
マイクロ波励起による火炎の反転分布化効果
とガス燃焼駆動レーザー発振

(課題番号 14350408)

平成14年度～平成15年度科学研究費補助金(基盤研究(B)(2))研究成果報告書

平成16年3月

研究代表者 板谷 義紀
(名古屋大学工学研究科助教授)

名古屋大学図書



20113323

は し が き

レーザーの工業的用途の拡大を図る上で、高出力化および高効率化は必要不可欠となる。従来のレーザーの励起エネルギーは電力のみに依存しているため、一般にエネルギー効率の極めて低いレーザーでは、高出力化に伴い消費電力が飛躍的に増大し、励起媒体の化学的安定性、省エネルギーさらには電力設備の制約の観点からも必然的にレーザー出力に限界が生じることになる。

本研究では、多孔体バーナーを用いて空気とメタンなどの炭化水素系気体燃料との燃焼場に、マイクロ波を印加した場合の燃焼ガス分子のエネルギー励起状態を明らかにするとともに、新型の高出力、高効率レーザー発振実現のための基礎的研究を行った。このような燃焼場内では、活性化学種およびプラズマ状態のイオンまたは自由電子がある程度高濃度に存在している。これにマイクロ波を照射することにより、イオンまたは自由電子、分子極性さらには活性化学種が有効に励起され、レーザー発振の必要条件となる反転分布が達成されるものと考えられる。またこのようなレーザーの特徴として、1) 燃焼に伴う活性化学種および自由電子の生成が、マイクロ波のエネルギー吸収性能を向上させ、励起効率の増大が期待できる、2) あらかじめ燃焼場の反応活性化状態を利用して、高準位にある分子の密度を高くしておくことができるため、励起エネルギーのすべてを電力に依存する必要がない、3) ガス媒体がオープンな流通系で操作されるため、密閉式ガスレーザーのように媒体ガスの劣化がない、5) 通常炭化水素燃料が利用できる、6) 廃熱利用により、レーザー・電力・熱供給という新たなコジェネレーションシステムの構築が可能、7) 多孔体面のサイズに応じた火炎面の拡大が容易、などが挙げられる。

ここでは、このような励起に伴うエネルギー準位間の遷移状態を分光学的に計測し、レーザー発振に最適な遷移を模索するとともに、反転分布に伴う微少利得（ゲイン）に与える燃焼条件、マイクロ波励起方式の影響を明らかにしつつ、全く新しいタイプのレーザー発振の実証実験を行うことを目的として、基礎的観点から実験的検討を行った。

研究組織

- 研究代表者：板谷 義紀 (名古屋大学工学研究科助教授)
研究分担者：森 滋勝 (名古屋大学先端技術共同研究センター教授)
研究分担者：小林 信介 (名古屋大学工学研究科助手)
研究分担者：小林 潤 (名古屋大学先端技術共同研究センター助手)

交付決定額(配分額)

(金額単位：千円)

	直接経費	間接経費	合計
平成 14 年度	11,600		11,600
平成 15 年度	5,500		5,500
平成 年度			
平成 年度			
平成 年度			
総 計	17,100		17,100

研究発表

- (1) 学会誌等(発表者名、テーマ名、学会誌名、巻号、年月日)

板谷義紀, 内山茂, E. F. Cabrido, 羽多野重信, 森滋勝: 導電性粒子流動層の乱反射を利用したマイクロ波電界強度の均一化効果, 化学工学論文集, 29 巻 3 号, pp.339-344 (2003)

- (2) 口頭発表(発表者名、テーマ名、学会等名、年月日)

エルウィン・カブリド, 板谷義紀, 森滋勝: 火炎輻射特性に与えるマイクロ波の影響, 第 40 回日本伝熱シンポジウム, 大阪 (2003)

- (3) 出版物(著者名、書名、出版者名、年月日)

研究成果による工業所有権の出願・取得状況

工業所有権の名称、発明者名、権利者名、工業所有権の種類、番号、出願年月日、取得年月日等

なし

第 1 章

導電性粒子流動層の乱反射を利用したマイクロ波 電界強度の均一化効果

要 旨

マイクロ波による均一加熱を目的として、アプリケーション内に形成される電界強度分布を、導電性粒子流動層によりマイクロ波を乱反射させることにより均一化する技術を提案し、そのダイナミック制御効果を明らかにした。導電性流動化粒子には、アルミ箔およびセロハンテープを巻いた径 13 mm、比重 123 kg/m³の発泡スチロール球を用いた。分散板が多孔質板のとき本粒子の最小流動化速度は Wen-Yu の推算式による予測値とほぼ一致していた。しかし、分散板に多孔板を用いたとき、小孔からのガス噴流により最小流動化速度以下でも流動現象が生じた。業務用電子レンジのアプリケーション側壁面前面に矩形流動層を設置したとき、流動層高さ方向の粒子ホールドアップ分布が均一な流動状態のとき最も均一な電界強度分布が得られた。電界強度分布の均一化効果はマイクロ波の流動層による反射面積や粒子ホールドアップの増大に伴い高くなり、通常の攪拌羽根に比べて良好に改善されることを定量的に実証した。

結 言

マイクロ波は電磁波エネルギーとして、被加熱物内部に浸透し熱エネルギーに変換されるため、内部への熱伝導に依らない急速加熱や内部加熱、マイクロ波吸収性の特定成分だけを加熱する選択性、さらには反応等への機能性や分子、原子、自由電子またはイオンに対する量子力学的励起作用などの効果が期待されている。このような特徴を利用して、今後益々通常の加熱のみならず、種々の材料プロセッシング、エネルギー変換へのマイクロ波利用技術の応用が図られるものと考えられる（例えば Clark and Sutton, 1996; Sutton, 1989; Schiffmann, 1987）。しかし、マイクロ波の波長は数 cm から数十 cm 程度と赤外線などの輻射に比べて極めて長いいため、相互干渉の結果生じる定在波の電界強度が空間的にマクロなオーダーで大きな分布を形成することになる。工業用途へ応用する際には、このような特性を積極的に利用して局所的に強い電界強度を形成させることもあるが、均一照射という観点からは照射むらが生じるという問題点を有している。これに対して、電子レンジで代表される従来のマイクロ波加熱装置では、ターンテーブルや攪拌羽根等を用いて電界強度の均一化が図られているが、これらの運動は単調かつ周期的であるため、その効果は十分とはいえない。

本研究では、導電性粒子を流動化粒子に用いた流動層をアプリケーションタ内に設置し、マイクロ波を乱反射させることによるマイクロ波電界強度の均一化技術を提案することを目的とする。一般に固気流動層内での粒子運動は、身近な挙動の中では最も乱雑な運動のひとつと考えられる。そこで導電性の粒子を流動化粒子に選

ぶことにより，粒子運動のランダム性ゆえに粒子表面でのマイクロ波の時間的，空間的乱反射が生じ，電界強度分布の時間平均的な高い均一化効果が期待できる．このような観点から，本研究では，マイクロ波電界強度分布に与える流動状態，流動層の配置などの影響およびその相互作用を解明して，均一化のための最適指針を明らかにした．

1. 実験装置および方法

1.1 導電性粒子

導電性粒子流動層によってアプリケーション内マイクロ波電界強度分布の均一化を図るうえで，粒子の流動化ガス供給に要するポンプの消費動力を低減させるためには，粒子密度を極力小さくしてガス流量を少なくする必要がある．本研究では，導電性の流動化粒子として，発泡スチロール球にアルミホイルを巻き，その表面をさらにセロハンテープでコーティングしたものをを用いた．このときの粒子径 d_p および粒子密度 ρ は，それぞれ 13 mm および $123 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ であった．

1.2 装置および方法

本研究で用いた流動化粒子の最小流動化速度を求めるために，まず流動化基礎試験を行った．流動層本体は塔径 100 mm，長さ 1 m の透明アクリル樹脂製円筒容器を用い，圧力は分散板直下に設置されたタップを通して，大気との差圧を圧力センサーにより測定した．流動化ガスには空気を用い，コンプレッサーにより塔下部から流動層に流入させた．実験は，上述の粒子を 40.05 g 充填し，流動化ガスの塔断面積基準ガス空塔速度 u_G を変化させつ

つ流動層の圧力損失を測定した。

電界強度測定実験では、**Fig. 1**に概略を示すような $0.04\text{ m} \times 0.30\text{ m} \times 0.15\text{ m}$ および $0.04\text{ m} \times 0.18\text{ m} \times 0.15\text{ m}$ の透明アクリル樹脂製の矩形流動層を用いた。分散板は径 1.4 mm の孔を正方配列で計 24 個開けた多孔板とし、所定の量の流動化粒子を充填して流動化させた。流動化粒子には前述の径 13 mm の導電性粒子を用いた。流動化ガスには乾燥空気を用い、コンプレッサーからエアドライヤーを通して流動層に流入させた。流動層内高さ方向の粒子数分布は流動化状態を写真撮影し、粒子数をカウントすることにより求めた。

Fig. 2 は流動層を設置したマイクロ波加熱実験装置の概略を示したものである。実験装置は業務用の電子レンジ（星崎電気製，HM-11）を改造したもので、マグネトロンで発生したマイクロ波は導波管を通じて上部からアプリケーション内に導入される。発信周波数は 2450 MHz ，出力は 1100 W である。アプリケーション部分は $0.33\text{ m} \times 0.33\text{ m} \times 0.21\text{ m}$ のステンレス製で、上部には攪拌羽根が設置されているが、条件によってはこれを取り外して実験を行った。上述の矩形流動層はアプリケーション内の左右側壁および奥壁の前面 A，B，C の位置に設置した。それぞれの流動層に所定の粒子ホールドアップ $1-\varepsilon$ となるように粒子を充填し、分散板下部から空気を供給することにより流動化させた。

電磁波の電界強度分布は、一般に Maxwell の電磁方程式で表すことができる（例えば Perre and Turner, 1996; Lagos *et al.*, 1995; Liu *et al.*, 1994）。しかし、任意の形状のアプリケーション内部における電界強度を求めるためには、3次元の電磁方程式を解く必要があるだけでなく、電磁波が多重モードとなることもあり、理論的に精度の高い予測を行うことは困難な場合が多い。したがって、

非加熱体の加熱特性を明らかにするためにはアプリケーション内の電界強度分布を実測する必要がある。しかし、比較的大規模かつ多重モードのキャビティ内にプローブを挿入することは実用に即しない。本研究では、アプリケーション内におけるマイクロ波電界強度の測定は、Yoshida *et al.* (1996)と同様な簡易計測法により行った。すなわち、電磁物性が既知の標準試料である水 1.00 g を入れた内径 15 mm、高さ 15 mm、肉厚 0.4 mm のガラス製容器をアプリケーション内の各位置に天井から吊して設置し、マイクロ波を 3 秒間照射した時の昇温速度から電界強度 E を決定した。試料温度の測定には、蛍光式光ファイバー温度計（安立計器製、FX-8500）を用いた。

実験は **Table 1** に示すように、稼働させる流動層や攪拌羽根の有無等の条件を変え、さらに流動層の粒子ホールドアップを変化させつつ、アプリケーション内の電界強度分布を計測した。ただし、本研究では流動層を稼働させない場合には流動層内に粒子充填がない条件で電界強度の計測を行った。

2. 実験結果および考察

2.1 導電性粒子の最小流動化速度

本研究で用いた粒子のように粒子径が大きく、粒子密度が小さい場合の流動層の流動挙動に関する研究は、ほとんど見受けられない（Geldert, 1973; Association of Powder Process Industry & Engineering, Japan, 1999）。そこで、まず本粒子の流動の基本的挙動について検討した。

Fig. 3 は導電性粒子流動層の圧力損失 ΔP に及ぼす空気の空塔速度 u_G の影響を示したものである。図中の○、△は u_G を増大、

●, ▲は u_G を減少させた場合で, 2 回繰り返した結果を示している. 圧力損失の挙動は, 空塔速度を増減させる操作 1 回目と 2 回目で大きく異なっており, 当初の粒子充填状態の影響が顕著に表れている. ただしここでは図示していないが, この操作を 2 回以上繰り返した場合には, ほぼ同様の圧力損失挙動を示すことを確認した. 空塔速度の増減操作が 2 回目の ΔP は, u_G が大きくなるにつれて増加し, 流動化が開始される $0.89 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ の最小流動化速度に達すると一時的にほぼ一定に保持されるが, u_G をさらに大きくすると再び ΔP が増加し始める. Wen and Yu (1966) の推算式から求めた最小流動化速度は $0.70 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ であり, 実験結果よりやや小さい値であるものの, 本実験で用いたような密度が非常に小さく粒子径の大きい粒子についても Wen and Yu の推算式により大体予測できることが明らかとなった. 一方, 図中の破線は Ergun (1952) の式から求めた粒子層の圧力損失で, 最小流動化速度に達するまでは実験値と良好に一致していた. なお, 本粒子層の流動状態は, 明確な気泡は見受けられず, Fig. 4 に示すようにスラッシングが生じていた.

2.2 導電性粒子の流動化挙動

Fig. 5 は, $0.04 \text{ m} \times 0.30 \text{ m} \times 0.15 \text{ m}$ の矩形流動層を用いた場合の高さ h 方向の粒子ホールドアップ $1-\varepsilon$ に及ぼすガス空塔速度 u_G の影響を示したものである. Fig. 5(a) は粒子数 200 個, Fig. 5(b) は 300 個の場合の結果である. 本流動層では, 分散板の開口比が極めて小さく小孔からのガス噴出速度が, 図中いずれの u_G においても粒子の終末速度以上であったため, 前述の最小流動化速度以下の u_G にもかかわらず流動化現象が見受けられた. またこの場合にも流動時に気泡は確認されなかった.

いずれの粒子数の場合についても， u_G が低い時には粒子濃厚層部分とその上部との境界が明確にみられたが， u_G の増大に伴い，層下部での $1-\varepsilon$ が徐々に小さく層上部では高くなる傾向が見受けられた．粒子数 200 個では u_G が $0.33 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以上，300 個では $0.43 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以上で，高さ方向の粒子ホールドアップがほぼ均一になった．図中の破線はそれぞれの層全体平均のホールドアップを示している．流動層に充填した粒子数が多くなるにしたがい，高さ方向ホールドアップ分布を均一にするためのガス流速は大きくなった．これは粒子径が大きく，流動層サイズや層高との相対的な比が大きく，かつ粒子比重が低いため，通常の流動層のように粒子層全体で圧力損失を維持することが困難となり，分散板小孔からの噴流速度的影響を大きく受けるためと考えられる．**Fig. 6** は粒子数 300 個， $u_G=0.43 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ のときの流動状態の写真を示している．

2.3 マイクロ波電界強度分布

マイクロ波のアプリケーションタ内に 3 つの流動層 A, B, C を設置し (Case 5)，各流動層の粒子ホールドアップを 0.132 として流動させたときの電界強度 E の均一化効果に与えるガス空塔速度の影響を **Fig. 7** に示す．ここで， E の均一性を表すパラメータとして，電界強度分布の標準偏差 σ と全体の平均値 \bar{E} との比で定義される相対偏差 σ/\bar{E} を用いた．すなわち σ/\bar{E} が小さいほど，電界強度分布の均一性が高い．図中には攪拌羽根，流動層をともに稼働しない場合 (Case 1) とアプリケーションタ天井の導波管出口に攪拌羽根を設置した場合 (Case 2) の相対偏差も示した．本流動層方式にすることにより，Case 1 より全体に著しく電界強度の相対偏差が低減している．また， σ/\bar{E} は u_G に大きく影響され， u_G が大

きくなるにつれて σ/\bar{E} が小さくなるとともに u_G が $0.43 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ で Case 2 に比較して均一化効果がさらに高くなる。これらの空塔速度を Fig. 5 で示した高さ方向の粒子ホールドアップ分布と比較すると、ガス空塔速度 $0.38 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以上で粒子ホールドアップ分布が層全体でほぼ均一化して、電界強度も均一性が高くなることが明らかとなった。このような結果から、以下の実験ではすべて粒子ホールドアップ分布が均一になる流動状態において、電界強度分布に与える諸パラメータの影響を検討した。なお、ここでプロットした空塔速度ではいずれも粒子流動が観察された。

Fig. 8 は、Table 1 の Case 1, Case 2 および Case 5 についてアプリケーション内電界強度分布を示したものである。分布はそれぞれの条件において、アプリケーション底面から高さ $h=20, 50, 80, 110 \text{ mm}$ の水平面分布を示している。Case 1 の電界強度分布は、水平方向・高さ方向ともに大きな分布が生じている。これはアプリケーション内に空間的に定在波が生じていることが原因である。このように電界強度に分布が生じた空間内で物体を加熱させると、局所加熱による大きな加熱むらの原因となる。Case 2 の電界強度分布は、Case 1 に比べて水平方向に攪拌羽根による電界強度の均一化効果が認められる。導電性粒子流動層 A, B, C を稼働させた Case 5 についても、水平面上での電界強度分布は、かなり均一化する効果を有している。ただし、水平方向に対しては Case 2 と 5 の間で大差が見受けられず同程度の均一化効果しか見られなかった。しかし、高さ方向に関しては Case 2 で大きな差異が生じているものの、本流動層方式では良好な改善傾向が認められた。

