Characteristics of Supersonic Closed Loop with Disk CCMHD Generator

Hiroyuki Yamasaki Member (Tokyo Institute of Technology)

Tomoyuki Murakami Member (Tokyo Institute of Technology)

Yoshihiro Okuno Member (Tokyo Institute of Technology)

Keywords: supersonic closed loop, disk MHD generator, high temperature argon circulation, energy balance, pressure ratio

Results of experimental study on performance of a supersonic closed loop with a disk MHD generator are described. The experiment was carried out using the closed loop shown in Fig. 1. The closed loop consists of a high temperature argon heater, a disk MHD generator, a recuperator, a cooler, a molecular impurity removal system and a compressor. A series of experiment to heat argon up to high temperature (> 1900 K) had been carried out. As a result, the high temperature argon circulation during 2.4 hours was demonstrated. Time trace of argon temperature is shown in Fig. 2. It is noted that the highest argon temperature of 1974 K is obtained during time period from 47.1 hours to 47.8 hours.

The heat gain and loss of argon circulating inside the closed loop is also our concern. Argon temperature distribution along the flow direction and the heat loss at each component were measured. A large heat loss was found at the diffuser and the exhausting duct although the energy efficiency of recuperator was high. The large heat loss was ascribed to water cooling at the diffuser and the exhausting duct. Furthermore, a significant enhancement of heat transfer coefficient in these ducts was suggested. The argon temperature calculated under an assumption of four times larger heat transfer coefficient agrees well with experimental one, and it is shown in Fig. 3. At the same time, the calculated heat loss was close to the measured one. The enhanced heat transfer coefficient could be explained by a complex flow field inside the ducts.

A remarkable reduction of throat height at the supersonic nozzle inside the disk MHD generator was found for the first time, and this was due to thermal expansion of an inlet duct located upstream the nozzle. This suggests that a special attention should be paid to a design of this part because the throat height in the disk MHD generator is usually small.

The pressure ratio inside the loop was also discussed. The result has indicated that the total pressure at the upstream of throat is decided by the total temperature and the mass flow, because the flow is choked at the throat in the supersonic closed loop. On the other hand, the total pressure at the downstream of throat is determined by the total mass in the loop and the total pressure at the upstream. The determined total pressure at the upstream and the downstream have shown a good agreement with measured ones.

Contamination of argon by water, oxygen and nitrogen affects performances of MHD generator. Therefore, their concentrations should be kept as low as possible. In the present experiment, concentrations of water, oxygen and nitrogen were reduced with an increase of argon temperature, and they were kept less than 40 ppm, 20 ppm and 150 ppm, respectively. Therefore, the first power generation was carried out, and a good correlation between the load resistance and the Hall voltage was observed as shown in Fig. 4. However, a power output remained very small.

Fig. 1. Schematic diagram of supersonic closed loop with disk MHD generator

Fig. 2. Time traces of argon temperature, pressure and flow rate

Fig. 3. Comparison of measured and calculated argon temperature for different heat transfer coefficient

Fig. 4. Time traces of load resistance and Hall voltage

ディスク形CCMHD発電機を組み込んだ 超音速クローズドループの特性

正員 山岬 裕之* 正員 村上 朝之*
正員 奥野 喜裕*

Characteristics of Supersonic Closed Loop with Disk CCMHD Generator

Hiroyuki Yamasaki*, Member, Tomoyuki Murakami*, Member, Yoshihiro Okuno*, Member

Results of experimental study on performance of the supersonic closed loop with a disk MHD generator are described. The high temperature ($> 1900\text{ K}$) argon circulation was carried out successfully during 2.4 hours. The heat gain and loss of argon was investigated, and a large heat loss was found at the diffuser and the exhausting duct although an energy efficiency of recuperator was high. The large heat loss was ascribed to water cooling at the diffuser and the exhausting duct. At the same time, the enhancement of heat transfer coefficient was suggested. The argon temperature and the heat loss calculated under an assumption of four times larger heat transfer coefficient have shown a good agreement with experimental ones. The pressure ratio inside the loop was discussed, and the result has indicated that the total pressure at the upstream of nozzle throat is decided by the total temperature and the mass flow. On the other hand, the total pressure at the downstream is determined by the total mass in the loop and the total pressure at the upstream. The first power generation was carried out, and a good correlation between the load resistance and the Hall voltage was observed. However, the power output remained very small.

キーワード：超音速クローズドループ，ディスク形 MHD 発電機，高温アルゴン循環，エネルギーバランス，圧力比

Keywords: supersonic closed loop, disk MHD generator, high temperature argon circulation, energy balance, pressure ratio

1. はじめに

希ガスを作動気体とするクローズドサイクル (Closed Cycle) MHD 発電 (以下, CCMHD 発電と略記) については, 高いエンタルピー抽出率の実証と等エントロピー効率の飛躍的な向上が実験的に示され⁽¹⁾, また発電システムについても幾つかの提案がなされてきた。Fig. 1 には, 天然ガスと組合せた CCMHD 単独発電システムの構成を示したが, このシステムは左側の燃焼系と右側のクローズドループに大別される。右側のクローズドループは, 高温熱交換器による希ガスの加熱, 発電, 発電機からの排ガスの熱回収, 冷却, 希ガスの圧縮の役割を担っており, この発電プラントの構成要素として重要な部分である。この単独サイクルのシステムは最も単純であり, また総合熱効率として最も高い 60% が期待されている⁽²⁾。そこで, この発電システムを将来実現するためには, クローズドループの特性について

の知見が求められている。

クローズドループを用いたこれまでの研究例としては, 1963–1970 年頃に旧西ドイツの原子力研究機関で ARGAS と呼ばれる大型の装置で行った実験がある⁽³⁾。また, 1968–1976 年頃に米国の NASA-Lewis 研究センターで行った実験例もある⁽⁴⁾。これらの研究例ではいずれもリニアアーのファ

Fig. 1. Closed loop in CCMHD single cycle power plant system combined with natural gas⁽²⁾.

