

壁面および自由水面の影響を受ける 二次湾曲噴流の特性

齋藤 隆*・大成博文**・赤司信義***・亀田芳満*

The character of plane submerged jet issuing
parallel to a flat plate and water surface

Takashi Saitou, Hirofumi Ohnari
Nobuyoshi Akashi and Yoshimitsu Kameda

Abstract

Detailed pressure and velocity measurement has been performed to determine the cavity length and the value of spread parameter σ which provided for the diffusion of curved jet issuing parallel to a flat plate.

The assumption on the dividing stream-line and the velocity profile which formed along a flat plate after reattachment of curved jet have been assigned somewhat different form that of Bourque's and Sawyer's. The analysis for cavity length and such things which are based on above mentioned assumption agree quite closely with the measurement with regard that. Still more, in order to determine the critical water depth on which the direction of curved jet change, systematic experiment has been performed by means of changing little by little the water depth.

The analysis for the criterion to change the direction of curved jet has been made on the point of view that a main cause of it are pressure down due to reversed flow which yield to be due to grant an entrainment of jet. The agreement with experiment is fairly by satisfactory.

1. 緒 言

噴出流が近接の固体境界面に再接触する現象は古くから Coanda 効果として知られている。湾曲噴流に関する研究は流出係数の決定に関する実験的研究がほとんどで、流れの特性については、Bourque¹⁾ および Sawyer²⁾ がほぼ同時に詳細な実験を行ない、剝離領域の大きさおよび圧力低下量ならびに流出係数などについて考察し興味深い結果を得ている。その後、石原³⁾ は開水路急拡部の非対称流れに対して Sawyer とほぼ同様な仮定を用いて剝離領域の大きさなどについて考察している。Bourque, Sawyer とも Dodd のモデル流れを用いて解析しているが、Dividing Stream-line や再接触後形成される流れの速度分布などについて

の仮定に若干の違いがある。すなわち、Bourque は噴流中心線との間を流れる流量が一定になる線を Dividing Stream-line と、再接触直前の速度分布を Dividing Stream-line で 2 分したものを再接触後形成される速度分布と仮定し、一方、Sawyer は $U/U_m = 0.1$ なる点を連ねた線を Dividing Stream-line と、再接触後形成される流れの最大流速を再接触直前の最大流速 U_m , $U_m \cdot \sin \theta_R$ (逆流, θ_R は再接触角) と仮定している。両者が測定した再接触後形成される流れの速度分布の形は Sawyer の仮定とほぼ一致しているが、再接触後流れが縮流するので最大流速は仮定値より若干大きい。また、剝離領域の大きさ x_R より逆算した湾曲噴流の拘束係数 σ (噴流の拡散角を規定する実験常数で、 σ が大きいほど拡散角が小さい) は自由噴流の σ より大きな値であるが、後述する岩垣⁴⁾ が測定した湾曲噴流の最大流速の逡減からの逆算値では自由噴流の σ より小さい値となっていて、湾曲噴流の流れ特性と剝離領域との関連は未だ十分に解明されている

* 土木工学科

** 徳山工業高等専門学校 土木建築科

*** 西日本工業大学 土木工学科

とは言えない。

岩垣⁴⁾は噴出孔深さを一定に保ち段落高さを変えて湾曲噴流の実験を行ない、段落高さが一定値以上になると噴出流は噴上るとい興味深い事実を見出し、水門下流部における洗堀機構の解明や効果的な洗堀軽減工法に応用できることを指摘している。その後、下流水深が浅い場合に、水門下流部の洗堀がある程度進行すると、洗堀穴方向に湾曲していた噴出流が噴き上げ流れとなり、以後下流水深、洗堀深さ、洗堀形状などとの関連で噴出流の湾曲方向が間欠的に変って、洗堀と埋めもどしとが交互に繰返される間欠的洗堀現象⁵⁾が実験的に確認されているが、このような現象を対象とした研究はみあたらず、これらの湾曲噴流が関係する現象を明らかにすることはきわめて重要な課題である。

本論文は湾曲噴流流れの特性と岩垣の指摘した現象を系統的な実験で把握し、次のようにしてその解析を試みたものである。詳細な速度分布の測定結果から湾曲噴流の拡散を規定する σ を決め、再接触後形成される流れの速度分布は Sawyer の仮定したものと同型であるが、その最大流速は連続条件を満足するように仮定を改め、Bourque の Dividing Stream-line の定義を用いて剝離領域の長さなどについて解析した。さらに、噴出流の湾曲方向が変化する変流限界を下流水深を除々に変えることで実験的に明らかにし、湾曲方向を変化さす主因は連行流を補うために生ずる逆流であるとの観点より考察を行なった。剝離領域の大きさ、変流限界についての解析結果は実験結果とかなり量的にも一致した。

2. 実験装置とその方法

2-1. 次元解析

湾曲噴流の流れの概要と本論文で用いる主な記号を Fig-1 に示す。

点 (x, y) における流速を U 、噴流中心位置 (最大流速点位置) を (x_c, y_c) 、噴出孔から湾曲噴流が再接触する点までの距離 (剝離領域の大きさ) を x_R とすると、これらは次のように表わされる。

$$\frac{U}{U_0} = f_1\left(\frac{x}{B_0}, \frac{y}{B_0}, \frac{H}{B_0}, \frac{D}{B_0}, \frac{U_0^2}{g \cdot B_0}, \frac{U_0 \cdot B_0}{\nu}\right) \quad (1)$$

$$\left(\frac{x_c}{B_0}, \frac{y_c}{B_0}\right) = f_2\left(\frac{H}{B_0}, \frac{D}{B_0}, \frac{U_0^2}{g \cdot B_0}, \frac{U_0 \cdot B_0}{\nu}\right) \quad (2)$$

$$\frac{x_R}{B_0} = f_3\left(\frac{H}{B_0}, \frac{D}{B_0}, \frac{U_0^2}{g \cdot B_0}, \frac{U_0 \cdot B_0}{\nu}\right) \quad (3)$$

