

下流側水深を有する場合のダム破壊流れについて*

ON A DAM-BREAK FLOW IN A CHANNEL OF CONSTANT WATER DEPTH

松富英夫**

By Hideo MATSUTOMI

The behavior of bores in a channel of constant water depth caused by the breaking of a dam is investigated. The basic equation in this problem are derived on the basis of Whitham's assumptions in the dam-break problems on dry bed, and they are solved on the assumption that the ratio r of water particle velocity to wave-front velocity in a bore only depends on the relative water depth h_0/h_1 across the dam initially set. The validity of the solution is examined in comparison with laboratory experiments, it is concluded that the solution is applicable for a relatively long time after the formation of a bore. It is also discussed with a moving hydraulic jump condition in the dam-break problems.

1. ま え が き

ダム破壊問題は水平なドライ・ベッド上の非粘性流れとして Ritter¹⁾により初めて解かれた。その後、流れ先端部では抵抗の影響が無視できないとして、抵抗を考慮した解が Dressler²⁾と Whitham³⁾によりそれぞれ独立に誘導された。しかし、これらの理論解はダム破壊後の比較的短い間にしか適用できないことが知られており⁴⁾、その後の流れに適用できる理論は今のところ存在せず、流れの予測には物理または数値実験に頼らざるを得ないのが現状である。

一方、ダム下流側に水深を有する水平床でのダム破壊問題は Stoker⁵⁾により初めて解析的に解かれた。彼の理論は流れ先端部に理想段波モデルを適用した非粘性解析で、流れ先端移動速度は常に一定というものである。しかし、実際の流れは理想段波モデルで考慮されている流れ先端部での表面渦形成によるエネルギー損失ばかりでなく、底面抵抗やそれに起因する乱れ等の影響も加わってくる。そのため、実際の流れ先端移動速度はしだいに

減少してくるものと思われる。特に、ダム下流側の水深が相対的に小さくなればなるほどその傾向は顕著になってくるものと思われる。しかし、その割合がドライ・ベッドの場合に比較して小さいためか、ドライ・ベッドの場合のように抵抗を考慮した理論はまだ存在していない。

以上のダム破壊問題の研究状況に基づき、本研究は水平床で下流側水深を有する場合の抵抗を考慮したダム破壊問題を理論的に解くことを目的とする。本研究の解析手法は基本的にはドライ・ベッドでの Whitham モデルを下流側水深を有する場合へ拡張するものである。よって、本研究の結果は Whitham 理論と同様の適用限界を有し、中川ら^{6),7)}のいう不連続波頭をもつ移動跳水を形成する場合にしか適用できないものと思われる。そこで、本研究ではその移動跳水発生条件についても考察を加えることとする。

2. 基本式

図-1に示すように、ダム破壊による急変不定流は抵抗の無視できる領域 (Region-1) とできない領域 (Region-2) の2つに分けられるとする。さらに、前者では浅水理論を仮定し、後者では理想段波モデル誘導の際の仮定の一部である静水圧分布と流れ方向の水粒子速度の一様性を仮定する。Region-2でのこの仮定は、

* 本研究は文献12)で発表したものに修正を加えてまとめたものである。

** 正会員 工修 秋田大学助手 鉱山学部土木工学科
(〒010 秋田市手形学園町1-1)

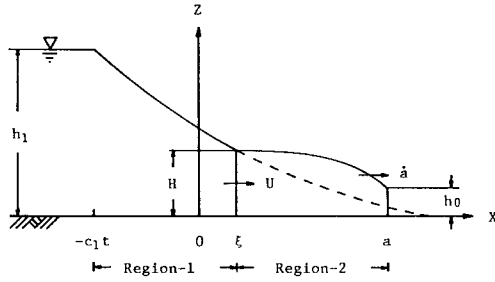


図-1 本研究モデルと記号

流れ先端の不連続部を除き、背後にはほぼ様な水深域を有する段波が形成されるという実験事実に基づくものである^{6),7)}。

以上の仮定により、Region-1での諸水理量は初期のダム上流側水深 h_1 が与えられれば Ritter の次式で求められるので既知量とみなせる。

$$u = \frac{2}{3} \left(c_1 + \frac{x}{t} \right) \dots\dots\dots (1)$$

$$h = \frac{1}{9g} \left(2c_1 - \frac{x}{t} \right)^2 \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 u ：水粒子速度、 h ：水深、 $c_1 = \sqrt{gh_1}$ 、 g ：重力加速度、 x ：ダム位置を原点とする距離座標、 t ：ダム破壊後からの経過時間。よって、Region-2での諸水理量を求めることが本研究の目的となる。

