高圧下におけるメタン-酸素同軸乱流非予混合火炎の数値解析

Numerical Simulation of High Pressure Methane-Oxygen Coaxial Turbulent Nonpremixed Flames

飯野 公夫*・村上 真二*・吉川 星高**・赤松 史光**・香月 正司**

Kimio IINO, Shinji MURAKAMI, Hoshitaka KIKKAWA, Fumiteru AKAMATSU and Masashi KATSUKI

(Received November 19, 2004)

We carried out the numerical simulation of methane-oxygen coaxial turbulent nonpremixed flames and of non-combusting flows at high pressures. The main objectives of this research were to assess the potential of several turbulence models and combustion models for their abilities to predict the characteristics of high pressure combustion. Four combinations of numerical models were studied: (1) a PDF model with $k-\varepsilon$ model, (2) a flamelet model with $k-\varepsilon$ model, (3) a PDF model with Reynolds stress model (RSM), and (4) a flamelet model with RSM. Comparison of the numerical results with measurement data under high pressure conditions revealed: (a) good agreement of the $k-\varepsilon$ model for corresponding cold jets with increasing pressure; (b) a greater effect of the $k-\varepsilon$ model and RSM on flow field characteristics than combustion models at high pressure; (c) good predictions, with the exception of turbulent energy, with the RSM/PDF model.

Key Words: Oxygen Combustion, Turbulent Non-Premixed Flame, High Pressure Combustion, Numerical Simulation

1. 緒言

酸素燃焼はエネルギー効率の向上と環境負荷低減をもたらす技術として、多くの工業プロセスに導入が進んでいる³⁻⁵⁾。また、近年次世代燃料として注目を集めているDMEの製造プロセスで必要な合成ガスに関して、筆者らは天然ガスと酸素を原料とする部分酸化法を利用した高圧下での合成ガス発生装置の開発を進めている。しかしながら、酸素燃焼に関する情報は限られたものしか存在せず^{6,7)}、特に高負荷化の観点から重要である高圧下での燃焼挙動に関する情報は極めて少ないものとなっており、詳細な燃焼挙動に関する実験データは存在しない。さらにバーナおよび炉体設計に必要不可欠であるRANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) を活用しての数値流体解析(CFD)に関しては、各種モデルの高圧下での適用性に関して評価された研究例は存在せず、広く利用されている乱流モデルや乱流燃焼モデルがどの程度高圧燃焼場で適用可能なものであるのかを検証する必要がある。そこで筆者らは、高圧下での連続燃焼試験を可能とする実験設備を製作し、メタン-酸素同軸乱流非予混合火炎を対象に、非燃焼時と燃焼時の流動場に対してLDV計測を行い、乱流構造に関して両者の比較・検討を行うとともに、圧力による火炎構造の変化に注目して高圧燃焼場でのデータ収集を行ってき

た^{1,2)}。

本稿では、メタン-酸素同軸乱流非予混合火炎の数値解析を実施して、高圧下で収集した詳細な計測データと比較・検証することによって、高圧下での乱流モデルおよび乱流燃焼モデルの適用性評価を行うことを目的とし、その検討結果について報告する。

2. 解析方法および解析対象

2.1 乱流モデル

今回の数値解析では汎用数値解析コードFLUENTを使用した。質量、運動量、エネルギー保存式を以下に示す。

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i}(2(\mu + \mu_t)D_{ij}) \quad (2)$$

ただし、 D_{ij} はひずみ速度テンソルである。

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

*大陽日酸株式会社 燃焼技術センター(〒408-0015 山梨県北杜市高根町下黒沢 3054-3)

Combustion Technology Center, Taiyo Nippon Sanso Corporation, (3054-3 Shimokurosawa, Takanecho, Hokuto, Yamanashi 408-0015, Japan)

**大阪大学大学院工学研究科機械物理工学専攻(〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1)

Department of Mechanophysics Engineering, Osaka University (2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871, Japan)

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \rho H) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial H}{\partial x_i} \right) + S_H \quad (4)$$

ここで、粘性散逸は無視し、生成項には放射によるエネルギー生成を考慮している。放射伝熱モデルには DOM^{8,9)}

(Discrete Ordinate Method) を用いて放射伝熱方程式 (RTE : Radiation Transfer Equation) を解き、放射によるエネルギー生成を算出する。ここで、 u_i : x_i 方向の平均速度、 ρ : 流体密度、 p : 圧力、 μ : 粘度、 μ_t : 乱流粘度、 H : 全エンタルピー、 Pr_t : 乱流プラントル数、 S_H : 全エンタルピー形式エネルギー保存則生成項である。

