

.....
論 文

液体中ガス吹き込みにおけるジェッティングの特性

小 沢 泰 久*・森 一 美*2

Characteristics of Jetting in Gas Injection into Liquid

Yasuhisa OZAWA and Kazumi MORI

Synopsis :

The present study is concerned with jetting behavior of gas jets injected into water bath. Nitrogen gas (200~10 000 cm³/s) was injected into the water bath through an orifice of 0.1~0.3 cm in diameter located at the bottom. The gas jet behavior was observed directly by using a high speed cincamera. The frequency of the bubble knocking at the bottom was measured with a microphone.

It is found that the bubbling-jetting transition of gas jets injected into water begins to occur when the gas-flow velocity at the exit of an orifice exceeds the sonic velocity. This phenomenon is similar to the behavior of gas jets in mercury bath. In the sonic region the frequency of bubble knocking decreases with increasing gas-flow velocity. At the highest gas-flow velocity explored in the present study perfect jetting is found to occur. The injection pressure in this case is 30 kgf/cm². The initial expansion angle of jet increases with increasing gas-flow velocity and agrees well with theoretical calculation. From this, it is presumed that the speed of a gas jet which is equal to the sonic velocity at the exit of the orifice exceeds the sonic velocity just beyond the exit.

1. 緒 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水銀浴を用いて広範囲な流量においてガス吹き込み実験を行ってきた¹⁾²⁾。まず、オリフィス出口ガス線流速が音速領域に達するとガスジェットの底面径がオリフィス径と一致するいわゆるジェッティングが生ずることを明らかにした¹⁾。さらに、2次元水銀浴を用いてジェッティングの現象を観察した²⁾。

しかし、液体中ガス吹き込みのジェッティング現象の起こる条件を一般的なものとして確立させるためには、液体の物性の影響を明らかにする必要がある。また、ジェットの構造の解明にはいままでの水銀を用いた実験のみでは不十分な点が残されている。そこで、本研究では水を用い、水銀を使用した実験と同様な実験条件での高速度撮影、瞬間撮影を行い、バブリングからジェッティングへの遷移挙動およびジェッティング時のオリフィス出口近傍のジェットの挙動を観察し、水銀浴における結果と比較することにした。

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 40×50×100 cm の鉄製で、観察、採光用のアクリル製窓を取り付けてある。水槽底部には中心にオリフィスのある厚さ 3 cm のアクリル板を設置した。オリフィス径は 0.1 cm, 0.2 cm, 0.3 cm である。背景には黒色のアクリル板を用い、水槽の両側面より照明を行い、黒い背景に白いガスジェットが浮き出るようにした。照明には、高速度撮影に 500 W の 2 燈の電球、瞬間撮影には 2 燈のマイクロ

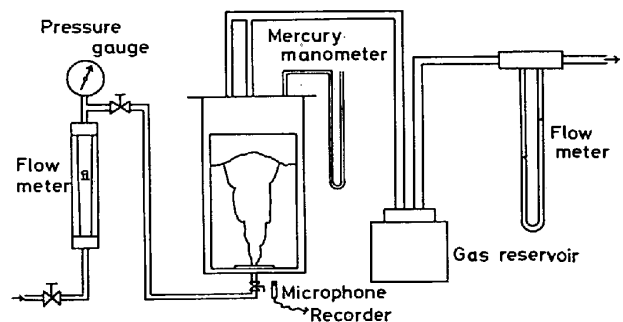


Fig. 1. Schematic drawing of experimental apparatus.

