

討 1 高 炉 内 に お ける 粉 粒 体 の 挙 動

住友金属工業 (株) 総合技術研究所 ○高谷 幸司, 山岡 秀行
岩永 祐治

I. 緒 言

従来、高炉内の理論的な解析では、コークスや鉱石等の固体粒子で形成される充填層中を、清浄なガスが通過すると仮定している。しかしながら、実炉内状況の解明が進むにしたがい、コークスの反応や衝撃による粉化、鉱石の熱割れや還元粉化、さらには羽口からの微粉炭や鉱石吹込みによって生ずる粉粒体は、充填粒子より小さいため気流に随伴して充填粒子層内を移動し、局所的に蓄積する現象の重要性が認識されてきた。このように、ガス中に粉粒体が含まれる場合には、従来の取扱いでは不十分であり、新しいアプローチが必要となっている。

本報告では、充填層内の粉粒体挙動に着目し、冷間実験に基づく運動方程式の導出、2次元場への拡張を行うとともに、炉体形状および融着帯の影響、さらには粉粒体の挙動を考慮した実炉データの解析を実施した。

II. 粉粒体を伴うガス流れの運動方程式

II-1. 実験方法および結果

既報¹⁾の実験装置を用い、ガラス球で形成される充填層内に、ガラス球粉を吹込み、吹込み前後における圧力損失および充填層内に滞留するガラス球粉の量 (ホールドアップ量) を測定した。(Fig.-1)

ガラス球粉を吹込むことにより、低ガス流速域では、粉粒体の蓄積による空隙率の減少、高ガス流速域では、粉粒体の充填粒子への衝突により、清浄な充填層に比較して、圧力損失が増加する。また、粉粒体の影響は低ガス流速域において特に大きい。(Fig.-2)

II-2. 運動方程式の導出

気体、充填粒子および粉粒体に関する相互作用力を次のように表現する。

- 1) 気体と充填粒子との相互作用力 ($F_{g,p}$): Ergun 式により流体抵抗力を表現する。
- 2) 気体と粉粒体との相互作用力 ($F_{g,h}$): 相対運動する充填層とみなし、Ergun 式を採用する。
- 3) 粉粒体と充填粒子との相互作用力 ($F_{h,p}$): 粉粒体の充填粒子への衝突による運動量変化として規定する。

上記相互作用力を仮定し、2相流における圧力損失とホールドアップ量を算出したところ、実験事実を良く表現できることを確認した。(Fig.-2)

II-3. 運動方程式の2次元場への拡張

1次元の冷間実験に基づいて導出した運動方程式を2次元場へ拡張して、数学モデルを作成した。モデルの妥当性を比較的単純な測定系 (平板模型) の実験結果と対比することにより検証するとともに、実高炉で問題となる炉体形状および融着帯の影響を検討した。

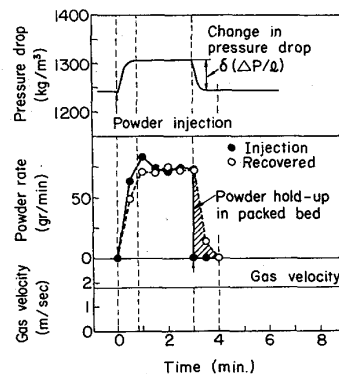


Fig.-1 Experimental procedure.

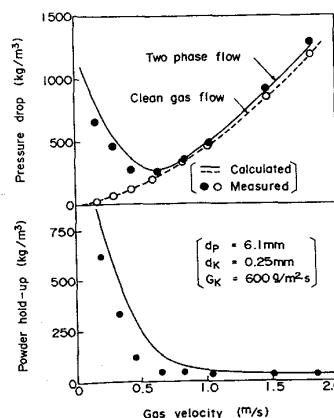


Fig.-2 Comparison of pressure drop and powder hold-up between calculated results and observed one.

