浮上がり拡散火炎の安定化機構に対する三次元乱れの影響*

野田 進^{*1}, 鈴木基之^{*2}, 小沼義昭^{*1}

The Effect of the Three-Dimensional Turbulence on the Stabilizing Mechanism of Lifted Diffusion Flames

Susumu NODA^{*3}, Motoyuki SUZUKI and Yoshiaki ONUMA^{*3} Toyohashi University of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
Tempaku, Toyohashi, Aichi, 441-8580 Japan

The reactive mixing layer disturbed by three-dimensional turbulence issued from the splitter plate has been investigated numerically by solving the three-dimensional governing equations of mass, momentum, species and energy, to make clear the interaction between lifted diffusion flames and three-dimensional turbulence. The employed chemical kinetics is one-step, irreversible methane/air reaction under the Arrhenius law. The numerical results have shown three-dimensional turbulence inducing the flame stability. The tip of the flame base protrudes locally to make juts. The low velocity regions occur just before the flame juts leading to the flame stability. It is found that the low velocity regions are generated by vortices attributed to the baroclinic torque, based on the deviation of the density gradient and pressure gradient vectors, which is responsible for the geometry of the juts.

Key Words: Diffusion Combustion, Lifted Flame, Flame Stability, Three-dimensional Turbulence, Reactive Mixing Layer, Numerical Analysis

1. 緒 論

拡散火炎の不安定現象である浮き上がり、吹飛び現象は燃焼器において極めて一般的に見られるため、これまで多くの研究がなされてきた。しかしこれら火炎の不安定現象の発生基準に対し、長年の論争がある。その考えの一つは最大燃焼速度と気流速度との釣合いを基準とする考え⁽¹⁾⁽²⁾であり、もう一つは火炎伸長を基準とするもの⁽³⁾である。前者は拡散火炎を予混合火炎と同様に扱うもので、拡散火炎が可燃範囲の薄い層を伝ばすると考えるものである。一方後者は拡散火炎の基部においては、対向流拡散火炎と同様に、反応と拡散が釣り合う反応帯とそれによって分離された対流-拡散域からなる拡散火炎構造を基本とし、火炎の浮上がりが火炎伸長に基づく消炎によってもたされると考えるものである。

一方、部分予混合気中に火炎が形成されると、浮上がり拡散火炎基部において、過濃側には過濃予混合火炎、希薄側には希薄予混合火炎、量論混合気に沿って

拡散火炎、いわゆるトリプルフレームが形成される⁽⁴⁾⁽⁵⁾。浮上がり拡散火炎においても、火炎基部までの未燃混合層において、混合が進行することが考えられるため、トリプルフレーム構造が重要となる可能性がある。山下ら⁽⁶⁾は乱流浮上がり拡散火炎の数値解析結果から、火炎基部では拡散火炎と予混合火炎が同時に存在することを示し、トリプルフレーム構造が重要となることを明らかにしている。ただし著者らの知る限りにおいては、乱流浮上がり拡散火炎中のトリプルフレーム構造は実験的には確認されていない⁽⁷⁾⁽⁸⁾。これは Stårner ら⁽⁷⁾が論文の中に記述しているように、予混合火炎の検出には OH ラジカルと CH ラジカルの詳細な測定が必要であるためであり、現在の計測技術に基づく問題と思われる。

Müller ら⁽⁹⁾はフレームレットモデルを用いた乱流浮上がり拡散火炎の数値予測において、トリプルフレームの存在を考慮し、部分予混合化に伴い形成される予混合火炎について、燃焼速度と気流速度の釣合いと火炎伸長に基づく燃焼速度の低下を扱うモデルを提案した。また著者ら⁽¹⁰⁾は Müller らのモデルを直接シミュレーションに導入し、拡散火炎の吹飛び現象を予測した。

これまでの浮上がり拡散火炎の研究結果を判断する

* 原稿受付 1999年4月22日。

^{*1} 正員、豊橋技術科学大学工学部 (〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。^{*2} 豊橋技術科学大学大学院。

