

# 浅海における津波の変形と遡上に関する実験的研究

—1983 年日本海中部地震津波の検討—

鶴谷 広一\*・中野 晋\*\*・一戸 秀久\*\*\*

## 1. まえがき

昭和 58 年 5 月 26 日の日本海中部地震で発生した津波はチリ地震津波以降の近年の津波の中では遡上高でみる限り最大であった。また、著しい特徴として、今回の津波は秋田県北部海岸に段波となって来襲し、分裂による短い周期変動をとまうものであった。津波は陸岸に接近するに従って段波的になり、この段波は進行にともない分裂して非線形分散波列からなる波状段波に移行すると言われている。しかし、実際の津波が単調な海岸にこのように波状性を示しながら段波となって来襲したのはきわめてめずらしく、また今回の津波では被害も甚大であった。そこで、本研究では段波津波の実態を明らかにするために、波峰の分裂が今回のようにかなりなだらかな斜面でどのように現れ、変形していくのかを調べ、さらに段波の高さの変化および陸上への遡上等について実験により検討を加えたものである。

## 2. 実験装置および実験方法

実験には当所の長さ 163 m, 幅 1 m, 深さ 1.5 m の鉄筋コンクリート製長水路を用いた。造波機は低慣性直流電動機駆動のピストン型式で、入力信号に応じた動きを

することにより任意の波形を作ることができる。

模型床の形状を決めるために、能代海岸および男鹿半島における深淺測量図および海図から、代表的な地点における海底断面を調べた。その結果、八森町から八郎瀨にかけての海岸では水深 100 m 程度まで 1/200 程度の比較的ゆるやかな勾配で、それより以深で急に深くなる傾向がみられた。また、男鹿半島先端ではかなり急勾配で平均的には 1/50 程度の勾配であった。さらに、汀線付近から陸側での平均的な勾配は、ほぼ 1/20 となっていた。以上の検討から、模型では水深 5 m から陸側を 1/20 の勾配としそれより深いところを 1/200 と 1/50 の 2 ケースに分けることとした。なお、水路の長さも考慮して、1/200 のケースでは水深 100 m までを 1/200 の勾配とし、さらにその先の水深 200 m までは 1/10 の勾配としている。水路の一端部分の水深は 1 m とし、模型縮尺は 1/200 の呑みなしとした。

図-1 に模型床と波高の測定地点の概略図を示す。模型床は耐水ベニヤ製で、表面の塗装は行っていない。

実験ケースは 1/200 と 1/50 の勾配 (以後  $i=1/200$ , 1/50 のように表す) について波の周期が 60, 40, 35 秒 (現地ではそれぞれ 15, 10, 8 分に相当) の 3 ケースで、それぞれの周期について波高は 9 種類変えている。現地では津波の周期がほぼ 10 分であったので、ここでも主として 40 秒のケースについて述べることにする。各測定点の水深を表-1 に示す。

造波機の駆動信号は当所の大型電算機 ACOS-800 II で 1/1000 秒ごとに計算して磁気テープに記録し、これを DA 変換してアナログデータレコーダに記録した。実験ではこのデータレコーダからの信号を造波装置に入力することにより造波板を駆動している。造波波形は押波あるいは引波初動から始まる正弦波である。また、正弦波の一山 (非周期波) を与えた実験も行っているが、ここでは主として押波初動について述べる。なお、実験方法の詳細については参考文献 1) を参照されたい。

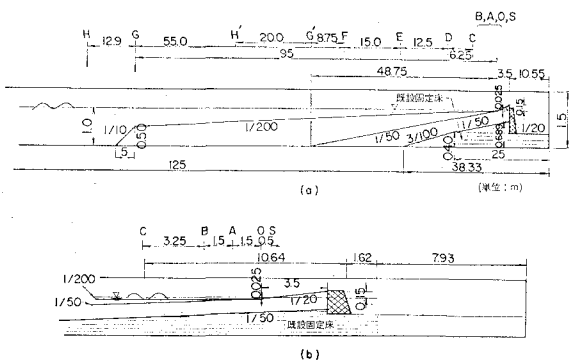


図-1 模型床と測定地点

\* 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室長  
 \*\* 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室  
 \*\*\* 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室

