

## 2차원 밀폐 캐비티의 고레이놀즈수 흐름에 관한 연구

최민선\* · 송치성\*\* · 이영호\*\*\*

A Study on High Reynolds Number Flow in Two - Dimensional Closed Cavity

M. S. Choi · C. S. Song · Y. H. Lee

**Key words** : Cavity flow(캐비티흐름), High Reynolds number(고레이놀즈수), Unsteady behavior(비정상거동), Convective difference scheme(대류항 차분기법)

**Abstract**

Two - dimensional lid - driven closed flows within square cavity were studied numerically for four Reynolds numbers :  $10^4$ ,  $3 \times 10^4$ ,  $5 \times 10^4$  and  $7.5 \times 10^4$ . A convective difference scheme to maintain the same spatial accuracy by irregular grid correction is adopted by applying the interior division principle. Grid number is  $80 \times 80$  and its minimum size is about  $1/400$  of the cavity height. At  $Re=10^4$ , periodic migration of small eddies appearing in corner separation region and its temporal sinusoidal fluctuation are represented. At three higher Reynolds numbers ( $3 \times 10^4$ ,  $5 \times 10^4$  and  $7.5 \times 10^4$ ), an organizing structure of four consecutive vortices 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. 서 론

무한벨트와 같은 덮개구동(lid - driven)에 의한 캐비티유동은 전형적인 밀폐흐름이며 경계조건이 단순하여 특히 전산유체역학의 분야에서 자주 인용되고 있다. 따라서 지금까지 많은 연구결과들이

발표되고 있으며 특히 새롭게 개발된 계산기법의 신뢰성을 확보하기 위하여 벤치마크 시험용으로 서도 널리 채택되고 있는 대표적인 유동장이다.

그중 덮개구동 2차원 정방향 캐비티에 대하여 Ghia 등<sup>1)</sup>은 유선함수식과 와도전달방정식 및 다중격자를 이용한 계산을 통하여 유동특성을 체계

\* 정회원, 목포해양대학교 기관공학과

\*\* 정회원, 한국기계연구원 산업기계설계부

\*\*\* 정회원, 한국해양대학교 기계시스템공학부

적으로 고찰하였으며 고레이놀즈수( $Re=10^4$ )까지의 계산데이터를 정량적으로 제시하고 있어 많은 연구자들이 인용을 하고 있다. 그러나 이 결과는 정상해에 머물고 있으며 레이놀즈수  $10^4$  이상에서 비정상특성을 포함한 계산결과의 제시가 부족하다.

지금까지 공표된 많은 연구내용을 보면 대부분 레이놀즈수는  $10^4$ 를 넘지 못하고 있으며 이것도 Ghia 등의 결과에 미치지 못하고 있는 경우가 많다. 즉 고레이놀즈수에 대하여 수치적인 안정성을 유지하면서 정확도를 높힐 수 있는 기법의 적용이 어려움을 잘 나타내고 있다. 이것은 캐비티유동장과 같은 밀폐순환류에서는 개방흐름과 달리 고차 정도의 대류항 상류차분식의 장점이 발휘되지 못하는 점이 한가지 이유로써 언급될 수 있을 것이다.

한편 3차원 캐비티유동장에 대하여 Koseff 등<sup>21,31</sup>이 행한 일련의 실험 및 수치해석의 결과에 의하면  $Re=3.2 \times 10^3$ 에서 완전히 발달한 비정상 유동과 함께 난류의 특성가지도 나타남을 제시하고 있다. 특히 하류벽면을 거쳐 모서리부에서 발달한 유동이 Taylor - Görtler 와류에 유사한(Like) TGL와류가 지배적임을 보이고 있으며 이 와류가 캐비티유동장의 비정상특성을 좌우하고 있음을 보고하고 있다.

그러나 이와 같은 비정상특성은 2차원캐비티에서도 재현될 수 있으며 특히 고레이놀즈수에서는 박리영역에서 활발한 난류유동이 나타날 수 있을 것으로 예상할 수 있다. 이에 관련하여 Huser<sup>32</sup>는 덮개구동이 아닌 전단구동(shear-driven)에 의한 정방형 캐비티흐름을 대상으로 하여 엇갈림격자상에서의 차분법 및 시분할법(time-splitting method)을 채택하여 완전히 발달한 유동장에서 충분히 긴 시간까지의 계산을 행하였다. 그 결과  $Re=3 \times 10^4$ 의 계산에서 다수의 작은 와류(eddy)가 캐비티 모서리부의 박리영역에서 발생하였고 이들의 거동은 매우 불규칙한 비정상 난류의 유동특성을 나타내고 있음을 보고하고 있다. 그러나 이 유동장에서는 캐비티내부에 공급되는 전단응력이 덮개구동방식에 의한 것이 아님으로서 결과의 상호비교가 어려운 점이 있으며  $Re=10^4$ 에서는 정상해의 결과를 제시하고 있으나 적용된 계산기법의 해

상도와 관련하여 보다 체계적인 검토가 필요하다.