昭和 55 年 4 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)

フラッシュ (閃光時間 $2 \mu\text{s}$) を用いた。

ガス配管はほぼ前報²⁾と同じである。ただし、 20°C における水蒸気圧が 18 mmHg でかなり大きいため、排気系におけるガス流量測定だけでは不十分であると考えられ、送気系においてもガス流量測定を行った[†]。

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 25 または 50 cm^2 にした。窒素ガスを底部オリフィスより水中へ吹き込み、ガスジェットを高速撮影または瞬間撮影した。高速カメラの撮影速度は約 1500 frames/s 、ガス流量範囲は静水圧で補正したガス流量で $200 \sim 10000 \text{ cm}^3/\text{s}$ であった。なお、この流量範囲はみかけのマッハ数 $M'^{\dagger 3}$ では $0.2 \sim 11$ に相当し、最大吹き込み圧はゲージ圧で 30 kgf/cm^2 であった。

また、ガスジェットの遷移現象を明確にする一つの方法として、水槽底部外側のガス導入部の近くに設置したマイクロホンを用い、バブリングにより発生する衝撃の頻度を測定した。この衝撃頻度は気泡発生頻度と基本的には同じである。しかし、小さい気泡の発生時の衝撃音は非常に小さく測定されない。このため、気泡発生頻度と衝撃頻度の測定値は正確には一致しない。

† 出口側のガス流量は入口側に比べ約 2% 高くなり、水蒸気の影響が現れた。そこで、ガス流量測定はできるだけ入口側で行い、流量計の耐圧 (20 kgf/cm^2) 以上の吹き込み圧の実験では出口側で測定し水蒸気分を補正した。

†² Fig. 7 で示す結果以外はすべて水深 50 cm で実験した。

†³ ガス流量をオリフィス断面積と室温での音速で割った値である。

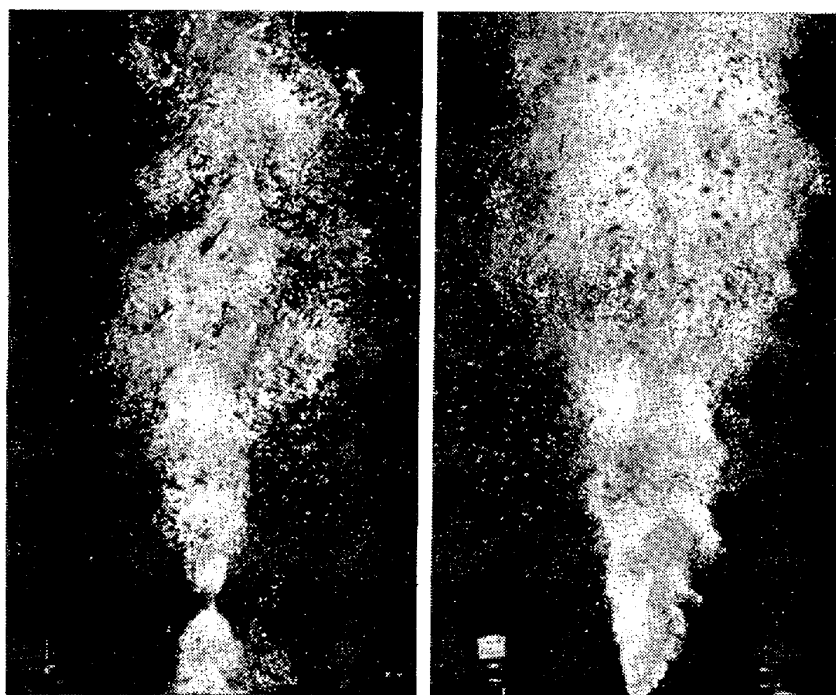
3. 実験結果および考察

3.1 バブリングとジェッティング

Photo. 1 にオリフィス径 0.2 cm における水中浸漬ガスジェットの瞬間写真を示した。オリフィス出口位置は写真の最下端部である。水浴を用いた本研究においても水銀浴を用いた前報¹⁾²⁾と同様にオリフィス出口におけるガスジェットの直径が Photo. 1(a) のようにオリフィス径より大きいガスジェットと (b) のようなオリフィス径と等しいガスジェットが観察された。本研究でも前者をバブリング、後者をジェッティングと呼ぶことにする。

Photo. 1(a) のバブリングでは、前報²⁾の水銀2次元浴で見たような気泡の単独生成ではなく気泡がつながった状態で生成していることがわかる^{†4}。このように水銀2次元浴の結果と異なるのは、物性値の違いが現れたためと考えられる。Photo. 1(b) の音速領域におけるジェッティングは (a) のバブリングとはかなり異なり明確なくびれはなく円すい状のガスジェットとなつている。しかし、ここでは気泡が単独で発生するか、つながって発生するかには注目せず、もっぱらオリフィス出口位置における広がり注目し、オリフィス出口付近のガスジェットを観察した。

