

津波の生成や伝播に対する 流速分布及び密度成層の影響

INFLUENCE OF VELOCITY DISTRIBUTION AND DENSITY STRATIFICATION
ON GENERATION OR PROPAGATION OF TSUNAMIS

柿沼太郎¹・山下 啓²・帖佐繁明³・藤間功司⁴・中山恵介⁵

Taro KAKINUMA, Kei YAMASHITA, Shigeaki CHOSA,
Koji FUJIMA and Keisuke NAKAYAMA

¹正会員 博(工) 鹿児島大学大学院准教授 理工学研究科海洋土木工学専攻
(〒890-0065 鹿児島県鹿児島市郡元 1-21-40)

²学生会員 修(工) 鹿児島大学大学院 理工学研究科生命環境科学専攻 (同上)

³中央コンサルタンツ株式会社 福岡支店 (〒812-0039 福岡市博多区冷泉町 2-1)

⁴正会員 工博 防衛大学校教授 システム工学群 (〒239-8686 神奈川県横須賀市走水 1-10-20)

⁵正会員 博(工) 北見工業大学教授 社会環境工学科 (〒090-8507 北海道北見市公園町 165)

A set of wave equations derived on the basis of a variational principle in consideration of both strong nonlinearity and strong dispersion of surface/internal waves is numerically solved through a finite difference method to simulate generation and propagation of tsunamis in the vertical two-dimension. The velocity potential in each fluid layer is expanded into a power series of vertical position z , such that the accuracy of vertical distribution of velocity depends on the number of expansion terms, N . The tsunami generation in the existing experiment is successfully represented using the numerical model when $N = 2$ or 3 . Shorter oscillation in a tsunami tail cannot be expressed in tsunami generation using the set of nonlinear shallow-water equations, where $N = 1$, as well as a long wave group, which consists of many waves especially in distant-tsunami propagation, leading to overestimation of both the wave height and wave steepness of the first wave. The wave height becomes larger in a stratified ocean than that in the one-layer case, although the present density distribution hardly affects the tsunami phase even after a travel of a long distance.

Key Words : Tsunami generation, tsunami propagation, velocity distribution, dispersion, density stratification, distant tsunami

1. 序 論

海底地震に伴う津波の伝播の数値解析では、浅水方程式系に基づく数値モデルを用いることが多い。その場合、水平方向流速の鉛直分布、並びに、鉛直方向流速が、理論上無視される。また、海洋において、海水が密度分布を有するが、通常、その効果は、考慮されない。そこで、本研究では、流速の鉛直分布や密度成層の存在を考慮可能な変分原理を適用して得られた非線形波動方程式系¹⁾に基づく数値モデルを適用し、津波の生成、または、伝播の1次元数値解析を行なう。そして、数値解析によって再現される津波に、流速分布や密度分布を考慮する正確さがどのような影響をもたらすのかを検討する。

このうち、流速分布の考慮に関し、例えば、鴨原・藤間²⁾は、線形分散波理論に基づき、遠地津波に対する波数分散効果を検討し、また、岩瀬³⁾は、

Boussinesq 型の非線形波動方程式系に基づく数値モデルを採用し、分散項の違いが津波伝播の解析結果に与える影響を調べた。本研究では、津波解析における流速分布の考慮に関する基礎的研究として、速度ポテンシャルを静水面からの鉛直距離のべき級数に展開し、考慮する展開項のべきを変えた数値解析を行なう。本数値モデルは、変分法により、流速分布の近似に応じた最も真值に近い解を見つけようとする。すなわち、摂動解のような水深波長比等の制約を受ける解を求めるのでないため、津波の生成や伝播に対する、流速分布を考慮する程度の影響に関して調べられる。まず、津波の水面形に関して、Hammack⁴⁾による津波の生成を対象とした実験結果と計算結果とを比較する。次に、初期水面形を与えた、初期流速が至る所でないものとして、津波伝播の数値解析を行ない、実務で非線形浅水モデルを用いた場合の、波高、峰の高さや位相といった計算結果に

対する留意点を確かめる。更に、大陸斜面上における津波の挙動に関して、モデル地形を対象とした数値解析を実施する。

他方、海洋の密度が2層に分布していると仮定して、密度成層が津波に与える影響を調べる。気象庁等により予測される遠地津波の到達時刻は、実際とずれることが多い。この誤差の原因に、海洋の密度の影響が含まれているか否かを検討する。