Verstappen 등<sup>5</sup>은 2차원 밀폐 정방형 캐비티 유동장에 대하여  $333 \times 333$ 개의 등간격 격자상에서의 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 고레이놀즈수흐름에 있어서 비정상성을 언급한 것으로서 최초의 결과로 조사되고 있다.

한편 Lee 등<sup>6</sup>은 2차원 정방형의 캐비티유동장을 대상으로  $Re=3 \times 10^4$ 까지의 고레이놀즈수의 계산을 행하였다. 대류항의 차분기법으로서 MAC법에서의 등간격상의 보존형을 인용하여 부등간격에서도 보존형을 유지하도록 내분의 원리를 적용한 변수의 보간방법을 새롭게 제시하였다. 그 결과  $Re=3 \times 10^4$ 에서 매우 활발한 비정상적인 유동특성을 보이고 있으며 시간평균 유동장에서는 하류의 모서리부에서 제4와류가 발견되었으며 시간진행에 따라 벽면에 접근하여 마치 태풍의 일생과 같은 와류의 거동을 발견하여 이를 TLV(Typhoon-Like Vortex)라고 명칭하였다.

이와 같은 배경으로 부터 본 연구에서는 2차원 정방형 캐비티 유동장을 대상으로 하여 보다 높은 두가지의 고레이놀즈수( $Re=5 \times 10^4$ ,  $Re=7.5 \times 10^4$ )에서의 비정상계산을 행하여 이에 관련된 유동특성을 기존의 결과와 함께 체계적으로 규명하고자 하였다. 수치계산은 이전과 동일하게 MAC의 대류항기법 및 SOLA에서의 압력속도 완화법을 이용하였으며 대류항의 이산화방법으로서 기존의 등간격 격자상의 보존형기법을 개선하여 부등간격 격자상에서도 보존형을 유지하여 계산정도를 유지하였다.

그 결과 본 연구에서 대상으로 한 세가지의 레이놀즈수에서 매우 활발한 비정상 유동특성을 발견할 수 있었으며 유동장 전체에 걸쳐 매우 복잡한 박리유동특성 및 벽면과 방출와의 상호작용이 크게 나타났다. 그러나 시간평균의 유동장에 대하여서는 유사한 특징을 보였다.

## 2. 계산 방법

NS방정식을 이산화하는 방법으로서 차분법이 주로 사용되고 있으나, 특히, 이 방정식의 비선형성에 따른 반복과정에서의 안정성과 수렴성이 문제가 되어 이를 해결하기 위한 많은 알고리즘이 제안되고 있다. 유동장에 따라 최적의 방법이 다르나, 보통 유한차분의 형태가 보존형을 유지하며 반복과정에서 적당한 보정량이 쉽게 얻어지는 것이 바람직하다. 속도 및 압력을 이용한 (u,v,w,p)계의 정식화방법으로서 연속의 식을 항등적으로 만족시키는 MAC법이 일찌기 제안되었고, 수많은 개량을 거쳐서 보편적인 유동해석 프로그램인 SOLA시리즈의 원전이 되고 있다. MAC법은 비압축성의 NS방정식을 Euler의 직각좌표계에서 차분근사를 행한 것으로서 3차원의 운동방정식과 연속의 식을 다음과 같이 나타내고 있다.

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

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

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial wu}{\partial x} + \frac{\partial wv}{\partial y} + \frac{\partial w^2}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + g_z + \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

여기에서 압력 p는 밀도 ρ로 나눈 값으로 만일 변수를 무차원화하는 경우에는 대표속도 U(=1)를 사용하면 2p의 값이 그대로 압력계수의 계산에 이용된다. (g<sub>x</sub>, g<sub>y</sub>, g<sub>z</sub>)는 각각 (x,y,z) 방향의 중력가속도이며 Re는 레이놀즈수를 표시한다. 이하에서 설명을 간략히 하기 위하여 2차원의 경우만을 생각한다.