E-mail: noda@mech.tut.ac.jp

と、拡散火災の浮上がり現象は基本的には燃焼速度と気流速度の釣り合いおよび火炎伸長(燃焼速度の変化と火炎構造の変化)の両者の相互作用の下で生ずると考えられる。ただし、当然燃焼場によってはどちらかの効果が優勢となることがあり、どちらか一方の考えで説明できる場合もあると思われる。しかし乱流中に形成される浮上がり拡散火災では三次元的な乱れと火炎との相互作用が火炎の複雑な幾何形状をもたらし、火炎の安定化に極めて重要となる可能性がある^{(11)~(14)}。そこで本研究では三次元的な乱れを有する反応性混合層中に形成される浮上がり拡散火災の基部において、乱れと火炎との相互作用が局所的な流れ場の変化を通して、いかに火炎の安定化に影響するかを検討するために、数値解析から検討した。

ただし、本解析で採用した三次元的な乱れは仕切板の切込み部後方に形成される混合層内の乱れである。後述するように、この乱れが火炎基部の三次元的な幾何形状をもたらし、そしてこの火炎基部の三次元形状に基づき火炎が安定化される。このため、本研究では火炎基部の幾何形状に基づく火炎の安定性を議論する上で、仕切板後方の乱れで十分として、検討を行った。

2. 解析モデルおよび解析手法

解析対象とした反応性混合層のモデル図と境界条件を図1に示す。流路は仕切板によって仕切られており、流路の片側から高速で燃料(メタン)を、もう片側から低速で酸化剤(空気)を噴出させた。混合層は仕切板後方に形成される。計算座標として主流方向に x 軸、仕切板に垂直下向きに y 軸、スパン方向に z 軸を設定した。原点は仕切板中央とした。また混合層に三次元的な乱れを発生させるため、仕切板の中央に幅 12 mm、深さ 5 mm の切込みを入れた。計算においては、 z 方向の対称性を考慮して、 $z \geq 0$ の領域を計算対

Fig. 1 A schematic of reactive mixing layer and boundary conditions

象とした。計算領域の大きさは x 方向に 95 mm, y 方向に 42 mm, z 方向に 18 mm である。格子数は $(x, y, z) = (95, 70, 30)$ である。仕切板の厚さは無視した。計算領域内の仕切板の長さは中央部で 2 mm である。流路入口において、燃料と酸化剤の速度分布は境界層速度分布⁽¹⁵⁾とした。燃料側の主流速度は 4 m/s であり、酸化剤側の主流速度 1 m/s である。また境界層厚さは燃料側で 1.7 mm であり、酸化剤側で 3.2 mm である。また燃料と酸化剤の流入温度は $T_0 = 298$ K である。流路入口および流路出口の境界条件は自由流入条件および自由流出条件である。また仕切板表面の境界条件は粘性壁条件とし、流路境界は滑り壁条件とした。

解析において、以下の仮定を用いた。

- (1) 気体は理想気体とする。
- (2) ルイス数は 1 とする。
- (3) 反応はメタンと酸素の一段不可逆反応とし、反応速度はアレニウスの法則に従う。
- (4) 外力, Soret 効果, Dufour 効果, 圧力こう配拡散, 熱放射, 体積粘性は無視する。
- (5) エネルギー式における粘性項, 圧力変動項は無視する。

基礎方程式は連続の式, 運動量保存式, 成分保存式, エネルギー保存式である。基礎方程式の差分化およびその解法は野田ら⁽¹⁶⁾のものと同じである。本解析で用いた解法は HSMAC 法である。ただし本手法では燃焼に伴う密度変化を考慮するために、密度変化に対応した修正速度補正式を用いている。

反応速度は Westbrook ら⁽¹⁷⁾によって提案された反応速度式から算出した。着火は混合層が十分発達した後に、仕切板下流 22.5 mm 位置を中心に、高温の着火核を 1 タイムステップ間スパン方向に一様に与えた。着火核の大きさは 1600 K の高温部が y 方向に 4.8 mm, x 方向に 8 mm となるように与え、その周囲の温度分布をガウス分布状に与えた。3 章で示す時刻 t は着火後の時刻である。

3. 結果および考察

混合層に三次元的な乱れが導入されたとき、火炎挙動がいかに変化するかを確認するために、仕切板に凹字形の切込みを入れない場合と入れた場合について比較した。図2にメタン濃度 (m_{CH_4}) 分布および温度 (T) 分布の時間変化を示す。図2(a)が切込みを入れない三次元かく乱なしの場合であり、図2(b)が三次元かく乱ありの場合である。図2(b)の断面位置は $z = 6.3$ mm であり、火炎基部が最上流端となる断面に

Fig. 2 Methane concentration and temperature distributions in the reactive mixing layer without and with 3D turbulence

