

軸対称流れ場に形成される管状火炎に及ぼす回転強さの影響*

山本和弘*¹, 石塚 悟*², 平野敏右*³Effects of Rotation on Tubular Flames
in an Axisymmetric Flow Field

Kazuhiro YAMAMOTO, Satoru ISHIZUKA and Toshisuke HIRANO

Using an axisymmetric swirl-type burner with eight inlet slits, the effects of rotation on the structure and characteristics of tubular flames have been investigated for lean methane/air mixtures. Results show that with increasing intensity of rotation, (1) the flame diameter increases and the thickness of the luminous zone decreases, (2) the fuel concentration at extinction decreases, i. e., the stable region expands, (3) the radial temperature distribution becomes an M-shaped profile, and the maximum temperature T_f increases while the local minimum temperature T_c at the center decreases, and (4) the values of T_f and T_c vary in a complicated manner in the axial direction. These results are almost consistent with those of our previous experiment, and hence, it is confirmed that the flame structure and the flame characteristics are affected by rotation. As for these phenomena, several mechanisms such as pressure diffusion, radiative heat loss, viscous energy dissipation, and energy recirculation including diffusion of radical species have been proposed. The present experimental results provide the first, basic information on this practically important phenomenon, i. e., the extension of flammable range by rotation.

Key Words: Premixed Combustion, Swirling Flow, Stability, Flammability Limit, Tubular Flame, Pressure Diffusion, Structure

1. 緒 言

火炎と流れの干渉問題は燃焼学的に重要であり、これまでも数多くの研究が行われてきた。よく知られているように、平面状火炎バーナを用いて一様流中における火炎の構造や燃焼速度が調べられ、平板の前方よどみ流れ中に形成される火炎を用いて伸長率の増加による消炎のメカニズムが調べられている^{(1)~(4)}。また、対向流火炎⁽⁵⁾、伸長円筒状火炎⁽⁶⁾、および管状火炎^{(7)~(9)}を用いて、伸長流中に形成される火炎の挙動と伸長率の影響が研究されてきた。しかしながら、回転流中における火炎の挙動に関しては、スワールという形で回転流れがジェットエンジンなどの実用燃焼器に使われているにもかかわらず、その基礎的研究はほとんど行われていない。特に、最近行われた管状火炎に関する理論および数値計算では、回転の強さが火炎の構造に影響を及ぼさないとされている⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。しかし、この仮定が実験的に確かめられているわけではない。また、実用上重要となる乱流燃焼では、渦を含む複

雑な流れの中で化学反応が進行しており、この乱流燃焼を正しく把握するうえでも、回転流中の火炎の挙動に関する基礎的研究が重要となる。

著者らは最近、回転の強さが火炎の安定性と構造に及ぼす影響を実験的に調べるため、図1のようなスワール型伸長火炎バーナに管状火炎(図2)を形成させ、LIF法を用いたOHラジカル濃度の測定と、熱電対を用いた火炎温度の測定を行った⁽¹²⁾。ちなみにこの実験では、回転の強さを変えるため、スリット幅 W を変えている。その結果、回転の強さが増加すると、(1)火

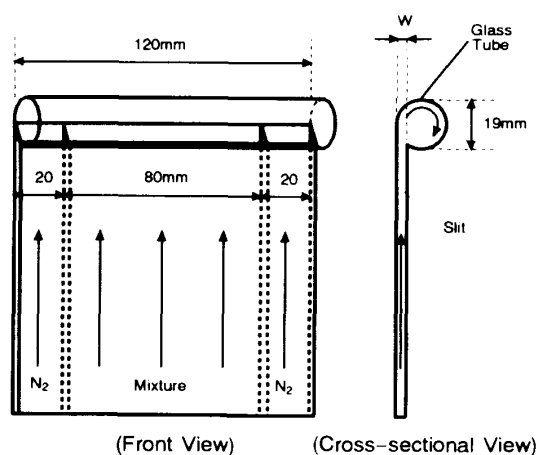


Fig. 1 Swirl-type burner

* 原稿受付 1995年9月11日。

*¹ 正員、豊橋技術科学大学工学部 (〒441 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。*² 正員、広島大学工学部 (〒739 東広島市鏡山1-4-1)。*³ 正員、東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