今回の数値解析では、乱流モデルとして広く利用されている標準 $k-\varepsilon$ 2 方程式モデル¹⁰⁾ と高圧場では乱流の非等方性が增大するという報告²⁾ から、その点を考慮可能なモデルとしてレイノルズ応力モデル (RSM)¹¹⁾ を使用した。以下に k と ε に対する輸送方程式を示す。

乱流エネルギー k の輸送方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \rho k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} + G_k - \rho \varepsilon \quad (5)$$

G_k は平均速度勾配による乱流エネルギーの生成であり、以下の式で定義する。

$$G_k = \mu_t \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad (6)$$

μ_t は乱流粘度で、以下の式で表される。

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

乱流エネルギー消散率 ε の輸送方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \rho \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (8)$$

$C_{1\varepsilon}$ 、 $C_{2\varepsilon}$ は経験定数であり、 σ_k は k に対する乱流プラントル数、 σ_ε は ε に対する乱流プラントル数である。標準 $k-\varepsilon$ 2 方程式モデルで用いられるモデル定数は、以下の値とした。 $C_{1\varepsilon}=1.44$ 、 $C_{2\varepsilon}=1.92$ 、 $C_\mu=0.09$ 、 $\sigma_k=1.0$ 、 $\sigma_\varepsilon=1.3$ 、 $Pr_t=0.9$

次に、RSM では個々のレイノルズ応力、 $\overline{u'_i u'_j}$ を輸送方程式を用いて計算し、運動量方程式を閉じるために用いる。レイノルズ応力輸送方程式では以下のモデル化を行い、連立方程式を解いた。

乱流拡散項のモデル化では以下のようにスカラーの乱流拡散係数を用いる。

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (9)$$

乱流粘度は式(7)を用いて計算される。ここで、 $\sigma_k=0.82$ を用いた。

圧力・ひずみ項のモデル化では、Gibson と Launder¹¹⁾ らの

提案に従い、モデル化を行った。

散逸項のモデル化については標準 $k-\varepsilon$ 2 方程式モデルで用いたものと同じモデル輸送方程式を用いて計算する。経験定数については、標準 $k-\varepsilon$ 2 方程式モデルと同様の値を用いる。

2.2 乱流燃焼モデル

今回解析対象とするメタン-酸素燃焼火炎においては、化学反応は十分に速く、燃焼は流体の混合問題に簡略化されることが考えられるため、燃焼モデルとして混合分率法¹²⁾ (以降、PDF モデル) を採用した。PDF モデルでは混合分率 f について保存式を解き、確立密度関数 (PDF) により、乱流と化学反応の相互作用を考慮している。また、非平衡性を考慮するモデルとして Flamelet モデル¹³⁾ でも計算を行った。

以下に混合分率 f の輸送方程式を示す。

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \rho f) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_f} \frac{\partial f}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

ここで、混合分率 f は以下で定義される。

$$f = \frac{Z_i - Z_{i,ox}}{Z_{i,fu} - Z_{i,ox}} \quad (11)$$

Z_i は元素 i の質量分率、下付添字 ox は酸化剤流れ入口での値、 fu は燃料流れ入口での値を示す。

混合分率は乱流中で変動している量であり、混合分率分散 (平均値のまわりの 2 次モーメント) g を定義し、その保存式を解く必要がある。

$$g = \overline{(f - \tilde{f})^2} \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \rho g) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_g} \frac{\partial g}{\partial x_i} \right) + C_g \mu_t \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i} - C_d \rho g \frac{\varepsilon}{k} \quad (13)$$

定数は以下の通りとした。

$$\sigma_f = 0.85, C_g = 2.86, C_d = 2$$

今回の解析では、PDF 形状として β 関数を仮定して計算を実行した。また、あらかじめ 20 種の化学種を考慮して、ルックアップテーブルを作成した。

Flamelet モデルでは、乱流火炎を Flamelet (火炎片) と呼ばれる離散化した定常層流火炎の集合体とモデル化する。拡散火炎においては、燃料および酸化剤は分子レベルで反応領域に拡散していくが、そこで温度やラジカル化学種の影響を受けて着火する。反応領域ではさらに多くの熱やラジカル化学種が生成され、一部分は拡散により反応帯から失われる。平衡に近い火炎では反応速度は拡散速度よりはるかに速くなるが、乱流による流体力学的ひずみを受け、火炎がひずむと化学種の濃度勾配および温度勾配は急峻になり、ラジカル化学種と熱は急速に火炎の外へと拡散していく。それによって局所非平衡が生じやすくなる。

