

〈論 文〉

차폐막이 있는 밀폐공간 내에서의 난류 자연대류 — 복사열전달에 관한 연구

박경우* · 이주형* · 박희용**

(1994년 3월 31일 접수)

A Study on the Turbulent Natural Convection — Radiative Heat Transfer in a Partitioned Enclosure

Kyoung-Woo Park, Ju-Hyung Lee and Hi-Yong Pak

Key Words : Natural Convection(자연대류), Radiative Heat Transfer(복사 열전달), Low-Reynolds Number $k-\epsilon$ Model(저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델), Partitioned Enclosure(차폐된 밀폐공간)

Abstract

The Effects of radiative heat transfer on turbulent flow in a partitioned enclosure is studied numerically. The enclosure is partially divided by a thin, poorly conducting vertical divider projecting from the ceiling of the enclosure. The low Reynolds number $k-\epsilon$ model is adopted to calculate the turbulent flow field. The solutions to the radiative transfer equations are obtained by the discrete ordinates method(DOM). This method is based on control volume method and is compatible with the SIMPLER algorithm used to solve the momentum and energy equations. The effects of optical thickness and Planck number on the flow, temperature fields and heat transfer rates are investigated for a moderate Rayleigh number($=10^9$). The changes in buoyant flow fields and temperature distributions due to the variation of baffle length are also analyzed. From the predictions, radiant heat exchange between the baffle and the sidewalls strongly influences the temperature distribution in the baffle and its vicinity and total heat transfer increases as the optical thickness and the baffle length decrease. It is possible to neglect the radiative heat transfer effect when Planck number is over one.

기 호 설 명

<p>A : 종횡비[$=H/L$]</p> <p>B : 무차원 방사력[$= (T/T_0)^4$]</p> <p>$C_{\mu}, C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}$: 난류 모델링에 대한 실험값</p> <p>d : 차폐막의 두께</p> <p>E : 무차원 난류에너지 소산율[$=\epsilon/(\nu^3/H^4)$]</p> <p>f_1, f_2, f_u : 난류모델의 감쇄함수</p>	<p>g : 중력가속도</p> <p>G_B : 부력에 의한 생성항</p> <p>G_r : Grashof수[$=g\beta(T_h - T_c)H^3/\nu^2$]</p> <p>$h$: 차폐막의 길이</p> <p>H : 밀폐공간의 높이</p> <p>I : 무차원 복사강도[$=i/4\sigma T_0^4$]</p> <p>k_a, k_f : 차폐막 및 유체의 열전도계수</p> <p>K : 무차원 난류 운동에너지[$=k/(\nu/H)^2$]</p> <p>L : 밀폐공간의 폭</p>
--	---

*정회원, 한양대학교 대학원 기계공학과

**정회원, 한양대학교 기계공학과

- \bar{Nu} : 평균 Nusselt수 [식 (23)]
- P : 무차원 압력 [= $(p + \rho_0 g y) / \{\rho_0 (\nu / H)^2\}$]
- P_k : 난류에너지 생성항
- Pl : Planck수 [= $(k_f / H) / 4\bar{\sigma} T_0^3$]
- Pr : Prandtl수 [= ν / α]
- QR : 무차원 복사 열유속 [= $q_r / 4\bar{\sigma} T_0^4$]
- QT : 무차원 총 열유속 [= $q_T / \{k_f (T_h - T_c) / H\}$]
- r_k : 무차원 열전도계수 비 [= k_a / k_f]
- Ra : Rayleigh수 [= $g\beta (T_h - T_c) H^3 / \nu \alpha$]
- Re_n, Re_t : 국소 Reynolds수 [Table 1]
- S_p : 생성항
- T : 온도
- T_c, T_h : 차온 및 고온벽 온도
- U, V : X, Y방향에 대한 무차원 속도
[= $(u, v) / (\nu / H)$]
- X, Y : 무차원 x, y좌표 [= $(x, y) / H$]

그리스문자

- α : 열확산계수
- β : 열팽창계수
- θ : 무차원 온도 [= $(T - T_0) / (T_h - T_c)$]
- θ_0 : 기준 온도비 [= $T_0 / (T_h - T_c)$]
- κ : 흡수계수
- μ, ξ : 방향 코사인
- μ_t : 무차원 난류 점성계수 [= μ_t^* / μ]
- ν : 동점성계수
- ρ_0 : 기준 밀도
- $\bar{\sigma}$: Stefan-Boltzmann 상수
- $\sigma_k, \sigma_t, \sigma_c$: 난류 운동에너지, 온도 및 난류에너지 소산율에 대한 Prandtl수
- τ : 광학두께 [= $(\kappa + \sigma) H$]
- ω : 산란알베도 [= $\sigma / (\kappa + \sigma)$]
- \vec{Q} : 방향벡터

하첨자

- b : 흑체
- c : 대류
- max, min : 최대 및 최소
- r : 복사
- w : 벽면

1. 서 론

밀폐공간 내에서의 자연대류에 관한 문제는 공학

적인 관점에서의 중요성으로 인하여 많은 관심의 대상이 되고 있으며, 또한 차폐막에 의하여 부분적으로 분할된 밀폐공간 내의 열 및 유동특성에 관한 연구도 활발히 진행되고 있다.⁽¹⁻³⁾ 이들은 차폐막이 존재한 밀폐공간 내에서의 여러가지 기하학적인 형상에 대하여 주로 순수자연대류에 관심을 가졌을 뿐 다른 열전달 형태(예를 들면 복사 열전달)는 무시하였다. 그러나 연소나 건물내의 화재 및 화염전파 그리고 태양열 집열장치와 같이 실제 물리적인 현상에서는 자연대류와 복사의 상호작용에 의하여 열 및 유동특성이 규정되어지는 경우가 대부분이다. 특히 건물내의 화재발생시 연소에 의하여 발생하는 물질은 주로 그을음, 수증기 그리고 이산화탄소 등인데 이들 연소생성물은 복사에 관여하는 물질들이므로 자연대류뿐만 아니라 복사가 중요한 열전달 형태가 된다. 일반적으로 온도와 유체유동 사이의 고유한 상호연관성으로 인하여 자연대류에 복사가 미치는 영향은 강제대류에 비하여 훨씬 크다.

복사에 대하여 참여매질이 존재하는 경우에 자연대류—복사의 상호작용에 대한 모델링을 위해서는 매질을 통한 복사 열전달이 보다 정확하게 예측될 수 있는 효과적인 방법이 필요하다. 또한 이러한 방법은 유체유동과 온도장해석을 위하여 주로 사용되어온 유한차분법과 쉽게 어울릴 수 있는 방법이어야 한다. 이러한 요구에 부응하는 근사해법으로는 구조화근사법(P-N법)^(4,5)과 구분중좌표법(S-N법)^(6,7)등이 주로 복사 전달방정식의 해를 구하는데 사용되고 있다. 구조화근사법은 보다 정확한 해를 구하기 위해서는 구조화함수 및 그 경계조건의 확장이 요구되는데 이들을 유도하는 과정이 너무 복잡하여 자칫 오류를 범할 수가 있다. 그러나 구분중좌표법은 다차원의 기하학적 형상에의 적용이 용이할 뿐 아니라 보다 정확한 해를 구하기 위해서는 분할된 중좌표의 수만 늘리면 되는 장점이 있다.

지금까지 국내외를 통하여 밀폐공간 내에서의 자연대류—복사에 관한 연구는 활발하게 진행되고 있으나⁽⁸⁻¹¹⁾ 이들은 주로 차폐막이 존재하지 않은 단순한 형상에 대한 연구가 대부분이다. 그러나 Chang 등⁽¹²⁾은 두개의 차폐막이 존재하는 밀폐공간내에 이산화탄소를 참여매질로 한 자연대류—복사 열전달현상을 규명하였고 복사 전달방정식을 구하기 위하여 기본적인 플럭스모델을 사용하였으며, 비회기체(non-gray gas)에 대한 물성치 계산은 wide-band모델로 적용하였다. Yücel 등⁽¹³⁾은 S-N법을

이용하여 정사각형 밀폐공간내의 차폐막이 유동 및 온도분포에 미치는 영향을 규명하였다. 그러나 지금까지의 연구는 차폐막이 있는 형상이라 할지라도 자연대류-복사에 대한 유체의 유동이 층류가 대부분인 실정이다.

