

제어판이 부착된 수평격판에 의해 분리되는 밀폐공간내의 난류 자연대류 열전달 특성

김 점 수*

Turbulent natural convective heat transfer characteristics in a square enclosure with control plates attached at the horizontal partition

J. S. Kim

(Received July 2, 1999; revision received October 2, 1999)

ABSTRACT

Turbulent natural convective flow and heat transfer in a square enclosure with horizontal partition are investigated numerically. The enclosure is composed of a lower hot and a upper cold horizontal walls and adiabatic vertical walls. Partitions carried with the upward, downward, and both control plates are attached perpendicularly to the one of the vertical insulated walls, respectively. The low Reynolds number $k-\epsilon$ model is adopted to calculate the turbulent thermal convection. The governing equations are solved by using the finite element method with Galerkin method. The computations have been carried out by varying the length of partition, the position of control plates, and the Rayleigh number based on the temperature difference between two horizontal walls and the enclosure height for water($Pr=4.95$). When the control plates are attached at the edge of partition, the stability of oscillating flow grows worse with the increase of Rayleigh number and the partition length. The heat transfer rate has been reduced than that of no control plate due to the restraint of control plates with the increase of Rayleigh number.

Key words: Oscillatory Flow(진동유동), Turbulent natural convection(난류 자연대류), Low Reynolds number $k-\epsilon$ model(저 레이놀즈 수 $k-\epsilon$ 모델), Control plates(제어판), Horizontal partition(수평격판), Square enclosure(정사각형 밀폐공간)

기 호 설 명

b : 격판 및 제어판의 두께 [m]
 c : 제어판의 길이 [m]

$C_{\mu}, C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}$: 난류모델의 실험상수
 E : 무차원 난류에너지 소산율, $\epsilon/(v^3/H^4)$
 f_{μ}, f_1, f_2 : 난류모델의 벽감쇄함수
 g : 중력가속도 [m/s^2]
 G_B : 부력에 의한 생성항
 h : 열전달계수 [W/m^2K]

* 정회원, 경동정보대학 건축설비과
(E-mail address: jumsoo@kyungdong-c.ac.kr)

- H : 밀폐공간의 높이(특성길이) [m]
- k : 열전도계수 [W/mK]
- K : 무차원 난류운동에너지, $k/(\nu/H)^2$
- L : 격판의 길이 [m]
- Nu : 국소 Nusselt 수, hx/k
- \overline{Nu} : 평균 Nusselt 수
- \overline{Nu}_r : 진동주기동안의 평균 Nusselt 수
- p : 압력 [Pa]
- P : 무차원 압력, $(p+\rho gy)/(\rho \nu^2/H^2)$
- P_k : 난류 에너지 생성항
- Pr : Prandtl 수, ν/α
- Ra : Rayleigh 수, $g\beta(T_h-T_c)H^3/\alpha\nu$
- Re_n, Re_t : 난류 Reynolds 수
- t : 시간 [sec]
- T : 온도 [K]
- u : 수평방향의 속도 [m/s]
- U : 무차원 수평방향의 속도, uH/ν
- v : 수직방향의 속도 [m/s]
- V : 무차원 수직방향의 속도, vH/ν
- W : 밀폐공간의 폭 [m]
- x, y : 직교좌표
- X, Y : 무차원 직교좌표, $x/H, y/H$

그리스 문자

- α : 열확산계수
- β : 열팽창계수
- θ : 무차원 온도, $(T-T_c)/(T_h-T_c)$
- μ_t : 무차원 난류 점성계수, $f_w C_u K^2/E$
- ρ : 유체의 밀도
- ν : 유체의 동점성계수
- $\sigma_k, \sigma_t, \sigma_E$: 난류 운동에너지, 온도 및 난류 에너지 소산율에 대한 Prandtl수
- τ : 무차원 시간, $t\nu/H^2$

하첨자

- c : 냉각면

- h : 가열면
- t : 난류

1. 서론

격판을 가진 밀폐공간내의 자연대류 문제는 공학적인 중요성 때문에 지금까지 많은 관심을 받아 왔는데, 이러한 격판을 가진 밀폐공간내에서 일어나는 자연대류 유동 및 열전달 현상은 건축공간내의 에너지 이동현상, 전자장치의 냉각문제, 축열조 및 태양열 집열기, 화재안전기, 핵반응기의 안전해석, 2중공간내의 단열효과 향상등 공학의 각 분야에서 일어나는 복잡한 물리적 현상을 이해하기 위하여 광범위한 연구대상이 되어 왔다. 따라서 지금까지 하나 혹은 두개의 단순한 형상의 격판을 가진 밀폐공간에 대하여 실험적 및 수치적으로 연구가 수행되어 왔는데, Emery⁽¹⁾가 원자로의 냉각장치를 모델로 사각 밀폐공간의 중앙에 하나의 수직격판이 있는 경우에 대하여 실험적으로 연구한 이후, Nansteel과 Greif⁽²⁻⁴⁾는 공간내의 상부벽에 하나의 수직격판이 있는 경우에 대하여 흐름의 가시화실험을 통한 다각적인 연구를 수행하였고, Lin과 Bejan⁽⁵⁾은 격판에 의해서 부분적으로 분리된 4각 밀폐공간내의 자연대류 열전달에 대하여 이론해석과 실험을 동시에 수행하였다. Zimmerman과 Acharya⁽⁶⁾는 상하벽과 격판이 열전도율을 가지는 4각 밀폐공간에 대한 연구를 수치해석으로 수행하여 기존의 실험적 연구결과와 비교하였다. 또 Acharya와 Jetli⁽⁷⁾는 바닥으로부터 수직방향으로 돌출된 격판을 가지는 밀폐공간내의 자연대류에서 격판의 위치 및 높이의 영향을 검토한 바 있다. Kelker와 Patankar⁽⁸⁾는 공간의 중앙 및 상하벽에 수직격판이 존재하는 두가지의 다른 형태로 주어진 모델에 대한 연구를 수치적으로 수행하여 밀폐공간내 유동과 열전달 현상에 격판의 열전도율과 격판사이의 틈새폭이 미치는 영향을 검토하였다. 밀폐공간내에 수직격판이 부착된 경우와 달리 양쪽 수직벽이 단열이고 바닥이 가열, 천정이 냉각되는 밀폐공간내의 수직벽에 부착된 수평격판에 의해서 나타나는 자연대류에 대해서 가시화실험을 통하여 연구를 수행한 것이 있으며,⁽⁹⁾ 같은 모델을 가지고 해석적으로 연구하여 결과를 서로 비교한 것이 있다.⁽¹⁰⁾ 또 양쪽 단열벽의 중간에 두

