

高炉のレースウェイ近傍の物流状態に関する力学的解析

中野 薫*・山岡 秀行*

Mechanical Analyses on Stability of Particle Flows Near Raceway of Blast Furnace

Kaoru NAKANO and Hideyuki YAMAOKA

Synopsis : Stability of particle flows near raceway in blast furnace has been mechanically analyzed using model experiments and simulations using Discrete Element Method (DEM). Results obtained are as follows.

- (1) Unstable raceway shows that particles above raceway near wall periodically hang and slip.
- (2) Unstable raceway has long periodical changes about several seconds in addition to short periodical change about several 10 ms that stable raceway exhibits.
- (3) Unstable raceway shows the ratio of the height to the depth is greater than about 1 on the average.
- (4) Excess enlargement of tuyere diameter or blast volume could lead to unstable raceway.
- (5) Although increase of input energy from gas into bed raises efficiency of energy transfer from gas to particles, the efficiency is independent on raceway stability.
- (6) With the objective raceway stability and decreasing generation of fine coke in the raceway, there is appropriate range of conditions in the input gas energy.

Key words : blast furnace; raceway; discrete element method; stability; energy.

1. 緒言

高炉における物流安定性の確保は操業の基本である。しかしながら、高炉内の物流の起点であるレースウェイは固気共に動きの高速な部位であり、物流不安定化の起点となり得る。また、レースウェイはそのその内部で構成するコークス粒子が大きな衝撃力を受けるため、炉内の通気性を悪化させる粉の発生部位である。このため、レースウェイ近傍の物流状態を力学的に把握することは高炉研究において重要な課題である。これまでレースウェイに関する研究は送風条件とレースウェイの大きさの関係^{1,2)}等のマクロ的な評価が中心であったが、近年、Nogamiら³⁾は離散要素法を用いたシミュレーションモデル（以下、離散要素モデル）に化学反応を取り込み、送風条件とレースウェイ形状の関係を、また、Yuu, Umekageら^{4,5)}は、離散要素モデルを用いて融着帯、および、粉存在下で力学的にレースウェイ形成やレースウェイ安定性の評価がなされ、実高炉データとの対応が示されている。しかし、レースウェイ近傍の物流現象について、十分解明されているとはいえ、更に実験的、理論的データを集積する必要がある。本研究では冷間模型実験によりレースウェイ安定性について基礎現象を確認し、離散要素モデルを用いて総括のエネルギー収支をとり、送風条件とレースウェイ安定性の関係の評価することにより、レースウェイ現象に関して力学的な考察

を行った。

2. 冷間模型実験

2.1 実験装置、および、実験条件

まず、Fig. 1に示すような装置を用いて、充填層荷下がり運動場において側方に設けた羽口からの送風によって形成されるレースウェイ近傍の物流安定性に対する羽口径の影響を冷間実験により確認した。装入物は底部からの切り出しにより荷下がりがし、上部に設けたホッパーから順次供給され、層高を一定に保つ。Table 1に基本となる実験条件を示す。装入物としてプラスチック球を使用し、衝風エネルギーは無次元数²⁾で実炉相当条件を含む範囲とし、送風量を一定として羽口径を変更した。羽口突き出し長さはレースウェイ近傍の物流不安定性評価のため敢えてゼロとした。また、装入物の排出速度はフルード数が実炉相当となるような条件を選択した。なお、ここで選択したフルード数付近の条件では、レースウェイ形状は装入物の排出速度に大きく依存しない。

2.2 実験結果

Fig. 2にレースウェイ近傍粒子の運動状態を示す。羽口径拡大により、レースウェイは上方壁側に発展し、レースウェイ上方壁側の荷下がり停滞、空洞生成、スリップがみられた。羽口径拡大により、羽口線流速が減少するため、

レースウェイ深度は小さくなり、炉芯側に対してレースウェイ上方へ分配されるガス量が増加するためと考えられる。

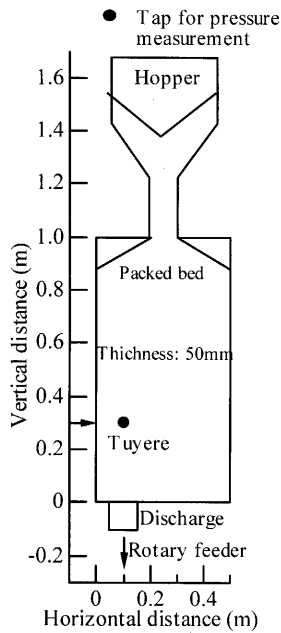


Fig. 1. Experimental apparatus.

Table 1. Conditions for experiments.

Particle diameter (mm)	3
Particle density (kg/m ³)	1000
Blast volume (Nm ³ /s)	1.33 × 10 ⁻²
Tuyere diameter (mm)	8, 12
Length of tuyere inside furnace (mm)	0
Rate of burden discharge (kg/s)	8.0 × 10 ⁻³
Raceway factor ²⁾ (-)	560 · 1800

Fig. 3にこのときに計測された羽口側壁から100mm奥の位置での圧力変動を示す。周期が非常に短い数10ms程度の振動は圧力測定点付近での粒子移動によるものと考えられ、羽口径を拡大すると圧力測定点を横切る粒子の頻度が減少するためその振幅は減少している。羽口径を拡大すると、この微振動に加えて数秒程度の比較的長い周期の振動がみられる。この振動は荷下がり停滞、スリップ周期に対応しており、レースウェイ近傍の物流不安定性を示している。

ここではこのような、粒子の状態に関して壁側近傍の荷下がり停滞、空洞生成やスリップといった不連続現象、ガス状態に関してこのような秒単位の周期変動を起こすレースウェイの状態を不安定なレースウェイと定義する。

