

確率過程を用いた充填層内での 粉体の流動と分散モデル

武田 幹治*・F. C. Lockwood*²

Stochastic Model of Flow and Dispersion of Fine Particles in a Packed Bed

Kanji TAKEDA and F.C. LOCKWOOD

Synopsis : The turbulent dispersion of coal particle is a particularly important factor influencing the combustion efficiency of pulverised coal in the blast furnace raceway. A stochastic approach in modelling the particle dispersion was implemented for simulating particle trajectories in both free space and a packed bed. A new model for the interaction between particles and a packed bed has been developed and incorporated in a two-dimensional mathematical model of pulverised coal combustion.

Validation work of the model were completed for a round free jet and a packed bed. Intense particle dispersion and mixing were observed in the packed bed. Along with the large slip velocity between gas and particles, the intense mixing suggests a higher burning rate in a packed bed than in a free space.

Key words : Ironmaking ; coal ; blast furnace ; simulation ; turbulent dispersion ; packed bed ; stochastic model.

1. 緒言

高炉への微粉炭多量吹き込みはコークス炉の老朽化に対応する技術として着目され、基礎的な研究から吹き込み量の上限を確認するための操業実験まで多くの研究が行われている^{1,2)}。高炉羽口内中心軸上に吹き込まれた微粉炭は、周囲の熱風と混合しながら羽口内で着火、燃焼を開始する。微粉炭流の燃焼領域での滞留時間は十数ミリ秒以下と短く、熱風中の酸素と微粉炭流との混合が全体の燃焼率を左右すると考えられている³⁻⁵⁾。

発電用の微粉炭燃焼ボイラーでは旋回流により微粉炭の着火の安定性、燃焼性の改善を行っている。しかし、高炉の吹き込みランスには微粉炭流の分散を促進する旋回流がなく、熱風と微粉炭流との速度差に起因する乱流混合が羽口内での昇温、燃焼挙動を支配している。また、レースウェイ内では旋回するコークスとガスとの相互作用により、微粉炭流の混合が促進されると考えられる。したがって、高炉羽口、レースウェイ内での微粉炭の燃焼率を向上するには、ガス乱流による微粉炭流の分散、混合挙動の予測精度の向上が重要となる。

Lockwoodら⁶⁾、Smithら⁷⁾は比較的単純化された粒子分散モデルを微粉炭燃焼ボイラーの解析に用いているが、高炉羽口、レースウェイ内の解析には充填層内での乱流混合を含む、より高度なモデルが必要となる。粉体流の乱流拡散

の数式モデルは1970年代後半から開発され、LockwoodらによるDrift velocity法、Smithらによる粒子拡散速度法などが報告されている。これらのモデルは、ガス乱流が粒子の分散におよぼす影響を粒子の平均速度ベクトルの変化として考慮する。そのため、計算負荷が小さく、収束性が良い利点がある。

一方、Yuuら⁸⁾、GosmanとIoannides⁹⁾により開発された確率モデルは、ガス乱流による粒子の分散を確率過程として直接計算している。乱流エネルギーから計算される流速変動の平均値にガス流速の標準偏差が等しい確率分布を有する瞬時のガス流速を乱数を用いて発生し、このガス流速のもとで粒子の軌跡を計算する。このような確率モデルで統計的に有意な解を求めるには多数の試行粒子の軌跡を計算する必要があり、微粉炭燃焼トータルモデルでは計算負荷、収束性の点で問題があった。一方、充填層内での粒子の分散を評価出来るモデルは従来報告されていない。

本報告では、高炉羽口、レースウェイ内での微粉炭燃焼のサブモデルとして確率過程を用いた充填層内での粉体の流動と分散モデルについて報告する。前報¹⁰⁾の充填層内のガス乱流モデルと確率モデルを組み合わせることで、充填層内での粒子運動、分散モデルを提案する。また、本モデルを円形自由噴流下での粉体の運動に適用して計算方法の妥当性を確認するとともに、充填層が粉体の分散挙動に及ぼす影響を考察する。

