

# 사각 물체가 존재하는 2 차원 Benard 자연 대류

윤 경수\*, 하 만영\*\*, 윤 현식\*

## Two-Dimensional Benard Natural Convection with a Rectangular Body

Kyung-Soo Yoon\*, Man-Yeong Ha\*\* and Hyun-Sik Yoon\*

**Key Words :** Direct Numerical Simulation(직접 수치 해법: DNS), Benard Convection(베나드 대류), Spectral Method(스펙트럴 해법), Multi-Domain Method(다영역 방법)

### Abstract

Direct numerical solution for flow and heat transfer for Benard convection with a body is obtained using an accurate and efficient Fourier-Chebyshev collocation and multi-domain method. The flow and temperature fields are obtained for different Rayleigh numbers and thermal boundary conditions of body. The body has adiabatic and constant temperature conditions. The existence of a body gives different flow and heat transfer fields in the system, compared to pure Benard convection. The flow and temperature fields are also affected by the thermal boundary condition of a body.

#### 기호설명

- $\bar{g}$  : 중력 가속도
- $L$  : 고온 및 저온벽간 거리
- $p$  : 압력
- $Pr$  : Prandtl 수( $=\nu / \alpha$ )
- $Ra$  : Rayleigh 수( $=g\beta(T_h - T_c)L^3 / \nu\alpha$ )
- $t$  : 시간
- $T_c$  : 저온벽의 온도
- $T_h$  : 고온벽의 온도
- $\Delta T$  : 고온 및 저온벽의 온도차( $=T_h - T_c$ )
- $W$  : 사각 물체 한 변의 길이
- $\alpha$  : 열확산 계수
- $\beta$  : 열팽창 계수
- $\rho$  : 밀도
- $\mu$  : 점성 계수
- $\nu$  : 동점성 계수

#### 하첨자

- $c$  : 저온벽
- $h$  : 고온벽

### 1. 서론

본 논문에서 하부는 일정한 고온이 그리고 상부에는 일정한 저온이 유지되는 고전적 Benard 자연대류 문제의 내부에 사각 물체가 존재하는 경우에 대한 연구이다. 순수 Benard 자연 대류에 대한 초기 연구는 Deardorff & Willis<sup>(1)</sup> 와 Lipps & Somerville<sup>(2)</sup>에 의해서 수행되어졌다. 이들은 2 차원 형상에 대한 직접 수치 해석을 수행하였다. 이들 계산 결과는 2 차원 열유동에 대한 상세한 정보를 주었으나, 층류에서 난류로 천이가 Deardorff & Willis<sup>(3)</sup>의 실험 결과보다 높은 Rayleigh 수에서 일어나고 열전달율도 크게 나타났다. 순수 Benard 자연 대류에 대한 3 차원 계산은 Ozoe 등<sup>(4)</sup>에 의하여 수행되어졌다. 이들은 천이 영역의 유동 특징에 대하여 조사하였다. Lipps<sup>(5)</sup>는 Rayleigh 수가  $2.5 \times 10^4$  일 때의 계산을 수행하였다. 여기서 계산에 사용하는 격자의 수 및 주기 길이의 크기는 계산 결과에 많은 영향을 미쳤다. Grötzbach<sup>(6)</sup>는 Rayleigh 수가 4,000 - 381,225 사이에서 변할 때의 계산을 수행하였다. 이 연구에서는 격자수가 난류 현상 및 수치 해석에 미치는 영향을 조사하였다.

\* 부산대학교 대학원

\*\* 부산대학교 기계공학부

Rayleigh 수가 증가함에 따라서 격자의 수 및 계산 시간은 증가하였다. Reynolds<sup>(7)</sup> 및 Rogollo & Moin<sup>(8)</sup>은 작은 규모의 와를 필터링하여 모델링하는 대형 와 모사법(LES, Large Eddy Simulation)을 제안하였다. Eidson<sup>(9)</sup>는 LES 방법을 적용하여 Rayleigh 수가  $2.5 \times 10^6$  까지 변할 때의 3 차원 Benard 자연 대류 문제를 해석하였다. 이 연구의 계산 결과는 선행 실험 및 DNS 결과와 비교하였으며, 이를 통하여 LES 해석의 정확성 및 유효성을 조사하였다.

현재의 논문에서는 순수 Benard 자연대류 문제의 내부에 사각 물체가 존재하는 경우에 이들의 존재가 2 차원 Benard 자연대류에 미치는 영향을 조사하였다. 현재까지의 Benard 자연 대류에 대한 연구에서는 사각 물체가 존재하는 경우에 대한 연구는 거의 이루어지지 않고 있다.