개의 수평격판이 대칭으로 부착되어 있을 때 격판이 공간내의 유동과 열전달에 미치는 영향을 수치적으로 고찰된 바 있다.⁽¹¹⁾ 한편 Seki 등⁽¹²⁾과 Kimura 등⁽¹³⁾은 고온의 한쪽 수직벽에 경사 혹은 L자형과 같이 다소 복잡한 형상의 격판이 부착되는 경우에 대한 연구를 실험적으로 수행하여 수평으로 격판이 단순히 부착된 경우와 비교한 바 있는데, 부착되는 격판의 형상이 복잡해질수록 공간내에서 일어나는 열전달은 낮아지는 것을 알 수 있었다. 실제로 고려되는 공간들은 내부에 설치된 각종 장치들에 의하여 구조가 단순한 격판을 지닌 형상보다는 많이 복잡하므로 이러한 모형의 해석이 문제에 대하여 더 실질적인 검토라고 하겠다.

본 연구는 밀폐공간내 상하면의 온도차에 의해서 초래되는 자연대류 유동이 수평격판의 하부 혹은 상부공간에서 흐름의 정체나 와류현상을 일으킬 때 이 현상을 촉진하도록 격판의 끝단에 제어판을 부착시켜서 상하 등온면과의 열교환으로 생기는 유체내부의 에너지 축적 또는 감소에 따른 하강력 혹은 부양력이 열전달에 어떠한 영향을 미치는가를 알아 보고자 한다. 그래서 한쪽 수직벽에 주어지는 수평격판의 끝단부에 상부(upward), 하부(downward) 그리고 상하부(both)로 제어판(control plate)을 각각 부착시키고 공간내에서 발생하는 난류 자연대류 유동과 이에 따른 열전달 현상에 끝단부의 제어판이 미치는 영향을 조사하였으며, 또한 제어판이 존재하지 않는 단순 수평격판이 부착된 밀폐공간에 대한 결과와 비교하여 보았다. 따라서 본 연구에서는 단열된 한쪽 수직벽의 중간높이에 주어진 수평격판의 끝단부에 일정한 길이의 제어판이 부착되어 있는 밀폐공간내에서 발생하는 난류 유동장 문제를 해석하기 위하여 Davidson⁽¹⁴⁾이 제안한 저 레이놀즈 수 $k-\epsilon$ 모델을 적용하였다. 수치계산은 2차원 유한요소법(finite element method)을 이용하여 연구하였는데,⁽¹⁵⁾ 내부유체는 Prandtl 수가 4.95인 물로 가정하였고, 공간내 유동과 열전달 현상에 수평격판의 길이와 Rayleigh 수의 변화 및 제어판의 형상이 미치는 영향을 검토하였다.

2. 수치해석

Fig. 1은 본 연구에서 채택한 수평격판의 끝단

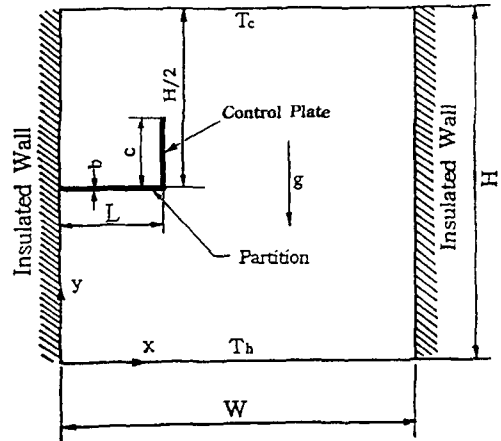


Fig. 1 Schematic diagram of a square enclosure.

부에 부착되는 제어판의 형상중에서 상부로 제어판이 부착된 경우에 대한 해석모델을 나타내고 있다. 이외에도 격판의 끝단부에서 하부 및 상부로 제어판이 부착되는 밀폐공간내의 유체는 비압축성, 뉴우튼 유체이고, 고체와 유체의 물성치는 일정하며, 흐름은 2차원 난류유동으로 가정하였으며, 온도에 대한 밀도의 변화는 Boussinesq 근사를 적용하여 계산하였다. 이상의 가정을 도입하여 2차원 직교좌표계에서의 난류 자연대류 유동과 열전달 특성을 연구하기 위한 무차원화된 비정상상태의 연속, 운동량과 에너지 방정식은 다음과 같이 주어진다.

무차원 연속방정식 :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

무차원 운동량방정식 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = & - \frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X} \left[(1 \right. \\ & \left. + \mu_t) \left(\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[(1 + \mu_t) \right. \\ & \left. \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial K}{\partial X} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial X} \left[(1 + \mu_t) \left(\frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[(1 + \mu_t) \left(\frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial K}{\partial Y} + \frac{Ra}{Pr} \theta \end{aligned} \quad (3)$$

무차원 에너지방정식 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\frac{1}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\frac{1}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

밀폐공간내의 온도차에 따른 부력에 의하여 유동이 초래되는 난류 자연대류에 대한 문제의 경우는 난류 Reynolds 수가 작기 때문에 벽함수에 의해서는 난류유동장의 효과적인 예측이 힘들어서 벽면근처까지 유동을 효과적으로 예측할 수 있는 벽감쇄함수를 이용하였다. 본 연구에서는 저 레이놀즈 k-ε모델 중에서 Davidson⁽¹⁴⁾이 제시한 모델을 채택하여 해석하였다.

