

< 논문 >

## 사각 전도체가 존재하는 수평 밀폐계 내부의 자연대류 현상에 대한 수치적 연구

이재룡\* · 하만영†

(2004년 6월 28일 접수, 2004년 12월 29일 심사완료)

### Numerical Simulation of Natural Convection in a Horizontal Enclosure with a Conducting Square Body

Jae Ryong Lee and Man Yeong Ha

**Key Words :** Natural Convection(자연대류), Conjugate Heat Transfer(복합열전달), Thermal Conductivity(열전도도), Numerical Simulation(수치해석)

#### Abstract

The physical model considered here is a horizontal layer of fluid heated below and cold above with a conducting body placed at the center of the layer. The body has dimensionless thermal conductivities to the fluid of 0.1, 1 and 50. Two-dimensional solution for unsteady natural convection is obtained using an accurate and efficient Chebyshev spectral methodology for different Rayleigh numbers. Multi-domain technique is used to handle a square-shaped conducting body. The results for the case of a conducting body are also compared to those of adiabatic and neutral isothermal bodies. When the dimensionless thermal conductivity is 0.1, a pattern of fluid flow and isotherms and the corresponding time-averaged surface Nusselt number are almost the same as the case of an adiabatic body. When the dimensionless thermal conductivity is 50, a pattern of flow and isotherm and the corresponding surface and time-averaged Nusselt number are similar to those of neutral body. The results for the case of dimensionless thermal conductivity of unity are also compared to those of pure natural convection.

#### 1. 서론

수직 방향으로 온도 구배가 존재하는 밀폐계 내부의 Rayleigh-Bénard 대류 현상은 지난 100 년 간 많은 연구가 진행되어온 열유체 유동 연구의 대표적인 분야 중의 하나이다. 온도가 일정한 평면상에 형성되는 유동 경계층은  $Ra$  수(Rayleigh number)가 1,708 일 때 불안정해지고, 정상 상태의 순환 cell 이 형성 되어진다.<sup>(1)</sup>  $Ra$  수가 증가함에 따라 유동은 다양한 불안정성을 유발하고,  $Ra=10^7$  에서 완전 난류 영역으로 천이된다.<sup>(2,3)</sup>

전자 및 기계 부품의 냉각, 열에너지 저장

시스템, 전송 케이블의 냉각 등의 공학적 관점에서 관심이 있는 많은 문제는 단순 밀폐계 보다는 다소 복잡한 형상을 하고 있다. 이러한 문제의 예는 수평 밀폐계 (horizontal enclosure) 내부에 장애물이 존재하는 경우이다. Ha *et al.*<sup>(4,5)</sup>은 밀폐계 내부에 다양한 온도 경계 조건을 가지는 사각 물체가 존재할 때, 이들의 존재가 밀폐계 내부에 형성되는 열유동에 미치는 영향을 수치해석을 통하여 조사하였다. Lee *et al.*<sup>(6)</sup>은 수평 밀폐계의 종횡비가 변하고, 사각 물체가 밀폐계 내부에 주기적으로 존재하는 경우에 대한 수치해석을 수행하였다. 이러한 연구를 통하여 종횡비 및 수평 방향에 지정하는 주기 경계 조건이 밀폐계 내부에 형성되는 열유동에 미치는 영향을 조사하였다. House *et al.*<sup>(7)</sup>은 수직 밀폐계 내부에 존재하는 전도체가 열유동에 미치는 영향을 조사하였다. 열전도체와 밀폐공간의 면적비 및 열전도체와 유체의 열전도도 비를 변수로 하여

† 책임저자, 회원, 부산대학교 기계공학부  
E-mail : myha@pusan.ac.kr  
TEL : (051)510-2440 FAX : (051)512-9835

\* 부산대학교 대학원 기계공학과

계산을 수행하였다. 열전도도 비가 1 보다 적은 열전도체가 밀폐 공간 내부에 존재하는 경우가 다른 경우에 비하여 열전달율을 향상시키는 것으로 보고되었다.

본 연구에서는 수평 밀폐계 내부에 사각 전도체가 존재할 때 밀폐계 내부에 형성되는 열유동의 변화를 예측하기 위한 수치적 연구를 수행하였다.  $Ra$  수는  $10^3$  에서부터  $10^6$  까지 변한다. 열전도도비의 영향을 고려하기 위하여 계산에 사용된 열전도도비의 값은 각각 0.1, 1 및 50 이다. 이러한  $Ra$  수 및 열전도도비의 변화가 밀폐계 내부에 형성되는 유동 및 온도장에 미치는 영향을 조사하고, 이에 따른 열전달 특성을 규명하였다. 아울러 밀폐계 내부에 전도체가 존재하는 경우에 대한 현재의 계산 결과는 밀폐계 내부에 온도 경계 조건이 단열 조건 ( $\partial\theta/\partial n=0$ ) 혹은 하부 및 상부 수평 평판의 중간 값 ( $\theta=0.5$ )으로 일정한 온도조건을 가지는 물체가 존재하는 경우와 비교하였다. 이를 통하여 전도체의 존재가 수평 밀폐계 내부에 형성되는 열유동에 미치는 영향을 조사하였다.

