

陸上大障害物群の津波氾濫時における抵抗

Effects of large obstacles on tsunami inundation

東北大学 工学部 正会員 ○後藤智明
 東北大学 工学部 正会員 首藤伸夫
 東北電力 土木部 正会員 笹川稔郎

1. 序

陸上に打ち上った津波の挙動については、洋上の津波の伝播と同様に、かなり信頼に足る計算手法が開発され、また使用されている。しかし、防波堤や防潮堤からの津波の越流や、市街地の家屋密集地帯を通過する津波に関しては、障害物付近における津波の水位上昇とか流速分布の検証が困難なこともあって、未だいろいろな問題点が残されていることも事実である。

このような障害物を通過する津波を調べるためには、まずはじめに障害物の流水抵抗を明らかにする必要がある。本研究では、陸上での障害物として市街地の家屋群と防潮堤を取り上げ、これらの流水抵抗を詳細に調べることにした。

陸上に打ち上った津波の流れは非定常性の強い流れであり、上記障害物の抵抗則は、非定常流を用いた水理実験により定めるべきであろう。しかし、非定常流の実験では、測定精度や解析の困難さなどに解決したい問題がある。そこで本研究では、まず定常流による水理実験により流水抵抗法則を明らかにし、これを数値計算に組み込むのに便利な形にまとめることを第一の目的とする。次に数値計算を用いて、この抵抗則の非定常性への適用性に関して検討する。

2. 家屋等大障害物群の流水抵抗

(1) 水理実験

実験には長さ16m、高さ0.6m、幅0.8mの両面ガラス張りの二次元水路を用いた。大障害物群の模型は9cm×9cm×75cmと18cm×18cm×75cmの2種類の角材を用い、チリ地震津波来襲時の宮城県石巻市市街地の家屋面積占有率とほぼ同率となるように水路に配列した。模型の配列は流れ方向に規則的なものとし、その面積占有率を表-1に示す。石巻市の家屋面積占有率は30.6%である。

実験では模型の流れ方向設置列数を2列から5列の4種類、流量を4種類として、都合64ケース実施した。水位は主に、ポイントゲージを用いて測定した。流量が大きくなると、水路内に横振動が発生する例もあり、このような場合にはサーボ式水位計を用いた。流量は水路末端の三角堰を使用して計測した。

表-1. 実験諸元

RUN	横方向 間隔	縦方向 間隔	面積 占有率
A	8.67cm	7.0cm	48.6%
B		15.0	36.8
C		22.0	30.4
D	15.0	7.0	39.3
E		15.0	29.8
F		22.0	24.5
G	22.0	7.0	32.4
H		15.0	24.5
I		22.0	20.3
J	6.0	14.0	23.5

(2) 結果と考察

このような津波の大障害物群間の流況について、最近、細井・坪田²⁾により石油タンク群を通過する段波状津波の模型実験結果が報告されている。彼らの取り扱いの特徴は、障害物群を一体なものとみなしていることと、段波状津波の通過による障害物群前後の水位のピークはほぼ同時刻に起こることから定常流解析を行なっていることである。この結果、問題はD'Aubuisson や Kindsvater・Carter³⁾の単一障害物のエネルギー損失の評価と類似したものとなる。すなわち、縮流を考慮した連続の式とベルヌーイの式から流量係数あるいは障害物の抵抗係数を求めるのである。

先に、著者ら⁴⁾もこの方法で大障害物群を一体と考えた場合の流量係数 C を求めたが、その一例を図-1 に示す。この取扱いでは流量係数 C は障害物群の縮流比 $\beta = b / B$ 、障害物の列数流れのフルード数などに関係があることがわかるが、ばらつきが大きく流量係数を一律に定めることは難しい。

そこで、著者らは流況が図-2 のようになることから判断し、流れを大きく3つの領域に区分して考えることにした。領域1は障害物群の最前列で、縮流による損失が卓越している所である。領域3は障害物群の最後列で急拡幅による損失が大きい所である。領域1と領域3の間を領域2とする。この領域では主流はジェット状に流れ、障害物間に存在する渦領域との接触面を通じて行なわれる運動量交換が主たるエネルギー損失の元となる所である。この領域2では他の領域に比べ損失水頭は小さい。

