

論文

浸漬オリフィス出口近傍における吹き込み
ガスの挙動に及ぼすガス、液体の密度の影響

© 1986 ISIJ

小沢 泰久*・森 一美*

Effect of Densities of Gas and Liquid on Behavior of Injected
Gas in the Initial Jet Formation Zone

Yasuhisa OZAWA and Kazumi MORI

Synopsis :

Studies have been made on physical interactions between injected gas and liquid exclusively in the initial jet formation zone. Helium or nitrogen gas was injected into the water bath through an orifice of 0.2—0.4 cm in diameter located at the bottom. The jet behavior was observed directly by using a high speed cinecamera. Pressure at the orifice exit was measured by a pressure transducer.

The bubbling-jetting transition was found to occur, irrespective of the densities of gas and liquid, when the linear velocity of gas reached the sonic velocity at the orifice exit. The transition occurred more abruptly with increasing the density ratio of gas to liquid. The bubbling behavior was characterized quantitatively by analyzing linkage and severance of gas jets. Densities of gas and liquid were found to have a large effect on the bubbling behavior. On the basis of the observation of the jet expansion at the orifice exit and continuity of bubbles, apparently different views on gas jet characteristics advanced by previous investigators could be reconciled. It was confirmed that the submerged gas jet attaining a sonic flow at the orifice exit forms a supersonic jet inside the liquid phase by the pressure measurements.

1. 結 言

著者らは吹き込み精錬におけるガスジェットの挙動を基礎的に究明するために、水銀浴、水浴への窒素ガス吹き込み実験を行ってきた^{1) 3)}。まず、水銀浴、水浴いずれにおいてもバブリングからジェットングへの遷移は音速領域で起こるが、水浴中においては水銀浴に比べて遷移が急であることを明らかにした。また、音速領域における吹き込みでは、ガス線流速はオリフィス出口で音速となり、液体中へ噴出後に超音速流れとなることを推定した。

本研究では N_2 -水系および気液密度比が実操業の吹き込みの場合に近い He -水系を用いて実験し、バブリング-ジェットング現象に及ぼす吹き込みガスおよび浴液体の密度の影響について検討した。また、ガスジェットの観察範囲を広げ、オリフィス出口上方における気泡の合体連結現象の定量的な観察も行った。このようにオリフィス出口におけるガスジェットの広がり気泡の合体連結現象を区別して検討することにより、液体中ガスジェットの遷移挙動に関する従来の各研究者による見解の相違を統一的に説明した。

さらに、前報^{1)~3)}で推定したオリフィス出口におけるガス流れの特性を実験的に確認するため、圧力センサーによるオリフィス出口のガス圧力測定を行った。

2. 実 験

2.1 実験装置

実験装置を Fig. 1 に示した。水槽は内寸 $40 \times 50 \times 100$ cm の鉄製で、観察、採光用のアクリル製窓を取り

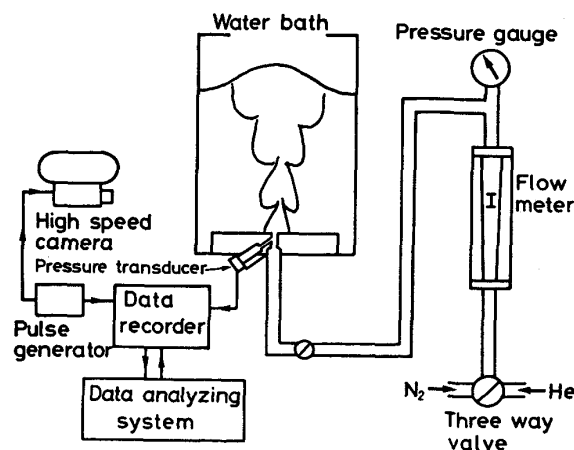


Fig. 1. Schematic drawing of experimental apparatus.

昭和 59 年 4 月・昭和 60 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 60 年 7 月 12 日受付 (Received July 12, 1985)

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

付けた。また、水槽底部に固定した厚さ 3 cm のアクリル板の中心にガス吹き込み用のオリフィスを設けた。オリフィス径は 0.2, 0.3, 0.4 cm である。

水槽背面には黒色アクリル板を用い、水槽両側面から照明を行い、ジェットが鮮明に撮影できるようにした。送気系には He ガスと N₂ ガスの切換弁、ガス流量計、圧力計などを設置した。また、底部アクリル板には圧力センサーを設け、センサーの感圧部分とオリフィスを直径 0.1 cm の斜めの穴により連結した[†]。

2.2 実験方法

実験には蒸留水を使用し、オリフィス直上の水深を 50 cm にした。He ガスまたは N₂ ガスを底部オリフィスから水中へ吹き込み、ガスジェットを高速度撮影した。高速度カメラの撮影速度は 1 000 frames/s であった。ガス流量^{†2}は He 230~18 000[°] cm³/s, N₂ 90~7 800 cm³/s であった。なお、この流量範囲はみかけのマッハ数 $M'^{†3}$ に換算すると、He 0.02~2.5, N₂ 0.02~2.3 となる。

