

論 文

UDC 669.046.5 : 669.791-404 : 661.938 : 62-404.8

液体金属中浸漬オリフィス出口における吹き込みガスの挙動

小沢 泰久*・森 一美*²・佐野 正道*²

Behavior of Injected Gas Observed at the Exit of a Submerged Orifice in Liquid Metal

Yasuhisa OZAWA, Kazumi MORI, and Masamichi SANO

Synopsis :

Nitrogen ($0.05 \sim 4\ 500\ \text{cm}^3/\text{s}$) was injected into a mercury bath through an orifice of $0.1 \sim 0.4\ \text{cm}$ in diameter located at the transparent vessel bottom. The highest gauge pressure supplied to the system was $20\ \text{kgf/cm}^2$. Behavior of gas jets at the orifice was observed directly through the bottom plate by using a high speed cinecamera.

At gas-flow rates lower than the critical rate described below, the jet is shown to expand immediately upon discharging and form seemingly discrete bubbles of various sizes. This behavior is called "bubbling". With increased gas-flow rates, an apparent coincidence between the bubble base diameter and the orifice diameter begins to occur over various time ranges. It is presumed that in these time ranges a continuous gas jet forms at the orifice. This phenomenon is called "jetting". It is found that the value of the critical gas-flow velocity at which the transition from bubbling to jetting begins to occur is independent of the diameter of the orifice and a little bit higher than but very close to the sonic velocity. With increasing gas-flow rate jetting fraction increases and bubbling fraction decreases.

1. 結 言

最近、底吹き転炉、AOD法などガスや粉体の吹き込み精錬法が多く注目を集めている。これらのプロセスでは溶鋼中へのガス吹き込みが基本操作になつているが、吹き込みガスの挙動に関して不明な点が多い。

当研究室では、従来この方面の一連の基礎的研究を行つており、液体金属中の単一ノズルから生成する気泡の大きさ^{1)~3)}、気泡群の挙動⁴⁾などについて報告した。これらの研究から、ノズルを濡らさない液体金属の場合、水のようにノズルを濡らす場合とは異なり、気泡の大きさはノズル内径ではなく外径によりきまることが明らかにされている。

一方、炉底のような容器底部のオリフィス[†]からガス吹き込みを行う場合、ノズル外径に対応するものがないため、底部に付着して生成しつつある気泡の底面はその孔径よりもかなり大きく広がることが考えられる。このような気泡底面の広がり、生成気泡の大きさ、炉底に

おける羽口の配置、炉底耐火物の浸食などを考える上で非常に重要である。この問題を基礎的に究明するためには液体金属を用いた研究が必要であるが、従来ほとんど行われていなかった。

本研究では、水銀容器の透明な底板にあけたオリフィスより水銀浴中に窒素ガスを吹き込みガスジェットの挙動を底板を透して高速度カメラにより直接観察した。また、オリフィスから生成する気泡の平均径を電気探針法により測定した。実験は音速領域を含む広いガス流量範囲について行つた。

なお、本研究結果の最終検討中において、HOEFEELEとBRIMACOMBE⁵⁾による浸漬ガスジェットについての研究が発表されたので、これとの比較も行つた。

2. 実 験

2.1 実験装置

実験はFig. 1に示した装置により行つた。水銀容器はステンレス製で内径10 cm、高さ40 cmである。装置底部には中心にガス吹き込み用オリフィスをもつ厚さ20 または 30 mmの透明アクリル板を用いた。

† 外径をもたない吹き込み口をノズルと区別してオリフィスと呼ぶことにする。続報^{10) 11)}でも同様である。

昭和53年10月本会講演大会にて発表 昭和55年11月6日受付 (Received Nov. 6, 1980)

* 名古屋大学大学院 (Graduate School, Nagoya University)

*² 名古屋大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

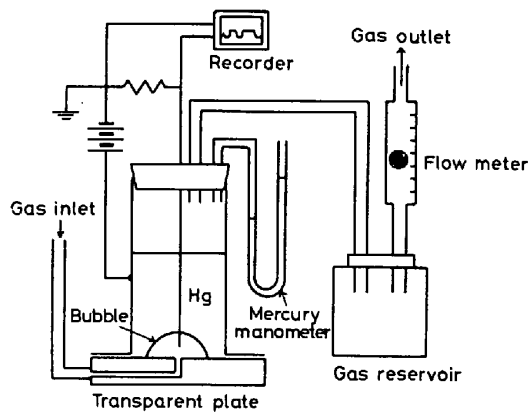


Fig. 1. Schematic drawing of experimental apparatus.

送気系は 3/8" 銅管と内径 2 または 4 mm のステンレス管からなり、それら 2 つの管の間の接合はゴム管またはステンレス製ジョイントにより行い、ステンレス管を底板に接合した。ガス流量のコントロールには減圧弁とニードルバルブを用いた。

オリフィス出口における静水圧を調べるため、水銀浴上の容器空間内の圧力を水銀マンオメータで測定した。排気系には容積 10 l の蓄気槽と、ガス流量計を設置した。蓄気槽はガス吹き込みに伴うガス圧の変動によりガス流量測定が妨害されるのを抑制するために用いた。ガス流量測定には 3 種類のガス流量計を用いた。ガス流量 30 cm³/s 以下については石けん膜流量計、30~1 000 cm³/s ではフロートメータ、1 000 cm³/s 以上では差圧流量計を用いた。

高速度カメラはオリフィス下部 50 cm の距離に設置し、フィルム送り速度は 200~1 000 frames/s とした。

オリフィスからの生成気泡の平均直径は気泡発生頻度とガス流量の関係から求めたが、この場合の気泡発生頻度の測定には電気探針法を用いた⁴⁾⁶⁾。この方法は、探針先端を気泡が通過するとき生ずる回路の開閉をオシログラフで矩形波として記録することにより気泡発生頻度を求めるものである。

2.2 実験方法

容器に深さ 20 cm まで水銀を入れ、高速度カメラの焦点をオリフィス出口の位置に合わせ、また、電気探針の先端はオリフィス直上 6 mm の位置に設置した¹²⁾。ただし、ガス流量 30 cm³/s 以下の実験においては、探針が気泡生成に影響しないようにその位置をオリフィス直上 10 mm とした¹³⁾。その後、窒素ガスを吹き込み、装

¹²⁾ 測定位置が問題になる $f_B > 20$ では探針位置による頻度の測定値の変化は 5~8 mm の間で測定誤差の範囲内であるため⁹⁾、本研究では 6 mm とした。

