噴流拡散火炎および高温空気噴流における乱れの挙動*

李 英在^{*1}, 林 好徳^{*2}, 小沼義昭^{*3}The Behavior of Turbulence in Hydrogen Jet Diffusion Flames
and Isothermal Hot Air Jets

Young Jae LEE, Takayoshi HAYASHI and Yoshiaki ONUMA

The suppression of turbulence, caused by the increase of molecular viscosity due to high temperature in flames, was investigated in two experimental approaches. First, hydrogen jet diffusion flames were examined in the wide range of Reynolds numbers of nozzle flow. Second, isothermal hot air jets were examined with various efflux conditions of the nozzle fluid, because it was supposed that hot air jets are more suitable for investigation of the effects of viscosity increase resulting from high temperature on turbulence behavior. As a result, it was revealed that the turbulence suppression takes place also in the flame of high Reynolds number and exerts an important influence on the flame structure. The hot air jets showed a development of jet boundary layer similar to jet diffusion flames in a certain condition. This result suggests that, if a pertinent turbulence model can be obtained to represent the flows in the hot air jets, it may also be useful in the modeling of jet diffusion flames.

Key Words: Combustion, Turbulent Diffusion Flame, Isothermal Jet, Hot Air Jet, Molecular Viscosity, Turbulence Model

1. ま え が き

非燃焼の同軸噴流における中心軸上の乱れ分布には、ノズル直後に大きなピークが見られるが、噴流拡散火炎においてはこの乱れが著しく抑制される。この現象は火炎の存在による層流化現象として知られており^{(1)~(6)}、その発生機構は次のように考えられる。乱れの比較的弱い領域が燃焼によって高温になると、動粘性の増大によって局所乱流レイノルズ数が小さくなる。その結果、局所乱流レイノルズ数が大きい領域で存在する乱れのエネルギーの生成と消散のバランスが崩れ、消散速度のほうが大きくなり流れが層流化される。著者ら⁽⁷⁾は水素噴流拡散火炎に対する実験および理論的検討により、上記の層流化機構の検証を試み、さらに、噴流拡散火炎における層流化現象は噴出直後の領域のみならず下流においても、高温低乱れの周辺部では全領域にわたって見られる現象であることを知った。また、周辺部の乱れが抑制されると、運動量、熱、

化学種などの半径方向への拡散も抑制されることになり、この層流化現象は火炎構造に大きな影響を与えることも判明した。

このように、燃焼による層流化現象は噴流拡散火炎に対して大きな影響力を持っていると考えられるが、一般燃焼場においても高温低乱れ領域が存在する場合が多いと考えられ、無視しえない現象である可能性が強い。そこで本研究においては、この層流化現象をさらに詳しく検討するため、次に示すような二つの実験を試みた。文献(7)に示す実験は、ノズル管内を流れる燃料に対するレイノルズ数が比較的小さい5000程度の場合であったので、実験(1)においてはレイノルズ数を5000、10000、15000と大きく変化させ、噴流拡散火炎における層流化現象がこれによってどのように変化するかを調べた。実験(2)では、温度がほぼ一様な高温空気噴流における乱れの挙動を、噴流拡散火炎と対比させながら検討した。火炎においては乱流燃焼によって場が非常に複雑になるため、高温による動粘性増大に起因した層流化現象をできるだけ単純な形で検討するには高温空気噴流のほうが適していると考えたからである。本報に引き続いて、

