

© 1987 ISIJ

気液二相流を考慮した底吹きガス攪拌取鍋内 溶鋼流動の数値解析

論 文

沢 田 郁 夫*・大 橋 徹 郎*2

Numerical Analysis of the Two Phase Flow in the Bottom-gas Blowing Ladle

Ikuo SAWADA and Tetsuro OHASHI

Synopsis:

The numerical simulation of the fluid flow in the bottom-gas blowing ladle was conducted by the use of the two phase model. In the model not only the balances of mass, momentum and turbulent characteristics k and ϵ in metal phase but also those of mass and momentum in gas phase are taken into account.

The accuracy of the calculation was confirmed by the comparison of the flow velocities and turbulent kinetic energies between the calculation and the measurement in a water model test using the laser doppler anemometer.

The mean velocities in the plume zone where both metal and gas went up were expressed as a function of Froude number and the aspect ratio of molten bath.

Key words: ladle metallurgy; simulation; secondarysteelmaking; steelmaking; computer; modelling.

1. 緒 言

鋼の高純度化の必要性に伴いトープードカー、溶銑鍋での溶銑予備処理や取鍋等での二次精錬に代表される炉外精錬法が発達してきた。これらの処理において、その基本となる反応は溶銑-スラグ-ガスの三相系間成分の化学反応および物質移動により構成されており、その反応速度を増大させるための浴の攪拌が重要視されてきた。浴の攪拌方法としては、機械的攪拌、電磁攪拌、ガス吹込み攪拌があり目的に応じて使い分けがなされている。一般に、設備の簡便さと、粉体吹込みとの併用の観点からガス吹込み攪拌が広く用いられている。

底吹きガス攪拌時の鍋内鋼浴流動の解析手法は、反応工学的手法と流体力学的手法に大別される¹⁾。前者としては、浴のデルタ応答としての均一混合時間を求める方法²⁾が広く用いられているが、浴の局所的な流速分布に関する情報は得られない。最近のフラックス精錬法では、同一の鋼浴内に攪拌の強い場所と弱い場所を共存させ局所的な非平衡を生じさせることにより優先反応を制御する場合が多くあり、鋼浴流動の空間的分布を扱う流体力

学的解析手法の導入が必要となりつつある。

底吹きガス攪拌浴の流体力学的取扱いは、乱流の直接計測による方法と二相流モデルを用いた数値計算^{3)~5)}による方法がある。乱流の直接計測法では、模型装置としての水モデル内浴流動を流速センサーで計測する例⁶⁾⁸⁾は多いが、実機の溶銑流動を汎用的に計測する方法は確立されていない。また、このような事情のために、任意の実機の溶銑流動を予測する理論が必要となつている。本研究では、底吹きガス攪拌取鍋内の溶銑-ガスよりなる二相流動を汎用的に解析する数値計算法の検討および水モデルによる確認を行つたので報告する。

2. 理 論

溶銑-ガス二相系のモデル化には、ガス相分率に応じて密度の変化する溶銑相の運動量収支をとる方法⁷⁾と、ガス相と溶銑相を別個の相とらえ各相の運動量収支をとる方法⁸⁾⁹⁾に分類される。ここでは、後者として HARLOW や、ALDHAM らにより提唱された二相流方程式を採用し検討を行つた。一般に、精錬容器内の浴流動は乱流となるが、非定常的な乱流現象を空間的にも、時間的

昭和 61 年 1 月 22 日受付 (Received Jan. 22, 1986)

* 新日本製鉄(株)特別基礎第二研究センター (Fundamental Research Lab.-II, Nippon Steel Corp., 1618 Ida Nakahara-ku Kawasaki 211)

*2 新日本製鉄(株)特別基礎第二研究センター (現:新日本製鉄(株)研究企画部) 工博 (Fundamental Research Lab.-II, Now R & D Planning & Coordination Div., Nippon Steel Corp.)

にもそのまま、解析するのは現状では困難であり、時間平均化された乱流特性を計算する乱流モデル (k - ϵ 二方程式モデル)¹⁰⁾ を用い、以下に示す質量保存式、運動量方程式および乱流特性値 (乱流エネルギー k およびその消散速度 ϵ) の輸送方程式を三次元の差分法により数値計算を行った。

2.1 基礎方程式

質量保存式

$$\text{div}(R_1 \rho_1 \vec{U}_1) = 0 \quad (1)$$

$$\text{div}(R_2 \rho_2 \vec{U}_2) = 0 \quad (2)$$

$$R_1 + R_2 = 1 \quad (3)$$

メタル側運動量方程式

$$\begin{aligned} \text{div}(R_1 \rho_1 \vec{U}_1 \vec{U}_1 - R_1 \mu_{eff,1} \text{grad} \vec{U}_1) \\ = -R_1 \text{grad} P_r + R_1 \rho_1 \vec{g} \\ + C_f (\vec{U}_2 - \vec{U}_1) \end{aligned} \quad (4)$$

ガス側運動量方程式

$$\begin{aligned} \text{div}(R_2 \rho_2 \vec{U}_2 \vec{U}_2 - R_2 \mu_{eff,2} \text{grad} \vec{U}_2) \\ = -R_2 \text{grad} P_r + R_2 \rho_2 \vec{g} \\ + C_f (\vec{U}_1 - \vec{U}_2) \end{aligned} \quad (5)$$

