バーナ火炎の安定化機構に関する実験的研究*
(第2報, 火炎安定化機構の検討)安里 勝雄**, 河村 長司**
伊藤 昇一***, 松井 徹****An Experimental Study of the Stabilization Mechanism of Burner Flames
(2nd Report, Examination of the Stabilization Mechanism)by Katsuo ASATO, Takeshi KAWAMURA,
Shoichi ITO and Touru MATSUI

In order to elucidate the blowoff mechanism of burner flames, mass burning velocities, tangential components of mass velocities to the ignition front and stretching near the flame base were examined. Experimental results show that the mass burning velocity of a stabilizing point in the flame base at the blowoff limit is larger than that at the lean limit of inflammability. Therefore, it is not a valid interpretation that blowoff occurs as the fuel concentration of the stabilizing point approaches that of the lean limit of inflammability, because of dilution with the surrounding air. Since stretching of the flame at the stabilizing point has a tendency to decrease when approaching the blowoff, the flame-stretch concept can not be applied to it. A model for the stabilization mechanism of premixed flames, in which the boundary velocity gradient theory is expressed algebraically, is proposed to explain the blowoff of the burner flame, as well as the inverted flame reported previously by the authors.

Key Words: Combustion, Stabilization Mechanism, Premixed Flame, Flame Base, Mass Burning Velocity, Stretching

1. ま え が き

要求される熱負荷に対して, 最も簡単で, かつ安価なバーナを設計するうえで, さらに, 燃料の特性や供給圧および周囲ふん囲気などが火炎の安定性に及ぼす影響を調べるうえにおいても, バーナ火炎の安定化機構を解明することは重要である。バーナ火炎の安定性に関するこれまでの実験的研究は, 主に吹きとび限界を測定し, それと境界速度こう配⁽¹⁾, カルロピッツ数⁽²⁾およびペクレ数⁽³⁾との関係を調べたものが多い。最近, バーナ火炎の安定性を火炎基部での局所ガムケラー数で説明する試みもなされている⁽⁴⁾。火炎の安定性を議論するために導入されたこれらのパラメータが異なるということは, 当然ながら火炎の吹きとび機構に対する考え方も異なることを意味する。このような火炎の吹きとび機構に対する考え方の相違は, 火炎の安定に重要な役割を果たす基部近傍の局所的な流体力学的特性や化学的特性が十分に解明されてないことに基づくものと思われる。特に, 火炎の吹きとびは, 基

部での気流速度や燃焼速度に大きく依存する。したがって, 吹きとび機構を明らかにするためには, 基部近傍の流れの場や燃焼速度を詳細に調べる必要がある。このような観点から, 前報⁽⁵⁾では, 粒子軌跡法を用いて得られた基部近傍の流れの空間的な観測誤差を少なくする方法を提案し, その方法を用いてバーナ火炎の基部近傍の流れの場を詳細に調べた。本研究では, 前報で述べた基部近傍の流れの場の実験結果をふまえ, さらに基部近傍での質量燃焼速度, 質量速度の着火面接線方向成分および火炎伸長の値などを算出し, バーナ火炎の吹きとびに対する可燃下限界説⁽⁶⁾の検討および火炎伸長理論の適用性⁽²⁾に対する考察を行うとともに, 先に報告した倒立火炎の安定化モデルを用いて⁽⁷⁾, バーナ火炎の安定化機構に関する検討を行った。

2. 実験装置および方法

使用したブンゼン火炎タイプのバーナは, 二次元の長方形断面を有するノズル(出口寸法4×44 mm, リム厚さ0.6 mm)であり, その詳細については, 前報⁽⁵⁾で述べた。燃料としては, メタンが用いられた。流れや局所流速の測定には, 粒子軌跡法が用いられた。使用した粒子は酸化アルミニウム微粉末(平均粒径5 μm)である。実験は, 当量比を一定($\phi=0.93$)にして, バー

* 昭和61年6月21日 東北支部秋田地方講演会において講演, 原稿受付 昭和60年3月1日。

** 正員, 岐阜大学工学部 (〒501-11 岐阜市柳戸1-1)。

*** 正員, 大同工業大学 (〒457 名古屋市南区大同町2の21)。

**** 正員, 大阪大学工学部 (〒565 吹田市大字山田丘2-1)。

ナ出口の境界速度こう配を4種類 ($g=2120, 2440, 2750$ および 3040 s^{-1}) に変えた場合と, g を一定 ($g=2120 \text{ s}^{-1}$) にして, ϕ を4種類 ($\phi=0.83, 0.89, 0.93$ および 1.00) に変えた場合について行った。

