開水路內의 高速度흐름

安 守 漢

本文은 Proceedings of A.S.C.E. 75卷 9號에 記載된 "High-Velocity Flow in Open Channels"를 要約한 것이다. 開水路의 高速度는 땜의 Spill way의 設計, 其他 急勾配水路의 設計에는 重要한것이다. 數年前에 筆者가 한 實驗도 역시 超波速流에 關한 것이기 때문에 이論文에 特히 關心이 있었든 것이다. 開水路內의 高速流에 關한 研究의 歷史는 길다고 할 수 없을 것이며 이 論文도 1949年度에 發表된 것이다. 急勾配水路의 完全한 設計는 이 論文에 依하여 할 수 있게 되였다. 急勾配曲線 Spill way의 破壞는 主로 衝擊波때문이라는 것을 想起하면 이 論文의 價値는 至大한것이고 Spill way의 設計者에 對해서는 하나의 寶典이라 아니할 수 없을 것이다.

이 論文은 四篇으로 되여 있으며 第一篇은 Ippen에 依하여 研究된 "高速流의 力學的考察", 第二篇은 Knapp에 依하여 研究된 "高速流에 對한 曲線水路의 設計" 第三篇은 Ippen 및 Dawson의 "幅이 縮小하는 水路의 設計" 第四篇은 Rouse의 幅이 擴大하는 水路의 設計"가 各各 取扱되여 있다. 第一篇은 理論的 乃至 基礎的인 問題를 取扱하고 實際의 設計를 取扱한 第二篇 以下의 基礎가 되여 있다.

第一篇 高速流 力學的 考察

§1. 要 旨

本論文은 限界流速 以上의 流速을 갖인 흐름의 力學的인 取扱에 對하여 一般的으로 論한 것이다. 여기에서 論한 여러가지의 原理는 一般開水路에 對하여 側壁의 形狀에 依하여 생기는 水面의 攪亂과 停止波의 問題를 考慮할때 實用的인 應用價値를 갖이는 것이며 本論文에 있어서는 다음과 같은 二個의 解析的方法을 基礎로 하여 上記의 問題를 統系的으로 考察한 것이다. 即

(1) 比 Energy를 一定이라 하여 水面의 작은 變化를 解析하는 方法

(2) Energy 損失을 考慮하여 有限의 波高를 갖인 停止波를 解析하는 方法

以上과 같은 兩者를 使用한 解析과 同時에 圖解法이 詳細히 記述되여 있고 몇가지의 基本的인 境遇가 例示되여 있다.

§2. 序 論

開水路內의 超限界流速을 갖인 흐름의 性質은 物理的으로는 氣體의 超音速流의 性質과 類似하다는 것에서, 氣體力學의 分野에서 使用하고 있는 여러 假定 및 解析的方法을 水理學의 分野에 導入할 수 있는 것이다. 1934年 以後의 研究結果에 따라 위에서 說明한 理論이 正當하다는 것이 各種實驗을 通해서 確證되고 있다.

本研究는 現場에 있어서 從來의 方法으로서 設計된 洪水路가 急勾配에 對해서는 使用할 수 없다는 理由로 California 工科大學의 水理研究室에 委託한 것에서 始作된 것이다. 研究는 Ippen 및 Knapp의 兩氏에 依해서 繼續되였으며 그 結果 Karman이 말한 흐름의 特性을 實驗的으로 指摘할 수 있었다.

이 分野에 있어서의 研究에 關해서는 氣體力學과의 相似性은 Riabouchinsky, 및 Prandtl가 理論的으로 考察하고 Preiswerk는 理論의 擴張 및 實驗을 했다.

研究는 그 後 California 工科大學에서는 Knapp의 指導下에 MIT에서는 Ippen. 그리고 Iowa 大學의 水理研究所에서는 Rouse의 指導下에 繼續되여, 二들의 研究結果가 本論文의 第二篇에서 第四篇까지 個別的인 設計의 境遇를 記載하고 있다.

本論文에 使用하는 記號를 다음과 같이 定한

다.

b; 水路幅

c; 작은 波動의 傳播速度 $=\sqrt{gh}$

d; Sill 의 높이

f; Froude 數

g; 重力의 加速度

H; 比 Energy

h; 水深, hc; 限界水深

K; 補正係數 $=\dfrac{\text{實際의 }\beta_1}{\text{理論의 }\beta_1}$

L; 水路에 沿한 距離

Q; 流量

r; 半徑, 平均

ri;

S; 勾配, Sc; 橫斷面勾配

V; 平均流速 $=Q/A$

Vc; 限界流速

V; 無次元的 速度

X; 水路擴大始點부터의 距離

y; 斷面의 中心線에서 옆方向으로 測定한 距離

α; 水路內의 Sill의 角度

β; 波角

γ; 比重量(單位 重量)

θ; 흐름의 變化角

§3. 理論的 證據

從來는 흐름의 方向으로 取한 길이 및 水深에 關한 二次元的인 立場에서 不等流의 方程式을 풀어서 背水曲線을 구해왔으나 射流에 對해서는 境界의 變化에 따라서 생기는 停止波 때문에 이와같은 取扱으로서는 現象을 充分히 說明할 수 없다.

只今 比 Energy H 와 水深과의 關係에서 常

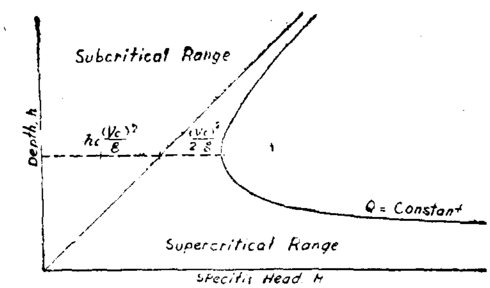

Fig. 1 — Plot Of Specific Head Versus Depth Of Flow

流와 射流를 區別하면 Fig1과 같이 되여 常流에 있어서는 速度水頭가 H의 작은 部分을 占하고 있으나, 射流에 있어서는 이것이 H의 大部分을 占하고 있다. 따라서 水路의 境界의 變化 때문에 흐름의 變化가 생겨도 常流의 境遇는 動壓의 相對的變化는 크지만 水深의 變化는 比較的 작다. 그러나 射流의 境遇는 動壓의 相對的變化는 작으나 水深 h의 相對的 變化는 크다. 그리고 그 過渡領域은 $V^2/2g$와 H가 같은 Order 이므로 極히 작은 境界의 變化에 對하여 比 Energy의 變化는 작으나 水深 및 速度水頭의 相對的變化가 크고 큰 擾亂이 생기어 흐름은 波狀이 된다.

이와같은 흐름의 現象的特性을 表示하기 爲하여 Froude 數

$$F=\frac{V}{\sqrt{gh}}$$

를 使用한다. 即 $F<1$ 및 $F>1$에 따라서 各各 常流 射流가 對應하게 되고 $F=1$이 兩者의 限界를 表示하게 된다. 이때의 限界流速 $V_c=\sqrt{gh}$ 는 長波의 傳播速度와 같이 되나 有限의 波高를 갖인 波動은 그 以上의 傳播速度를 갖인다. 그러므로 이와같은 境遇는 擾亂때문에 생기는 波動은 傳播速度와 같은 流速을 갖인點까지 가서 거기에서 定常波即跳水가 이러나는 것이다. 射流에 關해서 從來의 理論으로서 取扱할 수 있는 것은 平行平面의 側壁과 橫斷勾配가 없는 水路床을 갖인 水路이며 그리고 흐름의 狀態가 작은 變化를 할때 即 跳水가 흐름에 直角인 境遇이다. 이에 反해서 本論文에서는 後述하는 假定下에 曲面壁 및 壁이 急變化하는 境遇에 對한 解析的 方法이 記述되여 있다. 이 境遇에 있어서 흐름 方向의 流速變化와 元흐름에 直角方向의 流速變化를 水深의 橫斷方向의 變化에 連結시켜 計算되여 있다. 여기에서 水壓分布는 靜水壓分布라고 假定하고 있다. 이와같이 하여 水流와 어느 角度를 갖인 停止波의 解析이 可能하게 된다.

§4. 射流에 있어서 波動의 傳播에 關한 力學的取扱法

幅이 一定하고 넓은 矩形斷面水路에 있어서 水深을 h_1 流速을 V_1이라 하고 그흐름에 어떠한 [illegible]이 있다고 한다. 流速 V_1이 $\sqrt{gh_1}$ 보다

사으면 上流側은 障碍物의 影響때문에 Back Water가 생기고 下流側에서는 後流(Wake)가 생긴다. 그리고 無次元化한 流線의 形狀은, $F_1<1$의 範圍內에 있어서는, 相當한 範圍에 F_1의 값 如何에는 無關係로 幾何學的相似가 된다. $F_1=1$이 되여도 障碍物附近에는 常流인 同時에 有限의 波高를 갖이므로 역시 Back Water가 생긴다. 充分히 $F_1>1$이라고 할수 있는 흐름이 되면 一般的으로 停止波가 생기고 流線의 形狀은 F_1과는 獨立的인 것으로 된다. 即 이와같은 境遇는, Froude의 相似法則이 成立하지 않는限 水頭損失은 Reynolds 數로서 表示할 수는 없을 것이다.

(1) 停止波의 基本的性質

다음과 같은 假定下에 작은 變化를 하는 境界를 갖일 때 생기는 攪亂波(disturbance patterns)의 傳播速度를 구할 수 있다.

1, 攪亂이 작다고 한다.

2, 境界의 變化가 작다.

3, 흐름의 鉛直加速度를 無視하고 靜水壓分布라 한다.

4, 各水深에 있어서 流速이 一定하다.

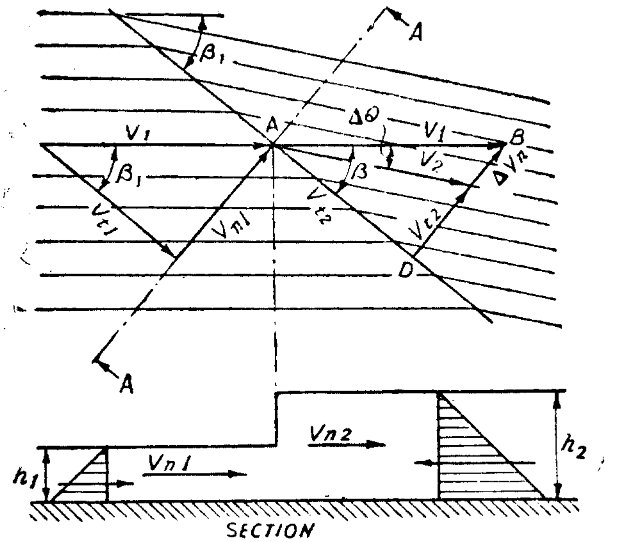

FIG. 2. — Plan of Wave Front Crossing Field of Flow with Vector Diagram of Velocities

5, Energy 損失을 無視한다.

以上과 같은 假定 및 Fig, 2를 參照하여 連續方程式 및 運動量方程式을 구하면

$$h_1V_{n1}=h_2V_{n2} \quad \cdots\cdots(1)$$

$$\frac{\gamma h_1^2}{2}+\frac{\gamma}{g}h_1(V_{n1})^2=\frac{\gamma h_2^2}{2}+\frac{\gamma}{g}h_2(V_{n2})^2 \quad \cdots\cdots(2)$$

이式에서 傳播速度 V_{n1}은

$$V_{n1}=\sqrt{gh_1}\sqrt{\frac{h_2}{h_1}\,\frac{1}{2}\left(1+\frac{h_2}{h_1}\right)} \quad \cdots\cdots(3)$$

얻는다.

(2) 波 角

Fig, 2에서 波角 β'은 다음과 같다.

$$\sin\beta_1=\frac{V_{n1}}{V_1}=\frac{\sqrt{gh_1}}{V_1}\sqrt{\frac{h_2}{h_1}\,\frac{1}{2}\left(1+\frac{h_2}{h_1}\right)} \quad \cdots(4)$$

$h_2 \fallingdotseq h_1$의 境遇, 即 連續的으로 흐름에 攪亂이 생기는 境遇는

$$\sin\beta_1=\frac{1}{F_1} \quad \cdots\cdots(5)$$

로 해도 別支障이 없다.

(2) 式에 있어서 흐름이 連續的으로 攪亂을 받고 있다고 하고 微小項을 省略하고 水面上昇 h와 흐름의 變化角 θ와의 關係를 求하면 다음과 같다.

$$dh=\frac{V^2}{g}\tan\beta\cdot d\theta \quad \cdots\cdots(6)$$

(3) 比 Energy의 假定

(6) 式의 $\tan\beta$를 Bernoulli의 定理에 依하여 比 Energy가 一定하다고 하여 V, h의 函數로서 表示하면 Fig, 2에서

$$\tan\beta=\frac{\sqrt{h}}{\sqrt{2H-3h}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (a)$$

여기에서 $V=\sqrt{2g(H-h)}$

따라서 (6)式은

$$\frac{dh}{d\theta}=\frac{2(H-h)\sqrt{h}}{\sqrt{2H-3h}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (7)$$

와 같은 形이되여 다음과 같은 解를 갖인다.

$$\theta=\sqrt{3}\tan^{-1}\sqrt{\frac{\frac{3h}{2H}}{1-\frac{3h}{2H}}}-\tan^{-1}\sqrt{\frac{\frac{3h}{2H}}{1-\frac{3h}{2H}}}-\theta_1$$

또는 $\frac{3h}{2H}=\frac{3}{2+F^2}$ 에서

$$\theta=\sqrt{3}\tan^{-1}\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{F^2-1}}-\tan^{-1}\frac{1}{\sqrt{F^2-1}}-\theta_1 \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (8)$$

攪亂波에 關한 物理的인性質은 다음과 같다.

1, $F_1>1$의 흐름에 있어서 攪亂에 依하여 생기는 $\triangle h$인 水位差는, 흐름의 方向과 θ를 이루는 波線上에 沿해서 생긴다.

2, θ 및 $\triangle h$가 波線에 垂直한 流速의 變化를 決定하는 것이므로, 이 波線에 到達하여 처음으로 흐름의 方向이 變化한다.

3, (7)式에서 全水位變化는 境界의 曲線形如何에 不拘하고 單只, 最初의 H의 값과 흐름의 全變位角만에 關係한다.

4, 全水頭의 形狀은 各側壁에서 생기는 攪亂波의 各要素를 全部考慮하여 구할수 있다.

