creative commons
COMMONS DEED

저작자표시-비영리-동일조건변경허락 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.
- 이차적 저작물을 작성할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:

**저작자표시**. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

**비영리**. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.

**동일조건변경허락**. 귀하가 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공했을 경우에는, 이 저작물과 동일한 이용허락조건하에서만 배포할 수 있습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

**저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.**

이것은 이용허락규약(Legal Code)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

Disclaimer

dCollection

[UCI]I804:24011-200000256622

2012년 2월
석사학위논문

# 고 받음각에서 진동하는 NACA 0012 날개주위의 비정상 아음속 유동해석

조선대학교 대학원

항공우주공학과

문 지 수

# 고 받음각에서 진동하는 NACA 0012 날개주위의 비정상 아음속 유동해석

Analysis of Unsteady Subsonic Flow Around Oscillating NACA0012 Airfoil at High Angle of Attack

2012년 2월 24일

조 선 대 학 교 대 학 원

항 공 우 주 공 학 과

문 지 수

# 고 받음각에서 진동하는 NACA 0012 날개주위의 비정상 아음속 유동해석

지도교수 김 재 수

이 논문을 공학 석사학위신청 논문으로 제출함

2011년 10월

조 선 대 학 교 대 학 원

항 공 우 주 공 학 과

문 지 수

# 문지수의 석사학위 논문을 인준함

위원장 순천대학교 교수 이 경 환 (인)

위 원 조선대학교 교수 김 태 규 (인)

위 원 조선대학교 교수 김 재 수 (인)

2011년 11월

# 조 선 대 학 교 대 학 원

# 목 차

LIST OF FIGURES ..... iii

LIST OF Table ..... v

NOMENCLATURE ..... vi

ABSTRACT ..... viii

제 1 장 서 론 ..... 1

제 2 장 지배방정식 및 좌표변환 ..... 3

제 1 절 지배방정식 ..... 3

제 2 절 무차원화 ..... 5

제 3 절 지배방정식의 좌표변환 ..... 6

제 3 장 수치해석 기법 ..... 8

제 1 절 공간 이산화 ..... 8

제 2 절 기하보존법칙 ..... 10

제 3 절 시간 이산화 ..... 12

제 4 절 인공감쇄항 ..... 14

제 5 절 경계 조건 ..... 16

제 4 장 계산결과 및 고찰 ..... 18

제 1 절 진동하는 실린더 주위의 유동 ..... 18

1.1 형상 및 파라미터 ..... 18

1.2 고정된 실린더 주위유동 ..... 20

1.3 횡방향 진동하는 실린더 주위유동 ..... 21
1.4 Lock-on과 Non-lock-on ..... 37
제 2 절 진동하는 날개주위의 유동 ..... 38
2.1 형상 및 파라미터 ..... 38
2.2 고정된 실린더 후류 스트롤 수 비교 ..... 39
2.3 고정된 날개주위의 유동 ..... 41
2.4 선행 연구 결과와 비교 ..... 43
2.5 진동하는 날개주위유동(f=0.05) ..... 44
2.6 진동하는 날개주위유동(f=0.02992) ..... 55
2.7 양력 계수 주파수 분석(f=0.05) ..... 65
2.8 양력 계수 주파수 분석(f=0.02992) ..... 68

제 5 장 결 론 ..... 71

참고 문헌 ..... 73

# LIST OF FIGURES


Fig. 3.1 2nd order finite differentiation Inviscid Flux Vector ..... 11

Fig. 3.2 4th order finite differentiation Inviscid Flux Vector ..... 11

Fig. 3.3 Numerical and Physical reflected wave at boundary ..... 16

Fig. 4.1 Computational grid for 2D circular cylinder ..... 18

Fig. 4.2 Lift and darg coefficients and PSD of fixed circular cylinder ..... 20

Fig. 4.3 Lift and drag coefficients and PSD of amplitude 0.1 ..... 21

Fig. 4.4 Lift and drag coefficients and PSD of amplitude 0.2 ..... 26

Fig. 4.5 Lift and drag coefficients and PSD of amplitude 0.3 ..... 32

Fig. 4.6 Lock-on & Non-lock-on region ..... 37

Fig. 4.7 Computational grid fo 2D airfoil ..... 38

Fig. 4.8 Time histories of lift coefficient on a fixed cylinder ..... 39

Fig. 4.9 vortex shedding around a fixed cylinder during 1 period ..... 40

Fig. 4.10Lift and drag coefficients changes over time for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$ ..... 41

Fig. 4.11 Pressure, Density and Vorticity Contours for the case of $\alpha_m = 10^\circ, \alpha_0 = 0^\circ$ ..... 42

Fig. 4.12 Compared Berton[27] result ..... 43

Fig. 4.13 Lift and drag coefficients changes over time for the cases of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$ ..... 44

Fig. 4.14 Lift and drag coefficients changes over Angle of Attack for the cases of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$ ..... 45

Fig. 4.15 Pressure, Density and Vorticity Contours for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$ ..... 46

Fig. 4.16 Stream Line for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 30^\circ$ ..... 47

Fig. 4.17 Lift and drag coefficients changes over time for the cases of $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$ ..... 49

Fig. 4.18 Lift and drag coefficients changes over Angle of Attack for the cases of $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$ ..... 50

Fig. 4.19 Pressure, Density and Vorticity Contours for the case of $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$ ..... 51

Fig. 4.20 Stream Line for the case of $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$ ..... 52

Fig. 4.21 Lift and drag Coefficients changes over time for the cases of $a_m = 0, a_0 = 15, 20, 30^\circ$ ..... 55

Fig. 4.22 Lift and drag coefficient changes over Angle of Attack for the cases of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$ ..... 56

Fig. 4.23 Pressure, Density and Vorticity Contours for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$ ..... 57

Fig. 4.24 Streamline for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 30^\circ$ ..... 58

Fig. 4.25 Lift and drag coefficient changes over time for the cases of $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$ ..... 60

Fig. 4.26 Lift and drag coefficient changes over Angle of Attack for the cases of $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$ ..... 61

Fig. 4.27 Streamline for the case of $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$ ..... 62

Fig. 4.28 Frequency of Lift Coefficient of f=0.05 ..... 65

Fig. 4.29 Frequency of Lift Coefficients an Angle of Attack of f=0.05 ..... 67

Fig. 4.30 Frequency of Lift Coefficient of f=0.02992 ..... 68

Fig. 4.31 Frequency of Lift Coefficient an Angle of Attack of f=0.02992 ..... 70

# LIST OF TABLES

Table. 1 Frequency of Lift Coefficient an Angle of Attack of f=0.05 ..... 67
Table. 2 Frequency of Lift Coefficient an Angle of Attack of f=0.02992 ..... 70

# NOMENCLATURE

| | |
|---|---|
| $a$ | Speed of sound |
| $C_D$ | Drag coefficient |
| $C_L$ | Lift coefficient |
| $C_p$ | Pressure coefficient |
| $e$ | Total energy, $p/(\lambda-1)+\rho\left(u_x^2+u_y^2\right)/2$ |
| $f$ | Frequency in Hz |
| M | Mach number |
| $p$ | Static Pressure |
| $q$ | Heat flux |
| $Re$ | Reynolds number, $\rho_\infty U_\infty D/u_\infty$ |
| $\lambda_z$ | Spanwise wavelength |
| St | Strouhal number |
| $t$ | time |
| $T$ | Temperature |
| $U$ | Freestream Velocity $(m/s)$ |
| $u, v, w$ | Velocity component |
| $x, y, z$ | Normalized cartesian coordinates, $X/D$, $Y/D$ and $Z/D$ |
| $X$, $Y$, $Z$ | Dimensional cartesian coordinates |

Greek Symbols

| | |
|---|---|
| $\gamma$ | Specific heat ratio, 1.4 |
| $\mu$ | Viscosity |
| $\rho$ | Density |
| $\tau$ | Reynolds stress |

Subscripts

| | |
|---|---|
| $(.)_\infty$ | Freestream condition |
| $(.)_{ref}$ | Reference value |

| | |
|---|---|
| $(.)_{\nu}$ | Viscosity |

# ABSTRACT

## Analysis of Unsteady Subsonic Flow Around Oscillating NACA0012 Airfoil at High Angle of Attack

by Moon, Jisoo

Advisor : Prof. Kim, Jae-Soo, Ph. D.

Department of Aerospace Engineering,

Graduate School of Chosun University

Oscillating airfoil have been challenged for the dynamic stalls of airfoil and wind turbines at high angle of attach. Especially, the pressure oscillation has a huge effect on noise generation, structure damage, aerodynamic performance and safety, because the flow has strong unsteadiness at high angle of attack. In this paper, the unsteady aerodynamics coefficients were analyzed for the oscillating airfoil at high angle of attack around two dimensional NACA0012 airfoil. The two dimensional unsteady compressible Navier-Stokes equation with a LES turbulent model was calculated by OHOC (Optimized High-Order Compact) scheme. The flow conditions are Mach number of 0.2 and Reynolds number of $2\times10^4$. The lift, drag, pressure distribution, etc. are analyzed according to the pitching oscillation. Unsteady velocity field, periodic vortex shedding, the unsteady pressure distribution, and the acoustic fields are analyzed. The effects of these unsteady characteristics in the aerodynamic coefficients are analyzed.

# 제 1 장 서 론

오늘날 많은 유체공학 문제들 가운데 비정상 유동은 중요한 부분을 차지하고 있다. 많은 연구들이 진행 되어 왔음에도 불구하고 많은 부분에서 아직도 명확하게 밝혀지지 않고 있다. 특히 진동하는 익형 주위나. 헬리콥터의 로터 블레이드, 터보 기계 내부유동 등은 전방에 있는 블레이드의 근접후류의 영향을 받게 되어 복잡한 흐름현상이 발생한다.

에어포일(airfoil) 주변의 유동흐름은 공기역학(aerodynamics)의 가장 기초적인 문제를 다루는 학문이라 할 수 있다. 또한 20세기 초부터 현재까지 날개형태와 에어포일의 형상에 대한 연구는 꾸준히 수행되어 왔다.

진동하는 에어포일의 비정상 유동은 플러터(flutter) 문제를 분석하기 위하여 시작되었다. 각종 양력을 받는 물체는 비정상 유동을 경험하거나, 자유류가 비정상 흐름에 직면하게 된다.

날개 주위의 비정상 유동에 관한 연구는 정상 유동만으로 다룰 수 없는 동적실속, 플러터 등에 관한 해석을 위해 많은 연구 및 실험이 수행되었다. 진동하는 날개 연구는 Young and Lai [1], Choudhuri [2], Ekaterinaris and Platzer[3], Isogai and Shinmoto[4]등의 유동제어에 대한 연구, Lai and Yue[5], Tuncer[6]등 의 유동 재부착에 대한 연구, Shyy and Berg[7]의 마이크로 비행체의 추력과 관련한 연구를 위해서 연구되어왔다. 항공기 분야의 동적실속과 관련하여서는 Ballhaus & Gooriian[8]와 같이 일찍부터 포텐셜 방정식에 의해 해석되기 시작해서, 오일러 방정식을 이용한 다양한 연구가 Magnus & Yoshihara[9], Steger[10], Venkatakrishnan & Jameson[11]등이 천초음속영역에 대해 연구 하였다.

최근 들어서는 풍력에너지에 관련하여 풍력 날개의 피칭 운동하는 날개 주위의 유동특성 연구가 매우 중요하게 되었다. 이러한 연구는 McKinney & DeLaurier[12]에서부터 시작하여, Jones eial[13], Kinsey & Dumas[14] 에 이르기 까지 많은 연구가 계속되고 있다.

본 논문에서는 고 받음각에서 NACA0012 날개가 큰 진폭운동을 할 때 발생하는 후류유동 특성과 날개에 미치는 공력 특성을 분석하고자 한다. 고 받음각과 큰 진폭으로 인하여 후류에서 큰 박리와류가 발생함으로 인하여 수치적 정밀도와 안정성이 있는 수치기법을 필요로 한다. 지배방정식은 Navier-Stokes 방정식을 사용하고 난류 모델은

LES 모델을 사용하였다. 수치기법은 고해상도 수치기법인 OHOC(Optimized High-Order Compact Scheme)이 사용되었고, 시간차분법으로는 4차 Runge-Kutta 기법이 사용되었다. 고차·고해상도 기법에서 발생되는 수치적 불안정성을 유발하는 비선형 불 연속파를 해결하기 위하여 Kim & Lee[15]가 제안한 인공감쇄모델을 사용하였다. 계산 모델로는 마하수 0.2, 레이놀즈수 100000일 때 진동하는 NACA0012 날개 주위의 유동특성을 분석하였다.

# 제 2 장 지배방정식

## 제 1 절 지배방정식

### 2차원 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식

본 연구에서는 2차원 비정상 압축성 Reynolds Averaged Navier-Stokes 방정식을 지배방정식으로 하여 수치해석 수행하였다. 지배방정식을 무차원화된 2차원 직교좌표계의 보존형(Conservation form)으로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial E}{\partial x}+\frac{\partial F}{\partial y}=\frac{\partial E_V}{\partial x}+\frac{\partial F_V}{\partial y} \tag{2-1}$$

여기서 $Q$는 보존형의 유량함수벡터(Conservative Flow Variable Vector), $E, F$는 각각 방향의 비점성 유속벡터(Inviscid Flux Vector), $E_v, F_v$는 각각의 점성유속벡터(Viscid Flux Vector)를 나타낸다. 유동변수벡터와 각 유속벡터들은 다음과 같은 식으로 정의된다.

$$Q=\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ \rho e_t\end{bmatrix},\ E=\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p\\ \rho vu\\ (\rho e_t+p)u\end{bmatrix},\ F=\begin{bmatrix}\rho v\\ \rho uv\\ \rho v^2+p\\ (\rho e_t+p)v\end{bmatrix} \tag{2-2}$$

$$E_V=\begin{bmatrix}0\\ \tau_{xx}\\ \tau_{xy}\\ e_v\end{bmatrix},\qquad F_V=\begin{bmatrix}0\\ \tau_{yx}\\ \tau_{yy}\\ f_v\end{bmatrix} \tag{2-3}$$

$\rho, u, v, p, e_t$는 각각 밀도, 방향의 속도성분, 압력, 총에너지(Total Energy)를 의미하며 이상기체(공기의 경우 : $\gamma=1.4$ )에서 총에너지와 총엔탈비의 관계식은 식(2-5)과 같다.

$$e_t=\frac{P}{(\gamma-1)\rho}+\frac{1}{2}(u^2+v^2),\qquad h_t=e_t+\frac{P}{\rho} \tag{2-4}$$

점성유속벡터에서 점성응력텐서 $\tau$는 Newtonian 유체의 가정에 따라 다음과 같이 정의되며, $\mu$와 $\lambda$는 점성계수로 두 계수의 관계는 열적평형상태(Thermal Equilibrium)에서 Stokes가정에 따라 다음과 같이 나타낸다.

$$3\lambda+2\mu=0 \;\rightarrow\; \lambda=-\frac{2}{3}\mu \tag{2-5}$$

$$\tau_{xx}=2\mu\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right),\quad \tau_{xy}=\tau_{yx}=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)$$

$$\tau_{yy}=2\mu\frac{\partial v}{\partial y}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

$$e_v=u\tau_{xx}+v\tau_{xy}+q_x$$

$$f_v=u\tau_{yx}+v\tau_{yy}+q_y$$

$$T=c^2=\frac{\gamma P}{\rho}=\gamma(\gamma-1)\left[e-\frac{1}{2}(u^2+v^2)\right]$$

이상기체 상태방정식을 이용하여 압력 $p$와 열유속 $q_i$의 정의는 다음과 같다.

$$p=\rho(\gamma-1)\left(e-\frac{1}{2}(u^2+v^2)\right) \tag{2-6}$$

$$q_x=-\kappa\frac{\partial T}{\partial x}=-\frac{\gamma}{(\gamma-1)}\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial(p/\rho)}{\partial x}$$

$$q_y=-\kappa\frac{\partial T}{\partial y}=-\frac{\gamma}{(\gamma-1)}\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial(p/\rho)}{\partial y}$$

여기서 $k$는 열전달 계수, $\mathrm{Pr}$는 Prantle 계수를 나타낸다.

## 제 2 절 무차원화

기하학적으로 유사한 상황에서 동역학적으로 유사한 결과를 얻기 위하여 지배방정식을 무차원화 하여야한다. 무차원화를 통하여 마하수나 레이놀즈수와 같은 무차원수로써 유동의 상사성을 판단할 수 있다. 또한 변수의 크기를 표준화함으로써 반복연산에 따른 정확도의 감소를 막을 수 있다. 무차원화에는 여러 가지 방법이 있으나 본 연구에서는 다음과 같은 무차원화[16] 방법을 사용하였다.

$$x^* = \frac{x}{L},\ y^* = \frac{y}{L} \tag{2-7}$$

$$u^* = \frac{u}{u_\infty},\ v^* = \frac{v}{v_\infty},\ \mu^* = \frac{\mu}{\mu_\infty}$$

$$t^* = t\frac{u_\infty}{L},\ \rho^* = \frac{\rho}{\rho_\infty},\ p^* = \frac{p}{\rho_\infty u_\infty^2},\ Re^* = \frac{\rho_\infty u_\infty L}{\mu_\infty},\ \mathrm{Pr} = \frac{\mu c_p}{k}$$

L은 무차원화를 위한 단위 길이, 첨자 $\infty$는 자유흐름조건(free steam condition)을 나타내며 이후 편의를 위해 무차원 변수를 뜻하는 기호 *는 생략한다. 지배방정식을 정리하여 무차원화된 2차원 Navier-Stokes 방정식을 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\partial E_V}{\partial x} + \frac{\partial F_V}{\partial y} \tag{2-8}$$

## 제 3 절 지배방정식의 좌표변환

수치해석 기법의 효율성과 경계조건 적용을 간단히 하기 위하여 식(2-1)의 지배방정식을 직교좌표계$(x,\ y)$에서 식(2-12)과 같이 일반좌표계$(\xi,\ \eta)$로 변환하였다. 이때 직교좌표계에서의 독립변수가 일반좌표계에서도 유지되도록 변환을 정할 수 있고, 이와 같은 변환을 통하여 보존법칙이 그대로 유지될 수 있다. 주어진 직교좌표계의 물리영역을 다음과 같은 변환을 통하여 계산영역으로 변환하였다.

$$\xi = \xi(x,\ y),\ \eta = \eta(x,\ y) \tag{2-9}$$

위의 좌표변환에 대하여 Metric항들을 Chain rule에 의하여 전개하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}
&\xi_x = J(y_\xi z_\zeta - y_\zeta z_\xi),\ \xi_y = J(z_\eta x_\zeta - z_\zeta x_\eta),\ \xi_z = J(x_\eta y_\zeta - x_\zeta y_\eta) \\
&\eta_x = J(y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta),\ \eta_y = J(z_\zeta x_\xi - z_\xi x_\zeta),\ \eta_z = J(x_\eta y_\xi - x_\xi y_\eta) \\
&\zeta_x = J(y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi),\ \zeta_y = J(z_\xi x_\eta - z_\eta x_\xi),\ \zeta_z = J(x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi)
\end{aligned} \tag{2-10}$$

$$J^{-1} = x_\xi y_\eta z_\zeta + x_\zeta y_\xi z_\eta + x_\eta y_\zeta z_\xi - x_\xi y_\zeta z_\eta - x_\eta y_\xi z_\zeta - x_\zeta y_\eta z_\xi \tag{2-11}$$

좌표변환을 통하여 얻어진 지배 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{\partial \widehat{E_V}}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{F_V}}{\partial \eta} \tag{2-12}$$

보존량 $\hat{Q}$ 와 플러스벡터 $\hat{E},\ \hat{F},\ \widehat{E_V},\ \widehat{F_V}$ 는 다음과 같다.

$$\hat{Q} = \frac{Q}{J} \tag{2-13}$$

$$\hat{E} = \frac{1}{J}\left(\xi_x E + \xi_y F\right)$$

$$\hat{F} = \frac{1}{J}\left(\eta_x E + \eta_y F\right)$$

$$\widehat{E_V} = \frac{1}{J}\left(\xi_x E_v + \xi_y F_v\right)$$

$$\widehat{F_V} = \frac{1}{J}\left(\eta_x E_V + \eta_y F_V\right)$$

# 제 3 장 수치해석 기법

## 제 1 절 공간 이산화(고차·고해상도 중앙 집적유한차분법)

지배방정식을 수치적으로 해석하기 위해서는 적절한 공간 이산화기법과 시간 적분법을 사용하여 이산화하여야 한다. 본 연구에서 사용한 7-point stencil을 갖는 중앙 직접유한차분법(Compact Finite Difference Scheme)은 다음과 같다.

$$\beta f_{i-2}^{'}+\alpha f_{i-1}^{'}+f_{i}^{'}+\alpha f_{i+1}^{'}\beta f_{i+2}^{'}=\frac{1}{h}\sum_{m=1}^{3}a_{m}(f_{i+m}-f_{i-m}) \qquad (3\text{-}1)$$

여기서 $f_i$는 유동변수 같은 목적함수이고 $\acute{f}_i$는 일차의 정확도를 가지고 있는 미분계수 값을 나타낸다. $\alpha, \beta, a$는 차분법 계수 값을 의미한다. $\alpha=\beta=0$인 경우는 지금까지 주로 사용한 유한차분법의 차분형식으로 한 격자점에서의 미분값을 주변의 함수값으로부터 곧바로 구할 수 있는 형태를 취하고 있으나 직접유한차분법의 차분형식은 $a\neq 0, \beta=0$이거나 $a\neq 0, \beta\neq 0$인경우로 주변의 여러 점을 고려하여 미분하는 방식이므로 삼각(Tridiagonal) 또는 오각(Pentadiagonal)행렬을 이용하여 각 점들의 미분값을 구할 수 있다. 직접유한차분법은 많은 정보를 정확하고 효율적으로 유지할 수 있기 때문에 고차의 정확도와 함께 높은 해상도를 구현할 수 있다.

중앙차분형식을 사용하고 있는 식은 절단오차(Truncation Error)와 위상오차(Phase Error)를 갖게 된다. 이러한 오차값을 최소화하기 위해서는 Fourier Analysis를 통한 $\alpha, \beta, a$ 계수값을 이끌어 낸다. 본 연구에서는 J.W. Kim & D.J. Lee[17] 가 제안한 OHOC scheme(Optimized High-Order Compact Scheme)을 이용하였다. OHOC scheme을 사용할 때 각 노드에 사용되는 계수와 경계면에서 사용되는 식은 다음과 같다.

