

陸棚斜面に入射した津波の多重反射

越村 俊一¹

¹正会員 博 (工) 阪神・淡路大震災記念 人と防災未来センター (〒 651-0073 神戸市中央区臨浜海岸通 1 丁目 5 番 2 号)

岸沖方向に有限な陸棚斜面を想定し、沖合からの任意の入射波形に対する斜面上の津波伝播を表す理論解を求めた。さまざまな入射条件において得られた理論解を整理し、特に斜面上における津波の多重反射現象に着目し、津波の捕捉・増幅・減衰特性に関する新たな知見を得た。

Key Words : tsunami, edge wave, multiple reflection, trapping, continental slope

1. 序論

陸棚斜面上において発生し、沿岸部に到達した津波は、捕捉現象によりしばしば予想外の波高増幅をもたらす¹⁾。一般に、陸棚斜面上における津波の捕捉現象は、一様勾配斜面上において励起されるエッジ波の理論に基づき議論されてきた^{2),3)}。たとえば、藤間ら³⁾は、半無限の一様勾配斜面上に形成された任意波源からの津波の伝播を理論的に解析し、津波波源が汀線から近く、波源の長軸が汀線に対し垂直方向に位置するとき顕著なエッジ波が励起されることを示した。彼らの解析結果は、比較的近地で発生する津波の捕捉現象を議論する際にきわめて有効である。しかし、本来、陸棚斜面は有限であり、遠地津波のような外洋からの津波の入射を仮定して津波の捕捉現象を議論する場合には、藤間らの理論の適用は困難である。半無限斜面を仮定した理論では、沖側から長波としての入射波を設定することが困難であり、異なる地形・波入射条件を考慮した解析が必要である。

一方、Carrier and Noiseux⁴⁾は、岸沖方向に有限な一様勾配斜面を仮定し、沖側水平床からの正規分布形の一山入射波に対応した斜面上の津波の理論解を導いている。彼らの理論解析では、岸側から沖側に放射される津波の一部が斜面端部において再度反射し、沿岸境界に捕らえられる多重反射波の存在が示された。これにより、Stokes mode をはじめとする、いわゆる Trapped mode のエッジ波以外にも斜面上に捕捉される津波が存在し得ることが定性的に示されたが、多重反射波の増幅特性等の詳しい検討は行われていない。

Koshimura ら⁵⁾は、Carrier and Noiseux と同様の地形条件を仮定し、沖側から定常正弦波が任意の角度で入射した場合の津波伝播を表す理論解を導出し、斜面上における津波の増幅特性に関する知見を得た。Koshimura

らの検討結果によれば、津波の入射方向が沿岸方向に対してほぼ平行に近くなった場合、陸棚斜面上の津波増幅特性が、入射波長と陸棚斜面の岸沖方向長さの比を表すパラメータに関して変化することが明らかになった。その原因として、入射波と多重反射波との相互干渉が考えられるが、詳しい検討ははまだ行われていない。

既往の研究により得られた、陸棚斜面上の津波増幅・捕捉現象に関する知見に加え、工学的立場からは、さらに以下の問題に関する検討が必要であろう。

1. 一山入射波⁴⁾から定常正弦入射波⁵⁾にわたる過渡的な状態における津波の伝播・増幅特性
2. 有限な陸棚斜面上における多重反射波の発生・捕捉機構
3. 斜面上の多重反射波と沖側入射波の相互干渉による津波の増幅特性
4. 斜面上に捕捉された津波の減衰特性

たとえば、1 について、藤間ら⁶⁾は島周りの津波を対象に、定常波と過渡的な入射波に対する津波の増幅・捕捉特性を検討した。その結果、過渡的な入射波による島周りの津波遡上高は、場合により定常正弦入射波による遡上高よりも高くなることが明らかになった。同様の現象が陸棚斜面上においても発生する可能性は高い。また、陸棚斜面上に多重反射波が励起された場合には、津波の継続時間が長くなるため、沿岸境界における津波警戒時間をどの程度とるかにについての検討が必要になる。この問題については、上記 4 の検討結果が有効な基礎的資料となり得る。

本研究では、岸沖方向に有限な一様勾配斜面を想定し、沖合からの任意の入射波形に対する斜面上の津波伝播を表す理論解を導出する。具体的には、Koshimura ら⁵⁾により導かれた定常正弦入射波に対する理論解を、過渡的な入射波に対する解へ拡張する。得られた理論解に基づき、特に斜面上に励起される多重反射波に着

目し, 上記4つの課題についての検討を行う。

2. 理論解の導出

(1) 定常正弦入射波に対する解

まず, 理論展開の前準備として, Koshimura らがすでに導出した定常正弦入射波に対する理論解の簡単なレビューを行う。詳細な理論解の導出過程については参考文献⁵⁾を参照されたい。

図-1のような, 岸沖方向に有限な一様勾配斜面を考える。座標系は x 軸を岸沖方向, y 軸を沿岸方向にとる。斜面は $x = a_0$ において水平床と接続する。水平床の水深は h_0 である。支配方程式は, 線形長波理論から得られる以下の波動方程式である。

$$\frac{\partial^2 \xi_j}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ gh(x) \frac{\partial \xi_j}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ gh(x) \frac{\partial \xi_j}{\partial y} \right\} \quad (1)$$

ξ_j は静水面からの水位変動を表す。添え字 j は図-1における領域を表す。すなわち, $j = 0$ は沖側水平床領域, $j = 1$ は斜面上の沿岸境界領域である。水深 h は次式により定義される。

$$h(x) = \begin{cases} sx & (0 \leq a_1 \leq x \leq a_0) \\ h_0 & (x \geq a_0) \end{cases} \quad (2)$$

汀線位置は, $x = a_1 = \gamma a_0$ で定義する。津波は沖側水平床から任意の角度 θ_0 で入射すると仮定する。入射角 θ_0 の定義は図-1に従う。いま, 運動は周期的であると仮定し, 領域 $0 (x \geq a_0)$ における解 ξ_0 を次式で表す。

$$\xi_0(x, y, t) = (e^{-i\alpha_0 x} + A e^{i\alpha_0 x}) \cdot e^{i(\beta y - \omega t)} \quad (3)$$

