

2 波長レーザビームスキャン法による 燃料噴霧の気液濃度 2 次元定量計測

2-D Quantitative Measurement of Liquid and Gas Concentrations in a Fuel Spray Using Laser-Beam-Scanning Technique

今井康雄, (Yasuo IMAI) 千葉大学大学院 (Chiba Univ. Graduate School)	森吉泰生, (Yasuo MORIYOSHI) 千葉大学 (Chiba Univ.)	豊田一樹 (Kazuki TOYODA) 日産自動車株式会社 (Nissan Motor Co. Ltd.)
---	---	---

Planer Laser Induced Fluorescence (PLIF) has been employed to measure the spatial fuel liquid and vapor concentration distributions, although it is difficult to achieve quantitatively accurate measurement. The authors devised a 2-D fuel spray concentration distribution measurement method which combines three optical principles: absorption, fluorescence, and scatter. NO_2 gas was used as a fluorescence dopant while Ar^+ laser was employed as a light source by scanning across the cylinder in order to measure the spatial fuel concentration distribution. In order to obtain accurate results, some data correcting methods were proposed. Finally this technique was applied to swirl sprays. Quantitative measurement was successfully achieved and the characteristics of fuel liquid and vapor concentration distribution using a swirl type injector were confirmed.

Key Words: Laser-aided diagnostics, Fuel atomization, Internal combustion engine, Beam scanning, 2-D measurement, Fuel spray

1. 緒 論

内燃機関の燃焼制御を行うためには、制御対象となる燃料と空気の混合気の空間的な分布を計測することが必要である。

空間的に気相及び液相燃料濃度情報を把握する方法として、エキサイプレックス蛍光法が挙げられる。例えば千田ら⁽¹⁾はディーゼル噴霧に適用し、ナフタレンと TMPD の混合物を蛍光剤として燃料気液濃度分布の測定を行った。これは気相と液相から波長の異なる蛍光が放出される特性を利用して燃料の気液同時濃度計測を行うものである。また、鈴木⁽²⁾らは軽油に性質の近い α -メチルナフタレンを用い、2 波長レーザ光によって α -メチルナフタレンを励起し、各波長における α -メチルナフタレンの吸収による減衰量と、燃料液滴の散乱による透過光減衰量を測定することで、液滴と蒸気の分布を計測した。前者は蛍光測定の問題から定量化の課題を残している。後者では、燃料濃度の空間分布を知るためには CT 法を用いた複数

回計測が必要であり、測定に手間を要する。またいずれの手法も光源としてパルスレーザを使用しており、計測装置自体が高価になってしまう問題もある。

そこで著者らは、蛍光剤として 700K までは温度の影響をほとんど受けない二酸化窒素⁽³⁾及び比較的安価なアルゴンイオンレーザを光源として用い、光の吸収法、蛍光法、散乱法を組み合わせ、レーザビームを高速スキャンすることによって、燃料濃度を定量的に二次元断面内で連続的に計測する方法を考案した。本報告ではその測定精度について検討を行うと共に、*n*-ヘプタン、*n*-ペンタン噴霧に対し適用を行った結果について説明する。

2. 測定原理

2.1 吸収法^{(4), (5)}

ある気体に特定の波長の光を通すと、気体はその光のエネルギーを吸収し、式(1)にしたがって上位準位に励起される。

*原稿受付 2004 年 8 月 10 日。

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (1)$$

また、Lambert-Beer の法則により、吸収された光の減衰比は気体濃度と光路長の積に比例する。

$$\alpha = \ln \frac{I_0}{I} = kCl \quad (2)$$

ここで、 α は吸光度、 I_0 は試料通過前の光強度、 I は試料通過後の光強度、 k は吸光係数、 C は試料濃度、 l は光路長である。

2.2 蛍光法 (4), (5)

光のエネルギーを吸収し上位準位に励起された分子は、安定準位に戻るとき準位差に相当する強さの蛍光を放出する。蛍光強度は基本的に試料濃度に比例するが、異なる共存分子によるクエンチングの影響のため、蛍光強度による試料濃度の定量化は困難である。

2.3 散乱法

光路上に液滴が存在する場合、光は液滴によって散乱される。光路中に存在する粒子が球状で同径であり、さらにすべての粒子がビームの中に収まっていると仮定すると、散乱光強度分布は粒子径パラメータ $\alpha > 5$ において粒径の 2 乗と数密度の積にほぼ比例する⁽⁶⁾。

2.4 三つの手法を組み合わせた測定方法および実験装置

図 1 に測定原理の概略図を示す。二酸化窒素はアルゴンレーザーから発振される 488nm, 514.5nm の 2 つの波長を吸収する性質を持つが、その吸収特性はそれぞれの波長で異なっている。また、雰囲気中に液滴が存在する場合、レーザー光は液滴の散乱によっても減衰するが、この減衰特性は 2 波長でほぼ等しい。この時、それぞれの波長の吸光度は次式のように表せる。

$$\alpha_{488} = \alpha_{488Vab} + \alpha_{488Lsc} \quad (3)$$

$$\alpha_{514.5} = \alpha_{514.5Vab} + \alpha_{514.5Lsc} \quad (4)$$

α は各波長における吸光度、 α_{Vab} は二酸化窒素の吸収による吸光度、 α_{Lsc} は燃料液滴の散乱による透過光減衰である。よって、双方の波長の吸光度を測定し差し引くことで、式(5)に示すように NO_2 ガスの吸収による減衰量のみを求めることができ、これを吸光度 $\Delta \alpha$ と定義した。(城戸らの FIFA 手法⁽⁷⁾である。)

$$\Delta \alpha = \alpha_{488Vab} - \alpha_{514.5Vab} \quad (5)$$

図 2 に実験装置の概略を示す。使用するレーザーはアルゴンイオンレーザー(全波長発振、ビーム径 6mm(1/e²), 出力 4.0W)であり、488nm と 514.5nm の二波長が特に強く発振されている。2 次元計測を可能にするために、ビームをスキャンするステッピングモータが設けられている(回転速度 120r/min)。入射光はシリンドラ内でビームを平行移動させるための凹面鏡、補正用シリンドリカルレンズ(外半径 53.5mm, 内半径 56.5mm, 厚さ 12mm, 材質 BK7)を介し、石英ガラス製のシリンドラ内に導かれる。シリンドラ内には蛍光剤として既知濃度の二酸化窒素と窒素の混合ガスを充填し、シリンドラ中心に設置されたインジェクタから n-ヘプタンまたは n-ペンタンを噴射する。

