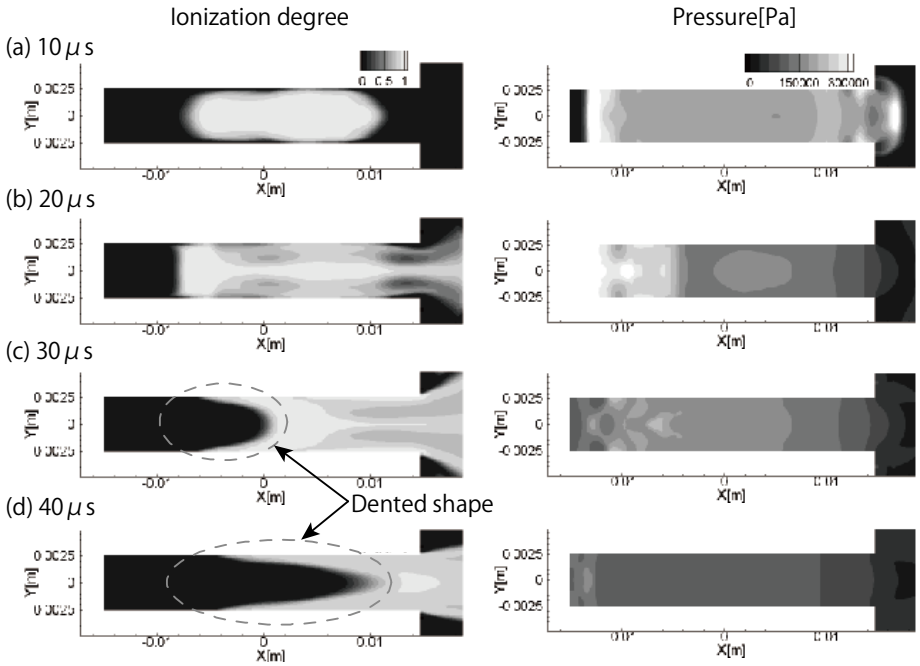


図 iii-5　XY 平面内における電離度と静圧分布の経時変化

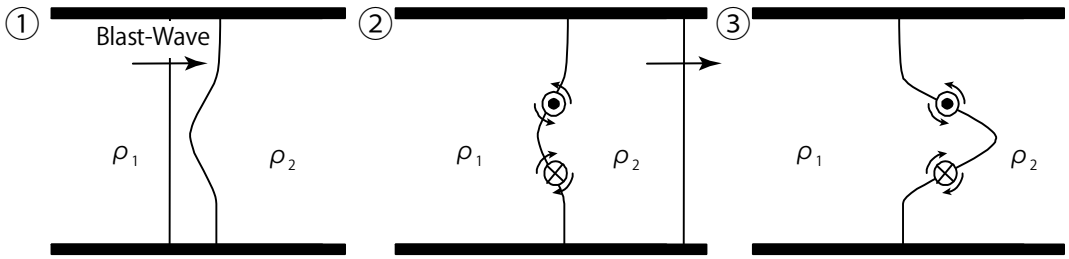


図 iii-6　リヒトマイヤー・メシュコフ不安定に伴うバロクリニックトルク発生の模式図 ($\rho_1>\rho_2$)

(3)　YZ 平面内における挙動

図iii-7にレーザ入射方向と垂直な平面であるYZ平面内(X=0.002m)における電離度分布の経時変化を示す。レーザ入射終了直後 t=1μs では LSD の通過領域にのみプラズマが生成されプラズマはレーザ形状と同じく正方形である。この正方形のプラズマは撹拌され，次第に変形し，t=20μs では十字型のプラズマ構造となる。図 iii-8 に電離度の等値面の 3 次元分布を示す。図 iii-7 で示した X=0.002m における十字形のプラズマ構造はダクト全体で形成されることがわかる。図 iii-9 に密度ならびに圧力の経時変化を示す。図 iii-9(a)に示すようにプラズマから放出されたブラスト波はダクト壁面で反射後，図 iii-9(b)に示すように密度の低いプラズマ中に侵入する。このことから，図 iii-5 で示した XY 平面内のプラズマ構造の生成と同様にバロクリニックトルクにより十字形のプラズマ構造が形成されたと考えられる。特に正方形のレーザにより生成される正方形のプラズマに圧力波が進入すると，リヒトマイヤー・メシュコフ不安定は図 iii-5 に示したように凸形の密度境界面をくぼませるようにバロクリニックトルクを誘起することから，プラズマの凸部となる頂点を凹部にし，十字形のプラズマ構造を形成すると考えられる。これまでのリヒトマイヤー・メシュコフ不安定に関する研究の多くは，慣性核融合や超新星爆発における現象解明を目的として行われていたこともあり，壁面で覆われていない自由空間におけるものが多く[159-165]，著者の知る限り，矩形ダクト内で十字形のプラズマ構造が形成されることを明らかにしたのは本研究が初めてである。

本解析で確認された YZ 平面内における十字型のプラズマ構造が実験においても形成されているかを実験において高速度シャッターカメラにより確認を行った。図 iii-10 にレーザ入射終了後 10μs におけるダクト中央部 X=0m における Y 方向のプラズマの発光強度分布の(a)解析結果と(b)実験結果を示す。解析では 710nm に対応する励起種の数密度を局所熱平衡状態を仮定して求め，実験では高速度シャッターカメラに 710nm のバンドパスフィルターを装着して撮影を行った。この図から，実験における発光強度分布と解析における発光強度分布はおおむね一致していることがわかる。解析結果(図 iii-10(a))において山なりの分布の中腹部付近に変曲点が見られるが，これはプラズマの十字型の構造に起因するものであり，実験においても変曲点が見られることから(図 iii-10(b))，実験においても解析と同様にバロクリニックトルクによる十字型のプラズマ構造の形成が示唆される。

