非定常気体噴流に関する研究*

田 辺 秀 明**・ 佐 藤 豪**

Study on Unsteady Gas Jet

By Hideaki Tanabe, G. Takeshi Sato

In the Gas Injection Diesel Engine (GIDE), the mixture formation process between the injected fuel gas and air plays an important role on combustion and consequently on the engine performance. This paper deals with the characteristics of a transient gas jet as a fundamental study of the fuel gas jet in the GIDE. Helium was injected instantaneously into a quiescent atmosphere with constant injection pressure. The instantaneous distribution of static pressure, velocity and concentration in the jet, which is obtained through the statistical data processing, are discussed to express a transient mixture formation process in the jet. Results are also applied to discuss the ignition and combustion phenomena in the GIDE.

1. 緒 言

ガスインジェクションディーゼルエンジン（以下G I D Eと呼ぶ）において、燃料ガスは燃焼室内に間欠的に噴射されて非定常気体噴流となり燃焼室内空気と混合するが、この噴射された燃料ガスと燃焼室内の空気との混合気形成過程が、着火・燃焼過程および機関の性能に大きな影響を及ぼす。この混合気形成過程は、連続的に噴射が行われる定常噴流のそれとは異なるので、非定常噴流に関する基礎的・体系的な研究が必要である。

本研究は、非定常噴流の混合気形成過程を基礎的・体系的な実験により詳細に解析し、その構造、特性を明らかにすることを目的とする。一定の圧力でヘリウムを常温・常圧の自由静止大気中に単発噴射して、噴流内の速度、静圧および濃度などの測定を行った。その結果、噴射期間中および噴射終了後の非定常噴流の混合気形成過程がある程度明らかとなったので報告する。

2. 従来の研究

非定常噴流では、空間的な分布に加えて、時間変化をも取り扱う必要がある。これまでは、高い時間分解能（高速応答性）を有する測定が困難なこともあり、非定常噴流の混合気形成過程に関する十分な知識は得られていない。

しかしながら近年、測定法の進歩により、上記のよう

な非定常過程の研究で必要とされる時間分解能を有する濃度や速度などの測定が可能となり、いくつかの研究が行われるようになった。以下に代表例を示す。

Johnston¹⁾はDISCエンジン（Direct Injection Stratified Charge エンジン）の燃焼室内に噴射されたメタン噴流中のメタン濃度や速度をレーザを用いて測定している。Johnstonらの研究は試験用機関での測定であり、測定位置の制約により測定点数が不足しており、また混合気形成に影響を与える因子の分離が明確でない。このため、燃焼シミュレーションを行う場合に必要とされる濃度分布などの式表示を行うには至っていない。

Witzeは、静止大気中に空気を間欠噴射して、熱線風速計による測定を行っている²⁾。田中もWitzeと同様に静止大気中に空気を間欠噴射して、熱線風速計による流速の測定および半導体圧力変換器による圧力の測定を行っている³⁾。Witze、田中の研究では空気中に空気を噴射しているため、燃焼現象を考える場合に重要な濃度の測定は行われておらず、流速などの測定結果より混合気形成過程を考察するにとどまっている。

高城⁴⁾は、N₂中にCO₂を噴射してレーザレーシ散乱によってCO₂濃度を、レーザ流速計によって流速の測定を行っている。高城らの研究は、測定空間の位置が噴口から噴口径の数倍以内の部分であり、噴射初期の噴流の成長過程に着目したものとと言える。

高橋⁵⁾は、直接噴射式水素機関の混合気形成過程を調べる目的で、静止大気中にヘリウムを単発噴射してマッハツェンダ法を用いた高速度写真の画像解析によりヘリウム濃度を求めている。高速度撮影を行い、画像解析に

* 原稿受付 昭和63年9月16日

第24回特別基金講演（昭和62年11月24日）

** 正会員 金沢工業大学（石川県石川郡野々市町扇ヶ丘7-1）

より濃度を得る方法は、噴流に生じる乱流混合を考慮した統計処理を行う場合、多数回の噴射を行って撮影、現像、画像解析を施す必要があるが、これは實際上不可能であろう。

西田らは⁶⁾、 C_3H_8 などの非定常噴流火炎についてレーザを用いてすすの密度の測定を行いすす発生機構を調べた。西田らの実験条件は層流域であり、直接その実験結果を乱流噴流である G I D E の燃料噴流に適用することは出来ないと思われる。

