

<論 文>

## 輻射가 關與하는 氣體-固體粒子 腔비티流動에서의 熱傳達

李鍾郁\* · 李俊植\*\* · 李澤植\*\*

(1988年 2月 15日 接受)

### Heat Transfer in Radiatively Participating Gas-Particle Cavity Flows

Jong Wook Lee, Joon Sik Lee and Taik Sik Lee

**Key Words** : Two-Phase Flow(2-상유동), Radiative Transfer(복사전달), Two-Way Coupling(2-방연계), Lagrangian Method(라그랑지방법), Radiosity(출사)

#### Abstract

Gas-particle two phase flow and heat transfer in a cavity receiving thermal radiation through selectively transparent walls have been analyzed by a finite difference method. Particles injected from the upper hole of the cavity are accelerated downward by gravity and exit through the lower hole while they absorb, emit and scatter the incident thermal radiation. Gas phase is heated through convection heat transfer from particles, and consequently bouyancy induced flow field is formed. Two-equation model with two-way coupling is adopted and interaction terms are treated as sources by PSI-Cell method. For the particulate phase, Lagrangian method is employed to describe velocities and temperatures of particles. As thermal radiation is incident upon horizontally, radiative heat transfer in the vertical direction is assumed negligible and two-flux model is used for the solution of radiative heat flux. Gas phase velocity and temperature distributions, and particle trajectories, velocities and temperatures are presented. The effects of particle inlet condition, particle size, injection velocity and particle mass rate are mainly investigated.

#### 기 호 설 명

$B$	: 출사(radiosity)	$k$	: 기체의 열전도율 또는 난류 운동에너지
$b$	: 후방 산란계수	$m_p$	: 고체 입자의 질량
$C, C_s, C_m$	: 상수	$\dot{m}_p$	: 고체 입자의 분사량
$C_D$	: 저항계수	$n$	: 고체 입자의 수밀도(number density)
$c$	: 비열	$Nu$	: Nusselt 수
$d$	: 고체 입자군의 두께	$P$	: 압력 또는 위상 함수(phase function)
$d_p$	: 고체 입자의 직경	$Pr$	: Prandtl 수
$e$	: 방사능력(emissive power)	$Q_{rad}$	: 입자들에 흡수되는 단위높이당 열량
$G$	: 생성항	$q$	: 복사 열유속
$g$	: 중력	$q_{inc}$	: 입사 복사열유속
$i$	: 복사 강도(radiation intensity)	$q_r$	: 입자 하나에 대한 복사열유속
		$R$	: 복사 저항
		$Re$	: Reynolds 수
		$S$	: 기체-고체 입자 상호작용항

\*서울대학교 대학원

\*\*정회원, 서울대학교 공과대학 기계공학과

- $T$  : 온도
- $\bar{T}_p$  : 입자평균온도
- $t$  : 시간
- $u$  :  $x$  방향 속도 성분
- $\vec{u}$  : 기체의 속도 벡터
- $v$  :  $y$  방향 속도 성분
- $\vec{v}_p$  : 고체입자의 속도 벡터
- $x$  : 횡좌표
- $y$  : 종좌표
- $\epsilon$  : 난류 소산율
- $\theta$  : 벽면과 복사각도가 이루는 각도
- $\theta_r$  : 무차원 복사 열유속
- $\lambda$  : 실제 저항계수의 Stokes 저항계수에 대한 비
- $\mu$  : 점성 계수
- $\mu_{eff}$  : 유효 점성 계수
- $\xi$  : Fig. 3에 정의된 좌표
- $\rho$  : 밀도
- $\sigma$  : Stefan-Boltzmann 상수
- $\sigma_a$  : 흡수계수
- $\sigma_k$  : 난류 운동 에너지 Prandtl 수
- $\sigma_s$  : 산란계수
- $\sigma_e$  : 난류에너지소산율 Prandtl 수
- $\tau$  : 광학두께 (optical thickness)
- $\hat{\tau}$  : 고체입자층의 총 광학길이
- $\tau_M$  : 유동장에 대한 특성반응시간
- $\tau_T$  : 온도장에 대한 특성반응시간
- $Q$  : 고체입자층의 산란 알베도(scattering albedo)
- $\omega$  : 입체각(solid angle)

하 첨 자

- $b$  : 흑체 (black body)
- max : 최대값
- min : 최소값
- $p$  : 고체 입자에 대한 양
- $t$  : 난류에 대한 양

상 첨 자

- $i$  : 초기값
- $x$  :  $x$  방향 운동량 상호작용
- $y$  :  $y$  방향 운동량 상호작용
- $T$  : 에너지 상호작용
- $+$  : 양의  $\xi$  방향
- $-$  : 음의  $\xi$  방향

기 타

$\min(a,b)$  :  $a, b$  중 최소값

1. 서 론

열전달 측면에서 볼 때 기체는 낮은 열전도율과 낮은 열용량을 가질 뿐만 아니라 복사에너지에 대한 흡수율이 작으므로 큰 복사 열전달 효과를 얻지 못하고, 액체는 고온에서 그 상이 기체로 변하는 불안정성을 가지고 있다. 이러한 결점을 해결하기 위한 방법으로 기체와 고체입자의 혼합 유체를 열 매체로 사용하는 새로운 개념이 제시되었으며 이러한 효과에 대한 공학적 가치는 Hunt<sup>(1)</sup>, Lee<sup>(2)</sup> 등에 의해 시사되었고 이로부터 Evans<sup>(3)</sup>, Yuen<sup>(4)</sup> 등은 기체-고체입자를 매체로한 태양열 집열기에 관한 연구를 수행하였다.

