

# 津波数値計算

後 藤 智 明

## 1. 序 言

津波の数値計算は1960年代から始まると考えて良い。詳しいことを著者は知らないが、Isozaki-Unoki<sup>3)</sup>の東京湾を対象とした計算、Ueno<sup>4)</sup>のチリ津波外洋伝播計算がおそらく最初であろう。その後、相田<sup>8)</sup>、岩崎ら<sup>11)</sup>により本格的に始められ、現在までに数多くの研究成果<sup>1)-69)</sup>が報告されている。当初、電算機の記憶容量及び演算時間の制約のため湾内で3 km という非常に粗い差分格子が用いられていたが、現在では30～50 m 程度の格子が採用され、しかも津波の陸上遡上や海岸構造物の効果などを取り込むことも可能となるといった高精度計算が行なわれるようになって来ている。

津波数値計算の手法としては、従来よりリープ・フロッグ差分法が用いられて来ている。その他にリープ・フロッグ法と2ステップ・ラックス・ウェンドロフ法を組み合わせたもの<sup>39)</sup>、有限要素法<sup>33)</sup>などで計算を行なった例もあるが、境界条件の設定法、計算誤差及び演算時間などの問題から多用されていない。また、MAC法を用いた例<sup>43), 70)</sup>もあるが現実問題への応用までは至っていない。

ここでは、津波数値計算と題して、計算に利用する長波理論、計算法及び計算結果の概説を行なっている。数値計算法の詳細を述べることはできないが、津波数値計算に関する知識をいろいろな角度からながめて見ることにより現在の津波計算の様子を説明したつもりである。

完全とは言えないが、さらに詳しい勉強をされる研究者に対して文末に津波数値計算に関する文献リストを載せている。

## 2. 長波理論

### 2.1 積分された基礎方程式<sup>70), 71)</sup>

長波を記述するパラメタとしては、波高水深比 $\varepsilon$ 、相対水深 $\sigma$ 及びこのパラメタを結びつけたアーセル数 $U_r (= \varepsilon/\sigma)$ がよく用いられる。波高水深比は波の非線形性の強さ、相対水深は水粒子の鉛直方向加速度(分散性)の重要性の目安を与えるものと考えて良い。

従来、長波理論の誘導にはこれらのパラメタを用いた摂動法による展開が用いられている。 $\varepsilon \sim \sigma \ll 1$ すなわち $U_r \sim 1$ と仮定する線形長波理論そしてBoussinesq<sup>72)</sup>、Korteweg-de Vries<sup>73)</sup>、Mei-Le-Méhauté<sup>74)</sup>、Peregrine<sup>75)</sup>、Kakutani<sup>76)</sup>の各式に代表される非線形分散波理論への展開及び $\varepsilon \sim 1$ 、 $\sigma \ll 1$ すなわち $U_r \gg 1$ と仮定する浅水理論そして非線形の分散効果を考えた理論への展開という大きく2つの流れがある。

ここでは、従来の摂動法とは異なる積分された基礎方程式を用いた展開法で長波理論を説明する。線形長波理論や浅水理論までの展開では問題とならないが、これらの第2波近似にあたる非線形分散波理論の誘導には面倒な演算を必要としたのに比べ、この手法を用いると比較的簡単な計算ですみ、また、物理的考察を加えるにも良い方法である。

非圧縮性流体の2次元非回転運動を考える。静水面上に  $x$  軸、鉛直上向に  $z$  軸を採用する。 $(x, z)$  軸方向の流速を  $(u, w)$ 、水位変動を  $\eta$ 、圧力を  $p$ 、静水深を  $g$ 、重力加速度を  $g$ 、密度を  $\rho$  とおき、

$$\left. \begin{aligned} x &= l_0 X, \quad z = h_0 Z, \quad t = (l_0 / c_0) T, \\ u &= c_0 (\eta_0 / h_0) U, \quad w = c_0 (\eta_0 / l_0) W, \quad p = \rho g h_0 P \\ \eta &= \eta_0 \zeta, \quad h = h_0 H, \quad c_0 = \sqrt{g h_0} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

で表される無次元化を行なう。ここで、 $l_0$ 、 $h_0$  はそれぞれ水平、鉛直方向の特性長、 $\eta_0$  は波高に相当する波運動の大きさを表すものである。

この結果、積分された基礎方程式は

$$\varepsilon \frac{\partial \zeta}{\partial T} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial X} \int_{-H}^{\varepsilon \zeta} U dZ = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \varepsilon \frac{\partial}{\partial T} \int_{-H}^{\varepsilon \zeta} U dZ + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial X} \int_{-H}^{\varepsilon \zeta} U^2 dZ + \varepsilon (H + \varepsilon \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial X} \\ & = \sigma \frac{\partial}{\partial X} \int_{-H}^{\varepsilon \zeta} \int_{\varepsilon \zeta}^Z \frac{dW}{dT} dZ dZ - \sigma \frac{\partial H}{\partial X} \int_{-H}^{\varepsilon \zeta} \frac{dW}{dT} dZ \end{aligned} \quad (3)$$

$$P = \varepsilon \zeta - Z - \sigma \int_{\varepsilon \zeta}^Z \frac{dW}{dT} dZ \quad (4)$$

$$\varepsilon W = -\varepsilon \frac{\partial}{\partial X} \int_{-H}^Z U dZ \quad (5)$$

で表される。ここで、 $\varepsilon = \eta_0 / h_0$ 、 $\sigma = (h_0 / l_0)^2$  はそれぞれ波高水深比、相対水深を意味するパラメタである。また、

$$\frac{dW}{dT} = \varepsilon \frac{\partial W}{\partial T} + \varepsilon^2 U \frac{\partial W}{\partial X} + \varepsilon^2 W \frac{\partial W}{\partial Z} \quad (6)$$

である。

ここで取り扱う現象、すなわち津波は波長が長く  $\sigma \ll 1$  なる近似が許されるものとする。水平方向流速  $U$  を断面平均流速  $\bar{U}(X, T)$  とそれからのズレ  $U'(X, Z, T)$  に分けると、無次元化された非回転の条件から、

$$\frac{\partial U'}{\partial Z} = \sigma \frac{\partial W}{\partial X} \quad (7)$$

であるので、 $U'$  は  $\sigma$  のオーダーの量であると考えて良いことがわかる。従って、以下の展開を  $U = \bar{U} + \sigma U'$  の仮定から進めることができる。これを式(2), (3), (5)に代入すると、

$$\varepsilon \frac{\partial \zeta}{\partial T} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial X} [ (H + \varepsilon \zeta) \bar{U} ] = 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \varepsilon \frac{\partial}{\partial T} [ (H + \varepsilon \zeta) \bar{U} ] + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial X} [ (H + \varepsilon \zeta) \bar{U}^2 ] \\ & + \varepsilon^2 \sigma^2 \frac{\partial}{\partial X} \int_{-H}^{\varepsilon \zeta} U'^2 dZ + \varepsilon (H + \varepsilon \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial X} \\ & = \sigma \frac{\partial}{\partial X} \int_{-H}^{\varepsilon \zeta} \int_{\varepsilon \zeta}^Z \frac{dW}{dT} dZ dZ - \sigma \frac{\partial H}{\partial X} \cdot \int_{-H}^{\varepsilon \zeta} \frac{dW}{dT} dZ \end{aligned} \quad (9)$$

$$\varepsilon W = -\varepsilon \frac{\partial}{\partial X} [ (Z + H) \bar{U} ] - \varepsilon \sigma \frac{\partial}{\partial X} \int_{-H}^Z U' dZ \quad (10)$$

となる。この式群が以下の展開の基礎式となる。

## 2.2 各種長波理論

まず、 $U_r \sim 1$  の場合を考える。 $\varepsilon = \sigma$  とおくと連続の式は、

$$\varepsilon \left[ \frac{\partial N}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} (H \bar{U}) \right] + \varepsilon^2 \left[ \frac{\partial}{\partial X} (\zeta \bar{U}) \right] = 0 \quad (11)$$

となり、運動量の式は

$$\begin{aligned} & \varepsilon \left[ \frac{\partial}{\partial T} (H \bar{U}) + H \frac{\partial \zeta}{\partial X} \right] + \varepsilon^2 \left[ \frac{\partial}{\partial T} (\zeta \bar{U}) + \frac{\partial}{\partial X} (H \bar{U}^2) + \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial X} \right. \\ & \quad \left. - \frac{\partial}{\partial X} \left\{ \frac{H^3}{3} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial T \partial X} + \frac{H^2}{2} \frac{\partial}{\partial T} \left( \bar{U} \frac{\partial H}{\partial X} \right) \right\} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial H}{\partial X} \cdot \left\{ \frac{H^2}{2} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial T \partial X} + H \frac{\partial}{\partial T} \left( \bar{U} \frac{\partial H}{\partial X} \right) \right\} \right] + 0(\varepsilon^3) = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

