

선회하는 2차원 유연 날개의 유체-구조 상호작용 모사

신 상 목*¹

NUMERICAL SIMULATION ON FLUID-STRUCTURE INTERACTION OF A TWO-DIMENSIONAL ORBITING FLEXIBLE FOIL

Sangmook Shin*¹

The hybrid Cartesian/immersed boundary method is applied to simulate fluid-structure interaction of a two-dimensional orbiting flexible foil. The elastic deformation of the flexible foil is modelled based on the dynamic equation of a thin-plate. At each time step, the locations and velocities of the Lagrangian control points on the flexible foil are used to reconstruct the boundary conditions for the flow solver based on the hybrid staggered/non-staggered grid. To test the developed code, the flow fields around a flapping elliptical wing are calculated. The time history of the vertical force component and the evolution of the vorticity fields are compared with recent other computations and good agreement is achieved. For the orbiting flexible foil, the vorticity fields are compared with those of the case without the deformation. The combined effects of the angle of attack and the orbit on the deformation are investigated. The grid independency study is carried out for the computed time history of the deformation at the tip.

Key Words : 탄성 변형(Elastic Deformation), Cartesian-가상경계 혼합법(Hybrid Cartesian/Immersed Boundary Method), 잇갈림-비잇갈림 혼합 격자(Hybrid Staggered/Non-staggered Grid), 동요하는 타원 날개(Flapping Elliptical Foil)

1. 서 론

최근 들어 임의의 상대 운동이 있거나 유동에 의한 하중으로 탄성 변형이 발생하는 물체 주위의 유동 해석을 위한 연구들이 활발히 이루어지고 있다. 이러한 문제들과 관련하여 경계면과 독립적인 배후 격자계에서 유동 해석이 수행되는 non-boundary conforming 기법들에 대한 관심이 높아지고 있다. 이러한 방법들은 물체의 운동 또는 형상이 복잡하거나 경계면에 임의의 대변형이 발생하는 경우에도 적용이 용이하다는 장점을 갖고 있다. 그러나 경계층 내의 종속변수들의 급격한 변화를 해석하기 위한 격자 조밀도 조절이 어렵기 때문에 높은 Reynolds 수 유동에 적용하기 위해서 요구되는 절점수가 과도하게 커진다는 단점이 있다. 이러한 non-boundary conforming 기법들의 대표적인 예로서는 가상경계법(immersed boundary method)을 들 수 있다. 그러나 가상경계법의 경우 경

계면에서 점착 조건을 만족시키기 위해 도입하는 운동량 부가(momentum forcing)가 몇 개 절점에 걸쳐 분포됨에 따라 물체 형상의 곡률 반경이나 두께에 따라 격자계의 크기에 대한 요구가 증가한다.

최근 Gilmanov 등[1,2]은 non-boundary conforming 기법으로서 두께가 영인 물체의 대변형도 쉽게 처리할 수 있는 새로운 방법인 hybrid Cartesian/immersed boundary(HCIB)법을 제안하였다. 이 방법에서는 유동 영역 내부의 경계면 근처의 절점들을 가상경계 절점으로 분류한 후 가상경계 절점에서의 속도를 경계면에 수직인 방향으로 재구성을 통해 추정한다. Yang 등[3]은 유사한 방법과 대와류 모사(LES) 기법을 결합하여 변형하는 물체 주위의 난류 유동 해석을 시도하였다. Shin 등[4,5]은 가상경계 절점들의 집합이 닫힌 유동 영역의 경계를 형성함을 보장하는 새로운 기준을 제안하고 이를 이용하여 흐름에 수직하게 놓인 유연한 2차원 평판의 유체-구조 상호작용을 해석하였으며, 3차원 해석을 위해 확장된 코드를 이용하여 직진하면서 변형하는 3차원 평판 주위의 유동을 해석하였다[6].

본 연구에서는 구조물의 탄성 변형은 판의 동적 거동에 대

접수일: 2007년 4월 17일, 심사완료일: 2007년 6월 2일.

1 정회원, 부경대학교 조선해양시스템공학과

* E-mail: smshin@pknu.ac.kr

한 지배방정식을 사용하여 모델링하면서 임의의 운동을 하는 임의 형상의 물체에 적용이 가능한 유체-구조 상호작용 해석 코드가 개발되었다. 개발된 코드는 좌우로 움직이면서 중동요하는 타원 날개 주위 유동 해석 및 NACA0012 단면 주위 압력 계수 분포 계산에 적용되었고 선화하면서 탄성 변형을 하는 유연 날개의 유체-구조 상호작용이 해석되었다.

2. HCIB법을 이용한 유동 해석

본 연구에서 사용된 수치 해석 기법은 Shin 등[4]에 자세히 소개되어 있으며 여기에서는 사용된 기법의 특징들만 서술하기로 한다. 유동에 대한 지배방정식은 비압축성 유동에 대한 2차원 비정상 Navier-Stokes 방정식이다. 시간에 따라 변형하는 물체 경계면 위에 분포된 Lagrangian 절점들의 시간에 따른 위치와 속도가 유동 해석 문제의 경계조건을 제공한다. 매 순간 인접하는 Lagrangian 절점들을 연결하는 선분들의 집합으로 경계면이 정의되면 유동 영역 내부의 절점들 중에서 경계면을 가로지르는 edge와 연결되는 절점들을 찾아 가상경계 절점으로 분류한다. 이러한 가상경계 절점 분포는 유동 해석에 사용되는 hybrid staggered/non-staggered 격자계에서 이산화된 유동 해석 문제에 대해 닫힌 경계가 형성되도록 보장한다. 그리고 두께가 영인 물체 주위에서도 경계면 양쪽에 한 개씩의 가상경계 절점들이 분포된다. 유동 영역 내부의 절점들 중에서 가상경계 절점이 아닌 절점들은 유체 절점으로 분류되어 실질적인 유동 해석이 수행된다.

