

1991年のサイクロンによるバングラデシュの高潮の数値計算

山下隆男*・土屋義人**・藤井 健***

1. 緒 言

Bengal 湾湾奥における高潮には、次のような特色がある。(1) この海域には、3 大河川からの土砂が堆積し、100 km 沖側まで達する水深 10 m 以浅の平坦な海底扇状地を大陸棚の上に形成している。このような地形のため、著しい吹き寄せ効果および共鳴現象(水深 10 m の平坦な海海底形上での長波の伝播速度は約 36 km/hr であり、これは通常のサイクロンの移動速度にほぼ一致する)という 2 つの高潮の増大要因がある。(2) サイクロンの規模に比べて吹き寄せにより影響される海水面が大きいので、海水の大循環流が形成される。さらに、天文潮が大きく大潮平均高潮と小潮時のそれとの差は 5.3 m にも達するため、潮汐・高潮の流れの場の相互作用が重要である。このように、Bangladesh の高潮の数値計算には、tidal flat 上での信頼できる潮汐、高潮計算が可能な数値モデルに加え、サイクロン全体の風域場の的確なモデル化や位置、中心気圧の正確な情報が必要となる。

本研究では、これらの点に留意して、1991年4月29、30日に Chittagong-Cox's Bazar 海岸を中心に甚大な被害をもたらしたサイクロンによる高潮の数値シミュレーションを行う。

2. 熱帯低気圧の気圧場の客観解析

発達した台風は、その中心から半径 200 km 程度の円内では、気圧パターンはほぼ同心円状に維持されていて、第一近似として台風域内の等圧線は同心円状に分布していると仮定することができる。この仮定のもとに、藤井(1974)は、Schloemer (1954) の気圧分布式を用いて、台風域内の気圧場の客観解析の方法を開発した。

1991年4月29、30日に Bangladesh を襲ったサイクロンの気圧場をこの客観解析により行ったが、算出された中心気圧の値は異常に低く、妥当な値は得られなかった。この原因は、気象観測所の分布密度の粗さにより、

中心から数十 km 以内の気圧傾度が大きい範囲において観測資料が 2～3 個と少ないことによるものと考えられる。そこで、1990年9月19日に和歌山県白浜町の南方に上陸した台風9019号の気圧場の解析において試みた時空間変換による観測資料の少なさを補う解析方法を Bangladesh のサイクロンの気圧場の解析に適用した。

解析に用いた資料は、Bangladesh 国内の18観測所の3時間ごとの海面気圧を用いた。ただし、この資料のなかで Sitakundu の30日3時(29日21時、GMT)の海面気圧は 943.9 mb であり、あまりにも低すぎて信頼性に問題があったので、解析のさいに除外した。また、解析時刻の3時間前と後の観測値も、観測資料の不足を補うために追加した。しかし、観測時刻の資料よりも軽視するために、これらの資料には重み $w_i=1/2$ を掛けた。半径方向の気圧分布を与える Schloemer の式は、中心からの距離 r における気圧を p とすると、次式で表される。

$$p = p_c + \Delta p \exp\left(-\frac{r_m}{r}\right) \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 p_c は中心気圧、 Δp は中心気圧低下量、 r_m は旋衡風速が最大となる半径である。なお、観測資料には、中心付近で現実の気圧分布とよく一致させるために、次のような重み w_r を掛ける。

$$w_r = \begin{cases} \frac{100}{r} & (r > 10) \\ 10 & (r \leq 10) \end{cases} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 r は km で測った値である。

気圧場の客観解析は、次の手順により3時間間隔で実行し、式(1)で表される気圧分布が現実の気圧分布を最もよく表現するように、台風の中心の緯度 ϕ 、経度 λ 、 p_c 、 Δp および r_m の5個のパラメータ決定した。解析にさき立って、 ϕ と λ の初期値を与えておく必要があるため、JTWC (U. S. Army and Air Force Joint Typhoon Warning Center) が決めたサイクロンの中心の緯度・経度を用いた。

