

論文

層状装入物層内の不均一ガス流れの近似解析

桑原 守*・近松 栄二*²・鞭 巖*³

An Approximate Analysis of Non-uniform Gas Flow through Layered Burdens

Mamoru KUWABARA, Eiji CHIKAMATSU and Iwao MUCHI

Synopsis :

An approximate analysis relevant to the gas flow through the shaft of blast furnace with layered burdens is developed for predicting the local azimuth of streamline, the ratio of gas-distribution between two adjacent layers, and the radial distribution of gas flow rate across each layer.

The effects of charging conditions on the non-uniformities of gas flow in layered burdens are investigated on the basis of a mathematical model derived from the analysis mentioned above. The predictions obtained by the model are shown to be in reasonable agreement with the numerical solutions by the finite difference method of the equation of continuity and the vectorial Ergun equation. Computational time for the approximate model can be considerably abridged in comparison with that for the rigorous numerical method.

The zigzag patterns of gas-streamlines were visualized in a two-dimensional packed bed composed of alternate layers of silicagel particles. Availability of the present model was verified from the close agreement between observed and predicted streamlines.

Key words : ironmaking ; modelling ; blast furnace ; gas flow ; approximate analysis ; numerical analysis ; visualization.

1. 緒 言

製鉄用高炉のシャフト内を上昇するガスの流量は、鉱石とコークスの層状装入に起因して半径方向にも軸方向にも分布して不均一流れとなる。最近、この不均一流れの特性と炉内通気抵抗分布との関係について、流れの数値解析^{1)~13)}に基づいて検討されてきた。

数値解析の手法は研究者にとつても異なるが、基本的には、多次元系に拡張された ERGUN 式と連続の式とを連立させて、圧力¹⁾²⁾または流れの関数^{3)~10)}に関する2階非線形の偏微分方程式を得て、それを差分法によつて収束計算するか、あるいは、有限要素法¹¹⁾¹²⁾によつて圧力方程式を離散化し、変分原理に基づいて汎関数を最小にするような近似関数を探索するかのいずれかである。また、層流流れの特性をクロスモデルで解析した研究¹³⁾もある。いずれにしても、これらの数値解析では、大型計算機を用いた比較的長時間の計算が必要となる。

従来、層状装入物の層内の不均一流れに関する近似解析はほとんど行われていない。著者ら⁴⁾¹⁴⁾は、隣接二層の流通抵抗を各半径位置で平均化することによつて、ガ

ス流量の半径方向分布を推算する近似解析法を展開した。数値解析結果によれば、このような巨視的なガス流量分布のほかに、各半径位置においても隣接二層間の流通抵抗差に起因した流量分配と流線の蛇行が起こるが、従来、この問題に関する近似解析の報告は見当たらない。

本報では、まず、ガス流量の半径方向分布に関する前報の近似解析⁴⁾¹⁴⁾を修正したモデルを提出する。次に、数値解析から得られた知見に基づいて、隣接二層間での流量分配比、および、蛇行する流線の方向を推算するための近似解析を新たに展開する。さらに、これら二つの近似解析法を結合することによつて、各層内におけるガス流量の半径方向分布と流線のパターンを予知する手法を示す。解析は軸対称系と2次元系について行い、2次元充填層における流線の可視化実験を行つて、近似解析の妥当性を検証する。

2. 近似解析 (I)

ここでは、鉱石とコークスが層状装入されているシャフト内でのガスの流れを対象にして近似解析を展開し、隣接二層平均の質量速度の半径方向分布に関する数式を

昭和 51・52 年 10 月本会講演大会にて一部発表 昭和 61 年 11 月 21 日受付 (Received Nov. 21, 1986)

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

*2 名古屋大学大学院 (現:新日本製鉄(株)生産技術部) (Graduate School, Nagoya University, Now Production Planning and Technology Div., Nippon Steel Corp.)

*3 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University)

示す。ただし、流れは、粒子径、空隙率、および、隣接二層間の見かけの安息角の差異に基づく層厚の半径方向分布といった流体力学的抵抗因子によって支配されていて、層内半径方向での温度分布と圧力分布の存在と、それが流れに及ぼす効果は無視できると仮定する。

本節における解析手法の大略は前報⁴⁾¹⁴⁾と同様であるが、無次元半径位置 ζ における隣接二層平均の粒子径 $\bar{d}_p(\zeta)$ の推算法が前報とは異なる。すなわち、前報での \bar{d}_p は、隣接二層平均の相当直径を各層の相当直径の調和平均で定義することによって求めた。このことは、両層での空隙率の差異を無視できると仮定した場合に、各層での圧損失 $\Delta P_j(j=c, o)$ に加成性を仮定したことを意味する。ここでは、 ΔP_j の加成性をより厳密に表現することによって \bar{d}_p を求める。

2.1 隣接二層平均での空隙率と粒子径

いま、Fig. 1 に示すように、隣接するコークス層と鉱石層からなる1ブロックに着目し、このブロック内を流通するガスの軸方向の空塔速度を半径 ζ の位置で $v_0(\zeta)$ 、流入端、流出端、隣接二層界面での圧力を、それぞれ、 P_c, P_o, P_i とすれば、各層でのガスの圧力損失はERGUN式¹⁵⁾に基づいて(1)式で表される。

$$\frac{\delta_j(P_i - P_j)}{\Delta_{j\zeta}} = \frac{1 - \epsilon_j}{\phi_j d_{pj} \epsilon_j^3} \cdot \rho_g \Psi_j v_0(\zeta)^2, (j = c, o) \dots (1)$$

ただし、

$$\delta_c = -1 \dots (2), \quad \delta_o = 1 \dots (3)$$

$$\Psi_j \equiv 1.75 + 150(1 - \epsilon_j) / \{\phi_j d_{pj} \rho_g v_0(\zeta) / \mu_g\} \dots (4)$$

$\Delta_{j\zeta}$ は半径 ζ の位置における各層の層厚であり、次式によって、見かけの安息角(α_j)、塔中心部での層厚(Δ_j)、および、塔径(R)と関連付けられる。

$$\Delta_{j\zeta} = \Delta_j + \delta_j AR \zeta \dots (5)$$

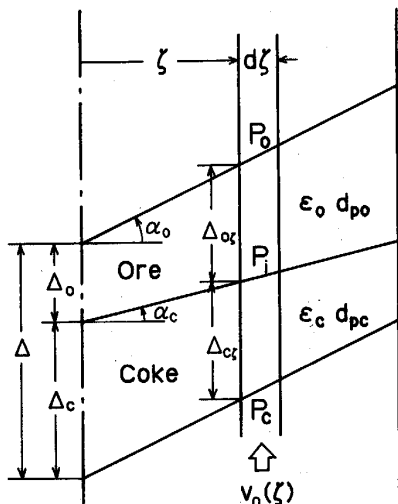


Fig. 1. Schematic illustration for approximate analysis (I).