¹³⁾ 表面張力が気泡生成に影響をおよぼす低いガス流量においては、探針が生成中の気泡に接触した場合、その影響が無視できなくなると考えられる。そこで生成中の気泡に探針が接触しないように、探針先端の位置を上げた。

置底部の透明板を透して高速撮影を行った。同時に電気探針法による気泡発生頻度測定も行った。

オリフィス出口におけるガス流量 V_g は次式により求めた。

$$V_g = V'_g \times \frac{P_{at}}{P_s} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 V'_g は大気圧 P_{at} におけるガス流量、 P_s はオリフィス出口位置の静水圧である。静水圧によりガス流量を補正したのは、本研究がオリフィス出口付近のガスジェットの挙動に注目しているからである。

オリフィス径は 0.1, 0.2, 0.3 および 0.4 cm の 4 とおりとした。また吹き込み圧はゲージ圧で最大 20 kgf/cm² であり、ガス流量は 0.05~4 500 cm³/s の範囲で変化させた。なお、本研究は蓄気室の影響が生じない条件下で行った。

3. 気泡生成

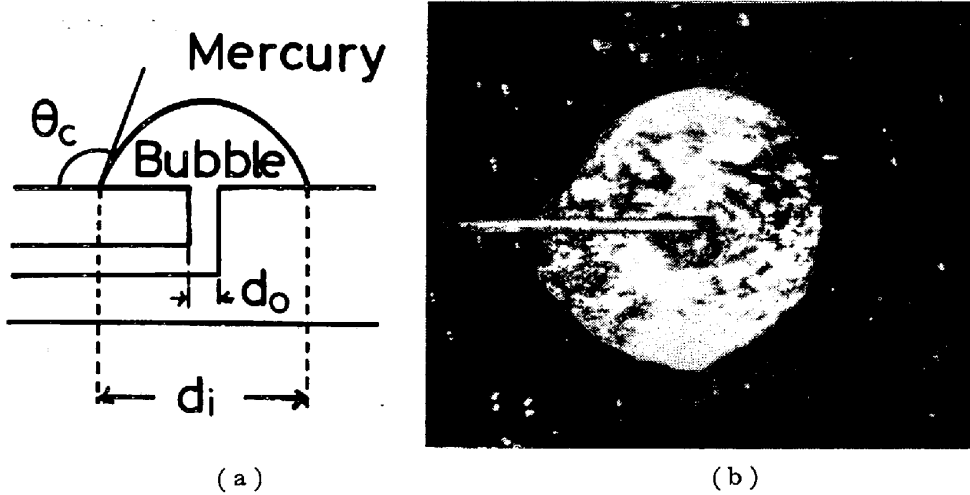
本研究の容器底部の観察によれば、ガス流量が低いところでは吹き込まれたガスは周期的に変化する広がりを出す。この現象をバブリング (bubbling) と呼ぶ。ガス流量が増加し、ある臨界ガス流量以上になると、バブリングのほかに吹き込みガスが連続的ジェットとして液中へ侵入すると考えられる現象が現れる。この現象をジェティング (jetting) と定義する。バブリングにおいては電気探針法による気泡頻度の測定結果から、気泡がオリフィスまたはオリフィスより若干上部 (6 mm 以下) で生成していることがわかった。したがって、ここではバブリングを気泡生成としてあつかう。

3.1 気泡底面の観察

Fig. 2(a) はオリフィスから生成する気泡の概念図である。ここで θ_c は接触角、 d_o はオリフィス径、 d_i は気泡の瞬間底面直径である。Fig. 2(b) に気泡底面の撮影例を示した。この例では気泡底面径が 3 cm 程度の気泡が観察されている。低ガス流量の場合を除き、気泡底面は完全な円形を示すことはなかつた。このため気泡底面を楕円に近似し、その長軸、短軸を測定してその相乗平均を気泡底面径 d_i とした。

Fig. 3 の太い実線は気泡底面径 d_i の経時変化の 1 例である¹⁴⁾。図中のそれぞれの波形は 1 つの気泡生成過程に対応している。各実験で撮影した多数の気泡について気泡底面径 d_i を詳細に求めることはきわめて煩雑であったので、図中の細線のように単純化した表示を用いてデータを処理した。この図では、各気泡の気泡底面径の

¹⁴⁾ Fig. 3 の d_i の変化は概略であり、厳密な経時変化を示したものではない。波の山の頂点の高さ、および気泡生成時間は正確に示してある。



(a) schematic drawing (b) High-speed photograph ($d_o=0.2\text{ cm}$, $V_g=570\text{ cm}^3/\text{s}$) $\times 1.0$
 Fig. 2. Bubble formation at the orifice.

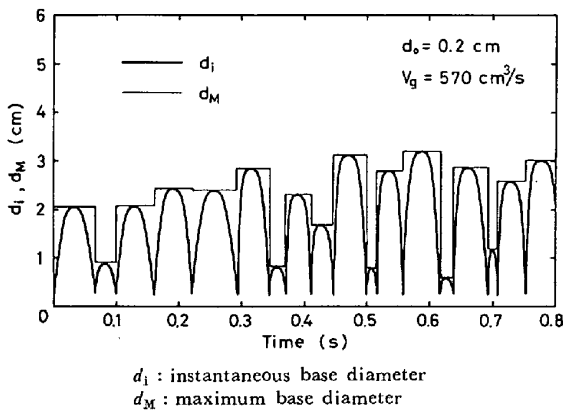


Fig. 3. Time change of base diameter of bubbles forming at the orifice.

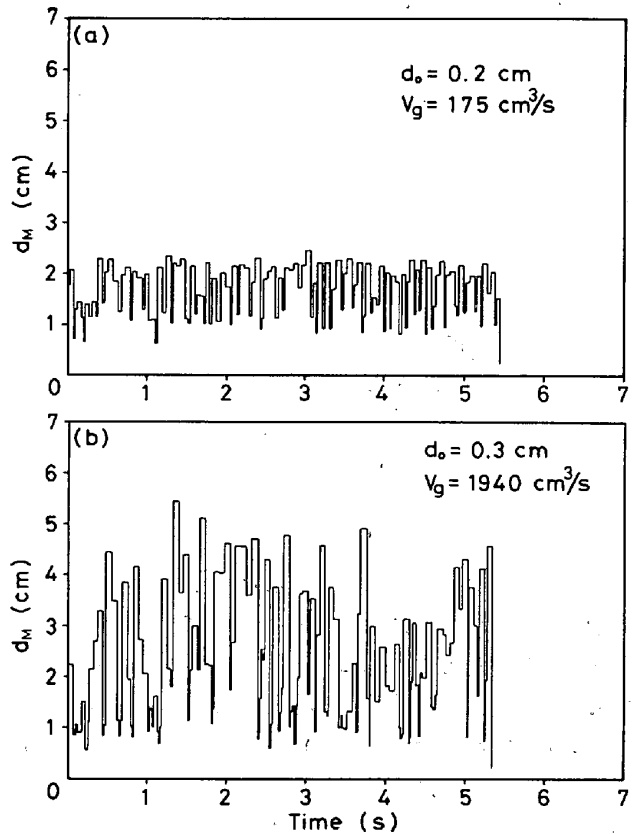


Fig. 4. Example of time change of d_M .

