

孤立波の陸上遡上について

— 砕波と海底摩擦効果の検討 —

梶 浦 欣二郎*

〔要旨〕

津波の陸上遡上の数値シミュレーション手法の信頼性向上のため、砕波を含む孤立波の遡上を数値的に計算し、これを既応の実験結果と対比し、摩擦係数として、 $f = 0.01$ が適当であることを示した。

1. はじめに

津波陸上遡上の数値シミュレーション手法については、最近かなり多数の論文が発表されており（相田，1977；首藤・後藤，1977；岩崎・真野，1979；Pedersen and Gjevik，1983等），それぞれに成果をあげている。多くの方法は波が非砕波領域にあるときには、格子間隔その他のパラメータを適当にえらぶかぎり、ほぼ同様な精度で計算結果が得られるようであり（後藤・首藤，1980），水理実験結果との比較もなされているし（岩崎他，1981），また、過去の津波浸水高分布との比較もなされている（例えば、相田他，1983）。しかしながら、もし波が海岸近くで砕波する場合も含めると、まだ計算手法に問題がのこっている。

波が砕波する場合の陸上遡上の機構に関しては、有限振幅浅海波の方程式の特性曲線法による解法を基礎として多くの試みがなされている（例えば、LeMéhauté et al.，1968；Meyer & Taylor，1972；樺木，1973参照）。

ここでは、底面摩擦を導入することも試みられているが実測値との比較ではそれほど満足すべきものではないようである。遡上する波の先端の波形、即ちフロントの境界条件に関しては、摩擦力の存在と関連してダム破壊後の流れに関する Whitham (1955) の研究以来いろいろの議論（岩崎・富樫，1969；Shimada，1981；松富，1981；LeMéhauté，1979）があるが、まだ遡上する波のなかのエネルギー逸散に関してその機構がよくわかっていないのであまり詳しいことはいえない。

一方で、一様段波を対象とした遡上の理論や、その数値計算（Hibberd & Peregrine，1979）の結果を、Miller (1968) による実験値と比較すると大きくないちがいがあり、海底勾配が小さくなるほどその差が大きくなることわかっている。その原因が摩擦にあるとの想定のもとで、Pachham & Peregrine (1980) は速度の2乗に比例する形の海底摩擦を導入して数値計算を行ない、かなり大きな摩擦係数をつかうと実験結果を説明出来るとのべている。

津波の遡上に関連していえば、一様段波よりは孤立波的な波の遡上をしらべる方がより利用し易いと思われるので、ここでは孤立波が一様斜面上を進行し陸上に遡上するとき、遡上高が入射孤立波のパラメータにどう依存するかを数値計算し、それを既存の多数の実験結果と比較して、最も適当と思われる海底摩擦係数を推定することを試みる。このとき、広いパラメータ範囲を考えるので、孤立波は非砕波のときのみならず、汀線近傍で砕波す

* 東京大学教授，地震研究所

る(段波タイプ)場合も含んでいる。一般にアーセル数の大きな波の浅水変形では、段波のほか、波の先端部のソリトン分裂をも説明出来る方程式系を基礎とすべきであろうが、さしあたっては分散性の波は考えないことにする。

数値計算との比較を統一的行なうため、既応の多数の研究者による孤立的な波の選上に関する実験結果を検討しなおす。

2. 浅海波方程式系

波形曲率の効果(波数分散性)を無視すれば、非線形の一次元浅海波方程式系は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = -f u^2 / (d + \eta) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(d + \eta)u] = 0 \quad (2)$$

とかける。こゝで、 x は水平座標であり、原点を斜面の初まりの点にとり、岸向きに正とする。 t は時間、 g は重力加速度、 u は水平流速、 η は水平面からの水位上昇、 d は平常時の水深であり f は海底摩擦 τ を $\tau = \rho f |u| u$ (ρ :水の密度)とおいたときの摩擦係数である。摩擦力の表現にはこのような単純なものばかりでなく、マンニングの粗度係数 n を使うものなどがあるが、こゝでは立入らず、水深にかかわらず f は一定とする。

上述の(1)、(2)に含まれる量を、一様勾配 s の斜面起点の水深 d_0 、斜面起点から汀線までの長さ ℓ 及び重力加速度 g をつかって無次元化する。いま無次元量に*をつけると、

$$\begin{aligned} x_* &= x/\ell, \quad d_* = d/d_0, \quad \eta_* = \eta/d_0 \\ t_* &= t\sqrt{g d_0}/\ell = t\sqrt{g/d_0} s, \\ u_* &= u\sqrt{g d_0}, \quad s = d_0/\ell \end{aligned} \quad (3)$$

であり、(1)、(2)は

$$\frac{\partial u_*}{\partial t_*} + u_* \frac{\partial u_*}{\partial x_*} + \frac{\partial \eta_*}{\partial x_*} \quad (4)$$

$$= - (f/s) u_*^2 / (d_* + \eta_*)$$

$$\frac{\partial \eta_*}{\partial t_*} + \frac{\partial}{\partial x_*} [(d_* + \eta_*) u_*] = 0 \quad (5)$$

とかける。

無次元化された方程式系(4)、(5)をみれば明らかのように、摩擦項を除いて、みかけ上、運動は海底勾配 s に無関係となっている。これは長波に関するフルードの相似則にあたる。間接的には時間の無次元化の関係式をみてもわかる通り、代表的な時間スケール T についての相似条件は、パラメータ $T\sqrt{g/d_0} \cdot s$ の等しいことである。波の波長 $\lambda (= T\sqrt{g d_0})$ をつかうと、パラメータは λ/ℓ ともかける。

いま、角周波数 $\omega (= 2\pi/T)$ を無次元化して σ とかくと

$$\sigma = (2\pi/T) \sqrt{d_0/g} \quad (6)$$

であるから、相似条件は σ/s の等しいことである。したがって、同じフルード数(代表的な流速を U 、波高を H とすると、 $U/\sqrt{g d_0}$ 又は H/d_0 の等しいとき)、及び σ/s に対し、摩擦効果は無視すれば現象は相似となる。例えば、波のはいり高さ R と入射波の波高 H との関係は

$$R/H = f_1(\sigma/s, H/d_0) \quad (7)$$

とかける。もし摩擦の効果が大きければ

$$R/H = f_2(\sigma/s, H/d_0, f/s) \quad (8)$$

のタイプと予想される。実際の現象がこのタイプの実験式で記述出来ないときには、方程式系(1)、(2)が不十分であって、例えば波数分散性を導入するか、エネルギーの消耗についての表現式を考えなおすとかをする必要があるであろう。