무차원 난류 운동에너지(K)와 난류 운동에너지 소산율(E)에 대한 전달방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial \tau} + U \frac{\partial K}{\partial X} + V \frac{\partial K}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Y} \right] + P_k + G_B - E \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{\partial E}{\partial X} + V \frac{\partial E}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Y} \right] + \frac{E}{K} [f_1 C_{1\epsilon} P_k + C_{1\epsilon} G_B - f_2 C_{2\epsilon} E] \end{aligned} \quad (6)$$

식(5)와 (6)에서 난류에너지 생성항(P_k)과 부력에 의한 생성항(G_B)은 다음과 같이 정의된다.

$$P_k = \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 \right] \quad (7)$$

$$G_B = -\frac{Ra}{Pr} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad (8)$$

또 주어진 난류 점성계수 μ_t 는 다음과 같다.

$$\mu_t = f_\mu C_\mu \frac{K^2}{E} \quad (9)$$

여기서 사용된 각종 실험상수값은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} C_\mu = 0.09, C_{1\epsilon} = 1.44, C_{2\epsilon} = 1.92, \\ \sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, \sigma_t = 0.9 \end{aligned} \quad (10)$$

그리고 난류모델의 벽감쇄함수는 다음과 같이 주어졌다.

$$f_\mu = \exp \left[-\frac{3.4}{(1 + Re_t \sqrt{50})^2} \right] \quad (11)$$

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0.14}{f_\mu} \right)^3 \quad (12)$$

$$f_2 = [1 - 0.27 \exp(-Re_t^2)] [1 - \exp(-Re_n)] \quad (13)$$

식(11)~(13)에 포함된 난류 Reynolds 수는

$$Re_t = \frac{K^2}{\mu E}, \quad Re_n = \frac{n\sqrt{K}}{\mu} \quad (14)$$

이다. 여기서 n 은 벽면으로부터 가장 가까운 격자점의 수직거리이다.

위의 지배방정식을 풀기 위하여 무차원화된 초기조건과 경계조건은 다음과 같다.

초기조건 : $\tau = 0$ 일 때 벽을 포함한 내부공간에서

$$U = V = 0, \quad \theta = 0 \quad (15)$$

경계조건 : $\tau > 0$ 에서

양측벽, $X = 0$ 과 $X = W/H$ 에서

$$U = V = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (16)$$

밑면, $Y=0$ 에서 $U=V=0, \theta=1$ (17)

윗면, $Y=1$ 에서 $U=V=0, \theta=0$ (18)

단열된 수평격판과 제어판의 표면에서

$$U=V=0, \frac{\partial \theta}{\partial X} = \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad (19)$$

각 식에 대하여 Galerkin법을 이용한 유한요소식을 얻기 위하여 가중함수 $\delta U, \delta V, \delta \theta$ 그리고 δP 를 도입하고, 이것을 각 식에 곱하여 요소내에서 적분을 행하여 적분식을 얻었다. 계산동안에 지배방정식이 K요소로 이산화되었는데 속도와 온도항은 사변형의 8개 절점수를 가진 요소로, 압력항은 사변형 4개의 절점수를 가진 요소로 나타내었다. 또한 Gauss-Green 공식에 의해서 부분적분되었다. 밀폐공간내 계산영역은 사각형요소를 사용하여 2차 다항식의 형상함수 $M_a[a=1\sim 8]$, 1차 다항식의 형상함수 $N_a[a=1\sim 4]$ 로 표시하였다. 이것을 사용하여 각 변수들을 유한요소를 위한 적분식에 대입하고 정리하여 비정상문제 해석을 위한 시간적분식을 구하였다.

3. 계산방법

제어판을 가진 수평격판이 부착된 밀폐공간내의 난류 열대류 현상에 대한 속도장과 온도장의 해석을 위하여 본 연구에서는 사용된 격자수의 변화에 의해서 나타난 수치해석을 위한 계산시간과 평균 Nusselt 수의 변화를 고려하여 해석영역을 적당한 격자수인 33×33 로 분할하였으며, 유동과 온도의 변화가 심한 격판 및 제어판과 벽면 근처의 공간에서는 조밀하게 배열시켰다. 시간증분에 따른 반복계산으로 얻어지는 비정상상태의 해는 시간증분에 의한 계산과정에서 얻어지는 유동함수와 온도에 대해서 반복적인 형태로 나타나는 계산값의 최대오차가 10^{-3} 이하인 경우를 수렴한 것으로 하였으나, 공간내부에서 유동의 진동현상이 초래되는 경우에는 반복적인 형태로 나타나는 계산값의 최대오차가 10^{-2} 이하인 경우를 수렴한 것으로 판정하였다. 또한 수치계산으로 얻어진 온도값을 사용하여 다음 식과 같이 정의되는 고온면과 저온면의 국소 Nusselt 수와 평균 Nusselt 수를 계산하였다.

$$Nu_h = -\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} \quad (20)$$

$$Nu_c = -\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=1} \quad (21)$$

$$\overline{Nu} = \frac{1}{2} \left[\frac{H}{W} \left(\int_0^W Nu_h dX + \int_0^W Nu_c dX \right) \right] \quad (22)$$

공간내 자연대류 유동이 진동현상을 일으킬 때는 유동의 진동주기동안에 얻어지는 평균 Nusselt 수를 다음과 같이 정의하여 얻었다.

$$\overline{Nu}_r = \frac{1}{(\tau_2 - \tau_1)} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \overline{Nu} d\tau \quad (23)$$

식(23)에서 사용된 τ_1 과 τ_2 는 계산에 고려되는 시작과 끝의 무차원 시간을 나타낸다.

