creative commons

COMMONS DEED

저작자표시 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.
- 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:

BY:

저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

- 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

2008년 2월
석사학위논문

아음속 3차원 난류 공동 유동에 대한 수치적 해석

조선대학교 대학원

항 공 우 주 공 학 과

최 홍 일

아음속 3차원 난
유동에 대한 수치

Numerical Analysis of Thr
Subsonic Turbulent Co

2008년 2월 25일

조선대학교 대학원

항 공 우 주 공 학 과

최 홍 일

[UCI]I804:24011-200000236156

아음속 3차원 난류 공동 유동에 대한 수치적 해석

지도교수 김 재 수

이 논문을 공학 석사학위신청 논문으로 제출함.

2007년 10월

조선대학교 대학원

항 공 우 주 공 학 과

최 홍 일

최홍일의 석사학위논문을 인준함

위 원 장	CFTech 대표이사	정 동 규	인
위 원	조선대학교 교수	김 재 수	인
위 원	조선대학교 교수	이 상 기	인

2007 년 11 월

조선대학교 대학원

목 차

LIST OF TABLES iii
LIST OF FIGURES iv
NOMENCLATURE vii
ABSTRACT ix

제 1 장 서론 1

제 2 장 Cavity 유동의 특성 3
제 1 절 Cavity 유동의 구분 3
제 2 절 Heller-Bliss의 파 반사 메카니즘 4
제 3 절 Rossiter's Formula 5
제 4 절 음압수준(Sound Pressure Level) 6

제 3 장 지배방정식 및 변환 7
제 1 절 지배 방정식 7
1. 3차원 비정상 압축성 Navier-Stokes Equations 7
제 2 절 무차원화 9
제 3 절 지배방정식의 좌표변환 10

제 4 장 수치해석기법 12
제 1 절 공간이산화 12
1. TVD Scheme의 개요 12
2. Second order TVD Scheme 16
제 2 절 난류 모델 17
제 3 절 시간 이산화 19

2. 최적의 NODE를 이용한 공동의 분할

제 5 장 열린 공동 유동 해석
제 1 절 문제 정의
제 2 절 격자구성 및 경계조건
제 3 절 공동에서 발생하는 유동 및 소음 해석
1. 유동의 형태 분류
2. 한 주기에서의 유동현상 및 압력
제 4 절 2차원과 3차원 유동해석 및 비교
1. 수치계산의 검증
2. L/D=2.5, W/D=2, 3, 4 인 2차원과 3
3. L/D=3.5, W/D=2, 3, 4 인 2차원과 3
4. L/D=4.5, W/D=2, 3, 4 인 2차원과 3
제 5 절 공통의 결과 비교
1. 열린 공동에서의 형태 결과 비교
2. 무차원 진동수의 비교

제 6 장 결론

참고문헌

LIST OF TABLE

Table. 5.1 Numerical condition of each case ····· 26

Table. 5.2 SPL, Strouhal number and MODE of each case ····· 52

LIST OF FIGURE

Fig. 2.1 Division of the cavity flow (Closed cavity

$\lambda_{1,2}^{\pm}$

Fig. 2.2 cavity 유동의 일반적인 압력 진동 주기 ·····

Fig. 4.1 Split eigenvalues of ·····

Fig. 4.2 분산 메모리 시스템 ·····

Fig. 4.3 메시지 패싱 프로그래밍 모델 ·····

Fig. 4.4 comparison of relative performance ·····

Fig. 4.5 comparison of processing speed ·····

Fig. 4.6 공동의 형상 ·····

Fig. 4.7 분할된 공동의 노드 주소 ·····

*Fig. 4.8 ZONE 1*과 *ZONE 2*의 경계면 처리과정 ·····

Fig. 5.1 Schematic diagram of cavity configuration

Fig. 5.2 Computational grid for the two dimension

Fig. 5.3 Computational grid for the three dimensio

Fig. 5.4 Streamline of steady mode ·····

Fig. 5.5 Density contour and streamline of shear la

Fig. 5.6 Acoustic fields of shear layer mode ·····

Fig. 5.7 Density contour and streamline of wake m

Fig. 5.8 Acoustic fields of wake mode ·····

Fig. 5.9 Schematic of the cavity air flow receptivity

instability wave the sound wave disturban

Fig. 5.11 Density and Streamlines of three dimensi

time=2.94, Sampling time=0.3675, Z/D=1)(CA

Fig. 5.11 Density and Streamlines of three dimensi

time=2.94, Sampling time=0.3675, Z/D=1.5,

time=0.3675, Z/D=1)(CASE1) ····· 35

Fig. 5.14 Density and Streamlines of three dimensional cavity flow(Total time=10.44, Sampling time=1.491, Z/D=1)(CASE7) ····· 37

Fig. 5.15 SPL distribution for three dimensional cavity[9] ····· 38

Fig. 5.16 SPL distribution for three dimensional cavity(CASE1) ····· 38

Fig. 5.17 Residual history for three dimensional cavity (CASE1) ····· 39

Fig. 5.18 Residual history for two dimensional cavity (CASE10) ····· 39

Fig. 5.19 Sampling position of pressure data ····· 40

Fig. 5.20 Pressure history at the two and three dimensional cavity downstream edge ····· 41

Fig. 5.21 Pressure history at the two and three dimensional cavity bottom ····· 41

Fig. 5.22 SPL distribution for two and three dimensional cavity downstream edge ····· 42

Fig. 5.23 SPL distribution for two and three dimensional cavity bottom ····· 43

Fig. 5.24 Sampling position of pressure data ····· 44

Fig. 5.25 Pressure history at the two and three dimensional cavity downstream edge ····· 45

Fig. 5.26 Pressure history at the two and three dimensional cavity bottom ····· 45

Fig. 5.27 SPL distribution for two and three dimensional cavity downstream edge ····· 46

Fig. 5.28 SPL distribution for two and three dimensional cavity bottom ····· 47

Fig. 5.29 Sampling position of pressure data ····· 48

Fig. 5.30 Pressure history at the two and three dimensional cavity downstream edge ····· 49

Fig. 5.31 Pressure history at the two and three dimensional cavity bottom ····· 49

Fig. 5.32 SPL distribution for two and three dimensional cavity downstream edge ····· 50

·····

Fig. 5.35 Non-dimensional resonant frequencies as ·····

NOMENCLATURE

a	Local Speed of Sound
C_p	Pressure Coefficient $p/(\gamma-1)+\rho(u_x^2+u_y^2)/2$
D	Cavity Depth
e	Internal Energy per Unit Mass,
F, G, H	Inviscid Flux Components in Navier-Stokes Equations
F_v, G_v, H_v	Viscous Flux Components in Navier-Stokes Equations
i, j	Grid Index in ξ, η Directions
J	Jacobian of Coordinate Transformation
L	cavity Length
n	Mode Number of Fluid Dynamic Oscillations, 1, 2, 3, ...
M_∞	Free Stream Mach Number V_∞/a_∞
p	Static Pressure
SPL	Sound Pressure Level
St	Strouhal Number fL/U_∞
Pr	Prandtl Number, 0.72
Q	Conservative Flow Variable Vector
Re	Reynolds Number,
t	Time
T	Static Temperature
T_p	Time Period
U	Freestream Velocity (m/s)
u, v, w	Cartesian Velocity Components in x, y Directions
x, y, z	Cartesian Coordinates in Streamwise and Normal Directions
y^+	Law-of-the-Wall Conditions

Greek Symbols

γ	Specific Heat Ratio (1.4 for Air)
μ	
μ_t	
ξ, η, ζ	Computational Coordinates in St
$\xi_x, \xi_y, \eta_x, \eta_y$	Metric Coefficients of the Coo
ρ	Fluid Density
τ	Shear and Normal Stress Compo
ω	Turbulent Kinetic Energy
Γ	Turbulent Kinetic Energy Dissip
δ	Sakar's Compressibility Correcti
δ^*	Displacement Thickness

Subscripts and Superscripts

$(.)_t$	Turbulent
$(.)_\infty$	Free Steam Condition
$(.)_{ref}$	Reference Value
$(.)^*$	Sonic Condition; also Non-Dimen

ABSTRACT

Analysis for Three dimensional Subsonic Turbulent Cavity Flow

by Choi, Hong-Il

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

Department of Aerospace Engineering,

Graduate School of Chosun University

The flight vehicles have cavities such as wheel wells and bomb bays. The flow around a cavity is characterized as unsteady flow because of the formation and dissipation of vortices due to the interaction between the freestream shear layer and cavity internal flow, the generation of shock and expansion waves. Resonance phenomena can damage the structures around the cavity and negatively affect aerodynamic performance and stability. In the present study, numerical analysis was performed for cavity flows by the unsteady compressible three dimensional Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) equations with Wilcox's $k-\omega$ turbulence model. The cavity has the aspect ratios of 2.5, 3.5 and 4.5 for two-dimensional case, same aspect ratios with the W/D ratio of 2 for three-dimensional case. The Mach and Reynolds numbers are 0.53 and 1,600,000 respectively. The flow field is observed to oscillate in the "shear layer mode" with a feedback mechanism. Based on the SPL(Sound Pressure Level) analysis of the pressure variation at the cavity trailing edge, the dominant frequency was analyzed and compared with the results of Rossiter's formula. The MPI(Message Passing Interface) parallelized code was used for calculations by PC-cluster.

제 1 장 서 론

비행체의 바퀴간, 폭탄 장착부, 자동차의 창문 등 수송기 표면에는 많은 공동이 존재하고, 이 공동 주위의 유동은 박리, 와류, 충격파, 팽창파, 재부착 등과 같은 복잡한 유동현상이 일어난다. 이 공동유동은 세장비(L/D)가 작은 경우에도 비정상적이며 3차원 특성이 강한 소음과 진동이 발생한다.[1,2,3] 공동은 그 주위 유동에 커다란 영향을 주어, 큰 소음을 유발하고, 구조물의 고장 혹은 파괴의 원인이 되기도 하고, 공력성능 및 안정성에 해를 주고, 민감한 계기를 손상시킬 수도 있다. 생활주변에서 발생하는 자동차의 내부 소음, 공항이나 철도 주변 소음, 청소기나 세탁기에서 나는 소음들은 생활수준의 향상으로 인하여 관심이 높아지고 있다. 따라서 공동 유동의 정확한 이해와 해석으로, 소음과 유동의 가진을 줄여 구조물의 안정성을 확보하고자 많은 연구가 수행되어 왔으며, 현재도 최신 기술을 접목시킨 연구가 많이 수행되고 있다.

$L/D < 10$

$L/D > 13$

지금까지 공동주위의 유동에 대한 결과를 보면 개방형( )과 밀폐형( )으로 구별 할 수 있다. 밀폐형 공동은 앞전에서 발생한 전단층이 공동의 바닥에 충돌하고, 이는 다시 바닥에서 반사되어 공동 뒷전으로 유출된다. 따라서 공동내부에 분리된 2개의 작은 박리영역을 형성하게 되어 공진현상이 심각하지 않다. 한편, 개방형 공동은 앞전에서 발생한 자유전단층이 뒷전에 재부착하여 공동 내부유동과 외부유동을 불안전하게 차단하기 때문에, 내외부유동의 상호작용에 의한 압력변화로 심한 진동현상이 나타날 수 있다.[4]

L/D

Rossiter[1], Krishnamurty[5], Heller[6] 등의 연구에서 공동 유동의 압력진동은 규칙성과 불규칙적성의 유동에 의해 발생한다고 알려져 있다. 이것은 일반적으로 공동에 유입되는 경계층, 공동의 형상, 유속 및 기타 인자들에 의해 다르게 나타나고, 공동의 깊이에 따라 소음의 발생 방법도 다르다고 알려져 있다. 2차원 공동의 유동은 세장비( )가 커질수록 전단층 모드에서 후류모드로 바뀐다는 것이 Gharib & Roshko[7]의 연구를 통해서 입증이 되었다. 3차원 공동의 유동은 후류모드 보다는 전단층 모드가 우세한 특성을 갖는 것으로 알려져 있다[8]. 전단층 모드와 후류모드의 큰 특성 차이는 전단층 모드는 전단층에서 와류가 말려지면서 공동의 뒷전

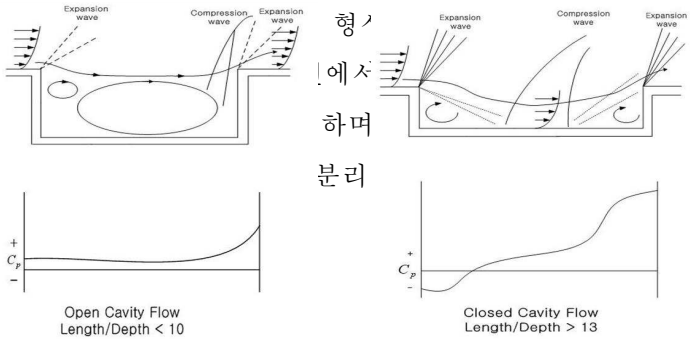
본 연구에서는 비정상, 압축성 2차원과 3차원 Navier-Stokes (RANS)방정식에 Wilcox의 난 수행하였다. 공동에서의 세장비와 폭비의 변화에 음 방사를 수치적으로 직접 모사함으로써, 공동에서 하고, 세장비와 폭비의 변화가 소음 및 유동에 미 법은 4차 Runge-Kutta 시간적분법을 사용하였고, 를 이용한 FVS(Flux Vector Split) 법을 사용하였 보기 위하여, FFT를 이용하여 SPL(Sound Pres Rossiter 공식에 기초한 무차원진동수와 Ahuja & 교 검증하였으며, 2차원과 3차원의 각기 다른 유동 유선도를 통하여 비교하였다.

제 2 장 *Cavity* 유동의 특성

제 1 절 *Cavity* 유동의 구분

Cavity는 길이 대 깊이 비에 따라 크게 두 가지로 개방형($L/D < 10$)과 밀폐형($L/D > 13$)으로 나뉘어 진다.(Fig. 2.1) 첫 번째로 개방형 공동은 세장비(L/D)가 10보다 작은 경우로, 전단층이 뒷전 부근에 재부착하여 공동을 완전히 연결하므로, 자유전단층과 외부유동과의 상호 작용으로 발생하는 심한 압력변화에 의하여 진동 현상이 나타난다. 개방형 공동(Cavity)에서의 이러한 압력 변동은 공동유동에 의해 발생하는 진동(oscillation)에 의한 것으로, 이러한 진동은 주로 공동을 덮고 있는 자유전단층(free share layer)과 외부유동과의 상호작용에 기인한 것이다. 이 진동은 스팬방향(spanwise), 종방향(longitudinal) 및 횡방향(transverse)으로 일어나고, 각 방향의 진동에 의해 심각한 소음문제가 유발된다.

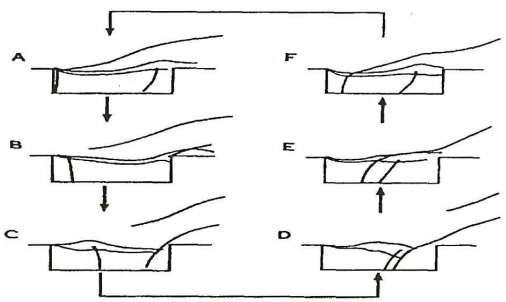
두 번째로 밀폐형 공동은 세장비(L/D)가 13보다 큰 경우로, 개방형 공동처럼 압력변동에 의해 발생하는 진동현상이 심각하게 나타나진 않지만, 고속의 외부유동과 저속 형 지나면서 팽창하여 공동 바닥 에서 동 바닥에 부딪친 전단층은 하며 벽을 빠져나간다. 그러므로 분리 이 있다[4,10].



