

津波の研究 (I)

—段波津波の波速について—

福井 芳朗*・白石 英彦***

中 村 充**・佐々木 泰雄***

1. 緒 言

古来わが国は幾度となく津波の猛威に襲われてきた。なかでも、1960年5月25日、本邦太平洋岸一帯を襲った、チリ地震津波の惨禍はいまだ記憶に新しい。

津波は外洋海域において波形勾配のきわめて小さな、ほとんど平面的な長波として発生して陸岸に到達する。そして陸岸に対して大きな破壊力をおよぼすのは、比較的陸岸近くまで十分な深海の存在する場合であって、深海域と陸岸とに十分な距離がある場合には津波エネルギーの到達する割合は小さい。わが国で津波被災地として著名な三陸沿岸は前者の条件を満たしている。すなわち海岸線に沿って海深 5000～8000 m の日本海溝が横たわり、これが比較的沿岸近くまでせまっている。このため大きいままの津波エネルギーが輸送されて、浅い水域に集中するのである。

津波の変形を湾形など平面的な形から論ずると、まず第一に共振である。湾の固有振動周期に津波周期が近くなると、先行波のエネルギーが共振という形で蓄積され津波エネルギーが累加されていっそう巨大なものとなる。次に反射収束現象である。このため湾奥には局部的に大きくエネルギーが集中する。なおこの現象は、よく反射するほど、すなわち両側が岸壁で、かつ海深が深いほどはなほだしい。また湾奥で浅くなっている場合は砕波型となるから反射収束したエネルギーがここで消費され被害を甚大にすることになる。つぎに深海域から述べると、外洋深海域における長波が陸岸に接近するにしたがって、水深の影響を受けて変形し、ついには砕波して進行する。津波はその波長がきわめて長く、その規模も大きいので、砕波の形は普通重力波の場合と異なり、より段波的な形となる。また大陸棚などで急激な水深減少のあるところではいっそう段波的な砕波となる。また、非砕波の状態で湾口に至れば、共振型の流れとなって湾内にエネルギーを輸送する。ここに防災上から見た、直接的な類型として、前者を砕波進行型津波、後者を共振定常型津波、として分類する。

また津波対策工法上にも多くの問題をもっている。すなわち、津波の陸岸遡上の問題、津波堤防に関しては、

堤防面遡上、越流量、波圧などの設計条件をどう取り扱うか、堤防の位置、構造などについてもまだ未解決である。筆者らはチリ地震津波の復旧計画にあたっている現地技術者が当面する技術的諸問題の解決に資するためその努力を続けてきた。すなわち、陸岸に対し最も大きな破壊力をおよぼすと考えられる砕波して進行する段波津波について、堤防におよぼす影響を理論的、実験的に究明し、まだ不十分とはいえない一応堤防設計上必要な定量的な式と設計の指針を確立することができた。ここでは第Ⅱ報における諸解析に必要な段波津波の波速について報告する。

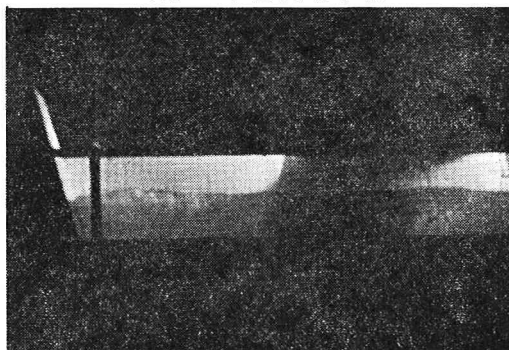
2. 実験装置とその方法

津波堤防は陸上に築かれているか、あるいは前浜水深のきわめて浅いところに築かれている場合がほとんどである。したがってこのような堤防は砕波して段波型となった津波を受ける場合が多く、またこのような津波が最も大きい破壊力をおよぼすのである。筆者らはこのような砕波して進行する段波型の津波について実験した。なおこの実験は波の規模による影響を調べるため、大小2つの実験装置によって実施した。

(1) 小型実験装置

この装置は図—1 および写真—1 に見るように水槽は 0.6 m×0.6 m×21.0 m の片面ガラス張り鋼製水槽を用い、水槽の一端に傾角可変の堤防受圧面を設け、この面上に波圧計を3個取りつけた。また水槽の外端より招戸式の段波発生装置を設けた。この装置によって発生した段波は孤立波であるがその波長、波形を変える意味で招戸位置を5カ所に移動できるようにして貯溜水量を変えた。