著者らは^{7)~10)} 直接噴射式水素機関における混合気形成の基礎研究として、静止大気中に水素の単発噴射を行って、熱線濃度計を用いて濃度の時間経過を測定した。また、噴流の高速度シュリーレン撮影およびモークワイア法による噴流周囲気体流動の観察を行った。その結果、噴流には乱流混合による濃度の変動が生じていること、噴流の形状がディーゼル噴霧の形状と類似していること、および周囲気体の流動状況もディーゼル噴霧¹¹⁾の場合と同様であること、などを示した。また噴流内の濃度分布を示す実験式の提示を行い、非定常乱流による濃度変動の確率密度分布を示した。さらに、壁面に衝突する非定常噴流の性状を求めた。

白樫ら¹²⁾は、水中に食塩水を噴射して電気伝導プローブにより濃度を、熱膜流速計により流速を測定している。また、水中に着色水を噴射して噴流を可視化し、噴流および周囲流体の流動の観察を行っている。白樫らの非定常水噴流による実験においても、噴流の形状および周囲気体の流動はディーゼル噴霧の場合と同様であることが示されている。

3. 実験装置および方法

実験は、常温・常圧の静止大気中にヘリウムガスの単発噴射を繰り返すことにより行った。噴流内の速度、静圧を半導体式圧力変換器により、ヘリウム濃度を熱線濃度計を用いて測定して、それらのアンサンブル平均を求めた。

3.1 噴射装置 図1に実験に用いた噴射系の系統図を示す。ヘリウムはボンベ1から調圧弁を経て一定圧力で蓄圧室2に充填される。蓄圧室は、1回の噴射量に比べて十分大きな容積 ($640 \times 10^{-3} m^3$) を有し、噴射期間中の蓄圧室内圧力はほぼ一定に保たれる。電磁弁駆動回路3により、電磁弁の開閉を行うことにより、蓄圧室内のヘリウムは電磁弁に組み込まれた内径 1.6 mm、長さ 32 mm のノズル5より常温・常圧の静止大気中に鉛直上方へ噴射される。

蓄圧室内の充填圧力は 0.199 MPa、噴射期間は 20 ms とした。1回の噴射当たりの噴射量は、 $0.64 \times 10^{-3} m$ 、ノズル出口でのレイノルズ数は約 8000 である。

3.2 測定装置・方法 非定常噴流の混合気形成過程を解明するため、流速、静圧および濃度などの測定を行った。

図1 噴射系統図

3.2.1 流速・静圧測定 本研究のように噴流内の物性値（濃度）が場所的にも時間的にも変化する場では熱線流速計により流速を測定するのは困難である。そこ

図2 圧力測定用プローブ

で、図2に示す全圧プローブおよび静圧プローブにより、全圧 P_t と静圧 P_s を求めて噴流内の流速を求めた。すなわち流速が音速に比べて十分小さな場合、噴流内の動圧 q は次式で表される。

$$q = 1/2 \rho U^2 = P_t - P_s \quad (1)$$

式(1)より、流速が求まる。ここで、密度 ρ は熱線濃度計を用いて求めたヘリウム濃度 C より算出した。

全圧プローブは、噴流の中心軸と平行に、また静圧プローブは、半径方向流速成分の影響を避けるために、円盤平面が噴流中心軸と平行となるように設置した。両プローブの応答周波数は、いずれも 1 kHz 以上である。

なお実験に先立ち、空気を静止大気中に単発噴射し、熱線風速計により流速を求めた流速と、上述の方法による流速との比較・検討を行った。両測定法による流速の測定値は良い一致を示し、全圧および静圧を測定して動圧を得る方法により、熱線風速計を用いる方法と同程度の精度で動圧の測定が可能であることを確認した。

3.2.2 濃度測定（熱線濃度計） 噴流の混合気形成を解析する場合、流速および静圧のほかに濃度を測定する必要がある。また G I D E の燃焼を考えた場合、濃度の測定は非常に重要である。