平成7年11月21日受付 平成8年3月4日受理 (Received on Nov. 21, 1995 ; Accepted on Mar. 4, 1996)

* 川崎製鉄(株)技術研究所 (Technical Research Laboratories, Kawasaki Steel Corp., 1 Kawasaki-cho Chuo-ku Chiba 260)

* 2 Imperial College of Science, Technology and Medicine

2. 乱流拡散を考慮した粒子軌跡の計算

2.1 ラグランジアン法による粒子軌跡モデル

気流中の粒子運動を計算する particle source in cell (PSIC)法はMigdalとAgosta¹¹⁾により開発され、多くの希薄な気固二相流の解析に用いられている。バーナーの出口に一定個数の代表粒子を配置し、流体と粒子の相互作用、粒子の運動をラグランジアン座標系で計算し、平均的な運動量、質量、エンタルピーの移動をガスの運動方程式では生成項として評価する。PSIC法は、粒子の粒径分布、反応による密度、粒径、温度の変化を考慮することが容易であり、微粉炭の燃焼モデルとして望ましい特性を有している。本論文ではMigdalとAgosta¹¹⁾あるいはRizvi¹²⁾と同様なPSIC法を用いるとともに、充填層と粒子との相互作用を考慮した。

2.2 運動量収支

ガス中の希薄な球形粒子の運動量の収支式は円柱座標系で(1)–(3)式で表すことが出来る。

$$\frac{du_p}{dt} = \alpha(u_g - u_p) + g - F_k u_p \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = \alpha(v_g - v_p) + \frac{w_p^2}{r_p} - F_k v_p \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{dw_p}{dt} = \alpha(w_g - w_p) + \frac{v_p w_p}{r_p} - F_k w_p \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $\alpha = (18\mu_g C_D Re_p / 24) / (\rho_p d_p^2)$ であり、粒子レイノルズ数(Re_p)は粒子とガスとの相対速度および粒子径 d_p を用いて $Re_p = \rho_g |\vec{u}_g - \vec{u}_p| d_p / \mu_g$ で表すことが出来る。(1)–(3)式中の時間平均相互作用係数 F_k は次節で説明するように粒子と充填粒子間の相互作用による粒子速度の減衰を平均化して評価した項である。この項を導入することにより、空間、および充填層内の粒子の軌跡を同一の式を用いて表すことが出来る。また、抵抗係数 C_D はGosmanら⁹⁾と同様、レイノルズ数の関数として(4)で与えた。

$$C_D = (1.0 + 0.15 Re_p^{0.687}) / (Re_p / 24) \dots\dots\dots (4)$$

通常、(1)–(3)式はRunge-Kutta Gill法を用いた数値積分により解くことが出来る。

2.3 確率法による粒子軌跡の計算

ガスの乱流変動の影響を考慮した確率法を用いた粒子軌跡の計算ではガス流速の変動成分と同時に、粒子と渦との相互作用距離、および相互作用時間を定める必要がある。GosmanとIoannides⁹⁾と同様に、粒子は一定の流速を持った一連の渦と相互作用しながら運動すると仮定した。

粒子と渦との相互作用は、渦の寿命 t_e と粒子の通過時間 t_t のどちらか短い時間内のみで起こると考えることが出来る。渦寿命 t_e は流体中の乱流エネルギー k 、散逸速度 ϵ から(5)式を用いて散逸距離 L_e を算出し、評価する。

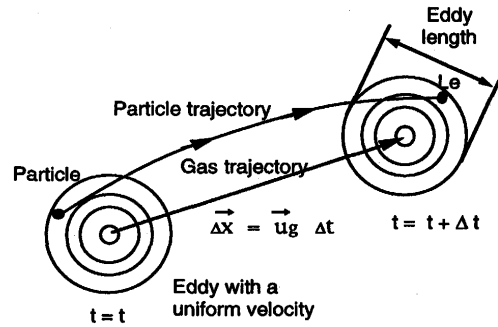


Fig. 1. Interaction time and length of particles with eddies.

