

二つの翼列流れの数値計算法

大宮司 久 明*

1. まえがき

以下には、最近筆者のところで開発した、ターボ機械の羽根車を通る流れの二つの数値解法について述べる。その一つは定常三次元ポテンシャル流れの有限要素法(FEM)による解法で、もう一つは回転流面上の非定常二次元流れのFEMと離散渦法による解法である。これらの研究の背景をなす翼列の流れの数値解法の動向についてはここには述べないが、最近筆者が書いた文献(1)の展望と文献(2)以下のまえがきのところに詳しい解説があるので参照いただきたい。

2. 三次元ポテンシャル翼列流れの解法⁽²⁾⁻⁽⁴⁾

従来広く用いられて来た準三次元解析は、完全三次元解析と比較して次の二つの欠陥のあることが指摘される。その第一は相対流れ場の渦度 -2ω (ω : 羽根車の回転の角速度)による流路断面内の循環流れ、第二は翼の後縁から脱落する渦によって形成さ

れる随伴渦面を計算に入れられないことである(図1)。完全三次元解法によれば、第一の欠陥は自動的に解消されるが、第二のものに対しては特別の方策が必要である。次に述べる方法はこの随伴渦面を正確に扱うものである。

2.1 問題の定式化

渦無し流れを仮定すれば

$$\mathbf{v} = \mathbf{w} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} = -\nabla\phi \quad (1)$$

で定義される速度ポテンシャル ϕ を導入することができる。ただし \mathbf{v} : 絶対速度, \mathbf{w} : 相対速度, \mathbf{r} : 半径。非圧縮流れの支配方程式は

$$\nabla^2\phi = 0 \quad (2)$$

すなわちラプラス方程式になる。この式は回転している羽根車を通る流れを解析する際にもそのまま利用できる。また羽根車の非圧縮流れでは

$$I \equiv p + v^2/2 - \omega r v_u \quad (3)$$

なる量が流れ場を通して一定になる。ただし p : 静圧, 添字 u : 周方向成分。

次に圧縮性流れ(亜音速)の場合を考える。完全気体の等エントロピ流れの仮定のもとでは、流れの

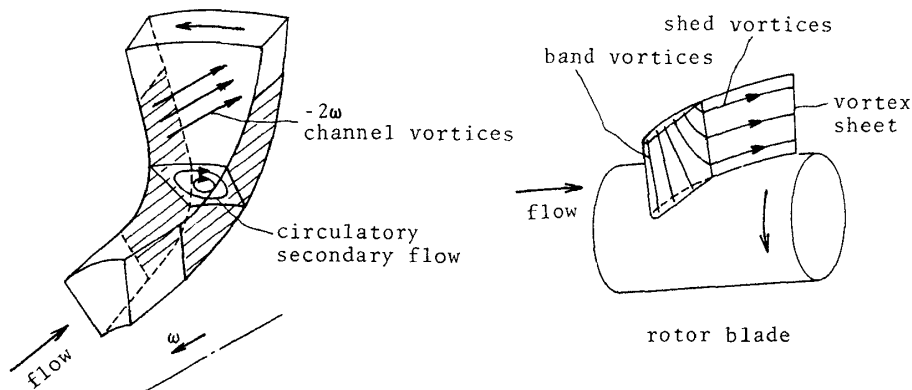


図1 流路断面内の循環流れと随伴渦面

* 東北大学工学部

支配方程式は

$$\nabla^2 \phi = -\frac{1}{c^2} \mathbf{v} \cdot \nabla \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \quad (4)$$

ただし c : 音速。特に二次元平面流れでは式(4)は良く知られている次式になる。

$$(c^2 - u^2) \partial^2 \phi / \partial x^2 - 2uv \partial^2 \phi / \partial x \partial y + (c^2 - v^2) \partial^2 \phi / \partial y^2 = 0$$

しかしながら式(4)は回転羽根車の流れには利用できない。それはこの式の誘導に用いた岐点エンタルピ一定の定常流れの仮定が成立しないからである。回転羽根車の圧縮性流れの支配方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi &= \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) (\omega r v_u - \frac{1}{2} \mathbf{v}^2) \\ &= \frac{1}{c^2} \mathbf{w} \cdot \nabla h \quad (\equiv B) \end{aligned} \quad (5)$$

ただし h : エンタルピ。なおこの式の誘導には式(3)に相当するロータルピ

$$I \equiv h + v^2/2 - \omega r v_u \quad (6)$$

が一定という条件が用いられている。

この問題の計算領域は図2に示すようなものになる。また境界条件は

第1種の条件 ($\partial \Omega_1$) :

$$\phi = \phi^* - \Gamma_D (\theta - \theta^*) / 2\pi \quad \text{on } B_1 \quad (7)$$

第2種の条件 ($\partial \Omega_2$) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \mathbf{n} \cdot \nabla \phi = \begin{cases} -w_{mD} & \text{on } B_2 \\ -\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} & \text{on } B_3, B_4 \\ 0 & \text{on } B_9, B_{10} \end{cases} \quad (8)$$

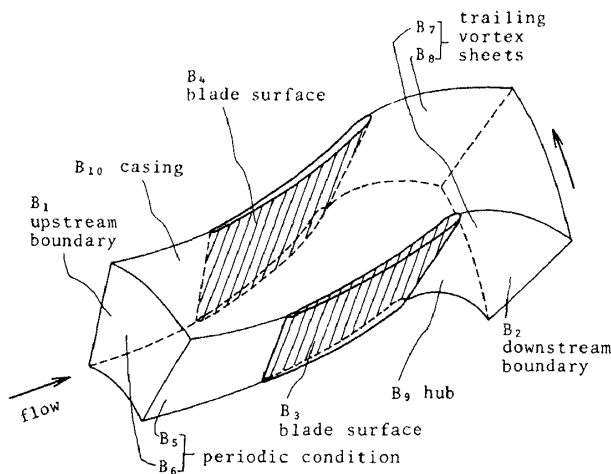


図2 計算領域と境界

周期性の条件 ($\partial \Omega_3$) :

$$\left. \begin{aligned} \phi_j &= \phi_1 - \Gamma / N \\ (\partial \phi / \partial n)_j &= -(\partial \phi / \partial n)_1 \end{aligned} \right\} \text{on } B_5 \sim B_8 \quad (9)$$

