

# 粉粒体の流動化現象に伴う摩砕粉化量推定モデルの開発

高橋 弘明\*・近森 一博\*・山本 剛\*<sup>2</sup>・青木 秀之\*<sup>2</sup>・三浦 隆利\*<sup>2</sup>

Development of Numerical Model for Estimation of Grinding Rate of Particles under the Fluidization

Hiroaki TAKAHASHI, Kazuhiro CHIKAMORI, Tsuyoshi YAMAMOTO, Hideyuki AOKI and Takatoshi MIURA

**Synopsis :** An accumulation of coke fine in blast furnace which caused by an operation with pulverized coal injection, makes decrease of air permeability in the furnace. One of the factors of this problem is that coke particles are impacting each other and coke fine generates in the raceway. However, it is so high temperature and pressure in raceway that it is very difficult to admeasure various parameters of coke grinding phenomenon.

Therefore, a numerical model for estimation of grinding rate is required.

We developed a numerical model for estimation of the grinding rate using result of both analysis of gypsum particles behavior and grinding experiment with gypsum particles. The model is based on grinding energy calculated by combining measured grinding rate of gypsum particles in a rotational drum with analyzed data of behavior of the particles.

Additionally, we examine the validity of the numerical model to apply to a spouted bed. Thereby we verified qualitative validity of the model.

**Key words:** granular materials; simulation; grinding; particle dynamics; spouted bed; brittle materials.

## 1. 緒言

近年、製鉄用高炉において微粉炭吹込み (PCI) 操業が広く実施されているが、それにともなって高炉レースウェイ領域におけるコークス粉の発生による炉内通気抵抗の増大により、高炉の操業効率の低下という問題が顕在化してきた。

高炉内部においてコークスは $H_2O$ や $CO_2$ によるガス化反応、熔融 $FeO$ との接触反応、熔融メタルとの接触侵炭の反応等により劣化する。劣化したコークスは強度が低下し、衝撃により容易に粉が発生する。主なコークスの粉化機構は以下に述べる二つと考えられている<sup>1,2)</sup>。一つが炉下部滴下帯におけるコークス降下時の体積破壊と表面摩耗、もう一つがレースウェイ内にて旋回時のコークス同士又はレースウェイ境界壁面との衝突による表面摩耗である。このうち、レースウェイにおけるコークス粉化は衝撃だけではなく反応によるコークス劣化の影響も介在しているため、非常に複雑な現象であり、また内部が高温であるため測定による現象の把握が著しく困難である。

佐藤ら<sup>3)</sup>は微粉炭吹込み時の微粉炭燃焼の観点からホットモデルによる実験を行い、同時にモデル計算による微粉炭燃焼下におけるコークスの反応挙動を評価した。山口ら<sup>4)</sup>は炉下部における粉の量を低減させるためにコークス粉化機構を考察し、モデル実験による検証を行い、粉化量

抑制の手段として高反応性コークスの使用を提案している。山岡ら<sup>4)</sup>はポピュレーションバランスモデルを高炉レースウェイに適用し、粉生成速度を推算するモデルを開発・粒径分布を解析し、粉生成量について実験結果と比較して良好な一致をみている。

このようにレースウェイ領域におけるコークス粉生成現象に関しては多くの研究がなされているものの、レースウェイ内部の現象の複雑さからコークス粒子の移動現象に着目した研究はほとんどみられない。粉抑制手法の開発のためにはコークス粒子の運動を含めた詳細な現象の把握が必要であり、高炉レースウェイ領域におけるコークス粉生成現象を解析するためには、粉の発生量および発生部位を予測可能なモデル、高速気流条件下にて粒子群の流動を予測することができるシミュレーション技術が必要不可欠である。

既報<sup>5)</sup>では、水平回転ドラム内における石こう粒子群の挙動解析を行い、粉生成速度推算式の提案を行った。しかし、粉化速度は使用する脆性材料によっても大きく異なり、また同じ材料であっても条件によって異なる。そこで本報では実験および離散要素法による粒子流動解析を実施してより汎用性の高い粉生成量推算モデルを開発し、噴流層内粒子流動への適用することによりモデルの妥当性を検証した。

粒子群挙動の解析手法には離散要素法を用いた。本手法

平成13年5月15日受付 平成13年6月22日受理 (Received on May 15, 2001; Accepted on June 22, 2001)

\* 東北大学大学院生 (Graduate Student, Tohoku University, 07 Aza-Aoba Aramaki Aoba-ku Sendai 980-8579)

\* 2 東北大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Tohoku University)

は汎用性が高く粉粒体を扱う様々な分野に応用されているが、摩砕粉生成現象へのアプローチはほとんどなされていない。離散要素法の流動層・噴流層への適用は近年多く報告されており、粒子群の流動状態を良好に予測・表現することが示されている<sup>6-8)</sup>。

## 2. 粒子群流動解析手法

粒子群の流動解析には離散要素法を用いた。以下に離散要素法の計算方法について述べる。離散要素解析の流れは単純には「接触判定→接触力の算出→運動方程式の時間積分」の繰り返しにより粒子の軌跡を求めるものである。これら3つのステップについて簡単に以下に述べる。

