

高炉溶融帯・羽口間の動特性の理論解析*

70577

堀尾正鞆**・鞭

巖***

Theoretical Analysis on the Dynamic Characteristics of Blast Furnace
in the Region between Melting Zone and Tuyere Level

Masayuki HORIO and Iwao MUCHI

Synopsis:

A mathematical model for analysing the dynamic characteristics of blast furnace in the region between melting zone and tuyere level are developed in this paper. On the basis of this model, the fundamental informations on the responses of both the location of melting zone and temperature of molten materials at the tuyere level to the step changes of blast temperature, steam ratio, blast volume and oil-injection rate have been obtained with the aid of digital computer.

Three principal time constants, i.e., time constant concerning the accumulation of materials in melting zone, one related to the accumulation of heat in coke zone supposedly located below melting zone and one connected with the shifting process of melting zone, have been taken into account in the analysis. It has been found that the shifting process of melting zone affects severely on the dynamic behavior of blast furnace, since the time constant connected with this process becomes large value such as several hours.

(Received Feb. 12, 1970)

1. 緒 言

定常操業下での高炉の諸特性は、最近、次第に解明されてきているが、高炉操業では、さらに、炉況を安定に保つための制御アクションをより合理的に決定することが望まれている。このためには、炉の動特性を知る必要があるが、高炉のような向流反応操作は、本来、分布定数系であり、この特性に加えて、多変数間のフィードバック効果を伴うため、炉全体の動特性は単純ではないことが予想される。

高炉の動特性に関する研究の発表は、理論と実験の両方ともにまだ少ない現状である。FIELDEN¹⁾は、連立差分方程式に基づいてデジタル・シミュレーションを行ない、送風温度、重油吹き込み量、コークス配合比などのステップ変化に伴う炉頂ガスの組成と温度、出銑温度などの応答を求めた。また、STAIB²⁾は、送風量一定の場合についてステップ応答実験を行ない、炉の動特性を一次おくれ要素とむだ時間要素とにより近似的に表現し、モデルに含まれるパラメーターを決定している。

しかし、微分方程式に基づく炉全体のデジタル・シミュレーションでは、計算が長時間にわたる傾向があるので、できるかぎり簡単なモデルで、炉の動特性を総括的に表現することが望まれる。

ここでは、高炉を、溶融帯よりも上部の固気反応帯

と固・液・気の3相が存在する溶融帯・羽口間の部分とに分けて考え、とくに後者に着目して動的モデルを展開し、この部分が高炉の動特性にどのような役割を持っているかを、理論的に検討する。

2. 溶融帯・羽口間の動的モデル

鉾石が溶融を開始するレベルと羽口先燃焼帯の下端レベルとの間を、Fig. 1(a)のように、溶融帯、コークス帯、羽口先燃焼帯の3種の部分に分割して考える。溶融帯と羽口先燃焼帯の占める容積はともにコークス帯の容積に比して小さく、これらの部分での諸変数の分布が動特性に及ぼす効果も小さいと考えられるので、溶融帯と羽口先燃焼帯はともに集中定数系として近似的に表現し、これらの部分での諸変数の分布を無視する。両者の中間にあるコークス帯は分布定数系として扱い、諸変数の軸方向分布を考慮する。

各部分での主要な反応としては、コークス帯では溶融ウスタイトの直接還元反応、羽口先燃焼帯では、コークスの燃焼反応、コークスと水蒸気の反応、および重油の燃焼反応を考える。溶融帯では直接および間接還元反応

* 昭和44年3月本会講演大会にて発表

昭和45年2月12日受付

** 名古屋大学工学部

*** 名古屋大学工学部 工博

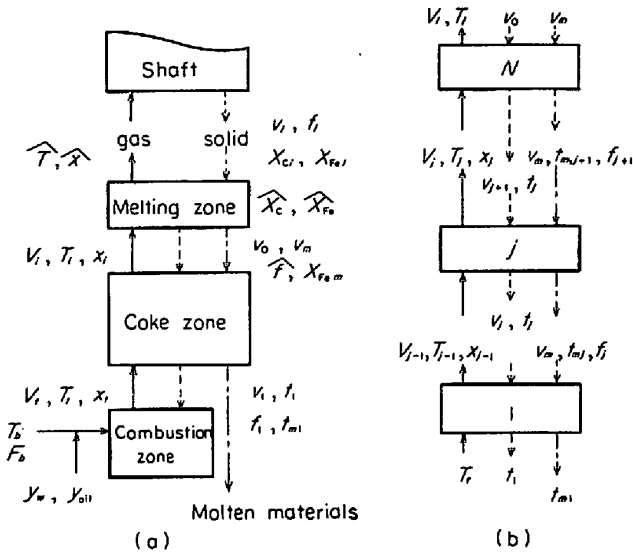


Fig. 1. (a) Divided zone of blast furnace.
(b) Coke zone which consists of N-cells.

などの反応はすべて無視した。

2.1 コークス帯のモデル

熔融ウスタイトの直接還元反応の総括反応速度は(1)式で示される。

$$R_3^* = k_3 a_{\text{eff}} \{1.5 \rho_m X_{\text{Fem}} (1-f)\}^2 \dots (1)$$

コークス帯での融体の温度変化を考慮するために、固・液・気3相間の伝熱を各相間の総括伝熱係数を使用して表わす。

コークス帯の熱および物質の収支は、Fig. 1 (b) に示すような槽列モデルに基づいて行なうが、ガスおよび融体の滞留時間は固体粒子の滞留時間に比べてはるかに短いため、ガスと融体に関連するプロセス変数の時間に関する導関数はすべて無視する。

第j槽の回りで、ガスの全物質収支から(2)式、COに関する物質収支から(3)式、固体側の物質収支から(4)式、融体中の酸素に関する物質収支から(5)式、さらに、ガス、融体、固体についての熱収支から、それぞれ(6)、(7)、(8)式が得られる。

$$V_j = V_{j-1} + AR_{3,j}^* \Delta z_j \dots (2)$$

$$x_j = (V_{j-1} x_{j-1} + AR_{3,j}^* \Delta z_j) / V_j \dots (3)$$

$$v_{j+1} = v_j + AR_{3,j}^* \Delta z_j \dots (4)$$

$$f_j = f_{j+1} + AR_{3,j}^* \Delta z_j \rho_m / 1.5 v_m X_{\text{Fem}} \dots (5)$$

$$T_j = \frac{c_g V_{j-1} T_{j-1} + A(U_{\text{ags}} t_j + U_{\text{agm}} t_{m,j}) \Delta z_j - A q_w \Delta z_j}{c_g V_j + A(U_{\text{ags}} + U_{\text{agm}}) \Delta z_j} \dots (6)$$

$$t_{m,j} = \frac{c_m v_m t_{m,j+1} + A(U_{\text{asm}} t_j + U_{\text{agm}} T_j) \Delta z_j + A \alpha (-\Delta H_3) R_{3,j}^* \Delta z_j}{c_m v_m + A(U_{\text{asm}} + U_{\text{agm}}) \Delta z_j} \dots (7)$$

$$\frac{dt_j}{d\theta} = \frac{c_c (v_{j+1} t_{j+1} - v_j t_j) + A U_{\text{ags}} (T_j - t_j) \Delta z_j + A U_{\text{asm}} (t_{m,j} - t_j) \Delta z_j + A (1-\alpha) (-\Delta H_3) \times R_{3,j}^* \Delta z_j - A \rho_c c_c (1-\epsilon) t_j \{d(\Delta z_j)/d\theta\}}{A \rho_c c_c (1-\epsilon) \Delta z_j} \dots (8)$$

ここで、(8)式中の $d(\Delta z_j)/d\theta$ を次式のように与える。Nは熔融帯直下の、すなわちコークス帯の最上槽の番号である。

$$\frac{d(\Delta z_j)}{d\theta} = \begin{cases} 0 & (j \neq N) \\ dl_2/d\theta & (j = N) \end{cases} \dots (9)$$

また、コークス帯全体についての粒子、ガスおよびCOに関する総括的物質収支から(10)、(11)、(12)式が得られ、コークス帯での総括的な熱収支から(13)式が得られる。

$$v_{z_2} = v_1 + 1.5 (f_1 - \hat{f}) v_m X_{\text{Fem}} \dots (10)$$

$$V_i = V_t + 1.5 (f_1 - \hat{f}) v_m X_{\text{Fem}} \dots (11)$$

$$x_i = \{V_t x_t + 1.5 (f_1 - \hat{f}) v_m X_{\text{Fem}}\} / V_i \dots (12)$$

$$T_i = \left(\frac{\beta + c_c v_{z_2} t_{m1} - \{c_m (t_{m1} - t_{m1}) - 1.5 (f_1 - \hat{f}) X_{\text{Fem}} (-\Delta H_3)\} v_m - A q_w l_2}{-A (1-\epsilon) \rho_c c_c d \left(\int_0^{l_2} t dl \right) / d\theta} \right) / c_g V_i \dots (13)$$