ここに、 x, y の原点は噴出孔中心、 g は重力の加速

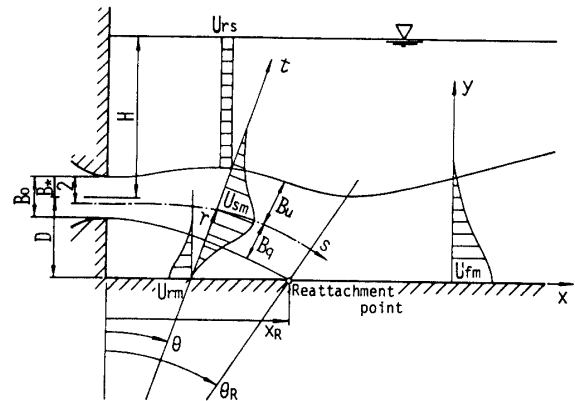


Fig-1 Schematic diagram of flow for the two-dimensional jet reattaching to an offset parallel plate.

度、 ν は動粘性係数である。なほ、 y_c が正の場合が噴き上げ流れ (Separated flow)、負の場合が再接触流 (Reattached flow) である。

本論文で扱う噴出流 (は乱流) であるので、Reynolds 数の影響は小さく、これを無視して、式 (1)~(3) を実験的に検討する。

2-2. 実験装置

実験に用いた水槽は Fig-2 の両面有機ガラス張り鋼製水槽である。水槽上流端静水槽には有機ガラス製のオリフィス形式の噴流発生装置が設置され、上・下流静水槽には水位調節用のポイントゲージ連動の可動せきが設置されている。

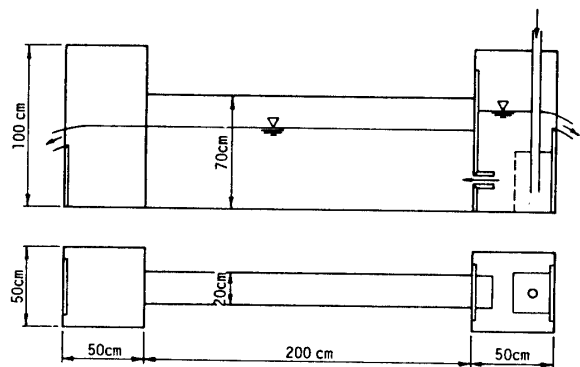


Fig-2 Experimental arrangement.

噴出流速 U_0 は下流静水槽の可動せきを越流した流量を約 0.22m^3 の量水槽で計って求めた。

流速の測定には内径 1.0mm のステンレス管で製作したピトー管を用い、ピトー管の方向は上流から色素を流して流れの方向と一致させた。

圧力分布の測定には、上述のステンレス管で製作した静圧管2本を用い、下流静水槽内と測定点での静圧の差を東洋測器製の差圧計で測定した。

再接触点位置 (Reattachment point) は、噴出流が床面に再接触する場合には、水槽床面の中央に約 1 mm 間隔で植付けてある長さ約 2cm の木綿糸のたなびき方で、噴き上げ流れの場合には、水表面に注射針で滴下した色素の流れる方向によって決定した。

2-3. 実験方法

式 (1)~(3) の各パラメーターを変えて、再接触点位置と詳細な速度分布の測定を行なった。なお、寸法効果を知るために B_0 を変え、各無次元パラメーターの値が同じ実験を行なった。

湾曲噴流の変流限界についての実験は次のようにして行なった。まず、実験水槽の水深を D と H とがほぼ同じになるようにし、噴出流を強制的に Reattached flow の状態にする。この状態で噴出流速が変化しないように上・下流の可動せきを操作して実験水槽の水位を低下 (5 分間隔で 3~5mm ずつ) させていく。可動せき操作 1~3 分後水槽内水面の動揺がおさまってから再接触点の位置を測定する。以上の操作を繰返して、 H がある値まで小さくなると噴出流の湾曲方向が

変わって Separated flow となる。このときの H_c を Reattached flow から Separated flow への限界深さと呼ぶことにする。ついで、Separated flow のまま、上述と逆の操作で水槽内水位を除々に上昇させていく。水位が上昇して H がある値になると、噴出流は再び湾曲方向を変えて Reattached flow となる。このときの H を Separated flow から Reattached flow への限界深さと呼ぶことにする。 D/B_0 を Table-1 の範囲で系統的に変化させて、上述の方法で変流限界を求めた。

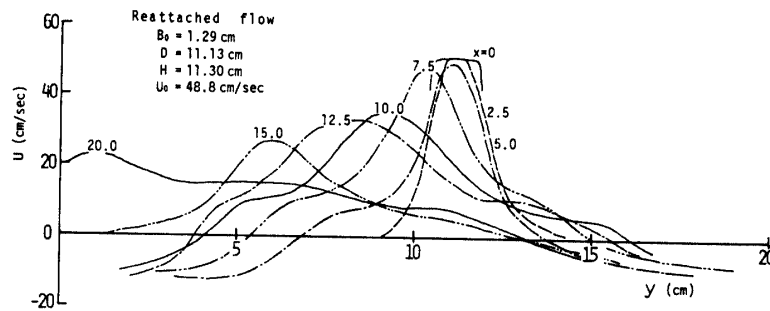
Table-1 Extent of experimental conditions.

$B_0=0.58\sim 2.56\text{cm}$	
$H=3.0\sim 42.5\text{cm}$	$H/B_0=1.9\sim 25.0$
$D=2.59\sim 14.5\text{cm}$	$D/B_0=2.5\sim 13.5$
$U_0=26.5\sim 80.0\text{cm/sec}$	$U_0^2/\text{sgd}=0.3\sim 5.0$

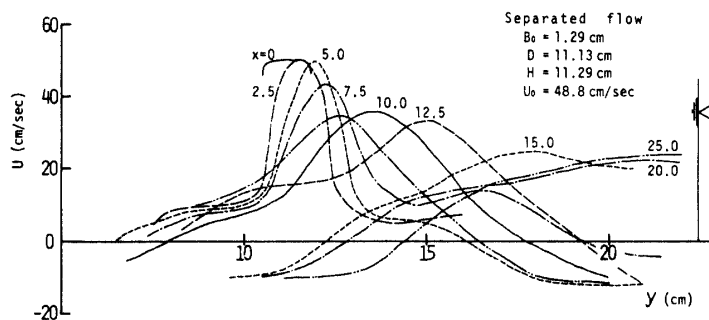
3. 実験結果とその検討

3-1. 流 況

湾曲噴流の流況の概要は Fig-1 のとおりで、 D/B_0 が比較的大きい場合の速度分布の一例が Fig-3 である。



(a) Reattachment flow.

