

津波のサージング・フロント

SURGING FRONT OF TSUNAMIS

松富英夫*

By Hideo MATSUTOMI

This paper presents an analytical study on the hydraulic characteristics of a surging front on a gently sloping beach caused by tsunamis forming a partial clapotis, based on the conventional shock relations. The validity of the solution on the height of surging front is examined through comparison with the results of laboratory experiments. It is found that agreements between the theory and the experiments are very well. The solutions are affected by the run-up height of the tsunamis. Therefore, it is also discussed analytically. The comparison of the theoretical and the experimental results shows that the theoretical result well describes the run-up height of tsunamis with a relatively large reflection coefficient.

Keywords: tsunami, wave run-up, surging breaker

1. まえがき

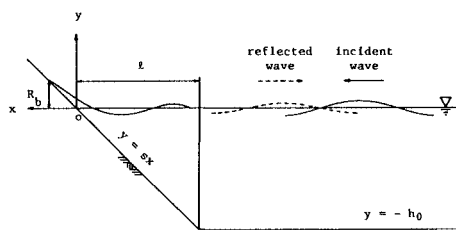
非分散性の非碎波津波の陸上遡上問題は理論的にも数値解析的にもほぼ解決されている。しかし、碎波津波に関しては、一次元の簡単な地形下での波先端段波高や遡上高について実験的^{1),2)}、数値解析的³⁾および若干の理論的研究⁴⁾が行われている段階で、まだ多くの問題が残されている。特に、陸上遡上時におけるサージング・フロントでのエネルギー損失、サージング・フロント高やその海岸構造物等に及ぼす力積等の場所(時間)的变化についてはほとんど研究が行われていない状況である。これらについての知見は陸上氾濫水による地形変化や津波防災施設等への波力の算定等において非常に重要であるにもかかわらずである。

以上のような碎波津波の研究状況に基づき、本研究は非線形性の弱い、比較的反射率の大きな緩斜面上の部分重複津波を対象として、線形の場合および非線形効果を考慮した取り扱いによる場合のサージング・フロントでのエネルギー損失、サージング・フロント高とその力積の場所(時間)的变化について理論解析を目的とするものである。よって、戻り流れや Wave set-up 効果等が

大きく影響する場合は研究対象外である。これらの結果は津波の遡上高に影響される。したがって、本研究では部分重複津波の遡上高についても理論解析を行う。線形理論による遡上高についてはすでに文献5)にて発表済みである。しかし、非線形効果を考慮した遡上高誘導の際の必要性から、その誘導過程の概要を記すことにする。

2. 遡上高

本研究は図一に示す地形域の部分重複津波を対象とする。そして、以下に出てくるすべての量は沖の水平底での静水深 h_0 を水平・鉛直両方向の長さの測度、 g を重力加速度としたとき $\sqrt{h_0/g}$ を時間の測度として無次元化されて議論される。したがって、速度は $\sqrt{gh_0}$ 、応力は ρ を水の密度として ρgh_0 、単位幅当たりのエネルギー



図一 対象地形と座標系

* 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)

ギーは $\rho g h_0^3$ で無次元化されている。

(1) 理 論

沖の水平底での入射波は十分に線形的であるとする。このとき、線形理論による完全重複津波の遡上高は^{(6),(7)}

$$\frac{R_n}{H_0} = \left[J_0^2 \left(2 \frac{\sigma}{S} \right) + J_1^2 \left(2 \frac{\sigma}{S} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \equiv A \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 R_n ：完全重複津波の遡上高、 H_0 ：沖の水平底での入射波高、 σ ：角周波数、 S ：斜面勾配、 A ：入射波の初期汀線での波高増幅率、 J_0, J_1 ：第1種 Bessel 関数。また、部分重複津波の斜面上での波形 η は

$$\eta = \frac{A_i}{2} (1 - K_r) H_0 \left\{ J_0 \left(2 \sigma \sqrt{-\frac{x}{S}} \right) \cos \sigma t - N_0 \left(2 \sigma \sqrt{-\frac{x}{S}} \right) \sin \sigma t \right\} + A_r K_r H_0 J_0 \left(2 \sigma \sqrt{-\frac{x}{S}} \right) \cos \sigma t \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 A_i ：進行波成分の波高増幅率、 A_r ：反射波成分の波高増幅率、 K_r ：反射率、 x ：初期汀線を原点として陸方向を正とする水平距離座標、 t ：時間、 N_0 ：第2種 Bessel 関数。式(2)の A_i は $x=0$ で零となるべきものである。よって、部分重複津波の遡上高 R_b は

$$R_b = A_r K_r H_0 = A K_r H_0 \dots\dots\dots (3)$$

式(1)を用いると、式(3)は

$$\frac{R_b}{H_0} = K_r \frac{R_n}{H_0} \dots\dots\dots (4)$$

ところで、式(1)の砕波領域での近似式は⁷⁾

$$\frac{R_n}{H_0} \doteq \sqrt{2} \pi \left(\frac{l}{L_0} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\pi \frac{\sigma}{S} \right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 l ：斜面の水平長、 L_0 ：沖の水平底での入射波長。また、梶浦の砕波条件⁸⁾、Miche の反射率の定義⁹⁾ および式(5)の遡上高の近似式を用いた時の反射率は

$$K_r \doteq \frac{1}{4\sqrt{2}\pi^2} \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-1} \left(\frac{l}{L_0} \right)^{-\frac{3}{2}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-1} \left(\frac{\sigma}{S} \right)^{-\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (6)$$

よって、式(5)、(6)を式(4)に代入すると、本研究対象津波の線形理論による遡上高の近似式として次式を得る。

$$\frac{R_b}{H_0} \doteq \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-1} \left(\frac{l}{L_0} \right)^{-2} = \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-1} \left(\frac{\sigma}{S} \right)^{-2} \dots\dots\dots (7)$$