3. 実験結果および考察

3.1 質量燃焼速度分布および質量速度の着火面接線方向成分分布 図1は, 座標系および質量速度を算出するための説明図を示す⁽⁵⁾。図中の x および y は, バーナリムの角を原点とした直線直交座標系を, ξ および η は, それぞれ着火面に沿う方向および流線に沿う方向の座標を示す。図中の $A, \dot{m}, U$ および ρ は, それぞれ流管断面積, 質量速度, 局所流速および密度を示し, 添字 r および i は, 基準断面および着火面での値を示す。局所質量速度 $\dot{m}$, 質量燃焼速度 $\dot{m}_b$ および質量速度の着火面接線方向成分 $\dot{m}_\xi$ は, それぞれ次式で与えられる。

$$\dot{m} = \rho_r U_r A_r / A \dots\dots\dots (1)$$

$$\dot{m}_b = \dot{m}_i \sin \beta = \rho_r U_r A_r / \Delta \xi \dots\dots\dots (2)$$

$$\dot{m}_\xi = \dot{m}_i \cos \beta \dots\dots\dots (3)$$

ここで, $\Delta \xi = A_i / \sin \beta$ (A_i : 着火面での流管断面積) である。式(2)を用いて算出した着火面に沿う質量燃焼速度 ($\dot{m}_b$) 分布を図2および図3に示す。それぞれの図の横軸は, 流線と着火面が直交するような火炎安定点を零として, 火炎頂点側を正, リム側を負とした着火面に沿う距離を示す。図2は, $\phi=0.93$ と一定にして g を増加させ吹きとび限界に近づけた場合の結果で, 図3は, $g=2120 \text{ s}^{-1}$ と一定にして ϕ を減少させ吹きとび限界に近づけた場合の結果を示す。両図中の右側の矢印は, それぞれの当量比に対する断熱質量燃焼速度 $\dot{m}_{ba}$ の値を示す。 $\dot{m}_{ba}$ の値は, Andrews と Bradley⁽⁸⁾によって求められた断熱燃焼速度と 0.1013

MPa, 293 K における混合気の密度から計算された。図2および3からわかるように, $\dot{m}_b$ は ξ の増加とともに (すなわち, 火炎頂点側に行くにつれて) 増加し, 断熱質量燃焼速度 $\dot{m}_{ba}$ の値に近づく。一方, $\dot{m}_b$ は ξ の減少とともに (すなわち, バーナリムに近づくにつれて) 単調に減少する。これは, バーナリムに近づくにつれて, リムへの熱や活性種の損失が増加することおよび混合気の大気による希釈によって実質的に ϕ が低下することによるものと思われる。図2および3から求めた火炎安定点 ($\xi=0 \text{ mm}$) における $\dot{m}_b$ の値を図4に示す。図中の○印は, ϕ を一定にして g を増加させた場合で, △印は, g を一定にして ϕ を減少させた場合の結果を示す。また, 図中の斜線および上下の横軸に示した矢印は, 前報⁽⁵⁾の図2で示した吹きとび限界での g および ϕ の値を示す。なお, 図中の斜線部分に矢印で示した $\dot{m}_{ba}$ については, 次節で述べる。安定点における $\dot{m}_b$ の値は, g の増加または ϕ の減少とともに低下する。なお, 式(2)に示すように, $\dot{m}_b$ の測定精度は, ρ_r, U_r, A_r および $\Delta \xi$ の測定精度によって決まる。 ρ_r, U_r および A_r は, 着火面の位置の測定精度による影響を受けないが, $\Delta \xi$ はその影響を強く受ける。第1報⁽⁵⁾で述べたように, 着火面の位置の決定誤差が, $\pm 0.03 \text{ mm}$ 程度内におさまるので, 着火面に沿う $\Delta \xi$ の値は, 第1報⁽⁵⁾の図7から算出すると, ± 3

図2 着火面に沿う質量燃焼速度分布

図3 着火面に沿う質量燃焼速度分布

図1 座標系および質量速度を算出するための説明図

%程度変化する。したがって、着火面の位置の測定精度が $\dot{m}_b$ の値に及ぼす影響は、 $\pm 3\%$ 程度とみられる。

図5は、式(3)を用いて求めた着火面に沿う質量速度の着火面接線方向成分($\dot{m}_\xi$)の分布を示す。火炎安定点($\xi=0$ mm)において、 $\dot{m}_\xi$ は零となり、安定点より火炎頂点側($\xi>0$ の側)で $\dot{m}_\xi$ は正の値を示し、リム側($\xi<0$ の側)で負の値を示す。このように、安定点をはさんで $\dot{m}_\xi$ が正および負の値を示すことは、前報⁽⁵⁾の図8で示した基部近傍の粒子軌跡群からも明らかである。 $\dot{m}_\xi$ は ξ の増加とともに、単調に増加する。また、 $\xi>0.5$ mmの領域では $\dot{m}_\xi$ の値は、 g や ϕ によって異なる傾向が明らかになる。 $\dot{m}_\xi$ の ξ 方向のこう配 $\partial\dot{m}_\xi/\partial\xi$ は、火炎伸長の程度を与える。図5に示した $\dot{m}_\xi$ の分布を最小二乗法で ξ の3次の多項式に近似し、その式から安定点($\xi=0$ mm)での $\partial\dot{m}_\xi/\partial\xi$ の値を求めた結果を図6に示す。図中の○印は、 $\phi=0.93$ と一定にして g を増加させた場合で、△印は、 $g=2120$ s⁻¹と一定にして ϕ を減少させた場合の結果を示す。また、図中の斜線および上下の横軸に示した矢印は、それぞれ安定限界での g および ϕ の値を示す。