ただし、

$$\Lambda \equiv \tan \alpha_o - \tan \alpha_c \dots (6)$$

一方、半径 ζ の位置における着目ブロックにおいて、全圧損失をブロック平均での空隙率 $\bar{\epsilon}$ 、粒子径 \bar{d}_p 、形状係数 $\bar{\phi}$ 、抵抗係数 $\bar{\Psi}$ を用いて表すと、

$$\frac{P_c - P_o}{\Delta} = \frac{1 - \bar{\epsilon}}{\bar{\phi} \bar{d}_p \bar{\epsilon}^3} \cdot \rho_g \bar{\Psi} \cdot v_0(\zeta)^2 \dots (7)$$

ここで、 $\bar{\epsilon}$ は次式で定義される ζ の関数である。

$$\bar{\epsilon}(\zeta) = (\Delta_{c\zeta} \epsilon_c + \Delta_{o\zeta} \epsilon_o) / \Delta = A + B \zeta \dots (8)$$

ただし、無次元因子 A, B は次式で表される。

$$A \equiv (\Delta_c \epsilon_c + \Delta_o \epsilon_o) / \Delta \dots (9)$$

$$B \equiv (\epsilon_o - \epsilon_c) \Lambda R / \Delta \dots (10)$$

(1)式と(7)式から $v_0(\zeta)$ を消去し、さらに、コークスと鉱石の粒子形状が近似的に等しいという関係¹⁶⁾($\phi_c = \phi_o = \bar{\phi} \equiv \phi$)と、 Re 数が大きい場合に成立する関係($\Psi_c = \Psi_o = \bar{\Psi} \equiv \Psi$)とを用いると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d_{pc} \epsilon_c^3}{(1 - \epsilon_c) \Delta_{c\zeta}} (P_c - P_i) &= \frac{d_{po} \epsilon_o^3}{(1 - \epsilon_o) \Delta_{o\zeta}} (P_i - P_o) \\ &= \frac{\bar{d}_p \bar{\epsilon}^3}{(1 - \bar{\epsilon}) \Delta} (P_c - P_o) \dots (11) \end{aligned}$$

(11)式から P_i を消去し、 $\Delta_{c\zeta}$ と $\Delta_{o\zeta}$ に(5)式を代入して整理すると、二層平均での粒子径 \bar{d}_p は次式で表される。

$$\bar{d}_p(\zeta) = \Delta \{1 - \bar{\epsilon}(\zeta)\} / \{\bar{\epsilon}(\zeta)^3 (C + D \zeta)\} \dots (12)$$

ただし、無次元因子 C, D は次のように定義される。

$$C \equiv \Delta_c (1 - \epsilon_c) / (d_{pc} \epsilon_c^3) + \Delta_o (1 - \epsilon_o) / (d_{po} \epsilon_o^3) \dots (13)$$

$$D \equiv \{(1 - \epsilon_o) / (d_{po} \epsilon_o^3) - (1 - \epsilon_c) / (d_{pc} \epsilon_c^3)\} \Lambda R \dots (14)$$

2.2 隣接二層平均での質量速度

隣接二層平均での軸方向の圧力勾配を $\bar{\epsilon}(\zeta)$ と $\bar{d}_p(\zeta)$ を用いて表すと、

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial z} &= \frac{1 - \bar{\epsilon}(\zeta)}{\bar{\phi} \bar{d}_p(\zeta) \bar{\epsilon}(\zeta)^3} \cdot \rho_g \bar{\Psi} v_0(\zeta)^2 \\ &= \frac{\rho_g \bar{\Psi}}{\phi \Delta} (C + D \zeta) v_0(\zeta)^2 \dots (15) \end{aligned}$$

(15)式にクロスフロー(Cross flow)の無い条件:

$$\partial(\partial P / \partial z) / \partial \zeta = 0 \dots (16)$$

を適用すると、次式が得られる[†]。

$$D v_0(\zeta)^2 + 2(C + D \zeta) v_0(\zeta) \{d v_0(\zeta) / d \zeta\} = 0 \dots (17)$$

(17)式を積分し、積分定数を I とおくと、

$$v_0(\zeta) = I / \sqrt{C + D \zeta} \dots (18)$$

一方、物質収支の関係を断面平均での質量速度 G_{g0} を用いて表すと、

$$G_{g0} = \int_0^1 \rho_g v_0(\zeta) \cdot (2\zeta)^m d\zeta = \rho_g I \int_0^1 \frac{(2\zeta)^m}{\sqrt{C + D \zeta}} d\zeta$$

† 半径方向の温度分布の効果を考慮する場合には、 $d\rho_g/d\zeta$ の項を既知関数で表現して式に含める必要がある。

$$\equiv \rho_g I E \dots\dots\dots (19)$$

ここで、三次元軸対称系では $m=1$ であり、

$$E = \begin{cases} 4\{(D-2C)\sqrt{C+D} + 2C\sqrt{C}\}/3D^2, & (\alpha_c \neq \alpha_0) \\ \dots\dots\dots (20) \\ 1/\sqrt{C}, & (\alpha_c = \alpha_0) \dots\dots\dots (21) \end{cases}$$