右辺括弧内第1項は入射波成分を表し, 1の振幅をもつ。第2項は沖側に放射される反射波成分である。Aは複素振幅である。 ω は角周波数, α_0, β はそれぞれ岸沖, 沿岸方向の波数であり, 次式を満足する。

$$\alpha_0^2 + \beta^2 = \left(\frac{2\pi}{L_0} \right)^2 \quad (4)$$

ただし, L_0 は領域0における入射波波長である。

一方, 領域1における解 ξ_1 は次式で表される。

$$\xi_1(x, y, t) = \left\{ B_1 M(-\lambda, 1; 2\beta x) + B_2 U(-\lambda, 1; 2\beta x) \right\} \cdot e^{-\beta x + i(\beta y - \omega t)} \quad (5)$$

B_1, B_2 はそれぞれ複素振幅である。 $M(-\lambda, 1; 2\beta x), U(-\lambda, 1; 2\beta x)$ は合流型超幾何関数で, それぞれ次式で定義する。ただし $z = 2\beta x$ である。

$$M(-\lambda, 1; z) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\lambda!}{(k!)^2 (\lambda - k)!} \cdot z^k \quad (6)$$

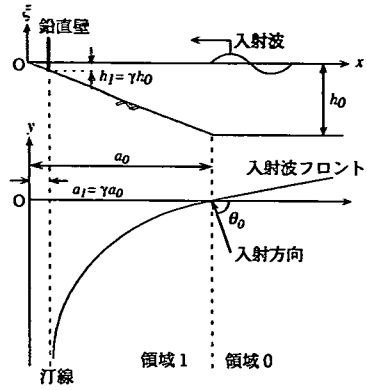


図-1 斜面モデルと座標系

$$U(-\lambda, 1; z) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\lambda!}{(k!)^2 (\lambda - k)!} \cdot z^k \cdot \log z + \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\lambda!}{(k!)^2 (\lambda - k)!} \times \left(\sum_{r=0}^{k-1} \frac{1}{r - \lambda} - \sum_{r=1}^k \frac{2}{r} \right) \cdot z^k \quad (7)$$

式(6), (7)中の λ は次式で定義する。

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(\frac{a_0}{L_0} \cdot \frac{2\pi}{\sin \theta_0} - 1 \right) \quad (8)$$

合流型超幾何関数 M は無限遠 ($x = \infty$) において特異点を持ち, λ が非負整数 n をとる場合に n 次の Laguerre 関数 $L_n(z)$ になる。一方, U は原点 ($x = 0$) において特異点をもつ関数である。すなわち, 汀線が原点に一致する半無限一様勾配斜面を考えた場合には, M は Laguerre 関数となり, U は物理的根拠を失うために, 式(5)は, 藤間ら³⁾により示されたエッジ波の定常解に一致する。

式(3), (5)中の複素振幅は, 各領域間の解の接続と汀線における完全反射条件を考慮した境界条件式により, 式(9)~(11)のように求まる。

$$B_1 = \frac{2i\alpha_0 e^{-i\alpha_0 a_0} G_{21}}{i\alpha_0 (F_{2a_0} - G_{21} F_{1a_0}) + G_{21} G_{1a_0} - G_{2a_0}} \quad (9)$$

$$B_2 = \frac{2i\alpha_0 e^{-i\alpha_0 a_0}}{i\alpha_0 (F_{2a_0} - G_{21} F_{1a_0}) + G_{21} G_{1a_0} - G_{2a_0}} \quad (10)$$

$$A = \frac{B_1 F_{1a_0} + B_2 F_{2a_0}}{e^{i\alpha_0 a_0}} - e^{-2i\alpha_0 a_0} \quad (11)$$

式(9), (10), (11)中の関数 $F_{1a_0}, F_{2a_0}, G_{1a_0}, G_{2a_0}, G_{21}$ は次式で定義する。

$$F_{1a_0} = e^{-\beta'/2} M(-\lambda, 1; \beta') \quad (12)$$

$$F_{2a_0} = e^{-\beta'/2} U(-\lambda, 1; \beta') \quad (13)$$

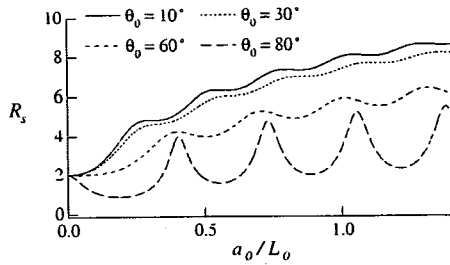


図-2 定常正弦波が入射した場合の斜面上の津波増幅特性

$$G_{1a_0} = -\beta e^{-\beta'/2} M(-\lambda, 1; \beta') - 2\beta \lambda e^{-\beta'/2} M(1-\lambda, 2; \beta') \quad (14)$$

$$G_{2a_0} = -\beta e^{-\beta'/2} U(-\lambda, 1; \beta') + 2\beta \lambda e^{-\beta'/2} U(1-\lambda, 2; \beta') \quad (15)$$

$$G_{21} = \frac{-U(-\lambda, 1; \gamma\beta') + 2\lambda U(1-\lambda, 2; \gamma\beta')}{-M(-\lambda, 1; \gamma\beta') - 2\lambda M(1-\lambda, 2; \gamma\beta')} \quad (16)$$

$$\beta' = 2\beta a_0 \quad (17)$$

斜面上の津波増幅率 R_s は、汀線における無次元波高を用いて次式で定義する。

$$R_s = \left| e^{-\gamma\beta'/2} \left\{ B_1 M(-\lambda, 1; \gamma\beta') + B_2 U(-\lambda, 1; \gamma\beta') \right\} \right| \quad (18)$$

図-2 に $\gamma = 10^{-3}$ とした場合の R_s と、入射波波長で無次元化した斜面長 a_0/L_0 との関係を示す。入射角 θ_0 は $10^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ とした。 $\theta_0 = 80^\circ$ の場合には、 R_s は a_0/L_0 に対して周期的に変化することがわかる。しかし、なぜ R_s の a_0/L_0 に対する周期性が見られるかといった問題は解明されていなかった。定常解では、沿岸部への津波第1波の到達から増幅へ至るまでのプロセスがわからなかったからである。以下では、定常正弦入射波に対する解を任意の波形をもつ過渡的な入射波に対する解への拡張を行い、この問題に関する検討を行う。