次に、波の斜面上での非線形効果を考慮した遡上高の誘導を行う。沖の水平底での入射波が十分に線形的である津波を対象としているので、斜面上での波の非線形効果を含む完全重複津波の遡上高と部分重複津波の反射率はおのおの式(1)と(6)で与えられるとしてよい⁸⁾。そこで、全体としてのエネルギー損失は線形の場合も非線形効果を考慮した場合も同じであるが、サージング・フロント遡上途中でのその失われ方が異なり(これはサージング・フロントの遡上速度が異なるといってもよ

い)、部分重複津波の遡上高は完全重複津波のそのの何割かであるという考えに立つことにすれば、非線形効果を含む部分重複津波の遡上高はこれらを用いて次式のように表現されよう。

$$\frac{R_b}{H_0} = G(K_r) \frac{R_n}{H_0} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $G(K_r)$ は K_r の未知の関数で、線形理論では $G(K_r) = K_r$ である。これは斜面上での非線形効果をすべて $G(K_r)$ に担わせていることに相当する。

ところで、梶浦は非線形抵抗項を含む浅水理論の次元の考察から出発し、完全に砕波する周期波の遡上高に関する Hunt の実験式¹⁰⁾ と Togashi and Führbötter¹¹⁾ や岩崎・真野¹²⁾ の実験結果を通して、砕波し抵抗の影響を受ける非線形的周期波の遡上高として次式を推察している¹³⁾。

$$\frac{R_b}{H_0} \sim \left(\frac{S}{f} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma}{S} \right)^{-\frac{3}{4}} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 f ：抵抗係数で $\tau_0 = f u^2$ と定義、 τ_0 ：底面せん断応力、 u ： x 軸方向断面平均水粒子速度。したがって、式(5)、(6)、(8)から非線形効果を含んだ部分重複津波の遡上高の式(9)を得るには、 $G(K_r)$ が次式のようにであればよいことになる。

$$G(K_r) = \sqrt{K_r} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma}{S} \right)^{-\frac{3}{4}} \dots\dots\dots (10)$$

式(10)は式(8)の未知関数 $G(K_r)$ を K_r の任意次数の単項式と仮定し、式(5)、(6)を式(8)に代入して得られる (H_0/h_0) と (σ/S) の項のそれぞれにかかる指数が式(9)のそれと一致するように任意次数を決定して誘導されている。ここで、 $G(K_r)$ を K_r の任意次数の単項式と仮定したのは式(6)と(9)がともに単項式であることによる。よって、式(5)、(10)を式(8)に代入すれば、本研究対象の非線形効果を考慮した部分重複津波の遡上高として次式を得る。

$$\frac{R_b}{H_0} \doteq \sqrt{\pi} \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma}{S} \right)^{-\frac{3}{4}} \dots\dots\dots (11)$$

式(9)は Hunt の式や滑面での実験結果を通して得られたものなので、式(11)は斜面が滑面の場合のみに適用できると考えられる。粗面の場合は式(9)、(11)から次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{R_b}{H_0} &\doteq \sqrt{\pi} \left(\frac{f_s}{f} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma}{S} \right)^{-\frac{3}{4}} \\ &= \sqrt{\pi} \left(\frac{n_s}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{H_0}{h_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma}{S} \right)^{-\frac{3}{4}} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで、 n は Manning の粗度係数で、添字 s は滑面での値であることを示す。

入射波高水深比をパラメーターとした式(7)と(11)の計算例を図-2に示す。実線が式(11)、一点鎖線が

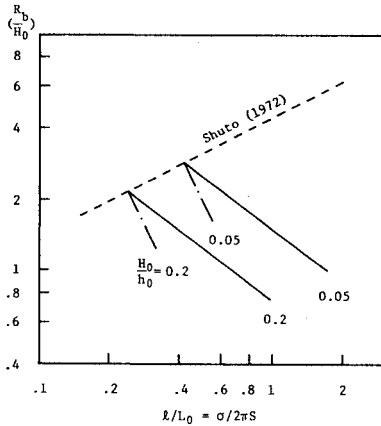


図-2 相対遡上高

式(7)であり、破線は式(5)である。式(7)と(11)は式(5)上で一致する。その他での両者の差は斜面上での非線形効果に基づくもので、線形理論に対するその増幅割合 A_s は

$$A_s = \frac{1}{\sqrt{K_r}} - 1 = \sqrt[4]{\pi \left(\frac{H_0}{h_0}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma}{S}\right)^{\frac{1}{4}}} - 1 \dots\dots\dots(13)$$

ということになる。ただし、碎波領域での線形理論の適用範囲は狭いことに注意を要する⁵⁾。

(2) 実験結果との比較

式(12)の妥当性の検討を実験結果との比較により行う。線形的な波に対する式(7)の妥当性はすでに検討済みである⁵⁾。

実験は引波初動の長波条件を満足する波を入射させて行い、第1波目の遡上高を実験値とした¹³⁾。入射波周期と波高は zero-down cross 法によっている。実験条件は

