

2

ガスタービン燃焼器三次元ダンプ・ディフューザ流れ解析

安藤 安則* 河 合 理 文*
佐藤 幸徳* 藤 秀 実*

A Numerical Calculation Method for Three-Dimensional Flows in the Dump Diffuser of Gasturbine Combustor

by

Yasunori ANDO, Masafumi KAWAI,
Yukinori SATOH and Hidemi TOH
Ishikawajima-Harima Heavy Industries Co., Ltd.

ABSTRACT

A finite volume method for the solution of three-dimensional incompressible steady Navier-Stokes equations based on a general curvilinear coordinate system was employed to study the characteristics of turbulent flow in dump diffuser of gas-turbine combustor. The standard $k-\epsilon$ turbulence model is used to characterize the effect of turbulence. In order to achieve a saving in CPU time for calculation, present calculation was performed by lending itself to vector computer architecture of the Supercomputer FACOM VP-50. This method is applied to prediction of turbulent flow in a three-dimensional dump diffuser with and without the fuel nozzle. The calculated results are compared with the corresponding experimental data obtained in this work. General features of the flow pattern are adequately predicted although discrepancies in detail seem to indicate deficiencies in the turbulence model used in present study.

1. 緒 言

最近、ガスタービン燃焼器の入口ディフューザの中で、ダンプ・ディフューザが注目されてきているが、その特性は未だ十分解明されたとはいえない。筆者らは図1に示すようなダンプ・ディフューザと従来型ディフューザとの実験的な比較検討を行った。しかしながら、ダンプ・ディフューザは構造

が複雑なため、調査すべきパラメータが多岐にわたり、実験的な方法にのみ頼ると膨大な時間と費用を要する。筆者らは、実用的なガスタービン燃焼器内のダンプ・ディフューザの流れ場特性を調べるため、一般曲線座標系に基づく有限体積法による二次元/三次元非圧縮性粘性流れの解析手法を開発した。乱流モデルには、標準の $k-\epsilon$ 二方程式モデルを採用した。

* 石川島播磨重工業株式会社

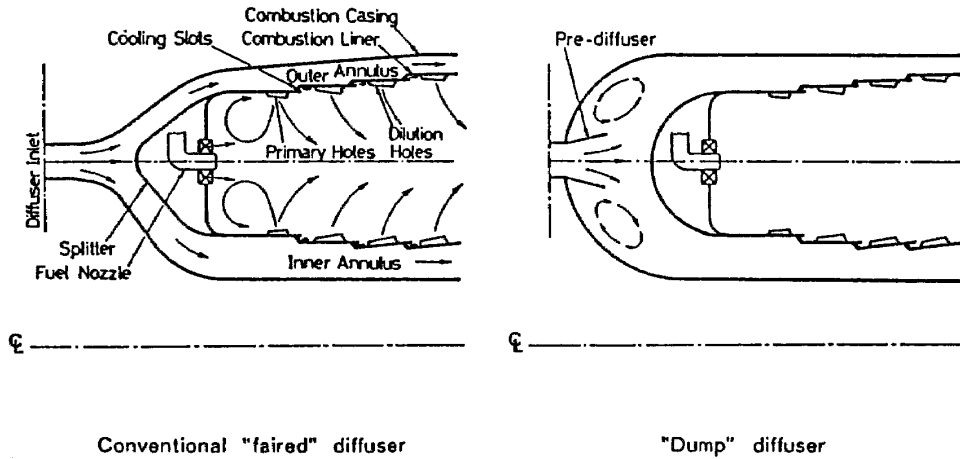


図1 ディフューザ形状

2. 数値解析手法

2.1 支配方程式

流れ場を三次元定常非圧縮性粘性流れ場とし、標準の $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いれば、流れ場の支配方程式は次の標準方程式にまとめて書ける。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x}(\rho U \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V \phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho W \phi) \\ &= \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z}(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z}) + S_\phi \end{aligned} \quad (1)$$

ただし、上式中、 X, Y, Z はデカルト座標、および U, V, W はそれぞれの方向の時間平均流速成分に対応している。 ρ は密度である。 ϕ は解くべき変数を表し、 Γ_ϕ は各変数の有効拡散係数である。 S_ϕ は各変数に関する対流項と拡散項以外のソース項である。表1に Γ_ϕ と S_ϕ のまとめを示す。 P は圧力である。

