格子乱流中に形成される噴流拡散火炎の乱れ構造*

真子 弘泰**, 植田 利久***, 溝本 雅彦***

Turbulent Structure of a Jet Diffusion Flame in a Co-Flowing Air Stream with Grid-Turbulence

by Hiroyasu MANAKO, Toshihisa UEDA, and Masahiko MIZOMOTO

The effects of a flame on a shear generated turbulence and on a grid-turbulence have been investigated experimentally. A laminar fuel jet, H_2 -Ar mixture (volumetric ratio 1/2.5), was injected from a burner tube. The jet velocity was 5.0 m/s. The velocity of a co-flowing air stream was 7.0 m/s and the turbulent intensity was 3.9 % and 0.54 % with and without the grid, respectively. Conclusions obtained are as follows: (1) The deceleration of mean velocity along the center line is retarded by the flame. This is mainly attributed to the suppression of turbulent mixing between the jet and the co-flowing air stream caused by the increased viscosity. (2) Though the turbulent intensity of the shear generated turbulence is suppressed significantly at the flame zone, such a significant suppression of the grid-turbulence is not observed. (3) The grid-turbulence is transported towards the center line by another mechanism than the turbulent mixing, which is dominant in the shear generated turbulence.

Key Words: Combustion, Turbulence, Diffusion Flame, Grid-Turbulence, Jet, Turbulent Mixing, Hydrogen

1. ま え が き

乱流火炎は、工学的・工業的に極めて重要であるため従来から多くの研究がなされてきた。特に、乱流噴流拡散火炎は工業的に広く応用されていること、流れ場が比較的単純なため学問的にも取扱いが容易なことから古くから注目され、多くの研究報告がされている⁽¹⁾⁽²⁾。また、レーザドップラ流速計(以後LDVと略す)の出現とともに流速に関する多くの有用なデータが種々の場において得られてきた^{(3)~(5)}。この結果火炎を形成させることによる温度上昇の効果などにより、噴流と周囲流の間のせん断層が影響を受けることが明らかとなった。しかしながら、燃焼を伴うせん断層における乱流発生のメカニズムは燃焼のない一定密度の噴流におけるものと同一であることが示されている⁽⁶⁾。一方、このようなせん断乱流の影響とは異なった、より直接的な化学反応による乱れの発生、いわゆるFlame-Generated Turbulenceの存在する可能性も否定されておらず⁽⁶⁾、より詳細な乱流火炎の研究が

必要とされている。しかし、せん断乱流はそれ自体非常に複雑であり、また燃焼に関しても燃料により物性値、発熱量などが異なるなど多くのパラメータを含んでいることから、火炎と乱れの関係を詳細に検討することは非常に困難である。したがって、より単純化した乱流場において火炎と流れの乱れの関係を明らかにすることは非常に重要であると思われる。例えばせん断に起因しない乱れと火炎の関係を検討することは、従来明らかにされなかった火炎と乱れの直接的な関係を明らかにすることができる可能性を有している。そこで本研究では乱流構造が単純なために理論的取扱いが容易で実験的にも実現可能な格子乱流に着目する。そして、その流れの中に層流の燃料噴流を噴出し、その際に形成される拡散火炎と流れの乱れの関係を明らかにすることを目的とする。この格子乱流場は、一様性、等方性、減衰性などの特徴を有し、速度こう配に起因するせん断乱流場より単純な乱流場である。したがって、乱流拡散火炎の構造を検討するのに適していると考えられる。本報では、LDVにより流れ方向平均流速 $\bar{U}$ 、乱れ強さ u' を測定し、火炎が流れの乱れに与える影響をせん断乱流と格子乱流の相違に着目して検討を行った。

* 昭和60年10月2日 第63期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和60年3月29日。

** 学生員、慶応義塾大学大学院(〒223 横浜市港北区日吉3-14-1)。

*** 正員、慶応義塾大学理工学部。

2. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置を図1に示す。テストセクションは200 mm×200 mmの断面を有し、その入口には交換可能な乱流発生格子が取付けられている。テストセクションを流れる空気（以後周囲流と呼ぶ）は、格子のない場合低乱れの一様流となり、乱流発生格子を取付けることにより平均流速、乱れ強さとも断面で一様な乱流となる。本研究では乱流発生格子として直径6 mmのガラス円柱を28 mm間隔で正方格子状に並べたものを用いた。本研究ではこれをGRID 1とし格子のない場合をGRID 0と呼ぶこととする。