3. 周期波の遡上高

まず、周期波の遡上高 R に関し、後の議論に関連することを復習する。今までの多くの研究では、風浪やうねりのような短周期波を対象とすることが多かったので、実験波のパラメータを沖波のものに換算するのが普通であるが、津波のような長周期波を対象とするときは浅海波のパラメータの方が便利である。

傾斜 s の斜面が無限遠方まで続くとき、非砕波（線形）で摩擦効果を無視したときの周期波の遡上高 R は、深海波の波高 H_{∞} との間に

$$R/H_{\infty} = (\pi/2)^{1/2} s^{-1/2} \quad (9)$$

の関係がある。

一方で、周期的な深海波が浅海に進んできて、水深 d で完全に長波となったときの波高 H_d は、浅水変形の式から

$$H_d/H_{\infty} = (2\sigma)^{-1/2} \quad (10)$$

であり、長波の条件から $\sigma \lesssim 0.3$ が要求される。こゝで σ は(6)で定義された無次元角周波数であり、水深 d での長波の波数を k とする

$$\sigma = kd$$

ともかける。ついでにのべれば、波形勾配は

$$H_{\infty}/\lambda_{\infty} = (H_d/\lambda_d) 2^{1/2} \sigma^{3/2} \quad (11)$$

である。

こゝで、(9)と(10)を組合せると

$$R/H_d = \alpha (\sigma/s)^{1/2}; \quad \alpha = \sqrt{\pi} \quad (12)$$

となる。

よく知られているように、一様水深 d_0 の水路から、一様傾斜 s の斜面上に入射する周期波の遡上高は (Keller and Keller, 1964),

$$R/H_{d_0} = [J_0^2(2\sigma/s) + J_1^2(2\sigma/s)]^{-1/2} \quad (13)$$

とかかれ、 $J_0(\xi)$ 、 $J_1(\xi)$ はベッセル関数である。この式のうち斜面上での固有振動の部分

を除くと(12)と等しくなる。後述するように、過渡的な正弦波の入射を考えると、第一波は(12)の形の遡上となり、第二波以降は(13)の形に近づくことが判っている。

さて、周期波の砕波限界の条件として、Miche (1951) は深海波の限界波形勾配を海底勾配の関数として与えたが、海底勾配 s の小さいとき、その形は長波についての Carrier & Greenspan (1966) のものと同形であり、次式であらわされる。

$$R/d \leq \beta (\sigma/s)^{-2} \quad (14)$$

こゝで係数 β は

$$\beta = \begin{cases} 2 & \text{Miche, 1951} \\ 1 & \text{Carrier-Greenspan, 1966} \end{cases}$$

である。

周期波の場合、 $\beta = 1$ の方が理論上は正確であると思われるが、Van Dorn (1978) は砕波限界として $\beta = 2$ が実験と合うとしている。また、主として孤立波タイプの波について富樫・中村 (1975) は首藤 (1972) の方式で砕波限界をしらべ、 $\beta \approx 2$ を得ているが、一方で引波を含む津波の実験で岩崎その他 (1982) は $\beta \approx 1$ とのべている。

こゝで(12)と(14)とを組合せると、砕波限界波高として

$$H_d/d \leq (\beta/\alpha) (\sigma/s)^{-5/2} \quad (15)$$

が得られる。いまかりに $(\beta/\alpha) \approx 1$ として、実験波の波高が $0.5 \gtrsim H/d \gtrsim 0.01$ のときを考えると、砕波限界は $1.3 \lesssim \sigma/s \lesssim 6.3$ の範囲ということになり、 σ/s の割合せまい範囲になる。

完全に砕波する周期波の遡上高については、Huntの実験式 (Hunt, 1959) が有名であるが、Van Dorn (1966) はこれを変形して、

$$R/H_{\infty} = (2\pi)^{1/2} (H_{\infty}/d)^{1/2} (\sigma/s)^{-1} \quad (16)$$

とかきあらためた。この式は海底勾配が $s \gtrsim 1/10$ の程度、沖波波形勾配がそれほど小さくない範囲の実験からきめられたもので

あり、海底勾配及び波形勾配がともにきわめて小さいときに適用出来るかどうかには問題がある。こゝで、沖波波高 H_{∞} を 10 をつけて浅海での波高 H_d にかきなおすと

$$R/H_d = (2\pi)^{1/2} (2\sigma)^{1/4} (H_d/d)^{-1/2} (\sigma/s)^{-1} \quad (17)$$

となる。浅海での波高 H_d をつけた式には $(2\sigma)^{1/4}$ の項が加わっていることに注意されたい。Togashi and Führbötter (1981) の実験結果をみるとこの項の効果があらわれているようである。また、引波初動の砕波タイプの波の遡上を実験的に調べた岩崎その他 (1982) の場合、 $(2\sigma)^{1/4}$ が平均 0.72 でその変動幅がせまいので (17) によると $(2\pi)^{1/2} (2\sigma)^{1/4}$ という係数は 1.80 となり、実験的に与えられた 1.76 とよく合っている。このことからみると、Hunt の式は海底勾配がかなり小さいところでも、それに応じて波形勾配が小さければ使えるようである。

砕波の遡上高をあつかう Hunt の式に関しては、いろいろの議論があり、 $R/H_{\infty} \sim S^{2/3}$ という実験 (高田, 1970) もある。こゝでもし (17) が (8) のタイプの実験式になると考えれば、一つの可能性は

$$\begin{aligned} R/H_d &\sim (\sigma/s)^{1/4} (s/f)^{1/4} (H_d/d)^{-1/2} (\sigma/s)^{-1} \\ &\sim (s/f)^{1/4} (H_d/d)^{-1/2} (\sigma/s)^{-3/4} \quad (18) \end{aligned}$$