また、二次元では $m=0$ であり、

$$E = \begin{cases} 2(\sqrt{C+D} - \sqrt{C})/D, & (\alpha_c \neq \alpha_0) \dots\dots\dots (22) \\ 1/\sqrt{C}, & (\alpha_c = \alpha_0) \dots\dots\dots (23) \end{cases}$$

(18)式と(19)式から、結局、二層平均の質量速度の半径方向分布 $G_{gz}(\zeta) = \rho_g v_0(\zeta)$ が次式で表される。

$$\frac{G_{gz}(\zeta)}{G_{g0}} = \frac{1}{E\sqrt{C+D}\zeta} \dots\dots\dots (24)$$

次に、流量を二等分する無次元の半径位置 \bar{X} を次式に基づいて決定する。

$$\int_0^{\bar{X}} G_{gz}(\zeta) \cdot (2\zeta)^m d\zeta = \frac{1}{2} \int_0^1 G_{gz}(\zeta) \cdot (2\zeta)^m d\zeta \\ = \frac{1}{2} G_{g0} \dots\dots\dots (25)$$

(24)式と(25)式とから、軸対称系での \bar{X} は、

$$\bar{X} = \begin{cases} (\bar{Y}^2 - C)/D, & (\alpha_c \neq \alpha_0) \dots\dots\dots (26) \\ \sqrt{2}/2 (\approx 0.707), & (\alpha_c = \alpha_0) \dots\dots\dots (27) \end{cases}$$

ただし、 \bar{Y} は(28)式で表される三次方程式の区間 $[\sqrt{C}, \sqrt{C+D}]$ 内の一実根である。

$$t^3 - 3Ct - \sqrt{C+D}(D-2C)/2 + C\sqrt{C} = 0 \dots (28)$$

また、二次元系では、

$$\bar{X} = \begin{cases} \{(\sqrt{C} + \sqrt{C+D})^2 - 4C\}/(4D), & (\alpha_c \neq \alpha_0) \\ \dots\dots\dots (29) \\ 1/2, & (\alpha_c = \alpha_0) \dots\dots\dots (30) \end{cases}$$

本報と前報⁴⁾¹⁴⁾で得られた近似解析式での計算結果を各種の装入条件について比較したところ、前報では、 \bar{d}_p については4~9%過小に、 G_{gz} については1%程度過大に評価していたことが判明した。なお、近似解析結果と数値解析および実験結果との比較については後述する。

3. 数 値 解 析

ここでは、より詳細な近似解析(II)を次節で展開するに当たり、層状装入物層内における不均一流れの特徴を数値解析に基づいて検討する。

3.1 基礎式と境界条件

採用した基礎式は、定常状態における連続の式と多次元系に拡張された ERGUN 式¹⁾²⁾である：

$$\text{div } \vec{G}_g = 0 \dots\dots\dots (31)$$

$$\text{grad } P = -(f_1 + f_2 |\vec{G}_g|) \vec{G}_g \dots\dots\dots (32)$$

ただし、

$$f_1 \equiv 150(1 - \epsilon)^2 \mu_g / \rho_g (\phi d_p)^2 \epsilon^3 \dots\dots\dots (33)$$

$$f_2 \equiv 1.75(1 - \epsilon) / \rho_g (\phi d_p) \epsilon^3 \dots\dots\dots (34)$$

ここで、連続の式((31)式)を自動的に満足する流れ関数 ψ を導入し、 \vec{G}_g の各方向成分を次式で表す。

$$G_{gz} = -(\partial\psi/\partial r) / r^m \dots\dots\dots (35)$$

$$G_{gr} = (\partial\psi/\partial z) / r^m \dots\dots\dots (36)$$

ただし、軸対称系では $m=1$ 、二次元系では $m=0$ である。

(32)式を各方向成分に関する二式として表現し、両式から圧力 P を消去する。得られた式に(35)、(36)式を代入して整理すれば、流れの基礎式として次式が得られる。

$$\left\{ \frac{\partial f_1}{\partial r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial f_1}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial z} + f_1 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{m}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right\} \\ \times \sqrt{\left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2} + \frac{1}{r^m} \left\{ \frac{\partial f_2}{\partial r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial f_2}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right. \\ \left. + f_2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{m}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right\} \left\{ \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right\} \\ + \frac{f_2}{r^m} \left\{ \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{m}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{m}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial z} \right\} = 0 \dots\dots\dots (37)$$

(37)式は、差分化して加速過緩和法(SOR法)によつて収束計算した。なお、採用した境界条件は：

$$r = 0 \text{ および } r = R \text{ で } \psi = -G_{g0} r^{m+1} / (m+1) \dots\dots\dots (38)$$

$$z = 0 \text{ および } z = L \text{ で } \partial\psi/\partial z = 0 \dots\dots\dots (39)$$

(38)式は、層の中心と壁面を横切る流れは無いこと、および、層の横断面平均の質量速度が G_{g0} であるという条件から導かれる。また、(39)式は、層を貫流するガスの入口と出口における等圧条件を表している。

圧力 P の場合は、(32)式に微分演算子 div を作用させて得られる次式を収束計算することによつて求めた。

$$\Delta P = \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + \frac{1}{r^m} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^m \frac{\partial P}{\partial r} \right) \\ = -G_{gr} \frac{\partial W}{\partial r} - G_{gz} \frac{\partial W}{\partial z} \dots\dots\dots (40)$$

ただし、

$$W \equiv f_1 + f_2 |\vec{G}_g| \dots\dots\dots (41)$$

3.2 計算結果

高炉シャフト内の軸対称ガス流れを計算するに当たり、炉体形状は、層底の半径 $R_0=4.5$ m、シャフト角 83° 、層高 $L=8.1$ m の円錐台状の領域とし、数値計算の格子

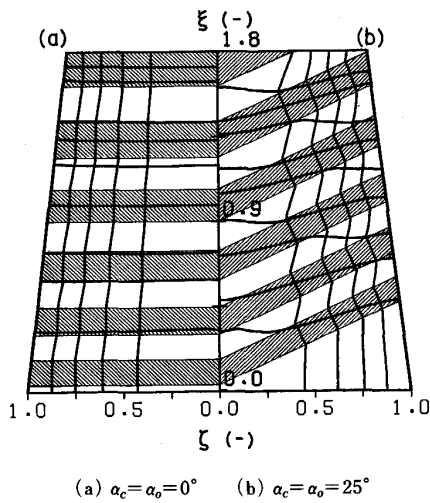


Fig. 2. Numerically predicted streamlines and isobars of gas in layered burdens.

