半導体レーザ吸収分光法による燃焼ガス中の 温度および OH 濃度計測*

相澤 哲哉^{*1}, 神本 武征^{*2}, 田丸 卓^{*3}

Measurements of Temperature and OH Radical Concentration in Combustion Gases by Absorption Spectroscopy with a Diode Laser

Tetsuya AIZAWA^{*4}, Takeyuki KAMIMOTO and Takashi TAMARU

^{*4} Tokyo Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
2-12-1 Ohokayama, Meguro-ku, Tokyo, 152-8552 Japan

The in-situ, quantitative profiles of temperature and OH radical concentration in a post-flame region between two-dimensional laminar counter-flow twin flames were measured by wavelength modulation spectroscopy (WMS) using a 1.5 μm external cavity diode laser. The second harmonic ($2f$) signal was generated from absorption by two different overtone rotational-vibrational transitions of OH; the P 11.5 (v', v'')=(2, 0) ($\nu_0=6421.354\text{ cm}^{-1}$) and the P 5.5 (v', v'')=(3, 1) ($\nu_0=6434.613\text{ cm}^{-1}$) transitions. The absorption occurred in the post flame region between propane-air premixed twin flames stabilized in a two-dimensional laminar counter-flow burner (Tsuji burner) with a 60 mm line-of-sight path length. The temperature and OH concentration profiles at different equivalence ratios ($\phi=0.8$ and 0.9) were determined by least-square fitting of theoretical $2f$ lineshapes to the experimental counterparts and by calculating the ratio of the line intensities ('2-line method') of the two different OH transitions. The measured temperature and OH concentration profiles were qualitatively consistent with two-dimensional numerical predictions using an augmented reduced mechanism of propane-air premixed combustion which includes OH as principal species.

Key Words: Flame, Spectroscopic Measurement, Premixed Combustion, Diode Laser, Thermometry, OH Radical Concentration, Absorption Spectroscopy, Wavelength Modulation Spectroscopy

1. 緒 言

レーザ吸収分光法は、媒体中のある特定の化学種によるレーザ光の吸収から Lambert-Beer 則に基づいてその吸収強度を求め、温度や化学種濃度を決定する定量性に優れた測定法である。光源として半導体レーザを用いた場合、小形・軽量の装置、光ファイバとの適合性、室温動作といった工学的利便性から、比較的安価で実用的な非接触定量測定法としてさまざまな応用が期待できる。

本研究は、簡便な温度および化学種濃度の定量測定法としての半導体レーザ吸収分光法の実用性を検証し、従来より燃焼診断に用いられてきている CARS 法、LIF 法等に代わる、あるいはその測定結果のクロスチェックの手段となる簡便な燃焼診断技術として、また航空機等への搭載が容易な大気環境計測技術とし

て、本測定法を応用することを目的としている。著者らはその準備段階として、光通信用として普及している 1.55 μm 帯 DFB 半導体レーザを光源とする波長変調吸収分光法により、大気圧下のプロパン-空気層流予混合二次元対向流双火炎間の燃焼ガス中の OH 濃度を非接触定量測定している⁽¹⁾。

本稿では、光源として DFB レーザに比べて広い波長範囲での発振が可能な 1.5 μm 帯外部共振形半導体レーザを用い、上述の対向流双火炎間の温度分布および OH 濃度分布を同時非接触定量測定した。ここではこれまで用いてきた OH の P 11.5 (v', v'')=(2, 0) 振動回転遷移による吸収線に加え、新たに P 5.5 (v', v'')=(3, 1) 遷移による吸収線を用い、これら 2 本の OH 吸収線の吸収強度比から燃焼ガスの温度を (2 ライン法)、さらにこの温度と吸収強度を基に OH 濃度を求めている。この波長域の OH 吸収線による温度・OH 濃度の同時非接触定量測定は、著者の知る限り本稿が初めてである。

