

衝突および再接触噴流による壁面噴流

齋藤 隆*・赤司信義**・亀田芳満*

The wall-jet owing to plane jet imping and reattachment

Takashi SAITOU, Nobuyoshi AKASHI and Yoshimitsu KAMEDA

Abstract

The interaction of turbulence between a jet-like main flow under the wall-jet exist undoubtedly, but the influence of the main flow to boundary-layer will be vanished rapidly in the vicinity of the wall.

In this point of view, auther derived the velocity low in boundary-layer under the wall-jet, with a method that the boundary-layer devide into the wall region which consist the viscous sub-layer and the turbulent sub-layer, and outer-layer in where the influence of main flow exist. When the turbulence of the main flow not exist, the derived velocity low agree with Nikuradse's experimental results.

If we have knowledge of the character about the main flow, it is possible to evaluate the growth of boundary-layer under the influence of turbulent main flow.

From measurement of velocity distribution, it make evident that the main flow along wall after impinged or reattached to fixed boundary is devide accelated, uniform and decreased velocity region. A border or each region was determined experimentary, on the case of jet impingment, it was provided with a distance from an issued section of jet to impinged point, and on the case of jet reattachment, it was provided with a flow scale and angle of reattached.

Under the main flow model as mentioned above, the boundary layer growth was calculated by a little defferent method on the each case. The calculated results of the boundary layer growth are good agreement with experimental result on both case.

From this agreement, we confirm that the presented velocity low will be help to make clear the mechanism of scour and criterion for scour downstream of a culvert and an outlet.

1. 緒 言

水門やダムなどからの放流水は、開水路流れの速度分布とは異なり底面近くに最大流速がみられ、強烈な洗掘作用を持つ流れである。この洗掘作用を軽減あるいは防止するために水たたきや強制跳水などの工法が用いられている。これらの構造物下流部における局所洗掘を、またはこの防止および軽減工法を検討するには、この附近の流れの特性を、とりわけこの附近に発達する境界層流れの特性を解析することが必要である。

水門やカルバートなどからの放流水の流れは壁面噴

流流れとみなされる。壁面噴流に関する研究はFörthman以来多く行われ^{1)~5)}、Glauert⁶⁾が壁面近くの境界層内における渦動粘性分布をBlasiusの抵抗則に基づいて仮定して、速度分布則を求めている。しかしながら、その後Schwarz⁷⁾らは境界層近似を適用した運動方程式にSelf-Preservingを前提として速度分布の実測値を導入することによって渦動粘性係数および剪断力分布を求めた結果、および土屋が実測した速度分布より壁面せん断力を求め、これを用いて境界層の発達についての計算を行なった結果によるとGlauertの基礎式へ導入した抵抗則には疑問がもたれる。

壁面噴流における境界層が通常の境界層と大きく異なる点は、境界層外側における主流部流れが境界層のScaleに較べ大きなScaleの乱れを持つ噴流流れであることである。Schwarzは主流部流れが境界層の影響を

* 土木工学科

** 西日本工業大学土木工学科

受けていることを指摘している。また壁面噴流における境界層内速度分布は通常境界層および開水路流れのそれに較べかなり一様化（土屋 1/2, Schwarz 1/4 則）されていることより、主流部および境界層の乱れの相互干渉があると考えるのが自然であろう。

主流部乱れの境界層内の乱れへの影響は、壁面に近づくと乱れは急速に消滅してゆき、境界層外層にしかおおよぼず、壁面の近傍における流れは壁面の状態によって規定されてしまうであろう。

上述の観点より、著者は前報⁹⁾において、壁面噴流境界層を下記のような壁面領域と外層とに分けて境界層速度分布則を誘導した。

壁面領域：壁面が粗、滑いずれの状態であっても壁面のごく近傍においては渦動粘性がほとんど役割を持たない粘性底層が存在する。なお、壁面が粗である場合、栗原の研究^{10)~13)}より壁面粗度に起因する強い乱れの場が存在しこれを栗原に従い乱流底層と呼ぶ。

外層：噴流流れである主流部の大きな Scale の乱れの影響を受ける境界層流れの大部分を占める。外層における渦動粘性の分布は、渦動粘性が主要なる役割をはたすことより、通常境界層近似を適用した運動方程式より粘性項を省略し、これを実測した速度分布でもって積分して求めた渦動粘性の分布を参考にして、壁面の近くでは Prandtl-Karman の仮定が境界層外縁で主流部の渦動粘性と一致する二次曲線分布であるとした。

誘導された速度分布則に含まれる実験常数および粘性底層厚さは、主流部流れに乱れない場合に Nikuradse の実験結果^{14), 15)}と比較することによって決定され、この速度分布則による壁面噴流における境界層の発達についての計算値は実測値とはきわめて良好な一致がみられ、仮定の妥当性が確められた。

ダムや堰よりの落下水による洗堀を単純化すれば、鉛直噴流による洗堀とみなされる。また水門とかカルバートによる洗堀穴付近の流れを単純化すれば段落境界をもつ水平噴流の再接触後の流れとみなすことができる。これらの局部洗堀現象を解明するためには、衝突および再接触後の壁面噴流流れ、とくに境界層の発達を明らかにする必要がある。

前報において誘導された速度分布則は主流部流れの渦動粘性係数が適正に評価されれば、衝突および再接触後の壁面噴流における境界層の発達、すなわち壁面せん断力を評価することが可能で、局所洗堀機構の解明の手掛りになるはずである。

本文は、鉛直下向きの噴流および段落境界をもつ水平噴流がそれぞれ粗、滑壁面に衝突あるいは再接触

して壁面に沿う流れとなった主流部流れの特性を実験的に把握し、これを単純化したモデル流れによって前報で誘導した速度分布則で境界層の発達を計算し、実測した境界層の発達とを比較してみた。主流部流れのかなり大胆なモデルへの置き換えにもかかわらず、計算値と実測値との合致は良好であった。

2. 衝突噴流による壁面噴流

2.1 実験装置および実験方法

実験に用いた水槽は Fig. 1 に示す鉄枠製両面有機ガラス張りのもので、その中央上部には噴出孔断面における流速が一樣になるように直径 10cm の塩ビ管によって製作した噴出孔をもつ噴流発生装置が設置されている。噴出流速は高架水槽と噴流発生装置との間に設けられているバルブによって調節した。

噴出孔より衝突壁面までの距離を自由に変えられるように、衝突壁面は溝型鋼で十分なる剛度を持たせた厚さ 10mm のアクリル樹脂板の釣床とした。床面の粗度には中央粒径が 0.11, 0.22cm のほぼ均一なる砂粒を用い、この砂を上記アクリル床面にビニローゼペイントでもって注意深く一層に張り付けた。

速度の測定には、強度上の問題より、直径 5mm の薄肉ステンレス管の先端を厚さ 1mm, 幅 6.7mm の矩形断面に加工して製作したピトー管を用いた。このピトー管は実験前に流速 20 cm/s~350 cm/s の間でピトー管係数を検定して用いた。

実験は噴出孔厚さ B_0 を 2.0cm に固定し、噴出孔より床面までの距離 h/B_0 を 5, 10, 20 の 3 通りに対し、噴出流速を 80~240cm/s と変えて、衝突後の壁面噴流特性を明らかにするため速度分布を詳細に測定した。