### 2. 지배방정식

사각 전도체가 수평 밀폐계 내부에 존재할 때 밀폐계 내부에 형성되는 열유동 현상을 해석하기 위한 지배방정식으로 아래의 무차원 연속 방정식, 운동량 보존 방정식 및 에너지 보존 방정식이 본 계산에서 사용되었다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + Pr \nabla^2 \mathbf{u} + Ra Pr \theta \mathbf{k}_2 \tag{2}$$

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta_f = \nabla^2 \theta_f \tag{3}$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial t} = \alpha \cdot \nabla^2 \theta_s \tag{4}$$

여기서,  $\mathbf{k}_2 (= \hat{\mathbf{n}} \cdot \delta_{i,2}, \delta: \text{kroncker delta})$ 는 평행 평판에 수직한 방향의 단위 벡터를 나타낸다. 위 식들에 사용한 무차원 변수들의 정의는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} t &= \frac{t^* \alpha_f}{L^2}, & \mathbf{x} &= \frac{\mathbf{x}^*}{L}, & \mathbf{u} &= \frac{\mathbf{u}^* L}{\alpha_f}, \\ P &= \frac{P^* L^2}{\rho \alpha_f^2}, & \theta &= \frac{T - T_c}{T_h - T_c}, & \alpha &= \frac{\alpha_s}{\alpha_f} \end{aligned} \tag{5}$$

여기서  $\rho, T, \alpha,$  및  $\alpha_f$ 는 각각 차원이 존재하는 밀도, 온도, 고체 및 유체의 열확산계수를 나타낸다. 식 (5)에서 상첨자 \*는 차원이 있는 변수를 나타낸다.  $\mathbf{u}, p, t, \theta$  및  $\alpha$ 는 각각 무차원화된 속도, 압력, 시간, 온도 및 열확산계수를 나타낸다. 식 (1)~(4)에서 정의된 중요한 무차원 변수는  $Pr$  수 (Prandtl number) 및  $Ra$  수이며, 이들의 정의는 다음과 같다.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha_f}, \quad Ra = \frac{g \beta L^3 (T_h - T_c)}{\nu \alpha_f} \tag{6}$$

여기서  $\nu, g$  및  $\beta$ 는 각각 동 점성 계수, 중력 가속도 및 열팽창 계수를 나타낸다. 본 계산에서  $Pr$  수를 공기에 해당하는 0.71로 고정 하였다.

### 3. 수치해석 방법

Fig. 1 은 본 연구에서 사용한 밀폐계의 형상을 보여주고 있다. 두 개의 평행 평판 사이의 높이와 폭은  $L$  이고, 그 중앙에 좌우 및 상하가 각각  $W = L/3$  인 사각 전도체가 존재하고 있다. 본 연구에서의 형상은  $z$  방향으로 변수들의 값이 변하지 않는 2 차원 문제로 가정하였다. 유체의 물성치는 일정하다고 가정하였으며, 단, 부력 항을 나타내는 유체의 밀도는 Boussinesq 가정을 사용하여 정의하

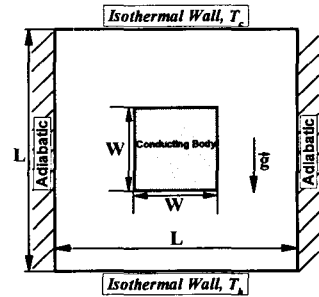


Fig. 1 Schematics of system

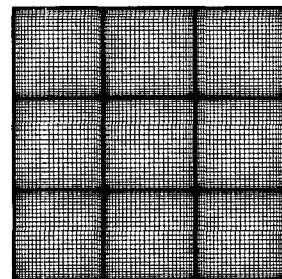


Fig. 2 Grid distribution of system

였다.

벽에서 접촉 조건 (no-slip condition)이 유동 경계 조건으로 지정되었다. 하부 및 상부 수평 평판에서는 고온 ( $T_h$ ) 및 저온 ( $T_c$ )의 일정 온도를, 그리고 좌우의 수직 평판에서는 단열 경계 조건을 온도 경계 조건으로 지정하였다. 유체와 전도체가 접촉하고 있는 접촉면에서는 온도 및 열유속이 연속이라는 조건을 사용하였으며, 다음과 같이 정의 되어진다.

$$\theta_s = \theta, \quad \frac{\partial \theta}{\partial n} = k \frac{\partial \theta_s}{\partial n} \quad (7)$$

여기서  $k(k = k_s/k_f)$ 는 고체와 유체의 열전도도 비를 나타내며, 밀폐계 내부의 유동을 결정하는 또 다른 중요한 무차원 변수이다.