表-1 各測点での水深

測点	水		深	
	海底勾配 1/200		海底勾配 1/50	
	現地 (m)	模型 (cm)	現地 (m)	模型 (cm)
A	6.5	3.25	11.0	5.5
B	8.0	4.00	17.0	8.5
C	11.25	5.625	30.0	15.0
D	17.5	8.75	55.0	27.5
E	30.0	15.0	105.0	52.5
F	44.0	22.5	165.0	82.5
G	100.0	50.0	200.0 (G')	100.0 (G')
H	200.0	100.0	200.0 (H')	100.0 (H')

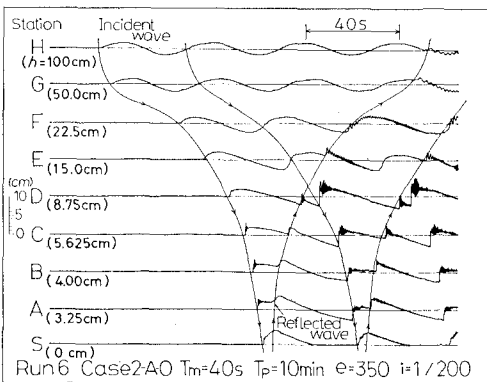


図-2 水位記録(押波初動,  $i=1/200$ ,  $T_p=10$  min)

3. 実験結果および考察

3.1 津波の変形

図-2は  $i=1/200$  で、周期10分(模型で40秒)の押波初動のケースの水位記録を示したものである。この場合のH点での波の波形勾配は  $1.92 \times 10^{-4}$  である。津波は斜面上を進行するにしたがって徐々に変形を始め、段波状となる。この段波はC点(現地換算水深で11.25m)の手前あたりから分散波列(ソリトン)を形成し、波状段波となって進行する。C点では分裂したソリトンの第1波の波高が最も大きい。進行とともに砕波してB点では第2波のソリトンが第1波よりも大きくなっている。こうして分裂したソリトンは波高の増減をくり返しながら3波から4波になって進行し、汀線(S点)付近ではもはや進行波としてのソリトンは認められない。

汀線を越えて陸上へ遡上した津波は今度は反射波となって沖へと戻ってゆく。波高計では明瞭に認められるこの第1波の反射波も、汀線からC点あたりまではきわめて長周期の水位変動があるだけなので、目視では波として見極めることはむずかしい。しかし、C点からD点

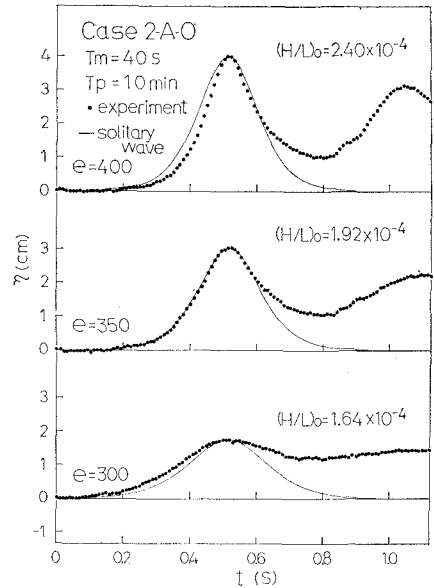


図-3 ソリトンの波形(C点,  $i=1/200$ ,  $T_p=10$  min)

にかけて反射波は波峰の分裂を生じて沖側へ進行してゆくのがよくわかるようになる。D点からE点にかけて反射波は第2波の入射波と衝突し、さらに沖側へと戻ってゆく。衝突したあとの反射波は波峰の数が増え、また一波一波の周期も長くなる。この傾向は正弦波の一番を与えた場合でも同様に生じるので、その原因は入射してくる段波との衝突によるものではなく、むしろ波の分散の効果のためと考えられる。

図-3はC点において段波の先端に生じた第1波目のソリトンの波形を拡大して孤立波の波形と比較したものである。図の中央のH点での波形勾配が  $1.92 \times 10^{-4}$  のケースでは、波の前面から峰を過ぎたあたりまで孤立波の波形とよく一致している。沖波の波形勾配がこれより大きい場合には、波形は孤立波よりも尖った形となり、逆に波形勾配が小さい場合には孤立波よりも丸くなった形になっている。本実験では段波が斜面上を進行しているために、ソリトンがどこで発生し始め、またどのように発達し砕波してゆくのかはかなり複雑であるが、以上のことからソリトンの発生の初期には孤立波よりも丸い形で発達を始め、進行とともに孤立波の波形に近くなり、さらに発達すると孤立波よりも尖った形となつてついには砕波に至るものと考えられる。

