

論 文

液体金属中の吹込みガスの分散挙動

佐野正道*・牧野 浩*²・小沢泰久*・森 一美*

Dispersion of Gas Injected into Liquid Metal

Masamichi SANO, Hiroshi MAKINO, Yasuhisa OZAWA and Kazumi MORI

Synopsis :

The measurement of the distribution of gas holdup in nitrogen injection into mercury was made by using an electroresistivity probe technique and high speed data processing system. On the basis of the measurement near an orifice or nozzle, two regimes of gas flow are distinguished: bubbling and jetting. In the jetting regime, the gas jet issuing from the tuyere into mercury becomes very thin and rises rapidly. The radial distribution of gas holdup expands with increasing vertical distance due to entrainment of the surrounding liquid. The transition of flow behavior from jet to plume occurs about 30~40 mm above the tuyere under the present experimental conditions. The effect of bath depth on the gas holdup is discussed.

The upward flow of gas-liquid mixture in the plume zone is analyzed on the basis of macroscopic mass and momentum balances. The calculated results of plume radius and gas holdup are compared with the experimental results. It is presumed that the circulating flow in the bath affects the dispersion of bubbles.

1. 結 言

溶銑処理、底吹き、上底吹き転炉、取鍋精錬などにおけるガス吹込み操作の発展に伴い、溶銑、溶鋼へのガス吹込みによる気液混相の上昇流動およびその結果生じる浴の循環流動が浴内の攪拌混合を促進し、精錬反応速度を増加させることが認識されてきている。そのため、液体中の吹込みガスの分散挙動^{1)~5)}、気液混相の上昇流動^{6)~12)}、浴の循環流動^{4)13)~15)}についての実験的、理論的研究が多く行われているが、現象自体が非常に複雑であり、検討すべき問題点が多く残されている。

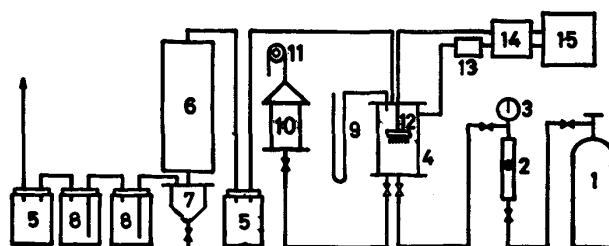
本研究においては、水銀中への吹込み窒素の分散挙動に対するガス流量、オリフィス（またはノズル）径、浴深さの影響などを実験的に調べ、ガス吹込み口近傍におけるガスジェットの挙動（バブリングとジェットイング）、気液混相領域の拡がり、ガス吹抜けの可能性などについて検討する。また、気液混相の上昇流動について巨視的物質、運動量収支に基づく解析を行い、実験結果と比較することにより、液体中への吹込みガスの分散挙動を考察する。

2. 実 験

実験装置の概略を Fig. 1 に示した。水銀容器はステ

ンレス製で、直径 15 cm、高さ 40 cm である。容器底部中心にはオリフィスあるいはノズルを設置した。オリフィスとしては容器底板に孔をあけたものを用いた。ノズルはその先端の肉厚の影響をなくするためテーバーをつけ薄肉とし、先端と容器底部間の距離は 1 cm とした。オリフィス、ノズル径 d_0 は 1, 2 mm とした。

水銀浴中のガス（気泡）の検出には電気探針法を用いた。電気探針は 15 本あり、直径 0.5 mm でその先端（直径約 0.2 mm）を除いて電氣的に絶縁した。探針先端をガスおよび液体が交互に占めることによる電気回路 (Fig. 1) の開閉を電圧の変化としてとらえ、それをマ



1. Gas cylinder 2. Float meter 3. Pressure gauge 4. Mercury vessel 5. Gas reservoir 6. Heat exchanger 7. Cyclone 8. Gas absorber 9. Mercury manometer 10. Mercury reservoir 11. Chain block 12. Electroresistivity probe 13. Regulated DC power supply 14. Input interface 15. Micro-computer

Fig. 1. Experimental apparatus.

昭和 58 年 10 月本会講演大会にて発表 Trans. ISIJ, 26 (1986) 4 に掲載 昭和 60 年 8 月 22 日受付 (Received Aug. 22, 1985)

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

*² 名古屋大学大学院 (現: トヨタ自動車(株)) (Graduate School, Nagoya University, Now Toyota Motor Co., Ltd.)

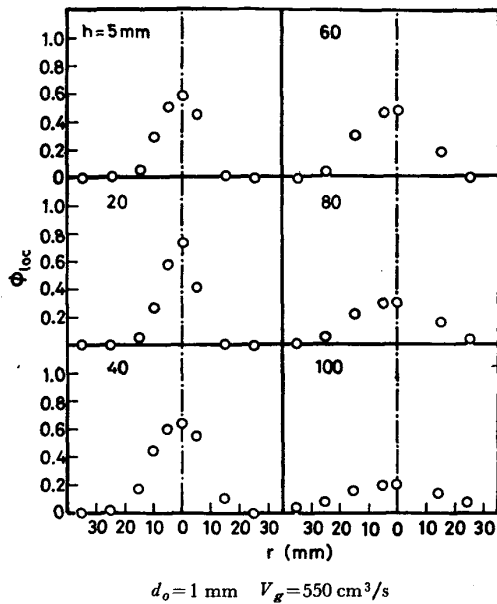


Fig. 2. Radial distribution of gas holdup at various vertical distances from orifice.