領域1は先に述べた D'Aubuisson 風の取扱いが可能である。図-2 に示す記号を用いて連続およびベルヌーイの式は、

$$\left. \begin{aligned} Q &= BH_0 V_0 = C_c b H_1 V_1, \\ \frac{V_0^2}{2g} + H_0 &= \frac{V_1^2}{2g} + H_1 + \Delta E_1 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

となる。ここで C_c は縮流係数、 ΔE_1 は障害物によるエネルギー損失を表わす。いま、このエネルギー損失を $\Delta E_1 = K_e V_0^2 / 2g$ で表わすと、流量係数 C は式(1)から

$$\begin{aligned} C &= \frac{C_c}{\sqrt{1+K_e}} = \frac{Q}{b H_1 \sqrt{V_0^2 + 2g(H_0 - H_1)}} \\ &= \frac{Fr_0}{\beta r_0 \sqrt{Fr_0^2 + 2(1-r_0)}} \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

と導びかれる。ここで $\beta = b / B$ 、 $r_0 = H_1 / H_0$ 、 $Fr_0^2 = V_0^2 / gH_0$ である。式(2)を用いて実験値を整理したものが図-3 a および図-3 b である。流量係数は、矩形状に関して D'Aubuisson³⁾ が求めた $C = 0.8$ に近い値となっているが、縮流比 β とフルード数 Fr_0 に関係することがよくわかる。実験値を Fr_0 / β なるパラメータで整理すると図-3 b となり、領域1に関する抵抗則は、

$$C = 1.46 (Fr_0 / \beta)^{0.7} \dots \dots \dots (3)$$

(ただし、測定範囲は $0.33 < \beta < 0.55$

$$0.08 < Fr_0 < 0.26)$$

で表わすことができる。

領域2のエネルギー損失は主流のジェットと渦領域間の運動量交換が主たる原因と考えられるが、粗面乱流との類似により、

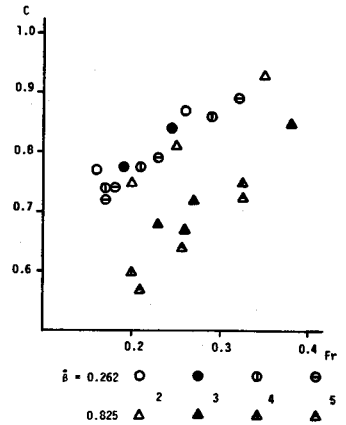


図-1 障害物群を一体として考えたときの流量係数

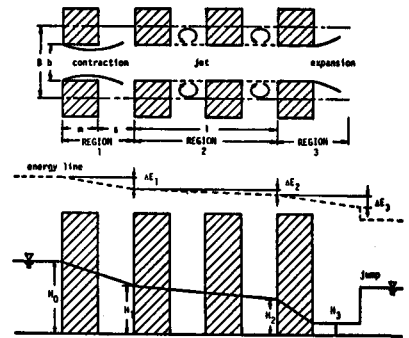


図-2 流況図

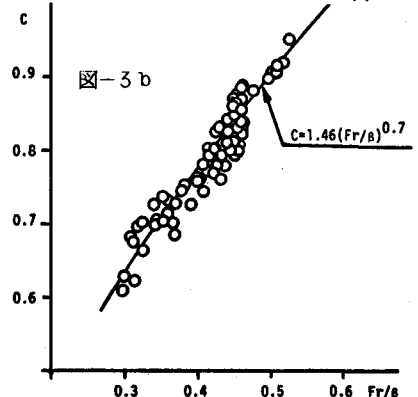
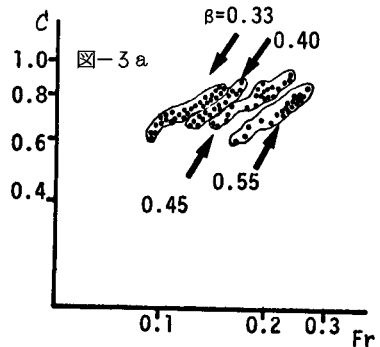


図-3 領域1の流量係数

摩擦損失型の取り扱いをすることができよう。図-2の記号を用いると、連続およびベルヌーイの式は、

$$\left. \begin{aligned} Q &= b H_1 V_1 = b H_2 V_2, \\ \frac{V_1^2}{2g} + H_1 &= \frac{V_2^2}{2g} + H_2 + E_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots (4)$$

