

# 터어보 機械 内部의 非可逆 H-S流動을 考慮한 準3次元 流動解析

## Quasi-Three Dimensional Calculation of Compressible Flow in a Turbomachine considering Irreversible H-S Flow

조 강 래\* 오 중 식\*\*  
Kang-Rae Cho, Jong-Sik Oh

Key Words : Quasi-Three Dimensional Flow (準3次元 流動), Irreversible H-S Flow (非可逆 H-S 流動), Body Force (體積力), Dissipative Force (消散力), Blockage Factor (積分因子)

### ABSTRACT

A quasi-three dimensional calculation method is presented on the basis of Wu's idea using finite element methods. In B-B flow the governing equations are cast into a single equation to overcome the restriction of the type of turbomachinery, and Kutta condition is exactly assured by introducing a combination of two kinds of stream functions. In H-S flow a dissipative force which is assumed to be opposed to the relative velocity is added to the governing equation for a consistent loss model. The entropy change along each streamline is then calculated by assuming that the dissipative force may be a force coming from laminar viscous stresses with inviscid velocity distributions. Both the flow solvers are combined to build a three-dimensional flow field through a few iterations. For an effect of the distortion of H-S flow surface the body forces are computed after each B-B flow calculation is finished. Mizuki's centrifugal impellers are tested numerically. The reliability of the numerical solution compared with experimental data is guaranteed.

### 기 호 설 명

$W$ : 상대 속도	$T$ : 온 도
$\omega$ : 회전각속도	$\psi$ : 유동함수
$\rho$ : 밀 도	$\theta$ : 주방향
$q$ : 임의의 상태량	$z$ : 축방향
$h$ : 엔탈피	$B$ : B-B 면의 적분인자
$u$ : 내부 에너지	$b$ : H-S 면의 적분인자
	$V$ : 절대속도
	$U$ : 주속도

\* 延世大學教 機械工學科

\*\* 延世大學教 機械工學科 大學院

- $q'$  : 열 소오스
- $l$  : 로탈피
- $H$  : 정체 엔탈피
- $P$  : 정 압
- $S$  : 엔트로피
- $m$  : 자오선 방향
- $r$  : 반경방향
- $f$  : 체적력
- $s$  : 유선방향
- $N$  :  $s$  에 수직한 방향
- $n$  : H-S면에 수직한 방향
- $\sigma$  : 각도 (Fig. 4)
- $\lambda$  : 각도 (Fig. 3)
- $\mu$  : 각도 (Fig. 3)
- $\Phi$  : 유량계수 (=  $V_{2r}/U_2$ )
- $\tau$  : 점성응력텐서
- $D$  : 소산력
- $\Delta t$  : 블레이드 두께
- $t$  : 피 치
- $b^*$  : 순환강도
- < 하 침 자 >
- $p$  : 압력면
- $s$  : 부압력면

## 1. 序 論

터어보기계 내부의 壓縮性, 非粘性 3次元 流動을 數值的으로 해석하는 데 있어서 C. H. Wu<sup>1)</sup>가 H-S 流面(Hub-to-Shroud Stream Surface)과 B-B 流面(Blade-to-Blade Stream Surface of Revolution) 해석방법을 제시한 이래로 복잡한 3차원 유동을 2개의 간단한 2차원 유면으로 나누어 해석하는 방법이 터어보기계를 설계하는 데에 經濟的으로 이용될 수 있다는 장점으로 인하여 여러 연구가에 의해 꾸준히 개발되어 왔다. 특히, 亞音速 및 비점성이라는 制限을 다소나마 극복하기 위한 연구가 활발히 進行되고 있는데, 그중에서도 H-S 유동계산에 損失모델을 도입하여 粘性에 의한 効果を 고려하는 연구가 발표된 바 있다. Smith<sup>2)</sup>는 全壓損失係數를 이

용한 損失모델을, 그리고 Marsh<sup>3)</sup>는 폴리트 로픽 效率을 이용한 損失모델을 도입하여 엔트로피의 변화를 주어 해석하였는데 이는 可逆斷熱(Reversible adiabatic) 流動이라는 基本假定에 어긋나는 것이라는 점이 後에 지적되었다. Bosman & Marsh<sup>4)</sup>는 基本가정에 어긋나지 않기 위하여 相對速度와 反對方向으로 작용하는 消散力(Dissipative force) 및 새로운 座標系를 도입하여 非可逆(Irreversible) H-S 유동계산의 연구결과를 발표하였지만, 이 연구도 역시 엔트로피의 변화를 주기 위해서는 實驗結果나 經驗式이 필요했다. 그러나 Goulas & Baker<sup>5)</sup>는 소산력을 粘性應力에 의한 힘으로 代置함으로써 理論的으로 엔트로피의 변화를 구할 수 있어서 제한된 점성 유동 해석이 가능함을 보였다.