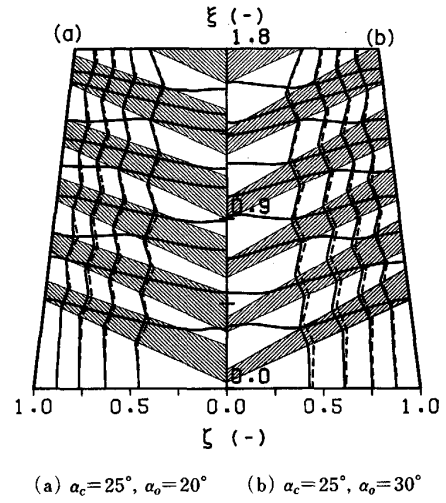


Fig. 3. Numerically predicted streamlines and isobars of gas in layered burdens.

点数は 61×61 とした。操業条件は以下のように設定した。

層底基準の 1 ブロックの層厚: $\Delta=1.2$ m, 鉱石層とコークス層との容積比: $V_o/V_c=1.0$, 粒子径: $d_{pc}=0.05$ m, $d_{po}=0.02$ m, 空隙率: $\varepsilon_c=0.40$, $\varepsilon_o=0.35$, 粒子形状係数: $\phi_c=\phi_o=0.64$, 流入ガスの質量速度 $G_{g0}=1.4$ kg/m²(bed)·s

Fig. 2 は, 粒子層の見かけの安息角 (ここでは, $\alpha_c=\alpha_o\equiv\alpha$) が層内の流線, 等圧線分布に及ぼす効果を示しており, (a)図は $\alpha=0^\circ$, (b)図は $\alpha=25^\circ$ の場合の計算結果である。図中で斜線を施した層が鉱石層, それ以外の層がコークス層に相当している。流線は半径方向の流量を 5 等分する位置, 等圧線は全圧損失を 10 等分する位置として表示してある。2 節の近似解析によれば, $\alpha_c=\alpha_o(\equiv\alpha)$ の場合には半径方向の流量分布は隣接二層平均としては起きないことになるが, $\alpha=0^\circ, \alpha=25^\circ$ のいずれの場合にも, 4 本の流線 ($\psi/\psi_w=0.2, 0.4, 0.6, 0.8$) は等流量分布の場合における経路 ($\zeta=\sqrt{\psi/\psi_w}=0.447, 0.632, 0.775, 0.894$) の回りで折線的に蛇行しており, 粒子層の傾斜角の増大とともに蛇行の程度も増大する。

Fig. 3 は, コークスと鉱石層の見かけの安息角の差異が流線と等圧線分布に及ぼす効果を示しており, (a) 図は $\alpha_o=20^\circ$, (b)図は $\alpha_o=30^\circ$ の場合であり, いずれも α_c は等しく 25° である。図中の太い実線はこれらの系での流線と等圧線の計算結果であるが, 破線で示す $\alpha_c=\alpha_o=25^\circ$ の場合の流線に比べて, $\alpha_o=20^\circ$ の場合の流線は周壁側に移行して周辺流が強化されている。一方, $\alpha_o=30^\circ$ の場合には中心流が強化されている。

Fig. 4 は, Fig. 3 (b)の場合の質量速度の半径方向分布を, 無次元高さ $\xi=0.9$ の回りの二つのレベルについ

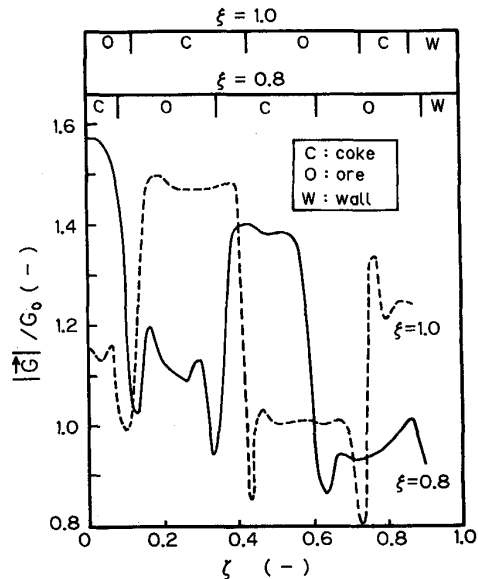


Fig. 4. Numerically predicted profile of mass velocity of gas for the same case as Fig. 3(b).

て示している。質量速度は, 鉱石とコークスの層状構造に対応して矩形波的に分布し^{†2}, 同一レベル, 同一半径位置で比較した場合, コークス層中の質量速度は鉱石層中より 1.1~1.3 倍程度大きくなっている。鉱石層とコークス層の見かけの安息角の差異に基づく中心流化の傾向は, 隣接二層平均ばかりでなく, 同一レベルの各層内にもみられる。

†2 抵抗が不連続的に変化する異層界面での取扱いでは, 圧損失の適用と差分近似に検討の余地もある。

4. 近似解析 (II)

4.1 異層界面回りの不均一流れの成因

数値解析の結果からも明らかであるが、Fig. 5 に模式的に示した折線状の流線のように、ガスは抵抗の大きい鉱石層内では通過距離を最小にする方向、すなわち、二層界面に直交する方向へと向かう。しかし、それに伴って、コークス層では通過距離が増加するため、また、隣接する二本の流線に囲まれた流管の幅が縮小してガスの線速度が上昇するために、コークス層内での圧損失は増大する。したがって、1ブロックにわたる全圧損失が最小となる蛇行した流線経路が存在するはずであり、各層内の流管幅に対応した質量速度の変化が誘発されると考えられる。