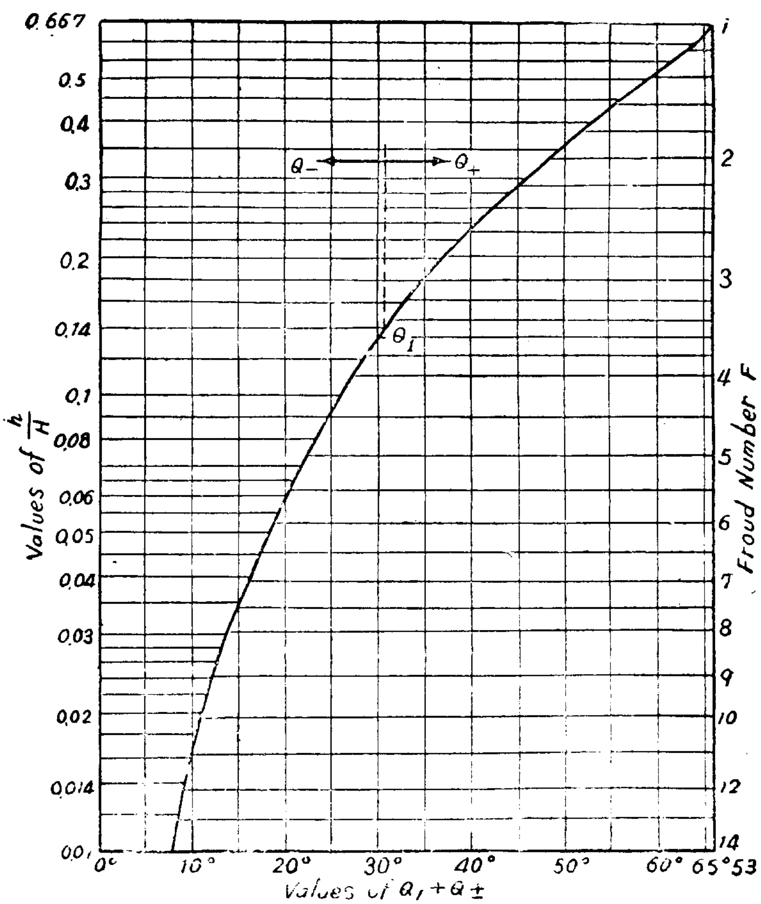

FiG. 3.— plot of EQS. 10

(4) Fig, 3에서 h H F의 變化를 求하는 方法

(7)式의 解를, 境界條件을 考慮하여 求할려면 Fig, 3을 利用하면 된다. Fig, 3은 $\theta_1=0$의 境遇 射流에 있어서 생기는 모든 h/H의 값 即 2/3> h/H>0의 값에 對한 θ의 값을 plot 한것이다. 그러므로 境界의 屈曲始點의 h_1/H의 값만 알면 이 그림에서 θ_1이 求해지고 다시 θ_1에서 左右任意의 角을 取하면 그 角에 該當하는 흐름의 屈曲에 依해서 생기는 側壁의 水位低下 또는 水位上昇高를 알 수 있다.

또 (8)式에서 h/H가 작은 境遇, 即 F가 큰 境遇에 對한 近似式을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\left.\begin{aligned}\theta &\fallingdotseq \sqrt{2}\sqrt{\frac{h}{H}}-\theta_1\\ &\fallingdotseq 2\sqrt{\frac{1}{F^2-1}}-\theta_1\\ &\fallingdotseq \frac{2}{F}-\theta_1\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (9)$$

(5) 攪亂波의 特性

攪亂波의 特性은, (3)의 1~4項에 依하여 說明된다. 只今 攪亂波를 흐름이 通過할때 攪亂波 쪽을 흐름이 屈曲하는 境遇를 (+)의 攪亂波(positive disturbance)가 생긴다고 하고 反對의 境遇를 (−)의 攪亂波(negative disturbance)가 생긴다고 한다. 이들의 波動의 特性은 Fig, 4에 表示되어 있다.

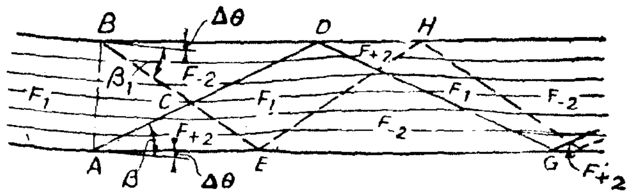

FiG. 4.— Small Side-Wall Deflections In a Rectangar Channel

即 A, B의 境界의 變化때문에 생긴 攪亂波가 AC, BC에 沿해서 傳播되고 C에서 그들이 交叉한다. 따라서 △ABC에 있어서는 水位는 變化는 없다. BC를 通過하는 흐름은 下流쪽의 側壁에 나란이 되고 水深은 低下하고 Froude 數는 F_1 보다 큰 F_{-2}로 된다. AC를 通過하는 흐름은 反對로 F_1 보다 작은 Froude 數 F_{+2}를 갖이고 흐름은 역시 側壁에 나란하게 된다. 波線은 다시 下流로 傳播하고 F_{-2} F_{+2}에 適合한 β_{-2}, β_{+2}를 갖이고 CD, CE와 같이 된다. 여기에서 CD, CE를 通過하는 흐름은 前과 같은 水深이 되고, F_1인 Froude 數를 갖인 흐름으로 復歸한다. D 및 E에 있어서 波線은 側壁에서 反射하여 다시 下流로 傳播하고 같은 經過를 되풀이한다.

이와 같은 事實에서 側壁의 水位는 正負波의 反射點을 境界로 交代로 等流水深보다 커졌다가 작아졌다가 하는 것이다. 그리고 水路의 中心附近에는 반드시 等流水深의 領域이 存在하고 그 點의 流線의 方向은 반드시 側壁에 對하여 $\Delta\theta$인 角度를 갖인다.

(6) 攪亂波의 干涉

實際의 計算에 있어서는 (+)의 波動은 (−)의 波動으로서 或은 그의 反對로서 消去하여 水路의 攪亂狀態를 改善할 수 있다. 一例를 들면, Fig, 5와 같이 그림 (a)에 있어서는 A에서 생기는 (+)의 波動을 B에서 생기는 (−)의 波動으로서 消去하게 된다. 그림 (b)에 있어서는 B에서 생기는 (−)의 波動을 A에서 생기는 (+)의 波動으로서 消去하는 것이다. 이들에 對한 詳細한 것은 本論文의 第2篇에서 說明될 것이다.

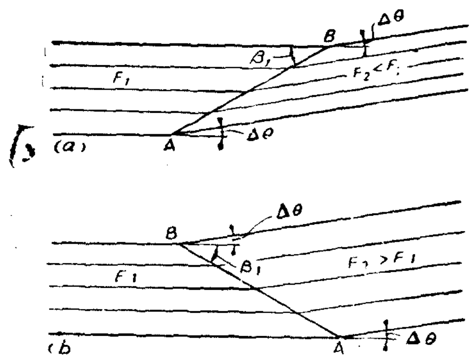

FiG. 5. — Small Side-Wall Deflections Designed To Eliminate Disturbances

(7) 같은 符號의 連續的인 攪亂波

Fig, 6에는 凹曲線및 凸曲線의 側壁을 갖인 水路의 攪亂波 및 流線이 表示되어 있다. 凹曲線側壁의 境遇는 連달아서 (+)의 波動이 생기고 그 振角 β는 次次로 크게 되므로 側壁에서 相當히 떨어진곳은 急激한 水位上昇이 있다. 따라서 β의 값은 (5)式에서는 求할 수 없고 (4)式에서

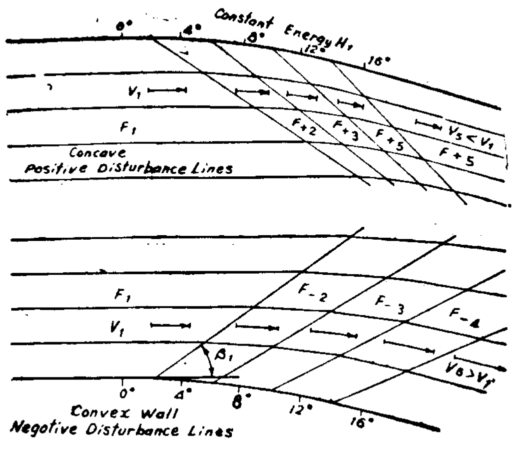

Fig. 6. — Flow Along Curved Walls

求해야 한다. 그리고 流線은 次次로 側壁에 가까워진다. 凸曲線側壁의 境遇는 β가 작어지고 따라서 波線의 間隔은 넓어진다. 그리고 流線은 側壁에서 멀어진다. 그러므로 凹曲線側壁의 境遇는 衝擊波가 생기지만 凸曲線의 境遇는 衝擊波가 생기지 않는다.

§5. 特性曲線法

曲線水路 및 幅이 連續的으로 變化하는 水路에 생기는 攪亂波 即 連續的으로 생기는 無數히 많은 波動의 水位計算은 Busemann에 依하여 行하여 졌다. "特性曲線法"이라 부르는 方法이다.

이 方法은 먼저 微分方程式 (7)을 無次元化한다. 即 $\bar{V}=\frac{V}{\sqrt{2gh}}$라 놓고 Bernoulli의 定理에서

$$\frac{h}{H}=1-\bar{V}^2 \quad \cdots\cdots(10)$$

라 하고 (7)式을 變換하면 다음과 같은 微分方程式을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{\bar{V}}\ \frac{d\bar{V}}{d\theta}=\frac{\sqrt{1-\bar{V}^2}}{\sqrt{3\bar{V}^2-1}} \quad \cdots\cdots(11)$$

위式의 積分曲線은 半徑 $1/\sqrt{3}$ 및 1을 갖인 두個의 圓사이에 있는 Epicycloid를 表示한다. 그리고 $\bar{V}=\frac{1}{\sqrt{3}}=0.577$ 일때 $\frac{d\bar{V}}{d\theta}=\infty$ 이며 이것은 限界水深을 갖이는 境遇에 對應하고 $\bar{V}=1$의 境遇는 $\frac{d\bar{V}}{d\theta}=0$이며 이것은 比 Energy가 全部 運動 Energy로 된 即 水深 0에 對應한다. 그러므로 $0.577\leq\bar{V}\leq1$ 即 $0\leq\theta\leq65°53'$ (65°53'은 $\theta=0$ 및 $F=1$의 境遇 (8)式의 θ_1의 最大値)의 範圍에 있어서 $\bar{V}$와 θ의 關係가 表-1에 記載되어 있다.

0°~13°		14°~27°		28°~41°		42°~65°~53′	
θ	$\bar{V}$	θ	$\bar{V}$	θ	$\bar{V}$	θ	$\bar{V}$
0	0.577	14	0.782	28	0.[illegible]86	42	0.956
1	0.613	15	0.791	29	0.893	43	0.960
2	0.635	16	0.799	30	0.900	44	0.963
3	0.651	17	0.808	31	0.905	45	0.966
4	0.666	18	0.817	32	0.910	46	0.969
5	0.683	19	0.825	33	0.915	47	0.972
6	0.695	20	0.833	34	0.920	48	0.975
7	0.709	21	0.840	35	0.925	49	0.978
8	0.720	22	0.848	36	0.930	50	0.980
9	0.731	23	0.855	37	0.935	-65° -53′	1.000
10	0.742	24	0.861	38	0.939		
11	0.753	25	0.868	39	0.943		
12	0.763	26	0.874	40	0.948		
13	0.773	27	0.880	41	0.951		

(表-I) $\bar{V}$ 의 값

表-I을 利用하여 Fig,7과 같이 V_x, V_y인 直角座標의 扇形內部에 上述한 Epicycloid를 中心角 θ를 2° 乃至 4° 間隔으로 數많이 그린다. Fig,7과 같이 $\bar{V}$의 값에 該當하는 h/H의 값도 中心線에 記入해 놓는다. 이와같이 하면 두個의 圓사이의 扇形內部는 모든 射流領域에 對應하는 것이다.

萬一 最初의 흐름方向과 流速 V_1 및 水深 h_1을 알면 $\bar{V}$의 값은 알 수 있다. 여기에서 $\triangle\theta$ 만치 흐름의 方向이 變化한 것이라하면 먼저 Fig,7의 座標原點에서 $\bar{V}_1$을 Vector 的으로 表示하여 萬一 (+)의 攪亂이면 그點을 通하고 Epicycloid의 內部를 向하는것을 그리고 (-)의 攪亂이면 反對 쪽을 向하는 것을 구한다. 그리고 原點에서 이 交點을 向하는 Vector가 攪亂에 依하여 屈折한 後의 흐름이 갖인 無次元流速 $\bar{V}_2$를 表示하는 것이다. 그러므로 $\bar{V}_2$의 方向은 攪亂波線보다 下流에 있는 流線을 表示하고 그 絕對値 $|\bar{V}_2|$는 $\frac{V_2}{\sqrt{2gH}}$이며 H는 一定하므로 V_2를 구할 수 있고 連續의 條件에서 h_2 및 F_2도 求할수 있다.

다음에는 攪亂波線을 作圖하는 方法을 說明하기로 한다. Fig,2를 보면 아는바와 같이 攪亂波線의 方向은 Vt의 方向이다. 여기에서 $V_n=\sqrt{gh}$

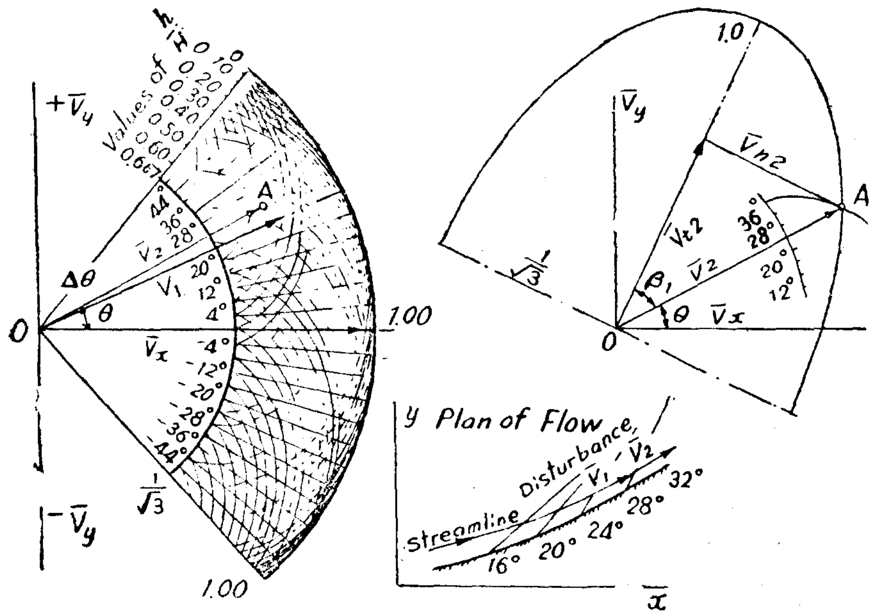

Fig. 7. — Characteristics Diagram ; Supercritical Flow Without Energy Dissipation

라 할수 있으니까 Bernoulli의 定理에서

$$V_n^2 = gH - \frac{V^2}{2} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (12)$$

라 할 수 있다. 다시

$$V^2 = V_t^2 + V_n^2 \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (13)$$

이니까 (13)式에 (12)式을 代入하여 無次元化하면

$$\frac{\bar V_n^2}{1/3} + \frac{\bar V_t^2}{1} = 1 \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (14)$$

(14)式은 長軸 1, 短軸 $\frac{1}{\sqrt{3}}$의 楕圓을 表示한다. (14)式으로서 表示되는 楕圓의 中心과 座標의 原點을 一致시켜서 廻轉시켜 Vector $\bar V_2$가 이 楕圓과 一致하게 하면 長軸의 方向이 攪亂波線의 方向과 一致한다.

