

© 1982 ISIJ

論 文

熔融金属中への不活性ガス吹き込みによる 浴内循環流動と均一混合時間

佐野正道*・森 一美*

Circulating Flow and Mixing Time in a Molten Metal Bath with Inert Gas Injection

Masamichi SANO and Kazumi MORI

Synopsis :

Mixing characteristics in a molten metal bath are analyzed for inert gas injection through a nozzle at the center of the vessel bottom. It is postulated that the bath consists of two zones : bubble plume zone where gas-liquid mixtures flow upward and annular zone where liquid flows downward. The analysis is made by setting up a steady-state energy balance for the liquid phase. The liquid velocity in the plume zone, the liquid circulating flow rate and the mixing time are calculated under various injecting conditions and correlated as simple functions of gas-flow rate, liquid depth and cross sections of both the plume zone and the vessel. It is found that the cross section of the plume zone has a significant influence on the circulating flow. Large cross section of the plume zone is desirable for mixing in the bath. The calculated results of circulating flow rate and mixing time agree with experimental results obtained previously.

1. 結 言

金属精錬プロセスにおいてはすべて何らかの方法により浴の攪拌混合が行われている。この攪拌の強度は精錬反応の進行に直接関与する重要な特性値であり、これを定量的に表示して各プロセスの冶金特性を検討することがきわめて重要な問題になつている。

中西らはこの方面の問題を初めて定量的に取り扱い、攪拌動力と鋼浴内の均一混合時間の関係を求めている¹⁾。さらに、中西らはQ-BOP 転炉と LD 転炉の冶金特性の差異は鋼浴内の混合特性に起因することに着目し、酸化精錬炉の炉内反応を特徴づける装置特性値(ISCO 値)を得ている²⁾。

鋼浴の攪拌方式としてガス吹き込み攪拌が広く用いられている。この場合の攪拌の強度は浴内の循環流動に強く依存する。この観点よりガス吹き込みによる浴内の循環流動を流体力学的に解析する試みが SZEKELY らにより行われている³⁾。また、HSIAO らは鋼浴内に浸漬した円盤に作用する流体抵抗を歪みゲージにより測定し、鋼浴の流動速度を求めている⁴⁾。

一方、ガス吹き込みによる液体の循環流動モデルは、化学工学の分野で気泡塔について数多く提案されている^{5)~11)}。これらのモデルは、運動量収支に基づくも

の^{5)~8)}とエネルギー収支に基づくもの^{9)~11)}に大別され、液体速度、ガスホールドアップなどについて解析が行われている。

本研究では熔融金属中への不活性ガス吹き込みについて、浴内を気泡が分散している上昇流域と熔融金属のみの下降流域に分け、熔融金属に対するエネルギー収支式を用いて浴内の循環流動を解析する。さらに、この解析結果を用いて浴内均一混合時間を求める。以上より、循環流動速度、均一混合時間に対するガス流量(攪拌動力)、炉直径、吹き込み深さ、上昇流域直径などの影響を明らかにする。

なお、本解析では BHAVARAJU ら¹¹⁾の手法を適用してエネルギー収支をとるが、新たに上昇流域のガスホールドアップおよび気泡すべり[†]によるエネルギー消散を考慮した収支式を導き、それより循環流動速度などを求めた。

2. ガス吹き込みによる浴内の循環流動および均一混合時間

2.1 吹き込みガスの仕事および有効な攪拌動力

吹き込みガスが液体に対してなす仕事としては、①音

† 気泡が上昇する際にその周りの液体は気泡の前方より後方に移り、その結果気泡の wake で小規模の乱れが生じる現象をいう。この小規模の乱れによりエネルギーが消費される。

昭和 56 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 56 年 11 月 16 日受付 (Received Nov. 16, 1981)

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

速域のガス吹き込みにおける羽口近傍での圧力減少に伴う膨張の仕事, 羽口近傍でのガスの温度上昇に伴う膨張の仕事および吹き込み時にガスが持つ運動エネルギーからの仕事, ②浴内上昇中の静圧変化に伴う膨張の仕事が考えられる。

①の仕事のうち最初の2つについては, ノズル出口におけるガスの圧力, 温度の変化を単純化して考える。すなわち, ノズル出口におけるガスの圧力 P_n がそこでの静圧 P_1 まで温度 T_n (ノズル出口のガス温度) 一定下で減少し, つぎに圧力 P_1 一定下で温度 T_n から液体温度 T_L まで上昇するものとする。さらに前報¹²⁾で指摘したように①の仕事のうち浴内の循環流動に使われる割合を η (<1) とすれば, 吹き込みガス (モル流量 \dot{n}) の有効な攪拌動力 $\dot{\epsilon}$ は次式で表される。

$$\dot{\epsilon} = \dot{n} RT_L \left[\ln \frac{P_1}{P_2} + \eta \left\{ \frac{T_n}{T_L} \ln \frac{P_n}{P_1} + \left(1 - \frac{T_n}{T_L} \right) + \frac{T_n}{P_n T_L} \left(\frac{1}{2} \rho_{Gn} u_{Gn}^2 \right) \right\} \right] \dots\dots\dots (1)$$

ここで, R は気体定数, P_2 は雰囲気圧力, ρ_{Gn} , u_{Gn} は羽口出口におけるガスの密度, 流速である。

ガス吹き込み精錬プロセスにおいては(1)式中の η については全く検討されていない。水中へのガス吹き込みにおける運動エネルギーについては $\eta = 0.06$ が与えられており¹³⁾, ガス吹き込み精錬プロセスにおいても η はかなり小さいと推定される。そのため, 以後浴内の循環流動速度, 均一混合時間を考えるときには, (1)式の右辺の括弧中の第2項以下は第1項に比較して小さいものとして無視する。

ここで, モル流量 \dot{n} の代りに対数平均圧力 P_M

$$P_M = (P_1 - P_2) / \ln (P_1 / P_2) \dots\dots\dots (2)$$

および液体温度 T_L におけるガスの体積流量 \dot{V}_{GM} を用い, (1)式の右辺の第2項以下を無視して(1)式を変形する。ここで, P_1 , \dot{n} は

$$P_1 = P_2 + \rho_L g H_0 \dots\dots\dots (3)$$

$$\dot{n} = \dot{V}_{GM} P_M / RT_L \dots\dots\dots (4)$$

であるから, (1)式は

$$\dot{\epsilon} = \dot{V}_{GM} \rho_L g H_0 \dots\dots\dots (5) \dagger^2$$

^{†2} 対数平均圧力 P_M , 液体温度 T_L におけるガス流量 \dot{V}_{GM} の代わりに標準状態におけるガス流量 \dot{V}_G を用いると,

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{V}_G RT_L}{V_N} \ln \frac{P_1}{P_2}$$

ここで, V_N は気体標準モル体積である。また, 上式を $\dot{\epsilon}(W)$, $\dot{V}_G (Nm^3/min)$, $T_L (K)$, $\rho_L (kg/m^3)$, $g (m/s^2)$, $H_0 (m)$, $P_2 (atm)$ を用いて表せば,

$$\dot{\epsilon} = 6.18 \dot{V}_G T_L \ln \left(1 + \frac{\rho_L g H_0}{1.013 \times 10^5 P_2} \right) \text{ となる。}$$

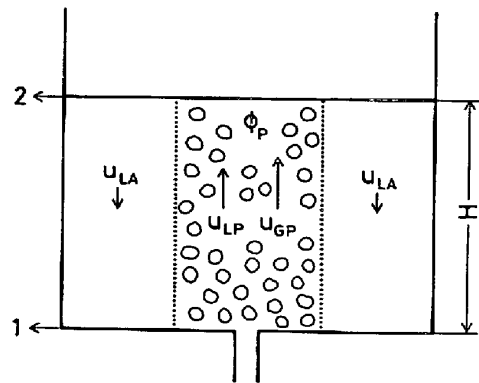


Fig. 1. Liquid circulation model.

