

論文

플래핑 운동 및 킷놀이 운동을 하는 얇은 에어포일의 공력특성에 대한 수치 해석

김우진*

Numerical Analysis on the Aerodynamic Characteristics of Thin Airfoil with Flapping and Pitching Motion

Woo-Jin Kim*

ABSTRACT

In this study, lumped-vortex element method and thin airfoil theory were used to analyze aerodynamic characteristics of airfoils with relative motion that had camber lines of NACA $44 \times \times$ airfoil in 2-dimensional unsteady incompressible potential flow. Velocity disturbance due to airfoil was calculated by lumped-vortex element model and force distribution on airfoil by unsteady Bernoulli's equation.

Variables in relative motion were considered the period p , the amplitude of flapping A_f and pitching A_p , and the phase difference between flapping and pitching ϕ_p and the angle of attack α .

Due to movement of an airfoil, drag was induced in 2-dimensional unsteady incompressible potential flow.

The numerical results show that the aerodynamic characteristics of the airfoil with flapping and pitching at the same time are illustrated. Especially the mean lift coefficient became smaller, but drag coefficient became larger.

Key Words : Lumped-vortex Element Method(집중 와류 요소법), Vortex Sheet(와면), Wake(후류), Kinematic Flow Condition(운동학적 유동 조건), Singularity Method(특이점 해법)

I. 서 론

유체 내에서 날개가 움직일 때, 날개에 영향을 주는 후류가 발생함은 잘 알려진 사실이다. 이러한 후류는 박리를 지연시키거나 박리를 일으킴으로써 공탄성적인 펄럭임을 유도하거나 억제하는 원인이 된다.

Knoller는 움직이는 날개의 단면인 에어포일로부터 양력과 추력을 얻을 수 있다는 것을 증명했다[1]. Garrick은 1936년 움직이는 날개에서 수직방향 힘 성분을 계산하여 비압축성, 비점성 유동에서 상하운동만으로 추력이 발생한다는 것을 보였다[2]. 이러한 사실로부터 적당한 주기로 상하운동하는 경우 날개 운동에 의한 공기 교란의 운동 에너지 대부분이 후와류로 떨어져 나가면서 소실된다는 것이 알려져 있다[1]. 즉, 후와류를 적당히 발생시킴으로써 전체 비행 성능을 적당한 수준으로 향상시킬 수 있을 것으로 생각된다[3].

하지만 이러한 날개의 상하운동은 날개의 구조적인 피로 파괴를 발생할 수 있다는 것도 간과할

2013년 02월 21일 접수 ~ 2012년 03월 22일 심사완료
논문심사일 (2013.02.22, 1차), (2013.03.20, 2차)

* 초당대학교 정비학과

연락처, E-mail : kwjm0527@cdu.ac.kr

전라남도 무안군 무안읍 무안로 380

수 없으며, 주 날개의 후류는 뒤 꼬리날개에 상호 영향을 주어 두 날개 모두 피로 파괴를 유도할 수도 있다[4].

Schmidt는 1965년에 앞 뒤 이중 날개를 제안하고 정지 날개를 상하 운동하는 날개의 후와류내에 배치하여 실험을 하였으며, 그 결과 앞 뒤 이중 날개에서 앞날개가 고속으로 운동하는 경우에 전체 날개의 추진 효율이 거의 100%에 도달하는 값을 가지도록 상류 조건의 조정이 가능하였다.

따라서 추진 효율을 높이기 위한 조건이 다양한 가정을 적용하여 계산되어진 바 있다[5].

앞 뒤 이중 평판 날개가 상하 운동을 하는 경우, 앞 날개가 상하 운동하고 뒷 날개는 정지된 경우에 대한 해석, 캠버가 있는 날개의 경우, 두께가 있는 날개의 경우, 날개가 킨들이 운동을 하는 경우, 상하 운동과 킨들이 운동이 중첩된 날개의 경우, 이러한 날개들에서 점성의 효과, 박리에 대한 영향, 박리의 제어, 뒷 날개의 양·항력에 대한 연구, 뒷 날개의 운동을 중첩한 경우 등 등 많은 주제들이 생겨나고 연구되어지고 있으며, 아직도 개척되지 않은 부분도 있다[6].