이 方法을 使用한 詳細한 例는 本論文의 第三篇에 記載되어 있다.

§6, 損失水頭를 考慮한 波高가 큰 波線

攪亂波線이 有限의 波高를 갖인 境遇는 (3)式에 依하여 波高가 附與됨으로 微小攪亂의 波高보다 크게되고, 따라서 波角도 (4)式에서 주어진 것과 같이 크게 된다.

本節에 있어서는 波角 β는 (3)式에서 求하고 $\angle\theta$인 흐름의 變化代身 θ 만치 有限의 變化를 한다고 假定한다. 이와같이 하면 Fig,2에서

$$V_{t1} = \frac{V_{n1}}{\tan\beta_1} = \frac{V_{n2}}{\tan(\beta_1-\theta)}$$

그리고 連續의 條件에서

$$V_{n2} = \frac{h_1}{h_2} V_{n1}$$

와 같이 되므로 兩式에서 V_{n1}, V_{n2}를 消去하고 그 結果를 $\tan\theta$에 對하여 풀면

$$\tan\theta = \frac{\tan\beta_1 (1 - h_1/h_2)}{1 + \frac{h_1}{h_2}\tan^2\beta_1} \cdots\cdots\cdots (15)$$

여기에서 上流側의 Froude 數 F_1과 側壁의 角度變化 θ 및 波角 β_1 等의 關係式은 (4)式과 (15)式에서 h_1/h_2를 消去하여 求할 수 있다. 그 結果는

$$\tan\theta = \frac{\tan\beta_1(\sqrt{1+8F_1^2\sin^2\beta_1} - 3)}{2\tan^2\beta_1 - 1 + \sqrt{1+8F_1^2\sin^2\beta}} \cdots (16)$$

一般的으로 上流側의 流速 및 水深 即 Froude 數와 角變化 θ를 알고 있는 境遇는 β_1의 값을 求할때 (16)式을 使用하면 된다. Fig,8의 左側上端의 그림을 利用하면 求할 수 있다.

(4)式을 變形하면

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{2}{\sqrt{1+8F_1^2\sin^2\beta_1} - 1} \cdots\cdots\cdots (17)$$

로 되어 이것을 利用하면 β_1이 旣知일때 水深變化를 計算할 수 있다. (17)式을 圖示하면 Fig,8의 右上端의 그림과 같다. 그리고 上流側에서 F_1을 갖인 射流가 어떠한 角變化 (θ)를 할때 上流側에서 常流가 되는가를 아는 것도 興味있는 問題이다. 먼저 F_1, h_1/h_2, 및 F_2의 關係를 求하면

$$F_2^2=\frac{h_1}{h_2}\left\{F_1^2-\frac{1}{2}\frac{h_1}{h_2}\left(\frac{h_2}{h_1}-1\right)\left(\frac{h_2}{h_1}+1\right)^2\right\} \qquad \cdots\cdots(18)$$

과 같이 된다. 이 關係를 圖示한 것이 Fig.8의 右下端의 그림이며 이 關係는 $F_2=1$일때 F_1과 h_2/h_1의 값을 求하면 右上端의 그림에서 이에 對應하는 β_1의 값은 已知로되어, 右上端의 그림에서, 限界點의 變位角 θ의 값을 點線이로 表示한 것과 같이 求할 수 있다. 이와 같이 하여 모든 F_2의 값에 對하여 求하면 F_1F_2, 및 θ의 關係는 Fig,8의 左下端의 그림과 같다.

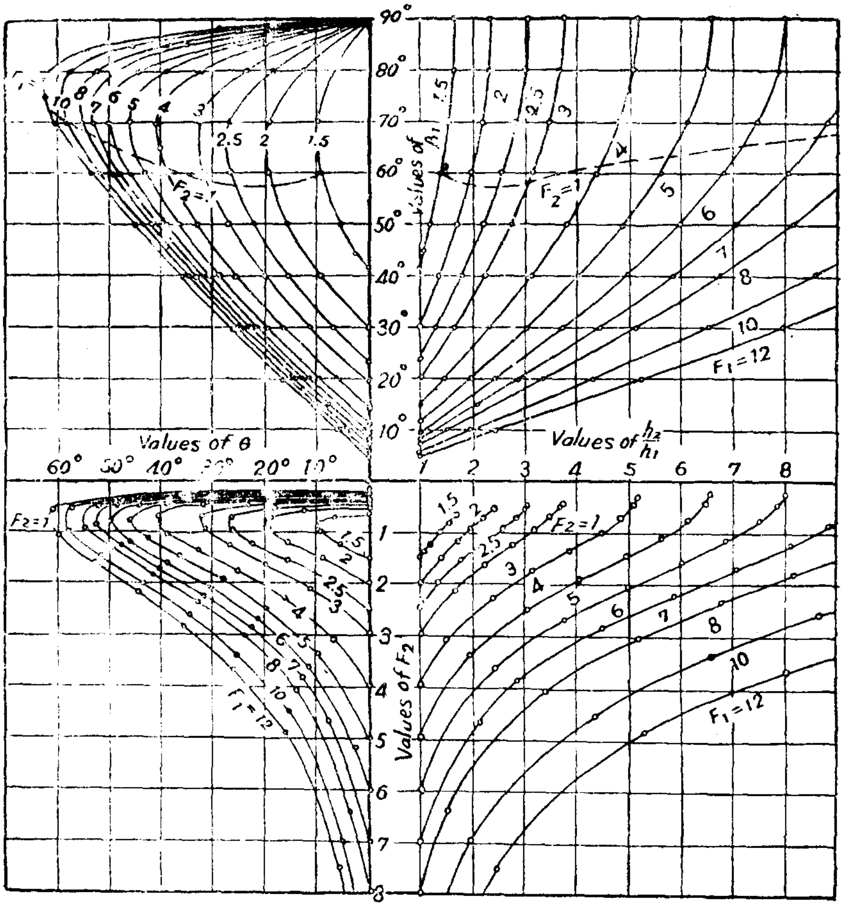

FIG. 8.— General Relations for F_1 Versus θ, β, $\frac{h_2}{h_1}$ and F_2

Fig,8을 利用하면 주어진 水理特性 및 水路의 條件에 對하여 求할려하는 諸量을 短時間內에 決定할 수 있다.

波角 β가 90°로 될때는 (17)式에서

$$\frac{h_2}{h_1}=\frac{1}{2}\left\{\sqrt{1+8F_1^2}-1\right\} \qquad \cdots\cdots(19)$$

의 跳水現象과 같은 關係式이 된다. 이 境遇는 Fig8에 있어서 $\theta=0$의 境遇임으로 側壁의 攪亂이 跳水를 일으킨 下流側은 即時로 常流로 되니까 흐름은 下流側의 攪亂의 影響을 받게 된다. 따라서 跳水現象은 波線으로부터 下流側의 흐름의 條件이 上流側에 對하여 (19)式을 滿足시킬때 처음으로 생기는 것이다. 下流側이 常流이고 側壁의 角度 θ를 갖인 境遇도 θ의 影響을 包含

한 下流側의 攪亂이 (15)式 乃至 (18)式을 滿足하는 波高가 생기는 境遇에 限해서 여기에서 表示된 바와 같은 波線이 생길 것이다. 換言하면 波高는 側壁의 影響을 받으므로 波角 β_1은 側壁의 角變化와 上流側의 Froude 數 F_1의 값에 對하여 單一的으로 決定되지 않는다. 그러나 角變化가 0이고 F_1이 1에 가까운 境遇는 어떠한 작은 攪亂에 依하드라도 波線은 흐름에 對하여 直角이 될 것이다.

Energy 損失量——; 波高가 有限이라고 한것이니까 이에 隨伴하여 Energy의 損失이 있다. 波線의 上下流에 있어서의 比 Energy를 H_1, H_2라 하면 Energy 損失 $\triangle H$는 다음과 같다.

$$\triangle H = H_1 - H_2 = (h_1 - h_2) + \frac{V_1^2 - V_2^2}{2g}$$

여기에서

$$V_1^2 - V_2^2 = V_{s1}^2 - V_{s2}^2$$

및 (3)式에서

$$\frac{\triangle H}{h_1} = \frac{1}{4}\frac{\left(\frac{h_2}{h_1} - 1\right)^3}{\frac{h_2}{h_1}} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (20)$$

(20)式에서 Energy 損失量을 求할 수 있다. (20)式에 있어서 $h_2/h_1 = 3$에 對해서는 $\triangle H/h = 1$로 되나 h_2/h_1이 크게되면 一般的으로 F_1도 크게 되고 따라서 h_1/H는 작게 된다. 따라서 $\triangle H/h$의 값은 크게는 되지 않는다. 實際問題로서 $h_2/h_1 = 3$ 까지는 一般的으로 Energy loss는 작고 理論의 近似度에서 생각할때 無視해도 좋을 것이다.

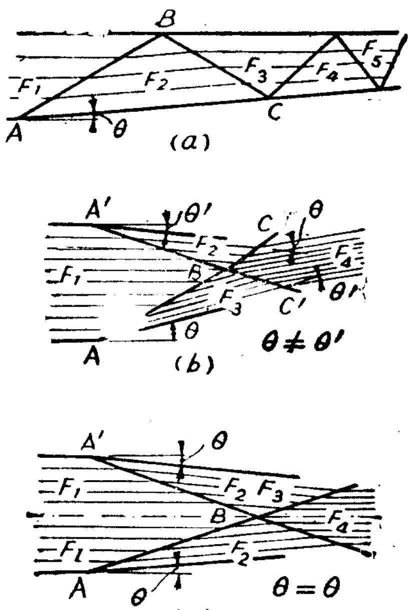

Fig. 9. — Shock-Wave Analysis Converging Walls

(1) Scheck Wave의 側壁에 依한 反射

Fig, 9 (a)에 圖示된 境遇이며 上流의 Froude 數 F_1과 A點의 角度變位 θ가 旣知이므로 Fig, 8에서 β_1 및 β_2는 구할 수 있다. 이것에서 側壁에 흐름이 平行이 될려면 A點에서 反射하는 Schock Wave를 通過하는 流線의 角度變化도 역시 θ이므로 F_2로서 β_2 및 β_3이 求해진다. 以下 같이 하여 反射波를 重複시키면 波角은 次次로 90°에 가까워진다.

§7, Schock Wave의 交叉와 反射問題

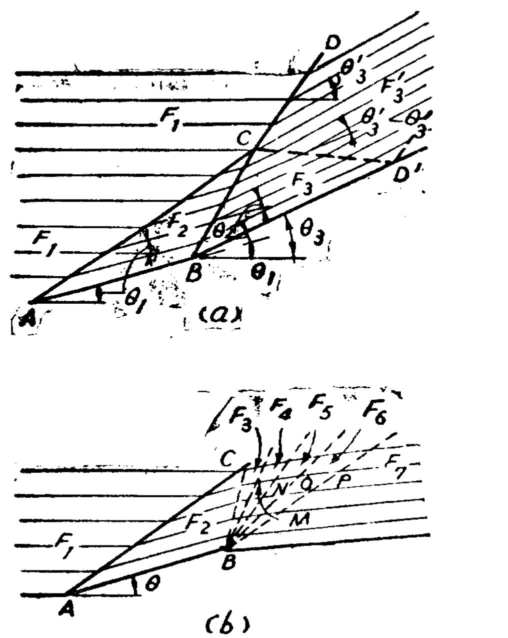

Fig. 10. — Shock-Wave Intersections For Successive Wall Deflections

(2) a, 兩側壁에서 다른 角變化 θ_1 및 θ_2를 갖인 Schock Wave의 交叉

이 境遇는 Fig, 9 (b)에 圖示한 것이며 交叉後의 Schock Wave BC, BC'의 方向은 兩波를 通過한 흐름이 같은 水深과 方向을 갖인다는 것에

서 求할 수 있다. 即 이때의 流線의 方向은, Energy 損失을 생각하지 않으면 $\theta \sim \theta'$의 變位角을 갖인다.

(2) b, 兩側壁이 같은 角變化를 갖인 Schock Wave의 交叉

이 境遇는 Fig,9 (c) 圖示된 것이며 中心線이 側壁이라고 생각한 것과 같다. 따라서 Fig,9 (a)와 같다.

(3) 同一側壁에서 생긴 두個의 Schock Wave가 交叉하는 境遇

이 境遇는 Fig,10 (a)에 圖示되어 있다. AC를 通過하는 Froude 數 F_1의 흐름은 θ_1 만치 變化하여 F_2의 흐름이 되고 다시 BC를 通過하여 $\theta_1+\theta_2$ 만치 變位하고 F 의 흐름이 된다. CD를 通過하는 Frovde 數 F_1의 흐름은 BC의 波角 β_3의 波線을 通過하기 爲하여 θ_3 만치 變位하고 F_3'의 흐름이 된다.

兩者는 結局 方同이 一致하는 同一 흐름이 되어야 하므로 C點에서 새로 Depression線이 나타난 것이라고 생각된다. 따라서 CD' 線에서 $\theta_3' - \theta_3$ 만치 變位한다. 그러나 이 變位의 影響은 一般的으로 큰것은 아니다.

(4) Schock Wave와 數많은 (—)波가 있는境遇

이 例는 Fig,10 (b)에 圖示된바와 같이 A點에 있어서 側壁이 (+)의 方向으로 變位하고 그後 B點에서 (—)의 方向으로 變位하는 것이다.

이와같은 境遇는, B點에서 多數의 (—)波 BL, BM, BN, BO, ……等이 생긴다.

一般의 境遇는 (—)波는 跳水까지 小數만이 到達하고 그 사이에 側壁에 依하여 Schock Wave 線의 反射가 생김으로 (+)와 (—)의 側壁變位가 있는 境遇는 反射한 (+)의 波線이 B點에 到達하지 않는限 水面의 攪亂量은 크다.

§8, Schock Wave의 特性을 表示하는 Polar Diagram,

Schock Wave의 解析은 Fig,8을 使用하여 必要한 諸量을 求할 수 있으나 別途로 Busemann에 依한 圖解法, Polar Diagram가 있다.

特性曲線法과 같이 衝擊波線의 前後의 流速을 無次元化하여 表示하고 있으나 이 境遇는 Energy 損失을 考慮해야 하므로 注意해야 한다. $\bar{V}_1$을 基準으로 하여 求한 $\bar{V}_2$는 $V_2/\sqrt{2gH_1}$을 表示하므로 다음에 생기는 衝擊線에 對해서는

$$\bar{V}_2' = V^2\sqrt{\frac{H_1}{H_2}}$$

를 基準으로 하여 Polar Diagram를 使用해야 한다.

