

## 2차원 비정렬 격자에서의 내재적 기법을 이용한 난류 유동 계산

Calculation of Turbulent Flows Using an Implicit Scheme  
on Two-Dimensional Unstructured Meshes

강희정<sup>1)</sup>, 권오준<sup>2)</sup>

Hee Jung Kang, Oh Joon Kwon

An implicit viscous turbulent flow solver is developed for two-dimensional geometries on unstructured triangular meshes. The flux terms are discretized based on a cell-centered finite-volume formulation with the Roe's flux-difference splitting. The solution is advanced in time using an implicit backward-Euler time-stepping scheme. At each time step, the linear system of equations is approximately solved with the Gauss-Seidel relaxation scheme. The effect of turbulence effects is approximated with a standard  $k-\epsilon$  two-equation model which is solved separately from the mean flow equations using the same backward-Euler time integration scheme. The triangular meshes are generated using an advancing-front/layer technique. Validations are made for flows over the NACA0012 airfoil and the Douglas 3-element airfoil. Good agreements are obtained between the numerical results and the experiment.

### 1. 서론

비정렬 격자를 이용하여 공기역학적 해석을 시도하려는 노력은 1980년대에 접어들면서 시작되어 전산유체역학의 한 분야로서 많은 각광을 받고 있다. 비정렬 격자를 이용하는 방법은 복잡한 물체 형상이나 유동 형상에 대해 기존의 정렬 격자를 이용하는 것 보다 많은 이점을 가지고 있다. 가장 큰 이점으로는 복잡한 물체 형상에 대해 격자를 생성하는데 소요되는 시간을 크게 절약할 수 있으며, 기존의 정렬 격자들과는 달리 그 배열에 있어서 규칙성이 요구되지 않으므로, 주위에 분포되어 있는 격자들과의 연결고리에 대한 정보들만 알 수 있다면 유동장 내의 임의의 위치에 원하는 밀도를 갖는 격자를 분포시킬 수 있다. 또한, 격자계 내에 임의의 격자 점들을 추가함으로써 적용격자에 대한 처리가 매우 자연스럽게 이루어질 수 있고 그에 따른 수치적 해의 해상도를 높일 수 있는 장점이 있다[1-7]. 그러나 유동 해석 코드의 면에 있어서는 기억 요구량과 계산 시간이 정렬 격자의 2-3배 정도 더 많은 요구되는 단점이 있다. 따라서 이러한 단점을 극복하기 위해 최근에는 병렬 처리 기법을 이용하거나 내재적 기법, 다중 격자 해법등을 적용하는 연구가 이루어지고 있다.

본 연구에서는 비정렬 격자, 내재적 기법을 이용하여 2차원 압축성 난류 유동장을 해석할 수 있는 계산 기법을 개발하였으며, 이를 잘 알려진 NACA 0012 익형에 적용하여 검증하였다. 또한 다중익에 적용하여 계산결과를 실험치와 비교하였다. 사용된 수치적 알고리즘은 Roe의 Flux-Difference Splitting[8]에 기초한 플럭스의 계산과 Gauss-Seidel 형태의 내재적 시간 적분법을 사용하였다. 난류 모델은  $k-\epsilon$ 을 사용하였으며, 유동방정식과 분리하여 계산하였다. 2차원 비정렬 삼각형 격자는 advancing-front, layer technique[9,10]을 이용하여 형성하였다.

### 2. 지배방정식 및 수치적 방법

#### 2.1 지배방정식

2차원, 점성, 압축성 유동을 지배하는 방정식은 Navier-Stokes 방정식이며, 이는 질량보존, 모멘텀 보존, 그리고 에너지 보존식들로 이루어진다. 난류유동 계산을 위한 난류모델은 Launder와

1) 학생회원, 한국과학기술원 항공우주공학과

2) 정회원, 한국과학기술원 항공우주공학과

Spalding [11]에 의해 제시된 기본적인  $k$ - $\epsilon$ 모델을 사용한다. 이상과 같은 5개의 지배방정식을 열 전달과 외력이 없는 단열과정에 대하여 적분형으로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int \int \int_{\Omega} Q dV + \int \int_{\partial\Omega} F(Q) \cdot \hat{n} dS \\ & = \int \int \int_{\partial\Omega} G(Q) \cdot \hat{n} dS + \int \int \int_{\Omega} S(Q) dV \end{aligned} \quad (1)$$

여기서  $Q$ 는 난류 운동에너지  $k$ 와 난류 운동에너지 소산을  $\epsilon$ 을 포함하는 보존형태로 나타나는 유동변수들을 표시하는 벡터이다. 비점성 플럭스들은  $F(Q)$ 로 나타내었으며,  $G(Q)$ 는 점성 항들을 표시하고 있다. 식(1)을 각각의 삼각형 격자에 대해 적용할 때, 각 격자의 중앙을 중심으로 하는 cell-centered scheme을 사용하면  $Q$ 는 각 삼각형의 넓이에 대한 평균값으로 생각되어질 수 있다.