그림1과 같은 변수분포를 갖는 부등간격 격자상에서 차분근사를 행하기로 한다. 본 연구에서는 보

존형의 스킴중에서 MAC법의 중심차분을 이용하기로 한다. 다음과 같이 부등간격에 대하여 내분의 원리를 이용한 보간식을 적용하였다.

$$\frac{\partial u^2}{\partial x} \approx 2(u_R^2 - u_L^2)/(A+B) \quad (5)$$

$$\frac{\partial uv}{\partial y} \approx (v_U u_U - u_D v_D)/D \quad (6)$$

$$\frac{\partial uw}{\partial x} \approx (u_U v_U - u_P v_P)/A \quad (7)$$

$$\frac{\partial v^2}{\partial y} \approx 2(v_Q^2 - v_L^2)/(C+D) \quad (8)$$

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

$$\left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)_{i,j} \approx \frac{2}{s(s+1)} \cdot \frac{u_{i+1,j} - (1+s)u_{i,j} + su_{i-1,j}}{A^2}, \quad (9)$$

$$s = B/A$$

$$\left( \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{i,j} \approx \frac{2}{(A+B)} (p_{i+1,j} - p_{i,j}) \quad (10)$$

다음으로 제안된 대류항의 인공점성을 알아보기 위하여 Hirt에 의한 안정성해석<sup>7)</sup>을 행하였다. Hirt는 등간격상에서의 중심차분에 대하여 안정성 해석결과를 제시하고 있다. 부등간격에 대해서는 격자보간에 따른 식이 다음과 같이 복잡하게 정리된다. 그러나 격자간격을 동일하게 처리하면 Hirt의 식으로 환원됨을 알 수 있다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} - g_x = \left( v - \frac{\Delta t}{2} u^2 - G_1 \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left( v - \frac{\Delta t}{2} v^2 - G_2 \right) \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + G_3 \quad (11)$$

$$G_1 = (B-A)u + \frac{1}{2}(A^2 - AB - B^2) \frac{\partial u}{\partial x} +$$

$$\frac{1}{8}(B-A)(A^2 + B^2) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

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

$$\left. \frac{D^2}{8} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} (C-E) \right\}$$

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

격자수는 경계면의 가상셀을 포함하여 80×80

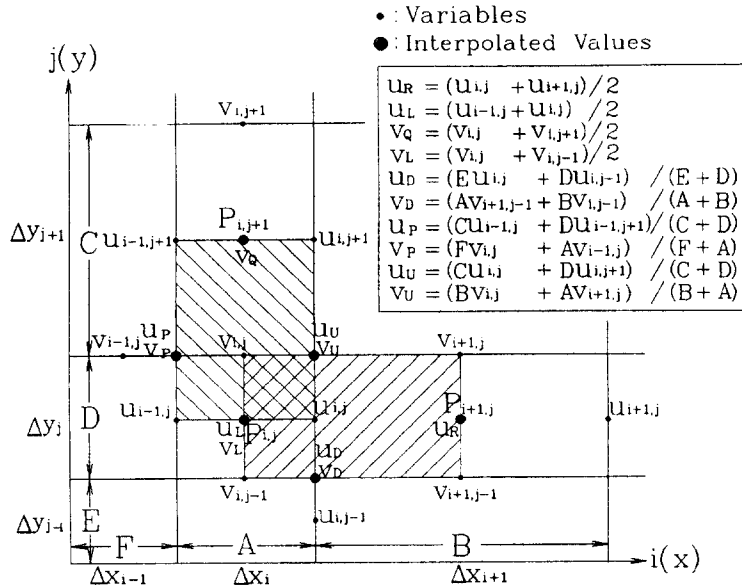


Fig. 1 Variables Allocation on Irregular Grid

의 크기를 갖는다. 최소격자는 대표길이의 약 1/400이며 최대크기는 1/53이다. 부등간격 격자를 계산하는 식은 다음과 같다.

$$\Delta X(i) = \left\{ \sin\left(\pi \frac{i}{M-1}\right) + CF \right\} / \sum_{j=1}^{M-2} \left\{ \sin\left(\pi \frac{j}{M-1}\right) + CF \right\} \quad (12)$$

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

단, M은 격자수이며 CF는 격자의 크기를 조정할 수 있는 가중계수이다. 본 계산에서는 CF를 0.01로 하였다.

정방형캐비티의 경우의 경계조건으로서 좌우 및 하부의 정지벽면의 가상격자에서는 점착조건을 부여하였으며 상부의 이동경계면의 가상격자에는 무차원의 대표속도(U=1)을 만족하도록 유동장격자의 속도값을 직선외삽하였다. 시간적분은 1차정도를 갖는 양적인 오일러기법을 적용하였다. Courant수 및 확산수를 만족시키는 값에 안정계수를 곱하여 시간간격을 정하였다. 안정계수는 레이놀즈수에 따르나 Re=10<sup>4</sup>는 0.6을, Re=3×10<sup>4</sup>에서는 0.4의 값을 그리고 Re=5×10<sup>4</sup> 및 Re=7.5×10<sup>4</sup>에서는 0.1의 값을 부여하였다. 완전히 발

달된 유동장에서의 시간간격은 Re=10<sup>4</sup>는 0.0015 그리고 Re=3×10<sup>4</sup>에서는 0.001전후이다. 속도 및 압력의 반복수속 판정조건으로서는 격자에서의 발산(divergence)의 최대값 0.002를 기준으로 하였다. 한 시간간격에 대하여 평균 20회미만의 반복횟수를 나타내었다. 계산시간은 Pentium(60MHz)상에서 무차원시간 100당 약 20시간이 소요되었다.