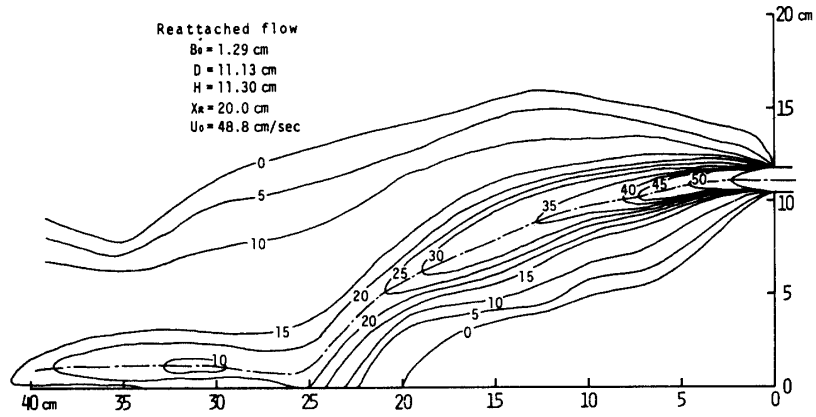


(b) Separated flow

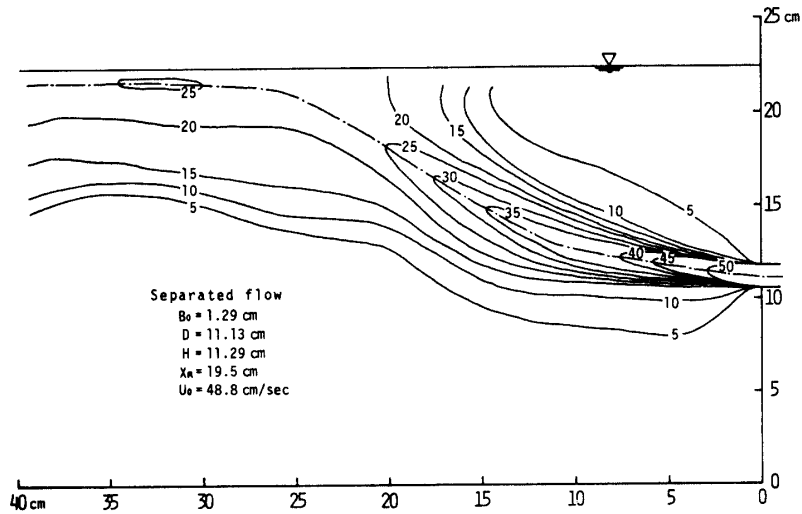
Fig-3 Mean velocity distribution in case of reattached and separated flow.

図の速度分布をみると、再接触点のかなり近くまで最大流速点附近の速度分布は最大流速点に対してかなり対称な分布をなしているが、 $D/B_0 < 5$ となると、最

大流速点に対する対称性がくずれて、 D/B_0 が小さいほど剥離領域側の噴出流速が大きく、噴出孔断面 ($x = 0$) の速度分布は台形となり、剥離領域側の噴流幅