2. 半導体レーザ吸収分光法による 燃焼計測

近年の光通信、光ディスク装置の普及に伴い、可視

* 原稿受付 1999 年 5 月 13 日。

^{*1} 正員, 東京工業大学大学院 (☎ 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

^{*2} 正員, 東海大学工学部 (☎ 259-1292 平塚市北金目 1117)。

^{*3} 正員, 航空宇宙技術研究所 (☎ 182-8522 調布市深大寺東町 7-44-1)。

E-mail: taizawa@ctrl.titech.ac.jp

～近赤外域の半導体レーザーは急速に発展してきている。これらの波長域に存在する分子の吸収スペクトルはおもに電子遷移、および振動・回転遷移の倍音および結合音に基づくもので吸収強度が必ずしも強いとはいえないが、上述の工学的利便性を動機として、燃焼に関与する分子種を対象とした数多くの研究が精力的に行われている⁽²⁾。火炎等を対象としたラジカル種の in-situ 計測のこれまでの例としては、OH⁽³⁾⁽⁴⁾、HCO⁽³⁾、HO₂⁽³⁾の計測等が挙げられるが、これらはスペクトルの吸収強度変化を定性的に調べるか、あるいは熱電対測定温度を基に濃度を求めるにとどまっている。本稿では OH 吸収線を用いた 2 ライン法により燃焼ガス温度を、さらにこの温度と吸収強度を基に OH 濃度を、同時に非接触定量測定している。

近赤外域での燃焼ガスの吸収分光測定では多くの場合、同波長域に無数に分布する高温水蒸気の吸収線による干渉が問題となる。図 1 は近赤外域の OH および H₂O の 2 000 K における吸収スペクトルを、HITRAN 1996⁽⁵⁾ および HITEMP⁽⁶⁾ データベースの分光パラメータを基に予測したものである。本研究で用いている 1.5 μm 周辺 (6 200～6 600 cm⁻¹) の波長域は、H₂O 吸収線に対する OH 吸収線の相対的な線強度が大きく、他の波長域に比べ燃焼ガス中の OH 測定

に有利な波長域であることがわかる。この波長域にはこのほかにも CO、CO₂、N₂O など燃焼に深くかかわる分子種の振動回転に基づく吸収線が分布しており、燃焼診断への応用が期待される。

上記のラジカル種を含む吸収の微弱な多くの分子種の計測では、測定に十分な吸収光路長を確保するため、しばしば Herriott ミラー等の多重反射光学系が用いられている。しかし実用燃焼器等における計測ではこのような光学系の応用は難しい場合が多く、波長変調分光法 (WMS 法) やその他の高感度検出法を用いる必要がある。レーザー発振波長を周波数 f で変調し、検出信号を周波数 $2f$ で位相検波する $2f$ 検波は、WMS 法のなかでも広く用いられている検出法であり、 10^{-6} 程度の吸収を容易に検出できる。本研究では外部共振形レーザーのキャビティ端反射鏡に取付けられた波長掃引用ピエゾアクチュエータに 1 kHz の変調をかけることにより $2f$ 検波を行い、吸収光路長 60 mm、吸収率 10^{-4} オーダ (OH モル分率約 0.1% に相当) での定量測定を行った。

3. 測定の理論

3・1 直接吸収 吸収係数 $\alpha_{(\nu)}$ [cm⁻¹]、吸収光路長 L [cm] の均一な媒体中を通過する波数 ν [cm⁻¹] の光の透過率 $\tau_{(\nu)}$ は、Lambert-Beer の法則により以下のように与えられる。

$$\tau_{(\nu)} = \frac{I_{(\nu)}}{I_{0(\nu)}} = \exp(-\alpha_{(\nu)}L) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで $I_{0(\nu)}$ および $I_{(\nu)}$ はそれぞれ入射時および媒体透過後のレーザー光強度である。ある特定の吸収線についての吸収係数 $\alpha_{(\nu)}$ は以下のように定義される。

$$\alpha_{(\nu)} = S(T)g_{(\nu-\nu_0)}N \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで $S(T)$ [cm molecule⁻¹] は絶対温度 T [K] における吸収線強度、 $g_{(\nu-\nu_0)}$ [cm⁻¹] は吸収線中心波数を ν_0 [cm⁻¹] としたときの吸収線形状関数、 N [molecule cm⁻³] は被測定分子種の数密度である。 $S(T)$ は以下の式により計算される。

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \times \exp\left[-\frac{hcE''}{k}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \times \left[\frac{1 - \exp(-hcE''/kT)}{1 - \exp(-hcE''/kT_0)}\right] \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで $S(T_0)$ [cm molecule⁻¹] は絶対温度 T_0 (=296 K) における吸収線強度、 $Q(T)$ は絶対温度 T [K] における分配関数、 E'' [cm⁻¹] は下準位のエネルギーである。本稿では OH 吸収線の $S(T_0)$ 、 E'' の値、および $Q(T)$ の多項式近似の各項の係数として