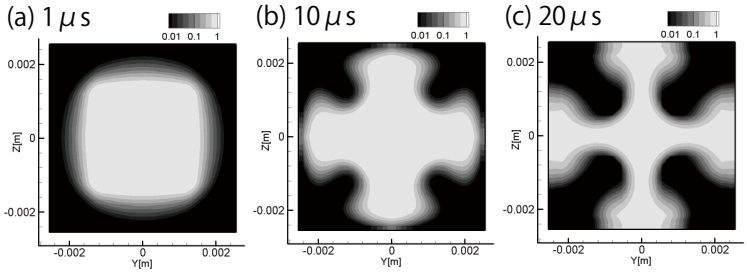


図 iii-7　YZ 平面における電離度分布の経時変化

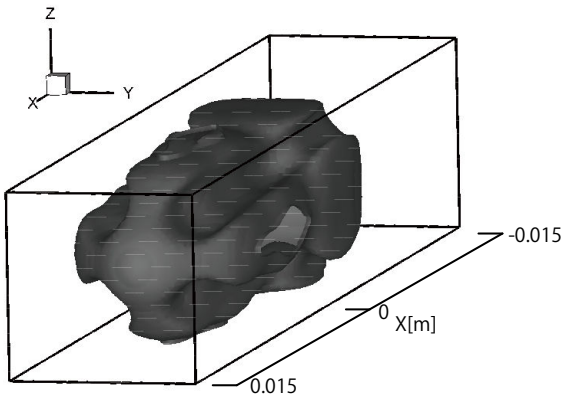


図 iii-8　t=20μs における電離度の等値面の 3 次元分布

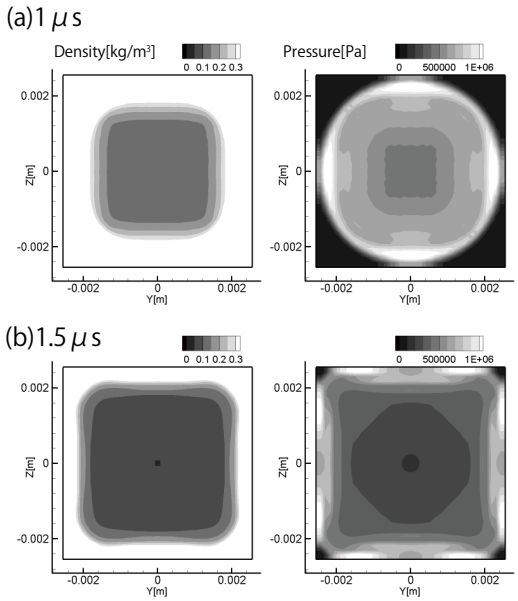


図 iii-9　(a)t=1μs，(b)t=1.5μs における密度，静圧分布

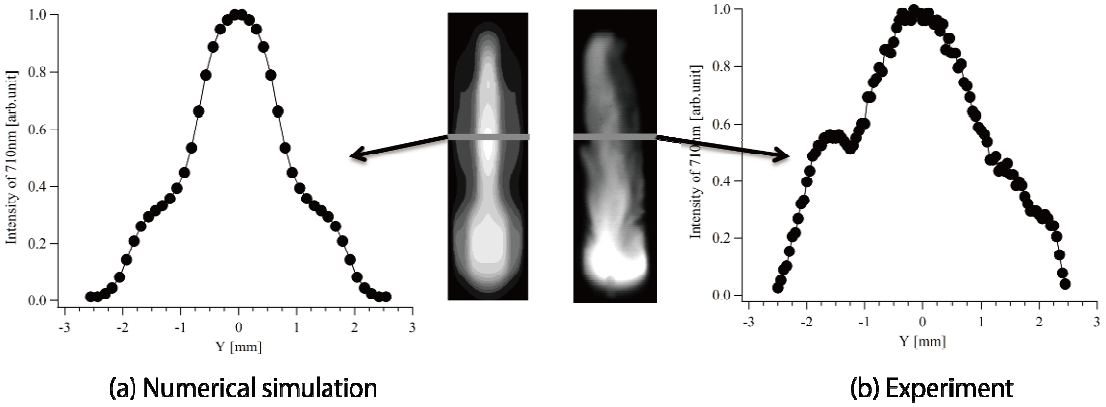


図 iii-10　ダクト中央部における発光強度の一次元分布(a)解析，(b)実験

iii.4.3 ダクト形状がプラズマ流体挙動に与える影響

前節から，YZ 平面内でのプラズマの攪拌はダクト側面壁で反射したブラスト波によるものであることがわかった。よってダクト形状を変更した際には反射ブラスト波の形状が変化することからプラズマの攪拌が異なることが推測できる。そこでダクトのアスペクト比がプラズマの攪拌へ及ぼす影響の検討として，ダクトアスペクト比を 1 から 2.2 まで変化させた解析を行った。図 iii-11 に各ダクトアスペクト比におけるレーザ入射方向と垂直な平面(X=0.002m)における電離度分布の経時変化を示す。レーザ入射終了直後(1μs)ではダクトアスペクト比にかかわらずレーザ形状と同一の正方形のプラズマが形成される。その後，プラズマから放出されたブラスト波が壁面で反射後密度境界面と干渉し，プラズマを撹拌する。アスペクト比 1 では前節の通り十字形のプラズマ構造が形成される。一方でアスペクト比 1.6 では十字形のプラズマ構造は形成されるものの，上下方向に形成される構造は中央部に左右方向に形成される構造と比べて太く，さらにアスペクト比を 2.2 まで大きくすると中央部に左右方向に形成される構造はわずかとなる。このときダクト長辺(図中の上下の壁)はプラズマに接するものの，短辺(図中の左右の壁)はプラズマに接しない。このことから電極近傍における電圧降下の抑制の観点からはダクトのアスペクト比が 1 からずれる場合には，短辺側よりも長辺側の壁面に電極を設置することが望ましいと考えられる。

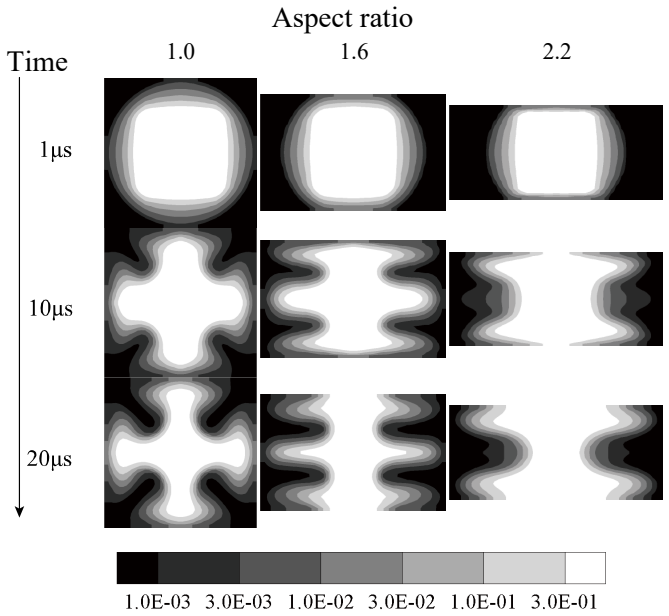


図 iii-11　各ダクトアスペクト比における電離度分布の経時変化

iii.5 節　まとめ

レーザ駆動MHD発電を想定したダクト内におけるレーザ加熱プラズマの3次元非定常数値解析を行い，レーザ入射後のプラズマの膨張速度が実験結果と概ね一致することを確認した上で，プラズマ流体挙動について検討を行った。その結果，以下のことが明らかとなった。

（1） プラズマから放出されたブラスト波はダクト閉管端で反射後，高圧のよどみ点を形成し，プラズマをダクトから排気させる。この過程で密度境界面と干渉しリヒトマイヤー・メシュコフ不安定に伴うバロクリニックトルクにより，レーザ入射方向にプラズマの界面を変形させる。

（2） ダクト壁面で反射したブラスト波もプラズマ中に進入する過程でバロクリニックトルクを発生させ，レーザ入射方向と垂直な面内でプラズマを撹拌し，十字形のプラズマ構造を形成する。

（3） ダクトのアスペクト比の増加に伴い，レーザ入射方向と垂直な面内でプラズマは十字型の構造からI形の構造に変化する。

本研究は環境エネルギー共創教育院における自主設定課題論文研究として取り組んだものである。本研究の実施にあたって環境エネルギー共創教育院の教員ならびに事務職員の皆様に多大なる支援をいただいたこと，実験結果については関口寛敏君に提供していただいたことをここに述べる。

付録ⅳ　研究業績

学術論文

1. 田中 学，村上朝之，奥野喜裕 ：「高温希ガスプラズマファラデー形 MHD 発電機におけるプラズマ電磁流体挙動と発電特性」電気学会論文誌 B, Vol.134, No.5, pp. 464-469 (2014.5)
Translated to… M.Tanaka，T.Murakami，Y.Okuno：「Plasma Fluid Flow Behavior and Power Generation Characteristics in a High-Temperature Inert Gas Plasma Faraday MHD Generator」Electrical Engineering in Japan, Vol. 194, No. 2, pp.46-53 (2015.10)

2. 田中 学, 村上朝之, 奥野喜裕 ：「ファラデー形発電機を用いた高温希ガスプラズマ MHD 発電実験」電気学会論文誌 B, Vol.134, No.7, pp. 614-619 (2014.7)
Translated to… M.Tanaka，T.Murakami，Y.Okuno：「Power Generation Experiments with a High Temperature Inert Gas Plasma Faraday Type MHD Generator」Electrical Engineering in Japan, Vol. 193, No. 4, pp.58-65 (2015.8)

3. 小松文彦，田中 学，村上朝之，奥野喜裕 「ホール接続およびダイアゴナル接続における高温希ガスプラズマ MHD 発電実験」電気学会論文誌 B, Vol.134, No.7, pp. 620-625 (2014.7)
Translated to… F. Komatsu, M.Tanaka，T.Murakami，Y.Okuno：「Experiments on High-Temperature Inert Gas Plasma MHD Electrical PowerGeneration with Hall and Diagonal Connections」Electrical Engineering in Japan, Vol. 193, No. 3, pp.17-23 (2015.7)

4. M.Tanaka，T.Murakami，Y.Okuno：「Plasma Characteristics and Performance of Magnetohydrodynamic Generator with High-Temperature Inert Gas Plasma」IEEE Transactions on Plasma Science, Vol.42, No.12, pp. 4020-4025 (2014.12)

5. 田中 学，奥野喜裕「高温希ガスプラズマディスク形状 MHD 発電機内のプラズマ挙動」電気学会論文誌 B, Vol.135, No.8, pp. 527-532 (2015.8)
Translated to… M.Tanaka，Y.Okuno：「Plasma Behavior in a High-Temperature Noble Gas Plasma Disk-Shaped MHD Power Generator」Electrical Engineering in Japan, Vol. 197, No. 2, pp.33-40 (2016.7)

6. M.Tanaka，T.Murakami，Y.Okuno：「Numerical Simulation of Performance of a High Temperature Inert Gas Plasma Faraday-type MHD Generator」 Journal of Propulsion and Power, Vol. 31, Issue. 5, pp. 1362-1369 (2015.9)

7. 田中 学，泉裕一朗，奥野喜裕 ：「キセノンを作動気体とする高温希ガスプラズマディスク形 MHD 発電機の発電特性」電気学会論文誌 B, Vol.136, No.2, pp. 205-210 (2016.2)

8. M.Tanaka，Y.Okuno：「High-temperature Inert Gas Plasma Faraday-type Magnetohydrodynamic Generator with Various Working Gases」 Journal of Propulsion and Power, Vol. 32, Issue. 4, pp. 1009-1014 (2016.7)

9. M. Tanaka, Y. Aoki, L. Zhao, and Y. Okuno:「Experiment of High-Temperature Xenon Plasma Magnetohydrodynamic Power Generation」IEEE Transactions on Plasma

Science, Vol.44, No.7, pp. 1241-1246 (2016.7)

10. 卓 新民, 田中 学, 奥野喜裕:「高エンタルピー抽出高温希ガスプラズマ MHD 発電機の数値的検討」電気学会論文誌 B, Vol.136, No.10, pp. 779–784 (2016.10)

11. **M. Tanaka,** Y. Okuno:Performance of a Seed-free Disk Magnetohydrodynamic Generator with Self-excited Joule Heating in the Nozzle」IEEE Transactions on Plasma Science, accepted (2017.1)

12. **M. Tanaka**, Y. Hitotsubashi and Y. Okuno:「Fundamental Study of Radio-frequency Preionization for Seed-free Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation」Journal of Propulsion and Power, Accepted (2017.2)

※ 鶴岡 美緒, 田中 学, Y. Okuno:「シードフリーMHD 発電機の性能に与える入口予備電離度の影響」電気学会論文誌 B, 査読中

国際会議・国際シンポジウム

1. **M.Tanaka**, Y.Zhuang, F.Komatsu, T.Murakami, Y.Okuno :"Experiments of High Temperature Inert Gas Plasma MHD Power Generation with a Faraday Type Generator ", *44th AIAA Plasma dynamics and Lasers Conference*, San Diego, AIAA-2013-2889 (2013.6.25)

