

ダンプ・ディフューザの乱流流れ場数値解析

安藤 安則* 河 合 理 文*
佐藤 幸徳** 藤 秀 実**

Numerical Prediction of Turbulent Flows in Dump Diffusers

by

Yasunori ANDO, Masafumi KAWAI
Research Institute
Ishikawajima-Harima Heavy Industries Co., Ltd.

Yukinori SATO, Hidemi TOH
R & D Dept., Aero-Engine and Space Operations
Ishikawajima-Harima Heavy Industries Co., Ltd.

ABSTRACT

A finite-volume calculation method for the solution of two-dimensional incompressible time-averaged Navier-Stokes equation in a general curvilinear coordinate system is presented in this paper. The main calculation algorithm of the method is an extension of SIMPLE algorithm to present the governing equations based on curvilinear coordinates, maintaining the Cartesian velocity components as dependent variables. The standard $k-\epsilon$ turbulence model is used for closure of the Reynolds equation. This method is applied to calculation of turbulent flows in two-dimensional and axi-symmetrical dump diffusers with uniform and distorted inlet velocity profiles.

The results are compared with the data obtained from the present experiments and the other available data. The general flow pattern and velocity distribution are successfully predicted and the results show good agreement with experimental data, especially when using the QUICKER scheme for the convection terms approximation. Pressure loss can also be predicted using the fine grid, but improvement must be achieved in the computational method to be able to predict pressure loss with moderate grid. The treatment of the pressure correction equation in general curvilinear coordinates employed in this work enhances the stability and robustness of calculation.

1. 序 論

最近、ガスタービン燃焼器の入口ディフューザの中で、圧縮機側からの不均一な流れに対して安定な

流量配分が得られ、かつ燃焼器全体長さの削減というエンジンの高圧化に伴う要求に対応できるものとして、ダンプ・ディフューザが注目されてきており、幾つかの研究報告^{1,2)}がある。しかしながら従来の研究で取り扱われているダンプ・ディフューザへの流入流速分布は均一な場合がほとんどである。流速

* 石川島播磨重工業株式会社 技術研究所
** 石川島播磨重工業株式会社 航空宇宙事業本部

分布が不均一な場合、いわゆるディストーションがある場合に関する研究は理論的にも実験的にもあまり多くない。

筆者らは、第1図に示す様なダンプ・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³⁾を行ってきた。その結果、ダンプ・ディフューザはディフューザ入口の流速分布の変化にはあまり影響されないが、従来型のディフューザより圧損が大きくなることが明らかになった。従って可能な限り圧損を抑えて、上記の望ましいダンプ・ディフューザの性能を得る最適構造の研究が必要になってくる。

ダンプ・ディフューザの構造が複雑なため、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、膨大な費用と時間を要する。

ダンプ・ディフューザの効率的な調査研究を行なう一つの手段として、一般曲線座標(物体適合座標)に基づく乱流流れ場数値解析手法⁴⁾を開発した。本手法は、筆者ら⁵⁾のデカルト座標系の三次元粘性流れ場解析手法を一般座標系に直接拡張したものである。ダンプ・ディフューザのような複雑な境界まわりの流れ場を一般曲線座標系を用いて解析するには、幾つもの手法⁶⁾がある。

筆者らは、実用的な三次元ダンプ・ディフューザ流れ解析を目指して計算コードVEGA-2D/3Dを開発した。本報告では、計算コードに組み込まれている一般曲線座標系で記述した有限体積法による計算手法を詳細に述べた。さらにこの手法を2次元と軸