난류 운동에너지의 생성과 소멸에 관계되는 항들은  $S(Q)$ 로 나타내었으며, 이는 본 연구에서 사용된 난류모델에 대해 아래와 같이 표시된다.

$$S(Q) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ P - \rho\epsilon \\ (t_1 P - t_2 \rho\epsilon) \frac{\epsilon}{k} \end{pmatrix}$$

여기서  $P$ 는 난류 운동에너지의 생성을 나타내며, 다음과 같이 정의된다.

$$P = -\acute{u}\acute{v} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

또한 응력은 Boussinesq의 가정에 의해 아래와 같이 표시된다.

$$-\acute{u}\acute{v} = \mu_t \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$$

난류 점성계수  $\mu_t$ 의 값은 난류 운동에너지와 난류 운동에너지 소산율을 이용하여 다음과 같이 계산된다.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} Re$$

이상과 같은 난류 모델에서 사용되는 상수들은 아래와 같다.

$$C_\mu = 0.09, t_1 = 1.44, t_2 = 1.92$$

## 2.2 공간차분법

### 2.2.1 비점성항

각각의 셀의 경계면  $\kappa$ 을 통한 플럭스는 Roe의 flux-difference splitting을 이용하여 다음과 같이 계산된다.

$$F_x = \frac{1}{2} [F(Q_L) + F(Q_R) - |\tilde{A}| (Q_R - Q_L)]_x \quad (2)$$

여기서  $Q_L$ 과  $Q_R$ 은 경계면  $\kappa$ 전후에서의 왼쪽과 오른쪽에서의 유동변수들을 나타낸다. 그리고, 행렬  $|\tilde{A}|$ 는 Roe-average된 유동량이며, 자세한 내용은 참고문헌[3]에 기술되어 있다. Scheme의 고차정확도를 갖기 위해 임의의 셀에 대해 기하학적 특성을 이용하여, 3개의 격자점과 셀의 중심값으로 부터 셀의 경계면에서의 유동변수값을 다음과 같이 구하였다.

$$q_{f_{i,2,3}} = q_c + \frac{1}{3} \left[ \frac{1}{2} (q_{n_2} + q_{n_3}) - q_{n_1} \right] \quad (3)$$

여기서 아래첨자  $n_1, n_2$  들은 원하는 셀 경계면을 형성하는 격자 점들을 표시하며,  $n_3$ 은 동일한 셀의 반대편에 존재하는 꼭지점을 표시한다. 각 셀의 격자점에서의 유동 변수들의 값은 pseudo-Laplacian weighting 방법을 이용하여 구하였으며, 이러한 방법은 비선형의 특성을 갖는 유동변수들에 대해 공간 상에서 2차의 정확도를 갖는다[12].

### 2.2.2 점성향

각 셀 경계면에서의 점성 플럭스를 계산하기 위해서는 먼저  $k-\varepsilon$  을 포함하는 각각의 유동변수들에 대한 미분값들이 요구된다. 이러한 유동변수들의 셀 중심에서의 미분값들은 다음과 같이 gradient theorem을 이용하여 계산할 수 있다.

$$\nabla \phi_n = \frac{1}{V_\Omega} \oint \phi \hat{n} dS \quad (4)$$

여기서  $\Omega$ 는 gradient theorem이 적용되는 영역을 나타내며,  $\phi$ 는 구하고자 하는 각각의 유동변수들을 표시한다. 셀 중심에 기초한 본 연구에서는 적분영역을 삼각형 셀과 동일하게 선택하여 유동변수들의 미분값들이 셀 중심에서 구하여 지도록 하였다. 식 (4)로부터 셀 중심에서의 유동변수들의 미분값들이 구해지면 이로부터 각 셀 중심에서의 점성향들을 계산할 수 있다. 그 후, 식 (1)의 셀 경계면에서의 플럭스를 계산하기 위한 점성향들의 값을 앞에서 구한 점성향들의 셀 중심에서의 값을 셀 경계면 양쪽에 존재하는 셀들에 대한 평균값을 취하여 얻어지게 된다. 또한, 각 셀에서의 난류 점성계수는 주어진 셀의  $k$ 와  $\varepsilon$  값들로부터 계산할 수 있다.

난류운동에너지 생성에 관계되는  $P$ 는 앞의 점성향들을 구하기 위한 유동변수들의 미분값들로부터 계산되어 진다. 이렇게 구하여진  $P$ 는 셀 중심에서의 평균값이며, 식 (1)에서의 적분은 각 셀의 면적을 곱하여 줌으로서 구할 수 있다.

