

後者の場合には壁面と波面とに挟まれる領域が非常に狭くなり、その上底勾配が大なるため、流れの方向と最急勾配の方向とが異なり、さらに導流壁面による摩擦損失などの影響と W.E. Wilson も指摘しているように、波面附近で流線が急激にまがるために生ずる遠心力などによる静水圧分布の変化の影響と考えられる。

3. 衝撃波前後の流速は水深が理論値と異なっているから理論値とは必然的に異なる。

4. 2. に述べたように水深が種々の原因によつて理論値と異なっているが、その1つの遠心力を考え、遠心力は(質量)×(速度)<sup>2</sup>÷(曲率半径)であることから類推して、同じような形式で表わされる Froude 数をとつて実験結果を整理して、補正の方法を求めた。

5. 最後に附随の実験として、ダムを溢流した水の水面形を実測し、実用的な意味から Manning の粗度係数  $n$  を計算した。その結果  $n$  の値は一定値とはならなくて、等流水深を  $h_0$  とすると、 $h/h_0$  が大きいほど、すなわちダムの頂部に近いほど  $n$  の値は小となり、さらに流量が大、すなわち Reynolds 数が大きくなるほど小さくなる。しかし本実験の範囲内では、すべて等流水深は現われないが、等流水深になるように水路が長ければ、 $n$  の値は一定値になるような傾向にある。

## (2-4) 超波速流に関する二、三の問題

正員 東京大学工学部 嶋 祐 之

1. 勾配並びに摩擦抵抗を考慮した流体運動 a)  $x$  方向に  $i$  なる勾配を有する開水路非廻転性 2 次元流の方程式は抵抗係数を  $f'$  とする時

$$(c^2 - u^2) \frac{\partial u}{\partial x} - uv \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + (c^2 - v^2) \frac{\partial v}{\partial y} + gui - \frac{f' q^3}{2 c^2} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

にて表わされる。

ただし  $c = \sqrt{gh}$  ;  $q^2 = u^2 + v^2$  ;  $h$  : 水深

ここで連立偏微分方程式の特有帯の理論より速度面における  $\Gamma$  特有曲線の方向の線素片の直角成分  $du$ ,  $dv$  と物理面における  $C$  特有曲線の直角成分  $dx$ ,  $dy$  を使つて特有条件を求めれば、

$$(c^2 - u^2)(du)^2 - 2uv du dv + (c^2 - v^2)(dv)^2 + \left( gui - \frac{f' q^3}{2 c^2} \right) (du dx + dv dy) = 0 \dots\dots\dots (3)$$

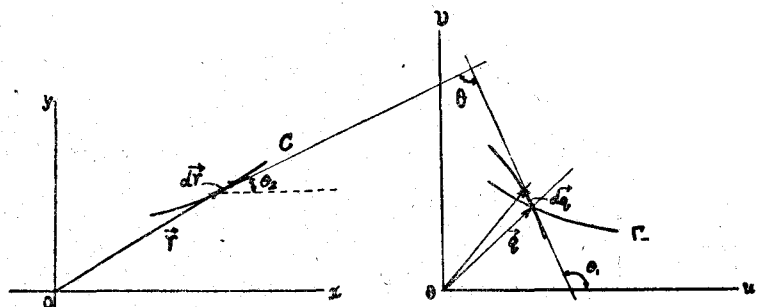
となるが(3)の左辺第3項は物理面の Vector を  $\vec{dr}$  とし、また速度面の Vector を  $\vec{dq}$  として両 Vector の交角を  $\theta$  とする時  $du dx + dv dy = \vec{dr} \cdot \vec{dq} \cos \theta$  となるので

$$\cos \theta = \frac{\left( \frac{dx}{du} \right)_\sigma \sin^2 \theta_1 \frac{\frac{f' q^3}{2 c^2} - gui}{c^2 - u^2}}{2 \sqrt{\cos^2 \theta_1 \left\{ 1 - \left( \frac{dx}{du} \right)_\sigma \frac{\frac{f' q^3}{2 c^2} - gui}{c^2 - u^2} \right\}^2 + \sin^2 \theta_1}} \quad \text{を得る。}$$