対称のダンプ・ディフューザ内の乱流流れ場解析に適用し、実験結果との比較検討を行なった。

2. 計算手法

2.1 支配方程式

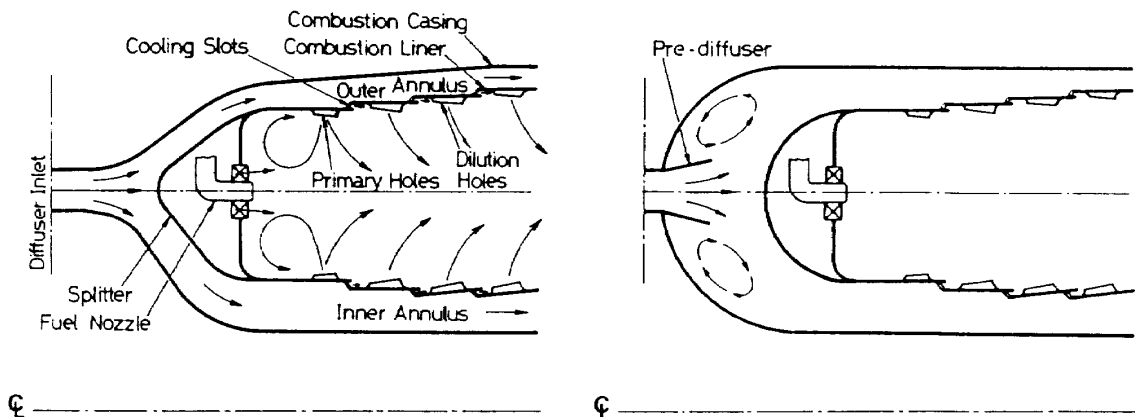
二次元および軸対称の非圧縮性粘性流れ場を支配する時間平均化された方程式は、直交座標系では一般的に次のように書ける。

$$y^n \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho U y^n \phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho V y^n \phi) \right] = y^n \left[\frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_\phi y^n \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma_\phi y^n \frac{\partial \phi}{\partial y}) \right] + S_\phi \quad (1)$$

y^n の n は軸対称のとき1、二次元(平面)のとき0である。 ϕ は解くべき変数、すなわち流速成分 U , V , 乱流運動エネルギー k , および k の散逸率 ϵ である。また $\phi=1$ のときは(1)式は連続の式を表わす。 ρ は流体の密度である。 Γ_ϕ , S_ϕ はそれぞれ変数 ϕ の有効拡散係数およびソース項である。

(1)式を偏微分の連鎖則により一般曲線座標系(ξ , η), $\xi=(x, y)$, $\eta=(x, y)$ に変換すると次式が得られる。

$$\frac{y^n}{J} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (\rho G_1 y^n \phi) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho G_2 y^n \phi) \right] = \frac{r^{-n}}{J} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} (\alpha y^n \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \beta y^n \frac{\partial \phi}{\partial \eta}) \right]$$



Conventional "faired" diffuser

"Dump" diffuser

第1図 燃焼器入口ディフューザの種類

$$\begin{aligned}
 & + \frac{y^n}{J} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\Gamma_\phi}{J} \left(\gamma y^n - \beta y^n \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \right] \\
 & + S_\phi(\xi, \eta) \tag{2}
 \end{aligned}$$

ここで G_1, G_2 は次のように定義される反共変ベクトルである。

$$G_1 = u \frac{\partial y}{\partial \eta} - v \frac{\partial x}{\partial \xi}, \quad G_2 = v \frac{\partial x}{\partial \xi} - u \frac{\partial y}{\partial \eta}$$

J は座標変換のヤコビアン, また α, β, γ は座標変換に伴う係数である。本手法においては, 乱流モデルとして, 標準の $k-\epsilon$ 2 方程式モデルを用いている。

2.2 差分方程式

本章の以下の説明では, 簡単のために 2 次元流れの場合について述べる。

第2図に物理面および計算面における差分格子を示す。差分格子には "Staggered Grid" を用いている。すなわち, スカラ量である圧力 P , 密度 ρ , 乱流運動エネルギー k とその散逸率 ϵ 等は格子点 P で定義し, ベクトル量はスカラ量に対するコントロールボリュームの境界に置く (U, G_1 は e, w 点, V, G_2 は n, s 点)。

支配方程式(2)をコントロールボリューム内で次式のように積分することにより, 差分方程式を導く。

$$\begin{aligned}
 & (\rho G_1 \phi \Delta \eta)_w^e + (\rho G_2 \phi \Delta \xi)_s^n \\
 & = \left\{ \frac{\Gamma_\phi}{J} \left(\alpha \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \beta \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) \Delta \eta \right\}_w^e \\
 & + \left\{ \frac{\Gamma_\phi}{J} \left(\gamma \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - \beta \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \Delta \xi \right\}_s^n + S_\phi J \Delta \xi \Delta \eta. \tag{3}
 \end{aligned}$$