이러한 비정상 운동하는 날개 주위의 유동을 해석하는 방법으로는 여러 가지 수치적인 방법이 있지만 본 연구에서는 자유 와류를 이용한 특이점 해법(singularity method) 중의 하나인 집중 와류 요소법(lumped-vortex element method)을 적용하여 계산하였다[7].

집중 와류 요소법은 시위 길이에 비하여 두께가 얇은 2차원 에어포일을 두께가 없다고 가정하고 에어포일의 캠버선에 집중 와류를 분포시켜 유동을 해석하는 방법이다. 이러한 집중 와류를 사용하는 경우 운동학적 유동 조건(kinematic flow condition)을 만족시키기 위해 정해진 점이 제어점(collocation point)이 되고, 뒷전에서는 Kutta 조건을 만족하는 점이 되는데 이럴 경우 Kutta 조건에 대해 따로 고려할 필요가 없는 편리함이 있다.

Kelvin의 순환 이론[8]에 의하면 움직이는 에어포일의 후 와류는 매순간 운동하는 에어포일 주위의 순환의 변화량과 그 크기가 같고 방향이 반대인 순환을 가져야 한다.

그러므로 비정상 패널법은 각 시간 단계마다 전 시간 단계의 유동장 전체 순환의 변화량으로 후 와류의 순환강도를 계산하고, 이렇게 계산되어진 후 와류는 날개의 뒤로 이동한다. 이들 후 와류는 에어포일과 전 시간 단계에서 생성된 후 와류들에 영향을 주는 동시에 영향을 또한 받게 된다. 따라서 에어포일과 후 와류들의 강도 및

위치에 의하여 유동장의 속도들이 계산되면 비정상 베르누이 방정식[9]을 이용하여 에어포일의 압력 분포를 구할 수 있고, 마침내 날개의 공력 특성을 파악할 수 있다.

본 연구에서는 두께가 없는 NACA 44×× 계열의 캠버만 가진 에어포일을 이용하여 비압축성 2차원 포텐셜 유동장내에서 일정한 받음각으로 비행하는 단일 에어포일이 플래핑 운동과 킨들이 운동을 하는 경우를 선택하였다.

에어포일의 운동이 평균 양력과 항력에 미치는 영향을 간단한 수치적인 방법에 의하여 비교적 간단하게 구할 수 있었다.

II. 본 론

2차원 비점성, 비회전 유동장으로 가정하는 포텐셜 유동은 유동 방정식의 해석에 있어서 속도 성분들에 대한 유동 방정식을 속도 포텐셜 하나만의 방정식으로 바꾸어 식을 선형으로 만들어 간편하게 해석할 수 있다.

2차원 에어포일은 두께가 시위 길이에 비해 매우 작은 경우 얇은 에어포일 이론을 적용하여 에어포일의 캠버와 같은 두께가 없는 와면(vortex sheet)으로 가정할 수 있다.

2차원 에어포일에 집중 와류 요소법(lumped-vortex element method)을 적용하여 공력 특성을 계산하기 위해서는 에어포일을 N개의 요소로 나누고 후와류의 세기를 계산하기 위해 Fig. 1과 같이 에어포일의 뒷전에 출발와류(starting vortex)를 위치시킨다.

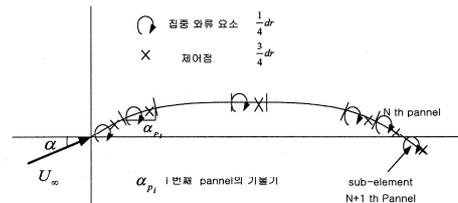


Fig. 1 후와류 해석을 위한 sub-element

출발와류는 에어포일의 N번째의 패널과 같은 길이를 가지는 sub-element의 집중와류로 가정하면 전체 에어포일에서는 N+1번째 패널이 된다. 이 sub-element 역시 유선이 되기 위한 운동학적 유동 조건(kinetic flow condition)을 만족해야 하므로 sub-element의 $\frac{1}{4} \Delta s$ 에 출발 집중와류를 위

치시키고 $\frac{3}{4}\Delta s$ 에 sub-element의 제어점을 위치 시킴으로써 출발와류의 강도를 구할 수 있다.