この事実について、導電性粒子流動層による電界強度の均一化効果をさらに定量的に検討するために、電界強度分布の相対偏差に与える粒子ホールドアップ、流動層の稼働数とその位置の影響

を Fig. 9 に示す. 比較のために Case 1 および Case 2 のそれぞれの相対偏差 0.399 および 0.248 を破線で示す. 稼働させる流動層がいずれの場合においても, 粒子ホールドアップの増大に伴い電界強度の相対偏差が低減する改善傾向が見受けられた. これはマイクロ波をランダムに乱反射させる効果を有する導電性の流動化粒子がアプリケーション内で占める比率が高くなり, 時間平均的および空間的に電界強度が平均化されたためと考えられる. また, 稼働させる流動層を順次増やしていくと電界強度の均一化効果はかなり高くなっている. このことから, アプリケーション内のマイクロ波全反射面に対して流動層面の占める割合が大きいほど, 電界強度の均一化効果を高くすることができることを示している. さらに A, B または A, B, C の 2 カ所以上の流動層を用いて粒子ホールドアップを 0.066 以上にすることにより, 攪拌羽根よりも相対偏差は小さくなった. ただしアプリケーション内全体の電界強度分布の相対偏差で比較した限りでは, その効果はやや小さかった. しかし, 同一条件および同一位置における電界強度計測は 5%程度の範囲で再現性を有しており, また Case 2 のアプリケーション全体の平均電界強度は Case 5 よりも約 6%高い値を有していたため, 標準偏差で比較すると流動層方式の均一効果は一層優位性が高いものと考えられる. さらに, Fig. 8 で示した電界強度の分布から, 攪拌羽根では高さ方向に分布が認められており, この点について定量的に検討した. Fig. 10 は Table 1 の Case 1, Case 2, Case 5 の場合において, 縦軸に同一高さにおける電界強度の平均値 \bar{E}_h を全体の平均値 \bar{E} で正規化した \bar{E}_h/\bar{E} と h の関係を示したものである. Case 1 の場合には高さ方向にも大きな分布が見受けられた. 攪拌羽根を用いた Case 2 の場合にはアプリケーション上部ほど平均の電界強度が強くなっており, 分布の幅も Case 1 と同程度であ

った。これに対して Case 5 では、水平方向だけでなく高さ方向の平均電界強度分布は良好に均一化されることが明らかとなった。このような結果から、これまで粉粒体操作、反応装置、燃焼装置などとして活用されてきた流動層を、アルミニウム被覆された軽量粒子のダイナミックかつランダムな流動性を利用して、その粒子表面でのマイクロ波の乱反射により電界強度を時間平均的に均一化させるという新たな用途の展開を図るための基礎的知見が得られた。

結 論

導電性粒子流動層の乱反射を利用して、マイクロ波照射装置のアプリケーション内電界強度の均一化効果を実験的に検討した。

流動化粒子にアルミ箔およびセロハンテープを巻いた発泡スチロール球を用い流動化実験を行った結果、通常の粉体の流動層と同様に、粒子径が 13mm と大きく、比重が $123 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ まで小さい粒子であっても、最小流動化速度は Wen-You の推算式から予測できた。しかし、気泡は認められず、また分散板に多孔板を用いた場合には小孔からのガス噴出により最小流動加速度以下の空塔速度でも粒子の流動化が生じた。

導電性粒子を流動化粒子に用いた流動層をアプリケーション内に設置した場合、導電性の流動化粒子がマイクロ波をダイナミックに乱反射させることにより定在波の生成を抑制し、電界強度が均一化されることを確認した。この均一化効果は、流動層内高さ方向の粒子ホールドアップ分布を均一な流動化状態に維持して、かつ粒子ホールドアップの増大、マイクロ波反射面に対する流動層の占める割合の増大に伴い高くなることが明らかとなった。また、

流動層の粒子ホールドアップが 0.132 以上で，攪拌羽根よりも優れた均一化効果が得られた。

Nomenclature

A	= cross sectional area of fluidized bed	[m ²]
d_p	= diameter of fluidized beads	[m]
E	= electric intensity	[V/m]
\bar{E}	= average electric intensity field	[V/m]
\bar{E}_h	= average electric intensity field on horizontal surface at a height from the bottom	[V/m]
g	= gravitational acceleration	[m/s ²]
h	= height from the bottom in applicator	[m]
M	= weight of beads in fluidized bed	[kg]
u_G	= gas superficial velocity	[m/s]
$1-\varepsilon$	= holdup of beads in fluidized bed	[-]
ΔP	= pressure drop in the fluidized bed	[Pa]
ρ	= density of beads	[kg/m ³]
σ	= standard deviation of electric intensity field profile	[V/m]

Literature Cited

Association of Powder Process Industry & Engineering, Japan; Fluidization Handbook, M. Horio and S. Mori eds., Baifukan, Tokyo, Japan (1999)

Clark, C. and W. H. Sutton; "Microwave Processing of Materials," Annual Review of Material Science, **26**, 299-331 (1996)

Ergun, S.; "Fluid Flow through Packed Columns," Chemical Engineering Progress, **48**, 89-94 (1952)

Geldert, D.; "Types of Gas Fluidization," Powder Technology, **7**, 285-292 (1973)

Lagos, L. E., W. Li, M. A. Ebadian, T. L. White, R. G. Grubb and D. Foster; "Heat Transfer within a Concrete Slab with a Finite Microwave Heating Sources," International Journal of Heat and Mass Transfer, **38**, 887-897 (1995)

Liu, F, I. W. Turner and M. E. Bialkowski; "A Finite-Difference Time-Domain Simulation of the Power Density Distribution in a Dielectric Loaded Microwave Cavity," Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy, **29**, 138-148 (1994)

Perre, P. and I. W. Turner; "A Complete Coupled Model of the Combined Microwave and Convective Drying of Softwood in an Oversized Waveguid," Proceedings of the 10th International Drying Symposium (IDS'96), Vol.A, pp.183-194, Krakow, Poland (1996)

Schiffmann, R. F.; "Microwave and Dielectric Drying," Handbook of Industrial Drying, A. S. Mujumdar ed., Marcel Dekker, pp.327-356, New York, U.S.A. (1987)

Sutton, W. H.; "Microwave Processing of Ceramic Materials," American Ceramic Society of Bulletin, **68**, 376-386 (1989)

Wen, C. Y. and Y. H. Yu; "Mechanics of Fluidization," Chemical Engineering Progress Symposium Series, **62**, 100-111 (1966)

Yoshida, H., Y. Itaya and M. Hasatani; "Simple Measurement of Electric Field Intensity Profiles and Heating Characteristic of a Resin Powder by Microwave Irradiation," Kagaku Kogaku Ronbunshu, **22**, 808-814 (1996)

Table 1 Active operation for scattering of microwave in experiment

	Fluidized bed working	Blade
Case 1	—	—
Case 2	—	○
Case 3	A	—
Case 4	A, C	—
Case 5	A, B, C	—

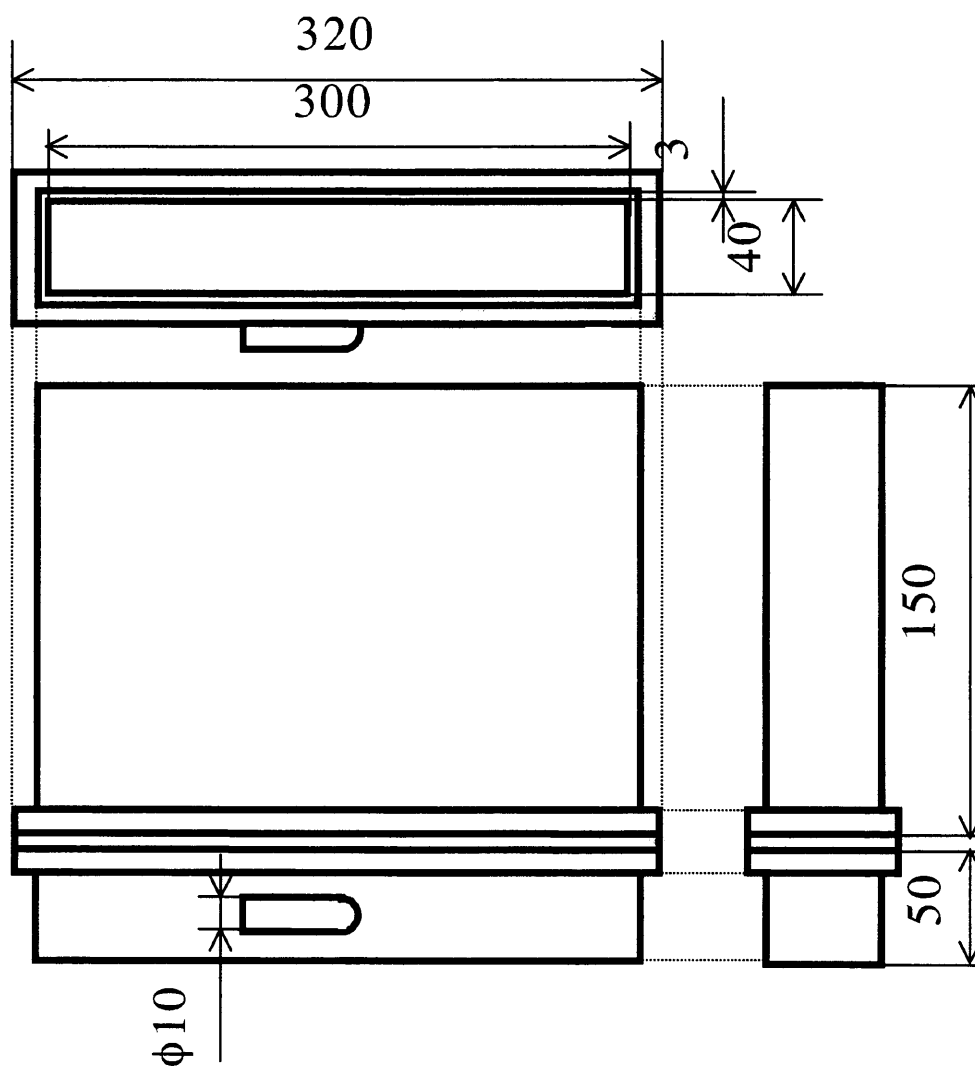


Fig. 1 Configuration of fluidized bed installed in microwave applicator.

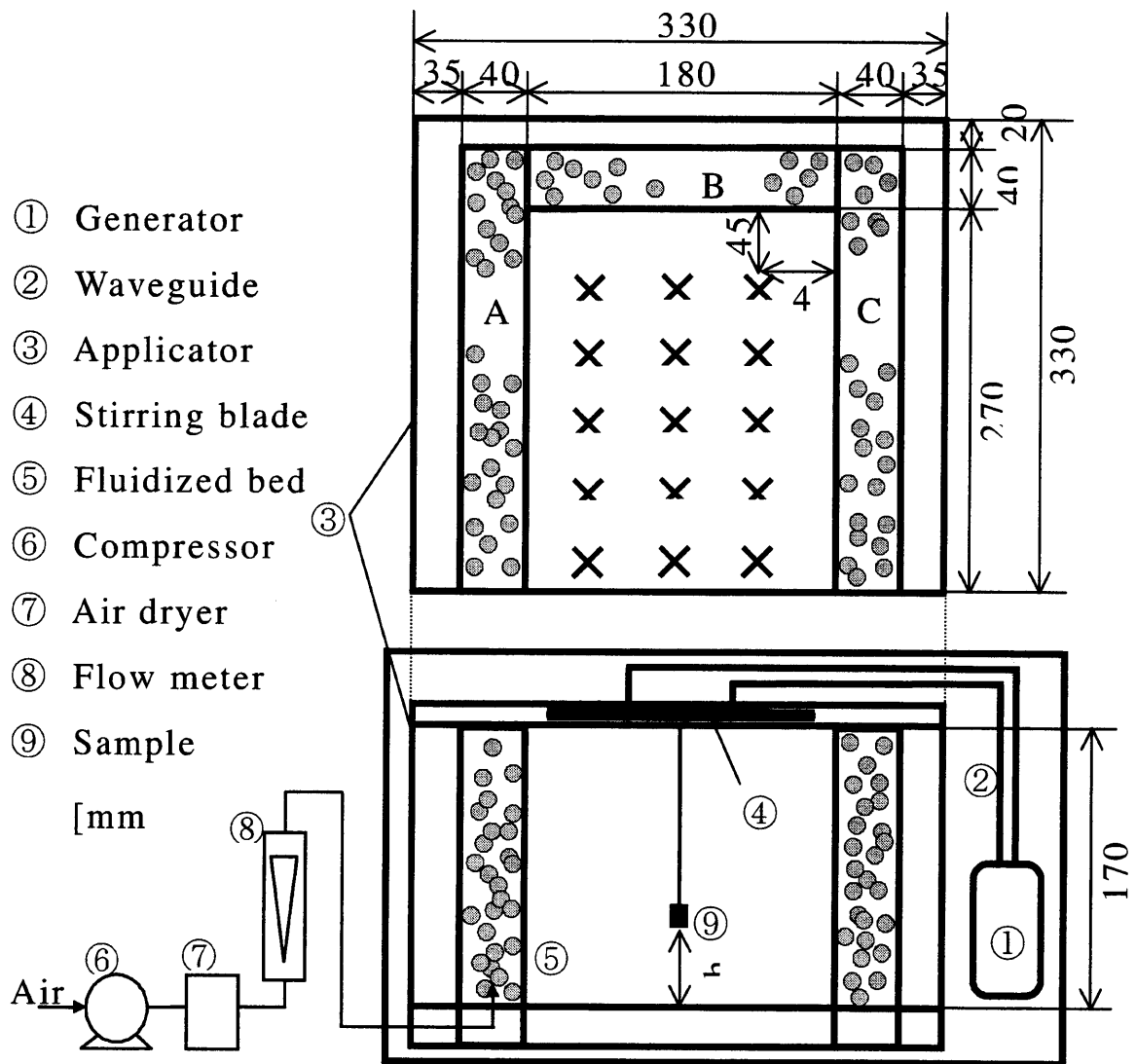


Fig. 2 Outline of experimental apparatus of microwave applicator with fluidized bed of electrically conductive beads.

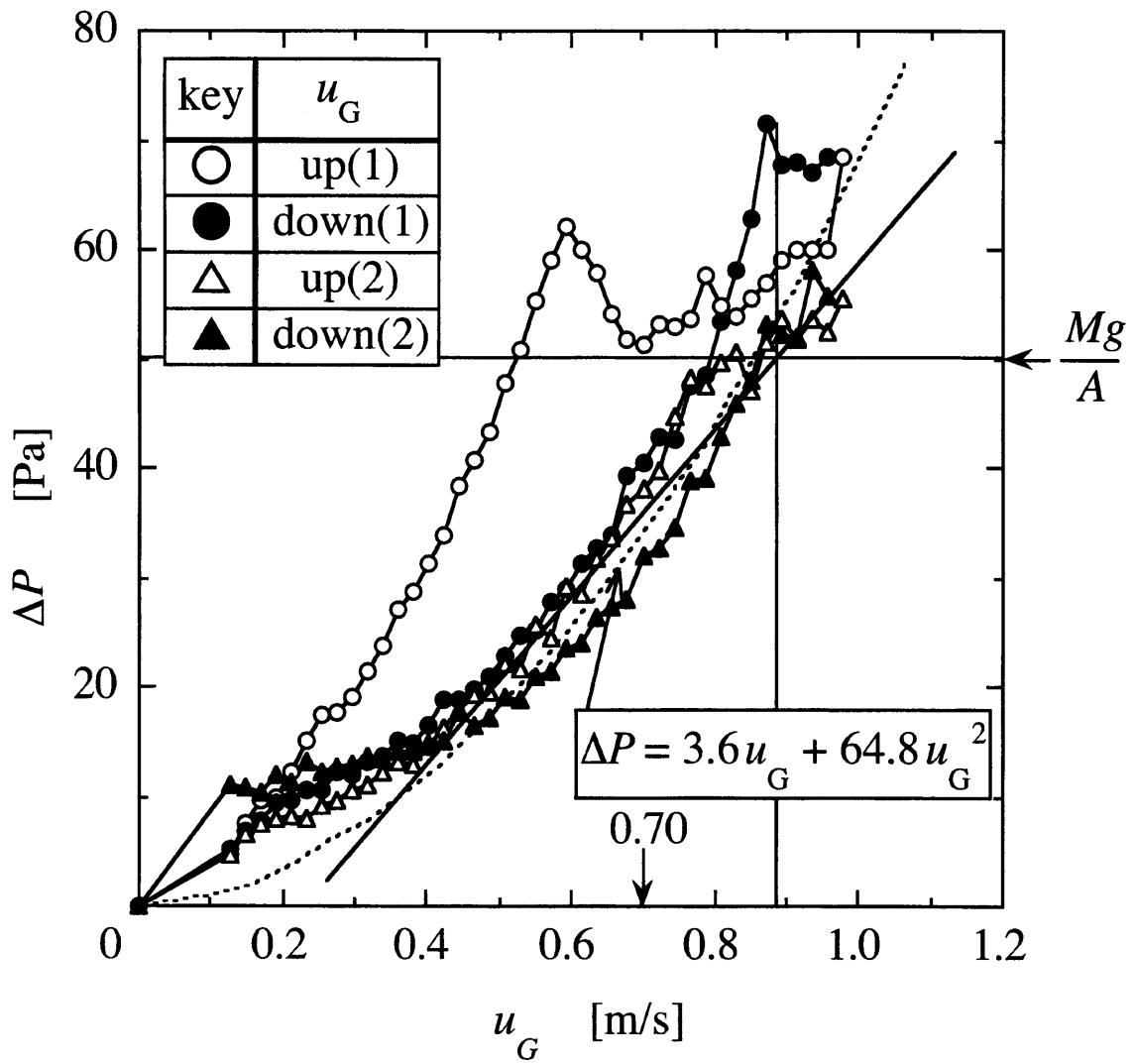


Fig. 3 Effect of superficial velocity of gas on pressure drop in fluidized bed.

