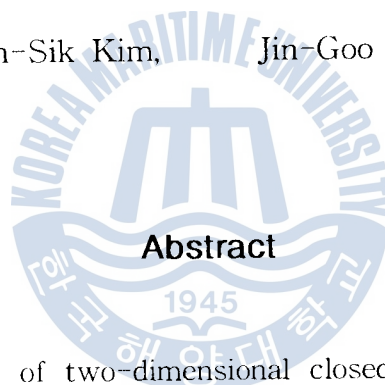


CFD에 의한 2차원 밀폐캐비티의 비정상 유동특성에 관한 연구

金春植¹⁾ · 김진구²⁾

A Study on Unsteady Flow Characteristics of Two-Dimensional Closed Cavity by CFD

Chun-Sik Kim, Jin-Goo Kim



Abstract

Flow characteristics of two-dimensional closed square cavities near unsteady critical Reynolds numbers were first studied numerically at six Reynolds numbers : 7.0×10^3 , 7.5×10^3 , 8.0×10^3 , 8.5×10^3 , 9.0×10^3 and 9.5×10^3 and time-dependent characteristics of a two-dimensional lid-driven square cavity flow of seven high Reynolds numbers, 1.0×10^4 , 1.5×10^4 , 2.0×10^4 , 3.0×10^4 , 5.0×10^4 , 7.5×10^4 and 1.0×10^5 were investigated.

A convection conservative difference scheme based upon SOLA to maintain the nearly 2nd-order spatial accuracy was adopted on irregular grid formation. Irregular grid number is 80×80 and its minimum size is about $1/400$ of the cavity height(H) and its maximum

1) 한국해양대학교 기관공학부 교수

2) 한국해양대학교 기관공학과 박사과정 보조기관 전공

is about $1/53H$. The result shows that the critical Reynolds number indicating the emergence of flow unsteadiness exists near $Re=8.5 \times 10^3$ and their flow patterns reveal periodic fluctuation during transient and fully-developed stages.

And another critical Reynolds number which shows the commencement of flow randomness emerging from the periodic fluctuation is assumed to be around $Re=1.5 \times 10^4$. At five higher Reynolds numbers (2.0×10^4 , 3.0×10^4 , 5.0×10^4 , 7.5×10^4 and 1.0×10^5), an organized structure of four consecutive vortices similar to a Moffat vortex at two lower corners is revealed from time-mean flow patterns. But, instantaneous flow characteristics show very random unsteady fluctuation mainly due to the interaction between rotating shed vortices and stationary eddies within the corners.

1. 서론

1.1 연구의 배경 및 목적

연속벨트 또는 이동덮개의 구동에 의해 캐비티내부에서 형성되는 흐름은 완전밀폐 유동장에 속하며, 특히 단순한 경계조건으로 인하여 전산유체역학의 분야에서 관련 연구자들이 벤치마크용으로 빈번히 채택하는 대표적인 유동장이다. 따라서 많은 연구자들이 자신이 새롭게 개발하거나 개선한 수치기법을 상호 비교하기 위하여 이 유동장을 자주 인용하고 있다. 그러나 단순한 유동장의 경계조건임에도 불구하고 얻어지는 수치해석 결과는 다양한 유체역학적 해명을 요구하고 있으며 밀폐내부류의 특성에 기인하는 풍부한 유동특성을 나타내고 있다.

공학적인 면에서 고레이놀즈의 밀폐캐비티흐름은 기어펌프의 내부 구조에서나 래버린스패킹의 내부 유동, 또는 건물 내부 환기구조 등의 유동특성을 예를 들 수 있다. 따라서 이들에 관한 유체역학적 유동을 전산유체역학의 기법을 동원하여 파악하는 것은 실용적인 관점에서도 중요한 성과를

가져올 수 있을 것으로 예상된다. 또한, 지금까지 연구하면 본질적으로 중요하다고 판단되는 것은 다음과 같다. 즉, 유체공학 분야에서 원판 내의 가시화 유동실험 O.Reynolds가 층류 및 난류를 구분짓는 무차원수의 개념을 도입 이후에 많은 연구자들에 의하여 여러 가지의 형상을 갖는 유동장에 이와 같은 천이현상이 발생하기 시작하는 임계레이놀즈수에 대한 연구가 진행되었다. 그러나 CFD의 관점에서는 제반 기법 상의 불확실성으로 인하여 동일한 유동장에 대하여도 적용되는 기법에 따라 다른 결과를 제시하여 왔다.