となる。従って、 $0(\varepsilon)$  の近似では

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} (H \bar{U}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial T} (H \bar{U}) + H \frac{\partial \zeta}{\partial X} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

なる線形長波理論、 $0(\varepsilon^2)$  までの近似からは

$$\frac{\partial \zeta}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} [D \bar{U}] = 0$$

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial T} [D\bar{U}] + \frac{\partial}{\partial X} [H\bar{U}^2] + D \frac{\partial \zeta}{\partial X} \\
 &= \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{H^3}{3} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial T \partial X} + \frac{H^2}{2} \frac{\partial}{\partial T} \left( \bar{U} \frac{\partial H}{\partial X} \right) \right] \\
 & \quad - \frac{\partial H}{\partial X} \cdot \left[ \frac{H^2}{2} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial T \partial X} + H \frac{\partial}{\partial T} \left( \bar{U} \frac{\partial H}{\partial X} \right) \right]
 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

なる非線形分散波理論（積分された Peregrine の式）が導かれる。ここで、 $D = H + \zeta$  を意味する。

この Peregrine の式と他の非線形分散波理論との関係を調べると、第 2 次近似の量までは完全に一致することがわかっている。たとえば、Mei-LeMéhauté の式は水底流速  $U_B$  で表現したものであり、水底流速と断面平均流速の関係は

$$U_B = \bar{U} + \frac{1}{6H} \frac{\partial^2}{\partial X^2} (H^3 \bar{U}) \quad (15)$$

で与えられる。他の非線形分散波理論との関係は岩崎<sup>77)</sup>の説明が詳しい。

次に、 $U_r \gg 1$  の場合の展開を行なう。 $\varepsilon = 1$  とおき、展開のパラメタとして  $\sigma$  を採用する。連続の式はオーダーに関係なく

$$\frac{\partial \zeta}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} [D\bar{U}] = 0 \quad (16)$$

となる。運動量の式は

$$\begin{aligned}
 & \sigma^0 \left[ \frac{\partial}{\partial T} (D\bar{U}) + \frac{\partial}{\partial X} (D\bar{U}^2) + D \frac{\partial \zeta}{\partial X} \right] \\
 & - \sigma^1 \left[ \frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{D^3}{3} F_1 + \frac{D^2}{2} F_2 \right) - \frac{\partial H}{\partial X} \cdot \left( \frac{D^2}{2} F_1 + D F_2 \right) \right] + O(\sigma^2) = 0
 \end{aligned} \quad (17)$$

である。ここで、

$$F_1 = \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial T \partial X} + \bar{U} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial X^2} - \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial X} \right)^2, \quad F_2 = \frac{\partial}{\partial T} \left( \bar{U} \frac{\partial H}{\partial X} \right) + \bar{U} \frac{\partial}{\partial X} \left( \bar{U} \frac{\partial H}{\partial X} \right)$$

である。従って、 $O(\sigma^0)$  で

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{\partial \zeta}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} [D\bar{U}] = 0 \\
 & \frac{\partial}{\partial T} [D\bar{U}] + \frac{\partial}{\partial X} [D\bar{U}^2] + D \frac{\partial \zeta}{\partial X} = 0
 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

なる浅水理論、 $O(\sigma)$  までの近似からは

$$\frac{\partial \zeta}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X} [D\bar{U}] = 0$$

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial T} [D\bar{U}] + \frac{\partial}{\partial X} [D\bar{U}^2] + D \frac{\partial \zeta}{\partial X} \\ & = \frac{\partial}{\partial X} \left[ \frac{D^3}{3} F_1 + \frac{D^2}{2} F_2 \right] - \frac{\partial H}{\partial X} \cdot \left[ \frac{D^2}{2} F_1 + D F_2 \right] \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

なる分散項に非線形性を考慮した非線形分散波理論が導かれる。

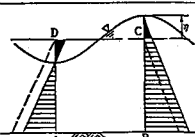
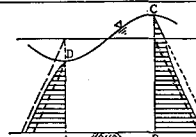
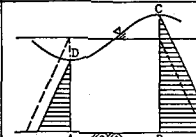
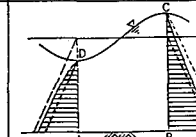
以上の長波理論を取りまとめたものが表1である。理論式、波速及び圧力分布に関する比較をしている。表はすべて有次元表示がなされており、線形長波理論は  $M = h\bar{u}$ 、その他の理論は  $M = D\bar{u}$  で定義された線流量を用いている。図1に数値計算による比較の一例<sup>78)</sup>を示す。図は初期波高水深比  $\epsilon_0 = 0.11$  の孤立波の斜面（勾配 1/20）での変形に関するものである。このように分散項が大きく作用する問題では、線形長波理論による計算は水理実験値に比べ変形、波速共に相当量遅れた結果となり、浅水理論は逆に波速が大きく前傾化した波形となり最終的には図に見られるような数値的な振動を起こすものとなる。一方、分散項を考慮した計算は実験値とよく一致するものとなっている。ただし、 $U_r \sim 1$  の近似の非線形分散波理の方は波高水深比が小さい間は比較的精度の良い結果となるが、波高水深比が大きくなると波高を過大に評価したり分裂現象が早目に起るなどの欠点がある<sup>78)</sup>。

### 2.3 非線形項及び分散項の重悪性<sup>79)</sup>

波源域の津波は、波高が数  $m$  のオーダーであり、波長が少なくとも数 10 km ～ 100 km 程度であるから、線形長波理論の適用範囲であると考えて良い。しかし、海岸近くに到達すると津波の波高はかな

表1 長波理論の比較

$$\left( F_1 = \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t \partial x} + \bar{u} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} - \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2, F_2 = \frac{\partial}{\partial t} \left( \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left( \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right)$$

|       | Ur ≪ 1 の展開                                                                          |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | Ur ≫ 1 の展開                                                                                                          |                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
|-------|-------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|       | 第1次近似 (線形長波理論)                                                                      | 第2次近似 (非線形分散波理論)                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 第1次近似 (浅水理論)                                                                                                        | 第2次近似 (非線形分散波理論)                                                                                                                                                                                                                                                                             |
| 連続の式  | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$           | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$                                           | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$                                                                                                                                                                                                                    |
| 運動量の式 | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + g h \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$       | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (U\eta) + g D \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$<br>$= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{h^3}{3} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} + \frac{h^2}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left( \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \right]$<br>$- \frac{\partial \eta}{\partial x} \left[ \frac{h^3}{2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} + h \frac{\partial}{\partial t} \left( \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \right]$ | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (U\eta) + g D \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$ | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (U\eta) + g D \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$<br>$= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{D^3}{3} F_1 + \frac{D^2}{2} F_2 \right]$<br>$- \frac{\partial \eta}{\partial x} \left[ \frac{D^2}{2} F_1 + D F_2 \right]$ |
| KdV形  | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sqrt{gh} \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$ | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sqrt{gh} \left[ 1 + \frac{3}{2} \frac{\eta}{h} \right] \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$<br>$+ \sqrt{gh} \frac{h^2}{6} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | $\frac{\partial \eta}{\partial t} + [3\sqrt{g(h+\eta)} - 2\sqrt{gh}] \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$          |                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
| 波速    | $C = \sqrt{gh}$                                                                     | $C = \sqrt{gh} \left( 1 + \frac{3}{4} \frac{\eta}{h} + \frac{h^2}{6\eta} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right)$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | $C = \sqrt{gh} \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\eta}{h} \right)$                                                       |                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
| 圧力分布  | $p = \rho g (\eta - z)$                                                             | $p = \rho g (\eta - z) + \rho \left( \frac{z^2}{2} + h z \right) \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | $p = \rho g (\eta - z)$                                                                                             | $p = \rho g (\eta - z)$<br>$+ \rho \left[ \frac{1}{2} (z^2 - \eta^2) + h (z - \eta) \right] F_1$                                                                                                                                                                                             |
|       |  |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         |                                  |                                                                                                                                                                                                          |

り大きくなるため、線形長波理論で考えることが必ずしも適当でない場合が多い。

津波を計算する際、長波理論のどの式を用いるかは重要な問題である。もちろん、高次近似まで入るにこしたことはないが、考慮すべき項が増えると数値計算は質、量共に困難さを増してくると思われる。また一方、項の省略をしすぎると計算結果の精度の点で問題が生ずることになる。

ここでは、こうした長波理論の非線形項、分散項の重要性について量的に評価する簡便な方法として Kakutani の式を用いた首藤の研究結果を説明する。

まず、非線形項の重要性を考える。線形近似が許されるところでは Kakutani の式は

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{4} \frac{\eta}{h} \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \tag{20}$$

