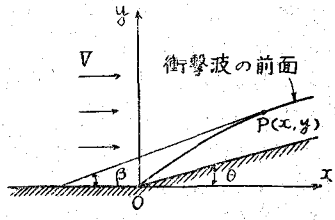
92. 餘水路における衝撃波について　(20分)

准員　京都大學工學部　石　原　安　雄

餘水路における流れは，たいていの場合超限界流（射流）であり，その水理現象は低限界流（常流）の場合とは異なつて，跳水とか衝撃波などの現象が超限界流において見られる．そのうち特に衝撃波について考察した結果を述べる．

從來餘水路の設計に際しては，不等流の基本式を數値計算し，それに經驗的に幾らかの餘裕をもたせるか，あるいは模型實驗をしてFroudeの相似律によりその水深を求めるかのいずれかの方法によつて又は兩者を總合して，側壁の高さなどを決定していた．上流より下流まで同一の水路幅でしかも直線水路であれば，上の方法によつても問題はないが，水路幅が變化したり水路が曲つている場合にはこの方法は適用できず，從來は模型實驗の結果より經驗的に側壁の高さを決定していた．從つてある場合には非常に餘分の高さをもつ側壁を作つたり，又ある場合にはその高さが不充分のため，高水時に側壁を越した水がその構造物の基礎を洗つて危險な狀態になつた例が少くない．このような問題を超限界域における衝撃波の理論を用いて解明しこの種の構造物の合理的設計に寄與しようとしたものである．



超限界域の流れの問題に關しては，特に氣體の場合超音速流として多くの研究がなされている．高速氣流の運動方程式と水流に關する運動方程式は $gh=a^2$ （g；重力加速度，h；水深，a；音速）とおけば全く同一の式となり，氣體の兩比熱の比 γ が2の場合に氣體の密度と水深が相對應し類似性が成立することは以前よりよく知られており，實際高速流の狀態を見當ずけるために開水路における水流の實驗を行うことも周知のことである．これとは逆に高速氣流の理論を上述の類似性によつて水流に應用しようとする試みが1938年 von Kármán によつてなされ，最近米國において Knapp, Ippen 等により研究が進められている．この研究者達の實驗によれば開水路に對するこの理論は，等流の場合定量的にもほぼ適用されうることが確認された．しかしこれらの研究はすべて等流の場合に限られており，餘水路の如き不等流の場合には適用されないので，著者は次のような近似圖解法によつて衝撃波を求めた．

すなわち座標軸を圖に示す如くとり，側壁が θ の角度で急に曲つている最も簡單な場合を考え，衝撃波の前面の曲線を $y=f(x)$ とすれば，その曲線上の任意の點 P の切線と x 軸のなす角 β は $\tan\beta=\dfrac{df}{dx}$ であるから

$$\tan\theta=\frac{df}{dx}\left\{\sqrt{1+8F^2\sin^2\left(\tan^{-1}\frac{df}{dx}\right)}-3\right\}\Big/\left\{2\left(\frac{df}{dx}\right)^2-1+\sqrt{1+8F^2\sin^2\left(\tan^{-1}\frac{df}{dx}\right)}\right\}$$

の關係が成立する．ここに $F=V/\sqrt{gh\cos i}$，V：流速，g：重力加速度，h：水深，i：水路の勾配．$x=0$，$y=0$ において $\beta=\beta_0$，$F=F_0$ とすれば，

$$\tan\theta=\tan\beta_0(\sqrt{1+8F_0{}^2\sin^2\beta_0}-3)/(2\tan^2\beta_0-1+\sqrt{1+8F_0{}^2\sin^2\beta_0})$$

とかける．初めの一般式を不等流の運動方程式と連續式を用いて解けば衝撃波の前面をあらわす式が求まるが，實際には不可能であるから，流れに直角に適當な間隔で流れを分け，$x=0$，$y=0$ の點から第2の式を用いて出發し，圖式的に漸次衝撃波の前面の曲線を求めて行かねばならない．この方法によつて堰堤頂部を越流した水が堰堤の流路幅の減少によつて生ずる衝撃波を求め，水深の變化を計算したのでその結果について述べる．

---

93. 管路における砂輸送の抵抗に關する考察　(20分)

正員　山口大學工學部　小　川　　元

管路に砂水の混合物を流した場合の摩擦抵抗に關する實驗的考察である．これに關して1938年，米國水路實驗所において行われた1つの實驗があるが，この實驗において實驗者はその結果を，$h_f=mV^x$ の形にまとめ，與えられた砂水の濃度から直接抵抗を求める試みをなした．しかしこの式型によつては一般的に抵抗を求め得ないのでその試みを抛棄している．

