

港 湾 技 研 資 料

TECHNICAL NOTE OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 529 Sept. 1985

A D I 法による高潮の数値計算法

村 上 和 男
森 川 雅 行
堀 江 毅

運輸省港湾技術研究所



目 次

要 旨	3
1. ま え が き	3
2. 高 潮	3
3. 高潮の数値モデル	5
3.1 高潮の基本方程式	5
3.2 台風モデル	5
4. ADI法による数値解法	7
4.1 ADI法による差分近似	7
4.2 境界条件	10
4.3 大格子から小格子への接続	11
4.4 海域から河川域への接続	13
5. 高潮計算結果の検討	14
5.1 高潮の計算手順と計算条件	14
5.2 第2室戸台風による高潮の追算結果	19
6. ま と め	33
参 考 文 献	34
記 号 表	35

Numerical Simulations of Storm Surges by Alternating Direction Implicit Method

Kazuo MURAKAMI*
Masayuki MORIKAWA**
Takeshi HORIE***

Synopsis

The present paper describes numerical simulations of storm surges by alternating direction implicit method. In the simulations, the numerical technique, which makes the joint of coarse meshes and fine meshes, and of a two dimensional sea area and a one dimensional river area possible, is used. The open boundary can be set far from the interested area and the configuration can be drawn precisely due to the technique.

At first, the storm surge caused by the Second Muroto Typhoon which attacked the Osaka Bay is simulated. The validity of the model is shown by the comparison between the observed deviation heights and the calculated ones.

In these calculations, the effects to the storm surge, of the position of the open boundary, the wind stress coefficient, and the astronomical tide are investigated. The run-up of the storm surge to the Yodo River and the Yamato River is also investigated.

* Chief of the Marine Diffusion Laboratory, Marine Hydrodynamics Division
** Senior Research Engineer, Marine Hydrodynamics Division
*** Chief of the Purification Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

ADI法による高潮の数値計算法

村上 和 男*

森川 雅 行**

堀江 毅***

要 旨

本報告は、数値シミュレーションによる高潮の計算を、差分法の中で最も一般的に用いられているADI法によって行ったものである。高潮計算において、開境界の位置を遠くに設定すること、また湾奥部の計算対象領域では、埋立地や河川などを考慮してできるだけ詳細に地形表現をするという、相反する要求がある。このようなことから、計算プログラムを大格子から小格子への接続、および2次元の海域から1次元の河川域への接続がスムーズに行われるように改良した。

計算手順としては、まずモデルの検証として、昭和36年に大阪湾沿岸を襲った第2室戸台風の追算を実施し、当時の高潮偏差記録と計算結果の比較を行った。

また、高潮偏差に与える境界条件の位置の検討、風の海面抵抗係数による影響、天文潮の影響について検討を行った。更に、大阪湾湾奥部に位置する淀川と大和川への高潮のそ上に関する検討を行い、河川流量と高潮そ上高の関連、河川そ上を無視した場合の高潮偏差に与える影響について検討した。

1. ま え が き

最近、我国に大型の台風の来襲があまりないために、高潮に関する報告は少ないようである。しかし、日本列島は台風の通過コースにあたっており、高潮被害の甚大なことを考えると、いつ来襲してもいいような対策を常に立てておく必要があるであろう。

特に、我国の湾奥部には大都市が位置し、沿岸部には臨海工業地帯、住宅密集地などが控えている。加えて、高度成長期には数多くの埋立地が造成され、かなり複雑な地形になっている。このような沿岸域において、ひとたび海岸防災施設を越えた高潮が来襲すると、大災害が予想される。こうしたことから、かなり詳細な地形表現が可能な方法での高潮予測計算手法が要求される。また、埋立地や防波堤などの港湾構造物の建設の際には、これらの高潮偏差に与える影響を前もって把握し、予想される災害から防ぐ必要がある。

本報告ではこのような観点から、ADI (Alternat-

ing Direction Implicit Method) 法による高潮計算を実施するとともに、高潮の現象、高潮を支配する基本方程式、および数値計算法について述べたものである。

特に、開境界の位置をできるだけ遠くに設定すること、および対象海域の地形を正確に表現することのために、大格子と小格子での接続を行い、両方の領域での計算を同時レベルで行うこと、および、河川への高潮のそ上を考慮できるように2次元格子と1次元格子の接続を可能ならしめるようにプログラムを改良した。なお、高潮計算例としては、大阪湾を取り上げて第2室戸台風による追算について実施している。

本報告の構成は、1.にまえがき、2.に高潮について述べ、3.に高潮の数値モデル、4.にADI法による数値解法、5.に高潮計算結果の検討、6.にまとめという構成になっている。

2. 高 潮

高潮(たかしお)とは強風や気圧の急変などの気象上

* 海洋水理部 海水汚染水理研究室長

** 海洋水理部 主任研究官

*** 海洋水理部 海水浄化研究室長

の原因で海面の高さが平常よりも著しく高まる現象をいう¹⁾。英語では storm surge という用語が一般的に用いられている。

我国における高潮の原因は、台風の接近によるものが多い。特に、我国においては、有明海、瀬戸内海、大阪湾、伊勢湾、東京湾などの内湾域において大きな高潮が発生している。表-1に、1900年以降に発生した高潮のうち、2m以上の高潮偏差を記録したものを列記する²⁾。この中でも、特に被害の大きかったものをあげると、伊勢湾を襲った伊勢湾台風、大阪湾を襲った室戸台風、第2室戸台風などがある。

伊勢湾台風は、昭和34年9月26日に伊勢湾沿岸を襲ったもので、最盛期には中心気圧894mbの超大型台風が発達し、潮岬上陸時には中心気圧930mb、風速30m/s以上の暴風圏内は半径300km以上にも及んだものであった。折しも満潮時に近く、未曾有の高潮が発生し、死者4700名、行方不明400名、全壊家屋38900戸、流出家屋4700戸という大災害をもたらした。

このような高潮は、台風のような低気圧の気圧降下による水位上昇と風の吹きよせの相乗効果としてもたらされる。図-1に、伊勢湾台風による各地の高潮偏差の値を示す。この図から明らかなように、台風経路の東側の伊勢湾で大きく、西側の大阪湾では小さい非対象な分布となっている。

高潮は津波のような波動とは異なって図-2のような経過を示す³⁾。第1段階は Forerunner と呼ばれるもので、低気圧ははるかかなたの洋上にある時から水位が上昇するものである。第2段階は Typhoon Surge と呼ばれるもので、低気圧の接近に伴う高潮偏差の主流をなすものである。最後に Resurgence と呼ばれる湾内の固有振動による水面の上下動が生じる。

高潮偏差の予測手段としては、気象データと高潮偏差との実験式から求める方法と、ある仮定された気象条件に対する数値シミュレーションとがあげられる。

高潮の実験式とは、ある地点について高潮の最大偏差の観測値と、当時の気象データ（最大風速、風向、気圧偏差等）から、その相互関係を調べるもので、次式のような実験式が得られている。

$$\Delta h = a \Delta p + b (W_{\max})^2 \cos \theta \quad \dots\dots (1)$$

ここに、 Δh は最大偏差、 Δp は最大気圧偏差、 W_{\max} は最大風速、 θ は偏差を最大にする風向と最大風速時の風向とのなす角、 a 、 b は定数である。これらの値は、過去の長期間の観測資料の整っているところに対しては求められている。表-2には、その一例を示す。

