レーザー解説

レーザー誘起蛍光法による超音速噴流の可視化

手 島 光 司*

(1984年10月13日 受理)

Visualization of Supersonic Jets by a Laser
Induced Fluorescence Method

Koji TESHIMA*

(Received October 13, 1984)

1. はじめに

気体を高压室から低压室に1つの穴から噴出させると、ある圧力比以上ではその穴の下流に超音速噴流が生じる。これはロケットや人工衛星の姿勢制御エンジンの排出気体の形状の模式図等でも近頃よくみかけるものであるが、地上でも高压配管の弁の開閉時や、真空槽内における漏れ等において常に起っている現象である。このような超音速噴流では、膨張によって気体は加速され、その温度が低下し、速度の非常によくそろった、分子間同志の衝突の殆んどない状態にまでなる。このため、超音速噴流は分子線の生成¹⁾や高分解分光²⁾等に、最近広く利用されるようになった。膨脹に伴う温度変化は非常に急激である*ため、膨脹した気体は熱平衡状態ではなく、種々のエネルギーモード間の緩和現象を伴う。この中には相変化に伴う緩和も含まれる。このことを利用して、van der

Waals分子あるいはクラスターと呼ばれる、熱平衡状態では存在し得ない分子の集団の生成にも用いられている³⁾。気体力学の分野においても、高密度から低密度の流れを含み、かつ先に述べた種々の緩和現象を伴っているため、それ自身興味ある流れであり、またそのような流れと物体との干渉は、人工衛星等の宇宙空間の飛翔体の気体力学に関連した興味ある問題を含んでいる。

流れを可視化することは、流れを理解する重要な方法の1つである。高速の気体の流れに対して最も一般的な方法は、shadow graph, schlieren等の光学的な方法であるが、密度が下がると感度は非常に悪くなる。このような低密度の流れに対しては、グロー放電や高エネルギー電子線を用いた気体の励起による発光が用いられる。これらの方法は気体の種類を問わず使えるが、グロー放電の使える圧力範囲は狭く(0.1~1.0 Torr)⁴⁾、また電子線励起では電子銃を低压に保つ必要から余り高い圧力では使えない。

*例えば単原子気体が0.1mm ϕ の穴から噴出する時の温度変化は10⁷ deg/secに達する。

* 京都大学工学部航空工学教室 (〒606 京都市左京区吉田本町)

* Department of Aeronautical Engineering, Kyoto University (Yoshidahommachi, Sakyo-ku, Kyoto 606)

高速電子の代りに光により分子を励起しその蛍光を利用する方法が、ここに述べるレーザー誘起蛍光 (LIF; Laser Induced Fluorescence) 法である。この方法では、可視領域においてレーザー光を強く吸収し蛍光を放出する物質の流れに混入する。最近のレーザー技術の発達により、高出力のCWレーザーが比較的容易に利用できるようになったため、非常に少量の吸収物質の流れに混入するだけで十分可視化ができるようになった。通常、アルゴンイオン・レーザーの514.5nmによるI₂分子の蛍光が用いられる。LIFは、はじめに物理化学の分野で、先に述べた超音速噴流を利用した高分解分光に、レーザーの発達とともに用いられてきたものであり、I₂を混入することによる噴流の可視化写真もこの分野の人たちによって初めに示された⁵⁾。その後気体力学の分野で、自由噴流⁶⁻¹⁰⁾や複雑な流れ^{11,12)}の構造を知るために用いられるようになった。しかしながら、この方法で可視化される像は流れの媒質そのものの流れを必ずしもあらわしていない。また、LIFの特性は励起光の性質、I₂分子の熱力学的状態および媒質の種類によって異っている。従って、可視化像から流れの物理的状態を理解するには、これらのことについて詳しく知る必要がある。

本解説では、比較的よくその構造が知られている自由噴流のLIFによる可視化像の特性を種々の気体の場合について述べ、ドップラー・シフトを利用した流速の測定や、他の流れへの応用例について述べる。LIF法の詳細に入るまえに、流れの物理的状況の理解のために、超音速噴流、特に自由噴流の性質について、次節で簡単に述べる。

2. 超音速噴流

2.1 Lavalノズルの流れ¹³⁾

一定の圧力 P_0 と P_1 ($P_0 > P_1$) に保たれた2つの室が、断面積 $A(X)$ (X は流路方向の座標) の管で継がれているとする。(Fig.1 参照) このような管をLavalノズルまたは単にノズルと呼ぶ。気体の粘性や熱伝導を考えないと、このノズル

Fig.1 Flow through Laval nozzle.

