A108 PLIF法による希薄気体流の 二次元温度場の可視化

名古屋大学 工学部 新美智秀 藤本哲夫 清水紀宏 若山敬二〇

A Method for Visualization of Two-dimensional Temperature Field
in Rarefied Gas Flow by PLIF Method

Tomohide NIIMI, Tetsuo FUJIMOTO,
Norihiro SHIMIZU and Keiji WAKAYAMA

A method for measurement of two-dimensional temperature field in rarefied gas flow by two-line laser induced fluorescence is proposed. Temperature is determined from the ratio of the intensities of fluorescence, which are obtained by irradiation of two laser beams of different wave length. Use of a laser sheet and a high-sensitivity vidicon camera allows multiple-point measurements of temperature in the flow field. Effectiveness of this method is verified by its application to the determination of the temperature distribution of a supersonic free jet. It is found that the results obtained by P(16)/R(18) [514.720 nm] and P(26)/R(28) [514.942 nm] absorption lines in the transition of $B^3\Pi_u(v'=43) \leftarrow X^1\Sigma_g^+(v''=0)$ can predict temperature below 300 K with reasonable accuracy.

1. 緒言

希薄気体流の光学的温度計測には、従来から電子線法、LIF法、CARS法などが用いられてきた。しかし、これらの方法では流れ場全体の温度分布を得るには分光学的に煩雑な手続きが必要となる。本研究では、ヨウ素をトレーサとしたPLIF(Planer Laser Induced Fluorescence; 平面レーザ誘起けい光)法を用いて、より簡便な希薄気体流の二次元温度場の可視化手法を開発した。ヨウ素は、可視域に非常に多くの吸収線を有しており⁽¹⁾、比較的容易に強いけい光を発生する。本研究では、けい光強度が励起される基底電子状態の回転準位に存在する分子の割合に比例し、さらにこの割合が温度に強く依存することに着目し、波長の異なるレーザ光の照射によるそれぞれのけい光強度の比から流れ場の温度の計測が可能であることを示す。また、レーザ光をシート状にし、けい光強度の測定に高感度ビジコンカメラを用いることで、流れ場全体の温度分布を画素単位で同時に計測することを可能にすると共に、その結果を擬似カラー表示して二次元温度場の可視化を可能にした。本研究では、この可視化手法を温度変化の大きい超音速自由噴流の流れ場に適用し、その有効性を検証した。

2. けい光強度

本研究で対象としたヨウ素分子の場合には、励起された分子の解離はほとんど無視できる⁽²⁾。さらに、レーザ光の照射によって発生される全ての波長のけい光をまとめて検出する場合には、これに関与する分子のエネルギー準位を2準位モデルで近似できる。すなわ

Faculty of Engineering, Nagoya University, Nagoya, 464-01, Japan

ち、励起電子状態における回転準位間の遷移は無視できる。この近似の下で、比較的線幅の広いレーザ光を照射した場合の流れ場の任意の点におけるヨウ素のけい光強度 F は次式で与えられる。

$$F = C\bar{\nu} \frac{A_{ji}}{A_{ji} + Q} B_{ij} I f_1 N_{I_2} \quad (1)$$

ここで、 C は定数、 $\bar{\nu}$ は照射レーザ光の周波数、 A_{ji} は自然照射の遷移割合、 B_{ij} は共鳴放射の遷移割合、 Q は無放射失活の遷移割合、 I はレーザ光強度、 N_{I_2} はヨウ素分子の数密度である。また、 f は基底電子状態の振動準位 v'' 、回転準位 J'' に存在する分子の割合であり、 v'' に存在する割合 f_v と J'' に存在する割合 f_r との積で与えられる。 f は v'' と J'' 及び温度 (T) に依存しているが、室温以下ではほとんどの分子が $v''=0$ に存在するので、けい光強度への f の依存性は、 f_r すなわち J'' と T について考慮すればよい。図1は、 $T=5\sim 200\text{K}$ における J'' に関する f_r の分布を