ここで, ρ_L は液密度, g は重力加速度, H_0 は静止浴深さである。

2.2 気泡速度, 液体速度とガスホールドアップの関係

一般に, ガス吹き込み精錬プロセスにおいては装置内で気泡は部分的に偏在しており, 液体循環流が存在する。ここでは, Fig. 1 に示すような液体の循環流動モデルを考える。炉底中心からのガス吹き込みにより中心部に気液混相の上昇流域 (Bubble plume zone) が形成され, 上昇流域の周りには液体のみの環状の下降流域 (Annular zone) が存在するものとする¹⁴⁾。上昇流域と下降流域は仮想的な管で分けられ, 炉内の浴および上昇流域の直径をおのおの D, d および断面積をおのおの A, A_p として高さ方向で直径, 断面積は変化しないものとする。また, 上昇流域のガス, 液の平均速度を u_{GP} , u_{LP} とし, 下降流域の液速度を u_{LA} とする。なお, 上昇流域, 下降流域に関する変数はおのおの添字 P, A をつけて表す。

上昇流域のガス (気泡) 速度 u_{GP} , 液速度 u_{LP} とガスホールドアップ ϕ_P の間にはつぎの関係がある¹⁴⁾。

$$u_{GP} - u_{LP} = \frac{U_{GP}}{\phi_P} - \frac{U_{LP}}{1 - \phi_P} = u_S \dots\dots\dots (6)$$

ここで, u_S は上昇流域におけるガス速度と液体速度の差すなわちスリップ速度である。

スリップ速度 u_S に関しては, 種々の経験式が提案されており, 一般に u_S はガスホールドアップ ϕ と単一気泡の上昇速度 u_{B0} の関数として表されている。吹き込み精錬プロセスにおけるように吹き込みガス流量が大きく, 分散気泡径が大きい場合には, DAVIDSON と HARRISON¹⁵⁾, GRIFFITH と WALLIS¹⁶⁾ の式が u_S に対して適用できる。

$$u_S = u_{B0} / (1 - \phi_P) \dots\dots\dots (7)$$

^{†3} 厳密には気泡分散領域と液の上昇流域は同じではない。すなわち, 上昇流に直角な半径方向の運動量移動により気泡が分散上昇する領域の周りにも液体の上昇流域が存在するが, ここでは気泡分散領域と液体の上昇流域は等しいものとする。

単一気泡の上昇速度 u_{B0} を求めるためには、分散気泡径 d_B を知る必要があるが、ここでは前報の結果を用いる¹⁷⁾。

$$d_B = 0.091(\sigma/\rho_L)^{1/2} U_{GP}^{0.44} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 σ は液体の表面張力である^{†4)}。

単一気泡の上昇速度 u_{B0} は次式より求める¹⁸⁾。

$$u_{B0} = \sqrt{0.5 d_{Bg}} \dots\dots\dots (9)$$

2.3 エネルギー収支式

液体中に吹き込まれたガスは、(1)式で与えられる仕事率(攪拌動力)で液体に対して仕事をを行う。その結果、液体の循環流動が起こる。この循環流動に伴う浴内でのエネルギー消散速度は定常状態においてはガスから与えられる攪拌動力に等しい。エネルギーの消散は、循環流動に伴って発生する渦で粘性により熱エネルギーに変わることによって起こる。しかし、エネルギーが浴のどの位置でどの程度消散するかについては不明な点が多い。WHALLEY と DAVIDSON⁹⁾、JOSHI と SHARMA¹⁰⁾ の循環流動モデルでは、吹き込みガスの攪拌動力は気泡すべりによるエネルギー消散速度と単位時間あたりに上昇流域の液体に与えられる運動エネルギーの和に等しい。したがって、この場合上昇流域の運動エネルギーはすべて消散すると仮定している。一方、BHAVARAJU ら¹¹⁾ は乱流状態では上昇流域と下降流域の運動エネルギーの差だけ消散すると仮定している。この場合には下降流域の運動エネルギーは再び循環流動に使われることになる。

一般に、ガス吹き込み精錬装置のように気液混相の上昇流域の断面積が容器断面積よりかなり小さい場合には、下降流域の運動エネルギーは上昇流域のそれと比較して十分小さい。したがって、上記のいずれの仮定を採用しても計算結果にはあまり影響をおよぼさないと考えられる。

ここでは、一応 BHAVARAJU らと同様に下降流域の運動エネルギーは循環流動に再び使われると考え、気泡すべりによるエネルギー消散も考慮してエネルギー収支式は次式で与えられるものとする。

$$\dot{\epsilon} = \dot{E}_C + \dot{E}_{BS} \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 \dot{E}_C は循環流動に伴うエネルギー消散速度で、上述の仮定より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \dot{E}_C = & \rho_L(1-\phi_P) \frac{\pi d^2}{4} u_{LP} \cdot \left(\frac{1}{2} u_{LP}^2\right) \\ & - \rho_L \frac{\pi(D^2-d^2)}{4} u_{LA} \cdot \left(\frac{1}{2} u_{LA}^2\right) \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

また、気泡すべりによるエネルギー消散速度 \dot{E}_{BS} は、

LAMONT¹⁹⁾ によるとつぎのように表される。

$$\dot{E}_{BS} = \dot{\epsilon} \frac{u_S}{u_S + u_{LP}} \dots\dots\dots (12)$$

以上より、エネルギー収支式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \rho_L(1-\phi_P) \frac{\pi d^2}{8} u_{LP}^3 - \rho_L \frac{\pi(D^2-d^2)}{8} u_{LA}^3 \\ - \frac{u_{LP}}{u_S + u_{LP}} \dot{\epsilon} = 0 \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

また、液体の上昇流量と下降流量は等しいことから、 u_{LP} と u_{LA} の間にはつぎの関係がある。

$$u_{LA} = \frac{K^2}{1-K^2} (1-\phi_P) u_{LP} \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 $K^2 = (d/D)^2$ 。