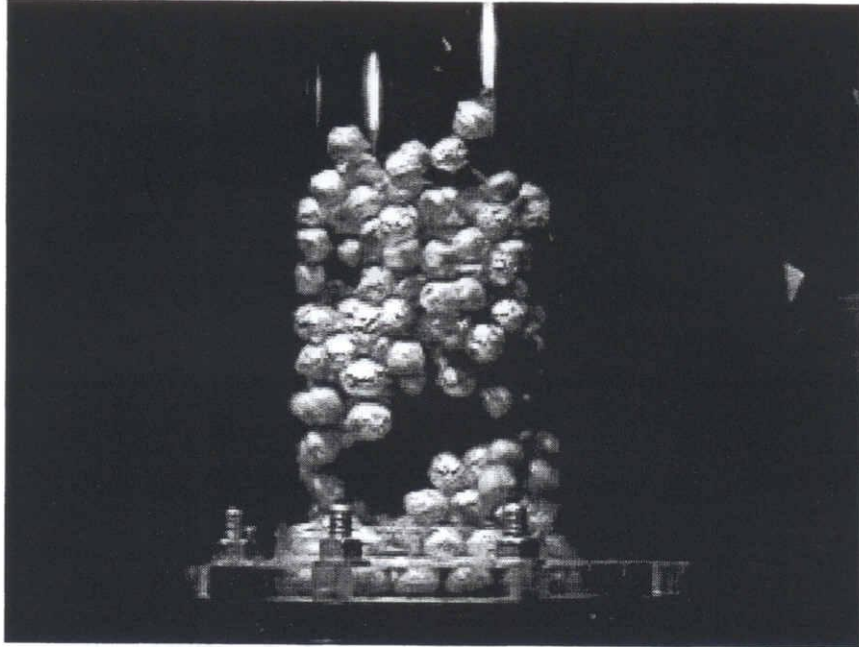
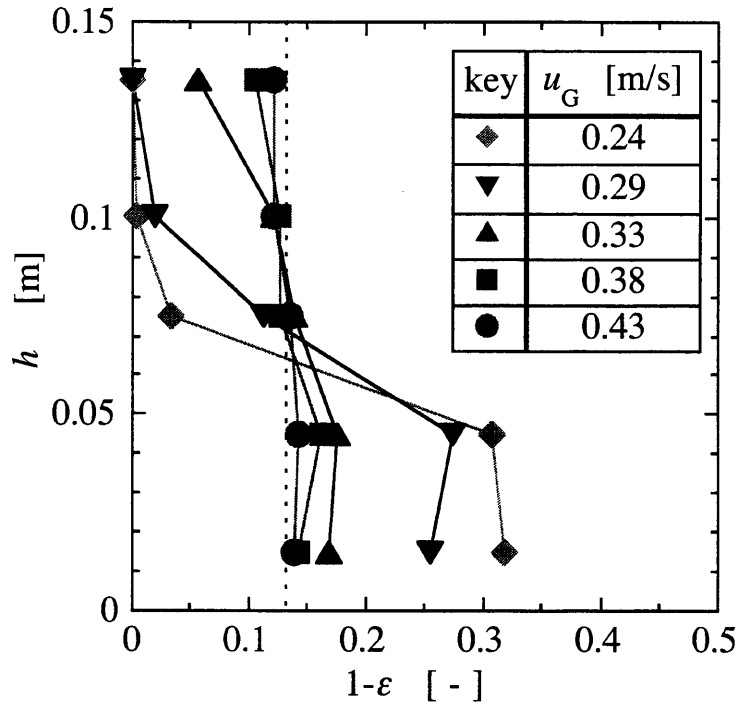
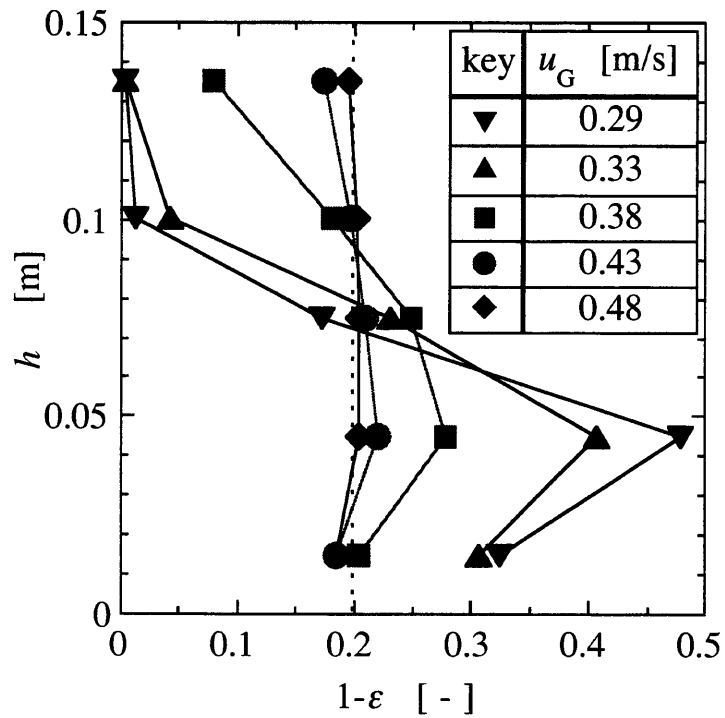


Fig. 4 Photograph of fluidization of the beads.



(a) 200 beads ($1-\varepsilon=0.132$)



(b) 300 beads ($1-\varepsilon=0.198$)

Fig. 5 Beads holdup profile along height of the bed for different gas superficial velocity.

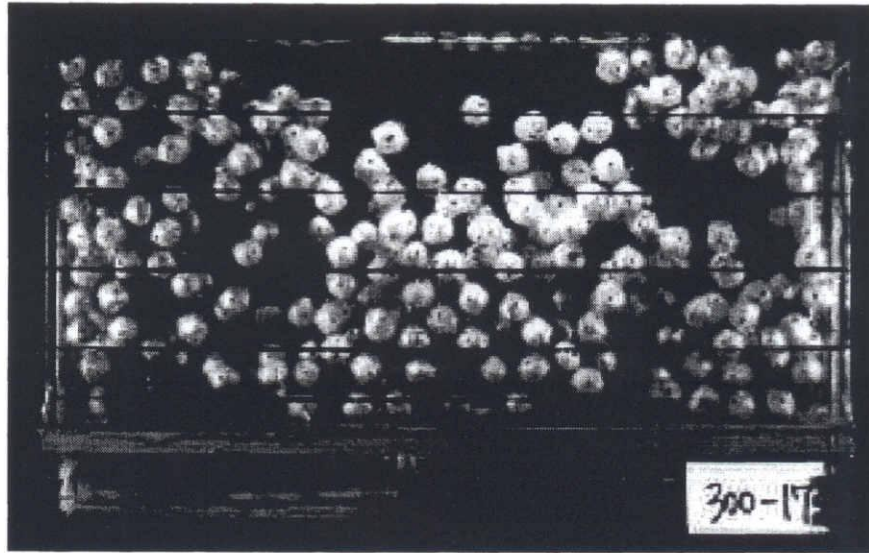


Fig. 6 Photograph of fluidization of 300 beads and $u_G=0.43$ m/s.

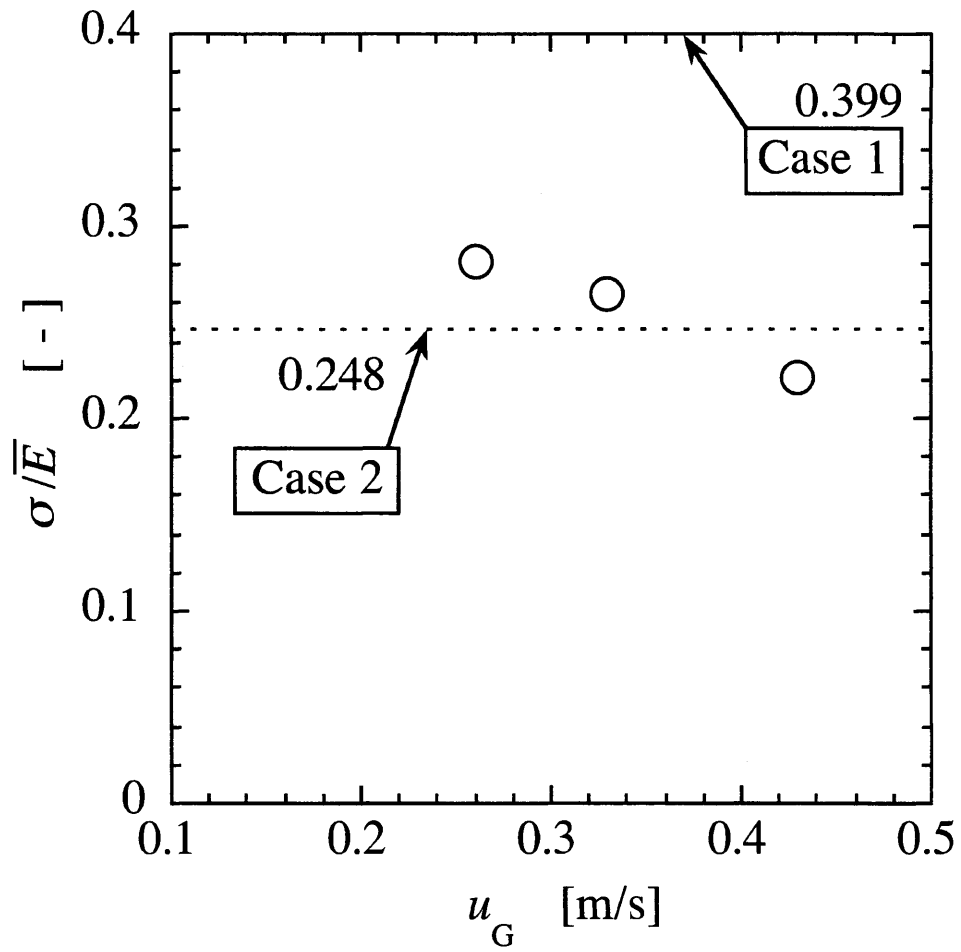
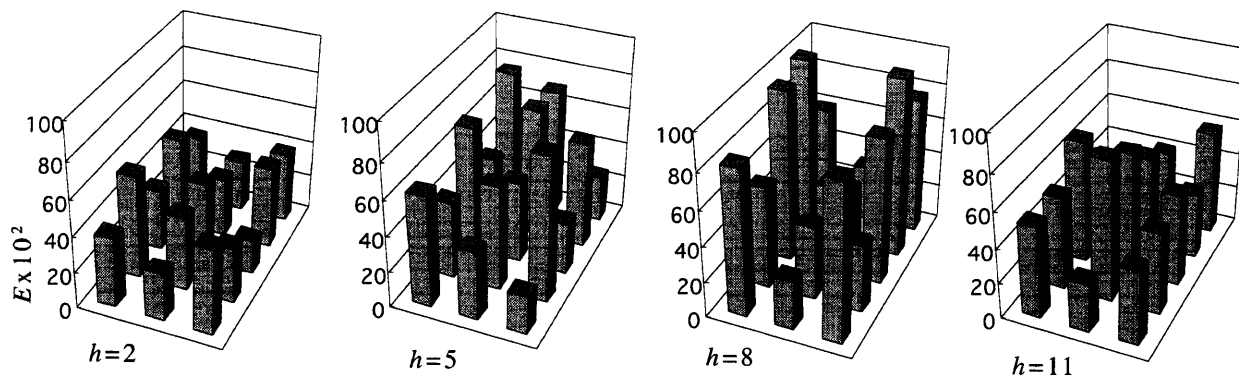
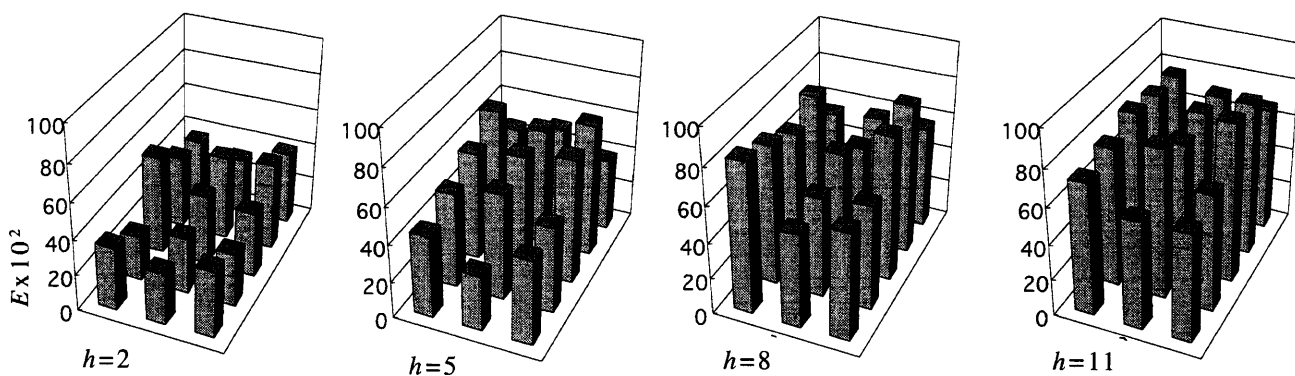


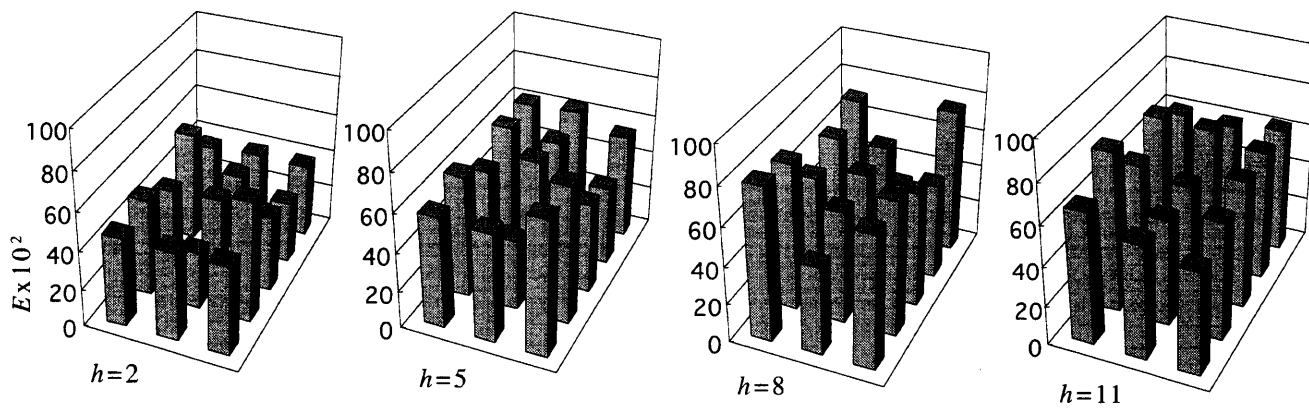
Fig. 7 Effect of gas superficial velocity on relative deviation of electric field intensity profile (200 beads or $1-\varepsilon=0.132$)



(a) Case 1



(b) Case 2



(c) Case 5

Fig. 8 Profile of electric field intensity in applicator ($1-\epsilon=0.198$).

