層流平板境界層拡散火炎の流体力学的構造*

植田 利久**, 溝本 雅彦**

Aerodynamic Structure of a Laminar Boundary Layer Diffusion Flame
over a Horizontal Flat Plate

Toshihisa UEDA and Masahiko MIZOMOTO

Numerical analysis on an aerodynamic structure of a laminar boundary layer diffusion flame over a horizontal flat plate has been done, taking into account a local pressure gradient in a boundary layer. The calculations were carried out, using a 'Simpler' algorithm. A flame sheet approximation was applied to describe the combustion process. When the flame is formed, the pressure field in the boundary layer is varied locally and the streamwise pressure gradient is formed even if effects of gravity or of acceleration of the free stream velocity are not taken into account. This streamwise pressure gradient induces the velocity overshoot. This shows that the flame formation plays an important role on the pressure variation in the boundary layer and the velocity overshoot. Furthermore, the numerical calculation, taking into account the effects of gravity and the free stream acceleration in the present equations, shows good agreement with the corresponding experimental results.

Key Words: Boundary Layer, Combustion, Numerical Analysis, Diffusion Flame, Laminar Flow

1. ま え が き

平板上に形成される境界層内に、平板を多孔質板とし、その多孔質板より燃料を一様に吹出すことによって形成される拡散火炎、いわゆる平板境界層拡散火炎、に関する研究は、固体燃料（固体推進剤、石炭、あるいはオイルサンド、など）の表面燃焼や、液体燃料の表面燃焼などに関連して、境界層が層流の場合、乱流の場合にかかわらず、多くの研究が行われてきた^{(1)~(22)}。Hirano ら⁽³⁾は、境界層が層流の場合に、水平空気流中に壁面より燃料を上向きに吹出した際に、火炎基部直後の領域において、境界層内の流速が主流をうわまわる状態（速度のオーバーシュート）が存在することを実験によりあきらかにし、その原因として、火炎形成により境界層内に生ずる局所圧力変化が重要であると述べている。また、Jones ら⁽¹⁷⁾は、境界層が乱流の場合について、燃料を壁面から下向きに吹出した際に境界層内の平均流速が局所的に加速し、主流をうわまわることはないが、平均流速分布に極大値を生じさせること（局所加速）を実験により指摘した。ま

た、著者ら^{(20)~(22)}は、境界層が乱流の場合に燃料を壁面より上向きに吹出した際にも局所加速が存在することを実験的に明らかにし、さらに、この局所加速が乱れの構造に対して、きわめて強い影響を与えることを示した。

一方、この速度のオーバーシュートまたは局所加速に関連した理論的、あるいは数値解析的研究も多くなされてきた^{(1)(5)~(11)(13)~(15)}。とくに、境界層近似を仮定した方程式を用いた研究が多く行われてきた。それらの中で、Lavid-Berlad⁽⁵⁾は、重力の影響について検討を加え、速度のオーバーシュートを引き起こす圧力変化は重力の影響により生じ、重力の方向が燃料の吹出し方向と逆の場合に速度のオーバーシュートは生ずるが、重力の方向が燃料の吹出し方向と同じ場合には速度のオーバーシュートは生じないという結果を示した。この結果は Hirano らの実験結果⁽³⁾を一応説明しているものの、乱流の場合とはいえ、Jones ら⁽¹⁷⁾の結果とは矛盾している。また、Chen-Toong⁽¹¹⁾は、速度のオーバーシュートに対する主流加速による圧力変化の影響について検討を加え、主流加速が正の場合に、速度のオーバーシュートが生ずることを示した。すなわち、境界層近似を仮定した場合には、火炎形成に加えて重力や主流加速などの付加的な要因を考慮に入れることにより、速