極大値 d_M で各気泡の気泡底面径を代表させた。すなわち、矩形波の高さが d_M 、幅が気泡生成時間（気泡生成開始から離脱までの時間）を表している。気泡底面径として以下すべてこのような表示を用いた。

Fig. 4 は連続した気泡生成を示す矩形波の例である。このような図を条件を変えた吹き込み実験について求め以下のことを明らかにした。後述する臨界ガス流量より低いガス流量においては、ガスはオリフィスから吹き込まれると同時に広がり気泡を形成する。このような流量範囲で、ガス流量が低い場合（本実験では $6\text{ cm}^3/\text{s}$ 以下）、気泡生成は非常に規則的である。ガス流量が高くなるにつれて気泡生成は不規則になつてゆく。しかし、全体としては気泡底面径は流量とともに増加する。また、同一ガス流量においてはオリフィス径の減少とともに気泡生成がより不規則になる (Fig. 5)。

各吹き込み条件下における気泡生成の特性を表す1つの方法として、気泡底面径の累積分布関数を用いた。ここで累積分布関数 $F(d_M)$ は d_M 以下の底面径をもつ気

泡の生成時間の合計と、測定した吹き込み時間との比を表している。Fig. 6 の左図は気泡生成の特性を分布関数で示した例である。Fig. 6 の右図は簡単化のため、段状の分布関数を曲線で近似したものである。

以上のようにして得た分布関数を比較検討した結果つぎのことが明らかになつた。高ガス流量（本実験では $6\text{ cm}^3/\text{s}$ 以上）において、分布関数はガス流量、オリフィス径の両方に依存する。しかし、それぞれの吹き込み条

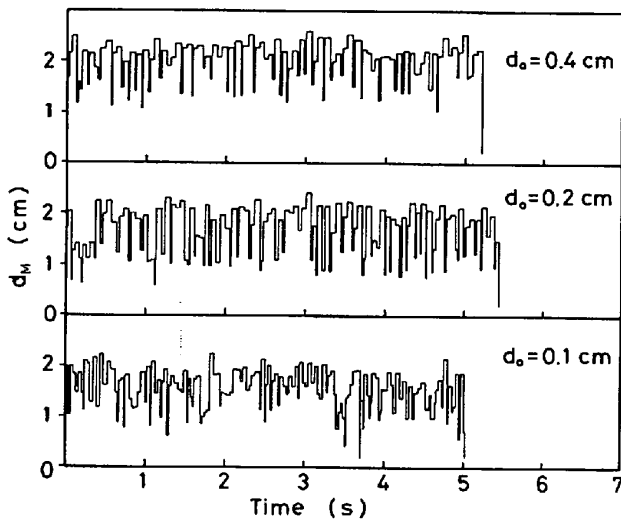


Fig. 5. Effect of orifice diameter on the change of d_M with time at $V_g = 175 \text{ cm}^3/\text{s}$.

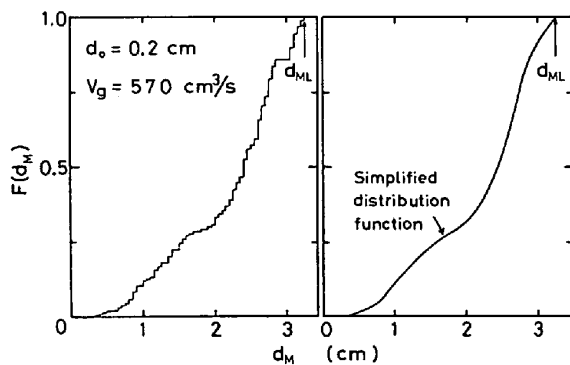


Fig. 6. Cumulative distribution function of d_M .

件における最大の気泡底面径 d_{ML}^{15} のオリフィス径に対する依存性は小さいことがわかった。

気泡底面径が d_{ML} である気泡は、その生成時において液の流動の影響を受けることがもつとも小さいと考えられる。その最大気泡底面径 d_{ML} とガス流量 V_g の関係を Fig. 7 に示した¹⁶。図より $2 \sim 3 \text{ cm}^3/\text{s}$ 以下のガス流量において d_{ML} はガス流量、オリフィス径に無関係に一定であることがわかる。これ以上のガス流量では、 d_{ML} はガス流量とともに大きくなり、 $40 \text{ cm}^3/\text{s}$ 以上においてオリフィス径に対する依存性が多少現れる。

以上の測定を行う過程において、オリフィス直上で生成しつつある気泡界面から多数の液滴が底面へ降下する現象を観察した。この液滴発生はガス流量の増大、オリフィス径の減少とともに激しくなる傾向があつた。これ

¹⁵ ガス流量 $6 \text{ cm}^3/\text{s}$ 以下の低ガス流量においては、気泡生成が規則的であるため、 $d_{ML} = d_M$ となる。

¹⁶ 後述するような臨界ガス流量以上で起こる気泡生成についても同じように d_{ML} を規定することができ、その値を Fig. 7 に含めてある。

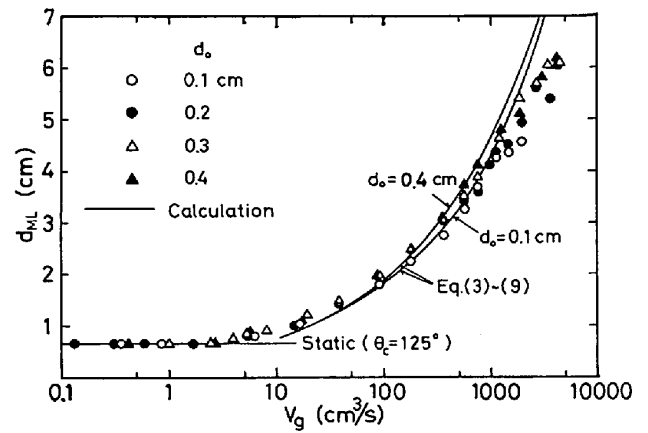


Fig. 7. Largest base diameter of bubbles plotted against gas-flow rate.