제 2 절 *Heller-Bliss*의 파 반사

Heller-Bliss의 파 반사 메커니즘은 아래와 같이

1. 뒷전 압력 변동으로부터의 압력파는 cavity의
   앞벽에서 반사되어진 다른 파는 cavity의 뒷벽에
   벽위로 굴절된다. 그리고 유동은 cavity의 뒤쪽
2. 전단층은 파동과 같은 형태로 아랫방향으로 이
   다. 새로운 cavity로 유입된 유동에 의한 압축파
   벽에서 형성되어 시작된다. 앞벽으로부터 반사된
   으로 계속적으로 이동한다.
3. 현재 뒤쪽벽의 아래에 있는 전단층은 상류방향
   다. 앞쪽벽으로부터 반사된 파는 전단층 변위에
   방향으로 이동한다.
4. 상류방향이나 하류방향의 압축파는 cavity 중심근처
5. 상호영향이후에 압축파는 각각의 방향으로 계속
   동하는 압축파의 바깥부분은 아음속 유동으로



어지는 원인이 된다. 하
비례해서 아음속 속도로

이동하고 있다. 후미에
는 반복된다.

제 3 절 *Rossiter's Formula*

공동 주위를 지나는 유동이 비정상 전단층 형태일 경우 주어진 공동의 형상과 유동의 조건에 따라 어떠한 특정 주파수대역을 가지게 된다. 이때 유동의 주파수는 유동의 조건과 공동의 형상에 따라 특정 모드($n = 1, 2, 3$ ...)의 값을 가지면서 특정 주파수가 결정된다. Rossiter는 공동의 공진(resonance) 주파수에 의해 수반되어진 일반식을 전단층을 따라 흘러가는 와류와 뒷전에서 부딪혀 나오는 압력파 사이의 피드백(Feedback)과정으로 차원해석과 경험적인 방법 등을 사용하여 무차원 진동수(Strouhal number)로 표현하였다[1].

$$St = \frac{fL}{U} = \frac{n - \beta}{M + \frac{1}{k_v}\sqrt{1 + \frac{(\gamma - 1) \times M^2}{2}}} \qquad (2\text{-}1)$$

St U L f

M n n γ β p p_{ref}

M k_v

여기서 는 무차원 진동수를 나타내며, 는 자유흐름속도, 은 Cavity 공동부의 길이, 은 마하수, 은 번째 진동 모드를 나타낸다. 은 비열비이고 는 실험을 통하여 얻어진 상수, 은 자유유동 마하수이다. 속도비 는 실험 데이터로부터 결정되며, Rossiter[1]가 수행한 연구에서 최적화되어 사용된 값 0.56이 가장 많이 사용된다.

Rossiter의 모델은 edge-tone analogy와 acoustic radiation이 공동 벽 뒤쪽에 부딪쳐서 발산되는 와류에 영향을 미친다는 가정에서 유래되었다. 그의 실험은 공동 내에 존재하는 것처럼 묘사되어지는 정상파를 시각화시킬 수 없음에도 불구하고, 발산하는 와류와 공동 외부의 압력파를 시각화 시켜준다. Rossiter의 식은 이전에 증명되었던 만큼 현저한 정확도로서 공동 진동의 주요한 주파수를 예상할 수 있다. 그러나 이 실험식은 유동의 마하수, 공동의 길이만 알면 쉽게 주파수를 예측할 수 있는 장점으로 인하여 널리 사용되지만, 많은 경우에 약 20% 전후의 상당히 큰 오차를 발생한다.[11]

제 4 절 음압수준(*Sound Pressur*

음압의 대소를 나타낼 때는 어떤 기준의 음압을 (dB)로 나타내는데 이 값을 음압 수준(Sound Pres 으로 소음, 진도, 전기 등의 크기를 나타낼 때 'dB 것은 감각력에 대한 변화폭을 나타내기 쉽기 때문 dB는 단위라고 할 수 없다. 왜냐하면 기준을 어떻 이기 때문이다.

음압 특성을 분석을 식(2-2)과 같은 FFT 분석을 Level)분석을 주진동 주파수를 구하였다.

$$SPL(f) = 20\log_{10}(FFT(p)/p_{ref})(dB) \qquad (2\text{-}2)$$

$$p_{ref} = 2 \times 10^{-5}(N/m^2)$$

, , 그리고 는 각각 주파수, 압력 그리고 기

제 3 장 지배방정식 및 변환

제 1 절 지배 방정식

1. 3차원 비정상 압축성 Navier-Stokes Equations

본 연구와 같은 아음속 유동 문제를 정확하게 계산하기 위해서는 압축성 Navier-Stokes 방정식이 요구되어지는데, 3차원 비정상 압축성 Reynolds Averaged Navier-Stokes 방정식을 무차원화 되어진 3차원 직교좌표계의 보존형 (Conservation Form)으로 나타내면 다음과 같다. 2차원의 경우에 대해서는 3차원에 대해 유도된 식에서 Z-방향에 대한 항만을 삭제시키면 된다.[12]

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial E}{\partial x}+\frac{\partial F}{\partial y}+\frac{\partial G}{\partial z}=\frac{\partial E_v}{\partial x}+\frac{\partial F_v}{\partial y}+\frac{\partial G_v}{\partial z}+S_v \tag{3-1}$$

$E,\ F,\ G$: 점성 유속벡터(Inviscid Flux Vector)

$E_v,\ F_v,\ G_v$: 점성 유속벡터(Viscid Flux Vector)

S_v : 소스항

여기서 Q는 무차원 보존형의 유량함수벡터(Conservative Flow Variable Vector)를 나타내며 E, F, G는 각각 x, y, z 방향의 비 점성 유속벡터(Inviscid Flux Vector)이고, E_v, F_v, G_v는 각각의 점성유속벡터(Viscid Flux Vector)를 나타낸다. 항은 난류계산에 사용되는 소스항이다. 위 벡터와 각 유속벡터들은 다음과 같은 식으로 정리되어진다.

$$Q=\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ \rho w\\ \rho e_t\end{bmatrix},\quad E=\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p\\ \rho uv\\ \rho uw\\ (\rho e_t+p)u\end{bmatrix},\quad F=\begin{bmatrix}\rho v\\ \rho vu\\ \rho v^2+p\\ \rho vw\\ (\rho e_t+p)v\end{bmatrix},\quad G=\begin{bmatrix}\rho w\\ \rho wu\\ \rho wv\\ \rho w^2+p\\ (\rho e_t+p)w\end{bmatrix} \tag{3-2}$$

$$E_v=\begin{bmatrix}0\\ \tau_{xx}\\ \tau_{xy}\\ \tau_{xz}\\ e_v\end{bmatrix},\quad F_v=\begin{bmatrix}0\\ \tau_{yx}\\ \tau_{yy}\\ \tau_{yz}\\ f_v\end{bmatrix},\quad G_v=\begin{bmatrix}0\\ \tau_{zx}\\ \tau_{zy}\\ \tau_{zz}\\ g_v\end{bmatrix} \tag{3-3}$$

$\rho,\ u,\ v,\ w,\ p,\ e_t$: 밀도, x, y, z 방향의 속도, 압력, 단위 체적당 전체 에너지(Total Energy)를 의미하며 이상 기체(공기의 경우 : $\gamma=1.4$)의 관계식은 아래와 같다.

$$e_t=\frac{p}{(\gamma-1)\rho}+\frac{1}{2}(u^2+v^2+w^2),\quad h_t=e_t+\frac{p}{\rho}$$

점성유속벡터에서 점성응력텐서 τ는 뉴턴 유체의 점성계수로 두 계수의 μ 와 λ는 $3\lambda+2\mu=0\rightarrow\lambda=-\frac{2}{3}\mu$ 의 관계를 가지며, 와 는 점성계수로 두 계수의 관계를 나타낼 수 있으며, 평형(Equilibrium)에서 Stokes 가정에 의해 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\begin{aligned}
\tau_{xx}&=2\mu\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\\
\tau_{yy}&=2\mu\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\\
\tau_{zz}&=2\mu\frac{\partial w}{\partial x}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\\
\tau_{xy}&=\tau_{yx}=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
e_v&=u\tau_{xx}+v\tau_{xy}+w\tau_{xz}+\frac{\mu}{(\gamma-1)\mathrm{Pr}}\frac{\partial T}{\partial x}\\
f_v&=u\tau_{yx}+v\tau_{yy}+w\tau_{yz}+\frac{\mu}{(\gamma-1)\mathrm{Pr}}\frac{\partial T}{\partial y}\\
g_v&=u\tau_{zx}+v\tau_{zy}+w\tau_{zz}+\frac{\mu}{(\gamma-1)\mathrm{Pr}}\frac{\partial T}{\partial z}\\
T&=c^2=\frac{\gamma p}{\rho}=\gamma(\gamma-1)\left[e-\frac{1}{2}(u^2+v^2+w^2)\right]
\end{aligned}$$

이상기체 상태방정식을 이용하여 압력 p 와 열 유속 q_i 는 k 와 Pr 을 이용하여 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\begin{aligned}
p&=\rho(\gamma-1)\left(e-\frac{1}{2}(u^2+v^2+w^2)\right)\\
q_x&=-k\frac{\partial T}{\partial x}=-\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial(p/\rho)}{\partial x}\\
q_y&=-k\frac{\partial T}{\partial y}=-\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial(p/\rho)}{\partial y}\\
q_z&=-k\frac{\partial T}{\partial z}=-\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial(p/\rho)}{\partial z}
\end{aligned}$$

제 2 절 무차원화

유체의 지배방정식을 무차원화 하는 경우, 기하하적으로 유사한 상황에서 동력학적으로 유사성을 얻을 수 있으며, 마하수나 레이놀즈수와 같은 무차원수로써 유동의 상사성을 판단할 수 있고, 변수의 크기를 표준화함으로써 반복연산에 따른 정확도의 감소를 막을 수 있다. 무차원화에는 여러 가지 방법이 있으나 본 연구에서는 다음과 같은 무차원화[13] 방법을 이용하였다.

$$x^* = \frac{x}{L}, \quad y^* = \frac{y}{L}, \quad z^* = \frac{z}{L}$$

$$u^* = \frac{u}{u_\infty}, \quad v^* = \frac{v}{u_\infty}, \quad w^* = \frac{w}{u_\infty}$$

$$t^* = \frac{t u_\infty}{L}, \quad \mu^* = \frac{\mu}{\mu_\infty}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_\infty}$$

$$T^* = \frac{T}{T_\infty}$$

$$p^* = \frac{p}{\rho_\infty u_\infty^2}$$

$$e_t^2 = \frac{e_t}{u_\infty^2}$$

$$Re_\infty = \frac{\rho_\infty u_\infty L}{\mu_\infty}$$

$$\Pr = \frac{\mu c_p}{k}$$

$$\infty$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{\sqrt{\gamma_\infty} M_\infty}{Re_\infty}\left(\frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} + S_v\right)$$

L은 무차원화를 위한 특성길이이며, 첨자 는 자유흐름조건을 나타내고 이 후 편의를 위해 무차원 변수를 뜻하는 기호 *는 생략하고 지배방정식을 정리하면 무차원화 된 3차원 Navier-Stokes 방정식을 다음과 같이 표현할 수 있다.

(3-9)

제 3 절 지배방정식의 좌표변환

수치해석기법의 효율성과 경계조건의 적용을 간

직교좌표계 (x, y, z)에서 일반곡선좌표계 (ξ, η, ζ)

에서의 독립변수 q 가 일반좌표계에서도 유지되도록

은 변환을 통하여 보존법칙이 그대로 유지될 수 있

역을 다음과 같은 변환을 통하여 계산영역으로 변환

$$\xi = \xi(x, y, z)$$
$$\eta = \eta(x, y, z)$$
$$\zeta = \zeta(x, y, z)$$

$$\xi_x = J(y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta) \quad \xi_y = J(z_\eta x_\zeta - z_\zeta x_\eta) \quad \xi_z = J(x_\eta y_\zeta - x_\zeta y_\eta)$$
$$\eta_x = J(y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta) \quad \eta_y = J(z_\zeta x_\xi - z_\xi x_\zeta) \quad \eta_z = J(x_\zeta y_\xi - x_\xi y_\zeta)$$
$$\zeta_x = J(y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi) \quad \zeta_y = J(z_\xi x_\eta - z_\eta x_\xi) \quad \zeta_z = J(x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi)$$

위의 좌표변환에 대하여 metric항들을 Chain rul

에 의해 나타낼 수 있다.

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

$$\frac{\partial \overline{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \overline{G}}{\partial \zeta} = \left(\frac{\partial \overline{E_v}}{\partial \xi} + \frac{\partial \overline{F_v}}{\partial \eta} + \frac{\partial \overline{G_v}}{\partial \zeta d} + \overline{S}\right)$$

3차원 공동 계산에 사용한 좌표계는 x는 자유류

스팬방향으로 정의하였다.

좌표변환을 해서 얻어진 지배 방정식은 다음과 같

여기서 보존량 $\overline{Q}$ 와 플럭스벡터 $\overline{E}, \overline{F}, \overline{G}, \overline{E_v}, \overline{F_v}, \overline{G_v}$ 는 다음과 같다.

$$\overline{Q} = \frac{Q}{J}$$

$$\overline{E} = \frac{1}{J}(\xi_x E + \xi_y F + \xi_z G) \qquad (3\text{-}14)$$

$$\overline{F} = \frac{1}{J}(\eta_x E + \eta_y F + \eta_z G)$$

$$\overline{G} = \frac{1}{J}(\zeta_x E + \zeta_y F + \zeta_z G)$$

$$\overline{E_v} = \frac{1}{J}(\xi_x E_v + \xi_y F_v + \xi_z G_v)$$

$$\overline{F_v} = \frac{1}{J}(\eta_x E_v + \eta_y F_v + \eta_z G_v)$$

$$\overline{G_v} = \frac{1}{J}(\zeta_x E_v + \zeta_y F_v + \zeta_z G_v)$$

제 4 장 수치해석기법

제 1 절 공간이산화 (Space Disc

1. TVD Scheme의 개요

TVD(Total Variation Diminishing) Scheme[12,13
과 2차 정확도의 TVD Scheme으로 나눌 수 있고,

$$u_i^{n+1} = u_i^n + A_{i+1/2}\Delta u_{i+1/2}^n - B_{i-1/2}\Delta u_{i-1/2}^n$$

$$\Delta u_{i+1/2} = u_{i+1}^n - u_i^n$$

$$\Delta u_{i-1/2} = u_i^n - u_{i-1}^n$$

다 ① 모든 Monotone Scheme은 1차 TVD Scheme
② 일반적으로 파동방정식에 대한 Explicit Schen

$A_{i+1/2} \le 0$ A∀ 0, B = 1 일 때 후방차분,

$A_{i-1/2} \le 0$ A∀ 1, B = 0 일 때 전방차분,

$0 \le A_{i+1/2} + B_{i+1/2} \le 1$ A∀ 1/2, B = 1/2 일 때 중앙차분

여기서 A와 B는 사용되어진 Schem
Harten[14]에 의하면 식(4-1)이 TVD가 되기 위한

③ TVD Scheme의 특징은 Homogeneous S
Equation에서만 적용되고, Non-Homogeneous Hy
경우에만 적용된다.