$$L_e = C \frac{3}{4} k^{3/2} \epsilon^{-1} \dots\dots\dots (5)$$

GosmanとIoannides⁹⁾は瞬時の流速を用いて渦寿命を算出しているがShuenら¹³⁾は(6)式を用いることにより予測精度が向上することを見いだしている。本研究ではShuenらの渦寿命を用い、(7)式の条件が満足される間のみ渦と粒子が相互作用すると仮定した。(Fig. 1)

$$t_e = L_e (2k/3)^{-0.5} \dots\dots\dots (6)$$

$$t_t \leq t_e, |\Delta x| \leq L_e \dots\dots\dots (7)$$

平均値0、標準偏差 $(2/3k)^{1/2}$ の正規分布を持つガス流速の変動成分を乱数を用いて発生し、平均ガス流速に加えて瞬時のガス流速を求めた。乱流エネルギー k は自由空間内では $k-\epsilon$ モデル、充填層内では前報¹⁰⁾の $k-lm$ モデルを用いて求めた。多数の試行粒子の平均を求めることにより、空間内の粒子の平均濃度、平均流速ベクトル等の時間平均的な特性値を計算した。

2.4 充填粒子と粉体の相互作用

粉体の充填粒子内での運動について、BridgewaterとIngram¹⁴⁾により、また最近では高炉を対象にした草壁ら¹⁵⁾、柴田ら¹⁶⁾、山岡ら^{17,18)}により報告されている。

本研究ではレースウェイ近傍の高流速領域での粉体の移動を対象とするため、粒子の移動速度を直接測定した草壁ら¹⁵⁾の研究を用いて充填粒子-粉体の相互作用を定式化した。

2.5 時間平均相互作用係数

草壁らはFig. 2に示すように充填層内の粉の移動を充填粒子への衝突とガスによる加速の繰り返しによりモデル化できることを示している。充填粒子への衝突による粉の運動量損失を表す時間平均相互作用係数 F_k は衝突間での粒子の運動量変化を平均化することで(8)式のように求められる。

$$\frac{d\tilde{u}_p}{dt} = \alpha(u_g - \tilde{u}_p) \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 \tilde{u}_p は衝突間での粒子の速度を意味する。初期条件、 $t = 0$ で $\tilde{u}_p = 0$ 一定の抵抗係数 C_D を用いると(8)式は解析的に積分でき、衝突時の粒子速度 $\tilde{u}_p(t_0)$ 、移動距離 L に関する(9)、(10)式が得られる。

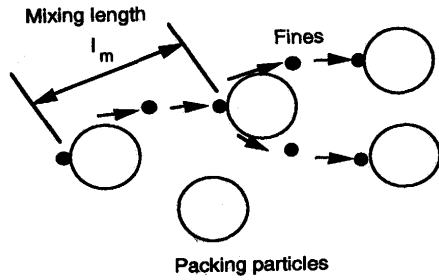


Fig. 2. A particle trajectory model in a packed bed (collision model).

$$\tilde{u}_p(t_0) = u_g(1 - \exp(\alpha t_0)) \dots\dots\dots (9)$$

$$L = \int_0^{t_0} \tilde{u}_p dt = u_g \left[t_0 - \frac{1}{\alpha} (1 - \exp(\alpha t_0)) \right] \dots\dots\dots (10)$$

粉体-充填粒子間の相互作用による運動量損失項 $u_p F_k$ は、衝突の間隔 t_0 での平均的な運動量の変化から (11) 式のように定義することが出来る。

$$u_p F_k = \frac{\tilde{u}_p(t_0)}{t_0} = \frac{u_g(1 - \exp(\alpha t_0))}{t_0} \dots\dots\dots (11)$$

粒子の平均流速 $L/t_0 = u_p$ および衝突間隔 L として充填層内の混合距離 l_m を用いることにより、時間平均相互作用係数 F_k は (12) 式のように表される。

$$F_k = \frac{[1 - \exp(-T_{pr})]}{1 - \frac{1}{T_{pr}} [1 - \exp(-T_{pr})]} \frac{|u_p|}{l_m} \dots\dots\dots (12)$$

