

비정상 패널법을 사용한 플랩핑 에어포일의 수치적 연구

Numerical Study of the Flapping Airfoil using a Unsteady Panel Method

유 영 복

비정상 패널법을 이용하여 플랩핑 운동을 하는 2차원 에어포일에 대한 후류를 모사하고 추력계수를 계산하였다. 후류는 이산와류들로 구성된 와판으로 모델링된다. 에어포일에서 발생하는 자유후류는 해에 포함하여 계산되었으며 복잡한 후류 형상의 상호작용을 모사하기 위해서 와핵모델(vortex core model), 와핵첨가법(vortex core addition method) 그리고 Runge-Kutta 대류법을 사용하였다. 단일 에어포일이 plunge 진동 및 플랩핑 운동에 대한 후류의 형상은 유동가시화 실험과 비교하였고, 비정상 공력해석을 수행하여 엄밀해 및 타 수치해석 결과와 비교하여 타당성을 검증하였다. 이를 바탕으로 비정상 운동을 하는 단일 에어포일에 대한 후류 해석 및 추력계수를 계산하였고, 운동에 영향을 주는 매개변수들의 관계를 해석하였다.

Nomenclature

A_v	: aerodynamic influence coefficient
\mathbf{n}_i	: unit normal vector at control point
\mathbf{t}_i	: unit tangential vector at control point
$\mathbf{V}(t)$: kinematic velocity
\mathbf{V}_{iw}	: velocity induced by the wake vortices at control point
Δl_p	: panel length
N	: number of panel nodes
NT	: number of time step
r_c	: vortex core length
Δp	: pressure difference
C_t	: thrust coefficient
C_l	: lift coefficient
C_p	: pressure coefficient

U_∞	: freestream velocity
Δt	: time step
c	: chord length
L_{cr}	: critical length
h_0	: amplitude of plunging amplitude
k	: reduced frequency, $(\omega c / U_\infty)$

Greek Symbols

Φ	: velocity potential
σ	: constant-strength source distribution
γ	: constant-strength vortex distribution
Γ	: circulation
θ_0	: amplitude of pitching oscillation, pitch angle
ρ	: density
ω	: frequency
ϕ	: phase angle between plunging oscillation and pitching oscillation
η	: propulsive efficiency

Subscript

i, j	: panel number
p	: panel
k	: present time step
$k-1$: previous time step
w	: wake

I . Introduction

현재까지 라이트 형제로부터 시작되어온 고정익 항공기가 주류를 이루고 있고 대부분의 항공기에서 추력과 양력의 기능은 분리되어 있다. 양력은 강체의 날개에서 생성되며 날개의 기하학적인 변화는 에일러론이나 플랩과 같은 조종면의 움직임에 따라 제한된다. 결국, 항공기가 공기 속을 나아가도록 프로펠러나 제트엔진이 추력을 제공하며 그 추력에 의해서 날개에 양력이 발생한다. 과거에 고정익 항공기에서 날개의 단순 plunge 진동은 실제 응용에서 중요하게 생각되지 않았고, 조화적으로(harmonically) 움직이는 plunge 진동에 대한 관심이 크지 않았다. 그러나, plunging 날개가 조화적으로 움직일 때 추력이 생성됨을 알게 되고, Micro Air Vehicle(MAV)에 대한 관심이 집중되면서 저 레이놀즈 수에서 플랩핑 날개(flapping wing) 추진이 기존의 고정익이나 회전익보다 더 효율적임을 인식

하게 되었다. 특히 저 레이놀즈 수에서 움직이는 MAV 비행에 대한 요구 공력 성능들은 기존의 고정익 형상에서 벗어나 새나 곤충의 날개짓과 같은 플랩핑 운동을 하면 낮은 속도에서 충분한 양력과 추진력을 동시에 얻어 보다 효과적인 비행이 가능하다는 것이 알려지면서, 과거에 복잡성 때문에 중단되었던 플랩핑 날개 추진에 대한 연구가 재개되어 관심이 집중되고 있다.

Knouller[1]와 Betz[2]는 각각 1909년과 1912년에 처음으로 flapping 날개가 유효 받음각을 만들어 양력과 추력 성분을 가진 수직력 벡터가 생긴다는 것을 알았다. Katzmarz[3]는 처음으로 Knouller-Betz 효과를 실험적으로 입증하였고 진동하는 자유흐름에 정지된 에어포일이 있을 경우의 평균 추력을 계산하였다. 그러나, flapping 에어포일에 관한 초기의 연구는 양력 생성에 관해서 주를 이루었고 추력에 대해서는 그 노력이 거의 없었다. 1935년에 처음으로 von Karman과 Burgers[4]가 후류 와류들의 위치와 방향에 기초해서 항력과 추력에 관한 이론적인 설명을 제시하였다. 같은 해에 Garrick[5]이 Theodorsen[6]의 비점성 비압축성(inviscid incompressible) 진동하는 thin-airfoil 이론을 적용하여 조화적으로 움직이는 plunge와 pitch 진동에 대한 효과를 예상하여 주파수 범위에 따른 추력 생성을 보여주었다. Silverstein과 Joyner[7]는 처음으로 Garrick의 이론을 실험적으로 입증하였고 Bratt[8]는 Von Karman과 Burgers의 관측을 입증하는 유동 가시화 실험을 행하였다.

최근에는 MAV에 대한 관심이 높아지면서 곤충이나 새의 날개 운동과 관련된 flapping 날개에 대한 연구에 관심이 집중되고 있다. Liu와 Kawachi[9]는 곤충의 날개에 대한 연구를 하였고 날개를 모델링해서 수치적 방법과 실험적 방법을 통해 날개를 가진 곤충의 유체역학적 특성을 파악하였다. Jones et al.[10,11]은 flapping 에어포일의 뒷전에서 발생하는 후류의 구조와 추력의 발생 및 효율을 수치적 해법(비정상 패널 코드)과 수동(water tunnel)을 통한 실험적 방법을 통해 연구하였고, 특히 flapping 에어포일의 후류 특성에 대해서 상당히 많은 정보를 제공하였다. 또한 Tuncer et al.[12]은 Navier-Stokes 계산으로 flapping 에어포일의 추력 생성 및 추진 효율을 검증하였다.

Flapping 운동을 하는 에어포일에서 발생하는 공력 특성들은 뒷전에서 발생하는 후류 말림(wake rollup)과 관련된 비선형적인 현상을 정확히 계산할 수 있어야 한다. 이를 위해 이산와류를 도입하여 후류를 모사하려는 연구가 있었다. 그러나 Rosenhead[13]가 제시한 한번의 시간간격에 하나의 점와류(point vortex)를 위치시킴으로써 후류말림(wake rollup)을 모사하여 비정상 후류의 변화를 나타내려는 시도(이산와류법, discrete vortex method)는 수치적인 불안정을 많이 내포하였다. 이에 두 와류 사이의 거리가 일정 거리 이상 떨어지는 경우 그 사이에 와류를 더해 줌으로써 후류를 연속적으로 나타내는 와핵첨가법(core addition scheme)[14]을 도입하였고, 또한 와류들이 서로 가까워지면 다른 자유와류에 대하여 큰 속도를 유도하여 후류의 형태가 비현실적인 형태로 모사되기 때문에 와핵모델링(vortex core modeling)[15]을 하여 정확하게 비정상 후류를 계산하였다.