の流れに対して次のような関係式が成り立つ。

$$\frac{d}{dX}(\rho u A) = 0 \quad (1)$$

$$u \frac{du}{dX} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dX} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d}{dX} \left(C_p T + \frac{1}{2} u^2 \right) = 0 \quad (3)$$

ここで、 ρ , u , P , T はそれぞれ流れの密度、速度、圧力、温度である。また C_p は気体の定圧比熱である。これらの式はそれぞれ、流路の各断面において質量、運動量、エネルギーが保存されることを意味している。気体の状態方程式は

$$P = \rho R T \quad R: \text{気体定数} \quad (4)$$

で表わされ、ポリトロピックである、すなわち γ を気体の比熱比とすると

$$P = \text{const} \cdot \rho^{-\gamma} \quad (5)$$

が成り立つとする。音速 a とマッハ数 M の定義式

$$a = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} = \sqrt{\gamma R T} \quad (6)$$

および

$$M = u/a \quad (7)$$

より、(2)式は

$$\frac{d\rho}{\rho} = -M^2 \frac{du}{u} \quad (8)$$

のように書け、さらに(1)式を使うと次のようになる。

$$\frac{du}{u} = \frac{-dA/A}{1-M^2} \quad (9)$$

この式はi) $M < 1$ の流れにおいては、速度は断

面積の減少とともに増加し, ii) $M > 1$ の流れにおいては逆に, 速度は断面積の増加とともに増加することを示している。これは(8)式から判るように, $M > 1$ では密度の減少が速度の増加よりも大きいために, (1)式の質量の連続性を保つためには断面積が増大せねばならない, ということによる。(9)式はまた, $M = 1$ に対しては $dA/A = 0$ のときにのみ du/u が有限となり得る, すなわち $M = 1$ は断面積の最も小さくなった所で起りうることを意味している。

関係式 $C_p - C_v = R$ (C_v は定積比熱) および $\gamma = C_p/C_v$ を用いると(3)式は次のように書ける。

$$\frac{u^2}{2} + \frac{a^2}{\gamma-1} = \frac{a_0^2}{\gamma-1} \quad \text{または} \quad 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 = \frac{a_0^2}{a^2} \quad (9)$$

ここで添字 0 は $u=0$ の高圧側の状態を示す。 $M=1$ の状態に * をつけて表わすと, そこの温度, 圧力は(5), (6)式を使って(9)式より次のように表わすことができる。

$$\frac{T^*}{T_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right), \quad \frac{P^*}{P_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (10)$$

$1 < \gamma < 5/3$ であるから, P_1 を P^* よりも低く保てば, 必ず流路の最小断面積において流れは音速に達する。さらに P_1 が P^* よりも十分低いと流れは断面積の増大とともに加速される。そのときの断面積とマッハ数の関係は, これまでの関係式から次式のように与えられる。

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left(\frac{2}{\gamma+1} (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2) \right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad (11)$$

流れのマッハ数 M がわかれば, (9)式と(5), (6)の関係式より, 温度, 圧力, 密度が求まる。このように流路内でのマッハ数は断面積変化によって決まる, すなわち流路の拡がり方が緩やかであれば, 膨脹に伴う物理量の変化も緩やかである。これに対して, 流路を最小断面積において切りとった場合を考える。この時, 断面積変化は無限大となり, 気体はノズル* 出口で $M=1$ に達した後, 流路に束縛されることなく低圧室に噴出する。これを特に自由噴流 (Free jet) と呼んでいる。

