



Title	MHDプラズマ温度の高速測定法とMHD乱流解析への応用
Author(s)	青木, 義明; Aoki, Yosiaki; 北川, 広貴 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 139, 85-95
Issue Date	1988-02-20
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42079
Type	departmental bulletin paper
File Information	139_85-96.pdf



MHD プラズマ温度の高速測定法と MHD 乱流解析への応用

青木 義明* 北川 広貴** 及川 俊一*
粥川 尚之* 山崎 初男*** 小川 雄一****
笠原 達雄***** 小沢 保知*****

(昭和 62 年 9 月 30 日受理)

High-Speed Measurement of Time-Dependent Temperature Variation of MHD Plasma and Elucidating the MHD turbulent flow

Yosiaki AOKI, Hiroki KITAGAWA, Shunichi OIKAWA,
Naoyuki KAYUKAWA, Hatsuo YAMAZAKI, Yuichi OGAWA,
Tatsuo KASAHARA and Yasutomo OZAWA

(Received September 30, 1987)

Abstract

The space-dependent plasma temperature profile in the boundary layer within the channel of a combustion MHD generator with an externally applied magnetic field was measured by means of a newly devised method using a light-polarization line-reversal technique. The measurements were performed at four hundred positions across the boundary layer during a period of 0.4 ms. The spatial distribution of temperature thus obtained indicated the 1/7-th or 1/8-th power of the temperature.

The maximum entropy method (MEM) was applied to time-Series data. A deviation of k-dependent power spectral densities from kolmogoroff's $k^{-5/3}$ -law was found in the inertial subrange (k: wave number) due to the effect of the strong magnetic field on the plasma turbulent flow.

1. はじめに

MHD 発電の実用化上の解決すべき課題は発電部における電流集中やアークなどの電流の不均一分布による発電部損傷の防止である。これら不均一の発生状況の把握と防止策の開発には、電極近傍のプラズマの物理量を空間的に細かく、かつ高速で測定しなければならない。また、実用機に於いては、急激な負荷変動などに対処する応答の速い適切な MHD 発電システムの制御が必要である。このためにも、高温、高速のプラズマ流体の温度、電子密度、導電率等の物理量を正確

* 北海道大学工学部原子工学科エネルギー変換工学講座、直接発電実験施設研究員

** 北海道大学工学部原子工学科エネルギー変換工学講座

*** 北海道大学工学部原子工学科基礎原子核工学講座

**** 北海道大学工学部原子工学科原子炉工学講座

***** 北海道大学工学部附属直接発電実験施設

***** 北海道自動車短期大学

に高速に測定出来る装置の開発が強く要請されている。

筆者等が開発した振動ミラーを用いた偏光ラインリバーサル法によるプラズマ温度測定法は、その詳細な空間分布を短時間に、かつ時間的に連続して測定できる新しいプラズマ測定法である。本論文は、MHD 発電プラズマ流の生成の実験と、偏光ラインリバーサル法をこのプラズマ流の計測に適用し、電極近傍の空間温度分布の測定を行い、さらに、流れの上流と下流 2 点の輻射光強度の間の相関により流速を決定した。

この測定結果の応用として、輻射光強度及びその他の諸量の時系列データを最大エントロピー法 (MEM) による波数を基準としたパワースペクトル解析をおこない、MHD 発電プラズマ流れは磁界の存在しない時はコロモゴロフの 3 次元等方乱流 (波数の $-5/3$ 乗則) の性質を示し、磁界存在下では 2 次元乱流 (波数の -3 乗則) に見られる特性を示すことが明らかになった。

2. 測定原理及び方法

2.1 偏光ラインリバーサル法

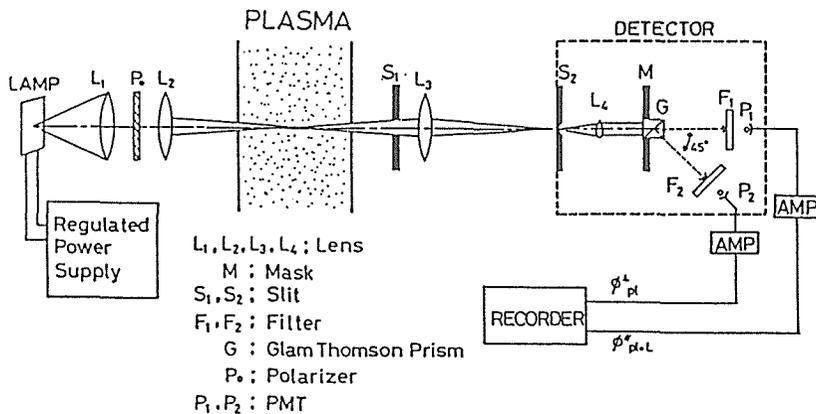


図 1 偏光ラインリバーサルの原理図

本測定法の基本となるプラズマ温度測定用の偏光ラインリバーサル法の原理を第 1 図に示す。ここで、

- K_1 : 標準ランプからプラズマまでの光学補正係数
- K_2 : プラズマからフォトマルまでの光学補正係数
- η : 偏光子による自然光から直線偏光にする変換効率
- ξ : 直線偏光に対する偏光子の透過係数
- G : 電気信号の増巾度