(5)、(14)式を(13)式に代入して整理すると、

$$u_{LP}^2 (u_{LP} + u_S) = \frac{2\dot{V}_{GM}gH_0}{A_P F(\phi_P, K^2)} \dots\dots\dots (15)$$

$$F(\phi_P, K^2) \equiv (1-\phi_P) \left\{ 1 - \left(\frac{K^2}{1-K^2} \right)^2 (1-\phi_P)^2 \right\} \dots\dots\dots (16)$$

$$A_P \equiv \pi d^2/4 \dots\dots\dots (17)$$

(15)式において、 u_S は(7)式によつて与えられるから、上昇流域直径 d がわかれば、未知数は u_{LP} と ϕ_P の2つである。したがって、(6)式と(15)式を連立させて、 u_{LP} と ϕ_P について解くことができる。なお、(6)式におけるガス空塔速度 U_{GP} は、対数平均圧力 P_M および液体温度 T_L におけるガス体積流量 \dot{V}_{GM} を上昇流域断面積 A_P で割ることにより求めた。

$u_{LP} \gg u_S$ の場合、すなわち(12)式からわかるように気泡すべりによるエネルギー消散速度が小さい場合には上昇流域の液体速度 u_{LP} は(15)式より

$$u_{LP} = \left[\frac{2\dot{V}_{GM}gH_0}{A_P F(\phi_P, K^2)} \right]^{1/3} \dots\dots\dots (18)$$

また、液体循環流量 \dot{V}_L は、

$$\begin{aligned} \dot{V}_L = & (1-\phi_P) A_P u_{LP} = (1-\phi_P) \\ & \times \left[\frac{2\dot{V}_{GM}gH_0 A_P^2}{F(\phi_P, K^2)} \right]^{1/3} \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

一方、 $u_{LP} \ll u_S$ の場合、すなわち吹き込みガスの攪拌動力が上昇流域内の気泡すべりによる小規模の乱れによりほとんど消費される場合には、 u_{LP} は

$$u_{LP} = \left[\frac{2\dot{V}_{GM}gH_0}{u_S A_P F(\phi_P, K^2)} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (20)$$

また、 \dot{V}_L は

$$\dot{V}_L = (1-\phi_P) \left[\frac{2\dot{V}_{GM}gH_0 A_P}{u_S F(\phi_P, K^2)} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (21)$$

2.4 均一混合時間と攪拌動力の関係

均一混合時間 t_m は、液中にトレーサーを添加してそ

^{†4)} (8)式は前報よりそのまま引用したものであり、式中の変数はCGS単位系を用いて表してある。

の濃度変動を測定することによつて求められる。完全混合後のトレーサー濃度を1としたとき、測定される濃度変動が $\pm i$ 以内になるのに要する時間 t_{mi} は次式で与えられる²⁰⁾。

$$t_{mi} = t_c \ln \frac{1}{i} \dots\dots\dots (22)$$

ここで、 t_c は装置内を液体が1回循環するのに要する時間 ($= V_L / \dot{V}_L$, V_L : 液体積) である。

精錬の分野では濃度変動が ± 0.05 以内になるのに要する時間を均一混合時間 t_m と定義する場合が多い⁴⁾²¹⁾。この定義にしたがうと、 t_m は

$$t_m = t_{m0.05} \approx 3t_c \dots\dots\dots (23)$$

一般の吹き込み精錬プロセスにおいては、気液混相の上昇流域の断面積は下降流域の断面積よりかなり小さく、しかも上昇流域の液体は十分混合されていると考えられるため、浴内の均一混合時間は下降流域における混合によつて決まるものとする。この場合、 t_c は下降流域を液体が1回循環するのに要する時間として次式で与えられる。

$$t_c = \frac{\pi(D^2 - d^2)H}{4\dot{V}_L} \dots\dots\dots (24)$$

ここで、 H はガス吹き込み時の浴深さで、次式で与えられる。

$$H = \frac{H_0}{(1 - \phi_P K^2)} \dots\dots\dots (25)$$

(24)、(25)式を用いると、(23)式は次式になる。

$$t_m = \frac{3}{4} \cdot \frac{\pi(D^2 - d^2)H_0}{\dot{V}_L(1 - \phi_P K^2)} \dots\dots\dots (26)$$

均一混合時間 t_m と攪拌動力 $\dot{\epsilon}$ およびその他のパラメータとの関係を明らかにするため、ここで極端条件 $u_{LP} \gg u_s$ の場合について求めた(19)式を用いて(26)式を变形してみることにする^{†5)}。(19)式において次式で与えられる液単位体積あたりの攪拌動力 $\dot{\epsilon}_v$

$$\dot{\epsilon}_v = \frac{4\dot{V}_{GM}\rho_L g}{\pi D^2} \dots\dots\dots (27)$$

を用いると、 \dot{V}_L は

$$\dot{V}_L = (1 - \phi_P) A \left[\frac{2H_0 \dot{\epsilon}_v K^4}{\rho_L F(\phi_P, K^2)} \right]^{1/3} \dots\dots\dots (28)$$

ここで、 $A = \pi D^2 / 4$ 。

(28)式を(26)式に代入すると、

$$t_m = 3 \frac{1 - K^2}{K^2(1 - \phi_P)(1 - \phi_P K^2)} \left[\frac{K^2 F(\phi_P, K^2)}{2} \right]^{1/3} \times \left(\frac{H_0^2 \rho_L}{\dot{\epsilon}_v} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (29)$$

また、液単位質量あたりの攪拌動力 $\dot{\epsilon}_M$ を用いると、

$$t_m = 3 \frac{1 - K^2}{K^2(1 - \phi_P)(1 - \phi_P K^2)} \left[\frac{K^2 F(\phi_P, K^2)}{2} \right]^{1/3} \times \left(\frac{H_0^2}{\dot{\epsilon}_M} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (30)$$

さきに、液体の循環流動に使われる動力は吹き込みガスの攪拌動力 $\dot{\epsilon}$ に比例するものとして、 t_m と $\dot{\epsilon}_v$, $\dot{\epsilon}_M$ の関係式として次式を得た¹²⁾。

$$t_m \propto \left(\frac{L^2 \rho_L}{\dot{\epsilon}_v} \right)^{1/3} \propto \left\{ (\rho_L^3 V_L^2) / \dot{\epsilon}_v \right\}^{1/3} \dots\dots\dots (31)$$

$$\propto \left(\frac{L^2}{\dot{\epsilon}_M} \right)^{1/3} \propto \left\{ \left(\frac{M_L}{\rho_L} \right)^{2/3} / \dot{\epsilon}_M \right\}^{1/3} \dots\dots\dots (32)$$