이 연구에서는 차폐막이 존재하는 종횡비가 1 : 2 인 직사각형 밀폐공간에서 복사 열전달이 난류유동장 및 온도장에 미치는 영향을 수치적으로 규명하였다. 복사 열전달방정식의 해를 구하기 위하여 구조화근사법(S6)을 도입하였으며 난류유동장 해석을 위하여 Davidson⁽¹⁴⁾이 제안한 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델을 적용하였다. 수치계산을 통하여 먼저 층류 및 난류유동 특성을 비교하였으며, 적절한 난류유동이라고 여겨지는 Rayleigh수를 선정하여($=10^6$), 복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 나타내는 Planck수, 광학두께 그리고 차폐막 길이의 변화등이 온도 및 유동특성에 미치는 영향을 규명하였으며, 또한 이들이 열전달현상에 미치는 영향을 총 열유속의 정의를 통하여 정성적으로 고찰하여 보았다.

2. 이론해석

2.1 계산모델의 설정 및 기본가정

이 연구에서 채택한 계산모델은 Fig. 1과 같이 수직 차폐막에 의하여 직사각형 밀폐공간이 부분적으로 분할되어진 형상으로 좌우 벽면은 저온과 고온으로 일정하게 유지되고, 상하벽면은 완전한 전도가 발생하는 선형 온도분포로서 온도차이에 의한 자연대류와 흡수 및 방사하는 매질에 의한 복사열전달이 동시에 일어나는 경우이다. 일반적으로 상하벽면은 단열된 것으로 많은 연구자들이 가정하여 수치해석을 하는데 공기나 가스와 같이 낮은 열전

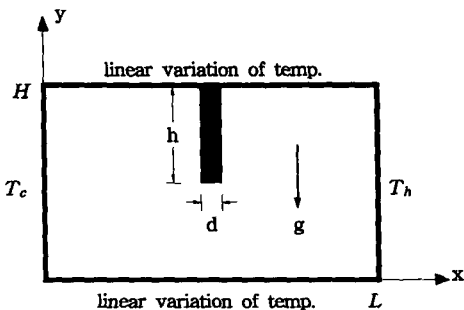


Fig. 1 Schematic diagram for this study

도계수를 갖는 유체에 대한 실질적인 열 및 유동장 해석을 위해서는 선형 온도분포가 필수적이라 할 수 있다.⁽¹⁵⁾ 차폐막의 두께는 전체형상에 비하여 얇고, 일정한 열전도계수를 갖는다.

실제적인 물리현상을 기술하는 수학적인 모델링의 단순화를 위하여 다음의 가정은 도입하였다.

- (1) 유동은 정상상태의 2차원 난류이다.
- (2) Newton유체이고, 비압축성이며 점성 열소산효과는 무시한다.
- (3) 부력항에 나타난 밀도를 제외한 모든 물성치는 일정하고, Boussinesq 근사를 만족한다.
- (4) 매질은 회체이고, 각 벽면은 모든 방향으로 균일한 반사를 하는 비투과경계이다.
- (5) 모든 벽면의 방사율은 일정하다.

2.2 지배방정식

위의 가정을 기초한 2차원 직교좌표계에서의 난류유동 및 열전달 특성을 지배하는 무차원화된 연속, 운동량 그리고 에너지방정식은 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{1}$$

x-방향 운동량방정식

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

y-방향 운동량방정식

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

에너지방정식

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

$$-\frac{\theta_0}{Pr \cdot Pl} \nabla \cdot \vec{Q}_R \quad (4)$$

무차원화를 위하여 사용된 각종 무차원 변수는 기호설명란에 잘 나타나 있다. 식(4)의 Pl 은 Planck 수로서 복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 나타내는 무차원 수이고, 전도와 복사의 비를 나타내는 변수 N 과의 관계는 $N=Pl \cdot \tau$ 이다.

그리고 복사에 대하여 비투과경계의 성분을 갖는 차폐막에서의 에너지방정식은 다음의 식을 이용한다.

$$\frac{r_k}{Pr} \cdot \nabla^2 \theta = 0 \quad (5)$$

난류유동장 문제를 해석할 때 지금까지 표준 $k-\epsilon$ 모델이 여러 장점들로 인하여 많이 사용되고 있다. 그러나 밀폐공간과 같이 온도차에 의하여 유동이 생성되는 자연대류의 경우에는 난류 레이놀즈 수가 작기 때문에 벽면함수법을 사용하는 표준 $k-\epsilon$ 모델로는 난류유동장은 효과적으로 예측하기 힘들고, (16) 또한 벽면근처에서 점성효과는 유동속도를 감소시켜 난류생성을 억제하며 부력의 영향으로 재층류화를 유발시킨다. 그러므로 이 연구에서는 벽면근처까지 유동을 효과적으로 예측할 수 있는 저 레이놀즈 $k-\epsilon$ 모델 중 Davidson(14)이 제안한 모델을 사용하였다.

무차원 난류 운동에너지(K) 및 난류에너지 소산률(E) 방정식은 아래와 같다.

난류 운동에너지방정식

$$U \frac{\partial K}{\partial X} + V \frac{\partial K}{\partial Y}$$

$$= \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Y} \right] + P_k + G_B - E \quad (6)$$

난류에너지 소산율방정식

$$U \frac{\partial E}{\partial X} + V \frac{\partial E}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(1 + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Y} \right] + \frac{E}{K} [f_1 C_{1\epsilon} P_k + C_{1\epsilon} G_B - f_2 C_{2\epsilon} E] \quad (7)$$

여기에서, 사용된 난류에너지 생성항(P_k)과 부력에 의한 생성항(G_B)은 아래와 같이 정의된다.

$$P_k = \mu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right\} + \left\{ \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y} \right\}^2 \right] \quad (8)$$

$$G_B = - \frac{Ra}{Pr} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad (9)$$

그리고, 난류 점성계수 μ_t 는

$$\mu_t = f_\mu C_\mu \frac{K^2}{E} \quad (10)$$

이다. 식(6)과 (7)에 사용된 각종 실험상수값 및 Davidson이 제안한 각종 함수를 Table 1에 나타내었다. 여기서, 국소 Reynolds수 정의에 사용된 n 은 벽면에서 가장 가까운 격자점까지의 거리이다.

에너지방정식의 발산(divergence)항으로 주어지는 복사 생성항은 복사 전달방정식의 해로부터 구할 수 있다. 흡수, 방사 및 산란을 하는 매질이 포함된 검사체적을 지나는 복사강도에 대한 에너지평형을 고려하여 정상상태의 복사강도를 규정하는 무차원 복사 전달방정식은 다음과 같다.

$$\mu \frac{\partial I}{\partial X} + \xi \frac{\partial I}{\partial Y} + \tau I = \frac{\tau}{4\pi} [(1-\omega)B + \omega \int_{4\pi} Id\vec{\Omega}] \quad (11)$$

여기서, I 는 임의의 격자점(X, Y)에서 $\vec{\Omega}$ 방향으로의 무차원 복사강도이며, B 는 무차원 방사력으로서

$$B = \left(\frac{T}{T_o} \right)^4 = \left(\frac{\theta}{\theta_o} + 1 \right)^4 \quad (12)$$

이다. 식(11)을 통하여 복사강도가 구해지면 복사 열유속은 다음의 식으로 계산한다.

$$\vec{Q}_R = \int_{4\pi} \vec{\Omega} Id\Omega = \int_{4\pi} (\mu \vec{i} + \xi \vec{j}) Id\Omega \quad (13)$$