を考慮し、プラズマに入射する水平偏光強度 Φ'_L を求めると、

$$\Phi'_L = \xi^2 \eta \Phi_L = \xi^2 \eta G K_1 K_2 B_\lambda(T_L) \tag{1}$$

となる。プラズマからの輻射光強度は、光学的に等方的であり、水平偏光成分 Φ'_{PL} と垂直偏光成分 $\Phi'_{\perp L}$ を等しいとすると、

$$\Phi'_{PL} = \Phi'_{\perp L} = \xi \eta G K_2 B_\lambda(T_{PL}) \{1 - e^{-K_1 L}\} \tag{2}$$

と表わされる。

また、プラズマを通過してくるランプ光の強度 Φ'_{PL+L} は

$$\Phi'_{PL+L} = \Phi'_L e^{-K_1 L} + \Phi'_{PL} \tag{3}$$

となる。これから、プラズマの電子温度 T_e は

$$T_e = T_L \left\{ 1 - \frac{\lambda T_L}{C} \ln \left[\frac{\xi K_1 \Phi_{PL}}{\Phi'_L - \Phi''_{PL+L} + \Phi_{PL}} \right] \right\} \quad (4)$$

となる。

(4)式より Φ'_L , Φ''_{PL+L} , Φ_{PL} を測定すれば、プラズマ電子温度 T_e がもとまる。プラズマが熱平衡であれば、プラズマ温度 $T_P = T_e$ として、プラズマ温度が求められる。

このように測定光路を空間的、時間的に同一に測定できることから従来のナイフ・エッジ法ラインリバーサル温度測定法や、チョッパー法によるラインリバーサル法よりも、正確にしかも光を電気信号に変換する光電素子の最高高性能まで、高速に、プラズマ温度測定が可能である。

低温度境界層の測定に及ぼす影響については、MHD 作動プラズマと壁面の境界部には、プラズマ中心部温度よりも低い温度の、低温度境界層が存在し、この部分でのプラズマ吸収係数 k_λ が大きくなり、スペクトルの中心部では、自己吸収効果が生じる。

吉川氏の研究¹⁾や、Hohnstreiter 氏の研究²⁾によると、自己吸収効果による温度測定誤差は、ラインリバーサル法では 60 K 程度と報告されているが、A. P. Nefedov³⁾氏等によると、境界層厚さ 1 cm のとき、測定波長をスペクトル共鳴線中心 5890 Å から 0.5 Å 程度ずらすと、測定誤差は約 30 K となり、誤差は 1% 以内になることを確認している。

しかし、測定波長をスペクトル共鳴線中心よりあまり離すと、プラズマの光学的厚さ $\tau_\lambda \sim 0$ となり原理式が成立しなくなる。

したがって、スペクトルの中心部で $\tau_\lambda \gg 1$ であるから $0.1 < \tau_\lambda < 1$ の範囲で測定波長を設定する必要がある。

2.2 振動ミラーを用いた偏光ラインリバーサル法⁴⁾⁵⁾⁶⁾

本実験は 1.5 MW 級ケロシン燃焼 MHD 発電実験装置において、境界層の温度の空間分布を測定することができる様に振動ミラーを導入した光学システムを使用した。本システムの光学体系を第 2 図に示す。

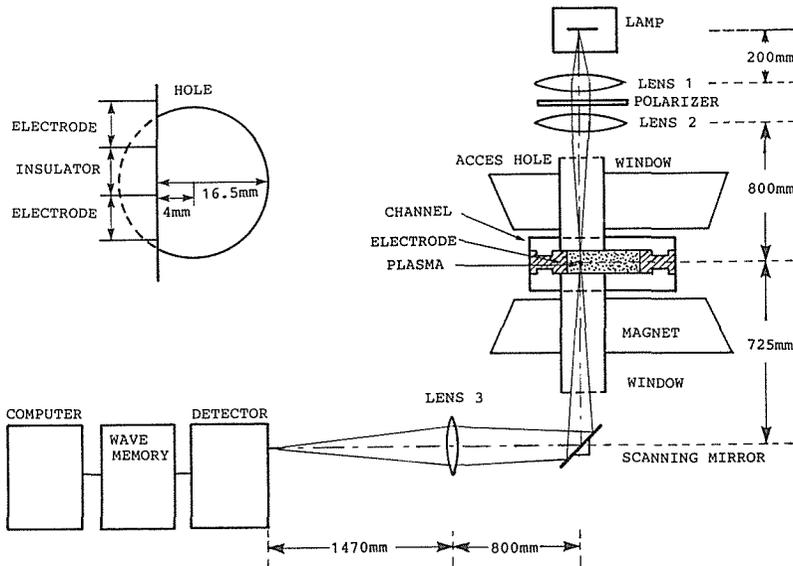


図 2 光学システム

MHD チャンネルの上流側, 入口より 260 mm の位置に直径 23 mm の観測孔を設置した。この断面図が第 3 図の左上部に示してある。光学軸の中心は, 壁面から 4 mm の位置に設定してある。振動ミラーを用いた偏光ラインリバーサルシステムの検出部分は第 3 図に概略を示した。