今回の計算では乱流における Flamelet を表す一般的な層流火炎として、対向流拡散火炎を使用した。筆者らは既報¹⁾に

て、メタン-酸素対向流拡散火炎の火炎特性が高圧下においても流体力学的ひずみによって強く影響を受けることを報告しており、特にノズル近傍の強いひずみを受ける領域での数値解析における比較では、本モデル採用の適用性検討は大変重要である。

対向流拡散火炎片のひずみ率 a_s は、以下に定義できる。

$$a_s = v/2d \quad (14)$$

ただし、 v : 燃料噴流および酸化剤噴流速度、 d : 噴流ノズル間距離

ひずみ率を使用して平衡からの逸脱度を定量化する代わりに、 χ で表されるスカラー散逸を使用する。スカラー散逸は、次式で定義する。

$$\chi = 2D|\nabla f|^2 \quad (15)$$

ここで、 D : 拡散係数である。

スカラー散逸 χ は火炎片の軸に沿って変化する。対向流の形状では、 a_s は f が化学量論値である点におけるスカラー散逸と関連付けられ、次式で表される。

$$\chi_{st} = \frac{a_s \exp\left(2[\operatorname{erfc}^{-1}(2f_{st})]^2\right)}{\pi} \quad (16)$$

ここで、 χ_{st} : 化学量論混合分率でのスカラー散逸、 f_{st} : 化学量論混合分率、式 erfc^{-1} : 余誤差関数である。

化学種の質量分率、温度、密度などのスカラーは f と χ_{st} の PDF から次式で表される。

$$\bar{\phi} = \iint \phi(f, \chi_{st}) p(f, \chi_{st}) df d\chi_{st} \quad (17)$$

今回の計算では、 f および χ_{st} は統計的に独立していると仮定し、ジョイント PDF $p(f, \chi_{st})$ は、 $p_f(f)p_{\chi}(\chi_{st})$ の形に簡略化し、 p_f には β PDF の形状を、また p_{χ} にはダブルデ

Fig. 1 Computational domain

Table 1 Calculation parameters on cold flow

Pressure		MPa	0.2	0.5	0.7	1.0
N ₂ mass flow rate (Fuel nozzle)	Inlet-1	kg/h	0.370	0.925	1.295	1.850
N ₂ mass flow rate (Oxidizer nozzle)	Inlet-2	kg/h	0.888	2.220	3.108	4.440
N ₂ mass flow rate (Outer flow)	Inlet-3	kg/h	0	0	0	0

Table 2 Calculation parameters on combusting flow

Pressure		MPa	0.5	0.7	1.0
CH ₄ mass flow rate (Fuel nozzle)	Inlet-1	kg/h	0.531	0.743	1.062
O ₂ mass flow rate (Oxidizer nozzle)	Inlet-2	kg/h	2.540	3.556	5.080
O ₂ mass flow rate (Outer flow)	Inlet-3	kg/h	5.080	5.080	5.080
Thermal input	-	kW	7.5	10.5	15.0

Table 3 Wall temperature conditions on combusting flow

Pressure	MPa	0.5	0.7	1.0
Wall-1	K	316	326	333
Wall-2	K	397	550	613
Wall-3	K	476	744	875
Wall-4	K	555	939	1138
Wall-5	K	555	763	909

ルタ PDF の形状を仮定して計算を実行した。また、平均スカラー散逸率は以下のようにモデル化する。

$$\chi_{st} = \frac{C_x \varepsilon f^{1/2}}{k} \quad (18)$$

ここで、 C_x : 経験定数で今回は 2.0 を使用した¹⁴⁾。

また、あらかじめルックアップテーブルを作成する際の 1 次元対向流拡散炎を用いた計算では詳細化学反応機構に NOx 関連反応を削除した GRI-Mech3.0 を採用し、34 個の化学種、219 個の素反応数を考慮した。