ここで、 L は装置の特性長さ、 V_L , M_L はおのおの液体の体積、質量である^{†6)}。

(31)、(32)式は、装置の特性長さ L を H_0 とすれば、おのおの(29)、(30)式の形に一致する。

3. 計算結果および考察

3.1 上昇流域の液体速度とガスホールドアップ

溶鋼重量 40 t, 鋼浴深さ 1.5 m, 直径 2.2 m の取鍋へのアルゴン吹き込みについて、ガス流量 \dot{V}_G を 0.001 ~ 1 Nm³/min, 上昇流域直径 d を 0.1 ~ 1 m の間で変化させ、(6)、(15)式を上昇流域の溶鋼の循環速度 u_{LP} とガスホールドアップ ϕ_P について解き、Fig. 2, 3 に示した。なお、(15)式中のガス流量 \dot{V}_{GM} は、吹き込みガスの温度がノズル出口で瞬間的に溶鋼温度になるものとし、また圧力には対数平均圧力を取り、計算した。(6)式中の上昇流域断面積基準の空塔速度はこのガス流量 \dot{V}_{GM} を用いて求めた。

Fig. 2 より、同一ガス流量では上昇流域直径 d が小さいほど溶鋼速度は大きいことがわかる。図において

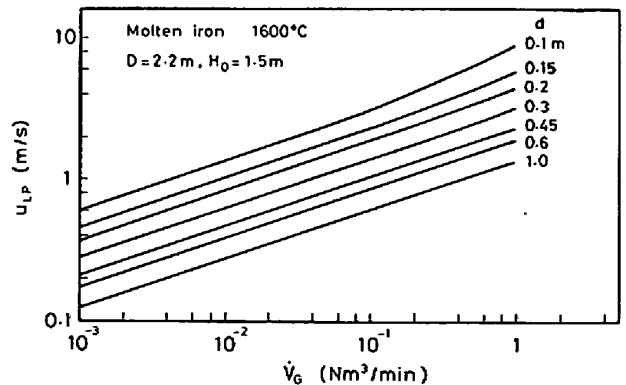


Fig. 2. Relation between liquid velocity in bubble plume and gas-flow rate.

^{†5)} 後述の取鍋へのアルゴン吹き込みにおける溶鋼循環速度の計算によると $u_{LP} > u_s$ である。したがって、ここでは $u_{LP} \ll u_s$ の場合の t_m と攪拌動力の関係は省略する。

^{†6)} 浅井ら²⁷⁾は、最近移動速度論の観点から次元解析を行い、均一混合時間と $\dot{\epsilon}_v$, L , ρ_L , l (混合距離), μ (粘性係数), D (拡散係数)の関係を得ている。

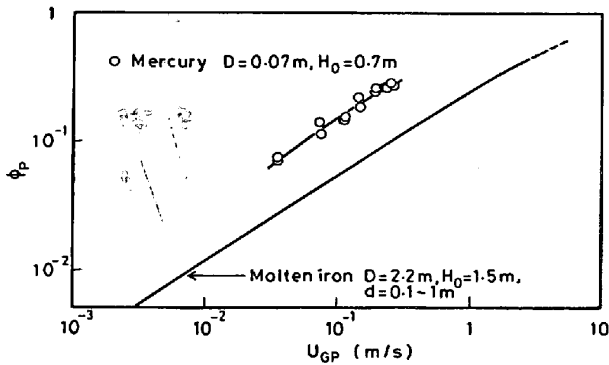


Fig. 3. Relation between gas holdup in bubble plume and superficial gas velocity.

u_{LP} と \dot{V}_G の関係は d が 0.45 m 以上では両対数プロットにより直線で表され、その勾配は $u_{LP} \gg u_s$ の場合すなわち気泡すべりによるエネルギー消費を無視した場合の関係式 ((18)式) の勾配 1/3 に近い。これは、吹き込みガスの攪拌動力のうち気泡すべりにより消費される割合 ($=u_s/(u_s+u_{LP})$) は計算によれば $d > 0.45$ m においてはだいたい 0.2~0.3 の間にあり、その割合が \dot{V}_G によりあまり変化しないことによると考えられる[†]。なお、上昇流域直径 d が 0.2 m 以下でしかもガス流量が大きいところでは直線関係が成立していない。これは、計算によればこの範囲ではガスホールドアップ (Fig. 3) が 0.3 以上と非常に大きくなり、(16)式で与えられる $F(\phi_p, K^2)$ がガス流量の増加とともにかなり減少することによると推定される。

Fig. 3 には、さきに²²⁾直径 7 cm、高さ 1 m の容器を用い、ノズルより 65 cm 上で電気探針法により測定した水銀中のガスホールドアップを同時に示した。溶鋼についての本計算結果は水銀についての実験結果よりかなり小さい。この1つの原因として溶鋼の場合分散気泡径が大きいこと、気泡上昇速度が水銀の場合より大きく、したがってガスホールドアップが小さくなるのが考えられるが、前報²²⁾で示したように分散気泡径によるガスホールドアップの変化はあまり大きくなく、それだけでは Fig. 3 における溶鋼と水銀の差を説明できない。したがって、その主な原因は容器径の違い、すなわち循環流動の有無にあると考えられる。前報の水銀中のガスホールドアップの測定では容器径が小さく、気泡が容器全断面にわたって分散していたため、循環流動はあまり強くなかったと推定される。一方、溶鋼について行った本計算では、Fig. 1 に示したように気泡は局所的

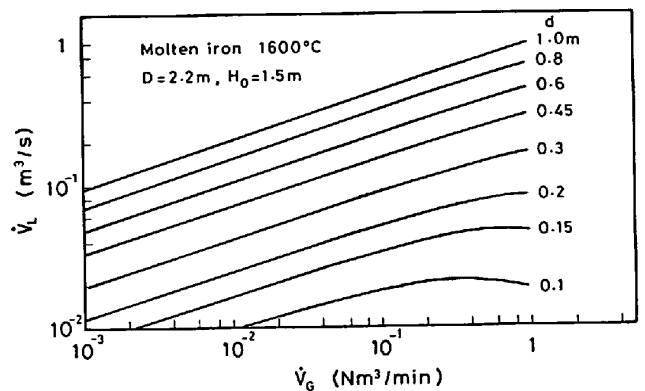


Fig. 4. Relation between liquid circulating flow rate and gas-flow rate.

に分散しており、上昇流域の溶鋼速度 u_{LP} はかなり大きいため、(6)式からわかるように気泡速度 $u_{GP} (=u_s+u_{LP})$ も大きくなり、ガスホールドアップが小さくなったと考えられる。

3.2 液体循環流量

3.1 において計算した溶鋼循環速度 u_{LP} を用い、溶鋼循環流量 \dot{V}_L を次式

$$\dot{V}_L = (1 - \phi_p) \frac{\pi d^2}{4} u_{LP} \dots\dots\dots (33)$$

により求め、Fig. 4 に示した。計算条件は Fig. 2 と全く同じである。図より、上昇流域直径 d が大きいほど、 \dot{V}_L は大きくなるのがわかる。また、 d が大きい場合には \dot{V}_L は \dot{V}_G とともに大きくなるが、 $d < 0.3$ m では \dot{V}_G が大きい範囲で \dot{V}_L の増加は少なくなり、さらに \dot{V}_G が大きくなると \dot{V}_L が逆に減少する傾向が $d = 0.1, 0.15$ m でみられる。このような傾向はエアリフトポンプにおける揚液量と空気流量の関係においても見出される²³⁾。なお、Fig. 4 で \dot{V}_L の増加が少なくなり始めるガス流量に対応する上昇流域基準の空塔速度はおおよそ 1~1.5 m/s で、エアリフトポンプの場合では 1.4 m/s である。