となる。エネルギー損失を $E_2 = K_a (\ell/H) (V_1^2/2g)$ で定義すると、式(4)から抵抗係数 K_a は、

$$\begin{aligned} K_a &= \frac{H_1}{\ell} \left\{ 1 - \left(\frac{H_1}{H_2} \right)^2 + \frac{2g(H_1 - H_2)}{V_1^2} \right\} \\ &= \frac{H_1}{\ell} \left[\left(1 - \frac{1}{r_1^2} \right) + 2(1 - r_1) \frac{1}{Fr_1^2} \right] \dots\dots (5) \end{aligned}$$

で表わされる。ここで、 $r_1 = H_2/H_1$ 、 $Fr_1^2 = V_1^2/gH_1$ である。式(5)を用いて実験値を整理したものが図-4である。領域2はジェット流と渦領域間の運動量交換に基づく損失であるので、渦領域の大きさを表わす $\beta = m/B$ や $\delta = S/B$ にも関係すると思われるが、図からはその相違が判断できない。故に、本研究の範囲においてはフルード数 Fr_1 との相関から、

$$K_a = 0.0033 Fr_1^{-5} \dots\dots (6)$$

(ただし、測定範囲は $0.32 < Fr_1 < 0.81$) なる抵抗則を採用することにした。

領域3は主として急拡幅による損失であり、図-2の記号を用いると、連続およびベルヌーイの式は、

$$\left. \begin{aligned} Q &= b H_2 V_2 = B H_3 V_3, \\ \frac{V_2^2}{2g} + H_2 &= \frac{V_3^2}{2g} + H_3 + \Delta E_3 \end{aligned} \right\} \dots\dots (7)$$

とおける。いま損失を $\Delta E_3 = K_p V_2^2/2g$ とおくと、抵抗係数 K_p は式(7)から、

$$\begin{aligned} K_p &= 1 - \left(\frac{b H_2}{B H_3} \right)^2 + \frac{2g(H_2 - H_3)}{V_2^2} \\ &= 1 - \frac{\beta^2}{r_2^2} + 2(1 - r_2) \frac{1}{Fr_2^2} \dots\dots (8) \end{aligned}$$

で表わされる。実験結果を式(8)で整理すると、図-5 aおよび図-5 bとなる。図-5 aから判断すると領域3の抵抗係数 K_p は縮流比 β と流れのフルード数 Fr_2 に主として関係することがわかる。パラメータ $\beta^2 Fr_2$ を新しく採用すると

