

ダム・堤防の決壊及び物体の落下に伴う波に関する予備的考察

丸井 信雄* 安川 浩* 宇井 正和*

要 約

大地震に伴う水害予防の見地から以下の点につき、理論の適用性を検討した。

- (1) ダム、河川堤防が万一決壊した場合、決壊箇所からの流量はどのように算定できるか。
- (2) ダム背後の人造湖に地沁り等による物体の落下が生じた場合、どのような波が発生しうるか。

前者に対しては流出する水塊先端の挙動には触れずに限られた奥行を有する一様断面矩形水路の全幅にわたるゲートを急開することにより生じる水位低下を記録し、特性曲線法による計算結果と比較した。

後者に対しては矩形水路内で直方体の浮体を釣合位置より引き上げた後に落下させ、生じる波高を記録し、解析解と比較した。

それらによれば、実験の規模、精度にもかかわらず、理論と実験とは良好な対応を示した。

1 既往の事故例と当面の課題

豪雨による長良川堤防の決壊(昭和51年)は未だ記憶に新しいが、ダムの決壊、地沁りによる造波溢水の例は文献に多く記載されている。内村(1958)によれば、大正14年から昭和20年に至る22年間に内務省で扱ったアースダムの決壊は96箇所へのぼり、本格的ダムの決壊としては昭和3年8月29日の小諸第一調整ダム(コンクリート、バットレス型、堤高51.5 ft. 死者7名、流失家屋9戸)、昭和16年6月7日の北海道、幌内川ダム(コンクリート重力式、堤高43 ft. 死者60名、流失家屋36戸)等の例がある。国外の例ではWiegel(1970)によれば1934年、ノールウェイのTafjordでは幅0.6マイル深さ約600ftのフヨルドへ体積約130万 yd^3 のover hangが落下し、波高90~180ftの大波により41名の死者を出した。

比較的最近の例では1959年12月2日のフランス、マルパッセダム(鉄筋コンクリートアーチ型、堤高50.55m)の崩壊、1963年10月9日のイタリア、パイオントダム(鉄筋コンクリートアーチ型、堤高262m、堤長191m)における地沁りによる溢水があり、後者においては発生時刻が夜間のことも重なり、2125名の犠牲者を出した。

この事故に関する山口(1964)の報告によれば、ダム地点のすぐ上流の左岸側山腹がわずか15~30秒間に長さ2.0km、幅1.6kmにわたり地沁りを起こして水中に崩落しこれにより生じた大波が対岸の水面上260m地点迄を洗い、返す波がダムの左右両岸及びダム頂を100mの高さ

で越流し、ダム下流のピアーブ河沿岸の市街地へ高さ70mの段波となって押し寄せパイオント、ロンガローネ、ピラゴア、リバルタ、ピラノーバの諸地区の人口の大半を呑み込んだという。そのみならず、ダム上流部へ伝播した大波による被害も甚大であった。

一方1963年12月14日にはアメリカ、ボールドウィンヒルズダム(アースダム、堤高70.8m、堤長198m)が決壊した。畠山(1964)によれば堤体下流側法面の亀裂からの漏水の増大が早くから観察されており避難の指示が適切になされたため、決壊により波高3mの洪水が下流の街々に全壊200戸、浸水2000戸の被害を与えたにもかかわらず死者1、行方不明若干名の損失にとどまった。但しこれらの諸例にいずれも地震に起因するものとはされていない。

これに対し1968年にわが国の東北地方を襲った十勝沖地震被害の概要(河上(1968))によれば青森県むつ市の早掛沼堤防(堤高8m、堤長約200m)が長さ160mにわたって決壊したが、目撃者によれば地震により生じた波の越流が破堤に導いたという。

またダムのゲートや河川の水門等の付属的な水理構造物の破損に伴う事故として1967年(昭和42年)7月2日に京都府由良川中流部、和知ダムで発生したテンターゲートの破壊流出がある。矢野(1967)によればダムは重力式越流型コンクリート造りで、堤高25.2m、その上に4門のテンターゲートが設けられていた。ゲートは高さ12m、幅9mで4基の水門のうちの第3水門のゲートが破損流失し、事故当時満水状態にあったダムからの突然

の放流により下流部では1~3mの水位上昇がみられたという。事故発生と同時に非常用警報が出され、田畑、家屋の被害は殆どなかったといわれるが、逃げ遅れた釣り人1名が死亡したと述べられている。

