

## 水面に衝突する高密度噴流の拡がり幅

SPREADING RATE OF DENSE JET IMPINGING  
ON THE FREE SURFACE

浅枝 隆\*・中井正則\*\*・玉井信行\*\*\*

By Takashi ASAEDA, Masanori NAKAI and Nobuyuki TAMAI

When a vertical dense jet impinges on the free surface, it spreads along the surface farther than is expected by the equivalence of the horizontal momentum and gravity, then plunges suddenly downwards. In this study, the mechanism of the widely spreading was investigated analytically and experimentally. At first, the spreading of the horizontal surface dense jet was obtained, then the idea was extended to the case of the vertical dense jet impinging on the free surface. The mechanism elucidated is as follows: The free surface of the horizontal jet depresses resulting from the velocity head there. The jet keeps to flow along the surface, until the excessive density of the jet exceeds the pressure decrease resulting from the depression.

Keywords: horizontal dense jet, spreading rate, impinging jet, surface plume, plunging

## 1. はじめに

連続成層中に放出された鉛直密度噴流が勢いよく水面に衝突した場合に、水面に接するようにして水平に広く拡がる現象はよくみられるものである。Photo 1 は水深約 15 m で水面下約 10 m の場所に約 6°C の温度躍層が存在する湖で約 10 l/s の空気を湖底から放出した際の水面の写真である。湖底から放出された気泡は気泡噴流を形成し深部の温度の低い高密度の流体を水面まで持ち上げる。持ち上げられて水面に達した流体は放物線状の軌道を描いてそのままもぐりこむのではなく周囲に大きく拡がり、その後で急にもぐりこみ始める。そのため、水平に拡がった流体はしばらくの間空気に接している。そのため、この拡がり幅が大きければ大きいほど、たとえば、曝気を目的とした場合にはより多くの溶存酸素を水中に運びこめることになり、また、気泡噴流を用いて水面上に浮遊する汚染物質の拡散を抑制することを目的としている場合には気泡の発生場所をより疎にすることができるであろう。このように、水面での噴流の拡がり

幅は実際の水域で噴流をこうした目的に利用しようとする際にはきわめて重要なパラメーターである。

このように、成層した流体中で噴流により下層の流体が持ち上げられた場合には、水面の位置での噴流の密度は周囲のものより大きく、密度の大きい流体が水面直下を拡がっていることになる。こうした場合、単純に重力だけの作用であれば、噴流は放物線を描いて下降することになるが、このように水面に接して拡がる場合には放物線軌道で与えられるよりもはるかに遠くまで拡がる。

これに類似した現象は従来、Sawyer<sup>1)</sup>による Coanda 効果の研究、有田と玉井<sup>2)</sup>による噴流の再付着の研究がある。しかし、これらの現象は基本的に噴流が曲がるこ

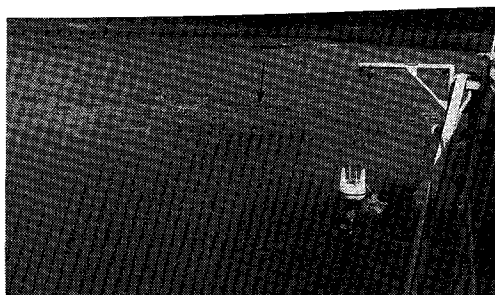


Photo 1 Bubble plume in a reservoir.

\* 正会員 工博 埼玉大学助教授 工学部建設基礎工学科  
(〒338 浦和市下大久保 255)

\*\* 正会員 工修 東京大学助手 工学部土木工学科

\*\*\* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

とによる Coanda 効果が主因となっており、本論文で取り扱っているように噴流が水平に移動していく場合にはそうした影響は考えられない。本研究では、このように水面に衝突した鉛直噴流が水面直下を水平に進んでいく場合を対象にし、その基本的原因をできるだけ単純に説明することを試みたものである。

## 2. 実験装置および実験方法

実験では、まず現象を単純化した二次元的な実験を行い、次に下方から噴流を水面に衝突させる軸対称な実験を行った。

### a) 二次元実験

二次元的な実験においては Fig. 1 に示されるような水槽を用いた。この水槽は長さ 2 m、幅 13.5 cm、深さ 55 cm であり、一端にノズルが取り付けられている。ノズルはホースで高水槽につながれている。また出口の面積はスムーズに縮流され出口のノズルの奥側の約 1/3 倍の面積となっており、ノズルに達するまでに生じた乱れを少しでも減衰させるようになっている。また、他の端にはせきおよび壁に 3 個の排水口を分布させ流入流量によって水位を一定に保つようにせきの高さ、排水口の開閉を調節した。