炎直径は大きくなり、発光帯の厚さは薄くなる、(2) 消炎限界での燃料濃度は減少する、(3) 燃料濃度の減少に伴う OH 濃度のピーク値の変化が緩やかになり、M 形の濃度分布が消炎近くまで維持される、(4) 温度分布は顕著な M 形となり、中心ガス温度は変わらず火炎温度のみが増加する、ということがわかった。結果(2)は、回転によって可燃範囲が広がることを意味することから、希薄燃焼に関する有用な知見となると思われ、非常に興味深い。

しかしこの実験では、スリットが一方のみなので、これらの結果が本当に回転効果によるものか、あるいは軸対称性が悪くなるために起きたのかは不明である。したがって今回は、軸対称性を高めるために、可燃性混合気を 8 方向から吹出すことが可能な軸対称スワール型伸長火炎バーナを製作して実験を行い、これまでに得られた実験結果と比較して、回転の強さが火炎

の構造や特性に及ぼす影響を確かめ、また、そのメカニズムについて考察を行った。

2. 実験装置

本実験で用いた軸対称スワール型伸長火炎バーナの概略を図 3 に示す。このバーナは、真ちゅう製の混合気吹出し部と火炎観察可能な石英ガラス製の燃焼管部からなっている。混合気吹出し部は、導入するガスに旋回を与えるべくスリットが設けられており、混合気を一様な速度で吹出すと、回転してかつ軸方向に伸長された流れ場が形成される。可燃性混合気を吹出しているスリット長さ L は 30 mm、バーナ全長は 180 mm である。なお、回転の強さのみを変えるため、スリット幅 W が 1.0, 2.0 mm の 2 種類のバーナ(それぞれバーナ I、バーナ II とする)を製作した。ただし、いずれも石英管の内径 d は 19 mm である。したがって、それぞれのバーナに供給する体積流量を同じにすれば、伸長に関する軸方向速度 $V_a [= Q/(2A)]$ を一定にして、回転の強さに関する接線方向速度 $V_t [= Q/(8S)]$ を変えることができる。ここで、管断面積 A とスリット出口面積 S は以下のように与えられる (Q : 混合気体積流量, A : 管断面積, S : スリット出口面積)。

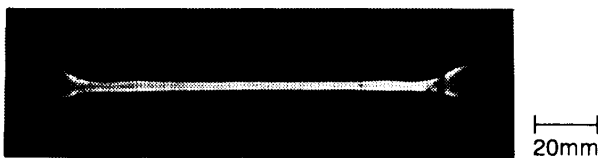


Fig. 2 Flame configuration for a methane/air mixture ($V_a=1.6$ m/s, $\Omega=5.1\%$)