2. T.Murakami, **M.Tanaka**, F.Komatsu, Y.Okuno : "Magnetohydrodynamic energy conversion using high-temperature inert-gas plasma", *The XXXI International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Granada, PS4-110 (2013.7.18)

3. **M.Tanaka**, F.Komatsu, T.Murakami, Y.Okuno : "Plasma Structure and Performance in a High Temperature Inert Gas Plasma MHD Generator", *FLUCOME 2013* , Nara, OS13-02-5 (2013.11.21)

4. **M.Tanaka**, T.Murakami, Y.Okuno : "Numerical Simulation of Performance of a High Temperature Inert Gas Plasma Faraday-type MHD Generator with Segmented Electrodes", *12th International Energy Conversion Engineering Conference*, Cleveland, AIAA 2014-3557 (2014.7.28)

5. **M.Tanaka**, Y.Okuno : "Demonstration and numerical simulation of seed free pure inert gas plasma magnetohydrodynamic energy conversion ", *The Third International Education Forum on Environment and Energy Science*, Perth, A112 (2014.12)

6. **M.Tanaka**, Y.Okuno : "Numerical Simulation of Performance of a High Temperature Inert Gas Plasma Faraday-type MHD Generator with various working gases ", *13th International Energy Conversion Engineering Conference*, Orlando, AIAA 2015-4180 (2015.7.29)

7. **M.Tanaka**, Y.Okuno : "Three dimensional behavior of Laser Heated Plasma in a Rectangular Duct ", *The Forth International Education Forum on Environment and Energy Science*, Maui, B114 (2015.12)

8. **M.Tanaka**, Y. Hitosubashi, Y.Okuno : "Fundamental Studies of Radio-Frequency Preionization for Frozen Inert Gas Plasma Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation", *14th International Energy Conversion Engineering Conference*, Salt Lake City, AIAA2016-4522 (2016.7)

9. **M.Tanaka**, Y.Okuno : "Study of Seed-Free Pure Inert Gas Plasma MHD Electrical Power Generation ", *13th International Conference on Flow Dynamics*, Sendai, OS14-9 (2016.10)

国内会議・研究会等

1. 庄 雲欽，小松文彦，田中 学，村上朝之，奥野喜裕 ：「衝撃波管駆動高温希ガスプラズマ MHD 発電実験」電気学会　新エネルギー・環境研究会, FTE-12-031 (2012.9.6)
2. 田中 学，庄 雲欽，小松文彦，村上朝之，奥野喜裕 ：「高温希ガスプラズマ MHD 発電機の発電性能に対する入口温度圧力条件の影響」平成 25 年度電気学会全国大会, 7-019 (2013.3.20)
3. 田中 学，村上朝之，奥野喜裕 ：「高温希ガスプラズマファラデー形 MHD 発電機の発電機におけるプラズマ挙動に関する数値計算」電気学会　新エネルギー・環境研究会, FTE-13-036 (2013.9.27)
4. 小松文彦，田中 学，村上朝之，奥野喜裕 ：「ホール及びダイアゴナル接続における高温希ガスプラズマ MHD 発電実験」電気学会　新エネルギー・環境研究会, FTE-13-040 (2013.9.27)
5. 田中 学，村上朝之，奥野喜裕 ：「高温希ガスプラズマを利用する分割電極ファラデー形 MHD 発電機の発電特性」平成 26 年度電気学会全国大会, 7-021 (2014.3.20)
6. 田中 学，奥野喜裕 ：「高温希ガスプラズマディスク形 MHD 発電機のプラズマ安定性」電気学会　新エネルギー・環境研究会, FTE-14-038 (2014.11.26)
7. 泉裕一朗，田中 学，村上朝之，奥野喜裕 ：「キセノンを作動気体とする高温希ガスプラズマ MHD 発電実験」電気学会　新エネルギー・環境研究会, FTE-14-039 (2014.11.26)
8. 泉裕一朗，田中 学，村上朝之，奥野喜裕 ：「高温キセノンプラズマＭＨＤ発電機におけるプラズマ構造と発電特性」平成 27 年度電気学会全国大会, (2015.3.26)，7-005
9. 卓新民，田中 学，奥野喜裕 ：「リニア形状ファラデー形高温希ガスプラズマＭＨＤ発電機の高性能化」平成 27 年度電気学会全国大会, (2015.3.26)，7-003
10. 趙亮，田中 学，奥野喜裕 ：「高温希ガスプラズマＭＨＤ発電機性能の作動気体依存性」平成 27 年度電気学会全国大会, (2015.3.26)，7-004
11. 趙亮，田中 学，奥野喜裕 ：「高温希ガスプラズマファラデー形 MHD 発電機の発電特性の作動気体依存性」電気学会　新エネルギー・環境研究会, FTE-15-037 (2015.9.29)
12. 卓新民，田中 学，奥野喜裕 ：「高温希ガスプラズマ MHD 発電機の性能向上に関する数値的検討」電気学会　新エネルギー・環境研究会, FTE-15-036 (2015.9.29)
13. 田中 学，関口 寛敏，奥野喜裕 ：「ダクト内レーザ加熱プラズマの 3 次元数値解析」電気学会　新エネルギー・環境研究会, FTE-15-038 (2015.9.29)
14. 田中 学，奥野喜裕 ：「レーザデトネーション駆動 MHD 発電機の基礎研究」平成 28 年衝撃波シンポジウム 1B4-3 (2016.3.7)
15. 田中 学，奥野喜裕 ：「レーザ駆動 MHD 発電におけるダクト形状がプラズマ流体挙動に与える影響」平成 28 年度電気学会全国大会 7-009 (2016.3.18)
16. 一橋友介，田中 学，奥野喜裕 ：「凍結希ガスプラズマ MHD 発電に向けた高周波予備電離の実験的検討」平成 28 年度電気学会全国大会 7-002 (2016.3.18)
17. 鶴岡美緒，田中 学，奥野喜裕 ：「ファラデー形希ガス MHD 発電機における入口電離度が発電特性に与える影響」平成 28 年度電気学会全国大会 7-003 (2016.3.18)

18. 関口寛敏, 田中 学, 奥野喜裕 ：「絞り付きパルスレーザ駆動 MHD 発電機における基礎実験」平成 28 年度電気学会全国大会 7-008 (2016.3.18)
19. 青木 悠, 趙　亮, 田中 学, 奥野喜裕 ：「高温キセノンを作動流体とするファラデー形ＭＨＤ発電機の発電実験」平成 28 年度電気学会全国大会 7-006 (2016.3.18)
20. 一橋友介, 田中 学, 奥野喜裕 ：「シードフリーMHD 発電に向けた高周波電磁界による予備電離の実験的検討」新エネルギー・環境研究会, FTE-16-039 (2016.11.11)
21. 鶴岡美緒, 田中 学, 奥野喜裕 ：「シードフリーファラデー形 MHD 発電機の発電特性の数値解析」新エネルギー・環境研究会, FTE-16-040 (2016.11.11)
22. 関口寛敏, 田中 学, 奥野喜裕 ：「絞り付きパルスレーザ駆動 MHD 発電機の発電特性」新エネルギー・環境研究会, FTE-16-042 (2016.11.11)

受賞

1. 平成 24 年　日本航空宇宙学会学生賞 (2013.3)
2. 平成 26 年　創造エネルギー専攻中間発表　Presentation Award (2014.9)
3. 平成 26 年　電気学会　優秀論文発表 A 賞 (2015.2)
4. 平成 27 年　創造エネルギー専攻　最優秀論文賞(2015.2)

参加プログラム

1. 博士課程リーディングプログラム　環境エネルギー共創教育院　(2013.10~)
2. 日本学術振興会　特別研究員(DC1)　(2015.4~)

留学経験

1. Princeton university (2015.1~2015.3)

参考文献

[1] 「平成27年度エネルギーに関する年次報告(エネルギー白書2016)」, 経済産業省, 2016.

[2] 「原子力・エネルギー図面集 2015」, 日本原子力文化財団, 2015.

[3] Annual Energy Outlook 2016 with projections to 2040, U.S. Energy Information Adminstration, Aug., 2016

[4] S. Hada, K. Takata, Y. Iwasaki, et al., "High-efficiency Gas Turbine Development Applying 1600℃ Class "J" Technology," *Mitsubishi Heavy Industries Technical Review*, vol.52, no.2, pp.2-9, June 2015.

[5] E. Ito, K. Tsukagoshi, Y. Sakamoto, et al., "Development of Key Technologies for an Ultra-high-temperature Gas Turbine," *Mitsubishi Heavy Industries Technical Review*, vol.48, no.3, pp.1-8, June 2011.

[6] R. J. Rosa, "Magnetohydrodynamic Energy Conversion," New York: McGraw-Hill, 1968.

[7] Sutton, "Engineering Magnetohydrodynamics," New York: McGraw-Hill, 1965.

[8] T. R. Brgan, J. F. Louis, R. J. Rosa and Z. J. J. Stekly "A Review of Recent MHD Generator Work at The AVCO-Evertt Reserch Laboratory," presented at the third symposium on the engineering aspects of magnetohydrodynamics, Rochester, NY, Mar. 28, 1962.

[9] "MHD Studies conducted at the U-25 Facility (V)," presented at the U.S. – U.S.S.R. cooperative program in MHD power generation, Washigton, D.C., April 13-21, 1977.

[10] ETL Mark Ⅵ Reserch Group, "Construction of a Small-scale MHD Test Plant," presented at the 13th Symposium Engineering Aspects of Magnetohydrodyniamcs, Stanford, Ⅳ.1 ,Mar. 26-28, 1973.