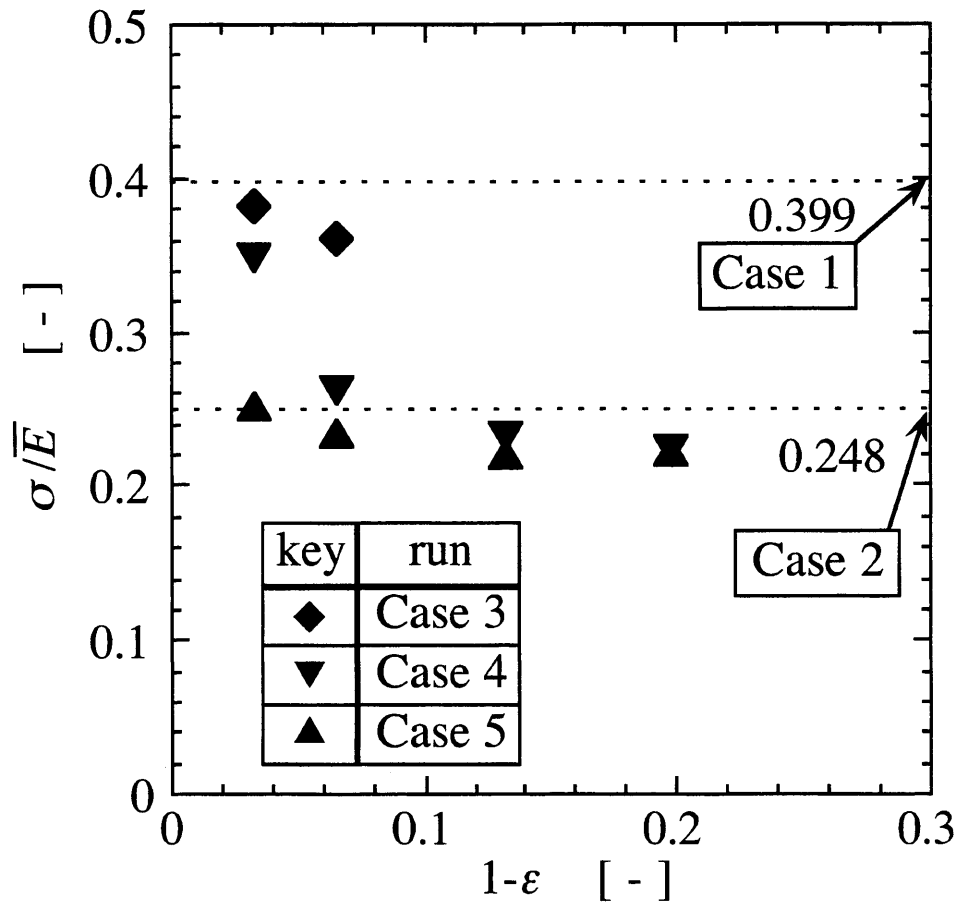


Fig. 9 Correlation of relative deviation of electric field intensity profile against beads holdup.

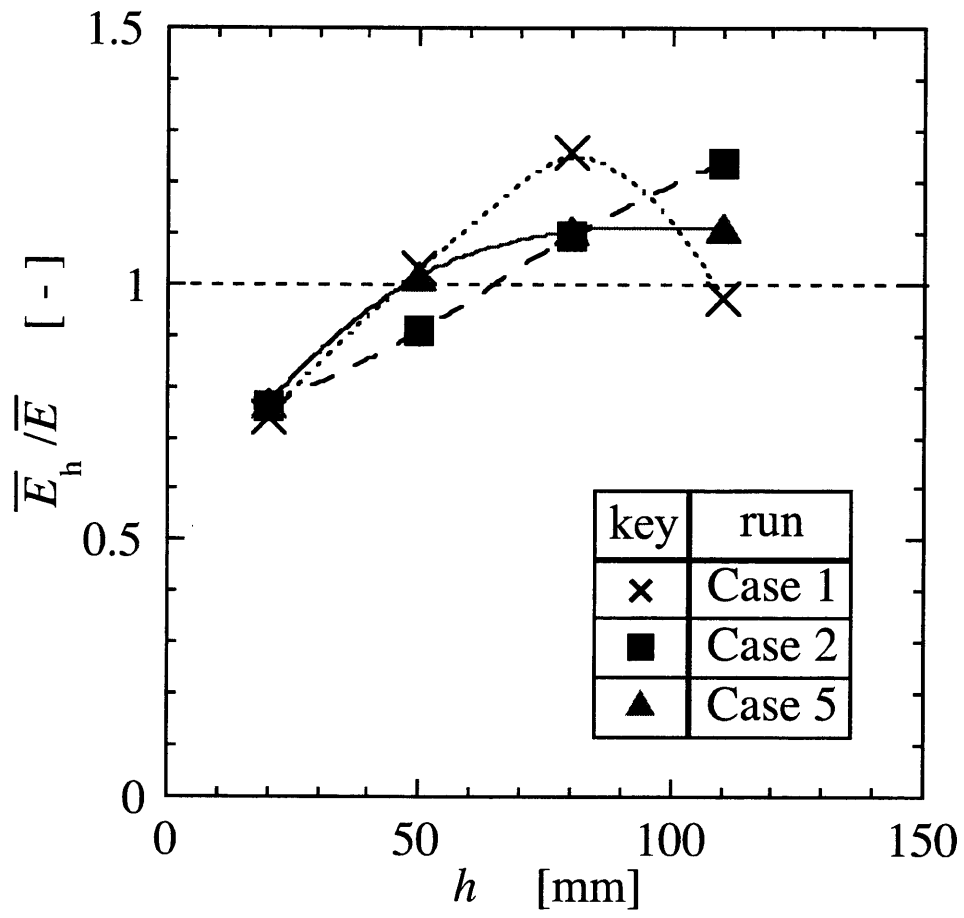


Fig. 10 Average electric field intensity along height in the applicator
($1-\epsilon=0.198$).

第2章

火炎輻射特性に与えるマイクロ波の影響

緒 言

メタンなどの燃焼場にマイクロ波を照射した場合、火炎中の自由電子、活性化学種または気体分子の回転・振動エネルギー等が電磁作用によって励起され、二酸化炭素や水蒸気の量子力学的エネルギー状態が平衡状態とは異なることが予測される。これがひいては、レーザー発振の必要条件となる反転分布が達成されるものと考えられる。本研究では、このような励起に伴うエネルギー準位間の遷移状態の変化を赤外線吸収特性の変化として分光学的に計測することにより、マイクロ波による気体分子への励起作用について検討した。

1. 実験装置および方法

本分光計測系の概略図を Fig. 1 に示す。試験装置は、分光計測部、マイクロ波照射装置および燃焼器から構成されている。分光計測部の分光器には、フーリエ変換赤外分光光度計（日本分光製 FT/IR-620LN）を用いた。分光器はマイクロ波照射される燃焼器内火炎の吸収スペクトル計測を行うために、光源の干渉光を外部へ取り出し、火炎場を透過して火炎の対向位置で受光することにより分光計測できるようにするために、MCT センサーを外付けにするなどの改造を行った。

マイクロ波照射装置（東京電子製）は、ジェネレーターで発振されたマイクロ波をパワーメーター、3スツタブチューナー、導波管を通して燃焼器の設置された円筒形アプリケーションへ導入される。ジェネレーターの出力は可変で、最大出力 1 kW であり、パワーモニターにより出力をモニターすることができる。本実験ではマイクロ波の発振周波数は、一般に利用されている 2.45 GHz とした。

燃焼装置はマイクロ波照射を可能とするために、外径 55 mm、肉厚 2.5 mm の石英ガラス管製であり、その詳細図を Fig. 2 に示す。燃焼はできるだけ安定した平面火炎とするために、対向流拡散火炎方式を採用した。したがって、燃料と空気はそれぞれ燃焼管下部および上部から導入し、整流作用のため両側に設置したセラミックスハニカムおよび石英ガラス製多孔板を通して対向流燃焼を行わせた。火炎位置は導波管の中心部に形成されるよう燃焼管を調整し、分光計測はマイクロ波照射とは直角方向の平面火炎中心に干渉光を通過させて分析した。燃料には天然ガスの主成分であるメタンを用いた。

2. 結果および考察

Figs. 3~11 は、火炎場の赤外吸収スペクトルに与えるマイクロ波出力、メタン流量および空気流量の影響を示したものである。いずれのスペクトルも主に二酸化炭素および水蒸気の吸収バンドが顕著に見受けられた。スペクトル形状は、メタンや空気流量によりやや異なる結果が得られた。特に二酸化炭素の 4.2 μm バンドの吸収は他の吸収に比べて著しく表れているが、この吸収バンドの形状および強さがメタンと空気流量によって異なる傾向を示した。この傾向の主な原因としては、メタンや空気の流量が大きいかまたは両ガスの流量差が大きい場合には、火炎が乱れて分光器のスキャン中に計測領域で二酸化炭素の濃度または振動エネルギー状態の非定常な変動が生じることにより、時間平均化されて吸収バンド中心がやや丸みを帯びてきたためと考えられる。

一方、マイクロ波照射のパワーの影響については、上述の同様の火炎状態のため全般に火炎の激しいゆらぎ等により高い感度での吸収スペクトル分析が困難であったこともあり、あまり明確な変化は見受けられなかった。しかし、メタン流量 1.6 l/min、空気流量 14.0 l/min のとき対向流火炎は比較的安定しており、二酸化炭素の 4.2 μm バンドでマイクロ波強度によって吸収ピークに若干の差異が認められた。そこで、このバンド領域について、赤外線波長の分解能を高くして分析したスペクトルを Fig. 12 に示す。この場合にも、回転エネルギーの狭域バンドまでは分光器の波長分解能的には十分であるものの、火炎ゆらぎなどのために分解することはできなかった。しかし、マイクロ波の出力増大に伴い、赤外線吸収量は小さくなる傾向が見受けられた。この二酸化炭素の 4.2 μm バンドは分子の基底状態 (000) から振動エネルギー準位 (001) への遷移によるもので、基底状態のポピュレーションの増加に伴い吸収スペクトルは大きくなる。もし、マイクロ波照射により炭酸ガス分子振動モードが励起されるならば、上位エネルギー準位のポピュレーションが増加してこの波長領域のバンドで赤外線吸収が低下する。このような傾向は、励起エネルギー源であるマイクロ波出力が大きくなるほど顕著になる。したがって、Fig. 12 の吸収スペクトルの結果から、マイクロ波照射により振動エネルギー準位 (001) のポピュレーションが増加するポンピング効果が得られたものと考えられる。

以上の結果から、さらに多角的な確認および検討が必要であるものの、火炎場にマイクロ波を照射することにより二酸化炭素の分子振動エネルギーを励起させ、反転分布を実現させる可能性が示唆された。

結 論

メタン-空気の対向流拡散火炎にマイクロ波を照射した場合の、火炎中ガス輻射特性に与える影響について、FT/IR による赤外吸収分光分析により検討した。その結

果、以下の知見が得られた。

1) 赤外吸収スペクトル形状は、メタンおよび空気流量により異なり、特に二酸化炭素の 4.2 μm バンドで差異が顕著となった。

2) 二酸化炭素の 4.2 μm バンドでは、流量が大きいまたは流量差が大きいほど火炎の乱れまたはゆらぎにより、丸みを帯びる傾向となった。

3) マイクロ波照射した場合、二酸化炭素の 4.2 μm バンドにおいて出力の増大に伴い吸収スペクトルが低下する傾向が確認され、マイクロ波が分子振動モードを励起する作用を有していることを明らかにした。

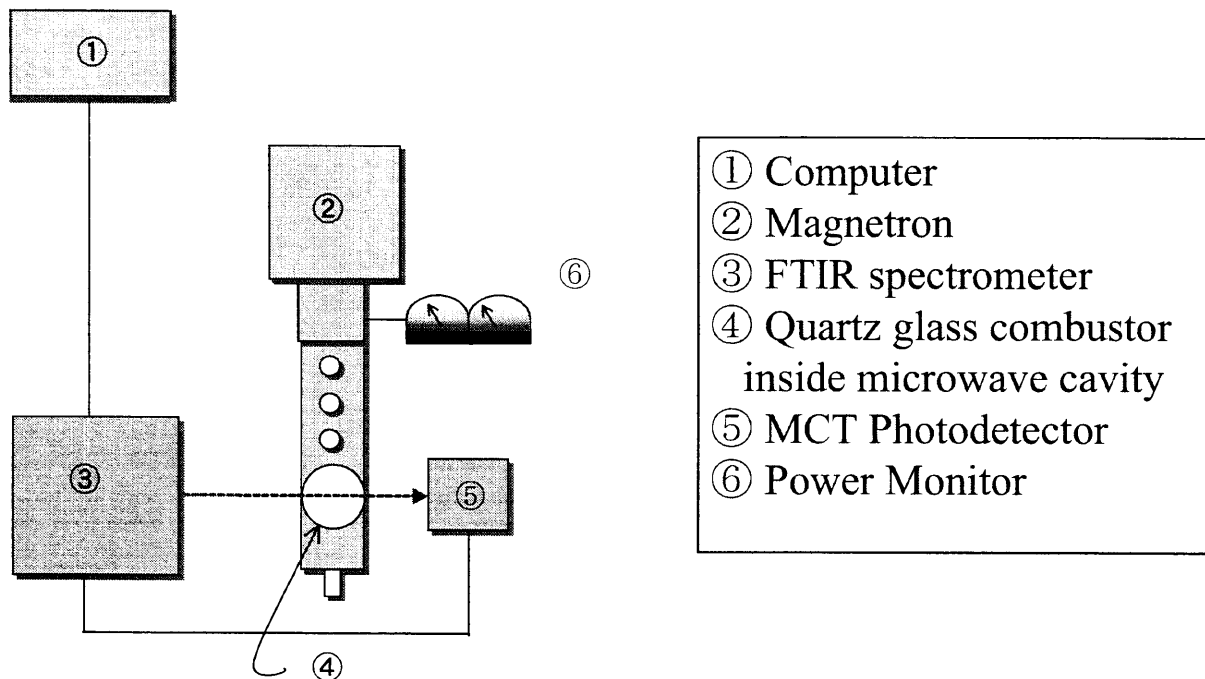


Fig. 1 Gas radiation measurement system in flame under microwave irradiation by FT/IR spectrometer

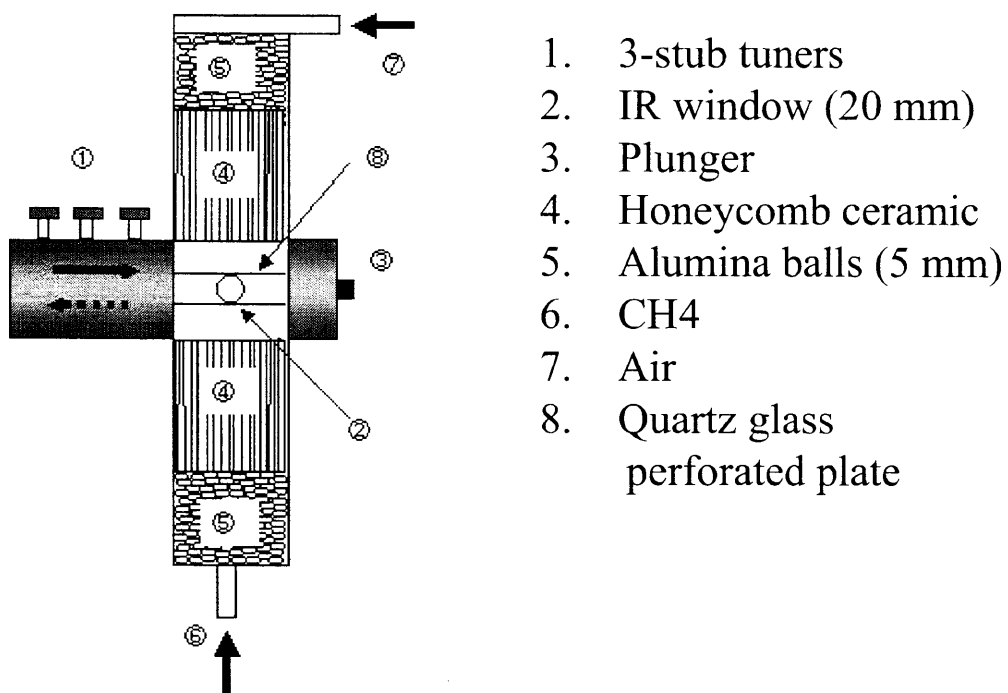


Fig. 2 Schematic drawing of opposite flow diffusion burner

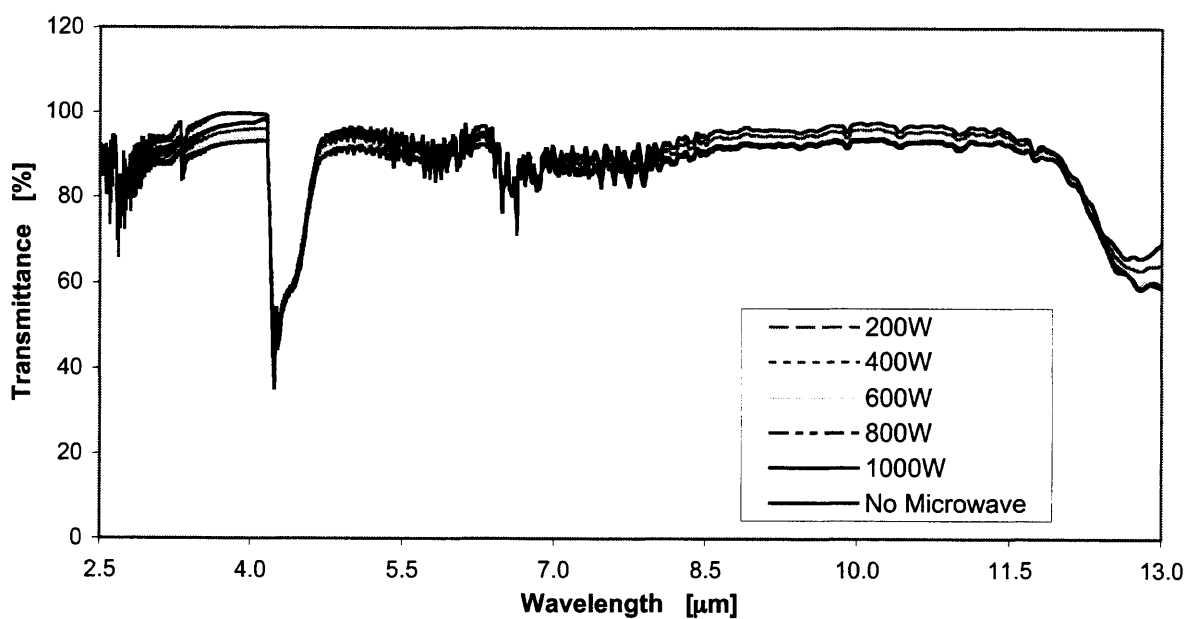


Fig. 3 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 1.0 l/min, air: 14.0 l/min)