### 2.3 시간적분법

지배방정식인 식 (1)을 시간에 대해 Euler 후방차분법을 적용하여 선형화 하면 다음과 같다.

$$\left[ \frac{vol}{\Delta t} I + \sum_{j=1}^n A^+ \cdot S \right] \Delta Q_i + \sum_{j=1}^n A^- \cdot S \Delta Q_j = -R_i^* \quad (5)$$

여기서,

$$\Delta Q = Q^{n+1} - Q^n$$

아래첨자  $j$ 는  $i$ 번째 셀의 주변 셀들을 나타낸다. 행렬  $A$ 는 플럭스 Jacobian 행렬로 점성 유동인 경우, 비점성 항과 점성항에 대한 플럭스 Jacobian 행렬을 모두 포함시켜야 하나, 본 연구에서는 계산 시간을 줄이기 위해 비점성 항에 대한 플럭스 Jacobian 행렬만 포함시켰다. Roe's average의 특성치를 이용한 근사 플럭스 Jacobian을 사용 하였으며 다음과 같다.

$$A^+ = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial F(Q_L)}{\partial Q_L} + |A| \right] \quad (6)$$

$$A^- = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial F(Q_R)}{\partial Q_R} - |A| \right]$$

지배방정식의 최종적으로 수립된 해의 정확도는 좌변의 플럭스 Jacobian의 정확도와는 상관없이 우변의 잔류항에서 비점성항의 정확도에만 관계된다. 따라서, 계산 시간을 절약하기 위해 식 (6)에서  $Q_L, Q_R$ 의 값으로 셀 중심에서의 값을 사용하여 플럭스 Jacobian 행렬의 정확도는 1차가 된다.

식 (5)를 행렬식으로 나타내면 다음과 같다.

$$[A]^n \{ \Delta Q \}^n = - \{ R \}^n \quad (7)$$

여기서,

$$[A]^n = \frac{V}{\Delta t} I + \frac{\partial R^n}{\partial Q}$$

으로 행렬  $[A]$ 는 격자의 셀 수에 해당하는 차원을 갖는 sparse matrix가 된다. 식 (7)의 선형 시스템의 해를 구하는 가장 간단한 계산 방법은 Jacobi 형태의 방법으로, 식 (8)과 같이 행렬  $[A]$ 를 대각 행렬과 비대각 행렬의 조합으로 선형화한 다음 비대각 행렬항을 우변으로 이항하여 반복 계산 하는 것이다. 이러한 방법은 식 (9)와 같이 나타낼 수 있다.

$$[A]^n = [D]^n + [O]^n \quad (8)$$

$$[A]^n \{ \Delta Q \}^{i+1} = - \{ R \}^n - [O]^n \{ \Delta Q \}^i \quad (9)$$

여기서 윗첨자  $i$ 는 각 시간 단계에 대한 반복 계산 단계를 나타낸다. 식 (9)의 과정은 수렴 속도가 느리므로 우변항의  $\{\Delta Q\}$  값을 가능한 최근에 계산된 값을 사용함으로써 수렴성을 증진시킬 수 있다. 이러한 과정은 식 (10)과 같이 나타낸다.

$$[A]^n \{\Delta Q\}^{i+1} = -[R]^n - [O]^n \{\Delta Q\}^{i,i+1} \quad (10)$$

식 (10)에서 우변항의  $\{\Delta Q\}$  항의 값을 최근에 계산된 값으로 대체시키는 것은 셀 coloring을 통해 이를 수 있으며, 또한 coloring을 통해 벡터화도 가능하다. 셀 coloring 방법은 공통 face를 가지는 두 개의 셀이 한 그룹에 속하지 않도록 coloring을 하는 것이다. 이러한 방법을 사용하면 첫 번째 그룹의 유동변수들은 우변항의  $\{\Delta Q\}$  항으로 반복 계산 전단계의 값을 이용하는 point-Jacobi 방법에 의해 계산되며, 다음의 연속하는 그룹에 속한 유동변수들은 같은 반복 계산 단계의 값들을 이용하게 되어 Gauss-Seidel 형태의 계산 방법이 되므로 좀 더 빠른 수렴성을 가지게 된다. 또한 coloring을 통해 벡터화도 이를 수 있게 된다.[13,14]

앞에서 설명한 방법을 종합하여 내재적 시간 적분법을 나타내면 식 (11)과 같으며, 유동 지배 방정식과 난류 지배 방정식은 분리하여 계산 하였다.

$$\left[ \frac{vol}{\Delta t} I + \sum_{j=1}^n A^+ S \right] \Delta Q_i = -[R]^n - \sum_{j=1}^n A^- S \Delta Q_j^{i,i+1} \quad (11)$$

## 2.4 경계조건

물체 표면에서의 경계조건으로는 비점성 유동의 경우 flow tangency 조건을 적용하였으며, 점성유동의 경우 물체 표면에 대한 정지조건을 적용하였다. 아음속 유동의 원방 경계조건으로는 유입유동과 배출유동의 특성치와 엔트로피를 이용하여 규정할 수 있다. 흡입유동에서의 Riemann invariant는 자유유동에서부터 결정되어지며, 배출유동에서는 유동 영역 안에서부터 외삽하여 구하여 진다.