* 東京工業大学大学院総合理学研究科創造エネルギー専攻
〒266-8502 横浜市緑区長津田町 4259

Department of Energy Sciences, Interdisciplinary Graduate School of
Sciences and Engineering, Tokyo Institute of Technology
4259, Nagatuta, Midori-ku, Yokohama 226-8502

ラダー形 MHD 発電機を用い、発電機内の流れが超音速となるクローズドループを設置して実験を行った。その実験の主目的は、当時一番大きな課題とされていた非平衡電離が実現するかどうかを調べるとともに、小さな出力ではあるものの、発電を実証することであった。これらの先駆的な実験の後、CCMHD 発電の研究は、ミリ秒の実験が可能な衝撃波管装置や 60 秒程度の実験が可能なブローダウン装置を用いた実験へと移行した。その結果、MHD 発電機内で超音速流れを用いた場合には、非平衡電離が著しく促進されることが示されるとともに、上で述べたように、高いエンタルピー抽出率の実証と等エントロピー効率の飛躍的な向上が示された。

このような研究背景の下に、再びクローズドループに関心が向けられ、筆者らは熱入力小さな小型の超音速クローズドループの概念設計を行うとともに、その性能を一次元の数値シミュレーションにより調べ、ループの流体的、熱的な特性や発電特性について明らかにした⁽⁵⁾。また 2002 年度末に、小型の超音速クローズドループが東京工業大学に設置され、2003 年度から実験が開始された。同時に、数値シミュレーションも行われ、クローズドループの定格運転時におけるエネルギーおよび圧力バランスの予測がなされるとともに、ループの立上時の運転手法の提案がなされた⁽⁶⁾。

このクローズドループでは、従来のループとは異なり超音速流れを用いていること、またディスク形 MHD 発電機が組込まれていることに大きな特色がある。本論文ではこの超音速クローズドループを研究対象とし、ループの熱的・流体的特性を実験的に明らかにするとともに、発電実験の結果について述べ、将来の超音速クローズドループの構築

に資することを目的としている。

2. 実験装置および実験条件

〈2・1〉 実験装置 本研究では、Fig.2 に示すような超音速クローズドループを用いた。このループは、「高温アルゴンヒータ」、「ディスク形 MHD 発電機」、「超伝導磁石」、「排気ダクト」、「アルゴン冷却ダクト」、「再生熱交換器」、「クーラ」、「サイクロン」、「モレキュラーシーブ (M.S.) 塔」、「圧縮機」などの主要コンポーネントで構成されている。Fig.2 と Fig.1 のクローズドループと比較すると、本装置には将来のプラントで必要とされる多くのコンポーネントが組込まれていることが分かる。その一方、蓄熱型の高温熱交換器が、本装置では電気加熱式の「高温アルゴンヒータ」に置換えられている。将来の発電プラントでは、蓄熱型の高温熱交換器によりアルゴンが加熱されるが、この場合には蓄熱体の燃焼ガスによる加熱、燃焼ガスの真空排気、アルゴン加熱というプロセスが必要であり、連続運転のためには複数台の蓄熱型熱交換器を必要とし、またそれらの切替えという煩雑さが生じる。そこで、この煩雑さを避けるため本装置では発熱体として多数のタングステンエレメントを組込んだ電気ヒータを用いた。さらに、将来のプラントでのセラミックを蓄熱体とする再生熱交換器の代わりに、金属製の隔壁型再生熱交換器 (Recuperator) を用いている。なお、本装置の各コンポーネントの詳細は既報⁽⁶⁾⁽⁷⁾で述べたのでここでは省略する。

〈2・2〉 ループ内のアルゴンの循環と運転制御 次に、Fig.2 でのループ内を循環するアルゴンの流れについて説明する。アルゴンは、オイル冷却式のスクリー型圧縮機

Fig. 2. Schematic diagram of supersonic closed loop.

で所定の圧力まで加圧され、その後オイルセパレータ No.1 から No.4 までを通過し、オイルミスが重量比で 1 ppm 以下にまで除去されて吐出される。この加圧アルゴンは、再生熱交換器内に設置された 202 本の二重円環内の外側環状流路を通過し、内側の円管内を流れる高温のアルゴンと熱交換を行い加熱される。この予備加熱されたアルゴンは、No.1 から No.3 までの 3 台で構成される高温アルゴンヒータに導かれ、順次加熱される。その後、高温のアルゴンはホットダクトを通りディスク形 MHD 発電機へと導かれる。

ディスク形 MHD 発電機の下流には 6 本の排気ダクトが設けられており、ここを通過したアルゴンはさらに水冷式のアルゴンクーリングダクトで冷却され、再生熱交換器で圧縮機からのアルゴンに熱を受け渡し、自らは冷却される。さらに、冷却されたアルゴンはクーラにより水温近くまで冷却され、サイクロンでダストが除去された後モレキュラーシーブ (M.S.) 塔に流入する。モレキュラーシーブ塔では、アルゴン中に含まれる水分がゼオライトの吸着剤により除去される。またその下流のダストフィルターでは、サイクロンでは除去できなかったアルゴン中の微細なダストが取除かれる。その後、アルゴンは圧縮機入口に設けられた吸入フィルターでさらに細かいダストが除去され、スクリー型圧縮機に流入して一回の循環を終了する。

次に、本ループの運転制御について述べる。運転中は、アルゴン流量 (Fig. 2 の①) を監視しつつ、圧縮機の吐出流量の制御を手動もしくは自動で行った。また、後で述べるようにディスク形 MHD 発電機のスロート高さが時間的に減少してホットダクト内の圧力が高くなる場合には、圧縮機の流量を下げて、その圧力を規定値 ($= 0.55 \text{ MPa}$) 以下に抑えるように運転した。

〈2・3〉 実験経過と試験項目 本研究では Run 1 から Run 15 までの 15 回の試験を行ってきた。Run 1 から Run 7 では、超音速クロズドループの運転手法を確立することを主な目的とした。また Run 8 から Run 12 では、高温アルゴンヒータへの投入電力を徐々に増加させてアルゴン温度の向上を図った。さらに、高温アルゴンヒータとその下流のホットダクト (Fig. 2 の上, 中央左側参照), さらにディスク形 MHD 発電機で用いられているセラミックから放出される水分の除去に努めた。また、Run 12 ではクロズドループの温度がほぼ定常になるまで長時間運転し、流れ方向の圧力分布や温度分布、さらにエネルギーバランスについて調べた。Run 13 から Run 14 では、より高い温度のアルゴンを循環させることを目標としたが、ダストフィルターや圧縮機出口のオイルフィルターの目詰まりが生じ、圧縮機の吐出圧力が異常に高くなる現象が見られた。しかし、Run 14 ではセシウムシードの注入に初めて成功した。そこで、Run 15 ではフィルターの目詰まりの対策を施し、また超伝導磁石を印加して発電実験を試みた。

3. 実験結果と検討

〈3・1〉 アルゴンの加熱特性とその温度分布 高温度

Fig. 3. Time traces of argon flow rate, argon temperature, argon pressure, heater power and ceramic temperature in Run 12.