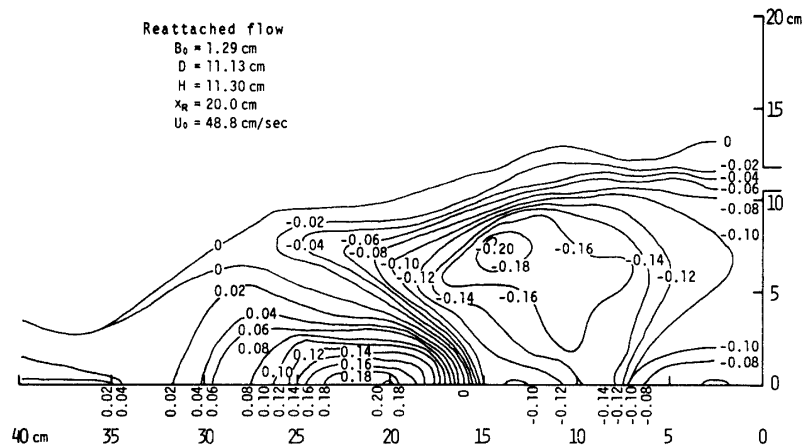


(a) Reattached flow



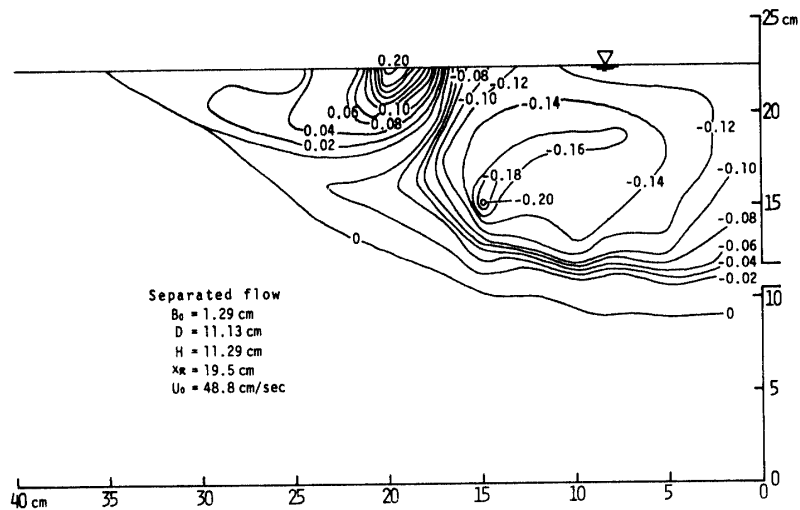
(b) Separated flow

Fig-4 Velocity contours in case of reattached and separated flow



(a) Reattached flow

Fig-5 Static pressure contours in case of reattached separated flow



(b) Separated flow

(最大流速点から 1/2 最大流速点) が反対側のより小さい。

$$\frac{U}{U_m} = \text{sech}^2\left(\frac{t}{t_{1/2}}\right) \quad (4)$$

$D/B_0 \doteq H/B_0$ で Reattached flow, Separated flow の等流速線図, 等偏圧線 (静水圧からの) 図が Fig-4, Fig-5 である。Reattached flow の再接触面は固定床で, Separated flow の再接触面は自由水面であるが, 両図でみられるように, 再接触面の違いはみられない。後述する湾曲噴流の特性においても境界面の特性の影響はみられない。

と実測速度分布とを比較したものが Fig-6 である。 $U/U_m < 0.5$ で実測描点はかなり散乱し, 再接触 (図中の x_R) 直前の速度分布が若干非対称であるが, 式 (4) と実測描点の一致は良好で, 自由噴流と同様に速度分布の相似則が適用できる。

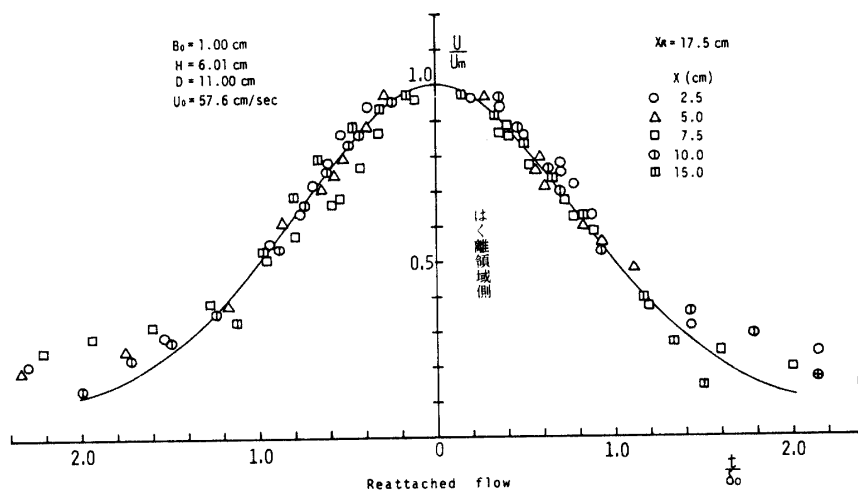
3-2. 流速分布

Görtler⁶⁾ の二次元自由噴流の速度分布式を噴流幅 $t_{1/2}$ (最大流速点から $U_m/2$ 点までの距離) で書きかえた次式

3-3. 流れの拡散

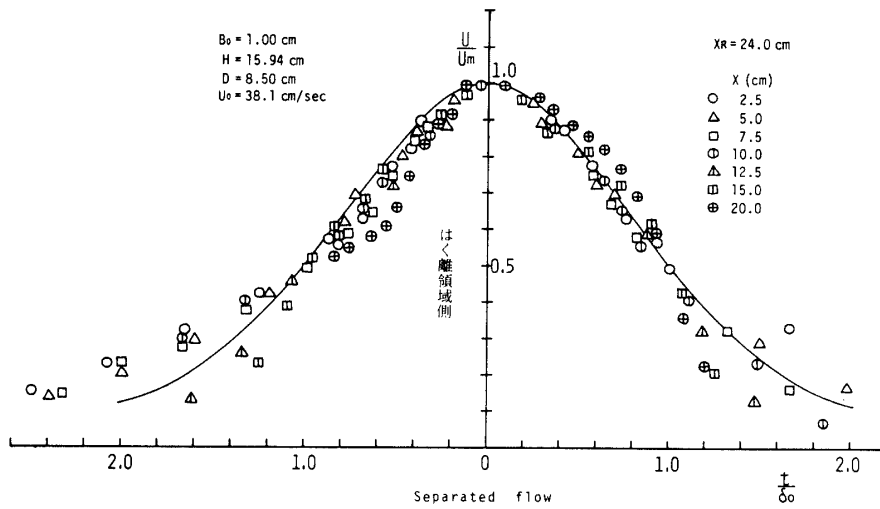
噴流中心線に沿って測った流下距離に対して式 (4) の $t_{1/2}$ をプロットしたものが Fig-7 で, $t_{1/2}$ はほぼ S に比例して大きくなっている。

自由噴流の流れの確立領域と同様に, 速度分布を仮想原点 S_0 を導入した次式



(a) Reattached flow

Fig-6 Non-dimensional expression of mean velocity distribution



(b) Separated flow

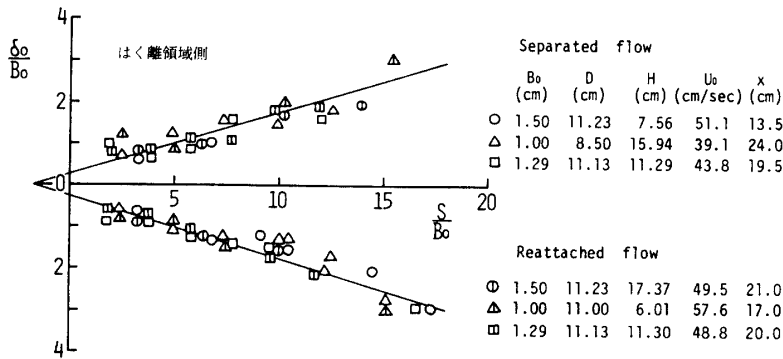


Fig-7 Growth of a characteristic width ($t_{1/2}$ or σ_0) in curved jet.

$$\frac{U}{U_m} = \text{sech}^2\left(\sigma \frac{t}{S+S_0}\right) \quad (5)$$

で与えると, $t_{1/2}$ は次式と得られる.

$$\frac{t_{1/2}}{B_0} = \frac{\cosh^{-1} \sqrt{2}}{\sigma} \cdot \frac{S+S_0}{B_0} \quad (6)$$

σ , S_0/B_0 を Fig-7 の直線から逆算すると, $\sigma=6.0$, $S_0/B_0=2.0$ となる.

