

발열 전도체를 가지는 밀폐계 내부의 자연대류 현상에 대한 수치적 연구

이재룡* · 하만영†

Numerical Study of Thermal Convection in Horizontal Enclosure with Heat Generating Conducting Body

Jae Ryong Lee and Man Yeong Ha

Key Words : Natural Convection(자연대류), conjugate heat transfer(복합열전달), Heat generation(발열), Thermal conductivity(열전도도)

Abstract

The physical model considered here is a horizontal layer of fluid heated below and cold above with heat-generating conducting body placed at the center of the layer. The dimensionless thermal conductivities of body considered in the present study are 0.01, 1 and 150. The dimensionless temperature difference ratios considered are 0.25, 2.5 and 25. Two-dimensional solution for unsteady natural convection is obtained using an accurate and efficient Chebyshev spectral methodology for variety of Rayleigh number from 10^3 to 10^6 . Multi-domain technique is used to handle square-shaped heat-generating conducting body. The results for the case of conducting body with heat generation are also compared to those without heat generation.

1. 서론

수직으로 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 (Rayleigh) 수가 1708 일 때 불안정해지고, 정상 상태의 순환 cell 이 밀폐계 내부에 형성된다.⁽¹⁾ Ra 수가 증가함에 따라 유동은 다양한 불안정성을 유발하고, $Ra = 10^7$ 에서 완전 난류 영역으로 천이된다.⁽²⁾⁻⁽³⁾

최근에 수직 및 수평 밀폐계 내부에 장애물이 존재하는 경우에 대한 수치 해석이 진행되어 왔다. Ha *et al.*⁽⁴⁾ 등은 다양한 온도 경계 조건을 가지는 사각 물체가 수평 밀폐계 내부에 존재하는 경우에

대한 수치해석을 수행하였다. 그들은 밀폐계 내부에 존재하는 물체의 온도 경계 조건의 변화가 밀폐계 내부에 형성되는 자연대류 열유동에 미치는 영향을 조사하였다. Oh *et al.*⁽⁵⁾ 과 Ha *et al.*⁽⁶⁾ 은 발열 전도체가 존재하는 수직 밀폐계 내부의 2 차원 유동 및 온도장에 대한 수치해를 구하였다. Ha *et al.*⁽⁷⁾ 은 수직 밀폐계 내부에 장애물이 존재하는 3 차원 정상 상태 열유동장에 대한 수치해를 구하였다.

본 연구에서는 수평 밀폐계 내부에 발열 전도체가 존재하는 경우에 자연대류에 의하여 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장의 변화를 조사하는 수치 계산을 수행하였다. 유체와 전도체의 열전도도비와 발열량을 변화가 밀폐계 내부의 열유동장에 미치는 영향을 조사하였다.

2. 지배방정식

Fig. 1 은 본 연구에서 사용한 발열 전도체가 존재하는 밀폐계의 형상을 보여주고 있다. 밀폐계는 정사각형이고, 한 변의 길이는 L 이다. 밀폐계 내부에 정사각형의 발열 전도체가 존재하며, 전도체의 한 변의 길이는

† 책임저자, 회원, 부산대학교 기계공학부

E-mail : myha@pusan.ac.kr

TEL : (051)510-2440 FAX : (051)512-9835

* 부산대학교 대학원 기계공학과

$W(=L/3)$ 이다. 아래 평판은 고온 (T_h) 그리고 윗 평판은 저온 (T_c)의 일정 온도를 유지한다. 본 연구에서의 형상은 z 방향으로 변수들의 값이 변하지 않는 2 차원 문제로 가정하였다. 유체의 물성치는 일정하다고 가정하였다. 단, 부력 항을 나타내는 유체의 밀도는 Boussinesq 가정을 사용하여 정의하였다.