表-1 1900年以降に発生した高潮（偏差2m以上）²⁾

年月日	海湾	高潮偏差	(TPI) 最高潮位	台風名
大6.10.1	東京湾	2.3 ^m	3.1 ^m	
昭5.7.18	有明海	2.5	—	
昭9.9.21	大阪湾	3.1	3.2	室戸台風
昭13.9.1	東京湾	2.2	—	
昭25.9.3	大阪湾	2.4	2.5	ジェーン台風
昭31.8.17	有明海	2.4	4.2	5609台風
昭34.9.26	伊勢湾	3.5	3.9	伊勢湾台風
昭36.9.16	大阪湾	2.5	2.9	第2室戸台風
昭39.9.25	大阪湾	2.1	2.6	6420台風
昭40.9.10	内海東部	2.2	—	6523台風
昭45.8.21	土佐湾	2.4	3.1	7010台風

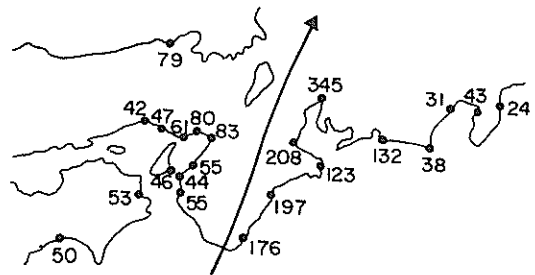


図-1 伊勢湾台風による各地の高潮偏差 (cm)²⁾

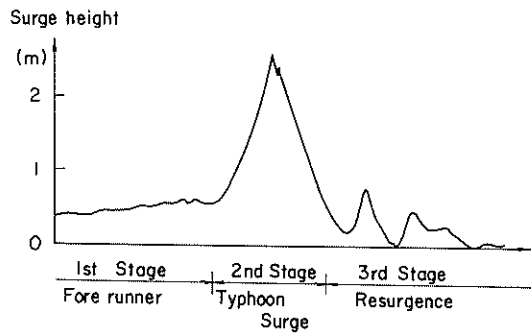


図-2 高潮波形

これに対して、ある力学的モデルに対する数値シミュレーションによる予測手段がある。一般的には、高潮に関する微分方程式を差分方程式に直して数値計算によって求める方法が採られている。差分法による高潮の数値計算は、1954年に Kivisild、1956年に Hansen⁴⁾ に

表-2 主要地点における定数 (a, b) の値

	a	b	主風向
東京	1.059	0.138	S 7.0° E
名古屋	1.674	0.165	S S E
大阪	2.167	0.181	S 6.3° E
神戸	2.330	0.114	S 31.2° W
三角	1.185	0.154	S S E

よって行われたのが最初のものである。我国においては、宮崎ら⁵⁾が伊勢湾台風の追算を行い、実測値とかなりよく合う結果を得ている報告が最初であろう。当時の差分法による数値計算の方法⁶⁾としては、一般には原始法 (Primitiv) による Leap frog method が用いられてきた。海面から海底までの積分量を用いた平面2次元モデルであり、当初は計算時間の節約のために、非線型項は除いて計算を行っている。

現時点においても、基本的な方法はこれらを踏襲している。しかし最近では、細かい地形表現が可能な有限要素法による高潮計算⁷⁾、差分法ではあるが2層モデルを用いたもの⁸⁾、河川への高潮のそ上について検討したものの^{9), 10)}などの報告例がある。また、従来は外洋に面した海岸ではあまり大きな高潮が発生しないと考えられていたが、昭和45年の土佐湾に2.4mにも及び高潮が来襲し、その発生要因に関しても内湾域とは異なった機構があるのではないかという研究¹¹⁾も行われている。

3. 高潮の数値モデル

3.1 高潮の基本方程式

高潮の基本方程式は、潮流の場合と同様に Navier - Stokes の方程式を水深方向に積分した平面2次元長波の方程式によって次のように表される。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial [(h+\zeta)u]}{\partial x} + \frac{\partial [(h+\zeta)v]}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial P_0}{\partial x} \\ + \frac{\tau_x^b - \tau_x^s}{\rho_w(\zeta+h)} - A_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = 0 \quad \dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial P_0}{\partial y} \\ + \frac{\tau_y^b - \tau_y^s}{\rho_w(\zeta+h)} - A_h \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) = 0 \quad \dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここに、

- u, v : それぞれ x, y 方向の平均流速
- ζ : 水位
- h : 水深
- P_0 : 大気圧
- f : コリオリのパラメータ ($= 2\omega \sin \phi$)
- ω : 地球の自転角速度
- ϕ : 緯度
- ρ_w : 水の密度
- τ_x^b, τ_y^b : 海底面での摩擦応力
- τ_x^s, τ_y^s : 海面でのせん断応力
- A_h : 水平混合係数
- g : 重力加速度

である。

海底摩擦応力と海面せん断力は、それぞれ

$$\tau_x^b = \frac{\rho_w g u \sqrt{u^2 + v^2}}{C^2} - k \tau_x^s \quad \dots\dots (5)$$

$$\tau_y^b = \frac{\rho_w g v \sqrt{u^2 + v^2}}{C^2} - k \tau_y^s \quad \dots\dots (6)$$

$$\tau_x^s = \rho_a C_0 W_x \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \quad \dots\dots (7)$$

$$\tau_y^s = \rho_a C_0 W_y \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \quad \dots\dots (8)$$

で与えられる。ここに、

- W_x, W_y : 海面上10mの風速
- C_0 : 海面の抵抗係数
- ρ_a : 空気の密度
- C : Chezyの粗度係数 ($= \frac{1}{n} h^{\frac{1}{2}}$)
- n : マニングの粗度係数
- k : 比例定数 ($= 0.25$)

である。

基本方程式(2)~(4)において、高潮計算で重要な項は、気圧降下による吸上げを表す P_0 と、風の吹きよせを表す τ_x^s, τ_y^s である。これらの項の表現は、次節の台風モデルのところで詳説する。

3.2 台風モデル

我国の高潮被害の大部分は台風によるものであるから、高潮計算をする場合には、台風が来襲した場合の気圧分布、および風速分布の算定が必要となる。

図-3に示すのは、前章でも述べた伊勢湾台風の中心が伊勢湾にせまった時の天気図¹²⁾(1959年9月26日21時)である。中心気圧は930mbと低く、等圧線はこの台風中心に対して同心円状に分布している。