## 2. 계산 방법

본 연구에서는 Fig. 1 과 같이 사각 물체가 중앙에 위치하는 Benard 자연 대류 문제에 대한 계산을 수행하였다. 두 벽면 사이의 길이는  $L$  이고, 하부 및 상부 벽면의 온도는 각각  $T_h, T_c$  로 일정하게 유지되며, 좌·우측 경계는 주기 조건을 부여하였다. 내부 사각 물체의 두 변의 길이는  $W$  로서 각각 동일하며, 길이  $L$  의  $1/3$  로 고정하였다. Boussinesq 가정을 사용하여 부력항에서 밀도를 제외한 유체의 모든 물성치 즉, 점성 계수, 열전도 계수 등은 상수로서 일정하다고 가정하였다. 중력 가속도의 방향은 Fig. 1 과 같이 두 벽면과 수직인 방향으로 아래쪽으로 향한다.

초기에는 수평 냉·온벽의 온도가 일정하게 유지

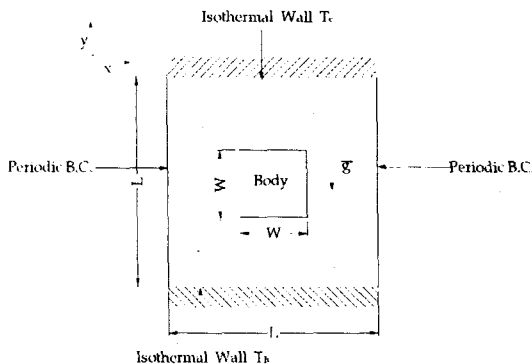


Fig. 1 Schematic diagram of the computational domain in two-dimensional simulation.

되며 정지된 유동장에서 출발한다. 이때, 유동장 내부의 냉·온벽간의 온도차  $\Delta T = T_h - T_c$  에 의하여 유동이 야기된다. 본 연구에서는 사각 물체의 경계 조건의 변화에 따른 시스템 내부의 열전달 및 유동 특성을 조사하였다.

Fig. 1 에 보여준 사각 물체가 존재하는 2 차원 Benard 자연대류에 사용되어진 무차원 지배 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( Pr \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + Ra Pr \theta \delta_{ij} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial \theta u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right) \quad (3)$$

위의 지배방정식에 사용한 무차원 변수는 다음과 같다.

$$x_i = \frac{x_i^*}{L}, \quad t^* = \frac{t \alpha}{L^2}, \quad u = \frac{u_i^* L}{\alpha} \\ P = \frac{P^* L^2}{\rho \alpha^2}, \quad \theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c} \quad (4)$$

여기서,  $L$  은 두 냉·온벽 사이의 거리,  $\alpha$  는 내부에 존재하는 유체의 열확산 계수,  $\nu$  는 동점성 계수, 그리고  $T_h, T_c$  는 온벽과 냉벽의 일정한 온도를 나타낸다. 위의 지배 방정식에서 또한, 주요한 무차원 계수는 Rayleigh 수 및 Prandtl 수이며 다음과 같이 정의되어진다.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Ra = \frac{g \beta (T_h - T_c) L^3}{\nu \alpha}$$

여기서  $g$  와  $\beta$  는 각각 중력 가속도 및 유체의 열팽창 계수를 나타낸다.

이들 무차원 지배 방정식 (1) - (3)에 대한 공간 이산화는 Fourier-Chebyshev collocation scheme 을 사용하였고, 시간 이산화는 속도장 계산을 압력 계산으로부터 분리하는 Time-Splitting method 를 사용하였다. 시간 적분 방법으로써 점성항에는 Crank-Nicolson method 를 적용하고 대류항에는 3 차 정확도를 갖는 Adams-Bashforth method 를 적용하였다. 그리고, 내부 사각 물체의 존재로 인하여 계산 영

역을 나누어 계산하는 다 영역 방법(multi domain method)를 적용하였다.

초기 조건은 유동장 내부의 수평 냉·온벽의 온도가 일정( $T_h, T_c = const$ )하게 유지되고 속도는 정지된 상태( $u_x = 0$ )에서 시작한다. 속도 경계 조건은 no-slip 조건이 벽면에 적용되어 모든 벽면에서의 속도 성분은 영(zero)이 된다( $u_{i, wall} = 0$ ). Prandtl 수는 0.71 로 하였다. 내부 사각 물체에 대하여는 단열 및 일정 온도 경계 조건에 대한 계산을 수행하였다.