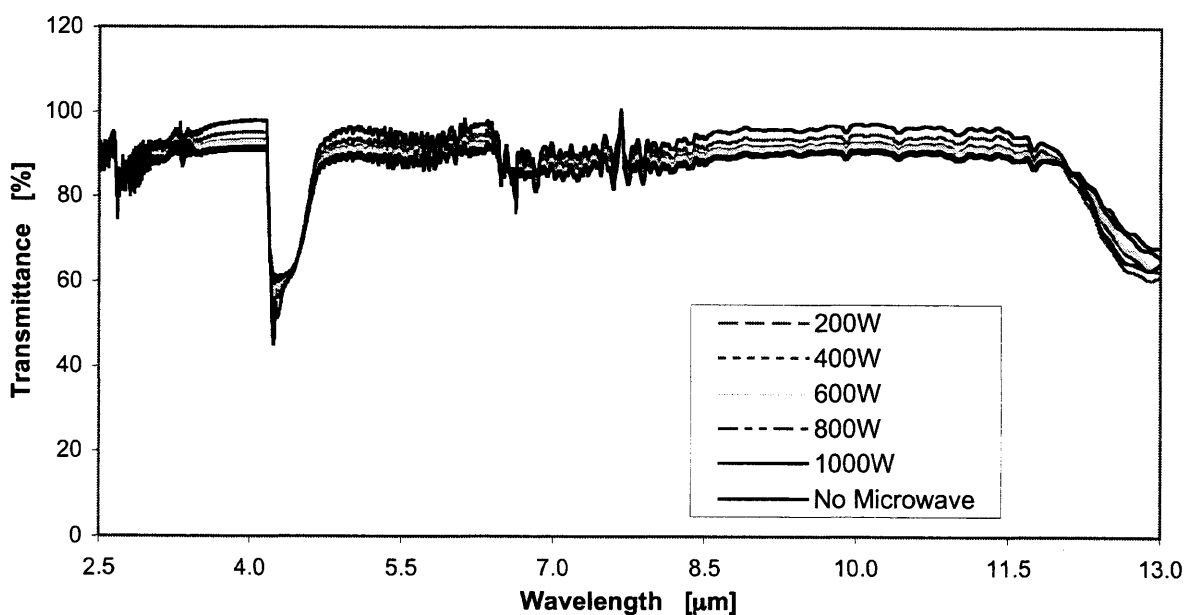


Fig. 4 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 1.6 l/min, air: 14.0 l/min)

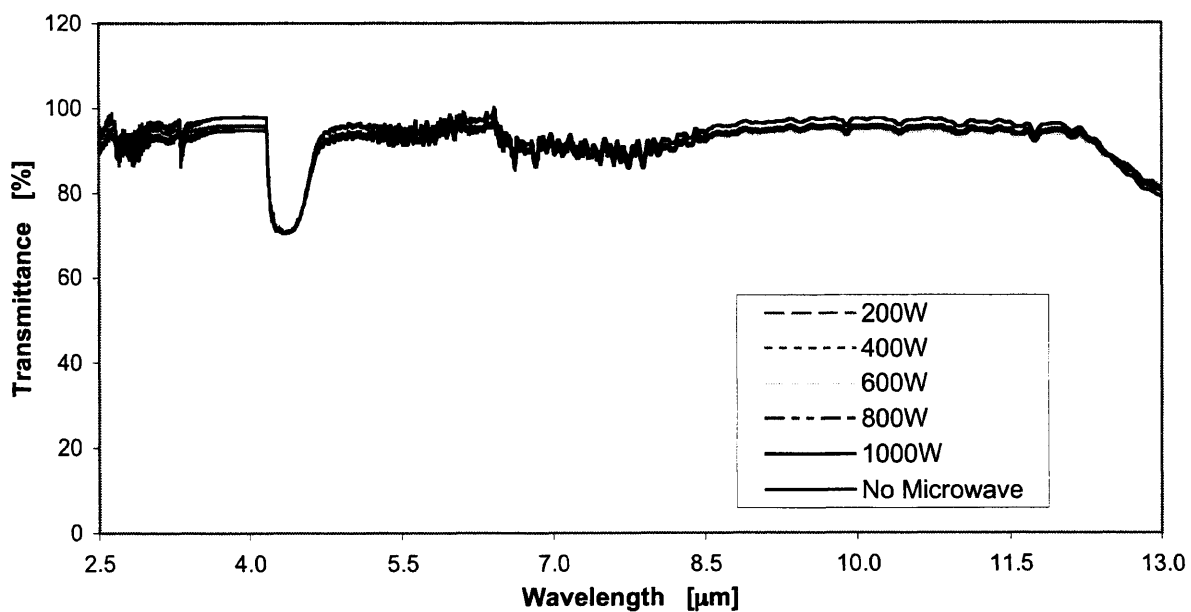


Fig. 5 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 2.0 l/min, air: 14.0 l/min)

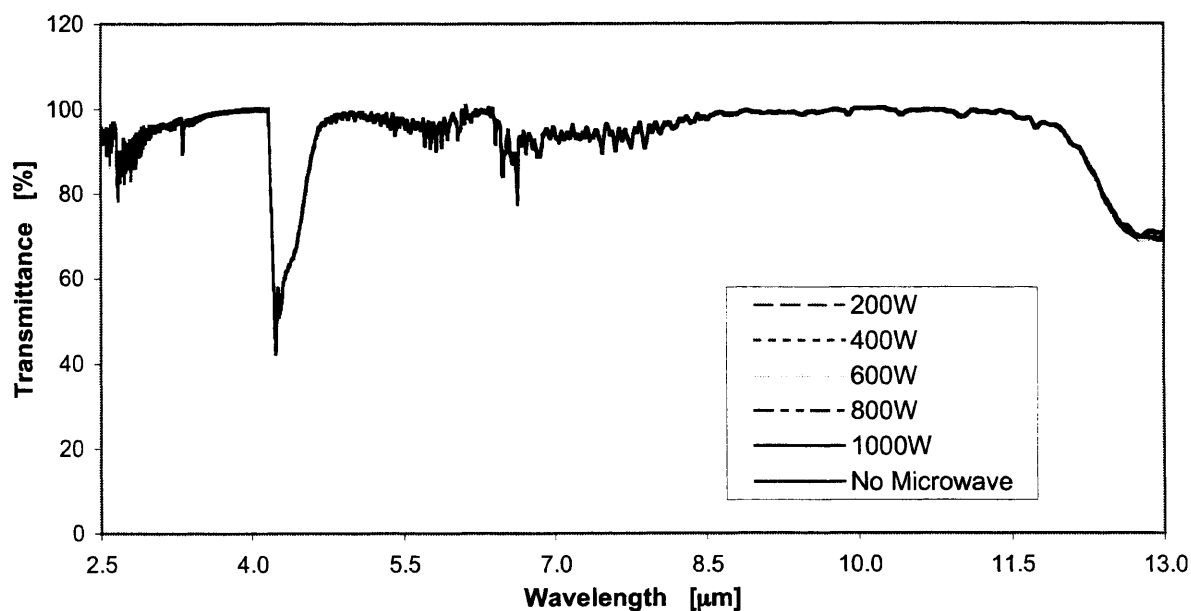


Fig. 6 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 1.0 l/min, air: 16.0 l/min)

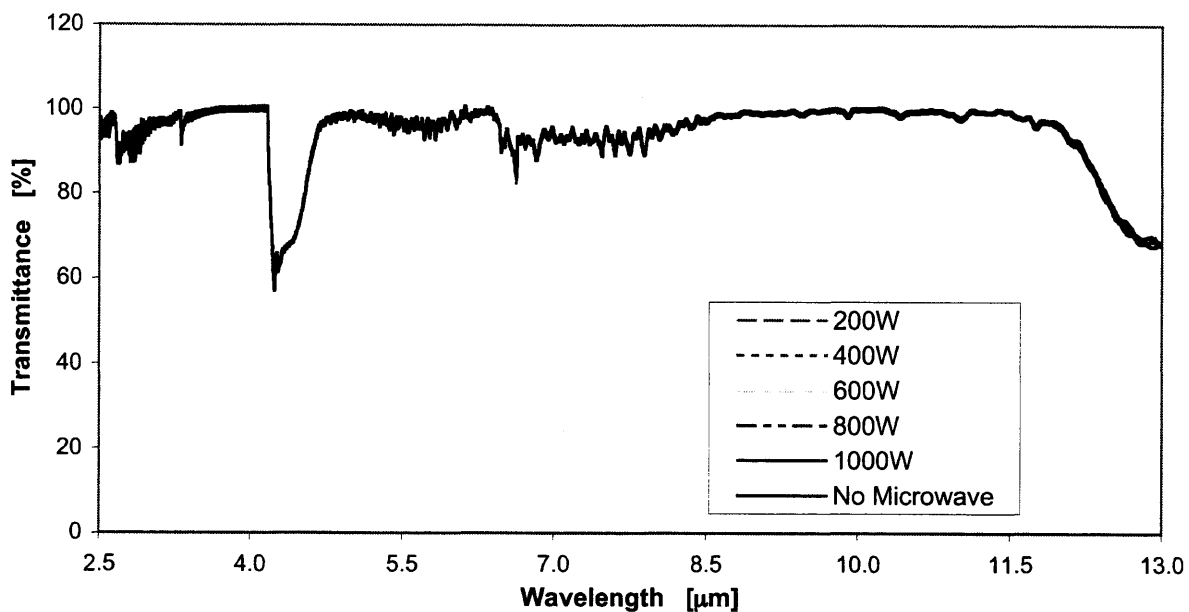


Fig. 7 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 1.6 l/min, air: 16.0 l/min)

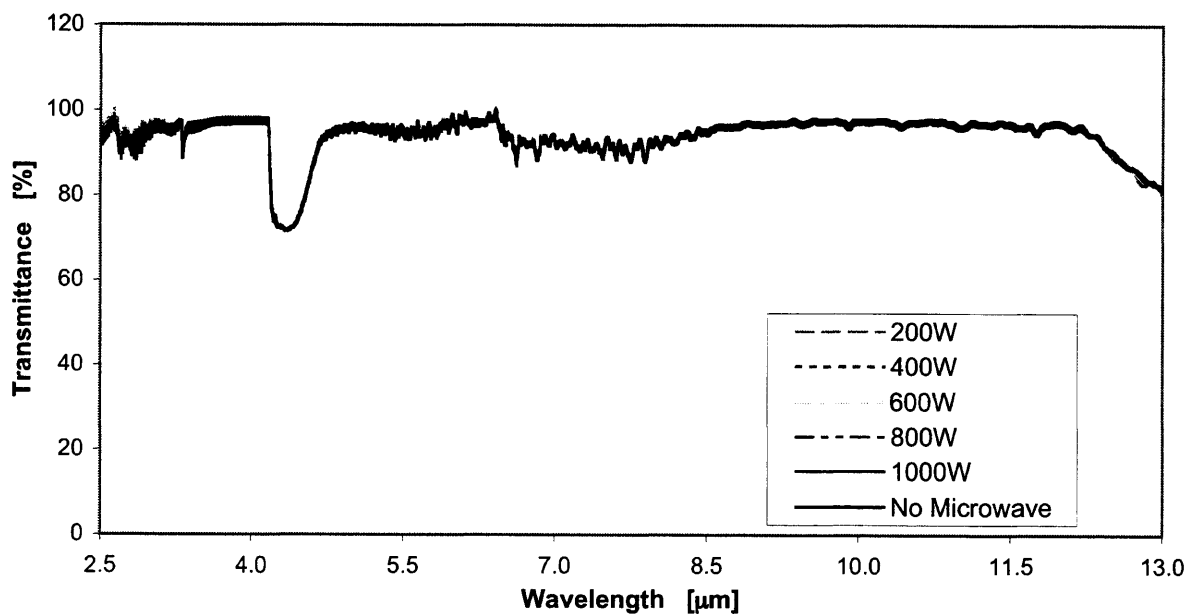


Fig. 8 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 2.0 l/min, air: 16.0 l/min)

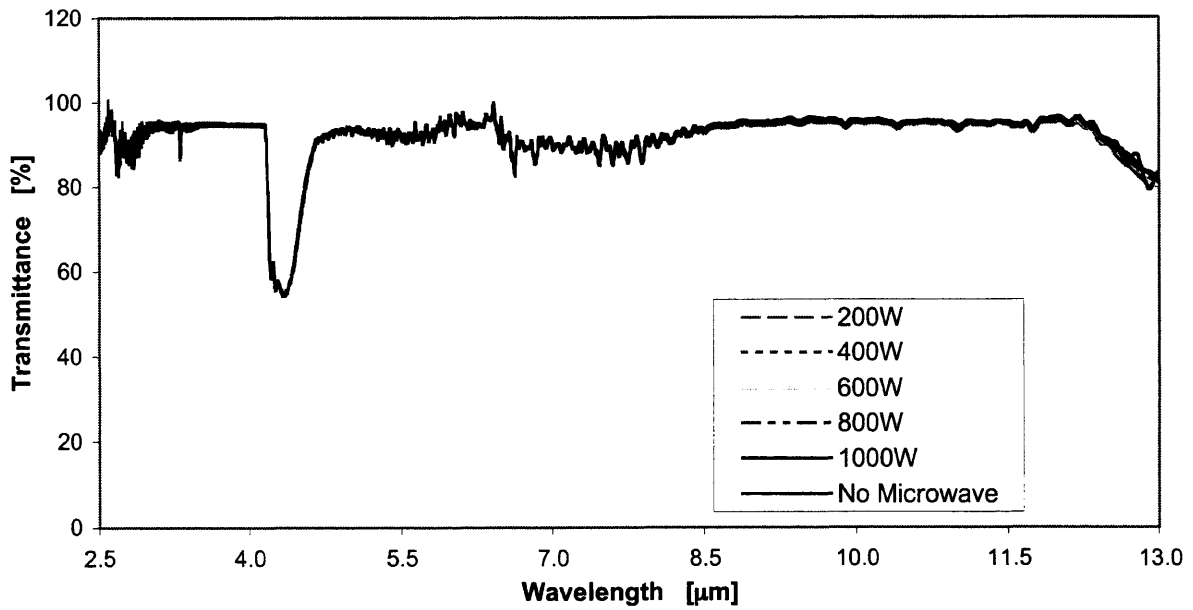


Fig. 9 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 1.0 l/min, air: 18.0 l/min)

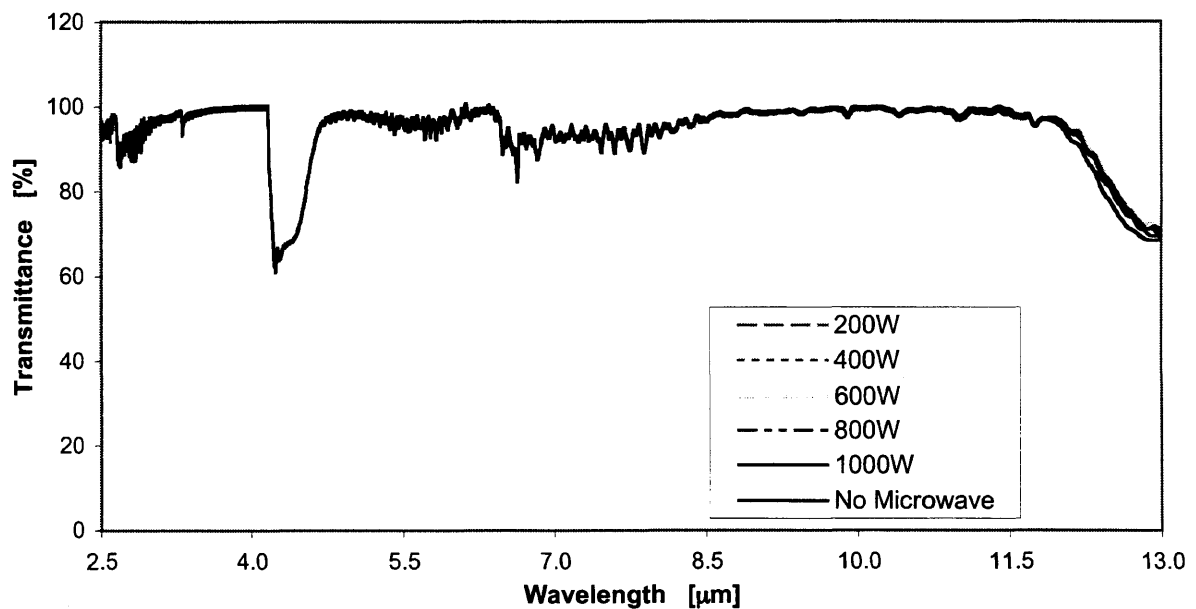


Fig. 10 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 1.6 l/min, air: 18.0 l/min)

