

# DEM을 이용한 분체 유동 해석

사 종 업<sup>†</sup> · 최 정 옥\*

(2003년 3월 18일 접수, 2003년 12월 30일 심사완료)

## Analysis of Granular Flow Using DEM

Jong-Youb Sah and Jeung-Wook Choi

**Key Words:** Granular Flow(분체 유동), Discrete Model(입자 모델), DEM(DEM)

### Abstract

The granular flow has been numerically studied by using DEM(Discrete Element Method). The every particle is checked if it collides neighbor particles, and the next motion of the particle is predicted. The computing time has been drastically reduced by improving the collision check against neighboring particles. The comparison of the present method with an experiment for the vibrating floor problem shows the good accuracy. The broken tower problem has been calculated to show the good comparison with the other computational result. This DEM(Discrete Element Method) can be a useful tool for constructing the constitute equation of the continuum approach of the granular flow.

---

기호설명

---

$a$ : 가속도	$t$ : 시간
$C$ : 글로벌 감쇄계수	$t_i$ : 접선방향 단위벡터
$C^*$ : 글로벌 감쇄계수	$v_a$ : 속도
$D$ : 감쇄력	$\Delta t$ : 시간 간격
$e_i$ : 법선방향 단위벡터	$\dot{\theta}_a$ : 각속도
$F$ : 힘	하첨자
$I$ : 관성모멘트	$n$ : 법선방향
$k$ : 스프링 계수	$s$ : 접선방향
$M$ : 모멘트	
$m$ : 질량	
$R$ : 입자의 반경	
$R_{max}$ : 입자의 최대반경	

---

기호설명

---

$a$ : 가속도	$t$ : 시간
$C$ : 글로벌 감쇄계수	$t_i$ : 접선방향 단위벡터
$C^*$ : 글로벌 감쇄계수	$v_a$ : 속도
$D$ : 감쇄력	$\Delta t$ : 시간 간격
$e_i$ : 법선방향 단위벡터	$\dot{\theta}_a$ : 각속도
$F$ : 힘	하첨자
$I$ : 관성모멘트	$n$ : 법선방향
$k$ : 스프링 계수	$s$ : 접선방향
$M$ : 모멘트	
$m$ : 질량	
$R$ : 입자의 반경	
$R_{max}$ : 입자의 최대반경	

### 1. 서론

분체(Granular materials or bulk solids)는 개개의 고체 알갱이들이 접촉하고 있거나 주위의 다른 고체 알갱이들과 근접해 있음으로써 구성된다. 이러한 분체의 유동은 우리 주위에서 쉽게 관찰할 수 있는데, 손가락 사이를 타고 흐르는 모래에서부터 눈사태 등의 일반적인 자연현상과 화학, 페인트, 유리, 건축분야, 광물체집 등의 공정에서도 나타난다.

---

<sup>†</sup> 책임저자, 회원, 영남대학교 기계공학부  
E-mail : jysah@yu.ac.kr  
TEL : (053)810-2574 FAX : (053)813-3703  
\* 삼성SDS

---

다양한 분야에서의 해석 요구로 인하여 분체유동은 일찍부터 많은 연구가 수행되어져 왔다. 분체유동 해석은 크게 두 가지 모델에 기초해서 발전해 왔는데, 연속체 모델과 입자 모델이다. 연속체 모델은 일반적인 유체의 유동에 기초하여 분체유동을 해석하고자 하는 방법이다.<sup>(1~5)</sup> 그러나 이러한 방법들은 복잡한 수식들과 다루기 어려운 경계조건 그리고 실험치와의 불일치와 같은 문제점을 가지고 있으며, 현재까지는 구형입자의 유동 해석에 한정되어 있다.

입자 모델은 이론적으로는 매우 간단하지만 해석입자의 양에 따른 엄청난 계산속도와 저장공간을 요구하는 단점이 있다. 분체유동을 해석하기 위한 DEM(Discrete Element Method)은 1956년 Alder와 Wainwright<sup>(6)</sup>에 의해 분자 동역학(molecular dynamics)이라는 이름으로 처음 발표되었으며, 1970년대초 Crundall<sup>(7~8)</sup>에 의해 발전되었고, 그 후 Ashurst와 Hoover<sup>(9)</sup>에 의해 밀집한 분체수송의 비평형 문제를 계산하기 위해 확장되었다.