実験ではあらかじめ水槽中に真水を満たしておきノズルから一定の濃度の塩水を放出した。そのときに現われる現象をシャドウグラフ法によって可視化し、それを 2～5 秒間隔で写真に撮り解析した。ノズルから高密度の塩水を放出させる際には、水面での速度を最も大きくするように水位を放出水がノズル口いっぱいにならないように調節した。また、噴出口出口にプロベラ流速計を設置し、噴出流速を測定するとともに、排出口から一定の間隔で電導度計を配置して濃度を測定した。実験において、放出した噴流の初期の過剰密度は  $0.002 \sim 0.015 \text{ g/cm}^3$ 、流速は  $3 \sim 3.5 \text{ cm/s}$  である。

### b) 三次元実験

水面に下方から噴流を衝突させる場合の実験では、Fig. 2 に示されるような水槽を用いた。この水槽は幅 1.5 m の正方形断面をしており、深さは 1 m である。また、水槽の中央部に一部深い部分がつくられている。この水槽の中央に内径 4.8 cm の筒を取り付け、その筒はホースで高水槽につながれている。実験では筒の先端から 3, 5, および 7 cm の距離のところに水面がくるように真水を入れておき、筒から所定の塩水を放出することによって実験を行った。あらかじめ塩水には蛍光染料で色をつけておき、それに鉛直のスリットを通過した光を照射することによって筒の軸を含む断面内の流体の動きを可視化し、現象を写真に撮り解析した。また、この場合においてもシャドウグラフ法を用いた可視化を行

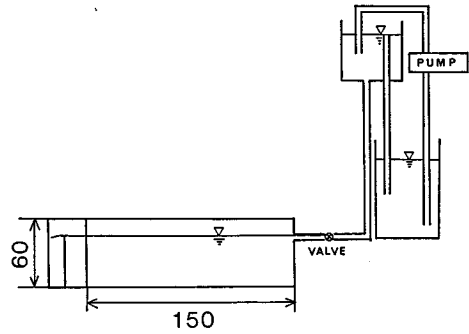


Fig. 1 Experimental apparatus used for the horizontal dense jet.

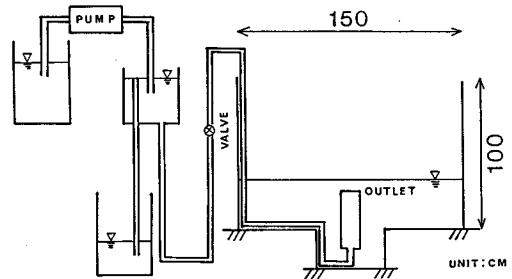


Fig. 2 Experimental apparatus used for the vertical impinging dense jet.

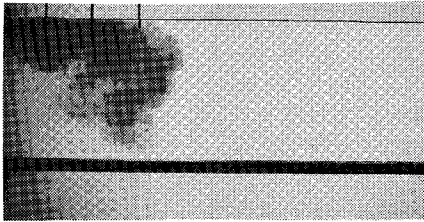
い、染料の拡がりを実際の流体の拡がりに対応していることを確かめた。この場合水面の位置はしだいに上昇していたが、その速度は  $0.2 \text{ mm/s}$  以下であり、ほぼ定常と仮定してよい条件であるといえる。また、噴出口周辺に電導度計を配置し噴流の中の密度の変化、水平噴流の下側の領域の密度などを測定した。実験において放出流量は  $160 \sim 360 \text{ cm}^3/\text{s}$ 、初期の過剰密度は  $0.005 \sim 0.023 \text{ g/cm}^3$  である。

## 3. 水面近傍に放出された二次元噴流の挙動

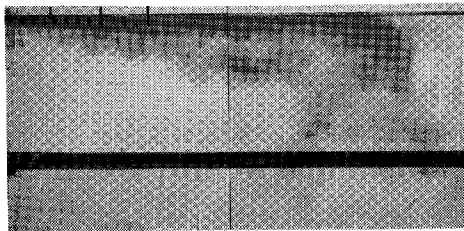
Photo 2(a) はノズルから放出された流体の周囲に比べて過剰な密度による重力効果が流体の運動量に比較して小さい場合の現象を可視化したものである。

