雰囲気レーザー誘起蛍光法 (LIFA 法) による 間欠ガス噴流の周囲ガス導入に関する定量解析*

城戸 章 宏^{*1}, 小川 英 之^{*1}
宮本 登^{*1}, 佐野 貴 弘^{*2}

Quantitative Analysis of the Gas Entrainment Process of Intermittent Gas Jets with Laser-Induced Fluorescence of Ambient Gas (LIFA)

Akihiko KIDO, Hideyuki OGAWA,
Noboru MAYAMOTO and Takahiro SANO

Gas entrainment processes of intermittent low-speed gas jets were quantitatively analyzed with the laser-induced fluorescence of ambient gas (LIFA) technique. The results showed that mean injectant concentrations decreased with decreased nozzle diameter (D), shorter nozzle hole length, higher kinematic viscosity of jet, and elapsed time after injection (t). Also, the mean injectant concentration could be approximately related with ReD/Ut , where Re is the discharge Reynolds number, and U is the discharge velocity of the jet. When two jets were injected in series, the mean injectant concentration showed a minimum at the end of the first injection. The injectant concentration distribution of intermittent gas jets was similar to that of steady gas jets, except in the umbrella region at the top of the jet.

Key Words: Spectroscopic Measurement, Flow Visualization, Optical Engineering, Unsteady Gas Jet, Laser-Induced Fluorescence, Image Processing, Quantitative Measurement, Iodine Fluorescence

1. 緒 言

間欠噴霧燃焼系での燃焼およびエミッションを改善するうえで、燃料噴霧の蒸発および空気との混合挙動の解明は重要である。とくに非蒸発噴霧に関しては、従来、コンピュータトモグラフィ法と透過光減衰法との併用による、噴霧中の燃料液滴濃度分布の測定⁽¹⁾⁽²⁾などが試みられてきた。また、燃料ガス領域の濃度測定では、LIF法(Laser-Induced Fluorescence)が注目され、よう素混合ガスの噴射による噴流内部の濃度測定⁽³⁾、二酸化素による火花点火機関の燃焼室内混合気濃度の解析⁽⁴⁾⁽⁵⁾、エキサイプレックス法による蒸発噴霧の濃度分布測定⁽⁶⁾⁽⁷⁾などが試みられている。しかし、いずれの手法においてもとくにその定量化に大きな問題が残されている。

本研究では、著者らが開発した混合気濃度定量化手法である雰囲気蛍光法(LIFA法: Laser-Induced Fluorescence of Ambient-Gas)⁽⁸⁾を用いることによって、低速間欠ガス噴流の混合特性を時系列的に解明すると

ともに、これに関与する各種のガス噴出パラメータの影響について基礎的な解析を試みた。

2. 実験装置および方法

2-1 測定光学系および噴射系 図1に雰囲気蛍光法の光学系と噴射系の概略を示す。供試高压容器は、四つの側面に有効径82mmの石英ガラス観測窓と、上面にノズルとを有する立方体構造となっている。ガス噴出系にはダブルピストン式ガス等速噴出装置を使

図1 実験装置模式図

* 平成4年7月14日 第10回内燃機関合同シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成4年7月13日。

^{*1} 正員、北海道大学工学部(〒060 札幌市北区北13条西8丁目)。

^{*2} 北海道大学大学院。

用した。これは、下部シリンダに水を供給することによってピストンを動かし、一定の間隔を空けて配置した上部ピストンを下部ピストンで押し上げることで、上部シリンダ内に充てんされたガスを等速で噴出させるものである。本研究では原則として等速のく形噴射率を使用した。他の噴射率形状も用いた。なお、ガス流量 Q_f は $0 \sim 10 \text{ cm}^3/\text{s}$ の低流量範囲で設定した。また、供試ノズルについては、ノズル径 D が 5 mm および 7 mm 、ノズル形状は丸形であり、ノズル管長 L は 60 mm を基本としたが、 L/D が $1, 2$ および 4 のノズルについても検討した。

霧囲気蛍光法に用いる蛍光物質に、二酸化窒素、臭素、およびヨウ素を試したが、蛍光強度が強いことから本研究ではヨウ素を使用した。

LIFA 画像の撮影は、ヨウ素を予混合した霧囲気ガスを、発振周期 10 Hz あるいは 15 Hz に設定した N_d : YAG レーザ第 2 高調波 (中心波長 532 nm) のシート光で励起し、これにより得られる 630 nm 付近の蛍光を、長波長透過フィルタおよびイメージインテンシファイア (浜松ホトニクス C 2925) を介し、レーザと同期させた CCD カメラにて撮影し、VTR に連続記録した。シート光は、シリンドリカルレンズおよびコンベックスレンズにより形成したもので、そのサイズは厚さ 0.8 mm 、幅 70 mm である。