で動作するクロズドループ内のアルゴンの温度やエネルギーバランスのデータは、将来の高効率発電プラントを実現するためにも重要であり、本実験での大きな関心事の一つである。エネルギーバランスを知るためには、ループ内の流路の壁温が時間的にほぼ一定となる条件を実現する必要がある。もし、壁温が非定常的に変化している場合には、壁の熱容量が影響し、エネルギーバランスが成立しない。そこで、ここではアルゴン温度を高く保った状態を約 8 時間維持して、ほぼ定常な状態を実現した Run 12 の結果について述べる。

Fig. 3 には、アルゴン流量 (Fig. 2 の①が計測位置) とホットダクトで計測したアルゴンの温度 (Fig. 2 の②) と圧力 (Fig. 2 の③), および高温アルゴンヒータへの投入電力とセラミック壁温 (Fig. 2 の④) の経時変化を示した。この図では、アルゴン流量は圧縮機の起動 (=時刻 0) の直後に $500 \text{ Nm}^3/\text{h}$ ($= 0.247 \text{ kg/s}$) となり、その後は段階的に増加し、約 21 時間後に定格流量の $710 \text{ Nm}^3/\text{h}$ になっている。また、この流量は時刻 78 時間まで維持されている。次に高温アルゴンヒータへの投入電力に着目すると、これについても実験時間内で徐々に変化させていることが分かる。また投入電力の増加に伴いアルゴン温度 (流速が低い場合ほぼ全温に等しい) も上昇し、アルゴンヒータ No.3 の投入

Fig. 4. Argon temperature distribution along flow direction in Run 12.

電力が最大となっている 46–56 時間で、1650 K のアルゴン温度が得られていることが分かる。このようにアルゴンの加熱には長時間を要しているが、この長時間を有する加熱は、高温で動作するクローズドループに固有のものである。将来の発電プラントを考えた場合、ループの高温部分の機器には耐熱性からセラミックが使用されるが、その際熱応力による破損を避けるためにセラミックの温度変化率には上限があり、本実験では $40^{\circ}/\text{h}$ 以下に抑えた。このような温度変化率の制約は、発電プラントの立ち上げや停止に長時間を要することを示しており、さらに負荷変動によって希ガスの温度が急激に変化することは、極力避けなければならないことを示唆している。

次に、Fig. 3 のアルゴンの圧力の時間変化を見ると、アルゴン流量が一定となる 21 時間からは、アルゴン温度の上昇に伴い圧力も上昇している。これは、後で述べるように超音速ノズルを持つクローズドループでは、流量が一定の場合、ノズルのスロートよりも上流の圧力はアルゴンの温度で決定されることを示している。

Fig. 4 には、この実験で最高の 1650 K のアルゴン温度が得られた時のループ内のアルゴン温度（ほぼ全温に等しい）の分布をプロットした。この図より、圧縮機を出た室温程度のアルゴンは、再生熱交換器に流入して予備加熱され、その出口では 436 K まで加熱されていることが分かる。また、予備加熱されたアルゴンは高温アルゴンヒータでさらに加熱され、その温度は 1653 K となっている。その後、アルゴン温度はディスク形発電機とその下流の排気ダクトで大幅に低下し、排気ダクト出口で 598 K となっている。また、排気ダクトを出たアルゴンはアルゴンクーリングダクトで冷却され、さらに再生熱交換器で圧縮機から流入するアルゴンに熱を受け渡してその温度が下がり、再生熱交換器出口での温度は 320 K となっている。その後アルゴンは、クーラで 296 K まで冷却され、サイクロンとモレキュラー

Fig. 5. Experimental result of heat gain and loss of argon in Run 12.

シーブ塔を経由して圧縮機に戻っている。

〈3・2〉 アルゴンの熱の授受とエネルギーバランス 上で示したように、本研究ではループの各部のアルゴンの温度を知ることができたが、この温度のデータとアルゴン流量から、アルゴンが得た熱量や失った熱量を見積もることができる。その結果を、Fig. 5 に示した。Fig. 5 の左側の棒グラフは、アルゴンが得た熱量を示しているが、ここではそれを再生熱交換器から得た熱量と高温アルゴンヒータから得た熱量の和としている。Fig. 1 に示すサイクルでは、圧縮機の動力を削減するため中間冷却器を持つ多段の圧縮機が想定されている。この場合でも、最終段の圧縮により希ガスの温度は上昇する。すなわち、圧縮機からのエネルギーの付与があることになる。しかし、本装置で使用した圧縮機では、圧縮によるアルゴン温度の上昇はオイル冷却によって抑えられており、その出口温度は入口温度とほぼ等しく、圧縮機からの熱の付与は極めて小さく、ここでは無視した。

Fig. 5 のアルゴンが得た熱量を見ると、アルゴンは再生熱交換器から 25.3 kW の熱量を、またヒータで 222.5 kW の熱量を得ている。ここで、注目すべきことは、アルゴンの加熱に再生熱交換器が寄与する割合が 10.2% と極めて小さいことである。そこで、この原因を調べるため Fig. 5 の右側の熱損失の棒グラフに着目すると、MHD 発電機とその下流の 6 本の排気ダクト (Fig. 2 参照) で 193 kW という大きな熱損失が生じていることが分かる。MHD 発電機は超音速ノズル、発電チャネル、ディフューザで構成されているが、後で示すようにディフューザ部分での熱損失が予想外に大きく、また排気用ダクトでの熱損失も大きかった。本来これらの流路もセラミックの熱絶縁構造を有する設計をすべきであったが、超伝導磁石のボア径が小さいことや、ディスク形発電機の使用から来る排気系の形状の複雑さなどから、それができなかった。そこで大きな熱量がこれらの部分で失われ、再生熱交換器に流入するアルゴンの温度が低くなり、その結果、再生熱交換器での熱交換量が少なくなった。事実、Fig. 5 の右側の棒グラフを見ると、再生熱交換器では 27.0 kW の僅かな熱量しか失われて

Fig. 6. Ratio of heat loss at each component measured in Run 12.