放出された流体は噴流の下側の流体を連行し、また速度が低下するために噴流としての厚さは増加する。しかも、噴流の下縁に生成した渦は流下とともに大きくなると同時に噴流の下側に押し出される。押し出された大規模渦は、重力の効果で次々と噴流から離れ落下していく。したがって、十分な時間が経過した後は噴流部の特性はほとんど変化しないまま残されるが、下側の境界は次々に落下する大規模渦の軌跡の包絡線で表わされるようになる。

水面に沿って進む噴流はある区間の間水面に接して進



(a) Initial density excess 0.0040 g/cm<sup>3</sup>, average velocity 6.5 cm/s



(b) Initial density excess 0.0040 g/cm<sup>3</sup>, average velocity 25.0 cm/s

Photo 2 Visualized horizontal dense jet.

みその後急激にもぐりこみ始める。もぐりこむ際には周囲の多くの流体を連行し、またもぐりこむ速度は水平に進んでいたときの速度よりも小さい。そのため、もぐりこんでいる部分の厚さはそれ以前の水平に進んでいる間よりも厚くなっている。

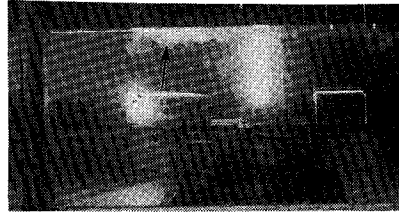
放出された流体に働く重力の効果が放出運動量に比べて大きい場合には噴流は水面に沿って進むことなく放物線軌道を描いて下降していく。しかし、この場合においても一部の流体はある距離の間水面にはりつくように残される (Photo 2(b))。

#### 4. 水面に衝突後の噴流の挙動

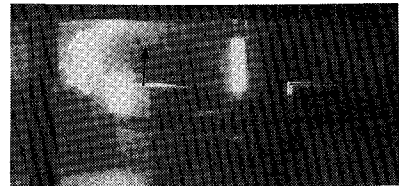
噴流の初期密度に比較して放出運動量が大きい場合には、噴流は Photo 3 に示されるような挙動をとる。

水面に衝突した高密度の噴流は当初水面に接してそのまま水平に拡がる。この際に噴流厚さは、中心からの距離とともに少しずつ厚くなっていく。しかし、この場合にも噴流の軌跡が放物線を描いて、下降していくことはなく、しばらく水平に拡がった後、Photo 3(b) にみられるように、ある位置から急激にもぐりこみ始める。しかもその際に多くの周囲流体を連行し、また水平に進行していた間の速度に比べもぐりこむ速度の方が小さいために、水平に拡がっている間には非常に小さかった厚さが厚くなり、濃度が薄くなる。

一方、このように水面近傍から流体を放出した場合には噴流が水平に拡がる過程で多くの流体を連行している。そのために、周囲から中心部、厳密には水平に拡がっている噴流に向けてゆっくりとした流れが存在している。そのために、もぐり始めた流体は下降の過程で、内側に



(a) Initial density excess 0.0060 g/cm<sup>3</sup>, discharge 197.8 cm<sup>3</sup>/s



(b) Initial density excess 0.0075 g/cm<sup>3</sup>, discharge 342.5 cm<sup>3</sup>/s

Photo 3 Visualized vertical impinging dense jet.

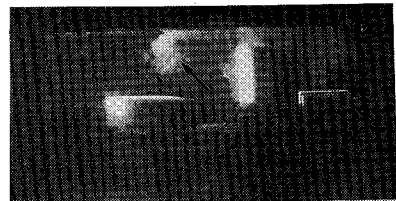


Photo 4 Visualized vortex ring in surface plume (Initial density excess 0.0105 g/cm<sup>3</sup>, discharge 342.5 cm<sup>3</sup>/s).