ただし、 β は次式のように定義する。

$$\beta = c_g V_t T_t - c_c v_1 t_1 \dots (14)$$

2.2 熔融帯のモデル

熔融帯を集中定数系と考え、鉄鉱石およびスラグは一定温度 t_{m1} で熔融するものと仮定すると、厚さYの熔融帯から流下する融体のモル流量 v_m は伝熱量に比例するため、(15)式で示される。

$$v_m = Ah_p a (\hat{T} - t_{m1}) Y / L_{m1} \dots (15)$$

熔融体の上端での固体の流量は、下端でのコークスの流量に融解速度を加えたものになり、(16)式で表わされる。

$$v_{z_1} = v_{z_2} + v_m \dots (16)$$

非定常状態では、熔融帯に流入する固体のモル流量 v_i は、熔融帯上端での固体のモル流量 v_{z_1} に熔融開始位置 z_1 の変化速度を考慮して、(17)式で表わされる。

$$v_i = v_{z_1} - (1-\epsilon) \rho_c (dz_1/d\theta) A \dots (17)$$

また、熔融帯から排出されるコークスの流量は融解速度に比例すると考えると、炭素収支から(18)式が書ける。

$$v_p = v_m \hat{X}_c / (1 - \hat{X}_c) \dots (18)$$

(18)式で与えられる v_0 と(10)式の v_{z_1} は、いずれも熔融帯下端でのコークスのモル流量であるが、両者は以下に述べるように定義が異なっている。

コークスの下方への移動速度は、(10)式からわかるように主として羽口での燃焼速度によって決まる。そこ

で、もし融解速度が速くなると、固体中のコークス以外の可溶物は溶け落ちてコークスだけが残り、溶融帯は上方に移動する。このような溶融帯の位置変化過程を表わすために、溶融帯の下端とともに移動する移動座標を基準にして観測されるコークスのモル流量を v_0 で表わした。これに対し v_{z_2} は固定座標を基準にして観測したコークスのモル流量である。溶融帯上端でのモル流量 v_i ((17)式で定義)と v_{z_1} ((16)式で定義)も、それぞれ v_0 と v_{z_2} 同様な座標に基づくものである。

さて、固体中の C, Fe, O の各物質収支から (19), (20), (21)式が得られる。

$$d\hat{X}_C/d\theta = v_i(X_{Ci} - \hat{X}_C)/(1-\epsilon)\rho_c YA \dots (19)$$

$$d\hat{X}_{Fe}/d\theta = v_i(X_{Fei} - \hat{X}_{Fe})/(1-\epsilon)\rho_c YA \dots (20)$$

$$d\hat{f}/d\theta = \{v_i(f_i - \hat{f})/(1-\epsilon)\rho_c YA\} (X_{Fei}/\hat{X}_{Fe}) \dots (21)$$

溶融帯でのガス温度は、ガス側での熱収支から(22)式のように表わされる。

$$\hat{T} = \{c_g V_i T_i + (h_{pat_{m1}} - q_w) YA\} / \{c_g V_i + h_{pa} YA\} \dots (22)$$

溶融帯の上端と下端の位置、および、溶融帯の厚さ Y の変化は、それぞれ(23), (24), (25)式で与えられる。

$$dz_1/d\theta = -dl_1/d\theta = v_{z_1}/(1-\epsilon)\rho_c A - \{(\partial t/\partial \theta)_c / (\partial t/\partial z)_\theta\}_{z=z_1-} \dots (23)$$

$$dz_2/d\theta = -dl_2/d\theta = (v_{z_2} - v_0)/(1-\epsilon)\rho_c A \dots (24)$$

$$Y = l_1 - l_2, \quad l_1 = z_t - z_1, \quad l_2 = z_t - z_2 \dots (25)$$

ここで、(23) 式中の $(\partial t/\partial \theta)_c, z=z_1-$ は固気反応帯下端での固体の特性曲線に沿った微係数であり、(26)式で示される。

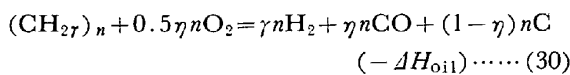
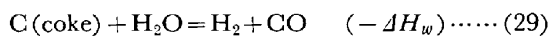
$$(\partial t/\partial \theta)_c = [h_{pa}(t - t_{m1}) + \{(-\Delta H_1) + (-\Delta H_2)\} R^*] / (1-\epsilon)\rho_s c_s \dots (26)$$

また、融体中の T-Fe のモル分率 X_{Fem} は、(27)式のように書ける。

$$X_{Fem} = \hat{X}_{Fe} / (1 - \hat{X}_C) \dots (27)$$

2.3 羽口先燃焼帯のモデル

羽口先燃焼帯では、次の3種の反応を考える。



燃焼帯の回りでの総括的な物質収支によつて、燃焼帯に入る固体の流量、燃焼帯を去るガスの流量と CO のモル分率は、それぞれ(31), (32), (33)式のように表わされる。

$$v_i = \{2x_{O_2} + 22 \cdot 4(y_w/18 - \eta y_{oil}/M_{oil})\} V_b \dots (31)$$

$$V_i = \{1 + x_{O_2} + 22 \cdot 4(y_w/9 + \gamma y_{oil}/M_{oil})\} V_b \dots (32)$$

$$x_t = (2x_{O_2} + 22 \cdot 4y_w/18) V_b/V_i \dots (33)$$

また、燃焼帯の回りでの熱収支から、(14)式中の β は(34)式で表わされる。

$$\beta = c_g V_i T_i - c_c v_i t_i = \beta^* V_b \dots (34)$$

ただし、

$$\beta^* = c_b T_b + Q_R \dots (35)$$

$$Q_R = [c_b T_b + (-\Delta H_w)](1 \cdot 244)y_w + [c_{oil} + t_{oil} - \eta(-\Delta H_c)/M_{oil} + (\Delta H_{oil})] \times (22 \cdot 4)y_{oil} + 2x_{O_2}(-\Delta H_c) - q_t/V_b \dots (36)$$

$$V_b = 60F_b/22 \cdot 4 \dots (37)$$

3. 計算方法

送風条件として $T_b, F_b, y_w, y_{oil}, t_{oil}$ が指定され、溶融帯の上端の条件 X_{Ci}, X_{Fei}, f_i 、および、溶融帯上端、すなわち固気反応帯の下端での固体の温度勾配 $(\partial t/\partial z)_{z=z_1-}$ が与えられるならば、(1)~(27), (31)~(37)式に基づいて数値計算を行ない、以下に述べるような方法によつて、プロセス変数の軸方向分布、鉍石の融解速度、溶融帯の位置変化などを求めることができる。

3.1 定常計算法

定常状態下でのプロセス変数の値を求める場合には、(8), (13), (17), (19), (20), (21), (23), (24)式中の時間に関する導関数はすべて0とおく。したがつて、(24)式より $v_0 = v_{z_2}$ となり、(18)式は(38)式のようになる。

$$v_{z_2} = v_m \hat{X}_C / (1 - \hat{X}_C) \dots (38)$$

(38)式と(10)式から v_{z_2} を消去すると v_m が求められる。すなわち、

$$v_m = v_i / [\hat{X}_C / (1 - \hat{X}_C) - 1 \cdot 5(f_i - \hat{f}) X_{Fem}] \dots (39)$$

また、(22)式に(15)式を代入して \hat{T} を消去すると、溶融帯の厚さ Y について(40)式が得られる。

$$Y = (1/2q_w A) \{c_g V_i (T_i - t_{m1}) - L_{mi} v_m - [c_g V_i (T_i - t_{m1}) - L_{mi} v_m]^2 - 4q_w L_{mi} v_m c_g V_i / h_{pa}\}^{1/2} \dots (40)$$

さて、送風条件が指定されているとき、溶融帯の下端の位置 l_2 と溶融帯上端における X_{Ci}, X_{Fej}, f_i がわかつていれば、(31)~(34)式により、 v_i, V_i, x_t, β が求められ、(39)式により v_m が求められるから、これらを(10)~(13)式に代入し、さらに t_{m1}, f_1 を仮定すれば溶融帯下端における諸変数の値、すなわち v_{z_2}, V_i, x_i, T_i が得られる。

これらをコークス帯の差分方程式に対する境界条件として、(2)~(8)式を逐次解けば、コークス帯でのプロセス変数 $T_j, t_j, t_{mj}, f_j, x_j$ の軸方向分布と、 t_{m1}, f_1 が求められる。この際、簡単化のために直接還元反