$i=1\,(boundary\quad node)$

$$f_{1}^{'}+\alpha_{1,2}f_{2}^{'}+\beta_{1,3}f_{3}^{'}=\frac{1}{h}\sum_{\substack{m=1\\ m\neq 1}}^{4}a_{1,m}(f_{m}-f_{1}) \qquad (3\text{-}2)$$

$i = 2\,(boundary \quad node)$

$$\alpha_{2,1} f_1^{'} + f_2^{'} + \alpha_{2,3} f_3^{'} + \beta_{2,4} f_4^{'} = \frac{1}{h} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq 2}}^{5} a_{2,m}(f_m - f_2) \tag{3-3}$$

$i = 3\,(boundary \quad node)$

$$\beta_{3,1} f_1^{'} + \alpha_{3,2} f_2^{'} + f_3^{'} + \alpha_{3,4} f_4^{'} + \beta_{3,5} f_5^{'} = \frac{1}{h} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq 3}}^{6} a_{3,m}(f_m - f_3) \tag{3-4}$$

식(3-1)의 차분 계수값

$a_1 = 0.6511278808920836,\ a_2 = 0.2487500014377899$

$a_3 = 0.00614479661269978,\ \alpha = 0.5775233202590945$

$\beta = 0.08953895334666784$

식(3-2)의 차분 계수값

$a_{1,2} = -3.061503488555582,\ a_{1,3} = 5.917946021057852$

$a_{1,4} = 0.4179795271056629,\ \alpha_{1,2} = 5.870156099940824$

$\beta_{1,3} = 3.157271034936285$

식(3-3)의 차분 계수값

$a_{2,1} = -0.5401943305881343,\ a_{2,3} = 0.8952361063034303$

$a_{2,4} = 0.2553815577627246,\ a_{2,5} = 0.007549029394582539$

$\alpha_{2,1} = 1.663921564068434,\ \alpha_{2,3} = 0.7162501763222718$

$\beta_{2,4} = 0.08619830787164529$

식(3-4)의 차분 계수값

$a_{3,1} = -0.1327404414078232,\ a_{3,2} = -0.6819452549637237$

$a_{3,4} = 0.7109139355526556,\ a_{3,5} = 0.2459462758541114$

$a_{3,6} = 0.00396541575151062,\ \alpha_{3,2} = 0.4406854601950040$

$\alpha_{3,4} = 0.6055509079866320$

$\beta_{3,1} = 0.03447751898726934,\ \beta_{4,5} = 0.0814149851258753$

## 제 2 절 기하보존법칙

Navier-Stokes 방정식을 고차, 고해상도의 수치기법을 이용하여 정확하게 해석하기 위해서는 격자계에 대한 값이 정확해야 한다. 공간에 대해서 4차의 중앙 직접유한차분법을 적용하기 위해서는 flux내의 metric값도 4차의 정확도가 필요하다. 격자계의 품질에 따라서 flux내의 metric 값의 변화를 알아보기 위하여 2차 정확도의 미분과 4차의 정확도로 미분값으로 계산을 해보았다. 격자계의 품질이 좋을 경우 미분 정확도에 영향을 받지 않지만, 격자계의 품질이 좋지 않을 경우, Fig 3.1과 Fig 3.2에서 볼 수 있듯이 미분정확도에 따른 격자계의 오차값이 수치 계산에 미치는 영향이 상당히 큼을 알 수 있다. 직교좌표계$(x, y)$에서의 지배방정식을 일반좌표계$(\xi, \eta)$로 표현할 때 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\xi_x}{J}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\eta_x}{J}\right)=0 \tag{3-5}$$

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\xi_y}{J}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\eta_y}{J}\right)=0 \tag{3-6}$$

2차원 경우에서보다 3차원의 경우 오차는 더 증가하고 이러한 오차는 해를 발산시키게 되므로 음향해석에 있어 불안정성을 가져오게 된다. 식(3-5, 6)을 소거하지 않고 원천항으로 이항하면 보정된 값을 갖는 Navier-Stokes 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}\frac{\partial\hat{Q}}{\partial t}+\frac{\partial\hat{E}}{\partial\xi}+\frac{\partial\hat{F}}{\partial\eta}=E&\left[\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\xi_x}{J}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\eta_x}{J}\right)\right]\\&+F\left[\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\xi_y}{J}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\eta_y}{J}\right)\right]\end{aligned} \tag{3-7}$$

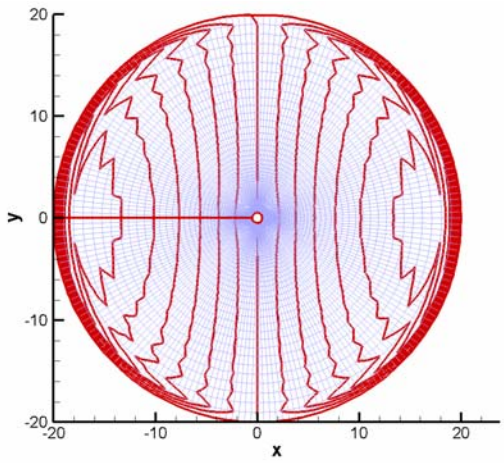



Fig. 3.1 2nd order finite differentiation Inviscid Flux Vector

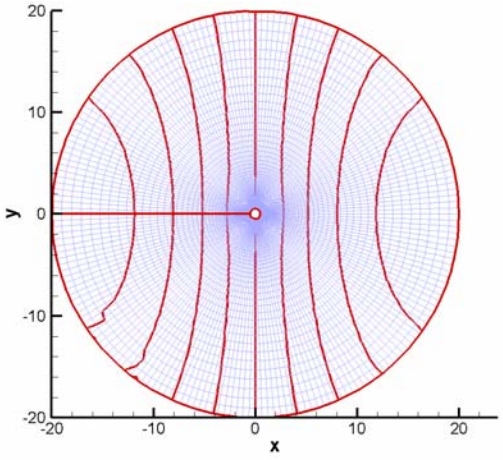



Fig. 3.2 4th order finite differentiation Inviscid Flux Vector

## 제 3 절 시간 이산화(Runge-Kutta 4th order scheme)

시간 적분법으로는 외재적(explicit) 방법과 내재적(implicit) 방법으로 분류할 수 있다. 외재적 방법은 알고리즘이 비교적 간단하고 적은 기억용량을 요구하는 장점이 있어서 비교적 단순한 문제나 비정렬 격자와 같이 데이터 구조가 복잡한 문제의 경우에 편리하게 사용할 수 있는 방법이다. 또한 적용이 용이하고 계산시간이 짧은 장점이 있는 반면에 안정성이 높지 않으므로 계산 시간 간격을 크게 할 수 없어 반복계산이 많아지고 CFL(Courant-Friedrichs-Lewy) 수가 작은 경우에만 사용이 가능한 단점이 있다.

내재적 방법은 많은 메모리 요구와 복잡한 알고리즘이 필요한 단점이 있어 수치계산에 적용하기 어려운 점이 있지만 외재적 기법에 비해 안정성이 좋아 시간간격을 크게 할 수 있는 장점이 있다. 정상 유동문제의 수치해를 구하는 경우 수렴성을 좋게 하기 위하여 각 격자에서 최적의 시간간격으로 시간을 진행할 수 있지만, 비정상 유동문제의 경우에는 모든 격자에 동일한 시간간격을 적용함으로써 시간에 따른 비정상해를 구하게 된다.

본 연구에서 공간차분법으로 사용한 집적유한차분법은 고차-고해상도의 높은 정확도를 지니고 있기 때문에 궁극적으로 얻는 수치해의 효용성을 고려할 때 함께 이용되는 시간적분법 역시 고차-고해상도의 높은 정확도를 가져야 한다. 본 연구에서 사용된 Runge-Kutta 4th order scheme[18]은 외재적 방법 중 하나로 여러 회에 걸쳐 시간 미분항의 예상-보정 과정을 통해 다음 단계의 함수값을 계산하는 방법이다. 지배방정식인 식(3-1)을 차분화 후 정리를 하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$a_i \frac{\partial Q_i}{\partial t} + R_i = 0 \qquad (3\text{-}9)$$

각각 i 번째 격자에 대한 $a_i$는 격자의 넓이이고, $R_i = \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i$는 잔류치를 나타낸다. Runge-Kutta의 외재적 시간 적분법은 다음의 식으로 정리가 된다.

$$Q_i^{(1)} = Q_i^n \qquad (3\text{-}10)$$

$$Q_i^{(2)} = Q_i^n - \frac{\triangle t}{4}\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i^{(1)}$$

$$Q_i^{(3)} = Q_i^n - \frac{\triangle t}{3}\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i^{(2)}$$

$$Q_i^{(4)} = Q_i^n - \frac{\triangle t}{2}\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i^{(3)}$$

$$Q_i^{n+1} = Q_i^n - \triangle t\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i^{(4)}$$

## 제 4 절 인공 감쇄항(Adaptive Nonlinear Artificial Dissipation model)

전산공력음향학(CAA) 해석을 위한 수치해석기법은 시간과 공간에 대해서 높은 차수의 방법을 사용하여 높은 해상도를 얻을 수 있은 반면 소산오차(dissipation error)와 확산오차(dispersion error)가 발생한다. 그러므로 일반적인 CFD 해석에 사용되고 있는 인공 감쇄항과 다른 전산공력음향학에 적합한 인공 감쇄항을 사용해야 한다. 현재 많이 사용하고 있는 인공 감쇄항으로는 Tam[19]이 개발한 Artificial selective damping 모델과 Jameson[20]이 개발한 모델이 있다. 본 연구에서는 두 가지 모델의 장점을 살려서 개발한 Kim&Lee[21]의 Adaptive nonlinear artificial dissipation model을 사용하였다. 이 모델의 특징은 낮은 파동수 성분의 감쇄가 억제되어 선형파에 대해 영향을 거의 미치지 않고 contact surface에 대한 해상도가 높고 특히 충격파 근처의 수치적인 진동을 효과적으로 제어 할 수 있는 장점이 있다. 또한 유동의 조건에 따라 2차와 4차의 인공 감쇄항 계수가 자동으로 부여된다. 3차원 일반좌표계에서 인공감쇄항은 다음과 같다.

$$\left.\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t}\right|_{i,j} + \left.\frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi}\right|_{i,j} + \left.\frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta}\right|_{i,j} = \hat{D}^{\xi}_{i,j} + \hat{D}^{\eta}_{i,j} \tag{3-11}$$

$\hat{D}^{\xi}_{i,j} + \hat{D}^{\eta}_{i,j}$는 각각 $\xi, \eta$ 방향의 ANAD 항이다.

$$\hat{D}^{\xi}_{i,j} = \frac{d_{i+\frac{1}{2},j} - d_{i-\frac{1}{2},j}}{\triangle \xi} \tag{3-12}$$

$$\hat{d}_{i+\frac{1}{2}} = \frac{|\lambda|^{stencil}_{i+\frac{1}{2}}}{J_{i+\frac{1}{2},j,}} \Big\{ \epsilon^{(2)}_{i+\frac{1}{2},j} (Q_{i+1,j} - Q_{i,j}) \tag{3-13}$$

$$+ \epsilon^{(4)}_{i+\frac{1}{2},j} \left[ b_1 (Q_{i+1,j} - Q_{i,j}) + b_2 (Q_{i+2,j} - Q_{i-1,j}) \right] + b_3 (Q_{i+3,j} - Q_{i-2,j}) \Big\}$$

3차원 stencil의 고유값은 다음과 같이 구해진다.

$$|\lambda|_{i,j}^{stencil} = \sum_{m=-2}^{3} \max\left(|\lambda|_{i+m,j}\right) - \sum_{m=-2}^{3} \min\left(|\lambda|_{i+m,j}\right) \tag{3-14}$$

$$|\lambda|_{i,j} = \left(\left|U + c\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}\right|\right)_{i,j} \tag{3-15}$$

중간 노드 포인트에서의 Jacobian은 다음과 같이 산술적으로 구해진다.

$$J_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{J_{i+1,j} + J_{i,j}}{2} \tag{3-16}$$

또한, 유동의 변화량을 대표하는 shock detector 와 2차 및 4차의 계수는 다음과 같이 구해진다.

$$\epsilon_{i+\frac{1}{2},j}^{(2)} = \kappa_j^{(2)} \sum_{m=-2}^{3} \max\left(\nu_{i+m,j}\right) \tag{3-17}$$

$$\nu_{i,j} = \frac{|P_{i-1,j} - 2P_{i,j} + P_{i+1,j}|}{P_{i-1,j} - 2P_{i,j} + P_{i+1,j}} \tag{3-18}$$

유동의 조건과 격자의 상태에 따라 자동적으로 전체계수의 양을 결정하는 적응제어 상수는 다음과 같다.

$$\kappa_j^{(2)} = \kappa_j^{(4)} = \frac{1}{\sigma_j^{R_j}} \left| 1 + (\sigma_j - 1)\tanh\left(\frac{\alpha_j}{\beta_j} - 1\right)\right| \left(\sqrt{\hat{\alpha}_j \hat{\beta}_j}\right)^{1+\tanh(\sigma_j - 1)} \tag{3-19}$$

$$\sigma_j = \frac{P_j^{\max}}{P_j^{\min}},\ \alpha_j = \frac{|\lambda|_j^{\max}}{|\lambda|_j^{\min}},\ \beta_j = \frac{(|\lambda|/J)_j^{\max}}{(|\lambda|/J)_j^{\min}},\ R_j = \frac{\alpha_j + \beta_j}{2\alpha_j\beta_j}$$

$$\hat{\alpha}_j = \frac{\alpha_j + 1}{\alpha_j - 1} tanh(\alpha_j - 1),\ \hat{\beta}_j = \frac{\beta_j + 1}{\beta_j - 1} tanh(\beta_j - 1)$$

$$f_j^{\max} = \sum_{i=1}^{imax} \max(f_{i,j}),\ f_j^{\min} = \sum_{i=1}^{imax} \max(f_{i,j})$$

## 제 5 절 경계조건

### 1. Characteristic Boundary Condition

아음속에서 음향파가 $U+c$의 속도로 전파해 가면서 경계면에 도달했을 때, Fig.3.3과 같이 물리적인 반사파와 수치적으로 발생하는 비 물리적인 반사파가 발생한다. 물리적인 반사파는 긴 파장을 가지고 있지만 경계면을 지날 때 섭동이 발생한다. 비 물리적인 반사파는 짧은 파장을 가지고 있고 경계면에서 수치적 미분의 영향으로 인해 불필요한 파동이 발행하게 되고 수치적 에러를 발생시키게 된다. 본 연구에서는 경계면에서 발생하는 비 물리적인 반사를 억제하기 위해 J.W.Kim등[22]이 제안한 고유값에 따른 입류, 출류 조건을 사용하였고, 벽면 조건에서는 특성치 경계조건을 식(3-20)과 같이 적용하였다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+L_1+\frac{\rho}{2c}(L_4+L_5)=0 \qquad (3\text{-}20)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t}+\frac{\rho c}{2}(L_4+L_5)=0$$

$$\frac{\partial \widetilde{W}}{\partial t}+L_2=0,\ \frac{\partial \widetilde{V}}{\partial t}+L_3=0,\ \frac{\partial \widetilde{U}}{\partial t}+\frac{1}{2}(L_4-L_5)=0$$

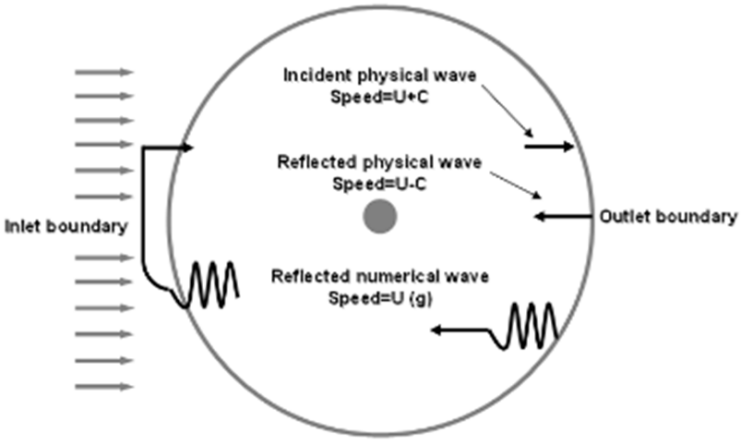



Fig. 3.3 Numerical and Physical reflected wave at boundary : the Euler equation

### 2. Nonreflection Zonal Characteristic Boundary Condition

와류와 같이 높은 에너지를 가지는 유동이 경계면을 빠져나가게 되면 비 물리적 반사파가 발생한다. 이러한 비 물리적 반사파를 최소화하여 물리적 도메인에 영향을 미치지 않게 하기 위해서는 비 물리적 도메인이 필요하다. 최근 많은 사람들에 의해 다양한 방법으로 비 물리적 도메인 적용이 연구되고 있다. 본 논문에서는 Richard D.Sandberg and Neil D. Sandnam[18]이 연구한 Zonal Characteristic Boundary Condition을 사용하였다. 특성치 파동방정식의 특성은 고유 속도에 따라서 음향, 와류, 엔트로피 등이 들어오거나 나가게 된다. $\lambda_i = u - c$의 속도를 갖는 특성치 값은 다른 4개의 항과는 반대방향으로 들어오거나 나가게 된다. $\lambda_i < 0$일 경우 아래아 같은 식을 적용하게 되면 특성파의 크기가 작아져 비 물리적 반사파를 줄이게 된다.

$$\widetilde{L_i} = g(x) \cdot L_i \qquad (3\text{-}21)$$

$$g(x) = 0.5\left\{1 + \cos\left[\frac{\pi(x - x_s)}{(x_e - x_s)}\right]\right\}$$

$x_s$ : 완충영역이 시작되는 지점

$x_e$ : 완충영역이 끝나는 지점

# 제 4 장 계산결과 및 고찰

## 제 1 절 진동하는 실린더주위의 유동

### 1.1 형상 및 파라미터

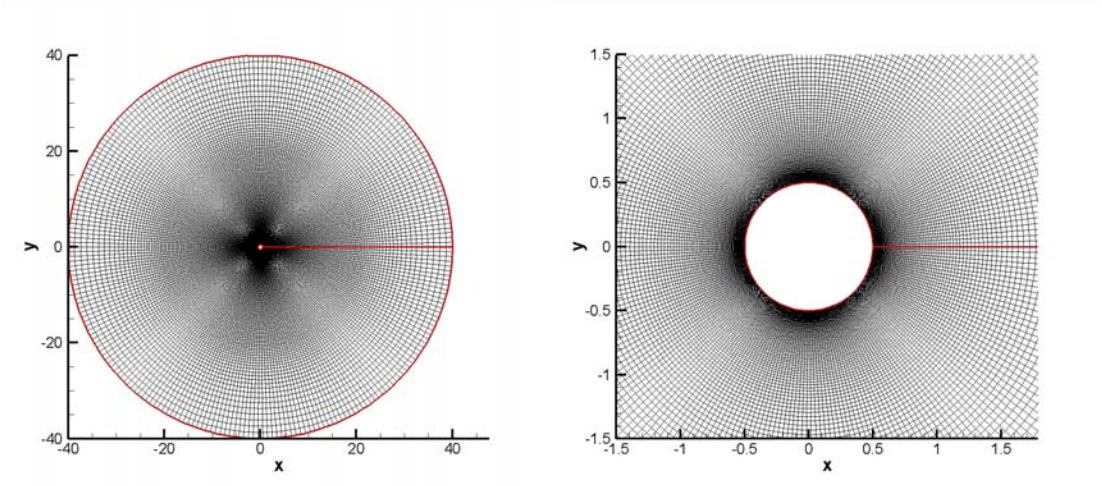



Fig. 4.1 Computational grid for 2D circular cylinder

본 논문에서는 고차·고해상도 기법을 사용하여 회전 진동하는 원형실린더 주위의 유동을 모사하였다. 해석 대상인 횡방향으로 진동하는 원형 실린더의 형상은 Fig. 4.1과 같은 격자계를 이용하여 계산하였다. 격자계는 원형 실린더 형상의 특성에 맞춰 O-type 격자를 사용하였고, 유동의 변화가 클 것으로 예상되는 실린더의 주위의 영역의 격자는 조밀하게 하였다. 실린더 주위에 격자계수는 i, j방향으로 각각 $250 \times 201$개(50.000개)의 격자를 사용하였다. 원형 실린더의 형상은 지름(D)으로 결정되고 유입류의 속도($U_\infty$)가 적용된다. 계산 영역은 원형 실린더의 지름(D)의 80배까지로 결정하였다. 유입류의 마하 수와 레이놀즈 수를 무차원화하면 식(4-1)과 식(4-2)와 같이 나타낼 수 있다.

$$M_\infty = U_\infty / a_\infty \qquad (4\text{-}1)$$

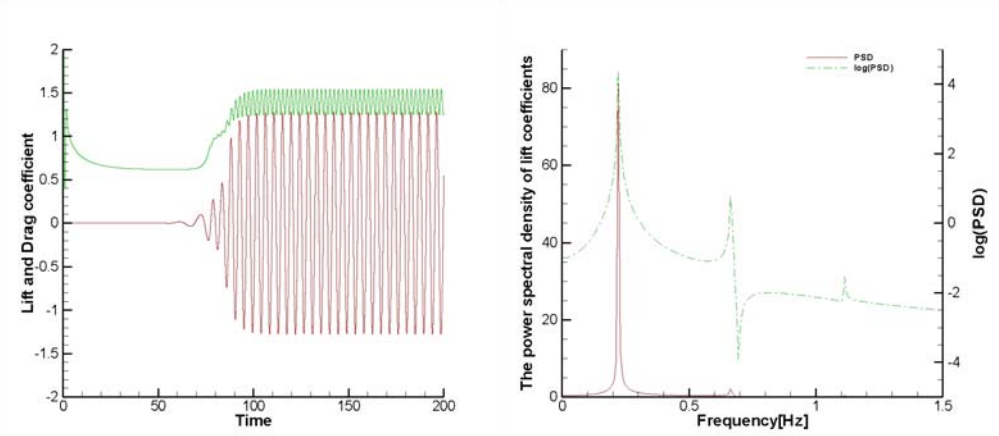
$$Re = \rho_\infty U_\infty D / u_\infty \qquad (4\text{-}2)$$

원형 실린더의 양·항력 특성, 와흘림 주파수 등 유동 특성은 레이놀즈 수에 의해 영향을 받는다. 또한, 진동하는 실린더(X·Y 축 방향)에서의 유동 특성은 실린더의 가진 주파수와 진폭(최대 이동거리)에 의해 큰 영향을 받는 것으로 알려져 있다. 따라서 본 연구에서는 Re=1000, M=0.3의 유동조건에서 횡방향의 진폭은 직경의 0.1D, 0.2D, 0.3D를 주었으며, 가진 주파수는 $0.20 \leq S_f \leq 0.25$의 영역에서 계산하였다. 시간에 따른 실린더의 이동은 식(4-3)과 같다.

$$y(t) = y_m + y_0 \sin(2\pi f t) \tag{4-3}$$

### 1.2 고정된 실린더 주위 유동

고정된 실린더 주위 유동 해석을 통해서 자연 칼만 와흘림(Natural Karman vortex shedding) 주파수, 즉 무차원 스트롤수(Strouhal number, $S_s$)를 계산하였다. $S_s$는 양력 계수 또는 후류 영역의 한 점에서 측정한 속도 변화 주파수와 동일하다. 하지만 한 점에서 측정한 속도 변화는 후류에서 발생되는 다양한 유동 현상에 의해 다른 주파수 성분을 가질 수 있기 때문에 본 논문에서는 양력 계수를 이용하여 계산하였다.



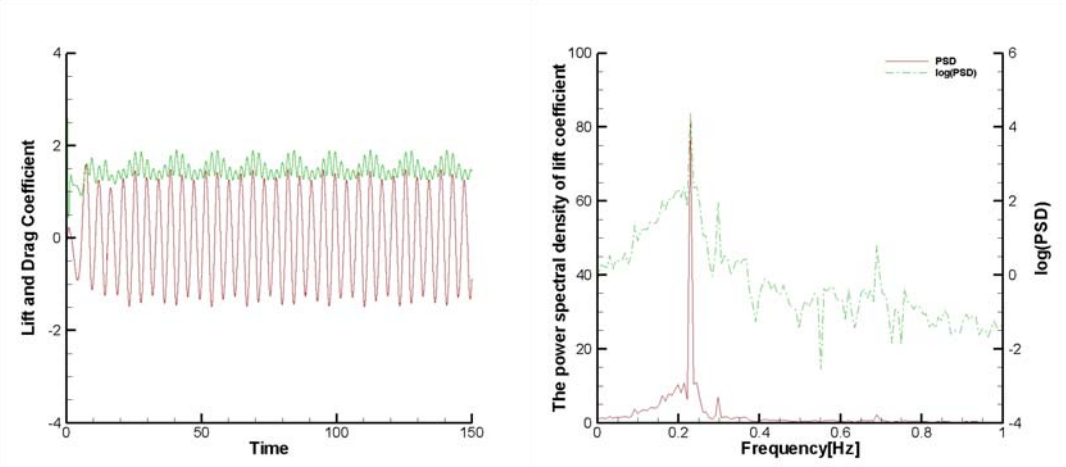

(a) (b)

Fig. 4.2 Lift and drag coefficients and PSD of fixed circular cylinder

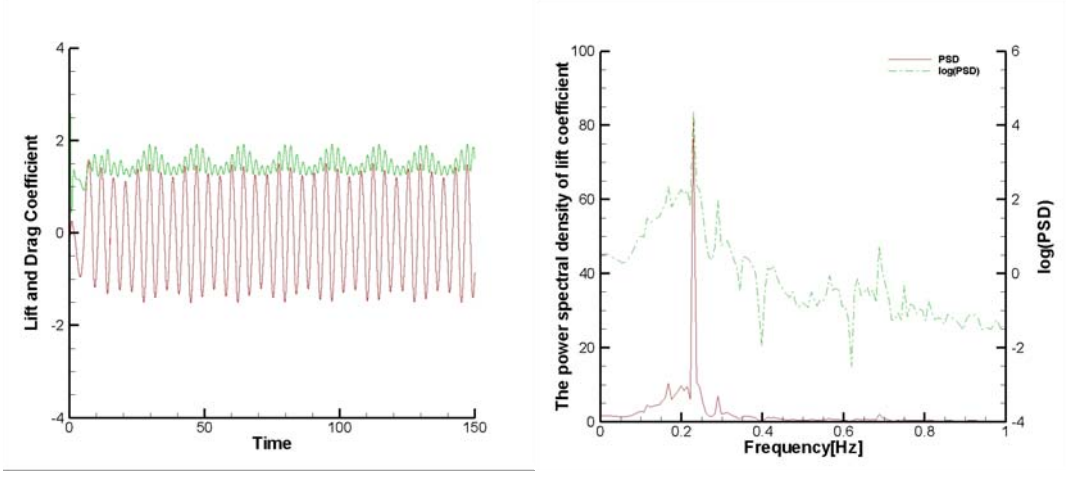
양력과 항력 계수의 시간에 따른 변화를 보면, Fig. 4.2와 같이 주기적 정상상태를 유지하는 것을 볼 수 있다. 양력계수를 FFT 분석한 Fig. 4.2-(b)를 보면, 주파수 스펙트럼 PSD 값에서 한 점에서만 강하게 나타나는 것을 확인할 수 있다. log(PSD) 값을 보면 다른 주파수의 교란이 없이 $S_s$ 수를 확실하게 볼 수 있다. 본 논문에서는 $S_s$ = 0.22로 계산되었고, W.K Blake[24]등의 $S_s$ = 0.21, C.H.K Williamson[25]의 $S_s$ = 0.206, Jordan and Fromm[26]등의 $S_s$ = 0.200 등을 비교해 볼 때 좀 높은 수치이지만 거의 유사함을 볼 수 있다.

### 1.3 횡방향으로 진동하는 실린더 주위유동

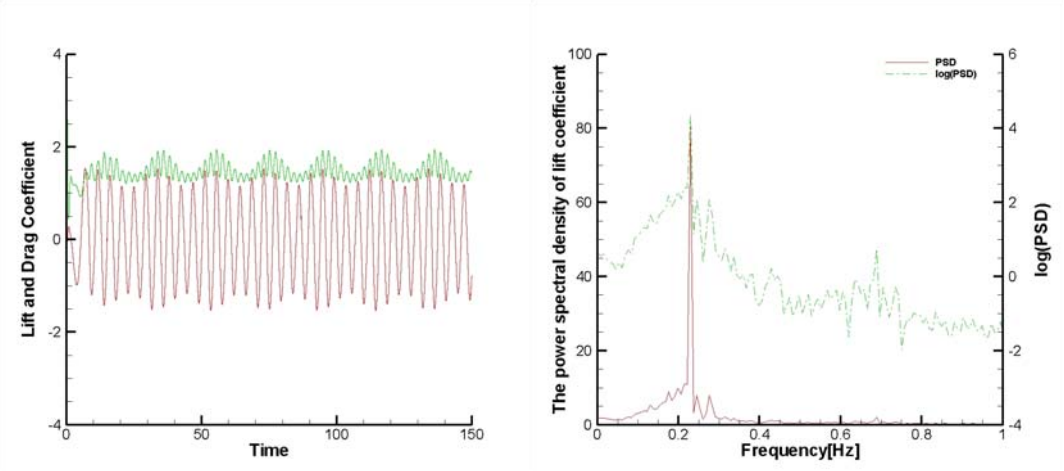
고정된 실린더 주위 유동 해석에서 얻어진 스트롤 수를 기준으로 Lock-on 영역을 확인하기 위해 실린더의 가진 주파수를 $0.16 \leq S_f \leq 0.25$의 범위에서 0.1간격으로 계산하였다. 진폭은 0.1이다.