* 昭和61年7月18日 東海支部豊橋地方講演会において講演、原稿受付 昭和60年9月24日。

** 正員、慶応義塾大学理工学部（〒223 横浜市港北区日吉3-14-1）。

度のオーバーシュートは予測されてきた。また、Mao ら⁽¹³⁾や Trevino-Fernandez-Pello⁽¹⁵⁾は境界層近似を仮定しない方程式を用いた数値計算により、燃焼が生じると境界層内には、境界層近似を仮定した方程式からは得られなかったような局所的な圧力変化が生ずることを示したが、速度のオーバーシュートとの関係についての詳細な検討はなされていない。

Ramachandra-Ragunandan^{(10)~(12)}は、最近、速度のオーバーシュートの原因を明らかにするために実験と境界層近似を仮定した数値計算を行い、風洞内での境界層燃焼では、燃焼による気体の膨張に起因した主流の加速が主要因であるとのべているが、予測された速度のオーバーシュートは、Ramachandra-Ragunandan 自身の実験結果ほど大きなものではなかった。

以上述べたように、これまでの研究では、速度のオーバーシュートが生ずる原因となる境界層内の局所的な圧力変化は、重力⁽⁶⁾、あるいは主流の加速⁽¹¹⁾によるものとされてきたが、どちらも今日までの実験結果を十分満足するものではなく、速度のオーバーシュートの原因を明確にし、的確に予測するためには、上述のような要因に関して、系統的な研究を行うことが重要である。

ところが、境界層内の局所的な圧力変化は極めて微小であるため、実験により定量的に明らかにすることは極めて困難である。したがって、速度のオーバーシュートの要因を系統的に調べ、その主たる要因を明らかにし、流体力学的構造を解明するためには、数値解析的手法が最適であると思われる。

そこで、本報では、層流平板境界層拡散火炎の流体力学的構造について、特に速度のオーバーシュートに着目し、数値解析的手法により検討を加えることを目的とする。本報では、境界層内の局所圧力変化を詳細に検討できるように、境界層近似を仮定しない方程式を用いる。また、重力と主流加速が速度のオーバーシュートにあたえる影響を明らかにするために、それぞれを計算上独立に変化できるようにし、それぞれの要因の有無により速度のオーバーシュートがいかに変化するかを検討する。さらに、これらの計算結果を実験結果と比較検討し、速度のオーバーシュートの要因を明らかにする。

2. 計算モデル

図1に、本報で対象とする計算モデルを座標系とともに示す。計算領域は、平板長さ29.5 mm、高さ21.75 mmの二次元面であり、平板は、14.5 mmの非

吹出し部と15.0 mmの燃料吹出し部とから成る。座標系は図1に示すように定めた。計算モデルの条件は実験との比較が容易なように、Hirano ら⁽³⁾の実験条件に準じて決定された。上流端の x 方向流速 U の分布は層流ブラジウス解分布とし上流端での主流速度 $U_{\infty,0}$ は、0.65 m/s とした。また、燃料はメタンとし、その吹出し速度 V_0 は0.02 m/s で、 x 方向に一定とした。本研究では、主流加速の影響および重力の影響を検討するために、図1に示すような主流加速のパラメータ DU および重力のパラメータ S_y を設けた。

3. 支配方程式

2章の計算モデルに示したような場を、境界層内の局所的な静圧変化を考慮して解くために、本報では、境界層近似を仮定しない方程式を用いた。その支配方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U U) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V U) \\ = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial U}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial U}{\partial y}\right) \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho V) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U V) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V V) \\ = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial V}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial V}{\partial y}\right) + S_y \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U h) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V h) \\ = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial y}\right) \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho m_i) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U m_i) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V m_i) \\ = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial m_i}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial m_i}{\partial y}\right) + R_i \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

図1 計算モデル

$$\left[\begin{array}{l} \rho: \text{密度}, U, V: \text{流速}, \mu: \text{粘性係数}, \\ P: \text{圧力}, h: \text{エンタルピ}, \\ m_i: \text{化学種 } i \text{ の質量分率}, R_i: i \text{ 成分の} \\ \text{生成速度}, \\ P_r: \text{プラントル数 } (= \mu C_p / k), \\ S_c: \text{シュミット数 } (= \mu / \rho D) \end{array} \right]$$