図-4に台風モデルの概要を示す。このような気圧分

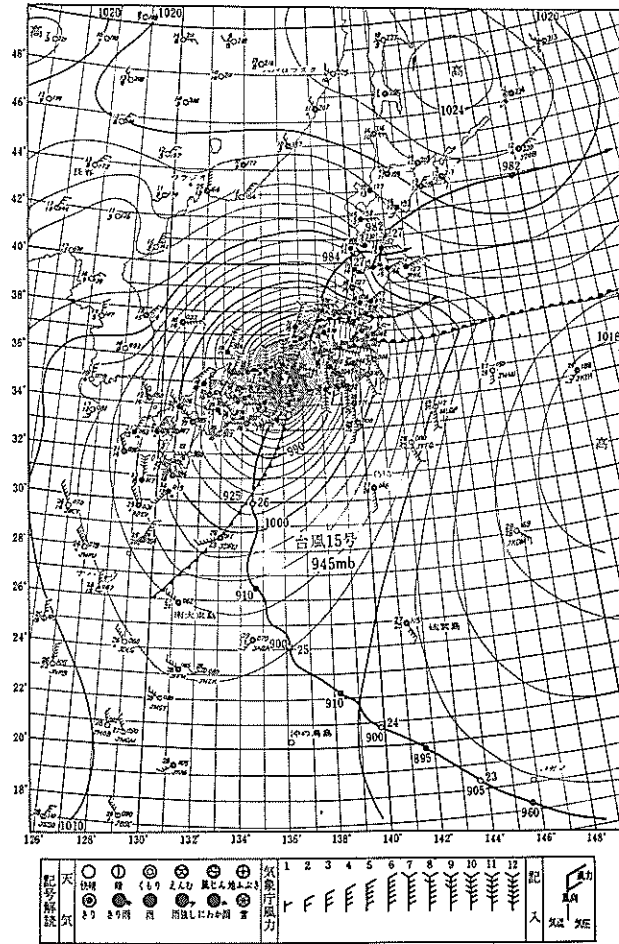


図-3 伊勢湾台風来襲時の天気図¹²⁾
(1959年9月26日21時)

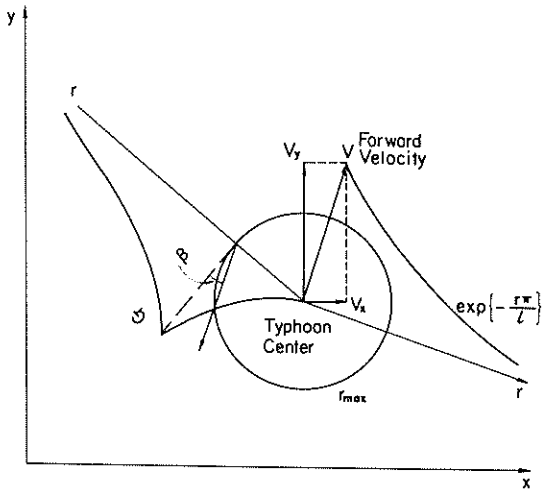


図-4 台風モデルの模式図

布を表すものとして、いくつかのモデルが発表されている。ここでは、代表的なものとして藤田の式とマイヤーズの式について示す。

$$P = P_{\infty} - \frac{\Delta P}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}} \quad (\text{藤田の式}) \dots\dots (9)$$

$$P = P_0 + \Delta P \cdot \exp\left(-\frac{r_{\max}}{r}\right) \quad (\text{Myersの式}) (10)$$

ここに、

- P : 台風中心から r 離れた位置での気圧
- P_{∞} : $r = \infty$ における位置での気圧
- P_0 : 台風中心での気圧
- ΔP : 気圧深度 (= $P_{\infty} - P_0$)
- r_0 : 台風の規模を表すパラメーター
- r_{\max} : 台風中心から最大風速が発生する地点ま

での距離

である。

これらの気圧分布式から実際の風を算定する場合、気圧分布に対応する傾度風と、低気圧の進行に伴う場の風の合力として表される。傾度風とは、式(10)に示された気圧分布の差から生じるもので、遠心力とコリオリ力と気圧傾度とが釣り合って

$$\frac{G^2}{r} + fG = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial r} \quad \dots\dots\dots (11)$$

で表される。ここに、 G は気圧傾度に基づく風速で、 f はコリオリ係数である。これを G について解くと、

$$G = \frac{rf}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4}{\rho_a r f^2} \frac{\partial P}{\partial r}} \right) \quad \dots\dots\dots (12)$$

となり、風向は等圧線と平行になる。これは、式(11)の釣り合い式の構成において、気圧傾度が遠心力とコリオリ力とに釣り合うとしたためで、実際には摩擦の影響などがあって、風速はこれよりも遅く、また風向も等圧線より中心に向かって約 30° の方向に吹く。

場の風とは低気圧の進行に伴う風で、このために風速分布は台風中心に関して非対称となる。一般に、台風の進行方向に向かって右側で風が強く、左側で弱い。

場の風は一般に

$$F = C_1 V \exp\left(-\frac{\pi r}{l}\right) \quad \dots\dots\dots (13)$$

あるいは、

$$F = C_1 V \frac{G(r)}{G(r_0)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

で表される。ここに、 V は台風中心の移動速度、 C_1 は比例定数、 l は距離を表す定数である。

実際の風は、場の風と傾度風の和として、

$$W_x = F_x + G_x = C_1 V_x \exp\left(-\frac{r\pi}{l}\right) - C_2 G (0.5x + 0.866y) / r \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$W_y = F_y + G_y = C_1 V_y \exp\left(-\frac{r\pi}{l}\right) + C_2 G (0.866x - 0.5y) / r \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる。これらを式(12)および $l = 5 \times 10^5$ m を用いて書き直すと、

$$W_x = C_1 V_x \exp\left(-\frac{\pi r}{5 \times 10^5}\right) - C_2 \left(\frac{0.5x + 0.866y}{r}\right)$$

$$\times \left\{ \sqrt{0.1 \frac{\Delta P}{\rho_a} \frac{r_{\max}}{r} \exp\left(-\frac{r_{\max}}{r}\right) + \left(\frac{fr}{2}\right)^2 - \frac{fr}{2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$W_y = C_1 V_y \exp\left(-\frac{\pi r}{5 \times 10^5}\right) + C_2 \left(\frac{0.866x - 0.5y}{r}\right)$$

$$\times \left\{ \sqrt{0.1 \frac{\Delta P}{\rho_a} \frac{r_{\max}}{r} \exp\left(-\frac{r_{\max}}{r}\right) + \left(\frac{fr}{2}\right)^2 - \frac{fr}{2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

となる。

4. ADI 法による数値解法

4.1 ADI 法による差分近似

微分方程式(2)~(4)を解析的に解くのは一般には無理なので、数値的な近似解法が用いられる。数値的な近似解法としては、差分法と有限要素法とが一般に用いられる。ここでは、差分法の中で最もよく利用されている ADI 法 (Alternating Direction Implicit Method) による解法¹³⁾ について述べる。

なお、図-5 には各変数の定義された位置を示す。また、差分表示を簡単にするために、以下の表記法を用いる。

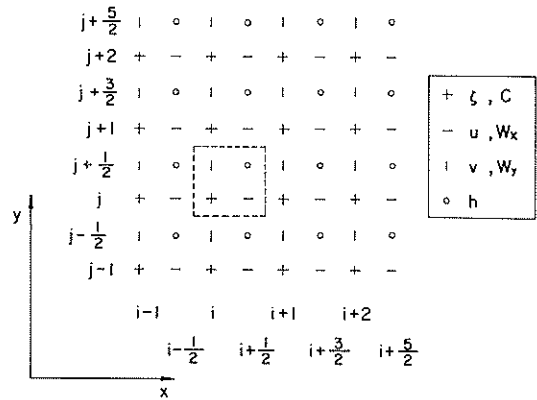


図-5 ADI 法による各変数の定義位置

$$F_{i,j}^{(n)} = F(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^x = \frac{1}{2} (F_{i,j} + F_{i+1,j}) \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\bar{F}_{i,j+\frac{1}{2}}^y = \frac{1}{2} (F_{i,j} + F_{i,j+1}) \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$F_{x_{i+\frac{1}{2},j}} = F_{i+1,j} - F_{i,j} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$F_{y_{i,j+\frac{1}{2}}} = F_{i,j+1} - F_{i,j} \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\bar{F}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{4}(F_{i, j} + F_{i+1, j} + F_{i, j+1} + F_{i+1, j+1}) \quad \dots\dots\dots (24)$$

