

一般座標系による燃焼器内流れの数値解析 (第 1 報)

Large Eddy Simulation of turbulent Flow in Combustor using the Generalized Coordinates

高 相 詰*, 小 林 敏 雄*, 谷 口 伸 行*

Sangcheol KO, Toshio KOBAYASHI and Nobuyuki TANIGUCHI

1. は じ め に

最近, 熱流動の数値シミュレーション技術の発達によって, 複雑な現象を近似した, 模型実験に匹敵する数値シミュレーション実験も可能になった. 一方, 乱流研究にも大きな進展が見られ, 様々な乱流現象に対して数値モデルが提案され検証されている. これらの状況から, 燃焼器内流れに対して形状設計も含めた最適化を行うためには, 数値シミュレーション実験を積極的に導入することが合理的であると考えられる.

ガスタービン等の燃焼器の設計に重要なファクターである燃焼反応は主に混合速度に支配されるため乱流混合の予測が重要である. また, 燃焼器内のエネルギー効率の観点から旋回流や乱流ジェネレータによる混合促進機構の最適化が必要であり, いずれも乱流場の予測がキーワードとなる.

従来の研究としては, 2次元ダンブディフューザ形燃焼器を対象としてその入口で対称と非対称の速度分布を与えた場合の流量配分特性と燃焼器内の流動機構に関する実験^{1, 2)}, 軸対称管路で化学反応等を含めない非燃焼流れに対する実験と LES による乱流混合の解析が行われている^{3, 4)}.

本研究では LES による燃焼流れの有効性をより詳細に検討する目的で燃焼器内流れの数値解析を実行するための計算コードを試作し, 適用したのでその計算事例を紹介する. まず, 計算コードの健全性と計算精度を保証するための予備計算を層流条件 (Re = 100, 500) のもとで行った. 次に, その層流の計算結果を初期条件として用い乱流の計算を行った.

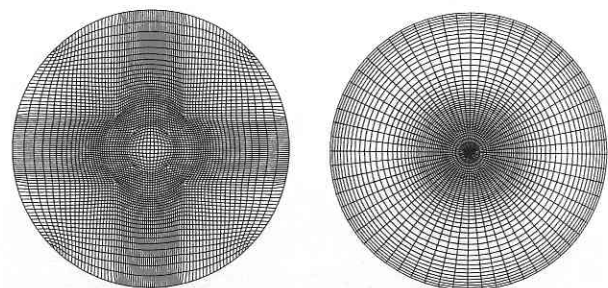
2. 数値解析方法

本計算では乱流予測手法として LES を採用し, 一般座標系格子と円筒座標系格子を併用した複合座標系格子を用いて燃焼器内流れの数値解析を行った. その手法の特徴は速度成分を計算する際には一般座標系, 渦粘性成分を求める際には円筒座標系を用いる方法であり, その手法を用いることによって一般座標系格子の問題点である格子の直交性が悪いところでの数値誤差を低減することができる.

一般座標系格子と円筒座標系格子を併用した手法の詳細については文献^{5, 6)}を参照されたい. 図 1 に今回の計算に用いた一般座標系格子と円筒座標系格子を示す.

物理反変速度成分を用いた一般座標系の連続式と NS 方程式は次のようである.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^i} \left| \frac{J}{\sqrt{g_{ij}}} u^{(i)} \right| = 0 \dots\dots\dots (1)$$



(a)一般座標系格子 (速度計算格子) (b)円筒座標系格子 (v_{scs} 計算格子)