*このようなノズルをソニックオリフィスまたは単にオリフィスと呼ぶ。

2.2 自由噴流

自由噴流についてはこれまで多くの研究がなされてきており, Fig. 2 に示すような構造をもつことがよく知られている¹⁴⁾。気体は低圧室で急激に膨脹し圧力は低下するが, 周囲が有限の圧力であるために, barrel shock や Mach disk と呼ばれる衝撃波を形成して圧力上昇し, 周囲の圧力に回復する。2.1 で述べたような理想気体については数値計算によりその構造を知ることができる¹⁵⁾。Fig. 3, 4 にその一例を示す。

Fig. 3 は流れの軸方向に沿う半径方向の温度分

Fig. 2 General configuration of free jet.

Fig. 3 Radial temperature distribution at various axial distance from orifice (upper) and temperature distribution along jet axis (lower). $\gamma=5/3$, $P_0/P_1=50$.

Fig.4 Velocity vectors at various axial distance from orifice (upper) and velocity distribution along jet axis (lower). $\gamma=5/3$, $P_0/P_1=50$.

布（上）および軸方向の温度分布（下）を示しており、Fig.4は流れの速度ベクトル（上）と軸方向の速度分布（下）を示している。いずれも $\gamma=5/3$, $P_0/P_1=50$ に対する計算結果である。オリフィスからの距離とともに急激に温度が下がり、流れは加速されるが、barrel shock, jet boundaryおよびMach diskにおいて、急激な温度の上昇と速度の低下がみられる。Fig.4より、流れは超音速流領域内でほぼ放射状となり、その値はオリフィス径の数倍の所でその終端値にほぼ達していることが判る。

オリフィスから十分離れた ($X/D > 2.5$) 中心軸上のマッハ数分布はオリフィス出口付近にある湧き出し点 (Fig.2 参照) からの流れに近似でき、次式のように表わすことができる。

$$M = C(X/D - X_0/D)^{\gamma-1} - \frac{(\gamma+1)(\gamma-1)}{2C(X/D - X_0/D)^{\gamma-1}} \quad (12)$$

ここで D はオリフィス径, C , X_0 は γ の値によ

Fig.5 Temperature distribution along jet axis for gases with various values of γ .

って決まる定数である。 T_0 を300°Kとしたとき、この関係から得られる軸方向の温度変化を、種々の γ の値に対してFig.5に示す。 γ の大きい気体程低い温度になりやすいことが判る。Mach diskのオリフィスからの距離 X_M は γ の値に無関係に

$$X_M/D = 0.67 (P_0/P_1)^{0.5} \quad (13)$$

で与えられ、barrel shockの直径は X_M に比例するが、 γ の小さい気体程大きくなることが知られている¹⁴⁾。従って P_0/P_1 を大きくすると超音速流領域は広がるが、そのために P_1 を低くしてゆくと密度の低下に伴い、barrel shockやMach diskは次第にぼやけたものになって遂にはなくなってしまふ。以上は2.1で述べたような理想気体に対する自由噴流の性質である。

混合気体、気体の内部エネルギー緩和、化学反応、およびvan der Waals分子の生成を含む自由噴流の研究も多く行なわれてきている¹⁶⁾が、その多くは(12)式で与えられるようなマッハ数分布をもつ湧き出し流を仮定した、一次元解析である。しかし実際の流れでは、解析的にマッハ数分布を与えることのできないオリフィス出口付近の状態量の変化が、流れの非平衡の強さに大きく影響する。最近このことを考慮した理論解析¹⁷⁾や実験¹⁸⁾も行われつつある。また最近の計算機と数値計算法の急速な発展により、このような非平衡自由噴流の構造のシミュレーション（二次的解析）も進むものと思われる。

3. レーザー誘起蛍光 (LIF) 法

3.1 LIF法の原理

アルゴンイオン (Ar^+) レーザーは多くの発振線をもっているが、その内の514.5nmの発振線の出力が最も大きい。横単一モード (TEM_{00}) で発振している場合には、この発振線は数GHz巾のスペクトル線の輪郭の中に、共振器の長さ L できまる周波数 $\Delta\nu = c/2L$ (c は光速) だけ隔てた、数10本の縦モードの発振線から成っている。(Fig. 6 参照) エタロン板やファブリ・ペロ共振器を用いてこれらの内の1本の発振線のみを取り出すこともできる。

一方、 I_2 分子には500~600nm附近に、基底状

Fig. 6 Laser line spectrum. Doppler width is several GHz and $\Delta\nu = 150\text{MHz}$ for a laser of 1m cavity length.