二酸化窒素がアルゴンイオンレーザーの光エネルギーを吸収すると共に液滴による散乱のため、レーザー光強度は減衰する。減衰したビームは、補正用シリンドリカルレンズ、凹面鏡を介し焦点に集光される。焦点位置に液体ライトガイド(コア径 10mm)を設けて、透過ビームをビームスプリッタによって二つに分け、488nm と 514.5nm それぞれのバンドパスフィルタを介して光電子増倍管へ導く。光電子増倍管の出力はデジタルオシロスコープによって検出し、それぞれの波

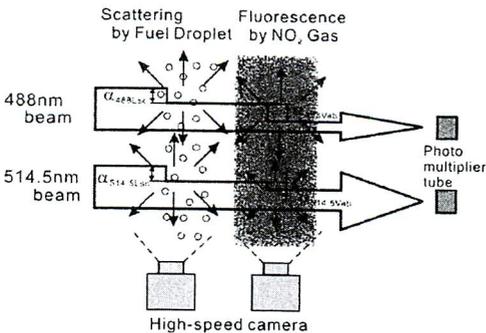


Fig.1 Measurement principle

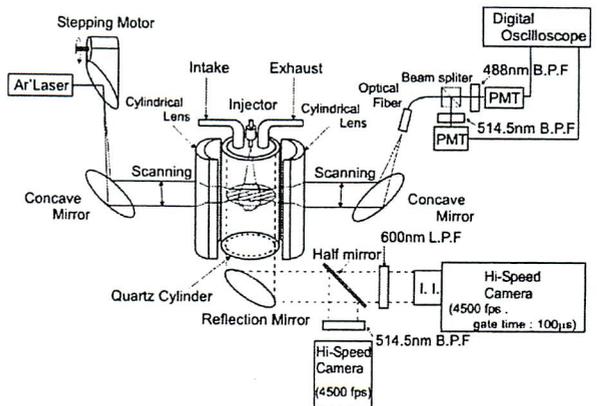


Fig.2 Experimental apparatus

長の吸光度を計測する。そして、これらを差し引くことにより吸光度 $\Delta\alpha$ を求める。この吸収量を測定することで、式 (5) により光路に沿った二酸化窒素濃度の積算値が求められる。ここで得られる濃度は精度の高いものであるが、空間的な分布は得られない。そこで蛍光法を併用する。

二酸化窒素は安定準位に戻るときに、550~700nm 程度の波長の蛍光を放出するため、これを測定するために、シリンダ下部も石英ガラス製とし、反射鏡および蛍光撮影用のための 600nm ロングパスフィルタを介し、イメージブースタおよびインテンシファイア (I.I.) 付の高速度ビデオカメラ (4500fps, 分解能 256×256, 1ピクセル=1.5mm×1.5mm, 8ビットグレースケール, I.I.ゲート時間 100 μ s 固定) によりシリンダ内の様子を直接撮影する。この手法により、雰囲気中の二酸化窒素の積算及び相対濃度を同時測定し、これらを連立させて局所濃度を定量的に測定する。さらに図のように被写体をハーフミラーによって二つに分け、一方は 514.5nm 狭帯域バンドパスフィルタを介して燃料液滴の散乱光のみを透過させ、高速度ビデオカメラにより直接撮影することで、燃料液滴の分布測定を同時に行うことができる。

図 3 にシリンダ部の詳細、および今回実験を行った測定位置を示す。シリンダの寸法は内径 80mm, 厚さ 10mm であり、シリンダヘッドの中心に単孔スワールインジェクタ (噴口径 0.75mm, 噴霧角 55 度)

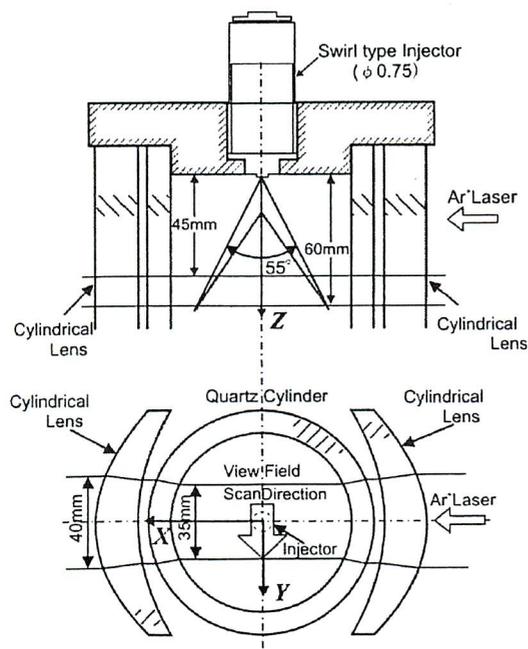


Fig.3 Schematic of optical access

が設けられている。今回測定を行った領域は、シリンダヘッド下端面から 45mm, 60mm の 2つの高さ位置においてスキャン幅 35mm とした。このスキャン幅は入射前には 40mm となっているが、シリンダ内で屈折が起こるため 35mm となる。噴射圧は数値解析結果との比較のために 0.5MPa とした。なお図中に示すように噴射軸方向を Z 軸とし、ビーム軸方向を X 軸、スキャン幅方向を Y 軸と定義する。

3. 測定法の検証

3.1 検定実験結果

燃料噴射実験を行う準備として、雰囲気圧力を大気圧から 0.4MPa まで 0.1MPa ごとに変化させ、さらに充填する均一二酸化窒素の濃度を 0.18mol/m³ ~ 0.89mol/m³ まで変化させて、吸収法と蛍光法の検定実験を行った。なお温度は常温である。シリンダ内のスキャンに要する時間は 9ms であり、結果として 5回の測定の平均値を示している。