분체 시스템의 에너지 보존과 에너지 소산은 중요한 변수로 작용하므로 전체 분체의 거시적 운동을 해석하기 위해서는 충돌손실을 실제적인 가정에 포함해야만 한다. 이러한 이유로 인하여 입자 모델은 두 가지 방법으로 구분할 수 있다. 첫 번째 방법은 입자들이 매우 단단하다고 가정하는 것이다. 이러한 경성 입자 모델은 마찰과 수직 수평의 손실계수 그리고 충돌이전과 이후의 속도 및 회전 속도에 의해 결정된다. 이러한 방법은 연속적인 다중 충돌 상태를 해석하기 어렵다. 두 번째 방법은 연성 입자 모델로써 충돌하고 있는 입자들의 간섭(overlap)을 허용하며, 시간이 진전되면서 운동방정식을 계산함으로써 새로운 상태에서의 위치와 속도를 계산한다.

본 연구의 목적은 DEM(Discrete Element Method)을 이용한 분체유동 해석코드를 개발하고 그 정확도를 검증하는 것이다. 이러한 방법은 많은 계산시간이 걸리지만, 다양한 경우에 대하여 해석이 가능하고 일반적인 형상의 입자 유동에도 적용이 가능하다. 또한, 연속체적인 접근방법을 이용한 분체유동 해석코드를 개발하는데 있어서 연속체 모델링의 정확도를 검증하는데 유용

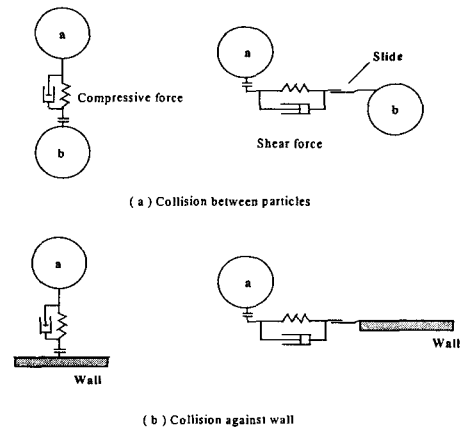


Fig. 1 Assumption for DEM

한 도구로서 사용할 수 있다.

## 2. DEM(Discrete Element Method)

DEM은 충돌하고 있는 입자들이 포함된 시스템에 Newton의 제 2법칙을 적용하여, 매 시간 간격마다 각 입자에 작용하는 모든 힘과 모멘트를 구하고 각 입자의 이동방정식을 계산함으로써 각각의 입자들의 새로운 위치를 얻는다. 본 연구에 사용된 방법은 Cundall(1979)이 제안한 방법에 기초하고 있으며, 다음과 같은 가정 하에 분체 유동 운동방정식을 유도하였다. (Fig. 1 참조)

- (1) 시스템에 포함된 각 입자들은 비탄성(inelastic)이라고 가정한다.
- (2) 충돌하고 있는 입자들의 충돌점의 수직방향과 수평방향으로 스프링과 댐핑의 작용으로 인한 충격력이 발생한다.
- (3) 매 시간 간격은 그 시간 간격 내에서 속도가 일정하다고 가정할 수 있을 만큼 충분히 작아야 한다.
- (4) 실제 계산시에 중첩된 영역을 공유하는 입자들은 서로 충돌하고 있다고 가정하며, 이 영역을 이용하여 충격력을 계산한다.

### 2.1 충돌 확인

DEM을 수치해석적인 관점에서 볼 때 중요한

요소 중의 하나가 충돌 확인과정이다. 충돌을 확인하기 위한 가장 간단한 방법은 식 (2)를 사용하여 모든 가능한 경우를 조사하는 것이지만, 이 경우 수행되어야 하는 루틴의 수는 시스템에 포함된 입자들의 개수를  $M$ 이라 할 때  $O(M^2)$ 의 차수가 된다. 이 경우 계산시간의 대부분이 충돌 확인과정에 소비되어 시간적인 손실이 발생한다. 충돌을 확인하기 위하여서는 일반적으로 두 가지 단계를 거쳐야 하는데, 첫 번째 단계는 충돌 가능성 조사로써 충돌 가능성이 있는 이웃 입자들을 우선 선정하여 검사 대상 입자들로써 분류하고, 두 번째 단계는 정밀 충돌 조사로써 충돌 가능성 검사 대상 입자들간의 구체적인 충돌 여부를 정확하게 조사한다.

본 연구에서는 충돌 가능성 조사 단계에서 알고리즘의 단순화를 위하여 연결 리스트 알고리즘을 간략하게 구성하여 사용하였으며, 충돌 계산 단계에서는 대상 입자의 모양이 원형이며 같은 크기를 가지고 있다고 가정하여 일반적인 원의 간섭검사를 시행하였다.

2.1.1. 입자의 공간 분류

연결 리스트 알고리즘은 시스템을 정사각형 셀로 분할하여 그 주변 8개의 셀만을 검색하는 방법으로써, 이때 한 변의 길이( $C_i$ )는 다음과 같다.

$$C_i > 2R_{max}. \tag{1}$$

여기서  $R_{max}$ 는 가장 큰 입자의 반지름이다.