1. 基礎方程式

気体および粉粒体の物質ならびに運動量の収支より次の基礎方程式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} \epsilon_h \rho_g + \text{div} (\epsilon_h \rho_g \vec{U}_g) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \epsilon_h \rho_g \vec{U}_g + \text{grad } P + \vec{F}_{P, g} + \vec{F}_{g, h} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (1 - \epsilon_h) \rho_h + \text{div} (1 - \epsilon_h) \rho_h \vec{U}_h = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (1 - \epsilon_h) \rho_h \vec{U}_h - \vec{F}_{g, h} - (1 - \epsilon_h) \rho_h \vec{g} + \vec{F}_{P, h} = 0 \quad (4)$$

記号表

F : 相互作用力

g : 重力加速度

P : 圧力

U : 実流速

ε : 空隙率

ρ : 密度

添字

h : 粉粒体

P : 充填粒子

g : 気体

粉粒体の濃度分布の時間変化が気体側の状態変化に比較して緩慢であることから、式(1),(2),(4)に、擬定常状態を仮定し、簡略化した式を連立させ、状態の時間変化を算出するようにした。

2. 妥当性の検証 (平板模型実験)

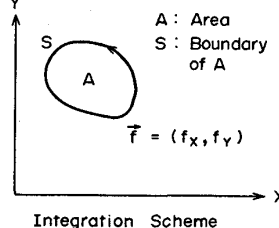
Fig. - 3 に示す装置を用い、ガラス球粉を羽口から吹込み、充填層内の圧力分布および層頂から排出されるガラス球粉の排出量分布を測定した。圧力分布の測定結果の一例を Fig.-4 に示す。また、前述した2次元モデルによる計算結果を同図に比較して示す。モデル計算値と実測値は概略一致しており、導出した運動方程式の妥当性を証明するものと考えられる。

3. 任意形状領域の処理

(1)原理

ガウスの発散定理に基づく差分法を採用した。²⁾ 2次元場において、ある物理量 $\vec{f}$ の発散が次式で算出されることを利用する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} &= \lim_{A \rightarrow 0} \frac{1}{A} \iint_A \left[\frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} \right] dA \\ &= \lim_{A \rightarrow 0} \frac{1}{A} \oint_S (f_x dy + f_y dx) \quad (5) \end{aligned}$$



上式を式(1)~(4)に適用することにより、任意形状領域の処理を可能とした。

(2)計算結果

融着帯の通気抵抗を通気抵抗比 α (= 層に垂直な方向の抵抗 / 層に水平な方向の抵抗) で表現し、軸対称2次元場のモデル計算により以下の知見を得た。

- i) 融着帯の存在は、粉粒体に対してフィルター効果を示す。すなわち、融着帯下部に粉粒体の循環現象を促し、炉壁部に高粉体濃度領域を形成させる。(Fig.-5 : 最大粉体濃度 $C_{\max} = 0.2 \rightarrow 3.1\%$)
- ii) 融着帯形状は、粉粒体の運動に大きく作用し、逆V型の融着帯形状は、W型より粉粒体が蓄積しやすい。(Fig.-6 : $C_{\max} = 1.9 \rightarrow 0.22\%$)
- iii) ガス流量を減少させていくと、粉粒体は蓄積しやすくなり、圧力

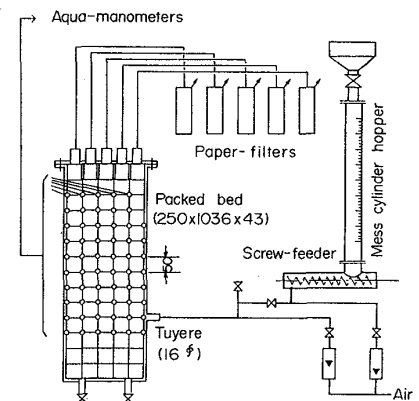


Fig.-3 Experimental apparatus.

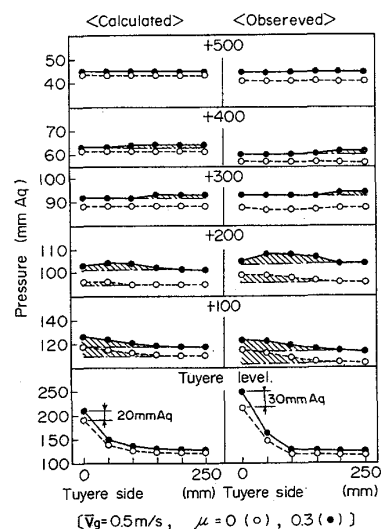


Fig.-4 Comparison of pressure distributions for clean gas flow ($\mu=0$) and gas-solid two phase flow ($\mu=0.3$) between calculated results and observed one.