ただし、計算の簡略化のために、プラントル数ならびにシュミット数は、1 とした。また、気体は完全気体として取扱った。

4. 化学反応

化学反応は、燃料をメタン、酸化剤を空気とした一段の不可逆反応とし、次式のように定めた。したがって、化学種保存式の化学種 m_i は、メタン、酸素、窒素、二酸化炭素、および水である。

化学反応をさらに簡単にするために、火炎面モデルを適用した。その結果、化学種およびエンタルピの方程式は、次に示す正規化変数の式に代表させることができる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho f) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U f) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V f) \\ &= \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial f}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial f}{\partial y}\right) \quad \cdots \cdots (7) \end{aligned}$$

正規化変数 f の量論混合比の値 f_{st} を次式で定義する。

$$f_{st} = [m_{\text{O}_2}]_{\text{ox}} / (4[m_{\text{CH}_4}]_{\text{fu}} + [m_{\text{O}_2}]_{\text{ox}}) \quad \cdots \cdots (8)$$

式中、fu, ox は、それぞれ燃料、空気を示す。正規化変数 f より、各化学種ならびに温度は、以下のよう求めることができる。

Reactants:

$$f \leq f_{st}: m_{\text{CH}_4} = 0 \quad \cdots \cdots (9)$$

$$m_{\text{O}_2} = [m_{\text{O}_2}]_{\text{ox}} - f(4[m_{\text{CH}_4}]_{\text{fu}} + [m_{\text{O}_2}]_{\text{ox}}) \quad \cdots \cdots (10)$$

$$\begin{aligned} f > f_{st}: m_{\text{CH}_4} &= f \left([m_{\text{CH}_4}]_{\text{fu}} + \frac{1}{4} [m_{\text{O}_2}]_{\text{ox}} \right) \\ &\quad - \frac{1}{4} [m_{\text{O}_2}]_{\text{ox}} \quad \cdots \cdots (11) \end{aligned}$$

$$m_{\text{O}_2} = 0 \quad \cdots \cdots (12)$$

Products:

$$m_{\text{CO}_2} = \frac{11}{4} (f [m_{\text{CH}_4}]_{\text{fu}} - m_{\text{CH}_4}) \quad \cdots \cdots (13)$$

$$m_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{9}{4} (f [m_{\text{CH}_4}]_{\text{fu}} - m_{\text{CH}_4}) \quad \cdots \cdots (14)$$

Inert gas:

$$m_{\text{N}_2} = 1 - m_{\text{CH}_4} - m_{\text{O}_2} - m_{\text{CO}_2} - m_{\text{H}_2\text{O}} \quad \cdots \cdots (15)$$

Temperature:

$$h = f(h_{\text{fu}} - h_{\text{ox}}) + h_{\text{ox}} \quad \cdots \cdots (16)$$

$$h_{\text{fu}} = (\sum m_i h_i)_{\text{fu}} \quad \cdots \cdots (17)$$

$$h_{\text{ox}} = (\sum m_i h_i)_{\text{ox}} \quad \cdots \cdots (18)$$

$$T = T_0 + (h - \sum m_i h_{T_0, i}) / \sum m_i C_{p, \text{mean}} \quad \cdots \cdots (19)$$

5. 境界条件

図2に境界条件を示す。境界条件は、Hirano らの実験を参考に決定された。上流端では、 U は層流ブラジウス解より決定した。また、静圧力は相対圧力であるため、 $P=0.0$ とした。壁面条件は、非吹出し壁面では $U=V=f=0.0$ であるが、吹出し壁面では $U=0.0$, $V=V_0$, $f=1.0$ とした。主流境界においては、 U は主流加速が考慮されるように、 x の関数とした。下流境界は、すべての変数に対して x 方向こう配零の条件を適用した。