[11] ETL Mark Ⅴ Reserch Group, "Construction of an MHD Generator with a Large-scale Super-conducting Magnet," presented at the 13th Symposium Engineering Aspects of Magnetohydrodyniamcs, Stanford, Ⅳ.2 ,Mar. 26-28, 1973.

[12] 相山義道，梅田政一 "MHD ETL マーク V 用超電導マグネットの開発-大型高磁界超電導マグネット技術の確立を目指して," *低温工学*, vol.36, no.9, pp.516-523, Sep. 2001.

[13] 粥川尚之，青木義明，谷津茂男，"北大 HUM-5 の現状報告," 電気学会新・省エネルギー研究会資料, ESC-92, pp.55-64, 1992.

[14] J. Tong and Q. Ni "Recent Progress in Experiment and Performance Evaluation of Chinese 25MW Coal-fired MHD Generator," Proc. 33rd Symp. Engng. Aspects MHD, H.2, 1995.

[15] J. M. Smith "Experiments on H2-O2 MHD Power Generation," *NASA Technical Memoradum*, 81424, 1980.

[16] 高橋徹，藤野貴康，後藤隆弘 他 "準一次元解析による水素燃焼ガス MHD 発電機の

設計,” *電気学会 新エネルギー環境研究会*, FTE-16-50, pp.65-70, Nov. 2016.

[17] T. Takahashi, T. Fujino, and M. Ishikawa, “Performance Analysis of Experimental-Scale Scramjet Engine Driven DCW-MHD Generator,” *IEEJ Trans.*, vol.8, no.5, pp.440-445, June 2013.

[18] J. E. Klepeis and J. F. Louis, “Experimental Studies on a Disk Generator,” presented at the 14th Symposium Engineering Aspects of Magnetohydrodyniamcs, Tennessee, Ⅶ.1, April 8-11, 1974.

[19] W. J. Loubsky, V. J. Hruby and J. F. Louis “DETAILED STUDIES IN A DISK GENERATOR WITH INLET SWIRL DRIVEN BY ARGON,” presented at the 15th Symp. Eng. Aspects MHD, pp. Ⅱ.2, 1977.

[20] W. J. Loubsky, J. K. Lytle, J. D. Teare and J. F. Louis, “Molecular Gas Performance of a Disk Generator with Swirl,” presented at the 16th Symposium Engineering Aspects of Magnetohydrodyniamcs, Pittsburgh, Ⅱ.2, May. 16-18, 1977.

[21] J. H. Blom, J. W. M. A. Houben and L. H. Th. Rietjens, “First Results of the Eindhoven Shocktunnel Expreiment,” presented at the 13th Symp. Eng. Aspects MHD, Stanford, Ⅰ.6, 1973.

[22] J. H. Blom, A. Veefkind and L. H. Th. Rietjens, “Enthalpy extraction experiments at various stagnation temperatures in a shock tunnel MHD generator,” presented at the 15th Symp. Eng. Aspects MHD, pp. VI.5.1~ VI.5.7, 1976.

[23] H. Yamasaki and S. Shioda, “MHD Power Generation with Fully Ionized Seed,” *J. Energy*, vol.1, no.5, pp.301-305, Sept.-Oct., 1977.

[24] 原田信弘，岡村哲至，木塚宣明 他, “入口スワールを有するディスク型 CCMHD 発電機の発電特性,” 電学論 B, vol.114, no.6, pp. 626-632, 1994.

[25] 鳥井俊介，堤正志，奥野喜裕，山岬裕之, “スワール導入によるアルゴンを用いたディスク形 MHD 発電機の性能改善,” 電学論 B, vol.123, no.9, pp. 1228-1235, 2001.

[26] T. Murakami, Y. Okuno and H. Yamasaki, “Achievement of the Highest Performance of a CCMHD Generator: An Isentropic Efficiency of 63% and an Enthalpy Extraction Ratio of 31%,” *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.32, no.5, pp.1886-1892, Oct. 2004.

[27] T. Fujino, T. Murakami, Y. Okuno and H. Yamasaki, “Experimental Studies on Performance of a Nonequilibrium Disk MHD Generator with Radio-Frequency Preionization,” *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.31, no.1, pp.166-173, Feb. 2003.

[28] T. Murakami, Y. Okuno and H. Yamasaki, “Radio-frequency power-assisted performance improvement of a magnetohydrodynamic power generator,” *Journal of Applied Physics*, vol.98, 113306, 2005.

[29] T. Murakami and Y. Okuno, "Radio-frequency power assistance on a compact magnetohydrodynamic electrical power generator under high-density magnetic flux," *Applied Physics Letters*, vol.93, 051503, 2008.

[30] 花岡亮，高田雅章，鈴木将文 他, "アルゴンを用いたディスク型 MHD 発電機の性能に対する断面積比の影響," 電学論 B，vol.118, no.7/8, pp.866-873, 1998.

[31] 増田淳二，鳥居俊介，堤正志 他, "断面積比の小さなディスク型 MHD 発電機の性能に与えるノズル負荷とよどみ点圧力の影響," 電学論 B，vol.120, no.6, pp.864-872, 2000.

[32] T. Murakami and Y. Okuno, "High-density energy conversion using conpact magnetohydrodynamic electrical power generation", *Applied Physics Letteers*, Vol.91, 161506, 2007.

[33] 義家亮, 吉田明弘, 椛島成治　他　"超音速ファラデー型 MHD 発電機の断熱効率," 日本機械学会論文誌 B，vol.61, no.586, pp.218-223, 1995.

[34] R. Yoshiie, J. Nakanishi, Y. Okuno et al., "Adiabatic Efficiency and Joule Dissipation in Supersonic Faraday MHD Generator", *Electrical Engineering in Japan*, Vol.128, no.4, pp.47-54, 1999.

[35] E. Bertolini, M. Gasparotto, P. Gay and R. Toschi, "Closed Cycle MHD Experiments with a Large Blow-down Facility," presented at the 9th Symposium Engineering Aspects of Magnetohydrodyniamcs, Tennessee, pp.130-141, April 3-5, 1968.

[36] W. J. M. Balemans and L. H. Th. Rietjens, "High Enthalpy Extraction Experiments with the Eindhoven Blow-down Facility,", *Proc. of 9th Int. Conf. on Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation*, 2, pp.330-340, Oct., 1986

[37] Y. Okuno, T. Okamura, T. Suekane, H. Yamasaki, S. Kabashima and S. Shioda, "Magnetohydrodynamic Power Generation Experiments with Fuji-1 Blowdown Facility," *Journal of Propulsion and Power*, vol.19, no.5, pp.894-900, Sep.-Oct. 2003.

[38] 大柿久美子，岡村哲至，奥野喜裕　他　"非平衡ディスク形 MHD 発電機の発電性能に与える水不純物の影響," *電学論 B*, vol.121, no.8, pp.1005-1010, Aug. 2001.

[39] T. Bohn, K. Grawtsch, C. Hozapfel, et al. "Construction and test of ARGAS-II", 11th Symposium on Engineering Aspects of MHD, pp.104-108, 1970.

[40] R. A. Ellson, J. L. Morgan, L. A. Nagy et al., "Design and Preliminary Operation of the NASA-LEWIS Closed Loop MHD Generator," presented at the 9th Symp. Eng. Aspects MHD, Tennessee, pp.156, April 3-5 1968.

[41] R. J. Sovie and L. D. Nichols, "Results of Initial Subsonic Tests in the NASA-LEWIS Closed Loop MHD Generator," presented at the 7th Symp. Eng. Aspects MHD, Calfornia, pp.82-89, Mar. 24-26 1970.

[42] R. J. Sovie "Closed-cycle MHD power generation experiments using a helium-cesium". 15th Symposium on Engineering Aspects of MHD. pp.VI.1.1–1.6,

1976.

[43] R. J. Sovie "Results of Closed Cycle MHD Power Generaion Tests with a Hrlium-Cesium Working Fluid," presented at the 16th Symp. Eng. Aspects MHD, Pittsburgh, Ⅱ.1, May 16-18 1977.

[44] H. Yamasaki, T. Murakami, and Y. Okuno, "Characteristics of Supersonic Closed Loop with Disk CCMHD Generator," *Electrical Engineering in Japan*, vol.175, no.2, pp.1-12, 2001.

[45] H. Kobayashi, Y. Okuno and S. Kabashima, "Three-Dimensional Structures of MHD Flow in a Disk Generator," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.26, no.5, pp.1526-1531, Oct. 1998.

[46] 清水和弥，小林宏充，奥野喜裕，椛島成治, "熱入力 100MW 非平衡ディスク形 MHD 発電機におけるプラズマ・流体の三次元構造," 電学論 B, Vol.119, No.1, pp.103-108, Jan. 1999.

[47] T. Murakami, Y. Okuno and S. Kabashima, "Plasma Stabilization and Improvement in the Performance of a Nonequilibrium Disk MHD Generator by a Radio-Frequency Electromagnetic Field," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.27, no.2, pp.604-612, April 1999.

[48] G. Lou, T. Murakami, T. Fujino and Y. Okuno, "Three-Dimensional Numerical Simulation on Performance of Nonequilibrium Plasma MHD Generator Coupled With Radio Frequency Electromagnetic Field," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.33, no.2, pp.997-1004, April 1999.

[49] A. Liberati and Y. Okuno, "Influence of Anode-Region Boundary-Layer Separation on Disk MHD-Generator Performance," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.35, no.5, pp.1588-1597, Oct. 2007.

[50] 奥野喜裕，吉川邦夫，岡村哲至，山岬裕之　他 "高効率 CCMHD 単独発電システムの提案," 電学論 B, vol.118, no.12, pp.1457-1462, Dec. 1998.