식(11)을 전 입체각에 대하여 적분하면 에너지방정

Table 1 Various experimental constants and functions for turbulent modeling

C_μ	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	σ_k	σ_ϵ	σ_t
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	0.9
f_μ	$\exp \left[- \frac{3.4}{(1 + Re_t/50)^2} \right]$				
f_1	$1 + \left(\frac{0.14}{f_\mu} \right)^3$				
f_2	$\{1 - 0.27 \exp(-Re_t^2)\} \{1 - \exp(-Re_n)\}$				
Re_t	$\frac{K^2}{\mu E}$	Re_n	$\frac{\sqrt{Kn}}{\mu}$		

식에서의 복사 열유속의 발산항은 아래와 같이 계산할 수 있다.

$$\nabla \cdot \vec{Q}_R = (1 - \omega) \tau \left[B - \int_{4\pi} I d\Omega \right] \quad (14)$$

2.3 경계조건

속도에 대한 경계조건은 모든 벽면에서 접촉조건을 주었으며, 온도는 좌우벽면은 저온($\theta_c = -0.5$) 및 고온($\theta_h = 0.5$)으로 일정하게 유지되며, 상하벽면은 완전전도가 이루어진다고 하여 선형화된 아래의 식으로 부여하였다.

$$Y=0, 1 \text{에서, } \theta = \left(\frac{\theta_h - \theta_c}{L} \right) \cdot X + \theta_c \quad (15)$$

차폐막에서는 매질과 차폐막 표면과의 에너지 평형을 고려하여 다음의 식을 부여하였다.

$$\vec{Q}_T \cdot \vec{n} = \left[-\nabla\theta + \left(\frac{\theta_o}{Pl} \right) \vec{Q}_R \right] \cdot \vec{n} \\ = r_k (-\nabla\theta) \cdot \vec{n} \quad (16)$$

여기서, \vec{n} 은 접촉면에서의 수직 단위벡터이다. 그리고 난류 운동에너지 및 난류에너지 소산율에 대해서는 차폐막을 포함한 모든 벽면에서 각각 0과 구배($\partial E/\partial n$)를 0으로 주었다. 특히 복사 전달방정식을 계산할 때는 다음의 경계조건을 주었다.

$$I_w = \varepsilon_w I_{bw} + \frac{(1 - \varepsilon_w)}{\pi} \int_{4\pi} (n \cdot \Omega) I d\Omega \quad (17)$$

계산영역내의 차폐막이 존재할 경우 참여가스-차폐막의 경계면에서 복사에 의한 열교환이 발생하므로 이에 대한 새로운 열평형식이 필요하다. 즉, 임의의 구분화된 방향에 대한 복사강도는 차폐막으로 인하여 진행이 차단되므로, 이러한 경계면에서는 온도와 복사 열유속과의 관계에 대한 새로운 조건이 부여되어야 한다. 이를 위하여 일차원 정상상태에서 전도열전달과 복사 열전달(열발생은 없음)이 동시에 일어나는 비교적 간단한 상황으로 이산화물 위한 검사체적 및 검사체적면을 Fig. 2에 나타내었다.⁽¹⁷⁾ Fig. 2의 검사체적 P 는 비투과(opaque)이며, E 는 상대적으로 투과성(transparent)이 강한 검사체적으로 검사체적 P 에서의 정미 복사 열유속(q_r)이 검사체적면 e 에서 떠나는 경우이다. 경계면 e 에서의 에너지평형을 고려하면 다음과 같다.

$$\frac{k_P}{(\delta x)_e} (T_P - T_e) + \frac{k_E}{(\delta x)_e} (T_E - T_e) - q_r = 0 \quad (18)$$

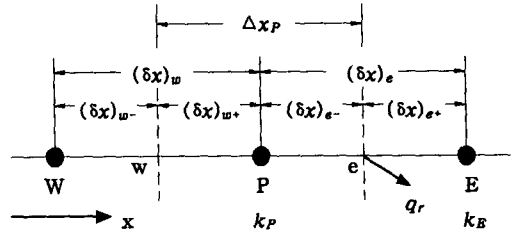


Fig. 2 Control volumes and interfaces

여기서, k_P 와 k_E 는 검사체적내 P 와 E 의 열전도계수이며 T 는 온도이다. 온도 T_e 에 대하여 계산하면 다음과 같다.

$$T_e = \frac{[k_P/(\delta x)_e] T_P + [k_E/(\delta x)_e] T_E - q_r}{[k_P/(\delta x)_e] + [k_E/(\delta x)_e]} \quad (19)$$

일단 검사체적면 e 에서의 온도가 계산되면 주격자점 P 에서의 에너지평형은 다음식으로 계산한다.

$$\frac{k_P}{(\delta x)_e} (T_e - T_P) + \frac{k_W}{(\delta x)_w} (T_w - T_P) = 0 \quad (20)$$

식(20)에서 보는 바와 같이 오른쪽면에서의 열유속에 관한 식은 T_e 에 의하여 계산되므로 이때의 열전도계수는 k_P 가 되어야 한다. 그리고 좌측경계면의 열전도계수 k_W 는 조화평균식으로 계산된다.⁽¹⁷⁾ 식(19) 및 식(20)에서 T_P 에 대하여 정리하면,

$$a_P T_P = a_E T_E + a_W T_W + S_{r,P} \Delta x_P \quad (21)$$

이 되고, 이때 $a_E = k_E/(\delta x)_e$, $a_W = k_W/(\delta x)_w$, $a_P = a_E + a_W$ 이며 복사에 의한 생성항은 아래와 같다.

$$S_{r,P} = - \frac{q_r}{\Delta x_P} \left\{ \frac{1}{[(\delta x)_e/k_P] + [(k_P/(\delta x)_e) + (k_E/(\delta x)_e)]} \right\} \quad (22)$$

식(22)를 이 연구에서와 같이 무차원화하면 다음과 같다.

$$S_{r,P} = - \frac{\theta_o}{Pl} \cdot \frac{Q_r}{\Delta x_P} \frac{\frac{k_P}{(\delta x)_e}}{\left(\frac{\gamma_k}{(\delta x)_e} + \frac{1}{(\delta x)_e} \right)} \quad (23)$$

식(19)와 (23)에서 나타난 바와 같이 차폐막 벽면에서의 복사 열유속과 온도는 서로 연관되어 있으므로 반복적으로 계산하였다. 그리고 차폐막의 좌측과 하단의 온도 및 생성항도 동일한 방법으로 구한다.

2.4 수치해석

경계조건을 포함한 식(1) ~ (14)는 자연대류-복사

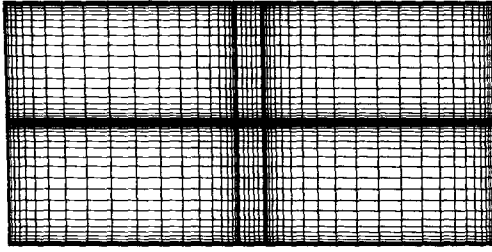


Fig. 3 Structure of grid system for this study

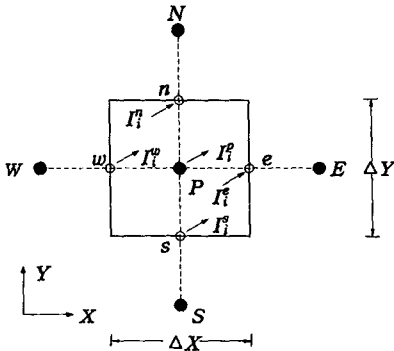


Fig. 4 Control volume for discretization of RTE

가 연계하여 발생하는 열 및 유동장 계산을 위한 수학적인 식이다. 질량, 운동량 및 에너지방정식을 계산하기 위하여 계산영역을 Fig. 3과 같이 56×42 의 비균일 격자계(차폐막길이 $H/2$ 인 경우)로 나누고 검사체적법⁽¹⁷⁾을 적용하여 반복적으로 구하였다. 복사 전달방정식의 해는 구분종좌표법(DOM)을 이용하였다. 구분종좌표법은 임의의 공간좌표에서 복사강도를 유한한 수의 방향으로 나누어 각 방향에 특정한 가중함수를 곱하여 복사전달방정식에 나타나는 복사강도의 각적분을 각각의 복사강도방향에 대한 합의 형태로 대체하여 해를 구하는 방법이다. 종좌표의 수는 n 이 DOM의 차수를 나타낼 때, $2^d n(n+2)/8$ (여기서 d 는 기하학적인 차수)로 정의된다. 이때 각적분은 수치구적법에 의하여 계산된다. 특히 SIMPLER 알고리즘에서 사용되는 격자와 동일한 위치에서 복사강도를 구할 수 있으며, 구분종좌표에 대한 전달방정식은 Fig. 4와 같은 임의의 격자계에 식(11)을 적용하여 구할 수 있다. 즉, 임의의 종좌표방향 i 에 대하여 $\Delta X \Delta Y$ 를 곱하여 4개의 제어체적면에 적분을 하면 다음과 같다.