이와 같은 배경으로부터 이 연구에서는 지금까지 많은 CFD연구자들이 벤치마크용으로 채택하여 왔던 2차원 정방형 덮개구동 밀폐캐비티 내의 완전히 발달한 유동장에서 국소적인 속도값의 변동이 레이놀즈수 크기의 관점에서 언제부터 발생하는가의 여부를 검토하여 유동의 안정성 해석에 필요한 기초적인 지식을 제공하고자 하였다. 또한 이 이상의 고레이놀즈수에서 나타나기 시작하는 복잡한 와류방출 및 박리유동에 관한 보다 상세한 유체역학적 규명을 통하여 이러한 유동특성을 좌우하는 질서구조를 체계적으로 고찰하고자 하였다.

1.2 관련연구

Ghia 등¹⁾은 유선함수식과 와도전달방정식 및 다중격자를 이용한 계산을 통하여 유동특성을 체계적으로 고찰하였으며 고레이놀즈수($Re=1.0 \times 10^4$)까지의 계산 데이터를 정량적으로 제시하고 있어 많은 연구자들이 인용하고 있다. 그러나 이 결과는 정상해에 머물고 있으며 레이놀즈수 1.0×10^4 이상에서의 계산 결과는 공표되어 있지 않다. 또한 지금까지 발표된 많은 연구 결과를 보면 어느 경우에도 레이놀즈수는 1.0×10^4 을 넘지 못하고 있으며 이것도 Ghia 등의 결과에 미치지 못하고 있는 경우가 많다. 즉 고레이놀즈수에 대하여 수치적인 안정성을 유지하면서 정확도를 유지할 수 있는 기법의 적용에 어려움이 있음을 잘 나타내고 있다. 이것은 캐비티 유동장과 같은 밀폐 순환류에서는 개방 흐름과는 달리 고차정도의 대류항 상류차분식의 장점이 발휘되지 못하는 것이 한 가지 이유로 언급될 수 있을 것이다.

한편 3차원 캐비티 유동장에 대하여 Koseff 등²⁻⁴⁾이 행한 일련의 실험결과에 의하면 $Re=3.2 \times 10^3$ 에서 가시화 기법을 동원하여 완전히 발달한 비정상 유동과 함께 난류의 특성을 설명하고 있으며 LDV에 의한 스펀 방향의 중앙단면에서의 속도 측정으로부터 레이놀즈수 1.0×10^4 까지의 난류특성을 보고하고 있다. 이 결과에서 스펀 방향으로 회전하는 와류의 쌍들이 캐비티 유동현상을 지배하며, 특히 모서리의 박리영역과 주와류와의 경계부분에서 발생한 와류는 Taylor Goertler와류와 유사하여(Like) 이것을 TGL와류로 명명하였으며 이 와류가 캐비티 유동장의 비정상 유동특성을 좌우하고 있음을 보고하고 있다.

Verstappen 등⁵⁾은 2차원의 정방형 캐비티 유동장에 대하여 333×333 개의 등간격 격자 상에서 2차정도의 MAC-DNS기법을 적용한 결과를 발표하고 있다. 이에 의하면 $Re=1.1 \times 10^4$ 에서는 모서리의 박리영역에서 주기적인 유동특성이 나타나며 $Re=2.2 \times 10^4$ 에서는 카오스적인 유동이 지배적임을 밝히고 있다. 이 연구는 덮개구동 캐비티의 고레이놀즈수 흐름에 있어서 비정상성을 언급한 것으로서 최초의 결과로 조사되고 있다.

한편 Lee 등은 SOLA-VOF⁶⁾에서의 대류항 수정기법을 새롭게 제시하고 2차원 정방형의 캐비티 유동장을 대상으로 $Re=3.0 \times 10^4$ 까지 고레이놀즈수의 계산을 행하였다. 대류항의 차분기법으로써 MAC법에서 등간격 상의 보존형을 인용하여 부등간격에서도 보존형을 유지하도록 내분의 원리를 적용한 변수의 보간방법을 새롭게 제시하였다. 주요 결과로는 $Re=1.0 \times 10^4$ 에서 모서리에서 정현파의 속도파형을 얻고 있으며 $Re=3.0 \times 10^4$ 에서 매우 활발한 비정상적인 유동특성이 나타나며 모서리영역에서 조직적인 시간평균 와류열(vortices series)이 존재함을 처음으로 밝히고 있다.

1.3 연구의 개요

이 연구에서는 NS방정식의 대류항에 관한 기존의 기법을 개선하여 고레이놀즈수의 2차원 정방형 밀폐캐비티 유동장의 비정상 유동특성을 규명하고자 하였다. 즉, 부등간격 엷물림 격자상에서 MAC법의 등간격 보존형 차분식에 이용되는 변수를 내분의 원리에 의해 보간하는 방법을 적용하였다. 이 방법을 2차원의 점성, 비압축성 및 비정상 정방형 캐비티 유동장에 적용하여 고레이놀즈수의 유동특성을 고찰하였다. 채택한 레이놀즈수는 일

곱 가지 경우이며 고레이놀즈수 영역($Re=1.0 \times 10^4$, 1.5×10^4 , 2.0×10^4 , 3.0×10^4 , 5.0×10^4 , 7.5×10^4 , 1.0×10^5)에 대하여 계산을 수행하였다. 또한, 밀폐캐비티 유동장에서 비정상성을 나타내기 시작하는 임계레이놀즈수 근방에서 체계적인 유동특성의 규명을 위하여 레이놀즈수 1.0×10^4 미만의 여섯 가지 경우($Re=7.0 \times 10^3$, 7.5×10^3 , 8.0×10^3 , 8.5×10^3 , 9.0×10^3 및 9.5×10^3)에 대하여 수치계산을 행하였다.