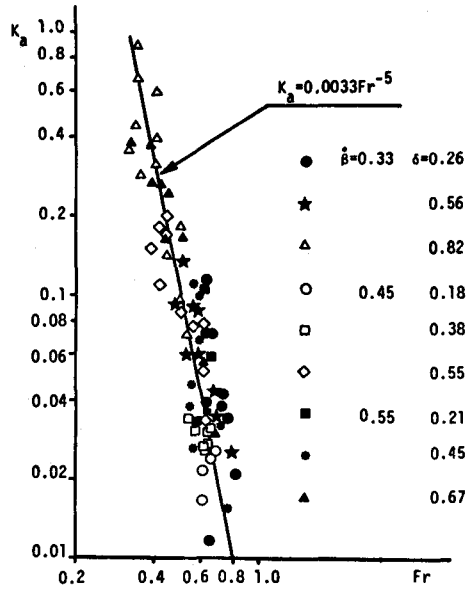


図-4 領域2の抵抗係数

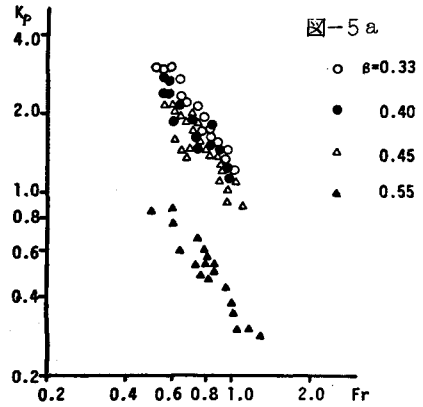


図-5 a

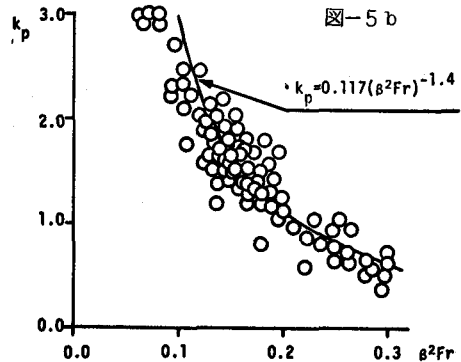


図-5 b

図-5 領域3の抵抗係数

実験結果は図-5 b となり、領域3の抵抗則は、

$$K_P = 0.117 (\beta^2 Fr_2)^{-1.4} \dots\dots\dots (9)$$

(ただし、測定範囲は $0.33 < \beta < 0.55$

$$0.51 < Fr_2 < 1.30)$$

で表わされる。

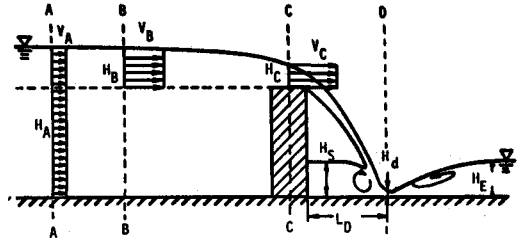


図-6 流況図

3. 防潮堤の流水抵抗と越波係数

(1) 水理実験

水理実験には長さ7 m、高さ0.5 m、幅0.3 mの両面ガラス張りの二次元水路を用いた。水路の末端には流量を測定するため量水槽を設けている。防潮堤の模型には高さが10, 15, 20, 25 cmの4種類、堤長が2, 5.5 cmの2種類の合計8種類の長方形断面の堰を用いた。実験は各模型について単位幅当りの流量が50 cm²/s から250 cm²/s の5種類とした。越流水深はポイントゲージを用いて、堤前面から1, 10, 100 cmの3ヶ所で測定した。越流後の流動に関しては、図-6に示す水クッションに関するH_s、H_dそしてL_dを測定している。

(2) 結果と考察

従来、越流堰の研究は、開水路の流量測定が主目的であったため、ほとんどのものが上流部の静穏な地点での水位すなわち越流水深と流量を結びつけていた。その代表的な例は本間の式⁵⁾である。しかし、数値計算を前提に考えると、堰から上流の水面は低下背水曲線形になり、越流水深の定義が難しい。非定常流の場合は更に一層複雑となろう。

そこで本研究では、この防潮堤からの越波の問題を一種の抵抗則として表現する方法と越流水深のかわりに比エネルギーを用いた越流公式による方法の2種類の取り扱い方について検討することにした。そして、簡単のため完全越流だけを扱う。

越流水深hと単位幅流量qに関する実験結果の一例を図-7に示す。図中実線は本間公式であり、本間公式の適用範囲 $h/l < 0.5$ 以外でも良好な近似を表わすことがわかる。本実験結果と本間公式との最大相対誤差は25%であった。

まずはじめに、堰の流水抵抗について考える。ここでは、完全越流を考えているので、堰上のどこかで限界水深が生ずる。いま図-6に示すように堰より上波側の2点A、Bと限界水深となる点Cに連続の式とベルヌーイの式を適用する。ここで、B点はA点に近い一地点で、この地点で流れは堰頂より上側の部分に全流量が集中するものと仮定する。この結果