본 계산의 해의 신뢰도를 검증하기 위하여 de Vahl Davis<sup>(10)</sup>가 계산한 경우를 계산하였다. 즉 양 수직벽은 고온 및 저온을 유지하고 상부와 하부의 수평벽은 단열 조건을 유지하는 경우에 대하여 계산을 수행하였다. 이 형상에 대하여 Rayleigh 수가  $10^3, 10^4, 10^5, 10^6$ 의 4 가지 경우에 대한 계산을 수행하여 de Vahl Davis의 선행 연구 결과와 비교하였었다. 등온선 및 유선 분포에 대한 현재의 계산 결과는 de Vahl Davis의 결과와 잘 일치하며, 온벽에서의 평균 Nusselt 수는 0.1 ~ 0.2% 에러 범위 안에서 de Vahl Davis의 결과와 잘 일치하고 있다. 벽에서의 평균 Nusselt 수는 아래의 정의에 따라 계산되어 진다.

$$\begin{aligned} Nu_{mean} &= \int_0^1 \left. \frac{\partial \theta(x, y)}{\partial n} \right|_{wall} dt \\ &= \int_0^1 Nu_{local} dt \end{aligned} \quad (5)$$

여기서,  $n, t$ 은 각각 벽면에 수직한 방향과 수평한 방향을 나타낸다.

### 3. 결과 및 토의

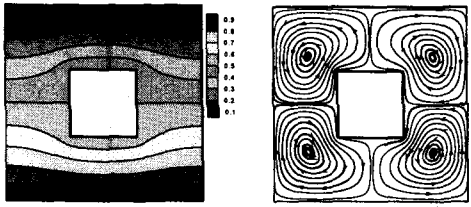
Fig. 2는 공간 내부에 존재하는 사각 물체의 온도가 상부 및 하부 표면 온도의 중간값( $T_{body} = (T_h + T_c)/2$ )을 유지할 때, Rayleigh 수의 변화에 따른 등온선 및 유선의 변화를 보여주고 있다. Rayleigh 수가  $4 \times 10^3, 10^4, 2 \times 10^4$  일 때 시스템 내부의 유동 및 온도장은 정상 상태에 도달한 후 시간에 따라 변하지 않는다. 그러므로, Rayleigh 수가  $4 \times 10^3, 10^4, 2 \times 10^4$  일 때의 등온선 및 유선은 정상 상태에 도달한 후의 이들의 분포를 나타낸다. 그러나, Rayleigh 수가  $10^5$  및  $10^6$  로 증가하면 시스템 내부의 열 유동은 시간의 변화에 따라 변한다.

그러므로, Fig. 2(d) 및 (e)에 보여준 그림은 일정 시간동안 시간 평균한 등온선 및 유선을 보여주고 있다.  $Ra = 4 \times 10^3$  및  $10^4$  일 때 온도장 및 유동장의 형태는 Fig. 2(a) 및 (b)에 보여준 것처럼 사각 물체의 온도가 냉·온벽의 중간값으로 주어졌기 때문에 하부( $0 \leq y \leq 0.5$ )에 위치한 유체의 온도는 내부 사각 물체의 온도보다는 높고 상부( $0.5 \leq y \leq 1.0$ )에 위치한 유체의 온도는 낮다. 그러므로,, 하부에 위치하면서 등은 내부 사각 물체와 접하는 유체는 하부로 향하고 상부에 위치하면서 접한 부분은 상부로 향하게 된다. 이러한 유동과 질량 보존을 위해 유입되는 유동으로 인하여 내부에 상하 및 좌우 대칭을 이루는 4 개의 와류(vortex)가 형성되어진다. Rayleigh 수가  $2 \times 10^4$  일 때, 온도장 및 유동장은  $Ra = 4 \times 10^3$  및  $10^4$  인 경우의 상하 및 좌우 대칭 현상은 깨어진다. 4 개의 안정된 정상 상태의 와류 영역으로부터 대칭이 깨어지면서 사각 물체 주위로 반시계 방향으로 회전하는 와류와 주위에 시계 방향으로 회전하는 비대칭 와류가 형성되어진다. 그러나 이러한 불안정한 상태는 시간에 무관한 정상 상태를 계속하여 유지하고 있다.

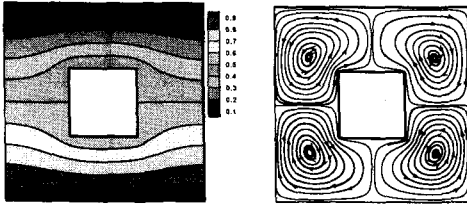
Rayleigh 수가  $10^5$  및  $10^6$  로 증가하면 앞에서 설명한 것처럼 유동 및 온도장은 시간에 따라 변하고, Fig. 2(d) 및 (e)는 시간 평균을 나타낸다. 등온선은 Rayleigh 수의 증가에 따른 대류의 증가로 인하여 분포가 전체적으로 냉벽 및 온벽으로 확산되어 온벽 및 냉벽 근처에서 조밀한 분포를 보여주고 있다. 사각 물체 좌측에서의 유체의 온도는 사각 물체의 온도보다 높고 우측 부분의 유체의 온도는 사각 물체의 온도보다 낮다. 그러므로, 좌측에서는 부력에 의하여 유체가 상승하고, 우측에서는 하강하여 사각 물체 사이에서 반시계 방향으로 회전하는 와류가 생성된다. 이러한 이유로 온벽측에 가까운 유체는 오른쪽으로 향하고 냉벽측에는 왼쪽으로 향하는 흐름이 발생한다.