그러므로 한 개의 셀은 다수의 입자들을 포함할 수 있으므로, 한 셀에 포함된 각 입자들을 링크구조로 연결시켜 링크의 헤드포인트를 각 셀에 저장한다. 본 연구에서는 한 변의 길이를  $2R$ 로 고정하며, 각 입자의 간섭검사 시 주변 8개의 셀 안에 포함된 입자만을 검사한다. 이러한 방법으로 간섭계산에서 소요되는 계산시간과 컴퓨터 메모리 사용량을 크게 절약할 수 있다.

2.1.2 충돌과정 세분화

원형 입자들 간의 정확한 간섭은 다음과 같은 조건을 만족해야만 한다.

$$\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \leq R_1 + R_2 \tag{2}$$

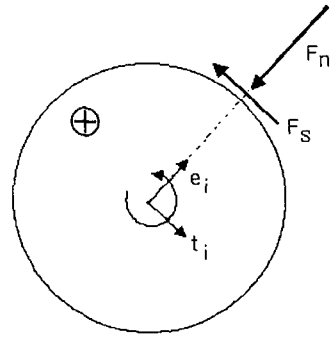


Fig. 2 Sign convention for  $F_n$  and  $F_s$

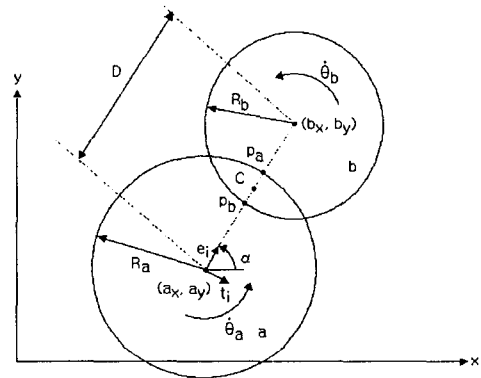


Fig. 3 The force-displacement law

여기서  $x_1, x_2, y_1$  그리고  $y_2$ 는 입자 1과 2의 좌표이며,  $R_1$ 과  $R_2$ 는 각 입자들의 반지름이다.

입자와 벽과의 간섭은 벽의 모양을 직선으로 한정시켰을 때, 입자의 중심에서 벽에 내린 수선의 길이가 입자의 반지름보다 작으면 충돌조건을 만족시킨 것으로 한다.

2.2 충돌력 계산

충돌력을 계산할 때 Fig. 2에서와 같이 법선방향의 힘은 입자의 중심으로 향하는 방향을 양의 방향으로, 접선 방향의 힘은 입자표면에서 반시계 방향을 양의 방향으로 설정한다.  $e_i$ 와  $t_i$ 는 각각 법선방향과 접선방향의 단위벡터를 나타낸다.

Fig. 3에서와 같이 입자 a와 b가 충돌하고 있을 때, 법선 방향의 단위 벡터와 접선방향의 단위 벡터는 다음과 같이 계산된다.

$$e_i = \frac{b_i - a_i}{D} = (\cos \alpha, \sin \alpha) \quad (3)$$

$$t_i = (e_y, -e_x) \quad (4)$$

Fig. 3 에서의 점  $P_a$ 에서의 상대 속도는 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$(v_{p_a})_i = ((v_a)_i - (v_b)_i) - (\theta_a R_a + \theta_b R_b) t_i \quad (5)$$

식 (5)의 속도를 이용하여, 법선방향의 속도와 접선방향의 속도를 구하면 다음과 같은식을 얻는다.

$$\begin{aligned} (v_{p_a})_n &= (v_{p_a})_i e_i \\ &= ((v_a)_i - (v_b)_i) e_i \\ &\quad - (\theta_a R_a + \theta_b R_b) t_i e_i \\ &= ((v_a)_i - (v_b)_i) e_i \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} (v_{p_a})_s &= (v_{p_a})_i t_i \\ &= ((v_a)_i - (v_b)_i) t_i \\ &\quad - (\theta_a R_a + \theta_b R_b) t_i t_i \\ &= ((v_a)_i - (v_b)_i) t_i \\ &\quad - (\theta_a R_a + \theta_b R_b) \end{aligned} \quad (7)$$

이렇게 구한 속도를 이용하여, 이번 시간간격(time step)에서 법선과 접선방향으로의 움직인 거리를 계산할 수 있다

$$\begin{aligned} \Delta n &= (v_{p_a})_n \Delta t \\ &= [((v_a)_i - (v_b)_i) e_i] \Delta t \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Delta s &= (v_{p_a})_s \Delta t \\ &= [((v_a)_i - (v_b)_i) t_i \\ &\quad - (\theta_a R_a + \theta_b R_b)] \Delta t \end{aligned} \quad (9)$$

이 거리를, Fig.3의 힘과 그에 따른 변형 관계에 적용하여, 입자 a 에 작용하는 법선방향과 접선방향의 힘의 증분을 계산할 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta F_n &= k_n \Delta n \\ &= k_n [((v_a)_i - (v_b)_i) e_i] \Delta t \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Delta F_s &= k_s \Delta s \\ &= k_s [((v_a)_i - (v_b)_i) t_i \\ &\quad - (\theta_a R_a + \theta_b R_b)] \Delta t \end{aligned} \quad (11)$$

여기서  $k_n$ ,  $k_s$ 는 법선방향과 접선방향으로의 강성계수(stiffness)를 나타낸다.