このことをさらに詳しく見るために、波高を5種類変えた場合のC点とB点におけるソリトンの発生の状況を示したのが図-4, 5である。両図とも一様水深部H点での波形勾配  $2a_1/L$  は上から順に  $2.40 \times 10^{-4}$ ,  $2.22 \times 10^{-4}$ ,  $1.92 \times 10^{-4}$ ,  $1.64 \times 10^{-4}$ ,  $1.24 \times 10^{-4}$  である。

図-4のC点では沖での波形勾配が大きくなるにつれて

ソリトンの発達が明瞭になり、しかも、ソリトンの波高も大きくなっている。しかし、図-5に見られるようにB点にくるとC点で大きく発達していた第1波目のソリトンは砕波して小さくなり、第2波目のソリトンの波高が大きくなってその結果波速が速くなり、第1波目はかなり近づいている様子が見られる。また、波高の小さな段波では第1波目のソリトンが発達し始めている。図-5の右側に見られる水位の上昇は反射波によるものである。

以上のように、ソリトンの発生とその後の発達から砕波に至るまでのプロセスはかなり複雑であるが、それに続く段波の部分の水量もソリトンに比べて圧倒的に多く、その平均的な高さについては系統的な変化があるものと考えられる。

図-6, 7 は周期が 40 秒と 35 秒の波について第1波の段波の高さ  $a_1$  の水深による変化を示したものである。ただし、段波になっていない沖側では静水面から最大水位までを  $a_1$  としている。

図中の破線は岸<sup>3)</sup>による有限振幅長波の変形理論にもとずいた計算値である。その概略を以下に述べる。

水底での摩擦を無視すると、有限振幅長波の運動方程式と連続の式は次のようになる。

$$u^*_t + u^*u^*_x = -g^*a^*_x \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$a^*_t = -(a^* + h^*)u^*_x \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここに、 $a^*$  は長波の静水面からの高さ、 $h^*$  は水深、 $x^*$  は静水面上にとった  $x$  軸で、長波の進行方向 (岸向

き) を正とする。 $u^*$  は流速、 $t^*$  は時間、 $g^*$  は重力の加速度で、 $*$  は次元量であることをあらわす。

式 (1), (2) を次のような無次元量を用いて書き直す。 $x = x^*/l_0^*$ ,  $h = h^*/h_0^*$ ,  $a = a^*/h_0^*$ ,  $u = u^*/u_0^*$ ,  $t = t^*/t_0^*$ 。

ここに、 $l_0^*$  は原点から汀線までの距離、 $h_0^*$  は原点での水深、 $t_0^* = l_0^*/(g^*h_0^*)^{1/2}$ ,  $u_0^* = (g^*h_0^*)^{1/2}$  である。

無次元化された基本式は次のようになる。

$$u_t + u \cdot u_x = -a_x \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$a_t = -(a+h)u_x \quad \dots\dots\dots(4)$$

式 (3), (4) の特性方程式を考え、水底の勾配がゆるやかに変化するとして一様水深での長波の流速と波速をあらわす次式

$$u = 2\sqrt{h}(\sqrt{1+M}-1) \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$c = \sqrt{h}\sqrt{1+M} \quad \dots\dots\dots(6)$$

を用いると、

$$\frac{1}{h} \frac{dh}{dM} = \frac{2(3\sqrt{1+M}-2)}{(\sqrt{1+M}-1)(6\sqrt{1+M}-1)\sqrt{1+M}} \quad \dots\dots\dots(7)$$

が得られる。ここに、 $M = ah$  である。

式 (7) を積分し、 $h=1$  で  $M=M_0$  とすると、

$$h = \left( \frac{\sqrt{1+M_0}-1}{\sqrt{1+M}-1} \right)^{4/3} \left( \frac{6\sqrt{1+M_0}-1}{6\sqrt{1+M}-1} \right)^{6/5} \quad \dots\dots(8)$$

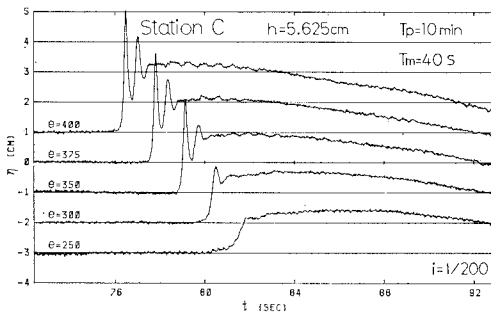


図-4 段波先端でのソリトンの発生状況 (C点)