と簡単になる。境界条件  $x = 0$  で  $h = h_0$  ,  $\eta = f(t)$  を満たす式 (20) の解は  $\eta = (h_0/h)^{1/4} f(\xi)$  で与えられる。ここで、 $\xi = f(gh)^{-1/2} dx - t$  と定義される移動座標である。この波形を使って非線形項の効果の重要性を評価する。 $\eta$  の大きさを表す測度を  $\|\eta\|$  と表し、非線形項  $\eta \partial \eta / \partial x$  の大きさが線形項  $\partial \eta / \partial x$  の  $q$  % となる条件を求めると

$$\frac{q}{100} \left\| \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\| = \frac{q}{100} \frac{1}{4h} \frac{\partial h}{\partial x} \|\eta\| = \frac{3}{2} g^{-1/2} h^{-3/2} \left\| \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\| \tag{21}$$

となる。具体的に計算するため  $f(t) = (A/2) \sin(2\pi t/T)$  とおき、海底勾配  $\partial h / \partial x = m_s$  を一定とすれば式 (21) は

$$\frac{h}{h_0} = \left[ \frac{6\pi A}{\sqrt{gh_0} m_s T} \cdot \frac{100}{q} \right]^{4/3} \tag{22}$$

となる。ここで、 $A$  は波高、 $T$  は周期を意味する。式 (22) から水深  $h_0$  の地点で波高、周期が与えられると非線形項の大きさが線形項の  $q$  % となる水深が計算できる。

例として  $m_s = 1/500$  m,  $h_0 = 500$  m,  $A = 1$  m の場合に関して計算したものが表 2 である。実際の津波の周期としては 15 分程度のものが多く、この場合水深 40 m 程度の地

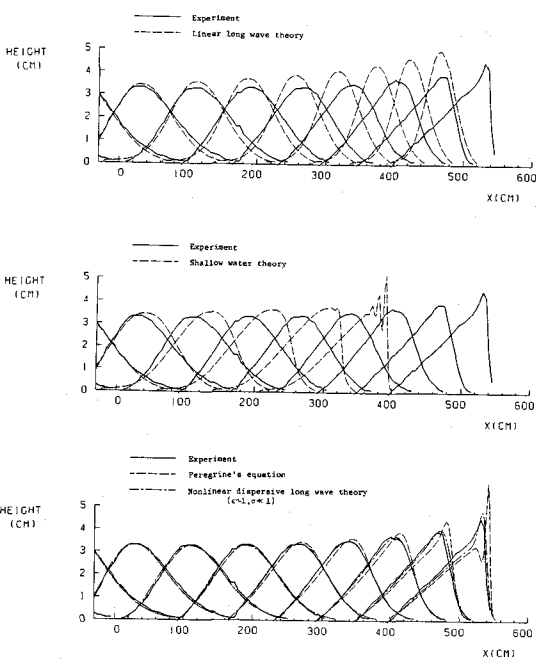


図1 斜面上の孤立波の変形に関する数値計算例<sup>78)</sup>

表2 線形項と非線形項の比較 ( $m_s = 1/50$ ,  $h_0 = 500$  m,  $A = 1$  m)<sup>79)</sup>

| 周 期   | 水 深        |       |       |
|-------|------------|-------|-------|
|       | $q = 10\%$ | 50%   | 100%  |
| 1 min | 1570 m     | 172 m | 68.3m |
| 2     | 583        | 68.3  | 27.1  |
| 3     | 340        | 40.0  | 15.8  |
| 4     | 232        | 27.1  | 10.3  |
| 5     | 172        | 20.1  | 3.0   |
| 6     | 135        | 15.8  | 6.3   |
| 7     | 110        | 12.9  | 5.1   |
| 8     | 91.9       | 10.8  | 4.3   |
| 9     | 78.6       | 9.2   | 3.7   |
| 10    | 68.3       | 8.0   | 3.2   |
| 11    | 60.1       | 7.0   | 2.8   |
| 12    | 53.5       | 6.3   | 2.5   |
| 13    | 48.1       | 5.6   | 2.2   |
| 14    | 43.6       | 5.1   | 2.0   |
| 15    | 39.8       | 4.7   | 1.9   |
| 20    | 27.1       | 3.2   | 1.3   |
| 25    | 20.1       | 2.4   | 0.93  |
| 30    | 15.8       | 1.9   | 0.73  |
| 35    | 12.9       | 1.5   | 0.60  |
| 40    | 10.8       | 1.3   | 0.51  |
| 50    | 8.0        | 0.93  | 0.37  |
| 60    | 6.3        | 0.73  | 0.29  |

点で非線形項の大きさが線形項の10%以上の大きさとなりそれ以後では非線形項は無視できないことがわかる。

次に、分散項について考える。これも先と同様に近似度がひとつ低い浅水理論のオーダーで得られた結果を利用する。その結果、分散項が非線形項の $q\%$ となる水深を計算する式として

$$H_*^2 - \left[ \frac{\sqrt{gh_0} m_s T}{2 \pi A} + 1 \right] H_* + \frac{\sqrt{gh_0} m_s T}{2 \pi A} \left[ \frac{16 \pi^2}{9} \frac{h_0^2}{g A T^2} \frac{100}{q} \right]^{1/3} = 0 \tag{23}$$

が導かれる。ここで、 $H_* = (h_0/h)^{3/4}$ である。

表3は $m_s = 1/50$ 、 $h_0 = 500\text{ m}$ 、 $H = 1\text{ m}$ としたときの計算結果である。周期15分に対して分散項の大きさが非線形項の10%程度となるのは水深0.5 mと相当浅くなってからのことであることがわかる。

1983年日本海中部地震津波では分散項が大きく関与したと思われるソリトン波列が観測された。この津波に関して適用した結果が表4である。北秋田海岸の平均的な海底勾配は約1/200であり、 $h_0 = 80\text{ m}$ で $A = 3\text{ m}$ としている。この津波の周期は約5分であるので水深23 m付近、すなわち汀線から5 km程度の地点から分散項の大きさが非線形項の10%を越えるものとなる。

### 3. 数値計算法及びその結果

#### 3.1 代表的な計算法<sup>80)</sup>

電算機の飛躍的な発達により、広範囲でかつ詳細な津波の数値計算が可能となって来た。現在までに差分法、有限要素法などを用いた数多くの計算例が発生され実用に供されている。ここでは最も良く使用される計算法を紹介する。

##### (1) 深海域の計算

波源域から陸上遡上までを連続的に計算しても良いのであるが、電算機の記憶容量の制約や計算の支配方程式系の変更などの理由から、津波の数値計算は深海域と浅海域に分離して行なうのが普通である。

深海域の計算では、海岸線を鉛直壁とみなし、波源域を比較的粗い差分格子網で覆う。波源の大きさによっても異なるが差分格子間隔は数km程度にとり、浅くなるに従って格子間隔を次第に小さくする。

図2にその一例<sup>81)</sup>を示す。これは三陸沿岸を対象としたものであり、領域A,B,C,Dの順に5.4 kmから1/3ずつ細分化したものである。斜線の部分が0.2 km 領域を表している。

使用する方程式は線形長波理論で、2次元的な拡がりを考えるので

表3 非線形項と分散項の比較  
( $m_s = 1/50$ ,  $h_0 = 500\text{ m}$ ,  $A = 1\text{ m}$ )<sup>79)</sup>

| 周 期   | 水 深     |      |      |
|-------|---------|------|------|
|       | $q=1\%$ | 10%  | 100% |
| 1 min | — m     | — m  | — m  |
| 2     | —       | 11.1 | 7.1  |
| 3     | —       | 4.33 | 3.82 |
| 4     | 3.29    | 2.71 | 2.54 |
| 5     | 2.18    | 1.95 | 1.87 |
| 6     | 1.63    | 1.50 | 1.46 |
| 7     | 1.28    | 1.21 | 1.18 |
| 8     | 1.05    | 1.01 | 0.99 |
| 9     | 0.89    | 0.86 | 0.85 |
| 10    | 0.76    | 0.75 | 0.73 |
| 15    | 0.43    | 0.43 | 0.43 |

表4 非線形項と分散項の比較  
( $m_s = 1/200$ ,  $h_0 = 80\text{ m}$ ,  $A = 3\text{ m}$ )

| 周 期   | 水 深     |      |        |
|-------|---------|------|--------|
|       | $q=1\%$ | 10 % | 100 %  |
| 1 min | — m     | — m  | 81.8 m |
| 2     | —       | —    | 46.1   |
| 3     | —       | —    | 31.5   |
| 4     | —       | 31.6 | 23.7   |
| 5     | —       | 22.6 | 18.8   |
| 6     | —       | 17.7 | 15.4   |
| 7     | 23.4    | 14.5 | 13.0   |
| 8     | 16.4    | 12.2 | 11.2   |
| 9     | 13.1    | 10.6 | 9.84   |
| 10    | 11.0    | 9.26 | 8.72   |