3-4. 最大流速の逓減

単位幅当りの運動量 J と流量 Q は式 (5) を積分して, それぞれ次式と得られる.

$$J = \frac{4}{3\sigma} \rho U_m^2 \cdot B_0 \frac{S+S_0}{B_0} \quad (7)$$

$$Q = \frac{2}{\sigma} U_m \cdot B_0 \frac{S+S_0}{B_0} \quad (8)$$

運動量保存則 ($J=U_0^2 \cdot B_0$) を適用すると, 最大流速の逓減は式 (7) より,

$$\frac{U_m}{U_0} = \sqrt{\frac{3\sigma}{4} \frac{S+S_0}{B_0}} \quad (9)$$

と得られ, $S/B_0=0$ で $Q=U_0 \cdot B_0$ とおくと, $S_0/B_0=$

$\sigma/3.0$ と得られる.

式 (9) と実験結果を比較したものが Fig-8 で, 両者は, ほぼ一致していて, 湾曲噴流に運動量保存則がほ

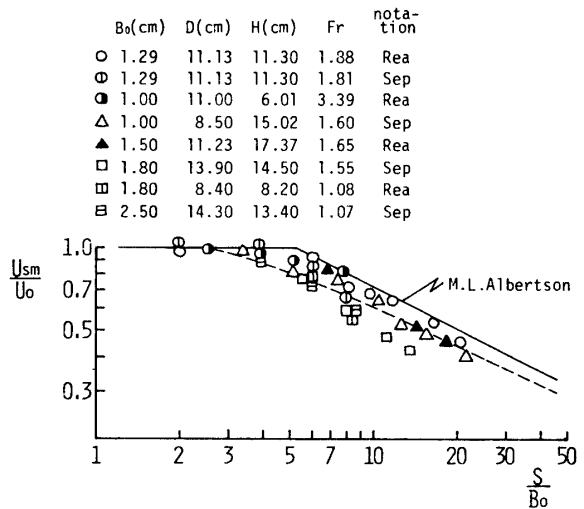


Fig-8 Decay of maximum velocity in curved jet

ば適用できる。

3-5. 噴流中心位置

噴流中心位置 (x_c, y_c) を, Reattached flow の場合には D で, Separated flow の場合には H で無次元化してプロットしたものが Fig-9 である。図中の曲線は噴出孔断面 $(x=0)$ 内に中心をもつ円弧で, その曲率

	B_0 (cm)	D (cm)	H (cm)	Fr^2	D/B_0	H/B_0	r/D	notation	r/H	r/B_0
○	1.50	11.23	7.56	1.77	—	5.04	—	Sep	3.50	17.6
⊙	1.50	11.23	17.37	1.65	7.49	—	2.70	Rea	—	20.2
⊠	1.00	11.00	6.01	3.37	11.00	—	2.15	Rea	—	23.7
□	1.00	11.00	15.94	1.49	—	15.94	—	Sep	2.00	31.9
△	1.29	11.13	11.30	1.88	8.63	—	2.60	Rea	—	22.4
△	1.29	11.13	11.29	1.81	—	8.75	—	Sep	2.50	21.9

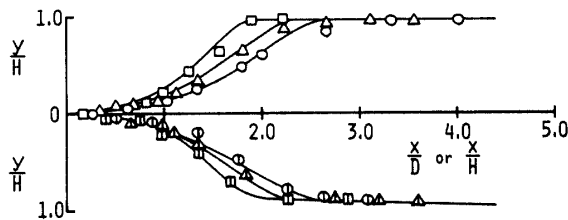


Fig-9 Location of maximum velocity in curved jet

半径 r は図上部に表示してある。 r/D , r/H は D/B_0 , H/B_0 が大きいほど小さく, Reattached flow, Separated flow に関係なく噴出孔から再接触する境界面までの距離が同じならば, 曲率半径はほぼ同じである。

$r/D \sim D/B_0$, $r/H \sim H/B_0$ の関係をプロットしたも

のが Fig-10 である。両者の関係は上述したごとくほぼ一曲线となっている。なお, 図中の曲線は後述する計算値である。

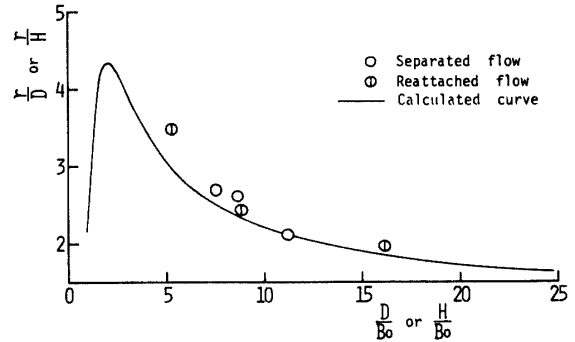


Fig-10 Radius of center line of the curved jet

3-6. 剥離領域の長さ

剥離領域の長さ x_R/D , x_R/H を D/B_0 , H/B_0 に対してプロットしたものが Fig-11 で, 空気噴流で行なった Sawyer, Bourque ら, および Miller らの実験結果も描点してある。図では Reattached flow と Separated flow に分けて描点しているが, U_0^2/gB_0 , U_0^2/gD or U_0^2/gH を parameter として描点したのも図と同様で, これらによる違いはみられなかった。 D/B_0 , $H/B_0 < 5$ で実験描点は若干散乱しているが, x_R/D , x_R/H はほぼ D/B_0 , H/B_0 規定されている。

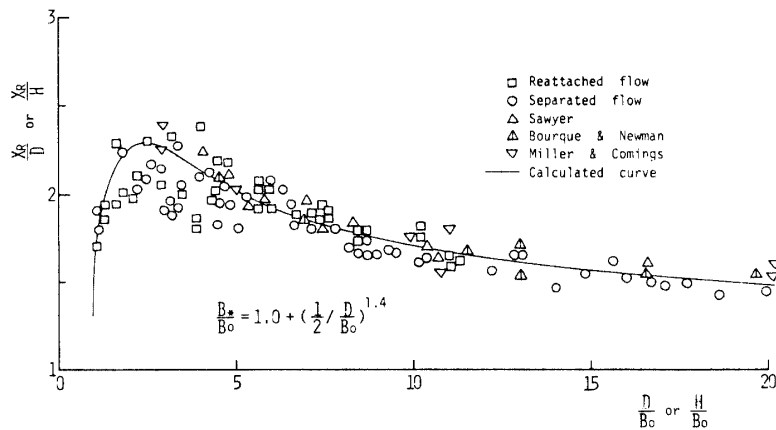


Fig-11 The reattachment distance (x_R/D) on offset parallel plate: comparison with theory.