통상의 높은 레이놀즈 수를 갖는 유동의 경계층과 표면 마찰계수를 정확하게 예측하기 위해서는 경계층 안에 30개 이상의 격자점들을 물체 표면의 수직 방향으로 분포시켜 주어야 한다. 이러한 밀집되어 있는 많은 수의 작은 크기의 셀들을 갖는 격자를 사용하여 점성유동 해석을 하기 위해서는 매우 많은 수치적 반복계산이 요구된다. 이러한 어려움을 극복하기 위해서 본 연구에서는 물체 표면에서의 경계조건으로 경험식에 기초한 벽면함수(wall function) 경계조건을 도입하였다. 물체 표면에서의 점성항들의 계산에 필요한 유동변수들의 미분값들은 물체 표면으로부터 수직 방향에 대해서는 벽면함수 경계조건으로부터 주어지며, 그 외의 방향에 대해서는 물체 표면에 인접한 셀로부터 외삽하였다. 난류방정식에 대한 물체 표면에서의  $k-\epsilon$  값들은 벽면경계조건에서부터 구하였으며, 그 미분값들은 물체표면에 인접한 셀로부터 외삽하였다.

주 유동과 난류유동 변수들에 대한 계산 초기의 조건으로는 알고 있는 원방 흡입유동에 대한 값들로 균일하게 분포하여 주었다.

## 2.5 비정렬 삼각형 격자형성

비정렬 삼각형 격자의 생성은 비점성 영역에서는 advancing-front기법을 사용하였으며, 점성 영역에서는 advancing-layer기법을 사용하였다.

## 3. 결과 및 검토

이상에서 기술된 유동해석 기법을 검증하기 위하여, NACA 0012 익형의 경우, 비점성 유동과 난류유동에 대해 외재적 기법과 내재적 기법을 이용하여 계산하고 결과를 비교하였다. 이러한 예를 통해 검증된 수치기법을 사용하여 다중익 주위의 난류 유동에 대해 계산하였다.

### 3.1 NACA 0012 익형

#### 3.1.1 비점성 유동

마하수 0.8, 받음각 1.25도의 자유류 조건을 갖는 정상 유동에 대해 계산 하였다. 격자의 원방

경계는 날개 코드의 7배 되는 지점에 위치하고 있다. 총 셀 수는 8,915개, 격자점은 4,560개 원방 경계 및 날개 표면에 분포한 격자점의 수는 205개이며 Advancing-front 방법으로 생성하였다. 날개 주위의 격자 분포는 그림 1과 같다. 날개 표면의 압력 계수 분포는 다른 연구자의 계산 결과 [2]와 비교하여 그림 2에 나타내었다. 날개 윗면에는 강한 충격파가 포착되었으며, 아랫면에도 약한 충격파가 포착되었다. 내재적 기법과 외재적 기법 모두 동일한 결과를 나타내고 있으며, Batina의 계산 결과[2]와 거의 일치하고 있다. 외재적 기법과 내재적 기법의 수렴 정도를 비교하기 위해 밀도에 대한 수렴 곡선과 양력 계수의 수렴 곡선을 그림 3과 그림 4에 나타내었다. 내재적 기법의 CFL 수는 50에서 시작하여 500번의 반복 계산 동안 100까지 선형적으로 증가시켰으며, 외재적 기법의 CFL 수는 3.5로 고정시켜 계산하였다. 두 수치 기법은 모두 2차의 공간 정확도로 계산하였다. Cray-C90 슈퍼컴을 사용하였을 때, 각 셀 당 걸리는 시간은 한 사이클에 대해 외재적 기법은 12.58  $\mu\text{sec}$ , 내재적 기법은 29.66  $\mu\text{sec}$ 로 내재적 기법이 약 2.4 배정도 더 걸렸으나, 잔류항이 4승 정도 감소하는데 걸리는 시간은 외재적 기법이 315 초, 내재적 기법은 53 초로 내재적 기법이 약 6배 정도 빠르게 수렴하였다.