3. 離散要素モデルによる模型実験結果の検証

離散要素モデルが上述した模型実験で観察されたレースウェイ近傍の物流安定性をどの程度評価可能かを検証した。

3.1 離散要素モデル構成

ここで用いた離散要素モデルはTsuiji⁽⁶⁻⁸⁾らが充填層内流動化現象の計算に用いた構成と基本的に同様であり、以下

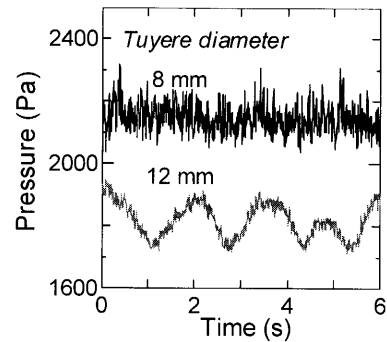


Fig. 3. Effect of tuyere diameter on pressure (experimental results: pressure at 100 mm point from the side wall that the tuyere is attached).

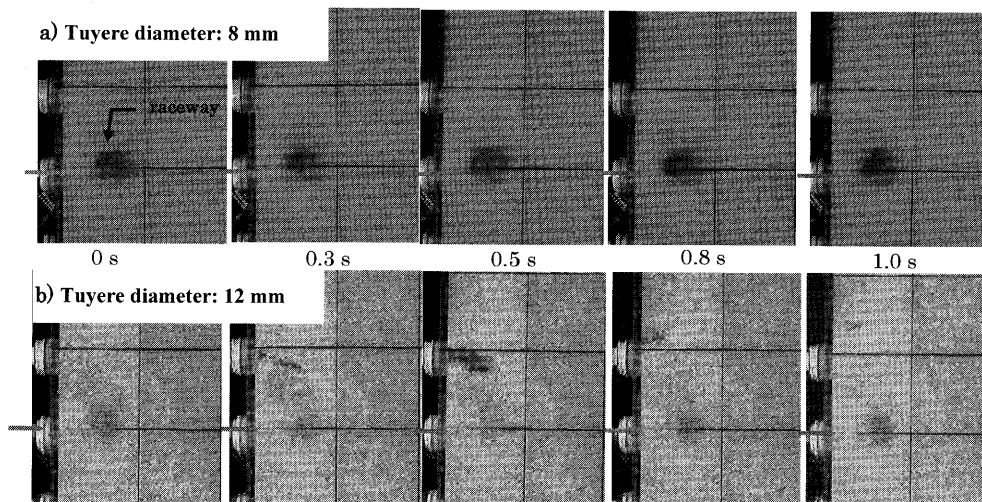


Fig. 2. The instantaneous particle positions (experiment).

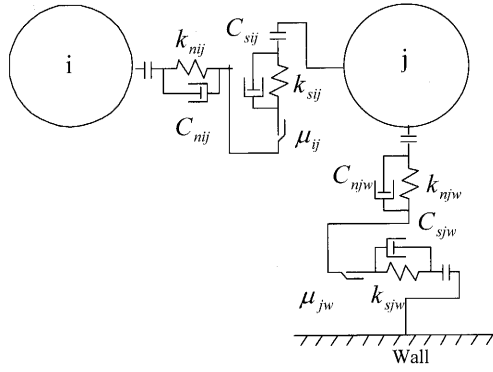


Fig. 4. Mechanical model at contact point.

に簡単に述べる。

本モデルは粒子の並進、および、回転の運動方程式 (1), (8) と流体の運動方程式(11)を連成して力学的状態を計算する。粒子の並進運動については、(2), (6), (7)式に示す粒子間、または、粒子-壁間接触力、および、流体抗力、重力を考慮した。ここで、粒子間、または、粒子-壁間接触力にプラスチック粒子等を対象として、Fig. 4, または、(2)式に示すような Voigt-Kelvin モデルを適用した。ここで、(2)式におけるダッシュポット係数は粒子衝突の反発係数から(3)-(5)式に従って決定した。粒子の回転運動については、粒子の接触力の接線方向成分から計算される回転のトルクを用いて計算する。また、摩擦力は(9)式に示すようにクーロンの摩擦法則に従うとした。

$$\ddot{x}_p = \left(\sum_q f_{c_{pq}} + f_{d_p} + f_{g_p} \right) / m_p \quad (1)$$

$$F_{c_{pq}} = -C_{pq} \dot{\delta}_{pq} - k_{pq} \delta_{pq} \quad (2)$$

$$C_{pq} = 2\gamma \sqrt{m_p k_{pq}} \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \quad (4)$$

$$\alpha = -\frac{1}{\pi} \ln e \quad (5)$$

$$f_{d_p} = \frac{\pi D_p^3 \rho_g F_p}{6\epsilon(1-\epsilon)} \cdot \epsilon(u_i - v_{p_i}) \quad (6)$$

$$f_{g_p} = -m_p g \quad (7)$$

$$\dot{\omega}_p = M_p / I_p \quad (8)$$

$$f_f = -\mu_p |f_n| \quad (9)$$

流体運動の支配方程式には連続の式(10)および Navier-Stokes 式(11)を用いた。Navier-Stokes 式においては比較的高濃度の混相流で一般に行われているように粘性項を無視した。また、流体-粒子の相互作用に関しては、高濃度域で、Ergun の式(13)、また、低濃度域で、Wen & Yu