그 결과, 2차원 밀폐캐비티의 비정상성이 나타나기 시작하는 임계레이놀즈수의 범위는 8.5×10^3 전후임을 알 수 있었다. 또한 이 연구에서 대상으로 한 고레이놀즈수에서는 매우 활발한 비정상 유동특성을 발견할 수 있었으며 유동장 전체에 걸쳐 매우 복잡한 박리유동특성 및 벽면과 방출와류의 상호작용이 크게 나타났다. 그러나 시간평균의 유동장에 대하여서는 유사한 특징을 보였다.

2. 계산방법

Navier-Stokes 방정식은 유체의 유동현상을 지배하는 대표적인 방정식으로서 연속체 유동 중 어느 한 점을 중심으로 질량보존 및 운동량을 표현하는 편미분 형태의 방정식이다. 이 연구에서는 2차원 정방형 밀폐캐비티 유동장을 대상으로 하여 수치해석의 기법으로 유동특성을 규명하고자 하였다. 비압축성, 비정상 및 점성 흐름에 대하여 직각좌표계 상의 2차원 Navier-Stokes 방정식과 연속방정식을 무차원의 보존형으로 나타내면 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

운동량방정식

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + g_x + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + g_y + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.3)$$

여기에서 압력 p 는 밀도 ρ 로 나눈 값으로 변수를 무차원화하는 경우에는 대표속도 $U(=1)$ 를 사용하면 $2p$ 의 값이 그대로 압력계수의 계산에 이용

될 수가 있다.

본 연구에서는 그림1과 같은 변수 분포를 갖는 부등간격 격자 상에서 내분의 원리를 이용한 1차 선형내삽 방법으로 검사면적의 운동량 플럭스를 계산하였으며, 압력항 및 점성항에 관해서도 부등간격 격자를 고려한 보정을 행하였다. 속도 및 압력에 관한 완화기법으로써 SOLA의 방법을 택하였다. 이 연구에서는 보존형의 스킴 중에서 MAC법의 중심차분을 이용하였다. 다음과 같이 부등간격 격자 상에서 내분의 원리를 이용한 보간식을 적용하였다. 그림에서 A는 Δx_i 를 의미하며 B는 Δx_{i+1} , D는 Δy_j 를 나타내고 있다.

$$\partial u^2 / \partial x \approx 2(u_R^2 - u_L^2) / (A + B) \tag{2.4}$$

$$\partial w / \partial y \approx (v_U u_U - v_D u_D) / D \tag{2.5}$$

$$\partial w / \partial x \approx (u_U v_U - u_P v_P) / A \tag{2.6}$$

$$\partial v^2 / \partial y \approx 2(v_Q^2 - v_L^2) / (C + D) \tag{2.7}$$

확산항의 차분식에는 2차정도의 중심차분을 이용하며, 다음과 같이 압력항과 함께 부등간격 격자의 보정을 행한다.

$U_R = (U_{i+1,j} + U_{i,j}) / 2$	$V_D = (AV_{j+1,j+1} + BV_{i,j+1}) / (A+B)$
$U_L = (U_{i,j} + U_{i-1,j}) / 2$	$U_P = (DU_{i,j+1} + CU_{i,j}) / (C+D)$
$V_Q = (V_{i,j+1} + V_{i,j}) / 2$	$V_P = (FV_{i,j+1} + AV_{i,j}) / (A+F)$
$V_L = (V_{i,j} + V_{i,j-1}) / 2$	$U_D = (DU_{i,j+1} + CU_{i,j}) / (C+D)$
$U_D = (EU_{i,j} + DU_{i,j-1}) / (D+E)$	$V_U = (AV_{i+1,j} + BV_{i,j}) / (A+B)$

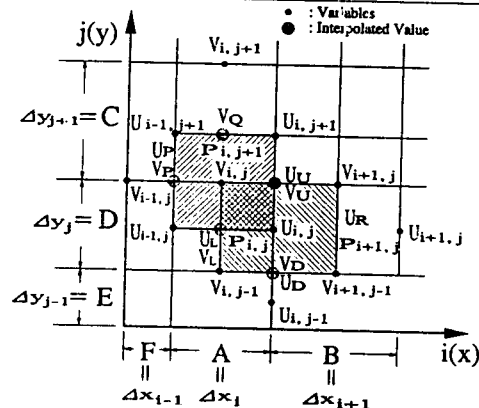


Fig.2.1 Variables Allocation on Irregular Grid

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \doteq \frac{2}{s(s+1)} \cdot \frac{u_{i+1,j} - (1+s)u_{i,j} + su_{i-1,j}}{A^2}, \quad s = B/A \quad (2.8)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{i,j} \doteq \frac{2}{(A+B)}(p_{i+1,j} - p_{i,j}) \quad (2.9)$$