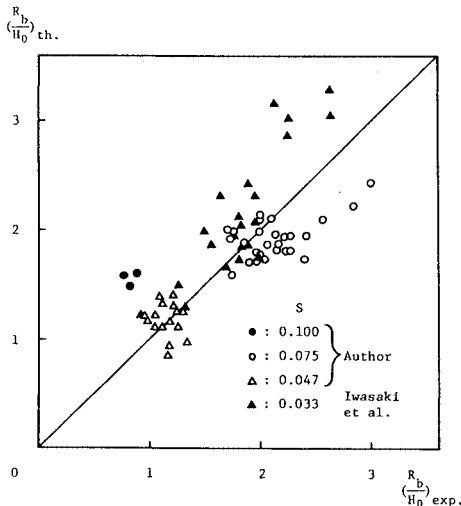


図-3 遡上高の理論と実験の比較

沖の水平底での静水深を 0.1 m に固定し、斜面勾配を 0.075 (アクリル製斜面) と 0.047 (ペンキ塗装仕上げのベニヤ製斜面) の 2 種類とし、沖の水平底での入射波高水深比を 0.05 から 0.2 まで変化させた。実験に使用した水路の詳細については文献 5) を参照されたい。

式(12)と実験値との比較を図-3 に示す。図中には岩崎・真野ら¹²⁾および 3.(3) で述べる実験値も示されている。ただし、 $S=0.047$ に対する理論値は $n_s=0.01$, $n=0.017$ ¹⁴⁾ として計算されている。また、右上方の 5 つの岩崎・真野らの実験値は非常に線形的な波条件のもとで得られたものである。この図によると、式(12)は斜面上での非線形効果を無視し得ない部分重複津波の遡上高のよい近似式といえる。

3. エネルギー損失・フロント高と力積

サージング・フロントでのエネルギー損失、サージング・フロント高とその力積評価のため、本研究ではサージング・フロントのモデル化に際し次の仮定を導入する。

- i) サージング・フロントは微小静水深中を進行する段波のようにふるまう。
- ii) サージング・フロントでの流れ方向水粒子速度は一樣であり、その運動は第 1 近似的に圧力項と抵抗項で支配される。
- iii) 入射波の波エネルギーはサージング・フロントのみで失われる。

仮定 i) と ii) は同じようなサージング・フロントを形成するドライ・ベッド上のダム破壊問題の解析でよく用いられるものである^{15),16)}。また、ドライ・ベッド上の底面抵抗と内部かく乱を受ける段波に関する福井ら¹⁷⁾の研究結果は、それらの影響に見合った段波下流側水深を想定することで、その段波を理想段波理論で議論してよい(ただし、水面形は除く)ことを暗示している。仮定 iii) は本研究対象の部分重複津波のようにサージング・フロントを形成し、サージング・フロント背後での水位が単調増加する(結果的にサージング・フロント背後での抵抗の影響が単調減少する)、しかも波の非線形性が弱くて戻り流れの影響が小さい場合には妥当なものと思われる。

(1) 理論

仮定 i) より、サージング・フロントの移動速度 \dot{a} とサージング・フロント形成によるエネルギー損失率 dE_{bt}/dt は

$$\dot{a} = \left[\frac{1}{2} \frac{h_u}{h_a} (h_u + h_a) \right]^{\frac{1}{2}} \cong \frac{h_u}{\sqrt{2} h_a} \dots\dots\dots(14)$$

$$\frac{dE_{bt}}{dt} = -\frac{\dot{a}}{4 h_u} (h_u - h_a)^3 \cong -\frac{1}{4} h_a^2 \dot{a} \dots\dots\dots(15)$$

ここで、 h_u ：サージング・フロント後端での水深（本研究ではこれをサージング・フロント高とよんでいる）、 h_a ：サージング・フロント下流側の仮想水深。これらは理想段波理論の関係式で、仮定に基づき $h_u \gg h_a$ の関係が用いられている。

一方、本研究対象津波のサージング・フロントの移動速度は式(2)、(3)から得られる線形理論で

$$\dot{a} = R_b \left(\frac{\sigma}{S} \right) \left[1 - \left(\frac{Sx}{R_b} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (16)$$

非線形効果を考慮した場合は、大局的には部分重複津波という波を対象としているので、その波周期と遡上高に対応した Carrier-Greenspan 理論¹⁸⁾の波先端のようにふるまうと仮定すれば

$$\dot{a} = R_b^{\frac{1}{2}} \left[- \left(2 \frac{Sx}{R_b} + 2 \right) + \sqrt{8 \frac{Sx}{R_b} + 8} \right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (17)$$

ただし、式(16)、(17)の R_b はおのおの式(7)、(12)を用いる。よって、式(16)または(17)を式(14)、(15)に代入し、式(14)から得られる h_u を式(15)に代入すれば、遡上時のサージング・フロント形成による全エネルギー損失 E_{bit} として次式を得る。

$$E_{bit} = \int_{-R_b/S}^{R_b/S} \frac{dE_{bi}}{dx} dx = \int_{-R_b/S}^{R_b/S} \frac{1}{\dot{a}} \frac{dE_{bi}}{dt} dx \doteq -\frac{2}{3} h_a \frac{R_b^2}{S} \dots\dots\dots (18)$$

この結果はサージング・フロントの移動速度として式(16)と(17)のどちらを用いても同じである。なお、式(18)で未知数は h_a のみである。

仮定 ii) より、梶浦と同形の抵抗項を考えることにすれば¹³⁾、サージング・フロントの長さ L_ξ は

$$L_\xi \doteq \frac{1}{2f} \frac{h_u^2}{\dot{a}^2} \dots\dots\dots (19)$$

また、その水面形は

$$h \doteq \dot{a} \sqrt{2fx'} \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 h ：サージング・フロントでの局所水深で $0 \leq h \leq h_u$ 、 x' ：フロント先端を原点とし沖方向を正とする水平距離座標で $0 \leq x' \leq L_\xi$ 。緩斜面上の遡上波の水面形がほぼ $x'^{\frac{1}{2}}$ へ依存することは実験的に確認されている¹⁹⁾。