2.3 計算領域

実験条件に合わせた計算領域を模式的に Fig.1 に示す。非燃焼時および燃焼時の流量条件をそれぞれ Table 1, 2 に示す。解析対象は燃料ノズル中心軸に対して軸対称であるので 2 次元軸対称として、さらに炉内壁温度およびバーナ表面温度に関しては、Table 3 に示す各測定条件での測定中の平均温度を境界条件として計算を実行した。計算格子数は解析領域全部で 21,833 とした。

3. 解析結果

3.1 非燃焼時の乱流モデルの比較

はじめに、非燃焼時について標準 $k-\varepsilon$ 2 方程式モデルと RSM の 2 つの乱流モデルの比較を行う。圧力は 0.2, 0.5, 0.7, 1.0 MPa の 4 条件について比較した。Fig.2 に圧力 0.2, 0.5, 0.7, 1.0 MPa における軸方向平均流速の中心軸上分布

を示す。まず乱流モデルの比較をすると、圧力 0.2 MPa では噴出直後の $z/d=5$ 程度まで $k-\varepsilon$ モデルの方が流速を大きく見積もっており、それ以降では常に RSM の方が大きな値を示している。圧力 0.5 MPa 以上では全ての位置で RSM での計算値が大きな値となっている。全ての圧力条件で $z/d=20$ 程度までは速度減衰の勾配が急峻であるため、モデル間の計算値の差異は大きい。それより後流ではモデル間の差異は小さくなっていくことが確認できる。次に計測値との比較をすると、圧力 0.2 MPa の場合には、RSM での計算値は非常によく計測値を再現していることが確認できる。しかし、圧力上昇とともに、RSM での計算値はすべての位置において大きく見積もるようになっていく。それに対して $k-\varepsilon$ モデルでは、高圧下での速度場をよく再現していることが確認できる。ただし、 $z/d=10$ より上流では計算値と計測値は大きく乖離している。

Fig.3 に圧力 0.2, 0.5, 0.7, 1.0 MPa における乱流エネルギーの中心軸上分布を示す。本稿では計測値から算出する乱流エネルギーを以下のように定義した。

$$k = \frac{1}{2} (u'^2 + 2v'^2) \quad (19)$$

ここで、 u' : 軸方向流速の変動 rms, v' : 半径方向流速の変動 rms である。

RSM では圧力変化に依らずピーク位置は $z/d=8$ 近傍、また乱流エネルギー強度は $k=150$ 程度で一定値を示しているのに対して、 $k-\varepsilon$ モデルではピーク位置は RSM よりわずかにノズル寄りの $z/d=7$ 近傍に現れ、圧力上昇によらず変化しないものの、乱流エネルギー強度は圧力上昇に伴って低下していく傾向が確認できる。また、 $k-\varepsilon$ モデルおよび RSM の計算値は計測値と比較すると、ともに過大評価していることがわかる。圧力上昇に伴う定性的な変化傾向は RSM の予測値が計測値と一致するが、高圧下での乱流エネルギーの再現という観点では $k-\varepsilon$ モデルの方が計測値に一致している。

次に噴流の拡がり角を比較するために、半径方向の軸方向

Fig. 2 Axial profiles of axial mean velocity on cold flow

Fig. 3 Axial profiles of turbulent kinetic energy on cold flow

Fig. 4 Spreading angle comparison on cold flow

平均流速が中心最高流速の 50%となる噴流半径を軸上位置との関係で表したものを、圧力ごとに Fig.4 に示す。2つのモデルはともに圧力上昇によらず、拡がり角は変化しない結果となっており、その傾向は計測値と一致している。RSMでは拡がり角が抑制されており、計測値の拡がり角をよく再現していることが分かる。

3.2 乱流燃焼モデルの比較

前項の 2 つの乱流モデルと、乱流燃焼モデルとして PDF

Fig. 5 Axial profiles of axial mean velocity on combustor flow

モデルおよび Flamelet モデルの 2 つを組み合わせ、計 4 通りの計算を実施した。Fig.5 に圧力 0.5, 0.7, 1.0 MPa における軸方向平均流速の中心軸上分布を示す。はじめに、圧力 0.5 MPa の場合をみると、平衡を仮定した PDF モデルよりも、非平衡を考慮している Flamelet モデルの計算値が速度減衰を大きく見積もっていることが確認できる。これは乱流モデルの違いによらず、同じ傾向である。しかしその差異も $z/d=40\sim60$ 程度ではほとんどなくなり、計算値は同じ値を示すようになっていく。一方、乱流モデルによる計算値の差異は、乱流燃焼モデルによる差異よりも大きく、ノズル近傍 $z/d=5$