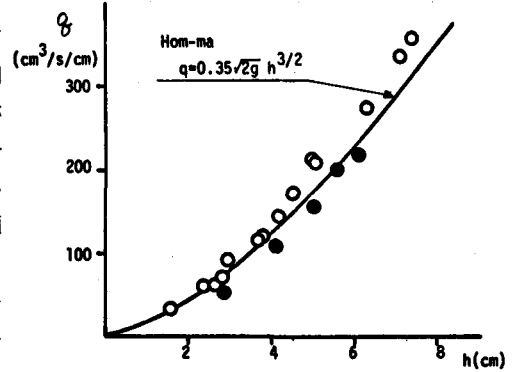


図-7 越流水深と越流量との関係

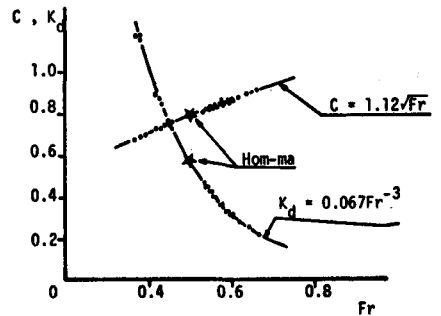


図-8 越流に関する抵抗係数

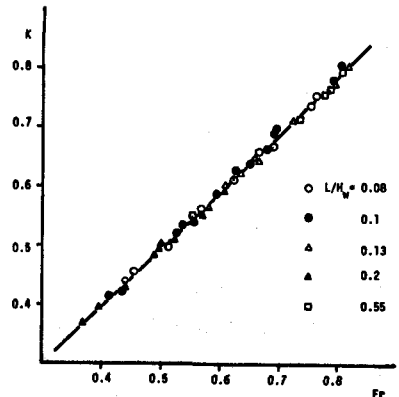


図-9 比エネルギーを用いた越流係数

$$q = H_A V_A = H_B V_B = H_C V_C, \quad \frac{V_A^2}{2g} + H_A = \frac{V_B^2}{2g} + H_B + H_W - \Delta E' = \frac{V_C^2}{2g} + H_C + H_W + \Delta E_w \quad (10)$$

となる。ここで、 $H_A = H_B + H_W$ であり、 $\Delta E'$ はB点で堰頂から下は死水域などとなり堰頂より上の水深で全流量が流れると仮定した場合のエネルギー上昇を意味する。 ΔE_w は堰の流水抵抗である。いま、 $\Delta E' + \Delta E_w$ を $K_d V_C^2 / 2g$ と仮定すると、式(10)から流量係数 C_w が

$$C_w = \frac{1}{\sqrt{1 + K_d}} = \frac{q}{H_C \sqrt{V_B^2 + 2g(H_B - H_C)}} = \frac{Fr_B}{r_B \sqrt{Fr_B^2 + 2(1 - r_B)}} \quad (11)$$

と求めることができ、仮想のB点の値を用いることにより、堰の高さは流水抵抗に考慮する必要がなくなる。ここで、 $r_B = H_C / H_B$ 、 $Fr_B^2 = V_B^2 / g H_B$ である。式(11)で実験結果をまとめると図-8のようになる。堰の流水抵抗係数 K_w はB点のフルード数 Fr_B と良い相関があることがわかる。図中星印は本間の式⁵⁾に相当する値である。抵抗則は

$$K_w = 0.067 Fr_B^{-3} \quad (\text{ただし、測定範囲は } 0.35 < Fr_B < 0.80) \quad (12)$$

となる。

次に、比エネルギーを用いた越流公式について考える。先に述べたように数値計算に越流公式を組み込むことを考えると、従来の越流公式では越流水深をどの地点で採用するかが問題となる。しかし、比エネルギーを用いた越流公式であれば、接近流速水頭を考慮していることになり、このような問題は回避できる。いま、単位幅流量 q と比エネルギー $E = V_A^2 / 2g + H_A$ との関係が越流係数 K を用いて

$$q = K \sqrt{g E}^{1.5} \quad (13)$$

で表わされるものとする。越流係数 K について先に定義したフルード数 Fr_B で実験値を整理すると図-9となる。図によると、越流係数は堰の高さ、堤長、測定点などには一切関係せず、 Fr_B だけで表わされることがわかる。しかも、越流係数は

$$K = Fr_B \quad (\text{ただし、測定範囲は } 0.35 < Fr_B < 0.80) \quad (14)$$

となる。

最後に、越流後の水の流れについて検討する。完全越流の流れでは自由落下する水脈が水路床に衝突して、水脈は上下流へ分流する。このため図-6のように水脈落下点の上流側と堰との間に水クッションが形成される。この水クッションによる水脈の拡散のため、下流に流出する流れは流速が大幅に低減されエネルギー損失がおこる。本研究では、この越流後の水クッション形成に伴うエネルギー損失に関しても一種の抵抗則を用いて評価することを考えた。

限界水深となるC点と水脈落下点直後のD点について連続の式とベルヌーイの式を適用する。すなわち

$$q = H_C V_C = H_D V_D, \quad \frac{3}{2} H_C + H_W = \frac{V_D^2}{2g} + H_D + \Delta E_D + \Delta E_D' \quad (15)$$