まず、サイクロンの中心が ϕ と λ の初期値の位置にあるとして、時空間変換により海面気圧の観測値を各時刻の中心の位置に相対的に分布させ、これを合成して、

* 正会員 工修 京都大学助手 防災研究所
 ** 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所
 *** 理博 京都産業大学教授 教養部

半径方向の気圧分布を作成する。この気圧の観測値の半径方向の分布を式(1)で表し、 r_m の値を0.5km間隔で変化させながら p_c と Δp の値を求め、重み w_t と w_r を掛けた気圧の観測値の平均二乗誤差、

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{\sum w_t w_r (p_{comp} - p_{obs})^2}{\sum w_t w_r}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を最小とする p_c 、 Δp および r_m の値を求める。なお、この式で、 p_{comp} と p_{obs} は、それぞれ、式(1)による気圧の推算値と海面気圧の観測値である。次に、中心の位置を緯度0.01°あるいは経度0.01°ずつ移動させてこの解析を繰り返し、 σ_p の値が小さくなる方向へ中心を移動させ、 σ_p が最小となる値の組み合わせとして、 ϕ 、 λ 、 p_c 、 Δp および r_m の値を決定する。

発表されている1991年4月のサイクロンの経路図は、JTWCのTropical Storm Warning記録、赤新月社の警報伝達記録およびSPARROの経路図があり、三者ともにコースが異なる。図-1にこれらの経路を示したが、最も東よりのJTWCと西よりのSPARROのものでは100km近くも異なっている。客観解析の結果、妥当と考えられる値が得られたのは、30日0時と3時の2例のみであり、これらの時刻における解析により決定した各パラメーターの値を表-1に示す。

わが国では高潮の発生する海域は高々100km程度に過ぎないが、Bengal湾のサイクロンの場合これが半径数百kmのサイクロンと同程度以上の規模のため、風速

場的にモデル化することが重要である。そこで、JTWCの経路図を用いて藤田、光田・藤井およびYoshizumiモデル(1968)により風域場を計算し、各観測点での時系列風ベクトルと比較した結果、藤田モデルは遠方の風域場を過大評価しているが、台風の中心付近の風速を過少評価し、Yoshizumiモデルは、台風中心付近の風向が一致していない。光田・藤井モデルおよび藤田モデルの風向は観測結果と良い一致を示し、光田・藤井モデルは台風中心付近の風ベクトルが観測値と良く一致しており、遠方の風域場における風速のオーダーも合っている。このことから、高潮の追算には以下に示す光田・藤井モデル(光田・末延, 1980; 藤井・光田, 1986)を用いる。

気圧分布はSchloemerの定式化を用い、傾度風は次式で計算される。

$$V_{gr} = -\frac{rf}{2} + \sqrt{\left(\frac{rf}{2}\right)^2 + \frac{r}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial r}} \quad \dots\dots\dots (4)$$

地上風の流跡線の曲率半径 r_c は、Blatonの公式により次式で与えられる。

$$\frac{1}{r_c} = \frac{1}{r} \left(1 - \frac{C}{V_{gr}} \sin \alpha\right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 α は台風の進行方向を基準に時計回りに定義した計算点の角度である。台風域内の地表風速 V_s と V_{gr} との比の値は一定ではなく台風眼付近で大きくなるsuper gradient windの特性を定式化するため、次式の強調関数 $G(x)$ を用いる。

$$G(x) = G(\infty) + \{G(x_p) - G(\infty)\} \left(\frac{x}{x_p}\right)^{k-1} \cdot \exp \left[\left(1 - \frac{1}{k}\right) \left\{1 - \left(\frac{x}{x_p}\right)^k\right\} \right] \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、決定すべきパラメーター k 、 x_p および $G(x_p)$ は台風7705号と7709号の観測結果から、 $k=2.5$ 、 $x_p=0.5$ 、 $G(x_p)=1.2$ が得られているが、これらは本来、台風固有の定数である。また、 $G(\infty)$ の値としては、海面上の風速と傾度風速の比として一般的に用いられている2/3を用い、地表風とFFW(Friction Free Wind)との偏角は30°を用いる。最大風速半径(r_m)および中心気圧は台風モデルで風域場を決定する重要なパラメーターであるため、Bangladeshの3時間おきの観測データから、周辺気圧を1010mbとして推定し、30日3時までは最大風速半径 $r_m=60$ km、その後は80kmと推定した。