ADI法とは、2次元の偏微分方程式の差分近似解法のひとつで、Peaceman, Rachfordらによって考案されたもので、この方法をLeendertseは潮流や拡散方程式の解法に適用した¹⁴⁾。この方法の特徴は、逐次時間積分する際の時間間隔(タイムステップ) Δt を2つに分け、前半のタイムステップでは、原則的に x 方向の成分を陰形式で表し、 y 方向の成分を陽形式で表す。また、後半のタイムステップでは、逆に y 方向の成分を陰形式で表し、 x 方向の成分を陽形式で表して計算を実行するところにある。

この方法に基づいて、高潮に関する基本方程式(2)~(4)の差分表示を行う。

まず前半のタイムステップ($n \Delta t \rightarrow (n + \frac{1}{2}) \Delta t$)に対しては、式(2)の連続条件式は

$$\begin{aligned} \zeta^{(n+\frac{1}{2})} &= \zeta^{(n)} - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{y(n)}) u^{(n+\frac{1}{2})} \right]_x \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[(\bar{h}^x + \bar{\zeta}^{x(n)}) v^{(n)} \right]_y \quad at(i, j) \quad \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

となる。また、式(3)、(4)の運動方程式は

$$\begin{aligned} u^{(n+\frac{1}{2})} &= u^{(n)} + \frac{1}{2} \Delta t \cdot f \bar{v}^{(n)} - \frac{1}{2} \Delta t u^{(n+\frac{1}{2})} \left\langle \frac{\partial u^{(n)}}{\partial x} \right\rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t \bar{v}^{(n)} \left\langle \frac{\partial u^{(n)}}{\partial y} \right\rangle - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \zeta_x^{(n+\frac{1}{2})} \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t \frac{1}{\rho_w} P_{o_x}^{(n)} + \frac{1}{2} \Delta t A_h \left\langle \frac{\partial^2 u^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u^{(n)}}{\partial y^2} \right\rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t g u^{(n)} \frac{\sqrt{u^{(n)2} + \bar{v}^{(n)2}}}{(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{y(n)}) (\bar{C}^x)^2} \\ &\quad + (1+k) \frac{\Delta t}{2} \frac{\rho_a}{\rho_w} C_D \frac{W_x^{(n)} \sqrt{W_x^{(n)2} + W_y^{(n)2}}}{(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{y(n)})} \quad at(i+\frac{1}{2}, j) \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

および、

$$\begin{aligned} v^{(n+\frac{1}{2})} &= v^{(n)} - \frac{1}{2} \Delta t f \bar{u}^{(n+\frac{1}{2})} - \frac{1}{2} \Delta t \bar{u}^{(n+\frac{1}{2})} \left\langle \frac{\partial v^{(n)}}{\partial x} \right\rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t v^{(n+\frac{1}{2})} \left\langle \frac{\partial v^{(n)}}{\partial y} \right\rangle - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta y} g \zeta_y^{(n)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &- \frac{1}{2} \Delta t \frac{1}{\rho_w} P_{o_y}^{(n)} + \frac{1}{2} \Delta t A_h \left\langle \frac{\partial^2 v^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^{(n)}}{\partial y^2} \right\rangle \\ &- \frac{1}{2} \Delta t g v^{(n+\frac{1}{2})} \frac{\sqrt{\bar{u}^{(n+\frac{1}{2})2} + v^{(n)2}}}{(\bar{h}^x + \bar{\zeta}^{x(n+\frac{1}{2})}) (\bar{C}^y)^2} \\ &+ (1+k) \frac{\Delta t}{2} \frac{\rho_a}{\rho_w} C_D \frac{W_y^{(n)} \sqrt{W_x^{(n)2} + W_y^{(n)2}}}{(\bar{h}^x + \bar{\zeta}^{x(n+\frac{1}{2})})} \quad at(i, j+\frac{1}{2}) \quad (27) \end{aligned}$$

となる。全く同様に、後半のタイムステップ($(n + \frac{1}{2}) \Delta t \rightarrow (n+1) \Delta t$)に対しても、連続条件式は

$$\begin{aligned} \zeta^{(n+1)} &= \zeta^{(n+\frac{1}{2})} - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{y(n+\frac{1}{2})}) u^{(n+\frac{1}{2})} \right]_x \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[(\bar{h}^x + \bar{\zeta}^{x(n+\frac{1}{2})}) v^{(n+\frac{1}{2})} \right]_y \quad \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

また、運動方程式は

$$\begin{aligned} v^{(n+1)} &= v^{(n+\frac{1}{2})} - \frac{1}{2} \Delta t f \bar{u}^{(n+\frac{1}{2})} - \frac{1}{2} \Delta t \bar{u}^{(n+\frac{1}{2})} \left\langle \frac{\partial u^{(n+\frac{1}{2})}}{\partial x} \right\rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t v^{(n+1)} \left\langle \frac{\partial v^{(n+\frac{1}{2})}}{\partial y} \right\rangle - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \zeta_x^{(n+1)} \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t \frac{1}{\rho_w} P_{o_y}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{1}{2} \Delta t A_h \left\langle \frac{\partial^2 v^{(n+\frac{1}{2})}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^{(n+\frac{1}{2})}}{\partial y^2} \right\rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t g v^{(n+\frac{1}{2})} \frac{\sqrt{\bar{u}^{(n+\frac{1}{2})2} + v^{(n+\frac{1}{2})2}}}{(\bar{h}^x + \bar{\zeta}^{x(n+\frac{1}{2})}) (\bar{C}^y)^2} \\ &\quad + (1+k) \frac{\Delta t}{2} \frac{\rho_a}{\rho_w} C_D \frac{W_y^{(n+\frac{1}{2})} \sqrt{W_x^{(n+\frac{1}{2})2} + W_y^{(n+\frac{1}{2})2}}}{(\bar{h}^x + \bar{\zeta}^{x(n+\frac{1}{2})})} \quad at(i, j+\frac{1}{2}) \quad (29) \end{aligned}$$