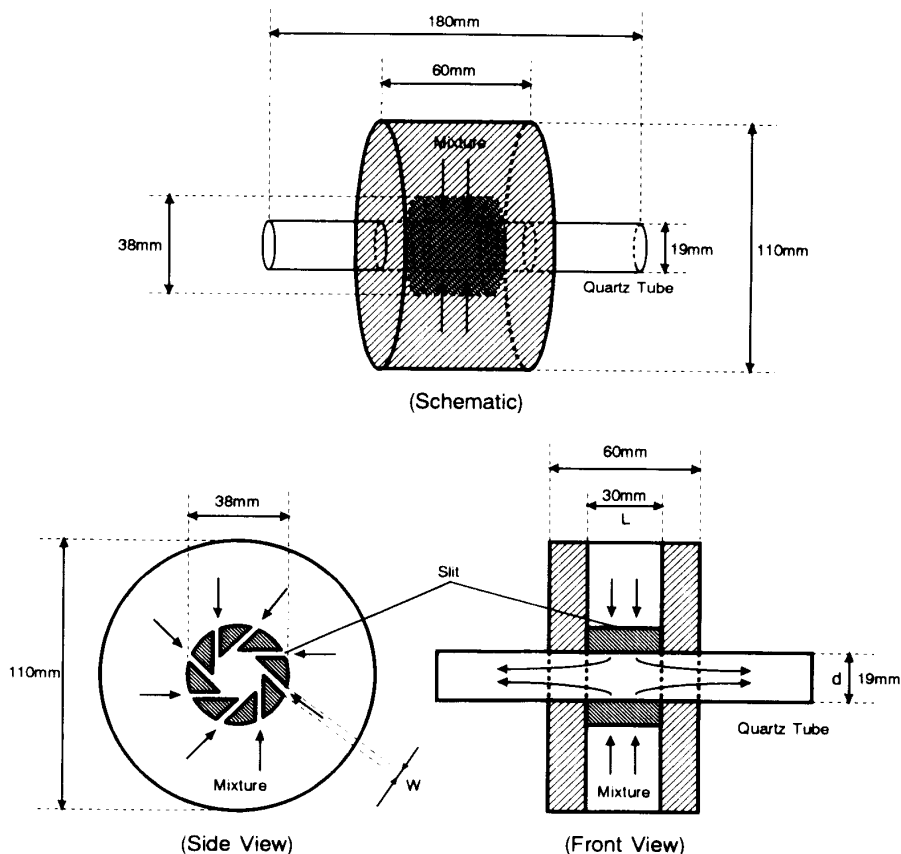


Fig. 3 Axisymmetric swirl-type burner

$$A = \pi d^2/4 = 2.84 \text{ cm}^2$$

$$S = WL = 0.30 \text{ cm}^2 \text{ (バーナ I)}$$

$$S = WL = 0.60 \text{ cm}^2 \text{ (バーナ II)}$$

したがってそれぞれのバーナにおける軸方向速度 V_a と接線方向速度 V_t の関係は以下ようになる。

$$V_t = (2A/8S) V_a = 2.36 V_a \text{ (バーナ I)}$$

$$V_t = (2A/8S) V_a = 1.18 V_a \text{ (バーナ II)}$$

燃料にはメタンを用いた。また、火炎の温度測定には、Pt/Pt-13%Rh(素線径 100 μm)の熱電対を用いた。このとき白金線表面での触媒燃焼を防ぐため、二酸化けい素で表面を被覆した。

3. 実験結果

3.1 火炎外観 メタンの希薄混合気を適当な軸方向速度 V_a 、燃料濃度 Ω [= (燃料体積)/(燃料体積 + 空气体積)] で吹出すと、バーナ内には円形の断面をもち、バーナ出口付近で広がるものの軸方向に直径がほぼ一定の管状火炎が形成される。 V_a を一定のまま Ω を減少させると、火炎直径は徐々に減少し、やがて消炎する。図4は $V_a = 1.6 \text{ m/s}$ 一定とし、 $\Omega = 5.1\%$ の混合気を吹出した場合に、それぞれのバーナ内に形成される管状火炎の正面および側面の直接写真である。これによると、最近の研究⁽¹²⁾と同様、回転強さが大きいバーナ I のほうが火炎の直径が大きく、発光帯の厚さも薄いことがわかる。

3.2 火炎直径 次に、燃料濃度を変化させて、火炎直径 D_f の変化を測定し、回転の強さの影響を調べた。バーナ中心からの軸方向距離 $z = 20 \text{ mm}$ の位置で得られた結果を図5に示す。これによると火炎直径は、いずれも燃料濃度を減少させると単調に減少することがわかる。この火炎直径の変化については以下のように

(a)

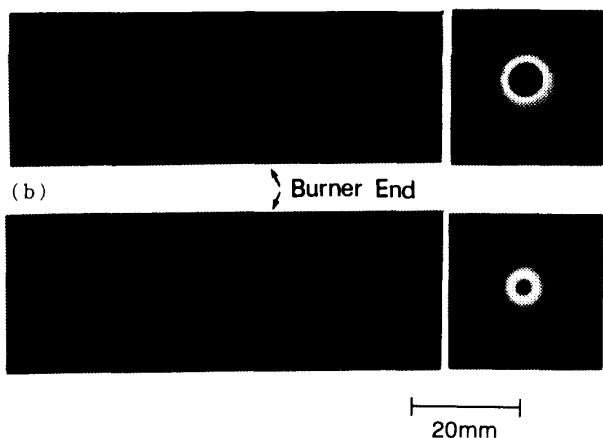


Fig. 4 Direct photographs of tubular flames: $V_a = 1.6 \text{ m/s}$, $\Omega = 5.1\%$ left: front view, right: side view, (a) burner I; (b) burner II