위의 지배 방정식 (1)~(4)에 대한 수치해를 구하기 위하여 다 영역 스펙트럴 방법 (multi-domain spectral method)을 사용하였다.<sup>(8)</sup> 밀폐계는 내부에 전도체가 존재하기 때문에 밀폐계 내부는 Fig. 2에 보여준 것처럼 9개의 부 영역(subdomain)으로 나누어져 있다. 각 부 영역마다  $x$  및  $y$  방향으로 15x15, 31x31 및 51x51 개의 다른 격자수를 사용하여 계산을 수행하였으며, 그 결과는 거의 동일하였다.<sup>(6)</sup> 그러므로 본 연구에서는 각 부 영역마다  $x$  및  $y$  방향으로 31x31 개의 격자를 사용하여 계산을 수행하였다. 각각의 부 영역에서는 체비셰프 전개 (Chebyshev expansion)를 사용하였으며, 이로 인하여 격자점은 비균일 Gauss-Lobatto 점들로 이루어진다.

시간에 대한 적분을 위하여 2 단계 시간 분할 방법 (two-step time-splitting method)를 사용하였다. 첫 번째 시간 적분 단계인 'n' 시간에서 중간 시간 '\*' 단계에서는 대류-확산 방정식 (advection-diffusion equation)에 대한 해를 구한다. 이때 비선형 항인 대류항의 적분을 위하여 3 차의 양해법인 Adams-Bashforth 기법을 사용하였다. 확산 항에 대한 적분을 위하여 음해법인 Crank-Nicolson 기법을 적용하였다. 이렇게 구한 속도장을 사용하여, 압력에 대한 포아송(Poisson) 방정식에 대한 해를 음해법을 사용하여 구하였다. 압력-수정 단계인 'n+1' 단계에서 최종의 divergence-free 조건을 만족하는 속도를 구한다. 온도장에 대한 해는 속도장과 유사한 방법을 사용하여 구한다.<sup>(9)</sup>

벽면에서의 국소  $Nu$  수 ( $Nu$ ), 공간 평균  $Nu$  수

( $\overline{Nu}$ ) 그리고 시간 및 공간 평균  $Nu$  수 ( $\langle \overline{Nu} \rangle$ )는 아래 식 (8)과 같이 정의되어 진다.

$$Nu = \frac{\partial \theta}{\partial n} \Big|_{wall}, \quad \overline{Nu} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu \, dS$$

$$\langle \overline{Nu} \rangle = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} \overline{Nu} \, dt \quad (8)$$

여기서,  $n$ ,  $L$  및  $t_p$ 는 각각 벽면에 수직한 방향, 계산영역의 가로면 전체 길이 및 시간 적분 구간을 나타낸다.

본 계산의 타당성 검증을 위하여 수직 밀폐계 내부에 전도체가 존재 및 존재하지 않은 경우에 대한 계산을 수행하였다. 본 연구를 통하여 개발한 컴퓨터 코드를 사용하여 구한 계산 결과는 타 연구자들의 결과와 비교 되었으며, Table 1은 이러한 비교 결과를 보여주고 있다. 현재의 계산에 의하여 구한 고온 벽에서의 평균  $Nu$  값은 타 연구자의 결과를 아주 잘 나타내고 있으며, 최대 오차는 0.15%이다.

#### 4. 결과 및 해석

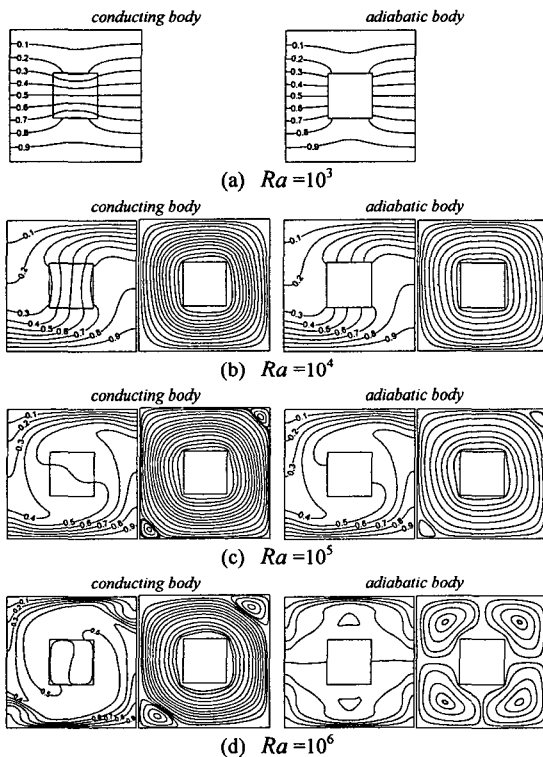
Fig. 3은  $k=0.1$ 인 전도체가 밀폐계 내부에 존재할 때,  $Ra$  수의 변화에 따라 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장의 변화를 보여주고 있다.  $k=0.1$ 인 전도체가 존재하는 현재의 계산 결과와의 비교를 위하여 밀폐계 내부에 단열 물체가 존재하는 경우에 대한 결과를 Fig. 3의 우측에 나타내었다.  $k=0.1$ 은 유체의 열전도도가 고체의

**Table 1** The comparison of the present calculation for surface-averaged Nusselt number at the hot wall with the previous numerical ones

