

ターボ機械内の圧縮性流れ解析

池川 昌弘* 鹿野 芳雄* 中野 晋*

Compressible Flow Analysis in Turbomachinery

by

Masahiro IKEGAWA, Yoshio SHIKANO and Susumu NAKANO

ABSTRACT

Compressible flow analysis in turbomachinery is an important engineering problem in improving the performance of these machines. Recent remarkable advances in computer capabilities and solution algorithms enable calculation of complete three-dimensional flows.

In this paper, three-dimensional potential flow analysis by the finite element method, and two- and three-dimensional turbulent flow analysis based on the two-equation turbulence model proposed by Launder and Spalding are presented. For potential flow analysis, a nonlinear partial differential equation with respect to velocity potential is formulated by the method of weighted residuals and is solved by the Newton-Raphson method. To calculate turbulent flows in arbitrarily shaped flow regions, a new control volume method combined with the body-fitted curvilinear coordinate system is developed to obtain spatially discretized governing equations.

As numerical examples, three-dimensional potential flow in turbine blades and centrifugal compressors, and two- and three-dimensional turbulent flow in turbine nozzles are analysed. These results are compared with experimental data. It is concluded that potential flow analysis can be effectively employed as a design tool for turbomachinery because of its short computing time, and that turbulent flow analysis gives fairly good results and is available for flow prediction under design and off-design conditions in cascades of turbomachinery.

1. はじめに

複雑な形状を有する流体機械の内部流れは、殆どの場合乱流であり、損失評価も含めた性能予測精度の大幅な向上を図り、高効率のターボ機械開発を可能にするためには、詳細な三次元乱流解析技術の開発が不可欠である。そこで今回、乱流モデルとして比較的普遍性が高く、はく離を伴う流れに対して

も適用可能な2方程式モデルを採用すると共に、複雑な流路形状を忠実に解析に反映させるために、空間の離散化手法としてbody-fit型曲線座標系を導入したcontrol volume法を用いた三次元圧縮性乱流解析プログラムの開発を行った¹⁾。しかしながら、三次元圧縮性乱流解析には長時間を要し、現段階で手軽に設計に利用できる状況ではない。そこで、三次元乱流解析プログラムの開発に先立ち、ターボ機械設計のtoolとして有効に利用できる、二次元乱流解析プログラム²⁾および、三次元圧縮性ポテンシ

* 日立製作所機械研究所

ル流れ解析プログラム³⁾の開発を行った。

以下に、これらの解析プログラムの概要と、解析結果例について紹介する。

2. 圧縮性流れ解析

定常圧縮性流れの解析に於ては、流速が音速を越えるか否かによって、支配方程式の型が双曲型(超音速流れ)と楕円型(亜音速流れ)とに分かれるという数値計算上の問題が存在する上に、流れには不連続面が存在し得るという困難な問題に直面する。

この困難を克服するために、非定常解の漸近解として定常解を求める。いわゆる time marching 法が提案され、圧縮性流れ解析の主流となっている。ターボ機械内の乱流解析プログラムの開発に際しても、この手法を採用することにした。これに対し、衝撃波の発生を伴わない、亜音速流れの場合には、等エントロピー流れの仮定に基づいてポテンシャル流れ解析を行うことができる。特に、ターボ機械の設計点近傍に於ける流れは粘性の影響が比較的小さく、ポテンシャル流れとして解析することが可能である。以下ではまず、三次元圧縮性ポテンシャル流れ解析について述べ、次に二次元および三次元の乱流解析について述べる。

2.1 ポテンシャル流れ解析³⁾

図1に示されているような、 y 軸まわりに回転角速度 Ω で回転している翼列を通る、非粘性、圧縮性流体の三次元定常流れを考える。絶対流れが非回転流れであると仮定すると、絶対速度ベクトル \vec{v} および相対速度ベクトル \vec{w} との間に

$$\vec{v} = \vec{w} + \Omega_j \times \vec{r} \quad (1)$$

なる関係を有する速度ポテンシャルを定義することができ、さらに流れは等エントロピー流れであると仮定すると、支配方程式は

$$\vec{v} \cdot (\rho \vec{\nabla} \phi) = \vec{v} \cdot (\rho \Omega_j \times \vec{r}) \quad (2)$$

$$\rho = \left[\frac{\kappa - 1}{C_0^2} \left\{ I_0 - \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \phi + \vec{v} \cdot (\Omega_j \times \vec{r}) \right\} \right]^{\frac{1}{\kappa - 1}} \rho_0 \quad (3)$$

$$I_0 \equiv h + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \phi - \vec{v} \cdot (\Omega_j \times \vec{r}) \quad (4)$$

