

単一噴流拡散火炎中に形成されるせん断渦 に及ぼす密度変化の影響

川原秀夫 (大島商船高等専門学校) 西村龍夫 (機械工学科)

The Influence of Density Variation on Shear Layer Vortex in a Jet Diffusion Flame

Hideo KAWAHARA (Oshima National College of Maritime Technology)

Tatsuo NISHIMURA (Department of Mechanical Engineering)

The present study treats with the onset of shear layer vortex in a jet diffusion flame and its development. The flow instability of jet depends on the density variation in the combustion field, i.e., heat release and different fuels etc. We perform a direct numerical simulation for two fuels, i.e., CH_4 and C_3H_8 in the Reynolds number of 500 to 3000 based on the exit of fuel injection tube with a diameter of 10mm. The density of C_3H_8 is larger than that of air, but the density of CH_4 is smaller. The flame sheet model of infinite chemical reaction and unity Lewis number are assumed in the simulation. It is found that intermittent shear layer vortex region occurs before periodic vortex region and that the intermittent region for C_3H_8 appears at a lower Reynolds number than that for CH_4 . In the periodic vortex region, the vortex for C_3H_8 changes from outward to inward rotation in the downstream zone of fuel jet, unlike the case of CH_4 . The vortex frequency is represented in terms of Strouhal number, almost independent of the Reynolds number. Furthermore, the effect of thermal buoyancy outside the flame is examined. It is revealed that a large scale vortex induced by thermal buoyancy enhances the onset of shear layer vortex and maintains the development of periodic vortex.

Key Words: Combustion, Flow instability, Numerical simulation

1. 緒言

地球的規模でオゾン層の破壊や温暖化等の環境問題が叫ばれている今、燃焼器においても環境に配慮した変革が急務となっている。さらに、石油や天然ガス等の限りある化石燃料の有効利用の観点からも、燃焼器のさらなる高効率化が求められている。燃料が流体混合や拡散過程を経て燃焼する拡散燃焼は、燃焼器の内部に火炎が入り込む逆火が起こらないという安全性の高さや、燃料として気体だけでなく液体や固体まで利用できる利点を持つことから、工業分野において幅広く使用されている。このような燃焼場中に形成される渦は、火炎との強い相互作用により局所的な消炎を引き起こし、火炎を不安定化させる場合がある。このため燃焼器の設計には、あらゆる条件下においても安定した火炎を作り出すことが重要な課題であることから、拡散燃焼場に形成される渦構造に関する知見を得る必要がある。

そのため、これまで噴流拡散火炎に関して、実験及び数値計算が多く行われてきた。特に、レザン-ト法による流れの可視化技術により、火炎の内側と外側に形成される渦の存在が明らかになった。す

なわち火炎外側には、スケールの大きな熱浮力に起因する 10~20Hz の低周波の渦が存在し、火炎内側には燃料噴流せん断層に形成されるスケールの小さい Kelvin-Helmholtz 型の高周波のせん断渦が形成される^{1)~4)}。一方、数値計算においても噴流拡散火炎を対象にして数値シミュレーションが行われた。その結果、火炎外側の渦の周波数は実験と良好に一致することがわかった^{4), 5)}。

しかし、火炎内側のせん断渦の特性については、下流側に向かって秩序的な渦列が形成される定性的なパターンに注目した研究が多く、定量的な評価については実験および計算いずれも不十分である。すなわち、燃料噴流レイノルズ数の増加に伴い、燃料噴流が火炎外側の熱浮力の影響を受ける流れからせん断渦が発達するまでの領域と燃料噴流中にせん断渦が形成されている流れから乱流化へ移行するまでの領域の 2 つについて十分な議論は行われていない。本報告では前者の領域を研究対象とした。燃料噴流が浮力支配の流れからせん断渦列支配の流れに移行する遷移域において、せん断渦の発生及び発達は大体力学的な観点から重要であり、さらに燃焼場では

発熱による局所的な密度変化が大きいため、燃料の種類がせん断渦の発生に与える影響について検討することは大変興味深い。

本研究では、燃焼モデルとして火炎面モデルを用いた数値計算を行い、燃料噴流のレイノルズ数を変化させ、燃料噴流中に形成されるせん断渦の発生に注目し、局所的な密度変化を引き起こす燃料の影響について調査した。さらに火炎外側の熱浮力による渦の存在が、せん断渦の発生・発達に与える影響についても検討した。

2. 解析モデル

本研究では、研究対象が燃料噴流のせん断渦の発生および発達する流れの遷移域に注目しており、このような流れ場は、従来の実験結果から流れの軸対称性はほぼ満足されており、計算では軸対称と仮定した。図1は2次元軸対称の解析モデルの領域および境界条件を示す。燃料噴射管出口中央を原点とする円筒座標系を考え、流れ方向にx、半径方向にr座標をとる。uおよびvは流れ方向および半径方向の速度成分であり、zは後述する混合分率である。また、TおよびY_iは温度および化学種iの質量分率である。直径d = 10mmの燃料噴射管から断面平均速度u_fで十分に発達した層流速度分布と一様温度T₀および一様濃度Y_{i,0}を有する燃料が、一様な速度u_a、温度Tおよび濃度Y_iを有する周囲空気流中に噴出される。ここで添字oおよびfは、それぞれ燃料噴射管出口および周囲空気流の値を表す。