図 1 円筒座標系を併用した一般座標系格子

*東京大学生産技術研究所 第 2 部

$$\frac{\partial u^{(i)}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta^i} \left| \frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} u^{(j)} u^{(i)} \right| + u^{(j)} u^{(m)} \begin{pmatrix} i \\ m j \end{pmatrix} = -g^{ij} \sqrt{g_{ii}} \frac{\partial P}{\partial \eta^i} \left| \frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \tau^{(ij)} \right| + \tau^{(jm)} \begin{pmatrix} i \\ m j \end{pmatrix} \dots\dots (2)$$

$$\tau^{(ij)} = (\nu + \nu_{sgs}) S^{(ij)} \dots\dots (3)$$

$$S^{(ij)} = g^{(lm)} \nabla_{(m)} u^{(l)} + g^{(mj)} \nabla_{(m)} u^{(l)} \dots\dots (4)$$

$$\nu_{sgs} = (C_s \Delta)^2 (S^{(ij)} S^{(ij)} / 2)^{1/2} \dots\dots (5)$$

$$\Delta = (\Delta \eta^1 \Delta \eta^2 \Delta \eta^3)^{1/3} \dots\dots (6)$$

ここで、 $u^{(i)}$ は i 方向の物理反変速度、 ν_{sgs} はサブグリッドスケールの粘性、 J はヤコビアン、 $g_{(ij)}$ は計量テンソルの物理成分であり、この計量テンソルは格子の直交性の度合を示す 1 つの指標である。

本研究においては Smagorinsky モデルを採用し⁷⁾。その定数として 0.1 を採用した。なお、Smagorinsky モデルは渦粘性の壁近傍における漸近挙動を捕らえることができないので、Van Driest 型の減衰係数⁸⁾ $1 - \exp(-y^+/25)$ を長さスケール Δ にかけることで調節している。

3. 計算条件

計算領域および計算格子を図 2、図 3 に示す。入口部の円管半径 R を代表長さとして、入口部の平均速度を代表速度として基礎方程式を無次元化した。その無次元化により、数値計算領域は流れ方向には半径の 23 倍に相当する $23R$ としている。また、燃焼室内の流れ場を決定する衝

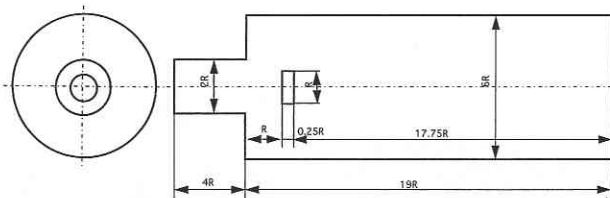


図 2 計算領域図

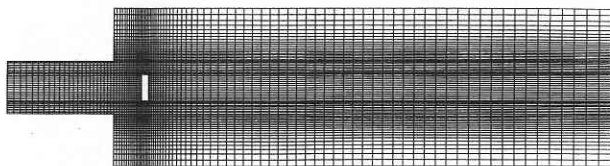


図 3 計算格子図

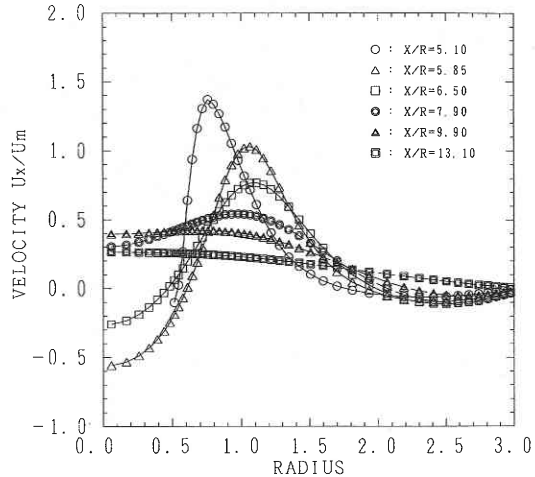


図 4 主流方向速度分布 (Re = 100)

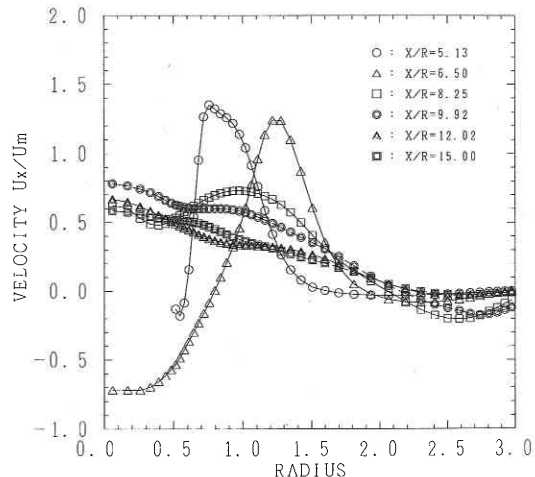


図 5 主流方向平均速度分布 (Re = 500)