示している。図1から、 f_r は J'' が小さい場合には低温にピークを有する分布となるが、 J'' が大きくなると比較的高温で高い値を示すことがわかる。したがって、一定温度においても、照射するレーザ光の波長が異なる、すなわち、基底状態のどの回転準位の分子を励起するかによって、励起の対象となる分子数が異なるために、けい光強度が異なる結果になる。

Fig.1 Distribution of f_r on J'' and T

3. 温度計測の原理

いま、流れ場の任意の点における、回転準位 J''_1 の分子を励起するレーザ光を入射した場合のけい光強度を F_1 、 J''_2 の場合のけい光強度を F_2 とすると、 F_1 と F_2 の比は、次式で与えられる。

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{(B_{ij})_1 f_1}{(B_{ij})_2 f_2} \quad (2)$$

上式の記号の添字1、2は、それぞれ F_1 と F_2 に関与していることを示す。また式(2)の右辺において、流れ場の各点では式(1)に含まれる定数 C と N_{I_2} は同一なために消去され、 $A_{ji}/(A_{ji} + Q)$ も2準位モデルでは圧力と温度のみの関数として近似される⁽²⁾ ので消去されている。また、 $\bar{\nu}_1/\bar{\nu}_2 \approx 1.0$ であるためこれも消去した。さらに、レーザ光強度も本研究で用いた周波数範囲では一定であるため消去した。式(2)に含まれる B_{ij} は、2つのレーザ光による照射が同じ振動バンドの遷移に対応するならば、Hönl-London因子 $S(J'')$ によって置き換えられ⁽³⁾、室温以下では f も f_r に置き換えられるので、式(2)は次式となる。

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{S(J''_1) f_r(J''_1, T)}{S(J''_2) f_r(J''_2, T)} \quad (3)$$

上式は、けい光強度の比が、 f_r に含まれる温度および2つの照射レーザ光の周波数、すな

わち2つの励起される吸収線(J'')に依存していることを示している。したがって2つの照射レーザー光の周波数を特定すれば、式(3)を用いて、温度からけい光強度の比が理論的に決定できる。

本研究では、ヨウ素の基底電子状態($X^1\Sigma^+$)の $v''=0$ から励起電子状態($B^3\Pi_0^+u$)の $v'=43$ へ遷移する吸収線を用いた。図2には、その吸収線の一部を示した。吸収線の上には、代表的な対応する回転遷移を示した。この場合には、P枝とR枝は重なっているため、式(3)の f_r は2つのJ''の f_r の和として与えねばならない。図3は、式(3)で与えられる f_r に含まれる温度とけい光強度の比の関係を種々の吸収線の組合せについて示したものである。図3は、波長の異なる2つのレーザー光によるけい光強度の比 F_1/F_2 が計測できれば、温度を計測することが可能であることを示している。

4. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置の概要を図4に示す。本研究では試料気体としてアルゴンをを用いた。試料気体は、貯気室で気化したヨウ素($20\pm1^\circ\text{C}$ で蒸気圧26.5Pa)と混合し、膨張室内のオリフィス(直径 $D=0.506\text{mm}$)を通して噴出する。貯気室内の圧力 P_s は、6.7~40kPa、膨張室の圧力 P_b は、40~400Paの間で設定した。また、貯気室温度は300Kに設定した。

使用したレーザーは、発振波長の可変な色素レーザー(LUMONICS HYPERDYE-300、色素Coumarin500、線幅 $=0.06\text{cm}^{-1}$)とその励起光源のエキシマレーザー(LUMONICS TE-431T、XeClにて発振、波長 $=308\text{nm}$ 、出力 $4.0\text{W}/150\text{pps}$)である。レーザー光は、真空槽上部でビームコリメータを用いて直径35mmの平行光にされた後円筒面レンズによりシート状にされる。このレーザーシートの幅は約10mm、厚さは約0.3mmである。流れ場は、レーザーシート面に垂直に設置された高感度ビデオカメラ(浜松ホトニクス: C1000)によって撮像される。画像データの1画素あたりの実長は、約0.03mmである。撮像画像は、リアルタイムにビデオフレームメモリ(浜松ホトニクス: C1900)に転送され、けい光強度に従って、256階調に量子化される。さらに、この画像データはホストコンピュータ(PC9801VM)へ転送され、記憶される。