接触判定ではすべての粒子について粒子-粒子間、粒子-壁面間の接触が発生しているか否かの判定を行う。接触判定により接触したと判定された粒子については接触力モデルに基づいて接触力を算出する。接触力モデルは粒子間、あるいは粒子-壁面間の接触をモデル化したもので、離散要素法で通常用いられているのはバネ、ダッシュポットとスライダの組合せにより接触力を表現する Voigt-Kelvin モデルである (Fig. 1)。本研究における対象は粒子の摩砕現象をとまなう粒子間接触であるが、粉生成量は非常にわずかであり粒子運動へ及ぼす影響は小さいと考え、従来用いられている Voigt-Kelvin モデルを採用した。ここでバネは弾性反発力、ダッシュポットは接触によるエネルギーの消散、スライダは摩擦力を表している。接触力モデルは解析結果に非常に大きな影響を与え、その影響は粒子間の接触が粒子の運動に支配的な現象ではなおさらである。接触力モデルにより法線方向接触力、接線方向接触力は粒子間の重なり  $\delta$  と粒子間相対速度  $v$  を用いてそれぞれ次式により表される。ここで、 $f$  は接触力、 $k$  はバネ定数、 $n$  は法線方向単位ベクトル、 $r$  は粒子径、 $\eta$  は減衰係数、 $\omega$  は角速度ベクトルをそれぞれ示す。

$$f_{nij} = k_n |\delta_{nij}|^{3/2} \times n_{ij} + \eta_n v_{nij} \dots \dots \dots (1)$$

$$f_{sij} = k_s \delta_{sij} + \eta_s v_{sij} + k_r \omega_{ij} \Delta t + \eta_r \omega_{ij} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、本研究では接線方向においては回転運動の減衰と並進運動の減衰を別々に取り扱うことにより、離散要素法において回転運動を実現に比べ大きく見積ってしまう問題を回避することとした。接線方向の粒子間の重なり  $\delta_{sij}$  の算出については既往の多くの研究例では変位量の接線成分を保存し、要素の移動にともなって変位量を積算する方法が採られており、本研究でもその方法を採用した。上記の手法を用いると要素の移動とともに接触点における接線方向も変化するため、変位量を積算すると同時に、接線方向の変化によって変位量を補正する必要がある。そのため接線方向変位量  $\delta_{sij}$  は前ステップまでの接線方向の変位

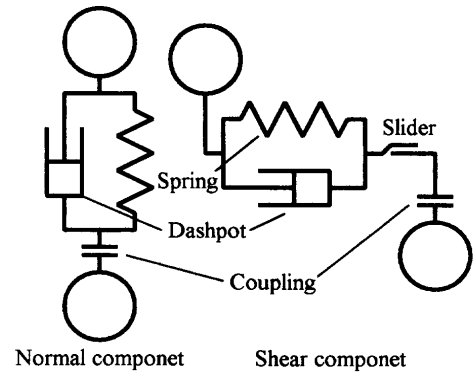


Fig. 1. Voigt-Kelvin's rheology model.

量  $\delta_{sij0}$  を用いて次式で表される。

$$\delta_{sij} = |\delta_{sij0}| \frac{n \times \delta_{sij0} \times n}{n \times \delta_{sij0} \times n} + v_{sij} \Delta t \dots \dots \dots (3)$$

以上二つ (接触判定・接触力計算) のステップにより各粒子について接触力の合計が得られ、その他の外力 (重力等) を考慮することにより以下に示す各粒子の並進運動、回転運動の運動方程式を導出することができる。

$$\sum_j (f_{nij} + f_{sij}) + m_i g + f_{other} = m_i \ddot{x}_i \dots \dots \dots (4)$$

$$\sum_j N_{ij} = I_i \ddot{\theta}_i \dots \dots \dots (5)$$

ここで  $f_{other}$  は接触力・重力以外の粒子に加わる外力であり、 $\ddot{x}$  は位置ベクトルの2次微分を示す。

得られた運動方程式を時間積分することにより各粒子の時間変位が得られる。時間積分手法としては4次の Adams-Moulton 法を用いた。

## 3. 粉生成量推算手法の開発

### 3.1 粉生成速度推算モデル

レースウェイにおける粉生成現象を解析するためには、粉生成量を推算することのできるモデルが必要不可欠である。そのため、離散要素法を用いて粉生成量の推算を行うモデルを開発した。離散要素法の特徴の一つは、粒子群の流動により発生するすべての接触について計算しているために、一般の粉体実験では測定不可能な個々の接触時のデータ (接触力、接触面積、接触頻度など) を容易に得ることが可能な点である。そこで粉生成量を推算するにあたりこれらの利点を生かし、粉生成量の推算に用いるパラメータとして粒子間接触により減衰するエネルギーを採用し、これを消散エネルギーと呼ぶことにする。

消散エネルギーの算出方法を以下に示す。まず任意の時

間  $t$  において接触力モデルから計算される接触力により接線方向・法線方向に分けて粒子の加速度を計算する。次の時間ステップ  $t + \Delta t$  までその加速度が加わるもの仮定して  $t + \Delta t$  における粒子速度を計算し、得られた  $\Delta t$  後の粒子速度と時間  $t$  の粒子速度から求まる運動エネルギーの変化より接線方向・法線方向について接触粒子の消散エネルギーを求めた。 $t$  から  $t + \Delta t$  の間に要素  $i$  が要素  $j$  との接触により消散するエネルギーは法線方向と接線方向についてそれぞれ次式で表される。

$$E_{nij} = \frac{1}{2} m_{pi} \left\{ |v_{ni}|^2 - \left| v_{ni} + \frac{f_{nij}}{m_{pi}} \Delta t \right|^2 \right\} \dots\dots\dots (6)$$

$$E_{sij} = \frac{1}{2} m_{pi} \left\{ |v_{si}|^2 - \left| v_{si} + \frac{f_{sij}}{m_{pi}} \Delta t \right|^2 \right\} \dots\dots\dots (7)$$

粉粒体の衝突において摩砕粉の主生成機構は粒子の衝突の角度により異なっており、衝突時における法線方向のエネルギーの消散と接線方向のエネルギーの消散において粉生成へのエネルギー寄与の機構が異なる。前者は主に破碎や押し込み傷からの粉の剥離などの粉生成へ寄与し、後者は切削により粉が剥離することによる粉生成へ寄与すると考えられる。