突円盤の位置は入口部から距離 R 、半径は入口部の半分である $0.5R$ とした。

数値解析はまず、乱流の計算に先立って予備計算として層流 ($Re = 100,500$) のもとで行った。その初期条件としては層流の放物線分布を全領域に与えて計算を進行させた。乱流の計算は層流の計算結果を初期条件として用いた。また、入口境界条件としては乱流の平均速度分布を与え、その約 5% の変動量を与え、乱数を発生させ乱れとして加えた。

数値解析の手法としては、圧力解法は HSMAC 法、時間進行法には 2 次精度のアダムスバッシュホース法を用いており、空間の離散化は 2 次精度の中心差分を用いた。また、境界条件は、壁面境界条件として壁関数⁸⁾ を使っており、出口には対流境界条件を課した。

計算格子は円管断面と流れ方向に各々 $74 \times 74 \times 98$

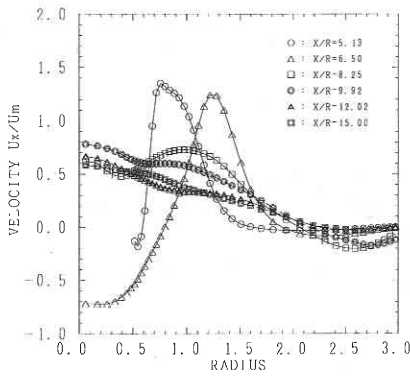


図6 主流方向平均速度分布 (Re = 5000)

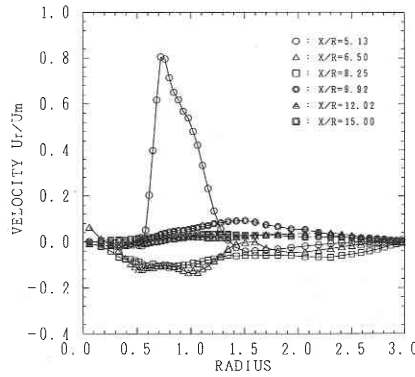


図7 半径方向平均速度分布 (Re = 5000)

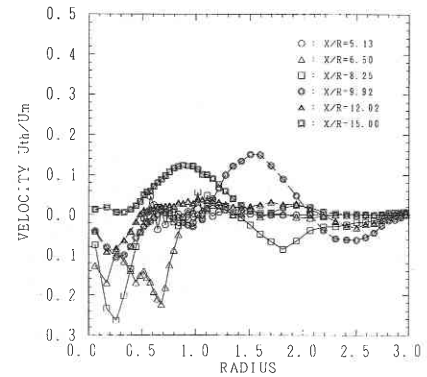


図8 周方向平均速度分布 (Re = 5000)

