

II-25

斜面上を伝播する津波の挙動特性とその数値解析

東北大学大学院 学生員 ○越村 俊一

東北大学大学院 正 員 今村 文彦

岩手県立大学総合政策学部 正 員 首藤 伸夫

1. はじめに

現在、津波の予測には数値計算を行うのが一般的である。しかし大陸棚などの斜面に入射した津波の伝播を正確に推定することは難しい。屈折現象に起因する誤差により、得られる計算値は差分格子の大きさに依存して変化するからである。最も近似度の低い線形長波理論においてさえも、島周りなどの限られた場合を除き適切な差分格子を選択するための基準は未だ確立されていない。一方、越村ら(1998)は沖側に水平床、汀線に鉛直壁をもつ有限な一様勾配斜面に定常正弦波が入射した場合の長波の増幅を表す理論解を求め、その基本的な特性を明らかにした。

本研究では越村ら(1998)の理論を拡張し、定常波ではなく、過渡的な波形をもった津波が入射した場合の理論解を導く。さらに同条件における数値解との比較を行い、数値解の精度を検討する。

2. 理論解の導出

図-1に示す岸沖方向に有限な一様勾配斜面モデルを考える。水深零の地点を原点とし、鉛直壁は斜面長 a_0 に係数 γ を掛けた位置に設置する。水平床の水深は h_0 である。線形長波理論において、このモデル地形に式(1)で表される角周波数 ω_n の定常正弦波が入射角 θ_0 で入射した場合の斜面上の解は越村ら(1998)により式(2)のように求められている（詳しい導出過程は越村ら(1998)を参照のこと）。

$$\xi_{0n} = \left\{ e^{-i\alpha_n(x-a_0)} + A_n e^{i\alpha_n(x-a_0)} \right\} \cdot e^{i(\beta_n y - \omega_n t)} \quad (1)$$

$$\xi_{1n}(x, y, t) = \left\{ B_{1n} e^{-\beta_n x} M(-\lambda_n, 1; 2\beta_n x) + B_{2n} e^{-\beta_n x} U(-\lambda_n, 1; 2\beta_n x) \right\} \cdot e^{i(\beta_n y - \omega_n t)} \quad (2) \quad \lambda_n = \frac{1}{2} \left(\frac{a_0}{L_n} \cdot \frac{2\pi}{\sin \theta_0} - 1 \right) \quad (3)$$

ここで A_n, B_{1n}, B_{2n} は複素振幅であり、式中の添え字 n は入射波の角周波数 ω_n に対応している。関数 M, U は合流型超幾何関数である。パラメータ λ_n は式(3)に示されるように入射条件に関係したパラメータである。 L_n は入射波の波長で $L_n = 2\pi / (\alpha_n^2 + \beta_n^2) = (2\pi \sqrt{gh_0}) / \omega_n$ である。 α_n, β_n はそれぞれ岸沖・沿岸方向の波数である。

上述の周期解を過渡的な入射波に対する解に拡張するためには藤間ら(1998)による近似解法を採ればよい。すなわち、入射波の時系列をFFTによりフーリエ成分 C_n に分解し、各フーリエ成分に対応する周期解を求め数値積分を行う。この手法により過渡的な入射波に対する斜面上の解は次式で表される。

$$\xi_n(x, y, t) = \sum_{n=0}^N C_n \xi_{1n} = \sum_{n=0}^N C_n \left\{ \left[B_{1n} e^{-\beta_n x} M(-\lambda_n, 1; 2\beta_n x) + B_{2n} e^{-\beta_n x} U(-\lambda_n, 1; 2\beta_n x) \right] \cdot e^{i(\beta_n y - \omega_n t)} \right\} \quad (4)$$

ただし、実際に近似解を精度良く計算するためには、FFTで考慮すべき周波数分割幅 $\Delta\omega$ および考慮するフーリエ成分の個数 N を検討する必要がある。本研究では最適な $\Delta\omega, N$ の判定にCarrier and Noiseux(1983)の解を参考にした。彼らの解は本理論において $\gamma = 0$ の解（鉛直壁を持たないモデルの解）に相当し、正規分布形を持つ入射波に対する斜面上の解をフーリエ変換により厳密に解いている。地形を表すパラメータを $a_0 = 100\text{km}, h_0 = 1000\text{m}, \gamma = 0$ とし、また図-2に示す入射波に対する本理論解とCarrierらの解が一致する $\Delta\omega$ と N を試行錯誤的に求めた結果、実際に考慮される $\Delta\omega$ と N はそれぞれ $\Delta\omega = 1.22 \times 10^{-5} \text{ (1/s)}, N = 300$ 程度とすれば良いことが分かった。

3. 解析例

本理論解とCarrierら(1983)の解の比較を図-3に示す。地形パラメータは $a_0 = 100\text{km}, h_0 = 1000\text{m}$ とし、入射波は図-2に示す波形を用いた。図の横軸は斜面長 a_0 で無次元化した沿岸方向距離、縦軸は入射波の最大波高で無次元化した汀線における $t = 0$ の波高である。比較に用いたのは $\theta_0 = \pi/8, 3\pi/8$ の2ケースである。ただし汀線位置はCarrierら(1983)の解では $x = 0$ 、本理論では $x = \gamma a_0$ であり $\gamma = 0.01$ としている。鉛直壁の設置により斜面上の屈折効果が若干変化したため、本理論解における最大波高の発生位置はCarrierらの解に比べ手前寄りになる。