(2) 過渡的な入射波

再び斜面への津波入射問題を考える。ただしここでは、定常正弦入射波ではなく、過渡的な入射波を仮定する。いま、沖合における入射波が正規分布形の波で表現できるとすると、陸棚斜面端部 $x = a_0$ における一山の正規分布形の入射波は次式で表される。

$$\xi_{inc}(x, y, t) \Big|_{x=a_0} = e^{-\left[\left\{ y - \frac{\sqrt{gh_0}}{\cos\theta_0} (t-t_0) \right\} \cdot \frac{\cos\theta_0}{w\sqrt{gh_0}} \right]^2} \quad (19)$$

t_0 は入射波ピークの時間的位置を表す。 w は

$$w = \frac{\Omega a_0}{\sqrt{gh_0}} \quad (20)$$

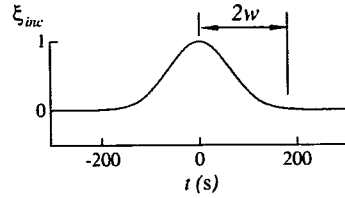


図-3 正規分布形入射波の時間波形

である。係数 Ω は任意の正の実数である。水平床部の水深 h_0 と斜面長 a_0 を既知とすれば、 w は任意の Ω により決定される。式(19)を、 $t_0 = 0$ とし、 $(x, y) = (a_0, 0)$ における時間波形として表現したものが図-3である。ここでは $w = 87.5$ としている。図-3に示すように、水平床上一山入射波の時間スケールは $4w$ と定義する。 $t_0 = 0$ とし、入射波の裾における波高(ここでは $t = 2w$) と入射波高のピーク値(ここでは $t = 0$) との比が

$$\frac{e^{-\left(\frac{t}{w}\right)^2} \Big|_{t=2w}}{e^{-\left(\frac{t}{w}\right)^2} \Big|_{t=0}} = 0.0183 \quad (21)$$

であることを考慮すれば、 $4w$ を実質的な入射波の時間スケールと定義しても差し支えないであろう。上式から、水平床上における一山の正規分布形入射波の空間スケールを W とすると、斜面長 a_0 で無次元化した入射波の空間スケールは、

$$W/a_0 = 4w\sqrt{gh_0}/a_0 = 4\Omega \quad (22)$$

と記述できる。以下では、入射波の波形を、式(19)の重ね合わせで表現すると仮定し、 $(x, y) = (a_0, 0)$ における時間波形として次式を与える。

$$\xi_{inc} = (-1)^\delta \sum_{k=1}^K (-1)^{k+1} e^{-\left(\frac{t-k t_0}{w}\right)^2} \quad (23)$$

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{押し波初動の場合} \\ 1 & \text{引き波初動の場合} \end{cases} \quad (24)$$

$\delta = 0$ の場合には、押し初動の波を表し、 $\delta = 1$ の場合には引き初動の波を表す。また、 K の値により入射波数を定義する。たとえば、 $\delta = 0$ で $K = 2$ の場合には、入射波形は次式のようになり、押し初動の一山一谷入射波を定義できる。すなわち、 $K = 2$ で1サイクルの入射波が与えられ、入射波のサイクル数は $K/2$ となる。

$$\xi_{inc} = e^{-\left(\frac{t-t_0}{w}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-2t_0}{w}\right)^2} \quad (25)$$

ここで、 t_0 は、便宜上 $t_0 = 2.5w$ とする。そうすることにより、式(23)を用いて、正弦波をほぼ近似させることが可能となるからである。図-4に正規分布型入射波と正弦入射波の比較を示す。図には、式(26)に示す

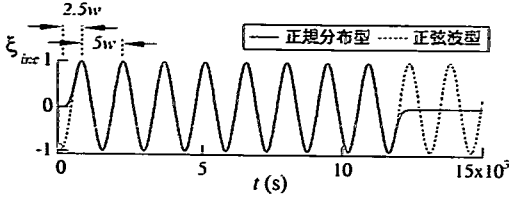


図-4 入射波形の比較

場合において、式(23)に基づき計算した入射波と、式(27)とした正弦入射波の比較を示してある。正規分布型入射波を用いて、周期 $5w$ の正弦波を良好に近似できることがわかる。

$$\left. \begin{aligned} w &= 291.6 \\ \delta &= 0 \\ K &= 16 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

$$\xi_{inc} = \sin\left(\frac{2\pi}{5w}t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (27)$$

(3) 定常解の拡張

定常解から過渡波解への拡張は、高速フーリエ変換(FFT)による以下の方法⁶⁾に従う。

1. 式(23)に基づく沖側入射波形の決定
2. 入射波形をFFTによりフーリエ成分(C_n)に分解
3. 各フーリエ成分に対応した解と C_n の積の線形重ね合わせ

上の方法を用いると、過渡的な入射波に対する解は次式で求められる。

$$\xi_{tr}(x, y, t) = \sum_{n=1}^N C_n \cdot \xi_{1n}(x, y, t) \quad (28)$$

$$\xi_{1n}(x, y, t) = \left\{ \begin{aligned} &B_{1n}M(-\lambda_n, 1; 2\beta_n x) \\ &+ B_{2n}U(-\lambda_n, 1; 2\beta_n x) \end{aligned} \right\} \times e^{-\beta_n x + i(\beta_n y - \omega_n t)} \quad (29)$$

ξ_{1n} は各フーリエ成分 C_n に対応した定常波解である。複素振幅 B_{1n}, B_{2n} は、式(9)、(10)に基づき、 n 番目の成分に対してそれぞれ求める。式(29)の計算に必要な $\alpha_{0n}, \beta_n, \lambda_n$ は次式で求められる。 L_{0n} は領域0における入射波の第 n 成分に対応する波長である。

$$\alpha_{0n} = \frac{2\pi}{L_{0n}} \cos \theta_0 \quad (30)$$

$$\beta_n = \frac{2\pi}{L_{0n}} \sin \theta_0 \quad (31)$$

$$\lambda_n = \frac{1}{2} \left(\frac{a_0}{L_{0n}} \cdot \frac{2\pi}{\sin \theta_0} - 1 \right) \quad (32)$$

表-1 式(28)の計算条件

W/a_0	N	Δt (s)	P
$0.4 \leq W/a_0 < 1.0$	800	2.0	2^{15}
$1.0 \leq W/a_0 < 2.0$	1200	5.0	2^{15}
$2.0 \leq W/a_0 < 2.4$	600	5.0	2^{15}

式(29)で表される解には、汀線に設置した鉛直壁の効果が含まれる。Koshimuraら⁵⁾に述べられているように、斜面上の津波増幅率は鉛直壁の位置を表すパラメータ γ に依存し、 $\gamma=0$ (鉛直壁無し)の場合を最大として、 γ の増加にともない減少することがわかってい。過渡的な入射波による津波の増幅・捕捉特性に関して、危険側の解を考慮して一般的な検討を行うためには、鉛直壁は考慮しない方が望ましい。したがって、鉛直壁を考慮しない場合($\gamma=0$)の理論解も導出しておく。 $\gamma=0$ とした場合、汀線は x 軸と ξ 軸の交点(原点)に一致するため、汀線の水深 h は0となる。 $x=0$ に特異点をもつ基本解 $U(-\lambda_n, 1; 2\beta_n x)$ は物理的根拠を失い、式(29)は式(33)に帰着する。

$$\xi_{1n}(x, y, t) = B_{0n}M(-\lambda_n, 1; 2\beta_n x) \times e^{-\beta_n x + i(\beta_n y - \omega_n t)} \quad (33)$$