振動ミラーを設置した新光学システムについて概要を説明する。

予め基準光源ランプのタングステンフィラメントを流れる電流が 35 A の時, フィラメントの温度を 2,108 K

と校正してある基準光源から, 連続に発光した光をレンズ 1 を通し, 偏光板に垂直に光が透過するように, 光学軸に平行な光線とする。この位置に直径 27 mm の偏光板を設置する。偏光板を通過した光は, 本実験においては平行成分のみの光とする。(偏光板の回転により垂直式分光を透過させることも出来る。)

レンズ 2 により集光された光はチャンネル内の一点に集光し, 集光部である MHD 発電部の情報を含んだ光は振動ミラーで反射され, レンズ 3 により検出部の入口部に直径 2 mm になるように集光される。入口部には 0.5 mm のスリットが設置してあり, 発電部の測定位置に対応する光のみを通過させる。検出部入口に設置してあるレンズにより光は軸に平行とされる。この光の強度の検出に使用する測定波長は自己吸収効果の影響を少なくするためにカリウムのスペクトル 7, 669 Å より 49 Å ずらした 7, 620 Å になるように干渉フィルターの光学軸との角度を選択してある。干渉フィルターは光学軸との角度を変えることにより透過光の中心波長の微調整ができる。干渉フィルターを透過した光は 20 mm 角のグラムトンプリズムにより平行成分と垂直成分として 45 Å に分離される。この平行, 垂直に分離された光の強度は各々フォトマル PMT1, PMT 2 により電気信号に変換され, オペアンプにより信号を増幅した後, ウェーブメモリーにサンプリングタイム 2 マイクロ秒の高速で記憶する。この記憶単位は, 1,024 ワードである。このデータはオンラインのパソコンにより即時処理し, プラズマ温度, 光学的厚さを実験中に, 求めることのできるシステムである。

本システムにおいて, プラズマから発光した光は検出部のスリット部に焦点を結ぶ。この部分に結像した像は光軸方向の鏡の振動に伴い上下に動く, 即ち, 光の検出器のスリットに入射する光はプラズマ中の各々の測定点の位置に対応して, 順次入射する。振動ミラーの動きに応じて, 照度が増加することから, 照度の補正が必要になる。従って, プラズマの電子温度 T_e は理論値 $\Phi_{PL}(x)$, $\Phi'_{PL+L}(x)$ そして $\Phi''(x)$ の各々を, 実測値 $\phi_{PL}(x)$, $\phi'_{PL+L}(x)$, そして $\phi''(x)$, により表わすと,

$$\Phi_{PL}(x) = h(x) \phi_{PL}(x) \quad (5)$$

$$\Phi'_{PL+L}(x) = \phi'_{PL+L}(x) - [1 - h(x)] \phi_{PL}(x) \quad (6)$$

$$\Phi''(x) = \phi''(x) \quad (7)$$

となる。ここで, $h(x)$ は光量補正関数である。従って, プラズマ温度は最終的に次式で表わさる

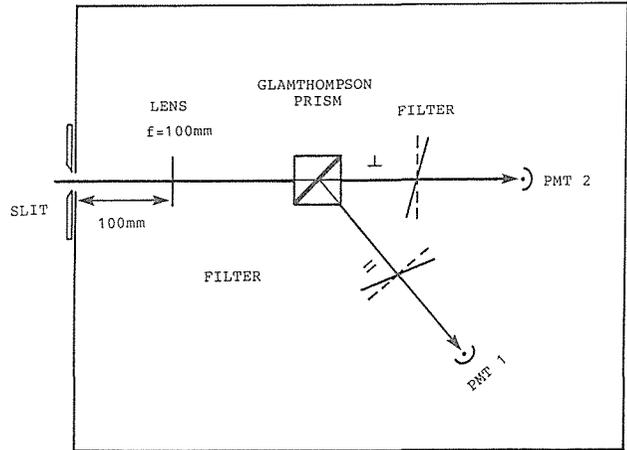


図 3 偏向ラインリバーサルシステムの検出部

ようになる。

$$T_e(x) = T_L \left\{ 1 - \frac{\lambda T_L}{C} \ln \left[\frac{K_1 h(x) \phi_{PL}^{\downarrow}}{\phi_L'' - \phi_{PL+L}'' - \phi_{PL}^{\downarrow}} \right] \right\} \quad (8)$$

また, T_L における光学的厚さは,

$$\tau = \ln \left(\frac{\phi_L''(x)}{\phi_{PL+L}''(x) - \phi_{PL}^{\downarrow}(x)} \right) \quad (9)$$

3. 実験結果及び考察

3.1 プラズマの空間温度分布測定

境界層内部におけるプラズマの空間温度分布は輻射光量データ ϕ , 光量補正関数 $h(x)$, $C_2=0$.