가상경계 절점의 분포가 결정되면 각각의 가상경계 절점에 대해 경계면과 수직으로 만나는 보간 선분을 결정한다. 이러한 보간 선분은 유동 영역의 내부 edge와 만나는 점까지 연장된다. 보간 선분이 경계면과 만나는 점에서의 속도는 인접한 Lagrangian 절점들에서 주어진 속도를 이용하여 추정하고 내부 edge와 만나는 점에서의 속도는 비압축성 조건 만족을 위한 가상시간에 대한 반복 단계에서 추정된 절점들에서의 속도로부터 추정된다. 보간 선분 양단에서 추정된 속도와 경계면에 수직인 방향으로의 속도 분포 가정을 이용하여 가상경계 절점에서의 속도를 추정한다. 이렇게 가상경계 절점들에서 재구성된 속도의 집합은 가상시간에 대한 반복 단계에서 유동 해석 문제의 경계조건을 제공한다. 그런데 속도의 재구성과는 달리 압력의 재구성은 변형하는 경계면 주위 압력의 급격한 변화나 경계조건 형태 등의 특성으로 수치 해석에 많은 오차를 초래할 수 있다. 이에 따라 속도 재구성에 유리한 비엇갈림(non-staggered) 격자계의 장점과 경계에서 압력 조건이 불필요한 엇갈림(staggered) 격자계의 장점을 혼합한 hybrid staggered/non-staggered 격자계가 사용되었다.

유체 절점들에서는 비엇갈림 격자계의 속도 성분들과 압력

이 정의되며 대류항과 확산항이 계산된다. 대류항 계산에는 2차의 upwind-biased 차분식이 사용되었으며 경계 근처에서 유동 영역 외부 절점에서의 속도가 요구되는 경우 1차의 upwind 차분식으로 대체되었다. 그러나 이러한 경계면 근처에서의 근사가 전체 기법의 2차 정도를 악화시키지 않음이 Gilmanov 등[1]에 의해 보고되었다. 이러한 현상의 이유는 1차 upwind 차분식의 오차가 종속변수의 2차 미분치에 의존하며 가상경계 절점 근처에서 수직 방향으로 속도의 선형적 변화가 가정되기 때문이다. 이러한 사실은 계산 결과 오차의 격자 크기에 대한 log-log 선도 상의 거동으로도 확인되었다. 유체 절점에서 계산된 대류항과 확산항은 유체 절점들을 연결하는 edge의 중앙에 정의된 엇갈림 격자계의 속도 성분 계산을 위해 보간된다. 엇갈림 격자계에서의 속도는 보간된 대류항 및 확산항과 비엇갈림 격자계의 인접 절점들에서의 압력을 이용하여 운동량 보존식으로부터 추정된다. 그리고 엇갈림 격자계에서 속도 성분들이 계산되면 이를 이용하여 다음 가상시간 반복 단계에서의 비엇갈림 격자계의 속도 성분을 보간한다.

비압축성 조건 만족을 위해서는 가상시간을 도입하고 가상시간에 대한 의사압축성을 사용하였다. 유체 절점에 정의된 압력은 절점에 연결된 edge들의 중점에 정의된 엇갈림 격자계의 속도들로 계산된 divergence에 의해 수정되어 간다. 압력은 비엇갈림 격자계의 유체 절점에만 정의되고 모든 유체 절점에 연결되는 절점들은 다른 유체 절점 혹은 가상경계 절점이라는 사실이 앞서 설명된 가상경계 절점 결정 조건으로부터 보장된다. 그리고 가상경계 절점과 유체 절점을 연결하는 edge의 중앙에 정의된 엇갈림 격자계의 속도 성분은 보간에 의해 경계조건으로 주어진다. 따라서 모든 유체 절점에서 압력 수정에 필요한 divergence 계산은 비엇갈림 격자계에서 제대로 정의된 속도 성분들만 사용함을 알 수 있다. 가상시간에 대한 반복이 수렴하면 물리적 시간을 전진시키며 물리적 시간에 대해서는 3점의 2차 후방 차분법이 사용되었다. 정의되지 않은 종속변수의 사용을 피하기 위해서는 물리적 시간 단계 동안 유동 영역 외부의 절점이 가상경계 절점 단계를 거치지 않고 유동 영역 내부 절점이 되지 않도록 물리적 시간 간격이 제한되어야 한다. 새로운 물리적 시간 단계에서 Lagrangian 제어점들의 분포가 결정되면 다시 가상경계 절점들이 분류되고 속도 보간 선분들이 구성된다.

3. 유체력에 의한 탄성 변형 모델링

유연한 물체의 탄성 변형은 매 순간 물체 표면에 분포하는 유체의 응력을 외력으로 하고 물체의 길이 방향의 판의 굽힘 강성에 의해 결정된다고 가정하였다.

$$\rho_s h \frac{\partial^2 H}{\partial T^2} + d \frac{\partial H}{\partial T} + B \frac{\partial^4 H}{\partial \Xi^4} = -\nabla Q \quad (1)$$

여기서 ρ_s 는 구조물의 밀도, h 는 폭, H 는 판의 법선 변위, d 는 구조적 감쇠 계수, B 는 판의 굽힘 강성, Ξ 는 판의 길이 방향 축, ∇Q 는 구조물 양면에 작용하는 유체의 법선 응력의 차이이다. 본 연구에서 구조적 감쇠는 무시되었다. 식 (1)은 판의 길이 L 와 유체의 밀도 ρ_f 그리고 특성속도 U 로 다음과 같이 무차원화 된다.