仮定 iii) より、サージング・フロントでの底面抵抗によるエネルギー損失率 dE_{ri}/dt は

$$\frac{dE_{ri}}{dt} = -fL_\xi \dot{a}^3 \dots\dots\dots (21)$$

よって、式(15)、(19)より式(21)は

$$\frac{dE_{ri}}{dt} \doteq -\frac{1}{2} h_a^2 \dot{a} \doteq 2 \frac{dE_{bi}}{dt} \dots\dots\dots (22)$$

式(22)はサージング・フロントでの底面抵抗によるエネルギー損失率が抵抗係数に依存しないことを示している。これは全エネルギー損失が抵抗係数に関係しないこと(式(6)と(25)を参照)および式(19)の近似が

本研究でのエネルギー損失形式の全構成要素であるサージング・フロント形成によるエネルギー損失と底面抵抗によるエネルギー損失の割合を一定に規定したもの(式(22)参照)であることによる。結局、式(14)と式(16)または(17)を式(22)に代入すると、サージング・フロントでの底面抵抗による全エネルギー損失 E_{rit} として次式を得る。

$$E_{rit} = \int_{-R_b/S}^{R_b/S} \frac{dE_{ri}}{dx} dx = \int_{-R_b/S}^{R_b/S} \frac{1}{\dot{a}} \frac{dE_{ri}}{dt} dx \doteq -\frac{4}{3} h_a \frac{R_b^2}{S} \doteq 2 E_{bit} \dots\dots\dots (23)$$

この結果もサージング・フロントの移動速度として式(16)と(17)のどちらを用いても同じである。式(22)または(23)に示したように、本研究モデルの底面抵抗によるエネルギー損失率はサージング・フロント形成によるそのちょうど2倍である。これは式(15)の近似化により、常に E_{bi} が過大評価されること、式(19)の誘導に際して運動方程式中の局所項・移流項と重力項が無視されていることによる。すなわち、水平床上で流れ方向水粒子速度が一樣かつ定常的に運動するサージング・フロントに対して成立するものである。一般にはサージング・フロントでの底面抵抗によるエネルギー損失はそこの全エネルギー損失の2/3以上である。本研究のこの結果は、緩斜面上の(重力項の影響が小さいことを意味する)しかも風波に比べ周期の長い(局所項の影響が小さいことを意味する)津波を対象としたもので、第1近似的には妥当なものと思われる。

次に、未知数として残されている h_a の評価を試みる。式(18)と(23)を合計したものは入射波1波当たりの全エネルギー損失 E_{it} である。すなわち、

$$E_{it} = E_{bit} + E_{rit} \dots\dots\dots (24)$$

本研究は沖の水平床での入射波が十分に線形的なものを対象としているので、入射波1波当たりのエネルギー損失は線形理論で評価してよく、

$$E_{it} = -\frac{\pi}{4} (1-K_r^2) \frac{H_0^3}{\sigma} \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 K_r としては斜面上での非線形効果を考慮するしないにかかわらず式(6)が用いられる。よって、全エネルギー損失は地形条件(S と h_0 または l)と沖の水平床での入射波条件(H_0 と σ または L_0)が与えられれば評価できることになる。そこで、式(18)、(23)、(25)を式(24)に代入すれば h_a として次式を得る。

$$h_a = \frac{\pi}{8} (1-K_r^2) \left(\frac{\sigma}{S} \right)^{-1} \left(\frac{R_b}{H_0} \right)^{-2} \dots\dots\dots (26)$$

式(26)から、 h_a は与えられた地形条件と波周期に対して入射波高が小さければ小さいほど、換言すれば反射率が大きければ大きいほど小さくなり、仮定 i) をよりよく満足することが判断される。

以上の結果より、サージング・フロントでの全エネルギー損失率 dE_t/dt の場所（時間）的变化は次のようにして評価できる。式 (26) を式 (14) に代入し、それから得られる h_u をそれぞれ式 (15), (22) に用いれば

$$\frac{dE_t}{dt} = \frac{dE_{bt}}{dt} + \frac{dE_{rt}}{dt} = -\frac{3}{16} \pi (1-K^2) \left(\frac{\sigma}{S}\right)^{-1} \left(\frac{R_b}{H_0}\right)^{-2} \dot{a}^3 \dots\dots\dots (27)$$

よって、線形理論による全エネルギー損失率は、式 (27) の遡上高とサージング・フロントの移動速度としてそれぞれ線形的に評価された式 (7), (16) を用いることにより、次式となる。

$$\frac{dE_t}{dt} = -\frac{3}{16} \pi (1-K^2) H_0^3 \left[1 - \left(\frac{Sx}{R_b}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (28)$$

ここで、

$$x = -\left(\frac{R_b}{S}\right) \cos \sigma t \quad (0 \leq t \leq T/2) \dots\dots\dots (29)$$

T は波周期であり、式の簡略化のため式 (7) で評価されるべき R_b が一部で使用されている。一方、非線形効果を考慮した場合の全エネルギー損失率は遡上高とサージング・フロントの移動速度としてそれぞれ非線形効果を考慮して評価されている式 (12), (17) を用いればよく、その結果は

$$\frac{dE_t}{dt} = -\frac{3}{16} \pi^{\frac{3}{2}} (1-K^2) \left(\frac{n}{n_s}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{H_0}{h_0}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma}{S}\right)^{-\frac{5}{2}} \cdot \left[-\left(2 \frac{Sx}{R_b} + 2\right) + \sqrt{8 \frac{Sx}{R_b} + 8} \right]^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (30)$$

ここで、

$$t = -\frac{R_b}{S} \left(\frac{\sigma}{S}\right) \left[1 - \left(\sqrt{2 \frac{Sx}{R_b} + 2} - 1\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sigma} \sin^{-1} \left(\sqrt{2 \frac{Sx}{R_b} + 2} - 1\right) + \frac{\pi}{2\sigma} \dots\dots\dots (31)$$