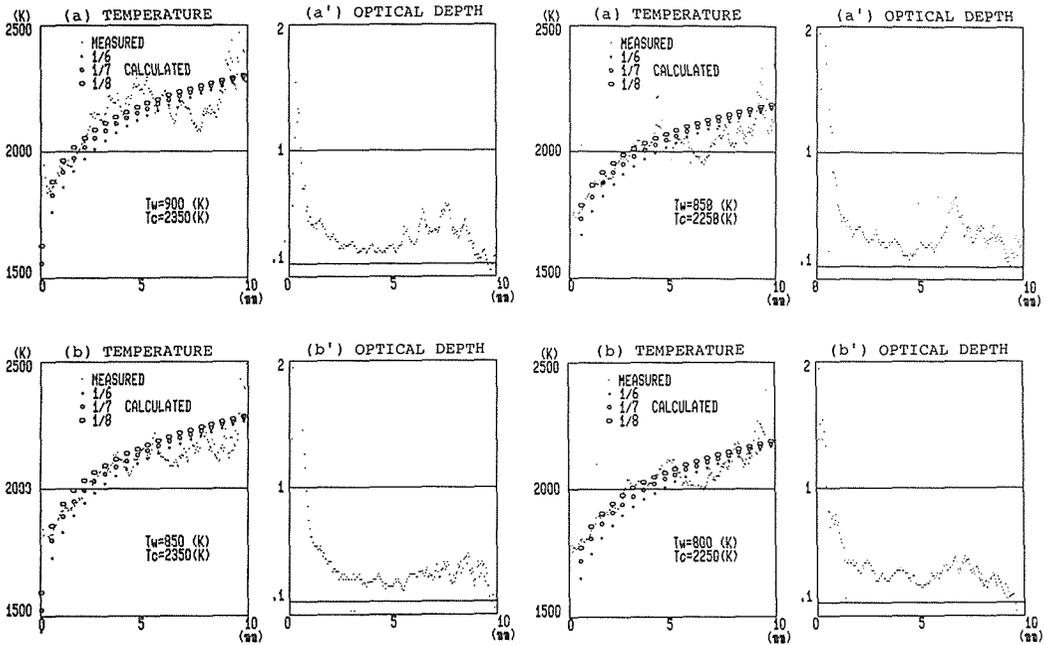


図 4 印加磁界の無い時 ($B=0$) の境界層における空間温度分布

- a) $\epsilon=0.0057$ for $n=6$, $\epsilon=0.0041$ for $n=7$, and $\epsilon=0.0031$ for $n=8$,
 b) $\epsilon=0.0062$ for $n=6$, $\epsilon=0.0057$ for $n=7$, and $\epsilon=0.0057$ for $n=8$.

図 5 印加磁界のある時 ($B=1.6$ T) の境界層における空間温度分布

- a) $\epsilon=0.0036$ for $n=6$, $\epsilon=0.0031$ for $n=7$, and $\epsilon=0.0034$ for $n=8$,
 b) $\epsilon=0.0037$ for $n=6$, $\epsilon=0.0026$ for $n=7$, and $\epsilon=0.0026$ for $n=8$.

01438 mK, $K_1=0.362$ ($\lambda=7,620 \text{ \AA}$) を使って, (8) 式より求める。印加磁界の無い時の境界層における空間温度分布は第 4 図に示す。印加磁界のある時 ($B=1.6$ T) の境界層における空間温度分布は第 5 図に示される。第 5, 6 図における (a') と (b') は光学的厚さを示し, いずれも 1 以下となっている。測定されたデータと温度の $1/n$ 乗則による曲線を $n=6, 7, 8$ について図中に示し, 測定値と比較した。温度の $1/n$ 乗則については,^{7,8)}

$$\frac{T_{\text{calc}}(x) - T_w}{T_c - T_w} = \left(\frac{x}{\delta} \right)^{1/n} \quad (10)$$

ここで, T_{calc} は発電チャンネル壁から x の位置におけるプラズマの空間度分布

T_w は発電チャンネル壁面温度

T_c は発電チャンネル中心部（コア）温度

δ は境界層の厚さ

である⁴⁾ T_w と T_c は白金-白金ロジウム熱電対、及び偏光ラインリバーサル法により各々を測定した。境界厚さ δ は、乱流境界層の下記に示す式を用いた¹¹⁾

$$\delta = 0.38 \left(\frac{Z}{r} \right) Re^{-0.2} \quad (11)$$

ここで、 Z は発電チャンネル入口からの流れ方向の距離

r は発電チャンネルの幅

Re はレイノルズ数

である。本実験においては、 $Z=48$ cm, $r=5$ cm, Re は約 $\sim 10^5$ であることから、 δ は1.3 cmとなる⁹⁾

1/n 乗法則と測定データとの偏差 ε は次式により算出した。

$$\varepsilon = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^n [T_{\text{calc}}(X) - T_{\text{exp}}(X)]^2}{\sum_{i=1}^n T_{\text{exp}}(X)} \right\}^{1/2} \quad (12)$$

ここで、 n は対象領域でのデータ個数である。本実験において、対象とする空間温度分布 $T(x)$ の領域は $x=0.5 \sim 6.5$ mm の範囲である。各測定点における偏差 ε の最小値は、磁界を印加しない時は第4図(a)に示されるように $n=1/8$ とした時の0.0031であり、(b)については $n=1/7$ 及び $1/8$ とした時の ε が0.0057である。磁界の印加した時は第5図(a)に示されるように、 $n=1/7$ とした時の ε が0.0031である。(b)については $n=1/7$ 及び $1/8$ とした時の ε が0.0026である。これらの結果から、実験データに適合する曲線は $1/7$ または $1/8$ と判断できる。即ち、境界層における空間温度分布は $1/7$ か $1/8$ 乗則として表わされると結論出来る。