본 연구에서는 와핵모델링과 와핵첨가법을 사용한 비정상 패널법(unsteady panel method)을 이용하여 2차원 에어포일에 대한 비정상 후류의 모사와 공력 해석을 하였다. 단일 에어포일이 진동을 할 때 뒷전에서 발생하는 후류의 형상을 유동가시화 실험결과와

정성적으로 비교하였고 수치해를 기존의 실험 및 이론, 그리고 타 수치 방법의 결과와 정량적으로 비교하였다. 또한 plunging과 pitching 진동 사이의 진폭, 진동수 그리고 위상차 등 매개변수들의 조합에 따른 flapping 에어포일의 추력 의존성에 대해 결정해 보았다.

II. Numerical Method

Flapping 운동을 하는 에어포일(Fig. 1)에 대한 비정상 유동장은 비점성, 비압축성 가정으로 포텐셜(potential) 방정식에 의해 계산된다. flapping 운동은 plunge와 pitch의 결합된 운동을 나타내고 각각의 운동은 시간에 대한 조화 함수로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$h = h_0 \cos(kt) \qquad \theta = \theta_0 \cos(kt + \phi) \qquad (1)$$

여기서, h_0 는 시위에 대해 무차원화한 plunge 크기이고 θ_0 는 pitch 크기를 나타낸다. 또한 ϕ 는 plunging 운동과 pitching 운동 사이의 위상차이다. Flapping 운동의 무차원 환원 주파수(reduced frequency)는 $k = \omega c / U_\infty$ 로 정의된다.

Unsteady Panel Method

에어포일을 둘러싼 유동은 에어포일의 고체 경계면과 후류를 제외한 전 유동장을 2차원 비압축성 비점성 유동으로 가정한다. 비정상 운동을 하는 물체에 대한 공력해석은 관성좌표계(inertial frame of reference)와 물체고정좌표계(body-fixed frame of reference)로 나눈다. 물체에 고정된 좌표계를 기준좌표계로 생각을 하면, 비정상 해는 경계조건만을 비정상 운동에 대하여 변환하고 비정상 베르누이 방정식(unsteady Bernoulli equation)을 적용함으로써 정상상태에서 사용된 해법의 약간의 수정으로 계산할 수 있다[16].

기준좌표계에서 속도퍼텐셜(Φ)을 정의할 수 있으며 연속방정식 즉, 기본 지배방정식은 다음과 같은 Laplace 방정식으로 표현된다.

$$\nabla^2 \Phi = 0 \qquad (2)$$

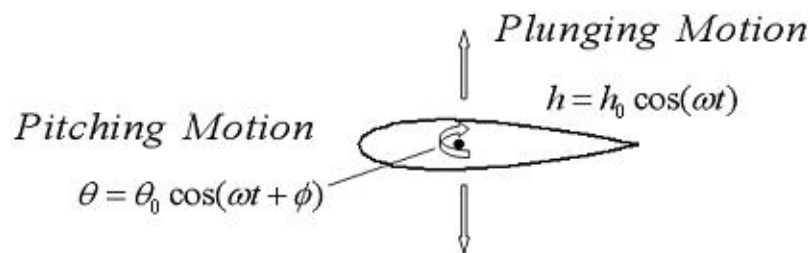


Fig. 1 Schematic of the flapping motion

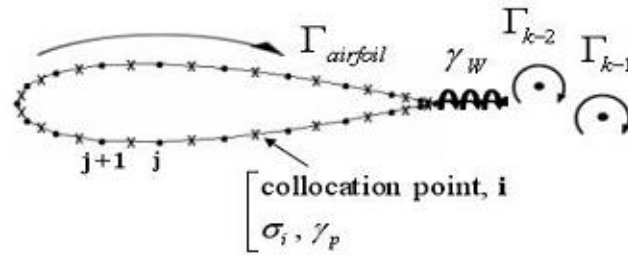


Fig. 2 Nomenclature of the panel method

과거에, 많은 연구자들이 용출(source)과 와류(vortex)가 분포된 패널을 사용해서 정상 유동 문제를 풀었고 그 중 Hess와 Smith의 방법[17]을 기초로 하여 후류 모델링을 첨가하여 비정상 문제를 계산한다. 에어포일의 표면은 각 시간 t 에서 일정한 강도의 용출과 와류 분포를 가진 N 개의 패널로 구성된다. 용출 강도들(σ_i)은 각 패널마다 다르지만 와류 강도들(γ_w)은 모든 패널에서 일정하게 주어진다. 후류는 에어포일 뒷전(trailing edge)에 추가적인 성분으로 부착된 하나의 와류강도(γ_w) 패널에서 표현된다. 각 시간 단계 후에 후류 패널의 와류강도는 같은 크기의 점와류(Γ_k , point vortex)로 집중되고 유체와 함께 국부 속도(local velocity)로 하류(downstream)로 대류된다. 지금까지의 개요는 Fig. 2에서 요약된다. 총 미지수는 주어진 시간 단계에서 $N+2$ 개이다; N 개의 용출 강도(σ_i), 표면 패널의 와류 강도(γ_w), 그리고 후류 패널의 와류 강도(γ_w).

에어포일 표면에 분포된 성분들로부터 유도된 속도들은 식 (2)의 연속방정식과 다음의 경계조건을 만족해야 한다.

- i) 물체 원방에서의 교란속도는 0이다.
- ii) 물체표면에 수직인 속도 성분은 0이다.

지배방정식 (2)와 경계조건 i)은 포텐셜 이론에 의해 자동적으로 만족이 된다. 경계조건 ii)는 각 패널의 도심(제어점, control point)에서 만족되고, 지배방정식 (2)에 적용하면 다음과 같이 표현된다.

$$\left(\sum_{j=1}^N A_{ij} \sigma_j + A_{iN+1} \gamma_p + A_{iN+2} \gamma_w \right) \cdot \mathbf{n}_i = -(\mathbf{V}(t) + \mathbf{V}_{iw}) \cdot \mathbf{n}_i \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (3)$$

여기서, 영향계수 A_{ij} , A_{iN+1} , 그리고 A_{iN+2} 는 i 번째 제어점에서 각각 단위 강도를 갖는 에어포일의 j 번째 패널의 용출 성분에 의해 유도되는 수직속도, 단위 강도를 갖는 에어

포일의 모든 패널의 와류 성분예 의해 유도되는 수직속도 그리고 단위 강도의 후류 패널 와류 성분예 의해 유도되는 속도이다. $\mathbf{V}(t)$ 는 에어포일의 운동으로 인한 운동 속도 (kinematic velocity)이고 \mathbf{V}_{iw} 는 i 번째 제어점에 대하여 위치와 강도를 알고 있는 후류의 집중 와류들에 의해 유도되는 속도이다. \mathbf{n}_i 은 에어포일 표면 패널에 수직한 단위 벡터이다. 이에 경계조건 ii)을 만족시키는 식 (3)은 N 개의 방정식을 만들어낸다.

각 시간 단계에서 미지수의 개수가 $N+2$ 개이므로 추가적인 물리적인 조건들이 고려되어야 한다. 하나의 추가 방정식은 에어포일의 뒷전에서 윗면과 아랫면 상의 압력이 같아야 하는 Kutta 조건에서 유도된다. 이는 뒷전으로부터 같은 거리에 있는 뒷전 근처의 에어포일의 윗면과 아랫면 상의 유동 속도가 같다는 것을 말한다. 유동 속도는 유동 접선 조건(flow tangency condition)에서 패널의 수직 속도 성분이 영(zero)이기 때문에 접선 속도에 대하여 조건이 만족되어야 한다.

$$\left(\sum_{j=1}^N A_{1j} \sigma_j + A_{1N+1} \gamma_p + A_{1N+2} \gamma_w \right) \cdot \mathbf{t}_1 + \left(\sum_{j=1}^N A_{Nj} \sigma_j + A_{NN+1} \gamma_p + A_{NN+2} \gamma_w \right) \cdot \mathbf{t}_N = -(\mathbf{V}(t) + \mathbf{V}_{1w}) \cdot \mathbf{t}_1 - (\mathbf{V}(t) + \mathbf{V}_{Nw}) \cdot \mathbf{t}_N \quad (4)$$

여기서, 패널의 번호는 뒷전에서 시계방향으로 부과했기 때문에 각각 뒷전에서 같은 거리에 있는 1번 패널과 N 번 패널의 접선속도(접선벡터의 방향은 서로 반대이다)에 대하여 Kutta 조건을 적용하였다.

