Ⅱ－27　開水路急縮部の水理学的性状に関する研究
（とくに、はく離領域の形状について）

京都大学工学部　正員　工博　石原藤次郎
京都大学大学院　学生員　工修　志方俊之
水資源開発公団　正員　工修○河合恂二

(1) 緒言　　本報告は急縮部の水理学的性状を明らかにするため、第一段階として、とくに急縮部下流に形成されるはく離領域の形状と大きさに関して、自由流線からの噴流拡散、および二次元噴流に対する下流側水路側壁のCoanda効果を考えて解析を行ない、さらに実験的に検討を加えたものである。

(2) 自由流線を用いた取り扱い　　これは噴流が自由流線上の各点から一定の噴出角で拡散して混合領域を生じ、その内縁の包絡線がはく離領域の境界になるという芦田博士の考え方を用い、急縮部下流のはく離領域の形状を求めようとするものである。著者らは急縮部の流れの基本として、図-1に示すような一定の水路幅縮小比をもつ急縮部からの自由流線を考え、それからの混合領域内縁の包絡線を求めた。自由流線は

$$\left.\begin{aligned} x&=\frac{u}{2\pi}\left[\log\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{u}-u\right)\log\frac{1+u^2+2u\cos\theta}{1+u^2-2u\cos\theta}\right]\\ y&=\frac{u}{2\pi}\left(\frac{1}{u}-u\right)\left[\tan^{-1}\frac{2u}{1-u^2}-\tan^{-1}\left(\frac{2u}{1-u^2}\sin\theta\right)\right]\end{aligned}\right\}\left(\theta=0\sim\frac{\pi}{2}\right)\quad(1)$$

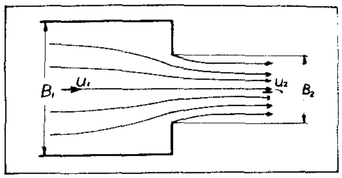

図-1

によって与えられる。ここに、uは図-1において$u_2=1$としたときのu_1の値で、水路幅縮小比β_*との関係はつぎのようである。

$$\beta_*=\frac{B_2}{B_1}=1-\frac{u_1}{u_2}-\frac{2}{\pi}\left\{1-\left(\frac{u_1}{u_2}\right)^2\right\}\tan^{-1}\frac{u_1}{u_2}\qquad(2)$$

(1)式に対する混合領域の内縁は、噴出角をαとして(3)式で与えられ、その包絡線は$dy/d\theta=0$を満足する(x_1, y_1)座標として(4)式のようになる。

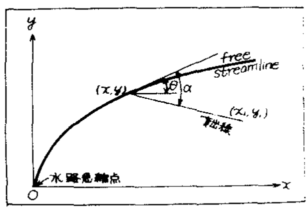

図-2

$$\frac{y_1-y}{x_1-x}=\tan(\theta-\alpha)\qquad(3)$$

$$\left.\begin{aligned} x_1&=x+\frac{u(1-u^2)^2\sin\alpha\cos(\theta-\alpha)\cot\theta}{\pi\{(1+u^2)^2-4u^2\cos^2\theta\}}\\ y_1&=y+\frac{u(1-u^2)^2\sin\alpha\sin(\theta-\alpha)\cot\theta}{\pi\{(1+u^2)^2-4u^2\cos^2\theta\}}\end{aligned}\right\}\left(\theta=0\sim\frac{\pi}{2}\right)\quad(4)$$

(3) 下流側水路によるCoanda効果　　上にのべた解析法は下流側水路側壁の存在を無視したものであるが、実際の流れでは下流側水路側壁は、はく離領域のcavity効果によって流れを壁面に引き寄せる働き（Coanda効果）をもっている。そこで著者らは、急縮部の流れに対して、ある角度αと幅bをもって下流側水路に放出される二次元噴流と考える図-3のような流れのモデルを用い、この噴流と下流側水路側壁との間に形成されるcavity zoneを求めることによって、はく離領域の長さを決定することを試みた。解析にあたっては、つぎのような仮定を行なう。(1)流線の写真撮影によって得られた結果から、流れはO_c点を中心とする円弧AC上では、流速が一定で、流向はO_c点に向かうものと考える。ただしα, bは