4と5図を比較すると、磁界の存在する場合には、若干の温度低下が認められる。この主な原因は、強い磁界の存在によって、ローレンツ力がプラズマに働き、乱流を発生させ、発電チャンネル壁により冷やされたプラズマ部分が境界層と混合し、境界層のみならず中心部（コア部）の温度の低下を引き起こすことによると考えられる¹⁰⁾ 壁から7 mmの部分から中心部に向かって大きな変動が観測されているが、この位置は、観測部の両端に取り付けてある石英ガラスのクリーニング用として吹き付けている窒素ガスが観測孔から発電チャンネルに吹き出しプラズマ流れを攪乱している影響であろう。

3.2 境界層の厚さの決定

プラズマ温度分布とそれに対応する光学的厚さを第6図に示す。

この図から、外部印加磁界の強度が増すにつれて、境界層の厚さが増加していることが明らかである。第6図(b)は印加磁界がない場合であるが、外部から電

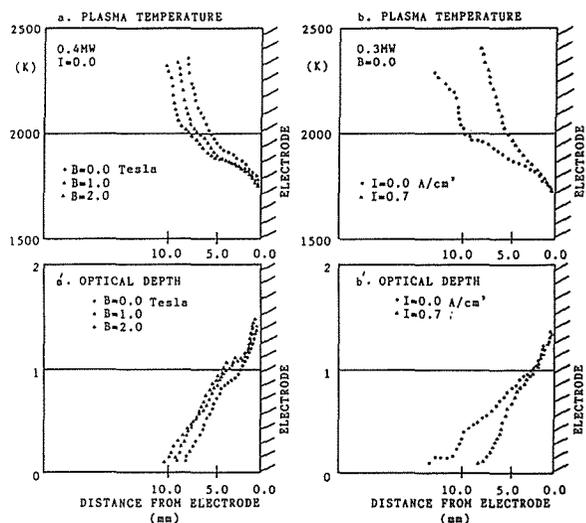


図6 境界層でのプラズマ温度と光学的厚さの分布

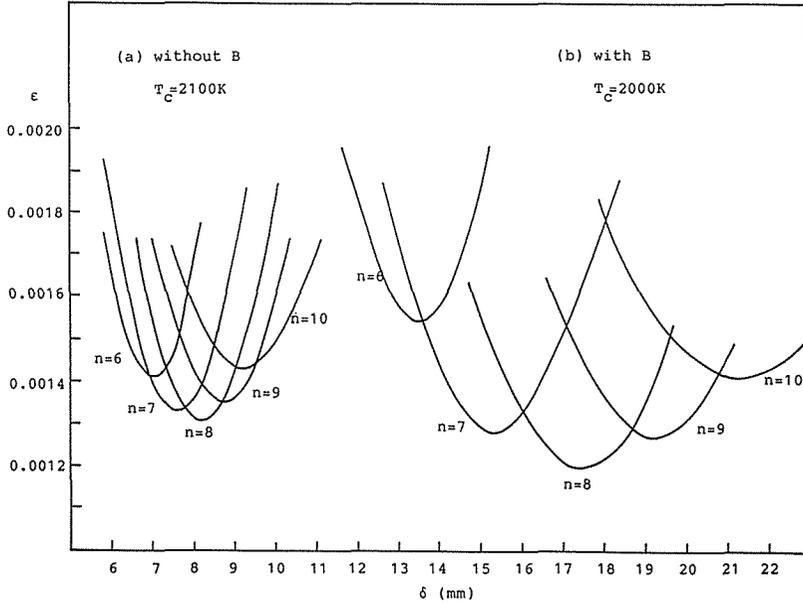


図 7 境界層厚さと偏差の関係

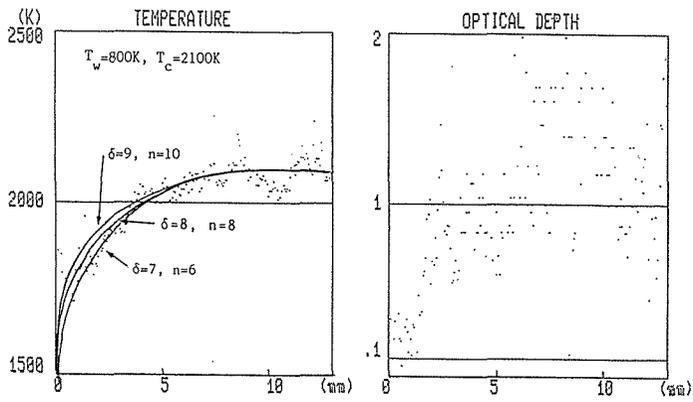


図 8 磁界の存在しない時の境界層温度分布曲線

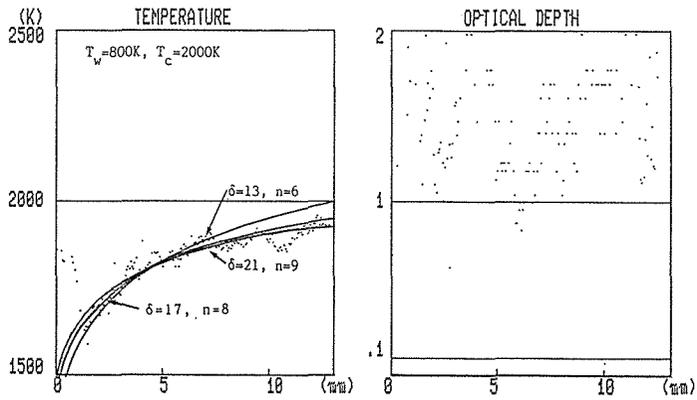


図 9 磁界の存在する時の境界層温度分布曲線

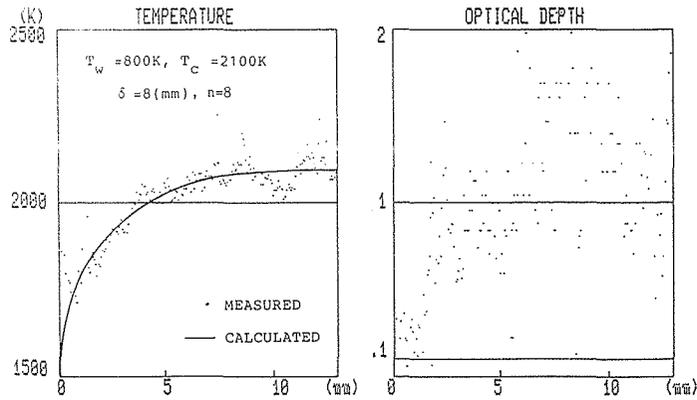


図10 磁界の存在しない時の最適境界層温度分布曲線

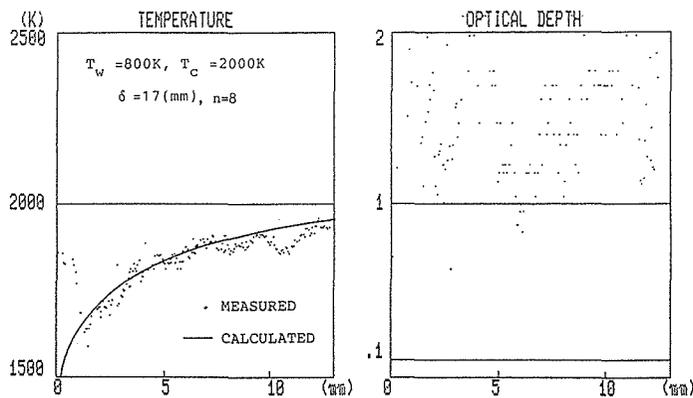


図11 磁界の存在する時の最適境界層温度分布曲線

流を印加したものである。 $I = 0.7\text{ A/cm}^2$ の場合では、明らかに温度上昇が認められ、ジュール加熱によるものであることがわかる。この時プラズマ中心の温度は $2,710\text{ K}$ であることから、境界層の厚さは約 10 mm 程度であると見積もれる。ジュール加熱の効果のために境界層の厚さが薄くなることが明らかになった。印加磁界による温度境界層の変化については、境界層さに対する磁界の影響を調査するために、磁界の存在しない時と磁界の存在する時 (2.2 T) の両方について実施した。この測定により求められたデータは (12) 式で示される $1/n$ 乗則の n 、および境界層厚さを決定するために、 $1/n$ 乗則の n の測定データと δ を (12) 式に示される偏差について各々計算し、第7図のグラフを作成した。