なお、ここでは、現象の単純化のために、津波の長距離伝播を扱う際にも、海底摩擦及び流体粘性を無視し、また、Coriolisの力を考えないこととする。

2. 基礎方程式系と数値解析法

非粘性・非圧縮性流体のI層問題を対象とする。各層の流体が互いに混合しないと仮定する。第*i*層の流体の密度 ρ_i ($\rho_1 < \rho_2 < \dots < \rho_I$) は、それぞれ、各層内で一様であり、時間的に一定であるとする。流体の運動が非回転であると仮定すると、次式のような速度ポテンシャル $\phi_i(\mathbf{x}, z, t)$ が存在する。

$$\mathbf{u}_i = \nabla \phi_i \quad \text{and} \quad w_i = \partial \phi_i / \partial z \quad (\nabla = (\partial / \partial x, \partial / \partial y)) \quad (1)$$

ここで、 \mathbf{u}_i 及び w_i は、それぞれ、水平及び鉛直方向の流速である。

第*i*層の下面及び上面をそれぞれ $z = \eta_{i,0}(\mathbf{x}, t)$ 及び $z = \eta_{i,1}(\mathbf{x}, t)$ とし、下面に働く圧力を $p_i(\mathbf{x}, t)$ とする。多層流体に対して式(2)の汎関数¹⁾を認める。

$$F_i[\phi_i, \eta_{i,j}] = \int_{t_0}^{t_1} \iint_A \int_{\eta_{i,0}}^{\eta_{i,1}} \left\{ \frac{\partial \phi_i}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \phi_i)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial z} \right)^2 + gz + \frac{p_{i-j} + P_i}{\rho_i} \right\} dz dA dt \quad (2)$$

式(2)において、 h_i を第*i*層の静水深として、 $P_i = \sum_{k=1}^{i-1} (\rho_i - \rho_k) gh_k$ としている。重力加速度 g は、 9.8 m/s^2 とする。

流体層の最上面（第1層の上面）を水面とし、第*i*層の速度ポテンシャル $\phi_i(\mathbf{x}, z, t)$ を次式のように静水面からの鉛直距離 z のべき関数の重み付き級数に展開する。

$$\phi_i(\mathbf{x}, z, t) = \sum_{\alpha=0}^{N-1} \{ f_{i,\alpha}(\mathbf{x}, t) \cdot z^\alpha \} \equiv f_{i,\alpha} z^\alpha \quad (3)$$

ここで、 α に関して、積の総和規約を用いている。

式(3)の速度ポテンシャルを式(2)の汎関数に代入し、鉛直方向積分を解析的に行なってから、変分原理の Euler-Lagrange 方程式系を導出することにより、波の強非線形性・強分散性を考慮した波動方程式系が得られる。

大気圧を0とする。この波動方程式系は、流体の層数を $I=1$ とすると、次式のような1層問題に対する基礎方程式系となる。

$$\zeta^\alpha \frac{\partial \zeta}{\partial t} - b^\alpha \frac{\partial b}{\partial t} + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \nabla \{ (\zeta^{\alpha+\beta+1} - b^{\alpha+\beta+1}) \nabla f_\beta \} - \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta - 1} (\zeta^{\alpha+\beta-1} - b^{\alpha+\beta-1}) f_\beta = 0 \quad (4)$$

$$\zeta^\beta \frac{\partial f_\beta}{\partial t} + \frac{1}{2} \zeta^{\beta+\gamma} \nabla f_\beta \nabla f_\gamma + \frac{1}{2} \beta \gamma \zeta^{\beta+\gamma-2} f_\beta f_\gamma + g \zeta = 0 \quad (5)$$

ここで、水面及び底面をそれぞれ $z = \eta_{1,1} \equiv \zeta(\mathbf{x}, t)$ 及び $z = \eta_{1,0} \equiv b(\mathbf{x}, t)$ と表わしている。

また、流体の層数を $I=2$ とすると、次式のような2層問題の基礎方程式系が得られる。

[上 層]

$$\zeta^\alpha \frac{\partial \zeta}{\partial t} - \eta^\alpha \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \nabla \{ (\zeta^{\alpha+\beta+1} - \eta^{\alpha+\beta+1}) \nabla f_{1,\beta} \} - \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta - 1} (\zeta^{\alpha+\beta-1} - \eta^{\alpha+\beta-1}) f_{1,\beta} = 0 \quad (6)$$

$$\zeta^\beta \frac{\partial f_{1,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2} \zeta^{\beta+\gamma} \nabla f_{1,\beta} \nabla f_{1,\gamma} + \frac{1}{2} \beta \gamma \zeta^{\beta+\gamma-2} f_{1,\beta} f_{1,\gamma} + g \zeta = 0 \quad (7)$$