한편, 본 연구에서 사용된 대류항의 인공점성을 알아보기 위한 안정성 해석은 Hirt⁷⁾에 의한 기법을 적용하였으며 이를 통하여 공간차분정도를 확인하였다. Hirt는 등간격 격자 상에서의 중심차분에 대하여 안정성 해석 결과를 제시하고 있다. Lee 등⁸⁾은 예를 들어 x 방향만의 운동방정식에 대한 인공점성항을 식(2.10)과 같이 제시하고 있다. 부등간격에 대해서는 격자보간에 따른 식이 다음과 같이 복잡하게 정리되나, 격자 간격을 동일하게 처리하면 결국 Hirt의 식으로 귀착함을 알 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = g_x \\ & = \left(\nu - \frac{\Delta t}{2} u^2 - G_1\right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left(\nu - \frac{\Delta t}{2} v^2 - G_2\right) \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + G_3 \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} G_1 &= (B-A)u + \frac{1}{2}(A^2 - AB - B^2) \frac{\partial u}{\partial x} \\ &+ \frac{1}{8}(B-A)(A^2 + B^2) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$G_2 = \frac{1}{8} \left\{ (C-E)v + \frac{1}{2} \frac{\partial v}{\partial y} (C+2D+E)D + \frac{D^2}{8} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} (C-E) \right\} \quad (2.12)$$

$$G_3 = \frac{A-B}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \quad (2.13)$$

윗식에서 보면 인공점성항과는 무관한 G_3 항이 부가되어 있으나 식의 내용상 3차정도의 오차성분을 나타냄으로써 무시될 수 있다. 여기에서 G_1 및 G_2 는 테일러 급수 전개식의 형태로 전개되는 인공점성항이다. 이 중에서 선도항을 보면 인접하는 격자 크기의 미소차 (A-B) 또는 (C-E)로 평가된다. 이 결과는 제안된 방법이 2차정도에 접근하는 공간해상도를 유지함을 나타내고 있다. 따라서 완전한 2차정도를 갖기는 어려우나 이에 근접하는 정도를 유지할 수 있음을 알 수가 있다. 따라서 본 논문에서는 식 (2.10)을 이용하였다.

3. 계산조건

3.1 격자배치

차분법에서는 격자형성법의⁹⁾ 중요성이 인식되어 이에 관한 많은 연구가 이루어지고 있다. 격자는 공간적으로 완만하게 변화하여야 하며 속도구배가 큰 경계층이나 유동이 급하게 변하는 박리영역 및 충격파가 생기는 곳 등에서는 조밀해야 한다.

그림3.1은 본 연구에서 채택한 2차원 정방형 캐비티의 부등간격 격자 분포를 나타낸다. 벽면에서 최소격자의 크기를 대표길이 기준으로 $1/400H$ (H 는 캐비티높이)로 하였으며 중앙부분에서의 최대격자 크기는 $1/53H$ 이 된다. 이때 격자수는 80×80 이다. 부등간격 격자를 계산하는 식은 다음과 같다.

$$\Delta X(i) = \left\{ \sin\left(\pi \frac{i}{M-1}\right) + CF \right\} / \sum_{j=1}^{M-2} \left\{ \sin\left(\pi \frac{j}{M-1}\right) + CF \right\} \quad (3.1)$$

$$i, j = 1, 2, 3, \dots, M-1$$

단, M 은 격자 수이며 CF 는 격자의 크기를 조정할 수 있는 가중계수이다. 본 계산에서는 CF 를 0.01로 하였다.

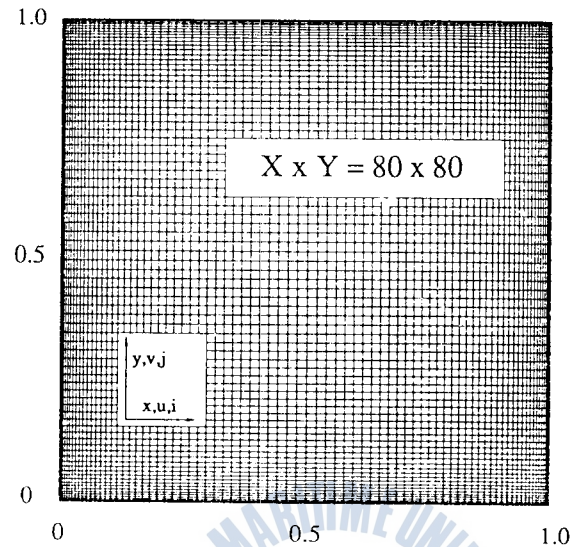


Fig.3.1 Irregular Grid Formation (80 x 80)