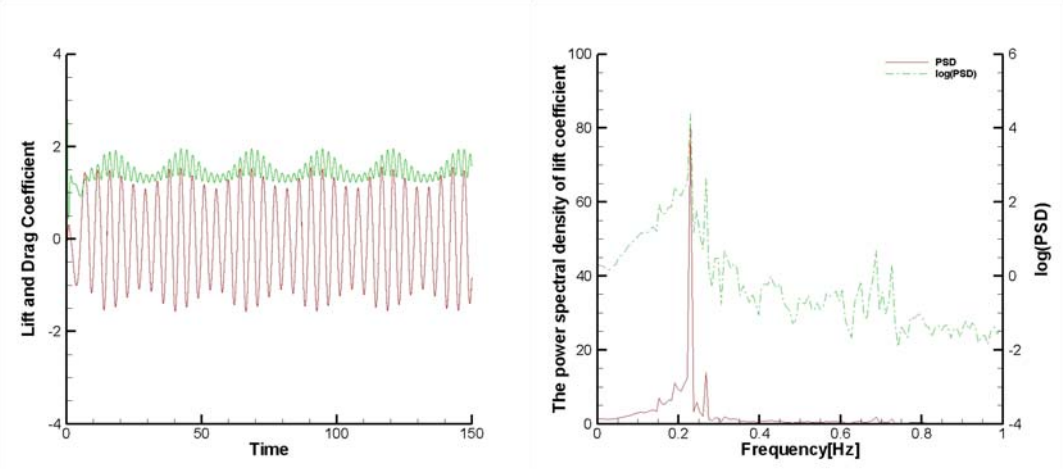

(a) Case 1 : $S_f = 0.16$



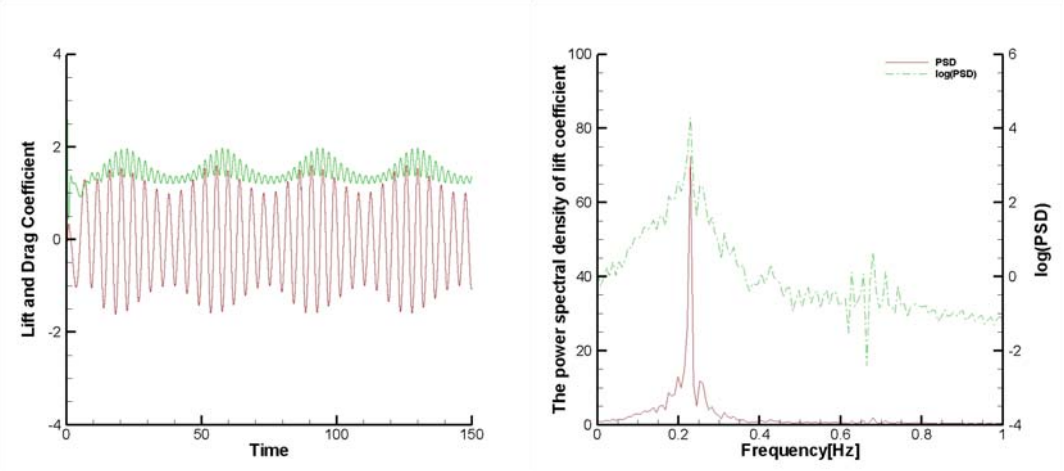

(b) Case 2 : $S_f = 0.17$



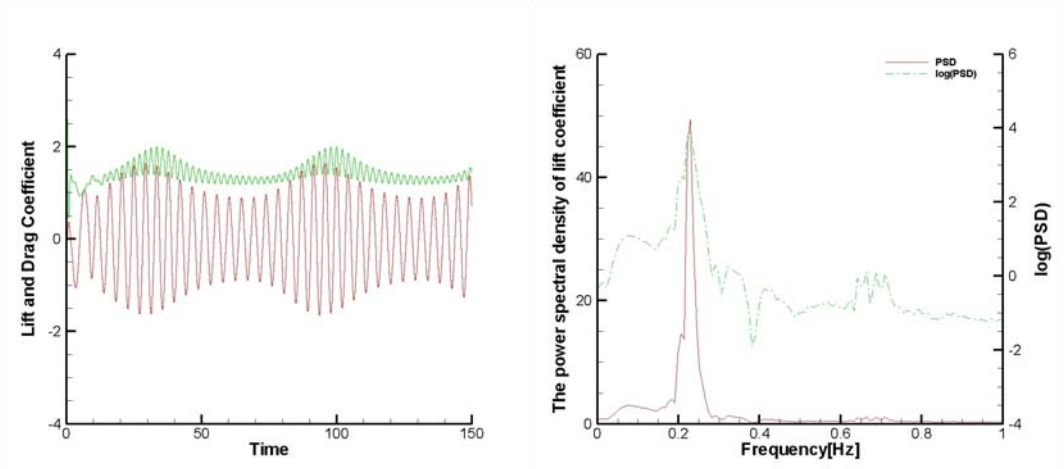

(c) Case 3 : $S_f = 0.18$



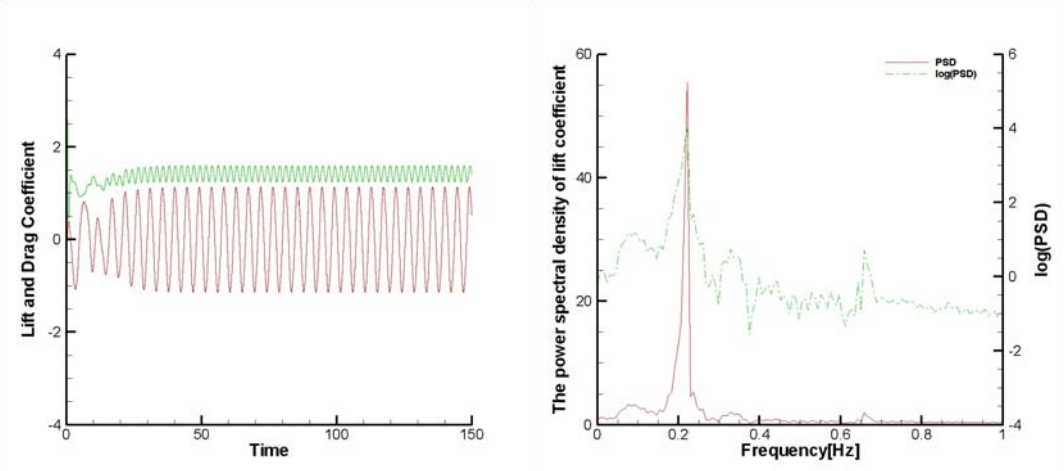

(d) Case 4 : $S_f = 0.19$



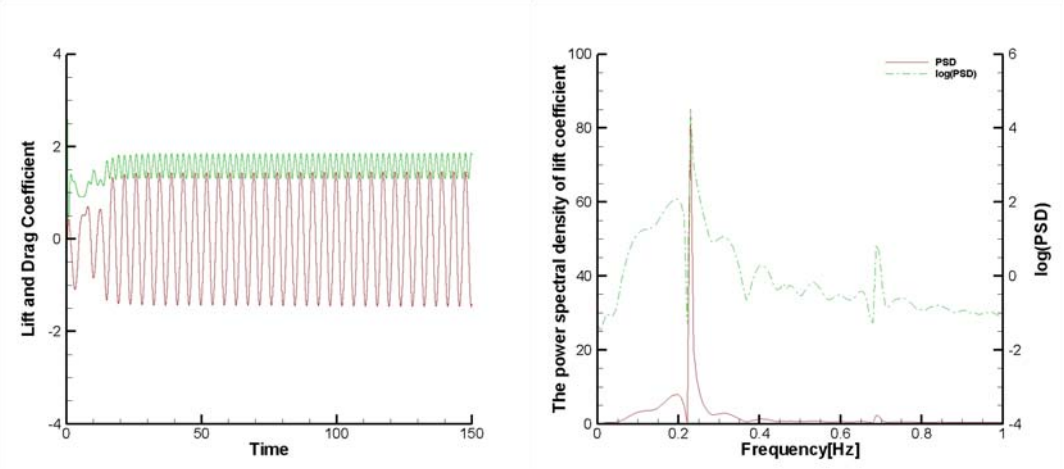

(e) Case 5 : $S_f = 0.20$



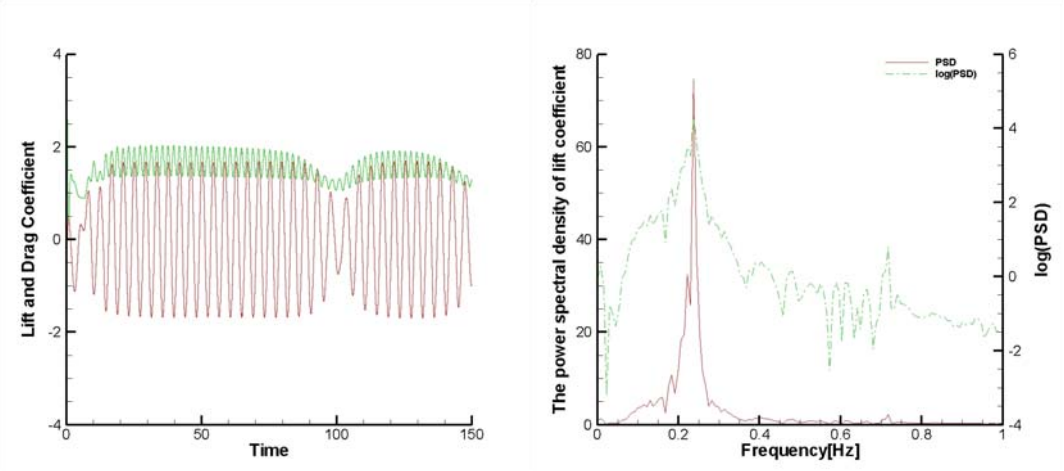

(f) Case 6 : $S_f = 0.21$



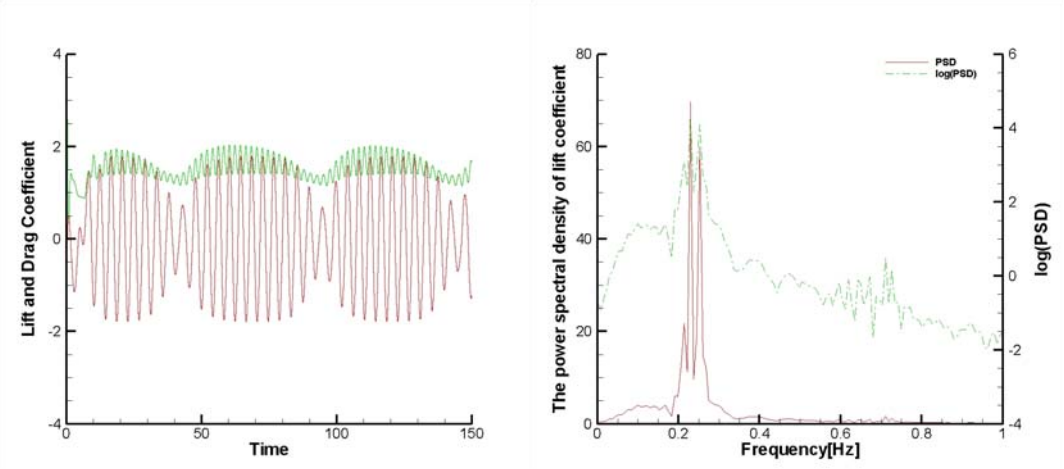

(g) Case 7 : $S_f = 0.22$




(h) Case 8 : $S_f = 0.23$




(i) Case 9 : $S_f = 0.24$



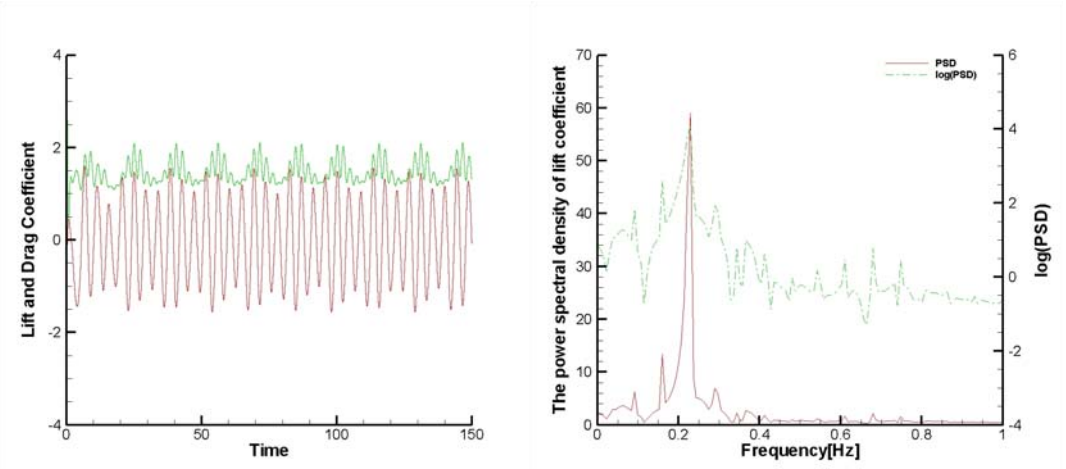

(j) Case 10 : $S_f = 0.25$

Fig. 4.3 Lift and drag coefficients and PSD of amplitude 0.1

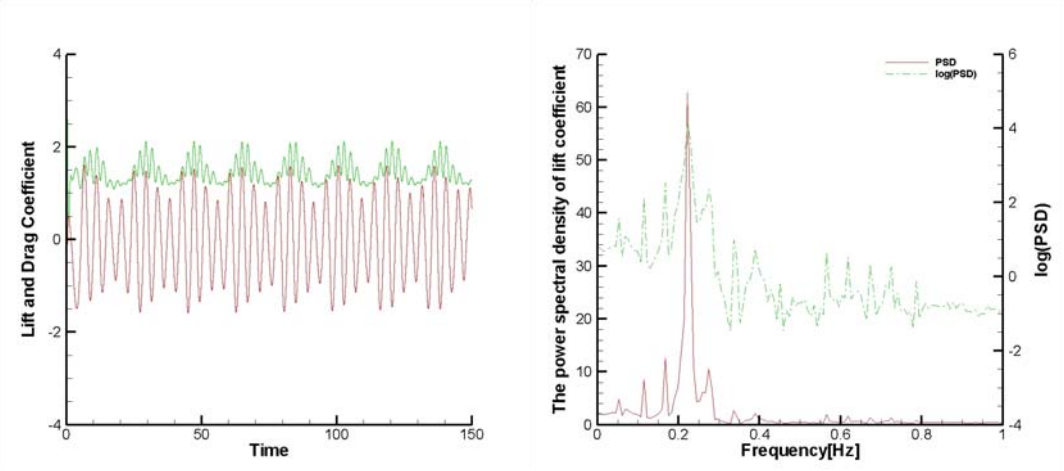
Fig. 4.3의 (g), (h)는 각각 $S_f$ = 0.22, 0.23인 경우로 실린더의 스트롤 수와 가진 주파수가 일치하여 Lock-on 상태가 되었을 때이다. 양력, 항력 계수의 변화에서 다른 주파수의 간섭이 없이, 한 개의 주진동 주파수만 나타난다. 특히 $S_f = 0.23$ 일 때 한 점의 주파수에서 PSD 의 극값이 매우 강하게 발생되는 것을 볼 수 있다. log(PSD)에서도 한 점의 주파수에서 강하게 나타나고 다른 주파수의 간섭이 약한 것을 볼 수 있다. $S_f = 0.20$ 일 때도 한 점의 주파수에서 PSD 값에서 강하게 나타나고 있으나,

log(PSD)에서는 보다 좀 더 넓게 퍼진 것을 볼 수 있다. 확실한 Lock-on 영역인 $S_f = 0.23$ 일때에는 PSD 값에서 확인할 수 있듯이 강하게 나타는 한 개의 극값이 고정된 실린더보다 크게 발생하였고, 최대 양력계수도 증가하는 것을 확인할 수 있다. 이는 실린더 고유의 스트롤 주파수와 가진 주파수가 공진을 일으켜 실린더에 받는 힘을 증가시켰기 때문이다.

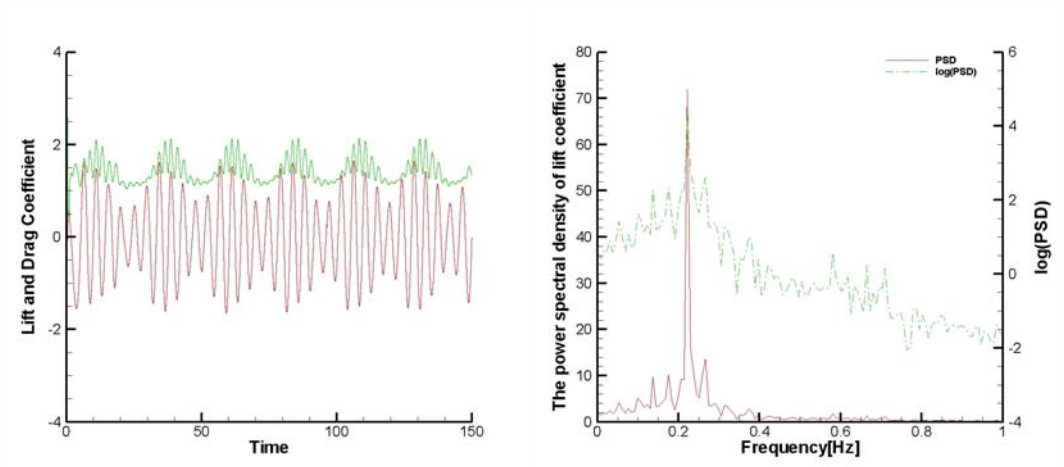
Fig. 4.3의 (a), (b), (c), (d), (e), (f), (i)와 (j)는 각각 $S_f$=0.16, 0.17, 0.18, 0.19, 0.20, 0.21, 0.24 및 0.25인 경우로, 양력과 항력 계수의 변화에서 실린더 후류의 와 흘림 주파수에 가진 주파수가 간섭하여 불안정한 것을 볼 수 있다. 양력 및 항력계수 변화를 보면 와흘림 주파수와 가진 주파수 간의 차에 의한 맥놀이 현상을 볼 수가 있다. 주파수 스펙트럼의 PSD와 log(PSD)를 보면 강하게 나타나는 두 점의 주주파수를 볼 수 있으며, 두 주파수의 차이가 맥놀이 현상으로 나타난다. 이 결과들로부터 계산 결과 0.22, 0.23에서 Lock-on 현상이 나타나고, 0.16, 0.17, 0.18, 0.19, 0.20, 0.21, 0.24 및 0.25인 경우에는 Lock-on이 일어나지 않은 것을 알 수 있다.