고체입자는 입자운 (particle cloud)의 형태로 낙하하며 입자막을 형성하고 시스템으로 들어오는 복사에너지의 조사(irradiation)를 직접 흡수한다. 이러한 이상유동 및 열전달에서 두 상간의 복잡한 상호 연관성으로 해석적인 연구가 불가능하며, 계측 장비와 기술의 난점을 실험적 연구가 어렵다. 따라서 현재로서는 기체-고체입자 이상 유동 및 열전달 현상의 기본특성에 관한 연구는 수치해석적인 방법에 의존할 수 밖에 없다.

이상유동의 해석에 있어서 주어진 물리적 조건에 따라 여러가지 해석 모델이 제시되고 있다. 가장 단순한 방법은 1-방정식(one-equation) 모델로서 두 상의 동적, 열적 평형을 가정하여 혼합체를 하나의 균일한 유체로 생각하여 유효물성치(effective property)를 도입하는 단일 유체 모델이다. 이에 비하여 각 상에 따른 지배방정식을 구성하는 2-방정식(two-equation) 모델에는 고체입자의 관성수 (particle inertia number)에 따라 고체입자의 기체 상에 대한 영향을 무시한 1-방연계(one-way coupling)만을 고려하는 방법과 두 상 간의 2-방연계를 모두 고려하는 방법이 있으며, 이 때 고체입자에 대한 평형식을 구성하는데 있어서 Lagrangian 방법과 Eulerian 방법이 있다<sup>(2)</sup>.

Eulerian 방법은 두 상을 자기 다른 경계조건을 가지는 연속체로 생각하는 방법으로서, Pourahmadi<sup>(5)</sup>, Travis<sup>(6)</sup> 등이 층류와 난류에 대하여 적용하여, 기체 유동에 대한 고체입자의 영향은 체적분율에 비례한다는 사실을 알아 내었다. Lagrangian

방법은 단위 고체 입자 혹은 고체입자들의 묶음의 궤적을 따라가면서 각각의 위치, 온도, 속도 등을 추적하는 방법이며 Durst<sup>(7)</sup> 등은 여러가지 형상과 경우에 대한 수치 해석을 통하여 Lagrangian 방법은 입자가 가속되는 유동장, 입자의 크기가 변하는 경우, 그리고 체적분율이 작은 경우( $10^{-2}$  이하)에 적합하지만 컴퓨터의 큰 기억용량을 필요로 하고 Eulerian 방법은 입자의 체적분율이 클 경우( $10^{-2}$  이상)에 적합한 방법임을 보였다. 그러나 Eulerian 방법은 체적분율이 클 때 고체입자간의 상호 작용이 중요시 되나 이를 고려한 물리적 모델이 제시되어 있지 않다.

본 연구에서 해석하려는 시스템의 유동 및 열전달 현상의 개념도를 Fig. 1에 나타내었다.

고체 입자는 윗부분 흡으로부터 분사되어, 선택적 투과면을 통해서 입사되는 복사열을 흡수 하며, 기체는 아래 또는 위의 흡 부분으로부터 들어와서 고체 입자와의 대류열전달로 가열이 된다.

기체가 아래 흡에서부터 분사되는 경우 대류에 의해 가열된 기체가 역성층화로 인해 부력을 받게 되어, 고체 입자의 하강 속도가 감소할 때 입자의 체류 시간의 증가에 따른 복사열의 흡수효과에 대하여 고찰하였으며 입자의 크기, 투사 복사량, 분사속도, 입자의 질량유량 등을 파라미터로 하여 이들의 변화에 따른 영향을 규명하였다. 2-방향계를 고려한 2-방정식 모델을 구성하고 고체 입자에 대하여는 Lagrangian 방법으로 기술하였으며 수치해

석에 있어 유한차분법을 도입하고 두 상간의 상호연계는 PSI-Cell 방법<sup>(8)</sup>을 이용하였고 복사 열유속은 2-유속 모델(two-flux model)을 도입하여 계산하였다.

이 연구는 고체입자를 열매체로 사용하는 태양열 집열기, 유동층(fluidized bed), 가루연료를 분사하는 연소기, 디젤 엔진에서의 연료분사 등에 대한 연구의 이론적 배경이 될 수 있다.

## 2. 지배방정식

### 2.1 기 체

본 연구의 계산영역과 좌표는 Fig. 2에 나타난 바와 같다. 기체상으로 공기를 택하였으며 이차원 난류유동으로 가정하였고 공기의 점성계수, 열전도율, 비열 등 물성치들은 일정하다고 가정하였다. 또한 고체 입자가 차지하는 체적은 무시하여 공기를 균일한 연속체로 생각하였다. 이리하여 기체상에 관한 지배방정식은 다음과 같다.