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + C_B \frac{\partial^4 \eta}{\partial \xi^4} = -C_p \nabla q \quad (2)$$

$$C_B = \frac{B}{\rho_s U^2 h L^2}, C_p = \frac{\rho_f L}{\rho_s h} \quad (3)$$

변형의 시작점과 끝단에서 판의 변형에 대한 경계조건은 각각 다음과 같다.

$$\eta = \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} = \frac{\partial^3 \eta}{\partial \xi^3} = 0 \quad (5)$$

판의 동적 거동을 계산하기 위해 구조물의 중심선을 이산화 한다. 각각의 이산화된 판의 요소에 대하여 그 요소에 포함되는 물체 표면 양쪽에 분포된 Lagrangian 제어점들을 찾고 Lagrangian 제어점들에서 계산된 유체 응력들을 적분하여 그 요소에 작용하는 외부 하중 ∇q 를 추정한다. Lagrangian 제어점에서의 유체 응력은 그 점의 위치와 그 점에서의 표면의 법선 방향을 기초로 외삽된다. 즉 주어진 Lagrangian 제어점을 둘러싸는 절점들에 대하여 우선 유체 영역 내부의 절점인지를 확인한다. 유체 영역 내부의 절점이면 응력 성분들을 계산하고 제어점에서 법선 방향의 선분으로부터의 거리를 저장한다. 계산된 법선 방향의 선분으로부터 거리에 따른 법선 응력 분포로부터 Lagrangian 절점에서의 법선 응력을 외삽한다. 계산된 유체 하중을 이용하여 식 (2)는 다음과 같이 이산화된다.

$$\frac{\eta_j^{n+1} - 2\eta_j^n + \eta_j^{n-1}}{\Delta t^2} + C_B \frac{\eta_{j+2}^n - 4\eta_{j+1}^n + 6\eta_j^n - 4\eta_{j-1}^n + \eta_{j-2}^n}{\Delta \xi^4} = -C_p (\Delta p)_j^n \quad (6)$$

각각의 물리적 시간 단계에서 추정된 유체 하중으로부터 다음 단계에서의 구조물의 탄성 변형이 계산되면 이로부터 새로운 시간 단계에서의 탄성 변형의 영향이 고려된 Lagrangian 절점의 위치와 속도를 추정하여 유동 해석의 경계 조건을 제공한다.

4. 결과 및 토론

4.1 Flapping 하는 타원 날개 주위 유동

개발된 코드를 이용하여 좌우로 움직이면서 종동요를 하는 세장비 10:1의 타원 날개 주위의 유동을 계산하였다. 이 문제에 대해서는 곤충 등의 날개 운동에 의한 유체역학적인 힘을 해석하기 위하여 Eldredge[7]와 Wang 등[8]에 의해 실험 및 계산 결과들이 보고되었다. 타원 날개의 운동은 날개 중심의 좌표 $X(t)$, $Y(t)$ 및 x -축으로부터 타원의 장축까지 반시계방향으로 정의된 각 $\alpha(t)$ 로 다음과 같이 주어진다.

$$X(t) = \frac{1}{2} A_0 \cos(2\pi ft), Y(t) = 0 \quad (7)$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \beta \sin(2\pi ft + \Phi) \quad (8)$$

여기서 A_0 는 날개 길이 c 의 2.8배이고 α_0 는 $\pi/2$, β 는 $\pi/4$ 이다. Φ 는 날개의 병진운동과 회전운동 사이의 위상차로서 날개에 발생하는 y -방향의 수직력에 중요한 영향을 미치는 인자로 알려져 있으며 0과 $\pi/4$ 의 두 가지 경우에 대한 계산이 수행되었다. 병진운동의 최대속도 U_{max} 즉 $\pi A_0 f$ 가 1이 되도록 f 가 주어졌으며 U_{max} 와 c 로 정의된 Reynolds 수는 75이다.

격자 간격의 최소 크기는 0.005로서 $-2.5 < x < 2.5$, $-4 < y < 1$ 에서 일정하게 유지되었으며 그 외의 영역에서는 1.05의 비율로 확대되었다. 계산 영역의 경계는 원점으로부터 120의 거리에 위치하며 모든 종속변수는 유체 영역 내부로부터 외삽되었다. 물리적 시간 간격은 0.002로 주어졌으며 의사압축성 계수는 10으로 주어졌다. 타원 날개 표면 위에는 200개의 Lagrangian 제어점들이 코사인 분포되었다. 매 순간 타원 날개의 위치와 기울어진 각도로부터 타원 내부에 분포된 절점들은 쉽게 결정되며 이 절점들에 연결된 유동 영역 내부 절점들은 가상경계 절점으로 분류된다. 그리고 이러한 조건으로는 가상경계 절점으로 분류되지 않은 유동 영역 내부 절점들 중에서 타원의 장축을 가로지르는 edge에 연결된 절점이 있으면 그 절점들을 추가적으로 가상경계 절점으로 분류함으로써 2장에서 소개된 조건을 만족하는 가상경계 절점들의 집합을 쉽게 결정할 수 있다.

Fig. 1은 위상차가 0인 경우에 반 주기 동안의 최대속도

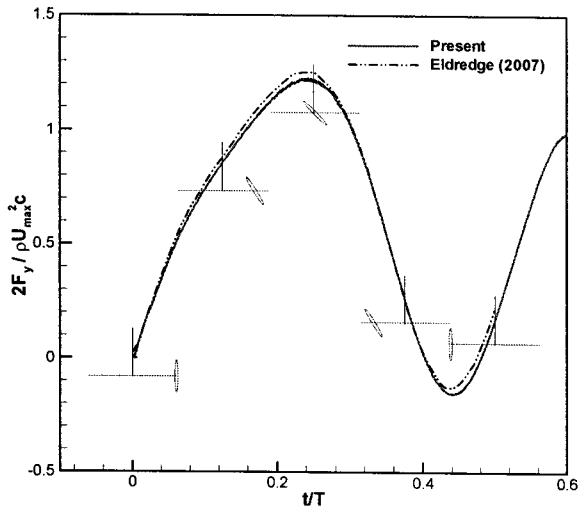


Fig. 1 Comparison of vertical force components of the flapping elliptical foil, $\Phi=0$.

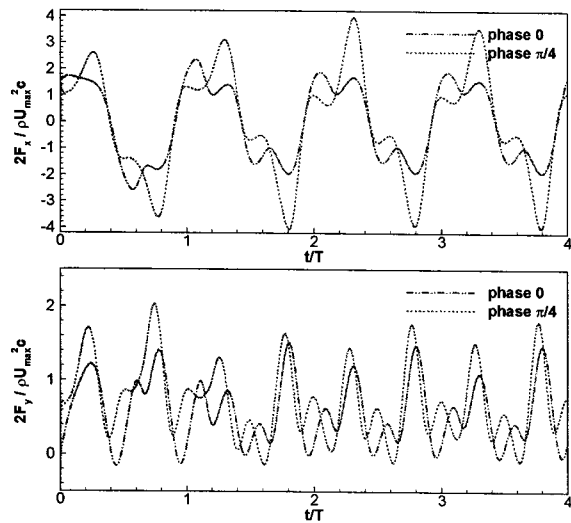


Fig. 2 Time histories of horizontal and vertical force components of the flapping elliptical foil.