図4 火炎安定点における質量燃焼速度

安定した火炎の安定点での $\partial\dot{m}_\xi/\partial\xi$ は、吹きとび限界に近づくにつれて減少の傾向を示す。

先に、図4に吹きとび限界に近づくにつれて安定点での $\dot{m}_b$ が低下することを示したが、その要因としては、火炎伸長効果、リムへの熱損失および周囲大気による希釈効果などが考えられる。安定点における火炎伸長効果は、図6に示したように、吹きとび限界に近づくにつれて減少の傾向を示す。したがって、吹きとび限界に近づけた場合の $\dot{m}_b$ の低下は、火炎伸長効果に起因するものではない。さらに、図7に示すように、バーナリム温度およびバーナ出口から上流へ55 mm離れた位置でのバーナ側壁の温度は、 g の増加または ϕ の減少とともに低下し、火炎基部からリムへの熱損失は減少する。したがって、リムへの熱損失も、吹きとび限界に近づけた場合の安定点での $\dot{m}_b$ を低下させる要因ではない。一方、前報⁽⁵⁾で示した図13および14から明らかなように、安定点は、 g の増加とともに周囲大気側へ移動し、 ϕ の減少とともに下流側へ移動する。そのため、基部での周囲大気による希釈効果は、 g の増加または ϕ の減少とともに強くなる。このことが、吹きとび限界に近づけた場合の安定点での $\dot{m}_b$ の低下する要因と考えられ、バーナ火炎の吹きとびに対して周囲大気による希釈効果が重要な役割を果たしていることを示唆している。

図6 安定点における火炎伸長

図5 着火面に沿う質量速度の着火面接線方向成分分布

図7 バーナリムおよび上流壁の温度

3.2 火炎の安定性についての考察 バーナ火炎の安定性に関する理論としては、臨界境界速度こう配理論⁽⁹⁾や火炎伸長理論⁽¹⁰⁾などがあり、さらに Janisch と Günther の可燃下限界説⁽⁶⁾もある。ここでは、これまでに述べた実験結果をもとに、バーナ火炎の吹きとびに対する火炎伸長理論および可燃下限界説についての考察を行った。

Janisch と Günther⁽⁶⁾は、可燃性混合気の流速を増加させ吹きとび限界に近づけた場合のバーナ火炎の安定点における燃焼速度の値から、そこでの当量比を求めた。そして、彼らは、吹きとび限界に近づくにつれて周囲大気による希釈によって安定点での当量比が可燃下限界に近づき、そのためバーナ火炎の吹きとびが発生することを示した。彼らが報告しているように、もし吹きとび限界での安定点における当量比が可燃下限界に近いとするならば、本実験の吹きとび限界での安定点における質量燃焼速度 $\dot{m}_b$ は、可燃下限界での断熱質量燃焼速度 $\dot{m}_{ba}$ に等しくなければならない。図4に示すように、一定の ϕ に対して g を変えた場合(図4中の○印)および一定の g に対して ϕ を変えた場合(図4中の△印)の吹きとび限界における $\dot{m}_b$ の値は、それぞれ約 0.112 および 0.128 kg/m²s である。一方、本実験の場合、図7に示すように、バーナリム温度は室温より高く、バーナ側壁を通して未燃混合気が予熱されるため、当然ながら可燃下限界および断熱燃焼速度は、常温での値と異なる。したがって、可燃下限界説の妥当性を確かめるためには、未燃混合気の温度上昇による燃焼速度や可燃下限界の変化を考慮した可燃下限界での $\dot{m}_{ba}$ と本実験の場合の吹きとび限界での $\dot{m}_b$ とを比較することが必要である。可燃下限界での $\dot{m}_{ba}$ の値は、次のようにして算出した。

図8は、安定点を通る流線上の基準断面($x=0.1$ mm)での未燃混合気の温度 T_{rs} を示す。この T_{rs} の値は g あるいは ϕ を変えると当然変化する。図中の○印および△印は、一定の $\phi=0.93$ に対して g を変えた場合および一定の g に対して ϕ を変えた場合の結果を、それぞれ示す。また、図中の斜線および上下の