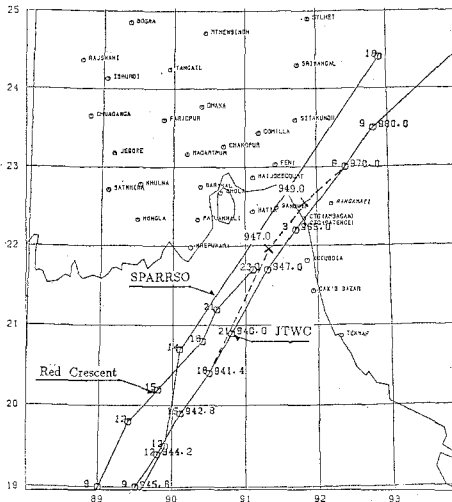


図-1 サイクロンの経路図

表-1 波観解析により得られたサイクロンパラメーター

Date	Time	ϕ	λ	p_c	Δp	r_m	σ_p
(GMT)	(GMT)	(N)	(E)	(mb)	(mb)	(km)	(mb)
'91.4.29	18:00	21.95	91.30	946.9	60.5	50.5	3.6
'91.4.29	21:00	22.60	91.79	948.8	60.5	55.5	3.6

3. 高潮の数値シミュレーション

高潮の海水の流動を計算する数値モデルは、山下・山中・土屋(1991)により開発されたモデルで、その概要は以下のようなものである。基礎方程式は水平2次元の長波近似式に、海面でのせん断応力(吹き寄せ作用)、大気

圧の勾配の項(吸い上げ作用)を考慮したもので、Bangladesh の河口部の地形のような tidal flat 上での潮流、高潮の伝播計算や高潮の陸上へのそ上計算も可能である。数値計算法は有限差分法の格子点法で、基礎式における各項の離散化に最適の計算方法を適用するために時間分割法を採用している。すなわち、長波近似方程式は微分方程式系としては、伝播効果を表す非線形の1階双曲型と拡散現象を表す楕円型との結合したものになっているため、非線形移流項から生じる数値粘性、数値分散を抑える計算が必要となる。このため、本モデルでは非線形移流計算、拡散計算および伝播計算のための時間分割法を用い、それぞれの計算に対して、特性曲線法(Two-point Fourth-Order Scheme)、ADI 法(交互陰解法)および Iterative ADI 法(繰り返し交互陰解法)を用いている。

a) 基礎方程式: 基礎方程式を形成する水平2次元の長波近似方程式は次式で与えられ、運動方程式(x 方向のみ示す)と連続方程式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(uU)}{\partial x} + \frac{\partial(UV)}{\partial y} \\ = -gh \frac{\partial z}{\partial x} - \frac{h}{g} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\tau_{sx}}{\rho} - \frac{\tau_{bx}}{\rho} + fV \\ + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right\} \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $z(x, y, t)$: 基準面から自由水面までの高さ、 $h(x, y, t)$: 水深、 $U(x, y, t)$, $V(x, y, t)$: x, y 方向の単位幅当りの流量、 $u(x, y, t)$, $v(x, y, t)$: x, y 方向の流速、 g : 重力加速度、 f : コリオリの係数、 τ_{bx} : x 方向の海底面でのせん断応力、 τ_{sx} : x 方向の自由水面上でのせん断応力(主に台風などによって生じるもの)、 p : 大気低下量の水柱換算値、 ρ : 水の密度、および K : 水平方向の渦動粘性係数、である。