마지막으로 이 증분을 이전 시간(N-1)에서의 작용력에 더하여, 다음 시간(N)에서의 법선 및 접선 방향 힘을 계산한다.

$$F_n^N = F_n^{N-1} + \Delta F_n ; F_s^N = F_s^{N-1} + \Delta F_s \quad (12)$$

이 경우 접선방향의 힘이 최대마찰력 이상이 되면 입자는 미끄러진다. 이때 입자에 작용하는 접선력은 최대 마찰력이 된다. 최대마찰력은 다음과 같이 계산된다.

$$(F_s)_{\max} = F_n \tan \Phi_\mu + c \quad (13)$$

여기서  $\Phi_\mu$ 와  $c$ 는 입자들의 충돌시 각 입자들간의 마찰각들과 점착력들 중 작은 것들을 선택한다.

또한, 각 입자에 작용하는 운동량은 아래와 같이 계산된다.

$$\sum M_a = \sum F_s R_a \quad (14)$$

### 2.3 입자 운동 계산

각각의 입자에 작용하는 충돌력이 계산되면, Newton의 제 2법칙을 이용하여 다음 시간간격 동안 입자들이 움직여야 할 거리와 각도를 계산할 수 있다.

$$m_a a_i = \sum (F_a)_i \quad (15)$$

$$I_a \theta_a = \sum M_a \quad (16)$$

여기서  $I_a$ 는 관성 모멘트이다.

가속도와 각가속도가 한 시간간격(time step) 동안 일정하다고 가정하면 위 식은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$(v_a)_i^{N+1/2} = (v_a)_i^{N-1/2} + [\sum (F_a)_i / m_a] \Delta t \quad (17)$$

$$(\theta_a)^{N+1/2} = (\theta_a)^{N-1/2} + [\sum M_a / I_a] \Delta t \quad (18)$$

새로운 입자의 위치와 각도는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} a_i^{N+1} &= (a_i)^N + (v_a)_i^{N+1/2} \Delta t \\ (\theta_a)^{N+1} &= (\theta_a)^N + (\theta)^{N+1/2} \Delta t \end{aligned} \quad (19)$$

### 2.4 감쇄력

입자가 충돌하는 동안에 발생하는 감쇄력으로, 접선방향으로 마찰감쇄(friction damping)와 점성감쇄(viscous damping)가 있고 법선 방향으로 점성감쇄만이 존재한다. 이 중 마찰감쇄는 입자가 미끄러지는 동안에  $(F_s)_{\max}$ 의 접선력에 대응하여 발생한다. 점성감쇄는 다시 접촉감쇄(contact damping)와 글로벌감쇄(global damping)

로 나눌 수 있는데, 그 중 접촉감쇄는 접촉하는 지점의 상대속도로 인하여 발생한다. 그런데 미끄러짐이 발생하면 접선방향의 접촉감쇄는 발생하지 않으므로 이러한 경우는 마찰 감쇄만 적용된다.

접촉감쇄(contact damping)를 계산에 고려하기 위하여 감쇄력을 식 (17)-(18)에서의 힘에 포함시킨다.

$$(v_a)_i^{N+1/2} = \left\{ (v_a)_i^{N-1/2} + \sum [(F_a)_i + (D_a)_i] / m_a \right\}^N \Delta t \quad (20)$$

$$(\theta_a)^{N+1/2} = (\theta_a)^{N-1/2} + \left\{ \sum M_a / I_a \right\}^N \Delta t \quad (21)$$

감쇄력의 계산은 아래와 같다.

$$D_n^N = c_n (v_p)_n = c_n [(v_a)_i - (v_b)_i]^{N-1/2} e_i \quad (22)$$

$$D_s^N = c_s (v_a)_s = c_s [(v_a)_i - (v_b)_i]^{N-1/2} t_i - (\theta_a R_a + \theta_b R_b)^{N-1/2} \quad (23)$$

여기서  $c_n$ ,  $c_s$ 는 법선과 접선방향의 점성 접촉 감쇄 계수이며 다음과 같이 계산된다.

$$c_n = \beta k_n, \quad c_s = \beta k_s \quad (24)$$

여기서  $\beta$ 는 비례상수이다.