[下 層]

$$\eta^\alpha \frac{\partial \eta}{\partial t} - b^\alpha \frac{\partial b}{\partial t} + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \nabla \{ (\eta^{\alpha+\beta+1} - b^{\alpha+\beta+1}) \nabla f_{2,\beta} \} - \frac{\alpha\beta}{\alpha + \beta - 1} (\eta^{\alpha+\beta-1} - b^{\alpha+\beta-1}) f_{2,\beta} = 0 \quad (8)$$

$$\eta^\beta \frac{\partial f_{2,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2} \eta^{\beta+\gamma} \nabla f_{2,\beta} \nabla f_{2,\gamma} + \frac{1}{2} \beta \gamma \eta^{\beta+\gamma-2} f_{2,\beta} f_{2,\gamma} + g(\eta + h_1) - \frac{\rho_1}{\rho_2} \left\{ \eta^\beta \frac{\partial f_{1,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2} \eta^{\beta+\gamma} \nabla f_{1,\beta} \nabla f_{1,\gamma} + \frac{1}{2} \beta \gamma \eta^{\beta+\gamma-2} f_{1,\beta} f_{1,\gamma} + g(\eta + h_1) \right\} = 0 \quad (9)$$

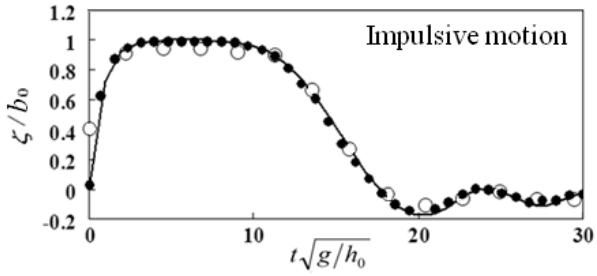
ここで、水面及び界面をそれぞれ $z = \eta_{1,1} \equiv \zeta(\mathbf{x}, t)$ 及び $z = \eta_{1,0} = \eta_{2,1} \equiv \eta(\mathbf{x}, t)$ と表わし、また、底面を $z = \eta_{2,0} \equiv b(\mathbf{x}, t)$ と表わしている。

断面2次元内の現象を対象とし、式(4)及び(5)、または、式(6)～(9)の基礎方程式系を Nakayama・Kakinuma⁵⁾ と同様の差分法を用いて解く。その際に、津波の生成過程を対象とする場合には、底面の時間変動を $\partial b / \partial t$ の項で与える。

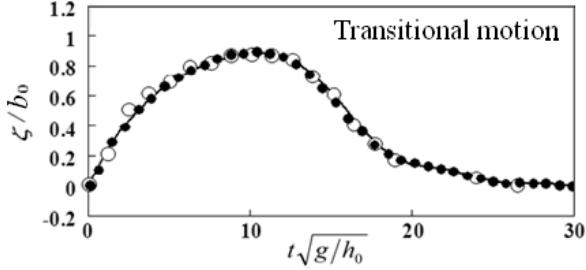
3. 津波の生成に対する流速分布の考慮

数値モデルの検証のために、海底隆起に伴う津波の生成を対象とした Hammack⁴⁾ による実験結果と、本数値モデルによる計算結果を比較する。

一様な幅の水槽の一端にある鉛直壁に接する $0 \leq x \leq B_b = 0.305 \text{ m}$ の領域の底面を空間的に一様に隆起させ、底面の隆起量 $(b + h_0)$ の時間変化を次式で与えた。



(a) Impulsive motion



(b) Transitional motion

図-1 隆起域と接する水槽端 ($x=0$ m) における水面変動 ζ (○: Hammack⁴⁾ の実験結果, ●: 柿沼・秋山⁶⁾ の3次元計算結果, -: $N=3$ としたときの本モデルによる計算結果)

$$b + h_0 = b_0(1 - e^{-\varepsilon t}) \quad \text{when } t > 0 \quad (10)$$

ここで、初期水深 h_0 は、一様であり、 $h_0 = B_b/12.2$ とした。そして、 $b + h_0 = 2b_0/3$ となる時刻を $t = t_c$ とし、底面の隆起速度が異なる次の二つの場合を対象とした。

[Impulsive motion]

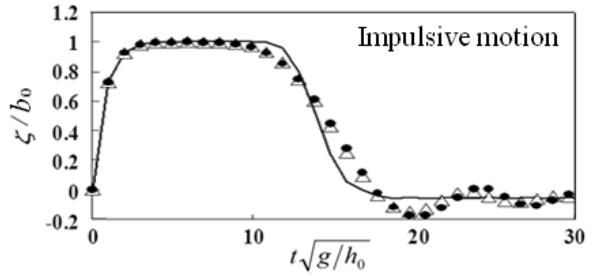
$$b_0/h_0 = 0.2 \quad \text{and} \quad t_c\sqrt{gh_0}/B_b = 0.069 \quad (11)$$

[Transitional motion]