Fig. 3은  $T_{body} = (T_h + T_c)/2$  일 때 온벽 및 냉벽에서의 국소 열전달 계수의 분포를 나타낸다.

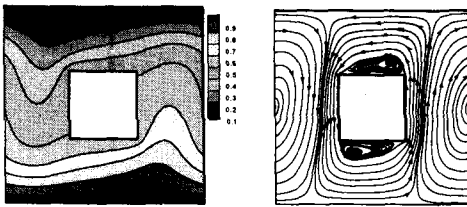
$Ra = 4 \times 10^3$  및  $10^4$  인 경우에 대칭인 유동 및 온도 분포로 인하여 온벽 및 냉벽의 국소 Nusselt 수는 정확하게 동일한 값을 가진다. 그리고 계산 영역의 중간 ( $x=0.5$ )에서 가장 큰 값을 가지며 주기 조건을 가지는 양 끝 ( $x=0$  및  $1$ )으로 가면서 감소하는 분포를 보여주고 있다. Rayleigh 수가  $Ra = 2 \times 10^4$  인 경우 Fig. 2(c)에 보여준 것처럼 유동 및 온도장의 대칭이 깨어지므로, 국소 Nusselt



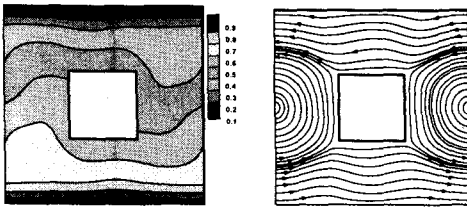
(a)  $Ra = 4,000$



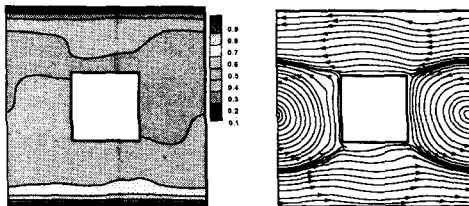
(b)  $Ra = 10^4$



(c)  $Ra = 2 \times 10^4$



(d)  $Ra = 10^5$



(e)  $Ra = 10^6$

Fig. 2 Iso-thermal and stream lines with iso-thermal body of  $T_{body} = (T_h + T_c)/2$   
(Contours at 0(0.1)1 in each case)

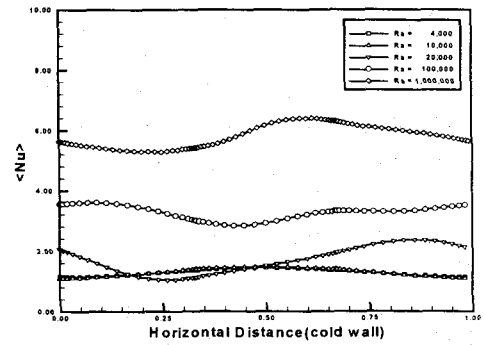
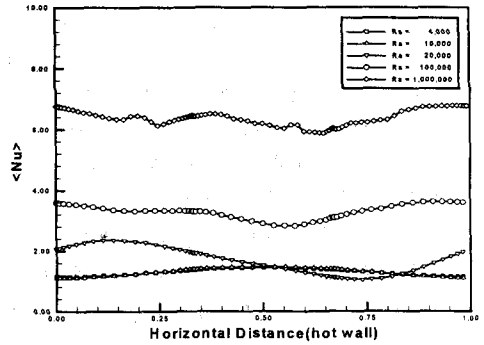
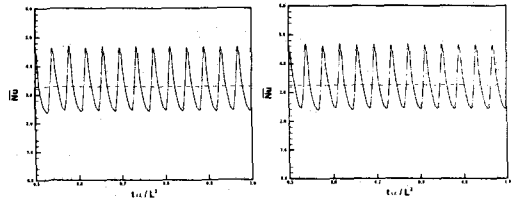
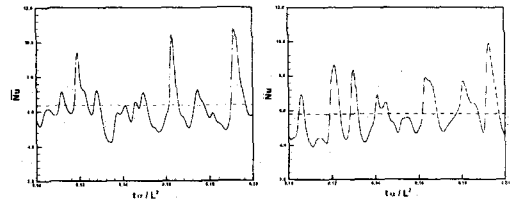


Fig. 3 Horizontal distance variation of time-averaged local Nusselt number with iso-thermal body of  $T_{body} = (T_h + T_c)/2$



(a)  $Ra = 10^5$



(b)  $Ra = 10^6$

Fig. 4 Time variation of mean local Nusselt number with iso-thermal body of  $T_{body} = (T_h + T_c)/2$   
(left: hot wall, right: cold wall)

