

フルスケールの高炉における固体粒子の流れ
Reza Safavi Nick, Swerea MEFOS, Lulea, Sweden

1. はじめに

高炉はプロセス冶金における最も複雑なオペレーティングシステムの 1 つである。近年の高炉は、ガス、固体粒子、微粉末および液体の 4 つの相で操作する。銑鉄は高炉で生産され、その生産に必要な原材料は鉄鉱石とコークスである。もちろん、直接還元鉄 (DRI) のような銑鉄を製造する他の方法もあるが、高炉で実現される生産速度の規模とレベルはおそらく今日知られている最も効果的な製鉄プロセスであろう。それにもかかわらず、グリーン産業の需要の増加と温室効果ガス削減のために、高炉の操作を改善する必要がある。

図 1 に示す SSAB Oxelösund のような高炉では、鉄ペレット、コークスなどの固体粒子は炉の上部から供給され、熱風は炉の下部に位置する羽口から注入される。もちろん、固体粒子はゆっくりと下方に移動し、高温ブラストは充填された材料層を経て上昇する。高温ブラストは原料、ペレットを液体状態に変化させる。

製鉄用高炉は本質的に逆流多相化学反応炉であり、既存各相は相互貫入連続体のように振る舞いと仮定することができる。したがって高炉システムは、各種運動量、熱および物質移動の適切な輸送モデルを用いて、多相流体の流れとしてモデル化することができる。

本研究の目的は、PHOENICS をベースに高炉システム内の様々な位相分布を計算するための CFD モデルを開発することである。本稿では、これまで原子炉内の固体流動の重要な物理的側面を考慮ために行った、IPSA モデルを拡張するために行われた作業に焦点を当てる。この目的のために、本格的な高炉を代表する条件の下で、気体および固相の単純化された 2 次元、2 流体、常温流動モデルを用いて数値研究を行う。



Fig 1. SSAB Oxelösund blast furnace Sweden. Courtesy of Erik Olsson.

2. モデリング

固相の運動量方程式は以下のように書くことができる：

$$\frac{\partial(\rho_s \varepsilon_s \bar{u}_s)}{\partial t} + \nabla(\rho_s \varepsilon_s \bar{u}_s \bar{u}_s) = -\varepsilon_s \nabla p - \beta(\bar{u}_s - \bar{u}_g) + \nabla(\tau_{rd} + \tau_{ri}) + \rho_s \varepsilon_s \vec{g} \quad (1)$$

ここで、 ε_s は固体体積分率、 ρ_s は固体密度、 \mathbf{u}_s および \mathbf{u}_g は固体および気体速度ベクトル、 β は相間運動量伝達係数、 \mathbf{g} は重力ベクトル、 τ_{rd} は表面応力テンソルの速度依存部分、 τ_{ri} は速度に依存しない部分である。変数 τ_{rd} は衝突による粒子間相互作用から来る。一方、 τ_{ri} 通常の接触および剪断摩擦を含む充填による粒子間の接触相互作用から来る。速度依存部分は、固相構成方程式のニュートン部分であり、以下のように書くことができる。

$$\tau_{rd} = 2\varepsilon_s \mu_s D_s + \left(\lambda_s - \frac{2}{3}\mu_s\right) \varepsilon_s \text{tr} D_s I \quad (2)$$

ここで μ_s は固体せん断粘度であり、 D_s は変形テンソルである。

$$D_s = \frac{1}{2}(\nabla \bar{u}_s + (\nabla \bar{u}_s)^t) \quad (3)$$

単純化のため体積粘度 $\lambda_s = 0$ とし、以下の式が固体粘度[1]に使用される。

$$\mu_s = 0.0165 g_0 \varepsilon_s^{1/3} \quad (4)$$

ただし、 g_0 は半径方向分布関数であり次のように与えられる。

$$g_0 = \left[1 - \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,m}}\right)^3\right]^{-1} \quad (5)$$

本研究では、 $\varepsilon_{s,m} = 0.67$ とした。半径方向分布関数は、衝突確率を変更することで充填率を近づけるための修正係数である。

速度に依存しない部分はクーロン摩擦関係に基づいており、次のように表せる。

$$\tau_{ri} = -P_e I + 2\eta_s \frac{D_s}{\sqrt{\text{tr} D_s^2}} \quad (6)$$

ただし、 p_e は有効固体圧力、 η_s 塑性率係数である。変数 η_s は次のように決定される[2]。

$$\eta_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 + \alpha_2 P_e^n) \quad (7)$$