### 3.1.2 난류 유동

자유류의 마하수는 0.5, 레이놀즈 수는  $2.91 \times 10^6$ 이며, 날개의 받음각은  $1.77^\circ$  이다. 사용된 격자는 총 셀 수가 22,229개, 격자점이 11,266개이며 5,802개의 격자점과 11,161개의 셀로 점성 격자를 형성하였다. 그림 5는 날개 주위의 격자를 나타낸다. 초기 격자층의 두께는  $4 \times 10^{-4}$  정도이며, 원방 경계면과 날개 표면에 303개의 격자점을 분포시켰다. 그림 6은 날개 표면의 압력계수를 실험치와 비교한 것이다. 외재적 및 내재적 기법 모두 계산결과가 실험치[15]와 거의 일치하는 좋은 결과를 보여주고 있다. 그림 7은 유동장의 마하수 분포를 나타낸 것이다. 경계층으로 인하여 등마하선도가 날개표면을 따라 존재함을 볼 수 있으며, 약한 역압력 구배가 존재한다. 그림 8은 밀도에 대한 수렴곡선을 CPU 시간에 대하여 외재적 기법과 내재적 기법을 비교한 것이다. 외재적 기법에 비하여 내재적 기법이 매우 빠른 수렴성을 보이고 있음을 볼 수 있다. 내재적 기법의 경우 첫 반복 계산값에 대해 4승 정도 감소하는데 걸리는 시간은 462초, 반복 계산 수는 683이었다. 이때 CFL수는 20에서 시작하여 35까지 300번 반복 계산 동안 선형적으로 증가시켰으며, 그 이후에는 35로 고정시켰다.

### 3.2 3-Element Airfoil

자유류의 조건은 마하수 0.2, 레이놀즈 수  $9.0 \times 10^6$ 이며, 날개의 받음각은 8.23도, 16.3도의 두가지 경우에 대하여 계산하였다. 계산에 사용된 격자는 16,264개의 격자점과 30,976개의 셀로 구성된 점성격자와 11,075개의 격자점과 21,169개의 셀로 구성된 비점성 격자로 구성되어 있다. 점성격자는 전체 격자 점의 60%정도를 차지하고 있으며, 초기 격자층의 두께는 3요소 모두 시위선의  $0.6 \times 10^{-4}$  정도이다. 그림 9는 날개 주위의 격자 분포를 나타내고 있다. 그림 10과 그림 11은 각 받음각에 대하여 압력 계수의 계산 결과와 실험치를 비교한 것이다. 전반적으로 계산 결과는 실험치에 근접한 결과를 보이고 있으며, 최대치도 실험치를 잘 맞추고 있다. 받음각 8.23도의 경우 앞전 플랩의 윗면, 주익의 약 0.16 시위 부근과 받음각 16.3도의 경우 주익의 약 0.16 시위 부근에서 실험치와 차이를 보이고 있으나 경향은 일치하고 있다. 이러한 것은 앞전 플랩의 후류로 인한 것으로 볼 수 있다. 그림 12와 그림 13은 각 받음각에 대하여 등마하선도를 나타낸 것이다. 앞전 플랩과 주익에서의 와류와 플랩의 부분에서의 후류 등을 확인할 수 있다. 받음각이 커짐에 따라 앞전 플랩의 후류 영향이 주익의 윗면에 영향을 미치고 있으며, 플랩의 뒷쪽으로 갈수록 그 정도가 커지고 있음을 볼 수 있다. 유동의 흐름 방향으로 적응격자를 적용함으로써 각 날개 부위의 후류를 정확히 포착 할 수 있을 것이며, 또한 실험치에 근접한 결과를 얻을 수 있을 것이다.

## 3. 결론

본 연구에서는 2차원 비정렬 삼각형 격자를 이용하여 난류 압축성 유동을 효과적으로 계산할 수 있

는 수치적 방법을 개발하였다. 각 검증 경우에 대해 계산 결과와 실험치가 비교적 잘 일치함을 볼 수 있었다. 또한, 내재적 기법을 적용하여 외재적 기법과 비교 할 때, 계산 시간을 6배 이상 단축시키는 효과를 얻을 수 있었다. 차후 연구를 통해 내재적 기법을 3차원으로 확장한다면 3차원 점성/난류 유동의 유동 해석시 비정렬 격자의 장점을 활용하면서, 계산 시간을 절약할 수 있는 유용한 유동 해석 방법이 될 것이다.

## 후 기

본 연구는 1996년 항공우주연구소의 중형항공기 개발사업-설계검증(공력) 과제의 위탁과제로 수행되었으며, 연구지원에 감사드립니다.