メタル側スカラー量 (k , ϵ) 輸送方程式¹⁰⁾

$$\begin{aligned} \text{div}(R_1 \rho_1 \vec{U}_1 k - R_1 \mu_{eff,1} / \sigma_k \text{grad} k) \\ = R_1 (G_k - \rho_1 \epsilon) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{div}(R_1 \rho_1 \vec{U}_1 \epsilon - R_1 \mu_{eff,1} / \sigma_\epsilon \text{grad} \epsilon) \\ = R_1 \epsilon / k (C_1 G_k - C_2 \rho_1 \epsilon) \end{aligned} \quad (7)$$

メタル側有効粘性係数 $\mu_{eff,1}$ は (8) 式に記述されるように、層流粘性係数 $\mu_{lam,1}$ と BOUSSINESQ の渦粘性概念に基づく乱流粘性係数 $\mu_{turb,1}$ の和で定義される。

$$\mu_{eff,1} = \mu_{lam,1} + \mu_{turb,1} \quad (8)$$

k - ϵ 二方程式モデルでは、乱流粘性係数 $\mu_{turb,1}$ は乱流エネルギー k とその消散速度 ϵ の関数として (9) 式で与えられる。

$$\mu_{turb,1} = C_\mu \rho_1 \epsilon^2 / k \quad (9)$$

ガス側有効粘性係数 $\mu_{eff,2}$ については、GREVET¹¹⁾ らの報告より (10) 式で与える。

$$\mu_{eff,2} = 300 \cdot \mu_{lam,2} \quad (10)$$

(6), (7), (9) 式中の五つの普遍定数は LAUNDER & SPALDING¹⁰⁾ により以下のように与えられている。

$$C_\mu = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, C_k = 1.0,$$

$$C_\epsilon = 1.3$$

また、(4), (5) 式右辺第三項に現れる溶鉄-ガス間の摩擦を規定する定数 C_f は気泡内の循環流を考慮に入れた (11) 式¹²⁾ で算出される。

$$\begin{aligned} C_f = 32 / Re \cdot (1 - 0.314 / \sqrt{Re}) \cdot \\ \frac{3\rho_1 R_2}{4d_b} \cdot |\vec{U}_1 - \vec{U}_2| \end{aligned} \quad (11)$$

以上、(1), (2), (4)~(7) 式は下記の一般的な輸送方程式である (12) 式にまとめられる。

$$\begin{aligned} \text{div}(R_i \rho_i \vec{U}_i \phi_i - R_i \Gamma_\phi \text{grad} \phi_i) \\ = R_i S_\phi \end{aligned} \quad (12)$$

2.2 差分方程式

基礎方程式 (12) を数値解析する際に、空間の離散化は Fig. 1 に示すようなコントロール・ボリューム法¹³⁾ に基づく差分格子により実現される。差分格子にはスタaggerド・グリッド¹⁴⁾ 系を用いる。スタaggerド・グリッド系では、速度 u_i, v_i, w_i 以外の物理量 (圧力 P_r , 相体積分率 R_i , 密度 ρ_i) はコントロール・ボリューム内の中心点 P で定義されるが、速度 u_i, v_i, w_i についてはコントロール・ボリュームの境界面と各中心点を結ぶ線との交点において定義される。つまり、スカラー量は中心点に配置し、流速成分は各中心点の中間に配置する。差分方程式は、各コントロール・ボリュームで基礎方程式 (12) を体積分するにより導かれる。すなわち、

$$\begin{aligned} \int_{\text{cell}} \text{div}(R_i \rho_i \vec{U}_i \phi_i - R_i \Gamma_\phi \text{grad} \phi_i) dV \\ = \int_{\text{cell}} S_\phi dV \end{aligned} \quad (13)$$

(13) 式左辺はベクトル解析の定理より (14) 式に変換される。

$$\begin{aligned} \oint_s (R_i \rho_i \vec{U}_i \phi_i - R_i \Gamma_\phi \text{grad} \phi_i) \cdot \vec{A} \\ \approx \sum_s (R_i \rho_i \vec{U}_i \phi_i - R_i \Gamma_\phi \text{grad} \phi_i) \cdot \vec{A} \end{aligned} \quad (14)$$

また、右辺生成項を線形化して (15) 式のように表す。

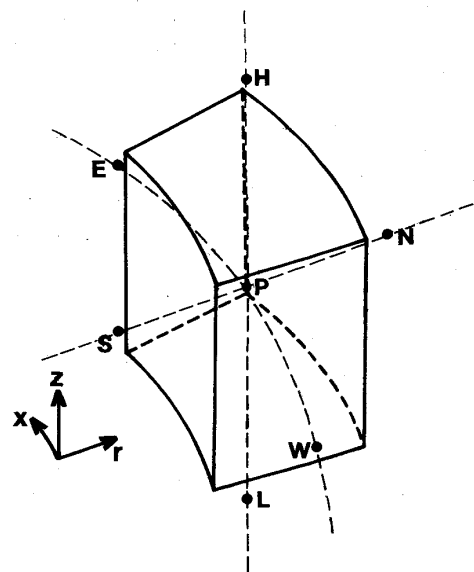


Fig. 1. Control volume cell and grid points.

$$\int_{\text{cell}} S_{\phi} dV = S_{U, \phi} + S_{P, \phi} \phi_P \dots \dots \dots (15)$$

