

赤外線レーザーによる MHD 燃焼プラズマ導電率の高精度測定

中牟田, 浩典
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

益田, 光治
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

渡辺, 征夫
九州大学工学部電気工学科

池上, 知顕
九州大学工学部電気工学科

他

<https://doi.org/10.15017/17696>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 9 (2), pp.211-215, 1988-01-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

遠赤外レーザによる MHD 燃焼プラズマ導電率の高精度測定

中牟田 浩典*・益田 光治**・渡辺 征夫***

池上 知顕***・赤崎 正則**

(昭和62年9月30日受理)

High Sensitivity Measurement of the Electrical Conductivity of MHD Combustion Plasmas with a Far-Infrared Laser

Hironori NAKAMUTA*, Mitsuharu MASUDA, Yukio WATANABE,
Tomoaki Ikegami and Masanori Akazaki

The electrical conductivity is one of the most important parameters governing the performance of an MHD power generator. The far-infrared laser has offered a powerful diagnostic tool for measuring this quantity. The conductivity of seeded flame is obtained by measuring the transmissivity of the FIR laser beam through a flame. However, care should be taken for the transmissivity measurement because the laser beam is refracted and expands in the flame due to the electrons. In the present paper, a method involving integrating beam intensity profiles is suggested to account for this effect. The measured conductivity with this correction agrees very well with the theoretical calculation.

1. 序 論

MHD 発電機の特性を正確に把握するためには、チャンネル内プラズマのパラメータを精度よく測定する方法の開発を行う必要がある。特に、プラズマの導電率は発電機の電气的特性に直接影響する重要なパラメータであるため、高精度の測定が要求されている。導電率は RF プローブ法により測定されているが、この方法では、プローブの挿入により流れ場が乱れるため、測定誤差が大きい¹⁾²⁾。そこで、流れ場を乱さない非かく乱的な方法として、遠赤外レーザ (FIR レーザ) を用いた測定法が提案され研究されてきた^{1)~6)}。この方法では、導電率は遠赤外レーザビームをプラズマに入射したときの透過率を測定することにより求められる。従来、透過率はプラズマ通過後のレーザビーム中央の強度を測定して求めてきた。しかし、高精度測定を行うためには透過率は高すぎても低すぎても不適當であるため、プラズマパラメータ (電子密度、導電率) に応じて適度の透過率を与える波長の FIR レーザを選択する必要がある。一方、このような波長では、

同時にプラズマによるビーム屈折の影響も著しく、プラズマ通過後には、ビームは広がっていると考えられる。このとき、ビーム広がりを考慮せず、ビーム中央強度の減衰のみに基づいて導電率を計算した場合、測定された導電率がかなり低めに評価されると思われる。このビーム屈折を正確に把握するためには、同一の燃焼ガスプラズマを対象として、波長の異なる複数本のレーザビームを用いた測定を行う必要がある。そこで、本研究では、複数本の発振が得られる炭酸ガスレーザ励起連続発振メタノール遠赤外レーザを用いた透過法による導電率の測定を行った。本レーザからは、 $118.8\mu\text{m}$ 、 $251.1\mu\text{m}$ 、及び $570.5\mu\text{m}$ の三本の波長のレーザビームが得られたが、特に長波長 ($570.5\mu\text{m}$) ビームはプラズマにより著しく屈折され、導電率を精度よく評価するためには、レーザビームの半径方向プロファイルを測定して、これを積分する必要があることが分かった。このようにして得られた導電率は、化学平衡を仮定した理論計算値とよく一致した。

2. FIR レーザによる導電率の測定原理

プラズマと電磁波の相互作用を考える。但し、外部磁場はなく、粒子の熱運動は無視でき、電磁波は高周波で、電子のみが応答できるとする。このとき、プラ

*エネルギー変換工学専攻博士後期課程

**エネルギー変換工学専攻

***工学部電気工学科

ズマ中の中性粒子のみとの衝突を考慮した電子の運動方程式は

$$m_e \dot{\xi} = -eE - \nu m_e \dot{\xi} \quad (1)$$

と表される⁷⁾。ここに、 ξ は電子の平衡位置からの変位、 m_e は電子の質量、 e は素電荷、 E は電場、 ν は電子-中性粒子間の衝突頻度である。プラズマに注射した電磁波の電磁場が $\exp(j\omega t)$ (ω は角周波数) で変化するとすると式 (1) の定常解は

$$\xi = \frac{eE}{m_e(\omega - j\nu)} \quad (2)$$

となる。電流密度は $J = -n_e e \dot{\xi}$ (n_e は電子密度) と表されるので、複素導電率 σ は

$$\sigma \equiv \sigma_r + j\sigma_i = \frac{n_e e^2}{m_e(\nu + j\omega)} = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\nu - j\omega}{\nu^2 + \omega^2} \quad (3)$$