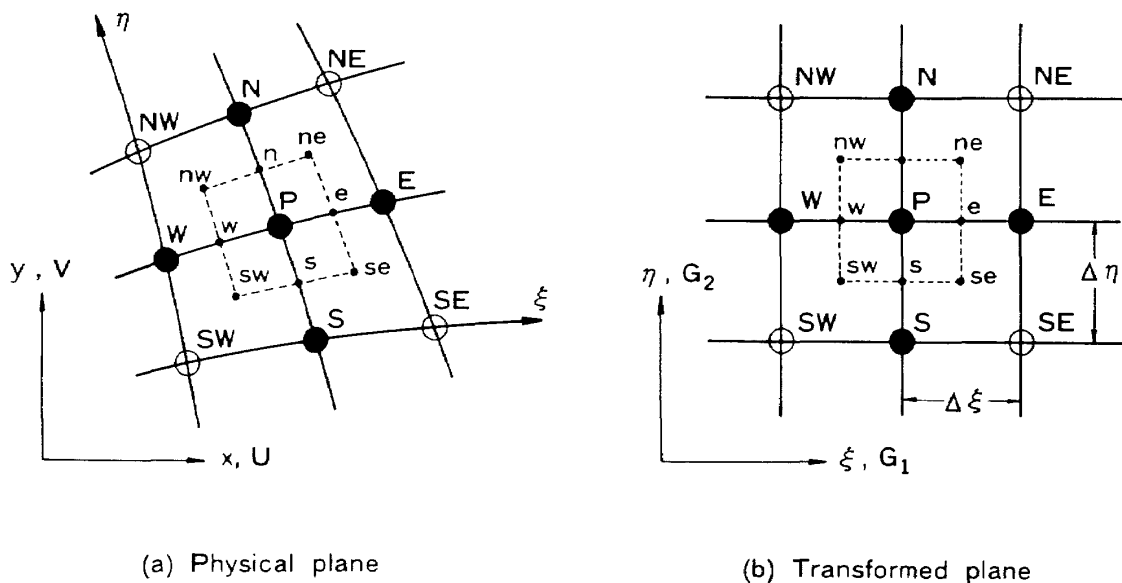
コントロールボリュームの境界における対流項および拡散項は, それぞれ次のように近似する。

$$\begin{aligned}
 (\rho G_1 \phi \Delta \eta)_e &= (\rho G_1 \Delta \eta)_e \cdot \frac{1}{2} (\phi_E + \phi_P) \\
 \left\{ \frac{\Gamma_\phi}{J} \left(\alpha \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \Delta \eta \right\}_e &= \left(\frac{\Gamma_\phi}{J} \alpha \Delta \eta \right)_e \\
 & \cdot (\phi_E - \phi_P) / \Delta \xi. \tag{4}
 \end{aligned}$$

これより次の差分方程式が得られる。

$$\begin{aligned}
 A_P \phi_P &= A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + S_\phi J \Delta \xi \Delta \eta \\
 & - \left\{ \left(\frac{\Gamma_\phi}{J} \beta \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \Delta \eta \right)_w^e + \left(\frac{\Gamma_\phi}{J} \beta \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \Delta \xi \right)_s^n \right\}. \tag{5}
 \end{aligned}$$

(5)式で, 差分係数 A_E 等には対流と拡散の効果が含まれている。対流項の近似方法は, 精度が高くかつ安定性のよい数値計算を行なうためには重要な問題である。本手法では, 著者らの行なった種々の差分法に関する比較検討⁷⁾をもとに, 二種類の差分法を用いてそれらの結果を比較した。一つはハイブリ



第2図 差分格子

ッドスキーム（中心差分と一次風上差分の混合），もう一つは三次風上差分法の一つである，QUICKER⁸⁾スキームである。(5)式の右辺最後の項は，物表面における格子の非直交性により生ずるものである。

以上のように得られた差分方程式を解く手法としては，SIMPLE(Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations)⁹⁾アルゴリズムを一般曲線座標系へ拡張したものをを用いた。この手法は流速成分と圧力を連成させて，予測-修正演算を繰り返すものである。差分方程式の解法は， x ， y 方向それぞれに標準のTDMA(Tri-Diagonal Matrix Algorithm)を用いたDouble SweepのLine-by-Line法で解いた。ただし圧力補正方程式は，一般曲線座標系に変換することにより生じた非対角項(ϕ_{NE} 等，第2図参照)を考慮した9点近似式としているので，TDMAではなく，9点近似のポイント法で解いている。