であり、式 (12) で評価されるべき R_b がここでも一部使用されている。よって、式 (28), (30) に式 (6) とそれぞれ式 (7), (12) を代入すれば、本研究対象津波の全エネルギー損失率は沖の水平底での入射波条件と地形条件のみで推定されることになる。また、サージング・フロント高の場所（時間）的变化は式 (26) を式 (14) に代入して得られる h_u の関係式中の遡上高とサージング・フロントの移動速度項にそれぞれ式 (7), (16) か式 (12), (17) の組を用いれば評価できることになる。前者は線形理論に基づく評価となり、

$$h_u \doteq \frac{\pi}{4} \frac{R_b}{F_r^2} \left[1 - \left(\frac{Sx}{R_b}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (32)$$

ここで、 \bar{F}_r は次式で定義される遡上時平均のフルード数であり、 R_b は式 (7) で評価されるべきものである。

$$\bar{F}_r^2 = \frac{S}{2 R_b} \int_{-R_b/S}^{R_b/S} \frac{\dot{a}^2}{h_u} dx$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{2} (1-K^2)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{H_0}{h_0}\right)^{-1} \left(\frac{\sigma}{S}\right)^{-\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (33)$$

後者は非線形効果を考慮した場合にあたり、その結果は

$$h_u \doteq \frac{\pi}{4} \frac{R_b}{F_r^2} \left[-\left(2 \frac{Sx}{R_b} + 2\right) + \sqrt{8 \frac{Sx}{R_b} + 8} \right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (34)$$

ここで、

$$\bar{F}_r^2 = \frac{1}{2} \pi^{\frac{3}{2}} (1-K^2)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{n_s}{n}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{H_0}{h_0}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\sigma}{S}\right)^{-\frac{5}{2}} \dots\dots\dots (35)$$

であり、 R_b は式 (12) で評価されるべきものである。さらに、式 (32), (34) にそれぞれ式 (16), (17) の 2 乗を掛け合わせれば、サージング・フロントで単位時間当たり起こり得る運動量変化（本研究ではこれをサージング・フロントの力積とよんでいる）が求まる。線形理論では

$$\dot{a}^2 h_u \doteq \frac{\pi}{4} \frac{R_b^2}{F_r^2} \left[1 - \left(\frac{Sx}{R_b}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (36)$$

非線形効果を考慮した場合は

$$\dot{a}^2 h_u \doteq \frac{\pi}{4} \frac{R_b^2}{F_r^2} \left[-\left(2 \frac{Sx}{R_b} + 2\right) + \sqrt{8 \frac{Sx}{R_b} + 8} \right]^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (37)$$

このような力積値が家屋等の破壊の基準となり得ることを相田・羽鳥は示している²⁰⁾。式 (32) から (37) の諸量も沖の水平底での入射波条件と地形条件のみで推定できる。

以上の結果は $(Sx/R_b) = \pm 1$ 付近では適用できない。 $h_u \neq 0$ にもかかわらず、 $(Sx/R_b) \rightarrow \pm 1$ のとき $h_u \rightarrow 0$ という矛盾を生ずるからである。

(2) 解の性質

前節で得られた結果の具体的な計算例を示す。図-4 は $\sigma/S = 4.0$, $S = 0.05$ とした場合のサージング・フロントでの全エネルギー損失率の場所的变化を示したものである。実線が式 (30) の非線形効果を考慮した場合、破線が式 (28) の線形理論の場合である。式 (30) は $n = n_s$ として 2 種類の入射波高水深比について示されている。式 (28) は線形理論のため入射波高水深比をパラメータにもつことができない。この図によると、線形理論では初期汀線で最大のエネルギー損失率が生ずる。非線形効果を考慮した場合は初期汀線より海側で最大のエネルギー損失率が生ずるが、これはフロントの軌跡を Carrier-Greenspan 理論でモデル化したことによる。この図で興味深い点は、入射波高水深比が大きくなるにつれて、全体のエネルギー損失に対する局所的エネルギー損失の割合が小さくなることである。これは入射波高が大きくなることによる全エネルギー損失の増大割合に比べて絶対遡上高 R_b の増大割合、すなわちエネルギー損失区間の増大割合が大きいためである。