応速度定数 k_3 を近似的に一定とおくと、(5)式を変形して次の(41)式によつて f_j を算出することができる。

$$1 - f_j = (-B + \sqrt{B^2 + 4C}) / 2 \dots\dots\dots (41)$$

ここで、(41)式中の B 、 C は(42)、(43)式で与えられる。

$$B = v_m / \{1.5Ak_3a_{eff}X_{Fem}dz_j(\rho_m)^2\} \dots\dots\dots (42)$$

$$C = B(1 - f_{j+1}) \dots\dots\dots (43)$$

(2)~(8)式を計算して得られた t_{m1} 、 f_1 が仮定値と一致するまで試行錯誤計算が必要である。この試行計算は、NEWTON-RAPHSON 法により、通常、数回で収束する。

固気反応帯のモデルによつて固気反応帯下端での固体の温度勾配 $(\partial t / \partial z)_{z=z_1-}$ が与えられるときには、(23)式を用いた試行錯誤計算で、溶融帯下端の位置 l_2 を求めることができる。しかし、ここでは l_2 を指定しておき(23)式から $(\partial t / \partial z)_{z=z_1-}$ を逆算した。定常計算の計算手順を流れ線図にして Fig. 2 に示す。

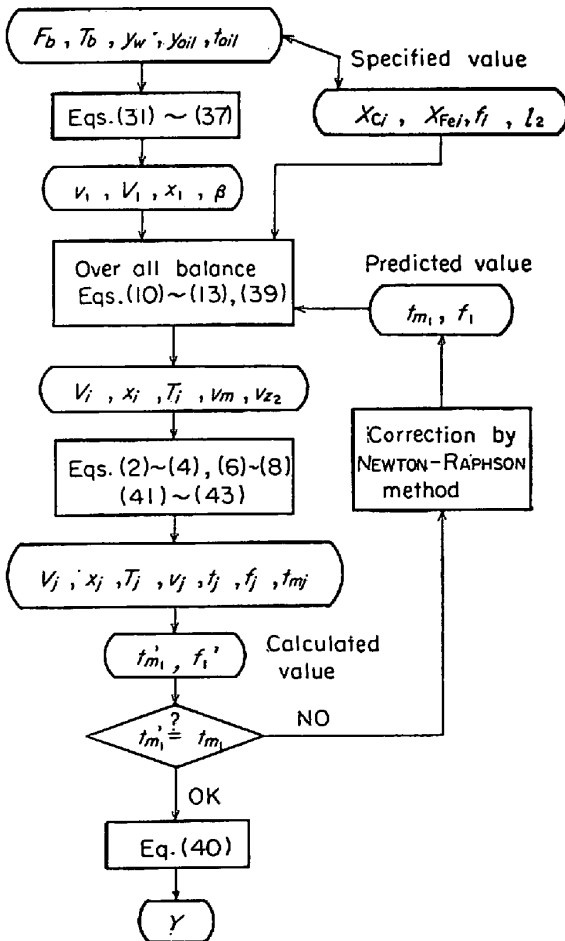


Fig. 2. Flow chart for determining the steady-state solution

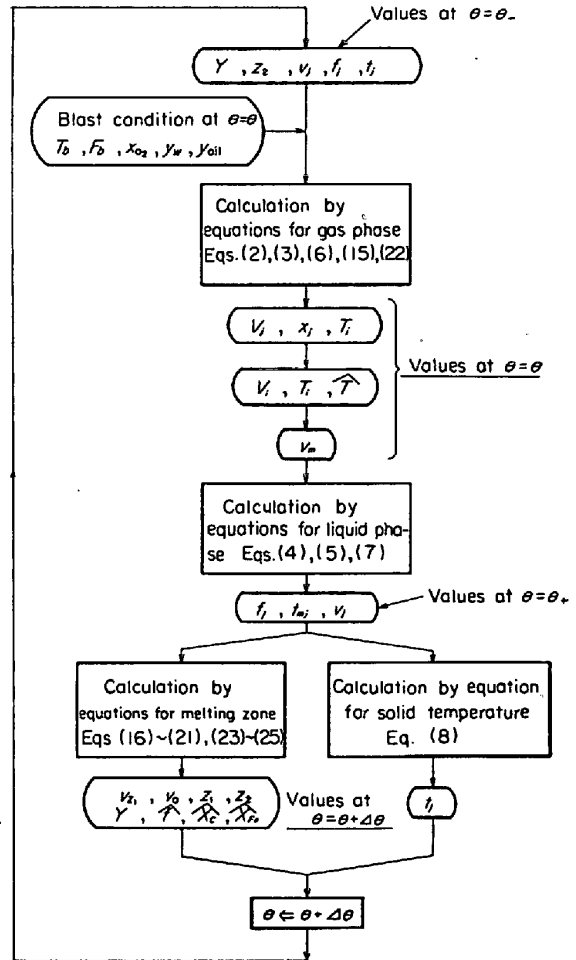


Fig. 3. Flow chart for determining the unsteady state solution

3.2 非定常計算法

非定常計算の計算手順を流れ線図 Fig. 3 に図示する。はじめに、羽口先燃焼帯の (31)~(34) 式にその時点での送風入力の値を代入し、燃焼帯上端での固体のモル流量 v_i 、ガスのモル流量 V_i 、温度 T_i 、CO 組成 x_i を求める。これら V_i 、 T_i 、 x_i を使用してガス側の計算を(2)(3)(6)式に基づいて進めると、ガス側のプロセス変数 V 、 T 、 x の軸方向分布および溶融帯に入るガスの温度 T_i と流量 V_i が得られる。 T_i 、 V_i を使用して(22)式と(15)式を計算すれば、溶融速度 v_m が求められ、(5)、(7)式を用いて融体側の計算が可能となる。

次に、(17)~(24)式を用いて溶融帯における諸変数 v_m 、 v_o 、 \hat{x}_C 、 \hat{x}_{Fe} 、 \hat{f} 、 \hat{T} 、 z_1 、 z_2 の微小時間後の値を計算し、最後に、上述のようにして得られたガス側および融体側の変数の軸方向分布を用いて、微小時間後の固体温度 t_j の時間変化を(8)式から算出する。以上のような計算を繰り返すことによつて、非定常計算を進める。

溶融帯直下の第 N 槽の厚さ dz_N は、(9)式に基づい

て変化するものとし、この槽がとることのできる最大と最小の厚さ Δz_{\max} と Δz_{\min} を指定しておいて、もしも Δz_N の計算値がこれらの範囲外に出た場合には、ただちに次の手順によつて新しい N 番目の槽を定義する。

$$\left. \begin{aligned} \Delta z_N \geq \Delta z_{\max} \text{ のとき } (\Delta z_{N+1})_{\text{new}} &\equiv \Delta z_N - \Delta z_s, \\ &(\Delta z_N)_{\text{new}} \equiv \Delta z_s \\ \Delta z_N \leq \Delta z_{\min} \text{ のとき } (\Delta z_{N-1})_{\text{new}} &\equiv \Delta z_N + \Delta z_s \\ &\dots\dots\dots (44) \end{aligned} \right\}$$

ここで、 Δz_s は標準の厚さで、 N 番目の槽以外はすべてこの厚さをとるようにする。なお、本研究では、数値計算上 $\Delta z_{\max} = 1.2\Delta z_s$, $\Delta z_{\min} = 0.2\Delta z_s$ とおき、RUNGE-KUTTA 法を用いて積分した。

4. 計算結果

上記の計算法によつて、任意の送風条件の変動に伴つて起こる溶融帯・羽口間の動的挙動を調べることができる。

ここでは、わが国で稼動中の A 高炉の操作条件を基準にして、この送風条件の内の種々の操作変数にステップ変化を与え、本モデルに基づいて応答を求めた。基準にした操作条件を Table 1 に、また、計算に使用した各種数値を Table 2 に一括して示した。

本計算では、コークス帯の軸方向のきざみを $\Delta z = 0.125\text{m}$ としたが、さらにこのきざみを $1/2$ にして計算した場合の結果と比したとこ

ろ、大きな差異が生じないことを確認した。

定常計算によつて求めたコークス帯における温度 T , t , t_m および還元率 f の軸方向分布を Fig. 4 に示す。羽口レベルに近づくにつれてガスとコークスの温度は次第に接近するが、ガスおよび固体と融体との間の伝熱面積が小さく、気液間および固液間の伝熱容量係数は気固間のそれにくらべて小さく見積られるため、融体温度 t_m の温度上昇は T , t のそれにくらべて小さくなっている。

A 高炉で、炉内プロセス変数が Fig. 4 に示したような平衡状態に保たれているとき、送風条件にステップ変化を加えて非定常計算を行なつた。Fig. 5~8 に、送

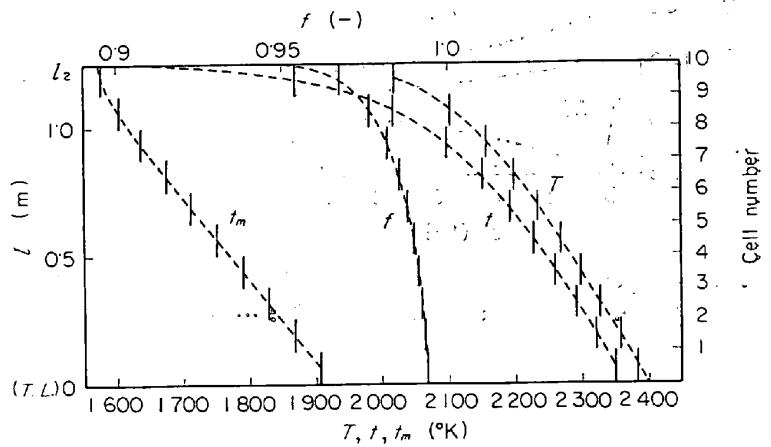


Fig. 4. Longitudinal distributions of process variables in coke zone at $\theta = 0$.