Region-2での諸水理量はその領域全体の連続と運動量式を誘導し、それらを解くことにより求めることにする。いま本領域後端での水深を H 、その位置を ξ 、水粒子速度を U 、流れ先端位置を a 、初期のダム下流側水深を h_0 、水の密度を ρ とすると、固定座標系において $x = \xi$ から単位時間に本領域に流入する質量 M_{in} は ξ が時間的に移動し得るものなので

$$M_{in} = \rho H \left(U - \frac{d\xi}{dt} \right) \dots\dots\dots (3)$$

一方、 $x = a$ から単位時間に流出する質量 M_{out} は流れ先端下流域での水粒子速度 u_0 がもともと零なので

$$M_{out} = \rho h_0 \left(u_0 - \frac{da}{dt} \right) = -\rho h_0 \frac{da}{dt} \dots\dots\dots (4)$$

よって、本領域の連続式は

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= M_{in} - M_{out} \\ &= \rho H \left(U - \frac{d\xi}{dt} \right) + \rho h_0 \frac{da}{dt} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここで、 M は本領域の全質量である。

次に、 $x = \xi$ から単位時間に本領域に流入する運動量 P_{in} は

$$P_{in} = \rho H U \left(U - \frac{d\xi}{dt} \right) \dots\dots\dots (6)$$

また、 $x = a$ より単位時間に流出する運動量 P_{out} は本領

域先端より先に運動が伝わることはないので

$$P_{out} = \rho h_0 u_0 \left(u_0 - \frac{da}{dt} \right) = 0 \dots\dots\dots (7)$$

そして、本領域に働く外力 F は領域後端と先端での圧力と底面抵抗の3つである。以上より、既述の仮定を考慮すれば、本領域の運動量式は

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= P_{in} - P_{out} + F \\ &= \rho H U \left(U - \frac{d\xi}{dt} \right) + \frac{1}{2} \rho g H^2 \\ &\quad - \frac{1}{2} \rho g h_0^2 - \rho K U^2 (a - \xi) \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

ここで、 P ：本領域の全運動量、 K ：抵抗係数。ただし、底面せん断力 $\tau_0 = \rho K U^2$ と定義している。式(5)と(8)が本研究の基本式である。

ところで、 $x = \xi$ では式(1)、(2)から次の関係が得られる。

$$\xi = \left(\frac{3}{2} U - c_1 \right) t \dots\dots\dots (9)$$

$$H = h_1 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{U}{c_1} \right)^2 \dots\dots\dots (10)$$

よって、式(5)は

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= \rho h_1 c_1 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{U}{c_1} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{U}{c_1} - \frac{3}{2} \frac{t}{c_1} \frac{dU}{dt} \right) \\ &\quad + \rho h_0 \frac{da}{dt} \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

式(11)を初期条件 ($t = 0$ のとき、 $M = a = 0$) のもとで解けば、

$$M = \rho h_1 c_1 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{U}{c_1} \right)^3 t + \rho h_0 a \dots\dots\dots (12)$$

一方、仮定より $P = MU$ なので、式(8)は

$$\begin{aligned} M \frac{dU}{dt} &= \frac{1}{2} \rho g H^2 - \frac{1}{2} \rho g h_0^2 - \rho h_0 U \frac{da}{dt} \\ &\quad - \rho K U^2 (a - \xi) \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

さらに、式(13)は式(9)、(10)と(12)より

$$\begin{aligned} &\left\{ h_1 c_1 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{U}{c_1} \right)^3 t + h_0 a \right\} \frac{dU}{dt} \\ &= \frac{1}{2} g h_1^2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{U}{c_1} \right)^4 - \frac{1}{2} g h_0^2 - h_0 U \frac{da}{dt} \\ &\quad - K U^2 \left\{ a - \left(\frac{3}{2} U - c_1 \right) t \right\} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

結局、本研究は式(14)を解くことに帰着される。式(14)において $h_0 = 0$ と置くと Whitham の基本式となる。

3. 基本式の解

式(14)は水粒子速度 U と先端位置 a の2つの未知数を含んでおり、このままでは解けない。 U と a の間に何らかの関係式が必要である。そこで、本研究では水粒子速度と先端移動速度 \dot{a} との間に次の関係を導入して解くことにする。

$$U = r\dot{a} = r \frac{da}{dt} \dots\dots\dots(15)$$

ここで、 r は実際には初期のダム下・上流側水深比 h_0/h_1 や時間等の関数と思われる。しかし、本研究では h_0/h_1 のみの関数と仮定する。このとき、式 (15) の r は次のようにして評価できる。 $t \rightarrow 0$ のとき、 $a \rightarrow 0$ かつ $M \rightarrow 0$ である。よって、式 (14) から

$$\frac{1}{2} g h_1^2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{U_0}{c_1}\right)^4 - \frac{1}{2} g h_0^2 - h_0 U_0 \dot{a}_0 = 0 \dots\dots\dots(16)$$