写真—1 小型実験水路

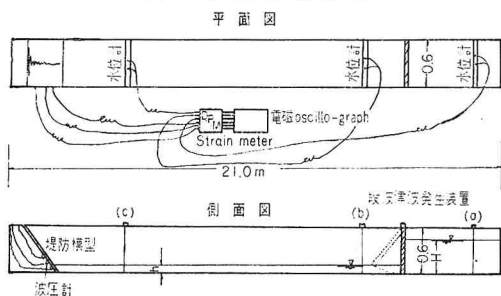


* 正員 農博 農林省金沢農地事務局

** 正員 農博 農林省農業土木試験場

*** 正員 農林省農業土木試験場

図-1 小型実験装置



段波発生装置は上端鉸点の招戸で、これをワイヤロープで水槽壁に設けて小突起板に締めつけ反対側には同じワイヤロープで引張り、その先端に鉋重をつけて開いた招戸が再び水面に落ちないようにしてある。段波の発生は所定の水深に水を入れたのち招戸を閉じてワイヤを締めつけ、内側に所定の水位まで水を増加する。しかるのち締めつけワイヤを一気にはずし、招戸を鉋重により急開して段波を発生させる。

(2) 大型実験装置

図-2 および 写真-2, 3, 4 に見るように、2.0m×2.0m×100.0m の造波水路の中間に小型実験装置における段波発生装置と同じ機構の段波発生装置を設けた。波圧の測定には堤防模型に、のり面に沿って、間隔 20 cm ごとに波圧計を 6 個取りつけた。

(3) 実験計測装置

段波津波の諸元を合理的に測定するために、水位計を図-1, 2 に示すように配置し、招戸直前と堤防直前の

写真-2 大型実験水路 (正面は堤防模型)

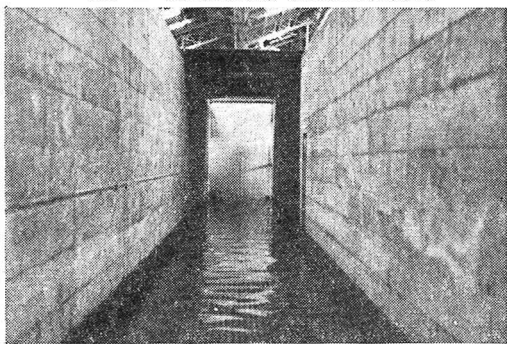


写真-3 大型段波津波発生装置

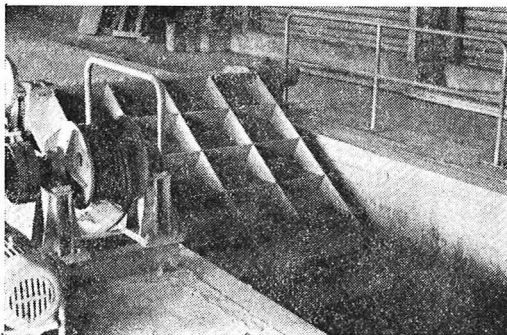


写真-4 堤防模型 (大型実験)

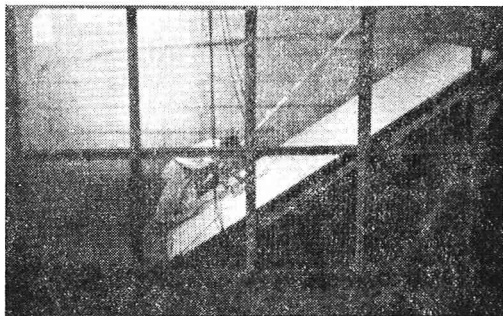
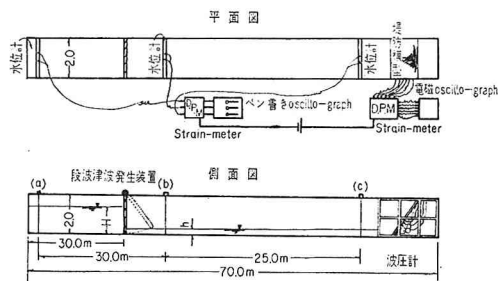
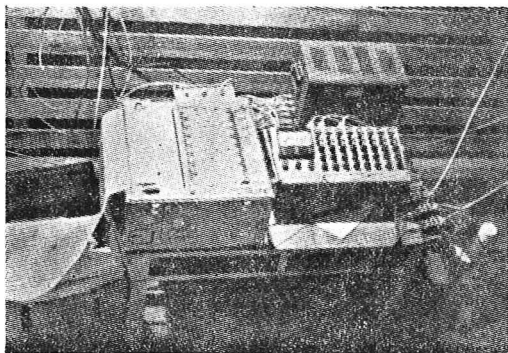


