

1. 緒言

着者は、急転部における常流遷移流と下流水路側壁から拘束を受ける流れの場の噴流拡散現象と考え、急転部の流れに対する噴流理論適用の可能性について検討を加えるとともに、簡単な非対称流れモデルと下流水路側壁による拘束の効果を示す実験的パラメータ σ を用いて、急転部の下流に形成される非対称のはく離領域について考察を行なった⁽¹⁾。急転部に形成されるはく離領域は、非対称のものが多く、この現象は非常に複雑で不安定であるから、これを平均化して取り扱うことも、実用的見地から重要な問題の一つと考えられる。

本報告は、急転部における常流遷移の対称流れモデルを考え、はく離領域の平均的長さについて考察を行ない、実験によって検討を加えるものである。

2. 中心線流速の伝減特性と混合領域内の流速分布

急転部から放出される流れは、噴出速度 u_0 が保持される領域、いわゆる Zone of flow establishment・噴出速度 u_0 が伝減する Zone of established flow および下流水路の流れへの遷移領域とに分けて考えることができ、着者の実験においては、その中心線流速の伝減特性は2次元理想噴流のそれと同様にづぎのように表わし得ることが明らかにされた。

$$\frac{u_c}{u_0} = K_0 \sqrt{\frac{B_1}{x}} \quad \dots\dots (1)$$

ここに、 u_c : 流下距離 x における中心線流速、 u_0 : 噴出速度、 K_0 : 常数 B_1 : 噴出中である。

着者はすでに、はく離領域内に逆流を考慮しない境界条件を用いて噴流の方程式を解き、混合領域内の流速分布を求めたが、これは非常に複雑な計算を必要とするばかりでなく、図-1に示したように実験による流速測定の結果とよくあわせて、混合領域内の流速分布は簡単な β -chlichtung の式を用いて十分に近似されると考えられる。すなわち、

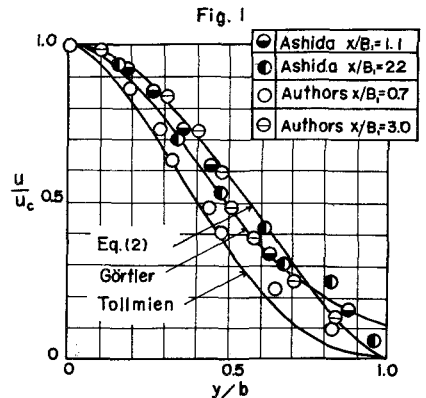
$$u = u_c \{1 - (1 - \eta^2)^2\} \quad (2)$$

$$\eta = (y - y_3) / b \quad (3)$$

ここに、 y : 水路中方向の座標、 y_3 : 混合領域端部の座標、 b : 混合領域の中である。また自由乱れの場合、この b はづぎのように表わされている。

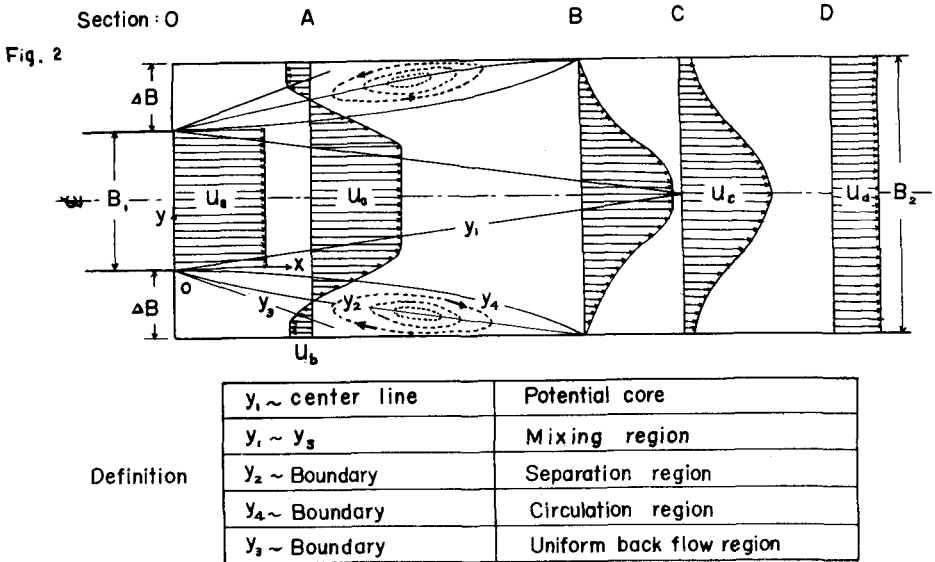
$$b = \frac{1}{\sigma} x \quad (4)$$

ここに、 σ は断面 x における乱れによる混合の程度を示す常数で、自由乱れの場合は従来から多くの実験によって、2~3の値が得られているが、急転部の流れのように下流水路側壁の拘束を受ける場合には、 σ はさらに大きい値をとるものと考えられる。