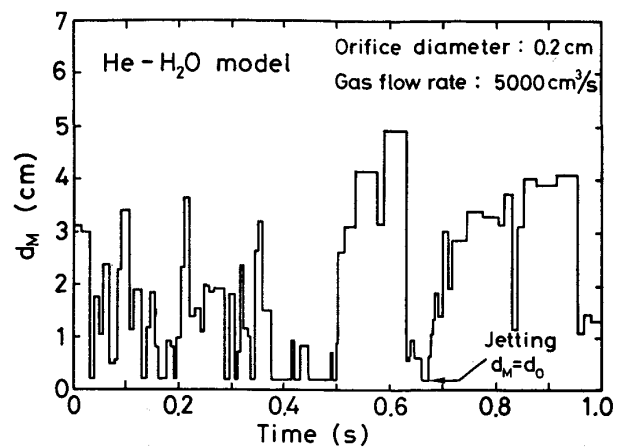
撮影と同時にオリフィス出口のガス圧力を圧力センサーを用いて電気信号に変え、その信号をデータレコーダーに記録した。また、パルス発生器からの 12.5 Hz の信号を高速度カメラとデータレコーダーへ入力し、撮影と圧力測定を同期させた。

3. 実験結果および考察

3.1 バブリングとジェットイング

Fig. 2 に水浴への He ガス吹き込みにおける気泡生成挙動を、オリフィス出口位置における各生成気泡の底面径の極大値 d_M により代表させた矩形波を用いて示した。すなわち、矩形波の高さが d_M 、幅が気泡生成時間を表している^{†4}。図より、前報¹⁾の水銀中 N₂ 吹き込みの場合と同様に水浴への He 吹き込みにおいても種々の底面径をもつた気泡が生成していることがわかる。また、オリフィス径と底面径が一致する区間も現れている。前者および後者はそれぞれ前報^{1)~3)}において、バブリング、ジェットイングと呼んだ現象である。Photo. 1 に水浴への He 吹き込みにおけるバブリングとジェットイングの撮影例を示した。

Fig. 3 に本研究で得られた水浴への He 吹き込みについてのバブリングとジェットイングの時間割合をガス



d_M : Maximum base diameter

Fig. 2. Time change of base diameter of bubbles forming at the orifice in the range of transition from bubbling to jetting.

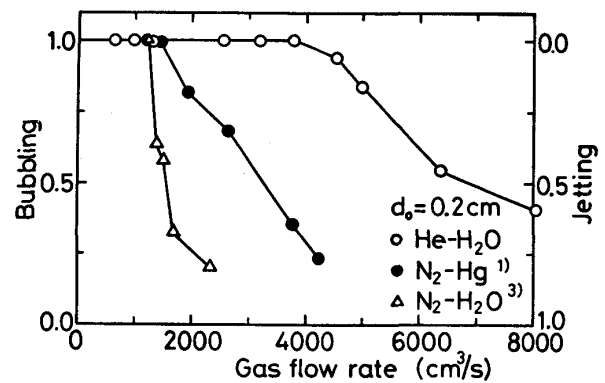


Fig. 3. Time fractions for bubbling and jetting in three different systems plotted against gas flow rate.

流量に対してプロットした。また、図中に前報^{1)~3)}の水浴への N₂、水銀浴への N₂ 吹き込みにおける結果も示した。図よりジェットイングへの遷移の始まる臨界のガス流量は He 吹き込みの場合に N₂ 吹き込みの場合に比べて非常に大きくなっていることがわかる。

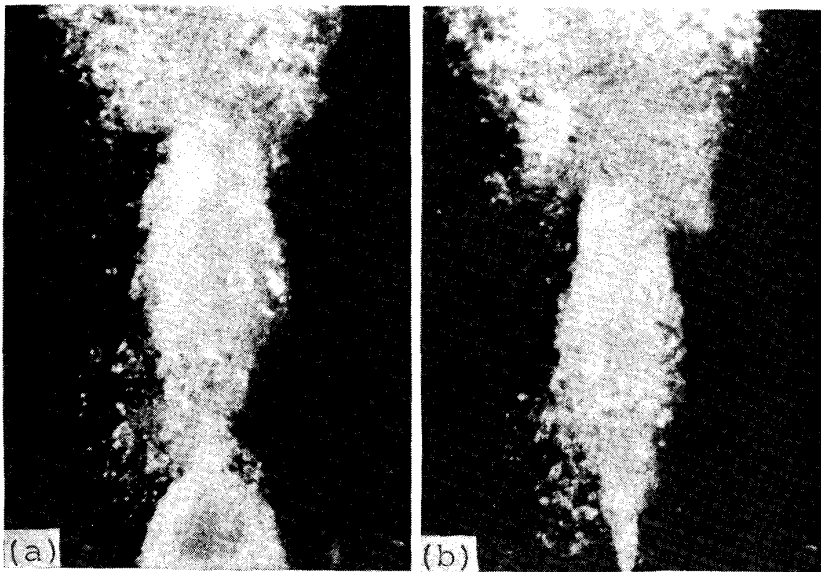
Fig. 4 には、バブリング、ジェットイングの時間割合をみかけのマッハ数 M' に対してプロットした。図中の点線は N₂ ガス、破線は He ガスに対する亜音速-音速領域の臨界の M' を示している。図から明らかなように、バブリングからジェットイングへの遷移の始まる臨界の M' は三つの気/液の組合せにおいてすべて亜音速-音速の境界に近く、液体・吹き込みガスの密度の影響をほとんど受けていない。しかし、ジェットイングへの遷移は液体の密度が小さいほど、吹き込みガスの密度が大きいほど急激になつている。このような遷移現象は音速領域におけるオリフィス出口近傍のガス流れの特性から起こると考えられる。