글로벌감쇄(global damping)는 입자가 운동할 때, 그 절대 속도의 영향으로 인하여 속도방향과 반대방향으로 발생하며, 이 영향을 고려할 때, 식은 다음과 같다.

$$m_a a_i = \sum [(F_a)_i + (D_a)_i] - C (v_a)_i \quad (25)$$

$$I_a \dot{\theta}_a = \sum M_a - C^* \theta_a \quad (26)$$

여기서  $C$ ,  $C^*$ 는 글로벌 감쇄계수이다.

위 식을 시간에 대해 중앙차분하면 다음과 같이 표현된다.

$$(v_a)_i^N = \frac{1}{2} [(v_a)_i^{N-1/2} + (v_a)_i^{N+1/2}] \quad (27)$$

$$(\theta_a)^N = \frac{1}{2} [(\theta_a)^{N-1/2} + (\theta_a)^{N+1/2}] \quad (28)$$

식 (27)-(28)을 이용하여, 식 (25)-(26)은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$(v_a)_i^{N+1/2} = \left\{ (v_a)_i^{N-1/2} \left[ 1 - \frac{C}{m_a} \Delta \frac{t}{2} \right] + \sum [(F_a)_i + (D_a)_i] \frac{\Delta t}{m_a} \right\} / \left\{ 1 + \frac{C}{m_a} \frac{\Delta t}{2} \right\} \quad (29)$$

$$(\theta_a)^{N+1/2} = \left\{ (\theta_a)^{N-1/2} \left[ 1 - \frac{C^*}{I_a} \Delta \frac{t}{2} \right] + (\sum M_a) \frac{\Delta t}{I_a} \right\} / \left\{ 1 + \frac{C^*}{I_a} \frac{\Delta t}{2} \right\} \quad (30)$$

감쇄계수  $C$ ,  $C^*$ 는 질량과 관성 모멘트에 비례하며, 다음과 같이 표현한다.

$$C = \alpha m_a, \quad C^* = \alpha I_a \quad (31)$$

여기서  $\alpha$ 는 글로벌 감쇄 계수이다.

글로벌 감쇄 계수에 대한 식을 위 식에 대입하면 다음과 같은 최종식이 얻어진다.

$$(v_a)_i^{N+1/2} = \left\{ (v_a)_i^{N-1/2} \left[ 1 - \alpha \Delta \frac{t}{2} \right] + \sum [(F_a)_i + (D_a)_i] \frac{\Delta t}{m_a} \right\} / \left\{ 1 + \alpha \frac{\Delta t}{2} \right\} \quad (32)$$

$$(\theta_a)^{N+1/2} = \left\{ (\theta_a)^{N-1/2} \left[ 1 - \alpha \Delta \frac{t}{2} \right] + (\sum M_a) \frac{\Delta t}{I_a} \right\} / \left\{ 1 + \alpha \frac{\Delta t}{2} \right\} \quad (33)$$

## 2.5 시간간격(time step)의 계산

보다 빠른 계산을 수행하기 위하여 가급적 큰 시간간격을 사용하는 것이 바람직하지만, 수치계산의 수렴성과 안정성을 확보하기 위하여 특정 임계치보다 작은 시간간격을 사용하여야 한다. 본 연구에서는 Cundall(1978)에 의해 제안된 다음 식을 시간간격의 임계치로 사용하였다.

$$\Delta t_{critical} = 2\sqrt{m/k} \quad (34)$$

위 식은 바닥에 연결된 질량  $m$ 과 강성계수  $k$ 인 스프링의 단일 자유도 시스템 모델을 기초로 유도된 것이다. 실제 계산에서의 시간간격은 식 (34)를 이용하여 계산한 값에 안전계수 0.8을 곱하여 사용하였다.

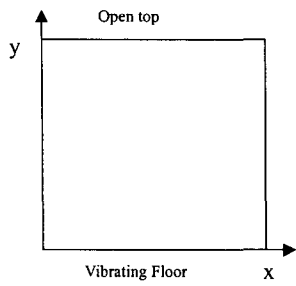


Fig. 4 Vibrating floor problem

Table 1 Properties and conditions for the vibrating floor problem

Parameter	Value
Particle diameter $d(m)$	0.1
Density $\rho(kg/m^3)$	1200
Normal stiffness $K_1(N/m)$	$2.7 \cdot 10^8$
Restitution Coefficient $e$ and $e_b$	0.9
Acceleration amplitude $\Gamma(g)$	90
Frequency $f(Hz)$	50
Mass hold-up $m_t$	1.0, 2.5, 5.0
Boundary fluctuation velocity $V_b$	0.25, 2.0, 5.0

3. 계산결과

분체 유동 해석을 위한 입자 모델 방법의 정확도를 검증하기 위하여 다음과 같은 예제 문제를 살펴보았다.