このグラフから磁界の存在しない時の偏差の最小は n が 8 で偏差は 0.0132 である。また、磁界の存在する時の偏差の最小は n が 8 で偏差は 0.121 であることが分る。さらに、グラフから分ることは、磁界の存在しない時の偏差の最小をあたえる n が 8 のときの温度境界層の厚さは 8.2 mm 、磁界の存在する時は 17.5 mm である。この結果を境界層温度分布のグラフとして表わしたのが第8, 9図である。これらの図には偏差の最小を与えるこれらのパラメータのほか、近接のパラメータによる (11) 式で与えられる曲線もプロットしてある。

このグラフからも偏差の最小をあたえる前記のパラメータの場合が最も測定データに合致していることが判断される。次にこれらの最適な曲線のためのグラフを第10, 11図に示しておく。

測定データの揺らぎを考慮すると、磁界の存在しないときは偏差に 0.00135 以下の誤差を与え

る。この値は n に対しては ± 1 , 温度境界層に対しては ± 1 の変動をもたらす。方, 磁界の存在するときは偏差に 0.00130 以下の誤差を与える。この値は n に対しては ± 1 , 温度境界層に対しては ± 2 の変動をもたらす。従って, n に関しては磁界の印加にかかわらず 8 ± 1 , 磁界の存在しないときの温度境界層は 8 ± 1 mm, 磁界の存在するときの温度境界層は 17 ± 1 mm であるといえる。

4. 結 論

MHD 発電チャンネルの境界層における温度分布の特性実験はプラズマの流体測定実験に付随しておこなわれたごく最近の研究成果である。 $1/n$ 乗則の実験式は流体の分野で一般によく使用されている式である。¹²⁾ この式はプラントル数が 1 のときの流体の速度を与える実験式に対応づけられている。¹³⁾

n はレイノルズ数が $10^3 \sim 10^6$ のとき $6 \sim 7$ であり,¹²⁾ 円滑な表面をしたパイプにおける乱流境界層においてはレイノルズ数が $\sim 10^5$ のとき n は 7 であるといわれており, またこの値は Blasius' law からもとまる。

