九州大学学術情報リポジトリ Kyushu University Institutional Repository

赤外線レーザによる MHD 燃焼プラズマ導電率の高精 度測定

中年田,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

中年田浩典*・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 は発電機の電気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当 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 µm, 251.1 µm, 及び 570.5 µm 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 µm) 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

$$\mathbf{m}_{\mathbf{e}} \dot{\boldsymbol{\xi}} = -\mathbf{e}\mathbf{E} - \boldsymbol{\nu} \,\mathbf{m}_{\mathbf{e}} \,\dot{\boldsymbol{\xi}} \tag{1}$$

と表される⁷⁾. ここに、 ϵ 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 電子ー中性粒子間の衝突頻度である. プラズマに入射 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.

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

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

$$\tilde{\sigma} \equiv \sigma_{\rm r} + j \sigma_{\rm i} = \frac{n_{\rm e} e^2}{m_{\rm e} (\nu + j \omega)} = \frac{n_{\rm e} e^2}{m_{\rm e}} \frac{\nu - j \omega}{\nu^2 + \omega^2}$$
(3)

となる. これより複素誘電率 ~ は

$$\tilde{\boldsymbol{\kappa}} \equiv \boldsymbol{\kappa}_{r} - j \,\boldsymbol{\kappa}_{i} = 1 - j \frac{\boldsymbol{\sigma}}{\boldsymbol{\epsilon}_{0} \boldsymbol{\omega}}$$
$$= \left(1 - \frac{\boldsymbol{\omega}_{p}}{\boldsymbol{\omega}^{2} + \boldsymbol{\nu}^{2}}\right) - j \left(\frac{\boldsymbol{\omega}_{p}^{2} \,\boldsymbol{\nu} / \boldsymbol{\omega}}{\boldsymbol{\omega}^{2} + \boldsymbol{\nu}^{2}}\right) \qquad (4)$$

と表される. ここに ω_p はプラズマ周波数で, $\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)$ 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

$$\tilde{\gamma} = j \, \tilde{\kappa}^{1/2} \frac{\omega}{c} \tag{5}$$

である⁸⁾. ここで複素屈折率 μ を

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

$$\alpha = \chi \frac{\omega}{c} \tag{7}$$

$$\beta = \mu \frac{\omega}{c} \tag{8}$$

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 // と減衰率 // は,それぞれ

$$\begin{split} \mu &= \operatorname{Re} \left(\tilde{\kappa}^{1/2} \right) \\ &= \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2} + \nu^{2}} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2} + \nu^{2}} \right)^{2} \right. \\ &+ \left(\frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2} + \nu^{2}} - \frac{\nu}{\omega} \right)^{2} \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \end{split} \tag{9} \\ \chi &= -\operatorname{Im} \left(\tilde{\kappa}^{1/2} \right) \\ &= \left\{ -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2} + \nu^{2}} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2} + \nu^{2}} \right)^{2} \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \\ &+ \left(\frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2} + \nu^{2}} - \frac{\nu}{\omega} \right)^{2} \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \end{aligned} \tag{10}$$

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,X は

$$\chi = \frac{\nu \omega_{\rm p}^2}{2\omega^3} \left(1 - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega}\right)^{-1/2} \tag{11}$$

となり, 減衰定数 a は式 (8), (11) を用いて

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

と表される. 但し n_c は遮断密度で, $n_c = (4 \pi^2 \epsilon_0 m_e/e^2)$ (c/ λ) である.

いま,レーザビームの透過率 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

$$\tau = \exp\left(-2\int_{0}^{L} \alpha \, \mathrm{d}x\right)$$
$$= \exp\left(-2\int_{0}^{L} \frac{\pi}{\lambda} \frac{\nu}{\omega} \frac{\mathbf{n}_{\mathrm{e}}}{\mathbf{n}_{\mathrm{c}}} \mathrm{d}x\right)$$
(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

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

となり(neは平均電子密度),これより衝突頻度は

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

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

$$\sigma =_{\operatorname{en}_{e}} \psi = \frac{e^{2} \bar{\mathrm{n}}_{e}}{m_{e} \nu} \tag{16}$$

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 じ断面積のチャネル中に噴出させて得た. レーザビー ムを入射するため、チャ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) でみたされ 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=2600K 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 $\lambda = 1.1 \, \mu m$ 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強度の差 を測定して得られた、レーザビームのプラズマによる 屈折に起因する広がり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 µm と 570.5 µm 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 µm 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=0.31wt%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 µm 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 µm は波長 が短いため測定範囲内では、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100の結果で、二本の実線は、それぞれ、チ ャネルにおけるプラズマの断熱燃焼温度(T=2818K), 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=2620K) 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=2530K)に対応す る計算結果を示す. 波長 118.8 μm と, 波長 251.1 μm で K=0.09wt%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=2620K)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 µm, シード率 0.31 wt%の場合を除き、T=2620Kの燃焼計算の結果とよ く一致している. ここで, 波長 570.5 µm, シード率



Fig. 3. Conductivity vs. seeding fraction.

0.31wt%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、 レーザビームの一部がチャ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 ネル中央部の温度に対応する.このことから、**Fig.3** のT=2620Kにおける燃焼計算は、チャネル中央の 値を示していると考えてよい.一方、透過法により求 めた導電率はチャネル中央での値ではなく、チャネル 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、チャネル中央部 での導電率は、**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 をシードした灯油ー酸素燃焼プラ 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を考慮し,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ー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

- 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.
- 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 Combus-

tion Plasmas with Phosphorous Addition", Journal of Energy, Vol. 5, No. 1, 1981, pp. 31-38.

- Veron, D., "High Sensitivity HCN Laser Interferometer for Plasma Electron Density Measurements", Optics Communications, Vol. 10, No. 1, 1974, pp. 95-98.
- 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) 中车田ら他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卷 第1号 PP.29-36.
- 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).
- 21) 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.
- Schlichting, H., "Boundary-Layer Theory", 7th ed. Mc-Graw-Hill Co., 1979, pp. 303-309.