Fig. 7 Mechanism of laser induced fluorescence of I_2 by 514.5nm of argon ion laser.

Table I. Absorption lines of I_2 at 514.5nm of argon ion laser line²⁰⁾.

wave number cm^{-1}	transition $(v', J') - (v'', J'')$	frequency difference from P13 and R15
19429.6064	(44, 47) - (0, 48) (49, 102) - (0, 103)	6.42 GHz
19429.7382	(58, 99) - (1, 98)	2.47 GHz
19429.8204	(43, 12) - (0, 13) (43, 16) - (0, 15)	—
19429.9394	(50, 45) - (1, 46) (47, 87) - (0, 88)	3.42 GHz
19429.9997	(49, 29) - (1, 28)	5.38 GHz

態 $X' \Sigma_g^+$ と電子的励起状態 $B' \Pi_{0,u}$ の間の、多くの振動回転遷移 $(v', J') - (v'', J'')$ がある。これらの遷移のうちのいくつかは514.5nmの光を吸収し、これより長い波長の蛍光を放出して失活する。(Fig. 7 参照) Ar^+ レーザーの514.5nmにおける I_2 の吸収線の同定はよく行なわれており^{19,20)}、それらの内で最も強い吸収を示すものは(43, 12) - (0, 13) : P13および(43, 16) - (0, 15) : R15の分離できない2つの遷移によるものであることが、He噴流中の蛍光の分光測定からも確かめられている²¹⁾。Table I にこの吸収線附近にある数個の遷移を示す。これらの内、殆どどの I_2 分子が存在する $v'' = 0$ からの遷移のみを考えると、最も接近したものでも3.42GHz離れている。これはFig. 6に示したレーザー発振線のスペクトル巾には入っているが、出力の弱い部分の発振線に対応すると考えてよい。従って、 Ar^+ レーザーの514.5nmによる I_2 の蛍光はP13とR15の遷移に対応していると見做せる。

LIFの強さに関係する要素としては、レーザーの強さ、吸収線の吸収係数、 I_2 分子の数密度の他に下の準位 $J'' = 13, 15$ の占有密度を決める回転温度があげられる。さらに、この I_2 の励起状態の蛍光寿命はかなり長い(1~2 μs)ため、媒質との衝突による効果も考慮しなければならない。レーザーの出力を除けば、これらは全て流れの中の I_2 分子と媒質の熱力学的条件に関係し、それは媒質の種類に依存するので、LIFの

Fig.8 Experimental apparatus for visualization by laser-induced fluorescence method.

特性は、個々の気体について考えなければならない。

3.2 可視化方法

Fig.8に示すように、 I_2 の結晶を入れたセル中に媒質となる気体を通した後、小径オリフィスから真空槽内に噴出させ、自由噴流を得る。 I_2 の蒸気圧は20℃で約0.3 Torrであり、特に加熱しなくとも、0.5～1 W程度のレーザー出力があれば可視化に十分な蛍光を得ることができる。流れの軸に直角な方向から絞ったレーザーを入射し、それらと直角な方向から、散乱してくるレーザー光を遮断するためのフィルターを通して、蛍光をカメラで撮影する。シャッターを開放にしたままレーザーを流れの軸方向に移動させて流れ場全体の可視化写真を得る。後にのべる H_2 、 He を媒質としたときのみかけの蛍光寿命の長い場合や、流れ場の非常に小さい場合には、レーザーをオリフィス附近に固定したまま流れ場全体を見ることが出来る。