$$\mu_i A_x (I_i^e - I_i^w) + \xi_i A_y (I_i^n - I_i^s) + \Delta V_p \tau_p I_i^p = \Delta V_p S_p$$

$$S_p = \tau_p I_b + \frac{\sigma_s}{4\pi} \sum_i P(\Omega, \Omega') \omega' I_i' \quad (24)$$

여기서, $A_x = \Delta Y$, $A_y = \Delta X$ 그리고 $\Delta V_p = \Delta X \Delta Y$ 이다. 이때 기지의 복사강도(I_i^w , I_i^s)와 제어체적면 e 와 n 에서 떠나는 미지의 복사강도(I_i^e , I_i^n)를 서로 연관시킴으로써 계산을 간편하게 할 수 있다. 즉,

$$I_i^e = \frac{1}{\alpha} [I_i^p - (1-\alpha) I_i^w] \quad (25a)$$

$$I_i^n = \frac{1}{\alpha} [I_i^p - (1-\alpha) I_i^s] \quad (25b)$$

여기서, α 는 유한차분에 대한 가중함수이며, $\alpha = 0.5$ 이면 다이아몬드차분(diamond difference)⁽⁶⁾이 된다. 식(24)와 식(25)에서 구하고자 하는 복사강도 I_i^p 에 관하여 정리하면 다음과 같다.

$$I_i^p = \frac{|\mu_i| A_x I_i^w + |\xi_i| A_y I_i^s + \alpha \tau_p I_b \Delta V_p}{|\mu_i| A_x + |\xi_i| A_y + \alpha \tau_p \Delta V_p} \quad (26)$$

이산화된 복사 전달방정식(radiation transfer equation, RTE)의 복사강도를 계산하기 위해서는 공간좌표의 방향코사인인 μ 와 ξ 의 음, 양에 따라 서로 다른 4개의 방향으로 sweep한다. 그리고 RTE가 미지의 복사강도를 포함하고 있으며 경계조건식이 입사되는 복사에너지와 관련되어 있으므로 반복적으로 계산을 수행하였다.

차폐막내의 열전도계수는 식(5)의 r_n/Pr 을 사용하고, 매질과 차폐막과의 경계에 대한 식(16)은 그 경계면에서의 복사 열유속을 구하여 계산한다. 일반적으로 2차원 층류유동인 경우 해의 정확성이나 계산시간을 고려하여 S-4(12개의 방향)⁽⁹⁾가 적당하다고 하였으나 이 연구에서는 난류유동장이므로 S-6(24개의 방향)을 적용하였다. 반복계산중 해의 발산을 막고 수렴을 향상시키기 위해 하향이완을 시켰는데, 이때 하향계수로는 속도에 대해서는 0.2를 사용하였고 온도에는 0.4를, 그리고 K 와 E 는 각각 0.3을 사용하였다. 해의 수렴판정은 해석영역의 전체적인 열평형을 고려한 아래의 식을 이용하였으며

$$R = \int_{y=0}^1 [(\vec{Q}_T \cdot \vec{i})_{x=0} - (\vec{Q}_T \cdot \vec{i})_{x=2}] \quad (27)$$

계산된 R 이 10^{-5} 이하가 되고, 모든 종속변수의 계산결과가 유효자리 5자리에서 변화가 없을 때를 수렴된 해로 간주하였다. 복사가 고려된 경우에 약 6,000회 반복시 수렴된 해를 구할 수 있었다.

3. 결과 및 고찰

이 연구에서는 차폐막이 존재하는 중형비 1:2의 직사각형 밀폐공간에서 순수자연대류와 자연대류와 복사가 연계하여 발생하는 열 및 유동특성을 서로 비교함으로써 복사 열전달현상이 난류 자연대류 유동장에 미치는 영향을 수치적으로 규명하였다. 이를 위하여 특별한 언급이 없는 한, 2차원 난류라는 가정에 적합한 Rayleigh수를 10^9 , Prandtl수를 0.71로 고정시키고, 고온과 저온벽면의 온도비(T_c/T_h)를 2/3으로 하여 $\theta_0=2.5$ 를 선정하였다. 이러한 기준 온도비의 설정은 유체의 물성치는 일정하고 Boussinesq 근사를 만족시키는 온도범위이기 때문이다.^(12,15) 차폐막의 두께(d)와 차폐막과 매질의 열전도계수 비(r_k)를 각각 $L/20$ 및 2.0으로 유지시켰다. 그리고 모든 벽면은 흑체라고 가정하였다. 이상의 형상 및 물리량을 기초로 층류자연대류와 비교를 위하여 Rayleigh수를 변화시켰으며, 복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 의미하는 Planck 수를 5에서 0.02로, 광학두께를 0.2에서 5까지 그리고 차폐막의 길이를 0에서 $H/2$ 로 변화시키면서 이들의 변화가 난류유동장에 미치는 영향을 속도 및 온도분포 그리고 총 열유속등의 계산을 통하여 규명하였다.

격자 의존성 : 계산결과를 나타내기 전에 이 연구에서 채택한 격자구조의 유효성을 규명할 필요가 있다. 복사가 연계되어 이루어지는 난류유동장을 해석하기 위해서는 격자구조의 선택이 매우 중요하므로 이를 위하여 여러개의 격자구조에 대하여 기준모델($h=H/2$, Planck수=0.02, 광학두께=0.2)을 선택하여 격자의존성을 두가지 경우에 대하여 규명하여 보았다. 먼저, 2차원 격자구조를 46×32 , 56×42 그리고 66×52 등 3가지의 비균일 격자구조

에 대한 고온벽면에서의 총 열유속(자연대류와 복사에 대한 무차원 열유속의 정의는 3.2절에 언급)을 Table 2에 나타내었다. Table 2에서 보는 바와 같이 46×32 인 경우에 66×52 에 비하여 총 열유속은 약 2.53%의 오차를 보였으나 56×42 일 때는 약 0.55%의 차이를 보였다. 그리고 이 연구에서 채택한 수치해석에서 세가지의 격자구조에 대한 1회 반복에 소요되는 시간은 PC-486(DX2-66)을 기준으로 각각 약 2.7초, 4초 그리고 7초가 소요되었다. 그리고 Fig. 5는 Table 2와 동일한 조건에 대하여 $X=1$ (차폐막 아래)에서의 무차원 수평방향 속도분포($=U/Gr^{0.5}$)를 도시한 것이다. 그림에서 보는바와 같이 두가지 경우 매우 유사한 속도분포를 보이고 있으며 최대 유출속도는 각각 0.1482, 0.1475로서 약 0.48%의 오차를 보이고 있다. 그러므로 이 연구에서는 총 열유속 및 속도분포 그리고 계산시간등을 고려하여 56×42 의 비균일 격자구조를 선택하였다.