である。ここで、 ΔE_D は水クッションによるエネルギー損失を意味し、 $\Delta E'_D$ は堰頂から水路床までの水流の自由落下に伴う位置エネルギーの損失で $\Delta E'_D = H_w + H_c - H_D$ で表わされる。いま、 $\Delta E_D = K_D V_D^2 / 2g$ とおくと、抵抗係数 K_D は

$$K_D = \left(\frac{H_D}{H_c} \right)^2 - 1 \quad (16)$$

となり、簡単な形で表わされる。このような落水水流に関して Rand⁶⁾ は落下指数 $D (q^2 / g H_w^3)$ を用いて

$$\frac{H_D}{H_w} = 0.54 D^{0.425} \quad (17)$$

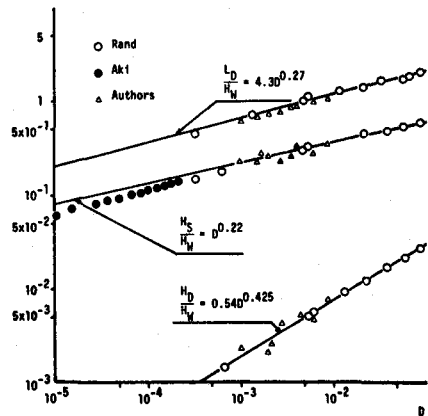


図-10 越流後の水理量

なる実験式を導びいている。式(17)の適用範囲は下流水深 H_s と H_D の路水の対応水深 H_l により $H_s < H_l$ で与えられる。この Rand の式と本実験結果とを比較したものを図-10 に示す。本実験の結果は多少ばらつきがあるが式(17)で近似的に表現可能である。

残された問題は、落水水の飛距離 L_D と水クッションの水深 H_s であるが、これについても Rand が

$$\frac{L_D}{H_w} = 4.30 D^{0.27}, \quad \frac{H_s}{H_w} = D^{0.22} \quad (18)$$

なる実験式を導びいている。この Rand の式と本実験を比べたものも図-10 に示している。なお、 H_s に関しては安芸⁷⁾の実験結果とも比較している。本実験結果は H_s に関しては Rand の式よりも大きめの値となり、 L_D に関しては小さめの結果となっているが、測定精度などの問題もありここでは Rand の式をそのまま採用する。

4. 抵抗則の非定常流の応用

(1) 数値計算法

数値計算の支配方程式は開水路の不定流の方程式とする。計算は leap-frog 法による。一次元漸変流に関する連続および運動量の式は Manning の抵抗則を導入すると

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{A} \right) + gA \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{gn^2 |Q| Q}{H^{4/3} A} = 0 \quad (19)$$

で表わされる。ここで、 A は水深 H に対応する断面積であり、 n は Manning の粗度係数である。

2. 3. で求めた抵抗則はそれぞれ異った形にまとめられているので、ここでは各抵抗則を Manning の粗度係数の形に書きなおすことを考える。すなわち、等価粗度を用いるのである。

大障害物群の流水抵抗を例にとって考えてみる。式(19)の運動量方程式において抵抗項は、 I_e をエネルギー勾配と考えると、 $g A I_e$ の形になっている。従って、大障害物群の領域 1 の流水抵抗によるエネルギー勾配は、領域 1 の長さを ℓ_1 とおくと $I_e = \Delta E_1 / \ell_1$ であるので、等価粗度 n_e は

$$g A I_e = \frac{K_e}{2 \ell_1} \cdot \frac{Q |Q|}{A} = \frac{gn_e^2 |Q| Q}{H^{4/3} A} \quad \text{から} \quad n_e = \frac{K_e H^{4/3}}{2 g \ell_1} = \frac{H^{4/3}}{2 g \ell_1} \left(\frac{1}{C_e^2} - 1 \right) \quad (20)$$

となる。

(2) 家屋等大障害物群の非定常計算

非定常流を用いた大障害物群の流水抵抗に関する水理実験は長さ100m、幅1m、高さ0.5mの鉄筋コンクリート製波動水槽を用いた。模型の配置は定常流と同じ規則的なものとし、流れ方向に3列とした。B=33cm、b=15cm、m=18cm、s=15cmである。実験では、静水時の水深を20cmとし、水位はすべて抵抗線波高形を用いて測定している。