図8 安定点を通る流線上の基準断面における温度

横軸に示した矢印は、前報⁽⁵⁾の図2で示した安定限界での g および ϕ を示す。図8より吹きとび限界での T_{rs} を外そうして求めると、 T_{rs} は、それぞれ 317 K (一定の ϕ に対して g を変えた場合) および 304 K (一定の g に対して ϕ を変えた場合) となる。 $\phi=0.93$ で g を変えた場合の吹きとび限界での未燃混合気温度 ($T_{rs}=317$ K) に対する可燃下限界を Zabetakis の結果⁽¹¹⁾を用いて求めると、その値は $\phi=0.497$ となる。 $\phi=0.497$ における混合気温度に対する燃焼速度の値を示したのが、図9である。ただし、図中の●印、○印および●印は、それぞれ、Dixon-Lewis と Isles⁽¹²⁾、Egerton と Thabet⁽¹³⁾ および山岡と辻⁽¹⁴⁾の実験結果から $\phi=0.497$ での燃焼速度を外そうして求めた値であり、○印は、Dixon-Lewis と Isles の実験結果⁽¹²⁾から得られた値を示す。また、パラフィン系炭化水素(メタン、プロパン、 n -ペンタンおよびイソオクタン)の混合気温度に対する最大燃焼速度の関係は、 $S_u^0 = A T_u^2 + B$ (A および B は定数、 S_u^0 は断熱燃焼速度、 T_u は未燃混合気の温度を示す) で与えられる⁽¹¹⁾ことから、その関係を可燃下限界近傍での燃焼速度に対しても適用し、最小二乗法を用いて混合気温度と燃焼速度の関係を求めたのが、図9中の実線である。図中の実線から $\phi=0.497$ 、混合気温度 317 K における燃焼速度を求め、その値と 0.1013 MPa、317 K での混合気の密度から可燃下限界での $\dot{m}_{ba}$ を算出すると、その値は 0.0397 kg/m²・s となる。同様にして、 $g=2120$ s⁻¹ と一定にして ϕ を変えた場合の可燃下限界での $\dot{m}_{ba}$ を求めると、その値は 0.0444 kg/m²・s となる。図4中の斜線部分に示した矢印は、上述したような方法で求められた可燃下限界での $\dot{m}_{ba}$ の値を示す。図4から明らかなように、本実験の吹きとび限界での安定点における $\dot{m}_b$ は、可燃下限界での $\dot{m}_{ba}$ より約3倍大きい値を示す。このことは、安定点での当量比が可燃下限界に達する前に火炎の吹きとびが発生することを意味

図9 燃焼速度に及ぼす混合気温度の影響

し、バーナ火炎の吹きとびに対する可燃下限界説が妥当でないことを示している。

Reed⁽²⁾⁽¹⁵⁾は、Karlovitz ら⁽¹⁰⁾によって提案された火炎伸長の概念をバーナ火炎の吹きとびに適用した。彼は、カルロビッツ数 $K=(\eta_0/U) \cdot (dU/dy)$ を $K=(\eta_0/S_u^2)g$ と置き換えられると考え、バーナ火炎の吹きとび限界での $K=(\eta_0/S_u^2)g$ の値を求めた。ここで、 η_0 は予熱層厚さを示す。そして、彼は、バーナ火炎の吹きとび限界での $K=(\eta_0/S_u^2)g$ の値は、当量比や燃料の種類に無関係に一定の値 0.23 となることから、バーナ火炎の吹きとびは火炎伸長理論によって説明しえるとした。しかし、Karlovitz らが提案した火炎伸長理論は、 $S_u \ll U$ の条件が必要であるのに対し、Reed がその条件を無視し、火炎伸長理論をバーナ火炎に適用した。このことは、辻⁽¹⁶⁾および Kawamura ら⁽¹⁷⁾が指摘しているように正しくない。Reed らは、バーナ火炎の基部近傍の詳細な実験を行っているが⁽¹⁸⁾、吹きとび限界に近づけた場合の基部での実質的な火炎伸長の値を直接算出していない。バーナ火炎の吹きとびに火炎伸長理論を適用することの妥当性を調べるためには、吹きとび限界に近づけた場合の基部での火炎伸長の値を算出することが必要である。Reed が主張しているように、バーナ火炎の吹きとびが火炎伸長の結果として生ずるものであるならば、 g を増加させ、または ϕ を減少させ吹きとび限界に近づけるにつれて、基部での火炎伸長の値は増加しなければならない。しかし、図 6 に示すように、吹きとび限界に近づくとつれて、安定点での火炎伸長は減少の傾向を示す。したがって、バーナ火炎の吹きとびは、Reed⁽²⁾⁽¹⁵⁾ が主張しているような過度の火炎伸長の結果として生ずるものではない。