ここでは、 α_1 は非凝集性の材料ではゼロになり、 $n = 1$ の場合はクーロン摩擦モデルと等しい。加えて、摩擦係数 α_2 は以下のように表すことができる。

$$\alpha_2 = \frac{\left|\frac{\partial w_s}{\partial x} \frac{1}{w_s}\right|}{\left|\frac{\partial w_s}{\partial x} \frac{1}{w_s}\right|_{Max}} \tan \phi \quad (8)$$

ここで、 ϕ は内部摩擦角であり、 Max は流れ場における最大値を表す。

固体圧力 P_e は、以下の構成式[3,4]を用いてモデル化される。

$$P_e = \frac{G_0}{c} e^{c(\varepsilon_s - \varepsilon_{s,m})} \quad (9)$$

ただし、 G_0 は基準弾性率、 c は圧縮係数である。 $\varepsilon_{s,m}$ は高密度もしくは標準的（なゆるやかな）充填条件下で測定される固体体積分率である。

3. 固体圧力の導入

方程式 (6) を運動量方程式 (1) に代入すると、追加の圧力勾配が固体の圧力項は次のように書くことができる。

$$-\nabla P_e = -\frac{\partial P_e}{\partial \varepsilon} \nabla \varepsilon_s = -G_s \nabla \varepsilon_s \quad (10)$$

ただし、 G_s は弾性率で次のように表せる。

$$G_s = G_0 e^{c(\varepsilon_s - \varepsilon_{s,m})} \quad (11)$$

固体の圧力は、粒子間の相互作用に起因する垂直応力を表し、固体相が非現実的に高い体積分率に達するのを防ぎ、数値安定性も促進する。

経験定数には、以下の値が使用されている： $G_0 = 1.0\text{Pa}$, $c = 150$, $\varepsilon_{s,m} = 0.62$ 。

方向*i*における固体圧力の離散化された式は、

$$F_i = G_s A_i (\varepsilon_{s,i} - \varepsilon_{s,i+1}) \quad (12)$$

ここで A_i は*i*方向の流れの面積である。固体圧力項の実施には、3つのエリアタイプのPATCHを含む。PATCHはPILおよびINFORMコマンドで定義されており、各座標方向に陽的に固体圧力を導入する（ここに記載されない）。

4. 固体せん断粘性の導入

両方の相では、PHOENICSデフォルトの粘性応力テンソルから生じる運動量ソース項を無視する。これは、粘性の影響が拡散輸送項によってのみ表されることを意味する。固体運動量方程式の拡散項に現れる固体せん断粘度 μ_s は、式 (4) から計算する。これは、PILおよびINFORMコマンド（ここには記載されない）を使用してQ1ファイルを通じてPHOENICSで実装され、各固体モーメント方程式で使用される動粘度を計算する。

5. 境界条件および初期条件

IPSAへの上記の拡張は、炉寸法の縮小および単純化された2Dモデルでテストされる。シミュレーション実時間は5msである。ガス密度は 1.189kg/m^3 、固体密度は 3700kg/m^3 、インターフェーズドラッグは、組み込みの粒子モデルを使用してモデル化する。このモデルは、よく知られているErgunの式 $\varepsilon_s > 0.8$ の場合に適用される。式 (6) に現れる塑性率 η_s をこれらの予備的研究ではゼロにした。

初期状態は、 $\varepsilon_s = 0.71$ の停滞流。

境界条件は次のとおりである：

上部境界	固相： $\varepsilon_s = 0.001$ で固定された質量流入速度 気相：固定圧力
下方境界	固相：固体の流入速度に等しい固定された質量流出速度 気相： $\varepsilon_s = 0.71$ の固定質量流入速度