4.2 蛇行する流線の方位角と隣接二層間の流量分配比

Fig. 5 に示す模式図において、任意の無次元半径位置 ζ を通過する近接した二本の流線 ($D'E'F'$, $D''E''F''$) に着目し、それらに挟まれた流管内での流路の方向と長さ、流速変化、および圧損失の関係を以下に定式化する。なお、3.2 節の数値解析から得られた知見に基づいて、次の仮定をする。

(a) 流入したガスが二、三層を通過した後は、流線は同一の無次元半径位置に沿って同じ蛇行パターンを繰り返すので、ここでは炉径一定の充填層について考察す

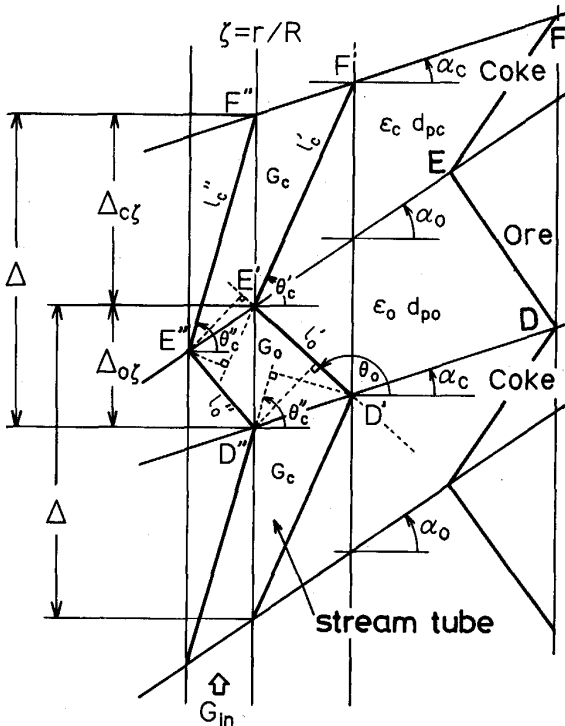


Fig. 5. Schematic illustration for approximate analysis (II).

ることとし、流線は鉱石層 (O) とコークス層 (C) の 1 ブロックを通過すると元の半径位置に復帰するとする。

(b) 流線の蛇行は折線的であるとする。

(c) 微小幅をもつた着目する流管において、鉱石層内での流管幅の変化を無視する。この仮定は、4.1 節の考察に基づいており、抵抗が大きい鉱石層内の各流線の方向は近接した流線についてはほぼ一定となる。

(d) ガス流線の位置は、1ブロックにわたる全圧損失が最小となる経路である。

(1) 各ブロック内流線パターンの周期性

各層内での流線の方位角 $\theta_j (j=c, o)$ を、水平軸から反時計回りに計るとき、1ブロック通過後の流線が元の半径位置に復帰するための条件は、

流線 $D'E'F'$: $\tan \theta_c' = (\Delta/\Delta_{os}) \tan \alpha_c$
 $-(\Delta_{cs}/\Delta_{os}) \tan \theta_o \dots \dots \dots (42)$

流線 $D''E''F''$: $\tan \theta_c'' = (\Delta/\Delta_{os}) \tan \alpha_o$
 $-(\Delta_{cs}/\Delta_{os}) \tan \theta_o \dots \dots \dots (43)$

で表されるが、流管としての平均的経路についての θ_c と θ_o の関係を、ここでは次式で表す。

$\tan \theta_c = (\Delta/\Delta_{os}) \tan \alpha^* - (\Delta_{cs}/\Delta_{os}) \tan \theta_o \dots (44)$

ただし、 α^* は次式に示す α_c と α_o の相加平均^{†3}である。

$\alpha^* = (\alpha_c + \alpha_o)/2 \dots \dots \dots (45)$

(2) 鉱石とコークス層間でのガスの流量分配比

半径位置 ζ における鉱石層とコークス層間の質量速度比 (G_o/G_c) は、流管内物質収支、したがって、両層間での流管幅の比によって決まる。コークス層の流管幅が最大または最小となる C→O 界面 (→はガス流の方向を示す) と O→C 界面についての物質収支から、

C→O 界面 : $G_o/G_c = \sin(\theta_c'' - \alpha_c)/\sin(\theta_o - \alpha_c)$
 $\dots \dots \dots (46)$

O→C 界面 : $G_o/G_c = \sin(\theta_c' - \alpha_o)/\sin(\theta_o - \alpha_o)$
 $\dots \dots \dots (47)$

となるが、ここでは、流管平均の (G_o/G_c) を次式で表す。

$G_o/G_c = \sin(\theta_c - \alpha^*)/\sin(\theta_o - \alpha^*) \dots \dots \dots (48)$

(3) 軸方向流れに対するコークス層内流れの速度比

ブロックの下端に流入させた軸方向流れに対する、コークス層内流れの質量速度比 (G_c/G_{in}) は、C→O 界面と O→C 界面での平均値として次式で表すことにする。

$G_c/G_{in} = \cos \alpha^*/\sin(\theta_c - \alpha^*) \dots \dots \dots (49)$

(4) 各層内での流管の長さ

†3 鉱石とコークスの見かけの安息角の差異は数度以内であるため、平均化の違いは実用上無視できる。

着目する1ブロックにおいて、コークス層中の流管長さは、流線 $E'F'$ と $E''F''$ の長さ (l'_c と l''_c) の平均値として次式で表す。

$$l_c = \Delta \cos \theta_o / \sin(\theta_c - \theta_o) \dots\dots\dots (50)$$

同様に、鉱石層中での流管の平均長さは、

$$l_o = -\Delta \cos \theta_c / \sin(\theta_c - \theta_o) \dots\dots\dots (51)$$

(5) 1ブロック内での全圧損失

1ブロックにわたる着目流管内の全圧損失を ERGUN 式で表すと、

$$(\Delta P)_t = (f_{1,c} + f_{2,c} G_c) G_c l_c + (f_{1,o} + f_{2,o} G_o) G_o l_o \dots\dots\dots (52)$$