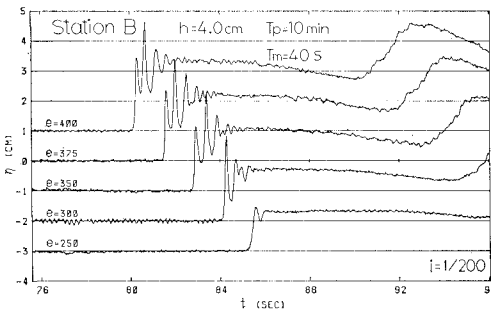


図-5 段波先端でのソリトンの発生状況 (B点)

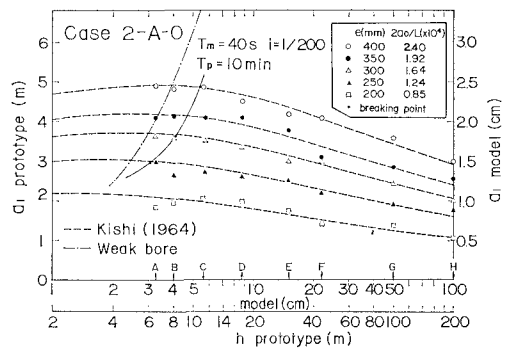


図-6  $a_1$  と  $h$  の関係 (押波初動,  $i=1/200$ ,  $T_p=10$  min)

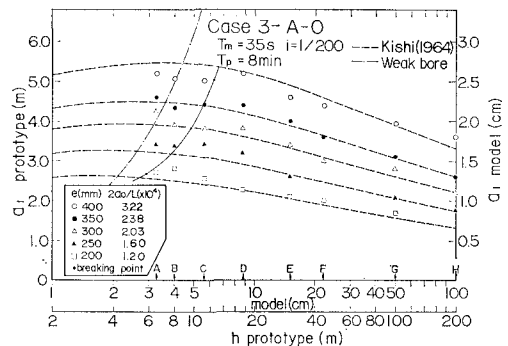


図-7  $a_1$  と  $h$  の関係 (押波初動,  $i=1/200$ ,  $T_p=8$  min)

となる。

図-6, 7 の破線は H 点 ( $h=1.0\text{m}$ ) で境界条件を与えて式(8)を計算したものである。この理論では、長波の最大水位は  $M=7/9$  で与えられる。

また, Keller et al.<sup>3)</sup> は一様斜面上での段波の問題を扱い、弱い段波 (weak bore) の場合の最大波高を次式のように与えた。

$$a_1/h=0.6262 \dots\dots\dots(9)$$

図-6, 7 にはこの関係を一点鎖線で示してある。弱い段波とは、 $M=c_s/\sqrt{gh}$  としたときに  $M\approx 1$  の場合をいう。ここに、 $c_s$  は段波の波速、 $h$  は水深である。図中の実線は実験での砕波点を連ねたものであるが、今回の実験ではこの条件より小さい波高で砕波が生じている。これは、式(9)では段波の前面に生ずる波動成分を考慮していないことによるものであると考えられる。

Shuto<sup>4)</sup> は一様斜面上での微小振幅長波の砕波条件を次式のように与えた。

$$\frac{2a_m}{L} \frac{1}{i} = \frac{2}{\pi} \left(4\pi \frac{l}{L}\right)^{-1} \left\{ J_0^2 \left(4\pi \frac{l}{L}\right) + J_1^2 \left(4\pi \frac{l}{L}\right) \right\}^{1/2} \dots\dots\dots(10)$$

ここに、 $a_m$  は斜面上の砕波限界を与える入射波の最大振幅、 $L$  は入射波の波長、 $i$  は斜面の勾配、 $l$  は斜面法先から汀線までの水平距離、 $J_0, J_1$  はそれぞれ 0 次および 1 次のベッセル関数である。

