

技術論文

液体金属 MHD エンジン発電機の性能数値計算

Numerical Analyses on the Performance of Liquid Metal MHD Engine Generator

前田 哲彦^{*1}(正員), 清水 和弥^{*2}, 柿崎 和志^{*3}, 石川 本雄^{*3}(正員)

Tetsuhiko MAEDA (Mem.), Kazuya SHIMIZU, Kazushi KAKIZAKI, Motoo ISHIKAWA (Mem.)

In this paper, Liquid Metal MHD engine is discussed. This engine is a free piston internal combustion engine with an MHD power generator. The Liquid Metal oscillates back-and-forth in two separate channels with magnetic fields, driven by free pistons driven by internal combustion, and that provide electricity. Firstly the effect of applied magnetic field distribution on the generator performance is investigated by two dimensional magnetohydrodynamic simulations. The high efficiency is obtained on the condition that a magnetic flux distribution is uniform. On the contrary in the case of non uniform magnetic field condition, it is observed that the eddy current and M-shaped velocity profile where magnetic flux density changes rapidly and efficiency is lower due to it. Secondly the calculations of dynamic characteristics of the MHD engine system taking simulation results into consideration are carried out. It was shown that it was possible to change the power generation output by adjusting the stroke.

Keywords: liquid metal MHD power generation, induced magnetic field, eddy current, air otto cycle.

1 はじめに

燃料電池や小型エンジンなどを利用した分散型電源システムが、近年の電力自由化の流れにも伴い注目されているが、民生家庭部門への利用を考えた場合、部分負荷運転時のシステム効率、運転方法などの点で課題が残されている。筆者らは、これまで、Haaland らによって提案された液体金属を用いた MHD 発電機[1-3]を内燃機関などと組み合わせて小型分散電源に応用可能であることを述べ、数値計算による検討を行ってきた[4]。この MHD エンジンは、排気量可変で運転することが可能であるため、部分負荷運転でも高効率を得られる可能性があり、さらには自動車等の分散型電源以外への応用も考えられ、その有用性は非常に大きいと考えている。特許資料[1-3]に基づく液体金属 MHD 発電機概念図を Fig.1 に示す。4つの内燃機関の燃焼によってピストンが駆動され、液体金属を運動させ MHD 発電回路で発電する。最大の特徴は、液体金属の量をリザーバタンクにより調節することによりピストンのストロークを変化させ排気量可変となり、発電出力を調節できることである。

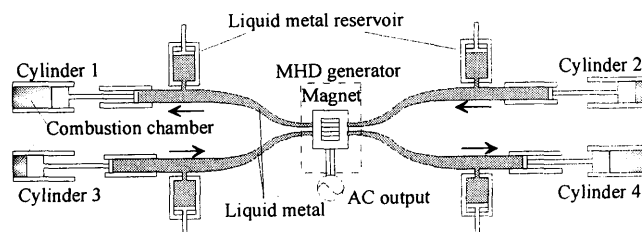


Fig. 1 Configuration of Liquid Metal MHD engine proposed by Haaland.

筆者らはこれまで既報[4]において、液体金属の発電回路内の流れ場を1/7乗則を用いた分布を仮定し、システムの基本的動作特性を明らかにしたが、誘導磁場や渦電流による損失を考慮していなかった。そこで、本研究では、渦電流、誘導磁場を考慮できる2次元電磁流体シミュレーションを用いて、その影響を考慮し、外部印加磁界分布及び入口流速の発電性能に与える影響を明らかにし、その結果をもとに、熱機関で駆動した場合の本システムの運転特性を明らかにする。

2 誘導磁界を考慮した2次元数値計算

2.1 支配方程式と解析手法

液体金属 MHD エンジンを考える上で、発電回路内の効率及び損失を見積り、その損失の低減を図ることは重要である。そこで、本節では発電回路内だけを対象にし、

連絡先: 前田 哲彦, 〒305-8564 つくば市並木1-2-1, 産業技術総合研究所エネルギー利用研究部門,
e-mail: tetsuhiko.maeda@aist.go.jp