となる。これより複素誘電率 $\bar{\kappa}$ は

$$\bar{\kappa} \equiv \kappa_r - j\kappa_i = 1 - j \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right) - j \left(\frac{\omega_p^2 \nu}{\omega^2 + \nu^2}\right) \quad (4)$$

と表される。ここに ω_p はプラズマ周波数で、 $\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ である。

一方、均一なプラズマ中を電磁波 (平面波) が伝播する場合、電磁波の変化は、伝播方向を z とすると $\exp(j\omega t - \tilde{\gamma} z)$ で表される。ここに $\tilde{\gamma}$ は伝播定数で、減衰定数を α 、位相定数を β とすると $\tilde{\gamma} = \alpha + j\beta$ で表される。このとき、分散関係は

$$\tilde{\gamma} = j \bar{\kappa}^{1/2} \frac{\omega}{c} \quad (5)$$

である⁸⁾。ここで複素屈折率 $\bar{\mu}$ を

$$\bar{\mu} \equiv \mu - j\chi = -j\tilde{\gamma} \frac{c}{\omega} = \bar{\kappa}^{1/2} \quad (6)$$

で定義する。ここで μ は (実) 屈折率、 χ は減衰率である。これより、減衰定数、及び位相定数は

$$\alpha = \chi \frac{\omega}{c} \quad (7)$$

$$\beta = \mu \frac{\omega}{c} \quad (8)$$

で与えられる。以上のことと、マクスウェルの方程式より、屈折率 μ と減衰率 χ は、それぞれ

$$\begin{aligned} \mu &= \text{Re}(\bar{\kappa}^{1/2}) \\ &= \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \chi &= -\text{Im}(\bar{\kappa}^{1/2}) \\ &= \left\{ -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (10)$$

と表される。ここで、フレーム中を伝播する電磁波の周波数が、プラズマ周波数、及び衝突頻度よりも非常に高いとき、 χ は

$$\chi \approx \frac{\nu \omega_p^2}{2\omega^3} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{-1/2} \quad (11)$$

となり、減衰定数 α は式 (8)、(11) を用いて

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\nu}{\omega} \frac{n_e}{n_c} \quad (12)$$

と表される。但し n_c は遮断密度で、 $n_c = (4\pi^2 \epsilon_0 m_e / e^2)^{1/2} (c/\lambda)$ である。

いま、レーザービームの透過率 τ を、プラズマがフレーム中に存在する場合と、しない場合のフレームを通過するレーザービームの強度比と定義すると、 τ は式 (12) の減衰定数 α を用いて

$$\begin{aligned} \tau &= \exp\left(-2 \int_0^L \alpha dx\right) \\ &= \exp\left(-2 \int_0^L \frac{\pi}{\lambda} \frac{\nu}{\omega} \frac{n_e}{n_c} dx\right) \end{aligned} \quad (13)$$

と表される。 L はプラズマを横切るビームの光路長である。プラズマ中で ν が一様であると仮定すると、式 (13) は

$$\tau = \exp\left(-\frac{\nu \bar{n}_e L}{c n_c}\right) \quad (14)$$

となり (\bar{n}_e は平均電子密度)、これより衝突頻度は

$$\nu = \frac{n_c}{\bar{n}_e} \frac{c}{L} \ln\left(\frac{1}{\tau}\right) \quad (15)$$