マイクロコンピュータに入力し、実験終了後データ処理を行つた。入力端子は8チャンネルあり、そのうち7チャンネルは電気探針からの信号の入力に用い、1チャンネルは50 Hz タイムマー信号の入力に用いた。最小のサンプリング時間は約 $4 \mu s$ で、測定時間は10~35 sであつた。

水銀浴深さは20~140 mmの間で変化させた。窒素ガス流量 V_g はガス吹込み口先端における条件で140~2200 cm^3/s (みかけのマッハ数 $M'=0.5\sim 3.5^\dagger$) とした。ノズルあるいはオリフィスからの垂直方向距離 $h=5\sim 120$ mmにおいて15本の探針のうち目的に応じて7本の探針を選んで測定を行つた。なお、各探針間の距離は5 mmであるので半径方向距離 r は5 mm 間隔で測定を行うことができる。

浴内の各位置(探針先端の位置)における局所ガスホールドアップ ϕ_{loc} は次式により求める。

$$\phi_{loc} = \Sigma t_B / t$$

ここで、 Σt_B はガス(気泡)が探針先端を占めている時間の総和、 t は全測定時間である。

3. 実験結果

Fig. 2 には、一例としてオリフィスからの窒素吹込みにおいて浴内の垂直方向の各位置 ($h=5\sim 100$ mm) で測定した局所ガスホールドアップ ϕ_{loc} の半径方向分布を示した。 ϕ_{loc} は容器中心で最も大きく、半径方向に

$^\dagger M'$ は次式により定義される。

$$M' = V_g / Aa$$

ここで、 A はガス出口の断面積、 a は室温における音速である。

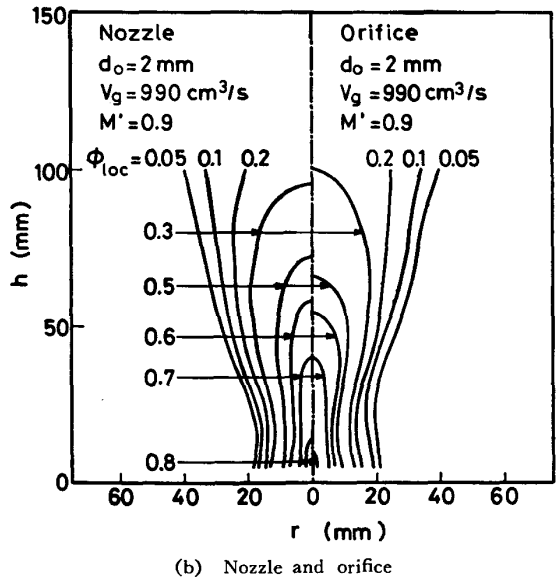
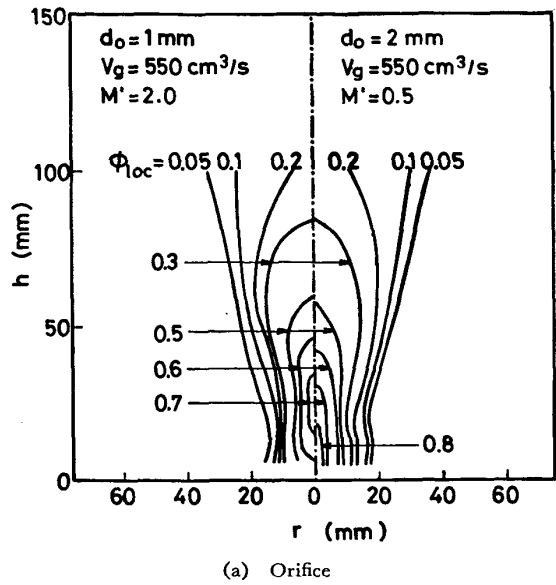


Fig. 3. Contour map of gas holdup.

離れるにしたがつて低下する。また、 ϕ_{loc} は、 $h > 40$ mm においては h の増加とともに容器中心部で減少し、周辺部で増加している。これより、吹き込んだガスは浴内を上昇するにつれて半径方向に分散することがわかる。

Fig. 2 に示したような局所ガスホールドアップ分布から等ガスホールドアップ線を求め、その代表例を Fig. 3 (a), (b) に示した。Fig. 3 (a) ではガス吹込み口におけるガス線速度の影響を調べるため、オリフィス径の異なる実験結果を比較した。等ガスホールドアップ線は、 $h=5$ mm においてすでに半径方向にかなり拡がっているが、その拡がりにはガス線速度が大きい音速領域の吹込み ($d_o=1$ mm, $M'=2$) の方がやや小さく、ガスホールドアップも小さい。また、 $h < \sim 30\sim 40$ mm にお

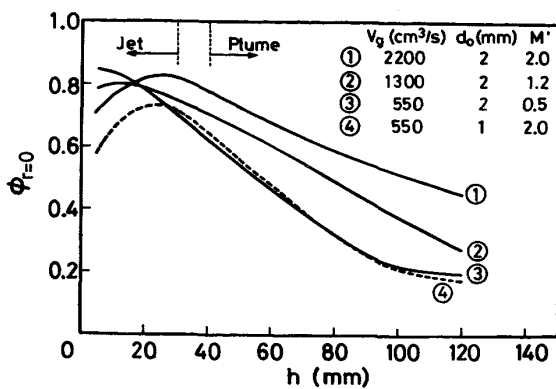
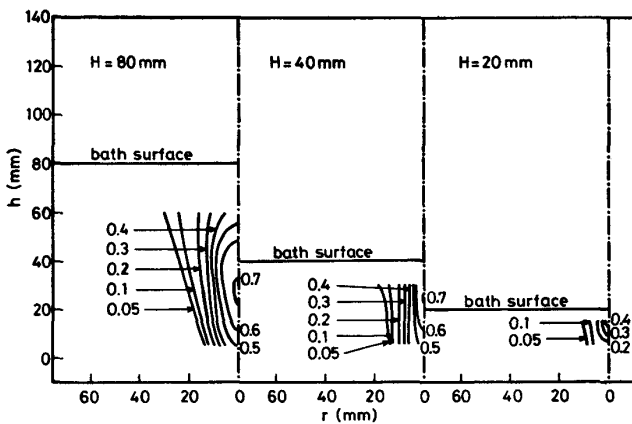


Fig. 4. Relation between gas holdup on center axis and vertical distance from orifice.