^{*1}産業技術総合研究所

^{*2}宇宙航空研究開発機構

^{*3}筑波大学

渦電流及び誘導磁界を考慮できる 2 次元数値シミュレーションを行う。その支配方程式と解析手法を以下に示す。流れ場に関する支配方程式は非圧縮性粘性流体の連続の式および運動量の式にローレンツ力の項を加えたものである。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \frac{1}{\rho} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \quad (2)$$

ここで、 ρ : 密度 (定数), \mathbf{u} : 速度, p : 圧力, \mathbf{j} : 電流密度, \mathbf{B} : 全磁束密度をそれぞれ表す。また, $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力テンソルを表し, 非圧縮性流体では式(1)の条件から

$$\tau_{ij} = \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

である (ν : 動粘性係数)。

電磁界に関する支配方程式は, Maxwell 方程式 (変位電流の項は無視する) ならびにオームの法則から成るが, 磁界に関しては外部印加磁界と誘導磁界の両者が存在することを考慮し次のようになる。なお, \mathbf{E} : 電界, \mathbf{B}_0 : 外部印加磁束密度 (定数), \mathbf{B}_I : 誘導磁束密度, σ : 電気伝導度 (定数), μ_0 : 真空中の透磁率 (定数) をそれぞれ表す。

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}_I}{\partial t} \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_I = \mu_0 \mathbf{j} \quad (5)$$

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_I \quad (7)$$

これらの式はベクトルポテンシャル (\mathbf{A}), スカラーポテンシャル (ϕ)

$$\mathbf{B}_I = \nabla \times \mathbf{A} \quad (8)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (9)$$

を導入し, クーロンゲージとすることで以下のように書き換えられる。

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{A}) = -\nabla \phi + \mathbf{u} \times \mathbf{B}_0 + \frac{\nabla^2 \mathbf{A}}{\sigma \mu_0} \quad (11)$$

式(10)(11)は, 流れ場の支配方程式(1)(2)と類似の形をしているため非圧縮性流体の解法が応用できる[5]。

本計算では, x-y 二次元平面での解析とし ($u_z = A_z = \partial / \partial z = 0$), 流れ場については式(1)(2)を SMAC 法[6]により解く。電磁界については式(10)(11)を MAC 法[7]により解き進め, 各タイムステップにおける電流密度等を式(4)(5)(6)(7)から求める。その際 MAC 法系統の解析に一般的に用いられているスタッガード格子を採用し, x 方向には発電領域で, y 方向には壁面近くでそれぞれ格子間隔が小さくなるような不等間隔格子とした。

流れ場に関する境界条件は, 入口では後に述べる流入速度に, 壁面上では Non-slip 条件として 0 にそれぞれ固定し, 出口では対流流出条件[8-10]とした。電磁界に関する境界条件は, アノード上で $\phi = 0$, カソード上で $\phi = V_{\text{output}}$ とし, その他は絶縁壁条件とした (V_{output} : 出力電圧)。出力電圧は出力電流 (I_{output}) と負荷抵抗値 (R_L) との整合条件から

$$V_{\text{output}} = R_L I_{\text{output}} \quad (12)$$

により求め, I_{output} はアノード・カソード両壁面上での y 方向電流密度の積分値の平均値として求めた。乱流モデルには LES の標準 Smagorinsky モデル[11]を用いた。

2.2 計算条件

本研究で対象とした発電機形状および座標系を Fig.2 に示す。定常外部印加磁界は+z 方向に加えられ, 流体は+x 方向に流れる。ここで本論文では発電領域とは $-0.05\text{m} \leq x \leq 0.05\text{m}$, $-0.025\text{m} \leq y \leq 0.025\text{m}$ で表される Fig.2 中の灰色で塗られた領域と定義する。発電路の z 方向高さは 0.01m 一定とした。

液体金属は U-Alloy を使用し, 計算条件及び U-alloy の

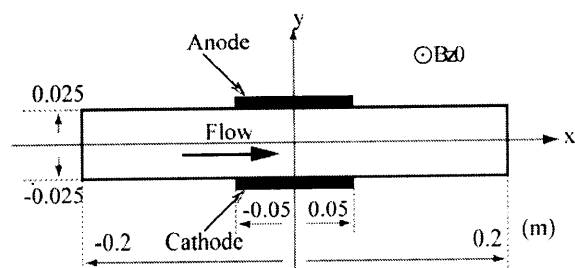


Fig. 2 x-y cross sectional view of the generator channel.