본 연구는 경제적인 수치기법인 有限要素法(Finite Element Method)을 이용하여 有限差分法(Finite Difference Method)으로 해석하였던 Goulas & Baker의 방법을 부분 수용하여 실험결과나 경험식의 도움 없이도 점성손실의 効果を 고려할 수 있는 비가역 H-S 유동계산 방법을 기존의 방법<sup>6)</sup>에 적용하며 비가역성은 층류유동이란 가정하에서 취급하였다. 또한 非軸對稱 유면계산의 경우에는 體積力(Body force)에 의한 손실도 함께 고려하여 기존의 B-B 유동계산 방법<sup>6)</sup>과 함께 연계하여 3차원 유동장을 해석할 수 있는 準 3次元 해석방법을 확립하였다.

## 2. 本 論

### 2.1 基本 流動方程式

임의의 형상의 터어보기계 회전차내의 3차원, 압축성, 정상, 비점성 유동을 지배하는 방정식들을 相對座標系로 나타내면 다음과 같다.

- 連續方程式 :  $\nabla \cdot (\rho \vec{W}) = 0 \dots\dots\dots(1)$

- 運動量方程式 :  $\frac{D\vec{W}}{Dt} - \omega^2 r + 2\vec{\omega} \times \vec{W} = -\frac{1}{\rho} \nabla P \dots\dots\dots(2)$

• 에너지方程式:  $\frac{Du}{Dt} + P \frac{D(\rho^{-1})}{Dt} = q'$   
 ..... (3)

• 狀態方程式:  $P = \rho RT$  .....(4)

여기서 相對全엔탈피, 혹은 로탈피(Rothalpy)  $I$ 를 다음과 같이 정의한다.

$I = h + W^2/2 - U^2/2 = H - \omega(V_\theta r)$  .....(5)

식(5)를 다음의 열역학 제 1 법칙과 함께 식(2)에 대입하면

$T ds = du + P d\rho^{-1}$  .....(6)

운동량방정식 (2)를 다음의 형태로 나타낼 수 있다.

$-\vec{W} \times (\nabla \times \vec{V}) = -\nabla I + T \nabla S$  .....(7)

그리고 에너지방정식 (3)도 정상, 단열, 가역유동에 대하여 다음 식으로 변환된다.

$\frac{DI}{Dt} = 0$  .....(8)

C. H. Wu<sup>1)</sup>는 회전차내의 3차원 유동이 Fig. 1과 같이 각각 B-B 유면과 H-S 유면이라고 부르는 두개의 직교하는 서로 다른 유동면에서 해석될 수 있다고 가정하여 3차원 유동해석을 두개의 2차원 유동해석으로 간단화하였다. 따라서 미리 指定된 유동면 위에서만 유동이 존재해야 하므로 幾何學的 조건식이 더

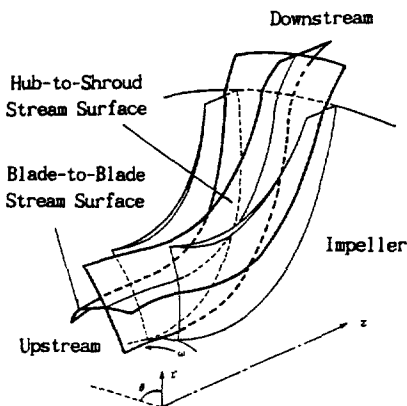


Fig.1 Two kinds of stream surface

필요하며, 이는 비점성 유동에 대하여 체적력  $f$  벡터의 방향이 유동면에 垂直해야 한다는 조건으로 다음과 같이 표시된다.

$\vec{f} \cdot \vec{W} = 0$  .....(9)

따라서 가역, 압축성 유동장을 지배하는 방정식은 식(1), 식(4), 식(7), 식(8) 그리고 식(9)로 구성된다.

2.1.1 非可逆 H-S 流面 流動方程式

H-S 유동면에 존재하는 비가역성은 손실의 양으로 표시될 수 있고 손실은 소산력  $D$ 에 의해 발생한다고 가정한다면, 운동량방정식 (7)의 우변에 소산력을 포함하여 비가역 운동량방정식을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$-\vec{W} \times (\nabla \times \vec{V}) = -\nabla I + T \nabla S + \vec{D}$  .....(10)

이 방정식은 Fig.2에서 표시된 방향( $N, s, n$ )의 성분으로 나뉘어 적용된다. H-S 유동면 위에서 유선을 따르는 방향을  $s$ , 이에 수직한 방향을  $N$ , 그리고 유면의 수직방향을  $n$ 이라 하고, 소산력  $D$  벡터가 상대속도의 방향과 반대방향으로 작용한다고 가정하면, 소산력은 식(10)의  $s$ -방향성분식에서만 나타나게 된다. 즉, 식(10)의  $N$ -방향성분식에서는 소산력의 항이 존재하지 않기 때문에 이전의 가역 H-S 유동해법<sup>6)</sup>과 유사한 방법으로 해석하는 일이 가능해진다. 식(10)의  $n$ -방향성분식은 식(9)로 주어지는 기하학적 조건식이 된다. 따라서 식(10)의 각각의 방향성분식은 다음과 같다.

