

〈論 文〉

구분종좌법에 의한 사각형매질내의 복사 및 전도열전달 해석

김택영* · 백승욱*

(1990년 9월 5일 접수)

Analysis of Combined Conductive and Radiative Heat Transfer in a Two-Dimensional Rectangular Enclosure Using the Discrete Ordinates Method

Taik Young Kim and Seung Wook Baek

Key Words : Discrete Ordinates Method(구분종좌법), Conduction to Radiation Parameter(전도-복사계수), Emissivity(방사율), Scattering Albedo(산란알베도), Optical Thickness(광학두께)

Abstract

An efficient tool to deal with a multi-dimensional radiative heat transfer is in strong demand to analyze various thermal problems combined either with other modes of heat transfer or with combustion phenomena. The current study examined the discrete ordinates method (DOM) for a coupled radiative and conductive heat transfer in rectangular enclosures in which either non-scattering or scattering medium is present. The results were compared with the other benchmarked approximate solutions. The efficiency and accuracy of the DOM were thus validated.

기 호 실 명

a_0 : 선형 비등방성 산란위상함수 계수	α : 흡수 계수
A, B : 미소체적 면	β : 상각 계수
G : 무차원 복사강도	ϵ_w : 벽면 방사율
H^* : 열함수	Φ : 산란위상함수
I : 복사강도	μ, ξ : 방향 코사인
k : 열전도 계수	Θ : 무차원 온도
n : 단위 수직 벡터	σ : Stefan-Boltzmann 상수
N : 전도-복사 계수	σ_0 : 산란 계수
q : 열유속 벡터	τ_L, τ_H : 특성 광학 두께
Q : 무차원 열유속	ω_0 : 산란 알베도
r : 무차원 위치 벡터	Ω, Ω' : 입사 및 방사 방향
T : 온도	
V : 미소체적	

참 자

m, m' : 구분종좌 방향
$n_{s,e,w}$: 미소체적 면
P : 미소체적 P 의 중심
w : 벽면

*한국과학기술원 항공공학과

**정회원, 한국과학기술원 항공공학과

x, y : 좌표계 방향

1. 서론

복사와 전도 등 다른형태의 열전달, 또는 연소현상 등이 연계된 문제의 해석이 근래에 와서 중요성이 인식되고 관심을 받는 것은, 이러한 연구가 축열을 위하여 사용되는 화이버(fiber), 폼(foam) 분말 등으로 이루어진 다공매질의 열전달 현상이나, 고온의 연소실 또는 핵연료를 사용하는 에너지 시스템의 냉각장치 등의 설계에 기초자료가 되기 때문이다. 그러나 위와 같은 중요성의 인식에도 불구하고 복사전달방정식이 수학적으로 복잡한 미적분방정식의 형태로 이루어져 있어서 이론적 엄밀해를 구하는 것은 불가능하므로, 전도나 대류, 연소 등 다른 물리적 현상과 연계하여 해석하기 편리한 근사해법 제시의 필요성이 절실하다.

최근 수 십년동안 복사전달방정식의 여러가지 이론 및 수치해석적 근사해법이 제시되어 왔으나, 각기 장단점을 내포하고 있어서 모든 기하학적 형상이나 물리적 현상에 효율적이며 적합한 방법은 제시되어 있지 않다. 현재까지 연구되어온 몇 가지 근사해법의 특성을 살펴보면 다음과 같다.

수치해석적 '엄밀해'라 불리는 Monte Carlo 방법⁽¹⁾과 존(zone)방법⁽²⁾은 계산시간이 오래 걸리고 산란매질에 적용시키기가 어렵다는 단점이 있다.

Bayazitoglu와 Higenyi⁽³⁾, Menguc⁽⁴⁾등은 구조화 근사법으로 다차원 복사열 전달문제를 해석하여 그의 정확도를 보여주었다. 그러나 이방법 역시 계산시간이 오래 걸리며, 정확도를 증가시키려면 매우 복잡하고 계산량이 많은 산술식을 재유도하여야 한다는 단점이 있다. 최근에는 유한요소법⁽⁵⁾을 사용한 계산도 시도되고 있으나, 계산의 효율성이 떨어지고, 산란매질에 대한 적용하기가 어려우며, 현재 유동해석에 주로 사용되는 유한차분법과의 연계성 부족 등 미흡한 점이 많다.