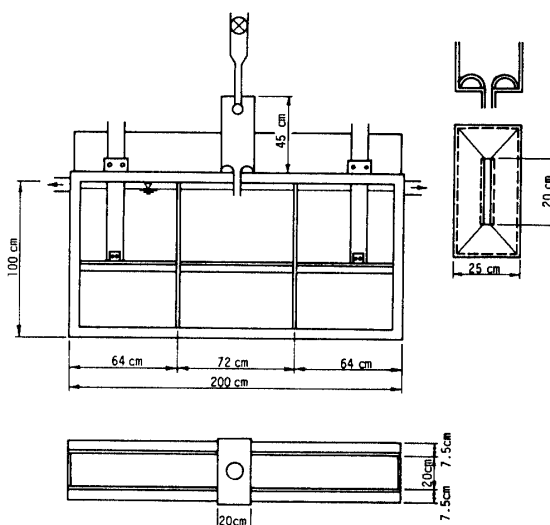


Fig. 1 Experimental apparatus for the impinged jet

2.2 実験結果とその検討

速度分布：壁面に衝突したのちの壁面に沿う流れにおいて実測した速度分布の代表的なものを Fig.2 に示す。測定断面の流過距離が実験水槽の大きさで限定されて小さいこともあって、水平に噴出する壁面噴流のものほど明瞭ではないが、流れの場で境界層流れが占める割合が壁面粗度 d/B_0 および衝突点からの流過距離によって異なっていることが認められる。なお、流

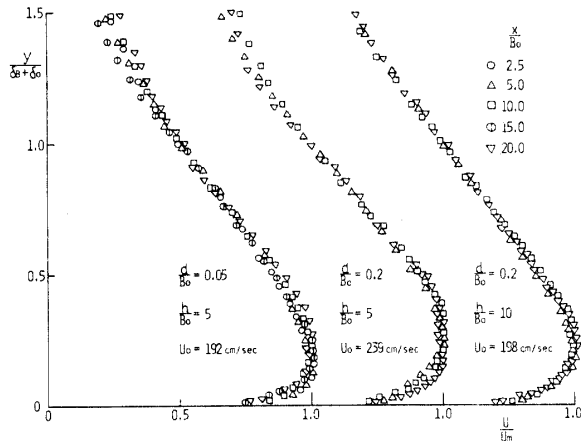


Fig. 2 Velocity distribution from the wall jet after impinged to the plane

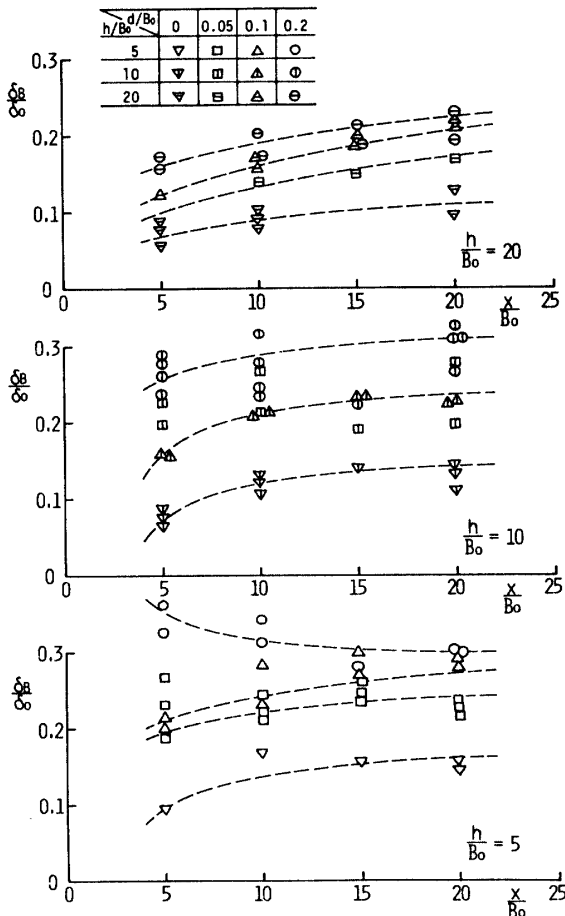


Fig. 3 Relation between δ_B/δ_0 and x/B_0

過距離が比較的小さいところでは、水平に噴出する壁面噴流の乱れの拡散領域におけるような最大流速点付近ではほぼ一様な速度分布を示す領域がみられる。

主流部流れの幅 δ_0 に対する境界層厚さ δ_B の比 δ_B/δ_0 を壁面粗度 d/B_0 および噴出流の衝突するまでの流過距離 h/B_0 で分類して衝突後の流過距離 x/B_0 に対して示したものが Fig. 3 である。壁面粗度が大きいほど δ_B/δ_0 が大きいことは水平に噴出する壁面噴流と同じであるが、流過距離による変化は逆に流過距離の増加に伴わない漸増して一定値に収束していく。水平壁面噴流の結果では主流部の渦動粘性係数が大きい程、境界層の発達が著しいことをより衝突点までの流過距離 h/B_0 が大きい程衝突直前の流れの Scale が大きいことから予想されるように δ_B/δ_0 の値が大きい。

主流部流れの拡散：最大流速点より 1/2 最大流速点までの距離 δ_0 を主流部流れの代表寸法とし、衝突後の流過距離 x/B_0 に対して δ_0/B_0 を図示してみると、壁面粗度 d/B_0 および噴出流速 U_0 による系統的な変化はみられなかったが、衝突点までの流過距離 h/B_0 が大きい程 δ_0/B_0 が大きく、 h/B_0 によって分類した実験描点は座標を平行移動させることにより一致させることができた。主流部流れの拡散は自由噴流のそれと同様に直線的に拡大していること、および主流部流れの Scale は衝突前の噴流流れの Scale ($\propto h/B_0$) によって規定されるはずであることより、 δ_0 は次式のように表わすことができるであろう。

$$(1) \frac{\delta_0}{h+Z_0} = r \left(\frac{x+x_0}{h+Z_0} \right)$$

ここに、 Z_0, x_0 はそれぞれ衝突前および衝突後の噴流流れの仮想原点で、 $Z_0/B_0 = \text{const}$, $x_0/(h+Z_0) = \text{const}$ である。上式を噴出孔幅 B_0 でもって書換えると次式となる。

$$(2) \frac{\delta_0}{B_0} = r \left(\frac{x}{B_0} + A \frac{h}{B_0} + B \right)$$

$$\text{ここに、} A = \frac{x_0}{h+Z_0}, B = \frac{x_0}{h+Z_0} \cdot \frac{Z_0}{B_0}$$

上式と実測値を比較して、 δ_0/B_0 の x/B_0 に対する変換率より $r=0.124$ と求まり、試行錯誤によって A, B を求めると $A=1/3, B=2.3$ が得られた。水平に噴出する壁面噴流の主流部拡散と形式的に一致させるために仮想流過距離

$$(3) \frac{S'}{B_0} = \frac{x}{B_0} + \frac{1}{3} \cdot \frac{h}{B_0}$$

を導入すると、衝突噴流による壁面噴流主流部の拡散を表わす実験式は次式となる。

$$(4) \frac{\delta_0}{B_0} = 0.124 \left(\frac{S'}{B_0} + 2.30 \right)$$

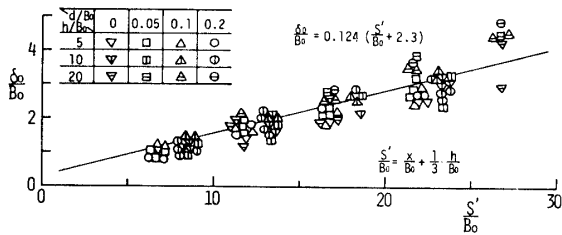


Fig. 4 Width of main flow

上式と実測値とを图示したのが Fig. 4 である。

上式で表わされる主流部の拡散は自由噴流のそれ (0.127~0.130) とほとんど同じで、水平に噴出する壁面噴流の拡散 ($r=0.068$) に較べかなり大きく、拡散角は約 2 倍である。

最大流速の変化：衝突後の壁面噴流流れにおける最大流速 U_m を噴出孔よりの流過距離 S/B_0 ($= (x+h)/B_0$) に対して示したのが Fig.5 である。同図の上部に記入してある記号 ↓ は衝突点位置を示す。衝突点は停留点なることより流速は零であることから、流れは衝突点より急速に加速され最大値 U_j に達した後減速している。測定描点を h/B_0 で分けてみるとそれぞれほぼ一曲线で表わされるものとみてもよく、各 h/B_0 による平均曲线は互によく似た曲线である。