損失が高くなる。(Fig.-7 : $C_{max} = 0.25 \rightarrow 2.6\%$)

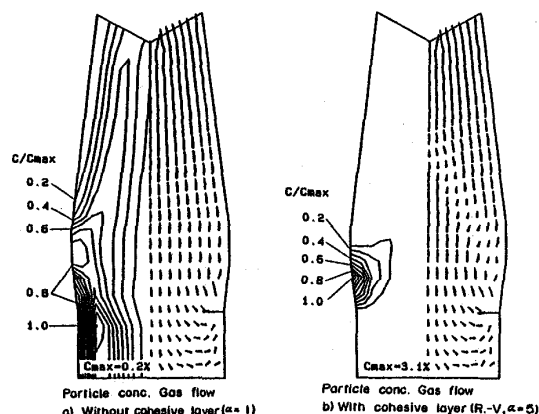


Fig.-5 Effect of cohesive layer on particle movement.

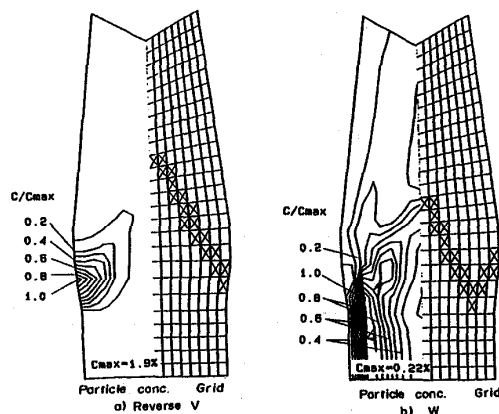


Fig.-6 Effect of cohesive layer type on particle movement.

Ⅲ. 高炉内における粉粒体の挙動

Ⅲ-1. 実炉データの検討

1. 高炉内における粉の移動と蓄積

鹿島第1高炉で、休風中にコークス試料を採取した報告³⁾によれば、Fig.-8に示すように羽口前方炉芯部と融着帯根部近傍に粉の蓄積領域が認められた。

一方、シャフト上部のゾンデのガス組成分布より融着帯形状、およびガス流れ（流線上の数値はガス流速）を求めた結果を同じくFig.-8に示す。上述の蓄積領域は、ガス流速変化の大きい部分（融着帯根部）、および流線が大きく湾曲する部分（炉芯部）に相当する

ことがわかる。また、Fig.-9には L_c より推定した塊コークスと粉コークスの温度の差を示す。羽口レベルを除くと粉コークス温度が塊コークスに比べて高く、特にB2における粉コークス温度は羽口レベルのコークス温度に近く、炉下部で発生した粉コークスが、上方に移動、蓄積したものと推察される。

2. 通気抵抗と炉内ガス流速との関係

小倉第2高炉では、Fig.-10に示すように減産の過程で、羽口レベルの平均ガス流速が1.8m/s以下になるとボッシュ部炉壁温度の低下とともに、圧力損失が急増する現象がみられた。この現象は2相流

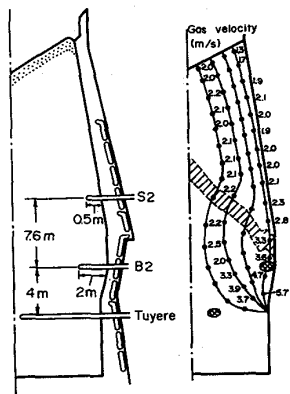


Fig.-8 Sampling result of fine coke accumulation (●).

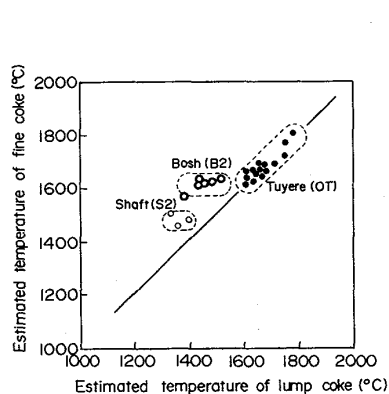


Fig.-9 Difference of estimated temperature between fine coke and lump coke.

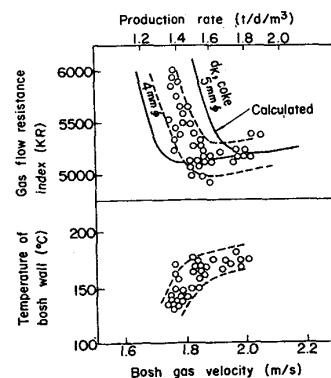


Fig.-10 Gas flow resistance index (KR) and wall temperature during reduced production operation of Kokura No.2 blast furnace.