3.1.1 吸収法 図 4 に、雰囲気圧を 0.1MPa から 0.4MPa に変化させたときの、シリンダ中心における二酸化窒素濃度に対する 488nm, 514.5nm それぞれ

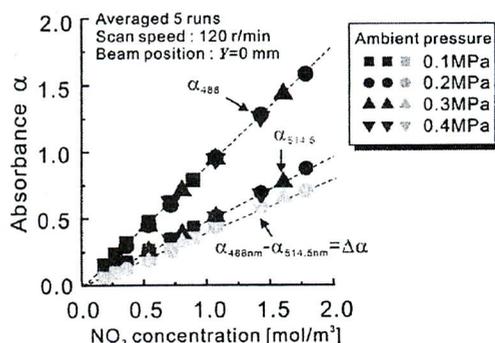


Fig.4 Calibration curve of absorbance α

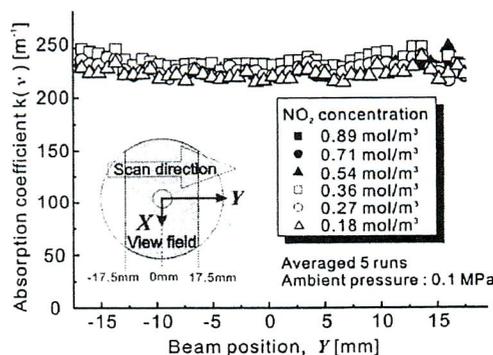


Fig.5 Spatial distribution of absorption coefficient

の吸光度の関係とそれから得られる $\Delta\alpha$ を示す。いずれの場合も Lambert-Beer の法則が示すとおり、二酸化窒素のモル濃度に比例して、吸光度が増加していることがわかる。さらに、雰囲気圧力によらずほぼ同一の直線上にあることが分かる。

次に、シリンダ内 Y 軸方向の各位置における吸光度 $\Delta\alpha$ を二酸化窒素濃度とシリンダ内を通過するビームの光路長で除して求める吸光係数の分布を図 5 に示す。この結果からいずれの濃度においても、吸光係数は位置に依らずほぼ一定の値を示している。低濃度側で吸光係数の変動がやや大きくなっているが、これは測定器のノイズレベルが二酸化窒素の濃度にかかわらず一定であるため、信号強度の弱い低濃度側で S/N 比が悪化したためである。この変動は二酸化窒素濃度が 0.18mol/m^3 において $\pm 10\%$ 以内である。

3.1.2 蛍光法 図 6 に二酸化窒素濃度に対するシリンダ中心軸における蛍光強度分布の軸上平均値を示す。大気圧では、二酸化窒素濃度に比例して蛍光強度が増加していることがわかる。一方、雰囲気圧力を変化させた時の結果を見ると、高圧になるにつれて同じモル濃度でも蛍光強度が低下しているのが分かる。これは、圧力上昇に伴い蛍光分子と雰囲気中の窒素分子との衝突確率が増大し、無輻射遷移した分子が増加したためと考えられる。また蛍光法の測定誤差は、雰囲気圧力が 0.1MPa 、二酸化窒素濃度が 0.89mol/m^3 の時には $\pm 6\%$ 程度、 0.36mol/m^3 では $\pm 14\%$ 以内になっている。

3.1.3 散乱による透過光減衰の波長依存性 本測定原理において、吸光度の散乱による減衰割合は各波長で等しいと仮定している。しかし、実際には測定誤差を生じ、それぞれの波長によってその割合は異なる可能性があるためその検討を行った。

図 7 に検討過程を示す。本手法では吸収法により測定した各波長の吸光度 α_{488} , $\alpha_{514.5}$ は、二酸化窒素の吸収および燃料液滴の散乱による減衰の両方を含んでおり、散乱による減衰をキャンセルするために吸光度の差 $\Delta\alpha$ を求めた。一方 3.1.1 で示した検定実験は液滴の散乱がない状態で行ったので、図 4 を使って $\Delta\alpha$ の値から各波長における二酸化窒素の吸収のみによる吸光度 $\alpha_{488\text{Vab}}$, $\alpha_{514.5\text{Vab}}$ を求めることができる。さらに図 7 の第 3 ステップに示した式を解くことにより、各波長における燃料液滴の散乱による吸光度 $\alpha_{488\text{Lsc}}$, $\alpha_{514.5\text{Lsc}}$ を求めることができる。得られた散乱による吸光度を図 8 に示す。なお噴射の条件は第 4 章の表 1 に示すとおりである。

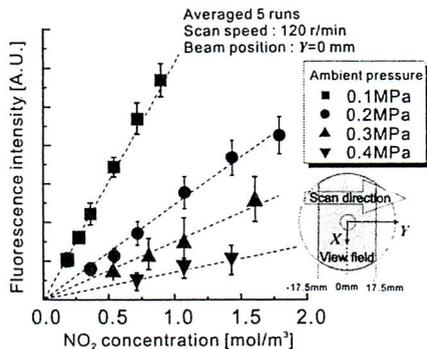


Fig.6 Calibration curve of fluorescence intensity

1st step

Measurement absorbance $\alpha_{488\text{Vab}}, \alpha_{514.5\text{Vab}}$ and $\Delta\alpha$ from fuel injection experiment

2nd step

Absorbance $\alpha_{488\text{Vab}}, \alpha_{514.5\text{Vab}}$ are determined by calibration curve of absorbance α

3rd step

Absorbance $\alpha_{488\text{Lsc}}, \alpha_{514.5\text{Lsc}}$ are determined by following equations

$$\alpha_{488\text{Lsc}} = \alpha_{488} - \alpha_{488\text{Vab}}$$

$$\alpha_{514.5\text{Lsc}} = \alpha_{514.5} - \alpha_{514.5\text{Vab}}$$

Fig.7 Determination of absorbance $\alpha_{488\text{Lsc}}$ and $\alpha_{514.5\text{Lsc}}$