3.3 火炎安定化機構の検討 バーナ火炎の安定化機構を説明するものとして、Lewis および von Elbe⁽⁹⁾の臨界境界速度こう配理論がある。彼らの理論によれば、バーナ火炎が安定に保持されるためには、火炎基部のある点において燃焼速度と気流速度が等しいという条件が必要であり、さらに、次のような条件も必要である。すなわち、なんらかの攪乱によって、火炎基部が上流へ移動し、バーナリムへ近づいた場合、リムへの熱や活性種の損失が増加し、基部での燃焼速度が低下する。そのため、気流速度が燃焼速度を上まわり、火炎は元の位置までおし流される。逆に、基部が下流へ移動し、バーナリムから遠ざかった場合、リムへの熱や活性種の損失が減少し、燃焼速度は増加する。そのため、燃焼速度が気流速度を上まわり、火炎は元の位置まで伝ばし、安定する。

著者らは、先に可燃性混合気流中でその流れに平行に置かれた平板の下流に形成される倒立火炎の安定化機構に関する検討を行った⁽⁷⁾。倒立火炎が安定に保持されるための条件は、Lewis と von Elbe が提案した臨界境界速度こう配理論を代数化し、火炎安定点（倒立火炎の場合、火炎基部先頭）において、 $S_u=U$ かつ $dS_u/d\eta > dU/d\eta$ で与えられ、吹きとび限界は、 $S_u=U$ かつ $dS_u/d\eta = dU/d\eta$ で与えられるとした。ただし、 S_u は局所燃焼速度、 η は安定点を通る流線に沿う座標を示す。このような代数化された火炎安定化の条件をバーナ火炎に適用し、バーナ火炎の安定化機構に関する検討を行った。本研究では、上述した安定化の条件と実験結果との対応を容易にするために、燃焼速度 S_u および気流速度 U の代わりに、質量燃焼速度 $\dot{m}_b$ および質量速度 $\dot{m}$ をそれぞれ用いて議論を進める。また、本研究では、希薄混合気の実験結果をもとに議論を行うが、このことは Lewis と von Elbe⁽¹⁹⁾も述べているように、過濃混合気の場合に対しても適用できるものと思われる。

図 10 は、バーナ火炎の安定化の模式図を示す。図 10(a)は、 g を増加（または、 ϕ を減少）させたときの着火面の曲線(A, B, C)と安定点を通る流線(1, 2, 3)を、図 10(b)は、安定点を通る流線に沿う質量速度 $\dot{m}$ 分布(1', 2', 3', 4', これは等温流での気流速度に対応する)と同じく安定点を通る流線に沿う質量燃焼速度 $\dot{m}_b$ 分布(A', B', C', D', これは等温流での燃焼速度に対応する)を模式的に示す。すなわち、火炎が図 10(a)の曲線 A および 1 の交点(安定点)に保持されている場合、前報⁽⁵⁾の図 13 および 14 に示したように、 $\dot{m}$ は η の増加とともに減少するので、 $\dot{m}$ の分布は図 10(b)の曲線 1' で与えられる。一方、 $\dot{m}_b$ はバーナ出口近傍ではリムへの熱や活性種の損失のため、低い値を示すが(図 2 および 3)、 η の増加とともに(すなわ

図 10 火炎安定化モデル

ち、リムから遠ざかるにつれて) リムへの熱や活性種の損失が少なくなり、 $\dot{m}_0$ は増加する。しかし、さらに η が増加し、リムから遠ざかると周囲大気による希釈の影響を受けて $\dot{m}_0$ は低下する。したがって、 $\dot{m}_0$ の分布は、図10(b)の曲線A'のような分布をすると考えられる。火炎が安定に保持されるためには、倒立火炎の場合と同様に、流線と着火面が直交するような火炎安定点で次のような条件を満足しなければならない。

$$\dot{m}_0 = \dot{m} \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{d\dot{m}_0}{d\eta} > \frac{d\dot{m}}{d\eta} \dots\dots\dots (5)$$

g を増加させ、または ϕ を減少させ火炎が図10(a)の曲線Bおよび2の交点で保持された場合、前報⁽⁵⁾の図13および14に示したように、 η に沿う $\dot{m}$ は相対的に低下し、その分布は図10(b)の曲線2'で与えられる。一方、 g の増加または ϕ の減少とともに、安定点は周囲大気側または下流側へ移動し(前報⁽⁵⁾の図13および14)、安定点は周囲大気による希釈の影響を受ける。そのため、 $\dot{m}_0$ は図10(b)の曲線A'よりいくぶん減少し、曲線B'のような分布となる。この場合も火炎が安定に保持されるための条件は、式(4)および(5)で与えられる。さらに g を増加させ、または ϕ を減少させ、火炎が図10(a)の曲線Cと3との交点に保持された場合、 η に沿う $\dot{m}$ はさらに低下し、 $\dot{m}$ の分布は図10(b)の曲線3'で与えられる。 $\dot{m}_0$ についても、上述したような理由で曲線B'よりいくぶん減少し、曲線C'のような分布となる。図10(b)の曲線3'およびC'で示すように、 $\dot{m}$ 分布曲線と $\dot{m}_0$ 分布曲線が接するようになったとき、吹きとび限界となる。したがって、吹きとび限界の条件は、式(4)とともに、