†⁴ 4章で引用する WRAITH, CHALKLEY の観察した "stem coalescence" 状態になつている。



(a)

$V_g = 970 \text{ cm}^3/\text{s}$ $M' = 0.885$

(b)

$V_g = 6500 \text{ cm}^3/\text{s}$ $M' = 5.93$

Photo. 1. Photographs showing bubbling and jetting in the water bath. ($d_0 = 0.2 \text{ cm}$) $\times 0.45$

前報¹⁾²⁾と同じように高速度撮影したフィルムを解析し、バブリングとジェッティングの占める時間割合を求め、みかけのマッハ数 M' との関係を Fig. 2 に示した。図中黒丸は水銀浴底部観察による結果¹⁾、白丸が本研究結果を表している。図中の点線は計算値でオリフィス出口におけるガス線流速が実際に音速に達すると推定されるところである。

図から、ジェッティングは水浴においても水銀浴と同じように音速領域において起こることがわかる。しかし、水の場合、水銀に比べてジェッティングの始まる臨界ガス線流速が多少小さく、また、ジェッティングはより急激に起こることが示されている。しかし、水の場合も水銀の場合と同じようにガス線流速によるバブリングからジェッティングへの変化は遷移的な現象である。

このような遷移現象は液中へガスを吹き込む場合の液の流動にとまなり動圧がガスジェットの挙動に影響することから起こると考えられる。すなわち、液の流動はきわめて不規則であるため液の動圧が不規則に変動し、これがときとしてジェッティングをおさえるようにはたつき、バブリングを生じさせると推定できる。これより、水の場合は密度が小さく、ジェッティングをおさえる液の動圧が水銀に比べより小さいため、ガス線流速が音速になるとただちにジェッティングへ遷移し始め、しかもそのジェッティングの比率の増加が急激に起こるものと考えられる。なお、遷移現象の詳細は今後検討していく予定である。

つぎにバブリングからジェッティングへの遷移過程におけるガスジェットの底面径の変化を求めた。底面径としては各吹き込み条件について任意の瞬間に撮影した 10 枚の瞬間写真より求めた平均値を用いた。Fig. 3 に得られた平均の底面径とみかけのマッハ数 M' の関係を示す。平均径は、亜音速領域ではガス線流速の増加とともに増加してゆくが、音速領域にはいると逆に減少し

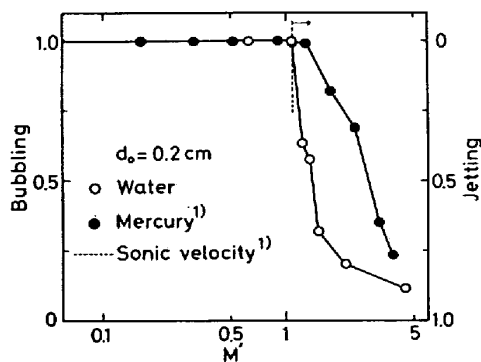


Fig. 2. Bubbling-jetting transition in the two systems of mercury and water.

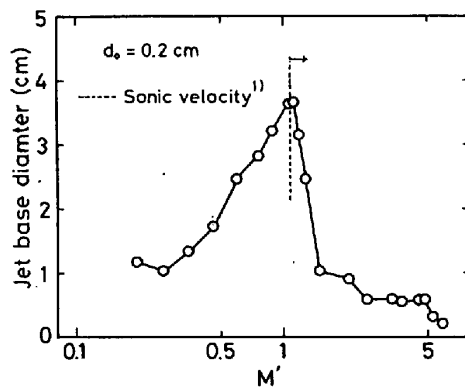


Fig. 3. Jet base diameter plotted against nominal Mach number.



Fig. 4. Bubble knocking recorded by oscillograph.