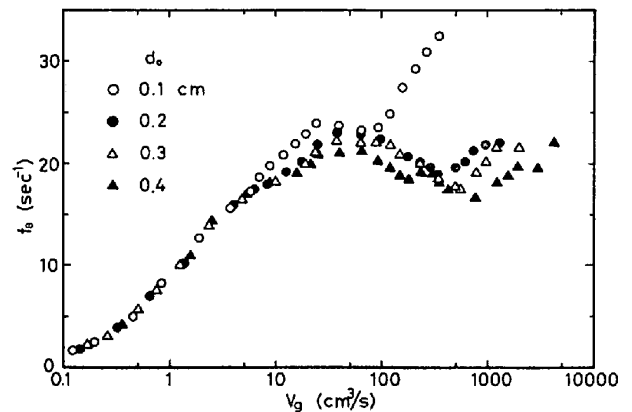


Fig. 8. Frequency of bubble formation at the orifice plotted against gas-flow rate.

はガス-メタル間反応、炉底耐火物の浸食などを考える上で非常に興味深い現象であるが、本実験の高速度撮影では解像度が低く詳細な観察は不可能であつた。

3.2 気泡発生頻度と平均気泡径

オシログラフで記録される非常に小さい波形は気泡発生頻度に加えなかつた⁶⁾。

Fig. 8 には気泡発生頻度 f_B とガス流量 V_g の関係を示した¹⁷。図において、 $20 \sim 30 \text{ cm}^3/\text{s}$ 以下のガス流量では、気泡発生頻度はガス流量とともに増加する。それ以上のガス流量域において、オリフィス径 0.1 cm の場合を除いては気泡発生頻度はほぼ $20 \text{ 個}/\text{s}$ で一定である。これは、ノズルからの気泡生成³⁾⁶⁾において、ガス流量の増加が気泡発生頻度を増加させ、ノズル径の増加は頻度を減少させることに対応した現象として考えることができる。すなわち、気泡底面径をノズル径に対応さ

¹⁷ 後述する臨界流量以上のジェットングの起こる領域については気泡発生頻度 f_B の意味が明確ではなく、Fig. 8 にはこの領域の f_B は示していない。なお、臨界ガス流量以下においては f_B の測定値は d_1 の時間変化を示すグラフ (たとえば Fig. 3) の山の数と一致した。

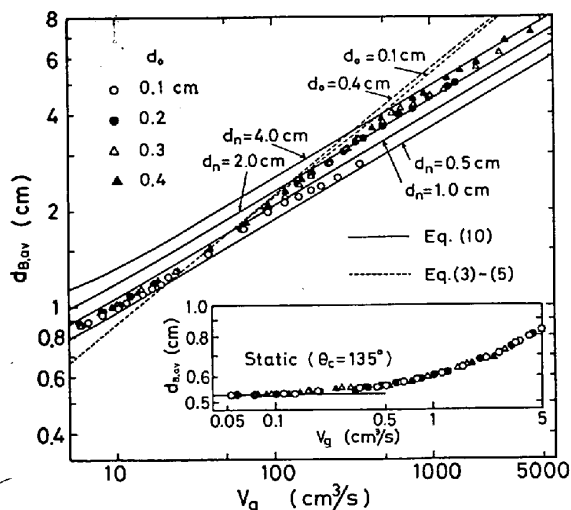


Fig. 9. Average bubble diameter plotted against gas-flow rate.

せると、気泡底面径が一定の場合にはガス流量の増加にともない気泡発生頻度は増加するが、一方、ガス流量の増加により気泡底面径が増加するため、ノズル径が大きくなつたと同じことになり、頻度の増加が抑制される。

気泡発生頻度 f_B より、平均生成気泡径 $d_{B,av}$ を

$$d_{B,av} = \left(\frac{6V_g}{\pi f_B} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (2)$$

により求め、これとガス流量の関係を Fig. 9 に示した。図より明らかなようにオリフィス径の影響が小さい。これは液にぬれないノズルからの気泡生成がノズル内径にほとんど依存しないことに対応する³⁾⁶⁾。

Fig. 9 中の右下に低ガス流量域の結果を示した。図より $V_g < 0.1 \text{ cm}^3/\text{s}$ において、平均生成気泡径 $d_{B,av}$ はガス流量に無関係に一定であることがわかる。

3.3 考察

3.3.1 低ガス流量域における気泡生成

低ガス流量^{†8)}において気泡は非常に規則的に生成する。また、液がオリフィスをぬらさないために気泡がオリフィス出口で広がり、したがって気泡生成はオリフィス径の影響を受けない結果になつている。このうちとくにガス流量が低い場合、前節で述べたように $V_g < 2 \sim 3 \text{ cm}^3/\text{s}$ では最大気泡底面径が一定になり、 $V_g < 0.1 \text{ cm}^3/\text{s}$ においては気泡径も一定になつた。

気泡生成が静力学的条件で行われる場合には、最大気泡底面径、気泡径はともにガス流量に無関係に一定になると考えられることから、本研究においては $V_g < 0.1 \text{ cm}^3/\text{s}$ において静力学的条件で気泡生成が行われていたと推定できる。

静力学的条件により行われる気泡生成には沸騰現象に

^{†8)} 本実験においては $6 \text{ cm}^3/\text{s}$ 以下のガス流量域である。

関して研究された理論⁷⁾が適用される。液の密度を 13.6 g/cm^3 、表面張力を 480 dyn/cm 、接触角を 135° とし、計算した生成気泡径 d_B は $V_g < 0.1 \text{ cm}^3/\text{s}$ における平均生成気泡径 $d_{B,av}$ の実測値 ($0.525 \pm 0.003 \text{ cm}$) に一致する。一方、接触角を 125° とし、計算した最大気泡底面径 d_{ML} を Fig. 7 中に示した。図において計算値は $V_g < 2 \sim 3 \text{ cm}^3/\text{s}$ において実測値と一致している。