図-2 大型実験装置



水位計はこの間における波形変化およびこの間の波速を記録し、招戸内にある水位計は招戸開放による水位の低下を記録し、その下限を求めて、段波(孤立波)波長を求めるようにしてある。水位計は2本の極線間の水の抵抗値を Bridge 回路に組んで、水位の変化を抵抗値の変化に変えて、小型実験においてはこれを Strain-meter で増幅し、電磁 Oscillograph に記録させた。大型実験においては Strain-meter で増幅したものをさらに直流増幅器で増幅して、これをペン書き Oscillograph に記録させた。写真-5 はその装置を示すものである。

写真-5 ペン書き Oscillograph による大型実験の水位計記録装置



時間の測定はそれぞれの Time-mark によった。

波圧の測定には大型、小型実験とも同種の波圧計を用い、その感度は小型実験においては、 $-50 \sim 200 \text{ g/cm}^2$ で精度は $\pm 0.01 \text{ g/cm}^2$ である。大型実験の場合は、 $-20 \sim 500 \text{ g/cm}^2$ で、精度は $\pm 0.01 \text{ g/cm}^2$ である。記録の方法はいずれも Strain-meter に入れて増幅して電磁 Oscillograph で記録した。写真-6 は大型実験の場合

の検出部であり、写真-7 はその記録部である。

写真-6 大型実験における波圧計検出部

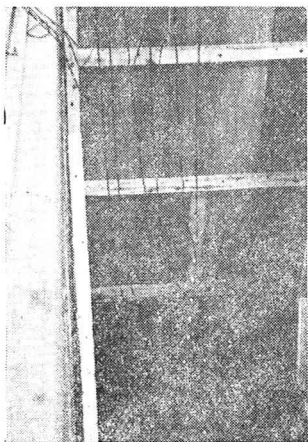
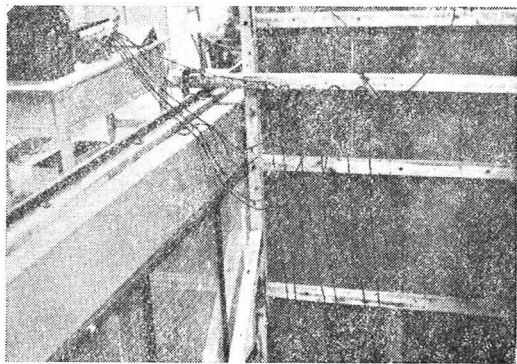


写真-7 大型実験における波圧計記録部



(4) 実験結果

図-3 は小型実験の電磁 Oscillograph の記録である。④, ⑤, ⑥は水位計記録であり、④は招戸内に設けた水位計記録で招戸の開放と同時に水位が低下して最低となったまま反射波が到達するまで低水位を維持している。⑤は招戸の直前におかれた水位計記録で、発生直後の段波津波をとらえている。⑥は堤防直前の水位計記録でまず入射波をとらえ、引き続いて入射波と反射波の干渉による重複波を記録している。この状況を写真にとらえて見れば、写真-8, 9, 10 に見るとおりである。

図-3 小型実験における電磁 Oscillograph の記録

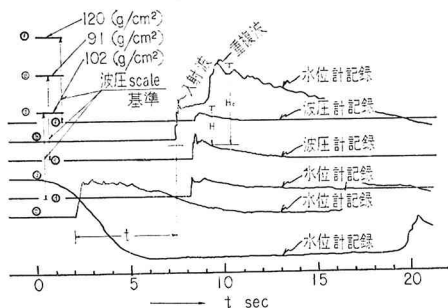


図-4 は大型実験のペン書き Oscillograph による水位計記録で、小型実験の場合と同じ性質の記録である。

写真-8 碎波して進行する段波津波 (小型実験)