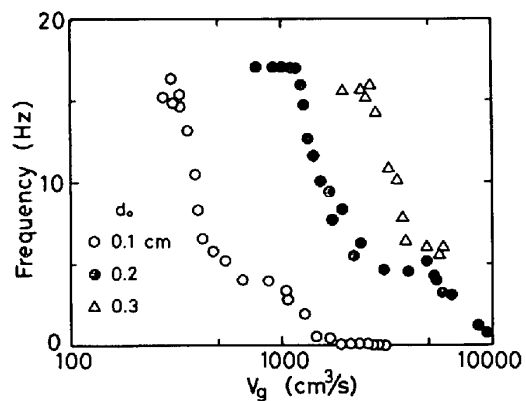


Fig. 5. Frequency of bubble knocking at the vessel bottom plotted against gas-flow rate.

てゆく。音速領域のこの平均径の減少はジェッティングの生成によるものであり、実際に Fig. 2 のバブリング-ジェッティング遷移の臨界の M' と Fig. 3 の極大における M' が一致し音速にある。

3.2 バブリングによる衝撃音

2章ですでに述べたように、バブリングは衝撃音の発生をとまなりことが見いだされた。この衝撃音発生は、石橋、白石、山本、島田⁴⁾により観測されたいわゆる“底たたき”現象に相当するものである。

Fig. 4 に衝撃音の発生をマイクロホンとオシログラフを用いて記録した例を示す。図中の鋭いパルス波が衝撃音発生を表している。このようにして測定した衝撃頻度とガス流量、あるいはマッハ数 M' との関係をそれぞれ Fig. 5 および Fig. 6 に種々のオリフィス径について示した。Fig. 6 から、衝撃頻度はいずれのオリフィス

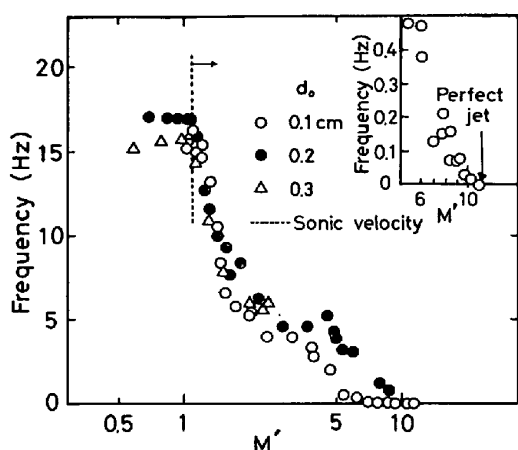


Fig. 6. Frequency of bubble knocking at the vessel bottom plotted against nominal Mach number.

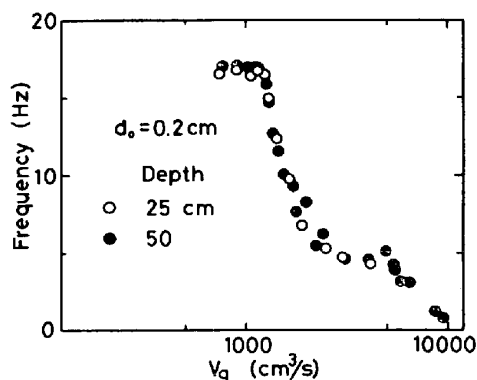


Fig. 7. Frequency of bubble knocking at the vessel bottom plotted against gas-flow rate for the two bath depths.

径においても、音速領域で M' の増加とともに急激に減少することがわかる。この衝撃頻度が減少し始める M' は Fig. 2 におけるジェッティングへの遷移の始まる臨界マッハ数に一致する。

Fig. 6 の右上部に音速領域においてガス流量を極端に高くしていった場合のバブリングの発生状態、衝撃頻度減少のようすを示す。オリフィス径 0.1 cm の場合、吹き込み圧 (ゲージ圧) 30 kgf/cm² のときに、衝撃頻度 0 の状態が見いだされた。このとき、ガスジェットは吹き込み中全時間にわたってバブリングを発生しない完全ジェッティングを形成することがわかった。