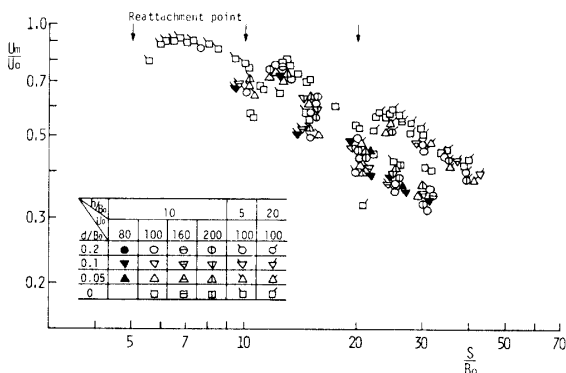


Fig. 5 Transfer of maximum velocity with distance from the outlet

衝突壁面噴流の代表流速 U_j は衝突直前の速度 Scale によって規定されるであろうことより、 U_j/U_0 を h/B_0 に対して图示したものが Fig.6 である。予測されたように U_j は衝突直前の最大流速にほぼ比例し、図中の

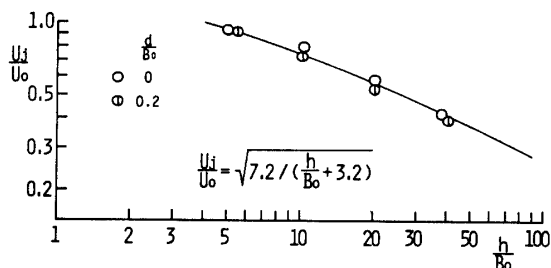


Fig. 6 Relation between U_j/U_0 and h/B_0

平均曲线は次の実験式の計算曲线である。

$$(5) \frac{U_j}{U_0} = \sqrt{7.20 / (\frac{h}{B_0} + 3.20)}$$

速度分布の測定結果より、衝突点より断面内最大流速が増加する加速領域は非常に複雑な速度分布を示し、最大流速が逡減する壁面噴流流れへの移行領域とみられる。最大流速が逡減する壁面噴流流れが確立されたところにおける速度 Scales U_m は自由噴流および水平壁面噴流と同じように規定されるであろうことより、 U_j および h/α を速度および長さの代表値として最大流速の変化を示したのが Fig.7 である。図中の最大流速逡減域に描かれている曲线は次の実験式である。

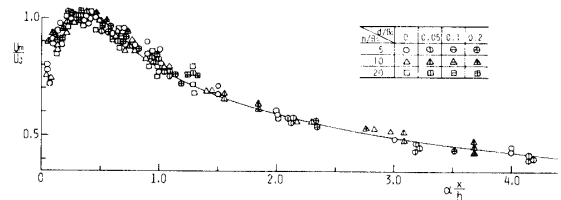


Fig. 7 Relation between U_m/U_j and $\alpha x/h$

$$(6) \frac{U_m}{U_j} = \sqrt{0.9 / (\alpha \frac{x}{h} + 0.4)}, \quad \alpha = f(\frac{d}{B_0}, \frac{h}{B_0})$$

(2) および (5) 式の式形および後述する壁面粗度による境界層の発達の違いより α は上式のように推測され、測定値より試算で求めた結果を示したものが Fig. 8 である。 α が図の如き変化をすることについてはまだ説明が出来ない。

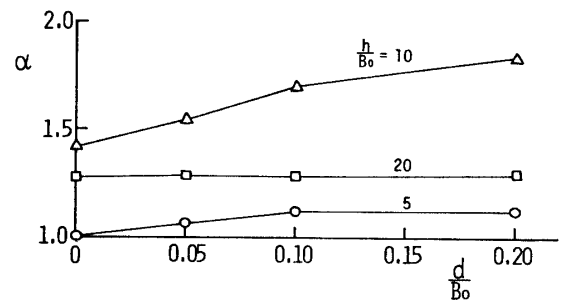


Fig. 8(a) Variations in α with d/B_0

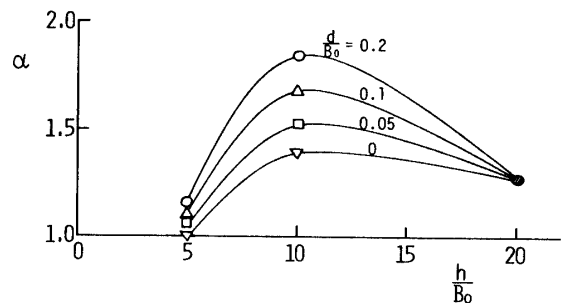


Fig. 8(b) Variations in α with h/B_0

主流部の渦動粘性係数：非圧縮性二次元定常状態の

運動方程式に、次の速度分布関数 $f(\eta)$ および Reynolds 応力の分布関数 $g(\eta)$

$$(7) \frac{U_m}{U} = f(\eta), \quad \frac{U'v'}{U_m^2} = g(\eta), \quad \eta = \frac{y}{\delta}, \quad \delta = \delta_B + \delta_0$$

を導入して積分すると $g(\eta)$ および渦動粘性係数の分布が次式のように求まる。

$$(8) g(\eta) = \left(2 \frac{\delta}{U_m} \cdot \frac{dU_m}{dx} + \frac{d\delta}{dx}\right) \int_{\eta}^{\infty} f^2 d\eta + \left(\frac{\delta}{U_m} \cdot \frac{dU_m}{dx} + \frac{d\delta}{dx}\right) f \int_0^{\eta} f d\eta$$

$$(9) \frac{\varepsilon}{U_m \cdot \delta_0} = \frac{g(\eta)}{f'(\eta)} = \alpha_0$$

ここに、 U' , v' はそれぞれ x , y 方向の乱れ速度、 ε は渦動粘性係数、 δ_B は境界層厚さである。

実測した速度分布でもって式(8), (9)を計算した結果、速度分布が水平壁面噴流のそれと同形の分布であることより、主流部の渦動粘性係数の分布はほぼ一様とみなせるものであった。このことより、1/2最大流速点における渦動粘性係数を主流部渦動粘性係数として(8)~(10)式でもって求めた結果が Fig. 9 である。水平壁面噴流の場合と同様に、流過距離による変化は $m = \delta_B / \delta_0$ の変化と同じ傾向を示している。

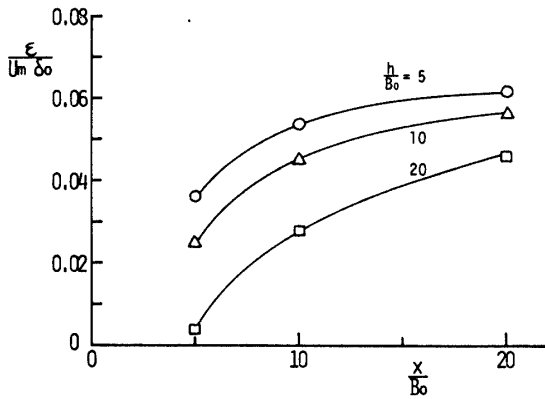


Fig. 9 Coefficient of eddy viscosity in main flow

h/B_0 が大きいと、無次元渦動粘性係数の流過距離 x/B_0 による変化が大きいのは、後述する加速流域および一様流域が h/B_0 にほぼ比例している、 h/B_0 が大きい程壁面噴流流の状態が確立されるまでの流過距離が大きいことによるものと考えられる。