本研究では、熱線濃度計⁷⁾を用いた。この濃度計の測定原理は、Brownら¹⁴⁾により考案された Fast Response Probe と同様である。時間応答性は Era¹⁵⁾ と同様の方法で測定を行い、200 μ s 以下であることを確認した。

4. 実験結果および考察

4.1 流速・静圧・濃度の時間経過 図3に噴流中心軸上における軸方向流速 U 、静圧 P_s 、およびヘリウム濃度 C のアンサンブル平均値の測定結果の一例を示す。

図3 噴流中心軸上における軸方向流速 U 、静圧 P_s 、濃度 C のアンサンブル平均の時間経過

図中、静圧は噴流周囲気体圧力 P_a との差圧のアンサンブル平均値 $P_s - P_a$ としてある。流速、静圧および濃度の時間経過より、非定常噴流の混合気形成過程は次の3期間に分類される。

まず、噴射開始後比較的早期では、流速、静圧、濃度が時間に対して変化する時期がある。その変化は、噴射開始後静圧、流速、濃度の順に生じている。すなわち、静圧が流速および濃度に先立って増加する。静圧に続いて流速が増加を始める。次いで濃度が増加を開始するが、この時期は静圧が最大となる時期とほぼ一致する。静圧は最大に達した後、減少し最小となる。流速は静圧が最小となる時期とほぼ同じ時間に一定値となる。静圧はその後やや増加して周囲気体圧力より低い一定値となる。濃度は、増加を続け静圧が一定となる時期とほぼ同じ時期に一定となる。この時期では、混合気形成過程が時間と共に変化する非定常過程である。この時期を（噴流到達時の）非定常期間と定義する。

流速、静圧、濃度はその後、噴射期間中では時間に対

して一定値を示す。この期間の混合気形成過程は定常混合過程であると考えられる。この期間を定常期間と定義する。

噴射が終了すると、流速および濃度はゆるやかに減少する。また、静圧は負圧から周囲気体の圧力と等しくなるように増加し周囲気体圧力となる。

すなわち、非定常噴流の混合気形成過程は、

- (1) （噴流到達時の）非定常期間
- (2) 定常期間
- (3) 噴射終了後の期間

に分類される。特に噴射期間中と噴射終了後とは、流速、静圧、濃度の空間分布の状態が相違するので、以下噴射期間中と噴射終了後とに分けて、それらの空間分布を示す。

4.2 噴射期間中の空間分布

4.2.1 濃度の空間分布 図4に噴射期間中の噴流中心軸上濃度分布の時間経過を示す。●印は定常期間における値を意味する。また、噴射開始後4 ms における分布を太線で示す。

図4 噴流中心軸上濃度 C_m 分布の時間経過（噴射期間中）

噴射期間中、噴流の上流 ($z < \ell_1$) では C_m の分布は時間に対して変化せず、定常噴流と同じになる。以下、この部分を定常部と称し、 ℓ_1 を定常部長さと名付ける。

噴流の先端部 ($\ell_1 < z < \ell_0$) では、 C_m は定常値より低くなり噴流の先端で0%となる。以下、この部分を非定常部と称する。

非定常噴流では噴流上流の定常部においては濃度分布は定常噴流のそれと同様であるので、燃焼シミュレーションを行う場合、定常部については定常噴流理論を適用可能である。しかしながら、噴流先端の非定常部における濃度分布は定常噴流のそれとは異なるので、この非定常部に対する濃度分布を表す式を求める必要がある。

図5に、濃度より求めた噴流先端到達距離 ℓ_0 、定常部先端到達距離 ℓ_1 および定常部先端濃度 C_{m1} ($=C_m (z=\ell_1)$) を用いて求めた噴流先端の非定常部における無次元

図5 非定常部における無次元濃度分布

中心軸上濃度分布を示す。図には、本研究の実験結果に加えて、異なる噴射系ならびに異なる噴射条件によるいくつかの実験結果（著者らの単発噴射装置⁸⁾、高橋の非定常ヘリウム噴流⁵⁾、神本らのディーゼル噴霧⁶⁾による結果）も同様に整理して示している。図中の実線は、式(2)で示される著者らによる実験式による計算値である。

$$\bar{c}_m/\bar{c}_{m1} = 1 - \left\{ (z - l_1) / (l_0 - l_1) \right\}^{3/2} \quad (2)$$