噴流は内径5 mm肉厚0.5 mmの円管バーナより噴出される。このバーナ管は先端より550 mmの位置でL字形に曲げられており、整流室側壁に固定されている。バーナ管の一部は流れに垂直になりうずが発生するのでこの部分に翼を付けてうずの発生をおさえた。また、バーナ先端部における乱れの発生をおさえるために先端部にテーパ加工を施した。なお、座標系は図1に示すように定義した。

燃料としては火炎輝度が低くLDVによる測定が容易な水素を用いた。ここで、燃料と周囲流の分子量を等しくするために燃料中にアルゴンを混入し、その体積比を $H_2:Ar=1:2.5$ とした。バーナ管出口より噴出する流れは、層流を保持するために断面平均流速5.0 m/s ($Re \approx 1300$)とした。また、火炎のある場合と比較するために、バーナ管より空気を5.0 m/s ($Re \approx$

1800)で噴出し、火炎のない場合の測定も行った。本研究では、せん断乱流の影響をできる限りおさえた格子乱流場に火炎を形成させる必要がある。そこである着目する断面において $\bar{U}$ が一様で速度こう配のない場が形成されるように周囲流速を設定した。予備実験の結果、可視炎長はGRID 1を用いた場合で90 mm ($x/d \approx 18$, d はバーナ管内径)程度であった。そこで火炎の存在する高さ以内である $x=80$ mm ($x/d=16$)の断面に着目することとした。バーナ管より空気を噴出し流速分布を測定した結果、周囲流速7.0 m/sの際に $x=80$ mmの断面において y 方向にほぼ一様な $\bar{U}$ の分布が得られたので、周囲流速 $\bar{U}_0$ は7.0 m/sと設定した。この時周囲流の相対乱れ強さは、GRID 0の場合で0.54%, GRID 1の場合で3.9%であった。

平均流速および乱れ強さの測定には、燃焼場において精度のよい測定が可能なLDVを用いた。LDVによる測定には5 mW He-Ne レーザ前方散乱方式を用いた。一側定点に関して約4000個の瞬間速度をカウンタタイプの処理器によって処理し、マイクロコンピュータに収集した後、 $\bar{U}$ および u' を演算により求めた。本研究のように二つの流れが混合する場においてLDVを用いて測定を行う場合、散乱粒子の濃度こう配に起因するバイアス誤差を考慮する必要がある⁽⁷⁾。そこで本研究では、このようなバイアス誤差の影響を明確にするために、周囲流中と噴流中に散乱粒子(TiO_2 粒径約2 μm)を別個に添加しそれぞれの場合について測定を行った。

3. 実験結果

3.1 GRID 0の場合の結果 図2にGRID 0を用いた際の中心軸上における $\bar{U}$, u' の x 方向分布を、図3にGRID 0を用いた際の $x/d=10$ および $x/d=16$ における $\bar{U}$, u' の y 方向分布を示す。図3(a)は火炎のない場合、図3(b)は火炎のある場合を示す。可視炎長は約99 mm ($x/d \approx 20$)であった。図中、縦軸は平均流速 $\bar{U}$, 乱れ強さ u' を周囲流速 $\bar{U}_0$ で、横軸は x 方向距離, y 方向距離をバーナ管内径 d でそれぞれ無次元化した値を示す。また、先に述べたように本研究ではバイアス誤差を考慮し噴流中と周囲流中に別個に散乱粒子を添加しており、図中にそれぞれinner, outerで示してある。また、LDVの測定においてデータ数が毎秒1個以下の場合、散乱粒子はその位置に到達していないと判断し測定を行わなかった(十分に散乱粒子が到達している位置では毎秒約100個程度)。図中、横軸上にバーナ管の位置を斜線で示した。