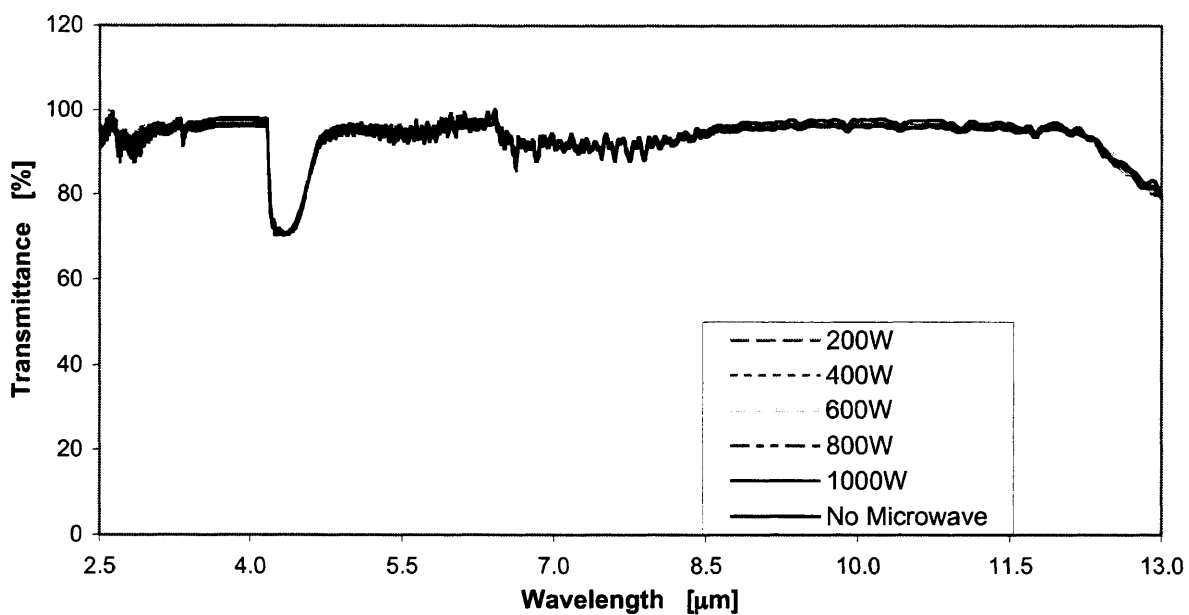


Fig. 11 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 2.0 l/min, air: 18.0 l/min)

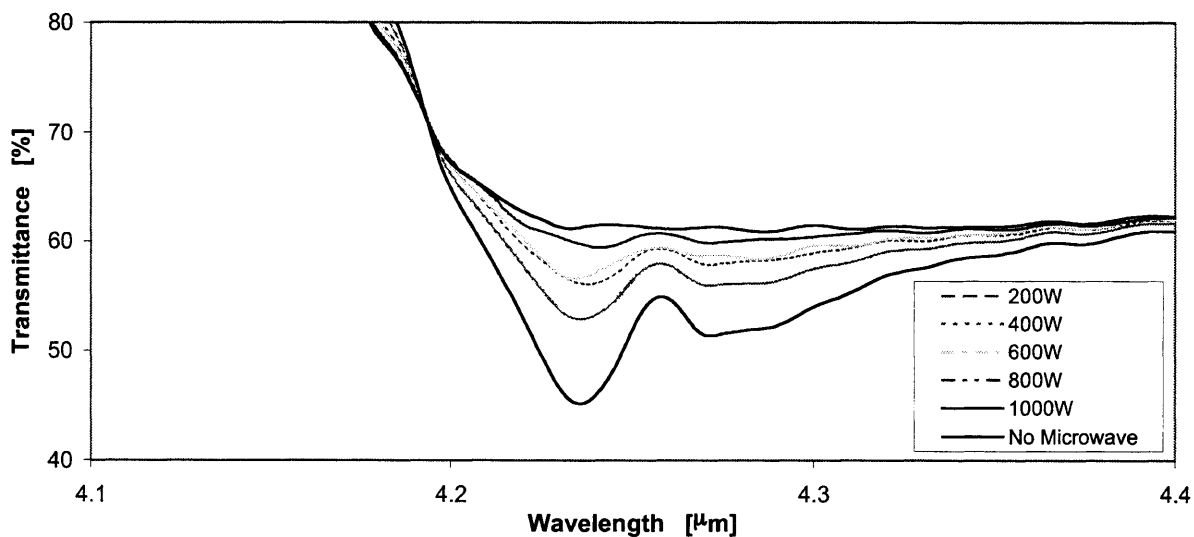


Fig. 12 FT/IR spectra of CH₄-air flame at varying microwave power (Opposite-flow diffusion flame, CH₄: 1.6 l/min, air: 14.0 l/min)

第3章

マイクロ波励起されるメタン-空気燃焼場の微少利得 とレーザー発振出力

緒 言

第2章では、メタン-空気の対向流火炎にマイクロ波を照射した場合、電磁作用によって二酸化炭素の $4.2 \mu\text{m}$ バンドが励起されることを明らかにした。そこでこのような励起作用により、一例として炭酸ガスレーザーと同様の分子振動エネルギー準位間でレーザー発振の必要条件となる反転分布が達成される可能性を有するものと考えられる。本研究では、このような励起に伴うエネルギー準位間の反転分布実現の可否について、分光学的に炭酸ガスレーザーをプローブレーザーとして用いて、 $10.6 \mu\text{m}$ 波長の微少利得（ゲイン）計測を行うとともに、炭酸ガスレーザー発振出力とゲインとの相関関係について検討した。さらに、本方式の励起作用とレーザー発振機構について、若干の考察を加えた。

1. 実験装置および方法

本試験装置の概略図を Fig. 1 に示す。試験装置は、光学的ゲイン計測部、マイクロ波照射装置および燃焼器から構成されている。ゲイン計測部のプローブレーザーには最大出力 10 W 、発振線波長 $10.6 \mu\text{m}$ の炭酸ガスレーザーを用いた。レーザービームはスプリッターにより2本のビームに分割され、1本のビームは入射強度モニター用の参照光源として赤外線センサーにより光強度の連続計測を行った。もう一方のビームは火炎場へ導入して、その透過光強度変化を参照光側と同様に連続計測を行った。これら2本のレーザービーム強度の測定には、光応答性の高い MCT センサーを用いた。ただし、MCT センサーへエネルギー密度の強いレーザービームを直接導入することができないため、参照側および計測側両方のビームを予め拡散反射鏡で拡散反射させることによりエネルギーを減衰させた上で、その一部の反射光のみをセンサーで計測し、それらの信号の相対値で評価を行った。

マイクロ波照射装置（東京電子製）は、ジェネレーターで発振されたマイクロ波をパワーメーター、3スツタブチューナー、導波管を通して燃焼器の設置された円筒形アプリケーションヘ導入される。ジェネレーターの出力は可変で、最大出力 1 kW であり、パワーモニターにより出力をモニターすることができる。本実験ではマイクロ波の発振周波数は、一般に利用されている 2.45 GHz とした。

燃焼装置はマイクロ波照射を可能とするために、外径 55 mm 、肉厚 2.5 mm の石英ガラス管製であり、第2章の Fig. 2 に示す燃焼器と同様のものを用いた。したがって、燃焼はできるだけ平面火炎がマイクロ波照射場およびプローブレーザー通過位置に安定して形成させるために、対向流拡散火炎方式を採用した。燃料と空気はそ

れぞれ燃焼管下部および上部から導入し、整流のため両側に設置したセラミックスハニカムおよび石英ガラス製多孔板を通して対向流燃焼を行わせた。燃料には天然ガスの主成分であるメタンを用いた。

2. 結果および考察

Fig. 2 は、2本のプローブレザービームから得られる MCT 信号の実測結果を示したものである。MCT Detector 1 は参照ビーム側、MCT Detector 2 は計測対象側の信号を示す。火炎場にマイクロ波をステップ的に照射すると、火炎場を通過した MCT 信号は増大し、照射を停止すると元に戻る傾向が観察された。参照側の信号は変化が認められないことから、このような変動はマイクロ波照射に伴う電磁波障害等によるノイズとは考えられず、マイクロ波が火炎に何らかの作用を与えたものと考えられる。一般に熱的に平衡状態にある分子のエネルギー状態分布では、上位準位にある分子ほどポピュレーションは小さいため、外部光源に対してマクロ的には吸収として観察されることになる。しかし、本図の結果では、火炎へ入射するレーザービームよりも通過後のビームは増幅されたことになる。このような現象は、火炎構造の変化による屈折の影響も考えられるが、これについては予め光軸調整段階で最大の信号が得られるよう調整を行っていることと、図のような現象の再現性から、マイクロ波励起により二酸化炭素分子の振動エネルギー準位 (100) と (001) の間で反転分布が生じて誘導放射により微少利得 (ゲイン) が得られたものと考えられる。

一般には、マイクロ波の発振周波数は 2.54 GHz であるため量子力学的には基底状態の二酸化炭素分子の振動エネルギーを励起するほどの量子エネルギーを有していない。しかし、このような励起作用による反転分布が生じる原因としては、Fig. 3 に示すように、火炎中の自由電子またはイオン、ラジカル等がマイクロ波の電磁作用により一旦励起され、これが 2 次的に基底状態の窒素や二酸化炭素を励起し、 $v=1$ または (001) の上位の振動モードへ遷移するためと考えられる。

以上の事実から、火炎中のように著しく反応活性な場にマイクロ波を照射することにより、電磁波エネルギーを有効に吸収して、熱力学的に非平衡状態である分子振動エネルギーの反転分布を効率よく達成させることができるものと期待される。このような方式のレーザー発振を模式的に示したものが、Fig. 4 である。すなわち、燃焼エネルギーを利用して反応活性な状態にすることにより、火炎中の分子を一部励起状態にしておき、さらに補助的にマイクロ波の励起作用で大きな反転分布を実現させることで、レーザー発振の高出力、高効率化を図ることが可能と考えられる。

Fig. 5 は、参考のために誘導放射による種々のゲインの値 G について、レーザー

出力と有効光路長との関係を計算したものである。ゲインが 1 cm^{-1} 程度以上のとき、光路長が短く小型装置で高い出力のレーザー発振が可能になると考えられる。Fig. 6 に、このようなマイクロ波励起式燃焼レーザー発振装置のイメージ図を示した。

結 論

メタン-空気の対向流拡散火炎にマイクロ波を照射した場合に、火炎中を透過する炭酸ガスレーザービーム強度の変化を計測した。その結果、レーザービームに伴う誘導放射によるゲインが観察され、マイクロ波の励起作用により二酸化炭素分子振動エネルギーの反転分布が実現されることを実証した。また、マイクロ波の励起作用のメカニズムについても明らかにし、新たな高出力高効率レーザーの可能性について示唆した。

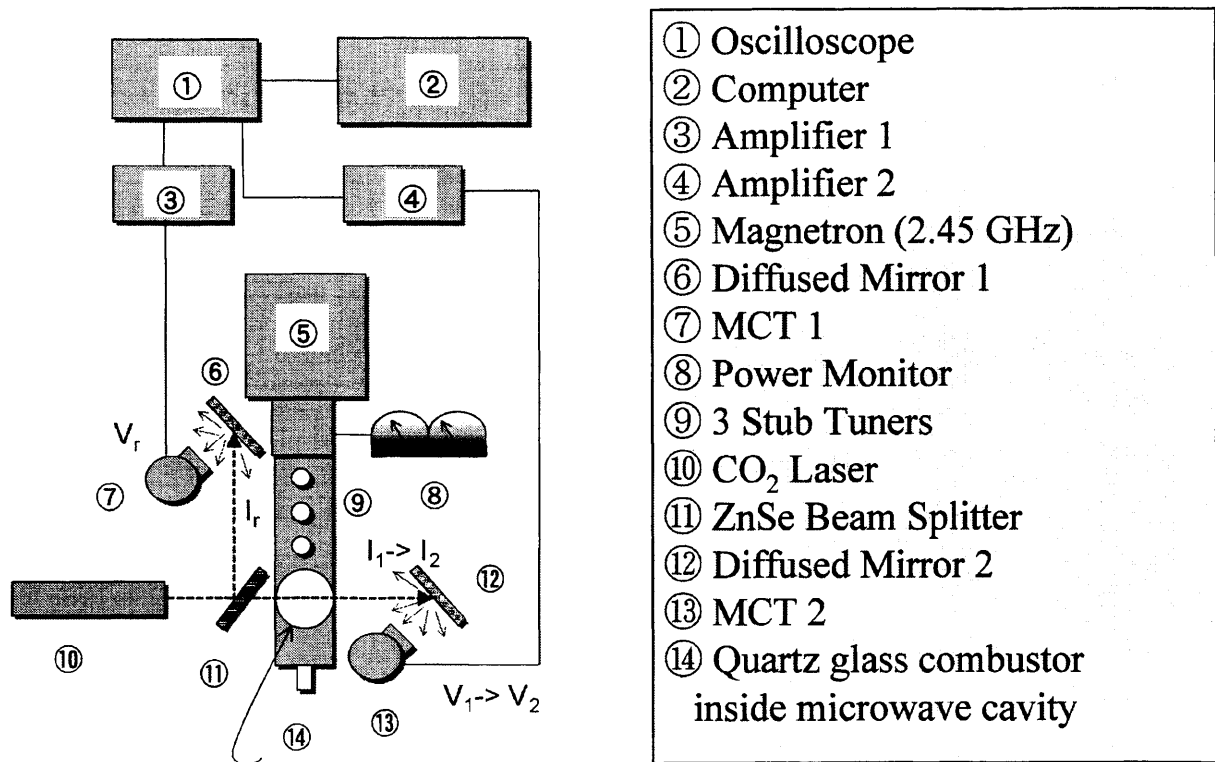


Fig. 1 Experimental setup for optical measurements of gains by stimulated emission

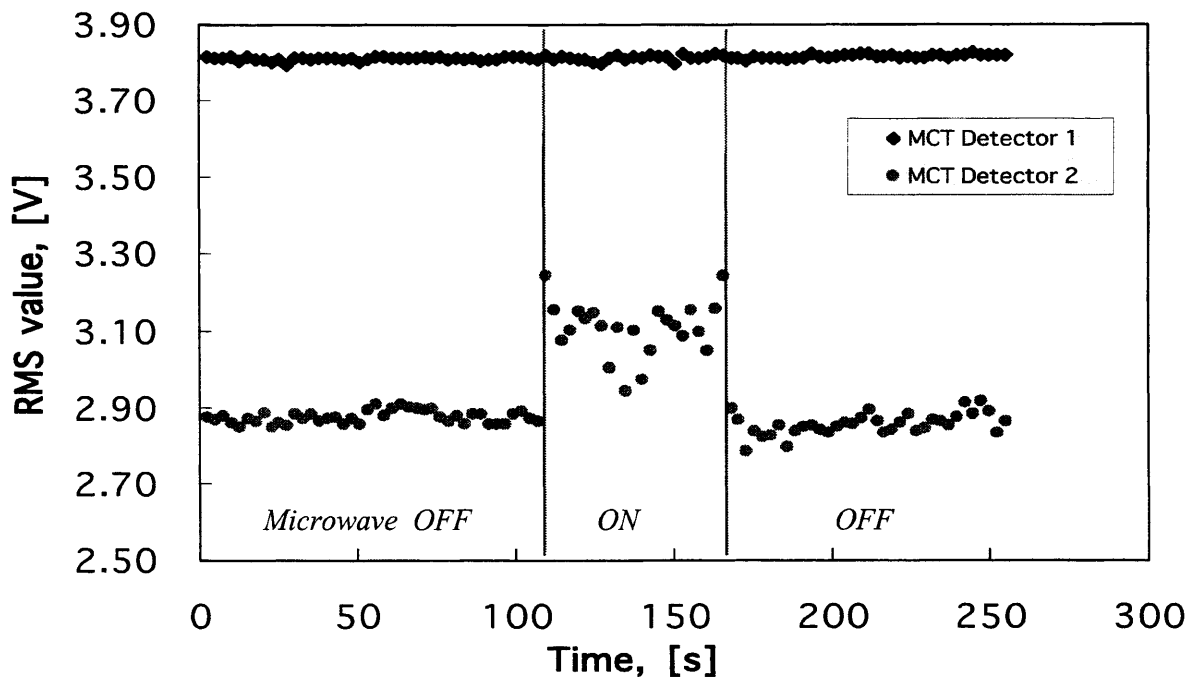


Fig. 2 MCT signal indicating the amplification due to population inversion induced by microwave irradiation