物性値を Tab.1 に示す。本解析では、温度場や熱に関する解析は行っており、液体金属の粘性値に関しては、60℃に於ける値を用いた[12]。質量は、液体状態でも固体状態と同じであると仮定し、25℃の固体状態の値を用いている[12]。導電率の温度依存性は、小さいので200℃の場合の値を用いた[12]。印加磁界条件、入口流速を変化させて計算した。発電効率 η は、以下に示す式で求めた。

$$\eta = \frac{V_{output} \cdot I_{output}}{\Delta p \cdot L_y \cdot L_z \cdot u_{xin}} \tag{13}$$

ここで、 Δp :流路入口及び出口間の圧力差、 L_y :電極間距離、 L_z :発電流路高さ、 u_{xin} :入口流速である。

Table 1 Calculation conditions.

Initial conditions.	
Working fluid	U-alloy 47
Inlet velocity	1.0~20 m/s
Load resistance	$1.0 \times 10^{-4} \Omega$
Physical properties of U-alloy47.	
Mass density	$8.80 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
Viscosity coefficient	2.74 mPa · s
Electric conductivity	$2.31 \times 10^6 \text{ S/m}$

2.3 磁束密度分布が発電性能に与える影響

平均入口流速を 10m/s、負荷抵抗値を $1.0 \times 10^{-4} \Omega$ とし、外部印加磁界の分布が発電性能に与える影響を調べる。計算を行った外部印加磁界の分布を Fig.3 に示す。これらの分布はすべて発電領域では1.0Tである。Pattern1.0では、全域で1.0T、Pattern0.7 から Pattern0.01 では発電領域から上流及び下流方向に向けて磁束密度を指数関数的に減少させた分布となっている。Pattern0.0 は、発電領域の次のメッシュ点において、磁束密度を0とした分布である。

これらの条件で得られた発電効率を Tab. 2 に示す。発電効率は、磁束密度が流路全域一定(Pattern1.0)の条件のとき効率がよく、発電領域外で磁束密度を低くするほど効率は低下した。この原因を調べるために、発電流路内の電流分布を Fig.4, 5 に示す。Fig.4 は、磁束密度を流路全体で一定の条件 (Pattern1.0) としたもので、Fig.5 は、発電領域外での磁束密度を 0 とした条件(Pattern0.0)での結果を示している。Fig.4, Fig.5 とともに発電領域では、アノードからカソードに向かい電流が流れ発電が行われていることがわかるが、Fig.5 では、磁束密度が減少する発電領

域の上流及び下流の部分において、発電領域とは逆向きに流れる大きな渦電流が生じて、電流が電極に流れ込まず液体金属内で短絡し、損失を生じていることがわかる。Fig.4にはこのような電流の流れは見られない。この現象は、磁束密度が小さい場所では、発電領域に対して起電力が小さく発電領域内での起電力を短絡しているため生じたと考えられる。これは発電領域上流、下流部にお

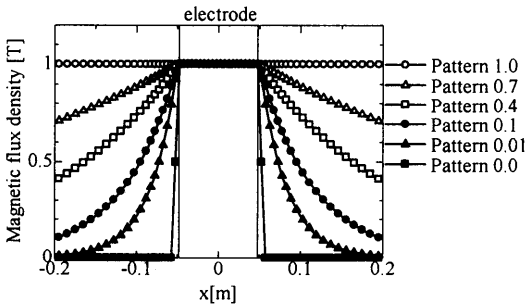


Fig. 3 Magnetic flux density distribution.

Table 2 Efficiencies.

Pattern1.0	79.54%
Pattern0.7	78.03%
Pattern0.4	74.54%
Pattern0.1	67.88%
Pattern0.01	61.30%
Pattern0.0	42.52%

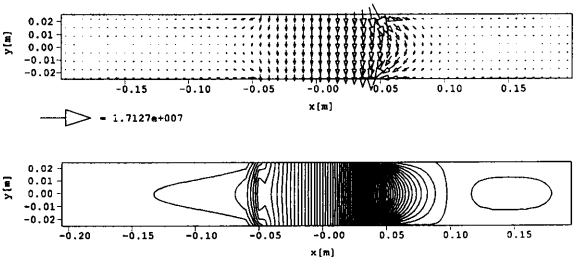


Fig. 4 Current vector and flow distribution (Pattern1.0).

