

사각 밀폐계 내 자연대류에 의한 원형 실린더의 운동 특성에 관한 수치적 연구

손 성 완, 정 해 권*, 하 만 영†, 윤 현 식**

부산대학교 기계공학부, *POSCO 기술연구원, **부산대학교 첨단조선공학연구센터

A Numerical Study of The Motion of a Circular Cylinder Suspended in a Square Enclosure

Seong Wan Son, Hea Kown Jeong*, Man Yeong Ha†, Hyun Sik Yoon**

School of Mechanical Engineering, Pusan National University, Busan 609-735, Korea

*Technical Research Laboratories, POSCO, Pohang, Korea

**Advanced Ship Engineering Research Center, Pusan National University, Busan 609-735, Korea

(Received April 20, 2010; revision received May 14, 2010)

ABSTRACT: The present study numerically investigates the motion of a solid body suspended in the square enclosure with natural convection. A two-dimensional circular cylinder levitated thermally has been simulated by using thermal lattice Boltzmann method(TLBM) with the direct-forcing immersed boundary method. To deal with the ascending, falling or levitation of a circular cylinder in natural convection, the immersed boundary method is expanded and coupled with the TLBM. The circular cylinder is located at the bottom of a square enclosure with no restriction on the motion and freely migrates due to the Boussinesq approximation which is employed for the coupling between the flow and temperature fields. For different density ratio between the cylinder and the fluid, the motion characteristics of the circular cylinder for various Grashof numbers have been carried out. The Prandtl number is fixed as 0.7

Key words: Natural convection(자연대류), Suspended circular cylinder(부유 실린더), Lattice Boltzmann method(격자 볼츠만 법)

1. 서 론

자연대류는 열교환기, 화학반응기, 전자냉각장치, 대기층의 경계등과 같이 산업과 환경의 분야에서 널리 적용되어왔으며 많은 연구자들은 이를 위해 다양한 열적환경에서 밀폐계속에 고정되어 있는 물체 주위의 자연대류에 대해서 연구해왔다.⁽¹⁻⁴⁾ 자연대류

에 의하여 부유하는 입자에 관한 연구는 오래전부터 수치적 또는 실험적으로 수행되어왔다. 하지만 지금까지 수행된 연구의 대부분은 나노유체의 열전도율을 추정하거나 마이크로 스케일의 입자들을 이용하여 자연대류에 의한 유동패턴을 가시화하는 것이었다.⁽⁵⁻⁸⁾ 최근에는 입자와 유체간의 상호작용 또한 화학, 토목공학, 항공우주공학 그리고 생물학 등에서 다양하게 적용되고 있다. 이때 입자의 부유 및 침전 운동특성에 관한 이해는 특히 중요하며 많은 연구자들의 관심을 끌어 왔다. 특히 Gan et al.⁽⁹⁾과 Yu et al.⁽¹⁰⁾은 긴 채널속의 일정한 온도를 가지는 입

† Corresponding author

Tel.: +82-51-510-2440; fax: +82-51-515-3101

E-mail address: myha@pusan.ac.kr

자의 거동에 대한 연구를 수행하였다. 이 때 입자는 중력과 함께 입자와 벽사이의 온도 구배에 기인한 부력의 영향을 받는다. 또 Mandujano and Rechtman⁽¹¹⁾은 대류에 의한 힘과 부력이 같을 때 유체속에서 부양하는 입자의 거동에 관한 연구를 수행 하였다. 그들은 Grashof number의 변화에 따라 열부양이 정상 상태에서 비정상 상태로 변하는 분기점을 찾았다.

본 연구는 사각 밀폐계 내부에서 일정한 온도를 유지하는 원형 실린더 입자의 자연대류에 의한 운동 특성을 규명하였다. 이때 원형 실린더 밀도가 주위의 유체보다 조금 크거나 혹은 작은 경우 원형 실린더는 유체 속에서 하강 혹은 상승한다. 자연대류와 중력에 의해 생성되는 유동은 원형 실린더의 운동에 주요한 영향을 준다.

유체 속에서 움직이는 원형 실린더의 거동을 열 전달과 동시에 해석하기 위하여, 현재의 연구에서는 내부에너지 밀도 함수 모델인 double distribution function 모델을 사용하였다. 실린더 경계에서 no-slip 조건을 만족시키기 위하여 Uhlmann⁽¹²⁾이 제안한 direct-forcing immersed boundary method가 사용되었으며, Dirichlet 온도 경계 조건을 만족시키기 위하여 direct heat source scheme이 사용되었다.

2. 전산해석 방법

2.1 지배방정식

식(1)의 격자 볼츠만 법(lattice Boltzmann method, LBM)을 사용한 지배방정식은 볼츠만 방정식(Boltzmann equation)으로부터 유도되어지며, 기존의 lattice gas automata(LGA)의 지배방정식을 실수 범위까지 확장시켜 적용 범위와 수치적 안정성을 증가시켰다.