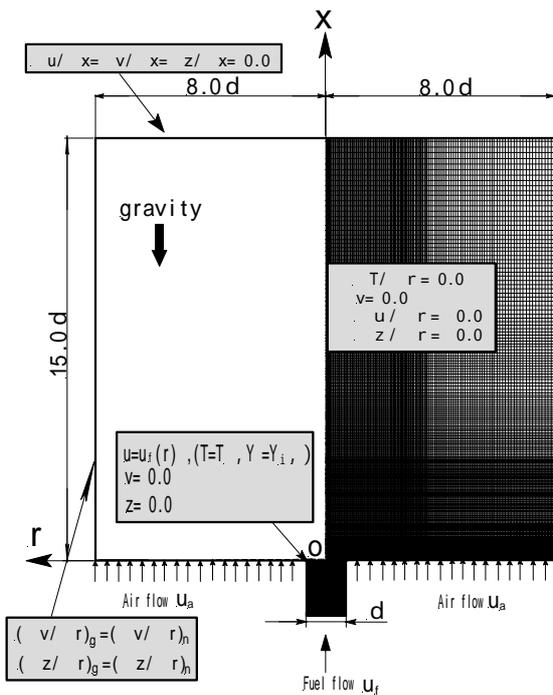


Fig.1 Analytical domain and boundary conditions

また、側面の境界条件は仮想空間を考え、仮想空間内のセルをg、側面の境界近傍のセルをnとし、その位置におけるr方向の速度勾配を等しいとした。

解析を行うために次の仮定を設定する。

- (1) 反応は一段の不可逆総括反応を考える。

$$F \cdot F + O \cdot O + I \cdot I \rightarrow P \cdot P + I \cdot I$$
 ここで、 ν_i は化学種iの量論係数を表し、F、O、I、Pはそれぞれ燃料、酸素、不活性ガスおよび生成物を示す。
- (2) 反応速度無限大の火炎面モデルを用いる。
- (3) 混合は理想気体とする。また、輸送係数は窒素の値と等しいとする。
- (4) 混合気の定圧比熱 c_p は一定とする。
- (5) 各科学種の物質拡散係数 D は等しいとし、レイノルズ数 $Le = \frac{\rho \cdot c_p \cdot D}{\mu} = 1$ とする。ここで、 μ と ρ は混合気の熱伝導率と密度である。
- (6) Soret および Dufour 効果、また圧力拡散の効果は無視する。
- (7) 粘度 μ および物質拡散係数 D は、それぞれ次のように温度に依存する。

$$\mu \propto T^{0.7}, \quad D \propto T^{1.7}$$

支配方程式は次に示す連続の式、運動量の式、状態方程式および混合分率に関する方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho v)}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u v)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho u v)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ - \frac{\rho u v}{r} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial x} + (\rho_o - \rho) g &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ + \frac{\mu}{r} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{2}{3} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{v}{r} \right) \right\} & \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u v)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v v)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) \\ - \frac{\rho v v}{r} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) & \\ + \frac{\mu}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - 2 \mu \frac{v}{r^2} - \frac{2}{3} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{v}{r} \right) \right\} & \end{aligned} \quad (3)$$

$$p = \rho \cdot R \cdot T \sum_i \frac{Y_i}{m_i} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho z)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u z)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v z)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho D \frac{\partial z}{\partial r} \right) \\ - \frac{\rho v z}{r} + \frac{\rho D}{r} \frac{\partial z}{\partial r} & \end{aligned} \quad (5)$$

以下では無次元化された変数を用いる。無次元化を行うための代表値として、代表長さには d 、代表速度には \bar{u}_f 、代表時間には d/\bar{u}_f 、代表温度には T_o 、代表圧力には $\rho_o \bar{u}_f^2$ を用いた。混合分率 z は各々の質量分率 Y_i を用いて、次式のように正規化されている。

$$z_i = \frac{Y_i - Y_{i,\infty}}{Y_{i,o} - Y_{i,\infty}}$$

圧力は大気圧とし、燃料および周囲空気流の温度は室温で $T_o = T_\infty = 300 \text{ K}$ とする。したがって周囲空気流は、 $Y_{o_2} = 0.233$ 、 $Y_{T_1} = 0.767$ とする。火炎面における混合分率の値 z_f および無次元温度 T_f^* は次式で表される。

$$z_f = \frac{Y_{o,\infty}/j}{Y_{F,o} + Y_{o,\infty}/j}, \quad T_f^* = 1 + q^* Y_{F,o} z_f$$

ここで、 $j = m_{o_2}/m_F$ は燃料単位質量を完全燃焼させるのに必要な酸素の質量、 q^* は無次元発熱量 $[= q_o / (m_F c_p T_o)]$ を示す。なお、 q_o は燃料の発熱量、 m_F は分子量である。本計算では密度の影響を調査するため、燃料として空気の密度より重いプロパンと空気の密度より軽いメタンを用い、主な物性値を表 1 に示す。また燃料噴流レイノルズ数 $Re_j (= \rho_f \bar{u}_f d / \mu_f)$ は 500 から 3000 まで変化させた。ここで、 ρ_f 、 μ_f は、それぞれ燃料の密度と動粘性係数である。

Table 1 Characteristics of propane and methane

| Fuel | C ₃ H ₈ | CH ₄ |
|---------------------------------------|-------------------------------|--------------------------|
| Density ρ_o (kg/m ³) | 1.819 | 0.657 |
| Viscosity μ_o (Pa·s) | 4.51 × 10 ⁻⁶ | 17.11 × 10 ⁻⁶ |
| Heat of reaction q_o (MJ/kg) | 50.33 | 55.5 |

3. 計算方法

数値計算には、Patankar の SIMPLE 法を改良した有限差分法を用いた⁶⁾。対流項には QUICK 法、時間方向には Euler の完全陰解法を適用した。無次元時間刻みは、 $\Delta t = 10^{-4}$ とし、各時間ステップにおいては SOR 法による繰り返し計算を行った。また格子には不等間隔格子を採用し、格子数は x 方向および r 方向に 121 × 261 に設定した。なお格子数は、これまで 2 次元計算で格子数を変化させて計算精度について検討した結果、この程度の格子数では計算誤差に対して問題がないことを確認している。計算領域の大きさは $x/d = 0.0 \sim 15.0$ 、 $r/d = 0.0 \sim 8.0$ とした。流れ場の表示には、流線、渦度、速度ベクトル、流脈線等があるが、本計算結果では実験による可視化

