

## 自由落下式減勢工の水叩き面上動水圧について

DYNAMIC PRESSURE IN A ENERGY DISSIPATING BASIN  
OF AN ARCH DAM

石 川 忠 晴\*

By Tadaharu ISHIKAWA

## 1. はじめに

アーチダムの中央越流式洪水吐きの設計にあたっては、水脈の落下点に生じる動水圧で水叩き面が損傷せぬよう配慮する必要がある。通常は、副ダムで水脈落下点の水位を上げ、池内の運動量拡散を利用して水脈の勢いを減じる方法がとられる。この型の減勢工を“自由落下式減勢工”とよぶ。本研究の目的は、落下水脈の特性および下流水位と動水圧分布の関係を明らかにして自由落下式減勢工の設計資料を得ることにある。

減勢池内の流況は下流水深の大小によって大きく変わる(図-1参照)。すなわち下流水深がある限界の値より小さい場合には露出射流が生じ(A型)、大きい場合には潜り跳水となる(B型)。A型では水叩き面の狭い範囲に動水圧が集中し、しかもエネルギーが十分減殺されない場合がある。その場合は副ダム等によって下流水位を上げてB型の流況になるよう設計することとなる。

そこで本報ではまずA型の流況について水理解析を行

い、A型とB型の境を与える下流水深( $h_{cr}$ )の算定方法を導く。次にB型の流況について解析するとともに、水叩き面上動水圧の分布の計算法を導く。最後に水理模型実験結果を用いて理論計算の適合性を検討する。

自由落下式減勢工についてはすでにいくつかの研究がある。特に安芸の研究<sup>1),2)</sup>では、

実験での詳細な流況把握に基づき、従来より格段に合理的な計算方法が導かれている。しかしなお、便宜上導入された仮想的な水深やそれにかかる実験定数などを含んでおり、理論的に明解でない部分もある。ダムの実物と模型とはスケールにおいて大きく異なるので、模型上で得られた実験定数の一般性は特に問題として残されるものと思われる。そこで本報においては特別な実験定数を導入せずに理論解析することを主眼とした。

大ダムの洪水吐き設計では水理模型実験を行うのが常である。その意味で理論解析の意義はそれほど大きくないともいえる。しかし模型実験はかなりの費用と時間を要するので、実験に入る前の概略設計をしっかりと行い手戻りをなくすよう努めねばならない。理論解析の意義はここに見出される。したがって本研究では実際の流れそのものを詳細に調べるつもりはない。むしろマクロな視点から現象をとらえ、大略の値を推定する計算法を導こうとしている。

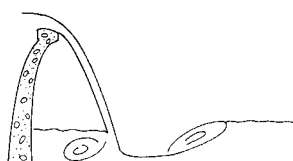
本研究では流れを二次元的に取り扱う。実際の減勢工が二次元に近い場合が多いこと、および理論解析はあくまで概略設計に使われ三次元性は水理模型実験で検討されること、がおもな理由である。

## 2. A型の流れの解析

## (1) A型の流れのモデル化

A型とB型を分ける下流の水深は、A型で生じる露出射流水深と共役である。露出射流水深は下流の条件によらないから、A型の流況における落下水脈とその上流側に自然に形成される池の中の流れを解析することにより求められる。

A型の流況を図-2に示す。自由落下した水脈(①)は上流側に自然に形成される池内の水を連行しながら減速(②)した後、水叩き面に衝突して上流下流に分かれ



A型 露出射流



B型 潜り跳水

図-1 下流水深の大小による流況の変化

\* 正会員 工博 建設省土木研究所河川研究室

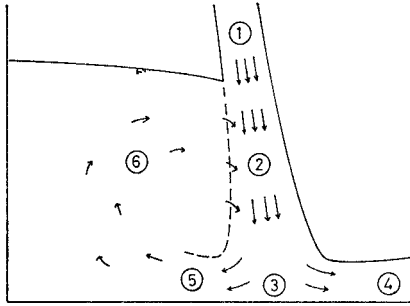


図-2 A型の流況

る(③). 下流方向の流れは露出射流となる(④). 上流方向への流れは潜流となるが(⑤), 堤体の存在と運動量拡散の結果回流を生じる(⑥). 上流側に形成される池の水位は, この強い潜流と弱い回流によって維持されている。

水理現象をモデル化する一つの手段として, すでに研究されている単純な現象の組合せとして表わす方法が考えられる. 原理的には, 流体運動は無限遠の境界条件にも拘束されるくらいであるから, 複合現象を単純な現象の単なる重ね合わせとして表現することはできないはずである. これは厳密に考えた場合の話である. しかしモデルというものはもともと厳密なものではなく, 現象を理解しやすい形で近似的に表わそうとする手段であるから, そのことにあまり拘泥する必要はない. 現象を上手に分割すれば, 互いにほぼ独立とみなせたりあるいは影響が片方から片方へ一方向的にしか及ばなかったりして, 容易にしかもかなり精度よく解析できる場合がある. 加速流下の境界層の近似解法はその代表例といえる.