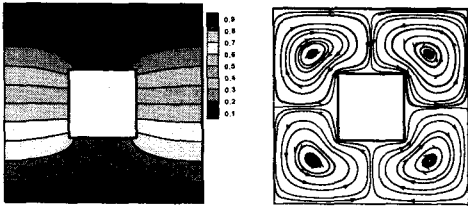
수는 온벽 및 냉벽의 좌우에서 서로 다른 분포를 가진다. 즉 온벽 및 냉벽에서의 같은 분포 및 값

을 가지는  $Ra = 4 \times 10^3$  및  $10^4$  인 경우와 많은 차이를 가진다.  $Ra = 10^5$  및  $10^6$  인 경우 회전하는 와류의 영향으로 주기 조건이 주어진 부분에서의 국소 Nusselt 수가 온벽 및 냉벽 중간 지점의 값보다 더 크게 나타난다. Rayleigh 수가 증가함에 따라서 대류의 세기의 증가하고 이에 따라 국소 Nusselt 수는 전체적으로 증가하게 된다.

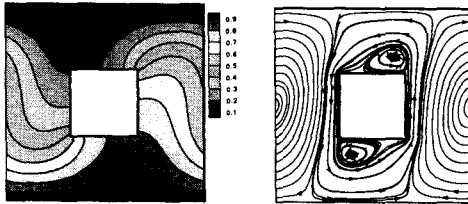
Fig. 4 는  $Ra=10^5, 10^6$  인 경우에 온벽 및 냉벽에서의 평균 Nusselt 수의 시간의 변화에 따른 변화를 보여주고 있다.  $Ra=4 \times 10^3, 10^4, 2 \times 10^4$  인 내부의 유동 및 온도장의 시간에 따른 변화는 시간이 경과함에 따라 소멸하여 결국에는 정상 상태에 도달하게 된다. 즉, 내부에 존재하는 외란(disturbance)은 사라지 못하고 시간의 경과에 따라 소멸하여 일정한 평균 Nusselt 수를 주게 된다. 그러나, Fig. 4(a)에 나타난  $Ra=10^5$  인 경우를 보면, 평균 국소 Nusselt 수의 시간 변화가 일정한 형태의 파장을 가지면서 주기적으로 진동하고 있음을 알 수 있다. Fig. 4(b)에서  $Ra=10^6$  경우는 내부에 존재하는 외란이 점점 증가하여 온벽 및 냉벽에서의 평균 Nusselt 수는 랜덤하게 변화하는 형태를 보여준다. 즉, 내부의 유동 및 온도장은 시간에 따라 변하는 비정상 난류 현상을 보여준다는 것을 알 수 있다.

Fig. 5 는 공간 내부에 존재하는 사각 물체가 단열 조건을 유지할 때 Rayleigh 수의 변화에 따른 등온선 및 유선의 변화를 보여주고 있다. Fig. 5(a)의  $Ra = 4 \times 10^3$  인 경우 온도장 분포를 보면, 상부 ( $0.5 \leq y \leq 1.0$ ) 지점에서 사각 물체의 좌측 방향으로 온도가 더 높고 우측 방향으로 또한 온도가 더 높게 나타난다. 그러므로, 사각 물체와 근접한 부분의 유체는 하부로 향하고 주기 조건이 부여된 지점에서는 상부로 향하여  $(T_b + T_c) / 2$  일 때 유동 방향과는 달리 반대로 회전하는 와류를 생성한다. 또한, 하부 ( $0 \leq y \leq 0.5$ )에 위치한 유체에도 동일한 원리가 적용되고 있음을 알 수 있다. Fig. 5(b)는  $Ra = 10^4$  으로 증가하였을 때의 온도 및 유선의 분포를 보여주고 있다.  $Ra = 4 \times 10^3$  인 경우와 달리  $Ra = 10^4$  인 경우는 상하 온도의 대칭성이 깨어진다. 사각 물체 우측의 등온선을 관찰하여 보면 수평방향으로 가면서 온도가 증가하다가 감소하는 형태를 보여주고 있다. 사각 물체 좌측의 온도 패턴을 보면 반대로 사각 물체로부터 수평방향으로 좌측으로 가면 온도가 감소하다가 증가하