との比較を行うため、計算で求められた速度場の情報を用いてトレ - サ粒子の軌跡 (流脈線) を算出した。

4. 結果および検討

4.1 燃料の影響

まず、噴流拡散火炎の特徴を述べるため Chen らが行った可視化実験の結果⁷⁾を紹介する。可視化には四塩化チタン蒸気と水蒸気を反応させてチタン粒子を生成し、これをトレ - サ粒子としてレ - ザシ - ト法によって流れ場の垂直断面を観察している。なお、燃料噴射管直径 d は 10mm である。図 2 は燃料としてメタン及びプロパンを用い、 Re_j 数の変化における燃焼形態を示す。図 2 (a) のメタンの場合、 $Re_j = 400$ では火炎外側に熱浮力によるスケ - ルの大きな渦が存在し、火炎面は大きく膨らんでいる。また燃料側にも火炎の膨らみによって誘発された渦が存在しており、燃料流は浮力支配の流れであることがわかる。 $Re_j = 2159$ になると、火炎面の膨らみが小さくなり、燃料側にせん断渦が発生し、時空間的に周期的な渦列が形成される。さらに Re_j 数を 2684 まで増加させると、下流部において渦の合体が観察される。したがって Re_j 数が 400 ~ 2159 の間で、燃料流は浮力支配の流れからせん断渦列支配の流れに移っている。このように燃焼場の噴流は、発熱作用による局所的な密度変化が発生するため、非燃焼場の流れとは全く異なるものである。図 2 (b) のプロパンの場合でも、 Re_j 数の変化に伴う基本的な流れ特性はメタンと同様である。 $Re_j = 2390$ では、燃料側にせん断渦が発生しているが、下流側のある位置で渦の回転は火炎外側から火炎内側へと変化している。この逆転する位置は、 $Re_j = 3990$ ではさらに下流側へと変化している。この現象は表 1 に示したように燃料の密度に大きく影響しており、空気より軽いメタンでは発生しない。

次に、Chen らの可視化実験を踏まえて、 Re_j 数を 500 ~ 3000 まで変化させて燃料中に形成されるせん断渦の発生と発達について検討した。図 3 は、 Re_j 数を変化させた場合のある瞬間の流脈線分布を示す。なお、図中の赤の実線は火炎面の位置を表している。図 3 (a) に示すメタンの場合、 $Re_j = 500$ 、1000 では図 2 の実験結果と同様、火炎面の膨らみが大きく、火炎内側と外側にそれぞれ渦が存在している。 $Re_j = 2000$ になると、燃料側のスケ - ルの大きな渦は消滅し、燃料噴流せん断層にスケ - ルの小さなせん断渦が一行に並ぶ。これを渦列と呼ぶ。さらに Re_j 数を 3000 まで増加させると、下流部においてせん断渦の合体が観察されている。