[†] オリフィス出口のガス圧力測定は、直径 0.2, 0.3 cm のオリフィスについてはセンサーの取付けが困難であったため、直径 0.4 cm のオリフィスについて行った。

^{†2} オリフィス出口位置の静水圧により補正したガス流量

^{†3} 静水圧により補正したガス流量をオリフィス断面積と室温における音速で割った値である。

^{†4} 文献 1) の Fig. 3 参照。



Orifice diameter : 0.2cm
Helium gas flow rate : 8000 cm³/s

Photo. 1. Photographs of injected gas showing bubbling and jetting. $\times 0.5 \times \frac{9}{10}$

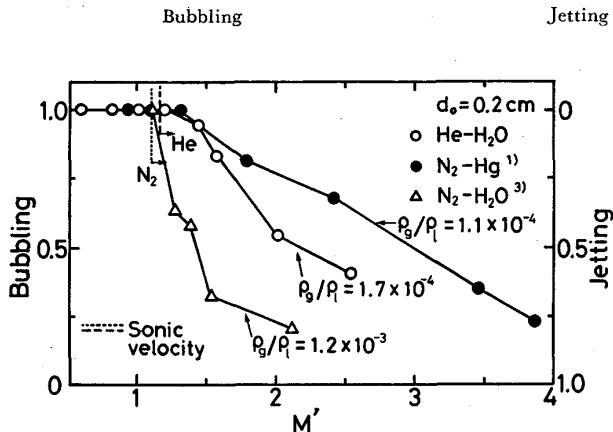


Fig. 4. Time fractions for bubbling and jetting in three different systems plotted against nominal Mach number.

音速領域においては、前報²⁾の推定および3.3において後述する実験結果から、吹き込みガスの線流速はオリフィス出口で音速に達し、液体中において超音速になるといえる。このオリフィス出口近傍の超音速領域^{†5}においては、ガス線速度が圧力波の進行速度より速く、この領域へ流れ込もうとする液体は超音速領域-液境界の強力な剪断力により、液滴としてジェット内へ吹き上げられる。このようにガスジェット内へ流れ込もうとする液体が、ジェッティングでは定常的に吹き上げられると推定できる。この定常的な液滴発生が液体の流動にもなる動圧の変化などによりおさえられると、バブリングが生ずると考えられる。これより、液体の密度が小さい場合、吹き込みガスの密度が大きい場合には気液密度比が大きくなり、液体が吹き上げられやすくなるため、ジェッティングへの遷移が急激に起こるものと考え

†5 文献3)のFig. 8のスケッチ参照。

られる。

3.2 オリフィス出口上方における気泡の合体連結現象

Photo. 2 は気泡がオリフィス直上で生成する過程を表している。バブリングにおいては写真のように、オリフィスで発生し離脱した気泡が上昇し始めると、すぐに次の気泡の生成が始まり、上昇しつつある離脱気泡に合体連結するという合体連結現象が頻繁に起こる。本研究では気泡の合体連結現象を定量的に観察するため、オリフィス直上で離脱する第1気泡とその後に生成する第2気泡に注目した。Photo. 2 においてオリフィス出口位置の第2気泡が上昇しつつある第1気泡と合体せずに成長する状態が(a), (b), (c)に示されている。(d)においては合体連結が起こっている。(e)においては合体した気泡が離脱する状態が示されている。

本研究では、第1気泡の離脱の時点からつぎの気泡が第1気泡に合体連結されるまでの時間を“no linking”の時間と定義した。この時間の合計と測定した吹込時間との比が“no linking”の時間割合である。吹き込みガスが上部離脱気泡と全く合体せず独立した気泡として生成する場合には、“no linking”の時間割合が100%になる。また、吹き込みガスがじゅず状に完全に連結された気泡になった場合には“no linking”の時間割合が0%になる。

以上のようにして得た“no linking”の時間割合について検討した結果、その時間割合はガス線流速およびガスの種類に依存することがわかった。そこで、これらの依存性を明確に示すために、バブリング-ジェッティング現象の場合と同様に、みかけのマッハ数 M' に対して“no linking”の時間割合をプロットした (Fig. 5)。