上部境界は、高炉の固体充填床上面ストックライン (Stockline) を表す。

6. 結果及び展望

図2.1および図2.2は、両相の速度コンターを示す。図3.1および3.2は、それぞれ、固体体積分率によって着色されたガス相および固相のベクトルを示す。

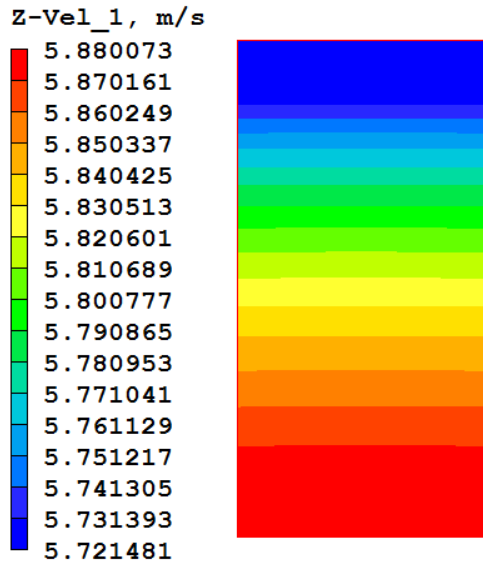


Fig 2.1 Gas velocity profile for a simplified 2D model

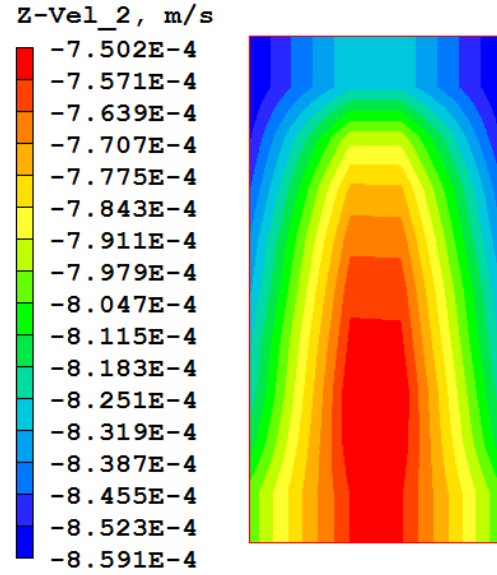


Fig 2.2 Solid velocity profile for a simplified 2D model

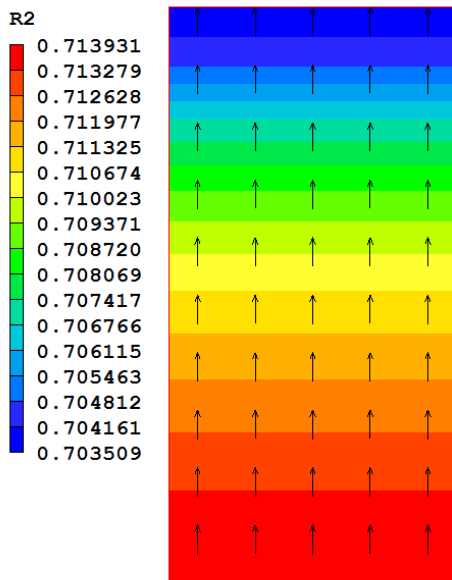


Fig 3.1 Vector field for the gas phase coloured by the solid phase volume fraction

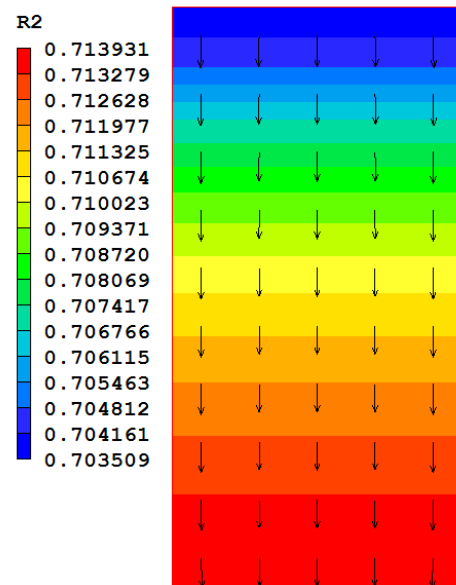


Fig 3.2 Vector field for the solid phase coloured by the solid phase volume fraction

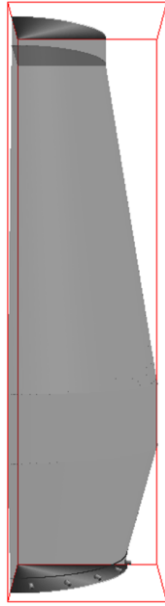


Fig. 4. A Real dimension blast furnace

今回、モデルは予想される流動挙動を予測した。すなわち固相が炉の中をゆっくりと下降し、気相が固体材料の床を急速に上昇することが分かる。炉の底部 (固体Outlet) の固体体積率は、炉の上部 (固体Inlet) の固体体積率よりも大きい。これは、下部材料を圧縮する上部材料の重量によるものである。さらに、ドメインの上部 (固体入り口) では、固体粒子の応力が著しく小さい。

次のステップは、図4に示す形状を備えた本格的な高炉を流れるシミュレーションを実施してモデルをテストする。

7. 参考文献

- 1) H. Norem: Proc. the Davos Symposium, Avalanche Formation, Movements and Effects, IAHS, (1987)。
- 2) S. J. Zhang, a. B. Yu, P. Zulli, B. Wright and U. Tüzün: ISIJ International, 38, 1311, (1998)。
- 3) C. Orr: Particulate Technology, Macmillan, New York, (1966)。