巻き込まれる。水平噴流の連行力よりも重力の方が卓越するために、巻き込まれた流体の多くの部分は水平に拡がっている噴流にまで達し連行される以前に下方に降下していく。しかし、一部はそのまま水平噴流に連行され、同様な過程を繰り返す。したがって、現象的には噴出口の軸を中心軸にして正の向きに回転する渦輪が形成される (Photo 4 参照)。

軸対称な場合にも水面に接して水平に拡がっている噴流の下縁からは噴流の下側にとり残された大規模渦が重力の作用で次々に降下していく。しかし、そうした流体は主に水平噴流の下端の流体であり水面付近の流速の速い部分はほとんど影響されずに残される。

#### 5. 二次元噴流の水面での拡がり幅

ここでいう解析では、詳細な数値を求めることよりも簡単な考察によって基本的な機構のみを求めることにする。

水面に接するように放流された二次元噴流では前述のように噴流下面ではせん断力により渦が発生し、合体により大きくなる。そうした大規模渦が次々に落下していくが、噴流部そのものはほとんど影響されず残されている。

る。このことからこの噴流部については近似的に水面に接するように放流された密度差のない水平な二次元噴流の性質を仮定してもそれほど大きな誤差は現われないと考えるとよいであろう。

噴流の確立領域では Rajaratnam<sup>3)</sup> によれば、最大流速、流速が水面での値の半分になる深さおよび流量の流下方向変化は次式で表わされる。

$$\frac{u_c}{u_0} = 3.12 \sqrt{\frac{b_0}{x+1.2 b_0}} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{b}{b_0} = 0.1 \frac{x+1.2 b_0}{b_0} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{Q}{Q_0} = 0.44 \sqrt{\frac{x+1.2 b_0}{b_0}} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $x$  は放出口からの距離、 $u_c$ 、 $b$ 、 $Q$  はそれぞれ  $x$  における最大流速、水面から流速が半分になる高さまでの距離、流量、また、 $u_0$ 、 $b_0$ 、 $Q_0$  はそれぞれ初期流速、放出口での噴流の厚さ、初期流量である (Fig. 3 参照)。以上の3式はいずれも密度差をもたない噴流に対するものであり、高密度噴流が拡がっていく場合のものとは異なるであろう。しかし、確かに噴流の下縁付近の流体は重力の効果で大規模渦となって離脱し落下するもの、噴流を構成する大部分の流体は水面に沿って流下している。しかも、この離脱していった渦は離脱した時点ですでに多くの水平な運動量を失ってしまっており、流れ自身がこの渦によって持ち去られる水平方向の運動量はそれほど大きなものとはいえない。さらに、こうした離脱が噴流下縁で生じていることから渦の離脱による体積の減少も水面付近の流れに大きな影響を及ぼすとは思われない。こうした仮定のもとに、距離  $x$  の点における噴流の水面での過剰な密度  $\Delta\rho$  は次式で表わされる。

$$\Delta\rho = \frac{\Delta\rho_0 Q_0}{\alpha_1/\alpha_2 Q} \left( \alpha_1 = \int_0^\infty f(s)g(s)ds, \alpha_2 = \int f(s)ds \right) \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $\rho_0$  は初期過剰密度、 $f(s)$ 、 $g(s)$  ( $s=z/h$ 、 $z$  は鉛直下向きの座標) はそれぞれ、流速、過剰密度の相似分布関数形である。

もぐりこみ線以遠での流速は十分小さいので、自由水面に沿って Bernoulli の定理を適用すると噴流の存在し

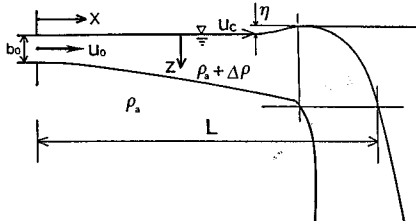


Fig. 3 Definition sketch and coordinate system.

ている場所での水面はそれ以遠に比べて

$$\eta = \frac{u_m^2}{2g} \dots\dots\dots (5)$$

だけ低いことになる。ここで、 $u_m$  は噴流の断面内での平均流速である。

また、十分に広い場では噴流の下縁より深いところでの流速は噴流の流速に比べて十分小さく、噴流下縁以下の水平な面に働く圧力のもぐりこみ線以内と以遠でほとんど変わらないと考えるとよいであろう。したがって、噴流の下縁より低い位置  $z_0$  にある水平な面に働くもぐりこみ線以内と以遠の静水圧に

$$\int_{z_0}^{z_0-\eta} (\rho + \Delta\rho)gdz \leq \int_{z_0}^{z_0} \rho gdz \dots\dots\dots (6)$$

の関係が成立するうちは、たとえ高密度の流体であっても水面に接して流れ得ることになる。ここに、 $z_0$  はもぐりこみ線以遠の水面の位置、 $\rho$  はもぐりこみ線以遠の流体の密度である。噴流の速度の2乗の流下方向の低下率は過剰密度の低下率よりも大きいために、しばらく流下するともはや式 (6) を満たすことができなくなり、この時点でもぐりこみを開始する。