Table 1. Operating conditions for steady state.

F_b Nm ³ /min	T_b $^{\circ}\text{K}$	y_w kg/Nm ³	y_{oil} kg/Nm ³	t_{oil} $^{\circ}\text{C}$	x_{O_2} —	q_t kcal/hr
3 027	1 366	0.0225	0.04193	50	0.21	4200 000
X_{Ci} —	X_{Fei} —	f_i —	l_2 m	A m ²	q_w kcal/m ³ · hr	—
0.462	0.342	0.95	1.25	78.54	8 635	—

Table 2. Data for calculation.

$c_b = 7.4\text{kcal/kgmol} \cdot ^{\circ}\text{C}$	$\Delta H_3 = 31\ 130\text{kcal/kgmol}(\text{CO})$	$U_{agm} = 200\text{kcal/m}^3 \cdot \text{hr}$
$c_c = 5.0\text{kcal/kgmol} \cdot ^{\circ}\text{C}$	$\Delta H_c = -29\ 200\text{kcal/kgmol}(\text{CO})$	$U_{asm} = 200\text{kcal/m}^3 \cdot \text{hr}$
$c_g = 8.2\text{kcal/kgmol} \cdot ^{\circ}\text{C}$	$\Delta H_w = 28\ 390\text{kcal/kgmol}(\text{H}_2)$	$\alpha = 0.6$ —
$c_m = 12.5\text{kcal/kgmol} \cdot ^{\circ}\text{C}$	$\Delta H_{oil} = -1\ 448.3\text{kcal/kg}(\text{oil})$	$\gamma = 0.77$ —
$c_{oil} = 0.5\text{kcal/kg} \cdot ^{\circ}\text{C}$	$k_{3a\text{eff}} = 0.7\text{m}^3/\text{kgmol} \cdot \text{hr}$	$\epsilon = 0.4$ —
$h_{pa} = 4\ 000\text{kcal/m}^3 \cdot \text{hr}$	$L_{ml} = 5\ 872\text{kcal/kgmol}$	$\eta = 1.0$ —
$\Delta H_1 = -5\ 450\text{kcal/kgmol}(\text{CO})$	$t_{m1} = 1573\ ^{\circ}\text{K}$	$\rho_c = 78.8\text{kgmol/m}^3$
$\Delta H_2 = 40\ 800\text{kcal/kgmol}(\text{CO})$	$U_{ags} = 3\ 800\text{kcal/m}^3 \cdot \text{hr}$	$\rho_{Fe} = 46.0\text{kgatom}(\text{Fe})/\text{m}^3(\text{ore})$

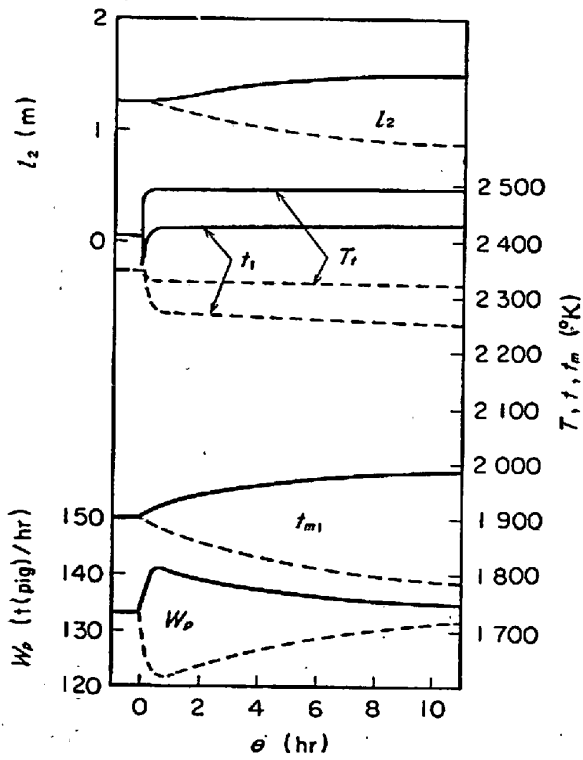


Fig. 5. Responses to the step change of blast temperature. $+100^{\circ}$ C : —, -100° C :

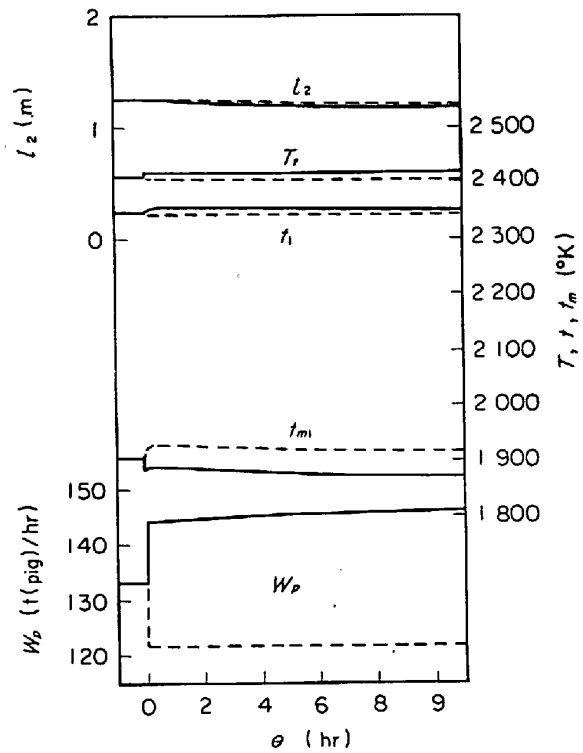


Fig. 7. Responses to the step change of blast volume. $+303$ Nm³/min : —, -303 Nm³/min :

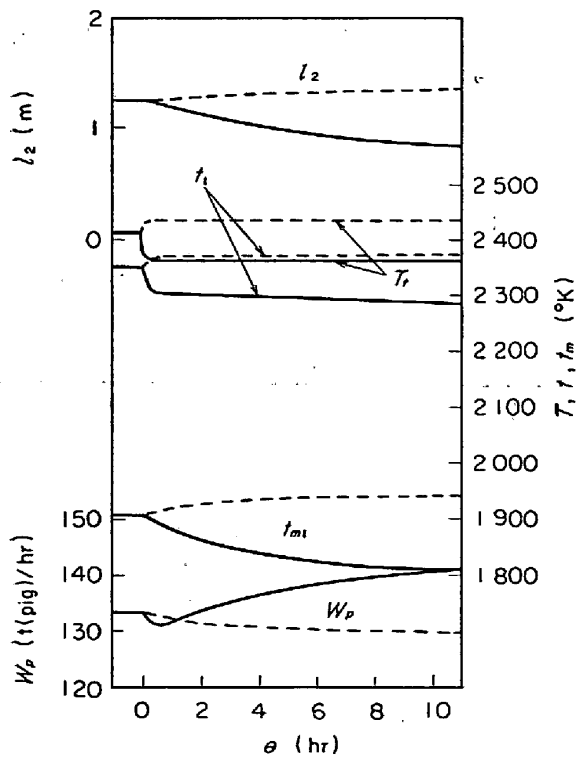


Fig. 6. Responses to the step change of blast moisture. $+0.02$ kg/Nm³ : —, -0.01 kg/Nm³ :