に説明される。管状火炎は伸長流れ場に形成されるが、この伸長流れ場では、未燃ガスの流速はよどみ点から離れるほど速くなる。希薄混合気では、燃料濃度を減らしていくと燃焼速度は小さくなるので、流入する未燃焼ガスの流速に釣り合う位置まで反応帯が移動することになり、その結果、燃料濃度を減少させると火炎直径は減少するのである。しかし、この火炎直径は回転が強くなると大きくなることがわかった。また、回転の強いバーナ I では、消炎近くで火炎直径が急激に減少して消炎した。ちなみに、消炎するときの火炎直径は、回転の強いバーナ I のほうが燃料濃度が小さいにもかかわらず大きい直径で消炎することがわかった。

3.3 消炎限界 次に消炎限界を測定した。この結果を軸方向速度 V_a と燃料濃度 Ω で図6に示す。これによるといずれのバーナでも、軸方向速度を増加させると、消炎する燃料濃度はいったん急激に減少し、その後、ほぼ一定の値になることがわかった。その一定値は、バーナ I では約 4.8%，バーナ II では約 4.9%であった。ちなみに、これらの値はいわゆる希薄可燃限界値(メタン: 5.0%⁽¹³⁾)よりも小さい。このことは、回転の強さが大きいほど可燃範囲が広がることを意味し、非常に興味深い。この結果は最近の研究⁽¹²⁾によって得られたものと同じであった。ちなみに、軸方向速度が小さいところ(0.5 m/s 以下)ではかなり大きな燃料濃度で消炎したが、これは火炎直径が大きいため、壁面への熱損失が大きくなることによるものと思われる。

3.4 半径方向温度分布 次に、火炎まわりの半径方向温度分布を調べた。一例として、燃料濃度 $\Omega = 5.1\%$ 、軸方向速度 $V_a = 1.6 \text{ m/s}$ 、 $z = 20 \text{ mm}$ のときに得られた結果を図7に示す。ここで r は中心軸からの距離で、 $r = -9.5, 9.5 \text{ mm}$ がバーナ管壁にあたる。