### 3. 계산결과 및 고찰

그림2는 임의의 시간에서의 순시속도벡터를 나타내고 있다. 그림(a)는 Re=10<sup>4</sup>에서 무차원시간 800에서의 결과이다. 이 레이놀즈수에서는 Lee 등<sup>6)</sup>의 연구에서 밝힌 대로 하부의 양쪽 모서리에 국한해서 비정상적인 박리와류의 특성이 나타나고 있으며 이 영역에서 다수의 작은 에디(eddy)의 거동이 발견되고 있다. 이것은 기존의 Ghia 등의 결과에서 보고되지 않은 현상이며 2차원정방형 밀폐캐비티에서 비정상성이 나타나기 시작하는 임계레이놀즈수에서의 유동특성을 보여주고 있다.

그림(b)는 Re=3×10<sup>4</sup>에서의 무차원시간 700에서의 순시속도벡터를 보여주고 있다. 네모서리에

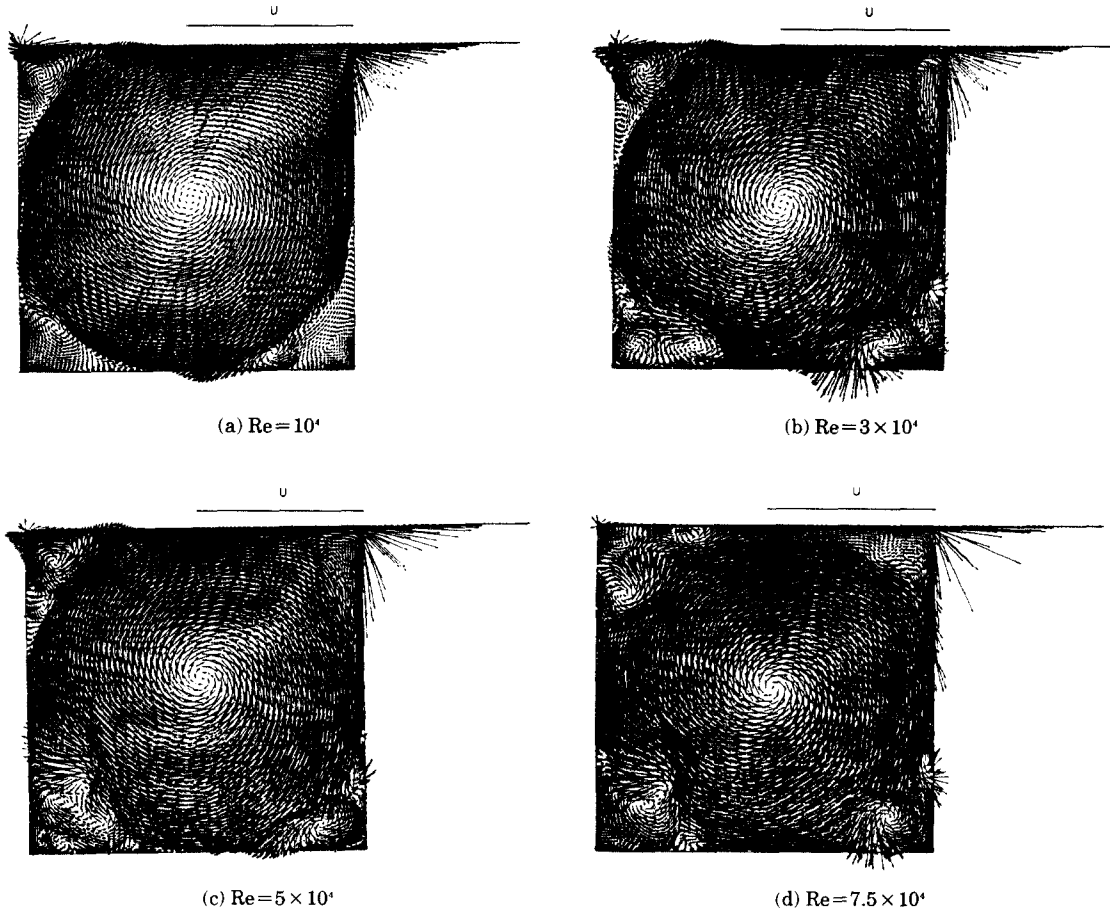
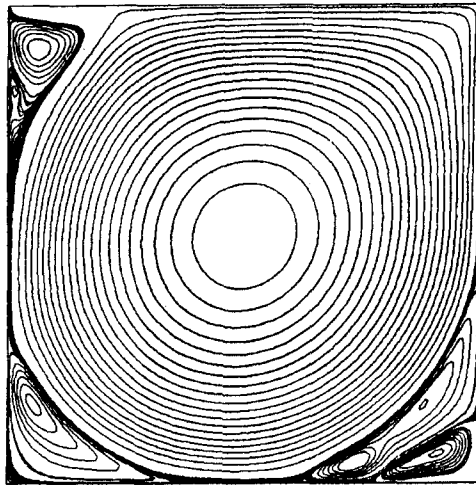