4. 결과 및 고찰

단열된 한쪽 수직벽의 중간높이에 주어지는 수평격판의 끝단부에 상부, 하부 그리고 상하부로 제어판이 각각 부착될 때 밀폐공간내에서 발생하는 난류 자연대류 문제를 수치적인 방법으로 연구하였는데, 해석에 사용된 밀폐공간은 중형비 (W/H)가 1인 정사각형 단면이고 격판과 제어판의 두께는 공간의 높이에 대한 비(b/H)인 0.01로 제어판의 길이(c/H)는 0.2로 일정하게 유지시켰다. 따라서 본 연구에서는 수평격판의 길이와 Rayleigh 수의 변화 및 제어판의 형상이 공간내 유동과 열전달 현상에 미치는 영향을 2차원 유한요소법을 이용하여 수치적으로 조사하였다.

해석을 위하여 사용된 지배방정식은 평균 Nusselt 수와 난류유동장의 분포를 시간경과에 따라 나타내기 위하여 무차원 시간을 고려한 비정상상태의 지배방정식을 사용하였는데, 유동의 진동현상이 일어나지 않는 임계 Rayleigh 수보다 낮은 영역에서는 시간경과와 더불어 계산값이 수렴오차의 범위내에서 반복적으로 나타날 때 정상상태의 조건으로 하였고 유동의 진동현상이 초래되는 경우에는 앞에서 정의된 바와 같은 수렴조건을 만족하면서 진동유동이 반복성을 나타낼 때 정상상태의 조건으로 하고 이 때 얻어진 값을 해석의 정상해(steady-state solution)로 하여 결

과를 나타내었다. 따라서 진동현상이 초래되는 영역에서는 상당한 시간이 경과한 후에도 계산을 위한 시간의 진행과 함께 유동함수 및 온도분포가 수렴조건을 만족하면서 반복적으로 나타날 때 정상상태에 도달된 것으로 채택하였다. 밀폐공간내에 수평으로 부착되는 격판에 의해서 공간내의 자연대류 유동이 진동현상을 일으키는 원인은 실험적 및 수치적으로 이미 규명된 것이 있다.⁽⁹⁻¹⁰⁾

한편 본 연구에서는 밀폐공간내의 난류 자연대류 해석에 대한 타당성을 검증해 보기 위하여 Chung등⁽⁹⁾에 의해서 실험된 격판이 부착된 사각형 밀폐공간내에서의 난류 자연대류유동의 진동을 모델로 하여 해석하고 유동의 가시화에 대한 실험결과와 계산결과를 비교하였다.

Fig. 2와 Fig. 3은 $Ra=10^6$, $L/W=0.3$ 일 때 격판의 끝단부에 설치된 제어판 형상의 종류와 함께 정상상태에서 시간경과에 따른 반복계산으로 얻어지는 난류유동과 등온선분포를 각각 나타낸 것

으로 주기성을 가지고 반복적으로 일어나는 진동 유동의 천이과정 중에서 대표적인 경우의 유선과 여기에 대응하는 등온선을 보여준 것이다. Fig. 2에 나타낸 유동분포에서 격판의 끝단부에 제어판이 부착되지 않는 단순한 수평격판의 경우에는 격판의 선단을 따라 상승 혹은 하강유동이 비교적 완벽하게 대칭성을 유지하고 있으나, 격판의 끝단부에 제어판이 상부 및 하부로 부착되는 경우에는 격판과 제어판에 의해서 격판의 상부 혹은 하부에 만들어지는 공간에서 유동의 정체가 강하게 일어나서 상하 등온벽과의 열교환으로 발생하는 에너지의 축적 혹은 감소에 의한 하강력과 상승력이 더욱 증가하여 그 공간으로부터 생성되는 재순환유동이 주순환유동을 상하로 강하게 밀어서 진동유동의 대칭성이 나빠졌다. 한편 제어판이 격판의 상하부공간으로 함께 부착된 경우에는 격판하부에 생성된 고온의 상승유동이 격판상부에서 발생되어 내려오는 저온유동의 하강

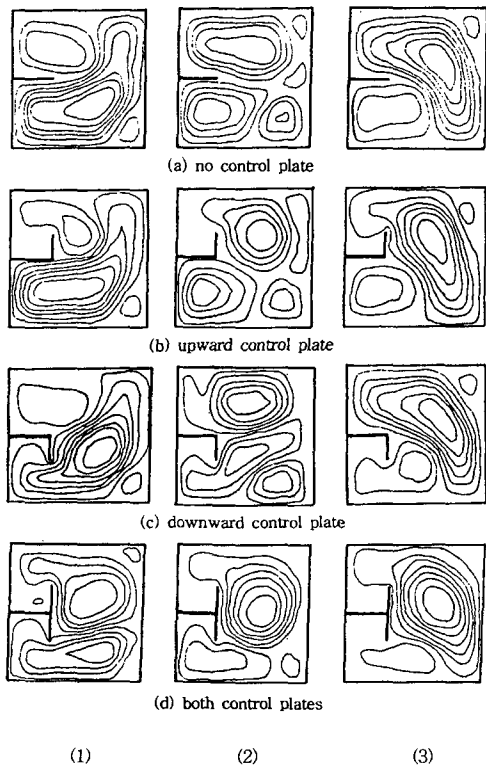


Fig. 2 Streamlines of various control plates in a square enclosure, $Ra=10^6$, $L/W=0.3$.