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial M}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial N}{\partial t} + gh \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad (24)$$

で表される。ここで、 $(M, N)$ は水平面 $(x, y)$ 方向の線流量を意味する。この他に海底摩擦力やコリオリ力を考慮する場合もあるが、水深が大きいことと伝播距離が短いためその効果は小さいのが普通である。

深海域の計算における問題点は津波の初期波形に関してである。今回の研修会で相田勇博士から詳しい説明があると思われ、ここでは簡単に説明する。即ち、地震波の特徴から地盤の破壊が生じた深さ、破壊面の大きさその傾き、地盤のズレの大きさなどの断層パラメタが求められると、海底面の地盤変動量は弾性論<sup>82)</sup>を利用して計算するのである。水表面の変化はこの地盤の変動と同じとする。また、海底地盤の変化の生ずる速さは、波源域の拡がりに比べ変位量は小さいため、実用上は瞬時に変化が生ずるとしても良い。

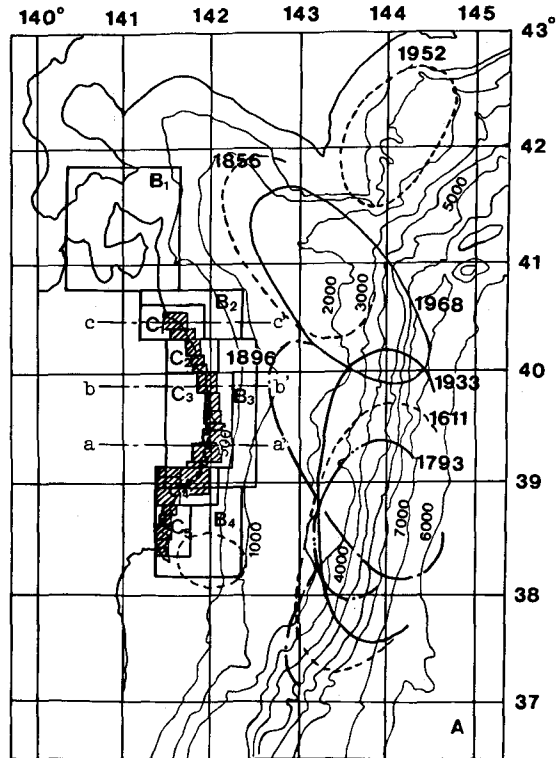


図2 領域分割の例<sup>81)</sup>

もう一つの問題点は境界条件に関してである。

電算機の記憶容量などの制限を受けるため、海域全体を計算に取り入れることは不可能である。そこで、洋上の地点で条件を設定する。この条件は津波が計算領域から自由に透過して行くというもので、線形長波理論の単一方向への進行波に関する水位と流量の関係から

$$M \cos \theta + N \sin \theta = c_0 \eta \quad (25)$$

とおく。ここで  $c_0$  は線形長波理論の波速  $\sqrt{gh}$  であり、 $\theta$  は波の進行方向と  $x$  軸のなす角であり1時間ステップ前の計算値から定めたものである。

沿岸における境界条件は汀線を鉛直壁と見なし完全反射の条件

$$(\text{汀線の法線方向線流量}) = 0 \quad (26)$$

を設定する。

以上のように行なわれる深海域の計算は、広い海域を扱うため差分格子が粗くなり、汀線を鉛直壁で近似するため沿岸近くの津波の挙動を精度良く表現することは難しい。従って、この計算は浅海域計算

に引き継ぐことを主目的に行なわれ、その適用範囲は水深 200 m 程度の地点までであると考えた方が  
良い。

## (2) 浅海域の計算

浅海域の計算では陸上遡上を含む津波の沿岸近くでの挙動を再現するために行なわれる。従って、用  
いる差分格子は 100 m 以下の場合が多い。計算に用いる方程式は海底摩擦を考慮した浅水理論

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn_*^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} &= 0 \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn_*^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

である。ここで、 $n_*$  はマンニングの粗度係数であり、普通 0.025 程度の値がよく用いられる。時には海  
底や海岸で 0.024、河沿いの氾濫原や樹木の多いところで 0.055、開発の進んでいるところでは 0.035  
などと粗度係数を使い分けている計算も行なわれている<sup>40)</sup>。

図 3 は運動量方程式中の各項の大きさを調べたものの一例である<sup>81)</sup>。各項の大きさは局所項の  
大きさを無次元化したものである。格子点番号 20 が汀  
線に相当するが、移流項の大きさは水深 50 m 付近の  
地点から 5 % 以上の大きさとなり陸上遡上時は 50 %  
程度になることがわかる。摩擦項 ( $n_* = 0.025$  を採  
用) も陸上遡上時は大きくなり無視できない。

浅海域計算の沖側境界条件には、深海域の計算結果  
を代入する。陸上遡上の境界条件設定法としては今の  
ところ次の 2 種類の方法が考えられている。ひとつは  
堰越流公式からの類推で津波先端部の流速を水位によ  
って

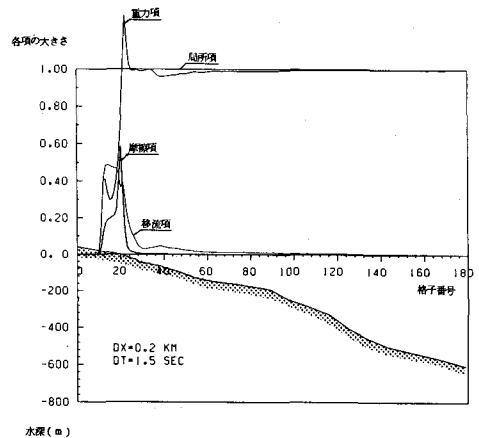


図 3 運動量方程式の各項の  
大きさ<sup>81)</sup>

$$M \text{ 又は } N = \alpha \sqrt{gD^3} \quad (28)$$

とおくものである<sup>24), 28)</sup>。係数  $\alpha$  は普通 0.5 ~ 2.0 の値が用いられている。ふたつめは、津波先端付近  
の海底地形を差分格子に合わせて階差的に近似し、水位と地盤高の関係から計算するものである<sup>36)</sup>。  
差分格子を全水深により  $D > 0$  のとき水没している格子、 $D \leq 0$  のとき露出している格子に分け、波先  
端を水没格子と露出格子の間にあるものと考え、両格子間の線流量を露出格子の地盤高よりも水没格  
子の水位が高いときのみ運動量方程式で計算しその他の場合は零とおく方法である。

両計算法共に物理的には多少疑問が残るものであるが、津波の最大打ち上げ高さを重視するのであれば陸上部での最も緩やかな斜面勾配を  $m_s$ ，入射津波の周期を  $T$  とするとき、どちらの方法でも

$$\Delta x \leq m_s g T^2 \times 10^{-3} \quad (29)$$

が満足されるように差分格子を定めることにより比較的精度の良い結果を得ることが知られている<sup>41)</sup>。ただし、波力などの算定のため津波先端波形の詳細を問題とする際には、これらの方法は慎重に考え直さなくてはならない。この問題に関しては松富の研究例<sup>83)</sup>がある。

### 3.2 計算の打ち切り誤差<sup>84)</sup>

現実の現象と数値計算との差すなわち誤差は以下のようにまとめられる。まず、誤差には計算に用いる支配方程式の精度に関するものが考えられる。方程式を導く際に設けた仮定あるいは近似が実際の現象とどの程度近いかが問題となる。長波理論は先に説明したように大きく4種類の理論に分かれており、その性質も異なる。この誤差を推定するひとつの方法として2.3で説明した首藤の方法があるが、詳しくは水理実験と比較する必要がある。方程式が定まると、次は、その方程式を数値計算する際に発生する誤差が考えられる。この誤差は初期値・境界値の精度によるものと計算自体の誤差に分けられる。初期値・境界値誤差は初期波形、水深分布、陸上遡上条件などの精度と考えても良い。計算自体の誤差は電算機の有限桁性に由来する丸め誤差と差分化するときのテーラー級数の有限項打ち切りに起因する打ち切り誤差に分けられる。津波数値計算の丸め誤差の大きさは使用する電算機の有効桁数により多少異なるが  $10^{-2}$  %程度であることが知られている。一方、打ち切り誤差は比較的大きく条件によっては数10%にもなる。

ここでは津波数値計算の主要な計算誤差として打ち切り誤差を取り上げ、その発生原因、伝播特性について若干の説明を行なう。また、打ち切り誤差の評価を通し津波数値計算において信頼性の高い結果を得るための条件についても考察する。

簡単なため線型長波の水平床一次元伝播問題を考える。このとき線形長波理論は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial M}{\partial t} + c_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (30)$$