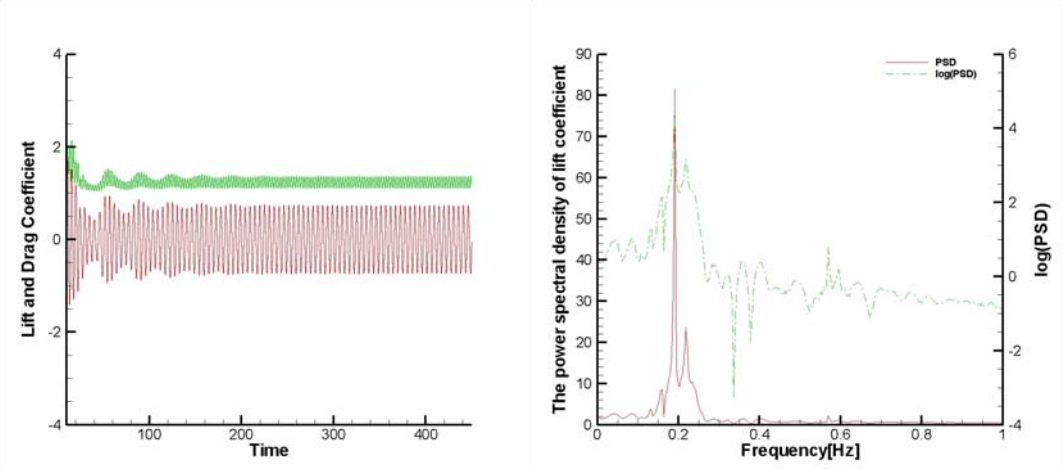

(a) Case 1 : $S_f = 0.16$



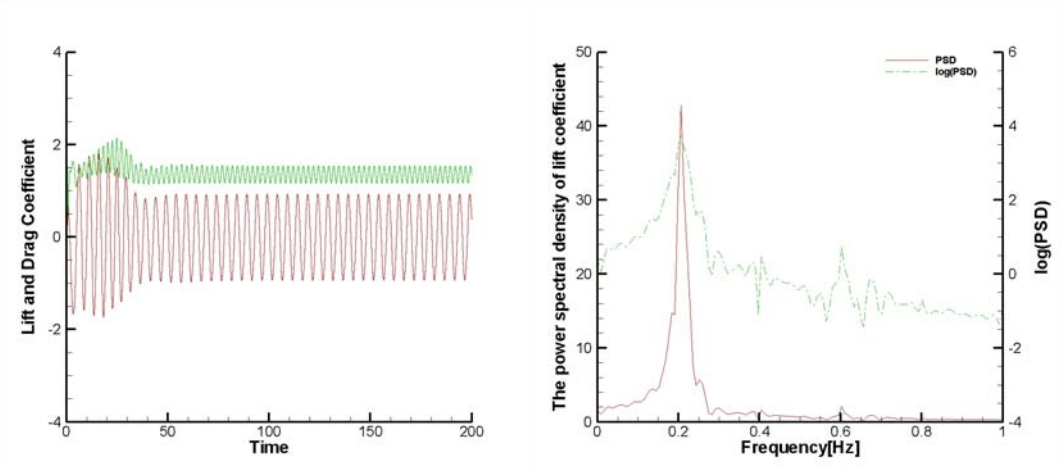

(b) Case 2 : $S_f = 0.17$



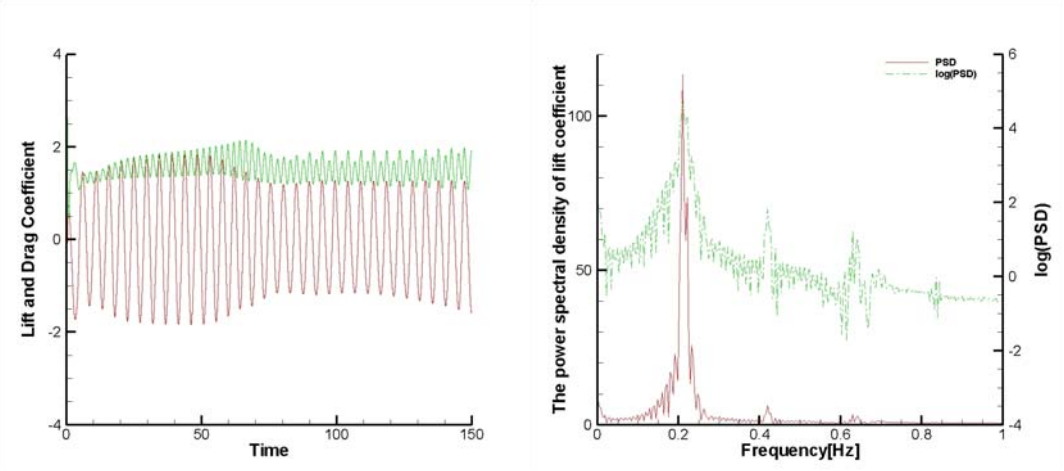

(c) Case 3 : $S_f = 0.18$



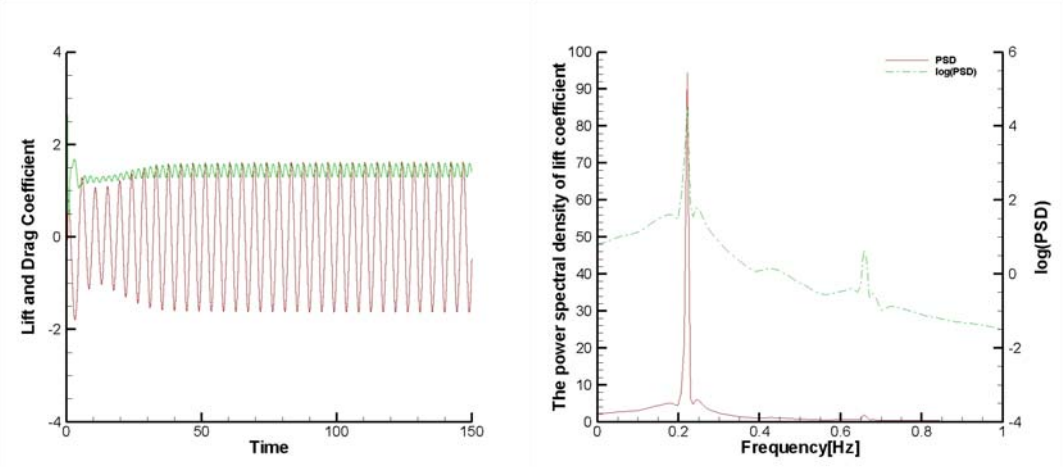

(d) Case 4 : $S_f = 0.19$



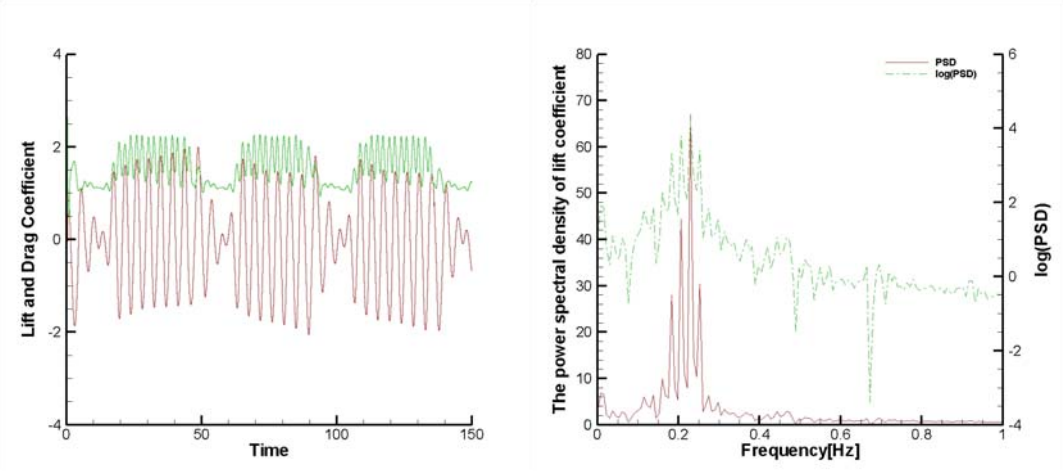

(e) Case 5 : $S_f = 0.20$



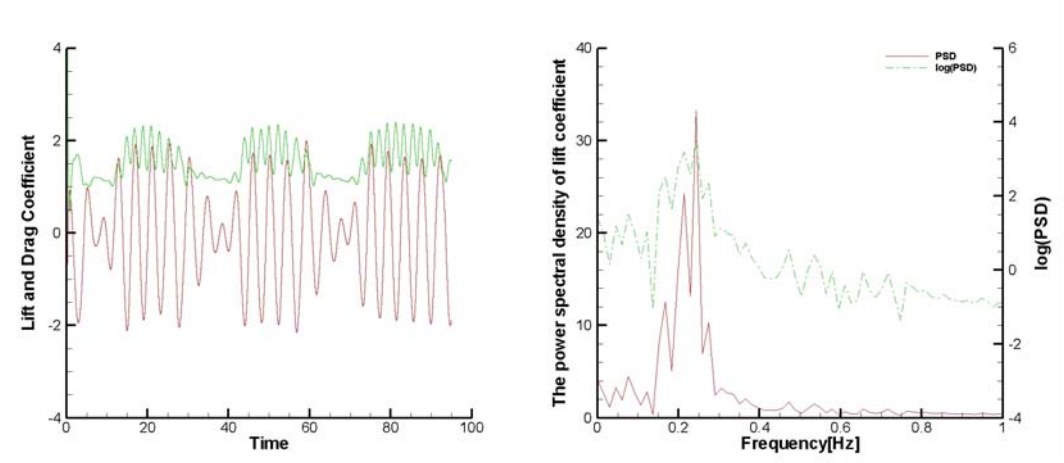

(f) Case 6 : $S_f = 0.21$



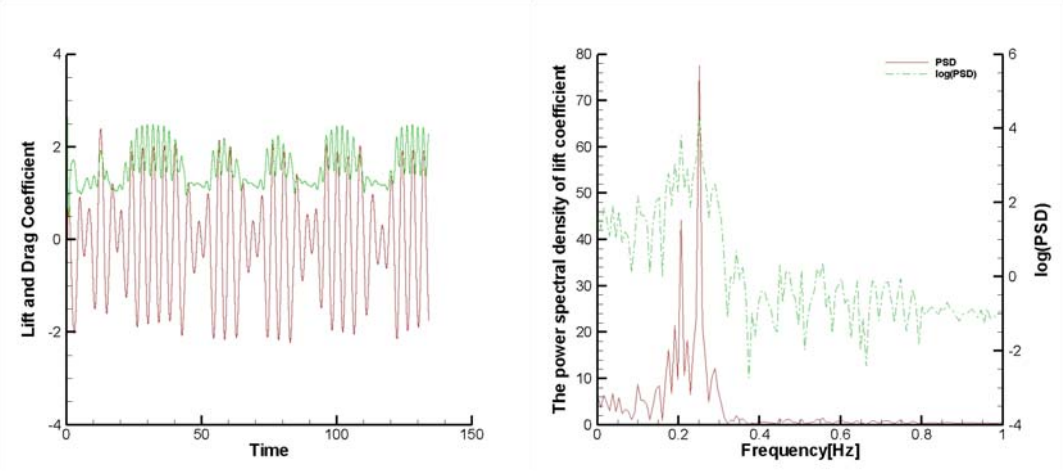

(g) Case 7 : $S_f = 0.22$




(h) Case 8 : $S_f = 0.23$




(i) Case 9 : $S_f = 0.24$

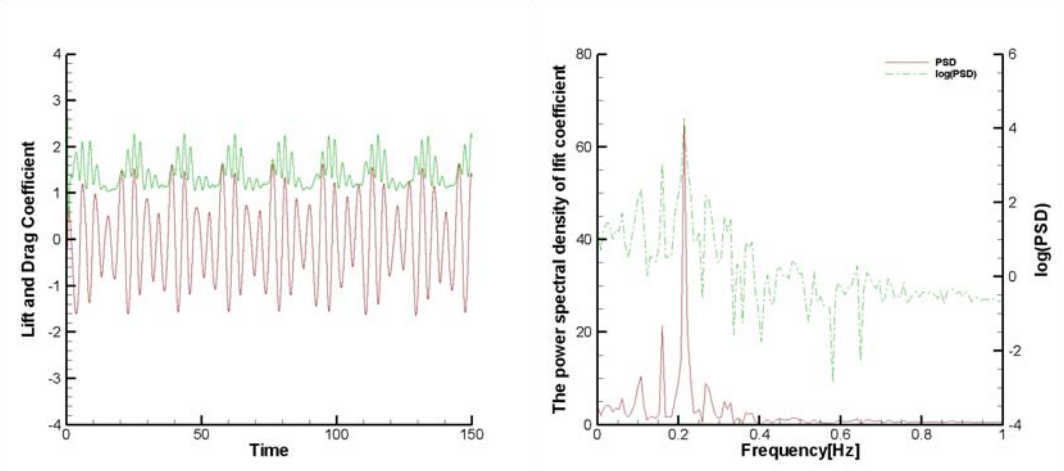



(j) Case 10 : $S_f = 0.25$

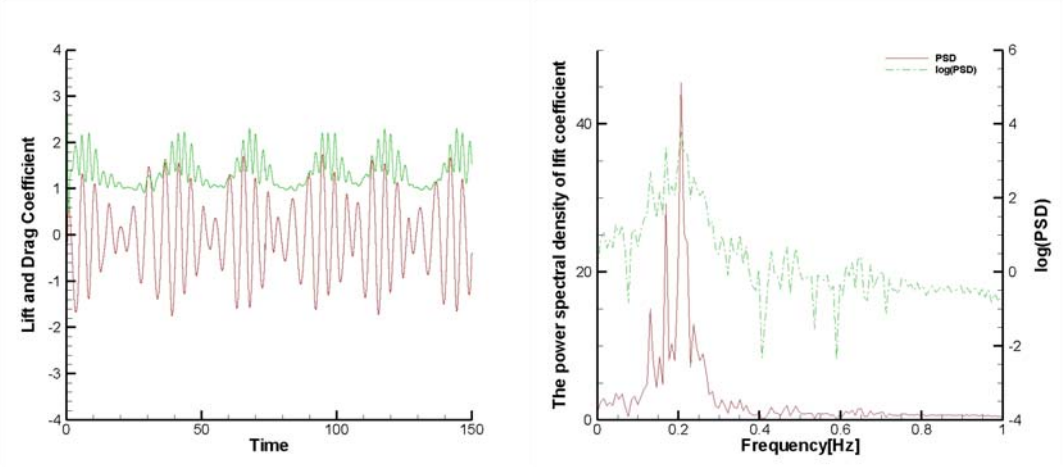
Fig. 4.4 Lift and drag coefficients and PSD of amplitude 0.2

Fig. 4.4의 (d), (e), (g)는 각각 $S_f$ = 0.19, 0.20, 0.22인 경우로 실린더의 스트롤 수와 가진 주파수가 일치하여 Lock-on 상태가 되었을 때이다. Fig. 4.3의 (g), (h)의 경우와 마찬가지로 양력, 항력 계수의 변화에서 다른 주파수의 간섭이 없이, 한 개의 주진동 주파수만 나타난다. 특히 $S_f = 0.20$와 $S_f = 0.22$ 일 때 한 점의 주파수에서 PSD 의 극값이 매우 강하게 발생되는 것을 볼 수 있다. log(PSD)에서도 한 점의 주파수에서 강하게 나타나고 다른 주파수의 간섭이 약한 것을 볼 수 있다. $S_f = 0.19$일 때도 한 점의 주파수에서 PSD 값에서 강하게 나타나고 있으나, log(PSD)에서는 보다 좀 더 넓게 퍼진 것을 볼 수 있다.

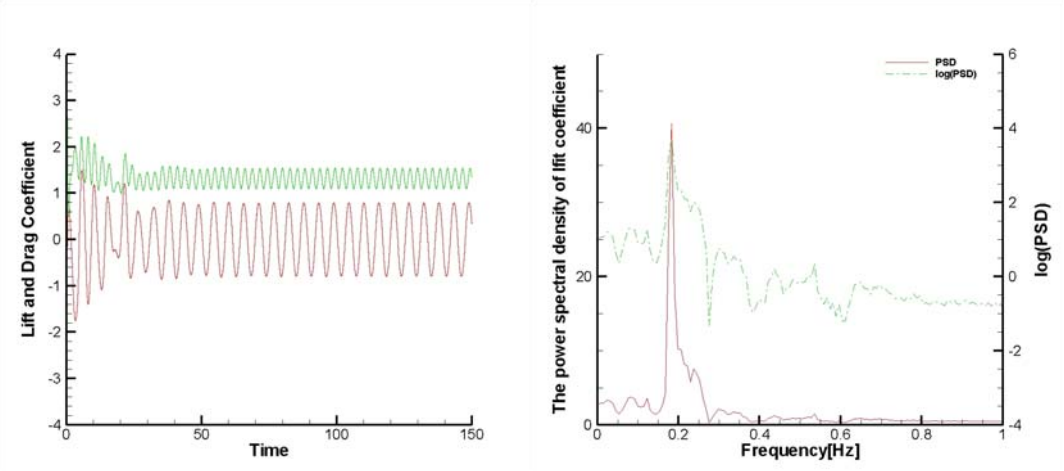
Fig. 4.4의 (a), (b), (c), (f), (h), (i)와 (j)는 각각 $S_f$=0.16, 0.17, 0.18, 0.21, 0.23, 0.24 및 0.25인 경우로, 양력과 항력 계수의 변화에서 실린더 후류의 와 흘림 주파수에 가진 주파수가 간섭하여 불안정한 것을 볼 수 있다. 양력 및 항력계수 변화를 보면 와흘림 주파수와 가진주파수간의 차에 의한 맥놀이 현상을 볼 수가 있다. 주파수 스펙트럼의 PSD와 log(PSD)를 보면 강하게 나타나는 두점의 주주파수를 볼 수 있으며, 두 주파수의 차이가 맥놀이 현상으로 나타난다. 이 결과들로부터 계산 결과 0.19, 0.20, 0.22에서 Lock-on 현상이 나타나고, 0.16, 0.17, 0.18, 0.21, 0.23, 0.24 및 0.25인 경우로 Lock-on이 일어나지 않은 것을 알 수 있다.



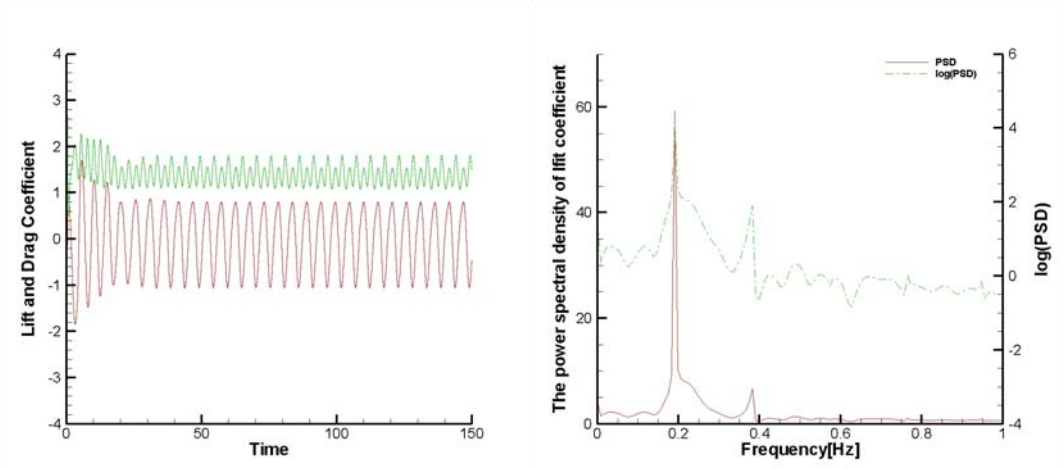

(a) Case 1 : $S_f = 0.16$



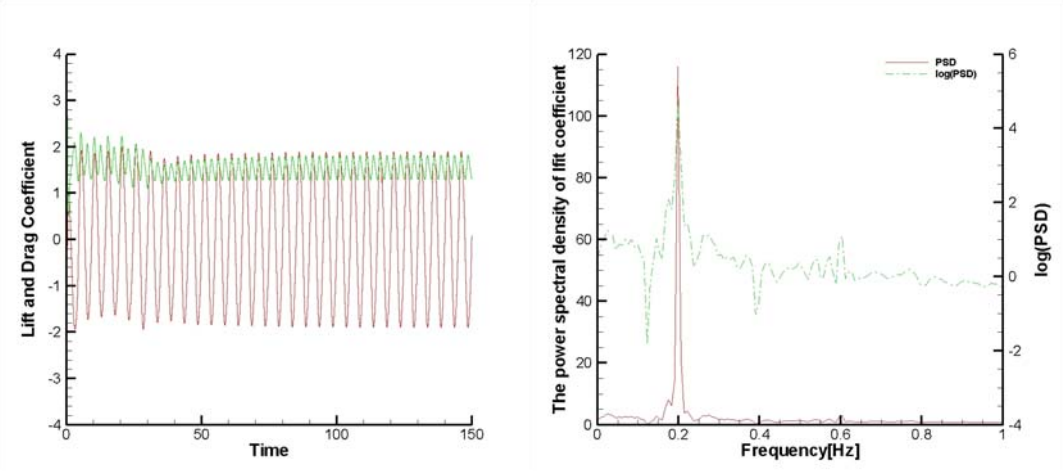

(b) Case 2 : $S_f = 0.17$



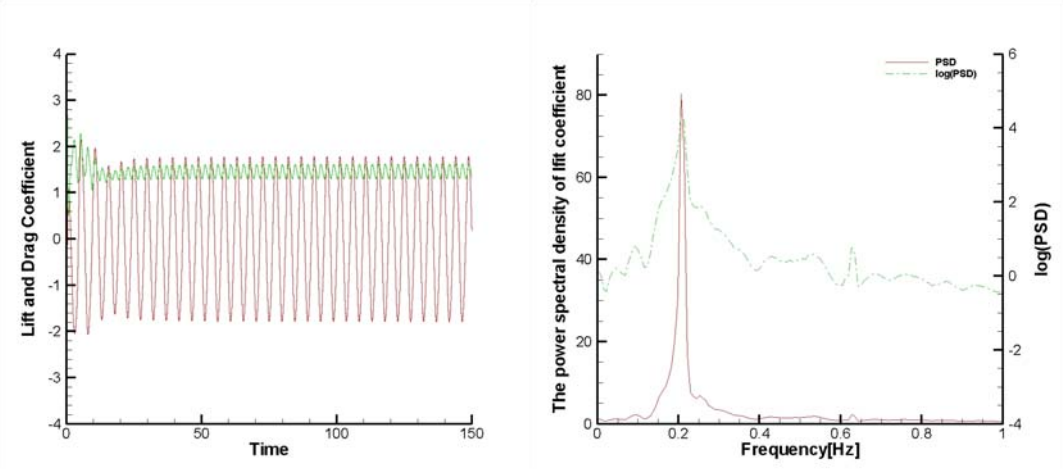

(c) Case 3 : $S_f = 0.18$



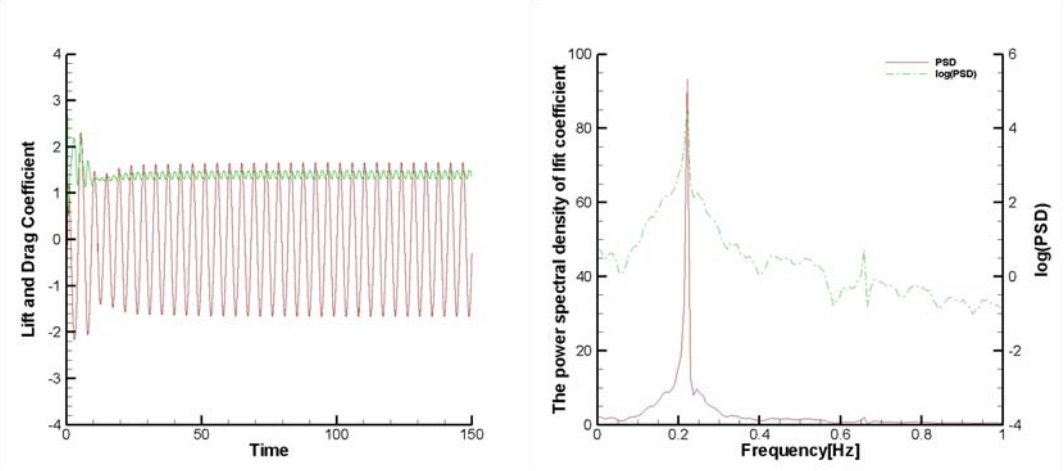

(d) Case 4 : $S_f = 0.19$



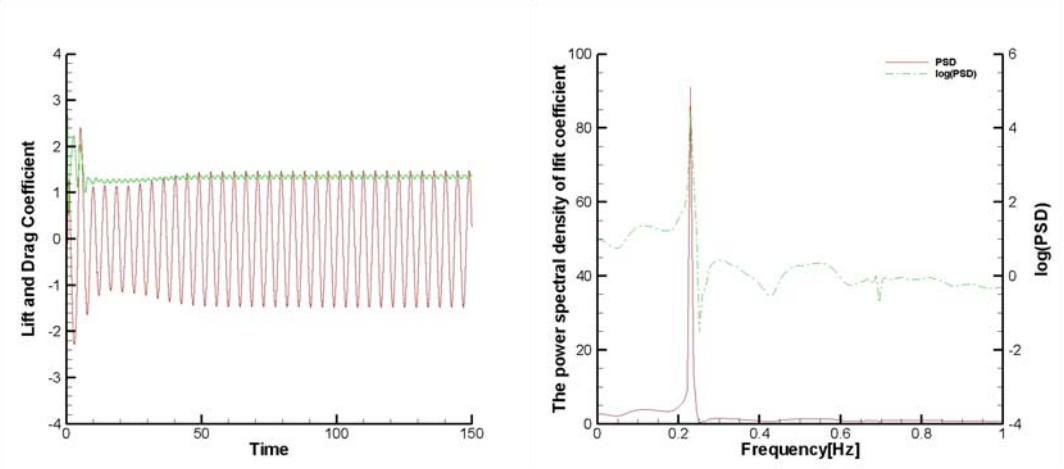

(e) Case 5 : $S_f = 0.20$



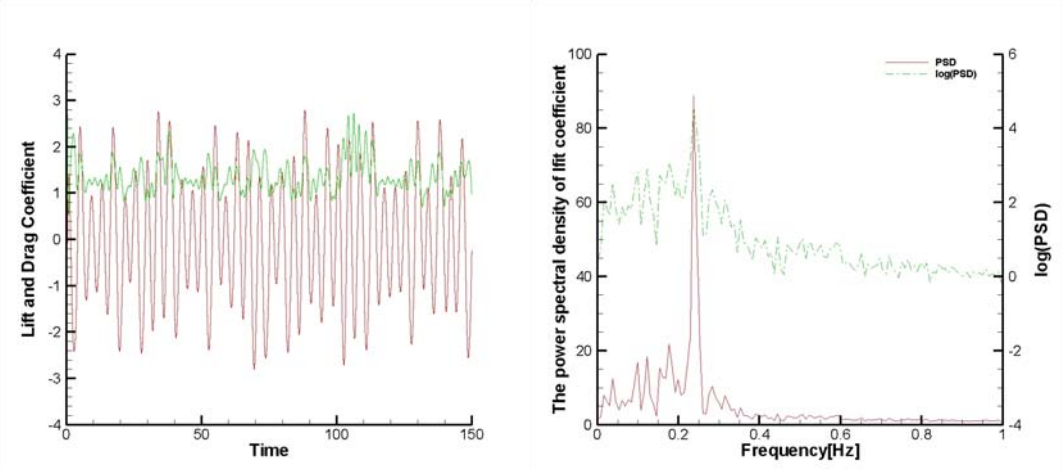

(f) Case 6 : $S_f = 0.21$



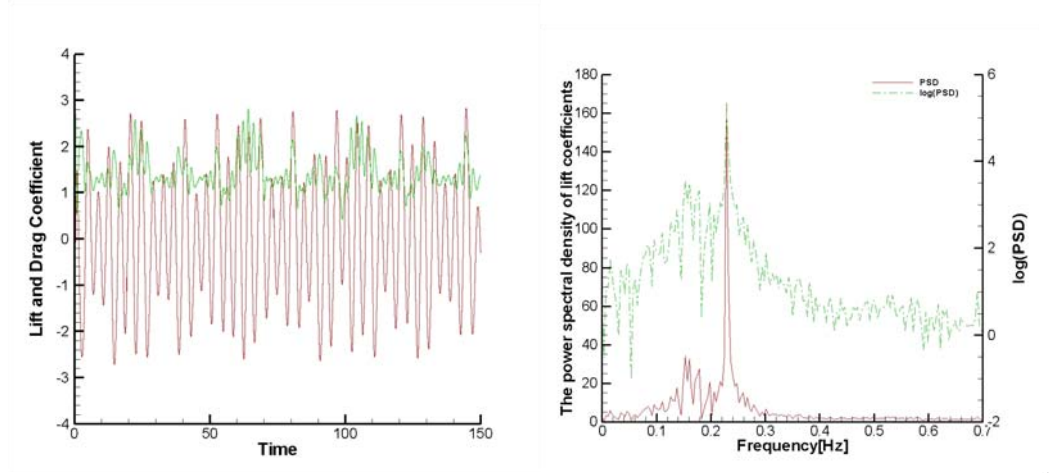

(g) Case 7 : $S_f = 0.22$




(h) Case 8 : $S_f = 0.23$




(i) Case 9 : $S_f = 0.24$




p

(j) Case 10 : $S_f = 0.25$

Fig. 4.5 Lift and drag coefficients and PSD of amplitude 0.3

Fig. 4.5는 최대 진폭의 크기를 0.3으로 하여 계산 하였을 때이며 $0.18 \leq S_f \leq 0.23$ 일 때 Lock-on 상태가 되는 것을 확인할 수 있다. 결과들로부터 진폭이 증가하면서 Lock-on 영역이 확대되는 것을 볼 수 있다.

### 1.4 Lock-on과 Non-lock-on

진동하는 물체 주위의 유동 현상을 분석할 때 가장 중요한 현상은 Lock-on 현상이다. Lock-on 현상은 물체의 진동과 물체에서 발생하는 와흘림이 일치하는 현상이다. 원형 실린더는 레이놀즈 수에 따라 고유의 Karman 와흘림 주파수를 갖는다. Lock-on 현상은 실린더의 진동 주파수가 Karman 와흘림 주파수와 같거나 비슷한 경우에 나타난다. 따라서 본 연구에서는 Karman 와흘림 주파수($f_s$)를 중심으로 실린더의 가진 주파수($f_c$)를 결정하였고 실린더의 횡방향 이동을 변화하면서 Lock-on이 일어나는 영역을 확인하고, Lock-on 상태와 Non-lock-on 상태의 유동 현상에 대해 비교하고 분석하였다.

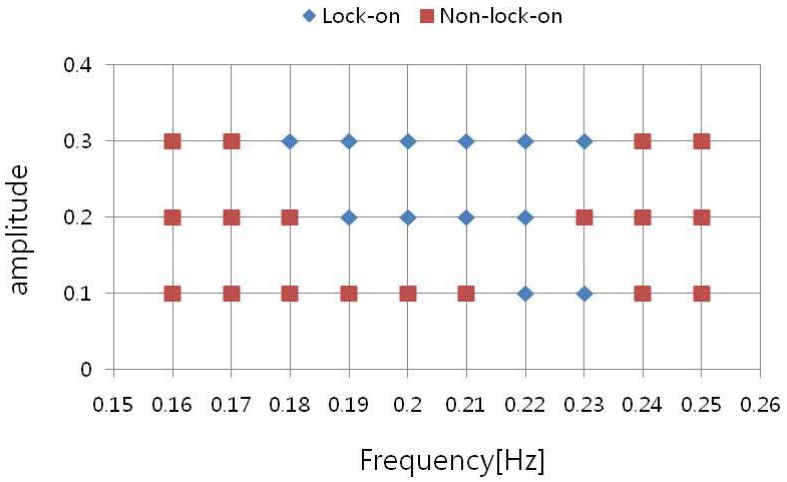



Fig. 4.6 Lock-on & Non-lock-on region

Fig. 4.6에는 진폭과 가진 주파수에 따른 Lock-on 영역과 non-Lock on 영역을 표기하였다. 그림으로부터 진폭이 커지면서 Lock-on 영역이 넓어지는 것을 볼 수 있다. 이러한 현상은 실린더의 진동이 유체의 흐름에 더 큰 영향을 주게 되기 때문이다. 진폭이 더 커질수록 Lock-on영역이 증가 될 것으로 보이지만 어느정도 이상의 진폭에서는 더 이상의 증가 효과는 크지 않을 것으로 예상된다.