및 날개 길이로 무차원화된 y -방향 수직력의 시간 변화가 Eidredge[7]의 결과와 비교되었다. Fig. 2에서는 4 주기 동안의 수평력과 수직력의 시간 변화를 보여준다. 타원 날개의 병진 및 회전에 의해 발생하는 와류들의 박리와 간섭으로 타원 날개에 발생하는 힘의 시간 이력은 한 주기 동안에도 복잡하게 변화하며 진동 주기에 따라 반복적인 형태로 발생하지 않는다. 그리고 Wang 등[8]의 실험에서 관찰된 바와 같이 위상차가 $\pi/4$ 인 경우가 0인 경우에 비해 훨씬 큰 수직력을 발생시킴을 확인할 수 있다.

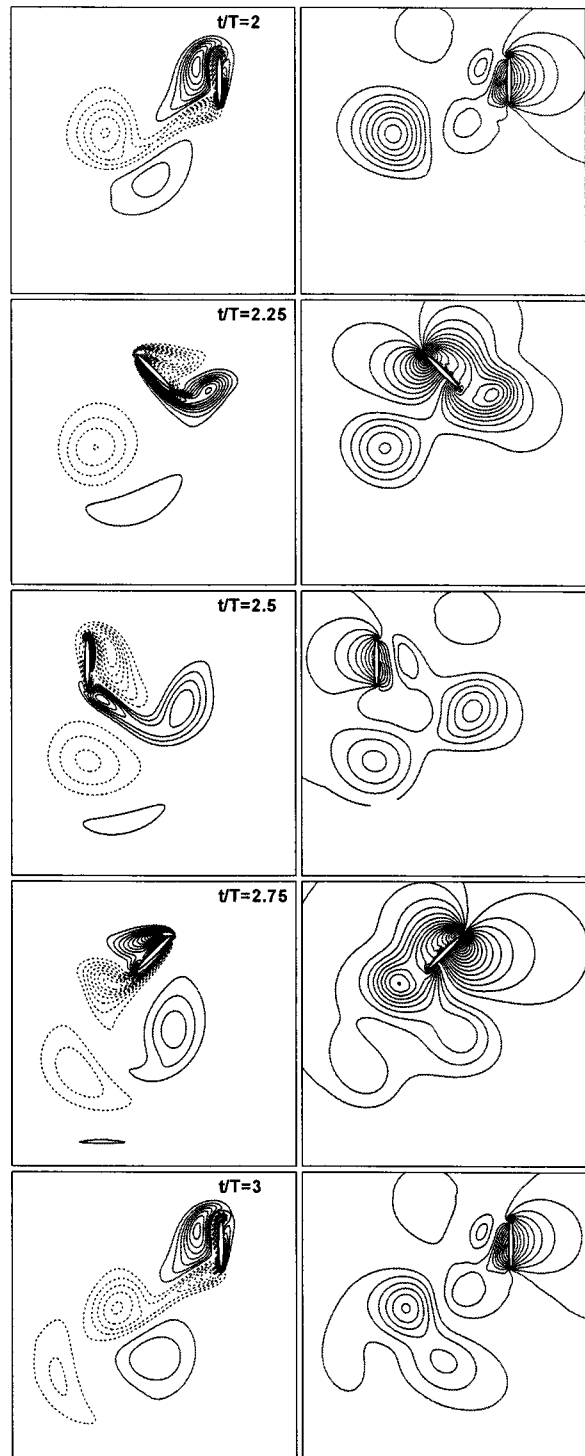


Fig. 3 Time evolution of vorticity and pressure fields of the flapping elliptical foil, $\Phi=0$.

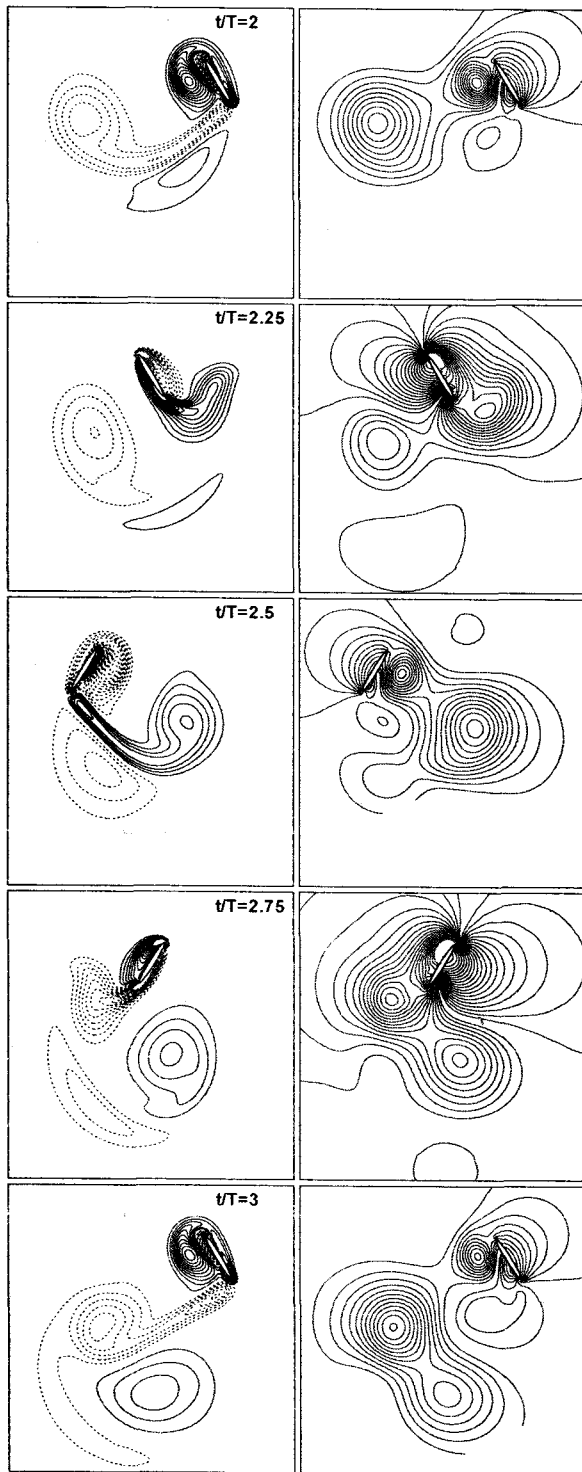


Fig. 4 Time evolution of vorticity and pressure fields of the flapping elliptical foil, $\Phi = \pi/4$.

