



中心装入粒子の密度や摩擦特性が高炉内固体粒子流れと炉芯挙動に与える影響の数値解析

河合 秀樹*・高橋 洋志*

Computer Simulation of the Effect of Center Charging Solid Density or Frictional Property on the Solid Flow and Deadman Behavior in Blast Furnace

Hideki KAWAI and Hiroshi TAKAHASHI

Synopsis : A center coke charging method from the top of blast furnace is known for a novel approach to burden distribution and coal combustion. This method is considered as one of the key technologies for keeping gas permeability of deadman in the lower part of blast furnace and producing iron liquid with a stable furnace operation. In recent years, the center charging method is also expected as improving the unsteady behavior with bridging/slipping of solid bed in low reducing agents operation of blast furnace. In the present study, a center charging method with different particle density or friction coefficients is carried out numerically by using a 3-dimensional Discrete Element Method (DEM). Before the numerical analysis, an experimental approach using a two-dimensional cold model is also examined. Alumina sphere was used as representative particle of coke/ore packed bed and the glass sphere was for the center charge. From the experiment, it was found that the height of deadman is reduced dramatically by using the center charging method with the glass sphere. This experimental result was compared with the numerical approach, although the gas flow was not considered in the numerical method. In the numerical results, the void fraction was calculated more precisely compared to the previous numerical two-dimensional calculation. Almost uniform particle flow distribution called a piston flow pattern was fairly maintained by the numerical center charging method, and as the result, the height of deadman was also confirmed reduced numerically compared to the alumina bed only. This result was qualitatively coincident with the experimental flow pattern except for the particle velocity descending faster in the experimental center-charging region, which could be available for the operation of deadman control.

Key words : blast furnace; center coke charging process; DEM simulation; deadman; three dimensional model.

1. 緒言

製鉄用エネルギーの70%は製鉄工程で消費され、それに応じてCO₂ガスの排出量も大量になる。CO₂ガス排出量の対1990年度比10.5%削減を目指す製鉄分野において、高炉から排出されるCO₂ガス量の削減は最重要課題であり、低還元剤比操業が注目されている。しかし、それにともなう炉内通気抵抗の増大は、特に内容積1000~5000 m³の中型~大型規模の高炉¹⁾において粒子流れの不安定挙動(棚吊り, スリップ)を発生させる頻度を高める可能性があり、安定生産を確保するための高炉内部粒子挙動の解析は以前にも増して重要になっている。高炉炉下部充填層は羽口付近の燃焼帯にコークスを供給するファンネルフロー領域と炉下部中心の死領域(deadman: 炉芯)に大別される。この炉下部炉芯領域における通気および通液性の確保は安定生産を維持するために重要と考えられている^{2,3)}。現在実用化されている中心コークス装入法^{3,4)}はこのための有効な手段と認識されており、最近は固体の不連続降下挙動の緩和にも寄与できることが報告されている²⁾。また、

炉芯は1~2週間で更新され、更新機構には貯銑時の溶銑の浮力による炉床コークス層の上昇運動が深く関与するとも言われている^{5,6)}。このように炉芯を含めた高炉内固体粒子の流動挙動の把握は、高炉寿命の予想や安定操業を考える上で重要である。

最近コンピュータの目覚ましい進歩によって、粒子運動を数値的に解析する粒子法が発展してきた。特に粒子要素法(Particle Element Method: PEM)あるいは個別要素法(Distinct Element Method: DEM)が粉体挙動のシミュレーションに盛んに用いられ、大きな成果を挙げている⁶⁻⁸⁾。本研究ではこのDEMをガス流れの伴わない単純な三次元高炉モデルに適用し、より実機に沿った空間率を計算することによって、固体粒子運動を解析することを目的とする。これより、このモデルを基本として、炉頂中心部に周囲よりも密度が大きく摩擦係数の異なる粒子を装入した場合の炉内粒子挙動の予測を行った。

本来中心装入は炉内通気性確保のため、コークスのみを中心部に装入する方法であるが、冷間実験などの結果⁹⁾から、炉芯更新にも影響を与えることが分かってきた。そ

ここで、密度、摩擦係数等の異なる粒子を中心装入することにより、炉芯高さやシャフトから炉下部に至る粒子フローパターンにどのような影響を与えるのかについて調べ、炉芯および固体流れの制御の可能性について検討した。