에어포일의 i 번째 패널의 제어점에 대한 경계 조건은 $\frac{\partial\phi}{\partial n}=0$ 이므로 다음 조건이 만족되어야 한다.

$$\left(U_{\infty} + \sum_{j=1}^{N+1} \vec{v}_{b,j} + \sum_{j=1}^{M-1} \vec{v}_{s,i,j} + \vec{v}_f + \vec{v}_p \right) \cdot \hat{n}_i = 0 \quad (1)$$

여기서 U_{∞} 는 전진 비행 속도, $\vec{v}_{b,j}$ 는 에어포일로 대치된 속박 와류에 의한 속도 벡터이고, $\vec{v}_{s,i,j}$ 는 후와류에 의한 속도 벡터, \vec{v}_f 는 상하운동에 의한 상대 속도 벡터, \vec{v}_p 는 킨이 운동에 의한 상대 속도 벡터, \hat{n}_i 는 i 번째 제어점에서 캠버선에 대한 수직방향 단위 벡터, 그리고 M 은 매 시간 단계마다 1개씩 떨어져 나온 출발 와류의 숫자이다.

식(1)을 에어포일의 각 패널의 제어점에 적용하면 Γ_j 가 미지수가 되는 N 개의 연립 방정식이 되어 집중 와류의 강도를 구하는데 사용할 수 있지만 $N+1$ 번째의 sub-element 위의 집중 와류 요소의 강도를 구하기 위해서는 한 개의 방정식이 더 필요하게 되므로 Kelvin의 이론에 따라 다음과 같은 식을 추가로 사용하였다.

$$\sum_{i=1}^N \Gamma_{b_i} + \Gamma_{s,M} + \sum_{i=1}^{M-1} \Gamma_{s_i} = 0 \quad (2)$$

즉, 에어포일의 각 패널에 분포된 모든 집중 와류 요소의 강도와 현 시간 단계의 출발 와류의 강도, 그리고 전 시간 단계까지 후와류 강도의 합은 0이 된다. 따라서 에어포일 표면의 $N+1$ 개의 집중 와류 강도는 위 $N+1$ 개의 선형 연립 방정식을 풀어서 구해진다.

시간이 진행됨에 따라 변하는 후와류의 위치를 결정하기 위해 각 후와류에 의해 유도되는 속도를 계산하여야 한다. 현대 후와류의 위치를 (x_i, z_i) 라고 하면 그 점에서 x 방향 속도 성분 u_s 및 z 방향 속도 성분 w_s 는 다음과 같다.

$$u_s = U_{\infty} \cos\alpha + \sum_{j=1}^N \frac{z_{i,j}}{2\pi r_{i,j}^2} \Gamma_{b_j} + \sum_{j=1}^M \frac{z_{i,j}}{2\pi r_{i,j}^2} \Gamma_{s_j} \quad (3)$$

$$w_s = U_{\infty} \sin\alpha + \sum_{j=1}^N \frac{-x_{i,j}}{2\pi r_{i,j}^2} \Gamma_{b_j} + \sum_{j=1}^M \frac{-x_{i,j}}{2\pi r_{i,j}^2} \Gamma_{s_j}$$

따라서 후와류의 새로운 위치 (x_i^n, z_i^n) 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$x_i^n = x_i^{n-1} + u_s \Delta t \quad (4)$$

$$z_i^n = z_i^{n-1} + w_s \Delta t$$

여기서 위첨자 n 은 시간 단계를 의미한다.