④ Flux Limiter의 사용으로 2차 TVD Scheme
Smooth Region에서는 2차 정확도이고, 큰 구배가

매우 힘들다.

⑥ TVD Scheme의 비선형문제와 Multi-Dimensional System으로 확장이 아직 정립되어 있지 않으나 수치실험에 의하면 이들에 의한 확장이 가능한 것으로 알려져 있으며, 실질적으로 비선형 문제와 Multi-Dimensional System에도 TVD Scheme이 사용되고 있다.

⑦ TVD Scheme이 불연속성을 가지고 있는 유동계산에 적절한 방법으로 알려져 있으나, 통상적인 Explicit damping에 비해 계산시간이 많이 든다.

⑧ TVD Scheme은 불연속성의 Smearing효과를 줄여줌과 동시에 Oscillation도 줄여준다.

⑨ Centeral Difference를 기본으로 하는 TVD Scheme을 Symmetric TVD Scheme이라고 부르며, One-Sided Difference를 기본으로 하는 것을 Upwind TVD Scheme이라고 부른다.

2. Second order TVD Scheme

가. Harten Method

$\bar{E} = E + G$ 정확도가 1차에서 2차로 올라갔을 때 Harten[14]은 유량벡터 를 다음과 같이 정의 하였다.

$$u_i^{n+1} = u_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x}\left[h^n_{i+\frac{1}{2}} - h^n_{i-\frac{1}{2}}\right]$$

$$h^n_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\left[E^n_{i+1} + E^n_i + \phi^n_{i+\frac{1}{2}}\right] \qquad (4\text{-}3)$$

$$h^n_{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\left[E^n_i + E^n_{i-1} + \phi^n_{i-\frac{1}{2}}\right]$$

는 Second order TVD의 limiter이고, 일반화된 방정식은 다음과 같다.

(4-4)

(4-5)

Harten-Yee의 Upwind TVD Limiter의 정의에 의

리할 수 있다.

$$\phi_{i+\frac{1}{2}} = (G_{i+1} + G_i) - \psi\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}} + \beta_{i-\frac{1}{2}}\right)\Delta u^n_{i+\frac{1}{2}}$$

$$\begin{cases} |y| & \text{for} \quad |y| \geq \epsilon \\ \dfrac{(y)^2 + \epsilon^2}{2\epsilon} & \text{for} \quad |y| < \epsilon \end{cases}$$

ϕ

$0 \leq \epsilon \leq 0.125$

$$\alpha_{i+\frac{1}{2}} = \begin{cases} \dfrac{E_{i+1} - E_i}{\Delta u_{i+\frac{1}{2}}} & \text{for} \quad \Delta u_{i+\frac{1}{2}} \neq 0 \\ \dfrac{u_{i+1} + u_i}{2} & \text{for} \quad \Delta u_{i+\frac{1}{2}} = 0 \end{cases}$$

는 각각의 방정식이 TVD 성질을 만족하도록 구

여기서 이면

$$\beta_{i+\frac{1}{2}} = \begin{cases} \dfrac{G_{i+1} - G_i}{\Delta u_{i+\frac{1}{2}}} & \text{for} \quad \Delta u_{i+\frac{1}{2}} \neq 0 \\ 0 & \text{for} \quad \Delta u_{i+\frac{1}{2}} = 0 \end{cases}$$

$$G_i = S \times \max\left\{0,\ \min\left[\sigma_{i+\frac{1}{2}}\left|\Delta u_{i+\frac{1}{2}}\right|,\ S \times \sigma_{i-\frac{1}{2}}\Delta u_{i-\frac{1}{2}}\right]\right\}$$

$$S = Sgn\left(\Delta u_{i+\frac{1}{2}}\right) = \frac{\Delta u_{i+\frac{1}{2}}}{\left|\Delta u_{i+\frac{1}{2}}\right|}$$

$$\sigma_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\left[\psi\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}}\right) - \frac{\Delta t}{\Delta x}\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}}\right)^2\right]$$

Limiter G 의 특성은 다음과 같다.

식 (4-7)을 다시 쓰면

$$\phi_{i+\frac{1}{2}} = \sigma\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}}\right)(G_{i+1} + G_i) - \psi\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}} + \beta_{i+\frac{1}{2}}\right)\Delta u^n_{i+\frac{1}{2}}$$

$$\phi_{i-\frac{1}{2}} = \sigma\left(\alpha_{i-\frac{1}{2}}\right)(G_i + G_{i-1}) - \psi\left(\alpha_{i-\frac{1}{2}} + \beta_{i-\frac{1}{2}}\right)\Delta u^n_{i-\frac{1}{2}} \qquad (4\text{-}12)$$

$$\sigma\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}}\right) = \frac{1}{2}\psi\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}}\right) + \frac{\Delta t}{\Delta x}\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}}\right)^2 \qquad (4\text{-}13)$$

$$\beta_{i+\frac{1}{2}} = \sigma\left(\alpha_{i+\frac{1}{2}}\right)\begin{cases} \dfrac{G_{i+1} - G_i}{\Delta u_{i+\frac{1}{2}}} & , \ \Delta u_{i+\frac{1}{2}} \neq 0 \\ 0 & , \ \Delta u_{i+\frac{1}{2}} = 0 \end{cases}$$

G_i

$$G_i = \left(\Delta u_{i-\frac{1}{2}} \ , \ \Delta u_{i+\frac{1}{2}}\right)$$

Limiter 는 여러 방법 중 다음의 방법을 사용한다.

$$\Lambda_\xi = D[U, U, U + C(\xi x^2 + \xi y^2)^{1/2}, U - C(\xi x^2 + \xi y^2)^{1/2}],$$
$$\Lambda_\eta = D[U, U, U + C(\eta x^2 + \eta y^2)^{1/2}, U - C(\eta x^2 + \eta y^2)^{1/2}], \qquad (4\text{-}14)$$

나. Flux Vecter splitting

A와 B의 고유값은 Diagonal matrices에 의해 다음과 같은 식이 나온다.

$$\lambda^{\pm} = (\lambda \pm |\lambda|)/2 \qquad (4\text{-}15)$$

여기서 C는 음속이고 D는 Diagonal matrices이다.

고유값이 , 앨[5] 때 Mach=0.0과 1.0에서 불연속 구배가 있다. 불연속음속 지점에 해법에 결함을 발생시킨다. 왜냐하면 고유값은 갑자기 0이 되거나 0이 되지 않기 때문이다. 이것은 전파파장의 정보 변환이 Mach=0.0과 1.0의 근방에서 충분하지 않다는 것을 의미한다. 이 문제를 극복하기 위하여, van leer[15]는 구

$$\lambda_i^{\pm} = \frac{\lambda_i \pm |\lambda_i|}{2} \pm \varepsilon(\alpha)$$

$$\varepsilon(\alpha) = \frac{C}{4\varepsilon_0}\alpha^2 - \frac{C}{2}\alpha + \frac{C}{4}\varepsilon_0 \ ,$$

$\alpha = M - 1$ $|\alpha| \leq \varepsilon_0$

$\lambda^{\pm}_{1,2}$, M 혹은 M+1( )이다. 왜냐하면

수정된 고유값 분할을 예방 할 수 있다. 의 수

고 있다. 고유치는 잘 맞게 바뀌었다.

Jacobian matrices는 분할된 고유치와 함께 변형

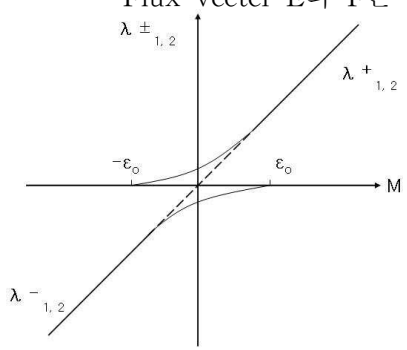
$$A = T_\xi \Lambda_\xi T_\xi^{-1} = T_\xi(\Lambda_\xi^+ + \Lambda_\xi^-)T_\xi^{-1} = T_\xi \Lambda_\xi^+ T_\xi^{-1} + T_\xi \Lambda_\xi^- T_\xi^{-1} = A^+ + A^-$$

$$B = T_\eta \Lambda_\eta T_\eta^{-1} = T_\eta(\Lambda_\eta^+ + \Lambda_\eta^-)T_\eta^{-1} = T_\eta \Lambda_\eta^+ T_\eta^{-1} + T_\eta \Lambda_\eta^- T_\eta^{-1} = B^+ + B^-$$

분할한다.

$$E = AQ = (A^+ + A^-)Q = A^+Q + A^-Q = E^+ + E^-$$
$$F = BQ = (B^+ + B^-)Q = B^+Q + B^-Q = F^+ + F^-$$

Flux vecter E와 F는 Q의 동일한 함수이기 때문



$\lambda^{\pm}_{1,2}$

제 2 절 난류 모델

실험적인 관측으로부터 아음속 혼합층(mixing layer)의 확산율(spreading rate)은 마하수가 증가함에 따라 감소한다는 것이 증명되었다. 이 마하수의 증가에 따른 확산율의 감소를 비압축성 난류모델은 제대로 모사하지 못하는 것 또한 잘 알려진 사실이다. 이러한 사실은 많은 연구자들로 하여금 비압축성 난류모델이 압축성 효과를 설명할 수 있도록 수정하게 하는 원인이 되었다.

Kolmogorov(1942)가 처음으로 난류의 two-equation을 제시하였다. kolmogorov는 난류운동에너지를 그의 난류 매개변수와 Prandtl(1945)수의 차분방정식에서 선택하여 사용하였다. 그 후에 Wilcox는 Sarkar와 Zeman의 모델의 경계층 유동의 예측에 적합하지 않음을 밝히고 경계층 유동에 적용 가능한 팽창-소산항( ) 모델을 제시하였다. 난류모델은 다음 식과 같이 정리가 된다.[18]

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j\frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k\omega + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma^*\nu_T)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{4-19}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j\frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha\frac{\omega}{k}\tau_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma\nu_T)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \tag{4-20}$$

$$\alpha = \frac{13}{25} \qquad \beta = \beta_o f_\beta \qquad \beta^* = \beta_o^* f_{\beta^*} \qquad \sigma = \frac{1}{2} \qquad \sigma^* = \frac{1}{2}$$

-. 비 소산율 :

$$\beta_o = \frac{9}{125} \qquad f_\beta = \frac{1+70\chi_\omega}{1+80\chi_\omega} \qquad \chi_\omega \equiv \left|\frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_o^*\omega)^3}\right| \tag{4-21}$$

-. 근사계수 및 보조관계식 :

$$\beta_o^* = \frac{9}{100} \qquad f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & , \quad \chi_k \le 0 \\ \dfrac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2} & , \quad \chi_k > 0 \end{cases} \qquad \chi_k \equiv \frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

$$\epsilon = \beta^*\omega k \qquad l = k^{1/2}/\omega$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \qquad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)$$ and

$$Q = \begin{bmatrix}\rho k \\ \rho\omega\end{bmatrix} \qquad E = \begin{bmatrix}\rho u k \\ \rho u\omega\end{bmatrix} \qquad F = \begin{bmatrix}\rho v k \\ \rho v\omega\end{bmatrix} \qquad G = \begin{bmatrix}\rho w k \\ \rho w\omega\end{bmatrix}$$

위의 식들을 유량벡터형으로 표기하면 다음과 같

$$E_v = \begin{bmatrix}\mu k\dfrac{\partial k}{\partial x} \\ \mu\omega\dfrac{\partial \omega}{\partial x}\end{bmatrix} \qquad F_v = \begin{bmatrix}\mu k\dfrac{\partial k}{\partial x} \\ \mu\omega\dfrac{\partial \omega}{\partial x}\end{bmatrix} \qquad G_v = \begin{bmatrix}\mu k\dfrac{\partial k}{\partial x} \\ \mu\omega\dfrac{\partial \omega}{\partial x}\end{bmatrix}$$

$$S = \begin{bmatrix}S_k \\ S_\omega\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}P - \beta^*\rho\omega k \\ (\alpha P - \beta\rho\omega k)\dfrac{\omega}{k}\end{bmatrix}$$

$$\alpha = \frac{13}{25} \qquad \sigma = \frac{1}{2} \qquad \sigma^* = \frac{1}{2} \qquad \beta = \frac{9}{125} \qquad \beta^* = \frac{9}{100}$$

제 3 절 시간 이산화

시간 적분법으로는 내재적(Implicit)방법과 외재적(Explicit)방법의 두 가지로 구분할 수 있다. 내재적 방법은 많은 기억용량과 복잡한 알고리즘을 필요로 하므로 수치계산에서 적용하기는 어려운 반면에, 안정성이 좋아 시간간격을 크게 할 수 있는 장점이 있다. 외재적 방법은 알고리즘이 비교적 간단하고 적은 기억용량을 요구하는 장점을 가지고 있으므로 비교적 단순한 문제나 비 정렬 격자와 같은 데이터 구조가 복잡한 문제의 경우에 편리하게 이용할 수 있다. 또한 적용이 간단하고 계산시간이 짧은 장점이 있는 반면, 안정성이 높지 않으므로 계산시간 간격을 크게 할 수 없어서 반복계산이 많아야 하는 단점을 가지고 있다.

정상유동문제의 수치 해를 구하는 경우에는 수렴성을 좋게 하기 위해서는 각 격자에서 최적의 시간 간격으로 시간진행을 할 수 있지만, 비정상 유동문제의 경우에는 각 격자에서 동일한 시간 간격으로 전진함으로써 시간에 따른 비정상해를 구하게 된다. 본 연구에서는 비정상 압축성 유동에 관한 외재적(Explicit)방법으로 Runge-Kutta 4th Order를 사용하였다.[12]

지배 방정식인 식 (3-1)을 차분화한 다음에 정리를 하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial Q_i}{\partial t} + R_i = 0$$

$$R_i = \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{a_i}$$

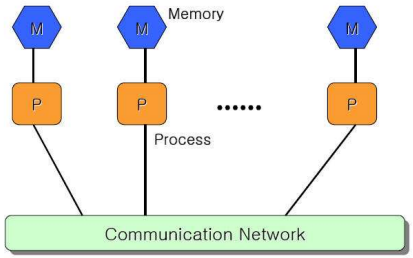
$$Q_i^{(1)} = Q_i^n$$
$$Q_i^{(2)} = Q_i^n - \frac{\Delta t}{4}\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i^{(1)} \qquad (4\text{-}25)$$
$$Q_i^{(3)} = Q_i^n - \frac{\Delta t}{3}\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i^{(2)}$$
$$Q_i^{(4)} = Q_i^n - \frac{\Delta t}{2}\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i^{(3)}$$

각각 Q_i번째 격자에 대해서, Q_i^n는 격자의 넓이이고, $\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i$는 잔류치를 나타낸다. Runge-Kutta의 외재적 시간 적분법은 다음의 식으로 정리가 된다.

$$Q_i^{n+1} = Q_i^n - \Delta t\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i^{(4)} \qquad (4\text{-}26)$$

제 4 절 병렬처리기법

방대한 계산량의 처리를 위하여 MPI 처리기법을
MPI(Message Passing Interface)는 병렬 프로그래
의 표준으로 알려져 있다. 하나의 작업을 다수의
는 병렬 계산에서는 필연적으로 프로세스들 사이의
모델은 각자의 메모리를 지역적으로 따로 가지는
템 환경에서, 프로세스들 사이의 통신을 오직 메
(receiving)으로만 구현하는 프로그래밍 모델을 말한



메모리 공간을 공유하지 않
근하는 것을 허용치 않는다

Fig. 4.2 분산 메모리 시

메시지 패싱 프로그래밍 모델은 최근 들어 많이
의한가지는 메시지 패싱 모델은 여러 가지 다양한
문이다. 메시지 패싱 스타일로 작성된 병렬 프로그
프로세서 환경, 워크스테이션들의 네트워크, 그리고
행할 수 있다. 지시어 기반의 OpenMP를 이용한
메시지 패싱 모델이 병렬 컴퓨팅에서 널리 이용되
문이 아니라 보다 일반적이기 때문이다.