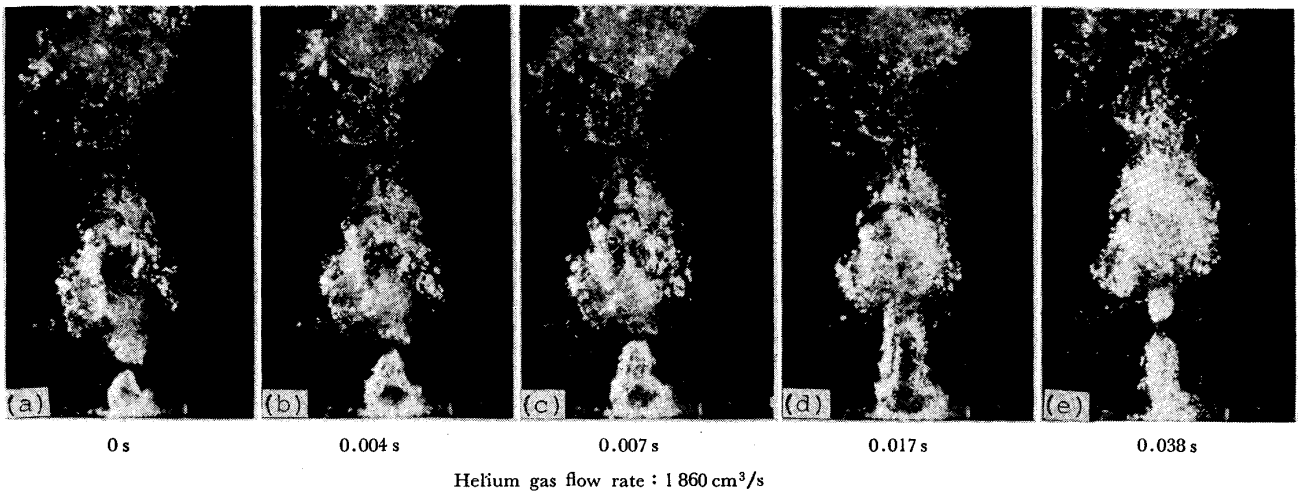


Photo. 2. Time sequence of bubble formation at 0.2 cm diameter orifice. $\times 0.3 \times 7/10$

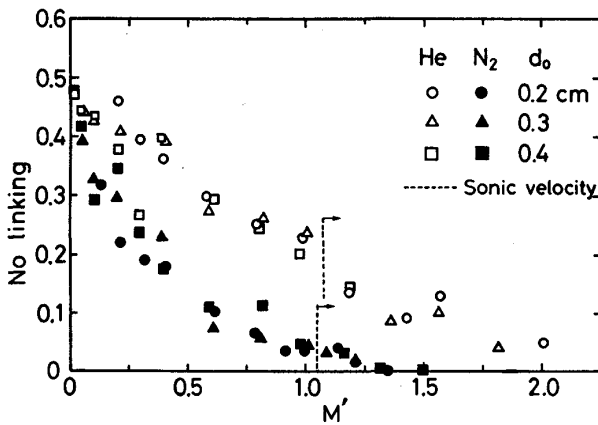


Fig. 5. Time fraction for "no linking" plotted against nominal Mach number.

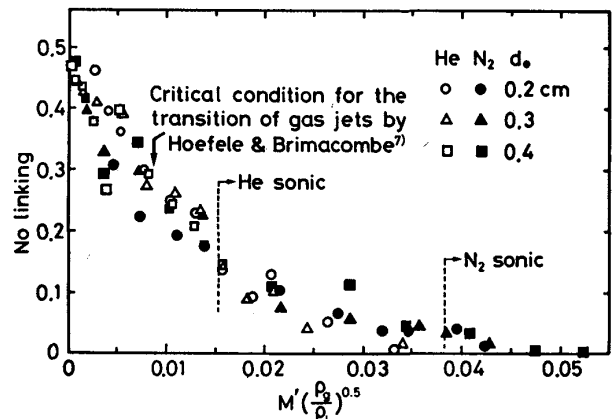


Fig. 6. Time fraction for "no linking" plotted against $M' (\rho_g/\rho_l)^{0.5}$.

図において、オリフィス径の影響はほとんど現れていないが、 N_2 と He の間でプロットは大きく離れている。この点について以下のような考察をした。

ガスジェット の運動量は 前報¹⁾ から次式で与えられる。

亜音速領域

$$M_g = \frac{\kappa}{\kappa - 1} (\sqrt{1 + 2(\kappa - 1)M'^2} - 1) P_s A_0 \dots \dots \dots (1)$$

音速領域

$$M_g = (\sqrt{2(\kappa + 1)M' - 1}) P_s A_0 \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 A_0 はオリフィス断面積、 κ は比熱比、 P_s はオリフィス出口位置における静水圧である。(2)式において κ の値は He 1.66、 N_2 1.40 で大きな差はなく、 P_s も水深により決まるため本研究においては一定である。したがって、本研究の場合、ガスジェットの運動量はガスの種類にほとんど関係なく M' の関数で表される。

これより、Fig. 5 における N_2 と He それぞれのガスジェットの挙動の違いはガスジェットの運動量の相違に基づくものではないと考えられる。

液体中へのガス吹き込みにおいて、一般に、気/液の慣性力の比が大きいほど、生成気泡はガス吹込方向に細長くなることが考えられる。この場合、上部の離脱気泡との距離が短くなり Photo. 2(d) に示したような合体連結現象が起りやすくなってくる。気/液の慣性力の比は ρ_g/ρ_l で表されると考えられ、 ρ_g が大きいほど、また ρ_l が小さいほど気泡の合体連結挙動は起りやすいことになる。そこで、“no linking” の時間割合と $M'(\rho_g/\rho_l)^a$ の関係を調べた。その結果、Fig. 6 に示すように、ガスの種類に関係なく “no linking” の時間割合はほぼ $M'(\rho_g/\rho_l)^{0.5}$ の単調減少関数で表せた。

