© 1988 ISIJ

論　文

液体へのガスジェット吹付けにおける気・液相互作用

田中　努*・岡根幸司*2

Interaction between Gas and Liquid Caused by Jet Streams Blown to a Liquid Surface

Tsutomu TANAKA and *Kohji* OKANE

Synopsis :

Studies were made of the depression, splashing of liquids and bath movement caused by jet streams impinging vertically on the surface of bath. Majority of them was performed by means of compressed air-water system except for splashing which was done by the use of various liquids.

The depth of a cavity was not contradictory to the previous knowledge. The diameter of a cavity was dependent not only lance height but also jet momentum, which was described by momentum number through dimensional analysis.

Generally, an increase in jet momentum or a decrease in lance height resulted in an increase in splashing to the maximum. However, beyond a certain critical value the amount of splashing decreased. A good correlation was observed between the ratio of the amount of splashing to that of jet stream and momentum number. The direction of splashing was mostly dependent on the profile of a cavity estimated from its depth and diameter.

The ratio of the momentum of bath movement to that of jet stream was found to be proportional to 0.13th power of momentum number. This phenomenon could be explained by an introduction of the mechanism that the momentum transferred from jet to bath is proportional to the area of a cavity and jet velocity at the cavity surface.

Key words : steelmaking ; cavity ; splashing ; bath movement.

1. 緒　言

上吹きジェットによる液滴の飛散現象の解明は転炉製錬及び鉄浴石炭ガス化[1]におけるスピッティングの制御に不可欠である．スピッティングは地金付きによる生産量の制約や，炉壁耐火物の損耗だけでなく炉内反応[2]にも関与している．

液滴の飛散開始条件については種々の報告例があり[3)～6)]，CHATTERJEEら[5]はジェットの噴射条件だけでなく液の物性の影響も含めて定式化しているが，飛散量の検討は十分行われていない．石川ら[7]はランス高さとノズル径の比によつて液滴の跳ね上がり挙動が異なり，跳ね上がり高さはキャビティの深さとFr数が関与することを示しているが，液の物性の影響に関する検討は十分とは言えない．

次に，湯流れは転炉製錬では攪拌による反応の促進，成分の均一化などに関係しており，鉄浴石炭ガス化においては石炭の溶解，浴温度の均一化によるスラグの流動性の向上等に関係があり、操業上重要な因子である．

液流速にはジェットの運動量だけでなくランス高さも関係することをWAKELIN[6]は示しており，CHATTERJEEら[8]は6t転炉でこのことを確認している．瀬川ら[9]は，液流速をキャビティの深さの関数として表しており，島田ら[10]はキャビティの深さの影響は小さく，ジェットの運動量とランス高さの関数として表している．近年トレーサー応答により流動状態を混合時間と攪拌動力密度の関係で記述する報告が多いが[11]，ジェットから浴への運動量の伝達機構については十分解明されていない．

昭和61年10月本会講演大会にて発表　昭和62年3月30日受付（Received Mar. 30, 1987）

* 住友金属工業(株)総合技術研究所（Technical Research Laboratories, Sumitomo Metal Industries, Ltd., 16 Oaza-Sunayama Hasakimachi Kashima-gun Ibaraki pref. 314-02）

*2 住友金属工業(株)事業開発部（New Business Development Dept., Sumitomo Metal Industries, Ltd.）

また SZEKELY ら[12] は炉内の液流れを数式モデルにより求めているが，ジェットの流れと液流れを分離して扱っており，実験結果からキャビティでの境界条件を与える必要がある点に問題が残されている．

以上のごとく，液滴の飛散及び湯流れに関する従来の解析は必ずしも十分とは言えない．そこで本研究では，まずキャビティの深さと直径について検討を行い，次に液滴の飛散量の測定を空気-水系を含めて物性の異なる液についても実施し，主要な無次元数について検討した．最後に角形状の炉を対象に湯流れを記述する無次元数について検討を行った．

2. 実験装置

実験装置の概略を Fig. 1 に示す．大部分の実験では単孔ストレートノズルのランスを用いたが，必要に応じて3孔ラバールノズルのランスも使用した．ノズル部の仕様は次のとおり，

ストレート：径＝0.42, 0.68, 1.16 cm，長さ＝1.00 cm

ラバール：スロート径＝0.42 cm，出口径＝0.56 cm，噴射角度＝内向き 2.5°

空気-水系で大部分の実験を行ったが，液滴の飛散実験では水以外によう化メチレン，アルコール水溶液，グリセリン水溶液を使用した．溶鉄，スラグとともに実験に用いた液の物性を Table 1 に示す．

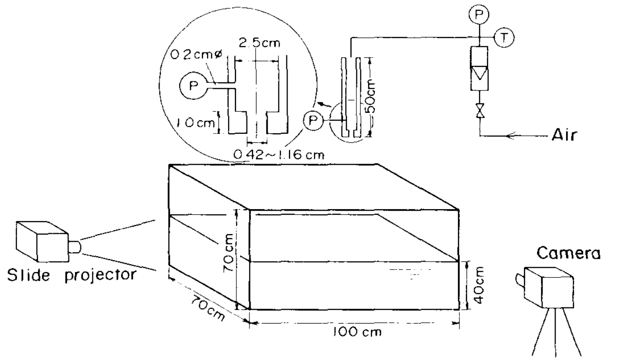

Fig. 1. Experimental apparatus for the measurement of profile of a cavity, splashing and bath movement.