境界層の発達: 境界層の発達を境界層運動量方程式を用いて計算するには境界層外縁における流速と境界層内速度分布則が必要である。

便宜のため、著者が先に提案した主流部乱れの影響を考慮した速度分布則⁹⁾をまとめておく(簡略解)。

$$\left\{ \frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} R_* \eta \quad \text{for Viscous Sublayer} \right.$$

$$(12) \left\{ \begin{aligned} \frac{U}{U_*} &= \frac{1}{\kappa} R_* \eta_1 + \frac{\eta - \eta_1}{\kappa (\eta_2 - \eta_s) \{1 - E(\eta_2 - \eta_s)\}} && \text{for Turbulent Sublayer} \\ \frac{U}{U_*} &= \frac{1}{\kappa} \left[R_* \eta_1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{(\eta_2 - \eta_s) \{1 - E(\eta_2 - \eta_s)\}} + \left\{ \ln \left| \frac{\eta - \eta_s}{\eta_2 - \eta_s} \right| + \frac{1 - E}{E} \ln \left| \frac{1 - E(\eta - \eta_s)}{1 - E(\eta_2 - \eta_s)} \right| \right\} \right] && \text{for Outer layer} \\ \kappa &= 0.4, \quad \eta = \frac{y}{\delta_B}, \quad E = 1 - \frac{\alpha U_m \delta_0}{\kappa U_* \delta_B}, && \\ & && R_* = \kappa \frac{U_* \delta_B}{\nu} \end{aligned} \right.$$

Vortex type の乱流底層厚さ

$$(13) \left\{ \begin{aligned} \eta_2 - \eta_1 &= 0 && \text{for } \frac{U_* k_s}{\nu} \leq 3.3 \\ \eta_2 - \eta_1 &= \frac{k_s}{\delta_B} [1 - \exp\{-0.055(\frac{U_* k_s}{\nu} - 3.3)\}] && \\ & && \text{for } \frac{U_* k_s}{\nu} \geq 3.3 \\ \eta_1 - \eta_s &= \frac{1}{2E} \left\{ -\sqrt{1 - \frac{4E}{R_*}} \right\} \end{aligned} \right.$$

粘性底層厚さ

$$(14) \left\{ \begin{aligned} \frac{U_* \cdot y_1}{\nu} &= 7.79 && \text{for } \frac{U_* \cdot k_s}{\nu} \leq 3.3 \\ \frac{U_* \cdot y_1}{\nu} &= A_R - \frac{1}{\kappa} \left[\frac{\eta_2 - \eta_1}{(\eta_2 - \eta_s) \{1 - E(\eta_2 - \eta_s)\}} + \ln \frac{k_s / \delta_B}{\eta_2 - \eta_s} \right] && \text{for } \frac{U_* k_s}{\nu} \geq 3.3 \\ A_R &= 8.50 + 0.744 \left(\frac{U_* k_s}{\nu} - 3.3 \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\{-0.077(\frac{U_* k_s}{\nu} - 3.3)\} \end{aligned} \right.$$

ここに、 k_s は相当粗度、 η_1 および η_2 は壁面より粘性底層および乱流底層境界面までの高さを境界層厚さで無次元化したものである。

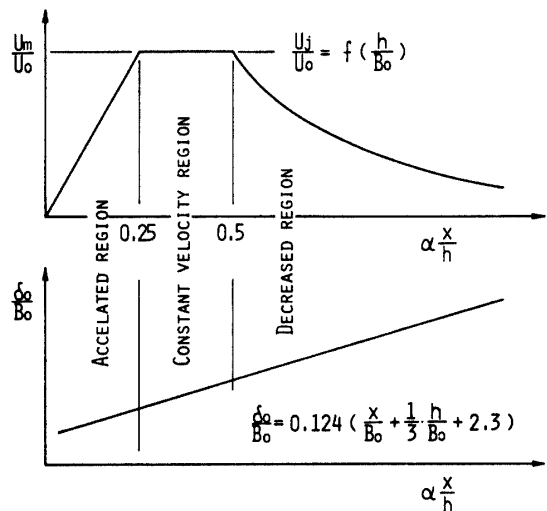


Fig.10 Model of main flow

境界層外縁における流速 U_m は Fig. 7 に示したように複雑な変化をしている。計算の複雑さを軽減するために、最大流速の変化を加速領域、一様速度域および減速領域に分け Fig. 10 に示すように単純化する。

各領域における境界層の発達に関する計算は次のようにして行なった。

加速流域：衝突点より最大流速が急速に加速される領域 ($\alpha x/h < 0.25$) で、近似的に最大流速の変化を流過距離に対して直線的に増加するものと仮定し、境界層厚さもきわめて薄いことおよび流速が加速されていることより境界層外縁附近の乱れは無視して Pohlhausen の近似解を用いる。

加速領域の限界を $\alpha x/h = 0.25$ とすると境界層外縁の流速は次式で与えられる。

$$(15) \quad \frac{U_m}{U_j} = 4\alpha \frac{x}{h}$$

Pohlhausen の近似解によると運動量厚さは次式で与えられる。

$$(16) \quad \frac{\theta^2}{\nu} = 0.0783 \frac{dU_m}{dx} = 0.0196 \frac{h}{\alpha U_j}$$

一方排除厚と運動量厚との関係として

$$(17) \quad \frac{\theta^2}{\delta_B^2} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

があり、岐点近傍であるから、 $\lambda = 7.052$, $\lambda_0 = 0.0783$ である。(16), (17)式より次式のように境界層厚さが求まる。

$$(18) \quad \left(\frac{\delta_B}{B_0}\right)^2 = \frac{1.763}{\alpha} \cdot \frac{h}{B_0} \left/ \left(\frac{U_j}{U_0} \cdot \frac{U_0 \cdot B_0}{\nu}\right)\right.$$

一様流域：この領域にある速度分布をみると、境界層外縁の外側に速度が一様なる部分がみられ、水平壁面噴流の乱れの拡散領域における速度分布と同様な分布である。水平壁面噴流の乱れの拡散領域における一様流速部分においては乱れはみられなかったが、この領域でみられる一様速度部分においては乱れた流れであった。しかし、計算の簡便さの点から乱れを無視することにする。

水深が充分深いとして圧力項を無視した非圧縮性二次元定常状態の境界層運動量方程式を運動量厚および排除厚をもって整理すると次式が得られる。

$$(19) \quad \left(\frac{U_*}{U_m}\right)^2 = \frac{d\theta}{dx} + \frac{\delta_B/B_0}{U_m/U_j} \left(2\frac{\theta}{\delta_B} + \frac{\delta_*}{\delta_B} - 1\right) - \frac{\alpha}{h/B_0} \cdot \frac{d(U_m/U_j)}{d(\alpha x/h)}$$

一様流速域では $dU_m/dx = 0$ なることより上式は次式となる。

$$(20) \quad \left(\frac{U_*}{U_m}\right)^2 = \frac{d\theta}{dx}$$

主流部乱れを無視したので、(12)~(14)式で $E = 1.0$ とした式をもって計算すればよいが、計算を簡略化するため、同値の Prandtl-karman の対数分布則を用いた。

減速流域：主流部の渦動粘性係数は Fig. 9 に示してあるように流過距離によって変化しているが、その変化の少ないことおよび計算を簡略化するため、水平壁面噴流の境界層の発達に関して行なった計算⁹⁾と同様に、流過距離 x/B_0 が 20 の断面における渦動粘性係数を減速領域全体に対する渦動粘性係数値とする。