2.2 一般曲線座標系における支配方程式

任意形状物体まわりの非圧縮性粘性流れ場解析手法には、いくつかの方法^{1,2)}がある。本手法は、筆者らのデカルト座標に基づく三次元粘性流れ場解析手法^{4,5)}に、二次元任意形状流れ場解析に用いた一般曲線座標系による解析手法⁶⁾を取り入れて発展させたものである³⁾。

三次元任意形状物体まわりの流れ場計算領域の境界に適合する一般曲線座標系 (ξ, η, ζ) を導入する。

標準支配方程式(1)を一般曲線座標系に変換すると、

表1 有効拡散係数とソース項

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
1	0	0
u	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x})$
v	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial y})$
w	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z})$
k	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$
ϵ	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon}$	$G_\epsilon C_1 \frac{\epsilon}{k} - C_2 \frac{\rho \epsilon^2}{k}$
h	μ_{eff} / σ_h	Q_h

次のように書ける。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{J} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi}(\rho G_1 \phi) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho G_2 \phi) + \frac{\partial}{\partial \zeta}(\rho G_3 \phi) \right\} \\ &= \frac{1}{J} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi}(\Gamma_\phi \frac{A \partial \phi}{J \partial \xi}) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\Gamma_\phi \frac{B \partial \phi}{J \partial \eta}) \right. \\ &+ \frac{\partial}{\partial \eta}(\Gamma_\phi \frac{C \partial \phi}{J \partial \eta}) + \left[\frac{\partial}{\partial \eta}(\Gamma_\phi \frac{D \partial \phi}{J \partial \xi}) \right. \\ &+ \frac{\partial}{\partial \xi}(\Gamma_\phi \frac{D \partial \phi}{J \partial \eta}) + \frac{\partial}{\partial \zeta}(\Gamma_\phi \frac{E \partial \phi}{J \partial \xi}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial \xi}(\Gamma_\phi \frac{E \partial \phi}{J \partial \zeta}) + \frac{\partial}{\partial \zeta}(\Gamma_\phi \frac{F \partial \phi}{J \partial \eta}) \\ &+ \left. \left. \frac{\partial}{\partial \eta}(\Gamma_\phi \frac{F \partial \phi}{J \partial \zeta}) \right] \right\} + S_\phi^*(\xi, \eta, \zeta) \\ &= \frac{1}{J} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi}(\Gamma_\phi \frac{A \partial \phi}{J \partial \xi}) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\Gamma_\phi \frac{B \partial \phi}{J \partial \eta}) \right. \\ &+ \left. \frac{\partial}{\partial \eta}(\Gamma_\phi \frac{C \partial \phi}{J \partial \eta}) \right\} + S_\phi(\xi, \eta, \zeta) \end{aligned} \quad (2)$$

ただし、 J はヤコビアンであり、 S_ϕ^* はソース項を座標変換したものである。 $S_\phi(\xi, \eta, \zeta)$ は[]内の項をまとめたものである。 G_1, G_2, G_3 は反共変ベクトルに類したものであり、次のように定義する。

$$\begin{aligned} G_1 &= a_1 U + a_2 V + a_3 W \\ G_2 &= b_1 U + b_2 V + b_3 W \\ G_3 &= c_1 U + c_2 V + c_3 W \end{aligned} \quad (3)$$

上記の A, \dots, F や a_1, \dots, c_3 は座標変換に伴う係数である。

2.3 差分方程式とその解法

支配方程式群を適当な境界条件のもとで数値解析するため、有限体積法を用いて差分方程式を導入する。差分格子としては、スタガード格子（流速成分用の格子をスカラー量の格子間に配置したもの）を採用した。図2に示す計算格子まわりのコントロール・ボリューム内にて支配方程式を積分することにより、次の代数方程式が得られる。

$$\begin{aligned} A_P \phi_P &= A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_T \phi_T \\ &+ A_T \phi_T + A_B \phi_B + S_\phi(\phi_E, \dots, \phi_{NE}, \dots, \\ &\text{etc.}) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 A_P, A_E, \dots, A_B は各差分格子点における差分係数であり、各係数に含まれる対流項と拡散項の寄与はハイブリッド・スキーム⁷⁾により評価した。本報告に用いた差分方程式の解法は、Patankar-Spalding⁷⁾が放物型流れに適用したSIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) アルゴリズムを三次元一般曲線座標系に拡張したも