$N$ -방향:  $-\vec{N} \cdot \vec{W} \times (\nabla \times \vec{V}) = \vec{N} \cdot (-\nabla I + T \nabla S)$  .....(11)

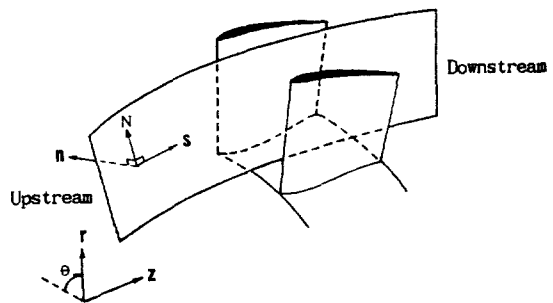


Fig.2 Irreversible Hub-to-Shroud stream surface with a new coordinate(N, s, n)

s- 방향 :

$$-\vec{W} \cdot \vec{W} \times (\nabla \times \vec{V}) = \vec{W} \cdot (-\nabla I + T \nabla S + D)$$

또는  $\vec{W} \cdot T \nabla S = -\vec{W} \cdot \vec{D}$  .....(12)

결국, 비가역 H-S 유동방정식은 식(1), 식(4), 식(8), 식(9), 식(11) 그리고 식(12)로 이루어진다. 식(10)을 체적력 f와 함께 원통좌표계에서 나타내면 다음과 같이 표시된다.

$$-\frac{W_\theta}{r} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial r} + W_z \left( \frac{\partial W_r}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial r} \right) = -\frac{\partial I}{\partial r} + T \frac{\partial S}{\partial r} + f_r + D_r$$

.....(13-a)

$$\frac{W_r}{r} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial r} + \frac{W_z}{r} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial z} = f_\theta + D_\theta$$

.....(13-b)

$$-W_r \left( \frac{\partial W_r}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial r} \right) - \frac{W_\theta}{r} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial z} = -\frac{\partial I}{\partial z} + T \frac{\partial S}{\partial z} + f_z + D_z$$

.....(13-c)

一般的인 微分  $\partial q / \partial r$ 은  $\theta, z$ 를 固定시켰을 때의  $r$ 의 변화에 대한  $q$ 의 變化率을 나타내는 반면, 여기서의  $\partial q / \partial r$ 은 유면상에서  $z$ 만을 고정시켰을 때의  $r$ 의 변화에 의한  $q$ 의 變化율을 나타낸다.  $f_r$ 과  $f_z$ 는 비축대칭유면일 경우에 나타나는 체적력으로서 Fig.3에 도시된 바와 같이 다음의 관계가 성립한다.

$$\tan \lambda = f_r / f_\theta$$
 .....(14-a)

$$\tan \mu = f_z / f_\theta$$
 .....(14-b)

H-S 유면의 두께에 비례하는 양인 積分因子  $b$ 를 이용하여 식(1)로부터 流動函數를 다음과 같이 정의한다.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = r \rho b W_z, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial z} = -r \rho b W_r$$
 .....(15)

$\vec{f} \times \vec{W}$  벡터의 방향이 N-방향이라는 점을 이용하여 식(11), 식(13), 식(14) 그리고 식(15)로부터 N-방향 운동방정식을 다음과 같이 이끌어낼 수 있다.

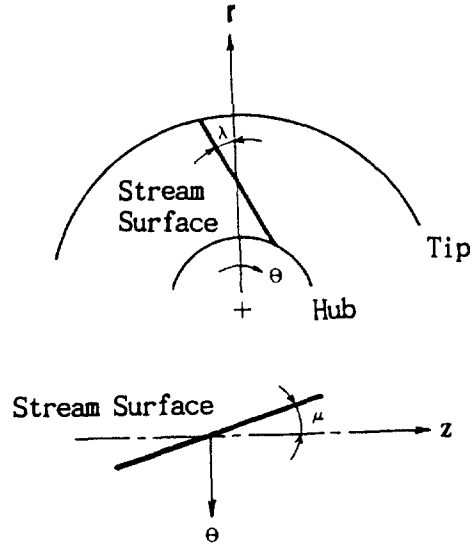


Fig.3 Two angles which define the local geometry of the H-S mean stream surface

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\rho b r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho b r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) = r \rho b \frac{dI}{d\Psi} - \frac{T}{W^2} \left[ \frac{\partial S}{\partial r} (W_z - W_\theta \tan \mu) - \frac{\partial S}{\partial z} (W_r - W_\theta \tan \lambda) \right] + \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r V_\theta) \tan \mu - \frac{\partial}{\partial z} (r V_\theta) \tan \lambda \right]$$
 .....(16)