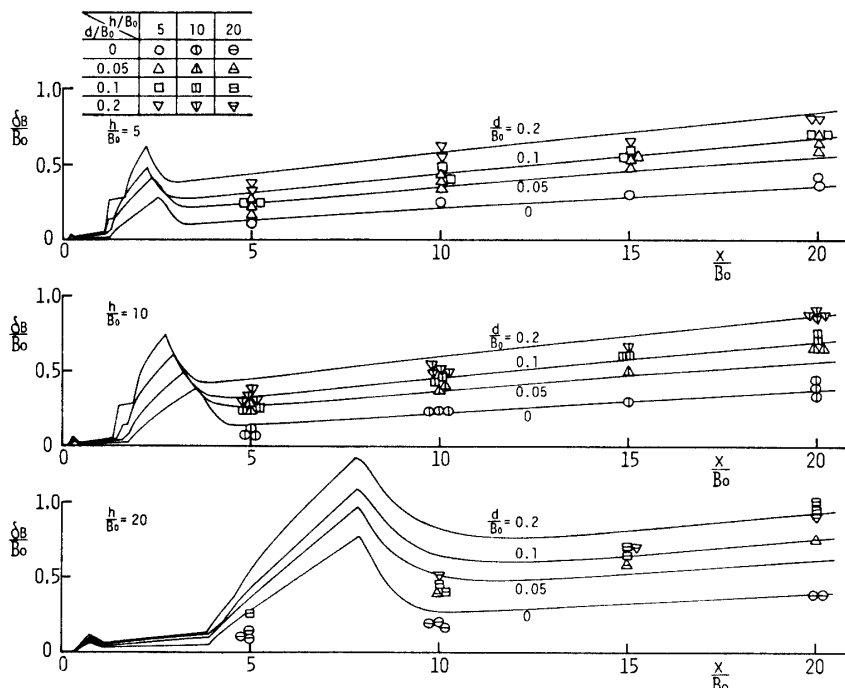


Fig.11 Boundary layer growth from the wall jet after impinged to the plane

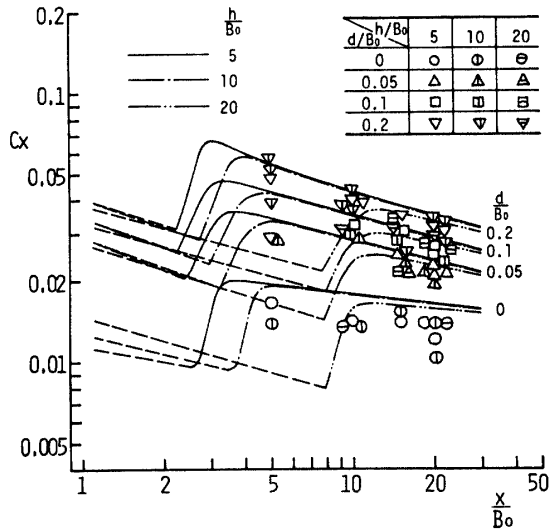


Fig.12 Coefficient of local skin friction from the wall jet after impinged to the plane

境界層運動方程式(19)に(12)~(14)式の数値分布則、境界層外縁の流速に関する実験式(6)および上述の渦動粘性係数を用いて境界層の発達を計算した。

上述の方法でもって計算した境界層の発達および局部抵抗係数と実測したこれらとを比較したのがFig.11およびFig.12である。

Fig.11の計算曲線における不連続に変化しているところは一様流速域より減速域への移行点で、主流部乱れの境界層への影響を不連続的に仮定したため速度分布の不連続的变化によるものである。衝突点までの流過距離 h/B_0 が大きいほど渦動粘性係数が大きく、この不連続性が顕著に現われている。この不連続な仮定の影響部分を除外すると計算値と実測値との一致は良好である。

Fig.12における局部抵抗係数の実測値は式(12)を考慮して片対数紙上の速度分布の勾配より求めたものである。滑面の抵抗係数の実測値の散乱は境界層厚さが15mm以下で速度の測定点が少ないため、粗面における抵抗係数の計算値と実測値との一致は良好である。

3. 再接触噴流による壁面噴流

3.1 実験装置および実験方法

実験に用いた水槽はFig.13に示す両面有機ガラス張りの幅20cm、長さ6mの鉄枠製で、水平壁面噴流の実験に用いたものである。

段落境界面は、溝型鋼によって補鋼された厚さ10mm、長さ2mのアクリル樹脂板で、ネジによって脚の長さが調節できるようにしてある。

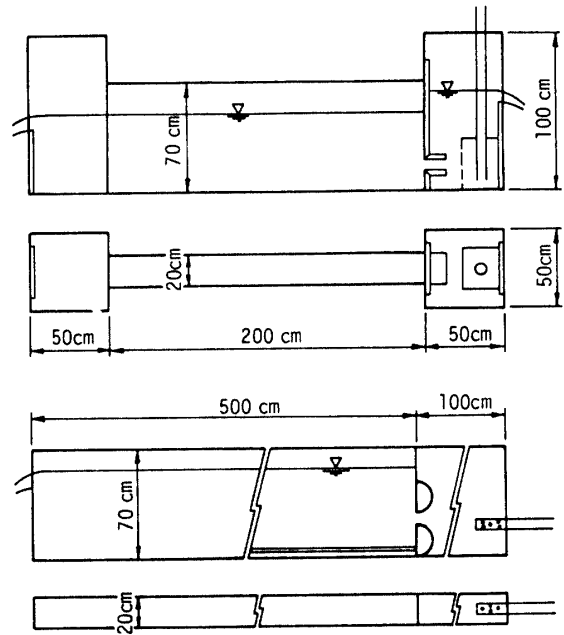


Fig.13 Experimental apparatus for the reattached jet

壁面粗度として段落床面に張付けた砂粒は、中央粒径が0.11, 0.22, 0.32cmのほぼ均一な三種類である。

流速の測定には、内径1.9mm、外径2.2mmのステンレス管の先端を0.2mmの厚さとする矩形断面に研磨仕上げしたもので製作したピトー管を用いた。このピトー管は25cm/s~350cm/sの範囲でピトー管係数を検定した。

実験は噴出孔厚さ B_0 を1.07, 1.54cmとし、噴出孔

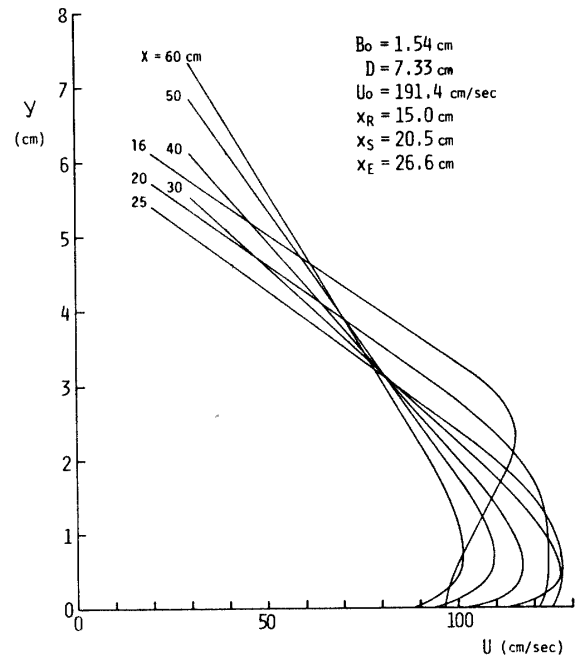


Fig.14 Velocity distribution from the wall jet after reattached to the plane

中心より段落境界面までの距離 D を $D/B_0=1.06\sim 8.30$ なる範囲に境界面を設置し、噴出流速 U_0 をほぼ 200 cm/s と固定して行なった。

噴出流が段落境界面に再接触した後の壁面噴流特性、とくに境界層の発達などを考察するために壁面近傍の境界層流れの流速分布をとりわけ注意深く測定した。

3.2 実験結果とその検討

再接触後の速度分布：噴出流が段落境界面に再接触したのち、壁面に沿う方向の速度分布の代表的な一例を Fig.14 に示す。図に記入してある x_R は平均的に流速が零である実測した再接触点である。再接触後のある距離の範囲で最大流速が増加しているが、壁面近くの流速がより加速されているのが注目される。その後、最大流速があまり変化しない範囲があって、それより下流において壁面噴流流れとみなせる速度分布を示す。

θ_R なる角度で壁面に衝突した流れは、壁面に垂直な方向の速度成分によって縮流する。この際壁面近傍の壁面に沿う方向の速度が著しく加速され、図の $x=20\text{ cm}$ の速度分布のようにあたかも水平壁面噴流の乱れの拡散領域における速度分布が現われる。その後、最大流速はあまり変化しないが、流れの幅は狭くなっていて、壁面に垂直方向の速度成分が残っているのが認められる。流れの幅が最小になった以後の流れは水平壁面噴流の乱れの確立領域と同様な速度分布を示す。

