

大阪大学工学部 正員 ○村岡 浩 嗣  
同 大学院 学生員 中山 茂 雄

はしがき: submerged jet については Tollmien, Kuetha による拡散理論, Rouse による次元的研究などを中心として多くの実験がある。また壁面に衝突する jet についても, 岩崎, 千秋諸氏ら, および Rouse を中心とするグループによる研究があるが, 自由水表面に噴射する jet については数少ない。この場合水面では hump 状の水位上昇が生じ, 強い擾乱を伴って放散し, 流れの拡散機構は傾斜の場合, かつ非静水圧の場合で考えねばならず理論的解明は容易でない。筆者の一人は以前に発電水力の実験で draft から basin に至る流れによって水面および拡散機構に同様の複雑性を観測したので, ここで基礎的に鉛直上向き噴流の実験考察を進めたものである。

1. 実験装置: 三次元噴流を扱うものとして水槽は図-1 に示すごとく, 1m かく

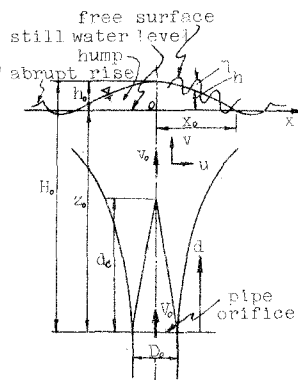


図-2 記号の説明図

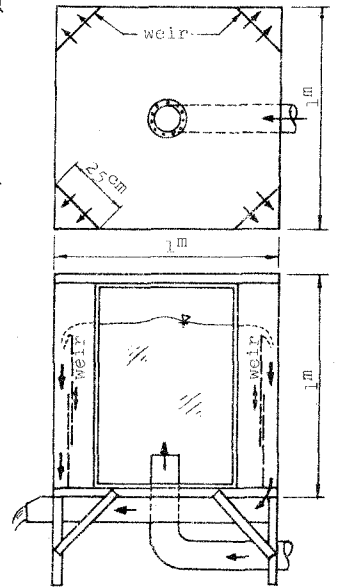


図-1 実験装置

のものを使用する。流れが周辺に放散するよう, 水槽の四隅に上下方向に可動な堰を設けそれより排水する。pipe orifice の径は 12.44, 7.80, 2.80 cm の3種とし, それと各種水深とを組合せによって理想噴流の A, B, C 領域<sup>1)</sup>に相当するかぶりの水深を得ることが出来る。水位観測は抵抗線式水位計, 流運は内径 1mm の注射針によるピトー管で測定した。なお, 以下の説明に用いる諸元の記号を図-2 に示す。

2. 平均水面形: 噴流によって水面に生ずる水位上昇, 水面擾乱現象を次元的に考察すれば, 関係する要素は代表的な長さの他に, 流入流速:  $V_0$ , 流体密度:  $\rho$ , 重力加速度:  $g$ , であろう。すなわち

$$f(h/z_0, x, z_0, D_0, V_0, \rho, g) = 0 \quad (1)$$

で表現出来る。 $V_0$  の代りに流入する物理量として

$$\left. \begin{aligned} Q_0 &= \rho(\pi D_0^2/4) V_0 && \text{volume flux} \\ M_0 &= \rho(\pi D_0^2/4) V_0^2 && \text{momentum flux} \\ E_0 &= \rho(\pi D_0^2/4) V_0^3 && \text{energy flux} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

などが考えられるが, これによって  $h$  および  $z_0$  は次元解析により形式上 (3)(4) 式によって表わすことが出来る。すなわち

$$h/z_0 \text{ 或 } z_0 = \varphi_1(x/D_0, M_0/\rho g z_0^3) \quad (3)$$

$$= \varphi_2(x/D_0, E_0/\rho g z_0^3 \sqrt{g z_0}) \quad (4)$$

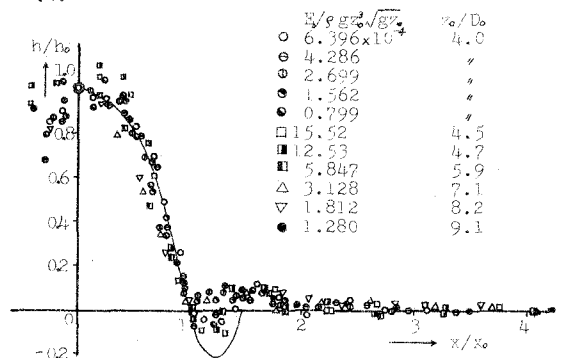


図-3 平均水面形 (曲線は B. Hunt, S.T. Hsu の実験による)