上述のように、ガス流量が増加しても循環流量があまり増加しなくなるのは、 ϕ_p が大きくしたがって(7)式からわかるようにスリップ速度が大きいこと、前述の気泡すべりによるエネルギー消散速度が大きくなることによる。しかし、後述するように実際の取鍋へのアルゴン吹き込みにおいては上昇流域直径 d が 0.15 m 以下ということはありえず、 \dot{V}_G の増加とともに循環流量が減少するようなことは起こらないと考えられる^{†*}。

[†] $u_s/(u_s+u_{LP}) = r$ (一定) とすれば、 $u_s = u_{LP}r/(1-r)$ であるから、これを(15)式に代入して次式を得る。

$$u_{LP} = \left[\frac{2\dot{V}_{GM}gH_0}{(1-r)A_p F(\phi_p, K^2)} \right]^{1/3}$$

^{†*} 鋼浴深さが非常に浅い場合には吹き込んだガスジェットの広がりも十分でなく、 \dot{V}_G の増加とともに循環流量が減少することが起こりうる。

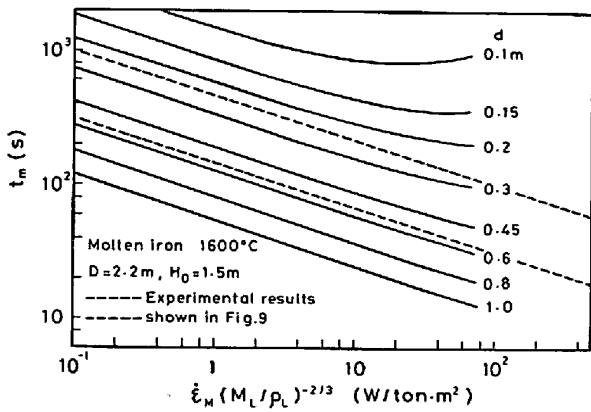


Fig. 5. Relation between mixing time and $\dot{\epsilon}_M(M_L/\rho_L)^{-2/3}$.

3.3 浴内均一混合時間

前節で計算した液体循環流量 \dot{V}_L を(26)式に代入して均一混合時間 t_m を求め、Fig. 5 に示した。本計算値と従来の実験値を比較するため、横軸には $\dot{\epsilon}_M(M_L/\rho_L)^{-2/3}$ ((32)式)をとつた。なお、計算条件は Fig. 2 と同じである。後述するように、種々の実装置、水モデルで得られている均一混合時間は図中の2本の点線の間におおよそ入る。

Fig. 5 からわかるように、均一混合時間 t_m は上昇流域直径 d に強く依存しており、 d が大きくなるほど t_m は小さくなる。また、 $\dot{\epsilon}_M(M_L/\rho_L)^{-2/3}$ が 10 以下においてはその増加により t_m は $\dot{\epsilon}_M(M_L/\rho_L)^{-2/3}$ の約 1/3 乗に比例して小さくなつており、(32)式に一致する。しかし、 $\dot{\epsilon}_M(M_L/\rho_L)^{-2/3} > 10$ においては $d=0.1, 0.15$ m で t_m に極小値が存在し、 $\dot{\epsilon}_M(M_L/\rho_L)^{-2/3}$ がさらに大きくなると逆に t_m が増加する傾向がある。これは、前述したように循環流量がその範囲で減少することに起因している。

なお、均一混合時間の計算値と従来の実験値の比較は 3.5 で詳しく検討するので、ここでは省略する。

3.4 上昇流域の液体速度、循環流量、浴内均一混合時間の近似式

3.1~3.3 において(6)式と(15)式の連立方程式を厳密に解いて求めた上昇流域の液体速度 u_{LP} 、循環流量 \dot{V}_L 、均一混合時間 t_m を用い、そのおのおのをガス流量 \dot{V}_{GM} 、吹き込み深さ H_0 、上昇流域および炉の断面積 A_P 、 A の簡単な関数として表した近似式を求めることにする。

3.1 で述べたように、上昇流域の液体速度 u_{LP} とガス流量 \dot{V}_G の両対数プロットの勾配は(18)式における勾配 1/3 に近いことから、 ϕ_P, K^2 が小さいときすなわち $F(\phi_P, K^2)$ が 1 に近いときには u_{LP} と $\dot{V}_{GM}gH_0/A_P$ の両

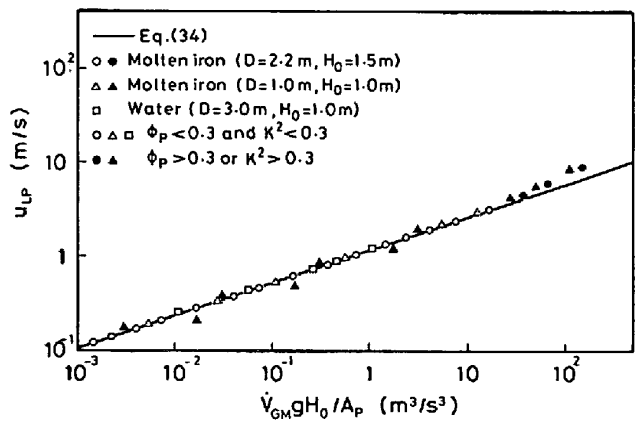


Fig. 6. Relation between liquid velocity in bubble plume and $\dot{V}_{GM}gH_0/A_P$.

対数プロットは直線で表されることが(18)式より予想される。Fig. 6 には、1600°C の溶鋼 (取鍋直径 $D=2.2$ m, 吹き込み深さ $H_0=1.5$ m; $D=1$ m, $H_0=1$ m) および 20°C の水 ($D=3$ m, $H_0=1$ m) へのガス吹き込みについて(6)、(15)式より求めた u_{LP} と $\dot{V}_{GM}gH_0/A_P$ の関係を示した。計算では上昇流域直径を 0.1~1 m, ガス流量は溶鋼の場合は 0.001~1 Nm³/min, 水の場合は 0.05~0.3 Nm³/min の間で変化させた。

Fig. 6 より、 u_{LP} と $\dot{V}_{GM}gH_0/A_P$ の両対数プロットは、一部のプロットを除いて1つの直線で表されることがわかる。図において直線関係からはずれていると判断したプロットは●, ▲で示したが、これらは $\phi_P > \sim 0.3$ あるいは $K^2 > \sim 0.3$ のいずれかにおける計算結果である。