最大流速の変化：再接触後の最大流速 U_m の変化を噴出流速 U_0 で無次元化して示したものが Fig.15 である。図より、噴出孔中心より段落境界面までの深さ D および壁面粗度が大きい程、最大流速が小さくなって

いる。 Fig.15 (a) の測定結果を段落境界高さが $D/B_0=0.5$ の滑面水平壁面噴流の結果を基準にして段落高さによ

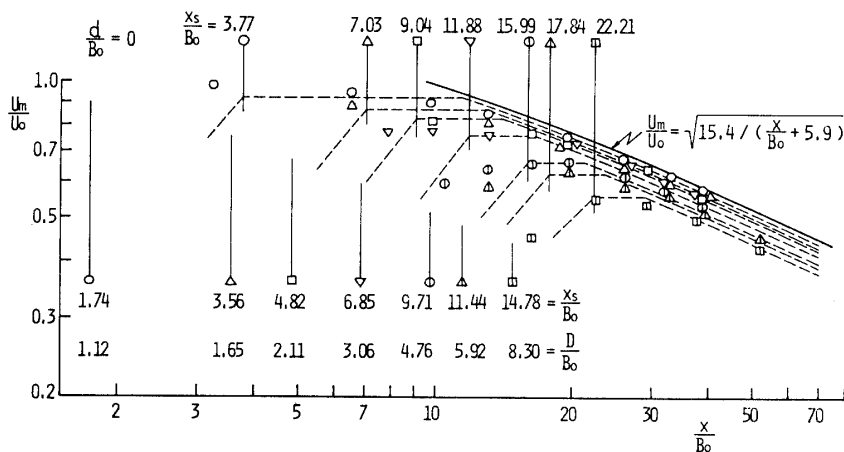


Fig.15(a) Transfer of maximum velocity with distance from the outlet for smooth wall

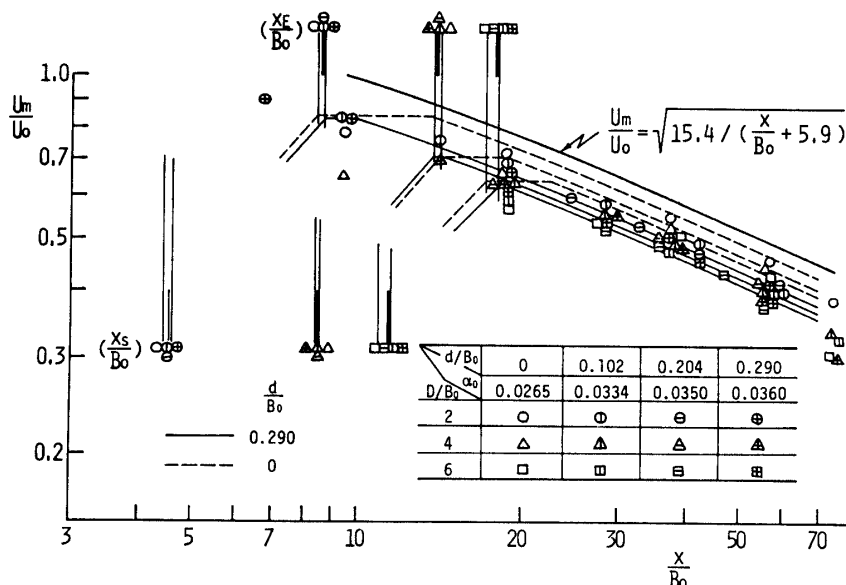


Fig.15(b) Transfer of maximum velocity with distance from the outlet for rough wall

る補正を K_{U1} とし, Fig. 15(b) で壁面粗度による補正を K_{U2} として, 速度分布が水平壁面噴流と同じ分布であるところの最大流速の変化を次式で表わすことにする.

$$(21) \quad \frac{U_m}{U_j} = K_{U1} \cdot K_{U2} \sqrt{15.4 / \left(\frac{x}{B_0} + 5.9 \right)}$$

K_{U1} , K_{U2} を Fig. 15 の結果より求めると次のようになった.

$$(22) \quad \begin{cases} K_{U1} = \{2.4 / \left(\frac{D}{B_0} + 1.9 \right)\}^{\frac{1}{8}} \\ K_{U2} = A \left(\frac{d}{B_0} \right)^2 / 4 \{ \left(\frac{d}{B_0} \right)^2 + 0.005 \} \\ A = 0.176 \log_{10} \left(\frac{D}{B_0} \right) + 0.553 \end{cases}$$

最大流速があまり変化しないところの最大流速を U_j として, U_j/U_0 を段落高さ D/B_0 に対して示したものが Fig. 16 である. U_j/U_0 に対して d/B_0 の影響は量的に評価しがたい. 後述するが d/B_0 が大きい程境界層の発達が著しいために最大流速の通減が d/B_0 の大きい程早く始まり, 最大流速の通減領域で d/B_0 の大きい程最大流速が小さくなっている.

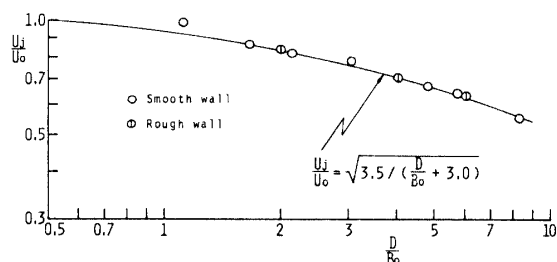


Fig. 16 Relation between U_j/U_0 and D/B_0

主流部の拡散: 最大流速点より主流部の 1/2 最大流速点までの距離 δ_0 を主流部流れの幅として噴出孔厚さ B_0 で無次元化して示したものが Fig. 17 である. Fig. 17(a) に記入してある勾配が大きい直線は再接触するまでの湾曲噴流の拡散を示す. 測定点をみると, 再接触後ほぼ x_s (後述) なる点まで湾曲噴流と同じ拡散を示すが, x_s より x_E (後述) の間で噴流幅は減少し, x_E より下流において水平壁面噴流と同じ拡散を示している.

一方, 壁面を粗面とした Fig. 17 (b) の測定点は水平壁面噴流の δ_0/B_0 よりも大きく, 壁面粗度による変化は無視出来ない. 水平壁面噴流の拡散を規準として D/B_0 および d/B_0 による補正として K_{D1} , K_{D2} を導入して水平壁面噴流をも含めて主流部流れの幅を次式で表わすことにする.

$$(23) \quad \frac{\delta_0}{B_0} = 0.068 \left(\frac{x}{B_0} + 5K_{D1} + K_{D2} \right)$$

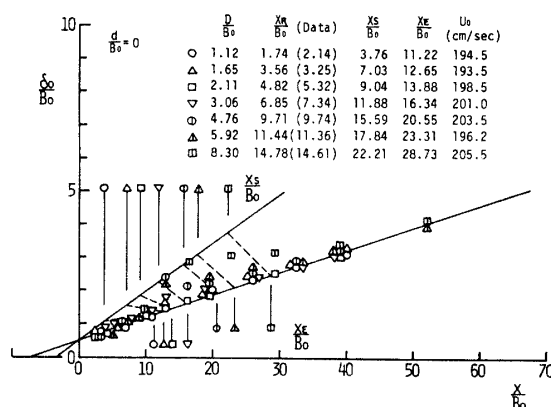


Fig. 17(a) Width of main flow for smooth wall

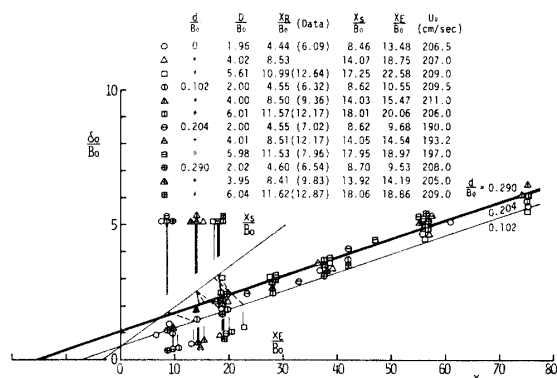


Fig. 17(b) Width of main flow for rough wall

Fig. 17 (a) より K_{D1} を求めた後にこれと Fig. 17 (b) より K_{D2} を求めるとそれぞれ次のように求まった.