の非線形方程式で与えられる。ここに ρ は密度、 κ は比熱比、 h はエンタルピーであり、 ρ_0, C_0, I_0 はそ

れぞれ、基準状態における密度、音速、ロータルピを表わしている。

一方、境界条件は図1を参照しつつ、以下のよう

に与えられる。すなわち

(i) 流入境界 C_1 (A B C D面)

$$\rho \vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi = -\dot{M} \quad (5)$$

(ii) 流出境界 C_2 (M N P J面)

$$\rho \vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi = \dot{M} \quad (6)$$

(iii) 周期境界 $C_3 \sim C_6$ (A E G C面, B F H D面, I M J K面, J N P L面)

$$\phi_{C_3} = \phi_{C_4} - 2\pi r_i C_{u_i} / N_z, \quad (\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi)_{C_3} = -(\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi)_{C_4} \quad (7)$$

$$\phi_{C_5} = \phi_{C_6} - 2\pi r_0 C_{u_0} / N_z, \quad (\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi)_{C_5} = -(\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi)_{C_6} \quad (8)$$

(iv) 静翼部境界 C_7 (A E F B面, C G H D面, I M N J面, K J P L面)

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi = 0 \quad (9)$$

(v) 動翼部境界 C_8 (E I J F面, G K L H面)

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \phi = -\vec{n} \cdot (\Omega_j \times \vec{r}) \quad (10)$$

である。ここに \vec{n} は、境界面上で立てた法線ベクトルを表わしており、 \dot{M} は単位面積当りの質量流量である。また、式(7),(8)中の N_z は羽根枚数を、 r_i, r_0 は流入境界 C_1 , 流出境界 C_2 における平均半径を表わしており、 C_{u_i}, C_{u_0} は、 C_1, C_2 各々の境界における周方向の絶対速度成分を表わしている。

速度ポテンシャル ϕ に対する支配方程式(2),(3)を有限要素法を用いて、式(5)~式(10)の境界条件のも

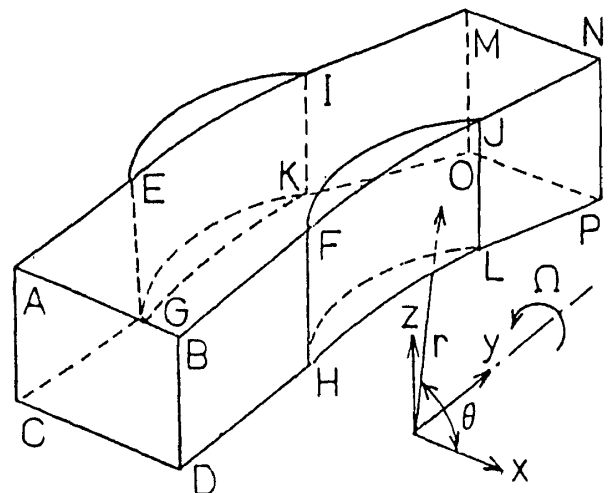


図1 解析領域と相対座標系

とで解くことを考える。重み関数 ϕ^* を導入し、式(3)を式(2)に代入した式に ϕ^* を乗じ、解析領域全域で積分し、部分積分を施した後に、式(5)~式(10)の境界条件を考慮して変形すると、

$$\begin{aligned}
 & -\rho_0 \left(\frac{\kappa-1}{C_0^2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \iiint \left\{ I_0 - \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi \right. \\
 & \quad \left. + \vec{\nabla} \phi \cdot (\boldsymbol{\omega}_j \times \vec{r}) \right\}^{\frac{1}{\kappa-1}} \vec{\nabla} \phi^* \cdot \vec{\nabla} \phi \, dV \\
 & + \rho_0 \left(\frac{\kappa-1}{C_0^2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \iiint \left\{ I_0 - \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi \right. \\
 & \quad \left. + \vec{\nabla} \phi \cdot (\boldsymbol{\omega}_j \times \vec{r}) \right\}^{\frac{1}{\kappa-1}} \vec{\nabla} \phi^* \cdot (\boldsymbol{\omega}_j \times \vec{r}) \, dV \\
 & - \rho_0 \left(\frac{\kappa-1}{C_0^2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \iint_{C_7} \left\{ I_0 - \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi \right. \\
 & \quad \left. + \vec{\nabla} \phi \cdot (\boldsymbol{\omega}_j \times \vec{r}) \right\}^{\frac{1}{\kappa-1}} \vec{n} \cdot (\boldsymbol{\omega}_j \times \vec{r}) \phi^* \, dS \\
 & - \iint_{C_1} \dot{M} \phi^* \, dS + \iint_{C_2} \dot{M} \phi^* \, dS = 0 \quad (11)
 \end{aligned}$$