또 하나의 추가 방정식은 Kelvin 이론에서 유도된다. 에어포일이 움직임을 시작할 때 총 순환(total circulation)은 0이 되고, 각 시간 단계 끝에서는 후류 패널에서 기동와류를 분리하여 대류시키므로 매 시간 단계마다 후류의 집중 점와류(concentrated point vortex)를 포함한 총 순환은 지속적으로 0이 되어야 한다. 이것을 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\sum_{j=1}^N (\Delta l_p)_j (\gamma_p)_k + \Delta l_w (\gamma_w)_k = \sum_{k=1}^{NT-1} \Gamma_{k-1} \quad (5)$$

여기서, Δl_p 는 에어포일 상의 각 패널 길이이고, Δl_w 는 후류패널의 길이이다. NT 는 총 시간단계 수이고 아래첨자 k 는 현 시간단계, $k-1$ 는 전 시간단계를 나타낸다.

Wake Modeling

Biot-Savart 법칙에 의하여 점와류가 유도하는 속도는 자유와류 사이의 거리에 반비례 ($1/r$)하기 때문에 일정거리 이상으로 가까워지면 다른 자유와류에 대하여 무한히 큰 속도를 유도하여 후류가 비현실적인 형태로 모사될 수 있다. 이에 와핵(vortex core)을 모델링한 후 와핵반경(vortex core radius)을 수치적으로 바꾸면서 비정상 후류를 모사하는 방법

을 사용하였고, 후류 와류 해석 모델들 중 하나인 Hallock-Burnham 모델을 적용하였다.

$$v_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r}{r^2 + r_c^2} \quad (6)$$

여기서 v_{θ} 는 와류의 원주방향 속도 성분이고, r_c 는 와핵반경이다.

와핵첨가법(vortex core addition scheme)은 뒷전에서 발생하는 와류를 매 시간 단계마다 하류방향(downstream)으로 대류시킬 때, 두 와류 사이의 거리가 일정거리 이상으로 떨어지면 두 와류 사이에 와류의 개수를 더해 줌으로써 후류를 연속적으로 나타내는 방법이다. 적용 절차는 다음과 같다.

- (1) 매 시간단계마다 후류는 점와류의 위치에서 유도되는 국부속도(induced local velocity)로 이동시킨다.
- (2) 이동된 자유와류 사이의 거리가 임계길이(L_{cr}) 이상이 되면, 두 자유와류의 순환강도 합에 대하여 1/3의 강도를 갖는 하나의 새로운 자유와류를 생성시킨다.
- (3) 새로이 생성된 자유와류는 기존의 두 와류 사이의 중간지점에 위치시킨다.
- (4) 기존의 자유와류는 각기 이전 순환 강도의 2/3가 되는 순환강도를 갖도록 하여 전체 순환강도의 합이 와류첨가법을 사용하기 전의 순환강도의 합과 같도록 한다.

이상과 같은 절차를 통하여 후류를 연속적으로 나타냄으로써 정확한 후류의 형상을 얻을 수 있다.

후류를 보다 정확히 모사하기 위해 국부속도로 대류시키는 방식을 Euler 법보다 정도가 더 높은 4계 Runge-Kutta 법을 사용한다. Euler 법과 4계 Runge-Kutta 법은 다음과 같다.

Euler Convection Scheme :

$$\mathbf{r}_{k+1} = \mathbf{r}_k + \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} \right)_k \Delta t \quad (7)$$

Fourth Order Runge-Kutta Convection Scheme :

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_{k+1} &= \mathbf{r}_k + \frac{1}{6} [a_1 + 2(a_2 + a_3) + a_4] \Delta t \\ a_1 &= f(t, r) = \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} \right)_k, & a_2 &= f\left(t + \frac{\Delta t}{2}, r + a_1 \frac{\Delta t}{2}\right) \\ a_3 &= f\left(t + \frac{\Delta t}{2}, r + a_2 \frac{\Delta t}{2}\right), & a_4 &= f(t + \Delta t, r + a_3 \Delta t) \end{aligned} \quad (8)$$

여기서, \mathbf{r}_k 는 자유와류가 이동되기 전의 위치이고, \mathbf{r}_{k+1} 는 이동된 후의 자유와류의 위치

이다. 그리고 $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_k$ 는 \mathbf{r}_k 위치에서 유도된 국부속도이다.

Aerodynamic Coefficient Computation

비점성, 비압축성 유동장에서 비정상 운동을 하는 물체에 미치는 공력하중은 비정상 Bernoulli 방정식을 사용하여 계산할 수 있고, i 번째 제어점에서의 압력차(Δp_i)는 다음과 구한다.

$$\Delta p_i = \rho \left[(\mathbf{V}(t) + \mathbf{V}_{iw}) \cdot \mathbf{t}_i \gamma_p + \frac{\partial}{\partial x} \sum_{k=1}^i \Gamma_k \right] \quad (9)$$

여기서 \mathbf{t}_i 는 각 패널에서의 접선 벡터이다.

이러한 각각의 패널에서의 압력차를 적분하여 공력계수를 구한다. 시간 평균된 추력은 진동하는 주기(T) 동안의 시간 평균된 음의 항력(추력)을 적분하여 구하며, 추력계수(C_T)는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$C_T = \frac{\bar{T}}{(1/2 \rho U_\infty) \cdot c} \quad (10)$$

여기서, c 는 에어포일의 시위이고 U_∞ 는 자유흐름 속도(freestream velocity)이다.

추진효율은 다음과 같이 정의한다.

$$\eta = \frac{\bar{T} \cdot U_\infty}{\bar{W}} \quad (11)$$

여기서, \bar{W} 는 플랩핑 운동을 유지하는 데 필요한 평균 일이고 에어포일 상의 압력분포에 국부 plunge 속도를 곱해서 적분하여 계산한다. 시간 평균은 진동하는 주기(cycle)동안에 행해진다.

III. Results and Discussion

Quantitative Verification

Fig. 3에서는 갑작스럽게 움직이는 에어포일(NACA0012)에 대해서 Wagner 이론 및 타 수치 방법과 비교 검증하였다. 운동 조건은 받음각(angle of attack, α)이 2.4° , 시간간격(Δt)이 $0.05c/U_\infty$, 와핵의 임계길이(L_{cr})는 $3.0\Delta t U_\infty$, 그리고 와핵 반경(r_c)은 $0.03c$ 이다. 타 수치해석과 비교해 Wagner 이론과 더 정확히 일치함을 알 수 있다.