これ迄見てきた事故例のうち、直接地震に起因する大惨事は見られないのであるが、地震時に生じうる潜在的な水工学的問題として以下の諸項目に対する防災上の対策を可能にする技術的アプローチが必要であると判断される。

- (1) ダムの決壊に伴う波の挙動
- (2) 河川堤防の決壊に伴う流出水流の挙動
- (3) 地沁りもしくは構造物の崩落による波の発生機構
- (4) 地震時のダムの動揺による波の発生と越流機構

上記諸項目はいづれも極めて稀にしか生起し得ない大地震の場合にはじめて考慮の対象になりうる種類の問題のように受け取られるかも知れない。就中ダムの決壊はそれら大地震の場合にも極めて低い確率でしか問題にならないようにも思われるが、斜面崩壊による河道の閉塞と越流による2次の決壊の可能性は、ダム単体の場合と比較してはるかに高いと予想される。また前記和知ダムのゲート事故の例にも見られる通り付属的水理構造物の破損の可能性についても同様のことが予想され、それらを含めた上記諸現象発生時の流れの挙動に関する知識の収集に努めなければならないと考える。

2 理論的考察

2-1 特性曲線法によるダム決壊時の波の解析法

(Stoker (1957))

(特性曲線)

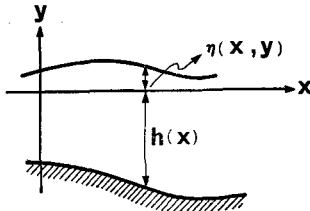


図2-1

第一近似として鉛直加速度と粘性を無視し2次元運動を仮定すれば、運動方程式と連続式は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} u_t + uu_x &= -g\eta_x \\ [u(h+\eta)]_x &= -\eta_t \end{aligned} \right\} \quad (2-1-1)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho} &= \rho(h+\eta) \\ c &= \sqrt{g(h+\eta)} = \sqrt{\frac{g}{\rho} \bar{\rho}} \end{aligned} \right\} \quad (2-1-2)$$

$$\bar{p} = \int_{-h}^{\eta} \rho dy = \frac{\rho g}{2} (h+\eta)^2 = \frac{g}{2\rho} \bar{\rho}^2$$

式(2-1-1)に対し式(2-1-2)の置換を行ない従属変数 η を c に変換すれば次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} u_t + uu_x + 2cc_x &= m, \quad m = \frac{\partial}{\partial x}(gh) \\ 2c_t + cu_x + 2uc_x &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2-1-3)$$

式(2-1-3)は、双曲型偏微分方程式で次の関係の成立つことが知られている。

$$\left. \begin{aligned} \text{特性曲線 } \frac{dx}{dt} &= u \pm c \quad \text{に沿って} \\ u \pm 2c - mt &= \text{const} \end{aligned} \right\} \quad (2-1-4)$$

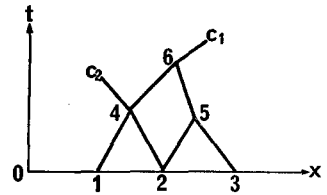


図2-2

初期条件 $t=0$:

$$u(x, 0) = \bar{u}(x), \quad c(x, 0) = \bar{c}(x) \quad (2-1-5)$$

初期条件式(2-1-5)によればx軸上で充分密にとられた点1, 2, 3……における既知の $\bar{u}(x)$, $\bar{c}(x)$ の値から $\frac{dx}{dt} = u(x) \pm c(x)$ が定まり図2-2における点4, 5が定まる。点4を通る特性曲線 C_1 及び C_2 に沿い式(2-1-4)が成り立つからそこでの $u(x, t)$, $c(x, t)$ の値が求められる。

(不連続条件)

不連続波に対しては質量保存と運動量保存の条件より

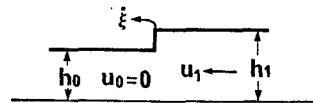


図2-3

$$\bar{\rho}_1 v_1 = \bar{\rho}_0 v_0 = m \quad (2-1-6)$$

$$m(v_1 - v_0) = \bar{p}_0 - \bar{p}_1 \quad (2-1-7)$$

$$\text{但し } v_0 = u_0 - \xi, \quad h_0 = h + \eta_0$$

$$v_1 = v_1 - \xi, \quad h_1 = h + \eta_1$$

またエネルギー条件式より

$$\Delta E = E_1 - E_0 = \frac{(h_0 - h_1)^3}{4h_0 h_1} < 0 \quad (2-1-8)$$

(ダムの決壊)