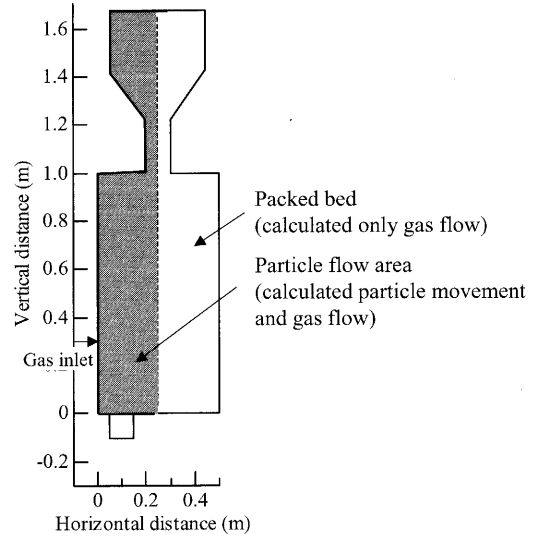


Fig. 5. Area for particle flow calculation.

の式(14)を適用した。

$$\frac{\partial}{\partial t} \epsilon + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\epsilon u_j) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon u_i) + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\epsilon u_i u_j) = -\frac{\epsilon}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_{pi} \quad (11)$$

(流体-粒子相互作用)

$$f_{pi} = F_p \cdot \epsilon(v_{pi} - u_i) \quad (12)$$

$$F_p = \frac{\mu_g(1-\epsilon)}{\rho_g \epsilon^2 D_p^2} [150(1-\epsilon) + 1.75 \text{Re}] \quad (\epsilon < 0.8) \quad (13)$$

$$F_p = \frac{3}{4} C_D \frac{\mu_g(1-\epsilon)}{\rho_g \epsilon^{3.7} D_p^2} \cdot \text{Re} \quad (\epsilon > 0.8) \quad (14)$$

$$C_D = 24(1 + 0.15 \text{Re}^{0.687}) / \text{Re} \quad (\text{Re} \leq 1000) \quad (15)$$

$$C_D = 0.43 \quad (\text{Re} > 1000) \quad (16)$$

$$\text{Re} = \frac{|\bar{v}_p - \bar{u}| \rho_g \epsilon D_p}{\mu_g} \quad (17)$$

3.2 離散要素モデル計算条件

上述した模型実験の系を離散要素モデルで計算するにあたって、計算負荷削減のため Fig. 5 に示すように羽口と反対側の粒子がほとんど動かない領域は固定層とし流体の計算のみをおこない、粒子が移動する領域のみ粒子運動の計算を行うことにした。底部から排出される粒子はホッパー上部の羽口側領域に供給し、層高を一定に保った。固定層領域の空隙率は粒子運動計算領域の無風時の平均値とした。

また、更なる計算負荷削減のため計算上扱う粒子径は実際の2倍とした。このとき、実際の粒子径に対する運動方程式(1)と同じになるように、粒子接触力、流体抵抗力、

重力について、実際の粒子径に作用する力の $2^3=8$ 倍として(1)式を修正した。すなわち、

$$D_p \rightarrow D_{pC} = \alpha_C D_p \dots\dots\dots(18)$$

で実際の粒子径 D_p を計算上の粒子径 D_{pC} に置き換えるとき、(1)式における、粒子接触力、流体抗力、重力は、それぞれ、以下ようになる。

$$\sum_q f_{c_{pq}} = \alpha_C^3 \sum f_{c_{pq}} \dots\dots\dots(19)$$

$$f_{d_{pC}} = \frac{\pi D_{pC}^3 \rho_g F_p(D_p)}{6\epsilon(1-\epsilon)} \cdot \epsilon(u_i - v_{p_i})$$

$$= \alpha_C^3 \cdot \frac{\pi D_p^3 \rho_g F_p(D_p)}{6\epsilon(1-\epsilon)} \cdot \epsilon(u_i - v_{p_i}) = \alpha_C^3 f_{d_p} \dots\dots\dots(20)$$

$$f_{g_{pC}} = \alpha_C^3 f_{g_p} \dots\dots\dots(21)$$

これらのうち、粒子に対する流体抗力(20)式において、抵抗係数 $F_p(D_p)$ は実際の粒子径に対応するものとした。また、接触判定は計算上扱う粒子径で行うとした。

Table 2に離散要素モデル計算条件を示す。

3.3 離散要素モデル計算結果

上述の方法により離散要素モデルを用いて、2章で述べた模型実験条件でのレースウェイ運動状態を計算した。Fig. 6に送風量一定で羽口径変更時のレースウェイ粒子の運動状態の計算結果を示す。羽口径拡大により、模型実験と同様にレースウェイは壁側上方に発展し、荷下がり停滞、

スリップがみられた。

Fig. 7に羽口側壁から100mm奥の位置での圧力変動の計算結果を示す。模型実験での静圧測定結果と同様に羽口径を拡大すると、周期の短い微振動に加えて荷下がり停滞、スリップ周期に対応した数秒程度の比較的長い周期の振動がみられる。これら計算結果から、離散要素モデルはレースウェイ近傍の物流安定性をほぼ定量的に評価可能であることがわかった。

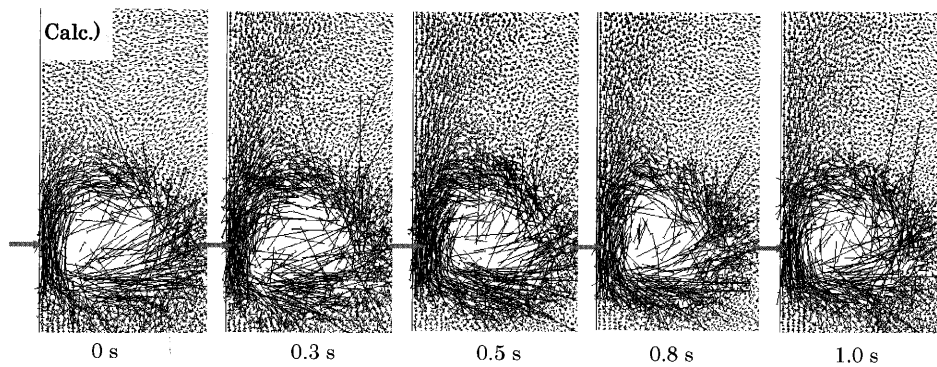
4. 離散要素モデルによるレースウェイの力学的考察

次に、通常の高炉操業において操作し得る羽口径、および、送風量とレースウェイ安定性の関係について、離散要

Table 2. Conditions for calculations.