上式はいずれの結果とも良い一致を示している。

図6に、噴射期間中における濃度の半径方向分布を示す。噴流到達時の非定常期間（●印以外）と定常期間（●印）の半径方向濃度分布は相似となっている。

図6 濃度の半径方向分布
(噴射期間中)

4.2.2 速度の空間分布 図7に、噴射期間中の噴流中心軸上流速 \$\bar{U}_m\$ の分布の時間経過を示す。図中、●印は定常期間における値を示す。また、太線は \$t=4\$ ms における分布を示す。\$l_0\$ は図6の濃度より求めた噴流先端到達距離を、\$l_{ua}\$ は流速より求めた噴流先端到達距離を意味する。

\$l_0\$ は噴流先端に存在する濃度境界層の到達距離に、ま

図7 中心軸上流速 \$U_m\$ の分布
(噴射期間中)

た \$l_{ua}\$ は速度境界層の到達距離にそれぞれ対応する。白樫らの水中に食塩水を噴射した実験においても、流速が食塩濃度より早い時期に増加することが示されている。また、Kuniyoshi ら¹¹⁾はディーゼル噴霧の周囲気体をスモークワイヤ法を用いて可視化した実験で、噴霧が到達する以前にスモークトレーサが噴霧の進行方向に移動することを示している。

このように、速度境界層の到達距離は濃度境界層の到達距離より長い。GIDEの噴射系の試験を行う場合、到達距離の判断基準として速度境界層を用いたか濃度境界層を用いたかを明記する必要がある。特に、測定の容易さより流速の測定結果より到達距離を求める場合には、その値は濃度境界の到達距離よりも大であることに留意すべきである。

本研究では、次の理由により濃度境界層による到達距離を噴流先端到達距離とした。すなわち、従来ディーゼル噴霧などの到達距離は実験的には高速度写真や瞬間写真などによって噴霧を撮影して求めることが多かった。この場合得られる到達距離は、濃度境界層の到達に対応するものと考えられる。この濃度境界層の到達距離は、GIDEの燃焼などへの応用を考えると、実用上重要であると考えられる。本研究においては、この濃度境界の到達距離を噴流先端到達距離 \$l_0\$ とする。

図8 流速の半径方向分布 (噴射期間中)

図8に噴射期間中の流速 u の半径方向分布の時間経過を示す。噴流の速度境界が到達すると流速は増加する。その分布はほぼ相似形を保って噴流の成長と共に発達し、●印で示す定常値となる。

4.2.3 静圧の空間分布 図9に噴射期間中の静圧 P_s の噴流中心軸上分布の時間経過を示す。●印は定常期間における値を意味する。また、太線は $t = 4\text{ms}$ における分布を示す。 ℓ_1 および ℓ_0 は濃度より求めた定常部先端到達距離ならびに噴流先端到達距離を示す。また ℓ_{u0} は流速により求めた噴流先端到達距離である。

図9 静圧の噴流中心軸上分布の時間経過 (噴射期間中)

噴流が定常状態となる部分 ($Z < \ell_1$) では、定常噴流と同様に静圧は負圧である。噴流先端の非定常部 ($Z > \ell_1$) での静圧は複雑な分布を示す。これは一つには、図7の中心軸上流速分布からわかるように噴流先端では流速は定常部より低くなっており、流速による動圧が静圧に変換されるため静圧が増加するためである。

静圧 P_s の半径方向分布は、図10(a)~(c)のようになり、この圧力勾配により半径方向の流れが生じる。このため静圧の一部は半径方向流速による動圧に変換されて静圧は減少する。さらに、気体を加速するために静圧の一部は使用され減少すると考えられる。これらの相互作用の結果、図9のように複雑な分布を示すものと考えられる。図10(a)は噴流濃度境界到達以前を、(b)は濃度境界到達以後の P_s が減少して最小値となるまでの期間を、(c)は最小値から定常値となるまでの期間を示している。

図10(a)より噴流の濃度境界が到達する以前に静圧は上昇を始め、濃度境界が到達すると最大となる。この期間では r が増すほど P_s が低くなっており、中心から外縁へ向かう流れが存在する。