Table 1. Physical properties of liquids.

Liquid	Density (g/cm^3)	Surface tension (dyn/cm)	Viscosity (g/(cm·s))
Water	1.00	72.8	0.01
Methylene iodide	3.3	56	1.3
Glycerine-water solution	1.25～1.00	65～73	12.1～0.01
20% Alcohol-water solution	0.97	36	0.02
Molten steel	7.20	1 200	0.06
Slag	3.0	500	0.50

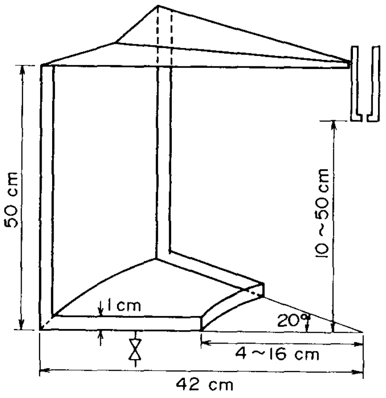

Fig. 2. Tray for collecting splashed liquids.

使用した冷間模型はアクリル製角形状（長さ，高さ及び幅がそれぞれ 100, 70, 70 cm）である．大部分の実験ではランスを容器の中央に置いたが，湯流れの実験では容器の長手方向に沿う中央面に含まれかつ側壁から 25 cm 離れた位置に置いた．

液滴の飛散量の測定には Fig. 2 に示す開き角 20° の扇型の受け皿を用い，その底板を静止浴面に一致させて置いた．受け皿の大きさは半径 42 cm，高さ 50 cm であり，先端では 4～16 cm の範囲で半径が 0.5 cm 間隔で切り取られており，全部で 25 枚の受け皿を用意した．

飛散頻度の測定には先端に 0.1 mm の電極が露出した電位計を使用した．浴を帯電しておき液滴が電極に触れたときの電位の変化から飛散頻度を検知した．

3. 実験方法

3・1 キャビティの深さと直径

流量計より求めた質量流量と，理想気体の断熱流れを仮定してノズル前圧力と温度より求めた噴射速度からジェットの運動量を評価した．ノズル前圧力，温度，ノズル断面積から理論的に求めたガス流量と測定値との誤差は ±3% 以下であった．

同一の実験条件で最低 10 回写真撮影を行いキャビティの平均形状を求めた．静止浴面に対する凹み深さをキャビティの深さとして定義した．キャビティの径は深さに比べると明瞭に求められない．そこでキャビティの外郭の外挿線と静止浴面との交点から求めた長さをキャビティの直径として定義した．

3・2 液滴の飛散

受け皿の切取り半径が異なれば飛散重量の値は異なるので，ここではその最大値をデータとして採用した．飛散重量の最大値の 360/20＝18 倍の値が飛散の全重量を与えるので，その値を液滴の飛散量として定義した．測

定中の浴面の低下が 0.2 cm を越えない範囲で測定時間を選定した.

3·3 湯流れ

直径 2 mm, 比重 0.95 のポリスチレン球をトレーサーとして写真解析から流速を求めた. スリット状の光学面の幅は 2 cm であり, 断面に垂直な方向では光強度は若干変化している. 従つてトレーサー粒子が光切断面を横切つた場合は写真上の軌跡の濃度が変わるので, それらを解析の対象から除外した.

4. 実 験 結 果

4·1 キャビティの深さ

キャビティの深さについては多数の研究[3)~6)13)]があり, 表面張力と気体及び液体の粘性係数の影響は小さくキャビティの深さは(1)式で表されると報告されている.

$$(H_c/H_o)\cdot((H_o+H_c)/H_o)^2 = (k^2/2\pi)\cdot(\dot{P}/\rho_L g H_o^3),\quad k\approx 15 \quad \cdots\cdots\cdots (1)$$

本実験において(1)式に従つてキャビティの深さを整理した結果を Fig. 3 に示す. $2.0\times10^{-3}<Mm<2.5\times10^{-1}$ の範囲でノズル径に無関係に(1)式の関係が成立しており ($k=15.2$), ジェットの噴射速度ではなく運動量がキャビティの深さを決める変数であることを確認した.

4·2 キャビティの直径

キャビティの直径とランス高さの関係を Fig. 4 に示す. 図中の破線は広がり角 $\theta/2=10.5°$ のジェットを浴の表面に投影したときの直径を示しており, 一般にキャビティの直径はジェットの投影径より拡大する結果が得られた. キャビティから自由空間に戻るジェットは, 一般に浴面に向かうジェットの外側を逆向きに流れるので液を排除する効果があり, その結果キャビティの直径の拡大現象が現れるものと考えられる.