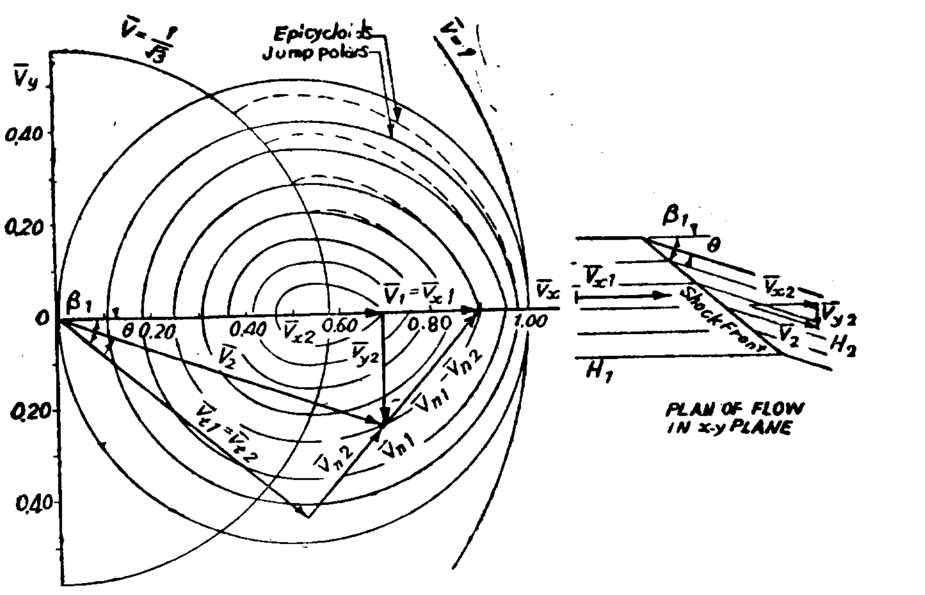

Fig. 11. — Example Showing The Use of The Polar Diagram, With $V_{x1} = 0.9$ and $\theta = 20°$

Polar Diagram는 Fig, 11에 表示된것과 같은 것이며, 最初의 흐름의 方向을 $\theta=0$이라 하고 흐름의 幾何學的條件에서

$$\bar{V}_{x1}(\bar{V}_{x1}-\bar{V}_{x2})=V_{x1}(V_{x1}-V_{x2})$$

$$\bar{V}_{x1}-\bar{V}_{x2}=V_{y}^{2}+(V_{x1}-V_{x2})^{2}$$

및 連續의 條件 (1)式과 運動量方程式 (2)式 및 Bernoulli의 定理

$$1=\frac{h_1}{H_1}+\bar{V}_{x1}^{2}$$

等 合計 5個의 式에서 V_{x1}, V_{n2}, h_1, h_2 및 H_1을 消去하여 $\bar{V}_{y2}$를 $\bar{V}_{x1}$, $\bar{V}_{x2}$만의 函數로서 表示하면

$$(\bar{V}_{y2})^{2}=(V_{x1})^{2}\left(1-\frac{\bar{V}_{x2}}{\bar{V}_{x1}}\right)\left(\frac{\bar{V}_{x2}}{\bar{V}_{x1}}-\frac{\sqrt{1-\bar{V}_{x1}^{2}}}{\sqrt{1-\bar{V}_{x1}^{2}+4\bar{V}_{x1}^{2}\left(1-\frac{\bar{V}_{x2}}{\bar{V}_{x1}}\right)}}\right) \quad (21)$$

를 어들수 있다. 이 式의 $\bar{V}_{x1}$이 갖일수 있는 모든 값에 對하여 $\bar{V}_{y2}$, $\bar{V}_{x2}$를 表示하는 曲線이 Fig, 11에 圖示되어 있다.

即 $\bar{V}_{1}$ 및 흐름의 角變化 θ를 알면 $\bar{V}_2$는 그림에서 Vector 量으로서 求할 수 있다. 다시 $\bar{V}_{x1}$의 끝端과 $\bar{V}_2$의 끝端을 連結하여 그 直線의 延長線에 垂直한 方向이 β_1의 方向이다.

前述한 $\sqrt{\frac{H_1}{H_2}}$의 값은 주어진 F_1, θ에서 h_1/h_2를 求하여 다시 (20)式을 使用하면 求할수 있다. 衝擊波가 생기는 數보다 적으니까, 또 $\triangle H$를 計算에 넣어야 하므로 모든 것을 圖解的으로 푸는 것은 特性曲線法과 다른 點은 다음과 같다. Fig, 11에 圖示된 Polar Diagram는 $\bar{V}=\frac{1}{\sqrt{3}}$으로서 表示된 半圓의 內部, 即 常流의 領域까지 延長할 수 있다는 것이다. 또 Fig, 8에서 아는바와 같이 最初의 $\bar{V}_1=\bar{V}_1$에 對하여 最大의 角變位 θmax의 값을 갖인다. 이 θ를 超過하면 흐름은 波線의 直後에서 常流로 되고 前述한 下流側의 條件에 依한 制約을 받게 된다. $\theta=0$ 上의 $\bar{V}_1$에 對應하는 $\bar{V}_2$의 값은 $\bar{V}_1$에 對應하는 $\bar{V}_2$의 흐름에 垂直으로 생기는 跳水에 있어서의 $\bar{V}_2$의 값을 表示하는 것이다.

§9. 要 約

本理論에 있어서는 흐름을 二次元的으로 取扱했기 때문에 省略한 諸量 및 諸假定中 그 影響이 現象的으로 나다난 것이 많다.

例로서 境界層, 流速, 壓力分布 鉛直加速度 및 粘性力과 重力의 平衡……等에 對한 것이나 이 中의 몇個의 量에 對해서는 다음 篇에서 說明될 것이다.

또 波線의 前後에 있어서 흐름이 急激이 變化한다고 한 것은 單純히 解析的 取扱의 便利때문에 假定한 것이며 物理的으로는 水深의 變化는 어떤 距離를 두고 行해지는 것은 勿論이다.

이와 같이 本理論은 上述한 二次元的인 現象을 解析하면 다음과 같은 意義를 갖인다.

(1) 氣體力學의 原理를 基礎로 하여 射流의 主要한 性質이 合理的으로 說明된다.

(2) 停止波의 一般的特性이 系統的으로 論議되어 있다.

(3) 高速流가 흐르는 水理構造物에 關한 基礎的인 要求를 各種의 形式에 對하여 定常的으로 求해지고 또 各種의 設計의 効果가 表示되어 있다. 一般의 設計目的은 水面의 큰 攪亂을 除去하는데 있다.

(4) 水面의 攪亂에 對해서는, 局部的現象에 對한 設計의 詳細한 定量的解析을 할 수 있다. 그리고 이 解析에 必要한 基本的인 公式이 誘導되었다.

(5) 本理論에 있어서는 複雜한 問題를 解決하기 爲하여 圖式解法이 使用되었다.

〔註〕 以上으로서 第一篇을 要約해서 說明하였으나 다음에는, 特히 開水路의 高速流에 對하여 關心이 많은 사람, 또는 젊은 學徒들을 爲하여이 論文에 있는 重要한 方程式을 解說的으로 說明하기로 한다.

(6) 式의 誘導

(2)式에서

$$\frac{h_2^2-h_1^2}{2}=\frac{1}{g}\left[h_1V_{n1}^2-h_2V_{n2}^2\right]$$

위 式에 連續方程式 $h_1V_{n1}=h_2V_{n2}$를 代入하면

$$\frac{h_2^2-h_1^2}{2}=\frac{1}{g}(h_1V_{n1}^2-h_1V_{n1}V_{n2})$$

$$=\frac{1}{g}h_1V_{n1}(V_{n1}-V_{n2})$$

$$= \frac{1}{g} h_1 V_{n1} dV$$

Fig. 2를 參照하여

$$V_{n1}=\sin\beta V_1,\quad h_2=h_1+dh,\quad V_{n2}=V_{n1}-dV_n$$

左邊은

$$\frac{1}{2}(h_2^2-h_1^2)=\frac{1}{2}[(h_1+dh)^2-h_1^2]=h_1dh$$

$$h_1dh=\frac{1}{g}h_1V_{n1}dV=\frac{1}{g}h_1\sin\beta V_1 dV_n$$

$$\therefore\ dh=\frac{1}{g}V_1\sin\beta\cdot dV$$

여기에서 dV_n는 (그림 A)에서

$$dV=\sec\beta V_1 d\theta$$

$$\therefore\ dh=\frac{1}{g}V_1\frac{\sin\beta}{\cos\beta}\cdot V_1 d\theta$$

$$=\frac{1}{g}V_1^2\tan\beta\cdot d\theta \quad\cdots\cdots(6)$$

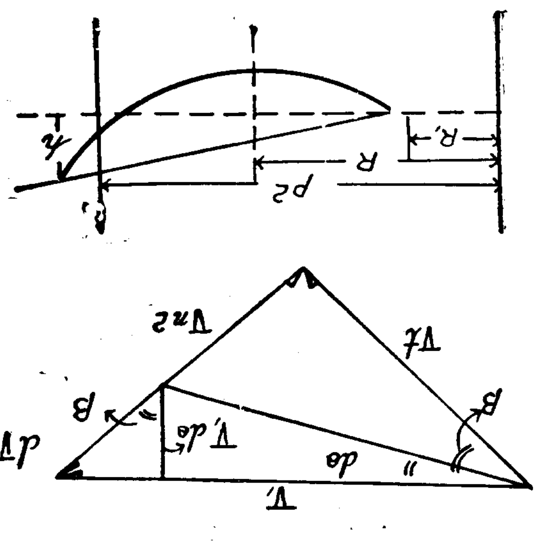

Fig 12

(a) 式

Fig. 2에서

$$\tan\beta=\frac{V_{n1}}{V_{t1}},\quad V_{t1}=\sqrt{V_1^2-V_{n1}^2}$$

比 Energy $H=h_1+\frac{V_1^2}{2g}$에서 $V_1=\sqrt{2g(H-h_1)}$

$$\therefore\ \tan\beta=\frac{V_{n1}}{\sqrt{V_1^2-V_{n1}^2}}=\frac{\sqrt{gh_1}}{\sqrt{2g(H-h_1)-gh_1}}$$

$$=\frac{\sqrt{h_1}}{\sqrt{2H-3h_1}}\quad\cdots\cdots(a)$$

(8) 式

(8)式은 (7)式을 積分한 것이다.

$$d\theta=\frac{\sqrt{2H-3h_1}}{2\sqrt{h_1}(H-h_1)}dh$$

$$\theta+\mathrm{const}=\int\frac{\sqrt{2H-3h_1}}{2\sqrt{h}(H-h_1)}dh$$

$$=\int\frac{(2H-3h)}{2\sqrt{h}(H-h_1)\sqrt{2H-3h_1}}dh$$

$$=\int\frac{3(H-h)-H}{2\sqrt{h_1}(H-h_1)\sqrt{2H-3h_1}}dh$$

$$=3\int\frac{dh}{2\sqrt{h_1}\times\sqrt{2H-3h_1}}$$

$$-\frac{H}{2}\int\frac{dh}{(H-h_1)\sqrt{2H-3h_1}}$$

$$=\sqrt{3}\int\frac{\frac{1}{2\sqrt{h_1}}\sqrt{\frac{3}{2H}}}{\sqrt{1-\frac{3h_1}{2H}}}dh$$

$$-\int\frac{\frac{H}{2\sqrt{h_1}}\ \frac{1}{(H-h_1)^{3/2}}}{\sqrt{1-\frac{h}{2(H-h_1)}}}dh$$

$$=\sqrt{3}\sin^{-1}\sqrt{\frac{3h}{2H}}-\sin^{-1}\sqrt{\frac{h}{2(H-h)}}$$

Const$=\theta_1$이라 하면

$$\theta=\sqrt{3}\sin^{-1}\sqrt{\frac{3h_1}{2H}}-\sin^{-1}\sqrt{\frac{h_1}{2(H-h_1)}}-\theta_1$$

여기에서 $\sin^{-1}x=\mathrm{atn}^{-1}\frac{x}{\sqrt{1-x^2}}$이니까

$$\theta=\sqrt{3}\cdot\tan^{-1}\sqrt{\frac{\frac{3h_1}{2H}}{1-\frac{3h_1}{2H}}}$$

$$-\tan^{-1}\frac{1}{\sqrt{3}}\sqrt{\frac{\frac{3h_1}{2H}}{1-\frac{3h_1}{2H}}}-\theta_1$$

$3h_1/2H=\frac{3}{2+F_1^2}$을 代入하면

$$\theta=\sqrt{3}\tan^{-1}\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{F_1-1}}-\tan^{-1}\frac{1}{\sqrt{F^2-1}}-\theta_1$$

$$\cdots\cdots(8)$$

여기에서 $\frac{3h_1}{2H}=\frac{3}{2+F_1^2}$은 다음과 같다.

$H=h_1+\frac{V_1^2}{2g}$와 $F_1=\frac{V_1}{\sqrt{gh_1}}$에서

$$\frac{H}{h_1}=1+\frac{V_1^2}{2gh_1}$$

$$\frac{2H}{3h_1}=\frac{2}{3}+\frac{2V_1^2}{6gh_1}=\frac{2+\frac{V_1^2}{gh_1}}{3}=\frac{2+F_1^2}{3}$$

$$\therefore\ \frac{3h_1}{2H}=\frac{3}{2+F_1^2}$$

(9) 式

(8)式에 있어서 $\theta \fallingdotseq \tan\theta$의 條件에서 求할 수 있다.