3. 2次元ダンプ・ディフューザ流れ解析への応用

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，2次元ダンプ・ディフューザの

実験と同じ条件で数値計算を行ない，実験値と計算値を比較検討した。

3.1 物体適合座標

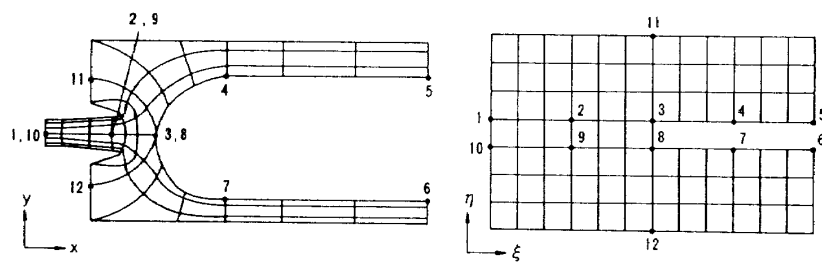
第3図に2次元ダンプ・ディフューザ内に生成された一般曲線座標(物体適合座標)を示す。(a)に本計算に用いた物理面と計算面との対応を示す。格子の数は ξ ， η それぞれの方向に，細密な格子(b)で， 141×81 である。これらの格子は，楕円型微分方程式を解くことにより生成した。

3.2 境界条件

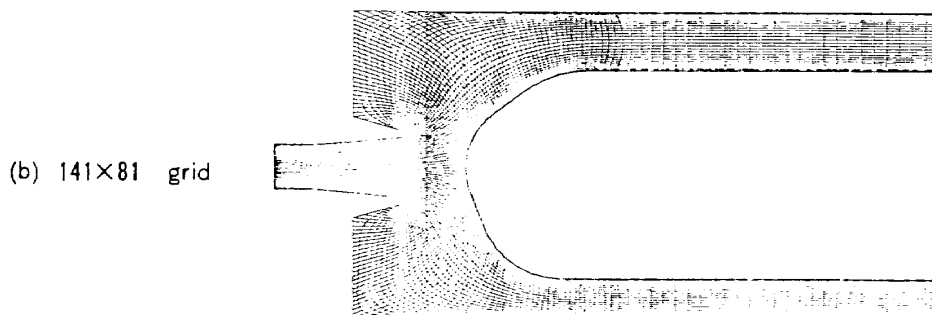
流入流速は，実験により得られた分布を与えた。入口での乱流特性量には標準的な値を与えた¹⁰⁾。壁面においては，滑りなしの条件，および圧力の壁面法線方向の変化を零とするとともに，乱流に関してはいわゆるWall Function¹⁰⁾を用いた。流出面では，圧力の流れ方向の変化を零とし，流速に関しては，アウト側およびイン側流量配分が実験において与えた比と一致するようにした。

3.3 計算ケース

計算は一様流入およびディストーションのある流



(a) Correspondence of the grid points



(b) 141x81 grid

第3図 ダンプ・ディフューザの計算格子

入の二種類の入口条件にたいして、ハイブリッドスキームと中程度の格子の組合せで行った。さらに、一様流入の場合に対しては、QUICKERスキームおよび細密な格子を用いた計算も行った。計算ケースをまとめると、つぎのようになる。即ち、