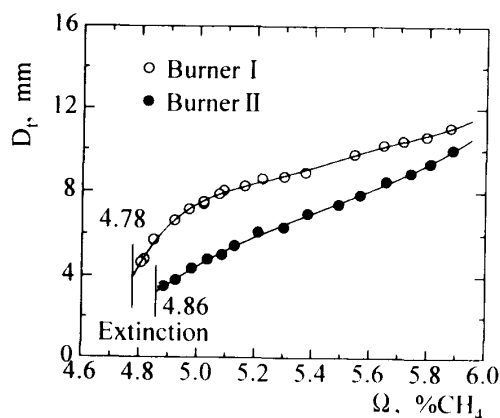


Fig. 5 Variations of the flame diameter with the fuel concentration

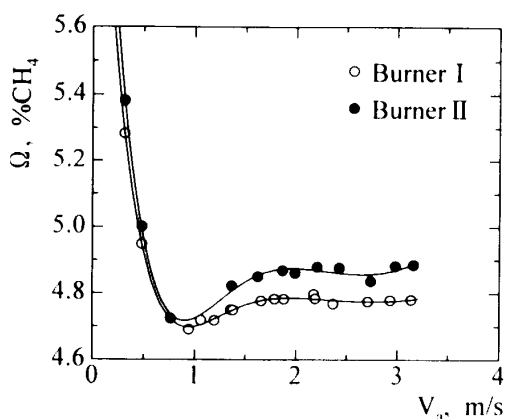
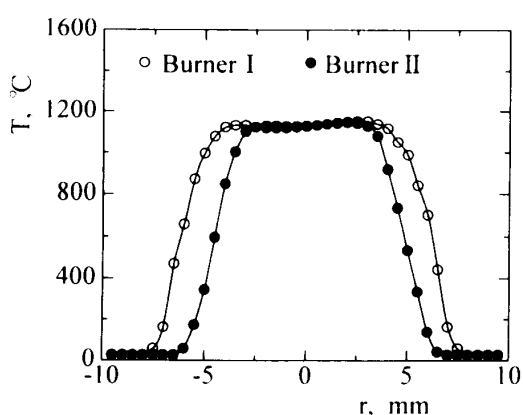
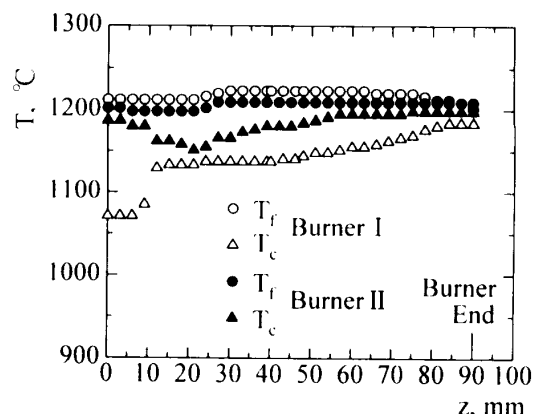


Fig. 6 Extinction limits

Fig. 7 Radial temperature distributions of flames at $\Omega=5.1\%$, $V_a=1.6$ m/s

これによると、分布はほぼ対称で、中心は約 0 mm の位置、すなわちバーナの中心にあり、燃焼場の温度の低い外部領域と温度の高い内部領域とから成り立っていることがわかる。つまり、温度の低い未燃混合気は回転しながら中心に向かい、火炎帯で反応して高温の燃焼ガスとなり、内側に入って横方向から排出されていることがわかる。また、回転の強いバーナ I のほうがこの高温領域は広いが、これは火炎直径が大きいことに対応している。ちなみに、この温度の高い内部領域には、前回と同様⁽¹²⁾、発光帯付近の極大値(火炎温度 T_f)と中心付近の極小値(中心ガス温度 T_c)が観測されており、いわゆる M 形の温度分布が得られた。これらの値はバーナ I では $T_f=1151^\circ\text{C}$ 、 $T_c=1118^\circ\text{C}$ 、またバーナ II では $T_f=1144^\circ\text{C}$ 、 $T_c=1126^\circ\text{C}$ であった。このことから火炎温度 T_f は回転の強いバーナ I のほうが高いことがわかる。ただし中心ガス温度 T_c は前回⁽¹²⁾では、回転の強さに無関係にほぼ一定であったが、今回は回転が強いほど低くなった。また、温度こう配の最大値は回転の強いほうがわずかに大きくなっていることがわかった。

Fig. 8 Axial temperature distributions of flames at $\Omega=5.5\%$, $V_a=1.6$ m/s

3・5 軸方向温度分布 半径方向温度分布の測定により、温度の高い内部領域には、発光帯付近の極大値(火炎温度 T_f)と中心付近の極小値(中心ガス温度 T_c)があることがわかったが、これらの軸方向変化も調べるため、測定する位置を軸方向に変化させ、軸方向温度分布を測定した。 $\Omega=5.5\%$ 、 $V_a=1.6$ m/s のときに得られた結果を図 8 に示す。これによると半径方向温度分布の最大値である火炎温度は、いずれのバーナでも軸方向にほぼ一定の値となったが、回転の強いバーナ I のほうがわずかに高かった。これに対し、中心ガス温度はそれぞれのバーナで傾向が異なることがわかった。すなわち、回転の強いバーナ I では $z=0 \sim 15$ mm(混合気を吹出すスリットの位置に対応する)が最も低く、 z が増加するにしたがい単調に増加している。回転の弱いバーナ II では、 z が増加するといったん減少した後、単調に増加することがわかった。