いない。

このように、アルゴンの加熱に対する再生熱交換器の役割は小さかったが、そこで失った 27.0 kW の熱量の 93.7% に相当する熱 (= 25.3 kW) が回収されており、再生熱交換器が比較的優れた熱交換性能を有していることが分かった。

次に、エネルギーバランスについて述べる。クロズドループに投入されたエネルギーが、ループを構成する各機器でどのように失われているかを知ることは将来の商用プラントを設計する際の貴重なデータを提供することになる。ここで、ループへの熱入力について考える。本ループでの熱入力、高温アルゴンヒータでの消費電力であり、Run 12 では約 300 kW であった。また、上で述べたように通常は圧縮機の圧縮過程を通してループへの熱入力があるが、本装置ではそれが極めて小さいためここでは無視して考える。そこで、このヒータからの熱入力のみがループへの熱入力となる。一方、本装置の各部分で失われた熱量については、それらを冷却している冷却水の流量と水温上昇から見積もることができる。これによって見積もった冷却熱量の総和は 309 kW となり、投入電力の 300 kW と完全には一致しなかった。この原因としては、冷却水温度の上昇が少ない機器での水温の測定精度にあると考えられる。そこで、ここでは冷却熱量の総和をループへの熱入力とし、これに対する各部分の熱損失の割合を求め、その結果を Fig. 6 の円グラフで示した。

Fig. 6 を見ると、高温アルゴンヒータでの熱損失は 25% と大きいことが分かる。この大きな熱損失は、ヒータ No.1 から No.3 のそれぞれの管体の冷却、フランジ部の冷却、およびヒータエレメントの電流リードの冷却に起因している。本実験で観測されたこのヒータでの大きな熱損失は、将来の商用プラントで用いる高温熱交換器を設計する際の重要な指針を与えている。すなわち、それが非常に高い温度で運転されるため、冷却用の空気や水との温度差が大きくなることから、徹底した断熱対策が必要なことを示唆している。

Fig. 6 でのもう一つの特徴的な現象は、ディスク型 MHD 発電機とその下流の排気ダクトでの熱損失が 61.2% と極め

Fig. 7. Water cooling system for measurement of heat loss in diffuser and exhausting duct.

て大きいことである。したがって、この部分の断熱設計も将来のプラントでは重要になる。さらに、排気ダクトの下流のアルゴンクーリングダクトでの熱損失が 11.3% と大きい、これは本装置固有の現象であり、金属 (SUS) 製の再生熱交換器を使用したことにより、その入口温度を下げる必要性からこのダクトが設置されている。一方、再生熱交換器やクーラでの熱損失は小さかったが、これはこれらの機器の上流での大きな熱損失により温度の低下したアルゴンが流入したためである。

〈3・3〉 ディフューザ部での大きな熱損失 ここでは MHD 発電機のディフューザ部で観測された大きな熱損失について述べるとともに、その原因について考察する。Fig. 7 (拡大図は後の Fig. 14 参照) に示すように、ディスク型 MHD 発電機は、超音速ノズルの役割を兼ねたアノード、セラミックの絶縁壁、カソード、およびその下流の環状の流路で構成されている。ここでディフューザを、カソード上流端からその下流の環状流路として定義する。Fig. 7 のように、ディフューザの壁は、水冷構造を有する外側二重管と内側二重管で構成されている。したがって、外側二重管と内側二重管内を流れる冷却水の水量と温度を計測することにより、ディフューザ部分での熱損失を見積もることができる。また、ディフューザ下流の 6 本の排気ダクト部分も水冷構造であり、同様にそこでの熱損失を見積もることができる。このように見積もったディフューザでの熱損失は 136 kW と非常に大きく、また排気ダクトでの熱損失も 52 kW と大きかった。

このように予想外の大きな熱損失が測定されたが、以下にこの点について考察する。種々のプラント設計での熱損失の取扱いでは、通常、円管内乱流熱伝達に対する熱伝達率を用いた計算が行われている。そこで本研究でもこれに従い、以下のような計算を行い、流れ方向の温度分布や各部分での熱損失を見積もった。

計算には定常準一次元の質量保存式、運動量保存式、エネルギー式を用いたが、その詳細は文献 (5) で記したので、ここではエネルギー式のみを記した。

$$\frac{\partial}{\partial x} \{ (E_s + p) u A \} = -A Q_{loss} \dots \dots \dots (1)$$

$$E_s = \rho \left(c_v T + \frac{1}{2} u^2 \right)$$

ここで、 ρ はアルゴンの密度 [kg/m³], A は流路断面積 [m²], c_v はアルゴンの定積比熱 [J/(kg·K)], u は流速 [m/s], p は静圧 [Pa], T はアルゴンの静温 [K], E_s は全エネルギー [J/m³] を表す。さらに、(1) 式の右辺 Q_{loss} は、熱損失 [J/(m³·s)] を示し、以下のように亜音速領域では (2) 式、超音速領域では (4) 式で表すことができる。