$$\frac{d\dot{m}_0}{d\eta} = \frac{d\dot{m}}{d\eta} \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。さらに g を増加または ϕ を減少すると、 η に沿う $\dot{m}$ は減少するが、 $\dot{m}_0$ は周囲大気による希釈の影響を強く受けて大きく減少し、図10(b)の曲線4'およびD'で示すように、すべての領域において、 $\dot{m}$ が $\dot{m}_0$ を上まわり、火炎は安定できず、吹きとび、火炎を安定に保持するための式(4)の条件は、第1報⁽⁵⁾の図13(b)および図14(b)の×印に示すように、そこでは、 $\dot{m}_0 = \dot{m}$ となり、定量的にも妥当である。一方、式(5)または式(6)の定量的妥当性は、安定点を通る流線に沿う $\dot{m}_0$ の測定が困難なため、確認されていない。しかし、上述したように、 $\dot{m}_0$ 分布の定性的妥当性は、十分あると考えられる。

このように、バーナ火炎に対して、着火面と流線が直交するような火炎安定点に注目し、そこでの質量速

度と質量燃焼速度のつりあいおよびそれらの安定点を通る流線に沿うこう配を考慮して、臨境界速度こう配理論を代数化することによって、火炎基部が周囲大気による希釈の影響を強く受けるバーナ火炎はもちろん、これまで臨境界速度こう配理論では説明のできなかった、基部が周囲大気による希釈の影響を受けない倒立火炎を含めた予混合火炎の安定性を説明することができる。したがって、本研究での式(4)および(5)で示した火炎安定化機構は、従来の臨境界速度こう配理論を一步進めた安定化モデルと考えられる。

4. 結 論

吹きとび限界に近づけた場合のバーナ火炎の基部近傍の流れの場を詳細に測定し、その結果をもとに火炎の安定化機構に関する検討を行い、次のような結論を得た。

(1) 吹きとび限界に近づくにつれて、周囲大気による希釈効果のため、安定点での質量燃焼速度は低下するが、吹きとび限界での質量燃焼速度は、可燃下限界での質量燃焼速度より大きい値を示す。したがって、バーナ火炎の吹きとびは、安定点での当量比が可燃下限界に達するために発生するものではない。

(2) 吹きとび限界に近づくにつれて、安定点における火炎伸長は減少の傾向を示す。したがって、バーナ火炎の吹きとびに火炎伸長理論を適用することはできない。

(3) 倒立火炎の安定性を説明するために用いられた従来の臨境界速度こう配理論を代数化した火炎安定化モデルは、バーナ火炎に対しても適用できる。

文 献

- (1) Lewis, B. and von Elbe, G., *J. Chem. Phys.*, 11 (1943), 75.
- (2) Reed, S. B., *I. G. E. Journ.*, (1968), 157.
- (3) Khitrin, L. N., *The Physics of Combustion and Explosion*, (1962), 245, Israel Program.
- (4) Haniff, M. S. and Melvin, A., *18th Symp. (Int.) on Combust.*, (1981), 657.
- (5) 安里・河村・伊藤・松井, 機論, 52-479, B (昭61), 2712.
- (6) Janisch, G. and Günther, R., *1st European Symp. on Combust.*, (1973), 689.
- (7) Kawamura, T., Asato, K. and Mazaki, T., *Combust. Flame*, 45 (1982), 225.
- (8) Andrews, G. E. and Bradley, D., *Combust. Flame*, 20 (1973), 77.
- (9) Lewis, B. and von Elbe, G., *Combust., Flames and Explosions of Gases*, (1961), 220, Academic Press.
- (10) Karlovitz, B., Denniston, Jr., D. W., Knapschaefer, D. H. and Wells, F. E., *4th Symp. (Int.) on Combust.*, (1953), 613.
- (11) Zabetakis, M. G., *US Bureau of Mines, Bulletin* 627 (1965), 23-49.