図-5 は \bar{F}_r を変化させたときのサージング・フロント高の場所的变化を示す。実線が式 (34) の非線形効果

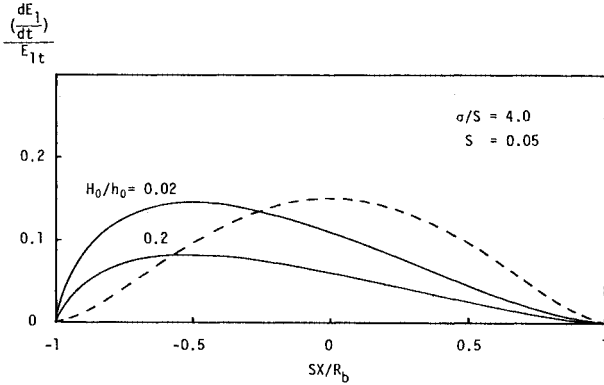


図-4 サージング・フロントでのエネルギー損失率

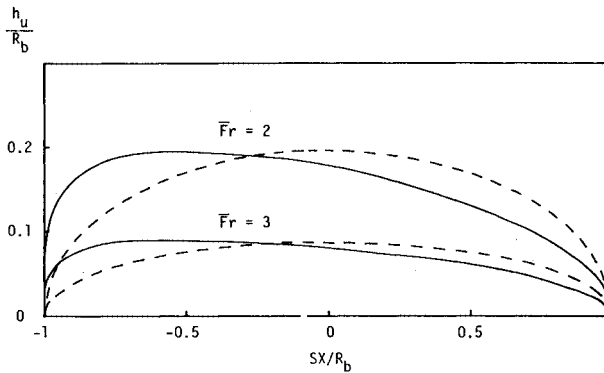


図-5 サージング・フロントの高さ

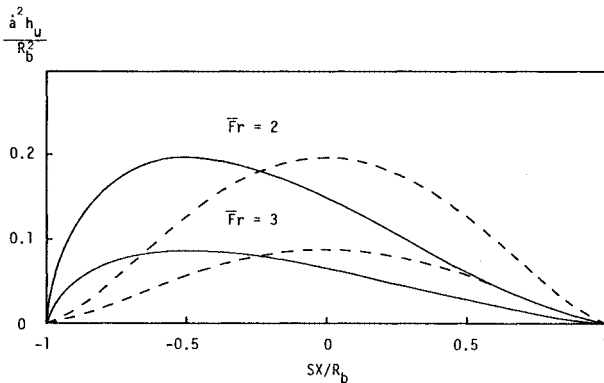


図-6 サージング・フロントの力積

を考慮した場合、破線が式 (32) の線形理論の場合である。最大値の発生位置は異なるが、その値は同じである。ただし、 R_b の値が異なるので h_u の絶対値は異なる。また、 \bar{F}_r が大きくなるにつれて遡上高に対する相対的フロント高は小さくなっている。

図-6 は同じく \bar{F}_r を変化させたときのサージング・フロントの力積の場所的変化を示す。実線が式 (37) の非線形効果を考慮した場合、破線が式 (36) の線形理論の場合である。同じく、両者の最大値に差はない。また、

\bar{F}_r が大きくなるにつれて遡上高を水深とする静水圧に対する相対的力積は小さくなっている。

(3) 解の適用性

本研究結果の実際問題への適用性について実験結果との比較を通して検討することにする。しかし、エネルギー損失率や力積を実験的に評価することは難しい。そこで、本研究では実験の比較的容易なサージング・フロント高のみ検討を行うことにした。

実験に使用した水路は水平に設置された高さ 0.5 m, 幅 0.3 m, 長さ 11.0 m の両面ガラス張り鋼製矩形水路である。水路の一端にはプランジャー型造波機が、この端から 7.0 m の位置にはペンキ塗装を施したベニヤ製の斜面が設置されている。また、ガラスの片面には遡上高、遡下高と波先端移動速度算定のため、5 cm 間隔のメッシュが刻まれている。実験装置の概要を図-7 に示す。

実験は沖の水平底での静水深を 0.15 m, 斜面勾配を 0.1 に固定して行った。入射波は、部分重複津波を対象としていることおよび水路長の制約から、引波初動の 2 谷 2 山を与え、第 2 波目を実験値とすることにした。これは図-8 からわかるように、第 2 波目の方が遡下高が大きく、より本研究対象津波に近いからである。ただし、第 1 波目と 2 波目の遡上高には大差がなかった。

沖の水平底での入射波は各実験ごとに容量式波高計 (No.1) で測定した。サージング・フロント高は斜面上に 2 本の容量式波高計 (No.2 と 3) を 20 cm 間隔で設置し、岸・沖方向に 5 cm ずつ移動させることにより測定した。線形応答に必要な水深確保のため、これらはふた付きの水の満たされた箱の中へ据付けられた。遡上高と遡下高の測定は目視によった。

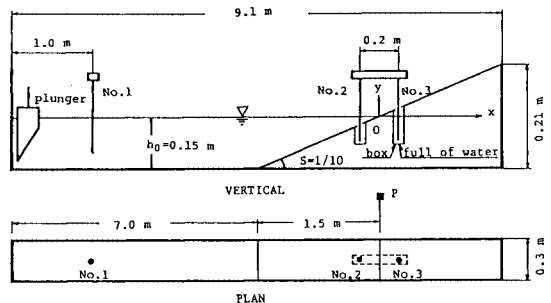


図-7 実験装置

ただし、これらは波先端移動速度評価のため初期汀線(P点)に設置したビデオ・システムで補われている。入射波高、周期とサージング・フロント高はベン・オシログ

ラフから読み取り、波先端移動速度は1/60秒まで読み取り可能なビデオ・モーション・アナライザーで評価した。ただし、入射波高と周期は zero-down cross 法によ