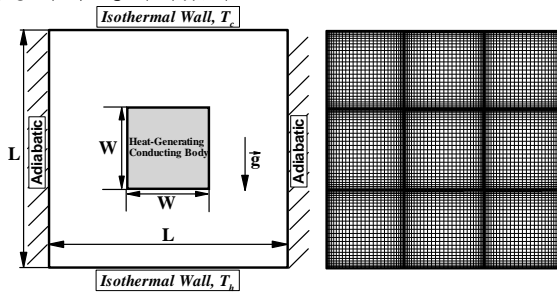


Figure 1 Schematics and Grid of system

본 연구에서는 Fig. 1 에 보여준 발열 전도체가 존재하는 수평 밀폐계 내부에서 일어나는 열유동 현상을 해석하고자 한다. 이를 위하여 아래의 무차원 연속, 운동량 보존 및 에너지 보존 방정식들이 지배방정식으로 본 계산에서 사용되었다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + Pr \nabla^2 \mathbf{u} + Ra Pr \theta_f \mathbf{k}_2 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta_f = \nabla^2 \theta_f \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial t} = \alpha \cdot \nabla^2 \theta_s + \frac{\Delta T}{(\rho C_p) A} \quad (4)$$

무차원 변수들의 정의는 다음과 같다.

$$t = \frac{t^* \alpha_f}{L^2}, \quad \mathbf{x} = \frac{\mathbf{x}^*}{L}, \quad \mathbf{u} = \frac{\mathbf{u}^* L}{\alpha_f},$$

$$p = \frac{p^* L^2}{\rho^* \alpha_f^2}, \quad \theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c},$$

$$(\rho C_p) = \frac{(\rho^* C_p^*)_s}{(\rho^* C_p^*)_f}, \quad A = \frac{W^2}{L^2}, \quad \alpha = \frac{\alpha_s^*}{\alpha_f^*} \quad (5)$$

위 식에서, ρ^* , C_p^* , T 및 α^* 는 각각 차원이 존재하는 밀도, 비열, 온도 및 열확산계수를 나타낸다. (5) 식에서 상첨자 *는 차원이 있는 변수를 나타낸다. \mathbf{u} , p , t 그리고 θ 는 각각 무차원화된 속도, 압력, 시간 및 온도를 나타낸다. 식 (5)에서 하첨자 s 및 f 는 각각 발열 전도체 및 밀폐계 내부의 유체를 나타낸다. 위의 지배방정식 (1)~(4)에서 사용한 중요한 무차원 변수는 Pr (Prandtl) 수, Ra (Rayleigh) 수 및

무차원 온도차 ΔT 이며, 이들에 대한 정의는 다음과 같다.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Ra = \frac{g \beta L^3 (T_h - T_c)}{\nu \alpha}, \quad \Delta T = \frac{q W^2 / k_f}{T_h - T_c} \quad (6)$$

여기서 ν , g , β , q 및 k_f 는 각각 동 점성 계수, 중력, 열팽창 계수, 발열전도체에서의 발열량 및 유체의 열전도도를 나타낸다. 본 계산에서는 Pr 및 A 를 0.7 및 0.11로 고정하였다. 여기서 $Pr = 0.7$ 은 공기에 해당한다.

위의 지배 방정식 (1)~(4)에 대한 수치해는 다영역 스펙트럴 방법 (multi-domain spectral method)을 사용하여 구하였다.⁽⁸⁾ 밀폐계는 내부에 전도체가 존재하기 때문에 밀폐계 내부는 Fig. 1 에 보여준 것처럼 9 개의 부 영역(sub-domain)으로 나누어져 있다. 본 연구에서는 각 부 영역마다 x 및 y -방향으로 31x31 개의 격자를 사용하여 계산을 수행하였다. 각각의 부 영역에서는 체비셰프 전개 (Chebyshev expansion)을 사용하였으며, 이로 인하여 격자점은 비균일 Gauss-Lobatto 점들로 이루어진다.

시간에 대한 적분을 위하여 2 단계 시간 분할 방법 (two-step time-splitting method)을 사용하였다. 첫 번째 시간 적분 단계에서 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, 압력 포아송 (Poisson) 방정식에 대한 해를 음해법을 사용하여 구하였다. 최종의 압력-수정 단계에서 divergence-free 조건을 만족하는 속도를 구한다. 온도장에 대한 해는 속도장과 유사한 방법을 사용하여 구한다.⁽⁹⁾

벽면에서의 국소, 공간 평균 그리고 공간 및 시간 평균 Nu (Nusselt) 수 (Nu , \overline{Nu} 그리고 $\langle \overline{Nu} \rangle$)들은 아래 식 (7)과 같이 정의되어 진다.

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

$$\langle \overline{Nu} \rangle = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} \overline{Nu} \, dt \quad (7)$$

여기서, n 은 벽면에 수직인 방향이고 L 은 계산 영역의 가로면 전체 길이를 나타내며, t_p 는 시간 평균을 구하기 위하여 사용한 적분 시간을 나타낸다.