で表される。この式のリープ・フロッド差分形は

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} \left[ \eta_j^{n+\frac{1}{2}} - \eta_j^{n-\frac{1}{2}} \right] + \frac{1}{\Delta x} \left[ M_{j+\frac{1}{2}}^n - M_{j-\frac{1}{2}}^n \right] &= 0 \\ \frac{1}{\Delta t} \left[ M_{j+\frac{1}{2}}^{n+1} - M_{j+\frac{1}{2}}^n \right] + \frac{c_0^2}{\Delta x} \left[ \eta_{j+1}^{n+\frac{1}{2}} - \eta_j^{n+\frac{1}{2}} \right] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

である。

まず、計算の支配方程式(30)とその差分式(31)の差を考えてみる。式(31)の第1項をテーラー級数展開し微分形にもどすと

$$\frac{1}{\Delta t} \left[ \eta_j^{n+\frac{1}{2}} - \eta_j^{n-\frac{1}{2}} \right] = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)!} \left( \frac{\Delta t}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} \eta}{\partial t^{2m+1}} \quad (32)$$

となる。同様な操作を他の項についても施すと、式(31)は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)!} \left[ \left( \frac{\Delta t}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} \eta}{\partial t^{2m+1}} + \left( \frac{\Delta x}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} M}{\partial x^{2m+1}} \right] = 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + c_0^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + c_0^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)!} \left[ \left( \frac{\Delta t}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} M}{\partial t^{2m+1}} \right. \\ \left. + c_0^2 \left( \frac{\Delta x}{2} \right)^{2m} \frac{\partial^{2m+1} \eta}{\partial x^{2m+1}} \right] = 0 \end{aligned} \quad (33)$$

となる。この式は擬似微分方程式と呼ばれ<sup>85)</sup>、差分式(31)と等価なものである。本来の解くべき式(30)に比べ、第3項が新たに加わったものとなっており、この項の存在が打ち切り誤差の発生を意味する。従って、数値計算では線形長波理論(30)を解くつもりが実際には打ち切り誤差を含む擬似微分方程式(33)を解いていることになるのである。

式(33)は時間に関する高階の微分項が含まれておりこのまま解くことは難しいため、次の線形長波理論からの近似

$$\frac{\partial^{2m+1} \eta}{\partial t^{2m+1}} \div -c_0^{2m} \frac{\partial^{2m+1} M}{\partial x^{2m+1}}, \quad \frac{\partial^{2m+1} M}{\partial t^{2m+1}} \div -c_0^{2m+2} \frac{\partial^{2m+1} \eta}{\partial x^{2m+1}} \quad (34)$$

を用い、線流量  $M$  を消去する。その結果、式(33)は

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - c_0^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{(2m+1)!} \left( \frac{\Delta x}{2} \right)^{2m} (1 - K^{2m}) \frac{\partial^{2m+2} \eta}{\partial x^{2m+2}} = 0 \quad (35)$$

なる2階の波動方程式で近似できる。式(35)の性質を具体的に調べるため  $t=0$  で  $\eta = \varphi(x)$ ,  $\partial \eta / \partial t = 0$  なる初期値問題を考える。解として  $x$  の正の方向へ伝播するものと考えと

$$\eta = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\varphi}(k) e^{ik(x-c_0 t)} dk \quad (36)$$

が導かれる。ここで、

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) e^{-ikx} dx, \\ \left( \frac{c_1}{c_0} \right)^2 = \left[ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 \cdot (-1)^m}{(2m+1)!} \left( \frac{k \Delta x}{2} \right)^{2m} (1 - K^{2m}) \right] \end{aligned} \quad (37)$$

である。従って、解はフーリエ変換により分解された各波数成分の合成として表され、各成分波は波数に関係した位相速度で伝播するといった波数分散現象を呈するものとなる。この波数分散性は式(33)あるいは(35)の第3項で表される打ち切り誤差により発生したもので、式(37)からも明らかなように差分格子間隔に関係した数値的なものであり物理的なものと性質を異にしている。

また、以上のような打ち切り誤差の解析は直接差分式(31)の解を導くことによっても評価できる。  
その解は

$$\eta = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{N-1} \tilde{\varphi}_m e^{ik_m(j\Delta x - C_0 \Delta t)} \quad (38)$$

となる。ここで、 $N$ は差分格子点数を意味し、

$$\tilde{\varphi}_m = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} \varphi(x) e^{-2\pi i \frac{m}{N} x}, \quad k_m = 2\pi \frac{m}{N\Delta x},$$

$$\frac{C_1}{c_0} = \frac{2}{Kk_m\Delta x} \sin^{-1} \left[ K \sin \left( \frac{k_m\Delta x}{2} \right) \right] \quad (39)$$

である。この解法は差分式をフーリエ級数展開することにより求めた厳密なものであるが、非線形問題への拡張が難しいという欠点がある。

図4はリープ・フロッグ差分の数値分散性について厳密解と近似解を比較したものである。横軸の $\Delta x/L$ は $k_m\Delta x$ に相当するもので1波長当りの差分分割数の逆数を意味する。 $K$ の値は0.5である。図から、擬微分方程式による近似解は非常に良い精度で厳密解の代用となり得ること及び近似解の第1項(式(37)で総和をとる項で $m=1$ のみ)でも良好な近似となることがわかる。従って、非線形問題に関しても擬微分方程式による近似評価が有力な手段となることが予想される。また、図には $O(\Delta x^4)$ の差分を用いた場合の数値分散性についても同時に示されている。通常の差分式は $O(\Delta x^2)$ のものであるが、 $O(\Delta x^2)$ の誤差を打ち消すように人為的に新らな項を加えたものを意味する。この場合、 $O(\Delta x^2)$ の結果より精度が良くなることが期待されるが、高波数成分の波速が本来の線形長波理論のものより速くなるためいろいろな不都合が生ずることが予想されあまり利点があるものではないと思われる。

図5は $K$ の違いによる数値分散性の差について調べたものである。 $K$ が小さい程誤差が大きくなることを示している。 $K=1$ のとき $C_1/c_0=1$ となるが、これはリープ・フロッグ差分法の弱安定条件の限界値である。通常は任意の海底形状を対象とするのであるから $K$ 値は1以下となる。従って、計算の安定条件を満たす範囲で $K$ 値を大きく

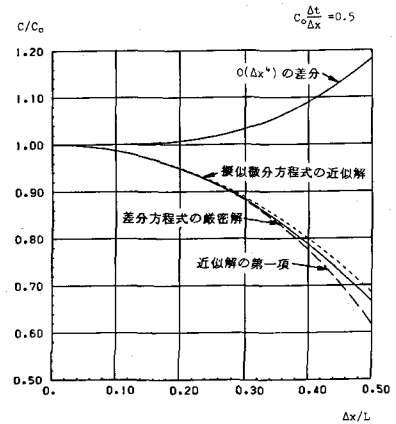


図4 リープ・フロッグ差分法の数値分散性に関する厳密解と近似解の比較<sup>84)</sup>

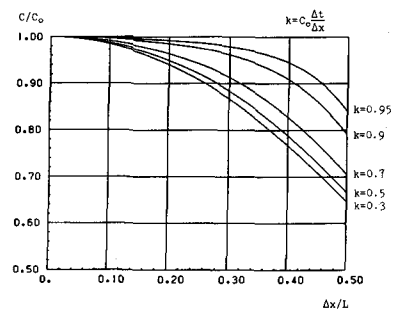


図5  $K$  値による数値分散性の変化<sup>84)</sup>

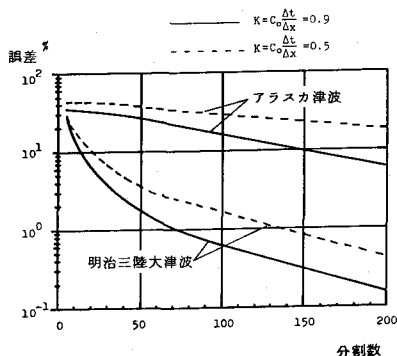


図6 所要の精度を得るための条件<sup>84)</sup>

採ることが打ち切り誤差を小さくするひとつの方法であることがわかる。

以上のような打ち切り誤差の解析を通して現実の津波計算において所要の精度を得る条件について調べたものが図6である。図は代表的な津波として1964年アラスカ津波と1896年三陸大津波を選んだものである。アラスカ津波の波形は主断層と副断層が組み合わされた複雑な形状をなすものであり<sup>86)</sup>、三陸大津波は相田の定めた主断層一面で計算されたものである<sup>24)</sup>。打ち切り誤差の大きさは初期波のスペクトル形状及び差分格子間隔により異なるため図に示すような差があるのである。