6. 解法

計算は、一定幅のスタガードグリッド (M, N) = (60, 30) 格子点を用いて行われた。計算は、文献(23)に詳細に述べられている Simpler アルゴリズムを用いて行われた。また、実際の演算に際しては収束性に優れた三重対角法 (TDMA) を一計算方向軸に適用し、それを x, y 方向交互に行う、2 SWEEP 法を採用した。

Simpler アルゴリズムでは、演算中に連続の式の誤差が算出される。本研究では、収束条件のひとつとして、この連続の式の誤差を用い、この誤差の値が設定値より小さくなった場合を収束とした。

各点の変数のステップごとの変化もまた記録され、値が収束するかどうかの検討に用いられた。これらの二つの条件が満たされた場合、数値計算が解を得たとした。

図2 境界条件

本報で用いた計算方法では、人工粘性による誤差が生ずる可能性がある。今回の計算の対象となる境界層燃焼では、流れの方向がグリッドの x 方向にほぼ一致していることから、人工粘性の影響は小さいと考えられる⁽⁸⁾⁽²³⁾。

グリッドの間隔が結果に与える影響を検討するために、 y 方向のグリッド間隔を本研究で示した結果の半分にした場合について計算を行ったが、結果は、本報のものとはほぼ一致し、グリッド間隔の選択は妥当であったと考えることができる。

計算には、慶応大学計算センター、FACOM M-380 R を用いた。1 回の計算には、CPU 時間約 900 s、領域約 768 KB を要した。

7. 結果 および 検 討

7.1 速度のオーバーシュートの要因について 本節では、火炎形成自身が流れ場、特に速度のオーバーシュートに及ぼす影響を検討するために、重力の影響および主流加速の影響を考慮しない場合 ($DU=0.0$, $S_y=0.0$) について最初に検討を加える。つぎに、重力や主流加速の影響を加え計算を行い、それぞれの影響について検討を加える。

7.1.1 主流加速および重力の影響を考慮しない場合の結果 図 3 (a) および (b) に、 $DU=0.0$, $S_y=$

0.0 の場合の火炎帯近傍の圧力分布と $x=10$ mm における U の分布の計算結果を示す。

図 3 (a) より、境界層内に火炎が形成されると、境界層内に局所的な圧力分布が生じることがわかる。圧力は、火炎基部近くで高くなり、火炎先端より下流側では、 x の増加に伴って徐々に減少する。

図 3 (b) より、 U の分布は火炎帯近傍 ($y \sim 3$ mm) において顕著な速度のオーバーシュートがみられる。 y が増加すると、 U は $y \sim 6$ mm で極小値となった後、再び増加する。 y がさらに増加すると、 U は一度主流よりわずかに速くなったのち、主流速度 $U_\infty (0.65$ m/s) に漸近する。

これらの結果は、境界層内に火炎が形成されると、その火炎形成自身が境界層内に局所的な圧力分布を生じさせ、その結果、火炎帯近傍に顕著な速度のオーバーシュートを生じさせることを示している。また、この局所的な圧力変化は、未燃時の主流領域にもひろがっており、 $y \sim 10$ mm 付近にみられるわずかな主流の加速はこの圧力変化の影響と考えられる。

7.1.2 主流加速の影響 図 4 に、主流加速のパラメータ DU を変化させた場合の結果を示す。ただし、 $S_y=0.0$ である。

正の主流加速が存在する場合 [$DU=5$ (m/s)/m]、流速は境界層全体で増加する。一方、負の主流加速が

(a)

(b)

図 3 圧力分布および流速分布 ($DU=0.0$, $S_y=0.0$)