(1) $k-\epsilon$ 2 方程式モデルに修正を加えて、層流化現象を伴う高温空気噴流場の数値シミュレーションに

* 平成2年3月13日 東海支部第39期総会講演会において講演、原稿受付 平成元年6月29日。

*¹ 正員、韓国動力資源研究所〔現在、豊橋技術科学大学大学院〕。

*² 学生員、豊橋技術科学大学大学院 (〒440 豊橋市天伯町字雲雀ヶ丘1-1)。

*³ 正員、豊橋技術科学大学。

使用可能な乱流モデルを考案する。

(2) 考案した乱流モデルの噴流拡散火炎への適用性を検討する。

というような研究を計画しているが、これらの乱流モデル検討のための基礎データを提供することも上述の二つの実験の目的の一つである。

2. 実験(1): 噴流拡散火炎

2・1 実験装置および方法 実験対象として用いた火炎はたて形の噴流拡散火炎で、水素と窒素の混合気を燃料とし、円筒ノズルから垂直上向きに噴出させた。燃料ノズルは内径 6 mm、長さ 900 mm のステンレス管で、噴出時のノズル流は十分に発達した管内乱流の状態にあると考えられる。周囲空気流は 2 枚の整流板を経た後、内径 120 mm の同心円孔から燃料噴流に平行上向きに 3 m/s 一定で流出させた。ノズル流体における水素と窒素の混合割合は 1:2 であり、表 1 に示すようにノズル流に対する管内レイノルズ数を大きく変化させた条件での実験を行った。

測定は、時間平均流速および rms 乱れ速度、化学種濃度、時間平均温度に対して、それぞれレーザドップラー流速計、ガスクロマトグラフおよび熱電対を用いて行った。

2・2 結果および検討 図 1(a), (b), (c) に、レイノルズ数を変化させた三つの非燃焼噴流について、噴出直後(ノズル先端から 0.7 mm)の水平断面における時間平均流速 $\bar{U}$ および rms 乱れ速度 u' に対する測定結果を示す。 r は中心軸からの半径方向距離、 a はノズル半径 3 mm を表す。 $r/a=0 \sim 1$ 付近の分布はほぼ管内流の分布を表しているものと思われるが、三つの図を見ると、すべてのレイノルズ数において乱れが大きく、流速分布も管内乱流の特徴を示している。

図 2 に、三つの非燃焼噴流について、中心軸上での $\bar{U}$ と u' に対する測定結果を示す。 x はノズル先端からの距離、 d はノズルの内径 6 mm を表す。 $\bar{U}$ および u' の分布とも、レイノルズ数を大きく変化させても分布形状にはほとんど違いが生じないが、乱れのピー

ク位置は噴出速度を上げてレイノルズ数を大きくすると下流へ移動することがわかる。

実験に用いた火炎は長さが 30~40 cm、最大直径が約 3 cm で、火炎内の濃度分布の一例として $Re=10\,000$ の火炎に対する中心軸上での測定結果を図 3 に示す。また、図 3 には温度分布についてのみ三つの火炎に対する結果を示してある。図中の温度には熱放射に対する補正は行っていない。図から、レイノルズ数を上げると温度のピーク位置は上流側へ移動し、火炎は短くなることわかる。

図 4 に、三つの火炎について、中心軸上での $\bar{U}$ と u' に対する測定結果を示す。時間平均流速 $\bar{U}$ は、図 2 の非燃焼噴流においてはノズル出口直後から急激に減少したのに対し、火炎においては減少速度が遅く、下流においても高い値が保たれる。また u' については、非燃焼噴流での分布はノズル直後に鋭いピークを持ち、その後単調に減少したのに対し、火炎での分布は、文献(7)で報告した実験と同様に、ノズル直後の乱れが抑制され、乱れのピークは著しく下流へ移動することを示しており、これらの傾向は噴出レイノルズ数を大きく上げても変わらないことがわかる。一方、非燃焼噴流においては、レイノルズ数を上げると乱れのピーク位置が下流側へ移動するのに対して、火炎においては、上流側へ移動することがわかる。この理由としては、以下が考えられる。(1) 図 4 の u' の分布は

図 1 非燃焼噴流のノズル出口直後の $\bar{U}$ および u' の分布

図 2 非燃焼噴流の中心軸上の $\bar{U}$ および u' の分布

表 1 ノズル流体の条件

Reynolds Number	Flow Rate (cm ³ /s)		Average Velocity (m/s)
	H ₂	N ₂	
5,000	174	348	18.46
10,000	347	694	36.82
15,000	520	1040	55.17

図3の温度分布とほぼ対応した形状を示していることから、 u' のピークは燃焼に起因して、例えば温度上昇によって速度場に変化が生じたことによって形成される。(2)ノズル流のレイノルズ数が大きくなると、初期乱れが増大し、ノズル直後の層流化現象が現れる領域が縮小する。