ケース1；一様流入流速，ハイブリット，格子
67 × 41

ケース2；一様流入流速，QUICKER，格子
67 × 41

ケース3；一様流入流速，ハイブリット，格子
141 × 81

ケース4；ディストーションのある流入流速，ハイブリット，格子67 × 41

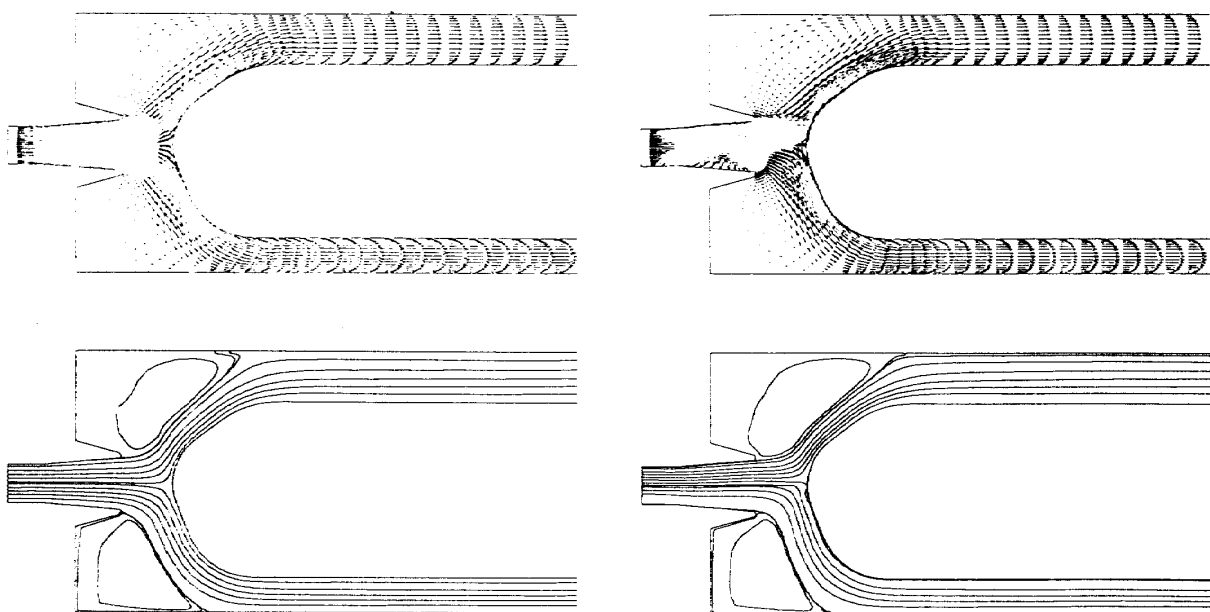
繰り返し計算の収束条件としては、各コントロールボリュームでの連続の式の誤差の合計が、流入質量流量の1/100（ケース1，2，4）または1/1000（ケース3）となったときとした。

3.4 計算結果と考察

第4図にケース1および4に対する計算結果を示す。図(a)，(c)は流速ベクトル，(b)，(d)は流線である。プレディフューザより出た流れは二つに分けられ、ライナと、ダンプ領域に生ずる定常渦にはさまれた

部分で加速される。流れの壁面への再付着点までの距離（角より測定し、ディフューザ入口高さ H_1 で無次元化）は、一様流入の場合、アウト側で4.2，インナ側では3.2であった。ディストーションのある流入（ケース4）では、アウト側の定常渦はさらに発達し、再付着距離は、アウト側，インナ側でそれぞれ4.6，2.8となった。これにより、ライナ部と定常渦に囲まれた流路の幅は、アウト側で小さく，インナ側では大きくなる。したがって，流れはインナ側により流れ易くなり，入口でのディストーション（アウト側で流速大）にもかかわらず，出口での流量は，アウト側，インナ側でほぼ等しくなる。このように，ダンプ・ディフューザの基本的な流れのパターンを，計算することができた。

次に，計算結果の精度をさらに高めるために，一様流入の場合に対して，ケース2および3，すなわちQUICKERスキームと細密な格子を用いた計算を行なった。これら三つのケース（ケース1，3，4）の結果は，流速ベクトルや流線で見ると，大きな差はなかったが，再付着距離には差を生じ，たとえばインナ側ではケース1，2，3に対してそれぞれ3.2，3.3，3.4であった。一方実験結果では，同じ側の再付着距離は3.2から3.6の範囲であった



Case 1 (uniform profile)

Case 4 (distorted profile)

第4図 計算による流速ベクトルと流線

(実験においては再付着位置は常に振動しており、再付着距離は範囲でしか定められない)。これより、ケース 3 が実験との対応が最もよく、ケース 2 も、少ない格子数(ケース 3 の 1/4 以下)にもかかわらず十分な精度であると言える。ケース 1 も、後述する経済性の高さを考慮すれば、十分に実用であると考えられる。

第 5 図は、一様流入の場合のダンプ領域における流れパターンの様子を、流れの可視化実験の結果とケース 3 の計算結果とを比較して示したものである。前述のように、実験においては流れの再付着点はあまりはっきりしないが、図は計算結果と実験結果の良好な一致を表わしている。

以上のように、ダンプ・ディフューザ内流れの流れパターンおよび流速ベクトルを、実用上十分な精度で数値計算できることがわかった。しかしながら、数値解析手法を設計のためのツールとして考えるならば、圧力損失についても十分な精度で予測できる必要がある。この点から見ると、ケース 3、すなわち細密な格子を用いたケースのみが、圧力損失を実用的な精度(実験値の±20%以内)で予測することができた。他のケースでは、計算で得られた圧力損失の値は実験値と十分な一致を示さなかった。このことより、一般的な流れパターンの予測には、今回の計算で用いた中程度(67×41)の格子で十分であるが、圧力損失のような積分された特性量を精度よく予測するためには、かなり細密な格子が必要であると言える。比較的粗い格子で圧力損失等を十分