となる。 \bar{n}_e と τ が測定により求められると⁹⁾、式(15)より ν が計算できる。また電子移動度 ψ は $\psi = e/m_e \nu$ であるから、導電率 σ は

$$\sigma = en_e \psi = \frac{e^2 \bar{n}_e}{m_e \nu} \quad (16)$$

から求めることができる。

3. 実験装置と実験方法

Fig. 1に本実験で用いた実験装置の概略を示す。燃焼器では、KOH 添加灯油-酸素を燃焼させた。燃焼器への熱入力は約 30KW である。プラズマは、この燃焼ガスを幅 50mm×高さ 20mm の矩形ノズルより同じ断面積のチャンネル中に噴出させて得た。レーザービームを入射するため、チャンネル側壁のノズル出口より下流 35mm の位置に 20mm×20mm の矩形窓を設けた。本研究の目的は、遠赤外レーザによる導電率測定法の開発であるため、チャンネルには磁場を印加していない。壁面へのシード原子の付着、及び壁面からのシード原子の再放出を防ぐため、燃焼器とチャンネルは水冷金属製とし、断熱材は使用しなかった。遠赤外レーザの共振器は、円筒導波管（銅製、内径 29mm、長さ 1700 mm）と 2 枚の平面ミラー（銀蒸着）から構成されており、管内はメタノール蒸気（約 10Pa）で満たされている。励起用炭酸ガスレーザはアポロ社製570型で、最大出力 50W（9p（36））である。遠赤外レーザの発振波長は炭酸ガスレーザの発振波長を変えることによって選択することができる。本実験で使用した波長は、大きな出力を得ることができた 118.8 μm 、251.1 μm 、及び 570.5 μm の三本である。遠赤外レーザで得られたレーザービームは、TPX レンズによりプラズマの中央でビーム径が最小となるように調整さ

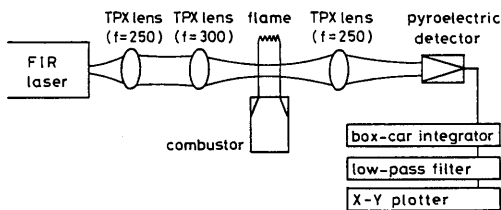


Fig. 1. Experimental equipment.

れ、チャンネル透過後、検出器（パイロ素子、ELTEC 社製 MODEL 408）によりビーム強度が測定された。一方、検出器はフレームからの熱放射の影響を強く受ける。フレーム温度が $T=2600\text{K}$ の場合、プランクの黒体放射の式によれば、放射強度が最大となる波長は $\lambda=1.1 \mu\text{m}$ であるため、検出器で検出される放射による熱雑音を低減させるため、検出器の前にポリエチレンシートを置いた。なおポリエチレンシートは、遠赤外領域で良好な透過特性を有する。これにより、熱雑音を約70%程度減少させ、S/N 比を改善することができた。得られた信号は、低域通過フィルター、ボックスカー積分器を通して X-Y レコーダで記録された。レーザービームの透過率は、フレームにシードを添加しない場合と、添加した場合のレーザー強度の差を測定して得られた。レーザービームのプラズマによる屈折に起因する広がり进行を明らかにするため、検出器をビームの半径方向に移動させ、プラズマが存在する場合と、しない場合とのビーム強度のプロファイルを各波長について測定した。

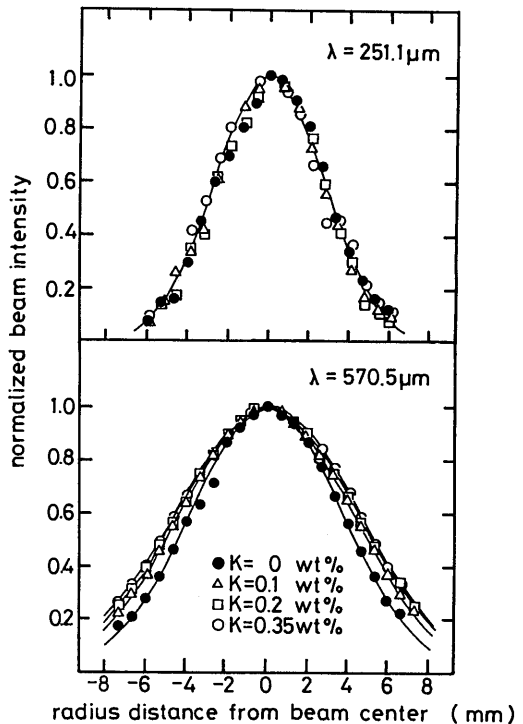


Fig. 2. Laser beam intensity profiles after being transmitted through flame.