Nozzle $d_o=1$ mm $V_g=960$ cm³/s $M'=3.5$

Fig. 5. Effect of bath depth on dispersion of nitrogen injected into mercury.

いてはガスホールドアップ分布はオリフィス径に依存し、ガスの運動量の影響を受けていることがわかる。一方、 $h > \sim 30 \sim 40$ mm では等ガスホールドアップ線はオリフィス径によつてあまり変わらない。Fig. 3 (b) ではオリフィスとノズルを用いた場合の等ガスホールドアップ線を比較したが、ガス吹き込み口近傍でオリフィスの方が半径方向への拡がり若干大きい他は、あまり差が認められない。したがつて、以後においては主としてオリフィスの結果について述べ、必要に応じてノズルの結果も取り上げることにする。

Fig. 3 (a) における局所ガスホールドアップ ϕ_{loc} のオリフィス径 d_o に対する依存性を詳細に検討するため、Fig. 4 には容器中心軸上のガスホールドアップ $\phi_{r=0}$ と h の関係を示した。図からわかるように、 $h < \sim 30$ mm においては、たとえば $V_g=550$ cm³/s の場合、 $d_o=2$ mm の $\phi_{r=0}$ (③) はオリフィスに近づくにつれて増加するのに対し、 $d_o=1$ mm の $\phi_{r=0}$ (④) は逆に減少する傾向がある。この減少する傾向は音速領域の吹き込みにおいてみられ、みかけのマッハ数 M' が大きくなる

ほど顕著になる。一方、 $h > \sim 30$ mm においては、 $\phi_{r=0}$ はガス流量とともに大きくなり (①>②>③)、 h が増加するにつれて減少する。また、③と④の比較より $\phi_{r=0}$ に対するオリフィス径の影響はみられない。

Fig. 5 には、ノズルについて浴深さ H を変化させて測定した等ガスホールドアップ線を示した。図より、浴深さが浅くなるにしたがつて、吹き込みガスの分散領域は狭くなり、また全体的にガスホールドアップが小さくなることがわかる。とくに、 $H=20$ mm でガスホールドアップが非常に小さくなっている。なお、浴深さが浅くなると ($H \approx 40$ mm)、吹き込みによつて発生する音響に明らかに変化が認められた。しかし、浴内のガスホールドアップ分布は、浴深さの変化にもなつて徐々に変化しており、音響の変化に対応して急激に変化することはなかった。

4. 考 察

4.1 ジェットとプルーム

流体中への流体吹き込みによつて生じる1次的な流動は、吹き込んだ流体がもつ運動量に起因するジェット (Jet) と吹き込んだ流体に働く浮力に起因するプルーム (Plume) に大別される¹⁶⁾。液体中へのガス吹き込みにおいては、実際にはジェット領域においても浮力が働いているが¹²⁾、ここでは簡単のため運動量の影響のある領域をジェット領域と呼ぶことにする。

Fig. 3, 4 に示したように、ガスホールドアップ分布は、 $h < \sim 30 \sim 40$ mm においてはガスの運動量の影響を受けるのに対し、 $h > \sim 30 \sim 40$ mm においてはガス流量にのみ依存している。したがつて、吹き込みガスの分散挙動からみると、本実験条件においては $h \approx 30 \sim 40$ mm を境として、ジェットからプルームに変化すると考えられる。プルーム領域に比較してジェット領域は小さいので、次節以外においては気液混相の流動領域をプルーム領域、その半径をプルーム半径と呼ぶことにする。

4.2 ジェット領域におけるジェッティングとバブリング

さきに¹⁷⁾、オリフィスから水銀中への窒素吹き込みにおいて気泡底面の拡がりに着目して、亜音速領域においては気泡が生成するバブリング現象、音速領域においてはバブリング現象とともにオリフィス出口においてジェット径がオリフィス径に一致するジェッティング現象が起こることを見いだした。しかし、容器底部からの観察のみでは、吹き込まれたガスジェットがバブリング時、ジェッティング時に液体金属内部でどのような挙動をするかは明らかにできなかった。

¹²⁾ 'Buoyant jet' が使われている。

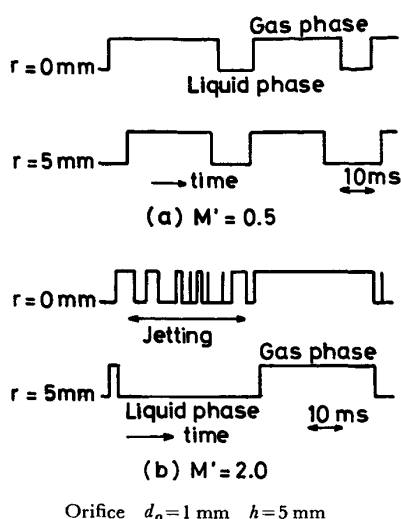


Fig. 6. Comparison between rectangular waves measured at $r=0$ and 5 mm.