図 4 主流加速の影響

図 5 重力の影響

存在する場合 $[DU = -5(\text{m/s})/\text{m}]$, 流速は, 境界層全体で減少する。しかしながら, 今回の負の主流加速程度では, 速度のオーバーシュートは消滅していない。Chen-Toong⁽¹⁾は, 1章のまえがきに述べたように, 境界層内の y 方向圧力変化を無視し, 境界層近似を仮定すると, 正の主流加速の場合には速度のオーバーシュートが生じるが, 主流加速が零または負の場合には, 速度のオーバーシュートが生じないことを示している。この結果と本報の結果との比較は, 主流加速が零または負の場合であっても, 火炎形成により境界層内に生じる局所圧力変化に起因して, 速度のオーバーシュートが消滅しない場合があることを示している。

7.1.3 重力の影響 図5に, 重力のパラメータ S_y を変化させた場合の結果を示す。ただし, $DU = 0.0$ である。

$S_y = -\rho g$, すなわち, 燃料を上向きに吹出す場合, 速度のオーバーシュートは, $S_y = 0.0$ の場合に比べてさらに大きくなる。燃料を上向きに吹出した場合に速度のオーバーシュートが生ずるという結果は, Hirano らの実験結果⁽³⁾や Lavid-Berlad の計算結果⁽⁵⁾と一致する。一方, $S_y = \rho g$, すなわち燃料を下向きに吹出す場合, 局所加速は著しく減少しており, また, 火炎から離れた位置 ($7\text{ mm} < y$) での流速は, 下向き吹出しの場合が最も速くなっている。その結果, 局所加速は消滅してはいないが, その大きさは速度のオーバーシュートと呼ぶには小さすぎる程度まで減少している。局所加速が消滅していないということから, この結果は, Lavid-Berlad⁽⁵⁾の数値計算の結果とは一致しないが, Jones ら⁽¹⁷⁾の実験結果と定性的に一致している。最近, Ramachandra-Ragunandan⁽¹²⁾は下向き吹出しの場合の燃焼実験を行い, 下向き吹出しの場合には速度のオーバーシュートは観察されず, 主流が上向き吹出しの場合に比べて大きくなることを示している。Ramachandra-Ragunandan の結果では, 速度測定が火炎より空気側のみで行われている。そこで, 空気側の分布を比較してみると, Ramachandra-Ragunandan の結果と本計算結果は定性的に一致している。また, 火炎から離れた位置 ($7\text{ mm} < y$) での分布についてみると, どちらの結果も, 下向き吹出しのほうが, 上向き吹出しの場合よりも大きな速度を示しており, Ramachandra-Ragunandan の実験結果と本計算結果は定性的に一致している。

以上述べたように, 火炎形成自身による境界層内の局所圧力変化を考慮した本研究の結果は, 今日までの実験結果のそれぞれの特徴を比較的良く表していると

考えることができる。

7.2 流体力学的構造の実験値との比較 7.1節において, 速度のオーバーシュートに及ぼす各要因 (火炎形成, 主流加速, 重力) の影響の程度が明らかとな

図6 流体力学的構造

(*) 平野, Private Communication, (1984).

った。そこで本節では、Hirano ら⁽³⁾の実験条件にあわせて各要因を考慮したうえで数値計算を行い、実験結果と比較検討することにより、流体力学的構造に検討を加える。

Hirano らの実験条件にあわせて、重力 $S_y = -\rho g$ とし、主流加速については、吹出し開始点より上流では、 $DU=0.0$ 、吹出し開始点より下流では、 $DU=1.6(\text{m/s})/\text{m}$ とした。

図6(a)~(d)に、 $x=10\text{ mm}$ における流体力学的構造に関する計算結果を、Hirano らの結果と併せて示す。図6中、実線は本研究結果、一点鎖線は Hirano らの実験結果を示す。

図6(a)に U の分布を示す。まず、火炎位置についてみると、実験、計算結果どちらも約 3.8 mm であり良好な一致を示している。

流速分布についてみると、計算結果のほうが全体にゆるやかな分布形状になっているが、主流加速の大きさはほぼ同程度となっており、速度のオーバシュートに関してはほぼ満足すべき予測が行われたと考えることができる。