水位上昇は potential energy の貯えであるから (4) 式で整理するのが妥当である。図-3 は平均水位上昇量の測定値である。ここに  $x_0$  は中心線 ( $x=0$ ) から水面形が静水面をきる点までの距離を表わす。測定値で静水面をきらないものは水面形の延長線と静水面の交点より  $x_0$  を定義する。個々の data は記録波形の 10 秒間 (時間間隔 1/10 秒, data 数 100) の平均である。図-3 より平均水面形はほぼ幾何学的に相似と云える。水面の hump は  $Mo$  または  $E_0$  が大きいとき不安定なもので、その peak と end に data のばらつきが多い。図中の曲線は

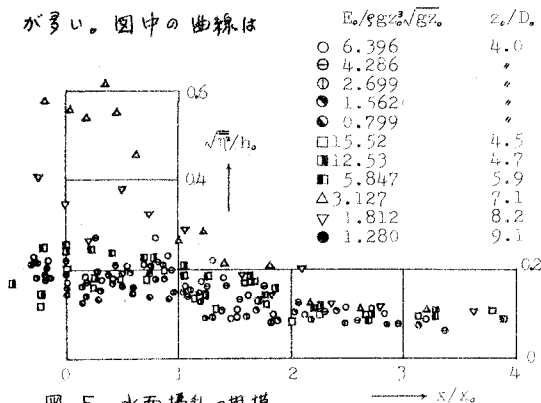


図-5 水面擾乱の規模

B. Hunt らの実験<sup>2)</sup>であり、筆者らの実験値ともよく一致しているが、depression の部分は abrupt rise の前進後退が著しく、記録波形を平均化してみるとそれ程顕著に現われなかった。図-4 は hump の peak 値  $h_0$  について整理したもので、 $Mo$  または  $E_0$  が大きいほど、また  $z_0$  が小さいほど  $h_0$  は大きい。

3. 水面擾乱: 水面上昇は擾乱を伴う。前節と同様 10 秒間の記録波形から  $\eta$  の root mean square  $\sqrt{\eta^2}$  を算出し  $h_0$  との比を場所的に示したのが図-5 である。 $\sqrt{\eta^2}$  は擾乱の有効波高を意味するものであるが、これは中心部で  $h_0$  の 2 割前後であり  $x$  方向への減衰度は小さい。ただ、 $z_0$  が大きくなると見かけ上、水位上昇より擾乱が目立ち、 $\sqrt{\eta^2}/h_0$  も大きくなるが  $\sqrt{\eta^2}$  の絶対量は小さい。擾乱の単位面積当りの potential energy は

$$E_d = \rho g \sqrt{\eta^2} / 2 \quad (5)$$

で表わされるので、これを用いて次元解析すれば

$$z_0 E_d^3 / \rho E_0^3 = f_3(x/D_0, z_0/D_0, E_0 / \rho g z_0^3 \sqrt{gz_0}) \quad (6)$$