本実験の電気探針法によるガスホールドアップの測定においても亜音速領域と音速領域で異なつた現象が観察された。すなわち、Fig. 3 (a), 4 に示したように、音速領域においてガスホールドアップはオリフィス近傍で減少する傾向がある。この現象について検討するため、 $h=5$ mm, $r=0$ mm と 5 mm の位置において電気探針法によつて同時に測定された矩形波を Fig. 6 に示した。Fig. 6 (a) が亜音速領域、(b) が音速領域の代表例である。亜音速領域では $r=0$ mm と 5 mm の探針により観察される信号は対応している。これは、浴中に吹き込んだガスはオリフィス近傍で半径方向に拡がり、気泡を生成することによる。一方、音速領域では $r=0$ mm の探針にのみガスが検出され、 $r=5$ mm の探針では全く検出されない時間範囲がある。この範囲においては吹き込まれたガスは非常に細いジェットの状態では浴中に侵入すると考えられ、ジェッティング時に対応すると推定される。また、 $r=0$ mm の探針では非常に細かい矩形波が観察されるが、これは、ジェットが細いため、ジェットあるいは探針の微振動により探針先端が水銀にしばしば触れることによる。

したがつて、ここでは次式によりジェッティングの時間割合 R_j を定義する。

$$R_j = \frac{\text{（}r=0\text{ mmの探針によつての）}}{\text{（全測定時間）}} \text{みガスが検出される時間} \dots\dots\dots (2)$$

Fig. 7 には、 R_j とみかけのマッハ数 M' の関係を示した。図より R_j は音速領域において M' とともに増加することがわかる。比較のために、さきに容器底面からの観察によつて得られたジェッティングの時間割合を図中に示した¹⁷⁾。この前報の結果は $h=0$ mm にお

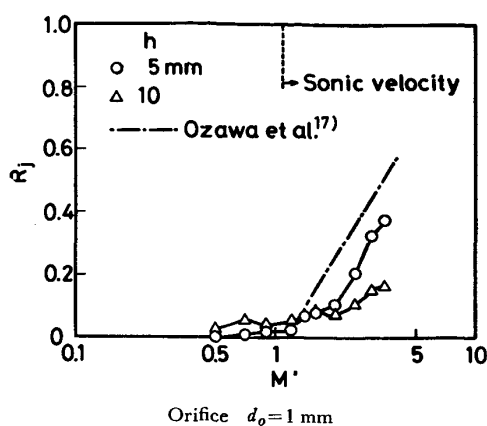


Fig. 7. Relation between jetting time fraction and nominal Mach number.

る R_j に対応する。Fig. 7 より、 h の増加とともにジェットは半径方向に拡がるため R_j が減少することがわかる。

以上より、音速領域のガス吹込みにおけるオリフィス近傍でのガスホールドアップの減少は、ジェッティング時に非常に細いジェットが高速で液体中に侵入することによると考えられる。なお、Fig. 3 (a), (b) においてオリフィス、ノズル近傍のガスホールドアップ分布が半径方向に拡がっているのはバブリング現象に起因している。

4.3 プルーム領域の大きさと平均ガスホールドアップ

Fig. 2 から明らかなように、局所ガスホールドアップは半径方向距離 r の増加とともに漸近的に 0 に近づくため、どこまでがプルーム領域であるかを定義する必要がある。本来、プルーム領域の大きさは液体の流動と関連させて定義しなければならないが、液体速度を測定していないため、ここではガスホールドアップ分布に基づいて定義する。すなわち、ガスは均一速度で上昇するものと仮定し、プルーム領域の断面積は吹き込んだ全ガス量の 90% が通過する面積と定義する^{†3}。したがつて、プルーム半径 r_p は次式より求められる。

$$0.9 = \frac{\int_0^{r_p} 2\pi r \phi_{loc}(r) dr}{\int_0^R 2\pi r \phi_{loc}(r) dr} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $\phi_{loc}(r)$ は r における局所ガスホールドアップ、 R は容器半径である。

また、プルーム領域の断面平均のガスホールドアップ ϕ は次式で与えられる。

$$\phi = \frac{\int_0^{r_p} 2\pi r \phi_{loc}(r) dr}{\pi r_p^2} \dots\dots\dots (4)$$

†3 他の研究者との比較は Appendix に示す。

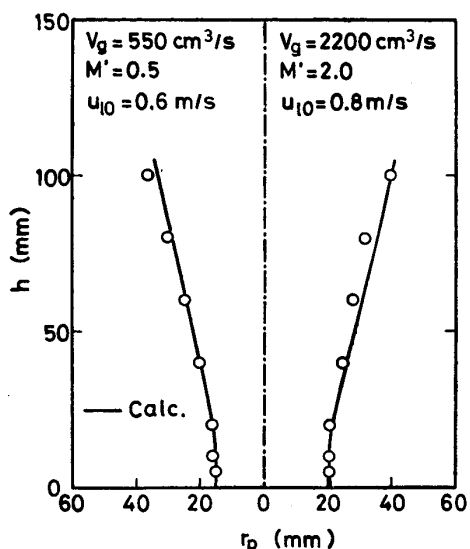


Fig. 8. Relation between plume radius and vertical distance from orifice.