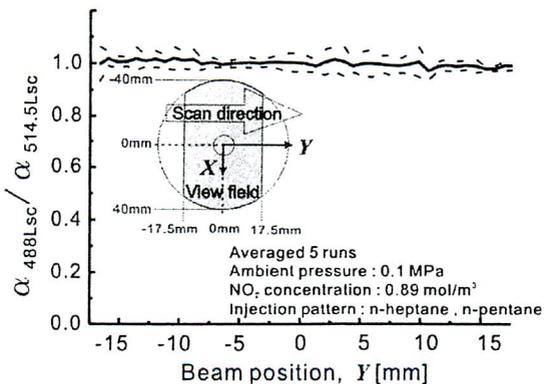


Fig.8 Difference of laser color sensitivity in scatter attenuation

各波長で得られた散乱光の減衰量の比は±8%程度の誤差で一致した。この結果、散乱光による減衰は2波長間で一致するという仮定は±8%以内の誤差で成り立ち、この精度で燃料気相部の平均濃度が求まることになる。

3.2 蛍光及び散乱光強度分布の補正

蛍光強度は蛍光試料濃度と励起光強度に比例する。励起光強度は蛍光物質の吸収によって減衰してしまうため、蛍光強度はビーム光軸方向に変化することになる。また、ビーム幅方向にも蛍光強度は変化する。従ってこれらの補正を行う必要がある^{(7),(8)}。さらに、燃料噴霧の濃度測定の場合、蛍光強度と同時に散乱光強度にも補正を行い定量的な分布を把握する必要がある。したがって補正には、燃料液滴の散乱による入射光強度の減衰が蛍光および散乱光画像輝度分布に与える影響を考慮しなければならない。著者らはビームスキャン法による蛍光画像の補正方法の検討を行い、気体噴流に対しその適用性を実証した⁽⁹⁾。そこで本報では燃料液滴の散乱による減衰の補正方法について述べる。

図9に補正方法の概略図を示す。図に示すように光軸方向にN個に分割したセルを考える。1セルの大きさはカメラの1ピクセルと同じである。まず蛍光画像の補正について説明する。1セルにおける液滴の散乱による減衰は、透過光減衰法によって解析する。透過光減衰法とは直径D、単位体積中の粒子数濃度N(D)の粒子群層を強度Iの平行光が通過する際の散乱による透過率の減衰がBouguer-Lambert-Beerの法則により次式で表されるというものである⁽⁶⁾。

$$-\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \cong RQ_{ext} \frac{\pi}{4} \int_0^l \int_0^{D_m} N(D)D^2 dD dl \quad (6)$$

ここで、 I_0 および I はそれぞれ入射前後の光強度、 l は光路長、 R は光学系の定数、 Q_{ext} は全減衰係数である。 Q_{ext} は、本研究の条件では粒径パラメータが十分大きいので $Q_{ext}=2.0$ とし、 R は予備実験の結果から 0.075 とした。これは撮影に接写リングを用いたため、焦点距離が短くなり、検出角が大きくなったためと考えられる。式(6)から粒子数濃度 $N(D)$ を求めるには、粒径分布情報が必要であるが、本測定法では粒子径分布の情報は得られない。そこで二次元断面内の粒径分布を知る手法として、液滴にレーザ光を照射し液滴表面からの反射波と内部を通る屈折光の干渉により、その周囲に空間的に生じる干渉縞の間隔から液滴径を算出する干渉画像法 (ILIDS : Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing) を導入する⁽¹⁰⁾。この ILIDS を用いて粒径分布を測定した結果を図10に示す。

図10の結果は噴射開始後4.5msにおいて、本実験の測定範囲に合わせて計測した粒径分布を示したものである。用いた燃料はn-ヘプタンであり、用いたインジェクタや実験条件は今回行った測定条件と同じである。また、噴霧形状は軸対称を仮定し、測定領域は噴口からZ軸方向に45, 60mm, 半径r方向に10, 20, 30mmを中心とした、 $Z \times r=10 \times 10$, 厚さ0.5mmの領域とした。