유체와 전도체가 접촉하고 있는 접촉면에서는 온도 및 열유속이 연속이라는 조건을 사용하였으며, 다음과 같이 정의 되어진다.

$$\theta_s = \theta, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{n}} = k \frac{\partial \theta_s}{\partial \mathbf{n}} \quad (8)$$

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

3. 결과 및 해석

$k = 0.01$

Fig. 2 는 $k=0.01$ 일 때 ΔT 및 Ra 수의 변화에 따른 하부 고온 벽에서의 공간 평균 Nu 수 (\overline{Nu}_h) 의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. $\Delta T=0.25$ 인 경우 내부 전도체에서 계속하여 열이 발생하고 있지만, 전도체에서 발생한 열이 주위 유체로 원활하게 전달되지 못하기 때문에 밀폐계 내부 유체의 온도는 상부 저온 ($\theta=0$) 과 하부 고온 ($\theta=1$) 사이에 존재하는 값을 가지면서 밀폐계 내부에 분포한다. 그러나 전도체 내부의 온도는 최대 $\theta_{max} \approx 17$ 에서부터 주위 유체의 온도까지 넓게 분포하고 있다.

$Ra=10^3$ 일 때 밀폐계 내부의 열전달은 전도가 지배적이다. $\Delta T=0$ 일 때 밀폐계 상부 및 하부 벽에서 거의 같은 크기의 온도 구배를 가진다. ΔT 가 0.25 로 증가하면, 발열 전도체에서 상대적으로 적은 양의 열이 발생한다. 이 열로 인하여 하부 벽에서의 온도 구배는 상부 벽에서의 온도 구배보다 작은 값을 가진다. $Ra=10^3$ 인 조건에서 $\Delta T=0$ 및 0.25 일 때 밀폐계 내부에 형성되는 온도 분포는 아래 (9)식에 보여준 좌우 대칭 조건을 만족한다.⁽⁹⁾

$$\text{Symmetry about } x = \frac{L}{2}: \{u', v', \theta, x', y'\} \leftarrow \{-u, v, \theta, L-x, y\} \quad (9a)$$

$$\text{Symmetry about } y = \frac{L}{2}: \{u', v', \theta, x', y'\} \leftarrow \{u, -v, \theta, x, L-y\} \quad (9b)$$

Ra 수가 10^4 이상으로 증가하면 발열 전도체 주위로 반 시계 방향으로 회전하는 유동이 형성된다. 온도장도 회전하는 유동에 따라 반 시계 방향으로 회전하고 있다. $\Delta T=0.25$ 인 경우의 온도장 및 유동장 분포는 전도체에서의 발열량이 그렇게 크지 않기 때문에 $\Delta T=0$ 인 경우와 전체적으로 유사하다. 큰 차이는 전도체 내부에서의 온도가 $\Delta T=0$ 인 경우 무차원 온도가 0.3~0.7 사이에서 변하나, $\Delta T=0.25$ 인 경우 무차원 온도가 $\theta_{max} \approx 17$ 로부터 0.3 사이에서 변한다.

$\Delta T=0$ 및 0.25 인 조건에서 Ra 수가 10^5 및 10^6 으로 계속하여 증가하면, 유동의 가속으로 인하여 상·하부 벽면에서 형성되는 온도 경계층의 두께는 얇아지고 온도 구배는 증가한다. 회전하는 유동 속도의 증가로 인하여 우측 상부와 좌측 하부에 시계 방향으로 회전하는 2 차 와류 (secondary vortex)가 형성된다. $Ra=10^6$ 인 조건에서 $\Delta T=0$ 인 경우에 우측 상부 및 좌측 하부에