式 (1)~(5) を式 (6) に代入してもぐりこみ線の位置が次式のように初期密度フルード数の関数として求まる。

$$\frac{L}{b_0} = 2.07 Fd_0^{1/3} \left( Fd_0 = \frac{u_0}{\sqrt{(\Delta\rho_0/\rho_0)gb_0}} \right) \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $L$  はもぐりこみ線の位置 (拡がり幅) である。実験によって得られたもぐりこみ線の位置を式 (7) に示される解析結果と比較したものが Fig. 4 である。この図より、解析結果と実験結果とは良く一致していると

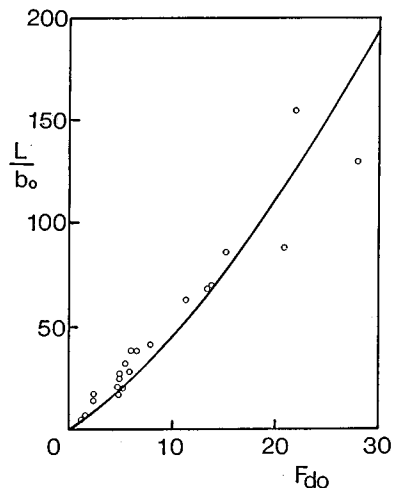


Fig. 4 Spreading length of horizontal dense jet versus initial densimetric Froude numbers (O : experimental results, — : eq. (7)).

いっていいだろう。このことから、噴流が水面に沿って大きく拡がる原因は噴流中の速度水頭分だけ圧力が低下するためであるといえる。

### 6. 二次元噴流の下縁の形状

このように噴流の上縁は広い区間にわたって水面に接しているための結果として噴流から押し出された大規模渦が噴流部分から遊離、落下し、全体としての流動幅が拡がることになる。

Fig. 5 に示すように噴流の下縁から下側に押し出された大規模渦は周囲の水を連行しながら放物線状に下降する。この現象は高密度のサーマルが落下していくときの現象に類似したものと考えてよいであろう。噴流下縁から降下する大規模渦の場合、水平方向に運動量をもつという点では従来研究されたサーマルの現象と異なっている。しかし、発生する個々の大規模渦の特性には大きなばらつきがあることを考えれば噴流下縁の軌跡の概略を見積るうえにはこの理論で十分であろう。そこで、ここでは噴流のもつ密度と水平運動量を有したサーマルが水平の運動量を保存したままで周囲の水を連行しながら降下する現象ととらえることができる。その場合、周囲の密度の軽い静止した水を連行し体積を増すわけであるから、速度の水平方向成分、鉛直方向成分ともに落下距離とともに減少していく。

Scorer<sup>4)</sup> は実験よりサーマルは同じ形状を保ちながら降下すると仮定してサーマルの運動を解析した。彼によれば、サーマルの位置および体積は時間の関数として次式で与えられる。

$$z = \sqrt{\frac{t}{k}} \dots\dots\dots (8)$$

$$V = m \left(\frac{z}{n}\right)^3 \dots\dots\dots (9)$$

$$\left(k = \frac{\sqrt{m}}{2nc} \cdot \frac{1}{\sqrt{gB_0V_0}}\right)$$

ここで、 $V$  はサーマルの体積、 $z$  はサーマルの位置、 $V_0$  はサーマルの初期体積、 $B_0$  はサーマルの初期浮力、 $g$  は重力の加速度、 $t$  は時間、 $k$ 、 $m (=3)$ 、 $n (=4)$ 、

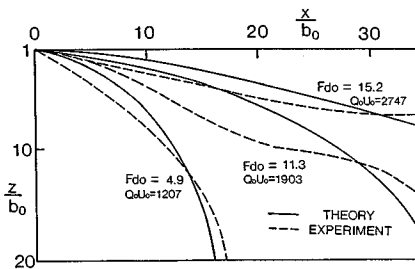


Fig. 5 Path line of the lower edge of the horizontal dense jet.