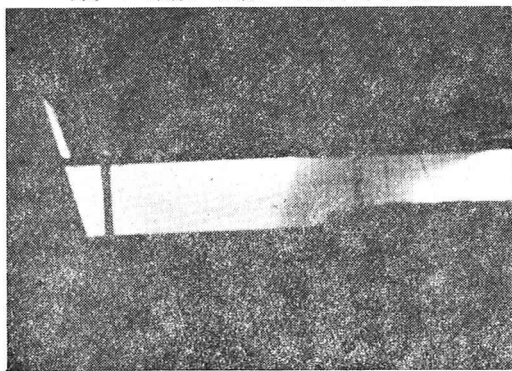


写真-9 段波津波が堤防に衝突して遡上し重複波を発生せしめる状態 (小型実験)

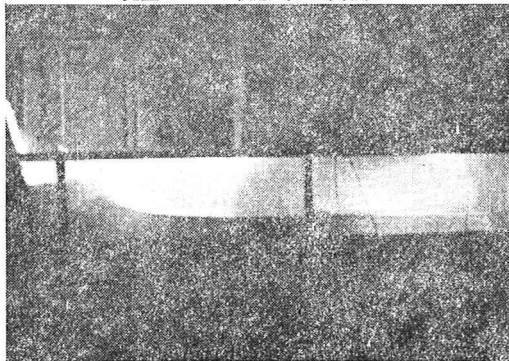
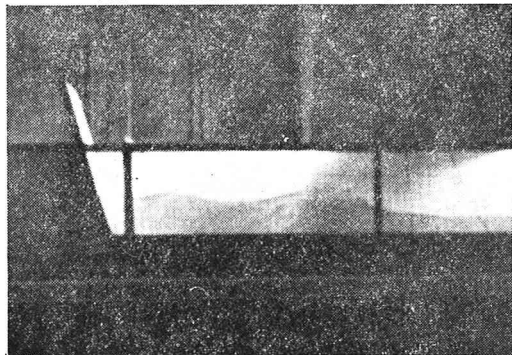
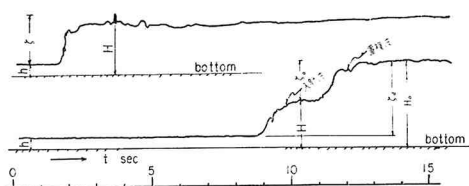


写真-10 重複波の発達状況 (小型実験)



入射波、重複波はいっそう顕著にとらえている。写真-11 は大型実験における段波津波が堤防に衝突した状態をとらえたものである。

図-4 大型実験のペン書き Oscillograph による水位計記録



波圧計の記録は小型実験においては図-3 における④, ⑤, ⑥がそれぞれであり、大型実験においては図-5 に見るとおりで、いずれも段波津波が堤防に衝突したとき急激に大きな波圧が表われ、続いて、ある大きさの波圧が

写真-11 段波津波が堤防に衝突した状態 (大型実験)

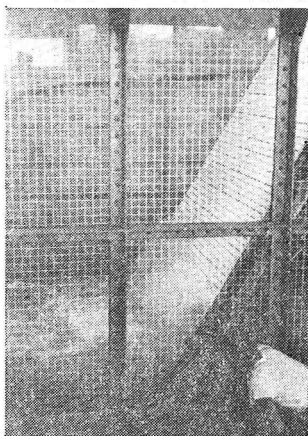
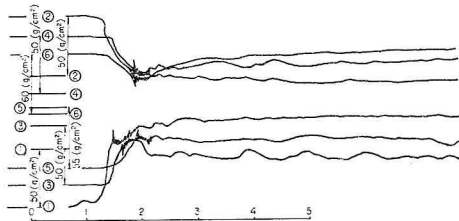