$$Q_{loss} = A_s \alpha (T - T_w) \dots \dots \dots (2)$$

$$\alpha = 0.023 P_r^{0.4} R_e^{0.8} \frac{k_g}{d_i} \dots \dots \dots (3)$$

$$Q_{loss} = A_s S_t \rho u c_p (T_{aw} - T_w) \dots \dots \dots (4)$$

$$T_{aw} = \left(1 + R_f \frac{(\kappa - 1)}{2} M^2 \right) T$$

$$S_t = 0.023 R_e^{-0.2} P_r^{-2/3} \dots \dots \dots (5)$$

(2) 式に含まれる A_s は濡れ縁長さを断面積で割ったもの [1/m] を示し、 α は熱伝達率 [J/(m²·s·K)], T_w は壁温 [K] を表している。なお、本計算では亜音速領域での熱伝達率には、十分に発達した円管内乱流に対する (3) 式を用いた。(3) 式の d_i は、流路の内径 [m], k_g はアルゴンの熱伝導率 [J/(m·s·K)] を表し、 P_r と R_e はそれぞれプラントル数とレイノルズ数である。超音速領域での熱損失を表す (4) 式では、 S_t はスタントン数、 T_{aw} は断熱壁温度 [K] を表す。なお、断熱壁温度は超音速流れでの特徴的な温度であり、流れのマッハ数 M と静温 T 、および比熱比 κ から求められる。また、 R_f は回復係数と呼ばれ、本計算ではその値を 0.88 とした。さらに、スタントン数は (5) 式のようにプラントル数とレイノルズ数で表すことができる。

以上の式を用いて計算を行ったが、計算領域としてはディスク形発電機の入口から温度計測ポートを有する排気ダクト出口までとした。また、実験装置におけるこの間の流路の断面は、円形やディスク形、さらに環状であったり、また複数の円管が組合せられていたりしているが、計算では等価な断面積を持つ円形流路として取扱った。また、ディスク形チャネルの出口近くに垂直衝撃波が生ずると仮定し、それより上流および下流の流体諸量を Runge-Kutta-Gill 法を用いて解いた。なお、計算では発電機入口から発電チャネル出口までの長さは、実際のものと異なるものを使用した。これはディスク形状を一次元に置換えると、短い距離で大きな膨張となり、計算が進まなかったためである。

Fig. 8 には、(3) 式の円管内乱流に対する熱伝達率 α を用いた時の流れの速度と静圧、およびアルゴンの全温をプロットした。上の図の流速を見ると、流れはノズルによって加速され、MHD チャネル出口の直前で流速は 1650 m/s (マッハ数 = 3.4) に達しているが、その下流での流れは衝撃波によって亜音速に減速されている。一方、静圧はノズルでの加速により低下し、衝撃波によって回復している。この時のアルゴンの全温の変化を見ると (Fig. 8 の下側の

Fig. 8. Comparison of measured and calculated argon temperature for different heat transfer coefficient.

Table 1. Comparison of measured heat loss with numerically calculated one for different heat transfer coefficient.

Location		Diffuser	Exhausting duct
Measured Heat Loss		136 kW	52 kW
Calculated Heat Loss	Heat transfer coefficient		
	α	54 kW	34 kW
	4α	138 kW	50 kW

破線)、ノズルからディスク形流路においては全温度の低下は少ないが、ディフューザでの全温の低下は著しく大きくなっている。また、排気ダクトでの全温の低下率は緩やかになっているが、流れ方向に全温の低下は続いている。なお、このような全温の大きな低下は、これらの流路が水冷されていることによる。ここで、流れ方向の位置 2.2 m での全温の実験値と計算値 (破線) を比較すると、実験値が 598 K であるのに対して計算値は 1150 K であり、その差が極めて大きくなっている。

そこで、この大きな差の原因を調べるため、(3) 式の熱伝達率 α を 4 倍にした時の全温の計算結果を Fig. 8 の下側に実線で示したが、 α を 4 倍にした場合には、実験と計算の全温は良く一致している。以上のように熱伝達率を 4 倍に高めた計算では、実験値の温度を説明することができたが、本当に熱伝達率が高まっていたかどうかについては、損失熱量を計算と実験と比較する必要がある。そこで、Table 1 にはその比較を示した。Table 1 から、熱伝達率 α を 4 倍にした損失熱量の計算結果は実験とも良く一致しており、実験では熱伝達率が大きく促進されていたことが示唆される。次に、なぜこのように熱伝達が著しく促進されたかについて考える。これまでの研究では、円管の内表面に粗さやフィンなどの突起がある場合には、熱伝達が促進することが知られているが⁽⁶⁾、本装置では内表面の滑らかな流路を

Fig. 9. Time traces of argon temperature, argon pressure, argon flow rate and total power input in Run 15.

使用しているためこのことは考え難い。しかし、実験で用いたディフューザと排気ダクトは90°の曲がりを持っており、また、排気ダクトは縮小部、拡大部などで構成されている。そこで、これらの流路形状が複雑な流れを生じさせて熱伝達率が促進されたと推測される。事実、本ディフューザ内流れの数値シミュレーションでは、剥離や渦の存在が指摘されており⁹⁾、これらが原因と考えられる。

以上のように、本実験によりディスク形MHD発電機用のディフューザ部とその下流の排気ダクトでの熱損失についての情報が初めて得られた。ここで観測された大きな熱損失は、流路にセラミックによる熱絶縁を施していないことによるが、流路形状によっては熱伝達率が著しく高まるという結果は普遍であり、この結果は将来のプラントにおけるディフューザ部と排気ダクトの設計では、極めて高い断熱設計が必要であることを示唆している。

〈3・4〉 高温アルゴンの連続循環とスロート断面積の変化 ここでは、本実験で得られたアルゴンの最高温度とその連続循環、およびディスク形発電機内のスロート断面積の時間変化について述べる。Fig. 9には、Run 15でのアルゴン温度と圧力、アルゴン流量、高温アルゴンヒータへの全投入電力の時間変化を示した。この図の横軸は、圧縮機の起動後の42時間からその停止直前までの48時間を示している。アルゴン流量とヒータへの投入電力に着目すると、本実験ではそれらを43時間後から徐々に減少させて運転していることが分かる。これは、後で述べるようにディスク形流路のスロート高さが時間的に減少し、アルゴン圧力が異常に高くなるのを抑えるためである。次にアルゴン温度に着目する。ここで、アルゴン温度はタングステン-タングステンレニウムの熱電対を用いて計測しており、1700 Kを大きく超えるような温度では熱電対からの放射が無視できなく、放射を考慮した温度補正が必要になる。そ

Fig. 10. Change of throat area vs. argon temperature without radiation compensation in Run 15.