- (12) Dixon-Lewis, G. and Isles, G. L., *Trans. Faraday Soc.*, **53** (1957), 193.
 (13) Egerton, S. A. C. and Thabet, S. K., *Proc. R. Soc., Ser. A*, **211** (1952), 445.
 (14) 山岡・辻, 第19回燃焼シンポジウム前刷集, (昭56-12), 96.
 (15) Reed, S. B., *Combust. Flame*, **11** (1967), 177.
 (16) 辻, 機械の研究, **29** (昭52), 104.
 (17) Kawamura, T., Asato, K. and Mazaki, T., *Combust. Flame*, **35** (1979), 109.
 (18) Datta, P., Hayward, B. M. and Reed, S. B., *Combust. Flame*, **17** (1971), 399.
 (19) Lewis, B. and von Elbe, G., *Combust., Flames and Explosions of Gases*, (1961), 237, Academic Press.

討 論

〔質問〕 佐藤 順一

〔石川島播磨重工業(株)技術研究所〕

バーナ火炎の吹きとびは、火炎伸長や未燃混合気の希釈による火炎基部の消炎によるものではなく、未燃混合気の流速と火炎基部の燃焼速度との不釣り合いによって引き起こされるという貴論文の結論に賛成である。この場合、火炎基部の燃焼速度に及ぼすバーナリムの冷却の影響、火炎伸長の影響、火炎曲率の影響、周囲大気による未燃混合気の希釈の影響について、それらの影響の程度に関する定量的なご意見をお伺いたい。

〔回答〕 ご質問については、順次以下に示す。ただし、ここでは燃焼速度の代わりに質量燃焼速度を用いて議論を進める。

(1) バーナリムの冷却および周囲大気による未燃混合気の希釈の影響について $\dot{m}_0$ は g の減少すなわちバーナリムに近づくにつれて減少する(本文中の図2および図3)。この $\dot{m}_0$ の低下は、リムの冷却および周囲大気による未燃混合気の希釈の効果に起因すると考えられる。ただし、リムの冷却および周囲大気による希釈の効果が複合されているので、それぞれの効果がどの程度 $\dot{m}_0$ の低下に影響を及ぼしているかを区別することはできない。

また、 g の増加とともに、火炎基部での $\dot{m}_0$ は低下する(本文中の図2)。 g の増加とともに火炎基部は下流側へ移動し(第1報の図13)、リムの冷却効果は減少するので、 g の増加による $\dot{m}_0$ の低下は、リムの冷却効果によるものでなく、周囲大気による希釈効果に起因するものと考えられる。

(2) 火炎伸長の影響について 火炎伸長 $m_e/d\delta$ と質量燃焼速度 $\dot{m}_0$ との定量的な関係は明らかでない。本文中の図6で示した火炎伸長の減少によって、安定点での $\dot{m}_0$ がどの程度変化するかを定量的に示すことはできない。吹きとび限界に近づけた場合、安定点での火炎伸長の値は減少し(本文中の図6)、 $\dot{m}_0$ も減少する(本文中の図4)。もし、 $\dot{m}_0$ の低下に及ぼす火

炎伸長の効果が大きいとするならば、吹きとび限界に近づけた場合、火炎伸長の低下の分だけ、燃焼速度は増加しなければならない。しかし、実験結果は、逆に安定点での $\dot{m}_0$ は低下する。したがって、安定点での $\dot{m}_0$ の低下は、火炎伸長によるものではない。

(3) 火炎面の曲率の影響について 曲率が質量燃焼速度や火炎の吹きとびに影響を及ぼすのは、火炎面の曲率半径と予熱帯厚さ(または火炎帯長さ)とが同じオーダの場合と思われる^{(17)(付1)}。バーナ火炎の火炎基部の曲率半径は、予熱帯厚さの約20~100倍である。したがって本実験の場合、火炎基部での $\dot{m}_0$ や火炎の吹きとび限界に及ぼす火炎面の曲率の効果はほとんどないと考えられる。

〔質問〕 溝本 雅彦〔慶應義塾大学理工学部〕

バーナ火炎の安定化機構を実験的に、詳細に検討されたご研究に敬意を表す。式(4)、(6)で示される火炎安定化モデルについてご教示いただきたい。

(1) 本文3599ページ左欄下9行めに「火炎を安定に保持するための式(4)の条件は、……定量的にも妥当である。」と述べておられる。貴論文では $\dot{m}_0 = \dot{m}$ であることは示されているが、吹きとび限界における $\dot{m}_0$ はどのような値をとるのが妥当であるとお考えか。

(2) 臨界境界速度こう配理論によると、火炎の吹きとび限界はバーナ管寸法にかかわらず一義的に表されることはよく知られているが、貴研究で示された火炎安定化モデルにおいても同様であると考えてよいのか。さらに、燃料の種類や火炎周囲の温度・酸素濃度に変化する際には、臨界境界速度こう配理論では統一的に吹きとび限界を表すことはできないが、貴研究のモデルではどのようなになるとお考えか。

〔回答〕 (1) 吹きとび限界における $\dot{m}_0$ は、燃料の種類や当量比、バーナ形状、周囲雰囲気、混合気温度および圧力などによって、異なった値をとるもの

(付1) Mikolatis, D. W., *Combust. Flame*, **57-1** (1984), 25.