図1 実験装置

図2において、火炎のない場合 $\bar{U}$ の分布は x が増加すると急激に減少する分布である。また u' の分布は $x/d \approx 8$ 付近で一つの最大値を持ちその最大値より下流では流れ方向に減衰する分布である。これに対して、火炎のある場合 $\bar{U}$ は火炎のない場合に比べて x 方向の減少の割合が小さい。また、 u' は火炎のある場合のほうが火炎のない場合に比べて小さい。図3(a)において、火炎のない場合 $\bar{U}$ は $x/d=10$ では噴流中心において最大値を持つ分布であるが $x/d=16$ では y 方向にほぼ一様な分布である。また、 u' の分布は $x/d=10$, $x/d=16$ のいずれにおいても噴流中心において最大値を持つ分布であるが、その最大値は $x/d=10$ に比べて $x/d=16$ のほうが小さい。これに対し、図3(b)に示すように、火炎のある場合 $\bar{U}$ は噴流中心付近で火炎のない場合に比べて大きい。また、 $x/d=10$ と $x/d=16$ を比較するとほぼ同一の分布形状である。 u' は噴流中心付近においては火炎のない場合に比べて小さく、 $x/d=10$ と $x/d=16$ でほぼ同一の分布形状である。

3.2 GRID 1 の場合の結果 図4にGRID 1を用いた際の中心軸上における $\bar{U}$, u' の x 方向分布を、図5にGRID 1を用いた際の $x/d=10$ および $x/d=16$ における $\bar{U}$, u' の y 方向分布を示す。図5(a)は火炎のない場合を図5(b)は火炎のある場合を示す。可視炎長は約93mm ($x/d \approx 19$)であった。またGRID 0の結果(図3)にバイアス誤差を考慮して、妥当と思われる分布を図5中に実線および破線で示す⁽⁷⁾。図4において火炎のない場合、 $\bar{U}$ は x の増加に伴って急激に減少し u' は一つの最大値を持つ分布

図2 x 方向の $\bar{U}$, u' の分布 (GRID 0)

で、図2のGRID 0の場合とほぼ同一である。その結果、格子による乱れの影響は中心軸上の分布に対してあまり影響を与えていないことがわかる。また、火炎のある場合についても、火炎のない場合に比べて $\bar{U}$ は x 方向の減少の割合が小さく、 u' はその値が小さく図2のGRID 0の場合とほぼ同一である。図5(a)において火炎のない場合 $\bar{U}$ の分布はGRID 0の場合とほぼ同一である。これに対して u' の分布はGRID 0の場合中心において最大値を持っていたのに対して

(a) 火炎のない場合

(b) 火炎のある場合

図3 y 方向の $\bar{U}$, u' の分布 (GRID 0)

GRID 1 の場合は $x/d=16$ においては y 方向にほぼ一様な分布である。すなわち火炎のない場合 GRID 1 を用いることによって、 $\bar{U}$, u' に関して本研究の目標とする流れ方向に垂直な断面で一様な場が $x/d=16$ において形成されていることが確かめられた。また、図 5 (b) において火炎のある場合 $\bar{U}$ は火炎のない場合に比べて噴流中心付近で速く、GRID 0 の場合とほぼ同一の分布形状である。これに対して u' の分布は火炎のない場合に比べて小さいが、GRID 0 の場合に比べると大きい。また $x/d=16$ では噴流中心近傍を除いて y 方向にほぼ一様な分布であり、 $x/d=10$ とほぼ同様な分布である。

4. 考 察

4.1 火炎が流れに及ぼす影響

4.1.1 乱流混合に関して 図 2~5 に示す LDV に用いた散乱粒子の拡散の様子から流れ場の様子を定性的に考察する。LDV による測定のために用いた散乱粒子は粒径約 $2\mu\text{m}$ であり、流れに十分追従していると考えられる。したがって、噴流に添加した散乱粒子が存在する領域は噴流の流れが、また周囲流に添加した散乱粒子が存在する領域は周囲流の流れがその位置に到達していることを示していると考えられる。以上のことから、図 2~5 で噴流に添加した散乱粒子と周囲流に添加した散乱粒子が共存する領域は、噴流と周囲流の混合領域であると考えられる。図 3 (a), 図 5 (a) において白プロットと黒プロットの重なった領域をみると、火炎のない場合この混合領域は噴流中心にまで及んでいる。また、図 2 および図 4 に示すように、

図 4 x 方向の $\bar{U}$, u' の分布 (GRID 1)

$x/d \approx 7$ より下流では、この混合領域は噴流中心にまで及んでいることがわかる。したがって、火炎のない場合には、噴流と周囲流の混合は活発に行われていることがわかる。