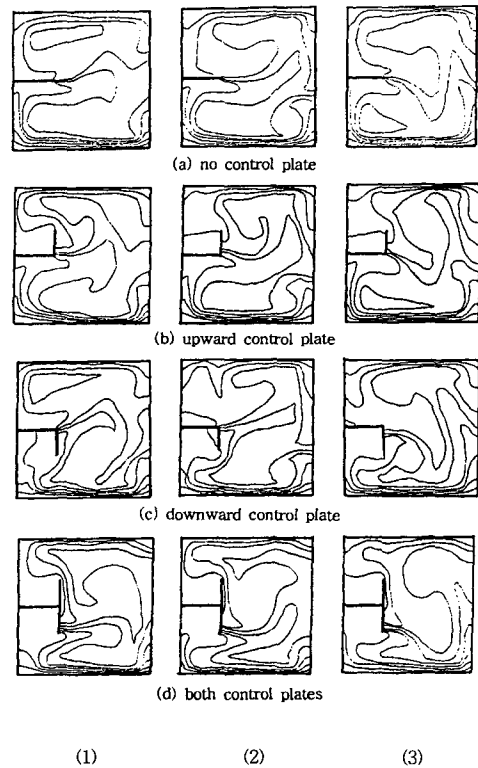


Fig. 3 Isotherms of various control plates in a square enclosure, $Ra=10^6$, $L/W=0.3$.

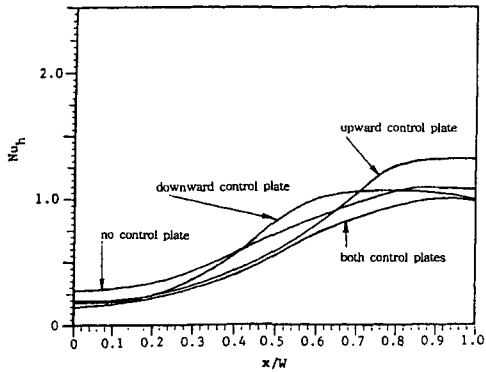


Fig. 4 Effects of control plates on local Nusselt number over the bottom hot wall, $Ra=10^4$, $L/W=0.3$.

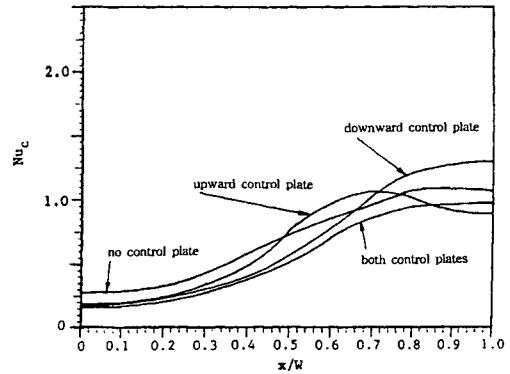


Fig. 5 Effects of control plates on local Nusselt number over the upper cold wall, $Ra=10^4$, $L/W=0.3$.

력과 유동상승에 대하여 억제작용을 하는 하부로 부착된 제어판의 영향으로 공간의 천정부까지 흐름이 올라가지 못하게 되어 유동의 진동현상은 대칭성을 거의 나타내지 못했다.

한편 Fig. 3에 주어진 난류유동에 상응하는 등온선분포에서는 유동의 진동현상에 의해서 격판의 선단에서 등온선이 공간의 상하로 방향을 바꾸게 되는 것을 볼 수 있고, 또한 제어판이 부착된 경우에는 제어판이 유동의 방해효과로 작용하여 공간내 등온선분포가 더 복잡하게 나타났다.

Fig. 4와 Fig. 5에는 $L/W=0.3$ 일 때 공간내의 자연대류가 진동현상을 초래하지 않는 임계값보다 낮은 Rayleigh 수인 $Ra=10^4$ 에서 격판의 끝단부에 부착되는 제어판의 형상에 따른 공간의 상하부 벽면에서의 국소 Nusselt 수의 변화를 도시하고 있다. Fig. 4는 하부 고온면에서의 국소 Nusselt 수를 보여주고 있는데, 얻어진 국소 Nusselt 수, Nu_h 의 극대점은 모두 유동이 활발하게 일어나는 수평격판과 제어판이 없는 넓은 공간에서 나타났다. 제어판이 상부로 부착된 경우에는 격판과 제어판에 의해서 만들어진 공간에서 발생되어 하부면부근까지 하강하는 저온의 유동이 고온벽과 열전달에 의해서 급격히 상승하게 되는 우측벽 부근에서 가장 높은 열전달율이 나타나는데 이것은 저온의 주순환유동이 바닥의 고온벽과 격판이 없는 공간에서 만나게 되어 활발한 에너지의 교환작용을 행하기 때문에 일어나는 현상으로 사료된다. 아울러 제어판이 하부로 부

착된 경우에는 우측벽을 따라 하강하는 주순환유동이 하부 고온벽과 만나게 되어 상승하게 되는 지점, 즉 $x/W=0.74$ 부근에서 가장 높은 열전달율을 초래하게 되지만 제어판이 상하부에 함께 부착되는 경우에는 유동이 격판을 중심으로 상하대칭의 형태로 주어져서 고온유체와 저온유체의 열교환이 공간의 중간높이에서 일어나기 때문에 전반적으로 가장 낮은 열전달율을 보였다.

한편 상부 저온면에서 얻어진 국소 Nusselt 수, Nu_c 는 Fig. 5에서 볼 수 있는 바와 같이 하부 고온면에서 얻어진 국소 Nusselt 수를 도시한 Fig. 4와는 반대의 형태가 나타나고 있다. 이러한 제어판이 하부로 부착된 경우는 격판선단을 따라 상승하던 고온유체가 만나게 되는 저온벽과의 열교환으로 다시 하강유동으로 바뀌는 우측벽에서 가장 높은 열전달율이 나타나게 된다. 또 제어판이 상부로 부착된 경우는 우측벽을 따라 상승하던 고온의 흐름이 저온벽과 만나는 위치인 $x/H=0.7$ 부근에서 열전달율의 극대점이 나타나는 것을 볼 수 있다. 그림에 주어진 제어판이 부착되지 않는 단순 수평격판의 경우와 상하부에 제어판이 함께 부착된 경우는 앞에서 언급된 바와 같이 공간내에서 유동의 대칭성에 의해서 국소 Nusselt 수가 고온벽과 저온벽에 동일하게 주어지며 다른 경우와 마찬가지로 흐름의 방해받지 않는 격판과 제어판이 존재하지 않는 우측의 넓은 공간에서 극대값이 나타났다.