と思われる。したがって、吹きとび限界での $\dot{m}_b$ の値や安定点を通る流線に沿う $\dot{m}_b$ の分布を上流側の未燃混合気の条件だけで予知することはできない。

(2) 本研究の場合でも、バーナの出口寸法にかかわらず、第1報で示した図2の g - ϕ の安定限界曲線は変わらないと思われる。バーナの出口寸法によって吹きとび限界での g の値が変化しないということは、火炎基部近傍の局所的な流れの場がバーナ出口寸法によって影響を受けないことを意味する。したがって、本研究で示した火炎安定化モデルにおいても、火炎の吹きとびは、バーナの出口寸法によらず一義的に表せると考えられる。さらに、燃料の種類や周囲雰囲気(温度や酸素濃度など)の変化に対して、 g と ϕ の関係を同一の安定限界曲線で表せないということは、ご指摘のとおりである。ただし、臨界境界速度こう配理論では、局所流速と燃焼速度の関係から火炎の吹きとびを定性的に説明しており、このような考えは、燃料の種類や周囲雰囲気の変化に対しても、統一的に適用できると考えられる。本研究で示した火炎安定化モデルは、臨界境界速度こう配理論を代数化した、火炎の安定化に対する定性的なモデルであり、倒立火炎⁽⁷⁾や本研究のようなバーナ火炎を含めた予混合火炎の吹きとびを統一的に説明し得るモデルと考えられる。

〔質問〕 北野 三千雄〔東北大学工学部〕

バーナ火炎の安定化機構を詳細に検討されたことに敬意を表す。

(1) $\partial \dot{m}_s / \partial \xi$ を求める際に $\dot{m}_s$ 分布を三次曲線で近似されたとのことであるが、近似曲線の選び方によって、図6に示される $(\partial \dot{m}_s / \partial \xi)_{\xi=0}$ と g の関係が定性的に変わることはないか。

(2) 大気による希釈あるいは火炎冷却の程度の違いにより、火炎温度は炎面方向に分布をもち、着火面での密度も ξ 方向に変化していると思われる。したがって、火炎伸長効果は質量速度こう配でなく速度こう配で考えるべきではないか。

(3) 可燃下限界における $\dot{m}_{ba}$ を算出しておられるが、 ϕ = 一定、 g = 一定のそれぞれの場合について、吹きとび時の $\dot{m}_b$ に等しい $\dot{m}_{ba}$ を与える混合気の当量比を求めておられるならばご教示願いたい。

〔回答〕 (1) $\dot{m}_s$ 分布を三次および五次の曲線で近似し、それらの曲線を用いて求めた安定点での $\partial \dot{m}_s / \partial \xi$ の値には、3~17%程度の相違がみられるが、 g や ϕ に対する $(\partial \dot{m}_s / \partial \xi)_{\xi=0}$ の定性的な傾向は、本文中の図6と同様である。

(2) Karlovitz ら⁽¹⁰⁾および Lewis-von Elbe (付2) が指摘しているように、火炎伸長率は火炎面に垂直方向に流入する質量流束が主流の速度こう配によってどのように変化し、それによって火炎面の面積がどの程度増加するか、すなわち火炎面がどの程度伸長するかを示したものである。二次元で、火炎面の曲率の効果が無視できる場合、火炎面に垂直方向に流入する質量流束の変化は、連続の式を用いると、

$$-\frac{\partial(\rho W \eta')}{\partial \eta'} \eta_0 = \frac{\partial(\rho W_s)}{\partial \xi} \eta_0 \dots \dots \dots (1)$$

で与えられる。ただし、 ξ および η' は、それぞれ着火面に沿う方向およびそれに垂直方向の座標を示し、 W_s および $W \eta'$ は、それぞれ ξ および η' 方向の速度成分を示す。また、 ρ は密度、 η_0 は予熱層厚さを示す。したがって、本研究では、 ξ 方向の密度変化を含めて火炎伸長の程度を表す量として、式(1)の右辺の ξ 方向の質量速度こう配 $\partial(\rho W_s) / \partial \xi (= \partial \dot{m}_s / \partial \xi)$ を採用した。

(3) 吹きとび限界での $\dot{m}_b$ に等しい $\dot{m}_{ba}$ を与える混合気の当量比は、 ϕ を一定にして g を変えた場合 $\phi=0.594$ および g を一定にして ϕ を変えた場合 $\phi=0.612$ となる。この値は、前者および後者の場合の可燃下限界における当量比 $\phi=0.497$ および $\phi=0.503$ に比べて非常に大きい値である。

(付2) Lewis, B. and von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, (1961), 225, Academic Press.