程度までを除いて、計測領域全体にわたって一致することはなかった。 $k-\varepsilon$ モデルによる計算値よりもRSMの計算値は速度減衰を小さく予測しており、RSMとPDFモデルの組み合わせが計測値を最もよく再現していることが確認できる。圧力0.7 MPaの場合においても各モデル間の変化の傾向は圧力0.5 MPaの場合と同様であるが、4通りのすべての組み合わせにおいて、圧力上昇による速度減衰が小さくなる傾向を示している。特に乱流モデルの違いに関わらず、PDFモデルの変化が大きいことが確認できる。計測値はノズル近傍 $z/d=20$ 程度までは圧力上昇によって速度減衰が大きくなる傾向を示していることから、計算値では逆の傾向を示す結果となった。圧力1.0 MPaではモデルを組み合わせた2通りの計算値は圧力上昇によってほとんど変化がないのにも関わらず、RSMでの2通りの計算値は圧力0.7 MPaよりもさらに速度減衰を小さく見積もっており、乱流モデルの差異による影響が大きいことが確認できる。RSMの場合にはPDFモデル、Flameletモデルともに $z/d=10\sim30$ 程度の範囲で圧力上昇による速度減衰が小さくなっており、この範囲での計測値との乖離は圧力0.7 MPaの場合よりさらに大きくなる結果となった。筆者らは既報²⁾において、圧力上昇に伴う乱流場の非等方性の増大を確認しており、これら乱流モデルの予測傾向の差異はモデル化の過程における等方性理論の採用に限界があることを示しているものと推測される。また、さらに火炎長が圧力変化によらず一定値を示す結果より、単位体積当たりの熱発生量の増加による温度変動ならびに密度変動の増大が引き起こされ、モデル化の過程において省略される高次相関項や密度変動に関係する項の影響が大きくなる可能性を示唆しているものと推測される。

Fig.6に圧力0.5, 0.7, 1.0 MPaにおける乱流エネルギーの中心軸上分布を示す。圧力0.5 MPaの場合では、 $k-\varepsilon$ モデルとの2通りの組み合わせでは、乱流エネルギーのピーク位置はほとんど差異はなく、PDFモデルの計算値が乱流エネルギー強度を若干大きく見積もっている。一方、RSMとの2通りの組み合わせでは、乱流エネルギー強度はほとんど差異がなく、Flameletモデルの方がピーク位置が若干ノズルに近いところに現れている。RSMの乱流エネルギー強度はピーク以降の減衰が $k-\varepsilon$ モデルに比較して緩やかであり、 $z/d=30\sim40$ 程度の位置において乱流エネルギー強度の値は $k-\varepsilon$ モデルの計算値と逆転し、その後はRSMの方が大きくなる。ピーク位置については、 $k-\varepsilon$ モデルの計算値がRSMの場合に比較してノズル側に現れている。計測値との比較を行うと、全ての組み合わせにおいて $z/d=50$ 程度までは過大予測をしており、特に $k-\varepsilon$ モデルでの計算値とのピーク値の乖離は2倍程度と大きくなっている。圧力0.7 MPaでは、ピーク位置、乱流エネルギー強度ともに各モデル間の差異が大きくなっていることがわかる。 $k-\varepsilon$ モデルとの組み合わせでは圧力上昇によって、ノズル近傍では乱流エネルギー強度の減少が大きくなっている。また、圧力上昇によってピーク位置は若干ノズルから離れる傾向を示し、乱流エネルギー

Fig. 6 Axial profiles of turbulent kinetic energy on combustor flow

強度は減少する傾向を示している。特に、Flameletモデルでの減少の幅が大きくなっている。それに対して、RSMではピーク位置についてはモデルの場合と同様に圧力上昇に伴いノズルから離れる傾向を示すが、乱流エネルギー強度はPDFモデルとFlameletモデル間で異なり、PDFモデルの場合に増大する傾向を示している。これは計測値の圧力上昇による変化と同様な傾向を示す結果となっている。圧力1.0 MPaにおいては、圧力上昇によるピーク位置の変化は圧力0.7 MPaの場合と同様にノズルから離れていく結果を示している。そして圧力0.7 MPaで確認されたRSM/PDFモデルでの乱流エ

