Nd:YAG レーザを用いたレーザ励起ブレイクダウン特性解析

Laser-Induced Breakdown Analysis Using Nd: YAG Laser

堀 輝成*・赤松 史光**・芝原 正彦**・宮田 大輔**・香月 正司**

Terushige HORI, Fumiteru AKAMATSU, Masahiko SHIBAHARA, Daisuke MIYATA and Masashi KATSUKI

(Received July 14, 2004)

Influence of the laser beam characteristics on the laser-induced breakdown of air was studied. Energy needed for the breakdown was precisely evaluated from the transmitted laser energy from the breakdown area. As the laser beam characteristics was varied, the breakdown threshold was unexpectedly found to be increased when the narrowest pulse width (8 ns) was used, and the threshold value was approximately 2.5 mJ under a focusing lens of $f = 100$ mm. In addition, the aberration of the lens is found to be an important factor for the breakdown threshold when the laser-induced breakdown is performed under the lens having a short focal length, such as $f = 50$ mm.

Key Words: Laser-Induced Breakdown, Pulse Width, Breakdown Threshold, Aberration

1. はじめに

ガスタービンや自動車のエンジンといった内燃機関では、低 NO_x 化、高効率化のために希薄予混合燃焼方式が採用されている。希薄予混合燃焼方式は通常の燃焼と比べて火炎温度が低く、局所的な高温領域の生成が抑えられることから、燃焼中の NO_x の発生量が少なくなるという利点を有している。しかし、希薄可燃限界に近づくにつれて燃焼速度が小さくなり、わずかな熱損失や流れ場中の乱れのために燃焼が継続しなくなり消滅してしまう。

われわれはレーザ励起ブレイクダウン¹⁻⁶⁾による可燃性予混合気の着火について研究を行ってきた^{7,8)}。レーザ励起ブレイクダウン(以下ブレイクダウンと記す)は高出力のレーザ光パルス(以下、パルス光と記す)を集光することにより、集光位置付近でプラズマが形成されるという現象である。ブレイクダウンを用いた可燃性予混合気の着火は、パラメータの調整が容易なこと、着火の位置やタイミングを任意に設定できるため、燃焼容器の壁面や電気プラグによる熱の損失を軽減できること、着火点数を増やすことが可能であり、燃焼容器内において燃焼が完了するまでの時間が短縮できること、燃焼容器の外からパルス光を入射・集光するだけで着火が行えるため、燃焼容器内に電気プラグが不要となり、電気プラグの劣化・交換の心配が不要となることなど、従来広く内燃機関において着火に用いられてきた電気プラグによるスパー

ク着火⁹⁾では見られない特長を有しており、希薄予混合燃焼などの着火源として有望な選択肢の1つと考えられている。

本論文では、レーザ励起ブレイクダウンによる可燃性予混合気の着火過程を解明するために、ブレイクダウン現象の基本特性を解析した結果について示す。特に、パルス光のプロファイルや集光レンズの焦点距離がブレイクダウン現象におよぼす影響について検証を行った。

2 実験装置

実験装置の概略を Fig.1 に示す。レーザ光には Q スイッチ Nd:YAG レーザ (Spectra Physics 社製, PIV-400) の第 2 高調波 (発振波長 532 nm, 最大出力約 260 mJ / pulse) を用いた。パルス光は初期ビーム径が約 8 mm, パルス幅が約 8 ns, 繰り

Fig.1 Experimental set-up for laser-induced breakdown.

* 大阪府警科学捜査研究所 (〒541-0053 大阪市中央区本町 1-3-18)

Forensic Science Laboratory, Osaka Police (1-3-18 Honmachi, Chuo-ku, Osaka, Osaka 541-0053, Japan)

** 大阪大学大学院工学研究科機械物理工学専攻 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1)

Department of Mechanophysics Engineering, Osaka University (2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871, Japan)

返し周波数が 10 Hz であり, パルスディレイジェネレータ (Stanford Research Systems 社製, MODEL DG535) からの TTL 信号により発振の制御を行った。レーザ本体から出力されたパルス光は 1/2 波長板, 偏光ビームスプリッタを通過し, 焦点距離が f の平凸レンズにより集光され, 集光位置付近でブレイクダウンが起きる。パルス光のエネルギーは焦電型エネルギーメータ (Ophir 社製, PE-50) を用いて集光位置の前後 2 箇所ですべて同時測定した。後述するブレイクダウンの閾値は, エネルギーメータによる測定値から計算で求めることができる。パルス光の時間・空間プロファイルを測定する場合には, エネルギーメータに代えてピンフォトダイオード (エレクトロオプティクステクノロジー社製, ET-2000 型) あるいは空間プロファイラ (Ophir 社製, Beam Star) を置き, それぞれ条件の変化による時間および空間プロファイルの変化を測定した。