複素振幅 B_{0n} は、領域間の解の接続を考慮して、次式のように求まる。

$$B_{0n} = \frac{2ie^{-i\alpha_{0n}a_0}}{iF_{1a_0} + G_{1a_0}} \quad (34)$$

$$F_{1a_0} = e^{-\beta_n a_0} M(-\lambda_n, 1; 2\beta_n a_0) \quad (35)$$

$$G_{1a_0} = \frac{\beta_n}{\alpha_{0n}} e^{-\beta_n a_0} \left\{ M(-\lambda_n, 1; 2\beta_n a_0) + 2\lambda_n M(1 - \lambda_n, 2; 2\beta_n a_0) \right\} \quad (36)$$

式(33)から求められる汀線における津波増幅率 $|\xi_{1n}(0, 0, t)|$ と、式(29)の $\gamma \rightarrow 0$ の漸近解から求められる同増幅率 $|\xi_{1n}(\gamma a_0, 0, t)|$ は一致する。以下では、鉛直壁を考慮しない場合として、式(33)の解に基づき議論を進めることとする。式(33)を用いた式(28)の演算には、数値積分で考慮するフーリエ成分の項数 N 、入射波形の高速フーリエ変換で考慮する時間間隔 Δt 、データ数 P についてあらかじめ検討しておく必要がある。本研究では、求められる解の精度に影響を与えない条件を表-1のように定めた。精度の判定には、Carrier and Noiseux(1983)⁴⁾で得られているケースの解(正規分布波形の一山入射)を用いた。表-1の条件を用いれば、津波の最大打ち上げ高に関しておおむね誤差1%以内で本理論解を得ることができる。

表-2 本研究で検討する入射波形の計算条件

Case	W/a_0	w	K	δ
1	0.4	58.3	1,2	0,1
2	0.5	72.9	1,2	0,1
3	0.6	87.5	1,2	0,1
4	0.7	102.1	1,2	0,1
5	0.8	116.6	1,2	0,1
6	0.9	131.2	1,2	0,1
7	1.0	145.8	1,2	0,1
8	1.1	160.4	1,2	0,1
9	1.2	175.0	1,2	0,1
10	1.3	189.5	1,2	0,1
11	1.4	204.1	1,2	0,1
12	1.5	218.7	1,2	0,1
13	1.6	233.3	1,2	0,1
14	1.7	247.9	1,2	0,1
15	1.8	262.4	1,2	0,1
16	1.9	277.0	1,2	0,1
17	2.0	291.6	1,2	0,1

3. 過渡的な入射波による津波の増幅

(1) 津波第1波打ち上げ高の変化特性

ここでは、さまざまな入射条件による津波第1波打ち上げ高の変化特性に関する検討を行う。検討する入射波形のケースを表-2に示す。陸棚斜面への津波入射角はすべてのケースで、 $\theta_0 = 10^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ とした。入射波波形は、一山入射波 ($K = 1, \delta = 0$)、一山一谷入射波 ($K = 2, \delta = 0$)、一谷一山入射波 ($K = 2, \delta = 1$) とし、計 204 通りのケースについて理論波形の計算を行った。図-5は、汀線 ($x = 0$) における津波第1波の打ち上げ高 R_1 (一山入射波)、 R_2 (一山一谷入射波)、 R_3 (一谷一山入射波) を、入射波の空間スケール W/a_0 に対してプロットしたものである。図の上から $R_1(K = 1, \delta = 0)$ 、 $R_2(K = 2, \delta = 0)$ 、 $R_3(K = 2, \delta = 1)$ の変化特性を示している。ただし R_3 に関しては、初動が負の波であるから、その後には到達する正の波の打ち上げ高を第1波打ち上げ高として求めた。 R_1 と R_2 に差違が無いことから、入射波が押し波で始まる場合には、その直後に続く引き波は打ち上げ高に寄与しないことがわかる。一方、初動が引き波となる R_3 は、直後に続く押し波との相互作用により、打ち上げ高が高くなる。図-6に一谷一山入射と一山入射による津波打ち上げ高の比 R_3/R_1 を示す。入射波のスケールや入射角による差はあるものの、おおむね R_3 は R_1 に対し 20% 程度高くなる。

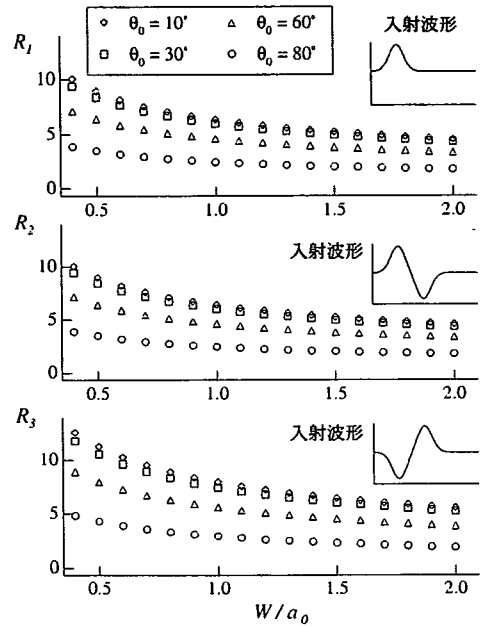


図-5 過渡的な入射波による第1波打ち上げ高の変化特性

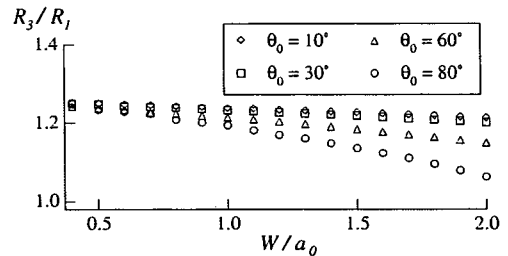


図-6 R_3/R_1 の変化特性

(2) 斜面上における津波の多重反射

図-7に、 $(x, y) = (0, 0)$ において計算した Case 17の理論波形(時系列分布)の例を示す。この波形を計算する際の各パラメータは式(37)のように仮定した。図の横軸は時間(秒)であり、入射波フロントが $(x, y) = (a_0, 0)$ に到達した時間を $t = 0$ としている。

$$\left. \begin{aligned} w &= 291.6 \\ \delta &= 0 \\ K &= 1, 2 \\ a_0 &= 100 \text{ km}, h_0 = 3000 \text{ m} \\ \theta &= 10^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