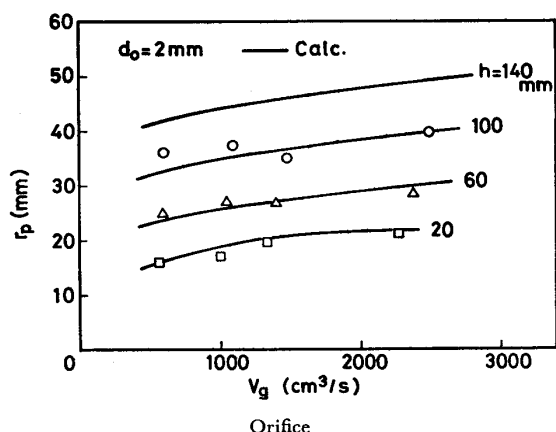
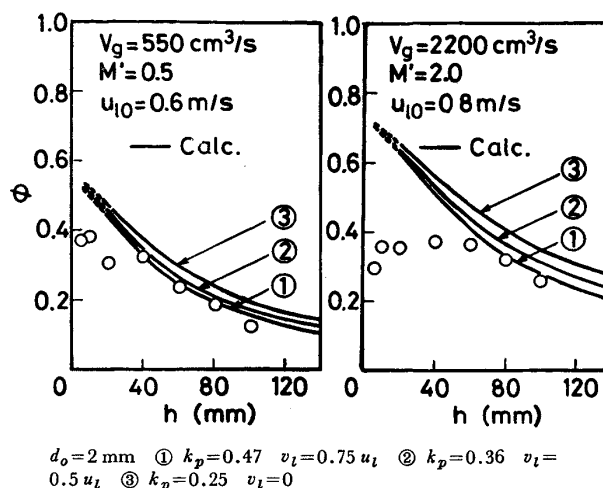


Fig. 9. Relation between plume radius and gas flow rate.

Fig. 8 には、(3)式を用いて求めたプルーム半径 r_p と垂直方向距離 h の関係の代表例を示した。図に示されているように、オリフィス近傍では r_p は h によつてほとんど変化せず、 $h > \sim 20$ mm においては h にほぼ比例して大きくなる。Fig. 9 には、 r_p とガス流量 V_g の関係を示した。図より、 V_g による r_p の増加は大きくはなく、プルーム領域の拡がりにはあまり依存しないことがわかる。

Fig. 10 には、プルーム領域の断面平均のガスホールドアップ ϕ と h の関係を示した。 $V_g = 550$ cm³/s の場合には ϕ は、ばらつきはあるが、 h の増加とともに減少している。一方、 $V_g = 2200$ cm³/s の場合にはオリフィス近傍で ϕ が小さく、 $h \approx 40$ mm で極大となり、 $h > 40$ mm において h の増加とともに減少している。このようにオリフィス近傍で ϕ が小さくなるのは、前述したジェットング現象が起こることによる。



$d_o = 2$ mm ① $k_p = 0.47$ $v_l = 0.75 u_l$ ② $k_p = 0.36$ $v_l = 0.5 u_l$ ③ $k_p = 0.25$ $v_l = 0$

Fig. 10. Relation between average gas holdup and vertical distance from orifice.

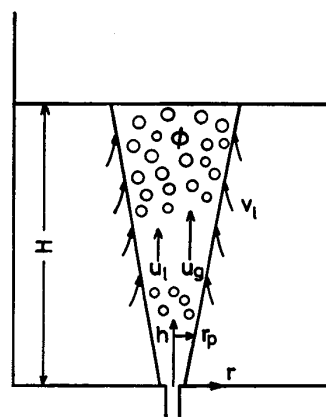


Fig. 11. Upward flow of gas-liquid mixture in the plume.

4.4 プルームの流動解析と実験結果との比較検討

4.4.1 巨視的収支

液体中、とくに液体金属中へのガス吹込みにおいては、単位時間あたりにガスが持ち込む運動量に比較してガスに働く浮力の影響が大きい。そのため、Fig. 11 に示したプルーム領域中の上昇流動に対する巨視的運動量、機械的エネルギー収支においてはガスの運動量の寄与は無視し、浮力のみを考慮する。なお、ここではプルーム領域中のガスホールドアップおよびガスと液体の速度の半径方向分布は均一と仮定する。

ガスおよび液体に対する巨視的物質収支は、つぎのように表される。

$$\pi r_p^2 \phi \rho_g u_g = \rho_g V_g \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{dm}{dh} = \frac{d}{dh} \left\{ \pi r_p^2 (1 - \phi) \rho_l u_l \right\} = \frac{5}{3} k_p \left\{ V_g (\rho_l - \rho_g) g \right\}^{1/3} \rho_l^{2/3} h^{2/3} \dots\dots (6)$$

ここで、 ρ は密度、 u は速度、 m はプルーム領域中の質

量流量, k_p は巻き込み係数, g は重力加速度, 添字 g, l はおのおのガス, 液体を表す。(6)式はプルーフ領域の周囲から巻き込まれる流体に関する次元解析に基づいて導かれたもので, k_p は理論的には求めることはできず, 実験的に決定しなければならない。しかし, プルーフに関する実験的研究は非常に少なく, 現在までに k_p の値として気体への気体吹込みについて 0.15, 0.20 が得られているのみである¹⁶⁾。

プルーフに対する運動量収支は次式で与えられる。

$$\frac{d}{dh} \left\{ \pi r_p^2 (1-\phi) \rho_l u_l^2 \right\} = \pi r_p^2 \phi \rho_l g + v_l \frac{dm}{dh} \dots\dots (7)$$