$Ra$	$\Gamma$ ( $=W/L$ )	$k$	Mean Nusselt number at Hot wall				Error (%)
			Present study	De Vahl (1983) <sup>(12)</sup>	Devis (1990) <sup>(7)</sup>	House et al (1991) <sup>(13)</sup>	
$10^3$	-	-	1.118	1.118	-	-	0
$10^4$	-	-	2.246	2.243	-	-	0.13
	-	-	4.525	4.519	-	-	0.13
$10^5$	0.5	5.0	4.324	-	4.324	-	0
	0.5	0.2	4.631	-	4.624	-	0.15
$10^6$	-	-	8.821	8.800	-	8.825	0.04
$10^7$	-	-	16.524	-	-	16.523	0.0006

**Table 2** Time-averaged Surface Nusselt number on the lower hot wall

$k$	$Ra$	$10^3$	$10^4$	$10^5$	$10^6$
0.1		0.81	2.31	3.85	6.30
(adiabatic <sup>(4)</sup> )		0.77	2.35	3.80	5.85
1		1.00	2.13	3.88	6.29
(pure RB <sup>(4)</sup> )		1.00	2.16	3.91	6.30
50		1.27	1.56	3.94	6.31
(neutral <sup>(4)</sup> )		1.29	1.50	3.90	6.19



**Fig. 3** Isotherms and streamlines for different Rayleigh numbers at  $k=0.1$

열전도도에 비하여 10 배 큰 경우에 해당한다.

$Ra=10^3$  일 때 밀폐계 내부의 열전달은 전도가 지배적이다. 이때 온도 분포는 좌우 대칭 조건을 만족한다.<sup>(5,6)</sup>

밀폐계 내부에 물체가 존재하지 않는 순수 Rayleigh-Benard 자연대류의 경우  $Ra$  가  $Ra_c=1708$  보다 커지게 되면 밀폐계 내부에서 부력에 의한 유동이 발생한다.<sup>(1)</sup> Fig. 3(b)에 보여준 것처럼

$Ra=10^4$  일 때 전도체 주위로 반 시계 방향으로 회전하는 유동이 형성된다. 온도장도 회전하는 유동에 따라 반 시계 방향으로 회전하고 있다.  $Ra$  수가 증가하면 유동의 가속으로 인하여 상·하부 벽면에서 형성되는 온도 경계층의 두께는 얇아지고 온도 구배는 증가한다.  $Ra=10^5$  일 때, 회전하는 유동 속도의 증가로 인하여, 우측 상부와 좌측 하부에 2 차 와류 (secondary vortex)가 형성된다.  $Ra \leq 10^5$  이고 밀폐계 내부에  $k=0.1$  인 전도체 및 단열 물체가 존재할 때 형성되는 열유동장은 시간의 변화에 무관한 정상상태이며, 두 경우의 등온선 및 유선은 거의 유사한 분포를 보여주고 있다. 그러므로 Table 2 에 보여준 것처럼  $Ra \leq 10^5$  일 때,  $k=0.1$  인 전도체 및 단열 물체가 존재하는 두 경우 하부 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수의 차이는 아주 적다.  $Ra$  수가  $10^6$  으로 증가하면, 전도체 주위를 회전하는 유동은 보다 가속되어 속도가 증가하고, 2 차 와류의 크기도 증가하게 된다.  $Ra=10^6$  이고  $k=0.1$  인 전도체가 밀폐계 내부에 존재하는 경우 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장은  $Ra \leq 10^5$  인 경우와 마찬가지로 정상상태를 유지한다. 그러나  $Ra=10^6$  이고 단 열 물체가 밀폐계 내부에 존재하는 경우에 형성되는 열유동장은 시간에 따라 주기적으로 변하는 비정상 상태를 보인다.<sup>(5,6)</sup> 그러므로 Fig. 3(d)의 우측에 보여준 그림은  $Ra=10^6$  이고 단열 물체가 존재할 때 시간 평균한 등온선 및 유선의 분포를 보여주고 있다. 그러므로  $Ra=10^6$  일 때,  $k=0.1$  인 전도체가 존재하는 경우의 열유동장은 단열 물체가 존재하는 경우와 다른 분포를 보여주고 있다. 밀폐계 내부에 전도체가 존재하는 경우 전도체와 전도체 주위의 유체 사이에 열전달이 발생한다. 이로 인하여 단열 물체가 존재하는 경우에 비하여 열유동장의 진동이 억제되고, 전도체가 존재하는 경우의 열유동장은 시간의 변화에 무관한 정상상태를 유지한다. 즉 밀폐계 내부에 존재하는 전도체는 유동의 불안정성 (instability)을 억제하는 역할을 한다.

$Ra$  수가  $10^4$ ,  $10^5$  및  $10^6$  이고  $k=0.1$  인 전도체가 존재하는 경우 밀폐계 내부에 형성되는 유동 및 온도장은 반 시계 방향으로 회전하며 대각 대칭성을 만족한다.

전도체 주위로 회전하는 유동의 회전 방향은 지배방정식 (1)-(3)의 해로서 시계 및 반 시계 방향 모두가 가능하다. 이것은 bifurcation 문제로서 초기 섭동 등 초기값의 지정에 따라 결정 되어진다.