相当する。図2(a)の場合は完全に二次元反応性混合層に一致し、スパン方向の物理量の変化は存在しない[二次元計算を行い、その結果が図2(a)の結果と完全に一致することを確認している]。時刻 $t=0$ s における非燃焼混合層では、メタン濃度分布で示される渦挙動から確認されるように、スパン方向渦の発達が三次元的な乱れにより抑制されている。この傾向は図2の結果のみではなく、本計算結果の中で一般的に見られた。これは本計算において、流入条件として、二次元流れ場を設定していることから、仕切板の切込み部後方の三次元的な乱れがスパン方向への運動エネルギーの輸送をもたらすために生ずるものと考えられる。また温度分布で示される火炎挙動を見ると、三次元的な乱れが混合層に導入されると、火炎の吹飛び速度(ここでは火炎の下流への移動速度)が低下しており、三次元的な乱れにより火炎が安定化される可能性のあることが確認される。一方時刻 $t=60$ ms の火炎において、55 mm 付近に温度低下が見られる。これはこの位置がスパン方向渦の巻き込み位置に対応していることから、火炎伸長に基づく冷却効果により、温度低下が発生しているものと考えられる。

以下に仕切板に切込みを入れ、三次元的な乱れを導入した場合の火炎基部の火炎形状および流れ場について検討する。図3は時刻 $t=20$ ms における y 断面における温度分布図(a)と速度分布図(b), (c)を示している。図3(a)は火炎基部において、火炎の存在

Fig. 3 Temperature and velocity distributions at 20 ms. (a) Temperature on the $y=2.1$ mm plane, (b) x -direction velocity, u , on the $y=2.1$ mm plane, (c) u and velocity vector on the $x=21.5$ mm plane

する中心位置で切断した y 断面温度 (T) 分布である。また図 3(b) は図 3(a) と同じ断面での x 方向速度 (u) 分布を示している。図 3(c) は温度分布において示される火炎基部先端のすぐ上流位置 $x=21.5$ mm の断面における速度分布図であり、カラー表示が u 分布であり、速度ベクトル図が x 断面上の速度ベクトルを表している。図 3(a) の温度分布より、火炎基部において、火炎が局所的に未燃側に飛び出していることがわかる。またこの局所的な火炎の飛び出し構造に対応して、そのすぐ上流において速度 u の局所的な速度低下が確認される [図 3(b), 矢印]。また x 断面の速度ベクトル図 3(c) より、火炎の飛び出し構造の先端で放射状に広がる流れが形成されており、この放射状の流れが火炎先端における低速域を作り出しているものと思われる。このような流れ場の構造は流れに対して凸形状となる予混合火炎においても確認されているが⁽¹⁸⁾、本解析結果は三次元的な乱れが三次元的な火炎基部構造をもたらす、火炎の安定化に対し、二次元火炎における効果以上に寄与すること示したものである (図 2)。

Fig. 4 Methane concentration and temperature distributions

そこでこのような現象が特に顕著に見られた時刻 $t=50$ ms から 60 ms の火炎挙動に注目し、さらに検討した。メタン濃度分布および温度分布の z 断面図を図 4 に示す。断面位置は $z=0.3$ mm である。また時刻 $t=60$ ms における火炎先端における温度 (T) 分布 (a), 速度ベクトル ($\mathbf{v}$) 図 (b), スパン方向渦度 (ω_z) 分布 (c) を図 5 に示す。図 4 の温度分布からわかるように、火炎は上流に伝ばしている。また図 5(b) の速度ベクトル図からわかるように、火炎基部すぐ上流において ($x=37$ mm, $y=-3$ mm 付近), 速度低下が発生している。また, $x=47$ mm, $y=5$ mm 付近を中心とする反時計回りの回転流れが存在し、さらに火炎内部においては逆流が発生している。この渦運動が火炎の安定化に大きな影響をもつことが考えられる。さらに図 5(c) の ω_z 分布では火炎先端の上側 ($y=0$ mm 付近) と下側 ($y=5$ mm 付近) にそれぞれ正と負の渦度が形成されており、これらの渦が火炎先端の低速域を作り出しているものと考えられる。上流に飛び出した火炎基部において、低速域の形成に寄与する渦の回転の効果は y 方向渦度 ω_y についても存在した (図示せず)。したがって三次元かく乱によってもたらされた三次元的な火炎形状 (火炎基部の飛び出し構造) が火炎の安定化に大きな影響をもつことが明らかである。Schefer らは浮上がり拡散火炎の実験において、PIV による速度測定から、火炎基部において同様の渦が形成されることを確認している⁽¹⁹⁾。