## 참고문헌

- [1] Barth, T. J., "A 3-D Upwind Euler Solver for Unstructured Meshes," AIAA Paper 91-1548, June 1991.
- [2] Batina, J. T., "A Fast Implicit Upwind Solution Algorithm for Three-Dimensional Unstructured Dynamics Meshes," AIAA Paper 92-0447, Jan. 1992.
- [3] Frink, N. T., "Upwind Scheme for Solving the Euler Equations on Unstructured Tetrahedral Meshes," AIAA Journal, Vol. 30, No. 1, Jan. 1992, pp. 70-77.
- [4] Mavriplis, D. J., "Three-Dimensional Unstructured Multigrid for the Euler Equations," AIAA Journal, Vol. 30, No. 7, July 1992, pp. 1753-1761.
- [5] Kwon, O. J. and Hah, C., "Three-Dimensional Unstructured Grid Euler Method Applied to Turbine Blades," AIAA Paper 93-0196, Jan. 1993.
- [6] 권오준, "3차원 비정렬 격자를 사용한 비점성 유동해석," 한국항공우주학회지, 제24권, 제1호, 1996.
- [7] 강희정, 권오준, "3차원 비정렬 격자를 이용한 항공기 형상 주위의 유동해석," 한국전산유체공학회 추계학술대회, 1996
- [8] Roe, P. L., "Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations," Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 18, 1986, pp. 337-365.
- [9] Lohner, R. and Parikh, P., "Generation of Three-Dimensional Unstructured Grids by the Advancing Front Method," International J. of Numerical Methods in Fluids, Vol. 8, pp.1135-1149, 1988.
- [10] 박영민, "이차원과 삼차원 비정렬 점성격자 생성기법 개발," 한국과학기술원 항공우주공학과, 석사학위 논문, 1997.
- [11] Launder, B. E. and Spalding, D. B., "The Numerical Computation of Turbulent Flows," Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, 1974, pp. 269-289.
- [12] Holmes, D. G. and Cornell, S. D., "Solution of the 2D Navier-Stokes Equations on Unstructured Adaptive Grids," AIAA Paper 89-1932, June 1989.
- [13] W. Kyle Anderson, "Grid Generation and Flow Solution Method for Euler Equations on Unstructured Grid," NASA Technical Report TM 4295, 1992.
- [14] Frink, N. T., "Assessment of an Unstructured-Grid Method for Predicting 3-D Turbulent Viscous Flows," 34th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, Jan. 1996, AIAA Paper 96-0292.
- [15] Thibert, J., J., Granjacques, M., and Oman, L., H., "NACA 0012 Airfoil," AGARD AR 138, 1979.