(12) 式中の無次元数 T_{pr} は粉体粒子のガス流速変化への応答時間と充填層内での混合時間との比であり、(13) 式で定義される。

$$T_{pr} = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} (1.0 + 0.15 Re_p^{0.687}) \frac{l_m}{|u_p|} \dots\dots\dots (13)$$

(12) 式は 1 次元的な運動に対する F_k であるが、多次元の場でも粒子の平均流速を $L/t_0 = |\vec{u}_p|$ と定義し、ガス流速ベクトルと粒子速度ベクトルの方向がほぼ等しいという仮定、 $\frac{u_g}{|u_g|} |\vec{u}_p| = u_p$ を用いることによりベクトル流速に対応した F_k が (14) 式のように得られる。

$$F_k = \frac{[1 - \exp(-T_{pr})]}{1 - \frac{1}{T_{pr}} [1 - \exp(-T_{pr})]} \frac{|\vec{u}_p|}{l_m} \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 $T_{pr} = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} (1.0 + 0.15 Re_p^{0.687}) \frac{l_m}{|\vec{u}_p|}$

3. 確率法による粉体の乱流拡散の計算の実測との比較

自由空間内の希薄な粉体の運動を確率法を用いて計算す

Table 1. Test conditions for a round free jet.

Parameter	Single phase jet	Particle* laden jet
Sauter mean diameter (mm)	-	79
Particle density (kg m ⁻³)	-	2620
Loading ratio (-)	0	0.2
Jet exit velocity (m s ⁻¹)	0	24.1
Jet exit mass velocity (kg m ⁻² s ⁻¹)	0	6.06
Air velocity (m s ⁻¹)	32.1	26.1
Injector inner diameter (mm)	10.9	10.9

* : Glass beads, diameter 79 μm, density 2620 kgm⁻³.

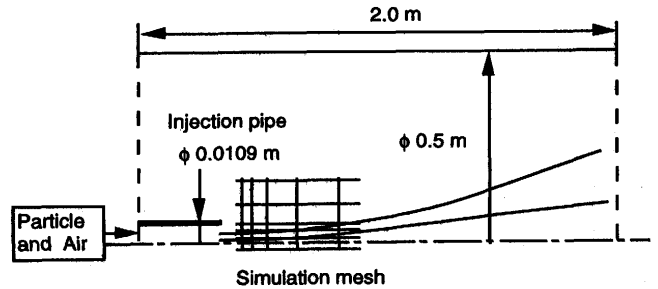


Fig. 3. Simulation conditions of particle dispersion for a round jet.

る手法は、Shenら¹³⁾により確立され、広く用いられている。基本的な計算ロジックは文献等で明らかにされているというものの、プログラミング上問題となる積分法、計算時間の評価、精度の確認に関しては、実験値と比較する必要がある。また、充填層内の粉体の移動、分散を確率法で計算する本研究の精度、有用性は実験との比較およびケーススタディで検証する必要がある。そこで、本報では、円形自由噴流での粉体の挙動の計算と実験値との比較、充填層内での粒子の移動速度の精度確認、充填層内の粉体の分散挙動のケーススタディを行った。

3・1 円形自由噴流での粉体の軌跡

円形自由噴流内の粉体の挙動を測定したShuenら¹³⁾測定値を用いてモデルの検証を行った。実験条件をTable 1に示すが、ガラスビーズ(粒径79μm、密度2620kgm⁻³)を内径10.9 mmのパイプからガスとともに自由空間内に吹き込んだ。自由噴流内の粉体の挙動を計算するため、Fig. 3に示すように直径0.5m、長さ2.0mの計算領域に37×51の不均一分割メッシュを設定した。半径方向37メッシュの内、11メッシュを吹き込みパイプ内に設定し、中心軸近傍の急激な速度変化に対応出来るようにした。また、パイプの外側には低流速でガスを供給し、噴流に巻き込まれるガス量を十分確保し、自由噴流の条件を満たすようにした。