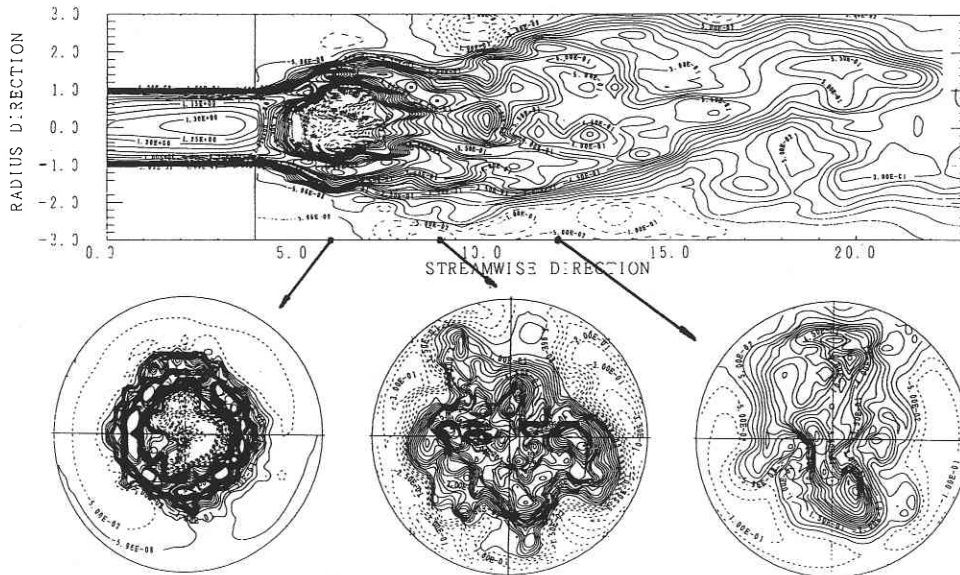


図9 主流方向瞬時速度分布 (Re = 5000)

(536,648点：層流計算 $Re = 100$ の場合) と $84 \times 84 \times 102$ (719,712点： $Re = 500$ と $Re = 5000$ の乱流計算の場合) を用いた。本計算の時間刻みは $\Delta t = 0.001$ とした。 $Re = 100$ の定常流の場合には無次元時間 $T = 36.95$ で計算が収束した。その判定基準は、計算の全領域で $\max. (U_x^{n+1} - U_x^n) / \Delta t \leq 0.01$ である。また、 $Re = 500$ の層流計算では非定常流れが発達したため、無次元時間 $T = 40.0$ で計算を打ち切り、 $T = 39.0-40.0$ の平均値を示す。 $Re = 5000$ の乱流計算は $Re = 500$ の計算結果を初期値として $T = 4.0$ まで計算を進めて、 $T = 3.0-4.0$ までの平均値を示す。

これらの計算はシリコングラフィックス社の Origin 2000 を用いて行われ、計算時間は $Re = 100$ の層流計算の場合には約 22 sec/step であり、 $Re = 5000$ の乱流計算の場合

は約 5.1 min/step である。

4. 計算結果

4.1 予備計算

図4と図5には層流の計算である $Re = 100$ と $Re = 500$ の主流方向の速度分布を示す。 $Re = 100$ の場合、その速度分布はシンボル○で表示されている主流方向の距離 $X/R = 5.10$ の衝突円盤の側面部分で最大値を持ち、衝突円盤の後ろで逆流が生じ、その大きさは円盤の後ろから主流方向に約 $1.6R$ の範囲である。また、衝突円盤の影響で燃焼室内の壁付近には逆流が存在し、 $X/R = 9.9-13.1$ の間に再付着点が存在することがわかる。それに対して $Re = 500$ の場合は、 $X/R = 8.25-15.0$ の速度分布の半径約 0.5 の

研 究 速 報

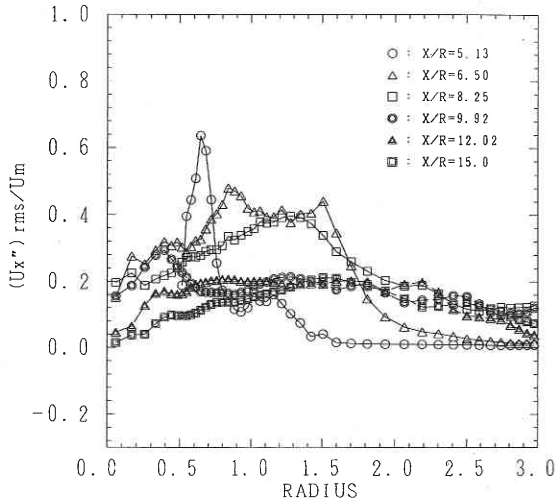


図 10 主流方向乱流強度分布 (Re = 5000)