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) + \Omega_i \quad (1)$$

여기서 f_i , x , c_i , Ω_i 는 각각 입자 밀도 분포 함수(density distribution function), 위치 벡터(position vector), 입자 속도(lattice speed), 입자의 충돌에 의해 입자 분포가 변화하는 비율인 충돌 연산자(collison operator)를 나타낸다. 그리고 아래첨자 i 는 입자의 방향을 나타내며, 격자 모델(lattice model)에 따라 다르게 정의되어진다. 충돌연산자 Ω_i 는 매우 복잡한 수학적 메커니즘을 포함하고 있으나, Bhat-

nagar et al.⁽¹³⁾이 제안한 단일 완화 시간(single relaxation time)을 사용하여 식(2)처럼 간단한 수식으로 나타낼 수 있다.

$$\Omega_i = -\frac{1}{\tau} (f_i(x, t) - f_i^{eq}(x, t)) \quad (2)$$

여기서 τ 및 f_i^{eq} 는 각각 단일 완화 시간과 평형 밀도 분포 함수(equilibrium density distribution function)를 나타낸다. 거시적 유동장과 온도장을 계산하기 위하여 f_i 및 g_i 를 사용하여 정의되어지는 등온 및 열 격자 Boltzmann 방정식을 시간, 속도(운동량) 및 온도(에너지) 공간에서 이산화 한다. 유동 및 온도장을 동시에 계산하기 위하여 본 연구에서는 아래 식(3) 및 식(4)로 나타내어지는 He et al.⁽¹⁴⁾이 제안한 double population model을 사용하였다.

$$\begin{aligned} \bar{f}_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) - \bar{f}_i(x, t) = \\ -\frac{\delta t}{\tau_f + 0.5 \delta t} [\bar{f}_i(x, t) - \bar{f}_i^{eq}(x, t)] + \frac{\tau_f \delta t}{\tau_f + 0.5 \delta t} F_i \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \bar{g}_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) - \bar{g}_i(x, t) = \\ -\frac{\delta t}{\tau_g + 0.5 \delta t} [\bar{g}_i(x, t) - \bar{g}_i^{eq}(x, t)] \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 g_i 는 에너지 밀도 분포 함수를 나타낸다. 식(3) 및 식(4)에 사용한 변수 \bar{f}_i , \bar{g}_i , g_i 는 다음과 같이 정의되어진다.

$$\bar{f}_i = f_i + \frac{0.5 \delta t}{\tau_f} (f_i - f_i^{eq}) \quad (5)$$

$$\bar{g}_i = g_i + \frac{0.5 \delta t}{\tau_f} (g_i - g_i^{eq}) \quad (6)$$

$$g_i = \frac{(c_i - u)^2}{2} f_i \quad (7)$$

여기서 g_i^{eq} 는 local 평형 에너지 밀도 분포 함수이며, τ_i 와 τ_g 는 각각 유동장과 온도장에 대한 단일 완화 시간이다.

시간 및 공간 증분을 나타내는 δt 및 δx 의 값은 1이다. 식(3)에 정의된 변수 B_i 는 온도 차이에 기인한 부력을 나타내며, 아래 식(8)과 같이 정의되어진다.

$$B_i = \frac{G \cdot (c_i - u)}{RT} f_i^{eq} \quad (8)$$

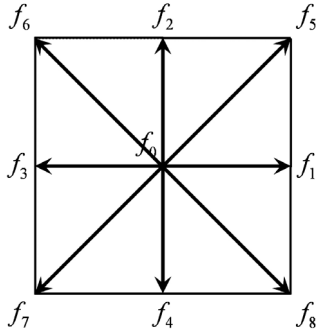


Fig. 1 D2Q9 model.

여기서 G 는 단위 질량당 체적력(중력)을 의미한다.

본 연구에서는 이산화를 위하여 Fig. 1에 보여준 D2Q9 모델을 사용하였다. 식(5) 및 식(6)에 사용되어진 국소 평형 분포 함수(local equilibrium density distribution function) f_i^{eq} 및 내부 에너지 평형 분포 함수(local equilibrium internal energy distribution function) g_i^{eq} 는 다음과 같이 정의되어 진다.

$$f_i^{eq} = \omega_i \rho \left[1 + \frac{3c_i \cdot u}{c^2} + \frac{9(c_i \cdot u)^2}{2c^4} + \frac{3u^2}{2c^2} \right] \quad (9)$$

$$g_i^{eq} = \omega_i \rho \epsilon \left[1 + \frac{3(c_i^2 - u^2)}{2c^2} + 3 \left(\frac{3c_i^2}{2c^2} - 1 \right) \frac{(c_i \cdot u)}{c^2} + \frac{9(c_i \cdot u)^2}{2c^4} \right] \quad (10)$$

Fig. 1에 보여준 입자의 방향에 따른 속도성분은 다음과 같이 정의되어 진다.