が得られる。本解析では、8節点6面体要素を用いて流れの領域を分割し、式(11)より得られる、 ϕ の節点値に関する非線形連立一次方程式の解法としては、Newton Raphson法を採用している。図2には、本解析により計算されたタービン翼表面の静圧分布（圧力係数）が実験値と比較して示されており、図3には遠心圧縮機内の流れ解析結果の一例が示されている。本解析は、次に述べる time marching 法による乱流解析に比べて、所要計算時間は格段に短かく、入出力の対話形システムの開発と相俟って、設計業務の省力化と高効率化を図ることができる。

2.2 乱流解析

乱流は、本質的に三次元非定常運動であり、Navier-Stokes 方程式によって記述されることは一般に認められている。最近では、コンピュータの急速な進歩と数値解析アルゴリズムの発展とに支えられて、Large Eddy Simulation や乱流現象をN. S.方程式を直接解いて求めようとするDirect Simulationに関する研究も活発になりつつあるが、工学上実用段階に入るまでには、未だ時間を要するものと思われる。そこで今回は乱流モデルとして、比較的普遍性が高く、はく離を含む流れに対しても適用可能な2方程式モデルを採用し、二次元および三次元の乱流解析プログラムの開発を行うことにした。

三次元圧縮性乱流解析を行う際の支配方程式は、

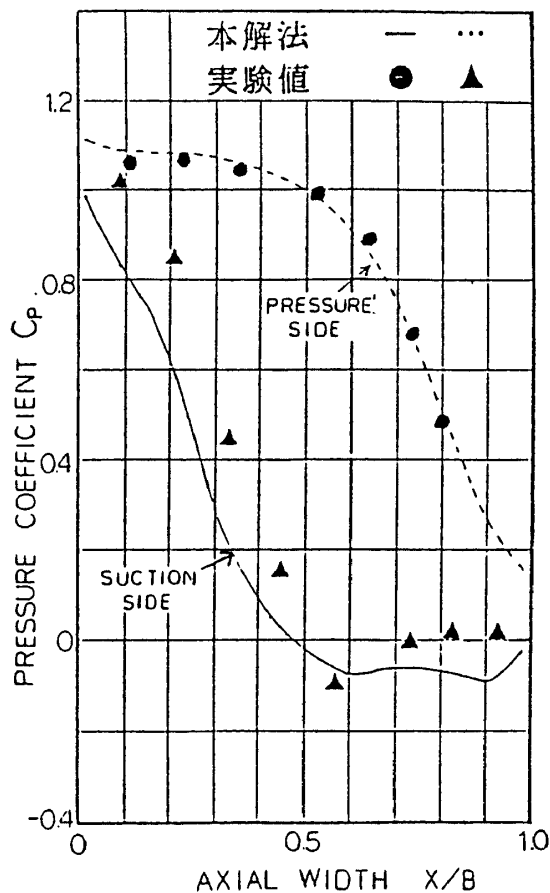


図2 圧力係数の比較（流出マッハ数 0.73）

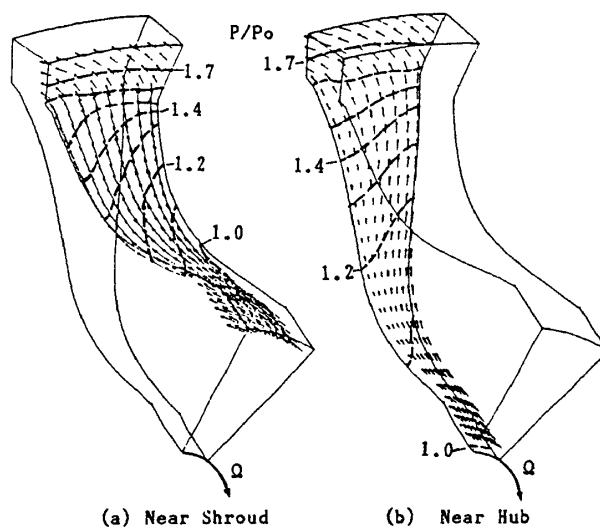


図3 流速ベクトルと静圧分布

回転座標系から見た相対速度成分を, u , v , w と書くことにすると,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} = & -\frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} \\ & -\frac{\partial p^T}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}^T}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}^T}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}^T}{\partial z} + \rho f_x \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = & -\frac{\partial(\rho vu)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} \\ & -\frac{\partial p^T}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}^T}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}^T}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}^T}{\partial z} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} = & -\frac{\partial(\rho wu)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho wv)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho ww)}{\partial z} \\ & -\frac{\partial p^T}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}^T}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}^T}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}^T}{\partial z} + \rho f_z \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} = & -\frac{\partial(\rho E + p^T)u}{\partial x} - \frac{\partial(\rho E + p^T)v}{\partial y} - \frac{\partial(\rho E + p^T)w}{\partial z} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} (k_T \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (k_T \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_T \frac{\partial T}{\partial z}) \\ & + \frac{\partial(u\tau_{xx}^T + v\tau_{yx}^T + w\tau_{zx}^T)}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{xy}^T + v\tau_{yy}^T + w\tau_{zy}^T)}{\partial y} \\ & + \frac{\partial(u\tau_{xz}^T + v\tau_{yz}^T + w\tau_{zz}^T)}{\partial z} + \rho(u f_x + w f_z) \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho q)}{\partial t} = & -\frac{\partial(\rho