(14) 式中第一項に Upwind 法¹⁴⁾を採用し、(14)、(15) 式を差分化すれば (16)、(17) 式が得られる。

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_H \phi_H + a_L \phi_L + S_{U, \phi} \dots \dots \dots (16)^{14)}$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_H + a_L - S_{P, \phi} \dots \dots \dots (17)^{14)}$$

2.3 境界条件

差分方程式 (16)、(17) の数値解を得るためには、各変数 ϕ に関する境界条件を与える必要がある。本解析で使用される境界条件は、流入面、対称面、一定値面、壁面の 4 種類である。壁面の境界条件では、壁面上のすべての流速成分を零としている。特に、乱流の場合には壁近傍の流速の急な勾配を考慮するために壁関数¹⁰⁾を採用している。

2.4 差分方程式の連立解法

質量保存式と運動量方程式を連立して解くアルゴリズムとして、Simplest 法¹⁵⁾を用いた。この方法は、流速と圧力とを連成させて、予測-修正演算を繰り返すものである。以下に演算の手順を示す。

- (1) 圧力場 P^* を仮定する。
- (2) P^* に基づいて、流速成分 u_i^* , v_i^* , w_i^* の運動量方程式を解く。
- (3) 求められた流速成分は質量保存式を満足しない。従つて、質量保存の式と線形化された運動量方程式より導かれた圧力補正 P' の方程式を解き、 P^* 及び u_i^* , v_i^* , w_i^* に対して補正を行う。
- (4) 補正された流速成分を用いて乱流特性 (k , ϵ) の輸送方程式を解く。
- (5) 補正された圧力を P^* として (1)~(4) を繰り返す。
- (6) 所定の収束基準値が満たされた時に計算を終了する。差分演算の実行については、変数 u_i , v_i , R_i は r , x 方向への TDMA¹³⁾ (Tri-Diagonal Matrix Algorithm) を伴う Slab by slab 反復法¹⁴⁾を、また、それ以外の変数については JACOBI の Point by point¹⁶⁾法を用いた。

3. 実験方法

数値計算に適用した二相流方程式の計算精度を確認する目的で、水モデルの浴流速測定を行った。水モデル実験装置の形状および底吹き攪拌ガスの吹込み様式を Fig. 2 および Table 1 に示す。生起する循環流は軸対称流れとして、Fig. 2 に示す二次元断面の時間平均流速 $\bar{u}$ および時間平均乱流エネルギー k を 15 mWHe-Ne レーザ流速計で測定した。本来、 $k = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$ であるが、本測定では前方散乱方式を用いているため $\overline{w'^2}$ の測定が不可能であったので、等方的な乱れを仮定し $\overline{w'^2} = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$ として k を求めた。レーザ流速計はデュアルビームモードを採用し、Fig. 3 に示すようにあらかじめ水浴中に添加した平均粒径 3 $[\mu\text{m}]$ のポリエチレン微粒子より得られる前方散乱光をフォトディテクターで集光する。

この際、ポリエチレン微粒子と水とのスリップ速度は (18)¹⁷⁾ 式で見積もられる。

Table 1. Conditions in the calculation for the water model test and the real equipment run.

	Water model test	Real equipment run
Bath weight (W_g)	0.113×10^6 [g]	$0.791 \sim 76.0 \times 10^6$ [g]
Bath diameter (d_c)	60 [cm]	60~240 [cm]
Bath depth (H)	40 [cm]	40~240 [cm]
Volumetric flow rate (Q_B)	667 [cm ³ /s]	602~11 895 [cm ³ /s]

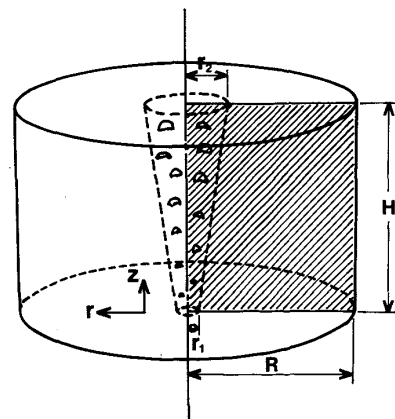


Fig. 2. Profile of bottom-gas blowing ladle.

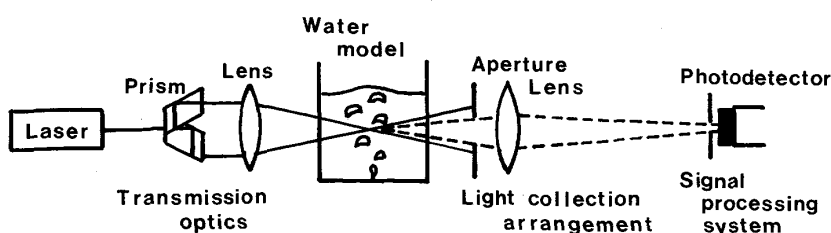


Fig. 3. Arrangement of the L.D.V. optical system.