Fig. 4에서는 plunging 진동과 pitching 진동을 하는 에어포일(NACA0012)에 대해서 현재 연구결과와 Theodorsen 이론 및 CFD 결과를 비교한 것이다. 계산은 $\Delta t = 0.05c/U_\infty$, $L_{cr} = 3.0\Delta t U_\infty$ 그리고 $r_c = 0.03c$ 에서 행해졌다. Plunge와 pitch 크기는 각각 $h_0 = h/c = 0.2$ 와

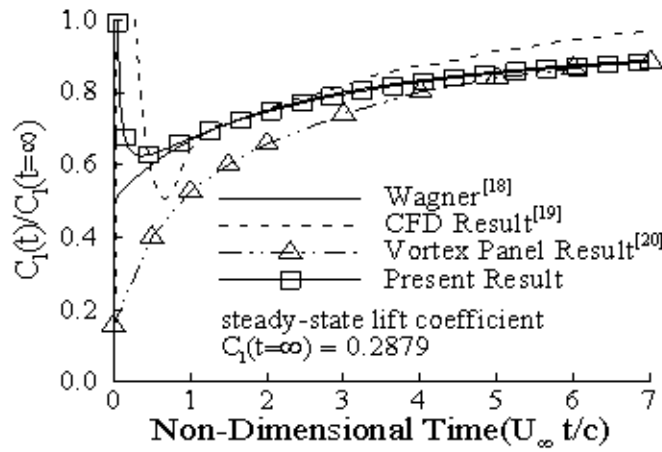
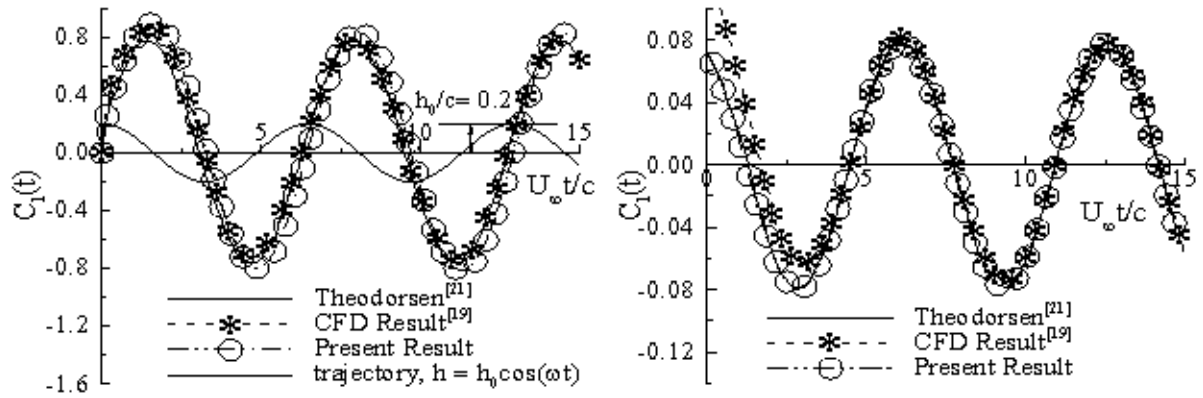


Fig. 3 Lift coefficients for the impulsively accelerated airfoil



(a) plunging airfoil

(b) pitching airfoil

Fig. 4 Comparison of lift coefficient

$\theta_0 = 1^\circ$ 이고 무차원 환산 주파수(reduced frequency, $k = \omega c / U_\infty$)는 0.974이다. 이론 뿐만 아니라 CFD 결과와도 타당성 있게 일치됨을 볼 수 있다.

Fig. 5는 plunging 운동을 하는 에어포일(NACA0012) 뒷전에서 하류방향으로 $0.4c$ 만큼 떨어진 곳에서의 속도 분포를 나타낸 것이다. 시간 평균된 무차원 속도 분포는 자유흐름 속도를 초과해서 제트 형태가 되는 것을 알 수 있다. 추력은 다음과 같이(식 (12)) 모멘트 이론(moment theory)에 속도 데이터를 계산할 수도 있다. 실제 실험에서 쓰이는 방법이지만, 패널법에서는 후류가 시간이 지나도 확산(diffusion)되지 않기 때문에 앞서 살펴본 표면상의 압력 분포로 구한 추력과 비교해 볼 때 차이가 있다. 그러나 실제 Fig. 5의 속도 분포에 대하여 식(12)를 적분하면 추력이 생성되는 것을 알 수 있다.

$$T = \rho \int_{-\infty}^{\infty} U(y)(U(y) - U_\infty) dy \quad (12)$$

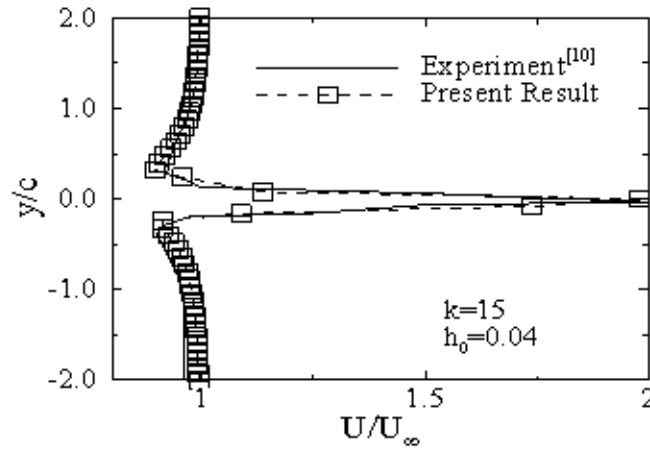


Fig. 5 Velocity profile comparison of the plunging airfoil

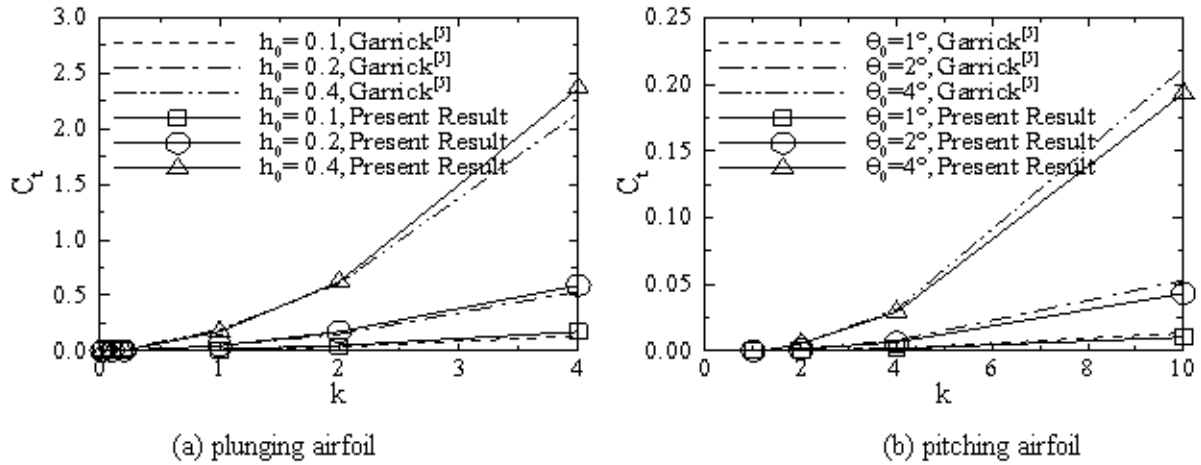


Fig. 6 Comparison of the thrust coefficient

Garrick은 각각 다음과 같이 plunge(식 (13))와 pitch(식 (14))에 대해서 추력 계수를 계산 하였다.

$$C_t = 4\pi k^2 h_0^2 (F^2 + G^2) \quad (13)$$

$$C_t = \pi k^2 \theta_0^2 \left[(F^2 + G^2) \left(\frac{1}{k^2} + \left(\frac{1}{2} - a \right)^2 \right) + \left(\frac{1}{2} - F \right) \left(\frac{1}{2} - a \right) - \frac{F}{k^2} - \left(\frac{1}{2} + a \right) \frac{G}{k} \right] \quad (14)$$

여기서, F 와 G 는 Theodorsen 함수의 실수와 허수 부분이고, a 는 시위 중간에서 선회축 (pivot point)까지의 거리이다. Fig. 6에서는 패널법으로 계산한 결과와 Garrick의 이론 값을 비교하였다. 계산 수행조건은 $\Delta t = 0.05c/U_\infty$, $L_\alpha = 3.0\Delta t U_\infty$, 그리고 $r_c = 0.03c$ 이다. 두 계산 결과는 작은 k , h_0 그리고 θ_0 에 대해서 일치하지만, 큰 경우에는 Garrick의 계산 값 보다 각각 plunge의 경우는 더 큰 수치를, pitch의 경우에는 더 작은 수치를 갖는다.