ここで、 $f_{1,j}$ と $f_{2,j}$ ($j=c, o$) は、(33), (34) 式で表される ERGUN の抵抗係数である。

(52)式中の G_c, G_o, l_c, l_o に、それぞれ、(49), (48), (50), (51) 式の関係代入すれば次式が得られる。

$$(\Delta P)_t = \left\{ \left(f_{1,c} + f_{2,c} \frac{\cos \alpha^*}{\sin(\theta_c - \alpha^*)} G_{in} \right) \times \frac{\cos \theta_o}{\sin(\theta_c - \alpha^*)} \cdot \frac{\Delta \cos \alpha^*}{\sin(\theta_c - \theta_o)} - \left(f_{1,o} + f_{2,o} \frac{\cos \alpha^*}{\sin(\theta_o - \alpha^*)} G_{in} \right) \times \frac{\cos \theta_c}{\sin(\theta_o - \alpha^*)} \cdot \frac{\Delta \cos \alpha^*}{\sin(\theta_c - \theta_o)} \right\} G_{in} \dots\dots\dots (53)$$

θ_c と θ_o の間には(44)式の関係が成立するので、所定の操業条件下での $(\Delta P)_t$ は θ_c または θ_o のみの関数となる。したがって、仮定 (d) に基づいて、 $(\Delta P)_t$ を最小にする θ_c または θ_o を一次元探索すれば、流線を決定することができる。求められた θ_c と θ_o のもとで、(48)式は一つの流管内の鉱石層とコークス層間での流速変化を表す。一方、隣接する流管の異なる二層間についてみれば、同式は二層間の流量分配比を与えることになる。

4.3 各層内における質量速度

前の2節と4.2節では、層状装入物層内のガス流れに関して二つの近似解析を展開し、前者では、まず、半径方向での圧力差が小さいためにそれを無視して隣接二層平均の質量速度の巨視的な半径方向分布 $G_{gz}(\xi)$ を求め、また後者では、隣接二層間での流量分配比を軸方向流れの質量速度 G_{in} の関数として予知する手法を示した。

装入物層が傾斜すると流線が蛇行し、総合的な流通抵抗、したがって、全圧力損失が低下するが、半径方向での G_{gz} の分布パターンは低下した圧力のレベルにはほとんど依存しない。そこで、上述の二つの近似解析法を、

$$G_{in} = G_{gz}(\xi) \dots\dots\dots (54)$$

の関係を利用して結合することによつて、鉱石とコーク

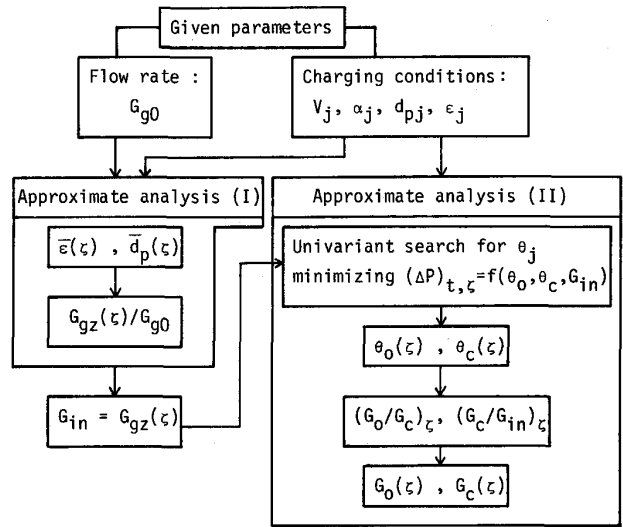


Fig. 6. Computational procedure for approximate analyses.

Table 1. Charging conditions*.

Case	V_o/V_c (-)	Δ (m)	d_{po} (m)	α_o (deg)
1	1.0	1.2	0.02	30,20
2	0.5	1.2	0.02	30,20
3	1.0	0.8	0.02	30,20
4	1.0	1.2	0.03	30,20

* The other conditions for all cases:
 $d_{pc} = 0.05$ m $\alpha_c = 25^\circ$ $\epsilon_c = 0.40$ $\epsilon_o = 0.35$
 $G_o = 1.4$ kg/m² (bed)·s

スの各層内における質量速度の半径方向分布 ($G_o(\xi)$ と $G_c(\xi)$), および、蛇行する流線の方位角 ($\theta_o(\xi)$ と $\theta_c(\xi)$) を求めることができる。以上の近似解析の手順をフローチャート化して Fig. 6 に示した。

4.4 計算結果

3.2 節の数値計算で採用した操業条件 (Case 1 とする) を基準にして、操業条件の変更が炉内ガス流れに及ぼす効果を近似解析に基づいて検討した。変更した条件は、鉱石層とコークス層との容積比 (Case 2), 層厚 (Case 3), 鉱石の粒子径 (Case 4), および、装入物層の見かけの安息角の差異であり、各 Case の装入条件を Table 1 に示す。

(1) 層内流量を二等分する無次元の半径位置 \bar{X}

Table 2 中に、 \bar{X} の近似解と数値解との比較を示す。前者は(26)式から、後者は $\phi = \phi_w/2$ の流線がたどる平均の半径位置として計算した。(Case 1) に対する数値解は Fig. 3 の流線場に対応しているが、他の条件の場合も含めて、近似解と数値解との一致は良好である。なお、等流量分布の場合の $\bar{X} = 0.707$ と比較して明らかのように、いずれの条件においても、 $\alpha_o > \alpha_c$ では中心流化し、 $\alpha_o < \alpha_c$ では周辺流化している。また、 $|\alpha_c - \alpha_o|$ の変

Table 2. Comparison between the approximate solutions and the numerical ones in axi-symmetrical bed with layered burdens.