なお、 N_d : YAG レーザの長波長光除去のため、 50% 透過波長 590 nm の短波長透過フィルタを入射光側に挿入し、それに対応して蛍光観測側には、 $10, 50\%$ および 90% 透過波長がそれぞれ $590, 600 \text{ nm}$ および 630 nm の長波長透過フィルタを使用した。

撮影した画像情報の処理装置には、FDM 98-4 (フォトロン) を使用した。その解像度および濃度階調は、それぞれ 256×256 および 64 階調である。

噴射ガスには動粘度が異なる 2 種類のガス、アルゴンおよびヘリウムを用いた。なお、これら供試ガスの動粘度 ν は、それぞれ 18.65 および $144.1 (\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s})$ である。一方、霧囲気ガスは噴射ガスと同一物質とし、これらガスの温度を容器外壁に巻き付けたりボンヒータなどによって調整したが、原則として 333 K に保持し、霧囲気圧力は大気圧とした。

2.2 LIFA 法による混合気濃度分布の測定理論

2.2.1 蛍光物質の濃度と蛍光物質強度単位面積、単位時間当たりの強度 J_s のシート光が蛍光物質中に入射する場合、光軸上の位置 x における単位面積・単位時間当たりの入射光強度 $J(x)$ 、およびその微小変化量 $dJ(x)$ は Lambert-Beer の法則⁽⁹⁾ により次式で与えられる。

$$dJ(x) = -k_x \cdot C(x) \cdot J(x) \cdot dx \quad \cdots \cdots (1 \cdot a)$$

ここで、

$$J(x) = J_s \cdot \exp \left[-k_x \int_0^x C(x) dx \right] \quad \cdots \cdots (1 \cdot b)$$

k_x : 入射光波長における吸光係数 $\text{m}^3/\text{mol}/\text{m}$

$C(x)$: 蛍光物質のモル濃度 mol/m^3

パルス光照射直後の励起蛍光分子数は吸収された光量に相当し、それに比例定数 ξ_1 を乗じた量が蛍光となる。したがって、光軸の直角方向に y 離れた蛍光強度測定点における、位置 x からの微小蛍光強度 $dF(x, y)$ は次式で表せる⁽¹⁰⁾。

$$dF(x, y) = \xi_1 \cdot \alpha \cdot J_s \cdot k_x \cdot C(x) \exp \left[-k_x \int_0^x C(x) dx \right] dx \quad \cdots \cdots (1 \cdot c)$$

ただし、 α は、励起蛍光がシート光入射断面から蛍光強度測定側の容器ガラス面までの区間 L_y を進行した際の蛍光透過率を表すものであって、 L_y 区間での蛍光物質濃度を一定値 C_0 とすると、 α は次式で与えられる。

$$\alpha = \exp(-k_y \cdot C_0 \cdot L_y) \quad \cdots \cdots (1 \cdot d)$$

ここで、

k_y : 測定蛍光波長における吸光係数 $\text{m}^3/\text{mol}/\text{m}$

式 (1・c) において、 $C(x)$ 以外の変数あるいは定数は既知量としてあらかじめ与え得るので、任意位置の蛍光強度測定から、位置 x における蛍光物質濃度 $C(x)$ の算出が可能となる。

2.2.2 噴流濃度および導入霧囲気濃度の算出

霧囲気ガス中の蛍光物質初期濃度 $C_0 [\text{mol}/\text{m}^3]$ が、噴射ガスとの混合によって濃度 C に変化した場合、噴射物質および噴流に巻き込まれた霧囲気ガスの体積濃度、すなわち噴流濃度 C_f および導入霧囲気濃度 C_a は以下のように表せる。

$$C_a = C/C_0 \quad \cdots \cdots (2 \cdot a)$$

$$C_f = 1 - C/C_0 \quad \cdots \cdots (2 \cdot b)$$

すなわち式 (1・c) により、蛍光物質の濃度比 C/C_0 が与えられれば、式 (2・a) および式 (2・b) とから、噴射物質および導入霧囲気ガスの体積濃度がそれぞれ算出可能となる。