4. 実験結果

Fig. 2 にレーザ波長 $251.1\ \mu\text{m}$ と $570.5\ \mu\text{m}$ の場合の測定結果を示す。縦軸はビーム強度で、各プロファイルはそれぞれの最大強度により規格化されている。横軸はビーム中央からの距離を示す。K はシード率 (重量%) である。図に示されるように、レーザビームはガウス形の強度分布をしている。 $251.1\ \mu\text{m}$ のビームでは、波長が短いため、電子による屈折の効果は小さく、シード率の最も高い $K=0.31\text{wt}\%$ 以外は、顕著なビームの広がりは認められなかった。しかし、 $570.5\ \mu\text{m}$ では、電子による屈折の効果が大きく、ビームプロファイルはプラズマ通過後にかなり広がることが分かった。このことより、ビーム透過率の測定に際しては、プラズマが存在する場合としない場合のビーム中心強度を単純に比較するのではなく、ビームの広がりによる中心強度の低下を考慮した補正を加える必要があることが分かる。なお、 $118.8\ \mu\text{m}$ は波長が短いので測定範囲内では、広がりを観測することができなかった。

Fig. 3 は、シード率を変化させた場合の導電率の測定結果を示す。実線、及び破線は、化学平衡を仮定した燃焼計算¹⁰⁾の結果で、二本の実線は、それぞれ、チャンネルにおけるプラズマの断熱燃焼温度 ($T=2818\text{K}$)、及びスペクトル線反転法により測定したフレーム温度 ($T=2620\text{K}$) に対応する計算結果である。また、破線は、燃焼器の冷却水の温度上昇を測定し、これによる熱損失を考慮して得た温度 ($T=2530\text{K}$) に対応する計算結果を示す。波長 $118.8\ \mu\text{m}$ と、波長 $251.1\ \mu\text{m}$ で $K=0.09\text{wt}\%$ の場合は、ビーム減衰量が小さく、測定誤差が大きいと考えられたため測定結果を示していない。同図には、ビームの広がりの影響を補正しない場合と、補正した場合の二つの結果を合わせ示した。ビーム広がりを考慮していない導電率は、スペクトル線反転法により測定した温度 ($T=2620\text{K}$) に基づく燃焼計算結果と一致せず、両者の差は、特に波長が長いほど著しい。そこで、フレーム中の電子によるビームの広がりを考慮に入れるため、Fig. 2 の測定値を積分することによりビームの全強度を計算し、これに基づき導電率を補正した。その結果、図に示されるように導電率は、波長 $570.5\ \mu\text{m}$ 、シード率 $0.31\text{wt}\%$ の場合を除き、 $T=2620\text{K}$ の燃焼計算の結果とよく一致している。ここで、波長 $570.5\ \mu\text{m}$ 、シード率

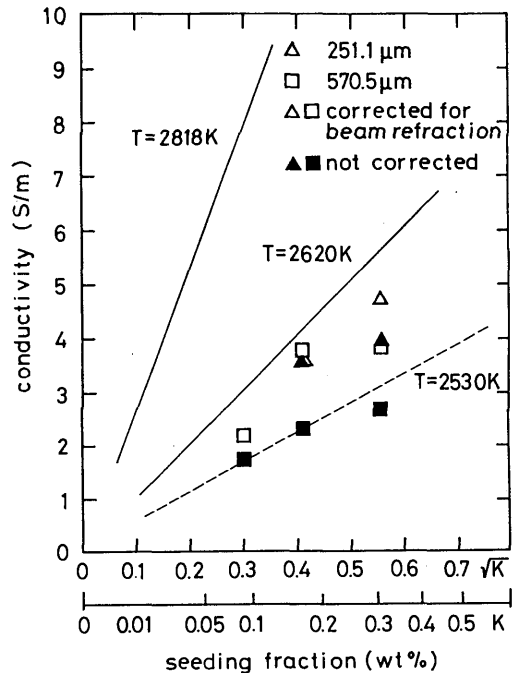


Fig. 3. Conductivity vs. seeding fraction.