Particle diameter for calculation (mm)	6
Particle density (kg/m ³)	1000
Blast volume (Nm ³ /s)	1.33 × 10 ⁻²
Rate of burden discharge (kg/s)	8.0 × 10 ⁻³
Length of tuyere nose (mm)	0
Stiffness constant (N/m)	1.6 × 10 ⁴
Coefficient of restitution (-)	0.9
Friction coefficient particle-wall/particle-particle (-)	0.3 / 0.3

(a)Tuyere diameter:8 mm



(b)Tuyere diameter:12 mm

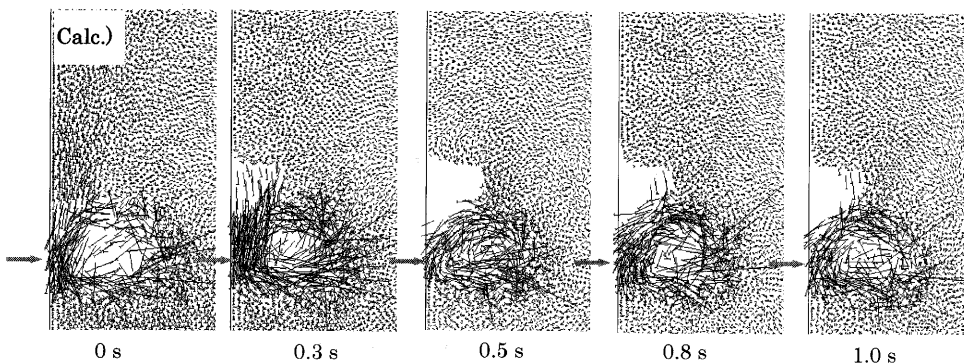


Fig. 6. The instantaneous particle velocity vectors (Calculation).

素モデルを用いて力学的考察をおこなった。

4.1 計算条件

評価対象は Table 3 に示すようにほぼ実炉と同程度の大きさの系とした。ここで、計算領域は、奥行き、高さ、幅でそれぞれ、3.0m、4.0m、0.3mとし、計算負荷削減のため、Fig. 8 に示すようにほとんど粒子の動きのない領域は固定層として無風時の充填層空隙率の平均値を与え流体計算のみを行うことにした。また、ここでは対象とする粒子径と計算上の粒子径は同じとした。荷下がり送風羽口に最も近い粒子を消滅させることにより生起させた。羽口の突き出し長さは前節と同様にレースウェイ近傍の物流不安定性評価のため敢えてゼロとした。また、レースウェイでの反応に伴うガスボリューム変化はないとした。

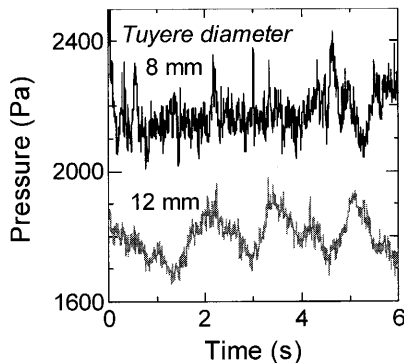


Fig. 7. Effect of tuyere diameter on pressure (Calculated results: Pressure at 100 mm point from the side wall that the tuyere is attached).

Table 3. Conditions for calculations.

Particle diameter (mm)	40
Particle density (kg/m^3)	1000
Blast volume (Nm^3/s)	2.2
Rate of burden discharge (kg/s)	1.68
Length of tuyere nose (mm)	0
Stiffness constant (N/m)	5×10^5
Coefficient of restitution (-)	0.5
Friction coefficient particle-wall/particle-particle (-)	0.3 / 0.3

4.2 羽口径変更時におけるレースウェイ安定性評価

(1) レースウェイ安定性とレースウェイ近傍粒子状態の関係

まず、レースウェイ安定性とレースウェイ内への粒子の供給域の状態について評価した。Fig. 9 に羽口径変更時のレースウェイ内粒子の運動状態を示す。安定したレースウェイが形成される場合には、粒子は羽口上方の側壁付近からほぼ定常的な荷下がりにより供給される。一方、模型実験系でもみられたように、羽口径を拡大すると、レースウェイ空間は壁側上方に発展し側壁付近の粒子は停滞、空洞生成したり、スリップ、レースウェイ内粒子として取り込まれたりを繰り返す。このように、羽口径を変更し、羽口線流速が変化することにより、羽口周辺の粒子運動やガス流れが相互に影響を受け、レースウェイ形状が変化する。このときレースウェイ上方の壁と炉芯の間に形成されるレースウェイへの粒子の供給域における力学的バランスが変化する。このレースウェイへの粒子の供給域におけるバランスの変化がレースウェイ安定性に大きな影響を及ぼすと考えられる。