本研究における LIFA 法での処理精度は、使用した画像処理装置の濃度階調が 64 階調と低いため、噴流および導入霧囲気の体積濃度ステップが 1.6% であり、測定精度は 95% であった⁽¹⁰⁾。

3. 実験結果および考察

3.1 間欠ガス噴流の濃度分布

間欠アルゴン噴流の LIFA 処理画像を図 2 に示す。なお、ノズル径 D

 図 2 LIFA 法による非定常ガス噴流中の噴流濃度分布 (アルゴン, $D=7$ mm)

は 7 mm, ガス流量 Q_j は $3.8 \text{ cm}^3/\text{s}$ および $7.8 \text{ cm}^3/\text{s}$ である。図 2 において, 解析に用いた噴流はほぼ軸対称であったので, その左半分のみを抽出し, 噴射ガスの体積濃度, つまり噴流濃度 C_f を 8 階調で表示した。

図 2 から, 低速間欠噴流の先端は, 半径方向に広がる傘状となること, 傘の外縁近傍には渦状の雰囲気ガス巻込み構造があること, そのため傘の上流部における噴流中心軸より半径方向に若干離れた位置では, 噴流濃度の比較的低い領域が著しく拡大して存在する傾向があることなどがわかる。また, ガス流量 Q_j が増加すると噴流内の C_f は全般に高くなると同時に, とくに噴流先端での濃度および濃度こう配が共に大きくなっている。

図 2 における, ガス流量 $Q_j=7.8 \text{ cm}^3/\text{s}$, 噴射後の経過時間 $\Delta t=150 \text{ ms}$ の LIFA 画像をもとに, 噴流半径方向断面で平均した導入雰囲気濃度 C_{am} を, 噴流軸上の位置 Z に対して求めた結果を図 3 に示す。図 3 によれば, C_{am} は Z の増加にともなっていくたんと増加するが, 噴流の先端傘状領域では, 逆に低くなるのが明らかである。噴流先端部で導入雰囲気濃度が減少する。つまり噴流濃度が高くなる傾向は, 元らによる, 噴霧火炎先端部でのスート生成量の増加現象⁽¹¹⁾ に対して, 一つの原因を示唆するものと思われる。

一方, 噴流を軸対称と仮定し, LIFA 画像の解析により噴流全体を平均した噴流濃度, すなわち平均噴流濃度 C_{fm} の時間推移を図 4 に示す。図 4 から, ノズル径が等しい場合, ガス流量のいかんにかかわらず, 噴射開始後の時間 Δt と C_{fm} とはほぼ一義的な関係にあり, Δt の増加にともなって C_{fm} は減少する傾向を示す。また, ノズル径が小さいほど C_{fm} は低下している。

3.2 高粘度噴流の濃度分布

本節では, アルゴ

図 3 噴流半径方向平均の導入雰囲気濃度

 図 4 平均噴流濃度 C_{fm} の時間推移 (アルゴン)

ンガスに対して動粘度が 8 倍ほど高いヘリウムガスを用いた際の結果について述べる。

図 5 に, ノズル径 $D=7 \text{ mm}$, Q_j が $7.8 \text{ cm}^3/\text{s}$ および

$3.8 \text{ cm}^3/\text{s}$ の間欠ヘリウムガス噴流の噴流濃度推移を示す。図 5 から、アルゴンガスの場合と同様に、ヘリウムガスにおいても噴射直後から噴流先端では傘状領域が形成され、その上部で雰囲気ガスの導入が促進されている。しかし、噴射期間中にもかかわらず、時間の経過にともなう、その先端部濃度が極めて希薄化するため、噴流到達長さが時間に対して見掛け上一定となる定常化現象が見られる。この定常値は、 Q_j の増加にともなう増大する。また、アルゴンと比較して噴流到達距離は減少し、半径方向への広がりが増加している。

各種のガス流量におけるヘリウムでの平均噴流濃度 C_{fm} の時間推移を図 6 に示す。図 6 から、ヘリウム噴流においてもアルゴン噴流の場合と同様に、 C_{fm} の時間推移はガス流量 Q_j によってほとんど影響されていない。一方、ヘリウム噴流の C_{fm} はアルゴン噴流と比較して、とくに噴射初期では低いものの、時間の経過にともなう C_{fm} 減少の度合いが小さくなっている。