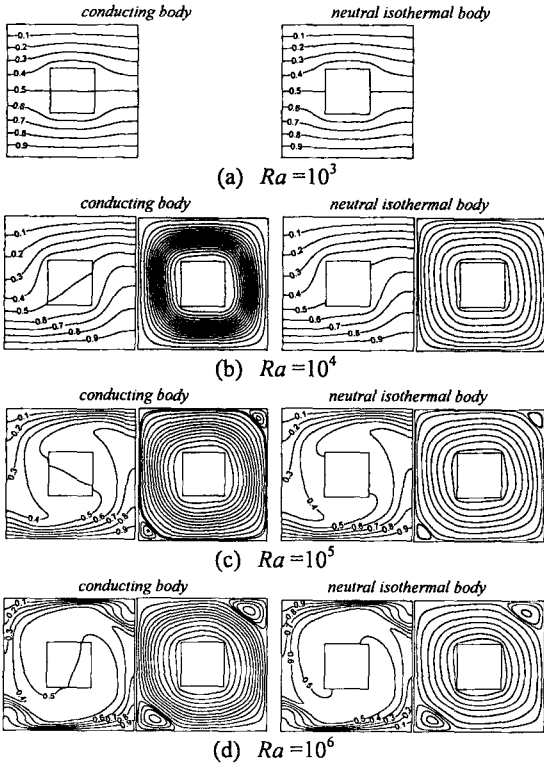


Fig. 4 Isotherms and streamlines for different Rayleigh numbers at  $k=50$

Fig. 4 는 열전도도비가 50 으로 증가하였을 때,  $Ra$  수의 변화에 따라 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장의 변화를 보여주고 있다.  $k=50$  인 전도체가 존재하는 현재의 계산 결과와의 비교를 위하여 밀폐계 내부에 중립의 온도 경계 조건 ( $\theta=0.5$ )을 가지는 물체가 존재하는 경우에 대한 결과를 Fig. 4 의 우측에 나타내었다.  $k=50$  은 밀폐계 내부에 존재하는 물체의 열전도도가 주위 유체의 열전도도보다 50 배 더 크다는 것을 의미한다. 이로 인하여 고체 물체 내부의 온도는  $\theta=0.5$  근처의 거의 일정한 값을 유지한다. 그러므로  $k=50$  인 전도체가 존재하는 경우  $Ra$  수가 변할 때 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장 분포는 Fig. 4 에서 보는 것처럼 중립의 온도 경계 조건을 가지는 물체가 존재하는 경우와 전체적으로 유사하다.  $Ra$  수가  $10^3$  및  $10^4$  일 때  $k=50$  인 경우에 해당하는 온도장은  $k=0.1$  인 경우의 온도장과 많은 차이를 보인다. 특히 전도체 내부 및 주위에서의 온도장의 분포가 두 경우 많은 차이를 보인다. 앞에서 설명한 것처럼  $k=0.1$  인 경우에 전도체의 열전도도가 유체의 열전도도보다

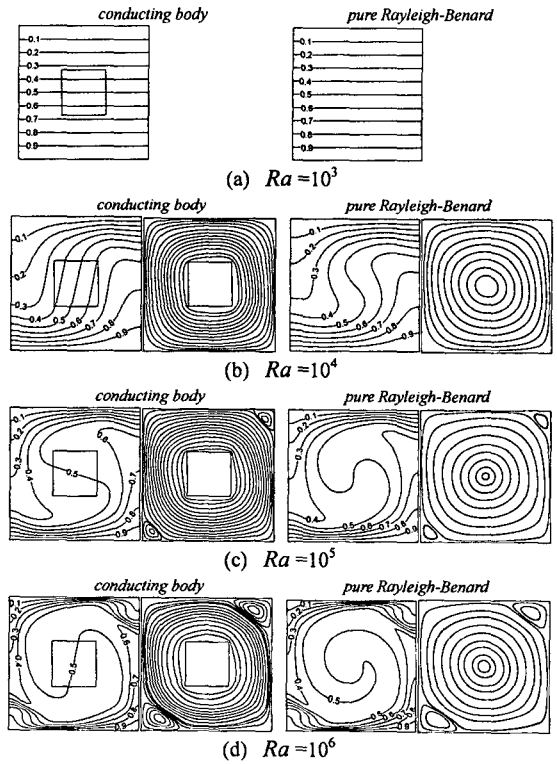


Fig. 5 Isotherms and streamlines for different Rayleigh numbers at  $k=1$

작기 때문에 전도체가 마치 heat sink 와 같은 역할을 하고, 전도체 내부에서의 온도는 큰 구배를 가지면서 많이 변한다. 그러나  $k=50$  인 경우에 전도체 내부는  $\theta=0.5$  근처의 온도를 유지하고 전도체 주위의 온도 구배는 상대적으로 많이 감소한다. 그러나  $Ra$  수가  $10^5$  및  $10^6$  으로 증가하는 경우 밀폐계 내부의 속도가 증가하여 대류 열전달 효과가 상대적으로 증가하기 때문에 대류에 의한 열저항이 감소하게 된다. 그러므로  $Ra$  수가  $10^5$  및  $10^6$  일 때  $k=0.1$  및  $k=50$  인 경우에 해당하는 온도 분포는 전체적으로 유사한 패턴을 보여주고 있다.  $k=50$  인 경우  $Ra$  수의 변화에 따른 유선의 분포는 전체적으로  $k=0.1$  인 경우와 전체적으로 유사하다. 즉 밀폐계 내부에서의 유동은 전체적으로 반 시계 방향으로 회전하고 있다. 아울러  $Ra$  수가 증가하면 속도가 증가하고 이로 인하여 좌측 하부 및 우측 상부 코너에서 작은 2 차 와류가 발생한다. 이 2 차 와류의 크기는  $Ra$  수가 증가함에 따라서 증가한다.  $k=50$  일 때 밀폐계 내부에 형성되는 열유동 장은  $k=0.1$  인 경우와 유사하게  $Ra=10^3$  이면 좌우 대칭성을 보여주고,