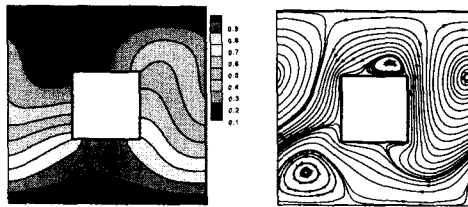
는 형태를 보여준다. 이러한 온도 패턴으로 인하여 사각 물체 우측에 근접한 유체는 상부로 향하고 사각 물체 좌측에 근접한 유체는 하강하는 기류가 형성되어 사각 물체 주위로 반시계 방향으로 순환하는 유동이 형성되어 진다. 사각 물체 주위로 반시계 방향으로 회전하는 이러한 주순환 유동 내부에 사각 물체 상부 우측 코너 및 하부 좌측 코너에 반시계 방향으로 순환하는 두개의 작은 와류가 형성되어 진다. 주기 경계 조건이 주어진 우측 및 좌측에서는 수평 방향으로 가면서 각각 감소 및 증가하는 온도 분포로 인하여 사각 물체 주위로 회전하는 순환유동과 반대 방향으로 회전하는 즉, 시계 방향으로 회전하는 유동이 형성되어 진다.  $Ra = 4 \times 10^3$  인 경우 등온선은 상하 대칭이고 내부에 4 개의 대칭되는 순환 유동이 형성되었다. 그러나,  $Ra = 10^4$  으로 증가하면 이러한 대칭성은 깨어지고 유동은 상당히 복잡한 패턴을 보인다. 그러나,  $Ra = 10^4$  인 경우에 아직까지 유동 및 온도 패턴은 정상 상태의 특징을 보이고 있지만, Rayleigh 수가 증가함에 따라서 비정상 상태로 천이할 수 있는 가능성이 점점 증가하고 있음을 알 수 있다. Fig. 5(c)는  $Ra = 2 \times 10^4$  인 경우의 등온선 및 유선을 보여주고 있다. 이 경우에 내부의 유동 및 온도장은  $Ra = 4 \times 10^3$  및  $10^4$  경우와 달리 시간의 변화에 따라 변하는 비정상 상태 분포를 보여준다. 그러므로, Fig. 5(c)의 그림은 시간의 변화에 따라 변하는 이들의 시간 평균값을 보여주고 있다.  $Ra = 4 \times 10^3$  인 경우의 상하 및 좌우 대칭성은 완전히 사라지고 또한,  $Ra = 10^4$  인 경우보다도 복잡한 온도 및 유동장 패턴을 보여주고 있다. 현재의 경우, 내부의 유동 및 온도장은 정상 상태의 종류에서 비정상 상태의 난류로 이동하는 것을 보여주고 있다. Fig. 5(d) 및 (e)는  $Ra=10^5$  및  $10^6$  일 때 시간 평균 온도장 및 유동장을 보여주고 있다.  $Ra=10^5$  일 때 사각 물체 좌측벽에서 더 높은 온도를 가졌으므로 부력에 의해 유체가 상승하고 우측벽에는 낮은 온도를 가졌으므로 유체가 하강하게 된다. 그러므로, 내부 사각 물체 사이에 시계 방향으로 회전하는 와류가 생성되며 냉벽 및 온벽에서 서로 반대의 방향을 가진 수평 방향 유동이 존재함을 알 수 있다. 그러나,  $Ra=10^6$  의 경우는 전체적으로 유사한 형태지만, 내부 사각 물체 좌측 및 우측에  $Ra=10^5$  와는 반대의 온도 분포로 인하여 반시계 방향의 유동이 존재함을 알 수 있



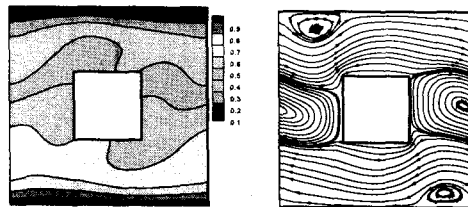
(a)  $Ra = 4,000$



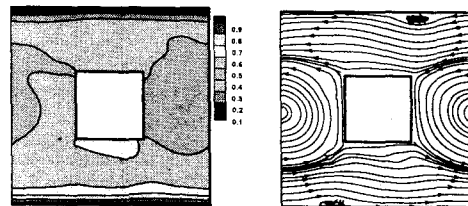
(b)  $Ra = 10^4$



(c)  $Ra = 2 \times 10^4$



(d)  $Ra = 10^5$



(e)  $Ra = 10^6$

Fig. 5 Iso-thermal and stream lines with a diabatic body (Contours at 0(0.1)1 in each case)

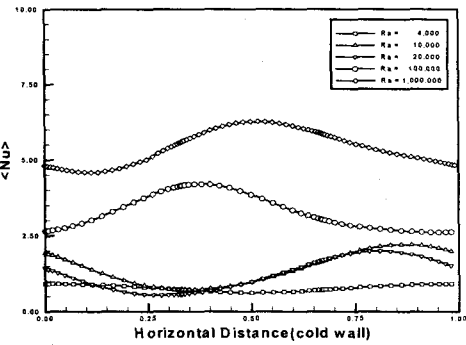
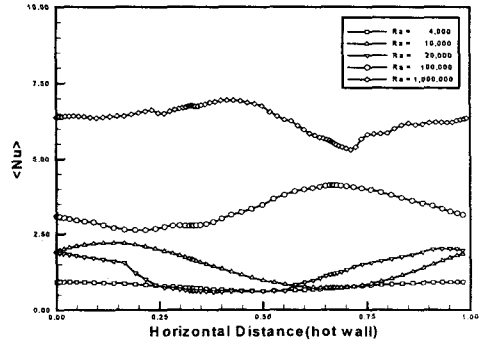