존재하는 2 차 와류는 거의 같은 크기를 가진다. 그러나 $\Delta T=0.25$ 인 경우에 우측 상부에 존재하는

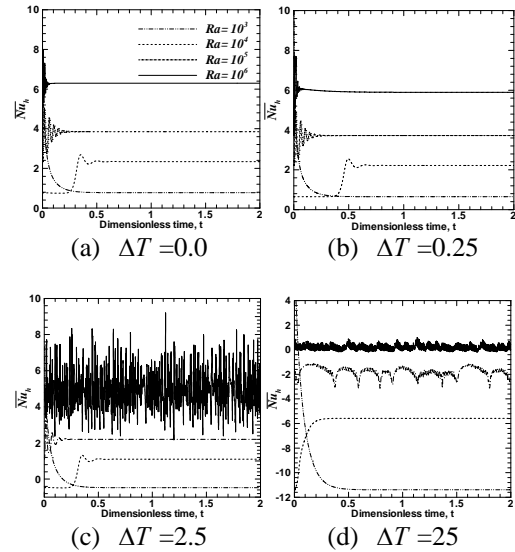


Figure 2. Surface-averaged Nusselt number for $k=0.01$

2 차 와류는 좌측 하부에 존재하는 2 차 와류보다 그 크기가 커진다. 이것은 발열 전도체에서 발생하는 열로 인하여 상승하는 유동이 반 시계 방향으로 회전하는 유동과 우측에서는 서로 중첩되어 유동이 가속되어지나, 좌측에서는 서로 상쇄되어 감속되어지기 때문이다.

$\Delta T=2.5$ 인 조건에서 $Ra=10^3$ 일 때 밀폐계 내부의 열전달은 $\Delta T=0$ 및 0.25 일 때와 마찬가지로 전도가 지배적이다. $Ra=10^3$ 일 때 밀폐계 내부에 형성되는 온도 분포는 $\Delta T=0$ 및 0.25 인 경우와 마찬가지로 위의 (9)식에 보여준 좌우 대칭 조건을 만족하고 있다. $\Delta T=2.5$ 인 조건에서 Ra 수가 10^4 으로 증가하면, 반 시계 방향으로 회전하는 주 유동이 발생하고 우측 상부에 작은 크기의 2 차 와가 형성된다. 이러한 유동에 따라 등온선도 반 시계 방향으로 회전을 한다. 그러므로 Fig. 2(c)에서 보는 것처럼 고온 하부 벽 근처의 온도 구배 및 \overline{Nu}_h 는 $Ra=10^3$ 인 경우와 달리 양의 값을 가진다. $Ra=10^4$ 일 때 $\theta=1$ 보다 큰 온도를 가지는 유체 영역은 우측에 존재한다. $Ra=10^4$ 일 때 유체의 최대 온도는 $\theta=1$ 보다 큰 값을 가지나, Ra 수의 증가에 따른 대류 열전달 효과의 증가로 인하여 $Ra=10^3$ 인 경우에 비하여 작은 값을 가진다. Ra 수가 10^4 에서 10^5 으로 증가하면, 반 시계 방향으로 회전하는 유동의 세기가 증가한다. 이로 인하여 $\Delta T=2.5$ 일 때 밀폐계 우측 상부에 존재하는 시계 방향의 2 차 와는 $\Delta T=0$ 및 0.25 일 때에 비하여 보다 큰 크기를 가진다. $\Delta T=2.5$ 이고 Ra 수가 $10^3 \sim 10^5$ 에서 변할 때 발열 전도체가 존재하는

밀폐계 내부에 형성되는 열유동장은 시간이 경과함에 따라 초기의 과도 상태를 지난 후 정상

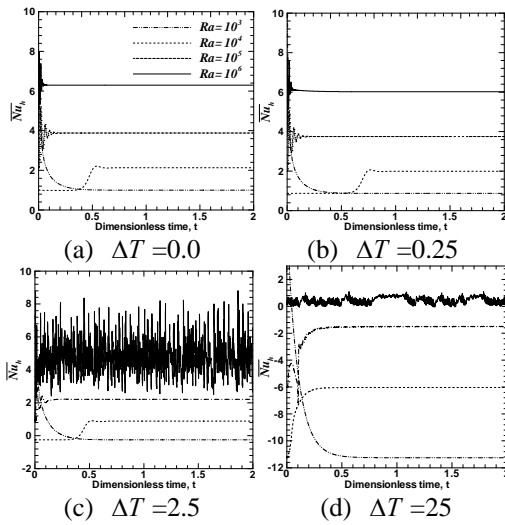


Figure 3. Surface-averaged Nusselt number for $k=1$

상태에 도달한다. 그러나 Ra 수가 10^6 으로 증가하면 밀폐계 내부의 열유동장은 시간에 따라 변한다. Fig. 2(c)에서 보여준 것처럼 Nu_h 는 큰 진폭을 가지면서 비 정규적 형태 (chaotic pattern)를 보이면서 시간의 함수로 변한다. $Ra=10^6$ 일 때 밀폐계 내부에서 형성되는 유동의 시간에 따른 변화를 상세하게 관찰하면 주 와 (main vortex)와 함께 하부 벽 근처에서 형성된 2 차 와의 위치 및 크기가 시간에 따라 계속하여 변한다.