以上のように最大気泡底面径 d_{ML} と生成気泡径 d_B の計算値における接触角 θ_c がわずかではあるが異なつている。実際、気泡底面の観察において気泡底面外周の光の反射状態の変化から接触角が気泡の生成過程で変化していることがわかる。また、ガラス板上の水銀滴についての実測によれば前進角は 139° 、後退角は 118° と求められている⁸⁾。前述の気泡径 d_B についての 135° 、底面径 d_{ML} についての 125° はそれぞれ前進角 139° と後退角 118° に近い。これは気泡生成前半における接触角は後退角になり、これが最大気泡底面径 d_{ML} をきめ、後半における接触角は前進角となり、気泡径 d_B はこの角度によつてきまるからである。

上記のことは気泡生成が静力学的条件で行われる $V_g < 0.1 \text{ cm}^3/\text{s}$ については気泡径 d_B および気泡底面径 d_{ML} の大きさが理論的に説明できたことを示すものである。

しかし、 $0.1 \text{ cm}^3/\text{s} < V_g < 2 \sim 3 \text{ cm}^3/\text{s}$ においては、気泡の大きさがガス流量とともに徐々に大きくなることから気泡生成は静力学的条件のみでは行われていない。したがつて、このガス流量範囲における気泡底面径の実測値と計算値の一致はみかけ上のものであり、さらに別の理論的検討が必要である。

3.3.2 高ガス流量域における気泡生成

ガス流量が高くなると、表面張力に比べて慣性力が支配的になつてくる。この場合の気泡生成は、DAVIDSON, SCHÜLER⁹⁾による、ガスが点源から供給されると仮定するいわゆる点源モデルを用いて説明できる。ここで、球の下部を平面で切つたような形状をもつ気泡がオリフィス出口から生成するとする。

浮力、ガス運動量と気泡の周囲の液の慣性力とのつり合いから次式が得られる。

$$V_B \rho_l g + M_g = \frac{d}{dt} \left(\frac{11}{16} V_B \rho_l \frac{ds}{dt} \right) \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 V_B : 時間 t における気泡体積 (cm^3)

ρ_l : 液体の密度 (g/cm^3)

g : 重力加速度 (cm/s^2)

s : オリフィス出口から気泡球の中心までの距離、すなわち気泡上昇距離 (cm)

(3)式右辺の $(11/16)V_B \rho_l$ は気泡周囲の同伴液量を表

している⁹⁾。 M_g はオリフィスよりガスが気泡内へ流入するときのガス運動量の変化により生ずる力であり、オリフィス出口におけるガス流速の大小に応じ以下の式で表される⁹⁾。

亜音速領域において

$$M_g = \frac{\kappa}{\kappa - 1} (\sqrt{1 + 2(\kappa - 1)M'^2} - 1) A_o P_s \dots (4) \uparrow^{10}$$

音速領域において

$$M_g = (\sqrt{2(\kappa + 1)M' - 1}) A_o P_s \dots (5) \uparrow^{10}$$

ここで、 κ : ガス比熱比

A_o : オリフィス断面積 (cm²)

P_s : オリフィス出口における静水圧 (dyn/cm²)

また、 M' はオリフィス出口におけるみかけのマッハ数¹¹⁾ で次式で表すことができる。

$$M' = \frac{u_o}{a} = \frac{V_g}{aA_o} \dots (6)$$

u_o : みかけのガス線流速 (cm/s)

a : 室温における音速 (cm/s)

r を気泡半径、 x を気泡底面半径とすれば、気泡体積は

$$V_B = \frac{1}{3} \pi (r + s)^2 (2r - s) \dots (7)$$

$$r^2 = s^2 + x^2 \dots (8)$$

$$V_B = V_g \cdot t \dots (9)$$

初期条件として、 $t=0$ において $s=0$, ds/dt 有限、を用い、(3)~(9)式を連立させて解くことにより、各オリフィス径における最大気泡底面径 ($d_{ML}=2x$) とガス流量 V_g の関係を得る。この関係をオリフィス径 0.1 cm と 0.4 cm について Fig. 8 に示した。図中、計算値と実測値の一致は計算に用いられた仮定を考慮すれば、かなりよいと考えられる。

以上の理論と実験の一致から DAVIDSON と SCHÜLER の点源モデルは気泡生成の実体をかなりよく表していると考えられる。さらに、このことから、最大気泡底面径 d_{ML} をもつ気泡は液流動の影響をあまり受けていないという仮定は、非常に高いガス流量域を除き妥当であることがわかる。また生成気泡の大きさがオリフィス径にほとんど影響されないことも理解できる。

(3)~(5)式において、気泡径 r と気泡上昇距離 s が等しくなったとき気泡が離脱するとすれば、生成気泡径が得られる。この計算値をオリフィス径 0.1, 0.4 cm について Fig. 9 に点線で示した。計算値と実測値は全般的な傾向としては一致している。

当研究室においては前にノズルからの生成気泡径 d_B を求める式としてつぎの式を得ている³⁾。

$$d_B = \left[\left(\frac{6\sigma d_n}{\rho_l g} \right)^2 + \{0.54(V_g d_n^{0.5})^{0.289}\}^6 \right]^{1/6} \dots (10)$$

σ : 表面張力 (dyn/cm)

液がノズルをぬらさない場合は(10)式中の d_n はノズル外径であつた。オリフィスの場合、ノズル外径に相当するものがないため、ここで d_n に 0.5, 1.0, 2.0, 4.0 cm の値を代入して気泡径を計算し、Fig. 9 に示した。図より、ガス流量の増加にともない d_n をより大きくした(10)式の計算値と実測値が傾向として一致することがわかる。

4. 高ガス流量域におけるジェットイング

4.1 バブリングとジェットイング

高ガス流量における気泡底面径の経時変化を Fig. 10 に示す。図から明らかなように、底面径 d_M とオリフィス径 d_o が一致する現象が不規則に現れている。この現象が現れている時間においては前述の電気探針法により気泡を捕らえることができず、また、気泡発生時に生ずる衝撃音もなくなる。このことから、吹き込まれたガスジェットは気泡にはならず、連続的ジェットとしてオリ