これについて，その砂水の抵抗を，同じ條件の場合の水の抵抗との比率によつて表わすと，その比率は比較的普遍性があることを見出し，そのために式型を，$h_f=f\dfrac{L}{D}\dfrac{V^2}{2g}$ にとり，混合物の f と水の f との比をとつて，それが濃度によつて變化する關係を

$$k=(1+N)^x$$

k=混合物の f と水の f との比

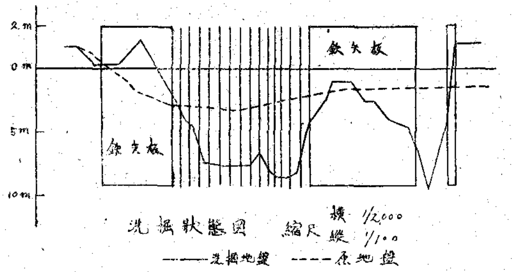
N=濃度，0.1，0.2………

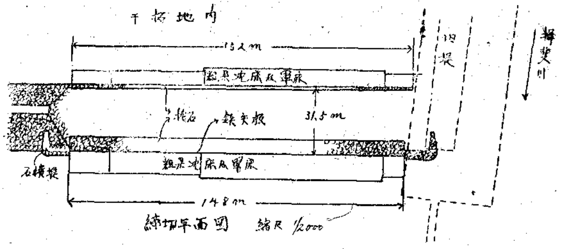
の形において，x の値を検討した．このようにするとこの x の値には比較的普遍性が見られる．

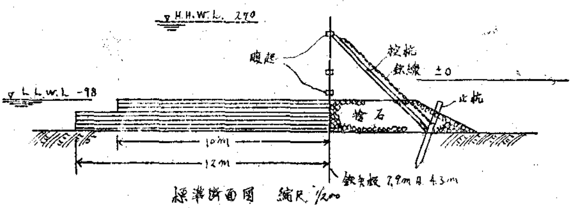
なお實驗は1つの管についてのものであり，濃度のみの函數として求められたものであるが，これをポンプ浚渫船における排砂管の場合と比較して，レーノルド數を導入することによつて更に一般の管徑に對して適用し得るものに改善しようとするものである．

この考察は粒子の沈降速度を含めて更に一般化すべきものと考えられる．

この研究は文部省科學研究費の補助を受けたものである．







94. 定常流における浮泥の流れ方向の分布について (20分)

准員 大阪大學工學部 室 田 明

野滿氏は，等流で，亂流交換による流向の濁度變化を省略して，浮泥量を 2 次元的に計算しておられる．筆者は野滿氏の基本式を用い，その各項を流水斷面について積分して平均値を採り，問題を 1 次元的にあらため，各項の意味を明らかにするとともに，いづれの項をも省略することなく，河床からの砂泥の補給をも考慮して，浮泥濃度の流れ方向の分布を計算し，沈降量と補給量との平衡條件等を吟味した．又，堰上背水中における濃度變化を，適當な不等流の條件を入れて，變形した基本式から計算し，ダム上流側での浮泥の狀況について理論的に考察して見た．

定常狀態における浮泥濃度 m の基本式

$$\frac{\partial(um)}{\partial x}+\frac{\partial(vm)}{\partial y}+\frac{\partial(wm)}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\eta_x\frac{\partial m}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\eta_y\frac{\partial m}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\eta_z\frac{\partial m}{\partial z}\right)+w_0\frac{\partial m}{\partial z}\cdots\cdots\cdots(1)$$

ここに，w_0 は沈降速度，η は交換係數である．上式各項を流水斷面積 A について積分すると，Green の定理から

$$\text{左邊第2及び第3項}=\frac{1}{A}\iint_A\left\{\frac{\partial(vm)}{\partial y}+\frac{\partial(wm)}{\partial z}\right\}dA=\frac{1}{A}\oint_S mq_n\,ds=0$$

$$\text{右邊第2及び第3項}=\frac{1}{A}\iint_A\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(\eta_y\frac{\partial m}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\eta_z\frac{\partial m}{\partial z}\right)\right\}dA=\frac{1}{A}\oint_S\eta_n\frac{\partial m}{\partial n}ds=k(m-1)$$

k は，水深，流速，等に關係する係數であつて，これは結局河床からの砂泥の補給を表わす項で，固定河床の場合は 0 である．これらの計算の後，濃度の深さ方向の分布が指數的で，交換係數を一定と假定して，式（1）を整理すると，

$$\frac{d^2m}{dx^2}-\frac{u}{\eta}\frac{dm}{dx}-m\left\{\frac{1}{\eta}\frac{du}{dx}+\left(\frac{w_0}{\eta}\right)^2-\frac{k}{\eta}\right\}=\frac{k}{\eta}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$