$$\begin{aligned} c_0 &= 0 \\ c_i &= (\cos [(i-1)\pi/2], \sin [(i-1)\pi/2])c \quad (11) \\ & \quad i = 1, 2, 3, 4 \\ c_i &= \sqrt{2} (\cos [(i-5)\pi/2 + \pi/4], \sin [(i-5)\pi/2 + \pi/4])c \\ & \quad i = 5, 6, 7, 8 \end{aligned}$$

여기서 ω_i 는 가중계수이며, 방향에 따라 $\omega_0 = 4/9$, $i = 1, 2, 3, 4$ 일 때 $\omega_i = 1/9$, $i = 5, 6, 7, 8$ 일 때 $\omega_i = 1/36$ 이다. ϵ 는 내부 에너지이며, $\rho \epsilon = \rho RT$ 이다. 열 모델에서 격자속도는 $c = \sqrt{3RT_0}$ 이고 T_0 는 평균 온도이고 R 은 기체상수이다. 밀도, 속도 및 내부 에너지는 다음과 같이 정의되어 진다.

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_i \bar{f}_i \\ \rho u &= \sum_i \bar{f}_i c_i \end{aligned} \quad (12)$$

$$\rho \epsilon = \sum_i \bar{g}_i$$

동점성 계수와 열확산계수는 다음과 같이 정의되어 진다.

$$\nu = \tau_f RT_0, \quad \alpha = 2\tau_g RT_0 \quad (13)$$

2.2 가상경계법

본 연구에서의 계산 영역은 오일러안 좌표계(Eulerian coordinate)로 표현되어 있으며, 원형 실린더의 경계와 내부는 라그랑지안 점(Lagrangian point)들로 구성되어 있다. 이와 같이 서로 다른 격자 체계에 대한 운동 방정식의 해를 구하기 위하여 격자 볼츠만 법과 함께 DF/FD(direct forcing/fictitious domain) 기법을 결합한 가상경계 격자 볼츠만 법(immersed boundary-lattice Boltzmann method, IB-LBM)을 사용하였다.⁽¹⁵⁾

격자점에서 공간의 힘을 구하기 위해 필요한 위치 X_l 에서의 Lagrangian force(F_l)와 격자위치 x_i 에서의 Eulerian force(f_i)의 함수 관계는 다음과 같이 표현되어 진다.

$$F_l(X_l) = \sum_i f_i(x_i) \delta_h(x_i - X_l) \quad (14)$$

$$f_i(x_i) = \sum_l^M F_l(X_l) \delta_h(x_i - X_l) \Delta V_l \quad (15)$$

유사하게 heat source를 계산하기 위하여 Lagrangian heat source(Q_l)와 Eulerian heat source(q_i)의 함수 관계는 다음과 같이 표현되어 진다.

$$Q_l(X_l) = \sum_i q_i(x_i) \delta_h(x_i - X_l) \quad (16)$$

$$q_i(x_i) = \sum_l^M Q_l(X_l) \delta_h(x_i - X_l) \Delta V_l \quad (17)$$

여기서 ΔV_l 는 각각의 Lagrangian point에서의 한 체적적을 나타내며, Uhlmann,⁽¹²⁾ Yu and Shao⁽¹⁰⁾이 사용한 방법과 동일한 방법을 사용하여 계산을 수행하였다. 2차원 계산 영역에서 이산화된 delta function δ_h 는 다음과 같이 정의되며, 여기서 h 는 격자의 크기를 나타낸다.

$$\delta_h(x - X_0) = \frac{1}{h^2} \phi\left(\frac{x - X_0}{h}\right) \phi\left(\frac{y - Y_0}{h}\right) \quad (18)$$

$$\phi = \begin{cases} \frac{1}{3}(1 + \sqrt{-3r^2 + 1}) & , 0 \leq r \leq 0.5 \\ \frac{1}{6}(5 - 3|r| - \sqrt{-3(1 - |r|)^2 + 1}) & , 0.5 \leq r \leq 1.5 \\ 0 & , otherwise \end{cases}$$

2.3 경계조건

경계조건으로 점착 조건과 등온 조건을 적용하기 위해서 Guo et al.⁽¹⁶⁾이 제안한 식(19)의 비평형 일차 외삽 경계조건과 Tang et al.⁽¹⁷⁾이 제안한 식(2)의 내부에너지 비평형 일차 외삽 경계조건을 사용하였다.

$$\overline{f_i^+}(O, t) = f_i^{eq}(\rho(B), u(O), t) + (1 - \omega_f) [\overline{f_i}(B, t) - f_i^{eq}(B, t)] \quad (19)$$

$$\overline{g_i^+}(O, t) = g_i^{eq}(\rho(B), u(O), T(O), t) + (1 - \omega_g) [\overline{g_i}(B, t) - g_i^{eq}(B, t)] \quad (20)$$