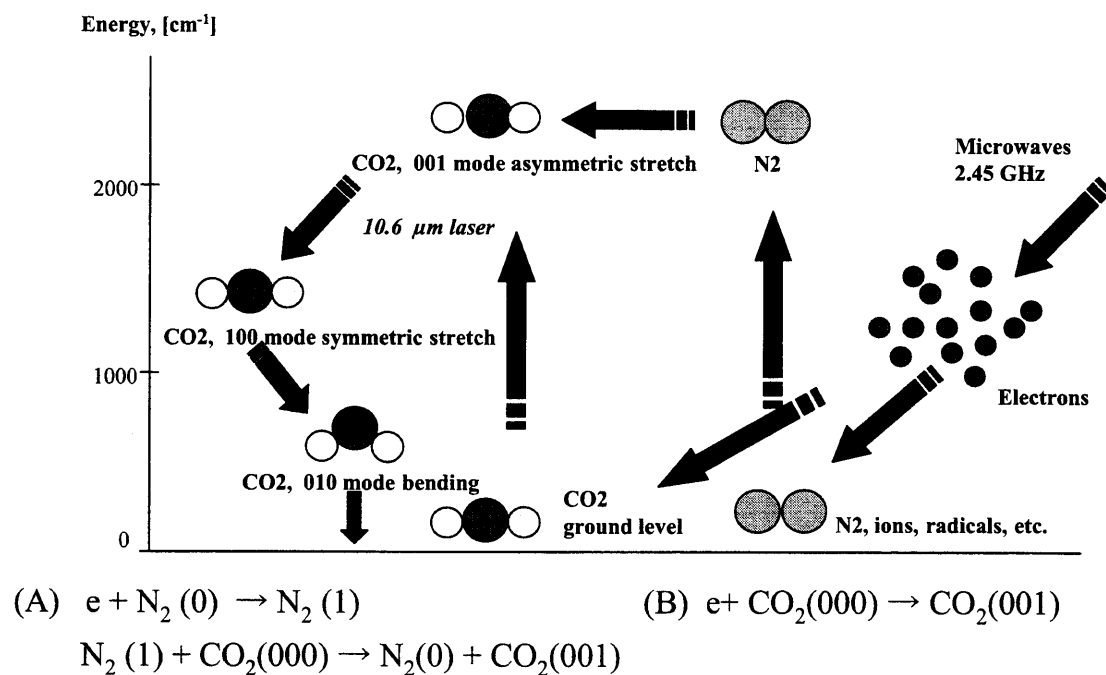


Fig. 3 Principle of excitation of CO₂ molecules irradiated by microwave

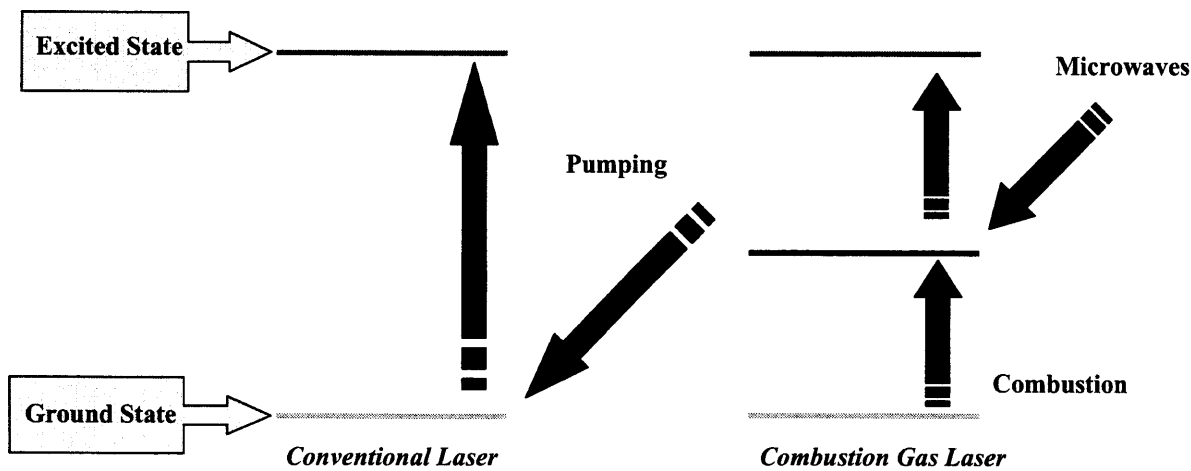


Fig. 4 Conceptual drawing of combustion laser excited by microwave irradiation

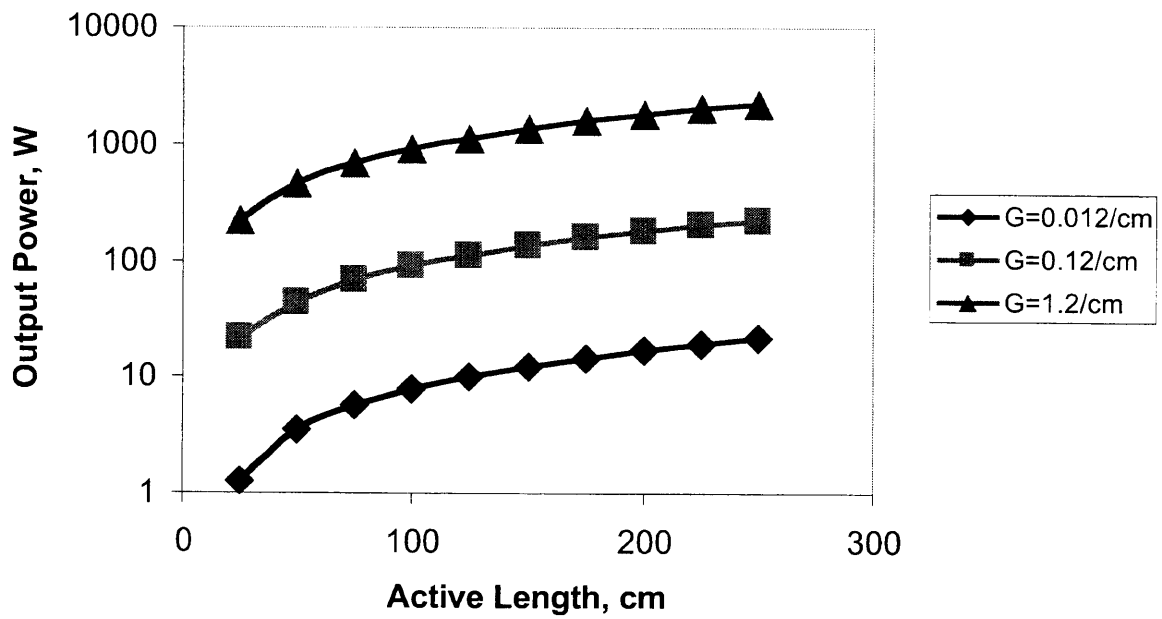


Fig. 5 Expected output power against of active optical length in different small signal gains

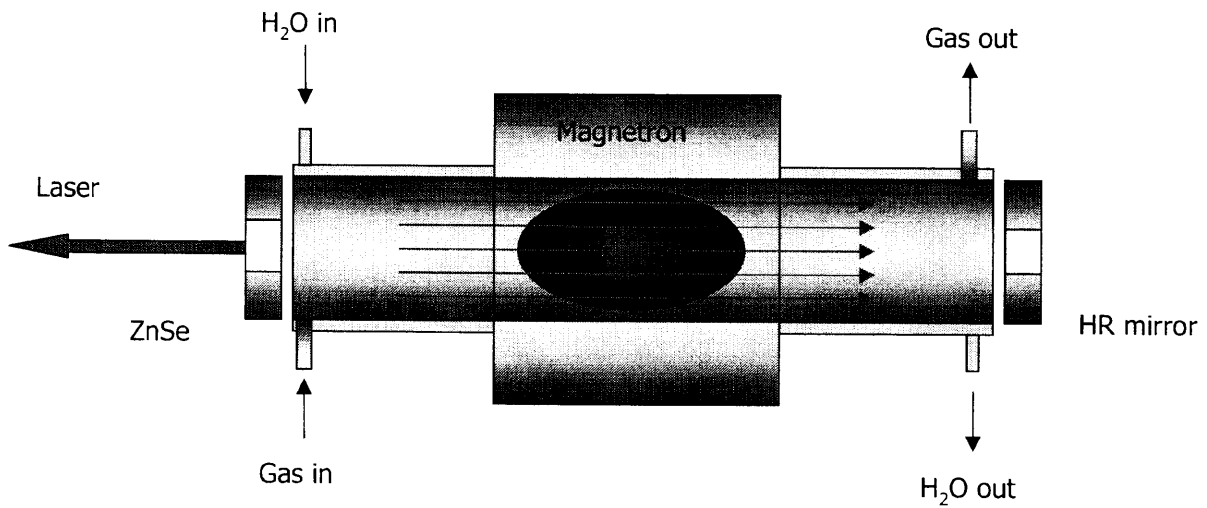


Fig. 6 Schematic image of the present combustion laser with excitation of microwave

第4章

多孔体バーナーにおいてマイクロ波照射されるメタン-空気予 混合燃焼火炎の反転分布

Abstract

A small signal gain was detected using a CO₂ laser during microwave-enhanced combustion of methane-air mixture in a ceramic burner suggesting perturbation of the assumed Boltzmann distribution of molecular energy levels. An increase in the signal ratio of two MCT photodetectors when the combustion zone was irradiated by microwaves (2.45 GHz) indicated amplification of infrared radiation (10.6 μ m), hence the possibility of using the system for laser applications. However, statistical analysis reveals that varying levels of microwave power were not significantly different.

Introduction

During combustion, the vibration-rotation energy of molecules particularly CO_2 may increase to a non-equilibrium state by attack of radical species. It is possible that addition of microwave energy will further push a significant population of CO_2 molecules from the lower to the upper vibrational states until the assumed Boltzmann distribution of molecular energy levels is violated by population inversion and stimulated emission is more likely to occur than spontaneous emission. Hence, there is a possibility of laser application.

There have also been very few researches examining the phenomenon of population inversion in combustion processes under the influence of an electromagnetic field. Ogawa *et.al.* (1998) studied the effect of microwaves (2.45 GHz) on methane-air flame, but focused on measurements of the burnt-gas temperature, brightness and electron temperature. Their findings showed that the electrons in the flame absorb microwave energy. It might be possible that these electrons would transfer their energy to neutral species by collision (Bradley, 1986).

It is the goal of this research to develop a high efficiency and high power laser that has practical applications such as in the steel industry.

Experimental Setup and Procedure

Pyrex Burner

In Fig. 1, a double tube Pyrex burner (1.5 mm thick, outer tube 20 mm O.D.

and inner tube 10mm O.D) was placed inside the microwave cavity and premixed methane-air with an equivalence ratio, $\phi = 1.05$ was introduced from the bottom. The inner tube was positioned about 2 to 3 mm below the cavity orifice (18 mm I.D.) in order to position the flame into the path of the laser beam. The MCT ratios (r_2/r_1) were computed when the flame was exposed to microwaves at 200, 400, 600, 800 and 1000 W. The microwave generator used was the IMG-2502, SX from IDX Corporation with a frequency of 2.45 GHz and a maximum power of 1.3 kW.

Ceramic Burner (Two-Stage Combustion)

Figure 2 shows the quartz glass combustor (556 mm x 57 mm I.D. x 2.5 mm thick with a 5 mm aperture to allow the beam from a CO₂ laser to pass through) inside the microwave cavity that was used to study the effect of microwave energy on the combustion of premixed methane-air mixture. A layer of 5 mm alumina balls ensured proper mixing of the air and fuel followed by a honeycomb ceramic (150 mm x 50 mm diameter with pore size of 1.5 x 1.5 mm) to promote laminar flow prior to combustion. Experiments utilized primary and secondary combustion in order to position the flame zone containing radicals and free electrons in the microwave field and into the path of the laser beam. Rich methane-air mixture was introduced from the bottom of the combustor and primary flame was formed on the surface of the ceramic honeycomb. The primary combustion gas was subsequently met by air flowing through a quartz glass tube (1.5 mm thick, 10 mm O.D., 30 mm above the path of the laser beam) from

the top of the combustor producing secondary combustion. Combustion was carried out with a premixed $\phi = 1.14$ and a final $\phi = 0.71$. Microwaves irradiated the combustion zone at 200, 400, 600, 800 and 1000 W, after which the gain of the system was computed.

Optical Set-up

Figure 3 shows the optical set-up for measuring the small signal gain of the system. The original beam from a CO₂ laser (10.6 μ m) was made to pass through a ZnSe beam splitter and then dispersed by diffused mirrors. The signals were then detected by two MCT photodetectors, amplified and then recorded. Comparison of MCT ratios with microwave excitation versus MCT ratios without excitation indicated an attenuation or amplification of infrared radiation.

Results and Discussion

Pyrex Burner

Figure 4 shows Pyrex burner MCT ratios as a function of microwave power. Except for the data at 800 W, all the MCT ratios were less than 1.0 indicating no signal gain. This may be due to the fact that the population of chemical species in the flame absorbing microwave energy was very low to produce any significant change.

Ceramic Burner (Two-Stage Combustion)

Results of 2-stage combustion experiments are shown in Fig. 5. Amplification of radiation was observed on all levels of microwave power as depicted

by MCT ratios greater than 1.0. A maximum value of $G = 0.460$ was obtained when the combustion zone was irradiated by microwaves at 1000 W. It is presumed that radicals and free electrons absorbed microwaves and the energy was transferred to CO_2 molecules through collision. This caused a depopulation of the lower energy levels and accumulation of molecules in the higher levels thereby prompting stimulated emission of radiation.

In order to determine if the increase in MCT ratios was a result of amplification of radiation and not simply natural signal deviations, MCT ratios with combustion only were compared with MCT ratios without combustion. Results indicate a difference of only 0.027% in MCT ratios confirming that the increase in the ratios was due to microwave effects on combustion.

Table 1 shows the Analysis of Variance (ANOVA) (Gomez, 1984) performed on the data obtained using 5 levels of microwave power and 4 replicates in order to test if different levels of microwave power have a distinct influence on the small signal gain. The relevant equations used are shown below Table 1. The different levels of microwave power represent the treatments. Since the computed F value in the ANOVA table is less than tabular F values at 5% and at 1% level of significance, different treatments are not significantly different. In other words, the test failed to detect practical differences in 5 levels of microwave power.

Conclusion

There was no signal gain observed in experiments utilizing the Pyrex burner for various levels of microwave power. However, two-stage combustion experiments utilizing a ceramic burner in a quartz combustor yielded a small signal gain at a premixed equivalence ratio, ϕ of 1.14 and a final ϕ of 0.71. This suggests a violation of thermodynamic equilibrium and the occurrence of a non-Boltzmann distribution *i.e.* population inversion, facilitating lasing at the infrared range although statistical analysis reveals that varying levels of microwave power were not significantly different.

Appendix

Computation of Gain

Based on Fig. 3, the laser intensity ratios, I_1/I_r (*without microwave irradiation*) and I_2/I_r (*with microwave irradiation*) were observed as voltage readings V_1/V_r and V_2/V_r . From these ratios, we let $r_1 = V_1/V_r$ and $r_2 = V_2/V_r$, after which the determinant of population inversion, r_2/r_1 was computed. If the ratio $r_2/r_1 > 1.0$, then there is a gain or an amplification of radiation. Gain was computed as: $G = (1/L) \ln (r_2/r_1)$, where L is the path length in meters (Itaya, 1996).

Nomenclature

G = gain, $r_2/r_1 > 1.0$ [—]

I_1 = intensity of radiation as detected by MCT₂ passing thru the combustion zone without microwave irradiation [—]

I_2 = intensity of radiation as detected by MCT 2 passing thru the combustion zone with

microwave irradiation [—]

I_r = intensity of reflected radiation detected by MCT₁ [—]

MCT – Mercury Cadmium Telluride

$r_1 = I_1/I_r, V_1/V_r$ [—]

$r_2 = I_2/I_r, V_2/V_r$ [—]

V_1 = voltage equivalent of I_1 [v]

V_2 = voltage equivalent of I_2 [v]

\emptyset = equivalence ratio, $(\text{fuel/oxidant})_{\text{actual}} / (\text{fuel/oxidant})_{\text{stoichiometric}}$ [—]

Literature Cited

- 1) Bradley, D.; “Effect of Electric Fields on Combustion Processes,” *Advanced Combustion Methods*, Felix Weinberg ed., p.331-394, Academic Press Inc. London Ltd. (1986).
- 2) Gomez, K. and A. Gomez; *Statistical Procedures for Agricultural Research*, 2nd ed., p. 13-20, John Wiley & Sons, Inc. (1984).
- 3) Itaya, Y., Y. Kawamura, N. Kobayashi, C. Takami and M. Hasatani; “A Study on CO₂ Gas Dynamic Laser Driven by Methane-Air Combustion”, *XI International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference*, **3092**, 452-455 (1996).
- 4) Ogawa, S., Y. Sakai, K. Sato, S. Sega; “Influence of Microwave on Methane-Air Laminar Flames,” *Japanese Journal of Applied Physics*, **37**, 184-185 (1998).