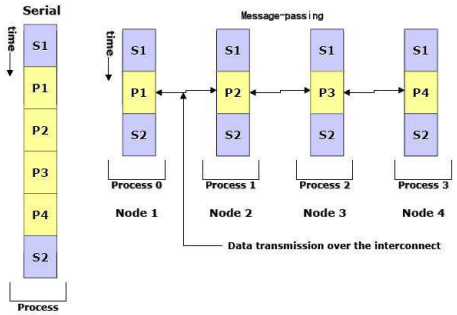


Fig. 4.3 메시지 패싱 프로그래밍 모델

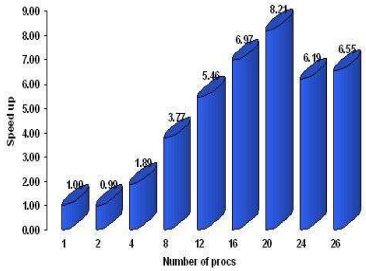
Fig. 4.3은 MIP를 이용하여 시간을 절약 할 수 있다는 것을 보여주는 그림이다. 하나의 작업을 한 대의 프로세서에서 작업을 하면 예를 들어 4시간이 걸린다고 하면 MPI를 이용한다면 4대의 프로세서로 총해서 1시간이 걸린다는 것이다.

MPI는 Fortran 또는 C 로 작성된 메시지 패싱 또는 프로그램들에게 순차 프로그램들처럼 다양한 아키텍처들에 대한 풍부한 소스코드 이식성(Source-Code Portability)을 제공하고자 하는 표준화 작업의 결과이다. 본 연구에서는 Fortran을 이용한 병렬프로그램을 구축하였다.

본 연구를 수행하면서 사용된 병렬처리 컴퓨터의 스펙은 P4 3.2E GHz (800MHz)를 총 27대 Node를 활용하여 계산을 수행하였다.

1. 병렬처리기법을 사용한 속도 비

본 연구에서는 27대의 Node를 사용해서 가장 효
위하여 MPI기법을 사용한 Code의 수치계산 처리 속
화를 하기 이전에 Serial Code의 최적화를 우선 수
였다. 1, 2, 4, 8, 12, 16, 20, 24 그리고 26대 Node
각각 수치계산을 하여 Node 수에 따른 속도와 시
수 있다. Fig. 4.4는 Node 1대였을 때의 처리 속도를
도를 비교한 그래프이다. 20대의 Node까지는 속도가
속도가 감소함을 확인 할 수 있었다. 이것은 20대의
량의 증가로 인하여 계산속도가 느려지는 것을 짐작
수를 434,000개와 685,000개의 2가지 Case로 나눠서
비교하여 보았다. 그래프는 Node수에 따른 계산 시
도 마찬가 ... 로 속도가 빨
... 최적의 속도
... 용하였다.



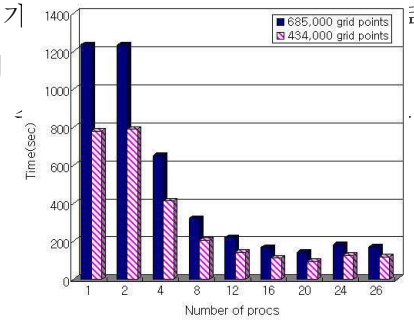


Fig. 4.4 comparison of relative performance

Fig. 4

2. 최적의 *NODE*를 이용한 공동의 분할

27대의 노드를 이용한 최적의 계산 속도가 확인된 node수는 20대이다. 이 20대의 node를 이용하여 공동을 분할하는 방법에는 여러 가지가 있으나 본 연구에서는 형상(Fig 4.6)을 IK 방향을 나눠서 해다

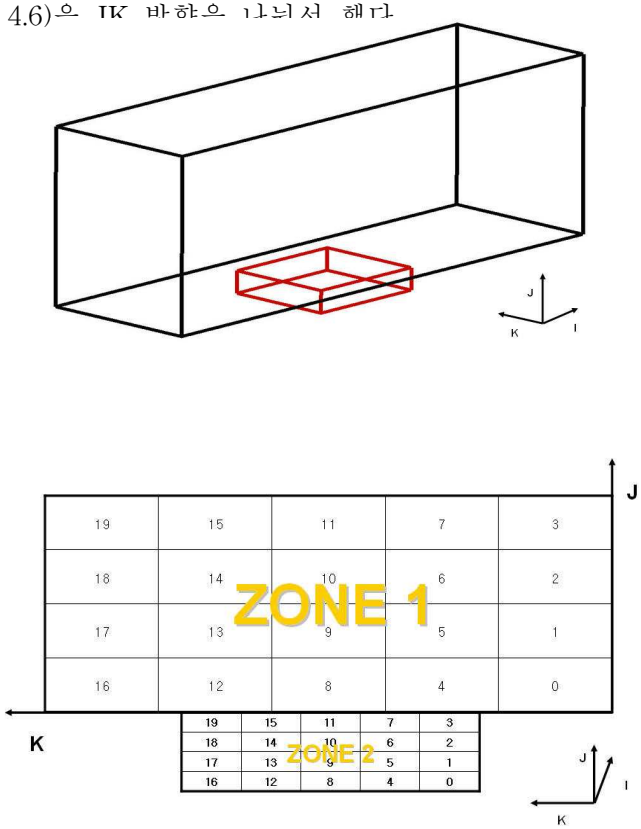


Fig. 4.7 분할된 공동의 노드 주소

CPU로 분할되어 계산이 되는 것을 의미한다. 계산
산이 되고 다음으로 ZONE 2가 계산되어진다. 그리
결과는 경계면을 통하여 다음과 같은 코딩(Fig. 4.8
다. Fig. 4.8은 FORTRAN 코드 중 경계면 처리의

```
      call cast10(urz2,vrz2,wrz2,pz2,tz2,wz2,urz20,vrz20,wrz20,
     &     pz20,tz20,wz20,imxz2,jmxz2,kmxz2,i2z2,nproc,id,nprocj,
     &      nprock,idj,idk,jsez2,ksez2,jlz2,nprocj-1,nr)
      do 3011 k=max(kse(1,idk)-2,kszone2+1),min(kse(2,idk)+2,kezone2-1)
      do 3011 i=iszone2+1,iezone2-1
      iia=i-iszone2+1
      kka=k-kszone2+1
      j=1
      ur(i,j,k) = 0.5*(ur(i,2,k)+urz20(iia,kka))
      vr(i,j,k) = 0.5*(vr(i,2,k)+vrz20(iia,kka))
      wr(i,j,k) = 0.5*(wr(i,2,k)+wrz20(iia,kka))
      t(i,j,k)  = 0.5*(t(i,2,k)+tz20(iia,kka))
      p(i,j,k)  = 0.5*(p(i,2,k)+pz20(iia,kka))

      w(1,i,j,k) = 0.5*(w(1,i,2,k)+wz20(iia,kka))
      w(2,i,j,k) = ur(i,j,k)*w(1,i,j,k)
      w(3,i,j,k) = vr(i,j,k)*w(1,i,j,k)
      w(4,i,j,k) = wr(i,j,k)*w(1,i,j,k)
      w(5,i,j,k) = p(i,j,k)/gamm+0.5*w(1,i,j,k)
     *     *(ur(i,j,k)**2+vr(i,j,k)**2+wr(i,j,k)**2)
 3011 continue

      call cast10(ur,vr,wr,p,t,w,urz10,vrz10,wrz10,pz10,tz10,wz10,
     &     imx,jmx,kmx,i2,nproc,id,nprocj,nprock,idj,idk,jse,kse,1,0,nr)
      do 3012 k=max(ksez2(1,idk)-2,2),min(ksez2(2,idk)+2,klz2)
      do 3012 i=2,ilz2
      kz2=kszone2+k-1
      iz2=iszone2+i-1
      urz2(i,j2z2,k) = urz10(iz2,kz2)
      vrz2(i,j2z2,k) = vrz10(iz2,kz2)
      wrz2(i,j2z2,k) = wrz10(iz2,kz2)
      tz2(i,j2z2,k)  = tz10(iz2,kz2)
      pz2(i,j2z2,k)  = pz10(iz2,kz2)
      wz2(1,i,j2z2,k) = wz10(iz2,kz2)
      wz2(2,i,j2z2,k) = urz2(i,j2z2,k)*wz2(1,i,j2z2,k)
      wz2(3,i,j2z2,k) = vrz2(i,j2z2,k)*wz2(1,i,j2z2,k)
      wz2(4,i,j2z2,k) = wrz2(i,j2z2,k)*wz2(1,i,j2z2,k)
      wz2(5,i,j2z2,k)=pz2(i,j2z2,k)/gamm+0.5*wz2(1,i,j2z2,k)
     *    *(urz2(i,j2z2,k)**2+vrz2(i,j2z2,k)**2
     *     +wrz2(i,j2z2,k)**2)
 3012 continue
```

Fig. 4.8 ZONE 1과 ZONE 2의

제 5 장 열린 공동 유동 해석

제 1 절 문제 정의

열린 공동 주위의 유동현상을 관찰하기 위해 2차원과 3차원으로 수치해석을 통하여 그 결과를 비교하였다. 유동 특성이 결정되는 인자인 길이 대 깊이비(L/D)와 폭비(W/D)가 공동주위 유동의 특성에 어떠한 영향을 미치는지에 대해 알아보고 얼마나 큰 영향을 미치는지에 대해 알아보고자 한다.

이번 연구에서 사용한 형상 모델은 Ahuja & Mendoza[9]가 실험한 형상을 바탕으로 비슷한 범위에서 정해졌다.

- L/D = 2.5, 3.5, 4.5 , W/D = 2, 3, 4
- 깊이(D) = 5.08 cm

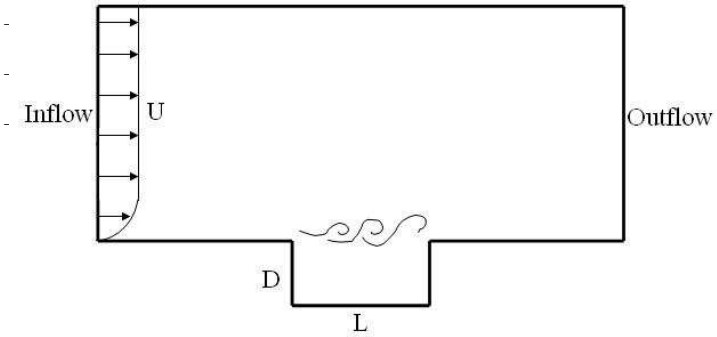


Fig. 5.1 Schematic diagram of cavity configuration and

열린 공동 형상에 대하여 Table 5.1과 같이 마하 3차원 공동의 세장비가 2.5에서 4.5까지 변화하는 비가 2에서 4로 변화하는 경우를 해석하였다. 이때 인 경우가 해석 되었다.

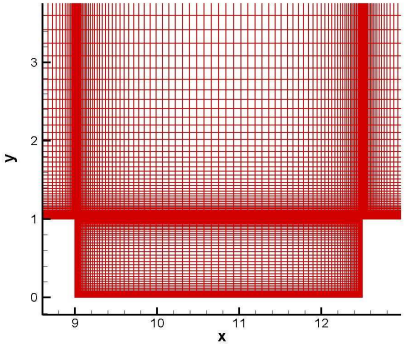
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6
					1.6×10^6

	CASE	*L/D*	*W/D*
	CASE1	2.5	2
	CASE2	2.5	3
	CASE3	2.5	4
	CASE4	3.5	2
3차원	CASE5	3.5	3
	CASE6	3.5	4
	CASE7	4.5	2
	CASE8	4.5	3
	CASE9	4.5	4
	CASE10	2.5	·
2차원	CASE11	3.5	·
	CASE12	4.5	·

Table. 5.1 Numerical condition

제 2 절 격자구성 및 경계조건

격자구성은 기본적으로 유동의 변화가 다른 영역에 비해 클 것으로 예상되는 공동의 벽면근처와 공동의 앞전 그리고 뒷전에 격자를 조밀하게 두었으며 유동의 변화가 작은 입구와 자유류 윗부분에 대해서는 성글게 주었다. 그리고 공동 벽면 주위에서 발생하는 경계층이나 전단층의 유동 변화가 윗면까지 영향이 가지 않도록 충류 빠지도록 하였다.