qu)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho qv)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho qw)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_k \frac{\partial q}{\partial x}) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_k \frac{\partial q}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_k \frac{\partial q}{\partial z}) + P_K - \rho \varepsilon \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} = & -\frac{\partial(\rho \varepsilon u)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho \varepsilon v)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho \varepsilon w)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial z}) + C_1 \frac{\varepsilon}{q} P_K \\ & - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{q} \end{aligned} \quad (18)$$

ただし

$$\tau_{xx}^T = \frac{4}{3} \mu_T \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu_T \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right),$$

$$\tau_{xy}^T = \tau_{yx}^T = \mu_T \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{yy}^T = \frac{4}{3} \mu_T \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu_T \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right),$$

$$\tau_{xz}^T = \tau_{zx}^T = \mu_T \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{zz}^T = \frac{4}{3} \mu_T \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \mu_T \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right),$$

$$\tau_{yz}^T = \tau_{zy}^T = \mu_T \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (19)$$

$$\mu_T = \mu + \mu_t, \quad \mu_k = \mu + \lambda_k \mu_t, \quad \mu_s = \mu + \lambda_\varepsilon \mu_t$$

$$P^T = P + \frac{2}{3} \rho q, \quad k_T = k + k_t = C_p \left(\frac{\mu}{P_r} + \frac{\mu_t}{P_{rt}} \right)$$

$$\mu_t = C_\mu \rho q^2 / \varepsilon \quad (20)$$

で与えられる。ここに q は乱れの運動エネルギー, ε は粘性散逸率, E は全エネルギーであり, $C_1, C_2, \lambda_k, \lambda_\varepsilon, C_\mu$ は乱流モデル定数である。また, C_p, P_r, P_{rt} は, 定圧比熱, プラントル数, 乱流プラントル数をそれぞれ表わしており, f_x, f_z は遠心力とコリオリ力の和で,

$$f_x = r \Omega^2 \cos \theta + 2 \Omega \omega, \quad f_z = r \Omega^2 \sin \theta - 2 \Omega u \quad (21)$$

と書き表わすことができる。式(17), (18)中に含まれている P_k は乱流エネルギーの生成項であり,

$$\begin{aligned} P_K = & \frac{\mu_t}{\mu_T} \left[\tau_{xx}^T \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yy}^T \frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{zz}^T \frac{\partial w}{\partial z} + \tau_{xy}^T \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right. \\ & \left. + \tau_{xz}^T \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \tau_{yz}^T \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \\ & - \frac{2}{3} \rho q \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