および、

$$\begin{aligned} u^{(n+1)} &= u^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{1}{2} \Delta t f \bar{v}^{(n+1)} - \frac{1}{2} \Delta t u^{(n+1)} \left\langle \frac{\partial u^{(n+\frac{1}{2})}}{\partial x} \right\rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t \bar{v}^{(n+1)} \left\langle \frac{\partial u^{(n+\frac{1}{2})}}{\partial y} \right\rangle - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \zeta_x^{(n+1)} \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t \frac{1}{\rho_w} P_{o_x}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{1}{2} \Delta t A_h \left\langle \frac{\partial^2 u^{(n+\frac{1}{2})}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u^{(n+\frac{1}{2})}}{\partial y^2} \right\rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \Delta t g u^{(n+1)} \frac{\sqrt{u^{(n+\frac{1}{2})2} + \bar{v}^{(n+\frac{1}{2})2}}}{(\bar{h}^x + \bar{\zeta}^{x(n+\frac{1}{2})}) (\bar{C}^y)^2} \\ &\quad + (1+k) \frac{\Delta t}{2} \frac{\rho_a}{\rho_w} C_D \frac{W_x^{(n+\frac{1}{2})} \sqrt{W_x^{(n+\frac{1}{2})2} + W_y^{(n+\frac{1}{2})2}}}{(\bar{h}^x + \bar{\zeta}^{x(n+\frac{1}{2})})} \end{aligned}$$

$$at(i+\frac{1}{2}, j) \quad (30)$$

となる。ここに、

$$\left\langle \frac{\partial u}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} = \frac{1}{2\Delta x} (u_{i+\frac{3}{2}, j} - u_{i-\frac{1}{2}, j}) \quad \dots\dots (31)$$

$$\left\langle \frac{\partial u}{\partial y} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} = \frac{1}{2\Delta y} (u_{i+\frac{1}{2}, j+1} - u_{i+\frac{1}{2}, j-1}) \quad \dots\dots (32)$$

$$\begin{aligned} & \left\langle \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} \\ &= \frac{1}{(\Delta x)^2} (u_{i+\frac{3}{2}, j} - 2u_{i+\frac{1}{2}, j} + u_{i-\frac{1}{2}, j}) \\ &+ \frac{1}{(\Delta y)^2} (u_{i+\frac{1}{2}, j+1} - 2u_{i+\frac{1}{2}, j} + u_{i+\frac{1}{2}, j-1}) \quad (33) \end{aligned}$$

である。vについても同様である。これらの項は、ADI法の原則から言えば陰形式で表す必要があるものであるが、式の線型化、計算の安定化をはかるために陽形式の表現となっている。

まず前半のタイムステップにおいて、式(25)と式(26)に注目し、未知数 $\zeta^{(n+\frac{1}{2})}$ および $u^{(n+\frac{1}{2})}$ について書き直すと、

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{x(n)}) u^{(n+\frac{1}{2})} \right]_{i-\frac{1}{2}, j} + \zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})} \\ & + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{x(n)}) u^{(n+\frac{1}{2})} \right]_{i+\frac{1}{2}, j} = A_{i, j}^{(n)} \quad \dots\dots (34) \end{aligned}$$

および、

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})} + \left\{ 1 + \frac{1}{2} \Delta t \left\langle \frac{\partial u^{(n)}}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} \right\} u_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})} \\ & + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \zeta_{i+1, j}^{(n+\frac{1}{2})} = B_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n)} \quad \dots\dots (35) \end{aligned}$$

となる。ここに、

$$A_{i, j}^{(n)} = \zeta_{i, j}^{(n)} - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[((\bar{h}^x + \bar{\zeta}^y) v^n) \right]_{i, j} \quad \dots\dots (36)$$

$$\begin{aligned} B_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n)} &= \left[u^{(n)} + \frac{1}{2} \Delta t \left\{ f \bar{v}^{(n)} - \bar{v}^n \left\langle \frac{\partial u^{(n)}}{\partial x} \right\rangle - \frac{F_{0x}^{(n)}}{\rho_w} \right. \right. \\ &+ A_h \left\langle \frac{\partial^2 u^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u^{(n)}}{\partial y^2} \right\rangle - g u^{(n)} \frac{\sqrt{u^{(n)2} + \bar{v}^{(n)2}}}{(\bar{h} + \bar{\zeta}^{x(n)}) (\bar{C}^x)^2} \\ &\left. \left. + (1+k) \frac{\rho_a}{\rho_w} C_o \frac{W_x^{(n)} \sqrt{W_x^{(n)2} + W_y^{(n)2}}}{(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{x(n)})} \right\} \right] \dots\dots (37) \end{aligned}$$

である。いま、 $\zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})}$ および $u_{i-\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})}$ を次のようにおくことができる。

$$\zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})} = -P_{i, j} u_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})} + Q_{i, j} \quad \dots\dots (38)$$

$$u_{i-\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})} = -R_{i-1, j} \zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})} + S_{i-1, j} \quad \dots\dots (39)$$

ここに、

$$P_{i, j} = \frac{r_{i+\frac{1}{2}, j}}{1 + r_{i-\frac{1}{2}, j} R_{i-1, j}} \quad \dots\dots (40)$$

$$Q_{i, j} = \frac{A_{i, j}^{(n)} + r_{i-\frac{1}{2}, j} S_{i-1, j}}{1 + r_{i-\frac{1}{2}, j} R_{i-1, j}} \quad \dots\dots (41)$$

$$R_{i, j} = \frac{r_{i+1, j}}{r_{i+\frac{1}{2}, j} + r_{i, j} P_{i, j}} \quad \dots\dots (42)$$

$$S_{i, j} = \frac{B_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n)} + r_{i, j} Q_{i, j}}{r_{i+\frac{1}{2}, j} + r_{i, j} P_{i, j}} \quad \dots\dots (43)$$

である。ただし、

$$r_{i, j} = \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \quad \dots\dots (44)$$

$$r_{i+\frac{1}{2}, j} = \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} (\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{x(n)})_{i+\frac{1}{2}, j} \quad \dots\dots (45)$$

$$r_{i+\frac{1}{2}, j} = 1 + \frac{\Delta t}{2} \left\langle \frac{\partial u^{(n)}}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} \quad \dots\dots (46)$$

である。したがって、式(40)～式(43)を用いて $P_{i, j}$ 、 $Q_{i, j}$ 、 $R_{i, j}$ 、 $S_{i, j}$ を i が増加する方向に求め、次に式(38)、(39)を用いて $\zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})}$ 、 $u_{i-\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})}$ を i が減少する方向に求めればよいような循環公式となっている。計算領域全体にわたって $\zeta^{(n+\frac{1}{2})}$ と $u^{(n+\frac{1}{2})}$ を求めたならば、それらを式(27)に代入して計算領域全体の $v^{(n+\frac{1}{2})}$ を求めることができる。これで前半のタイムステップについては完了する。

次に後半のタイムステップについて行う。手順は前半と全く同様であるが、注目する変数が $\zeta^{(n+1)}$ と $v^{(n+1)}$ に変わっている。前半のタイムステップと同様に、 j が増加する方向に P 、 Q 、 R 、 S を求め、 j が減少する方向に $\zeta^{(n+1)}$ および $v^{(n+1)}$ を求める。これらの値を、式(30)に代入して $u^{(n+1)}$ を求める。これで、1タイムステップの計算が完了したことになる。

4.2. 境界条件

前節で $P, Q, R, S,$ 及び $\zeta, u (v)$ を求める循環公式を求めたが、これらの値を実際に算定するためには、計算領域の始点と終点で境界条件を与える必要がある。

境界条件としては、陸岸との閉境界、外海との開境界および防波堤などの線境界に分類される。これらの境界条件の取り扱いを、前半のタイムステップでの x 方向での ζ, u を計算する場合について述べる。