以上より、 $\phi_P < \sim 0.3$ および $K^2 < \sim 0.3$ の場合には溶鋼、水に無関係に u_{LP} と $\dot{V}_{GM}gH_0/A_P$ の関係は Fig. 6 に示した実線で表され、それより次式が得られる。

$$u_{LP} = 1.17 [\dot{V}_{GM}gH_0/A_P]^{0.346} \dots\dots\dots (34)$$

ただし、各変数はメートル、秒の単位を用いて表されており、ガス流量は液体温度、対数平均圧力における流量である。

同じような計算およびプロットを液体循環流量 \dot{V}_L および均一混合時間 t_m についても行い、次式を得た。すなわち \dot{V}_L については $\phi_P < 0.15$ および $K^2 < 0.30$ において

$$\dot{V}_L = 1.17 (\dot{V}_{GM}gH_0A_P^2)^{0.339} \dots\dots\dots (35)$$

また t_m については $\phi_P < 0.15$ および $K^2 < 0.10$ において

$$t_m = 26.2 [(H_0/K^2)^2/\dot{\epsilon}_M]^{0.337} \dots\dots\dots (36)$$

により表される。ただし、 $\dot{\epsilon}_M$ の単位は (W/t)、他の変数の単位は(34)式と同じである。

あるガス吹き込み条件に対する(34)、(35)、(36)式の

適用性を調べるためには、 K^2 、 ϕ_P を知る必要がある。この K^2 、 ϕ_P はつぎのように求めることができる。ガス流量、炉直径が与えられれば後述の付録の(A2)式を用いて K^2 、上昇流域のガス空塔速度 U_{GP} が求まり、さらにFig. 3より ϕ_P の値が求まる。

3.5 計算値と実験値の比較

3.5.1 上昇流域の液体速度と液体循環流量

最初に、液体循環流量 \dot{V}_L について、Hsiaoら⁴⁾の実験値と(35)式を用いた計算値の比較をFig. 7に示した。Hsiaoらの水モデル($D=1\text{ m}$, $H_0=1.1\text{ m}$)についての実験値は、上昇流域の中心速度 u_m の測定値を付録2の(A5)式($h=H_0$)に代入して求めたものである。一方、60t取鍋($D=2.44\text{ m}$, $H_0=1.35\text{ m}$)については⁴⁾、吹き込みガス流量が $0.025\text{ Nm}^3/\text{min}$ では1回の循環時間 t_c は 50 s 、 $0.200\text{ Nm}^3/\text{min}$ では 20 s であり、溶鋼体積 V_L は 6.31 m^3 であるので、循環流量はおおの0.126、 $0.316\text{ m}^3/\text{s}$ となり、これらの値をFig. 7に示した。なお、横軸の上昇流域の断面積 A_P は付録1の(A2)式を用いて計算した。Fig. 7より、(35)式による計算値はHsiaoらの値に約30%以内の差で一致しており、上昇流域直径 d の計算に(A2)式を適用することが妥当であることがわかる。

つぎに、付録3に示したHsiaoら⁴⁾の式((A6)、(A7)式)と本理論式を比較する。ガス流量が 0.025 、 $0.200\text{ Nm}^3/\text{min}$ の場合、 $H_0=1.35\text{ m}$ 、 $d=0.50\text{ m}$ ((A2)式; $h=H_0=1.35\text{ m}$)とすれば(34)式より上昇流域の平均溶鋼速度は 0.588 、 1.21 m/s となり、Hsiaoらの(A6)式を用いると 0.151 m/s 、 0.248 m/s となる。一方、上と同じガス流量(0.025 、 $0.200\text{ Nm}^3/\text{min}$)における溶鋼循環流量は、(35)式を用いると 0.117 、 $0.234\text{ m}^3/\text{s}$ 、(A7)式を用いると 0.172 、 $0.380\text{ m}^3/\text{s}$ となる。

以上の比較より、本理論値とHsiaoらの式による計算値の差は、上昇流域の溶鋼循環速度の場合かなり大きいことがわかる。上昇流域の平均速度は上昇流域の断面

積に依存しているが、(A6)式を導く際に用いた断面積の値が不明であるため、現時点ではその差について詳細に検討することは困難である。試みにHsiaoらの平均溶鋼速度と循環流量より上昇流域の直径を求めると、ガス流量が 0.025 、 $0.200\text{ Nm}^3/\text{min}$ においておのおの 1.20 、 1.40 m と非常に大きくなる。

SZEKELYら³⁾は、Hsiaoらとほぼ同じ形状の60t取鍋へのアルゴン吹き込みについて溶鋼の循環流動を乱流理論を用いて解析しているが、それによると上昇流域の直径は約 0.5 m と本研究で用いた(A2)式において $h=1.35\text{ m}$ として与えられる値にほぼ等しい。したがって、Hsiaoらの上記の d の値は大きすぎると考えられるが、この点に関しては今後さらに検討する必要がある。

以上に示したように、上昇流域の平均速度に関しては若干の問題が残されているが、液体循環流量は本循環流動モデル((35)式)より求められることがFig. 7よりわかる。

3.5.2 均一混合時間

前節で計算した液体循環流量を用いて浴内均一混合時間を求め、従来の実測値と比較し、本循環流動モデルの妥当性をさらに検討する。

従来、均一混合時間は単位液体質量あたりの攪拌動力 $\dot{\epsilon}_M(W/t)$ の関数として表されており、Table 1に示す実験式が得られている。Table 1の(37)式で表されている結果を $\dot{\epsilon}_M$ ((43)式)を用いて表すと、

$$t_m = 606 \dot{\epsilon}_M^{-0.40} \dots\dots\dots (37')$$

また、LEHRER¹³⁾は完全混合後のトレーサー濃度を1としたとき、測定されたトレーサー濃度の変動が ± 0.002 以内になるのに要する時間を均一混合時間と定義している。前と同様、均一混合時間をトレーサー濃度の変動が ± 0.05 以内になるのに要する時間と定義すると、(22)式を用いて(38)式より次式が導かれる。

$$t_m = 60 \dot{\epsilon}_{ML}^{-0.23} \dots\dots\dots (38')$$

Fig. 8には、各実験式((37')、(38')、(39)、(40)式)および甲斐ら²⁴⁾、Hsiaoら⁴⁾の測定値を示した。図より、均一混合時間 t_m と攪拌動力 $\dot{\epsilon}_M$ の関係は研究者したがって実験条件によりかなり差があり、 t_m は $\dot{\epsilon}_M$ のみの関数では表されないことがわかる。このことは本循環流動モデル(たとえば(30)式)からも明らかである。

Fig. 8の実験結果を(32)式を用いて再整理し、Fig. 9に示した。Fig. 8とFig. 9を比較すれば明らかのように、Fig. 9では研究者による差は小さくなっている。これより、均一混合時間 t_m は $\dot{\epsilon}_M$ のみの関数では

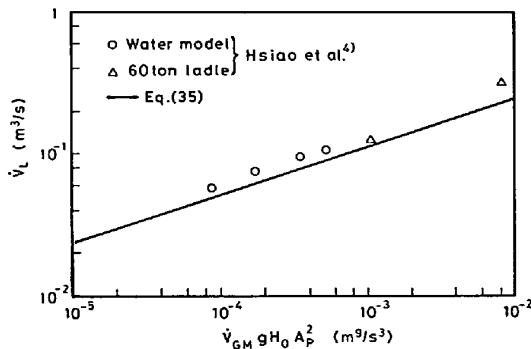


Fig. 7. Comparison of liquid velocity between experiments and present theory.