図5(a), (b), (c), (d)に、それぞれ $Re = 10\,000$ の非燃焼噴流および火炎について、 $x/d=5$ および 10 断面における $\bar{U}$ と u' の測定結果を示す。 $x/d=5$ 断面における $\bar{U}$ の分布を比較すると、非燃焼噴流および火炎両方とも $\bar{U}$ の分布形状には大きな差が見られないが、火炎においては温度分布のピーク位置である $r/a=1.5$ 付近における流速が大きくなり、膨らんだ形になっている点がやや異なっている。乱れの分布形状を比較すると、火炎においては中心部の乱れが小さく、また周辺部への広がりが抑えられ、 $r/a=2$ 付近で急激に減少している。これらの現象は、火炎においては乱れの弱い領域では乱れの消散速度が非燃焼噴流に比べて大きいことを示すものであると思われる。 $x/d=10$ 断面の u' 分布を比較すると上述の現象はより著しく現れ、非燃焼噴流では中心部に存在する分布の谷が $x/d=5$ 断面に比べて非常に小さくなっているのに対し、火炎では $x/d=5$ 断面とほぼ同程度に大きい。また、噴流周辺部の $r/a > 2.5$ の u' 分布を見ると、火炎では中心から離れるにつれて非燃焼噴流に比べて

急激に減少している。このように図5は、噴流拡散火炎上流部において乱れの弱い中心部および周辺部で層流化現象が現れる様子を明確に示している。

乱流場においては、分子拡散速度は乱流拡散速度に比べ十分小さいと考えられるため、 H_2 および H_2O の実効拡散速度はほぼ等しいとみなせる。したがって、 H 原子の質量分率の分布は、乱流燃焼場におけるスカラー量の拡散の状況を示す良いデータであると考えられる。図6は、 $Re=10\,000$ の非燃焼噴流および火炎における中心軸上の水素原子の濃度分布である。図によると、非燃焼噴流においては噴出直後に大きな乱流拡散が行われ、中心軸上の H 原子の濃度が急激に減少するが、火炎においては拡散が抑えられ、図4の時間平均速度の分布と同様に減衰速度が遅く、下流まで高い値が保たれる。図7(a), (b)は、それぞれ図6に示した $Re=10\,000$ についての、非燃焼噴流の $x/d=5$ 断面、火炎の $x/d=10$ 断面における H 原子の半径方向濃度分布である。非燃焼噴流と火炎の H 原子濃度分布は半径方向においても顕著な違いが見られ、火炎では噴流周辺部における半径方向への拡散が抑えられている様子が明らかである。これは図5で述べたごとく、火炎においては周辺部の乱れが層流化によって弱くなるため、図6に示された火炎において中心軸上の H 原子濃度が減衰しにくい現象はこれが原因であることがわかる。

図3 噴流拡散火炎の中心軸上の温度および濃度分布

図4 噴流拡散火炎の中心軸上の $\bar{U}$ および u' の分布

図5 $Re=10\,000$ の非燃焼噴流および噴流拡散火炎の水平断面での $\bar{U}$ および u' の分布

3. 実験(2): 高温空気噴流

3.1 実験装置および方法 図8に実験装置の概略を示す。電気炉①で加熱された空気は内径8mmのステンレス製円筒ノズルから垂直上向きに噴出され、また電気炉②によって中心噴流と同じ温度に加熱された空気が周囲流として内径128mmの同心円孔より噴流に平行上向きに流出される。使用した噴流温度は室温および673Kで、それぞれの温度における空気の動粘性係数は 1.56×10^{-5} および $6.45 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ である。周囲流速度は3m/s一定、噴流速度はノズル管内レイノルズ数最高6000まで変化させた。

測定は、時間平均流速およびrms乱れ速度、時間平均温度について、それぞれレーザドップラー流速計および熱電対を用いて行った。

3.2 結果および検討 図9(a), (b)に、それぞれ常温空気噴流および温度673Kの高温空気噴流において、噴出直後(ノズル先端から0.5mm)の水平断面における時間平均流速 $\bar{U}$ とrms乱れ速度 u' の測定結果を示す。 a はノズル半径4mmを表す。 $r/a=0 \sim 1$ 付近の分布はほぼ管内流の分布を表しているもの