(10) 式

$\bar{V}\equiv\frac{V}{\sqrt{2gh}}$라 놓으면 $\bar{V}^2=\frac{V^2}{2gh}$

Bernoulli 定理에서

$$H=h+\frac{V^2}{2g},\quad h=H-\frac{V^2}{2g}$$

$$\therefore\ \frac{h}{H}=1-\frac{V^2}{2gh}=1-\bar{V}^2 \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (10)$$

(11) 式

(10)에서 $h=H-H\bar{V}^2$

이 式을 $\bar{V}$ 로서 微分하면

$$\frac{dh}{\alpha\bar{V}}=(-)2H\bar{V},\qquad \therefore\ dh=(-)2H\bar{V}d\bar{V}$$

윗式에 $H=\frac{h}{1-\bar{V}^2}$를 代入하면

$$dh=(-)2\bar{V}\frac{h}{1-\bar{V}^2}d\bar{V}$$

(7)式에서

$$dh=\frac{2(H-h)\sqrt{h}}{\sqrt{2H-3h}}d\theta$$

$$\therefore\ -2\bar{V}\frac{h}{1-\bar{V}^2}d\bar{V}=\frac{2(H-h)\sqrt{h}}{\sqrt{2H-3h}}\cdot d\theta$$

이式을 變形하면

$$dV=\frac{\sqrt{1-\bar{V}^2}\cdot\bar{V}}{\sqrt{3V^2-1}}\cdot d\theta$$

$$\therefore\ \frac{1}{\bar{V}}\cdot\frac{d\bar{V}}{\epsilon\theta}=\frac{\sqrt{1-\bar{V}^2}}{\sqrt{3\bar{V}^2-1}} \cdots\cdots\cdots\cdots (11)$$

(12) 式

Bernoulli의 定理에서

$$H=h+\frac{V^2}{2g},\quad V_n=\sqrt{gh},\quad h=\frac{V_n^2}{g}$$

$$\therefore\ \frac{V^2}{g}=H-\frac{V^2}{2g}$$

$$\therefore\ V_n^2=gH-\frac{V^2}{2} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (12)$$

(14) 式

(12)式을 變形하여 $V^2=2(gH-V_n^2)$

$$2gH-2V_n^2=V_t^2+V_n^2$$

여기에서 $\bar{V}_t=\frac{V_t}{\sqrt{2gH}}$, $\bar{V}_n=\frac{V_n}{\sqrt{2gH}}$라 놓으면

$$\frac{2gH}{2gH}-2\frac{V_n^2}{2gH}=\frac{V_t^2}{2gh}+\frac{V_n^2}{2gH}$$

$$1=\frac{V_t^2}{2gH}+3\frac{V_n^2}{2gh}$$

$$\therefore\ 1=\bar{V}_t^2+3\bar{V}_n^2$$

$$\therefore\ 1=\frac{\bar{V}_t^2}{1}+\frac{\bar{V}_n^2}{\frac{1}{3}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (14)$$

(15) 式

Fig. 2에서 $V_{t1}=\frac{V_{n1}}{\tan\beta_1}=\frac{V_{n2}}{\tan(\beta_1-\theta)}$

連續方程式에서 $V_{n2}=\frac{h_1}{h_2}V_{n1}$

$$\frac{1}{\tan\beta_1}=\frac{h_1/h_2}{\frac{\tan\beta_1-\tan\theta}{1+\tan\beta_1\tan\theta}}$$

$$\frac{\tan\beta_1-\tan\theta}{1+\tan\beta_1\tan\theta}=\tan\beta_1\frac{h_1}{h_2}$$

$$\therefore\ \tan\beta_1-\tan\theta=\tan\beta_1\frac{h_1}{h_2}+\tan^2\beta_1\tan\theta\frac{h_1}{h_2}$$

$$\tan\theta\left(1+\tan^2\beta_1\frac{h_1}{h_2}\right)=\tan\beta_1\left(1-\frac{h_1}{h_2}\right)$$

$$\therefore\ \tan\theta=\frac{\tan\beta_1\left(1-\frac{h_1}{h_2}\right)}{1+\tan^2\beta\frac{h_1}{h_2}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (15)$$

第 二 篇

"超限界流速에 對한 曲線水路의 設計"

§1. 要 旨

本論文은 曲線開水路內의 射流의 特性에 對하여 記述되어 있다. 開水路에 있어서는 曲線壁때문에 흐름에 攪亂이 생겨서 Cross wave가 생긴다. 그리고 이와같은 Cross wave는 水路의 橫斷面內에 있는 流體粒子에 作用하는 遠心力이 不等하다는 것에서 直線水路를 흐르고 있을때의 平衡狀態를 維持못하는데에 由來하는 것이며 흐

름의 上流에는 그 影響이 傳播되지 않고 또 水面의 側壁에 垂直으로 傳播할수도 없는것이다.

本論文은 이와 같은 攪亂을 除去하기 爲하여 다음에 說明하는 두 方法에 對하여 記述하고 各各에 對하여 理論的 解析方法 및 實驗的 檢證을 한 것이다.

第1의 方法은 各流線部分에 作用하는 힘을 平衡狀態가 되도록 水路의 底面에 橫斷勾配를 設置하는 方法 或은 適當한 一連의 曲線導流板을 設置하는 方法이다.

第2의 方法은 曲線部分의 始點附近 또는 終點附近에 特殊한 曲線을 挿入하여 Cross wave를 消去하는 方法이며 複合曲線 或은 Spiral 狀緩和曲線 또는 Concrete 또는 木材의 Sill (臺)를 設置하는 方法이다. 이와같은 波動의 干涉을 利用하는 境遇는 矩形斷面水路가 가장 適切한 斷面이며 梯形 또는 其他의 斷面은 될수로 避하는 것이 좋다. 위에서 說明한것 以外의 方法에 對해서도 簡單히 記述되여 있다.

§2. 簡單한 矩形斷面曲線水路의 흐름

常流 또는 射流를 不問하고, 가장 많이 使用되는 水路는 矩形斷面을 갖인 圓曲線이며, 常流에 對하여 滿足할수 있는 것이라 할찌라도 射流에 對해서는 Cross wave가 發達하는 것이므로 適切하다고 할수 없는 것이다. 이와같은 境遇는 兩側壁에 沿한 흐름은 側壁에 따라서 구부려지지마는 그 以外의 흐름은 처음은 側壁의 影響을 받지않고, 처음의 方向으로 흐르고 兩側壁의 攪亂이 水路를 橫斷하여 생기는 停止波의 位置까지 到達하면 비로서 曲壁의 影響을 받게 된다. 그러므로 曲線水路內의 흐름은 Fig. 13에 表示한 것과 같은 4個의 領域으로 分類된다.

即

1. ABA_1의 上流……側壁의 影響을 받지 않는 部分
2. ABM 內……外側 壁의 影響을 받는 部分
3. A_1BM_1 內………內側壁의 影響을 받는 部分
4. MBM_1의 下流……兩側壁의 影響을 받는 部分

側壁에 沿한 水位는 外側壁에 있어서는 A로부터 M로 漸次 上昇하고 M點에서는 內側壁의 影

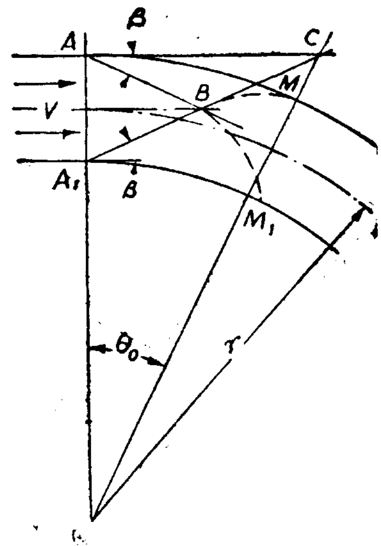

FIG. 13.— Diagram of Flow Entering a Curve

響이 미치기 始作하므로 이點으로 부터 下流는 漸次 下降한다. 內側壁에 있어서는 反對로 A_1에서 M_1까지 漸次 水位가 下降하고 M_1에서 다시 上昇하게 된다. 여기에서, 이 曲線水路를 흐름이 구부러지는데 充分할만큼 內外側의 水位差가 생겨도 이와같은 平衡狀態는 急激히 지나가고 水位差는 反對로 外側壁에 沿해서 下降하고 內側壁에 沿해서 上昇하게 된다. 이와같이 하여 水位의 最高 및 最低値는 ABM_1과 A_1BM 또는 그의 延長이 側壁과 만나는 모든 反射點에서 생기는 것이다.

§3. 側壁에 沿한 水位의 計算

一般的으로 側壁에 沿한 水位의 計算은 다음과 같은 假定下에 하게 된다.

1. 2次元흐름이다.
2. 水路의 橫斷面內의 曲線의 始點에 있어서 流速이 一定하다.
3. 水平水路라 한다.
4. 마찰抵抗은 없다.

(3), (4)의 假定은 흐름方向의 慣性力과 마찰抵抗이 같으면, 勾配가 있는 水路에도 擴張할수 있다. Karman은 比 Energy가 一定한 條件下에 側壁에 沿한 水深 h와 구부러진 角度 θ 사이에 다음과 같은 關係를 求하고 있다.

$$\theta=\sqrt{3}\sin^{-1}\sqrt{\frac{h}{2H/3}}-\sin^{-1}\sqrt{\frac{h}{2(H-h)}}+\text{Const}\quad\cdots\cdots(22)$$

比 Energy를 一定이라 하면 外側壁에 沿해서는 水深最大인 點에서 流速히 작어저야 할 것이지만 實測의 結果에 依하면 側壁에 沿한 流速은 大略 一定하다. 이와 같은 事實에서 Knapp는 Cross wave의 線의 兩側에서 作用하는 壓力差가 波線에 垂直方向의 흐름의 運動量의 變化와 같다는 것에서 다음과 같은 微分方程式을 만들었다.

$$\frac{dh}{d\theta}=\left(\frac{-V_n}{g}\right)\frac{dV_n}{d\theta}\quad\cdots\cdots(23)$$

이 式은 (6)式과 같다. 여기에서 Mach 角을 β라 하면 Fig. 2에서

$$V_n=V\sin\beta,\quad \sin\beta=\frac{\sqrt{gh}}{V}\quad\cdots\cdots(24)$$

다시 比 Energy가 一定하다는 條件代身 流速이 一定이라는 條件을 使用하여

$$dV_n=V\cos\beta\cdot d\theta\quad\cdots\cdots(25)$$

라 놓으면 (24), (25)式에서 (23)式은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{dh}{d\theta}=\frac{V^2}{g}\sin\beta\cdot\cos\beta\quad\cdots\cdots(26)$$

다시

$\sin\beta=\frac{\sqrt{gh}}{V}$를 考慮하면 基礎方程式으로서

$$d\theta=\frac{dh}{\sqrt{h\left(\frac{V^2}{g}-h\right)}}\quad\cdots\cdots(27)$$

를 얻는다.

이 式을 풀면

$$h=\frac{V^2}{g}\sin^2\left(\beta_1+\frac{\theta}{2}\right)\quad\cdots\cdots(28)$$

(28)式은 (8)式에 比해서 大端히 簡單하고 (8)式과 같이 實驗値에 잘 一致한다. 여기에서 β_1은 最初의 水深 h_1에 對한 波角이다. (28)式 또는 (8)式에서는 側壁에 沿한 水位의 最大値 또는 最小値를 갖인 位置를 求할 수 없다. 그러나 Fig. 13에 表示한바와 같이 最大 및 最小의 水位가 생기는 位置는 OC 위에 있다고 생각하여 角度 θ_0을 다음과 같이 쓰면 普通의 境遇는 充分하다

$$\theta_0=\tan^{-1}\left\{\frac{b}{\left(\gamma+\frac{b}{2}\right)\tan\beta_0}\right\}\quad\cdots\cdots(29)$$

이와같은 의 値를 使用하면, 最大 및 最小의 水位가 생기는 位置는 $3\theta_0$, $5\theta_0$,……로서 表示된다. 여기에서

γ; 曲率半徑

b; 水路幅

β_0; 曲線始點의 波角

萬一 어떠한 方法으로서 曲壁에 依한 攪亂이 除去되여 靜水力學的으로 遠心力과 平衡한 水面이 되였다고 생각하면 그 水面의 內側壁과 外側壁과의 水位差 h_2-h_1은 다음과 같다.

$$h_2-h_1=\frac{V^2b}{\gamma g}\quad\cdots\cdots(30)$$

따라서 外側壁의 水位는 平均水位보다 $V^2b/2\gamma g$만치 높으다. 그리고 $\theta=\theta_0$에 있어서 (28)式에서 計算한 水位上昇은 大略 이 두培가 된다는 것에서 攪亂에 依한 水位는, 이 平衡水位에 關하여 週期 $2\theta_0$, 振幅 $\frac{V^2b}{2\gamma g}$로서 振動하는 것이다.

§4. 下流直線水路內의 攪亂

曲線部의 攪亂은 下流의 直線部에 傳幅되고, 그 波長은 $2b/\tan\beta_0$이다. 그리고 曲率이 急變하므로 振幅 $\frac{V^2b}{2\gamma g}$, 그리고 波長이 前者와 같은 새로운 攪亂이 曲線의 終點에서 생긴다. 따라서 이들의 두個를 合成한 것이 下流에 傳達되는 것이다. 曲線部에서 平衡狀態에 있는 흐름이 直線部에 流入할때는 振幅 $\frac{V^2b}{2\gamma g}$의 攪亂이 생기고 最大水位는 曲線部의 終點에서 생긴다. 萬一 曲線部에 있어서의 振幅 $\frac{V^2b}{2\gamma g}$를 갖인 攪亂이 曲線部의 終點外側壁에서 最低水位를 갖인다면 그 點으로부터 下流의 直線部에는 아무런 攪亂도 생기지 않는다. 曲線長 θ_0, $3\theta_0$, $5\theta_0$의 曲線水路는 曲線終點에서 最高水位가 생기므로 下流에 있어서는 $\frac{V^2b}{\gamma g}$인 最高水位를 갖인 攪亂이 생겨서 平衡狀態로 된다. 即 이것은 曲線部의 흐름이 直線部에 드러갈때 생기는 攪亂의 2倍이다. 그러나 이 境遇, 攪亂量은 크지만 實際의 直線部의 水深은 曲線部의 水深보다 外側에 있어서 크게되지 않고 內側에 있어서 적어지지도 않는다.

水面의 計算에 關해서는 一般的으로 側壁에

沿한 水位를 알면 充分하기만 第1篇의 特性曲線法을 使用하여 水面形을 구할 수도 있다. 이 境遇 損失水頭는 없는 것이라 하였으나 實際는 다음과 같은 損失水頭가 생긴다. 即 하나는 屈曲때문에 水面形이 變化하고 흐름은 有効深을 減少시키는 傾向을 갖이며 흐름自體가 비트러지고 摩擦損失이 增加하고 다른 하나는 攪亂이 衝擊波를 생기게 하는 程度로 큰 境遇는 Energy 損失이 생긴다. 그러나 一般的으로 이에 依한 Energy 損失은 比較的 작고 實際는 曲率半徑도 크니까 攪亂의 計算에는 이들의 損失水頭는 全體的으로 보아서 작다고 할 수 있다.

§5. 曲線部 및 下流直線部의 水面上昇을 減少시키는 方法

1) 水路床에 橫斷勾配를 부치는 方法

曲線水路에 沿해서 흐르겠금 流體粒子 全體에 橫方向의 힘을 作用시키는 方向은 水路床에 橫斷勾配를 부치면 된다.

지금 그 角度를 ϕ, 勾配를 Sc라 하면

$$\tan\phi = Sc = \frac{V^2}{\gamma g} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(31)$$

그러나 이와같은 橫斷勾配를 曲線의 始點에 急激히 放置하드라도 흐름은 安定이 되지 않으므로 水平水路床으로 부터 漸次的으로 變化시켜 (31)式을 滿足하는 勾配와 曲率을 附與하면 된다.

2) 많은 曲線導流板을 設置하는 方法

(28)式 및 (30)式에서 아는바와 같이 水面上昇은 水路幅에 比例하므로 水路幅을 몇개의 導流板으로서 나누어서 水面上昇을 減少시키는 方法이다.