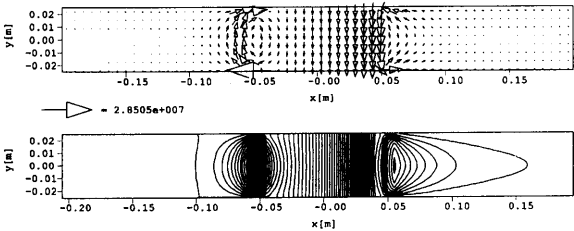


Fig. 5 Current vector and flow distribution (Pattern0.0).

る磁束密度分布は発電性能に大きな影響を与え、その影響を小さくするためには、磁束密度の変化をできるだけ小さくすることが必要と考えられる。しかしながら、実際には使用する磁石はできるだけ小さくするべきであり、解決法としては、流体摩擦損失は増大するが、発電領域上流及び下流部分中央に絶縁物を挿入し、渦電流を遮断することが有効と考えられ、そのための流路形状の検討が今後の課題となる。

次に発電領域上流($x=-0.1\text{m}$)、入口($x=0.05\text{m}$)、中央($x=0.0\text{m}$)、出口($x=0.05\text{m}$)、下流($x=0.1\text{m}$)での x 方向速度の y 方向分布を Fig.6 に代表的な 3 つの磁束密度分布 (Pattern1.0,0.01,0.0) について示す。発電領域入口と出口では、Pattern0.0 で大きく速度変化が起こり、主流より壁面近くのほうが速い M 字型のプロファイルをした流れとなっている。発電領域入口及び出口において、渦電流が生じておりこの部分の流路中央付近では、発電領域とは逆向きに電流が流れているが、誘導磁界により発電領域と磁束密度が逆向きになるために、主流では流体を減速する方向のローレンツ力が生じている。一方、この部分の壁面近傍では渦電流が流れ場と平行な渦電流の向きとなり、流路主流部分方向に向かうローレンツ力が生じており、流路中央付近でのみ大きなブレーキとなるローレンツ力が働き、壁面近傍ではブレーキ力が小さいため、M 字型の流れ場が形成されたと考えられる。また、磁束密度の急な変化は渦電流による効率の低下だけでなく、流速分布の変化による壁面での摩擦損失による効率の低下をも引き起こすと考えられる。また発電領域上流部と下流部で全磁束密度の分布が異なるにもかかわらず流速分布は顕著な変化は見られなかった。

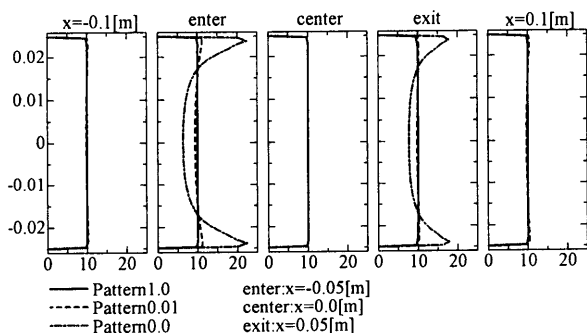


Fig. 6 Distribution of x-component velocity.

2.4 流速が発電性能に与える影響

平均入口流速を変化させた場合について、検討を行う。本研究で考える液体金属 MHD エンジンでは、ピストンによって駆動されるために、平均流速は時間的に変化する。

本来であるならば非定常な入口流速について検討するべきであるが、複雑になるため入口流速を一定にして定常状態の発電性能を調べる。外部印加磁界は、前項の Pattern0.01 の条件、負荷抵抗値は、 $1.0 \times 10^4 \Omega$ に固定して、平均入口流速を 1.0m/s から 20m/s の範囲で計算を行った。Fig.7 に各流速に対する発電効率やその他の損失の割合及び入力エネルギーを示す。△で示した割合が発電効率である。また、●は、発電効率に Joule 損失を加えたものであり、●と 100% のラインとの間が流体の摩擦損失を表している。□は入力エネルギーである。