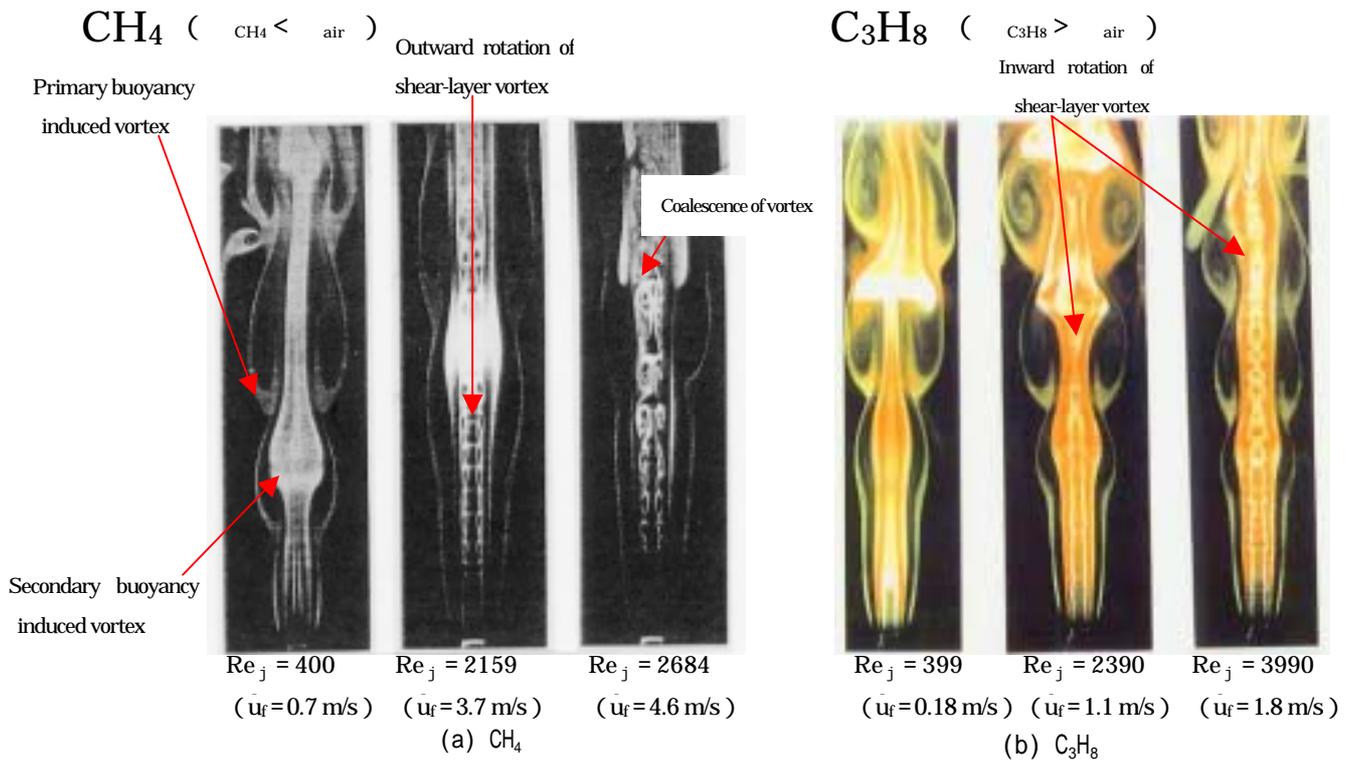


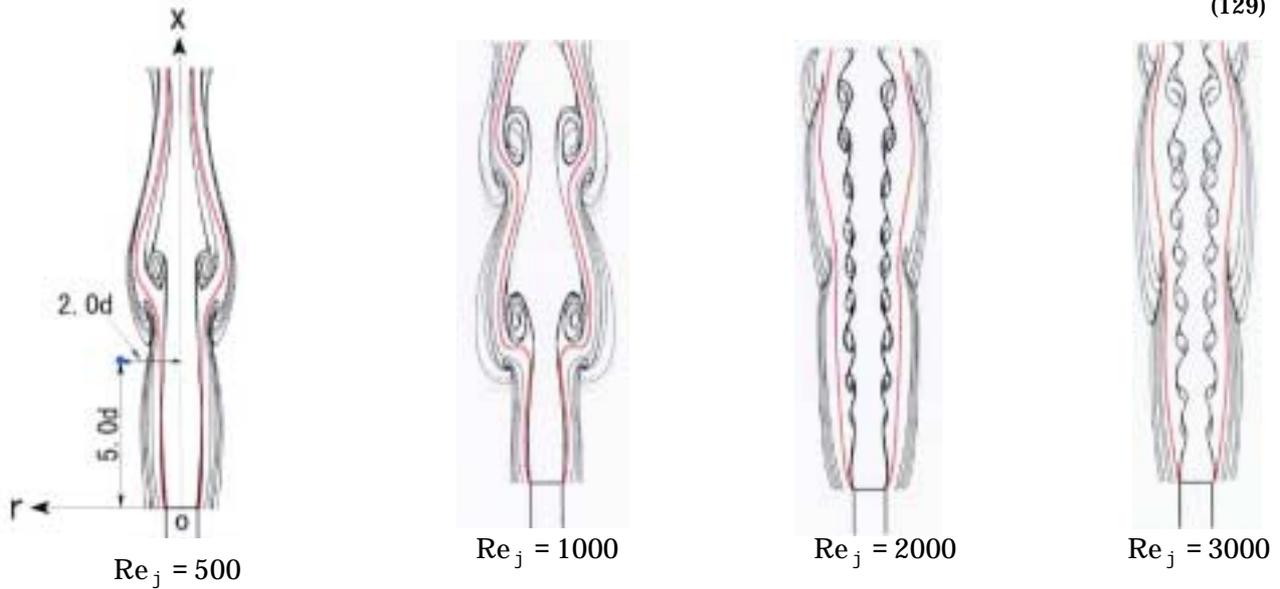
Fig.2 Experimental visualization of jet diffusion flame by Chen et al.

図 3 (b) のプロパンの場合も Re_j 数に対する流れの特性はメタンと同様である。 $\text{Re}_j = 500$ では火炎の膨らみによって燃料側にスケールの大きな渦が形成されるが、この渦はメタンに比べて半径方向に広がり丸くなっており、密度の違いが影響しているものと考えられる。 $\text{Re}_j = 1000$ になると、燃料噴流のせん断層に火炎内側へ回転するせん断渦が発生しており、その周囲には $\text{Re}_j = 500$ で発生した浮力による渦と共存する。このような流れ場は、メタンでは発生していないため明らかに密度の違いによるものである。また、燃料としてプロパンを用いた Cabelii ら⁸⁾ の可視化実験でも、 $\text{Re}_j = 1300$ において下流部で類似の現象を捉えている。 $\text{Re}_j = 2000$ になると、火炎の膨らみによる渦は消滅し、メタンと同様に上流部では火炎外側へ回転するせん断渦が形成されるが、下流部では火炎内側へ回転するせん断渦が観察される。せん断渦の回転方向が逆転する原因は、火炎面内側の半径方向の速度勾配によるものであり、プロパンの場合下流部における運動量の低下に伴い火炎付近で局所的な密度変化が生じ、上流部の速度勾配と反対になったからである。さらに $\text{Re}_j = 3000$ では、せん断渦の逆転は本計算領域内では観察されていないが、より下流部においては渦の逆転が発生しているものと思われる。以上より本計算結果は、図 2 に示した浮力による渦とせん断渦の挙動を捉えていることがわかった。