3. 急流断面近傍におけるはく離領域の特性

前にも述べたように、混合距離理論を用いた急流部近傍の流速分布計算法は、非常に煩雑で多量の計算を必要とするが、工学的見地から開水路急流部の水理学的特性を検討する場合には、流速分布よりもむしろはく離領域の形状、長さあるいは一様な流速分布に回復するまでの流下距離などが重要な問題となる。ここでは、図-2に示したようにはく離領域内に等逆流領域と仮定し、さらに混合領域内の流速分布に Schlichtung の近似を用いた対称流れモデルを考え、急流断面近傍のはく離領域の特性を検討する。



逆流がある場合には、混合領域内の流速分布は(1)式と同様に(5)式で与えられる。

$$U = U_c \left\{ 1 - (1-m)(1-\eta^2)^2 \right\} \quad (5)$$

ここに、 $m: U_0/U_c < 0$ U_0 : 逆流の平均流速である。図-2において断面Oと断面Aとの間における運動量方程式と連続方程式は圧力差を無視すると、それぞれ

$$\frac{y_1}{b} \bar{b} = \bar{b} \int_{\eta_2}^1 \left(\frac{U}{U_c} \right)^2 d\eta - \bar{b} \int_0^{\eta_2} \left(\frac{U}{U_c} \right)^2 d\eta - m^2 \left(1 + \frac{y_3}{b} \bar{b} \right), \quad (6)$$

$$\frac{y_1}{b} \bar{b} = \bar{b} \int_0^1 \frac{U}{U_c} d\eta + m \left(1 + \frac{y_3}{b} \bar{b} \right), \quad (7) \quad \text{ただし、} b/\Delta B = \bar{b} \quad (8)$$

$$\text{となり、(3)~(8)式を用いて} \quad 1/(1-m)(1-\eta_2^2)^2, \quad (9)$$

$$\frac{x}{\Delta B} = \frac{-m(1+m)\sigma}{\left\{ 0.134 - 0.302m + 0.598m^2 + 0.766m^3 + 2(1-m) \int_0^{\eta_2} \left(\frac{U}{U_c} \right)^2 d\eta \right\}} \quad (10)$$

が得られる。したがって、 x と σ が与えられると(9)、(10)式から m 、 η_2 が求まり、はく離領域の境界を知ることができる。

4. はく離領域の長さ

前項の計算は等逆流領域の仮定が許される噴出口のごく近傍に適用されるもので、ここでは、はく離領域全体の長さを推定するために、 σ の平均的な値である σ_m を導入して考察を行

なう。急流部における常流遷移流のパターンは、Potential coreの長と l_p とはく離領域の長と l_s によって、(i) $l_p > l_s$, (ii) $l_p = l_s$ および (iii) $l_p < l_s$ の3つの型式に分類できる。一般に水路中拡大比 β_* が小さい拡大部では $l_p > l_s$ と考えられ、 β_* が大きい場合には、これと反対に $l_p < l_s$ と考えられる。図-3はこれらの関係を示した流れのモデルであり、つぎのような仮定をもとづいている。

(a) 常流遷移の流れでは水面こう配が小さく、2次元的な取り扱いができる。

(b) 断面Aにおける混合領域の中はそれぞれの図に示したようになる。

(c) 混合領域内の流速分布は(2)式で与えられる。

図-3において、断面Oと断面Aとの連続の関係を求めると、それぞれつぎのようになる。

(i) $l_p > l_s$ の場合

$$U_0 \left(\frac{1}{2} B_1 - y_1 \right) + \int_{-\Delta B}^{y_1} u \, dy = \frac{1}{2} B_1 U_0 \quad (11)$$

(12), (13)式を用いて変数変換すると、

$$-y_1 + (y_1 + \Delta B) \int_0^1 \{1 - (1 - \eta^{\frac{3}{2}})^2\} d\eta = 0,$$

$$\therefore y_1 = \frac{C_1}{1 - C_1} \Delta B, \quad (12)$$

ただし、 $C_1 = \int_0^1 \{1 - (1 - \eta^{\frac{3}{2}})^2\} d\eta = \text{const.}$

(13)

が得られる。いま(14)式において、はく離領域全長にわたる σ の値を平均化して考え、

$$b = y_1 + \Delta B = l_s / \sigma_m \quad (14)$$

とおく。また $\Delta B = \frac{1}{2} B_1 (\beta_* - 1)$

(15)

であるから、(12)(14)および(15)式から

$$\frac{l_s}{B_1} = \frac{1}{2(1 - C_1)} \sigma_m (\beta_* - 1) \quad (16)$$

が得られる。ここに、 $\beta_* = B_2 / B_1$ は水路巾拡大比である。

(ii) $l_p = l_s$ の場合

$$\frac{1}{2} B_2 U_0 \int_0^1 \{1 - (1 - \eta^{\frac{3}{2}})^2\} d\eta = \frac{1}{2} B_1 U_0, \quad \therefore \beta_* = \frac{B_2}{B_1} = \frac{1}{C_1} \quad (17)$$