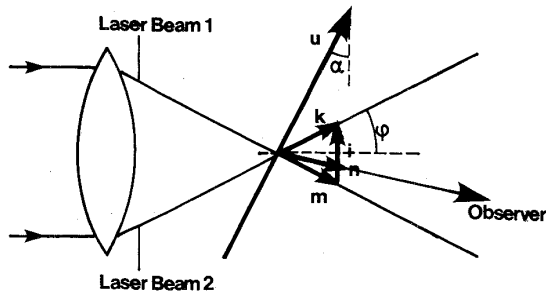


Fig. 4. Principle of velocity measurements utilizing doppler effect.

$$u_s = b \rho_p d_p^2 / 18\mu \quad (18)$$

ここで、 b は流れの加速度を示す。10 [cm/s] 程度の乱れ u' が 0.1 [s] 程度の周期で起こっていると仮定すれば、 $b=100$ [cm/s²] となり、 u_s はたかだか 10^{-4} [cm/s] となる。このように 3 [μm] のポリエチレン微粒子の速度は流体の速度と等しいと見なしても良い。

Fig. 4 に示すように、 $\vec{n}$ の延長線上にいる観測者がレーザー光線の集光点を速度 $\vec{U}$ で通過する微粒子より得る 2 本の散乱光の周波数はおののおの (19), (20) 式で表される¹⁸⁾。実際には 2 本の散乱光は干渉し合い観測者の位置とは無関係に (21) 式で表される¹⁸⁾ 周波数 $\Delta\nu$ を持つことになる。

$$\nu_1 = \nu \left[\frac{c - \vec{U} \cdot \vec{k}}{c - \vec{U} \cdot \vec{n}} \right] \quad (19)$$

$$\nu_2 = \nu \left[\frac{c - \vec{U} \cdot \vec{m}}{c - \vec{U} \cdot \vec{n}} \right] \quad (20)$$

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 \approx \frac{1}{\lambda} \vec{U} \cdot (\vec{k} - \vec{m})$$

$$= \frac{2|\vec{U}| \cos\alpha \sin\phi}{\lambda} \quad (21)$$

ここで、 $\vec{k}$, $\vec{m}$ は光線の進行方向への単位ベクトル、 $\vec{n}$ は観測者方向への単位ベクトル、 c は光速、 λ は波長を示す。

(21) 式に基づき、ドップラー周波数 $\Delta\nu$ を周波数トラッカーで計測し、流速 $\vec{U}$ の $\vec{i}$ 方向の成分を測定した。ただし、 $\vec{i}$ は $\vec{k}$, $\vec{m}$ を含む平面内で光軸に垂直な単位ベクトルとする。

4. 数値計算および実験結果

4.1 二相流モデルの精度確認

Fig. 5 に実機内溶鋼の三次元的な流動計算結果の一例を示す。なお、図中矢印は流速ベクトルを表す。

次に、二相流モデルの精度確認のために行った軸対象二次元流れの水モデルにおける流速測定と二相流モデル

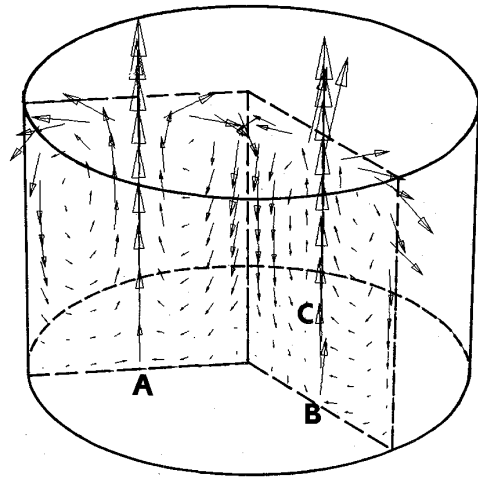


Fig. 5. Three dimensional flow pattern of molten steel in the real equipment obtained from the numerical analysis.

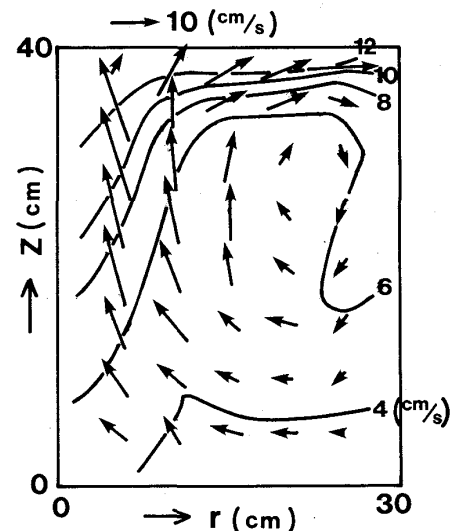


Fig. 6. Fluid flow pattern in the water model measured by L.D.V..

に基づく数値計算との対比について記述する。ここで軸対象二次元流れとは、取鍋の底の中心からガスを吹き込み、円周方向の流速成分が零であるような流れを意味する。

レーザー流速計による水浴の流速 $\vec{U}$ および乱流エネルギーの平方根 $\sqrt{k}$ の測定結果を Fig. 6 に示す。なお、図中矢印は流速ベクトル、数字および等高線は $\sqrt{k}$ を表す。また、水モデルの実験条件は Table 1 に示す。

以下、上述の水浴の流動を二相流方程式に基づいて数値計算した。Fig. 2 に示すような円筒座標系を想定し、流れの軸対称性を考慮して二次元断面 (r - z 平面) において $r \times z = 20 \times 30$ の等間隔グリッドを設定し計算を行った。ただし、この際に円周方向に厚み 1 rad の 1 セル

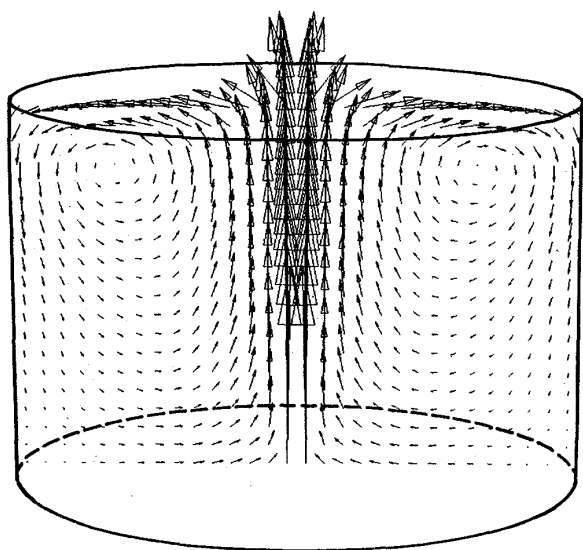


Fig. 7. Calculated fluid flow pattern in the water model.