ここで、 U_0 ：初期先端水粒子速度、 \dot{a}_0 ：初期先端移動速度。式 (16) は Stoker 理論の解の関係

$$\left. \begin{aligned} \frac{U_0}{c_0} &= \frac{\dot{a}_0}{c_0} - \frac{c_0}{4\dot{a}_0} \left[1 + \sqrt{1 + 8 \left(\frac{\dot{a}_0}{c_0}\right)^2}\right] \\ \frac{\sqrt{gH_0}}{c_0} &= \left[\frac{1}{2} \left\{\sqrt{1 + 8 \left(\frac{\dot{a}_0}{c_0}\right)^2} - 1\right\}\right]^{\frac{1}{2}} \\ \frac{U_0}{c_0} + 2 \frac{\sqrt{gH_0}}{c_0} &= 2 \frac{c_1}{c_0} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(17)$$

を満足しており、式 (17) から h_0/h_1 のみの関数として U_0 と \dot{a}_0 が求められ、式 (15) より r が評価され得ることになる。式 (17) において、 H_0 は $t \rightarrow 0$ のときの Region-1 と 2 の境界での水深であり、 $c_0 = \sqrt{gh_0}$ である。このようにして評価された r の値を図-2 に示す。

式 (15) の関係を式 (14) に代入すると、本研究の基本式は次のようになる。

$$\begin{aligned} &r \left\{ h_1 c_1 \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}}{c_1}\right)^3 t + h_0 a \right\} \ddot{a} \\ &= \frac{1}{2} g h_1^2 \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}}{c_1}\right)^4 - \frac{1}{2} g h_0^2 - r h_0 \dot{a}^2 \\ &\quad - K r^2 \dot{a}^2 \left[a - \left(\frac{3}{2} r \dot{a} - c_1\right) t \right] \dots\dots\dots(18) \end{aligned}$$

そこで、式 (18) を解くにあたって次の無次元変数を新たに導入する。

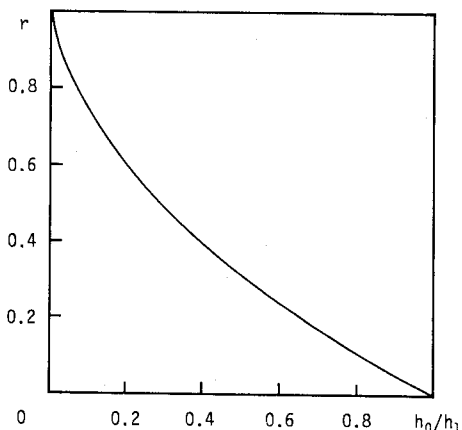


図-2 初期水粒子速度と先端移動速度の関係

$$\alpha = (\dot{a}_0 t - a) \frac{K}{h_1} \dots\dots\dots(19)$$

$$\tau = \sqrt{\frac{g}{h_1}} K t \dots\dots\dots(20)$$

ここで、 α は初期先端移動速度のままダム地点から継続的に移動する点に対する実際の流れ先端の無次元遅れ距離を示し、 τ はその遅れが生じはじめてからの無次元経過時間を示す。式 (18) を式 (19), (20) を用いて書き直すと、

$$\begin{aligned} &-r \left\{ \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1} + \frac{r}{2} \dot{a}\right)^3 \tau + \frac{h_0}{h_1} (\dot{a}_{0*} \tau - \alpha) \right\} \ddot{\alpha} \\ &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1} + \frac{r}{2} \dot{a}\right)^4 - \frac{1}{2} \left(\frac{h_0}{h_1}\right)^2 \\ &\quad - r^2 (\dot{a}_{0*} - \dot{a})^2 \left[\left\{1 - \left(\frac{3}{2} r - 1\right) \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1}\right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} r \dot{a}\right] \tau - \alpha + \frac{1}{r} \frac{h_0}{h_1} \dots\dots\dots(21) \end{aligned}$$