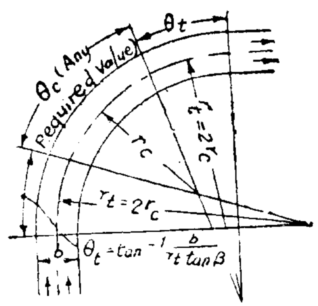

FiG. 14. - Design Criteria For a Compound Curve

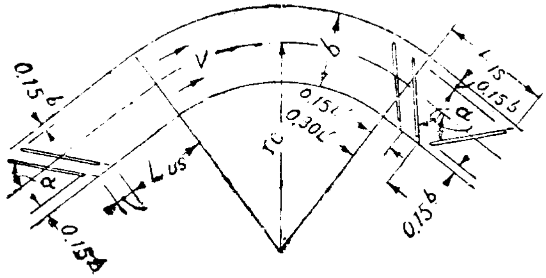

Fig. 15. —Plan of Sill Installation

3) 攪亂波의 干涉을 利用하는 方法

曲線部에 있어서 攪亂때문에 생기는 波動에 對하여 이것과 位相이 反對인 波動을 생기게 하여 兩者의 干涉을 하게 하여 水路内의 攪亂을 除去 乃至 減少시키는 方法이며 다음과 같은 3種類가 있다.

(a) 複合曲線

Fig. 14에 表示한바와 같이 主要한 曲線部의 前後에 曲率半徑이 큰 曲線部分을 挿入하고, 여기에서 생기는 波形이 主要曲線部에서 생기는 波形을 消去하겠금 設計하는 것이다. 上流側의 曲線에 對하여 생각하면 이 曲線에 依하여 생기는 側壁에 沿한 水位變化의 最大値는 (29)式에서 中心角 θ'의 位置를 取하면

$$\theta' = \tan^{-1}\frac{b}{\left(\gamma_i + \frac{b}{2}\right)\tan\beta} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(32)$$

여기에서

γ_i는 主曲線 前後의 曲線의 曲率半徑이다. 主曲線의 始點에 있어서 補助曲線에서 생긴 攪亂의 最大値를 생각하고, 새로 이것을 消去할만한 主曲線의 始點에서 생기는 攪亂波가 前者와 同一振幅을 갖일려면

$$\frac{V^2 b}{2\gamma g} = \frac{V^2 b}{\gamma_i g}$$

로 되여야 하고

$$\gamma_i = 2\gamma \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(33)$$

과 같이 되여야 한다, 即 主曲線水路의 上流에 曲線長 $b/\tan\beta$。이고 半徑 2γ의 曲線水路를 挿入하면 主曲線水路内의 흐름은 平衡狀態로 된다. 또 主曲線水路의 下流에도 이와 같은 曲線水路를 挿入하면 된다.

(b) 螺旋緩和曲線水路

이 曲線은 道路, 鐵道의 曲線部에 使用되는 것이며. 主曲線의 前後에 揷入하고 主曲線의 始點에 있어서는 外側에서 最高水位, 內側에서 最低水位가 되는 波形을 附與하면 된다. 그러나 어떠한 曲線을 使用하드라도 底面이 水平인 水路에 있어서는 射流에 對하여 側壁의 形狀만으로서 흐름全體를 同時에 平衡狀態로 할 수는 없는 것이다.

(c) 傾斜臺(Diagonal Sills)

水路床에 Fig. 15에 表示한 것과 같은 Sill를 設置하여 흐름의 方向을 變化시키고 運動量의 變化에 依하여 그 部分의 흐름의 變化를 흐름全體에 傳達시켜서 全體的으로 方向變化를 하겠금 橫方向의 힘을 생기게 하는 것이다. 지금 sill의 높이를 d, sill의 水路中心線과의 角度를 α. sill에서 下流의 흐름全體의 方向과 水路中心線사이의 角을 θ'_s라 하면 sill에 衝突하는 水流의 橫方向의 運動量變化의 比率은, sill로 부터 下流의 흐름全體가 方向을 變化하는데 必要한 橫方向의 運動量變化의 比率과 같다는 것에서

$$\theta'_s = \tan^{-1}\frac{d}{h}\cdot\frac{\sin 2\alpha}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (34)$$

윗式에서 가장 좋은 sill의 角度 α는 45°이나 實驗에 依하면 α가 30°일때 攪亂이 적고 同時에 效果的이라는 것이다. 主曲線 水路에 생기는 攪亂의 半波長을 θ_D라 하면 θ'_s는 $\theta'_s = \frac{\theta_D}{2}$로 하면 좋다.

다음에 sill의 位置는 曲線에 가까운 sill 끝端에서 曲線의 始點까지의 距離를 L_{us}라 하면 연한 波形을 생기게 하기 爲하여 必要한 半波長 L_{us}는 實驗에서

$$L_{us} = \frac{b}{\tan\beta_0}\left\{\frac{1.12}{\left(1+\frac{3\triangle h_i}{2h_0}\right)^{\frac{1}{4}}} + \frac{0.0313}{\left(\frac{h_i}{h_0}\sin\beta_0\right)^2}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (35)$$

여기에서 $\triangle h_i = h_i - h_0$이고

h_i는 sill에 依하여 생긴 攪亂을 包含한 水深이고 h 는 普通의 水深이다.

§6. 矩形斷面水路에의 應用

1)은 水面上昇을 完全히 防止하는 唯一한 方法이며 모든 水路에 가장 適合한 것이다. 그러나 內側壁附近은 掘鑿土量이 많으므로 費用이 크다. 그리고 不適當한 設計를 하면 流量 및 曲線半徑에 對한 勾配가 決定되여 있으므로 效果가 半減된다.

2)에 對해서는 水路에 雜物이 흐르는 境遇는 導流板에 걸릴 念慮가 있으므로 그 應用은 制限되어 있다.

3) (a)에 對해서는 普通의 境遇 使用할 必要性이 없다. 設計 및 施工에 對해서 또 勞力 및 工費가 增加하는데 比해서 그 效果는 크지 않다

3) (c)는 簡單한 圓曲線만을 가진 旣設의 水路를 經濟的으로 速히 改良하는 境遇에 使用하면 좋다. 이 方法은 設計流量에 對해서는 좋은 結果를 가지지만 設計流量보다 작은 流量에 있어서 相當한 攪亂이 생기고 水位上昇은 設計水位보다 작게 된다, 維持費는 相當히 必要하나 Sill는 水路床에 있는 볼트로서 角材를 固定시키면 充하다. 흐름의 流速이 빠르면 空洞現象이 생겨서 Sill의 效果를 助長하는 수도 있으나 破壞할 念慮가 있다.

矩形水路는 水路勾配만 一定하면 流量이 變化하드라도 Mach 角은 大略 一定이라고 할 수 있으나 矩形斷面 以外의 水路는 이것이 一定하지 않으므로 流量에 따라 攪亂狀態가 다르다. 그러므로 波動의 干涉을 利用하는 施設은 位相이 流量에 따라 다르고 矩形斷面에 比해서 相當히 不滿足한 것이 된다. 따라서 矩形斷面以外의 斷面은 流速이 크고 流量이 變動하는 曲線水路에는 될수록 使用하지 않는 것이 좋다.

§7. 實驗的 檢證

實驗的檢證은 著者의 指導下에 California 工科大學의 流體力學研究所의 水理構造物部에서 行한 것이다. 實驗 或은 理論의 大部分은 Ippen에 依하여 研究되고, 이 研究는 急勾配 및 高速流의 洪水調節用水網의 設計를 必要로 하는 Los Angeles Country Flood Control District의 後援을 받었다.

第1의 目的은 이와같은 現象의 物理的性質의 究明이고 第2의 目的은 高速流흐름이 가진 曲

線水路의 取扱方法이다. 實驗에 使用한 水路는 眞鑄製이며 矩形 및 梯形斷面을 갖고 있다. 矩形斷面水路는 幅이 18inch이고 깊이가 14inch 이고 梯形斷面水路는 底幅이 12inch, 깊이가 12inch 그리고 斜邊의 勾配는 1 : 1.5이다. 兩者는 正常的인 흐름의 條件에 있어서 同一流水斷面積을 가지게 끔設計되어 있다. 水路는 100ft의 길이를 가진 臺上에 設置하고 1/10의 勾配까지 任意의 勾配로 調節할 수 있게 되어 있다. pump의 容量은 最大 $6ft^3/sec$이고 流量은 Venturi 計로서 測定하였다. 水深 및 水位等高線은 水路床과 正確히 나란히 되여있는 Rail 上에 設置된 point gage로서 測定하고 流速分布는 같은 臺上에 設置된 pitot 管을 使用하여 測定한 것이다. 各測定에는 流速과 勾配가 平衡狀態가 되도록 極力努力하였다. 全部 156回의 測定이 上記 두個의 水路및 補助水路에서 行해지고 各測定値는 1에서 7까지 나누어져 있다. 廣範圍의 勾配 및 Froude 數에 對하여 測定되었으나 本論文에는 二 代表的인 것이 記載되어 있다. 大部分의 實驗은 矩形斷面水路에 對하여 行해지고 梯形斷面水路는 屈曲에 爲한 水位上昇이 相當하다는 事實을 表示하는데 充分할만큼 實驗을 한것이다.

1) 曲率半徑이 一定한 矩形斷面 圓曲線水路

Fig. 19는 4種의 流量에 對하여 曲線水路의 始點에서 最初의 最高水位地點까지의 外側壁에 沿한水面上昇高의 計算値와 實測値를 比較한 것이며 曲率半徑은 25ft이다.

Fig. 20은 50ft의 曲率半徑을 가진 水路에 對하여 위와 같은 結果를 表示하는 것이다.

表－2는 曲線水路와 曲線水路에 連結되어 있는 直線水路의 最高水位와 그것이 생기는 位置에 關하여 計算値와 實驗値를 比較한 것이며 흐름의 條件은 Fig. 19와 같다. 이 表에서 最高水位間의 距離는 計算値이며 0.914～1.0666 (曲線水路) 0.868～1.262 (下流直線水路)이다. 그리

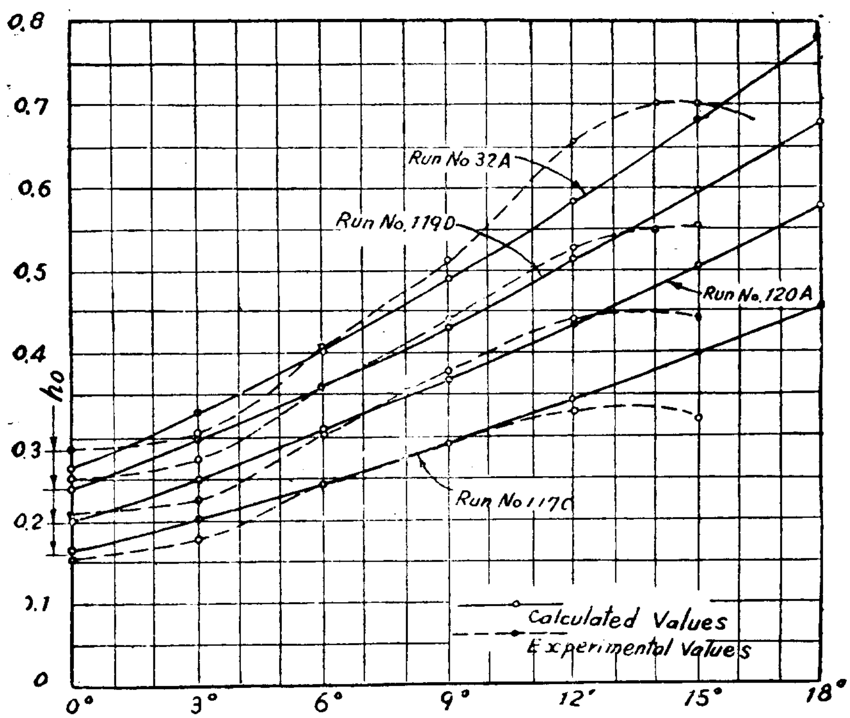

Fig. 19.－Comparison of Experimental and Caluculated Values Of Outer Wall. Surface Profiles In a Curve of 25-Ft Radius

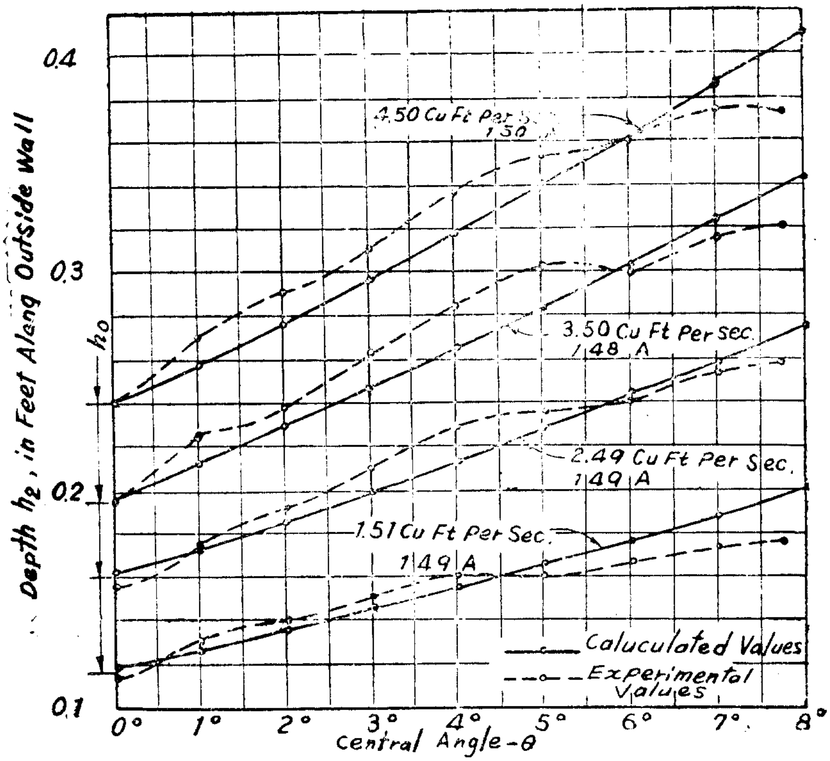

FIG. 20.— Comparison of Experimental and Caluculated Values of Outer Wall Surface Profiles In a Curve of 50 Ft Radius

고 大略 같은 差가 水深에 있어서도 볼 수 있다. 이 原因은 大略 다음과 같다.

(a) 攪亂波의 마찰損失에 依한 減衰

(b) 흐름의 流速이 一定하지 않다.

(c) 攪亂波高가 變化하므로 流速이 $\sqrt{gh}$ 로 되지 않는다.