$\theta_0 \leq 60^\circ$ の場合、打ち上げ高は高くなるものの、振動の継続時間は、入射波の時間スケール ($4w$) と入射波数 (K) に関連しており、特筆すべき性質は無い。すなわち、 $K \leq 2$ の入射波に対しては図-5, 6を用いて津波打ち上げ高の評価を行えばよく、 $K > 2$ の場合には

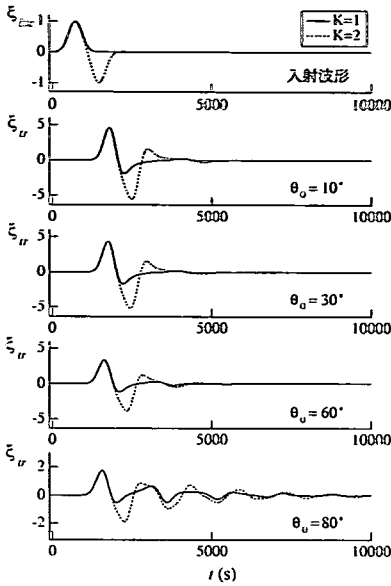


図-7 過渡的な入射波による津波の理論波形の例

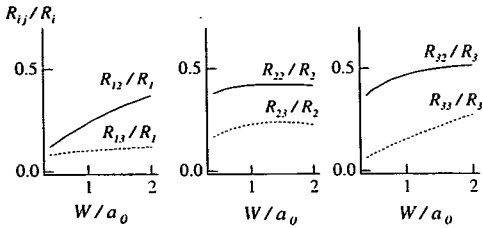


図-8 多重反射波の打ち上げ高変化特性

図-2を参考にすればよい。一方、 $\theta_0 = 80^\circ$ の場合には、図-7に示した1サイクルのみの入射条件においても、第1波来襲後長時間振動が続いていることがわかる。これは多重反射によるものであり、沿岸境界から外洋に放射される反射波の一部が斜面端部において反射し、再び沿岸に舞い戻ってくるために発生する現象である。図-8は、表-2の入射条件で $\theta_0 = 80^\circ$ として求めた理論波形から、第1波打ち上げ高で正規化した多重反射波の打ち上げ高 R_{ij}/R_i を求め、 W/a_0 に対してプロットしたものである。添字 i は入射波形の種類を示し、 $i=1$ を一山入射、 $i=2$ を一山一谷入射、 $i=3$ を一谷一山入射としている。 j は多重反射波の来襲順を意味し、 $j=2$ で第2波、 $j=3$ で第3波として来襲する多重反射波を定義している。一山一谷、一谷一山入射の場合、第2波として来襲する多重反射波の波高は第1波打ち上げ高の40から50%に達することがわかる。

図-9は、Case 2のうち $\theta_0 = 80^\circ, \delta = 0, K = 1, t =$

0の場合に求めた空間波形の例である。 $t = 0$ とは、沖側入射波のフロントが $(x, y) = (a_0, 0)$ に到達した時点として定義する。図の左側は汀線における沿岸方向の津波打ち上げ高分布 $\xi_{tr}(0, y, 0)$ をプロットしたものであり、右側は $\xi_{tr}(x, y, 0)$ の空間波形である。薄い色は正の波高を、濃い色は負の波高を表す。図は $t = 0$ における波形を示しているから、入射波のフロントは、 $(x/a_0, y/a_0) = (1, 0)$ にある。したがって、図中の波は $t < 0$ の時間帯に既に斜面に入射した津波に対応したものである。斜面に入射した津波は $y/a_0 = -2$ 付近で汀線に到達し、反射波 $(-3.5 < y/a_0 < -2)$ が沖に向かっていている。しかしこの反射波の一部は外洋に抜けきらず、斜面端部において再び反射し、汀線に向かっていていることがわかる $(-5 < y/a_0 < -3.5)$ 。この部分が1度目の多重反射波として現れ、2度目の多重反射波は $y < -6.8$ において現れている。この図からも、沖側に向かう反射波のうち一部が外洋に抜けきらず、多重反射波として斜面上に捕捉されていることがわかる。

多重反射波自体は第1波打ち上げ高より高くなることはない。しかし津波が2波以上にわたって入射する場合、たとえば、第1波により励起された多重反射波と第2波以降に來襲する沖側入射波とが相互に干渉し、入射条件によっては斜面上に重複波が形成され、予想外の津波増幅をもたらす可能性がある。

ところで、沿岸部に励起されるエッジ波の増幅機構は、波源からさまざまな方向に放射された津波成分の伝播経路の違いによるところが大きい。波源から2次元的に放射された津波は、それぞれの成分の波向に応じて屈折し、沿岸部に到達する。水深の比較的深い領域を伝播した成分が第1波として來襲し、浅海部に捕捉された比較的高いエネルギーを有する成分が、沿岸方向にゆっくりと伝播し、最大波來襲時間の遅延をもたらす。以上からも、遠地津波のような沖側入射波と多重反射波の相互干渉による波高増幅は、沿岸域で発生したエッジ波によるそれとは機構が異なるといえる。

4. 多重反射波による津波の増幅

(1) 多重反射波と沖側入射波の相互干渉

前節において、沖側から汀線に平行に近い角度で津波が入射した場合、津波の一部が捕捉され、斜面上に多重反射波が励起されることを示した。ここでは多重反射波と沖側入射波の相互干渉による津波増幅特性を検討する。

式(23)で表現されるいくつかの波からなる連続波列が $\theta_0 = 80^\circ$ で入射すると仮定し、表-3に示す計算条件、計384ケースに対して理論波形を求めた。表に