ここで, v_l は巻き込まれる液体の速度である。(7)式の右辺の第1項はガスに働く浮力を表す。

プルーフに対する機械的エネルギー収支はつぎのように表される。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dh} \left\{ \pi r_p^2 (1-\phi) \rho_l u_l \cdot \frac{1}{2} u_l^2 \right\} \\ = V_g \rho_l g \frac{u_l}{u_g} + \frac{1}{2} v_l^2 \frac{dm}{dh} - E_V \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

ここで, E_V は周囲の液体の巻き込みによるエネルギー損失で, (7)式と(8)式よりつぎのように与えられる。

$$E_V = \frac{1}{2} (u_l - v_l)^2 \frac{dm}{dh} \dots\dots\dots (9)$$

また, (8)式の右辺第1項中の u_l/u_g は吹込みガスの動力のうち, 液体流動に有効に使われる割合を表し, スリップ速度 $u_s (=u_g - u_l)$ が大きいほどその割合は小さくなる。

プルーフ領域中のガス(気泡)速度 u_g , 液体速度 u_l とガスホールドアップ ϕ の間にはつぎの関係がある^{18)~20)}。

$$u_s = u_g - u_l = \frac{U_g}{\phi} - u_l = \frac{u_{BO}}{1-\phi} \dots\dots\dots (10)$$

ここで, U_g はプルーフ断面基準の空塔速度, u_{BO} は単一気泡の上昇速度で, 次式より計算する²¹⁾。

$$u_{BO} = \sqrt{0.5 d_B g} \dots\dots\dots (11)$$

ここで, d_B はプルーフ中の平均気泡径で, 次式で与えられる²²⁾。

$$d_B = 0.091 (\sigma / \rho_l)^{1/2} U_g^{0.44} \dots\dots\dots (12)$$

ここで, σ は表面張力である。なお, (12)式中の変数は cgs 単位系を用いて表す。

以上の巨視的物質収支式(5)および(6)式, 運動量収支式(7)式(または機械的エネルギー収支式(8)式)とスリップ速度に関する式(10)式を連立させ, 巻き込み係数 k_p と巻き込まれる液体の速度 v_l の組合せをパラメータとして扱い, 数値計算することによりプルーフ半径 r_p , ガスホールドアップ ϕ , ガスおよび液体速度 u_g, u_l

と垂直方向距離 h の関係が得られる。なお, 計算においては $h=0$ における r_p, u_l の値 (r_{p0}, u_{l0}) が境界条件として必要になる。ここでは, r_{p0} には実測値を外挿した値を用い, u_{l0} はガス吹込み口近傍におけるプルーフの形状の実測値と計算値が一致するように決定した。

4.4.2 計算値と実験値の比較

Fig. 8 にはプルーフ半径の計算値を実線により示し, 実験値と比較した^{†4)}。巻き込まれる液体の速度 $v_l=0$ とした場合, 計算値と実験値は $k_p=0.25$ のときほぼ一致する。また, $v_l=0.25 u_l, 0.5 u_l, 0.75 u_l$ の場合には, k_p の値としておのおの 0.29, 0.36, 0.47 が得られる。したがって, Fig. 8 における比較のみでは k_p の値を決定することはできない。

Fig. 9 には, 本流動モデルにより計算したプルーフ半径とガス流量の関係を実線で示した。図より, プルーフ半径のガス流量に対する依存性は本流動モデルによりほぼ説明できることがわかる。プルーフ半径はガス流量によつてはあまり変化しないが, 低ガス流量範囲ではプルーフ半径のガス流量に対する依存性は若干大きい。

計算より得られたプルーフ断面平均のガスホールドアップ ϕ と垂直方向距離 h の関係を Fig. 10 に示した。計算においては, $v_l=0, 0.5 u_l, 0.75 u_l$ を仮定した。 h が小さいときには, 計算値と実験値は一致していないが, これは本モデルでは h のすべての範囲においてプルーフを仮定しているのに対し, 実際にはガス吹込み口近傍ではバブリング, ジュッティング現象およびガスが持ち込む運動量の影響を受けることによる。 $h > \sim 40 \sim 60$ mm において, $k_p=0.47, v_l=0.75 u_l$ のときに計算値と実験値がほぼ一致する。これより, 本実験における水銀中の吹込みガスの分散挙動は浴内の循環流動の影響を受けていると考えられる。

本流動モデルにより計算されたプルーフ半径 r_p , ガスホールドアップ ϕ 及び液体速度 u_l を用いて, プルーフ中の水銀の体積流量 V_l を次式より計算し, Fig. 12 に示した。

$$V_l = \pi r_p^2 (1-\phi) u_l \dots\dots\dots (13)$$

計算においては v_l の影響を調べるため, Fig. 8 の計算値と実験値の比較より得られた3組の (k_p, v_l) の値を用いた。図から明らかなように, プルーフ中の体積流量 V_l はガス流量 V_g の約 1/3 に比例して増加するが, これは従来の研究と一致する⁶⁾⁸⁾。また, V_l は v_l の影響

†4) (5)~(8)式における r_p は吹込みガスの全量が通過する領域の半径であり, (3)式の定義に基づく r_p とは厳密には異なる。しかし, プルーフの位置は半径方向に時間的に変動しているため, 実験では r_p は実際より大きく測定されるため, 両者の差は大きくないと考えられる。

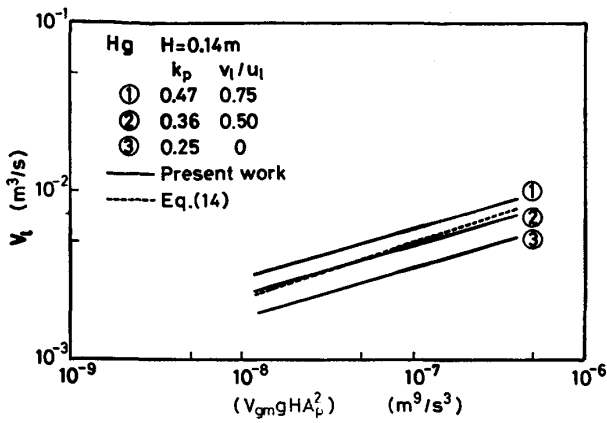


Fig. 12. Calculated volumetric flow rate of mercury in the plume.