위와 같이 후와류의 위치가 결정되면 비정상 베르누이 방정식을 이용하여 x 축과 z 축 방향의 힘을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$F_x = \sum_{i=1}^N \rho w_i \Gamma_{b_i} + \rho \int_{x=0}^{x_i} \frac{\partial}{\partial t} \Gamma_{b_j} dx_j$$

$$= - \sum_{i=1}^N \rho w_i \Gamma_{b_i} + \frac{\rho \sum_{j=1}^i (\Gamma_{b_j}^n - \Gamma_{b_j}^{n-1}) \Delta l_j}{\Delta t} \cos(\alpha_p)$$

$$F_z = \sum_{i=1}^N \rho u_i \Gamma_{b_i} + \rho \int_{x=0}^{x_i} \frac{\partial}{\partial t} \Gamma_{b_j} dx_j \quad (5)$$

$$= - \sum_{i=1}^N \rho u_i \Gamma_{b_i} + \frac{\rho \sum_{j=1}^i (\Gamma_{b_j}^n - \Gamma_{b_j}^{n-1}) \Delta l_j}{\Delta t} \sin(\alpha_p)$$

(u_i, w_i) 는 각각 i 번째 집중 와류 요소의 x 방향 및 z 방향 속도 성분이고 α_p 는 각 패널이 x 축과 이루는 각, Δl_j 는 패널의 길이이다.

양력, 항력 계수는 (5) 식에서 유도된 F_x 와 F_z 를 받음각 α 인 자유 유동에 대한 양력 계수와 항력 계수로 나타내면 다음과 같다.

$$C_L = \frac{F_z \cos\alpha - F_x \sin\alpha}{1/2 U_{\infty}^2 c} \quad (6)$$

$$C_D = \frac{F_z \sin\alpha - F_x \cos\alpha}{1/2 U_{\infty}^2 c}$$

이렇게 구해진 작용력이나 양, 항력 계수는 모두 시간이 변화함에 따라 변화하는 비정상 해이지만, 순간 시간에 대하여 정상항과 비정상항으로 나누어 볼 수 있다.

그리고 이렇게 나누어진 항을 전체 시간에 대하여 적용하였다.

식(5)에서 첫 번째 항을 정상(steady)항으로 두 번째 항을 비정상(unsteady)항으로 나누어 정의할 수 있다. 먼저 작용력의 정상(steady)항은 Kutta-Joukowski 이론에 의한 힘으로 그 크기가 결정된다.

그리고 작용력의 비정상(unsteady)항은 에어포일 위의 패널에 분포된 집중 와류 요소 강도의 시간에 따른 변화율에 의하여 구해진다. 에어포일 위의 패널에 분포된 집중 와류 요소의 강도는 자유흐름의 속도, 상대운동의 속도 등에 의해 변화하고, 또한 후류에 분포한 후와류에 의한 유도 속도에 의해서도 변화할 수 있다. 비정상(unsteady)항은 에어포일 위의 패널에 분포된 집

중 와류 요소 강도의 시간에 따른 변화율의 적분이므로 시간에 따라 변화지 않는 자유 유동과 받음각에 의해서는 영향을 받지 않는다.

III. 계산 결과 및 검토

앞에서 유도된 집중 와류 요소법에 의한 유동 해석 코드의 검증을 위해 정상상태 받음각 변화에 따른 유동 해석결과와 실제 에어포일 데이터를 비교검토한 후에 비정상 상태의 플레핑 하는 경우와 플레핑 하면서 킨이 운동을 동시에 하는 경우에 대하여 각각 계산을 수행한 후 결과를 검토하였다.