本報では 図-2 の ① から ② に至る運動量拡散の過程と ③ から ④, ⑤ に至る水脈の衝突過程を抜き出し, それぞれの類似現象に関する研究から得られている知見をそのまま用いることにする.

①~②の運動量拡散過程と類似の単純な現象として二次元理想噴流が考えられる. 二次元理想噴流の流れの速度変化は周囲の流体への運動量拡散のみによっている. したがってここで取り扱っている現象において, 領域が有界であることにより生じる回流の持ち込む運動量や圧力の空間分布や重力の作用等の速度変化に及ぼす効果が運動量拡散のそれに比べて無視できるかどうかが問題となる. しかしこれについては今後実験的に検討することにして, ここではひとまず二次元理想噴流とみなしてモデル化する.

③~④, ⑤の衝突過程の最も単純なものは, 大気中で平板に衝突する二次元一様流の場合であろう. 水理学の初歩で習うように, この流れを解く場合の重要な仮定は衝突の前後における運動エネルギーの保存である. この仮定は, 衝突時の急激な変向がおもに衝突点付近に生じ

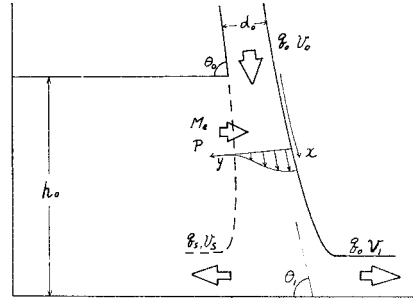


図-3 記号説明図

る大きな圧力勾配による, という水理学的知見から導かれる. ここで扱う現象では衝突する水脈の片側が大気ではないので, 空間的圧力分布や周囲水の連行等がエネルギー関係に大きな影響を及ぼすかどうか問題とされるであろうが, ひとまずこの関係式を使ってみることにする. そこで次のような仮定をおいて解析を行う.

- i) 上流側に形成される池の水と接触した後の落下水脈は, 二次元理想噴流(の半分)と同じ性質をもつ.
- ii) 水叩き面に衝突する直前と直後で運動エネルギーが保存される.
- iii) 落下水脈より上流側の水深は一定とみなせる.

(2) A型の流れと限界下流水深の解析

各水理量を以下の記号で表わす(図-3 参照).

$q_0$ : 単位幅当たりの放流量,  $v_0$ : 水面に衝突する直前の水脈の流速,  $d_0$ : 水面に衝突する直前の水脈の厚さ,  $\theta_0$ : 水脈の突入角度,  $h_0$ : 上流側の水深,  $\theta_1$ : 水脈が水叩き面に衝突する角度,  $v_1$ : 露出射流の流速,  $d_1$ : 露出射流の厚さ,  $q_s$ : 潜流の単位幅当たりの流量,  $v_s$ : 潜流の流速,  $d_s$ : 潜流の厚さ,  $P$ : 水脈に働く横方向の圧力の合力,  $M_e$ : 連行により噴流に持ち込まれる横方向運動量.

水脈が水面に突入する点を原点として水脈に沿って  $x$  座標をとり, これと直角に水脈下流面を基準に  $y$  座標をとる.

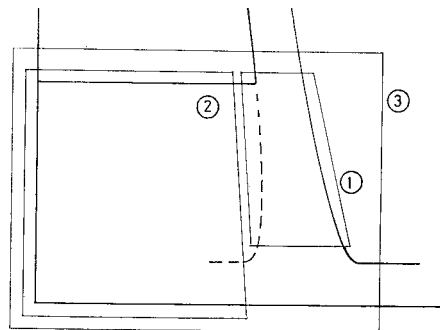


図-4 運動量の基準断面

これらの量を速度に関しては  $v_0$  で、長さに関しては  $d_0$  で無次元化し、無次元量を ' をつけて表わす。たとえば、 $v_1' = v_1/v_0$ ,  $h_0' = h_0/d_0$ ,  $q_s' = q_s/(v_0 d_0)$ ,  $P' = P/(\rho v_0^2 d_0)$ ,  $M_e' = M_e/(\rho \cdot v_0^2 \cdot d_0)$ ,  $E_1' = E_1/(\rho v_0^3 d_0)$  ……