キャビティの深さの場合と同様に, その直径に対しても Mm 数が主要な変数になることが推察される. そこでランス高さで無次元化したキャビティの直径を Mm 数の関数で表した. Fig. 5 に示すように両者に良好な相関が認められた. $Mm<3\times10^{-3}$ では自由空間に戻るジェットによる液排除の効果は小さく D_c/H_o は Mm 数に対して一定である. $3\times10^{-3}<Mm<5\times10^{-1}$ ではキャビティの直径は(2)式で表される.

$$D_c/H_o = 1.90\,Mm^{0.283},\quad (3\times10^{-3}<Mm<5\times10^{-1}) \cdots\cdots\cdots\cdots (2)$$

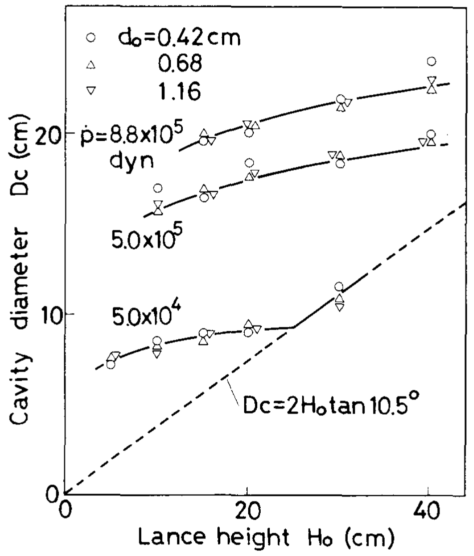

Fig. 4. Relation between lance height and diameter of a cavity.

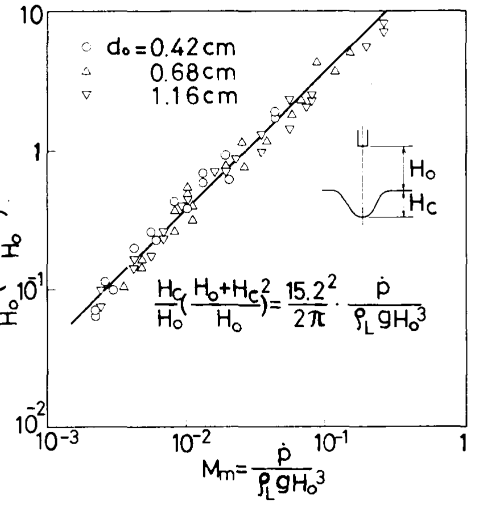

Fig. 3. Effect of jet momentum and lance height on cavity depth.

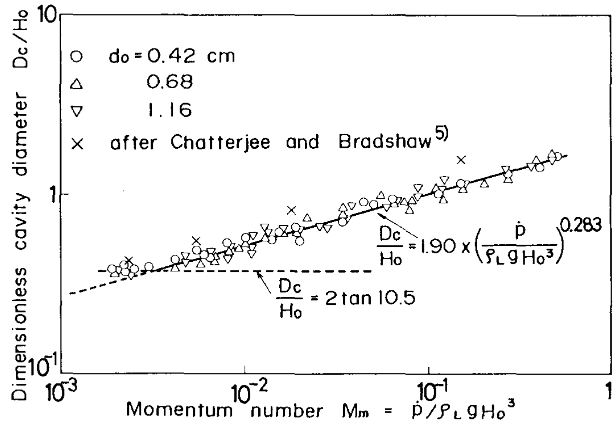

Fig. 5. Effect of lance height and jet momentum on diameter of a cavity.

CHATTERJEE ら[5]は水モデルを用いてキャビティの形状をスケッチしており，それを(2)式を用いて解析した結果を Fig. 5 に示す．彼らの値は若干大きいものの，***Mm*** 数に対する冪乗の関係はよく一致しており(2)式がほぼ妥当であることが分かる．

4·3 液滴の飛散量

液滴の飛散量とランス高さ及びジェットの運動量の関係を Fig. 6 に示す．一般に，運動量の増加またはランスの低下とともに飛散量は増加した．しかし，運動量一定でランスをおよそ 20 cm 以下に下げると飛散量は最大値に達した後減少する挙動が認められ，類似の挙動が一定の高さまで跳ね上がる液滴の量にも観察されている[7)14)]．最大値に達した後飛散量が減少する理由としては

1) 気・液の分離が不明瞭となり、ジェットの一部は浴に進入し，気泡に分散した後浮上する．

2) 浴面に対する液滴の飛散角度が増加し，液滴がジェットから受ける抗力が増大する．

等が考えられる．

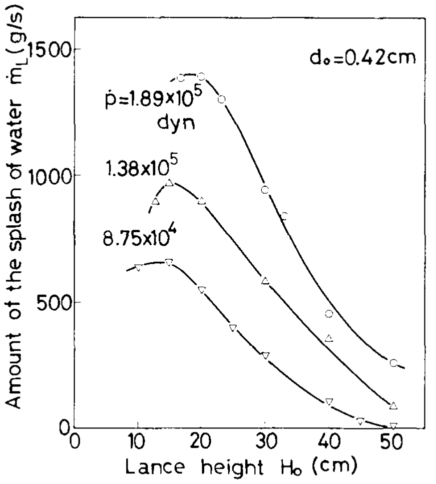

Fig. 6. Relation between lance height and mass of the splash of water in unit time collected just above the surface of bath.