2. 理論

DEMの要点を記述する。Fig. 1に示す粒子群の中のある1個の粒子（代表粒子径： d 、代表質量： M ）に注目する。今、この着目粒子が、まわりの粒子との接触により接触力 F の合力を受けているとすると、ニュートンの運動第2法則により、粒子の加速度 a を求めることができる。その時間が Δt であれば、その間の粒子速度、および変位が得られ、その時間積分によって着目粒子の運動軌跡を計算することができる。すべての粒子にこの方法を適用し、運動軌跡を得るなら、粒子群全体の巨視的な流動挙動を表すことができる。DEMでは、接触点における作用力をFig. 2に示す接触2粒子の中心方向（法線方向）成分とそれに垂直な接線方向に分けたフォークトモデルで表現する。特に接線方向には、摩擦相互作用を考慮するため、摩擦スライダーが挿入されている。

2.1 粒子に働く力

Fig. 3に接触する二つの粒子の関係を示す。 i 粒子の中心に原点を取る xyz 座標を x_m, y_m, z_m 座標と表す。 i, j 粒子の中心を結ぶ共通法線が y_m 軸となす角を θ 、共通法線を x_m-z_m 平面に投影した線が x_m 軸となす角を ϕ とする。接触力は一つの法線成分と、二つの接線成分 f_{ij}^b および f_{ij}^s で表され、次式で示される。

$$f_{ij}^n = K_n(\Delta l_{ij}^n + l_{ij}^n) + D_n \Delta \dot{l}_{ij}^n \quad (1)$$

$$f_{ij}^s = K_s(\Delta l_{ij}^s + l_{ij}^s) + D_s \Delta \dot{l}_{ij}^s \quad (2)$$

$$f_{ij}^b = K_b(\Delta l_{ij}^b + l_{ij}^b) + D_b \Delta \dot{l}_{ij}^b \quad (3)$$

式中の $K_n, K_s, K_b, D_n, D_s, D_b, l_{ij}^n, l_{ij}^s, l_{ij}^b$ は、各々法線方向および接線方向のバネ定数、ダッシュポット定数、相対変位の値を表している。

2.2 運動方程式

粒子同士の接触により求められる接触力を知って運動方程式は並進方向（ xyz 座標）の力と粒子 i にかかるモーメント N より以下のように表される。

$$m_i \ddot{x}_i + \sum_j (f_{ij}^n \sin \theta_{ij} \cos \phi_{ij} + f_{ij}^s \sin \phi_{ij} + f_{ij}^b \cos \theta_{ij} \cos \phi_{ij}) = 0 \quad (4)$$

$$m_i \ddot{y}_i + \sum_j (f_{ij}^n \cos \theta_{ij} - f_{ij}^b \sin \theta_{ij}) - m_i g = 0 \quad (5)$$

$$m_i \ddot{z}_i + \sum_j (f_{ij}^n \sin \theta_{ij} \sin \phi_{ij} + f_{ij}^s \cos \phi_{ij} + f_{ij}^b \cos \theta_{ij} \sin \phi_{ij}) = 0 \quad (6)$$

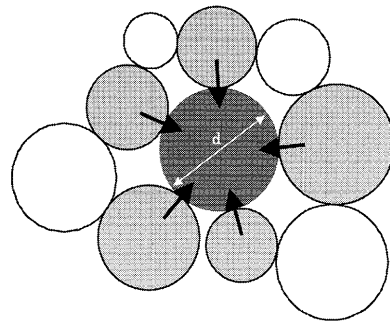


Fig. 1. Model of contact particles.

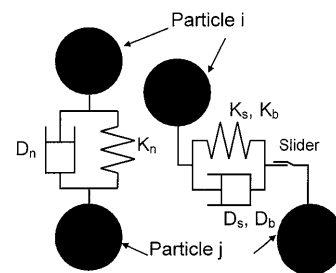


Fig. 2. Kelvin-Voigt model with slider mechanism.

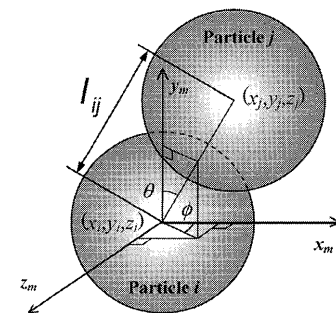


Fig. 3. Local position of contact particles in orthogonal coordinates.

$$I \dot{\omega}_x + \sum_j N_x = 0 \quad (7)$$

$$I \dot{\omega}_y + \sum_j N_y = 0 \quad (8)$$

$$I \dot{\omega}_z + \sum_j N_z = 0 \quad (9)$$

$\sum$ は粒子 i に接触し力を及ぼしている粒子 j の総和であり、 I, ω はそれぞれ粒子 i の慣性モーメントと角速度である。

2.3 無次元化

代表粒子径(d)、質量(M)および代表粒子密度(ρ)の値をTable 1に示した。代表粒子はアルミナ粒子を基準としている。これらの物性値と法線方向のバネ定数 K_n およびダッシュポット定数 D_n を用いて無次元化を行う。また、接線方向のばね定数 K_s と K_n の比は実炉粒子から試行的に決定されたTanakaら¹⁰⁾の報告を参考にした(Table 2)。ダッシュポット定数は臨界減衰の条件より決定した。これ