を強く受けるが、この点に関してはこれまでに報告がなく、今後実験的研究が必要であると考えられる。

さきに¹¹⁾、プルーム領域の断面積 A_p が垂直方向距離 h によつて変化せず、一定と仮定して簡単な機械的エネルギー収支をとることにより、プルーム中の液体流量 V_l について次式を得た。

$$V_l = 1.17 (V_{gm} g H A_p^2)^{0.339} \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 V_{gm} はガス吹込み口と浴表面の対数平均圧力におけるガス流量、 H は浴深さで、各変数は m, s を用いて表す。

本研究で計算された浴表面におけるプルーム半径 r_p を用いて A_p を求め、(14)式より V_l を計算して Fig. 12 に点線で示した。(14)式による計算値は、 $v_l = 0.5 u_l$ のときの計算値にほぼ一致する。これはつぎの理由による。前報¹¹⁾では、 $E_v = 0, v_l = 0$ を仮定して機械的エネルギー収支をとつたため、その収支式は(8)式に(9)式を代入して $v_l = 0.5 u_l$ とした場合に得られる式に一致する。このことを考慮すると、プルーム領域の断面積が垂直方向距離によつて変化するとした場合と一定とした場合の V_l の差はあまりないことがわかる。

本報では、Fig. 10 におけるガスホールドアップ ϕ の計算値と実験値の比較より $k_p = 0.47, v_l = 0.75 u_l$ を得た。しかし、 ϕ と r_p はプルーム領域の定義によつて多少変わり得るため、ガスホールドアップ分布の他にプルーム中の液体速度、流量およびその周囲の液体速度の測定を行うなど、詳細には今後さらに検討を要すると思われる。

4.5 ガスホールドアップ分布に対する浴深さの影響

Fig. 5 において、 $H = 20 \text{ mm}$ の場合のガスホールドアップは $H = 80, 40 \text{ mm}$ の場合に比較してかなり小さい。このことは、 $H = 20 \text{ mm}$ の場合には浴中のガス速度が非常に大きいことを示し、ガスの吹抜け現象が起こつ

ていると考えられる。しかし、本実験におけるようなガスホールドアップ分布の測定からはガス吹抜け現象の明確な臨界条件を求めることができなかった。

加藤らは吹抜けの臨界浴深さ H^* (m) に対して次式を得ている²³⁾。

$$H^* = 0.18 \left(\frac{\rho_g Q^2}{\rho_l d_o^3} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 ρ_g, ρ_l はガス、液体の密度 (kg/m^3)、 Q はガス流量 (Nm^3/min)、 d_o はノズル径 (m) である。

本実験の水銀の場合、(15)式より臨界浴深さを計算すると、 $d_o = 1 \text{ mm}, V_g = 960 \text{ cm}^3/\text{s}$ では約 130 mm である。本研究では Fig. 5 に示すように、これより浅い浴深さ ($H = 80 \text{ mm}$) においてガス吹抜けが起こっているとは考えられず、(15)式によつては本実験結果を説明できない。

5. 結 論

水銀容器の底部中心に設置したオリフィスあるいはノズルから窒素ガスを広範な流量で浴中に吹き込み、電気探針法と高速信号処理システムを組み合わせた手法により局所ガスホールドアップを測定し、さらに巨視的物質、運動量収支に基づく解析結果と比較検討し、つぎの結論を得た。

- (1) 局所ガスホールドアップは容器中心軸上で最大であり、半径方向に離れるにしたがつて減少する。
- (2) 亜音速領域のガス吹込みにおいては、容器中心軸上の局所ガスホールドアップ $\phi_{r=0}$ は吹込み口直上で最大であり、垂直方向距離 h の増加とともに減少する。
- (3) 音速領域のガス吹込みにおいては、吹込み口近傍でガスジェット径が非常に細くなる現象、すなわちジェット現象が観察された。そのため、 $\phi_{r=0}$ は吹込み口から少し離れたところで最大値をとり、 $h > \sim 30 \sim 40 \text{ mm}$ において h の増加とともに減少する。
- (4) ガスホールドアップ分布は $h < \sim 30 \sim 40 \text{ mm}$ においてはオリフィス、ノズル径に依存するが、 $h > \sim 30 \sim 40 \text{ mm}$ ではガス流量にのみ依存し、プルームが形成されると考えられる。
- (5) プルーム領域は h の増加とともに周囲の液体を巻き込み大きくなるが、その大きさに対するガス流量の影響は小さい。
- (6) 巨視的収支法により液体中への吹込みガスの分散挙動およびプルーム領域中の上昇流動を定量的に記述した。これより、本実験条件においてはプルームは浴の循環流動の影響を受けていることを明らかにした。
- (7) 浴深さが浅くなると ($h \approx 20 \text{ mm}$)、浴内におけ

