

<論 文>

임의물체 주위의 3차원 격자생성

맹 주 성* · 손 병 진*

(1989년 7월 22일 접수)

The Three-Dimensional Grid Generation of Arbitrary Body

Joo Sung Maeng and Byung Jin Son

Key Words : Numerical Grid Generation(수치적 격자생성), Boundary-Fitted Coordinates(경계 고정좌표계), Control Function(제어함수)

Abstract

In the present study, a new method of generating boundary-fitted coordinates systems controlled by control function is introduced. Application of the method to a three-dimensional simply-connected region is the demonstrated. The numerical grid generation has following features, (a) The generated boundary fitted coordinates is well concentrated in near wall region and satisfied orthogonality, (b) The grid control function is fully automatic and well controlled in sharp convex boundary.

기 호 설 명

- $f^i, (i=1,2,3)$: 경계고정좌표계에서, $\xi^i, (i=1,2,3)$ 방향의 제어함수
- g : Jacobian의 제곱
- g_{ij} : 좌표변환의 metric tensor
- g^{ij} : 좌표변환의 conjugate metric tensor
- $x^i, (i=1,2,3)$: 직각좌표계
- $\xi^i, (i=1,2,3)$: 경계고정곡선좌표계
- ∇^2 : Laplacian
- ξ, η, ζ : ξ, η, ζ 좌표에 대한 미분

1. 서 론

대부분의 편미분방정식에서 경계조건은 해의 특성을 크게 지배하므로 편미분방정식의 수치해와 관련된 모든분야에서 경계조건에 정확한 수치적 표현에 대한 필요성이 대두된다. 이런 수치적 표현은

경계가 좌표선(coordinate line)과 일치할때 잘 만족한다. 경계가 좌표선과 잘 일치하지 않을 때에는 보간법(interpolation method)에 의해 경계를 적용시키게 되는데, 특히 경계주위에서 상태량이 큰 구배를 가져 해의 특성이 심각하게 변하는 편미분방정식계에는 잘 맞지 않는다. 따라서 기울기의 불연속성이 존재하거나 급격한 곡률을 가지는 경계에 대해서는 보간법에 의해 경계조건을 주는 것은 되도록이면 피하는 것이 좋다. 과거에는 직각좌표계나 극좌표계와같은 기본좌표계로도 해석이 가능한 간단한 형상에 대해서 수치해를 구하였으므로 이러한 문제점은 피할 수 있었다. 그러나 기하학적 형상이 복잡한 영역에서는 이러한 경계보간의 문제 때문에 정확한 수치해를 기대하기가 어렵다. 특히 관심있고 실제적인 문제인 3차원영역에 대한 수치해석에서는 해를 불안정하게 하고 해의 신뢰도를 떨어뜨리는 요인이 되기도 한다. 그래서 현재의 추세는 좌표선이 영역의 경계 또는 형상과 일치하여 경계보간이 필요없고 손쉽게 경계값을 줄 수 있는

*정회원, 한양대학교 공과대학 기계공학과

경계고정좌표계(boundary-fitted coordinates)를 사용하여 수치해를 구하는 것이다. 또한 경계고정좌표계를 사용하면 복잡한 기하학적 형상에 대하여도 물리적 형태와 경계만을 입력하면 간편하게 수치해를 구할 수 있는 일반적인 컴퓨터 코드(code)의 개발도 용이하게 된다.

경계고정좌표계를 사용하여 격자를 생성하는 방법에는 여러가지가 있다. 즉 (a) 복소변수법에 의하여 격자를 생성하는 방법 (b) 대수적관계를 사용하여 경계값 사이의 보간에 의해 생성하는 방법 (c) 편미분방정식의 수치해에 의해 생성하는 방법 등이 있다. 복소변수법에 의한 격자생성은 Moretti⁽¹⁾, Davis⁽²⁾등에 의해 연구되었고 대수적 방법에 의한 격자생성은 Erikson⁽³⁾, Eiseman⁽⁴⁾등에 의해 연구되었으며, 편미분방정식의 수치해에 의한 격자생성은 Cheng & Patel⁽⁵⁾, Warsi, Mastin⁽⁶⁾, Steger⁽⁷⁾등에 의해 연구되었다. 그러나 복소변수법은 사용되는 변환이 해석적이라는 장점이 있으나 2차원영역에만 제한된다는 단점이 있다. 대수적 방법은 격자생성 과정이 간단하고 단순한 장점은 있으나 경계고정좌표계가 만족해야 하는 일대일 사상, 격자선의 평활성, 격자선의 직교성을 충족시키지 못하는 단점이 있다. 경계고정좌표계를 편미분방정식에 의해 격자를 생성할 때 편미분방정식의 형은 경계조건에 따라 타원형(elliptic)이 되기도 하며 쌍곡선형(hyperbolic)이 되기도 하는데 쌍곡선형 편미분방정식의 수치해에 의한 격자생성은 격자선이 평활하고 경계부근에서 격자의 밀집을 잘 조정할 수 있으나 경계값이 연속적으로 적용되지 못하는 단점이 있다. 본 연구에서는 타원형 편미분방정식의 수치해에 의한 격자생성법을 사용하였다.