이와같은 여러 근사해법 중 근래에 관심이 가중되고 있는 방법의 하나가 일종의 다유속법인 구분중좌법으로, 이는 입체각 4π 를 적절한 구간으로 나누고 각구간에서 복사강도가 일정한 가중치를 갖도록 가정하여 복사전달방정식을 일련의 상미분방정식으로 근사하는 방법이다. 이 방법은 초기에는 Carlson과 Lathrop⁽⁶⁾등이 중성자전달방정식(neutron transport equation)을 해석하기 위하여 개발

하였으므로 몇 가지 제한된 복사전달문제에만 사용되었으나, 최근에는 다차원 직교좌표계^(7,8) 및 원통좌표계^(9,10)에 대한 연구가 계속 발표되고 있고, 또한 Fiveland⁽¹¹⁾는 구분중좌법을 사용한 해의 안정성과 효율성에 대하여 연구발표하였다.

본 연구에서는 S_2 구분중좌법으로 사각형매질내 복사와 전도가 연계된 열전달문제를 수치해석하여, 유한요소법⁽⁵⁾ 및 적분함수⁽¹²⁾를 사용하여 구한 해와 정확도를 비교하였으며 산란매질에 대하여도 계산을 수행하여 그결과를 예측하였다. 복사열전달이 전도열전달에 어떠한 영향을 주는가를 좀더 명확히 알아보기 위하여 열선(heatline)을 정의하여 이의 분포도 도시하였다.

2. 이론해석

2.1 지배방정식 및 경계조건

Fig. 1에 도시한 바와같은 가로, 세로 특성광학 두께가 각각 τ_L, τ_H 인 사각형매질에서, 복사와 전도에 의하여 지배되는 에너지방정식은 다음과 같다.

$$k\nabla^2 T - \nabla \cdot \mathbf{q}^r = 0 \tag{1}$$

이때 복사열유속의 다이버전스(divergence)는 다음 식으로 표현된다.

$$\nabla \cdot \mathbf{q}^r = 4\alpha \left(\sigma T^4(r) - \frac{1}{4} \int_{\Omega=4\pi} I(r, \Omega) d\Omega \right) \tag{2}$$

에너지방정식 (1)은 아래의 무차원수들을 이용하면 식(4)로 나타낼 수 있다.

$$X = \beta x / \tau_L, \quad Y = \beta y / \tau_H, \quad \tau_L = \beta L, \quad \tau_H = \beta H, \\ \omega_0 = \sigma_0 / \beta, \quad N = k\beta / 4\sigma T_i^3, \quad \Theta = T / T_i,$$

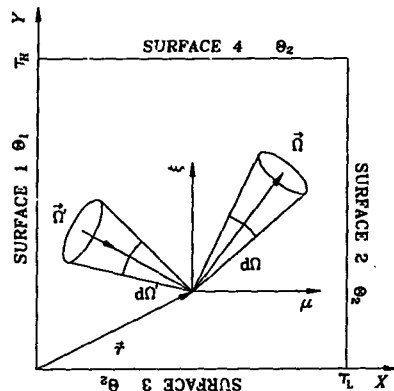


Fig. 1 Schematic of the coordinate system in the rectangular enclosure

$$G = I/\sigma T_1^4 \quad (3)$$

$$\frac{1}{\tau_L^2} \frac{\partial^2 \Theta(r)}{\partial X^2} + \frac{1}{\tau_H^2} \frac{\partial^2 \Theta(r)}{\partial Y^2} = \frac{(1-\omega_0)}{N} \left(\Theta^4(r) - \frac{1}{4} \int_{\Omega=4\pi} G(r, \Omega) d\Omega \right) \quad (4)$$

위 식에서 무차원수 N 은 전도-복사 계수이고 ω_0 는 산란 알베도(albedo)이며 α , σ_0 , β 는 흡수, 산란 및 상각계수, 그리고 Θ , G 는 무차원 온도와 복사 강도이다.

좌측벽면의 온도는 고온인 T_1 이고 다른 세벽면이 T_2 로 유지되면 매질은 $Y=1/2$ 인 중심선에 대하여 대칭이므로 수치해석의 계산영역은 중심선 아래의 반면만을 취한다. 이 영역에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Theta(0, Y) &= 1 \\ \Theta(1, Y) &= \Theta(X, 0) = \Theta_2 \\ \partial\Theta(X, 1/2) \partial Y &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

미소체적의 방향 Ω 에 대한 흡수, 방사, 산란하는 매질의 복사전달방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\mu}{\tau_L} \frac{\partial G(r, \Omega)}{\partial X} + \frac{\xi}{\tau_H} \frac{\partial G(r, \Omega)}{\partial Y} &= -G(r, \Omega) \\ &+ \frac{(1-\omega_0)}{\pi} \Theta^4(r) \\ &+ \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \Phi(\Omega' \rightarrow \Omega) G(r, \Omega') d\Omega' \end{aligned} \quad (6)$$

식 (6)에서 Φ 는 선형 비등방성 산란위상함수로 가정하여 아래식을 도입하였다.

$$\Phi(\Omega' \rightarrow \Omega) = 1 + a_0(\mu\mu' + \xi\xi') \quad (7)$$

이때 μ, ξ 는 각 x, y 방향으로의 방향코사인이다.