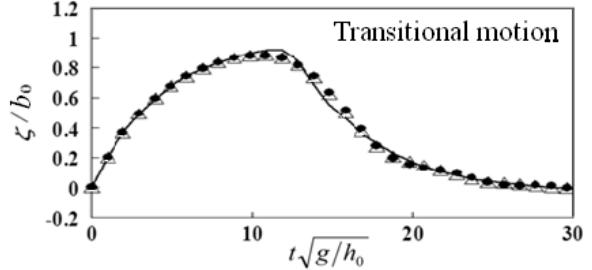
$$b_0/h_0 = 0.1 \quad \text{and} \quad t_c\sqrt{gh_0}/B_b = 0.39 \quad (12)$$

図-1 に、水槽端 $x = 0$ m における水面変動の実験結果と計算結果を示す。Impulsive motion と Transitional motion の両者において、式(3)に示した速度ポテンシャルの展開項数を $N=3$ とした場合、本モデルの計算結果は、実験結果とほぼ一致し、また、3次元数値解析⁶⁾による計算結果との一致度も高い。

また、図-2 に、図-1 と同条件において、速度ポテンシャルの展開項数を $N=1, 2$ 、または、 3 としたときの、本数値モデルによる計算結果を示す。 $N=1$ とすると、本モデルの基礎方程式系は、非線形浅水方程式系に一致するが、底面隆起の速度及び加速度が比較的大きい Impulsive motion において $N=1$ とした場合、図-2 より、津波の tail に発生する短周期波が再現されていないことがわかる。なお、 $N=2$ とすると、水平方向流速の線形の鉛直分布と、一様な鉛直方向流速が考慮され、また、 $N=3$ とす



(a) Impulsive motion



(b) Transitional motion

図-2 隆起域と接する水槽端 ($x=0$ m) における水面変動 ζ の本モデルによる計算結果 (-: $N=1$, △: $N=2$, ●: $N=3$)

ると、水平方向流速の z^2 までの鉛直分布と、鉛直方向流速の線形の鉛直分布が考慮される。他方、底面隆起の速度及び加速度が比較的遅い Transitional motion においては、図-2 より、 $N=1, 2$ 、または、 3 とした結果に、あまり大きな差異が認められない。

4. 津波の伝播に対する流速分布の考慮

数値解析によって再現される津波に、考慮する流速分布の正確さがどのような影響をもたらすのかを検討した。考慮する流速分布の精度は、式(3)に示した速度ポテンシャルの展開項数を $N=1, 2$ 、または、 3 とすることによって変えられる。ここでは、津波の伝播過程に対する流速分布の影響を調べるために、初期流速を至る所で 0 とし、津波の初期水面形を与えて津波の伝播計算を行なった。

静水深を 4,000 m で一様とし、鉛直壁を $x=0$ km に設け、時刻 $t = 0$ s における初期水面形を $0 \leq x \leq B/2$ において次式で与えた。

$$\zeta(x,0) = a_0 \{1 + \cos[2\pi(x/B)]\}, \quad a_0 = 1.0 \text{ m} \quad (13)$$

ここで、 B は、初期水面形の波長である。そして、時刻 $t = 0$ s における速度ポテンシャルを至る所で 0 として、 $t > 0$ s における津波の伝播過程の数値解析を行なった。

式(3)に示した速度ポテンシャルの展開項数を $N=1$ 、または、 3 としたときの、 $B=20$ 、または、 60 km の場合の各時刻における水面形を図-3 に示す。このうち、 $B=20$ km の場合、波の非分散を仮定して $N=1$ としたとき、第 1 波の峰の前面の勾配が N