であり、摩擦係数 f に対する遡上高 R の依存性が $f^{-1/4}$ であるのもっともらしい。

このほか、周期波の遡上高 R のなかには、放射圧力 (Radiation Stress) による定常的な水位上昇 (Set Up) が含まれており、海底勾配が小さくなると (σ/s) が大きくなり、水ぎわでの周期的な前後運動による遡上はほとんどなくなり、大部分が定常的な水位上昇になるということも判っている (例えば三井, 1973; Van Dorn, 1976 をみよ)。逆に波が水ぎわ近くで砕波し、周期的な前後運動の大きいときには、周期波に特有な遡上のもどり流れと次の砕波との相互作用が遡上高を決定するのに大きな役割を占めると思われるの

で、これを理論的あるいは数値実験的に再現するには砕波によるエネルギー逸散の定式化とも関連してかなりむづかしい問題があると思われる。

以上のような砕波する周期波の遡上に関する知識を参考としながら、次節以下では孤立的な波 (遡上にあたってそのまえの波によるもどり流れの影響がない) の遡上を議論する。

4. 斜面上の孤立的な波

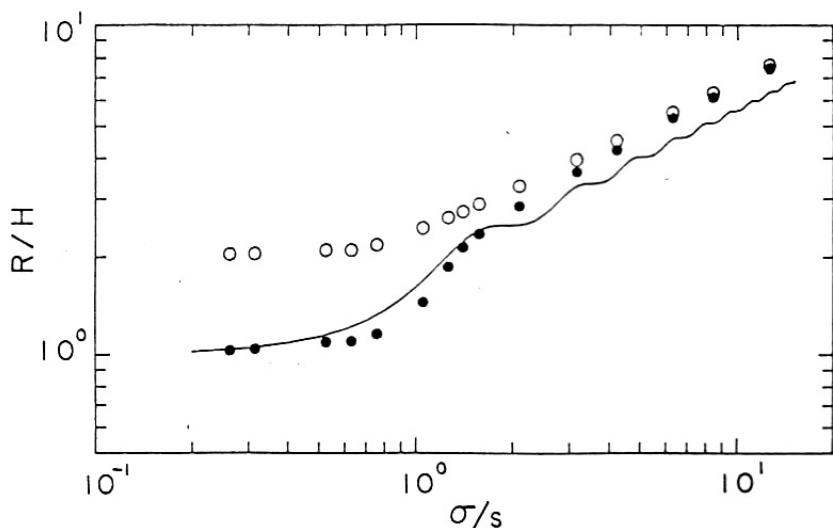
まず初めに、一様水深の水路を、押し波を初動とする過渡的な正弦長波が進行し、一様勾配の斜面上に入射するとき、非砕波第 1 波の遡上高が後続の波の遡上高とどう違ふかを調べる。

このような問題は、線形の範囲内で摩擦を無視すると解析解が求められる (非線形性をとり入れても、適当な変換をほどこせば線形化できる)。しかし、實際上、一般的な入射波形に対しては、フーリエ逆変換を数値的に行う必要がある。こゝでは、 (x, t) の座標系のかわりに $((\ell-x)^{1/2}, t)$ を座標系とした階差法で線形の方程式系を数値計算し、 R/H を入射波のパラメータ σ/s に対して示したものが第 1 図である。

いま、一様水深 d_0 の水路からの入射波 η_i を

$$\eta_i(x, t) = \begin{cases} 0 & ; t \leq 0 \\ A \sin 2\pi(x/\lambda - t/T); & t > 0 \end{cases} \quad (19)$$

とおくと、(13) 中の波高 H_{d_0} は $H_{d_0} = 2A$ であり、 σ は (6) で定義される。図中 (13) の関係は実線で示してある。これに対し、第 1 波に関しては、これを孤立的な波とみなし、 A を波高、半周期 $T/2$ をその時間スケールと考えて H 及び σ を定義したときの関係が白丸で示してある。また、 $x=0$ の点、即ち斜面の初まる点での第 1 波の最大水位 (入射波と反射波の合成) を波高 H と考えたときの関係が黒丸で示したものである。



第1図 線形計算による正弦波の相対遡上高
 第一波入射波基準, ○, 斜面の端での第一波最高水位基準, ●,
 周期波の波高基準, 実線。

この図をみて明らかなように、 $\sigma/s \lesssim 3$ では、基準の高さを $x=0$ の点での最大水位にとるか (黒丸)、入射波の高さ A にとるか (白丸) で大きな違いが出るが、 $\sigma/s \gtrsim 3$ ではその差がほとんどない。これは $x=0$ における入射第1波の高さに波の反射の効果が含まれているかどうかによるものであり、 σ/s の小さいとき、白丸であらわした R/H は2に近づき、黒丸であらわした R/H は1に近づく。一方で $\sigma/s \gtrsim 3$ では

$$R/H \approx 2.2 (\sigma/s)^{1/2} \quad (20)$$

と近似され、(12)と比較すると係数 α は約1.24倍である。

また、(19)で与えられるような入射波の場合、非砕波領域では第1波の遡上高 R_1 は第2波以下の遡上高 R_2 よりも小さい。これは砕波する波の場合に第1波の方が後続の波よりも遡上高が大きいという経験的事実と対比して興味のあることである。

ここで、後述する孤立波の遡上実験とも関連して、一様水深 d_0 の水路からの入射波が、理論的な孤立波である場合のパラメータ σ について検討する。

孤立波の水位 η は、最大値を H とすると、

$$\eta/H = \operatorname{sech}^2\left[(\sqrt{3}/2)(H/d_0)^{1/2}X/d_0\right] \quad (21)$$

とかける。ここで X は波の波速を c として、

$$X = x - ct$$

であり、 $X=0$ は波峰の位置にとってある。

簡単な近似として、見かけの半波長 $\lambda/2$ を、波高比 $\eta/H = 0.1$ の点までの距離 X で定義すると

$$\lambda/d_0 = 4.2 (H/d_0)^{-1/2} \quad (22)$$

となり、アーセル数 $Ur = (H/d)(\lambda/d)^2 \approx 4.2$ である。孤立波の代表的長さ λ については、種々の定義ができ、例えば Munk (1948) のものは (22) とやや異なる。