図-5 大型実験における電磁 Oscillograph による波圧計記録



持続している状況が顕著に表われている。

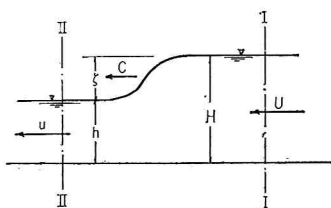
これらの記録から最初に決定した段波津波の測定項目をすべて読みとることができるようになっている。ただし堤防面遡上高については堤防模型にとりつけられている Scale から目測によらなければならなかった。なお抵抗線型水位計には水位と抵抗値との間に Linearity が得られないので、あらかじめ水位の変化と抵抗値の関係を示す Scale をつくっておき、これによって水位を読みとった。

3. 段波津波の波速

段波津波の水理学的、力学的諸特性を調べるためにはまず、波速、および流速について検討しておく必要がある。いま図-6に示すように波速を c 、前浜の流速を u 、波頭が通過したあとの流速を U 、前浜水深を h 、波頭が通過したのちの水深を H 、波高を ζ 、密度を ρ として、段波先端をふくむ2つの断面 I-I、II-II を考え、その連続性条件を考えることによって次式が成立する。

$$\bar{U}H - ah = c\zeta$$

図-6 段波



$$c = \frac{\bar{U}H - ah}{\zeta} \dots \dots \dots (1)$$

ここに

$$\zeta = H - h \dots \dots \dots (2)$$

$$\bar{U} = \frac{ah + c\zeta}{H} \dots \dots \dots (3)$$

ただし、 $\bar{U}$ 、 a はそれぞれ U 、 u の平均値を示す。

つぎにこの部分に Euler の運動量法則を適用する。

流れ方向について

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\iiint_{V_1} \rho U dV + \iiint_{V_2} \rho u dV \right] - \iint_{S_1} \rho U^2 dS + \iint_{S_2} \rho u^2 dS = \iint_{S_1+S_2} p dS - \iint_{I_0} \tau dl \dots (4)$$

ここに ρ : 水の密度, τ : 底面摩擦応力, V : 容積,

S : 面積,

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_1} \rho U dV = r_1 \rho \bar{U} \frac{\partial V_1}{\partial t} = r_1 \rho c H \bar{U}$$

$$\text{ただし } r_1 = \frac{1}{V_1} \iiint_{V_1} \frac{U}{\bar{U}} dV = 1 \dots \dots \dots (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_2} \rho u dV = r_2 \rho \bar{u} \frac{\partial V_2}{\partial t} = -r_2 \rho \bar{u} c h$$

$$\text{ただし } r_2 = \frac{1}{V_2} \iiint_{V_2} \frac{u}{\bar{u}} dV = 1 \dots \dots \dots (6)$$

$$\iint_{S_1} \rho U^2 dS = r_1 \rho \bar{U}^2 S_1 = r_1 \rho \bar{U}^2 H$$

$$\text{ただし } r_1 = \frac{1}{S_1} \iint_{S_1} \left(\frac{U}{\bar{U}} \right)^2 dS \dots \dots \dots (7)$$

$$\iint_{S_2} \rho u^2 dS = r_2 \rho \bar{u}^2 S_2 = r_2 \rho \bar{u}^2 h$$

$$\text{ただし } r_2 = \frac{1}{S_2} \iint_{S_2} \left(\frac{u}{\bar{u}} \right)^2 dS \doteq 1 \dots \dots \dots (8)$$

$$\iint_{S_1} p dS = \frac{1}{2} w_0 H^2 \quad \iint_{S_2} p dS = -\frac{1}{2} w_0 h^2$$

ただし式中、 w_0 : 流体の単位体積重量。

つぎに式 (5) のうち、 $\iint_{I_0} \tau dl$ については簡単には論じられないが、摩擦応力の観念を導入して、つぎのように表わしておく。

$$\tau = \rho U^{*2} = \rho \frac{\bar{U}^2}{\left(A_r + \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{z}{k} \right)^2} \dots \dots \dots (9)$$

ここに

τ : 底面摩擦応力

U^* : 摩擦速度

κ : Karman 常数

k : 底面の粗滑を表わすと考えられる量

z : 流れの規模を示すパラメーター (水深等)

A_r : 流れの速度分布に関する係数

また積分域 l_0 について、 h 、 H 、 n (底面粗度係数) の関係において規定されたと考えられる。 l_0 区間における τ の平均値を用いて

$$\iint_{I_0} \tau dl = \frac{l_0/H}{\left(A_r + \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{z}{k} \right)^2} \rho H \bar{U}^2 = \eta_3 \rho H \bar{U}^2$$

$$\text{ここに } \eta_3 = \frac{l_0/H}{\left(A_r + \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{z}{k}\right)^2} \dots\dots\dots(10)$$