4. 계산결과 및 고찰

4.1 시계열 속도분포

비정상적인 유동특성을 알아보기 위한 또 다른 방법으로서 일정한 시간 간격을 갖는 순시 속도분포를 검토하였다. 여기에서는 네 가지 레이놀즈수 ($Re=8.5 \times 10^3$, $Re=1.0 \times 10^4$, $Re=1.5 \times 10^4$, $Re=3.0 \times 10^4$)를 대상으로 하였다.

그림4.1은 $Re=3 \times 10^4$ 에서 $T=1000$ 부터 무차원시간 0.5 간격으로 순시 속도벡터를 시간 순서별로 도시한 결과이다. (a) 및 (b)에서 보면 오른쪽 하부의 모서리에서 방출된 와류가 왼쪽의 박리영역으로 접근하는 모습을 볼 수가 있으며 (c) 및 (d)를 거쳐 같은 방향으로 회전하는 두 와류가 결합하여 큰 단일 와류를 형성한다. 그러나 이 와류가 왼쪽의 모서리에서 방출되지 못하고 다시 크기가 감소하며 내부에서 새롭게 형성된 방향의 회전 성분을 갖는 와류와 결합하여 세력이 약화되는 특성을 보여주고 있다. 이와 같이 방출된 와류가 주와류의 회전방향으로 이동하면서 다른 와류와 결합하면서 소멸하거나 반대로 성장하여 계속 이동하는 경우가 반복되고 있다.

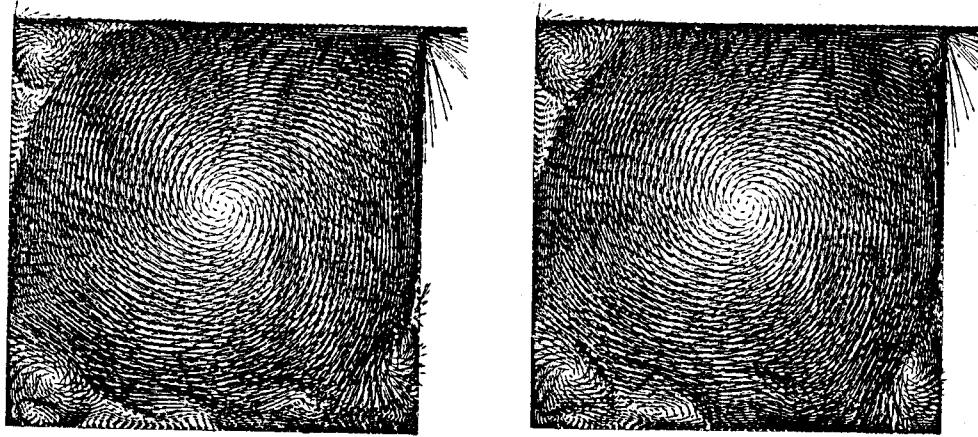
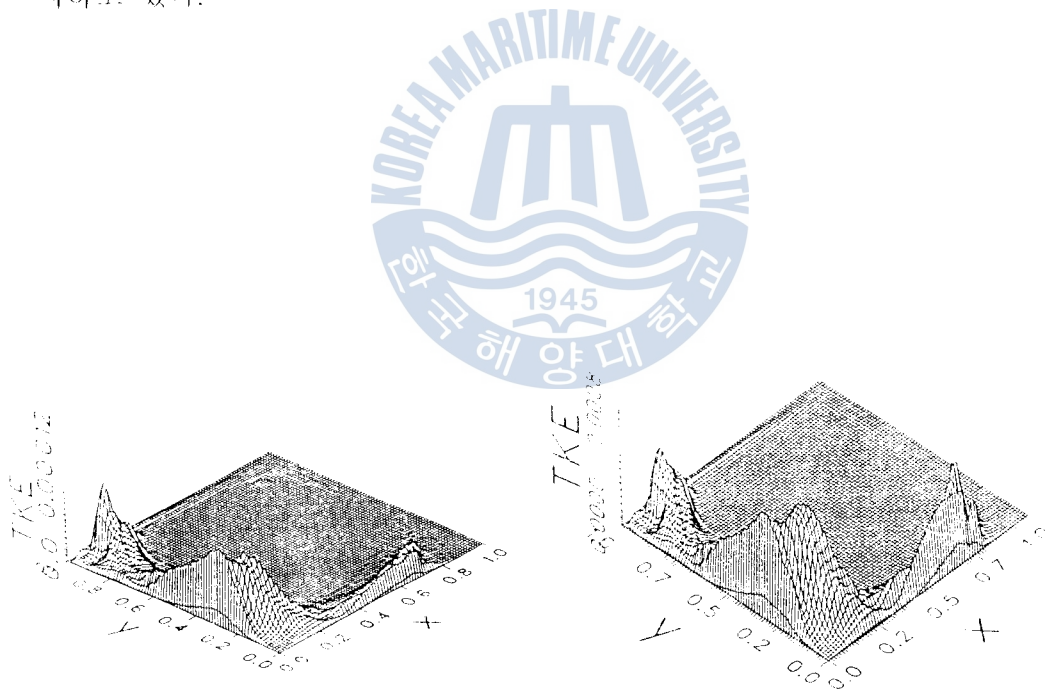
(a) $T=1000.0$ (b) $T=1000.5$ (c) $T=1001.0$ (d) $T=1001.5$