排出口は炉底から高さ2[-]の位置に、6[-]四方の領域を設置し、この領域内で左側にある粒子から順次拔出し、排出させる。炉内粒子はアルミナ粒子とし、密度が異なるガラス粒子を装入する場合は、右壁付近で装入する（中心装入）。この際、炉頂部で二粒子が混合しないよう、仕切板を設けた。具体的には Fig. 4 を参照されたい。また、炉芯定義として、無次元時間 8190[-] 当たりに垂直降下量が 1[-] より小さい粒子を炉芯と判定した。

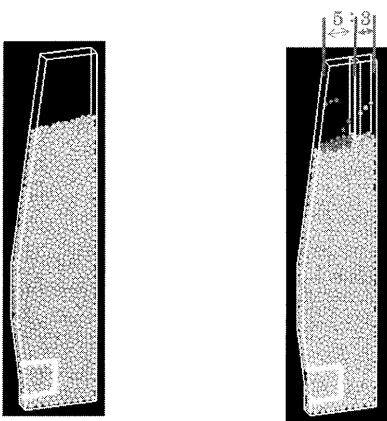
粒子降下挙動は流動領域の発達と炉芯形成の過程を調べる解析の他、タイムライン解析を行った。すなわち、タイムラインは無次元時間 49140[-] まで粒子を流し定常状態に近い状態にした後、炉底からの高さ約 40[-] の水平位置に存在する充填粒子群を基準時間として着色した。その後このタイムラインを無次元時間 8190[-] おきにマークしてそれらの粒子を追跡して求めた。

3・2 初期充填および解析条件

粒子を幅方向均等に自由落下させて初期充填状態を作り、これを解析の初期状態とする [Fig. 5(a)]。解析条件は Table 3 に示した。アルミナ粒子単相の解析（解析1）では、アルミナ粒子のみかけ密度を 1760[kg/m³] とし、総充填個数は3000 [個]、粒子径 0.8~1.0[-] でランダム充填させ、粒子速度 50 [個/s] で排出口から排出した。アルミナ粒子に関する摩擦係数は、粒子同士の静止摩擦係数は 0.7[-]、および粒子と解析モデルの前後面を含む全ての壁面で静止摩擦係数を 0.5[-] とした。また動摩擦係数はそれぞれの静止摩擦係数の半分とした。排出粒子は再び上から装入することにより、解析中の粒子総数は一定としている。無次元解析時間、98280[-] は、実時間 60[s] となる。

一方、ガラス粒子による中心装入の解析条件（解析2）を Table 4 (Analysis 2) に示した。総充填個数3000個の内、中心装入するガラス粒子を1000個とし、粒子径はアルミナ単相と同じく、0.8~1.0 でランダム充填させた。ガラス粒子の真密度を 2500[kg/m³] とし、ガラス粒子同士の静止摩擦係数は 0.5[-]、動摩擦係数は 0.25[-] とした。アルミナ粒子とガラス粒子間の摩擦係数は二粒子の摩擦係数の平均値を用いた。また、ガラス粒子と壁面間の静止摩擦係数は 0.3[-]、動摩擦係数は 0.15[-] とした。アルミナ単相の場合と同じく粒子排出速度は 50 [個/s]、解析時間は無次元時間 98280[-] である。上部装入口は、Fig. 5(b) に示すようにアルミナ粒子装入面積5に対してガラス粒子装入面積は3の割合とした。

更に、ガラス粒子の摩擦係数と密度の影響度を比較するため、摩擦係数に関する全ての条件をアルミナ粒子単相と同一にして、密度のみをガラス粒子に設定した解析（解析3）を行った。解析条件は Table 4 (Analysis 3) に示した。



(a) Particle bed of alumina sphere only (b) Center charge of glass sphere in alumina sphere bed

Fig. 5. Initial arrangements of packed bed. (a) Particle bed of alumina sphere only. (b) Center charge of glass sphere in alumina sphere bed.

Table 3. Analytical condition for the bed of alumina sphere (Analysis 1).