$$(24) \quad \begin{cases} K_{D1} = 1.5 \left(\frac{D}{B_0} - 0.5 \right)^2 / \left\{ \left(\frac{D}{B_0} - 0.5 \right)^2 + 0.001 \right\} \\ K_{D2} = 7.5 \left[2 \left(\frac{d}{B_0} \right)^2 / \left\{ \left(\frac{d}{B_0} \right)^2 + 0.001 \right\} - 1.0 \right] \cdot \left[2 \left(\frac{D}{B_0} - 0.5 \right)^2 / \left\{ \left(\frac{D}{B_0} - 0.5 \right)^2 + 0.001 \right\} - 1 \right] \end{cases}$$

流速分布, 最大流速の変化および主流部の幅の変化よりみて, 再接触後の流れを Fig. 18 にモデル的に示すような三領域に分けることが出来る.

加速流領域 ($x_R \sim x_s$): 再接触後壁面近傍の流速が著しく加速され, 最大流速より上部の主流部流れは湾曲噴流の特性を強く持っている. 最大流速点と壁面との間の速度分布は非常に複雑で実験的に境界層が定義できない.

一樣流領域 ($x_s \sim x_E$): 水平壁面噴流の乱れの拡散領域におけると同じ速度分布を示し, 最大流速はあまり変化しないが, 主流部流れの幅が減少していて, 壁面に垂直方向の速度成分の存在が認められる.

減速流領域 ($x_E \sim$): 速度分布, 最大流速の通減

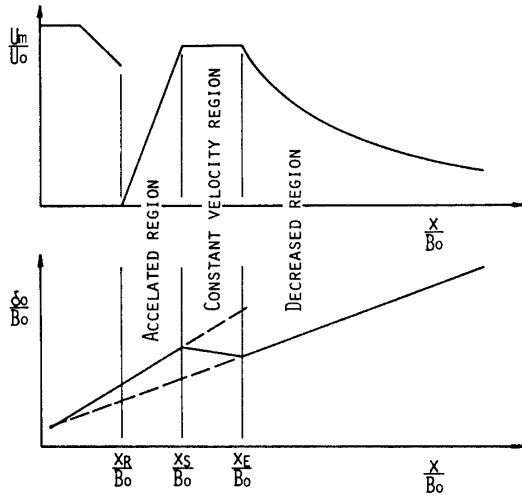


Fig. 18 Model of main flow

および主流部流れの幅の変化が水平噴流の乱れの確立領域のそれらと同じになった領域。

各領域の境界位置 (x_R, x_s, x_E): 前論文¹⁶⁾で Dodd のモデルを用いて湾曲噴流の特性を検討したが、本文で必要である段落高さ D/B_0 が 5 以下における理論値と実測値とは一致しなかった。この点を明らかにするため、 D/B_0 が小さい場合の再接触前の速度分布を測定してみると、段落境界面側に較べ自由水面側の δ_0 が大きく、最大流速点に対する速度分布の非対称性は段落が小さい程きわだっていた。

$D/B_0=0.5$ の場合は壁面噴流であり、 $D/B_0 \rightarrow \infty$ では自由噴流流れであって、両者が再接触噴流の両極限なることより次式で与えられる仮想噴流幅 B_* を導入することにする。

$$(25) \quad \frac{B_*}{B_0} = 1.0 + \left(\frac{0.5}{D/B_0} \right)^m$$

ここに、 m は実験結果より決められる定数である。

前論文¹⁶⁾と全く同じ流れのモデルを用い、運動量の定理および連続の式より段落高さ D/B_0 と湾曲噴流の曲率半径 R/B_0 との関係として次式が得られる。

$$(26) \quad \frac{D}{B_0} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{B_*}{B_0} \right) = \frac{R}{B_0} (1 - \cos \theta_R) + \frac{B_d}{B_0} \cos \theta_R$$

ここに、 θ_R は両接触点での壁面と湾曲噴流とのなす角度、 B_d は最大流速点より両接触線までの距離で次式で与えられる。

$$(27) \quad \frac{B_d}{B_0} = \frac{1}{\sigma_s} \cdot \frac{S+S_0}{B_0} \tanh^{-1} \left\{ \left(\frac{B_0}{B_*} - \frac{1}{2} \right) \sqrt{\frac{4\sigma_s}{3} \frac{S+S_0}{B_0}} \right\}$$

ここに、 $S/B_0 = R \cdot \theta_R / B_0$ で両接触点までの流過距離 σ_s は湾曲噴流の拘束係数 ($\sigma_s = 6.0$) である。

一方、幾何学的関係より再接触点 x_R は次式で与えられる。

$$(28) \quad \frac{x_R}{B_0} = \left(\frac{R}{B_0} + \frac{B_d}{B_0} \right) \sin \theta_R$$

x_R/B_0 を $m=1.4$ として求めた計算値と実測とを比較したものが Fig. 19 で、両者の一致は十分満足すべきものである。

再接触後、壁面近傍における流れが加速されるのは壁面に垂直方向の速度成分による流れの縮流する結果によるものであるところより、再接触点における $1/10$ 最大流速点より再接触角度 θ_R で延長し境界面との交点を両領域の境界点 x_s として Fig. 15, 17 に記入してみた、両図より境界点としてほぼ妥当な点を与えらるとみられる。

Fig. 16 に記入してある実験曲線

$$(29) \quad \frac{U_j}{U_0} = \sqrt{3.5 \left(\frac{D}{B_0} + 3.0 \right)}$$

と式 (21) で与えられる減速域での最大流速とが一致

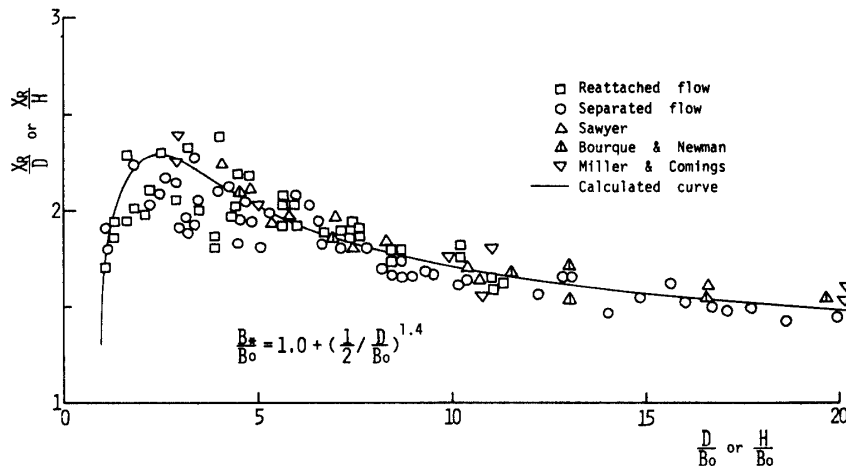


Fig. 19 Distance between the outlet and reattachment point

する点 x_E を一様流域と減速流域との境界とすると、Fig. 17 でみられるようにほぼこの点より下流での主流部幅の増大は水平壁面噴流のそれと同じ割合となっている。

境界層の発達：加速流域において測定した速度分布によって境界層厚を定義することが出来ないで、主として減速流域での境界層の発達を示したのがFig. 20 である。

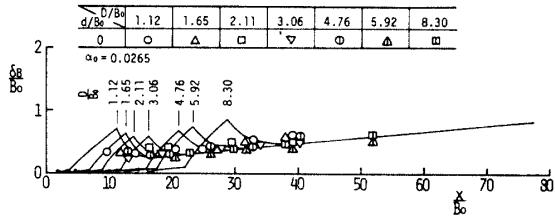


Fig. 20(a) Boundary layer growth from the wall jet after reattached to the plane for smooth wall