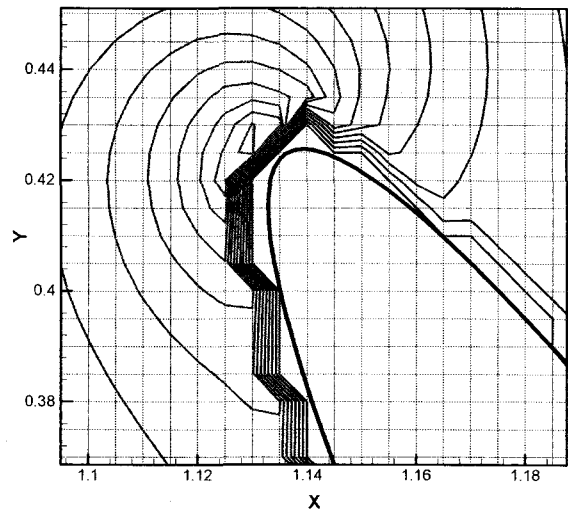


Fig. 5 Vorticity distribution near the immersed boundary nodes, $\Phi = \pi/4$, $t/T = 3$.

Fig. 3과 4는 위상차 Φ 가 0과 $\pi/4$ 의 경우에 대해 주기 T 로 무차원화된 시간이 2와 3 사이의 한 주기동안의 타원 날개 주위의 와류 및 압력의 분포 변화를 보여준다. 날개의 병진운동과 회전운동으로 날개의 양단에서 박리되는 와류들은 날개의 아래쪽으로 밀려난다. 이러한 아래쪽에서의 유동의 분사는 날개에 발생하는 수직 방향의 힘을 설명한다. 계산된 와류 분포의 시간 변화들은 두 가지 위상에서의 차이를 포함하여 Eldredge[7]의 결과와 좋은 일치성을 보이고 있다.

Fig. 5는 위상차 Φ 가 $\pi/4$ 의 경우에 대해 $t/T=3$ 인 순간 물체 표면 주위의 와류 분포를 확대한 그림이다. 물체 경계면을 가로지르는 edge에 연결된 가상경계 절점에서는 속도만 보강되고 와류는 계산하지 않기 때문에 등와류선이 밀집되어 있으며 와류가 계산되는 유체 절점들에서는 물체 경계에 가장 가까운 절점들에서도 와류 분포가 부드럽게 연결되고 있음을 관찰할 수 있다.

4.2 영각 10°의 NACA0012 단면 위의 압력 계수

가상경계법을 포함한 일부 non-boundary conforming 기법들의 경우 원주와 같이 뭉툭한 형상에 대해서는 대단히 효율적이지만 날개 단면과 같이 예리한 끝단을 갖거나 얇은 형상의 물체에 대해서는 정확한 표면 압력 분포 계산이 쉽지 않은 것으로 알려지고 있다. HCIB 기법에 대해 이러한 성질을 검토하고자 영각 10°인 NACA0012 단면 위의 압력 계수 분포를 계산하고 다른 계산 결과와 비교하였다. 날개 길이를 기저로 한 Reynolds 수는 500이다. 격자 크기에 대한 결과 변화를 검토하기 위하여 최소 격자 간격이 각각 0.001, 0.002 및 0.004인 경우에 대한 계산이 수행되었다.

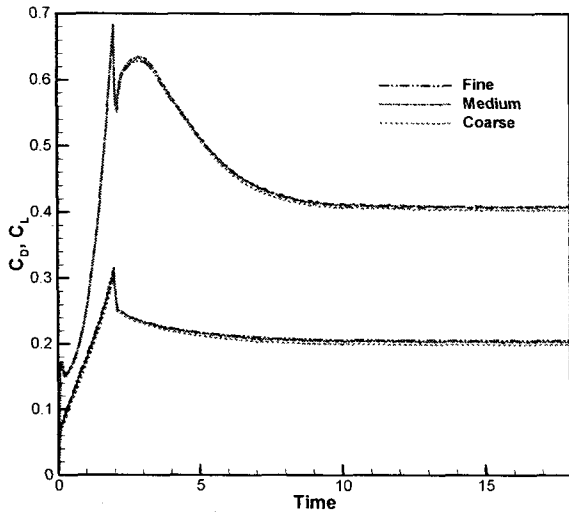


Fig. 6 Time histories of drag and lift coefficients of NACA0012.

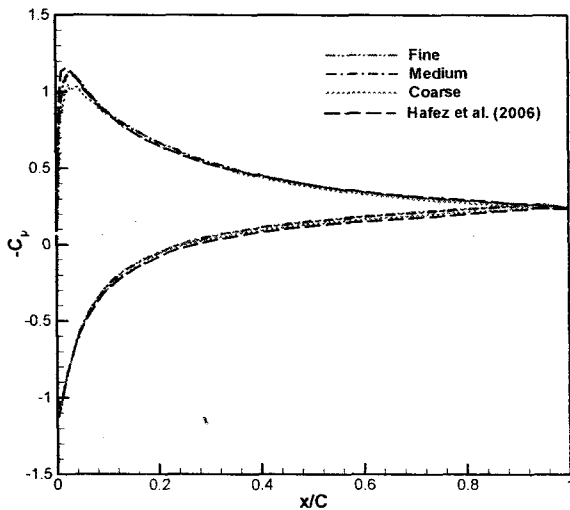


Fig. 7 Surface pressure distributions of NACA0012.