3 パルス光のプロファイル

パルス光の時間プロファイルを Fig.2 に示す。以下, フラッシュランプの励起エネルギーが最大の場合を $I_{\max}$ と記す。また, $I_{\max}$ とは励起エネルギーが最大の場合 ($I_{\max}$) に対して, パルス光のエネルギーがその 1/10 となるように励起エネルギーを調整した場合を示すものとする。パルス光の時間プロファイルはピンフォトダイオード (エレクトロオプティクステクノロジー社製, ET-2000 型) で検出し, デジタルストレージオシロ (LeCroy 社製, LT264M) により出力した。

Fig.2 に示すように, $I_{\max}$ 時にはパルス幅が 8 ns 程度 (HWHM) のガウシアン分布形状のパルス光が得られたが, 励起エネルギーを減少させるにつれて, 時間プロファイルが広がり, パルス幅が広がっていくことがわかった。デジタルストレージオシロの時間分解能の関係で, 波形の凹凸が強調された部分も見られるが, 0.1 $I_{\max}$ の場合でパルス幅が 12 ns 程度であった。

Fig.2 Nd:YAG laser temporal profiles.

Fig.3 Stability of laser pulse energy ($E = 10$ mJ).

Fig.4 Spatial profiles of Nd:YAG laser pulse.

Table 1 Spatial Profile of Nd:YAG laser pulse - correlation to Gaussian profiles.

	Horizontal %	Vertical %
0.1 $I_{\max}$	80.3	82.7
0.3 $I_{\max}$	72.1	78.9
0.5 $I_{\max}$	69.1	78.6
$I_{\max}$	66.6	76.9

Fig.5 Laser pulse energy control system.

Fig.3 にパルス光のエネルギー安定性を調べた結果について示す。図は励起エネルギーをパラメータとし、パルス光のエネルギーを約 10mJ としたときのパルス光のエネルギー変動を示している。横軸は測定したパルス光の番号を示し、レーザが 10Hz で発振していたことから、Fig.3 では各励起エネルギーにおいて 20 秒間（200 発）のパルス光のエネルギー安定性を評価していることになる。Fig.3 に示すように、 I_{max} の場合に変動幅が最も狭く（ $I_{max} : \pm 3\%$ ）、励起エネルギーを小さくしていくにしたがって、レーザの発振が不安定となり、パルスごとのエネルギーの変動幅が広がっていることがわかる（ $0.1I_{max} : \pm 10\%$ ）。

Fig.4 に励起エネルギーを変化させたときのパルス光の空間プロファイル、およびビームの中心位置における垂直方向および水平方向のビーム強度プロファイルを示す。また、Table1 に各励起エネルギーにおける理想的なガウシアン分布曲線に対する相関係数を示す。

本実験で使用した Nd:YAG レーザは、YAG レーザロッドの励起エネルギーが最大のときに出力が最大となり、パルス光の空間プロファイルがトップハット状となった。ここでトップハット状のプロファイルとは、ビームの中心付近を含めて広い範囲でほぼ同じような強度を持ち、ビーム端付近で急激にビームの強度が低下するような強度分布のことを示している。パルス光の空間プロファイルは励起エネルギーを I_{max} から減少させていくにしたがって、トップハット状のプロファイルからガウシアン分布に近づいていき、理想的なガウシアン分布曲線に対する相関係数が高くなっていくことが確認された。このトップハット状の強度分布は、Nd:YAG レーザを加工用に使用する場合などに有効なプロファイルと考えられるが、エネルギーの効率化を目的として、ブレイクダウン閾値をできるだけ低くしたい場合には、集光位置付近でのエネルギー密度を高くするために、ガウシアン分布に近い空間プロファイルを持つようにレーザ内の光学系などの調整を行って実験することが望ましい。

励起エネルギーの増減によりパルス光のエネルギーを調整する場合、得られるパルス光のプロファイルは上述のように励起エネルギーの増減にともない変化してしまう。そこで、本研究では Fig.5 に示すような 1/2 波長板と偏光ビームスプリッタを用いて、レーザ本体の後段でパルス光エネルギー