$c (=1.2)$  は定数である。初期体積  $V_0$  は噴流中に存在する大規模渦の体積にあたる。1つの渦の体積はおおよそ噴流の流量を渦の発生周波数で割ったものと考えてよいであろう。もちろん、厳密にはこの見積りは正しくないが、いくつも形成される渦の中のいくつかは落下しているものであり、その中で最も大規模なものはこのスケールであると考えるのは間違いではない。渦の発生周波数には中辻<sup>5)</sup>による運動量厚さを用いたストローハル数  $St = 0.069$  を用いた。また、大規模渦の落下速度の水平成分は、一応ここでは落下開始時のものが保存されたとした。実験より求まる落下する渦を含んだ噴流の形状を放出口の噴流厚さで無次元化して示したものが Fig. 5 である。また、図中に落下する渦の包絡線の解析結果を密度フルード数  $Fd (=u_0/\sqrt{(B_0gb_0)})$  と初期の運動量  $Q_0U_0$  ( $\text{cm}^4/\text{s}^2$ ) をパラメーターにして示してある。同図より解析結果は初期には実験結果より大きめでありその後実験結果より小さめの値を示す。しかし、噴流放出後しばらくは流速分布等は相似形で表わされるものとは異なること、渦の体積の見積りにも問題が残されていることを考えれば全体としてみれば解析結果と実験結果は良く一致しているといつてよいであろう。

### 7. 水面に衝突する三次元噴流の拡がり幅

Fig. 6 に示すように水面のすぐ近くにある出口から放出された三次元軸対称噴流は水面に衝突し、水面に沿って放射状にある距離拡がった後、急にもぐりこみ下降ブリュームとして降下する。二次元噴流の場合にこの大きく拡がる原因が噴流のもつ速度水頭のための水面位置の低下にあることを明らかにした。ここでは、それと同じ方法を軸対称な衝突噴流に適用する。

最初に噴流が水面へ衝突するときの現象について解析する。噴流の水面への衝突前および後に対して流量、質量ならびにエネルギーの保存を適用し水平ブリュームとして拡がる場合の初期条件を求める。Fig. 6 における断面1と断面2とに Lee and Jirka<sup>6)</sup> にない次式を適用する。

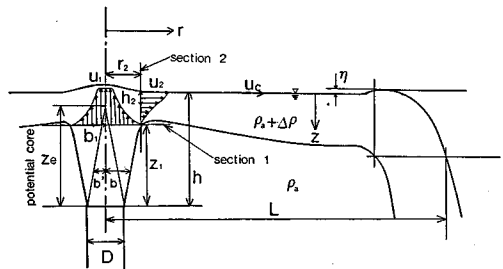


Fig. 6 Definition sketch and coordinate system.

$$u_1 \beta_1 = \sqrt{\pi} u_2 r_2 h_2 \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{\Delta \rho_1}{\rho_a} \frac{\beta_2}{\beta_1} = \frac{\Delta \rho_2}{\rho_a} \frac{1}{\sqrt{2}} \dots\dots\dots (11)$$

$$(1-K_L) \frac{u_1^2 \beta_2}{2g \beta_1} - \frac{u_1^2}{6\sqrt{3}} \left(\frac{b_1}{h_2}\right)^2 = \frac{\lambda^2}{1+\lambda^2} \frac{\Delta \rho_1}{\rho_a} h_2 \frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{\Delta \rho_1}{\rho_a} 2 h_2 \frac{\beta_2}{\beta_1} \dots\dots\dots (12)$$

$$\left[ \begin{aligned} \beta_1 &= b^2 + b'^2 + bb' \sqrt{\pi}, & \beta_2 &= \lambda^2 / (1 + \lambda^2) b^2 + b'^2 + \sqrt{\lambda^2 / (1 + \lambda^2)} \sqrt{\pi} bb', & \beta_3 &= b^2 / 3 + b'^2 + \sqrt{\pi / 3} bb', \\ Z_e &= (b - D/2) / \varepsilon, & r_2 &= 2 b_1, & \frac{u_1^2}{u_0^2} &= \alpha^2 = \frac{1 + \frac{4}{F d_0^2} \left( \frac{Z_1}{12 D} + \frac{\sqrt{\pi} \varepsilon \lambda (Z_1 / D)^2}{12} + \frac{\lambda^2 \varepsilon^2 (Z_1 / D)^3}{3} \right)}{1 + \left( \sqrt{2} \pi \varepsilon - \frac{2}{(Z_e / D)} \right) \frac{Z_1}{D} + \left( 2 \varepsilon^2 + \frac{1}{(Z_e / D)^2} - \frac{\sqrt{2} \pi \varepsilon}{Z_e / D} \right) \left( \frac{Z_1}{D} \right)^2} \end{aligned} \right.$$