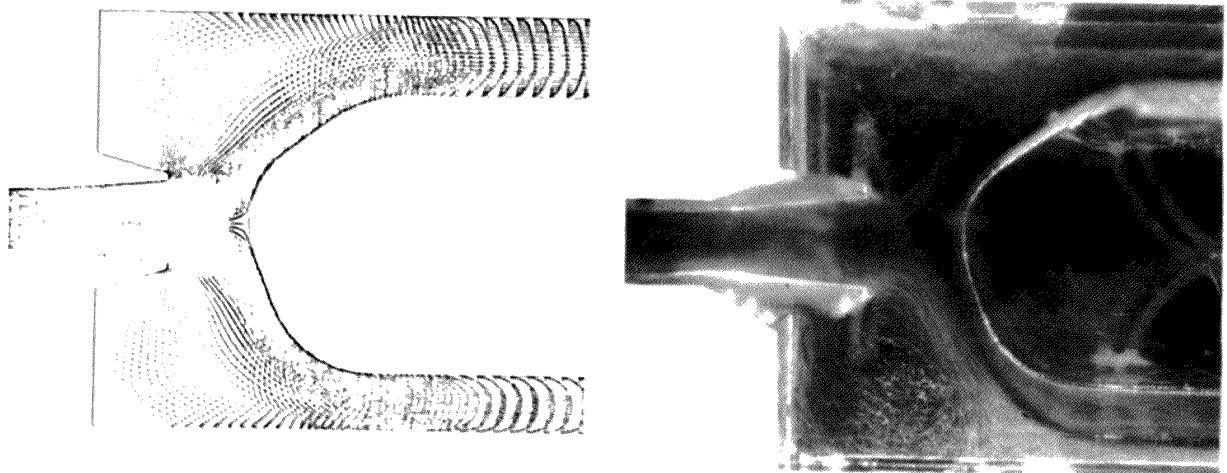
な精度で計算するためには、数値解析手法、特に乱流モデルの改良が課題である。

3.5 計算手法の特性

一様流入の場合の各ケースに対する解の収束状況を比較した。ハイブリッドスキーム(ケース 1, 3。ケース 3 はケース 2 に比較して 4 倍以上の格子数である)は非常に収束が速い。またこのスキームは安定性にも優れており、連立方程式を解く際の緩和係数に、かなり大きな値を使用することができた。これに対して、QUICKER スキームは多くの研究者が指摘するように収束が遅く、また緩和係数も小さな値が必要であった。

次に、出口での境界条件について考察する。本報に示した各計算結果は、前述のように出口でのアウト側、インナ側の流量配分が実験において与えた値(ほぼ 1:1)と等しくなるように出口境界条件を与えて得られたものである。しかし実際には、出口での流量配分を与えなくても収束した解が得られている。よって、本計算手法は、与えられた流量配分に対して圧力損失等を予測するためだけでなく、最適な流量配分や小さい圧力損失といった諸条件を満たすようなダンプ・ディフューザの形状を見出すための、系統的な研究・調査にも有用であると言える。

Shyy⁶⁾ は、本報と同様のダンプ・ディフューザに関する数値解析手法の開発を行なっているが、彼の手法では、QUICKER スキームでは収束解が得



第 5 図 計算によるフローパターンと実験結果との比較

られず、出口での流量配分を与えないとやはり収束解が得られなかった。本手法はこれらのいずれの場合にも解を得ることができたが、Shyyの手法と本手法との最大の違いは、圧力補正方程式の取り扱いにある。すなわち、本手法では圧力補正方程式は非対角項を残して9点近似の式としているのに対して、ShyyはTDMAを利用できるように、方程式の非対角項を落として5点近似としている。本方法でのやりかたは計算機のメモリが余分に必要となるものの、上記で比較したように、数値解析手法の安定性を向上させていると言える。