MHD プラズマにおける n の値はスタンフォード大学において研究されレイノルズ数が 10^5 以上のときで壁面温度が 2,000 K のとき n は 9,¹⁴⁾ 中心部のプラズマ温度が 2,600 K のとき n は 10 である¹⁵⁾ としている。

この節の実験では中心部のプラズマ温度が 2,000 \sim 2,100 K, レイノルズ数が 10^5 である¹⁶⁾ ことから n は 8 ± 1 であることは, 妥当な値であるといえる。

温度境界層の厚さについては磁界の存在しない時は, n が 6 のときに最小の偏差をあたえる温度

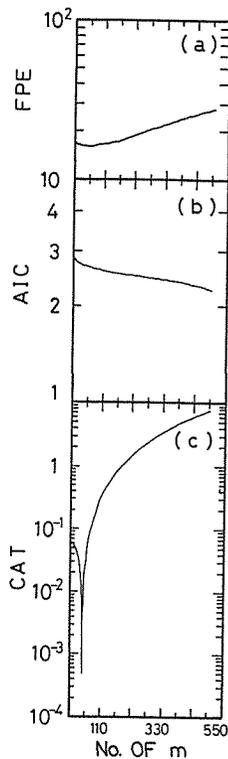


図 12 FPE, AIC, CAT における lag m の分布曲線

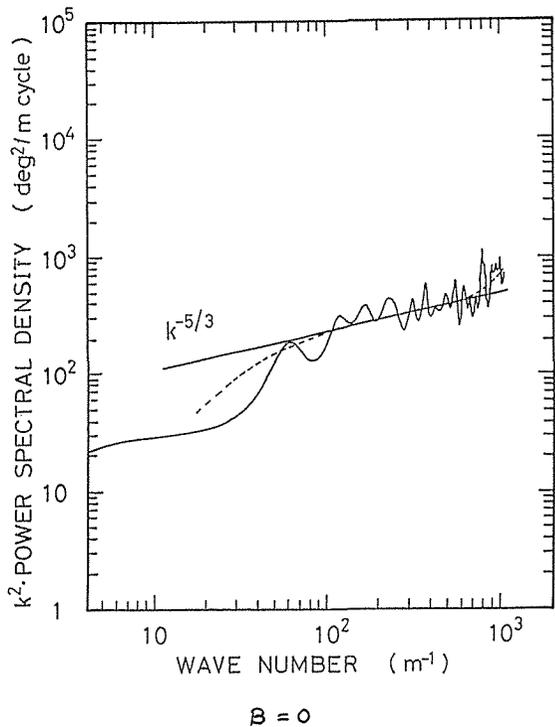


図 13 磁界の存在しない時 ($B=0$ T) の放射光のパワースペクトラル曲線

境界層の厚さが7 mm, n が7 のときに最小の偏差をあたえる温度境界層の厚さが7.5 mm, n が8 のときに最小の偏差をあたえる温度境界層の厚さが8.2 mm, n が9 のときに最小の偏差をあたえる温度境界層の厚さが8.8 mm, n が10 のときに最小の偏差をあたえる温度境界層の厚さが9.2 mm, このことから 8 ± 1 mm がもとなり, 同様にして磁界の存在している時は, n が7 のときに最小の偏差をあたえ, 温度境界層の厚さが 17 ± 1 mm とまとめられる。

我々の研究では MEM に基づいた解析に際して, 最適 lag m の決定に, FPE, AIC に加えて, 更に, Auto regressive Transfer Function Criterion (CAT)^(17,18) を適用している。

この結果は, 第12図に示されているように, CAT の場合に明確な極小値が得られ, 場合によっては, かなりあいまいになりがちな最適 lag m の決定について, より高い信頼性を与えることとなっている。

第13図より Kolmogorov の局所等方性理論における慣性領域の「 $-5/3$ 乗則」に従うことが判明した。即ち, 3次元等方乱流と見なせる。

又, 磁界存在下でのパワースペクトルは第14図に示されるように「 -3 乗則」に従っている。このことは3次元等方乱流に磁界による一定の拘束力が作用して, 2次元的乱流としての特性を持つに至る結果であると思なせる。

この様に, 磁界の影響による温度境界層の変動については, $1/n$ 乗則の n , および境界層厚さを決定するために, 境界層厚さと偏差の関係のグラフを作成した。このグラフから中心部のプラズマ温度が2000~2100 K, レイノルズ数が 10^5 の流れに対し妥当な値である $n=8 \pm 1$ を得た。温度境界層の厚さについては磁界の存在していない時は, n が8 のときに最小の偏差をあたえ, その厚さとして 8 ± 1 mm がもとなり, 同様にして磁界の存在している時は, n が7 のときに最小の偏差をあたえ, 温度境界層の厚さが 17 ± 1 mm と求められた。

