II－355　　高潮の準３次元数値モデル

JR 九州　○ 吉野敏成・京都大学防災研究所　山下隆男，土屋義人

1．緒　言　従来，高潮の数値計算には主として水平２次元の数値モデルが用いられてきた。しかしながら，高潮に伴う海水の流動は，津波や潮流と異なり，吹き寄せ効果の卓越する現象であり，これを数値シミュレーションする場合には，乱流特性の鉛直分布が記述できるモデルであることが望ましい。換言すれば，平面２次元問題として取り扱った場合の疑問点である，海面および海底におけるせん断力のより厳密な記述を解決できるモデル化を行う必要がある。本研究では，静水圧分布を仮定し，連続式と Navier-Stokes 方程式および $k-\varepsilon$ 方程式を鉛直方向に数値積分し，流れの鉛直分布を求め，これを積分平均化して水平方向の連続式を満足するように水位変動を求める準３次元のモデルを展開する。まず鉛直２次元場において，平均流，乱流モデルの境界条件の設定方法を検討し，矩形水槽で３次元場のモデルテストを行う。

2．モデルの概要　３次元の数値モデルとしては，差分法による Sundermann (1974)，Heaps (1976)(1977)，Heaps and Jones (1979)，Davies (1985)，Owen (1980)，Proctor (1987) の研究や有限要素法を適用した富所 (1988) のモデルがあるが，ここでは Koutitas & O'Connor (1980) のモデル化に習い，鉛直方向の運動方程式には有限要素法を適用し，平均流の連続式は水平２次元場で有限差分法により解く方法を用いる。

(1) 準３次元高潮モデル：　平均流場の基礎方程式は以下のようである。

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_T\frac{\partial u}{\partial x}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_T\frac{\partial u}{\partial y}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_T\frac{\partial u}{\partial z}\right)+g\frac{\partial \zeta}{\partial x}-fv=0, \tag{1}$$

$$w(x,y,z)=-\frac{\partial}{\partial x}\int_{-h}^{z}u\mathrm{d}z-\frac{\partial}{\partial y}\int_{-h}^{z}v\mathrm{d}z,\quad \frac{\partial\zeta}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial x}\int_{-h}^{\zeta}u\mathrm{d}z-\frac{\partial}{\partial y}\int_{-h}^{\zeta}v\mathrm{d}z \tag{2}$$

ここに，u，vおよびw：x，yおよびz方向の流速の各成分，ζ：平均水面からの水面の上昇量，f：コリオリ係数であり，水深hとして海面上昇量および鉛直流速は連続式を鉛直方向に積分することにより，それぞれ次式のようになる。これらに，問題が閉じるように，乱流モデルを付加して準３次元モデルを構築する。

(2) 海底および海面における境界条件：水理学的滑面の場合粗度係数は $E=9$ であり，この壁面則は $30<u_\tau y/\nu<100$ の範囲で適用できるので，この関係を用いて境界条件を与えることは，モデルを構築する上で極めて有効であり経済的である。乱流モデルについては，輸送方程式の Production と Dissipation とが局所的に釣り合う境界条件を与える。

平均流の境界条件はせん断応力の等値関係から，海水面および海底では$\left(\nu\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=\zeta}=\tau_s$，$\left(\nu\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=-h}=\tau_b$ で与えられる。ここに，τ_sは海水面におけるせん断応力であり，またτ_bは海底におけるせん断応力である。ここで，これらの境界条件をモデルに適用する場合，境界での流速をどのように決定するかという問題が生じる。すなわち，せん断応力τ_sまたはτ_bが特定できても平均流の勾配が境界上で与えられる場合にはそれを隣の節点に外挿するときに節点分割幅が流速値に大きな影響を（誤差）を与えることになる。これに反して，節点分割を細かく取ると，すなわち鉛直分割数を多くすると，計算時間がそれに比例して増大することとなる。そこで，本研究では海底および海面における境界条件を受け渡す節点を設定し，ここでの分割幅を固定することにより，分割幅の相違による境界条件の相違，換言すれば境界での外挿流速値の分割幅依存性を除去する方法を用いる。具体的には，海面または海底での境界条件を与える分割幅をΔz_s=1.35m およびΔz_b=0.1m に固定し，この条件でせん断応力が表示されるような渦動粘性係数を与えることとする。そのた

め，一様水深の矩形水路内での吹送流による吹き寄せ効果および流速の鉛直分布が，それぞれ単層モデルによる水位上昇量および Baines and Knapp(1965) の吹送流の実験結果に適合するよう，境界での渦動粘性係数値を特定した。これにより，multi-equation 乱流モデルでの ε の境界条件を決定することができる。