本研究における粉化は後述する回転ドラム内粉化実験および噴流層内粉化実験において体積破壊による石こう粒子の小片は観察されなかったため、表面摩耗が支配的であると考えられる。また、Yamaguchiら<sup>9)</sup>によれば、レースウェイ内におけるコークスの粉化においても体積破壊が起こっている可能性は小さい。そこで本解析では法線方向のエネルギー消散による粉生成を無視し、接線方向のエネルギー消散のみが粉の生成に寄与するものとした。粉の生成量が衝突時の接線方向の消散エネルギーに比例すると仮定すると任意の時刻  $t \sim t + \Delta t$  に発生する粉生成量  $W$  は以下の式で表される。

$$W = \alpha \sum_{i=1}^{n_p} \sum_j E_{sij} \dots\dots\dots (8)$$

ここで  $\alpha$  は定数であり、粉生成エネルギーと呼ぶことにする。

各時間ステップにおいて上式により求められる粉量を累積していくことにより時間依存の粉生成量を計算することができるが、そのためには粉生成エネルギー  $\alpha$  と接線方向の消散エネルギー  $E_{sij}$  を求めることが必要となる。接線方向の消散エネルギー  $E_{sij}$  は離散要素解析により求まるため、粉生成エネルギー  $\alpha$  を得ることができれば離散要素法の適用可能な現象において摩砕粉生成速度の推算が可能にな

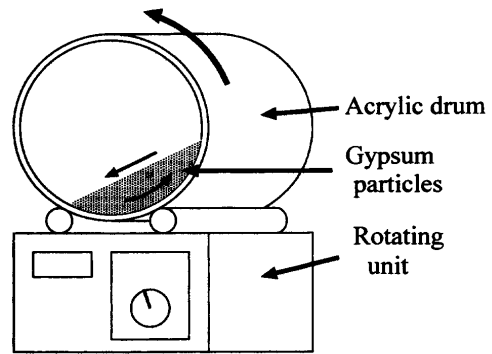


Fig. 2. Schematic diagram of rotational drum.

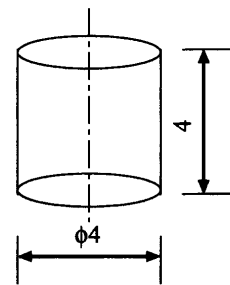


Fig. 3. Shape of gypsum particle.

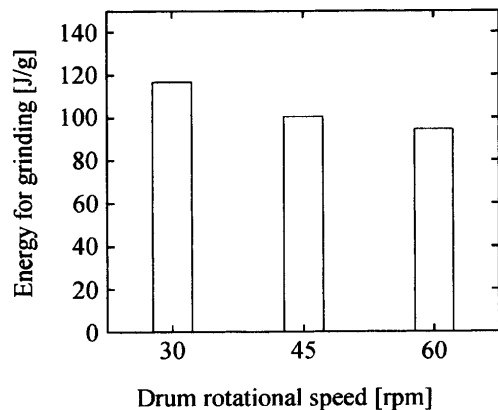


Fig. 4. Energy for powder production at various rotational speed of the drum.

る。

### 3.2 粉生成エネルギーの導出

粉生成エネルギーを求めるために回転ドラムを用いて摩砕実験・解析を行った。実験より粉生成速度、解析により粒子間接触面に接線方向のエネルギー消散を求め、上式により粉生成エネルギーを求める。

実験装置の概略図を Fig. 2 に示す。水平ドラムには内径  $\phi 130$  mm、長さ 150 mm のアクリルパイプを用い、内部には Fig. 3 に示す円柱形の石こう粒子を 2,000 個装入した。水平ドラムを一定の回転速度で回転させることにより粒子群を流動させ摩砕粉を生成させる。本実験では一定時間・異なるドラム回転速度 (30, 45, 60 rpm) により粒子群の摩砕実験を行い、各々摩砕粉生成量の測定を行った。各ドラム回転速度における解析と実験結果より計算された粉生成エネルギーを Fig. 4 に示す。粉生成エネルギーはドラム回転

速度が30rpmの場合には、10%程度の差異を生じたものの45rpm、60rpmの場合には良好に一致した。ドラム回転速度30rpmにおいては流動速度が小さく、試料の形状が高回転速度に比べ粒子の流動に大きく影響していると考えられる。流動速度が小さい場合には大きい場合に比べて、粒子の角の引っ掛かりによるエネルギーロス、つまり見掛けの摩擦力が大きくなり、その結果解析結果に比べ粒子の流動速度は小さくなるため、消散エネルギーも小さくなる。すなわち粒子が非球形であることによる見掛けの摩擦力の変化が考慮されない解析において消散エネルギーを大きく見積り、その結果粉生成エネルギーが大きく見積られてしまったものと推察される。

しかし各ドラム回転速度間の粉生成エネルギーの誤差は小さく粉生成量の予測するために十分な精度が得られていると考えられる。そこで粉生成エネルギーは各ドラム回転速度における粉生成エネルギーを平均し、106kJ/kgを得た。粉生成エネルギーが求まったことにより、離散要素解析により求められるエネルギー消散量より粉生成量を推算することが可能になった。

#### 4. 噴流層内粒子群摩砕実験

##### 4.1 粒子群摩砕実験

実験装置概略図をFig. 5に噴流層をFig. 6にそれぞれ示す。噴流層内部に回転ドラムに使用したものと同様の石こう粒子を充填し、ブロワーにより一定流量にて空気を吹込み、粒子を流動させる。石こう試料は回転ドラム摩砕実験に用いた円筒形試料と同様の形状とした。石こう試料を噴流層内に3,000個充填し、空気流入口より空気を吹込み流動させた。本解析では空気の流量を変化させて4点(26, 30, 34, 38Nm<sup>3</sup>/h)にて実験を行った。一定時間経過後、空気の流入を停止し、実験前後の全粒子重量の差より各流量における摩砕粉量を求めた。得られた摩砕粉量より粉生成速度を算出した。