### 2.1.2. B-B 回轉流面 流動方程式

一般的인 形狀의 터어보기계의 B-B 유면을 해석하기 위해서는 單一座標系에서 표시되는 支配方程式이 유도되어야 한다. 본 연구에서는 子午面 流線(Meridional Streamline) 방향을 따르는 좌표축  $m$ 을 도입하여 새로운 단일좌표계( $m, \theta$ )에서 해석하도록 하며, 이는 자오면 유선을  $\theta$  방향으로 回轉시키면 B-B 유면이 생긴다는 가정하에서는 타당하다. 연속방정식 (1)을 적분하기 위해 적분인자  $B$ 를 도입하여 B-B 유면에서의 유동함수를 다음과 같이 정의한다.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = r \rho B W_m, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial m} = -\rho B W_\theta$$
 .....(17)

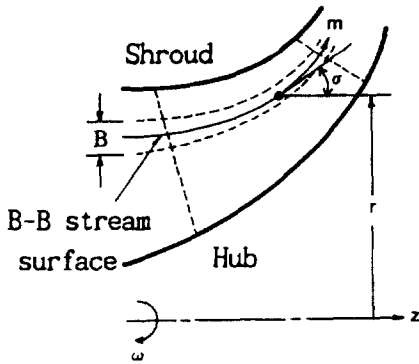


Fig. 4 Nomenclature in a meridional plane

여기서 적분인자  $B$ 는  $B-B$  유면의 두께에 비례하는 양을 나타낸다(Fig. 4). 이러한 유동함수를 이용하면 식(7)의  $\theta$  방향성분의 방정식은 다음으로 변환된다.

$$\frac{\partial}{\partial m} \left( \frac{1}{\rho B} \frac{\partial \Psi}{\partial m} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{\rho B r^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) = \sin \sigma$$

$$\left( \frac{W_\theta}{r} + 2\omega \right) + \frac{1}{W_m} \left( \frac{\partial I}{r \partial \theta} - T \frac{\partial S}{r \partial \theta} \right) \dots \dots (18)$$

여기서의  $B-B$  유면은 회전유면으로 가정되어 비축대칭으로 나타나는 체적력은 없다.

2.2 境界條件

형상이 결정된  $H-S$  유동의 경계조건은 우선, 허브와 쉬라우드에 대하여  $\Psi$ 가 일정하다는 경계조건을 부과한다. 上流前方 경계면에서의 유동은 반경향 속도성분을 포함하지 않는다고 가정하면 상류경계조건은 다음으로 주어진다.

$$\Psi(r) = 1/2 (r^2 - r_{hub}^2) b \rho W_{z1} \dots \dots (19)$$

下流境界에서는 無限後方이라고 보고 유선이 후방경계면에서 수직하게 유출한다는 Neumann형의 경계조건을 부과한다.

$B-B$  유동면의 해석영역은 Fig. 5와 같이 익렬 상하의 두 피치사이의 岐點流線에 의해 구성된다. 이 영역에 대한 경계조건은 周期性條件과 Kutta 條件 그리고 익렬 상류 입구에서 주어지는 流入條件으로 구분된다. Kutta 조건과 주기성 조건은 서로 관련되어 있으므로 먼저, Kutta 조건으로부터 기점유선을 결

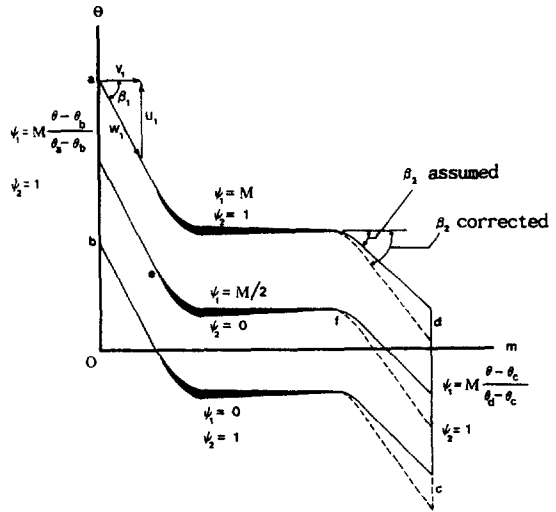


Fig. 5 Boundary conditions on Blade-to-Blade surface

정한 후 두 기점사이를 해석영역으로 결정함으로써 주기성조건을 만족시킨다.  $B-B$ 면에서의 유동함수를 다음과 같이 두개의 서로 다른 유동함수들의 線形結合으로 나타낼 수 있다.