Fig. 6 は、 $M'(\rho_g/\rho_l)^{0.5} = 0.005$ 付近で点がかかなりばらついているが、気泡の合体連結現象の複雑さを考慮に入れば気泡の合体連結現象の特性をかなりよく表して

いると考えられる。

3.3 オリフィス出口のガス圧力

前報^{1)~3)}において、気体中ガス吹き込みからの類推により、オリフィス出口圧 P_0 は亜音速領域において静水圧に等しく、音速領域においては M' に比例して増加すると推定した。さらに、音速領域においては、ガス線流速はオリフィス出口では音速であるが、液中では超音速流れとなることを推定した。実際上記の推定が正しければ、圧縮性流体の流体力学からみて、そのガス流速の特性がオリフィス出口圧に反映される。そこで、これらの推定について実験的に裏付けを与えるため、本研究において、オリフィス出口の圧力を実際に測定した。

オリフィス径 0.4 cm の He 吹き込みについてのオリフィス出口ガス圧力 (出口圧) の経時変化を Fig. 7 に示した。 $M'=0.05, 0.4, 1.2$ のいずれの場合も、出口圧は気泡生成開始時において高く、気泡の膨脹とともに低下している。この圧力の変化は M' が大きいほど大きい。

上記の気泡生成初期における出口圧の上昇は、気泡周囲の液体の慣性力によるものである。したがって、ガス流量が大きいほど気泡界面の移動速度が速くなり、気泡周囲の液体の慣性力が増加し、出口圧がより高くなる。これから、Fig. 7 で示した圧力の変化、すなわち気泡生成にともなう出口圧の変動は M' が大きくなるほど大きくなることが説明できる。

Fig. 7 において、 $M'=1.2$ の場合には基準となる圧

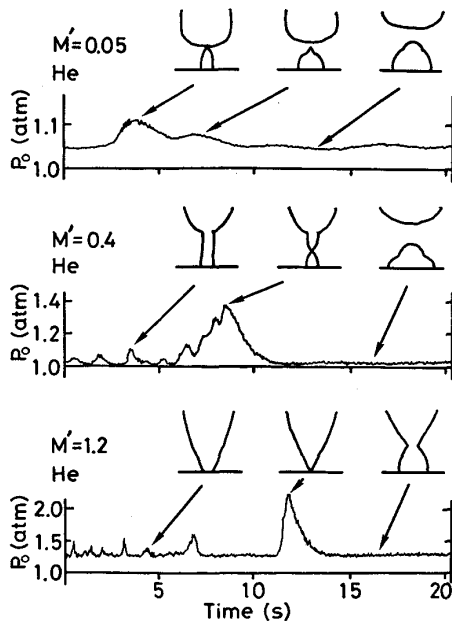


Fig. 7. Examples of pressure traces measured at the orifice exit ($d_0=0.4\text{cm}$) with pressure transducer.

力の上昇が見られる。しかし、この基準となる圧力を正確に測定することはかなり困難であったため、本研究では圧力の時間平均を求め、これを基準圧 $P_{0'}$ と近似した^{†6}。基準圧 $P_{0'}$ をオリフィス出口位置の静水圧で割った値を Fig. 8 に M' に対してプロットした。図において、亜音速領域では、ほぼ $P_{0'}/P_S=1$ であり、出口圧が静水圧に一致している。音速領域においては、出口圧は M' が増加するほど大きくなっている。この圧力変化について以下に考察する。

本研究では Fig. 1 の装置図に示したように圧力センサーによる圧力測定位置はオリフィス出口より若干上流側にある。したがって、測定された圧力は実際のオリフィス出口の圧力に圧力測定位置から出口までの間の圧力損失が加えられた値となる。ここで、圧力の測定位置における圧力、真のマッハ数を P_1, M_1 、出口位置における圧力、真のマッハ数を P_2, M_2 として、断熱流れを仮定すると、以下の式が得られる⁴⁾。

$$\frac{P_2}{P_1} = \left[\frac{2 + (\kappa - 1)M_1^2}{2 + (\kappa - 1)M_2^2} \right]^{1/2} \cdot \frac{M_1}{M_2} \dots\dots\dots (3)$$

$$\lambda \frac{L}{D} = \left| \frac{1 - M^2}{\kappa M^2} + \frac{\kappa + 1}{2\kappa} \right|_{M=M_2}^{M=M_1} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 λ は摩擦係数、 L は測定位置から出口位置までの距離、 D はオリフィス径である。

亜音速領域では出口ガス線流速 q は次式で与えられる¹⁾。

$$\frac{q}{a} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 2(\kappa - 1)M'^2}}{(\kappa - 1)M'} \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{a^2}{a_2^2} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2 \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 a, a_2 はそれぞれ吹き込みガス中の室温における音速、出口位置における音速である。(6)式の左辺は、

$$\frac{a^2}{a_2^2} = \frac{a^2}{q^2} \cdot \frac{q^2}{a_2^2} = \frac{a^2}{q^2} \cdot M_2^2$$