해의 타당성 : 이 연구에서 채택한 난류 및 복사 모델링에 대한 해의 타당성을 규명할 필요가 있다. 그러나 지금까지의 연구결과가 난류와 복사 그리고 해석영역내의 차폐막존재 등을 동시에 고려한 경우는 없으므로 이 연구에서는 유동장을 층류로 가정한 참고문헌⁽¹³⁾의 결과와 비교하여 해의 정확성을 규명할 수 밖에 없다. Table 3은 참고문헌⁽¹³⁾과 이 연구의 결과를 비교하기 위하여 고온 및 저온등은 벽면에서의 총 열유속을 광학두께의 변화에 대하여 나타낸 것이다. 이때 Rayleigh수는 10^5 , Planck수

Table 2 Dimensionless heat flux for grid dependency at hot wall ($Ra=10^9$, $Pl=0.02$, $\tau=0.2$, $h=H/2$)

	\overline{Nu}_c	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_t	Diff.(%)
46×32	18.027	21.320	39.347	-2.53
56×42	17.572	21.016	38.588	-0.55
66×52	17.539	20.838	38.377	-

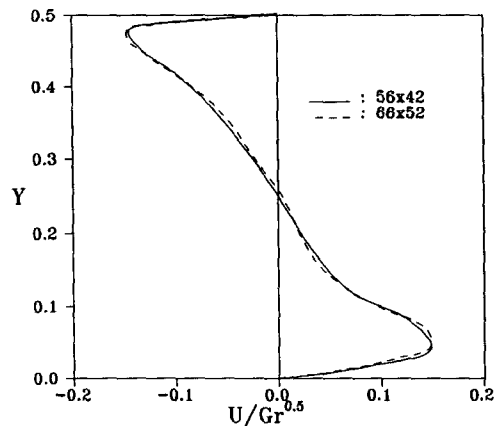


Fig. 5 Dimensionless horizontal velocity profile for grid dependency at location $X=1$ ($Ra=10^9$, $Pl=0.02$, $\tau=0.2$, $h=H/2$)

Table 3 Comparison of this study and Ref.[13] for total heat flux at hot and cold wall ($Ra=10^5$, $Pl=0.05$, $h=H/2$)

		Ref.[13]	This study	Diff.(%)
Hot wall	$\tau=0.2$	12.92	12.845	-0.58
	$\tau=1.0$	10.75	10.588	-1.53
	$\tau=5.0$	6.65	6.311	-5.07
Cold wall	$\tau=0.2$	11.20	11.484	2.47
	$\tau=1.0$	9.20	9.293	1.00
	$\tau=5.0$	5.98	5.863	-1.99

는 0.05, 무차원 온도비는 2.5 그리고 차폐막의 길이는 $H/2$ 인 정사각형 밀폐공간이다. Table 3에서 보는 바와 같이 고온벽면에서 광학두께가 5인 경우 12.845로서 약 5.07%의 최대 오차를 보이고 있으나 나머지의 경우는 매우 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

3.1 유동 및 온도특성

Fig. 6은 복사 열전달현상이 온도장에 미치는 영향을 규명하기 위하여 0.1의 등간격으로 나타내어 복사를 고려하지 않은 순수 자연대류인 경우와 비교하였다. 이때 복사를 고려한 경우 Planck수(Pl)는 0.02, 광학두께(τ)는 1.0 그리고 벽면 방사율(ϵ_w)은 1.0이며, 차폐막길이(h)는 $H/2$ 인 경우이다. 복사를 고려한 경우와 그렇지 않은 경우의 온도분포는 많은 차이가 있음을 알 수 있다. 즉, Fig. 6(b)에서 보는 바와 같이 고온 벽면에서의 가열은 천정보다 바닥면에 영향을 많이 미친다. 그리고 밀폐공간 중심부의 유체온도는 순수자연대류인 Fig. 6(a)와 비교하면 보다 상승되어 있으며, 밀폐공간내의 대부분이 평균온도(이 연구에서는 $\theta=0.0$)보다 높은 온도를 갖는 유체로 가득차 있으며 저온영역은 저온벽면 주위와 밀폐공간 좌측하단부에 국한되어 분포한다. 일반적으로 복사에 대해 흡수 및 방사하는 참여매질이 존재하는 경우 이러한 매질은 온도를 보다 균일하게 하려는 경향이 있다. 그러므로 중심부의 온도상승은 복사참여 매질과 고온 및 저온의 벽면과의 직접적인 열교환에 의한 것이다. 또한 고온 및 저온등온 벽면의 온도구배는 복사에 의하여 감소되어 있는데 이는 대류에 의한

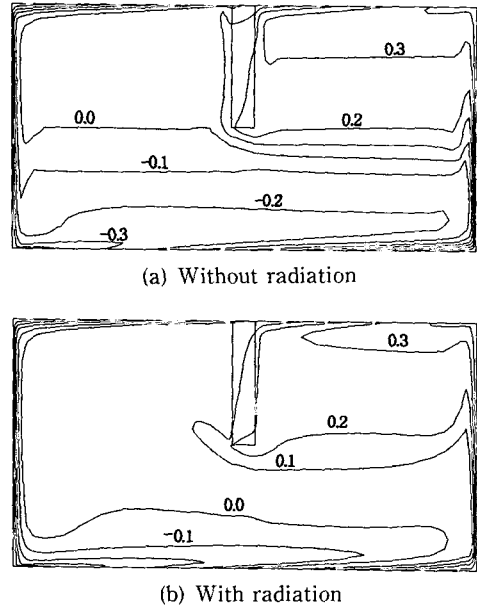
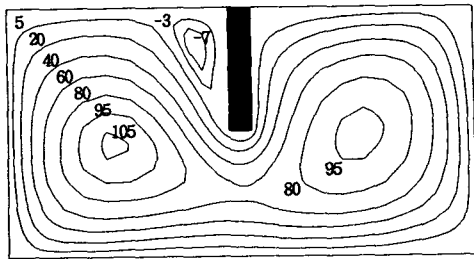


Fig. 6 Isotherms for the comparison of (a) without and (b) with radiation ($Ra=10^8$, $Pl=0.02$, $\tau=1.0$, $h=0$)

열유속과 관계가 있다.

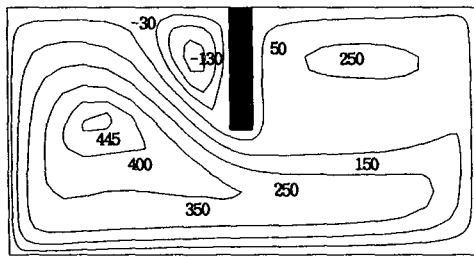
3.1.1 Rayleigh수의 영향

층류 및 난류유동장인 경우의 유동형태를 비교하기 위하여 Fig. 7에 두 경우의 유선을 (a)와 (b)에 각각 나타내었다. 공기($Pr=0.71$)에 대한 2차원 자연대류인 경우, Paoulci 등⁽¹⁸⁾에 의하면 Rayleigh수가 10^8 근방에서 난류유동으로 천이된다고 하였으므로, Rayleigh수가 10^8 인 경우를 대표적인 층류유동으로, Rayleigh수가 10^9 인 경우를 난류유동이라 하였다. 이때 Planck수는 0.02, 광학두께는 1.0 그리고 차폐막의 길이는 $H/2$ 이다. Fig. 7에서 보는 바와 같이 두 경우 모두 차폐막의 영향으로 고온영역보다 저온영역에서 유동이 보다 활발함을 알 수 있다. 그러나 Fig. 7(b)에서 나타나듯이 Rayleigh수가 큰 난류유동은 층류유동에 비하여 유동형태가 매우 다르게 나타난다. 즉, 매우 큰 부력효과로 인하여 주 유동인 반시계방향의 유동이 차폐막에 의하여 저항을 받게 되므로 고온영역 상부에 반시계방향의 재순환영역이 크게 형성되어 있다. 또한 층류유동에 비하여 저온 및 고온벽면에서의 경계층두께가 많이 감소하며 차폐막 앞면에 상당히 큰 2차유동이 넓게 분포하고 있음을 알 수 있



$\psi_{max}=106.7$ $\psi_{min} = -9.213$

(a) Laminar ($Ra=10^6$)



$\psi_{max}=451.1$ $\psi_{min} = -156.4$

(b) Turbulence ($Ra=10^9$)

Fig. 7 Streamlines for comparison of laminar and turbulent flow ($Pl=0.02$, $\tau=1.0$, $h=H/2$)

다. 난류유동에 대한 이러한 유동경향은 Nansteel 등⁽²⁾의 실험결과와 잘 일치하고 있다.