##### 4.2 粒子群流動解析

###### 4.2.1 固相流動解析手法

前述した離散要素法により粒子群の流動を解析した。運動方程式については噴流層においては流体の抵抗力が加わり、流体抵抗力 $f_D$ を加味すると粒子の並進の運動方程式は次式で表される。

$$\sum_j (f_{nij} + f_{sij}) + m_i g + f_D = m_i \ddot{x}_i \quad \dots\dots\dots(9)$$

流体抵抗力 $f_D$ は相間相互作用係数 $\beta$ を用いて次式で示される。

$$f_D = \left( \frac{\beta}{1-\epsilon} (\mathbf{U}_s - \mathbf{U}_g) + \frac{\partial p}{\partial x} V_p \right) \quad \dots\dots\dots(10)$$

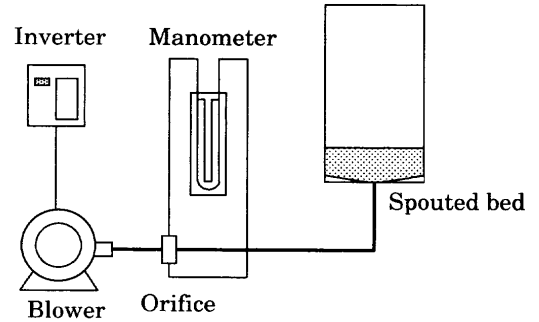


Fig. 5. Schematic diagram of experimental apparatus.

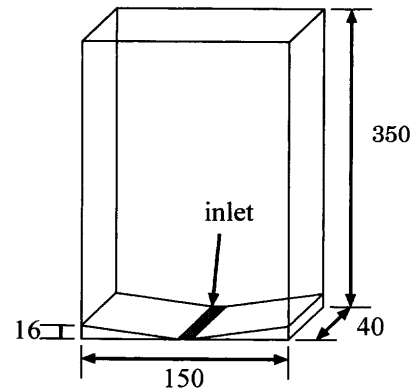


Fig. 6. Schematic diagram of a spouted bed.

相間相互作用係数 $\beta$ は空隙率により計算式が異なり、空隙率が大きい場合にはWen-Yuの式、空隙率が低い場合にはErgunの式により求めた。

$$\beta = \begin{cases} \frac{\mu(1-\epsilon)}{d_p^2 \phi \epsilon} \left[ 150 \frac{1-\epsilon}{\phi} + 1.75 Re_p \right] & (\epsilon \leq 0.8) \\ \frac{3}{4} C_D \frac{\mu(1-\epsilon)}{d_p^2 \phi} \epsilon^{-2.7} Re_p & (\epsilon > 0.8) \end{cases} \quad \dots\dots\dots(11)$$

上式中の粒子レイノルズ数 $Re_p$ 、抵抗係数 $C_D$ については以下に示される式により求めた。

$$C_D = \begin{cases} 24(1+0.15 Re_p^{0.687}) / Re_p & (Re_p \leq 1000) \\ 0.43 & (Re_p > 1000) \end{cases} \quad \dots\dots\dots(12)$$

$$Re_p = \frac{|\mathbf{U}_s - \mathbf{U}_g| \rho_g \epsilon d_p}{\mu} \quad \dots\dots\dots(13)$$

###### 4.2.2 気相流動解析

解析条件において空気流速は非常に大きく、解析領域の大部分が乱流場であると考えられるため、気相の流動を $k-\epsilon$ の二方程式モデルにより乱流として扱った。乱流場の流動解析に必要な連続の式、運動量保存式、 $k$ および $\epsilon$ 二方程式は、従属変数を $\phi$ とすると、次式で示す様な一般形(カーテシアン・テンソル形式)で表される。

Table 1. Parameters of governing equation.

Conservation equation of	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$										
Mass	1	0	0										
Velocity component	$U$	$\mu_{\text{eff}}$	$\frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial W}{\partial x} \right)$ $-\epsilon \frac{\partial P}{\partial x} + F_{Dx}$										
			$V$	$\frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial W}{\partial y} \right)$ $-\epsilon \frac{\partial P}{\partial y} + F_{Dy}$									
			$W$	$\frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial V}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial W}{\partial z} \right)$ $-\epsilon \frac{\partial P}{\partial z} + F_{Dz}$									
Turbulent kinetic energy	$k$	$\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$										
Eddy dissipation rate	$\epsilon$	$\frac{\mu_{\text{eff}}}{\epsilon_k}$	$\frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} G_k - C_{2\epsilon} \rho \epsilon)$										
$\bar{G}_k =$													
$\mu_{\text{eff}} \left[ 2 \left\{ \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 \right]$													
<table border="0"> <tr> <td><math>C_\mu</math></td> <td><math>C_{1\epsilon}</math></td> <td><math>C_{2\epsilon}</math></td> <td><math>\sigma_k</math></td> <td><math>\sigma_\epsilon</math></td> </tr> <tr> <td>0.09</td> <td>1.44</td> <td>1.92</td> <td>1.0</td> <td>1.3</td> </tr> </table>				$C_\mu$	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
$C_\mu$	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$									
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3									

Table 2. Parameters in the calculation.