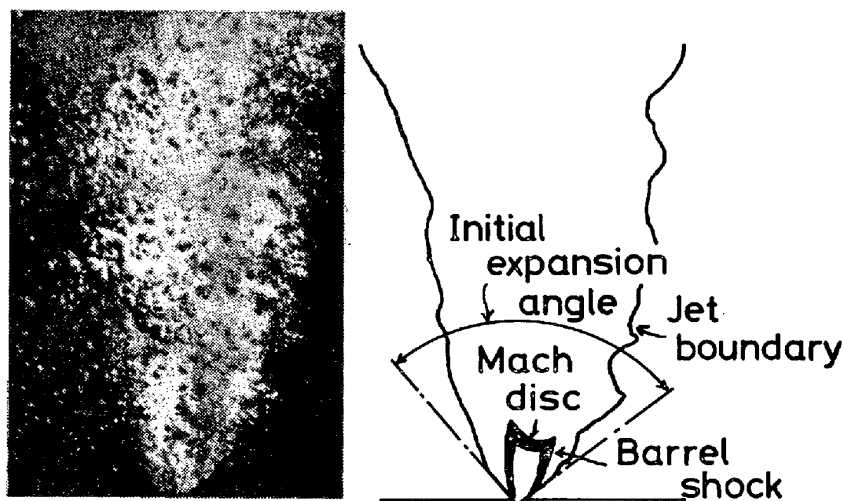
つぎに浴深さの影響をみるため、水深を変えて実験を行つた。Fig. 7 にオリフィス径 0.2 cm における水深 25 cm と 50 cm での衝撃頻度とガス流量の関係を示した。2 つの深さのみの比較であるが水深の影響は現れていない。

3.3 ジェッティングにおけるガスジェットの構造

気体中へ吹き込まれた超音速ガスジェットはそろばん玉状のセル領域のつながった構造になり、出口にできる第 1 番目のセル領域が非常に安定であることが知られている⁵⁾⁶⁾。前報²⁾では残留ガスジェットの生成原因を液中においてセル領域ができるためと考えた。しかし、セル領域を直接観察することはできなかつた。

一般にセル領域の観察にはシュリーレン法などを用いて、流れを可視化する必要がある。しかし、本研究における水中ガスジェットでは Fig. 8 の写真およびそのスケッチで明らかのように衝撃波で囲まれたセル領域が直接観察できることがわかつた。なお、この写真はマイクロフラッシュを用いることにより撮影した瞬間写真である。写真のように衝撃波が暗い筋^{†5)}として観察されるのは、水銀 2 次元モデル実験²⁾において観察された微小液

^{†5)} 右の図のスケッチで示した。Mach disc, Barrel shock の部分、および Mach disc の上方に平行に現れている弧状の線。なお、Barrel shock はたる状になつているため側面観察では Mach disc に比べ多少薄い筋になつている。



$V_g = 6500 \text{ cm}^3/\text{s}$ $M' = 5.93$

Fig. 8. Photograph and sketch of gas jet ingested into water at high gas-flow velocity. $\times 1.1$

滴の発生が水浴においても起こり、その微小液滴の濃度が衝撃波の発生により変化することによると考えられる。

Fig. 8 で明らかなようにオリフィスから出たガスは急速に膨張する。この初期におけるガスジェットの膨張角 θ_j はオリフィス出口圧と静水圧の差により生ずる。Fig. 9 はこの初期膨張角 θ_j とみかけのマッハ数 M' との関係を示す。

一般に超音速流れが角を回り流れる場合、膨張波が発生し圧力が低下する。LOVE, GRIGSBY, LEE, WOODLING⁶⁾ はこのような流れの Prantle-Meyer の理論を用いて、オリフィス出口圧と静圧の差からジェット境界の初期偏向角 $\Delta\theta$ を計算し⁶⁾、気相中ガスジェットに適用している。この $\Delta\theta$ を 2 倍した初期膨張角 θ_j と M' の関係を求め Fig. 9 に実線で示した。図より、気相中ガスジェットの計算値と本研究の水中ガスジェットの実測値は近似的に一致し、初期膨張角 θ_j は M' の増加とともに大きくなるのがわかる。このように、気相中ガスジェットについての理論的な計算結果が水中ガスジェットについても適用できることがわかったが、これは水中ガスジェットの挙動が気相中ガスジェットから推定できることを示すものである。