まず運動量関係を整理する。基準断面のとり方は任意であるが、前節の仮定との関係で 図-4 のようにとると都合がよい。その結果次式を得る。

$$\textcircled{1} \quad \cos \theta_1 - \cos \theta_0 = M_e' + P' \dots\dots\dots (1)$$

$$\textcircled{2} \quad M_e' - (-q_s' v_s') = \frac{1}{2 F_0'^2} h_0'^2 - P' \dots\dots\dots (2)$$

$$\textcircled{3} \quad v_1' - \cos \theta_0 = \frac{1}{2 F_0'^2} h_0'^2 \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $F_0 = v_0/\sqrt{gd_0}$  である。ただし、射流のフルード数はきわめて大きいと予想されるので、式 (3) では射流部の合圧力を無視している。

次に先の仮定に基づいて式中の各変数の関係を求めてゆく。

理想噴流では流れの中心は直線であるが、ここで扱う水脈は側方圧によって方向が多少変化すると考えられる。すなわち  $x$  軸は湾曲する。しかしその程度はわずかであると思われるので、ここでは  $x$  軸をそのまま理想噴流の中心線に置き換えることにする。

Albertson ら<sup>3),4)</sup>によれば、二次元理想噴流の速度分布は次式で表わされる。

コア領域 ( $0.096 x' < 1$ )

$$v' = \exp\left\{-42.3\left(0.096 + \frac{y'-1}{x'}\right)^2\right\} \quad (1-y' \leq 0.096 x')$$

$$v' = 1 \quad (1-y' > 0.096 x')$$

相似領域 ( $0.096 x' > 1$ )

$$\left. \begin{aligned} v' &= v_m' \exp\left\{-42.3\left(\frac{y'}{x'}\right)^2\right\} \\ v_m' &= 3.227\sqrt{\frac{1}{x'}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

上式から噴流についての諸量を  $x'$  の関数として表わすことができる。式が相当複雑になるので、ここでは相似領域のみについて記す。まず連行に伴う運動量は、

$$M_e' = \int_0^{x'} \left\{ \frac{d}{dx'} \left( \int_0^\infty v' dy' \right) \right\}^2 dx' = 0.04836 \ln x' - 0.09646 \dots\dots\dots (5)$$

また分岐する潜流の量は、

$$q_s' = \int_0^\infty v' dy' - 1 = 0.4397 \sqrt{x'} - 1 \dots\dots (6)$$

分岐する流線の位置  $y_0'$  は

$$\int_0^{y_0'} v' dy' = 1 \dots\dots\dots (7)$$

から逆算して

$$y_0' = 0.1087 x' \phi^{-1} \{1.137/\sqrt{x'} + 0.5\} \dots\dots (8)$$

ここに  $\phi^{-1}\{\}$  は  $\phi\{\eta\} = \int_{-\infty}^{\eta} \exp(-t^2/2) dt / \sqrt{2\pi}$  の逆

関数である。これから下流に向かう流れの運動エネルギーは

$$E_1' = \int_0^{y_0'} \frac{v'^3}{2} dy' = \frac{2.644}{\sqrt{x'}} [\phi\{1.732 \phi^{-1}(1.137/\sqrt{x'} + 0.5)\} - 0.5] \dots\dots\dots (9)$$

分岐する潜流の運動エネルギーは

$$E_s' = \int_{y_0'}^\infty \frac{v'^3}{2} dy' = 1.322/\sqrt{x'} - E_1' \dots\dots (10)$$

$x'$  は近似的に

$$x' = \frac{h_0'}{\left(\frac{\sin \theta_0 + \theta_1}{2}\right)} \dots\dots\dots (11)$$

また、仮定 ii) により各水脈で運動エネルギーが保存されるとすれば、次の関係式を得る。

$$v_1' = \sqrt{2 E_1'} \dots\dots\dots (12)$$

$$v_s' = \sqrt{2 E_s' q_s'} \dots\dots\dots (13)$$

以上、式がかなり複雑になったが、式中の独立変数は  $F$  (突入点での落下水脈のフルード数) と  $\theta_0$  (突入点での水脈の落下角度) であり、他の変数を試算によって求めることになる。ただし  $F$  と  $\theta_0$  が完全な独立変数でなく  $h_0$  によってわずかに変化するので、出力された数値を使って  $F$  と  $\theta_0$  を以下のように再度入力し直す必要が生じる。