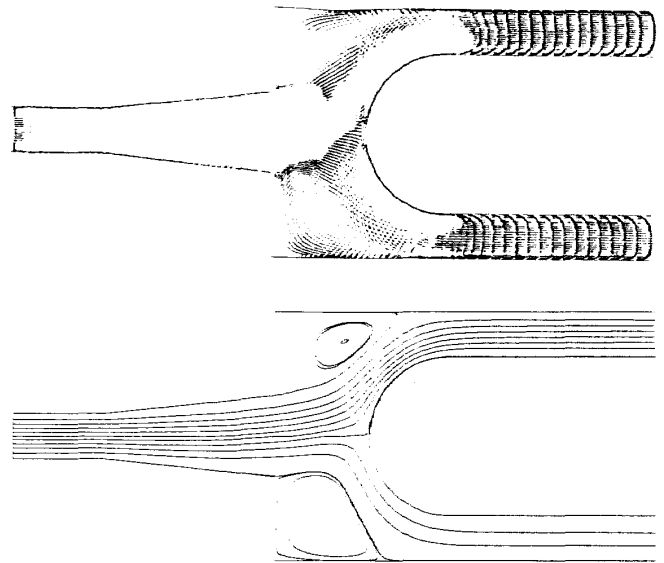
本章で述べた各計算ケースで収束解を得るのに要した計算時間は、FACOM S-3500計算機を用いて、ケース1で1.5時間、ケース2,3では14時間程度であった。

4. 環状ダンプ・ディフューザへの応用

実際のガスタービンの燃焼器に用いられるダンプ・ディフューザはほとんどが環状のものである。この章においては本計算手法を環状ダンプ・ディフューザに適用して、計算結果と実験結果との比較検討を行なった。

計算対象の環状ダンプ・ディフューザはFishendenら²⁾が行なった実験模型と同じものとした。計算格子は 148×81 の密な格子である。計算条件は以下のとおりである。ダンプ・ディフューザの流入流速分布は、実験結果を与えている。アウト側およびインナ側の壁における流れの境界条件は、前述のWall Functionを用いた。アウト側およびインナ側の流出流量比は、実験条件と同様に2.2:1とした。計算Reynolds数は 1.9×10^5 である。計算スキームはハイブリットのみを使用した。

第6図に計算による流速ベクトルと流線図を示す。インナ側とアウト側にそれぞれ再循環領域が現れている。その大きさはアウト側の大きさがやや大きい程度である。また与えた流量比に対して、アウト側とインナ側のそれぞれの流出面における平均流速はほぼ同じである。この結果はFishendenらの実験結果と同じであり、流出流量比がこの幾何学形状のダンプ・ディフューザの最適値(2.15)²⁾に近い値の