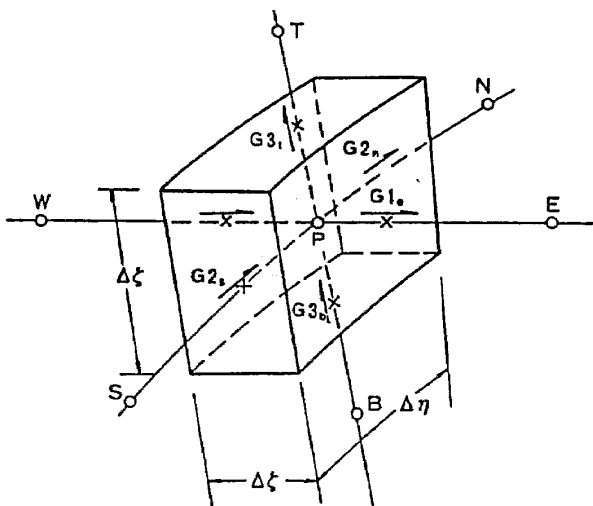


図2 計算格子とコントロール・ボリューム

のである。代数方程式は、スーパーコンピュータ FACOM VP-50 に適した Checker-Board 法⁸⁾に基づく反復法により解いた。全体の計算手法をまとめると、次のように書ける。

- ① 初期値または前回の繰り返し計算で得られた圧力場を基に、流速成分 (U_j) についての運動方程式を解く。
- ② 次に反共変ベクトル G_1, G_2, G_3 を計算する。
- ③ ②で得られた反共変ベクトルを用いた圧力補正方程式を解き、圧力場と G_1, G_2, G_3 を補正する。
- ④ 反共変ベクトルより、流速成分を計算する。
- ⑤ 乱流特性値 (k, ϵ) を解く。
- ⑥ 所期の収束判定値を満たすまで、①~⑤を繰り返す。

3. 計算の詳細

本計算手法の計算精度と設計ツールとしての有用性を検証するため、図3に示す実験装置にて、流れ

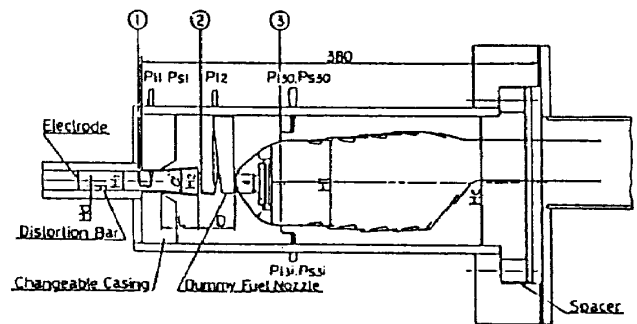


図3 ダンプ・ディフューザ実験装置の詳細

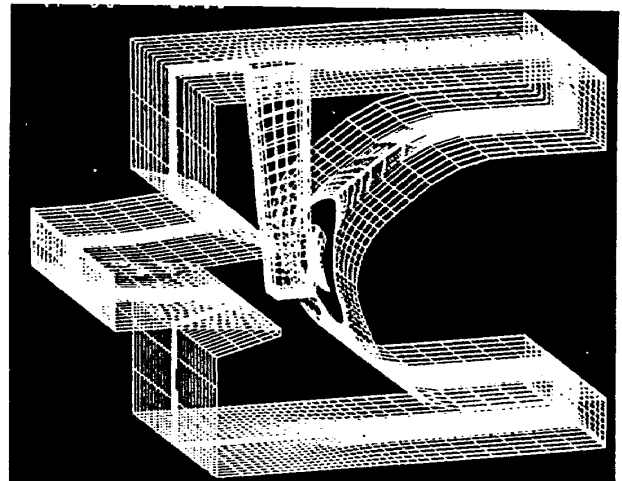


図4 三次元ダンプ・ディフューザの計算格子 (燃料ノズルを考慮した場合)

