

論文

UDC 669.162.2 : 519.28

傾斜した層状装入の高炉操業の数学的モデル*

桑 原 守**・鞭

巖***

A Mathematical Model for Blast Furnace Operation with Inclined Layers of Burdens

Mamoru KUWABARA and Iwao MUCHI

Synopsis:

A mathematical model of the blast furnace with the layered coke and ore burdens in which the thickness of each layer varies in the radial direction has been developed over the region from the top level to the melting zone of the furnace.

On the basis of this model, the longitudinal and radial distributions of the process variables, such as temperature, gas composition, gas velocity, and fractional reduction of iron ore, in an existing blast furnace in Japan, B.F. (D II), have been analyzed with the aid of a digital computer.

It is found from the calculated results that the radial distributions of the process variables mentioned above and the melting level are remarkably uneven in B.F. (D II), and are similar to the results observed by the other investigators (e.g., References 1) and 13)).

1. 結 言

高炉内のプロセス変数は、軸方向で変化するだけでなく半径方向でも分布しており、合理的な操業条件を設定して高炉の生産性を増進させるためには、プロセス変数の半径方向分布を考慮した炉内状況と操業条件との関係を解明することが望まれている。

最近、実働高炉内のプローブによる検出調査^{1)~8)}のほか、炉の解体調査^{9)~14)}も行なわれているが、とくに、後者の調査結果からは、鉾石とコークスが交互に層状をなして降下している状況¹⁰⁾¹¹⁾¹⁴⁾や、熔融部分の位置や形状¹³⁾¹⁴⁾についても有用な情報が得られている。しかし、これらの調査結果と操業条件との関係を定量的に説明するには、まだ多くの未解決の問題が残されている。

一方、数学的モデルによつて炉内状況を推算する研究としては、LAHIRI ら¹⁵⁾が炉頂・熔融帯間を対象にして7元の連立偏微分方程式からなる円柱形状の高炉のモデルを提出している。彼ら¹⁵⁾のモデルでは、半径方向へのガスの拡散と固体装入物間の熱伝導を考慮しているが、その数値計算に当たっては、炉頂での温度やガス組成、

および、ガス流量の分布を初期条件として与えて下方方向に計算を進め、ガスの組成と温度の半径方向分布を推算している。しかし、このモデルでは、炉頂における装入物分布の与え方とガスの流量分布との関連づけ、および、鉾石とコークスを同一温度としているために生ずる高温領域での適用性¹⁶⁾に問題があり、さらに、数値計算に長時間の計算が必要になるという難点がある。

また、半径方向の分布を取り扱った研究としては、全ら¹⁷⁾が高炉を半径方向に3分割したモデルによつて装入物の分布が操業に及ぼす効果を試験高炉について調べた研究が報告されている。

本論文では、まず、炉頂における高炉特有の装入方式に基づく装入物分布と、それに伴つて起こるガス流量の半径方向分布について考察し、次に、鉾石層とコークス層を水平とみなした場合の層状装入モデル¹⁶⁾を、実炉のように装入物層が水平でない場合に適用できるように修正してモデルを展開し、わが国で現在稼働中の高炉を対象にして、炉頂・熔融帯間における各種プロセス変数の軸方向および半径方向の分布を推算し、炉内状況の計算結果について考察する。

* 昭和 46 年 4 月, 47 年 10 月本会講演大会にて発表
昭和 49 年 6 月 27 日受付 (Received June 27, 1974)

** 名古屋大学工学部 (Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464)

*** 名古屋大学工学部 工博 (Nagoya University)

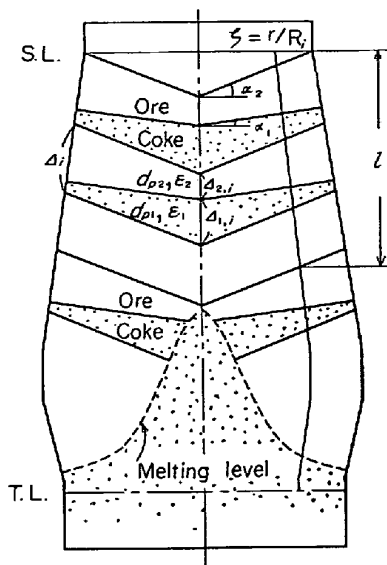


Fig. 1. Schematic diagram for modeling blast furnace with radially distributed burdens.

2. ガス流量の半径方向分布

POLTHIER¹⁸⁾は、高炉内のガス流速の半径方向分布を推算するために、層頂がV型あるいはM型の円筒型の充填層で実験を行ない、ガスはピストン流れ、空間率は均一とみなして推算式を求めている。POLTHIERの推算式は、層高差があつても同じ圧力降下が保たれるように、ガス流量の半径方向分布が生ずるという考えに基づいて誘導されているが、この考え方によれば、層内のガス圧力の半径方向分布は周辺部が中心部よりも高いことになるが、実測結果では層頂付近を除いてほぼ均一⁴⁾¹⁹⁾あるいは逆の傾向¹⁾の圧力分布となつている。

本論文では、ガス流量は各半径位置における鉱石層とコークス層の厚みの変化による流通抵抗の分布に基づいて半径方向に分配され、そのためにガス流速の半径方向分布が生ずると考え、POLTHIERのように層高差に帰因するとは考えない。

2.1 ガス流量の分布式

炉頂より装入されたコークスと鉱石は、Fig. 1に示すように、安息角がそれぞれ α_1 および α_2 であるV型の形状で層状に降下しているものとする。隣接する二層を合わせて1ブロックと考え、炉頂から数えて i 番目のブロックは、二層平均の半径が R_i である円筒形の充填層であるとし、各ブロックの同一の無次元半径方向距離 ($\zeta = r/R_i$) における流通抵抗は等しいと仮定する。鉱石とコークスはそれぞれ十分整粒されており、これらの各層内での粒子径 d_{pj} や空間率 ε_j の半径方向分布は無いものとする。

ERGUNの式²⁰⁾に二層平均の粒子径 $\bar{d}_p$ と二層平均の空間率 $\bar{\varepsilon}$ の半径方向分布を考慮して、ガスの圧力損失式を(1)式で表わす。

$$\partial P / \partial l = (\rho / g_c) \{1 - \bar{\varepsilon}(\zeta)\} \cdot$$

$$\bar{\Psi}(\zeta) \cdot u(\zeta)^2 / \{\bar{\Phi}(\zeta) \cdot \bar{d}_p(\zeta) \cdot \bar{\varepsilon}(\zeta)\} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、抵抗係数 $\bar{\Psi}(\zeta)$ は(2)式で定義される。

$$\bar{\Psi}(\zeta) \equiv 150 \{1 - \bar{\varepsilon}(\zeta)\} / Re_p(\zeta) + 1.75, \quad \left. \begin{aligned} Re_p(\zeta) &\equiv \bar{\Phi}(\zeta) \cdot \bar{d}_p(\zeta) \cdot \bar{\varepsilon}(\zeta) \cdot u(\zeta) / \nu \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