ΔT 가 10 배 더 증가하여 $\Delta T=25$ 인 경우에 밀폐계 내부에 형성되는 열유동장은 상하부 온도차 보다는 발열전도체의 발열에 의한 영향을 더 많이 받는다. 그러므로 밀폐계 내부 유체의 온도는 하부 벽 온도 ($\theta=1$) 보다 큰 값을 가진다. $\Delta T=25$ 일 때 발열 전도체의 온도는 $\Delta T=2.5$ 인 경우에 비하여 10 배 이상 증가 한다.

$\Delta T=25$ 인 조건에서 Ra 수가 10^4 으로 증가하면, $\Delta T=0, 0.25$ 및 2.5 인 경우와 유사하게 밀폐계 내부에 순환하는 유동이 형성되며 이에 의한 대류 열전달이 일어난다. $\Delta T=0, 0.25$ 및 2.5 인 경우에 밀폐계 내부에서 일어나는 대류 열전달은 상부와 하부의 온도차에 의하여 주로 지배되어지기 때문에, 발열 전도체 주위를 반 시계 방향으로 회전하는 1 개의 주 와가 존재한다. 그러나 ΔT 가 25 로 증가하면, 밀폐계 내부에서 일어나는 대류 열전달이 발열 전도체로부터의 발열에 의하여 주로 지배되어지기 때문에, 1 쌍의 시계 및 반 시계 방향으로 회전하는 와가 밀폐계 내부에 형성된다. $\Delta T=25$ 이고 $Ra=10^3$ 및 10^4 일 때 Fig. 2 (d)에서 보는 것처럼 밀폐계 내부에서 형성되는 열유동장의 시간에 따른 변화는 초기 과도 상태를 지나 정상 상태에 도달한다. $\Delta T=25$ 인 경우 밀폐계 내부

유체의 온도가 하부의 고온 벽 온도 ($\theta=1$) 보다 크기 때문에 $\Delta T=0.25$ 및 2.5 인 경우와 달리 열이 유체로부터 고온 벽으로 전달된다.

$\Delta T=25$ 인 조건에서 Ra 수가 10^5 보다 커지면, Fig. 2(d)의 Nu_h 의 시간에 따른 변화에서 보는 것처럼 밀폐계 내부에서 형성되는 열유동장은 시간에 따라 변하고 정상상태가 존재하지 않는다. 그러므로 $Ra=10^5$ 및 10^6 일 때 Fig. 3(d)에 보여준 등온선 및 유선은 시간 평균한 분포를 보여주고 있다. $Ra \geq 10^5$ 에서 Ra 수가 증가하면 유동 속도가 증가한다. 이로 인하여 열 플룸은 상부로 더 상승한다. 이로 인하여 하부의 온도 구배는 감소하고 상부의 온도 구배는 증가한다.

$$k=1$$

Fig. 3 는 $k=1$ 일 때 ΔT 및 Ra 수의 변화에 따른 Nu_h 의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. k 가 0.01 에서 1 로 100 배 증가하면서 관찰할 수 있는 차이는 우선 발열 전도체에서의 최대 온도가 k 가 100 배 증가하면서 급격하게 떨어진다는 것이다. 이것은 k 가 증가하면서, 발열 전도체에서의 열저항이 감소하기 때문이다.

$Ra=10^3$ 일 때 열전달은 주로 전도에 의하여 일어난다. $\Delta T=0$ 일 때 등온선은 수평 방향으로 평행한 분포를 보이고, 일정한 온도 구배를 가진다. ΔT 가 0.25 로 증가하면, 발열 전도체에서의 발열에 의하여 같은 수평선 상에서 발열 전도체 내부의 온도가 주위 유체의 온도보다 약간 높은 값을 가진다.