Fig.2 Absorption lines of Iodine

Fig.3 $F_1/F_2 - T$

Fig.4 Experimental apparatus

5. 実験結果および考察

5・1 超音速自由噴流の可視化

図5に照射するレーザ光の波長を変えて可視化した超音速自由噴流の全体像を示す。図5(a)~(d)における照射したレーザ光の波長は、それぞれ $P(6)/R(8)$ 、 $P(16)/R(18)$ 、 $P(26)/R(28)$ 、 $P(36)/R(38)$ の吸収線に対応している(図2参照)。なお、各図における圧力条件はすべて同一であり、 $P_s=16\text{kPa}(120\text{Torr})$ 、 $P_b=100\text{Pa}(0.75\text{Torr})$ である。図6は、超音速自由噴流の構造模式図である。超音速自由噴流は、膨張室圧力と平衡した噴流境界の内に、オリフィス出口端から発生した膨張波が噴流境界で反射した圧力波が重なりあって形成されたたる形衝撃波(Barrel Shock)を有する構造となる。たる形衝撃波によって囲まれたセルの内部は、貯気室圧力が高ければ比較的下流まで等エントロピ膨張することが知られている⁽⁴⁾。図5から、照射するレーザ光の波長によって、流れ場のけい光強度分布が非常に異なることがわかる。これは、流れ場の局所的な温度にしたがって、それぞれの吸収線に対応する f_r が異なることに起因している。超音速自由噴流内の温度は、下流に向かって急激に減少し、垂直衝撃波の直前で極低温になる。図1に示したように、 $P(6)/R(8)$ の吸収線に対応する基底電子状態の回転準位 $J''=6$ と 8 に存在する分子の割合 f_r は低温域で高いために、図5(a)のように超音速自由噴流の可視化画像は、垂直衝撃波の直前までけい光が強くなる。しかし、 J'' が大きくなるにつれて、低温域でその準位の分子の存在割合が小さくなるために、図5(b)~(d)に見られるようにけい光強度は次第に弱くなる。なお、 $P(6)/R(8)$ の吸収線の場合に、オリフィス出口直後の比較的高温域においてもけい光が強いのは、式(1)からヨウ素の数密度 N_{I_2} が大きいことに起因していると考えられる。

(a) $P(6)/R(8)$ (b) $P(16)/R(18)$ (c) $P(26)/R(28)$ (d) $P(36)/R(38)$

Fig.5 Flow visualization of supersonic free jet

Fig.6 Structure of a supersonic free jet

5・2 照射レーザ光の波長の異なる2つの可視化画像を用いた温度の計測

図7は、照射レーザ光の波長の異なる2つの超音速自由噴流の可視化画像から、その流れ場の温度を計測した例である。図7(a)、(b)は $P_s=16\text{ kPa}$ (120Torr)、図7(c)は $P_s=40\text{ kPa}$ (300Torr)の場合の結果である。各図中の一点鎖線は、理論温度分布⁽⁴⁾と垂直衝撃波直後の理論温度である。図7(a)の $P(26)/R(28)$ と $P(16)/R(18)$ の吸収線を用いた結果は、広い温度にわたって理論値と比較的よい一致を示す。ただし、垂直衝撃波直前の極低温域において、理論値よりも約5 Kだけ高い温度を示していることがわかる。これは、極低温域において $J''=26$ と28に存在する分子が少ないために、図3で示されるように、 $F_1 [P(26)/R(28)] / F_2 [P(16)/R(18)]$ の理論値が非常に小さくなり、大きい誤差が生じたためと考えられる。また $P(26)/R(28)$ の吸収線を用いた場合には、垂直衝撃波直前の極低温域で量子化されたけい光強度が3~4であり、この極低温域で量子化されたけい光強度が1だけ異なると、計測温度の誤差が $\pm 4\text{ K}$ であることがわかった。したがって、この極低温域での誤差は、けい光強度の量子化にも起因していると考えられる。垂直衝撃波直後の温度は、300 Kを越えて理論値より高い値を示している。図3から知れるように、 $P(26)/R(28)$ と $P(16)/R(18)$ の吸収線の組合せで温度を計測した場合には、高温域で温度に関する F_1/F_2 の変化が小さいために、このように誤差が大きく現れたと考えられる。また、高温域において、 $v''=1$ に存在する分子を無視したことに起因していると考えられる。