b) 非線形移流項計算: この計算で解くべき方程式系に含まれる移流に関する部分および局所的加速度項の計算方法は、 x 方向の掃過に対しては、 y 方向の流速変化を無視し、 y 方向の掃過に対しては、 x 方向の流速変化を無視することにより、Two-point Fourth-Order Scheme を用いて計算する。

c) 拡散計算: 水平方向への運動量拡散およびコリオリ力と局所的加速度項のつり合いで、ADI 法により数値計算される。

d) 伝播計算: この計算では、運動方程式中の圧力勾配、大気圧勾配、海底面、自由水面上での摩擦力に関係する部分および連続式で構成される方程式系を $\Delta z = z^{n+1} - z^n$ (付いた時間変化)を未知数とする楕円型偏微分方程式に書き換え、摩擦、水位勾配項を Taylor 展開

し線形化すると、以下のようになり、これを Iterative ADI 法を用いて解く。

$$\begin{aligned} -\frac{\Delta z}{g\Delta t^2} + \alpha^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial(\Delta z)}{\partial x} + \frac{\Delta z}{\varepsilon} \frac{\partial z^n}{\partial x} + \frac{\theta_x}{\varepsilon} \Delta z \right) \\ + \alpha^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial(\Delta z)}{\partial y} + \frac{\Delta z}{\varepsilon} \frac{\partial z^n}{\partial y} + \frac{\theta_y}{\varepsilon} \Delta z \right) \\ = f_1 + f_2 - \frac{\alpha}{g} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{c_x}{\varepsilon} \right) - \frac{\alpha}{g} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{c_y}{\varepsilon} \right) \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1 + \alpha g \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+2/3} \Delta t \\ \theta_x &= -2 \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+2/3} \frac{U^{n+2/3}}{h^n} + \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p^n}{\partial x} \\ \theta_y &= -2 \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+2/3} \frac{V^{n+2/3}}{h^n} + \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p^n}{\partial y} \\ c_x &= (1 - \alpha) g \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+2/3} U^{n+2/3} - \frac{\tau_{sx}}{\rho} \\ c_y &= (1 - \alpha) g \left(\frac{|\vec{U}|}{C^2 h^2} \right)^{n+2/3} V^{n+2/3} - \frac{\tau_{sy}}{\rho} \\ f_1 &= -\frac{\alpha}{g\Delta t} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U^{n+2/3}}{\varepsilon} \right) + \frac{1 - \alpha}{g\Delta t} \left(\frac{\partial U^n}{\partial x} \right) \\ &\quad - \alpha \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial z^n}{\partial x} \right) - \frac{\alpha}{\rho g} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial p^n}{\partial x} \right) \\ f_2 &= -\frac{\alpha}{g\Delta t} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{V^{n+2/3}}{\varepsilon} \right) + \frac{1 - \alpha}{g\Delta t} \left(\frac{\partial V^n}{\partial y} \right) \\ &\quad - \alpha \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial z^n}{\partial y} \right) - \frac{\alpha}{\rho g} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^n}{\varepsilon} \frac{\partial p^n}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

4. Bangladesh の高潮の追算

4.1 潮汐計算

Bengal 湾沿岸、とくに Bangladesh における検潮所は少なく、Cox's Bazar と Karnaphuli 川河口の Chittagong, Norman's Point だけである。Chittagong 港は Karnaphuli 川上流約 18 km に位置しているため、湾内の潮汐計算のためのデータとしては使えない。そのためここでは Schwiderski (1979, 1981) による全球規模での潮汐計算結果(1°メッシュの位相、振幅)を境界条件として与え、高潮計算領域において M_2 および K_1 の2分潮の数値計算を行った。