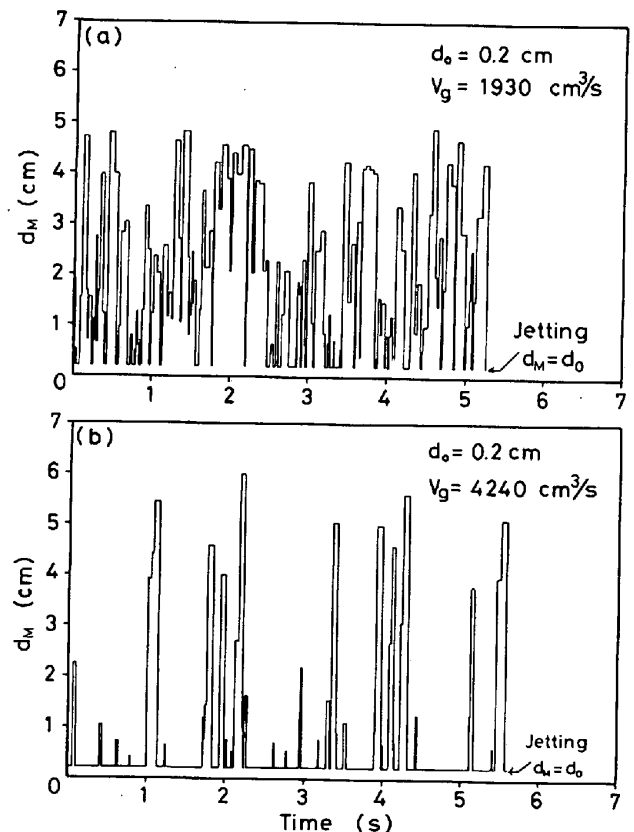


Fig. 10. Time change of d_M in the range of transition from bubbling to jetting.

^{†9} 亜音速領域、音速領域の区別の具体的な内容は 4.1 で述べる。

^{†10} (4), (5) 式は Appendix の (A10), (A12) 式である。

^{†11} ガス流量をオリフィス断面積で割つたみかけのガス線流速と室温における音速との比である。統報^{10), 11)} においても同様な用語を用いる。

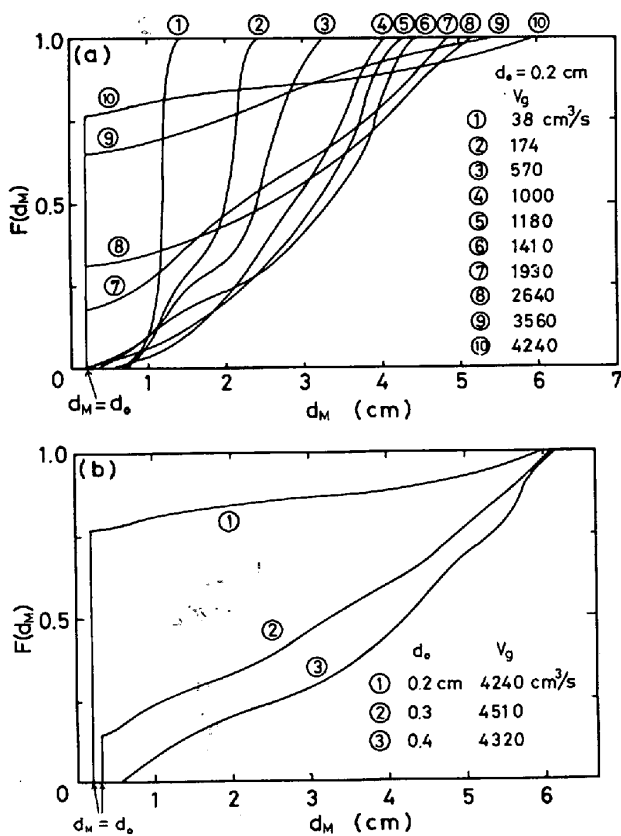


Fig. 11. Cumulative distribution function of d_M at various gas-flow rate.

フィスより液中へ侵入すると考えられる。この現象が前述のジェッティングである。

Fig. 11 にジェッティングが起こる場合の気泡底面径 d_M の分布関数 $F(d_M)$ を示す。この図で底面径がオリフィス径に一致するときの $F(d_M)$ の値 $F(d_o)$ は垂直な線の長さで表されており、その値はジェッティングの生ずる時間割合を示している。なお、 $1-F(d_o)$ はバブリングについての時間割合を表す。

Fig. 11(a) は、オリフィス径 0.2 cm についての各種ガス流量に対する d_M の分布関数である。ジェッティングは 1930 cm^3/s 以上のガス流量において明らかに現れている。

また、Fig. 11(b) はほぼ同一のガス流量について、オリフィス径を変えた場合の d_M の分布関数である。ジェッティングはオリフィス径 0.2, 0.3 cm において現れている。ここで各オリフィス径に対する分布関数曲線の間には大きな相違があるにもかかわらず、最大気泡底面径 d_M は3つのオリフィス径についてほぼ一致している。なお、前述のように Fig. 7 の実験点はこのようなジェッティングの生ずる高ガス流量においての最大気泡底面径 d_{ML} も含んでいる。

Fig. 12 にバブリングとジェッティングの時間割合をガス流量に対する関係として示した。図より明らかなように、ジェッティングは各オリフィスについてある臨界ガス流量において生じ始める。さらにガス流量の増加に伴ってジェッティングの占める時間割合が増し、バブリングの時間割合が減少する。本研究ではジェッティングの時間割合が 100% になる状態は観察できず、したがって本研究における臨界値以上のガス流量範囲は、ガスジェットがバブリングからジェッティングへ変化していく遷移ガス流量域に相当するとみなすことができる。

Fig. 13 にバブリングとジェッティングの時間割合の変化を(6)式で表されるみかけのマッハ数 M' に対して示した。図より、バブリングからジェッティングへの遷移の始まる M' の値は3種のオリフィスについて一致することがわかる。また、この臨界ガス線流速はオリフィス径に依存せず、みかけ上の音速 ($M'=1$) より少し大きいところにある。

本研究において用いたオリフィスは断面積一定であるので、ガス圧縮性を考慮した理論から考えてオリフィス出口におけるガス線流速は音速を超えることはできない

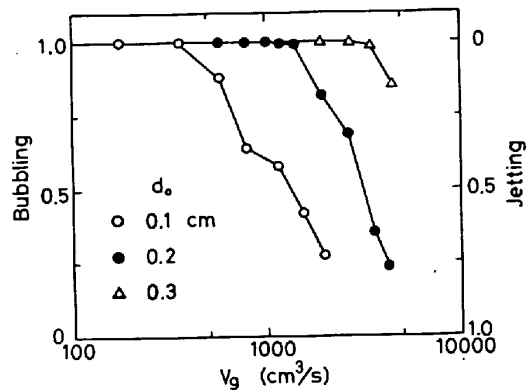


Fig. 12. Time fractions for bubbling and jetting plotted against gas-flow rate.