3.1 계산 방법의 검증

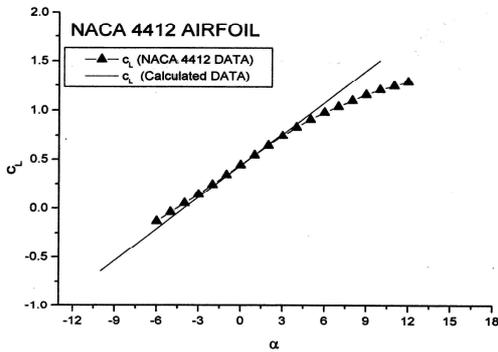


Fig. 2 받음각에 따라 NACA 4412와 계산된 에어포일의 양력 계수

Fig.2 는 운동하지 않는 에어포일의 받음각에 따른 양력 계수와 실제 NACA 4412의 받음각에 따른 양력 계수를 비교한 것이다. 받음각이 -2°에서부터 5°까지는 그래프가 일치함을 알 수 있다. 5°이상의 받음각이 될 때에는 오차를 보이고 있으며 이는 점성의 영향으로 발생한다. 또한 양력선 기울기 ($dc_l/d\alpha$)도 약간의 차이를 보이나 이는 두께의 효과라고 생각된다.

그러므로 받음각 -2° ~ 5°에서는 계산된 양력 계수 값과 실제 에어포일의 양력 계수가 거의 같음을 알 수 있다.

3.2 플레핑하는 경우

Fig. 3은 에어포일이 플레핑하는 경우에 진폭 A_f 가 시위의 5%, 10%, 15%, 20%에 따라 받음

각 0°와 5°에 대해서 계산된 평균 양력 계수의 변화를 보여주고 있다.

처음 주기에는 평균 양력 계수의 변화가 있다가 주기가 증가함에 따라 양력 계수의 값이 수렴함을 알 수 있다. 이것은 후와류가 후류 쪽으로 발달해 나가면서 후와류의 영향이 점점 줄어들기 때문이다.

그리고 평균 양력 계수는 받음각 0°보다 받음각 5°인 경우에 더 크다. 이는 에어포일의 플레핑 운동이 받음각의 변화에 영향을 받는다고 생각할 수 있다.

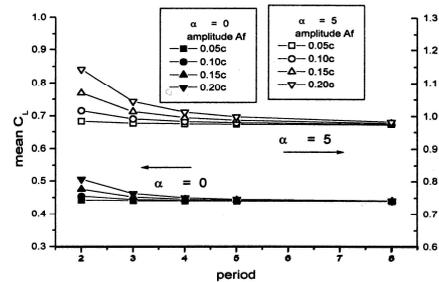


Fig. 3 플레핑하는 경우 평균 양력 계수

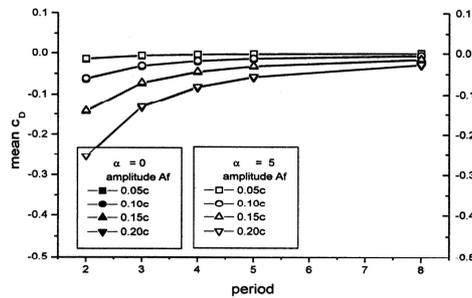


Fig. 4 플레핑하는 경우 평균 항력 계수

Fig. 4는 에어포일이 플레핑하는 경우에 진폭 A_f 가 시위의 5%, 10%, 15%, 20%에 따라 받음각 0°와 5°에 대해서 계산된 평균 항력 계수의 변화를 보여주고 있다. 평균 항력 계수의 부호를 보면 음(-)의 값을 갖고 있다. 항력 계수가 음(-)의 부호를 갖는다는 의미는 힘의 작용 방향이 항력의 반대 방향으로 작용한다는 것을 의미한다. 즉, 추력의 방향으로 힘이 작용한다는 것이다. 따라서 에어포일이 플레핑을 하는 경우에는 힘이 항력으로 작용하지 않고 추력으로 작용한다는 것이다. 이 현상은 Garrick의 연구에서 증명된 바 있다[2].

에어포일이 플래핑할 때 에어포일이 아래로 내려가면서 상하운동의 상대풍이 위로 작용하는 것처럼 느껴져 받음각의 증가가 일어난다. 자유흐름의 받음각에 상대풍에 의해 증가되는 유도받음각을 더하면 유효받음각이 받음각보다 커지고 유효받음각에 대해 수직으로 작용하는 힘을 자유흐름에 대해 수평 수직한 양·항력으로 분해할 때, 항력 성분이 음(-)의 값을 가져 추력으로 나타나게 된다.