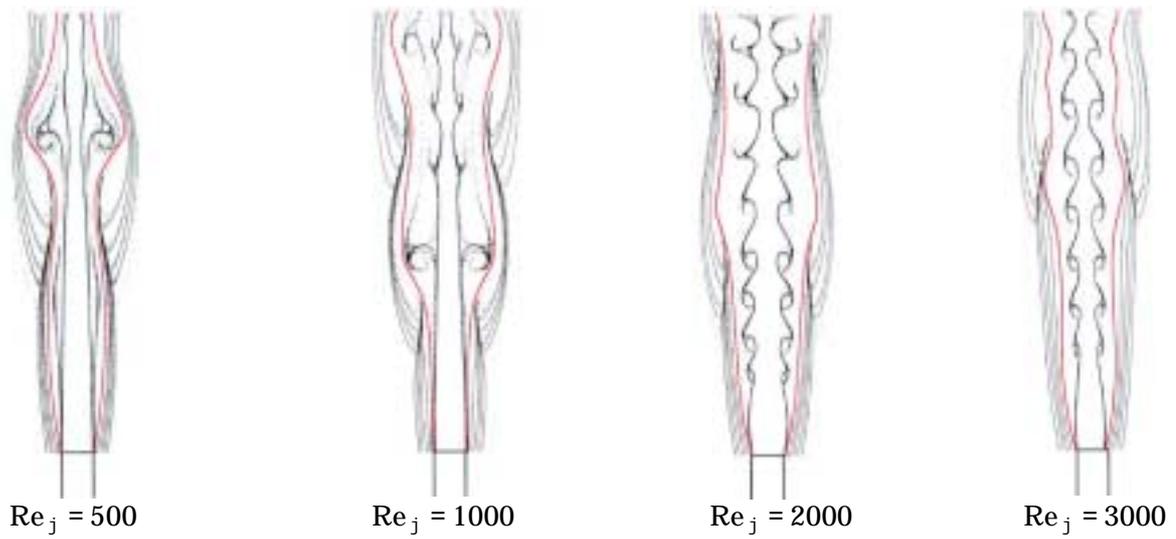
次に、燃料噴流中のせん断渦の発生・発達につい

て検討した。せん断渦は、図 3 の結果よりメタンの場合 $\text{Re}_j = 1000 \sim 2000$ 、プロパンの場合 $\text{Re}_j = 500 \sim 1000$ の間で発生しているのでこの領域の流れに注目した。図 4 は、せん断渦の発生が観察される異なる時間のある瞬間の流脈線分布を示す。図 4 (a) はメタン場合の $\text{Re}_j = 1600$ の結果を示す。ある無次元時間 $t^* (= u / \bar{u}_f) = t_1$ では、火炎内側に火炎の膨らみによって発生した渦と上流部において燃料噴流のせん断渦が発生しているが、 $t^* = t_2$ では上流部のせん断渦は消滅している。この渦は時間変化に伴い間欠的に発生している。同様に図 4 (b) に示す $\text{Re}_j = 800$ のプロパンの場合についても、燃料噴流の上流部でせん断渦が間欠的に発生している。

この結果を元に、メタンについては $\text{Re}_j = 1500 \sim 2000$ 、プロパンについては $\text{Re}_j = 500 \sim 1100$ までの流れについて速度変動を観察した。図 5 は $r/d = 0.5$ 、 $x/d = 5.0$ の火炎内側の位置における流れ方向成分の速度変動を示す。図 5 (a) のメタンの場合、 $\text{Re}_j = 1500$ では火炎内側の流れは、火炎外側に形成される熱浮力による渦の影響を受けて、速度変動の周期が長く、流れ場にはせん断渦が発生していない。 $\text{Re}_j = 1600$ になると速度変動が間欠的になり、この状態は $\text{Re}_j = 1800$ でも同様な傾向を示す。このときの流れ場では、せん断渦が間欠的に発生する。さらに $\text{Re}_j = 2000$ になると、速度変動は時間と共に周期的に変化するようになり、流れ場ではせん断渦列が観察される。一方、図 5 (b) のプロパンの場合に



(a) CH_4



(b) C_3H_8

Fig.3 Numerical streakline patterns for CH_4 and C_3H_8

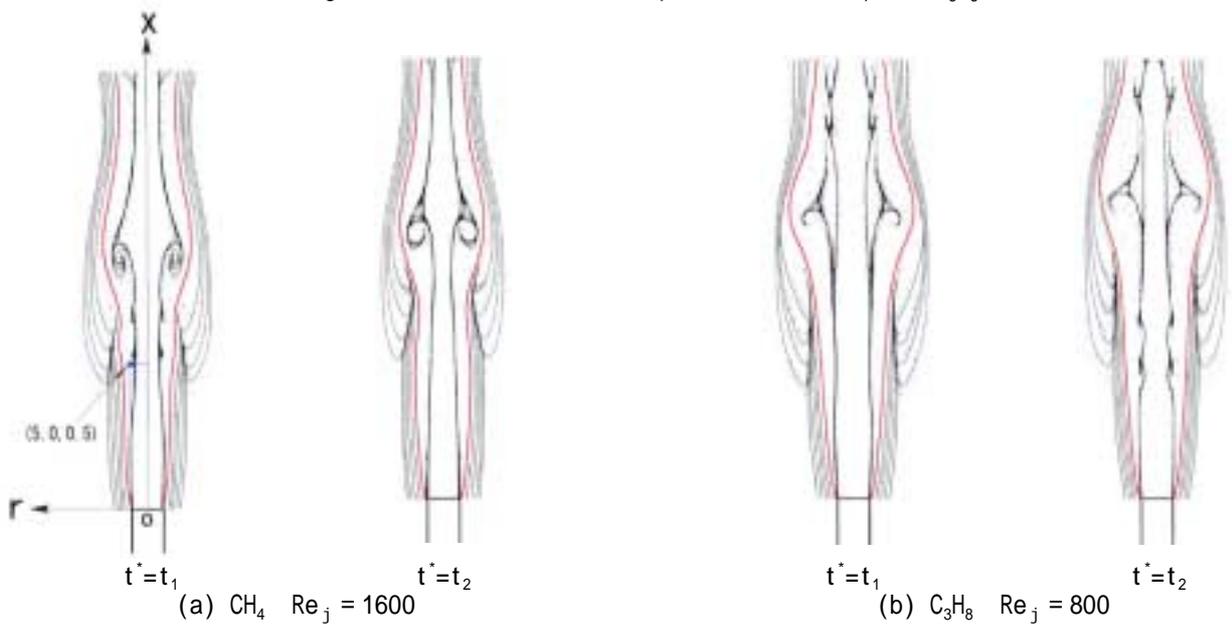
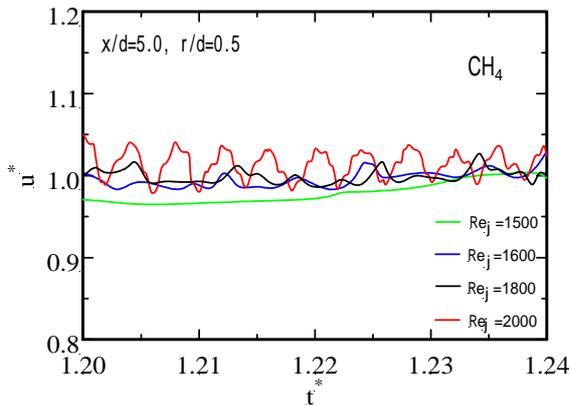
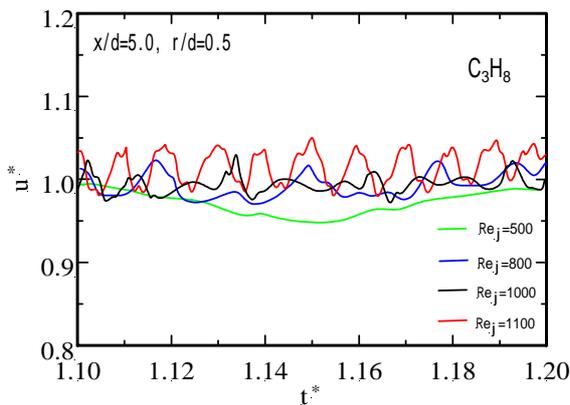