$$\Psi = \Psi_1 + b^* \Psi_2 \dots \dots (20)$$

여기서  $\Psi_1$ 과  $\Psi_2$ 는 각각 고정된 유선  $ad$ 와  $bc$ 사이를 통과하는 均一流動과 날개  $ef$  주위를 회전하는 循環流動을 나타내는 것이라고 보면 두 유동함수에 의해 익 주위의 유동을 형성할 수 있게 되며, 따라서 다음 식이 성립하게 된다.

$$\frac{\partial}{\partial m} \left( k_1 \frac{\partial \Psi_1}{\partial m} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( k_2 \frac{\partial \Psi_1}{\partial \theta} \right) = Q \dots \dots (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial m} \left( k_1 \frac{\partial \Psi_2}{\partial m} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( k_2 \frac{\partial \Psi_2}{\partial \theta} \right) = 0 \dots \dots (22)$$

$\Psi_1$ 과  $\Psi_2$ 에 대한 경계조건은 Fig. 5에 표시된 바와 같다. 여기서  $M$ 은 두 피치를 통과하는 단위폭당의 질량유량에 해당하는 상수이다. 그리고  $b^*$ 는 Kutta 조건을 만족시키는 순환유동의 강도를 의미한다. 익 후연에서 壓力面과 負壓力面에서 유동의 압력 또는 속도가 같다는 것으로부터 다음식이 성립하고

$$|\vec{W}_p|_f = |\vec{W}_s|_f \dots \dots (23)$$

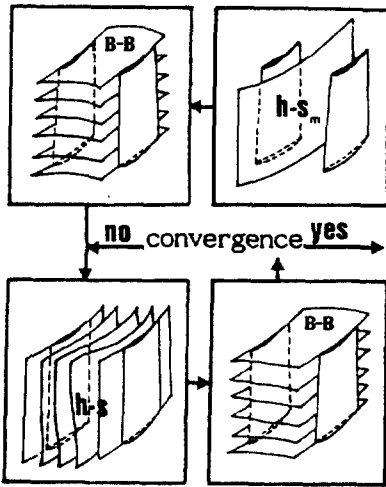


Fig.6 Quasi-3D Calculation Procedure

$\Psi_1$ 과  $\Psi_2$ 에 의한 속도를 각각  $W_1$ 과  $W_2$ 라고 하면 속도  $W$ 가 다음과 같이 표시될 수 있어서  $b^*$ 를 직접 구할 수 있다.

$$\vec{W} = \vec{W}_1 + b^* \vec{W}_2$$

$$Eb^{*2} + 2Fb^* + G = 0$$

$$b^* = \frac{-F + \sqrt{F^2 - EG}}{E} \dots\dots\dots(24)$$

여기서  $E, F, G$ 는 다음으로 정의된다.

$$E = (W_{m2s}^2 + W_{\theta2s}^2) - (W_{m2p}^2 + W_{\theta2p}^2)$$

$$F = (W_{m1s}W_{m2s} + W_{\theta1s}W_{\theta2s}) - (W_{m1p}W_{m2p} + W_{\theta1p}W_{\theta2p})$$

$$G = (W_{m1s}^2 + W_{\theta1s}^2) - (W_{m1p}^2 + W_{\theta1p}^2)$$

2.3 有限要素法の適用

지배방정식인 식(16)과 식(18)은 일반적인 형태 로 다음과 같이 표시될 수 있다. (표1)

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left( k_1 \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( k_2 \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} \right) = Q \dots\dots(25)$$

Table 1 Elements in the governing equation<sup>25)</sup>

	$\zeta$	$\eta$	$k_1$	$k_2$
식 (18)	$\theta$	$m$	$1/(\rho B r^2)$	$1/(\rho B)$
식 (16)	$z$	$r$	$1/(\rho b r)$	$1/(\rho b r)$

유한요소화를 위하여 三角形要素를 택하고 Galerkin Method를 적용하면 다음과 같은 요

소에 대한 행렬식을 얻는다.

$$K_{ij}^e \bar{\Psi}^e = R_i^e + L_i^e$$

여기서

$$K_{ij}^e = \int \int_A \left\{ k_1^e \frac{\partial N_i}{\partial \zeta} \frac{\partial N_j}{\partial \zeta} + k_2^e \frac{\partial N_i}{\partial \eta} \frac{\partial N_j}{\partial \eta} \right\} dA^e$$

$$R_i^e = \int \int_A Q^e N_i dA^e$$

$$L_i^e = \int \int_{r^e} \left\{ k_1^e \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} n_{\zeta} N_i + k_2^e \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} n_{\eta} N_i \right\} d\Gamma^e$$

전체시스템에 대하여 합치면 다음과 같은 전체시스템 방정식을 얻게 되어 유동함수의 해를 얻게된다.

$$K \bar{\Psi} = R \dots\dots\dots(26)$$

3. 準3次元流動의計算過程

3차원 유동을 H-S유면과 B-B유면의 相互 反復計算에 의해 계산하는 과정은 다음 차례로 수행된다(Fig. 6).