左端閉境界（左端が陸岸）の場合、図-6 に示すように陸岸を通過する流れはないこと、および陸地での水位は必要でないことから、

$$\zeta_{IS-1,j}^{(n+\frac{1}{2})} = 0 \quad \dots\dots (47)$$

$$u_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} = 0 \quad \dots\dots (48)$$

と定義される。この場合には (IS, j) における水位 $\zeta_{IS,j}^{(n+\frac{1}{2})}$ は式(38)より、

$$\zeta_{IS,j}^{(n+\frac{1}{2})} = -P_{IS,j} u_{IS+\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} + Q_{IS,j} \quad \dots\dots (49)$$

となる。ここに、

$$P_{IS,j} = r_{IS+\frac{1}{2},j} \quad \dots\dots (50)$$

$$Q_{IS,j} = A_{IS,j}^{(n)} \quad \dots\dots (51)$$

である。したがって、

$$S_{IS-1,j} = 0 \quad \dots\dots (52)$$

$$R_{IS-1,j} = 0 \quad \dots\dots (53)$$

とおけば、式(38)と式(39)に示した循環式と全く同形となり、それがそのまま利用できる。

次に左側が開境界の場合、図-7 に示すように左端において水位が与えられるか、あるいは流速（線流量）が与えられる。まず、開境界において水位が与えられた場合の条件としては、

$$\zeta_{IS-1,j}^{(n+\frac{1}{2})} = \text{強制水位} \quad \dots\dots (54)$$

$$v_{IS-1,j+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} = 0 \quad \dots\dots (55)$$

$$u_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} = u_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} \quad \dots\dots (56)$$

として取り扱おう。したがって、境界での流速 $u_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})}$ は、

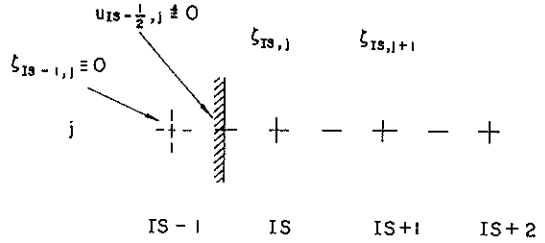


図-6 左端閉境界の取り扱い

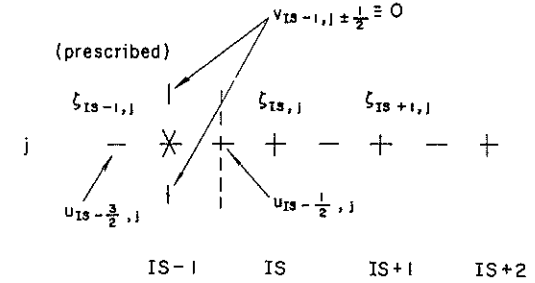


図-7 左端開境界の取り扱い

式(35)より

$$u_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \zeta_{IS,j}^{(n+\frac{1}{2})} + B_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n)} + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \zeta_{IS-1,j}^{(n+\frac{1}{2})} \quad \dots\dots (57)$$

となる。したがって、

$$R_{IS-1,j} = \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \quad \dots\dots (58)$$

$$S_{IS-1,j} = B_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n)} + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} g \zeta_{IS-1}^{(n+\frac{1}{2})} \quad \dots\dots (59)$$

（強制水位）

と境界での係数を設定すれば、残りの計算は従来の循環公式を用いて求めることができる。

左端において流速が与えられた場合には、

$$\zeta_{IS-1,j}^{(n+\frac{1}{2})} = 0 \quad \dots\dots (60)$$

$$u_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} = \text{強制流速} \quad \dots\dots (61)$$

で定義される。したがって、式(34)より

$$\zeta_{IS,j}^{(n+\frac{1}{2})} = -r_{IS+\frac{1}{2},j} u_{IS+\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} + A_{IS,j}^{(n)} + r_{IS-\frac{1}{2},j} u_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} \quad \dots\dots (62)$$

となる。この式より、

$$R_{IS-1,j} = 0.0 \quad \dots\dots (63)$$

$$S_{IS-1,j} = u_{IS-\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} \quad (\text{強制流速}) \quad \dots\dots\dots (64)$$

として与えれば、水位と流速の算定は前と同様に循環式を用いて求めることができる。

次に右端が閉境界は、図-8に示すように、

$$u_{IE+\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} = 0 \quad \dots\dots\dots (65)$$

$$\zeta_{IE+1,j}^{(n+\frac{1}{2})} = 0 \quad \dots\dots\dots (66)$$

となる。この場合には、P, Q, R, Sの算定には特別の処置を施す必要はない。

右端が開境界の場合には、図-9に示すように

$$\zeta_{IE+1,j}^{(n+\frac{1}{2})} = \text{強制水位} \quad \dots\dots\dots (67)$$

$$v_{IE+1,j\pm\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} = 0 \quad \dots\dots\dots (68)$$

$$u_{IE+\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} = u_{IE+\frac{3}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} \quad \dots\dots\dots (69)$$

となる。したがって、式(39)より境界での流速

$$u_{IE+\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} = -R_{IE,j} \zeta_{IE+1,j}^{(n+\frac{1}{2})} + S_{IE,j} \quad \dots\dots\dots (70)$$

(強制水位)

を求めれば、その他の水位、流速については、順次循環式を用いて求めることができる。

また、右端で強制流速が与えられた場合には、

$$u_{IE+\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})} = \text{強制流速} \quad \dots\dots\dots (71)$$

として与えてやれば、その他は前と同様に循環式を用い

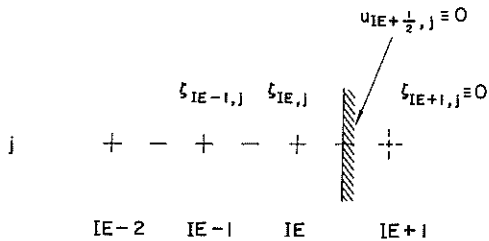


図-8 右端閉境界の取り扱い

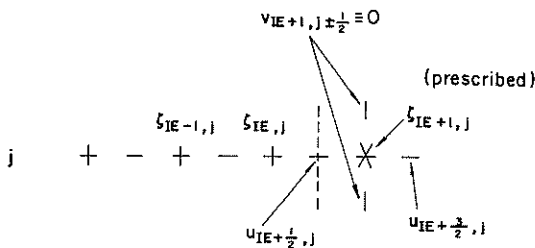


図-9 右端開境界の取り扱い

て求めることができる。

防波堤のような線境界の場合には、陸岸境界と同様に線境界を横切る流れはないものとして扱おう。実際の計算に対しては、防波堤の反対側においても水位、あるいは流速値を持つので、境界での差分表示が不自然となる。したがって、一時的に防波堤の反対側を陸地とみなし、また元に戻すという操作を施して、線境界の処理を行っている。

後半のタイムステップに対する境界の取り扱い、下端については左端の、また上端については右端の取り扱いを施せば全く同様にできる。

4.3 大格子から小格子への接続

高潮あるいは潮流の計算において、開境界の位置は対象としている計算領域から、なるべく遠くに置くことが望ましい。特に高潮計算の場合には、境界が近いと境界での高潮偏差をいかに与えるかが、計算結果に大きな影響を与えることから、計算結果の良し悪しは境界条件の与え方によって左右されてしまう。したがって、境界はできる限り遠くにおいて、風による高潮の発達効果を計算で考慮することが要求される。しかしながら、埋立地や防波堤などの地形が複雑な場合には、細かな格子分割での計算が望まれる。この相反する要望を満たすために、大きな格子から小さな格子への接続がスムーズにできるようにプログラムを改良した。