Ra 수가 10^4 으로 증가하면 $k=0.01$ 인 경우와 유사하게 발열 전도체 주위로 반 시계 방향으로 회전하는 유동이 형성된다. 온도장도 회전하는 유동에 따라 반 시계 방향으로 회전하고 있다. $\Delta T=0$ 및 0.25 일 때 $k=1$ 인 경우 상하 및 좌우 벽에서의 등온선의 분포는 $k=0.01$ 인 경우와 전체적으로 유사하다. 그러나 $Ra=10^4$ 인 경우 대류에 의한 열저항이 여전히 크기 때문에, $k=1$ 인 경우 발열 전도체 주위의 등온선은 $k=0.01$ 인 경우와 많은 차이를 보인다. $k=1$ 및 $\Delta T=0$ 및 0.25 의 조건에서 Ra 수가 10^5 및 10^6 으로 증가하면 $k=0.01$ 인 경우와 유사하게 유동의 가속으로 인하여 상·하부 벽면에서 형성되는 온도 경계층의 두께는 얇아지고 상하 및 좌우 벽에서의 온도 구배는 증가한다. 우측 상부와 좌측 하부에 시계 방향으로 회전하는 2 차 와류가 형성되고, 이 2 차 와류의 크기는 Ra 수가 증가함에 따라서 증가한다.

ΔT 가 0.25 에서 2.5 로 10 배 증가하면 발열 전도체에서의 발열에 의한 효과가 증가한다. 그러나 상부와 하부 벽면 온도 차에 의한 대류 영향이 여전히 밀폐계 내부 유동 및 온도장 분포에

보다 큰 영향을 미친다. ΔT 가 10 배 더 증가하여 25 가 되면, 밀폐계 내부의 열유동장은 전체적으로

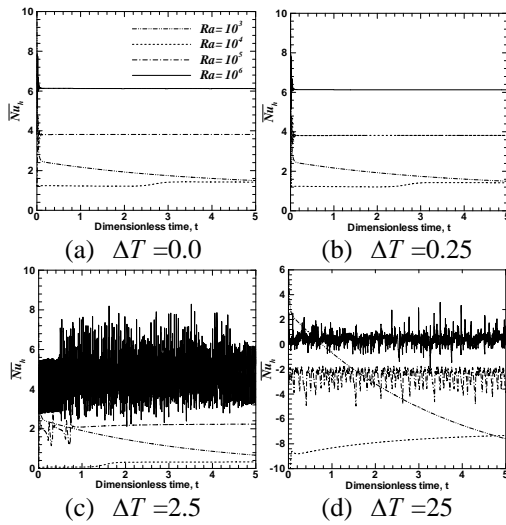


Figure 4. Surface-averaged Nusselt number for $k=150$

발열 전도체로부터의 발열에 의하여 지배된다. $\Delta T=25$ 일 때 $k=1$ 인 경우 Ra 수의 변화에 따른 유선 및 등온선 변화의 경향은 $k=0.01$ 인 경우와 전체적으로 유사하다. 그러나 두 경우 $Ra=10^5$ 일 때 차이가 존재한다. $k=0.01$ 이고 $Ra=10^5$ 인 경우 밀폐계 내부의 열유동장은 Fig. 2(d)에서 보는 것처럼 시간의 함수로써 진동하면서 변한다.

$k=150$

Fig. 4 은 $k=150$ 일 때 ΔT 및 Ra 수의 변화에 따른 하부 고온 벽에서 \overline{Nu}_h 의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. $k=150$ 인 조건에서 $Ra=10^3$ 및 $Ra=10^4$ 인 경우 \overline{Nu}_h 는 모두 정상 상태에 도달한다. 그러나 Fig. 4 에서 Fig. 2 및 Fig. 3 과의 비교를 위하여 무차원 시간 $t=0 \sim 5$ 까지의 \overline{Nu}_h 의 변화를 나타내었다.

$\Delta T=0$ 일 때 발열 전도체 내부의 최대 온도는 0.5 이고, $\Delta T=0.25$ 일 때 발열 전도체 내부의 최대 온도는 0.5 보다 약간 큰 값을 가진다. $Ra=10^3$ 일 때 열전달은 전도에 의하여 지배되므로, $\Delta T=0$ 및 0.25 의 조건에서 $k=150$ 일 때 온도장 분포는 $k=0.01$ 및 $k=1$ 일 때의 온도장 분포와 차이를 보인다. 발열전도체 상부에서는 $\theta=0.0 \sim 0.5$ 그리고 하부에서는 $\theta=0.5 \sim 1.0$ 사이의 분포를 보이며, 이들의 구배는 거의 같은 크기를 가진다. 이때 밀폐계 내부에 형성되는 온도는 좌우 대칭의 분포를 보인다.