分を設定し、円周方向の速度成分 u_θ は零と固定、その他の変数は E , W 面で対称面と扱うことにより二次元計算と同等の計算としている。数値計算における境界条件は以下のように設定した。Fig. 2 に示す固体壁面においてはメタル側、ガス側ともにすべりのない面とし壁関数を採用した。メタル側については、中心軸にて対称面、浴表面においてもガス側の摩擦を無視し対称面とした。また、ガス側については、中心軸にては対称面とし、浴表面においてはガス気泡が単一気泡の平均すべり速度で系外へ抜けるものとし DAVENPORT¹⁹⁾ や GUTHRIE²⁰⁾ らの測定より $w_2=30$ [cm/s] とした。この際、浴内平均ガス気泡径を 2 [cm] なる一定値と仮定している。ガス吹込みの境界条件としては、以下の (22)~(24) 式で与えている。

$$w_2 = w_{2,0} \dots\dots\dots (22)$$

$$k = 0.005 w_{2,0}^2 \dots\dots\dots (23)$$

$$\varepsilon = 0.09 k^{3/2} / 0.03 d_n \dots\dots\dots (24)$$

収束判定基準としては (25) 式および各セルにおける質量流量保存の誤差を全セルで積算したものが吹込みガス質量流量の 1% 以下になる条件を採用した。

$$\text{Max} (u_j^n - u_j^{n-1}) / u_j^n \leq 10^{-4} \dots\dots\dots (25)$$

水モデル実験と同様の条件での計算結果を Fig. 7 に示す。また、 $r=R/2$ における半径方向平均流速 $\bar{v}$ と乱流エネルギー $\sqrt{k}$ の計算結果と実測結果との対比を Fig. 8 に示す。適用した二相流モデルは、 $\bar{v}$ については比較的良好な予想精度を持っているが、 $\sqrt{k}$ に関しては実測値よりやや大きな計算値となっている。この相異は、本解析モデルではマクロな平均流速場の速度勾配による

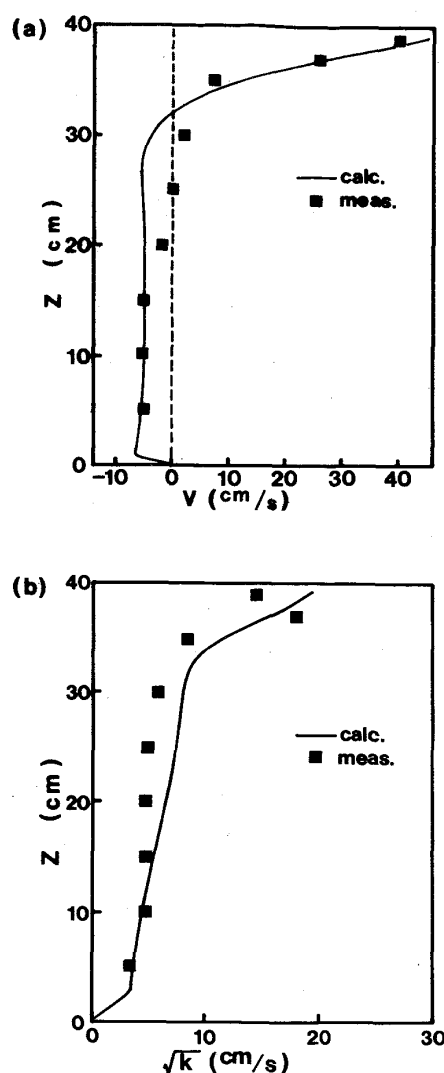


Fig. 8. Comparison between the calculation and the observation for the fluid in the water model.

乱流エネルギー消散のみを考慮し、上昇する各気泡周りのミクロな速度勾配に基づく乱流エネルギー消散機構を考慮していないに基づくものと思われる。佐野ら²¹⁾の報告によると、気泡周りでの乱流エネルギー消散は全体のエネルギー消散の 10% 程度であり、上述のモデル計算は大きな誤差を生ずると思われるが、今後さらに詳細な乱流エネルギー消散機構に立ち入った研究が必要である。このように、本解析モデルは乱流特性値の予想精度については不十分な点があるものの、工学的な観点での応用については非常に有効であると言える。