3.1.2 Planck수의 영향

복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 의미하는 Planck수의 변화가 유동장에 미치는 영향을 알아보기 위하여 그 대표적인 경우로 $Y=0.5$ 에서의 무차원 수직방향 속도분포를 광학두께가 1.0이며 차폐막의 길이가 $H/2$ 인 경우에 대하여 Fig. 8에 나타내었다. Planck수가 작아 복사가 지배적인 열전달형태가 됨에 따라 절대속도의 크기 및 저온벽면에서의 경계층두께가 증가함을 알 수 있다. 특히 차폐막이 천정부에 위치한 이 경우, Fig. 7(b)에서 언급하였듯이 밀폐공간의 저온벽부근의 유동(무차원 $V_{max}=-0.34$)이 고온벽부근의 유동(무차원 $V_{max}=-0.31$)보다 더 활발함을 알 수 있다(Planck수가 0.02인 경우). 그러나 차폐막이 바닥면에 위치할 경우에는 반대의 유동분포를 보이리라 여겨진다. 이는 저온벽면과 차폐막사이의 영역 하단부에 반시계방향의 미세한 재순환 유동이 발생하기 때문이다.⁽¹⁹⁾ 그리고 Planck수가 1.0인 경우, 순수자연대류와 비교하여 유동형태 및 최대 절대속도의 크

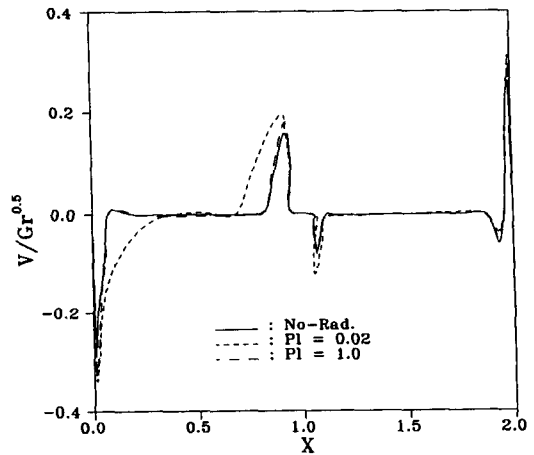
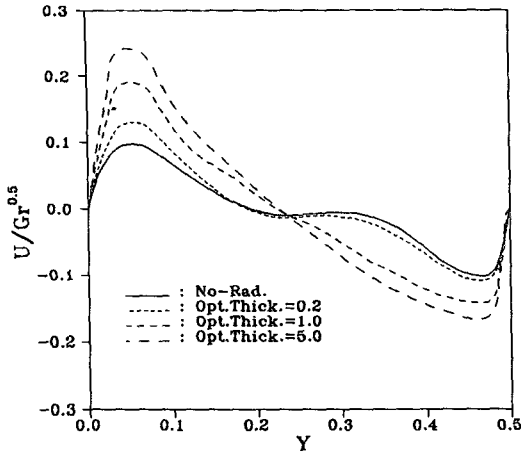


Fig. 8 Dimensionless vertical velocity profile for various Planck numbers at $Y=0.5$ ($Ra=10^9$, $\tau=0.2$, $h=H/2$)

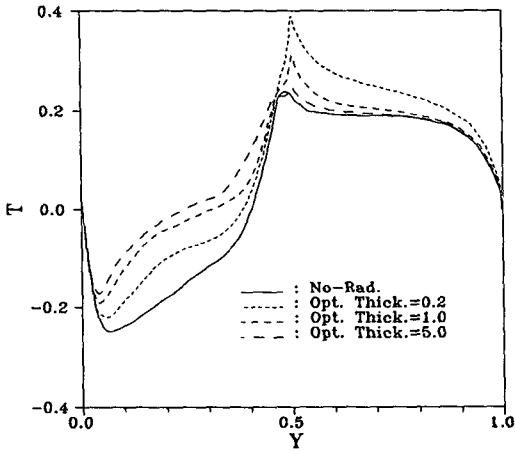
기 등을 고려하여 볼 때 그리 큰 차이를 보여주지 않고 있는데, Planck수가 1.0이상인 경우에는 복사가 유동장에 미치는 영향이 미미함을 알 수 있다. 또한 차폐막의 존재는 차폐막주위의 유동형태에 많은 영향을 미치며, 특히 Planck수가 0.02인 경우에 고온벽면과 차폐막과의 보다 많은 복사 열교환으로 인하여 차폐막 뒤에 비교적 큰 재순환유동이 발생함을 알 수 있다.

3.1.3 광학두께의 영향

광학두께의 증가는 고온벽면에서의 흡수계수를 보다 크게 한다. 이러한 관점에서 Fig. 9는 Planck수가 0.02인 경우에 차폐막 아래의 무차원 수평방향 속도분포 및 온도분포를 여러가지 광학두께에 대하여 그림(a)와 (b)에 각각 도시한 것이다. Fig. 9(a)에서 보는 바와 같이 광학두께가 증가함에 따라 속도가 증가한다. 이러한 속도의 증가는 반대로 복사에 대한 흡수매질이 밀폐공간의 전체 내부온도를 상승시키므로 고온벽면에서는 온도구배가 작아져서 열경계층 두께가 증가하며 저온벽면에서는 반대로 감소한다. 즉 열경계층 두께의 증가는 유동속도의 증가와 관련이 깊다. 그러므로 광학두께가 클수록 열경계층 두께는 증가(Fig. 9(b))하며 이로 인하여 유동은 보다 활발하게 된다. 결국 광학두께가 클 경우, 보다 높은 온도분포의 영향은 매우 중요하며, 이로 인하여 유동은 복사를 고려하지 않은 경우에 비하여 보다 활발함을 알 수 있다. 또한 광학두께가 증가할수록 열경계층 두께의 증가로 인하



(a) Horizontal velocities



(b) Temperature distributions

Fig. 9 Dimensionless horizontal velocity profiles and temperature distributions for various optical thickness at $X=1.0$ ($Ra=10^9$, $Pl=0.02$, $h=H/2$)

여 등온벽면에서의 온도구배가 작아져 매질로의 대류에 의한 열전달이 감소하리라 예상되며, 복사에 의한 열전달 역시 매질의 흡수계수의 증가로 인하여 고온 및 저온벽면의 직접적인 열교환을 방해하므로 감소할 것으로 여겨진다. (Table 4(c) 참조)

3.1.4 차폐막길이의 영향

Fig. 10은 차폐막의 길이변화가 온도장에 미치는 영향을 규명하기 위하여 Planck수가 0.02, 광학두께가 1인 경우의 $Y=0.5$ 위치에서의 수평방향에 대한 온도분포를 차폐막의 길이가 0, $H/4$ 그리고

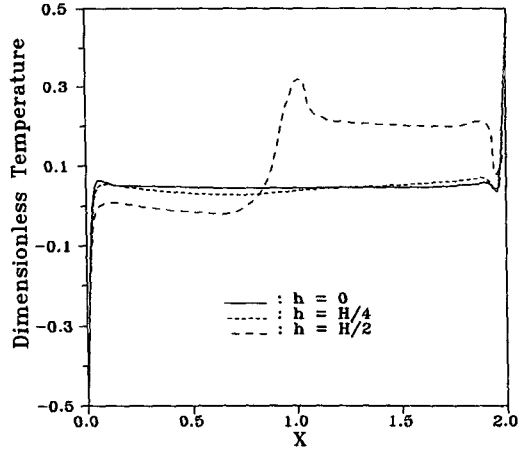


Fig. 10 Dimensionless temperature distributions for various baffle heights at $Y=0.5$ ($Ra=10^9$, $Pl=0.02$, $\tau=1.0$)

$H/2$ 인 경우에 대하여 도시하였다. 차폐막의 존재는 밀폐공간내의 유동에 많은 영향을 미칠 뿐만 아니라 고온벽면과 차폐막과의 복사 열교환으로 인하여 차폐막의 온도를 증가시키며 동시에 차폐막 내부의 온도차를 감소시킨다. 이로 인하여 차폐막과 저온벽면 사이의 영역에서 온도층은 보다 밀집되어 나타난다. 그림에서 보는 바와 같이 차폐막의 길이가 증가($h=H/2$)할수록 차폐막과 고온벽면 사이의 영역에서의 매질의 온도는 증가하게 되며 동시에 고온벽면에서의 온도구배가 보다 작아짐을 알 수 있다.