として計算した圧力損失値 (KR^4 に換算) の傾向とも良く一致しており、上述の現象が粉の炉下部滞留量の増加に起因するものであることが推察される。

Ⅲ-2. モデル計算

以上の類推を裏づけるため、高炉2次元モデル⁵⁾により算出される融着帯形状、ガス組成および温度分布等を用い、コークス粉の消滅としてソリューションロス反応(反応速度は小粒径を考慮して、反応律速と仮定)を仮定して、モデル化した。また、粉発生ヶ所はレースウェイ上部として計算したところ、コークス粉濃度の高い領域が、炉芯部とボッシュ部側壁に出現し、前述の実炉データと定性的に一致した。また、融着帯より上の領域では、ソリューションロス反応により炉下部で発生したコークス粉は、ほぼ全量消失する。(Fig.-11)

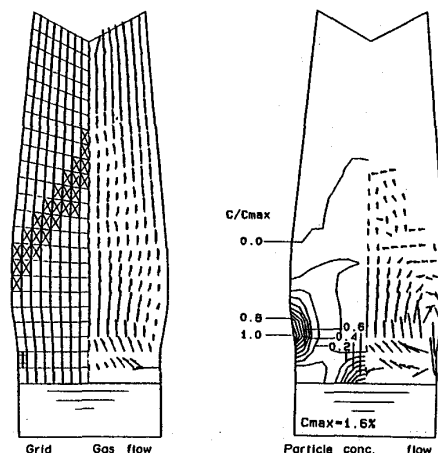


Fig.-11 Calculated results of the coke particle movement.

以上の検討結果を総合し、高炉内のコークスおよび、鉱石から発生する粉粒体の挙動を模式的にFig.-12に示す。

コークス粉は、レースウェイへの流入時の熱衝撃⁶⁾やレースウェイ内の衝風による衝撃破壊、摩耗により、主に炉下部で発生するものと考えられる。このコークス粉は、融着帯以下の炉芯やボッシュ部側壁部に滞留し、ガス通気不良領域を形成しやすい。しかし、融着帯を通過した粒子は、ソリューションロス反応により消費され、消滅する。なお、シャフト部での発生粉は炉頂部へ運ばれ、排出されるため、シャフト部での蓄積は発生し難いが、炉壁損耗等によるガス流れの不均一現象により蓄積する可能性はある。

一方、鉱石粉は、熱割れや還元粉化により、主にシャフト部で発生する。この鉱石粉は、ガス流により、炉頂に運ばれ排出されるか、あるいは、炉壁損耗等によるガス流れの不均一現象により炉壁側に蓄積する可能性がある。

Ⅳ. 結 言

粉粒体を含むガスの充填層における圧力損失式を導き、モデル計算および実炉サンプリング調査結果を対比して高炉内で発生する粉粒体の挙動を解析した。粉粒体挙動の総合的評価が今後の課題で、炉内反応との同時解析を進めるとともに、実炉における検証データの蓄積を推進する必要がある。

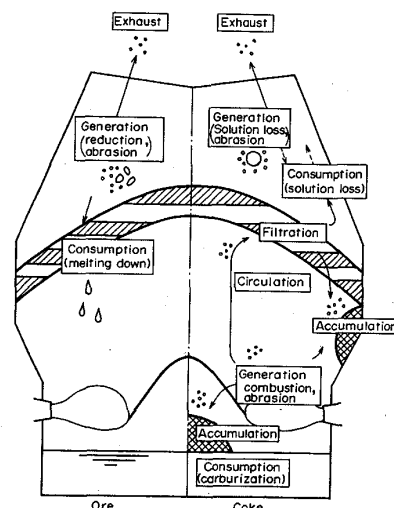


Fig.-12 Schematic diagram of powder generation and consumption in blast furnace.

参考文献

- 1) 山岡秀行：鉄と鋼，72(1986)，p.403
- 2) Mark L. Wilkins：UCRL-7322 Rev. 1, Lawrence Radiation Lab., (1969)
- 3) 清水英男，佐藤憲一，小島正光，網永洋一，中村文夫，岩永祐治：鉄と鋼，72(1986)，p.195
- 4) 的場祥行，下田輝久：鉄と鋼，60(1974)，s354
- 5) 羽田野道春，栗田興一：鉄と鋼，66(1980)p.1898
- 6) 高谷幸司，岩永祐治：鉄と鋼，72(1986)p.189