数値計算は、水路の断面を幅33cmの矩形断面とし、大障害物間では幅を15cmとした。大障害物間では、各領域に関して式(20)のような等価粗度を考えて計算した。

このような非定常流を用いた水理実験と数値計算との比較を数例実施したが、その一例を図-11aから図-11gに示す。この計算例は数値計算のメッシュ間隔 Δx を6cmにとったものである。図a、bは大障害物前後の波形および流速分布を示す。また、図cは大障害物前方2mの地点での波形記録で数値計算の境界条件としたものである。図bから図gは各領域における波形記録の比較をしたものである。実線は実測値、一点鎖線は抵抗則を用いた数値計算結果である。なお、破線は大障害物の形状を考慮した平面二次元計算を試行した結果である。大障害物群の流水抵抗は一種の形状抵抗であるので、比較的細かなメッシュを用いた平面二次元計算を実施すれば、大障害物による形状抵抗は向も考える必要がない。この計算例はメッシュを3cmの正方形にとっている。

実測値と抵抗則を組み込んだ一次元計算とを比較すると、計算値の方が多少波高が小さくなっており、最高水位に関して多少位相がずれているが、総じて比較的良好な一致を示している。二次元計算は一次元計算結果より小さな水位上昇となり、障害物の形状抵抗を表現するためにはより細かなメッシュを採用する必要がある。なお、二次元計算は一次元計算に比べ、この例で60倍の演算時間を要した。

(3) 防潮堤の非定常越流計算

非定常流を用いた越流に関する水理実験は定常流の越流の実験に用いた水路を使用した。造波は上流端バルブの急開、急閉による。実験は堰上流2mの地点と堰前面および堰背後の水クッション高を測定している。

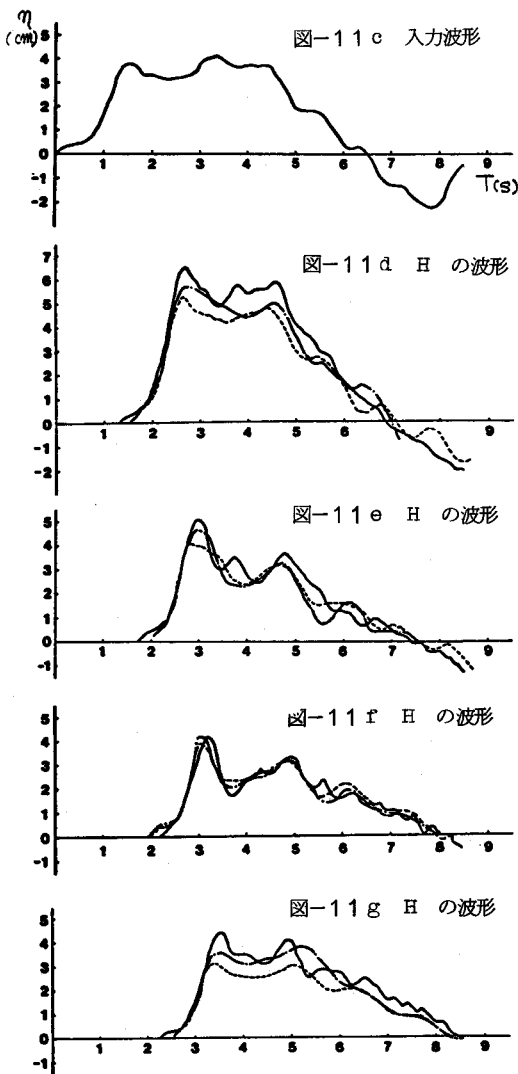
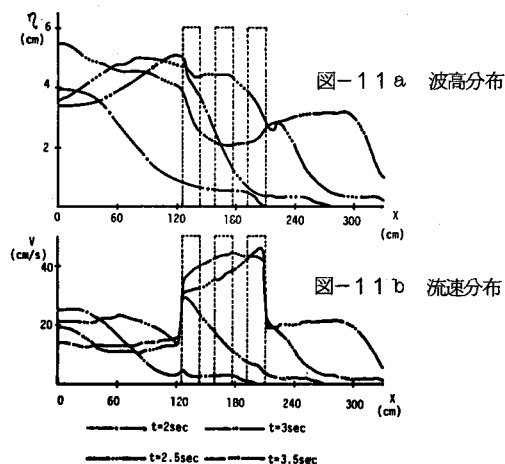