Element diameter	$\phi$ 4.58 [mm]
Element density	981 [kg m <sup>-3</sup> ]
Number of elements	3,000 [part.]
Friction coefficient between particles	0.8478 [-]
Friction coefficient between particle and wall	0.3058 [-]
Sphericity	0.874 [-]
Inlet flow rate	26, 30, 34 and 38 [Nm <sup>3</sup> /h]
Spring coefficient in normal direction	$3.0 \times 10^4$ [N m <sup>-1</sup> ]
Spring coefficient in shear direction	$7.5 \times 10^3$ [N m <sup>-1</sup> ]
Time step for DEM	$2.0 \times 10^{-5}$ [s]
Time step for flow analysis	$1.0 \times 10^{-2}$ [s]

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\epsilon \rho U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \epsilon \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi, \phi=1, U_j, k, \epsilon \dots \dots (14)$$

ここで、 $\Gamma_\phi$ および $S_\phi$ はそれぞれ変数 $\phi$ に関する乱流拡散係数および生成項である。テーブルへ直交三次元座標系における各方程式の $\Gamma_\phi$ および $S_\phi$ の形を示す。同時に $k$ - $\epsilon$ 二方程式モデルで使用される経験定数の値も併せて示す。テーブル中の $F_D$ は粒子による気固相互作用力であり、先に述べた相間相互作用係数 $\beta$ を用いて以下の式で表される。上式をコントロール・ボリューム法により離散化を行った。

Table 1中の気固相互作用力 $F_D$ は以下の式で表される。

$$F_D = \beta(U_s - U_g) \dots \dots \dots (15)$$

解析アルゴリズムには SIMPLE 法を使用し、離散化方程式の解法には TDMA を用いた。

4.2.3 解析条件

噴流層粒子群摩砕実験と同様の条件にて噴流層内粒子群の運動解析を行った。解析により粒子群の接線方向のエネルギー消散を求め、開発したモデルにより粉生成量の予測を行い、実験結果との比較を行った。

主な解析条件をテーブルに示す。粒子には円柱形の粒子を用いているため、粒子径を球相当径にて取り扱った。形状係数に関しては流動層にて実質的な動力学的形状係数として用いられている Carman の形状係数により流体抵抗力

への影響を考慮した。また解析初期の変動の影響を除外するため、解析開始1秒間の解析値を無視するものとした。

5. 結果と考察

5.1 粒子流動

30 Nm<sup>3</sup>/hにおける粒子の流動実験・解析結果を Fig. 7, 8 にそれぞれ示す。本実験においては非球形の粒子を用いているため、粒子を球形と仮定して取り扱っている解析結果との間に流動状態においていくつか異なる点が見られた。

一つは粒子の吹き上げが安定せず、噴流高さが一定とならない、噴流がわずかに左右に揺れる等の現象がみられた。これらの乱れは球形粒子の場合は空気の抵抗を一律に受けることができるのに対し、非球形粒子の場合は空気の抵抗が粒子の角度により粒子面に大きく分布を生じてしまうことに起因すると考えられる。

もう一つは粒子層表面に吹き上がった粒子が積み重なり傾斜が形成される。球体の場合水平に積み重なる吹き上げ粒子が非球形により転がりにくくなったために吹き上げ粒子の頻りに落下する壁面付近に堆積し、噴流層中央部に向かって傾斜が生じる。

しかし、これら以外の点(粒子速度・粒子配置)については、解析によって実験における粒子の流動を良好に予測することができた。

5.2 消散エネルギー分布

接線方向・法線方向のエネルギー消散速度の分布を Fig. 9にそれぞれ示す。流量が増加するにしたがい、法線方向・接線方向共に消散エネルギーが大きくなることが示されているが、消散エネルギーの分布自体には大きな差異はみられず、消散エネルギーは接線方向・法線方向ともに特定の領域に集中がみられる。

粒子接触時の接線方向の消散エネルギーは粒子層全体に渡って発生しているが、特に空気流入口付近において集中がみられ、当領域では粒子は激しい剪断応力を受け、激し

く粉化が進んでいるものと推察される。また空気流量が増加するにしたがい、接線方向の消散エネルギーもともに増加するものの増加の割合は流量が増加するとともに減少しているが、流量が多い場合には気泡の大きさの増大により空気流入口付近の領域に存在する粒子が減少し、消散エネルギーの大きい衝突の発生頻度が減少することに起因すると考えられる。

一方で法線方向の消散エネルギーは粒子層上部表面に集中して分布しており気流に乗って吹き上げられた粒子が粒子層に落下する際に発生するエネルギー消散が消散エネルギーの主発生源であると考えられる。ゆえに粒子の吹き上げりの大きいほど、すなわち流量が大きいほど法線方向の

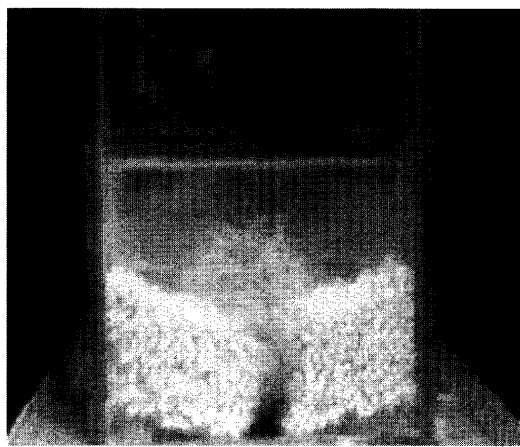


Fig. 7. Particle location in the experiment (inlet flow rate 30 Nm<sup>3</sup>/h).