$\Delta T=2.5$ 인 조건에서 $k=150$ 인 경우에 Ra 수의 변화에 따른 \overline{Nu}_h , 유선 및 등온선의 변화 경향은 $k=0.01$ 및 $k=1$ 인 경우와 전체적으로

유사하다. k 의 변화에 따른 차이는 Ra 수가 작을 때 \overline{Nu}_h 가 정상 상태에 도달하는데 무차원 시간으로 보다 많은 시간이 걸린다는 것이다. $Ra=10^6$ 인 조건에서 $k=150$ 인 경우에 \overline{Nu}_h 는 $k=0.01$ 및 $k=1$ 인 경우와 유사하게 큰 진폭을 가지고 진동한다.

$\Delta T=25$ 인 조건에서 $k=150$ 인 경우에 Ra 수의 변화에 따른 \overline{Nu}_h , 유선 및 등온선의 변화 경향은 $k=0.01$ 및 $k=1$ 인 경우와 전체적으로 유사하다. 이 세 경우에 관찰되는 큰 차이는 $k=150$ 인 조건에서 $Ra=10^4$ 및 $Ra=10^5$ 일 때 발열 전도체 상부에서 쌍으로 된 2 차 와가 형성된다는 것이다. $Ra=10^5$ 일 때 $k=150$ 및 $k=0.01$ 인 경우 \overline{Nu}_h 는 시간에 따라 변하며 진동을 하나, $k=1$ 인 경우 정상 상태에 도달한다.

시간 및 공간 평균 \overline{Nu}_h 수

Fig. 5 은 k 및 ΔT 가 변할 때, 하부 고온 벽에서의 시간 및 공간 평균 Nu 수, 즉 $\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 를 Ra 수의 함수로 나타낸 것이다. Table 1 은 Fig. 5 을 표로 정리한 결과를 보여주고 있다. $\Delta T=0$ 및 0.25 인 경우 $\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 는 모두 양의 값을 가지면서 Ra 수가 증가함에 따라서 증가한다. $\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 가 양의 값을 가지는 것은 열이 고온 벽으로부터 유체로 전달된다는 것을 나타낸다. ΔT 가 2.5 로 증가하면 발열에 의한 효과가 영향을 미치지기 때문에, $\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 는 $\Delta T=0$ 및 0.25 인 경우에 비하여 전체적으로 그 크기가 조금 감소한다. 그러나 $\Delta T=2.5$ 인 경우 Ra 수의 변화에 따른 $\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 의 변화 패턴은 $\Delta T=0$ 및 0.25 인 경우와 전체적으로 유사하다. 이것은 $\Delta T=2.5$ 인 경우 밀폐계 내부의 열유동은 발열 전도체로부터의 발열에 의하여 영향을 받지만 여전히 고온 벽과 저온 벽 사이의 온도 차가 더 지배적인 것을 나타낸다. ΔT 가 25 로 10 배 더 증가하면 $\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 는 대부분 음의 값을 가진다. 즉 열이 유체로부터 고온 벽으로 전달된다. $\Delta T=25$ 인 경우 Ra 수의 변화에 따른 $\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 의 변화 패턴은 $\Delta T=0$, 0.25 및 2.5 인 경우와 다르다. 이것은 $\Delta T=25$ 인 경우 밀폐계 내부에서 일어나는 열유동은 발열 전도체에서의 발열에 의하여 지배된다는 것을 나타낸다.

$\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 는 ΔT 의 변화와 마찬가지로 k 가 변함에 따라 변한다. 전도가 지배적인 $Ra=10^3$ 인 조건에서 $\Delta T=0$, 0.25 및 2.5 일 때, k 가 증가하면 전도체로부터 유체로 전달되는 열량이 증가하고

이로 인하여 k 가 증가함에 따라서 $\langle \overline{Nu}_h \rangle$ 는

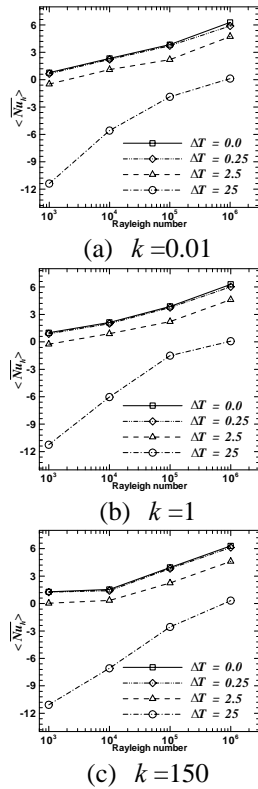


Figure 5. Time- and surface-averaged Nusselt number

증가한다. Ra 수가 10^4 으로 증가하면 앞에서 설명한 것처럼 등온선은 반 시계 방향으로 회전하는 유동과 함께 반 시계 방향으로 회전한다. 이로 인하여 k 의 증가함에 따라서 하부 고온 벽에서의 온도 기울기는 감소하고, 상부 저온 벽에서는 증가한다.