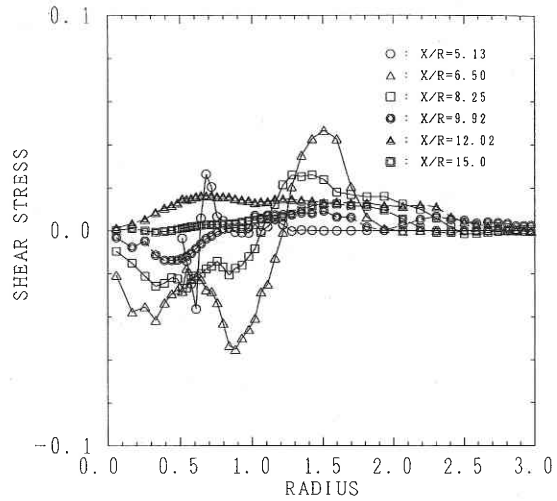


図 11 せん断応力分布 (Re = 5000)

部分で変曲点があることから流れ場全体が非定常になっていることがわかる。また、衝突円盤の後ろの逆流の領域が Re = 100 の場合より大きく Re = 100 の場合の約 1.35 倍になる。

4.2 乱流計算

図 6 と図 7 には主流方向平均速度分布、半径方向平均速度分布を示した。また、図 8 には周方向の平均速度分布を示す。今回の計算では入口条件として旋回のない速度分布を入口に与えたので、周方向の平均速度分布はゼロになるはずである。しかし、周方向の平均速度分布はゼロにならず、ある分布を持っている。これは今回の計算が約 4000 step、無次元時間 T = 4.0 までの結果であり、統計量が足りないことにその原因があると思われる、もっと計算を進めればその値は小さくなると思われる。

図 9 は主流方向の瞬時速度分布を示す。図中の実線のコンターは正值、波線のコンターは負値を示している。この図から流れ場全体は軸対称ではなく瞬間的に上向きになって変動していることがわかる。また、衝突円盤の後ろには円盤から距離約 2R までの逆流領域が存在し、壁付近にも逆流領域が見られ渦が壁に沿って流れていることがわかる。図 9 の下の図は主流方向の 3 ケ所での断面コンター図を示している。

図 10 と図 11 に流れ方向の乱流強度とせん断応力の分布を示す。乱流強度とせん断応力分布、両方とも衝突円盤周辺の流れの速度分布の変化が激しい部分でその値が大きくなるがわかる。

5. ま と め

一般座標系と円筒座標系を併用した複合座標系を用い、

複雑な流れ場である燃焼器内流れ場に対する数値計算を行った。予備計算として層流条件のもとで計算を行い、構築したコードの有効性を確認すると共にその流れ分布を得た。また、予備計算の結果、このような形状を持つ流れ場はレイノルズ数が数百でその流れ場が定常から非定常に変わっていくことがわかった。乱流の計算では元々速度勾配が激しい衝突円盤周りで乱流強度とせん断応力の値が大きくなることがわかった。

今後は乱流計算をさらに進行させ、燃焼器内流れの各種統計量および乱流挙動を検証すると共にダイナミックモデル等の検証も行う予定である。

謝 辞

本研究は、NEDO 独自の産業技術研究開発促進事業の助成、(ID No. 8 H 代 - 170) を受けて行われた。ここに記して謝意を表す。

(1997 年 10 月 31 日受理)

参 考 文 献

- 1) 佐藤, 志沢, 本阿弥, 機論 B, 57 巻 544 号, 1991, p. 4029.
- 2) 緒方, 志沢, 本阿弥, 機論 B, 60 巻 580 号, 1994, p. 4039.
- 3) Johnson, B. V. & Bennett, J. C., J. Gas Turbines and Power, 106, 1984, p. 121.
- 4) K. Akselvoll & P. Moin, J. Fluid Mech., 315, 1996, p. 387.
- 5) 富樫, 小林, 生産研究, 47 巻 2 号, 1995, p. 124.
- 6) 富樫, 東大機械工学科博士論文, 1994.
- 7) Smagorinsky, J., Monthly Weather Review 91, 1963.
- 8) Van Driest, E. R., J. Aero. Sci. 23, 1956.