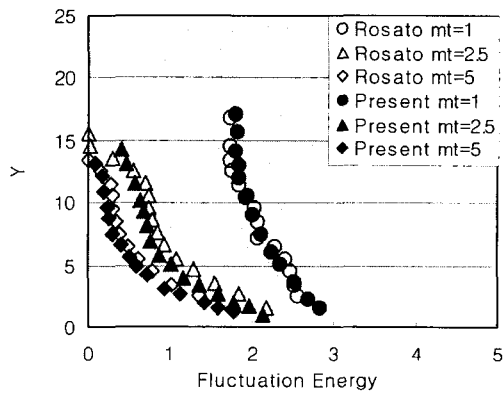


Fig. 5 Comparison of fluctuation energy ( $V_b=2$ )

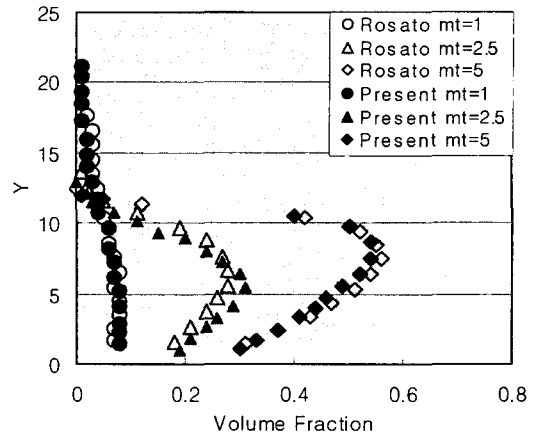


Fig. 6 Comparison of volume fraction ( $V_b=2$ )

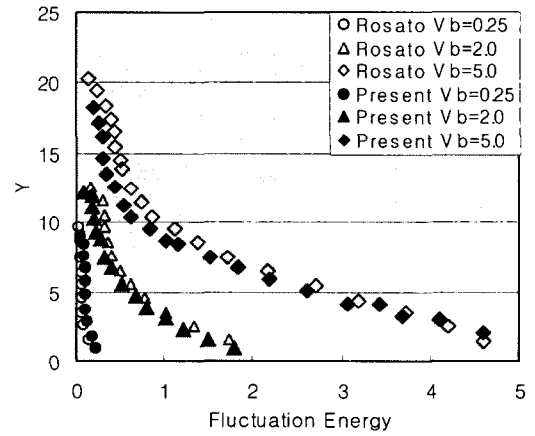


Fig. 7 Comparison of fluctuation energy ( $m_t=5$ )

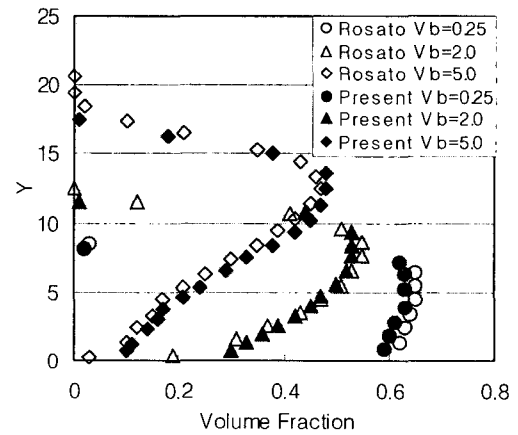


Fig. 8 Comparison of volume fraction ( $m_t=5$ )