Table 1. Empirical correlations for mixing time.

Investigator	t_m (s)	$\dot{\epsilon}_M$ (W/l)	Remarks
NAKANISHI et al. ¹⁾	$t_m=800\dot{\epsilon}_{MN}^{-0.40}$ (37)	$\dot{\epsilon}_{MN}=\frac{2\dot{V}_{GM}\rho_L g H_0}{M_L}$ (41)	50 t ladle, 200 t RH, 65 kg water model, 50 t ASEA-SKF
LEHRER ¹³⁾	$t_m=124\dot{\epsilon}_{ML}^{-0.23}$ (38)	$\dot{\epsilon}_{ML}=\frac{1}{M_L}\{\dot{V}_{GM}\rho_L g H_0+\frac{\dot{n}RT_n}{P_n}(\frac{1}{2}\rho_{Gn}u_n^2 G_n)\}$ (42)	$t_m=t_{m0.002}$; 185 kg water model($D=0.61$ m, $H_0=0.635$ m)
HAIDA et al. ²⁾	$t_m=58\dot{\epsilon}_M^{-0.31}$ (39)	$\dot{\epsilon}_M=\frac{\dot{V}_{GM}\rho_L g H_0}{M_L}$ (43)	$t_m=t_{m0.05}$; 35 kg water model without slag($D=0.383$ m, $H_0=0.30$ m)
	$t_m=100\dot{\epsilon}_M^{-0.42}$ (40)	$\dot{\epsilon}_M=\frac{\dot{V}_{GM}\rho_L g H_0}{M_L}$ (43)	$t_m=t_{m0.05}$; 35 kg water model with slag($D=0.383$ m, $H_0=0.30$ m)

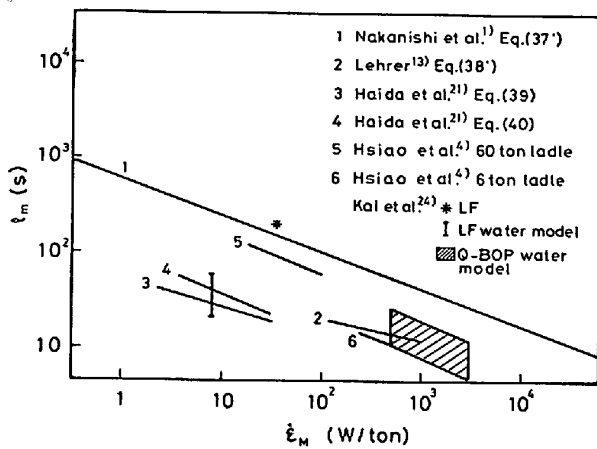


Fig. 8. Relation between mixing time and $\dot{\epsilon}_M$.

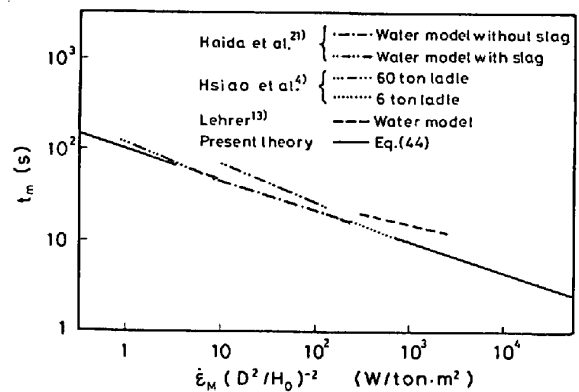


Fig. 10. Relation between mixing time and $\dot{\epsilon}_M(D^2/H_0)^{-2}$.

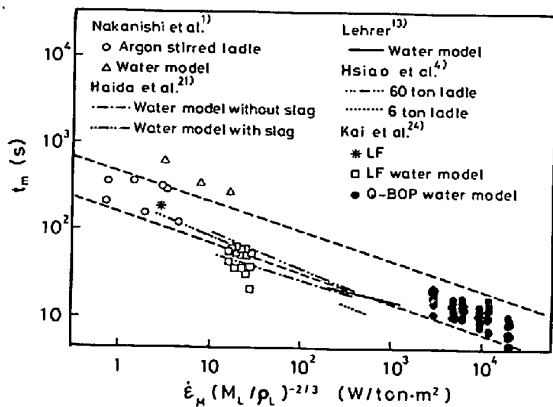


Fig. 9. Relation between mixing time and $\dot{\epsilon}_M(M_L/\rho_L)^{-2/3}$.

なく、 (M_L/ρ_L) すなわち液の体積にも依存することがわかる。この整理法は、装置形状が複雑で Fig. 1 に示すような単純な循環流動でない場合には便利である。しかし、3・4 において導いた近似式 ((36)式) から均一混合時間は吹き込み深さ、炉直径、上昇流域直径に依存することが明らかであり、厳密にはこれらの影響を考慮して各実験結果を比較する必要がある。

つぎに、上昇流域直径として (A 2) 式 ($h=H_0$) を

用い、これを (36) 式に代入して得た次式

$$t_m=100\{(D^2/H_0)^2/\dot{\epsilon}_M\}^{0.337} \dots\dots\dots (44)$$

と実測値の比較を Fig. 10 に示した¹⁹⁾。なお、HSIAO らの 60 t 取鍋の場合は $D=2.44$ m, $H_0=1.35$ m⁴⁾、6 t 取鍋の場合は $D=1$ m, $H_0=1.1$ m²⁵⁾とした。なお、均一混合時間の定義、装置形状などが不明なものは Fig. 10 には含めなかつた。Fig. 10 において押田らのスラグが有る場合と LEHRER の下向きにガスを吹き込んだ場合の水モデル実験の結果は若干理論値からずれるが、他の実験結果は理論値にほぼ一致している。

以上より、本循環流動モデルによつて浴内の循環流動、均一混合時間と吹き込みガスの攪拌動力、装置形状(炉直径、吹き込み深さ)の関係がかなりの程度説明できることが明らかになつた。しかし、この方面の実験的研究は少なく、また本モデルにおいても①ガス吹き込み位置の影響、②浴表面上のスラグの影響、③上昇流域直径のとり方などについてなお検討しなければならず、今後さらに理論的、実験的研究を進める必要がある。

¹⁹⁾ 最近浅井ら²⁷⁾は水モデル実験により均一混合時間の $\dot{\epsilon}$ 、 D 、 H_0 に対する依存性を調べているが、その依存性は H_0 の指数 ((44)式)では 0.674、浅井らの実験式では 1) を除けば本理論式に一致している。