図6(b)に V の分布を示す。実験結果では、 V は y の増加に伴って減少し、負の値を示し、火炎帯近傍で極小値となり、さらに y が増加すると V は増加し、正の値となり、極大値に至る。さらに y を増加させると V は減少する。一方、計算結果では、壁面から y を増加させると、 V はいったん増加するが、すぐに減少をはじめ、火炎帯近傍で極小値となる。さらに y を増加させると V は増加し、徐々に一定値に近づく。全体の分布形状を比較すると、計算結果は、実験結果に対して、全体が V の正の方向に移動したとみることができる。この原因は、現在のところ明らかではないが、主流における V の境界条件による影響が大きいと思われる。

すなわち、本計算では、5章に述べたように、主流での V の境界条件としては無限に広い主流を考え $\partial V/\partial y=0.0$ としたが、Hirano らの実験は、風洞内で行われているため、上部壁の影響により、主流部において $V=0.0$ となる y の位置が存在することが考えられる。そこで、上記のような違いが生じたものと思われる。

図6(c)に温度分布を示す。化学反応として火炎面モデルを適用したため、火炎帯における温度は、実験値に比べてきわめて高くなっている。また、分布形状は、最高温度で折れ曲がる火炎面モデル特有の分布形状を示している。また、壁面温度は、計算に際して、常温 (298 K) としたため、実験結果と差異が生じている。

しかしながら、全体の分布形状は、定性的に一致している。

図6(d)に化学種の分布を示す。化学種の分布に関しては、実験結果が存在しないため、定量的な比較は不可能であったが、分布は、火炎面モデルを適用したことにより、火炎面において折れ曲がる特有の分布を示しているが、全体的には妥当な分布と考えられる。

以上の比較より、火炎による境界層内の局所圧力変化に、重力や主流加速の影響を加えることにより、実験結果に対して、定性的にばかりでなく定量的にも十分満足する予測が可能となることが明らかとなった。

8. 結 論

層流平板境界層拡散火炎の流体力学的構造、特に速度のオーバシュートの要因、について数値計算により検討を行った結果、以下の結論を得た。

火炎が形成されると、境界層内の圧力分布は火炎形成自身により局所的に変化することが示された。主流方向速度の速度分布にみられる速度のオーバシュートは、主にこの火炎形成により生ずる境界層内の局所的な圧力分布に起因しており、重力の影響や主流加速の影響を考慮しなくとも火炎が形成されると速度のオーバシュートは生じることが示された。さらに、重力や主流加速などの要因もまた、境界層内の圧力に影響を与えるが、実験条件に則してこれらの影響を加味することにより、より定量的な予測が可能となる。

本研究は昭和59年度文部省科学研究補助金奨励研究A (No. 59750047) の補助を受けて行った。ここに謝意を表す。

文 献

- (1) Chen, T. N. and Toong, T. Y., *Heterogeneous Combustion*, (1964), 643, Academic Press.
- (2) Hirano, T., ほか2名, *Astronaut. Acta*, 17-4/5 (1972), 811.
- (3) Hirano, T. and Kanno, Y., *Proc. 14th Symp. (Int.) Combust.*, (1973), 391, The Combustion Institute.
- (4) Hirano, T. and Kinoshita, M., *Proc. 15th Symp. (Int.) Combust.*, (1975), 379, The Combustion Institute.
- (5) Lavid, M. and Berlad, A. L., *Proc. 16th Symp. (Int.) Combust.*, (1977), 1557, The Combustion Institute.
- (6) Cherng, D. L. and Tao, C. C., *Acta Astronaut.*, 7 (1980), 619.
- (7) Liu, V. K., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 24-12 (1981), 1939.
- (8) Liu, V. K., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 25-6 (1982), 863.
- (9) 森・ほか3名, 機論, 48-430, B (昭57), 1174.
- (10) Ramachandra, A. and Raghunandan, B. N., *Combust. Sci. Technol.*, 33-5/6 (1983), 309.
- (11) Ramachandra, A. and Raghunandan, B. N., *Combust. Sci. Technol.*, 38-1/2 (1984), 59.