よって、 η_3 は前浜水深 h 、入射波高 ζ 、底面粗度係数 n の関係と見ることができる。すなわち

$$\eta_3 = F(n, h/H) \dots\dots\dots(11)$$

で示される。

以上に解析した各項を式(5)に代入すれば、運動量方程式として

$$\bar{U} = \frac{h(r_1 + r_2)}{2(r_1 H - \eta \zeta)} \bar{a} \pm \sqrt{\left[\frac{h(r_1 + r_2)}{2(r_1 H - \eta \zeta)}\right]^2 \bar{a}^2 + \frac{g \zeta^2 (H + h) - 2 h (r_2 h + \eta_2 \zeta) \bar{a}^2}{2 H (r_1 H - \eta \zeta)}} \dots\dots\dots(13)$$

式(13)を式(1)に代入して波速 c は

$$c = \frac{1}{\zeta} \left[\left\{ \frac{h H (r_1 + r_2)}{2(r_1 H - \eta \zeta)} - h \right\} \bar{a} \pm \sqrt{\left\{ \frac{h H (r_1 + r_2)}{2(r_1 H - \eta \zeta)} \right\}^2 \bar{a}^2 + \frac{g \zeta^2 H (H + h) - 2 h H (r_2 h + \eta_2 \zeta) \bar{a}^2}{2(r_1 H - \eta \zeta)}} \right] \dots\dots\dots(14)$$

以上の式に式(5)、(6)、(8)の関係を代入して $r_1 = r_2 = 1$ 、 $\eta_2 = 1$ とおけば

$$\bar{U} = \frac{h \bar{a}}{H - \eta \zeta} \pm \sqrt{\left(\frac{h \bar{a}}{H - \eta \zeta} \right)^2 + \frac{g \zeta^2 (H + h) - 2 h H \bar{a}^2}{2 H (H - \eta \zeta)}} \dots\dots\dots(15)$$

$$c = \frac{1}{\zeta} \left[\frac{\eta \zeta h}{H - \eta \zeta} \bar{a} \pm \sqrt{\left(\frac{h H \bar{a}}{H - \eta \zeta} \right)^2 + \frac{g \zeta^2 H (H + h) - 2 h H^2 \bar{a}^2}{2 (H - \eta \zeta)}} \right] \dots\dots\dots(16)$$

式(17)、(18)を用いて $\bar{U}$ 、 c などを計算する場合、式中の η が定まっておればよいわけである。ただし同式中の複号は正または負の段波が指定した方向に伝達する場合に(+), 反射の場合に(-)をとる。 η の値は式(14)、(8)、(12)、(13)より定まり

$$\eta = \frac{1}{H} \int_H \left(\frac{U}{\bar{U}} \right)^2 dH - F\left(n, \frac{h}{H}\right) \dots\dots\dots(17)$$

で表わされる。式中第1項は段波の進行にともなうかく乱の程度を示す量でかく乱係数とも呼ぶべき量であり、第2項は底面の抵抗を規定する係数である。第1項はかく乱が十分に行なわれて $U = \bar{U}$ に近い分布となる場合、いいかえれば

$$h/H \rightarrow 0 \text{ で } \frac{1}{H} \int_H \left(\frac{U}{\bar{U}} \right)^2 dH \rightarrow 1 \dots\dots\dots(18)$$

となるであろう。また第2項についてはかく乱規模の大なるほど、すなわち h/H の小なるほど大で、波高 ζ が小なるほど小となる。すなわち

$$h/H \rightarrow 1 \text{ で } F\left(n, \frac{h}{H}\right) \rightarrow 0 \dots\dots\dots(19)$$