Fig. 8 ではジェット方向に垂直な衝撃波の発生がみられる。これはいわゆるマッハディスク⁵⁾⁶⁾ であると考えられる。Fig. 10 にマッハディスクの中心からオリフィス出口までの距離と M' との関係を示した。図中の実線は LOVE ら⁶⁾ による空気中の空気ジェットの第 1 セル長さ^{†6)} およびマッハディスク発生位置と M' の関係である。図において、マッハディスク発生位置については本研究の実測値と LOVE らの値とは近似的に一致してい

^{†6)} ジェット中心軸からの角度であり、Appendix の (2) 式より得られる。

^{†7)} 前報²⁾ において残留ガスジェットの長さ第 1 セル長さを比較した。

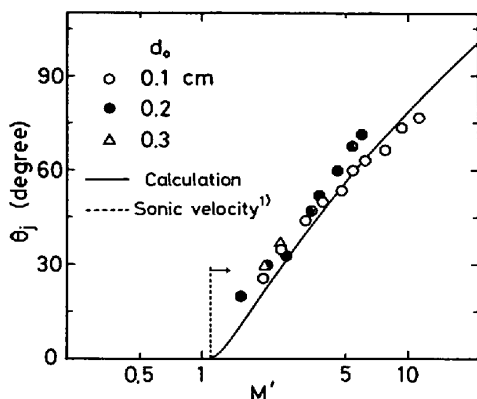


Fig. 9. Initial jet angle plotted against nominal Mach number.

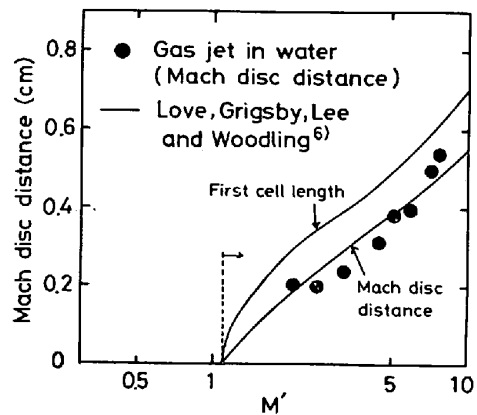


Fig. 10. Mach disc distance against nominal Mach number.

る。この結果は、液中ガスジェットにおいても、気相中ガスジェットと同等のマッハディスクが生成することを示すものである。

以上から、前報²⁾ の水銀への吹き込みの場合と同じように、気相中ガスジェットの挙動の考え方が本研究の水中ガス吹き込みの場合にも適用でき、オリフィス出口でガス線流速が音速になり、水中において超音速になることがわかった。前報²⁾ の結果とあわせれば、この現象は一般に液体中ガス吹き込みにおいて起こることが推定される。

3.4 ガスジェットの形状

ガスジェットの形状は、3.1 節で底面径を求めた方法と同様な方法により、瞬間写真から求めた平均値を用いて表した。Fig. 11 にこのようにして求めたガスジェットの時間平均の形状の例を示した。図はオリフィス径 0.2 cm におけるものである。図中に比較のため、コーン角^{†8)} 15°, 20°, 30° のガスジェットを想定して破線で示した。図より、ガスジェットの直径は、オリフィス出口

^{†8)} ジェットプロフィールを近似的に表わす円錐の頂角。

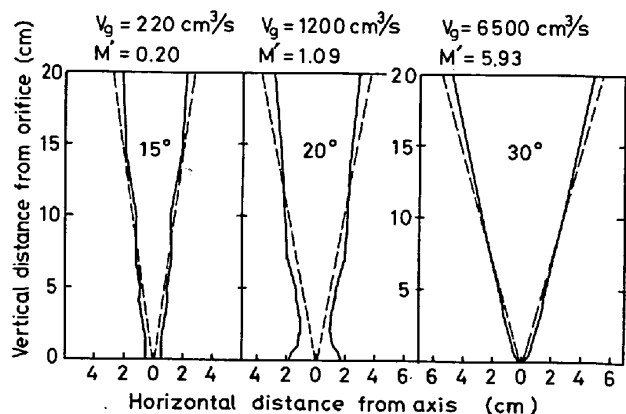


Fig. 11. Gas jet boundary for variation of gas-flow rate. ($d_0=0.2$ cm)