3.1 軸對稱, 非可逆 H-S 流動計算

B-B 유동계산의 결과 없이 단독으로 H-S 유동계산을 하는 일은 불가능하기 때문에, H-S 유동의 첫번째 계산 때는 축대칭 유면이라는 가정이 필요하다. 축대칭 유면이라는 것은 H-S 유면이 완전한 자오면으로 이루어져 있고 인접한 날개 사이에서 유동의 변화가 없다는 것을 의미한다. 축대칭 H-S 유면을 날개 사이의 중간유면으로 대표하고 주어진 조건으로부터 격자를 구성한 후 유동함수를 가정하고 가정된 유동함수로부터 속도를 구한다. 상대 유동장에서 로탈피가 유선을 따라 보존된다는 에너지 방정식으로부터 열역학적 상태량들을 구한 다음,

$$\nabla S = 0$$

$$\mu = \lambda = 0$$

인 상태에서 식(25)의  $k_1, k_2, Q$ 를 평가한다. 여기서  $b$ 는 다음 식으로 구한다.

$$b = 1 - \Delta t / t \dots\dots\dots(27)$$

다시 새로운 유동함수를 구하여 속도분포를 구하면, 비가역 과정으로부터 생기는  $\nabla S$ 를

구하기 위해 소산력  $D$ 를 결정한다. Goulas & Baker<sup>6)</sup>는 소산력을 다음과 같이 점성응력에 의한 힘으로 대치한 바 있다.

$$\vec{D} = (\nabla \cdot \tau) / \rho \dots\dots\dots(28)$$

본 연구는 이 방법을 도입하였지만, 기존 프로그램의 많은 부분의 수정을 피하기 위하여 점성계수의 값을 일정하게 하였고 점성응력을 결정하는 데에 필요한 속도분포로서 비점성 속도분포를 이용하였다. 식(28)로부터 소산력을 결정하게 되면 식(12)를 이용하여 전체 유동장에서의 엔트로피 분포를 평가한다. 이때 각각의 유선에 따른 적분과정이 필요하게 되며 다음과 같은 가정을 하였다.

$$(\vec{W} \cdot \vec{D}) / (TW) = \text{일정}$$

식(25)의  $Q$ 를 엔트로피의 변화를 포함하여 구한 후에, 다시 유동함수를 얻고 나면 다음과 같이 수렴여부를 판정한다.

$$\max \left| \frac{\psi_i^{(n)} - \psi_i^{(n-1)}}{\psi_i^{(n-1)}} \right| < \epsilon_1 = 0.0001 \dots (29)$$

수렴에 이르지 않았을 경우 유동함수를 update 하여 위의 과정을 반복한다. 수렴된  $H-S$  유동해로부터  $B-B$  유동해석에 필요한 정보를 준비한다. 특히  $B-B$  유면두께에 비례하는 양인 적분인자  $B$ 는 연속식으로부터 다음과 같이 구한다.

$$B(m) = \frac{(\rho W_m r B)_{inlet}}{\rho W_m r} \dots\dots\dots(30)$$

### 3.3 B-B 回轉流面 流動計算

우선, 전후방의 기점유선을 가정하여 해석영역을 결정한다.  $\Psi_1$ 을 가정하여 속도장 및 열역학적 상태량들을 구한 후 식(25)의  $k_1, k_2, Q'$ 를 계산하여 새로운  $\Psi_1$ 를 구하고 수렴여부를 판정하는 반복과정을 통하여 가정된 해석영역에서의  $\Psi_1$ 을 구한다.  $\Psi_2$ 를 구한 다음, 이들로부터 구한 속도장에 의하여 식(24)를 이용하여  $b^*$ 를 구해서 새로운 기점유선으로 구성되는 전체유동장을 결정한다. 새로운 기점유선과 가정된 기점유선과의 수렴여부를 다음 식으로 판정한다.

$$\max \left| \frac{\theta_i^{(n)} - \theta_i^{(n-1)}}{\theta_i^{(n-1)}} \right| < \epsilon_2 = 0.01 \dots\dots\dots(31)$$

수렴에 이르지 못한 경우, 익렬 전후방의 경계유선을 이동시켜서 새로운 해석영역을 다시 구성하여 처음부터 계산을 반복한다. 수렴된 해로부터  $H-S$  유동계산에 필요한 정보를 준비한다. 특히,  $H-S$  유면두께에 비례하는 양인  $b$ 는 다음 식으로 구한다.

$$b = \frac{(\rho W_m b B r)_{inlet}}{\rho W_m B r} \dots\dots\dots(32)$$

### 3.3 非軸對稱, 非可逆 H-S 流動計算

$B-B$  유동계산의 결과로 얻은 반경향 및 축방향에 따른 유선위치의 분포는  $H-S$  유면의 비축대칭성을 나타내며, 이로부터 식(16)의  $\mu$ 와  $\lambda$ 를 계산할 수 있다. 체적력 및 식(32)로 주어지는  $b$ 를 포함하여 비축대칭, 비가역  $H-S$  유동계산을 수행한다.