ところで、高炉内の Re_p は非常に大きい値になるため、半径方向における $\bar{\Psi}(\zeta)$ の変化は少なくなり、 $\bar{\Psi}(\zeta) \equiv \bar{\Psi}$ (一定) と考えて差し支えない*。また、粒子形状係数も $\bar{\phi}(\zeta) \equiv \phi_1 = \phi_2 = 0.64 \equiv \phi$ として一定値¹⁶⁾とみなす**。

$\zeta \sim \zeta + d\zeta$ の区間にあるコークスと鉱石の層容積をそれぞれ $V_{1\zeta}$ および $V_{2\zeta}$ とすると $\bar{\varepsilon}(\zeta)$ は(3)式で定義される。

$$\bar{\varepsilon}(\zeta) = (\varepsilon_1 V_{1\zeta} + \varepsilon_2 V_{2\zeta}) / (V_{1\zeta} + V_{2\zeta}) = A + B\zeta \dots \dots (3)$$

ここで、無次元の定数 A と B は(4)式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} A &\equiv \{\varepsilon_1 V_1 + \varepsilon_2 V_2 + (2/3) \pi R_i^3 A(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\} / (V_1 + V_2), \\ B &\equiv -\pi R_i^3 A(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / (V_1 + V_2), \quad \nu \equiv \tan \alpha_2 - \tan \alpha_1 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

高炉のように、粒子径と空間率が異なる二層が順次積層している場合の各半径位置における二層の平均粒子径 $\bar{d}_p(\zeta)$ を、第1層の圧力損失と第2層の圧力損失との和が、 $\bar{\varepsilon}(\zeta)$ と $\bar{d}_p(\zeta)$ とを用いて表わされる1,2層全体での圧力損失に等しくなるように定義して(5)式で表わす(Appendix I 参照)。

$$\bar{d}_p(\zeta) = \Delta_i \{1 - \bar{\varepsilon}(\zeta)\} / \{\bar{\varepsilon}(\zeta) \cdot (C_i + D_i \zeta)\} \dots \dots (5)$$

ここで、 Δ_i , C_i , および D_i は(6)式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta_i &\equiv (V_1 + V_2) / (\pi R_i^2), \quad C_i \equiv \{V_1 / D_{p1} + V_2 / D_{p2}\} \\ &\quad - (2/3) \pi R_i^3 \Gamma A / (\pi R_i^2), \quad D_i \equiv \Gamma A R_i^3 / R_i^2, \\ \Gamma &\equiv 1 / D_{p2} - 1 / D_{p1}, \quad D_{pj} \equiv d_{pj} \cdot \varepsilon_j / (1 - \varepsilon_j), \\ &\quad (j=1, 2) \end{aligned} \right\} \dots \dots (6)$$

(5)式を(1)式に代入すると、

$$\partial P / \partial l = \{\rho \bar{\Psi} / (g_c \phi \Delta_i)\} (C_i + D_i \zeta) \cdot u(\zeta)^2 \dots \dots (7)$$

ここで、(7)式の左辺の圧力勾配はいずれの半径位置でも同じと仮定すると、次の(8)式が書ける。

$$\partial(\partial P / \partial l) / \partial \zeta = 0 \dots \dots \dots (8)$$

物質収支より、

$$F = 2\pi R_i^2 \int_0^1 \zeta \cdot \bar{\varepsilon}(\zeta) \cdot u(\zeta) d\zeta \dots \dots \dots (9)$$

(7), (8), (9)式から、炉内のガス流速の半径方向分布が(10)式で表わされる。

* 単一層内で粒子径の分布があるとみなした場合でも、通常の実操業の条件下ではこのことがいえるものと推察される。

** 形状係数は粒子径にはほとんど依存しない²²⁾と考えられるので、単一層内に粒子径分布があつてもこの関係は適用できるものと推察される。

$$u_N = \frac{F}{2\pi R_i^2 E_i} \cdot \frac{A+B\zeta}{\sqrt{C_i+D_i\zeta}} \dots\dots\dots (10)$$

ただし、 E_i は(11)式で定義される無次元数である。

$$E_i \equiv 2\{\sqrt{C_i+D_i}[B(C_i+D_i)^2/5 + (D_iA-2BC_i)(C_i+D_i)/3 - C_i(D_iA-BC_i)] - \sqrt{C_i}[BC_i^2/5 + C_i(D_iA-2BC_i)/3 - C_i(D_iA-BC_i)]\}/D_i^2 \dots\dots\dots (11)$$

装入方式の変更によつて見かけの安息角を変えたり、あるいは、o/c や coke base を変更したりする場合のガス流量分布が(10)式から推算できる。なお、(3)、(5)、(10)式から、 $\zeta=2/3$ の位置での層空間率、粒子径、ガス流量は、それらの装入条件に依存せず、いずれも断面平均値に等しくなることがわかる (Appendix II 参照)。

以上、ここでは、装入物が層頂でV型になる場合について理論解析を行なつたが、その考え方はV型以外の層頂形状 (たとえば、M型) の場合にも適用できる。

3. 半径方向分布を考慮した層状装入モデル

炉内の鉱石とコークスは、Fig. 1 に示すようにV型の形状で交互に層状をなして降下しているとす。鉱石層とコークス層の見かけの安息角が異なるために、それら各層の層厚が各半径位置によつて差異が生じその結果ガス流量だけでなく二層平均の o/c、粒子比熱、粒子・流体間伝熱係数、比表面積などの半径方向分布が生ずることになる。

$\zeta \sim \zeta + d\zeta$ の区間内で、ガスと粒子はともにピストン流れであるとして、前報¹⁶⁾で示した水平な層状装入モデルの考え方を適用すると、 i 番目のブロックにおける各層の非定常伝熱、総括物質収支、および、ガスの圧力損失を表わす各数式は、前報¹⁶⁾の(6)～(9)式、(17)～(27)式、および、(28)～(31)式と同形の式で示される。ただし、その区間を通過するガスの流量は本報の(10)式によつて推算する。

各層の総括収支式を導く場合には、炉体冷却に伴つて半径方向の第 m 番目のセルの各層から θ 時間内に流出する熱量 $Q_{i,m}$ を考慮して、 $Q_{i,m}$ を(12)式で表わした。

$$Q_{i,m} = 2\pi R_{i,m} \cdot \Delta_{j,i} \cdot (\xi'_m U) \int_0^\theta (T_m - t_w) d\theta - 2\pi R_{i,m-1} \cdot \Delta_{j,i} \cdot (\xi'_{m-1} U) \int_0^\theta (T_{m-1} - t_w) d\theta \dots\dots (12)$$

さらに、簡単化のために、 $Q_{i,m}$ を(13)式で表わすことも試みた。

$$Q_{i,m} = 2\pi R_{i,m} \cdot \Delta_{j,i} (\xi U) \int_0^\theta (T_m - t_w) d\theta \dots\dots (13)$$