ただし $\Gamma \equiv 2\pi r v_u$: 流れの循環, N : 羽根枚数, 添字 m : 子午線方向成分。

上流および下流の境界として, ここに平行な流路を仮定しこれに垂直に境界を取れば, 近似的に

$$\frac{\partial w_m}{\partial n} = \frac{1}{2w_m} \left\{ \frac{\omega}{\pi} \frac{\partial \Gamma}{\partial n} - \frac{1}{(2\pi r)^2} \frac{\partial}{\partial n} \Gamma^2 \right\} \quad (10)$$

また連続の条件から

$$2\pi \int_{n_1}^{n_K} \rho w_m r \, dn = G \quad (11)$$

なる式が導かれる。上流側では, $\Gamma_D = \text{const.}$ と式(10)を満足するように $w_{mD} = \text{const.}$ が与えられる。圧縮性流れではほかに, たとえば岐点密度 ρ_{0D} , 入口相対マッハ数 M_{0D} と比熱比 k を与える必要がある。また下流側では, B_7, B_8 を随伴渦面に合わせて取ることにすれば式(9)はそのまま成立する。循環 Γ_D は羽根の後縁でクッタの条件より決まり, その値は随伴渦面の一つの渦糸に沿って一定に保たれる。 w_{mD} の値は式(10), (11)を満足するように求められる。

2.2 数値解法

方程式(5)の境界値問題は変分FEMで解かれる。FEMは任意形状の翼に良く適合し, 第2種の境界条件, 式(8)と式(9)の下式を扱い易いという点で翼列の問題には適している。以下には解法の詳細は省略し, いくつかの注意すべき点だけ述べることにする。

要素分割は解の精度と安定性に関して重要である。六面体の1次要素は要素分割が簡単で, 三次元問題では便利である。しかし食い違い角の大きい翼列では, この要素ではひずみが大きくなり計算が困難になる。このような場合にはむしろ三角柱要素が便利である。

下流側の循環 Γ_D と子午線速度 w_{mD} の値は, 予測子修正子法によって計算され, またこれらの修正計算にはかなり強いダンピングが掛けられる(図3)。ハブ, シュラウドにはほぼ平行な k 面と, 境界 B_7 面上の $j=1$ 面の修正は随伴渦の渦糸に合わせて行われる。これらの渦糸は渦面両側の相対速度の平均 $\bar{\omega}$ の方向に延びるので, 結局これらの面は $\bar{\omega}$ に合わせて修正される。 Γ_D の値はクッタの条件, w_{mD} の値は式

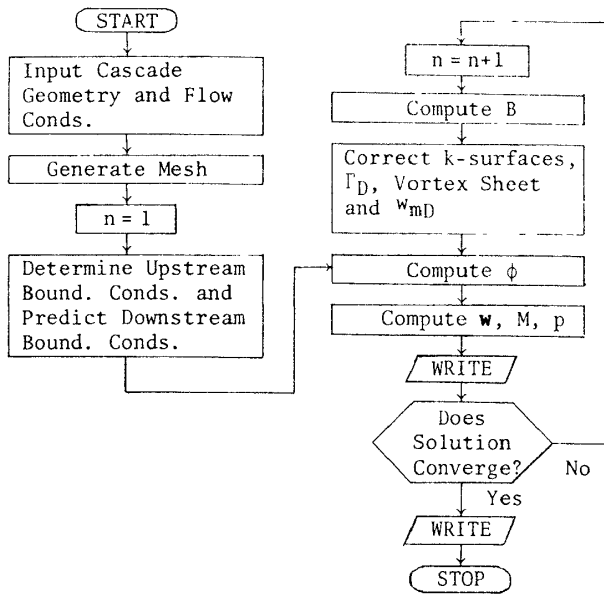


図3 フローチャート

(10), (11)によって修正される。 w_{md} の値が小さいかまたは負(逆流)の部分が現れると、上の取扱いは成り立たなくなる。しかしこのような場合にも、 k 面と $j = 1$ 面の位置と w_{md} の値にある拘束を加えれば、近似解が一応安定に求められる。

格子分割と結果の表示には円柱座標系、 ϕ の境界値問題と式(1)による v と式(5)による B の計算にはデカルト座標系が用いられる。またこの v と B の計算は、普通のFEMの方法では精度が落ちるので、次の方法で行われた。関数 ϕ を一つの節点0のまわりに2次式

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{x}) - \phi_0 \equiv \bar{\phi} = & c_1 \bar{x}_1 + c_2 \bar{x}_2 + c_3 \bar{x}_3 \\ & + c_4 \bar{x}_1^2 + c_5 \bar{x}_2^2 + c_6 \bar{x}_3^2 + c_7 \bar{x}_2 \bar{x}_3 + c_8 \bar{x}_3 \bar{x}_1 \\ & + c_9 \bar{x}_1 \bar{x}_2 \equiv \sum_{l=1}^9 c_l \psi_l(\bar{\mathbf{x}}) \end{aligned} \quad (12)$$

で近似する。ただし $\bar{x}_i \equiv x_i - x_{i0}$, ($i=1, 2, 3$), x_1, x_2, x_3 : デカルト座標系。九つの未定係数 c_1, c_2, \dots, c_9 は14個の節点条件

$$\bar{\phi}_k = \sum_{l=1}^9 c_l \psi_l(\bar{\mathbf{x}}_k), \quad (k=1, 2, \dots, 14) \quad (13)$$

を平均的に満足するように決定される。すなわち c_l は重みつき最小二乗法により残差値

$$R \equiv \sum_{k=1}^{14} \left[W_k \left(\sum_{l=1}^9 c_l \psi_l(\bar{\mathbf{x}}_k) - \bar{\phi}_k \right) \right]^2 \quad (14)$$

が最小になるように決定される。ただし14個の節点は点0の近傍点の中からすべての方向にだいたい3

点が確保されるように選ばれる。また重み関数 W_k は点0に近い節点条件が遠いものよりもより良く満足されるように加えられる。微分値 $\partial\phi/\partial x_i$, ($i=1, 2, 3$), $\Delta\phi = \partial^2\phi/\partial x_1^2 + \partial^2\phi/\partial x_2^2 + \partial^2\phi/\partial x_3^2$ はこのようにして求められた c_l の値を使って、

$$\begin{aligned} (\partial\phi/\partial x_i)_0 &= c_i, \quad (i=1, 2, 3) \\ (\Delta\phi)_0 &= 2(c_4 + c_5 + c_6) \end{aligned} \quad (15)$$