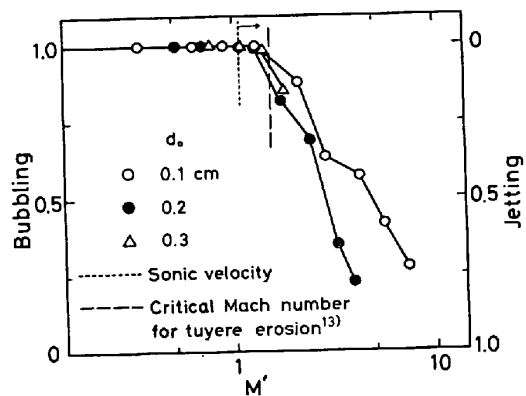


Fig. 13. Time fractions for bubbling and jetting plotted against nominal Mach number.

い、オリフィス内摩擦損失を無視し、理想気体、断熱膨張を仮定することにより、オリフィス出口における圧力 P_0 と実際のガス線流速 q_0 がつきに示すように得られる^{†12}。

オリフィス出口の圧力 P_0 と出口位置の静水圧 P_s との関係は、亜音速領域において $P_0 = P_s$ であるが、音速領域においては、

$$P_0/P_s = \sqrt{2/(\kappa+1)} \cdot M' \dots\dots\dots (11)$$

亜音速-音速領域の境界の M' は (11) 式に $P_0 = P_s$ を代入することにより

$$M' = \sqrt{(\kappa+1)/2} \dots\dots\dots (12)$$

で与えられ、本研究の窒素ガスの場合 $M' = 1.1$ である。

オリフィス出口における実際のガス線流速 q_0 は以下のように与えられる。

(a) 亜音速領域 ($M' < \sqrt{(\kappa+1)/2}$)

$$\frac{q_0}{a} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 2(\kappa-1)M'^2}}{(\kappa-1)M'} \dots\dots\dots (13)$$

(b) 音速領域 ($M' \geq \sqrt{(\kappa+1)/2}$)^{†13}

$$\frac{q_0}{a} = \sqrt{\frac{2}{\kappa+1}} \dots\dots\dots (14)$$

オリフィス出口ガス線流速が音速領域に達する $M' = 1.1$ の値を Fig. 13 中に点線で示した。図よりバブリングからジェットングへの遷移は音速領域において起こることがわかる。音速領域においては、(11) 式に示したようにオリフィス出口におけるガス圧が静水圧より高くなる。このガス圧がガスジェット周囲の液の慣性力に打ち勝ちジェットングが生ずる。この場合、ガスジェットは膨張波をともなつた超音速流れとして水銀中へ侵入すると考えられる^{†10†11}。

以上、本研究の結果は容器底部における観察のみにもとづいたものであり、バブリング-ジェットング遷移および液中に侵入したジェットの構造の詳細については明らかでない。これらについては続報^{†10†11}で述べる。

4.2 従来の研究との比較

最近 HOEFLE, BRIMACOMBE⁵⁾ は “half tuyere” すなわち断面が半円状の羽口を容器の透明な壁に接触させ水銀中へ空気, Ar, He を吹き込み、ガスジェットの挙動を高速度撮影、および羽口先端付近におけるガス圧力測定により観察した。また、水、ZnCl₂ 水溶液中への空気, Ar, He 吹き込み実験をあわせて行つた。その結果、ガスジェットを bubbling regime と jetting re-

Table 1. Comparison of flow condition determined for bubbling-jetting transition between the two studies.

	Present study	Hoefele, Brimacombe ⁵⁾
nominal Mach number	$M' > 1.3 \sim 1.4$	$0.8 < M' < 1.0$
modified Froude number	d_0 Fr	d_0
	0.1 cm >2300-2800	0.2 cm } 300 < Fr < 1000
	0.2 >1100-1400	0.325
	0.3 >750-950	0.476
Criterion	M'	Fr

gime とに区別した。

HOEFLE らは大気泡が生成して垂直に上昇する場合を bubbling regime、一方ノズル先端が常に気体でおおわれ、ノズルよりかなり離れた位置で気泡が生成する場合を jetting regime とし、バブリングとジェットングが交互に起こる遷移領域を修正フルード数 Fr と気液の密度比 (ρ_g/ρ_l) で表した。

本研究と、HOEFLE らのバブリングからジェットングへの遷移領域の吹き込み条件の比較を Table 1 に示した。なお、本研究において臨界条件を表すために用いたみかけのマッハ数 M' と HOEFLE らの用いた修正フルード数 Fr の間には理想気体について次式のような関係がある。

$$Fr = \frac{\kappa P_s}{\rho_l g d_0} M' \dots\dots\dots (15)$$

Table 1 より、本研究の臨界条件を修正フルード数で表すと、オリフィス径によりこの値が異なり、したがって修正フルード数は臨界条件を表す無次元数としては適当でないと考えられる。

バブリング、ジェットングの区別は著者らと HOEFLE らは全く独立に定義したものであるが、臨界条件がかなり異なることからみて、観点が多少違うものと思われ、著者らの定義については本研究で明確にしたが、HOEFLE らの定義は詳細は明らかでない。

石橋、白石、山本、島田^{†12)} は、水中ガスジェットの挙動を研究し、音速領域におけるガス吹き込みも行い、本研究におけるジェットングに対応すると推定される現象をとらえている。これについては続報^{†11)}における水中ガスジェットの研究において比較検討を行う。

坂口、石橋、吉井、山本、梶岡^{†13)} は二重管羽口の溶損と吹き込み、冷却条件の関係を検討するため、外管に Ar, 灯油またはプロパンを流して保護した羽口より溶鋼中に酸素を吹き込む実験を行つた。この結果、羽口健全領域について、吹き込み条件は気泡放散指数 $Fr' > 30$ で

†12 式の導出は Appendix (1) で示す。

†13 本研究の場合、音速領域においてはみかけの線流速が増加してもオリフィス出口の実際のガス線流速は (14) 式で表される一定の値のままである。

あるとしている。著者らはこの坂口の求めた臨界条件に相当するみかけのマッハ数 M' を坂口らの実験条件から推定し Fig. 13 に破線で示した。図よりわかるように、この推定値が本研究における水銀中空素吹き込みにおけるバブリングからジェッティングへの遷移の始まる臨界マッハ数と一致していることはきわめて興味がある。この一致は、羽口の浴損には音速領域のガス吹き込みにおけるジェッティングが重要な意味をもっていることを示すものである。