4. 結 言

溶融金属中に炉底中心から不活性ガスを吹き込む場合について、浴内を気液混相の上昇流域と液相のみの下降流域にわけ、浴内の循環流動をエネルギー収支式を用いて解析した。種々の吹き込み条件について上昇流域の液体速度、循環流量、浴内の均一混合時間を計算し、そのおのおのをガス流量、吹き込み深さ、上昇流域および炉の断面積などの簡単な関数として表した。これらの式を用いた計算より、浴内の循環流動は上昇流域の大きさに強く影響されることを明らかにした。また、上昇流域が小さいほど、その流域中の液体速度は大きくなるが、循環流量は小さくなり、浴内の均一混合時間は長くなることがわかった。とくに均一混合時間については、従来種々の実験条件で得られている実測値と計算値がほぼ一致することを示し、均一混合時間に対する装置形状、吹き込み条件などの影響が本理論により定量的に説明されることを明らかにした。

付録 1 上昇流域直径について

THEMELIS ら²⁶⁾は、ノズルより水中に空気ジェットを吹き込み、長時間(5s)露出した写真撮影によりジェットの広がり角度 θ_c を測定した。それより、 θ_c は $19 \sim 22^\circ$ であり、液体の物性値、ガス流量などには依存しないことを示した。ジェットの直径と上昇流域直径 d が等しいものとすれば、

$$d = 2 \left\{ h + \frac{d_0}{2} \tan\left(\frac{\theta_c}{2}\right) \right\} \tan\left(\frac{\theta_c}{2}\right) \dots\dots (A1)$$

ここで、 h はノズルからの距離、 d_0 はノズル径である。

$h \gg d_0$, $\theta_c = 20.5^\circ$ とすれば、

$$d = 0.37 h \dots\dots\dots (A2)$$

液体中ガス吹き込みにおける上昇流域に関する研究は少なく、今後さらに検討を要する。

付録 2 上昇流域の中心速度と液体循環流量の関係

HSIAO ら⁴⁾は、水モデルについて上昇流域中の液体速度分布はガウス分布により表されることを示した。

$$u_{LP} = u_m \exp(-r^2/b^2) \dots\dots\dots (A3)$$

ここで、 u_m は中心速度、 r は半径方向距離、 b は次式で与えられる。

$$b = 0.1 (h + 0.8) \dots\dots\dots (A4)$$

ただし、単位にはメートルを用いる。

液体循環流量 \dot{V}_L は、(A3)、(A4)式を用い、

$$\begin{aligned} \dot{V}_L &= \int_0^\infty 2\pi r u_{LP} dr \\ &= 0.01\pi (h + 0.8)^2 u_m \dots\dots\dots (A5) \dagger^{10} \end{aligned}$$

^{†10} HSIAO ら⁴⁾の論文では次式が与えられている。

$$\dot{V}_L = 0.005\pi (h + 0.8)^2 u_m$$

したがって、 u_m を測定すれば (A5) 式より \dot{V}_L を求めることができる。

付録 3 HSIAO らの溶鋼循環流動に関する研究

HSIAO ら⁴⁾は、60t の取鍋 ($D=2.44$ m, $H=1.35$ m) へのアルゴン吹き込みを行い、 $0.05 \sim 0.220$ Nm³/min の流量範囲において上昇流域の平均速度に対してつぎの実験式を得ている。

$$u_{LP} = 0.97 \dot{V}_G^{0.239} \dots\dots\dots (A6)$$

ここで、 \dot{V}_G は標準状態におけるガス流量 (Nm³/s) である。

また、運動量収支式より溶鋼循環流量を求める式を導き、その式中の溶鋼速度には (A6) 式を用い、次式を得ている。

$$\dot{V}_L = 1.9 (H + 0.8) \{ \ln(1 + H/1.42) \}^{0.5} \dot{V}_G^{0.381} \dots\dots\dots (A7)$$

文 献

- 1) K. NAKANISHI, T. FUJII, and J. SZEKELY: Ironmaking Steelmaking, 2 (1975), p. 193
- 2) 中西恭二, 加藤嘉英, 鈴木健一郎, 香月淳一: 鉄と鋼, 64 (1978), S 169
- 3) J. SZEKELY, T. LEHNER, and C. W. CHIANG: Ironmaking Steelmaking, 6 (1979), p. 285
- 4) T. C. HSIAO, T. LEHNER, and K. BJÖRN: Scand. J. Metallurgy, 9 (1980), p. 105
- 5) W. FREEDMAN and J. F. DAVIDSON: Trans. Inst. Chem. Eng., 47 (1969), p. 251
- 6) K. RIETEMA and S. P. P. OTTENGRAF: 同上 48 (1970), p. 54
- 7) J. H. HILLS: 同上, 52 (1974), p. 1
- 8) 宮内照勝, 徐嘉男: 化学工学, 34 (1970), p. 958
- 9) P. B. WHALLEY and J. F. DAVIDSON: Proc. Symp. on Multiphase Flow System (Symposium Series No. 38) (1974), J 5 [Inst. Chem. Eng., London]
- 10) J. B. JOSHI and M. M. SHARMA: Trans. Inst. Chem. Eng., 54 (1976), p. 42
- 11) S. M. BHAVARAJU, T. W. F. RUSSELL, and H. W. BLANCH: AIChE J., 24 (1978), p. 454
- 12) 森一美, 佐野正道: 鉄と鋼, 67 (1981), p. 672
- 13) L. H. LEHRER: I & EC Process Design & Development, 7 (1968), p. 226
- 14) D. J. NICKLIN: Chem. Eng. Sci., 17 (1962), p. 693
- 15) J. F. DAVIDSON and D. HARRISON: Chem. Eng. Sci., 21 (1966), p. 731
- 16) P. GRIFFITH and G. B. WELLIS: Trans. ASME (Journal of Heat Transfer) (1961), p. 307
- 17) 佐野正道, 森一美, 藤田康久: 鉄と鋼, 65 (1979), p. 1140
- 18) D. W. van KREVELEN and P. J. HOFTIJZER: Chem. Eng. Prog., 46 (1950), p. 29
- 19) A. G. W. LAMONT: Can. J. Chem. Eng., 36 (1958), p. 153
- 20) Ullmans Encyklopädie d. Techn. Chemie, Bd. 1, p. 225; T. LEHNER: McMaster Conference

- on "Ladle Treatment on Carbon Steel", Hamilton, Ontario (1979)
- 21) 拜田 治, 江見俊彦, 馬田 一, 数土文夫: 鉄と鋼, 66 (1980), S253
 - 22) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 64 (1978), p. 1714
 - 23) 化学工学便覧, (化学工学協会編) (1968), p.171 [丸善]
 - 24) 甲斐 幹, 平居正純, 大河平和男, 飯田 宏, 田中 新, 樋口満雄: 鉄と鋼, 66 (1980), S233
 - 25) T. LEHNER: 私信
 - 26) N. J. THEMELIS, P. TARASSOFF, and J. SZEKELY: Trans. Met. Soc. AIME, 245 (1969), p. 2425
 - 27) 浅井滋生, 岡本徹夫, 赫 翼 成, 鞭 巖: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 426