그러나 이와같은 2次的인 原因에 依한 現象을 解析하려 해도 無意味한 境遇가 많다. 이것은 自然의 地形에 만든 急勾配水路에 있어서는 等流狀態로 되는 境遇가 적으니까 流速을 豫測하는 것이 困難하기 때문이다. 그리고 粗度係數를 求하는 것이 一般的으로 最高水位點이 不正確하다는 것과 같은不正確度를 가지는 것이다.

(表-2)

No.	流量 Q (ft^3/s)	水深 h_0 (ft)	Froude 數 F	計算値 h' (ft)	θ_0의 計算値 (37)式	計算値 $L'=\frac{b}{\tan\rho}$	曲線部分, 外側壁: 첫번째의 最大値 $\frac{h}{h'}$	첫번째의 最大値 $\frac{\theta}{\theta_0}$	두번째의 最大値 $\frac{h}{h'}$	두번째의 最大値 $\frac{\theta}{2\theta_0}$	曲線終點까지의 距離 (EC)θ/θ_0
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
117C	2.49	0.160	3.29	0.387	14°33′	6.68	0.868	0.928	0.895	1.014	0.137
120A	3.51	0.199	3.28	0.496	14°47′	6.79	0.905	0.914	0.935	1.066	0
119D	4.52	0.236	3.25	0.584	14°46′	6.78	0.942	1.015	0.951	1.016	0
32A	5.51	0.260	3.45	0.693	15°30′	7.13	1.010	0.967	1.002	1.000	−0.06

曲線部의 下流直線部								同一側壁의 最大値의 距離 (ft)			No.
첫번째의 最大値				두번째의 最大値							
内側壁		外側壁		内側壁		外側壁					
h/h′ (13)	L/L′ (14)	h/h′ (15)	L/L′ (16)	h/h′ (17)	L/L′ (18)	h/h′ (19)	L/L′ (20)	Ldo−1 (21)	Ldi−1 (22)	Ldo−2 (23)	
0.631	0.868	0.762	0.973	0.628	1.197	—	—	1.841	2.170	—	117C
0.688	0.884	0.862	0.884	0.700	1.178	0.617	1.178	1.768	2.062	2.356	120A
0.693	0.958	0.856	0.885	0.757	1.180	0.647	1.180	1.843	2.065	2.360	119D
0.620	0.910	0.815	0.883	0.700	1.262	0.721	1.080	1.793	2.145	2.342	32A

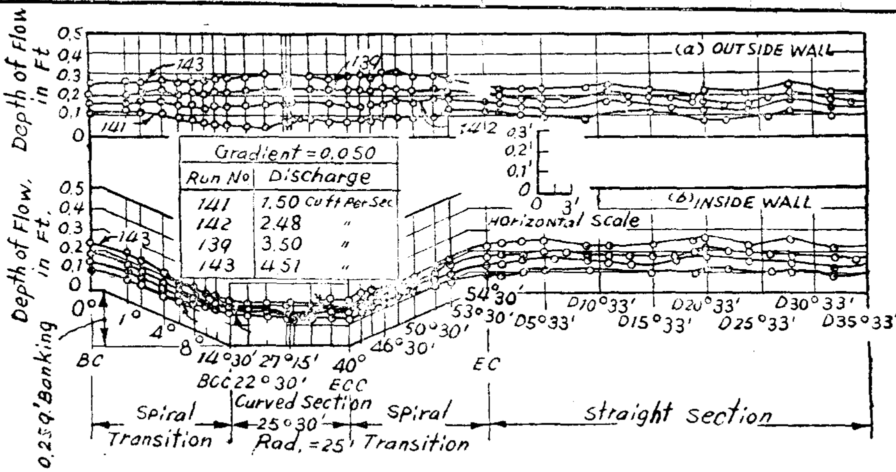

FIG. 21. — Surface profiles for Curve With Banked Bottom Treatment

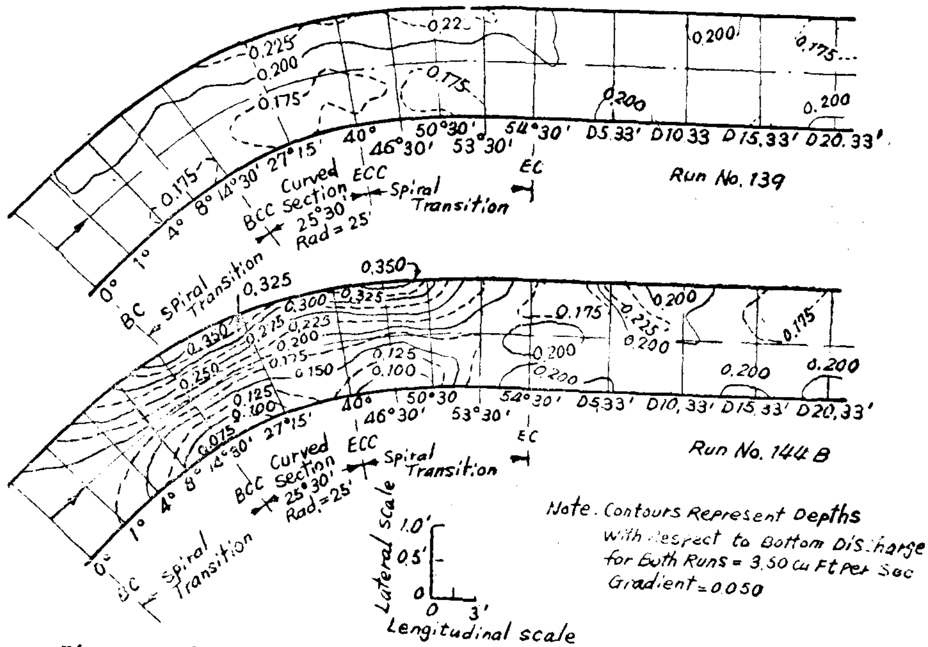

FIG 22 - Surface Contours For Spiraled Curve With Banked Bottom Treatment.

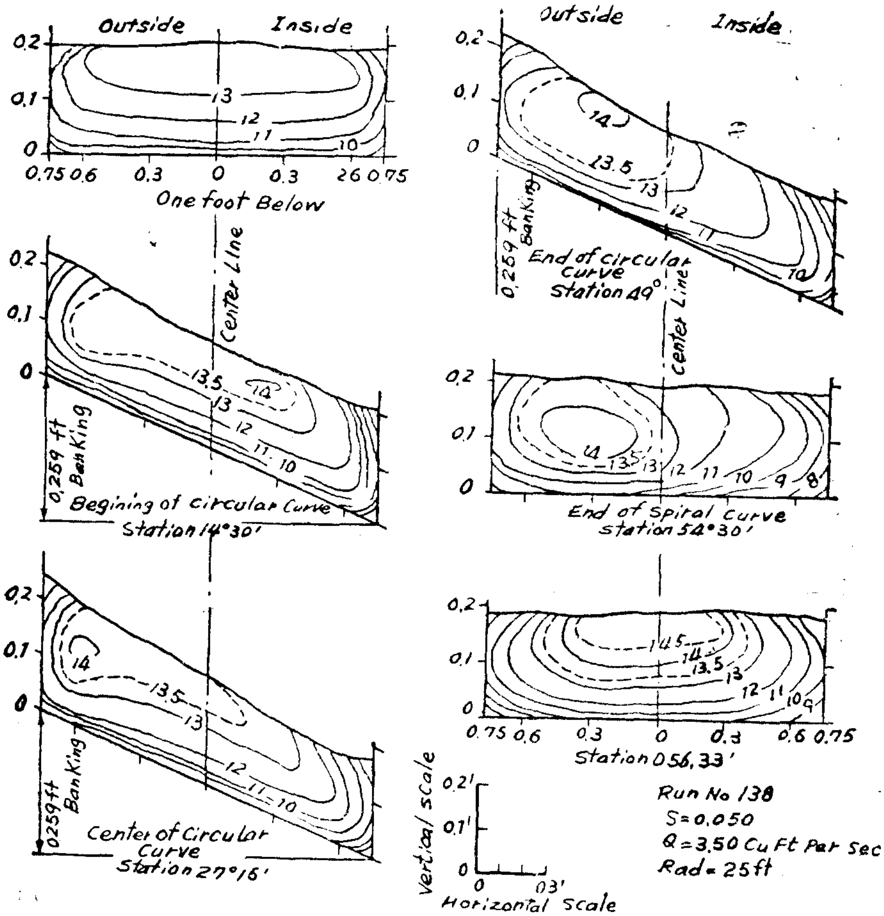

FIG. 23- Typical Sections showing velocity Distribution for a Curve Banked

2) 橫斷勾配를 가진 矩形斷面曲線水路

Fig. 21은 水路床의 橫斷勾配의 變化에 適合하게끔 設計된 螺旋緩和曲線을 가진 境遇의 水深의 實測値를 表示하는 것이다. 橫斷勾配는 그림과 같이 內側壁에 가까운 部分을 얕게하고 外側壁에서는 一定한 높이를 가지게끔 되어 있다. 解析에서 아는바와 같이 外側壁에서는 曲線部및 下流에 있어서 水深의 變化가 없는 것이다. 여기에서 曲線部 및 複合曲線部의 始點 및 終點을 各各 BC, EC, BCC, ECC.로서 表示하고 있다.

Fig. 22, 및 Fig. 23은 같은 條件의 曲線水路에 對한 水面의 等高線 및 流速分布를 表示하고 있다.

Fig. 24는 Fig. 21에 表示한것과 同一한 流量

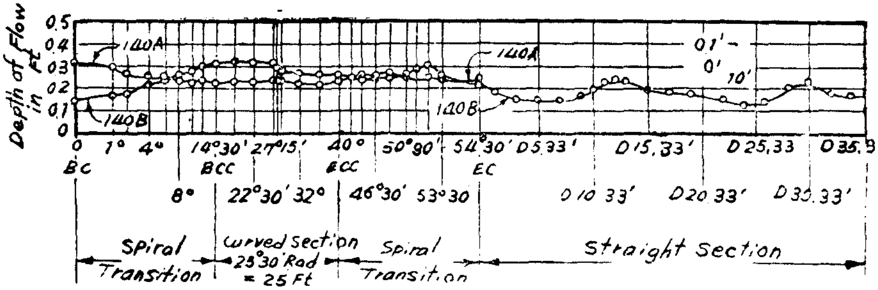

FIG. 24- Outer Wall Profiles for Banked Curve: High and Low Approach Velocities

과 同一한 曲線水路에 對하여 行한 外側壁에 沿한 水位의 實測値이다.

이 그림에 있어서 140A는 流速이 橫斷勾配에 適合한 平衡流速보다 작은 흐름에 對한 것이고 140B는 이 反對의 흐름이다. 이 그림에서 解析的으로 豫想한 結果가 되있다는 것을 알수 있다

即 前者는 遠心力이 橫斷勾配의 影響보다 작게되어 外側壁에 沿해서 水深이 작고 後는 그反對이다. 그리고 兩者 모두 曲線部의 下流에 있어서 작으나마 明白히 認定할수 있는 程度의 攪亂이 생기고 있다.

3) 圓曲線의 緩和曲線을 가진 複合曲線 (矩形斷面)

Fg. 25에 複合曲線을 使用한 實測値가 表示되어있다.

이 境遇는 緩和曲線에 主曲線의 曲率半徑의 두倍의 圓曲線을 使用하고 그 길이는 攪亂波長의 1/2이다. 그림에서 外側壁에 沿해서는 緩和曲線部에서 漸次的으로 水位가 上昇하나 主曲線에서는 大略 一定한 水位를 가진다는 것을 알수 있다. 그리고 下流側의 緩和曲線에 있어서는 大略 처음의 水位까지 下降하고 있다. 작은 攪亂

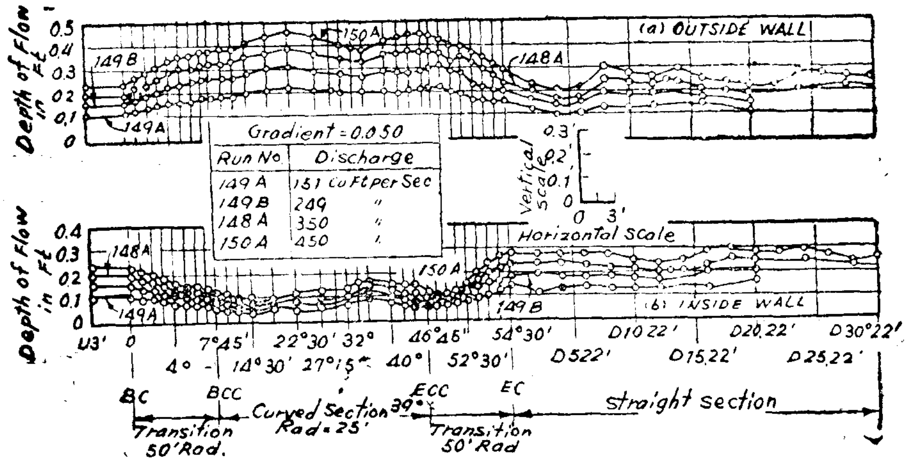

FIG. 25 - Surface Profiles - For Compound Curve Treatment

을 그림에서 볼 수 있으나 이것은 干涉이 完全히되어 있지 않는것을 表示한다. 이水路는 148A의 흐름에 對하여 設計된 것이지만 다른 流量에 對해서도 滿足한 結果를 나타내고 있다.

4) 螺旋緩和曲線(矩形斷面)

Fig. 26는 曲率半徑 25ft의 主曲線의 前後에 螺旋緩和曲線을 挿入한 境遇의 水位斷面을 表示하는 것이다. 大略 緩和曲線에 圓曲線을 使用한

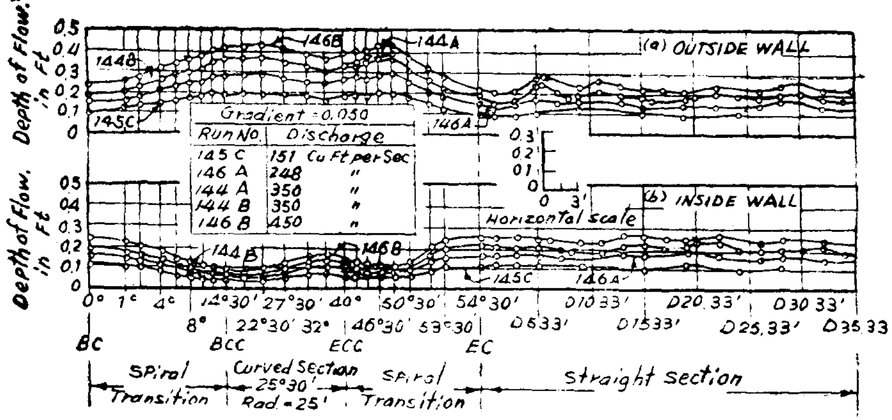

FIG. 26. - Surface Profiles for Spiral Transition Treatment

것과 類似하며 兩曲線 모두 全迴轉角이 54°30′인 境遇에 對하여 設計되어 있다. 圓曲線은 全曲線長이 中心線에서 30.53ft이나 螺旋曲線의 境遇는 36.45ft이다. 螺旋曲線을 使用하면 圓曲線을 使用한데 比해서 좋은 結果를 附與하지 않는데에다가 曲線長이 16%나 길게 된다.