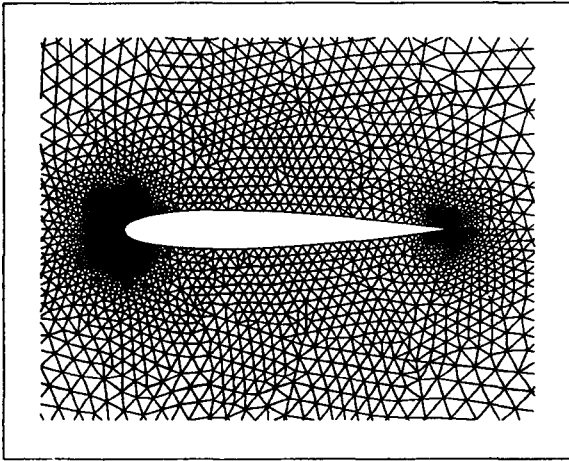


그림 1. NACA 0012 날개의 비점성 유동 계산 격자

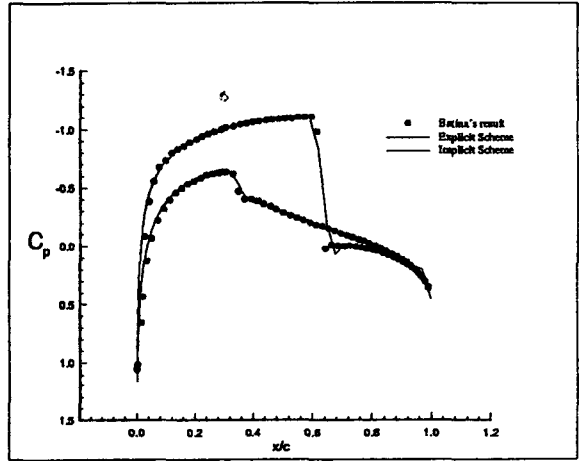


그림 2. NACA 0012 날개의 압력 계수 분포 비교

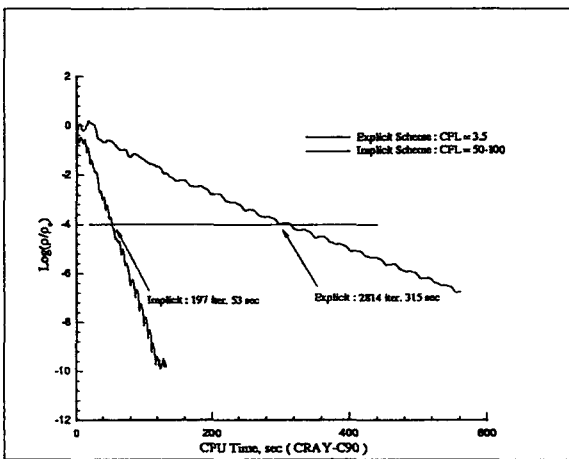


그림 3. NACA 0012 날개의 수렴 곡선

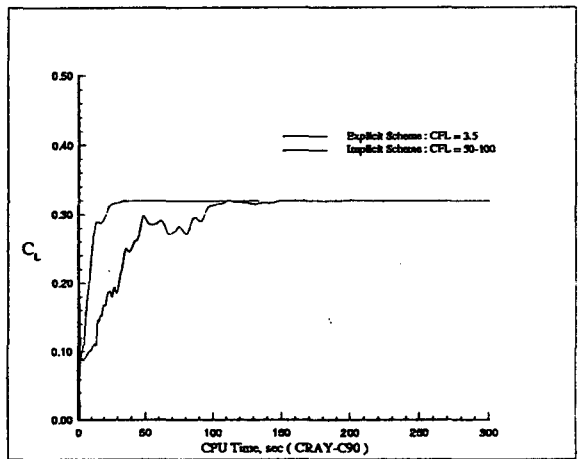


그림 4. NACA 0012 날개의 양력 계수 수렴 곡선

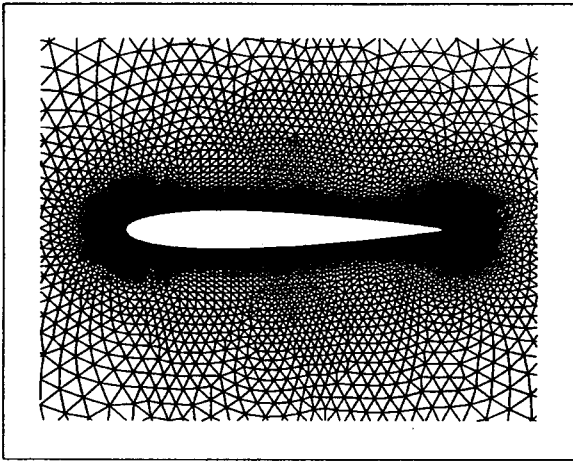


그림 5. NACA 0012 날개의 난류 유동 계산 격자

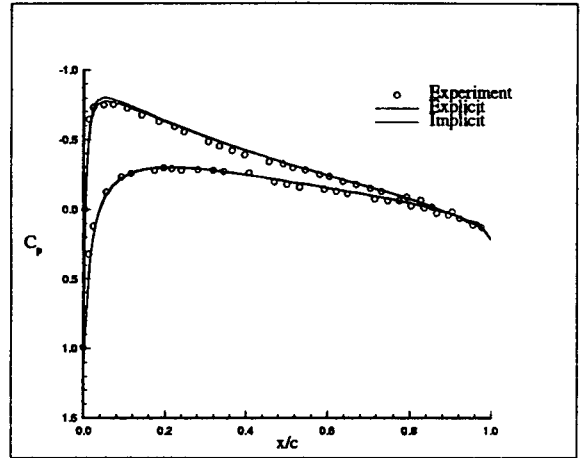


그림 6. NACA 0012 날개의 난류 유동에 대한 압력 계수 분포 비교

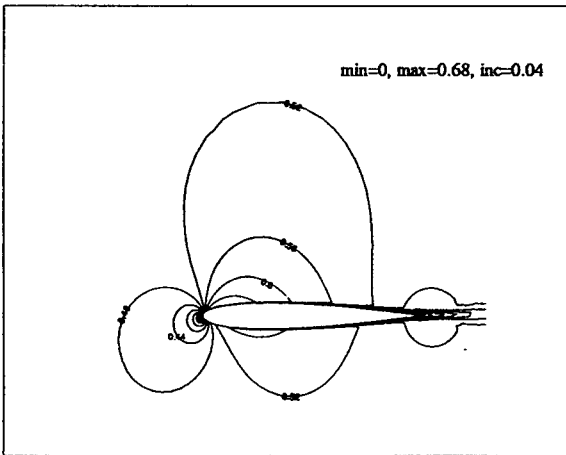