(13)式を適用して各層の非定常伝熱式(前報¹⁶⁾の(6)、

(8)式)を $\theta=0 \sim \theta$ にわたつて積分すると、鉱石層とコークス層に流入するガス温度は、それぞれ、(14)、(15)式で示される。

$$T_{1,i} = L_{2,i} \cdot T_{2,i} + \gamma_{2,i} (\Delta_{2,i}/\Delta_i) (t_{2,i} - M_{2,i} \cdot t_{2,i-1} - \Delta T_{o,i} - \Delta T_{l,i}) + N_{2,i} (T_{2,i} - t_w) \dots\dots\dots (14)$$

$$T_{2,i+1} = L_{1,i} \cdot T_{1,i} + \gamma_{1,i} (\Delta_{1,i}/\Delta_i) (t_{1,i} - M_{1,i} \cdot t_{1,i-1} - \Delta T_{c,i}) + N_{1,i} (T_{1,i} - t_w) \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $N_{j,i}$ は半径方向の熱移動に関する無次元因子であり、(16)式で定義する。各層の層厚 $\Delta_{j,i}$ と i 番目のブロックの高さ Δ_i は(17)式で示される。なお、他の因子の定義は、水平な層状装入の場合と同じである (前報¹⁶⁾参照)。

$$N_{1,i} \equiv 2\pi \zeta R_i \cdot \Delta_{1,i} \cdot (\xi U) / (F_{2,i+1} \cdot \rho_{2,i+1} \cdot c_{2,i+1}), N_{2,i} \equiv 2\pi \zeta R_i \cdot \Delta_{2,i} \cdot (\xi U) / (F_{1,i} \cdot \rho_{1,i} \cdot c_{1,i}) \dots\dots\dots (16)$$

$$\Delta_{1,i} = \{V_1 + \pi R_i^2 \Lambda (2/3 - \zeta)\} / (\pi R_i^2), \Delta_{2,i} = \{V_2 - \pi R_i^2 \Lambda (2/3 - \zeta)\} / (\pi R_i^2), \Delta_i = \Delta_{1,i} + \Delta_{2,i} \dots\dots (17)$$

さて、前報で示した非定常伝熱式、総括物質収支式、ガスの圧力損失の式、および本報の総括熱収支式((14)、(15)式)を連立させて数値計算すると炉内のプロセス変数の軸および半径方向分布が求められるが、炉内壁基準の総括伝熱係数 U を $15 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{hr} \cdot ^\circ\text{C}$ とし (Appendix III 参照)、 ξ の値を

$$\xi = \zeta \dots\dots\dots (18)$$

で与えて (Appendix IV 参照)、半径方向に5分割と10分割した各場合についての実働高炉内の温度分布の計算結果を比較したところ、両者の間に顕著な差異は認められなかつた。このことから、炉内における伝熱では、軸方向での顕熱の移動や反応熱の生成が支配的であり、半径方向での顕熱の移動量は軸方向でのそれに比べて小さいものと推察される。したがつて、半径方向での熱の移動を(13)式のように簡単化して取り扱つても差し支えないものと考えられる。

4. 炉内状況の解析

ここでは、わが国で現在稼働中の D II 高炉を対象にして、炉頂・溶融帯間の炉内状況を電算機を用いて解析した結果について考察する。計算に採用した操作条件は前報¹⁶⁾で採用したものと同一である。

4.1 炉頂条件の決定

計算を実行するに当たつて、まず、炉頂における装入物、ガス流量、および、ガスの温度と組成の半径方向分布を初期値として設定する。

装入物の分布は、鉱石 ($j=2$) とコークス ($j=1$) の1回の装入量 V_j や、各層の見かけの安息角 α_j および

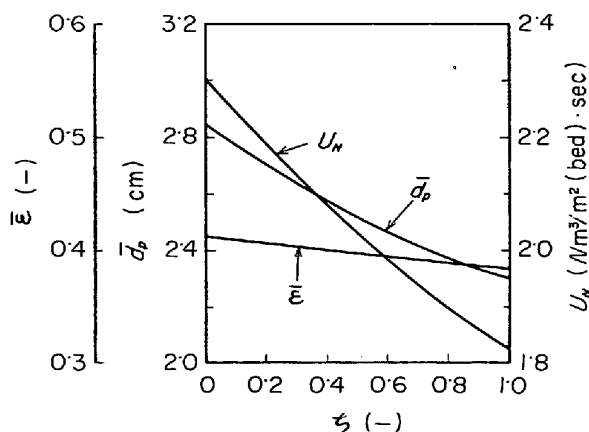


Fig. 2. Radial distributions of $\bar{\epsilon}$, $\bar{d}_p$ and u_N at the top of B.F. (D II). ($\bar{\epsilon}$: mean voidage, $\bar{d}_p$: mean particle diameter, u_N : superficial velocity of gas at the normal state)

炉頂部での高炉の直径が与えられると、(17)式を用いて各層の層厚 d_j の分布として表わされる。

ガス流量の分布は、炉頂・羽口間の総括物質収支から求められるシャフト内の全ガス流量 F と装入条件を与えて、(10)式から決定される。

Fig. 2 には、D II 高炉で $\alpha_1 = 25^\circ$, $\alpha_2 = 28^\circ$ (Appendix V 参照) として、炉頂の 1 番目のブロックにおける二層平均の空間率 $\bar{\epsilon}$ と粒子径 $\bar{d}_p$ 、およびガス流速 u_N の半径方向分布の計算結果を示した。中心軸上と周辺における $\bar{\epsilon}$ と $\bar{d}_p$ と u_N の各々の比の値は、それぞれ、1.07, 1.22, 1.26 であり、ガスは周辺部よりも中心部を流通する傾向があることがわかる。

炉頂におけるガスの温度と組成の分布については、実働高炉で実測する際、鉱石あるいはコークスの装入周期内 ($\theta = 0 \sim \theta$) にわたる時間平均の半径方向分布を測定することは困難であるが、全容積流量で平均した炉頂ガスの温度と組成の測定は容易であり、実際に、連続的に測定されている。

そこで、 θ 時間 (1 ブロックの装入周期) にわたって、炉頂ガスの容積流量で平均した炉頂ガスの温度や組成の各平均値 $\bar{\lambda}_0$ を (19) 式で表わし、右辺の $\lambda_0(\zeta)$ に、対象とする高炉 (ここでは B. F. (D II)) で、ある瞬間に実測した半径方向分布の代表的なパターンを与えて (19) 式から $\bar{\lambda}_0$ を計算し、その計算結果がその高炉で完全混合後の炉頂ガスの温度や組成の各実測結果に一致するように上記の半径方向分布のパターンを修正した。

$$\bar{\lambda}_0 = \{2\pi R_0^2 \int_0^1 \zeta \cdot u_N(\zeta) \cdot \lambda_0(\zeta) d\zeta\} / F, \quad (\lambda_0 = T_0, x_0, y_0, v_0, w_0) \quad (19)$$