3. 결과 및 해석

본 연구에서 LBM에 근거하여 개발한 계산 코드의 타당성을 검증하기 위하여 Fig. 2에 보여준 것처럼 한변의 길이가 L 인 정사각형 밀폐계의 가운데 ($x = y = 0$)에 반지름이 $R (= 0.2L)$ 인 원형 실린더가 존재하는 경우에 대한 자연대류 계산을 수행하였다. 정사각형 밀폐계 벽면의 온도는 저온(T_c)으로 일정하게 유지되며, 원형 실린더의 온도는 고온(T_h)으로 일정하게 유지된다. 유체의 물성치는 부

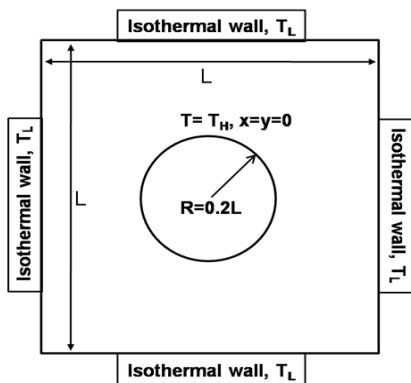


Fig. 2 Schematic of problem geometry and boundary condition used in the validation.

Table 1 Comparison of the present calculation for surface-averaged Nusselt number at a cylinder surface with the previous results

Ra	Surface averaged Nusselt numver at a cylinder surface(\overline{Nu})			
	Present	Ref[18]	Ref[19]	Ref[20]
10^3	3.311	3.396	-	-
10^4	3.382	3.414	3.24	3.311
10^5	5.106	5.138	4.86	5.08
10^6	9.124	9.39	8.9	9.374

력항의 밀도를 제외하고는 일정하다고 가정한다.

본 검증 계산에서 사용된 Prandtl 수 (Pr)은 0.71이며, Rayleigh 수 (Ra)는 $10^3 \sim 10^6$ 이다. 본 계산에 사용한 격자수는 $Ra = 10^3, 10^4$ 일 때 101×101 이며, $Ra = 10^5, 10^6$ 일 때 151×151 이다.

Table 1은 본 연구에서 개발한 코드를 사용하여 계산한 원형 실린더 표면에서의 평균 Nusselt 수 (\overline{Nu})와 선행 연구 결과와의 비교를 보여주고 있다. Kim et al.⁽¹⁸⁾은 FVM 및 immersed boundary method를, Shu and Zhu⁽¹⁹⁾은 differentail quarture method를, Moukalled and Acharya⁽²⁰⁾ 일반화좌표계에서 정의된 지배방정식을 FVM을 사용하여 계산하였다. Table 1에 보여준 것처럼 LBM과 immersed boundary method를 사용한 본 계산 결과는 선행 연구 결과와 전체적으로 잘 일치하고 있다.

본 연구를 통하여 개발된 코드의 타당성을 검증한 후 사각 밀폐계의 내부에 부유하는 원형 실린더의 운동 특성을 규명하는 연구를 수행하였다. Fig.

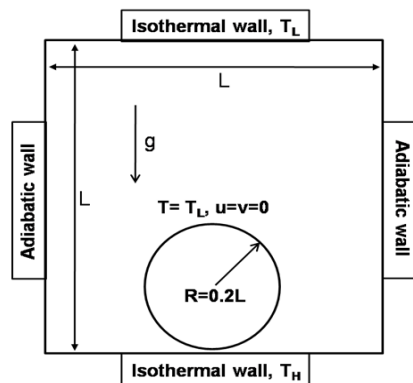


Fig. 3 Schematic of problem geometry and boundary condition used in the present study.

3은 실린더의 열부상을 수치해석하기 위해 본 연구에서 사용한 조건을 도식적으로 보여주고 있다.

본 계산에 사용한 정사각형 길이 L 은 1, 원형 실린더 반경 R 은 0.2 그리고 Prandtl 수 Pr 은 0.7이다. 초기에 실린더는 정사각형 밀폐계의 바닥으로부터 0.02떨어져 위치한다. 즉 정사각형 밀폐계 바닥으로부터 원형 실린더 중심까지의 거리는 0.22이다.

Fig. 4는 $Gr = 100$ 일 때 유체와 실린더의 밀도비 ($\rho_r = \rho_p/\rho_f$)의 변화에 따른 원형 실린더 중심의 수직 위치의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 여기서 ρ_p 는 입자의 밀도이며, ρ_f 는 밀폐계 내부 유체의 밀도이다. ρ_r 가 1보다 큰 경우 즉 실린더의 밀도가 유체의 밀도보다 큰 경우 실린더는 상승하지 못하고 하강하므로 현재의 계산에서는 ρ_r 는 1보다 작은 경우 즉 실린더의 밀도가 유체의 밀도보다 작은 경우만을 고려하였다. ρ_r 는 1보다 작은 경우 Fig. 4에 보는 것처럼 실린더는 부력에 의하여 초기에 과다기를 거친 후 수직 방향으로 상승한다. ρ_r 가 감소함에 따라 실린더의 밀도가 감소하므로 실린더는 수직 방향으로 보다 빨리 상승한다.