Fig.4.1 Instantaneous Shed Vortices Patterns
at $Re=3.0 \times 10^4$ (continued)

4.6 제반 시간평균 특성

13 종류의 레이놀즈수에 대하여 각각 $T=1000-1100$ 사이의 테이터를 이용하여 시간평균의 속도벡터 및 이에 대한 유선도를 구하여 순시의 유동상을 지배하는 유동의 거시적인 조직구조를 알아보려고 하였다.

여기에서는 대표로 그림4.2에서와 같이 네 종류의 레이놀즈수 ($Re=8.5 \times 10^3$, $Re=1.0 \times 10^4$, $Re=1.5 \times 10^4$, $Re=3.0 \times 10^4$)에 대하여 시간평균 난류운동에너지 분포를 나타내고 있다. 이 그림에서 보면 레이놀즈수가 커질수록 오른쪽 하부의 박리영역에서의 변동값이 증가하는 특성을 나타내고 있으며 이 부분에서 활발한 와류의 거동으로 인하여 최대변동 성분을 유지하고 있다.



(a) $Re=8.5 \times 10^3$

(b) $Re=1.0 \times 10^4$

Fig.4.2 Time-Mean Turbulent Kinetic Energy
($T=1000-1100$ continued)

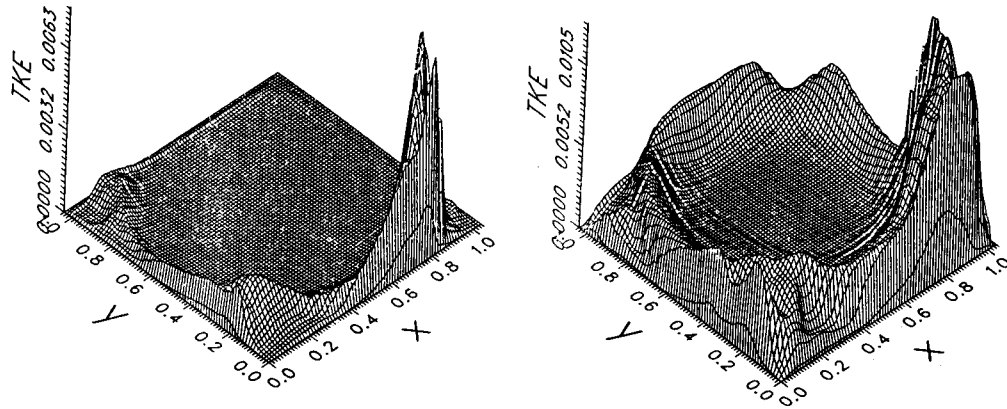
(c) $Re=1.5 \times 10^4$ (d) $Re=3.0 \times 10^4$

Fig.4.2 Time-Mean Turbulent Kinetic Energy
($T=1000-1100$)

4.7 임계레이놀즈수

밀폐캐비티 유동장의 비정상 유동특성에 관련하여 다음과 같은 두 가지 레이놀즈수의 규명이 요구되고 있다. 우선, 원관 내에서 층류에서 난류로의 천이현상이 발생하는 레이놀즈수와 같은 개념을 도입하여, 캐비티 내부의 완전히 발달한 유동장에서 정상적인 유동으로부터 불안정성 성분이 증폭하여 주기적인 변동특성이 나타나기 시작하는 임계레이놀즈수가 얼마인지 규명하는 문제이다. 다음으로 는 이와 같은 주기적인 변동 특성이 더욱 발달하여 불규칙한 비정상 유동특성이 나타나기 시작하는 레이놀즈수의 규명이다. 이 두 가지의 레이놀즈수를 검토하기 위하여 우선 모든 계산 격자에서의 운동에너지($(u^2 + v^2)/2$) 성분을 합한 순시의 전운동에너지의 값을 시계열로 도시하여 이의 변동 특성을 고찰하였다. 그림4.3은 이 연구에서 대상으로 하고 있는 12 종류의 모든 레이놀즈수에 대하여 무차원시간 $T=0-1100$ 사이의 값을 보여주고 있다. 그 결과 $Re=9.0 \times 10^3$ 에서 $T=600$ 근방부터 규칙적인 정현파의 변동파형을 보여주고 있으며 이 주기적인 변동파형은 $Re=1.5 \times 10^4$ 에서 붕괴되기 시작하고 있다. 또한 레이놀즈수가 증가할수록 고주파수의 변동성분이 증가함을 나타내고 있다. 이 그림을 좀더 자세하게 알아보기 위하여 $T=1000-1100$ 사이의 범위만을 선택하여 도시한 것이 그림4.4이다. 여기에서 보면 $Re=8.5 \times 10^3$ 에서는 완전히 발달한 정