타원형 편미분방정식의 수치해에 의하여 격자를 생성하는 방법은 Thompson⁽⁸⁾에 의해 처음 소개되어 많은 발전을 거듭해 왔다. 그러나 아직도 격자선의 직교성, 격자간격을 조절해 주는 제어함수(control function)를 선택하는 어려움등에서 많은 개선의 여지가 남아 있다. Visbal과 Knight⁽⁹⁾,孟⁽⁶⁾은 경계부근에서 근사적으로 직교하는 격자생성 방법으로 비직교성과 제어함수의 어려움을 해결하고자 하였다. 본 연구에서는 Thompson의 방법과는 달리 경계에서 부여된 metric scale factor에 의해서 동적으로 제어되는 제어함수법과 경계에서 Neumann조건을 적용하여, 제어함수와 비직교성의 문제를 해결하는 새로운 방법을 소개하고, 3차원

단연결영역(simply-connected region)의 실제적이고 관심있는 영역, 즉, 축대칭 물체(axisymmetric body), 익형 물체(wing body), 확대 곡관(diffusing curved duct), 90도 곡관(90 deg. elbow turn)에 대하여 격자생성을 하였다.

2. 이론 해석

2.1 좌표 변환

(Coordinate Transformation)

편미분방정식의 수치해를 구하고자 할 때 해석영역을 미소요소로 나누어 놓은 후 편미분방정식을 일련의 차분 방정식이나 국부해석해에 의해서 근사화하고 그 결과로써 생기는 대수 연립방정식을 풀어서 종속변수의 이산화된(discretized)값들을 구하게 되는데, 복잡하고 불규칙한 경계를 가지는 영역에서는 해석대상영역을 이산화하고 지배방정식의 수치해를 구하는 과정이 장황하고 지루한 과정이다. 그런데 Fig. 1과 같은 물리적 영역(physical domain)의 직교좌표계(X, Y, Z)를 Fig. 2와 같이

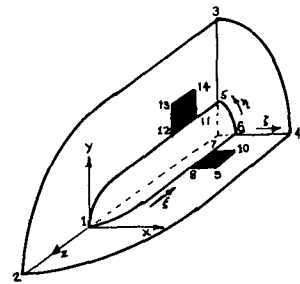


Fig. 1 Physical domain

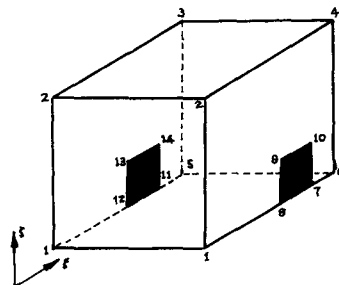


Fig. 2 Computational domain

계산영역(computational domain)의 변환좌표계(ξ, η, ζ)로 변환하여 물리적 영역에서의 비정규 격자들을 계산 영역에서의 정규격자로 사상(mapping)하면 수치해결을 구하는 과정이 간단하고 단순화될 수 있다.

좌표계를 변환하여 물리적 영역의 격자들을 계산 영역의 격자들로 사상하고자 할 때 다음과 같은 몇 가지 조건들을 만족하여야 한다.

- (1) 일대일 사상
- (2) 격자선들의 평활성(smoothness)
- (3) 격자선들의 직교성(orthogonality)
- (4) 큰 수치적 오차가 예상되는 물리적 영역에서의 격자의 밀집성

위와 같은 조건을 만족하는 타원형 편미분방정식의 지배방정식으로 Laplace 방정식과 Poisson 방정식을 사용한다. 그런데 Laplace 방정식은 볼록경계(convex boundary)에는 격자를 밀집시킬 수 있으나 오목경계(concave boundary)에서는 격자가 잘 밀집되지 못하는 단점이 있다. 본 연구에서는 Poisson 방정식을 지배방정식으로 사용하였다.