[51] 乾義尚，柳澤伸，石田太一 "炭酸ガス液化回収式高効率固体酸化物燃料電池複合発電システムの提案," 電学論 B, vol.122, no.5, pp.644-651, May 2002.

[52] D. Ichinokiyama, H. Saito and T. Fujino, "Numerical studies of high performance of commercial scale, nonequilibrium disk MHD generator working with Ar/Cs or He/Cs gas," presented at the 20th International Conference on Electrical Engineering, Jeju, Korea, June 15-19, 2014.

[53] D. Ichinokiyama and T. Fujino, "Numerical Analysis of Non-equilibrium Disk Magnetohydrodynamic Generator with Swirl Vanes," presented at the 14th International Energy Conversion Enginerring Conference, Salt Lake City, UT, July 25-27, 2016.

[54] V. A. Bityurin and C. A. Borghi, “MHD Electrical Power Generation in a T-Layer Plasma Flow,” *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.28, no.3, pp.1020-1028, June 2000.

[55] C. D. Maxwell, and L. N. Myrabo, “Feasibility of Laser-Driven Repetitively Pulsed MHD Generators,” Proc. AIAA 18th Thermophysics Conference, AIAA-83-1442, Montreal, Canada, 1983.

[56] N. W. Jalufka, “Laser Production and Heating of Plasma for MHD Application,” NASA Technical Paper, TP-2798, 1988.

[57] 松本正晴，高木成郎，奥野喜裕, “数値計算によるパルスレーザ駆動 MHD 発電の基礎的検討,” 日本航空宇宙学会論文集， Vol62，No.5，pp.170-176, May 2014.

[58] 松本正晴，高木成郎，奥野喜裕, “パルスレーザ駆動 MHD 発電機の発電特性に関する電磁流体シミュレーション,” 電学論 A, Vol135，No.6，pp.379-384, June 2015.

[59] 松本正晴，奥野喜裕 “パルスレーザ駆動 MHD 発電の実証基礎研究, ” 日本航空宇宙学会論文誌, Vol.64, No.2, pp.91-96, April 2016.

[60] 高木成郎・松本正晴・奥野喜裕 :「パルスレーザ駆動 MHD 発電実験」，新エネルギー・環境研究会，FTE-14-34, 2014.

[61] B. Zauderer, “Electrical Characteristics of Linear Hall and Faraday Generators at Small Hall Parameters,” *AIAA Journal*, vol.5, no.3, pp.575-581, Mar. 1967.

[62] B. Zauderer and E. Tate, “Electrical Characteristics of a Linear Nonequilibrium MHD Generator,” *AIAA Journal*, vol.6, no.9, pp.1685-1694, Sep. 1968.

[63] B. Zauderer and E. Tate, “Performance of a Large Scale Nonequilibrium MHD Generator with Rare Gases,” *AIAA Journal*, vol.9, no.6, pp.1136-1143, June 1971.

[64] M. Miyata, “Effects of j×B Force on the Shock-tube Driven Non-equilibrium Faraday Generator,” presented at the 13th Symposium Engineering Aspects of Magnetohydrodyniamcs, Stanford，Ⅰ. 5, March. 26-28, 1973.

[65] 宮田昌彦，川村喜雄，“無シードアルゴンプラズマによる非平衡 MHD 発電,” 日本機械学会論文集，Vol41, no.352, pp.3566-3576, Dec. 1975

[66] R. V. Vasil'eva , E. A. D'yakonova , A. V. Erofeev et al., “Investigation of a Hall MHD channel with an ionization-unstable plasma of inert gases,” *Technical Physics*, vol42, no.12, pp.1376-1381, Dec. 1997.

[67] T. A. Lapushkina , R. V. Vasil'eva , A. V. Erofeev and A. D. Zuev, “Model of a disk magnetohydrodynamic channel using pure inert gases and Faraday current commutation,” *Technical Physics*, vol42, no.12, pp.1381-1385, Dec. 1997.

[68] T. A. Lapushkina, E. A. Yakonova and R. V. Vasil'eva “Determination of fluctuations of the electron temperature and density in an ionization-unstable inert-gas plasma in a magnetogasdynamic channel,” *Technical Physics letters*, vol24, no.1, pp.66-68,

Jan. 1998.

[69] R. V. Vasil'eva, E. A. Yakonova, A. V. Erofeev and T. A. Lapushkina, "Electron energy balance in an ionization-unstable plasma in a magnetogasdynamics channel," *Technical Physics letters*, vol24, no.7, pp.562-564, July 1998.

[70] R. V. Vasil'eva, E. A. Yakonova, A. V. Erofeev and T. A. Lapushkina, "Development of ionization in nonequilibrium inert-gas plasmas in magnetogasdynamic channels," *Technical Physics*, vol44, no.11, pp.1312-1317, Nov. 1999.

[71] R. V. Vasil'eva, E. A. Yakonova, A. V. Erofeev and T. A. Lapushkina, "Local Plasma Parameters and Integral Characteristics of a Magnetogasdynamic Channel under Conditions of Ionization Instability," *Technical Physics*, vol45, no.8, pp.125-128, Aug. 2000.

[72] A. V. Erofeev, R. V. Vasil'eva, T. A. Lapushkina and S. A. Ponyaev, "Formation of Compression Shocks in a Nonequilibrium Plasma Flow in a Magnetic Field," *Technical Physics*, vol50, no.4, pp.439-446, April. 2005.

[73] T. Murakami and Y. Okuno, "High-density magnetohydrodynamic energy conversion in a high-temperature inert gas," *Applied Phhysics Letters*, vol93, 041504, 2008.

[74] T. Murakami and Y. Okuno, "Simulation and demonstration of magnetohydrodynamic energy conversion in a high-temperature inert gas," *Physics of plasmas*, vol16, 033501, 2009.

[75] S. Sakai, M. Matsumoto, T. Murakami and Y. Okuno, "Numerical Simulation of Power Generation Characteristics of a Disk MHD Generator with High-Temperature Inert Gas Plasma," *Electrical Engineering in Japan*, vol.179, no.3, pp.23-30, 2009.

[76] 松本正晴， 村上朝之， 奥野喜裕 "高温希ガスプラズマ MHD 発電機の運転条件に関する数値的検討," 第３回新エネルギー技術シンポジウム, B-4-1, 2008.

[77] 松本正晴 東京工業大学 平成 20 年度学位論文 "パルス熱源を利用する MHD 発電に関する数値シミュレーション"

[78] L. Wang, Y. Zhuang, T. Murakami and Y. Okuno, "Magnetohydrodynamic Energy Conversion with Supersonic Argon Plasma Flow," presented at the 18th International Conference on Electrical Engineering, Xi'an, China, March, 2012.

[79] 鈴木仁章，山田高太郎，村上朝之，奥野喜裕 "高温希ガスプラズマファラデー形 MHD 発電機の発電性能に関する数値計算" 電気学会 新エネルギー環境研究会, FTE-12-020, 2012.

[80] A.Kawasak, L.Wang, K.Watanabe, T.Murakami, Y.Okuno "MHD Electrical Power Generation with Seed-Free Pure-Inert-Gas Plasma," Proceedings of The

International Conference on Electrical Engineering 2011, Hong Kong, China, ICEE-A053, July 2011.

[81] T. Murakami Y. Zhuang and Y. Okuno, "High-temperature inert gas plasma magnetohydrodynamic energy conversion by using linear-shaped Faraday-type channel," *Journal of Applied Physics*, vol.113, 063303, 2013.

[82] H. Kobayashi and Y. Okuno, "Feasibility Study on Frozen Inert Gas Plasma MHD Generator," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.28, no.4, pp.1296-1302, Aug. 2000.

[83] H. Kobayashi, Y. Satou, and Y. Okuno, "Numerical Performance Simulation of Frozen Helium Plasma Disk MHD Generator," *Electrical Engineering in Japan*, vol.140, no.3, pp.26-33, 2002.

[84] H. Kobayashi, Y. Satou, and Y. Okuno, "Numerical Study on Performance of Disk MHD Generator Using Frozen Inert Gas Plasma," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.30, no.6, pp.2152-2159, Dec. 2002.

[85] H. Kobayashi, S. Nagai, and Y. Okuno, "r-z Two-Dimensional Numerical Simulations of a Frozen Inert Gas Plasma MHD Generator," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.33, no.1, pp.197-204, Feb. 2005.

[86] 高橋力也，藤野貴康，奥野喜裕, "衝突・輻射モデルによる凍結希ガスプラズマ MHD 発電機のプラズマ電離・再結合過程の数値解析," 電気学会 新エネルギー環境研究会, FTE-15-45, 2015.

[87] R. Takahashi, T. Fujino and Y. Okuno, "Numerical Simulation of Frozen Inert Gas Plasma Magnetohydrodynamic Generator with Collisional-Radiative Model," presented at the 14th International Energy Conversion Enginerring Conference, AIAA 2016-4523, Salt Lake City, UT, July 25-27, 2016.

[88] N. Harada, N. Sakamoto and H. Endo, "Closed Cycle MHD System Using He/Xe Working Gas," presented at the 28th Plasmadynamics and Laser Conference, AIAA 97-2372, Atlanta, GA, June 23-25, 1997.

[89] N. Harada, "Studies on Working Plasma for New CCMHD Power Generation," presented at the 34th Symposium on Engineering Aspects MHD, 6.3.1-6.3.11, 1997.

[90] 小池貴士, 原田信弘, "MHD 発電機への He-Xe 作動流体の適用," 電気学会 新エネルギー環境研究会, FTE-98-21, 1998.