(2) レースウェイ不安定時の圧力変動、および、運動状態変動

次に、レースウェイ不安定時の状態変動について評価した。羽口径拡大によってみられたレースウェイ不安定時の

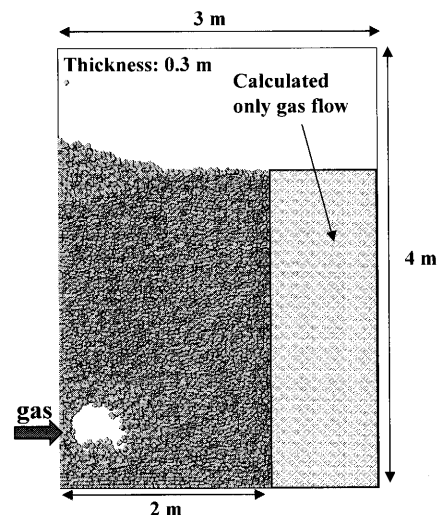


Fig. 8. Area for particle flow calculations.

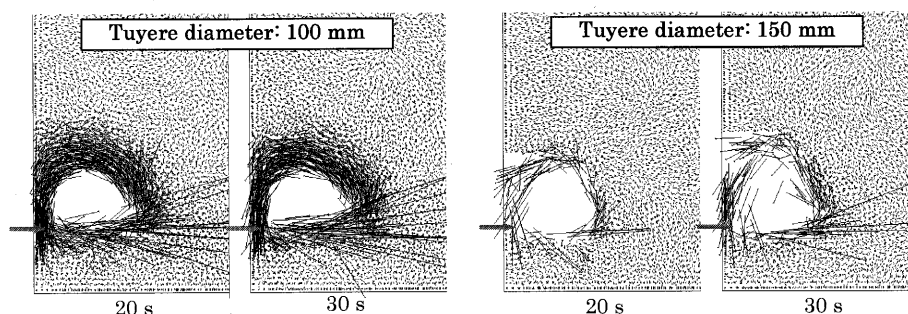


Fig. 9. Effect of tuyere diameter on raceway stability (Velocity vectors of particles).

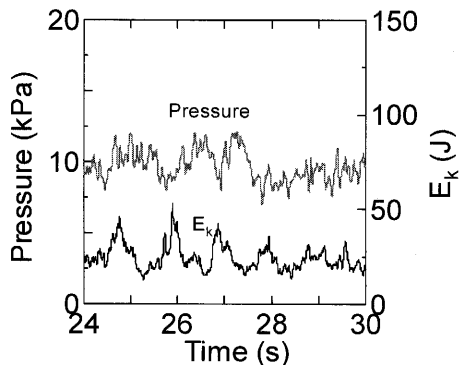


Fig. 10. Changes of pressure and kinetic energy with unstable raceway ($V_b=2.2 \text{ Nm}^3/\text{s}$, $D_{ty}=150 \text{ mm}$).

羽口前の圧力、および、系内の全粒子の運動エネルギー（並進と回転の和）の変動状態を Fig.10 に示す。模型実験系での結果と同様に圧力は数 10 ms 程度の短周期の微振動に加え、周期が 1 秒程度の長周期の変動がみられるが、系内の全粒子の運動エネルギーにも同様の周期変動がみられ、このような秒単位の周期変動がレースウェイの状態不安定性と対応しているものと解釈できる。また、この変動周期に対応して、系内の全粒子の運動エネルギーにも同様の変動がみられ、圧力とほぼ逆方向に変動している。これは、レースウェイ上方壁側の粒子の停滞時においては圧力は高位にあるが、レースウェイ内の粒子の消滅に伴って停滞領域の空間が大きくなり、力学的な平衡状態が崩れると、停滞領域の粒子のスリップにより運動エネルギーが増加すると同時に圧力は低下するためであると解釈できる。

(3) レースウェイ安定性とレースウェイ形状の関係

次に、レースウェイ安定性とレースウェイ形状の関係について考察した。Fig.11 に羽口径と平均のレースウェイ深度、及び、レースウェイ高さの関係、Fig.12 に羽口径と平均のレースウェイ高さ/レースウェイ深度比の関係を示す。羽口径の拡大と共にレースウェイ深度は減少しているが、レースウェイ高さはレースウェイ安定性に依存し、同様の傾向を示さない。レースウェイ安定性とレースウェイ高さ/レースウェイ深度比の関係を評価すれば、レースウェイ高さ/レースウェイ深度比がおおよそ 1 を越えると壁側の荷下がり停滞しやすくなり、レースウェイは不安定化しやすいと考えられる。従って、送風条件以外の影響でレースウェイが上方に発展するような、例えば、炉芯不活性時においても、炉下部荷下がり阻害されやすくと推定される。

4.3 送風量変更時におけるレースウェイ安定性評価

(1) レースウェイ安定性とレースウェイ近傍粒子状態の関係

レースウェイ安定性は送風量（ボッシュガス量）によっても変化すると考えられる。ここでは、レースウェイ安定性に及ぼす送風量の影響について考察する。計算条件は送風量以外 Table 3 に示すものと同じとした。

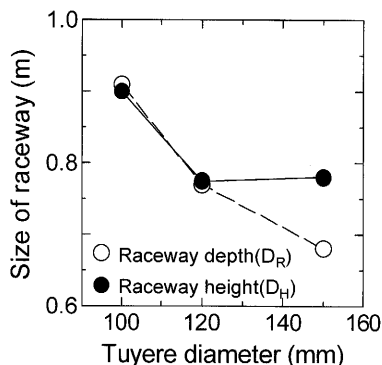


Fig. 11. Effect of tuyere diameter on raceway size.