### 3.3 計算結果の一例

ここでは、津波の数値計算結果について紹介する。図7は1896年三陸大津波の深海域計算結果である<sup>81)</sup>。津波波源は相田のモデル<sup>24)</sup>を用い、差分格子間隔は外洋で2.7kmである。初期の津波は北西方向にやや傾いた矩形を呈し、西側では水面が沈降し東側では隆起している形状をなしている。地震発生後数分には津波の主要部が大きく2つに分かれ、三陸沿岸へ向うものと外洋へ向うものが生じている。図は水平縮尺と鉛直縮尺が異なるので注意が必要である。初期津波の最大水位は4m、水平方向の拡がりには約100kmである。

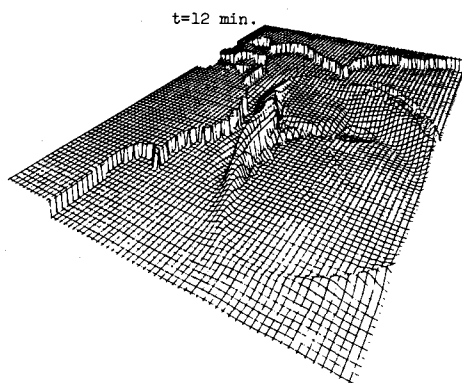
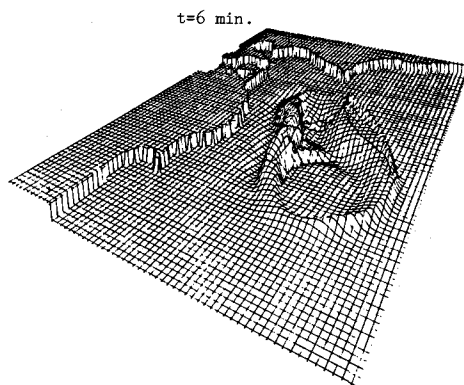
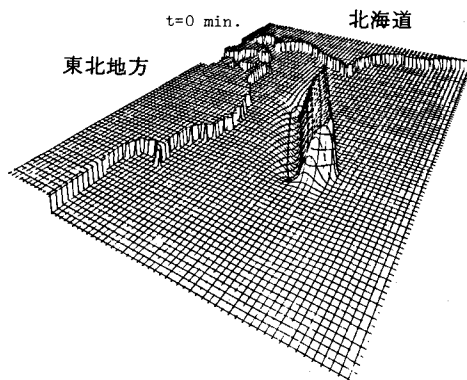


図7 深海域計算結果の一例  
(1896年三陸大津波)<sup>81)</sup>

図8は浅海域計算の例を示したものである<sup>81)</sup>。想定した津波は前と同じ三陸大津波であり、三陸地方のほぼ中央に位置する宮古湾を対象としたものである。差分格子間隔は50 mである。図は津波発生後40分のものであり、陸上遡上及び海岸構造物を考慮したものとしいないものと比較がなされている。3種類の結果の比較から、海岸構造物の効果として陸上遡上域がかなり小さくなること及び防波堤前面に渦が形成されるように流速分布が大きく異なることがわかる。

1983年日本海中部地震津波の計算例を図9に示す<sup>87)</sup>。相田の波源モデル<sup>58)</sup>を用いたもので、最小の差分格子間隔は30 mである。図は北秋田海岸の八森から能代海岸の津波の最大打ち上げ高さ及び浸水域分布に関するもので、計算結果と痕跡記録との比較を行なったものである。棒グラフが痕跡高であり、折れ線が計算結果である。計算には浅水理論を用いているためビデオなどに記録されたソリトン波列状の波形を再現することはできないが、陸上遡上高のみを対象とするならこの種の計算で十分な精度を有するものを得ることができるとわかる。相田<sup>44)</sup>は計算結果の精度を表すひとつの指標として痕跡高  $x_i$  と計算値との比  $x_i / y_i$  を  $K_i$  とし、データ個数  $N$  の幾何平均値

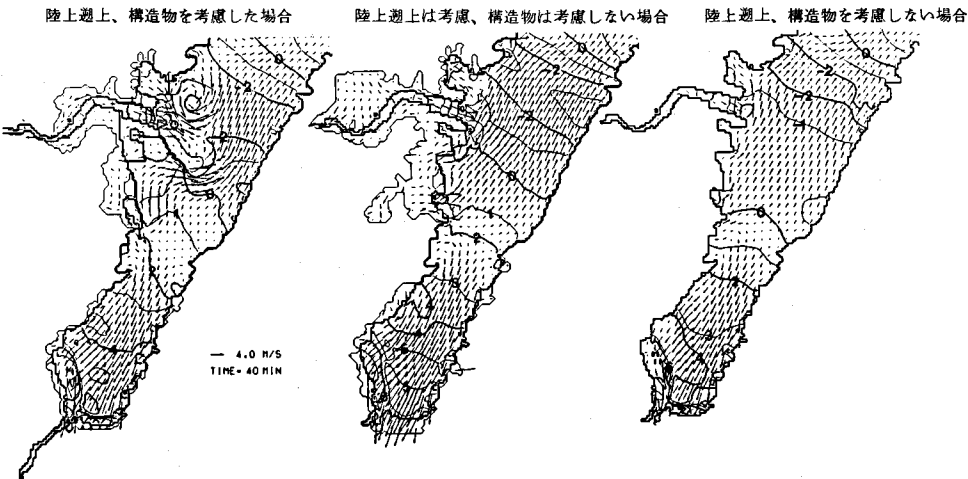


図8 浅海域計算結果の一例 (1896年三陸大津波, 宮古湾)<sup>81)</sup>

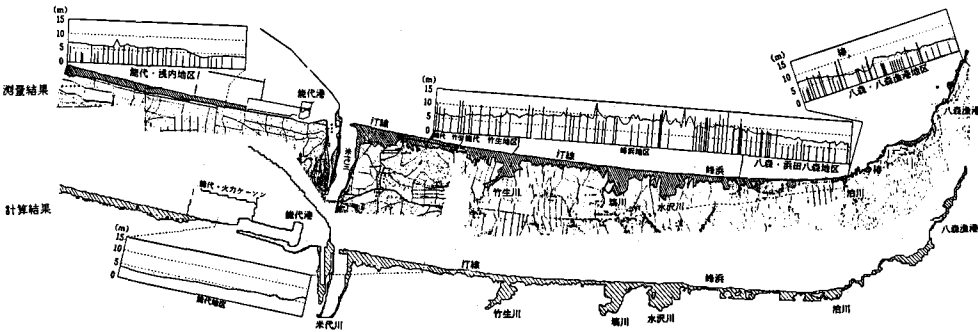


図9 1983年日本海中部地震津波の計算例<sup>87)</sup>

$$\log K = (1/N) \sum \log K_i \quad (40)$$

及び  $K$  の各点間のバラツキを表わすものとして

$$\kappa = \left[ \sum (\log K_i)^2 - (\log K)^2 \right]^{1/2} / N \quad (41)$$

を提案している。この日本海中部地震津波の計算結果は  $K = 0.991$ ,  $\kappa = 1.276$  となる。

最後に、遠地津波の計算例を紹介する。図 11 は 1964 年アラスカ津波の外洋伝播計算結果の一例である<sup>88)</sup>。差分格子間隔は緯度・経度座標で 5 分、支配方程式はコリオリ力を考慮した線形長波理論である。図は地震発生後 4 時間の空間水位分布を示している。本来なら、外洋を長時間伝播する現象であるのでコリオリ力以外に分散項を考える必要があるが、現在のところ電算機の容量などの制約のため難しく将来に残された問題のひとつである。

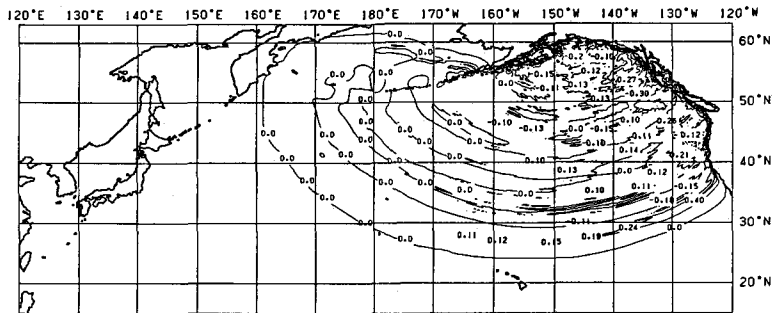


図 10 1964 年アラスカ津波の外洋伝播計算結果（津波発生後 4 時間）<sup>88)</sup>

#### 4. 津波の 2 次災害に関する計算<sup>55), 66)</sup>

最近、津波そのものの挙動以外にも津波に関連する現象を計算できるようになって来た。津波の 2 次災害に関する数値計算がそれである。ここでは、2 次災害の主要なものとして木材及び石油の流出に関する計算例を説明する。