の調整を行った。パルス光エネルギーの調整方法は以下に示す通りである。

レーザ本体から出力されたパルス光はまず 1/2 波長板に入射され、垂直方向に直線偏光しているパルス光の偏光方向が回転される。回転角度は 1/2 波長板の角度に応じて決まり、1/2 波長板を通過する際に偏光方向が回転される。偏光ビームスプリッタでは 1/2 波長板を通過してきたパルス光のうち、水平方向に偏光している成分のみが透過する。つまり、1/2 波長板によりパルス光の偏光を回転させることで、偏光ビームスプリッタを透過するエネルギーの調整が可能となる。この 1/2 波長板と偏光ビームスプリッタの組み合わせを採用したことで、Nd:YAG レーザのビームプロファイルを変えることなく、パルス光のエネルギーの調整が行えるようになった。

4 レーザ励起ブレイクダウンについて

(1) ブレイクダウンメカニズム^{1,2,10)}

ブレイクダウンによるプラズマの形成にはおもに 2 つの過程が関与している。すなわち、多光子吸収過程とカスケード過程である。

多光子吸収過程は波長が短く、エネルギーの十分高いパルス光が集光された場合に、集光位置付近に存在する分子や原子が数個の光子を同時に吸収して自由電子が形成されるといふもので、この過程は次式で表される。

ここで、 e^- は自由電子、 M は中性粒子、 n が吸収される光子の数、 $h\nu$ が光子の持つエネルギーである。

多光子吸収過程の場合は $nh\nu$ がイオン化エネルギーよりも大きくなる最低の数 n だけ光子が同時に中性粒子に衝突しなければイオン化は起こらない。したがって、波長が長くなるほどイオン化には多くの光子が必要となる。空気中の酸素分子および窒素分子のイオン化エネルギーはそれぞれ 12.2eV、15.6eV であるため¹⁰⁾、たとえば Nd:YAG レーザの第 2 高調波（ $\lambda = 532\text{nm}$: $h\nu = 2.36\text{eV}$ ）を使用した場合、それぞれ 6 個および 7 個の光子が同時に衝突しなければ各分子をイオン化することはできない。

一方、カスケード過程とは自由電子が逆制動輻射を通じて光のエネルギーを吸収して加速され、中性粒子やイオンに衝突を繰り返すことにより、自由電子の密度が時間とともに急激に増加するというもので、この過程は次式で表される。

ここで、 e^- は自由電子、 M は中性粒子を表す。空気中でカスケード過程によりブレイクダウンを起こすためには、まず初期の段階でカスケード過程を引き起こすための自由電子が多光子吸収過程により集光位置付近に形成されていなければならない。そして、この自由電子が逆制動輻射を通じて光のエネルギーを吸収しながら加速され、次々と中性粒子に衝突

Fig.6 Flash lamp energy dependence of breakdown threshold ($f = 100 \text{ mm}$).

する。自由電子は壁面などに衝突して失活するものもあるが、エネルギーが十分であれば自由電子の数は時間とともに指数関数的に増加し、閾値を超えた段階でブレイクダウンが起きることになる。

ブレイクダウンはパルス光のパルス幅や雰囲気気の圧力など、条件によって多光子吸収が支配的な場合と、カスケード過程が支配的な場合とがあり、両者では異なるパラメータ依存性を示す^{1,2)}。本実験のように、常温常圧で ns オーダーのパルス光を使用してブレイクダウンの実験を行った場合には、カスケード過程が支配的となる。

(2) ブレイクダウン閾値の励起エネルギー依存性

Fig.6 に Nd:YAG レーザの励起エネルギーをパラメータとして、入射光パルスのエネルギー（以下、入射光エネルギーと記す）と集光位置を透過してきたパルス光のエネルギー（以下、透過光エネルギーと記す）を測定した結果について示す。集光レンズには焦点距離 $f=100\text{mm}$ の平凸レンズを用いた。ここで、ブレイクダウン閾値とは約 50% の確率でブレイクダウンが起きる入射光エネルギーとした。

Fig.6 において、入射光エネルギーが少なく、ブレイクダウンが起きないような範囲では、入射した光がそのまま集光位置を透過するため、入射光エネルギーと透過光エネルギーの間には線形関係が成立する。しかし、入射光エネルギーを増加してブレイクダウンが起きると、入射光エネルギーの一部がプラズマや衝撃波の形成などに消費されるため、入射光エネルギーと透過光エネルギーの間にはもはや線形関係が成立しなくなる。

Fig.6 に示すように、励起エネルギーを I_{max} としたときのブレイクダウン閾値は約 4.4mJ であった。そして、励起エネルギーを I_{max} から減らしていくとブレイクダウン閾値が低くなり、励起エネルギーが $0.5I_{\text{max}}$ のときに約 3.6mJ、 $0.33I_{\text{max}}$

Fig.7 Temporal profile of transmitted pulse (I_{max} : $f = 100 \text{ mm}$).