4. 自由噴流の可視化写真

Fig.9に He 、 Ar 、 N_2 、 CO_2 、 SF_6 の $P_0=26.6$ kPa (200 Torr, He は除く) および106 kPa (800 Torr) における自由噴流の可視化写真を示す。左側のオリフィスは入射レーザーの強い散乱のために光ってみえている。オリフィス径は1 mm ϕ 、圧力比 P_0/P_1 は300～900である。2.2で述べたように、超音速流領域をとり囲むbarrel shockとjet boundaryおよびMach diskにおいて流

Fig.9 Photographs of free jets visualized by laser induced fluorescence method. Flow medium and source pressure are indicated in each photograph. The orifice block on the left is bright due to strong scattering of the laser.

れの物理量が急激に変化するために、どの気体についてもそこでLIFの強さが変化している。しかしその程度は気体の種類や圧力によっても異なり、必ずしも明瞭でないものもある。特に He では、質量の大きい I_2 分子(分子量246)が衝撃波のような不連続面で He の流れに追従しにくいことや、後に述べるように I_2 の励起状態の見かけの蛍光寿命が長くなることのために、これらの構造が不鮮明になっている。写真より得られ

Fig.10 Location of Mach disk plotted as a function of pressure ratio P_0/P_1 and comparison with Eq. (13)

る Mach disk の位置を圧力比 P_0/P_1 に対して、(13) 式の関係式とともに Fig. 10 に示す。ほぼこの関係式が満たされていることが判る。Hägele⁷⁾ は、種々の気体 (Ar, He, H₂, 空気, C₂H₄, フレオン) および圧力比 10~5000 について、Mach disk の位置は、(13) 式において比例定数が 0.44~0.74, 指数が 0.47~0.66 の範囲の値で表わされることを示している。

超音速流領域内の LIF の、気体の種類および圧力による違いは顕著である。Ar と CO₂ の 106 kPa および SF₆ 以外では、オリフィス附近を除いて、LIF は縞模様になっている。これは次のように説明することができる。I₂ 分子の吸収線は室温では約 300 MHz のドップラー拡がりをもつが、温度が低下し、それがレーザーの縦モードの周波数間隔 ($\Delta\nu = 132 \text{ MHz}^*$) よりも狭くなると、レーザーの発振線との周波数の違いにより、レーザーを吸収しなくなる。しかしながら、自由噴流中では流れの速度のレーザー方向成分によるドップラーシフトにより、レーザーの発振線との同調が起り、 $\Delta\nu$ だけの間隔をもった、レーザー方向に不連続な吸収となる。

* ここで示した写真では NEC Ar⁺レーザー GLG3200 が用いられた。514.5 nm における出力は 0.5~1 W であり、数 10 本の縦モードの発振線がある。

流れはほぼ放射状であり、 $X/D > 5$ では流速はほぼ一定になるので、これらの不連続な吸収による LIF はほぼ放射状の縞模様を形成する。軽い気体程速度は速くなるので、縞は密になっている。このことを利用した流速の測定については次節で述べる。

レーザーの発振線の中心周波数 ν_{0L} と I₂ 分子の吸収線の周波数 ν_0 は少しずれている (今の場合、 $\nu_{0L} > \nu_0$) ので、写真上方のレーザーの入射する側の LIF の方が強くなっている。He や H₂ の最も強い LIF の縞の傾きから、このずれは約 1.5 GHz 程度と推定できる。

縞模様のあらわれる X/D の値は Ar, N₂, CO₂ の順になっており、** Fig. 5 に示した種々の γ の値に対する軸方向の温度変化から、この縞の見え始める位置に対応した温度は約 30°K, ドップラー巾で 95 MHz に対応している。これに対し SF₆ (室温で $\gamma = 1.09$) では、Fig. 5 からわかるように、 $X/D < 20$ で温度はこの値まで下らない。従って LIF は縞模様とならない。CO₂ の場合には、 P_0 を 26.6 kPa より増やすと、この縞模様は次第にばやけてみえなくなる。これは P_0 とともに急激に凝縮が起り始め、*** その凝縮熱のために有効な γ の値が小さくなり、温度が十分低くならなくなったと考えられる。