정상 상태에 대한 결과를 얻기 위해 정지 상태에서부터 무차원화된 시간이 2가 될 때까지 유입 유동을 가속하였다. Fig. 6은 세 가지 격자를 사용한 계산들에서 양력 및 항력 계수의 시간 변화를 보여주고 있으며 시간 2 근처에서 발생하는 변화는 유입 유동의 가속에 기인한다. Fig. 7은 세 가지 격자계에서 얻어진 날개 단면 위의 압력 분포가 Hafez 등[9]의 결과와 비교되었다. 계산 결과로부터 HCIB 기법의 경우 양력 및 항력 계수는 최소 격자 크기에 대한 과도한 요구 없이 수립된 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있다. 그러나 Fig. 7에서 보듯이 흡입면의 압력 최소화는 격자에 대한 의존도를 없애기가 쉽지 않음을 알 수 있다. 이로부터 HCIB 기법의 경우에

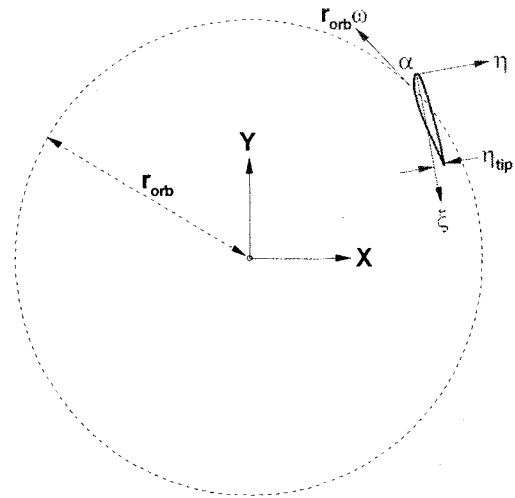


Fig. 8 Schematic diagram for the orbiting flexible foil.

경계면 양쪽으로 유동 영역 내부에 한 개씩의 가상경계 절점이 분포되면 끝단과 같이 예리한 형상은 제대로 포착할 수 있으나, 가상경계 절점에서 경계면에 수직방향으로의 속도 분포에 대한 가정이 핵심이기 때문에 격자 크기에 비해 속도의 선형 변화 구간이 얇은 경우 오차가 초래됨을 알 수 있다. 그러나 다음 절의 유체-구조 연성의 경우 구조물의 변형에 있어 저차의 고유 변형 모드가 지배적이기 때문에 유체력의 자세한 분포 형태보다는 적분된 유체력의 크기가 더욱 중요하다. 따라서 가장 거친 격자계에서의 결과도 큰 차이가 없을 것으로 예상된다.

4.3 선회하는 유연 날개의 유체-구조 상호작용

Fig. 8은 유연한 날개가 선회하면서 유동에 의한 하중으로 탄성 변형을 하는 문제에 대한 개략도를 보여준다. 모든 길이는 날개 길이 c 로 무차원화 되었으며 변형되기 전의 날개 형상은 NACA0012 단면이다. 날개는 반경 r_{orb} 이 2.5인 원을 따라 선회한다. 정상 상태의 회전 각속도 ω 는 접선 속도가 1이 되도록 $1/r_{orb}$ 로 주어지며 정지 상태에서부터 무차원화된 시간이 1이 될 때까지 선형적으로 가속된다. 정상 상태의 접선 속도로 무차원화된 Reynolds 수는 500이다. 선단으로부터 0.25c인 점이 원주 위를 선회하며 선단이 선회 원의 바깥쪽을 향하는 경우가 양의 영각 α 로 정의되었다. 날개 표면위에는 200개의 Lagrangian 제어점들이 분포되었으며 이 점에 작용하는 유체력을 외력으로 하여 중심선의 변형이 계산되었다. 구조물의 변형 계산을 위해서는 선단에 원점이 고정되어 날개와 같이 회전하는 $\xi-\eta$ 좌표계가 사용되었다. Shin 등[4]에 보고된 바와 같이 작용하는 유체력의 공간 상의 분포나 시간 변

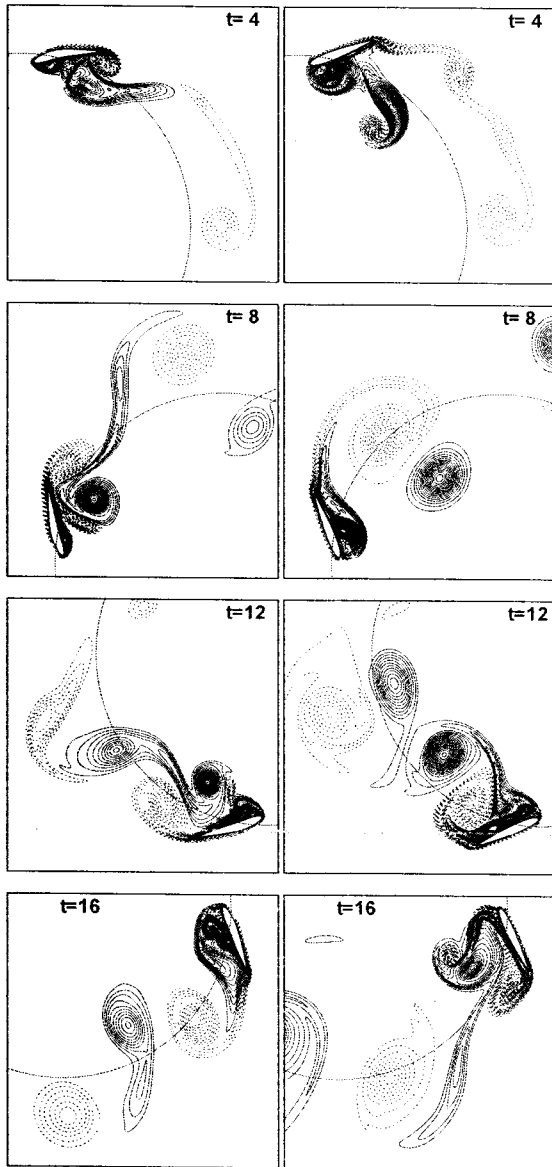


Fig. 9 Comparison of vorticity fields of the flexible(left) and the rigid(right) foils.