Fig.4 Numerical streakline patterns for intermittent shear-layer vortex region

ついても、各 Re_j 数における速度変動はメタンと同様な変化をしているが、速度変動の振幅はメタンに比べ大きくなる。以上の結果より、各燃料に対して、燃料流にせん断渦が発生しない領域、せん断渦が間欠的に発生する領域そしてせん断渦が周期的に形成されて渦列をなす領域の3つに分類された。ここでせん断渦が間欠的に発生する領域は、メタンの場合 $Re_j = 1600 \sim 1900$ 、プロパンの場合 $Re_j = 800 \sim 1000$ となる。



(a) CH₄



(b) C₃H₈

Fig.5 Time histories of four streamwise velocities for different Re_j

次に火炎外側の熱浮力による渦と火炎内側のせん断渦に着目して、渦の周波数について検討する。図6は熱浮力による渦について、各 Re_j 数における周波数の変化を示す。なお、観測点は火炎外側の $r/d = 2.0$ 、 $x/d = 5.0$ である。 f_{out} はその位置における流れ方向成分の速度変動の周波数であり、これは渦の周波数に対応する。この結果より、プロパン及びメタン共に火炎外側の渦の周波数は、10~15Hzの範囲内で変化しており、 Re_j 数の変化に対してほとんど依存しない。

Kushida ら⁹⁾は、ストローク数 $St_{out} (= f d / \bar{u}_f)$ とフルード数 $Fr (= \bar{u}_f^2 / g d)$ の逆数の関係が

ら、燃料の種類によらず一つの相関式として整理することができることを示している。そこで本計算結果の妥当性を検討するため、図6の結果を再整理し図7に示す。図中の実線は、Kushida ら⁹⁾の相関式を併示する。 St_{out} 数の変化は、プロパン及びメタン共に $1/Fr$ に対して線形的に変化しており、図中のKushida らの相関式の $\pm 10\%$ 以内に入っている。これより、本計算結果は妥当であると思われる。

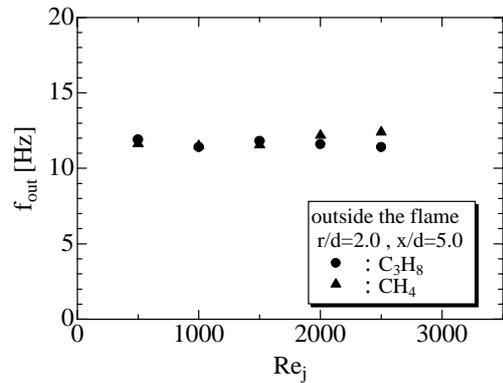


Fig.6 Vortical shedding frequency vs. Reynolds number

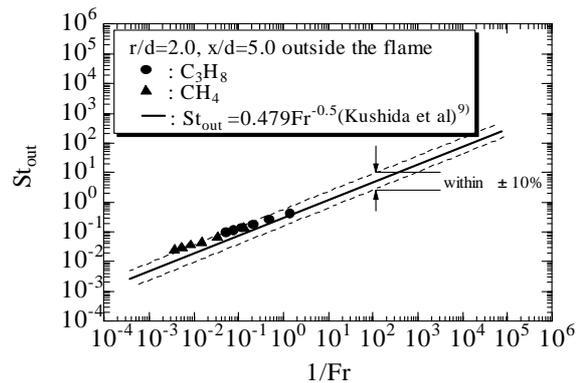


Fig.7 Dimensionless frequency comparison between experimented and calculated results

せん断渦列が形成される領域では、渦列の周波数を測定することが可能であるため、図8は Re_j 数に対する $St_{in} (= f_{in} d / \bar{u}_f)$ の変化を示す。なお、観測点は図5と同様であり、 f_{in} はその位置における流れ方向の速度変動周波数である。プロパンの場合には、 $Re_j = 800$ 付近で間欠的にせん断渦が発生し、 $Re_j = 1000$ 以上になると時空間的に周期的なせん断渦が発生する。この場合 St_{in} 数は約 1.0 であるが、 Re_j 数の増加に伴い、緩やかに減少する傾向である。この値は、Cabelii ら⁸⁾及びNishimura らの実験結果とほぼ一致している。一方メタンの場合には、間欠的にせん断渦が発生する Re_j 数がプロパンに比べ大きくなり、 $Re_j = 1600$ 付近で発生し、その後 Re_j

= 2000 以上になると周期的なせん断渦が発生する。この場合の St_{in} 数は約 0.5 であり、従来報告されている非燃焼場の St_{in} 数に非常に近い値になっているが、 Re_j 数の増加に伴い、緩やかに増加している。図中には比較のため $Re_j = 3400$ における Noda¹⁰⁾ の実験結果を示しており、本計算結果と近い値になっている。以上の結果より、プロパンとメタンでは St_{in} 数に大きな違いが観察され、この原因について検討した。

図 9 は、密度変化の無次元数であるリチャードソン数 Ri と St_{in} 数の関係を示す。ここで Ri 数は次のように定義した。

$$Ri = \frac{1}{Fr} \cdot \frac{1 - \rho_{flame} / \rho_{fuel}}{\rho_{flame} / \rho_{fuel}}$$

ここで、 g は重力加速度、 ρ_{flame} 、 ρ_{fuel} はそれぞれ燃料の燃焼温度における密度と 300K における密度を表す。この結果により、 Ri 数の変化に対して St_{in} 数は、多少のばらつきがあるが、燃料によらず一

にまとめられる。したがって、図 7 のプロパンとメタンの St_{in} 数の差は、燃料と火炎との密度差 ($\rho_{fuel} - \rho_{flame}$) が大きく影響しているものである。