Fig. 6 Horizontal distance variation of time-averaged local Nusselt number with an adiabatic body

다. 또한, 온벽 및 냉벽측에서의 유체는 각각 좌측 및 우측 방향으로 향하며 서로 혼합되지 않고 있음을 볼 수 있다. Fig. 6 는 시스템 내부에 존재하는 사각 물체가 단일 조건을 가질 때 온벽 및 냉벽에서의 국소 열전달 계수의 분포를 나타낸다.  $Ra = 4 \times 10^3$  인 경우 온벽 및 냉벽 주위에서의 온도 분포가 유사한 형태를 하고 있으므로 온벽 및 냉벽에서의 국소 Nusselt 수는 동일한 값을 가진다. 이들 국소 Nusselt 수의 분포는 중앙에서 좌우측으로 가면서 증가하는 분포를 보여주고 있다.  $Ra = 10^4$  으로 증가하면, 온도의 대칭성이 깨진다. 그러므로, 온벽 및 냉벽에서의 국소 Nusselt 수는 서로 다른 분포를 보여주고 있다. 온벽에서는 좌측에서 냉벽에서는 우측에서 국소 Nusselt 수가 높은 값을 보여주고 있다. 이것은 Rayleigh 수의 증가로 인한 위상(phase)의 변화로  $\pi / 25$  정도로 온벽에서는 우측으로 냉벽에서는 좌측으로 이동한 것을 볼 수 있다.  $Ra = 2 \times 10^4$  인 경우의 국소 Nusselt 수의 시간 평균값은  $Ra = 10^4$  인 경우와 상당한 차이를 가지는 패턴을 보여주고 있다.

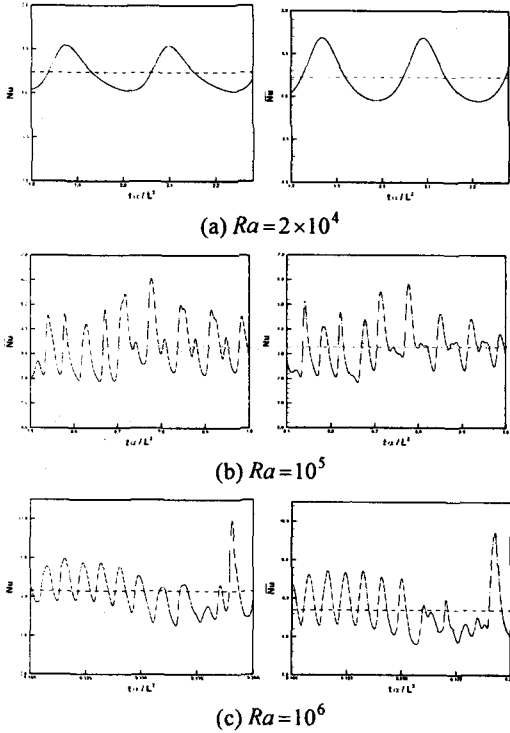


Fig. 7 Time variation of mean local Nusselt number with an adiabatic rectangular body (left: hot wall, right: cold wall)

$Ra=10^5, 10^6$  으로 증가하면 시간평균 국소 Nusselt 수는 유동의 난류 증가로 인하여  $Ra=2 \times 10^4$  일 때의 부드러운 곡선이 깨어지는 형상을 보이고 있으며, 유동의 세기가 증가함에 따라서 전체적인 값도 증가하였다.

Fig. 7 은  $Ra=2 \times 10^4, 10^5, 10^6$  인 경우에 온벽 및 냉벽에서의 평균 Nusselt 수의 시간의 변화에 따른 변화를 보여주고 있다.  $Ra=4 \times 10^3, 10^4$  인 경우는 내부에 존재하는 외란의 소멸로 시간에 따른 정상 상태를 보여준다. Fig. 7(a)에 나타난  $Ra=2 \times 10^4$  인 경우를 보면, 일정한 형태의 파장을 가지면서 주기적으로 진동하고 있음을 알 수 있다. Fig. 4(b) 및 (c)에서 보듯이  $Ra=10^5, 10^6$  경우는 내부에 존재하는 외란이 점점 증가하여 온벽 및 냉벽에서의 평균 Nusslet 수는 랜덤하게 변화하는 형태를 보여준다. 즉, 내부의 유동 및 온도장은 시간에 따라 변하는 비정상 난류 현상을 보여준다는 것을 알 수 있다.