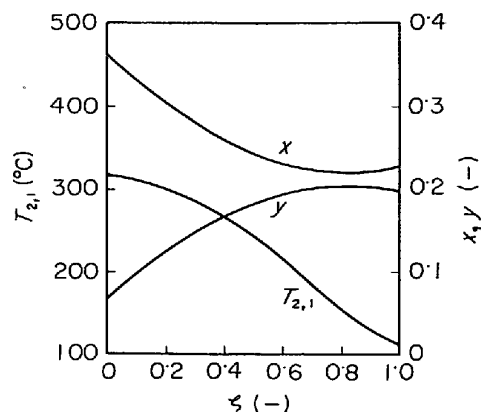


Fig. 3. Radial distribution of x , y and $T_{2,1}$ at the top of B.F. (D II). (x , y : molar fractions of CO and CO₂, respectively)

ただし、D II 高炉の数値解析では、 v_0 と w_0 の半径方向分布は無視した。上述のような手法で決定した D II 高炉の炉頂ガスの温度および CO と CO₂ の組成の半径方向分布を Fig. 3 に示した。

4.2 炉内状況の解析結果

前述の数学的モデルを、4.1 節で求めた炉頂での初期条件から出発して炉下部に向かって数値計算を行なうと、各半径位置における各種プロセス変数の軸方向分布が得られる。なお、ここでは、鉱石粒子の熔融は $1400^\circ C$ で起こるものとし、数値計算は熔融開始位置で打ち切った。電算機は、名古屋大学計算機センター FACOM 230-60 を使用したが、大型の D II 高炉を解析する場合の計算所要時間は半径方向に 5 分割した場合、約 70 秒であった。

(1) 軸方向での温度分布 各半径位置において求めたガス温度 T と粒子温度 t の計算結果は、前報¹⁶⁾と同様に振動して分布しているが、振動の幅は中心部で大きくなる傾向が認められる。

Fig. 4 には、各半径位置における時間平均で表わした t の軸方向分布を示した。同図によると、炉の中心近傍を除いて、どの半径位置でも上部と下部に 2 段階の熱保存帯が明確に形成されている。上部の熱保存帯の温度 t_{R1} については各半径位置によつて大きな差異があり、中心部で高く周辺部で低く ($\zeta = 0.3$ で $t_{R1} = 850^\circ C$, $\zeta = 0.9$ で $t_{R1} = 600^\circ C$) となり、その熱保存帯の長さは周辺部に向かうにつれて長くなる傾向がある。一方、下部の熱保存帯の温度 t_{R2} については、半径方向での差異が少なく、 $1000 \sim 1100^\circ C$ の範囲となつており、ソリューション・ロスが活発になる温度領域となつており、 t_{R2} はコークスの反応性に依存しているものと推察される。

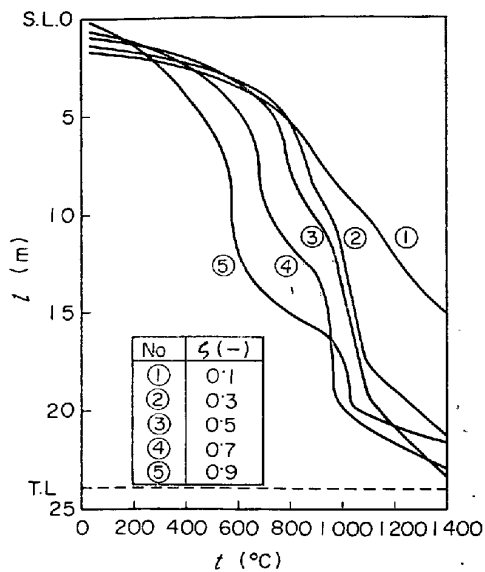


Fig. 4. Temperature distribution in B.F. (D II).

岡部ら⁶⁾は、垂直ゾンデを用いて実働高炉のシャフト内温度の軸方向分布を測定し、シャフトの中央部に従来の測定値よりも低い温度 (700~800°C) の熱保存帯の存在を認めたことを報告しているが、これは、 t_{R1} の温度を周辺部で測定したことによるものと推察される。

粒子温度が t_{R2} 以上になると、吸熱のソリューション・ロスがさらに活発に起こるために、ガスと粒子の温度は急激に変化するが、 o/c が大きい周辺部では、間接還元反応による CO_2 の生成も激しくなり、周辺部における温度変化が顕著になる。

(2) 半径方向での温度分布 炉頂・熔融帯間における粒子の等温線を 100°C 間隔で Fig. 5 に示した。炉頂付近では粒子温度は中心部よりも周辺部で高くなっているが、これは層頂の装入形状の影響を受けているためである。

一方、炉頂より 4~5m 下方の位置からシャフトの下部に至るまでの領域における粒子温度は、逆に、中心部で高く周辺部で低くなっている。これは、中心部に向かうほど、ガスの流量が増加するために h_p が大きくなり、また、ガスの流量が大きくなりまたガスの温度自体も高いので、粒子層が急速に加熱されること、 o/c とガス流量が半径方向に分布するために、次の (20) 式で表わされる二層平均の熱流比 $\bar{\gamma}$ が周辺部で大きく ($\bar{\gamma}=0.87$)、中心部で小さい ($\bar{\gamma}=0.72$) 値になっていること、あるいは、 o/c の増加に伴って周辺部の粒子層ほど間接還元 (この場合、 $Fe_3O_4 \rightarrow FeO$) の吸熱量が増大することなどによるものと考えられる。

$$\bar{\gamma} \equiv (\gamma_1 V_1 + \gamma_2 V_2) / (V_1 + V_2),$$

$$\gamma_j \equiv F_s \rho_b c_{sj} / (F \rho c), \quad (j=1, 2) \dots \dots \dots (20)$$

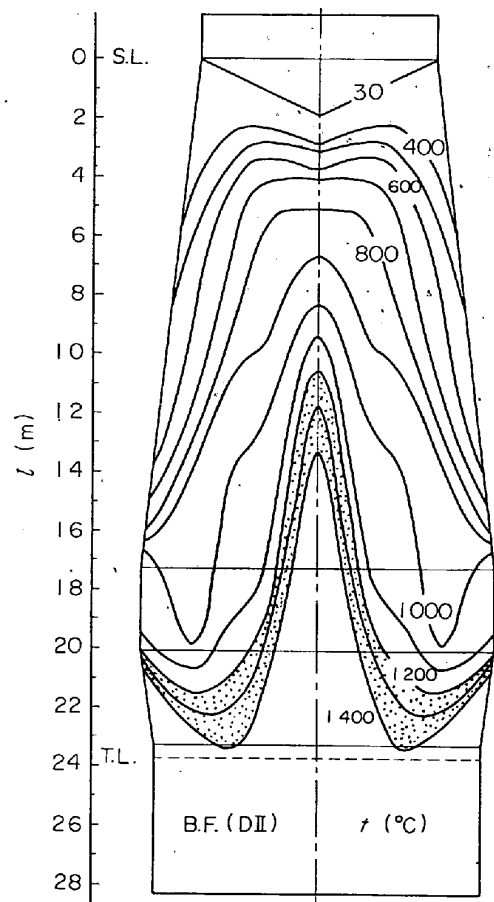


Fig. 5. Distributions of the isotherms in B.F. (D II).