図 3 (b), 図 5 (b) の白プロットと黒プロットの重なった領域を図 3 (a), 図 5 (a) の重なった領域と比較すると、火炎のある場合は火炎のない場合に比べて噴流と周囲流の混合領域が狭いことがわかる。さらに、黒プロットで示される噴流の流れは可視炎帯より外側

(a) 火炎のない場合

(b) 火炎のある場合

図 5 y 方向の $\bar{U}$, u' の分布 (GRID 1)

に到達するが、白プロットで示される周囲流の流れは可視炎帯より内側には到達しない。以上のことは、火炎の形成が二つの流れの混合に強く影響し両者の混合を弱めていることを定性的に示している。

4・1・2 $\bar{U}$ および u' の分布に関して 火炎のない場合、GRID 0 を用いた時は噴流の流れも周囲流の流れも層流である。しかし、図 2、図 3 (a) の u' の分布から火炎のない場合にも乱れが存在することがわかる。これは、バーナ出口より上流のバーナ管壁面近傍における周囲流のせん断層あるいは周囲流と噴流との間のせん断層において発生したせん断乱流であると思われる。このせん断乱流は図 2 の火炎のない場合の u' の分布からわかるように、 $x/d=8$ で最大値を持ちそれより下流では減衰する。このことに対応して図 3 (a) に示すように u' は $x/d=10$ と $x/d=16$ の間で減衰する。他方、図 3 (a) において $\bar{U}$ は火炎のない場合 $x/d=10$ から $x/d=16$ にかけて次第に y 方向に一樣な分布となる。これは、通常の等温の同軸噴流の代表的な特徴⁽⁸⁾⁽⁹⁾であり、バーナ管直後から形成される噴流と周囲流のせん断乱流により平均運動量が中心軸から外側に拡散し、噴流と周囲流の混合が高まり速度こう配の平坦化が促進されたためと考えられる。なお、せん断乱流により混合が活発に行われていることは、4・1・1 項で述べた二つの流れの混合の様子からも類推することができる。

図 5 (a) の GRID 1 の火炎のない場合の $x/d=16$ における $\bar{U}$ は y 方向にほぼ一樣な分布である。これは、GRID 0 の場合と同様に、噴流と周囲流の間に噴流直後から形成されるせん断層により速度こう配の平坦化が行われたためだと思われる。さらに図 5 (a) の $x/d=16$ の u' の分布をみると、GRID 0 の場合は中心において最大値を持つ分布であるのに対して GRID 1 の場合には y 方向にほぼ一樣な分布である。これは格子による乱れが周囲流の乱れを増加させたためせん断による乱れと格子による乱れが重畳した結果、 u' は $x/d=16$ においてほぼ一定になったものと思われる。

図 2、図 4 において火炎のある場合の $\bar{U}$ は火炎のない場合に比べて x 方向の減少の割合は小さいが噴流出口における速度より速くなることはない。また、図 3 (b)、図 5 (b) に示されるように $\bar{U}$ の y 方向の速度こう配は図 3 (a)、図 5 (a) の火炎のない場合に比べて大きく、さらに $x/d=10$ と $x/d=16$ の間でほとんど変化しない。火炎の形成によって $\bar{U}$ の流れ方向の減少の割合が小さくなることは従来から報告されており、そのほとんどが火炎が形成されると浮力や体積膨脹によって加速されるため平均流速の減少の割合

が小さくなるとしている^{(1)(2)(4)~(6)}。また、高城ら⁽⁴⁾はこのほかの理由としてバーナ管直後の層流化による噴流と周囲流の混合の低下をあげている。本研究の場合、図 3 (b) および図 5 (b) に示すように、火炎のある場合にはない場合に比べて大きな速度こう配を有しているにもかかわらず図 2~5 に示されるように火炎のある場合の u' の値は火炎のない場合に比べて小さい。これは、火炎の形成により温度が上昇し動粘性係数が増加したことによって乱れの散逸が大きくなったためと思われる。また、4・1・1 項で述べたように火炎形成により噴流と周囲流の混合が弱められる。以上のことから、本研究において $\bar{U}$ の x 方向の減少の割合が小さくなることは、高城らが提唱している火炎による層流化によって説明できると考えられる。すなわち、図 2、図 4 にみられる火炎のある場合とない場合の $\bar{U}$ の変化の差は浮力や膨脹による $\bar{U}$ の加速とみるよりは、火炎の形成によって運動量の y 方向への乱流拡散がおさえられたためにバーナ管から噴出した噴流の分布の平坦化が弱められ、こう配を持った $\bar{U}$ の分布がより下流まで維持されたと考えるほうがより適切であることを示している。