연속 방정식

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

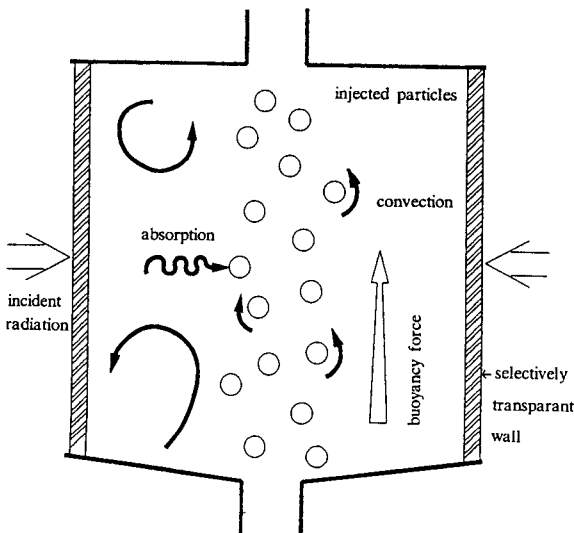


Fig. 1 Flow and heat transfer configuration

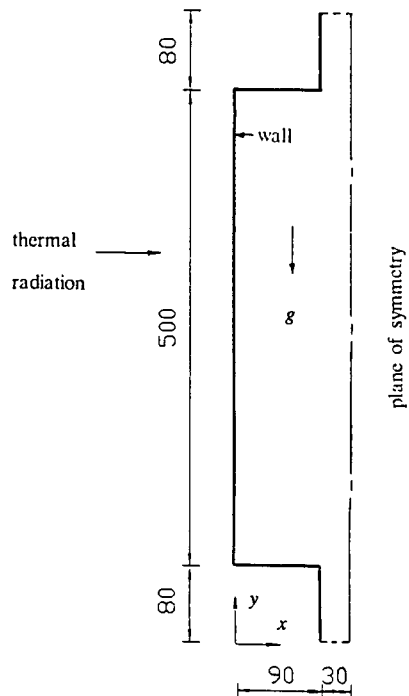


Fig. 2 Calculation domain, coordinates and physical dimensions in mm

Table 1 Constants for turbulent calculation

$C_\mu$	$C$	$C_1$	$C_2$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$
0.09	1.0	1.44	1.92	1.0	1.3

운동량 방정식

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + u \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho u)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_{eff} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + S_p^x \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + u \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu_{eff} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + S_p^y - \rho g \quad (3)$$

에너지 방정식

$$\frac{\partial(\rho c T)}{\partial t} + u \frac{\partial(\rho c T)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho c T)}{\partial y} = k \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + S_p^T \quad (4)$$

여기서 식(2), 식(3), 식(4)에서의 생성항  $S_p^x$ ,  $S_p^y$ ,  $S_p^T$ 는 고체입자와의 상호작용을 나타내는 항들이다.

식(2)와 식(3)으로 나타낸 운동량 방정식에서 유효점성계수  $\mu_{eff}$ 는 층류점성계수  $\mu$ 와 난류점성계수  $\mu_t$ 의 합이다. 난류점성계수는 난류 운동에너지와 난류소산율의 함수로 주어지며, 이 때 난류 운동에너지와 난류 소산율은 다음 식들로부터 구할 수 있다.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\mu_{eff}}{\sigma_k} \left( \frac{\partial^2 k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right) + G - C_p \epsilon \quad (6)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = \frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon} \left( \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial y^2} \right) + C_1 \frac{\epsilon G}{k} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (7)$$

난류 운동에너지 방정식 (6)과 난류 소산율 방정식 (7)에서 난류 운동에너지의 속도 구배에 의한 생성항  $G$ 는 다음 식으로 주어지며, 여기 사용된 상수는 Table 1에 표시하였다<sup>(5)</sup>.

$$G = \mu_t \left[ 2 \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\} + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (8)$$

## 2.2 고체입자

고체입자는 일반적으로 주위 유동, 입자간의 충돌, 물체힘 등의 영향을 받게 된다. 기체상의 체적에 대한 고체입자의 체적비인 체적분율(void

fraction)이 0.01이하이고 고체입자의 밀도가 기체상의 밀도의 1000배 이상인 경우에 압력구배의 영향, 부가질량, 바셋(Basset)힘, 마그너스(Magnus)힘, 사프만(Saffman)힘 등은 무시될 수 있으며 이 때 고체입자의 운동 방정식은 다음과 같이 주어진다<sup>(2)</sup>.

$$m_p \frac{d\vec{v}_p}{dt} = 3\pi d_p \mu \lambda (\vec{u} - \vec{v}_p) + m_p \vec{g} \quad (9)$$

여기서  $\lambda$ 는 실제 저항계수의 Stokes 저항계수 (=24/Re에 대한 비이다. 실제 저항계수  $C_D$ 는 Schiller와 Neumann이 제안한 근사식을 이용하였다<sup>(9)</sup>. 이 근사식은 1000이하의 Reynolds 수에 대하여 적용될 수 있다.

$$C_D = \frac{Re}{24} (1 + 0.15 Re^{0.687}) \quad (10)$$

$$Re = \frac{\mu}{\rho} |\vec{u} - \vec{v}_p| / d_p \quad (11)$$

식(10)으로부터  $C_D$ 의 Stokes 저항 계수 (=24/Re)에 대한 비  $\lambda$ 를 구할 수 있다.

식(9)를 입자운동의 특성반응시간(characteristic response time)을 이용하여 다시 정리하면, 다음의 식으로 쓸 수 있다.

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = \frac{1}{\tau_M} (\vec{u} - \vec{v}_p) + \vec{g} \quad (12)$$

여기서  $\tau_M$ 은 특성 반응시간으로서 고체입자가 주위 유동의 영향을 받는 정도를 나타내며 다음 식으로 정의된다<sup>(2)</sup>.

$$\tau_M = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu\lambda} \quad (13)$$

고체입자는 입사되는 복사열에 의하여 가열되고 기체상태는 대류에 의해 열전달이 이루어진다. 따라서 고체 입자의 에너지 방정식은 다음 식으로 주어진다.

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = \pi N u k d_p (T - T_p) + q_r \quad (14)$$

윗 식의 대류항에서  $Nu$ 수는 다음 근사식을 이용한다<sup>(10)</sup>.

$$Nu = 2.0 + 0.6 Re^{0.5} Pr^{0.33} \quad (15)$$

식(14)를 온도장에 대한 입자의 특성반응시간을 이용하여 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{1}{\tau_T} (T - T_p) + \theta_r \quad (16)$$

여기서  $\tau_T$ 는 고체입자가 대류에 의하여 주위 온도의 영향을 받아 그 온도가 변하는 정도를 나타내며,  $\theta_r$ 은 복사 열유속을 나타내는 변수로서 각각

다음 식으로 정의된다.