Fig. 6은 수평격판의 끝단부에 제어판이 상하

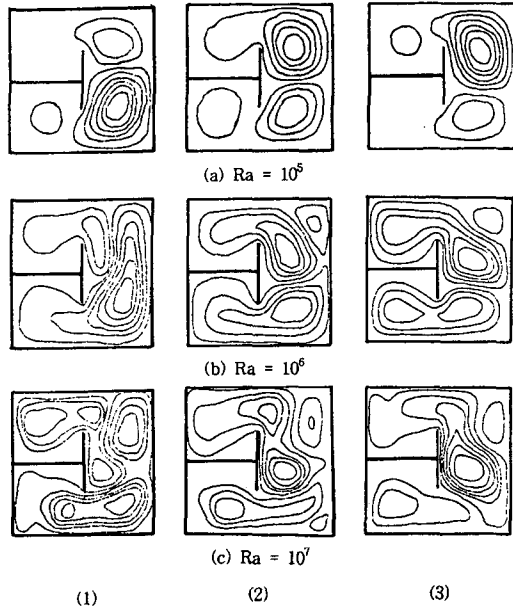


Fig. 6 Streamlines of oscillating flow for both control plates in a square enclosure, $L/W=0.5$.

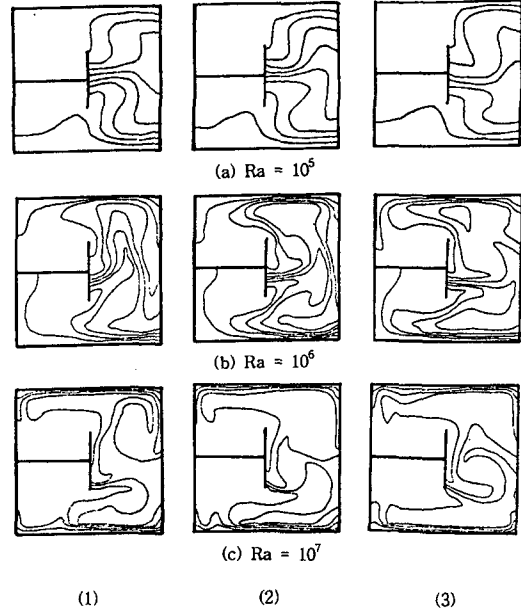


Fig. 7 Isotherms of oscillating flow for both control plates in a square enclosure, $L/W=0.5$.

부로 함께 부착되어 있고 격판의 길이가 공간의 반인 $L/W=0.5$ 일 때 Rayleigh 수의 변화에 따른 밀폐공간내 유동분포의 변화를 보여주고 있는 그림이다. Rayleigh 수가 낮은 경우는 정상상태에서 주순환유동과 재순환유동이 공간 상하부에서 약하게 일정한 형태로 반복성을 보이게 되나, 진동현상을 일으키는 유동은 Rayleigh 수가 커질수록 공간 상하부에 걸쳐 넓게 분포되어 나타났다. 또한 유동의 정체가 커져서 진동유동은 더욱 복잡해지고 진동주기도 빨라졌다. 아울러 격판과 제어판에 의해서 격판 상하부 공간에서 만들어지는 재순환유동은 제어판이 없는 경우에 비해 흐름정체에 의한 열교환이 활발하여 유동의 강도가 증가해서 주순환유동을 강하게 미는 것을 볼 수 있다.

Fig. 7은 진동유동에 상응하는 등온선분포를 나타내고 있는데, Rayleigh 수의 증가와 함께 등온선도 복잡하게 나타나고 제어판을 따라 벽면 근처에서 조밀해졌다.

Fig. 8은 격판길이 $L/W=0.3$ 일 때 제어판 형상의 종류에 따라 Rayleigh 수를 변화시켜 진동주동간에 고온과 저온의 상하면에 대해서 계산한

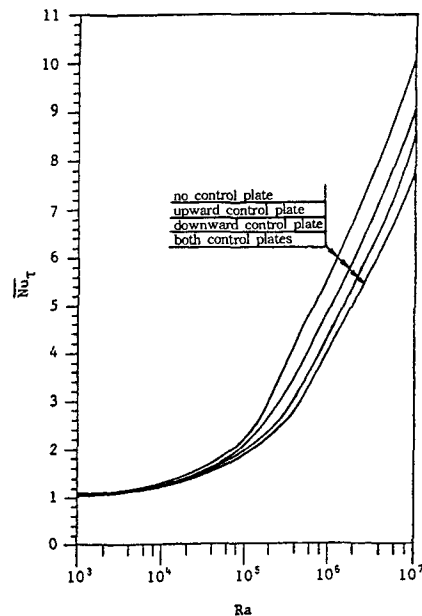


Fig. 8 Periodic average Nusselt number as a function of Rayleigh number for various control plates, $L/W=0.3$.