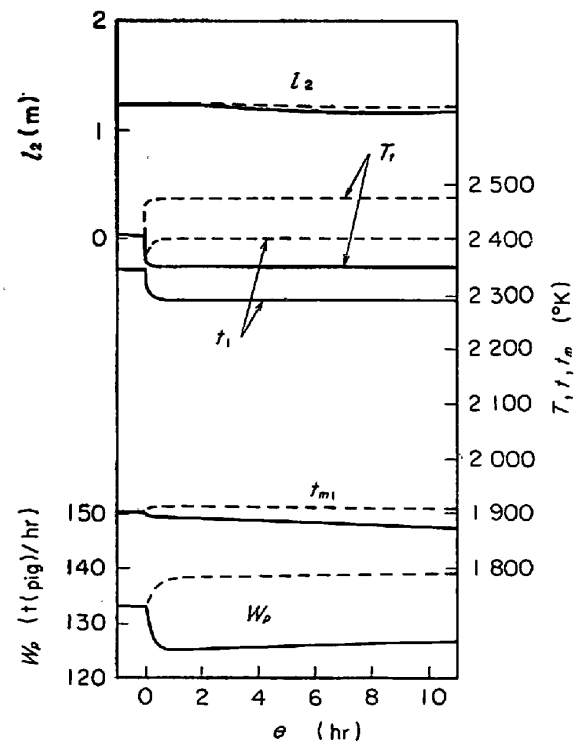


Fig. 8. Responses to the step change of oil-injection rate. $+0.01$ kg/Nm³ : —, -0.01 kg/Nm³ :

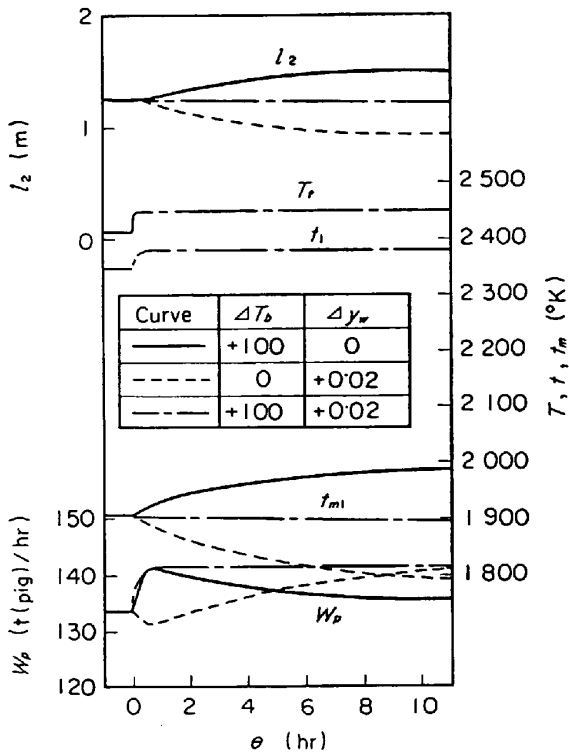


Fig. 9. Responses to the simultaneous step changes of blast temperature and blast moisture.

風温度、送風中の水分、送風量、重油添加量をそれぞれ別個ステップ変化させた場合の W_p , T_i , t_1 , l_{m1} , l_2 の応答の計算結果を示す。Fig. 9 には、送風温度と水分を同時にステップ変化させた場合の応答を示した。ただし v_m は W_p に正比例するので、これらの図で v_m は省略した。

各図の説明については後述するが、各計算例に共通していえることは、送風条件が変化するとただちに燃焼帯を出るガスの温度 T_i が変化し、引き続き短時間内に羽口レベルの固体温度 t_1 が変化する。その後、溶融帯下端の位置 l_2 および羽口レベルの融体温度 t_{m1} がゆるやかに変化するようになる。そして、後述するように、溶融体、羽口間の非定常過程が、この溶融帯下端の位置 l_2 の変化過程によって支配されていることが推察される。

送風条件のステップ変化に伴う l_2 と v_m の応答を位相面図の形で示したのが Fig. 10 である。 v_m-l_2 位相面上の軌跡は、はじめの 1~2hr を過ぎると直線的に推移するようになる。これは後述するように、 l_2 の変化が一次おくれ要素で表現できることを意味している、この l_2 と v_m の直線関係は、溶融帯および溶融帯下端・羽口間の伝熱係数をそれぞれ 2 倍にした場合にも保持された。

(34), (35), (31), (32) 式からわかるように、送風条件の変化は、直ちに β^* , β , v_1 , V_1 を変化させるか

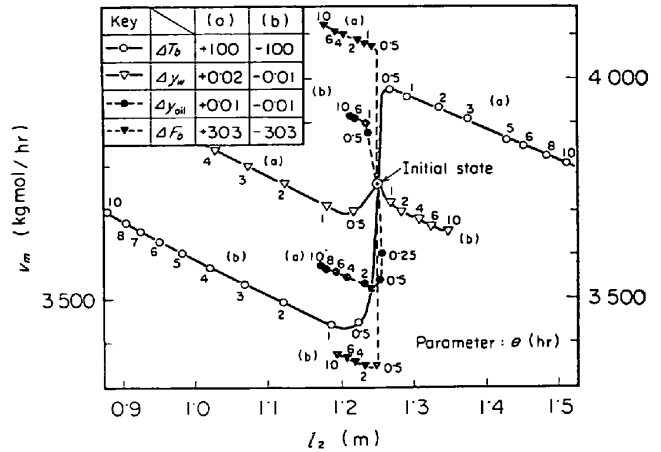


Fig. 10. Relations between l_2 and v_m for the step change of blast conditions. ΔT_b [°C], Δy_w (kg/Nm³), Δy_{o11} [kg/Nm³], ΔF_b (Nm³/min).

ら、任意の送風条件変動の効果は、この 4 種の変数に対する影響に基づいて比較することができる。 β^* , β , v_1 , V_1 の変動により、 v_{z2} は (10) 式によつて直ちに變動し、また当然溶融帯に入るガスの温度 T_i が変化するため (22), (15) 両式から v_m が変化し、したがつて (18) 式から v_0 が変化する。ところで (24) 式によれば、 v_{z2} と v_0 の変化の仕方によって l_2 の變動方向が決定される。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \delta v_{z2} \geq \delta v_0 \text{ ならば } (dl_2/d\theta) \leq 0 \\ \delta v_{z2} < \delta v_0 \text{ ならば } (dl_2/d\theta) > 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (45)$$


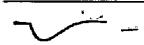
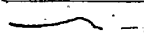

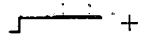
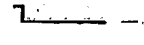

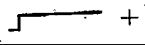
Fig. 5~8 に示したおのおの場合について、(45) 式の関係がどのように現われるかを明示するために、Table 3 に、送風条件の変動と、それに伴う β^* , β , v_1 , V_1 , v_{z2} , v_0 , l_2 , t_{m1} の變動の方向とその大きさをまとめて示した。 v_{z2} の変化は、ほぼ v_1 の変化と同じ大きさになっている。 v_0 の変化が、 β の変化によって方向づけられていることは、応答の初期の挙動から明らかである。こうして、 v_{z2} と v_0 がそれぞれ独立に変化するが、この v_{z2} と v_0 の大小関係によって l_2 の變動方向が決定され、 v_{z2} と v_0 の差を縮める方向へと系の状態が推移していくことがわかる。

以上の計算においては、 $z=z_1$ での固体側の条件を一定とおいて計算した。所要計算時間は、 $\Delta\theta=0.002\text{hr}$ のとき、実時間の 1 hr 分の応答を計算するのに、京都大学の大型計算機 FACOM 230-60 で約 6 sec であつた。

4.1 送風温度のステップ変化 (Fig. 5)

T_b をステップ状に増加させた場合には、羽口レベルにおけるガスとコークスのモル流量 V_1 , v_1 は変化しないが、 β^* と β が増加して溶融帯へ入るガス温度 T_i が上昇し、(15) 式により融解速度 v_m が、また (18) 式によ

Table 3. Deviations of process variables from the initial state and the responses of l_2 and t_{m1} .