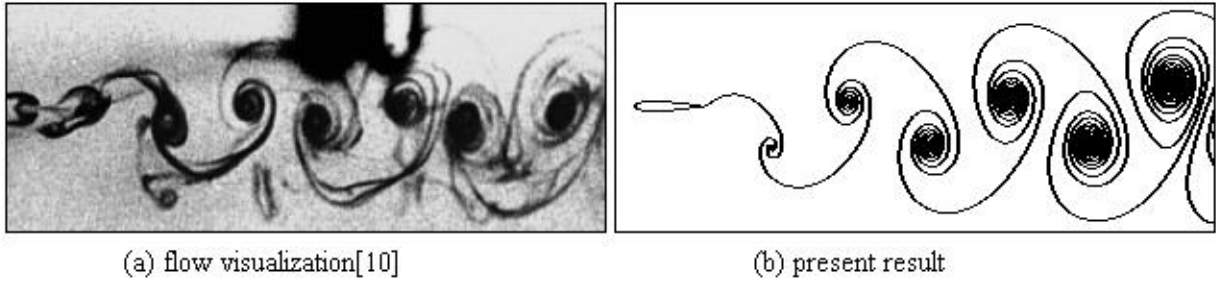


Fig. 7 Comparison of wake pattern behind an plunging airfoil for $k=3, k_0=0.2$



Fig. 8 Comparison of wake pattern behind an plunging airfoil for $k=10, k_0=0.2$

이는 본 연구방법에서 사용된 비선형의 후류와 에어포일의 두께에 의한 것으로 생각된다. 실제 후류를 변형없이 선형 이론에서처럼 평면(planar)으로 대류시키고 에어포일의 두께를 줄이면 높은 주파수나 진폭에서도 상당한 일치를 보였다.

Qualitative Verification

Fig. 7과 Fig. 8에서는 정성적 검증을 위해 유동가시화 실험과 본 연구방법을 사용한 결과와 비교하였다. 각각의 유동가시화는 에어포일(NACA0012)이 $k_0=0.2$ 의 plunge 크기로 $k=3.0$ 와 $k=10.0$ 의 환산주파수로 진동할 때 측정하였고, 계산 수행조건은 $\Delta t = 0.05c/U_\infty$, $L_\sigma = 3.0\Delta t U_\infty$, 그리고 r_c 는 (a)의 경우 $0.05c$ 이고, (b)의 경우는 $0.12c$ 이다. 유동 가시화 실험 결과와 비교해 볼 때 현재의 방법이 후류를 잘 모사하고 있었다. Fig. 7의 후류 형태를 보면 시위선을 기준으로 윗 부분은 반시계 방향의 회전이고 아랫 부분은 시계 방향의 회전에 대칭을 보인다. 이는 역 카르만 와류(inverse Karman vortex street)의 형태로 추력 생성을 나타내고 있고, 더 큰 주파수에서 plunge하는 Fig. 8에서는 비대칭의 형상으로 추력에 더하여, 양력 생성이 와류(vortex street)의 편향(deflection)으로 나타난다.

Wake Modeling Effect

Fig. 9는 진폭(k_0)이 0.019 이고 환산주파수(k)가 17.14인 상태로 plunge 진동을 하는 경우, 하류로 대류하는 비정상 후류의 형태를 나타낸 그림으로서 Fig. 9(a)는 Bratt[8]가 수행한 유동가시화 결과이며, Fig. 9(b) ~ Fig. 9(g)인 동일한 조건에 대하여 이산와류법을 사용하여 후류를 수치적으로 모사한 그림들이다. Fig. 9(b)는 와핵모델과 와핵첨가법을 사용하지 않고 $\Delta t = 0.009c/U_\infty$ 인 경우에 대하여 후류를 모사한 것이다.