$$\tau_r = \frac{\rho_p d_p^3 C_p}{6 N u k} \quad (17)$$

$$\theta_r = \frac{6 q_r}{\pi \rho_p d_p^3 C_p} \quad (18)$$

### 2.3 복사전달방정식

공기를 복사에 대하여 투명하다고 가정하고 고체 입자군의 분포 두께는 작으므로 일정높이의 고체 입자층의 산란 계수와 흡수 계수는 일정하며, 고체 입자의 직경은 투사 광선의 특성 파장에 비하여 매우 크므로 고체 입자는 등방성 산란을 한다고 가정하면, 고체 입자 분포층이 회매질인 경우 복사전달 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{d}{dx} i(x) + (\sigma_a + \sigma_s) i(x) = \sigma_a i_b + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} i(x, \omega, \omega') P(x, \omega, \omega') d\omega' \quad (19)$$

식(19)는 Schuster-Schwarzschild 근사를 이용하여 정리하면 다음 식들로 표시된다<sup>(11)</sup>.

$$\frac{dq^+(\tau)}{d\tau} = -2q^+(\tau)(1 - \Omega + b\Omega) + 2b\Omega q^-(\tau) + 2(1 - \Omega) e_b(\tau) \quad (20)$$

$$-\frac{dq^-(\tau)}{d\tau} = -2q^-(\tau)(1 - \Omega + b\Omega) + 2b\Omega q^+(\tau) + 2(1 - \Omega) e_b(\tau) \quad (21)$$

여기서  $b$ 는 후방산란계수로서 복사의 후방산란 양을 나타내며 후방산란일 때는 1, 등방성산란일 때는 0.5, 전방산란일 때는 0의 값을 갖는다.

$q^+(\tau)$ 와  $q^-(\tau)$ 는 각각 전방 및 후방열유속으로서 다음과 같이 정의된다.

$$q^+(\tau) = 2\pi \int_0^1 \mu i^+(\tau) d\mu \quad (22)$$

$$q^-(\tau) = 2\pi \int_{-1}^0 \mu i^-(\tau) d\mu \quad (23)$$

여기서  $\mu$ 와  $\tau$ 는 각각 방향코사인과 무차원변수인 광학두께(optical thickness)를 나타내며 다음과 같이 정의된다.

$$\mu = \cos\theta \quad (24)$$

$$\tau = \int_0^x (\sigma_a + \sigma_s) dx = (\sigma_a + \sigma_s) x \quad (25)$$

### 2.4 경계 조건

Fig. 2의 벽면은 입자의 복사열전달 특성을 독립적으로 고찰하기 위하여 전도에 대하여 단열이라고 가정하였으며, 열복사에 대하여는 선택적 투과면이다. 공기의 입구 조건은 균일 속도로 주어지며 출

구에서는 Neumann 조건을 적용하였고 각 벽에서는 난류 벽법칙을 사용하였다.

선택적 투과면은 컷오프 파장이 입사광선의 파장보다 클 때 투과율은 1.0이고, 입사광선의 파장이 컷오프 파장보다 클 때는 투과율이 0.0인 이상적인 투과면으로 가정하여 이 면에 입사되는 복사는 전부 투과하고 고체입자로부터 방사된 복사는 전반사된다고 간주하였다.

### 3. 수치 해석

본 연구를 수행하는 데 있어서 기체상은 좌우 대칭되는 한 부분에 대하여 균일한  $9 \times 36$  격자계를 설정하여 유한차분법으로 해석하였다. 속도에 대하여는 엇물림격자계(staggered grid)를 사용하였고, SIMPLE 알고리즘으로 연속방정식을 만족시켰으며, 격자 경계면에서의 값은 Power-law 방법으로 구하였다<sup>(12)</sup>.

상호작용항에 대해서는 연속체에 대한 입자의 영향은 연속체의 지배 방정식에 생성항으로 포함되고, 입자에 대한 연속체 종속 변수의 영향은 반복 계산에 의해 보정하는 PSI-Cell 방법을 사용하였다<sup>(12)</sup>.

복사전달은 Fig. 3에 나타난 입자층에 대하여 연립 미분방정식 형태로 주어진 복사전달방정식 식(20)과 식(21)의 해를 해석적으로 구하여 복사저항의 개념을 도입하여 계산하였다.

그 해석하는 다음과 같다.

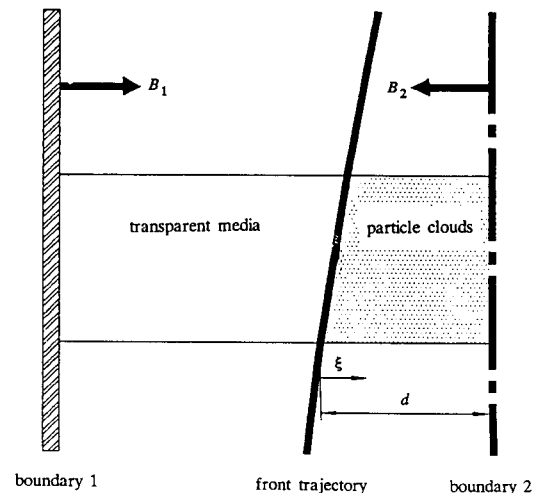


Fig. 3 Radiation modeling of particle clouds

$$q^+(\tau) = \frac{2b\Omega(B_2 - e_{bp}) - (N - M)(B_1 - e_{bp})e^{-M\tau}}{(N + M)e^{M\tau} - (N - M)e^{-M\tau}} \times (e^{M\tau} - e^{-M\tau}) + (B_1 - e_{bp})e^{-M\tau} + e_{bp} \quad (26)$$

$$q^-(\tau) = \frac{1}{2b\Omega} \frac{2b\Omega(B_2 - e_{bp}) - (N - M)(B_1 - e_{bp})e^{-M\tau}}{(N + M)e^{M\tau} - (N - M)e^{-M\tau}} \times [(N + M)e^{M\tau} - (N - M)e^{-M\tau}] + (B_1 - e_{bp}) \frac{N - M}{2b\Omega} e^{-M\tau} + e_{bp} \quad (27)$$

여기서 식(26)과 식(27)에 나타난 변수들은 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{\tau} = (\sigma_a + \sigma_s) d \quad (28)$$

$$e_{bp} = \frac{\pi}{4} d_p^2 \sigma \hat{T}_p^4 n \quad (29)$$

$$N = 2(1 - \Omega + b\Omega) \quad (30)$$

$$M = (N^2 - 4b^2\Omega^2)^{1/2} \quad (31)$$

또한  $B_1$ ,  $B_2$ 는 각 경계에서의 출사(radiosity)이며  $\hat{T}_p$ 는 일정높이에서의 입자 평균온도이고 식(28)에서  $\bar{\tau}$ 는 고체입자 분포층의 총 광학길이를 나타낸다.