5. 結 論

容器底部オリフィスから水銀中への窒素ガス吹き込み実験を行い、オリフィス出口におけるガスジェットの挙動について以下の事実を明らかにした。

(1) ガス流量の低いところでは静力学的条件で気泡生成が行われる。ガス流量が高くなると、気泡生成は浮力と液の慣性力とのつり合いで支配されるようになり、その最大気泡底面径 d_{ML} はガス流量に大きく依存し、オリフィス径にはあまり依存しない。以上のガス吹き込みにおける気泡生成現象をバブリングと呼ぶ。

(2) ガス流量が増加し、オリフィス出口ガス線流速が音速領域にはいると、バブリングのほかに吹き込みガスが連続的ジェットとして液中へ侵入すると考えられる現象があらわれる。この現象をジェッティングと定義した。

(3) バブリングからジェッティングの遷移の始まるガス線流速はオリフィス径に影響されず、音速より少し速いところにある。また、ガス線流速の増加とともにジェッティングの生ずる時間割合が増し、バブリングの時間割合が減少する。

本研究結果の検討において有益なご助言をいただいた名古屋大学航空学教室保原充教授に深く感謝いたします。

なお、本研究における実験結果の整理の計算に名古屋大学大型計算機センターを利用した。

Appendix オリフィス出口におけるガス流れ

(1) ガス線流速

オリフィス出口における真のガス圧、ガス温度およびガス線流速をそれぞれ P_o , T_o , q_o とすれば理想気体の状態方程式から

$$\frac{u_o}{q_o} = \frac{P_o}{P_s} \cdot \frac{T_R}{T_o} \dots\dots\dots (A 1)$$

つぎに、ガスが流速 0、温度 T_m の状態より出発して断熱的に流速 q_o 、温度 T_o のガス流れになつたとすれば

流体力学から一般につぎの式が成り立つ。

$$\frac{T_m}{T_o} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \frac{q_o^2}{a_o^2} \dots\dots\dots (A 2)$$

$$\frac{T_m}{T_o} = \frac{a_m^2}{a_o^2} \dots\dots\dots (A 3)$$

ここで、 a_m , a_o は温度 T_m , T_o における音速、 κ は比熱比、 T_m は全温あるいはよどみ点温度といわれているものである。

ここで近似として T_m , a_m に対してつぎのように室温を仮定する。

$$T_m = T_R, a_m = a \dots\dots\dots (A 4), (A 5)$$

この仮定のもとで (A1)~(A3) はつぎの (A1')~(A3') になる。

$$\frac{M'a}{q_o} = \frac{P_o}{P_s} \cdot \frac{T_R}{T_o} \dots\dots\dots (A1')$$

$$\frac{T_R}{T_o} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot \frac{q_o^2}{a_o^2} \dots\dots\dots (A2')$$

$$\frac{T_R}{T_o} = \frac{a^2}{a_o^2} \dots\dots\dots (A3')$$

さらに (A1'), (A3') に代入することにより (A2'') が得られる。

$$\frac{\kappa - 1}{2} \cdot \frac{q_o^2}{a^2} + \frac{1}{M'} \cdot \frac{P_o}{P_s} \cdot \frac{q_o}{a} - 1 = 0 \dots\dots\dots (A 2'')$$

なお、以上においてはオリフィス内の摩擦損失は無視した。

亜音速領域においては $P_o = P_s$ を (A2'') に代入し本文中の (13) 式が得られ、また、音速領域については (A1')~(A3'), (A2'') 式から $q_o = a_o$ を考慮することにより (11), (14) 式が導かれる。

(2) ガス運動量

オリフィス出口におけるガス運動量 M_o 、気泡内におけるガス運動量 M_B は以下のように表される。

$$M_o = P_o A_o + \rho_o A_o q_o^2 \dots\dots\dots (A 6)$$

$$M_B = P_B A_B + \rho_B A_B q_B^2 \dots\dots\dots (A 7)$$

M_o と M_B の差の M_g が気泡生成におよぼすガス運動量の大きさを表す。また、添字 B は気泡内における値を示す。ここで (A7) 式の右辺各項の値を求めることは困難であり、近似として、 $q_B = 0$, $A_B = A_o$ とおく†。これから

$$M_g = (P_o - P_B) A_o + \rho_o A_o q_o^2 \dots\dots\dots (A 8)$$

ここで q_o は次式で与えられる。

$$\rho_o = \kappa P_o / a_o^2$$

P_B をオリフィス出口位置の浴静水圧 P_s に等しいと仮

† $q_B = 0$, $A_B = A_o$ とおくことにより求められる M_g は気泡生成におよぼすガス運動量の最大値である。

定すると, M_g が以下のように得られる.

亜音速領域 ($P_o = P_s$) においては, (A1), (A3), (A8), (A9) および (13) 式から

$$M_g = \rho_o A_o q_o^2 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} (\sqrt{1 + 2(\kappa - 1)M'^2} - 1) A_o P_s \dots\dots\dots (A10)$$

音速領域 ($q_o = a_o$) においては, (A9), (A10) 式から

$$M_g = \{(1 + \kappa)P_o - P_s\} A_o \dots\dots\dots (A11)$$

(A12) および (11) 式から

$$M_g = (\sqrt{2(\kappa + 1)M' - 1}) A_o P_s \dots\dots\dots (A12)$$

が導かれる.

文 献

- 1) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 60 (1974), p. 348
- 2) M. SANO, K. MORI, and Y. FUJITA: Met. Trans., 7B (1976), p. 300
- 3) 佐野正道, 森 一美, 佐藤哲郎: 鉄と鋼, 63

(1977), p. 2308

- 4) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 64 (1978), p. 1714
- 5) E. O. HOEFLE and J. K. BRIMACOMBE: Met. Trans., 10B (1979), p. 631
- 6) 佐野正道, 森 一美, 藤田康久: 鉄と鋼, 65 (1979) 4, p. 1140
- 7) W. FRITZ: Phys. Zeitsch., 36 (1935), p. 379
- 8) G. MACDOUGALL and C. OCKRENT: Proc. Roy. Soc., A180 (1924), p. 151
- 9) J. F. DAVIDSON and B. O. G. SCHÜLER: Trans. Inst. Chem. Eng., 38 (1960), p. 144, p. 335
- 10) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982) 1 掲載予定
- 11) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982) 1 掲載予定
- 12) 石橋政衛, 白石惟光, 山本里見, 島田道彦: 鉄と鋼, 61 (1975), S111
- 13) 坂口庄一, 石橋政衛, 吉井正孝, 山本里見, 梶岡博幸: 鉄と鋼, 63 (1977) 11, S534