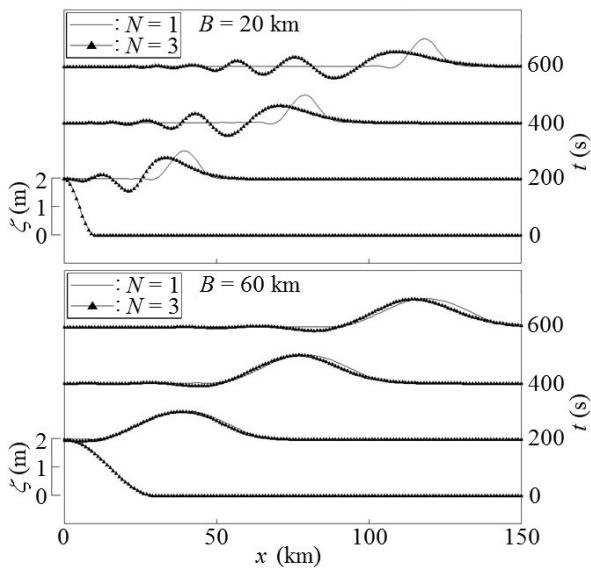


図-3 $N=1$ or 3 としたときの各時刻の水面形

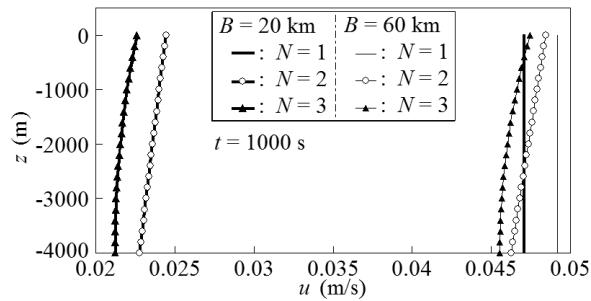


図-4 $N=1 \sim 3$ としたときの第1波の峰のピーク位置の水平方向流速 u の鉛直分布 ($t=1,000$ s)

$=3$ としたときよりも急であり、第1波の峰の高さが $N=3$ としたときの2倍以上に過大評価されており、また、第1波の峰のピーク（最高点）の到達時間が早くなっている。更に、 $N=1$ としたとき、 $N=3$ としたときのような波群が形成されていない。他方、 $B=60$ kmの場合、この時点では、 $N=1$ としたときと、 $N=3$ としたときの差は、 $B=20$ kmの場合ほど現れていない。

$N=1 \sim 3$ としたときの、 $B=20$ 、または、 60 kmの場合の、時刻 $t=1,000$ sにおける第1波の峰のピーク位置の水平方向流速 u の鉛直分布を図-4に示す。この時点では、 $B=20$ kmの場合に、 N による大きさの有意な違いが現れている。

$N=1$ 、または、 2 としたときの、 $B=20$ 、 30 、または、 60 kmの場合の、第1波の峰の高さ ζ_{crest} の時間変化を図-5に示す。長距離伝播の後、ここに示した時間内では、 B が長いほど ζ_{crest} が大きく、 B の各値の場合において、 $N=1$ とする方が $N=2$ とするよりも ζ_{crest} が大きい。

$N=1$ 、または、 2 としたときの、 $B=30$ 、または、 60 kmの各場合の $t=45,000$ sにおける水面形を図-6に示す。この時点では、 $B=60$ kmの場合にも、 $N=2$ とする方が $N=1$ とするより第1波の波長が明らかに長くなっている。更に、 $N=2$ の場合に、分散効果により波の数が多くなり、波群の全長が長くなっている。この時点で、波群の全長は、 B が短い方が長い。なお、ここで、先行する波ほど波高が大きい。すなわち、第2波が第1波よりも波高が大きくなるといった現象は、認められない。

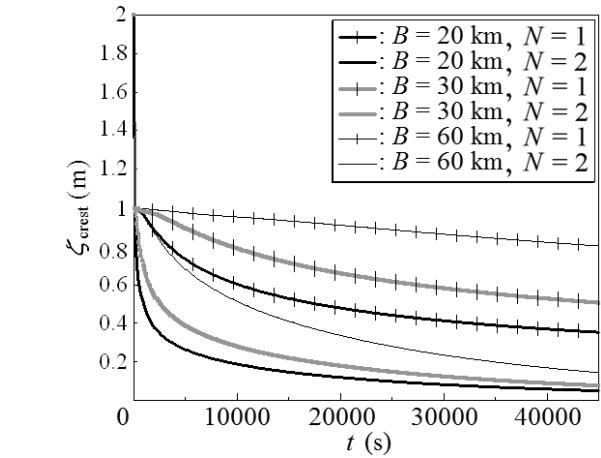


図-5 $N=1$ or 2 としたときの第1波の峰の高さ ζ_{crest}

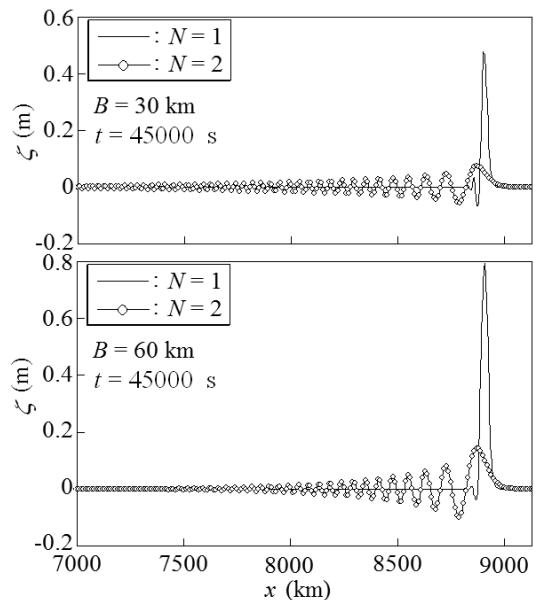


図-6 $N=1$ or 2 としたときの水面形 ($t=45,000$ s)