2.2 지배방정식

3차원 영역에 대한 일반적인 Poisson 방정식은 물리적 영역에서의 직교좌표계(orthogonal coordinates)를 (X^1, X^2, X^3) , 계산영역에서의 곡선좌표계(curvilinear coordinates)를 (ξ, η, ζ) 라 하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \nabla^2 \xi &= f^1(\xi, \eta, \zeta) \\ \nabla^2 \eta &= f^2(\xi, \eta, \zeta) \\ \nabla^2 \zeta &= f^3(\xi, \eta, \zeta) \end{aligned} \tag{1}$$

여기서 ∇^2 는 직교좌표계(X^1, X^2, X^3) Laplacian 이고, 비제차항(nonhomogeneous) $f^i, (i=1,2,3)$ 는 좌표표면의 격자를 조절해주는 역할을 한다. 그런데 변환영역(ξ, η, ζ)에서 똑같은 격자간격(즉, $\nabla \xi = \nabla \eta = \nabla \zeta = 1$)을 가지는 것이 수치계산을 수행할 때 바람직하기 때문에 식 (1)을 사용하는 것은 성가신 일이다. 본 연구에서는 물리적 영역에서의 직교좌표계(X^1, X^2, X^3)가 종속변수가 되게하고, 계산영역에서의 곡선좌표계(ξ, η, ζ)가 독립변수가 되도록, 종속변수와 독립변수를 서로 교환한 역변환 식을 사용하였다.

식 (1)의 역변환(inverse transformation)을 얻기 위해서 직교좌표계(X^1, X^2, X^3)와 곡선좌표계(ξ, η, ζ)사이의 몇가지 일반적인 관계가 필요한데,

이 일반적인 관계는 Aris⁽¹¹⁾등의 참고문헌을 참조하였다. 식 (1)의 역변환식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \nabla^2 X^1 &= \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial X^1} \left[\frac{h_2 h_3}{h_1} \right] \\ \nabla^2 X^2 &= \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial X^2} \left[\frac{h_1 h_3}{h_2} \right] \\ \nabla^2 X^3 &= \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial X^3} \left[\frac{h_1 h_2}{h_3} \right] \\ \nabla^2 &= g^{11} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + g^{22} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + g^{33} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + 2g^{12} \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta} \\ &\quad + 2g^{13} \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \zeta} + 2g^{23} \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \zeta} + f^1 \frac{\partial}{\partial \xi} \\ &\quad + f^2 \frac{\partial}{\partial \eta} + f^3 \frac{\partial}{\partial \zeta} \\ g_{ij} &= \sum_{l=1}^3 h_l^i \frac{\partial X^l}{\partial \xi^i} \frac{\partial X^l}{\partial \xi^j} \\ g^{ij} &= \frac{1}{g} (g_{mj} g_{nk} - g_{mk} g_{nj}) \end{aligned} \tag{2}$$

with (i, j, k) and (l, m, n) cyclic order, $J = \sqrt{g} = \sqrt{|g_{ij}|}$ (J =Jacobian)

단, h_i 는 직교좌표계에서의 척도인자(scale factor)이고, g_{ij}, g^{ij} 는 geometric tensor의 성분들로 geometric tensor는 일반적으로 다음식에 의해 임의선소의 길이를 곡선좌표계에서 정의하며 물리적 영역에서의 비정규격자들을 계산영역에서의 정규격자들로 변환시켜주는 역할을 한다.

$$ds^2 = g_{ij} d\xi^i d\xi^j$$

식 (1)의 해는 f^i 의 선택과 규정된 경계조건에 따라 다양한 좌표계를 생성하게 된다.

2.3 제어함수(Control Function)

식 (1)의 비제차(nonhomogeneous)항 f^i 는 필요한 영역에서 격자의 간격을 조절해주는 역할을 한다. 경계주위와 같이 상태량이 큰 구배(gradiant)를 가지거나 물리적 현상이 급격히 변하는 영역에서는 격자의 밀집이 요구된다. 그래서 제어함수 f^i 의 선택이 격자생성의 중요한 문제중의 하나인데 어떤 제어함수를 선택하느냐에 따라 불만족스러운 격자를 생성할 수도 있다.