ここで、 $\dot{a}_{0*} = \dot{a}_0/c_1$ 、 $\dot{a} = da/d\tau$ 、 $\ddot{\alpha} = d^2\alpha/d\tau^2$ 。さらに、次の変数を新たに導入する。

$$p = \dot{a} \dots\dots\dots(22)$$

$$\tau = f'(p) = \frac{df}{dp} \dots\dots\dots(23)$$

これにより、変域は無限領域から有限領域、 $0 \leq p \leq \dot{a}_{0*} - \sqrt{h_0/h_1}$ となり、 $\alpha = pf' - f$ 、 $\ddot{\alpha} = 1/f''$ となる。よって、式 (21) は

$$\begin{aligned} &\left\{ \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1} + \frac{r}{2} p\right)^3 f' + \frac{h_0}{h_1} (\dot{a}_{0*} - p) f' + \frac{h_0}{h_1} f \right\} \\ &\quad + \frac{1}{32} \left\{ r^3 p^4 + 8r^2 \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1}\right) p^3 + 24r \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1}\right)^2 p^2 + 32 \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1}\right)^3 p \right\} f'' \\ &= r (\dot{a}_{0*} - p)^2 \left[\left\{1 - \left(\frac{3}{2} r - 1\right) \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1}\right\} f' \right. \\ &\quad \left. + f \right] f'' + \frac{h_0}{h_1} (p^2 - 2\dot{a}_{0*} p) f'' \dots\dots\dots(24) \end{aligned}$$

式 (24) の誘導には式 (16) の関係が考慮されている。

式 (24) が本研究の最終的に解くべき式である。その解として p の級数解

$$f(p) = b_0 + b_1 p + b_2 p^2 + b_3 p^3 + b_4 p^4 + \dots \dots\dots(25)$$

を仮定し、初期条件 ($\tau=0$ のとき、 $\alpha = \dot{a} = 0$) のもとで解くことにする。式 (25) を式 (24) に代入し、 p に関して恒等的に成立するように各係数を決めると、たとえば級数解の第1近似として

$$f(p) = b_2 p^2$$

$$= \frac{1}{r} \frac{\frac{3}{2} \frac{h_0}{h_1} \dot{a}_{0*} + \left(1 - \frac{r}{2} \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1}\right)^3}{\left[1 - \left(\frac{3}{2} r - 1\right) \frac{\dot{a}_{0*}}{c_1}\right] \dot{a}_{0*}^2} p^2 \dots\dots\dots(26)$$

ただし、初期条件により $b_0 = b_1 = 0$ である。第2近似以

表—1 級数解の各係数

h_0/h_1	b_2	b_3	b_4
0.1	0.616	0.560	0.627
0.2	1.092	1.039	1.143
0.3	1.627	1.572	1.713
0.4	2.285	2.216	2.391
0.5	3.176	3.075	3.286
0.6	4.465	4.297	4.546
0.7	6.591	6.295	6.593
0.8	10.74	10.17	10.54
0.9	23.35	21.90	22.47

下も計算的には容易に求まる。Stoker 理論で評価された r (図—2 参照) を用いたときの代表的なダム下・上流側水深比に対する第 3 近似までの各係数を表—1 に示す。

4. の図—3 で先端軌跡に関する第 3 近似までの各近似について具体的に計算を行い比較してみたところ、本理論の第 1 近似解はかなりの範囲まで適用可能であることが確認された。したがって、本研究における先端移動については第 1 近似解によるだけでも十分と思われる。式 (19), (20), (22), (23) と (26) より、本研究の先端移動速度に関する第 1 近似解として次元を有する形で次式が得られる。

$$\begin{aligned} \dot{a} &= \dot{a}_0 - \frac{g}{2b_2} K t \\ &= \dot{a}_0 - r g \frac{1 - \left(\frac{3}{2} r - 1\right) \dot{a}_{0*}}{3 \frac{h_0}{h_1} \dot{a}_{0*} + 2 \left(1 - \frac{r}{2} \dot{a}_{0*}\right)^3} \dot{a}_{0*}^2 K t \dots (27) \end{aligned}$$