Case No.	$\alpha_c = 25^\circ$								
	$\alpha_o = 30^\circ$				$\alpha_o = 20^\circ$				
	\bar{X} (-)	θ_c (°)	θ_o (°)	G_o/G_c (-)	\bar{X} (-)	θ_c (°)	θ_o (°)	G_o/G_c (-)	
1	Appr. Num.	0.69 0.67	78 70	105 112	0.80 0.72	0.72 0.72	80 74	103 109	0.86 0.77
2	Appr. Num.	0.69 0.67	83 78	107 113	0.84 0.79	0.72 0.73	84 79	105 112	0.89 0.85
3	Appr. Num.	0.68 0.66	79 71	105 115	0.80 0.73	0.73 0.74	81 74	103 111	0.86 0.79
4	Appr. Num.	0.70 0.68	81 77	100 103	0.85 0.82	0.72 0.72	82 79	100 102	0.89 0.86

更は他の条件変更よりも効果が顕著である。

(2) \bar{X} における θ_o , θ_c , G_o/G_c

流れ場の数値解析と4・2節の近似解析に基づいて、位置 \bar{X} における各層内流線の方位角(θ_o , θ_c)と隣接二層間でのガスの流量分配比(G_o/G_c)を求め、結果をTable 2中に示した。装入条件にもよるが、隣接二層平均の見かけの安息角が 25° である本計算例の場合、 θ_o は θ_c より 20° 以上大きく、(G_o/G_c)は $0.8\sim 0.9$ 程度となることがTable 2からわかる。また、鉱石層の容積比率(したがって、Ore/Coke)の減少、鉱石粒子径の増加、および、 $|\alpha_o - \alpha_c|$ の減少に伴って、流線の蛇行が緩和され、(G_o/G_c)は増加している。近似解と数値解との相対誤差は(Case 1)の場合に最大となつて10%程度となるが、他の条件では数%以内である。Fig. 4に示したように、数値解析による流れ場は隣接二層界面で明確な変化を示すわけではないが、ここでの数値解は \bar{X} に沿つての算術平均として求めたものであることを考慮すれば、両者は比較的良く一致している。

(3) 質量速度の各層内半径方向分布

Fig. 7は、各層内の質量速度分布に及ぼす $|\alpha_o - \alpha_c|$ の効果を(Case 4)について示した計算例である。図中の二本の破線は、鉱石層とコークス層内の質量速度分布($G_o(\zeta)$ と $G_c(\zeta)$)に関する数値解であり、Fig. 4に示したような軸方向の各レベルごとに描いた矩形波状の質量速度分布パターンの重畳から、包絡線として得たものである。一点鎖線と実線は近似解析の結果であり、それぞれ、隣接二層平均の質量速度分布 $G_{gz}(\zeta)$ と各層内の質量速度分布を表している。中心側のOre/Cokeが低い場合の同図右半分では、 $G_{gz}(\zeta)$, $G_o(\zeta)$, $G_c(\zeta)$ とも強い中心流の傾向が現れているのに対し、隣接二層間の見かけの安息角の大小関係が逆転した場合の左半分では周辺流化している。前述したように、数値解析に基

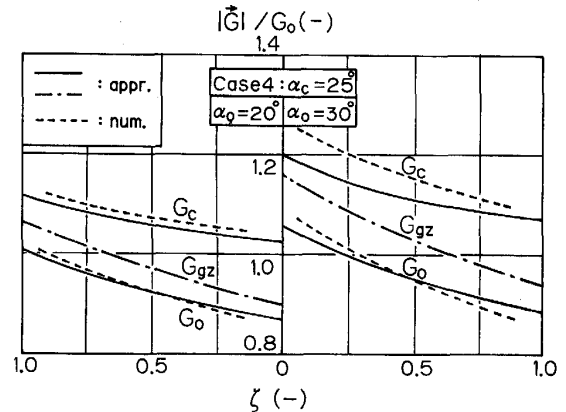


Fig. 7. Radial profile of mass velocity of gas predicted by the approximate and numerical analyses.

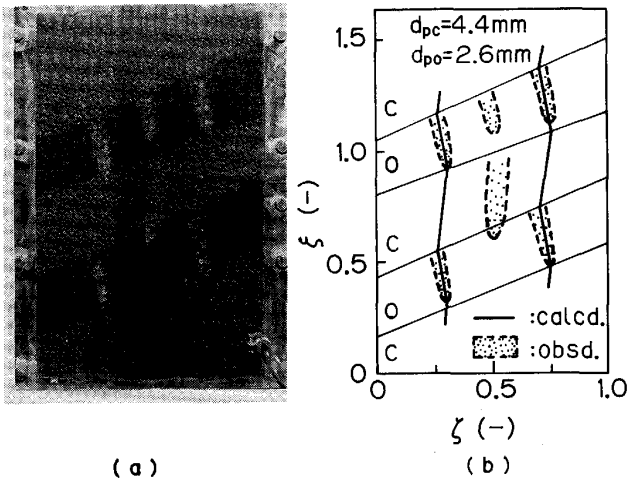
づく G_o と G_c の包絡線は、明確な線というより帯状の分布を示すことを考慮すると、 $G_o(\zeta)$ と $G_c(\zeta)$ に関する近似解析の精度は実用上は満足できる。ただし、軸心と炉壁近傍での流れについては、境界条件を考慮した解析¹⁴が必要となるが、今後の検討課題である。

5. 流線の可視化実験

アクリル製の二次元充填層(横幅 $200\times$ 奥行き $15\times$ 高さ 660 mm)を用いて、流線の可視化実験を行った。充填物には二粒径(2.6 mmと 4.4 mm)の青色シリカゲル粒子を採用し、これらを所定の傾斜角で交互に層状に充填した。層底から、主流としての窒素ガスを 1.67×10^{-3} Nm³/sの流量で送風し、一方、装置の背面に設置した6本の注射針(内径 1 mm)から、 $60^\circ\sim 70^\circ$ Cの温水中で加湿した空気を数cm(H₂O)程度の背圧で吹き込んだ。