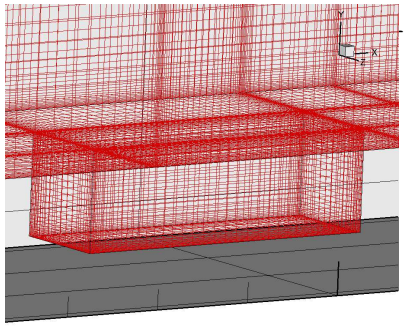


Fig. 5.2 Computational grid for the two dimensional calculation ($y^+ = y\sqrt{\rho_\omega \tau_\omega}/\mu_\omega$)

Fig. 5.3 Computational grid for the three dimensional calculation

Fig. 5.2와 5.3은 공동유동 해석을 위한 2차원과 3차원 격자계의 일부를 보여주고 있다. 공동 전후의 평판과 바닥 및 벽 부근에 격자를 충분히 밀집시켜 주었으며, 첫 격자점의 (y^+)는 약 0.01~1.5 정도로 벽함수를 사용하지 않고 직접 계산을 수행하였다. Abdol-Hamid, Lakshmanan and Carlson[19]의 연구에 의하면 큰 박리영역을 포함하는 유동에서 첫 격자점의 y^+ 가 10이하 이면 타당한 결과를 보여주는 것을 알 수 있다. 원방향 경계조건은 깊이(D)의 8배를 주었다. 격자수에 의한 계산의 영향을 확인하기 위하여 몇 셋의 격자계를 테스트하여,2차원의 경우 상부에 350×100, 공동부에 100×70이며, 3차원의 경우 각각 190×70×50, 70×50×30이

제 3 절 공동에서 발생하는 유동

1. 유동의 형태 분류

Gharib의 실험을 통한 열린 공동유동의 형태를 layer mode, wake mode이다. 일반적으로 공동의 길 에 따라 공동의 모드가 steady mode에서 shear lay 서 wake mode로 변하게 되는 경향이 나타난다.[7]

mode의 streamline의 형태 지 않아 소음과 진동이 발

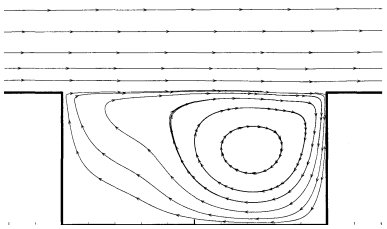
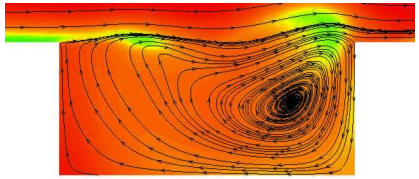


Fig. 5.4 Streamline of ste

Shear layer mode의 밀도와 streamline은 Fig. 5. 생하여 소용돌이가 뒷전에 부딪치고 공동의 내부에 정한 유동으로 인해 공동의 내부의 유동이 매우 볼 수 있다. 이러한 공동 내부와 외부의 상호작용으 진을 유발하고 뒷전 모서리에 부딪히는 소용돌이는 된다. 이로 인해 발생하는 음향장의 그림은 Fig. 5. 보는 것과 같이 뒷전 전방 45도 방향으로 음향장이 있고 유입류의 마하수가 0.53이므로 뒷전 방향으로 방향으로 방사되는 소음의 파장보다 짧음을 볼 수



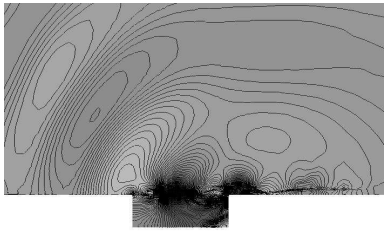
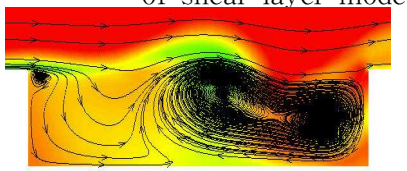


Fig 5.5 Density contour and streamline of shear layer mode

Fig. 5.6 Acoustic fields of shear mode



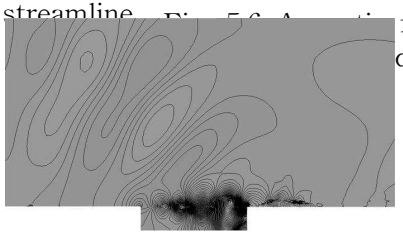


Fig 5.7 Density contour and streamline of wake mode

Fig. 5.8 Acoustic fields of wake mode

Fig. 5.7은 Wake mode 일 때 공동내부의 밀도와 streamline을 보여주는 그림이다. shear layer mode 보다 더 streamline의 선이 조밀하고 복잡하며 공동 내부의 뒤쪽에 항상 2~3개의 와류가 서로 coupling되어 회전하고 있는 것을 볼 수 있다. 이 형태의 경우 와류간의 복잡하고 다양한 현상으로 인하여 때로는 뒷전 모서리에 부딪히지 않고 바로 공동의 내부로 들어가거나 혹은 공동 밖으로 빠져나가 버리는 소용돌이가 존재하기도 한다. Fig. 5.8은 wake mode에서의 소음장을 보여주는 그림이다. shear layer mode에 비하여 더 복잡하고 불규칙적으로 전파되어지는 것을 확인 할 수 있다.

Shear layer mode에 대하여 좀 더 자세하게 살펴보기 위하여 공동에서 발생하는 유동과 소음의 개략적인 특성을 Fig. 5.9와 같이 그려보았다. 우선 앞전의 전단층에서 교란이 발생하면 이 교란은 유동을 따라 전파되면서 점점 증폭되게 된다. 그리

며 앞전에서 오는 전단층와 상호작용을 하여, 초기
다. 여기서 뒷전 모서리 아래 방향으로 반사되어서
향으로 전파되는 파는 음향파이다.

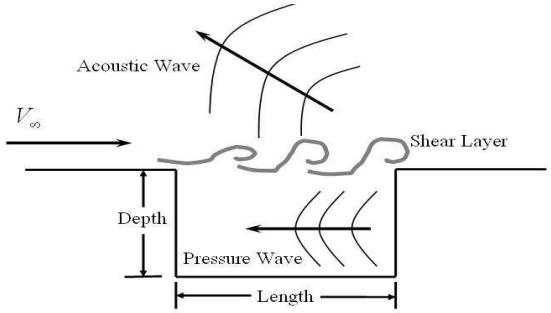


Fig. 5.9 Schematic of the cavity ai
between the shear layer in
the sound wave disturbanc

Δ

2. 한 주기에서의 유동현상 및 압력

공동의 주위에서 발생하는 물리적 현상 및 압력
1주기를 8등분하여 각 시간에서 공동 근처의 밀도의
5.10은 3차원 유동의 중앙단면에서 한 주기에 대해
링 하여 공동내부의 밀도와 유선을 나타낸 그림이다

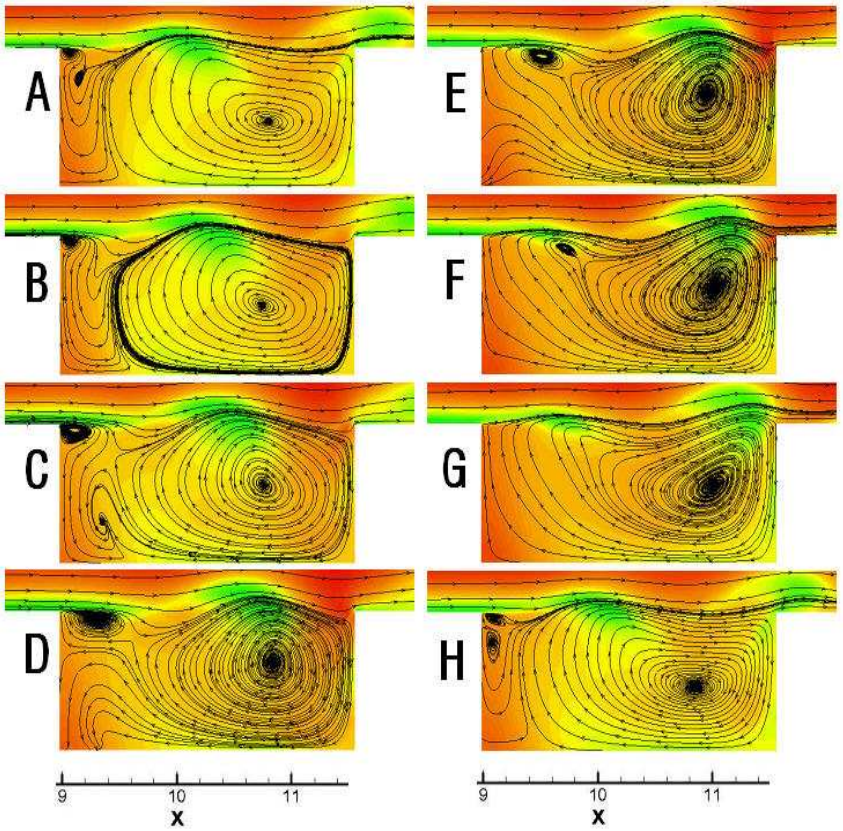
i) t=123.9375(A) : 큰 와류가 공동 안에 생성되
류들이 있는 것을 볼 수 있다.

ii) t=124.6725(C) : 앞전 벽면에 부착된 와류는
에서 작은 와류가 생성되는 것을 볼 수 있다.

iii) t=125.4075(E) : 충분히 성장했던 앞전 와류기
류가 있는 뒷전으로 이동하고, 뒷전에 있는 와류의

형성하고, 뒷전 모서리에 부딪혀 부서지면서 일부는 공동의 내부로 들어가고, 일부는 벽면을 따라서 흘러가고 있는 것을 보여주고 있다. 와류의 형태가 상당히 불안전하고 불규칙적임을 볼 수 있다.

v) t=126.51(H) : 유동의 한 주기가 끝난 뒤 t=123.9375(A)일 때와 똑같은 모습



이렇게 해서 3차원 공동의 한주기 동안의 유동현
을 보더라도 Heller-Bliss[6]의 파 반사 메커니즘과
것을 볼 수 있으며, 공동 내부유동의 주기적인 반
주기적으로 변화하면서 유동이 바닥점으로 유입되는

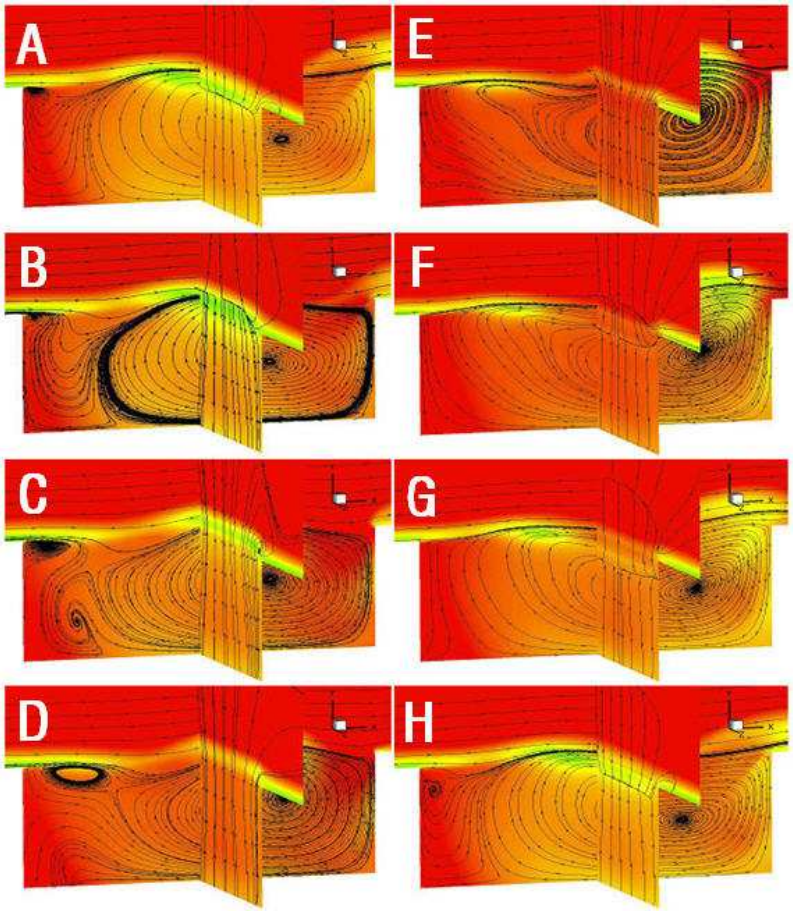


Fig. 5.10 Density and Streamlines of three dimensional cavity flow(Total

Fig. 5.11은 Fig. 5.10과 같은 case1이고 같은 주기의 시간간격으로 Z/D=1.5이고 X/D=1.25에서의 밀도와 streamline의 그림이다. 이 그림은 K방향으로의 유동흐름을 관찰하기 위한 그림이다.

ⅰ) t=123.9375(A) : 앞전에서 생성된 전단층의 소용돌이가 X/D=1.25부근에 가까워지면서 공동내부의 유동과 공동외부 유동이 소용돌이 쪽으로 향하는 것을 볼 수 있다.

ⅱ) t=124.6725(C) : X/D=1.25지점을 지나서 뒤쪽으로 빠지면서 공동의 내부유동이 위쪽을 향해 흘러가고 K방향으로 모서리 부근에 작은 와류가 발생하는 것을 볼 수 있다.

ⅲ) t=125.775(F) : 첫 번째 생겼던 소용돌이가 지나가고 두 번째로 생성된 소용돌이가 X/D=1.25부근에 다가오므로 인해서 공동내부의 유동과 공동외부 유동이 소용돌이 쪽으로 향하는 것을 볼 수 있다.

ⅳ) t=126.51(H) : 유동의 한 주기가 끝난 뒤 t=123.9375(A)일 때와 똑같은 모습으로 돌아가는 유동을 확인 할 수 있다. 한 주기의 유동을 확인함으로 인하여 앞전에 생성된 전단층이 공동의 유동흐름에 미치는 영향을 더 자세히 관찰할 수 있었다.

Fig. 5.12는 Y/D=1.022인 높이에서 x 방향에 따른 압력분포이다. 각각의 시간은 Fig. 5.7에서와 같다. x=9는 앞전 모서리이고 x=11.5는 뒷전 모서리이다. 모든 경우에서 뒷전 모서리가 존재하는 x=11.5부근에서 급격히 변화하는 것을 관찰할 수 있다. 뒷전에서 압력변화는 전단층을 따라 흘러온 소용돌이의 충돌에 의한 것으로 고압의 소용돌이가 충돌할 때 고압을 이루고, 이 소용돌이가 부딪쳐 사라질 때 저압을 이룬다. 그리고 압력이 최저인 점들을 비교해 보면 공동의 앞전에서 발생한 전단층을 따라 흐르는 소용돌이의 위치와 일치하는 것을 확인 할 수 있다. time =5/8T 일 때가 압력의 최저점임을 확인 할 수 있는데 이는 뒷전과 부딪치기 바로 전임을 Fig. 5.7을 통해 알 수 있다. time=7/8T를 살펴보면 소용돌이가 뒷전에 모서리에 부딪쳐 완전히 소멸하고 앞전에서 발생한 소용돌이가 다시 뒷전 쪽으로 진행하고 있는 것을 확인 할 수 있고 한주가 끝나고 다시 새로운 주기가 시작하는 time = 0 일 때의 그래프의 위치와 같은 것을 볼 수 있다.