3・6 火炎温度 半径方向と軸方向の温度分布から、温度の高い内部領域には、発光帯付近の極大値(火炎温度 T_f)と中心付近の極小値(中心ガス温度 T_c)が、つねに存在することがわかったので、軸方向速度を一定に保ちつつ燃料濃度を変えてこれらの温度変化を測定した。この結果を図 9 に示す。ただし、測定位置は $z=20$ mm とした。

これによると、いずれのバーナにおいても、燃料濃度を減少させると火炎温度 T_f と中心ガス温度 T_c の両方が単調に減少することがわかる。しかし、いずれの燃料濃度においても、回転の強いほうが T_f は高く、 T_c は逆に低くなることがわかった。また、回転の強いバーナ I では消炎近くで急激に火炎温度が減少しており、消炎付近の火炎温度が低いこともわかった。

これらの結果を前回の結果と比較すると、回転の強さに対する T_c の温度変化が異なっていることがわか

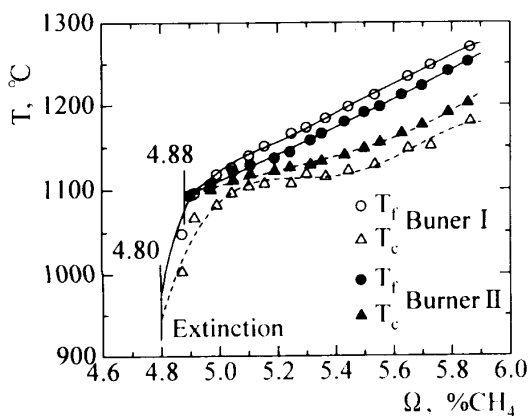


Fig. 9 Variations of T_f and T_c with the fuel concentration

った。前回は、 T_c の値は一定で T_f の値のみ回転により上昇したが、今回は、回転により T_f の値は同様に上昇するものの T_c の値は低下した。今回のバーナは吹出しは、対称性をよくするため8方向となっているものの、バーナ全長180 mmに対して、わずかに中央の30 mmでしか行っていない。これに対し、前回のバーナは吹出しは、一方向だがバーナ全長にわたり行い、しかもバーナ端にLIF測定用の内径13 mmのビームトラップを装着していた。したがって、今回の T_c の温度変化の違いは部分的吹出しの影響によるものと考えられる。

4. 考 察

可燃性混合気を8方向から吹出すことが可能な軸対称スワール型伸長火炎バーナを製作し、回転の強さが希薄メタン・空気混合気火炎の構造と特性に及ぼす影響を調べた。その結果、回転の強さが増加すると、

- (1) 火炎直径は大きくなり発光帯の厚さは薄くなる、
- (2) 半径方向温度分布は顕著なM形となり、
- (3) 火炎温度(反応帯最高温度) T_f は増加するが、
- (4) 中心ガス温度 T_c は減少する、
- (5) 消炎限界での燃料濃度は減少し可燃範囲が広がる、

ということが明らかになった。これらの結果は、前回の結果⁽¹²⁾と(4)を除き一致した。したがって、危惧されていた吹出しの非対称性の影響ではなく回転そのものの影響で、火炎の構造や特性が変化することが実験によって明らかとなった。

ところで、上記結果のうち(1)、(3)、(5)は関連づけて考えることができる。つまり、火炎温度が上昇

すれば、燃焼速度が増加し、火炎はより上流の未燃ガス側、つまり外側に移動して火炎直径が大きくなるし、また、火炎温度が上昇すれば反応が活発になり可燃範囲が広がるのは当然だからである。