と思われるが、両図を比較して見ると、常温、高温とも $Re=2000$ のときは、乱れが小さく、流速分布は放物線に近い管内層流であり、 $Re=4000$ のときは、乱れが著しく大きくなり、流速分布も管内乱流の特徴を示している。これより、常温および高温時とも $Re=2000 \sim 4000$ の範囲で管内流は層流から乱流に移移することがわかる。また、分布形状は、同じレイノルズ数においては常温および高温時でほとんど違いがないことがわかる。ここで注目すべきことは、この流れ場においては、 $Re=2000$ の層流域においても管壁($r/a=1$)付近に小さい乱れが存在することで、この乱れはレイノルズ数を1000以下まで小さくしても消失することにはなかった。

図10に、管内流が乱流域にある常温空気噴流と高温空気噴流について、中心軸上における $\bar{U}$ および u' に対する測定結果を示す。図からノズル流が乱流のときは常温および高温時の分布形状にほとんど違いが生じないことがわかる。また、高温でレイノルズ数を大きくすると u' のピーク位置が多少下流へ移動しており、これは図2に示す非燃焼常温噴流の場合と同じ傾向である。

図11は、図10に示す $Re=4000$ の高温空気噴流に対する種々の断面における半径方向の u' の分布であ

図6 $Re=10000$ の非燃焼噴流および噴流拡散火炎の中心軸上でのH原子の濃度分布

図7 非燃焼噴流および噴流拡散火炎の水平断面のH原子の濃度分布

図8 高温空気噴流の実験装置の概略

図9 高温空気噴流のノズル出口直後の $\bar{U}$ および u' の分布

る。図には示さないが、 $Re=4000$ の常温空気噴流の半径方向乱れ分布も、大きさは異なるが形状は図 11 と同じであった。

図 12 は、ノズル流が層流域にある高温空気噴流について、レイノルズ数を変化させ中心軸上における $\bar{U}$ および u' の分布を比較したものである。図によると、ノズル流が層流のときは、乱流時に比べて $\bar{U}$ の減少速度が遅く、また u' のピーク位置が著しく下流に現れる。また乱流域では、レイノルズ数が大きくなると u' のピークが下流へ移動するのに対し、層流域では逆に上流側へ移動する。図よりこれは乱れの発達速度の違いによることがわかるが、この違いが生ずる原因としては、噴流場における速度こう配およびノズル出口での初期乱れの違いが考えられる。また、図 12 を図 10 と比較すると、初期中心速度に対する中心軸上乱れのピーク値の比率が、層流時のほうが相当大きい結果になっている。この現象に関連して、写真観察によると層流時の噴流は下流で揺らめく現象が見られ、これが乱れの測定値 u' を増加させている可能性が考えられた。

図 13 は、図 12 の $Re=2000$ の場合に対する、種々の断面における半径方向の u' の分布である。図 12 の

中心軸上の u' 分布だけを見ると、最初層流であった流れが不安定になり、ある点で乱流に遷移しているかのように見られるが、この図によると、そうではなく、噴出時に壁付近に存在した小さな初期乱れが徐々に発達し、それに従って乱流域が中心部へ広がっていく様子が理解され、図 12, 13 に見られる乱れの挙動も乱流の発達過程が著しく遅いだけであり、図 10, 11 の乱流域での挙動とその生成機構には違いがないことがわかる。したがって、もし適当な乱流モデルが考案されれば、図 12, 13 に示される流れ場と図 10, 11 に示される流れ場は同一のモデルにより表現可能であると考えられる。

実験 (1) の噴流拡散火災の場合は、噴出時において乱流状態にあるノズル流が噴出直後火炎に包まれ、温度上昇により動粘性が増大し、層流化する。これに類似な状況を高温空気噴流場で生ぜしめるため、管内レイノルズ数を層流域の 2000 にしておき、管内流に強制乱れを与え、噴出時の流れを乱流状態にすることを試みた。強制乱れは、ノズル内に乱れ発生用のリングを挿入することによって作られた。このリングは、外形 8 mm、内径 4 mm、長さ 10 mm のステンレス製の円筒リングであり、ノズル先端から 100 mm および