孤立波の波長 λ をつかうと、平均阻度

(Steepness) は、

$$H/\lambda = (H/d_0)^{3/2} / 4.2 \quad (23)$$

最大傾斜角は、

$$(d\eta/dx)_{\max} \approx 2.16 (H/\lambda) \quad (24)$$

である。比較のために正弦波の第一波の正の部分の体積と今定義した孤立波の一波長分の体積、及び波高をそれぞれ等しいとおくと、波長の間の関係は

$$\lambda_S / d_0 \approx 0.82 (\lambda / d_0) \quad (25)$$

ときめられる。ここで λ_S は正弦波の半波長である。

一方で、波速 c は

$$c = c_0 (1 + H/d_0)^{1/2}; \quad c_0 = \sqrt{g d_0} \quad (26)$$

とおけるから、無次元化した代表的時間スケール T^* は

$$T^* = (\lambda/c) \sqrt{g/d_0} \quad (27)$$

であり、無次元角周波数 σ は

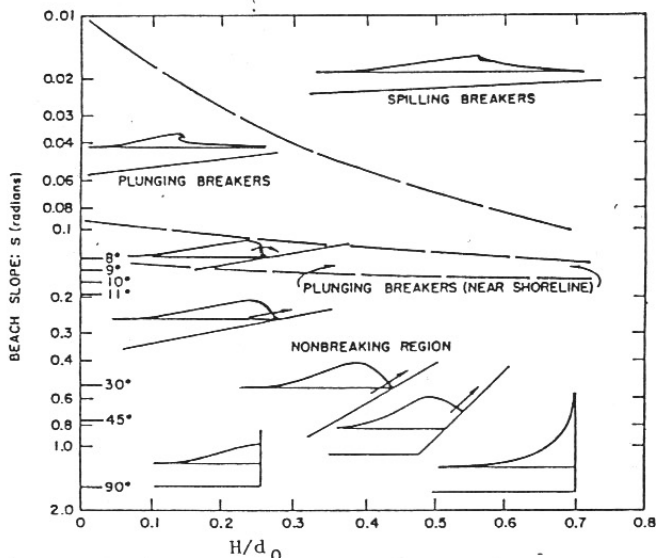
$$\begin{aligned} \sigma &= (\pi/2.1) (H/d_0)^{1/2} (1 + H/d_0)^{1/2} \\ &\sim 1.5 (H/d_0)^{1/2} \end{aligned} \quad (28)$$

とかける。

5. 孤立波遡上に関する実験結果の検討

後述する遡上数値実験結果と比較するため、既応の水理実験結果を再検討する。孤立波の一樣傾斜面はいり高さ R と、一樣水深部での波高 H との関係調べる水理実験は過去においていろいろと試みられ、それぞれに適当なパラメータ範囲で実験式が得られている。このとき、砕波の有無はエネルギーの逸散とから遡上高に大きな影響を与えるので、孤立波の砕波、非砕波に関する特性を知っておくことが大切である。

Street and Camfield (1966) は、やゝ定性的であるが、第2図に示すように、相対波



第2図 斜面上での孤立波の変形と砕波
(Street and Camfield, 1966)

高 H/h_0 及び底面傾斜 s をパラメータとして孤立波の岸近くでの特性を分類した。これによると、ほぼ傾斜角 $8^\circ \sim 10^\circ$ ($s: 0.14 \sim 0.17$) を境として、それより急な傾斜面では孤立波は砕けなくて遡上する。これに反し、ゆるい傾斜面では必ず波が砕けるが、 s の減少又は H/h_0 の増加にともなって、巻き波 (plunging) 領域からくづれ波 (spilling) 領域に移行する。例えば $s \sim 0.04$ のとき、 $H/d_0 \lesssim 0.3$ で巻き波領域であるが、 $s \sim 0.01$ のときはほぼすべての波がくづれ波となる。定性的には似た結果が花安その他 (1970) にものべられており、 s がやゝ大きく、 H/h_0 が小さいときには孤立波の波形の前傾が大きくなって先端附近が巻き波的となる。このことは、碎波高 H_B と碎波水深 h_B の比 H_B/h_B が s とともに増加し 1 以上になることからもうかがえる。

第2図では H/h_0 がきわめて小さいとき、すなわち波長の長い孤立波の場合にどうなるかはっきりしたことは判らないが、浅海波方程式系の相似パラメータ σ/s がある値以下で非碎波になると考えると、孤立波の場合は $\sigma/s \sim (H/d_0)^{1/2} s^{-1}$ であるから、 $(H/d_0) \ll 1$ では s のかなり小さいところまで非碎波領域がのびることが期待される。

さて、途中の浅水変形や碎波形態の相異には目をつぶって、孤立波タイプの波の遡上高 R と、入射孤立波の波高 H とに関係についての実験式を次にあげる。

Hall and Watts (1953) は、 $0.05 > H/d_0 \geq 0.5$, $5^\circ \leq s \leq 45^\circ$ の範囲の実験値を

$$R/H = K_S (H/d_0)^{-m} \quad (29)$$

の式で整理し、 K_S 及び m をいろいろの s についてきめた。論文では斜面先端での波高を H とするとおべているが、実際の測定は斜面の影響のない点で行なわれているらしく、 H は入射波波高とみなせるようである。また、 s の小さいとき、係数が変化するのは摩擦がきいているからではないかとのべているが、

第2図からもわかるように、この実験は大部分が非碎波領域で行なわれており、 s の小さいところでやっと碎波領域に入るので、係数に変化があるのは碎波の有無と関連づけられよう。