と変形できる。これを用いて、(5)式を(6)式に代入し、次式を得る。

$$M_2^2 = 1 / (A^{-2} - (\kappa - 1) / 2) \dots\dots\dots (7)$$

$$A = (-1 + \sqrt{1 + 2(\kappa - 1)M'^2}) / (\kappa - 1)M'$$

また、亜音速領域においては出口ガス圧力は静水圧に等

^{†6} Fig. 7 によれば $M'=1.2$ の場合、圧力の経時変化は約 1.3 atm の基準圧と、その上の多数のピークよりなり、基準圧がかなり明確に示されている。しかし、この $M'=1.2$ の場合、ピーク部を含む圧力の平均値はピーク部を除いて平均した圧力値とほぼ一致した。このため、本研究では、亜音速、音速いずれの領域についてもピーク部を含む圧力の平均値を基準圧とした。

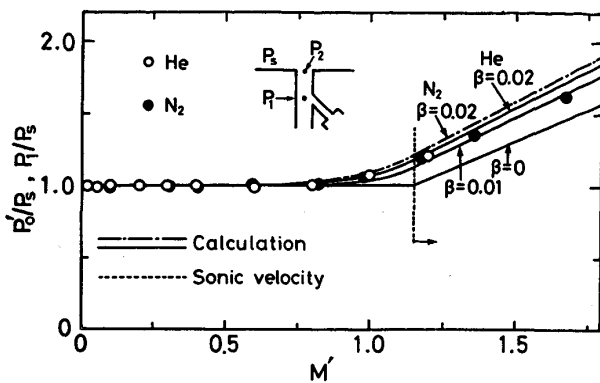


Fig. 8. Average pressure of injecting gas at the orifice exit plotted against nominal Mach number.

しく、

$$P_2 = P_S \dots\dots\dots (8)$$

(3), (4), (7), (8)式より、亜音速領域における P_1 と M' の関係を得る。

音速領域では、前報¹⁾より次式が与えられる。

$$M_2 = 1 \dots\dots\dots (9)^{\dagger 7}$$

$$P_2 = \sqrt{2/(\kappa+1)} M' \cdot P_S \dots\dots\dots (10)$$

(9), (10)式および(4)式を(3)式へ代入することにより、音速領域における P_1 と M' の関係が得られる。

λ の値は流速が大きい場合にはほぼ一定となる。そこで本研究では、 $\beta = \lambda \frac{L}{D}$ とおいて、 $\beta = 0$ (抵抗がない場合)、 $\beta = 0.01$, $\beta = 0.02$ として M' と P_1 の関係を計算し、その結果を Fig. 8 に示した。図において、実験結果は、亜音速領域、音速領域いずれにおいても $\beta = 0.01, 0.02$ とした計算結果に近い。この一致から、実際のオリフィス出口位置における圧力は、Fig. 8 に示されている抵抗がないとした計算結果 ($\beta = 0$)^{†8} に一致すると推定される。以上より、“音速領域ではガス線流速がオリフィス出口で音速のまま一定である”という条件 ((9)式) にもとづいた圧力の計算値が、実測された値と一致したと考えることができる。この事実は、従来の著者らによる“液体中ガス吹き込みにおいて、音速領域ではガス線流速が出口で音速となり、噴出後、超音速流れとなる”という推定に実験的な確認を与えるものである。

4. 従来の研究との比較

液体中ガス吹き込みにおいて、ある吹込条件でジェット

^{†7} (9)式は音速領域においてはみかけのマッハ数 M' が増加してもオリフィス出口の実験のガス線流速は音速のままであることを示す。

^{†8} $\beta = 0$ の場合、圧力測定位置における圧力 (β が大きいほど高くなる) とオリフィス出口位置における圧力 (β に依存しない) が一致する。

てしばしば観察されている^{5)~9)}。

WRAITH と CHALKLEY⁵⁾ は水浴への空気吹き込みにおいてオリフィス径を広範囲に変化させた実験 ($d_0 = 0.318 \sim 1.91$ cm) を行い、レイノルズ数 $Re_0 (= \rho_g u_0 d_0 / \mu_g, u_0$: ガス流量をオリフィス断面積で割ったみかけの線流速, μ_g : 吹き込みガスの粘度) > 11000 , においてつながった状態の気泡が生成する (stem coalescence) ようになることを明らかにした。

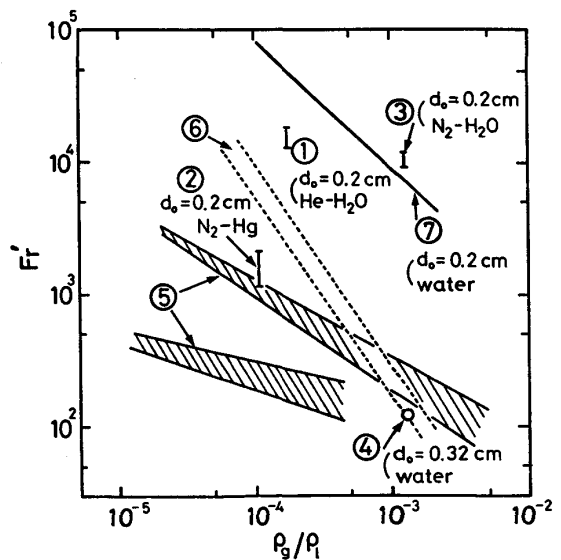
LEIBSON, HOLCOMB, CACOSO と JACMIC⁶⁾ は直径 0.040 ~ 0.32 cm のオリフィスから水浴へ空気を吹き込み、気柱が得られる条件として、 $Re_0 > 10000$, を得た。