津波の来襲に伴う木材の流出の記録としては、宮古湾の例が有名である。1960 年チリ津波の時に宮古湾鉾ヶ崎地区に集積されていた木材が流れ出し船舶などに被害を与えた例や、1968 年十勝沖津波の時に神林野木場から 3,700 本流出し湾奥から湾奥一体に拡がったものである。図 11 に計算結果の一例を示す。計算は、十勝沖津波の宮古湾に関するもので、流木の運動を支配する力のうち慣性、水流の圧力勾配・抵抗、付加質量によるものを決定論的に、流木の拡散は確率論的に取り扱ったものである。

一方、石油の流出の例としては十勝沖津波の八戸港の例がある。港内に停泊していたタンカーの油槽が破損し油が港内に拡がったのである。その他、1964 年新潟地震津波では流出した油が発火し津波浸水域に火災をひろめている。図 12 に石油の拡がりに関する計算結果の一例を示す。計算には石油の運

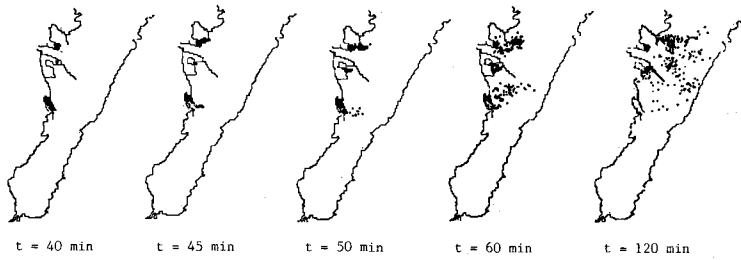


図 11 木材の流出に関する計算例<sup>55)</sup>

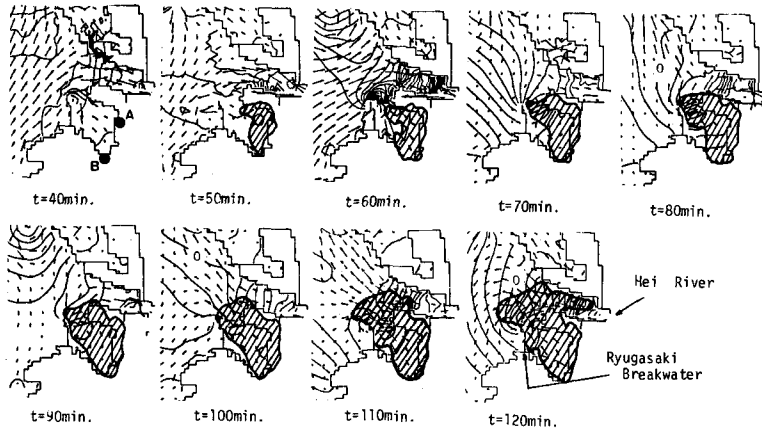


図 12 石油の拡がりに関する計算例<sup>66)</sup>

動に関するものと津波水流のものとを連立して解く方法が用いられ、十勝沖地震津波の宮古湾を対象として行なわれている。図中の斜線域が石油の拡がり面積を表す。

## 5. 結 言

津波数値計算と題して計算の支配方程式，計算法及び計算結果の一例を紹介したが，著者の興味に重点をおきすぎていた感がある。実用的な計算手法の紹介としては安定条件，計算領域の結合の問題など数多くの事項が残されており不十分な解説となったことを反省している。

津波の数値計算はすでに実用の段階に入り新しい研究テーマとしてはあまり見当たらないが，

- ① 津波波源の精度
- ② 陸上遡上時の津波先端における抵抗則とサージング波形
- ③ 津波による砂礫の移動
- ④ ソリトン分裂及び砕波する津波の再現計算
- ⑤ 廻し津波など特殊な挙動をする津波の計算
- ⑥ 遠地津波計算

などが残された課題であると著者は考えている。

津波計算文献リスト（年代順）

- 1) 浜田徳一・堀口孝男・加藤 始・金子正久：水路に浸入する津波の計算，－高知港の場合－，海講論文集，Vol. 8，p. 30，1961.
- 2) 細井正延・王 芳一・首藤伸夫：大船渡湾における津波の計算，海講論文集，Vol. 8，1961.
- 3) Isozaki, I. and Unoki, S. : The numerical computation of the tsunami in Tokyo Bay caused by the Chilean Earthquake in May, 1960, Studies on Oceanogr., Dedicated to Prof. Hidaka in Commemoration of his Sixtieth Birthday, p. 389, 1964.
- 4) Ueno, T. : Numerical computation for the Chilean Earthquake Tsunami, Oceanogr. Mag., Vol. 17, 1965.
- 5) 堀口孝男・高 隆二：湾および河川網に浸入する津波の計算，海講論文集，Vol. 12，p. 14，1965.
- 6) Leendertse, J.J. : Aspects of a computational model for long-period water-wave propagation, Memo. RM-5294-PR, Rand Corporation, 1967.
- 7) 伊藤喜行・谷本勝利・木原 力：長周期波に対する防波堤の効果に関する計算（第4報）－1968十勝沖地震津波に対する大船渡防波堤の効果－，港研報告，Vol. 7，No. 4，p. 55，1968.
- 8) Aida, I. : Numerical experiments for the tsunami propagation-the 1964 Niigata Tsunami and the 1968 Tokachi-oki Tsunami, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 47, p. 673, 1969.
- 9) Aida, I. : Numerical experiments for tsunamis caused by moving deformations of the sea bottom, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 47, p. 849, 1969.
- 10) 岩崎敏夫・富樫宏由：遡上津波先端の境界条件と計算法，海講論文集，Vol. 16，p. 359, 1969.
- 11) 岩崎敏夫・楊 沢民：湾内津波の計算(1)，海講論文集，Vol. 16，p. 371, 1969.
- 12) 相田 勇：1923年関東地震津波の数値実験，地震研彙報，Vol. 48，p. 43，1970.
- 13) 相田 勇：津波記録による波源数値モデルの推定，地震Ⅱ，Vol. 25，p. 343，1972.
- 14) Aida, I. : Estimation of the offshore form of tsunami waves, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 28, p. 220, 1972.
- 15) Hwang, L. S. and Divoky, D. : A numerical model of the Major tsunami, The Great Alaska Earthquake of 1964, Oceanogr. and Coastal Eng., National Acad. of Sciences, National Res. Council, p. 191, 1972.
- 16) 岩崎敏夫・楊 沢民：三陸大津波の数値実験，海講論文集，Vol. 21，p. 83，1974.
- 17) Mader, C.L. : Numerical simulation of tsunamis, J. Phys. Oceanogr., Vol. 4，p. 74，1974.
- 18) 岩崎敏夫・真野 明・瀧森 勉：三陸沖における巨大地震に伴う津波の数値モデル，海講論文集，

- Vol.22, p.53, 1975.
- 19) 岩崎敏夫・阿部至雄・橋本 潔：津波の河川遡上に関する数値計算の実際，海講論文集，Vol.23, p.437, 1976.
  - 20) 岩崎敏夫・真野 明：三陸沖の断層地震による大津波の追算，海講論文集，Vol.23, p.443, 1976.
  - 21) Aida, I. : Reliability of a tsunami source model derived from fault parameters, J. Res. Earth., Vol.26, p.57, 1977.
  - 22) 相田 勇：1878年伊豆大島近海地震に伴った津波の数値実験，地震研彙報，Vol.53, p.863, 1977.
  - 23) 相田 勇：200 m等深線上の津波波形と浸水高，地震Ⅱ，Vol.30, p.11, 1977.
  - 24) 相田 勇：陸上に溢れる津波の数値実験 —高知県須崎および宇佐の場合—，地震研彙報，Vol.52, p.441, 1977.
  - 25) 相田 勇：三陸沖の古い津波のシミュレーション，地震研彙報，Vol.52, p.71, 1977.
  - 26) 岩崎敏夫・阿部至雄・橋本 潔：河川津波の特性に関する研究，海講論文集，Vol.24, 1977.
  - 27) 首藤伸夫・後藤智明：津波の遡上に関する数値解析，海講論文集，Vol.24, p.65, 1977.
  - 28) Houston, J., R., Carver, R. D. and Markle, D. G. : Tsunami-wave elevation frequency of occurrence for the Hawaiian Islands, U.S. Army Engineer W.E.S., Tech. Rept. HL-77 16, 1977.
  - 29) Reid, R.O., Vastano, A.C. and Reid, T.J. : Development of SURGE II program with application to the Sabine-Calculusieu area for hurricane Carla and design hurricanes, Coastal Studies, Inc., Colledgo Station, TX, Rept. TP 77-13, 1977.
  - 30) 相田 勇：大振幅津波の入射による湾水の振動，地震研彙報，Vol.53, p.1151, 1978.
  - 31) 相田 勇：1978年宮城県沖地震に伴った津波の数値実験，地震研彙報，Vol.53, p.1167, 1978.
  - 32) 岩崎敏夫・阿部至雄・橋本 潔：湾奥に位置する河川での津波の遡上に関する数値解析，海講論文集，Vol.25, p.132, 1978.
  - 33) Kawahara, M. : Tsunami wave propagation analysis by the finite element method, Proc. of 2nd Int. Conf. on Finite Elements in Water Resources, 1978.
  - 34) 林 泰造，松富英夫：引き波から始まる津波の遡上解析，海講論文集，Vol.25, p.141, 1978.
  - 35) 相田 勇：1944年東南海地震津波の波源モデル，地震研彙報，Vol.54, p.329, 1979.
  - 36) 岩崎敏夫・真野 明：オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算，海講論文集，Vol.26, p.70, 1979.
  - 37) 後藤智明・首藤伸夫：非線形津波の二次元遡上計算，海講論文集，Vol.26, p.56, 1979.