炉内の温度分布は操業条件によっても異なるが、Fig. 5 に示した数値計算の結果は、KINNEY¹⁾がプローブによる実測結果に基づいて示したシャフト内部の等温線図とかなりよく似ていることがわかる。

(3) 熔融完結位置と炉芯 鉍石粒子が完全に熔融する温度を近似的に 1400°C とみなすと、溶け落ち位置の半径方向分布は 1400°C の等温線によつて示されることになる。すなわち、Fig. 5 の場合には、炉の中心部ではシャフト下部で、周壁部ではボッシュ上部で、また、中間部では羽口レベル直上で、それぞれ熔融を完結する結果になっている。

熔融完結位置より下方における固体はコークスだけと考えられるが、ここで、炉の中心から中間部にわたる領域で、熔融完結位置によつて囲まれた円錐状に近いコークス帯を炉芯とみなすと、Fig. 5 では、見かけの安息角が 80° 程度のかかなり細長い炉芯が存在していることになる。

最近、神原ら¹³⁾は、大型の実働高炉を吹き止めて解体調査を行ない、羽口付近からシャフトの中央部にわたつて円環状の融着層が多数存在していたことを報告してい

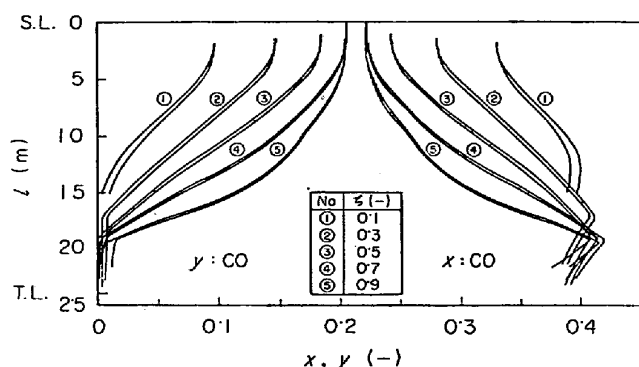


Fig. 6. Change in the molar fractions of CO₂ in B.F. (D II).

る。融着が始まる温度は荷重圧にも依存するが、Fig. 5 の場合の融着層は 1 200°C と 1 400°C の各等温線で囲まれた領域に存在しているものと推察され、この領域の分布パターンは前述の調査結果¹³⁾に類似している。

(4) CO と CO₂ 組成の分布 各半径位置における CO 組成 x と CO₂ 組成 y の軸方向分布を Fig. 6 に示す。各半径位置で x も y も振動するが、その変化幅を 2 本の曲線で示した。 x および y の半径方向分布は特にシャフト部において変化が著しい。

x はいずれの半径位置でも、ソリューション・ロスが活発になる温度領域で最大値 (約 0.4) となるが、振動の幅はこの x のピークが現われるレベルよりも上方では中心側で大きくなり、ピークのレベルよりも下方では周辺側で大きくなる傾向があることがわかる。また、 $(x+y)$ の値はピークのレベルよりも上方では一定値 (約 42%) になるが、ピークのレベルよりも下方に向かうにつれて減少し、溶融位置ではいずれの半径位置でも約 39% になっている。なお、 $\zeta=0.7$ の半径位置における x の最大値が他の半径位置に比べて多少大きくなっているのは、そのレベルよりも下方の温度が低いために、鉍石の間接還元による CO の CO₂ への転化が遅いことと、周辺部のガス流量が少ないために、ソリューション・ロスによる CO の増加が x の値に大きく影響することに帰因しているものと考えられる。

CO ガスの利用率を $\eta = 100 \cdot y / (x+y) \%$ で定義するとき、粒子温度が 600~800°C 以下の場合には η がほぼ一定値 η_s となり、1 000~1 100°C 以上になるとソリューション・ロスが活発になるために η の値は急激に低下してどの半径位置でも 1~3% 程度の値になる。中間の温度域 (800~1 000°C) では η は FeO-Fe の平衡曲線に近い変化するという計算結果になった。この傾向は炉壁近傍でプローブを用いて得られた従来の調査結果⁶⁾²¹⁾と一致しているが、 η_s の値は半径方向で大きく異なつて

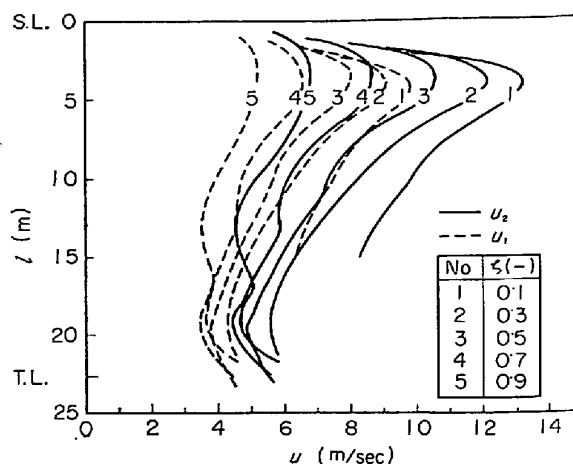


Fig. 7. Change in the gas velocities in B. F. (D II). (u_1 , u_2 : gas velocities in the coke layer and the ore layer, respectively)

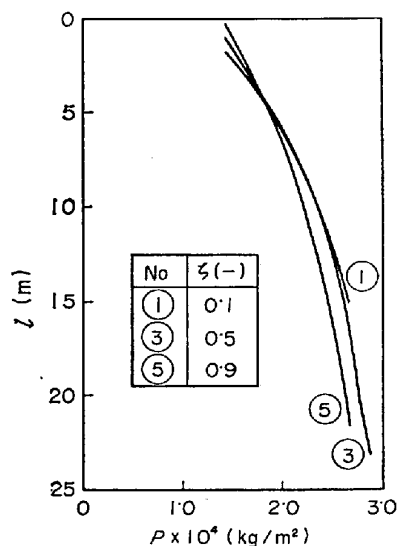


Fig. 8. Change in the gas pressure in B. F. (D II).

おり、 $\zeta=0.1$, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 の各半径位置における η_s の値は、それぞれ、約 23, 34, 43, 48, 48% の値になっている。

(5) ガス流速の分布 Fig. 7 は、ガス流速の軸方向分布を各半径位置について示したものである。図中で u_1 と u_2 は、それぞれ、コークス層内と鉍石層内における流速であり、どの半径位置でも層頂から下方の 3~4m 付近でガス流速が最大となつていくことがわかる。またガス流速の半径方向分布は、中心部で速く周辺部では遅いパターンとなり、とくに炉頂部付近での半径方向分布は顕著になつていく。

(6) ガス圧力の分布 Fig. 8 に各半径位置におけるガス圧力 P の軸方向分布を示す。炉頂近傍では中心部

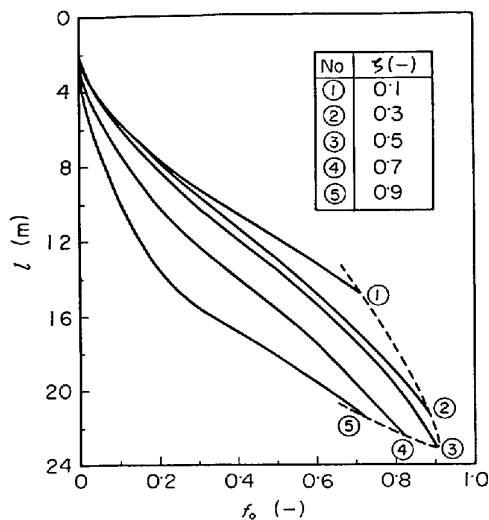


Fig. 9. Change in the fractional reduction (f_0) in B. F. (DII).