Thompson⁽⁶⁾등에 의해 제시된 제어함수는 다음과 같다.

$$f^i = - \sum_{l=1}^K a_l \operatorname{sgn}|\xi^i - \xi_l^i| \exp(-d_l |\xi^i - \xi_l^i|)$$

여기서

$\operatorname{sgn} S = \operatorname{sign}$ of S

$a_l = \operatorname{attraction}$ amplitude

d_i =decaying constants

$\xi^i (i=1,2,3)$ is the ξ^i -coordinates

line to be controlled

그런데 제어함수는 a_i, d_i 의 값을 임의의 경험에 의해 결정하므로 문제에 따라서는 작은값의 변화에도 상당한 격자생성의 변화를 나타내기 때문에 적당한 값을 찾기가 매우 어렵다는 단점이 있다.

이러한 문제점을 개선하기 위하여 Poisson 방정식에서 제어함수를 수학적으로 유도하는 방법이 제시되었다.

$$\nabla^2 \xi^1 = f^1$$

여기서

$$\nabla^2 = g^{ij} \frac{\partial^2}{\partial \xi^i \partial \xi^j} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^i} (Jg^{ij}) \frac{\partial}{\partial \xi^j}$$

즉

$$\begin{aligned} f^1 &= \nabla^2 \xi^1 = g^{ij} \frac{\partial^2 \xi^1}{\partial \xi^i \partial \xi^j} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^i} (Jg^{ij}) \frac{\partial \xi^1}{\partial \xi^j} \\ &= \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^i} (Jg^{i1}) \end{aligned}$$

그러나 이 방법은 제어함수를 수식적으로 유도하였기 때문에 격자를 자동적으로 제어할 수 있는 장점은 있으나 f^i 가 좌표계의 2차 도함수를 포함하고 있기 때문에 유동장의 수치해를 구할때 상당한 수치적 오차를 발생시킨다(Chen and Patel⁽¹²⁾).

본 연구에서는 자동적으로 격자간격을 제어하면서도 유동장의 수치해를 구할 경우 수치적 오차가 적게 발생하는 경계에서 부여된 metric scale factor에 의해서 동적으로 조정되는 제어함수법을 사용하였다. 이 방법의 기본과정은 제어함수의 값은 해석대상 영역에서의 격자간격이 일반적으로 경계위의 격자간격을 따르기 때문에 1차원 경계 격자분포로부터 결정될 수 있다는 것이다.

식 (2)에서 X^1 에 대하여 쓰면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} g^{11} X_{\xi\xi}^1 + g^{22} X_{\eta\eta}^1 + g^{33} X_{\zeta\zeta}^1 + 2g^{12} X_{\xi\eta}^1 \\ + 2g^{13} X_{\xi\zeta}^1 + 2g^{23} X_{\eta\zeta}^1 + f^1 X_{\xi}^1 + f^2 X_{\eta}^1 \\ + f^3 X_{\zeta}^1 = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial X^1} \left[\frac{h_1 h_2 h_3}{h_1^2} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

이고 X^1 경계 (boundary)에서는 $X_{\eta}^1 = X_{\zeta}^1 = 0$ 이므로 대입하고 정리하면 다음과 같다.

$$f^1 = -g^{11} \frac{X_{\xi\xi}^1}{X_{\xi}^1} \Big|_{\eta, \zeta = \text{const}}$$

마찬가지로

$$f^2 = -g^{22} \frac{X_{\eta\eta}^2}{X_{\eta}^2} \Big|_{\xi, \zeta = \text{const}} \quad (4)$$

$$f^3 = -g^{33} \frac{X_{\zeta\zeta}^3}{X_{\zeta}^3} \Big|_{\xi, \eta = \text{const}}$$

이와 같이 제어함수 f^1, f^2, f^3 는 지배방정식 (4)로부터 수학적으로 계산되는 값이므로 Thompson⁽⁸⁾ 등이 제시한 방법, 즉 함수를 임의로 선정해야 하는 어려움이 없고 계산과정중에 자동적으로 결정이 된다. 또한 각 방향으로의 격자 밀집정도는 초기 f^i 를 결정함으로써 사용자가 원하는 만큼 얼마든지 조절이 가능하다. 본 연구에서는 초기 f^i 를 각방향으로 sin함수를 사용하였다.