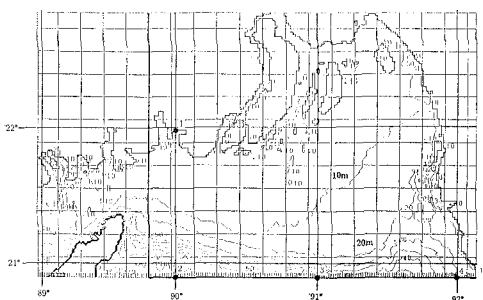


図-2 計算領域

計算領域は図-2に示す範囲で、メッシュ間隔は経度方向 $\Delta x=1,726\text{ m}$ 、緯度方向 $\Delta y=1,700\text{ m}$ である。図中、●印は Schwiderski の位相、振幅を与えた点で、開境界条件の入射水位変動はこれらを線形内挿した。なお、Bangladesh 時間は Greenwich 時間 (GMT) より 6 hr 早い。

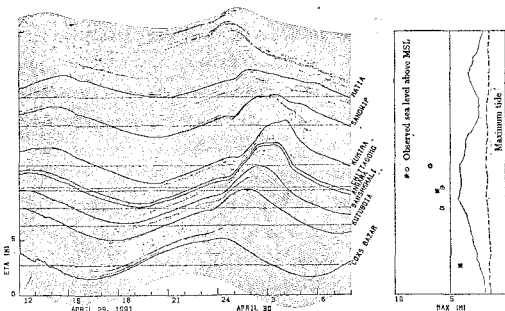
流れの抵抗係数に関しては数ケースのテストランから、Chézy 係数 $C=58.7\text{ m}^{3/2}/\text{s}$ 、(水深 10 m での Manning 係数 $n \approx 0.025\text{ (sec/m}^{3/2}\text{)})$ に相当) および水平渦動粘性係数 $100(\text{m}^2/\text{s})$ を設定した。潮汐計算において、Chittagong (Karnaphuli 河口) での干満の時刻、潮位が、推算潮位(図-4の破線)とほぼ一致していることから、潮汐波の伝播がうまく計算されていることが確認できたので、高潮計算においても同一の乱流定数を用いた。

4.2 高潮計算

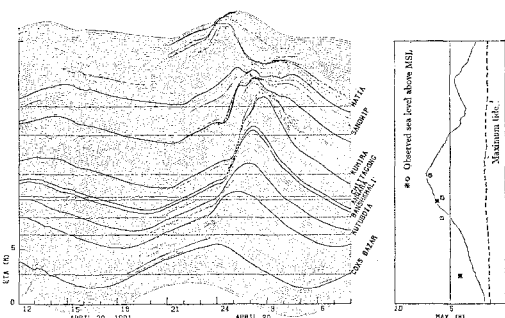
初期条件は静止状態として、高潮計算の 6 hr 前から潮流計算をはじめ、初期じょう乱の影響が小さくなった時点で、サイクロンの影響がはじめるよう設定した。また、開境界条件としては、天文潮 2 分潮、 M_2 、 K_1 、および気圧低下による静的な吸い上げ相当水位を与え、海岸線では完全反射条件として、海面せん断応力の抵抗係数 C_d は 0.0026 とし、コリオリパラメータは北緯 21.5° での値を与えた。サイクロンの経路および中心気圧は、JTWC の情報そのものと客観解析により、それを修正したものを用いた。

図-3 には、それぞれ JTWC および修正サイクロンを用いた場合の沿岸域での高潮の追算結果の時空間変化およびそれらの最大値の分布を示してある。図中、観測潮位の最大値の沿岸方向分布として、Kumira フェリーターミナル、Chittagong (Karnaphuli 川河口)、Anwara, Bashkhali および Cox' Bazar での観測結果をプロットしてあり、○印は静水状態に近い場所での観測結果で、*印はそうでないものである。図からわかるように、どちらのコースでも潮位が高いのは、Sandwip 島東岸の Kumira から Bashkhali まです、そこから Cox's Bazar に向かって小さくなっている。特に、修正したコースによると Kumira から Anwara にかけてはほぼ満潮時に重なり、高潮の最大値は 6 m 以上になり観測結果とよく一致する。このことから、客観解析によるサイクロンのコース、中心気圧の修正は信頼できるものと考えられるため、以下には、修正したサイクロンによる計算結果を示し高潮の特性を考察する。