このことに関して、ヘリウムおよびアルゴンガスの流量 Q_j と画像から得た噴流体積とから算出した平均噴流濃度 C'_{fm} と上述の C_{fm} との比較を試みた。その結果を図 7 に示す。図 7 中に三角印で表示したアルゴン噴流では、 C_{fm} と C'_{fm} との良好な一致が得られているが、ヘリウム噴流の場合、噴射初期において C'_{fm} は C_{fm} とほぼ一致してはいるものの、時間の経過にとも

図 5 高粘度噴流の噴流濃度分布 (ヘリウム, $D=7 \text{ mm}$)

図 6 平均噴流濃度 C_{fm} の時間推移 (ヘリウム, $D=7 \text{ mm}$)

なつて C'_{fm} は増加の傾向を示す。この点については、2・2・2 項すでに述べたように、今回の実験での噴流濃度ステップが 1.6% であるため、噴流濃度が 1.6% 未満の領域は噴流域として考慮されず、とくにヘリウム噴流の場合、噴流体積が実際よりも小さく観察されたことに起因する現象と考えられる。すなわち、アルゴンでは問題が生じないが、とくにヘリウム噴流で Δt が増加した際の平均噴流濃度 C_{fm} は、図 6 で示した値よりもさらに低くなるものと思われる。

3.3 ノズル形状の影響 ここでは、ノズル管長 L とノズル径 D との比、すなわち L/D が噴流特性に及ぼす影響を解析した結果について述べる。

L/D が 1, 2, 4 および 9 のノズルを用いた際の、アルゴン噴流での平均噴流濃度 C_{fm} と噴射後の経過時間 Δt との関係を図 8 に示す。図 8 から、 C_{fm} は L/D の低下にともなう減少することがわかる。この現象は、 L/D の低下によって噴流の到達距離が低下し、広がり半径が増大していたことから理解できる。なお、これらの傾向は、ノズル径あるいは噴射物質が異なった場合であっても同様に認められた。

図 7 C_{fm} と C'_{fm} との比較 ($D=7 \text{ mm}$, $Q_j=7.8 \text{ cm}^3/\text{s}$)

図 8 L/D が平均噴流濃度に及ぼす影響 (アルゴン, $D=7 \text{ mm}$, $Q_j=7.8 \text{ cm}^3/\text{s}$)

3.4 噴射率の影響 本実験では、く形噴射率のほかに、初期噴射率抑制形の噴射率(以後、初期低噴射率と呼ぶ)、およびパイロット噴射率に対する噴流濃度についても検討した。この場合、最大ガス流量 Q_{jmax} はいずれもく形噴射率の場合と同一であり、初期低噴射率では、噴射初期においてガス流量を零から Q_{jmax} へと直線的に増加させ、パイロット噴射率では、噴射をいったん停止させた後、直ちに再噴射を行った。なお、いずれの場合もガスの総噴射量は 8 cm^3 とした。

図9は、アルゴン噴流における噴流軸断面での噴流濃度を各噴射率で比較した結果である。噴流到達距離が等しい画像で比較すると、初期低噴射率はく形噴射率と比べて、噴流濃度が全般的に低下している。これは、初期低噴射率の場合、噴射初速度が小さく、噴射後の経過時間 Δt 大きいためである。一方、パイロット噴射率では、噴流先端部到達距離の時間変化はく形噴射率の場合とほぼ同じであるが、パイロット噴射終了直後でその噴流塊の上流側が細くまた希薄になること、さらに、それに続く主噴射の、とくに先端部噴流濃度がく形噴射率での初期噴流に比べてかなり濃くなることがわかる。

図10に、上記画像データから解析した噴流濃度の体積確率密度 PD を示す。図10において、く形噴射率の場合、時間の経過とともに、高濃度領域の減少と低濃度領域の増加とが同時進行するとともに、中濃度領域に見られる PD の極大値が C_f の希薄側へ移行するのがわかる。一方、パイロット噴射率では、パイロット噴射中の PD がく形噴射率の場合に似ているものの、パイロット噴射終了直後では高濃度領域が消失し、その後主噴射が再開されると、高濃度と低濃度の領域、とくに後者が大幅に拡大する。

各噴射率に対する、平均噴流濃度 C_{fm} と噴射ガス量 $V_j[\text{cm}^3]$ との関係を図11に示す。いずれの噴射率においても基本的には V_j の増加とともに C_{fm} が減少している。初期低噴射率での C_{fm} について見ると、ガス噴射の初期、すなわち V_j が比較的小さい場合において、他の二者と比較して C_{fm} が著しく低く、また、噴射率増加の半ばで極小値を示すが、噴射率が定常となるあたりでく形噴射率よりも C_{fm} は高く、かつ極大値を示すようになる。一方、パイロット噴射率の場合、噴射初期の C_{fm} はく形噴射率とほぼ同様であるが、パイロット噴射終了直後で C_{fm} は極小となり、主噴射開始後に極大値が生ずる。これらの値はく形噴射率での