最終的に、図9に示すように、二酸化窒素の吸収による減衰を含めた各セルにおける蛍光画像の入射光強度補正は次式で表せる。

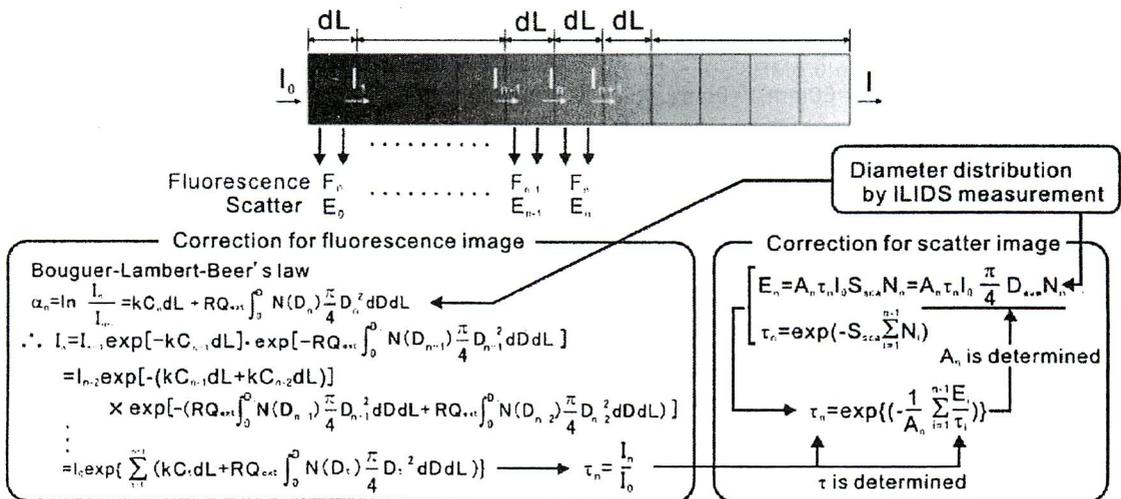


Fig.9 Correction method of fluorescence and scattering in each pixel

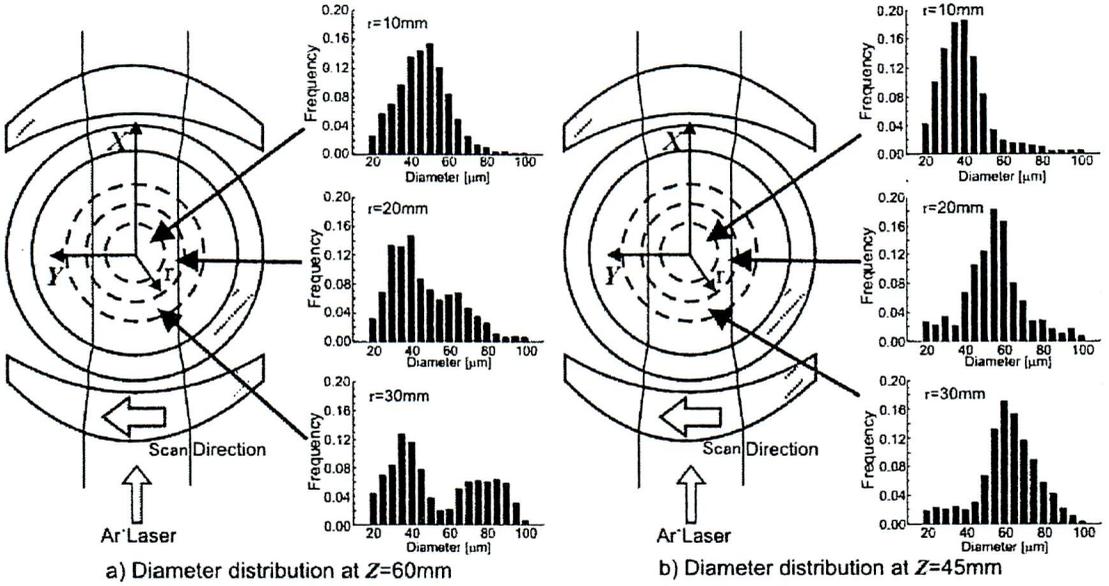


Fig.10 Droplet diameter distribution by ILIDS measurement (4.5ms after start of injection)

$$\ln\left(\frac{I_{n-1}}{I_n}\right) = kC_n dL + RQ_{ext} \frac{\pi}{4} \int_0^{D_\infty} N(D_n) D_n dD dL \quad (7)$$

ここで dL は 1 セルの長さである。この漸化式を入射側から順次計算することにより、蛍光画像の補正が可能となる。

次に燃料液滴の散乱光画像の補正について説明する。1セル内に存在する粒子径が一定と仮定すると、 n 点で検出される散乱光強度 E_n は、次式のように表せる⁽¹¹⁾。

$$E_n = A_n \tau_n I_0 S_{sca} N_n = A_n \tau_n I_0 \frac{\pi}{4} D_{ave}(x, y)^2 N_n \quad (8)$$

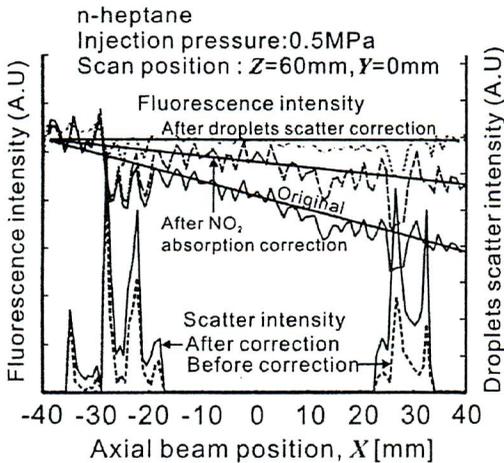


Fig.11 Corrected fluorescence and scatter intensities on X-axis

ここで A_n は検出感度定数、 τ_n は入射から n 点までの入射光減衰率、 S_{sca} は散乱断面積、 I_0 は入射光強度、 D_{ave} は図 10 の結果から求まる算術平均粒径である。また、 τ_n は次式のように表せる。

$$\tau_n = \exp(-S_{ext} \sum_{i=0}^{n-1} N_i) \quad (9)$$

τ_n 、 D_{ave} および N は蛍光画像の補正時に求まっているので、 A_n を求める必要がある。そこで式(8)、(9)をまとめると次式のようになる。

$$\tau_n = \exp\left(-\frac{1}{A_n} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{E_i}{\tau_i}\right) \quad (10)$$

よって式(10)を逐次解くことにより A_n を求め、式(8)により散乱光強度を補正できる。

図 11 にシリンダ中心におけるビーム光軸方向の蛍光強度及び散乱光強度分布に対し、本補正方法を適用した結果を示す。補正により蛍光強度及び散乱光強度分布は、 $X=0$ に対しほぼ左右対称的になった。

4. 燃料噴射実験結果

燃料噴射実験では雰囲気常温・大気圧とし n-ヘプタン、n-ペンタンの2種類の燃料を噴射し、それぞれの液相部、気相部の濃度分布を測定した。燃料噴射圧は 0.5MPa とし、測定断面をノズル先端より 45mm、60mm に設定し実験を行った。今回は時間分解能の都

Table1 Experimental conditions

Fuel	n-heptane, n-pentane
Injection pressure (gauge) [MPa]	0.5
Ambient pressure [MPa]	0.101
Initial NO ₂ concentration [mol/m ³]	0.90
Injection duration [ms]	9.0

Table2 Fuel properties @293K, 101.3kPa

	n-heptane	n-pentane
Saturated vapor pressure [kPa]	6.1	68.3
Boiling point [°C]	98.4	36.1
Molecular weight	100.2	72.15