パイプ内半径方向に均一に11箇所の粒子の放出点を設け、各位置から25回ずつ試行粒子の軌跡の計算を行った。粉体-ガス間の相互作用は、ガス相の運動量の収支式で生成項として評価され、緩和係数0.1を用いて繰り返し計算を行った。本条件で1回の繰り返し計算に要する計算時間はDEC3000

ワークステーションで約30秒であり、2次元微粉炭燃焼モデルの粒子分散サブモデルとして許容範囲内である。

乱流エネルギーのガス単相流での計算結果を実測値と対比してFig. 4に示した。半径方向の速度勾配から生ずるせん断力により、ガスの乱流エネルギーは、無次元距離 $z/d_0 =$

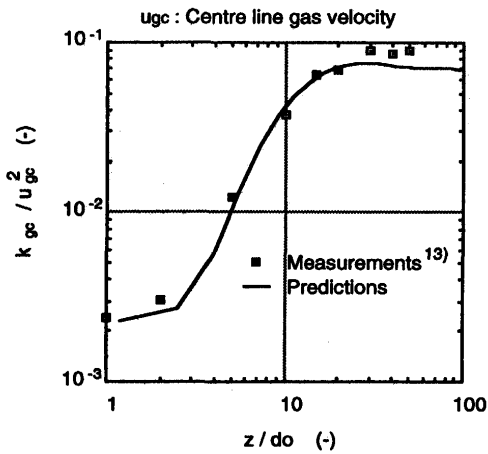


Fig. 4. Axial variation of normalised turbulence kinetic energy in gas phase at the centre.

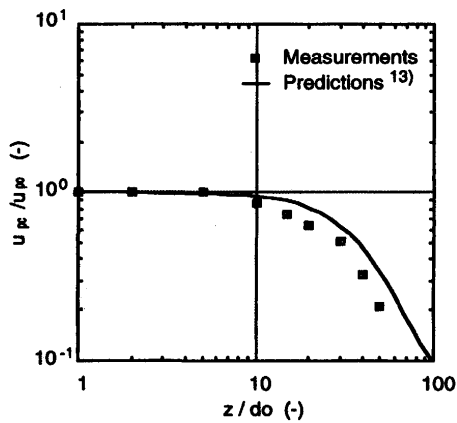


Fig. 5. Axial variation of normalised particle velocities at the centre.

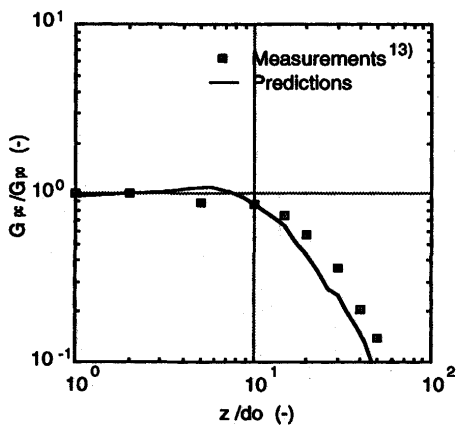


Fig. 6. Axial variation of normalised particle mass velocities at the centre.

5から上昇する。計算結果は測定値と良く一致しており、k-εモデルを用いたガス流れの計算が妥当であることを示している。

ガス-粉二相流での、中心軸上での粉体速度の変化をFig. 5に示した。粉体を持つ慣性力により粉体速度はガス流速に遅れて減少し、 $z/d_0 = 10$ で減少開始、 $z/d_0 = 35$ で初期流速の約半分となる。Fig. 6に示すように、中心軸上での粉体の質量速度は粉体速度よりも早く減少し始め、 $z/d_0 = 20$ でほぼ初期速度の半分になる。質量速度は粉体の速度とそこでの粉体の空間密度の積として定義され、粉体の分散により空間密度の低下が早期に起こることがその原因になっている。粉体速度、粉体の質量速度の計算値はいずれも実験値と良く一致しており、本研究の確率モデルが妥当なものであることを示している。