HOEFELE と BRIMACOMBE⁷⁾ は水銀、水、 $ZnCl_2$ 溶液中へ空気、Ar, He 吹込実験 (水平吹き込み) を行い、大気泡が生成して垂直に上昇する場合を Bubbling regime, 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 とした。HOEFELE らはその結果を Fig. 9 に示すような修正フルード数 Fr' と気液密度比 ρ_g / ρ_l の関係図を用いて表した。 Fr' は次式で定義される。

$$Fr' = \rho_g u_0^2 / (\rho_l - \rho_g) d_0 g \dots\dots\dots (11)$$

ここで g は重力加速度を示す。HOEFELE らによつて得られた遷移条件は Fig. 9 にハッチングした領域で示した。

Fig. 9 に著者らが水銀-N₂, 水-N₂, 水-He 系において求めたバブリングからジェッティングへの遷移の始



① Present study ② MORI, OZAWA and SANO¹⁾ ③ OZAWA and MORI³⁾ ④ WRAITH and CHALKLEY⁵⁾ ⑤ HOEFELE and BRIMACOMBE⁷⁾ ⑥ FARIAS and ROBERTSON⁸⁾ ⑦ McNALLAN and KING⁹⁾

Fig. 9. Critical condition for bubbling-jetting transition of submerged gas jets, expressed in $Fr' - \rho_g / \rho_l$ plot according to reference 7).

る臨界条件を示した。図から明らかなように、著者らが観察したバブリング-ジェットング遷移は HOEFELE が観察した bubbling-steady jetting 遷移とは全く異なつた現象である。

FARIAS と ROBERTSON⁸⁾は水浴への N₂, H₂ ガス吹き込み (水平吹き込み, ノズル内径: 0.32, 0.63 cm) 実験を行つている。両者のガス吹き込みともインジェクション数 $N_I > 0.4 \sim 0.5$ においてノズル出口における半径方向への気泡の広がりはなく、ジェットングになるとしている。ここで、インジェクション数は WRAITH と CHALKLEY⁵⁾ が提案した生成気泡に働くガス運動量と浮力の比で、次式で定義される。

$$N_I = \left(\frac{\pi^2 u_0^2}{r_0 g} \right)^{2/5} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) = 3.3 Fr'^{2/5} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{3/5} \dots (12)$$

Fig. 9 に $N_I = 0.4, 0.5$ になる場合の Fr' の値を示した。図には WRAITH らの結果の一部 (水中, $d_0 = 0.32$ cm) を示した。図より、著者らのバブリング-ジェットング遷移は FARIAS らおよび WRAITH らの結果と一致しないことがわかる。

McNALLAN と KING⁹⁾ は水, Sn, Sn 合金浴への, N₂, He, Ar 吹込実験を行い (水浴への吹き込み: $d_0 = 0.1 \sim 0.4$ cm, Sn, Sn 合金: $d_0 = 0.1$ cm), ノズル単位断面積当たりのガス流量が 40 g/cm²·s 以上になると、ノズル出口におけるノズル半径方向のガス膨脹がほとんどなくなり continuous jet flow になると述べている。それ以下の流量ではガスジェットは連続性は持つが周期的な膨脹を起こすため、これを pulsating jet と呼び、本質的にバブリングに近い現象であるとしている。彼らの結果を、 $d_0 = 0.2$ cm, 水浴への吹き込みについて Fig. 9 に実線で示したが、著者らの結果にかなり一致している。ただし、McNALLAN らはジェットングが優勢におこる条件をみているのに対し、著者らはジェットングが開始する条件をみたために結果が多少異なつている。

HOEFELE と BRIMACOMBE⁷⁾の結果を Fig. 9 に示した Fr' と ρ_g/ρ_l の関係ではなく、 M' と ρ_g/ρ_l の関係により再検討すると、一部を除けば、bubbling から steady jetting への遷移条件は次式で与えられる。

$$M' (\rho_g/\rho_l)^{0.5} = 0.009 \dots (13)$$

この結果を Fig. 6 に矢印で示した。図から、彼らの遷移条件は、本研究の“no linking”の時間割合が約 30% になる条件に相当することがわかる。本研究において、“no linking”の時間割合が 30% 程度以下の場合、気泡の合体連結現象が頻繁に起こり、吹き込みガスは外見上、連結的ジェットとして観察された。このことから

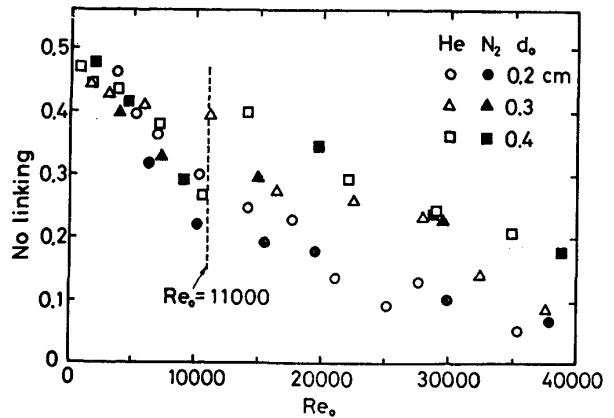


Fig. 10. Time fraction for “no linking” plotted against Reynolds number.