付近を除けばガス流量の増加にともない大きくなること
がわかる。このことはコーン角を 20° で一定であるとする
THEMELIS, TARASSOFF, SZEKELY⁷⁾ の考え方は、水中
底吹きガスジェットに適用することは妥当でないことを
示している。

ガスジェットの形状に対するオリフィス径の影響は亜
音速領域においては明確には出ていなかったが、音速領
域においては明確な傾向が現れた。すなわち、ガス流量
が一定の場合、ガスジェットの直径はオリフィス径が小
さいほど大きくなる傾向があつた。これはオリフィス径
が小さいほど出口圧が高くなり、前節で述べた初期膨張
角が大きくなることによると考えられる。

以上のように、ガスジェットの形状はガス流量、オリ
フィス径の影響を受ける。しかし、これらの詳細な関係
を調べることは別の機会にゆずる。

4. 従来の研究との比較

液体中ガス吹き込みにおいて、吹き込み条件によりジ
ェットの挙動の急激な変化が起こることは、従来 2, 3
の研究で指摘されている³⁾⁴⁾⁸⁾。しかし、この場合の現象
のとらえ方が必ずしも明確でなく、臨界条件の表し方も
確立されていない。

すでに第 1 報で引用したように石橋、白石、山本、島
田⁴⁾ は本研究のバブリングとジェッティングに対応する
現象をとらえている。石橋らはこの臨界条件を気泡放散
指数で表しているが、本研究ではガス線流速で表し、音
速領域にはいるとジェッティングが生ずることを明らか
にしたわけである。なお、石橋らの研究においては、気
泡幅、および底たたき回数が吹き込み圧 $2\sim 3$ kgf/cm²
において急に減少するという結果を出しているが、この
吹き込み圧 $2\sim 3$ kgf/cm² ではガス線流速は音速領域に
達することを考慮すれば本研究はこれらの石橋らの研究
と同じ条件でジェッティング現象をとらえているといえ
る。

WRAITH, CHALKLEY⁹⁾ は水中における底吹きオリフィ
スからのガスジェットの亜音速領域における挙動を観察
し、気泡が連続的にじゅず状につながる “stem coales-
cence” になる条件を求めている。 $d_0=0.325$ cm につ
いてのこの条件は $M'=0.16$ である。一方、HOEFELE,
BRIMACOMBE⁸⁾ は彼らの定義による “バブリング” から
“ジェッティング” への遷移が水中ガスジェットについ
ては $M'=0.2$ ($d_0=0.325$ cm) で起こるという結果を得
ている。この HOEFELE らの結果は上記の WRAITH ら
の求めた $M'=0.16$ に近い。しかし、HOEFELE らが写
真を示してジェッティングに分類している水中ガスジ

ェットは、ノズル出口のジェット径がノズル内径より大き
く本研究における定義ではバブリングに分類されるもの
である。

以上より、HOEFELE らは WRAITH らと同じように気
泡の連続性に注目して結論を出したと考えられ、著者ら
の述べてきた遷移現象は HOEFELE らのものとは異なる
といえる。

著者らは前報¹⁾²⁾ と本報の研究において液体中ガス吹
き込みにおけるバブリングとジェッティングの現象につ
いて明確な定義を与え、水銀と水へのガス吹き込みにお
いて、バブリングからジェッティングへの遷移の臨界条
件がオリフィス出口におけるガス線流速で与えられるこ
とを確立した。実際にガス線流速が音速領域にはいると
バブリングからジェッティングへの遷移が起こり、流速
が増加するほどジェッティングの比率が増加することを
明らかにした。また、羽口の溶損、羽口づまりの問題の
ような実際の問題に音速条件が関係があることを明らか
にした¹⁾²⁾。