図7(b)の $P(26)/R(28)$ と $P(6)/R(8)$ の吸収線を用いた場合は、オリフィス出口直後及び垂直衝撃波直後の温度が理論値よりもかなり低く計測されていることがわかる。この結果は、 $P(36)/R(38)$ と $P(6)/R(8)$ の吸収線を用いた場合も同様である。これは、この

Fig.7 Results of temperature measurements in a supersonic free jet

領域では圧力及び温度が高いために、吸収線が衝突広がり及びドブラー広がりによって広がることに起因していると考えられる。すなわち、 $P(6)/R(8)$ の吸収線近傍では、吸収線が密集しているため(図2参照)、衝突広がり及びドブラー広がりによって広がった他の吸収線の影響で $P(6)/R(8)$ の吸収線で可視化された画像のけい光強度が高く観測され、その結果 $F_1 [P(26)/R(28)] / F_2 [P(6)/R(8)]$ の値が小さくなり、低い温度に計測されたと考えられる。

図7(c)は、貯気室圧力が $P_s=40\text{kPa}$ の場合に、 $P(26)/R(28)$ と $P(16)/R(18)$ の吸収線を用いて温度を計測した結果である。図7(a)の $P_s=16\text{kPa}$ の場合と比較して、計測された温度の変動がやや大きいことがわかる。これは、圧力が高くなると、衝突失活の影響でけい光強度が低くなるために、温度計測の精度が低下し、変動が大きくなったことに起因していると考えられる。

5・3 擬似カラー表示による

二次元温度場の可視化

図8は、図5の $P_s=16\text{kPa}$ の超音速自由噴流の流れ場を擬似カラー表示によって可視化した結果である。この図から、衝撃波の位置で温度が急激に上昇することが確認できる。また、衝撃波によって囲まれたセル内の等温度線がオリフィス出口を中心とした放射状を呈することがわかる。

Fig.8 Two-dimensional temperature distribution of a supersonic free jet

6. 結言

本研究では、波長の異なる2つのレーザ光の照射によるヨウ素のレーザ誘起けい光の強度の比を用いた希薄気体流の流れ場の温度計測法を提唱し、本温度計測法を超音速自由噴流の流れ場へ適用することでその有効性を示した。また、流れ場にシート状のレーザ光を照射することで容易に流れ場全体の温度分布を同時に画素単位で計測することを可能にすると共に、その結果を擬似カラー表示して二次元温度場の可視化を可能にした。本研究は文部省科学研究費補助金[試験研究(B)(1)]の援助を受けたことを付記し謝意を表する。

7. 文献

- (1) Gerstenkorn, S., and Luc, P., Atlas du Spectre d'Absorption de la Molecule d'Iode, Edition du Centre National de la Recherche Scientifique, Paris, 1978.
- (2) McDaniel, J. C., Investigation of Laser-Induced Iodine Fluorescence for the Measurement of Density in Compressible Flow, Ph.D. Thesis, Stanford Univ., 1981.
- (3) Herzberg, G., Molecular Spectra and Molecular Structure I. Spectra of Diatomic Molecules, (1950), Van Nostrand Reinhold.
- (4) Ashkenas, H., and Sherman, F.S., The Structure and Utilization of Supersonic Free Jets in Low Density Wind Tunnels, Proc. 4th Int. Symp. Rarefied Gas Dyn., 2 (1966), 84.