噴流の濃度境界が到達した後は、(b)に示すように、 P_s が減少していく。この期間の初期では噴流内の静圧は周囲気体の静圧 P_0 より高く、噴流中心から噴流外側に向かう流れが存在すると考えられる。時間の経過とともに噴流内の静圧は低下し、周囲気体の静圧より低くなる。(b)に示す時間の範囲では、噴流中心軸付近の静圧が中心

図10 静圧の半径方向分布の時間経過

軸より離れた場合での静圧よりも高く、噴流の外側に向かうに連れ再び高くなる「逆クラ形分布」となる。この場合、噴流中心軸付近の流体は噴流外側に向かって流れ、周囲気体は噴流中心軸に向かって流れ込むものと考えられる。

さらに時間が経過すると、噴流中心軸付近の静圧が低下してその半径方向分布は「逆クラ形分布」から(c)に示す。中心部の静圧が低く噴流外縁に向かうにつれ単調に増加して噴流外部で周囲気体圧力となる分布となる。この分布は、以後噴射期間中継続する。

この期間では、静圧分布は定常噴流と同様となり、噴流は周囲気体を定常噴流と同様にして誘引する。

4.2.4 混合気形成過程 以上のことから、噴射期間中の非定常噴流の構造は図11のように定性的に考えられる。すなわち、噴流は軸方向について考えると、噴流上流では定常噴流と同様に噴流内の静圧が周囲気体のそ

れより低く、周囲気体を誘引し、その結果濃度分布が定常噴流と同じになる定常部と、噴流の先端部で静圧が周囲気体より高く周囲気体を押しのけながら周囲気体を取り込む構造で、定常噴流とは異なる濃度分布を示す非定常部とから成り立つ。

図 11 非定常噴流の定性的モデル

半径方向には、噴流と周囲気体との境界付近の境界面の位置が変動することによって周囲気体を巻き込みながら、混合気の渦塊と周囲気体とが混合を行う混合流域と、常に噴流内部にあり ($r=1$) 混合流域で生じた混合気が再び混合を行う主流域とに分類できる⁷⁾。

ここで、特定の流体粒子の履歴に着目して、ラグランジェ的に考えてみることを示す。図12に説明図を示す。

図6, 8の濃度および流速の半径方向分布から、濃度流速共に噴流中心軸近傍が高いので、噴口より噴射された気体は、主に噴流中心軸に沿って進行して、噴流先端の非定常部において急速に速度を減少する。この速度の減少は、一部が噴流前方の周囲気体を加速することに消費されると同時に動圧が静圧に変換されることによって噴流内の圧力が増加し、周囲気体の圧力より高くなる。この結果生じる圧力勾配によって、噴流の先端に到達した混合気は、噴流先端の表面に沿って中心軸から離れる方向に押しつけられる。この混合気は、噴流が進行方向に成長すると相対的に噴流上流の定常部の混合流域に位置し、ここで混合が行われる。噴射期間中は、以上のような過程が連続的に生じる。

図12において、時刻4以後で噴流先端に到達する粒子は、時刻1より後で噴射された粒子である。すなわち、従来のディーゼル燃焼モデルにおいて広く用いられてい

図 12 噴流中の流体粒子の軌跡の模式図

た、早期に噴射された燃料はより遠方に到達し噴流先端には最初に噴射された燃料が存在する、という仮定は成立しないことを意味する。このような仮定が成立するとすれば、ディーゼル噴霧での着火は噴霧先端で生じるはずであるが、ディーゼル噴霧火炎の着火が噴霧先端で生じることはなく、噴霧の混合部の混合流域で必ず発生することが判明している。このことは上記の混合気形成過程の概念を用いて以下のように説明可能である。

噴射弁より噴射された燃料は主に、噴流の中心部の燃料密度が高く、運動量流束の大である主流部を通して噴霧先端の滞留部に到達する。先端に到達するまでの燃料は、高温の周囲気体と直接接触することではなく、混合流域で燃料を加熱した結果温度が低下した空気および燃料空気混合気などにより加熱されるだけである。このため、燃料は噴流先端に到達するまでの間は余り加熱されない。