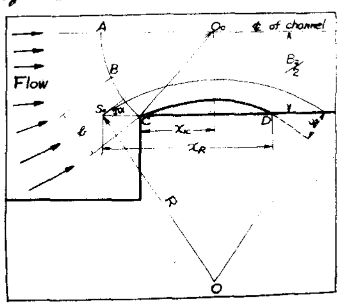

図-3

(5)式で与えられる。

$$\alpha = \frac{3}{4}\tan^{-1}\left(\frac{2x_{1c}}{B_2}\right), \quad b = B_2 \sin\alpha/3 \,\mathrm{cosec}\,\tfrac{4}{3}\alpha \qquad (5)$$

(2) はく離領域内の水深および主流の水深は一定で、それぞれ h_i, h_0 とする。(3) 噴流の流速分布には Görtler の解を用いる。

Newman の方法を用いて、後流によってはく離領域に補給される運動量を考えた釣合の条件および遠心力と圧力差との釣合の条件を求めると、下流側はくり領域の長さ x_R および主流とはく離領域との圧力差は(6)および(7)式で与えられる。

$$\frac{x_R}{b} = \frac{2}{3}\frac{\sigma\left(1/t_1^2 - 1\right)}{\alpha}\sin\alpha - \frac{\tanh^{-1} t_2}{3t_2^2 \sin\alpha} \qquad (6)$$

$$\frac{h_0 - h_i}{\frac{u_0^2}{2g}} = \frac{6\alpha}{\sigma\left(\frac{1}{t_1^2} - 1\right)} \qquad (7)$$

ここに、σ: Spread parameter, u_0: 噴出口における噴流の平均流速, t_1, t_2: αによって定まる常数

ここで問題になるのはσの値であり、これは実験的に求める必要がある。

(4) 実験および考察　　実験水路は幅30cmおよび15cm, こう配 1/500, 長さ14mで、中央に急縮部を設けた。(i) 自由流線上からの噴流の噴出角としてTollmienが二次元噴流に対して求めた実測値11°10'を用いて、自由流線および混合領域内縁の包絡線を求め、実験から得られた結果とを比較すると図-4のようである。図-4において、Ⅰは半無限境界における流出口からの自由流線、I_eおよびII_eはそれぞれⅠおよびⅡに対応する包絡線である。また破線は本実験における写真撮影によって得たはく離領域の形状である。図-4によって明らかなように、実際に形成されるはく離領域は(1)～(4)式によって求めたものよりも小さい結果を与える。これは前にものべたように、下流側水路側壁によるCoanda効果を考慮にいれていないことに原因していると考えられる。また、噴流の拡散角αが下流方向に増大していくこと、すなわちSpread parameter σが減少する事実を示している。

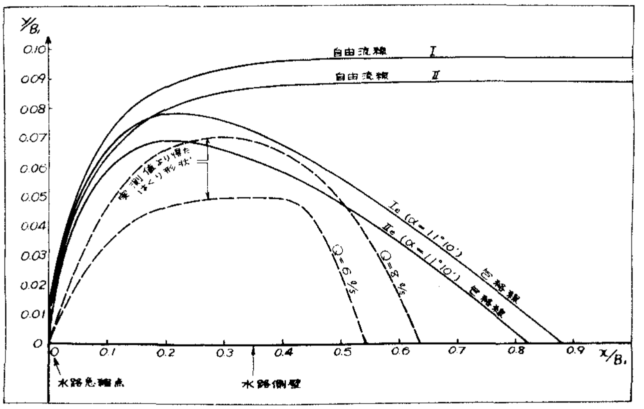

図-4

(ii) 図-3におけるx_{1c}として、便宜的に包絡線II_eの極大点のx座標を用い、図-3に示した流れのモデルの幾何学的条件(5)式からαおよびbを求めた。$h_0 - h_i$を実験によって測定し、(6)および(7)式からσを求めると、$\sigma = 7.62 \sim 10.33$となりReichardtの実験値7.67より大きい値となった。図-5に示したNewmanの実験値は、さらに大きいσの値を与えている。これは流れのモデル化にともなう多くの仮定によることは、もちろんであるが、Sawyerはこの種の実験においてσの値がplane jetのものと大きく異なることを指摘して、σを単なる実験常数と考えている。この取り扱いには、上にのべたような大きな仮定が用いられており、今後はこれらの点を改良して実際の流れに適した解析法を検討していく予定である。

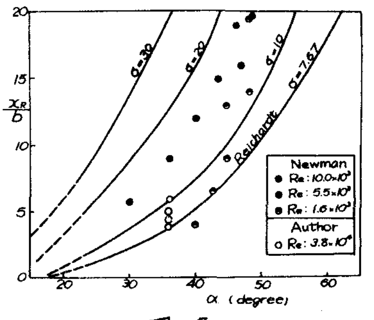

図-5