Number of particles [counts]	3000
Particle diameter [-]	0.8~1.0
Coefficient of static friction(particle-particle) [-]	0.7
Coefficient of dynamic friction(particle-particle) [-]	0.35
Coefficient of static friction(particle-wall) [-]	0.5
Coefficient of dynamic friction(particle-wall) [-]	0.25
Discharging speed [particles/sec]	50
Total simulation time [-]	98280

Table 4. Analytical condition for the center charge method (Analysis 2 and Analysis 3).

	Alumina spheres	Glass spheres
Number of particles [counts]	2000	1000
Particle diameter [-]	0.8~1.0	
Discharging speed [particles/sec]	50	
Particle density [kg/m ³]	1760	2500
Coefficient of static friction (particle-particle) [-]	0.7	0.5(Analysis2) 0.7(Analysis3)
Coefficient of static friction (particle-wall) [-]	0.5	0.3(Analysis2) 0.5(Analysis3)
Total simulation time [-]	98280	

4. 解析結果および考察

4・1 アルミナ粒子単相における解析結果（解析1）

アルミナ粒子単相における解析結果を Fig. 6（流動域の拡大の様子）および Fig. 7（タイムライン）に示した。また、Fig. 8 に前報⁹⁾ で示した二次元解析と本解析によるタイムラインを比較して示した。Fig. 8 によると二次元解析では左壁部近傍の高せん断流れがV字型ファンネルフローとして顕著に現れたが、三次元解析においてはこのような著しいファンネルフロー化は解消されている。この結果が得られた理由として、空間率の寄与が考えられる。二次元

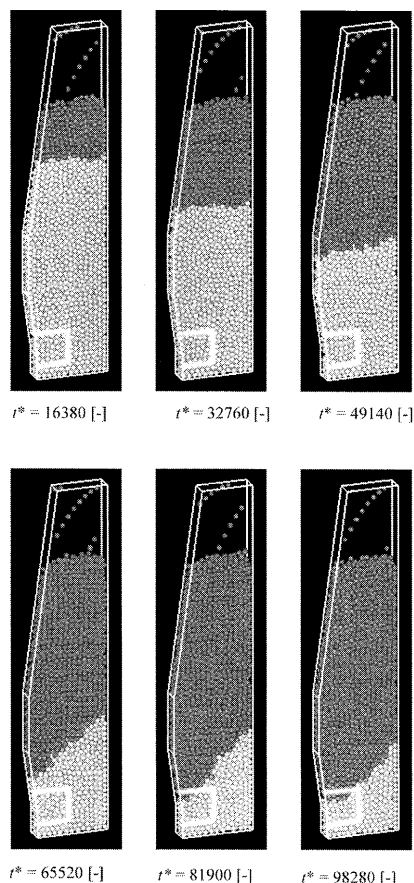


Fig. 6. Simulated solid flow pattern for the bed of alumina sphere only (Analysis 1).

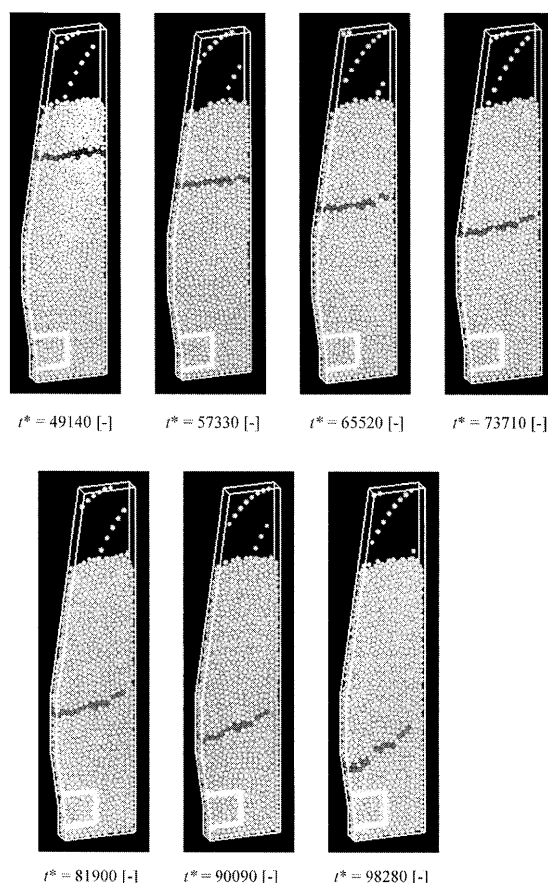


Fig. 7. Time lines of descending alumina spheres in alumina bed.