복사에 대하여 확산적으로 방사 및 반사하는 벽면의 경계조건은 다음식으로 표현된다.

$$G(r_w, \Omega) = \frac{\epsilon_w \Theta^4(r_w)}{\pi} + \frac{1-\epsilon_w}{\pi} \int_{n \cdot \Omega} |n \cdot \Omega'| G(r_w, \Omega') d\Omega' \quad (8)$$

이 식에서 ϵ_w 는 벽면 방사율이고, n 은 벽면에 수직인 단위벡터이다.

2.2 구분중좌 방정식 및 경계조건

구분중좌법에 의한 복사전달방정식을 유도하기 위하여 전체 입체각을 M 개의 방향으로 나누고, 각각의 방향 m 에 대하여 복사강도가 일정하다고 하면 다음 지배방정식을 얻게된다.

$$\begin{aligned} \frac{\mu_m}{\tau_L} \frac{\partial G^m}{\partial X} + \frac{\xi_m}{\tau_H} \frac{\partial G^m}{\partial Y} &= \\ -G^m + \frac{(1-\omega_0)}{\pi} \Theta^4 + \frac{\omega_0}{4\pi} \sum_{m'} w_{m'} \{1 + a_0(\mu_m \mu_{m'} \end{aligned}$$

Table 1 The ordinate directions and weighting factors for S_4 approximation(one octant only)

Positive direction number	Ordinates			Weight
	μ_m	ξ_m	η_m	
1	0.29588	0.29588	0.90825	0.52360
2	0.90825	0.29588	0.29588	0.52360
3	0.29588	0.90825	0.29588	0.52360

$$+ \xi_m \xi_{m'}) \} G^{m'} \quad (9)$$

식 (6)의 적분항은 가중치를 도입한 합의 형태로 표현하였다.

위의 방법을 사용하면 경계조건은 다음과 같다.

$$G^m = \frac{\epsilon_w}{\pi} + \frac{1-\epsilon_w}{\pi} \sum_{\mu_{m'} < 0} w_{m'} |\mu_{m'}| G^{m'} ;$$

$$\mu_m > 0 \text{ at } X=0$$

$$G^m = \frac{\epsilon_w}{\pi} \Theta_2^4 + \frac{1-\epsilon_w}{\pi} \sum_{\mu_{m'} < 0} w_{m'} |\mu_{m'}| G^{m'} ;$$

$$\mu_m < 0 \text{ at } X=1$$

$$G^m = \frac{\epsilon_w}{\pi} \Theta_2^4 + \frac{1-\epsilon_w}{\pi} \sum_{\xi_{m'} < 0} w_{m'} |\xi_{m'}| G^{m'} ;$$

$$\xi_m > 0 \text{ at } Y=0$$

$$G^m = G^{m'} \text{ for } \xi_m = -\xi_{m'} ;$$

$$\xi_m < 0 \text{ at } Y=0.5 \quad (10)$$

이때 m 과 m' 은 각각 방사 및 입사방향을 의미한다.

구분중좌법의 내용상 해이되는 중좌방향 Ω_m 과 가중치 w_m 의 선택은 물리계내 물성치의 대칭성과 불변성에도 불구하고 가변적이다. 그러나 일반성을 유지하기 위하여 완전한 대칭성을 이루는 구분구간과 이에 대응하는 가중치를 채택하는 것이 좋다. 구간의 구분에 관한 자세한 내용은 Carlson과 Lathrop⁽⁶⁾의 연구를 기초로 하였다.

S_n 구분중좌법에 있어서 중좌방향은 $n(n+2)$ 개가 되며 이 때 n 은 짝수만을 취할 수 있다. 본 연구에서는 S_4 방법을 사용하였으므로 24개의 방향에 대한 24개의 미분방정식을 풀어야하나, 2차원문제이므로 $x-y$ 면에 대하여는 대칭이 되어 12개의 방향에 대하여만 계산하면 된다. 또한 중좌방향과 가중치는 Fiveland⁽¹¹⁾의 연구에서의 값을 이용하였으며, 이를 Table 1에 나타내었다.