Fig. 1 Predicted line intensity of near-infrared transitions of OH and H₂O at 2 000 K

HITRAN 1996 データベースに記載されている値を用いている。大気圧火炎中での吸収線形状関数 $g(\nu-\nu_0)$ はドップラー広がりとは圧力広がり（Voigt 関数）で表すことができる。Voigt 関数の形状はドップラー幅 $\Delta\nu_D$ [cm⁻¹] と圧力幅 $\Delta\nu_C$ [cm⁻¹] の吸収線形状への寄与率を表す下記の Voigt- a 値により一義的に決まる。

$$a = \sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\nu_C}{\Delta\nu_D} \quad \dots\dots\dots (4)$$

Voigt- a 値は吸収線幅と絶対温度から求めることができる。本稿では後述のように OH 吸収線の線幅を別途測定しているため、吸収線形状関数 $g(\nu-\nu_0)$ を絶対温度の関数として扱うことができる。Voigt 関数の形状は Armstrong のプログラム⁽⁷⁾ を用いて計算した。

以上により、絶対温度 T が与えられれば、式(1)左辺の透過率 $\tau(\nu)$ の測定値から分子種数密度 N を求めることができる。

3・2 2 ライン法による温度測定 温度は下準位のエネルギー E'' の異なる 2 本の吸収線の線強度比 $R(T)$ を用いて求めることができる。

$$R(T) = \frac{S_1(T)}{S_2(T)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

添字 1, 2 は 2 本の異なる吸収線を示す。吸収線 1 として OH の P 5.5(v', v'')=(3, 1) 振動回転遷移による吸収線 ($\nu_0=6434.613$ cm⁻¹, $E''=4093.217$ cm⁻¹)、吸収線 2 として P 11.5(v', v'')=(2, 0) 遷移による吸収線 ($\nu_0=6421.354$ cm⁻¹, $E''=2413.614$ cm⁻¹) を用い、 $R(T)$ を絶対温度 T に対してプロットしたものが図 2 である。実験により $R(T)$ が求められれば、それに対応する絶対温度 T が図 2 より得られる。

2 本の吸収線強度比を用いた温度測定では $R(T)$ の絶対温度に対する感度が重要となる。2 本の吸収線の下準位エネルギー E'' の差を $\Delta E''$ としたとき、 $R(T)$ は絶対温度 $T=0.72\Delta E''$ において温度変化に対する感度が最大となる⁽⁸⁾。本研究で用いた 2 本の OH 吸収

Fig. 2 Calculated variation of $R(T)$ with temperature

線の組合せでは、 $T=1205$ K で $R(T)$ の温度変化に対する感度が最大 [$dR/dT=2.6\times 10^{-4}$ K⁻¹, すなわち $R(T)$ 測定誤差 1% は T 誤差 38.5 K に相当] となり、より高温の広い燃焼温度領域でもこれに近い感度が維持されている。

3・3 2f スペクトル 本研究では直接吸収により透過率 $\tau(\nu)$ を測定するかわりに、直接吸収に比べ 3~4 けた高い S/N を実現できる 2f スペクトルの測定値と理論形状の比較（最小二乗フィッティング）により、温度および OH 濃度を測定している。動作電流による波長変調が一般的な DFB レーザを用いた場合の 2f 信号波形の理論計算については、すでに文献(1)で述べている。本研究で使用した外部共振器レーザの場合もこれと同様の計算が適用できるが、後述する本研究でのレーザ動作条件では、波長変調に伴うレーザ光強度変化の振幅はレーザ光強度の DC 成分に対し無視できる (1.2% 以下)。また、波長掃引時のレーザ光強度変調と波長変調の位相シフト (AM-FM シフト) の変化は最大で $\pm 5^\circ$ 程度であり、ロックイン検出位相を 2f 信号が最大となるよう調節した場合、AM-FM シフトによる 2f スペクトル形状への影響は無視できる (0.4% 以下)。よって 2f 信号波形 $Y_{2f}(\nu)$ は以下の式により計算することができる。

$$\nu(t) = \bar{\nu} + \Delta\nu \cos(\omega_m t) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\tau(\nu(t)) = \sum_{k=0}^{+\infty} H_k(\bar{\nu}, \Delta\nu) \cos k\omega_m t \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$H_k(\bar{\nu}, \Delta\nu) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \tau(\bar{\nu} + \Delta\nu \cos u) \cos kudu \quad (k > 0) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$Y_{2f}(\nu) = -C \frac{\bar{I}_0}{2} H_2(\bar{\nu}, \Delta\nu) \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで $\nu(t)$ はレーザ波長を周波数 ω_m で変調したときのレーザ波数瞬時値、 $\bar{\nu}$ および $\bar{I}_0$ はレーザ波数およびレーザ光強度の DC 成分、 $\Delta\nu$ は変調深さ、 C は検出器およびロックインアンプの利得である。