先端に達した燃料は、前述の経路を経て混合部の混合流域へ到達し、高温の周囲空気と直接接触し、渦運動により熱交換、混合が行われて着火・燃焼が容易な状態となる。

G I D E においては燃料の自着火温度が重油と比較して高いので圧縮着火を行うことは実際上不可能であり、着火補助を行う必要がある。この方法としては、液体燃料を用いたパイロット噴射、スパークアシスト、グローアシストなどが考えられる。

パイロットインジェクション G I D E は実績のある方法であるが、パイロットオイルを必要とすること、パイ

ロット噴射装置を必要とするなど、取り扱いおよびインシャルコストなどの問題がある。とくに小型機関へのG I D Eの展開を行う場合、これらの問題の解決が必要となろう。

パイロットインジェクション方式においては、パイロット噴霧火炎の熱エネルギーが高いので、着火は容易であるが、この場合でも噴流の主流域中では噴射期間中燃焼は進行しないので噴流の主流域にパイロット火炎が存在することは無駄である。パイロット量を減少する場合には、上述のような噴流の混合気形成過程を十分念頭においてパイロット系の設計を行うべきである。

スパークアシストは、通常ガソリン機関の点火方式と同様であり、メタノールディーゼルで用いられた例がある。スパークアシストを行う場合には、スパークプラグを燃料濃度が適切な場所に挿入する必要がある。本研究の結果より、燃料噴流の主流域に火花部を挿入すると、燃料濃度が可能であることおよび質量流速が高いため単位質量の燃料に加えられる点火エネルギーが減少し、さらに放電経路が長くなり点火エネルギー密度が減少などの理由により安定した着火が行えないものと考えられる。スパークアシストメタノールディーゼル機関や直接噴射層状給気機関(D I S Cエンジン)ではこのため、本報で示した噴流の混合流域に火花部を挿入することが多い。混合流域には渦混合が生じており燃料濃度は不規則に変動する。このため、たとえ平均濃度が可燃範囲に含まれていても噴射ごとの濃度の瞬時値は必ずしも可燃範囲に含まれるとは限らない。この場合、濃度の確率密度分布を用いて放電期間中に放電空間内の濃度が可燃範囲に含まれる確率を考慮する必要がある。これらの機関では、放電期間の延長やプラグギャップの拡大による放電経路の拡大によりこの問題に対処しているが、運転範囲全域において安定した性能を得ることは容易でないようである。なお、船用機関のように高過給の場合には、圧縮圧力が高く放電破壊電圧が高いので、スパークアシスト方式は必ずしも良策ではないと思われる。

グローアシストは、副室ディーゼルの始動補助に用いられている。また、直噴式水素機関の着火手段として用いられた例がある。G I D Eにグローアシストを用いる場合、グロープラグの挿入方法により着火の確実性が左右される。すなわち、燃料の流速が高く、濃度が高い主流域にプラグが挿入された場合には、プラグが燃料を加熱するに従いプラグ自身の温度が低下し、安定した着火が得られなくなる可能性がある。グロープラグを噴流に対して直角に挿入するとプラグの一部は主流域に位置し、このような着火の不安定性が生じる。シリンダカバー形状等の制約もあるだろうが、なるべくグロープラグは噴流の外縁に平行に近く挿入し、混合流域のみを加熱すべきと、着火性の観点からは考えられる。

4.3 噴射終了後の空間分布 図13に噴射終了後の噴流中心軸上濃度 $\bar{C}_m$ の分布を示す。

図13 噴射終了後の中心軸上濃度分布の時間経過

噴射期間中は運動量が供給され続けているので、濃度分布も●印で示される定常値となっており、ほぼ $1/z$ に比例する。噴射終了後では、濃度は定常値より減少する。濃度の時間に対する変化率は、噴流上流の方が大であり、その結果時間の経過にともない噴流上流より噴流下流の濃度が高くなる分布となる。このことは、張らのディーゼル噴霧においても同様の結果が示されている。

図3から、噴射終了後の濃度の時間経過は一次遅れに近似的に従うことがわかる。

図14に噴射終了後の濃度の時定数 τ_c の中心軸上分布を示す。 z が増すほど τ_c が増加する。すなわち濃度の減少はゆるやかとなる。

図14 噴射終了後の濃度の時定数 τ_c の中心軸上分布

$$C(t) = C(t_{p0}) \left(1 - \exp \left(-\frac{t - t_{p0}}{\tau_c} \right) \right)$$