2.3 무차원 열유속 및 열선의 정의

전도와 복사에 의한 x 및 y 방향의 무차원 열유

속은 다음식으로 정의된다.

$$Q_x = -\frac{4N}{\tau_L} \frac{\partial \Theta}{\partial X} + \sum_m w_m \mu_m G^m$$

$$Q_y = -\frac{4N}{\tau_H} \frac{\partial \Theta}{\partial Y} + \sum_m w_m \xi_m G^m \quad (11)$$

이 식의 오른쪽 첫째항은 전도열유속량이며 두번째 항은 복사열유속량이다.

본 연구에서는 Bejan과 Kimura⁽¹³⁾ 등이 제시한 열선의 개념을 도입하여 다음과 같이 열선을 정의하였다.

$$-\frac{\partial H^*}{\partial X} = Q_y, \quad -\frac{\partial H^*}{\partial Y} = Q_x \quad (12)$$

유동장의 유선은 통과하는 유량은 0인 것과 마찬가지로 열선을 가로지르는 열유속은 0이다. 그러므로 열선은 열흐름의 방향을 나타낸다.

3. 수치해석

수치해석을 위하여 식 (9)를 Fig. 2에 도시한 미소체적에 대하여 적분하면 다음식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\mu_m}{\tau_L} A_p (G_e^m - G_w^m) + \frac{\xi_m}{\tau_H} B_p (G_n^m - G_s^m) = -V_p (G_p^m + S) \quad (13)$$

이 식에 다음과 같은 값들을 도입한다.

$$A_p = \Delta Y_p, \quad B_p = \Delta X_p, \quad V_p = \Delta Y_p \Delta X_p$$

$$S = \frac{(1-\omega_0)}{\pi} \theta_p^s + \frac{\omega_0}{4\pi} \sum_m^M w_m \{1 + a_0(\mu_m \mu_m' + \xi_m \xi_m')\} G_p^m \quad (14)$$

미소체적 경계면 및 중심에서의 복사강도를 그를 중심으로한 양측면 또는 점에서의 값으로 표현하기 위하여 다음식을 사용한다.

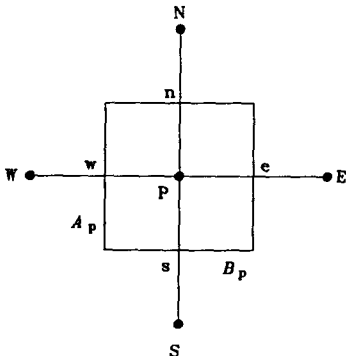


Fig. 2 Schematic of grid points and control volume for the computation

$$2G_c^m = G_e^m + G_w^m \quad (15)$$

이때 합첨자 i 는 좌표계의 방향을 의미하며 r, e, c 는 각각 이미 계산된 복사강도를 갖는 출발면 또는 중심, 계산된 값으로 대체될 복사강도를 갖는 도달면 및 중심, 그리고 이들 두점 r 과 e 의 중심을 나타낸다. 예를 들면 양의 방향코사인쌍 (μ_m, ξ_m)에 대하여 중심점에서 r, e, c 는 각각 x 방향으로는 w, P, e, y 방향으로는 s, P, n 이 되고, 기준면을 w 로 하면 W, w, P 가 된다. 위와같은 하첨자의 정의와 식 (15)를 이용하면 식 (13)은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$G_p^m = \frac{A_p |\mu_m| G_{xr}^m / \tau_L + B_p |\xi_m| G_{yr}^m / \tau_H + V_p S}{A_p |\mu_m| / \tau_L + B_p |\xi_m| / \tau_H + V_p} \quad (16)$$

식 (16)에서와 같이 중심점의 복사강도는 이미 계산되어진 값만으로 나타난다.

수렴의 안정성을 위하여 초기에는 전체경계면이 흑체이고 입사산란은 제외한 채로 계산한다. 방향코사인을 고정시키고 오른쪽 아랫면으로부터 x, y 방향으로 계산을 수행하여 전 방향에 대하여 계산한다. 초기 계산 후 경계조건과 입사산란을 고려하여 수렴할 때까지 반복계산을 수행한다. 복사전달식이 수렴하면 중심차분법으로 차분화시킨 에너지 방정식에 계산된 복사열유속을 대입하여 계산하고, 새로운 온도장에 대하여 위의 계산을 수렴할 때까지 반복한다. 각 방향에 대하여 정의된 복사강도는 양의 값만을 갖으므로 복사전달식을 계산할 때 음의 복사강도가 계산되어 나오면 이값을 0으로 대체하여 다시 계산한다.