2.4 이산화 방정식 (Discretization Equation)

식 (2)를 이산화할때 일반적으로 중앙차분법 (central difference scheme)과 지수법 (exponential scheme)을 사용하는데 중앙차분법은 물체표면에서 격자의 밀집이 잘되지 않으며 해를 불안정하게 하고 해의 신뢰도를 떨어뜨린다(Chen and Patel⁽¹²⁾). 본 연구에서는 지수법을 사용하였다. 식 (2)의 이산화방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} &(2g^{11} a \coth a + 2g^{22} b \coth b \\ &+ 2g^{33} c \coth c)_{\xi, \eta, \zeta} \phi_{\xi, \eta, \zeta} \\ &= (g^{11} a \operatorname{csch} a)_{\xi, \eta, \zeta} (E^{-a} \phi_{\xi+1, \eta, \zeta} + E^a \phi_{\xi-1, \eta, \zeta}) \\ &+ (g^{22} b \operatorname{csch} b)_{\xi, \eta, \zeta} (E^{-b} \phi_{\xi, \eta+1, \zeta} + E^b \phi_{\xi, \eta-1, \zeta}) \\ &+ (g^{33} c \operatorname{csch} c)_{\xi, \eta, \zeta} (E^{-c} \phi_{\xi, \eta, \zeta+1} \\ &+ E^c \phi_{\xi, \eta, \zeta-1}) + 0.5g^{12}_{\xi, \eta, \zeta} (\phi_{\xi+1, \eta+1, \zeta} \\ &+ \phi_{\xi-1, \eta-1, \zeta} - \phi_{\xi+1, \eta-1, \zeta} - \phi_{\xi-1, \eta+1, \zeta}) \\ &+ 0.5g^{13}_{\xi, \eta, \zeta} (\phi_{\xi+1, \eta, \zeta+1} + \phi_{\xi-1, \eta, \zeta-1} \\ &- \phi_{\xi+1, \eta, \zeta-1} - \phi_{\xi-1, \eta, \zeta+1}) + 0.5g^{23}_{\xi, \eta, \zeta} \\ &\times (\phi_{\xi, \eta, \zeta+1, \zeta+1} + \phi_{\xi, \eta-1, \zeta-1} - \phi_{\xi, \eta+1, \zeta-1} \\ &- \phi_{\xi, \eta-1, \zeta+1}) \end{aligned} \quad (5)$$

여기서 상수들은

$$2a = -\frac{f^1}{g^{11}} = \frac{X_{\xi\xi}^1}{X_{\xi}^1} \Big|_{\eta, \zeta = \text{const}}$$

$$2b = -\frac{f^2}{g^{22}} = \frac{X_{\eta\eta}^2}{X_{\eta}^2} \Big|_{\xi, \zeta = \text{const}}$$

$$2c = -\frac{f^3}{g^{33}} = \frac{X_{\zeta\zeta}^3}{X_{\zeta}^3} \Big|_{\xi, \eta = \text{const}}$$

로 표현되며

영역내에서 격자들이 직교한다면, 즉 직교곡선좌표계 (orthogonal curvilinear coordinates)의 경우

$$g^{ij} = g^{ij} = 0, \quad (i \neq j) \text{이다.}$$

2.5 경계 조건

임의의 곡면을 가지는 모든 물체표면에서

Neumann 경계 조건을 사용하였다.

$$\frac{dR}{d\xi} \cdot \frac{dR}{n\eta} = 0$$

$$\frac{dR}{d\eta} \cdot \frac{dR}{d\xi} = 0$$

$$\frac{dR}{d\xi} \cdot \frac{dR}{d\xi} = 0$$

여기서, R 는 일반적인 위치 벡터이다.

3. 수치 해석 과정

- (1) 해석대상 영역의 경계조건을 규정하다.
- (2) 계산영역 내부에서 $X^i (i=1,2,3)$ 의 초기값을 가정한다.

본 연구에서는 경계조건 사이의 선형보간(linear interpolation)을 사용하였다.

- (3) g_{ij}, g_{ij} 등의 geometric coefficient를 계산한다.
- (4) 식 (4)에 의해 제어함수 $f^i (i=1,2,3)$ 를 계산한다.
- (5) 식 (5)를 임의의 반복법에 의해서 푼다. 본 연구에서는 line by line T.D.M.A를 사용하였다.
- (6) 수렴여부를 검토하여 수렴하지 않으면 (3)단계로 돌아가 수렴할 때까지 계산을 되풀이 한다.