図 10 ノズル流が乱流時の高温空気噴流の中心軸上の $\bar{U}$ および u' の分布

図 12 ノズル流が層流時の高温空気噴流の中心軸上の $\bar{U}$ および u' の分布

図 11 $Re=4000$ の高温空気噴流の水平断面における u' の分布

図 13 $Re=2000$ の高温空気噴流の水平断面における u' の分布

300 mm の位置に挿入した（以下、ノズル先端からの挿入深さを H で示す）。図 14 に、そのときの噴出直後の $\bar{U}$ および u' の測定結果を示す。図に見られるように、 H を小さくすると乱れは大きくなり、 $\bar{U}$ の分布が放物線に近い形状から管内乱流に近い形状へと変化する。

図 15 は、そのときの中心軸上における $\bar{U}$ と u' の分布である。比較のため、乱れを与えないときの層流時 ($T=673\text{ K}$, $Re=2000$) および乱流時 ($T=673\text{ K}$, $Re=4000$) の u' 分布をも併記した。乱れを十分に与えた $H=100$ の場合は、管内流が乱流のときの噴流とほぼ同じ挙動を示すことがわかる。一方、強制乱れを小さくすると、噴出直後の層流化が顕著になり、 u' のピーク位置は下流へ移動する。このような状況は、実験 (1) で示した噴流拡散火炎と非常に類似している。さらに強制乱れを弱くすれば、ピーク位置はさらに下流へ移動し、ついには $Re=2000$ のものに一致するものと思われる。この事実もまた、 $Re=2000$ のときの乱流場の発達機構が $Re=4000$ のときのそれと本質的には違いがなく、本実験で示された層流域および乱流域の流れ場の挙動は同一の乱流モデルで表現しうることを示唆するものであると思われる。

図 16 は、図 15 に示した大きい強制乱れを与えた場合の噴流 ($H=100\text{ mm}$) と乱流域の噴流 ($T=673\text{ K}$, $Re=4000$) について、 $x/d=5$ 断面での半径方向分布を比較したものである。十分な初期乱れを与えた $Re=2000$ の噴流と $Re=4000$ の噴流は、中心軸上だけでなく、半径方向の $\bar{U}$ および u' においても類似な分布を示すことがわかる。

以上実験 (1), (2) で得られた結果を総合すると、実験 (2) で対象としたすべての高温噴流を統一的に表現しうる乱流モデルが得られたならば、このモデルは実験 (1) に示したような噴流拡散火炎のモデリングに有用なものとなることが推察される。

4. ま と め

噴流拡散火炎の高温低乱れ領域で現れる層流化現象をより詳しく調べるために、次の二つの実験を試みた。まず、ノズル流のレイノルズ数を大きく変化した噴流拡散火炎に対する実験を行い、層流化現象がこれによってどのように変化するかを調べた。次に、温度がほぼ一様な高温空気噴流における乱れの挙動を噴流拡散火炎と対比させながら検討した。火炎においては乱流燃焼によって場が非常に複雑になるため、高温による動粘性の増大に起因した層流化現象をできるだけ単純な形で検討するには高温空気噴流のほうが適し

ていると考えたからである。得られた結果を以下に示す。

(1) 噴流拡散火炎に対する実験から、ノズル流のレイノルズ数を大きく上げた火炎においても高温低乱れ領域では乱れが抑制されることが明らかになった。

(2) H 原子濃度の分布を検討することによって、火炎においては (1) の層流化現象に伴って運動量、熱や化学種濃度のようなスカラー量の半径方向への拡散が著しく抑制されることが知られ、層流化現象は火炎全体の構造に大きな影響を及ぼすことが確認された。

図 14 強制乱れを与えた高温空気噴流のノズル出口直後の $\bar{U}$ および u' の分布

図 15 強制乱れを与えた高温空気噴流の中心軸上の $\bar{U}$ および u' の分布

図 16 強制乱れを与えた高温空気噴流の水平断面の $\bar{U}$ および u' の分布

(3) 高温空気噴流において、ノズル流速を層流域および乱流域で変化させて両噴流を比較すると、後者ではレイノルズ数を上げると中心軸上での乱れのピークが下流方向へ移動するのに対し、前者では逆に上流方向へ移動するなど、明らかな違いが認められた。しかし、中心軸に垂直な断面における乱れ分布を検討した結果、乱れ場の発達機構には両者で根本的な相違はないことが推察された。