図9 噴射率が噴流濃度分布に及ぼす影響 (アルゴン, $D=7\text{ mm}$, $Q_{jmax}=5.4\text{ cm}^3/\text{s}$)

図10 各種噴射率における噴流濃度の確率密度分布 (アルゴン, $D=7\text{ mm}$)

値に比較して、極小値は低く、また極大値は高くなる。

3.5 定常噴流理論解との比較・考察 本実験の結果は、噴出のレイノルズ数が100前後の低速噴流によるものであるが、本項では、乱流自由噴流に対する速度分布理論との比較をもとに、間欠噴流の特性について検討を行った。

3.5.1 噴流形状 ここでは、Ozらによる非圧縮粘性定常噴流理論解⁽¹²⁾を用いて、 $C_f=5\%$ の曲線を噴流の輪郭として算出し、ガス噴射特性が噴流形状に及ぼす影響について比較・検討した。

図12に、アルゴンおよびヘリウムの噴流輪郭に対する理論解を示す。図12中の Z および r は、それぞれノズル先端からの噴流中心軸上位置および噴流半径である。また図12中の $U_0=0.1\text{ m/s}$ および 0.2 m/s は、ガス流量 $3.8\text{ cm}^3/\text{s}$ および $7.8\text{ cm}^3/\text{s}$ にそれぞれ相当する。図12において、アルゴン噴流に比べてヘリウム噴流では、噴流が半径方向に大きく広がること、また U_0 が 0.1 m/s の場合に示されるように、噴流先端の到達距離がアルゴンの場合に比べて著しく短縮していることなどがわかる。

したがって、先に実験結果として示した傾向、すなわちアルゴン噴流に比べてヘリウムでの間欠噴流が半径方向へ大幅に広がる傾向、および噴流先端が極度に希薄化し、噴流が短縮して見える現象は、いずれもOzの理論解と定性的に一致している。この現象は、主として噴流の動粘度に起因するものと思われる。

3.5.2 噴流濃度分布 図13は、アルゴン噴流の半径方向位置における噴流濃度 C_f の測定値を、Tollmienの定常噴流理論解と比較したものである。図13

図11 平均噴流濃度に及ぼす噴射率の影響 (アルゴン、 $D=7\text{ mm}$)

の縦軸は、噴流半径 r における C_f と、噴流中心軸上での噴流濃度 $C_{f\text{max}}$ との比、すなわち $C_f/C_{f\text{max}}$ であり、横軸は、 $C_f/C_{f\text{max}}=0.5$ を与える噴流半径 b をベースに r を無次元化したものである。また、図13中の Z/L_z はアルゴン間欠噴流での、噴流軸上の任意位置 Z と噴流先端の到達長さ L_z との比を示す。

図13に見られるように、ポテンシャルコアから傘状領域までの間、例えば $Z/L_z=0.5$ 付近においては、間欠噴流の $C_f/C_{f\text{max}}$ と定常噴流解とは比較的良く一致しているが、傘状領域である $Z/L_z=0.9$ になると、 $C_f/C_{f\text{max}}$ は r の増加に対し、必ずしも減少傾向を示さず、理論値よりも大幅に濃度の高い極大値を示す。このことから、とくに噴流先端部分では、前述の傘状化をとまなうが、その領域での混合気形成は傘状化によってむしろ阻害されていると言えよう。

3.5.3 平均噴流濃度と噴射条件との相関 ここでは噴射条件のうち、ガス流量 Q_j 、噴射後の時間 Δt 、噴射ガスの粘性 ν およびノズル径 D と平均噴流濃度 C_{fm} との相互関連について検討する。

前述のように、く形噴射率の場合、噴射後のある一定時間における C_{fm} は、 Q_j によってほとんど影響を受けないが、 Δt の増加、噴射ガスの動粘度 ν の増大、

図12 Ozによる定常ガスジェットの理論形状 ($D=7\text{ mm}$)

図13 間欠噴流の半径方向噴流濃度分布と定常噴流理論解 (Tollmien) との比較 ($D=5\text{ mm}$, $Q_j=5.4\text{ cm}^3/\text{s}$, $\Delta t=255\text{ ms}$)