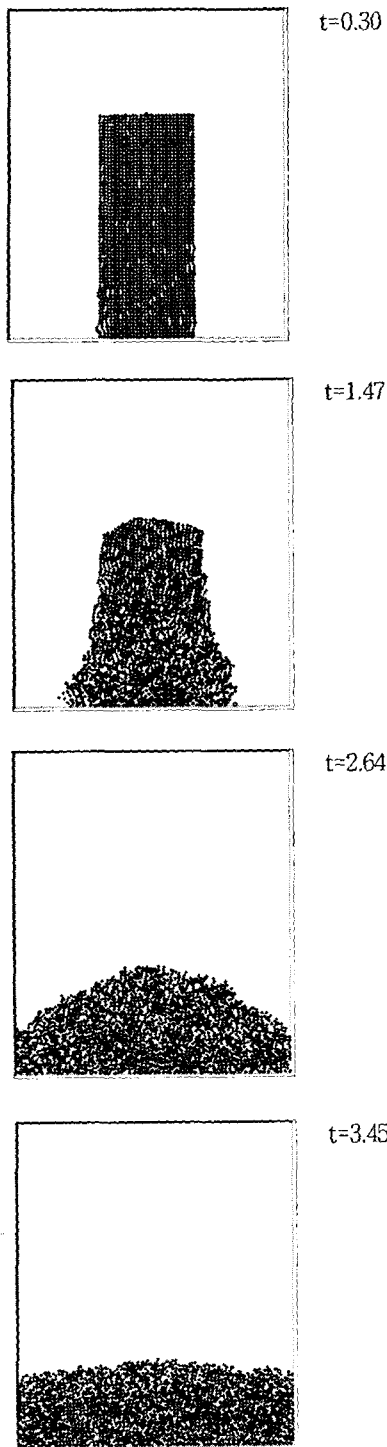


Fig. 9 The present result of the broken tower

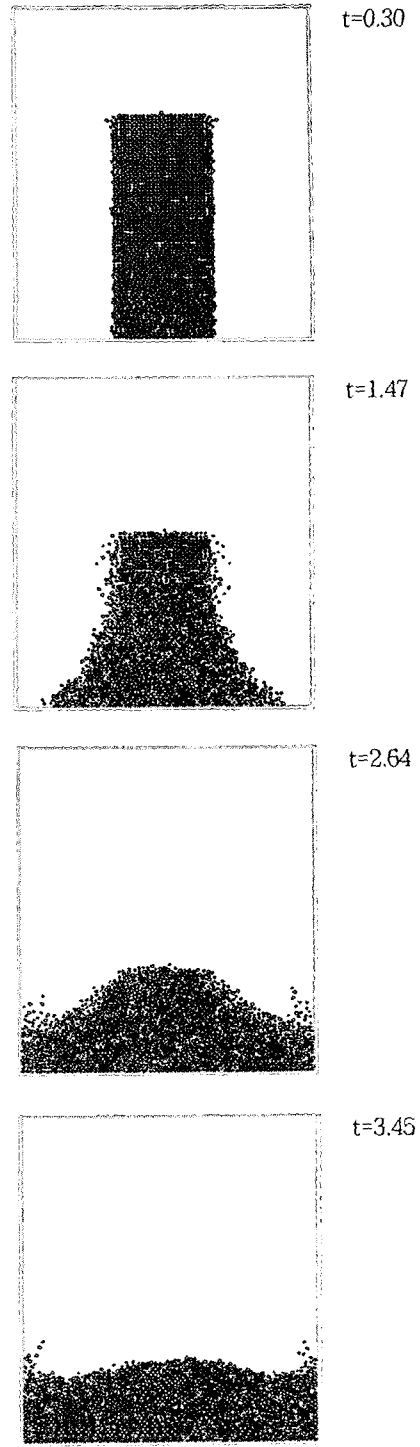


Fig. 10 Carl's result of the broken tower

### 3.1 진동하는 바닥의 분체 유동 해석

분체 유동 계산의 정확도를 검증하기 위하여 Fig. 4와 같이 진동하는 바닥에서의 분체유동을 계산하여 선행 연구 결과와 비교하였다. Table 1과 같은 물성치를 갖는 분체를 채워 넣고 바닥을 진동시켰을 때의 y방향에 대한 분체의 밀집도 및 입자의 운동 에너지 값을 계산하였다. 실험적인 연구는 D. Rosato(1995)<sup>(10)</sup>에 의하여 수행되었으며, 본 연구에서는 그 결과를 비교하기 위하여 선행 연구와 동일한 조건을 사용하여 계산을 수행하였다.

Fig. 5, 6은 바닥의 진동 속도를 고정시키고 분체의 질량(mass hold-up)을 변화시킨 경우에 대하여, 계산 결과가 실험치와 잘 일치하고 있음을 보여준다. 분체 입자들의 질량이 증가할수록 입자의 운동에너지가 감소하는 반면, 분체들의 밀집도는 증가하는 것을 알 수 있다. 또한 바닥으로부터의 거리가 멀어질수록 입자 간의 충돌에 의하여 입자의 운동에너지가 작아지는 것을 알 수 있다. 분체들의 밀집도는 질량이 작을 때는 바닥에서 가장 크고 표면으로 갈수록 작아지지만 질량이 증가하면 바닥과 표면 중간 지점에서 최대 밀집도를 갖는다는 것을 알 수 있다. 최대 밀집도를 갖는 지점의 바닥으로부터의 거리는 질량이 증가함에 따라 증가하는 경향이 있다.

Fig. 7, 8은 질량(mass hold-up)을 고정시키고 바닥의 진동 속도를 변화시킨 경우에 대하여서도, 계산결과가 실험치와 잘 일치하고 있음을 보여준다. 여기서, 질량(mass hold-up)은 진동하는 바닥 위의 입자들에 대하여  $m_i = N\pi d^2/6A$ 와 같이 계량화하여 사용한다. 바닥의 진동속도가 증가할수록 입자의 운동에너지는 증가하는 것을 알 수 있다. 분체의 밀집도는 질량이 크므로 바닥으로부터 일정거리 떨어진 곳에서 최대 밀집도를 갖지만, 바닥의 진동속도가 증가함에 따라 최대 밀집도의 위치가 바닥에서 더욱 멀어지는 것을 알 수 있다.