2.3 数値計算例

ここでは水木らの実験⁽⁸⁾に用いられたラジアル圧縮機の羽根車を通る流れの計算結果を示す。この羽根車は図4に示すように、羽根車Aでは流路断面面積が拡大し、羽根車Bではほぼ一定である。設計流量に近い $\phi = 0.5$ で、羽根車Aの効率は70%、羽根車Bの効率は88%である。計算には828要素、1176節点を用いた。この計算に必要なメモリは200キロワード、CPU時間(1 MFLOPSの計算機に換算)は600秒である。計算で求めた圧力分布を既存の計算結果⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾と実験データと比較したものを図5, 6に示す。効率の悪い羽根車Aでは計算結果は実験に合わないが、効率の良い羽根車Bでは良く一致する。なお羽根車Bでも準三次元の計算はほかのものと部分的に合わないことが分かる。図7~10に流速と圧力の分布を示す。羽根車Aではシュラウド面上に顕著な低圧域が認められ、流れはここから剝離し効率

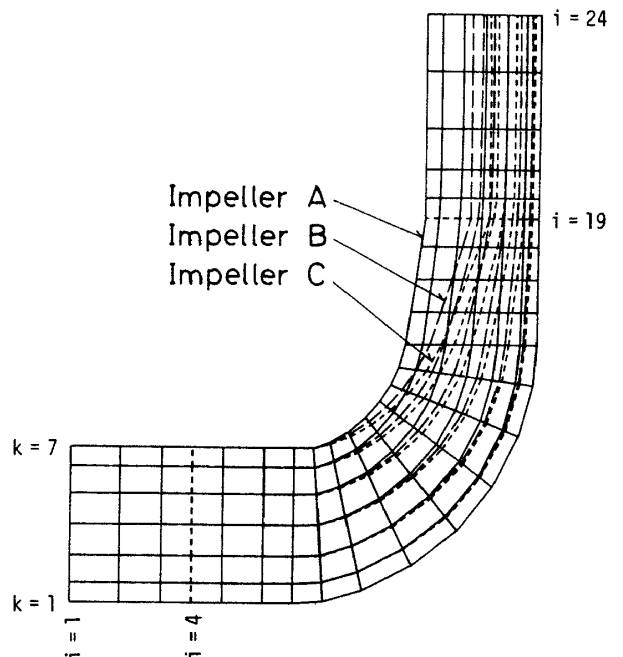


図4 羽根車子午面断面図

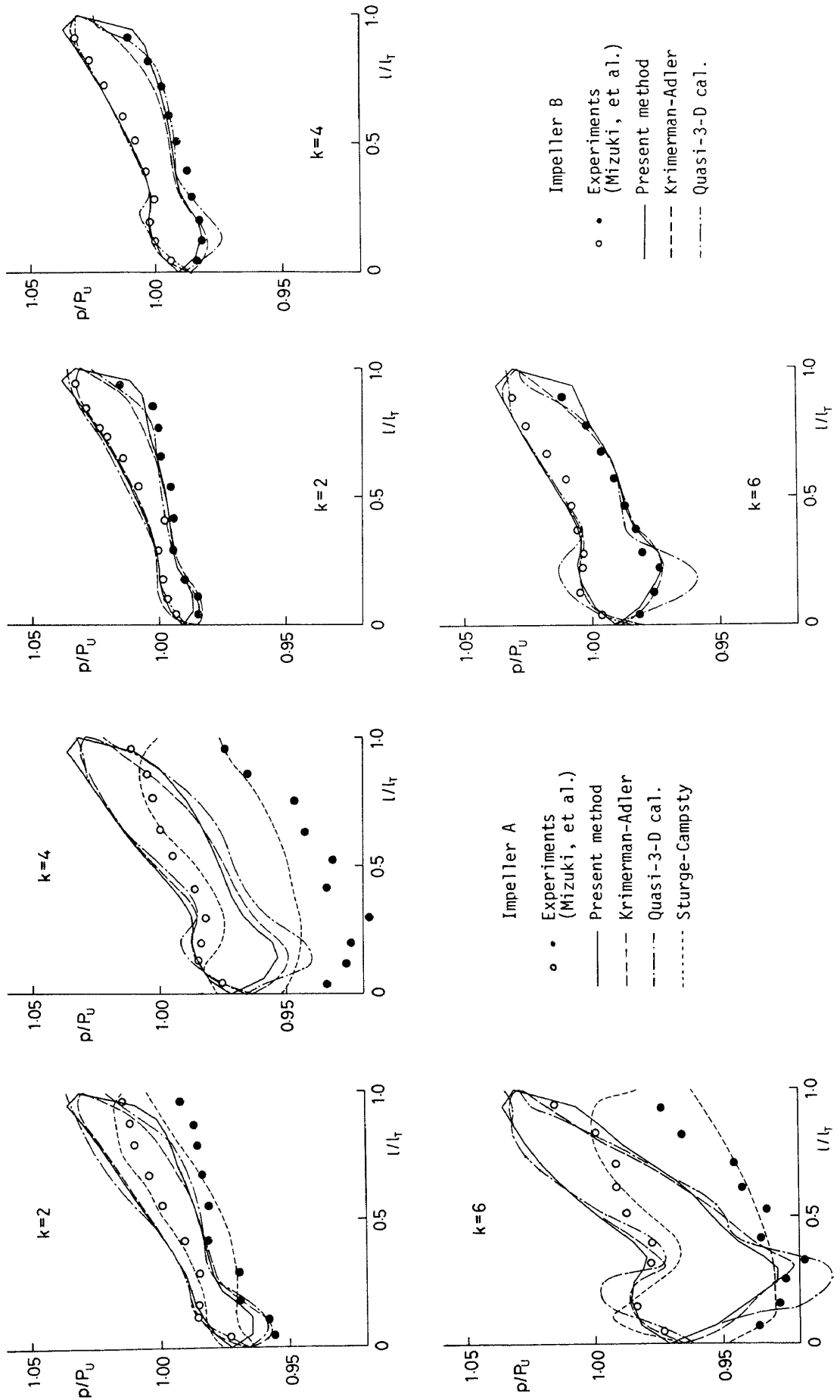


图 5 羽根表面压力分布, 羽根車 A

图 6 羽根表面压力分布, 羽根車 B

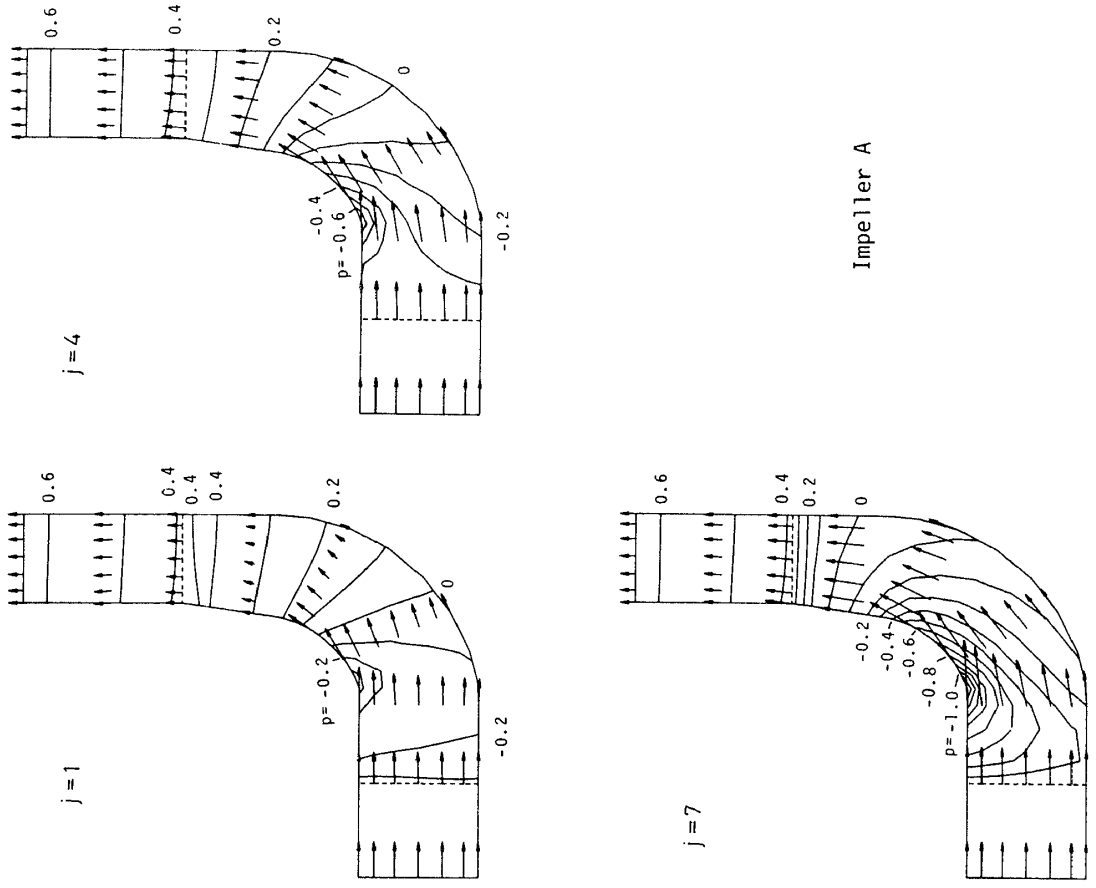


図 8 子午面内の流れ, 羽根車 A