水平な水路床で図2-4(a)のように左 ($h=h_1$), 右 ($h=h_0$) の水域を鉛直板で仕切り、その仕切り板を瞬間的に

取り去る場合を考える。

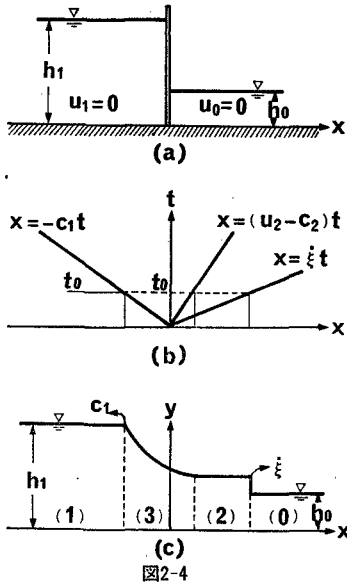


図2-4

図2-4(c)の領域(0), (2)間の不連続面に式(2-1-6) (2-1-7)を適用し式(2-1-8)が得られる。

$$\left. \begin{aligned} -\xi(v_2 - \xi) &= \frac{1}{2} c (c_0^2 + c_2^2) \\ c_2^2(u_2 - \xi) &= -c_0^2 \xi \end{aligned} \right\} \quad (2-1-8)$$

両式より c_2^2 を消去し

$$\frac{u_2}{c_0} = \frac{\xi}{c_0} - \frac{c_0}{4\xi} \left[1 + \sqrt{1 + 8 (\xi/c_0)^2} \right] \quad (2-1-9)$$

式(2-1-8)で v_2 を消去すれば

$$\frac{c_2}{c_0} = \left\{ \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8 (\xi/c_0)^2} - 1 \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-1-10)$$

図2-4(c)の領域(3)では α 特性曲線に沿い

$$v + 2c = v_2 + 2c_2 = 2c_1 = \text{const.}$$

が成り立つ。それ故

$$\frac{v_2}{c_0} + 2 \frac{c_2}{c_0} = 2 \frac{c_1}{c_0} \quad (2-1-11)$$

式(2-1-9), (2-1-10), (2-1-11)より $u_2/c_0, c_2/c_0, c_1/c_0$ はいずれも ξ/c_0 の関数として表わされ任意の正の

h_1/h_0 に対し ξ/c_0 の正の実根が存在する。

一方領域(3)は simple wave の領域であるから α 特性曲線に沿い $v + 2c = 2c_1$ を考慮して次の関係式が成立つ。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} = u - c &= 2c_1 - 3c = \frac{3}{2}u - c_1 = \frac{x}{t} \\ c &= \frac{1}{3} \left(2c_1 - \frac{x}{t} \right) \\ u &= \frac{2}{3} \left(c_1 + \frac{x}{t} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2-1-12)$$

2-2 浮体の運動に伴う長波性の波 (John (1949))

(運動方程式と境界条件)

2次元渦なしの微小運動を想定し、速度ポテンシャル ϕ 、水面変位 η 、浮体重心位置ベクトル $\mathbf{X} (X, Y)$ について、パラメタ ϵ のべき級数表示を仮定すれば ϵ の一次の項が満たすべき条件式は次式で表わされる。

$$\phi_{xx}^{(1)} + \phi_{yy}^{(1)} = 0 \quad (2-2-1)$$

自由表面において

$$\phi_{xx}^{(1)} + g\phi_y^{(1)} = 0 \quad (2-2-2)$$

浮体表面 $y = h\{\mu(x) - 1\}$ において外向き法線ベクトル $\mathbf{n} (n', n'', n''')$ 、重心を通る回転軸のまわりの回転角 $\theta(t)$ 、 \mathbf{n} の重心まわりのモーメントを q とすれば次式が成立つ。

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial n} = X_i^{(1)} n' + Y_i^{(1)} n'' + \theta_i q \quad (2-2-3)$$