図15に濃度の半径方向分布を示す。噴射終了後、濃度は●印で示される定常値より減少し、半径方向に一様な濃度分布に近づき、濃度勾配は減少する。

図16に噴射終了後の中心軸上流速 $\bar{U}_m$ の分布の時間経過を示す。中心軸上流速は、噴射終了後●印で示される定常値から減少する。図3より、濃度と同様に流速も一次遅れに近似的に従うと考えられる。

図17に τ_u の中心軸上分布を示す。 τ_u は、 τ_c と同様に z が増すほど大となる傾向を示す。 τ_u と τ_c とを比較す

ると、 τ_u の方が若干大である。これは、図3の噴射終了後の u と c とを比較した場合、 u の減少が c の減少に比べてゆるやかであることと対応している。

図15 濃度の半径方向分布 (噴射終了後)

図16 中心軸上流速分布 (噴射終了後)

図17 噴射終了後の流速の時定数 τ_u の軸上分布

$$(u(t) = u(t_{p0}) (1 - \exp(-\frac{t - t_{p0}}{\tau_u})))$$

図18に噴射終了後の u の半径方向分布を示す。 u は噴射終了後、●印で示される定常値から減少する。 u の勾配は噴射期間中に比べてゆるやかとなる。

これらのことは、噴射終了後の混合が噴射期間中と比較して弱いことを意味する。G I D Eにおいて、噴射期間中には熱発生率が増加するが、噴射終了後徐々に低下するのは、このためであると考えられる。

図19に噴射終了後の静圧の半径方向分布の時間経過を示す。噴射が終了することによって噴流内の静圧は●印

で示す定常値から徐々に増加して大気圧に近づくことがわかる。噴射終了後の負圧の減少は、濃度および流速よりも早い。図の測定位置 ($z = 100 \text{ mm}$) では、 $t = 22.5 \text{ ms}$ で周囲圧力と等しくなっているが、図3, 16, 18よりこの時刻では濃度および流速は周囲気体状態となっていないことがわかる。

図18 噴射終了後の流速の半径方向分布

図19 噴射終了後の静圧の半径方向分布

4.4 濃度、流速の半径方向分布の無次元表示

図6および図15の噴射期間中および噴射終了後の濃度の半径方向分布を比較すると、両者の間には相似性が存在するものと考えられる。図20に、噴流中心軸上の濃度と濃度が噴流中心軸上濃度の $1/2$ となる半径 $r_{0.5c}$ (濃度半値半径) とを用いて得た半径方向の無次元濃度分布を示す。○印は、著者らの単発噴射装置を用いた実験結果、△印は安・神本らのディーゼル噴霧中の液滴濃度分布の測定結果を同様の方法で整理したものである。実線および破線は、定常噴流理論で用いられる $3/2$ 乗則および正規分布による計算値をそれぞれ意味する。図1より、噴流内の半径方向濃度の無次元分布は、噴射期間中ならびに噴射終了後のいずれの期間においても定常噴流の場合と同様となることわかる。

図21に流速の半径方向分布を、噴流中心軸上流速および流速が $1/2$ となる半径 (速度半値半径) を用いて無次元化したものを示す。図中 $t = 5.4 \sim 6.8 \text{ ms}$ は噴流到達直後の非定常期間、 $t = 22 \text{ ms}$ 以後は噴射終了後の非定常期間である。噴射期間中、噴射終了後の両期間

とも流速分布は相似である。なお、図中の実線、破線はそれぞれ $3/2$ 乗則および正規分布による計算値である。

図20 濃度の半径方向無次元分布

図21 流速の半径方向無次元分布

4. 結 言

ヘリウム噴流を静止大気中に単発噴射を行い、噴流内の濃度・流速・静圧の時間経過を測定して、噴流の混合気形成過程を実験的に解明した。その結果、以下の結論が得られた。

(1) 噴射期間中噴流は上流の定常部と下流の非定常部とからなる。定常部の濃度分布、静圧分布などの性質は定常噴流と同様である。

(2) 噴流上流の定常部は、定常噴流と同様に噴流内部の静圧が周囲気体の圧力より低く、周囲気体を誘引して取り込む構造である。噴流下流の噴流先端部は噴流内部の静圧が周囲気体の圧力より高く、周囲気体を押し退けながら周囲気体を取り込む構造である。