화는 대단히 복잡하나 구조물의 순간적인 변형 형태는 구조물 자체가 일종의 필터 역할을 함으로써 저차 변형 모드가 지배적이다. 이에 따라 식 (6)에 의한 구조물 거동의 해석은 비교적 적은 개수의 요소에서도 수렴된 결과가 얻어진다. 본 계산에서는 구조물의 선단에서 $0.25c$ 까지의 영역은 완전한 강체이며 이 후 부분에서 탄성 변형이 발생한다고 가정하였으며 탄성 변형 영역은 20개의 구조 요소로 분할되었다. 유체 격자 요소 크기는 유체력 추정에 변화를 발생시켜 전체 결과

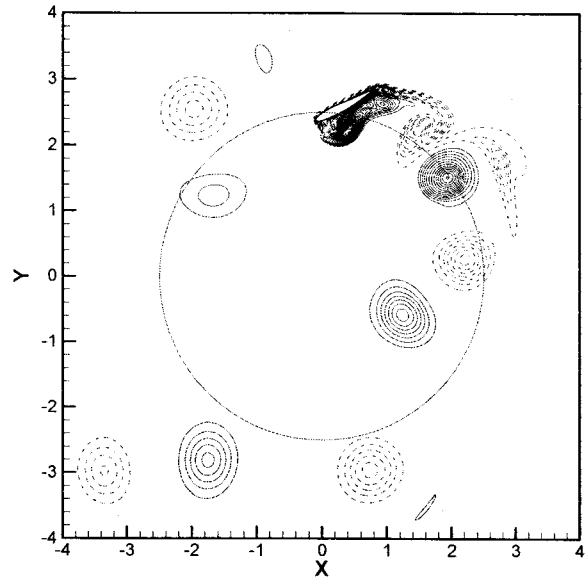


Fig. 10 Vorticity field around the orbiting flexible foil at $t=20$.

에 다소 영향을 미치나 구조 요소 수 변화는 결과에 거의 영향이 없음을 확인하였다. 판의 강성 및 유체-구조 밀도비와 관련된 무차원수 C_B 및 C_ρ 는 각각 0.02 및 0.1로 주어졌다. 유체 격자 요소의 최소 크기는 0.004이고 중심에서 멀어지면서 1.04의 비로 확대되었다. 유동 영역의 경계는 원점에서 120의 거리에 있으며 영역 경계에서의 모든 종속 변수는 유동 영역으로부터 외삽되었다.

Fig. 9는 영각이 -30° 의 경우에 대해 유체 하중에 의해 변형이 발생하는 경우와 날개 단면 전체가 완전한 강체인 경우에 대해 시간에 따른 와류 분포의 비교를 보여준다. $t=4$ 의 순간에서는 원주 바깥쪽에서 안쪽에서의 유체력 작용 방향의 큰 변형이 발생하고 있음을 볼 수 있다. 이러한 변형은 와류 박리 및 구조물의 동적 거동 특성에 따라 진동하며 이 후의 순간들에서는 변형이 감소되고 있다. 이러한 탄성 변형은 날개 단면의 실질적인 영각이 감소한 것과 같은 결과를 초래하고 박리되는 와류들의 강도도 완전한 강체인 경우에 비해 약해진다. Fig. 10은 $t=20$ 에서의 와류 분포로서 날개 단면이 이미 자신의 후류 속으로 들어간 순간이다. 이전의 선회 과정에서 영각 및 동적 변형에 의해 박리된 와류들이 강도는 다소 약화되었으나 복잡하게 분포하고 있다.

Fig. 11에서는 계산된 끝단 변형의 시간 변화에 대한 유체 격자 크기 변화의 영향을 보여준다. 세 가지 격자계에서의 최소 크기는 각각 0.002, 0.004, 0.008이다. 가장 거친 격자에 의한 결과는 끝단의 변형을 다소 작게 추정하고 있으나 중간 격자나 조밀한 격자들의 결과에는 큰 차이가 없다.

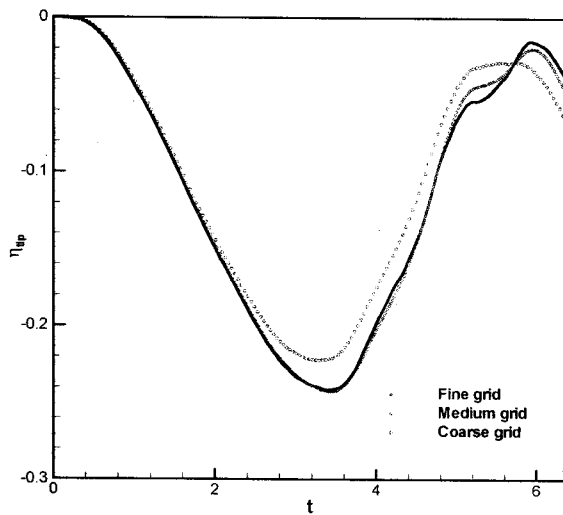


Fig. 11 Comparison of calculated displacements of the tip of the orbiting flexible foil.

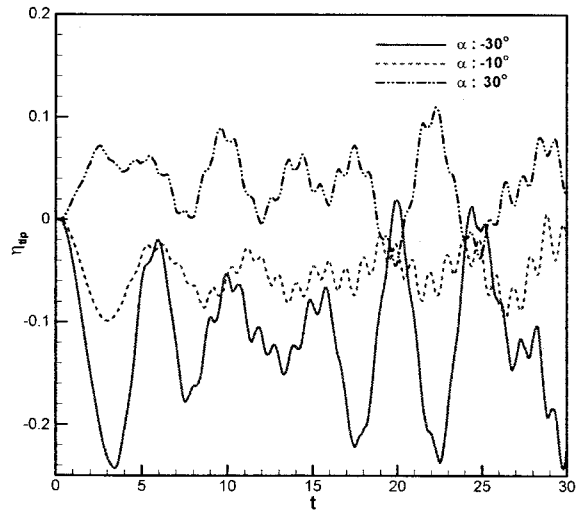


Fig. 13 Effects of the angle of attack on the displacements of the tip of the orbiting flexible foil.