ここで、添字 0, 1, 2 はそれぞれ放出口、断面 1 および断面 2 における諸量を示している。u<sub>0</sub> は平均流速、u<sub>1</sub>, u<sub>2</sub> は最大流速、Δρ<sub>0</sub> は平均密度差、Δρ<sub>1</sub> (=Δρ<sub>0</sub>)、Δρ<sub>2</sub> は最大密度差、ρ<sub>a</sub> は周囲水密度、b<sub>1</sub>, h<sub>2</sub> は流速が最大値の半分になる位置までの距離、r<sub>2</sub> は水平プリュームの初期位置、h は放出口から水面までの距離、D は放出口の直径、b および b' は鉛直噴流の半径およびポテンシャルコア領域の半径、Z<sub>e</sub> はポテンシャルコア領域の長さ、ε は鉛直噴流の流速の拡がり率、λ (=1.14) は流速と密度差の拡がり率の比、K<sub>L</sub> (=0.2) は衝突による速度水頭の損失係数、F<sub>d0</sub> は初期密度フルード数である。これらの方程式を一変数について整理すると、その変数に関する高次の代数方程式となる。ここでは解を数値的に求めた。解は h<sub>2</sub> を用いて次式のように表わされる。

$$u_2 = \frac{a u_0}{2 \sqrt{\pi} (\varepsilon (H - 2.8 h_2) + D/2) h_2} \dots\dots\dots (13)$$

$$\Delta \rho_2 = \sqrt{2} \frac{\beta_2}{\beta_1} \Delta \rho_0 \dots\dots\dots (14)$$

$$r_2 = 2 (\varepsilon (H - 2.8 h_2) + D/2) \dots\dots\dots (15)$$

次に、放射状に拡がる水平プリュームの部分の性質は二次元噴流の場合と同様に密度差のない場合の結果を利用する。ここでは Rajaratnam<sup>3)</sup> による次式を用いる。

$$\frac{u_c}{u_0} = 3.5 \frac{\sqrt{h_2 r_2}}{r} \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{h}{h_2} = 0.11 \frac{r}{h_2} \dots\dots\dots (17)$$

ここで、h は噴流の流速が水面での値の半分になる深さ、h<sub>2</sub> はその放出口時の値、r は中心軸から放射状にとった座標、r<sub>2</sub> は放出位置、u<sub>c</sub> は噴流の水面での流速、u<sub>2</sub> は噴流の初期流速を表わす。また、距離 r での噴流と周囲との水面での密度差は

$$\Delta \rho_c = \frac{\Delta \rho_2 u_2 r_2}{u_c r} \dots\dots\dots (18)$$

で表わされる。ここに、Δρ<sub>2</sub> は初期の最大密度差である。以下も二次元噴流の場合と同様な考え方をする。水面に沿って Bernoulli の定理を適用すると、水面で流速のある場所の水面は

$$\eta = \frac{u_m^2}{2g} \dots\dots\dots (19)$$

だけ低いことになる。ここで、u<sub>m</sub> は噴流の断面内での平均流速である。二次元の噴流の場合と同様に噴流の密度ともぐりこみ線以内での水面低下量との間に

$$\int_{z_0}^{z_0-\eta} (\rho + \Delta \rho) g dz \leq \int_{z_0}^{z_0} \rho g dz \dots\dots\dots (20)$$

の関係が成立している間は高密度の水は水面に接して流れ得ることができ、この関係が満たされなくなるともぐりこみ始める。式 (20) に式 (16)~(19) を代入してもぐりこみ線の半径が

$$\frac{L}{D} = C_0 \sqrt{\varepsilon \left( \frac{h}{D} - \frac{2.8 h_2}{D} + \frac{1}{2} \right)} \cdot F d_0 \dots\dots\dots (21)$$

(C<sub>0</sub> : 数値的に求まる定数)

と求まる。ここで、L はもぐりこみ線の半径 (拡がり幅) である。すなわち、プリュームのもぐりこみ線の半径は初期密度フルード数 F<sub>d0</sub> と放出口から水面までの無次元距離 h/D の 2 つのパラメーターによって決まる。

もぐりこみ線の半径の解析結果と実験結果とを比較したのが Fig. 7 である。同図より、解析結果は実験結果よりやや大きめになるがおおむね両者は良く一致している。また、同図より水面に衝突した高密度噴流は放出口の位置が水面に近いほどよく拡がることになる。これは水面に衝突する際の運動量が大きいためである。

### 8. 工学的応用に際しての現地観測との比較

本研究で得られた結果が実際に役立てられるためには

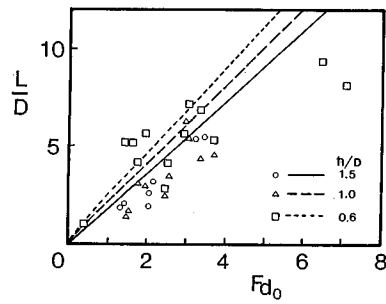


Fig. 7 Spreading length of vertical impinging dense jet versus initial densimetric Froude numbers.