받음각 변화에 따른 평균 항력계수의 변화를 보면 별다른 차이가 나타나지 않으므로 받음각은 평균항력 계수에 영향을 적게 줄을 알 수 있다. 그리고 진폭의 변화에 따른 평균 항력계수의 변화를 살펴보면 진폭이 증가함에 따라 음(-)의 평균 항력계수 즉 추력이 증가함을 알 수 있다.

3.3 플래핑과 킨이운동을 동시에 하는 경우

플래핑 운동과 킨이 운동을 동시에 하는 경우에 선택한 변수 값은 상하운동의 진폭 $A_f = 0.2c$, 킨이 운동의 진폭 $A_p = 3^\circ$, 주기, 위상차 ϕ_p 에 대한 변화를 살펴 보았다.

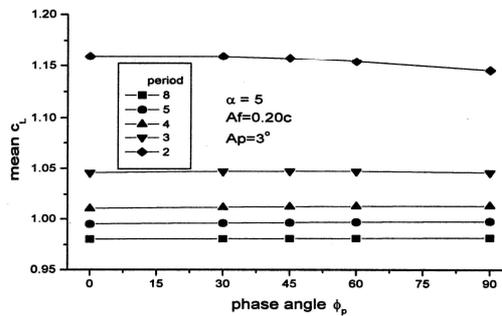


Fig. 5 위상각에 따른 평균 양력의 변화 (받음각 5°)

Fig. 5는 받음각 5° 에서 위상각에 따른 시간 평균 양력의 변화를 각 주기에 대하여 나타낸 그림이다. 주기 p 가 2, 3 일 때는 위상차 ϕ_p 가 증가함에 따라 시간 평균 양력 계수가 감소함을 알 수 있다. 이때, 위상차 ϕ_p 가 0일 때는 $\frac{\pi}{2}$ 일 때 보다 작은 값을 나타내기도 한다. 주기 p 가 4, 5, 8일 때는 ϕ_p 가 증가함에 따라 양력 계수가 약간 증가하는 것을 알 수 있다.

Fig. 6은 위상각에 따른 시간 평균 항력의 변

화를 각 주기에 대해 나타낸 그림이다. 시간 평균 항력 계수는 주기 p 가 증가함에 따라 모두 감소하는 것을 알 수 있다. 그리고 주기 p 에 따라 시간 평균 항력 계수의 변화가 증가함을 알 수 있다. 이것은 주기 p 가 클수록 항력은 위상차 ϕ_p 에 영향을 받는다는 것을 의미한다.

날개가 플래핑 운동과 킨이 운동과의 위상차가 $\frac{\pi}{2}$ 일 때의 운동 형태는 날개가 위로 올라가면서 뒷전이 내려와 있는 경우이다. 이러한 경우에 위상차로 생기는 회전각에 의해 받음각이 커지지만 날개가 위로 올라가면서 상하 운동의 상대풍이 아래로 작용하는 것처럼 느껴져 받음각의 감소가 일어난다. 받음각과 회전각의 합보다 상대풍에 의해 감소되는 유도받음각이 크다면 전체의 유효받음각에 대해 작용하는 힘을 자유흐름에 대해 수평 수직한 양력, 항력으로 분해할 때 항력 성분이 음의 값을 갖게 된다. 그러므로 상하 운동과 킨이 운동을 동시에 하는 경우에 생기는 평균 항력 계수는 음의 값을 가져 추력이 나타난다.