しかるに  $i, f' = 0$  の時は両 Vector は直交することから、まづ  $i f' = 0$  の場合の  $\Gamma_+$  及び  $C_-$  の特性曲線を求めておき次に物理面の特有方向に  $\frac{\pi}{2} - \theta$  の補正を行つて  $C$  特有曲線を図式的に順次写像し得ることを示す。

b) Preiswerk の方法の変形 前述の方法は実用

図-1



計算には複雑であるので近似的に Preiswerk の方法に従い

$$dh = \frac{V^2}{g} \tan \beta d\theta \dots\dots\dots (4)$$

ただし  $V$ : 流速,  $\beta$ : Mach angle,  $d\theta$ : 流線が Mach line を過ぎる時の微小屈折角

(4) 式に Bernoulli の定理を適用して

$$h_2 + \frac{V_2^2}{2g} = h_1 + \frac{V_1^2}{2g} + h^* - f_1 V^2 = H^*$$

とおき、さらに

$$\bar{V}^* = \frac{V}{\sqrt{2gH^*}} = \frac{V}{\sqrt{1 + \frac{h^* - f_1 V^2}{H}}} \dots\dots\dots (5)$$

なる量を導入すれば

$$\frac{1}{\bar{V}^*} \frac{d\bar{V}^*}{d\theta} = \frac{\sqrt{1 - \bar{V}^{*2}}}{\sqrt{3\bar{V}^{*2} - 1}} \dots\dots\dots (6)$$

及び

$$\frac{\bar{V}^{*2}}{\frac{1}{3}} + \frac{\bar{V}^{*2}}{1} = 1 \dots\dots\dots (7)$$

を満足するので結局勾配摩擦のない時の Epicycloid 曲線をそのまま使い、しかも (5) より実際の流速は  $\bar{V}^*$  に  $\sqrt{1 + \frac{h^* - f_1 V^2}{H}}$  を乗じて求めればよく、また Mach line の方向を決定するには (7) 式の楕円の長短軸をそれぞれ  $\sqrt{1 + \frac{h^* - f_1 V^2}{H}}$  倍したものについて作図すればよいことが知られる。

2. 緩やかに巾の拡がる場合の流速分布  $u = U + u'$ ,  $v = v'$  かつ  $U$  は  $u'$ ,  $v'$  に比して大きいとした場合の波動方程式の近似解が  $x$  方向の流速に関し

$$u = U \left( 1 - \frac{1}{m^2} \right) - \frac{U}{m^2} \sqrt{1 + 4ma(x + my)} \dots\dots\dots (8)$$

として与えられることを示す。

ただし側壁は  $y = ax^2$  で与えられ、 $m^2 = F_r^2 - 1$  とする。

3. 巾の拡がる水路に生ずる衝撃波を Laval 管に生ずる衝撃波現象と比較すれば

$$\frac{hu}{a_* H} = \frac{h}{H} \sqrt{2 \left( 1 - \frac{h}{H} \right)}, \quad F_r = \sqrt{2 \frac{1 - \frac{h}{H}}{\frac{h}{H}}} \dots\dots\dots (9)$$

なる関係を得るが (9) 式と実験値との比較は  $\frac{h}{H}$  の小さい付近を除いてはかなり一致が認められた。

ただし  $a_*$ : 水深  $H$  の時の波速,  $H$ : 全水頭

また下流端の堰き上げ水深比  $\frac{h_{exit}}{H}$  を種々に変化せしめた時の水路内の  $\frac{h}{H}$  の分布を求め、これらの曲線群と実験から得られた Mach Jump の位置とを比較検討した。

## (2-5) 孤立波の研究

正員 中央大学工学部 ○林 泰 造  
熊 谷 組 中 西 光 義  
鉄道工業株式会社 大 塚 一

孤立波についての Scott Russell, Boussinesq, Rayleigh, McCowan 等のいわゆる古典的な研究並びに比較的最近なされた Keulegan, Keller 等の理論的研究の精度等を検討するために行つた実験の報告である。使用した水路は長さ 7.50 m, 側壁高 50 cm, 巾 15.8 cm で片面を一面にガラス張りとした木製の水路であり、孤立波の起動方法には特に安定な形状の孤立波が得られるような注意を払つた。