合から、定常状態になったと考えられる時期の噴霧を対象として計測を行った。噴射開始時期はスキャン開始前 3ms とし、噴射はスキャン終了まで行った。また、

1 スキャンに要する時間は検定実験の場合と同じ 9ms である。実験条件と燃料の物性値をそれぞれ表 1 と表 2 に示す。

4.1 液滴相蒸気相の濃度計測結果

各条件において液滴相、蒸気相それぞれの濃度分布

を Z=45 と 60mm の 2 断面上で求めた結果を図 12 に示す。結果は 5 回のアンサンブル平均である。図 12a) は燃料蒸気相濃度のモル分率分布を示し、図 12b) は燃料液滴粒子数密度分布である。

a), b) いずれの結果においても、各断面においてスワールインジェクタによる噴霧の特徴を捉えられた。すなわち、スワールインジェクタの噴霧は中空円錐形状であるため、横断面で切った時に、噴霧はドーナツ形状を示すと共に、液滴相の周りに高濃度の蒸気相が検出されている。また n-ペンタンの方が、燃料蒸気濃度が高く検出されている。これは、n-ヘプタンが沸点 371.4K とほぼ常温では殆ど蒸発しないのに対し、n-ペンタンは沸点 309.1K と低く、n-ヘプタンより蒸発しやすいためである。なお、図 10 の粒径分布は軸対称であるのに対し、図 12 の結果は軸対称になっていない。これは図 12 の結果は瞬間の結果ではなく、スキャン中に現象が変化したためと考えられる。

さらに質量分布を算出した結果を図 13 に示す。この結果はシリンダ中心軸 Y=0mm における質量分布を表す。燃料液滴の質量では n-ヘプタンが、燃料蒸

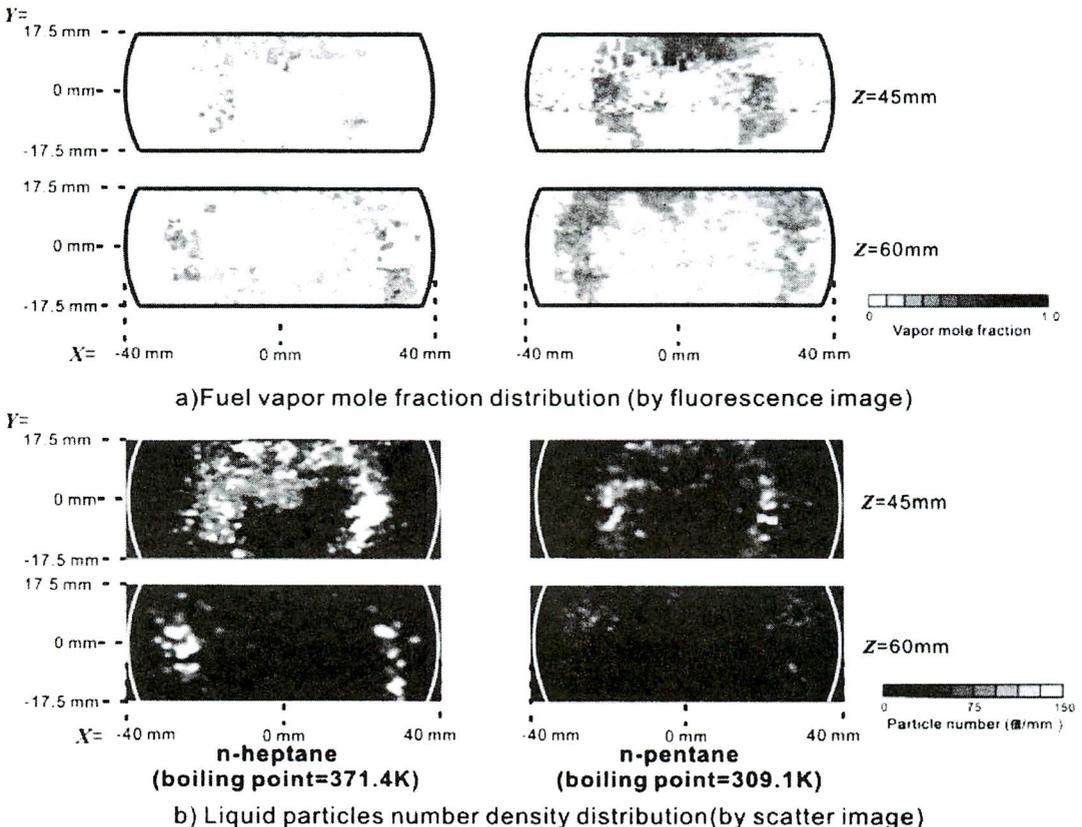


Fig.12 Vapor and liquid droplets distribution

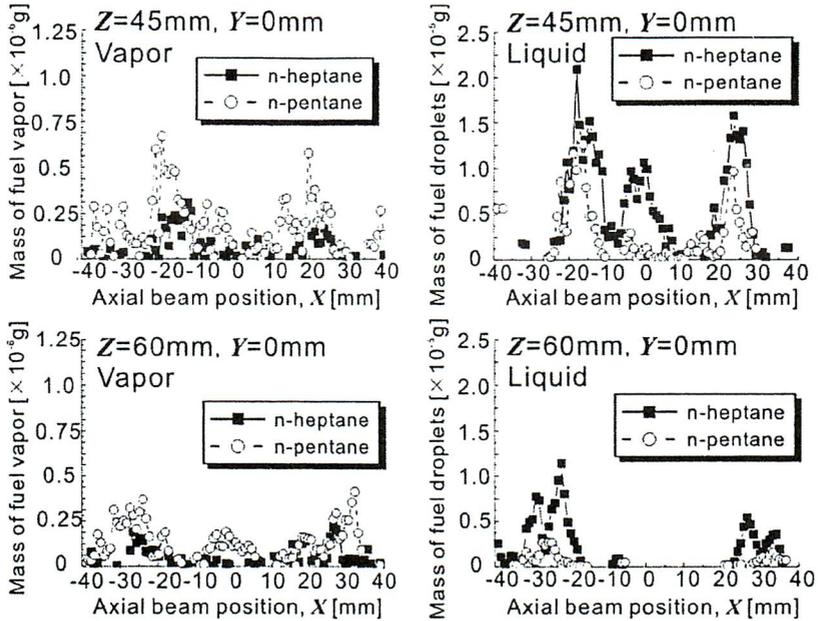


Fig.13 Mass of fuel droplets and vapor distribution

気の質量では n-ペンタンの方が大きいことが分かる。また n-ペンタンの方が蒸気層の幅が少し広がっているが、これは n-ペンタンの方が蒸発しやすいため、筒内の流れの影響を受けたことが原因として挙げられる。