Fig. 2 Instantaneous Velocity Distribution( $T=800$ )

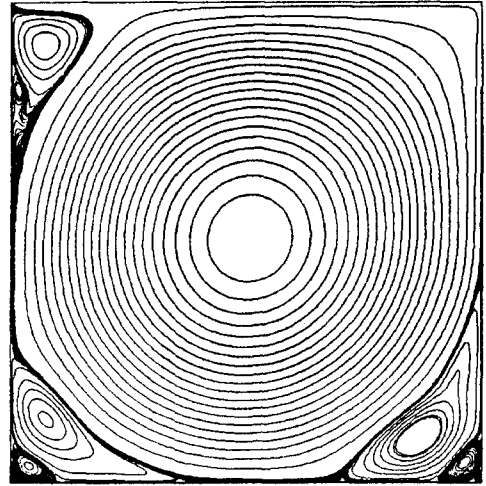
서 매우 활발한 박리와류의 거동이 현저하게 나타나고 있다. 특히 하부의 오른쪽 모서리에서는 발달된 박리와류의 방출이 나타나고 있으며 이 와류의 회전방향은 반시계방향이다. 따라서 시계방향으로 회전하고 있는 주와류에 실려서 왼쪽의 박리영역에 도달하면 이곳에서 발달된 반시계방향의 박리와류와 결합하여 이동된 와류는 더욱 성장하게 된다. 이와 같이 성장된 와류는 왼쪽벽면의 경계층에서 강한 전단력에 의해 세력이 약화되나 그 일부는 다시 상부왼쪽의 와류와 결합한 뒤 일부가 상부의 이동벽면에 끌리어 상부의 오른쪽 모서리까지 세력을 유지하면서 주와류에 따라 회전하는 특징을 보이고 있다. 그림(c)는  $Re=5 \times 10^4$ 의 결과이다. 외견상  $Re=3 \times 10^4$ 의 유동과 유사하다. 그림

(d)는  $Re=7.5 \times 10^4$ 에서 같은 무차원시각에서의 순시속도벡터를 보여주고 있다. 앞의 두 레이놀즈수에서 보다 더욱 발달한 박리와류의 거동을 나타내고 있으며 전체적으로 매우 불규칙한 비정상 유동특성을 보여준다.

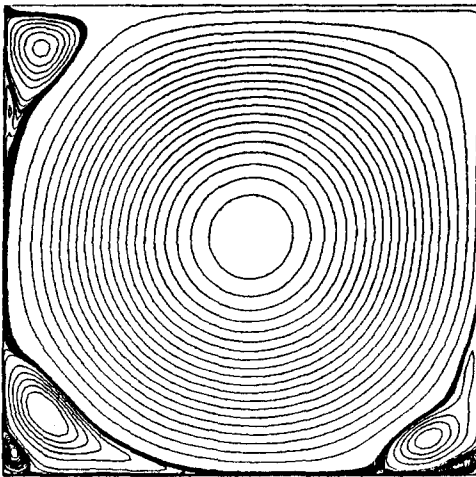
그림3은 무차원시각  $T=1000 - 1100$ 사이에서 0.25간격으로 계산데이터를 저장한 뒤에 이를 시간평균한 유선도를 보여주고 있다. 이 결과에서 보면 모서리의 시간평균 유동장이  $Re=10^4$ 를 제외하고 나머지 세가지의 경우에서 큰 차이를 나타내고 있지 않다. 레이놀즈수가 증가할수록 외견상 하방 오른쪽에서의 박리와류의 크기가 조금씩 작아지는 것을 관찰할 수 있으며 제4와류까지가 공통적으로 발생하는 것을 알 수가 있다. 즉 고레이놀즈