みて、HOEFELE らの観察した遷移現象は気泡の合体連結現象に関連したものであり、 M' と ρ_g/ρ_l の間の関係により説明できる現象であつたと考えられる。

FARIAS ら⁸⁾の結果をインジェクション数 N_I により整理し、 $N_I = 0.4 \sim 0.5$ という遷移条件を得ている。本研究の“no linking”の時間割合と N_I の関係を調べてみた結果、FARIAS らの遷移条件は HOEFELE ら⁷⁾と同じく“no linking”の時間割合が 30% になる条件に相当することがわかつた。これより、FARIAS らの観察した遷移現象も気泡の合体連結現象に関連した遷移現象であると推定される。

Fig. 6 に示したように、著者らは気泡の合体連結現象を $M' (\rho_g/\rho_l)^{0.5}$ により統一的に表したが、WRAITH ら⁵⁾および LEIBSON ら⁶⁾は Re_0 を用いて遷移条件を表している。この点について検討するため、本研究で得られた“no linking”の時間割合を Re_0 に対して Fig. 10 にプロットした。図より、 $Re_0 < 11000$ の結果は Re_0 によりかなり統一的に表せるが、 $Re_0 > 11000$ の結果は大きくばらつき、気泡の合体連結現象の支配条件がこの Re_0 を境にして変化することがわかる。この Re_0 は WRAITH ら⁵⁾および LEIBSON ら⁶⁾の遷移条件に一致している。また、図において、 $Re_0 = 11000$ における“no linking”の時間割合は 30% に近い。これからみて、WRAITH らおよび LEIBSON らも FARIAS らおよび HOEFELE らと同じように、“no linking”の時間割合が 30% のところを遷移条件としたことがわかる。

以上述べたように、著者らのバブリング、ジェットングの定義のもとをなすオリフィス出口におけるガスジェットの広がり気泡の合体連結現象を区別して考えることにより、オリフィス出口近傍における吹き込みガスの挙動についての各研究者の間の見解の相違を統一的に説明することができた。

5. 結 言

水浴への He, N₂ ガス吹込実験を行い、以下の結果を得た。

(1) バブリングからジェットイングへの遷移は音速領域で起こり、その臨界の M' は亜音速-音速領域の境界に近く、ガス・液体の物性の影響をほとんど受けない。しかし、ガスと液体の密度比 ρ_g/ρ_l が大きいほどジェットイングへの遷移が急激に起こる。

(2) 第1気泡の離脱の時点からつぎの気泡が第1気泡に合体連結されるまでの時間を“no linking”の時間として、“no linking”の時間割合を求めた。この時間割合を用い、気泡の合体連結現象を定量的に表すことができた。

(3) “no linking”の時間割合はガスの種類によらず、ほぼ $M'(\rho_g/\rho_l)^{0.5}$ の単調減少関数で表せることがわかった。

(4) オリフィス出口におけるガスジェットの広がりや気泡の合体連結現象を区別して考えることにより、各研究者の間の見解の相違を統一させることができた。

(5) オリフィス出口のガス圧力を実際に測定し、従来の著者らによる“液体中ガス吹き込みにおいて、音速

領域ではガス線流速が出口で音速となり、噴出後、超音速流れとなる”という推定に実験的な確証を与えることができた。

本研究を遂行するにあたり、当研究室の佐野正道助教授より有益な助言をいただいたことに感謝いたします。また、本研究は一部、第23回東レ研究助成金によつて行われたものであり、感謝の意を表します。

文 献

- 1) 小沢泰久, 森 一美, 佐野正道: 鉄と鋼, 67 (1981), p. 2655
- 2) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 90
- 3) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 98
- 4) 原田幸夫: 流体力学・水力学演習 (1977) p. 358 [槇書店]
- 5) A. E. WRAITH and M. E. CHALKLEY: Advances in Extractive Metallurgy ed. by M. J. JONES (1977), p. 27 [IMM London]
- 6) I. LEIBSON, E. G. HOLCOMB, A. G. CACOSO and J. J. JACMIC: A. I. Ch. E. J., 2 (1956), p. 296
- 7) E. O. HOEFLE and J. K. BRIMACOMBE: Metall. Trans., 10B (1979), p. 631
- 8) L. FARIAS and D. G. C. ROBERTSON: Injection Phenomena in Extraction and Refining, compiled by A. E. WRAITH (1982) E1~25.
- 9) M. J. McNALLAN and T. B. KING: Metall. Trans., 13B (1982), p. 165