4.2 液滴相と蒸気相の関連性の検討

図 12 で示した液滴相および蒸気相の関連性について、さらに詳細な検討を行った。検討方法としては、図 12b)で得られる燃料液滴数密度と、図 12a)の蒸気量から見積られる燃料液滴数の比較を行った。燃料蒸気量から液滴数を算出するために、n-ヘプタンにおいて $D=50\mu\text{m}$ の液滴 1 個の蒸発量を、市販コード (Fluent ver6.1) を使って見積った。計算の条件を表 3 に、計算によって得られた液滴体積の時間変化を図 14 に示す。

蒸発開始 7ms 後、すなわちビームがシリンダの中心を通過する時間における液滴体積は、計算結果より $6.02 \times 10^{-14}\text{m}^3$ であり、液滴径は $48.6\mu\text{m}$ である。したがって燃料液滴 1 個が蒸発によって減少した体積はおよそ $0.52 \times 10^{-14}\text{m}^3$ である。これを燃料蒸気で換算すると $7.97 \times 10^{-13}\text{m}^3$ となる。一方、図 12a)の燃料蒸気分布から得られる燃料蒸気体積割合の空間平均値は Z=45mm では 3.48%、Z=60mm では 3.37% となり、1 ピクセル ($3.61 \times 10^{-9}\text{m}^3$) 当りの燃料蒸気体積はそれ

ぞれ $1.25 \times 10^{-10}\text{m}^3$ および $1.22 \times 10^{-10}\text{m}^3$ となる。したがって実験で得られた燃料蒸気体積を、計算で算出した液滴 1 個の蒸発体積で除すると、1 セル中に平均でおよそ Z=45mm では 156.8 個、Z=60mm では 153.1 個の粒子が存在すると見積もることができる。

Table 3 Calculation conditions

Fuel	n-heptane
Droplet diameter [μm]	50
Ambient pressure [MPa]	0.1
Ambient temperature [K]	300
Droplet status	Static

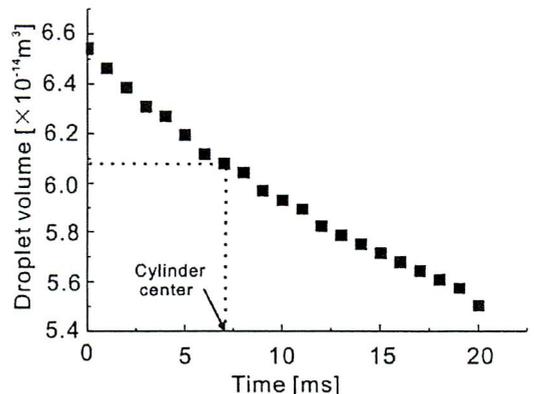


Fig.14 Calculation of evaporating droplet volume

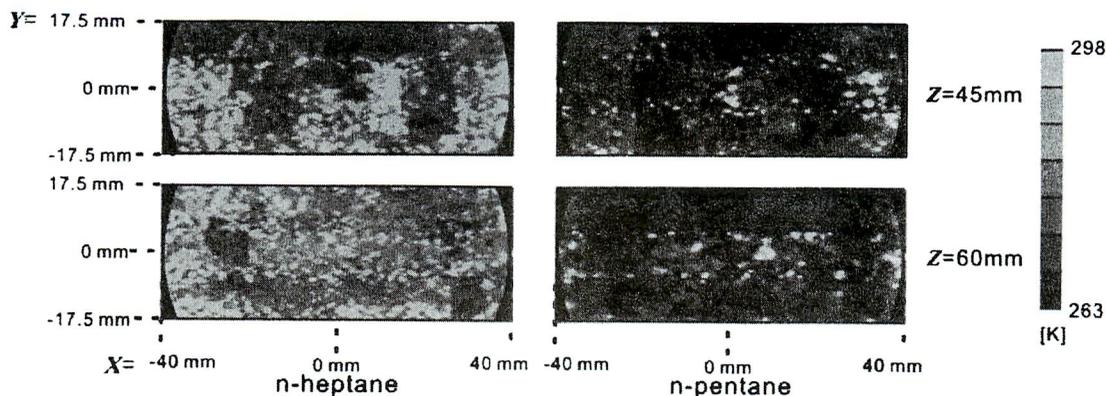


Fig.15 Temperature distribution

但し、液滴同士の干渉やセル中での粒径分布は考慮していない。

他方、図 12b)の散乱光強度分布より得られる平均粒子数は Z=45mm において1セル当り平均 128.5 個、Z=60mm において1セル辺り平均 34.8 個となる。

上記の 2 つの方法で得られた粒子数は、測定誤差が無く、対流による移動が無視でき、かつセル内に存在する液滴の粒径が等しければ、同じ結果になるはずである。実際には、Z=45mm で両者の結果は近いのに対し、Z=60mm では異なっている。Z=45mm においては対流による影響が少ないため、その場に存在する液滴から蒸発した蒸気が多くを占めていると考えられ、前者(計算と実測蒸気濃度)による見積もりと後者(実測散乱光強度)による見積もりとがほぼ一致したと考えられる。Z=60mm においては、噴霧の巻き返しなどにより別の所で蒸発した蒸気が多く輸送されてくるために、前者の方が個数が多く見積もられたと考えることができる。

4.3 温度による影響の検討

続いて雰囲気温度に与える影響について検討する。蒸発潜熱によって雰囲気温度降下が考えられるので、燃料液滴が蒸発するのに必要な熱量は雰囲気から供給されるものとし、次式のエネルギーバランス式を考える。

$$T_{mix} = \frac{C_v \cdot (c_{fl} \cdot T_0 - L) + C_a \cdot c_a \cdot T_0}{C_v \cdot c_{fv} + C_a \cdot c_a} \quad (11)$$