3・2 充填層内での粒子の軌跡と分散

充填層内での粉体のモデルを検証するため、草壁ら¹⁵⁾の測定値を用いた。充填層の下部から吹き込まれた粉体の移動を計算するため、Fig. 7に示すように直径0.1m、長さ1.0mの充填層内を 37×51 のメッシュに分割した。Table 2に実験、

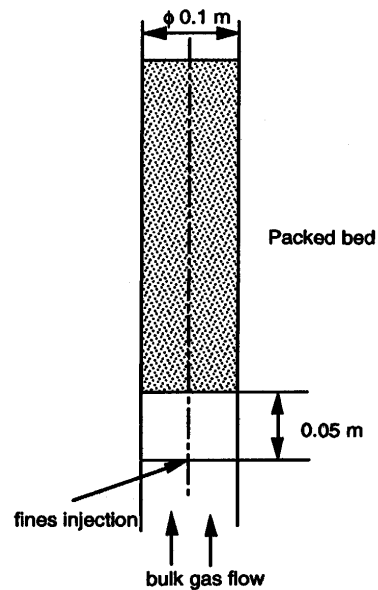


Fig. 7. Simulation conditions of particle dispersion in a packed bed.

Table 2. Conditions for particle trajectory predictions in a packed bed.

A) Properties of packed particles			
Materials	Glass beads	Glass beads	Silica gel
Diameter (m)	0.012	0.00452	0.00154
Density (kgm ⁻³)	2440	2370	1200
Voidage (-)	0.39	0.35	0.34
B) Properties of fines			
Materials	Silica alumina	Alumina	
Diameter (μm)	68	211	
Density (kgm ⁻³)	1000	1400	

Diameter of the packing column: 0.1 m

および計算で用いた粒子の粒径、密度を示した。

充填層内のガス流れ、乱流エネルギーの計算には前報のk-lmモデル¹⁰⁾を用いた。また、粉体の充填粒子への衝突頻度として草壁らの充填粒子径の2/3の代わりに充填層内の混合距離 l_m を用いた。充填層内での粉体の移動速度がほぼ定常状態になった時点での粉体の平均流速を粉体の上昇速度と定義した。

粉体の上昇速度に及ぼす充填粒子径の影響をFig. 8に示した。粉体と充填粒子の衝突頻度は粒径の低下とともに増加するため、粉体の上昇速度は充填粒子が小さいほど低下する。充填粒子径0.012mで計算値が多少実測値より低めになっている以外は実測値と良く一致している。

粉体の粒子径が粉体の上昇速度に及ぼす影響をFig. 9に示した。粒径の大きなアルミナ粒子の場合にはガスによる加速が十分に行われなため、粉体の上昇速度が粒径68 μm の粒子の約1/3となっている。粉体の上昇速度のガス速度依存性の違いは、粒子レイノルズ数による抵抗係数 C_D の差に起因している。

充填層内での粉体の分散挙動に関する計算結果をFig.10-

12に示した。粒径68 μm の粉体を充填層の入り口上流側0.05mの自由空間に放出し、その軌跡を計算した。粉体の平均流速をFig.10に示したが、充填層内に入ると粉体は充填粒子との相互作用により急激に速度を落とし、ガス流速の約半分の流速になる。代表的な粒子の軌跡をFig.11に示した。自由空間内で中心軸近傍を流れる粉体流は、充填層内で急激に散乱され、充填層下部から約0.15mの点で充填層壁面に到達する。また、Fig.12には粒子速度の変動成分を示した。平均

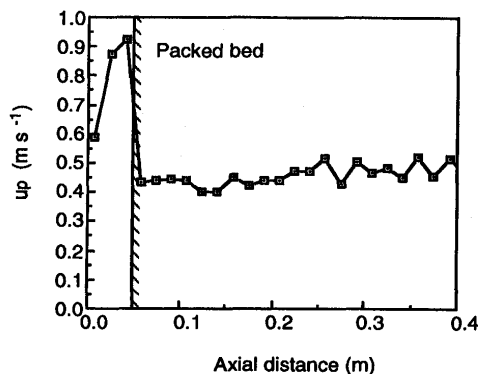


Fig. 10. Particle velocities in a packed bed.