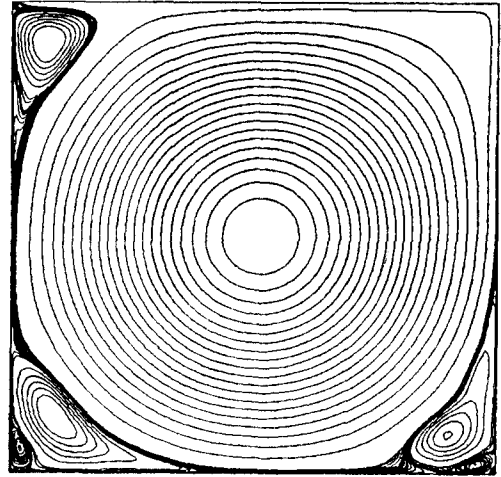
(a)  $Re = 10^4$



(b)  $Re = 3 \times 10^4$



(c)  $Re = 5 \times 10^4$



(d)  $Re = 7.5 \times 10^4$

Fig. 3 Time Mean Streamlines( $T=1000 - 1100$ )

수의 유동장에서 순시적으로는 매우 복잡한 비정상특성을 나타내고 있으나 시간평균적으로는 유사한 조직구조를 유지함을 알 수가 있고 이것은 2차원 밀폐캐비티 유동장을 지배하는 한가지의 중요한 특성으로 보여진다.

그림4는 무차원시간  $T=1000 - 1100$ 사이의 데이터를 0.25간격으로 저장하여 시간평균한 캐비티의 중앙단면에서의 속도분포이며 네가지의 레이놀즈수에 대하여 결과를 겹쳐서 보이고 있다. 이동벽면의 바로 아래에서는 속도분포에 kink현상

이 공통적으로 나타나고 있으며 레이놀즈수가 커질수록 속도분포의 변곡점까지의 속도값이 크게 나타남으로서 전단응력효과가 지속되고 있음을 알 수가 있다. 그러나 그 경향은  $Re=5 \times 10^4$ 과  $Re=7.5 \times 10^4$ 사이에서는 크게 나타나고 있지 않다. 오른쪽 벽면에서의 최대속도값은 레이놀즈수가 커질수록 작게 나타나고 있다. 이것은 순시속도 벡터에서 나타나고 있는 것과 같이 레이놀즈수가 커질수록 이곳에서의 경계층이 일정한 형태를 유지하지 못하고 비정상적인 경향이 커지기 때문

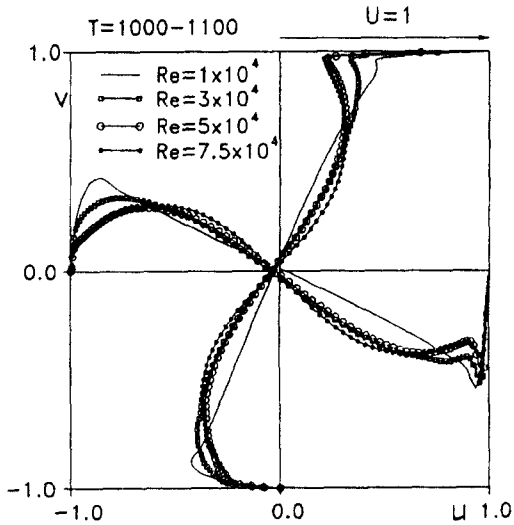


Fig. 4 Time - Mean Velocity Profiles(T=1000 - 1100)

로 판단된다. 또한 여기에서도 상부의 이동벽면 근처에서와 마찬가지로 v속도분포에 kink현상이 재현되고 있으며 그 경향은 오히려 더욱 크게 나타나고 있음을 알 수가 있다. 하부의 벽면근처에서는 레이놀즈수가 커질수록 매우 완만한 속도분포를 보이고 있으며 특히  $Re=5 \times 10^4$ ,  $Re=7.5 \times 10^4$ 에서는 최대속도값의 위치가  $y = -0.6 \sim -0.7$  근처에 존재함으로써 하부 오른쪽의 박리영역에서 방출된 와류의 영향으로 주와류의 최대속도위치가 벽면에서 멀어져 주와류의 중심부분으로 이동하였음을 나타내고 있다.

왼쪽의 벽면근처에서의 속도분포는 하부 벽면 근처에서의 속도분포특성과 유사하다. 즉 강한 세기를 갖는 방출와류가 경계층의 속도분포형상을 변형시킴으로서 속도값의 최대위치가 주와류의 중심부분에 편향되어 존재한다. 전체적으로 레이놀즈수가 클수록 속도분포의 형태는 완만한 곡선을 유지함으로써 Ghia 등의 연구와는 상반된 결과를 나타내고 있다. 따라서 이와 같은 특성은  $Re=10^4$  이상의 고레이놀즈수 유동장에서의 비정상현상의 또 다른 특징으로 해석할 수가 있다.