減勢池が空だとした場合に水脈が水叩き面に衝突する速度を  $v_{00}$ 、厚さを  $d_{00}$ 、角度を  $\theta_{00}$ 、フルード数を  $F_{00}$  とすると、水脈が  $h_0$  の水面に衝突するときの角度  $\theta_0$  とフルード数  $F_0$  は

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left( \tan \theta_{00} - \frac{\xi}{F_{00}^2 \cos^2 \theta_{00}} \right) \dots\dots\dots (14)$$

$$F_0 = v'^{1/2} F_{00} \dots\dots\dots (15)$$

ただし、

$$\xi = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad a = \frac{1}{2 F_{00}^2 \cos^2 \theta_{00}}$$

$$b = \tan \theta_0, \quad c = h_0/d_{00}$$

$$v' = \left( \sin \theta_{00} - \frac{\tau}{F_{00}^2} \right) \sin \theta_0, \quad \tau = \xi / \cos \theta_{00}$$

得られた無次元露出射流速度  $v_1'$  から射流のフルード数  $F_1$  が求まる。

$$F_1 = F v_1'^{3/2} \dots\dots\dots (16)$$

A型とB型を分ける下流水深  $h_{cr}$  は露出射流水深  $d_1$  の共役水深として次式から求まる<sup>7)</sup>。

$$h_{cr} = \frac{d_1}{2} (\sqrt{1+8 F_1^2} - 1) \dots\dots\dots (17)$$

以上の式はいずれも強い非線形であるので試算の順序に工夫を要するが、図-5 に示す手順で計算すると安定した解が得られる。図中の“~”はその量の仮定値であることを意味する。

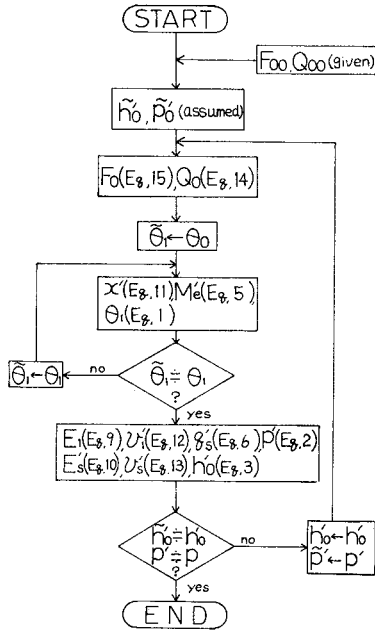


図-5 計算手順 (A型)

3. B型流況の解析

(1) B型の流れのモデル化

B型の流況を 図-6 に示す。自由落下した水脈 (1) は上流および下流から水を連行しながら減速 (2) した後、水叩き面に衝突して上流下流に分かれる (3)。分岐した流れは潜流となり (4, 5)、回流 (6, 7) を生じる。下流側の潜流の一部は下流に流れる (8)。

前と同様に、(1) から (2) に至る運動量拡散過程を二次元噴流で近似し、(3) から (4), (5) に至る衝突過程では各流管ごとの運動エネルギーの保存を仮定して解析する。

(2) B型の流れの解析

図-7 に示す記号を用いる。

まず運動量関係を整理する。基準断面を 図-8 のよう

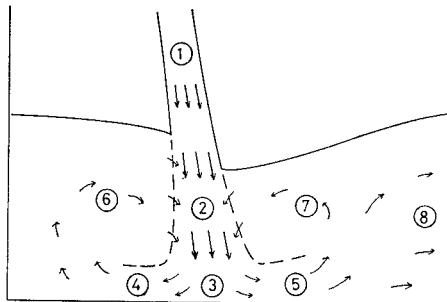


図-6 B型の流況図

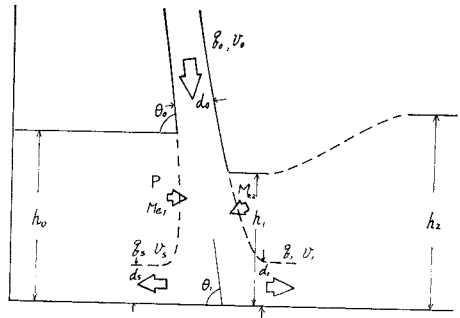


図-7 記号説明図

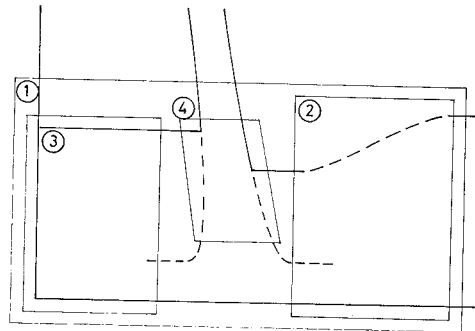


図-8 運動量の基準断面

にとり運動量のつり合いを考えると、以下の式を得る。

$$\textcircled{1} \quad h_0' = \sqrt{\left\{ \left( \frac{F_2}{F_0} \right)^{2/3} - \cos \theta_0 \right\} 2 F_0^2 + \left( \frac{F_0}{F_2} \right)^{4/3}} \dots \dots \dots (18)$$