浮体の喫水面 A 及び浮体の体積の各種モーメントを以下に定義すれば、浮体自身の運動方程式は次式で示される。

$$I^B X_{tt}^{(1)} = - \iint_{S_0} \phi_t^{(1)} n' dS + \frac{1}{\rho} F^y \quad (2-2-4)$$

$$I^B Y_{tt}^{(1)} = - \iint_{S_0} \phi_t^{(1)} n'' dS + g(-I^A Y^{(1)} - I_x^A \theta) + \frac{1}{\rho} F^{y'} \quad (2-2-5)$$

$$\begin{aligned} (I_{xx}^B + I_{yy}^B) \theta_{tt} &= - \iint_{S_0} \phi_t^{(1)} q ds \\ -g(I_x^A Y^{(1)} + I_{xx}^A \theta) &- \frac{1}{\rho} G \end{aligned} \quad (2-2-6)$$

ここに: $I^A = \iint_A dx dz, I_x^A = \iint_A (x - X^{(0)}) dx dz, I_{xx}^A = \iint_A (x - X^{(0)})^2 dx dz, \rho I^B = \iiint_B dm, \rho I_x^B = \iiint_B$

$(x - X^{(0)})dm, etc.$ また F', F'' は浮体に作用する水平及び鉛直の外力成分, また G は重心を通る z 軸に平行な回転軸まわりの外力によるモーメントを表わす。

(長波の仮定と無次元変数の導入)

鉛直及び水平方向の特性長をそれぞれ h, k とし, $h/k \ll 1$ の想定のもとで $x, y, t, \Phi^{(1)}$ を ξ, η, τ, ϕ の無次元変数に変換する。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= x/k & \eta &= y/h & \tau &= t\sqrt{gh}/k \\ \Phi^{(1)}(x, y, t) &= k\sqrt{gh}\phi(\xi, \eta, \tau) \end{aligned} \right\} \quad (2-2-7)$$

無次元速度ポテンシャル $\phi(\xi, \eta, \tau)$ に関して, 微小なパラメタ $\lambda = h^2/k^2$ に関するべき級数展開 $\phi(\xi, \eta, \tau) = f + \lambda g + \lambda^2 h + \dots$ を仮定すれば 式(2-2-1)~(2-2-6)は次式に変換される。

$$f_{\xi\xi} = f_{\tau\tau} \quad (2-2-8)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \mu(f_{\xi} - P_{\tau}) \right\} + Q_{\tau} + (\xi - P^{(0)})R_{\tau} = 0 \quad (2-2-9)$$

$$J^B P_{\tau\tau} = \int_{\alpha}^{\beta} f_{\tau}(\xi, \tau) \mu'(\xi) d\xi \quad (2-2-10)$$

$$0 = \int_{\alpha}^{\beta} f_{\xi}(\xi, \tau) d\xi + J^A Q + J_{\xi}^A R \quad (2-2-11)$$

$$0 = \int_{\alpha}^{\beta} f_{\xi}(\xi, \tau) (\xi - P^{(0)}) d\xi + J_{\xi}^A Q + J_{\xi\xi}^A R \quad (2-2-12)$$

ここに $\varepsilon X^{(1)} = \varepsilon k P(\tau), \varepsilon Y^{(1)} = \varepsilon h Q(\tau), \varepsilon \theta''' = \varepsilon (h/k) \times R(\tau), I^B = k^2 h J^B, I^A = k^2 J^A, J^B = \int_{\mu < 1} (1 - \mu) d\xi,$

$J^A = \int_{\mu < 1} d\xi,$ また式(2-2-9)を2度積分し, 任意関数を $g(\tau)$ $h(\tau)$ とすれば

$$f(\xi, \tau) = h(\tau) + \xi P_{\tau} + \int_{\alpha}^{\xi} \frac{g - \xi Q_{\tau} - \frac{1}{2} \xi^2 R_{\tau}}{\mu} d\xi$$

(浮体の落下により生じる波)

釣合位置より εA だけ引き上げられている浮体を自由に落下させる場合は

$$Q(0) = \frac{A}{h} \quad Q_{\tau}(0) = 0 \quad R(\tau) = P(\tau) = 0.$$

式(2-2-8)より, 関数 $f(\xi, \tau)$ は波動方程式を満足するから

$$f(\xi, \tau) = \begin{cases} a(\xi + \tau - \beta) + b(\xi - \tau - \beta) & : \xi > \beta \\ c(\xi + \tau - \alpha) + d(\xi - \tau - \alpha) & : \xi < \alpha \end{cases} \quad (2-2-13)$$