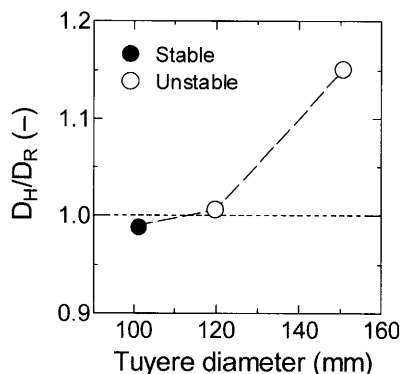


Fig. 12. Effect of tuyere diameter on raceway shape.

Fig.13 に送風量変更時のレースウェイ内粒子の運動状態を示す。送風量の増加によって、レースウェイは形状が 1 秒程度の周期で変動し、羽口軸方向に発展したり、壁側上方に発展したりし、レースウェイ深度とレースウェイ高さは逆方向に変動を繰り返す。また、羽口径変更時と同様にレースウェイが壁側上方に発展すると、壁側の粒子の荷下がり停滞やスリップを引き起こし、レースウェイは不安定化する。

(2) レースウェイ不安定時の圧力変動、および、運動状態変動

送風量増加によってみられたレースウェイ不安定時の圧力変動、および、運動状態変動について評価する。Fig.14 にレースウェイが不安定化した送風量 $2.6 \text{ Nm}^3/\text{s}$ の時の羽口前の圧力、および、系内の全粒子の運動エネルギー（並進と回転の和）の変動状態を示す。模型実験と同様に不安定なレースウェイにおいては、圧力は数 10 ms 程度の短周期の微振動に加え、周期が 1 秒程度の長周期の変動がみられる。また、この変動周期に対応して、系内の全粒子の運動エネルギーにも変動がみられるが、Fig.10 の羽口径拡大によるレースウェイ不安定時にみられた関係とは逆に圧力とほぼ同方向に変動している。これは、レースウェイが羽口軸方向に発展しているとき、圧力は高位にあるが、壁側上方に発展すると圧力は低下し、ガスの壁付近への分配量が多くなり、ガスから粒子へのエネルギー移動効率が低下するためと解釈できる。このように、粒子の動きからみる

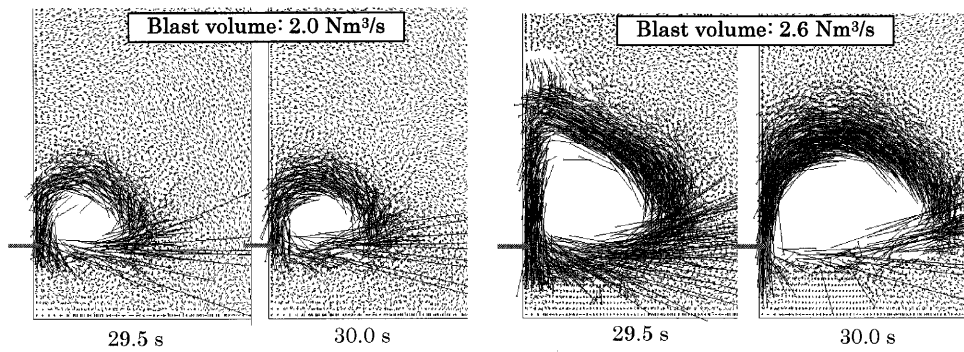


Fig. 13. Effect of blast volume on raceway stability (Velocity vectors of particles).

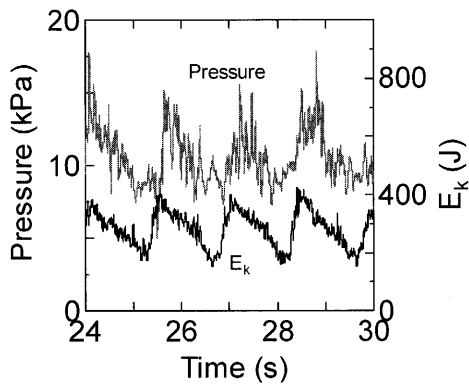


Fig. 14. Changes of pressure and kinetic energy with unstable raceway ($V_b=2.6 \text{ Nm}^3/\text{s}$, $D_y=100 \text{ mm}$).

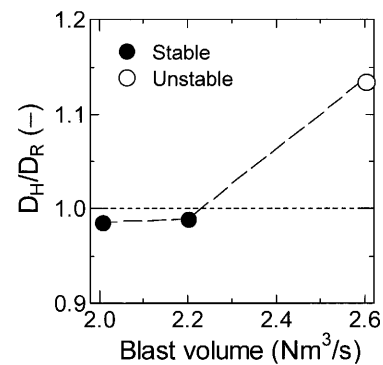


Fig. 15. Effect of blast volume on raceway shape.

とレースウェイの不安定化には2つのパターンが存在する。

(3) レースウェイ安定性とレースウェイ形状の関係

送風変更時のレースウェイ安定性とレースウェイ高さ/レースウェイ深度比の関係を評価する。Fig.15に送風量とレースウェイ高さ/レースウェイ深度比の関係を示す。羽口径変更時にみられた関係と同様にレースウェイ安定時にはレースウェイ高さ/レースウェイ深度比はおよそ1であるが、不安定時においては1を越える。従って、羽口径、送風量変更に関わらず、レースウェイ高さ/レースウェイ深度比が1を越えると、レースウェイは不安定化しやすくなると考えられる。