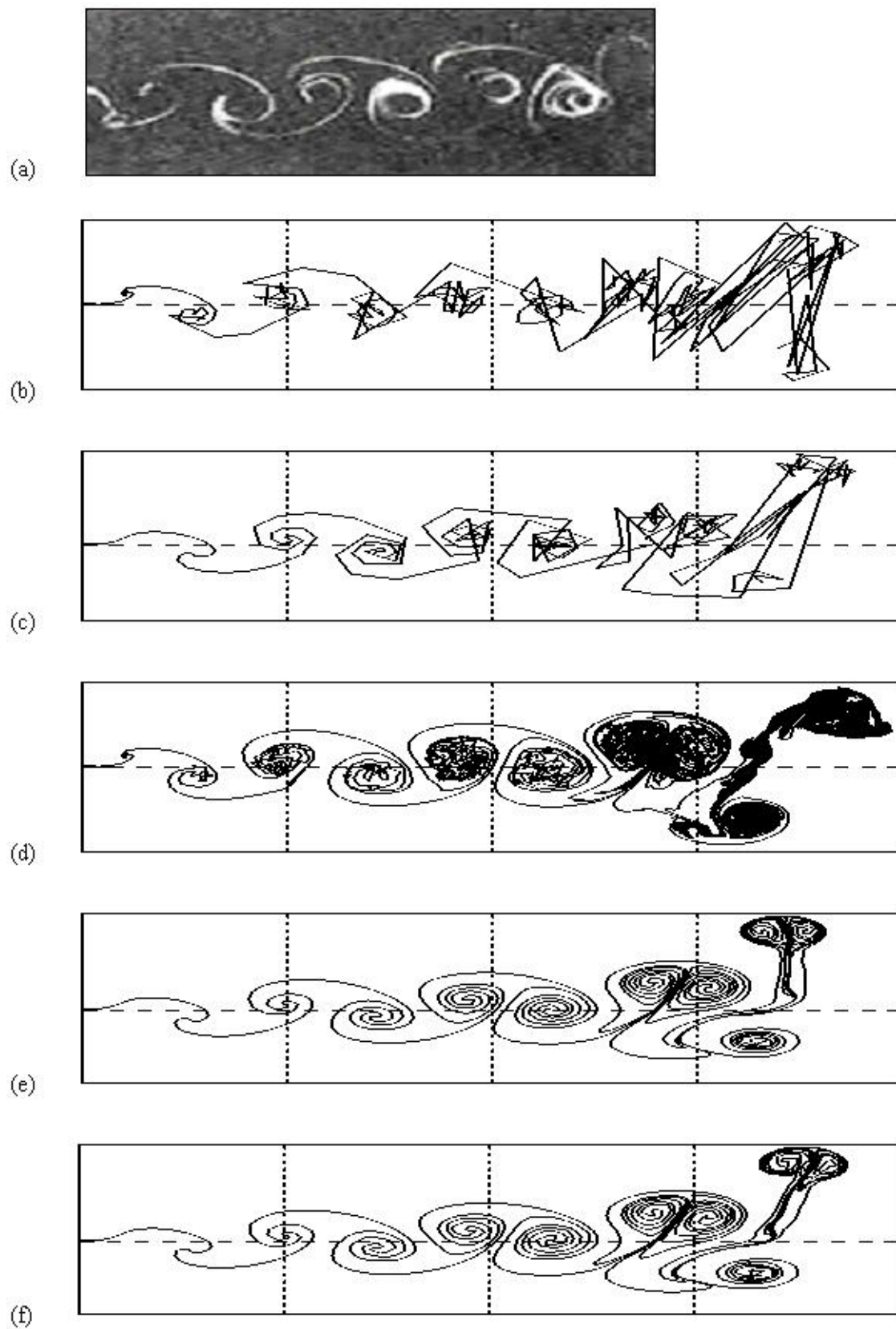


Fig. 9 Wake patterns behind an airfoil undergoing plunging oscillation

후류말림(wake rollup)에서 수치적으로 매우 불안정한 현상이 보이고 있다. 이는 연속적인 후류를 이산 점와류로 나타냄으로써 발생하는 수치적인 불안정성에 기인한 속도의 큰 섭동(perturbation)에 의한 것으로 생각된다. Fig. 9(c)는 와핵첨가법을 적용하지 않고 와핵모델($r_c = 0.04c$)만을 사용하여 계산한 결과로, 다소 개선된 모습을 보이고 있다. Fig. 9(d)는 와핵첨가법만을 적용한 결과이다. 모사된 후류의 형태가 구체적으로 개선되었음을 볼 수가 있다. 그러나 와류들이 밀집되어 있는 후류말림 영역에서는 근접한 와류끼리의 과도한 유도속도로 인하여 후류들이 서로 뒤엉켜 있음을 볼 수가 있다. 자유후류는 후류를 가로질러서 압력차이를 갖지 않으므로 항상 유면과 평행해야 한다. 그러나 Fig. 9(d)는 후류의 면이 다른 후류면을 가로지르는 물리적으로 타당하지 않은 현상을 보이고 있다. Fig. 9(e)와 Fig. 9(f)는 와핵모델과 와핵첨가법을 모두 사용한 상태에서 각각 Euler 대류법과 Runge-Kutta 대류법을 적용하여 계산한 결과이다. 모두 후류의 형태가 정확히 모사되는 것을 보이지만, Fig. 9(f)의 Runge-Kutta 법을 사용한 결과는 비록 동일한 조건에서 계산속도가 Euler 법보다 더 걸린다는 단점을 가지고 있지만, 그 시간이 크게 차이를 보이지 않고 후류가 하류로 멀리 대류될수록 더 안정된 후류의 모습을 나타내고 있다.

Wake Cutting Effect

실험은 후류가 충분한 시간이 흐른 후 확산(diffusion)되는 것을 확인할 수 있다. 그러나 본 연구방법의 경우 시간이 지날수록 이산 자유와류들이 서로 엉켜 물리적으로 타당하지 않은 경향이 있다. 이에 일정 시간이 지난 후에 기동와류(starting vortex) 및 주위에 묻쳐 있는 후류 부분을 잘라내어 계산시간의 단축 및 수치적 정확성을 더하는 방법을 선택한다. Fig. 10은 $k=15$ 이고, $k_0=0.04$ 으로 5 주기(cycle)동안 plunging 운동을 하는 에어포일(NACA0012)의 뒷전에서 하류방향으로 $0.4c$ 만큼 떨어진 곳에서의 속도 분포를 나타낸 것이다. 모든 후류 성분을 고려한 속도 분포에서 나타난 오차 부분에 대해서 위에 기술한 방법을 사용한 결과, 실험 값에 더욱 일치함을 볼 수 있다.

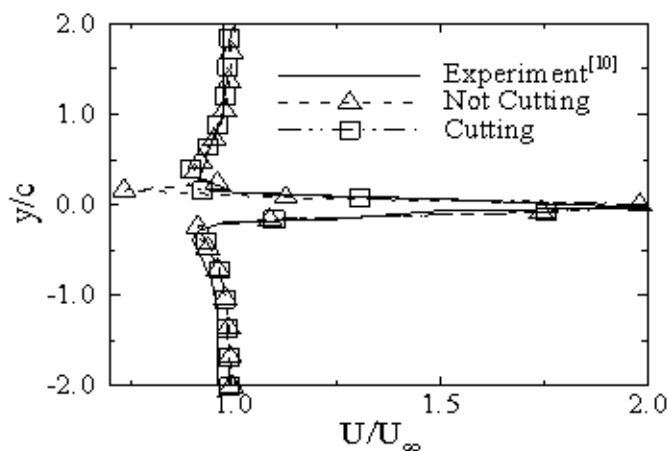


Fig. 10 Velocity profile comparison of the plunging airfoil

Plunging Oscillation

Plunging 진동에 대한 해석은 에어포일(NACA0012)의 환산주파수(k)가 8.0이고, 진폭(h_0)이 0.025, 0.05, 0.075, 그리고 0.1으로 진동한 경우에 대해서 하였다. 계산 수행조건은 $\Delta t = 0.02c/U_\infty$, $L_\infty = 2.0\Delta t U_\infty$, 그리고 $r_c = 0.05c$ 이다. Fig. 11와 Fig. 12는 각 경우에 대한 항력계수(C_d)와 후류말림을 나타낸 것이고, Table 1은 계산된 추력을 나타낸 것이다. Lai와 Platzer[22]가 지적했듯이, 무차원 plunge 속도(kh_0)가 0.2 이상이 되면, 시간 평균된 무차원 속도 분포는 제트 형태가 되고, 추력(음의 항력)이 생성됨을 알 수 있다. 연구 결과는 0.2보다 낮은 무차원 속도에서도 추력이 생성되는 것을 볼 수 있지만, 이는 낮은 속도에서 지배하는 점성효과에 의한 항력을 고려하지 않은 패널법의 한계상 추력이 양의 값을 가지는 것으로 예상된다. 또한 높은 무차원 속도에서는 타 수치값보다 작은 값을 나타내는데 이는 후류가 확산(diffusion)하지 않고 과도한 후류말림으로 인한 것으로 생각된다. 타 수치방법 및 실험과 비교했을 때 본 연구방법이 plunge 운동의 경우, 무차원 속도가 0.2~0.6 사이에서는 비교적 정확한 값을 계산하는 것을 알 수 있다. 후류의 형상(Fig. 12)은 유동가시화 실험[22]과 비교했을 때 전체적으로 잘 모사되는 것을 알 수 있다.