消散エネルギーも大きくなるという結果が得られている。

Fig.10に粒子間接触力の分布を示す。粒子層下部においては粒子層表面に比べ粒子により大きな力が働いていることがわかる。このように粒子層下部においては粒子に粒子層の加重が大きく加わるため接触時により大きな圧力が加わり、必然的に消散するエネルギーも大きくなったものと考えられる。また噴流層中央は粒子間接触の発生が少なく消散エネルギーが大きいことから衝突速度の大きな衝突が多いことが推測できる。

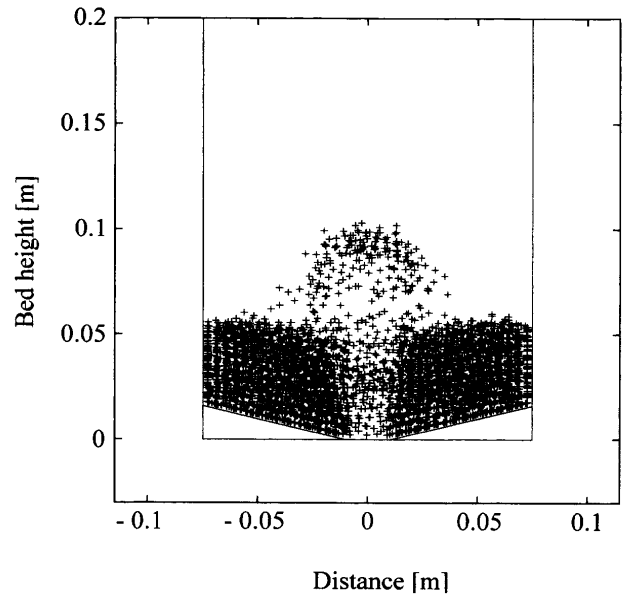


Fig. 8. Particle location in the calculation (inlet flow rate 30 Nm<sup>3</sup>/h).

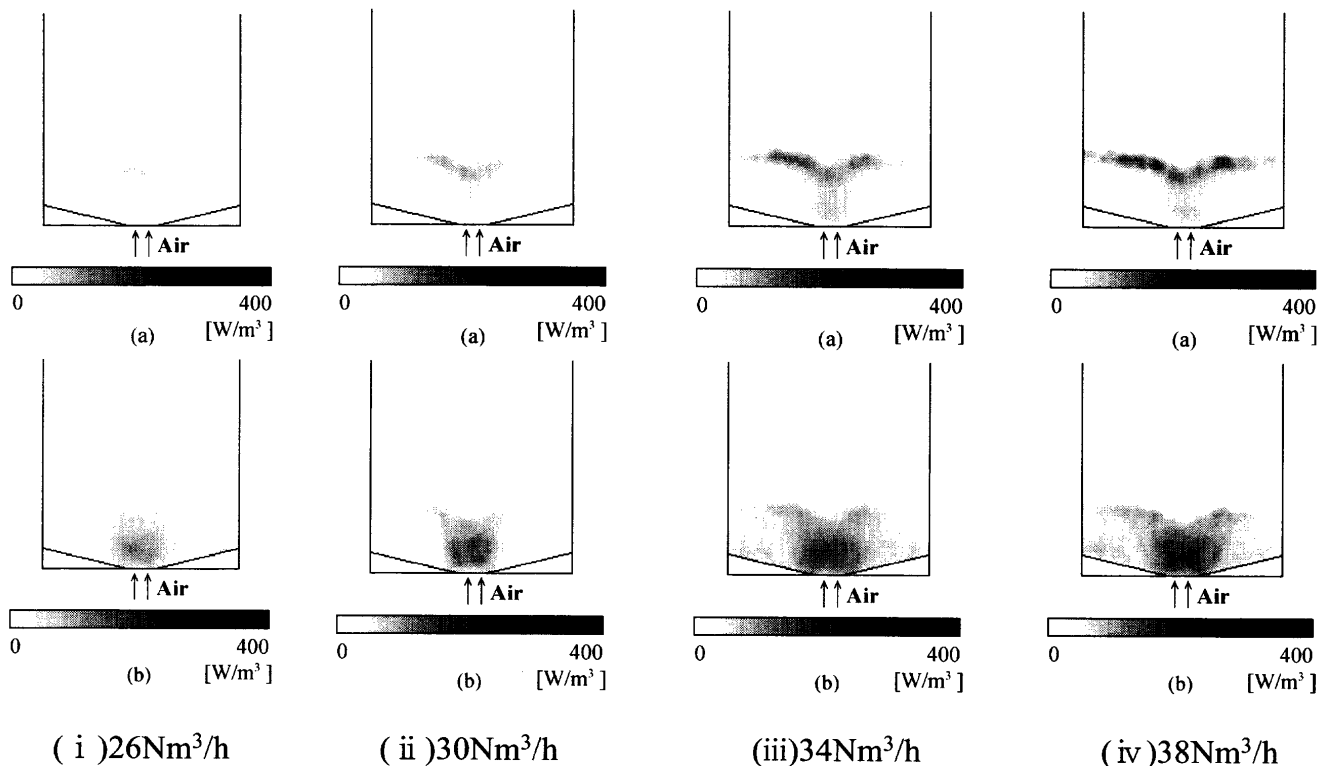


Fig. 9. Energy dissipation rate distribution (flow rate: 26, 30, 34, 38 Nm<sup>3</sup>/h, (a): normal direction, (b): shear direction).