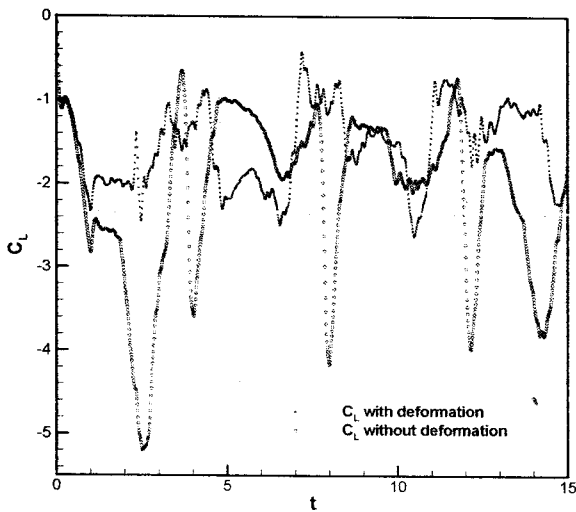


Fig. 12 Comparison of time histories of lift coefficients of the flexible and the rigid foils.

Fig. 12에서는 완전 강체인 경우와 탄성 변형이 발생하는 경우에 대해 양력 계수의 시간 변화가 비교되었다. 이미 서술한 바와 같이 유체력이 작용하는 방향으로의 탄성 변형은 실질적인 영각의 감소를 초래하여 유체력의 크기가 상당히 감소함을 확인할 수 있다.

Fig. 13에서는 영각이 -30° , -10° , 및 30° 인 경우에 대해 끝단 변형의 시간 변화가 비교되었다. 와류 박리 등의 유체력의 시간 변화와 구조물 강성과 자체 질량과 부가질량에 의한 진동 주기가 중첩되어 복잡한 시간 변화가 발생한다. 그리고 영

각이 -30° 인 경우에 30° 의 경우 보다 훨씬 큰 끝단 변형이 발생함을 관찰할 수 있다. 이는 날개의 선회 효과에 기인한다. 즉 날개의 선회로 유발되는 주위 유체의 선회는 바깥에서 선회 중심 쪽으로의 압력 기울기 발생을 의미하며 이에 따라 동일한 영각이라도 영각이 음인 경우에 날개 단면의 압력차가 커지게 된다.

5. 결 론

HCIB법과 판의 동적 운동 방정식을 이용하여 선회하면서 탄성 변형을 하는 유연 날개의 유체-구조 상호 작용을 모사하기 위한 코드가 개발되었다. 개발된 코드는 좌우로 움직이면서 중동요를 하는 종횡비 10:1의 타원 날개 주위의 유동 해석에 적용되었으며 계산된 유체력의 시간 변화는 다른 계산 결과와 비교되어 좋은 일치성을 보임을 확인하였다. 또한 HCIB법의 경우 영각 10° 의 NACA0012 끝단과 같은 형상을 고려하기에는 어려움이 없으나 국소 경계층이 얇으면서 유동 변화가 심한 선단 주위에서 격자 의존도를 없애기가 다소 어려움을 확인하였다. 이로부터 HCIB 기법의 정확도는 물체 형상 특성에는 영향을 받지 않으나 가상경계 절점들에서 경계면에 연직방향으로의 속도 분포 가정이 격자 크기에 따라 발생시키는 오차에 의해 주로 영향을 받음을 관찰하였다. 개발된 코드를 이용하여 반경 2.5의 원주를 따라 선회하는 유연 날개의 동적 탄성 변형이 모사되었다. 계산된 탄성 변형의 격자 크기에 대한 의존도가 검토되었으며 탄성 변형에 따른 양력의 감소 및 선회에 의한 영각 효과의 비대칭성 등이 관찰되었다.

후 기

본 논문은 국방과학연구소 수중운동체특화연구센터의 '탄성변형을 고려한 복합재 추진기 설계기법 연구' (UVRC, SM-42) 과제의 2단계 지원에 의한 결과의 일부 임.

참고문헌

- [1] Gilmanov, A., Sotiropoulos, F. and Balaras, E., 2003, "A general reconstruction algorithm for simulating flows with complex 3D immersed boundaries on Cartesian grids," *Journal of Computational Physics*, Vol.191, pp.660-669.
- [2] Gilmanov, A. and Sotiropoulos, F., 2005, "A hybrid Cartesian/immersed boundary method for simulating flows with 3D, geometrically complex, moving bodies," *Journal of Computational Physics*, Vol.207, pp.457-492.
- [3] Yang, J. and Balaras, E., 2006, "An embedded-boundary formulation for large-eddy simulation of turbulent flows interacting with moving boundaries," *Journal of Computational Physics*, Vol.215, pp.12-40.
- [4] Shin, S., Bae, S.Y., Kim, I.C., Kim, Y.J. and Goo, J.S., 2007, "Computations of flow over a flexible plate using the hybrid Cartesian/immersed boundary method," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, in press, DOI: 10.1002/flid.1459.
- [5] 신상목, 김형태, 2006, "Hybrid Cartesian/Immersed Boundary법을 이용한 2차원 변형날개 주위 점성유동 해석," *대한조선학회논문집*, Vol.43-5, pp.538-549.
- [6] 신상목, 2007, "HCIB법을 이용한 변형하는 평판 주위의 3차원 유동해석," *한국전산유체공학회지*, Vol.12-1, pp.1-8.
- [7] Eldredge, J.D., 2007, "Numerical simulation of the fluid dynamics of 2D rigid body motion with the vortex particle method," *Journal of Computational Physics*, Vol.221, pp.626-648.
- [8] Wang, Z.J., Birch, J.M. and Dickinson, M.H., 2004, "Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: two dimensional computations vs robotic wing experiments," *Journal of Experimental Biology*, Vol.207, pp.449-460.
- [9] Hafez, M., Shatalov, A. and Wahba, E., 2006, "Numerical simulations of incompressible aerodynamic flows using viscous/inviscid interaction procedures," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol.195, pp.3110-3127.