Kaplan (1955) は、厳密には孤立波ではないが、過渡的な波の第1波を使って、ほぼ、 $10^{-3} \lesssim H/\lambda \leq 10^{-1}$, $s = 1/30, 1/60$ の範囲の実験値を

$$R/H = K_E (H/\lambda)^{-n} \quad (30)$$

の式で整理し、それぞれの s について K_E, n をきめた。

Kishi and Saeki (1966) 及び花安その他 (1970) は、それぞれ $1/10 \geq s \geq 1/30$, 及び $1/50 \geq S \geq 1/150$ の傾斜、また、 $3 \times 10^{-3} \lesssim H/d_0 \lesssim 8 \times 10^{-1}$, 及び $10^{-2} \lesssim H/d_0 \lesssim 7 \times 10^{-1}$ の波高範囲で実験を行ない、これを

$$R/d_0 = K_H (H/d_0)^a \quad (31)$$

の実験式として整理した。Kishi and Saeki の実験では底面が粗な斜面を使っている。この北海道大学グループの実験では、水路端の空気室内に初期水面上昇を与え、これが水路中を伝播して孤立波を形成する方式をとっているので、初期アーセル数の制限から、きれいな孤立波が与えられた水路長のなかでつくられる H/d_0 にはある限界があると思われる。空気室の水平スケールを λ_0 , 水位上昇量を H_0 , 水深を d_0 とすると、初期アーセル数 U_{r0} は

$$U_{r0} = (H_0/d_0) (\lambda_0/d_0)^2 \quad (32)$$

であり、Prins (1958) の実験結果などから類推すると、きれいな孤立波のできるのは

$$1 \lesssim U_{r0} \lesssim 5 \quad (33)$$

の範囲である。このことから考えると、北海道大学グループの実験のうち H/d_0 の小さいものでは、分散性の波になり理論的な孤立波に近い波ができていないと思われる。したが

って、以後は、 $H/d_0 < 0.04$ のデータは使用しない。実際、Kishi and Saeki (1966) の論文でも、 $H/d_0 < 0.04$ のデータは使われているようにみえない。

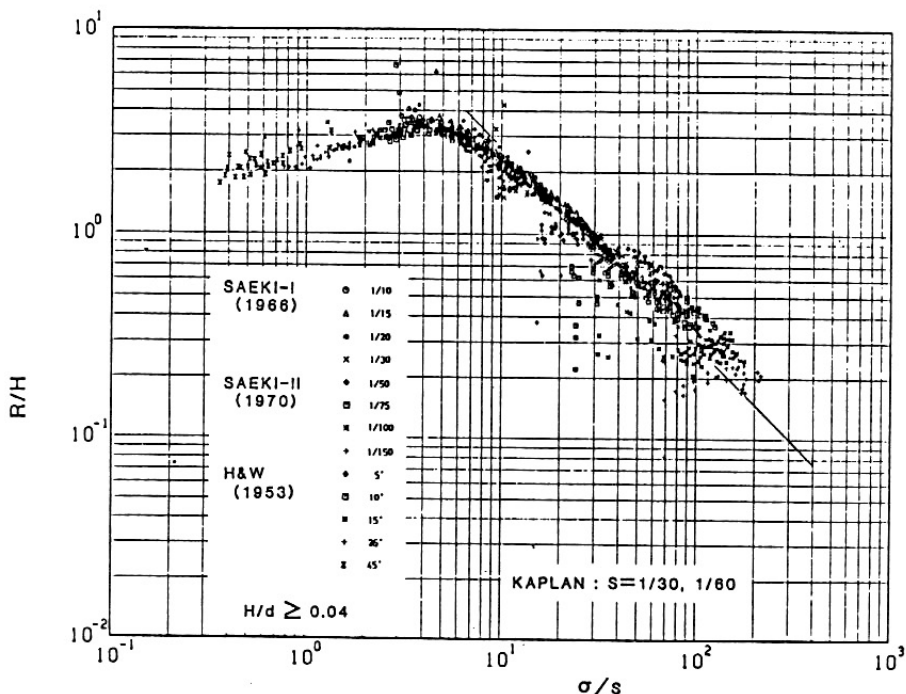
さて、29, 30, 31 の実験式は、花安その他 (1970) で示されているように、孤立波についての (H/d_0) と (λ/d_0) との関係式をつかって換算が可能とすると、すべて 31) と同形となる。彼等は、こうして全実験式を 31) のかたちとしたときの係数 K_h 及び a の値を傾斜 s に対して図示した。これによると、 K_h も a も S に対してきわめて規則的に変化し、異なった実験から得た結果が相補的であることがうかがえる。

このことをもう少し詳細に検討し、また、周期波の遡上高との関連も見易くするため、相対遡上高 R/H を σ/s の関数として表示

したのが第 3 図である。ここで σ は 28) で定義されたものである。図中、SAEKI-I、SAEKI-II はそれぞれ Kishi and Saeki (1966) 及び花安その他 (1970) のデータのうち $H/d_0 > 0.04$ のものであり、H&W は Hall and Watts (1953) のデータである。Kaplan (1955) のものは、個々のデータが不明のため、実験式を書きなおし、 $S = 1/30, 1/60$ の両方の平均をとって、

$$R/H \approx 23 (\sigma/s)^{-0.95} \quad (34)$$

とした直線が記入してある。上式と Kaplan の与えた個々の実験式との差は数パーセント以内である。また直線の範囲は、図をみやすくするため、実際の実験範囲 $10 \lesssim \sigma/s \lesssim 10^2$ よりやや広くとってある。



第 3 図 水理実験による孤立波相対遡上高
(実線は Kaplan の平均的実験式による)。

第3図によると、期待されるように異なった実験結果が第一近似としては一本の曲線上にのっているように見える。また、孤立波が砕波するか否かの区別は、ほぼ $\sigma/s \sim 5$ のあたりできまらうようであり、 R/H の最大値は 3.5 の程度と思われる。周期波の場合の砕波限界の関係式 (15) からみても、この $\sigma/s \sim 5$ という値はそれほど不自然ではない。