4.4 エネルギー収支からみたレースウェイ安定性評価

充填層側方からの送風によって形成されるレースウェイについて総括のエネルギー収支をとることでレースウェイ安定性の評価を試みた。無風状態から送風し、見かけの定常状態になるまでの間にガスから系全体の充填粒子に移動するエネルギー $\Delta E_{g \rightarrow s}$ は次式のようになる。

$$\Delta E_{g \rightarrow s} = \eta(E_b^{in} - E_b^{out}) = \Delta E_p + \Delta E_k + E_{loss} \quad \dots \dots \dots (22)$$

ここで、 E_b^{in} , E_b^{out} , η は、それぞれ、無風状態から見かけの定常状態になるまでの間にガスが充填層に投入したエネルギー総量、排出されたエネルギー総量、および、ガスから充填粒子へのエネルギー移動効率である。また、 ΔE_p , ΔE_k ,

E_{loss} は、それぞれ、系全粒子の位置エネルギーと弾性エネルギーの総和の変化量、系全粒子の運動エネルギー（並進と回転の和）の変化量、および、無風状態から見かけの定常状態になるまでの間に系全粒子の摩擦、変形、破壊に伴って散逸したエネルギー総量である。すなわち、ガスから粒子に移動したエネルギーは系の位置エネルギーや弾性エネルギーを変化させると共にレースウェイ内粒子の旋回運動のエネルギー、および、充填粒子の摩擦、変形、破壊のエネルギーに形態を変える。一方、見かけの定常状態となった後の状態変化においては、 $\Delta E_p \cong 0$, $\Delta E_k \cong 0$ であるから、ガスから粒子に供給されるエネルギーは系全粒子の摩擦、変形、破壊に伴うエネルギー散逸量と釣り合うことになる。すなわち、次式が成立する。

$$\Delta E_{g \rightarrow s} \cong E_{loss} \quad \dots \dots \dots (23)$$

また、このような系では、 $E_b^{in} \gg E_b^{out}$ であるから、ガスから充填粒子へのエネルギー移動効率 η は下式のようになる。

$$\eta \cong \frac{E_{loss}}{E_b^{in}} \quad \dots \dots \dots (24)$$

本式中の各変数は、レースウェイが見かけの定常状態となった後、その変動周期よりも十分長い期間のエネルギーの供給、または、散逸の総量である。レースウェイが不安定な場合でもその状態変動は周期的に生じるため、その変

動周期よりも十分長い期間でみた場合、見かけの定常状態とみなすことができる。本定義に基づき、このガスから充填粒子へのエネルギー移動効率 η を評価した。

ここで、ガスの単位時間あたりに系内に投入されるガスのエネルギーは

$$e_b^{in} = \left(\frac{1}{2} \rho_g u_g^2 + p \right) \cdot V_b \dots \dots \dots (25)$$

である。また、本分散要素モデルにおいて、単位時間あたりの系内の全粒子の衝突、摩擦に伴うエネルギー散逸量は

$$e_{loss} = \sum_p (C_{pn} v_{pq_i}^2 + C_{pt} v_{pq_i}^2 + \mu_p \cdot |f_{pn}| v_{pq_i}) \dots \dots \dots (26)$$

である。(24)式の計算においては、(25)、(26)式をレースウェイの変動周期よりも十分長い期間で時間積分して計算する。Fig.16に羽口径変更時の系内に投入されるガスのエネルギーとガスから充填粒子へのエネルギー移動効率 η の関係を示す。ここで、(25)、(26)式の積分区間は送風開始後見かけの定常状態になった15秒後から30秒の変動周期よりも十分長い期間とした。羽口径の拡大によってレースウェイは不安定化した。一方、Fig.17に示すように送風量の増加時においては、ガスから充填粒子へのエネルギー移動効率は系内に投入されるガスのエネルギーが増加するに従って大きくなり、レースウェイの不安定時においてもこの傾向は同様である。レースウェイ近傍の不安定領域ではガスから充填粒子へのエネルギー移動効率は低下するが、系内に投入されるガスのエネルギーが大きくなると、レースウェイのサイズが大きくなるためガスから充填粒子への総括のエネルギー移動効率は増加するためと考えられる。従って、レースウェイの安定性はガスから充填粒子へのエネルギー移動効率には依存しない。

実高炉においては、ガスから充填粒子へのエネルギー移動効率は(23)式より、レースウェイ内のコークスの粉碎効率と対応するものである。炉内通気性悪化の原因となるレースウェイ内コークスの粉発生抑制の観点から、炉内へのガスの投入エネルギーを抑制することが望ましい。一方、レースウェイ安定性の観点からは炉内へのガスの投入エネルギーは大きすぎても、小さすぎても不安定化しやすくなる。従って、送風量（ボッシュガス量）に見合った炉内へのガスの投入エネルギー、すなわち、羽口径流速の適正範囲が存在する。

5. 結言

冷間模型実験によりレースウェイ安定性について基礎現象を確認し、分散要素モデルを用いて総括のエネルギー収支をとり、送風条件とレースウェイ安定性の関係を評価することにより、以下の知見を得た。

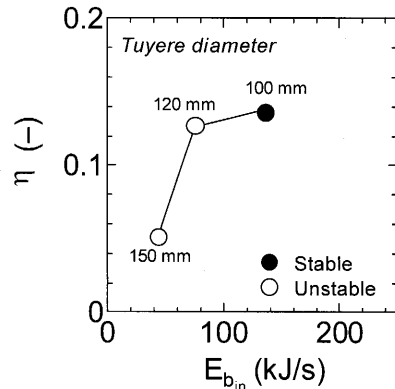


Fig. 16. Effect of blast energy on efficiency of energy transfer from gas to particles when tuyere diameter changes.