よりも周辺部で P が高くなっているが、これは装入線形状の効果によるものである。POLTHIER¹⁸⁾ は装入線が V 型の等温充填層 (筒径 D) で流通ガスの圧力を測定し、装入線の影響の及ぶ範囲は V 型の層頂を水平にならした場合の層頂レベルから下方約 $0.5D$ の距離までであると報告している。D II 高炉の場合には $0.5D$ は炉頂部で 4m 程度となるが、Fig. 8 ではストックライン (Fig. 1. 参照) の下方 4~5m で圧力が各半径位置でほぼ等しくなっている。ストックラインからの距離が 5m 以上になると、 P は炉頂部とは逆に、中心部で高く周辺部で低くなる。なお、下方にゆくにつれて、軸方向における圧力勾配は各曲線とも一定になる傾向を示しており、 P の半径方向分布のパターンの軸方向での変化は小さく、この結果は KINNEY¹⁾ の実働高炉での測定結果と類似している。

(7) 鉱石還元率の分布 還元率 f_0 の各半径位置における軸方向分布を Fig. 9 に、また、炉内の等還元率線を Fig. 10 に示す。両図において、破線は粒子温度が 1400°C に達した点を表わしており、計算は 1400°C で打ち切った。

Fig. 9 から、還元速度はどの半径位置でも炉の上部で遅く、中央部で急激に加速され、還元率が高くなると再び減少する傾向があること、また、炉の上部においては中心部で速く周辺部で遅くなっていることがわかる。Fig. 10 でも、還元率は中心部で高く周辺部で低い分布になっている。

BYALYI⁴⁾ は稼働幅の高炉のシャフトにプローブを挿入して、三種のレベルにおける還元率の半径方向分布を測定した結果、高温の中心部における還元率と低温の周

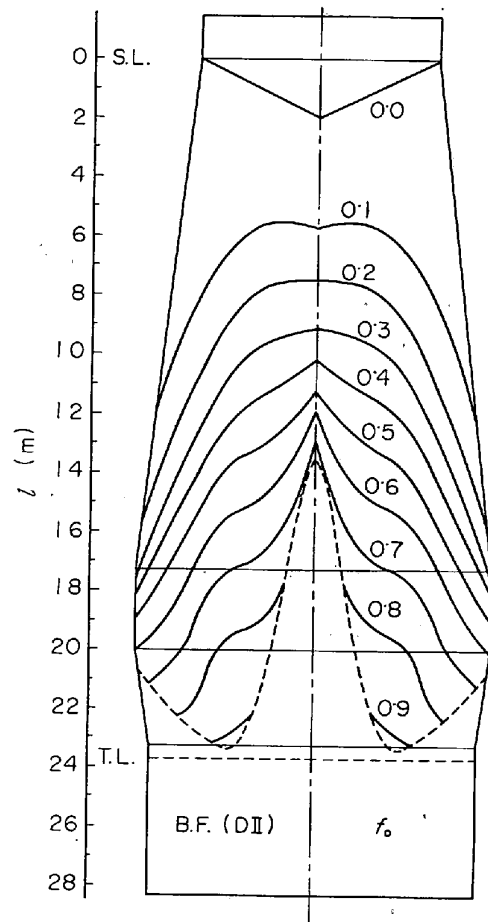


Fig. 10. Distributions of the equi-fractional reduction in B. F. (D II).

辺部 (o/c 大) でのそれとでは大きな差異があり、それぞれ、シャフト中段では 45% と 15% 程度、シャフト下段では 80% と 20% 程度ということを報告しているが、Fig. 10 に示した計算結果は BYALYI の実測結果とほぼ一致していることがわかる。

なお、Fig. 9 から、D II 高炉の 1400°C における f_0 の値は、 $\zeta=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ の各位置で、それぞれ、約 71, 88, 90, 82, 73% となっている。すなわち、中間部では間接還元率が高いため、熔融 FeO の直接還元はかなり少なくなることが推察される。

5. 結 言

前報¹⁶⁾で示した水平な装入物層を設定した層状装入モデルを拡張して、新たに炉頂・熔融帯間にわたるプロセス変数の半径方向分布を考慮した層状装入の数学的モデルを提出した。

次に、そのモデルを使用して、わが国で現在稼働中の大型高炉 (D II) の炉内状況について数値計算を行ない、温度、ガス組成、ガスの線速度、および鉱石の還元率のような各種プロセス変数や鉱石の軟化熔融帯 ($1200\sim$

1400°C の温度領域) が半径方向でかなり顕著に変化していることを定量的に示した。炉内状況の解析結果は、従来のプローブを用いた調査結果 (たとえば、文献 1)) や解体調査の結果 (たとえば、文献 13)) に類似しているものと考えられる。

本モデルによれば、操業条件と炉頂における測定可能な情報に基づいて、実働高炉の炉内状況を比較的短時間で計算することができ、合理的な操業条件の決定に本モデルは有用になるものと考えられる。

Appendix I

(5)式は、ブロック i の半径方向位置 ζ における coke 層, ore 層, ブロック i の各層厚 $d_{1,i}, d_{2,i}, d_i$ ((17)式で定義) を用いて表わせれば (A-1) 式となる。

$$d_i / \left(\frac{d_p \varepsilon}{1 - \varepsilon} \right) = d_{1,i} / \left(\frac{d_{p1} \varepsilon_1}{1 - \varepsilon_1} \right) + d_{2,i} / \left(\frac{d_{p2} \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_2} \right) \dots (A-1)$$

ところで、相当直径 D_p は

$$D_p = \frac{4(\text{空隙容積})}{(\text{粒子表面積})} = \frac{4V\varepsilon}{6V(1-\varepsilon)/(\phi d_p)} = \frac{2\phi d_p \varepsilon}{3(1-\varepsilon)} \dots (A-2)$$

で表わされるが、形状係数には $\phi = \phi_1 = \phi_2^{16)}$ の関係があるから、(A-1) 式では二層が積層している場合の総括的な相当直径 $\bar{D}_p$ を各層の D_{pj} ($j=1, 2$) の調和平均として表わしたことになる。