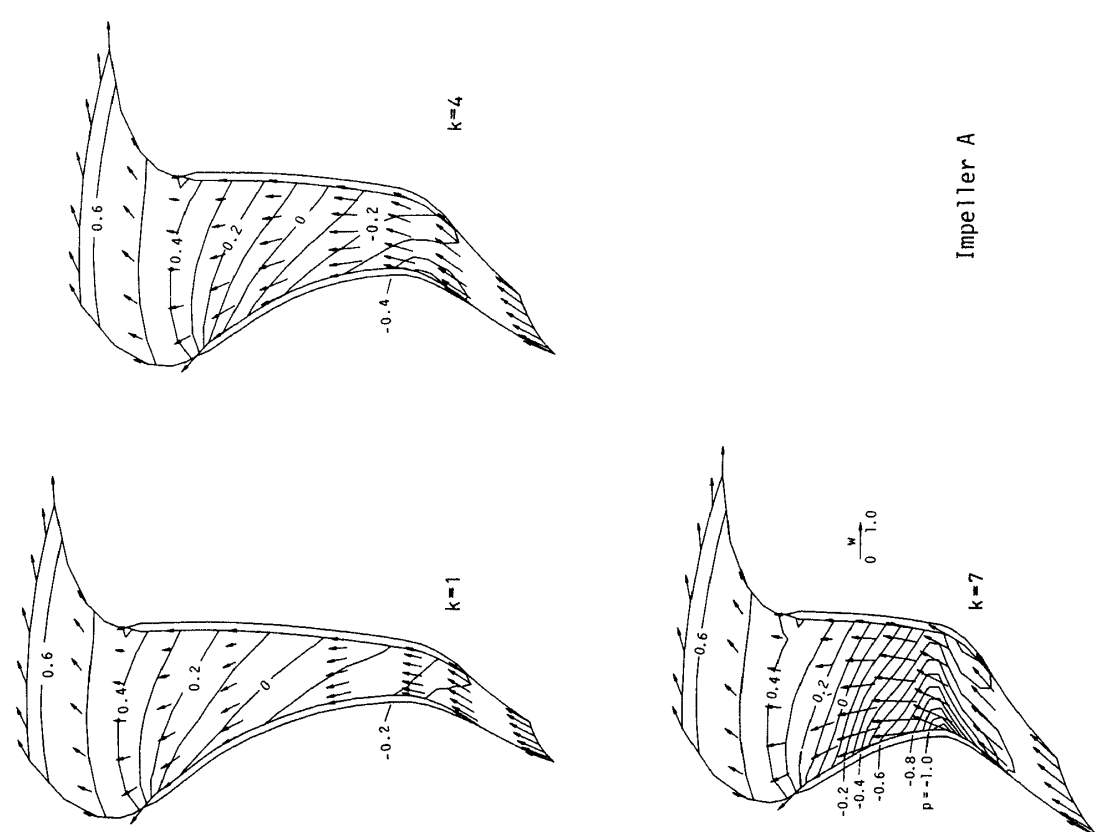


図 7 回転面上の流れ, 羽根車 A

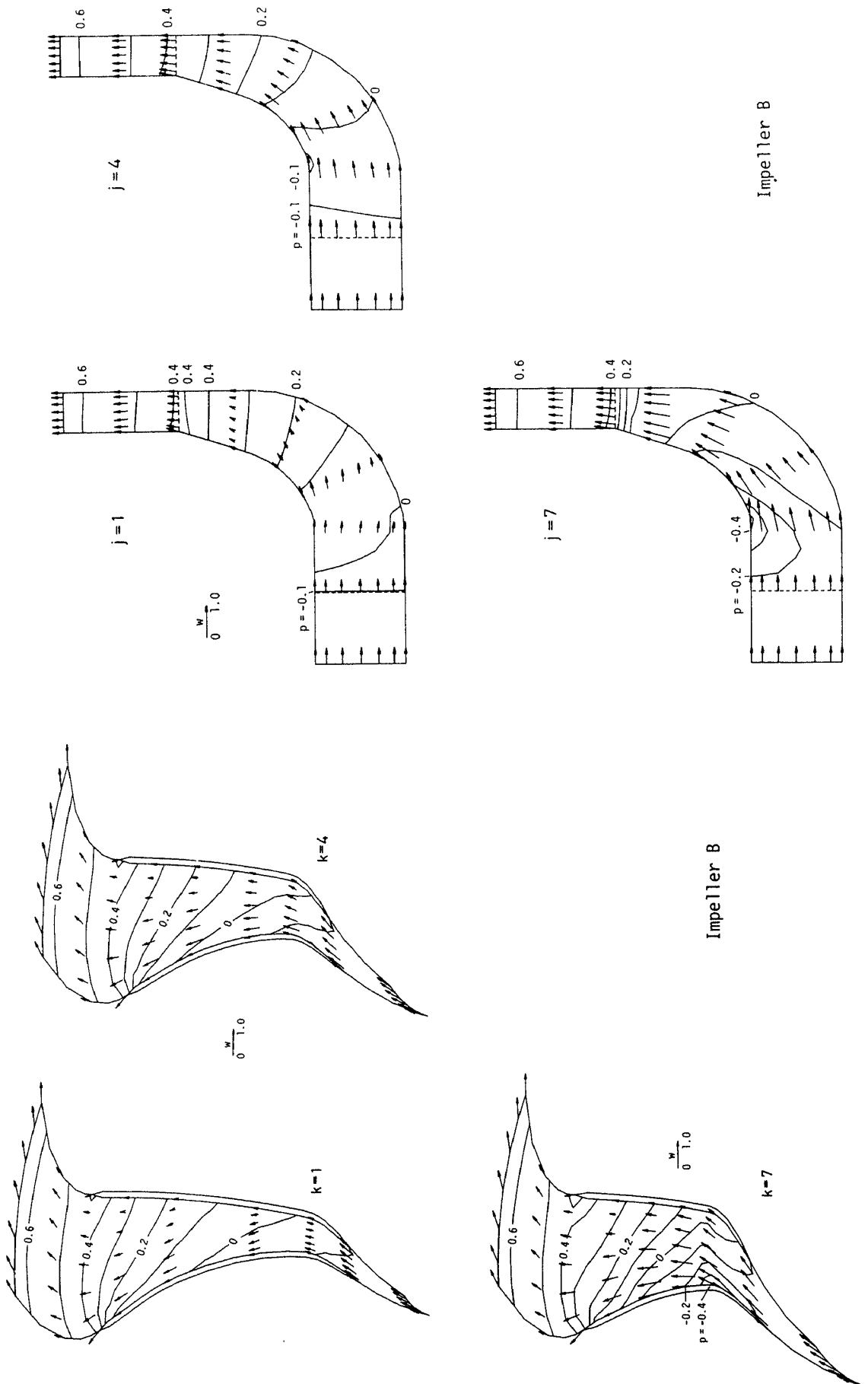


図9 回転面上の流れ, 羽根車B

図10 子午面内の流れ, 羽根車B

の低下を招くものと思われる。効率の良い羽根車Bでは流れ場の流速と圧力の変化は比較的小さい。

圧縮性流れの計算結果は文献(4)にある。この方法は、ポテンシャル流れに限られるが、随伴渦面を考慮しているという点では自由渦設計に限らず広い範囲に適用できるものである。

3. 非定常翼列流れの解法⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾

圧縮機の翼列は通常の運転状態においても、上流翼列の後流、前後の翼列の接近しているときには動静翼干渉によって非定常流体力を受け、さらに旋回失速、失速フラッタが発生すれば大きい非定常力を受けることになる。ここでは前置静翼の後流による動翼列の非定常流れを解析する問題を扱う。現在、非粘性流れの仮定のもとに非定常流体力を求めることに目標が置かれているが、将来は非定常流れで損失の少ない性能の良い翼列を開発することも重要な課題になるものと思われる。

3.1 問題の定式化

粘性と圧縮性を無視すれば、次のHelmholtzの渦度輸送方程式が成立する。

$$d\zeta/dt = \zeta \cdot \nabla \mathbf{w} \quad (16)$$

ただし $d/dt \equiv \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ 。ところで動翼列ではこれと同等の次式を考える方が便利である。

$$d\zeta/dt = \zeta \cdot \nabla \mathbf{w} \quad (17)$$

ただしここでは $d/dt \equiv \partial/\partial t + \mathbf{w} \cdot \nabla$ 、 ζ ：絶対流れの渦度、 \mathbf{w} ：相対流速。式(17)は図11を参照すれば次のように解釈できる。渦度 ζ を含む同一流体からなる円柱が流速 \mathbf{w} で移動するとき単位時間後に渦度の強さは $\zeta + d\zeta/dt$ になるが、式(17)はその増分 $d\zeta/dt$ が $\zeta \cdot \nabla \mathbf{w}$ になることを示している。このことは、円柱の下端の流速を \mathbf{w} とするとき ζ だけ離れた上端の流速が $\mathbf{w} + \zeta \cdot \nabla \mathbf{w}$ であることを考えれば、流体が渦度に凍結されていることを意味する。したがってこの円柱内の渦の総量は不変であるから、渦度は円柱の断面積に反比例することになり、これから渦度はそのベクトルの方向に引き伸ばされるときに長さ比例して強められるという結論が得られる。