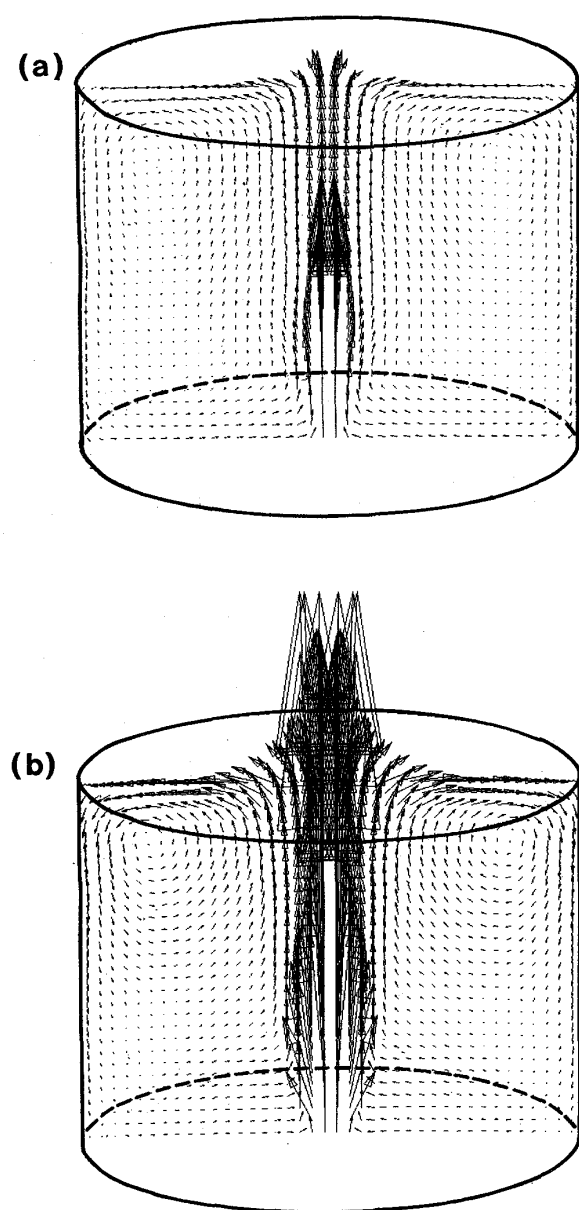
4.2 実機浴流動の予測

粉体インジェクションによる精錬処理時の溶鋼の循環流動を定量的に把握することは、浴の均一混合性や浮上中粒子の挙動を評価するうえで非常に重要である。しか

しながら、実機内溶鋼流動の直接計測法はいまだ確立されていない。そこで本解析モデルを用いて溶鋼流動の評価を行った。

水モデルの計算と同様に Fig. 2 に示す円筒座標系を設定し、二次元断面の計算 (20×30 の等間隔グリッド) を行った。Table 1 に計算条件を示す。境界条件、収束判定についても水モデルと同様とした。

底吹きガス流動を二水準 ($50, 200$ [NI/min]) 変化させた時の浴流動の計算結果を Fig. 9 に示す。底吹きガス流量の増加とともに、浴の循環流動が強くなるのがわ

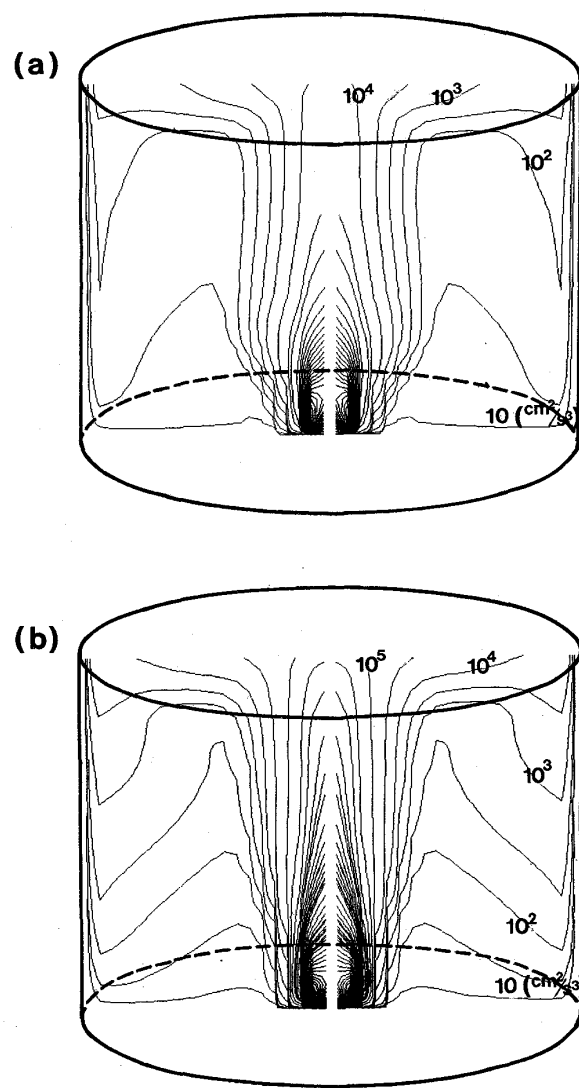


(a) $d_c=160$ (cm) $H=240$ (cm) $Q_B=833$ (cm³/s)
(b) $d_c=160$ (cm) $H=240$ (cm) $Q_B=3333$ (cm³/s)

Fig. 9. Calculated mean velocity of the molten steel in the real equipment.