Fig. 5는 $\rho_r = 0.993$ 일 때 Gr 의 변화에 따른 원형 실린더 중심의 수직 위치의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 현재의 계산에서 고려한 모든 $Gr(= 25 \sim 200)$ 에 대하여 실린더는 부력에 의하여 수직 방향으로 상승한다. Gr 이 증가함에 따라서 자연대류에 의한 부력의 효과가 증가하고 이로 인하여 원형

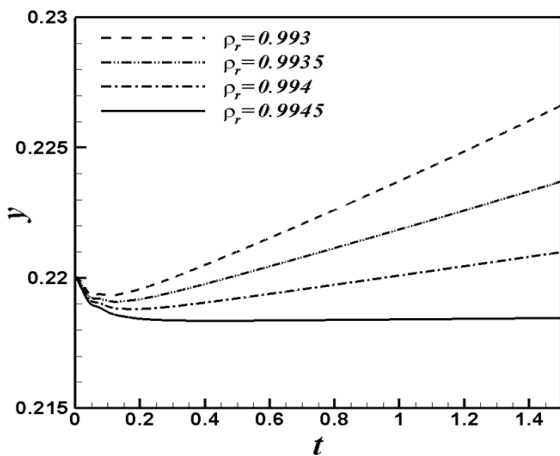


Fig. 4 Variation of circular cylinder center position in the vertical direction as a function of dimensionless time for different density ratios at $Gr = 100$ and $Pr = 0.7$.

실린더는 수직 방향으로 보다 빠르게 상승한다.

Fig. 6은 $\rho_r = 0.993$ 이고 $Gr = 25$ 및 100일 때, 부력에 의하여 실린더가 밀폐계 하부로부터 상부 벽면으로 이동하는 동안 시간에 따른 실린더 중심의 수직 위치와 상승 속도의 변화를 보여주고 있다. $Gr = 25$ 및 100일 때 실린더의 상승 속도는 실린더의 중심이 하부 벽으로부터 $y = 0.6$ 에 도달할 때 까지 계속하여 증가하며, $y = 0.6$ 에서 최대값을 가진다. 이후로 부력에 의하여 실린더 중심 위치가 $y =$

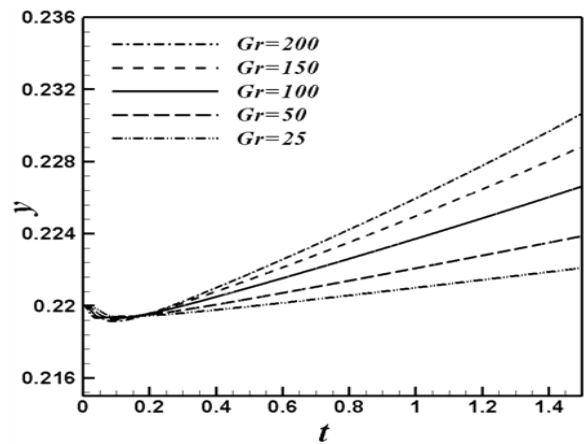


Fig. 5 Variation of circular cylinder center position in the vertical direction as a function of dimensionless time for different Grashof number at $\rho_r = 0.993$ and $Pr = 0.7$.

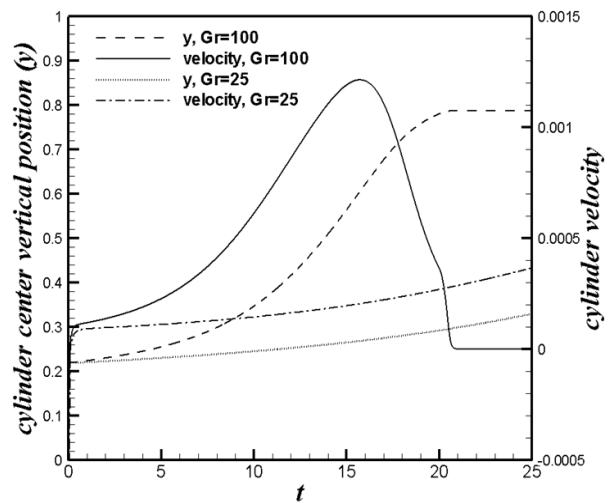


Fig. 6 Variation of circular cylinder center position and velocity in the vertical direction at $\rho_r = 0.993$ for different Gr of 25 and 100.

0.6보다 큰 값을 가지고 계속하여 상승하면 상부 벽의 존재로 인한 저항에 의하여 실린더 중심 속도가 급격히 감소하여 $y = 0.8$ 에서 실린더가 상부 벽을 만나면 실린더 중심 속도는 0이 된다. Fig. 6에 보는 것처럼 $Gr = 100$ 인 경우 $Gr = 25$ 인 경우에 비하여 부력이 크므로, $Gr = 100$ 인 경우 실린더는 $Gr = 25$ 인 경우에 비하여 빠르게 상승하여 최대 속도에 도달한 후 상부 벽으로 접근한다.