Stepwise change		Deviations at tuyere level				Deviations from the equilibrium state of v_{z2} and v_0			Responses	
		$\Delta\beta^*$	$\Delta\beta$	Δv_1	ΔV_t	Δv_{z2}	Δv_0	$\Delta(v_0 - v_{z2})$	l_2	t_{m1}
ΔT_b °K	+100	+	+	0	0	+8.0*	 †+185.0*	+177.0*	↗	↗
	-100	-	-	0	0	-11.8*	 -268.8*	-257.0*	↘	↘
Δy_w kg/Nm ³	+0.02	-	-	+201.8	+	+199.1*	 -53.4*	-252.5*	↘	↘
	-0.01	+	+	-100.9	-	-102.2*	 -33.3*	+68.9*	↗	↗
ΔF_b Nm ³ /min	+303	0	+	+730.3	+	+318.6**	 +281.5**	-37.1**	-	-
	-303	0	-	-307.3	-	-322.6**	 -352.9**	-30.3**	-	-
Δy_{oil} kg/Nm ³	+0.01	-	-	-134.1	+	-142.4**	 -189.1**	-46.7**	-	-
	-0.01	+	+	+134.1	-	+139.1**	 +125.1**	-14.0**	-	-

† patterns of the responses of Δv_0 * at $\theta=0.5$ hr, ** at $\theta=2.0$ hr

って v_0 が増加する。このため、(45) 式の関係から溶融帯下端の位置 l_2 が上昇する。 l_2 が上昇すると、融体にとって熱交換距離が長くなるので、 t_{m1} が上昇し、融体が系外へ持ち去る熱が増加する結果となる。したがって、 T_i は減少しはじめ、これとともに v_m および v_0 も減少する。

最後に、 l_2 がある程度増加したところで、 v_{z2} と v_0 が再び等しい値をとるようになり、(24) 式右辺が 0 となつて、系は新しい平衡状態に到達する。この新しい平衡状態では、初期の平衡状態よりも、いわゆる「熱レベル」が高く、 t_{m1} も高くなつている。送風温度を下げた場合には、この逆の過程が進行し、 l_2 および t_{m1} が下がる。

4.2 送風湿分のステップ変化 (Fig. 6)

送風湿分 y_w を増加させると、水蒸気の分解に要する熱量がふえるために β は減少し、水蒸気と反応するコークスの量がふえるために v_1 が増加する。燃焼帯から系に加えらるエンタルピ β が減少すると溶融帯にはいるガスの温度 T_1 は引き下げられる。このため融解速度 v_m が下がり、結局 v_0 を減少させる。一方 v_1 の増加に伴い v_{z2} が増加するために、 $v_{z2} > v_0$ となつて、 l_2 は減少し、これとともに t_{m1} も下がる。

v_1 の増加分に応じて v_{z2} も増加しているため、最終的な平衡状態における v_m の値は、(38) 式から、初期の平衡値よりもやや大きくなる。

y_w を減少させた場合には、この逆の過程が進行して、 l_2 と t_{m1} が上昇する。

4.3 送風量のステップ変化 (Fig. 7)

Fig. 7 からわかるように、送風量の変化は溶融帯下端の位置に顕著な影響を及ぼさない。 F_b の増加に伴う V_t の増加は、ガス流に伴うエンタルピを増加させるため、 T_i が増し、融解速度 v_m が増加する。しかし同時に、コークスの燃焼速度が速くなり v_1 が増加するので、 v_0 も v_{z2} も同じ方向に変化することがわかる。Table 3 中に v_0 と v_{z2} の変化の大きさを示したが、両者のずれは、 v_0 と v_{z2} の変化方向が逆になる T_b 変化や y_w 変化の場合と比較するとはるかに小さく、 l_2 の平衡状態をそれほど乱さないのである。

F_b を減少させた場合には、 v_0 と v_{z2} もに減少するが F_b を増加させた場合と同様 l_2 に大きな変化を生じない。

4.4 重油添加量のステップ変化 (Fig. 8)

y_{oil} を増加すると、重油の分解熱の効果により T_1 は減少し、したがって v_m が減少する。同時に、重油からのカーボン供給量がふえるためにコークスの流量 v_1 は減少する。こうして、Table 3 に示すように v_0 と v_{z2} はともに減少し、送風量変化の場合と同様、 l_2 の平衡状態をそれほど乱さない。

y_{oil} を減少させた場合にも、 v_0 と v_{z2} はともに増加するが、 l_2 に大きな変化をもたらさない。

4.5 T_b と y_w の同時ステップ変化 (Fig. 9)

T_b と y_w を同時に変化させた場合には、 T_b と y_w をそれぞれ独立に変化させた場合に見られる効果が重畳して打ち消し合つて、 l_2 、 t_{m1} の変化を小さくすることがわかる。

こうして上記の計算法を發展させることにより、ある

送風条件を変化させる場合に、炉内状況を大きく変えないためには、他の条件をどれくらい変化させると補償できるかという feed forward 的制御指針の推算も可能となる。

5. 溶融帯・羽口間の最大時定数

(1)~(27), (31)~(37)式の基礎式のうち、時間に関する道関数を与えるのは、(8), (19), (20), (21), (23), (24)式である。これまでの計算では z_1 での固体側条件を一定としてきたために、(19), (20), (21)式の影響は計算結果に含まれてはいないが、ここでは、溶融帯・羽口間の非定常過程の最大時定数を明らかにする目的で、これらの式についても検討する。

5.1 溶融帯・羽口間の時定数

(19), (20)式は、溶融帯におけるCとFeの蓄積を表わしており、これらの蓄積過程の時定数はともに次の(46)式で与えられる。

$$\tau_0 = A(1-\epsilon)\rho_c Y/v_i \dots\dots\dots (46)$$

還元率の変化について(21)式の与える時定数は、 τ_0 に (\hat{X}_{Fe}/X_{Fei}) をかけたものになるが、 $(\hat{X}_{Fe}/X_{Fei}) \doteq 1$ とみなせるから、その大きさは τ_0 と変わらない。 τ_0 を溶融帯の時定数と呼ぶことにする。

コークス帯の熱の蓄積過程の時定数 τ_1 を、(8)式から解析的に求めることは困難であるが、コークス帯におけるの固体粒子の滞留時間 θ 、特性曲線上にそつた固体粒子の温度変化の時定数 τ_1' などからおよその大きさをおさえることができる。固体粒子の滞留時間は(47)式で示される。

$$\theta = A\rho_c(1-\epsilon) \int_{z_2}^{z_1} (1/v) dz \doteq A\rho_c(1-\epsilon)l_2/v_1 \dots\dots\dots (47)$$

次に、(8)式は $dz \rightarrow 0$ のとき(48)式のように書くことができる。

$$(\partial t/\partial \tau) + u(\partial t/\partial \zeta) = St_{gs}(T-t) + St_{sm}(t_m-t) + Q \dots\dots\dots (48)$$

ここで、 $\tau, \zeta, u, St_{gs}, St_{sm}, Q$ は(49)式で定義する。

$$\begin{aligned} \tau &= \theta/\theta, \quad \zeta = (z-z_2)/l_2, \quad u = v/v_1, \quad St_{gs} = Ua_{gs}l_2A/c_c v_1, \\ St_{sm} &= Ua_{sm}l_2A/c_c v_1, \\ Q &= R_3^*(1-\alpha)(-JH_3)\theta/(1-\epsilon)\rho_c c_c \end{aligned} \dots\dots\dots (49)$$

(48)式左辺は、(50)式のように固体の流線にそつた偏導関数(特性曲線上での微係数)に置きかえることができる。

$$(\partial t/\partial \tau)_C = St_{gs}(T-t) + St_{sm}(t_m-t) + Q \dots (50)$$

(50)式を τ に関してラプラス変換して整理すると、(51)式に示した特性曲線上での固体の温度変化の時定数

τ_1' を用いて(52)式のようになる。

$$\tau_1' = \theta / (St_{gs} + St_{sm}) \dots\dots\dots (51)$$

$$\begin{aligned} & t / \{ (St_{gs}T + St_{sm}t_m + Q) / (St_{gs} + St_{sm}) \} \\ & = 1 / \{ 1 + (\tau_1'/\theta)s \} \dots\dots\dots (52) \end{aligned}$$

最後に、溶融帯下端の位置変化過程の時定数 τ_2 を(24)式から計算する。(24)式に(10)式の v_{z_2} と(18)式の v_0 を代入すると、(53)式が得られる。

$$\begin{aligned} d(\delta l_2/d\theta) &= \{ [X_c/(1-\hat{X}_c) - 1.5X_{Fem}(f_1-\hat{f})] \\ & v_m - v_1 \} / (1-\epsilon)\rho_c A \dots\dots\dots (53) \end{aligned}$$

δl_2 は(54)式によって定義され、溶融帯下端の位置の初期平衡状態における位置からのずれを示している。

$$\delta l_2 = l_2(\theta) - l_2(0) \dots\dots\dots (54)$$

さて Fig. 10 の v_m 対 l_2 位相面上で示された関係から、 v_m と δl_2 は(55)式のように直線関係で表現することができ、これを(53)式に代入すると(56)式が得られる。

$$v_m = -\alpha'(\delta l_2) + \beta' \dots\dots\dots (55)$$

$$d(\delta l_2)/d\theta = -\alpha(\delta l_2) + \beta \dots\dots\dots (56)$$

ただし、 $\alpha \equiv \alpha' [\hat{X}_c / (1 - X_c) - 1.5 X_{Fem} (f_1 - \hat{f})] / (1 - \epsilon) \rho_c A$ 、 $\beta \equiv (\alpha / \alpha') \beta' - v_1 / (1 - \epsilon) \rho_c A$ である。