그림 7. NACA 0012 날개의 난류 유동에 대한 등마하선도

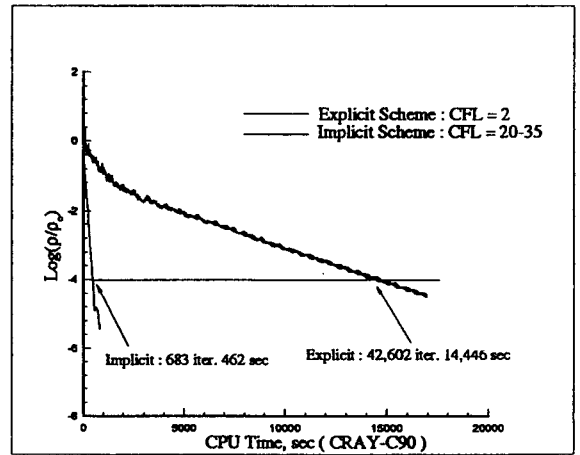


그림 8. NACA 0012 날개의 난류 유동에 대한 수렴 곡선



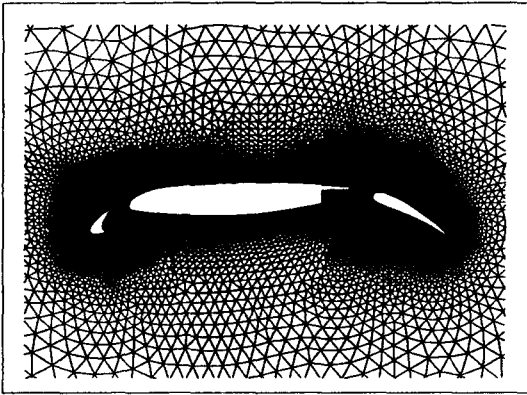


그림 9. 3-element 날개의 난류 유동 계산 격자

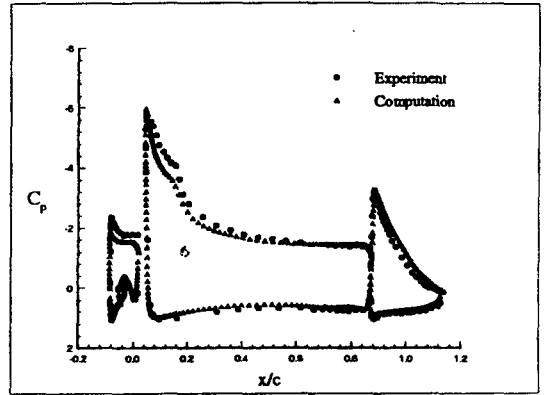


그림 10. 받음각 8.23도의 경우 압력 계수 분포 비교

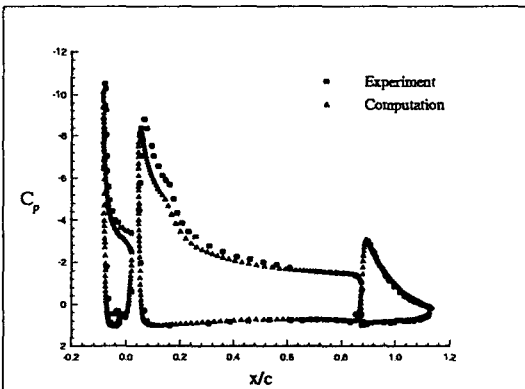


그림 11. 받음각 16.3도의 경우 압력 계수 분포 비교

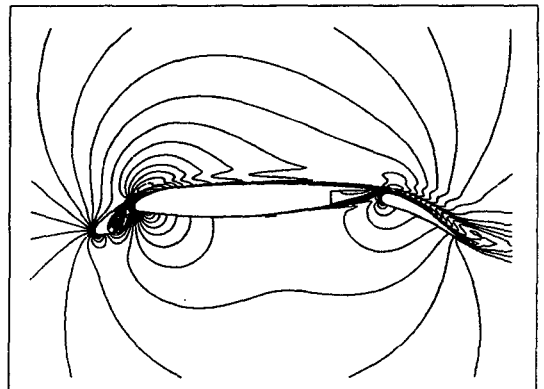


그림 12. 받음각 8.23도의 경우 등마하선도

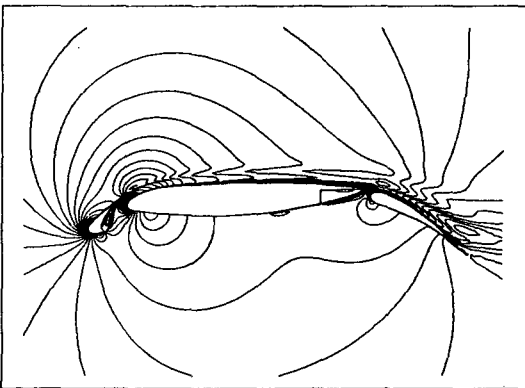


그림 13. 받음각 16.3도의 경우 등마하선도