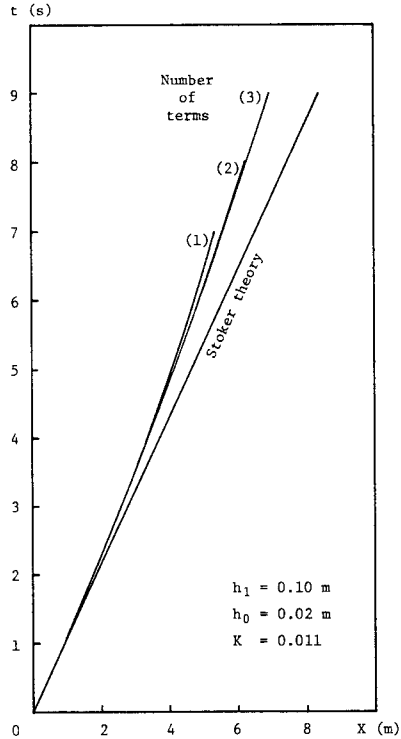
ドライ・ベッドの場合の第 1 近似の先端移動速度は $t^{\frac{1}{2}}$ に比例して減少するが³⁾、下流側水深を有する場合は t に比例して減少することが明らかとなり、その特性は式 (27) によって記述できることがわかった。ただし、式 (27) の関係は $h_0 \rightarrow 0$ の極限では $b_2 = 0/0$ の不定形となるため適用できない。これは b_2 が、式 (24) において $h_0 \rightarrow 0$ としたとき、互いに零となる項同士のつり合いに由来していることによる。よって、 $h_0 \rightarrow 0$ の極限操作は式 (24) の段階で行う必要があり、そのとき式 (24) は Whitham の最終的に解くべき式と一致する。

4. 解の性質と適用性

以下、本研究で得られた結果の性質と実際問題への適用性について具体的な計算例と実験結果との比較を通して検討することにする。

(1) 解の性質

図—3 は $h_1 = 0.1 \text{ m}$, $h_0 = 0.02 \text{ m}$, そして $K = 0.011$ とした場合の第 1 近似から第 3 近似までの先端軌跡を示



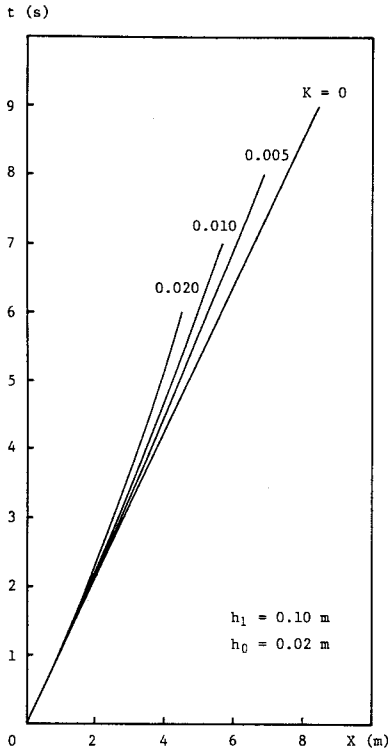
図—3 流れ先端軌跡に関する級数解の収束例

したものである。図中の()内の数値はその近似度を示す。また、図中には式 (17) の Stoker 理論も示されている。この図によると、第 2 近似解と第 3 近似解は広い範囲にわたってほぼ同じ結果を示しており、第 3 近似解は相当広い範囲で十分に本研究モデルの真値に収束しているといえる。また、第 1 近似解でもかなりの範囲まで適用可能であることが伺われる。しかしながら、以下の計算例ではすべて第 3 近似解を用いて示すことにする。

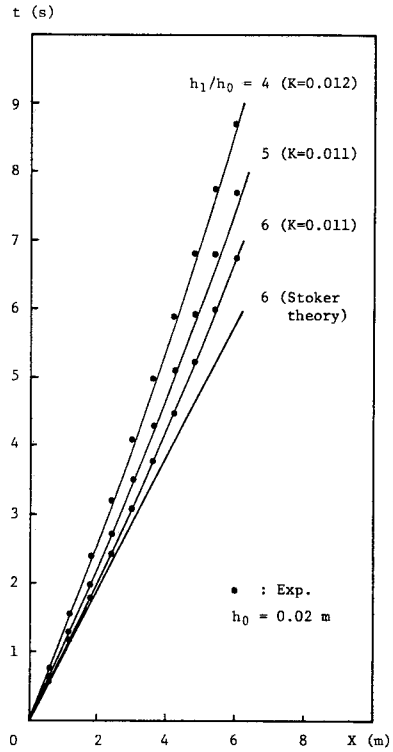
図—4 と 5 は抵抗係数を種々と変化させた場合の先端軌跡と先端移動速度を示したものである。図中の $K=0$ の線は Stoker 理論のことである。これらの図によると、抵抗係数の値により先端軌跡および先端移動速度は時間的に大きく変化する。このことは、本研究の結果を実際問題へ適用する際に、抵抗係数の選択が重要因子となることを示している。