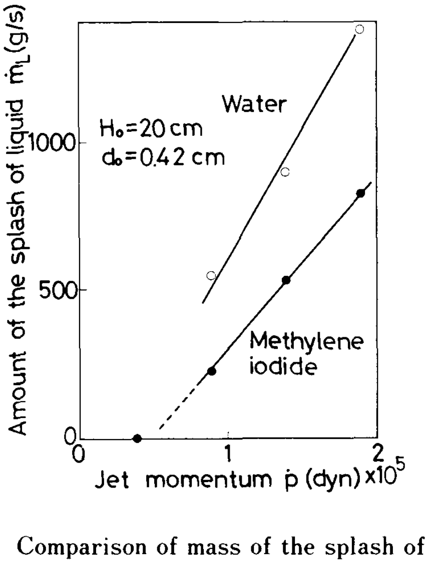

Fig. 7. Comparison of mass of the splash of liquid between water and methylene iodide.

空気-よう化メチレン系における測定の一例を水の場合と対比して Fig. 7 に示す．よう化メチレンの飛散量は $\dot{P}=4.6\times10^4$ dyn で零となり，このときのキャビティの深さは(1)式から 1.2 cm と予測される．一方，液の物性から飛散が開始するキャビティの深さは 1.3 cm と予測される[5]ので測定結果はほぼ妥当であることが分かる．よう化メチレンの飛散量は水の場合の 50～60% となる結果が得られた．

ランス高さ 20 cm，運動量 1.9×10^5 dyn における空気-グリセリン水溶液系の実験では

1) $0.01<\eta_L<1.3$ g/(cm·s) では飛散量は減少するものの顕著ではなく，少なくとも水の場合の 90% 以上が飛散する．

2) $1.3<\eta_L<12.1$ g/(cm·s)では飛散量の減少は顕著であり，$\eta_L=12.1$ g/(cm·s) では水の場合の 35% 程度しか飛散しなかつた．

の結果が得られた．また，運動量 1.9×10^5 dyn，ランス高さ 10～50 cm において空気-20% アルコール水溶液系の飛散量を測定したところ，飛散量は水の場合の 108% 以下であつた．

以上の実験結果から，液の密度，粘性係数及び表面張力の増加は飛散量減少の方向に作用することが分かる．

4·4 液滴の飛散方向

3孔ランスを用いたときのジェットの運動量及びランス高さと液滴の飛散頻度分布の関係を Fig. 8 に示す．ランス高さ一定の条件では，運動量の小さい方が飛散頻度が若干減少する他は顕著な差は認められなかつた．運動量一定でランスを上昇すると，一般に飛散頻度の値は減少すると共に等飛散頻度線の発達の方向が上方から水平方向に傾斜した．

キャビティの形状を円錐近似して，Fig. 8 の噴射条件に対応するキャビティの深さ，直径及び頂角の 1/2 を(1)，(2)式から求めた．計算結果を Table 2 に示すとともに，キャビティの近似形状を Fig. 8 中に破線で示した．ランス高さ一定で運動量を減少した場合の頂角の変化は小さく，運動量一定でランスを上げた場合の頂角の変化は大きいことが計算から予測され，頂角の変化が液滴の飛散方向の変化と対応のあることが判明した．

Table 2. Relation between jetting condition and profile of a cavity.

Jet momentum $\dot{P}$(dyn)	Lance height H_o(cm)	*Mm* number $\frac{\dot{P}}{\rho_L g H_o^3}$	Cavity depth H_c(cm)	Cavity diameter D_c(cm)	Cone angle $\frac{\theta}{2}=\tan^{-1}\frac{D_c}{2H_c}$
1.48×10^6	31	5.07×10^{-2}	20.7	25.4	31.5
0.88×10^6	31	3.01×10^{-2}	15.4	21.9	35.4
1.48×10^6	46	1.55×10^{-2}	15.0	26.9	41.9
1.48×10^6	61	6.65×10^{-3}	10.8	28.1	52.5