となるような量と考えられる。いまかく乱係数を近似的に

$$\frac{1}{H} \int_H \left(\frac{U}{\bar{U}} \right)^2 dH \doteq 1$$

とおき底面抵抗を無視すれば

$\eta \doteq 1$ となり、このとき式(14)は

$$c = \frac{1}{\zeta} \left[\zeta \bar{a} \pm \sqrt{H^2 \bar{a}^2 + \frac{g \zeta^2 (H + h)}{2 h} H^2 \bar{a}^2} \right]$$

$$r_1 \rho \bar{U} c H - r_2 \rho a c h - \eta_1 \rho \bar{U}^2 + \eta_2 \rho \bar{a}^2 h \\ = (w_0/2)(H^2 - h^2) - \eta_3 \rho H \bar{U}^2$$

$$\text{ここで } \eta_1 - \eta_3 = \eta \dots\dots\dots(12)$$

とおき c で整理して

$$c(r_1 \bar{U} H - r_2 a h) - (\eta \bar{U}^2 H - \eta_2 \bar{a}^2 h) \\ = (g/2)(H^2 - h^2)$$

式(1)を代入して c を消去して $\bar{U}$ でとけば、

$$= \bar{a} \pm \sqrt{\frac{g H}{2 h} (H + h)} \dots\dots\dots(20)$$

となり従来の段波の波速の式と一致する。式(20)は上述のように、 $\eta \doteq 1$ とした近似式であるが、その適用限界について考察すれば式(20)は

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} c \rightarrow \infty$$

というむじゅんを持つ。すなわち式(20)は h が小となるにしたがって、式(20)の適用は h/H についての限界を与えなければならない。特に津波において起こりやすい h/H の小なる領域まで式(20)を適用することには不合理となる。式(16)においては

$$\lim_{h \rightarrow 0} c = \sqrt{\frac{g H}{2(1 - \eta)}}$$

となり、有限確定で h/H の全領域で有効であることがわかる。つぎに、 η の値を実験的に求めることにする。この実験においては、 $a \doteq 0$ であるから、このとき式(15)、(16)はそれぞれ

$$\bar{U} = \zeta \sqrt{\frac{g(H + h)}{2 H (H - \eta \zeta)}} \dots\dots\dots(21)$$

$$c = \sqrt{\frac{g H (H + h)}{2 (H - \eta \zeta)}} \dots\dots\dots(22)$$

となる。

以上の式(15)、(16)、(21)、(22)は筆者らの導いた段波の波速に関する新しい式で、従来の式を包含した一般形で求められている。実験によって求めた η の値は

図-1 抵抗係数 (η) と h/H の関係

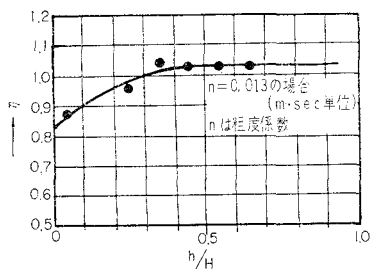


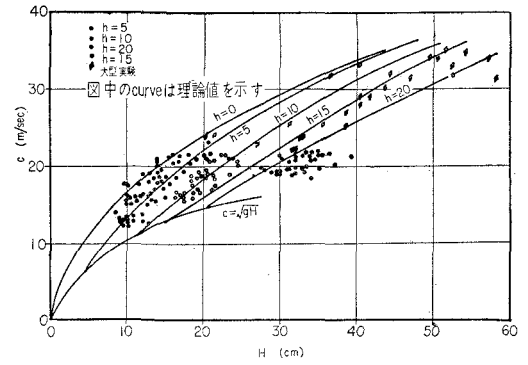
図-7 のとおりである。図中の観測値は最小自乗法によって求めた中央値である。

理論式 (14), (16) をこの実験条件に適用し簡単化した式 (22) と実験値を比較すれば、図-8 に示すとおりである。ただし図中の実線は式 (22) による理論曲線である。 $h=20$ cm の観測点が理論値より小さい傾向をもつのは使用した実験水路が幅 60 cm の鋼製水路であるため側壁の影響が水深上昇とともに次第に大となったためと考えられる。このことは大型実験の側壁による影響を除かれた実験値が、よく理論値と合っていることから裏づけられる。すなわち、理論式は実験値とよく一致する。

4. 結 語

実験の方法と第II報に報告する堤防におよぼす影響の解析に関連する段波津波の波速について述べた。ここに報告した実験の方法は第II報において考察する諸現象の

図-8 段波津波の波速理論値と実験値



実験を示すものである。したがって第II報においては特別実験の方法について述べることをしない。

なお、参考文献は第II報に一括してあげることにする。