Fig. 7은 $Gr = 100$ 일 때 시간의 변화에 따른 유선과 등온선의 분포를 보여주고 있다. 등온선과 유선은 좌우로 대칭을 이루며 $t = 0$ 일 때 실린더의 바닥은 정사각형 밀폐계의 하부 바닥으로부터 $y = 0.02$ 떨어져 위치하고 있다. $t = 0$ 일 때, 원형 실린더와 밀폐계 하부 벽면의 사이에 매우 얇은 열경계층 형성되고 이로 인하여 수직 방향으로 강한 대류가 발생한다. 밀폐계의 하부 벽면에서 가열된 가벼운 유체는 실린더의 벽면을 따라 사각 밀폐계의 상

부 벽면에 도달할 때 까지 위로 상승한다. 위로 상승하는 유체가 저온의 사각 밀폐계 상부 벽면과 충돌한 후 밀폐계 상부 벽면을 따라 수평 방향으로 상부 벽면을 따라 움직이면서 냉각되어 좌우 수직 벽면에 도달한다. 이 후에 냉각에 의하여 상대적으로 무거워진 유체는 사각 밀폐계 좌우 벽면을 따라 아래로 하강한다. 이로 인하여 밀폐계 내부에 좌우 대칭인 1차와(primary vortex)가 형성되어진다. $t = 10.14$ 에서는 부력에 의한 실린더의 상승 및 원형 실린더와 밀폐계 하부 벽면 사이의 자연대류에 의하여 강력한 1차와가 실린더 주위에 형성되고, 1차와의 상·하에 좌우 대칭인 2쌍의 2차와(secondary vortex)가 발생하며, 실린더의 하부 모서리에 아주 작은와(corner vortex)가 발생한다. $t = 13.74$ 일 때 실린더가 더욱 상승하여 밀폐계의 중심에 접근하면 증가한 실린더의 상승속도로 인하여 1차와의 크기는 증가하고 사각 밀폐계 상부와 하부에 위치한 2차와의 크기는 감소한다. $t = 16.41$ 에서는 실린더가 상승하면서 실린더와 상부벽면의 공간이 작아지고 이로 인하여 상부의 2차와는 작아져 corner vortex가 되며, 하부의 2차와는 실린더와 하부벽면 사이의 커진 공간으로 인하여 성장하고 서로 만나게 된다. $t = 16.41$ 일 때 실린더가 상부벽면에 근접하게 되면 상부의 corner vortex는 1차와의 영향으로 찌그러져 수직 방향으로 길게 늘어나며, 원형 실린더와 밀폐계 하부 공간의 증가로 하부의 2차와는 더욱 성장한다. $t = 16.41$ 에서 원형 실린더가 상부 벽면에 도달하면 상부의 corner vortex는 소멸하게 되고 좌우 대칭인 1쌍의 와가 나타난다.

Fig. 8의 (a)는 $Gr = 100$ 및 $\rho_r = 0.993$ 일 때 시간의 변화에 따른 사각 밀폐계 하부에서의 국소 Nusselt 수(Nu_{bottom})의 변화를 보여주고 있다. 여기서 Nu_{bottom} 의 분포는 원형 실린더가 하부에서 상부로 이동하는 모든 시간 동안 좌우 대칭을 보여주고 있다. $t = 0$ 일 때 즉 실린더가 밀폐계의 바닥과 근접해 있을 때 밀폐계 바닥의 중심에서 저온의 원형 실린더와 고온의 밀폐계 바닥사이의 간격이 좁고 이로 인하여 온도 구배가 크므로 Nu_{bottom} 은 큰 값을 가진다. 이때 발생하는 강한 자연대류가 원형 실린더의 상승을 돕는다. 시간이 경과함에 따라 원형 실린더는 밀폐계 내부에서 상승하며 원형 실린더와 밀폐계 바닥과의 거리는 증가한다. 그러므로 시간이 경과함에 따라 밀폐계 하부 벽면에 형성되는 온도 경계층의 두께는 점점 증가하고, 이들의 온도 구배