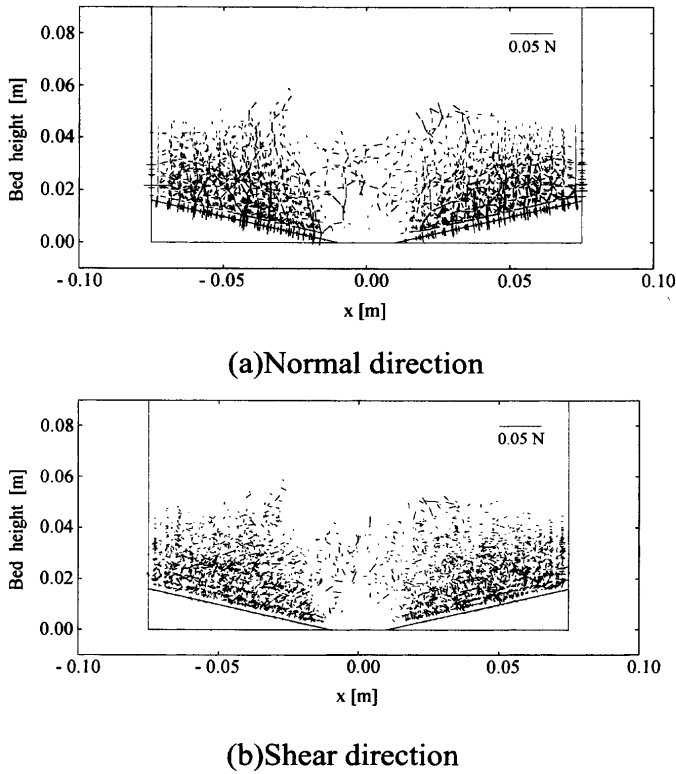


Fig. 10. Example of contact force distribution of particles in shear and normal direction (flow rate: 26 Nm<sup>3</sup>/h).

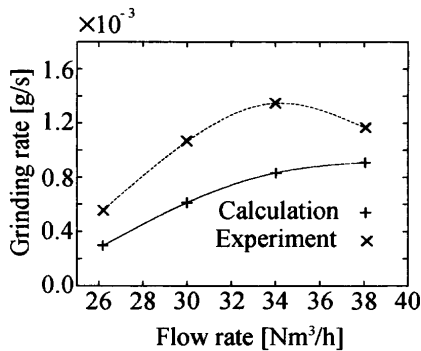


Fig. 11. Relationship between flow rate and grinding rate.

本研究では粉生成量の推算において法線方向の消散エネルギーが粉生成へ寄与しないものとして取り扱っているが、流量が大きい場合には粒子層表面において法線方向の消散エネルギーにより生成する破碎粉の影響を無視できない可能性がある。今後解析値の高精度化およびレースウェイ領域への適用を図る際に綿密な検討が必要であろう。

### 5.3 粉生成速度

実験と解析による粉生成速度を Fig.11 に示す。粉の発生速度の解析精度は比較的良好である。実験における粉生成速度は極大点が見られるが、解析結果では、粉生成速度は空気流量の増加にともない増加の度合いが鈍化しており、ある程度の定性的な一致が得られている。しかし、解析結果においては実験結果と異なり空気流量とともに粉生成速度は増加し、極大点は見られなかった。

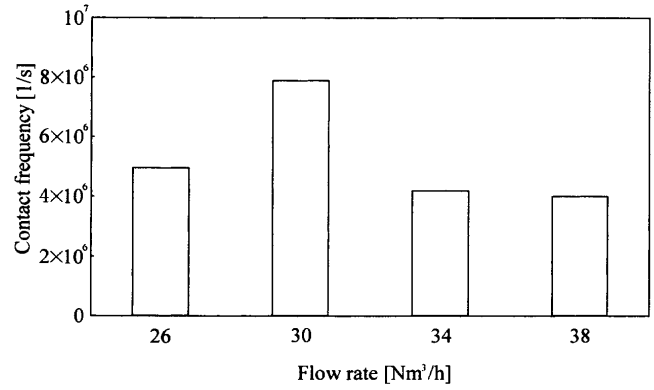


Fig. 12. Distribution of the contact frequency on flow rate.

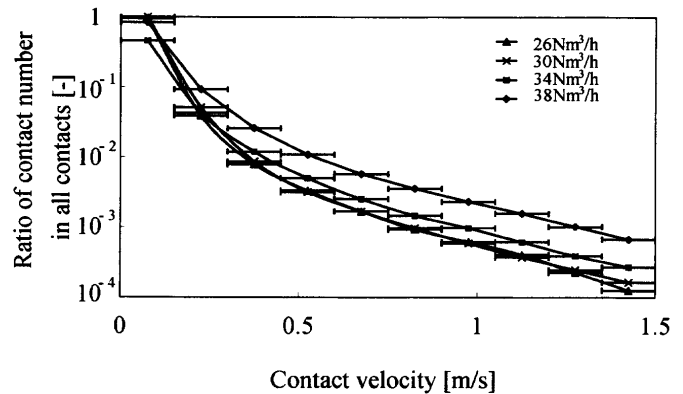


Fig. 13. Distribution of the contact velocity on flow rate.

解析による流量毎の粒子衝突速度（衝突時の粒子間相対速度）の分布と衝突頻度を Fig.12, 13 にそれぞれ示す。粒子の衝突速度は空気流量が 26, 30 Nm<sup>3</sup>/h の間には大きな差異はないものの、さらに 34, 38 Nm<sup>3</sup>/h と増加してゆくにしたがい、消散エネルギーの大きな衝突の割合が増加してゆく。また一方では衝突頻度については 30 Nm<sup>3</sup>/h にピークがみられ、それ以上の流量において、衝突頻度は減少に転じている。これらの結果から流量の増加にともない消散エネルギーの大きな衝突の割合は増加するものの、衝突頻度がある時点の流量で減少に転じ、その結果粉生成速度は極大点をもつものと推察される。実験における粉生成速度は空気流量 34 Nm<sup>3</sup>/h において極大値が得られており、上述の推論を裏付けている。