4・2 火炎と格子乱流の関係

4・2・1 せん断乱流と格子乱流に及ぼす火炎の影響の相違 4・1 節で述べたように図 3、図 5 より GRID 0 の場合も GRID 1 の場合も火炎の形成によって u' は減少することがわかる。しかし、図 5 (b) に示されるように GRID 1 の場合、 $x/d=10$ 、 $x/d=16$ のいずれも u' は可視炎帯近傍においてさえ周囲の格子乱流の乱れの大きさ (3.9%) よりも小さくなることはない。このことは、格子による乱れに対する火炎の乱れの減少の効果は小さく、火炎によって減少された乱れは主にせん断による乱れであると考えられる。すなわち格子乱流はせん断乱流に比べ火炎による減少の効果をあまり受けないと考えられ極めて特徴的である。この原因を本研究だけから明らかにすることは不可能であるが、一因として次のようなことが考えられる。本研究においては、せん断層のごく近傍に火炎が形成されるためバーナ管直後からせん断乱流が発生すると同時に強い散逸を受ける。このため u' は火炎のない場合のように下流で増加しない。これに対して、格子乱流は火炎の影響を受けない位置に格子で発生した乱れが存在しており、常に周囲流から可視炎帯近傍へ乱れが供給される。このため、格子乱流はせん断乱流に比べて可視炎帯においてさえ乱れが減少しにくいと考えられる。このほかに考えられる因子にはせん断乱流と格子乱流の乱れのスケールや等方性の違いなどの影

響が考えられ、今後これらの因子をさらに詳細に検討する必要があると思われる。

4・2・2 乱流輸送に関して 図2、図4の火炎のない場合 u' の分布より、白プロットが現れる位置すなわち周囲流の流れが中心軸上に到達したと思われる位置と u' が増加し始める位置がほぼ一致することがわかる。このことから、噴流と周囲流のせん断層で発生した乱れは主に噴流と周囲流の乱流混合によって中心軸上に輸送されると考えられる。一方、図3(b)のGRID 0の場合の $x/d=16$ の u' の分布と図5(b)のGRID 1の場合の $x/d=16$ の u' の分布を比較すると、いずれの場合にも白プロットで示される周囲流の流れが火炎の内側にほとんど浸入しないにもかかわらず、火炎内側の乱れは中心軸近傍を除いて周囲流の乱れの小さいGRID 0の場合に比べて周囲流の乱れが大きいGRID 1の場合のほうが大きい。このことは、せん断による乱れの輸送に支配的であった噴流と周囲流の乱流混合とは異なった形で、格子による乱れが可視炎帯より内側の流れに輸送される可能性があることを示している。

5. 結 論

本研究では格子乱流中に層流の燃料噴流を噴出し、その際に形成される拡散火炎を対象とし、火炎と流れの乱れの実験的に検討した。火炎が流れの乱れに与える影響をせん断乱流と格子乱流の相違に着目して検討した結果、以下の結論が得られた。

(1) 火炎の形成による乱れの散逸の増加は、噴流と周囲流のせん断層で発生した乱れを減少させ噴流と周囲流の乱流混合を抑制する。このことにより、火炎を形成させると火炎のない場合にみられる乱流混合に

よる平均速度こう配の平坦化の効果は小さくなり、下流においてまで大きな速度こう配を維持する。

(2) 結論(1)で述べたようにせん断乱流は火炎の形成により著しく減衰されるが、格子乱流の場合は可視炎帯近傍においてもその乱れ強さが周囲の格子による乱れとほぼ同程度であった。このことより、火炎の形成が流れの乱れを減少させる効果はせん断乱流と格子乱流で異なる可能性がある。

(3) 格子乱流は周囲流の到達していない可視炎帯より内側の流れにも影響を及ぼす。したがって、格子による乱れはせん断乱流において支配的であった噴流と周囲流の混合に伴った乱れの輸送とは異なった形で可視炎帯より内側の流れに輸送されている可能性がある。