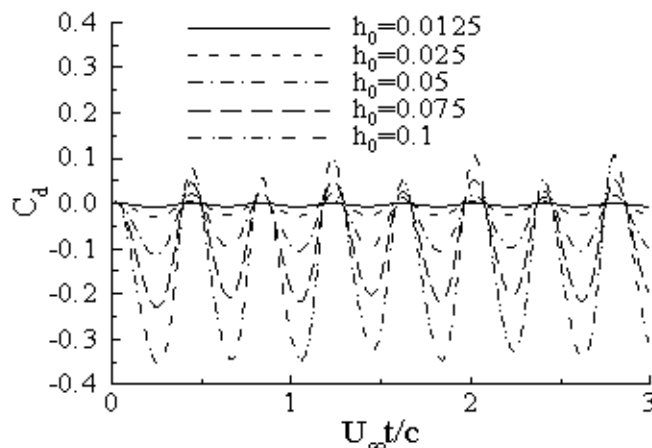


Fig. 11 Time history of drag coefficient for an plunging airfoil

Table 1 Thrust of an plunging airfoil

$k = 8.0$	
h_0	C_t
0.0125	0.0015
0.025	0.006
0.05	0.0457
0.075	0.0948
0.1	0.0152

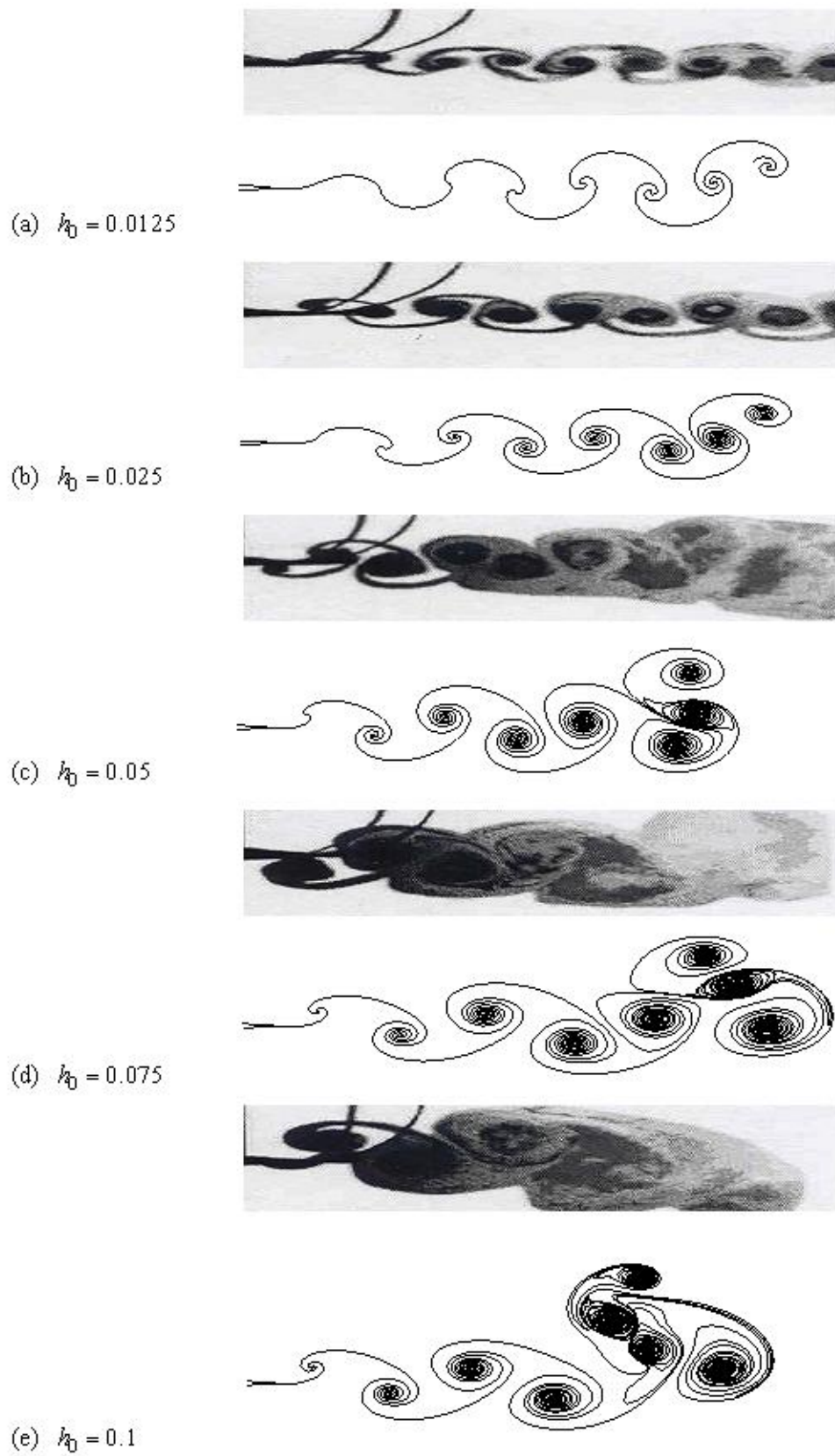


Fig. 12 Wake patterns for a NACA0012 airfoil oscillated in plunge

Combined Plunging and Pitching Oscillation

Fig. 13은 에어포일(NACA0012)이 plunge와 pitch 진동을 같이 할 경우, 두 진동 사이의 위상차(ϕ)에 대하여 추진효율(propulsive efficiency, η), 추력계수(C_t) 그리고 압력계수(C_p)의 관계를 알아본 것이다. Flapping 운동은 $k=0.3$, $k_0=1.0$ 그리고 $\alpha_0=10^\circ$ 로 진동하고, 계산 수행조건은 $\Delta t=0.1c/U_\infty$, $L_\alpha=2.0\Delta tU_\infty$, 그리고 $r_c=0.05c$ 이다. Fig. 13에서는 최대 추진에 대응하는 위상차가 최소 추력계수와 최소 압력계수에 해당하는 위상차와 거의 일치하는 것을 알 수 있다. 하지만 점성을 고려하지 않았기 때문에 사실상 추력계수는 떨어지고, 유사하게 효율도 감소할 것으로 생각된다. 위상차 범위, $60^\circ < \phi < 120^\circ$ 사이에서는 추력효율이 크게 향상되지만, 추력계수는 순전히 plunge 진동을 하는 경우보다 떨어짐을 보인다.

Fig. 14에서는 plung와 pitch가 결합된 운동의 plunge 크기가 0.4이고 각각의 매개변수 변화에 따른 추력계수를 살펴 보았다. 계산 수행조건은 $\Delta t=0.05c/U_\infty$, $L_\alpha=2.0\Delta tU_\infty$, 그리고 $r_c=0.05c$ 이다. 먼저 pitch 크기가 동일한 경우에 대해 살펴보면, $k=0.5$, $k=1.0$ 그리고 $k=1.5$ 에서 모두 위상차가 클수록 추력계수가 작아진다. 이는 이미 Fig. 13에서 살펴 보았고 이에 추진효율은 위상차가 90° 로 접근할수록 커질 것이라 생각된다. 위상차가 동일한 경우에 대해서는, 진동수가 커질수록 추력계수가 큰 수치를 나타내지만 어느 pitch 크기 이상에는 역전되는 것을 볼 수 있다. 이는 실제 유효 받음각의 변화에 따라 큰 진폭의 후류 와류들의 존재로 비록 무차원 plunge 속도가 커지더라도 추력이 감소하는 것으로 보인다. 또한 같은 위상차에서는 진동수가 클수록 단지 plunge 진동만 했을 때의 추력계수보다 큰 pitch 크기를 가진다. 환산 주파수가 같은 경우에 대해서는, 위상차가 클수록 단지 plunging 진동만을 했을 때의 추력계수보다 커지는 추력계수를 갖는 pitch 크기가 커진다. 이는 위상차가 90° 이하에서는 작을수록 plunge와 pitch가 결합된 진동이 더 큰 추력을 낳는 것을 알 수 있다.