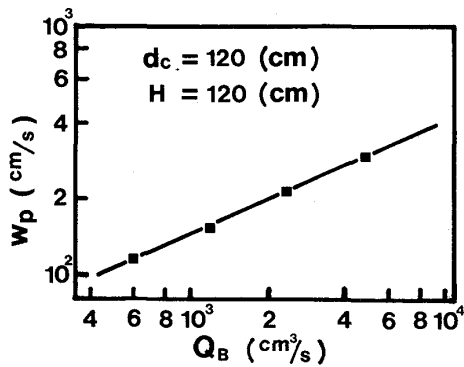
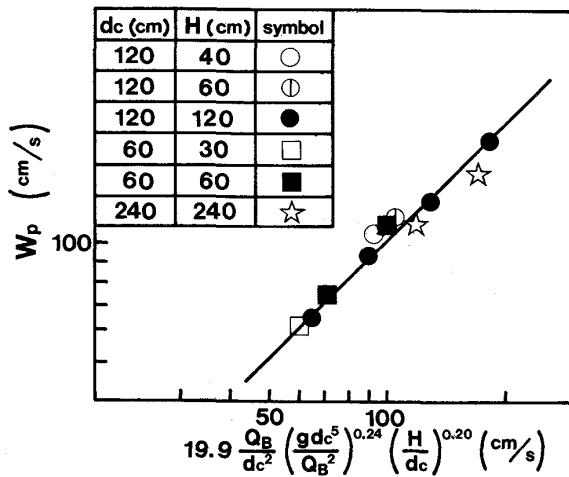
かる。また、乱流エネルギー消散速度 ϵ の分布を Fig. 10 に示す。巨視的には ϵ は気液上昇領域および浴表面近傍で大きな値をとり、浴底部で 2~3 オーダー小さな値をとることがわかる。つまり、ガス攪拌では浴底部に攪拌の小さい領域が存在することを意味しているが、これは二、三の報告²²⁾²³⁾と定性的に一致している。

粉体インジェクションを用いる精錬処理では、吹き込んだ粒子の浴内滞留時間を見積もることが反応解析のために重要である。浮上中粒子の浴内滞留時間は浴の気液上昇領域の液側流速 w_p に左右される可能性がある。そこで、数値計算で得られた流速場より、Fig. 2 に示すような吹き込みノズルより 20° の角度で広がる気液二相領域を仮定し、この円錐領域内での軸方向平均流速成分



(a) $d_c=160$ (cm) $H=240$ (cm) $Q_B=833$ (cm³/s)
(b) $d_c=160$ (cm) $H=240$ (cm) $Q_B=3333$ (cm³/s)

Fig. 10. Calculated turbulent kinetic energy dissipation rate of molten steel in the real equipment.


 Fig. 11. Effect of gas flow rate Q_B on w_p .

 Fig. 12. Dispersion of w_p by Froude number and geometrical aspect ratio.

w_p を算出した。なお、 w_p は (26) 式にて算出した。

$$w_p = \int_z \left(\frac{\int_r \int_x w_1 dr dx}{\int_r \int_x dr dx} \right) dz / \int_z dz \dots\dots\dots (26)$$

Fig. 11 に w_p の Q_B に対する依存性を示す。 w_p の浴内径 d_c 、浴深 H および攪拌ガス流量 Q_B への依存性については (27) 式で表されることがわかった。

$$w_p \propto d_c^{-1.03} H^{0.20} Q_B^{0.52} \dots\dots\dots (27)$$

ここで、(28) 式を仮定して次元解析を行うと、(29) 式で示される無次元数整理が可能となる。

$$w_p = f(d_c, H, Q_B, g) \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{w_p}{Q_B/d_c^2} = f\left(\frac{Q_B^2}{gd_c^5}, \frac{H}{d_c}\right) \dots\dots\dots (29)$$

(29) 式に現れる三つの無次元数の現象論的な意味については以下のように説明できる。系の代表速度として空塔速度 $w_s (\equiv Q_B / \frac{\pi}{4} d_c^2)$ を採用すれば、(29) 式左辺の無次元数 $\pi_1 (\equiv w_p d_c^2 / Q_B)$ は浴の上昇流速 w_p と空塔速度 w_s の比を意味し、右辺の無次元数 $\pi_2 (\equiv Q_B^2 /$

gd_c^5) および $\pi_3 (\equiv H / d_c)$ はそれぞれ浴のフルード数および幾何学的形状比を示していることがわかる。(26) 式より得られる諸条件下での気液上昇領域の平均上昇流速 w_p を (27), (29) 式に基づいて整理したのが Fig. 12 である。また、その整理式が (30) 式である。

$$w_p = 19.9 \times \frac{Q_B}{d_c^2} \left(\frac{gd_c^5}{Q_B^2} \right)^{0.24} \left(\frac{H}{d_c} \right)^{0.20} \dots\dots (30)$$

5. 結 言

底吹きガス攪拌時の浴流動を解析する数学モデルを検討し、以下の結論を得た。

(1) k - ϵ 二方程式乱流モデルを基本とする気液二相流モデルを用いた数値計算結果の検討を行った。水模型での実測結果と平均流速は良い一致を示し、工学的な用途には非常に有効であることがわかった。

(2) 気液二相流領域の液の平均上昇流速は、浴のフルード数および幾何学的形状比で整理できることを数値計算により明らかにした。

記 号

A : コントロールボリュームの境界面面積 [cm^2]

a : 係数

b : 流れの加速度 [cm/s^2]

C : 普遍定数

C_f : 気泡-メタル間摩擦係数

d_b : 平均気泡径 [cm]

d_c : 浴径 [cm]

d_n : ノズル内径 [cm]