非砕波領域では、近似的に

$$R/H \sim (\sigma/s)^{1/3} : 1 \lesssim \sigma/s \lesssim 5 \quad 35$$

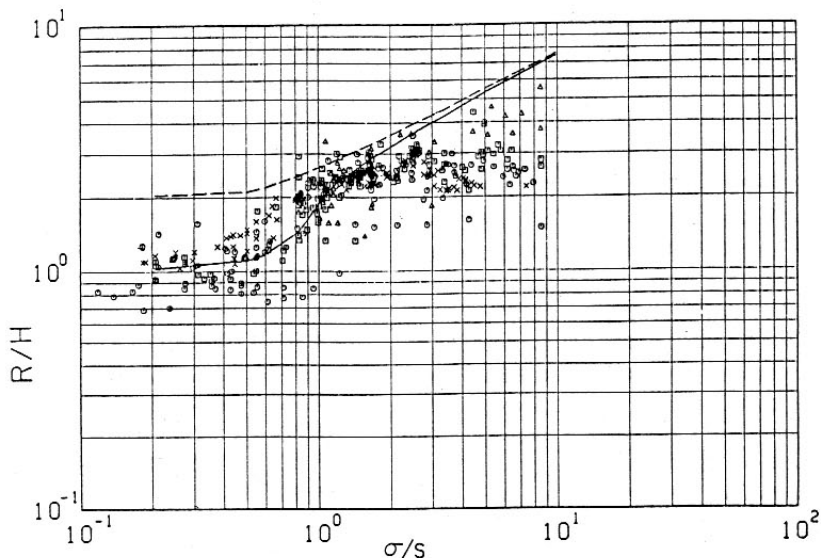
砕波領域では、近似的に

$$R/H \sim (\sigma/s)^{-0.85} : 10 \lesssim \sigma/s \lesssim 10^2 \quad 36$$

である。特に図からもわかるように $s < 1/50$ では値がかなりばらついており、これは砕波が主としてくづれ波 (spilling wave) になること、摩擦効果が大きくきくことなど、種々の要因に関係しているようである。

純粋の孤立波実験に対し、首藤 (1966) や富樫・中村 (1975) の津波遡上実験では、波のアーセル数が 100 以上と大きく、時間がたつとソリトン分裂形に移行する波をつかっている。したがって、実験範囲で H/d と時間スケール T とは独立である (この点が孤立波実験と異なる)。首藤 (1966) の実験は主として非砕波領域のもので、結果は理論的予測に近いとのべている。富樫・中村 (1975) は R/H を l/λ の関数とする実験式を提出している。ここで、 H は水平の長さ l の斜面直下での波高であり、入射波高ではない。また、 $2\pi l/\lambda = \sigma/s$ の関係がある。

首藤 (1966) 及び富樫 (1976) の実験データを、第3図と同様に R/H と σ/s の関係として表示したのが第4図である。但し H は斜面直下での最大水位である。この図は富樫 (1976) の図 3・66 と本質的に同じものであり、底面傾斜の範囲は $1/20 \sim 1/60$



第4図 水理実験による孤立的な波 (アーセル数 T) の相対遡上高
 : 記号は入射波高 A/h_0 について次のとおり
 $\Delta \leq 0.05 < \square \leq 0.10 < \circ \leq 0.20 < \times$ 。

である。違うところは、最近岩崎その他 (1982) の発表している実験結果のうち、押し波初動の第一波のデータ ($s = 1/30$) をつけ加えてある。すべてのデータは第4節の孤立的な波の波高 H 、時間スケール T の定義にしたがっている。

図中、異なった記号は、それぞれ相対的入射波高 A/h_0 について、

$$\triangle \leq 0.05 < \square \leq 0.1 < \circ \leq 0.2 < \times$$

ととってある。富樫 (1976) のデータのうち、 $\sigma/s < 2.0$ のものについては H/h_0 から A/h_0 を推定し、 $\sigma/s \geq 2.0$ では H/h_0 を A/h_0 と等しいとおいた。

また、図中の直線及び波線は第1図に示した正弦波の第一波に関するものであり、こゝで用いた実験波形の方は、

$$\eta = (A/2) \{ 1 + \cos(2\pi t/T) \} \quad (37)$$

と仮定し、正弦第一波の σ_S を、これと体積を等しくする実験波の σ に換算 ($\sigma = (\pi/4) \sigma_S$) したもので記入してある。

第4図を第3図と比較すると、 H の定義に違いがあるため $\sigma/s < 1.0$ では異なっているが、 σ/s が1から2のあたりでは割合によく合っている。第4図では $\sigma/s \sim 2$ のあたりが砕波・非砕波の限界にあたるので、それより大きな σ/s での R/H は、入射波高 A/h_0 の大小によりやゝ異なった傾向を示し、第3図の孤立波のものとは異なる。同じ σ/s に対し、 A/h_0 の大きなデータほど早く砕波するので、 R/H が小さく出ているのももっともらしい。特に岩崎その他 (1982) のデータは $A/h_0 \sim 0.02$ 、 $\sigma/s \geq 5$ の範囲に入るので、まだくだけ寄せ波 (surging) の領域にあり、 R/H が4以上にも達している。これからみると、 $\sigma/s \geq 10$ で、 $A/h_0 \lesssim 0.01$ 程度の孤立性の波による遡上実験を行なうと、摩擦の効果がそれほど大きくなければ R/H は5以上にもなり得るであろう。

6. 孤立波遡上の数値シミュレーション

孤立波が一様斜面上を変形しながら岸向きに進行し、陸上に遡上する有様を数値的にシミュレーションするには、ブシネスク方程式 (波形曲率項を含む) 系をつかうのがよいであろうが、こゝでは σ/s の範囲がほぼ 10^2 以下、すなわち $l/\lambda \lesssim 16$ で、斜面上では波形の前傾が大きいくところを中心と考えるため、オイラーの方程式系 (4), (5) を使用する。砕波する孤立波に対し、波形曲率を考慮しない方程式系が適当かどうかや疑問の余地があるが、こゝでは砕波はすべて段波発生でおきかえられるものと仮定する。

オイラー方程式 (4), (5) の数値計算には、二段階 Lax-Wendroff の方法をつかう (Richtmyer and Morton, 1957)。陸上に遡上する波の先端条件は、運動する水粒子の先端の水深が0となることで与え、また、先端の進行速度は先端水粒子の速度を内側からの線形外挿値で定める。したがって、波先端の位置は各時間ステップ毎に決定しており、あらかじめ与える空間の格子点とは一致していない。