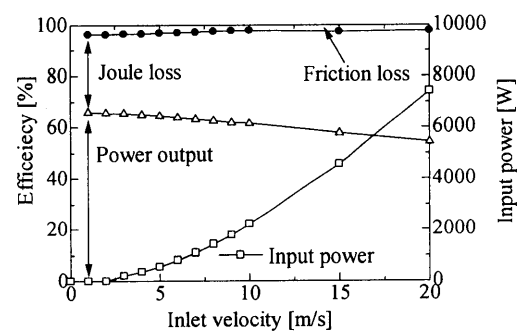


Fig. 7 Efficiencies and input power against inlet velocity.

発電効率は、入口流速の上昇に伴い、若干減少する。これは、摩擦損失は流速とともに増加しているが、摩擦損失の割合が増加しておらず Joule 損失の割合が増加していることによる。流速 u_x が一樣で渦電流や誘導磁界がないと仮定した場合、負荷率を K とした場合、Joule 損失は、 $\sigma B_0^2 u_x^2 L_x L_y L_z (1-K)^2$ となり、一方、発電出力は、 $\sigma B_0^2 u_x^2 L_x L_y L_z K(1-K)^2$ と表すことができる。これら式によれば、流速 u_x が変化しても Joule 損失と発電出力の割合は変化しない。また、渦電流を考慮したとしても、流速によって電流分布が変化するとは考えにくい。Joule 損失が増大した原因は、流速の増加によって、発電出力が増加し、そのため誘導磁界が大きくなり、その影響により電流分布が変化し、Joule 損失の割合が増大したと考えられる。

3 空気 Otto サイクル駆動による液体金属 MHD エンジンの効率

液体金属 MHD エンジン全体の実際の様子をシミュレーションすることは、移動境界条件やシリンダ内の燃焼等を考慮して考えなければならないため、非常に複雑でその計算は難しい。よって、ここでは内燃機関の燃焼などを考慮すると計算が複雑になるので、空気 Otto サイ

イクルで液体金属 MHD エンジンを実験した場合について検討する。筆者らはこれまで、同様の検討を MHD 発電回路内の流体の流速分布に 1/7 乗則を用い[4]，また渦電流や誘導磁界がないとして計算を行ったが，前節で示したように渦電流の影響は小さいとはいえない。そこで，前節で得た計算結果を液体金属 MHD 発電部分に適用し，検討を行う。液体金属 MHD エンジンは，フリーピストンであり，ピストンの速度および移動距離はシステムに投入するエネルギーと液体金属の摩擦抵抗と発電出力として取り出すエネルギーなどに起因する力のつりあいによって決定される。ここで，空気 Otto サイクルとは，作動気体は空気であり，熱入力は一瞬で行われ定積で加熱されるものとする。また，シリンダ内の空気の膨張や圧縮は断熱変化としている。また，発電回路形状は膨張や収縮は無いものとしている。計算を行った形状の概略図を Fig. 8 に示す。MHD 発電回路は前節と同じ形状としている。

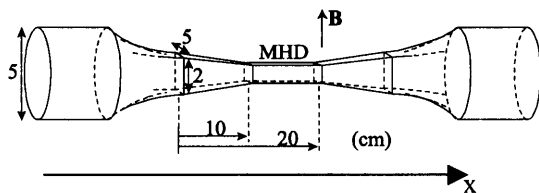


Fig. 8 Calculation model.

ピストンと液体金属の運動部分全体の運動は，以下の方程式のように表すことができる。

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} = F_p - F_C - F_F - F_{MHD} \quad (14)$$

ここで， M は，運動部分の総重量であり，すなわちピストンの重量と液体金属の重量となる。 x 軸を Fig. 8 に示すようにし， x はピストンの位置を示す。また右辺は下記の力である。

F_p : ピストンが膨張するときの力

F_C : 逆側のピストンが空気を圧縮するための力

F_{MHD} : 発電回路内での抵抗力の和

F_F : 液体金属の摩擦抵抗とピストンの摩擦抵抗

式(14)を以下のように求める。 F_p , F_C は，ピストンの位置より，空気を理想気体とし断熱変化の式から求める。 F_{MHD} は，MHD 発電回路内の流れに起因した抵抗力で，前節の計算結果より，液体金属の流速に関する 3 次関数で近似して求める。 F_F は，ピストンの摩擦抵抗及び発電回路以外の抵抗を考慮しその和としている。ピストンの摩擦抵抗は，低摩擦抵抗のテフロンシールに関するカタ

ログ等から 30N で一定にした。その他の流体抵抗については，文献[4]と同じとし，詳細は，文献[4]を参照されたい。

Table 3 Conditions of calculation.