一つの子午面を用いる普通の準三次元解法で扱われる、流路高さの変化する回転流面上の翼列流れを

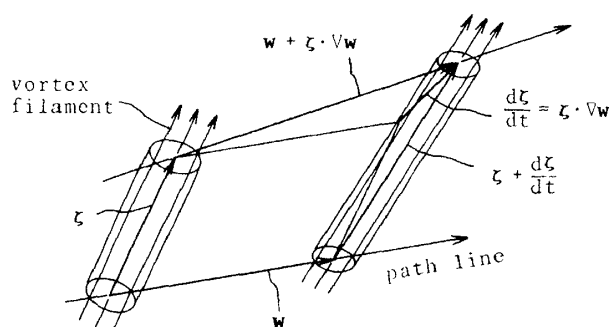


図11 渦度の輸送

考える。この流れに影響を及ぼすものは、渦度のこの面に対する法線成分 ζ である。上の渦度の考察から次の関係が得られる。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta}{b} \right) = 0 \quad (18)$$

ただし b ：今考えている回転面に付加される流路高さ。なお式(18)は ζ の流面に対する傾きには無関係に成立するので、準三次元の範囲では問題を統一的に処理できる。

回転流面上の流れに対し流れ関数 Ψ を

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = b r w_m, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial m} = -b w_u \quad (19)$$

で定義する。ただし r ：半径、 m, θ ：回転流面上の座標。ここで

$$dx = dm/r, \quad dy = d\theta \quad (20)$$

によって回転流面上の翼列を通る流れを xy 面上の直線翼列を通る流れに写像し、写像面上で計算することにすれば、流れの基礎方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{b} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{b} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) = -F \quad (21)$$

ただし

$$F \equiv -r^2 2\omega \sin \delta + r^2 \zeta + r r \delta (y - \tilde{y}) \quad (22)$$

$\sin \delta = dr/dm$ 、 r ：単位 m 長さ当りの後流渦の強さ、 δ ：Diracのデルタ関数、 \tilde{y} ：後流渦上の y 。 F は相対流面上の渦度（写像に伴って r^2 が掛けられている）で、右辺第1項は回転に伴う相対流面上の渦、第2項は前置静翼後流の渦、第3項は動翼自身から出る後流渦である。

計算は図12に示す領域に対して行われた。また境界条件は

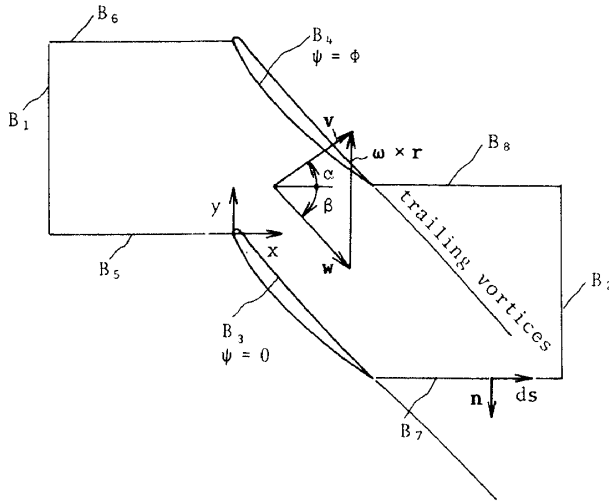


図12 計算領域と境界

$$\left. \begin{aligned} \partial\Psi/\partial x &= rb(r\omega - w_m \tan \alpha_U) & \text{on } B_1 \\ \partial\Psi/\partial x &= -(\Phi/s) \tan \beta_D & \text{on } B_2 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$\Psi = \begin{cases} 0 & \text{on } B_3 \\ \Phi & \text{on } B_4 \end{cases} \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} \Psi_J &= \Psi_1 + \Phi \\ (\partial\Psi/\partial y)_J &= (\partial\Psi/\partial y)_1 \end{aligned} \right\} \text{on } B_5 \sim B_8 \quad (25)$$

ただし α : 絶対流れの方向, β : 相対流れの方向,
 Φ : 翼間流量, s : 翼列ピッチ。

上流境界には, 後流を含む流速分布が, $\alpha_U = \text{const.}$ と

$$w_{mU} = f(\omega t + y) \quad (26)$$

で与えられる。この流れの渦度は

$$\zeta_U = -\frac{1}{r} \sec^2 \alpha_U \frac{\partial}{\partial y} f(\omega t + y) \quad (27)$$

また下流境界では簡単のため $\beta_D = \text{const.}$ とし, その値はクッタの条件から決められる。翼後縁から脱落する渦の強さは圧力の周期性の条件から

$$r_0 = -\frac{1}{\tilde{w}_m} \int_1^J \left(\frac{\partial}{\partial t} w_u r d\theta + \frac{\zeta}{b} d\Psi \right) \Big|_{x=x_2} \quad (28)$$

ただし \tilde{w}_m は渦面の両側の w_m の平均値。後流渦 r は次式で輸送される。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\tilde{w}_m r}{\Phi} \right) = 0 \quad (29)$$

運動方程式

$$\frac{d\mathbf{w}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{r} \omega^2 - 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{w} - \frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} \times \mathbf{r}$$

を書き換えた式

$$\nabla(p + w^2/2 - r^2 \omega^2/2) = -\partial \mathbf{v} / \partial t + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\zeta} \quad (30)$$

を積分すれば,

$$\begin{aligned} p_B &= p_A - \frac{1}{2}(w_B^2 - w_A^2) + \frac{1}{2}\omega^2(r_B^2 - r_A^2) \\ &- \int_A^B \left(\frac{\partial w_m}{\partial t} dm + \frac{\partial w_u}{\partial t} r d\theta + \frac{\zeta}{b} d\Psi \right) \\ &\pm [\tilde{w}_m r] \end{aligned} \quad (31)$$

最後の項は積分路が後流渦を横切るときに付加される。式(28)は式(31)の積分路を翼列の出口に取り, 圧力の周期性の条件を用いれば導かれる。式(28)はまた脱落渦の強さが翼の循環 Γ の変化に等しいという Kelvin の定理

$$d\Gamma/dt = -(\tilde{w}_m r)_0 \quad (32)$$

から導くこともできる。上流境界から翼列出口までの計算領域に Stokes の定理を適用すれば

$$\begin{aligned} \int_1^J w_u r d\theta \Big|_{x=x_2} - \int_1^J w_u r d\theta \Big|_{x=x_U} - \Gamma \\ = \iint (\zeta - 2\omega) r d\theta dm \end{aligned} \quad (33)$$