[91] N. Harada, L. C. Kien and T. Tashiro, "Closed Cycle MHD Generator Using He/Xe Working Plasma," presented at the 33rd Plasmadynamics and Laser Conference, AIAA 2002-2144, Maui, Hawaii, May 20-23, 2002.

[92] L. C. Ken, N. Harada, "MHD Power Generation System Using He/Xe Mixture Gas for Space Mission," 電気学会 新エネルギー環境研究会, FTE-04-19, 2004.

[93] 菱川満，奈良昇，原田信弘, "ヘリウム・キセノン混合器ガスを作動流体とする MHD 発

電プラズマの安定性,” 電気学会 新エネルギー環境研究会, FTE-04-14, 2004.

[94] 奈良昇，原田信弘, “ヘリウム・キセノン混合器ガスを作動流体とする宇宙用 MHD 発電機の設計,” 電気学会 新エネルギー環境研究会, FTE-05-23, 2005.

[95] N. Harada, “Stable Operation of Mixed Inert Gas MHD Space Power System,” presented at the Asian Joint Conference on Propulsion and Power 2006, C3-3, Jeju, Korea, March 5-8, 2006.

[96] 村上貴裕，小林宏充，奥野喜裕，椛島成治，“空間的なシード不均一化での非平衡ディスク形 MHD 発電機内のプラズマの挙動,” 電学論 B, Vol.117, no.5, pp.665-670, May. 1997.

[97] 塚本康平，辻潔，吉川邦夫，山岬裕之，長谷川裕夫，“FUJI-1 装置におけるシード率の空間的不均一,” 電気学会 新・省エネルギー研究会資料，ESC-95-1, 1995.

[98] T. M. Marinchenko and V. M. Zubtsov, “The Injection of Alkali Metal into a Turbulent Flow of Inert Gas for Developing the Working Medium of a Nonequilibrium MHD Generator,” *High Temperature*, vol.40, no.3, pp.469-476, 2002.

[99] 那谷修平，鷲田孝史，山村利和，黒坂俊雄，“MHD 発電に用いられるシードの回収方法及び装置,” 1994075091，1994-03-18.

[100] 竹中信幸, 藤井照重, 中川篤, “CCMHD 発電のシード回収に関する基礎研究,” 電気学会 新・省エネルギー研究会資料，ESC-95-5, 1995.

[101] 小松文彦，田中学，村上朝之，奥野喜裕, “ホール接続およびダイアゴナル接続における高温希ガスプラズマ MHD 発電実験,” 電学論 B, Vol.134，No.7，pp.620-625, July 2014.

[102] M. L. Hugen and J. McCune, “Magnetohydrodynamic Instabilities in a Weakly Ionized, Radiating Plasma,” *AIAA Journal*, vol.9, no.10, pp.1947-1956, Oct. 1971.

[103] C. A. Borghi and A. Veefkind, “Ionization Relaxation in a Closed-Cycle MHD Generator,” *AIAA Journal*, vol.22, no.3, pp.348-353, Mar. 1984.

[104] L. M. Biberman, V. S. Vorov’ev and I. T. Yakubov, “Kinetics of Nonequilibrium Low-Temperature Plasmas,” 1st ed., New York: Consultants Bureau, 1987.

[105] J. L. Kerrebrock, “Nonequilibrium Ionization Due to Electron Heating: Ⅰ. Theory,” *AIAA Journal*, vol.2, no.6, pp.1072-1080, June 1964.

[106] J. L. Kerrebrock and A. Hoffman, “Nonequilibrium Ionization Due to Electron Heating: Ⅱ. Experiment,” *AIAA Journal*, vol.2, no.6, pp.1080-1087, June 1964.

[107] T. Nakamura and W. Riedmuller, “Stabiliy of Nonequilibrium MHD Plasma in the Regime of Fully Ionized Seed,” *AIAA Journal*, vol.12, no.5, pp.661-668, May 1974.

[108] A. Y. Sokolov and S. Kabashima, “Numerical Simulation of Nonlinear

Ionization Nonuniformities in Nonequilibrium Disk MHD Generator," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.25, no.1, pp.15-26, Feb. 1997.

[109] 田家鉄也，末包哲也，奥野喜裕，椛島成治, "非平衡ディスク形 MHD 発電機における高周波予備電離の可能性," 電学論 B, vol.116, no.6, pp.712-717, 1996.

[110] T. Fujino, S. Kominami, M. Ishikawa and Y. Okuno, "Two-dimensional Numerical Simulation of Commercial Scale Nonequilibrium MHD Power Generator Coupled with Radio-Frequency Electromagnetic Field," *IEEJ Trans.*, vol.3, pp.696-702, 2008.

[111] 藤野貴康，大谷尚史，小南晋，石川本雄，奥野喜裕, "非平衡 MHD 発電機の発電性能に及ぼす高周波コイルの非対称配置の影響," 電学論 B, vol.133, no.9, pp.707-715, 2013.

[112] T. B. Reed, "Induction-Coupled Plasma Torch," *Journal of Applied Physics*, vol.32, no.5, pp.821-824, May 1961.

[113] G. Herdrich, M. A. Krutz and H. Kurtz, "New Inductively Heated Plasma Source for Reentry Simulations," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol.14, no.2, pp.244-249, April-June 2000.

[114] G. Herdrich and M. A. Krutz, "Development and Characterization of Inductively Hated Plasma Generators for Atmospheric Entry Simulations," presented at the 24th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, AIAA 2004-2503, Portland, Oregon, June 28 – July 1, 2004.

[115] 松本裕介，藤野貴康，石川本雄，"超音速領域に誘導コイルを持つ小型非平衡高周波プラズマ風洞の二次元数値解析，" 日本航空宇宙学会論文集，vol.56, no.650, pp.116-122, 2008.

[116] L. Brewer and T. Karras, "Preliminary Results of a High Power RF Thruster Test," presented at the AIAA/ASME/SAE/ASEE 25th Joint Propulsion Conference, AIAA 89-2382, Monterey, CA, July10–12, 1989.

[117] T. Lafleur, K. Takahashi, C. Charles and R. W. Boswell, "Direct thrust measurements and modelling of a radio-frequency expanding plasma thruster," *Physics of plasmas*, vol.18, 080701, 2011.

[118] T. Kato, Y. Iwasaki and T. Fujino, "Thrust Measurement of Radio Frequency Inductively Coupled Plasma Thruster," presented at 53rd AIAA Aerospace Science Meeting, AIAA 2015-1613, Kissimmee, Florida, Janurary5-9, 2015.

[119] Y. Miyoshi, Z. L. Petrovic and T. Makabe, "Optical computerized tomography of the E–H transition in inductively coupled plasmas in Ar and Ar–CF4 mixtures," *J. Phy. D*, vol.35, pp.454-461, 2002.

[120] M. A. Razzak and S. Takamura, "Effects of radio-frequency driving power, gas

pressure, and nitrogen seeding on the transition dynamics in argon inductively coupled plasmas," *Jounal of Applied Physics*, vol.96, no.9, pp.4771-4776, 2004.

[121] M. A. Razzak, S. Takamura and Y. Uesugi, "Dynamics of E-H Mode Transition in High–Pressure RF Inductively Coupled Plasmas," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.33, no.2, pp.284-285, 2005.

[122] R. W. Boswell and F. F. Chen, "Helicons—The Early Years," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.25, no.6, pp.1229-1244, Dec. 1997.

[123] Z. Fang, T. Shao, S. Ji, J. Pan and C. Zhang, "Generation of Homogeneous Atmospheric-Pressure Dielectric Barrier Discharge in a Large-Gap Argon Gas," *IEEE Trans. on plasma sciences*, vol.40, no.7, pp.1884-1890, July 2012.

[124] 生井武文，松尾一泰 「衝撃波の力学」 コロナ社，1983.

[125] A. L. Genkin, V. L. Goryachev, N. N. Dumenskii and A. S. Remennyi, "Characteristics of the Flow of a Two-temperature Plasma of Inert Gases in an MHD Channel," *Highi-temperature*, vol.18, no.1, pp.663-667, 1980.

[126] V. M. Atrazhev, I. V. Chernysheva and T. Doke, "Transport Properties of Electrons in Gaseous Xenon," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.41, pp.1572-1578, Mar. 2002.

[127] L. S. Frost and A. V. Phelps, "Momentum-Transfer Cross Sections for Slow Electrons in He, Ar, Kr and Xe from Transport Coefficients," *Physical Review*, vol.136, no.6A, pp.A1538-A1545, Dec. 1964.

[128] 河内俊憲，三谷徹，平岩徹夫，富岡定毅，升谷五郎, "効力測定によるスクラムジェットの推力性能見積り," 日本航空宇宙学会論文集，vol.51, no.595, pp.403-411, 2003.

[129] 乾義尚，野口光，石川本雄，卯本重郎, "非平衡 MHD 発電機内プラズマの新電子数密度計算手法とその非定常準一次元解析への適用," 電学論 B，vol.115，no.2, pp.156-163, 1995.

[130] 石川本雄，塩見拓郎，乾義尚，山岬裕之，"Ar-Cs 非平衡ディスク形 MHD 発電機強相互作用実験の解析的検討-準一次元近似の有効性と限界-," 電気学会 新・省エネルギー研究会，ESC-95-11, pp.111-120, 1995.