となり、この整理によって擾乱の強さの場所的分布をみたのが

図-6 である。これによると擾乱は hump の中央付近よりむしろ

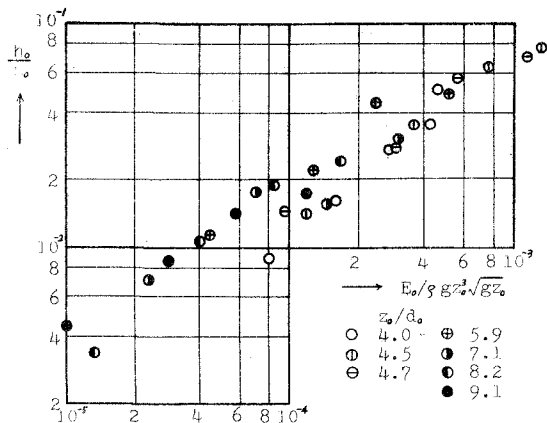


図-4 最大水位上昇量

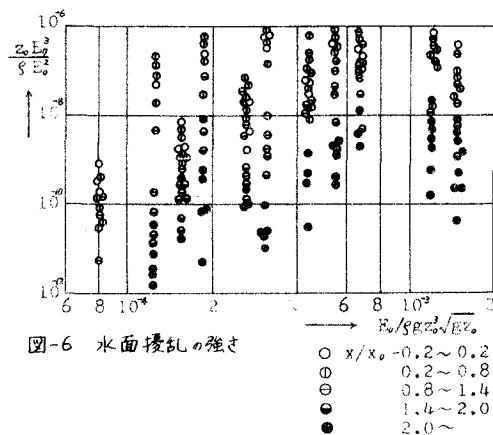


図-6 水面擾乱の強さ

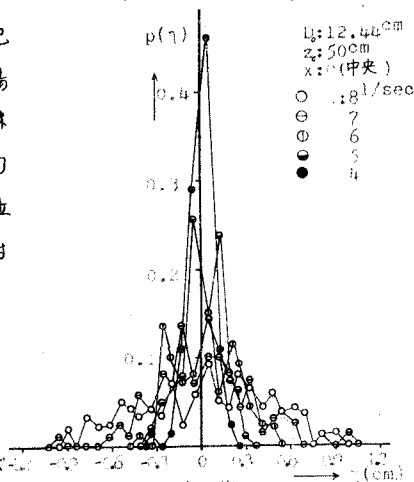


図-7 擾乱波高分布曲線 (流量変化による対比)

る水面傾斜の大きい部分で大きいことがわかる。

図-7、図-8は擾乱波の波高分布曲線の一側である。流量が大きいとき波高分布は平均値の近くに集中し、逆に小さいときは分散が大きいこと、そして水面擾乱域で場所的にその傾向が変わらないことがわかる。

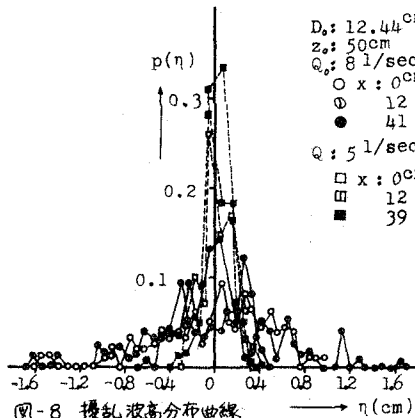


図-8 擾乱波高分布曲線 (測定位置による対比)

4. 噴流中心線の鉛直方向流速: H. Rouseによれば、理想噴流の中心線流速は

$$\begin{cases} v_0 = V_0 (A \text{ 領域}), v_0 = V_0 D_0 / 2 C d (C \text{ 領域}) \\ \text{すなわち } C = D_0 / 2 d \end{cases} \quad (7)$$

で表わされる。水面に向う jet では水面で  $v_0 = 0$  であるから、または (7) 式では表わされない。図-9は  $H_0/D_0 = 4.0$  (理想噴流では A 領域終端付近に相当) とした場合の  $v_0$  の実測値である。これによるとかぶりり水深の 6~7 割まで流速は一定、以後水面に至る部分で減衰しており、その傾向は流入量に依存していないことがわかる。更に図-10は  $H_0/D_0 = 1.8 \sim 8.8$  (A~C 領域) にとった場合の  $v_0$  の変化を表わしたもので、どの場合も  $v_0 = V_0$  (一定) の領域が存在して、これより理想噴流の core が水面より存在して縮小される状態 (以下これを縮小 core と呼ぶ) になると想像される。縮小 core の先端位置を明確にするため  $v_0$  を  $d/H_0$  で整理すると図-11となる。A 領域では  $H_0/D_0$  の増加につれて縮小 core 長さ  $d_c$  と  $H_0$  との比が A, B 領域の境目境界として B 領域では  $d_c/H_0$  が減少しているのは興味深い。