またこの領域に対して式(18)を積分し Gauss の定理を適用すれば

$$\iint \frac{\partial \zeta}{\partial t} r d\theta dm = -\int_1^J \frac{\zeta}{b} d\Psi \Big|_{x=x_2} + \int_1^J \frac{\zeta}{b} d\Psi \Big|_{x=x_U} \quad (34)$$

式(32)に式(33)を t で微分した式を代入し, 式(34)と上流境界の式(31)を用いれば式(28)が導かれる。

羽根車を通る流れの圧力上昇は⁽⁵⁾

$$\begin{aligned} \Delta p_0 &= \bar{p}_{0D} - \bar{p}_{0U} = \omega [(r\bar{v}_u)_D - (r\bar{v}_u)_U] \\ &- \frac{1}{\Phi} \iint \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{w^2}{2} \right) b r d\theta dm \end{aligned} \quad (35)$$

翼に作用する流体力のモーメントは

$$\begin{aligned} T &= -\int_1^2 (p_f - p_1) b r dm = \Phi [(r\bar{v}_u)_D - (r\bar{v}_u)_U] \\ &+ \frac{1}{\Phi} \iint \frac{\partial v_u}{\partial t} b r^2 d\theta dm \end{aligned} \quad (36)$$

3.2 数値解法

流れ関数 Ψ の式(21)の境界値問題はガレルキン法で解かれた。この計算には, 前置静翼の後流を扱う関係で流れ場全域にわたって比較的細かい三角形要

素を用いた。

渦度 ζ と後流渦 γ の計算は離散渦法で行われた。離散渦法には正負の単位強さの渦点を多数用い、その密度から渦度を求める方法と、初期流れ場を微小要素に区切り各要素に含まれる渦を要素中心の点渦で代表させる方法がある。後者の方法で初期微小要素を同一面積に取れば、点渦の強さは渦度に比例し、二次元平面流れでは点渦の移動後も引続き渦度を表わす。ここでは上流境界から一定時間毎に後流部分にのみ渦点を付加し、これに ζ/b の値を与える方法を用いた。後流渦についても同様の方法が取られた。この方法によれば比較的少ない渦点で精度の良い結果が期待できる。

上述のように脱落渦の強さ γ_0 は圧力の周期性の条件、式(28)から、また流出角 β_D はクッタの条件から求められる。しかしながら β_D は式(28)の積分値に、また γ_0 はクッタの条件に影響を及ぼすので反復計算でこれらの収束値を得ることは容易でない。そこでここでは、まず前回までの結果から新しい時間ステップの γ_0 と β_D の推定値を外挿によって求め、次に (γ_0, β_D) , $(\gamma_0 + \delta\gamma_0, \beta_D)$, $(\gamma_0, \beta_D + \delta\beta_D)$ の三つの場合について問題を解き、これらの場合に対して上の二条件からの逸脱の程度を示す量を求め、最後にこれらの量が零になる γ_0 と β_D の修正値を線形補間によって求めることにした。各時間ステップ毎に都合4回問題を解かなければならないが、この方が計算量少なく精度の良い結果が得られる。

3.3 数値計算例

図13, 14に斜流圧縮機の動翼列を通る流れの計算結果を示す。この計算には1776の要素と約22,000の渦点を用いられている。必要な計算機のメモリは240キロワード、CPU時間(1 MFLOPSの計算機に換算)は3,800秒である。図13は $\frac{1}{4}$ 周期毎の流れのパターンを示したもので、また図14は $\frac{1}{4}$ 周期毎の翼形表面速度分布と一周期にわたる圧力上昇 Δp_0 とトルク T の変化を示したものである。

この計算法の第一の特徴は、従来の特異点法による解析とは異なり有限強さの後流を扱うことができることである。後流は流れと逆向きのジェット流と考えられ、翼はこのジェット流を横切るときに非定常流体力を受ける。この流体力は強い後流では翼の

前縁付近では大きい下流に行くにしたがって減衰する。この方法の第二の特徴は、流速を点渦の誘起速度から直接求めるのではなく、流れ関数を介して間接的に求めていることである。このことにより、解は安定化し、また流路高さの変化する任意回転面上の流れも扱えることになる。

文 献

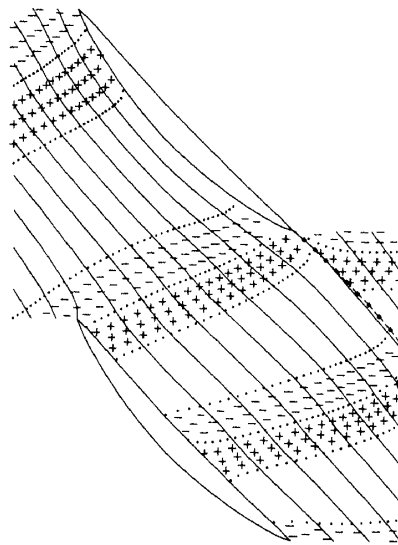
- (1) 大宮司; ターボ機械の流れの数値解析, ターボ機械, 9-5 (昭56-5), 50-56.
- (2) 大宮司; 軸流形ターボ機械の三次元ポテンシャル流れの数値解析, 日本機械学会論文集, 48-433, B(昭57-9), 1667-1673.
- (3) 大宮司; 遠心形ターボ機械の三次元ポテンシャル流れの数値解析, 日本機械学会論文集, 49-437, B(昭58-1), 11-18.
- (4) Daiguji, H., Finite Element Analysis for 3-D Compressible Potential Flow in Turbomachinery, 1983 Tokyo International Gas Turbine Congress.
- (5) Daiguji, H. and Shirahata, H., A Finite Element Analysis of Unsteady Diagonal Cascade Flows, Bull. JSME, 23-180 (1980-6), 888-894.
- (6) 白畑・大宮司; 斜流形翼列の非定常流れの離散渦法を用いる解析, 日本機械学会論文集, 47-419, B(昭56-7), 1161-1168.
- (7) Shirahata, H. and Daiguji, H., A Numerical Method of Unsteady Flow through a Mixed Flow Impeller Using Finite Element Method and Discrete Vortex Method, Finite Element Flow Analysis, Kawai, T., ed., (1982), 1027-1034, University of Tokyo Press.
- (8) Mizuki, S., Ariga, I. and Watanabe, I., Investigation Concerning the Blade Loading of Centrifugal Impellers, ASME Paper 74-GT-143, (1974-3).
- (9) Adler, D. and Krimerman, Y., Comparison between the Calculated Subsonic Inviscid Three-Dimensional Flow in a Centrifugal

Impeller and Measurements, Performance Prediction of Centrifugal Pumps and Compressors, Gopalakrishnan, S., et al., ed., (1979), 19-26, ASME.