$$\textcircled{2} \quad h_1' = \sqrt{\left\{ \left( \frac{F_2}{F_0} \right)^{2/3} - q_1' v_1' - M_{e2}' \right\} \cdot 2 F_0^2 + \left( \frac{F_0}{F_2} \right)^{4/3}} \dots \dots \dots (19)$$

$$\textcircled{3} \quad P' = \frac{1}{2 F_0^2} (h_0'^2 - h_1'^2) - M_{e1}' - q_s' v_s' \dots \dots \dots (20)$$

$$\textcircled{4} \quad \theta_1 = \cos^{-1} \{ \cos \theta_0 + M_{e1}' - M_{e2}' + P' \} \dots \dots \dots (21)$$

ここに  $F_0, F_2$  はそれぞれ落下水脈および下流のフルード数である。

前報と同様に、上、下流の分岐する水脈の運動エネルギーがそれぞれ保存されると仮定する。

$$v_1' = \sqrt{2 E_1' / q_1'} \dots \dots \dots (22)$$

$$v_s' = \sqrt{2 E_s' / q_s'} \dots \dots \dots (23)$$

式 (18)~(23) の右辺に含まれる変数のうち、 $F_0, F_2, \theta_0$  は独立変数として与えられる。その他は噴流部に關する量であり、噴流の速度分布がわかれば決定される。さて、式 (4) は左右対称の流れである。しかし本報で扱おうとしている流れは水面位置が水脈の上流と下流で異なるため、噴流は左右非対称となるはずである。

非対称噴流の速度分布については今のところ十分な知

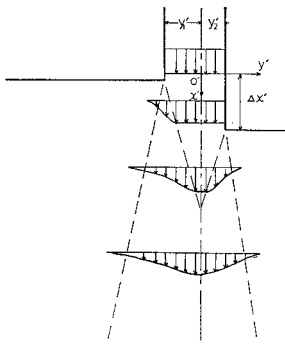


図-9 非対称噴流の速度分布 (仮定)

見は得られていない。しかし次に示すように上、下流の水位差が水脈幅の10倍を超えない場合には、対称噴流の結果からほぼ推量できる。

ポテンシャルコアが残っているうちは左右の混合は独立であると考えられる。したがって速度分布は式(7)を変形した次式で表わされる。ただし

座標は 図-9 のようにとってある。

$$\left. \begin{aligned}
 v' &= \exp \left\{ -42.3 \left( \frac{y' - y_2'}{x' - 4x'} + 0.096 \right)^2 \right\} & (y' \geq y_2' - 0.096) \\
 v' &= 1 & (-y_1' + 0.096 < y' < y_2' - 0.096) \\
 v' &= \exp \left\{ -42.3 \left( \frac{y' + y_1'}{x'} - 0.096 \right)^2 \right\} & (y' < -y_1' + 0.096)
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 $4x'$  は左右の噴出位置のずれ、 $y_1' = 0.5 + 0.048 4x_1'$ 、 $y_2' = 0.5 - 0.048 4x'$  である。

ポテンシャルコアが消滅する断面の速度分布は次式で表わされる。

$$v' = \begin{cases} \exp \left\{ -42.3 \left( \frac{y'}{x' - 4x'} \right)^2 \right\} & (y' \geq 0) \\ \exp \left\{ -42.3 \left( \frac{y'}{x'} \right)^2 \right\} & (y' < 0) \end{cases} \dots\dots\dots (25)$$

$y'=0$  で  $dv'/dy'=0$  であるから、この線を横切る運動量の輸送はほとんどないと考えてよいであろう。したがってこの線を境にして左右の拡散過程を独立とみなしても大きな間違いはないと思われる。そこでそれぞれの速度分布が式(4)と相似形であると仮定し、全体の運動量が保存されかつコア領域の速度分布に接続するように係数を決めると次式を得る。

$$v' = \begin{cases} v_m' \exp \left\{ -42.3 \left( \frac{y'}{x' - 4x'} \right)^2 \right\} & (y' \geq 0) \\ v_m' \exp \left\{ -42.3 \left( \frac{y'}{x'} \right)^2 \right\} & (y' < 0) \end{cases} \dots\dots\dots (26)$$