5. 結 言

水中へのガス吹き込み実験を用いた以下の結果を得
た。

(1) 水中浸漬ガスジェットにおいてもバブリングか
らジェッティングへの遷移は音速領域で起こる。ただ
し、水銀浴に比べ遷移が急である。

(2) バブリングにおいて発生する衝撃者の頻度は音
速領域において急激に小さくなり、 $d_0=0.1$ cm では完
全ジェッティングが観察された。このときの吹き込み圧
は 30 kgf/cm² であつた。

(3) ガスジェットの初期膨張角、衝撃波の観察か
ら、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、水中では超音速流れとなることがわ
かつた。前報の結果とあわせ、この現象は一般に液体中
ガス吹き込みにおいて起こることが推定された。

(4) ガスジェットの平均直径は、オリフィス出口付
近を除きガス流量が増加するほど大きくなる。

本研究は、当研究室の佐野正道助教授の協力による
ところが大きく、また、結果の検討については名古屋大
学航空学教室保原充教授より有益なるご助言をいただ
いた。記して両先生に感謝いたします。また、本研究は
一部、日本鉄鋼協会石原・浅田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。

Appendix

マッハ数 M_1 の超音速気流が $\Delta\theta$ だけ曲がり、マッハ
数 M_2 の流れになる場合の関係式はつぎの Prantle-

Meyer の関係式により与えられる⁹⁾.

$$\Delta\theta = \left| \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \sqrt{M^2-1} \right) - \tan^{-1} \sqrt{M^2-1} \right| \frac{M_2}{M_1} \dots\dots\dots (1)$$

ここで $M_1=1$, すなわち, 曲がる前の速度が音速の場合,

$$\Delta\theta = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \sqrt{M_2^2-1} \right) - \tan^{-1} \sqrt{M_2^2-1} \dots\dots\dots (2)$$

である. $2\Delta\theta$ がオリフィス出口の初期膨張角になる.

一方, ノズル出口圧を P_0 , ノズル出口部の外圧を P_s とすると,

$$\frac{P_0}{P_s} = \left[\left(\frac{2}{\kappa+1} \right) \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_2^2 \right) \right]^{\kappa/(\kappa-1)} \dots\dots\dots (3)$$

$$M_2 = \sqrt{\left\{ \left(\frac{P_0}{P_s} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \frac{\kappa+1}{2} - 1 \right\} \frac{2}{\kappa-1}} \dots\dots\dots (4)$$

また,

$$\frac{P_0}{P_s} = M' \sqrt{\frac{2}{\kappa+1}} \dots\dots\dots (5)$$

よつて

$$M_2 = \sqrt{\left\{ M'^{(\kappa-1)/\kappa} \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{(\kappa+1)/2\kappa} - 1 \right\} \frac{2}{\kappa-1}} \dots\dots\dots (6)$$

窒素, 酸素などの2原子分子では $\kappa=1.4$

$$M_2^2 = 5.845 M'^{2/7} - 5 \dots\dots\dots (7)$$

(7) 式を (2) 式に代入することによりガスジェットの初期膨張角 $\theta_j = 2\Delta\theta$ とガス線流速の関係が得られる.

文 献

- 1) 小沢泰久, 森 一美, 佐野正道: 鉄と鋼, 67 (1981) 16, p. 2655
- 2) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982) 1, p. 90
- 3) A. E. WRAITH and A. E. CHALKLEY: *Advances in Extractive Metallurgy*, ed by M. J. JONES, (1977), p. 27 [Institution of Mining and Metallurgy]
- 4) 石橋政衛, 白石惟光, 山本里見, 島田道彦: 鉄と鋼, 61 (1975) 4, S111
- 5) 保原 充: 日本航空宇宙学会誌, 23 (1975), p. 645
- 6) E. S. LOVE, C. E. GRIGSBY, L. P. LEE, and M. J. WOODLING: NASA, TR R-6, (1959)
- 7) N. J. THEMELIS, P. TARASSOFF, and J. SZEKELY: *Trans. AIME*, 245 (1969), p. 2425
- 8) E. O. HOEFLE, J. K. BRIMACOMBE: *Met. Trans.*, 10B (1979), p. 631
- 9) A. H. SHAPIRO: *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, (1953), p. 446 [The Ronald Press Company, New York]