3． モデルの基礎的検討 **(1)** スイングテスト：両端の閉じた水深 20m の一様水深矩形水路で自由振動の実験を行い，単層モデルの減衰特性との比較から ν_t=0.01(m^2/s) が適当な値であることを示した。また，線形長波の方程式を Leap-Frog 法によって解いた一次元の長波の伝播計算の結果との比較から伝播速度を確かめた。**(2)** 吹送流実験：3 次元モデルにおいて，渦動粘性係数の分布（k および ε の分布）および海面，海底におけるせん断応力の設定は流速分布および水位変動量を決定する要因であり，吹送流場においてこれらを適切に与えるため，スイングテストと同じ水路を用いて吹送流のシミュレーション実験を行った。図-1 は一様水深矩形水路における zero-equation および $k-\varepsilon$ の各乱流モデルで計算された吹送流の鉛直分布を表す。両者とも Baines-Knapp の水槽実験の結果をまずまずのオーダーで説明していることがわかる。**(3)** 3 次元場の吹送流・潮流テスト：用いた実験水槽は，空間刻み幅 1,000m で縦横それぞれ 11 メッシュの平面水槽で，南側（沖側）の水深が 50m で，北へ 5 メッシュまで一様勾配で 20m まで浅くなり，それ以北は水深 20m で一様水深となっている。5 メッシュ以北の東西両端と北端部の境界が固定境界で，その他は開境界となっている。開境界では，振幅 0.5m の半日周潮を 2 周期間（$2T_{\mathrm{tide}}$），水位および流速で与える。海面上には南西成分がそれぞれ 10m/s の風を作用させ，計算の時間刻みは 20s とした。なお，水位の観測点は水槽中央の格子点 (5, 5) に設置し，ここでの水位，流速を 10min 毎に計測し，潮流楕円を描いたものを図-2 に示す。また，表面 (19 LEVEL)，第 15 層 (15 LEVEL)，第 10 層 (10 LEVEL) および第 3 層（底層）についての毎正時の流速ベクトルの一例を図-3 に示す。

4． 結　語　以上，流れの乱流特性を考慮した準 3 次元高潮数値モデルを構築し，モデル水路を用いたスイングテストおよび吹送流テストによりモデルの特性をつかみ，海面または海底でのせん断応力の与え方を検討した。

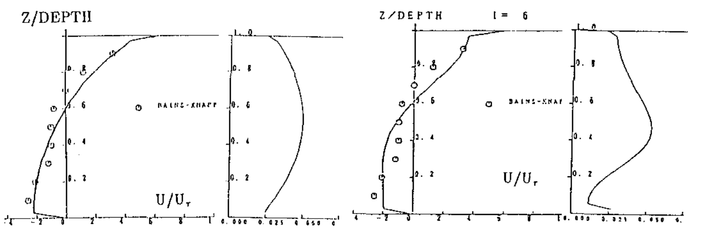

図-1 (a) zero-equation　　(b) $k-\varepsilon$ model

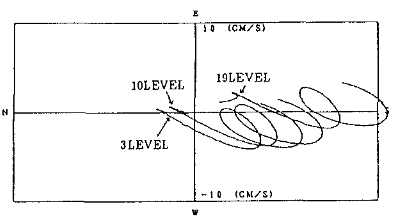

図-2 吹送流・潮流場での潮流楕円

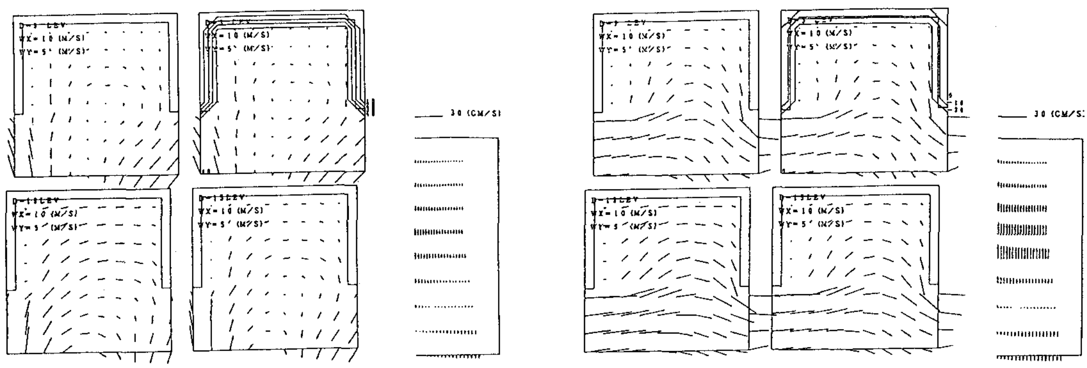

図-3 吹送流・潮流テストの流速ベクトルおよび中央部の流速の鉛直分布（底層，10，15 層および表層）