Fig. 8(a)は、シリカゲル粒子の白色化によつて可視化されたガス流線の写真を示している。写真中で灰色および黒色の領域は、それぞれ、堆積角が 21° と 25° 、粒子径が 4.4 mmと 2.6 mm、空隙率は等しく $\epsilon=0.39$ の場合の粒子層である。4・1節で考慮したように、流線は抵抗の大きい小粒子の層では層界面に直交する方向へ、逆に、大粒子の層内では層界面に沿つた斜め上向き方向へと屈折し、蛇行している。Fig. 8(b)は、近似解析から計算した流線と、Fig. 8(a)中の可視化された流線(領域)とを比較して示している。なお、図中には示されていないが、数値計算による流線と近似解析結果との差異は僅少であつた。これらの流線の一致は非常に良好であり、このことは、多次元系に拡張されたERGUN式に基

¹⁴ 高炉条件のように隣接二層間の流通抵抗差が大きい場合には、境界条件の及ぶ範囲は比較的狭い。



(a) Visualized streamlines
(b) Comparison between visualized streamlines and those predicted by approximate analysis

Fig. 8. Gas-streamlines in two-dimensional bed having layered structure of silicagel particles.

づく充填層内ガス流れの数値解析法に根拠を与えるとともに、本近似解析法の有効性を示唆している。

6. 結 言

層状装入のシャフト内を流通するガスの、蛇行する流線の方位角、隣接二層間での流量分配比、各層内における流量の半径方向分布を予知するための近似解析モデルを展開した。近似解析上の主要な理論的基礎は、(1) 2本の流線に囲まれた任意の流管は孤立系であり、管壁を通しての物質交換が無いことに着目した物質収支、(2) 流管の経路は系を通しての全圧損失が最小となるように形成されるというエネルギー原理、の二つである。

本モデルに基づいて、隣接二層間での見かけの安息角、充填容積、流通抵抗の差異が、層内の不均一流れに及ぼす効果を評価した。近似解析による計算結果は、連続の式と運動方程式に基づく数値解析結果と数%程度の誤差範囲内で一致した。

また、近似解析の妥当性を検証するために、2次元充填層を用いてガス流線の可視化実験を行った。層状充填したシリカゲル粒子層内の窒素気流中に、トレーサーとして水蒸気を送入することによって可視化したが、観察結果と近似解析との間には良好な一致が認められた。

なお、この計算には名古屋大学大型計算機センターのFACOM-M 382 電算機を使用した。近似解析における1 run 当たりの計算所要時間は1 s 以内であり、数値解析の場合の1/20 以下となり大幅に短縮された。したがって、本近似解析法は、高炉シャフト部のような層状

装入物層内の不均一ガス流れと装入条件との関連を検討する際に、簡便モデルとして有用である。

従来、数値解析の収束計算だけから推察されていた層状装入物層内におけるガス流動の原理が、本研究によって解析的にも裏付けられたことになる。

記 号

- d_p : 粒子径 (m)
 f_1, f_2 : ERGUN 式の抵抗係数 (1/s), (m²/kg)
 G_g : ガスの質量速度 (kg/m²(bed)·s)
 L : 層高 (m) P : ガス圧力 (Pa)
 R : 炉内壁半径 (m) r : 中心軸からの距離 (m)
 v_0 : ガスの空塔速度 (m/s)
 V : 1 チャージ当たり層容積 (m³(bed))
 \bar{X} : 流量が二等分される半径の無次元距離 (-)
 z : 層底からの距離 (m)
 α : 見かけの安息角 (rad)
 Δ : 1 ブロックの層厚 (m)
 Δ_j : j 層 ($j = o, c$) の厚さ (m)
 ϵ : 空隙率 (-) ζ : 無次元半径 (= r/R_0) (-)
 θ : 流線の水平軸から反時計回りの平面角 (rad)
 μ_g : ガス粘度 (Pa·s)
 ξ : 無次元高さ (= z/R_0) (-)
 ρ_g : ガス密度 (kg/m³)
 ϕ : 粒子形状係数 (-)
 ψ : 流れ関数 (2次元, 軸対称系) (kg/m·s, kg/s)
添え字 c: Coke, o: Ore, w: Wall, 0: 層底

文 献

- 1) J. RADESTOCK and R. JESCHAR: Stahl Eisen, **90** (1970), p. 1249
- 2) J. RADESTOCK and R. JESCHAR: Chem. Ing. Techn., **43** (1971), p. 355
- 3) M. KUWABARA and I. MUCHI: Blast Furnace Aerodynamics, ed. by N. STANDISH (1975), p. 61 [AIMM, Wollongong, Australia]
- 4) 桑原 守, 鞭 廠: 鉄と鋼, **62** (1976), p. 463
- 5) 桑原 守, 近松栄二, 立川真司, 鞭 廠: 鉄と鋼, **64** (1978), S5
- 6) J. J. POVEROMO, J. SZEKELY and M. PROPSTER: Blast Furnace Aerodynamics, ed. by N. STANDISH (1975), p. 1 [AIMM, Wollongong, Australia]
- 7) J. SZEKELY and M. A. PROPSTER: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **19** (1979), p. 21
- 8) M. A. PROPSTER and J. SZEKELY: Ironmaking Steel-making, **6** (1979), p. 209
- 9) 羽田野道春, 栗田興一, 岡根幸司: 鉄と鋼, **63** (1977), p. 217
- 10) M. CROSS and R. D. GIBSON: Powder Technol., **24** (1979), p. 167
- 11) 大野陽太郎, M. SCHNEIDER: 鉄と鋼, **64** (1978), S 31
- 12) 八木順一郎, 武田幹治, 大森康男: 鉄と鋼, **66** (1980), p. 1888
- 13) 荒木和男, 森山 昭: 鉄と鋼, **63** (1977), p. 1453
- 14) 桑原 守, 鞭 廠: 鉄と鋼, **61** (1975), p. 787
- 15) S. ERGUN: Ind. Eng. Chem., **45** (1953), p. 447
- 16) 桑原 守, 鞭 廠: 鉄と鋼, **61** (1975), p. 301