5. 鉛直方向流速分布: H. Rouseによれば流速分布形式を Gauss 分布曲線と仮定し次式のごとく与えた。

$$v/v_0 = \exp(-x^2/2\sigma^2), \quad \text{すなわち } \sigma = C d \quad (8)$$

更に jet の断面で運動量が保存されるとして分布形式を (9)(10) 式のごとく決めている。

$$v/v_0 = \exp[-(x + C d - D_0/2)^2 / 2(C d)^2] \quad (A \text{ 領域}) \quad (9)$$

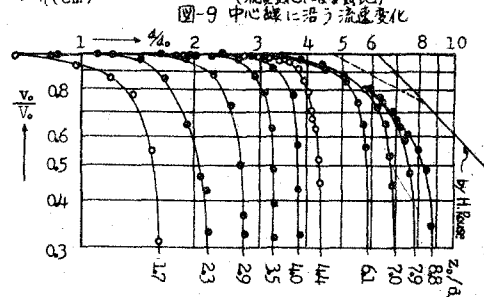
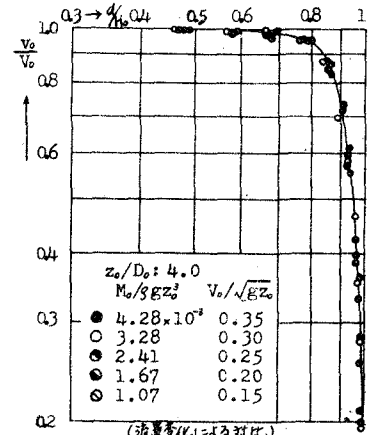


図-10 中心線に沿う流速変化 ( $z_0/D_0$  の変化による対比)

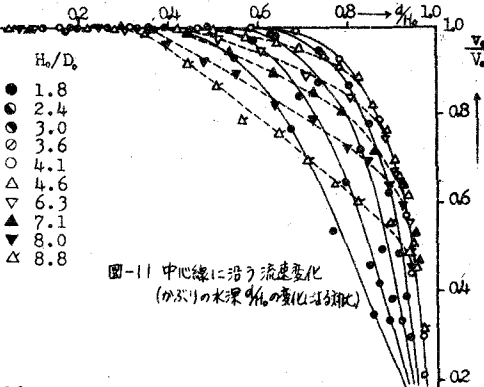


図-11 中心線に沿う流速変化 (かぶりり水深  $d_c$  の変化による対比)

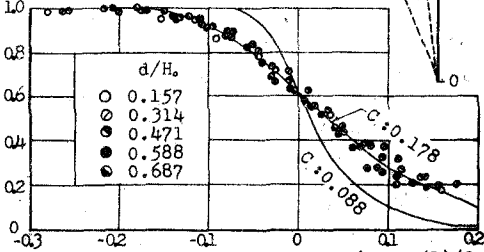


図-12 鉛直方向流速分布 (Core の存在する領域について) (C=0.088 は H. Rouse による理想噴流の場合) (x = D₀/2)/d

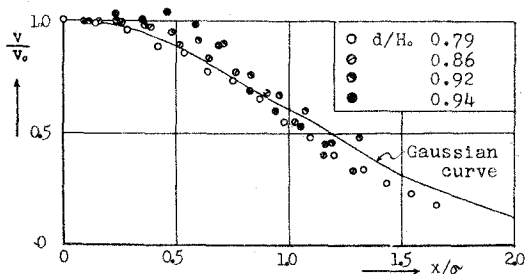


図-13 鉛直方向流速分布 (水面に近い領域について)

$$v/v_0 = (D_0/2Cd) \exp[-x^2/2(Cd)^2] \quad (C \text{ 領域}) \quad (10)$$

前節に述べた縮小 core の流速を確かめる意味で、 $H_0/D_0=4.0$  (理想噴流の A 領域終端付近に相当) につき縮小 core 先端以下の水域での流速分布の測定値 ( $d/H_0=0.687$  以下 data)