(3) 噴射終了後、噴流内の静圧は周囲気体の圧力に急速に近づく。この結果、噴射期間中定常部で噴流内の濃度分布、流速分布、静圧分布などが定常噴流と同様に保たれていたものが、噴射の終了により崩壊する。この噴射終了後の濃度、流速の時間経過は一次遅れで近似できる。

文 献

- 1) Johnston, S.C., ほか 4 名, SAE Trans, 790079 (1979).
- 2) Witze, P.O., Sandia Laboratories Energy Report, SAND 80-8617 (1980) および AIAA J., 21-2 (1983), 308.
- 3) 田中, 機論, 49-448, B (昭58), 2783 および 51-472 (昭60) など.
- 4) 高城ほか, 機論, 53-492, B (昭62), 1931.
- 5) 高橋, 機講論, 790-15 (昭54), 174.
- 6) 西田ほか, 船用機関学会講演前刷集, (昭59), 39.
- 7) Tanabe, H., et. al., Int. J. Hydrogen Energy, 7-12 (1982), 967.
- 8) 田辺ほか, 機論 48-434, B (昭57), 2088.
- 9) 田辺ほか, 機論, 49-448, B (昭58), 2879.
- 10) 刈田ほか, 機論, 51-471, B (昭60), 3648.
- 11) Kuniyoshi, H., et. al., SAE Trans., 80192 (1980)
- 12) 白樫・ほか, 機論, 52-475, B (昭61).
- 13) Miller, D.R. and J. Comings, J. Fluid Mech. 3 (1957), 1.
- 14) Brown G.L. and M.R. Rebbollo, AIAA J., 10-5 (1972), 649.
- 15) Era, Y., Rep. Res. Inst. Sci. and Tec., Nihon Univ., 21 (1979), 9.
- 16) 安・神本・ほか 3 名, 内燃機関合同シンポジウム講演論文集 (昭56), 97.
- 17) 張・神本・ほか 2 名, 機講論, 834-8 (昭58), 91.

〔質 疑 応 答〕

質問者 神戸商船大学 三村治夫

【質問】 自明なこともかもしれませんが、図4で、静圧が噴流が到達した後負圧になってますが、どういう機構でそうなるのですか、噴流周囲気体圧力の方が噴流内圧力と比して高いと、噴流が広がらないのではないかと思います。

私自身ベルヌーイの定理 運動量保存則などが、はっきり理解できていないということに気がつきました。

【回答】 噴流先端到達後の定常領域では噴流の性質は定常噴流のそれと同様になる。定常噴流において噴流内の静圧が負になる理由については、流体力学や噴流^(付1)に関する教科書類に記述されており、詳細についてはそちらを参照願いたい。

以下に簡単に説明させて頂く。

定常非圧縮流においてベルヌーイの定理が成立する。次図に適用すると検査面において

$$\frac{1}{2} \rho u_1^2 + P_{S1} = P_0 \quad (1)$$

$$\therefore P_{S1} = P_0 - \frac{1}{2} \rho u_1^2 < P_0 \quad (2)$$

となり、噴流内静圧 P_{S1} は負圧となる。(検査面 2 にお

いても同様である.)

噴流の拡がりについては, 例えば右図を軸対称噴流とすると質量保存の式より

$$\rho u_1 \cdot \pi r_1^2 + \rho v 2\pi r dz = \rho u_2 \pi r_2^2 \quad (3)$$

運動量保存の式より

$$\frac{1}{2} \rho u_1^2 \pi r_1^2 = \frac{1}{2} \rho u_2^2 \pi r_2^2 \quad (4)$$

3, 4式が成立するという条件より $r_2 < r_1$ が求まる. 物理的意味としては, 3式から周囲流体の誘引による質量の増加とそれによる流速運動量流束の減少が生じるが, 運動量保存が成立するには断面積が増加する必要があるということである. このような機構により噴流の拡がりが生じる.

(例1) 例えば Abramouitch, G, N, the Theory of Turbulent Jets, MIT press (1963)

$$U = 0, P = P_0$$