また $\xi = \alpha, \beta$ において f_{τ}, f_{ξ} は連続でなければならないから

$$f_{\xi}(\beta, \tau) = a'(\tau) + b'(-\tau) = g - \beta Q_{\tau} \quad (2-2-14a)$$

$$f_{\xi}(\alpha, \tau) = c'(\tau) + d'(-\tau) = g - \alpha Q_{\tau} \quad (2-2-14b)$$

$$f_{\tau}(\beta, \tau) = a'(\tau) - b'(-\tau) = h_{\tau} + \int_{\alpha}^{\beta} \frac{g_{\tau} - \xi Q_{\tau\tau}}{\mu} d\xi \quad (2-2-14c)$$

$$f_{\tau}(\alpha, \tau) = c'(\tau) - d'(-\tau) = h_{\tau} \quad (2-2-14d)$$

左右対称な浮体に対し, $\mu(\xi) = \mu(-\xi), \alpha = -\beta,$

$J_{\xi}^A = 0.$ また

$$a(\tau) = d(\tau) = 0 \quad : \quad (\text{任意の } \tau \text{ に対して})$$

$$b(\tau) = 0 \quad (\tau > 0), \quad c(\tau) = 0 \quad (\tau < 0).$$

喫水線の長さを $D = 2r, r = k\beta$ とし, パラメタ γ_k を導入する。

$$1 + \gamma_k = \int_{-r}^r \frac{x^{2k}}{-r+1+y/h} dx / \int_{-r}^r x^{2k} dx$$

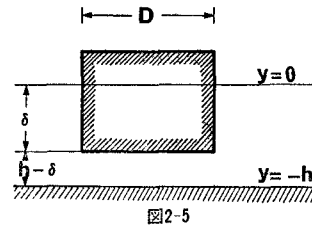


図2-5の浮体では γ_1 のみに関係し, $\gamma_1 = \frac{3}{2r^3} \int_{-r}^r \frac{x^2}{-r+1+y/h} dx$

$$-1 = \frac{3}{2\beta^3} \int_{-\beta}^{\beta} \frac{\xi^2}{\mu} d\xi - 1 = \delta/(h - \delta).$$

また $\mu(\xi)$ が偶関数であるため $g_{\tau}(\tau) = 0$ が導かれ, 式(2-2-11)より次式が導かれる。

$$2\beta(h_{\tau} + Q) + \frac{2}{3}\beta^3(1 + \gamma_1)Q_{\tau\tau} = 0 \quad (2-2-15)$$

式(2-2-14a~d)より

$$b'(-\tau) = g - \beta Q_{\tau}(\tau), \quad c'(\tau) = g + \beta Q_{\tau}(\tau)$$

$$-b'(-\tau) = h_{\tau}(\tau), \quad c'(\tau) = h_{\tau}(\tau)$$

これより $g = 0, h_{\tau}(\tau) = \beta Q_{\tau}$, また式(2-2-15)は変形されて

$$\beta^2(1 + \gamma_1)Q_{\tau\tau} + 3\beta Q_{\tau} + 3Q = 0 \quad (2-2-16)$$

故に初期条件 $Q(0) = A/h, Q_{\tau}(0) = 0$ を満足する式(2-

2-16) の解は元の変数に戻して表わせば、

$$Y = A_5 \cdot \exp \left\{ -\frac{3t \sqrt{gn}}{D(1+r_1)} \right\} \times \left[\cos \left\{ \frac{(3gh(1+4r_1))^{\frac{1}{2}}}{1+r_1} \cdot \frac{t}{D} \right\} \right. \\ \left. + \left(\frac{3}{1+4r_1} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \left\{ \frac{(3gh(1+4r_1))^{\frac{1}{2}}}{1+r_1} \cdot \frac{t}{D} \right\} \right] \quad (2-2-17)$$

自由表面の変位は $x < r+t\sqrt{gh}$ に対して

$$y = -A_5 \frac{2 \cdot 3^{\frac{1}{2}}}{(1+4r_1)^{\frac{1}{2}}} \exp \left\{ \frac{3(x-t\sqrt{gh}-r)}{D(1+r_1)} \right\} \\ \times \sin \left\{ \frac{\sqrt{3(1+4r_1)}}{1+r_1} \cdot \frac{x-t\sqrt{gh}-r}{D} \right\} \quad (2-2-18)$$