식(26)과 식(27)로부터 복사 저항  $R_1$ 과  $R_p$ 를 구하면 다음과 같이 표시된다.

$$R_1 = \frac{1}{2M} (N + M)e^{M\tau} - (N - M)e^{-M\tau} \quad (32)$$

$$R_p = \left[ 1 - \frac{1}{R_1} - \frac{N - M}{2b\Omega} \left( 1 - \frac{e^{-M\tau}}{R_1} \right) \right]^{-1} \quad (33)$$

여기서  $R_1$ 은 경계면 사이,  $R_p$ 는 경계면과 고체입자 사이의 복사열전달에 대한 저항으로 작용한다. 경계면의 복사 열전달량을 복사저항으로 나타내면 다음과 같다.

$$q(0) = \frac{B_1 - B_2}{R_1} + \frac{B_1 - e_{bp}}{R_p} \quad (34)$$

$$q(\bar{\tau}) = \frac{B_1 - B_2}{R_1} + \frac{e_{bp} - B_2}{R_p} \quad (35)$$

복사열이 입사되는 경계면 1의 출사,  $B_1$ 과 대칭면인 경계면 2의 출사,  $B_2$ 는 각각 다음 식으로 주어진다.

$$B_1 = q_{inc} + e_{bp} \frac{d}{2} \quad (36)$$

$$B_2 = \left( \frac{e_{bp}}{R_p} + \frac{B_1}{R_1} \right) (R_1^{-1} + R_p^{-1})^{-1} \quad (37)$$

식(36)과 식(37)로부터 입자군에 의해 흡수되는 단위 높이 당 열량을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$Q_{rad} = \frac{1}{R_p} (B_1 + B_2 - 2e_{bp}) \quad (38)$$

수렴조건은 전체 계산 영역에서의 질량 생성이  $10^{-10}$  (kg/s) 이하로 되고 동시에 한 점에 대하여 종속 변수의 변화가 일정한 값 이하가 되는 것을 수렴조건으로 사용하였으며 이 경우 수렴이 낮은 재순환 영역의 한 점에서 모든 종속변수의 변화가 종속변수의  $10^{-5}$ 배 이하가 되도록 하였다. 정상상태의 판정은 입자의 분포가 정상상태로 될 수 있는 충분한 시간이 경과하였는가의 여부이며, 그것은 입자가 계산영역을 완전히 통과하는데 걸린 시간의 세 배로 하였다. 또한 시간 진행량은 다음 식과 같이하하여 한번의 시간 진행에 입자가 하나의 격자를 완전히 통과하지 못하게 하였으며 실제 계산시에 시간 진행량  $\Delta t$ 는  $\Delta t_p$ 의 1/8 내지 1/9가 되어서 한 입자가 하나의 격자를 완전히 통과하려면 평균 10번 정도의 시간진행이 이루어졌다.

$$\Delta t = \min(\Delta t_{max}, \Delta t_p) \quad (39)$$

$$\Delta t_p = \frac{1}{5} \min\left[\left(\frac{\Delta x}{u_p}\right)_{min}, \left(\frac{\Delta y}{v_p}\right)_{min}\right] \quad (40)$$

이때  $\Delta t_{max}$ 는 입자의 온도를 구하는 Runge-Kutta 방법의 안전성을 고려하여 0.01초 이하로 하였다.

#### 4. 결과 및 토의

계산에 사용된 입자의 물성치 및 입구조건은 Table 2에 나타내었다. 입자의 크기, 입자의 분사량, 투입조건, 입사되는 복사에너지의 강도, 두 상의 유동방향 등에 따른 변화를 고찰하기 위하여 주요 파라미터들을 변화시켜 가며 계산을 수행하였다. 입자의 직경은  $100\mu\text{m}$ ,  $150\mu\text{m}$ ,  $200\mu\text{m}$ 로, 입자의 분사량은  $0.01\text{kg/s}$ ,  $0.1\text{kg/s}$ ,  $0.15\text{kg/s}$ 로, 입자의 입구속도는  $0.03\text{m/s}$ ,  $0.3\text{m/s}$ 로, 입사복사열유속은  $0.1\text{MW/m}^2$ ,  $0.3\text{MW/m}^2$ ,  $0.5\text{MW/m}^2$ ,  $0.7\text{MW/m}^2$ 로 바꾸어 가며 계산을 수행하였다. 유동방향은 윗면의 입구에서 아래로 분사되는 입자에

Table 2 Thermal properties and inject conditions

Particle density( $\rho_p$ , kg/m <sup>3</sup> )	1000
Specific heat( $c_p$ , J/kgK)	1000
Initial temperature( $T_p$ ,K)	300
Number of trajectory	5
Scattering albedo	0.2