3-7. 湾曲噴流の変流限界

Reattached flow から Separated flow への変流限界 (□印), Separated flow から Reattached flow への変流限界 (○印) を描点したものが Fig-12 である。実

験と関連させて図の説明をする。 $H/B_0 \doteq D/B_0$ (A点) で強制的に Reattached flow にし, 水深を減少 ($H/B_0 \rightarrow$ 小, A \rightarrow B) していき, H/B_0 が B 点の値になると, 湾曲方向が変わり Separated flow になる。 B 点より H/B_0 を大きく (B \rightarrow C) していき, H/B_0 が C 点の値

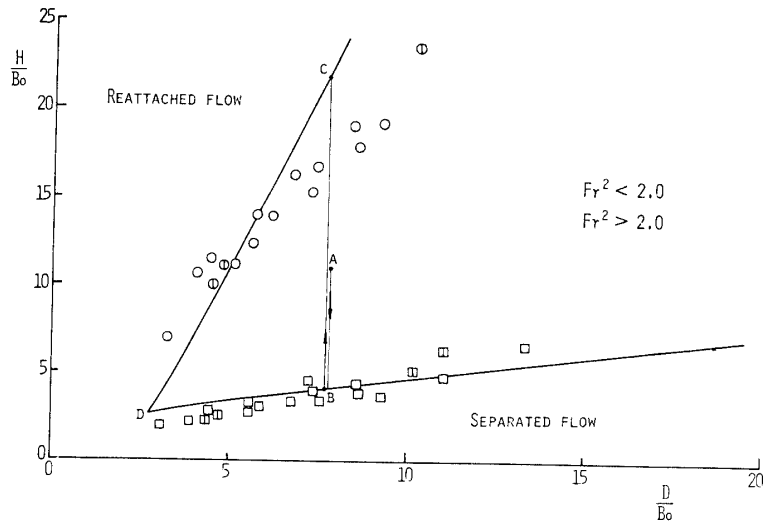


Fig-12 Relation between H/B_0 and D/B_0 on criterion for change of direction of curved jet: comparison with theory.

になると、再び湾曲方向が変わって Reattached flow になる。 $H/B_0 \sim D/B_0$ の関係が DB 曲線より下の領域にあると、噴出流を強制的に Reattached flow にしても、強制力を除くと Separated flow となり、DC 曲線より左側の領域にあると、強制的に Separated flow としても、強制力の除去と同時に Reattached flow となる。 DC, DB 曲線の間領域では、一時的に強制力を加えることによって、Reattached flow, Separated flow いずれの状態にでもなりえて、噴出する瞬間の条件でどちらの方向にでも湾曲する。

4. 湾曲噴流特性と変流限界に関する理論的考察

4-1. 流れのモデル化

湾曲噴流の極限状態は自由噴流 ($D/B_0 \rightarrow \infty$) と壁面噴流 ($D/B_0 = 0.5$) である。自由噴流の中心線は噴出孔の中心を通り、壁面噴流は境界層流れを無視すると、自由噴流を噴流中心で2分した流れ (σ の値は違うが) とみなされ、噴流中心線は噴出孔下端を通る。両極限状態を関係づけるために、 $D/B_0 \rightarrow \infty$ で $B_* = B_0$, $D/B_0 = 0.5$ で $B_* = 2B_0$ を満足する次式の仮想噴出厚さ B_* を導入する。

$$\frac{B_*}{B_0} = 1.0 + \left(\frac{0.5}{D/B_0}\right)^m \quad (10)$$

ここに、 m は実験で決められる定数で $m \geq 1$ である。 D/B_0 が小さい場合、噴流中心線の両側での拡散が違うので、剥離領域側とその反対側の拘束係数を σ_s , σ とし、速度分布を次式で与える。

$$\left. \begin{aligned} \frac{U}{U_{sm}} = \operatorname{sech}^2\left(\sigma \frac{t}{S+S_0}\right) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\frac{U}{U_{sm}} = \operatorname{sech}^2\left(\sigma_s \frac{t}{S+S_0'}\right) \quad \text{剥離領域側}$$

噴流中心線より剥離領域と反対側の流れに運動量保存則を適用すると、最大流速の逓減は次式となる。

$$\frac{U_{sm}}{U_0} = \sqrt{\frac{3\sigma}{4} \frac{S+S_0}{B_*}} \quad (12)$$

噴出孔断面 ($S=0$) における噴流中心線の両側の流量はそれぞれ $(2B_0 - B_*) \cdot U_0/2$, $B_* \cdot U_0/2$ であるから、式 (9), (10) の仮想原点 S_0 , S_0' は次式となる。

$$\frac{S_0}{B_*} = \frac{\sigma}{3}, \quad \frac{S_0'}{B_*} = \frac{4}{3} \cdot \frac{\sigma_s^2}{\sigma} \left(\frac{B_0}{B_*} - \frac{1}{2}\right) \quad (13)$$

噴出孔下端から再接触点にいたる流線 (Dividing Stream-line) は、剥離領域内の流量が一定である噴流中心線と Dividing Stream-line の間を流れる流量を一定とおいて次式が得られる。

$$\tanh\left(\frac{\sigma_s \cdot B_q}{S+S_0'}\right) = \left(\frac{B_0}{B_*} - \frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{4\sigma_s}{3} \frac{S+S_0'}{B_*}} \quad (14)$$