るガスの分散領域は小さくなり、浴深さが深い場合に比較してガスホールドアップも減少することより、ガスの吹抜け現象が起こる可能性を示した。

本研究費の一部は昭和 55 年度および 56 年度文部省科学研究費 (一般研究 (B)) によつた。記して感謝の意を表します。

Appendix 従来の研究におけるブルーム領域との比較

従来、多くの研究者によりブルーム径の測定が行われているが、その定義は各研究者によつて異なつている。研究者によつてはブルーム径を数式を用いて定義しているので相互の比較が可能であり、以下に示す。

本実験で得られたガスホールドアップ分布は TACKE ら³⁾と同様 Gauss 分布にはばしたがる。

$$\phi_{loc} = \phi_{r=0} \exp\left(-\frac{r^2}{r_{1/2}^2/\ln 2}\right) \dots\dots\dots (A1)$$

ここで、 $r_{1/2}$ は $\phi_{loc} = \phi_{r=0}/2$ となる半径方向距離 (= 半値幅/2) である。

(A1) 式を(3)式に代入すると、 r_p は $r_{1/2}$ を用いてつぎのように表される。

$$r_p = 1.82r_{1/2} \dots\dots\dots (A2)$$

川上ら²⁾は、気泡頻度分布がガウス分布にしたがうことを示し、ブルーム半径 $r_{p,f}$ を次式で定義した。

$$r_{p,f} = 2.55r_{1/2,f} \dots\dots\dots (A3)$$

ここで、 $r_{1/2,f}$ は気泡頻度分布における半値幅の 1/2 である。

EBNETH ら⁸⁾はブルームの速度分布を測定し、 $u = u_{r=0}/e(u_{r=0}$ はブルーム中心における速度) となる半径方向距離をブルーム半径 $r_{p,v}$ とした。速度分布における半値幅の 1/2 を $r_{1/2,v}$ で表せば、

$$r_{p,v} = 1.20r_{1/2,v} \dots\dots\dots (A4)$$

TAKELLI ら²⁴⁾によると、 $r_{1/2}$ と $r_{1/2,v}$ の関係は、

$$r_{1/2} = 0.7r_{1/2,v} \dots\dots\dots (A5)$$

で表される。したがつて、(A4)、(A5)式より

$$r_{p,v} = 1.72r_{1/2} \dots\dots\dots (A6)$$

以上より、本研究で定義したブルーム半径 r_p は EBNETH らの $r_{p,v}$ に近く、また $r_{1/2} \approx r_{1/2,f}$ と考えれば、川上らは本研究よりもブルーム半径をかなり大きく定義している。

文 献

- 1) G. N. ORYALL and J. K. BRIMACOMBE: Metall. Trans., 7B (1976), p. 391
- 2) 川上正博, 富本 登, 伊藤公允: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 774
- 3) K. H. TACKE, H. G. SCHUBERT, D. J. WEBER and K. SCHWERDTFEGER: Metall. Trans., 16B (1985), p. 263
- 4) 別所永康, 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, 71 (1985), p. 1117
- 5) M. KAWAKAMI, Y. KITAZAWA, T. NAKAMURA, T. MIYAKE and K. ITO: Trans. ISIJ, 25 (1985), p. 394
- 6) T. C. HSIAO, T. LEHNER and K. BJÖRN: Scand. J. Metall., 9 (1980), p. 105
- 7) F. OETERS, H. C. DRÖMER and J. KUPRA: SCANINJECT III (1983), 7: 1-22
- 8) G. EBNETH and W. PLUSCHKELL: Sixth Japan-Germany Seminar (1984), p. 25
- 9) N. J. THEMELIS, P. TARASSOFF and J. SZEKELY: Trans. Metall. Soc. AIME, 245 (1969), p. 2425
- 10) N. A. HUSSAIN and R. SIEGEL: J. Fluids Engineering, 98 (1976), p. 49
- 11) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 2451
- 12) 赫 冀成, 浅井滋生, 鞭 巖: 鉄と鋼, 70 (1984), p. 1590
- 13) J. SZEKELY, T. LEHNER and C. W. CHANG: Ironmaking Steelmaking, 6 (1979), p. 285
- 14) J. H. GREVET, J. SZEKELY and N. EL-KADDAH: Int. J. Heat Mass Transfer, 25 (1982), p. 487
- 15) Y. SAHAI and R. I. L. GUTHRIE: Metall. Trans., 13B (1982), p. 203
- 16) W. RODI: Turbulent Buoyant Jets and Plumes (1982) [Pergamon Press]
- 17) 小沢泰久, 森 一美, 佐野正道: 鉄と鋼, 67 (1981), p. 2655
- 18) D. J. NICKLIN: Chem. Eng. Sci., 17 (1962), p. 693
- 19) J. F. DAVIDSON and D. HARRISON: Chem. Eng. Sci., 21 (1966), p. 731
- 20) P. GRIFFITH and G. B. WALLIS: Trans. ASME, J. Heat Transfer (1961), p. 307
- 21) D. W. van KREVELEN and P. J. HOFTIJZER: Chem. Eng. Prog., 46 (1950), p. 29
- 22) 佐野正道, 森 一美, 藤田康久: 鉄と鋼, 65 (1979), p. 1140
- 23) 加藤嘉英, 野崎 努, 中西恭二, 藤井徹也, 江見俊彦: 鉄と鋼, 70 (1984), p. 380
- 24) S. TAKELLI and W. H. C. MAXWELL: Tech. Rep. Dept. Civil Eng., Univ. of Illinois (1978)