상류의 흐름이 지속되고 있음을 알 수가 있다. 또한 규칙적인 변동과형이 붕괴되기 시작하는 두 번째의 임계레이놀즈수는 $Re=1.0 \times 10^4$ 와 $Re=1.5 \times 10^4$ 사이에 존재함을 보여주고 있다. 첫 번째의 임계레이놀즈수를 좀더 상세히 알아보기 위하여 세 종류의 레이놀즈수에 대하여 계속하여 $T=1100-2000$ 범위에서의 전운동에너지를 도시한 결과가 그림4.5이다. 그 결과 $Re=8.5 \times 10^3$ 에서 $T=1400$ 근방부터 진폭이 일정한 정현파의 주기적인 변동특성이 시작함을 보여주고 있다. 따라서 이 그림은 첫 번째의 임계레이놀즈수가 $Re=8.5 \times 10^3$ 의 근방에 있음을 잘 나타내고 있다.

다음으로 전운동에너지 대신 유동장 내의 네 군데 검출점에서 운동에너지의 시계열 변동과형을 구하여 전운동에너지의 결과와 비교하여 보았다. 그림4.6은 $Re=8.5 \times 10^3$ 에서 $T=1100-2000$ 사이에서 각 검출점의 운동에너지 시간변동 특성이다. 이 그림에서 $T=1300$ 근방부터 진폭이 일정한 주기적인 비정상 변동성분이 존재함을 보이고 있다.

따라서 이 연구에서 대상으로 하고 있는 2차원의 정방형 벨트구동 밀폐 캐비티의 비정상유동이 나타나기 시작하는 첫 번째의 임계레이놀즈수는 8.5×10^3 근방이며, 이 주기성이 붕괴되기 시작하는 두 번째의 임계레이놀즈수는 $Re=1.0 \times 10^4$ 와 $Re=1.5 \times 10^4$ 의 사이에 존재하고 있음을 알 수 있다.

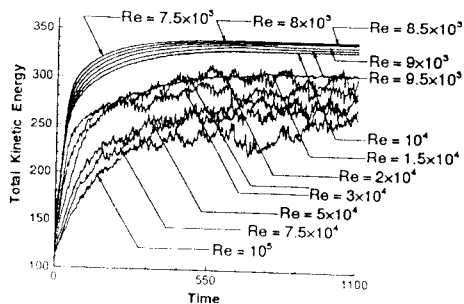


Fig.4.3 Temporal Fluctuation of Total Kinetic Energy(T=0-1100)

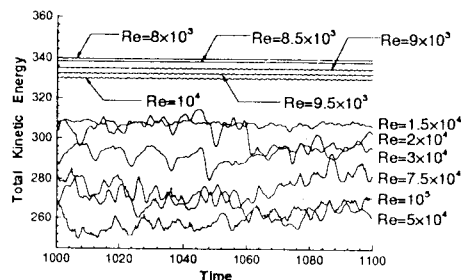


Fig.4.4 Temporal Fluctuation of Total Kinetic Energy(T=1000-1100)

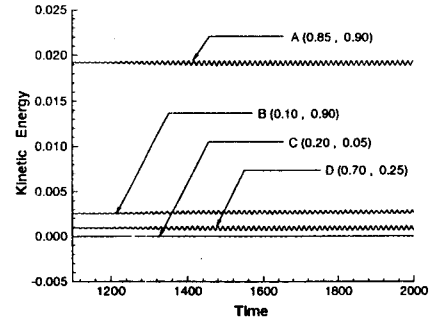
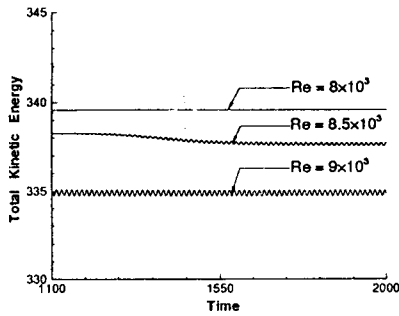


Fig.4.5 Temporal Fluctuation of Total Kinetic Energy(T=1100-2000) Fig.4.6 Temporal Fluctuation of Total Kinetic Energy(T=1100-2000) (Re=8.5x10³)

5. 결론

2차원 벨트구동 밀폐캐비티 유동장에서 고레이놀즈수를 대상으로 하여 이들의 본격적인 비정상 유동특성을 전산유체역학의 기법을 동원하여 규명하고자 하였다. 또한 비정상성이 나타나기 시작하는 임계레이놀즈수 및 이 주기성이 붕괴되기 시작하는 또 다른 임계레이놀즈수를 알아보기 위하여 수치해석을 행하였다.