が得られる。これは l_p と l_s の大小関係が変わる限界の水路巾拡大比を示すものである。

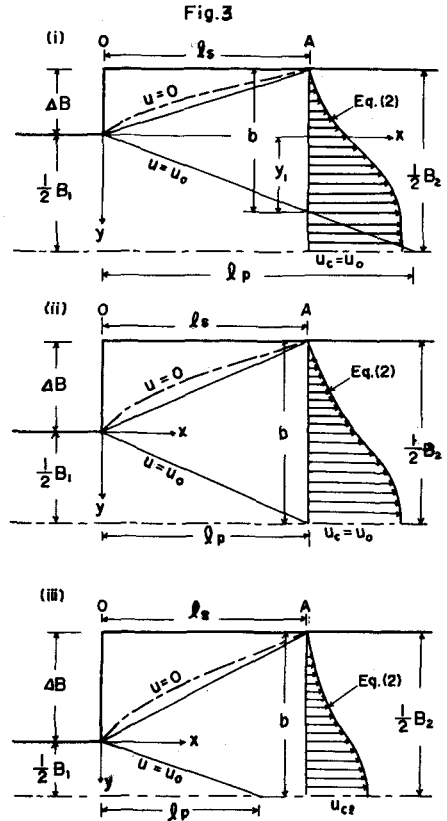
(iii) $l_p < l_s$ の場合

$$\frac{1}{2} B_2 U_{cl} \int_0^1 \{1 - (1 - \eta^{\frac{3}{2}})^2\} d\eta = \frac{1}{2} B_1 U_0$$

から、(1)式を用いて

$$\frac{l_s}{B_1} = \left\{ C_1 K_0 \beta_* \right\}^2 \quad (18)$$

が得られる。(1)式および(18)式における K_0 の値は、いまは理論的に求めることが困難で、実験によってAlbertsonは2.28、本間・十沢は2.20⁽²⁾を得ているが、 $\beta_* = 1 / C_1$ において(16)式と(18)式とは等しい値となるはずであるから、 K_0 はつぎのようになる。



$$K_0 = \sqrt{\frac{1}{2C_1} \sigma_m}$$

(19)

図-4 の実線は (16) 式および (18) 式の計算値を示すもので、それぞれの σ_m に対応する K_0 の値が示されている。

5. 実験結果と考察

実験水路および測定方法は非対称流れの場合と同様で、⁽¹⁾ 実験は流量 4~10 l/sec, 下流 Froude 数 $Fr_2 < 0.37$ の常流遷移の流れに対して行なわれた。図-4 は従来の研究によって得られた実験値と著者のものをプロットしたものであるが、⁽³⁾ 前節で示した理論曲線と比較することによって、つぎのようなことが明らかとなる。

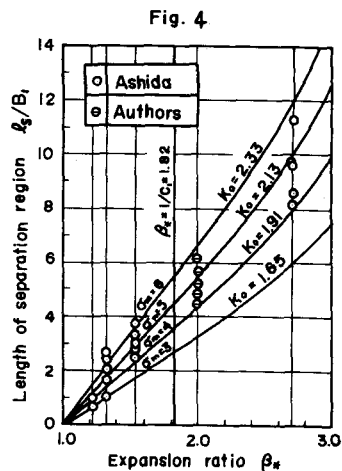


Fig. 4

- (1). β_* が小さい場合には、はく離領域の長さ l_s は β_* に比例して増大する。この場合、下流水路側壁による平均的拘束効果を示すパラメーター σ_m の値は 4~6 (平均 5.0) である。
- (2). β_* が大きい場合には、はく離領域の長さ l_s は β_*^2 に比例して増大する。この場合、Potential core の長さを左右する実験常数 K_0 の値は $\sigma_m = 5.0$ の場合で $K_0 = 2.13$ となる。
- (3). この実験結果のみでは、上記の 2 領域の境界を区別することが困難であるが、モデルから求めた (19) 式 $\beta_* = 1/C_1 = 1.82$ の付近にあることが推測される。
- (4). K_0 の値は、中心線流速の実験結果から (1) 式を用いて求めると、 $\beta_* = 2.0$ の場合、 $K_0 = 1.64$ となり、(19) 式に $\sigma_m = 5.0$ を代入して得られる $K_0 = 2.13$ より小さい値となる。これはモデル化を行なう際の多くの仮定が集約されたものと考えられ、(18) 式の K_0 の値は (1) 式の K_0 と異なる一つの実験常数として解釈しなくてはならない。

6. 結言

このように、簡単なモデルから得られた計算結果によって、はく離領域の長さ l_s と水路中拡大比 β_* との間の一般傾向をよく説明できることがわかった。しかしながら、はく離領域の長さはたんに水路中拡大比のみによって変化するものではなく、噴出中 B_1 と噴出速度 U_0 によっても変化するものと考えられ、実際に流れの Froude 数が大きいほど l_s/B_1 も増大する傾向が認められている。したがって、将来はこの点について十分な検討を行なう必要があると考えている。

参考文献

- (1). 石原・志方：開水路急拡大部の水理学的性状に関する研究(とくに流れの非対称性について), 土木学会第 20 回年次学術講演会講演集。
- (2). 土木学会：水理公式集, 昭和 38 年増補改訂版。
- (3). 芦田和男：河川改修に伴なう断面急変部の水理とその適用に関する研究, 学位論文, 昭和 36 年。