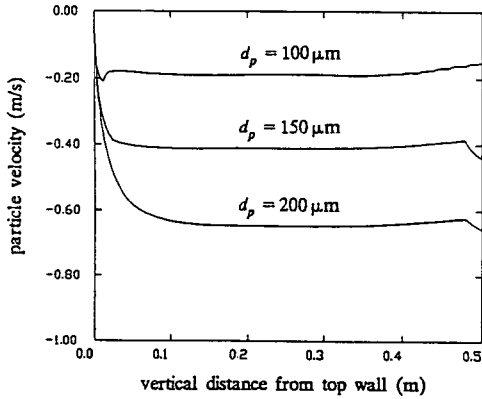


Fig. 4 Effect of particle diameter on particle velocity

대하여 기체는 입자의 유동방향과 반대로 아래면에서 위로 분사되는 경우와 입자와 같은 방향으로 윗면의 입구에서 분사되는 경우에 대하여 고찰하였다. IBM3090을 사용하여 각 경우마다 150분 내지 250분의 CPU시간이 소요되었으며 고체입자의 직경이 작을수록 종단속도의 감소에 따라 공간내의 입자수가 증가하여 계산량이 많아져서 입자의 직경이 가장 작은 경우 250분 이상의 CPU시간이 소요되었다.

Fig. 4와 Fig. 5는 고체입자의 분사량이 0.01kg/s, 입사복사열유속이 0.5MW/m<sup>2</sup>, 유동방향이 반대인 경우에 대한 입자의 크기에 따른 입자의 속도 및 온도변화를 각각 나타낸 것이다.

Fig. 4에서 알 수 있듯이 고체입자의 직경이 커짐에 따라 종단속도가 증가하며 종단속도에 도달하는 시간이 길어진다. 따라서 입자의 크기가 작을수

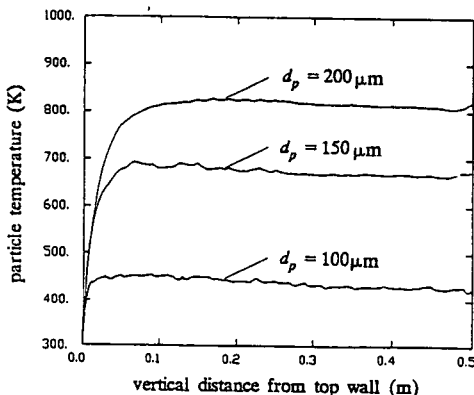


Fig. 5 Effect of particle diameter on particle temperature

록 체류시간이 길어져서 더 많은 복사열을 흡수하여 온도가 상승될 것으로 예상되나 Fig. 5에 나타난 온도변화는 그 반대의 결과를 보여준다. 이는 고체입자가 커지면 작은 경우에 비하여 입자운의 체적에 대한 표면적이 상대적으로 작아지므로 공기로의 대류열손실이 작아지기 때문이다. 고체입자의 대류열손실을 복사열의 방사에 의한 열손실과 비교하기 위하여 다음식을 정의하였다.

$$\frac{\text{emission rate}}{\text{convection rate}} = \frac{\sigma d_p T_p^4}{N_{\text{uk}}(T_p - T)} \quad (41)$$

위 식으로부터 구한 각 입자에 대한 값은 출구 부근에서 작은 입자순으로 0.026, 0.080, 0.166이 되어 입자가 클수록 복사열의 흡수와 대류열손실의 평형관계에서 복사열흡수와 복사열방식의 평형으로 옮겨감을 알 수 있다. 입사되는 복사에너지에 대하여 시스템의 기체 및 입자에 의해 얻어지는 총열량을 계산해보면 입자의 크기가 100μm인 경우 1363 W, 150μm인 경우 3683W, 200μm인 경우 5073W로서 입자의 크기가 커질수록 증가하는 결과를 보여주는데 이는 Evans 등<sup>(6)</sup>의 연구결과와 상반된다. 이는 Evans 등의 연구에서 고찰한 입자의 직경이 300μm~1000μm의 큰 입자로서 광학두께로는 0.5와 3 사이에 해당되며 또한 종단속도가 커서 고체입자의 온도가 평형에 도달하기 전에 시스템을 빠져 나가는 경우이나 본 연구에서의 광학두께는 10에서 30 사이의 값으로 광학두께가 10배 정도 두꺼운 경우이기 때문이다. Evans 등의 연구에서와 같이 광학두께가 얇은 경우에는 입자가 작을수록 수밀도가 증가되어 상대적으로 광학두께가 두꺼워지므로 많은 복사열을 흡수하지만 본 연구에서와 같이 광학두께가 두꺼운 경우 수밀도의 증가로 인한 복사열의 흡수보다 대류에 의한 열손실이 더 큰 영향을 미치게 되어 고체입자가 작은 경우 낮은 온도에서 복사와 대류의 평형에 도달하게 된다. 입자의 온도가 평형에 도달하게 되면 더 이상의 복사열을 흡수할 수 없게 되고 단지 대류에 의한 열손실량만 복사열의 흡수로 평형을 이루게 되므로 고체입자가 작은 경우에서와 같이 입자의 온도가 낮으면 대류에 의한 열손실이 적으므로 흡수하는 복사열도 적게 된다. 따라서 복사열의 흡수와 대류열손실의 평형관계로부터 시스템이 최대열량을 얻을 수 있는 최적 입자직경이 존재할 것으로 생각된다.

Fig. 6에는 입자의 크기에 따른 최전방 입자의 궤적을 나타내었다. 이 때의 조건은 Fig. 4에서의

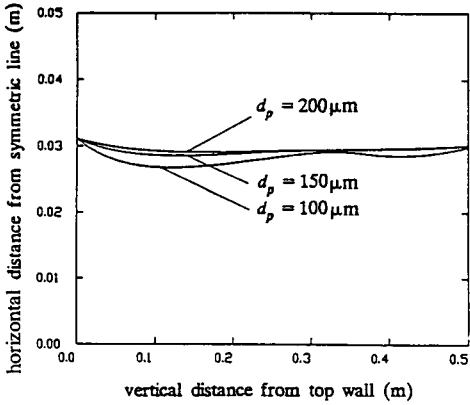


Fig. 6 Effect of particle diameter on particle trajectory

경우와 같다.