図-4 には、代表水位出力点 (Cox's Bazar, Kutubdia, Chittagong, Kumira) における高潮 (太線) および M_2 、 K_1 天文潮位 (細線) を、図-5 には、潮位、流速ベクトル、風速ベクトルおよび等風速線の空間分布の毎正時の出力を示す。なお、水位の基準面は平均海面 (MSL) とした。



(a) JTWC のパラメータを用いた場合



(b) JTWC のパラメータの修正値を用いた場合

図-3 沿岸域での高潮の時空間変化と最大値の分布

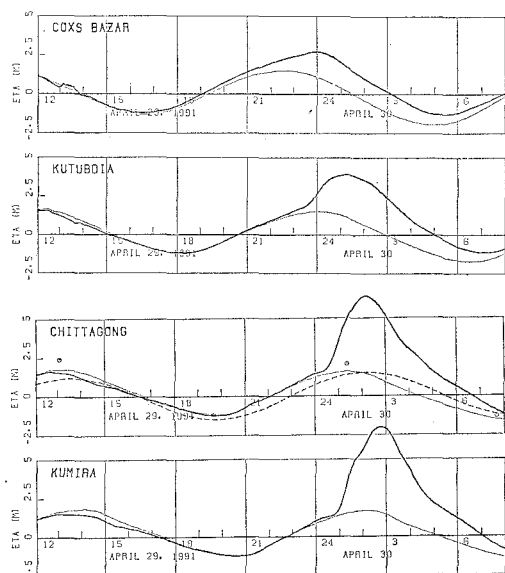


図-4 水位出力点での高潮の追算結果 (細線は K_1 、 M_2 の天文潮位)

これらの図より、高潮の最大値は Sandwip 島東岸の Kumira から Bashkhali までの沿岸で高く、そこから Cox's Bazar に向かって小さくなっている。これはサイクロン中心からの距離以外にも、Cox's Bazar では、気象潮の最大値出現時刻 (4月30日 0:30頃) と天文潮の満潮時 (4月29日 22:30頃) との差が約 2 時間であるの