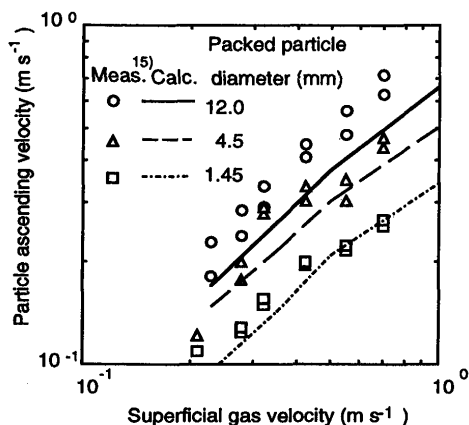


Fig. 8. Effect of diameter of packed particles on ascending velocities of fines.

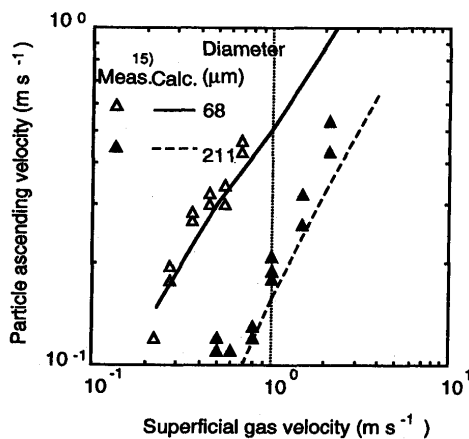


Fig. 9. Effect of diameter of fine particle on ascending velocities of fines.

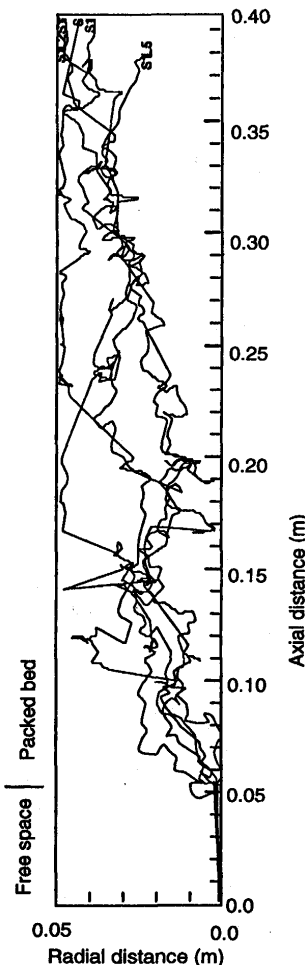


Fig. 11. Particle trajectories in a packed bed.

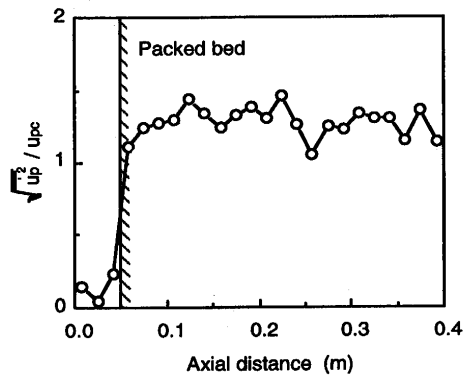


Fig. 12. Axial variation of normalised standard deviation of particle axial velocities.