입자의 기체유동에 대한 특성반응시간은 작은 입자순으로 0.03, 0.06, 0.11이며 입자의 크기가 작을수록 기체유동에 빨리 반응하여 기체유동의 유선과 일치하려는 경향을 보여준다. 기체의 유동형태와 비교하기 위하여 Fig. 7에 입자의 직경이  $100 \mu\text{m}$ 인 경우의 기체유동의 유선과 입자를 분사하지 않은 기체 단상유동의 유선을 도시하였다.

고체입자를 분사하지 않은 경우 아랫면의 입구에서부터 유선이 팽창해 가다가 윗면의 출구로 모여

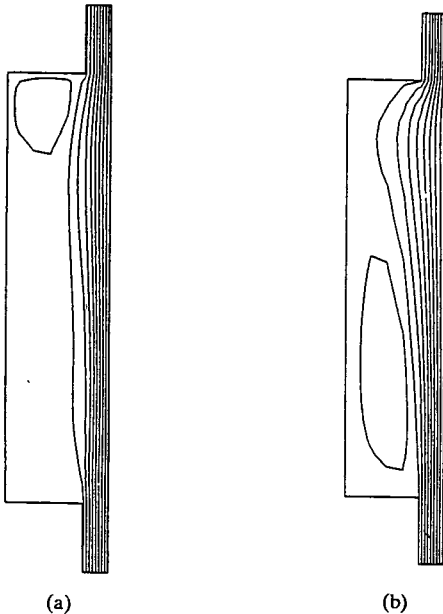


Fig. 7 Streamline patterns, (a) particle injected ( $d_p = 100 \mu\text{m}$ ), (b) no particle injected

져 나가는 유동형태를 보이며 상류쪽에 재순환 영역이 생기는데 반하여 입자를 분사했을 경우 입구로부터 수직으로 낙하하는 고체입자의 영향으로 기체는 크게 팽창하지 못하며 하류쪽에 재순환영역이 생긴다. Fig. 7(a)의 가장 왼쪽의 유선과 Fig. 6에서 입자의 직경이  $100 \mu\text{m}$ 일 때의 궤적이 유사한 형태를 보인다.

입자의 온도에 대한 입사복사열유속의 영향을 고찰하기 위하여 입자직경의  $150 \mu\text{m}$ , 입자의 분사량이  $0.1 \text{kg/s}$ , 입자의 입구속도가  $0.03 \text{m/s}$ 인 경우에 대하여 Fig. 8에 나타내었다.

복사열유속이 증가할수록 입자의 온도가 증가하는 것은 당연히 예상되는 바이나 특이한 사실은 하나의 입자에 대하여 복사열전달만을 고려하였을 경우 온도상승은 복사열유속의 1/4승에 비례하는데 비해 입자의 온도상승이 입사복사열유속의 증가에

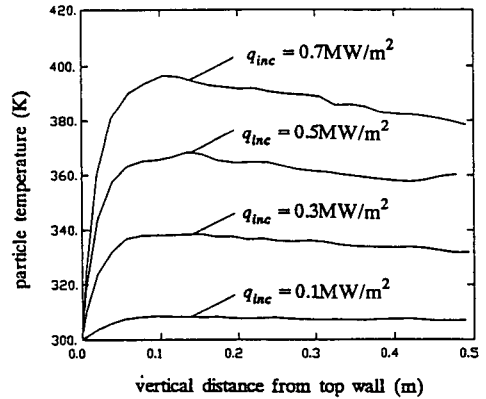


Fig. 8 Effect of incident radiation heat flux on particle temperature

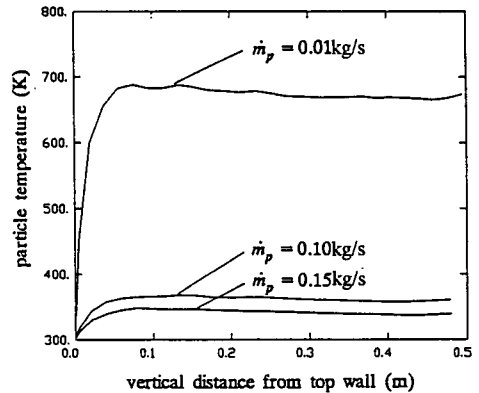


Fig. 9 Effect of particle mass rate on particle temperature



따라 선형적으로 변화한다는 점이다.

입자의 온도와 입자분사량과의 관계를 Fig. 9에 나타내었다. 이 때의 입사복사열유속은  $0.5\text{MW/m}^2$ , 입자직경은  $150\mu\text{m}$ , 입자의 입구속도는  $0.03\text{m/s}$ 이다.

입자분사량이 적을수록, 다시말하면 분사입자의 수가 적을수록 입자는 높은 온도에 도달하는데 이는 단위입자가 받는 복사열이 크기 때문이다.

Fig. 10에는 입사복사열유속이  $0.5\text{MW/m}^2$ , 입자의 분사량이  $0.1\text{kg/s}$ , 입자의 직경이  $150\mu\text{m}$ 인 경우에 대하여 초기분사속도의 변화에 따른 입자의 궤적을 나타내었다.

일정한 확산각도로 분사되는 입자는 초기속도가 작은 경우 즉시 기체유동의 영향을 받아 안쪽으로 휘게되고 초기속도가 큰 경우 입자의 분포가 확산됨을 보여준다. 대칭면 주위에서는 기체의 횡방향속

도가 작으므로 입자의 궤도 변화가 작다.

입사복사열유속이  $0.5\text{MW/m}^2$ , 입자분사량이  $0.1\text{kg/s}$ , 입자직경이  $150\mu\text{m}$ 인 경우, 기체의 유동 방향에 따른 입자의 속도변화를 Fig. 11에 나타내었다.