解析における粒子層全体の空間率は約 0.20 [-] となるのに対し、三次元解析では空間率約 0.40 [-] が得られた。この値はアルミナ粒子の自然充填の空間率 0.42 [-] に近い現実的な値である。すなわち、二次元のシャフト、ベリー部における高せん断流れ（V字型ファンネルフロー）は、空間の自由度が少なくなるため、粒子同士の回転が制限され、より高密度に充填されて空間率が低くなったと考えられる。また、炉芯形状も二次元解析⁹⁾では斜面が削られ、傾斜のゆるい形状が得られたが、三次元解析では Fig. 6, $t^* = 98280$ [-] に見られるように山型である。二次元解析に比べれば、一般的に考えられる形状を再現しているものと思われる。

4・2 アルミナ粒子層にガラス粒子を中心装入した解析

4・2・1 実験

解析に先立ち、別途、類似の形状の二次元コールドモデルを用いて行われた実験結果を示し、比較検討の材料とする。ただし、実験装置は左右対称で、且つガス流れを伴っている。実験条件は Table 5 および Table 6 に示した。実験装置は、高さ：918 mm、炉床幅：340 mm、炉頂幅：250 mm、奥行き：50 mm である。炉頂より羽口までの高さは 234 mm である。各部位の高さはボッシュ部 99 mm、ベリー部 85 mm、シャフト部 500 mm であり、シャフト角

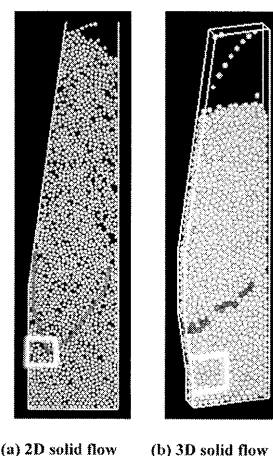


Fig. 8. Comparison of 2D analysis with 3D analysis with alumina spheres bed. (a) 2D solid flow. (b) 3D solid flow.

83°, ボッシュ角 81° である。左右に設けられた羽口は内径 4 mm のノズル 4 本が一組通っておりノズル 1 本あたりの羽口速度は 27.6 m/s である。これらの形状は粒子基準で無次元化した場合解析モデルとの絶対値が大きく異なる問題がある。これはコンピュータの容量に関連して現行 DEM 法に付随するものであり、今後の大きな課題である。本解析では装置の全体形状の相似性と、異なる粒子密度を持つ粒子群の装入比率を実験と近づけることに重点をおいた。

Table 5. Experimental condition.

Particle descending velocity at furnace top		U_s [cm/min]	0.96
Blast velocity		U_b [m/s]	27.6
Discharging rate	Alumina	W_r [g/min]	220
	Alumina + Glass		176

Table 6. Physical properties of particles used in the experiment.

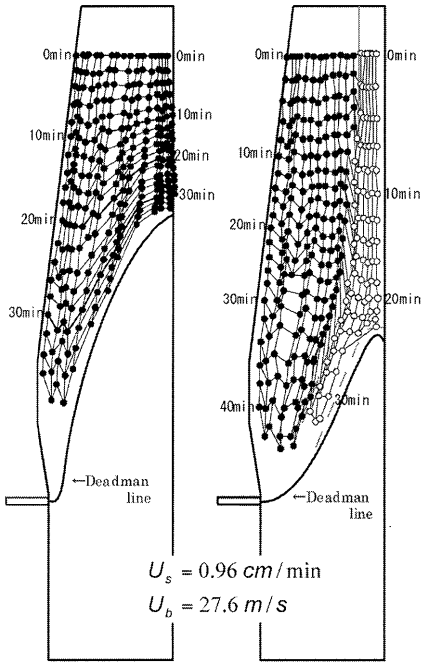
Material		Alumina sphere	Glass sphere
Mean particle diameter	[mm]	2.6	1.0
True density	[kg/m ³]	—	2500
Apparent density	[kg/m ³]	1760	—
Bulk density	[kg/m ³]	973	1544
Void fraction(ϵ)	[-]	0.45	0.386
Angle of repose	[°]	29	22

実験結果（フローパターン）を Fig. 9 に示した。固体流れは対称であるので、左半分のみを示している。タイムラインから判断すると、アルミナ粒子単相の場合 (a) は炉芯が高く、粒子の降下に従い粒子の流れが速度分布を持つファンネルフローへと移行する。これは二次元装置の前面と後面で粒子の挙動が拘束を受けるために生ずる一般的な傾向である。解析モデルの前面、後面の摩擦を考慮した本三次元解析 (Fig. 6) でもこの高い炉芯の状況は説明できない。これは解析では実験と異なり右壁を有する系 (Fig. 4) を対象としているため、応力場が異なること、また実験ではガスが粒子内を流れるため、炉芯の空間率に影響を与えることなどが一因と考えられる。一方、同じ装置でガラス粒子を中心装入した (b) の結果は、降下速度の断面分布が (a) に比べてあまり大きく変化することはない、かなり下流領域まで、いわゆるピストンフローに近い状態で降下することが示されている。また実験ではガラス粒子層の降下速度がアルミナ粒子層よりも速い。粒子密度あるいは摩擦係数の異なる粒子層が中心装入されることにより、炉芯の高さとフローパターンに大きな影響を与えることが本実験で確認された。