ここで T_{mix} は混合気温度、 C_v は蒸気相濃度、 C_a は雰囲気濃度、 c_{fv} は燃料蒸気の比熱、 c_{fl} は燃料液滴の比熱、 c_a は雰囲気の比熱、 L は燃料の蒸発潜熱、 T_0 は初期温度で

ある。図 12 の結果より、各セル毎に燃料の蒸発量、またそのセル内に存在する燃料液滴体積、雰囲気体積が分かる。よってこの結果と式(11)より、燃料の蒸発潜熱による雰囲気温度降下を考慮して温度分布を見積もった。その結果を図 15 に示す。なお、各セル毎に閉じた系と考え、セル間の熱交換は考慮せず、セル内は一定温度と仮定した。

各燃料による温度分布をみると、n-ペンタンによる温度降下が大きいいことが分かる。蒸発潜熱は n-ヘプタン：n-ペンタン=1.08：1 程度になり、比熱は n-ヘプタン：n-ペンタン=1：1.09 になるため同じ質量の燃料が蒸発した場合は n-ヘプタンの方がわずかに温度降下しやすいが、沸点の低い n-ペンタンの方が多く蒸発するため n-ペンタンの温度降下が大きくなったと考えられる。

5. 結論

吸収法・蛍光法・散乱法の三つの光学手法を組み合わせ、2 波長レーザービームを高速スキャンさせ、擬似的に 2 次元断面内の燃料噴霧の燃料蒸気相と液滴相それぞれの濃度分布測定を定量的に行う方法を提案した。さらにこの手法を燃料噴射実験に適用し、以下の知見が得られた。

- (1) 2 波長レーザービームスキャン式吸収法により、雰囲気に混入した蛍光剤である二酸化窒素の吸収量、および燃料液滴の散乱による透過光減衰量の測定を行った。雰囲気圧力を 0.1~0.4MPa、二酸化窒素濃度を 0~0.89 mol/m³ に変化させた場合に二酸化窒素の吸収量を最大±10%の精度で、散乱光による透過光減衰量は窒素濃度を 0.89 mol/m³ と

した場合に±8%の精度で測定を行うことができた。この結果、シリンダ横断面内の光路上気相平均濃度は±10%程度の精度で計測できることが分かった。

- (2) 蛍光、散乱光の分光計測を行うときには、二酸化窒素の吸収による減衰の影響に加えて散乱による励起光の減衰を考慮し補正する必要がある。これらの補正により、二酸化窒素がおよそ 2.5 倍に希釈された場合(本測定においては二酸化窒素濃度が 0.89mol/m^3 から 0.36mol/m^3 になった場合)において、測定精度は±14%以内であることがわかった。
- (3) n-ヘプタン、n-ペンタンを噴射圧 0.5MPa で常温大気圧のシリンダ内へ噴射した時のシリンダ横断面の濃度測定を2つの測定断面で行い、中空円錐状に噴霧が広がるスワールインジェクタの特性を確認できた。また液相濃度が高い場所で気相も高濃度を示すことがわかった。さらに、燃料の揮発性の違いによる液相と気相の濃度差を測定することができた。
- (4) 噴霧内の混合気温度分布を各条件で比較すると、燃料の蒸発が促進されている部分において温度低下が大きいと予測された。

最後に、本研究を行うに際し、部品提供を賜った関係各社に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- (1) 千田二郎, 他 4 名, 機論, 63-607, B(1997)
- (2) 鈴木護, 他 2 名, 機論, 59-558, B(1993)
- (3) Agrawal, Y., 他 2 名, *the AIAA 14th Aerospace Sciences Meeting*, Jan. 1976, 76-136
- (4) 幸田清一郎, 田久保嘉隆編, 火炎の分光学的計測とその応用, (1990), 学会出版センター。
- (5) 木下一彦, 御橋廣真編, 蛍光測定, (1983), 学会出版センター
- (6) 日本機械学会編, 燃焼のレーザ計測とモデリング, 丸善
- (7) 城戸章宏, 他 2 名, 第 10 回内燃機関合同シンポジウム講演論文集, 49-54, (1992)
- (8) 上田浩矢, 他 2 名, 機論, 64-621, B(1997)
- (9) Imai, Y., 他 2 名, SAE Paper, No2003-01-3153
- (10) 川口達也, 他 3 名, 機論, 68-666, B(2002)
- (11) 元永浩, 他 3 名, 機論, 57-536, B(1991)



今井 康雄
千葉大学大学院
自然科学研究科
人工システム科学専攻
〒263-8522
千葉市稲毛区弥生町 1-33
TEL:043-290-3954
FAX:043-290-3039
yasuoi@graduate.chiba-u.jp

略歴

2000 年 千葉大学大学院自然科学研究科電子機械科学専攻修了

現在, 同大学院人工システム科学専攻に在籍。燃料気液濃度分布測定法の開発, および水素噴流の混合気形成過程の数値解析に従事



森吉 泰生
千葉大学 工学部
電子機械工学科 助教授
〒263-8522
千葉市稲毛区弥生町 1-33
TEL:043-290-3182
FAX:043-290-3039
ymoriyos@faculty.chiba-u.jp

略歴

1990 年 東京工業大学大学院理工学研究科博士課程修了(工学博士), 千葉大学工学部助手

1994 年 千葉大学工学部講師

1995 年 千葉大学工学部助教授

内燃機関の燃料ノズル内流れ, 噴霧, 混合気形成, ガス流動, 燃焼過程の数値解析とレーザ計測に従事



豊田 一樹
日産自動車株式会社
〒220-8623
横浜市神奈川区宝町 2
TEL:045-505-8458
FAX: 045-505-8571

略歴

2004 年 千葉大学大学院自然科学研究科電子機械科学専攻修了

現在, 日産自動車株式会社に勤務。燃料噴射系に関する仕事に従事