現象が実際に利用される規模になっても現象を十分予測し得ることが必要である。その可能性を示す例として、1. で挙げた場合を例にとってその拡がり幅を見積ってみる。

これは、温度成層の存在する水深約 20 m の貯水池で約 10 m のところに 10°C 程度の温度躍層が存在している。水底より一辺 1 m の正方形に組まれた鉄パイプの表面に穴をあけた散気管により空気を 10 (l/s) で放出している場合である。ここでは、温度成層が空気噴流そのものに及ぼす影響は少ないので空気噴流の性質については Milgram<sup>7)</sup>, Asaeda and Imberger<sup>8)</sup> の実験で得られた関係を用いる。その場合、水面から十分な距離がありまだ鉛直方向の噴流の形状を示していると思われる水面下約 1 m の点での気泡噴流の流速は約 19 cm/s であり、躍層の位置からこの位置まで上昇するまでに空気噴流は約 3.6 倍希釈されており、また、噴流の直径は約 2.0 m である。これらの値よりこの位置での密度フルード数  $Fd$  が約 3.0 と求められる。ここでは、この位置から噴流を放出したとして水面での放射状ブリュームの拡がり半径を Fig. 11 によって求めるとその値は約 14 m となる。この値は目視観測による結果とほぼ一致しており、本研究で行った解析は現地規模の条件でも十分適用し得るといってよいだろう。

## 9. むすび

最後に、本研究で得られた結果を列挙する。

(1) 水面に接して流れる二次元の水平高密度噴流の拡がり幅を解析した。その結果、拡がり幅は初期密度フルード数のみの関数となることが示された。また、解析結果は実験結果とよく一致していた。

(2) この場合の噴流の下縁の軌跡をサーマルの降下現象に関する結果を用いて解析した。解析により得られた軌跡は、実験による観察とよく一致していた。

(3) 水面に衝突する軸対称噴流の水面での拡がり幅

を衝突部とその後の放射状噴流の部分に分けて解析した。拡がり幅は放出口での初期密度フルード数と放出口の直径で無次元化された水面までの距離の 2 つのパラメーターで決定されることがわかった。また、解析結果は実験結果とよく一致していた。

(4) ここで行った解析の結果を実際の観測結果と比べてみた。その結果、両者はよく一致し、現地規模のものにも適用可能である。

謝 辞：本研究を行うにあたって、文部省科学研究費（試験研究 (A)、代表：浅枝 隆）の援助を受けた。記して感謝いたします。

## 参 考 文 献

- 1) Sawyer, R. A. : Two-dimensional reattaching jet flows including the effect of curvature on entrainment, *J. Fluid Mech.*, Vol. 17, pp. 481~489, 1963.
- 2) 有田正光・玉井信行：汀線に対して斜めに放流される噴流の再付着現象に関する実験的研究，第 29 回水理講演会論文集，pp. 335~340, 1985.
- 3) Rajaratnam, N. : *Turbulent jets*, Elsevier Scientific Publishing Company, 1976.
- 4) Scorer, R.S. : Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid, *J. Fluid Mech.*, Vol. 2, pp. 583~594, 1957.
- 5) 中辻啓二：表層密度噴流の混合機構と拡がりに関する基礎的研究，大阪大学学位論文，1984.
- 6) Lee, J.H.W. and Jirka, G.H. : Vertical round buoyant jet in shallow water, *J. Hyd. Div., Proc. ASCE*, HY12, pp. 1651~1675, 1981.
- 7) Milgram, J.H. : Mean flow in round bubble plumes, *J. Fluid Mech.*, Vol. 133, pp. 345~376, 1983.
- 8) Asaeda, T. and Imberger, J. : Structures of bubble plumes in stratified environments, *J. Fluid Mech.*, (to be submitted).

(1989. 3. 13・受付)