図-10に、大格子から小格子への接続点での変数の定義位置を示す。水位と流速の定義する位置が、大格子の中心線上にあることから、ここでは便宜上 1/3 の長さの格子に分割することにする。

まず、前半のタイムステップにおいて、小さな格子網に対する接続点での u についての運動方程式は、

$$-\frac{1}{2} \frac{dt}{dx} g \zeta_{i',j'}^{(n+\frac{1}{2})} + \left\{ 1 + \frac{1}{2} dt \left\langle \frac{\partial u}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2},j} \right\} u_{i+\frac{1}{2},j}^{(n+\frac{1}{2})}$$

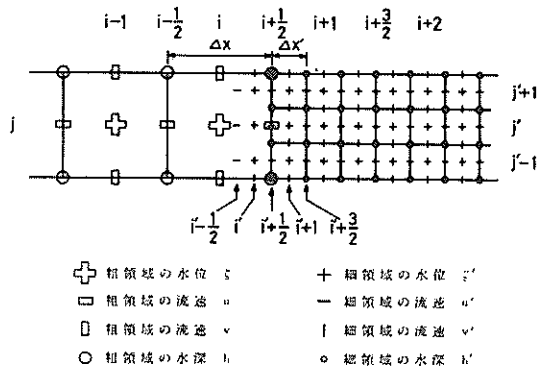


図-10 大格子領域から小格子領域への接続

$$+ \frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} g \zeta_{i+1, j'}^{(n+\frac{1}{2})} = B_{i+\frac{1}{2}, j'}^{(n)} \quad \dots\dots\dots (72)$$

となる。また、 (i', j') における水位に関する方程式は

$$-\frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} \left[(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{x(n)}) u^{(n+\frac{1}{2})} \right]_{i-\frac{1}{2}, j'} + \zeta_{i', j'}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} \left[(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{x(n)}) u^{(n+\frac{1}{2})} \right]_{i+\frac{1}{2}, j'} = A_{i', j'}^{(n)} \quad \dots\dots\dots (73)$$

となる。一方、大きな格子網に対する接続点での u に関する運動方程式は、

$$-\frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x} g \zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})} + \left\{ 1 + \frac{1}{2} Dt \left\langle \frac{\partial u}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} \right\} u_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x} g \zeta_{i+1, j}^{(n+\frac{1}{2})} = B_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n)} \quad \dots\dots\dots (74)$$

となる。また、水位に関する方程式は、

$$-\frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x} \left[(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{x(n)}) u^{(n+\frac{1}{2})} \right]_{i-\frac{1}{2}, j} + \zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x} \left[(\bar{h}^y + \bar{\zeta}^{x(n)}) u^{(n+\frac{1}{2})} \right]_{i+\frac{1}{2}, j} = A_{i, j}^{(n)} \quad \dots\dots\dots (75)$$

となる。したがって、これらは前節で述べたと同様に循環公式を導くことができる。

すなわち、小格子群に対して

$$\zeta_{i', j'}^{(n+\frac{1}{2})} = -P'_{i', j'} u_{i+\frac{1}{2}, j'}^{(n+\frac{1}{2})} + Q'_{i', j'} \quad \dots\dots\dots (76)$$

$$u_{i+\frac{1}{2}, j'}^{(n+\frac{1}{2})} = -R'_{i', j'} \zeta_{i+1, j'}^{(n+\frac{1}{2})} + S'_{i', j'} \quad \dots\dots\dots (77)$$

となる。ここに、

$$P'_{i', j'} = \frac{r_{i+\frac{1}{2}, j'}}{[1 + r_{i-\frac{1}{2}, j'} \cdot R'_{i-1, j'}]}$$

$$Q'_{i', j'} = \frac{[A'_{i', j'} + r_{i-\frac{1}{2}, j'} \cdot S'_{i-1, j'}]}{[1 + r_{i-\frac{1}{2}, j'} \cdot R'_{i-1, j'}]}$$

$$R'_{i', j'} = \frac{r'_{i+1, j'}}{[r'_{i+\frac{1}{2}, j'} + r_{i, j'} P'_{i, j'}]}$$

$$S'_{i', j'} = \frac{[B'_{i+\frac{1}{2}, j'} + r_{i, j'} Q'_{i, j'}]}{[r'_{i+\frac{1}{2}, j'} + r_{i, j'} P'_{i, j'}]}$$

また、大格子群に対しては、前節より

$$\zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})} = -P_{i, j} u_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})} + Q_{i, j} \quad \dots\dots\dots (38)$$

$$u_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})} = -R_{i, j} \zeta_{i+1, j}^{(n+\frac{1}{2})} + S_{i, j} \quad \dots\dots\dots (39)$$

である。ここで、大格子から小格子にスムーズに接続するために、

$$\zeta_{i, j}^{(n+\frac{1}{2})} = \zeta'_{i', j'}^{(n+\frac{1}{2})} \quad \dots\dots\dots (78)$$

および、

$$u_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n+\frac{1}{2})} = u'_{i+\frac{1}{2}, j'}^{(n+\frac{1}{2})} \quad \dots\dots\dots (79)$$

と仮定する。以上のことより、式(72)に式(78)、(79)を代入すると、

$$-\frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} g \left[-P_{i, j} u'_{i+\frac{1}{2}, j'}^{(n+\frac{1}{2})} + Q_{i, j} \right] + \left\{ 1 + \frac{1}{2} Dt \left\langle \frac{\partial u}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} \right\} u'_{i+\frac{1}{2}, j'}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} g \zeta'_{i+1, j'}^{(n+\frac{1}{2})} = B_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n)} \quad \dots\dots\dots (80)$$

となる。これを $u'_{i+\frac{1}{2}, j'}$ について整理すると、

$$u'_{i+\frac{1}{2}, j'}^{(n+\frac{1}{2})} = - \frac{\frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} g}{\left\{ 1 + \frac{Dt}{2} \left\langle \frac{\partial u}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} \right\} + \frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} g P_{i, j}} \zeta'_{i+1, j'}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{B_{i+\frac{1}{2}, j}^{(n)} + \frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} g Q_{i, j}}{\left\{ 1 + \frac{Dt}{2} \left\langle \frac{\partial u}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}, j} \right\} + \frac{1}{2} \frac{Dt}{\Delta x'} g P_{i, j}} \quad \dots\dots\dots (81)$$

となる。式(81)と式(39)を比較すると $P'_{i', j'} \rightarrow P_{i, j}$ 、 $Q'_{i', j'} \rightarrow Q_{i, j}$ において $R'_{i', j'}$ 及び $S'_{i', j'}$ を計算すれば良いことがわかる。したがって、大格子群と小格子群を含む列で