## 제 2 절 진동하는 날개주위의 유동

### 2.1 형상 및 파라미터

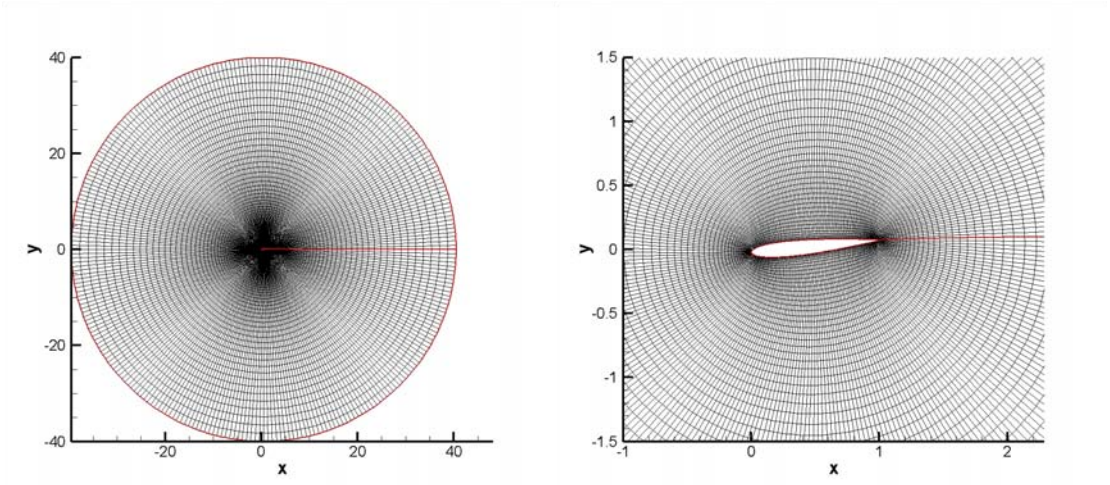



Fig. 4.7 Computational grid for 2D airfoil

본 논문에서는 고차·고해상도 기법을 사용하여 고 받음각으로 진동하는 에어포일 주위의 유동을 모사하였다. 해석 대상인 진동하는 에어포일의 형상은 Fig. 4.1과 같은 격자계를 이용하여 계산하였다. 격자계는 O-type 격자를 사용하였고, 유동의 변화가 클 것으로 예상되는 에어포일의 주위 영역의 격자는 조밀하게 하였다. 에어포일 주위에 격자계수는 i, j방향으로 각각 $280\times91$개(25,200개)의 격자를 사용하였다. 에어포일의 형상은 NACA0012의 데이터로 결정되고 유입류의 속도($U_\infty$)가 적용된다. 유입류의 마하 수와 레이놀즈 수를 무차원화하면 식(4-4)과 식(4-5)와 같이 나타낼 수 있다.

$$M_\infty = U_\infty / a_\infty \tag{4-4}$$

$$Re = \rho_\infty U_\infty D / u_\infty \tag{4-5}$$

계산 영역은 에어포일의 중신으로부터 직경(D)의 80배까지로 설정하였고 $\alpha_m$을 기준으로 하여 진동 받음각진폭 $\alpha_0$로 진동하도록 하였다. 받음각 $\alpha$는 시간과 진동 주파수와 (4-6)과 같은 관계식을 갖는다.

$$\alpha = \alpha_m + \alpha_0 \sin(2\pi f t) \tag{4-6}$$

### 2.2 고정 실린더 후류 스트롤 수 비교

수치 계산 결과를 검증하기 위해 $Re_{\infty}=1000$이고 $M=0.3$인 유동조건에서 고정된 실린더의 고유 와흘림 특성을 계산하였다. 스트롤 수는 유체의 특성을 보여주는 무차원수 중 하나로 해석대상의 형상과 레이놀즈 수에 따라 다르게 나타난다. 후류 영역에서 측정한 값들은 후류에서 발생되는 다양하고 복잡한 유동 현상에 의해 다른 주파수 성분을 가질 수 있기 때문에 본 논문에서는 Fig. 4.8에 양력 계수를 이용하여 주파수를 계산하였다. 본 연구에서 계산된 스트롤 수는 0.222로 Williamson[25]등의 실험결과 0.213247과 매우 일치한다. Fig. 4.9에서는 고정된 실린더에서 한주기동안의 양력계수변화에 따른 와흘림의 주기적 변화를 보여주고 있다.

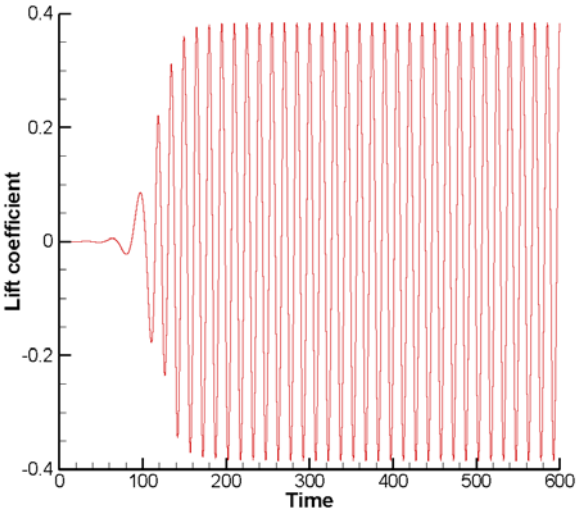



Fig. 4.8 Time histories of lift coefficient on a fixed cylinder

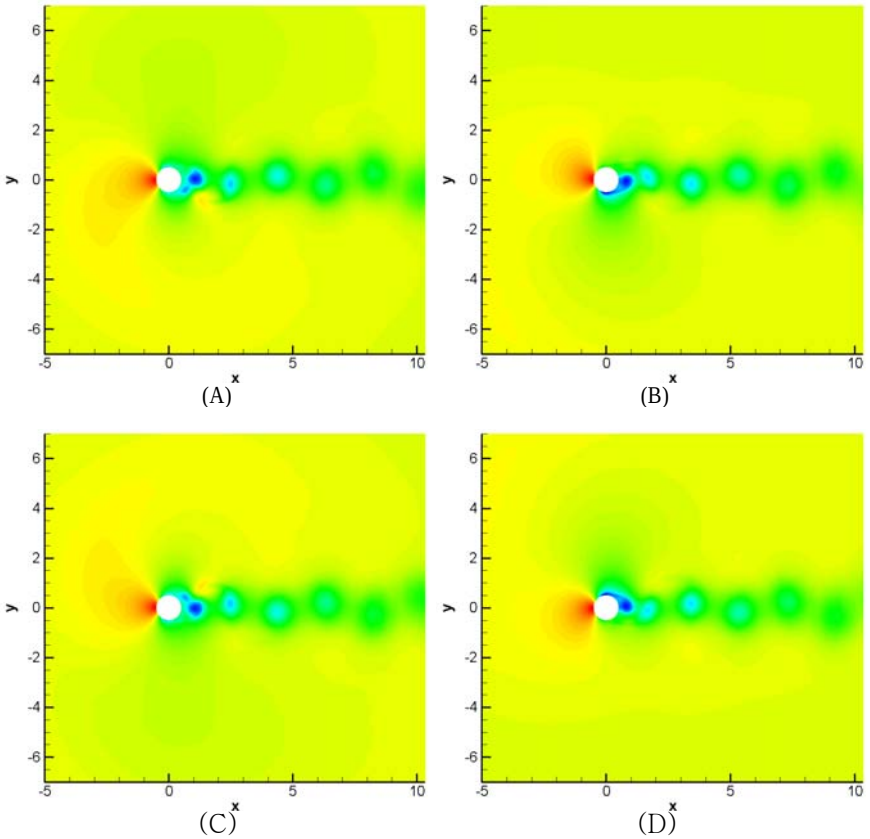



Fig. 4.9 vortex shedding around a fixed cylinder during 1 period

### 2.3 고정된 날개 주위 유동

수치 계산 검증을 위하여 마하수 0.2, 레이놀즈수 100000이고, 받음각 10도 일 때의 정상상태 날개 주위 유동을 계산하였다. 시간 간격은 0.0002으로 계산하였으며, 양력 및 저항계수의 수렴특성은 Fig. 4.10과 같이 약 무차원 시간 20정도에서 수렴하였다.

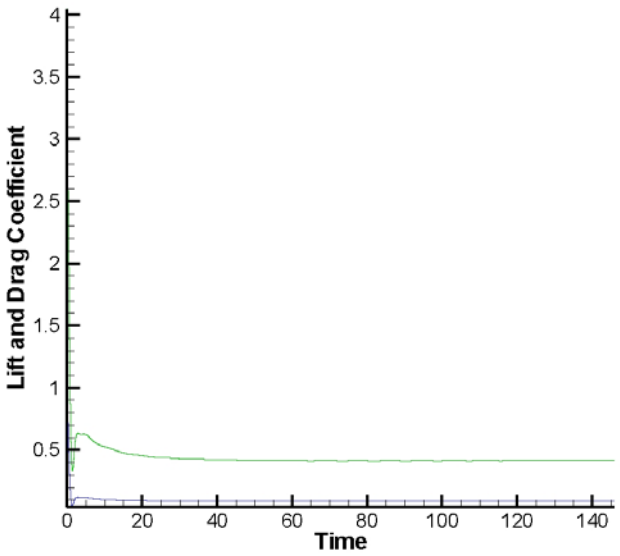
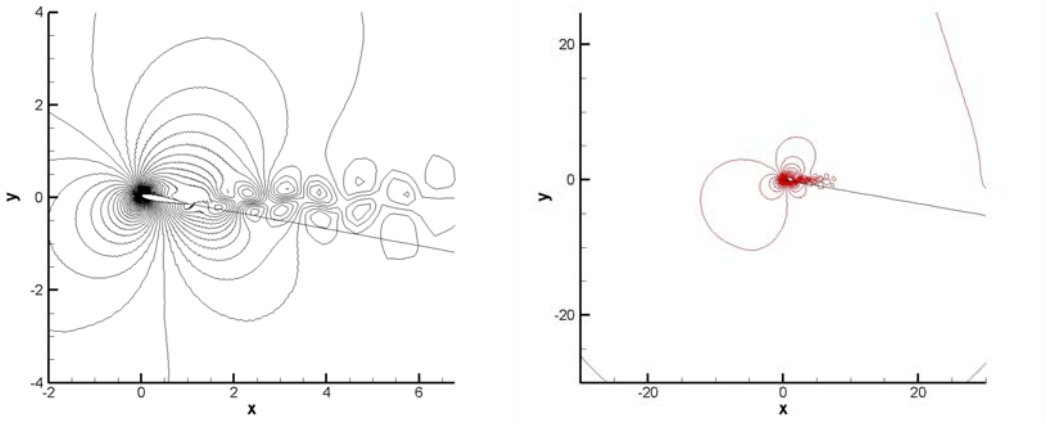
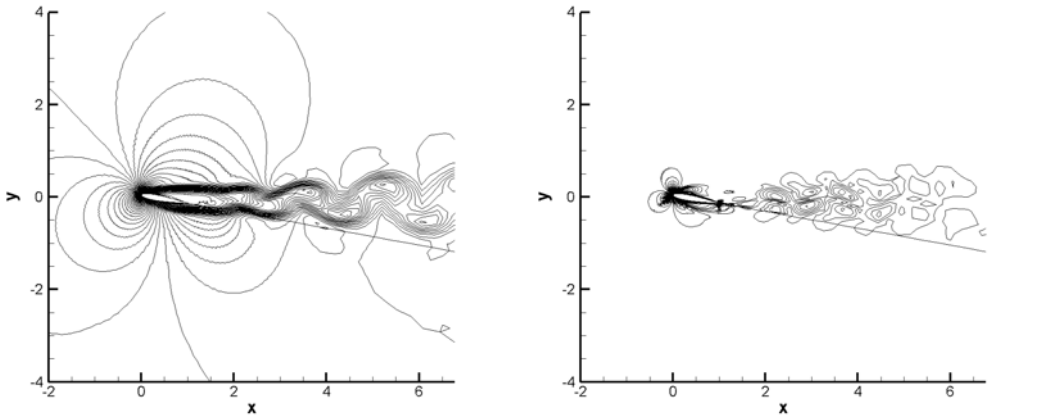



Fig. 4.10 Lift and drag coefficients changes over time for the case of $\alpha_m = 10^\circ, \alpha_0 = 0^\circ$

Fig. 4.11의 (a)와 (b), (c)의 등 압력선도, 등 밀도선도 및 등 와도선도를 보면 Fig. 4.10에서 양력계수는 정상상태로 수렴하였으나, 후류에서 등 밀도선도와 등 와도선도를 보면 비 정상유동임을 볼 수 있다. 이는 날개면에서는 정상상태에 이르렀으나 후류에서는 비정상상태임을 나타낸다.




(a) Pressure Contour




(b) Density Contour (c) Vorticity Contour

Fig. 4.11 Pressure, Density and Vorticity Contours for the case of $\alpha_m = 10^\circ, \alpha_0 = 0^\circ$

### 2.4 선행 연구 결과와 비교

본 논문에서 계산한 f=0.05와 f=0.02992의 계산을 수행하기 전에 Fig. 12에서 Berton[27]등의 실험 논문과 받음각에 따른 양력계수에 대한 비교를 하였다.

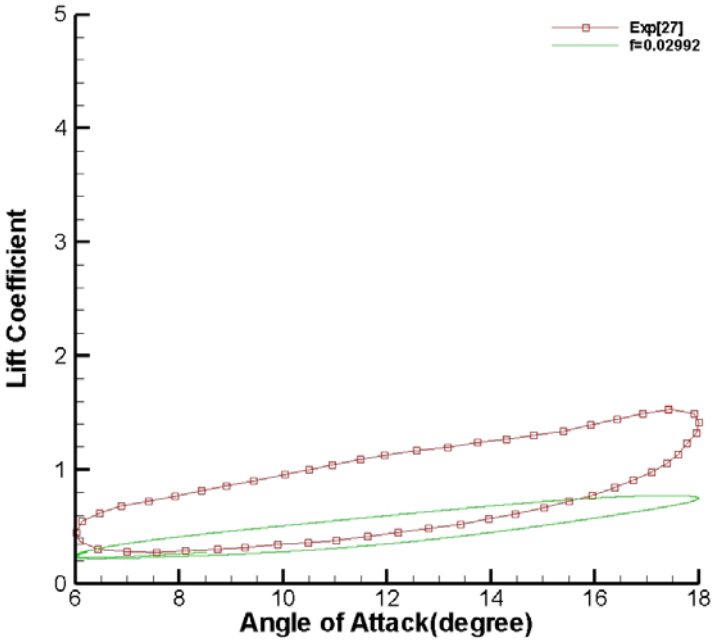



Fig. 12 Compared Berton[27] result

비교 결과 받음각이 증가하는 경우에는 거의 비슷하게 일치 하지만 받음각이 감소하는 방향일 경우에는 차이가 있는 것을 확인하였다. 완전히 일치 하지는 않지만 비슷한 패턴으로 진행되는 것을 확인하였다. 이 경우에는 한 개의 경우에 대해서만 비교를 하여 비슷한 패턴인 것을 확인하고 f=0.05일 경우와 f=0.02992일 경우에 대해 받음각 별로 나누어 계산을 수행하였다.

### 2.5 진동하는 날개주위유동(f=0.05일 때)

마하수 0.2이고, 레이놀즈수 100000이고, 받음각이 $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$ 이고 $f = 0.05$로 진동하는 비정상상태의 경우를 계산하였다.

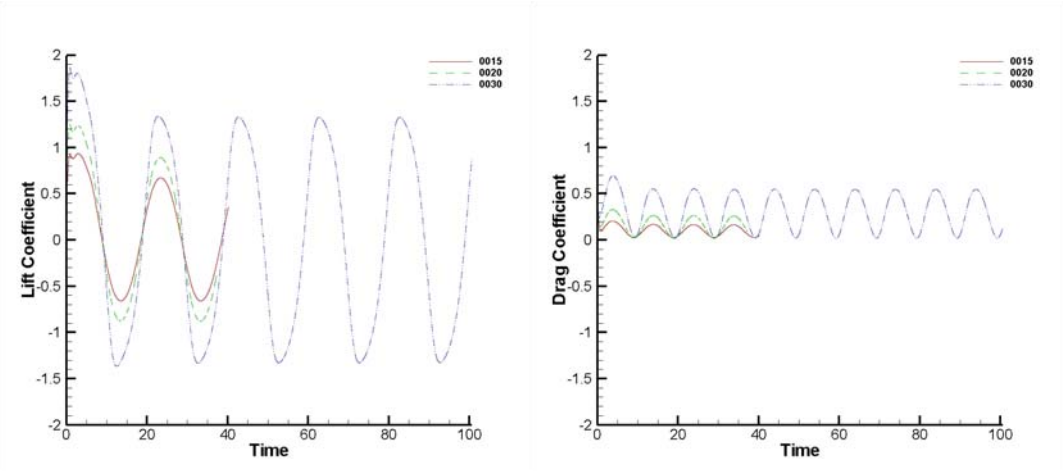



Fig. 4.13 Lift and drag coefficients changes over time for the cases of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$

시간간격은 0.0002를 주었으며, 시간에 따른 계산결과는 Fig. 4.13의 (a), (b)에서와 같이 양력과 저항계수는 첫 주기에서부터 거의 주기적 수렴성을 갖는다. 그러나 후류영역 및 전체 유동장은 발생한 와류가 후류로 흘러가고 벽면에서 발생한 음향파가 전방향으로 확산되어야 하므로 충분한 주기 동안의 계산이 필요하다. 양력계수와 저항계수의 주기적 특성은 강제진동 주파수에 따름으로 $f = 0.05$과 같다. Fig. 4.13에 대응하는 받음각에 따른 양력계수 및 저항계수를 Fig. 4.14 (a)와 (b)에 그렸다.

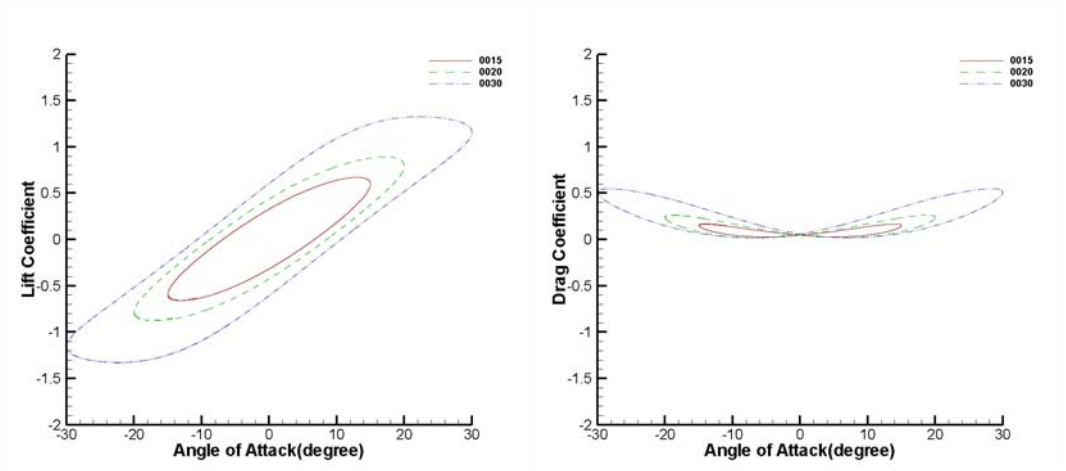
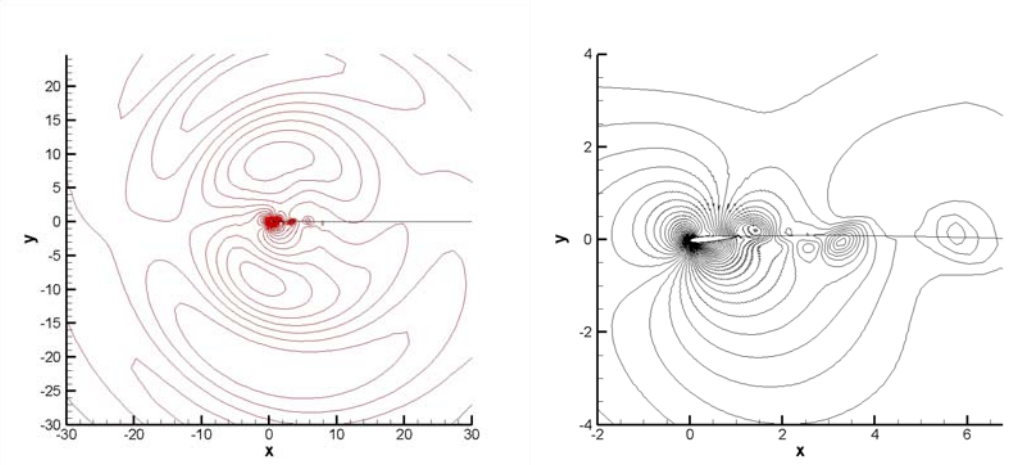
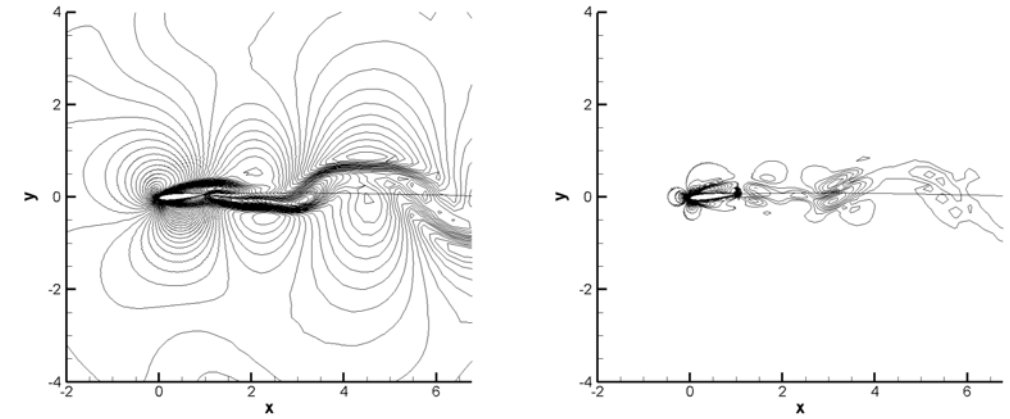



Fig. 4.14 Lift and drag coefficients changes over Angle of Attack for the cases of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$

양력계수 변화를 보면 받음각이 증가와 감소에 따라 증가와 감소함으로 같은 받음각에서 받음각이 감소하는 방향일 때 더 큰 양력계수를 받는다. 저항계수변화에 있어서는 평균받음각이 0임으로 받음각 0도를 기준으로 좌우 대칭을 이루는 것을 볼 수 있다. 저항계수에서도 받음각이 증가하면서 저항계수가 증가하고, 감소할 때 저항계수도 감소한다. 따라서 양의 받음각 기준으로 보면 같은 받음각 일 때 받음각이 증가하는 방향일 때 저항계수가 크다. 주기 수렴된 한 순간의 유동특성들을 보기위하여 $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$ 의 경우에 대해 Fig. 4.15 (a) ~ (c)에 등 압력선도, 등 밀도선도 및 등 와도선도를 그렸다.