(a) 0.5 MPa

(b) 0.7 MPa

(c) 1.0 MPa

Fig. 7 Radial profiles of axial mean velocity on combustor flow at $z/d = 6.25$

エネルギー強度の圧力上昇に伴う増大は確認されず、圧力 0.7 MPa の場合と同程度となる計算結果を得た。また、 $k-\varepsilon$ モデルでは圧力上昇によって、さらにノズル近傍での乱流エネルギー強度の減少が大きくなっていることが確認できる。

Fig. 7, 8 に圧力 0.5, 0.7, 1.0 MPa における $z/d=6.25, 50$ での軸方向平均流速の半径方向分布を示す。また計測値の軸対称性を確認するために Fig. 9 に圧力 0.5, 0.7, 1.0 MPa における $z/d=6.25$ での軸方向平均流速の半径方向分布を示す。これよりすべての条件において対称性が維持されていることが確認できるため、以降では一方の半径方向分布に関してのみ

(a) 0.5 MPa

(b) 0.7 MPa

(c) 1.0 MPa

Fig. 8 Radial profiles of axial mean velocity on combustor flow at $z/d = 50$

議論を進めることとした。はじめに $z/d=6.25$ について見ると、すべての圧力において乱流モデル間の差異が特徴的に現れていることがわかる。 $k-\varepsilon$ モデルとの 2 通りの組み合わせでは、分布形状が RSM に比較して緩やかになっており、速度減衰が小さいことが確認できる。また、全てのモデルにおいて圧力上昇によって、中心部では速度が若干増加し、外端部では速度減衰が大きくなり、速度は減少する結果となっている。計測値との比較においては、圧力に依らず中心部、外端

Fig. 9 Axial symmetry comparison on combustor flow

部で計算値は過大予測をしているが、外端部での圧力上昇による速度減衰傾向はすべての計算で再現できている。 $z/d=50$ においては、さらに乱流モデル間の差異は大きくなっており、特に中心部では $k-\varepsilon$ モデルの計算値が RSM に比較して 75% 程度の値となっている。さらに、 $z/d=6.25$ で確認された分布形状の差異は、この位置においても確認でき、 $k-\varepsilon$ モデルの速度減衰は緩やかになっている。圧力 0.5 MPa, 0.7 MPa では RSM での 2 つの組み合わせはともに計測値をよく再現しているが、圧力 1.0 MPa では外端部での速度減衰を大きく予測しており、計測値と最大で 25% 程度の乖離があることが確認できる。

次に、非燃焼時と同様に噴流の拡がり角を比較するために噴流半径と軸上位置との関係を Fig.10 に示す。ここでも乱流モデルによる差異が乱流燃焼モデルによる影響より大きくなっている。また、非燃焼時と同様に $k-\varepsilon$ モデルよりも RSM では噴流の拡がり角が抑制され、拡がり角が小さくなっていることが確認できる。さらに、乱流モデルの中でも PDF モデルの計算値の方がノズルから離れた位置では拡がり角が抑制される結果となっている。圧力による変化を見ると、計算値ではすべての場合において、圧力上昇に伴い拡がり角が抑制され、拡がり角が小さくなる傾向を示しており、計測値とは反対の傾向を示す結果となった。計測値との比較においては、圧力 0.5 MPa, 0.7 MPa の場合にはすべての組み合わせにおいて拡がり角を大きく予測しているが、圧力 1.0 MPa の場合には RSM での 2 つの計算値は計測値の傾向をよく再現していることが確認できる。

4. 結 言

従来、高圧燃焼場における各種乱流モデルおよび乱流燃焼モデルの適用性を高圧下での詳細な計測データとの比較・検討を行うことにより評価した研究例は存在しない。今回、高圧燃焼場に関してはじめてそれを行い、各モデルの予測傾向に関して検証を行った。以下は得られた結論である。

(1) 非燃焼時においては $k-\varepsilon$ モデルが高圧下での速度場をよく再現していることが確認できた。ただし、 $z/d=10$ より上

Fig. 10 Spreading angle comparison on combustor flow

流では計算値と計測値は大きく乖離している。

(2) 高圧下における乱流エネルギーの予測に関して、圧力上昇に伴う定性的な変化傾向は RSM の予測値が計測値と一致するが、高圧下での乱流エネルギーの再現という観点では $k-\varepsilon$ モデルの方が計測値に一致する。