- (12) Ramachandra, A. and Raghunandan, B. N., *Combust. Flame*, 58-2 (1984), 191.
 (13) Mao, C. P., ほか 2 名, *Combust. Flame*, 57-2 (1984), 209.
 (14) Raju, M. S. and Law, C. K., *AIAA J.*, 23-4 (1985), 612.
 (15) Trevino C. and Fernandez-Pello, A. C., *Combust. Sci. Technol.*, 38-5/6 (1984), 293.
 (16) Wooldridge, C. E. and Muzzy, R. J., *AIAA J.*, 4-11 (1966), 2009.
 (17) Jones, W. J., ほか 2 名, *AIAA J.*, 9-9 (1971), 1762.
 (18) Senda, M., ほか 2 名, *Memoirs Fac. Eng. Kyoto Univ.*, 38-1 (1976), 21.
 (19) 植田・ほか 2 名, 化学工学論文集, 8-4 (昭 57), 448.
 (20) 植田・ほか 2 名, 機論, 48-431, B (昭 57), 1366.
 (21) Ueda, T., ほか 3 名, *Combust. Sci. Technol.*, 27-3/4 (1982), 133.
 (22) Ueda, T., ほか 3 名, *AIAA J.*, 22-5 (1984), 664.
 (23) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), McGraw-Hill.

討 論

〔質問〕 鈴木立之〔埼玉工業大学〕

火炎の形成が、どのように局所的な圧力分布、オーバーシュートを生じさせるのか、物理的にご説明いただきたい。火炎が存在しない場合、すなわち、不活性な気体を吹出した場合の圧力分布から、火炎の形成によって変化する圧力分布との差異、および吹出しのない予混合の火炎の場合などを比較しながらオーバーシュートを説明していただきたい。

〔回答〕 本研究の数値計算法を用いて、吹出しを伴う等温流の圧力分布を計算した結果を付図 1 に示す。付図 1 によると吹出し開始点付近を中心に、わずかな圧力分布がみられるが、図 3 (a) に示した火炎を伴う場合に比べると、その値は小さいことがわかる。すなわち、境界層内への気体の吹出しが圧力変化に及ぼす影響は、火炎形成による影響に比べて小さく、本論文中に示された圧力変化がおもに火炎形成に起因することがわかる。

火炎が形成されると、火炎帯近傍にきわめて大きい温度上昇が生じる。この温度上昇は、気体の状態方程式からも明らかのように、密度や圧力を変化させる。大気中での燃焼の場合、温度変化がおもに密度変化を生じさせ、圧力変化は無視できる場合が多いと思われるが、本報で対象とした火炎は、火炎形成により生じた圧力変化が、流体力学的構造を大きく変化させた一例と考えることができる。

付図 1 未燃状態で吹出しを行った際の圧力分布

しかしながら、この圧力変化が流体力学的構造に及ぼす影響は、どのような場合に対しても同程度であるとは限らない。たとえば、主流速度がより速い場合(付 1)や境界層が乱流の場合⁽²¹⁾、速度のオーバーシュートの値が小さくなることが、実験により示されている。また、平板境界層予混合火炎については、Cheng (付 2)らの報告があるが、その結果には顕著な速度のオーバーシュートはみられない。この場合、単に圧力変化の影響が小さいことによるものか、予混合火炎特有の原因によるものかは不明である。

- (付 1) Andreotti, S., ほか 2 名, *Combust. Sci. Technol.*, 40-5/6 (1984), 279.
 (付 2) Cheng, R. K., ほか 2 名, *Proceedings of Eighteenth Symposium (International) on Combustion*, (1981), 1021, The Combustion Institute.