4・2・2 解析結果（解析2，解析3）

解析により得られた結果を Fig.10～12 に示した。Fig.10 は予め充填されていたアルミナ単相粒子層にガラス粒子層を中心装入して降下する様子（解析2）を、そして Fig.11 はその粒子運動に加えタイムラインを時間変化とともに示した。また Fig.12 はガラス球の摩擦係数の影響を調べるため、 $\mu=0.7$ にした解析結果（解析3）を解析 1, 2 の結果と併せて表示した。ただし、図にはタイムラインを表す粒子のみを表示している。

これらの結果には実験結果 Fig. 9(b) と定性的にいくつかの共通点が見られる。例えば、右壁面の粒子遅れが解消されていること、また Fig. 6, 7 のアルミナ粒子単相の場合に比べて炉芯が明らかに低くなっていることである。なお、



(a) Flow of alumina spheres (b) Flow with center charge of glass spheres

Fig. 9. Time lines of descending particles flow obtained experimentally by two dimensional cold model. (a) Flow of alumina spheres. (b) Flow with center charge of glass spheres.

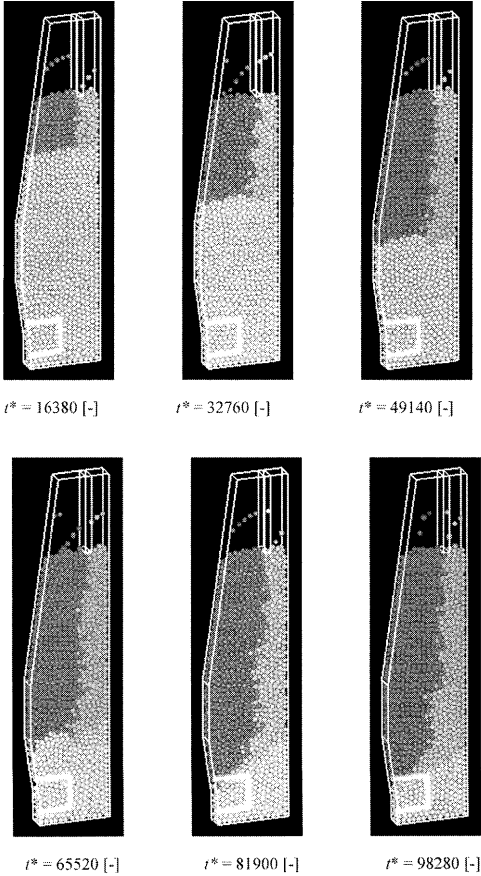


Fig. 10. Simulated solid flow pattern with center charge method (Analysis 2).

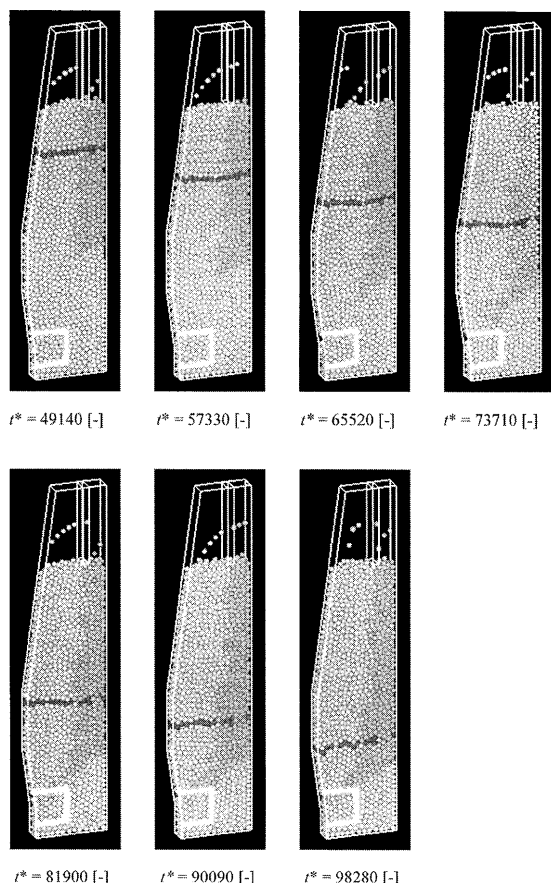


Fig. 11. Time lines of descending particles with center charge method.