4. 해석결과 및 고찰

3차원 단연결 영역의 외류(external-flow), 내류(internal-flow) 유동해석의 대표적인 축대칭 물체(axisymmetric body), 익형 물체(wing body), 확대 곡관(diffusing curved duct), 90도 곡관(90 deg. elbow turn)에 대하여 격자를 생성하였다.

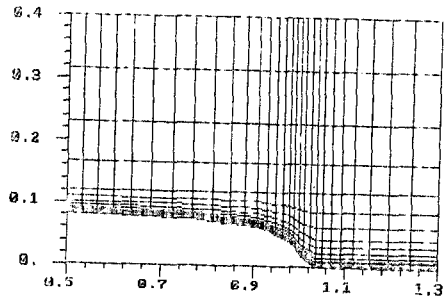
4.1 축대칭 물체 (Axisymmetric Body)

Fig. 3은 3 : 1 elliptic body에 대한 격자생성(36 × 19 × 7)을 나타내는데 난류유동해석시 벽함수(wall function)적용을 위해 물체표면에서 격자를 밀집시켰다. 반복법(iteration method)사용시 이완계수(relaxation factor)는 0.9로 하였고, 수렴시까지의 반복횟수는 150~200회 정도이다. (a), (b)는 Longitudinal View이고 (c), (d)는 Cross-section View인데, 특히 (d)는 벽 근처에서 만족할만한 직교성을 보여준다. (e)는 3 : 1 elliptic body에 대하여 전체적으로 바라본 것이다.

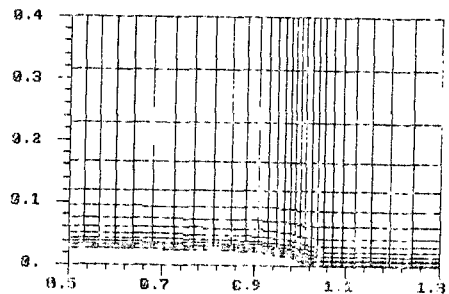
4.2 익형 물체 (Wing Body)

Fig. 4는 익형물체에 대하여 격자생성(41 × 16 ×

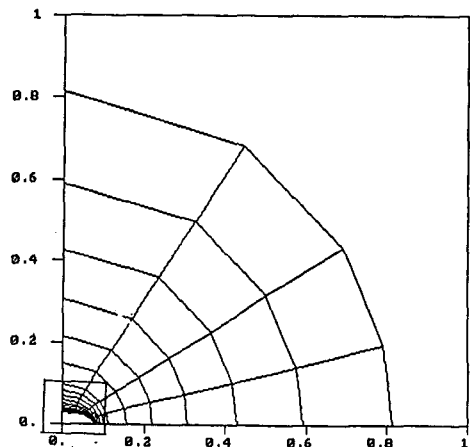
11)을 나타내는데 난류유동해석시 벽함수적용을 위하여 물체표면에서 격자를 밀집시켰다. 반복법 사용시 이완계수는 0.5로 하였고, 수렴시까지의 반복횟수는 100~150회 정도이다. (a), (b)는 Longitudinal view인데, 특히 (b)는 벽 근처에서 만족할만한 직교성을 보여준다. (c)는 익형에 대하여 후류영역(wake-flow region)를 제외하고 전체적으로 바라본 것이다.



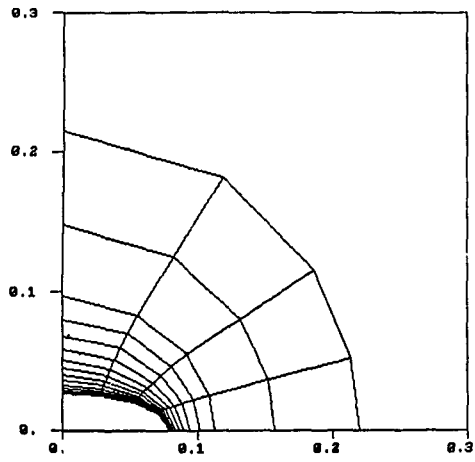
(a) Longitudinal view (long-axis)