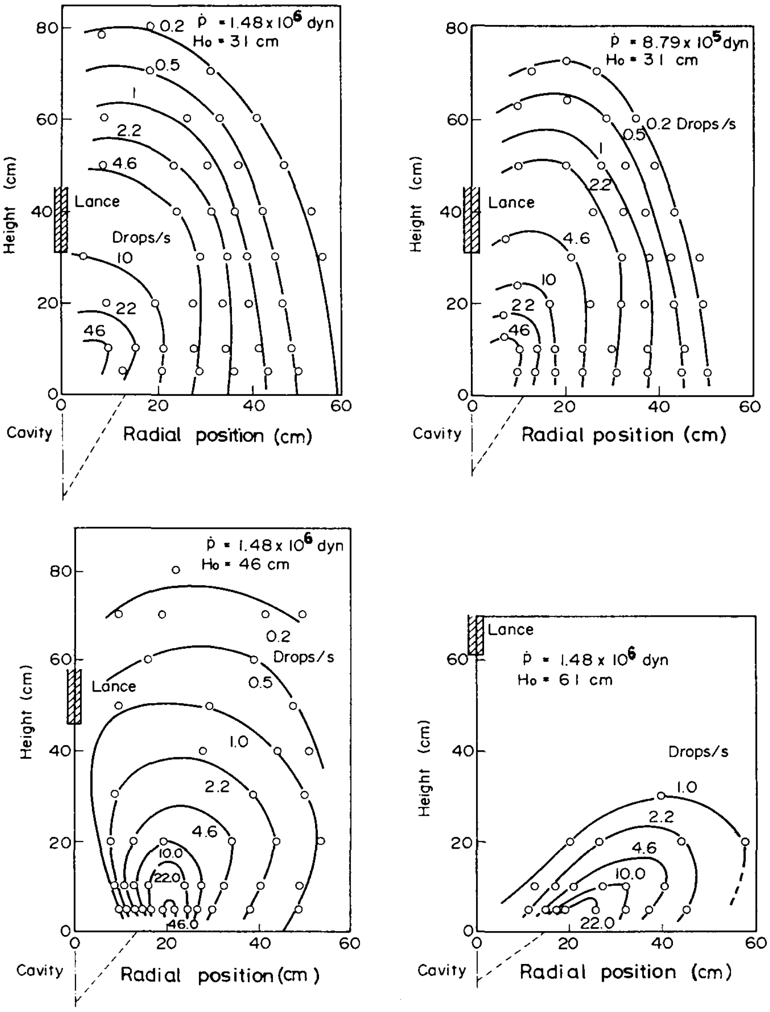

Fig. 8. Effect of jet momentum and lance height on splash pattern due to a lance with three holes.

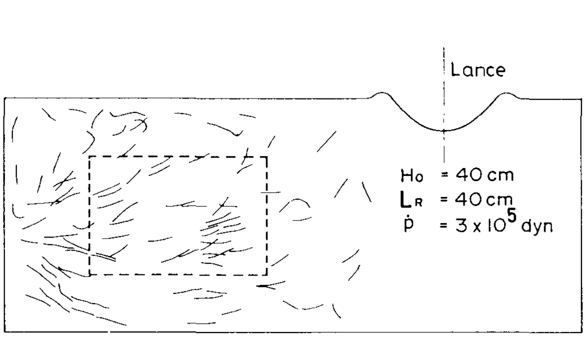

Fig. 9. Typical trajectory of tracers on a vertical plane including lance.

4・5 湯流れ

ランス高さ 40 cm, ジェットの運動量 3×10^5 dyn, 浴の深さ 40 cm におけるトレーサーの軌跡の一例を Fig. 9 に示す．角容器の場合も転炉容器に類似の循環流がランスを含む垂直断面で観察された。ランスと反対側の側壁から，容器の長さの 15～45% の領域に含まれ，かつ容器の底から浴の深さの 25～75% の領域（Fig. 9 中……で示す領域）に含まれる軌跡から求めた流速の平均値を代表流速として定義した．この領域では停滞域が現れず，軌跡が安定していたので容器内の流速を代表するものと仮定した．

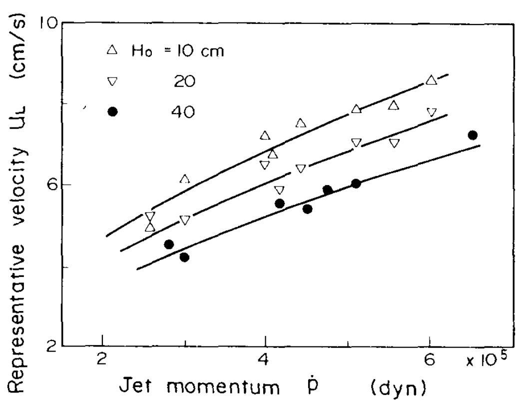

Fig. 10. Relation between jet momentum and representative velocity of bath movement.

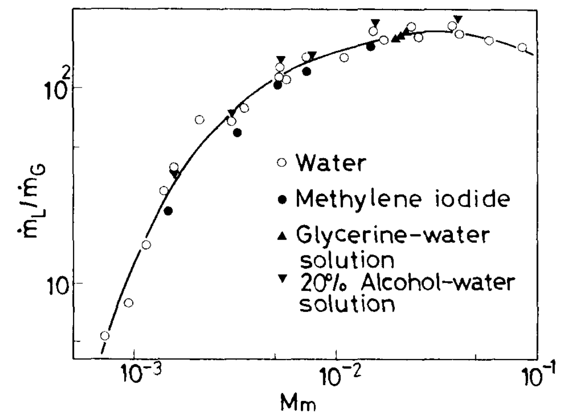

Fig. 11. Relation between momentum number and dimensionless mass of the splash of liquid.

ジェットの運動量と代表流速の関係を Fig. 10 に示す．運動量の増加及びランス高さの低下と共に代表流速は増加する傾向を示し従来の知見[6]とも矛盾しない．ジェットの運動量がランスからキャビティの間で保存されるにもかかわらず，代表流速がランス高さに依存する結果はキャビティにおける運動量の伝達機構にジェットの運動量だけでなくランス高さも関与することを意味する．

5. 考　　察

5・1 液滴の飛散量を表す無次元式

液滴の飛散量を表す主要な変数を次元解析から求める．現象に関与する変数として(3)式を仮定する．

$$\dot{m}_L = f(\dot{m}_G,\ \dot{P},\ H_o,\ \rho_G,\ \rho_L,\ \eta_G,\ \eta_L,\ g,\ \sigma) \quad \cdots\cdots (3)$$

これより以下の7個の無次元数が得られる．

$$\dot{m}_L / \dot{m}_G = f(\dot{P} / \rho_L g H_o^3,\ \rho_L g H_o^2 / \sigma,$$
$$\dot{m}_G / \eta_G H_o,\ \rho_G / \rho_L,\ \eta_G / \eta_L,\ g\eta_L^4 / \rho_L \sigma^3) \quad \cdots (4)$$