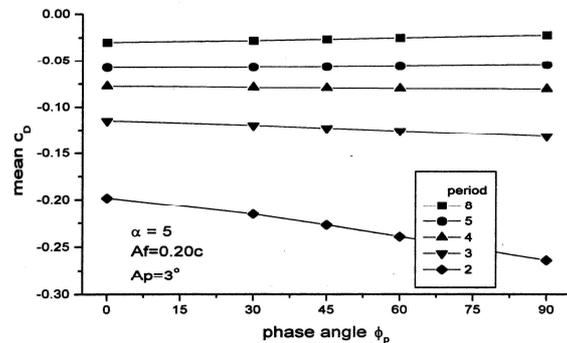


Fig. 6 위상각에 따른 평균 항력 계수의 변화 (받음각 5°)

IV. 결 론

비점성, 비압축성 유동장내에서 NACA $44 \times \times$ 의 캠버만 가진 에어포일이 플래핑 운동 및 킨이 운동을 하는 경우에 대해 2차원 패널법의 집중 와류 요소법(lumped-vortex element method)을 이용하여 공력 특성의 변화를 살펴 보았다.

날개의 교란 속도는 집중 와류 요소법으로 구하였고 비정상 베르누이 방정식으로 에어포일의 작용력을 계산 하였다.

에어포일의 운동 변수는 받음각 α , 주기 p , 상

하운동의 진폭 A_f , 킨놀이 운동의 진폭 A_p , 그리고 플레핑 운동과 킨놀이 운동을 동시에 하는 경우에 두 운동의 위상차 ϕ_p 이다. 변수 값으로는 받음각 0° 과 5° , 상 하운동의 진폭 A_f 는 시위길이의 20%, 킨놀이 운동의 진폭 A_p 는 3° , 위상각은 $0 \sim \left(\frac{\pi}{2}\right)$ 이다. 이러한 변수들이 변화에 따른 양,항력 계수의 변화를 살펴 보았다.

에어포일이 플레핑 운동하는 경우에 양력과 항력의 변화 추이를 살펴보았다. 특히 에어포일이 플레핑 운동을 할 때 항력이 음의 값을 보이는 계산 결과를 얻음으로 해서 추력이 발생함을 알 수 있었다.

에어포일이 플레핑 운동을 경우에 평균 양력 계수값이 운동하지 않는 경우의 평균 양력 계수값보다 커지고 평균 항력 계수값도 증가한다.

플레핑 운동과 킨놀이 운동을 동시에 하는 경우에는 위상차에 따라 평균 양력 계수와 평균 항력 계수가 변화함을 알 수 있다. 이것은 에어포일이 플레핑 운동하는 중에 킨놀이 운동에 의한 받음각의 영향을 받고 있음을 보여 주었다.

참고문헌

- [1] Jones, K. D. and Platzer, M. F., "Numerical Computation of Flapping-Wing Propulsion and Power Extraction", Aeronautical Engineer's Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, CA, 1990
- [2] Garrick, I. E., "Propulsive of a Flapping and Oscillating Airfoil", NACA Report 567, 1936
- [3] Jones, K. D., Dohring, C. M. and Platzer, M. F., "Wake Structure behind Plunging Airfoil : a Comparison of Numerical and Experimental Results", Aeronautical Engineer's Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, CA, 1989
- [4] Jones, K. D. and Platzer, M. F., "Time-Domain Analysis of Low-Speed Airfoil Flutter", AIAA J., Vol. 34, No. 5, May 1996
- [5] Schmidt, W., "Der Wellpropeller, ein neuer Antrieb fuer Wasser-, Land-, und Luftfarzuege", Zeitschrift fur Flugwiss, Vol. 13., Dec. 1965
- [6] Tuncer, H. I. and Platzer, M. F., "Thrust generation due to Airfoil Flapping", AIAA J., Vol. 34, No. 2, Febuary, 1996
- [7] 일본 기계 학회 편, 신병록, 장근식, 조강래

공역, "전산유체역학", 대영사, 1997

[8] Katz and Plotkin, "Low-speed Aerodynamics from Wing Theory to Panel Method", McGraw-hill Book Co., 1991

[9] Krishnanurty Karamcheti, "Principle of Ideal-Fluid Aerodynamics", John Wiley and Sons, Inc., 1996