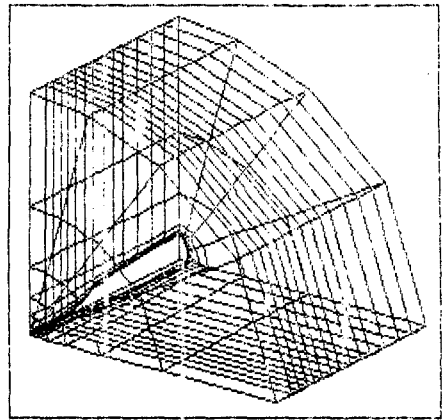
(b) Longitudinal view (short axis)



(c) Cross-section view (whole region)

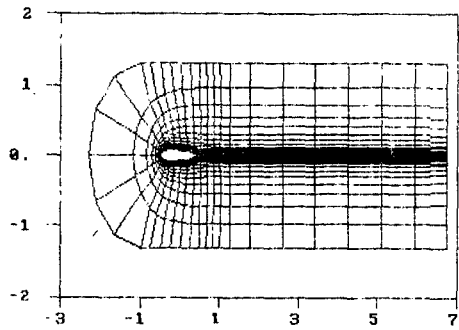


(d) Cross-section view (near wall)

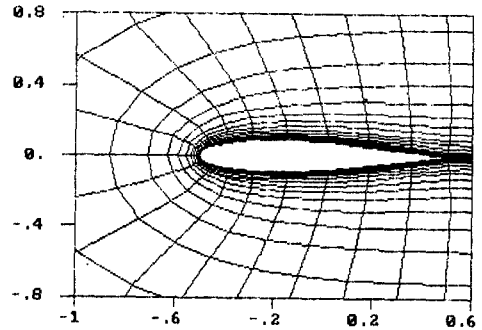


(e) Whole view

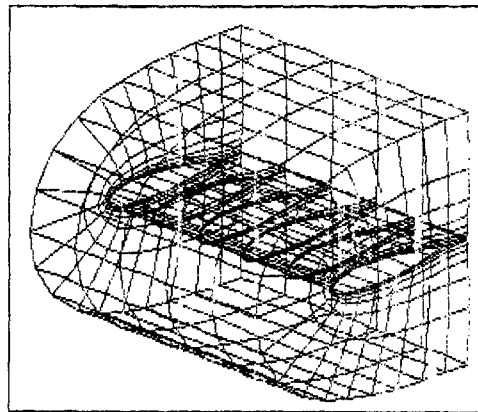
Fig. 3 3 : 1 elliptic body



(a) Longitudinal view

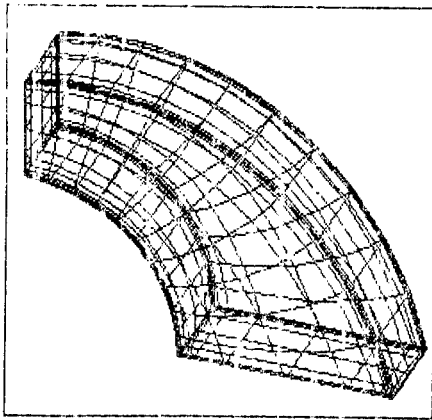


(b) Longitudinal view (near wall)

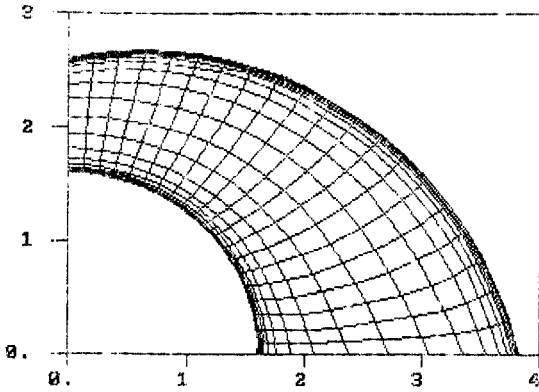


(c) Whole view (near body)

Fig. 4 Wing body



(a) Longitudinal view



(b) Whole view

Fig. 5 Diffusing curved duct

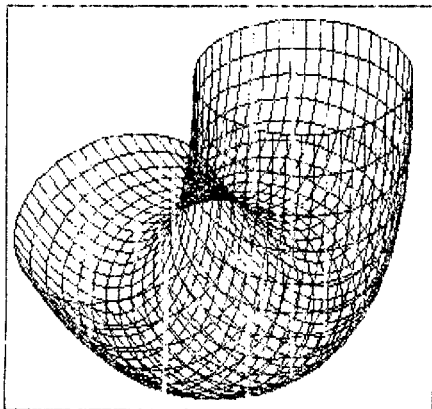


Fig. 6 90 deg. elbow turn whole view

4.3 확대 곡관(Diffusing Curved Duct)

Fig. 5는 확대곡관에 대한 격자생성(21×21×17)을 나타내는데 난류유동해석시 벽함수 적용을 위하여 물체 표면에서 격자를 밀집시켰다. 반복법 사용시 이완계수는 0.5이며 반복횟수 100~150에서 수렴하였다. (a)는 longitudinal view이며, 벽 근처에서 만족할 만한 직교성을 보여준다. (b)는 확대곡관에 대하여 전체적으로 바라본 것이다.