$Ra$  수가  $10^4$ ,  $10^5$  및  $10^6$  일 때 대각 대칭성을 보여준다. 밀폐계 내부에  $k=50$  인 전도체 및 중립의 온도 경계 조건을 가지는 물체가 존재하는 두 경우 모두  $Ra$  수가  $10^3 \sim 10^6$  에서 변할 때 열유동장이 정상상태를 유지한다.

이것은  $Ra=10^6$  이고 단열 물체가 존재 하는 경우 열유동장이 비정상 상태를 유지하는 것 과 다른 결과를 보여주고 있다.

$Ra=10^3$  이고  $k=0.1$  인 경우 전도체 내부에 큰 온도 구배가 존재하고 이리 인하여 하부 고온 벽에서의 등온선은 전체적으로 위로 상승하는 분포를 보이며 이로 인하여 고온 벽에서의 온도 구배는 상대적으로 작은 값을 가진다. 그러나  $Ra=10^3$  에서  $k=50$  인 경우 전도체의 온도가  $\theta=0.5$  의 값을 유지하며 전도체 내부에서 온도 구배가 존재하지 않으므로, 고온 벽 근처에서의 등온선은  $k=1$  인 경우에 비하여 전체적으로 하강하는 형태를 보이며 이로 인하여 온도 구배는 상대적으로 큰 값을 보인다. 그러므로 Table 2 에 보여준 것처럼  $Ra$  수가  $10^3$  이고  $k=50$  인 경우 하부 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수의 값은  $k=0.1$  인 경우에 비하여 크다. 그러나  $Ra$  수가  $10^4$  으로 증가하면, 앞에서 설명한 것처럼 반 시계 방향으로 회전하는 유동에 의하여 등온선도 반 시계 방향으로 회전한다. 이러한 등온선의 회전에 의하여 Fig. 3 및 4 에서 보는 것처럼  $k=50$  인 경우 고온 벽에서의 온도 구배가  $k=0.1$  인 경우에 비하여 작아진다. 그러므로 Table 2 에서 보는 것처럼  $k=50$  인 경우 하부 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수는  $k=0.1$  인 경우에 비하여 작은 값을 가지게 된다.  $Ra$  수가  $10^5$  및  $10^6$  으로 증가하는 경우, 앞에서 설명한 것처럼 밀폐계 내부에서 대류 열전달이 증가하고 이로 인하여  $k=0.1$  및  $k=50$  일 때 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장은 두 경우 아주 유사한 패턴을 보인다. 그러므로  $Ra$  수가  $10^5$  및  $10^6$  일 때 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수는  $k=0.1$  및  $k=50$  두 경우 모두 유사한 값을 가진다.

$Ra$  수가  $10^3 \sim 10^6$  에서 변할 때, 밀폐계 내부에  $k=50$  인 전도체 및 중립의 온도 경계 조건을 가지는 물체가 존재하는 두 경우 밀폐계 내부에 형성되는 온도장의 분포가 유사하므로 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수는 Table 2 에 보여준 것처럼 두 경우 유사한 값을 가진다.

Fig. 5 는  $k=1$  일 때  $Ra$  수의 변화에 따라 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장의 변화를 보여주고 있다.  $k=1$  인 전도체가 존재하는 현재의 계산