ただし  $v_m' = \frac{3.227}{\sqrt{2x' - 4x'}}$  である。式(10)、(12)で  $4x'=0$  とすると対称噴流の式となる。また式(12)で  $4x'/x' \rightarrow 0$  としても対称噴流に一致する。

式(24)、(26)を用いて多少計算すると、式(18)、(23)の右辺に含まれる未知量を  $x'$  と  $4x'$  のみの関数として表わすことができる。式が相当繁雑になるので、こ

こでは紙面の都合から、計算の要点および完全乱流域 ( $2x' - 4x' > 10.42$ ) についての結果のみを記すことにする。

連行に伴う運動量は

$$\begin{aligned}
 M_{e1}' &= \int_0^{x'} \left\{ \frac{d}{dx'} \left( \int_0^\infty v' dy' \right) \right\}^2 dx' \\
 &= 0.01208 \left( 2 \ln X + \frac{4 4x'}{X} - \frac{4x'^2}{X^2} - 3.988 \right. \\
 &\quad \left. - 0.3170 4x' + 0.009217 4x'^2 \right) \dots (27)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_{e2}' &= \int_0^{x'} \left\{ \frac{d}{dx'} \left( \int_{-\infty}^0 v' dy' \right) \right\}^2 dx \\
 &= 0.01208 \left( 2 \ln X - \frac{4 4x'}{X} - \frac{4x'^2}{X^2} - 3.988 \right. \\
 &\quad \left. + 0.3170 4x' + 0.009217 4x'^2 \right) \dots (28)
 \end{aligned}$$

ただし、 $X = 2x' - 4x'$  である。分岐する潜流の流量はそれぞれ

$$\begin{aligned}
 q_1' &= \int_0^\infty v' dy' + y_1' = 0.4397 \frac{x' - 4x'}{\sqrt{2x' - 4x'}} \\
 &\quad + 0.5 + 0.048 4x' \dots\dots\dots (29)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 q_2' &= \int_{-\infty}^0 v' dy' - y_1' = 0.4397 \frac{x'}{\sqrt{2x' - 4x'}} \\
 &\quad - 0.5 - 0.048 4x' \dots\dots\dots (30)
 \end{aligned}$$

この流量から逆算して分岐流線的位置  $y_0'$  が求まる。すなわち、

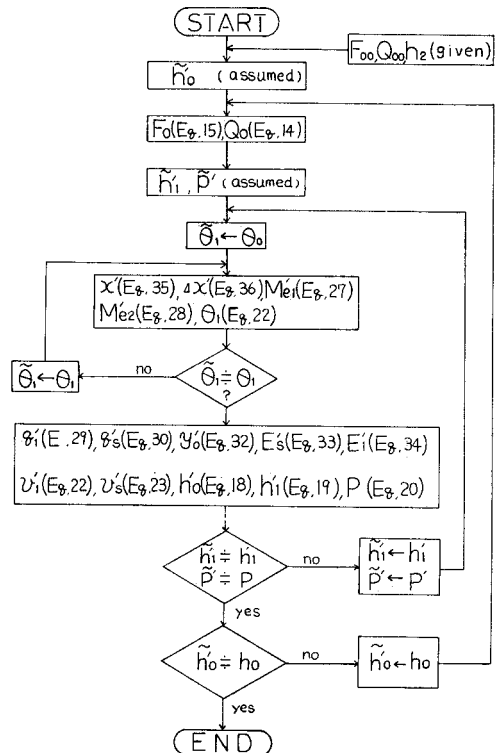


図-10 計算手順 (B型)

$$\int_0^{y_0'} v' dy' = 0.5 + 0.048 \Delta x' \dots\dots\dots (31)$$

から次式が導かれる。

$$y_0' = -\frac{x'}{9.198} \Phi^{-1} \left\{ \frac{(0.5 + 0.048 \Delta x') \sqrt{2x' - \Delta x'}}{0.8794(x' - \Delta x')} + 0.5 \right\} \dots\dots\dots (32)$$

ここに  $\Phi^{-1}\{\}$  は  $\Phi(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\eta} \exp(-t^2/2) dt$  の逆関数である。分岐する潜流の運動エネルギーは次のように導かれる。

$$E_s' = \int_{-\infty}^{y_0'} \frac{v'^3}{3} dy' = 2.664 \frac{x}{(2x' - \Delta x')^{3/2}} \times \{\Phi(15.93 y_0'/x') - 0.5\} \dots\dots (33)$$

$$E_1' = \int_{y_0'}^{\infty} \frac{v'^3}{2} dy' = \frac{1.332}{\sqrt{2x' - \Delta x'}} - E_s' \dots\dots (34)$$