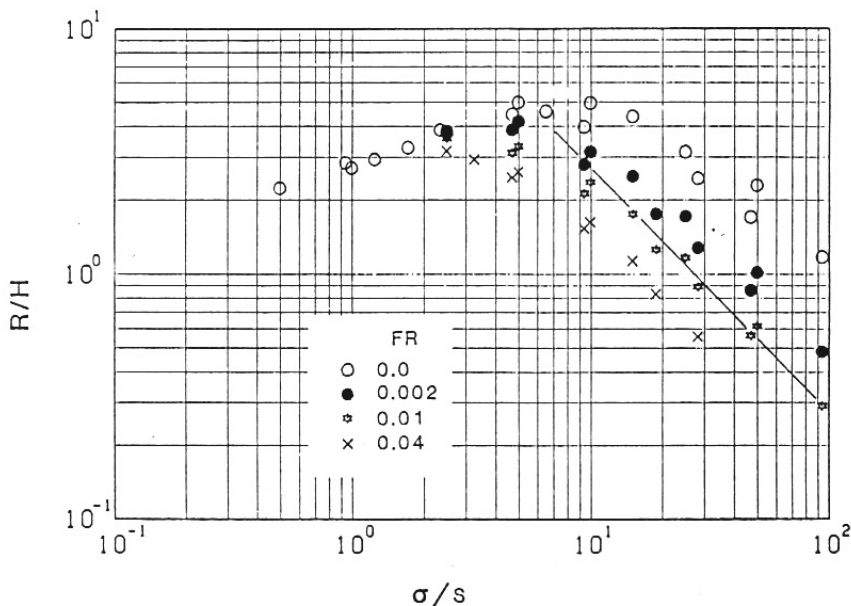
水底傾斜面の沖側境界では、理論的な孤立波の波形をもった浅海波を入射波とし、その斜面上の変形を追う方法をとった。沖側境界に内側から進む反射波については、簡単のために、一様水深の場合の線形波自由透過条件を傾斜水底の端でそのまま使ったが、ごく僅かだけ反射がおこっている。

孤立波から段波が発生するところでのギブス振動を除くため、人為的な拡散項が入れているが、段波面近く以外ではその影響は無視出来る。

このようにして計算した遡上高 R と入射波高 H との関係が第5図に示してある。摩擦係数 f (図には FR と表示) を 0, 0.002, 0.01, 0.04 とし、それぞれいくつもの s に対し、 H/d_0 を変化させて計算を行ない、 R/H

を σ/s に対して示したものである。したがって、同じ σ/s でも、フルード数にあたる H/d_0 は異なったものを含んでおり、計算結果でみればフルード数の影響も多少あるようである（図において同じ摩擦係数の場合に、 R/H の σ/s への依存性が直線的にな

っておらず、やや点がバラついているのはこのせいである）。しかし、大局的にみると、 R/H の σ/s への依存性は、フルード数の変化よりも摩擦係数の変化によって大きく変わり、特に σ/s の大きな砕波領域では、摩擦係数の大きさではっきり R/H が変化する。



第5図 数値実験による孤立波相対遡上高の摩擦係数 FR の違いによる変化

図中の実線は (34) で与えられる Kaplan (1955) の結果に対応するものであり、第3図ともあわせ考えると、摩擦係数 $f \approx 0.01$ のあたりが最もよく実験値を再現しているようにみえる。

非砕波領域では、砕波領域ほど摩擦効果は顕著ではなく、摩擦を省略した計算値もかなり実験結果に近い。しかし砕波領域で摩擦を省略すると今までの水理実験で得られた相対遡上高 R/H の約2.5倍大きな遡上高が得られ、この違いは特に σ/s が増大するほど大きくなるようである。

7. おわりに

いままでのべてきたのは、実験室内での孤立波遡上高と数値実験結果の比較であり、現実の海浜における津波遡上を考えると、 $f \approx 0.01$ の程度の摩擦係数が適当なものかどうかには問題も残る。

また、現実の津波の場合には、第一波を理論的な孤立波で近似するのは適当でないことが多い。例えば昭和58年日本海中部地震津波の場合、能代沖の陸棚端近く、水深100mのところ、第一波の峯高 H が1m程度、時間

スケール T が4分程度と考えると、陸棚の傾斜 s が $1/200$ の程度であるから $\sigma/s \approx 16.7$ 、 $U_r \sim 56.5$ であり、孤立波に関する第3図よりも、 U_r の大きいときの孤立的な波にあてはまる第4図を参考にすべきである。しかし、 $H/h_0 \approx 0.01$ の程度であるから実験値の範囲をこえており、きわめてあらく見積ると、波は多少砕けて surging の領域にあるとして R/H が5~6の程度となろう。

現実の津波遡上について考えるべきもう一つの要素は、水ぎわ近くで海底勾配が急に大きくなるときである。これは、海に面して砂丘の急斜面が存在する場合などにもあてはまるが、このときは、勾配の変化のないときにくらべて遡上高が大きくなることが期待される。

Kaplan (1955) の実験でも、水ぎわ近くに堤防があって急傾斜になっているとき、堤防のないときにくらべて他は同じ条件でも R/H が約2倍になっている。短周期の波について水ぎわ近くに堤防の存在するときは、ないときにくらべて碎波の遡上高をたかめ、最大遡上高 R/H は、堤脚水深のあたりで波が砕けるときにあらわれることが知られているが、これらのことを考え合わせると能代北方の砂丘地帯で特に遡上高の大きかったことを説明できるかも知れない。

最後に、第2, 3図に用いた孤立的な波の遡上に関する実験データを提供していただいた佐伯・富樫両博士に御礼申します。また、数値計算、作図を手伝ってもらった加藤氏にも感謝いたします。

参 考 文 献

相田 勇 (1977) : 陸上に溢れる津波の数値実験, 地震研究所彙報, **52**, 441-460.
 相田 勇・羽鳥徳太郎 (1983) : 和歌山県湯浅・広川両町に遡上した津波の数値実験, 地震研究所彙報, **58**, 667-681.
 Carrier, G. F. and H. P. Greenspan (1958)

: Water waves of finite amplitude on a sloping beach, J. Fluid Mech., **4**, 97-112.