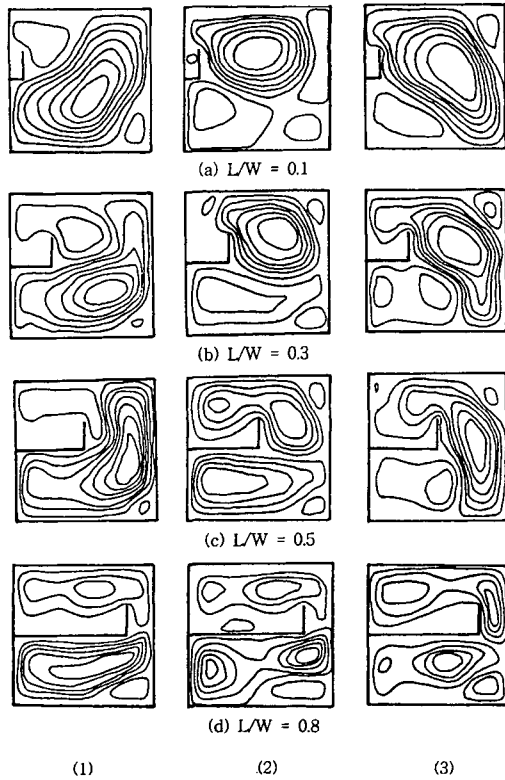


Fig. 9 Streamlines of oscillating flow for various partition lengths with upward control plate, $Ra=10^7$.

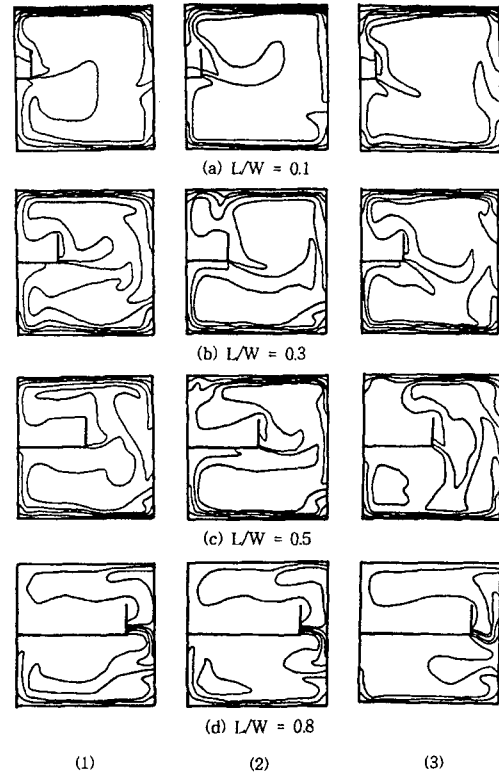


Fig. 10 Isotherms of oscillating flow for various partition lengths with upward control plate, $Ra=10^7$.

열전달값을 평균하여 얻어진 평균 Nusselt 수의 변화를 나타낸 그림이다. Rayleigh 수가 낮은 범위에서는 Rayleigh 수의 증가와 함께 열전달이 완만하게 상승하는 것을 볼 수 있지만, 10^5 이상으로 Rayleigh 수가 커지면 평균 Nusselt 수는 급격하게 상승하게 된다. 이것은 Rayleigh 수가 일정한 범위(임계 Rayleigh 수) 이상으로 증가하게 되면 밀폐공간내의 유동은 진동현상을 일으켜서 상하벽면에서의 열전달을 향상시키는 작용을 하기 때문에 나타나는 것으로,⁽¹⁰⁾ 격판의 끝단부에 일정한 길이의 제어판이 부착되어 있는 경우에도 이러한 작용이 나타나는 것을 그림을 통하여 알 수 있다. 그렇지만 Rayleigh 수가 증가할수록 부착된 제어판의 영향은 커지게 되어 제어판이 없는 수평격판의 경우에 비해 증가폭은 감소되었고 제어판이 상하부로 함께 부착된 경우에는 제어판에 의한 유동억제효과가 더욱 커지게 되어

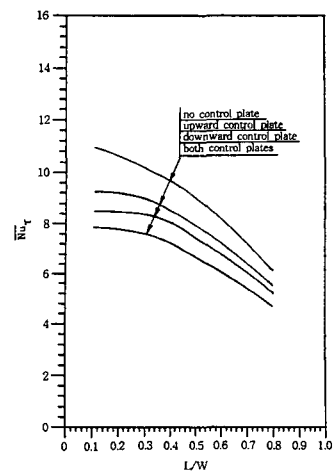


Fig. 11 Periodic average Nusselt number as a function of partition length for various control plates, $Ra=10^7$.

Rayleigh 수의 증가와 함께 나타나는 평균 Nusselt 수의 상승이 상당히 둔화되었다.

Fig. 9는 $Ra=10^7$ 에서 격판의 끝단부에 제어판이 상부로 부착되어 있을 때 정상상태에서 시간경과에 따라 주기성을 가지고 반복적으로 일어나는 진동유동의 천이과정중에서 대표적인 유동분포를 보여주고 있다. 격판의 길이가 비교적 짧은 경우에는 상승과 하강유동이 제어판 부근이외에서 대칭성을 대체로 유지하고 있으나, 격판의 길이가 길어질수록 진동유동의 강도는 약해지고 격판과 제어판이 이루는 공간에서 초래되는 흐름의 정체현상에 의해서 대칭성을 유지하는 것이 어렵게 된다. 격판의 길이가 상당히 길어진 $L/W=0.8$ 의 경우에는 격판의 끝단부에 있는 제어판을 따라 유동의 상승과 하강이 반복되지만 유동의 강도는 상당히 약해졌다.

Fig. 10은 Fig. 9에 나타낸 공간내 진동유동에 상응하는 등온선분포를 도시한 것으로, 밀폐공간내 유동의 진동현상에 따라 수평격판의 길이변화에 관계없이 진동유동의 상승과 하강에 의해서 제어판 및 우측 단열벽에서는 등온선의 방향이 바뀌는 것을 볼 수 있다. 격판의 길이가 길어질수록 등온선분포가 공간의 전체로 확대되어 상하벽면에서 조밀하게 분포되던 등온선의 간격이 넓어졌다. 한편 격판의 길이가 상당히 길어지면 제어판과 우측벽사이의 좁아진 공간으로 열교환이 일어나게 되어 등온선이 밀집되며 급격한 온도변화를 보이게 된다.