そこで火炎先端の渦がどのような原因により形成されるかを検討するために、スパン方向渦度 ω_z について、渦度方程式から検討した。次式は ω_z の保存式である。

Fig. 5 Temperature, velocity vector and vorticity distributions on the $z=0.3$ mm plane around a jut of the lifted diffusion flame base

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \omega_z = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) w - (\nabla \cdot \mathbf{v}) \omega_z + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + (\text{Viscous term})_z \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\mathbf{v}$ は速度ベクトル、 $\boldsymbol{\omega}$ は渦度ベクトル、 w は z 方向速度、 p は圧力、 ρ は密度である。式(1)の左辺は非定常項と対流項であり、その和は ω_z の物質微分 $D\omega_z/Dt$ を表す。右辺第1項は回転・伸長項、第2項は膨張項、第3項はバロクリニクトルク項である。バロクリニクトルクは密度こう配と圧力こう配の方向のずれに起因し発生する。

図6に式(1)の各項の見積もりを示す。時刻は $t = 60$ ms である。図6中の y 軸は $x = 45.5$ mm, $z = 0.3$ mm の y 線を示している。またこの y 線は図5(c)において、負の渦度の中心近くを横切る。図6(b)において ω_z の物質微分が $y = 0$ mm 付近の正の渦度と5 mm 付近の負の渦度に対応して、それぞれ正の値と負の値をもつ。このことから、火炎の両側に存在する渦度は増加する傾向にあることがわかる。また図6(a)の各生成項の見積もりより、これらの渦の生成にバロクリニクトルクが主要な役割をもつことが明らかである。また、同様の評価を図5(c)の $x = 38$

(a)

(b)

Fig. 6 Transport balance of vorticity along the y line at $x = 45.5$ mm and $z = 0.3$ mm

mm, $y = 0$ mm 付近に存在する正の渦度についても行ったが、同様にバロクリニクトルクが渦生成の主たる要因であることが確認された。

そこでこのバロクリニクトルクの発生メカニズムを明らかにするために、本解析結果をもとに図7のようなモデル図を作成した。流れに対し、火炎基部が局部的に飛び出し、凸形状となる拡散火炎を考える。密度こう配ベクトルは図7のように温度こう配の逆方向に存在する。今、仮に未燃混合気の流れベクトルが図7のように火炎軸に平行に火炎の高温部に流入するものと仮定すると(この仮定は説明のために用いたものであり、必ずしも必要ではない。ただし密度こう配ベクトルと速度ベクトルの方向のずれが要求される)、流線は熱膨張により図7のように火炎中心方向に曲げられる。この流れは火炎基部において、渦を伴う複雑な三次元的な流れ場を作り出す(図5においては複雑な流れ場は確認されないが、衝突付近で x, y 方向の渦度が複雑に形成されることを確認している)。しかし、その下流において火炎による熱発生により、粘度が増加するために、渦は急速に減衰し、加速された速度も低下する。このため流線が火炎軸に衝突する位置あるいはその下流で圧力は高くなる。このため火炎基部の飛び出し部では圧力こう配ベクトルは図7に示す方向もしくは下流方向に存在すると考えられる。したがって火炎基部が流れに対して凸形状となる場合には、密度こう配と圧力こう配の方向にずれが生じ、バロクリニクトルクに基づく渦が発生する。この渦の回転が火炎先端すぐ上流に低速域を作り出しているといえる。

火炎先端の形状が流れに対し凸形状となる例は、本解析で示した浮上がり拡散火炎以外に、しわ状予混合火炎の凸形状部⁽¹⁸⁾、部分予混合火炎の火炎基部先端部⁽²⁰⁾に見られ、いずれも火炎先端すぐ上流部で速度低下が発生する。和久ら⁽¹⁸⁾はこの速度低下を説明するために、予混合火炎面の十分上流と下流において流線が近似的に平行となることを考慮し、流れに凸形状となる予混合火炎に一次元火炎理論を適用し考察して

Fig. 7 A model of vortex generation around juts of flame base

いる。そして流線の連続性から、火炎先端すぐ上流において流管が広がり、また火炎面後方で流管が狭くなるモデルを提案し、火炎先端すぐ上流の速度低下を説明している。一方、本解析の結果は流れに凸形状となる火炎先端の速度低下をバロクリニクトルクに基づくとするものであり、和久らが使用した火炎の上流と下流の流線が平行となるという仮定は必要としない。実際本解析のような三次元的な乱れの存在する場においてそのような仮定がつねに成立することは不可能である。したがって、火炎先端における速度低下の説明としては、本解析におけるバロクリニクトルクに基づくとする考えは流れに凸形状となる火炎の安定性について、さらに一般的な解釈を与えているものと考えられる。