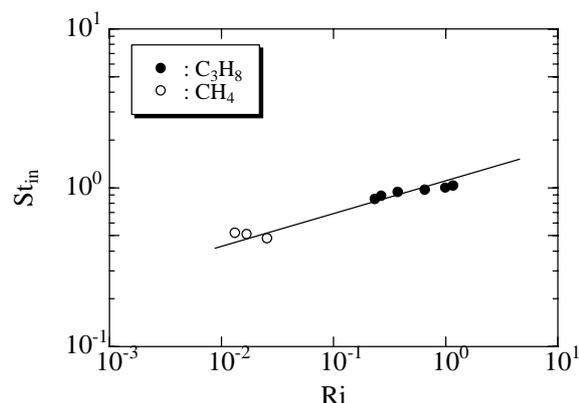


Fig.9 Strouhal number vs. Richardson number for CH_4 and C_3H_8

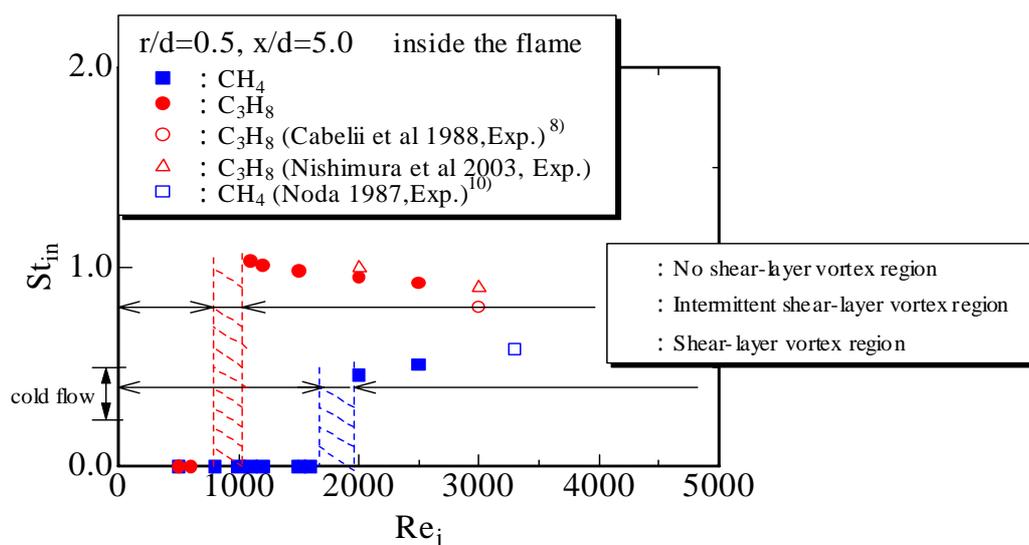


Fig.8 Strouhal number vs. Reynolds number for CH_4 and C_3H_8

4.2 浮力の影響

先に示した図 3 (b) のプロパンの場合には、火炎内側には熱浮力による渦とせん断渦が共存しているため、火炎外側の浮力の影響が火炎内側のせん断渦の発生に何らかの影響を与えている可能性がある。そこで浮力の影響について検討するために支配方程式 (3) の密度変化の項を無視した浮力が無い場合の燃焼形態について計算を行った。図 10 は浮力が無い場合の Re_j 数の変化に伴うある瞬間の流脈線を示す。この結果より、各 Re_j 数においても火炎外側には熱浮力による渦が存在しないため、火炎面は大

きく振動していない。このため、低 Re_j 数領域である $Re_j = 500$ では、火炎面に大きな膨らみが形成されないため、火炎内側にも熱浮力による渦によって誘発される渦も形成されていない。 $Re_j = 1000$ になると、下流部に燃料噴流のせん断渦が発生し、その渦は火炎内側へ回転しており、この領域の火炎面には振動が観察される。 Re_j 数を 2000 まで増加させると、せん断渦の発生する位置が上流部へ移動し、この位置で発生するせん断渦は火炎外側へ回転方向しており、下流のある位置から回転方向が逆転している。さらに、 Re_j 数を増加させると計算領域

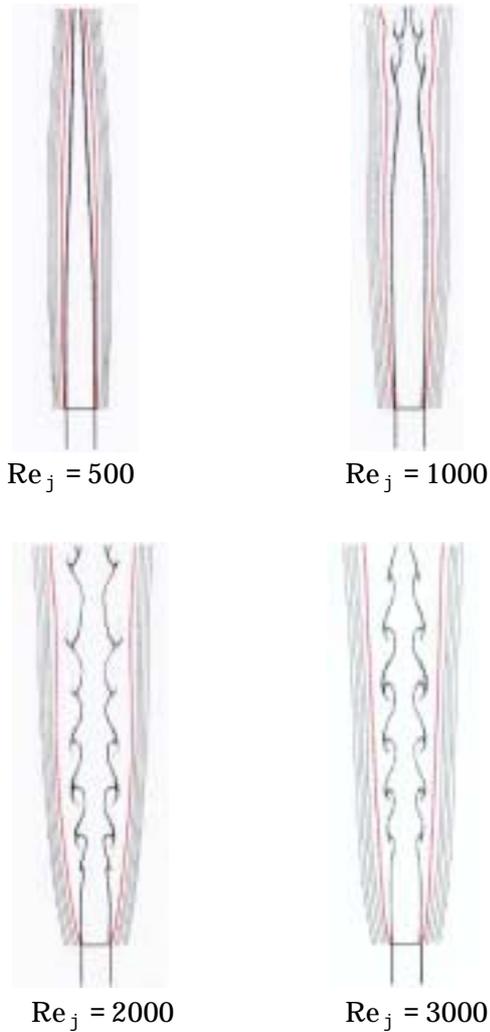


Fig.10 Numerical streakline patterns for no buoyancy

内にはせん断渦の逆転が観察されない。この Re_j 数の変化に対する流れの形態は、図 3 (b) に示した浮力が有る場合と同様である。しかし、 $Re_j = 2000$ 以上では下流側のせん断渦の発達が抑制されているのがわかる。これは、火炎外側に熱浮力による渦が存在しないために半径方向への熱の拡散が抑制され、下流部まで高温域が維持されるために局所的に層流化が生じたためと考えられる。