Appendix II

$\zeta=2/3$ のとき、層空間率は、(3)式より

$$\bar{\varepsilon}(\zeta) = A + (2/3)B = (V_1 \varepsilon_1 + V_2 \varepsilon_2) / (V_1 + V_2) \equiv \varepsilon_{AV} \dots (A-3)$$

粒子径については、(5)式より

$$\bar{d}_p(\zeta) = \frac{d_i(1-\varepsilon_{AV})}{\varepsilon_{AV}(C_i + 2D_i/3)} = \frac{1-\varepsilon_{AV}}{\varepsilon_{AV}} \cdot \frac{V_1 + V_2}{(V_1/D_{p1}) + (V_2/D_{p2})} \dots (A-4)$$

となる。すなわち、

$$\begin{aligned} \frac{\bar{d}_p(\zeta) \cdot \varepsilon_{AV}}{1 - \varepsilon_{AV}} &= \frac{V_1 + V_2}{(V_1/D_{p1}) + (V_2/D_{p2})} \\ &\equiv D_{p,AV} = \frac{d_{p,AV} \cdot \varepsilon_{AV}}{1 - \varepsilon_{AV}} \dots (A-5) \end{aligned}$$

となるので、とくに $\zeta=2/3$ の場合には (A-5) から (A-6) 式となる。

$$\bar{d}_p(2/3) = d_{p,AV} \dots (A-6)$$

なお、ガス流量については、(A-3)、(A-6) 式より、 $\zeta=2/3$ で空間率、粒子径が断面平均値となるため、ガス流速も断面平均値をとるが、これは (10) 式の計算から $u_N = F/2\pi R_z^2$ となること、あるいは、(1) 式と (8) 式か

ら次の (A-7) 式が書けることからわかる。

$$\left(\frac{\partial P}{\partial l} \right)_{AV} = \frac{\rho}{g_c} \cdot \frac{(1 - \varepsilon_{AV}) \psi \cdot u(\zeta)^2}{\phi \cdot d_{p,AV} \cdot \varepsilon_{AV}} \dots (A-7)$$

Appendix III

前報¹⁶⁾で推算した U の値は、通常の炉壁厚においては 5~20 kcal/m²·hr·°C の値をもつことが推測されるが、SEMIKIN ら²³⁾の 2000m³ 高炉における熱損失量の測定結果から U を推算しても炉胸から朝顔の領域では $U=8\sim 18$ となる。ここでは概略値として $U=15$ を採用したが、 U の値を 10~15 に変化させても溶融帯の位置変化は数 10cm 以内という計算結果となり、 U の感度はかなり小さいものと判断される。

Appendix IV

ξ について：炉体冷却に伴って半径方向に移動する熱流束を、有効熱伝導度 k_e を用いて (A-8) 式で表わす。

$$q_m = -k_e(\partial T/\partial r) \dots (A-8)$$

さらに、 q_m を (A-9) 式で表わすことにする。

$$q_m = \xi U(T - t_w) \dots (A-9)$$

(A-8) 式と (A-9) 式から

$$\xi = -k_e(\partial T/\partial r) / \{U(T - t_w)\} \dots (A-10)$$

ξ の値は、炉内壁 $r=R$ では

$$-k_e(\partial T/\partial r) = U(T - t_w) \dots (A-11)$$

が成立するから、(A-10) 式から $r=R(\zeta=1)$ では $\xi=1$ である。また、中心軸上では温度分布が対称であるとして、 $\partial T/\partial r=0$ 、したがって、 $\xi=0$ とおける。

さて、円筒形充填層における k_e は (A-12) 式で表わされる²⁴⁾。

$$k_e = \frac{G_c(\partial T/\partial l)_l}{\partial^2 T/\partial r^2 + (1/r)(\partial T/\partial r)} \dots (A-12)$$

ここで、充填層における温度分布の実測データ²⁵⁾を微分して $\partial T/\partial l$, $\partial^2 T/\partial r^2$, $\partial T/\partial r$ を求め、(A-12) 式から k_e を求めたところ、($\zeta=0$, $\xi=0$) と ($\zeta=1$, $\xi=1$) の二点を結ぶ直線にほぼ近い曲線が得られた。そこで本研究では近似的に (18) 式を採用した。

$$\xi = \zeta \dots (18)$$

なお、 ξU の感度を検討するために、 $Q_{i,m}$ を (13) 式で表わした場合には、半径方向への熱移動量の効果は半径方向でのセルの分割数に依存することになるが、5 分割と 10 分割における計算結果においてほとんど差異がみられなかつた。したがって、半径方向への熱移動量は軸方向での熱移動量や生成熱量に比べて小さいことがわかり、このことは ξU の感度が小さいことを示している。

Appendix V

操業中の実炉内における安息角は実測が困難であるが下記の模型実験での測定値を参考にして、 $\alpha_1=25^\circ\text{C}$,

$\alpha_2 = 28^\circ$ に定めた.

(1) 駒木: 釜石技報 8 (1959) 3, p. 1~8

1/4 模型による実測値

S. L. = 1.5m の場合 $\alpha_1 = 25 \sim 33^\circ$, $\alpha_2 = 27 \sim 35^\circ$

S. L. = 2.0m の場合 $\alpha_1 = 23 \sim 30^\circ$, $\alpha_2 = 20 \sim 34^\circ$

(2) D社私信 (1966)

1/30 模型による実験値を実炉に換算した報告

coke base = 11t, S.L. = 3m, ベル降下時間 14sec で

o/c = 2.9 の場合 $\alpha_1 = 25.5^\circ$, $\alpha_2 = 28.2^\circ$,

o/c = 3.4 の場合 $\alpha_1 = 26.2^\circ$, $\alpha_2 = 28.9^\circ$

なお, 本報で解析した DII 高炉は D 社の高炉である.

記 号

A : (4) 式で定義される因子 (—)

B : (4) 式で定義される因子 (—)

C : (6) 式で定義される因子 (—)

c : ガスの比熱 (kcal/kg $\cdot^\circ$ C)

c_{sj} : j 層 ($j=1, 2$) の組成平均の粒子比熱 (kcal/kg $\cdot^\circ$ C)

D : (6) 式で定義される因子 (—)

d_{pj} : j 層 ($j=1, 2$) の粒子径 (m)

$\bar{d}_p$: コークス層と鉬石層の二層について平均した粒子径 (m)

E : (11) 式で定義される因子 (—)

F : ガスの容積流量 (Nm³/hr)

F_s : 粒子の容積流量 (m³(one block)/hr)

f_o : 鉄鉬石の還元率 (—)

g_c : 重力換算係数 (kg $\cdot$ m/kg $\cdot$ hr²)

h_p : 粒子・流体間伝熱係数 (kcal/m² $\cdot$ hr $\cdot^\circ$ C)

L_j : 前報¹⁶⁾の(14)式と(16)式で定義した因子 (—)

l : ストックラインから下方への距離 (m)

M_j : 前報¹⁶⁾の(14)式と(16)式で定義した因子 (—)

N_j : 半径方向への熱移動を表わす無次元因子 ((16)式で定義) (—)

P : ガス圧力 (kg/m²)