결론

본 연구에서는 발열 전도체가 존재하는 밀폐계 내부의 자연대류 현상을 규명하기 위한 연구를 수행하였다. 밀폐계 내부에 존재하는 사각 실린더를 고려하기 위하여 다 영역 기법을 사용하였다. 보다 정확한 수치 계산 결과를 얻기 위하여 스펙트럴 기법을 사용하여 계산을 수행하였다.

ΔT 가 증가함에 따라 발열 전도체의 발열량이 증가하며, 밀폐계 내부에 형성되는 열유동에 이들이 미치는 영향도 증가한다. $\Delta T \leq 2.5$ 인 경우 밀폐계 내부에 형성되는 열유동은 주로 상부와 하부의 온도차에 의하여 지배된다. 그러나 $\Delta T = 25$ 인 경우 발열에 의한 영향이 밀폐계 내부의 열유동에 지배적인 영향을 미친다.

전도가 지배적인 $Ra = 10^3$ 인 경우 밀폐계 내부의 열유동은 전도체 내부의 온도 분포에

영향을 받는다. $Ra = 10^3$ 인 경우 k 가 변함에 따라 전도체 내부의 온도가 변하기 때문에 밀폐계 내부의 열유동도 변한다. 그러나 Ra 수가 증가함에 따라서 전도체 내부의 온도 변화가 밀폐계 내부의 열유동에 미치는 영향은 점점 감소한다. 그러므로 $Ra = 10^6$ 일 때 동일한 ΔT 의 조건에서 k 가 변하면, 밀폐계 내부에 형성되는 유동 및 온도장은 k 의 변화에 거의 무관하게 유사한 분포를 보인다.

후기

본 연구는 한국과학재단 지역대학우수과학자 지원 사업에 의해 수행되었다.

참고문헌

- (1) P.G. Drazin and W.H. Reid, 1981, *Hydrodynamic Stability*, Cambridge University Press
- (2) F. B. Lipps, 1976, "Numerical Simulation of Three-Dimensional Bénard Convection in Air," *J. Fluid Mech.* 75, 113
- (3) S. Balachandar, M.R. Maxey and L. Sirovich, 1988, "Numerical simulation of high Rayleigh number convection," *J. Sci. Comput.* 4, 219
- (4) M.Y. Ha, H.S. Yoon, K.S. Yoon, S. Balachandar, I. Kim, J.R. Lee and H.H. Chun, 2002, "Two-Dimensional and Unsteady Natural Convection in a Horizontal Enclosure with a Square Body", *Numerical Heat Transfer*, Vol 41, pp. 183-210
- (5) J.Y. Oh, M.Y. Ha and K.C. Kim, 1997, "Numerical Study of Heat Transfer and Flow of Natural Convection in an Enclosure with a Heat-Generating Conducting Body", *Numerical Heat Transfer Part A*, Vol.31, pp.289-303
- (6) M.Y. Ha, M.J. Jung and Y.S. Kim, 1999, "Numerical Study on Transient Heat Transfer and Fluid Flow of Natural Convection in an Enclosure with a Heat-Generating Conducting Body", *Numerical Heat Transfer Part A*, Vol 35, pp.415-433
- (7) M.Y. Ha and M.J. Jung, 2000, "A Numerical Study on three-dimensional conjugate heat transfer of natural convection and conduction in a differentially heated cubic enclosure with a heat-generating cubic conducting body", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.43, pp.4229-4248
- (8) C.L. Streett and M.G. Macaraeg, 1989, "Spectral multi-domain for large-scale fluid dynamic simulations", *Applied Numerical Mathematics*, Vol. 6, pp.3189
- (9) J.R. Lee, M.Y. Ha, S. Balachandar, H.S. Yoon and S.S. Lee, 2004, "Natural Convection in a Horizontal Layer of Fluid with a Periodic Array of Square Cylinders in the Interior", *Physics of Fluids*, Vol.16, No.4, pp.1097-1117