なお、(56)式の形から、 l_2 の変化が一次系で表現できることは明らかである。(56)式を積分すると(57)式のように溶融帯下端の位置の時間的推移がわかる。また時定数 τ_2 は(58)式で示される。

$$\delta l_2 = (\beta/\alpha) \{ 1 - \exp(-\theta/\tau_2) \} \dots\dots\dots (57)$$

$$\tau_2 = 1/\alpha \dots\dots\dots (58)$$

5.2 溶融帯・羽口間の最大時定数

計算に用いた数値 (Table 1, 2) を代入すると、(46)式から τ_0 は約 12 min となる。また(47)式から θ は約 1.5hr、(51)式の τ_1' は約 3.5 min になる。このことからコークス帯の蓄積過程の時定数 τ_1 はたかだか 1.5hr 程度であることがわかる。

次に、Fig. 10 からおのおの場合について(55)式の係数 α', β' を求め、(58)式の τ_2 を計算した結果を Table 4 に一括して示した。 τ_2 はいずれの場合も数時間の大きさになり、従来報告されている高炉の動特性における大きな inertia を裏づけていることが推察されよう。 τ_2 は τ_0, τ_1 に比べてはるかに大きな値であり、溶融帯・羽口間の非定常過程が、溶融帯下端の位置変化過程によって支配されているということが出来る。

非定常計算の結果、溶融帯上端の位置 l_1 の変化は、 l_2 の変化によく追従することがわかつたので、 l_1 の変化を表わす(23)式の検討はここでは省略する。

Table 4. Time constant connected with the shifting process of melting zone calculated from Eq. (58).

Step change	T_b °K		γ_w kg/Nm ³		F_b Nm ³ /min		γ_{oil} kg/Nm ³	
	+100	-100	+0.02	-0.01	+303	-303	+0.01	-0.01
τ_2 (hr)	6.86	5.57	5.53	6.46	6.05	7.11	6.83	5.97

6. 結 言

本研究では、送風入力の変動の影響を敏感に受ける溶融帯・羽口間に着目して槽列モデルに基づいた数学的モデルを展開して、高炉の動特性を検討した。

本報の動的モデルに基づいて、各種送風条件のステップ変化に伴う応答を調べ、各種入力の特徴を定量的に示した。この結果、溶融帯・羽口間の非定常過程は主として溶融帯下端の位置変化過程によって支配されており、その時定数が数時間の大きさに達することを見出した。

付 録

1. 他研究者の結果との比較

高炉の静特性に関する最近の解析結果²⁾によれば、送風温度の上昇に伴い出銑量の増加とコークス比の低下がもたらされ、層頂付近の温度は低下し、炉腹付近から下方で急激な温度変化が起こることが示されている。この結果は、送風温度を上昇させるとき、層頂レベルを一定に保つて定常操作を実現させるために粒子の装入条件も変化させた場合の静特性である。

本報では、装入条件は変化させないで送風条件だけを変化させた場合の過渡的な応答を解析しているので、系が平衡に達したときの結果が上述のような静特性に関する結果とは異なる場合もありうるものと推察される。

4節で述べたように、送風条件が変動した場合には、燃焼帯から上方のコークス帯に流入するガスのエンタルピが増加(減少)すると、融解速度が増加(減少)し、溶融帯は上昇(降下)する。なお、 t_{m1} の上昇(降下)により、羽口レベルから下方へ流出する融体のエンタルピが増加(減少)する。したがって溶融体・羽口間でのエンタルピの流入量と流出量とがふたたびバランスするようになるというように過渡状態の推移を関連づけることができる。

STAIB ら²⁾はこの現象を coke reserve zone による安定化の効果と考えており、融解速度の変動方向と溶融帯の移動方向については、実測に基づいて本報の解析結果と同様の推察を行なっている。

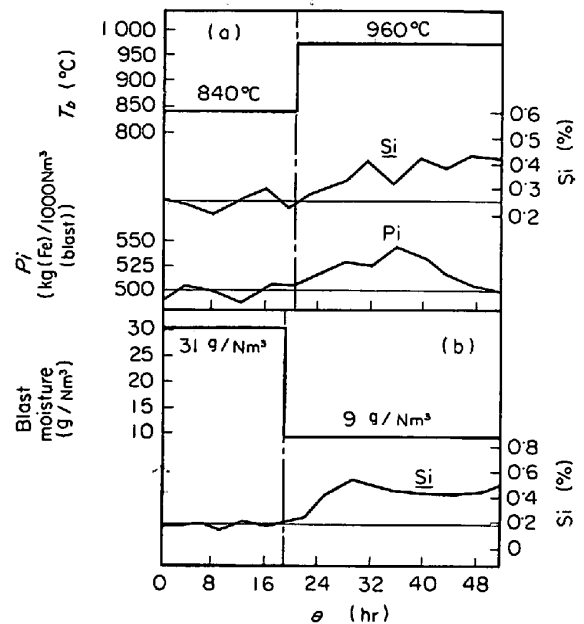


Fig. 11. Response of the concentration of Si in pig iron to the step changes of blast temperature and of blast moisture obtained by C. STAIB et al²⁾.

本研究では、高炉炉内のうちとくに溶融帯・羽口間だけについて解析しており、溶融帯より上方の固気反応帯のモデルとは連結して解析していない。しかし、送風温度および送風湿分の各ステップ変化に対する応答は、従来、高炉の動特性に関して報告された他の研究者の結果と変化の傾向が一致している。

すなわち、FIELDEN ら¹⁾の計算結果では、送風温度の 50°C の上昇に対する融体温度の応答は、近似的に 1 次おくれ系のステップ応答とみなすことができ、時定数は 4 hr、融体温度の最終値は初期値よりも約 30°C 上昇している。STAIB ら²⁾の実測でも、Fig. 11 (a), (b) に示したように、送風温度の上昇または送風湿分の減少によって溶銑中の Si 濃度の上昇がみられる。ここで本報の t_{m1} は Si 濃度に比例すると考えれば、本報で Fig. 5, Fig. 6, に示した計算結果は STAIB らの結果と同様な傾向を示しているものと推察される。また、Fig. 11 (a) では銑鉄の生産速度 P_i がいつたん増加してからふたたびもとの値に戻ることが認められる。 P_i は本報の

W_p に対応しているが、Fig. 3 に示したように W_p が元の値に漸近する傾向は STAIB ら²⁾と同様の結果となっている。

送風量の変動に対する応答については FIELDEN ら¹⁾も STAIB ら²⁾も報告していないが、重油添加量の変動に対する応答については、約 12hr のちに Si 濃度が上昇しはじめることが報告されている。しかし、本報の Fig. 7, Fig. 8 の計算結果では、 t_{m1} , l_2 がともにほとんど変化していない地点の研究者の結果と違っているか、熔融帯よりも上部のモデルと連結した場合には応答の様相が変わってくる可能性が推察されるので、この点は今後に残された問題である。

2. パラータ Ua の選定と効果

高炉熔融帯・羽口間の伝熱容量係数 Ua_{gs} , Ua_{sm} , Ua_{gm} については、まだ有効な推算法が見い出されていないので、本報では各温度分布の計算結果がおよそ妥当なものとなるような数値を採用した。すなわち、コークス帯でのコークス・融体・ガス間の平均的な総括伝熱係数の値として $U_{gs} = U_{gm} = U_{sm} = 40 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{hr} \cdot \text{°C}$ とおき、比表面積 a については(59)式に示したような仮定値を用いて計算した。

$$a_{gm} = a_{sm} = a_w = 5 \text{ m}^2/\text{m}^3(\text{bed}),$$

$$a_{gs} + a_{gm} = a_d = 100 \text{ m}^2/\text{m}^3(\text{bed}) \dots\dots\dots (59)$$

融体が降下する際、分裂と合体が激しく反復される場合や、熱放射の効果が大きい場合には、 Ua_{sm} , Ua_{gm} の値は本計算で使用した値よりもさらに大きな値になるものと推察される。Fig. 12 は、Fig. 4 の場合と同様な定常操作下で Ua_{sm} の値を変化させた場合に、コークス帯での温度分布の計算結果を示した図である。

Fig. 13 は、それぞれ2種類の Ua_{sm} の値と l_2 初期値のもとで、 T_b を 100°C ステップ上昇させた場合の v_m 対 l_2 , および、 t_{m1} 対 l_2 の挙動である。 Ua_{sm} が大きくなると応答はすみやかになるが、これは Fig. 12 に示されているように、 Ua_{sm} が大きいほど (dt_m/dz) が大きくなるため、熔融帯の位置変化に対する t_{m1} の感度 $\Delta t_{m1}/\Delta l_2$ が大きくなることによって、熱的な平衡状態へより速く到達するものと考えられる。 Ua_{gm} を変化させた場合にも同様の傾向となる。