Air temperature	[K]	300
Air pressure	[Pa]	101325
Magnetic flux density	[T]	0.01~1.0 (Pattern 0.01)
Load resistance	[Ω]	1.0×10^{-4}
Compression ratio		10.0
Diameter of cylinder	[m]	0.05
Top dead point	[m]	0.001~0.01
Bottom dead point	[m]	0.001~0.01

Fig. 9 にピストンストロークの長さの条件を変え，得られた発電出力及びそのときの周波数を示す。ストロークの長さから横軸は排気量として表している。発電出力は，ほぼ排気量に対しほぼ比例関係にあり，排気量により発電出力を制御できることがわかる。周波数は，排気量と反比例し，ストロークが短いほど高くなることがわかった。

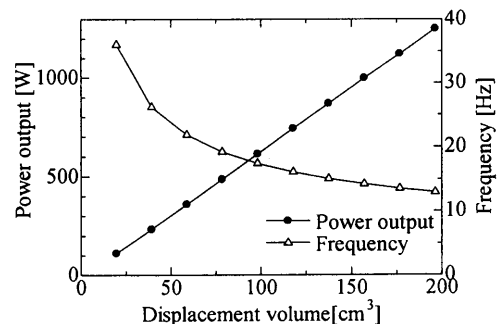


Fig. 9 Power output and frequency against displacement volume.

Fig. 10 に発電効率及びその他の原因別損失を示す。発電効率に着目すると，ストロークが 10cm のときで，31%と最も低く，ストロークが短いときほど効率が高くなった。原因について検討するために，Fig. 11 に，ピストン位置とピストン速度と発電出力の時間変化を示す。Fig. 11 の中央の速度の時間変化は，同じプロットで左軸を参照するとピストン速度，右軸を参照すると液体金属の発電回路内での平均速度となる。Fig. 11 からストロークが長くなるときほど流速が大きくなり，前節で考察したように，流速が大きいために Joule 損失が大きくなり効率が低下したと考えられる。また流速が大きいために，MHD 発電回路以外における摩擦損失も増大させ効率を低下させた。一方では，ピストン摩擦損失の割合は出力が大きくなるほ

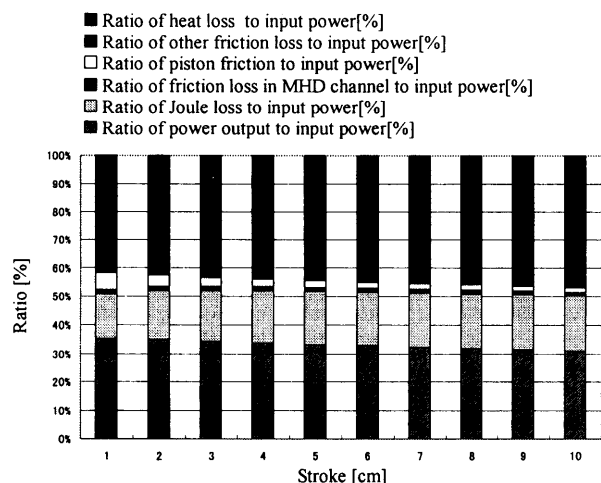


Fig. 10 Ratio of power output and other losses.