また $r+t\sqrt{gh} \leq x$ に対しては $y=0$ 。

3 実験結果と考察

3-1 ゲート急開に伴う矩形水路からの流出

実験は幅40cmのコンクリート製矩形水路の一端より、4.55mの箇所全幅にわたるゲートを設け、深さ21cm迄湛水して行なった。

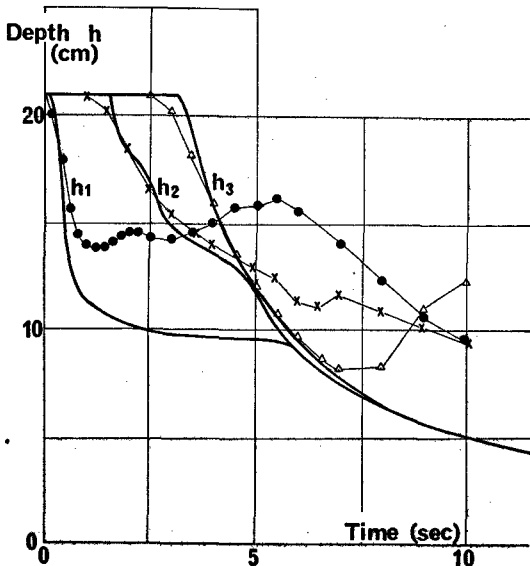


図 3-1

水位計は下流端のゲート位置より上流へ0.31m, 2.25m, 4.44mの3点に設置し、ゲート急開による水位の変動を記録した。

図3-1は計算による水位～時間曲線(実線)の上に実測値をプロットしたもので、計算と実験との間に大幅な不一致があるように見えるが、実際はゲートのすぐ下流に障害物があったためと思われ、下流の水位計の記録程早く理論曲線から離れ始め、次第に上流の記録へ伝播していることからもうかがえる。最上流の水位計の記録が比較的長時間理論値と対応していることを考慮すれば、この計算方法により充分正確な流出流量の予測が可能であると判断される。

3-2 浮体の運動に伴う波

実験は写真1に示すように、幅約14cm、深さ7.5cm、全長8mの小型矩形水路に幅14cm、高さ6.5cm、長さ40cm及び80cmの2種の木製浮体を用いて行なった。



写真 1 小型水路と80cm長の浮体

水位測定は浮体の中心からそれぞれ60cm及び180cmの地点に設けた抵抗線水位計により行ない、浮体の変位は水槽底と浮体下面に貼布した平行線間の抵抗変化により検出した。

長さ40cm及び80cmの浮体に関する水位及び浮体変位の実測値と計算値の比較をそれぞれ図3-2及び図3-3に示す。

図中の実線はそれぞれ上から順に h_2 ($x=180$ cm水位) h_1 ($x=60$ cm水位)、 Y (浮体変位) に関する実測の波形曲線で、他方曲線近傍の (Δ) , (\times) , (\bullet) はそれぞれ