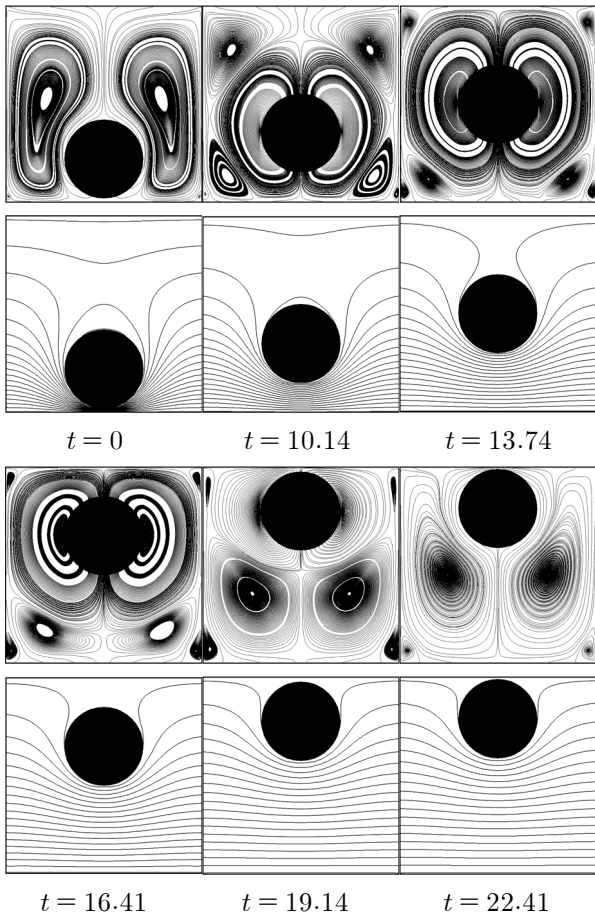


Fig. 7 Distribution of isotherms and streamlines as a function of time when $Gr = 100$ and $\rho_r = 0.993$.

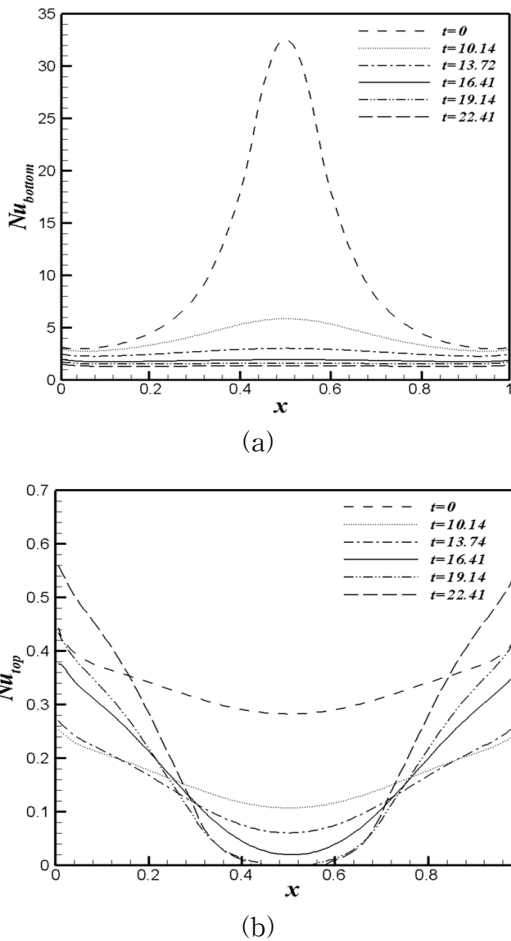


Fig. 8 Local Nusselt number distribution along the (a) bottom wall and (b) top wall for different dimensionless times when $Gr = 100$ and $\rho_r = 0.993$.

는 점점 감소하며 이로 인하여 Nu_{bottom} 의 크기는 점점 감소한다. Nu_{bottom} 은 밀폐계 중앙($x = 0.5$)에서 최대값을 가지며 밀폐계의 좌우측 벽으로 가면서 그 값이 감소한다. Fig. 8의 (b)는 $Gr = 100$ 및 $\rho_r = 0.993$ 일 때 시간의 변화에 따른 사각 밀폐계 상부에서의 국소 Nusselt 수(Nu_{top})의 변화를 보여 주고 있다. Nu_{bottom} 처럼 Nu_{top} 의 분포도 좌우 대칭이다. 사각 밀폐계의 하부는 고온이고 원형 실린더의 상부 및 사각 밀폐계의 상부는 저온이므로 Nu_{top} 은 Nu_{bottom} 에 비하여 아주 작은 값을 가진다. 또한 Nu_{top} 의 분포는 Nu_{bottom} 의 분포와 다르게 밀폐계 상부 벽 중심에서 최소값 가지고 밀폐계 좌우 수직 벽으로 접근함에 따라서 그 크기가 감소한다. 시간이 경과함에 따라 원형 실린더가 밀폐계의 중앙($x = 0.5$)에서 상승하는 동안, 원형 실린더와 밀폐계 상

부 벽면 사이의 거리가 점점 감소하고 밀폐계 상부 및 원형 실린더 표면 온도가 모두 같은 저온을 유지한다. 이로 인하여 Nu_{top} 은 밀폐계 상부 표면의 중앙($x = 0.5$)에서는 시간이 경과함에 따라 점점 감소한다. 그러나 Nu_{top} 은 밀폐계 좌우 수직벽 근처($x = 0.0$ 혹은 $x = 1.0$)에서는 자연대류에 의한 효과 때문에 시간이 경과함에 따라 점점 증가한다.