- 後藤智明・首藤伸夫 (1980) : 各種津波遡上計算法と波先端条件の比較, 第27回海岸工学講演会論文集, 80-84.
 Hall, J. V. Jr. and G. M. Watts (1953) : Laboratory investigation of the vertical rise of solitary waves on impermeable slopes, Tech. Memo. No. 33, B. E. B., Corps of Engineers.
 花安繁郎・佐伯 浩・尾崎 晃 (1970) : 斜面上における孤立波の変形に関する研究 (1), 第17回海岸工学講演会論文集, 73-78.
 Hibberd, S. and D. H. Peregrine (1979) : Surf and run-up on a beach, a uniform bore, J. Fluid Mech., **95**, 323-345.
 Hunt, I. A. (1959) : Design of sea walls and breakwaters, J. Waterways Harbors Div., ASCE, **85**, 123-152.
 岩崎敏夫・富樫宏由 (1969) : 遡上津波先端の境界条件と計算法, 第16回海岸工学講演会講演集, 359-364.
 岩崎敏夫・富樫宏由・佐藤栄司 (1970) : 津波の汀線における水理特性と陸上遡上, 第17回海岸工学講演会論文集, 427-433.
 岩崎敏夫・真野 明 (1979) : オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算, 第26回海岸工学講演会論文集, 70-74.
 岩崎敏夫・真野 明・西宮宣昭 (1981) : 二次元津波遡上数値モデルの水理実験による検討, 第28回海岸工学講演会論文集, 69-73.
 岩崎敏夫・真野 明・荒井 唯・吉田行伸 (1982) : 引波を含む津波の一次元遡上に関する実験的研究, 第29回海岸工学講演会論文集, 80-84.
 Kaplan, K. (1955) : Generalized laboratory study of tsunami run-up, Tech. Memo. No. 60, B. E. B., Corps of Engineers.

- Keller, J. B. and H. B. Keller (1964) : Water wave run-up on a beach, Service Bureau Corporation Research Report, Contract No. Nonr-3823(00), Office of Naval Research, Dept. of the Navy.
- Kishi, T. and H. Sacki (1966) : The shoaling, breaking and run-up of the solitary wave on impermeable rough slopes, Proc. 10th Int. Conf. Coastal Engineering, 322-348.
- LeMéhauté, B. L. (1979) : Engineering methods, run-up, surge on dry bed, energy dissipation of tsunami waves, **Tsunamis**, Proc. NSF Workshop 1979, 156-181.
- LeMéhauté, B., Koh, R. C. Y. and L. Hwang (1968) : A synthesis on wave run-up, J. Waterways Harbors Div., ASCE, **94**, No. WW1, 77-92.
- 松富英夫 (1982) : 津波の二次元遡上計算, 第29回海岸工学講演会論文集, 85-89.
- Meyer, R. E. and A. D. Taylor (1972) : Run-up on beaches, **Waves on Beaches**, 357-411, Acad. Press, Inc. New York.
- Miche, R. (1951) : Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes, Annales des Ponts et Chaussées, Ministère des Travaux Publics et des Transports, Paris.
- Miller, R. L. (1968) : Experimental determination of run-up of undular and fully developed bores, J. Geophys. Res., **73**, 4497-4510.
- 三井 宏 (1973) : 海岸堤防の水理, 1973年度水工学に関する研修会講義集, B-6, 1-16.
- Munk, W. H. (1949) : The solitary wave theory and its application to surf problems, Annals New York Acad. Sci., **51**, 376-424.
- Packwood, A. R. and D. H. Peregrine (1981) : Surf and run-up on beaches-models of viscous effects, School of Math., Univ. of Bristol, Rep. No. AM-81-07.
- Pedersen, G. and B. Gjevik (1983) : Run-up of solitary waves, J. Fluid Mech., **135**, 283-299.
- Prins, J. E. (1958) : Characteristics of waves generated by a local disturbance, Trans. Amer. Geophys. Union, **39**, 865-874.
- Richtmyer, R. D. and K. W. Morton (1957) : **Difference methods for initial value problems**, Interscience Publishers, New York, 405 pp.
- 樺木 享 (1973) : 砕波特論, 1973年度水工学に関する研修会講義集, B-2, 1-38.
- Shimada, M. (1981) : Analysis of a run-up wavefront on a uniformly sloping bed, Coastal Engineering in Japan, **24**, 19-29.
- 首藤伸夫 (1966) : 長波のうちあげ高, 第13回海岸工学講演会講演集, 216-222.
- Shuto, N. (1972) : Standing waves in front of a sloping dike, Coastal Engineering in Japan, **15**, 13-23.
- 首藤伸夫・後藤智明 (1977) : 津波の遡上に関する数値解析, 第24回海岸工学講演会論文集, 65-68.
- Street, R. L. and F. E. Camfield (1966) : Observations and experiments on solitary wave deformation, Proc. 10th Int. Conf. Coastal Engineering, 284-301.
- 高田 彰 (1970) : 波の遡上, 越波および反射の関連性について, 土木学会論文報告集, **182**, 19-30.
- 富樫宏由 (1976) : 津波の陸上遡上とその対策に関する研究, 東北大学工学部博士論文, 222 pp.

- 富樫宏由・中村武弘（1975）：津波の陸上
遡上高に関する実験的研究，第22回海岸工
学講演会論文集，371-375.
- Togashi, H. and A. Fuhrbötter (1981) :
A study on relationships between run-
up height of long-period waves on
uniform sloping beaches, Rep. Fac.
Eng., Nagasaki Univ., No. 17, 87-92.
- Van Dorn, W.G. (1966) : Theoretical
and experimental study of wave
enhancement and run-up on uniformly
sloping impermeable beaches, SIO 66-
11, Scripps Institute of Oceanography,
Univ. of California.
- Van Dorn, W.G. (1976) : Set-up and
run-up in shoaling breakers, Proc.
15th Int. Conf. Coastal Engineering,
1, 738-751, ASCE.
- Van Dorn, W.G. (1978) : Breaking
invariant in shoaling waves, J. Geophys.
Res., **83**, No. C6, 2981-2988.
- Whitham, G. B. (1955) : The effects of
hydraulics Resistance in the dam break
problem, Proc. Roy. Soc. London, A
227, 399-407.