(a) Pressure Contour

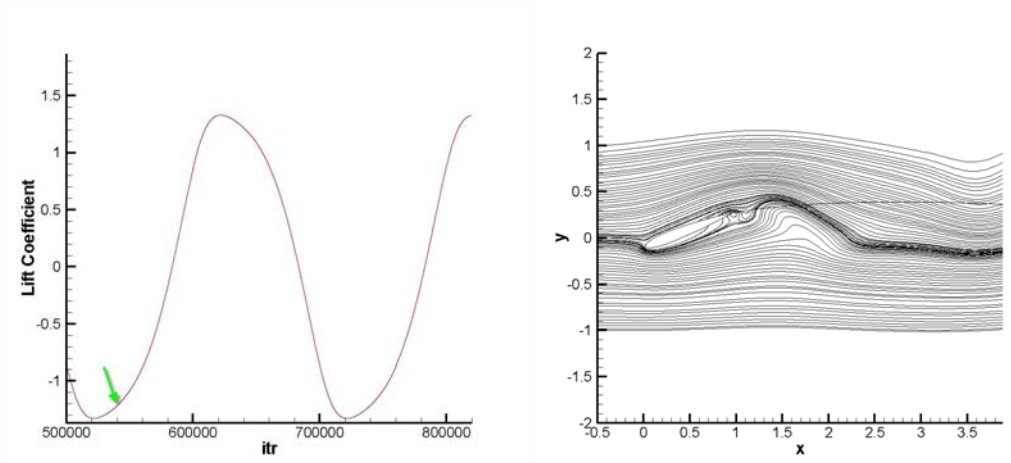



(b) Density Contour (c) Vorticity Contour

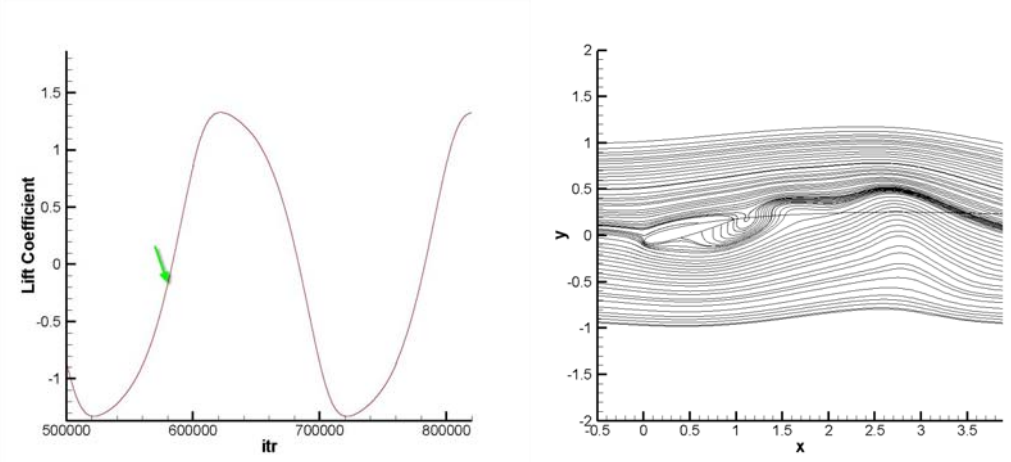
Fig. 4.15 Pressure, Density and Vorticity Contours for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$

등 압력선도로부터 날개에 의해 발생한 파동이 전 영역으로 확산되는 것을 볼 수 있으며, 등 밀도 및 등 밀도선도로부터 후류로 흘러가는 압력파와 와류의 흐름을 볼 수 있다. 그림에 나타나듯이 음향파는 전 영역으로 큰 파장을 가지고 퍼져가며, 후류를 따라 흐르는 압력파는 음향파의 한파동안에서 짧은 주기의 파장으로 흘러가는 것을 볼 수 있다. 앞전과 뒷전에서 박리 유동특성을 보기 위하여 $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 30^\circ$ 의 경우에 대해, 날개주위의 유선을 Fig. 4.16 (a) ~ (e)에 그렸다. 받음각의 진폭이 30도 임에도

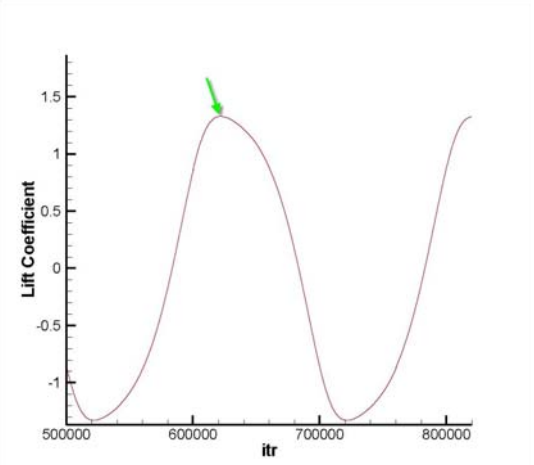
불구하고, 날개면에 큰 박리 유동은 발생하지 않고, 따라서 Fig. 4.14의 받음각에 따른 양력계수변화에서도 큰 굴곡이 없이 변화하게 된다.

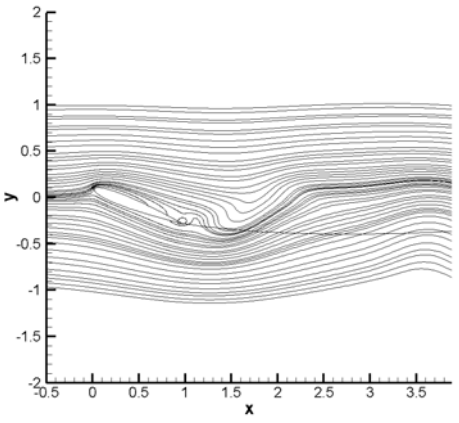



(a)

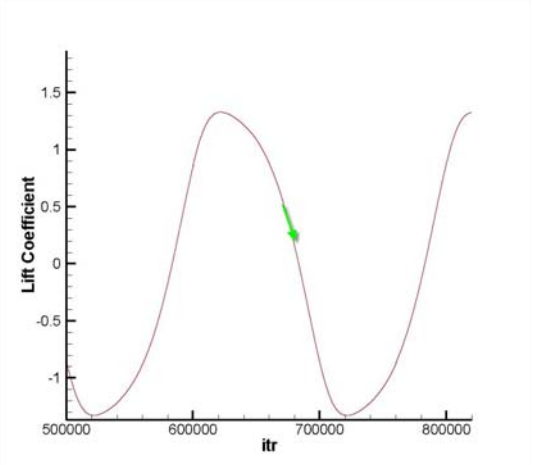


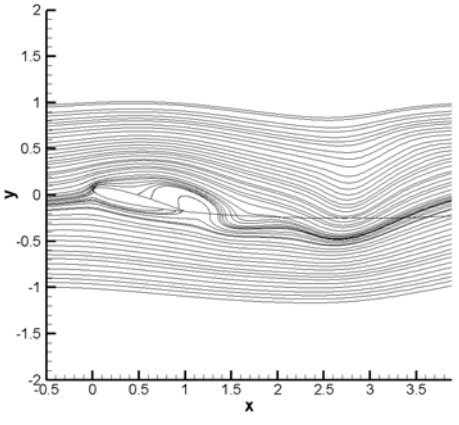

(b)


Lift Coefficient
itr
500000
600000
700000
800000
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1

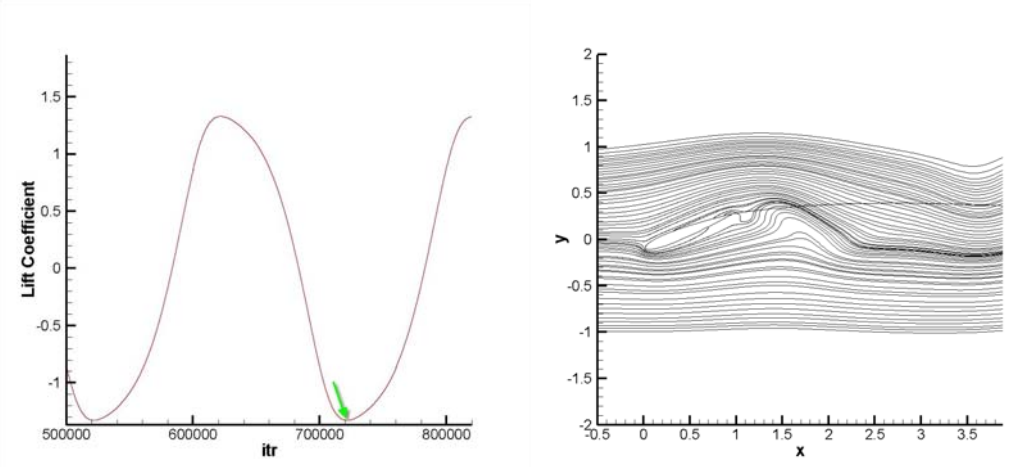

y
x
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
-2
-0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

(c)


Lift Coefficient
itr
500000
600000
700000
800000
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1


y
x
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
-2
-0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

(d)




(e)

Fig. 4.16 Stream Line for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 30^\circ$

고 받음각에서 진동특성을 보기 위하여 $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$ $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$ 이고 $f = 0.05$로 진동하는 경우를 계산하였다. 양력 및 저항계수의 주기적 특성을 보기 위하여 시간에 따른 변화를 Fig. 4.17에 그렸다.

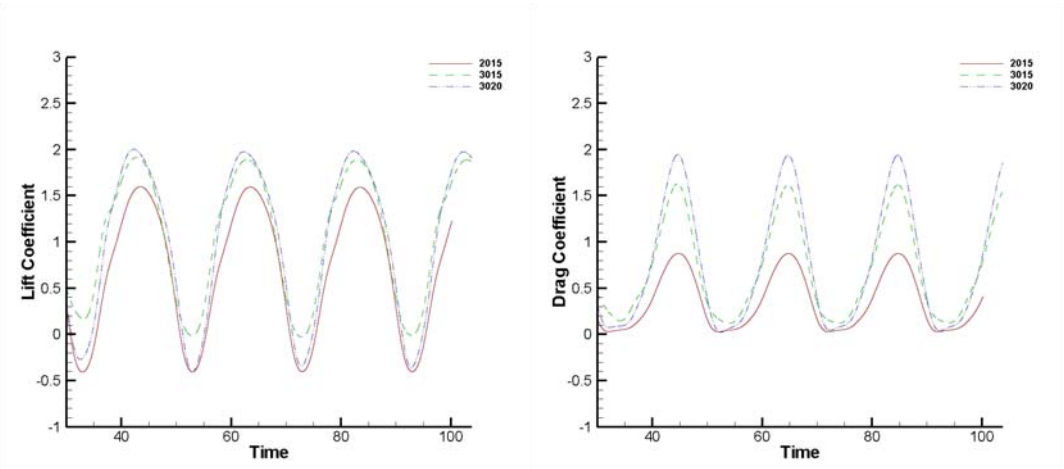



Fig. 4.17 Lift and drag coefficients changes over time for the cases of $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$

계산의 진행시간은 평균받음각이 0일 때와 비교하여 수주기가 더 진행 되었으나, 고

받음각 유동으로 인해 Fig. 4.13의 경우처럼 완전한 수렴에 이르지는 못했다.

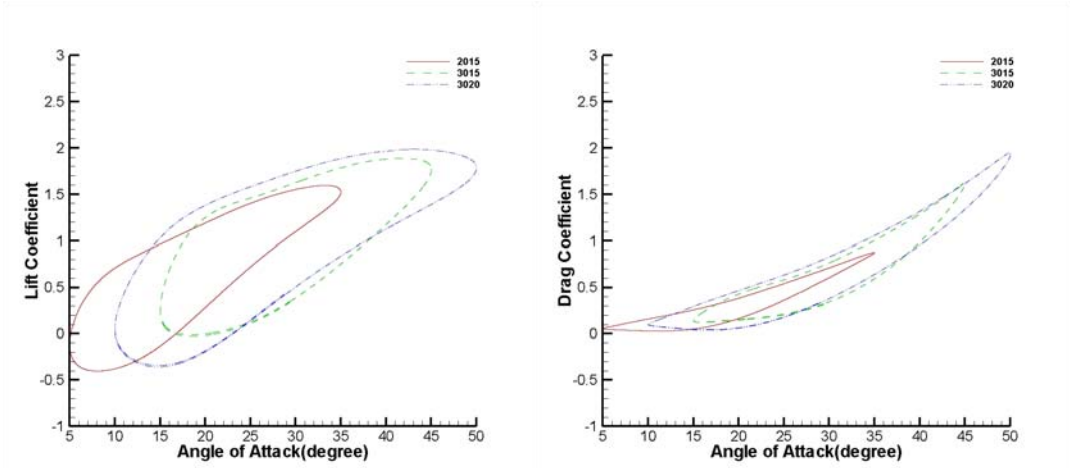
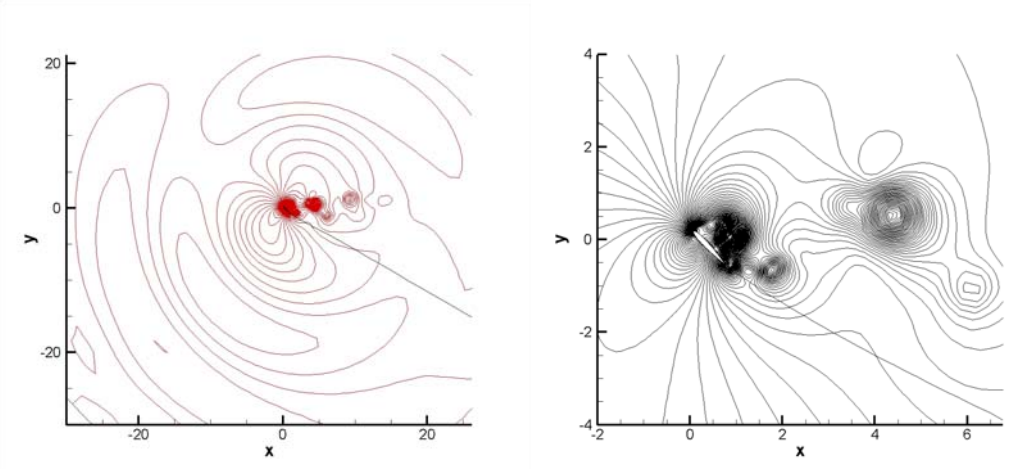
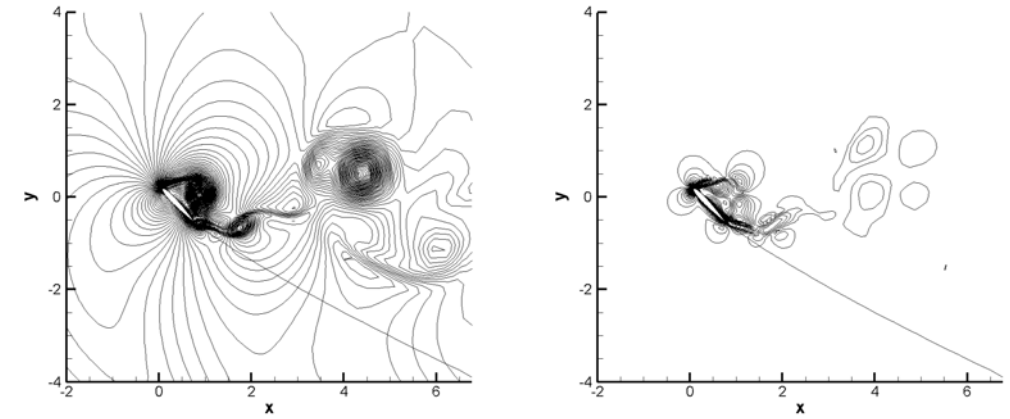



Fig. 4.18 Lift and drag coefficients changes over Angle of Attack for the cases of $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$

Fig. 4.18의 받음각에 따른 양력계수 변화과정을 보면 받음각이 상승할 때 Fig. 4.14의 경우처럼 자연스럽게 증가하지만, 받음각이 하강할 경우에는 양력계수에서 큰 굴곡과 저항계수에 선형적 변화가 있음을 볼 수 있다. 이는 날개 뒤에 발생하는 큰 박리 유동의 크기와 직접관련 될 것으로 보인다. 음향파의 전파 특성을 보기 위하여 $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$ 인 경우의 등 압력, 등 밀도 및 등 와도선도를 Fig. 4.19 (a) ~ (c)에 그렸다.




(a) Pressure Contours



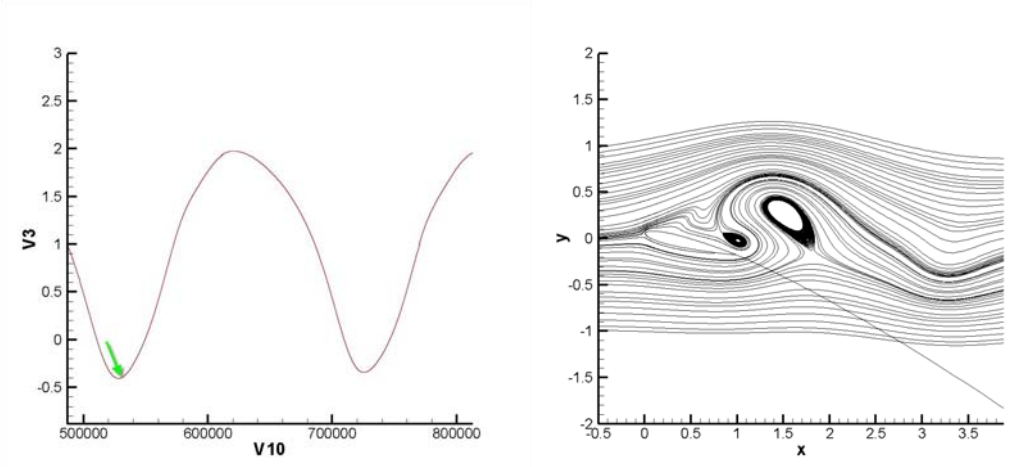

(b) Density Contour (c) Vorticity Contour

Fig. 4.19 Pressure, Density and Vorticity Contours for the case of $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$

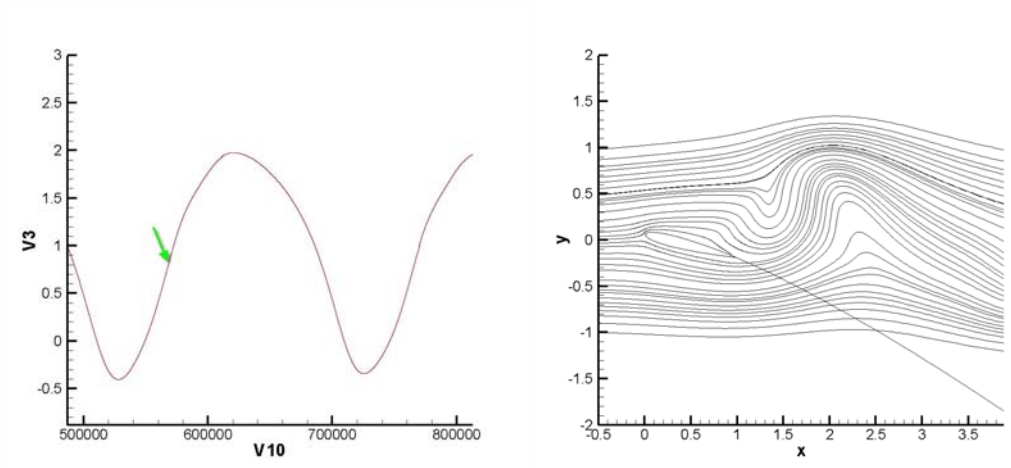
(a)로부터 전 영역에 퍼져가는 음향파의 특성을 볼 수 있으며, 와류와 함께 흘러가는 압력파의 특성을 볼 수 있다. 여기에서는 이전 그림과 같이 음향파는 긴 파장으로 전 영역으로 퍼져가며, 압력파는 날개 바로 뒷부분 한 음향파 내에서 와류와 함께 흘러가는 것을 볼 수 있다.

Fig. 4.20에는 날개 주위에 발생하는 박리유동의 특성을 보기 위해 받음각 변화가 가장 큰 $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$ 인 경우에 대해 시간에 따른 몇 시점에서 유선을 그렸다. 그

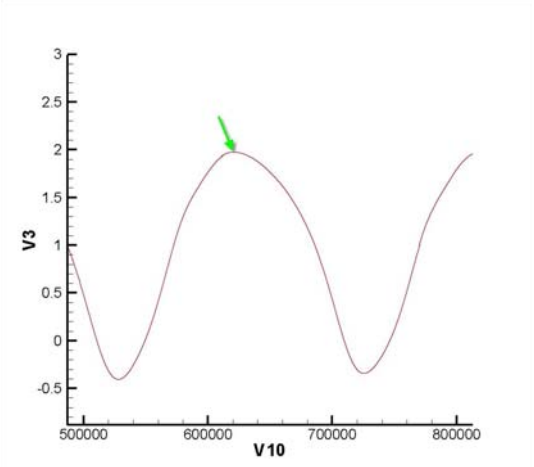
림들로부터 날개 상면에서 큰 박리 유동을 볼 수 있으며, 큰 박리 유동의 영향에 의해 받음각이 증가할 때에는 양력이 같이 증가하지만, 받음각이 감소 할 때는 양력변화가 늦는 것을 볼 수 있다. 이런 영향은 저항 계수에 있어서도 하강국면에서 거의 선형적인 특성을 보여준다.

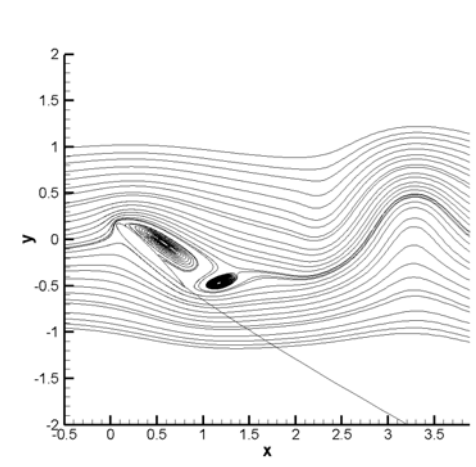



(a)

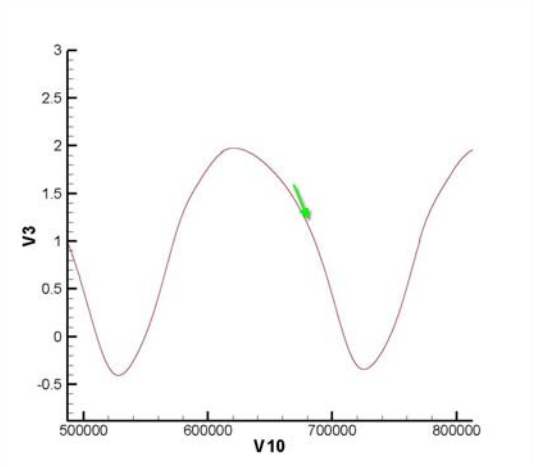


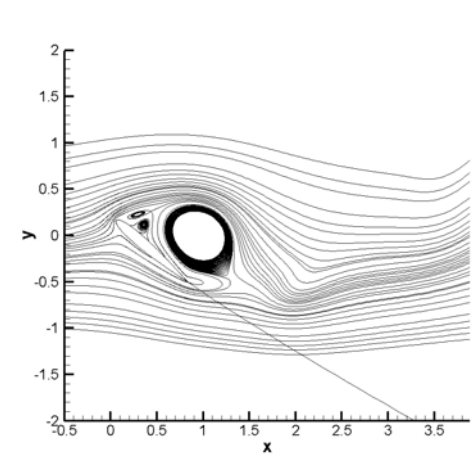

(b)


V3
V10
500000
600000
700000
800000
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
-0.5

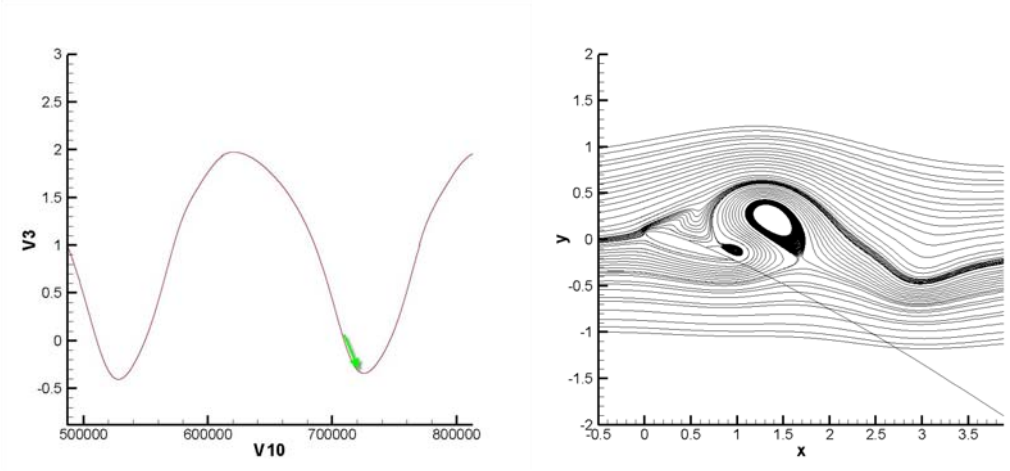

y
x
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
-2
-0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

(c)


V3
V10
500000
600000
700000
800000
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
-0.5


y
x
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
-2
-0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

(d)

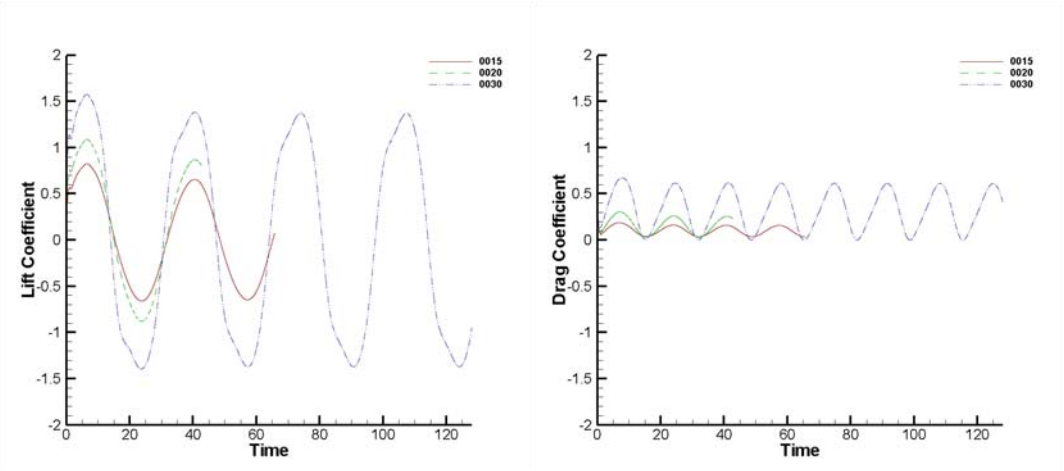



(e)

Fig. 4.20 Streamline for the case of $\alpha_m = 30^\circ$, $\alpha_0 = 20^\circ$

### 2.6 진동하는 날개주위유동(f=0.02992일 때)

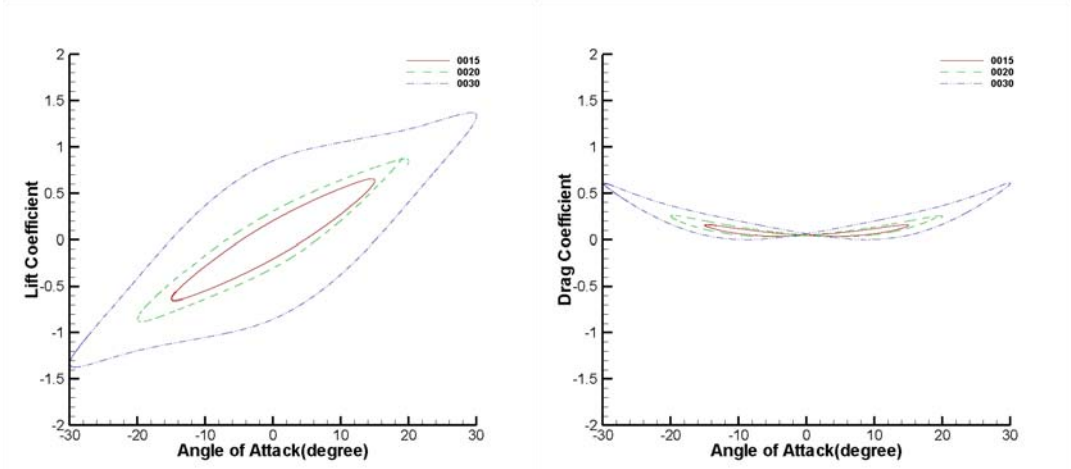
마하수 0.2이고, 레이놀즈수 100000이고, 받음각이 $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$ 이고 $f = 0.02992$ 로 진동하는 비정상상태의 경우를 계산하였다.