$0.31\text{wt}\%$ における導電率が計算値に比べて小さくなりすぎるのは、この波長ではビームの屈折が大きくなり、レーザビームの一部がチャンネル観測窓により遮られたためと思われる。以上より、導電率の測定に際してはビーム屈折の効果を考慮しなければならないことが分かった。

スペクトル線反転法による温度計測では、ウィングリバーサル法¹¹⁾を用いているため、求めた温度はチャンネル中央部の温度に対応する。このことから、Fig. 3 の $T=2620\text{K}$ における燃焼計算は、チャンネル中央の値を示していると考えてよい。一方、透過法により求めた導電率はチャンネル中央での値ではなく、チャンネル内のビーム光路に沿った平均値を示す。そこで、境界層厚さの計算値を用いて¹²⁾、境界層内における導電率低下の効果に対する補正を加えると、チャンネル中央部の導電率は、Fig. 3 に示す観測値よりも約 8% 大きくなり、燃焼計算と非常によく一致することが分かった。

5. 結論

炭酸ガスレーザ励起連続発振メタノール遠赤外レー

ザを用いて、KOH をシードした灯油—酸素燃焼プラズマの導電率を透過法により測定した。その結果、長波長レーザを用いて導電率を測定する場合、ビーム中心強度のみで透過率を評価し導電率を求めるのではなく、レーザビームの広がり考慮し、ビーム中心強度にビームプロファイルを積分した補正を加えた透過率を用いて、導電率を求めなければならないことが示された。このようにして求めた導電率は、スペクトル線反転法より求めたフレイム温度での導電率の燃焼計算値と一致した。また、境界層厚さを計算により評価し、境界層内における導電率の低下の効果に対する補正を行うと、測定値と燃焼計算値は非常によく一致することが示された。

参 考 文 献

- 1) Self, S. A., Reigel, F. O., Clements, R. M. and James, R. K., "Electron Concentration Measurements in Combustion MHD Flows by Submillimeter Laser Interferometry", *Journal of Energy*, Vol. 1, No. 4, 1977, pp. 206-211.
- 2) Kuzmenko, P. J. and Self, S. A., "Measurement of Plasma Conductivity Using Faraday Rotation of Submillimeter Waves", *Journal of Energy*, Vol. 7, No. 2, 1983, pp. 176-181.
- 3) Annen, K. D., Kuzmenko P. J., Keating, R. and Self, S. A., "Electron and Positive Ion Measurements in MHD Combustion Plasmas with Phosphorous Addition", *Journal of Energy*, Vol. 5, No. 1, 1981, pp. 31-38.
- 4) Veron, D., "High Sensitivity HCN Laser Interferometer for Plasma Electron Density Measurements", *Optics Communications*, Vol. 10, No. 1, 1974, pp. 95-98.
- 5) Buchenauer, C. J. and Jacobson, A. R., "Quadrature Interferometer for Plasma Density Measurements", *Review of Scientific Instruments*, Vol. 48, No. 7, 1977, pp. 769-774.
- 6) Vasil'eva, I. A., Shumyatskii, B. Y. and Yundev, D. N., "Possibility of Measuring Electron Density and Electron Collision Frequency in Plasma Composed of Combustion Products using 337- μ m Laser Interferometer", *High Temperature*, Vol. 13, 1975, pp. 1146-1150.
- 7) Heald, M. A. and Wharton, C. B., "Plasma Diagnostics With Microwaves", John Wiley & Sons Inc., 1965.
- 8) Denisse, J. F., and Delcroix, J. L., "Plasma Waves", Interscience, New York., 1963.
- 9) 中牟田ら他4名 "Electron Density Measurement of MHD Combustion Plasmas with Far-Infrared Laser" 九州大学総合理工学研究科報告, 第9巻 第1号 PP. 29-36.
- 10) Kutsuwada, T. and Honda, T., "Calculation of Thermodynamical and Electrical Properties of Combustion Products for MHD Generator", *Bulletin of the Electrotechnical Laboratory*, Vol. 32, 1968, pp. 520-542 (in Japanese).
- 11) 恩田ら他2名 "MHD ガスの温度及びカリウム濃度の測定に関する研究" 日本機械学会論文集 (B 編), 第45巻 399号 pp. 1748-1757.
- 12) Schlichting, H., "Boundary-Layer Theory", 7th ed. McGraw-Hill Co., 1979, pp. 303-309.