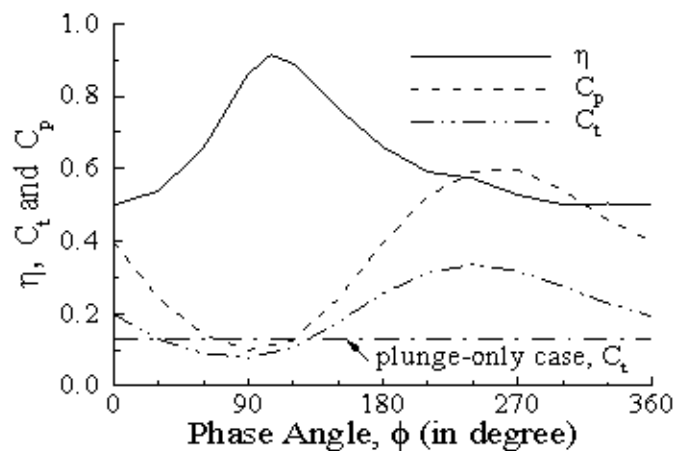


Fig. 13 Dependency of η , C_t and C_p on ϕ

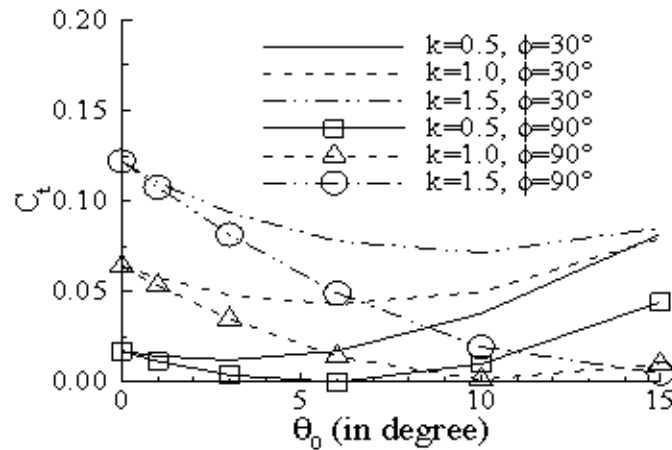


Fig. 14 Comparison of the thrust coefficient

IV. Conclusions

본 연구에서는 플랩핑 운동을 하는 2차원 에어포일에 대하여 비정상, 비점성 그리고 비압축성 2차원 유동에 관한 수치적 방법을 기술하였다. 이것을 이용하여 plunging 운동과 flapping 운동시 후류와 이에 따른 추력계수를 계산하였고 매개변수들의 조사를 통하여 추진 생성에 미치는 영향을 살펴보았다.

Plunging 에어포일에 대하여 비록 낮은 무차원 plunge 속도($k\theta_0 < 0.2$)에서는 큰 수치를, 높은 plunge 속도($k\theta_0 < 0.6$)에서는 작은 값을 가지지만, 뒷전에서 나가는 후류의 형상은 유동가시화 실험과 비교해 보았을 때 오차가 있는 위의 범위에서도 정확한 모사가 가능하였다.

Flapping 에어포일에서는 여러가지의 매개변수의 관계를 알아보았다. 최대 추진에 대응하는 위상차가 최소 추력계수와 최소 압력계수에 해당하는 위상차와 거의 일치하는 것을 살펴보았고, 위상차가 $60^\circ < \phi < 120^\circ$ 사이에서는 추력효율이 크게 향상되지만, 추력계수는 순전히 plunging 진동을 하는 경우보다 떨어짐을 보았다. 또한 주파수, plunge 크기 그리고 pitch 크기가 동일할 경우 위상차가 클수록 추력계수가 커짐을 알 수 있었고, 위상차가 일정할 경우 주파수가 커질수록 추력계수가 큰 수치를 갖다가 어느 pitch 크기 이상에는 역전되는 것을 볼 수 있다. 그리고 같은 위상차에서는 진동수가 클수록 단지 plunge 진동만에서의 추력계수 수치보다 커지는 pitch의 크기가 큰 값을 가진다. 환산 주파수가 같은 경우에 대해서는, 위상차가 클수록 단지 plunging 진동만을 했을 때의 추력계수보다 커지는 추력계수를 갖는 pitch의 크기가 커진다.

본 패널법의 가정으로 정확한 예측은 할 수 없지만, plunging 에어포일의 경우에는 후류 형상의 정확한 모사가 가능했고, 개념적인 매개변수의 역할도 확인할 수 있었다. 이후 경계층 알고리즘을 통해 비정상 에어포일 상의 항력을 예상하고, 박리(separation)가 일어난 후의 후류 모델링을 본 연구방법에 추가하여 수치 예상을 하면, 추력 생성 및 추진 효율의 최적화한 매개변수의 선택이 가능하다고 본다.

Reference

- [1] Knoller, R., "Die Gesetze des Lufwiderstandes," Flug-und Motortechnik(Wien), Vol. 3, No. 21, 1909, pp. 1-7.
- [2] Betz, A., "Ein Beitrag zur Erklärung des Segelfluges," Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt, Vol. 3, Jan. 1912, pp. 269-272.
- [3] Katzmayr, R., "Effect of Periodic Changes of Angle of Attack on Behavior of Airfoils," NACA Report No. 147, Oct., 1922.
- [4] Von Karman, T. and Burgers, J. M., "General Aerodynamic Theory - Perfect Fluids," Division E, Vol. II, Aerodynamic Theory, Ed. Durand, W. F., 1943.
- [5] Garrick, I. E., "Propulsion of a Flapping and Oscillating Airfoil," NACA Report 567, 1936.
- [6] Theodorsen, T., "General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter," NACA Report No. 496, 1935.
- [7] Silverstein, A. and Joyner, U. T., "Experimental Verification of the Theory of Oscillating Airfoils", NACA Report No. 673, 1939.
- [8] Bratt, J. B., "Flow Patterns in the Wake of an Oscillating Airfoil," Aeronautical Research Council, R&M 2773, 1953.
- [9] Liu, H., and Kawachi, K., "A Numerical Study of Insect Flight," Journal of Computational Physics, Vol. 146, 1998, pp. 124-156.
- [10] Jones, K. D., Dohring, C. M., and Platzer, M. F., "Wake Structures Behind Plunging Airfoils: A Comparison of Numerical and Experimental Results," AIAA Paper No. 96-0078, Reno, Nevada, Jan. 1996.
- [11] Jones, K. D., and Platzer, M. F., "An Experimental and Numerical Investigation of Flapping-Wing Propulsion," AIAA Paper No. 99-0995, Reno, Nevada, Jan. 1999.
- [12] Tuncer, I. H. and Platzer, M. F., "Thrust Generation Due to Airfoil Flapping," AIAA Journal, Vol. 34, No.2, 1995, pp 324-331.
- [13] Rosenhead, L., "The Formation of Vortices from a Surface of Discontinuity," Proc. R. Soc. Lond., A 134, 1931.
- [14] 최근형, 한철희, 조진수, "이산와류법을 사용한 Tandem 날개의 동적지면효과 연구," 한국항공우주학회지, 제 29권 제 1호, 2001, pp. 25-32.
- [15] Hinton, D. A., "A Candidate Wake Vortex Strength Definition for Application to the NASA Aircraft Vortex Spacing System," NASA Technical Memorandum, Sep. 1997.
- [16] Katz, J., Low-Speed Aerodynamics, McGraw-Hill, Inc., 1991.
- [17] Hess, J. L., and Smith, A. M. O., "Calculation of Potential Flow about Arbitrary Bodies," Progress in Aeronautical Sciences, Vol. 8, Pergamon, Oxford, England, UK, 1966, pp. 1-138.
- [18] Wagner, H., "Über die Entstehung des Dynamischen Auftriebes von Tragflugeln," Z.F.A.M.M., Vol. 5, No. 1, Feb. 1925, pp. 17-35.

- [19] Timothy, J. C., "Finite Element CFD Analysis of Super-Maneuvering and Spinning Structures," Doctor's Thesis, Bachelor of Science Oklahoma State University. Oklahoma, Aug. 2003.
- [20] Jonn, M., "Potential Flow 2-Dimensional Vortex Panel Model: Applications to Wingmills," Doctor's Thesis, Faculty of Applied Science and Engineering University of Toronto, April. 2003.
- [21] Theodorsen, T., "General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter," NACA Rep. 496, 1935.
- [22] Lai, J. C. S., and Platzer, M. F., "Jet Characteristics of a Plunging Airfoil," AIAA Journal, Vol. 37, No. 12, 1999, pp. 1529-1537.