Ua_{gs} は Ua_{sm} , Ua_{gm} に比べて融体の流動状態の影響をそれほど受けないものと推察されるが、全体として、 Ua は融体の温度分布に対する効果が大きいため、時定数の大きさに影響するパラメータであることがわかる。

使用記号

A: 熔融帯・羽口間での層平均断面積 [m^2]

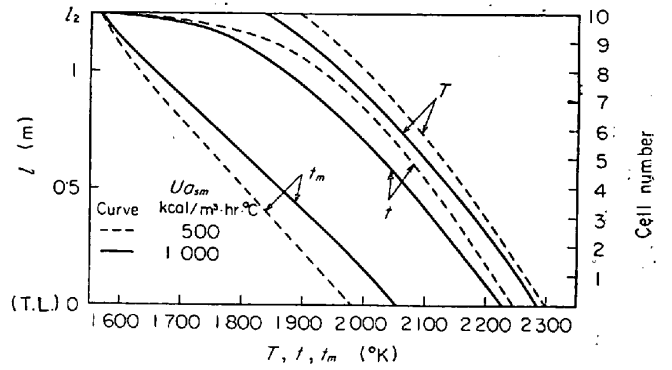


Fig. 12. Effect of Ua_{sm} on the temperature distributions in coke zone under steady-state operation.

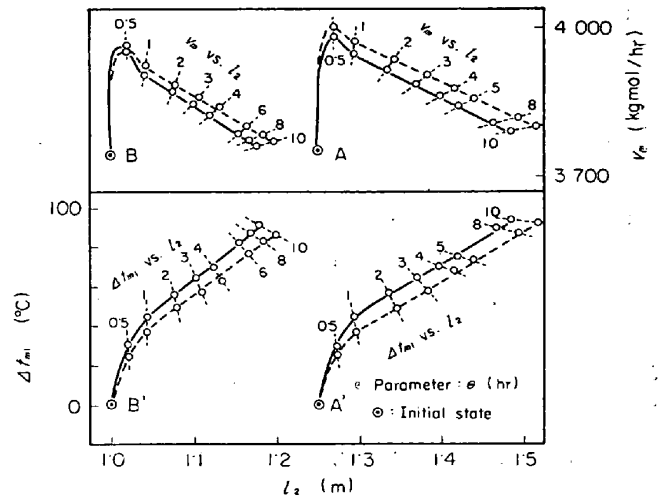


Fig. 13. Effect of Ua_{sm} on the relations of v_m vs. l_2 and of t_{m1} vs. l_2 for the step change of blast temperature, $\Delta T_b = 100^\circ\text{C}$.
 : $Ua_{sm} = 500$, — : $Ua_{sm} = 1000$ (Kcal/ $\text{m}^2 \cdot \text{hr} \cdot \text{°C}$)

- a_{eff} : 直接還元反応の有効比表面積 ($\text{m}^2/\text{m}^3(\text{bed})$)
- a_d, a_w : コークス帯での乾燥時比表面積, ぬれ面積 ($\text{m}^2/\text{m}^3(\text{bed})$)
- c_b, c_g : 送風ガス, 炉内ガスの平均モル比熱 (kcal/kg-mol $\cdot^\circ\text{C}$)
- c_c, c_s : 熔融帯・羽口間, 熔融帯直上レベルでの粒子の平均モル比熱 [kcal/kgmol $\cdot^\circ\text{C}$]
- c_m : 融体の平均モル比熱 (kcal/kgmol $\cdot^\circ\text{C}$)
- c_{oil} : 重油の平均比熱 (kcal/kg $\cdot^\circ\text{C}$)
- F_b : 乾送風量 (Nm $^3/\text{min}$)
- f_i, \hat{f}, f_j, f_1 : 熔融帯直上レベル, 熔融帯, コークス帯第 j 槽, 羽口レベルでの鉱石の還元率 ()
- $\Delta H_1, \Delta H_2, \Delta H_3, \Delta H_c, \Delta H_w$: CO による間接還元反応, ソリューション・ロス反応, 熔融ウスタイトの直接還

元反応, コークスの燃焼反応, コークスと H_2O の反応の反応熱 (kcal/kgmol)

ΔH_{oil} : 重油の燃焼反応の反応熱 (kcal/kgmol)

h_{pa} : 溶融帯における伝熱容量係数 (kcal/m³·hr·°C)

k_3 : 直接還元反応の速度定数 (m⁴/kgmol(CO)·hr)

L_{mi} : 鉍石の融解熱 (kcal/kgmol)

l_1, l_2 : 羽口レベルと溶融帯の上端および下端との間の距離 (m)

M_{oil} : 重油のみかけ上の分子量 ($CH_2\gamma$) (kg/kgmol)

N : コークス帯の分割数 (-)

Q_R : (36)式で定義される因子 (kcal/m²·hr)

q_w : 単位炉容積当たりの炉壁からの熱損失 (kcal/m³(bed)·hr)

q_t : 羽口の冷却による除熱速度 (kcal/hr)

R_T^* : CO ガスによる鉍石の間接還元の総括反応速度 (kgmol(CO)/m³(bed)·hr)

R_{Tj}^* : コークス帯第 j 槽における溶融ウスタイトの直接還元の総括反応速度 (kgmol(CO)/m³(bed)·hr)

St : スタントン数 ((49)式で定義) (-)

$\hat{T}, T_i, T_j, T_t, T_b$: 溶融帯, 溶融帯直下レベル, コークス帯第 j 槽, 羽口先燃焼帯上端でのガス温度, および送風温度 (°K)

t_j, t_1 : コークス帯第 j 槽, 羽口レベルでの粒子温度 (°K)

m_j, t_{m1} : コークス帯第 j 槽, 羽口レベルでの融体温度 (°K)

t_{m1}, t_{oil} : 融解温度, 重油の吹き込み温度 (°K)

$U_{ags}, U_{agm}, U_{asm}$: 気固間, 気液間, 固液間の総括伝熱容量係数 (kcal/m³·hr·°C)

V_i, V_j, V_t, V_b : 溶融帯直下レベル, コークス帯第 j 槽, 羽口先燃焼帯上端でのガスのモル流量, および送風モル流量 (kgmol/hr)

v_{z1}, v_{z2}, v_j, v_1 : z_1, z_2 , コークス帯第 j 槽下端, 羽口レベルでの固体粒子のモル流量 (kgmol/hr)

v_i, v_o : 溶融帯への固体粒子の流入モル流量, および溶融帯からの固体粒子の流出モル流量 (kgmol/hr)

v_m : 融体のモル流量 (kgmol/hr)

W_p : 溶銑流量 (t(pig)/hr)

X_{Ci}, X_C : 溶融帯直上レベル, および溶融帯での固体中の C のモル分率 (-)

X_{Fei}, \hat{X}_{Fe} : 溶融帯直上レベル, および溶融帯での固体中の T·Fe のモル分率 (-)

x_i, x_j, x_t : 溶融帯直下レベル, コークス帯第 j 槽, 羽口先燃焼帯上端での CO モル分率 (-)

x_{O_2} : 送風中 O_2 のモル分率 (-)

Y : 溶融帯の厚さ (m)

γ_{oil}, γ_w : 重油添加量および送風中の水分量 (kg/Nm³(dry blast))

z, z_1, z_2, z_t : 層頂を基準にした炉内位置, および溶融帯上端, 下端, 羽口レベルの位置 (m)

Δz_j : コークス帯第 j 槽の厚さ (m)

α : 直接還元反応熱の融体への分配率 [-]

β, β^* : (14)式, (35)式で定義される因子 [kcal/hr], (kcal/kgmol)

γ : 重油の水素含有率を示す係数 (-)

ϵ : 層空間率 (-)

η : 重油の燃焼率 (-)

θ : 溶融帯・羽口間での粒子の平均滞留時間 (hr)

θ : 時間 (hr)

ρ_c, ρ_s : コークス帯, 溶融帯での粒子の平均モル密度 (kgmol/m³)

ρ_m : 融体のモル密度 (kgmol/m³)

τ_0, τ_1, τ_2 : 溶融帯での C と Fe の蓄積過程, コークス帯の熱の蓄積過程, および溶融帯下端の位置変化過程の時定数 (hr)

文 献

- 1) C. J. FIELDEN and B. I. WOOD: J. Iron Steel Inst., (1968), 7, p. 650~658
- 2) C. STAIB, N. JUSSEAU, J. VIGLIENGO, and J. C. COCHERY: IRSID RE 189, Blast Furnace Dynamic Behavior and Automatic Control, (Jan., 1968)
- 3) 八木, 佐々木, 鞭: 鉄と鋼, 54 (1968) 9, p. 1019~1031