のときに約 3.5mJ となった。しかし、さらに励起エネルギーを下げることで、逆にブレイクダウン閾値が高くなり、励起エネルギーが $0.1I_{\text{max}}$ のときに約 4.2mJ となった。励起エネルギーを下げたことによりブレイクダウン閾値が低くなったのは、Fig.4 および Table 1 で示したように、励起エネルギーが I_{max} の場合にはトップハット状の空間プロファイルをしていたものが、励起エネルギーを下げたことで空間プロファイルがガウシアン分布に近くなったことが原因の 1 つとして考えられる。つまり、同じエネルギーのパルス光を集光しても、励起エネルギーを下げた方が集光位置付近でのエネルギー密度が高くなったためと考えられる。しかし、励起エネルギーをさらに下げて $0.1I_{\text{max}}$ とした場合、励起エネルギーが $0.33I_{\text{max}}$ の場合と比べてブレイクダウン閾値は高くなった。これは励起エネルギーを $0.1I_{\text{max}}$ まで下げるとレーザ発振が不安定となり、ビーム中心付近においてはパルス光の空間プロファイルがガウシアン分布に近づくものの、ビーム全体としては空間プロファイルが悪くなったためであると考えられる。

Fig.7 に励起エネルギーを I_{max} とした状態で、入射光エネルギーを変化させたときの透過光エネルギーの時間プロファイルを示す。ここで集光レンズには焦点距離 $f = 100\text{mm}$ の平凸レンズを用いた。波形はパルス光 10 発の平均により得られたものであり、集光位置を透過してきた光に対して ND 減光フィルタを挿入することで、透過光エネルギーの最大値がほぼ同じになるように調整を行った。ブレイクダウンが起きると、入射光エネルギーの一部が吸収され、透過光エネルギーが減少する。ブレイクダウンによりプラズマが形成される場合、エネルギーはプラズマの形成や衝撃波の発生などで消費されるが、入射光エネルギーが低いときには、ブレイクダウンが起きた場合でも透過光エネルギーの減少はそれほど大きくなく、パルスの後半部分で若干エネルギーの減少が見られる程度であった。しかし、入射光エネルギーの増加とともに透過光エネルギーの減少が大きくなっていき、エネルギー

(a) D=8mm

(b) D=12mm

Fig.8 Result of ray trace simulation: (a) D = 8 mm, (b) D = 12 mm.

Focal length	f=50mm	f=100mm	F=150mm
Lens dimeter	40mm	50mm	50mm
Beam dimeter	8mm	8mm	8mm
Beam profile	Uniform lighth		

(c) Simulation condition

Fig.8 Result of ray trace simulation.

の減少が始まる位置がパルスの前方に移動していった。これは入射光エネルギーの増加により、パルス光の入射からブレイクダウンが起きるまでの時間が短くなったためと考えられる。

ブレイクダウンの特性を評価する場合、パルス光のプロファイルが測定条件により変化することは望ましいとはいえない。1/2 波長板と偏光ビームスプリッタの使用により、レーザ本体の後段でパルス光のエネルギー調整が行えることは、ブレイクダウンの特性を評価するためには非常に有効な手段であると考えられる。

(3) ブレイクダウン閾値の焦点距離依存性

集光位置付近のパルス光のエネルギー密度是集光レンズの焦点距離 f および集光レンズに入射してくるパルス光の初期ビーム径 D に依存する。すなわち、収差のない理想的な結像光学系として扱える近軸領域では、集光位置でのビームウエスト径 d を

$$d = f / D \quad (3)$$

と表すことができる。ここで λ はレーザ光の波長を示す。集光位置付近のエネルギー密度はビームウエスト径 d の 2 乗に反比例することから、式(3)より D/f の 2 乗に比例することになる。つまり、近軸領域においてはパルス光の初期ビーム径 D が大きいほど、焦点距離 f の短い集光レンズほど、集光位置付近でのエネルギー密度を上げることができ、ブレイクダウン閾値を低くすることが可能となる。