こで、Fig. 9のアルゴン温度としては、熱電対が指示する温度と放射補正した温度を示した。この図より、45.4時間から47.8時間まで、放射補正したアルゴン温度は1910 Kから1970 Kを示しており、本クロズドループを1900 K以上の高い温度で約2時間20分連続的に運転できたことが分かる。

次に、スロート断面積の時間変化について述べる。超音速ノズルを有するクロズドループでは、ループ内を循環するアルゴンの質量流量 $\dot{m}$ はスロートの断面積 A^* と密接に関係しており、以下のような式で表わされる⁽¹⁰⁾。

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\kappa}{R} \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} \frac{p_0}{\sqrt{T_0}} A^* \dots \dots \dots (6)$$

ここで、 κ と R はそれぞれアルゴンの比熱比と気体定数を表し、 p_0 と T_0 はそれぞれスロートより上流のアルゴンの全圧と全温を表す。(6)式のように、質量流量はスロート断面積 A^* で決定され、質量流量 $\dot{m}$ を一定に保ってループを運転した場合には、熱膨張によるスロート断面積の減少に伴い全圧 p_0 が上昇する。過度な全圧の増加はループの安全性を損なうことになり避けなければならない。一般的に、ディスク形発電機のスロート高さは低く、ループの運転にとってはスロート高さの時間変化の情報は重要である。本実験では、ループの運転中の質量流量 $\dot{m}$ 、全圧 p_0 、全温 T_0 を常時モニターしているが、これらのデータと(6)式からスロート断面積 A^* を求めた。その結果をFig. 10に示した。なお、この図では放射補正していないアルゴン温度に対してスロート断面積の変化をプロットした。この図より、スロート断面積はアルゴン温度が高くなるにつれ徐々に減少し、1630 Kからは急激に減少して最終的には344 mm²となっている。また、この時のスロート高さは1.0 mmと見積もられる。なお、本装置では超音速ノズルを構成する上下のモリブデン製のアノードを、直径6 mmのタングステンロッド6本で支持しているが、ノズルより上流の入口流路を構成するセラミックの熱膨張により、タングステンロッド自身が塑性変形し、それによりスロート高さが減少したと考えられる。

〈3・5〉 圧力分布と圧力損失 ここではアルゴンの最高温度が得られたRun 15での圧力分布と圧力損失につい

Fig. 11. Static pressure distribution under the highest argon temperature in Run 15.

て述べる。Fig. 11 には、流れ方向の静圧分布の実験値と、次節で述べる計算から求めた全圧を示した。実験での圧力に着目すると、圧縮機出口からディスク形発電機入口までの圧力損失は非常に小さく、また、アルゴンクーリングダクト、再生熱交換器、クーラでの圧力損失も小さいことが分かる。しかし、ディスク形発電機と排気ダクトでの圧力損失は非常に大きくなっている。ここで発電機入口より上流、および排気ダクトより下流での静圧は、アルゴンの流速が低いために全圧にほぼ等しいことを考慮すると、発電機入口の全圧は 0.50 MPa であり、排気ダクト出口での全圧は 0.058 MPa と見積もられる。したがって、約 0.44 MPa の全圧損失が生じている。このように大きな全圧損失は、ディスク形発電機内で衝撃波が生じ、それが壁面に形成される速度境界層と複雑に干渉する、いわゆる擬似衝撃波の発生や、〈3・3〉節で述べた大きな熱損失の原因となっている複雑な流れに起因していると考えられる。

なお、このように大きな圧力損失を伴う条件で本ループを運転したのは、ディスク形発電機内での超音速領域を極力下流まで広げるためであった。しかし、圧力比 8.62 (= 0.50 MPa/0.058 MPa) でも、上で述べたスロート断面積の縮小により実質的な発電機の断面積比 (= 発電機出口断面積/スロート断面積) が 11 程度と大きくなり、ノズル出口のすぐ下流で衝撃波が生じていると推察される。

〈3・6〉超音速クローズドループの圧力比 前節では圧力損失について述べたが、この圧力損失はループに与える圧力比と関係している。すなわち、ループの圧力比に見合うように流れ場が決まり、圧力損失も決まる。ここではループの圧力比がどのように決まるかについて検討する。そのため本クローズドループを簡略化し、Fig. 12 に示すループを考える。ここで、スロートを境としてその上流の圧縮機出口までを高圧部分とし、スロートから下流の圧縮機入口までを低圧部分とする。また、高圧部分での全圧は等しく、同様に低圧部分での全圧も等しいと仮定する。次に、各部分の体積を V およびその添え字で表し、さらに各記号を以

Fig. 12. Schematic diagram of closed loop used in calculation of total pressure (V = volume, p_0 = total pressure, T_0 = total temperature).

下のように定義する。

- $p_{0,H}$: 高圧部分の全圧
- $p_{0,L}$: 低圧部分の全圧
- $T_{0,H}$: ホットダクト出口からスロートまでの全温
- $T_{0,H,ave}$: ヒータ入口からホットダクト出口までの全温の平均値
- $T_{0,Rec1,ave}$: 再生熱交換器（低温側）での全温の平均値
- $T_{0,Oil}$: オイルセパレータでの全温
- $T_{0,Rec2,ave}$: 再生熱交換器（高温側）での全温の平均値
- $T_{0,L}$: クーラ、サイクロン、モレキュラーシーブ塔での全温

ここで、Fig. 12 のスロートを通過するアルゴンの質量流量 $\dot{m}$ は、前掲の (6) 式で表すことができるが、上で定義した全圧と全温を用いて書き直すと次のようになる。

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\kappa}{R} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{(\kappa+1)/(\kappa-1)}} \frac{p_{0,H}}{\sqrt{T_{0,H}}} A^* \dots\dots\dots (7)$$

次に、(7) 式を用いるとスロートより上流の高圧部分の全圧 $p_{0,H}$ は、次のように表わされる。

$$p_{0,H} = \frac{1}{const.} \times \frac{\sqrt{T_{0,H}}}{A^*} \times \dot{m} \dots\dots\dots (8)$$