一方、Ar の場合には P_0 を大きくしてゆくと、縞全体がばやけるのではなく、LIF そのものが弱くなり、遂には Fig. 9 に示したように、超音速流領域の殆んどで LIF が全く見られなくなる。従ってこれは CO₂ のように凝縮による温度上昇に起因するものではないと考えられる。また同じ γ の値をもつ He に対しては、 P_0 を大きくしても LIF は余り弱くならない。 P_0 を大きくすると、自由噴流においても気体分子はなお十分な数の衝突を行うから、このことを説明するためには、レーザーで励起された I₂ 分子、I₂^{*}(ν') の衝突過程を考える必要がある。

** He は後に述べる長い蛍光寿命のため、Fig. 9 に示した写真では、かなり下流でしか縞は見えないが、実際の位置は Ar の場合とほぼ同じである。

*** 凝縮の初期過程は 3 体衝突によるから、凝縮の速度は P_0^2 に比例する。

$I_2^*(v')$ はその長い蛍光寿命の間に媒質分子 Y との衝突により次のような過程で基底状態に失活する²²⁾。

(14)の過程によって低い振動準位へ緩和した $I_2^*(v' - n)$ は、蛍光を放出して基底状態 $I_2(v'')$ に失活するとともに、さらに低い振動準位へ緩和をつづける。従ってみかけの蛍光寿命は長くなる。一方、(15)の過程では蛍光を伴わずに失活するため、圧力の増加とともにみかけの蛍光寿命は短くなる。室温では(14)の過程に対する断面積は(15)のそれに較べて余り大きくない²²⁾が、自由噴流中におけるような低エネルギー衝突では、 He 、 H_2 に対しては非常に大きい値となる²³⁾。一方 Ar の場合はこの断面積は余り大きくならず、2つの過程は競合し²⁴⁾、振動緩和した $I_2^*(v' - n)$ も(15)の過程により失活する。従って P_0 を大きくしても、 He の場合には振動緩和によりみかけの蛍光寿命は長くなるが、 Ar の場合には衝突により無輻射失活してLIFが観測されなくなってしまう。

前節で述べたように、LIFの強さは I_2 の下の準位 $v''=0$ 、および $J''=13, 15$ にある占有密度に関係する。 $v''=0$ にある I_2 分子は室温で既に80%以上を占めているので、膨脹に伴う振動緩和による占有密度の変化は小さい。しかし、 $J''=13, 15$ のそれはFig. 11に示すように、12°K附近に最大値をもつ回転温度 Tr の関数である。McClelland等²⁵⁾ は種々の気体の自由噴流中における I_2 の回転温度をレーザー分光により測定し、 $P_0 D$ の値に対して整理している。 $P_0 D = 1$ Torr·cmにおける回転温度は、 Ar 、 He 、 H_2 、 N_2 、 CH_4 、 CF_4 等の順に高くなっており、彼らの実験値を $P_0 = 106$ kPa ($P_0 D = 80$ Torr·cm) に外挿すると、12°K以下となる。 Ar では特に低くなるので、 I_2 の下の回転準位の占有密度が小さくなるのが、大きい P_0 において LIF

Fig. 11 Relative population density in rotational quantum numbers $J''=13$ and 15 as a function of rotational temperature Tr .

がみえなくなる一因として、先に述べた無輻射失活とともに考慮する必要がある。一方多原子分子については、 P_0 を大きくしても先に述べた凝縮の効果が顕著になってきて、回転温度はそれ程低下しない。

5. ドップラーシフトによる気流速の測定

前節で示したように、超音速流領域では、気体の温度が十分低く、 I_2 分子のドップラー巾がレーザーの縦モードの間隔よりも十分狭くなると、ドップラー同調によってレーザーに沿った不連続なLIFがみられる。このLIFによる縞模様が放射状となる所では、2節で述べたように、流速は一定値に達している。このとき n 番目の縞に対するドップラーシフト $\Delta \nu_n$ は、縞とレーザーとの傾き θ_n と流速 u を使って次のようにかける。(Fig. 12参照)

$$\Delta \nu_n = \nu_0 \frac{u}{c} \cos \theta_n \quad (16)$$

Fig. 12 Configuration of laser beam and stripped pattern of laser induced fluorescence.