の可視化、流速分布と圧力分布測定を行った。また、その結果と計算結果との比較検討を行った。

3.1 計算格子

ガスタービン燃焼器内のダンプ・ディフューザ流れ解析に用いる計算格子には、いわゆる数値生成法を用いた。本方法は、偏微分方程式を解く手法と代数的に生成する手法とを組み合わせたものである。図4に、本手法にて生成された格子の鳥瞰図を示す。燃料ノズルのある場合の計算格子点数は、49735個 ($X \times Y \times Z = 49 \times 29 \times 35$)である。

3.2 計算条件

流速分布についての計算領域流入面の境界条件は、実験結果を用いた。また乱流運動エネルギー (k_{in}) と乱流運動エネルギーの散逸率 (ϵ_{in}) は、等方性を仮定して、標準的な方法にて与えた。

内筒、燃料ノズルおよびアウト/インナの壁表面上では滑りなし条件を与えた。流出面では、圧力の流れ方向の変化は零にし、流速に関しては、アウト側/インナ側の流量比が実験値と同じになるように与えた。計算領域の両側面では周期的境界条件を与えた。乱流運動エネルギーとその散逸率の壁面近傍における値は、標準の壁関数³⁾を用いて与えた。

なお、本計算に於ける収束条件は、全ての変数 ϕ について各コントロール・ボリューム内での保存方程式の残差の総和がそれぞれの流入フラックスの0.1%以下になった場合とした。

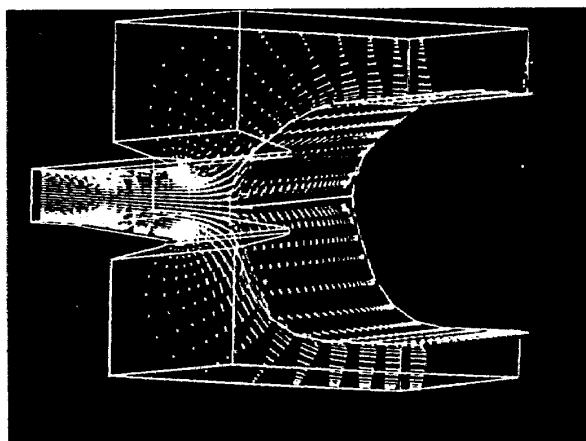


図5 燃料ノズルを考慮しない場合のダンプ・ディフューザ内の流速ベクトル

4. 結果と考察

本解析手法を、燃料ノズルのある場合と無い場合の三次元ダンプ・ディフューザ内の流れ場解析に適用した。

燃料ノズルが無い場合に関しては、 $34 \times 25 \times 35$ 個の格子を用いた。図5に、この場合の流速ベクトル分布を示す。プレディフューザから出た流れは二つに分かれ、ライナとダンプ領域に生じる定常渦に挟まれた部分で加速される。アウト側の定常渦の再付着の長さは、燃焼器内筒が非対称のため、インナ側のそれより大きく、それぞれの長さを入力ディフューザ高さで無次元化すると、それぞれ4.2と2.8であった。この場合の計算による流れ場と可視化実験結果との比較を行った。可視化実験結果の再付着点は、やや不明瞭であるが、ほぼ計算結果と対応するものであった。これらの結果から、燃料ノズルの無い場合はほぼ二次元流れに近いものになっていることがわかる。

次に、燃料ノズルの影響を考慮した場合の計算結果について述べる。この場合の計算格子は、49735個 ($X \times Y \times Z = 49 \times 29 \times 35$)を用いた。図6に、燃料ノズルと燃焼器内筒を含む面の流速ベクトル分布を示す。燃料ノズルが存在するため、アウト側の定常渦の大きさはインナ側のそれの大きさより小さくなっている。また、燃料ノズルの下流には、局所的な再循環領域が発生している。