Fig.27도 같은 緩和曲線을 가진 水路이며 勾配에 平衡한 흐름과 다른 接近流速을 가진 境遇의 水位縱斷面圖를 表示하는 것이다.

이들의 結果를 Fig.24에 表示된 結果에 比較하면 設計流速과의 差에 依하여 攪亂이 생긴다는 念慮는 없고 複合曲線의 境遇와 橫斷勾配의 境遇는 大略 같은 程度로 작은 것이다.

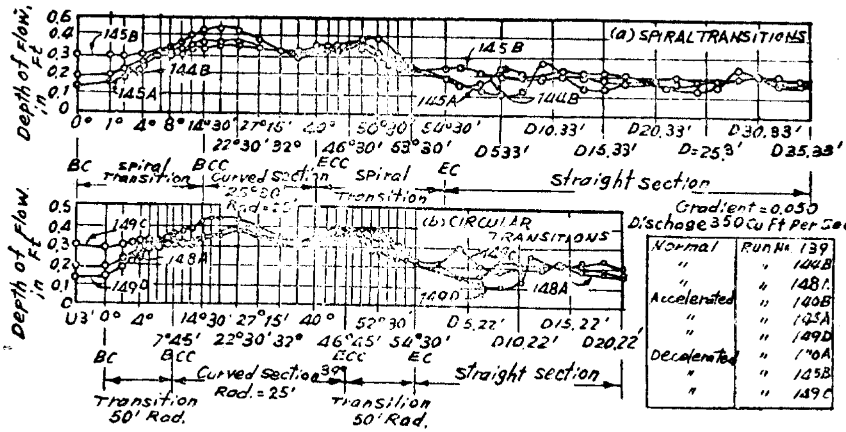

FIG. 27. - Outer Wall Profiles for Spiral and Circular Transition High, Normal and Low Approach Velocities

5) 矩形斷面의 Sill.

Sill의 效果는 Fig.28과 Fig.29를 比較해보면 잘 알것이다. Fig.30은 Fig.29에서 表示된 流量中에서 127A의 境遇의 水位等高線을 表示하는 것이다. 이와같은 事實에 서, Sill를 使用하면 흐름을 充分히 制禦할수 있다는 것을 알수 있다.

6) 矩形斷面水路의 各種設計効果의 實驗的比較表-3은 勾配, 主曲線의 曲率 및 全廻轉角이 같은 各形式의 正當한 設計를 할 때 그 效果를 比較한 것이다. 各種에 對한 設計流量 및 그것과 大略 같은 比率을 가진 流量에 對하여 實測한 것이다.

이 表에서 아는바와 같이 Sill를 가진 水路는 曲線部 및 下流直線部에 있어서 다른 形式의 水路보다 큰 攪亂이 생기고 있다. 그리고 複合曲線 및 螺旋曲線을 가진 水路, 橫斷勾配를 가진 水路 및 橫斷勾配가 없는 水路等의 攪亂은 大略같은 程度이다. 그러나 攪亂은 豫想한바와 같이 橫斷勾配를 가진 境遇가 最少이다. (表-3은 Proceedings of AS CE Vol.75. No.9 P. 1342에 있음)

Fig.31은 Sill가 있는 位置의 前後의 壓力分布를 表示하는 것이다. 이 Sill는 水路에 直角이며 壓力差는 傾斜한 Sill보다 多少 클것이다. 測定의 結果에 依하면 極端的인 高速流 및 低水深의 境遇는 sill의 下流에 空洞現象이 생기는것을 알 수 있다. 이와 같은 境遇는 複合曲線과 같은 다른 形式의 水路가 좋을 것이다.

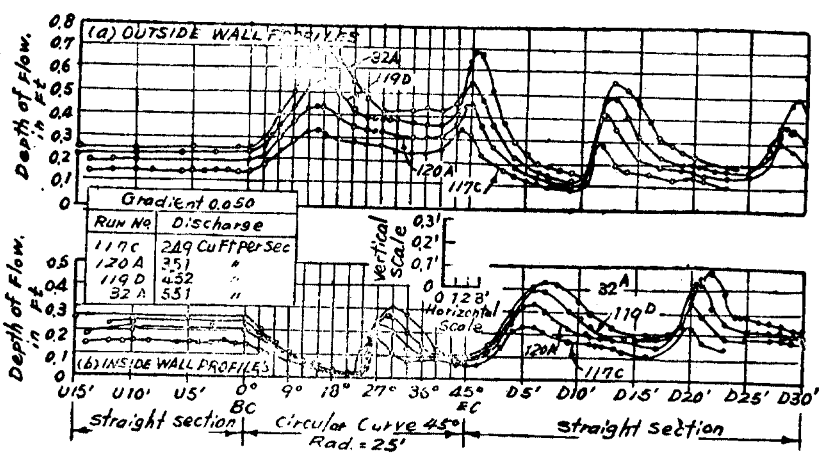

FIG. 28 - Surface Profiles for Simple Circular Curve Without Treatment

다음에는 實測値와 解析結果를 比較하는데 있어서 多少 留意할 點이 있다.

첫째로 流速分布를 一定이라고 假定한데 따라서 생긴 誤差는 普通의 흐름에 對해서는 重大한 것이 아니다. 그러나 水路의 合流點에서 下流 또는 主水路에 流入하는 補助入口의 下流側部分等은 相當한 誤差가 생긴다.

둘째로 水路斷面自體가 矩形斷面인 境遇가 實際現場에는 적고 矩形斷面의 底部가 Invert 曲線이 되어 있는 境遇가 많다. 이와같은 影響은 低流量의 境遇는 注意해야 하지마는 設計流量에 對해서는 普通 그 影響이 나타나지 않는다.

7) 梯形斷面水路

이 境遇는 水深이 一定하지 않으므로 流速도 一定하지 않다. 그러나 近似的인 方法으로서 平均水深을 使用하면 近似的인 流速을 求할 수 있다. 水路幅은 攪亂이 생기기前의 水深幅을 求하고 이것을 基礎로하여 計算하면 된다.

Fig. 32는 이와같이 計算한값과 測定値를 比較한것이다. Fig. 33은 設計流量의 80%의 流量에 對한 曲線部의 橫斷面을 表示하는 것이다. 矩形斷面水路와 梯形斷面水

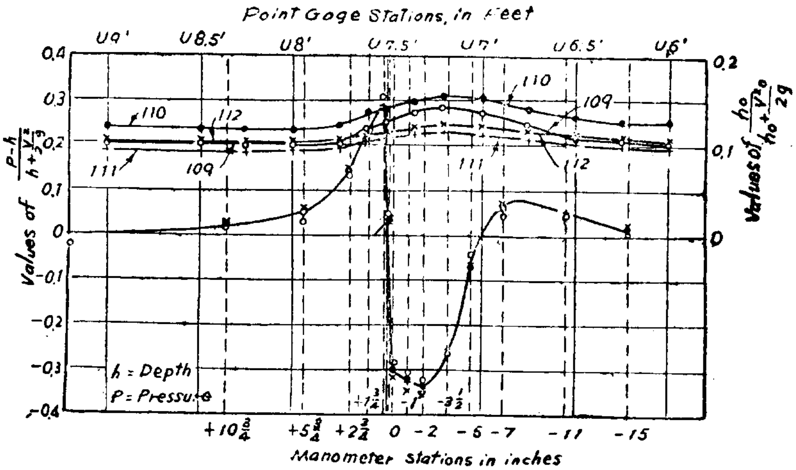

FIG. 31. - Bottom Pressure Distribution Above And Below Sill

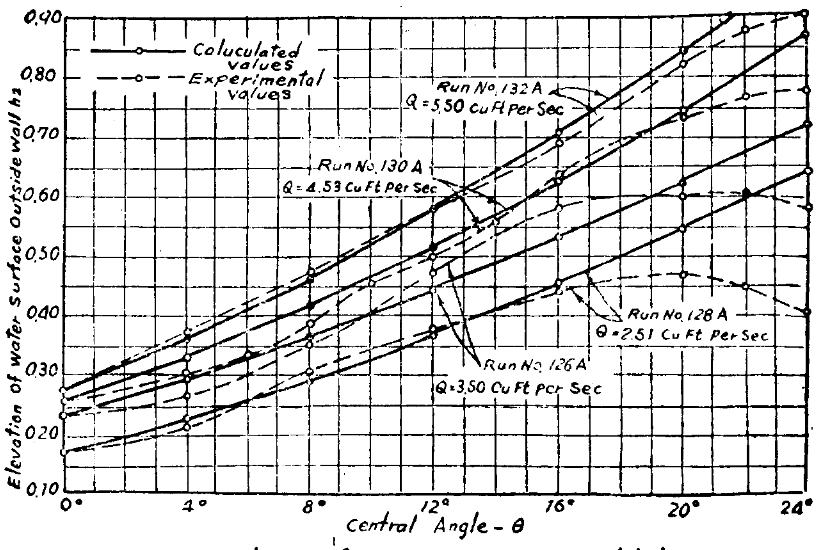

FIG. 32. - Comparison of Experimental And Calculated Values of Outer Wall Surface Profiles in a Trapezoidal Channel Curve of 25 ft Radies

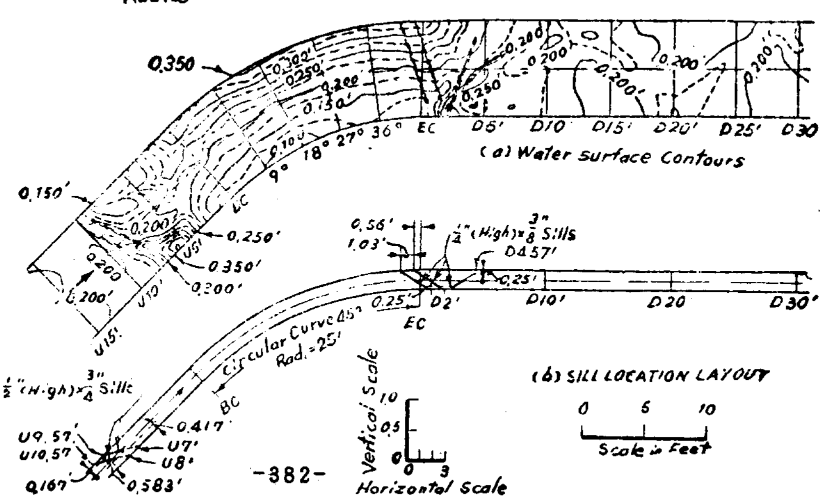

FIG. 30. - Surface Contours For Sill Treatment

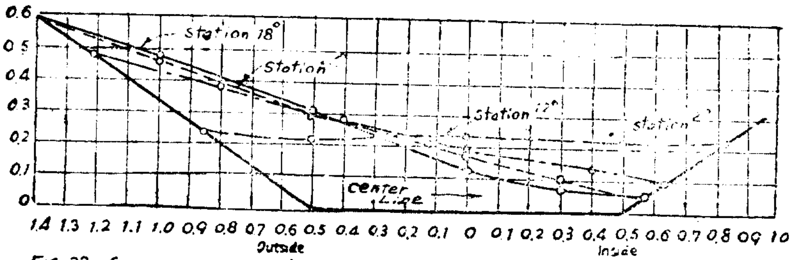

FIG. 33.- Composite Cross Section Showing Variation With Position Along The Curve

路에 생기는 攪亂의 比較를 하면 梯形의 境遇는 矩形보다 水位上昇이 크다. 이것을 水面幅이 넓어진다는 事實에서 알 수있다. 그리고 梯形斷面에 있어서는 攪亂에 依하여 水面이 動搖할때 貯藏되는 Energy가 많고 따라서 波動의 減衰도 적은 것이라고 생각된다.

§8. 應 用 範 圍

本文에서 說明한 解析 및 그의 應用은 射流가 흐르는 水路에 對한 것이다. Froude 數가 1에서 1.5까지의 水路에 있어서는 흐름이 根本的으로 不安定함으로 誤差가 크다. 即 작은 攪亂이 相當히 큰 影響을 주게 되고 流速이 急激히 波速以下로 되어 跳水現象을 이르키는 境遇도 있다. Froude 數가 1.5 보다 크게 되면 흐름은 갑자이 安定되어 計算의 信賴度도 크게 되는 것이다. 그리고 上記한 計算法은 空氣의 混入과 空洞現象에 依하여 그 適用流速의 上限이 決定되는 것이다. 이 境遇는 單一曲線水路와 Sill를 使用한 水路보다 複合曲線 或은 橫斷勾配를 가진 水路가 그 應用上 制限이 적다.

本論文의 對象은 平均流速이 一定. 即 마찰損失이 勾配와 平衡이 된 흐름에 制限되어 있다. 그러나 實際는 勾配가 變化하고 흐름에 加速 또는 減速이 생기는 境遇가 많으나 이와같은 境遇에 對해서도 上記計算方法은 信賴度가 있는 것이다. 그러나 餘水吐 또는 이에 類似한 急勾配水路構造에 있어서는 加速度가 크게 되므로 適用할 수 없다. 이와같은 境遇의 取扱을 基礎삼는 物理的法則은 明白히 不等流에 對해서도 應用할 수 있을 것이며 이것은 本論文의 다른 部分에서 論議될 것이다. 마지막으로 射流의 特性을 考慮하여 解決할 수 있는 問題가 아직 많이 있다는 것을 附記해 둔다.

(筆者, 서울大學校工科大學助敎授)

水路斷面에 있어서의 流速分布

白 殷 基

[I] 緖 言

물에 關한 모든 計劃 即 事業의 基本을 이루는 것은 流量이며 其流量은 單位時間에 水路의 橫斷面을 通過하는 水量으로서 이것을 Q로 表示하면 Q는 其 水路의 橫斷面積 A와 其 地點을 通過하는 流速V와의 相乘積 AV로 表示된다.

이 Q의 因數의 하나인 V 即 流速에 對하여는 其間 數世紀에 걸처 물에 關心을 가진 사람들의 硏究對象으로 되어 왔던 것이다. 이와같이 물에 關한 問題는 大端히 오래지만 同時에 이것은 또한 가장 새로운 問題의 하나이다. 水害, 灌漑, 排水, 水力發電 等을 생각할때 우리들이 最初에 當面하는 問題는 어떻게 하면 水量을 알고 또 바른(正) 水量을 알수 있을 것인가 하는것이 이들 問題의 解決點이 될 것이다.

그러면 이 問題의 解決點인 水量關係를 좀 더 正確한 立場에서 살핀다면 그것은 곧 流水狀態에 歸着될 것이다. 그러나 流水의 狀態는 顯著하게 其環境條件에 支配된다. 即 水路의 크기 水面幅과 水深과의 比 水面勾配等에 依해서