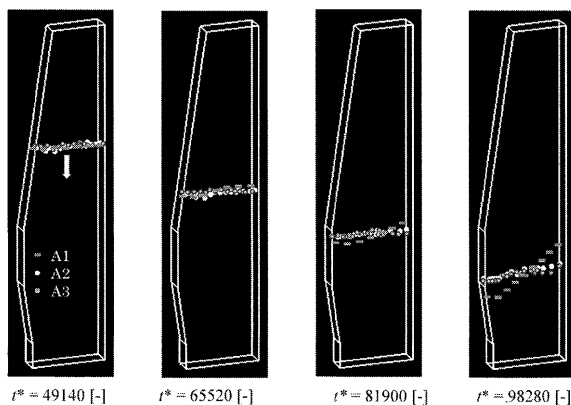


Fig. 12. Change of the time lines by the analytical condition (A1: Analysis 1, A2: Analysis 2, A3: Analysis 3).

実験で見られたようなガラス粒子の降下速度がアルミナ粒子の降下速度を上回る傾向は見られなかった。この速度差はガラス粒子の物性（密度と摩擦係数）の他、本解析モデルが非対称であること、さらに解析では考慮していないガス流の影響が大きく関わっているものと思われる。例えば、ガラス粒子層を通してガスが下方から通過する際、ガラス粒子に生じる流体抗力と降下重力の動的なバランスから粒子が粗密振動しやすくなり、ガラス粒子層の流動性が良く

なるものと仮定すれば、降下速度が大きくなることも予想できるからである。

実際ガラス粒子層内を通過して上昇するガス流速は、特にボッシュ、ベリー部において同領域のアルミナ単相実験よりもかなり大きいことがわかった。これよりこの領域のガラス粒子層では粒子の粗密運動が活発化しており、慣性力の大きな高密度粒子（ガラス粒子）が粒子層の流動化の影響を受けて大きく降下したと考えられる。実験のガラス密度は、アルミナ粒子の見かけ密度に比べて1.4倍程度高く、その慣性力によってアルミナ粒子を排除しながら降下する現象はかなり明確であり、仮にガス流がない場合でも本実験ほどの効果はないものの、その現象は優位に再現されると予想される。

更に、数値解析結果 Fig.12 の $t^*=98280$ [-] における A2 (Analysis 2) と A3 (Analysis 3) の比較より、ガス吹き込みの無い場合は摩擦係数の違いによるフローパターンへの影響はほとんど見られなかった。すなわち中心装入による炉芯低下の影響は摩擦よりも密度比の違いによる可能性が高い。この結果から、密度が周りのアルミナ粒子より大きい粒子を炉中心部に装入することにより、シャフト部の流れがファンネルフローよりピストンフローへと改善され、かつ、炉芯を低くする効果が示唆される。既に述べたように、ガラス粒子中心装入による炉芯の低減効果が認められる。降下してきた粒子が炉芯に到ってその方向を変えるときに作用する粒子の慣性力は密度が大きいガラス粒子の方がより大きいため、炉芯高さの低減に効果があったものと考えられる。本解析から得られる知見は炉芯の肥大などで不安定に陥った炉芯の安定回復の操作として期待できる。

5. 結言

DEM による三次元解析を、気体透過を伴わない単純な高炉内粒子挙動の解析に適用させた。周りの粒子より密度の高い粒子を炉頂にて中心装入することにより、①シャフト部のピストンフロー領域がかなり下流まで拡大されることが、②それに伴って炉芯高さが低く制御されることがわかった。これは定性的に実験結果と一致した。粒子密度の大きい粒子を中心装入した場合、密度の小さい粒子よりも慣性力が大きいことが原因で、炉芯の高さが減少したものと考察した。実炉においてもこのような粒子を中心装入することができるならば、不安定に陥った炉芯を回復できる可能性がある。さらには、流動域が広くなり、かつ、ピストンフロー領域が炉下部まで広がるため棚吊などの非定常現象を抑える働きも期待される。

