

非線形性を考慮した津波の2次元変形の計算法

岐阜大学工学部 学生員○鶴岡亮行 正会員 安田孝志 学生員 西本光伸

1. 緒言

長波近似に基づく津波の平面2次元モデルによって、波源域から沿岸域までの津波挙動の再現が大容量大型計算機の上で可能となっている。しかしながら、津波の破壊力に重要な影響を及ぼすソリトン分裂まで再現しようとする、鉛直成分をも考慮した3次元モデルが必須となり、格子間隔も数十m程度まで細分化しなければならず、可変格子間隔としても現実にはほとんど不可能となる、ここでは回折効果の評価に問題はあるが、波向線法によって津波の伝播路であるray channelを計算し、津波の3次元伝播問題を各ray channel内の非線形分散波の伝播問題に置き換えて、簡便かつ精度良く計算する手法を提案する。

2. 計算手法

津波の支配方程式として x および y を平面座標とする3次元Navier-Stokes方程式を考える。

$$\begin{aligned} Du/Dt &= -(1/\rho) \partial p / \partial x + (1/\rho) \partial \tau_{xz} / \partial z \\ Dv/Dt &= -(1/\rho) \partial p / \partial y + (1/\rho) \partial \tau_{yz} / \partial z \\ Dw/Dt &= -(1/\rho) \partial p / \partial z - g \\ \partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

このときの境界条件は、海底を $z = B(x, y)$

および海面を

$$z = \eta_0 + \eta(x, y, t) \quad (2)$$

で与えることにより、次式のように

なる。

$$\begin{aligned} p=0, \partial \eta / \partial x + u \partial \eta / \partial y + v \partial \eta / \partial z &= w \Big|_{z=\eta_0+\eta} \\ u \partial \eta / \partial x + v \partial \eta / \partial y &= w \Big|_{z=B} \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、波向線および波峰線に沿った座標

(s, n) 上で津波を扱うため、次式の座標変換

を行う。

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} U \\ V \end{Bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u \\ v \end{Bmatrix} \\ \begin{Bmatrix} T_s \\ T_n \end{Bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} T_{xs} \\ T_{yn} \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (4)$$

波峰線の x 軸に対する入射角 θ および ray

channelの幅 b は周知の屈折方程式によって

与えられる。さらに、式(1)を $\sqrt{g \eta_0}$ で移動する動座標上の波形 η のみに関する波動

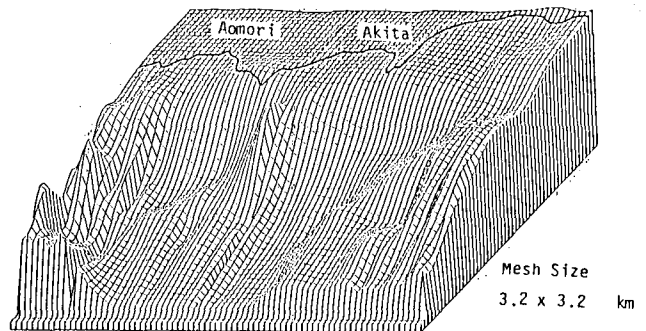


図-1 秋田県の沖海底地形

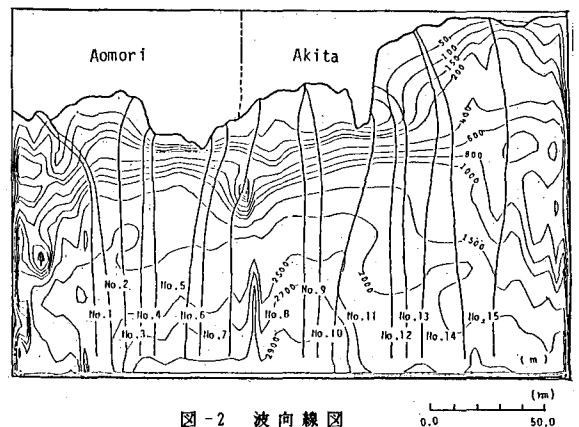


図-2 波向線図

方程式に書き換えるため、若干の変数変換を施す。以上により、式(1)の下での津波の伝播計算は、次式を各 ray channel ごとに解く 1 次元問題に帰着されることになる。

$$\eta_x + \frac{3}{2} h^{-3/2} \eta \eta_\xi + \frac{1}{6} h^{1/2} \eta_{\xi\xi\xi} + \frac{1}{4} \frac{h_x}{h} \eta + \frac{1}{2} \frac{b_x}{h} \eta + \frac{f}{h^2} \eta |\eta| = 0 \quad (6)$$