この回転による火炎温度の上昇のメカニズムについては、最近の数値計算⁽¹⁴⁾により圧力拡散が有力な候補として考えられている。回転の第1の影響としては、まず回転遠心効果による中心部の圧力低下が考えられる。圧力が低くなった場合、物質の拡散係数 D は増加するので⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾、いわゆるルイス数効果⁽⁷⁾により火炎温度が上昇すると考えられがちである。しかし、ルイス数 Le は $\lambda/(\rho DC_p)$ (ただし、 λ :熱伝導率、 ρ :密度、 C_p :定圧比熱)で与えられ、拡散係数 D は圧力 P に反比例するものの密度 ρ は圧力 P に比例するので、ルイス数は圧力に無関係に一定となり、結局、圧力そのものの低下で火炎温度の上昇を説明することはできない。一方、圧力が中心部で低下すると、圧力こう配ができ、圧力拡散が生じる。最近の数値計算では⁽¹⁴⁾、この圧力拡散により不足成分のメタンが中心部の反応帯に供給され、火炎温度が上昇することが明らかになっている。

しかし、なぜ回転が強くなると温度分布がM形となるのかは依然不明である。単純に考えて、温度分布がM形となるには、中心部に熱損失があればよい。このような火炎背後における温度低下は、二重火炎でも観察され、ふく射による熱損失によるものと考えられているが⁽¹⁷⁾、1200 Kでは20~30 K程度であるので⁽¹²⁾、今回の100 Kもの温度低下をふく射熱損失だけで説明するのは困難である。

仮に、M形がふく射熱損失によるとすると、半径方向で考えれば、回転により火炎直径は増加するのでふく射量が増し、温度低下が増えてM形が顕著となるのは当然であるが、Z方向を考えた場合、図8の結果に示されているように火炎温度はほぼ一定であるので、ふく射量はほとんど変わらず、なぜバーナIでZ=10 mm付近で T_c の値が急激に増加したり、バーナIIでZ=15 mm付近でいったん減少した後に上昇するのかを説明するには無理がある。したがって、ある程度のふく射熱損失は認めるにせよ、何か別の、流れにもっと関係した因子がM形分布に関与している可能性があると考えべきである。

一つの可能性は、ボルテックスチューブにおけるエネルギー分離、いわゆるRanque効果である^{(18)~(20)}。よく知られているように、ボルテックスチューブでは中心部で温度低下が、周辺部では温度上昇があり、結果として温度分布はM形となる。しかし、その温度差

は、空気を 200 m/s の高速で吹出した場合でただか 100 K である。今の場合、流速は 1 けた小さく、また、中心部は密度の小さな高温燃焼ガスであるため圧力低下が非燃焼時に比べ極端に少なくなり、今回の温度低下を単純に Ranque 効果で説明することはできない。実際、最近の数値計算(ただし、層流を仮定)⁽¹⁴⁾でも、数 K にすぎないことが予測されている。

しかし、Syred ら⁽²⁰⁾が行ったスワール燃焼に関する実験では、今回の実験と同様の M 形の温度分布が観察され、また、特に、温度の最高位置と乱流エネルギーの散逸量が最大となる位置がほとんど一致することが指摘されている。また、Ranque 効果による温度差は、層流を仮定すると実際よりかなり小さな値となるが、乱流を仮定すると逆にかなり大きな値となることが知られている⁽¹⁹⁾。これから、乱流エネルギーの散逸を考慮に入れて Ranque 効果を考えれば、M 形の温度分布や Z 方向の複雑な温度変化を合理的に説明できる可能性がある。実際、先に熱線風速計を用いて行われた測定⁽²¹⁾によると、火炎面の滑らかな管状火炎が形成されるスワール形伸長火炎バーナでも、強い乱れが存在していることが確認されている。

結局、一つの因子だけで、回転による火炎温度 T_f の上昇や M 形の温度分布、中心ガス温度 T_c の Z 方向への複雑な変化、などがもたらされていると考えるのは無理があり、圧力拡散、ふく射熱損失、乱流エネルギーの散逸、Ranque 効果、などすべてが多かれ少なかれ関与していると考えべきであろう。このほか、Lewis⁽²²⁾⁽²³⁾の回転場の実験で指摘された燃焼ガスに働く浮力の効果や、前回提案されたラジカルの輸送を含めたエネルギー循環⁽¹²⁾など、今後十分に検討して、この回転による可燃範囲の拡大という、実用上有用な現象を解明していくべきと思われる。