기체의 유동방향이 입자와 반대인 경우는 아랫면의 입구로부터 들어오는 저온의 기체가 입자로부터의 대류열전달에 의해 가열되면서 상방으로 진행되며 낙하하는 입자는 기체유동의 저항을 받아 일정 위치에 도달하면 중단속도를 얻게 된다. 그러나 기체의 유동방향이 입자와 같을 경우 분사되는 초기에는 입자의 진행방향으로 기체유동의 저항력이 작용하여 입자는 가속되어 하강속도가 커지지만 중간부분을 지나면서 입자 주위의 가열된 기체로부터 부력을 받기 시작하여 낙하속도가 감속된다. 따라서 일반적인 경향이라고 보기는 어려우나 이러한 경우 기체의 유동방향에 따른 입자의 시스템내에서의 체류시간에는 예상과는 달리 별 차이가 없었으며 체류시간은 유동이 반대방향일 때의 저항력과 동일방향일 때의 부력의 세기에 따라 좌우된다고 할 수 있다.

### 5. 결 론

복사열을 받는 직사각공간 내에서의 기체-고체입자 이상유동 및 열전달에 대하여 수치해석을 통하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 입자막의 광학두께가 큰 경우 입자가 쿨수록 작은 입자보다 천천히 평형상태에 도달하고 상대적으로 대류 열손실이 작아서 높은 온도를 얻는다.
- (2) 입자의 복사열흡수와 기체로의 대류열손실의 평형관계로부터 시스템이 입사복사에너지로부터 최대의 열량을 얻을 수 있는 최적 입자 직경이 존재한다.
- (3) 입사복사량의 증가에 따라 입자의 온도는 선형적으로 증가한다.
- (4) 입자의 시스템내에서의 체류시간은 기체유동의 저항력과 부력의 세기에 의해 결정된다.

### 후 기

본 연구는 한국과학재단의 연구비 지원으로 이루어졌으며 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

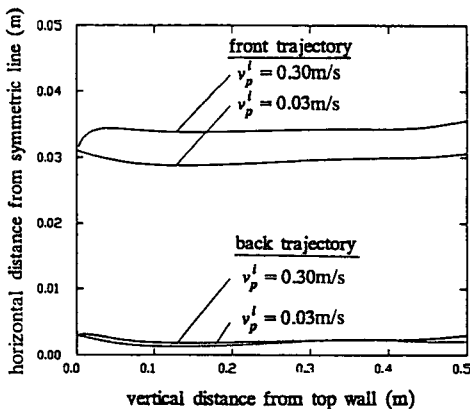


Fig. 10 Effect of injection velocity on particle trajectory

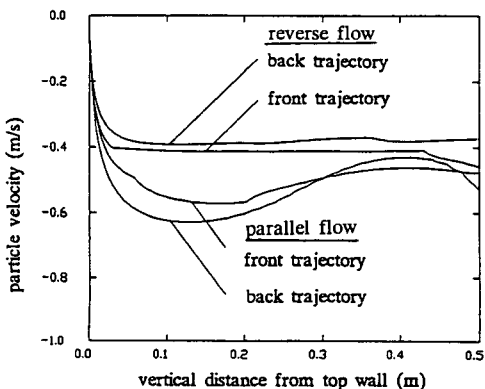


Fig. 11 Effect of gas flow direction on particle velocity

## 참 고 문 헌

- (1) Hunt, A. J., 1979, "A New Solar Thermal Receiver Utility a Small Particle Heat Exchanger", 14th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, Boston.
- (2) Lee, J. S. and Humphrey, J. A. C., 1986, "Radiative-Convective Heat Transfer in Dilute Particle-Laden Channel Flows", Int. J. PhysicoChemical Hydro., Vol. 7, pp.325~351.
- (3) Evans, G., Houf, W., Greif, R., and Crowe, C., 1987, "Gas-Particle Flow Within a High Temperature Solar Cavity Receiver Including Radiation Heat Transfer", J. Solar Energy Eng., Vol. 109, pp.134~142.
- (4) Yuen, W. W., Miller, F. J., and Hunt, A. J., 1986, "Heat Transfer Characteristics of Small Particle/Gas Mixture", International Communication of Heat Mass Transfer, Vol. 13, pp.145~154.
- (5) Pourahmadi, F., and Humphery, J. A. C., 1983, "Modeling Solid-Fluid Turbulent Flows with Application to Predicting Erosive Wear", Int. J. Physico-Chemical Hydro., Vol. 4, pp.191~219.
- (6) Travis, J. R., Harlow, F. H., and Amsden, A. A., 1976, "Numerical Calculation of Two Phase Flows", Nucl. Sci. Eng., Vol. 61, pp.1~10.
- (7) Durst, F., Milojevic, D., and Schonung, B., 1983, "Eulerian and Lagrangian Predictions of Gas-Particle Two-Phase Flows", SFB 80/T/222, Universität Karlsruhe.
- (8) Crowe, C. T., Sharma, M. P., and Stock, D. E., 1977, "The Particle-Source-In Cell (PSI-Cell) Model for Gas Droplet Flows", J. Fluids Eng. Vol. 1, pp.325~332.
- (9) Clift, R., Grace, J. R., and Weber, D. B., 1978, "Bubbles, Drops and Particles", Academic Press, New York.
- (10) Wallis, G. B., 1969, "One-Dimensional Two-Phase Flow", McGraw-Hill, New York.
- (11) Özisic, M. N., 1973, "Radiative Transfer and Interaction with Conduction and Convection", Wiley, New York.
- (12) 이종욱, 1988, "복사에 대하여 선택적 투과면을 가지는 사각공간에서의 기체-고체입자 이상유체의 유도 및 열전달 해석", 서울대학교 대학원 석사학위 논문.