복사전달방정식의 수렴은, 반복계산시 복사에너지의 순방사량인 복사열유속 다이버전스의 변화량이 임의의 수렴경계안에 들어오는 것을 조건으로 하였다. 해의 수렴성은 전 물성치에 대하여 매우 안정적이며, 25×25 격자계에 있어서 복사전달식은 계산된 온도장에서 약 40번 정도의 반복계산에 의하여 수렴조건안에 들어 오며 온도장이 확립되어 갈수록 반복계산 횟수는 감소한다. 계산시간은 한 가지 경우에 대하여 IBM-AT로 약 20~30분정도 소요된다.

4. 결과 및 검토

복사에 관여하고 전도열전달이 존재하는 사각형 매질의 열전달특성을 알아보기 위하여 전도-복사

계수, 벽면방사율 및 특성광학길이의 변화에 따른 계산을 수행하였으며, 특히 복사매질의 산란특성을 고찰하기 위하여 산란알베도와 선형 비등방성 산란 위상함수의 계수 a_0 를 변화시켜가며 계산을 하였다. 모든 계산에서 저온벽의 온도 θ_2 는 0.5로 고정하였다.

Fig. 3과 4는 각각 대칭 중심선 $y=0.5$ 에서의 전도-복사 계수 N 의 변화에 따른 온도 및 열유속의 분포를 나타낸 것으로, 매질은 산란은 없고 흡수와 방사만하는 $\omega_0=0$ 인 경우이다. 차원해석적으로 도

입된 계수 N 의 특성에 의하여 이 값의 감소는 전도에 비하여 복사영향의 상대적 증가를 의미한다. 이러한 이유로 N 이 줄어들면 양쪽벽면에서의 온도 구배가 급격해지고 대체로 전체매질의 온도는 증가한다. 내부매질의 온도 및 열유속분포를 좀더 자세히 고찰하기 위하여 $N=0.1, 0.001$ 일 때의 등온선 및 열선의 분포를 Fig. 5에 도시하였다. 열선의 분포에서 볼 수 있듯이 $N=0.001$ 인 경우 고온인 좌측벽면에서 방사된 복사에너지는 매질의 내부로 깊숙히 침투한 후 열에너지로 흡수되어 매질의 온도

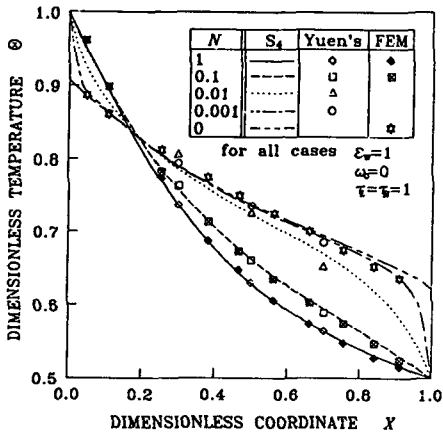


Fig. 3 Dimensionless temperature profiles for various conduction to radiation parameter N along the symmetric line, $Y=0.5$

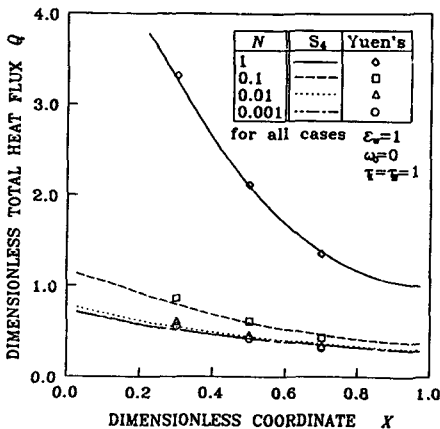


Fig. 4 Variation of total heat flux for various conduction to radiation parameter N along the symmetric line, $Y=0.5$

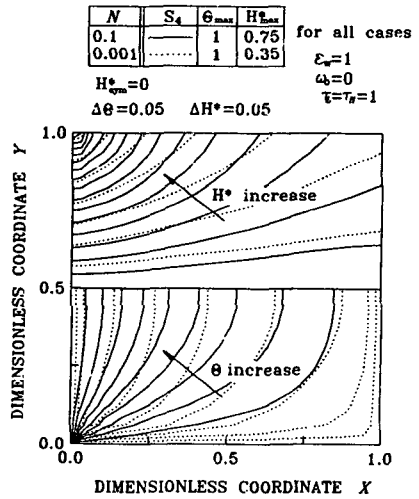


Fig. 5 Isotherms for lower half region and heatlines for upper half region with two N 's, 0.1 and 0.001