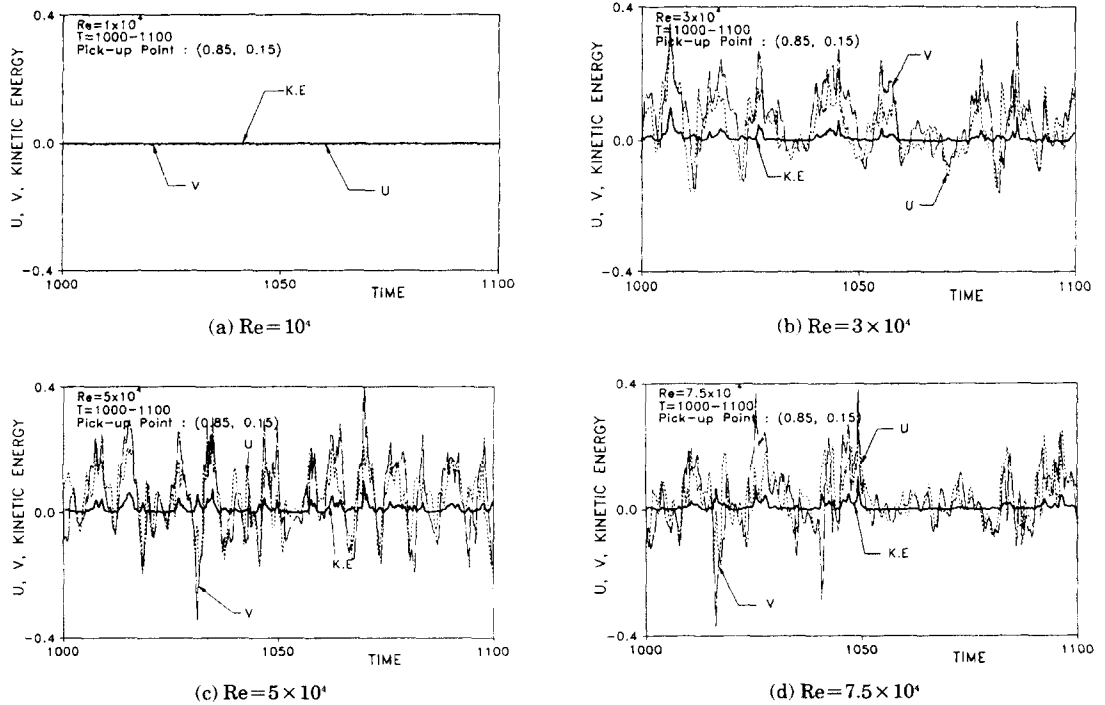
그림5는 비정상특성을 알아보기 위하여 임의의 위치에서 u 및 v의 속도값을 검출하여 이 두값의 변동 및 이들 값으로부터 계산되는 운동에너지  $\frac{1}{2}\sqrt{u^2+v^2}$ 의 시계열변화를 도시한 결과이다. 속도

검출점은 왼쪽하방의 모서리의 정점을 원점으로 하여  $x=0.85, y=0.15$ 의 위치에 존재한다. 이곳은 제2와류가 활발하게 움직이는 영역에 포함되어 있음으로서 유동장전체의 비정상특성을 잘 나타낼 수 있을 것으로 예상하였다. 검출시간은 무차원시각  $T=1000 - 1100$ 의 구간이며 그 간격은 0.25이다.

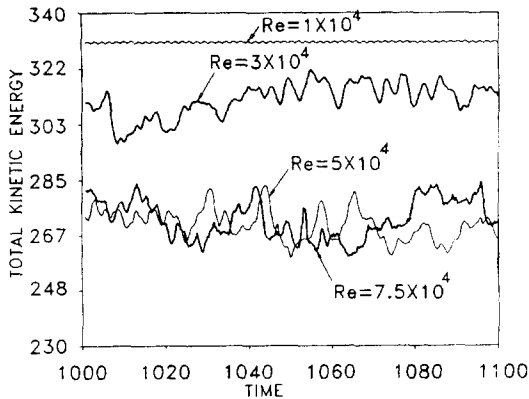
그림(a)는  $Re=10^4$ 에서의 결과이다. 이 때에는 속도값이 매우 작게 검출되고 있으며 이것은 속도 검출위치가 거의 움직이지 않는 2차와류의 중앙 근처에 존재하기 때문이다. 그림을 종축으로 확대하여 보면 파형에서 정현파와 유사한 변동특성이 나타남을 알 수가 있다. 이것은 밀폐형캐비티의 비정상성이 임계레이놀즈수 근방에서 주기적인 정현함수의 형태를 우선적으로 보임으로서 모서리 부에서의 작은 에디들의 거동은 규칙성을 유지하면서 박리영역내에서 성장, 축소 또는 이동함을 의미하고 있다. 그림(b)는  $Re=3 \times 10^4$ 에서의 결과이다. 속도값에서 불규칙한 파형이 현저하며 이것은 이 영역에서 발생하고 있는 박리와류의 크기 및 강도가 크게 변화하여 본격적인 비정상 유동특성을 나타내기 때문이다.