この式は、スロートより上流の高圧部分の全圧 $p_{0,H}$ が、質量流量 $\dot{m}$ が一定でスロート断面積に変化がない場合には、ホットダクト出口での全温 $T_{0,H}$ で決定されることを示している。事実、Fig. 3 に戻りスロートより上流のホットダクトで計測したアルゴンの圧力の時間変化を見ると、アルゴンの流量が一定となっている時刻では、それがアルゴン温度と共に変化している様子が見て取れる。

次に、低圧部分の全圧について考える。このため、アルゴンの密度を ρ とし、各部分での密度 ρ をその添え字で表わすと、ループ内の全質量 M_t は各部分の体積を用いて以下のように表される。

$$\begin{aligned}
 M_t &= \rho_H V_{Oil} + \rho_H V_{Rec1} + \rho_H V_H + \rho_L V_{Rec2} + \rho_L V_L \\
 &= \frac{p_{0,H}}{R} \left(\frac{V_{Oil}}{T_{0,Oil}} + \frac{V_{Rec1}}{T_{0,Rec1,ave}} + \frac{V_H}{T_{0,H}} \right) \\
 &\quad + \frac{p_{0,L}}{R} \left(\frac{V_{Rec2}}{T_{0,Rec2,ave}} + \frac{V_L}{T_{0,L}} \right) \dots\dots\dots (9)
 \end{aligned}$$

なお、ディスク形発電機や排気ダクト、さらにアルゴンクーリングダクトの体積は小さいため無視した。この式をさらに変形すると、低圧部分の圧力 $p_{0,L}$ は次式のようにになる。

$$p_{0,L} = \frac{RM_t - p_{0,H} \left(\frac{V_{Oil}}{T_{0,Oil}} + \frac{V_{Rec1}}{T_{0,Rec1,ave}} + \frac{V_H}{T_{0,H}} \right)}{\left(\frac{V_{Rec2}}{T_{0,Rec2,ave}} + \frac{V_L}{T_{0,L}} \right)} \dots\dots\dots (10)$$

この式より、低圧部分の圧力 $p_{0,L}$ は、ループ内の全質量 M_t が与えられ、高圧部分の全圧 $p_{0,H}$ が決まれば、各部分の全温とその体積で自動的に決定されることを示している。

以上のように、高圧部分の全圧 $p_{0,H}$ は、質量流量 $\dot{m}$ が与えられた時アルゴンの全温 $T_{0,H}$ で決まること、また、ループ内の全質量 M_t が与えられた場合には、低圧部分の全圧 $p_{0,L}$ は、高圧部分の全圧 $p_{0,H}$ で決まることを述べたが、これを検証するため実験結果と比較する。ここで Fig. 11 に戻ると、この図では本計算で求めた全圧のスロートから上流と下流での値をそれぞれ破線で示した。図から明らかなように、実験結果と本計算結果とはほぼ一致している。

また (10) 式より、スロートより下流部でアルゴンを排気して全質量 M_t を減らした場合には、 $p_{0,L}$ が下がることになり、圧力比 $p_{0,H}/p_{0,L}$ を大きくできることが分かる。ループ内の流れは、このように決められた圧力比の下で振舞うことになるが、本実験では大きな圧力損失により圧力比を 8.62 まで高めざるを得なかった。

〈3・7〉 発電実験の結果 Fig. 9 で示したように、Run 15 での時刻 47.1 時間では、アルゴン温度を 1974 K まで高めることができた。さらに、発電機の性能を劣化させる原因となるアルゴン中の水分については、40 ppm 以下に、また酸素や窒素についても、20 ppm と 150 ppm 以下にそれぞれ抑えることができた。このように、スロート断面積の熱膨張による減少を除けば発電実験を行う条件が整った。そこで、Fig. 14 に示す負荷結線と実験条件で発電を試みた。その結果を Fig. 13 に示した。

Fig. 13 のシード率の時間変化を見ると、シード注入バルブを開にした 2-3 秒後にシードが注入されていること、またバルブの閉の後もしばらくシードがアルゴン中に残存していることも分かる。なお、シード率に時間的に大きな揺らぎが見られるが、これは吸収率の測定に用いたレーザダイオードのノイズの影響による。出力電圧であるホール電圧を見ると、それはシード注入と同時に現れ、約 -7 V となっている。なお、ホール電圧が負になっているのは、カソードを接地しているためである。このホール電圧は、負荷抵抗を 1 k Ω , 3 Ω , 1 k Ω , 2 Ω , 1 k Ω と順次切換えると

Fig. 13. Time traces of seed fraction, load resistance, Hall current and Hall voltage in Run 15.

Fig. 14. Diagram of load connection and experimental conditions of power generation in Run 15.

ステップ状に変化し、またホール電流もステップ状に変化している。このように負荷切換えによる発電機からの出力の変化が見られ、超音速クロズドループを用いた初めての発電が確認できた。しかし、何回か同様の実験を繰り返したが、ホール電圧および電流とも小さく、出力の最大値は 0.7 W から 1 W という極めて小さいものであった。この原因としては、先に述べたスロート断面積の著しい減少により、発電機の断面積比が初期設定の 4.0 から 11 程度まで大きくなったことによると考えられる。断面積比が大きい場合には、発電チャネル内の一部分でしか超音速流れが実現せず、起電力が小さくなる。この他に、Fig. 13 に示したようにシード率も 1×10^{-4} 程度と低く、十分な電気伝導度が得られなかったことにもよると考えられる。

4. ま と め

本研究では、超音速クロズドループを研究対象として、その作動気体であるアルゴンの加熱特性、ループ内のアルゴンの温度分布、エネルギーバランス、熱損失、圧力分布などについて実験的に調べるとともに、ループの圧力比が決まるメカニズムを明らかにした。また、超音速クロズドループで初めて試みた発電実験の結果について述べた。以下にその結果をまとめた。

(1) 超音速クロズドループで、アルゴン温度を1900K以上に加熱した状態で、連続2時間20分程度の循環運転を行うことができた。

(2) アルゴンが受容した熱量についてのエネルギーバランスを明らかにした。その結果、再生熱交換器でのエネルギー効率は高かったが、積極的な断熱を施さなかったディフューザとその下流の排気ダクトで大きな熱損失が生じていることが明らかになった。