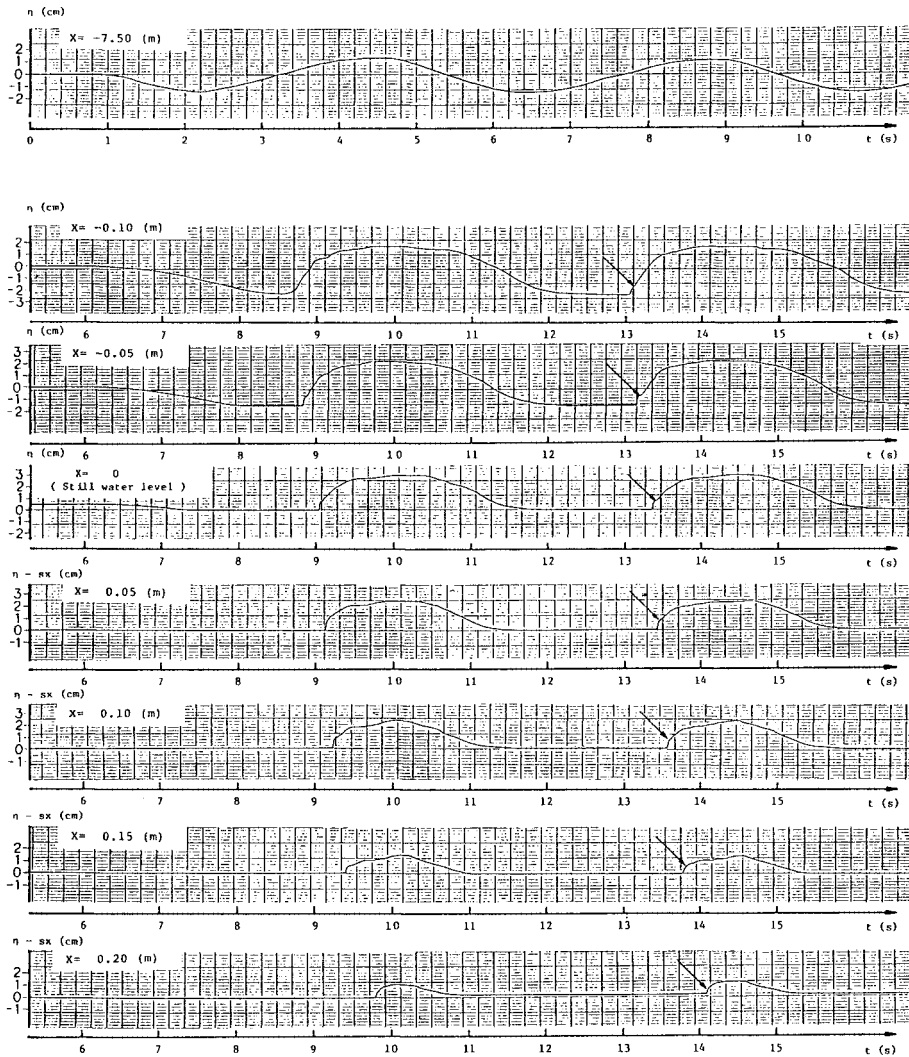


図-8 各点における水位の経時変化 (Case-7)

表-1 実験ケースとその結果

	Case - 5						Case - 6						Case - 7							
X (m)	0.15	0.10	0.05	0	-0.05	-0.10	0.20	0.15	0.10	0.05	0	-0.05	-0.10	0.20	0.15	0.10	0.05	0	-0.05	-0.10
T (s)	4.32	4.34	4.34	4.35	4.32	4.34	4.00	4.00	3.99	4.02	4.00	4.00	3.99	4.52	4.56	4.52	4.53	4.52	4.56	4.52
L ₀ (m)	5.26						4.85						5.49							
H ₀ (cm)	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.6	2.6	2.6	2.6	2.6	2.6	2.6	2.8	2.8	2.8	2.8	2.8	2.8	2.8
Run-up length (cm)	25	22	21	22	25	22	20	21	25	23	20	21	25	22	21	22	22	22	21	22
Run-down length (cm)	-12	-12	-13	-12	-12	-12	-14	-14	-15	-15	-14	-14	-15	-15	-15	-16	-15	-15	-15	-16
h _u (cm)	0.57	0.48	0.61	0.77	0.97	0.88	0.25	0.44	0.80	0.73	0.71	0.74	1.00	0.38	0.53	0.64	0.71	0.74	0.72	0.59
â (m/s)	0.22	0.31	0.32	0.32	0.26	0.23	0.18	0.22	0.32	0.38	0.41	0.35	0.22	0.21	0.26	0.33	0.34	0.38	0.39	0.32
F _T	0.92	1.42	1.33	1.18	0.85	0.73	1.13	1.07	1.13	1.40	1.57	1.31	0.69	1.11	1.15	1.33	1.29	1.39	1.46	1.31

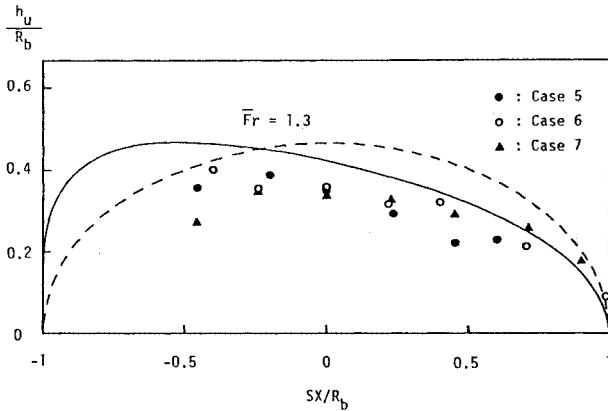


図-9 サージング・フロント高の理論と実験の比較

た。

実験ケースとその結果を表-1に示す。各実験値は10回の平均である。ただし、波先端移動速度、したがってフルード数は5回の平均である。

Case-7における各点での水位に関する代表的時間波形の生データを図-8に示す。時間軸は沖の水平底（初期汀線から7.5m）での入射波の引き初めを $t=1$ 秒として同期している。この図からわかるように、サージング・フロント高（図中の矢印点）は比較的明瞭に読み取ることができる。また、式(12)と本実験の遡上高との比較を図-3に黒丸印で示す。ただし、式(12)は $n_s=0.01$ 、 $n=0.017$ として評価されている。理論と実験との差がやや大きい。この理由の1つとして、図-8に示す沖の水平底での入射波形から見て取れるように、入射波の静水位からの水位上昇量が下降量に比べ若干小さいということが考えられる。静水位からの水位上昇量の2倍を入射波高、静水位以上の水位継続時間の2倍を波周期として実験値の理論値に対する割合の補正をCase-7について行って見たところ、補正前の49%から60%と約11%改良された。