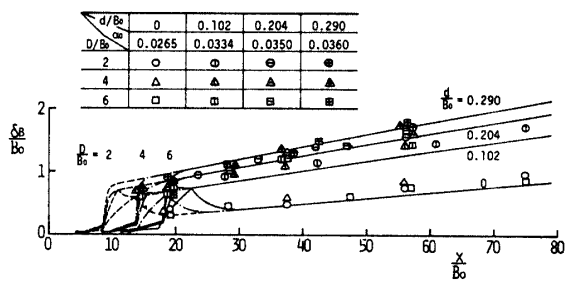


Fig. 20(b) Boundary layer growth from the wall jet after reattached to the plane for rough wall

式(12)で与えられる速度分布則で境界層の発達を求めるには主流部における渦動粘性係数を評価しなければならない。主流部の渦動粘性係数を規定する第一の要素は前論文の結果より δ_B/δ_0 である。 δ_B/δ_0 の実測値を図示したものが Fig. 21 である。この図より主流部の渦動粘性係数はほぼ壁面粗度によって規定されることが明らかで、事実段落高さおよび流過距離を変えて求めた結果は有効数字 3 桁目が変化する程度であった。前論文⁹⁾と同様に $1/2$ 最大流速点の無次元渦動粘性係数 $\alpha_0 = \epsilon/U_m \cdot \delta_0$ を用いて境界層の発達を計算する。この値は図中に記入してある。

境界層発達の計算をするに主流部流れを Fig. 19 に示すようにモデル化した。加速流域での流速分布は非常に複雑で実験的に境界層を決めることが出来ない。従って、境界層外縁流速もどようになっているのか不明であるが、岐点附近であることと、Fig. 15 の加速流域の測定結果より Fig. 18 に示すように最大流速が

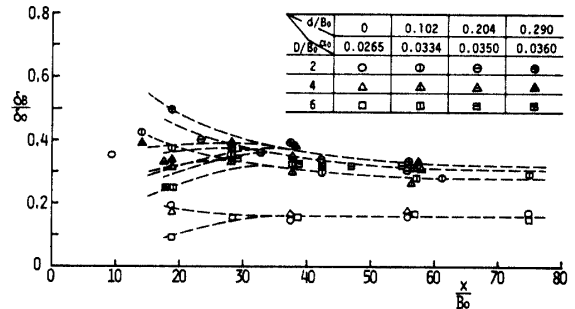


Fig. 21 Relation between δ_B/δ_0 and x/B_0

直線的な増加と、2次曲線で加速されるとの二通りの仮定をしてみた。

加速流域を10等分し、最初の一区間での境界層厚は岐点近傍でよく適合する Pohlhausen の近似計算法で求め、残りの区間では、滑面の場合に Blasius の抵抗則を、また粗面の場合には Manning-Stricker の抵抗則を用い、境界層運動量方程式でもって境界層の発達を計算した。この場合、明らかに加速流域での圧力変化が認められるので $dP/dx = -\rho U_m \cdot dU_m/dx$ とした。

減速流域になると主流部の無次元渦動粘性係数が一定になっていることより、一様流域における無次元渦動粘性係数をその区間で直線的に増加して減速流域のそれに一致するものとした。一様流域以下は式(12)の速度分布則を、圧力項を無視した境界層運動量方程式に算入して境界層の発達を計算した。

境界層の発達を上述のようにして計算した結果は Fig. 20 に曲線で示してある。減速流域においては主流部の渦動粘性係数が評価されているが、加速流域および一様流域においては渦動粘性係数が求められていないことを考慮すると、計算値と実測値との一致はきわめて良好なものである。なお、加速流域における最大流速に対する仮定の相異によるこの領域の境界層の発達には差異があるが、減速流域の境界層発達にはほとんど影響しなかった。

境界層の発達についての計算で得られた局部抵抗係数の値を速度分布より求めた値とを比較したものが Fig. 22 である。

4. 結 語

噴出流が固定床に衝突あるいは再接触した後の壁面に沿う流れの主流部は、流速分布および最大流速の変化より加速流域、一様流域、および減速流域に分けることができ、狭義の壁面噴流流れは減速流域における

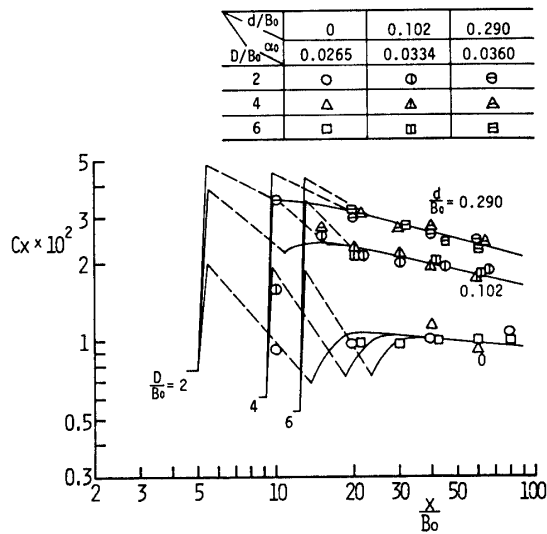


Fig. 22 Coefficient of local skin friction from the wall jet after reattached to the plane

流れのみである。

加速流域における流速分布の最大流速点は下流断面のものほど壁面に近いところにおいて、壁面に垂直方向の速度成分が存在していることが認められる。この領域における複雑な流速分布については今後より詳細な実験による検討が必要である。

減速流域における主流部の渦動粘性係数の場地的変化は小さくほぼ一定値とみなしてよく、流れは壁面噴流の流れと同種のものである。この領域における境界層の発達および局所抵抗係数は主流部の乱れを考慮して提案した速度分布則によって良く説明することができ、提案した速度分布則に対する一つの検証ができたものとする。

各領域の境界点は衝突あるいは再接触する直前における流れの大きさと壁面となす衝突角によってほぼ規

定される。

以上得られた結果は、水門やダムなどからの放流水によるそれらの下流部における局所洗掘現象を説明するための手掛りとなるであろう。

参 考 文 献

- 1) Förthman. E.: Turbulent jet expansion, N.A.C.A. TM-789, 1936.
- 2) Kapaeva A.K.: Trans, Hydraulic. Eng. 92, 248
- 3) Rajaratnam. N: *Hydraulic jump, Advance in Hydraulics*, 4, 192, (1967)
- 4) Eskinazi. S. and V. Kruka: Proc. A.S.C.E., 88, EM 2, 125, (1962)
- 5) Kruka V, and S. Eskinazi: Jour, Fluid Mech, 20, Part 4, 555, (1964)
- 6) Glaurt, M.B.: Jour, Fluid Mech, 1, Part 6, 625, (1956).
- 7) Schwarz, W.H. and W.P. Cosart: Jour, Fluid Mech, 10, Part 4, 481, (1961)
- 8) 土屋義人：土木学会論文報告集, No. 82, 21 (1962)
- 9) 齋藤 隆：二次元乱流壁面噴流に関する研究.
- 10) 栗原道徳：九州大学流体工学研究所報告, 2 No. 3, 21 (1943)
- 11) 栗原道徳：九州大学流体工学研究所報告, 3, No. 3, 18 (1947)
- 12) 栗原道徳：九州大学流体工学研究所報告, 3, No. 2, 21 (1947)
- 13) 栗原道徳：九州大学流体工学研究所報告, 7, No. 4 (1951)
- 14) Nikuradse. J: V. D.I-Forschung-sheft 356, (1933)
- 15) Nikuradse. J: V.D.I.-Forschungsheft 356, (1933)
- 16) 齋藤 隆：境界の影響を受ける二次元噴流の特性, 土木学会論文報告集, No. 164, (1969)

(昭和52年4月15日受理)