(3) $k-\varepsilon$ モデルおよび RSM は、ともに圧力上昇によらず拡がり角は変化しない結果となっており、その傾向は計測値と一致した。特に、RSM では拡がり角が抑制されていることが確認でき、計測値の拡がり角をよく再現している。

(4) 高圧燃焼場における中心軸上の軸方向平均流速予測に関して、乱流モデルによる計算値の差異は乱流燃焼モデルによる差異よりも大きく、ノズル近傍 $z/d=5$ 程度までを除いて、計測領域全体にわたって一致することはなかった。 $k-\varepsilon$ モデルによる計算値よりも RSM の計算値は速度減衰を小さく予測しており、圧力 0.5 MPa においては RSM と PDF モデルの組み合わせが計測値を最もよく再現している。しかし、圧力上昇に伴う速度減衰傾向は再現されておらず、特に $z/d=30$ 程度までの位置での計測値と計算値の乖離が大きくなる。

(5) 高圧燃焼場における軸方向平均流速の半径方向予測に関して、 $k-\varepsilon$ モデルでの分布形状が、RSM に比較して緩やかになっており、速度減衰が小さいという傾向がすべての圧力において特徴的に現れることを確認した。 $z/d=6.25$ では圧力に依らず中心部、外端部で計算値は過大予測をしているが、外端部での圧力上昇による速度減衰傾向はすべての組み合わせの計算で再現できている。 $z/d=50$ においては、乱流モデル間の差異はさらに大きくなっており、特に中心部では $k-\varepsilon$ モデルの計算値が RSM に比較して 75% 程度の値となっている。圧力 0.5 MPa, 0.7 MPa では RSM との 2 つの組み合わせはともに計測値をよく再現しているが、圧力 1.0 MPa では外端部での速度減衰を大きく予測しており、計測値と最大で 25% 程度の乖離がある。

(6) 高圧燃焼場における中心軸上の乱流エネルギー予測に関して、計算値では圧力上昇に伴ってピーク位置がノズルから離れていくという結果を示し、計測値の傾向を再現する結果は得られなかった。また RSM/PDF モデルの組み合わせ以外では、乱流エネルギーが圧力上昇によって減少傾向を予測する結果となり、計測値とは反対の傾向を示す。

(7) 高圧燃焼場での拡がり角予測に関して、計算値ではすべての組み合わせにおいて、圧力上昇に伴い拡がり角が抑制され、拡がり角が小さくなる傾向を示しており、計測値とは反対の傾向を示す結果となった。圧力 0.5 MPa, 0.7 MPa の場合にはすべての組み合わせにおいて拡がり角を大きく予測しているが、圧力 1.0 MPa の場合には RSM モデルを採用した計算値は計測値の傾向をよく再現している。

引用文献

- 1) 飯野公夫, 赤松史光, 香月正司: 高温学会誌, 投稿中
- 2) 飯野公夫, 吉川星高, 赤松史光, 香月正司: 高温学会誌, 投稿中
- 3) 飯野公夫, 近野直治, 讃井宏: 日本酸素技報, (1994) 17-21.
- 4) 五十嵐弘, 阿部智信, 三宅新一, 鷺見郁宏, 菊池良輝: 日本酸素技報, (2003) 7-12.
- 5) Prince B. Eleazer and Aleksandar G. Slavejko: *Ceram. Eng. Sci. Proc.* **15-2** (1994) 159-174.
- 6) J.C. Sautet, L. Salentey and M. DiTaranto: *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, **28-2** (2001) 277-287.
- 7) Charles E. Baukal, Jr: *Oxygen-enhanced combustion*, (1998), CRC Press.
- 8) G.D. Raithby and E.H. Chui: *J. Heat Transfer*, **112** (1990) 415-423.
- 9) E.H. Chui and G.D. Raithby: *Numerical Heat Transfer, Part B*, **23** (1993) 269-288.
- 10) B.E. Launder: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15-1** (1972) 301-306.
- 11) M.M. Gibson and B.E. Launder: *J. Fluid. Mech.*, **86** (1978) 491-511.
- 12) Y.R. Sivathanu and G.M. Faeth: *Combust. Flame*, **82** (1990) 211-230.
- 13) N Peters: *Prog. Energy Combust. Sci.*, **10** (1984) 319-339.
- 14) P.A. Libby and F.A. Williams: *Turbulent Reacting Flows Academic Press* (1994) 63-114