(3) ディスク形発電機を用いた場合には、ディフューザと排気ダクトの形状が複雑になり、通常用いられる管内の乱流熱伝達率では説明できない大きな熱伝達率の存在が示唆された。このことは、将来のプラント設計において、これらの機器の形状設計や断熱設計において注意を要することを示唆している。

(4) ディスク形発電機を組込んだクロズドループでは、ノズルのスロート断面積が小さいため、材料の熱膨張によるスロート断面積の減少に注意を要することが示された。

(5) 超音速クロズドループでは、スロートより上流の圧縮機出口までの全圧は、質量流量と全温で決定される。また上流の全圧が決まれば、下流の圧縮機入口までの全圧は、ループ内の全質量で決まることが明らかになった。

(6) 超音速クロズドループで初めての発電を試み、負荷抵抗値とホール電圧には良い相関がみられた。しかし、発電出力は極めて小さく、スロート断面積の減少により発電機内の流れが大きな出力を得るには十分でなかったことが示唆された。

最後に、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究(S)(課題番号:15106005)の研究助成を受けて実施したことを付記する。

(平成20年4月9日受付, 平成20年7月8日再受付)

文 献

- (1) T. Murakami, Y. Okuno, and H. Yamasaki: "Experiments of the Improvement in the Performance of a Disk CCMHD Generator", *IEEJ Trans. PE*, Vol.124-B, No.11, pp.1394-1399 (2003-11) (in Japanese)
村上朝之・奥野喜裕・山岬裕之:「ディスク形 CCMHD 発電機の高性能化実験」, 電学論 B, **123**, 11, pp.1394-1399 (2003-11)
- (2) Y. Okuno, K. Yoshikawa, T. Okamura, H. Yamasaki, S. Kabashima, and S. Shioda: "Proposal of a Highly Efficient CCMHD Single Power Generation System", *T. IEE Japan*, Vol.118-B, No.12, pp.1457-1462 (1998-12) (in Japanese)
奥野喜裕・吉川邦夫・岡村哲至・山岬裕之・梶島成治・塩田 進:「高効率 CCMHD 単独発電システムの提案」, 電学論 B, **118**, 12, pp.1457-1462

(1998-12)

- (3) T. Bohn, K. Grawtsch, Ch. Hozapfel, G. Kolb, P. Komarek, H. Lang, G. Noack, and P. Schabel: "Construction and Test of ARGAS-II", 11th Symposium on Engineering Aspects of MHD, pp.104-108 (1970)
- (4) 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)
- (5) H. Yamasaki, L.V. Uehara, and Y. Okuno: "Performance Analysis of Closed Loop in CCMHD Single Power Generation System", *T. IEE Japan*, Vol.122-B, No.3, pp.449-459 (2002-3) (in Japanese)
山岬裕之・ルイス・ビラーウエハラ・奥野喜裕:「CCMHD 単独発電システムにおけるクロズドループの性能解析」, 電学論 B, **122**, 3, pp.449-459 (2002-3)
- (6) H. Takana, Y. Okuno, and H. Yamasaki: "Transient Response of Closed Loop MHD Experimental Facility", *IEEJ Trans. PE*, Vol.124, No.11, pp.1343-1348 (2004-11) (in Japanese)
高奈秀匡・奥野喜裕・山岬裕之:「クロズドループ MHD 発電装置の過渡応答特性」, 電学論 B, **124**, 11, pp.1343-1348 (2004-11)
- (7) Y. Okuno, T. Murakami, and H. Yamasaki: "Closed Loop Experimental Facility for CCMHD Electrical Power Generation, 1 System and Operation", 15th International Conference on MHD Energy Conversion, CD, pp.29-35 (2005)
- (8) JSME Data Book: Heat Transfer, 4th Edition, pp.190-194, Japan Society of Mechanical Engineers (2001) (in Japanese)
伝熱工学資料, 改訂第4版, pp.190-194, 日本機械学会 (2001)
- (9) A. Liberati, T. Murakami, Y. Okuno, and H. Yamasaki: "Numerical Simulation on Performance of Disk MHD Generator in the Closed-Loop Experimental Facility", *IEEE Trans. Plasma Science*, Vol.34, No.6, pp.2669-2677 (2006)
- (10) T. Ikui and K. Matsui: Dynamics of Compressible Fluid, 1st Edition, p.41, Rikougakusya (1989) (in Japanese)
生井武文・松尾一泰: 圧縮性流体の力学, 第1版, p.41, 理工学社 (1989)

山 岬 裕 之 (正員) 1944 年 4 月 2 日生。1967 年 3 月新潟大学工学部機械工学科卒業。1969 年 3 月東京工業大学大学院理工学研究科修士課程修了。同年 4 月同大学工学部助手, 1980 年 4 月同大学大学院総合理工学研究科助教授, 1990 年 4 月同大学原子炉工学研究所教授, 1996 年 10 月同大学大学院総合理工学研究科に異動, 現在に至る。MHD 発電, 電磁流体力学の応用に関する研究に従事。工学博士。

村 上 朝 之 (正員) 1970 年 1 月 28 日生。1993 年 3 月東京理科大学理工学部電気工学科卒業。1998 年 3 月年東京工業大学総合理工学研究科創造エネルギー専攻博士課程修了。同年 4 月同大学原子炉工学研究所, 1999 年 4 月東北大学大学院工学研究科を経て, 2000 年 4 月東京工業大学総合理工学研究科助教, 現在に至る。博士(工学)。電気学会, プラズマ・核融合学会, 低温工学協会, IEEE 会員。

奥 野 喜 裕 (正員) 1959 年 5 月 4 日生。1982 年 3 月九州工業大学電気工学科卒業。1987 年 3 月東京工業大学エネルギー科学専攻博士課程修了。同年 6 月長崎大学助手。1988 年 4 月佐賀大学講師, 1989 年 4 月同助教授。1994 年 4 月東京工業大学大学院助教授, 2000 年 4 月東京工業大学大学院教授, 現在に至る。主として, 電磁流体力学, プラズマ工学に関する研究に従事。工学博士。