ここに、

$$\xi = \varepsilon^{1/2} \left(\int ds / \sqrt{h} - t \right), \quad X = \varepsilon^{3/2} S, \quad \varepsilon = (h_0 / L_0)^2 \quad (7)$$

津波の体積 $H = \int_{-\infty}^{\infty} \eta d\xi$ が負でなければ、最終的には津波はソリトン列と分散波の連なりに収束することが Hamack らによって明らかにされている。しかし、津波の主要部をソリトン列として記述出来るまでの伝播過程に対しては遷移波としての扱いが必要となる。そこで、遷移波の領域に対しては次式の Fourier 級数解による逐次近似法

$$\eta(s+\Delta, \xi) \doteq e^{i\Delta} \eta(s, \xi), \quad \eta(s, \xi) = \sum_{j=1}^{N/2} F_j(s) e^{i\xi} \quad (8)$$

$$L = -\frac{1}{4} \frac{h_x}{h} - \frac{1}{2} \frac{b_x}{h} - \frac{f}{h^2} |\eta| - \frac{3}{2} h^{-3/2} \eta \frac{\partial \eta}{\partial \xi} - \frac{1}{6} h^{1/2} \frac{\partial^3 \eta}{\partial \xi^3}$$

を用いて波形を計算し、波向線上のソリトン列として記述できる領域に対しては著者らによって導かれた解析解を用いる。

3. 計算結果

ここでは、上述の手法によって 1983 年日本海中部地震津波の伝播を計算する。この手法では ray channel を精度良く計算することが重要となり、滑らかに変化する海底地形データを用いる必要がある。そこで、2 次元 B-spline 関数によって平滑化と補間を行って波向線の計算を行う。図-1 は、こうして平滑化した秋田県沖の海底地形を立体表示したものである。図-2 はこのときの津波の波向線を示す。各波向線間に挟まれた領域が ray channel ということになる。各 ray channel ごとに水深および小路幅を計算し、波形を式(8)によって求めれば、鉛直成分を考慮した津波の伝播波形が得られることになる。

図-3 は、ソリトン分裂が生じたと考えられている海域をカバーする No.6 および 7 の各 ray channel 内の津波の伝播波形を示したものである。No.6 の channel では浅水化に伴って段波性の津波として発達し、最後にその頂部にソリトン分裂が生じるに至っていることがわかる。No.7 の channel 内の津波も同様な変形を示しているが、ソリトン分裂に代わって波状段波の形成が認められ、No.6 のものに比べて危険度が低下していることがわかる。

4. 結語

ここで提案した手法によってソリトン分裂などの評価を可能とする津波の 2 次元伝播計算が大幅に簡略化されることがわかった。今後さらに、その精度について検討を加えたい。

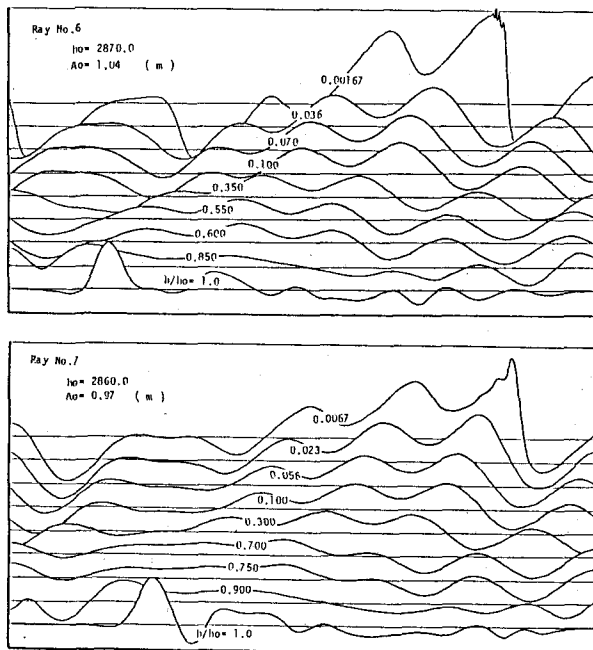


図-3 津波の伝播波形