결과와의 비교를 위하여 밀폐계 내부에 물체가 존재하지 않는 순수 R-B 자연대류 (pure Rayleigh-Bernard natural convection) 결과를 Fig. 5 의 우측에 나타내었다.  $k=1$  은 전도체 주위의 유체와 전도체의 열전도도가 같다는 것을 의미한다.  $Ra=10^3$  일 때 밀폐계 내부의 열전달은 전도에 의하여 일어난다. Fig. 5(a)에 보여준 것처럼 등온선이 수평 방향으로 평행하고 수직 방향으로 일정 구배를 가지므로, Table 2 에 보여준 것처럼 하부 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수는 순수 R-B 자연대류 및  $k=1$  인 전도체가 존재하는 경우 모두 1 의 값을 가진다. 그러므로  $Ra=10^3$  일 때  $k=1$  인 경우 하부 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수의 값은  $k=0.1$  인 경우보다 크고  $k=50$  인 경우보다 작다.  $k=1$  인 조건에서  $Ra$  수가  $10^4$  으로 증가하면  $k=0.1$  및  $k=50$  인 경우와 유사하게 전도체 주위를 반 시계 방향으로 회전하는 유동이 형성되고, 이로 인하여 등온선도 반 시계 방향으로 회전한다.  $Ra=10^4$  인 조건에서  $k$  가 증가하면 전도체 내부의 열저항은 감소하고, 이로 인하여 전도체 내부 및 고온 벽에서의 온도 구배 그리고 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수의 값이 감소한다.  $k=1$  인 조건에서  $Ra$  수가  $10^5$  및  $10^6$  으로 증가하는 경우 밀폐계 내부에 형성되는 유동 및 온도장은  $k=0.1$  및  $k=50$  인 경우와 전체적으로 유사한 분포를 보인다. 즉  $Ra$  수가  $10^3$  및  $10^4$  인 경우 밀폐계 내부에 유동장이 존재하지 않거나 그 크기가 상대적으로 아주 작기 때문에, 밀폐계 내부에 형성되는 온도장은 밀폐계 내부에 존재하는 물체의 온도 경계 조건 [단열, 등온 ( $\theta=0.5$ ), 전도 등]이 많은 영향을 받는다. 그러므로  $Ra=10^3$  및  $10^4$  인 경우 하부 고온 및 상부 저온 벽에서의 열전달을 및 평균  $Nu$  수는 밀폐계 내부에 존재하는 물체의 온도 경계 조건의 영향을 많이 받는다. 그러나  $Ra$  수가  $10^5$  및  $10^6$  으로 증가하면 밀폐계 내부에서 일어나는 대류 열전달은 유동장의 크기가 증가함에 따라 밀폐계 내부에 존재하는 물체의 온도 경계 조건에 거의 무관하고  $Ra$  수의 함수로써 변한다. 그러므로  $Ra=10^5$  및  $10^6$  인 경우 Fig. 3~5 및 Table 2 에 보여준 것처럼 밀폐계 내부에 형성되는 온도장 및 하부 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수는  $k$  의 변화에 거의 무관한 분포를 보여주며,  $Ra$  수의 함수로써 변한다.

$Ra$  수가  $10^3 \sim 10^6$  사이에서 변할 때,  $k=1$  인 전도체가 존재하는 경우의 열유동장의 분포는 전도체 주위를 제외하고는 순수 R-B 자연대류의 경우와 아주 유사하다. 그러므로  $k=1$  인

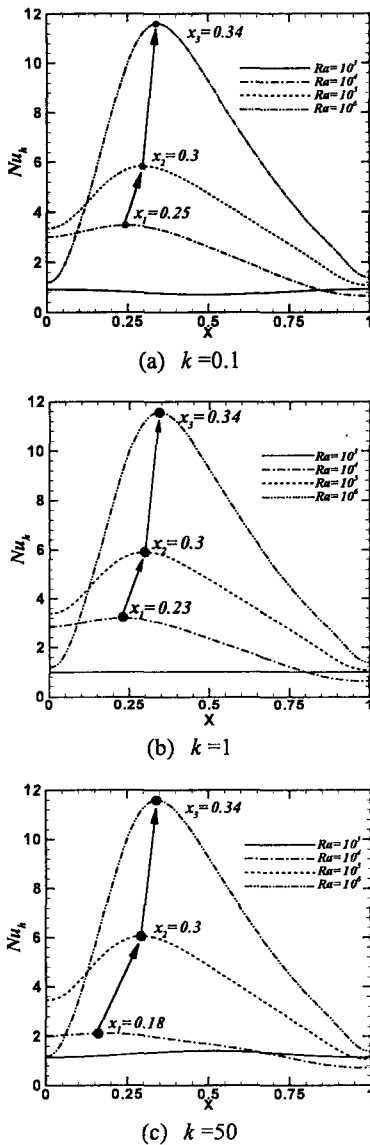


Fig. 6 Distribution of the local Nusselt number along the hot wall for different Rayleigh numbers: (a)  $k=0.1$ , (b)  $k=1$ , (c)  $k=50$

전도체가 존재하는 경우의 고온 벽에서의 평균  $Nu$  수는 순수 R-B 자연대류의 경우의 평균  $Nu$  수와 유사한 값을 가진다.

Fig. 6은  $Ra$  수의 변화에 따른 고온 벽에서의 국소  $Nu$  수의 변화를 보여주고 있다.  $Ra$  수가 증가함에 따라서 Fig. 3 ~ Fig. 5에 보여준 것처럼 온도장은 반 시계 방향으로 계속하여 회전을 하고, 이에 따라 고온 벽에서 온도 구배가 최대가 되는 즉, 국소  $Nu$  수가 최대가 되는 위치는  $Ra$

수가  $10^4$ ,  $10^5$  그리고  $10^6$ 으로 증가함에 따라, 각각  $x_1$ ,  $x_2$  그리고  $x_3$ 의 지점으로 이동한다. 즉 좌측 벽 ( $x=0$ )에서 중앙 ( $x=0.5$ ) 부분으로 움직이게 된다.  $Ra=10^4$ 일 때 열전도도비  $k$ 가 0.1, 1, 50으로 증가함에 따라서 국소  $Nu$  수가 최대가 되는 위치  $x_1$ 는 0.25, 0.23, 0.18의 값을 가지면서 변한다. 그러나  $Ra$  수가  $10^6$ 으로 증가하는 경우 국소  $Nu$  수가 최대가 되는 위치는 열전도도비의 변화에 무관하게  $x_3=0.34$ 로서 변하지 않는다. 즉  $Ra=10^6$ 인 경우 밀폐계 내부의 온도장은 열전도도비에 거의 무관함을 보여주고 있다. Fig. 6 및 Table 2에 보여준 것처럼 국소 및 평균  $Nu$  수는  $Ra$  수가 증가함에 따라서 증가한다.