図7には、燃料ノズルの下流の横断面内の流速ベ

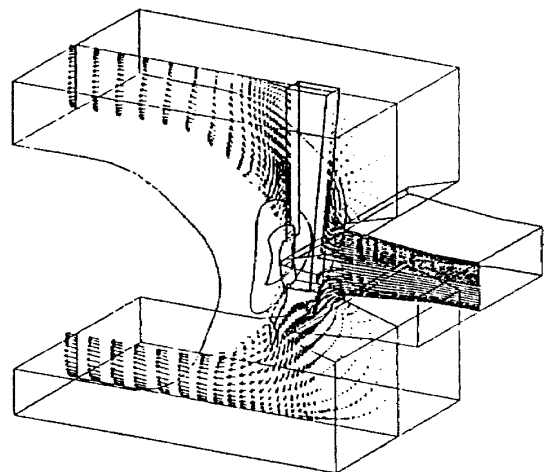


図6 燃料ノズルを含む面内の計算によるフローパターン

クトル分布を示す。燃料ノズルまわりの複雑な二次流れの様相が明瞭にわかる。さらに、図8に、計算領域の境界面における流速ベクトル分布を示す。こ

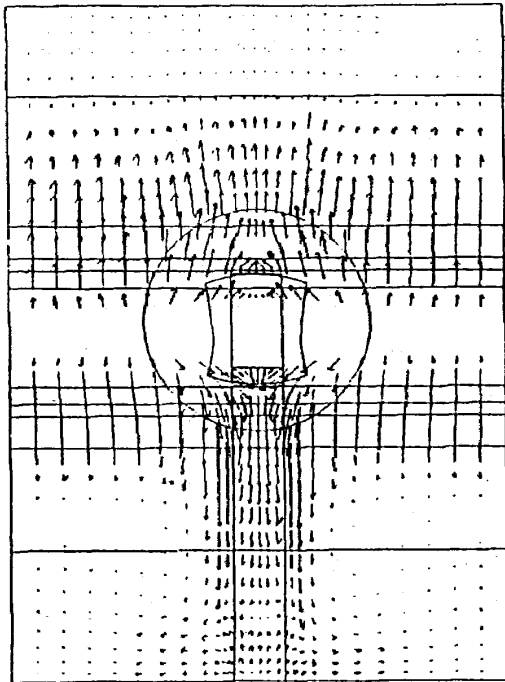


図7 燃料ノズル下流の横断面内の計算によるフローパターン

の面内の流れには、燃料ノズルの影響があまり見られず、ほぼ二次元流れに類似したものが出現している。これらの結果から、本解析手法はダンプ・ディフューザ内の流れ場の特徴を再現しているものと考えられる。