4.4 90도 곡관(90 Deg. Elbow Turn)

Fig. 6은 90도 곡관에 대한 격자생성(15×51×19)을 나타낸다. 반복법 사용시 이완계수는 0.5이며 반복횟수 100~150에서 수렴하였다. Fig. 6은 90도 곡관에 대하여 전체적으로 바라본 것이다.

5. 결 론

본 연구에서는 경계격자분포(boundary point distribution)에 의한 제어함수법으로 3차원 단연결 영역에 대하여 수치적으로 격자생성을 하였으며 그 결론은 다음과 같다.

- (1) 경계주위에서 격자가 잘 밀집된다. 따라서 난류유동해석시 벽함수 적용이 가능하다.
- (2) 경계에서 Neumann 경계조건을 사용하여 격자의 비직교성을 해결하였다. 따라서 유동해석시 복잡성과 절단오차를 줄일 수 있다.
- (3) 제어함수는 완전히 자동이므로 사용자가 제어함수를 조작할 필요가 없고, 익형과 같이 첨예한 불룩경계(sharp convex boundary)를 가지는 경계에서도 격자를 잘 제어할 수 있다.

후 기

본 연구는 1986년도 한국과학재단의 교수 해외 연구 지원에 의하여 수행된 연구의 일부이다. 이에 관계자 여러분에게 깊은 감사를 드리는 바이다.

참 고 문 헌

- (1) Moretti, G., 1979, "Conformal Mappings for the Computation of Three-Dimensional Supersonic Flows", ASME, New York, pp. 13~128.
- (2) Davis, R.T., 1979, "Numerical Methods for Coordinate Generation Based on Schwarz

- Christoffel Transformation”, AIAA Paper 79-1463, Williamsburg, Virginia.
- (3) Eriksson, L.E., 1982, “Generation of Boundary Conforming Grids Around Wing-Body Configurations Using Transfinite Interpolation”, AIAA Journal, Vol. 20, pp. 1313~1320.
- (4) Eiseman, P.K. and Smith, R.E., 1980, “Mesh Generation Using Algebraic Techniques, Numerical Grid Generation Techniques”, NASA C.P. 2166, pp. 73~120.
- (5) Cheng, W.S. and Patel, V.C., 1983, “Numerically Generated Coordinates Suitable for Ship Stern and Wake Flow Calculations”, IIHR Report No. 265, p. 33.
- (6) Thompson, J.F., Warsi, Z.U.A., and Mastin, C., 1982. “Boundary-Fitted Coordinate Systems for Numerical Solution of Partial Differential Equations-A Review”, J. Comp. Phys., Vol. 47, pp. 1~108.
- (7) Steger, J.L. and Sorenson, R.L., 1980. “Use of Hyperbolic P.D.E. to Generate Boundary-Fitted Coordinates, Numerical Generation Techniques”, NASA C.P. 2166, pp. 463~478.
- (8) Thompson, J.F., 1982, “Elliptic Grid Generation Numerical Grid Generation”, Edited by Joe, F. Thompson, Elsevier Science Publishing Co. Inc.
- (9) Visbal, M. and Knight, D., 1982, “Generation of Orthogonal and Nearly Orthogonal Coordinates with Grid Control near Boundaries”, AIAA J. Vol. 20, pp. 305~306.
- (10) 맹주성, 신종균, 1988, “근사적교 경계고정곡선과 표계를 사용한 수치적 격자생성”, 대한기계학회논문집, 제12권, 제3호, pp. 561~565.
- (11) Aris, R., 1971. “Vectors, Tensors, and the Basic Equations of Fluid Mechanics”, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.
- (12) Chen, H.C. and Patel, V.C., 1985, “Calculation of Trailing-Edge, Stern and Wake Flows by a Time-Marching Solution of the Partially-Parabolic Equation”, IIHR Report No. 285.