いま、図-6 について式(10)を適用してみる。 $T_m=40\text{s}$  なので、 $L=125.17\text{m}$ 、 $i=1/200$ 、 $l=100\text{m}$  とすると  $a_m=0.5\text{cm}$  となる。 $T_m=40\text{s}$  の場合、波高の最も小さい  $e=200\text{mm}$  (造波板の片振幅) で砕波は  $0.7\text{cm}$  の水深のところを生じていたので、このケースがほぼ砕波の限界を示しているものと考えられる。このときの一様水深部 H 点での段波の高さ  $a_1$  は図から  $0.53\text{cm}$  と読みとれる。したがって、 $i=1/200$  のケースでは底勾配が一様でないものの、斜面長を  $100\text{m}$  とした場合に Shuto の砕波条件と実験値とはかなり合っているといえる。

3.2 遡上高

図-8 は押波初動の第 1 波の遡上高  $R_1$  と、一様水深部での波高  $2a_{10}$  ( $a_{10}$  は静水面からの峰高) との関係を示したものである。図中には正弦波の一山のみを与えた場合 (これを非周期波とする) の遡上高も示してあるが、周期波とほとんど変わらないことがわかる。

Keller & Keller<sup>5)</sup>, Shuto<sup>6)</sup> の線型理論による津波の遡上高は次式で与えられる。

$$R/2a = \{ J_0^2(4\pi l/L) + J_1^2(4\pi l/L) \}^{-1/2} \dots\dots\dots(11)$$

ここに、 $R$  は遡上高、 $2a$  は入射波の波高、 $L$  は入射波の波長、 $l$  は斜面の水平距離、 $J_0, J_1$  はそれぞれ 0 次

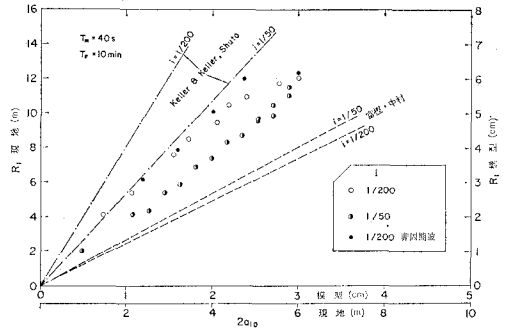


図-8  $R_1$  と  $2a_{10}$  の関係 (押波初動,  $T_p=10\text{min}$ )

および 1 次のベッセル関数である。

富樫・中村<sup>6)</sup> は有限振幅の波と砕波も含めた次の実験式を提案した。

$$\log(R/2a) = 0.421 - 0.095 \log(l/L) - 0.254 (\log(l/L))^2, \quad 10^{-1} \leq l/L \leq 1.3 \dots\dots(12)$$

今回の実験では斜面の勾配が一様ではないので比較はむずかしいが、一応  $i=1/200$  で  $l=100\text{m}$ 、 $i=1/50$  では  $l=49.25\text{m}$  とした場合の式(11)と(12)の関係が図に示されている。これは第 1 波目の遡上高についてなので、式(12)を計算する場合には第 1 波を非周期波と考えて  $L=L_0/2$  ( $L_0$  は一様水深部での波長)、 $2a=a_{10}$  としている。この定義によると  $i=1/200$  のケースでは  $l/L$  は  $1.3$  よりも大きくなり、この式の適用範囲外となるが、一応の目安として図中には式(12)も示しておいた。これらの直線と実験値を比較すると、 $i=1/200$  と  $1/50$  の両ケースとも実験値は Shuto の理論式と富樫・中村の実験式の中間の値となっている。 $i=1/200$  では実験値は Shuto の理論式より約 38% 小さく、富樫・中村の実験式の約 2 倍である。また、 $i=1/50$  では実験値は式(11)より約 30% 小さく、式(12)よりも約 40% 大きくなっている。

今回の実験では斜面が一様勾配ではなく、汀線近くでかなり急勾配になっていて、 $i=1/200$  のケースではさらに沖側でも  $1/200$  から  $1/10$  に勾配が急変している。これらのことが遡上に与える影響については現在のところ明らかではなく、式(11)、(12)との差が生じた原因の一つとも考えられるが、実用上からもかなり重要な問題であるので今後更に検討の余地がある。

図-9 は  $i=1/200$  のケースの第 1 波の遡上高  $R_1$  を  $a_{10}$  で無次元化した相対遡上高と沖での波形勾配との関係を周期が 35, 40, 60 秒と非周期波について示したものである。各周期とも波形勾配が大きくなると相対遡上高がやや減少する傾向にある。また、図-8 でもかわるように周期が 40 秒の波に対しては  $i=1/200$  の方が  $i=1/50$  より相対遡上高が大き目であるが、ここでは示していな