かに長くなっている。更に、 $N=2$ の場合に、分散効果により波の数が多くなり、波群の全長が長くなっている。この時点で、波群の全長は、 B が短い方が長い。なお、ここで、先行する波ほど波高が大きい。すなわち、第2波が第1波よりも波高が大きくなるといった現象は、認められない。

$B=20$ 、 30 、または、 60 kmの場合の、 $N=1$ としたときと、 $N=2$ としたときの、第1波の峰のピーク位置の水平方向の差 Δx_{crest} 及び第1波の峰の高さの差 $\Delta \zeta_{\text{crest}}$ をそれぞれ図-7 及び 8 に示す。前者において、 $t=45,000$ sでは、 $N=1$ としたときに、 $30 \sim 35$ km程度、 $N=2$ としたときより峰が先行している。また、後者において、津波の伝播距離が比較的短い間は、 B が短いほど $\Delta \zeta_{\text{crest}}$ の増加速度が大きいが、津波が長距離を伝播して、伝播時間が $13,500$ sを越える頃から、 $\Delta \zeta_{\text{crest}}$ は、 $B=60$ kmの場合が最も大きくなっている。

また、 $N=1$ 、または、 2 としたときの、 $B=20$ 、

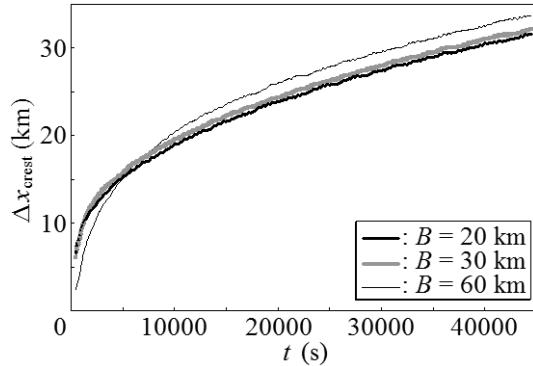


図-7 $N=1$ としたときと $N=2$ としたときの第1波の峰のピーク位置の水平方向の差 Δx_{crest}

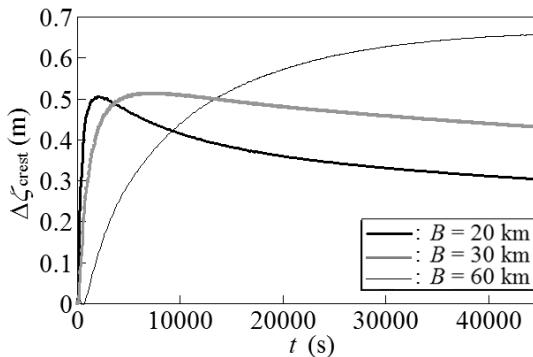


図-8 $N=1$ としたときと $N=2$ としたときの第1波の峰の高さの差 $\Delta \zeta_{\text{crest}}$

30, または, 60 km の場合の, 各時刻における, 第1波の波高 (最高点と最低点の高さの差) H 及び第1波の最高点と最低点の位置の水平方向の差 ($x_{\text{crest}} - x_{\text{trough}}$) をそれぞれ図-9 及び 10 に示す。図-9より, 第1波の波高は, 津波の伝播時間が 3,500 s を越えると, $N=1$ 及び 2 の両者の場合とも, 初期水面形の波長 B が長いほど大きい。他方, 図-10より, 第1波の波長は, $N=1$ としたとき, B が長いほど大きいが, $N=2$ としたときは, 津波が長距離を伝播すると, B に殆ど依存しなくなっている。 $N=2$ としたときの図-9 及び 10 の結果をまとめると, 第1波に関して言えば, 初期水面形の波高が等しいとき, 津波が長距離を伝播した後, 水面形の波形勾配は, 初期水面形の波長が大きい, すなわち, 水域に与えられた位置エネルギーが大きいほど大きいが, 波長は, 初期水面形の波長に依存せず, 伝播時間に応じた値になると言える。

5. 大陸斜面に伝播する津波

静水深 4,000 m の海域と, 静水深 200 m の大陸棚上の海域が, 水平方向の長さが 45 km である大陸斜面で接続されていると仮定し, 長距離伝播の後, 津波がこの大陸斜面に達する場合を対象とした。すなわち, 4. で数値解析を行なった津波が伝播を継続し, $9,200 \text{ km} \leq x \leq 9,245 \text{ km}$ にある大陸斜面に到