CHATTERJEE ら[5]は液滴の飛散開始には気体の物性の影響は小さいことを示しており，飛散量の場合にも成り立つことが推察される．従つて気体の物性を含む項は無視できる．グリセリン水溶液を用いた実験から $0.01 < \eta_L < 1.3$P では液の粘性係数の影響は小さいことが判明したので $2.5\times10^{-11} < Mr < 5.5\times10^{-3}$ では15%の誤差範囲で(4)式中の Mr 数を無視できる．また、アルコール水溶液を用いてランス高さを変えた実験から $2.6\times10^3 < We/Mm (=\rho_L g H_o^2/\sigma) < 6.6\times10^4$ では8%の誤差範囲内で We/Mm 数を無視できる．

そこで，4種類の液体について得られた実験データを $\dot{m}_L/\dot{m}_G$ と Mm 数の関係で整理した．Fig. 11 に示すように両者の間に良好な相関が認められ，上記の推察が妥当であることが分かる．水及びよう化メチレンの Mr 数と We/Mm 数はグリセリン水溶液及びアルコール水溶液の変化範囲に含まれる．従つて4種類の液の飛散量を統一的に Mm 数とジェットの流量で表すことができる．

$$\dot{m}_L / \dot{m}_G = f(Mm),\ (7\times10^{-4} < Mm$$
$$< 9\times10^{-2},\ 2.5\times10^{-11} < Mr < 5.5\times10^{-3},$$
$$2.6\times10^3 < We / Mm < 6.6\times10^4) \cdots\cdots\cdots\cdots (5)$$

ジェットの流量が一定の場合は $Mm \approx 3\times10^{-2}$ で飛散量が最大になることが Fig. 11 から分かる．

溶鉄及びスラグを対象に考えた場合，Mr 数はそれぞれ 1.0×10^{-12}, 1.6×10^{-7} である．液の粘性を変化した実験から Mr 数の小さい領域（η_L の小さい領域）に対しては飛散量の変化が小さいので溶鉄に対しても Mr 数は適用範囲にあるものと推察される．また，We/Mm に物性値を代入し(5)式の適用条件に相当するランス高さを求めると溶鉄及びスラグの両者に対して $21 < H_o < 107$ cm となるのでこの範囲で Mm 数が $7\times10^{-4} < Mm < 9\times10^{-2}$ を満足すれば(5)式が適用できるものと考えられる．

5・2 湯流れ流速を表す無次元数

湯流れに関与する主要変数を次元解析から求める．次式を仮定する．

$$u_L = f(\dot{P},\ \rho_G,\ \eta_G,\ H_o,\ L_R,\ H_R,\ \rho_L,\ \eta_L,\ g,\ \sigma) \quad \cdots (6)$$

容器はランスにより3:1に内分されているので代表長さ L_R を浴の体積の3/4の1/3乗の値として定義した．対象を水モデルに限定しかつ容器の大きさと浴の深さの比を固定すれば以下の4個の無次元数が得られる．

$$f(\rho_L L_R^2 u_L^2 / \dot{P},\ \sqrt{\dot{P}\rho_G}/\eta_G^2,$$
$$\dot{P} / \rho_L g H_o^3,\ H_o / L_R) = 0 \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (7)$$

(7)式の最初の無次元数はジェットから浴への運動量の伝達比を表し，代表流速と代表長さが含まれているのでその値自体には意味がなく無次元数の示す傾向が重要で

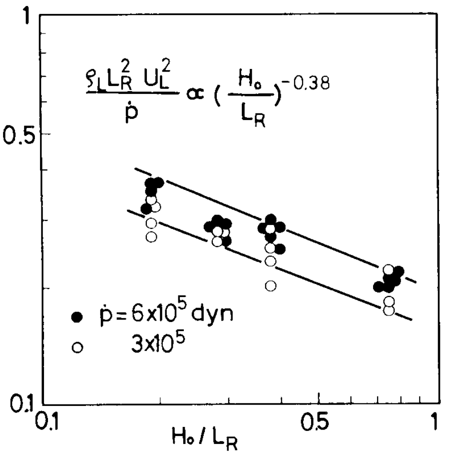

Fig. 12. Relation between dimensionless lance height and dimentionless momentum of bath movement.

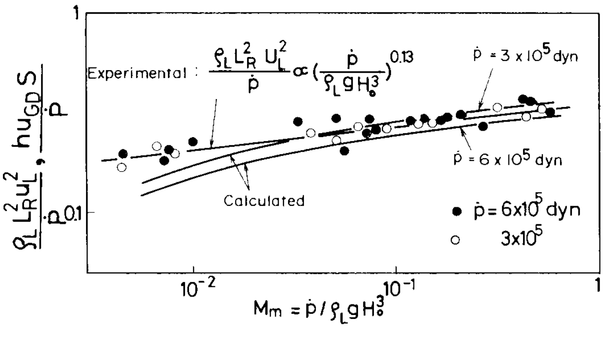

Fig. 13. Relation between momentum number and dimensionless momentum of bath movement.