이상의 연구결과를 요약하면 다음과 같다.

(1) SOLA의 대류항 기법으로서 부등간격 격자에서도 보존형을 유지하는 기법을 채택하여 특히 벽면 근방에서 고해상도를 유지하도록 하였다.

(2) 계산결과 순시 속도분포에서는 왼쪽 하부 모서리 부분(USE)에서 제3와류가 관찰되었으며 Re=1.5x10⁴에서는 오른쪽 하부 모서리(DSE)에서 주와류의 강한 하부벽면 충돌과 함께 고 운동에너지의 박리유입 현상이 크게 나타나고 있다. 또한, 2차원 정방형 덮개구동 밀폐캐비티에서는 유동장의 불안정성 특성이 가장 먼저 발생하며 동시에 이들 성분이 증폭되기

시작하는 부분은 바로 이 박리영역(DSE)임을 알 수가 있었다.

(3) 순시 유선분포에서는 와류의 상대적인 크기나 분포를 잘 나타낼 수가 있으며, 주와류와 경계를 이루는 박리영역 전체의 크기는 변하지 않고 있으나 주와류와 제3와류와의 사이에 존재하는 제2와류가 자체적으로 변하고 있음을 관찰하였고, 제2와류는 제3와류의 영향으로 분리되어 결국 유동장의 불안정성이 크게 촉진되는 특징이 발견되었다.

(4) 순시 중앙단면 속도분포에서는 레이놀즈수 증가에 따라 다수의 번곡점을 갖는 불규칙한 공간분포 특성이 나타났다. 또한, $Re=2.0 \times 10^4$ 이상의 유동에서는 주와류의 회전방향으로 회전하면서 각 모서리에서의 와류와 결합후 성장하여 방출되는 이동와류의 거동이 전체 유동장의 특성을 지배하고 있음을 알 수가 있었으며 이것은 난류의 발생과도 밀접한 관련이 있을 것으로 예상되었다.

(5) 이 연구에서 대상으로 하고 있는 2차원의 정방형 벨트구동 밀폐캐비티에서 비정상유동이 나타나기 시작하는 첫 번째의 임계레이놀즈수는 8.5×10^3 근방이며, 이 주기성이 붕괴되기 시작하는 두 번째의 임계레이놀즈수는 $Re=1.0 \times 10^4$ 와 $Re=1.5 \times 10^4$ 의 사이에 존재하고 있음을 알 수가 있었다.

참 고 문 헌

1. U. Ghia, K.N. Ghia and C.T. Shin, "High-Re Solution for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method", J. Comp. Phys. Vol.48, 1982, pp.387-410.
2. J.R. Koseff, R.L. Street, "The Lid-Driven Cavity Flow : A Synthesis of Qualitative and Quantitative Observations", Trans. ASME, J. Fluids Eng. Vol.106, 1984, pp.390-398.
3. J.R. Koseff, R.L. Street, "On End Wall Effects in a Lid-Driven Cavity Flow", Trans. ASME, J. Fluids Eng. Vol.106, 1984, pp.385-389.
4. A.K. Prasad and J.R. Koseff, "Reynolds Number and End-Wall Effects on a Lid-Driven Cavity Flow", Phys. Fluids A Vol.1(2), 1989, pp.208-218.

5. R. Verstappen, J.G. Wissink, and A.E.P. Veldman, "Direct Numerical Simulation of Driven Cavity Flows", Applied Scientific Research, Vol.51, 1993, pp.377-381.
6. Young-Ho Lee, Chun-Sik Kim and Jang-Woon Choi, "A Revised Convective Scheme for High Reynolds Number and Its Application", JSME/KSME of Fluid Eng. Conf., 1994, pp.312-316.
7. C.W. Hirt and B.D. Nichols, "Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries," J. Comp. Phys. Vol.39, 1981, pp.201-225.
8. 이영호, 최장운, 구영삼, "2차원 정방형 캐비티의 비정상유동특성", 대한기계학회, 전산유체역학 분과회 학술대회논문집, 1994, pp.149-167.
9. S.E. Allwright, "Proc. 2nd Int. Conf. on Numerical Grid Generation in CFD" (S. Sengupta, J. Hauser, P.R. Eisman and J.F. Thompson, ed.), 1988, pp.559-568.