従って隣り合った2つの縞の傾きから流速は次式より得られる。

$$u = \frac{c}{\nu_0} \left| \frac{\Delta \nu_n - \Delta \nu_{n-1}}{\cos \theta_n - \cos \theta_{n-1}} \right| \quad (17)$$

ここで $|\Delta \nu_n - \Delta \nu_{n-1}|$ はレーザー光の縦モード間隔 $\Delta \nu$ に等しい。

写真を濃度計により数値化し、画像処理により得られた θ_n の値から求めた流速を、 θ_n の関数として Fig. 13 に示す²⁶⁾。 $\theta_n = 90^\circ$ が噴流の中心軸に対応している。CO₂ に対しては $P_0 = 13.3$ kPa, 他の気体に対して 53.2 kPa における値が示されている。図の右側の矢印は(3)式のエネルギー式において左辺第1項が零となる極限での速度

$$u_{\max} = \sqrt{2C_p T_0} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}} a_0 \quad (18)$$

を示している。中心軸上では流速はほぼこの値に達しており、I₂ 分子と媒質の質量のちがいによる速度のすべりは殆んど無いものと考えてよい。

ファブリ・ペロ共振器を使って縦モードを任意に選り、周波数と LIF の傾きとの関係を求めれば、同様に流速を求めることができる。

Fig. 13 Flow velocity measured by amount of Doppler shift plotted as a function of angles between laser and stripes. (○; He, ○; N₂, ●; CO₂, ●; Ar) The arrows indicate values of isentropic terminal velocity, $u_{\max}$, in Eq. (18)

この方法では温度が低くなくても流速の測定ができる。Hägele⁷⁾ は軸に沿った流速の変化をこの方法で測定し、He以外の気体 (H₂, N₂ 空気) でほぼこの極限值に加速されることを示している。

6. 他の流れへの応用

前節迄に述べたように、LIFの強さは、I₂の熱力学的状態と媒質の種類に複雑に関係しており、I₂-Ar⁺レーザーで可視化された像から、密度や温度を定量的に求めることは現在の所容易ではないが、LIF法は衝撃波等の不連続面を含む流れの構造の可視や、ドップラーシフトを利用した流速の測定には、非常に有効な手段といえる。このためLIF法は、chemical laserやgas-dynamic laserにおけるガスの混合ノズル¹¹⁾や、ロケットやジェットエンジンの燃料および酸化剤の混合ノズル¹²⁾の性能改善を目的としたかなり複雑な流れの可視化に使われている。

超音速噴流の形状、それら同志および噴流と物体との干渉の様子等は、宇宙空間での推進噴流の挙動と関係した重要な研究課題であり、今後このような流れの計算機シミュレーションや実験的研究が盛んになるとと思われる。この方面においても、ここで述べた方法は有力な手段となりうることを示す例として、Fig. 14にいくつかの写真²⁶⁾を示す。

Fig. 14 aに自由噴流と壁、および向いあった同じ条件の自由噴流同志の干渉した流れを示す。前者では流れが堰き止められて壁のない場合に較べてMach diskは上流に移動しており、後者では衝突した自由噴流の外側に円盤上の二次噴流が伸びているのがみえる。Fig. 14 bには、開き角10°の円錐部をもつノズルで膨脹が抑制された後、低压室内に噴出する流れを示す。自由噴流に較べて流れが細長くなっていることがわかる。

4節で述べたように、He中ではI₂分子の見かけの蛍光寿命は長くなるので、レーザーを超音速流中の物体上流に入射すると、物体を過ぎる流線を観測することができる。Fig. 14 cに、分

Fig.14 a) Free jets interacting with wall (left) and with an opposing equivalent free jet (right).

Fig.14 b) Jet from conical nozzle.

Fig.14 c) Flow around skimmer tip.