ある．ジェットの流れパターンは噴射条件により顕著に変化しないので *Re* 数は湯流れには重要ではなく，類似の報告例[10]もある．従つて，ジェットから浴への運動量の伝達比は *Mm* 数と H_o/L_R の関数になることが予想される．

データを整理して $\rho_L L_R^2 u_L^2/\dot{P}$ と H_o/L_R の関係を Fig. 12 に示す．運動量の伝達比はジェットの運動量に依存して最大 50% 程度のばらつきが見られるもののほぼ $(H_o/L_R)^{-0.38}$ に比例することが分かる．また，運動量の伝達比と *Mm* 数の関係を Fig. 13 に示すが(2)式の適用できない $Mm<3\times10^{-3}$ を除いて 30% の誤差内で $\sigma_L L_R^2 u_L^2/\dot{P}$ は $(\dot{P}/\sigma_L g H_o^3)^{0.13}$ に比例することが分かる．浴の運動量とランス高さの関係を *Mm* 数，H_o/L_R のいずれの無次元数で表しても同じ結果，浴の運動量 $\propto H_o^{-0.38}$ が得られる．しかし，浴の運動量とジェットの運動量の関係を *Mm* 数で表した場合は浴の運動量 $\propto \dot{P}^{1.13}$，また H_o/L_R で表した場合は，浴の運動量 $\propto \dot{P}$ となり無次元数の選択により傾向が異なる．従つて，Fig. 12 に見られる運動量伝達比のばらつきは $\dot{P}$ の冪数が正しく評価されていない結果であると考えられる．H_o/L_R は容器の大きさを変化した場合に現れる無次元数と推察され，容器の大きさを固定すれば運動量の伝達比と H_o, $\dot{P}$ の関係は *Mm* 数だけで表され，H_o/L_R は重要ではない．従つて浴の運動量に関する(8)式が得られる．

$$\rho_L L_R^2 u_L^2 \propto \dot{P}^{1.13} H_o^{-0.38} \rho_L^{-0.13} g^{0.13},$$
$$(4.5\times10^{-3} < Mm < 5\times10^{-1}) \quad \cdots\cdots\cdots (8)$$

島田ら[10]は $3.4\times10^{-2}<Mm<3.6\times10^{-1}$ の範囲で $u_L^2 \propto \dot{P} H_o^{-0.5}$ の関係を得ており(8)式は従来の知見とも矛盾せずかつ液密度の影響も予測することができる．

5・3 運動量の伝達機構

ジェットの運動量に対する浴の運動量の比が *Mm* 数の 0.13 乗に比例する実験結果を理解するために(9)式に示すキャビティにおける運動量の伝達機構を仮定する．

$$h(u_{GD}-u_L)S \approx h u_{GD} S = \rho_L u_L^2 L_R^2 \quad \cdots\cdots\cdots (9)$$

(9)式はキャビティにおけるガス流速とキャビティの面積に比例して運動量が伝達される機構を表しており $u_{GD} \gg u_L$ を仮定している．この仮定から湯流れを表す関数形として(10)式が得られる．

$$f(h,\ u_{GD},\ S,\ \dot{P}, \eta_G,\ H_o,\ L_R,\ H_R,$$
$$\rho_L,\ \eta_L,\ g,\ \sigma,\ \rho_G)=0 \quad \cdots\cdots\cdots (10)$$

水モデルを対象とし，かつ容器の大きさと浴の深さの比を固定すれば自由ジェットの *Re* 数を除いて以下の 5 個の無次元数が得られる．

$$f(S/H_o^2,\ u_{GD}H_o\sqrt{\rho_G}/\sqrt{\dot{P}},$$
$$h u_{GD} S/\dot{P},\ \dot{P}/\rho_L g H_o^3,\ L_R/H_o)=0 \quad \cdots\cdots\cdots (11)$$

Mm 数を独立変数の一つに選んだ場合，前節の議論より L_R/H_o は重要でなくなる．キャビティを円錐近似すればその表面積は $S/H_o^2=f(\dot{P}/\rho_L g H_o^3)$ と表される．従つて湯流れに関連する独立な無次元数は 3 個になる．

$$h u_{GD} S/\dot{P} = f(\dot{P}/\rho_L g H_o^3,\ u_{GD} H_o \sqrt{\rho_G}/\sqrt{\dot{P}}) \quad \cdots (12)$$

ジェットの運動量 3×10^5, 6×10^5 dyn においてランス高さと浴の運動量の関係を(1)，(2)，(9)，(13)，(14)式から求めた．

$$S = \pi\sqrt{(H_c^2+(D_c/2)^2)} \times D_c/2 \quad \cdots\cdots\cdots (13)$$

$$\dot{P} = \pi\rho_G u_{GD}^2((H_o+H_c)\times 2\tan 10.5^\circ)^2/4 \quad \cdots (14)$$

その際 $\rho_G=1.29\times10^{-3}$ g/cm^3 とし，ジェットは $\theta/2=10.5^\circ$ の角度で運動量一定で広がり半径方向の速度分布はないものとした．また運動量の伝達係数は実験との対比から $h=0.16$ g/cm^2 s とした．その結果を Fig. 13 に示す．運動量の伝達比は *Mm* 数だけでなく $\dot{P}$ にも依存