次に先の図 5 で示したせん断渦が発生し始める Re_j 数において、流れ方向の速度変動をこの浮力が無い場合についても観察を行い、せん断渦が間欠的に発生する領域を特定した。また、浮力が無い場合における火炎内側のせん断渦の発生周波数の変化について検討した。図 11 は、 Re_j 数に対する St_j 数の変化を浮力の有無について示す。浮力が無い場合、せん断渦が間欠的に発生する Re_j 数は、浮力が有る場合に比べて大きくなり $Re_j = 920$ 付近から発生する。この間欠的にせん断渦が発生する領域は、 $Re_j = 1400$ まで続いており、浮力が有る場合に比べ大きくなっている。なお、せん断が発生して渦列が形成される場合の St_j 数の値は、浮力が有る場合に比べ僅かに小さくなっている。

したがって、浮力の存在は、火炎内側に形成されるせん断渦の発生及び発達に大きな影響を与えていることがわかる。

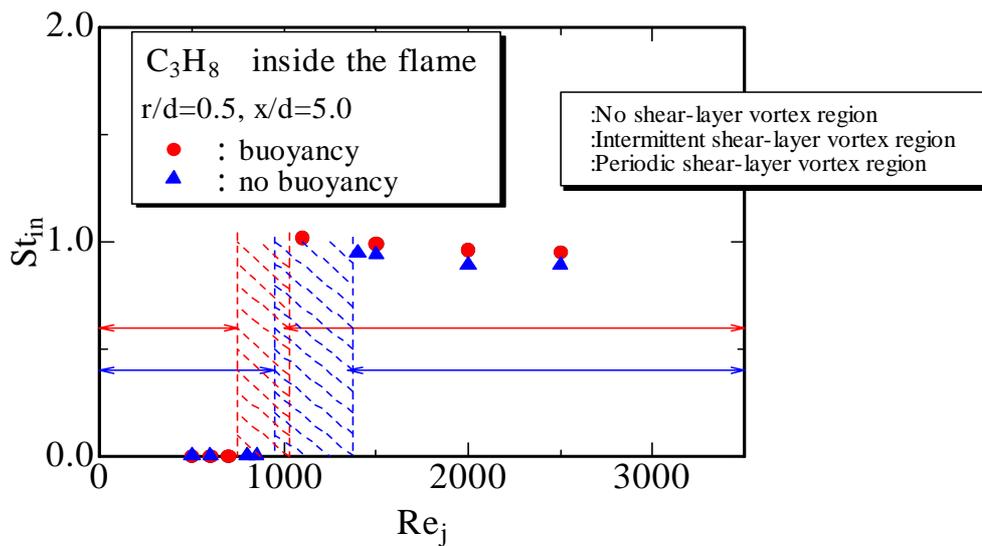


Fig.11 Strouhal number vs. Reynolds number for buoyancy and no buoyancy

5. 結論

単一噴流拡散火炎中に形成されるせん断渦に及ぼす密度変化の影響を検討するため、遷移領域における燃焼場の数値計算を行い、次の知見を得た。

- (1) 燃料噴流中にせん断渦が発生しない領域とせん断渦が周期的に形成して渦列をなす領域との間に、せん断渦が間欠的に発生する領域が存在する。
- (2) 燃料と火炎との密度差が、せん断渦の発生を促進する。このためプロパンは、メタンより低い Re_j 数で流れが不安定になる。また密度差は渦構造にも大きな影響を与える。
- (3) 浮力の存在がせん断渦の発生を促進し、その発達を維持する。

参考文献

- 1) Yule, A.J., Chigier, N.A., Ralph, S., Boulderstone, R. and Ventura, J.: Combustion-Transition Interaction in a Jet Flame, AIAA Journal, Vol. 19, No. 6, pp. 752-760, 1981
- 2) Eickhoff, H.: Turbulent Hydrocarbon Jet Flames, Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 8, pp. 159-168, 1982
- 3) Chen, L.D. and Roquemore, W.M.: Visualization of Jet Flames, Combust. Flame, Vol. 66, pp. 81-86, 1986
- 4) Davis, R.W., Moore, E.F., Roquemore, W.M., Chen, L.D., Vilimpoc, V. and Goss, L.P.: Preliminary Results of a Numerical-Experimental Study of the Dynamic Structure of a Buoyant Jet Diffusion Flame, Combust. Flame, Vol. 83, pp. 263-270, 1991
- 5) Katta, V.R. and Roquemore, W.M.: Role of Inner and Outer Structures in Transitional Jet Diffusion Flame, Combust. Flame, Vol. 92, pp. 274-282, 1993
- 6) Yamashita, H., Kushida, G. and Takeno, T.: A Numerical Study of the Transitional of Jet Diffusion Flames, Proc. R. Soc., London, Ser. A, Vol. 431, pp. 301-314, 1990
- 7) Chen, L.D., Roquemore, W.M., Goss, L.P. and Vilimpoc, V.: Vorticity Generation in Jet Diffusion Flames, Combust. Sci. and Tech., Vol. 77, pp. 41-57, 1991
- 8) Cabelii, A., Pearson, I.G., Shepherd, I.C. and Hamilton, N.B.: Fluid Dynamic Structures in Jet Diffusion Flame (Acoustic Effects), Exp. Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, pp. 627-631, 1988
- 9) 櫛田玄一郎, 伊藤健二: 浮力流れに起因する火炎の非定常挙動の数値解析, 第38回燃焼シンポジウム講演論文集, pp. 73-74, 2000
- 10) 野田進: 円形縮流ノズル上に形成された噴流火炎の乱流遷移(第一報), 第5回西日本乱流シンポジウム講演論文集, 1987

(平成15年12月26日受理)