2f スペクトルの測定値と理論値の最小二乗フィッティングから温度および OH 濃度を求める具体的手順としては、まず $R(T)$ の値、すなわち絶対温度 T の値を仮定する。吸収線形状関数 $g(\nu-\nu_0)$ は上述のように絶対温度 T の関数として扱えるため、フィッティング時の独立変数は $S(T)NL$ のみとなる。よって 2 本の吸収線 1 および 2 に対するフィッティングから、それぞれ $S_1(T)NL$ および $S_2(T)NL$ が求められる。これらの比から求まる新たな $R(T)$ が最初の $R(T)$ 仮定値に等しくなるまで反復計算を行う。ひとたび T が求まれば、すでに求まっている $S_1(T)NL$ あるいは $S_2(T)NL$ の値から、数密度 N が求まる。本稿では

Fig. 3 Optical setup for diode laser absorption measurements: BS: beamsplitters, PD: photo-diodes, ECDL: External Cavity Diode Laser

Fig. 4 Variation of modulation depth with modulation amplitude of piezo voltage input for the external cavity diode laser

$S_2(T)$ が $S_1(T)$ より測定温度誤差の影響を受けにくい、濃度測定に $S_2(T)NL$ の値を用いている。

4. 実験装置

測定光学系および信号処理系の概略を図3に示す。外部共振器半導体レーザ(NewFocus Model 6328)は動作電流 80 mA、出力約 6 mW で動作する。レーザコントローラの波長微調整用ピエゾアクチュエータの入力端子に、ファンクションジェネレータからの正弦波(1 kHz)と、コンピュータに内蔵された D/A 変換ボードからののこ刃状電圧(0.15 Hz)を合せて入力することにより、レーザ発振波長を変調すると同時に着目する吸収スペクトルを中心とする $\pm 0.2 \text{ cm}^{-1}$ の範囲を波長掃引する。印加する正弦波電圧の振幅とレーザ波長の変調深さの関係は光スペクトラムアナライザ(Melles Griot Superband, フィネス ≥ 200 , FSR=10 GHz)を用いて別途測定した(図4)。

レーザ光はビームスプリッタにより4分割される。

Table 1 Counterflow burner operating conditions

Equivalence ratio	Propane-air mixture mean velocity (m/s)	
	at square chamber inlet	at cylinder surface
0.8	1.20	0.24
0.9	1.63	0.31

Fig. 5 Counterflow burner and positions of the laser beam

図3中のPD1で示されるフォトダイオード(浜松ホトニクス B 2144-01)は対向流バーナの燃焼ガス中を透過したレーザ光の強度 I_{ν} を検出し、同様にPD2は参照レーザ光強度 $I_{0\nu}$ を検出する。PD1およびPD2の出力をロックインアンプで差動増幅することにより、レーザ出力変動の影響を除去でき、よりSN比の高い測定が可能となる。PD3は石英エタロン(FSR=0.0508 cm^{-1})による干渉フリンジを検出する。干渉フリンジはスペクトルの相対波長の計算に用いる。OH吸収線中心波長は波長計(Burleigh WA-1000)により測定する。

二次元多孔質円筒対向流バーナの概略を図5に示す。バーナは下部整流筒と上部燃焼室で構成される。燃焼室は厚さ5 mmの石英窓に囲まれた一辺60 mmの正方形断面流路で、流れに垂直に外径30 mmの銅製多孔質円筒が挿入されている。正方形流路と円筒内部の双方に同当量比のプロパン-空気予混合気を供給することで、多孔質円筒上流よどみ面近傍に安定な二次元対向流双火炎が形成される。二つの火炎面の位置および間隔はあらかじめ直接写真により測定し、実験時は当量比0.8および0.9の条件で内火炎～円筒表面間の距離が約0.5 mm、火炎面間隔が約7.5 mmとなるよう予混合気流速を調節した(表1)。レーザ光は焦点距離750 mmの球面鏡により細い円すい状ビーム