ここに、 B_q は噴流中心線から Dividing Stream-line までの距離である。

4-2. 再接触位置

再接触後形成される壁面に沿う順流 (U_f) ならびに逆流 (U_r) の速度分布を次式とおく。

$$\left. \begin{aligned} \frac{U_f}{U_{fm}} = \operatorname{sech}^2\left(\sigma_f \frac{y}{x_f}\right) \\ \frac{U_r}{U_{rm}} = \operatorname{sech}^2\left(\sigma_r \frac{y}{x_r}\right) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

ここに、 U_{fm} , σ_f , x_f は順流の、 U_{rm} , σ_r , x_r は逆流の最大流速、拘束係数、仮想原点からの流下距離である。

再接触断面 (S 軸に垂直) から壁面噴流流れが確立

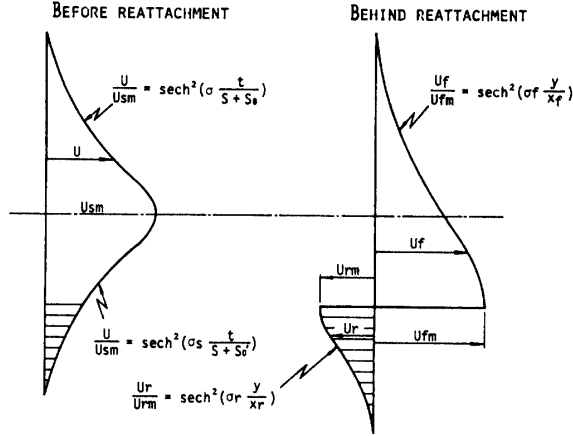


Fig-13 Mean velocity profile at before and behind reattachment used analysis

するまでの間における連行流量を無視すると、連続の条件は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{U_{fm}}{U_{sm}} &= \frac{\sigma_f \cdot S + S_0}{\sigma} \cdot \frac{S + S_0}{x_f} \left\{ 1 + \tanh\left(\sigma_s \cdot \frac{B_q}{S + S_0}\right) \right\} \\ \frac{U_{rm}}{U_{sm}} &= \frac{\sigma_r \cdot S + S_0}{\sigma} \cdot \frac{S + S_0}{x_r} \left\{ 1 - \tanh\left(\sigma_s \cdot \frac{B_q}{S + S_0}\right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

再接触前・後に検査面 (Fig-1 参照) をとり、圧力変化ならびに壁面せん断力を無視し、運動量の定理を適用すると、若干の計算の後に次式が得られる。

$$\cos\theta_R = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma_f \cdot S + S_0}{\sigma} \cdot \frac{S + S_0}{x_f} \left[\left\{ 1 + \tanh\left(\sigma_s \cdot \frac{B_q}{S + S_0}\right) \right\}^2 - \frac{\sigma_r \cdot x_f}{\sigma_f} \left\{ 1 - \tanh\left(\sigma_s \cdot \frac{B_q}{S + S_0}\right) \right\}^2 \right] \quad (17)$$

ここに、 θ_R は湾曲噴流の再接触角である。

再接触後の検査面として、次式

$$\frac{\sigma_f \cdot S + S_0}{\sigma} \cdot \frac{S + S_0}{x_f} = 1 \text{ (順流)}, \quad \frac{\sigma_r \cdot x_f}{\sigma_f} = 1 \text{ (逆流)} \quad (18)$$

が満足される断面を用いると、式 (17) は簡単な次式となる。

$$\cos\theta_R = \left(\frac{B_0}{B_*} - \frac{1}{2} \right) \sqrt{\frac{3\sigma}{4} \frac{S + S_0}{B_*}} \quad (19)$$

さらに、幾何学的関係から、 D/B_* 、 x_R/B_* はそれぞれ次式となる。

$$\frac{D}{B_*} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{B_0}{B_*} \right) + \frac{r}{B_*} (1 - \cos\theta_R) + \frac{B_q \cos\theta_R}{B_*} \quad (20)$$

$$\frac{x_R}{B_*} = \left(\frac{r}{B_*} - \frac{B_q}{B_*} \right) \sin\theta_R \quad (21)$$

式 (10) の指数 m が決まると、 B_*/B_0 は D/B_0 の関数であるから、式 (19)、(20) は D/B_0 、 r/B_0 、 θ_R の関係式である。したがって、 D/B_0 を与えると、両式から $r/B_0 \sim \theta_R$ の関係が計算され、この関係を式 (21) に代入して $x_R/D \sim D/B_0$ の関係が得られる。

噴出流の最大流速が一定である領域 Zone of establishment の存在や、 $D/B_0 < 5$ での噴出速度分布は台

形分布であるので、式 (10) の指数 m を噴出孔断面における噴流中心位置から直接決定することが困難なので、 $r/D \sim D/B_0$ 、 $x_R/D \sim D/B_0$ の実験結果から m の値を逆算した。 $m=1.4$ とおいて、式 (19)~(21) で計算した結果は Fig-10, 11 の曲線で、両関係で計算値と実験値との一致がもっともよかったものである。

4-3. 湾曲噴流の変流限界

噴出流の湾曲方向が変わる機構を次のように考える。すなわち、噴出孔のもぐり深さが大きいときには、湾曲噴流は湾曲した流れの遠心力と剝離領域内の圧力低下とが釣合って安定した流れであるが、水深を浅くしていくと、湾曲噴流と水表面との間の逆流流速は大きくなっていき、限界の水位まで低下すると逆流による水位低下と剝離領域内の圧力低下とが等しくなって、噴出流は直進して湾曲方向を変える。

湾曲噴流流れと逆流流れの境界 (湾曲噴流外縁) を $U/U_{sm} = C_u = \text{const}$ の位置とすると、噴流中心線から噴流外縁までの距離 B_u は式 (10) から次式となる。

$$\frac{B_u}{B_*} = \frac{\cosh^{-1} \sqrt{C_u} \cdot S + S_0}{\sigma} \cdot \frac{S + S_0}{B_*} \quad (22)$$