本解析では、浮上がり拡散火炎の基部における火炎と三次元乱れの相互作用を検討し、特に浮上がり火炎の安定化機構に対する三次元乱れの影響について検討した。火炎形状の三次元化に伴う火炎の安定化は乱流拡散火炎の浮上がり高さ、部分予混合火炎の安定化機構、乱流予混合火炎の乱流燃焼速度と密接に関連しているものと考えられる。本解析結果を基礎に、今後このような燃焼現象の解明を試みる予定である。

4. 結 論

浮上がり拡散火炎の安定化機構における三次元乱れの影響を検討するために、反応性混合層において仕切板から発せられる三次元乱れと火炎との相互作用につき、三次元数値解析から検討した。その結果、次の結論を得た。

(1) 三次元かく乱のない場合と三次元かく乱のある場合の反応性混合層の解析結果の比較より、三次元的な乱れにより、火炎の安定化がもたされることが明らかとなった。

(2) 反応性混合層に三次元的なかく乱が存在すると、浮上がり拡散火炎の形状は三次元的となる。特に火炎基部は流れ方向に対し、凹凸形状となる。また火炎の飛出し部のすぐ上流に流線の放射状の広がりが発生し、低速域が形成され、この低速域が火炎の安定化

をもたらす。

(3) 火炎の飛出し部の周辺に渦が存在し、この渦の回転が火炎先端すぐ上流の低速域を作り出す。またこの渦は火炎の飛出し部の形状に基づく密度こう配と圧力こう配の方向のずれにより発生するバロクリニクトルクによってもたらされる。

文 献

- (1) Vanquickenbone, L. and Van Tiggelen, A., *Combust. Flame*, **10**(1966), 59-69.
- (2) Kalghatgi, G., *Combust. Sci. Technol.*, **26**(1981), 233-239.
- (3) Peters, N. and Williams, F. A., *AIAA J.*, **21**-3(1983), 423-429.
- (4) Phillips, H., *Proc. 10th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1965), 1277-1283.
- (5) Kioni, P. N., Rogg, B., Bray, K. N. C. and Liñán, A., *Combust. Flame*, **95**(1993), 276-290.
- (6) Yamashita, H., Shimada, M. and Takeno, T., *Proc. 26th Symp. (Int.) Combust.*, The Institute Combustion, (1996), 27-34.
- (7) Stårner, S. H. Bilger, R. W., Frank, J. H., Marran, D. F. and Long, M. B., *Combust. Flame*, **107**(1996), 307-313.
- (8) Muñoz, L. and Mungal, M. G., *Combust. Flame*, **111**(1997), 16-31.
- (9) Müller, C. M., Breitbach, H. and Peters, N., *Proc. 25th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1994), 1099-1106.
- (10) 野田進・松元憲一・小沼義昭, 機論, **65**-629, B(1999), 344-350.
- (11) Chomiak, J., *Proc. 16th Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1976), 1665-1673.
- (12) Ashurst, W. T., *Combust. Sci. Technol.*, **112**(1996), 175-185.
- (13) Miake-Lye, R. C. and Hammer, J. A., *Proc. 22nd Symp. (Int.) Combust.*, The Combustion Institute, (1988), 817-824.
- (14) 野田進・上高原廉樹・小野寺勝昭・神谷重信・小沼義昭, 機論, **64**-617, B(1998), 283-289.
- (15) 谷下市松, 伝熱工学, (1986), 89-90, 裳華房.
- (16) 野田進・橋本和樹・中島健, 機論, **60**-572, B(1994), 1436-1442.
- (17) Westbrook, C. K. and Dryer, F. L., *Combust. Sci. Technol.*, **27**(1981), 31-43.
- (18) 和久智裕・山下博史・竹野忠夫, 機論, **62**-601, B(1996), 3502-3509.
- (19) Schefer, R. W. and Goix, P. J., *Combust. Flame*, **112**(1998), 559-574.
- (20) Kioni, P. N., Bray, K. N. C., Greenhalgh, D. A. and Rogg, B., *Combust. Flame*, **116**(1999), 192-206.