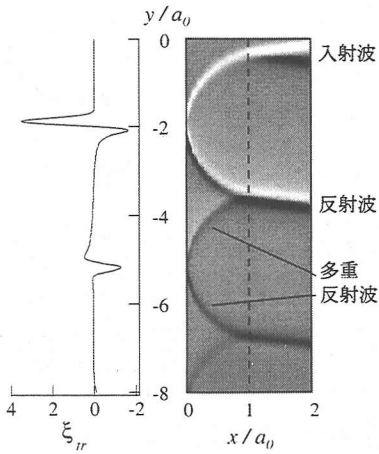


図-9 斜面上における津波の多重反射

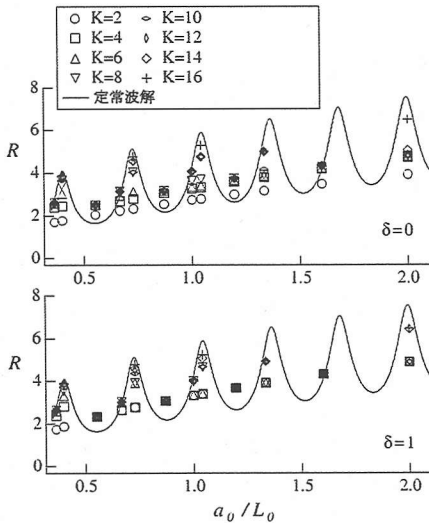


図-10 連続入射波列による津波の増幅特性 (上: 押し初動, 下: 引き初動)

は、各ケースに対応する正弦入射波の波長に関するパラメータ $a_0/L_0 (= a_0/5w \cdot \sqrt{gh_0})$ も示してある。図-10は、各ケースで求められた汀線における最大津波打ち上げ高 R を a_0/L_0 に対してプロットしたものである。図中の実線は、 $\gamma = 0$ の場合の定常正弦入射波に対する津波増幅率 R_0 の変化特性である。図の上は $\delta = 0$ (押し初動) の場合、下は $\delta = 1$ (引き初動) の場合である。図には K が偶数の場合の結果を示している。 K が奇数の場合にも同様の結果が得られた。連続波列入射による津波の増幅特性は、以下のパターンに分類できる。

1. 入射波数の増加に伴い最大打ち上げ高も増加し、定常波解に近づく。

($a_0/L_0 = 0.36, 0.4, 0.67, 0.73, 1, 1.04, 1.33, 1.6, 2$)

表-3 多重反射波の計算条件

W/a_0	w	K	δ	a_0/L_0
0.4	58.3	1-16	0,1	2.0
0.5	72.9	1-16	0,1	1.6
0.6	87.5	1-16	0,1	1.33
0.67	97.7	1-16	0,1	1.19
0.77	112.0	1-16	0,1	1.04
0.8	116.6	1-16	0,1	1.0
0.92	134.1	1-16	0,1	0.87
1.1	160.4	1-16	0,1	0.73
1.2	175.0	1-16	0,1	0.67
1.45	211.4	1-16	0,1	0.55
2.0	291.6	1-16	0,1	0.40
2.2	320.8	1-16	0,1	0.36

2. 定常波解より大きな最大打ち上げ高を得るが、入射波数の増加に伴う波高増幅は発生しない。

($a_0/L_0 = 0.55, 0.87, 1.19$)

パターン1では、入射波数の増加に伴い打ち上げ高も増加し、特に定常波解が極大値を取る入射条件 (a_0/L_0) 付近で、多重反射波と沖側入射波の相互干渉による波高増幅が顕著に発生する。逆に、パターン2では多重反射波と沖側入射波の相互干渉は波高増幅には寄与しないことが図から読みとれる。なぜこのような現象が発生するかを以下に考察する。

図-11は、上記各パターンにおける津波の伝播模式的に示したものである。図中の線は、伝播する津波の波峰を表している。黒い実線は正の波峰、点線は負の波峰である。沖側から入射した津波は斜面上で屈折して汀線 ($x = 0$) に到達し、その後反射波として外洋に向かう。灰色の太い実線・点線は、斜面端部で反射し、屈折しながら岸に舞い戻る多重反射波を表している。左図はパターン1を示したもので、第1波の(汀線からの)反射波と沖側入射波との位相が一致する場合を示している。この場合には、斜面端部付近で(図中○印)顕著な増幅が見られ、沖側水平床上で(図中□印)波高の減衰が生じていることがわかる。この場合には、斜面端部で発生した多重反射波と沖側入射波の位相も一致することになり、多重反射波は斜面上における波高増幅に寄与していることがわかる。一方、右図はパターン2を示したものであるが、反射波の位相と入射波の位相が半波長ずれた場合を示している。この場合は、波の節が斜面端部で形成され、腹は沖側水平床上で形成されることになる。また、反射波と入射波の位相がずれることから、多重反射波は、逆に斜面上の津波減衰に

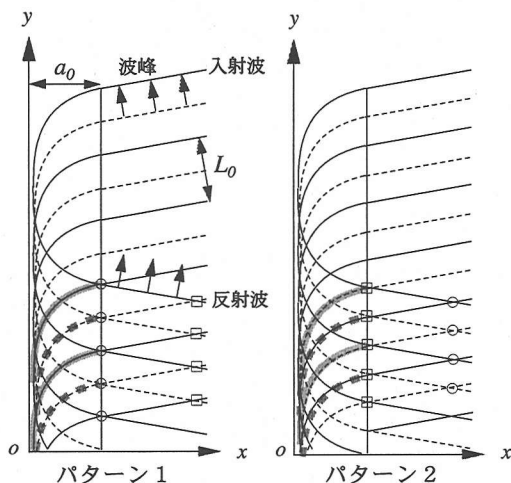


図-11 多重反射波と沖側入射波の相互干渉

寄与していることがわかる。図-12は、 $a_0/L_0 = 1.04$ と1.19の2種類のケースで計算した $t = 0$ の津波の空間波形である。波高を8階調の色で表現している。入射波数 K はどちらの場合も $K = 16$ とした。左図は $a_0/L_0 = 1.04$ (パターン1)、右図は $a_0/L_0 = 1.19$ (パターン2)の結果である。パターン1では、先に述べた特徴により、多重反射波-入射波の相互作用による重複波の波高増幅が著しい。一方、パターン2では、斜面上での顕著な波高増幅が発生せず、むしろ沖側水平床で顕著な重複波が見られる。ただし、パターン2では、過渡的な入射波による津波の打ち上げ高が定常波解を上回ることには注意しなければならない。この原因は、定常波解が入射波と多重反射波の相互干渉を既に考慮した結果であることによる。パターン2では、多重反射波が斜面上の津波増幅に寄与しないから、入射波数の増加に伴い、汀線の波高は減衰する。結果として過渡的な状態の方が打ち上げ高が高くなるのである。