逆流流れの深さ h は幾何学的関係から次式となる。

$$\frac{h}{B_0} = \frac{H+r}{B_0} - \frac{r+B_u \cos\theta}{B_0} \quad (23)$$

逆流流れを流速 U_R の一様流れとし、逆流流量の噴流の連行流量に等しいとすると、 U_R/U_0 は若干の計算後次式となる。

$$\frac{U_R}{U_0} = \left(\sqrt{\frac{4}{3\sigma} \frac{S + S_0}{B_0} - \frac{1}{2}} \right) / \left(\frac{H+r}{B_0} - \frac{r+B_u \cos\theta}{B_0} \right) \quad (24)$$

逆流流れの速度水頭が無視できる下流断面と考慮断面 ($S=r\theta$, $\theta < \theta_R$) との間に損失水頭を無視して Bernoulli の式を適用すると、逆流流れによる水位低下 Δh は式 (23)、(24) から次式となる。

$$\Delta h = \alpha \frac{U_0^2}{2g} \left\{ \left(\sqrt{\frac{4}{3\sigma} \frac{S + S_0}{B_0} - \frac{1}{2}} \right) / \left(\frac{H+r}{B_0} - \frac{r+B_u \cos\theta}{B_0} \right) \right\}^2 \quad (25)$$

ここに、 α は逆流流れを一様流れとしたことによる補正係数である。

逆流による水位低下が最大になる断面は式 (25) を θ で微分して次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{H}{B_*} &= 2 \frac{B_*}{r} \sqrt{\frac{3\sigma}{4} \frac{S + S_0}{B_*}} \left(\sqrt{\frac{4}{3\sigma} \frac{S + S_0}{B_*} - \frac{1}{2}} \right) \\ &\quad \left(\frac{r+B_u}{B_*} - \frac{\cosh^{-1} \sqrt{C_u}}{\sigma} \frac{r}{B_*} \cos\theta \right) \\ &\quad + \frac{r+B_u \cos\theta}{B_*} - \frac{r}{B_*} \end{aligned} \quad (26)$$

一方、剝離領域内の圧力低下は遠心力との釣合から次式となる。

$$\frac{\Delta P}{\rho g} = \frac{U_{sm}^2}{\sigma} \left\{ \frac{2}{3} + \tanh\left(\sigma \frac{B_q}{S+S_0}\right) - \frac{1}{3} \tanh^3\left(\sigma \frac{B_q}{S+S_0}\right) \frac{S+S_0}{B_*} \right\} / \frac{r}{B_*} \quad (27)$$

式(25)=式(27)とおいて、次式が得られる。

$$\frac{3}{4} \left\{ \frac{3}{2} + \tanh\left(\sigma \frac{B_q}{S+S_0}\right) - \frac{1}{3} \tanh^3\left(\sigma \frac{B_q}{S+S_0}\right) \right\} = \left(\sqrt{\frac{4}{3\sigma} \cdot \frac{S+S_0}{B_*} - \frac{1}{2}} \right)^2 / \left(\frac{H+r}{B_*} - \frac{r+B_u \cos\theta}{B_*} \right)^2 \quad (28)$$

前項で述べたが、 r/B_0 は D/B_0 の関数であるから、式(26)、(28)は H/B_0 、 D/B_0 、 θ の関数である。したがって、 D/B_0 を与えると、変流限界 $H_c/B_0 \sim D/B_0$ は式(26)、(28)をとともに満足する $H/B_0 \sim \theta$ から決められる。計算結果は Fig-12 の曲線で、計算値と実測描点とはかなりよく一致しているが、ただ D/B_0 が大きいところの Separated flow から Reattached flow への変流限界の計算値は実測描点より若干大きい。この原因は水位上昇時の水面動揺と剝離領域内への流体補給によるものと考えられる。なお、限界条件式(26)、(28)は境界面の性質を含んでいないので、両限界の曲線は $H/B_0 = D/B_0$ の直線に対称である。

5. 結 語

以上、湾曲噴流の特性と変流限界に関する詳細な実験を行ない、剝離領域の大きさを湾曲噴流の拡散特性で解析し、噴出流の湾曲方向が変わる主因は逆流流れによる圧力低下であるとの観点から、変流限界につい

て理論的考察を行なった。解析結果は直接実験で決められなかった仮想噴出厚 B_* を含むが、噴出流の拡散に関する実測値から求めた拘束係数 σ で計算した剝離領域の大きさ、噴流中心線の曲率半径ならびに変流限界などは実験結果とかなり量的にもよく一致し、湾曲噴流の特性は境界面の性質とは関係なく、噴出孔より再接触する境界面までの距離によってほぼ決まり、噴出流の湾曲方向が確定しない領域が存在することを明らかにした。

本論文で明らかにした湾曲噴流の特性、湾曲方向の変流限界は単純な境界条件による結果であるが、水門やカルバートなどの下流部における局所洗掘機構や間欠的洗掘現象を解明するための基礎資料になるであろう。

参 考 文 献

- 1) Bourque C. & B.G. Newman: Reattachment of a two dimensional incompressible jet to an adjacent flat plate, Aeso. Quart, 1960
- 2) Sawyer, R.A.: The flow due to a two dimensional jet issuing parallel to flat plate, J.F.M, 9, (1960)
- 3) 石原藤次郎, 志方俊之: 開水路急拡部の水理学的性状に関する研究, 土木学会論文集, 第128号, 1966
- 4) 岩垣雄一, 土屋義人, 今村正孝: 水平噴流の特性に及ぼす境界の影響, 土木学会第16回年講, 1961
- 5) 野田文彦: 堰堤下流部の洗掘機構に関する実験的研究, 土木学会第23回年講, 1968
- 6) Görtler, H.: Berechnung von Aufgaben der freien turbulenz auf Grund eines neuen Näherungsansatzes, Z.A.M.M., Heft, 22, (1942)

(昭和53年2月28日 受理)