Fig. 11은 $Ra=10^7$ 일 때 제어판의 종류에 따른 평균 Nusselt 수의 변화를 격판길이에 따라 도시한 그림으로 격판의 길이가 증가할수록 열전달율은 현저하게 감소하였다. 제어판이 부착된 경우는 더 낮은 값의 평균 Nusselt 수를 보이지만 격판길이가 길어질수록 그 차이는 상당히 감소되었다. 한편 제어판이 부착된 경우에 격판의 길이가 비교적 짧은 영역에서는 격판길이의 증가에 따른 열전달율의 감소가 비교적 적게 나타났지만 격판 길이가 길어지게 되면 평균 Nusselt 수의 감소는 제어판이 없는 경우와 비슷하게 격판길이의 증가와 함께 커지게 되는 것을 알 수 있었다.

5. 결론

밀면이 고온, 윗면이 저온이고 양측벽이 단열

인 정사각형 밀폐공간내에서 한쪽 수직벽의 중간 높이에 주어지는 수평격판의 끝단부에 상부, 하부 그리고 상하부로 제어판이 각각 부착될 때 밀폐공간내에서 발생하는 난류 자연대류와 열전달 현상에 제어판이 미치는 영향을 수치해석을 통하여 고찰한 바 다음의 결론을 얻었다.

(1) 격판의 끝단부에 부착된 제어판이 격판의 상하부공간에서 발생하는 흐름의 정체를 확대시키고 유동의 상승과 하강시에는 억제작용을 하기 때문에 재순환유동의 상승력 및 하강력이 증가하여 공간내에서 초래되는 자연대류 유동의 진동현상은 제어판이 부착되지 않는 경우에 비해서 불안정해졌다.

(2) 부착된 제어판이 공간내 유동의 억제효과로 작용하여 Rayleigh 수가 증가할수록 열전달율은 제어판이 없는 경우에 비해 더 낮아졌다.

(3) 수평격판에 제어판이 상부로 부착되는 경우가 하부로 부착되는 경우보다 공간내 열전달율은 전반적으로 다소 높게 나타났다.

(4) 제어판이 부착된 경우에 격판길이의 증가와 함께 나타나는 평균 Nusselt 수의 감소는 격판길이가 짧은 영역에서는 완만하지만 격판길이가 상당히 길어지면 열전달율의 감소가 제어판이 없는 경우와 유사한 형태를 보였다.

후 기

본 연구는 1998년도 경동정보대학 학술연구조성비 지원에 의하여 이루어졌습니다.

REFERENCE

1. Emery, A. F., 1969, Exploratory studies of free convection heat transfer through an enclosed vertical liquid layer with a vertical baffle, ASME J. Heat Transfer, Vol. 91, pp. 163-165.
2. Nansteel, M. W., and Greif, R., 1981, Natural convection in undivided and partially divided rectangular enclosure, ASME J. Heat Transfer, Vol. 103, pp. 623-629.
3. Nansteel, M. W., and Greif, R., 1983, Natural convection heat transfer in complex enclosures at large Prandtl number,

- ASME J. Heat Transfer, Vol. 105, pp. 912-915.
4. Nansteel, M. W., and Greif, R., 1984, An investigation of natural convection in enclosures with two- and three-dimensional partitions, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, No. 4, pp. 561-571.
 5. Lin, N. N., and Bejan, A., 1983, Natural convection in a partially divided enclosure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 26, No. 12, pp. 1867-1878.
 6. Zimmerman, E., and Acharya, S., 1987, Free convection heat transfer in a partially divided vertical enclosures with conducting end walls, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, No. 2, pp. 319-331.
 7. Acharya, S., and Jetli, R., 1990, Heat transfer due to buoyancy in a partially divided square box, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, No. 5, pp. 931-942.
 8. Kelkar, K. M., and Patankar, S. V., 1990, Numerical prediction of natural convection in square partitioned enclosures, *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 17, No. 3, pp. 269-285.
 9. Chung, I. K., Kim, J. Y., and Lee, H. J., 1991, The oscillatory natural convective flow in square enclosure with lower heated wall and a horizontal partition, *Journal of Institute of Industrial Technology, Yeungnam University*, Vol. 19, No. 1, pp. 55-62.
 10. Chung, I. K., Song, D. J., and Kim, J. S., 1994, Natural convective flow and heat transfer in a square enclosure with a horizontal partition, the 10th International Heat Transfer Conference, Brighton, England, Vol. 7, pp. 19-24.
 11. Kim, J. S., and Chung, I. K., 1997, An investigation of laminar natural convection natural convection in a square partitioned enclosure, *Korean Journal of Air-Conditioning and Refrigeration Engineering*, Vol. 9, No. 3, pp. 312-322.
 12. Seki, N., Fukusako, S., and Yamaguchi, A., 1982, Free convective heat transfer across a confined vertical rectangular slot with fluid layers divided by inserted plates, *Transactions of JSME(Part B)*, Vol. 48, No. 462, pp. 300-307.
 13. Kimura, T., Heya, N., Takeuchi, M., and Usui, T., 1985, Natural convection heat transfer within partitioned enclosures : providing with a partition extended from the vertical heated wall, *Transactions of the JSME(Part B)*, Vol. 51, No. 462, pp. 681-687.
 14. Davidson, L., 1990, Calculation of the turbulent bouyancy-driven flow in a rectangular cavity using an efficient solver and two different low Reynolds $k-\epsilon$ turbulence models, *Numerical Heat ransfer, Part A*, Vol. 18, No. 3, pp. 129-147.
 15. Yashikawa, H., 1983, *Flow and heat transfer of finite element method*. Tokyo.