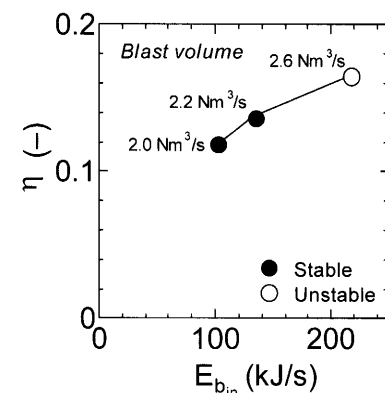


Fig. 17. Effect of blast energy on efficiency of energy transfer from gas to particles when blast volume changes.

- (1) レースウェイの不安定化はレースウェイ上方壁側粒子の荷下がり停滞することによって起こる。
- (2) レースウェイの安定時には静圧、レースウェイ粒子の運動エネルギーが非常に短周期で変動するのに対して、レースウェイの不安定時には、このような短周期に加え、レースウェイ上方壁側粒子の荷下がり停滞に起因する長周期変動がみられる。
- (3) レースウェイの不安定時にはこのような長周期でレースウェイ深度とレースウェイ高さが逆位相で変動し、レースウェイ深度に対するレースウェイ高さの比がおおよそ1を越えると不安定化しやすい。
- (4) 羽口径を拡大、また、送風量を増加しすぎるとレースウェイは不安定化しやすくなる。レースウェイ安定性の観点から送風量に見合った羽口径（ガスのエネルギー投入量）を選択することに加えて、炉芯通気性を低減することは重要である。
- (5) 系内へのガスのエネルギー投入量を増加（羽口径縮小、送風量増加）するとガスから充填粒子へのエネルギー移動効率は増加するが、レースウェイの安定性はガスから充填粒子へのエネルギー移動効率に依存しない。
- (6) ガスから充填粒子へのエネルギー移動効率はレー

スウェイ内コークスの粉碎効率と対応するため、炉内通気性確保の観点から、ガスエネルギー投入量を抑制することが望ましいが、レースウェイ安定性の観点から送風量（ボッシュガス量）に見合ったガスの投入エネルギー、すなわち、羽口線流速の適正範囲が存在する。

ガスの投入エネルギーのみではレースウェイ安定性を評価できないことから、更なるレースウェイ現象の理解の為には、ガス流れや粒子の充填状態について別の因子を考慮する必要があると考える。また、レースウェイ内のガスボリュウム変化やレースウェイ内コークスの粉発生等のより実体に近い条件下でのレースウェイ安定性評価については今後の検討課題である。

記号

f_c	: 粒子接触力	(N)
f_d	: 粒子流体抗力	(N)
f_g	: 粒子重力	(N)
m	: 粒子質量	(kg)
x	: 変位	(m)
C	: ダッシュポット定数	(kg/s)
k	: バネ定数	(kg/s ²)
δ	: 粒子接触変位	(m)
e	: 反発係数	(-)
D_p	: 粒子径	(m)
ρ_g	: 流体密度	(kg/m ³)
F_p	: 流体抵抗係数	(l/s)
v	: 粒子速度	(m/s)
u	: 流体速度	(m/s)
ε	: 充填層空隙率	(-)
g	: 重力加速度	(m/s ²)
ω	: 粒子回転速度	(l/s)
M	: 粒子回転トルク	(N·m)
I	: 粒子慣性モーメント	(kg·m ²)

μ	: 粒子摩擦係数	(-)
f_n	: 粒子接触力法線方向成分	(N)
p	: 流体圧力	(Pa)
μ_g	: 流体粘性係数	(Pa·s)
α_c	: 実際の粒子径に対する計算上の粒子径の比	(-)
D_R	: レースウェイ深度	(m)
D_H	: レースウェイ高さ	(m)
$\Delta E_{g \rightarrow s}$: ガスから系全の充填粒子に移動するエネルギー	(J)
η	: ガスから系全の充填粒子へのエネルギー移動効率	(-)
E_b^{in}	: ガスによって系内に投入されるエネルギー	(J)
E_b^{out}	: ガスによって系外に排出されるエネルギー	(J)
ΔE_p	: 系内の全粒子の位置エネルギーと弾性エネルギーの総和の変化量	(J)
ΔE_k	: 系全粒子の運動エネルギー（並進と回転の和）の変化量	(J)
ΔE_{loss}	: 系全粒子の摩擦、変形、破壊に伴って散逸したエネルギー総量	(J)
e_b^{in}	: 単位時間あたり系内に投入されるガスのエネルギー	(J/s)
e_{loss}	: 系内の全粒子の衝突や摩擦に伴って散逸する単位時間あたりのエネルギー	(J/s)
v_{pqn}, v_{pqt}	: 接触粒子間相対速度の法線、および、接線方向成分	(m/s)
V_b	: 送風量	(m ³ /s)
D_{ly}	: 羽口径	(m)

文献

- 1) J.B.Wagstaff *et al.*: *J. Met.*, **9** (1957) No. 5, 370.
- 2) Hatano, Fukuda *et al.*: *Tetsu-to-Hagané*, **62** (1976), 25.
- 3) H.Nogami, H.Yamaoka and K.Takatani: *ISIJ Int.*, **44** (2004), 2150.
- 4) S.Yuu, T.Umekage and T.Miyahara: *ISIJ Int.*, **45** (2005), 1406.
- 5) T.Umekage, S.Yuu and M.Kadowaki: *ISIJ Int.*, **45** (2005), 1416.
- 6) Kawaguchi, Tanaka and Tsuji: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. B*, **61** (1995), 3169.
- 7) Kawaguchi, Tanaka and Tsuji: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. B*, **58** (1992), 2119.
- 8) Tanaka, Ishida and Tsuji: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. B*, **57** (1991), 456.