以上の検討結果から、津波が連続波列を伴い大角度で陸棚斜面に入射した場合の斜面上の打ち上げ高は、以下の手順により評価できる。まず、入射波の周期と陸棚斜面の地形特性から a_0/L_0 を推定する。図-10を参照し、パターン1に当たる場合には、定常解を、パターン2に当たる場合には、過渡波解を参照する。どちらにも当たらない場合には、危険側である定常解を参照すれば良い。

(2) 最大波の出現時間

次に、最大波の出現時間に関する検討を行う。各ケースにおいて得られた汀線 $(x, y) = (0, 0)$ の時間波形から、最大波のピーク出現時間 T_m (第1波のフロント到達からの時間)を求め、入射波の周期 $5w$ で正規化し

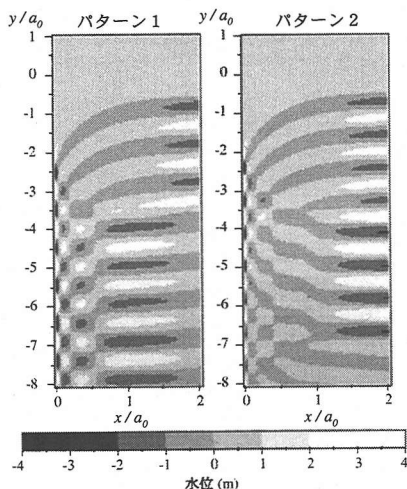


図-12 多重反射波を伴う津波の空間波形 (左: $a_0/L_0 = 1.04$, 右: $a_0/L_0 = 1.19$)

た。図-13は、各ケースの $T_m/5w$ を a_0/L_0 に対してプロットしたものである (値は左軸参照)。先に分類した増幅パターンに基づき議論を進めるために、 $\gamma = 0$ の場合の定常正弦入射波に対する津波増幅率 R_g を実線で示している (値は右軸参照)。上図は入射波が押し初動 ($\delta = 0$) の場合、下図は引き初動 ($\delta = 1$) の結果である。押し初動の場合、パターン1に分類される a_0/L_0 では、入射波数の増加に伴い、 $T_m/5w$ も延びる。たとえば $a_0/L_0 = 1.04$ の場合、 $K = 16$ (図中+印)では $T_m/5w = 7.5$ である。第1波ピークまでの時間が $2.5w$ であるから (図-4)、この場合には8サイクル目の入射波が最大波として来襲しており、最大波ピークの出現までおよそ8周期分の時間が経過していることがわかる。しかし、パターン2に分類される $a_0/L_0 = 1.19$ の場合、 $K = 8$ から $K = 16$ で一樣に $T_m/5w = 3.5$ である。すなわち、このケースにおいては4サイクル以上の津波が入射しても、最大波は変わらず4周期目に出現することが理解できる。パターン2の他の場合 ($a_0/L_0 = 0.55, 0.87$)でも同様の結果が得られている。このように最大波の出現時間は、入射波数が同じであっても、入射波の波長・周期により大きく変わるといえる。

一方、引き初動の場合 (図-13下図)の注目すべき点は、パターン2に分類される特性であろう。これまでの議論から、引き初動の津波の場合には、押し波初動の場合に比べて約20%打ち上げ高が増加することがわかっている。パターン2においては多重反射波と沖側入射波との相互干渉による波高増幅が発生しないから、入射波数の増加に伴う最大波出現時間の遅延が発生しない。たとえば、($a_0/L_0 = 1.19$)では、 $K = 2$ から $K = 16$ のすべての場合において $T_m/5w = 1$ である。

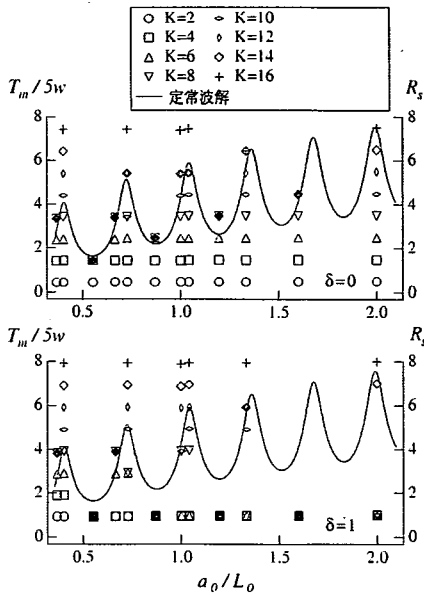


図-13 最大波ピークの出現時間（上：押し初動，下：引き初動）

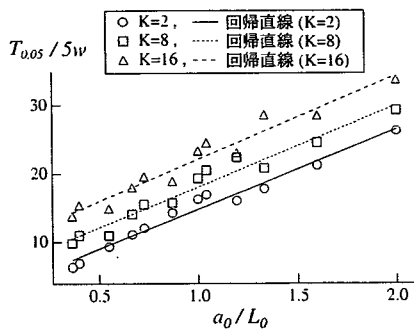


図-14 斜面に入射した津波の減衰特性の例

これは最大波ピークが引き波第1波の直後に続く押し波により出現していることを意味している。すなわち、このケースにおいては引き波初動直後の津波が最も高くなり、以後入射波数が増加して若干の波高増幅は見られるものの、最大波高には寄与しないといえる。

以上の検討結果から、最大波出現時間に対しては、以下の手順により評価できる。増幅特性の評価時と同様に、 a_0/L_0 を推定し、図-10または図-13を参照する。パターン1の場合には、初動が押しであっても引きであっても最大波の出現は入射波数の増加に伴い遅れることを留意する。パターン2に当たる場合、押し初動では最大波の出現には若干の遅れが発生する。引き初動では、第1波直後の打ち上げ高が最大となる。どちらのパターンにも当たらない場合には、危険側を参考にして若干の遅れがあることを留意しておく。