燃焼器内筒の近傍およびそれを含む面内の乱流運動エネルギー分布についても検討を行った。燃料ノズルの近傍で、強い剪断流が生じ、乱流運動エネルギー

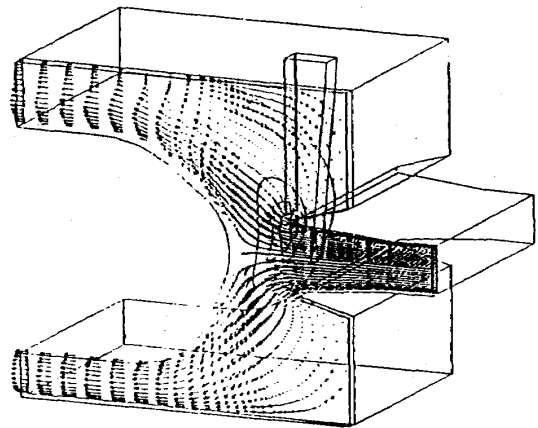


図8 燃料ノズルを含まない側面の計算によるフローパターン

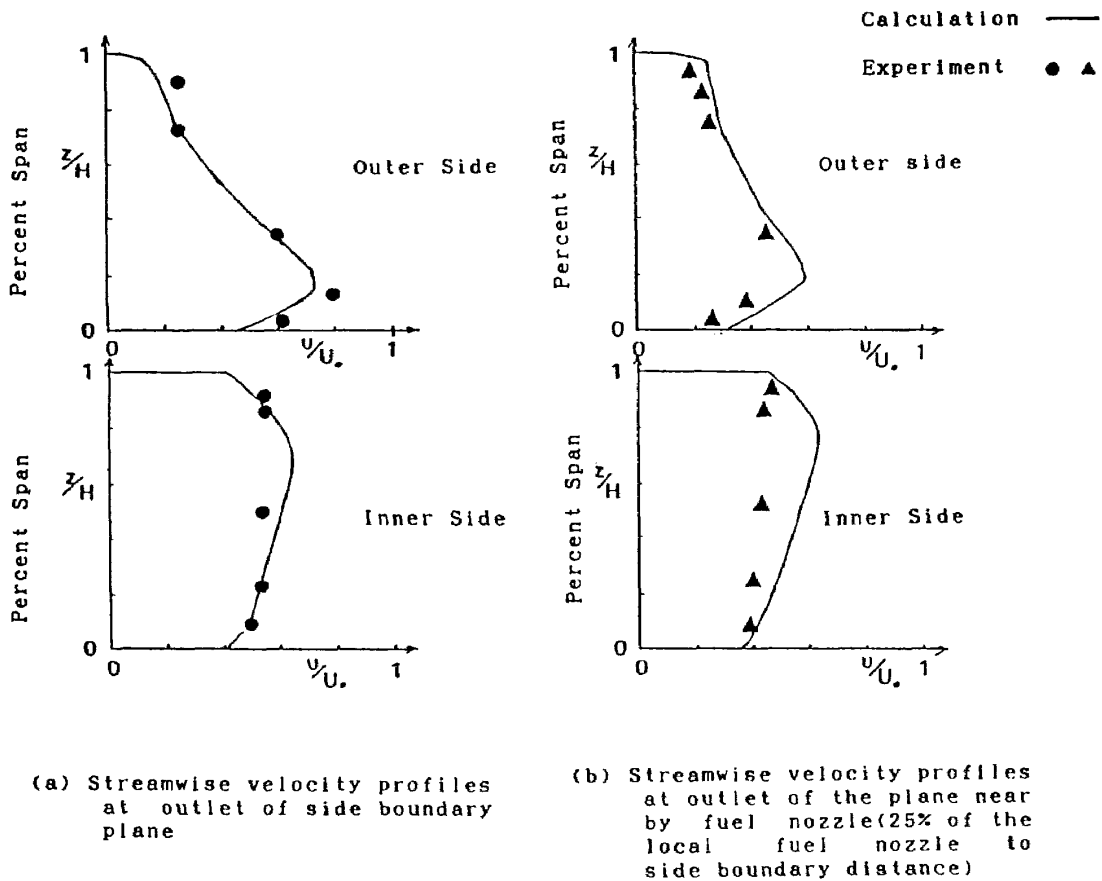


図9 流出面における流速分布に関する実験値と計算値との比較

の生成が行われていることが分った。

最後に、計算領域の流出面における流速分布に関して、計算値と実験値との比較を示す(図9)。全般的には、定性的、定量的にも良い一致がみられるが、燃料ノズルを含む面内の計算値の方が実験値より大きくなっている。これは、複雑な三次元の乱流流れ場に対して、等方性の仮定に基づく $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いているためと考えられる。

5. 結 言

複雑な三次元ダンプ・ディフューザ内の流れ場に関して、一般座標系に基づく解析手法を開発した。本計算手法により、三次元ダンプ・ディフューザ内の流れ場の複雑なフローパターンを再現できた。また、計算結果を、実験結果と比較検討したところ、両者は定性的、定量的にもほぼ良い一致を示し、本予測手法の有効性が確認できた。

参 考 文 献

- 1) Rhie, C.M. and Chow, W.L., AIAA J., Vol. 21 (1983), 1525.
- 2) Shyy, W., AIAA Paper No. 85-1440 (1985).
- 3) Launder, B.E. and Spalding, D.B., Compt. Meths. Appl. Mech. Eng., Vol. 3 (1974), 269.
- 4) 安藤, 河合, 藤本, 水本, 根岸, 草刈: 石川島播磨技報, 24-3 (昭59), 171.
- 5) Ando, Y., Kawai, M., Fujimoto, T. and Mizumoto, N., Numerical Mathematics and Applications, Elsevir Science Publishers B.V. (North Holland) (1986), 407.
- 6) Ando, Y., Kawai, M., Sato, Y. and Toh, H., AIAA Paper No. 86-1656 (1986).
- 7) Patankar, S.V. and Spalding, D.B., Int. J. Heat and Mass Transf., Vol. 15 (1972), 1787.
- 8) Ando, Y., Kawai, M., Sato, Y. and Toh, H., AIAA Paper No. 88-0185 (1988).