- 38) 首藤伸夫：津波遡上計算時に生ずる短周期振動について，海講論文集，Vol.26，1979．
- 39) 田中伸和・加藤正進・和田 明・吉舎広幸：津波解析モデルの基礎的研究，海講論文集，Vol. 26， p.61，1979．
- 40) Houston, J. R. and Butler, H. L. : A numerical model for tsunami inundation, U. S. Army Engineer W. E. S., Tech. Rept. HL-79-2, p. 54, 1979.
- 41) 後藤智明・首藤伸夫：各種津波遡上計算法と波先端条件の比較，海講論文集，Vol.27，1980．
- 42) Goto, C. and Shuto, N. : Run-up of tsunami by linear and non-linear theories, 17 th Int. Conf. Coastal Eng., 1980．
- 43) Houston, J. R. : Tsunami elevation predictions for American Samoa, U.S. Army Engineer W.E.S., Tech. Rept. HL-80-16, 1980．
- 44) 相田 勇：東海道沖におこった歴史津波の数値実験，地震研彙報，Vol.56， p.367，1981．
- 45) 相田 勇：南海道沖の津波の数値実験，地震研彙報，Vol.56， p.713，1981．
- 46) Iida, K. : Finite element method for tsunami wave propagation in Tokai district, Japan, Proc. of Int. Tsunami Symp., 1981．
- 47) 岩崎敏夫・真野 明・荒井 唯：綾里湊における津波の数値解析，海講論文集，Vol.28，1981．
- 48) 岩崎敏夫・真野 明・西宮宣昭：2次元津波遡上数値モデルの水理実験による検討，海講論文集，Vol.28， p.69，1981．
- 49) 後藤智明・首藤伸夫：河川津波の遡上計算，海講論文集，Vol.28， p.64，1981．
- 50) 相田 勇・羽鳥徳太郎：尾鷲市街に遡上した津波の数値実験，地震研彙報，Vol.57， p.337，1982．
- 51) 後藤智明・佐々木順次・首藤伸夫：津波による木材の流動，海講論文集，Vol.29， p.491，1982．
- 52) 相田 勇・羽鳥徳太郎：大船渡市街に遡上した津波の数値実験，地震研彙報，Vol.58， p.175，1983．
- 53) 相田 勇・羽鳥徳太郎：和歌山県，湯浅・広川両町に遡上した津波の数値実験，地震研彙報，Vol.58， p.667，1983．
- 54) 阿部至雄・相原昭洋：宮城県沖地震津波による女川湾の湾水振動特性，海講論文集，Vol.30， p.158，1983．
- 55) 後藤智明：津波による木材の流出に関する計算，海講論文集，Vol.30， p.594，1983．
- 56) Goto, C. and Shuto, N. : Numerical simulation of tsunami propagations and run-ups, Terra Scientific Publishing Company, p.439, 1983．
- 57) Goto, C. and Shuto, N. : Effects of large obstacles on tsunami inundation, Terra Scientific Publishing Company, p.511, 1983．

- 58) 相田 勇：1983年日本海中部地震津波の波源数値モデル，地震研彙報，Vol.59，p.93，1984.
- 59) 後藤智明：北秋田海岸における日本海中部地震津波の計算に関する検討，海講論文集，Vol.31，p.233，1984.
- 60) 島田富美男・森 泰宏・酒井哲郎：臨海工業地帯沿岸での津波の挙動，海講論文集，Vol.31，p.228，1984.
- 61) 谷本勝利・高山知司・村上和男・吉本靖俊・平石哲也：日本海中部地震津波の実態と二・三の考察，海講論文集，Vol.31，p.252，1984.
- 62) 高梨和光・清川哲志：浅海長波方程式の有限要素法解析における問題点とその解決法，海講論文集，Vol.31，p.118，1984.
- 63) Takeda, H. : Numerical simulation of run-up by variable transformation, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 40, p. 271, 1984.
- 64) Mader, C. L. and Lukas, S. : SWAN - a shallow-water long-wave code : Application to tsunami models, Univ. of Hawaii, JIMAR Contribution No. 84-0077, 1984.
- 65) 相田 勇：1983年日本海中部地震津波の波源モデル，海洋科学，Vol.16，No.9，p.496，1984.
- 66) 後藤智明：津波による油の拡がりに関する数値計算，土木学会論文集，Vol.357，p.217，1985.
- 67) 島田富美男・村上仁士：徳島県浅川湾の津波特性 - 1946年南海道地震津波 - ，海講論文集，Vol.32，p.455，1985.
- 68) Moder, C.L. : Three-dimensional modeling of tsunami waves, Proc. Int. Tsunami Symp., p.51，1985.
- 69) Reid, R.O. and Kim, K.Y. : A limited-domain dispersive propagation model for tsunamis, Proc. Int. Tsunami Symp., p.247，1985.

#### 参 考 文 献 (引用順)

- 70) Fujima, K., Goto, C. and Shuto, N. : Accuracy of nonlinear dispersive long wave equations, Coastal Eng. in Japan, Vol.28，p.23，1985.
- 71) 後藤智明：アーセル数が大きい場合の非線形分散波の方程式，土木学会論文集，Vol.351，p.193，1984
- 72) Boussinesq, M. J. : Essais sur la théorie des eaux covnrantes, Memo. Acad. Science, 2 éme Sér, Tome 23, No.1, 1877.
- 73) Korteweg, D.J. and De Vries, G. : On the change of form of long waves advancing in

- a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves, *Phil. Mag.*, Vol. 39, 1985.
- 74) Mei, C.C. and LeMéhauté, B.: Note on a equation of long waves over an uneven bottom, *J. Geophys. Res.*, Vol. 71, 1966.
  - 75) Peregrine, D.H.: Long waves on a beach, *J.F.M.*, Vol. 27, Part. 4, 1967.
  - 76) Kakutani, T.: Effects of an uneven bottom on gravity waves, *J. Phys. Soc. Japan*, Vol. 30, 1971.
  - 77) 岩崎敏夫: ソリトン分裂 —非線形波動論—, 1979年度水工学に関する夏期研修会講義集, B-5, 1979.
  - 78) 長尾昌明・後藤智明・首藤伸夫: 非線形分散波の数値計算, 海講論文集, Vol. 32, p. 114, 1985.
  - 79) 首藤伸夫: 津波計算における非線形項と分散項の重要性, 海講論文集, Vol. 23, p. 432, 1976.
  - 80) 後藤智明・小川由信: Leap-frog 法を用いた津波の数値計算法, 東北大学工学部土木工学科, 1982.
  - 81) 今村文彦・後藤智明・首藤伸夫: 津波数値予報の可能性に関する研究 —津波数値シミュレーションの精度—, 土木学会論文集(投稿中).
  - 82) Mansinha, L. and Smylie, D.: The displacement fields of inclined faults, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, Vol. 61, p. 1433, 1971.
  - 83) 松富英夫: 陸上遡上津波の先端条件と先端部の抵抗係数, 海講論文集, Vol. 28, p. 74, 1981.
  - 84) 今村文彦・後藤智明: 差分法による津波数値計算の打ち切り誤差, 土木学会論文集(投稿中).
  - 85) たとえば矢嶋信男・野木達夫: 発展方程式の数値解析, 応用数学叢書, 岩波書店, 1977.
  - 86) Plafker, G.: Tectonics of the March 27, 1964, Alaska earthquake, *U.S. Geological Survey Professional Paper*, 543-I, Wash. Gover. Printing Office, p. 74, 1969.
  - 87) 長谷川賢一・稲垣和男: 日本海中部地震津波の再現計算, (株)ユニック社内報告, 1984.
  - 88) 今村文彦・後藤智明・首藤伸夫: 1964年アラスカ津波の外洋伝播計算, 海講論文集(投稿中).