サージング・フロント高の理論と実験の比較を図-9に示す。図中の実線と破線はおのおの式(34)と(32)で、ともに $\overline{F_r}=1.3$ として計算されている。これは実験での $\overline{F_r}$ が、 $F_r<1.0$ のものを除いて平均すると、Case-5, 6, 7の順に1.31, 1.27, 1.29であることによる。ちなみに、実験の入射波条件を用いて $\overline{F_r}$ を計算すれば、式(33)ではそれぞれ1.42, 1.11, 1.41, 式(35)では1.27, 1.09, 1.26であり、非線形効果を考慮した場合はCase-6を除き実験結果とよく一致している。図-9によると、実験値は小さい傾向にあるが、理論と実験はかなりよく一致している。特に、非線形効果を考慮した理論はよりよく一致しており、本研究の結果が実用に供し得るものであることが確かめられた。

4. むすび

本研究は非線形性の弱い、比較的反射率の大きな緩斜面上の部分重複津波を対象として、その遡上高とサージング・フロントの諸水理特性を、線形および非線形効果を考慮して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) 梶浦の、完全に碎波して抵抗の影響を受ける、非線形的な周期波の遡上高に関する予想式を用いて斜面の粗度効果を含んだ部分重複津波の遡上高の式(12)を誘導した。この理論的に得られた式は実験結果ともよく一致することを明らかにした。

(2) サージング・フロントでの底面抵抗によるエネルギー損失はそこでの全エネルギー損失の2/3以上で、水平床上で流れ方向水粒子速度が一様かつ定常的に運動するサージング・フロントの場合はちょうど2/3となる。これは本研究対象の部分重複津波によるサージング・フロントに限るものではない。

(3) サージング・フロントでのエネルギー損失、サージング・フロント高とその力積に関する理論解を誘導した。サージング・フロント高に関しては、非線形効果を考慮した理論解が実験結果とかなりよく一致することを明らかにした。

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教示、ご意見を賜わった。ここに記して両先生に深甚なる感謝の意を表す。また、実験および資料整理に助力してくれた秋田大学大学院 楠岡善治君にも感謝の意を表す。なお、本研究の一部は昭和60年度文部省科学研究費自然災害特別研究(1)(研究代表者：東北大学工学部 首藤伸夫教授)により行われたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 吉田行伸・岩崎敏夫：碎波後の遡上流れ先端の水理特性に関する実験的研究，第38回年講概要集，pp.327~328, 1983.
- 2) たとえば、富樫宏由・中村武弘：津波の陸上遡上高に関する実験的研究，第22回海講論文集，pp.371~375, 1975.
- 3) たとえば、Freeman, J.C. and LeMéhauté, B.: Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. of ASCE, Vol.90, No. HY2, pp.187~216, 1964.
- 4) たとえば、Shen, M.C. and Meyer, R.E.: Climb of a bore on a beach. Part 3. Run-up, Jour. of Fluid Mech., Vol.16, pp.113~125, 1963.
- 5) 松富英夫：部分重複長波の先端部でのエネルギー損失に

- ついて, 第31回海講論文集, pp.78~82, 1984.
- 6) Keller, J. B. and Keller, H. B. : Water wave run-up on a beach, Research Report No. NONR-3828(00), Office of Naval Research, Dept. of the Navy, 1964.
 - 7) Shuto, N. : Standing Waves in front of a Sloping Dike, Coastal Eng. in Japan, Vol.15, pp.13~23, 1972.
 - 8) 梶浦欣二郎: 浅海での津波予測法の研究, 文部省科学研究費自然災害特別研究研究成果, No. A-52-2, pp.115~123, 1977.
 - 9) Miche, R. : Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes exposés à l'action de la houle, Annales des Ponts et Chaussées, Vol.121, pp.285~319, 1951.
または, 首藤伸夫: 海岸・構造物からの波の反射, 第14回水工学研修会講義録, 土木学会, pp. B-2-1~B-2-19, 1978.
 - 10) Hunt, I. A. : Design of seawalls and breakwaters, Proc. of ASCE, Vol.85, WW3, pp.123~152, 1959.
 - 11) Togashi, H. and Führböter, A. : A Study on Relationships between Run-up Height of Long-period Waves and That of Short-period Waves on Uniform Sloping Beaches, Report of Fac. Eng., Nagasaki Univ., No.17, pp.87~92, 1981.
 - 12) 岩崎敏夫・真野 明・荒井 唯・吉田行伸: 引波を含む津波の一次元遡上に関する実験的研究, 第29回海講論文集, pp.80~84, 1982.
 - 13) 梶浦欣二郎: 孤立波の陸上遡上について—砕波と海底摩擦効果の検討—, 東北大学工学部津波防災実験所報告, 第1号, pp.49~62, 1984.
 - 14) Chow, V. T. : Open-Channel Hydraulics, McGraw Hill, pp.110~113, 1959.
 - 15) Whitham, G. B. : The effects of hydraulic resistance in the dam-break problem, Proc. of Roy. Soc., London, A, Vol.227, pp.399~407, 1955.
 - 16) Chen, C. L. : Laboratory verification of a dam-break flood model, Proc. of ASCE, Vol.106, No.HY4, pp.535~556, 1980.
 - 17) 福井芳朗・中村 充・白石英彦・佐々木泰雄: 津波の研究 (I)—一段波津波の波速について—, 第9回海講論文集, pp.44~49, 1962.
 - 18) Carrier, G. F. and Greenspan, H. P. : Water waves of finite amplitude on a sloping beach, Jour. of Fluid Mech., Vol.4, pp.97~109, 1958.
 - 19) 浦崎宣行・小川由信・首藤伸夫: 緩斜面上の遡上機構に関する実験, 昭和58年度土木学会東北支部年講, pp.78~79, 1984.
 - 20) 相田 勇・羽鳥徳太郎: 尾鷲市街に遡上した津波の数値実験, 地震研究所彙報, 第57号, pp.337~350, 1982.
(1986.3.6・受付)