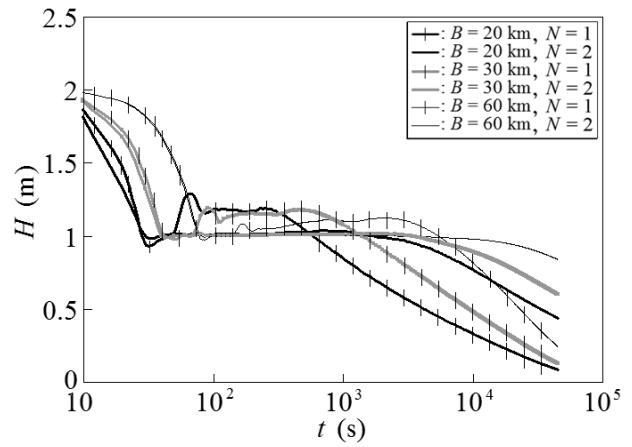


図-9 $N=1$ or 2としたときの第1波の波高 H

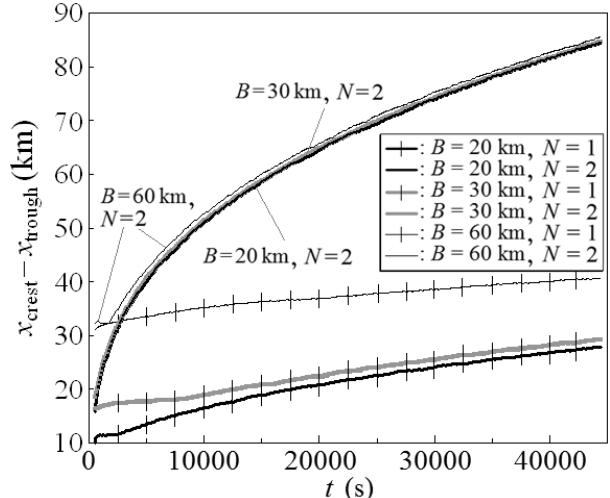


図-10 $N=1$ or 2としたときの第1波の最高点と最低点の位置の水平方向の差 ($x_{\text{crest}} - x_{\text{trough}}$)

達して大陸棚に入射するとした。

$N=1$, または, 2としたときの, $B=60 \text{ km}$ の場合の各時刻における水面形を図-11 に示す。波の分散効果により後傾を見せていた第1波が, 大陸斜面到達後に前傾し始め, 波高が増加する。

また, $B=20, 30$, または, 60 km の場合の, $N=1$ としたときと, $N=2$ としたときの, 第1波の峰のピーク位置の水平方向の差 Δx_{crest} の時間変化を図-12 に示す。大陸斜面の直前では, B が長いほど Δx_{crest} が大きいが, 大陸棚上では, この場合, Δx_{crest} は, B に殆ど依存せず, いずれの場合も 6 km 程度に低減している。

6. 津波に対する密度成層の影響

数値解析によって再現される津波に, 海水の密度分布を考慮するか否かがどのような影響をもたらすのかを検討するため, ここでは, 津波の伝播経路の全域が, 静水状態において一様な密度成層をなしていると仮定し, 津波が生成され伝播する過程の数値解析を行ない, 流体の密度が全水深にわたって一様