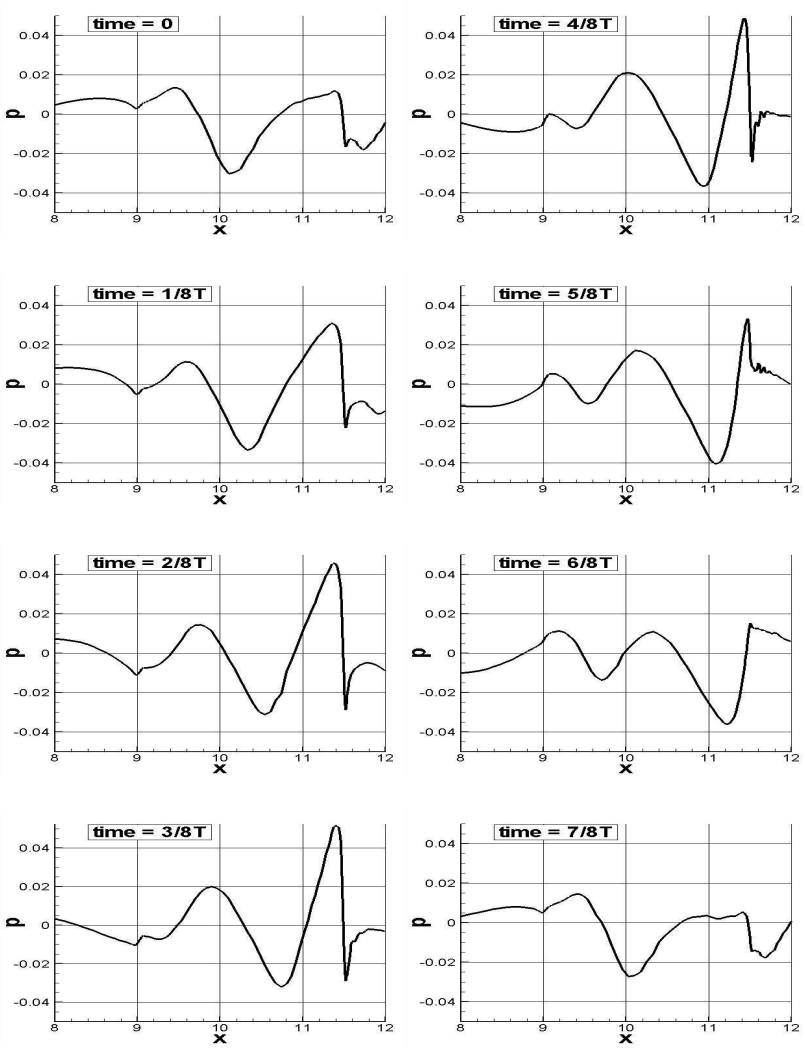


Fig. 5.12 Pressure signals along x-directio

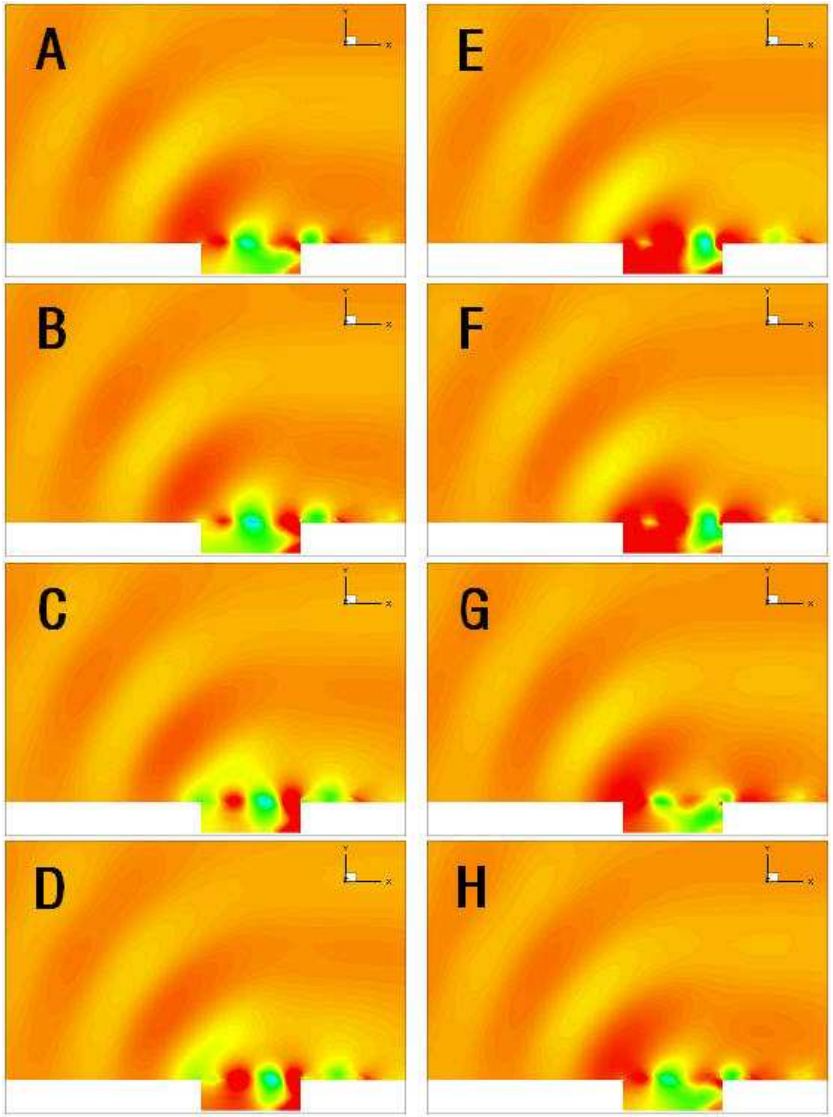


Fig. 5.13은 Fig. 5.10과 같은 case1이고 같은 주
압력의 그림이다. 붉은색이 높은 압력을 의미하고
즉, 공동의 경계면의 전단층에서 연두색깔 부분이
용돌이에 해당하게 된다. 시간이 진행함에 따라,
소용돌이 사이에 존재하는 압력의 극대값 Core가
다. 그리고 뒷전에 부딪힌 소용돌이에 의해 전방 4
파되는 과정을 A~H까지의 그림을 통하여 확인 할

Fig. 5.14는 case7에 3차원 유동의 중앙단면에서
간격으로 샘플링 하여 공동내부의 밀도와 유선을
고 폭비가 2인 case7은 계산해본 결과 Fig. 5.14와
것을 확인 할 수 있었다. Shear layer mode인 Fig.
보면 공동내부 유동이 매우 복잡하고 한주기에 앞
러 번 뒷전에 부딪히는 것을 관찰할 수 있었다. 전
기본적으로 공동의 안쪽 뒷부분에 큰와류가 존재하
한 와류가 벽면을 떨어져 나와서 공동의 안쪽 뒷
이런 과정에서 case1보다 세장비가 더 긴 이유 때
류와 합쳐지기도 전에 앞전에서 와류가 성장하여
뒷부분에 있는 와류에 합쳐진다. 이러한 과정을
Shear layer mode 보다 더 복잡하고 다양한 형태를
인하여 소음과 진동이 심하다는 것도 알 수 있다.

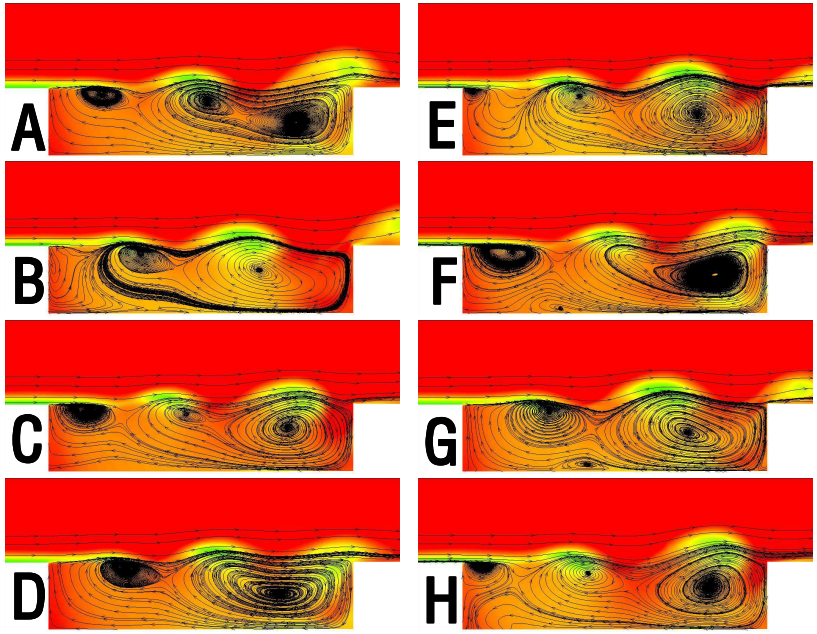
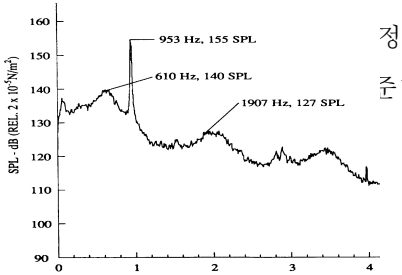


Fig. 5.14 Density and Streamlines of three dimensional cavity flow(Total time=10.44, Sampling time=1.491, Z/D=1)(CASE7)

제 4 절 2차원과 3차원 유동해석

1. 수치계산의 검증

2차원과 3차원의 유동해석 및 비교에 앞서 수치해
인 해봐야 하겠다. 검증하기 위하여 수치해석을
Ahuja와 Mendoza[9]의 실험을 통해 나온 주진동 주
았다. Fig. 5.15는 Ahuja와 Mendoza[9]는 실험을 통
구하였다. M=0.53, Re=1.6×10^6, L/D=2.5, W/D=2.0,
은 조건인 CASE1의 수치해석 계산한 결과는 Fig
주진동 주파수는 904Hz로서 Ahuja와 Mendoza[9]
정도 [illegible]는데 이것은
준다.



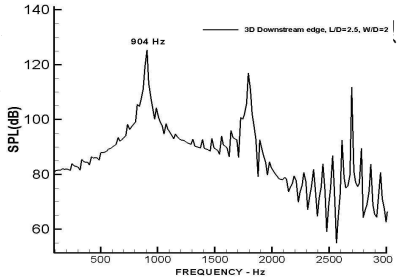
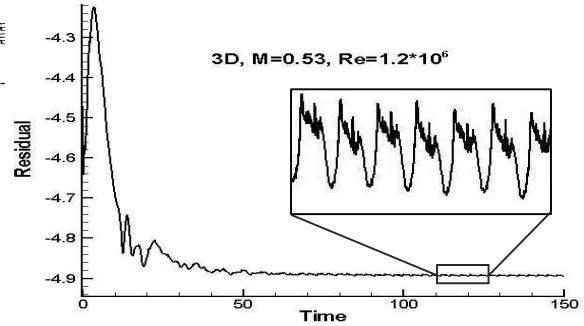


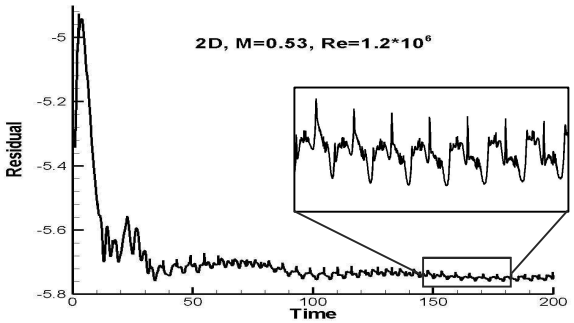
Fig. 5.15 SPL distribution for three dimensional cavity[9]

Fig. 5

2. L/D=2.5, W/D=2, 3, 4 인 2차원과 3차원 공동

Table. 5.1에서의 CASE 1, 2, 3, 10에 대한 공동의 유동해석 및 결과를 비교해보았다. Fig. 5.17와 Fig. 5.18은 마하수가 0.53일 때 계산 시간에 따른 수치잔여치의 변화를 나타낸 그림이다. 무차원 시간으로 2차원은 t = 130, 3차원은 t = 70 이후에 불안정한 진동이 없어지고 주기적인 진동에 들어감을 확인 할 수 있다. 잔여치의 시간주기(Tp)는 2차원이 Tp(time period) = 5.78, 3차원이 Tp = 2.94 로 유동의 진동주기를 주기가 길다는 것을 확인 할 수 있다





ional cavity

Fig. 5.19는 수치계산 된 결과를 가지고 시간에
해 공동의 바닥의 중간(B)과 압력의 변화가 큰 뒷
다.

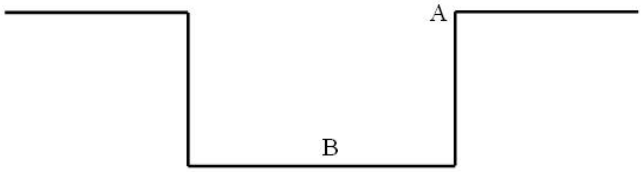
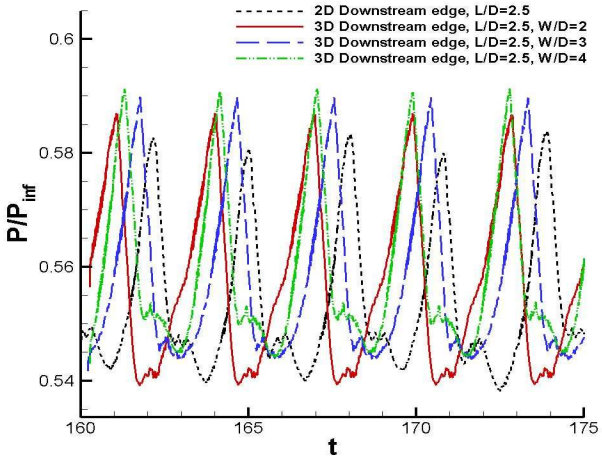


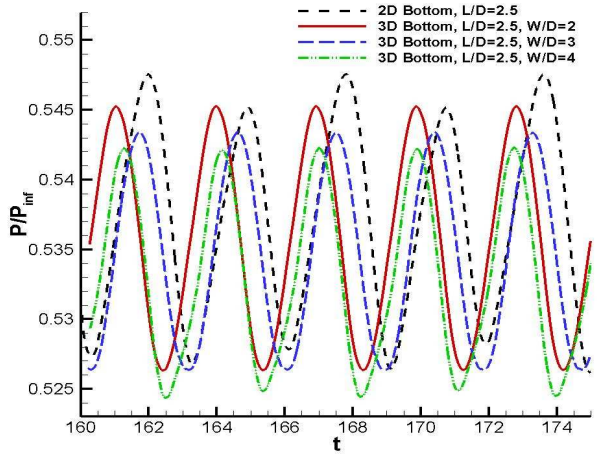
Fig. 5.19 Sampling position of

2차원 A : Downstream Edge X/D = 2.5,
B : Bottom X/D = 1.25,
3차원 A : Downstream Edge X/D = 2.5,
B : Bottom X/D = 1.25,

CASE 1, 2, 3, 10에서 수렴이 된 상태의 두 점
Fig. 5.21과 같다. Fig. 5.20은 2차원과 3차원의 A
있다. 2차원 뒷전에서의 압력이 3차원에서의 압력
3차원에서는 폭비가 증가하면서 압력값이 커지는
의 형태를 살펴보면 Sin파 형태인 것을 확인 할
값이 진동하는 것을 볼 수 있다. Fig. 5.12의 X축에
5.20을 확인 해보면 최고압력일 때 공동에서의 유
층의 소용돌이가 뒷전 모서리에 부딪히기 바로전
소용돌이와 공동안쪽에 있는 큰 와류의 중심과 일치

Fig. 5.21은 2차원과 3차원의 B점에서의 압력변화
의 압력은 뒷전에서의 압력과는 반대로 2차원일 때
다는 것을 볼 수 있다. 그리고 3차원일 때 폭비가





hree dimensional

Fig. 5.22와 Fig. 5.23은 2차원 및 3차원 공동의
Fig. 5.19의 A, B 점에서 SPL(Sound Pressure Le
분석한 그림이다. 뒷전 모서리에서의 SPL분석을 한
서의 SPL값이 2차원의 주진동 주파수 값보다 크다
수록 주진동 주파수 값이 크다는 것을 확인 할 수
슷한 곳에 위치하고 있고, Rossiter의 공식에 의한
4일 때 450Hz 근방에서 Mode 1에 해당하는 주
CASE에서 900Hz 근방에서 Mode 2가 나타남을 확
공동의 바닥 면에서의 SPL분석을 한 Fig. 5.23은
dB이 낮았지만 형태는 거의 비슷하였고 주진동 주
차원일 때가 2차원
는 것을 알 수 있었