記 号

d : Particle diameter (m)
 D : Dash pot coefficient (N·s/m)

f_{ij} : Contact force acting between the i 'th and the j 'th particles (N)
 g : Gravitational acceleration (m/s^2)
 I : Moment of inertia ($\text{kg} \cdot \text{m}^2$)
 K : Elastic modulus (N/m)
 l_{ij} : Relative displacement of particle i to particle j (m)
 m : Mass of a particle (kg)
 M : Mass of a basic particle (kg)
 N : Moment worked on the i 'th particle ($\text{N} \cdot \text{m}$)
 t : Time (s)
 U_s : Particle descending velocity averaged in the upper inspection area (cm/min)
 U_b : Experimental blast velocity (m/s)
 W_r : Discharging rate (g/min)
 $\ddot{x}$: Acceleration component to the x -axis direction (m/s^2)
 $\ddot{y}$: Acceleration component to the y -axis direction (m/s^2)
 $\ddot{z}$: Acceleration component to the z -axis direction (m/s^2)
 Greek letters
 Δl_{ij} : Increment of relative displacement between the i 'th and the j 'th particles in a time step Δt
 Δt : Dimensionless step time (—)
 θ : Angle defined in Fig. 3 (rad)
 μ : Coefficient of static friction (—)
 ϕ : Angle defined in Fig. 3 (rad)
 ρ : Bulk density of packed bed (kg/m^3)
 ω : Angular velocity (rad/s)
 Subscripts
 i : i 'th particle
 j : j 'th particle
 w : Wall
 x : Component of x direction
 y : Component of y direction
 z : Component of z direction
 Superscripts
 n : Normal direction
 s, b : Tangential direction
 $*$: Dimensionless

付 録

$m^* = \frac{m}{M}$: 質量 (ただし $M = \frac{\pi}{6} \rho_p d^3$, ρ_p は粒子密度)
 $l_{ij}^{n*} = \frac{l_{ij}^n}{d}$: 法線 (n) 方向の相対変位
 $l_{ij}^{s*} = \frac{l_{ij}^s}{d}$: 接線 1 (s) 方向の相対変位
 $l_{ij}^{b*} = \frac{l_{ij}^b}{d}$: 接線 2 (b) 方向の相対変位
 $S^* = \frac{S}{d^2}$: 粒子の投影面積

$\dot{x}^* = \frac{\dot{x}M}{D_n d}$: 粒子速度 (x 方向)
 $\dot{y}^* = \frac{\dot{y}M}{D_n d}$: 粒子速度 (y 方向)
 $\dot{z}^* = \frac{\dot{z}M}{D_n d}$: 粒子速度 (z 方向)
 $V^* = \frac{VM}{D_n d}$: 粒子速度
 $g^* = \frac{gM}{K_n d}$: 重力加速度
 $t^* = \frac{tD_n}{M}$: 時間
 $f_{ij}^{n*} = \frac{f_{ij}^n}{K_n d}$: 法線 (n) 方向の力
 $f_{ij}^{s*} = \frac{f_{ij}^s}{K_n d}$: 接線 (s) 方向の力
 $f_{ij}^{b*} = \frac{f_{ij}^b}{K_n d}$: 接線 (b) 方向の力
 $\omega_x^* = \frac{\omega_x M}{D_n}$: 粒子角速度 (x_m 軸回転)
 $\omega_y^* = \frac{\omega_y M}{D_n}$: 粒子角速度 (y_m 軸回転)
 $\omega_z^* = \frac{\omega_z M}{D_n}$: 粒子角速度 (z_m 軸回転)

文 献

- 1) Y.Okuno: *Nippon Steel Tech. Rep.*, **384** (2006), 19.
- 2) H.Takahashi, H.Kawai, M.Kobayashi and T.Fukui: *Tetsu-to-Hagané*, **92** (2006), 996.
- 3) M.Shimizu, Y.Kimura, S.Inaba, R.Hori, K.Kuwano and F.Noma: *Kobe Steel Eng. Rep.*, **4** (1991), 11.
- 4) Y.Matsui, K.Shibata, Y.Yoshida and R.Ono: *Kobe Steel Eng. Rep.*, **55** (2005), 9.
- 5) H.Takahashi and H.Kawai: *Tetsu-to-Hagané*, **87** (2001), 373.
- 6) T.Nouchi, K.Takeda and A.B.Yu: *ISIJ Int.*, **43** (2003), 187.
- 7) T.Kawaguchi, M.Sakamoto, T.Tanaka and Y.Tsuji: *Powder Technol.*, **109** (2000), 3.
- 8) H.Katsumata, H.Kagata, A.Shimosaka and J.Hidaka: *J. Soc. Powder Technol. (Jpn)*, **42** (2006), 854.
- 9) H.Kawai and H.Takahashi: *ISIJ Int.*, **44** (2004), 1140.
- 10) T.Tanaka, Y.Kajiware, T.Tanada and C.Yamagata: *Ironmaking Conf. Proc.*, Vol. 47, Warrendale, PA, (1988), 237.