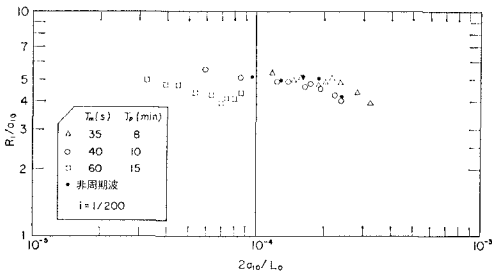


図-9 相對遡上高と波形勾配の關係

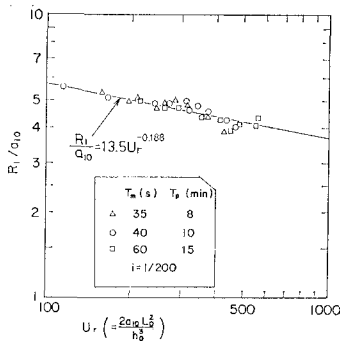


図-10  $R_1/a_{10}$  と  $U_r$  の關係

いけれども他の周期の波についても同様のことが言える。図-9 には周期による系統的な違いが見られる。本実験では波形勾配は  $10^{-5} \sim 10^{-4}$  のオーダーでありかなり小さいが、水深も波長に比べてかなり小さく、この効果も考慮する必要がある。浅海波の非線形効果をあらわすパラメータとしてはアーセル数  $U_r$  が用いられる。そこで、ここでは一様水深部でのアーセル数  $U_r (=2a_{10}L_0^2/h_0^3)$  を求め、これと相對遡上高の關係を調べてみた。図-10 は  $i=1/200$  のケースで、各周期のデータはほぼまとまり、アーセル数の増加とともに相對遡上高は両対数紙上でほぼ直線的に減少し、その關係は次のように表される。

$$R_1/a_{10} = 13.5U_r^{-0.188} \dots \dots \dots (13)$$

#### 4. あとがき

本研究では津波水路を使って底勾配が  $1/200$  ときわめて緩勾配の斜面上での津波の変形と遡上に関する一連の実験を行い、現地における段波性津波と先端での波峰分裂がこの地形の影響によるものであることを確認した。 $i=1/200$  の場合、周期が 35 秒と 40 秒の波は進行とともに段波を形成し、その先端ではソリトンの分裂が見られたが、その形成、発達から砕波に至るまでは沖波の波形勾配が影響していることが明らかになった。遡上高については、 $i=1/200$  の方が  $1/50$  の場合よりも大きかった。これは、段波の先端に生じた短周期変動の波の有無によるものではなく、段波性津波か重複波津波かの違いによるものと考えられる。また、相對遡上高については  $i=1/200$  の場合にアーセル数との關係式を得た。

最後に本研究を進めるにあたり、東北大学首藤伸夫教授からは貴重な情報を頂いた。また、当所合田良実次長、田中則男海洋水理部長からは終始御支援と御教示を頂いた。さらに、谷本勝利防波堤研究室長は当初から本実験を含めた津波に関する調査研究のまとめ役として指導的役割を果たされた。そのほか、データの整理および図面等の作成には、水理研究室の柳嶋慎一、寺川博也、松延嘉國技官を始めとして、水工部・海洋水理部の多くの方々の協力を得た。

ここに記して深く感謝の意を表します。

#### 参 考 文 献

- 1) 谷本勝利他：1983年日本海中部地震津波の実態と二・三の考察，港湾技研資料，No. 470, 299 p., 1983.
- 2) 岸 力：波動論，土木学会水理委員会編，水工学シリーズ，64～05, 1964.
- 3) Keller, H. B., D. A. Levine and G. B. Whitham: Motion of a bore over a sloping beach, Jour. Fluid Mech., Vol. 7, part 2, pp. 302～316, 1960.
- 4) Shuto, N.: Standing waves in front of a sloping dike, Coastal Eng. in Japan, Vol. 15, pp. 13～23, 1972.
- 5) Keller, J. B. and H. B. Keller: Water wave run-up on a beach, Reserch Report No. NONR-3828 (00), Office of Naval Research, Dept. of the Navy, 1964.
- 6) 富樫宏由・中村武弘：津波の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，pp. 371-375, 1975.