第6図 環状ダンプ・ディフューザ内の計算による流速ベクトルと流線

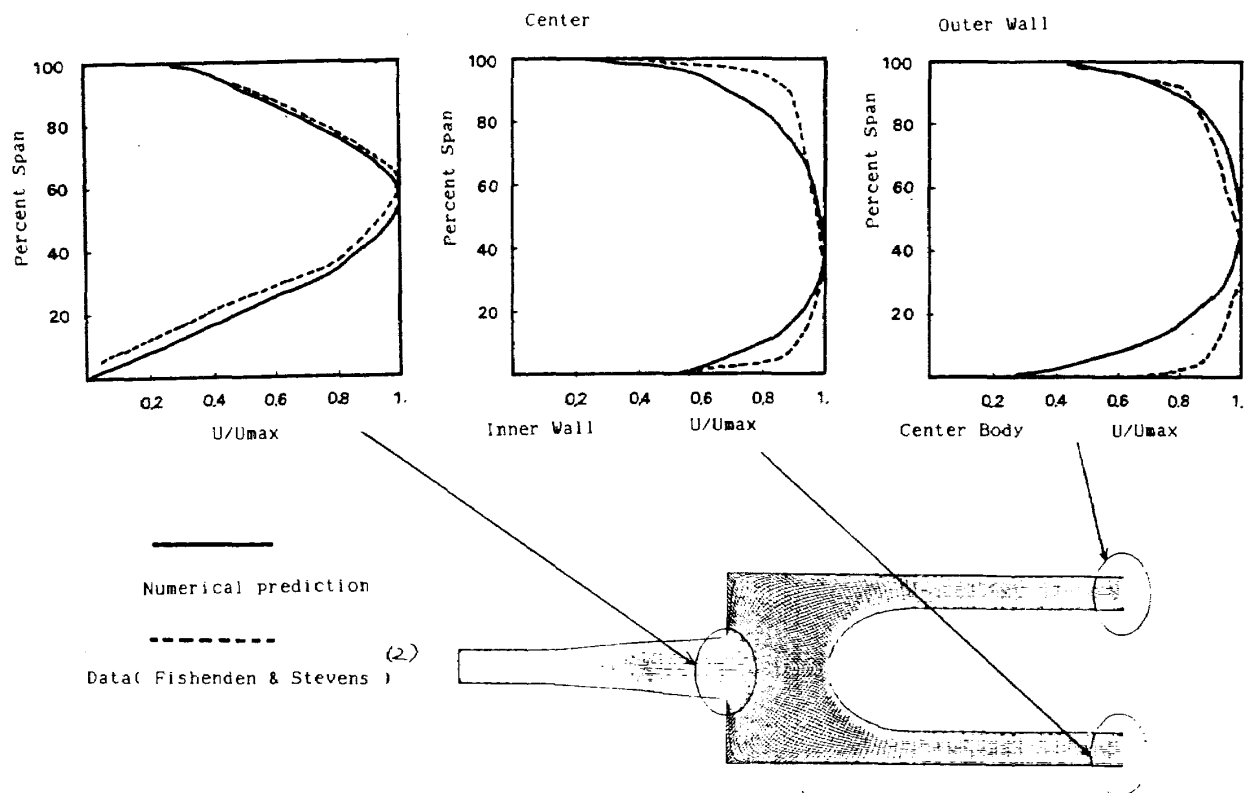
ためと考えられる。

第7図に、ダンプ・ディフューザの各位置における計算による流速分布と実験結果との比較を示す。プレ・ディフューザ出口において、両者は良い一致を示している。アウト側とインナ側の流出面において、やや計算結果の方が拡散的であるが、計算結果は実験結果に全般的に近い値を示している。以上の結果より、環状ダンプ・ディフューザの設計ツールとしても本計算手法が有効であることがわかった。

5. 結 言

ダンプ・ディフューザ開発のための有効なツールを得ることを目的として、物体適合座標系に基づく時間平均ナビエ・ストークス方程式を解く数値解析手法を開発した。この手法の有用性を確認するために、2次元および環状ダンプ・ディフューザ流れの解析を行ない、実験結果との比較を行なった。得られた結果を要約すれば以下のとおりである。

1. 本手法により、平面ダンプ・ディフューザについて、一様流入およびディストーションのある流入の双方の入口条件に対して、流れのパターン、流速ベクトルを十分な精度で予測することができた。圧力損失についても予測が可能であるが、かなり細密な計算格子を用いる必要がある。
2. 本手法は、環状ダンプ・ディフューザについて



第7図 環状ダンプ・ディフューザの流速分布
に関する計算値と実験値との比較

も2次元の場合と同様に適用可能である。

3. 本手法における圧力補正方程式の取り扱い、数値解析手法の安定性を高めている。
4. 以上の結果より、本手法はダンプ・ディフューザを開発するためのツールとして有用である。本計算コードは実際にダンプ・ディフューザの開発において有効に利用されている。

参 考 文 献

- 1) Klein, A., Katheder, K. and Rohlfes, M.: Presented at 2nd International Symposium on Air Breathing Engines, University of Sheffield, England, March 1974.
- 2) Fishenden, C.R. and Steven, S.J.: J. Aircraft, 14, 1977, pp. 60-67.
- 3) 佐藤, 藤, 中野, 仲田: 日本ガスタービン学会第12回定期講演会論文集, 1984, pp. 37-42.
- 4) Y. Ando, M. Kawai, Y. Sato, H. Toh: AIAA Paper, No. 86-1656, 1986.
- 5) Y. Ando, M. Kawai, T. Fujimoto and N. Mizumoto: Proceedings of 11th IMACS World Congress, 5, 1985, pp. 43-46.
- 6) Shyy, W.: AIAA Paper, No. 85-1440, 1985.
- 7) 河合, 安藤: 日本機械学会論文集, 52, 1986, pp. 2067-2072
- 8) Pollard, A. and Siu, A.L.W.: Comp. Meths. Appl. Mech. Eng., 35, 1982, pp. 293-313.
- 9) Patankar, S.V.: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York, 1980.
- 10) Launder, B.E. and Spalding, D.B.: Comp. Appl. Meths. Mech. Eng. 3, 1974, pp. 269-289.