### 5. 결론

본 연구에서는 사각 전도체가 존재하는 수평 밀폐계 내부의 자연대류 현상에 대한 수치해석을 수행하였다. 밀폐계 내부에 존재하는 사각 전도체를 고려하기 위하여 다 영역 기법을 사용하였다. 보다 정확한 수치 계산 결과를 얻기 위하여 스펙트럴 기법을 사용하여 계산을 수행하였다.

$k=0.1$ 인 전도체가 밀폐계 내부에 존재하는 경우 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장은 밀폐계 내부에 단열 경계 조건을 가지는 물체가 존재하는 경우와 유사하다.  $k=50$ 인 경우는 중립의 온도 경계 조건을 가지는 물체가 존재하는 경우와 유사한 열유동장 분포를 나타낸다.  $k=1$ 인 경우의 열유동장은 전도체 주위를 제외하고는 순수 R-B 자연대류의 경우와 전체적으로 유사하다.

$Ra$  수가  $10^4$ 보다 작은 경우, 열전도도비의 영향이 자연대류에 의한 영향보다 크기 때문에 열전도도비의 변화에 따라 하부 고온 벽면에서의 평균  $Nu$  수의 값이 많이 변한다. 그러나  $Ra$  수가  $10^5$ 보다 큰 경우, 자연 대류의 영향이 밀폐계 내부의 열유동장을 지배하기 때문에 평균  $Nu$  수는 열전도도비의 변화 및 밀폐계 내부에 존재하는 물체의 경계 조건에 거의 무관한 값을 가진다.

### 후기

본 연구는 한국과학재단 지역대학우수과학자 지원 사업에 의해 수행되었다.

## 참고문헌

- (1) Drazin, P.G. and Reid, W.H., 1981, *Hydrodynamic Stability*, Cambridge University Press.
- (2) Libbs, F.B., 1976, "Numerical Simulation of Three-dimensional Bénard Convection in Air," *J. Fluid Mech.* Vol. 75, pp. 113~148.
- (3) Balachandar, S., Maxey, M.R. and Sirovich, L., 1988, "Numerical Simulation of High Rayleigh Number Convection," *J. Sci. Comput.*, Vol. 4, pp. 219~236.
- (4) Ha, M.Y., Yoon, H.S., Yoon, K.S., Balachandar, S., Kim, I., Lee, J.R. and Chun, H.H., 2002, "Two-dimensional and Unsteady Natural Convection in a Horizontal Enclosure with a Square Body," *Numerical Heat Transfer*, Vol. 41, pp. 183~210.
- (5) Ha, M.Y., Kim, I.K., Yoon, H.S. and Lee, S., 2002, "Unsteady Fluid Flow and Temperature Fields in a Horizontal Enclosure with an Adiabatic Body," *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 9, pp. 3189~3202.
- (6) Lee, J.R., Ha, M.Y., Balachandar, S., Yoon, H.S. and Lee, S.S., 2004, "Natural Convection in a Horizontal Layer of Fluid with a Periodic Array of Square Cylinders in the Interior," *Physics of Fluids*, Vol. 16, pp. 1273~1286.
- (7) House, J. M., Beckermann, C. and Smith, T. F., 1990, "Effect of a Centered Conducting Body on Natural Convection Heat Transfer in an Enclosure," *Numerical Heat Transfer A*, Vol. 18, pp. 213~225.
- (8) Street, C.L. and Macaraeg, M.G., 1989, "Spectral Multi-Domain for Large-Scale Fluid Dynamic Simulations," *Applied Numerical Mathematics*, Vol. 6, pp. 123~139.
- (9) Parker, S.J., 2002, "Stability and Vortex Shedding of Bluff Body Arrays," PhD Thesis, University of Illinois, Urbana, IL.
- (10) Brown, W., 1973, "Heat-Flux Transitions at Low Rayleigh Number," *J. Fluid Mech.*, Vol. 14, pp. 539~559.
- (11) Clever, R.M. and Busse, F.H., 1974, "Transition to Time-Dependent Convection," *J. Fluid Mech.*, Vol. 65, pp. 625~645.
- (12) De Vahl Devis, G., 1983, "Natural Convection of Air in a Square Cavity: A Benchmark Numerical Solution," *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, Vol. 3, pp. 249~264.
- (13) Le Quere, P., 1991, "Accurate Solution to the Square Thermally Driven Cavity at High Rayleigh Number," *Computers and Fluids*, Vol. 20, pp. 29~41.