(2) 解の適用性

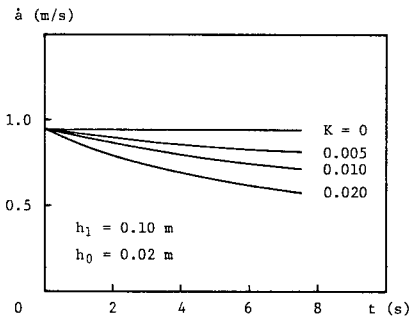
実験に使用した水路は幅 0.3 m, 高さ 0.5 m, 長さ 11.5 m の水平に設置された鋼製矩形水路で、水路下流側の 10 m 部分が両面ガラス張りのものである。ダムとしては手動の引揚げ式のゲート (塩化ビニール樹脂製で厚さ 12 mm) が用いられており、水路下流端から 6 m のところに位置している。ゲート下流側の底面には、できるだけ底面抵抗の影響を大きくするため、水路横断方



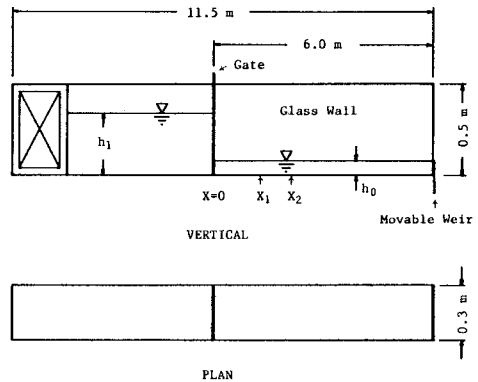
図—4 流れ先端の軌跡



図—7 流れ先端軌跡の実験値との比較



図—5 流れ先端の移動速度



図—6 実験装置

向に木製の角柱棧粗度 (5×5×30 mm) が 5 cm 間隔で設置されている。ガラスの片面には、経時的流れ先端位置を読み取るため、5 cm 間隔のメッシュが刻まれている。また、ゲート下流側水深調節のため、水路下流端には取りはずし可能な堰が取り付けられている。実験装置の概要を図—6 に示す。

実験ケースはゲート下流側水深を 0.02 m、上流側水深を 0.08, 0.10, 0.12 m とした 3 種類である。これは本研究モデルが波状段波を呈する場合を考慮していないためである^{6),7)}。ダム破壊はゲートを一気に引き揚げることにより模擬した。ゲートが水面から離れるまでの所要時間は本実験の範囲では 1/20~1/15 秒の間であった。

水理量の測定にはビデオ・システムを、その解析には 1/60 秒まで読み取り可能なビデオ・モーション・アナライザーを用いた。

本研究の先端軌跡に関する第 3 近似解と実験値との比較を図—7 に示す。実験値はおのおの 3 回の平均で、理論曲線は実験値によく適合するように抵抗係数を選択した場合のものである。図中には $h_1/h_0=6$ の場合についての Stoker 理論も示されている。この図によると、実験値と Stoker 理論との隔たりは時間の経過とともに増大しており、本研究の結果がより実際に供し得るもので

あることが判断される。

ところで、理論で想定されているダム破壊と実験で実現される破壊との相違により、ドライ・ベッドの場合と同様に⁹⁾初期段階で理論と実験値とに差が生ずると思われる。その差の定量的議論は、本実験でのゲート開放時刻（ビデオで判定しているため1/60秒前後の誤差は生じ得る）や初期段階での流れ先端位置判定の難しさのため、本実験の計測精度ではできなかった。

5. 移動跳水発生条件

ダム破壊による流れの形態は、初期のダム下・上流側水深比 h_0/h_1 の値により、実験的に次の4種類に分類されている⁷⁾。

Type-I：流れ先端部を除き、放物波面をもつドライ・ベッド上の流れ、

Type-II：不連続波頭をもつ移動跳水、

Type-III：流れ先端部が部分的に砕波している不安定な波状段波、

Type-IV：安定した波状段波。

これら4種類のうち、Type-IIIとIVの流れは分散効果の無視できない流れである。したがって、その効果を考慮していない前章までの結果にはおのずと適用限界が存在すると思われる。そこで、その適用限界と思われるType-IIとIIIの流れの発生限界について理論的考察を行い、その妥当性を実験的に検討してみる。

(1) 移動跳水発生条件の誘導

Type-IIIの流れは、初期段階では流れ先端部に段波を形成し、その後段波波面での分散効果によりしだいに波状段波へと変形していく流れと考えられる。室田・岩田⁹⁾はこのような段波の分散機構を、段波の伝播速度とその分散第1波の伝播速度が実験的にはほぼ等しいことから、理想段波の伝播速度

$$c_b = \sqrt{gh_0} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{H_b}{h_0} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{H_b}{h_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

と Boussinesq の分散波の伝播速度

$$c_s = \sqrt{gh_0} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{\eta}{h_0} \right) + \frac{h_0^2}{3\eta} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (29)$$