で与えられる。式(12)~(18)と, 状態方程式

$$P = \rho R T \quad (23)$$

と連立させて解くことにより, 三次元圧縮性乱流解析を行うことができる。

一方, 境界条件は図1を参照しつつ, 以下のように与えられる。

(i) 流入境界 C_1 (A B C D 面): 流体の全圧, 全温, 流入角が与えられる。 q と ε については, 境界面が十分上流に設定されているとして, 流れ方向に

変化しないという条件を与える。その他の諸量については、流れ方向に沿って考えた一次元の特性曲線法によって計算する。

(ii) 流出境界 C_2 (MNPJ面) : 境界条件として静圧を与え、その他の計算に必要な諸量は流入境界と同様、特性曲線法を用いて求める。

(iii) 周期境界 $C_3 \sim C_6$ (AEGC面, BFHD面, IMJK面, JNPL面) : AEGC面とBFHD面, IMJK面とJNPL面では周期性を有しているとし、各面の対応する位置での物理量および物理量の法線方向の微分値が等しいという条件を与える。

(iv) 固体壁境界 C_7 (ABFJNMIE面, CDHLPJKG面, EIKG面, FJLH面) : 各速度成分は、 $u = v = w = 0$ で与え、 q と ϵ を除くその他の物理量は、固体壁面の法線方向に変化しないという条件を与える。 q と ϵ については、固体壁近傍の所要要素分割数を低減するために wall function 法を採用した。

式(12)~(18)の支配方程式を以上に述べた境界条件のもとで解く手法として、本解析では、Body-fit型曲線座標系を導入したControl volume 法という新手法を採用した。以下に、乱れの運動エネルギー q の輸送方程式(17)を例にとり、本手法の概要を紹介する。式(17)を、解析領域内の微小体積 V に関して積分し、ガウスの発散定理を用いて変形すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iint_V \rho q dV = & - \iint_S V_C \rho q dS + \iint_S \left[n_x \left(\mu_k \frac{\partial q}{\partial x} \right) \right. \\ & + n_y \left(\mu_k \frac{\partial q}{\partial y} \right) + n_z \left(\mu_k \frac{\partial q}{\partial z} \right) \left. \right] dS \\ & + \iiint_V (P_K - \rho \epsilon) dV \end{aligned} \quad (24)$$

が得られる。ここに $V_C = n_x u + n_y v + n_z w$ であり、 n_x, n_y, n_z は要素境界に立てた法線 n の x, y, z 軸に関する方向余弦である。ところで、式(24)の右辺第2項、第3項を評価するためには、要素境界上での各種の微分値を求める必要があるが、要素重心位置で未知量を定義する control volume 法を用いる解析では、それは容易ではない。この問題を解決するために、本解析では、Body-fit型曲線座標系を導入した。このBody-fit型曲線座標系とは、物理空間の任意形状領域を直方体領域に写像した写

像空間での座標系であり、写像は解析領域全体に対して定義され、かつ物理空間の境界面に適合するように構成されている。物理座標系 (x, y, z) と曲線座標系 (ξ, η, ζ) との間には、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ \frac{\partial \xi}{\partial y} & \frac{\partial \eta}{\partial y} & \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ \frac{\partial \xi}{\partial z} & \frac{\partial \eta}{\partial z} & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial \zeta} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (25)$$

の関係が存在し、式(24)中の $\frac{\partial \xi}{\partial x}$ 等の値はBody-fit型曲線座標系を定義する段階で、各格子点毎に求められているので、式(24)を用いれば、直交格子を形成する写像空間で差分法を適用することにより、容易に物理空間での微分値を求めることができる。

なお、乱流解析において、比較的少ない要素数で精度の良い解を得るためには、物理量の変化の激しい固体壁近傍の領域では要素分割を密に、比較的物理量の変化のゆるやかな、固体壁から離れた領域では要素分割を粗にする必要がある。このような要素分割は、Body-fit型曲線座標系を導入する際に、分割間隔の制御を行うことにより、境界面の形状データから自動的に生成することができる。

次に時間積分法について述べる。前述の如く解法としては、time marching法を用いることにしたが、その手法に関しては種々の提案がなされている。乱流解析プログラムの開発に際し、二次元解析に対しては、時間積分の精度が高いMac Cormack法を採用し、三次元解析に関しては、計算時間の短いDamping Surface法を用いて解析を行うことにした。表1に、二次元乱流解析プログラムと三次元解析プログラムとの比較を纏めて示す。以下にこれらのプログラムによる解析結果について、簡単に紹介する。