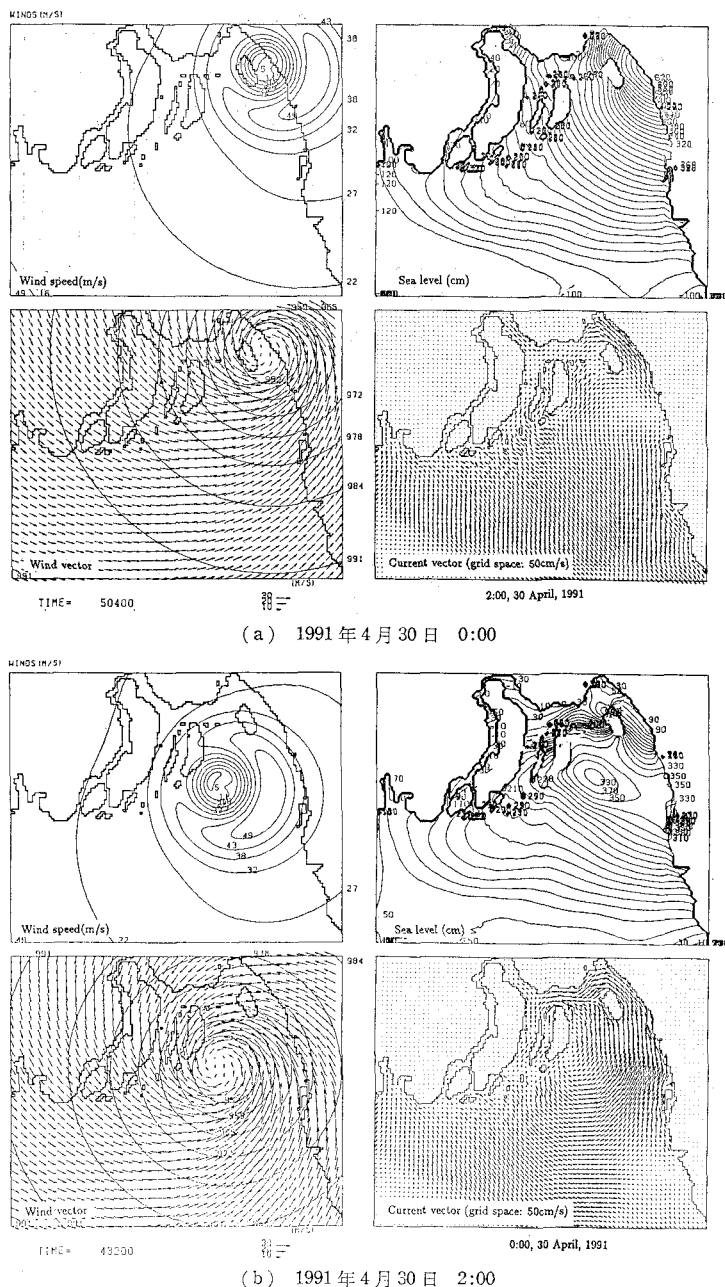


図-5 等風速線、風ベクトル、潮位および流速ベクトルの毎正時出力

に比べて、Chittagong, Kumira ではその差が1時間から30分と極めて小さいことに起因している。すなわち、サイクロンがもう1時間早く来襲していたならば、潮位はさらに大きくなっていた可能性が指摘される。

5. 結 語

以上、1991年4月29, 30日に Chittagong-Cox's Bazar 海岸を中心に甚大な被害をもたらしたサイクロンによる高潮の数値シミュレーションを行い、以下のことがわか

った。

(1) JTWC の経路図を用いて藤田、光田・藤井および Yoshizumi モデルにより風域場を計算し、Bangladesh の各観測点での時系列風ベクトルと比較した結果、光田・藤井モデルが観測された風ベクトルと良く一致していることがわかった。

(2) Bangladesh 国内の18観測所の3時間ごとの海面気圧を用い気圧場の客観解析を行い、JTWC のサイクロンパラメーターを修正した。

(3) 修正したサイクロンにより計算された高潮の最大値は、Sandwip 島東岸の Kumira から Bashkhali までの沿岸で高く、そこから Cox's Bazar に向かって小さくなり観測結果とよく一致した。

最後に、本研究を進めるに当たり気象データの収集に御尽力頂いた。京都大学防災研究所 林 泰一助手および数値計算に協力して頂いた京都大学工学部4回生 亀井一彰氏に謝意を表する。

参 考 文 献

- 藤井 健 (1974): 台風域内の気圧場の客観解析法. 京都産業大学論集, 自然科学系列, 第4巻, 第1号, pp. 77-90.
- 藤井 健・光田 寧 (1986): 台風の確率モデルの作成とそれによる強風のシミュレーション, 京大防災研究所年報, 第29号, B-1, pp. 229-239.
- 山下隆男・山中久生・土屋義人 (1991): エスチャリーにおける長周期波の数値計算——田辺湾の潮流・吹送流シミュレーション——, 京大防災研究所年報, 第34号, B-2, pp. 449-469.
- Rosenthal, S. L. (1962): Theoretical Analysis of the Field Motion in the Hurricane Boundary Layer, National Hurricane Research Project Report, No. 56.
- Schloemer, R. W. (1954): Analysis and synthesis of hurricane wind patterns over Lake Okeechobee, Florida, Hydrometeorological Report, Vol. 31, pp. 1-49.
- Schwiderski, E. W. (1979): Global Ocean Tides, PART II The Semidiurnal Principal Lunar Tide (M_2), Atlas of Tidal Charts and Maps.
- Schwiderski, E. W. (1981): Global Ocean Tides, PART IV The Diurnal Luni-Solar Declination Tide (K_1), Atlas of Tidal Charts and Maps.
- Yoshizumi, S. (1968): On the Asymmetry of Wind Distribution in the Lower Layer in Typhoon, Journal of the Meteorological Society of Japan, Vol. 46, No. 3, pp. 405-r15.