とを等置して得られる

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \frac{3}{2} \frac{\eta H_b}{h_0^3} \left\{ 3 \left(1 - \frac{\eta}{H_b} \right) + \frac{H_b}{h_0} \right\} \quad (30)$$

の関係を用いて論じ、段波の肩での波形曲率が負であるときその段波は式(30)の関係維持のためしだいに分散していくと考えた。ここで、 h_0 は静水深で初期のダム下流側水深に相当し、 H_b は段波波高、 η は分散波の静水面からの高さである。このことは、分散は急激に発達するものでないので、式(30)から得られる次の関係を満足する段波は分散すると解釈してもよい。

$$\frac{\eta_{bs}}{h_0} > \frac{H_b}{h_0} + \frac{1}{3} \left(\frac{H_b}{h_0} \right)^2 \quad (31)$$

ここで、 η_{bs} は分散前の段波の肩の静水面からの高さである。よって、段波が段波でありつづける、すなわち、Type-II の流れであるためには次式を満足すればよいことになる。

$$\frac{\eta_{bs}}{h_0} \leq \frac{H_b}{h_0} + \frac{1}{3} \left(\frac{H_b}{h_0} \right)^2 \quad (32)$$

ところで、分散途中や分散後でも一定速度で伝播する段波とは、式(31)からも推察できるように、初期の段波先端部は1つの峰（高さ η_{bs} ）をもった孤立波的性格の波と解釈できる。したがって、式(31)、(32)の η_{bs} は孤立波の高まり限界以上にはなり得ないと考えられる。そこで、孤立波の高まり限界として理論の一貫性から Boussinesq の砕波限界¹⁰⁾

$$\frac{\eta_{bs}}{h_0} = 0.73 \quad (33)$$

を用いることにすれば⁽¹⁾、式(32)から移動跳水発生条件として次式を得る。

$$\frac{H_b}{h_0} \geq 0.61 \quad (34)$$

この結果はダム破壊流れでの段波に限ったものではない。式(34)を式(17)のStoker理論を用いて初期のダム下・上流側水深比に変換すれば結果として次式を得る。

$$\frac{h_0}{h_1} \leq 0.42 \quad (35)$$

ただし、 $H_b = H_0 + h_0$ の関係が用いられている。式(35)が本研究のダム破壊問題における移動跳水発生条件で、中川らはこの条件として実験的に0.40⁷⁾を与えている。

(2) 実験値との比較

実験方法と使用した水路・計測器は4.(2)で述べたものと同じである。ただし、本実験ではゲート下流域の栈粗度は取り除かれており、ゲートが水面から離れるまでの所要時間は1/20~1/12秒の間であった。

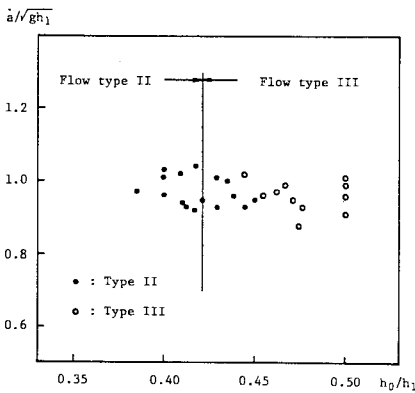
表-2に実験ケースとその結果を示す。実験値はおのおの3回の平均である。表中の x_1 と x_2 はおのおのゲートからの距離を示し（図-6参照）、流れ先端移動速度はこの区間で算定されている。また、表中の流れのTypeはゲートから80cmのところまでで判定されている。ゲートから比較的近い所で評価を行ったのはできるだけ抵抗の影響を入れないようにするためである。

式(35)と実験結果との比較を図-8に示す。図-8で $h_0/h_1 = 0.42$ は Type-II と III の現われる境界で、この図によると式(35)と実験結果には若干のずれがみら