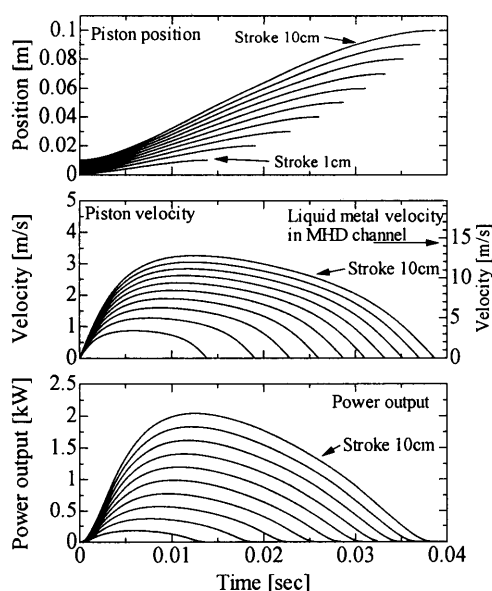


Fig. 11 Time variation of piston position, velocity, and power output.

ど小さくなることがわかった。本計算では、ピストン摩擦力を一定としており、ストロークの長さとのロスとは比例する。実際の装置におけるピストン摩擦は、これほど簡単ではなく複雑で、摩擦が大きくなるならばこの影響が大きくなり、傾向が異なる可能性があり、今後実験的に検討を行う必要がある。

4 まとめ

液体金属 MHD エンジンに関して以下の結論を得た。

1. 2 次元数値シミュレーションにより、発電領域上流、下流部において外部印加磁場が減少するとその場所において渦電流が発生し、発電性能が劣化することがわかつ

た。また磁束密度が急激に変化する部分の x 方向流速分布は壁面付近の流速が高い M 字型のハルトマン流れであり、これより、壁面での摩擦損失の増加によっても性能は劣化することがわかった。また、入口流速が発電性能に与える影響を調べた結果、流速が高いほど性能は劣化するが、その原因は摩擦損失の増加より Joule 損失の増大による影響が大きいことがわかった。

2. 2 次元数値シミュレーション結果によって、発電回路内の損失を考慮し、空気 Otto サイクルによって駆動された場合の本エンジンの効率を計算した。効率は約 31% となり、発電出力はピストンストロークと比例関係にあり、ストロークにより出力を制御できることがわかった。

謝辞

本研究は、文部科学省科学技術振興調整費による援助を受けて行った。

参考文献

- [1] Carsten, M. Haaland, Double-duct Liquid Metal Magnetohydrodynamic engine, *US Patent*. No. 5473205, 1995.
- [2] Carsten M. Haaland, "Double-duct Liquid Metal Magnetohydrodynamic engine", *US Patent*. No. 5637935, 1997.
- [3] Carsten M. Haaland, Shingle Channel double Double-duct Liquid Metal Electrical generator using a Magnetohydrodynamic Device, *US Patent*. No. 5923104, 1999.
- [4] 前田哲彦, 清水和弥, 長谷川裕夫, 柿崎和志, 石川本雄, 山岬裕之, 奥野喜裕, 液体金属 MHD エンジン発電システムの基礎動作特性, 日本 AEM 学会論文誌, Vol.12, No.4, pp.249-255, 2003
- [5] 棚橋 隆彦, 電磁熱流体の数値解析 -基礎と応用-, 森北出版, 1995.
- [6] Anthony A. Amsden et al., A Simplified MAC Technique for Incompressible Fluid Flow Calculations, *Journal of Computational Physics*, Vol.6, pp.322-325, 1970.
- [7] Francis H. Harlow et al., "Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface", *The Physics of Fluids*, Vol.8, No.12, pp.2182-2189, 1965.
- [8] Alessandro Bottaro, Note on Open Boundary Conditions for Elliptic Flows, *Numerical Heat Transfer*, Part B, Vol.18, pp.243-256, 1990.
- [9] Laura L. Pauley et al., The structure of two-dimensional separation, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.220, pp.397-411, 1990.
- [10] 戴毅, 小林敏雄, 一様流中に流される渦の流出境界条件の検討, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.58, No.546, pp.313-320, 1990.
- [11] Smagorinsky, J. General Circulation Experiments with the Primitive Equations, *Monthly Weather Review*, Vol.91, No.3, pp.99-164, 1963.
- [12] 南園崇善, 山田外史, 岩原正吉, 軍司稔, 児玉徹彦, 仲井悟, 磁束収束型電磁ポンプの液体ナトリウムでの動作特性と大容量化への構成, 日本応用磁気学会誌, Vol.21, No.4-2, pp.89-692, 1997.