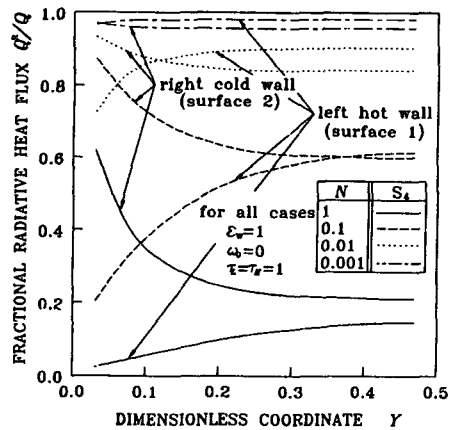


Fig. 6 Variation of fractional radiative heat flux for various conduction to radiation parameter N at the left-hand hot wall, $X=0$, and right-hand cold wall, $X=1$

를 증가시킨다. 좌측 아래 모서리 근처의 등온선이 밀집된 것으로 보아 이 부근에서는 N 의 값에 관계 없이 전도영향이 지배적임을 예측할 수 있고, 이를 Fig. 6에서 확인할 수 있다.

Fig. 4에 나타내었듯이 N 이 감소할수록, 즉 복사의 영향이 증가할수록 대칭축을 따른 전체열유속이 거의 일정한 값으로 감소하여 외부로의 열손실을 억제하게 된다. Fig. 5에 도시한 이웃한 두 열선간의 열량은 일정하므로 이들 간의 간격이 좁으면 열유속은 커진다. N 이 0.1인 경우 열선은 0.001일 때 비하여 위벽면으로 더 많이 휘고, 좌측 모서리부근으로 밀집됨으로 미루어 전도에 의한 열손실은 이들 모서리근처에서 이루어 짐을 예측할 수 있으며, 이러한 현상은 Fig. 6에서도 볼 수 있다. N 이 작으면 열선간의 간격이 증가하므로 전체 열유속도 감소한다.

Fig. 6은 좌, 우 벽면에서 전체열유속에 대한 복사열유속의 비를 도시한 것이다. 앞에서 언급한 바와같이 좌측벽면 모서리에서의 열손실이 매우 크며 N 의 감소에 따라 복사의 영향이 증가하고 $N=0.001$ 이 되면 전체벽면에 걸쳐 복사열유속이 지배적이 되어 전도는 무시할 수 있다.

구분중좌법의 해의 정확도를 적분함수법⁽¹²⁾ 및 유한요소법⁽⁵⁾으로 구한 해와 비교하여 Fig. 4, 5에 나타내었다. 그림에서와 같이 오차가 매우 작으며, 이들 방법에 비하여 계산시간은 훨씬 줄어든다. 그러므로 구분중좌법이 정확하며 효율적임을 알 수 있다.

Fig. 7은 $N=0.05$, $\omega_0=0$ 인 경우 벽면방사율의 변화에 따른 좌측 뜨거운 벽면에서의 열유속의 분포를 나타낸 것으로 벽면방사율이 증가하면 복사강도가 커져서 복사열유속이 증가하고 이로 인하여 전체매질의 온도는 상승한다. 또한 벽면근처에서의 온도구배는 작아져서 전도열유속도 감소하는데, 이러한 벽면방사율의 효과는 특성광학두께가 커질수록 명확해진다. 정확도를 유한요소법⁽⁵⁾으로 구한 해와 비교하여 나타내었다. 일반적으로 벽면방사율이 증가하면 벽면복사강도의 강화로 인하여 복사의 영향이 더욱 커지고, 전체열유속도 증가한다. 열손실적 측면에서 본다면 벽면방사율을 작게하여 벽면에서의 복사에 의한 손실을 줄이는 것이 효율적이다.