子線の生成に用いられるスキマーを過ぎる He の自由噴流の写真を示す。わずかではあるが、スキマーによる流線の乱れがみられる。

あとがき

以上、主に筆者の研究室における仕事をもとにして標題の解説を試みたが、レーザーの特性やLIFの詳細について理解の不足している面も多くあると思われる。その方面の専門の方々の御指摘、御助言が載れば幸いである。

おわりに、本稿を書く機会を与えて載いた、京都大学超高層電波研究センターの薮崎努助教授に謝意を表わす。

参考文献

- 1) J. B. Anderson: *Molecular Beams and Low-Density Gasdynamics*, ed. P. P. Wegener (Dekker, New York, 1974) p. 1.
- 2) R. E. Smally, L. Wharton and D. H. Levy: *Acc. Chem. Res.* **10** (1977) 139.
- 3) O. Hagen: *Molecular Beams and Low-Density Gasdynamics*, ed. P. P. Wegener (Dekker, New York, 1974) p. 93.
- 4) W. Merzkirch: *Flow Visualization* (Academic, New York, 1974).
- 5) R. E. Smally, D. H. Levy and L. Wharton: *J. Chem. Phys.* **64** (1976) 3266.
- 6) W. J. Hiller and J. Hägele: *ICIASF* **77** (1977).
- 7) J. Hägele: *Bericht 7, Max-Planck Institute für Stromungsforschung, Göttingen*, 1979.
- 8) 藤本哲夫, 宇佐美勝, 松原章: 日本機械学会論文集, **B50** (1984) 233.
- 9) 手島光司, 守谷富男, 森敏一: 日本航空宇宙学会誌 **32** (1984) 309.
- 10) K. Teshima: *The Institute of Space and Astronautical Science, Report S. P. 2* (1984) p. 51.
- 11) N. L. Rapagnani and S. J. Davis: *AIAA J.* **17** (1979) 1402.
- 12) A. A. Cencer Jr. and R. J. Driscoll: *AIAA J.* **20** (1982) 812.
- 13) リーブマン・ロシュコ: 気体力学, 玉田琬訳吉岡書店 (1960)
- 14) H. Ashkenas and F. S. Sherman: *Rarefied Gas Dynamics*, ed. J. H. de Leeuw (Academic, New York, 1966) Vol. 2, p. 84.
- 15) 斎藤務, 中辻弘幸, 手島光司: 第16回流体力学講演会 (1984)
- 16) 2年毎に開かれる International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (R. G. D.) の Proceedings に多くの論文がある。近々, 14th Symp. on R. G. D. at Tsukuba, 1984 が出版される予定である。
- 17) H. R. Marphy and D. R. Miller: presented at the 14th Symp. on R. G. D. at Tsukuba, 1984.
- 18) W. Overlaet, P. Willem and H. Hulsman: presented at the 14th Symp. on R. G. D. at Tsukuba, 1984.
- 19) J. B. Koffend, R. Bacis and R. W. Field: *J. Mol. Spectrs.* **77** (1979) 202.
- 20) S. Gerstenkorn and P. Luc: *J. Mol. Spectrs.* **77** (1979) 310.
- 21) 桜井捷海: 私信
- 22) J. I. Steinfeld and W. Klemperer: *J. Chem. Phys.* **42** (1965) 3475.
- 23) T. D. Russell, B. M. DeKoven, J. A. Blazy and D. H. Levy: *J. Chem. Phys.* **72** (1980) 3001.
- 24) a) G. Kubiak, P. S. H. Fitch, L. Wharton and D. H. Levy: *J. Chem. Phys.* **68** (1978) 4477.
b) J. E. Kenny, T. D. Russell and D. H. Levy: *ibid.* **73** (1980) 3607.
- 25) G. M. McClelland, K. L. Saenger, J. J. Valentini and D. R. Herschbach: *J. Phys. Chem.* **83** (1979) 947.
- 26) K. Teshima and H. Nakatsuji: presented at the 14th Symp. on R. G. D. at Tsukuba, 1984.