を (9) 式の形で整理したのが図-12 である。測定値は  $C=0.178$  とした場合の (9) 式によく一致し、(7) 式を用いて逆算した  $d_0$  より  $d_0/H_0=0.70$  を得る。これは図-9 あるいは図-11 における流速減少率ともよく一致する。すなわち、縮小 core の存在領域では理想噴流の A 領域のごとく取扱うことが出来、ここでは jet の方向に運動量が保存され流速分布は力学的に相似であると考えられる。縮小 core の上方水域での流速分布の測定値を  $C=0.178$  として (8) 式で整理をしたのが図-13 でここでは Gauss 分布に従わない。

6. 水平方向流速分布: 測定値の一例を図-14 に示す。水平方向流速は hump から遠ざかるに従って表層流速の卓越した極めて速度勾配の大きい shear flow となる。

7. 圧力分布: 傾斜流が観測される hump 域では明らかに圧力勾配が存在し、 $\rho$  が一定ならば静圧分布は非静水压的である。中心線に沿う圧力の測定値を示したのが図-15 であり、水面下 20~30% では静水压分布をなす。図-16 は約 70 本の圧力測定値をもとに描いた等圧力線である。このような非静水压の場での噴流拡散は momentum flux が一定でなく流速分布は簡単に規定されない。

謝辞: この実験研究を進めるに当たり、終始適切な助言をいただいた室田明教授に心から謝意を表する次第である。また実験と資料整理に熱心な協力を得た本学技術員川野誠君にも感謝する。終りにこの研究は文部省科研費によるものであることを付記する。

- 参考文献: 1) 例えは「水理公式集」P.234 「La Houille Blanche」no.6 1965.  
2) B. Hunt, S.T. Hsu "Configuration of the Free Surface above a Vertical Jet"  
3) H. Rouse and others "Diffusion of Submerged Jets" Proc. A.S.C.E. vol.74 1948

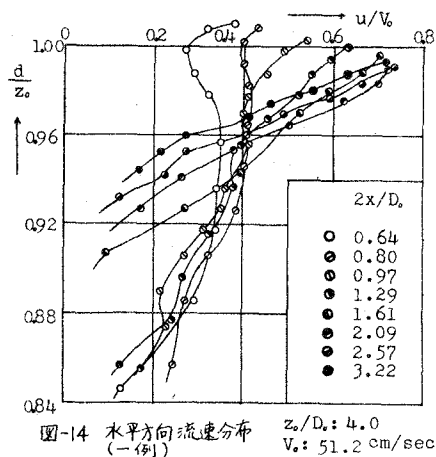


図-14 水平方向流速分布 (一例)  $z_0/D_0: 4.0$   
 $V_0: 51.2 \text{ cm/sec}$

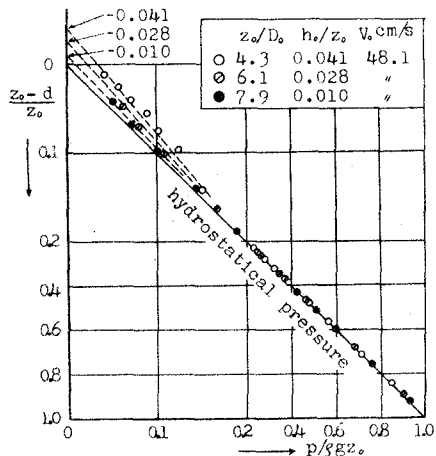


図-15 中心線に沿う圧力分布

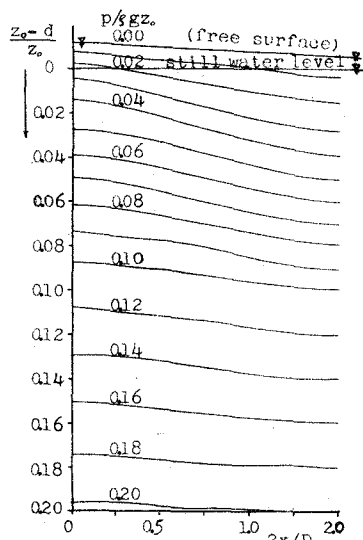


図-16 水表面下の圧力分布  $z_0/D_0: 4.0$   $M/\rho g z_0^2: 2.41 \times 10^{-3}$