しており，無次元数に Mm 数以外の $u_{GD}H_o\sqrt{\rho_G}/\sqrt{\dot{P}}$ が含まれていることと対応している．しかし(12)式右辺第2項は(14)式より $H_o/(\sqrt{\pi}(H_o+H_c)\tan(\theta/2))$ と書け，通常 $H_c \ll H_o$ なので第2項の影響は重要ではない．運動量の伝達比は $\dot{P}=3\times10^5$ 及び 6×10^5 dyn ではともに Mm 数の 0.13 乗に比例しており，実験結果とも一致しているので(9)式の仮定が妥当であることがわかる．なお，$Mm<3\times10^{-3}$ の領域は(2)式の適用範囲外であり，キャビティの径が実験値より過小評価されるため計算から得られる浴の運動量は実験値より小さい．例えば Mm 数$=3\times10^{-3}$ では h は 50% ほど過小評価となる．

以上のごとく，キャビティの表面積とそこでのガス流速に比例して，ジェットから浴へ運動量が伝達する機構を考えることにより，運動量伝達比のランス高さとジェットの運動量に対する挙動をほぼ説明できることが判明した．

6. 結　言

上吹きジェットによるキャビティの形状，液滴の飛散及び湯流れについてモデル実験を行い以下の結論を得た．

1）キャビティの深さに関する実験式は WAKELIN の式と矛盾しなかった．

2）キャビティの直径を表す実験式として次式を得た．

$D_C/H_o = 1.90\,Mm^{0.283}$,　$(3.0\times10^{-3} < Mm < 5\times10^{-1})$

3）キャビティの深さと直径から評価したキャビティの形状と液滴の飛散方向には対応が認められた．

4）$7\times10^{-4}<Mm<9\times10^{-2}$ においてジェットの流量に対する液滴の飛散量を表す主要変数は Mm 数であり $2.50\times10^{-11}<Mr<5.5\times10^{-3}$, $2.6\times10^3<We/Mm<6.6\times10^4$ の範囲では液の粘性係数と表面張力の影響を 15% の誤差範囲内で無視できる．

5）ジェットから浴への運動量の伝達比を表す主要変数として Mm 数が挙げられ，実験式として次式を得た．

$\rho_L L_R^2 u_L^2/\dot{P} \propto (\dot{P}/\rho_L g H_o^3)^{0.13}$,

$(4.5\times10^{-3} < Mm < 5\times10^{-1})$

6）キャビティにおけるジェットの流速とキャビティの面積に比例してジェットの運動量が浴に伝達される運動量伝達機構が推察され，浴の運動量がジェットの運動量だけでなくランス高さにも依存する現象を説明できた．

記　号

d_o：ノズル出口径（cm）
D_c：キャビティの直径（cm）
g：重力加速度（cm/s^2）
h：運動量伝達係数（g/cm^2 s）
H_o：ランス高さ（cm）
H_c：キャビティの深さ（cm）
H_R：浴の深さ（cm）
L_R：容器の代表長さ（cm）
$\dot{m}_G$：ジェットの質量流量（g/s）
$\dot{m}_L$：単位時間における液滴の飛散重量（g/s）
Mm：運動量数$=\dot{P}/\rho_L g H_o^3$（—）
Mr：モルトン数$=g\eta_L^4/\rho_L\sigma^3$（—）
$\dot{P}$：ジェットの運動量$=\dot{m}u_G$（dyn）
Re：ノズル出口におけるジェットのレイノルズ数 $=\sqrt{\dot{P}\rho_G/\eta_G^2}$（—）
S：キャビティの表面積（cm^2）
u_G：ジェットの噴射速度（cm/s）
u_{GD}：キャビティにおけるジェットの代表速度（cm/s）
We：キャビティにおけるウェーバー数$=\dot{P}/\sigma H_o$（—）
ρ_G, ρ_L：気体及び液体の密度（g/cm^3）
η_G, η_L：気体及び液体の粘性係数（P=g/cm·s）
σ：表面張力（dyn/cm）

文　献

1）田上豊助: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 2405
2）*H. W.* MEYER, *W. F.* PORTER, *G. C.* SMITH and *J.* SZEKELY: J. Met., **20** (1968), p. 35
3）*R. B.* BANKS and *D. V.* CHANDRASEKHARA: J. Fluid Mech., **15** (1963), p. 13
4）*E. T.* TURKDOGAN: Chem. Eng. Sci., **21** (1966), p. 1133
5）*A.* CHATTERJEE and *A. V.* BRADSHAW: J. Iron Steel Inst., **3** (1972), p. 179
6）*D. H.* WAKELIN: Ph. D. thesis, Imperial College, University of London (1966)
7）石川英毅，溝口庄三，瀬川 清: 鉄と鋼, **58** (1972), p. 76
8）*A.* CHATTERJEE, *N. O.* LINDFORS and *J. Å.* WESTER: Ironmaking Steelmaking, **1** (1976), p. 21
9）松下幸雄，盛 利貞，不破 祐，館 充，森 一美，瀬川 清: 冶金物理化学 (1970), p. 296 [丸善株式会社]
10）島田道彦，石橋政衛，森瀬兵治: 製鉄研究 (1969), 266 p. 8855
11）浅井滋生: 第100·101回西山記念技術講座（日本鉄鋼協会編）(1984), p. 65
12）*J.* SZEKELY and *S.* ASAI: Metall. Trans., **5** (1974), p. 463
13）*F.* MATHIEU: Rev. Universelle des Mines, **18** (1962), p. 482
14）瀬川 清: 鉄冶金反応工学 (1977), p. 100 [日刊工業新聞社]