4. 결 론

본 연구에서는 사각 밀폐계 내부에 원형 실린더가 존재할 때 자연대류 현상과 이로 인한 원형 실린더의 부상에 대한 연구를 수행하였다. 수치해석을 위하여 double distribution model의 격자 불츠만 법이 사용되었다. 사각 밀폐계 내부에 존재하는 내부 원형 실린더를 모사하기 위하여 본 연구에서는 가상 경계 기법을 도입하였다. 가상 경계 기법을 적용한 격자 불츠만 법을 적용하여 유체와 원형 실린더 사이의 상호작용을 묘사하였으며 이를 통하여 자연대류가 원형 실린더의 운동에 미치는 영향을 조사하였다. 밀도차에 의한 부력의 영향으로 주위의 유체보다 가벼운 원형 실린더는 상승하며, Grashof 수가 증가함에 따라 자연대류의 영향으로 원형 실린더의 상승 속도는 증가한다.

후 기

이 논문은 부산대학교 자유과제 학술연구비(2년)에 의하여 연구되었음.

참고문헌

1. Ha, M. Y., Kim, I. K., Yoon, H. S. and Lee, S. S., 2002, Unsteady fluid flow and temperature fields in a horizontal enclosure with an adiabatic body, Phys. Fluids, Vol. 14, pp. 3189-3202.
2. Lee, J. R. and Ha, M. Y., 2005, A numerical study of natural convection in a horizontal enclosure with a conducting body, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 48, pp. 3308-3318.
3. Misra, D. and Sarkar, A., 1997, Finite element analysis of conjugate natural convection in a square enclosure with a conducting vertical wall, Comput. Methods Appl. Mech. Eng., Vol.

- 141, pp. 205-219.
4. Hyun, J. M. and Lee, J. W., 1989, Numerical solution for transient natural convection in a square cavity with different sidewall temperatures, *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 10, pp. 146-151
 5. Okada, M. and Suzuki, T., 1997, Natural convection of water-fine particle suspension in a rectangular cell, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 3201-3208.
 6. Wen, D. and Ding, Y., 2005, Formulation of nanofluids for natural convective heat transfer applications, *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 26, pp. 855-864.
 7. Mikami, F., Chen, B. and Nishikawa, N., 2001, Visualization and PTV study of natural convection in particle suspensions (Simulation measurement of velocity, temperature and interface between particle-free fluid and suspension), *JSME, Series B*, Vol. 44, No. 1, pp. 30-37.
 8. Oztop, H. F. and Abu-Nada, E., 2008, Numerical study of natural convection in partially heated rectangular enclosures filled with nanofluids, *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 29, pp. 1326-1336.
 9. Gan, H., Chang, J., Feng, J. J. and Hu, H. H., 2003, Direct numerical simulation of the sedimentation of solid particles with thermal convection, *J. Fluid Mech*, Vol. 481, pp. 385-411.
 10. Yu, Z., Shao, X. and Wachs, A., 2006, A fictitious domain method for particulate flows with heat transfer, *J. Comput. Phys.*, Vol. 217, pp. 424-452.
 11. Mandujano, F. and Rehtan, R., 2008, Thermal levitation, *J. Fluid Mech.*, Vol. 606, pp. 105-114.
 12. Uhlmann, M., 2005, An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows, *J. Comput. Phys.*, Vol. 209, p. 448.
 13. Bhatnagar, P. L., Gross, E. P. and Krook, M., 1954, A model for collision processes in gases, I: small amplitude processes in charged and neutral one-component system, *Phys. Rev.*, Vol. 94, pp. 511-525.
 14. He, X., Chen, S. and Doolen, G. D., 1998, A novel thermal model for the lattice Boltzmann method in incompressible limit, *J. Comput. Phys.*, Vol. 146, pp. 282-300.
 15. Jeong, H. K., Yoon, H. S. and Ha, M. Y., 2009, Numerical study on the motion characteristics of a freely falling two-dimensional circular cylinder in a channel, *KSME-B*. Vol. 33, pp. 495-505.
 16. Guo, Z. L., Zheng, C. G. and Shi, B. C., 2002, Non-equilibrium extrapolation method for velocity and pressure boundary conditions in the lattice Boltzmann method, *Chinese Phys.*, Vol. 11, pp. 366-374.
 17. Tang, G. H., Tao, W. Q. and He, Y. L., 2005, Thermal boundary condition for the thermal lattice Boltzmann equation, *Phys. Rev. E*, Vol. 72, No. 1, Id.016703.
 18. Kim, B. S., Lee, D. S., Ha, M. Y. and Yoon, H. S., 2007, A numerical study of natural convection in a square enclosure with a circular cylinder at different vertical locations, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 51, pp. 1888-1906.
 19. Shu, C. and Zhu, Y., 2002, Efficient computation of natural convection in a concentric annulus between an outer square cylinder and an inner circular cylinder, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, Vol. 38, pp. 429-445.
 20. Moukalled, F. and Acharya, S., 1996, Natural convection in the annulus between concentric horizontal circular and square cylinders, *J. Thermophys, Heat Transfer*, Vol. 10, pp. 524-531.