本研究は日本機械学会研究協力部会 RC 67 より援助を受けたことを記し、謝意を表す。また、実験に協力して下さった塩沢茂喜君に感謝の意を表す。

文 献

- (1) Eickhoff, H., *Prog. Energy Comb. Sci.*, 8-2 (1982), 159.
- (2) 竹野, 日本航空宇宙学会誌, 26-297 (昭53), 510.
- (3) Wang, J. C. F. and Gerhold, B. W., *AIAA Paper*, 77-48 (1977).
- (4) Takagi, T., Shin, H. and Ishio, A., *Combust. Flame*, 40-2 (1981), 121.
- (5) 小沼・ほか3名, 機調論, No. 853-2 (昭60-3, 4), 63.
- (6) Bilger, R. W., Libby, P. A. and Williams, F. A. 編, *Turbulent Reacting Flows (Topics in Applied Physics)*, 44 (1980), Springer-Verlag, Berlin.
- (7) Ueda, T., Mizomoto, M. and Ikai, S., *Combust. Sci. & Technol.*, 27 (1982), 133.
- (8) Rouse, H., 有江幹男訳, 流体工学2版, (昭51), 工学図書.
- (9) Rajaratnam, N. (野村安正訳), 噴流(1版), (昭56), 森北出版.

討 論

〔質問〕 酒 井 忠 美 (法政大学工学部)

(1) 噴流と周囲流との混合領域において inner method と outer method とで $\bar{U}$, u' の測定値が異なるのはどのような理由によるのか。

(2) 火炎が存在しているとき、中心軸上で $\bar{U}$ が減少しないことを乱れの減衰にともなう層流化によるものとしているが、燃焼によるガス膨張および浮力の効果は考慮する必要がないとしてよいのか。

(3) この実験で用いられたような比較的大きな格子による乱れとノズル噴流によるせん断乱れとはそのスペクトルが異なると考えられる。したがって、格子

乱流とせん断乱流とに対する火炎の減衰作用をこの実験から直接に比較することは尚早ではないか。そのためには乱れのスケールによる影響を調べることが必要と考えられるが、貴見をうかがいたい。

(4) 格子0と格子1とで火炎形態にどのような差があるかをできれば写真でお示し願いたい。

〔回答〕 (1) 本研究の噴流と周囲流のように二つの流れが混合する混合領域においては、噴流の流れと周囲流の流れは、それぞれの性質を残したまま測定点を通過すると考えられる。このような流れの一方のみに粒子を添加し、LDVで計測する場合、測定され

た結果は粒子を添加した流れの性質を強く示し、他方の流れの性質とは一致しない。この結果は、時間平均値からみればどちらもバイアス誤差⁽⁷⁾を有するものと考えられるが、それぞれの流れの性質を示すデータと考えると一種の条件付サンプリングデータとみなすことができる。

(2) ご指摘のとおり燃焼による膨張および浮力の効果も存在すると考えられるが、本研究の場合以下の理由から乱流による拡散の低下が支配的であると考えた。Ricou-Spaldingの方法^(付1)により化学反応を伴う浮力の効果を検討した結果、本研究の場合最大でも6.9%程度の影響しかないと予想される。したがって、浮力の影響は完全に無視できるとはいいきれないがかなり小さいとみなせる。次に熱膨張に関しては、それが最も顕著であろうと予想される火炎近傍においてさえ図3(b)、5(b)の $\bar{U}$ の y 方向分布に特別な変化がみられない。さらに図2、4において温度上昇による加速の影響が比較的小さいと思われる $x/d=10$ 以下の位置においても火炎のある場合とない場合では $\bar{U}$ に著しい差異が認められる。したがって、熱膨張が中心軸上の $\bar{U}$ の変化に対して支配的であると考えられない。

(3) ご指摘のとおり格子乱流とせん断乱流でスペクトルやスケールは異なっていると考えられ、その点については詳細に検討することは重要であると著者らも考えている。本研究では、以上のようなことを含め火炎と乱れの関係を考える際に乱れの性質によって影響の程度が異なるということを格子乱流とせん断乱流の二つを例にとって示したものである。