Fig. 6 Measured 2f signal of absorption by OH lines at different positions in the postflame region between propane-air premixed twin flames of equivalence ratio $\phi=0.9$

となつて燃焼室中央に焦点を結びつつ、円筒軸と平行に二つの火炎面間の燃焼ガス中を通過する。吸収光路端にあたる燃焼室内壁位置でのビーム直径は約 0.5 mm である。バーナは上下方向にトラバース可能であり、レーザー位置を固定しつつ、二つの火炎面間 7.5 mm を 0.25 mm 間隔で 31 点計測する。

5. 実験結果および考察

当量比 0.9 のプロパン-空気予混合双火炎間の燃焼ガス中で測定された。P 11.5(v' , v'')=(2, 0) および P 5.5(v' , v'')=(3, 1) 遷移による OH 吸収線の 2f スペクトルを図 6(a), (b) に示す。レーザー波長の変調深さは $\Delta\nu=0.054\text{ cm}^{-1}$ で一定とした。ここではレーザー波長をのこ刃状に 0.15 Hz で掃引し 5 波形をアベレージングしているため、1 波形の測定に要する時間は約 30 s である。図 6 の縦軸は 2f 信号強度をレーザー光強度で標準化したものである。斜め奥へ伸びる軸が円筒表面からの距離(レーザー光強度が円筒に遮られて半分になる点を 0 mm としている)であり、0 mm および 7.5 mm 付近が二つの火炎面位置に相当する。P 5.5(v' , v'')=(3, 1) 吸収線の信号強度は P 11.5(v' , v'')=(2, 0) 吸収線のおよそ 1/3 程度である。スペクトルの非対称性は OH 吸収線近傍の高温水蒸気吸収線

Fig. 7 Measured 2f signal profiles of OH lines at stagnation point in the postflame region (solid curve) and multi-line Voigt-fitted 2f profiles (dashed curves)

の干渉によるものである。吸収線中心波長での吸収率は $10^{-3}\sim 10^{-4}$ のオーダーである。いずれの吸収線においても、2f 信号強度は OH 濃度の非平衡状態を反映し、二つの火炎面近傍でピークを有し、よどみ点に向かってなだらかに下がっている。

図 7(a), (b) に、よどみ点位置における二つの吸収線の 2f スペクトルの測定値と理論値の最小二乗フィッティング結果の例を示す。火炎中では水蒸気吸収線の干渉は無視できない。HITEMP データベースによれば、1.5 μm 周辺でフィッティングに影響を与える可能性のある水蒸気吸収線の分布密度は 50 本/ cm^{-1} にも及ぶ。しかしこれらのデータベースは吸収線の位置および強度の信頼性が低く、現段階ではフィッティングで考慮する水蒸気吸収線の選択に用いることはできない。そこで本研究ではフィッティングの際に、実験で得られたスペクトルから位置の類推が可能で干渉の影響が大きいと思われる水蒸気吸収線を、OH P 11.5(v' , v'')=(2, 0) 吸収線の周辺では 3 本、OH P 5.5(v' , v'')=(3, 1) 吸収線の周辺では 1 本考慮に入れ、マルチラインフィッティングを行っている。ここで考慮しきれていない水蒸気吸収線はフィッティング

Fig. 8 Measured temperature and OH concentration

Fig. 9 Comparison between the predicted and measured profiles of temperature and OH concentration at $\phi=0.9$

誤差の原因になっていると考えられる。Voigt- α 値の決定に必要な吸収線半値半幅 $\Delta\nu_{HWHM}$ は $2f$ スペクトルピーク値が最大となる変調深さ $\Delta\nu_{opt}$ の測定値から以下の式⁽⁹⁾により求めた。

$$\frac{\Delta\nu_{opt}}{\Delta\nu_{HWHM}} = 2.2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

吸収光路長を $L=60$ mm, 光路中の温度および OH 濃度を均一と仮定し, 上述の理論に基づいてフィッティングの結果から温度および OH 濃度分布を求めたものを図 8 に示す。OH 濃度は当量比 0.8 より 0.9 が高い値を示しているが, 温度には当量比による明確な差は見られない。いずれの当量比でも円筒表面からの距離 3.25 mm 付近で温度最大, OH 濃度最小となり, ここがよどみ点位置に相当すると考えられる。OH 濃度は非平衡状態を反映し, 二つの火炎面よりやや下流で最大となっている。