(4) 噴流拡散火災のノズル直後の乱流場に類似な場を高温空気噴流で作ることを目的として、ノズル流の平均流速を層流域に保持し、これに強制乱れを与える実験を行った。強制乱れが大きいときの噴流は乱流域のそれとほぼ等しい挙動を示したが、小さくするとノズル噴出直後の層流化、乱れピークの下流への移動が生じ、噴流火災における層流化と同様の現象が認められた。

(5) 以上2種の実験結果を総合すると、今回の高温空気噴流実験で得られたすべての流れ場は一つの乱

流モデルで表現可能であると考えられ、またそのようなモデルは噴流拡散火災のシミュレーションにも有効なものとなることが推察される。

最後に、本研究は文部省重点領域研究(1)「燃焼機構の解明と制御に関する基礎研究」の助成金を受けて行われた。ここに謝意を表す。

文 献

- (1) Scholefield, D. A. and Garside, J. E., *Proc. 3rd Symp. (Int) Combust.*, (1953), 102.
- (2) Hottel, H. C. and Hawthorne, W. R., 文献(1)の254ページ.
- (3) Wohl, K., ほか2名, 文献(1)の288ページ.
- (4) Takeno, T. and Kotani, Y., *Acta Astronaut.*, 2-11 (1975), 999.
- (5) Takagi, T., ほか2名, *Combust. Flame*, 37-2 (1980), (1980), 163.
- (6) Takahashi, F., ほか2名, *Combust. Flame*, 48-1 (1982), 85.
- (7) 小沼・ほか3名, 機論, 53-495, B (1987), 3423.

討 論

〔質問〕 溝 本 雅 彦・植 田 利 久

(慶応義塾大学理工学部)

結論(3)に関連して、高温空気の層流と乱流噴流の実験結果を比較すると、乱れ場の発達機構としては噴流と周囲流の間に形成されるせん断層における乱れ場の発達が支配的であり、乱流噴流の際もともと噴流中に存在した乱れは乱れの発達速度に影響し、むしろ $\bar{U}$ が変化したことによるせん断層の変化が直接影響を及ぼしているように思われる。他方、結論(4)に関連して、層流中にリングを挿入して強制的に強い乱れを与えた場合乱流噴流と同様のふるまいが見られ、このことはせん断層よりもむしろ噴流中の初期乱れがその後の乱れ場の発達機構に支配的であることを示しているように思われる。この二つは一見矛盾するように思われるが、ご見解をお示しいただければ幸いである。

また、下流部では、周囲の常温静止空気と高温流との混合が影響を及ぼしてくると推察されるが、図12の乱れ強さの分布に関連して、周囲空気の影響についてご見解をお示しいただければ幸いである。

〔回答〕 ノズル流のレイノルズ数が乱流域にあると層流域にあると、噴流場の発達が $\bar{U}$ の分布によって大きく支配されることは明らかである。ただし、乱れの生成および消散速度は、その点の乱れが十分に

大きい小さいかによって、厳密に言えば、局所乱流レイノルズ数の値によって根本的に異なるものと考えられる。これは例えば、通常の $k-\epsilon$ 乱流モデルは十分に乱れた流れ場には適用できるが、乱れが弱い場には適用できない事実などにも現れている。以上の考え方に基づいて、結論(3)に関しては、層流域にある高温空気噴流にはせん断場内に局所乱流レイノルズ数が小さい領域が存在し、その影響が流れ場の発達パターンを乱流域の噴流と大きく異ならせる一因となっているものと考えられ、また、結論(4)に関しては、若干層流域に入った ($Re=2000$) 噴流において、強制乱れを与えて噴流初期に存在する乱れの弱い領域に乱れを付加し、局所乱流レイノルズ数を増大させてやることによって、乱れの発達パターンを乱流域のものとはほぼ一致させることができたものと解釈される。

第2の質問についてだが、本研究における二つの実験はいずれも、周囲空気流の流出口半径を十分に大きくとり、周囲空気流のポテンシャルコアが消失する流れ方向距離 x より上流側ですべての測定が完了するように配慮されている。したがって、周囲空気流と室内静止空気との間にできるせん断場は測定対象とした現象には影響を及ぼさない。