그림(c)는  $Re=5 \times 10^4$ 에서의 결과이다. 특히 운동에너지의 파형에서 변동이 크게 나타나고 있다. 그림(d)는  $Re=7.5 \times 10^4$ 에서의 파형을 보여주며  $T=1050$  이후에서는 속도값이 매우 약화되어 있는 파형을 나타내고 있다. 이 그림에서는 같은 위치의 속도검출점을 이용함으로써  $Re=10^4$ 의 경우를 제외하고 파형의 변동특성이 레이놀즈수에 어떻게 의존하는가를 한가지로 평가하는 것은 어렵다. 그러나 고레이놀즈수의 영역에서 속도값은 매우 불규칙한 난류유동특성을 나타냄으로서 난류강도와 같은 통계량을 정량적으로 제시할 수 있으며 차후에 이에 관련된 체계적인 고찰이 필요하다.

그림6은 무차원시각  $T=1000 - 1100$  사이에서 0.25의 시간간격으로 저장된 원시데이터를 이용하여 각격자상의 운동에너지  $\frac{1}{2}\sqrt{u^2+v^2}$ 를 전격자에 대하여 합산하고 다시 이것을 시계열적으로 나타낸 그림이다. 이것은 유동장 전체에 걸쳐 발달한 거시구조의 비정상을 알아보는데 유리하다.  $Re=10^4$ 에서는 속도검출점에서의 고찰에서와 같이 주



**Fig. 5 Temporal Fluctuation of u, v Velocity and Kinetic Energy**  
(Pick - up Position :  $x=0.85, y=0.15, T=1000 - 1100$ )



**Fig. 6 Temporal Fluctuation of Total Kinetic Energy(T=1000 - 1100)**

기적인 정현파의 변동특성을 나타내고 있다. 그러나  $Re=3 \times 10^4$  이상에서는 매우 불규칙한 변동특성을 나타내고 있으며 레이놀즈수가 커질수록 고주파수의 성분이 증가하고 있다. 한편, 레이놀즈수가 커질수록 전운동에너지의 평균값이 작아지고 있는 것은 유동장의 운동에너지가 압력 및 점성력

의 형태로 전환되어 있음을 의미하며 따라서 운동에너지의 상대적인 크기가 레이놀즈수가 커질수록 감소하고 있다.

#### 4. 결 론

고레이놀즈수에 있어서의 2차원의 밀폐정방향 캐비티 유동장에 대하여 수치해석을 행하였다. 대류항의 차분근사식은 MAC계열의 보존형을 택하였고 부등간격의 격자상에서도 정도를 유지하도록 내분의 원리에 의한 변수의 보간을 행하였다. 그 결과  $Re=10^4$ 에서는 모서리부분의 박리영역에서 규칙적인 주기성을 갖는 소규모의 와류의 거동이 관찰되었으며  $Re=3 \times 10^4, Re=5 \times 10^4$  및  $Re=7.5 \times 10^4$ 에서는 시간평균의 유동장에서 주와류 외에 3개의 연속된 와류가 하방의 양쪽의 모서리 부분에서 형성됨을 알 수 있었다. 또한 순시의 속도 변동 및 전운동에너지의 시계열변화 특성으로부터  $Re=3 \times 10^4$  이상의 유동장은 매우 불규칙한 비



정상 유동특성을 보이고 있으며 레이놀즈수가 커질수록 전운동에너지의 시간평균값이 감소하여 압력 및 점성력의 형태로 에너지가 전환됨을 알 수 있었다.

### 참고문헌

- 1) U. Ghia, K. N. Ghia & 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. Huser, S. Biringen, Calculation of Two - Dimensional Shear - Driven Cavity Flow at High Reynolds Numbers, *Int. J. of Numerical Methods in Fluids*, Vol. 14, 1992, pp. 1087 - 1109.
- 5) R. Verstappen, J. G. Wissink, A. E. P. Veldman, Direct Numerical Simulation of Driven Cavity Flows, *Applied Scientific Research*, Vol. 51, 1993, pp. 377 - 381.
- 6) Y. H. Lee, A Revised Convective Scheme for High Reynolds Number and Its Application, *Proc. of 3rd JSME - KSME Fluids Eng. Conf.*, 1994, pp. 312 - 316.
- 7) C. W. Hirt, Heuristic Stability Theory for Finite - Difference Equation, *J. Comp. Phys.* Vol. 2, 1968, pp. 339 - 355.