Figure and Table Captions

Fig. 1 Pyrex Burner

Fig. 2 Ceramic burner and quartz combustor inside microwave cavity
(2-stage combustion)

Fig. 3 Optical system to measure gain in the system

Fig. 4 Pyrex Burner MCT ratios (r_2/r_1) as a function of microwave power

Fig. 5 Two-stage combustion MCT ratios (r_2/r_1) as a function of microwave power

Table 1. Statistical Analysis for 2-Stage Combustion MCT ratios

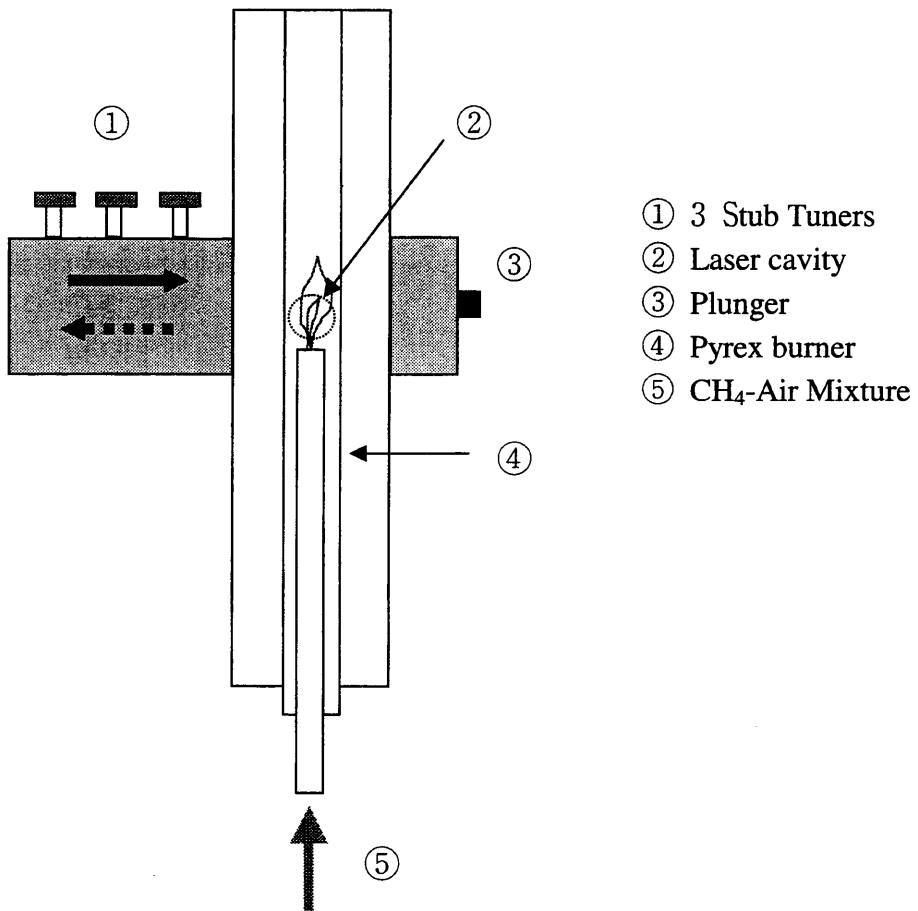


Fig. 1 Pyrex Burner

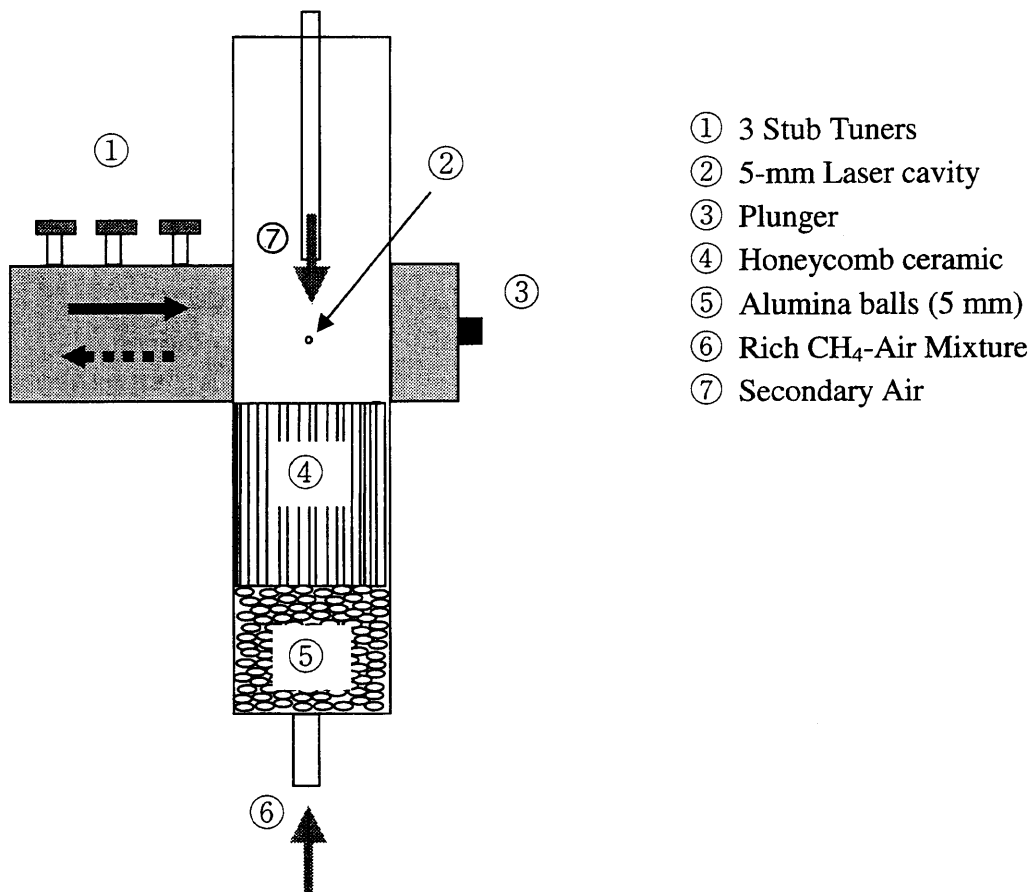


Fig. 2 Ceramic burner and quartz combustor inside microwave cavity (2-stage combustion)

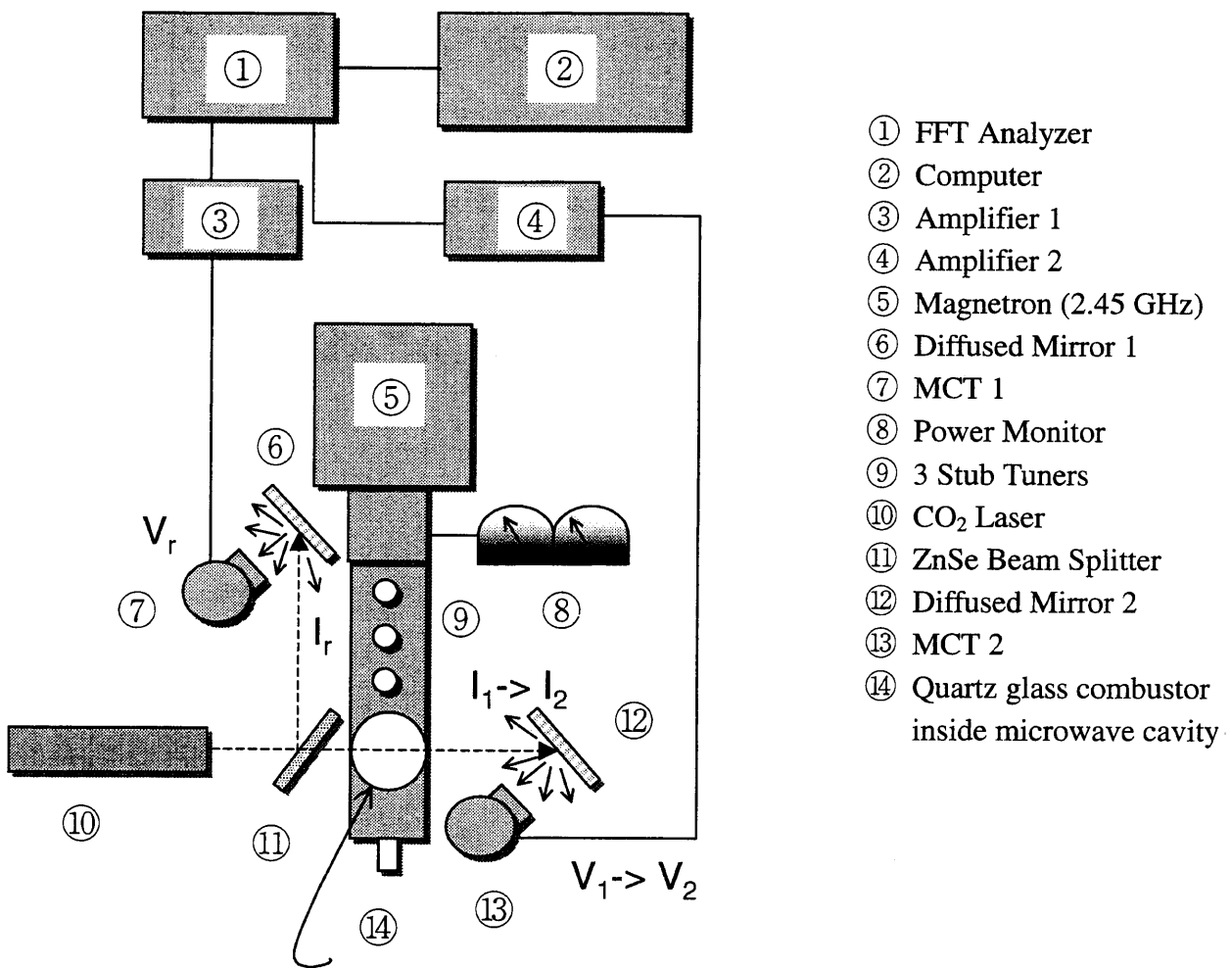


Fig. 3 Optical system to measure gain in the system

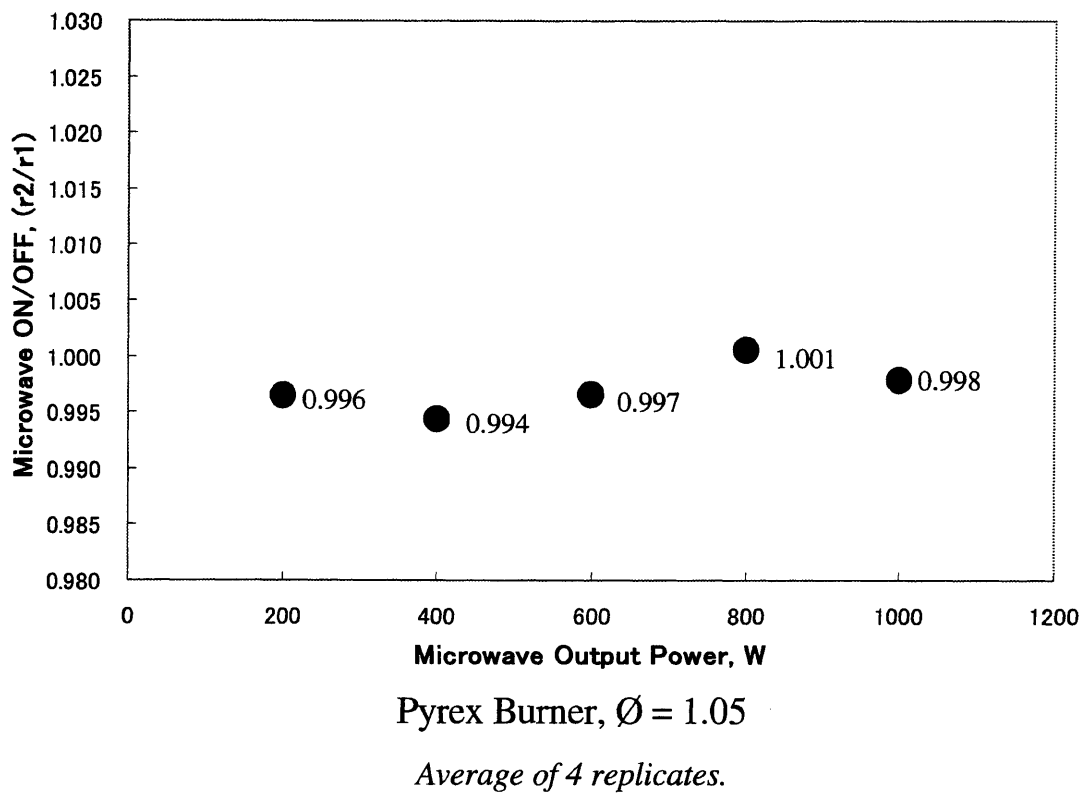
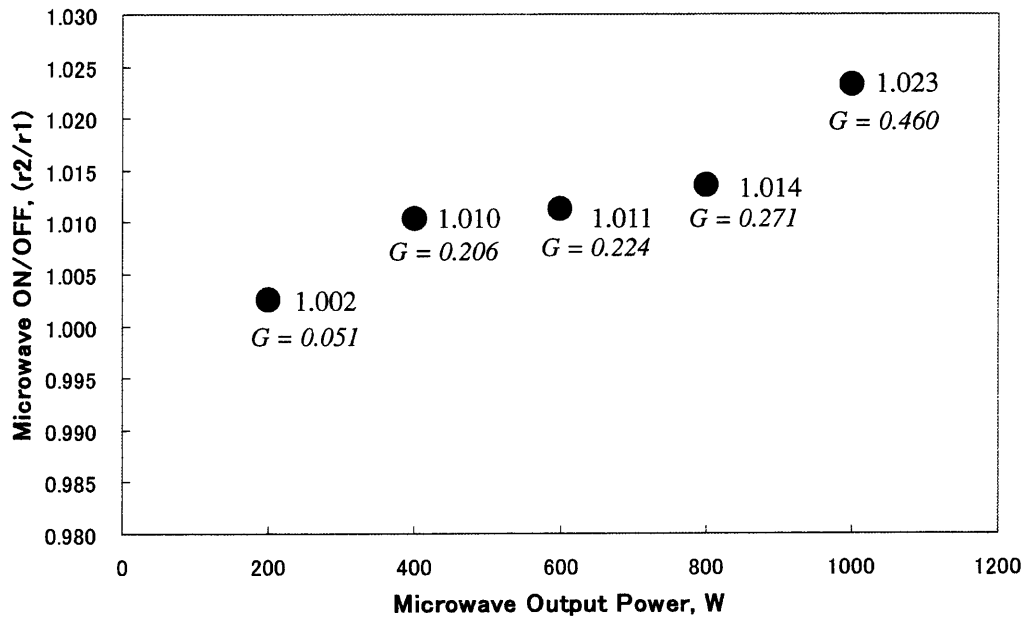


Fig. 4 Pyrex Burner MCT ratios (r_2/r_1) as a function of microwave power



Quartz Combustor, Primary $\varnothing = 1.14$, Final $\varnothing = 0.71$

Average of 4 replicates.

Fig. 5 Two-stage combustion MCT ratios (r_2/r_1) as a function of microwave power

Table 1. Statistical Analysis for 2-Stage Combustion MCT ratios

Analysis of Variance (ANOVA)

Source of Variation	degrees of freedom	Sum of Squares	Mean Square	F value computed	F value tabular* 5%	1%
Treatment	4 (Trt d.f.)	0.0008871 (TrtSS)	0.0002218 (TMS)	0.588626	3.06	4.89
Experimental Error	15 (Error d.f.)	0.0056513 (ESS)	0.0003768 (EMS)			
Total	19 (Total d.f.)	0.0065384 (TSS)				

% cv = 1.92

Since F value computed is less than tabular F values at 5% and 1% level of significance, treatments (different microwave levels) are not significantly different.

* Appendix E. Points for the Distribution of F, Gomez (1984) p. 636

$$\text{Correction Factor (CF)} = \frac{\left(\sum_{i=1}^t \sum_{j=1}^r x_{ij} \right)^2}{n} \quad \text{Treatment degrees of freedom (Trt d.f.)} = (t-1)$$

$$\text{Total Sum of Squares (TSS)} = \sum_{i=1}^t \sum_{j=1}^r x_{ij}^2 \quad \text{Error degrees of freedom (Error d.f.)} = t(r-1)$$

$$\text{Treatment Sum of Squares (TrtSS)} = \frac{\sum_{i=1}^t T_i^2}{r} - CF \quad \text{Total degrees of freedom (Total d.f.)} = (r)(t)-1$$

$t = \text{number of treatments}$
 $r = \text{number of replicates}$

$$\text{Error Sum of Squares (ESS)} = TSS - \text{TrtSS} \quad T_i = \text{treatment total} = \sum_{j=1}^r x_{ij}$$

$$\text{Treatment Mean Square (TMS)} = \frac{\text{TrtSS}}{t-1} \quad x = \text{data}$$

$n = \text{total number of data, } (t)(r)$

$$\text{Error Mean Square (EMS)} = \frac{\text{ErrorSS}}{t(r-1)}$$

$$F_{\text{value}} = \frac{TMS}{EMS}$$

$$\text{Grand Mean} = \frac{\left(\sum_{i=1}^t \sum_{j=1}^r x_{ij} \right)}{n}$$

$$\text{Coefficient of Variation (cv)} = \frac{\sqrt{EMS}}{\text{Grand Mean}}$$