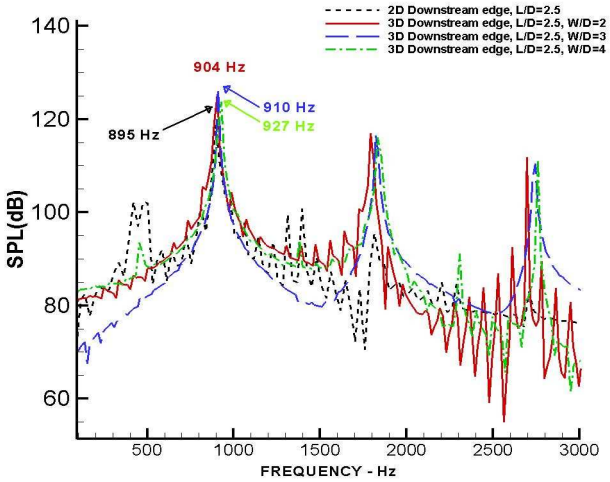


Fig. 5.22 SPL distribution for two a
cavity downstream edge

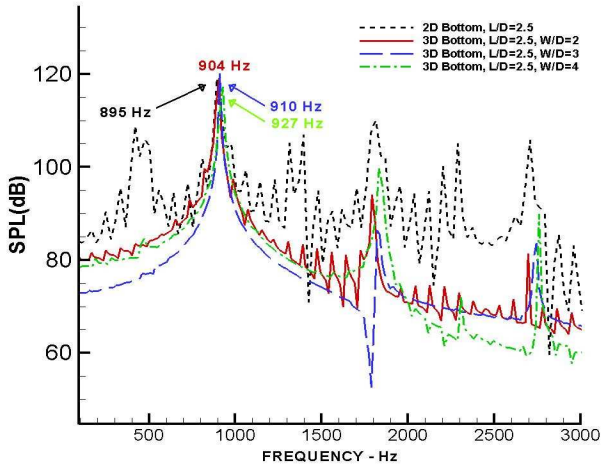


Fig. 5.23 SPL distribution for two and three dimensional cavity bottom

3. L/D=3.5, W/D=2, 3, 4 인 *2*차원

Table. 5.1에서의 CASE 4, 5, 6, 11에 대한 공동
았다. Fig. 5.24는 수치계산 된 결과를 가지고 시간
의체 공동이 반다이 증가(B)과 압력의 변화가 큰

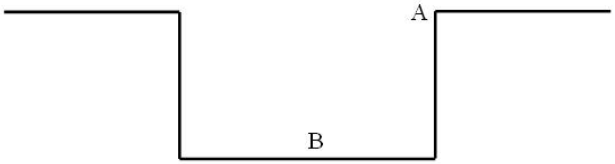
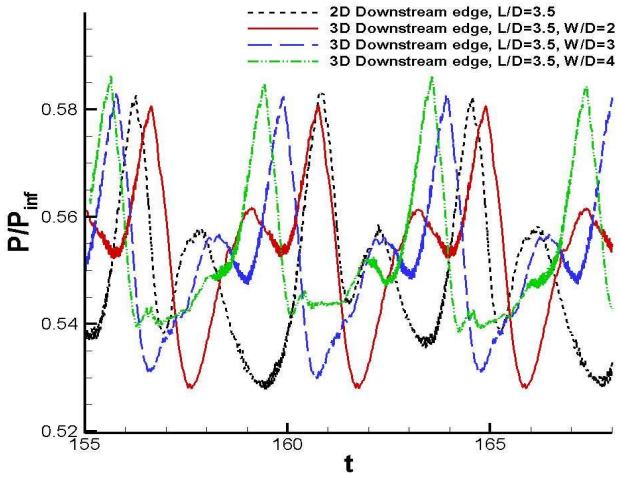


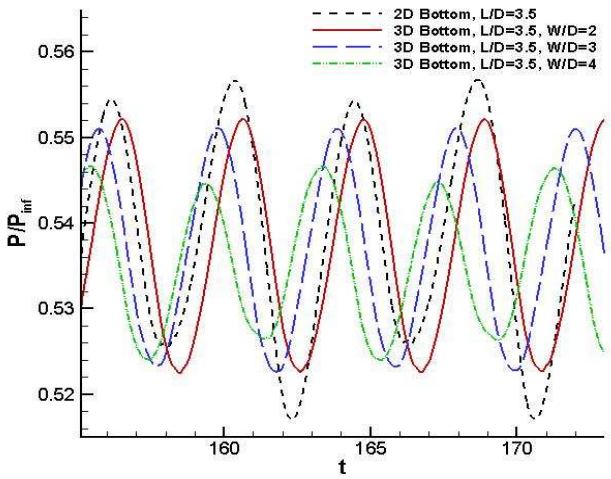
Fig. 5.24 Sampling position of

2차원 A : Downstream Edge X/D = 3.5,
B : Bottom X/D = 1.75,
3차원 A : Downstream Edge X/D = 3.5,
B : Bottom X/D = 1.75,

CASE 4, 5, 6, 11에서 두 점(A, B) 압력변화율
Fig. 5.25는 2차원과 3차원의 A점에서의 압력변화
에서의 압력이 3차원에서의 압력보다 작음을 확인
가 증가하면서 압력값이 커지는 것을 확인 할 수 있
력으로 한번 피크값을 가졌다가 다시 2배정도의 큰
확인 할 수 있었는데 이것을 공동에서 유동현상으
단층의 소용돌이가 처음에는 한번 부딪히고 시간이
부딪쳤다는 것을 알 수 있다.

Fig. 5.26은 2차원과 3차원의 B점에서의 압력변화
서의 압력은 뒷전에서의 압력과는 반대로 2차원일
크다는 것을 볼 수 있다. 그리고 3차원의 때 폭발가





l three dimensional

Fig. 5.27과 Fig. 5.28은 2차원 및 3차원 공동의
Fig. 5.24의 A, B 점에서 SPL(Sound Pressure Le
분석한 그림이다.

뒷전 모서리에서의 SPL분석을 한 Fig. 5.27을 살
수 값이 2차원의 주진동 주파수 값보다 크다. 그리
주진동 주파수 값이 크다는 것을 확인 할 수 있었
곳에 위치하고 있고, Rossiter의 공식에 의한 Mode
하고 2차원과 3차원 모두 450Hz 근방에서 Mode 1
타나고 모든 CASE에서 900Hz 근방에서 Mode 2가

공동의 바닥 면에서의 SPL분석을 한 Fig. 5.28은
dB이 낮았지만 형태는 거의 비슷하였고 주진동 주
3차원일 때가 2차원
는 것을 알 수 있었

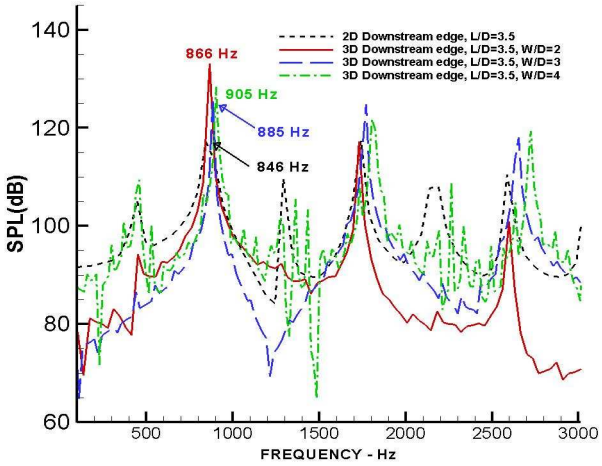


Fig. 5.27 SPL distribution for two ar

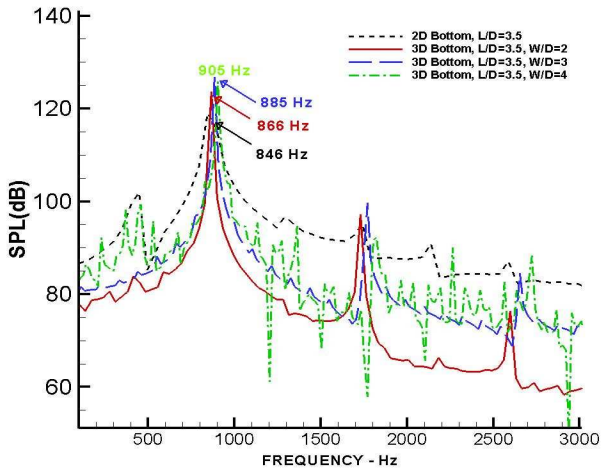


Fig. 5.28 SPL distribution for two and three dimensional cavity bottom

4. L/D=4.5, W/D=2, 3, 4 인 2차원

Table. 5.1에서의 CASE 7, 8, 9, 12에 대한 공동의
았다. Fig. 5.29는 수치계산 된 결과를 가지고 시간
의체 공동이 바닥의 증가(B)과 압력의 변화가 큰

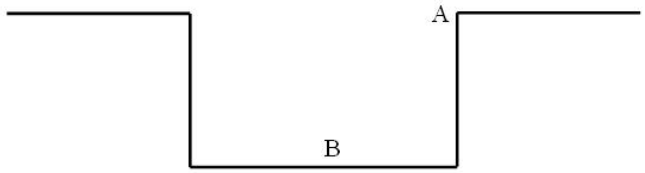
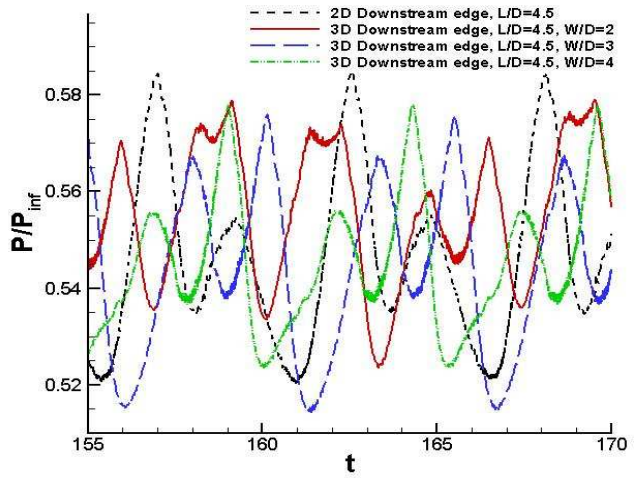


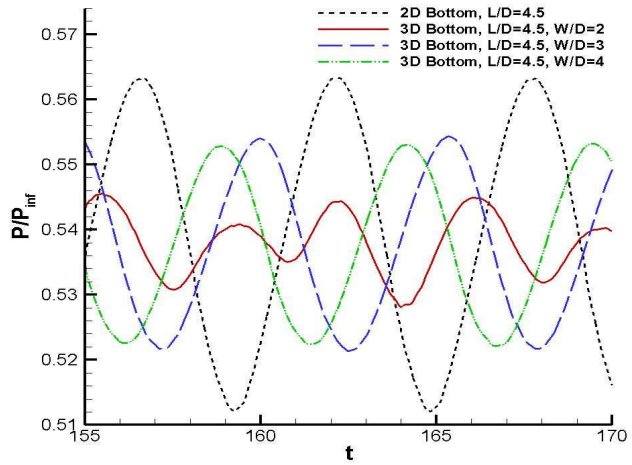
Fig. 5.29 Sampling position of

2차원 A : Downstream Edge X/D = 4.5,
B : Bottom X/D = 2.25,
3차원 A : Downstream Edge X/D = 4.5,
B : Bottom X/D = 2.25,

CASE 7, 8, 9, 12에서 두 점(A, B)의 압력변화을
Fig. 5.30은 2차원과 3차원의 A점에서의 압력변화
에서의 압력이 3차원에서의 압력보다 큼을 확인 할
증가하면서 압력값이 커지는 것을 확인 할 수 있
작게 압력으로 한번 튀고 낮아졌다가 크게 한번 튀
인 할 수 있었다. 폭비가 2인 경우 압력값이 주기
을 볼 수 있다. 이것은 세장비가 4.5이고 폭비가 2
공동의 3가지 형태 중 Wake mode임을 알 수 있다.

Fig. 5.31은 2차원과 3차원의 B점에서의 압력변화
의 압력은 2차원일 때의 압력이 3차원일 때 보다



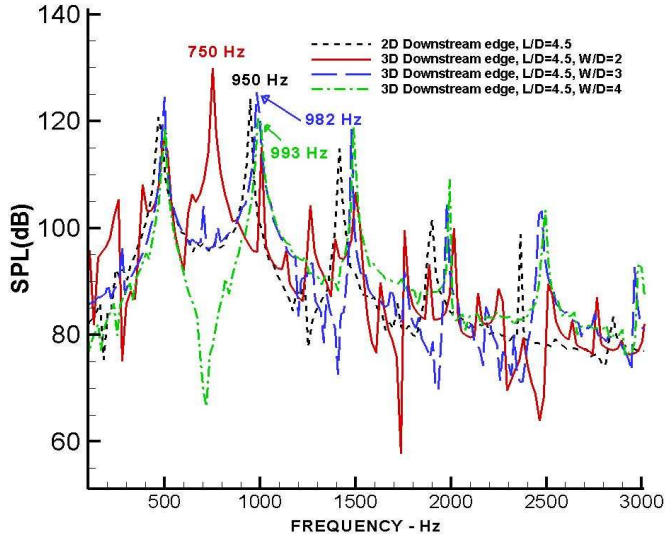


ıree dimensional

Fig. 5.32와 Fig. 5.33은 2차원 및 3차원 공동의
Fig. 5.29의 A, B 점에서 SPL(Sound Pressure Le
분석한 그림이다. 뒷전 모서리에서의 SPL분석을 한
서의 주진동 주파수 값이 2차원의 주진동 주파수
폭비가 커질수록 주진동 주파수 값이 크다는 것을
를 보이는 폭비가 2인 경우 다른 값들과 많은 차이
나타나면서 유동의 물선치의 변화가 불규칙적으로
거의 비슷한 곳에 위치하고 있고, Rossiter의 공식이
Mode 1에 해당하는 주진동 주파수가 나타나고 90
가 나타남을 확인 할 수 있었다. 공동의 바닥 면에
주진동 주파수가 Mode2보다 Mode1이 우세하게 나

원에서의 주진동

ㅣ수록 주진동 주



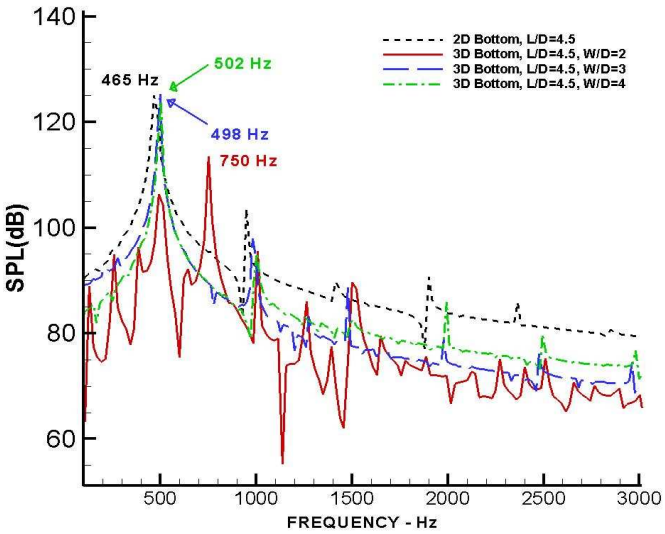


Fig. 5.33 SPL distribution for two and three dimensional cavity bottom

제 5 절 공동의 결과 비교

1. 열린 공동에서의 형태 결과 비교

총 12가지 경우에 대해 비교를 해본 결과는 Tabl
면 세장비와 폭비가 커질수록 세장비가 3.5일 때 ㄱ
number가 증가하는 것을 확인 할 수 있었다. 모든
2차 모드가 나타나는 것을 확인하였고 CASE1, 2, 5
는 것을 확인 할 수 있었다. 1차 모드에서도 역시
들이 증가하는 것을 확인 할 수 있었다. 공동 유동
외하고 모든 경우에서 shear layer mode가 나타나
나타나는 것을 알 수 있었다.이것은 CASE7이 소음
알 수 있다. 2차원의 경우도 3차원의 경우와 마찬
경우 작아졌다 커지는 것을 확인 할 수 있었다.