3.2 열전달 특성

등온벽면에서의 대류 및 복사 열유속은 Nusselt 수로 표현할 수 있으며 이 연구에서와 같이 복사와 대류가 동시에 발생하는 경우에는 이들의 합으로 나타내어 진다. 즉, 국소 및 평균 Nusselt수는 다음의 식으로 정의하여 계산한다.

$$Nu_r = \left[\frac{q_r \cdot H}{k(T_h - T_c)} \right]_{x=0.2} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \overline{Nu_r} &= \int_{y=0}^H \frac{q_r \cdot H}{k(T_h - T_c)} dy \\ &= \int_{y=0}^1 - \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right) dY + \int_{y=0}^1 \frac{\theta_o}{Pl} \cdot Q_{rd} Y \\ &= \overline{Nu_c} + \overline{Nu_r} \end{aligned} \quad (23)$$

고온 및 저온벽면에서의 열전달 특성을 규명하기 위하여 이 연구에서는 식(22) 및 식(23)에서 정의한 바와 같이 국소 및 평균 열유속으로 나누어 설

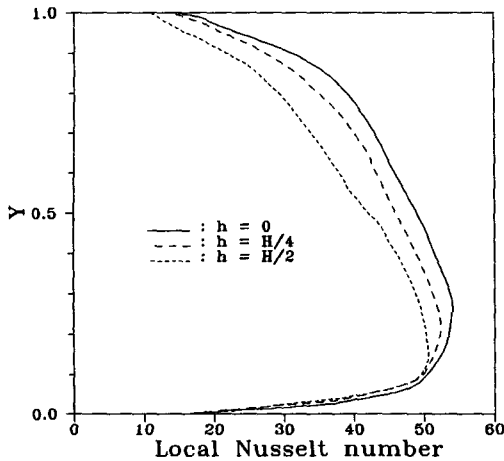


Fig. 11 Dimensionless total heat flux variation according to the hot wall for various baffle lengths ($Ra=10^9$, $Pl=0.02$, $\tau=1.0$)

명하고자 한다. 먼저 Fig. 11은 대표적으로 고온벽면을 따라 총 열유속을 차폐막의 유, 무 및 길이변화에 대하여 도시한 것이다. 이때 Planck수가 0.02, 광학두께가 1.0인 경우이다. 그림에서 보는 바와 같이 차폐막의 길이가 증가함에 따라 고온벽면 전 영역에서 열유속은 감소한다. 또한 최대 열유속이 발생하는 수직위치는 차폐막 길이의 증가에 따라 보다 아래에 위치함을 알 수 있다. 즉, 이 연구의 격자구조에 의하면, 차폐막이 없는 경우 최대 열유속의 발생위치는 $Y=0.2780$ 으로 이때의 총열유속은 약 53.340이다. 그리고 차폐막의 길이가 $H/4$ 및 $H/2$ 인 경우는 각각 $Y=0.2280$ ($Nu_T=52.592$), $Y=0.1720$ ($Nu_T=50.490$)이다. 이는 차폐막이 복사에 대하여 비투과물질이라 가정하였으므로 차폐막과 아래벽면 사이의 공간을 통하여 고온벽면과 저온벽면의 직접적인 복사 열교환이 보다 활발하기 때문이다. 이러한 현상은 광학두께가 작을수록 더 두드러진다.

Table 4는 Rayleigh수, Planck수, 광학두께 그리고 차폐막의 길이변화가 열전달에 미치는 영향을 알아보기 위하여 저온 및 고온 등온면에서의 열유속을 식 (23)에서 계산한 Nusselt수로 각각 (a), (b), (c) 그리고 (d)에 나타내었다. 먼저 Rayleigh 수의 변화가 열전달에 미치는 영향을 알아보기 위하여 나타낸 Table 4(a)의 경우, Rayleigh수의 증가는 복사 및 대류 열유속을 증가시켜 열전달을 활발하게 하였다. 대표적인 경우로 $Ra=10^6$ 과 10^9 인 경우를 비교하여 보면, 두 경우 모두 복사에 의한 열

Table 4 Total heat flux at hot and cold wall

(a) Effect of Rayleigh number ($Pl=0.02$, $\tau=5$, $h=H/2$)

Rayleigh No.		Hot wall		Cold wall	
		\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_T	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_T
Laminar	10^5	6.323	7.974	4.492	6.472
	10^6	10.496	13.686	7.069	11.700
Turbulence	10^8	17.672	31.042	11.864	26.424
	10^9	21.450	37.768	14.686	34.027

(b) Effect of Planck number ($Ra=10^9$, $\tau=5$, $h=H/2$)

Planck No.	Hot wall		Cold wall	
	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_T	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_T
No-Rad.	-	18.956	-	19.710
0.02	21.450	37.768	14.686	34.027
0.1	4.487	22.768	2.713	21.925
1	0.462	19.768	0.267	19.234
5	0.093	19.762	0.089	19.012

(c) Effect of optical thickness ($Ra=10^9$, $Pl=0.02$, $h=H/4$)

Optical thickness	Hot wall		Cold wall	
	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_T	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_T
No-Rad.	-	21.243	-	21.563
0.2	24.474	44.241	17.687	38.854
1	23.493	41.463	15.525	36.384
5	22.598	40.045	15.045	35.487

(d) Effect of baffle length ($Ra=10^9$, $Pl=0.02$, $\tau=0.2$)

Baffle length		Hot wall		Cold wall	
		\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_T	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_T
$h=0$	No-Rad.	-	21.833	-	21.833
	Rad.	26.160	46.335	17.784	39.363
$h=H/4$	No-Rad.	-	21.243	-	21.563
	Rad.	24.474	44.241	17.687	38.854
$h=H/2$	No-Rad.	-	18.956	-	19.710
	Rad.	20.859	38.952	15.278	34.952