次に本理論と同条件で行ったLeap-Frog法による数値計算結果との比較を行う。ここでは $\theta_0 = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ とした。図-4は汀線および斜面の端部において出力した水位の時系列分布の比較を示している。ここで用いた差分格子の大きさは $dx = 600\text{m}, 3000\text{m}$ である。汀線における解の比較を見ると、 $\theta_0 = 30^\circ$ の場合のような、斜面に対して直角

に近い角度で入射した場合には $dx = 600\text{m}$ による計算結果は理論解とほぼ一致していることが分かる。しかし $\theta_0 = 80^\circ$ の場合には波高に関する精度は良いものの計算波形の周期は dx が増加するにつれ長くなっている。この傾向は斜面端部における時系列分布にも現れている。図中 $t = 1000\text{s}$ までの波形には水平床から斜面に入射した成分の波が反映されているが、いずれの格子を用いた場合もこの成分の周期が過大に計算されている。この時点の波形は陸からの反射波の影響を受けないから、沖側から斜面に入射して岸に向かう成分を計算する際に誤差が発生していると言えよう。一方、 $t = 3000\text{s}$ 以後の波形は汀線において反射し外洋に抜けていく後退波成分を表しているが、理論解と数値解との誤差は増大している。これは先に述べた誤差に加え、斜面上を伝播する際の屈折現象に起因する誤差の累積が影響しているものと思われる。

4. 結論

岸沖方向に有限な一様勾配斜面への過渡的な入射波に対する長波の解を求め数値解との比較を行った。理論解と数値解との誤差は計算格子間隔だけでなく入射角によっても変化し、特に斜面に対し平行に近い角度で入射した津波の計算波形の周期（波長）は理論解に比べ過大になることが分かった。今後は大角度入射の場合に着目し理論解を精度良く再現するための格子間隔選定基準を決定する予定である。

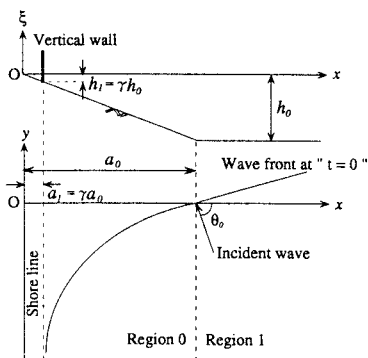


図-1 対象とする斜面モデルと座標系

謝辞：本研究を行うに際し防衛大学校土木工学教室の藤間功司助教授から貴重な御助言を頂いた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 越村 俊一・今村文彦・首藤伸夫：境界波の挙動特性に関する理論的研究, 月刊海洋, 105-109, 1998
 藤間功司・正村憲史・林建二郎・重村利幸・後藤智明：Leap-Frog 法を用いた島周辺の津波数値計算における格子間隔選定基準, 土木学会論文集 No.593/II-43, 183-188, 1998
 Carrier, G. F. and C. F. Noiseux: The reflection of obliquely incident tsunamis, J. Fluid Mech. 133, 147-160, 1983

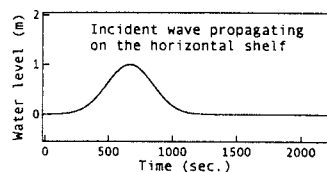


図-2 斜面への入射波の時系列

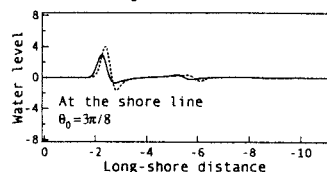
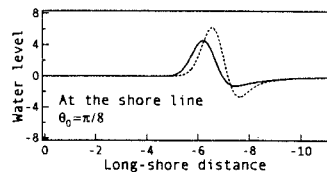


図-3 沿岸方向の波高の変化特性

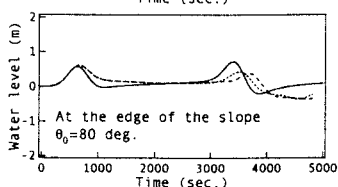
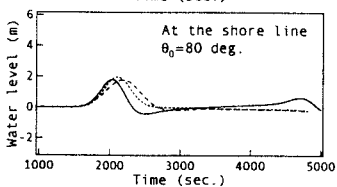
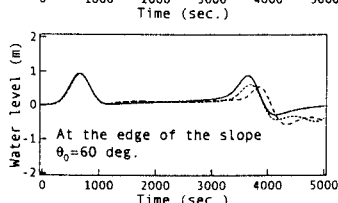
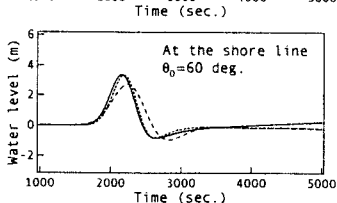
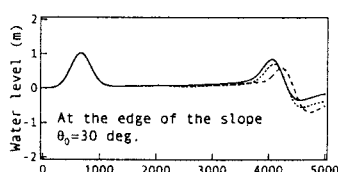
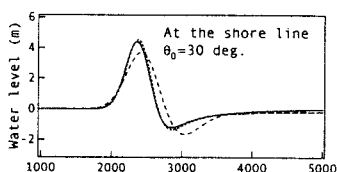


図-4 水位の時系列分布及び理論解と数値解の比較