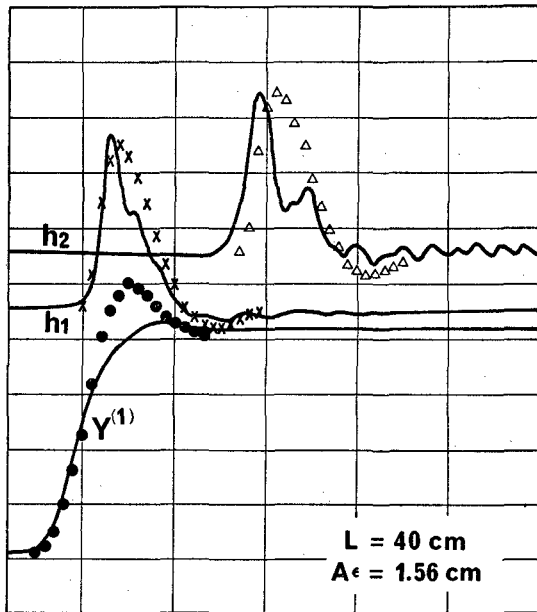


図3-2

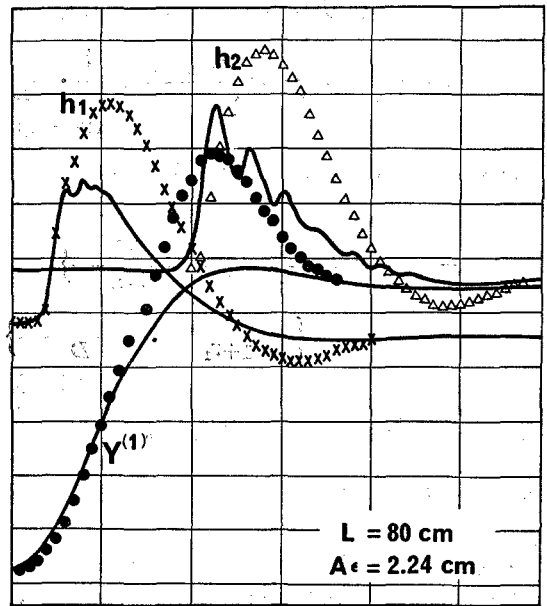


図3-3

h_2 , h_1 , Y に関する式(2-2-18)及び(2-2-17)による計算値のプロットを表わす。これら図中の実測曲線と計算値との対応は図3-3では図3-2と較べて劣っているように見受けられるが、何分にも極めて小規模な実験であるため、実験の精度にも問題がありそうに思われる。その点を考慮して、図3-2に限って考えれば発生する波の規模は理論により見事に表現されていると言えよう。

4 今後の研究課題

水平な水路床をもつ一様断面矩形小路の全幅にわたるゲートの急開による流出の問題は特性曲線法により正確に解きうると判断される。またダムの部分的決壊による流出問題はこれ迄村本(1977)等により研究されており、三角堰の流量公式を修正した形に帰着できるとしている。

これに対しダム決壊箇所から流出する水流の挙動に関しては水路床のマサツ、水路勾配、水路幅と横断形状の変化等を含んだ困難ではあるが緊急を要する課題でありまた河川堤防の決壊問題と類似の方法論を必要とするものと予想され、実験装置をも含めて発展させて行きたいと考える。また境界の運動による造波理論については今回は、微小振幅浅水波理論の適用性を極く部分的に検討

したに過ぎないが、非線型浅水波理論に基づく造波理論及びダムからの越波問題等を実験を混じえながら検討して行きたい。

謝 辞

本課題は本学工学研究科修士課程の水理学演習の一部として大学院の学生諸君とともに討論し、実験したものであり、熱心に協力してくれた梅山元彦、河村真次、河野裕之、成島肇寿の諸君に謝意を表する。

文 献 一 覧

内村三郎

1958「ダムの話」日本セメント技術協会。

畠山 正

1964「Baldwin Hills ダム崩壊事故の調査状況」

『発電水力』No. 69, pp. 87~88。

河上房義

1968「東北地方における1968年十勝沖地震災害の概要」

『土木学会誌』Vol. 53, No. 7, pp. 109~116。

村本嘉雄, 河田恵昭

1977「溜池の決壊について」中島暢太郎(編)

『昭和51年9月台風17号による災害の調査研究報

- 告書』 pp. 35~39。
 矢野勝正
 1968「和知ダムの事故について」『京都大学防災研究所年報』第11号B, pp. 1~17。
 山口甚郎
 1964「バイオントダムの事故」『発電水力』No. 71 pp. 44~47, No. 72, pp. 14~19。
 John, F
 1949 "On the motion of floating body" Pure and Applied Mathematics, Vol. 2, pp. 13~57。
 Stoker, J. J.
 1957 Water waves : Inter Science, pp. 291~341。
 Wiegel, R. L. et al
 1970 "Water waves generated by land slides in reservoirs." Proc. ASCE, ww 2 pp. 307~333

A PRELIMINARY STUDY ON THE WAVES CAUSED BY DAM BREAK AND RELEASE OF A RAISED OBJECT

Nobuo Marui *, Hiroshi Yasukawa * and Masakazu Ui *

Comprehensive Urban Studies, No. 8, pp. 65~71

The applicability of existing theories with respect to the following two subjects is discussed, with idea of flood preparation after a presumably heavy earthquake in mind:

- (1) Estimation of the flood discharge in case of a rupture in a dam or river embankment.
- (2) Experimentation upon the behavior of waves caused by a sudden release of an object raised a small distance above the water surface of a reservoir.

As for the former, the fall of the water surface caused by sudden removal of a vertical wall at one of the ends of a rectangular basin was measured and compared with results evaluated by the method of characteristics.

As for the latter, a float of rectangular parallelepiped was released a small distance above its equilibrium position and the wave profiles and vertical displacement of the float were then measured. Comparison of the measured value with the calculated one as is suggested by John's theory (1949) suggests its excellent applicability here.

* Center for Urban Studies, Tokyo Metropolitan University