$x'$  と  $\Delta x'$  は近似的に次のように表わされる。

$$x' = \frac{h_0'}{\sin\left(\frac{\theta_0 + \theta_1}{2}\right)} \dots\dots\dots (35)$$

$$\Delta x' = \frac{h_0' - h_1'}{\sin\left(\frac{\theta_0 + \theta_1}{2}\right)} \dots\dots\dots (36)$$

以上の式を連立すれば減勢池内水深その他の水理量を求められる。計算手順を 図-10 に示す。

#### 4. 水叩き面上の動水圧分布

安芸<sup>2)</sup>によると B 型の流況での水叩き面上動水圧分布は Gauss 分布曲線で近似される。A 型の場合には水脈の上下流で水位差があるので、圧力分布が若干非対称となる。しかし著者が模型実験で検討した範囲では、Gauss 分布からのずれはそれほど大きくなかった。そこで次のようにおく。

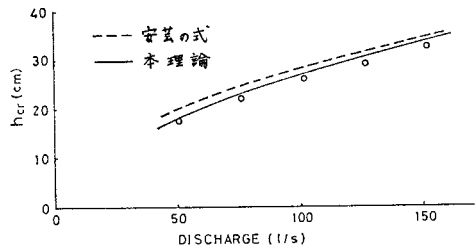
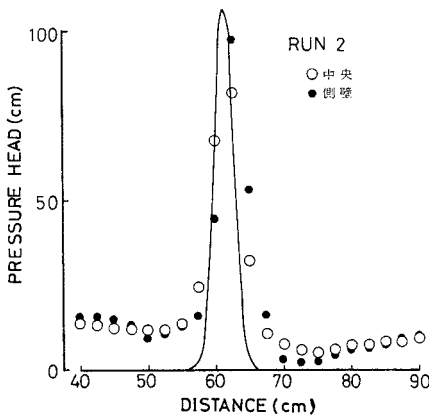
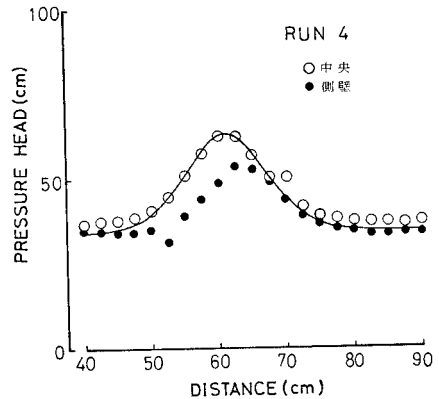


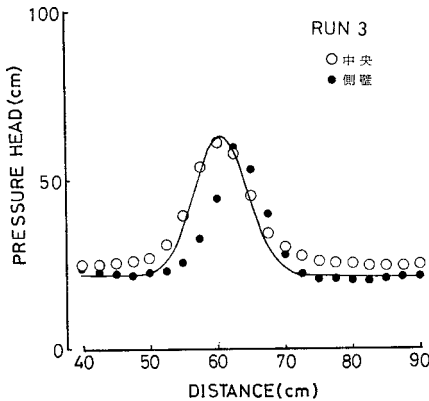
図-11 限界水深  $h_{cr}$



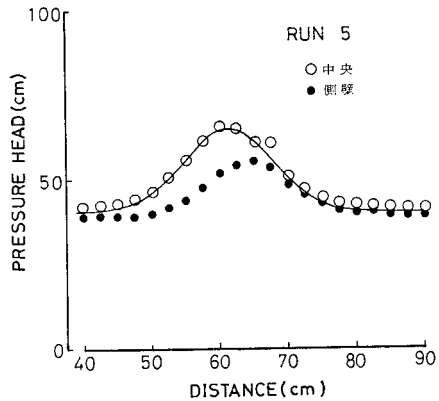
(a) A 型



(c) B 型



(b) B 型



(d) B 型

図-12 底面圧力分布

$$h' = \frac{h}{v_0^2/2g} = \alpha \exp\left\{-\frac{(\beta\xi)^2}{2}\right\} \left. \vphantom{h'} \right\} \dots\dots\dots(37)$$

$$\xi = (Y - Y_0)/X$$

ここに  $h$ =動水圧水頭,  $Y$ =水叩き面に沿った下流向きの座標,  $Y_0$ =最大圧力水頭の生じる位置,  $\alpha, \beta$ =水量から定まる定数である. したがって  $\alpha$  と  $\beta$  を算定できれば動水圧分布が求まる.