まず、二次元圧縮性乱流解析結果について述べる。図4以下は、当所で実施した二次元モデル翼列に関する実験と流れ解析とを比較した結果であり、図4は理論流出マッハ数を横軸にとり、計算された損失を実験値と比較してプロットした図である。計算は粗メッシュ(12×33分割)と、密メッシュ(15×58分割)とを用いて行っている。図をみると、分割を細かくする事により解析精度は向上し、ターボ機械

の性能評価に不可欠な損失計算も精度よく行い得ることがわかる。図5は密メッシュを用いて計算された、理論流出マッハ数0.69の場合の翼面静圧分布を実験結果と比較した図であり、乱流解析結果は実験結果と良好な一致を示している。図6には、蒸気タービンノズル内の乱流解析結果が実験結果と比較して示されており、翼後縁から発生する衝撃波が解析

によっても良く捕えられている様子が示されている。つぎに、三次元解析結果について図7以下に紹介する。図7は、衝動形モデルタービン翼列内の流れ解析結果を速度ベクトル表示したものである。解析はスパン方向中央流面に関する流れの対称性を利用し、下半分の流路について解析を行っている。図7をみると、中央流面付近の流れは、二次元流れに近い状

表1 解法の比較

	2次元	3次元
空間離散化法	Body-fit型曲線座標系+ Control volume法	同左
時間積分法	Mac Cormack法	Damping Surface法
乱流モデル	Wilcox-Rubesinモデル	Launder-Spaldingモデル

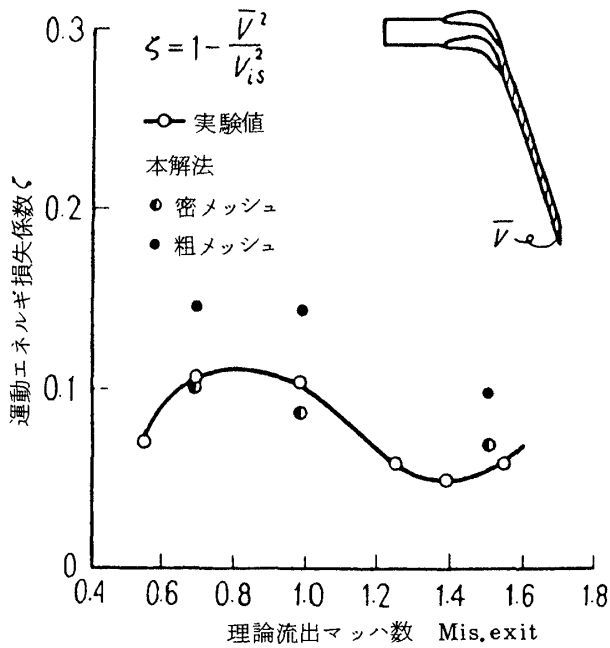


図4 損失係数分布

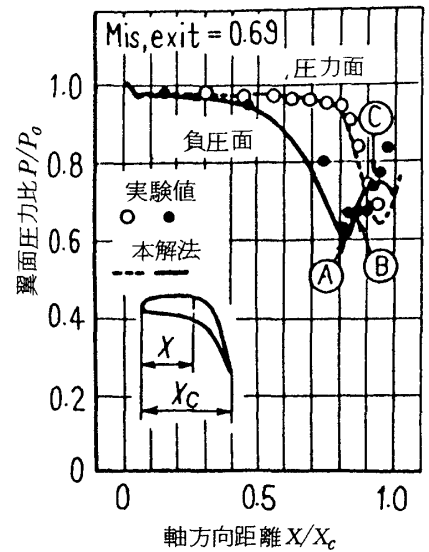


図5 翼面静圧分布
(密メッシュ乱流解)