[131] 名原啓博 東京工業大学 平成 13 年度学位論文 "亜音速非平衡ディスク形 MHD 発電機における電磁流体挙動と発電性能"

[132] 藤野貴康，奥野喜裕，山岬裕之，"準静的衝突・輻射モデルによる非平衡シードプラズマの生成過程に関する基礎的研究," 電気学会 新エネルギー・環境研究会，FTE-01-30, pp.7-12, 2001.

[133] E. Hinnov and J. G. Hirschberg, "Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas," *Physical review*, vol.125, no.3, pp.795-801, Feb. 1962.

[134] T. G. Owano and C. H. Kruger, "Electron-Ion Three-Body Recombination Coefficient of Argon," *AIAA Journal*, vol.31, no.1, pp.75-82, Jan. 1993.

[135] L. M. Biberman, V. S. Vorob'ev and I. T. Takubov, "On the Theory of Ionization and Recombination in a Low-temperature Plasma," *Soviet Physics Jetp*, vol.29, no.6, pp.1070-1074, Dec. 1969.

[136] N. A. Generalov, V. P. Zimakov and G. I. Kozlov, "A Method for Infreaed Diagonistics of a Plasma and its Use for the Investigation of Ionization and Recombination of Xenon Behind the Fromt of a Shcok Wave," *Soviet Physics Jetp*, vol.31, no.6, pp.1038-1043, Dec. 1970.

[137] S. W. Simpson, "Ionisation and recombination rates in argon plasmas," *J. Phys. D*, vol.22, pp.1161-1167, 1990.

[138] J. Kestin, S. T. Ro and W. A. Wakeham," *The Journal of Chemical Physics*, vol.56, no.8, pp.4119-4124, April 1972.

[139] 小林宏充 "低磁気レイノルズ数の MHD 乱流," ながれ, vol.27, pp.217-224, 2008.

[140] B. S. Baldwin and H. Lomax, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulet Flows," presented at the AIAA 16th Aerospace Sciences Meeting, AIAA 78-257, Huntsville, Alabama, Jan.16–18, 1978.

[141] M. Visbal and D. Knight, "The Baldwin-Lomax Turbulence Model for Two-Dimensonal Shock-Wave/Boudary-Layer Interactions," *AIAA Journal*, vol.22, no.7, pp.921-928, July 1984.

[142] H. C. Yee, "Upwind and Symmetric Shock-Captureing Schemes," *NASA Technical Memorandum*, 89464, May 1987.

[143] 牛島省,「OpenMP による並列プログラミングと数値計算法」, 丸善出版, 2006.

[144] T. Hara, A. Veefkind and L. H. Th. Rietjens "Numerical Simulation of the Inhomogeneous Discharge Structure in Noble Gas MHD Generators," *AIAA Journal*, vol.20, no.11, pp.1473-1480, Nov. 1982.

[145] F. Seiji, F. Maki and Y. Masahiro, "BiCGSafe Method Based on Minimization of Associate Residual," *Trans. of the Japan Society for Computational Engineering and Science*, vol. 8, pp. 145–152, Oct. 2005.

[146] 藤野清次, 藤原牧, 吉田正浩, "準残差の最小化に基づく BiCGSafe 法の収束性について," *Trans. of JSCES*, No.20050028, 2005.

[147] 藤野清次, 阿部邦美, 杉原正顯, 中島徳正,「線形方程式の反復解法」丸善出版, 1997.

[148] J. Mostaghimi and M. I. Boulos, "Two-dimensional electromagnetic field effects in induction plasma modeling," *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 9, no.1, pp. 25–44, 1989.

[149] T. Suekane, T. Taya, Y. Okuno and S. Kabashima, "Numerical Studies on the Nonequilibrium Inductively Coupled Plasma with Metal Vapor Ionization," *IEEE*

Trans. on plasma sciences, vol.24, no.3, pp.1147-1154, June 1996.

[150] L. N. Myrabo, and R. J. Rosa：“Hypersonic MHD Propulsion System Integration for the Mercury Lightcraft”, presented at Second International Symposium on Beamed Energy Propulsion, Vol.702, pp.544-558, Sendai, Japan, 2004.

[151] T. W. Johnston, and J. M. Dawson, “Correct Values for High-Frequency Power Absorption by Inverse Bremsstrahlung in Plasmas”, Phys. Fluids, Vol.16, Issue.5, p.722, 1973.

[152] N. H. Kemp, and P. F. Lewis, “Laser-Heated Thruster - Interim Report”, NASA Contractor Report, CR-161665, 1980.

[153] T. Fujiwara, T. Fukui, and F. Yonezawa, “Plane 1-Dimensional and Axisymmetric Laser-Supported Detonation”, The Second Joint Polish-Jaanese Seminar and Workshop, pp.7-24, 1994.

[154] G. S. Jiang, and D. P. Peng：“Weighted ENO schemes for Hamilton-Jacobi equations”, *SIAM J. Sci. Comput*, Vol.21, p.2126-2143, 1997.

[155] David C. Wilcox：Turbulence Modeling for CFD, p.77, DCW Industries, Inc., 2004.

[156] R. D. Richtmyer, “Taylor Instability in Shock Accelaeration of Compressible Fluids”, Communications on pure and applied mathematics, Vol.13, pp.297-319, 1960.

[157] E. E. Meshkov, “Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave”, Fluid Dynamics, Vol.13, Issue.5, pp.101-104, 1968.

[158] A. Sasoh, T. Ohtani, and K. Mori, “Pressure Effect in a Shock-Wave–Plasma Interaction Induced by a Focused Laser Pulse”, *Physical Review Letters*, Vol.97, 205004, 2006.

[159] J. F. Haas, and B. Sturtevant, “Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities”, *J. Fluid Mech.*, Vol.181, pp.41-76, 1987.

[160] J. M. Picone, and J. P. Boris, “Vorticity generation by shock propagatio 路 through bubbles in a gas”, *J. Fluid Mech.*, Vol.189, pp.23-51, 1988.

[161] 高部英明, “慣性核融合と超新星爆発”, プラズマ・核融合学会誌, Vol.69, no.11, pp.1285-1300, 1993.

[162] J. Yang, T. Kubota and E. E. Zukoski, “A model for characterization of a vortex pairformed by shock passage over a light-gas inhomogeneity”, *J. Fluid Mech.*, Vol.258, pp.217-244, 1994.

[163] G. Layes, G. Jourdan and L. Houas, “Distortion of a Spherical Gaseous

Interface Accelerated by a Plane ShockWave", *Physical Review Letters*, Vol.91, no.17, 174502, 2003.

[164] C. Matsuoka, "Analytical and numerical study on a vortex sheet in incompressible Richtmyer-Meshkov instability in cylindrical geometry", *Physical Review E*, Vol.74, 066303, 2006.

[165] C. Matsuoka and K. Nishihara, "Multi-mode character of the nonlinear dynamics of a vortex sheet in Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities", *Journal of Physics：Conference Series*, Vol.112, 022020, 2008.

[166] 野口透 京都大学 昭和 45 年度学位論文 "非平衡電離方式 MHD 発電の作動ガス導電率に関する研究"

表目次

表 2-2-1 高温希ガスプラズマ MHD 発電実験の実験条件 p.16
表 2-3-1 ファラデー形発電機の二次元数値解析の解析条件 p.22
表 2-4-1 ディスク形発電機の R-θ の解析条件 p.31
表 3-2-1 キセノンを作動流体としたディスク形状ホール形発電機の実験条件 p.42
表 3-3-1 キセノンを作動流体としたリニア形状ファラデー形発電機の実験条件 p.49
表 4-2-1 高周波予備電離実験の実験条件 p.60
表 4-3-1 高周波予備電離実験の解析条件 p.68
表 5-2-1 予備電離希ガスプラズマ MHD 発電の数値解析条件 p.77
表 iii-1 ダクト内レーザ加熱プラズマの解析条件 p.108

図目次

第 1 章 序論
図 1-1 MHD 発電の方式と研究対象 p.12

第 2 章 高温希ガスプラズマ MHD 発電の発電特性とプラズマ流体挙動
図 2-2-1 衝撃波管実験で用いたリニア形状ファラデー形発電機 p.16
図 2-2-2 エンタルピー抽出率の入口全温度依存性 p.19
図 2-2-3 各入口全温度条件で高速度カメラにより撮影された発電機内のプラズマ構造 p.19
図 2-2-4 入口全温度 7500K におけるプラズマ構造の経時変化 p.19
図 2-2-5 運転条件(入口全温度 9000K)における電流電圧特性 p.20
図 2-2-6 エンタルピー抽出率の印加磁束密度依存性 p.20
図 2-2-7 発電出力の入口全圧依存性 p.20
図 2-2-8 各入口全圧の最適負荷抵抗値における発電出力分布 p.21
図 2-2-9 エンタルピー抽出率の入口全圧依存性 p.21
図 2-3-1 リニア形状ファラデー形発電機の解析領域 p.22
図 2-3-2 エンタルピー抽出率の(a)負荷抵抗ならびに(b)入口全温度依存性 p.23
図 2-3-3 高入口全温度 9000K における(a)電流流線，(b)電子温度，(c)電子数密度，(d)ホール係数分布 p.25
図 2-3-4 4 番電極間の電位分布と電界強度の成分 p.26
図 2-3-5 (a)電離度，(b)電流流線，(c)電子温度，(d)電気伝導度の 2 次元分布 p.29
図 2-3-6 各入口全温度におけるチャネル内プラズマの電子数密度の変動に伴う電気伝導度の変化率($1/\sigma \cdot \partial\sigma/\partial n_e$) p.30
図 2-4-1 ディスク形状ホール形発電機の解析領域 p.31
図 2-4-2 入口全温度 8100K, 8500K, 9400K での電圧電流特性 p.32