### 3.4 B-B 回轉流面 流動計算 및 收斂判定

위에서 언급한  $B-B$  회전유면 유동을 계산한 후에, 중간스팬 지점에 있는 중앙유선상의 상대속도의 변화를 기준으로 전체 계산과정의 수렴성을 판정한다.

## 4. 計算結果 및 考察

본 연구에서는 실험결과가 비교적 잘 보고되어 있는 文獻<sup>7)</sup>의 遠心壓縮機를 수치해석의 대상으로 삼았다. 제원 및 외형치수가 Fig. 7에 나타나 있으며 사용된 유동조건이 표 2에 제시되어 있다. 본 계산은 세가지 유형에 대하여 유량계수를 변화시키면서 수행하였다.

Fig. 8에서는 세가지 유형의 압축기에 대하여 평균  $H-S$  유면의 쉬라우드에서의 靜壓분포를 실험치와 비교하였다. 실험은 정지해 있는 쉬라우드의 정압탭으로부터 측정된 것이어서 회전방향으로의 평균압력을 의미하는 반면에, 계산치는 날개의 압력면과 부압면 유면의 중앙에 존재하는 상대유면의 쉬라우드쪽에서의 값이라는 점에서 실험치와 계산치 사이에 보이는 차이의 주요원인을 찾을 수 있다.

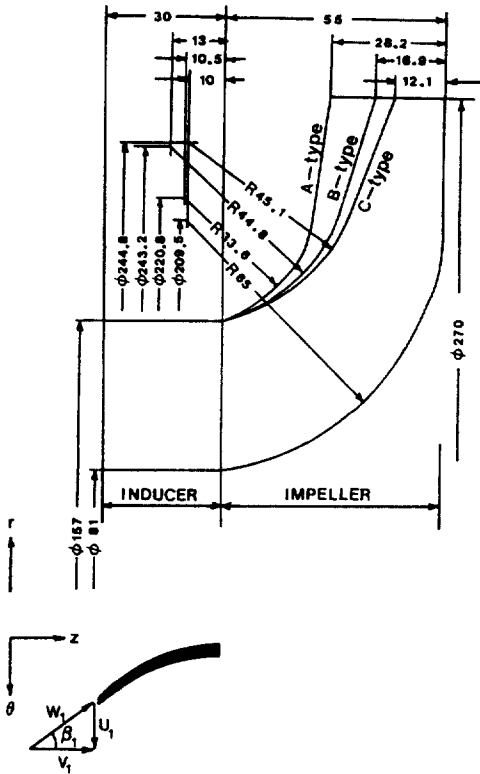


Fig. 7 Configuration of the test impeller

- \* Parabolic mean camber line of inducer
- \* Unshrouded 12 straight radial blades
- \*  $N = 6,000$  rpm
- dimensions in mm

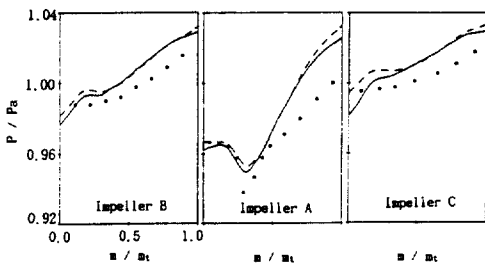


Fig. 8 Static pressure distributions along the shroud of impeller B, A and C on the mean hub-to-shroud stream surface at  $\phi = 0.5$

- : Experimental Data (Ref. 7)
- : Reversible Calculation Solution
- : Irreversible Calculation Solution

Table 2 Flow conditions used in the computation

임펠러 종류	유량계수 ( $\phi \equiv V_{2r}/U_2$ )	$V_{1m}$ (m/s)
A	0.4	57.55
	0.5	70.69
B	0.4	33.93
	0.5	42.41
C	0.4	24.24
	0.5	30.29

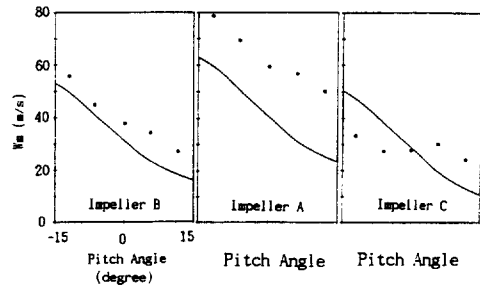


Fig. 9 Meridional velocity distributions on the mean blade-to-blade stream surface of impeller B, A and C (Section No. 8 of Ref. 7) at  $\phi = 0.4$