流速で規格化した変動成分の平均値は自由空間内では約0.2なのに対して充填層内では1.3と軸方向の平均流速以上の粉体速度の変動があることがわかる。

これらの粒子の分散挙動に関する既往の測定はなく今後の実験結果で検証する必要があるが、高炉内での微粉炭燃焼を検討する際に重要な充填層内での粒子の分散挙動を本モデルを用いて定量的に評価できることがわかる。

4. 結言

高炉ブローパイプ、羽口内での微粉炭燃焼を計算する際に重要となる充填層内での粉体の運動、分散を評価するモデルの開発を行い、以下の点が明らかになった。

(1) 確率過程を用いた粒子軌跡の計算法に対し、充填層と粒子間の相互作用を表す平均相互作用係数 F_k を導入した。種々の充填粒子径、粉体粒子径での充填層内の平均移動速度を予測し、実験値と一致する結果が得られた。

(2) 充填層内での粒子の分散挙動を計算し、充填粒子による粉体の分散が著しいことが明らかになった。

記号

C_D	: 抵抗係数 [-]
d_p	: 粒子径 [m]
F_k	: 時間平均相互作用係数 [-]
g	: 重力加速度 [m/s ²]
k	: 乱流エネルギー [m ² /s ²]
l_m	: 混合距離 [m]

L_e	: 散逸距離 [m]
Re_p	: 充填層レイノルズ数 [-]
t	: 時間 [s]
t_e	: 渦寿命 [s]
t_t	: 粒子の通過時間 [s]
T_{pr}	: 粉粒子のガス流速変化への応答時間と充填層内での混合時間の比 [-]
u, v, w	: z, r, θ 方向速度
ϵ	: 乱流エネルギーの散逸速度 [m ² /s ³]
μ	: 粘度 [Pa s]
ρ	: 密度 [kg/m ³]

下付き

c	: 中心軸
g	: ガス
r, z	: r, z 方向変数
p	: 粉, 充填粒子
0	: 初期状態

上付き

'	: 瞬時値
-	: 時間平均値
~	: 充填粒子への衝突間の瞬時値

文 献

- 1) 柿内一元, 松永伸一, 坂本愛一郎, 松岡裕直, 上野浩光, 山口一良: 材料とプロセス, 7 (1994), 126, 127.
- 2) T. Suzuki, R. Hirose, K. Morimoto and T. Abe: Twentieth Symposium (International) on Combustion, (1984), 1419.
- 3) K. Takeda and F. C. Lockwood: 6th Members Conference of IFRF, Noordwijkerhout, The Netherlands, (1992), Presentaion 26.
- 4) T. Suzuki, T. Uehara and H. Akedo: Ironmaking Conference Proceedings, 49 (1990), 465.
- 5) 大野陽太郎, 古川 武, 松浦正博: 材料とプロセス, 4 (1991), 80.
- 6) F. C. Lockwood, A. P. Salooja and S. A. Syed: Combustion and Flame, 38 (1980), 1.
- 7) R. B. Smith, T. H. Fletcher and L. D. Smoot: Eighteenth Symposium (International) on Combustion, (1981), 1285.
- 8) S. Yuu, N. Yasukouchi, Y. Hirose and T. Jotaki: A I Ch E Journal, 24 (1978), 509.
- 9) A. D. Gosman and E. Ioannides: Journal of Energy, 7 (1983), 482.
- 10) 武田幹治, F. C. Lockwood: 鉄と鋼, 82 (1996)
- 11) D. Migdal and V. D. Agosta: Trans. ASME, 35 (1967), 860.
- 12) S. M. A. Rizvi: PhD論文, University of London, (1985)
- 13) J. S. Shuen, A. S. P. Solomon, Q. F. Zhang and G. M. Faeth: AIAA Journal, 23 (1985), 396.
- 14) J. Bridgewater and N. D. Ingram: Trans. Instn. Chem. Engrs., 49 (1971), 163.
- 15) 草壁克巳, 山本健之, 諸岡成治, 松山久義: 鉄と鋼, 77 (1991), 1407.
- 16) K. Shibata, M. Shimizu, S. Inaba, R. Takahashi and J. Yagi: ISIJ International, 31 (1991), 434.
- 17) 山岡秀行: 鉄と鋼, 72 (1986), 2194.
- 18) 山岡秀行: 鉄と鋼, 72 (1986), 403.