Fig.8 に $f=50\text{mm}$, $f=100\text{mm}$, $f=150\text{mm}$ の平凸レンズを用いて光線追跡を行った結果について示す。Fig.8(a)が初期ビーム径 $D=8\text{mm}$ とした場合、Fig.8(b)が初期ビーム径 $D=12\text{mm}$ とした場合の結果を示している。また、光線追跡に用いた集

光レンズの諸条件について Fig.8(c)に示す。ここで、図の上下方向がレーザ光軸 (Z 軸) を示し、光は上方から下方へ伝播していくものとする。光軸と直交する軸として Y 軸を取った。図でレーザ光は均一な強度分布を持っているものとし、線密度が高い部分ほどエネルギー密度が高くなっていることを示している。

Fig.8(a)および Fig.8(b)に示すように、3 種類の平凸レンズの中では焦点距離が短い $f = 50\text{mm}$ を用いた場合が最も球面収差の影響を受け、外側の光線の多くが集光位置手前で光軸と交差したあとで発散してしまうため、焦点位置付近のエネルギー密度が低くなっている。また、初期ビーム径が $D = 12\text{mm}$ の方が初期ビーム径 $D = 8\text{mm}$ よりも球面収差が大きく、特に、焦点距離の短い $f = 50\text{mm}$ の場合にその影響を強く受け、集光位置付近で光線が集まらずに広がっていることがわかる。これに対して、焦点距離 $f = 100\text{mm}$ および $f = 150\text{mm}$ のレンズでは、 $f = 50\text{mm}$ よりも光線が集光位置付近に集まっており、初期ビーム径 $D = 12\text{mm}$ の場合でも $f = 50\text{mm}$ ほど顕著な球面収差の影響は見られなかった。

励起エネルギーを I_{max} とし、集光レンズの焦点距離 f を変えた場合の入射光エネルギーと透過光エネルギーの関係を Fig.9 に示す。ここで、Fig.9(a)がパルス光の初期ビーム径 $D = 8\text{mm}$ とした場合、Fig.9(b)が $D = 12\text{mm}$ とした場合の結果を示している。なお、本実験で用いた集光レンズは焦点距離 $f = 50\text{mm}$ のレンズのみレンズ径 $\phi = 40\text{mm}$ であり、それ以外の焦点距離 $f = 100\text{mm}$ および $f = 150\text{mm}$ のレンズについてはレンズ径 $\phi = 50\text{mm}$ のものを使用した。

実験の結果、初期ビーム径 $D = 8\text{mm}$ のときのブレイクダウン閾値は、集光レンズの焦点距離 $f = 50\text{mm}$ 、 $f = 100\text{mm}$ 、 $f = 150\text{mm}$ のとき、それぞれ約 3.0mJ 、約 4.8mJ 、約 10.0mJ となり、焦点距離が短くなるほど低くなった。また、初期ビーム径 $D = 12\text{mm}$ の場合は、集光レンズの焦点距離が $f = 50\text{mm}$ と $f = 100\text{mm}$ のとき、ブレイクダウン閾値がそれぞれ約 2.7mJ および約 2.5mJ とほぼ同じ値となり、 $f = 150\text{mm}$ のレンズでは約 6.4mJ となった。

集光レンズの焦点距離を変えた場合のブレイクダウン閾値の比は、初期ビーム径 $D = 8\text{mm}$ のとき $f = 50\text{mm}$ 、 $f = 100\text{mm}$ 、 $f = 150\text{mm}$ でおよそ $1 : 1.6 : 3.3$ となり、焦点距離が短くなるほどブレイクダウン閾値は低くなったが、球面収差の影響がほとんどない近軸領域において、式(3)から計算で求めたブレイクダウン閾値の比($1 : 4 : 9$)と比べると、特に焦点距離の短い $f = 50\text{mm}$ で計算値よりもブレイクダウン閾値が高くなっていることがわかる。光線追跡の結果からもわかるとおり、焦点距離の短いレンズは球面収差が大きいいため収差のない条件でパルス光を集光した場合と比べて、集光位置付近のエネルギー密度を高くすることができないと考えられる。また、初期ビーム径 $D = 12\text{mm}$ の場合について同様にブレイクダウン閾値の比を求めてみると、およそ $1 : 1 : 2.5$ となり、初期ビーム径を広げることで球面収差の影響がさらに強くなっていることがわかる。この場合も焦点距離の短い $f = 50\text{mm}$

Fig.9 Focal length dependence of breakdown threshold:.