Fig. 8은 $N=0$ 과 0.01인 경우, 산란의 영향을 고찰하기 위하여 ω_0 와 a_0 의 변화에 따른 좌측 고온 벽면에서의 전체열유속을 도시한 것으로, a_0 가

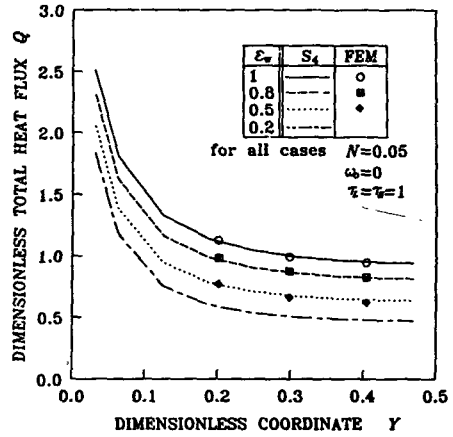


Fig. 7 Variation of total heat flux for various wall emissivity ϵ_w at the left-hand hot wall, $X=0$

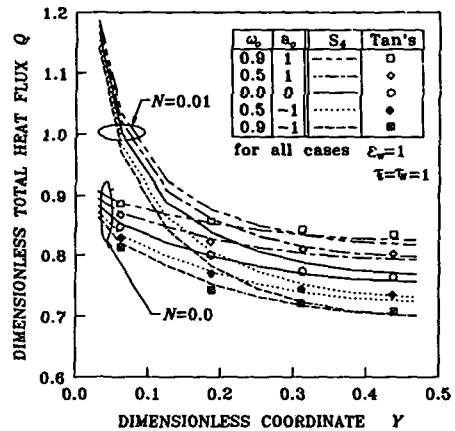


Fig. 8 Variation of total heat flux for various scattering albedo ω_0 , and coefficient of linear anisotropic scattering phase function a_0 at left-hand and hot wall, $X=0$

1, 0, -1은 각각 전면 비등방성, 등방성 및 후면 비등방성산란을 의미한다. 구분중좌법으로 구한 산란매질의 해의 정확도를 알아보기 위하여 N 이 0인 경우 Tan⁽¹⁴⁾의 해와 비교하였으며, 이들이 잘 일치함을 알 수 있다. 그림에서 보여주듯이 산란의 강도에 따라 열유속은 많은 영향을 받으며, $\omega_0 a_0$ 가 증가하면 전면으로의 복사강도를 강화시켜서 열유속을 증가시킨다. 반면 후방산란인 경우는 전면복사강도를 약화 시킴을 예측할 수 있다. $\omega_0 a_0=0$ 인 경우는 매질이 흡수 및 방사만을 하여 산란과는 무관하다.

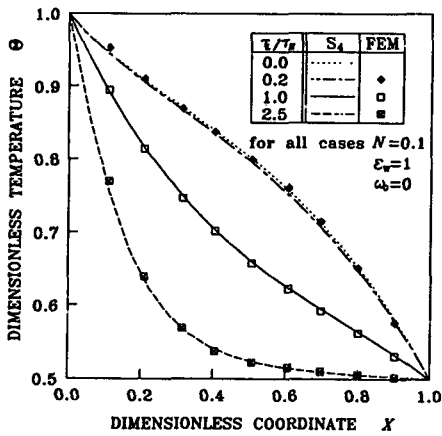


Fig. 9 Dimensionless temperature profiles for various aspect ratio τ_L/τ_H along the symmetric line, $Y=0.5$

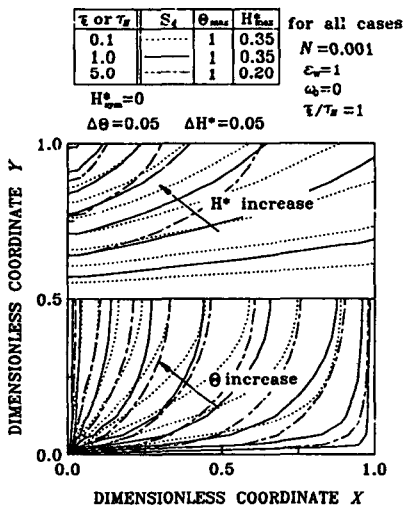


Fig. 10 Isotherms for lower half region and heatlines for upper half region with three optical width or height (τ_L or τ_H), 0.1, 1.0, and 5.0

$N=0.1$, $\epsilon_w=1$, $\omega_0=0$ 인 매질의 대칭축에서의 온도분포를 4가지 종횡비에 대하여 Fig. 9에 나타내었다. 종횡비 τ_L/τ_H 가 0.2이면 거의 일차원매질인 $\tau_L/\tau_H=0$ 의 경우로 근접하고 있으며, 종횡비가 커지면 매질의 온도가 θ_0 로 낮아진다.