OH 濃度を考慮したプロパン-空気燃焼反応の簡略化反応機構⁽¹⁰⁾を用いた二次元数値解析による温度および OH 濃度予測値と測定値(当量比 0.9 の場合)の比較を図 9 に示す。両者の定性的傾向はよく一致している。数値解析においては, 質量, 運動量, エネルギー

Fig. 10 Numerical simulation domain

ー, 化学種の保存式および状態方程式の計算には用コードである Fluent を用い, 化学種の物性値は CHEMKIN データベース⁽¹¹⁾の値を用いた。ふく射等による熱損失は考慮していない。計算領域は図 10 に示すようによどみ点を一頂点とする高さ 8 mm, 幅 2 mm の長方形とし, 下辺の境界条件として, よどみ点から外側火炎面までの距離が実験値と等しくなるよう, 一様な予混合気流速を与えた。

図 9 中の数値解析結果のおもな誤差要因としては境界条件の与え方, 簡略化反応機構による解析誤差, ふく射およびバーナへの熱伝達による熱損失の影響などが考えられる。また測定結果のおもな誤差要因としては, 高温水蒸気吸収線の干渉に起因する $2f$ スペクトルのフィッティング誤差の影響, 吸収線幅測定誤差の影響(最大温度誤差 $+190 \sim -160$ K, 最大 OH 濃度誤差 $\pm 5\%$), 燃焼室内壁近傍の温度境界層におけるエッジエフェクト(同 -50 K および -13%), 二次元を仮定している火炎面形状のひずみの影響などが考えられる。これらの誤差要因も含め, 測定値の定量評価についてはなお検討を要する。

6. ま と め

1.5 μm 帯外部共振形半導体レーザを光源とする波長変調吸収分光法により, 当量比 0.8 および 0.9 におけるプロパン-空気層流予混合二次元対向流双火炎間の燃焼ガス中の温度分布および OH 濃度分布を非接触定量測定した。測定には OH の $P11.5(v', v'')=(2, 0)$ および $P5.5(v', v'')=(3, 1)$ 振動回転遷移による吸収線を用いた。測定値は OH 濃度を考慮した簡略化反応機構を用いた二次元数値解析結果と定性的に一致した。定量評価についてはなお検討を要する。今後, 燃料をメタンに切換え, レーレー散乱法等の原理の異なる方法による測定温度のクロスチェック, 詳細反応を考慮した数値解析結果との比較を行っていく予定である。

多孔質円筒対向流バーナの制作にご助力ください

た, 東京電機大学工学部 吉田亮教授に感謝の意を表す。また研究全般にわたる貴重な助言と実験装置の一部を提供していただいた, カリフォルニア大学パークレー校 R. W. Dibble 教授とサウスウェストサイエンス社 D. B. Oh 博士に感謝の意を表す。

文 献

- (1) Aizawa, T., Kamimoto, T. and Tamaru, T., *Appl. Opt.*, **38**-9(1999), 1733-1741.
- (2) 総論として, Allen, M. G., *Meas. Sci. Technol.*, **9**(1998), 545-562.
- (3) Oh, D. B., ほか 4 名, *Proc. West. States Sec. Combust. Inst. Meet.*, Los Angeles, CA, Paper No. 96F-084 (1996-10).
- (4) Upschulte, B. L., ほか 3 名, *Appl. Opt.*, **38**-9(1999), 1506-1512.
- (5) Rothman, L. S., ほか 20 名, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **60**(1998), 665-710.
- (6) Rothman, L. S., ほか, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, (投稿中).
- (7) Armstrong, B. H., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **7**(1967), 61-88.
- (8) Arroyo, M. P. and Hanson, R. K., *Appl. Opt.*, **32**-30(1993), 6104-6116.
- (9) Reid, J. and Labrie, D., *Appl. Phys.*, **B26**(1981), 203-210.
- (10) Djavdan, E. and Darabiha, N., ほか 4 名, *Combust. Sci. Technol.*, **76**(1991), 287-309.
- (11) Kee, R. J., ほか, *Sandia Natl. Labo. Rep.*, 89-8009B (1993).