(a) (b)

Fig. 4.21 Lift and drag Coefficients changes over time for the cases of $a_m = 0^\circ, a_0 = 15, 20, 30^\circ$

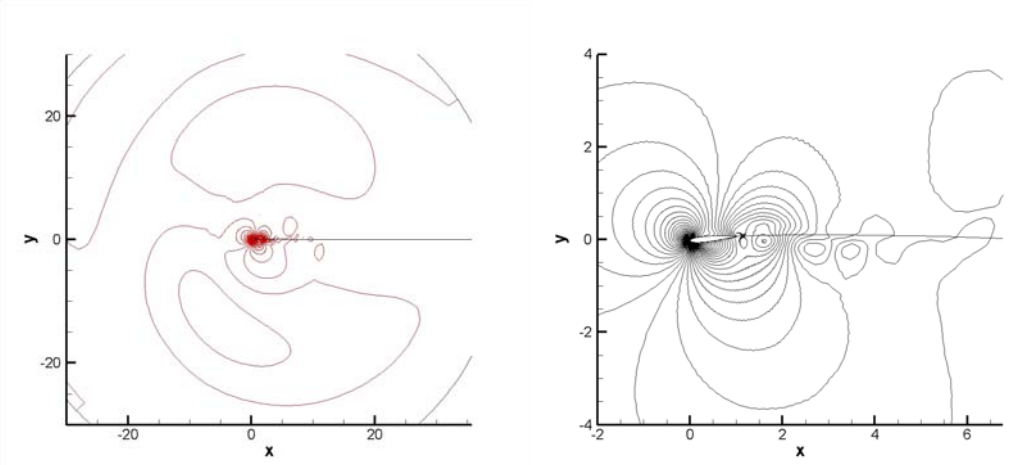
시간간격은 0.0001를 주었으며, 시간에 따른 계산결과는 Fig. 4.21의 (a), (b)에서와 같이 양력과 저항계수는 첫 주기에서부터 거의 주기적 수렴성을 갖는다. 그러나 후류영역 및 전체 유동장은 발생한 와류가 후류로 흘러가고 벽면에서 발생한 음향파가 전방향으로 확산되어야 하므로 충분한 주기 동안의 계산이 필요하다. 양력계수와 저항계수의 주기적 특성은 강제진동 주파수에 따름으로 $f = 0.02992$와 같다. Fig. 4.21에 대응하는 받음각에 따른 양력계수 및 저항계수를 Fig. 4.22 (a)와 (b)에 그렸다.



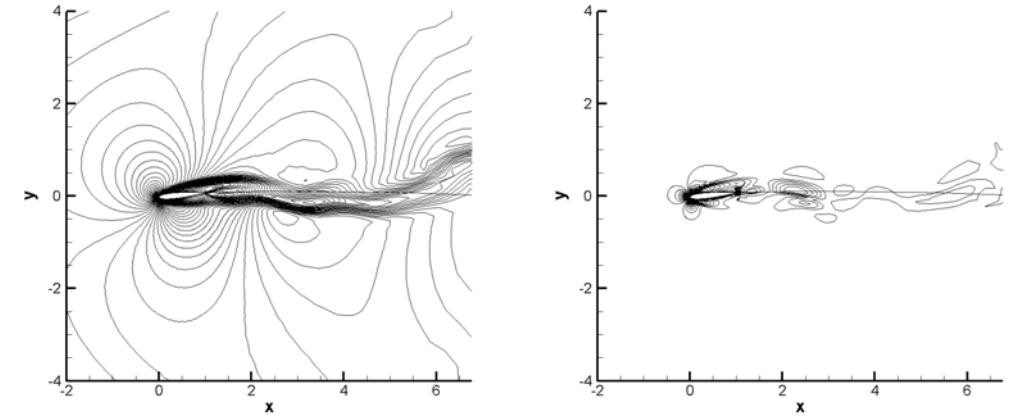

(a) (b)

Fig. 4.22 Lift and drag coefficient changes over Angle of Attack for the cases of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15, 20, 30^\circ$

양력계수 변화를 보면 받음각이 증가와 감소에 따라 증가와 감소함으로 같은 받음각에서 받음각이 감소하는 방향일 때 더 큰 양력계수를 받는다. 저항계수변화에 있어서는 평균받음각이 0임으로 받음각 0도를 기준으로 좌우 대칭을 이루는 것을 볼 수 있다. 저항계수에서도 받음각이 증가하면서 저항계수가 증가하고, 감소할 때 저항계수도 감소한다. 따라서 양의 받음각 기준으로 보면 같은 받음각 일 때 받음각이 증가하는 방향일 때 저항계수가 크다. 주기 수렴된 한 순간의 유동특성들을 보기위하여 $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$ 인 경우에 대해 Fig. 4.23 (a) ~ (c)에 등 압력선도, 등 밀도선도 및 등 와도선도를 그렸다.




(a) Pressur Contour

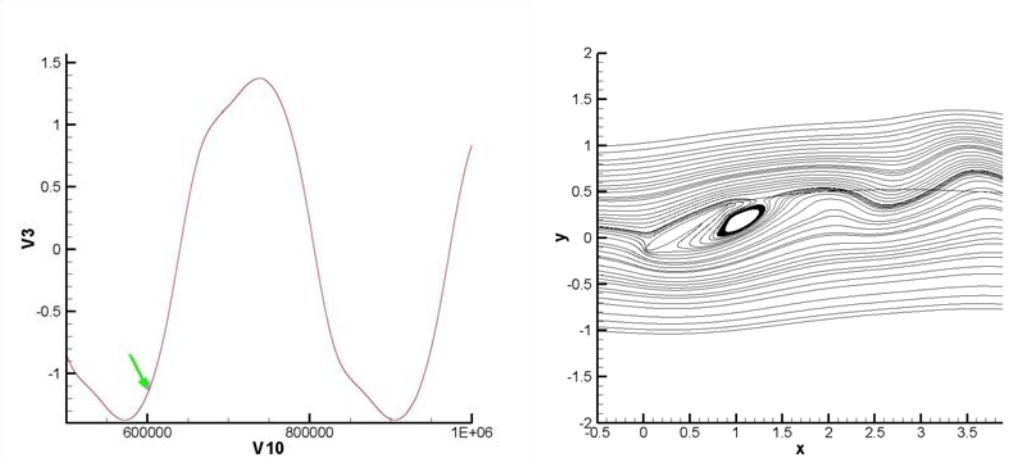



(b) Density Contour (c) Vorticity Contour

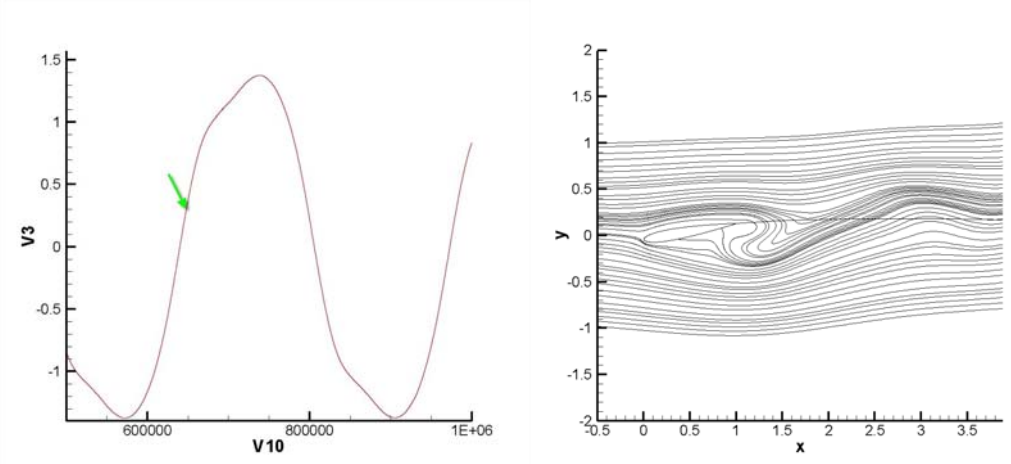
Fig. 4.23 Pressure, Density and Vorticity Contours for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$

등 압력선도로부터 날개에 의해 발생한 파동이 전 영역으로 확산되는 것을 볼 수 있으며, 등 밀도 및 등 밀도선도로부터 후류로 흘러가는 압력파와 와류의 흐름을 볼 수 있다. 그림에 나타나듯이 음향파는 전 영역으로 큰 파장을 가지고 퍼져가며, 후류를 따라 흐르는 압력파는 음향파의 한파동안에서 짧은 주기의 파장으로 흘러가는 것을 볼 수 있다. 앞전과 뒷전에서 박리 유동특성을 보기 위하여 $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 30^\circ$ 의 경우에 대해, 날개주위의 유선을 Fig. 4.24 (a) ~ (e)에 그렸다. 받음각의 진폭이 30도 임에도

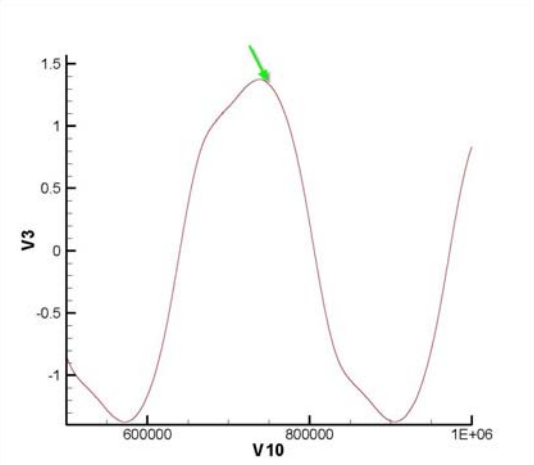
불구하고, 날개면에 큰 박리 유동은 발생하지 않고, 따라서 Fig. 4.22의 받음각에 따른 양력계수변화에서도 큰 굴곡이 없이 변화하게 된다.



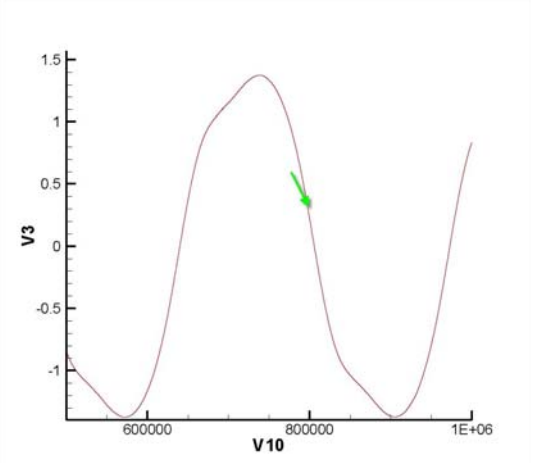

(a)



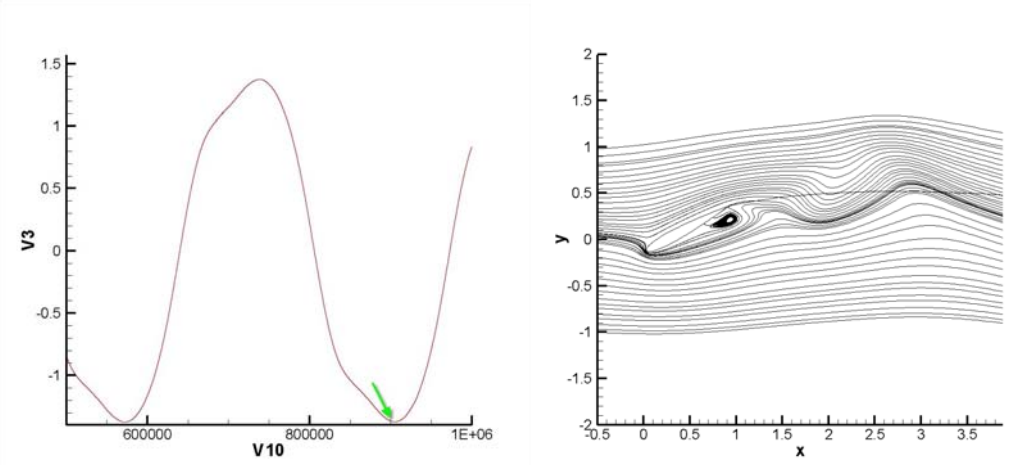

(b)




(c)




(d)




(e)

Fig. 4.24 Streamline for the case of $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 30^\circ$

고 받음각에서 진동특성을 보기 위하여 $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$ 이고 $f = 0.02992$로 진동하는 경우를 계산하였다. 양력 및 저항계수의 주기적 특성을 보기 위하여 시간에 따른 변화를 Fig. 4.25에 그렸다.

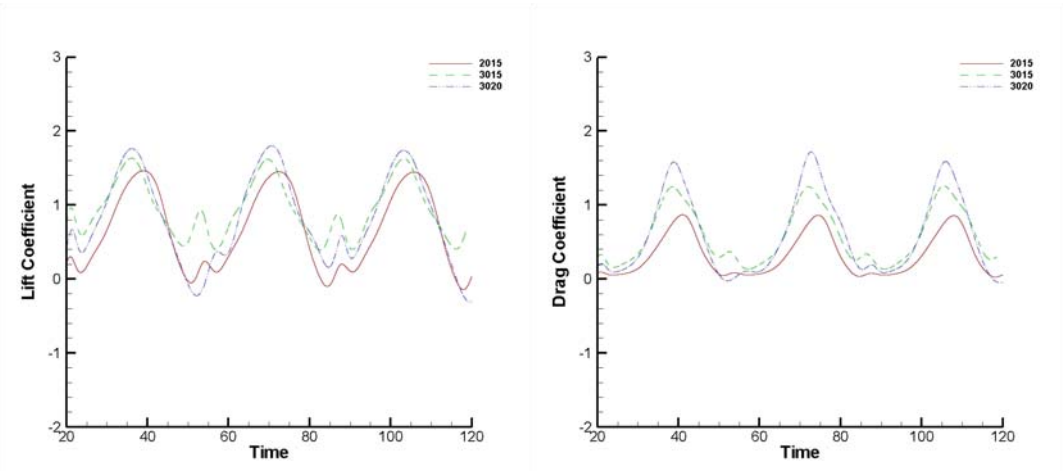



Fig. 4.25 Lift and drag coefficient changes over time for the cases of $\alpha_m = 20^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ$ $\alpha_0 = 20^\circ$

계산의 진행시간은 평균받음각이 0일 때와 비교하여 수주기가 더 진행 되었으나, 고

받음각 유동으로 인해 Fig. 21의 경우처럼 완전한 수렴에 이르지는 못했다.

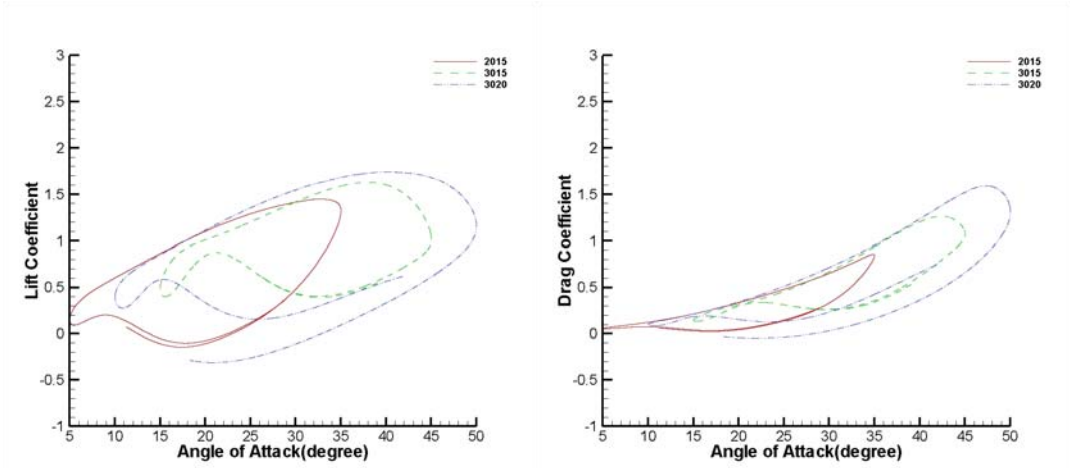
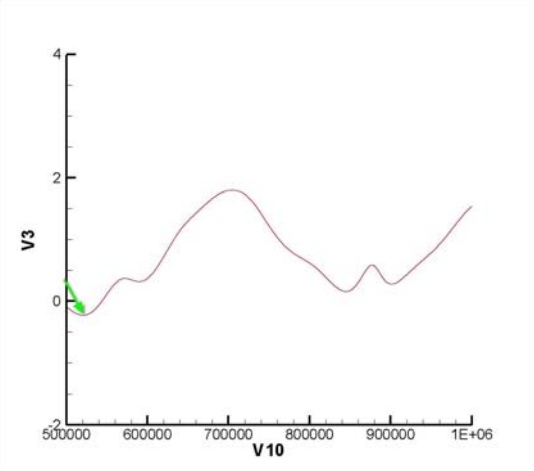
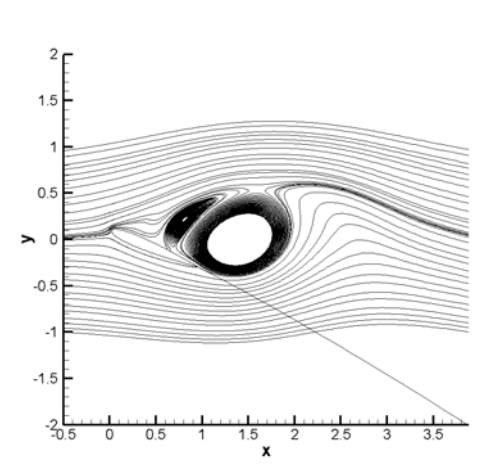


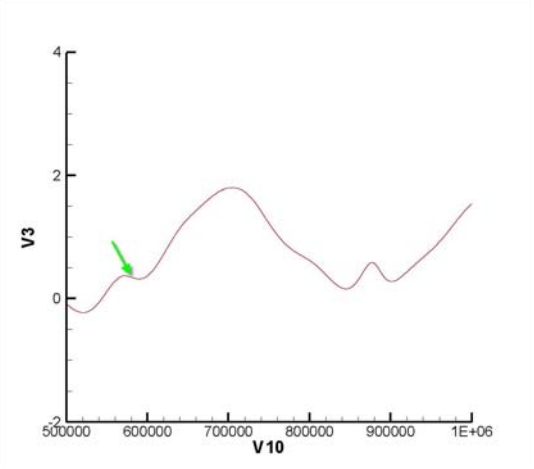

Fig. 4.26 Lift and drag coefficient changes over Angle of Attack for the cases of $\alpha_m = 20^\circ\ \alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ\ \alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ\ \alpha_0 = 20^\circ$

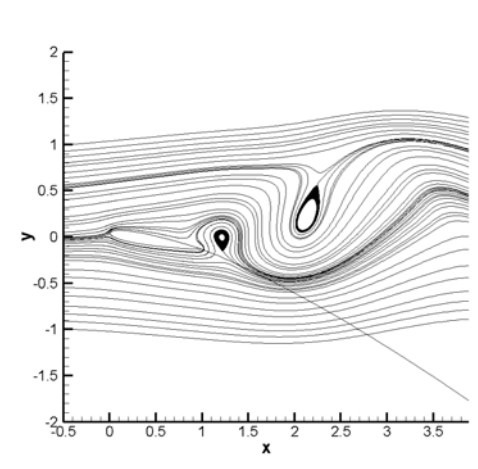
Fig. 4.26의 받음각에 따른 양력계수 변화과정을 보면 받음각이 상승할 때 Fig. 22의 경우처럼 자연스럽게 증가하지만, 받음각이 하강할 경우에는 양력계수에서 큰 굴곡과 저항계수에 선형적 변화가 있음을 볼 수 있다. 이는 날개 뒤에 발생하는 큰 박리 유동의 크기와 직접관련 될 것으로 보인다. 음향파의 전파 특성을 보기 위하여 $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$ 인 경우의 등 압력, 등 밀도 및 등 와도선도를 Fig. 4.27 (a) ~ (f)에 그렸다.


V3
V10
500000
600000
700000
800000
900000
1E+06
4
2
0
-2

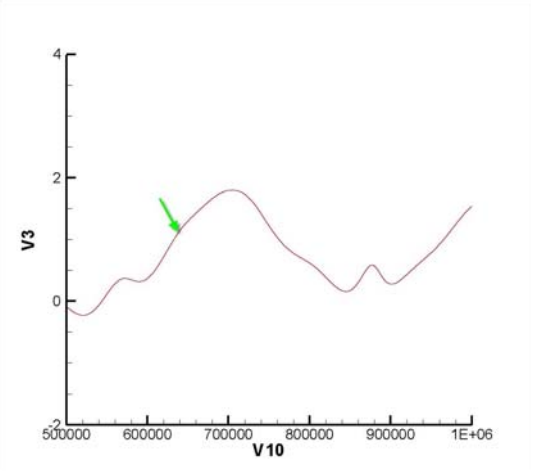

y
x
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
-2
-0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

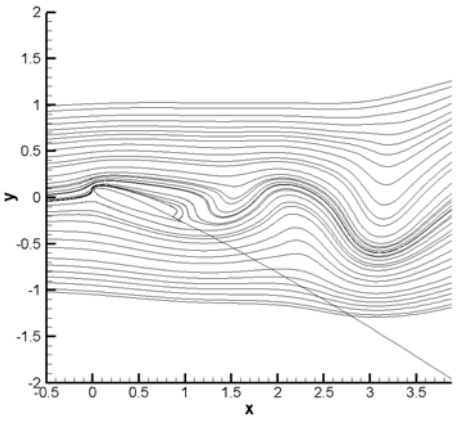
(a)


V3
V10
500000
600000
700000
800000
900000
1E+06
4
2
0
-2

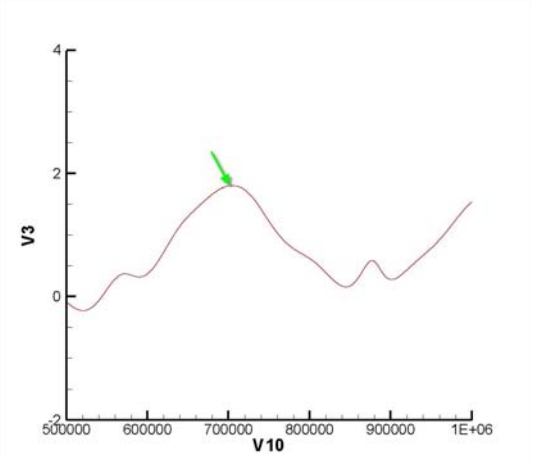

y
x
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
-2
-0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

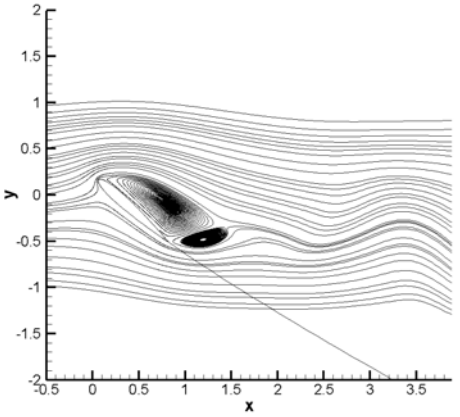
(b)


V3
V10
500000
600000
700000
800000
900000
1E+06
4
2
0
-2

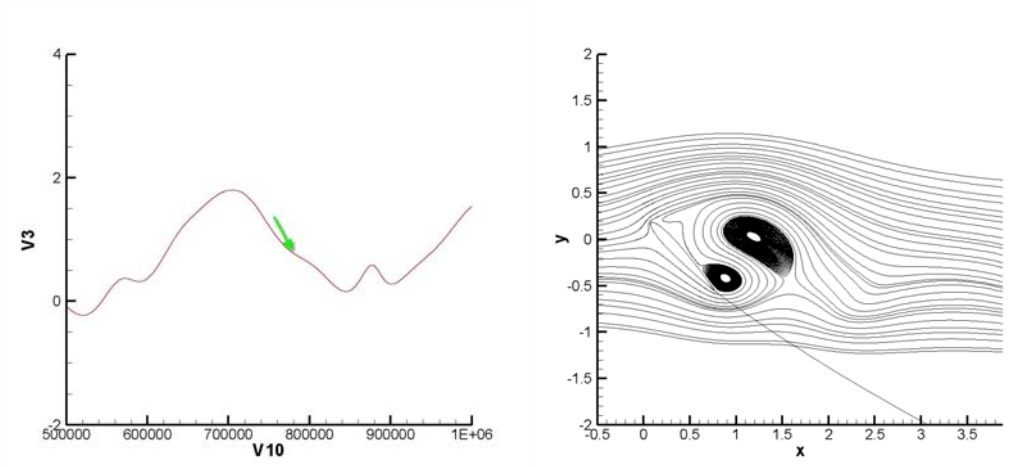

y
x
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
-2
-0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