- : Experimental Data (Ref. 7)
- : Present Calculation

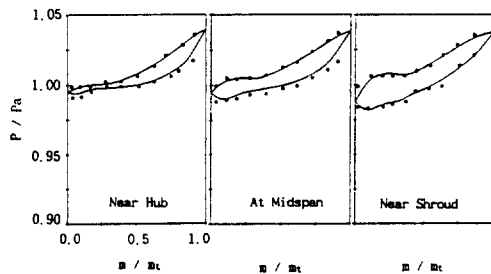


Fig. 10 Static pressure distributions around the blade impeller B, on blade-to-blade stream surface at  $\phi = 0.4$

- : Experimental Data (Ref. 7)
- : Present Calculation



실험결과에 의하면 剝離(Separation) 현상의 정도가 A-임펠러가 가장 심하며 B-임펠러는 설계 의도대로 가장 좋은 효율을 보인다. 따라서 B-임펠러의 결과는 실제유동 현상을 비점성유동으로 가정한 본 연구의 결과와 잘 일치한다고 볼 수 있다. 그러나 A-임펠러의 경우,  $m/m_t \approx 0.5$  이후부터 아마도 박리된 유동의 발달로 인하여 실험치와 큰 차이가 나타난 것으로 예상된다. 또한 가역 H-S 계산을 포함한 수치계산 결과와도 비교하였는데, 비가역성을 도입함으로써 미미하나마 실험치와 접근하는 경향이 있는 것으로 보여진다.

Fig.9는 세가지 유형의 압축기에 대하여 평균 B-B유면의  $r \approx 0.105 m$  부근에서의 상대속도를 회전방향으로 나타낸 것이다. 전체적으로 보아 계산치가 실험치보다 작게 나타나며, 특히 A-임펠러의 경우에는 상당히 큰 차이가 있는데 이는 후방에 발달한 박리유동의 점성효과가 강한 二次流動(Secondary flow)을 발생시켰기 때문인 것으로 예상된다. 한편, C-임펠러의 경우, 파형을 이루는 실험치로 보아 강한 제트류 및 後流가 존재하는 것으로 보인다. 이 두가지 유형의 임펠러는 비점성 유동해석이 해결할 수 없는 유동현상을 보이고 있다. 역시 B-임펠러의 경우는 실험치의 회전방향으로의 구배와 비슷한 구배를 갖는 좋은 결과를 나타낸다.

Fig.10은 B-임펠러 압축기의 대표적인 3개의 B-B유면에 대하여 날개의 압력면과 부압력면에서의 정압분포를 보여준다. 중간스팬에선 다른 경우에 비해 약간 차이가 있으나 실험치와 잘 일치하는 모습을 나타내고 있다. 중간스팬에서의 차이는 본 계산으로 얻은 중간스팬 유면의 위치가 실험위치와 정확히 일치하지 않은 것과는 관계가 있을 것이다. 위에서 언급하였듯이 B-임펠러의 경우는 점성 유동의 영향이 가장 적기 때문에 본 계산이 상당히 만족할 만한 결과를 줄 수 있다.

## 5. 結 論

비가역성에 근거하여 상대유선에 따른 엔트

로피의 변화를 고려해 주는 방법과 비축대칭 유면일 경우에 필수적으로 고려해 주어야 하는 체적력 계산방법 두가지를 도입한 새로운 비가역 H-S 계산방법을 기존의 가역계산방법에 기초하여 개발하였다. 또한 이를 B-B 유동계산과 연계하여 상호반복해서 계산하는 준 3차원 해석방법을 개발하여 실험결과가 알려져 있는 원심압축기에 적용한 결과 그 타당성이 확인되었다.

## 參 考 文 獻

1. Chung-Hua Wu, 1952, "A General Theory of Three-Dimensional Flow in Subsonic and Supersonic Turbomachines of Axial, Radial, and Mixed-Flow Types," NACA TN 2604.
2. Smith, L.H., 1966, "The Radial Equilibrium Equation of Turbomachinery," Journal of Engineering for Power, Trans. ASME, Series A.
3. Marsh, H., 1968, "A Digital Computer Program for the Through-Flow Fluid Mechanics in Arbitrary Turbomachine, using a Matrix Method," Aero. Res. Council, R & M 3509.
4. Bosman, C., and Marsh, H., 1974, "An Improved Method for Calculating the Flow in Turbomachines including a Consistent Loss Model," J. Mech. Eng. Sci.
5. Goulas, A., and Baker, R.C., 1980, "Flow in Centrifugal Compressor Impellers: A Hub-to-Shroud Solution," J. Mech. Eng. Sci.
6. 조강래, 오종식, 1990. "원심압축기 내부의 압축성 유동해석에 관한 연구", 대한기계학회 추계학술대회 논문집, pp.621-625.
7. Mizuki, S., Ariga, I., and Watanabe, I., 1974, "Investigation Concerning the Blade Loading of Centrifugal Impellers," ASME Paper, 74-GT-143.