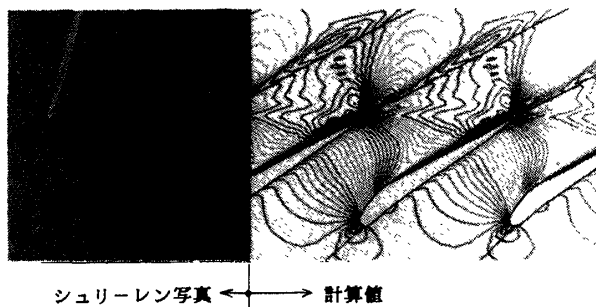


図6 タービン翼列内遷音速流れ

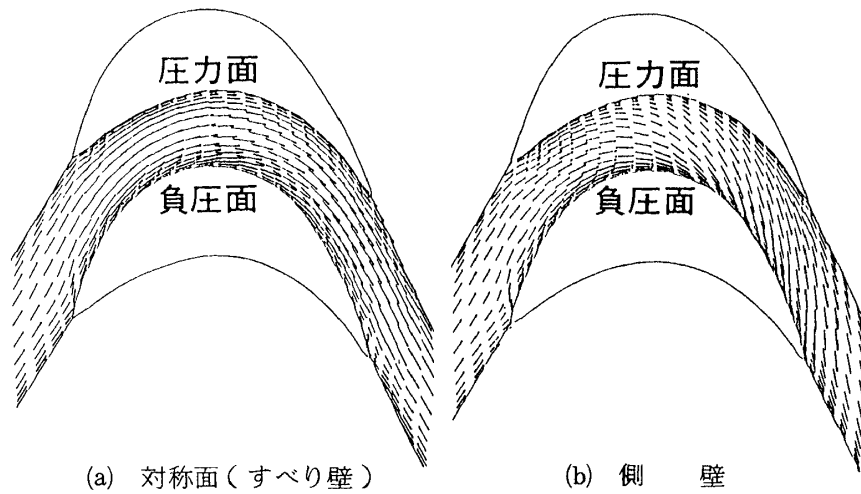


図7 速度ベクトル

況となっているのに対し、流路床近傍の流れは粘性の影響により二次流れが発生し、圧力面側から負圧面側に回り込む流れとなっていることがわかる。図8はその様子をより明確にするために、流路断面内の二次流れを示したものであり、実験によっても明らかになった三次元的な流れの挙動がよく捕えられている。

3. おわりに

以上に、当所におけるターボ機械内の圧縮性流れ解析技術の現状について簡単に紹介したが、それらの適用例はいずれも、ターボ機械の構成要素単体に限定されている。今後は更に、静、動翼から成る段落の解析や、多段ターボ機械の解析へと進んでいく必要がある。しかしながら、実際の三次元の複雑な流れをシミュレートするには、まだ多くの解決すべき問題点が残されている。特に現在の汎用コンピュータでは計算時間がかかりすぎる事が難点であり、一日も早く超高速のスーパーコンピュータが日常のツールとして使える状態になることを切望してやまない。

参考文献

1) 鹿野, 池川, 中野; “三次元翼間圧縮性乱流解析”, 日本機械学会論文集(B編), 51巻

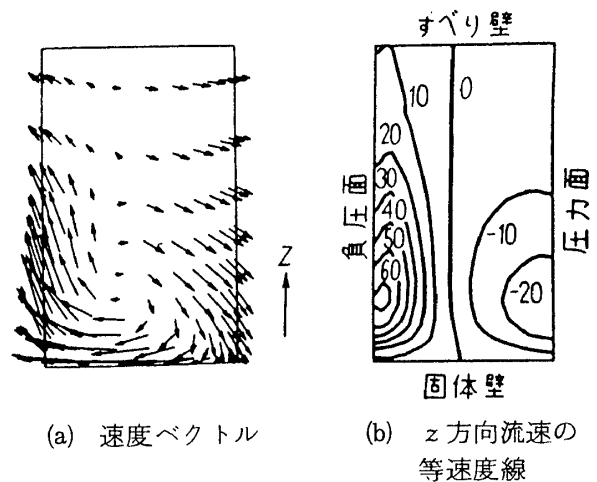


図8 流路断面内の二次流れ

462号, pp.461-469, 昭和60年2月.
 2) 中野, 池川, 鹿野, 中沢; “2方程式モデルによる二次元圧縮性翼間乱流解析”, 日本機械学会論文集(B編), 50巻457号, pp.2032-2040, 昭和59年9月.
 3) 谷田川, 池川, 鹿野; “有限要素法による三次元圧縮性ポテンシャル流れ解析”, 第5回有限要素法による流れ解析シンポジウム報文集, 昭和59年8月.
 4) 植西, 池川; “ターボ機械の性能予測と内部流れ解析”, 日本機械学会誌, 第87巻, 第785号, pp.374-379, 昭和59年4月.