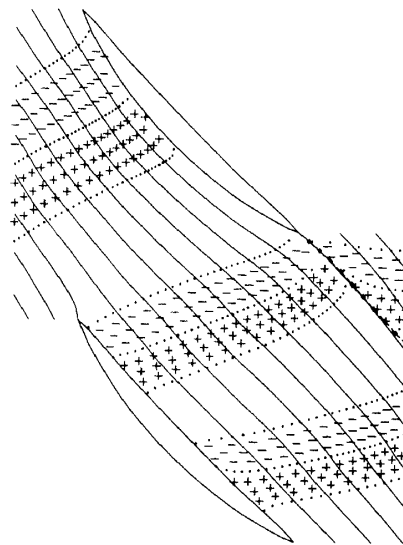
- (10) Hajek, T. and Gopalakrishnan, S., Prediction of Flow in Centrifugal Impellers,

文献(9)の 27-31 ページ。

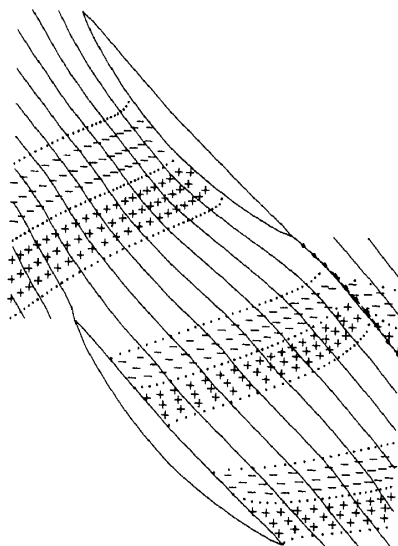
- (11) Sturge, D.P. and Cumpsty, N.A., Two-Dimensional Method for Calculating Separated Flow in a Centrifugal Impeller, Trans. ASME, Ser. I, J. Fluid Engng., 97-4(1975-12), 581-597.



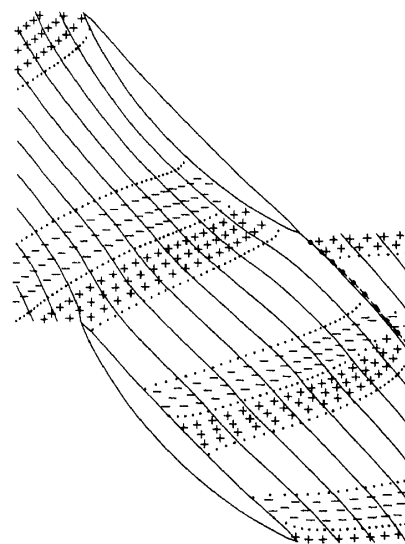
(a) $\omega t/s = 0.0$



(b) $\omega t/s = 0.25$



(c) $\omega t/s = 0.5$



(d) $\omega t/s = 0.75$

図13 斜流圧縮機の翼列流れ

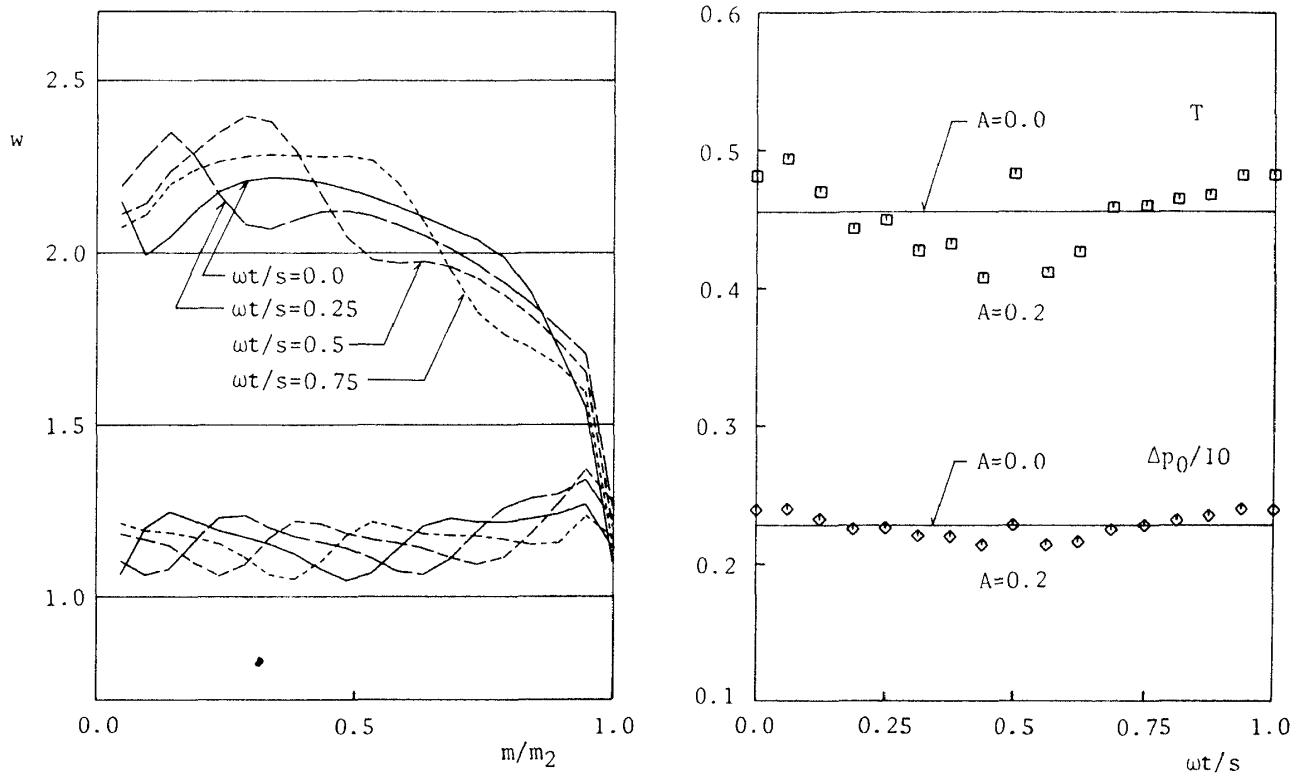


図14 翼形表面速度分布と非定常翼列特性