図-11 大障害物の非定常計算例

堰の流水抵抗は特殊な方法で定めたので、数値計算法についてもそれなりの工夫を要する。leap-frog 法の特徴を生かし、堰上の限界水深となる地点に流量計算点を配置し、その1ステップ上流側の流量計算点との間で水理実験で定めた抵抗則を用いるのである。この場合、上流側の計算点での流水断面積 A は堰頂より上部の水深に対応するものとする。抵抗則は大障害物の計算と同様にして等価粗度を用いる。運動量方程式の水面勾配の項は、堰頂付近で背水低下曲線のように大きな曲率となることから考え、2次曲線近次の計算を採用した。

比エネルギーを用いた越流公式を用いる方法は、堰に流量計算点を配置し、それより1ステップ上流の計算点での比エネルギーを計算し、越流式(14)、(15)を用いて計算する方法を用いた。

越流後の計算については、 $H_B < H_J$ の範囲で Rand の式を用いて水脈の飛距離 L_D と H_D を定め、 L_D に対応する計算点で式(17)から定まる等価抵抗を用いて計算を行なった。

非定常越流に関する水理実験と数値計算との比較の一例を図-12に示す。図aは計算に用いた境界条件を示す。

図bは堰直前の波形変化を表わす。実験値との対応は各方法良好な一致を示す。図cは水クッションの水深に関して比較したものである。実験値に比べ多少低い水深となっている。

なお、越流量は実験値を1とすると、抵抗則による方法が1.2、比エネルギーを用いた越流式による方法が1.1、本間の式による方法では1.3となった。差は大きいものではない。

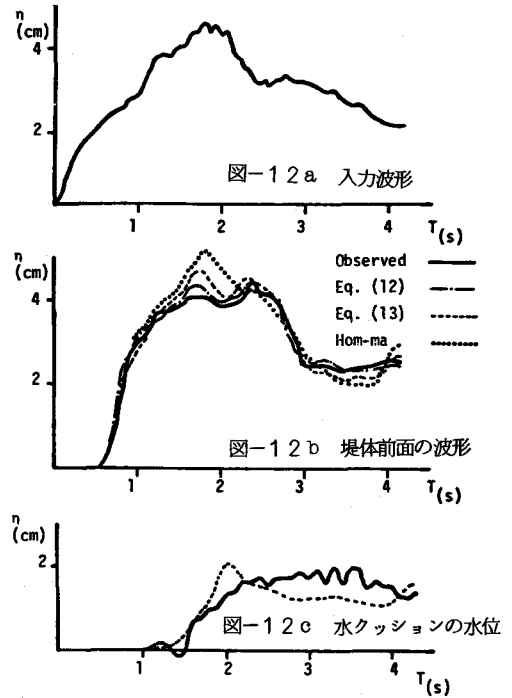


図-12 越流の非定常計算例

5. 結 論

本研究では、大障害物群の流水抵抗に関して、水理実験と数値計算を通じ検討を実施したが、主要な結論は以下のとおりである。

①市街地などの大障害物群の流水抵抗は、最前列、中間、最後列の3つの領域に分類すると、縮流比やフルード数を用いて整理でき、また簡単な式で表わすことができ、この抵抗則を数値計算に組み込むことにより、非定常流に関しても比較的精度の良い計算が可能である。

②防潮堤からの越流に関しては、従来よく用いられて来た本間の式よりも比エネルギーを用いた越流式を用いた方が、精度もよい。また、越流後の水クッション形成に伴うエネルギーの損失も、本研究で示した抵抗則を用いた方法によると、計算が可能である。

本研究の一部は文部省科研費（代表 東京大学教授 堀川清司）による。

参考文献

- 1) 後藤智明・首藤伸夫：各種津波遡上計算法と波先端条件の比較，第27回海講，pp. 80～84，1980。
- 2) 細井正延・坪田幸雄：陸岸に遡上した津波の障害物付近の流況，第27回海講，pp. 85～89，1980。
- 3)，5) 水理公式集。
- 4) 笹川稔郎・首藤伸夫：大障害物群の流水抵抗，第34回年講，pp. 101～102，1979。
- 6) Rand, W: Flow geometry at straight drop spillways, Proc. ASCE, Vol 81, 1955.
- 7) 安芸周一：アーチダム中央越流型洪水吐水たきのデフレクター効果に関する研究，電力中研技報，Vol 13, 1963。