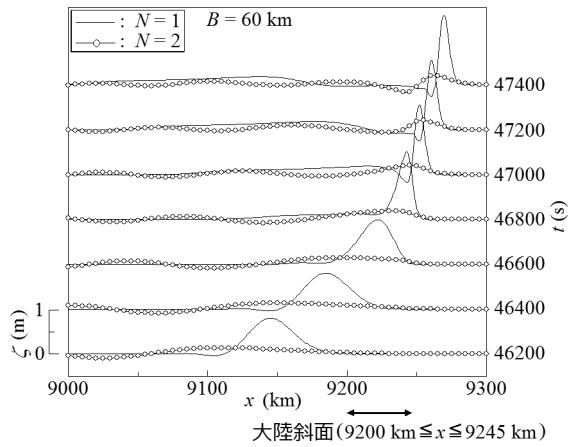


図-11 $N = 1$ or 2 としたときの各時刻の水面形

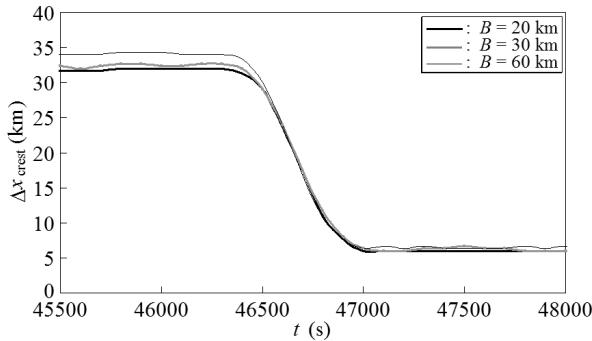


図-12 $N = 1$ としたときと $N = 2$ としたときの第1波の峰のピーカ位置の水平方向の差 Δx_{crest}

である1層の場合と計算結果を比較した。

計算条件は、1層の場合、静水深を4,000 mとした。他方、密度分布がある場合、2層の成層場を仮定し、上・下層の密度をそれぞれ1020.26及び1023.26 kg/m³とし、静水深をそれぞれ150及び3,850 mとした。これら両者の場合に、鉛直壁を $x = 0$ km に設け、この鉛直壁に接する底面の $0 \leq x \leq 15$ km の部分を $0 \leq t \leq 20$ s の時間に一定速度で空間的に一様に 2 m まで隆起させ、津波の生成から伝播に至る過程を対象とした。

式(3)に示した速度ポテンシャルの展開項数を $N = 3$ としたときの、 $t = 14,000$ s における水面形を図-13 に示す。流体が 2 層に成層をなしている場合、1 層の場合と比較して、特に、第1波の波高がやや大きくなる。 $N = 3$ とすると、この時点で、2 層に成層している場合、1 層の場合の約 13.4 % 大きい。このとき、峰は、より高く、谷は、より低くなっている。なお、ここで示さないが、 $N = 1$ としたときには、1 層と 2 層の場合の間に、波高の差が殆ど見られなかった。

しかしながら、峰や谷の水平位置は、両者に殆ど差異が見られない。すなわち、位相差が殆ど見られない。従って、津波の到達時刻に対しては、南アメリカ大陸のチリ沿岸で発生した津波が日本に伝播するような遠地津波の場合においても、海洋の密度分布の影響は、殆ど現れないと考えられる。

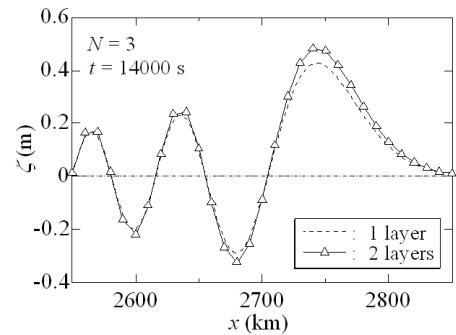


図-13 海洋が 1 層の場合と 2 層の場合の津波の水面形の比較 ($t = 14,000$ s)

7. 結論

津波の生成に関して、底面隆起の速度及び加速度が大きい場合、非線形浅水方程式系を適用すると、津波の tail に発生する短周期波が再現されない。

一方、津波の伝播に関して、初期水面形を与えて津波の伝播解析を行なう場合、非線形浅水方程式系を適用すると、津波の第1波に対して、次のように精度を欠いた計算結果を得る可能性がある。

- ・津波高さが過大となり、波長が短くなつて、特に、峰前面の勾配が急になる。
- ・峰のピーカの到達時刻が実際よりも早くなる。ただし、津波が大陸斜面に到達して水面形が前傾を開始する場合、到達時刻の誤差が低減する。
- ・長距離伝播において、多数の波を有する、全長が比較的長い波群が形成される現象が再現されない。
- ・長距離伝播後の第1波の波長が初期水面形の波長に依存しなくなるという現象が再現されない。

更に、海洋の密度が2層に分布している場合には、1層の場合と比較して津波の波高が大きくなる。しかしながら、ここで対象とした程度の密度分布は、津波の到達時刻に殆ど影響しない。

本研究が、文部科学省科学研究費補助金（基盤研究(C)）による研究の一部であることを付記する。

参考文献

- 1) 柿沼太郎：透水性海浜における内部波の挙動の数値計算、海岸工学論文集、第48卷、pp. 146-150, 2001.
- 2) 鳴原良典・藤間功司：インド洋津波における波数分散効果について、海岸工学論文集、第53卷、pp. 266-270, 2006.
- 3) 岩瀬浩之：津波発生域から沿岸域までの分散効果を取り入れた数値モデルの研究、東北大学大学院博士論文、166p., 2005.
- 4) Hammack, J. L.: A note on tsunamis: their generation and propagation in an ocean of uniform depth, J. Fluid Mech., Vol. 60, pp. 769-799, 1973.
- 5) Nakayama, K. and Kakinuma, T.: Internal waves in a two-layer system using fully nonlinear internal-wave equations, Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol. 62, pp. 574-590, 2010..
- 6) 柿沼太郎・秋山 実：海底地形の変動に伴う津波発生過程の数値解析、土木学会論文集、Vol. 62, pp. 388-405, 2006.