### 3.2 분체 유동 계산의 예

분체들로 이루어진 탑을 쌓고 이의 붕괴과정을 조사하였다. 계산 결과를 비교하기 위하여 본 연

구 방법과 Carl의 방법을 비교하였다. Fig. 9은 본 연구 방법에 의한 결과이며, 이를 Fig. 10의 Carl의 방법을 적용한 결과이다. 매 순간 분체의 유동은 비교적 일치함을 볼 수 있다. 초기 붕괴를 촉진하기 위하여 하나의 입자를 약간 높은 곳에서 낙하시켜 충돌시켰다. 입자들간의 충돌과 간섭으로 인하여 작은 교란이 상부로부터 하부방향으로 입자 전체에 전파되고, 바닥에 접한 입자들이 먼저 바닥과 충돌하여 위쪽의 입자들과 다시 충돌함으로써 붕괴가 바닥 옆으로 퍼져가면서 일어나기 시작하는 것을 알 수 있다. 글로벌감쇄를 고려하지 않은 Carl의 결과에서는 붕괴 후 일부 분체들의 이탈현상이 일어나는 것을 볼 수 있다.

## 4. 결론

분체 유동은 자연현상이나 곡물 및 화학 물질의 수송 및 처리 과정 등에서 쉽게 관찰할 수 있으며 최근 들어 공학적 해석에 대한 수요가 요구되고 있는 실정이다. 본 연구에서는 분체 유동에 대한 해석방법에 대하여 조사하고 분체 유동의 연속체적인 접근방법에 대한 타당성을 조사하였다.

본 연구에서는 입자 모델을 이용한 코드를 개발하여 그 정확도를 검증하였다. 입자들간의 충돌간섭체크에 소요되는 계산시간을 단축시키기 위하여 주변의 인접한 셀에 포함된 입자만을 조사하는 효율적인 데이터 구조를 채택함으로써 메모리를 추가로 사용하지 않고 계산시간을 50% 이하로 단축함으로써, 다양한 실제 계산에 적용이 가능하도록 하였다. 이러한 입자 모델의 분체 유동 해석 코드는 향후 연속체 모델에 의한 분체 유동 연구에 있어서 구성방정식의 다양한 모델링을 검증할 유용한 도구로써 사용이 가능하다.

## 참고문헌

- (1) Haff, P. K., 1983, "Grain Flow as a Fluid-Mechanical Phenomenon," *J. Fluid Mech.* Vol. 134, pp. 401~430.
- (2) Savage, S. B. and Jeffrey, D. J., 1981, "The



- Stress Tensor in a Granular Flow at High Shear Rates," *J. Fluid Mech.* Vol. 110, pp. 255~272.
- (3) Lun, K. K., Savage, S. B., Jeffrey, D. J. and Chepurnyi, N., 1984, "Kinetic Theories for Granular Flow : Inelastic Particles in Couette Flow and Slightly Inelastic Particles in a General Flowfield," *J. fluid Mech.* Vol. 140, pp. 223~256.
- (4) Jenkins, J. T. and Savage, S. B., 1983, "A Theory for the Rapid Flow of Identical, Smooth, Nearly Elastic, Spherical Particles," *J. Fluid Mech.*, Vol. 130, pp. 187~202.
- (5) Jenkins, J. T. and Richman, M. W., 1986, "Boundary Conditions for Plane Flows of Smooth, Nearly Elastic, Circular Disks," *J. Fluid Mech.*, Vol. 171, pp. 53~69.
- (6) Alder, B. J. and Wainwright, T. E., 1956, "Statistical Mechanical Theory of Transport Property," *Proceedings of the International Union of Pure and Applied Physics*, Brussels.
- (7) Cundall, P. A., 1971, "A Computer Model for Simulating Progressive, Large-Scale Movements in Blocky Rock Systems," *Proc. Symp. Int. Soc. Rock Mech.* Nancy 2, No. 8.
- (8) Cundall, P. A. and Strack, O. D. L., 1979, "A Discrete Numerical Model for Granular Assemblies," *Geotechnique*, Vol.29, No.1, pp. 47~65.
- (9) Ashurst, W. T. and Hoover, W. G., 1973, "Argon Shear Viscosity via a Lennard-Jones Potential with Equilibrium and Nonequilibrium Molecular Dynamics," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 31, p. 206.
- (10) Lan, Y. and Rosato, A. D., 1995, "Macroscopic Behavior of Vibrating Beds of Smooth Inelastic Spheres," *Phys. Fluids*, Vol. 7, pp. 1818~1831.