Fig. 10은 $N=0.001$, $\epsilon_w=1$, $\omega_0=0$ 인 매질의 몇 가지 특성광학길이에 대하여 등온선 및 열선분포를 도시한 것으로, 광학길이가 증가하면 열선의 수가 감소하고 이는 열유속의 감소를 의미한다. 그림 아

랫면에 도시한 등온선의 분포로써 광학길이가 두꺼울수록 벽면에서의 온도구배는 크며 전체 매질내의 온도는 증가하여, N 이 작을 때와 마찬가지로 매질이 열량을 열에너지로 흡수하는 양이 큼을 알 수 있다. 특성광학길이의 증가는 고정된 N 에 대하여는 사각매질의 실제 길이의 증가를 의미하므로 열손실을 줄이려면 매질의 크기를 크게 하여야한다.

모든 계산에 있어서 구분종좌법으로 구한 해는 다른 여러가지방법으로 구한 해와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

5. 결 론

본 연구에서는 전도와 복사가 연계된 사각형매질내의 열전달문제를 S_4 구분종좌법으로 수치해석하여 그 결과를 고찰한 바 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 매질의 전도-복사 계수를 작게하여 복사의 영향을 증가시키면 열손실이 감소하며, N 이 0.001 이하가 되면 벽면에서의 온도 불연속상태를 제외하고는 거의 전도의 영향을 무시할 수 있다.
- (2) 매질 산란의 방향성에 의하여 열유속의 증감이 뚜렷함을 알 수 있다.
- (3) 종횡비가 커지면 전체적으로 매질의 온도가 낮아지며, 광학두께가 작을수록 열손실은 커진다.
- (4) 구분종좌법으로 구한 해는 정확도가 높을뿐 아니라 계산시간이 적게 걸리므로 효율적이다.

참 고 문 헌

- (1) Howell, J. R., 1968, "Application of Monte-Carlo to Heat Transfer Problem", *Advances in Heat Transfer*, ed. Irvine & Hartnett, Academic Press, New York, Vol. 5, pp.1~54.
- (2) Noble, J. J., 1975, "The Zone Method: Explicit Matrix Relations for Total Exchange Areas", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 261~269.
- (3) Bayazitoglu, Y., and Higenyi, J., 1980, "Higher-Order Differential Equations of Radiative Transfer; P-3 Approximation", *AIAA Journal*, Vol. 17, No. 4, pp. 424~431.
- (4) Menguc, M. P., 1985, "Modeling of Radiative Heat Transfer in Multidimensional Enclosures Using Spherical Harmonics Approximation", Ph.D. dissertation Purdue University.

- (5) Razzaque, M. M., Howell, J. R., and Klein, D. E., 1984, "Coupled Radiative and Conductive Heat Transfer in a Two-Dimensional Rectangular Enclosure with Gray Participating Media Using Finite Elements", *J. Heat Transfer*, Vol. 106, pp. 613~619.
- (6) Carlson, B. G., and Lathrop, K. D., 1968, "Transport Theory-the Method of Discrete Ordinates, in Computing Methods in Reactor Physics", H. Greenspan, C. N. Kelber, and D. Okrent ed., Gordon & Breach Science Publishers, New York, pp. 165~266.
- (7) Fiveland, W. A., 1984, "Discrete Ordinates Solutions of Transport Equation for Rectangular Enclosures", *J. Heat Transfer*, Vol. 106, pp.699~706.
- (8) Jamaluddin, A. S., and Smith, P. J., 1988, "Predicting Radiative Transfer in Rectangular Enclosures Using the Discrete Ordinates Method", *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 59, pp. 321~340
- (9) Truelove, J. S., 1978, "Evaluation of a Multi-Flux Model for Radiative Heat Transfer in Cylindrical Furnaces", HTFS Report No. RS230.
- (10) Jamaluddin, A.S., and Smith, P.J., 1988,
- (14) Tan, Z., 1989, "Radiative Heat Transfer in Multidimensional Emitting, Absorbing, and Anisotropic Scattering Media-Mathematical Formulation and Numerical Method", *J. Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 141~147.
- "Predicting Radiative Transfer in Axisymmetric Cylindrical Enclosures Using the Discrete Ordinates Method", *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 62, pp. 173~186.
- (11) Fiveland, W.A., 1988, "Three-Dimensional Radiative Heat-Transfer Solutions by the Discrete-Ordinates Method", *J. Thermophysics*, Vol. 2, No. 4, pp. 309~316.
- (12) Yuen, W. W., and Takara, E. E., 1988, "Analysis of Combined Conductive Radiative Heat Transfer in a Two-Dimensional Rectangular Enclosure with a Gray Medium", *J. Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 468~474.
- (13) Kimura, S., and Bejan, A., 1983, "The 'Heat-line' Visualization of Convective Heat Transfer", *J. Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 916~919.