	CASE	L/D	W/D	SPL(n1)	SPL(n2)	S
3차원	CASE1	2.5	2	·	904	
	CASE2	2.5	3	·	910	
	CASE3	2.5	4	445	927	
	CASE4	3.5	2	450	866	
	CASE5	3.5	3	·	885	
	CASE6	3.5	4	460	905	
2차원	CASE7	4.5	2	493	750	
	CASE8	4.5	3	498	982	
	CASE9	4.5	4	502	993	
	CASE10	2.5	·	474	895	
	CASE11	3.5	·	448	846	
	CASE12	4.5	·	465	950	

2. 무차원 진동수의 비교

Fig. 5.34, 5.35에서 실선은 Rossiter공식에 의한 mode(n)=1과 mode(n)=2일 때 마하수에 따른 무차원진동수(St, strouhal number)를 나타내는 그래프이고, (○)는 Ahuja & Mendoza[9]의 세장비가(L/D) 2.5인 공동을 가지고 실험한 결과를 나타내고 있다. 2D와 3D공동은 Rossiter공식에 의한 값들과 Ahuja & Mendoza[9]의 실험결과 값과 수치 해석한 결과 값들이 큰 오차 없이 잘 맞는 것을 확인 할 수 있었다. 그리고 세장비가(L/D) 3.5, 4.5일 때도 2D와 3D와 비교해보면 mode=1일 때와 mode=2일 때 비슷한 무차원 진동수를 확인 할 수 있다. 세장비가 4.5이고 폭비가 2인 같이 무차원 진동수와는 잘

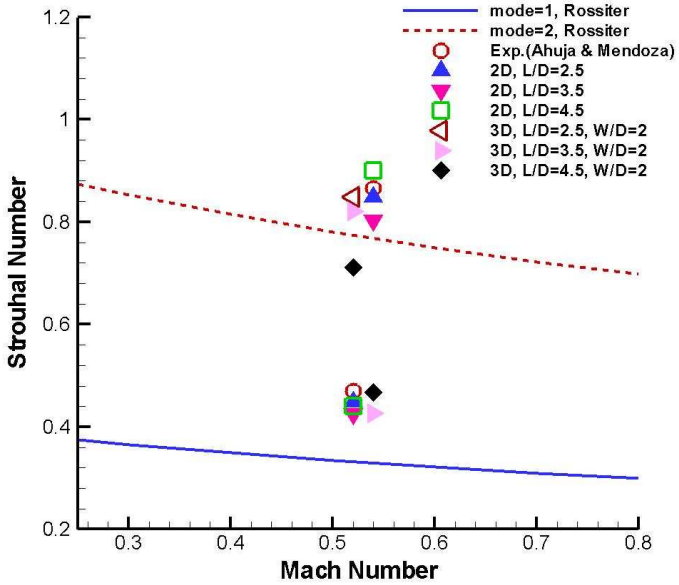


Fig. 5.34 Non-dimensional resonant frequencies as a function of

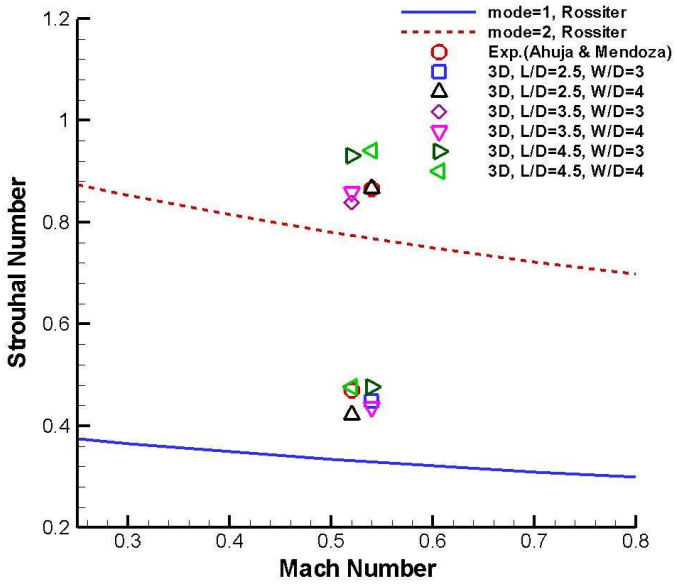


Fig. 5.35 Non-dimensional resonant frequ
Mach number(2)

제 6 장 결 론

$k-\omega$

본 연구에서는 비정상 Reynolds-Averaged Navier-Stokes(RANS)방정식과 난류모델을 이용하여, 공동 주위의 점성에 의해서 유발되는 와류의 생성과 이동, 자유전단층의 진동에 의한 파의 생성과 소멸 등 공동내부의 특징을 실제 유동에 가깝게 모사하였다. 1.6×10^6

계산에 사용된 모델은 마하수 0.53, 세장비( )가 2.5, 3.5, 4.5, 폭비( )가 2, 3 , 4이고, 레이놀즈수는 이다. 주진동 주파수를 Rossiter's[1]의 진동 모드에 의한 무차원 진동수(St)와 비교해본 결과 Case1, 2, 5, 7을 제외한 나머지는 2차원과 3차원유동에서는 모드1과 2에 해당하는 주진동 주파수가 비슷하게 잘 나타나는 것을 알 수 있었다. 그리고 Ahuja & Mendoza[9]의 실험결과와 수치해석 결과가 잘 일치하는 것을 확인 할 수 있었다.

앞전에서 전단층이 발생하여 소용돌이가 뒷전에 부딪치는 Shear layer mode 그리고 앞전에서 생성된 전단층의 소용돌이가 떨어져 공동 내부로 들어갔다가 다시 빠져 나오면서 뒷전에 부딪치는 Wake mode로 나누어진다. 이런 유동을 결정하는 중요한 변수로 세장비(L/D)와 폭비(W/D)를 조절하여 각각의 형태들을 알아보았는데 세장비가 증가할수록 폭비가 줄어들수록 Wake mode로 바뀌게 되면서 유동이 불안정해지는 것을 확인 할 수 있었다. 이러한 유동 현상들을 자세히 관찰하기 위하여 공동주위에서 발생하는 물리적 현상 및 압력신호의 위상변화를 잘 관찰할 수 있었다. 그리고 공동에서 발생한 소음이 far-field로 방사되는 현상도 잘 관찰할 수 있었다. Wake mode의 경우 SPL을 통해 주진동 주파수를 구해보면 shear layer mode의 경우에는 하나의 특정 주파수에 대한 첨 점(Peak)을 나타내면서 유동의 물성치가 주지적으로 변하는데 반해 wake mode의 경우에는 첨점(peak)이 여러 개가 나타나면서 유동의 물성치의 변화가 불규칙적으로 나타나는 것도 확인 할 수 있었다.

3차원 공동의 비정상 유동을 해석해 봄으로써 공동 내부에서 발생하는 복잡한 3차원 비정상 와류 유동의 기본적인 특성을 파악할 수 있었다. 공동 바닥과 뒷전에서의 음압 수준 비교에서 뒷전에서 음압수준이 스팬을 따라 가장 큰 변화를 보여 비의 조절을 통하여 소음 저감 효과가 있을 뿐만 시킬 수 있을 것으로 예상된다.

참고문헌

[1] Rossiter, J.E. "Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds." Aeronautical Research Council Reports and Memoranda 3438, 1964

[2] O. Baysal, & R. L. Stallings Jr. "Computational and experimental Investigation of Cavity Flowfields", AIAA J. Vol. 26, No. 1. Jan. 1998

[3] Maull, D. J. & East, L. F. "Three-dimensional flow in cavities," journal of Fluid Mechanics, Vol. 16, 1963, pp. 620-632.

[4] Xin Zhang & John A. Edwards "Experimental Investigation of Supersonic Flow over Two Cavities in Tandem", AIAA J. Vol. 30, No. 3. May 1992.

[5] Krishnamurty, K., 1955, "Acoustic radiation from two-dimensional rectangular cutouts in aerodynamic surfaces," NACA TN-3487.

[6] Heller, H.H., Holmes, D.G., and Covert, E.E., 1971, "Flow-induced pressure oscillations in shallow cavities," Journal of Sound and Vibration, Vol.18, p.545-553.

[7] Gharib, M. and Roshko, A., 1987, "The effect of flow oscillations on cavity drag," Journal of Fluid Mechanics, Vol.177, p.501-530.

[8] Chingwei M.S., Philip J.M., 2001, "Comparison of Two- and Three-Dimensional Turbulent Cavity Flows," AIAA A01-16385.

[9] Ahuja, K.K., and Mendoza, J., “Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature in cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustics codes”, NASA CR-4653, 1995.

[10] Xin Zhang & John A. Edwards "Analysis of Unsteady Supersonic Cavity Flow employing an Adaptive Meshing Algorithm", Computers & Fluids Vol. 25, No. 4. Oct. 1995

[11] Colonius, T., Basu, A.J., and rowley, C.W., "Numerical investigation of the flow past a cavity," AIAA paper 99-1912.

[12] Hoffmann, K.C. and Chiang S.T., 1993, “Computational Fluid Dynamics for Engineers," Engineering Education System USA.

[13] Charles Hirsch, Numerical Computation of Internal and External Flows, John Wiley & Sons, 1988

[14] Harten, A., "High Resolution Schemed for Hyperbolic Conservation Laws", Journal of Computational Physics, vol. 49, pp. 357-393, 1983

[15] B. van Leer, "Flux vecter splitting for Euler equations", Lecture Notes in Physics, Vol. 170, 1982, pp. 501-512

[16] S. M. Liang and J. J. Chan, "An improved upwind scheme for the Euler equations", J. Comput. Phys., 84, 461-473, 1989

[17] T. H. Pulliam and D. S. Chaussee, "A diagonal form of an implicit approximate factorization algorithm", J. Comput. Phys., 39, 347-363, 1981

[18] Wilcox, D. C., "Reassessment of the Scale Determining Equation for Advanced Turbulence Models", AIAA journal, Vol. 19, No. 2, pp. 248-251

[19] C.S. Abdol-Hamid, B. Lakshmanan, J.R. Carlson, 1975, “Application of Navier-Stokes Code PAB3D With $k-\omega$ Turbulence Model to Attached and Separated Flows”, NASA Technical Paper 3480.

[20] 허대녕, 2003, "공동에서 발생하는 유동과 소음의 되먹임 특성 해석". 한국과학기술원 박사 학위논문

감사의 글

감사의 글을 쓸려니 갑자기 머리가 복잡해집니다. 2년이라는 짧고도 긴 시간을 비디오테잎 감듯 되짚어 생각해보면 겨우 50여 쪽 남짓 논문을 쓰는데, 그 50쪽을 이름으로만 채워도 모자를 분들이 저에게 힘이 되어 주셨기 때문입니다. 이 공간을 빌려 감사의 마음을 전합니다.

항상 앞서 모범을 보이시며 새로운 학문의 길을 열어주시고 저에게 공학도가 가져야할 고민과 연구하는 자세를 가르쳐 주시어 너무도 부족한 저를 이 자리까지 지도해 주신 김재수 교수님께 깊은 감사를 드립니다. 그리고 많은 가르침과 조언을 아끼시지 않으신 공창덕 교수님, 이상기 교수님, 김동규 교수님, 정동규 교수님, 김우영 교수님께 감사드립니다.

오랜 시간을 보내며 저에게 소중한 공간이었던 전산유체 실험실 사람들에게도 감사의 말씀을 전합니다. 좋은 말씀을 아낌없이 해주신 남은이형, 학과발전을 위해 고생하시는 익태형, 실험실을 꾸려나가시니라 고생하시는 맏형 종록이형, 쌍둥이 아빠가 된 잘나가는 양수형, 열심히 일하고 있는 멋쟁이 종하형, 실험실에 잠깐 몸 담았었지만 잘 챙겨줬던 종희형, 정신적 지주이자 내가 가장 좋아하고 배울 점이 많은 영광이형, 상수형 98동기이자 대학원 동기들인 아낌없이 주고 싶은 태훈이, 꽃미남 철희, 많이 바쁜 학순이, 순수청년 현범이, 오직 한길만을 고집하는 철훈이, 듬직한 재휘, 야간반 중연이, 열심히 군복무중인 오사장 경원이, 참 티없이 해맑은 이선이 그리고 도움을 많이 주었던 후배들인 현식이, 태수, 승현이, 윤언이, 창희, 수현이, 철진이, 바울이, 명국이, 상헌이, 호진이, 영주 그리고 죽마고우인 용규와 현석, 이 모든 분들에게 감사의 말을 전합니다.

대학생활과 대학원 생활동안 제가 힘들어 할 때 옆에서 위로해주고 격려해주면서 항상 잘 챙겨주고 내편이 되어 저를 사랑해준 민희에게도 사랑한다는 말을 전하고 싶습니다.

마지막으로 저를 낳아주시고 뒷바라지 해주시며 저를 무한한 사랑으로 보살펴주신 부모님께 존경과 사랑의 마음의 전합니다. 효도 한번 제대로 못한 아들에게 사랑으로써 절 보살펴주신 부모님에게 이 논문으로써 용서를 빕니다. 그리고 그 어떠 결과도 바꾸 수 없는 소중한 분들인 큰매형, 큰누나, 그리고 막내형, 작은누나, 말

저작물 이용 허

			20057709		
	:	학 : 과 항공우주공학과	Choi Hong Il	학 번	
		836-27	성 명 한글 최 홍 일 한문		崔 洪 壹
	E-MAIL : hong12111@nate.com				
		주 소 광주광역시 서구 내방동			번지
	: 3 연락처				
	: Numerical Analysis of Three Dimensional Subsonic Turbulent Cavity Flow				
		한글 아음속 차원 난류 공동 유동에			

논문제목 영문

.

- -

1. DB
, ,
2. 본인이 저작한 위의 저작물에 대하여 다음과
, 작물을 이용할 수 있도록 허락하고 동의합니다
3. , , .
4. 5 , 3
. 다 음
5. 저작물의 구축 및 인터넷을 포함한 정보통신
1 복제 기억장치에의 저장 전송 등을 허락함
6. 위의 목적을 위하여 필요한 범위 내에서의 편집
다만 저작물의 내용변경은 금지함
7. . 배포・전송된 저작물의 영리적 목적을 위한 복
2007 12 10 저작물에 대한 이용기간은 년으로 하고 기간종
의사표시가 없을 경우에는 저작물의 이용기간을
. ( )
해당 저작물의 저작권을 타인에게 양도하거나 ㅁ
경우에는 개월 이내에 대학에 이를 통보함
조선대학교는 저작물의 이용허락 이후 해당 저
의한 권리 침해에 대하여 일체의 법적 책임을
소속대학의 협정기관에 저작물의 제공 및 인터
저작물의 전송・출력을 허락함

년 월

저작자 최