(c)

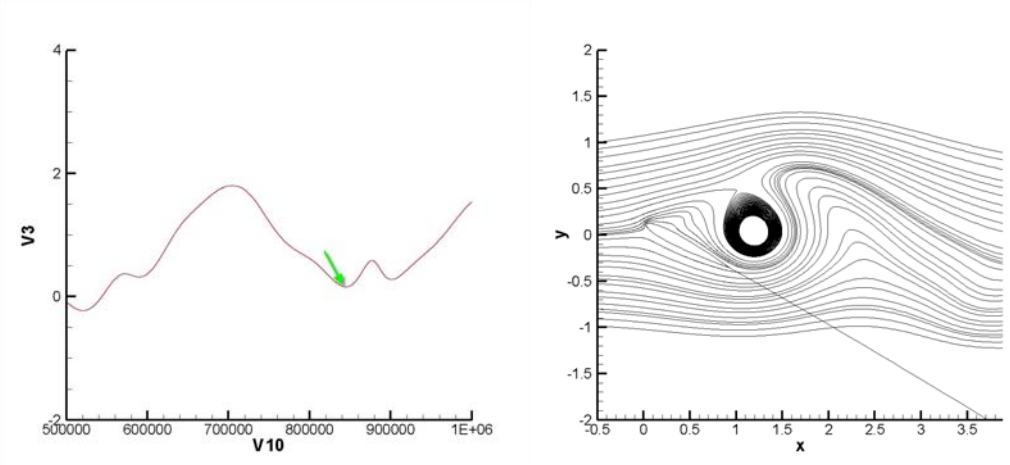

V3
V10
500000
600000
700000
800000
900000
1E+06
4
2
0
-2


y
x
2
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
-2
-0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5

(d)




(e)

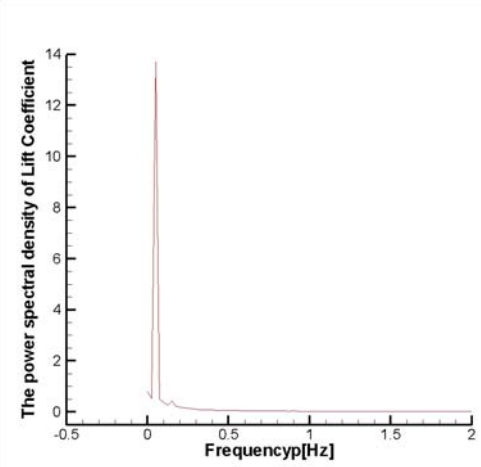



(f)

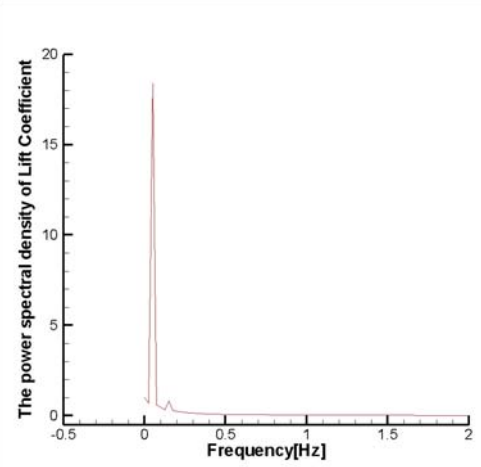
Fig. 4.27 Streamline for the case of $\alpha_m = 30^\circ$, $\alpha_0 = 20^\circ$

### 2.7 양력 계수 주파수 분석(f=0.05일 때)

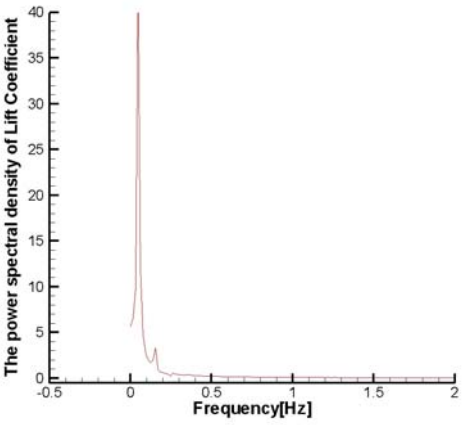
Fig. 4.28 (a) ~ (f)에 f=0.05일 때 양력계수에 대한 주파수 분석을 하였다. Table. 1은 주파수를 각각의 받음각 별로 수치로 나타내었다. 받음각이 $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ 일 경우에는 1개의 주진동 주파수와 1개의 2차 주파수가 나오는 것을 확인 하였다. 받음각이 $\alpha_m = 20^\circ\ \alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ\ \alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ\ \alpha_0 = 20^\circ$ 인 경우에는 1개의 주진동 주파수와 여러개의 2차 주파수가 나타나는 것을 볼수 있다. 저 받음각에서 주파수는 표면박리에 의한 주진동 주파수인 것으로 보이며, 완전 박리된 고 받음각에서 주파수는 앞전과 뒷전에서 발생하는 박리유동에 의한 특성으로 보인다. 고 받음각에서 주파수 특성을 좀 더 면밀히 분석한다면 저 받음각에서 발생하는 주 진동 주파수에 대응하는 주파수를 예측해 볼 수 있을 것으로 보인다.



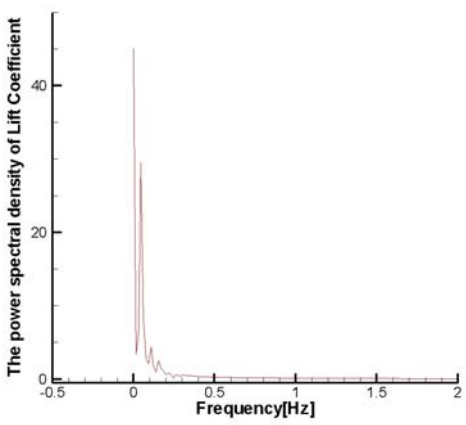

(a) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$



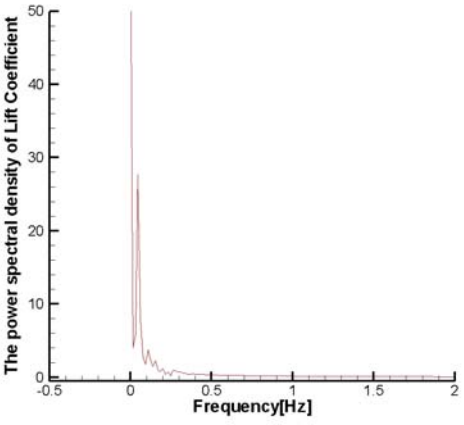

(b) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$



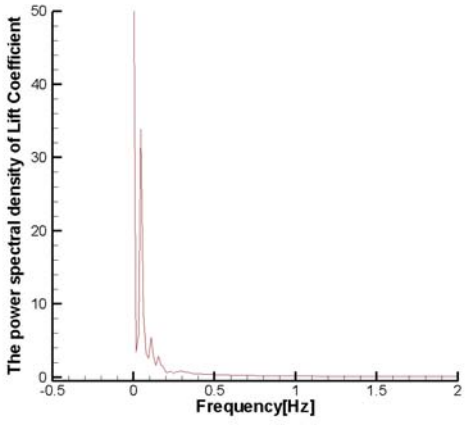

(c) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 30^\circ$




(d) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 20^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$




(e) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$




(f) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$

Fig. 4.28 Frequency of Lift Coefficient of f=0.05

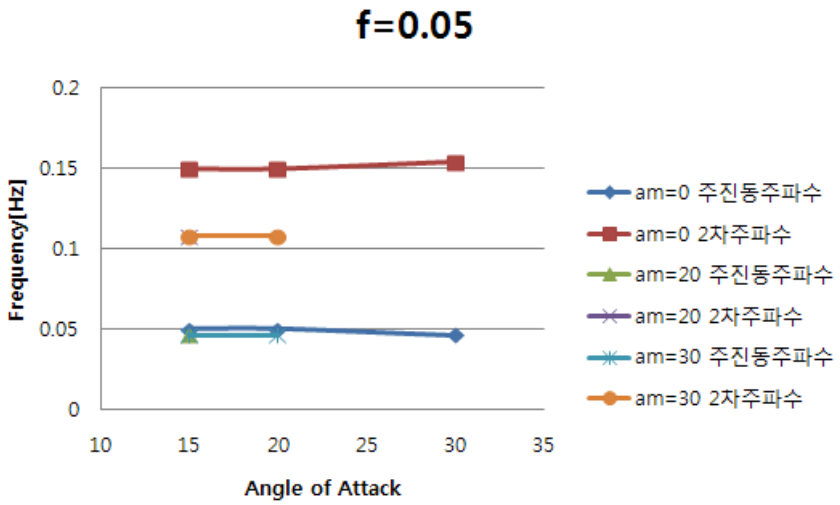


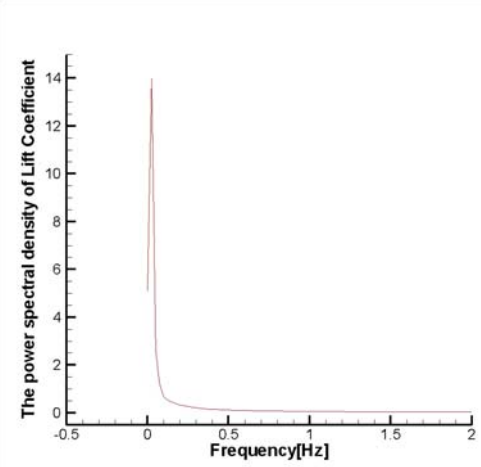

Fig. 4.29 Frequency of Lift Coefficients an Angle of Attack of f=0.05

| | 0015 | 0020 | 0030 | 2015 | 3015 | 3020 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 주진동주파수 | 0.05 | 0.05 | 0.0461 | 0.0461 | 0.0461 | 0.0461 |
| 2차 주파수 | 0.15 | 0.15 | 0.1538 | 0.1077 | 0.1077 | 0.1077 |

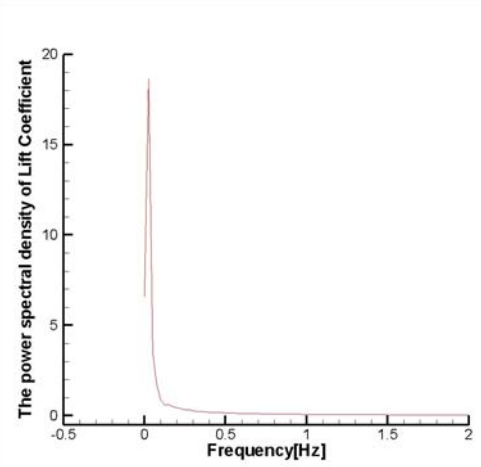
Table 1. Frequency of LIft Coefficients an Angle of Attack of f=0.05

### 2.8 양력 계수 주파수 분석(f=0.02992일 때)

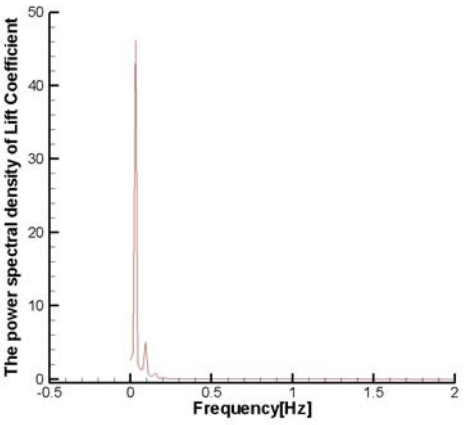
Fig. 4.30 (a) ~ (f)에 f=0.02992일 때 양력계수에 대한 주파수 분석을 하였다. Table. 2은 주파수를 각각의 받음각 별로 수치로 나타내었다. 받음각이 $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ, 20^\circ$ 일 경우에는 1개의 주진동 주파수만 나타나는 것을 볼 수 있다. 받음각이 $\alpha_m = 0^\circ\ \alpha_0 = 30^\circ$, $\alpha_m = 20^\circ\ \alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ\ \alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_m = 30^\circ\ \alpha_0 = 20^\circ$ 인 경우에는 1개의 주진동 주파수와 여러개의 2차 주파수가 나타나는 것을 볼수 있다. 저 받음각에서 주파수는 표면박리에 의한 주진동 주파수인 것으로 보이며, 완전 박리된 고 받음각에서 주파수는 앞전과 뒷전에서 발생하는 박리유동에 의한 특성으로 보인다. 고 받음각에서 주파수 특성을 좀 더 면밀히 분석한다면 저 받음각에서 발생하는 주 진동 주파수에 대응하는 주파수를 예측해 볼 수 있을 것으로 보인다.



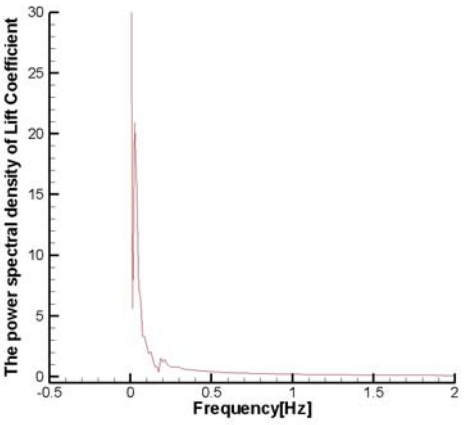

(a) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$



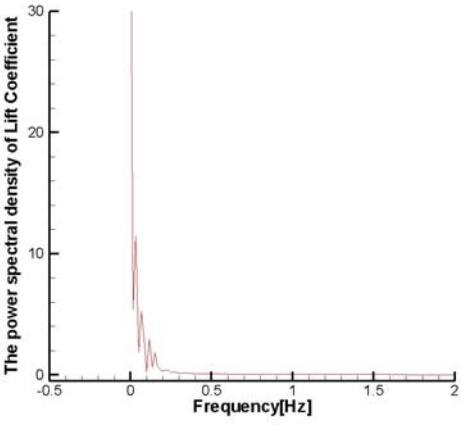

(b) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$



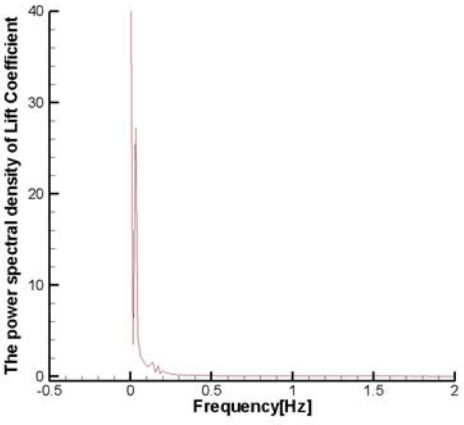

(c) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 0^\circ, \alpha_0 = 30^\circ$




(d) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 20^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$




(e) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 15^\circ$




(f) Frequency of Lift Coefficient at $\alpha_m = 30^\circ, \alpha_0 = 20^\circ$

Fig. 4.30 Frequency of Lift Coefficient of f=0.02992

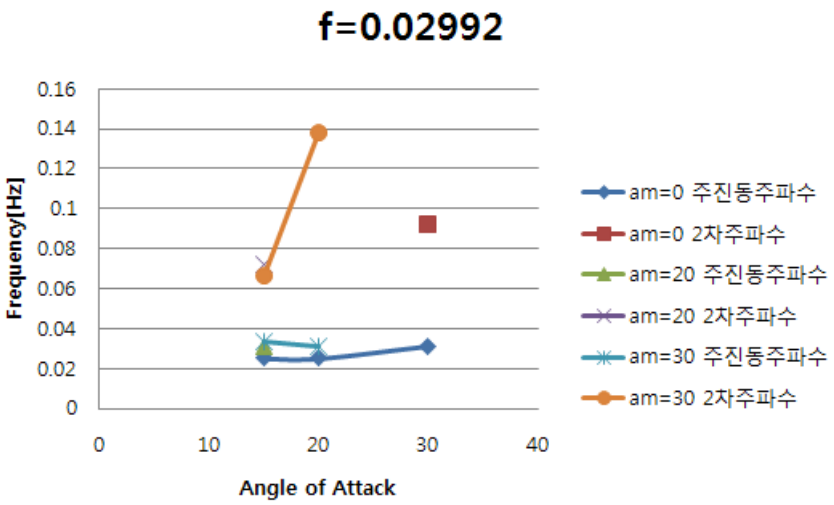



Fig. 31 Frequency of LIft Coefficients an Angle of Attack of f=0.02992

| | 0015 | 0020 | 0030 | 2015 | 3015 | 3020 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 주진동주파수 | 0.05 | 0.05 | 0.0461 | 0.0461 | 0.0461 | 0.0461 |
| 2차 주파수 | 0.15 | 0.15 | 0.1538 | 0.1077 | 0.1077 | 0.1077 |

Table 2. Frequency of LIft Coefficients an Angle of Attack of f=0.02992

# 제 5 장 결 론

본 논문에서는 횡방향으로 진동하는 2차원 원형 실린더 주위의 유동을 수치해석을 이용하여 분석하였다. 지배방정식으로는 2 Dimensional Compressible Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes(RANS) 식을 사용하였다. 공간 차분법으로는 OHOC Scheme을 사용하여 고차·고해상도의 정밀도를 갖게 하였고, 시간 차분법으로는 4th-order Runge-Kutta Scheme을 사용하였다. 또한 인공감쇄항으로는 수치적인 불안정성을 유발하는 비선형 불연속파를 억제하기 위하여 ANAD Scheme을 이용하였다. 경계조건으로는 Characteristic Boundary Condition을 사용하여 경계면에서 발생하는 비 물리적 반사파를 억제하였고, 에너지 밀도가 높은 와류가 경계면을 통과하면서 발생시키는 반사파를 억제하기 위해 Nonreflection Zonal Characteristic Boundary Condition을 사용하여 수치해석을 수행하였다.

실린더는 레이놀즈 수에 따라 고유의 와흘림 주파수를 갖는다. 실린더의 진동 주파수를 실린더 고유의 와흘림 주파수와 같거나 비슷한 영역에서 가진시킬 경우 실린더는 Lock-on 상태가 되고, 가진 진폭이 증가함에 따라 Lock-on 현상이 발생되는 영역도 증가하는 것을 확인하였다. 하지만 Lock-on 영역의 증가는 일정 영역 이상으로 증가하지 않을 것으로 예상된다. 또한 주파수 스펙트럼을 통하여 각 영역에서의 주파수 성분을 확인하였고, 가진 주파수가 와흘림에 어떠한 영향을 미치는지 Lock-on 영역을 중심으로 Lock-on 경계에서 가까운 경우와 멀어지는 경우에 대해 확인하였다.

진동하는 날개주위의 유동은 2차원 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식을 사용하여 NACA0012 날개의 고 받음각 주위에서 마하수 0.2이고, 레이놀즈수 $1.0\times10^5$인 비정상유동을 분석하였다. 수치기법은 고해상도수치기법 OHOC 기법을 사용하였다. 고해상도수치기법을 사용함으로써 비정상유동으로 인하여 날개주위에 발생하는 음향파의 특성과 후류유동과 함께 흘러가는 압력파의 특성을 볼 수 있었다. 저 받음각에서 날개 윗면에 큰 박리 유동이 발생하지 않으나, 고 받음각에서는 날개 윗면에 큰 박리 유동이 발생함으로 인하여 양력계수변화에 큰 굴곡이 발생하고, 저항계수에 있어서도 하강국면에서 선형적인 특성을 보여준다.

Frequency 값을 기존에 0.1과 대응하여 0.05와 0.02992의 계산을 추가로 수행하였다. Frequency 값이 작아 질수록 받음각에 따른 양력계수의 변화가 심한 것을 확인하였다.

앞으로 연구 계획은 본 연구에서 사용된 고차·고해상도 수치기법의 장점을 살려 음향

장 해석을 수행하고 계산 영역을 3차원으로 늘려 진동에 의한 효과가 3차원 불안정성에 어떠한 영향을 미치는지에 대해 연구하고자한다.

# 참고문헌


[1] 2004, J. Young and J.C.S. Lai, "Oscillation Frequency and Amplitude Effects on the Wake of a Plunging Airfoil," AIAA Journal, Vol.42, No.10, p.2042-2052.

[2] 1994, Choudhuri, P.G., Knight, D.D., and Visbal, M.R., "Two-Dimensional Unsteady Leading-Edge Separation on a Pitching Airfoil," AIAA Journal, Vol.32, No.4, pp.673-680.

[3] 1997, Ekaterinaris, J.A., and Platzer, M.F., "Computational Prediction of Airfoil Dynamic Stall," Progress in Aerospace Sciences, Vol.33, pp.759-846.

[4] 1999, Isogai, K., Shinmoto, Y., and Watanabe, Y., "Effects of Dynamic Stall on Propulsive Efficiency and Thrust of Flapping Airfoil," AIAA Journal, Vol.37, No.10, pp.1145-1151.

[5] 2002, Lai, J.C.S., Yue, J., and Platzer, M.F., "Control of Backward Facing Step Flow Using a Flapping Airfoil," Experiments in Fluids, Vol.82, No.1, pp.44-54.

[6] 1998, Tuncer, I.H., Lai, J.C.S., and Platzer, M.F., "A Computational Study of Flow Reattachment over a Stationary/Flapping Airfoil Combination in Tandem," AIAA Journal, pp.98-109.

[7] 1999, Shyy, W., Berg, M., and Ljungqvist, D., "Flapping and Flexible Wings for Biological and Micro Air Vehicles," Progress in Aerospace Sciences, Vol.35, pp.455-505.

[8] 1977, W.F. Ballhaus and P.M. Goorjian., "Implicit finite difference computations of unsteady transonic flows about airfoils, including the treatment of irregular shock motions," AIAA Journal, Vol.15, pp.1728-1735.

[9] 1975. R. Magnus and H. Yoshihara., "Unsteady transonic flows over an airfoil," AIAA Journal, Vol.13, pp.1622-1628.

[10] 1978. J.L. Steger., "Implicit finite difference simulation of flow about arbitrary two-dimensional geometries," AIAA Journal, Vol.16, pp.679-686.

[11] 1988, V. Venkatakrishnam and A. Jameson., "Computation of unsteady transonic flows by the solution of Euler equations," AIAA Journal, Vol.26, pp.974-981.

[12] 1981, McKinney, W., and DeLaurier, J., "The Wingmil: An Oscillating-Wing Windmill," Journal of Energy, Vol.5, No.2, pp.109-115.

[13] 2003, Jones, K.D., Lindsey, K., and Platzer, M.F., "An Investigation of the Fluid-Structure Interaction in an Oscillating-Wing Micro-Hydropower Generator," Fluid Structure Interaction 2, edited by Chakrabarti, Brebbia, Almorza, and Gonzalez-Palma, WIT Press, Southampton, England, U.K. pp.41-72.

[14] 2008, T. Kinsey., and G. Dumas., "Parametric Study of an Oscillating Airfoil in a Power-Extraction Regime," AIAA Journal, Vol.46, No.6, pp.1331-1341.

[15] 1999, Kim, J.W. and Lee, D.J., "Adaptive Nonlinear Artificial Dissipation Model for Computational Aeroacoustics," 3rd CAA Workshop on Benchmark Problems, USA, November.

[16] 1988, Charles Hirsh, "Numerical Computaion of Internal and External Flows", John Wiley&Son.

[17] 1996, Kim, J.W., Lee, D.J., "Optimized compact finite difference schemes with maximum resolution," AIAA Journal, Vol.34, No.5, pp.887-893.

[18] 1993, Hoffmann, K.C. and Chiang S.T., "Computational Fluid Dynamics for Engineers," Engineering Education System USA, Vol.1, pp.219~225.

[19] 1993, Tam, C. K. W., and Shen, H., "Direct computation of nonlinear acoustic pulses using high-order finite difference schemes," AIAA Paper 93-4325.

[20] 1985, Pulliam, T. H., "Artificial Dissipation Models for the Euler Equations," AIAA paper 85-0438

[21] 1999, Kim, J.W. and Lee, D.J., "Adaptive Nonlinear Artificial Dissipation Model for Computational Aeroacoustics," 3rd CAA Workshop on Benchmark Problems, USA, November.

[22] 2000, Kim, J.W. and Lee, D.J., "Generalized characteristic boundary condition for computational aeroacoustics", AIAA Journal, vol.38, No.42 pp.47-55.

[23] 2006, R.D. Sandberg and N.D. Sandham, "Nonreflecting Zonal Characteristic Boundary Condition for direct numerical simulation of aerodynamic sound", AIAA Journal, 44(2), p.402.

[24] 1986, Blake, W.K., "Dipole sound from Cylinders", Mechanics of Flow induced Sound and Vibration, 1st ed., Vol. 1, Academic Press, New York, pp. 219-287.

[25] 1998, Williamson, C.H.K., Brown, G.L., "A series in $1/\sqrt{Re}$ to represent the Strouhal-

eynolds number relationship of the cylinder wake," Journal of Fluids and Structures 12, pp.1073-085.

[26] 1972, Jordan, S.K. and Fromm, J.E., "Osicllatory Drag, Lift, and torque on a Circular Cylinder in a Uniform Flow", Physics of Fluids, Vol. 15, No.3, pp.371-376.