振動ミラーを用いた偏光ラインリバーサル温度測定法は,

- 1 時間分解能 Δt が極めて優れている。(2 μ s)
- 2 空間分解能 Δx は原理上の制約はなく, 幾何光学的に制約を受けるのみで $\Delta x \sim 0.3$ mm, 10 mm の空間を 400 μ s で測定出来る。

この方法から得られた連続データから最大エントロピー法(MEM法)によるデータ解析ができる。この解析法により高分解能のパワースペクトルが得られ, プラズマの流れ状態やアークの状態などの解析も可能であることが最近の研究により明らかになっている。また, 出力電流, 電圧のパワースペクトル, 偏光ラインリバーサル法から得られたパワースペクトルなどの比較から電極での電流集中の様

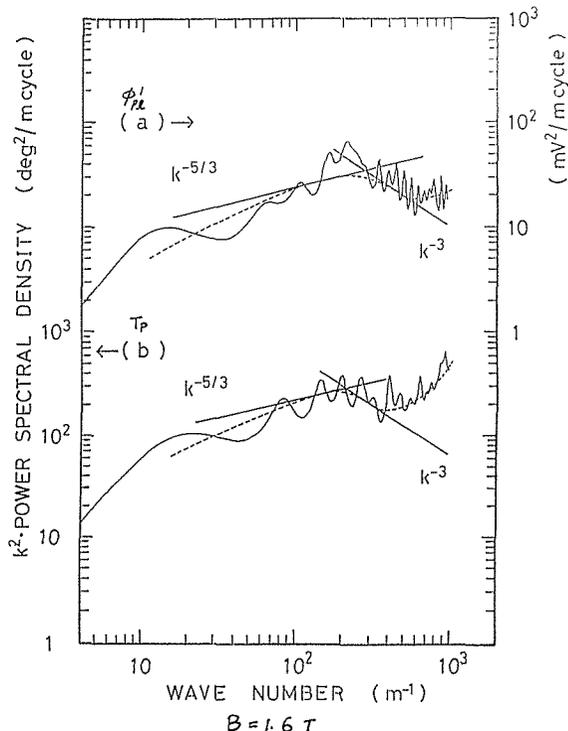


図14 磁界の存在する時($B=1.6$ T)の輻射光のパワースペクトラル曲線

子や、燃焼プラズマの乱流現象のモニタを電気出力電流、電圧のみのパワースペクトルにより予測できる。

この装置を更に発展させ、長波長 (mm 波) と可視光の二波長偏光ラインリバーサル法とすると、プラズマ温度、電子密度、導電率等のプラズマの物性が同時に測定出来るようになる。この原理は、磁界によるファラデー回転効果を受けにくい短波長域の直線偏光とファラデー効果を受け易い長波長域の直線偏光とを共に同一光軸上でプラズマに向けて投射する。プラズマを透過した光束を分割し、一方の光束から平行偏光成分と垂直偏光成分とを別各に受光してプラズマ温度を検出すると共に、他方の光束に基づいて磁界による偏光のファラデー回転角を検出し電子密度、導電率等を測定することによって、同一空間に於けるプラズマの諸物性値を同時に測定できる。今後はこのようなさらに新しい研究を進める予定である。

参 考 文 献

- 1) Yoshikawa K., et al.,: J. Quant. Spectrosc. Radiat. transfer, 12 p. 1673 (1972).
- 2) Honstreiter C. F., et al.,: 4th International Symp. on MHD Electrical power generation (Warsaw). IAEA, Vol. 1, p. 3 (1968).
- 3) G. P. Nefedov, et al.,: 15th symp. on the Engrg. Aspects of MHD, p. IX. 1. 1 (1976).
- 4) Y. Aoki, T. Seidou and N. Ohtomo: Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) 1628.
- 5) Y. Aoki, N. Ohtomo and T. Seidou: Trans. IEE of Jpn. 105 (1985) 84 [in Japanese].
- 6) Y. Aoki, T. Seidou, H. Imajyo, H. Kitagawa, N. Kayukawa and H. Yamazaki: Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986).
- 7) T. Seidou, Y. Aoki and N. Ohtomo: Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) 1204.
- 8) T. Seidou, Y. Aoki and N. Ohtomo: Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986).
- 9) R. R. Rankin, S. A. Self and R. H. Eustis: AIAA J. 18 (1980) 1904.
- 10) J. W. Daily and C. H. Kruger: J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer. 17 (1977) 327.
- 11) M. HINO, Ryutai Rikigaku (Hydrodynamics) (Asaka Syoten. Tokyo, 1974).
- 12) T. Allen Jr. and R. L. Ditsworth: Fluid Mechanics (McGraw-Hill Book Company. New York 1976).
- 13) A. S. Mornin and A. M. Yaglom: Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence (The MIT Press, Cambridge, 1971) Vol. 1,
- 14) J. W. Daily and C. H. Kruger: J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer 17 (1977)
- 15) R. K. James and C. H. Kruger: AIAA J. 21 (1983) 679.
- 16) T. Seidou, Y. Aoki and N. Ohtomo: Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) 1204.
- 17) Y. Aoki, etc: 23th SEAM pp. 407~425, Pittsburgh, PA, USA.
- 18) T. Seidou. Y. Aoki, JJAP, Vol. 24, No. 9, 1985.