(4) 付図1に火炎の直接写真を示す。付図1中スケールの単位はmmである。付図1から格子0と格子1とは可視炎長に違いがみられる。

〔質問〕 松本 隆一〔神戸大学工学部〕

乱流格子による乱れとせん断流の乱れにはちがいがああり、乱れ輸送においても炎による選択があるという考えは大変興味深いものがある。

付図1 直接写真

(1) 図3、5で炎の無いとき、および炎のあるときでも比較的 $\bar{U}$ の小さいと考えられる $x/d=16$ では、火炎内部まで白プロットが見られる。しかもこれらの図でいちばん $\bar{U}$ の小さいと思われる炎のない時の $x/d=16$ では、白黒両プロットはほとんど一致しているが、他の場合には両プロットに相当の差がある。

これは周囲流に混入した粒子が、噴流部とくに、火炎部での急激な加速(燃焼に伴う乱れも含め)に追従できず、黒プロットより低い値を示したのではない。

(2) 図5(b)で白プロットが中心部まで及ばないにもかかわらず、周囲流の乱れが輸送されるのは、格子乱流による乱れとせん断流の乱れの両者の乱流輸送のメカニズムに差があるのではないかと推論しておられる。しかし、周囲流に粒子を混入した時、特に x/d が小さいときは中心部ほど粒子濃度が小さい、また、炎面での気体の膨張による $\bar{V}$ 、 v' の存在によって、炎面より内側では急激に粒子数が減少すると思われる。本研究では4000個の瞬間速度をカウンタタイプのLDVで計測したとあるが、カウント数は少ないが中心部にも4000個という多数のデータにくらべれば少ない白プロットがあったのではない。

(3) 乱れを考えると、 $\bar{U}$ 、 u' も当然であるが、その他 $\bar{V}$ 、 v' も重要な因子である。図4、5には $\bar{U}$ 、 u' の値はプロットされているが、 $\bar{V}$ 、 v' は記されていない。もし実測値があればご教示願いたい。

〔回答〕 (1) ストークスの法則を適用して散乱粒子の流れへの追従性を以下のように検討した^(付2)。周囲流に添加した散乱粒子が噴流の加速によって最も追従性が悪くなる条件として、図5(b)より $x=50\sim 80\text{mm}$ にかけて $6.65\sim 8.05\text{ m/s}$ まで加速された場合をとりあげる。粒子は TiO_2 で粒径 $2\mu\text{m}$ として計算した結果、粒子と流れの間の速度差(slippage)は 0.13 m/s となり周囲流の1.9%程度であった。図5(b)より測定された周囲流と噴流の速度差は 1.1 m/s であり、この速度差は散乱粒子の追従性によるものではないことがわかる。このような速度差は以下により生じたものと考えられる。すなわち、本研究の噴流と周囲流のように、二つの流れが混合される混合領域においては、噴流と周囲流の流れはそれぞれの性質を残したまま測定点を通過すると考えられる。このような流れの一方の流れのみに粒子を添加しLDVで計測する場合、測定された結果は粒子を添加した流れの性

(付1) Ricou, F.P. and Spalding, D. B., *J. Fluid Mech.*, 11-1 (1961), 21.

(付2) Fristrom, R. M. and Westenberg A. A., *Flame Structure*, (1965), 124, McGraw-Hill.

質を強く示し他方の流れとは一致しない。これはいわゆるバイアス誤差⁽⁷⁾であり、本報における差異はこのような混合の不完全さに起因するものと考えられる。

(2) ご指摘のような体積膨張による粒子密度の変化はあり得ることであるが、その程度を定量的に求めることは非常に困難である。しかし、本研究において噴流に添加された散乱粒子は火炎面を通過しこのような膨張の効果を受けており、それにもかかわらず可視炎帯より外側においても測定され、しかも単位時間当たりのデータ数は火炎帯の前後において顕著な変化を示さないことは注目すべきである。したがってこのよ

うな膨張による効果は小さいものと考えられる。また本研究では、単位時間当たりのデータ数が1/100以下の時、散乱粒子が存在しないと定義した。したがって、散乱粒子が存在しないと定義した位置に周囲流の流れが到達している可能性があると思われるが、この流れが全体の流れ場に及ぼす影響は極めて小さいものと考えられる。

(3) ご指摘のとおり、 $\bar{V}$, $\bar{v}$ を測定することは重要であると考えられ、著者らも現在これを検討中である。本報では、主流方向の速度成分のみに着目して火炎と乱れの関係を検討したものである。