이상과 같은 계산에서 얻어진 시간 평균 총괄 Nusselt 수의 Rayleigh 수에 따른 변화를 Fig. 8 에서 보여주고 있다. 온벽 및 냉벽에서 얻어진 결과

는 비슷한 분포를 하고 있다. Rayleigh 수가 증가함에 따라 평균 총괄 Nusselt 수는 전체적으로 증가한다. 그러나 시스템 내부의 열유동이 정상 상태에서 비정상 상태로 바뀌는 Rayleigh 수에서 사각 물체가 단열 및 등온인 두 경우 모두 평균 총괄 Nusselt 수의 값이 감소한다. 이 이후로 Rayleigh 수가 증가함에 따라서 Nusselt 수는 다시 증가한다. Rayleigh 수가  $10^5$  보다 클 경우에 사각 물체가 등온 및 단열인 두 경우 거의 동일한 평균 Nusselt 수를 가진다. 이것은 Rayleigh 수가  $10^5$  보다 큰 경우에는 시스템 내부의 열유동은 사각 물체의 경계조건에 거의 무관하고 내부의 난류 유동장에 큰 영향을 받기 때문이다.

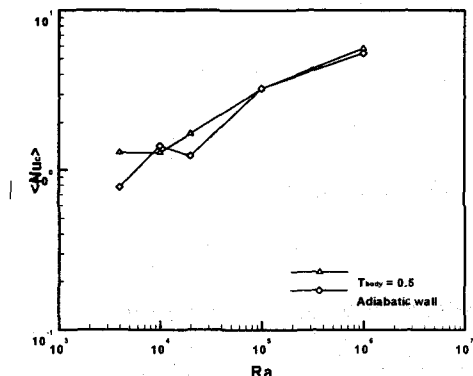
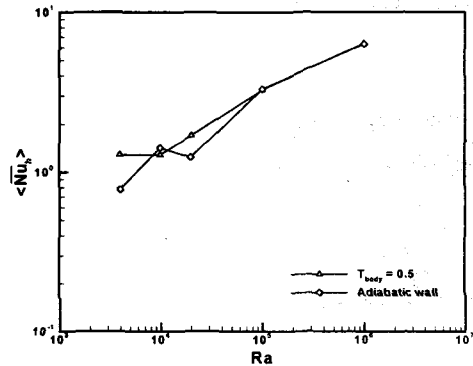


Fig. 8 Time-averaged overall Nusselt versus Rayleigh number in the hot and cold wall

#### 4. 결론

- 사각 물체가 내부에 존재하는 2 차원 Benard 자연대류를 다영역 스펙트럴 방법으로 해석하는 컴퓨터 프로그램을 개발하였다.
- 시스템 내부의 자연대류 열유동이 정상 상태에서 비정상 상태로 변하는 Rayleigh 수는 사각

물체의 열경계조건의 변화에 따라 변한다.

- Rayleigh 수가 증가함에 따라 열전달율은 전체적으로 증가한다. 그러나 시스템 내부의 열유동이 정상 상태에서 비정상 상태로 변하는 Rayleigh 수에서는 열전달율이 감소를 한다.

- 저 Rayleigh 수에서 시스템 내부의 열유동은 사각 물체의 경계조건의 영향을 받으나 고 Rayleigh 수에서는 사각 물체의 경계조건에 영향을 받지않는다.

## 후 기

이 논문은 1999 년도 두뇌한국 21 사업 핵심분야에서 지원받아 수행된 연구임

## 참고문헌

- (1) Deardorff, J. W. & Willis, G. E. 1965 The effect of two-dimensionality on the suppression of thermal turbulence. *J. Fluid Mech.* 23, 337-353.
- (2) Lipps, F. B. & Somerville, C. J. 1971 Dynamics of variable wavelength in finite-amplitude Benard convection. *Phys. Fluids* 14, 759-765.
- (3) Willis, G. E. & Deardorff, J. W. 1965 Measurements on the development of thermal turbulence in air between horizontal plates. *Phys. Fluids* 8, 2225-2229.
- (4) Ozoe, H., Yamamoto, K., Churchill, S. W. & Sayama, H. 1976 Three-dimensional, numerical analysis of laminar natural convection in a confined fluid heated from below. *J. Heat Transfer* 98. 202-207.
- (5) Lipps, F. B. 1976 Numerical simulation of three-dimensional Benard convection in air. *J. Fluid Mech.* 75, 113-148.
- (6) Grötzbach, G. 1982 Direct numerical simulation of laminar and turbulent Benard convection. *J. Fluid Mech.* 119, 27-53.
- (7) Reynolds, W. C. 1976 Computational of turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 8, 183.
- (8) Rogallo, R. S. & Moin, P. 1984 Numerical simulation of turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 16, 99.
- (9) Eidson, T. M. 1985 Numerical simulation of the turbulent Rayleigh-Benard problem using subgrid modeling. *J. Fluid Mech.* 158, 245-268.
- (10) Davis, G. de V. 1983 Natural Convection of Air in a Square Cavity: A Bench Mark Numerical Solution, *Int. J. Numer. Methods Fluids* 3, 249-264