また実験結果は解析結果に比べて常に高い結果となり誤差を生じた。誤差の原因としては二つ考えられる。一つ目の原因は粉生成エネルギーを求めめるために行った回転ドラム摩砕実験と噴流層摩砕実験における粒子の衝突条件の相違である。ドラム摩砕実験と噴流層における粒子衝突速度分布の比較を Fig.14 に示す。ドラム摩砕実験に比べて噴流層では粒子速度の大きな衝突の割合が多くみられる。解析では粉生成量はエネルギー消散に比例するものとして取扱っているが、実際には粉生成速度とエネルギー消散の関係は線形ではなく、また粒子の衝突角度によっても粉生成

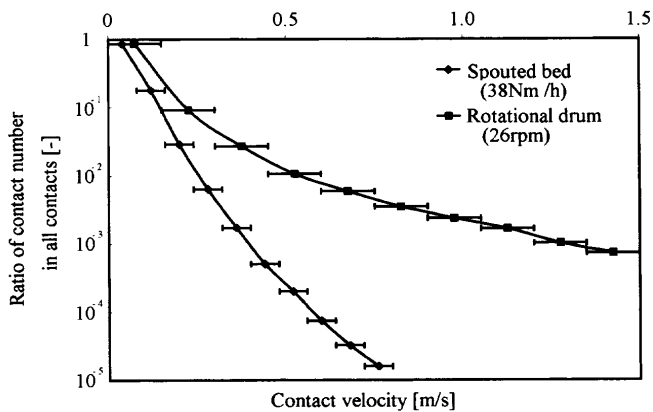


Fig. 14. Difference of contact velocity distribution between the analyses in the rotating drum and the spouted bed.

速度は変化する。

このような粒子衝突条件の違いにより噴流層における粉生成エネルギーはドラム摩砕実験時と比べて差異を生じ、その結果粉生成速度の解析値と実験値との間に誤差が生じたと考えられる。

もう一つの原因は実験試料として非球形の粒子を用いている点が挙げられる。非球形粒子には角が多く存在するため、球形粒子に比べて衝突時の切削摩耗により粉を生成しやすい。

さらに粒子群の流動解析においては粒子を球形と仮定しているため、粒子が非球形であることにより流動解析が低下することも影響していると考えられる。

## 6. 結言

粒子群の流動にともなう摩砕粉発生を予測するモデルを開発し、高速気流条件である噴流層内粒子流動を解析し、さらに開発したモデルを適用して粉生成速度の予測を行い、モデルの妥当性の検討を行った。その結果、衝突頻度・衝突強度と粉生成速度の関連性に関する知見が得られ、さらに粉生成速度について実験値・解析値は比較的良好的な一致を得ることができた。今後は解析におけるより厳密な摩耗・非球形粒子の取り扱いやレースウェイ内部では摩砕と並んで破碎による粉生成量も大きく無視できないため、法線方向の消散エネルギーを考慮し、破碎や押し込み摩耗などによる粉生成についても考慮していくことが必要であると考えられる。また、本解析においては弾性体を仮

定した接触力モデルを使用しているが、より高精度な粒子流動解析を実施するためには脆性材料の塑性挙動を考慮した接触力モデルの構築が必要である。

これらの対策により粉生成量推算モデルの高精度化を図っていくことが望まれる。

## 記号

$\Delta t$ : タイムステップ	[s]
$E$ : 消散エネルギー	[J]
$f$ : 接触力	[N]
$g$ : 重力加速度	[N/kg]
$l$ : 慣性モーメント	[Nm <sup>-1</sup> ]
$k$ : バネ定数	[Pa]
$m$ : 質量	[kg]
$n$ : 法線方向単位ベクトル	
$N$ : 角度モーメント	
$p$ : 圧力	[Pa]
$r$ : 粒子径	[m]
$Re_p$ : 粒子レイノルズ数	[—]
$v$ : 速度	[m/s]
$W$ : 粉生成量	[kg]
$x, y$ : 位置	[m]
ギリシャ文字	
$\alpha$ : 粉生成量	
$\beta$ : 相間相互作用係数	[—]
$\delta$ : 粒子間の重なり	[m]
$\epsilon$ : 空隙率	[—]
$\eta$ : ダッシュポット係数	[Nsm <sup>-1</sup> ]
$\theta$ : 角度ベクトル	
$\mu$ : 摩擦係数	[—]
$\rho$ : 密度	[kgm <sup>-3</sup> ]
$\omega$ : 角速度	[s <sup>-1</sup> ]
添え字	
$i, j$ : 要素番号	
$n$ : 法線成分	
$s$ : 接線成分	

## 文献

- 1) K.Yamaguchi, T.Uno, T.Yamamoto, H.Ueno, N.Kon-no and S.Matsuzaki: *Tetsu-to-Hagané*, **82** (1996), 641.
- 2) K.Takeda, K.Ikawa, S.Taguchi, M.Kiguchi, Y.Senoo and S.Tamura: *CAMP-ISIJ*, **3** (1990), 10.
- 3) M.Sato, R.Murai, T.Ariyama, A.Maki, A.Shimomura and K.Mori: *Tetsu-to-Hagané*, **85** (1999), 717.
- 4) H.Yamaoka and K.Nakano: *Tetsu-to-Hagané*, **86** (2000), 733.
- 5) K.Chikamori, Y.Kitamura, M.Ogawa, H.Aoki and T.Miura: *Tetsu-to-Hagané*, **86** (2000), 73.
- 6) T.Kawaguchi, T.Tanaka and Y.Tsuji: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. (B)*, **61** (1995), 3169.
- 7) Y.Kaneko, T.Shiojima and M.Horio: *Chem. Eng. Sci.*, **54** (1999), 5809.
- 8) T.Mikami, H.Kamiya and M.Horio: *Chem. Eng. Sci.*, **53** (1998), 1927.
- 9) K.Yamaguchi, M.Nakagome, M.Sugata, H.Nishikawa and Y.Abe: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **25** (1985), 371.