Q : θ 時間に半径方向へ移動する熱量 (kcal)

R_i : ブロック i の平均炉内半径 (m)

Re_p : コークス層と鉬石層の二層について平均した粒子レイノルズ数 ((2)式で定義) (—)

r : 炉の中心からの半径方向距離 (m)

T : ガス温度 ($^\circ$ C)

$\Delta T_o, \Delta T_l, \Delta T_o$: 前報¹⁶⁾の(14)式と(16)式で定義した因子 ($^\circ$ C)

t_j : j 層 ($j=1, 2$) の粒子温度 ($^\circ$ C)

t_R : 熱保存帯の温度 ($^\circ$ C)

t_w : 冷却水温度 ($^\circ$ C)

U : 炉内壁基準の総括伝熱係数 (kcal/m² $\cdot$ hr $\cdot^\circ$ C)

u : ガスの線速度 (m/hr)

u_N : 空塔基準のガス流量 (Nm³/m²(bed) $\cdot$ hr)

V_j : 1 チャージの j 層 ($j=1, 2$) の容積 (m³)

v : 炉内ガス中の水蒸気のマール分率 (—)

w : H₂ のマール分率 (—)

x : CO のマール分率 (—)

y : CO₂ のマール分率 (—)

α_j : j 層 ($j=1, 2$) の見かけの安息角 (—)

Γ : (16) 式で定義される因子 (1/m)

γ_j : j 層の熱流比 ((20) 式で定義) (—)

$\bar{\gamma}$: コークス層と鉬石層の二層について平均した熱流比 ((20) 式で定義) (—)

Δ_i : ブロック i の層厚 (m)

$\Delta_{j,i}$: ブロック i における j 層 ($j=1, 2$) の層厚 (m)

ε_j : j 層 ($j=1, 2$) の空間率 (—)

$\bar{\varepsilon}$: コークス層と鉬石層の二層について平均した空間率 (—)

ζ : 炉中心からの無次元の半径方向距離 ($\zeta = r/R_i$) (—)

η : CO ガスの利用率 (%)

θ : 各ブロック内における粒子の滞留時間 (hr)

θ : 時間 (hr)

A : (4) 式で定義される因子 (—)

ν : ガスの動粘性係数 (m²/hr)

ξ : U の補正係数 ((13) 式で定義) (—)

ξ' : U の補正係数 ((12) 式で定義) (—)

ρ : ガス密度 (kg/Nm³)

ρ_{bj} : j 層 ($j=1, 2$) のかさ密度 (kg/m³(j -bed))

ϕ : 粒子の形状係数 (—)

$\bar{\phi}$: コークス層と鉬石層の二層について平均した ϕ

Ψ : ERGUN の抵抗係数 (—)

$\bar{\Psi}$: コークス層と鉬石層の二層について平均した Ψ ((2) 式で定義) (—)

(添字)

0: 炉頂, i : 炉頂から下方へ数えたブロック番号,

j : 層番号, $j=1, 2$ (1: コークス層, 2: 鉬石層),

m : 中心から半径方向に数えたセル番号

文 献

- 1) S. P. KINNEY: Techn. Paper Bur. Mines, Nr. 442(1929); ref. Stahl u. Eisen, 49(1929) 11, p. 1728~1731
- 2) B. L. LAZAREV, B. I. KITAEV and Yu. G. YAROSHENKO: Stal in Eng. (1961) 3, p. 162~167
- 3) B. L. LAZAREV, B. A. BOKOVIKOV, N. M. BABUSHKIN, V. N. TIMOFEEV, V. V. CHERVOT-

- KIN, and S. I. PRIVALOV: *Stal in Eng.*, (1965) 6, p. 429~433
- 4) L. A. BYALYI and A. P. KOTOV: *Stal in Eng.*, (1966) 12, p. 956~962
- 5) 藤井, 田村, 田口, 国井, 西田: 鉄と鋼, 54 (1968) 12, p. 1241~1259
- 6) 岡部, 浜田, 渡辺: 鉄と鋼, 55(1969) 9, p. 764 776
- 7) Z. I. NEKRASOV, V. L. POKRYSHKIN, P. G. NETREBKO, A. A. ZALOGA, M. T. BUZOVERYA, V. T. OS'KIN, E. Ya AKSENICH, I. Ya. BRAININ, V. E. GERASHCHENKO, B. F. MARDERAND and V. I. BONDARENKO: *Stal in Eng.*, (1970) 7, p. 502~509
- 8) B. N. STARSHINOV, Yu. A. ORLOV, A. G. KHORUZHII, Yu. V. VYAZOVSKII, S. V. VASIL'EV, G. G. LUKASHOV, and G. B. RAVINOVICH: *Stal in Eng.*, (1970) 9, p. 849~853
- 9) J. J. BOSLEY, B. MELCHER and M. M. HARRIS: *J. Metals*, 11(1959) 9, p. 610~615
- 10) K. KODAMA and S. HASHIMOTO: *Proceedings of ICSTIS, Part 1*, (1971), p. 112~117 [ISIJ]
- 11) 安藤, 宮下, 下間, 鐮木, 山田: 日本鋼管技報, (1971) 54, p. 471~485
- 12) 館: 学振 54 委, No 1227 (1972)
- 13) 神原, 萩原, 佐々木, 奥野, 片山, 吉沢: 鉄と鋼, 59(1973) 9, 第 86 回講演大会, 討論概要, A77 ~80
- 14) 梶川, 隅田, 吉越, 福島, 鴨志田, 福山: 鉄と鋼, 59(1973) 9, 同上, A81~84
- 15) A. K. LAHIRI and V. SESHADRI: *JISI*, 207 (1969), p. 293~307
- 16) 桑原, 靱: 鉄と鋼, 61(1975)3, p. 3~13
- 17) 全, 館: 鉄と鋼, 59(1973) 11, S 331
- 18) K. POLTHIER: *Arch. Eisenhüttenw.*, 37(1966), p. 453~462
- 19) V. KALINOVSKI, M. A. GRINKOV, L. Z. KHODAK and V. Yu. KAGANOV: *Stal in Eng.*, (1968) 2, p. 98~101
- 20) S. ERGUN: *Chem. Eng. Progr.*, 48(1952), p. 89~94
- 21) E. SCHÜRMANN, W. ZISCHKALE, P. ISCHEBECK and G. HEYNERT: *Stal u. Eisen*, 80(1960), p. 854~861
- 22) K. POLTHIER: *Arch. Eisenhüttenw.*, 37(1966), p. 368
- 23) I. D. SEMIKIN, G. T. TSYGANKOV, A. V. BORODULIN, I. P. VASKO, M. S. KRUSKAL and V. P. MIRSHABKA: *Izv. VUZov, Cher. Met.*, (1972)8, p. 159~163
- 24) C. A. COBERLEY and W. R. MARSHALL: *Chem. Eng. Prog.*, 47(1951), p. 141
- 25) J. M. SMITH: *Chemical Engineering Kinetics*, (1956), p. 294 [McGraw-Hill]