G_k : 粘性消散項 [$\text{g/cm} \cdot \text{s}^3$]

$$\left(\equiv \mu_{\text{turb}} \left\{ 2 \left[\left(\frac{dw}{dz} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)^2 \right\} \right)$$

$\vec{g}$: 重力ベクトル [cm/s^2]

H : 浴深 [cm]

$$k$$
: 乱流エネルギー [cm^2/s^2] $\left(\equiv \frac{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}}{2} \right)$

Pr : 圧力 [dyn/cm^2]

P' : 圧力補正 [dyn/cm^2]

Q_B : 底吹きガス流量 [cm^3/s]

r : 半径方向座標 [cm]

Re : レイノルズ数

R_1, R_2 : 1 相側および 2 相側の各体積分率

S_ϕ : 生成項

$\vec{U}_1$: 1 相側の流速ベクトル (u_1, v_1, w_1) [cm/s]

$\vec{U}_2$: 2 相側の流速ベクトル (u_2, v_2, w_2) [cm/s]

u : x 方向流速成分 [cm/s]

u_s : スリップ速度 [cm/s]

V : セル体積 [cm^3]

v : r 方向流速成分 [cm/s]

W_g : 浴重量 [g]

w : z 方向流速成分 [cm/s]

w_p : 気液上昇領域の液側平均上昇流速 [cm/s]

w_s : 空塔速度 [cm/s]

x : 円周方向座標 [rad]

z : 軸方向座標 [cm]

Γ_ϕ : 変数 ϕ の有効交換係数

ϵ : 乱流エネルギー消散速度 [cm^2/s^3]

λ : 波長 [cm]

μ_{lam} : 層流粘性係数 [$\text{g}/\text{cm}\cdot\text{s}$]

μ_{turb} : 乱流粘性係数 [$\text{g}/\text{cm}\cdot\text{s}$]

μ_{eff} : 有効粘性係数 [$\text{g}/\text{cm}\cdot\text{s}$]

ν : 周波数 [1/s]

ρ_1, ρ_2 : 1 相, 2 相の密度 [g/cm^3]

$\sigma_k, \sigma_\epsilon$: 乱流プラントル数

$$\left(\sigma_k = \frac{\mu_{eff,1}}{\Gamma_k}, \sigma_\epsilon = \frac{\mu_{eff,1}}{\Gamma_\epsilon} \right)$$

ϕ : 変数 ($u_1, u_2, v_1, v_2, w_1, w_2, k, \epsilon$)

添字

P, E, W, N, S : 考慮するセルのグリッド点および各 East, West, North, South 側のセルのグリッド点を示す.

i : 各 1 相側, 2 相側を示す.

*: 任意の変数の仮定値であることを示す.

文 献

- 1) 浅井滋生: 日本金属学会会報, **16** (1977), p. 493
- 2) K. NAKANISHI, T. FUJI and J. SZEKELY: Ironmaking Steelmaking, **3** (1976), p. 193
- 3) N. EL-KADDAH and J. SZEKELY: Ironmaking Steelmaking, **8** (1981), p. 269
- 4) D. MAZUMDAR and R. I. GUTHRIE: Metall. Trans., **7B** (1985), p. 83
- 5) 別所永康, 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, **71** (1985), p. 1117
- 6) J. SZEKELY, H. J. WANG and K. M. KISER: Metall. Trans., **7B** (1976), p. 287
- 7) T. DEBROY, A. K. MAJUMDER and D. B. SPALDING: Appl. Math. Modelling, **2** (1978), p. 146
- 8) F. H. HARLOW and A. A. AMSDEN: J. Comp. Phys, **17** (1975), p. 19
- 9) C. ALDHAM, N. C. MARKATOS and M. CROSS: Polymodel 5-th Int. Conference on Process Modelling, Mathematical Modelling of Gas Injection Process Into Liquid Metals (1982)
- 10) B. E. LAUNDER and D. B. SPALDING: Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, **3** (1974), p. 269
- 11) J. H. GREVET: Int. J. Heat Mass Transfer, **25** (1982), p. 487
- 12) B. T. CHAO: Phys. Fluids, **5** (1962), p. 69
- 13) P. J. ROACHE: コンピュータによる流体力学上, 下 (1978) [構造計画研究所]
- 14) S. V. PATANKAR: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow (1980) [Hemisphere Publishing Corporation]
- 15) D. B. SPALDING: CFDU Report, HTS/80/1, Mathematical Modelling of Fluid-Mechanics, Heat-Transfer and Chemical-Reaction Process (1980)
- 16) 例えば, G. D. SMITH: 電算機による偏微分方程式の解法 (1965) [サイエンス社]
- 17) 浅沼 強: 流れの可視化ハンドブック (1977) [朝倉書店]
- 18) F. DURST, A. MELLING and J. H. WHITELAW: Principle and Practice of Laser Doppler Anemometry (1981) [Academic Press]
- 19) W. G. DAVENPORT, A. V. BRADSHAW and F. D. RICHARDSON: JISI, **205** (1967), p. 1034
- 20) R. I. GUTHRIE and A. V. BRADSHAW: Trans. Metall. Soc. AIME, **245** (1969), p. 2285
- 21) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 2451
- 22) 渡辺吉夫, 赫 冀 成, 浅井滋生, 鞭 巖: 鉄と鋼, **69** (1983), p. 1160
- 23) S. SCHNEIDER, C. DRÖMER, J. MIETZ and F. OETERS: 6-th Japan-Germany Seminar (1984), p. 1