 図 14 平均噴流濃度 C_{fm} と噴射パラメータとの相関

あるいはノズル径 D の縮小によって C_{fm} は減少する。このことに加えて、さらに、定常噴流に対する $Oz^{(12)}$ のパラメータを参考にして C_{fm} の影響因子を整理すると、以下のような式が考えられる。

$$C_{fm} = f\left(\frac{U_0 \cdot D}{\nu} \frac{D}{U_0 \cdot \Delta t}\right) = f[Re \cdot D / (U_0 \cdot \Delta t)] \quad \cdots \cdots (3)$$

なお関数 f 中の変数は、 Oz による噴流先端速度 U_{max} と噴射初速度 U_0 との比、すなわち U_{max}/U_0 に相当すると考えられる。

図 14 は、 $Re \cdot D / (U_0 \cdot \Delta t)$ と平均噴流濃度 C_{fm} との相関を調べた結果である。図 14 において、データに若干のばらつきがあるものの、アルゴン噴流の平均噴流濃度 C_{fm} は $[Re \cdot D / (U_0 \cdot \Delta t)]^{0.35}$ に比例すると同時に、それに対して良好な相関 (相関係数 0.82) を示すことがわかる。また、この結果から C_{fm} の低減に対しては、 Δt の増加は当然としても、ノズル径 D の縮小が極めて効果的であることが示唆される。

なお、アルゴン噴流とヘリウム噴流とでは絶対的に異なっているが、3・2 節で述べたように、とくにヘリウムでの平均噴流濃度は、今回の測定値よりも低くなることが予想されるため、実際にはアルゴン噴流の曲線にかなり近づくものと考えられる。

4. 結 論

間欠噴流の濃度分布に対する一つの定量化手法である LIFA 法を用いて、ガスジェットの構造および雰囲気ガス巻込み特性の解明を試みた。その結果、以下の点が明らかになった。

(1) 間欠ガス噴流の先端は、雰囲気ガスの導入が必ずしも良好ではなく、噴流濃度が高くなる傾向があるが、その形状は半径方向に広がる傘状となり、傘形状の外縁上流部では雰囲気ガスの導入が顕著である。

(2) 噴流先端の傘状領域を除くと、間欠噴流の半径方向濃度分布は定常噴流に対する Tollmien の理論解と良く一致する。

(3) 間欠噴流の平均噴流濃度、あるいは平均導入雰囲気濃度は、 $[Re \cdot D / (U_0 \cdot \Delta t)]^{0.35}$ に対して比較的良好な比例相関を有している。

(4) ノズル管長 L とノズル径 D との比、 L/D の低下にともなって、平均噴流濃度は低下する。

(5) パイロット噴射率の場合、パイロット噴射終了直後の噴流濃度は低くなるが、その後続く主噴射噴流の噴流濃度は、通常のく形噴射率の場合に比べて高くなる。また、初期の噴射率を低下させた場合、およびパイロット噴射を行った場合には、噴射後期で平均噴流濃度が増加する可能性がある。

本実験に際しては、北海道大学工学部 山崎賢治技官、日産自動車(株) 早川光君、本学院生 佐野貴弘君、および本学学生 片山美貴子君の協力を得た。ここに感謝の意を表する。

文 献

- (1) 西田・ほか 3 名, 機論, 57-537, B (1991), 1886.
- (2) 斎藤・ほか 4 名, 機論, 57-543, B (1991), 3973.
- (3) 山口・ほか 3 名, 機論, 55-519, B (1989), 3566.
- (4) Nagasaka, R., *Master Sci. Res. Rep.*, Univ. California, Berkeley, (1988).
- (5) Cole, J. B., ほか 1 名, *Appl. Phys.*, 13 (1980), 733-745.
- (6) 田辺・ほか 3 名, 第 9 回内燃機関合同シンポジウム講演集, (1991), 379.
- (7) Melton, L. A., *Appl. Opt.*, 22-14 (1983), 2224.
- (8) 城戸・ほか 2 名, 第 9 回内燃機関合同シンポジウム講演集, (1991), 367.
- (9) 日本分光学会, 蛍光測定, (1983), 4, 学会出版センタ.
- (10) 城戸・ほか 2 名, 第 10 回内燃機関合同シンポジウム講演集, (1992), 49.
- (11) 元・ほか 2 名, 機論, 57-543, B (1991), 3966.
- (12) Oz, I. H., *SAE Paper*, No. 690254 (1969).