5. 結 論

可燃性混合気を 8 方向から吹出すことが可能な軸対称スワール型伸長火炎バーナを製作し、回転強さが希薄メタン・空気混合気の管状火炎の構造と特性に及ぼす影響を調べた。その結果、回転強さが増加すると、

- (1) 火炎直径は大きくなり発光帯の厚さは薄くなる、
- (2) 消炎限界での燃料濃度は減少する、すなわち可燃範囲が広がる、
- (3) 半径方向温度分布は顕著な M 形となり、火炎温度(反応帯最高温度) T_f は増加するが、中心ガス温度 T_c は減少する、
- (4) 軸方向温度分布は複雑に変化する(図 8)、

ことが明らかになった。これらの結果は、前回の結果⁽¹²⁾とほぼ一致し、これから、危惧されていた吹出しの非対称性の影響ではなく回転そのものの影響で、火炎の構造や特性が変化することが事実となった。

この回転効果のメカニズムに関しては、圧力拡散、ふく射熱損失、乱流エネルギーの散逸、Ranque 効果、燃焼ガスに働く浮力、ラジカルの輸送を含めたエネルギー循環、などが考えられるが、今回得られた実験事実は、回転による可燃範囲の拡大という実用上有用な現象を解明する基盤となるとと思われる。

本研究の一部は、谷川熱技術振興基金の助成により行われた。ここに感謝の意を表する。

文 献

- (1) Powling, J., *Fuel*, **28** (1949), 25-28.
- (2) Egerton, A. C. and Thabet, S. K., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **221** (1952), 445-471.
- (3) Dixon-Lewis, G. and Isles, G. L., *Proc. 7th Symp. (Int.) Combust.*, (1959), 475-483.
- (4) Fang, M., Schmitz, R. A. and Ladd, R. G., *Combust. Sci. Tech.*, **4** (1971), 143-148.
- (5) Tsuji, H. and Yamaoka, I., *Proc. 19th Symp. (Int.) Combust.*, (1990), 1533-1540.
- (6) Kobayashi, H. and Kitano, M., *Combust. Flame*, **76** (1989), 285-295.
- (7) Ishizuka, S., *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, (1984), 287-294.
- (8) Ishizuka, S. and Hirano, T., *Prog. Astronaut. Aeronaut.*, **151** (1993), 284-306.
- (9) Sakai, Y. and Ishizuka, S., *Proc. 24th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1992), 153-159.
- (10) Takeno, T. and Ishizuka, S., *Combust. Flame*, **64** (1986), 83-98.
- (11) Libby, P. A., Peters, N. and Williams, F. A., *Combust. Flame*, **75** (1989), 265-280.
- (12) Yamamoto, K., Ishizuka, S. and Hirano, T., *Proc. 25th Symp. (Int.) Combust.*, (1994), 1399-1406.
- (13) Zabetakis, M. G., *US Bureau of Mines, Bull.*, **627** (1965).
- (14) 山本和弘・石塚悟・平野敏行, 燃焼の科学と技術, **3** (1996), 199-211.
- (15) Hirshfelder, J. O., Curtis, C. F. and Bird, R. B., *Molecular Theory of Gases and Liquids*, (1954), Wiley, New York.
- (16) Kuo, K. K., *Principles of Combustion*, (1986), John Wiley & Sons, New York.
- (17) Liu, G. E., YE, Z. Y. and Sohrab, S. H., *Combust. Flame*, **75** (1989), 193-201.
- (18) Hartnett, J. P. and Eckert, E. R. G., *Trans. ASME*, **79** (1957), 751-758.
- (19) 高浜平七郎, 機誌, **68**-560(1965), 1255-1263.
- (20) Syred, N., Chigier, N. A. and Beer, J. M., *Proc. 13th Symp. (Int.) Combust.*, (1971), 617-624.
- (21) Ishizuka, S., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **19** (1993), 187-226.
- (22) Lewis, G. D., *Proc. 13rd Symp. (Int.) Combust.*, (1971), 625-629.
- (23) Lewis, G. D., *Proc. 14th Symp. (Int.) Combust.*, (1973), 413-419.