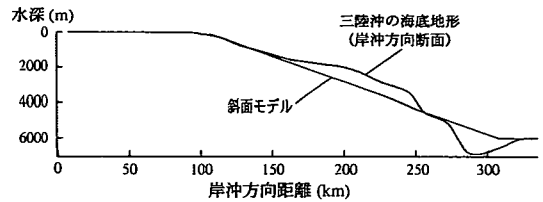


図-15 三陸沖海底地形における斜面モデルの適用例

(3) 多重反射波の減衰特性

工学的には、津波の最大波高、最大波出現時間に加え、斜面上に捕捉された津波が減衰するまでの時間に関する議論が重要である。ここでは、理論波形から津波の減衰時間を求め、各ケースにおける津波の減衰特性を検討する。汀線における波高の減衰時間は、津波フロントの到達から、打ち上げ高の絶対値 $|\zeta(0, 0, t)|$ が0.05（入射波波高の5%）まで減衰するまでの時間 $T_{0.05}$ と定義し、それを入射波の周期 $5w$ で正規化する。これは、入射波波高が1 mの場合、汀線の波高が5 cmまで減衰する時間を計ることに相当する。図-14がその一例であり、 $K=2, 8, 16$ の場合の減衰時間 $T_{0.05}/5w$ を a_0/L_0 に対してプロットしたものである。図から、各ケースの減衰特性は a_0/L_0 に対して線形に変化することがわかる。図に示していない他のケースについても同様の特性が得られた。図中の直線はそれぞれの K で得られた結果の回帰直線である。この図を用いて、沿岸境界に入射した津波の大まかな減衰特性を知ることができる。たとえば、図-15のような、三陸を含む本州太平洋岸の陸棚斜面を想定すると ($a_0=200$ km, $h_0=6000$ m)、斜面長の2倍程度 ($a_0/L_0=0.5$) の津波が入射した場合、周期 T_0 は $T_0 = L_0/\sqrt{gh_0} = 1650$ s = 27.5 min. となる。インドネシア、フィリピン、千島列島付近で発生する遠地津波は、波源との地理的關係から本州太平洋岸の陸棚斜面に対して大角度で入射しやすいといえるから、2から8サイクルの入射波を仮定すると、津波が明らかに減衰するまでの時間として、場所によっては、津波の第1波到達以降9から16周期分の時間（この場合4から7時間）を考慮する必要があることが図-14から評価できる。実際の大陸棚斜面は沿岸方向に有限であり、多重反射波の影響は津波の沿岸方向の伝播距離に応じて変化する。したがって、大陸棚斜面を有する沿岸部すべての領域に対して本理論を適用することは不可能である。本理論は、斜面が津波の伝播方向に沿って無限に続くという仮定の下に導かれているため、本理論による評価は、多重反射波の影響を受けやすい地域（陸棚斜面端部に入射する津波から見て、奥に位置する地域）にのみ適用可能であることに留意する必要がある。

5. 結論

岸沖方向に有限な陸棚斜面を想定し、沖合からの任意の入射波形に対する斜面上の津波伝播を表す理論解を求めた。得られた解に基づき、斜面上における津波の一般的な伝播・増幅・減衰特性に関する基礎的な知見を得た。以下に結論を述べる。

津波第1波打ち上げ高の変化特性を、入射波形、入射波の空間スケール、入射角に関して整理した。打ち上げ高はこれらのパラメータに大きく依存して変化する。斜面長に対し入射波の空間スケールが短くなるほど高い打ち上げ高を得た。また、津波の打ち上げ高は、初動の押し引きによっても変化する。引き初動になる場合の打ち上げ高は、押し初動の場合に比べ約20%増加することがわかった。

沖側から汀線に対して平行に近い角度（大角度）で津波が入射した場合、津波の一部が捕捉され、斜面上に多重反射波が励起されることがわかった。第1波到達後、第2波として来襲する多重反射波の波高は、第1波の40から50%にのぼる。

津波が2波以上にわたり大角度で入射する場合、多重反射波と沖側入射波とが相互に干渉し、予想外の波高増幅をもたらす可能性がある。多重反射波による津波増幅機構を2つのパターンに分類し、それぞれのパターンにおける津波増幅特性を定量的に評価した。著者ら⁵⁾による定常波解析で解が極大値を取る場合には、多重反射波と沖側入射波の位相が一致することにより、顕著な波高増幅が発生することがわかった。

沖側から津波が数波にわたり大角度で入射した場合の、最大波出現時間をさまざまな入射条件に関して求めた。最大波の出現時間は入射波の波長や多重反射波の増幅パターンによって異なるが、第1波初動の押し引きにも依存することがわかった。津波第1波が引き初動の場合、最大波の出現時間は押し初動の場合に比べ早まる傾向にあることがわかった。

また、数波にわたり入射した津波の斜面上における減衰特性を検討し、多重反射波が励起された場合の津波の減衰時間に関する評価を行った。本結果を、本州太平洋岸の陸棚斜面に大角度で入射する津波に適用した結果、たとえば、周期がおよそ28分の津波が減衰するには、4時間以上必要であることがわかった。

謝辞：本研究の遂行にあたり、岩手県立大学総合政策学部 首藤伸夫教授、防衛大学校土木工学教室 藤間功司助教授、東北大学大学院工学研究科 今村文彦教授から有益な助言を得た。また、査読者には本論文の内容向上のための助言を頂いた。本研究の一部は日本学術振興会研究奨励金の補助を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 越村俊一, 今村文彦, 高橋智幸, 首藤伸夫: 境界波としての津波の挙動特性とその数値解析, 海岸工学論文集第43巻, pp.276-280, 1996.
- 2) Carrier, G. F.: On-shelf tsunami generation and coastal propagation, *Tsunami: Progress in Prediction, Disaster Prevention and Warning*, pp.1-20, 1995.
- 3) 藤間功司, 正村憲史, 堂園良一, 重村利幸, 後藤智明: 陸棚で発生した津波に関する基礎的研究, 土木学会論文集, No.621/II-47, pp.141-151, 1999.
- 4) Carrier, G. F. and Noiseux, C.: The reflection of obliquely incident tsunamis, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 133, pp.147-160, 1983.
- 5) Koshimura, S., Imamura, F. and Shuto, N.: Propagation of obliquely incident tsunamis on a slope Part I: Amplification of tsunamis on a continental slope, *Coastal Engineering Journal*, Vol.2, No.2, pp.151-164, 1999.
- 6) 藤間功司, Yuliadi, D., Briggs, M. J., 正村憲史, 重村利幸, 後藤智明: 過渡的な入射波形をもつ津波の島への遡上, 土木学会論文集, No.586/II-42, pp.105-115, 1998.

(2001. 10. 19 受付)

MULTIPLE REFLECTION OF TSUNAMIS INCIDENT ON A CONTINENTAL SLOPE

Shunichi KOSHIMURA

The author derives an analytical solution of tsunamis which are obliquely incident on a offward-finite constant slope. The incident waveforms are assumed to be transient. Based on the solutions obtained, characteristics of transient tsunami propagations on the slope are discussed in terms of the several conditions of incidence such as horizontal incident wave scale, incident angle and incident waveform. When tsunamis are incident almost parallel to the shoreline, multiple reflected waves reveal and are trapped on the slope. The solution indicates that the interference between multiple reflected waves and incoming incident waves could be a contributing cause of conspicuous amplification of tsunamis on the slope.