図 2-4-3 各運転条件における電子温度，電離度，電流流線分布 p.34
図 2-4-4 低い入口電子温度かつ高負荷抵抗における θ=0 における電離不安定時の(a)電離度，(b)電子温度の経時変化 p.34
図 2-4-5 t=60μs における半径方向電子温度分布 p.35
図 2-4-6 エンタルピー抽出率ならびにプラズマの安定条件 p.35
図 2-4-7 チャネル入口の衝突周波数比の入口全温度依存性 p.36
図 2-4-8 衝突断面積の電子温度依存性 p.37
図 2-4-9 各運転条件における電子温度の確率密度関数 p.38
図 2-4-10 各運転条件における電離緩和時間の確率密度関数 p.38

第 3 章　キセノンを作動流体とする高温希ガスプラズマ MHD 発電
図 3-1-1 入口電離度の入口全温度依存性 p.41
図 3-2-1 キセノンを作動流体とする実験で使用したディスク形発電機 p.42
図 3-2-2 撮影領域 p.42
図 3-2-3 エンタルピー抽出率ならびに発電機内プラズマ構造の負荷抵抗依存性 (a)8200K, 1T (b)8200K，4T p.43
図 3-2-4 エンタルピー抽出率の印加磁束密度依存性 (8200K) p.45
図 3-2-5 入口全圧で規格化された静圧の印加磁束密度依存性 (a)r=80mm (b)r=102mm p.45
図 3-2-6 エンタルピー抽出率の入口全温度依存性 p.45
図 3-2-7 発電機内プラズマ構造の経時変化 (a) 8200K, 4T, 1.3Ω, (b) 8200K 1T 1.3Ω, (c) 8200K 1T 5.3Ω p.47
図 3-2-8 電界強度の時間変動の負荷抵抗依存性 p.48
図 3-2-9 エンタルピー抽出率の時間変動のエンタルピー抽出率依存性 p.48
図 3-3-1 キセノンを作動流体としたファラデー形発電機 p.49
図 3-3-2 発電出力の入口全温度依存性 p.51
図 3-3-3 エンタルピー抽出率の入口全温度依存性 p.51
図 3-3-4 各入口全温度における発電出力密度の入口全温度依存性 p.51
図 3-3-5 各入口全温度における発電機内プラズマ構造 p.52
図 3-3-6 入口全温度 6500K におけるプラズマ構造の経時変化 p.52
図 3-3-7 出力の時間変動の入口全温度依存性 p.52
図 3-3-8 エンタルピー抽出率の印加磁束密度依存性 p.53
図 3-3-9 各印加磁束密度における発電機内静圧分布 p.54
図 3-3-10 各入口全温度・印加磁束密度における発電機内プラズマ構造 p.54

第 4 章　高周波電磁界による予備電離の基礎検討
図 4-1-1 超音速流中と亜音速流中での予備電離の模式図 p.57

図目次

図 4-2-1 実験装置全体図 p.58
図 4-2-2 テスト流路 p.59
図 4-2-3 高速度カメラによる撮影領域 p.59
図 4-2-4 テスト流路入口全圧ならびに投入電力の経時変化 p.60
図 4-2-5 低投入電力(1.0kW)におけるプラズマ構造の経時変化 p.62
図 4-2-6 中投入電力(2.5kW)におけるプラズマ構造の経時変化 p.62
図 4-2-7 大投入電力(4.3kW)におけるプラズマ構造の経時変化 p.63
図 4-2-8 プラズマの発光強度の投入電力依存性 p.63
図 4-2-9 発光強度の時間変動の投入電力依存性 p.63
図 4-2-10 コイル電流の実効値の投入電力依存性 p.64
図 4-2-11 力率の投入電力依存性 p.64
図 4-2-12 静圧分布の投入電力依存性 p.64
図 4-2-13 各コイル幅による流路下流における静圧の投入電力依存性 p.65
図 4-2-14 各入口全圧における発光強度の投入電力依存性 p.66
図 4-2-15 各入口全圧における発光強度の変動の投入電力依存性 p.66
図 4-2-16 各入口全圧におけるコイル電流の実効値の投入電力依存性 p.66
図 4-2-17 各入口全圧における力率の投入電力依存性 p.67
図 4-2-18 各入口全圧における静圧の投入電力依存性 p.67
図 4-3-1 解析領域 p.68
図 4-3-2 コイル電流の投入電力依存性 p.69
図 4-3-3 静圧の投入電力依存税 p.69
図 4-3-4 ジュール加熱の 2 次元分布 p.71
図 4-3-5 ジュール加熱の半径方向分布 p.71
図 4-3-6 電離度分布の 2 次元分布 p.71
図 4-3-7 電離度の半径方向分布 p.71
図 4-3-8 半径方向流速分布 p.72
図 4-3-9 半径方向密度分布 p.72
図 4-3-10 コイル電流の投入電力依存性 p.72
図 4-3-11 力率の投入電力依存性 p.73
図 4-3-12 中心軸上における全圧分布 p.73

第 5 章　自励的ジュール加熱がディスク形 MHD 発電機の発電特性に与える影響
図 5-2-1 ディスク形 MHD 発電機と解析格子 p.77
図 5-3-1 実効的なエンタルピー抽出率の予備電離電力依存性 p.78
図 5-3-2 各印加磁束密度における(a)チャネル入口電離度, (b)自励的ジュール加熱の予備電離電力依存性 p.79

図 5-3-3 ノズル内流路中央における(a)電離度，(b)マッハ数，(c)密度の予備電離電力依存性 p.81
図 5-3-4 チャネル内流路中央における(a)電子温度，(b)電気伝導度，(c)ホール係数，(d)半径方向流速の予備電離電力依存性 p.82
図 5-3-5 最適運転条件における(a)電離度，(b)電気伝導度，(c)マッハ数の２次元分布 p.83
図 5-3-6 アノード付近の(a)電流流線，(b)電子温度分布 p.84
図 5-3-7 実効的なエンタルピー抽出率の予備電離電力依存性(a)キセノン，(b)ヘリウム p.85
図 5-3-8 チャネル入口電離度の予備電離電力依存性(a)キセノン，(b)ヘリウム p.86
図 5-3-9 実効的な加熱量の予備電離電力依存性(a)キセノン，(b)ヘリウム p.86
図 5-3-10 希ガスの電離反応速度定数の電子温度依存性 p.87
図 5-3-11 チャネル入口における電離度の高さ方向分布 p.87

付録 i 実験装置
図 i-1 衝撃波管 p.93
図 i-2 超電導磁石 p.93
図 i-3 高周波電源装置 p.94

付録 iii ダクト内レーザ加熱プラズマの三次元非定常解析
図 iii-1 (a)解析領域，(b)解析格子 p.108
図 iii-2 発電機内プラズマの経時変化(a)実験，(b)解析 p.109
図 iii-3 プラズマの膨張速度の投入電力依存性 p.109
図 iii-4 レーザ入射中のレーザ吸収領域付近における電離度，ガス温度，密度，圧力分布 p.110
図 iii-5 XY 平面内における電離度と静圧分布の経時変化 p.111
図 iii-6 リヒトマイヤー・メシュコフ不安定に伴うバロクリニックトルク発生の模式図 p.111
図 iii-7 YZ 平面における電離度分布の経時変化 p.112
図 iii-8 t=20μs における電離度の等値面の３次元分布 p.113
図 iii-9 (a)t=1μs，(b)t=1.5μs における密度，静圧分布 p.113
図 iii-10 ダクト中央部における発光強度の一次元分布(a)解析，(b)実験 p.113
図 iii-11 各ダクトアスペクト比における電離度分布の経時変化 p.114

謝辞

はじめに奥野喜裕教授，堀岡一彦教授，末包哲也教授，長崎孝夫准教授，肖鋒准教授にはお忙しい中，本論文の審査をお引き受けいただきありがとうございます。また，研究を進めるにあたり，指導教員である奥野喜裕教授には研究活動はもちろんのこと，修士課程と博士課程の早期修了，環境エネルギー共創教育院への所属，学術振興会特別研究員への応募の提案/採用など様々な面で終始懇切丁寧なご指導を承り，その上で民間の研究所への進路にも賛同していただきありがとうございます。

奥野研究室のメンバーにも多くの点で支援をいただき，庄雲欽氏，小松文彦氏，泉裕一郎君，趙亮君，一橋友介君，青木悠君とは実験に共に取り組み，解析の研究では卓新民君，鶴岡美緒さんにお世話になりました。

Yunquin Ju 教授には Princeton 大学での研究の機会をいただき，Joseph Lefkowitz 氏，Arric Russo 君，Qi Chen 准教授(北京交通大学)，佐々木卓様(積水化学工業株式会社)にはアメリカでの研究生活を通じて多くのことを学ばせていただきました。修士 1 年から 3 年半所属しました博士課程リーディングプログラム・環境エネルギー共創教育院(ACEEES)の教員・事務職員の皆様にはこの Princeton 大学への留学を始め，様々な面でサポートをいただきました。

中国科学院電工研究所の彭燕教授には電工研の MHD プロジェクトにわずかながら関わりをいただき，自身の専門で海外の研究と交流を持つという貴重な経験をさせていただきました。

最後に私の長きにわたる学生生活を励まし，そしえ支えていただいた 2 人の祖父をはじめとする親族一同に感謝を述べさせていただきます。MHD 発電の研究の大先輩[166]でもある大伯父の野口透先生に見守っていただき，5 年間の MHD 発電の研究に誇りを持って取り組むことができました。

2017 年 1 月 31 日

田中 学