전달이 지배적이긴 하지만, 저온벽면에서 대류에 의한 열유속 증가는 약 317%이나 복사에 의한 열유속은 168% 증가하여 그 증가폭은 감소하며 결국 총 열유속은 약 190% 증가하였다. 이러한 현상은 고온벽면에서의 열전달에도 동일한 경향을 보였다. 이는 온도구배에 의하여 정의되는 대류 열유속이 Rayleigh수의 증가에 의하여 매우 크게 증가하기 때문이다. 모든 경우 복사는 벽면에서의 열전달을 크게 향상시켰으며, 차폐막이 없는 순수자연대류인 경우 고온 및 저온벽면에서의 열유속은 동일하나 (Table 4(d)), 차폐막이 존재하고 동시에 복사가 고려된 경우에 이들 벽면의 열유속은 서로 달라진다. 즉, 고온벽에서 매질로의 총 열유속은 저온벽에서의 총 열유속보다 이 연구의 변수에 대하여 더 큼을 알 수 있다. 특히 대류 열유속은 저온벽에서 더 크게 나타나는데 이는 복사의 영향으로 거의 모든 영역에 고온의 매질로 가득차서 저온벽면 하단 및 그 부근에 저온의 온도층이 밀집되므로 온도구배가 크기 때문이다. 그리고 복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 의미하는 Planck수가 열전달에 미치는 영향을 나타낸 Table 4(b)에서, 복사가 지배적인 열전달 형태가 되는 Planck수가 0.02인 경우 순수자연대류에 비하여 대류 열전달은 감소하나 복사 열전달에 의하여 총 열유속은 아주 큼을 알 수 있다. 그리고 이 연구의 인자범위 내에서 Planck수가 1 또는 그 이상일 때 대류에 의한 열유속은 거의 변화가 없고 복사에 의한 열유속도 0.462와 0.093으로 매우 작아 복사의 효과는 거의 무시할 수 있음을 알 수 있다. 광학두께의 영향을 나타낸 Table 4(c)는 차폐막의 길이가 $H/4$ 이고, Planck수는 0.02인 경우이다. Table 4(c)에서 보는 바와 같이 광학두께가 증가함에 따라 고온 및 저온벽면에서의 총 열유속은 감소한다. 이는 광학두께가 작은 경우에 차폐막 아래의 구멍을 통하여 고온과 저온벽면 사이의 복사 열교환이 보다 활발해지기 때문에 총 열유속은 증가하는 것이다. 그리고 동일한 광학두께인 경우 대류에 의한 열전달($\overline{Nu_c}$)은 저온벽면이 고온벽면보다 향상되는데, 이는 복사에 참여하는 흡수매질이 전 온도장을 고온으로 일정하게 유지하려 하므로 이로 인하여 벽면에서의 온도구배가 증가하기 때문이다. 그리고 Table 4(d)에서 보는 바와 같이 차폐막이 존재할 경우에 차폐막이 없는 경우에 비하여 총 열유속은 감소하며, 차폐막의 길이가 증가할 수록 그 감소폭은 컸다. 고온벽면과

차폐막과의 복사에 의한 열교환이 차폐막주위의 유동형태에 많은 영향을 미치며(주류동방향이 반시계방향이므로, 차폐막의 뒷면보다 앞면에 더 많은 영향을 미침, Fig. 8 참고), 또한 복사에 의한 매질과 차폐막표면과의 복사 열전달현상은 차폐막 내부의 온도를 보다 균일하게 할 뿐만 아니라 순수자연대류에 비하여 차폐막의 온도를 증가시킨다(Fig. 9(b) 참고). 이로 인하여 고온벽면에서의 온도구배는 차폐막 길이가 증가함에 따라 감소하며, 고온벽면과 차폐막과의 열교환이 결국 열손실을 야기시키기 때문에 복사와 대류를 고려한 총 열유속은 감소하게 되는 것이다.

4. 결 론

차폐막이 존재하는 2차원 밀폐공간내에서 난류자연대류와 복사 열전달이 동시에 발생하는 현상을 수치적으로 규명하였다. 난류유동장은 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델을 적용하였고, 복사 전달방정식은 6차의 구분종좌표법(S-6)을 이용하여 복사강도를 계산하였다. 특히 차폐막이 있는 경우에 차폐막 표면과 매질사이의 복사 열교환을 고려하여, 차폐막 표면에서의 온도와 복사 열유속을 계산하여 이들을 반복적으로 계산하는 새로운 식을 추가하였다.

계산결과, 층류유동에 비하여 난류유동장인 경우 유동의 형태는 많은 변화가 있으며, 등온벽면에서의 열전달량은 모두 급격히 증가하였다. 이 연구의 범위내에서 복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 의미하는 Planck수가 1.0이상일때 복사의 효과는 무시할 만 하였으며, 광학두께의 증가는 유동의 속도를 증가시키나 동시에 열경계층 두께를 증가시키므로 이로 인하여 고온벽면에서의 총 열유속은 감소하였다. 그리고 광학두께가 작을수록 고온과 저온벽면사이의 열교환이 보다 활발해지므로 열전달은 증가하였다. 또한 차폐막의 존재는 유동 및 온도장에 많은 영향을 미쳤으며, 복사가 고려된 경우에 매질과 차폐막 표면에서의 복사 열전달현상이 차폐막의 온도를 증가시켜 결국 복사 및 대류에 의한 열유속을 감소시켰다. 그리고 차폐막길이의 증가는 차폐막 내부의 온도분포를 보다 균일하게 하였다.

참고문헌

- (1) Lin, N. N. and Bejan, A., 1983, "Natural Con-

- vection in a Partially Divided Enclosure," *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, pp. 1867~1878.
- (2) Nansteel, M. W. and Greif, R., 1984, "An Investigation of Natural Convection in Enclosures with Two — and Three — Dimensional Partitions," *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, pp. 561~571.
- (3) Jelti, R., Achatya, S. and Zimmerman, E., 1986, "Influence of Baffle Location on Natural Convection in a Partially Divided Enclosure," *Numerical Heat Transfer*, Vol. 10, pp. 521~536.
- (4) Ratzel, A. C. and Howell, J. R., 1983, "Two Dimensional Radiation in Absorbing-Emitting Media Using the P-N Approximation," *ASME J. of Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 333~340.
- (5) Mengüç, M. P., 1985, "Modeling of Radiative Heat Transfer in Multi-Dimensional Enclosure Using Spherical Harmonics Approximation," Ph. D. Thesis, Purdue University.
- (6) Fiveland, W. A., 1984, "Discrete Ordinates Solutions of the Radiative Transport Equation for Rectangular Enclosure," *ASME J. of Heat Transfer*, Vol. 106, pp. 699~706.
- (7) Jamaluddin, A. S. and Smith, P. J., 1988, "Prediction Radiative Transfer in Rectangular Enclosures Using the Discrete Ordinates Method," *Combustion Science and Technology*, Vol. 59, pp. 321~340.
- (8) Yang, K. T., 1986, "Numerical Modeling of Natural Convection and Radiation in a Square Enclosure," *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 15, pp. 261~278.
- (9) Yücel, A., Acharya, S. and Williams, M. L., 1989, "Natural Convection and Radiation in a Square Enclosure," *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 15, pp. 261~278.
- (10) Fusegi, T., Ishii, K., Farouk, B. and Kuwahara, K., 1991, "Natural Convection-Radiation Interactions in a Cube Filled with a Nongray Gas," *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 19, pp. 207~217.
- (11) 박희용, 박경우, 최진규, 1993, "복사 열전달이 난류유동장에 미치는 영향에 관한 연구," 대한기계학회, 추계학술대회논문집, 제2권, pp. 183~188.
- (12) Chang, L. C., Yang, K. T. and Lloyd, J. R., 1983, "Radiation-Natural Convection Interactions in Two-Dimensional Complex Enclosures," *ASME J. of Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 89~95.
- (13) Yücel, A. and Acharya, S., 1991, "Natural Convection of a Radiating Fluid in a Partially Divided Square Enclosure," *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 19, pp. 471~485.
- (14) Davidson, L., 1990, "Calculation of the Turbulent Buoyancy-Driven Flow in a Rectangular Cavity Using an Efficient Solver and Two Different Low Reynolds $k-\epsilon$ Turbulent Model," *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 18, pp. 129~147.
- (15) Zimmerman, E. and Acharya, S., 1987, "Free Convection Heat Transfer in a Partially Divided Vertical Enclosure with Conducting End Walls," *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 30, pp. 319~331.
- (16) Chen, Q., van der Kooij, J. and Meyers, A., 1988, "Measurement and Computations of Ventilation Efficiency and Temperature Efficiency in a Ventilated Room," *Energy and Buildings*, Vol. 12, pp. 85~99.
- (17) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, Washington, D. C.
- (18) Paolucci, S. and Chenoweth, D. R., 1989, "Transition to Chaos in a Differentially Heated Vertical Cavity," *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 201, pp. 379~410.