注) 孤立波の砕波限界として McCowan¹¹⁾ のものを用いると式(35)の0.42の代わりに中川らと同じ0.40を得る。

表—2 実験ケースとその結果

Case	h_0 (cm)	h_1 (cm)	h_0/h_1 $\times 10^3$	\dot{a} (m/s)	$\dot{a}/\sqrt{gh_1}$	$x_1 - x_2$ (cm)	Flow type
1	10	25	400	1.62	1.03	20 - 60	II
2		24	417	1.60	1.04		II
3		23	435	1.50	1.00		II
4		22	455	1.41	0.96		II
5		21	476	1.33	0.93		III
6		20	500	1.27	0.91		III
7	9	22	409	1.50	1.02	40 - 60	II
8		21	429	1.33	0.93		II
9		20	450	1.33	0.95		II
10		19	474	1.20	0.88		III
11	8	20	400	1.31	0.94	20 - 60	II
12		19	421	1.29	0.95		II
13		18	444	1.24	0.93		II
14		17	471	1.22	0.95		III
15		16	500	1.24	0.91		III
16	7	17	412	1.20	0.93	40 - 60	II
17		16	438	1.20	0.96		II
18		15	467	1.20	0.99		III
19	6	15	400	1.17	0.96	20 - 60	II
20		14	429	1.18	1.01		II
21		13	462	1.09	0.97		III
22		12	500	1.04	0.96		III
23	5	13	385	1.09	0.97	20 - 40	II
24		12	417	1.00	0.92		II
25		11	455	1.00	0.96		III
26		10	500	1.00	1.01		III
27	4	10	400	1.00	1.01	20 - 60	II
28		9	444	0.96	1.02		III
29		8	500	0.88	0.99		III



図—8 移動跳水発生条件

れる。しかし、境界付近での流れ Type の判定の微妙さを考慮すれば、式 (35) は非常によい移動跳水発生条件といえる。

6. む す び

本研究はダム破壊流れでの移動跳水発生条件と下流側水深を有する場合の抵抗を考慮したダム破壊問題を理論的に取り扱ったものである。本研究で得られた主要な結論は次のとおりである。

(1) 室田・岩田の不安定な段波の伝播速度に関する仮定とそれから得られる段波分散機構を用いてダム破壊流れでの移動跳水発生条件を誘導した。この理論的に得られた移動跳水発生条件 ($h_0/h_1 \leq 0.42$) は実験結果ともよく一致することを明らかにした。

(2) 流れ先端軌跡に関する本研究の結果は実際のダム破壊流れに供することができる。その際には抵抗係数の選択が重要因子となってくる。ただし、本研究では $h_0/h_1 > 0.42$ の波状段波の場合は考慮していない。

(3) 第1近似の精度で、下流側水深を有する場合の流れ先端移動速度は t に比例して減少する。これはドライ・ベッドの場合の $t^{1/2}$ と異なる。

謝 辞：本研究を遂行するにあたり、東北大学工学部 首藤伸夫教授と秋田大学鉱山学部 浅田 宏教授より有益なるご意見、ご教示を賜わった。特に、首藤教授には本研究の端緒を与えていただいた。ここに記して両先生に深甚なる感謝の意を表する。なお、本研究の一部は昭和59年度文部省科学研究費奨励研究(A)により行われたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) Ritter, A. : Die Fortpflanzung der Wasserwellen, Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure (Berlin), Vol.36, pt.2, No.33, pp.947~954, 1892.
- 2) Dressler, R.F. : Hydraulic resistance effect upon the dam-break functions, Jour. of Res. of the National Bureau of Standards, Vol.49, No.3, pp.217~225, 1952.
- 3) Whitham, G.B. : The effects of hydraulic resistance in the dam-break problem, Proc. of Royal Soc. of London, Series A, Vol.227, pp.399~407, 1955.
- 4) たとえば, Yevjevich, V. : Analytical approaches in computing wave profiles for complete dam removal, Unsteady Flow in Open Channels, Vol. II, Water Resources Publications, pp.648~657, 1975.
- 5) Stoker, J.J. : The breaking of a dam, Water Waves, Interscience Publishers, Inc., New York, pp.333~341, 1957.
- 6) 中川博次・中村重久・市橋義臣：段波の発生とその発達に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第12号B, pp.1~11, 1969.
- 7) Nakagawa, H., Nakamura, S. and Ichihashi, Y. : Generation and Development of Hydraulic Bore due to Breaking of a Dam (1), Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol.19, pt.2, No.154, pp.1~17, 1969.
- 8) 志村博康：前方水位のない Dam Break Wave のフロントの非粘性解, 農業土木学会論文集, 第60号, pp.33~39, 1975.
- 9) 室田 明・岩田好一朗：段波の変形に関する研究, 土木学会論文集, 第160号, pp.49~58, 1968.
- 10) Boussinesq, J. : Théorie de l'intumescence liquide appelée onde solitaire ou de translation se propageant dans

un canal rectangulaire, Institut de France, Académie des Science, Comptes Rendus, p.755, 1871.

または、本間 仁・安芸俊一編：物部水理学，岩波書店，pp.493～495，1972.

11) McCowan, J. : On the Highest Wave of Permanent

Type, Phil. Mag., Ser.5, Vol.38, pp.351～358, 1894.

12) 松富英夫：下流側水深を有するダム破壊問題における抵抗の効果，第25回水講論文集，pp.347～353，1981.

(1984.12.19・受付)