(a) $D = 8\text{ mm}$ (b) $D = 12\text{ mm}$

のレンズでは初期ビーム径を広げたことによってブレイクダウン閾値が若干下がったのみであった。 $f = 100\text{mm}$ 、 $f = 150\text{mm}$ のレンズでは、初期ビーム径を広げることによる球面収差の影響は Fig.8 に示すように $f = 50\text{mm}$ の場合ほど顕著ではなく、初期ビーム径を $D = 8\text{mm}$ から $D = 12\text{mm}$ と広げることでブレイクダウン閾値が低くなっていることがわかる。

Fig.9 に示すように、ブレイクダウン閾値付近では透過光エネルギーに大きなばらつきが生じ、ブレイクダウン閾値が高いほどそのばらつきの幅が大きくなっていることがわかる。これはブレイクダウン閾値付近では、ブレイクダウンが起きるかどうかが、パルス光のエネルギーやプロファイル、集光領域内に存在するチリやゴミ（以下、エアロゾルと記す）の存在などで大きく変化するためと考えられる。すなわち、集光領域内にエアロゾルが存在することで、エアロゾルが核となってブレイクダウンが起きると考えられるが、ブレイクダ

ウン閾値やブレイクダウンにより消費されるエネルギーがエアロゾルの径により大きく変化する¹⁾ ために、パルス光のエネルギーやプロファイルの微妙な変化がブレイクダウン特性に大きく影響するものと考えられる。なお、平均径 50 μm の粒子が存在することでエアロゾルがない場合と比べて、ブレイクダウン閾値が2から3桁下がるという報告がされている¹¹⁾。

5 まとめ

Nd:YAG レーザを用いたレーザ励起ブレイクダウンの基礎特性について評価を行った。以下に得られた結果を要約する。

- (1) Nd:YAG レーザにおいて、励起エネルギーを変化させることによりパルス光の時間・空間プロファイルが変化し、ブレイクダウン閾値に変化が見られることがわかった。
- (2) Nd:YAG レーザはフラッシュランプの励起エネルギーを最大にしたときに出力が最大となり、トップハット状の空間プロファイルとなっているが、励起エネルギーを減少させることで、プロファイルがガウシアン分布に近づき、励起エネルギーを最大にした場合よりもブレイクダウン閾値が低くなる場合もあることがわかった。
- (3) 収差のない理想的な結像光学系として扱える近軸領域では、ブレイクダウン閾値は焦点距離 f が短いほど、レーザ光の初期ビーム径 D が大きいほど低くなる。しかし、本実験で使用した測定条件ではもはや近軸領域で取り扱うことはできず、球面収差の影響を受けることがわかった。そして、

球面収差の影響は焦点距離 f が短いほど、初期ビーム径 D が大きいほど強いことが確認された。

謝 辞

本研究を行うにあたり、大変有益なご議論とご助言をいただきました大阪市立大学の細田 誠 教授に深く感謝申し上げます。

参 考 文 献

- 1) G.M.Weyl : Physics of Laser-Induced Breakdown : An update, in Laser-induced plasmas and applications, (Radziemski L.J. and Cremers D.A., Eds), Marcel Dekker. New York and Basel, 1989, 1.
- 2) C.G.Morgan : Rep. Prog. Phys. **38** (1975) 621.
- 3) Y.-L.Chen, J.W.L.Lewis and C.Parigger : J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, **66** (2000) 41.
- 4) Y.-L.Chen, J.W.L.Lewis and C.Parigger : J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, **67** (2000) 91.
- 5) T.X.Phuoc, and F.P.White Combust. Flame, **119** (1999) 203.
- 6) T.X.Phuoc, Combust. Flame, **122** (2000) 508.
- 7) 堀ほか：第 40 回燃焼シンポジウム講演論文集, **479** (2002) 480.
- 8) 堀ほか：第 40 回燃焼シンポジウム講演論文集, **481** (2002) 482.
- 9) B.Lewis and G. von Elbe : Combustion, Flames and Explosions of Gases (3rd ed.) Academic press, New York, (1987) 215.
- 10) 堤井信力：プラズマ基礎工学, (1995) .
- 11) P.G.Pinnik, et al., Appl. Opt., **27** (1988) 967.