鉛直方向の力のつり合いから,

$$\int_{-\infty}^{\infty} h dY = v_0^2 d_0 \sin \theta_1 / g$$

これより

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{2 \sin \theta_1}{\sqrt{2\pi} (2x' - \Delta x')} \dots\dots\dots(38)$$

衝突する水脈の最大流速  $v_m$  に対応する水頭が最大動水頭と等しいと仮定すると

$$\frac{v_m^2}{2g} = \alpha \cdot \frac{v_0^2}{2g} \dots\dots\dots(39)$$

式 (12) を用いると,  $\alpha, \beta$  は次のように表わされる.

$$\alpha = \frac{10.42}{2x' - \Delta x'}, \beta = \frac{13.06}{\sin \theta_1} \dots\dots\dots(40)$$

### 5. 実験データによる検証

建設省土木研究所ダム水理実験施設のK川ダム模型を用いて実験を行った. 水叩き部は幅 1.2 m, 長さ 8.1 m の木製直線矩形水路で, 下流端に水位調節用ゲートを設けてある. また, クレスト高は 1.75 m, クレスト幅は水路と同じ 1.2 m とし, 流れを二次元的にしている. また, 水路中心線および側壁沿いの底面に 2.5 cm 間隔にピエゾ管を埋め込み圧力水頭を測定している.

実験条件を表-1 に示す. なお, 下流水深  $h_{cr}$  と書かれているケースではちょうどA型からB型に遷移する直前の水位にセットした.

図-11 は, A型についての  $h_{cr}$  の計算値と実験値を比較したものである. 丸印が実験値, 実線が 2.(2) の解析法により計算された結果, 破線は安芸の式<sup>8)</sup>で計算さ

表-1 実験条件

| Run | 流量 (l/s) | 下流水深 (cm) |
|-----|----------|-----------|
| 1   | 50       | $h_{cr}$  |
| 2   | 75       | $h_{cr}$  |
| 3   |          | 30        |
| 4   |          | 40        |
| 5   |          | 50        |
| 6   | 100      | $h_{cr}$  |
| 7   | 125      | $h_{cr}$  |
| 8   |          | 30        |
| 9   |          | 40        |
| 10  |          | 50        |
| 11  | 150      | $h_{cr}$  |

れた結果である.

図-12 (a)~(d) は, B型の流況での圧力分布を比較したものである. 図中の丸印が測定された圧力である. 図中の水平な実線は 3.(2) から計算された水位, 曲線は 3.(3) から計算された動水圧分布である. ただし衝突突部の静水圧水頭は, 水脈下流側の水位 ( $h_1$ ) に等しいものとしている.

計算値と実験値はいずれも比較的良好に一致しており, 本報で述べた解析法は減勢工の概略設計に十分適用できることが確認された.

### 6. おわりに

本報では時間平均的な圧力分布を解析した. 水叩き面の破壊をもたらすのは変動圧力成分であると思われるが, 衝突水脈流で動的相似が成り立つとすれば, 変動圧力の影響は平均最大動水圧と平均圧力の空間微分の最大値を指標として整理されると推測されるので, 本報で述べた平均値のみに関する解析でも十分役立つと考えられる. しかし変動値と平均値の関係が知ればさらに有益であることは明らかである. 今後の課題としたい.

本研究を行うにあたり, 元ダム水工研究室長, 藤本成氏にご助言をいただいた. ここに記して謝意を表する.

#### 参考文献

- 1) 安芸周一: アーチダム中央越流型洪水吐水叩きの水クッション効果に関する研究, 技術研究所研究報告 (土木 63012), 電力中央研究所, 1963年12月.
- 2) 安芸周一: 水叩きに作用する動水圧とその変動特性, 技術研究所研究報告, No. 69009, 電力中央研究所, 1969年7月.
- 3) Chen, Y.H., et al.: Mathematical Modeling of Sediment Deposition in Reservoirs, J. of Hydro. Div., ASCE, Hy 12, pp. 1605~1616, December, 1978.
- 4) Albertson, M.L., et al.: Diffusion of Submerged Jets, Transactions of ASCE, Vol. 115, Paper No. 2409, pp. 639~697, 1950.
- 5) 石川忠晴: 自由落下式減勢工の水理機能 (1), 土木技術資料, Vol. 21, No. 6, (財)土木研究センター, pp. 295~300, 1979年6月.
- 6) 石川忠晴: 自由落下式減勢工の水理機能 (2), 土木技術資料, Vol. 21, No. 12, (財)土木研究センター, pp. 648~653, 1979年12月.
- 7) 水理公式集昭和46年改訂版, p. 296.
- 8) 同上, p. 298.

(1982.1.11・受付)