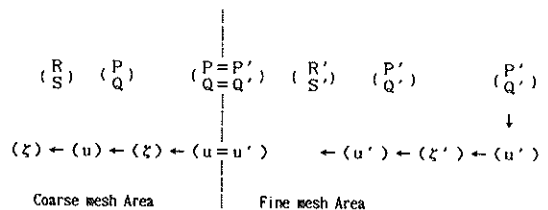


図-11 大格子群と小格子群の計算手順

の計算手順は図-11に示すようになり、従来の方法と全く同様な方法である Implicit の形式で両方の領域の水位と流速の計算が同時に可能となる。

4.4 海域から河川域への接続

高潮の河川へのその上、河川水の海域への流出を考慮するためには、感潮河川区域程度の河川部の形状を計算範囲に取り入れる必要がある。従来の計算法では、河川域の地形表現は1次元の水路として表し、河川幅は海域の格子幅と等しくおいていた¹⁵⁾。また、河床高も平均海面より低い部分しか再現されていない。したがって、淀川のような大河川の地形表現には不十分であった。

以上のようなことから、ここでは海域から河川域の計算領域の接続を試みた。河川域での流れの基本方程式は、不定流方程式として以下のように表すことができる¹⁶⁾。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (82)$$

$$\frac{1}{gA} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{2q}{A^2} \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{q^2}{gA^3} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial \zeta_R}{\partial x} + \frac{|q| \cdot q}{A^2 C^2 R} = 0 \quad \dots\dots\dots (83)$$

ここに、 A は河川の断面積 ($A=BH$)、 q は流量、 R は径深、 ζ_R は河川内の水位、 B は河幅、 H は水深である。図-12に、河川内の変数の定義を示す。

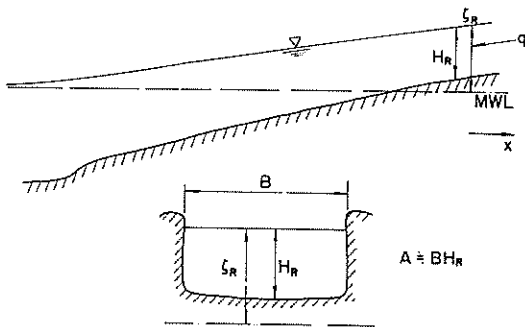


図-12 河川形状の模式図

河川内の基本方程式の差分化に際しては、海域内でのADI法の解法に合わせて、1/2 タイムステップごとに行う。前半のタイムステップ ($n \Delta t \rightarrow (n + \frac{1}{2}) \Delta t$) においては、式(82)の連続条件式は

$$\frac{1}{\Delta t} \left[\left\{ (\zeta_{R_i}^{(n+\frac{1}{2})} + \bar{H}_R) \bar{B}_i - \left\{ (\zeta_{R_i}^{(n)} + \bar{H}_R) \bar{B}_i \right\} \right\} + \frac{1}{\Delta x_i} (q_{R_{i+\frac{1}{2}}}^{(n+\frac{1}{2})} - q_{R_{i-\frac{1}{2}}}^{(n+\frac{1}{2})}) \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (84)$$

および、式(83)の運動方程式は

$$\begin{aligned} & \frac{1}{gA_{i+\frac{1}{2}}^{(n)}} \frac{1}{2} \frac{dt}{dt} (q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} - q_{i+\frac{1}{2}}^{(n)}) + \frac{2q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})}}{gA_{i+\frac{1}{2}}^{(n)2}} \left\langle \frac{\partial q^{(n)}}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}} \\ & - \frac{q_{i+\frac{1}{2}}^{(n)2}}{gA_{i+\frac{1}{2}}^{(n)3}} \left\langle \frac{\partial A^{(n)}}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}} + \frac{1}{\Delta x'_{i+\frac{1}{2}}} (\zeta_{R_{i+1}}^{(n+\frac{1}{2})} - \zeta_{R_i}^{(n+\frac{1}{2})}) \\ & + \frac{|q_{i+\frac{1}{2}}^{(n)}|}{A_{i+\frac{1}{2}}^{(n)2} C_{i+\frac{1}{2}}^2 R_{i+\frac{1}{2}}} q_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} = 0 \quad \dots\dots\dots (85) \end{aligned}$$

となる。これらの方程式に関しても海域と同様に、

$$\zeta_{R_i}^{(n+\frac{1}{2})} = -c_i q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} + d_i \quad \dots\dots\dots (86)$$

$$q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} = -a_i \zeta_{R_{i+1}}^{(n+\frac{1}{2})} + b_i \quad \dots\dots\dots (87)$$

とおくことができる。ここに、

$$c_i = \frac{\frac{\Delta t}{2 \Delta x_i \bar{B}_i}}{1 + \frac{\Delta t}{2 \Delta x_i \bar{B}_i} a_{i-1}} \quad \dots\dots\dots (88)$$

$$d_i = \frac{\zeta_{R_i}^{(n)} + \frac{\Delta t}{2 \Delta x_i \bar{B}_i} b_{i+1}}{1 + \frac{\Delta t}{2 \Delta x_i \bar{B}_i} a_{i-1}} \quad \dots\dots\dots (89)$$

$$a_i = \frac{\frac{gA_{i-\frac{1}{2}} \Delta t}{2 \Delta x'_{i-\frac{1}{2}}}}{\left\{ 1 + \frac{\Delta t}{A_{i-\frac{1}{2}}^{(n)}} \left\langle \frac{\partial q^{(n)}}{\partial x} \right\rangle_{i-\frac{1}{2}} \right\} + \frac{gA_{i-\frac{1}{2}} \Delta t}{2 \Delta x'_{i-\frac{1}{2}}} c_{i-1}} \quad \dots\dots\dots (90)$$

$$b_i = \frac{\beta_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{gA_{i-\frac{1}{2}} \Delta t}{2 \Delta x'_{i-\frac{1}{2}}} d_i}{\left\{ 1 + \frac{\Delta t}{A_{i-\frac{1}{2}}^{(n)}} \left\langle \frac{\partial q^{(n)}}{\partial x} \right\rangle_{i-\frac{1}{2}} \right\} + \frac{gA_{i-\frac{1}{2}} \Delta t}{2 \Delta x'_{i-\frac{1}{2}}} c_{i-1}} \quad \dots\dots\dots (91)$$

$$\Delta x'_{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\Delta x_{i-1} + \Delta x_i) \quad \dots\dots\dots (92)$$

$$\beta_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} = q_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} + \frac{\Delta t q_{i+\frac{1}{2}}^{(n)2}}{2A_{i+\frac{1}{2}}^{(n)2}} \left\langle \frac{\partial A}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}} - \frac{g \Delta t |q_{i+\frac{1}{2}}^{(n)}| q_{i+\frac{1}{2}}^{(n)}}{2A_{i+\frac{1}{2}}^{(n)2} C_{i+\frac{1}{2}}^2 R_{i+\frac{1}{2}}}$$

..... (93)

$$A_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} = (h + \zeta)_{i+\frac{1}{2}} B_{i+\frac{1}{2}} \quad \text{..... (94)}$$

である。以上の諸式を用いて河川内の水位と流量(流速)を海域と同様な手順で求めることができる。

次に海域から河川域への接続法について述べる。図-13に、河川と海域の接続点の変数の定義位置を示す。ここで、河口での流量(流速)を求める際に、海域の最後の水位を用いて行えばよい。いま、海域*i*における水位

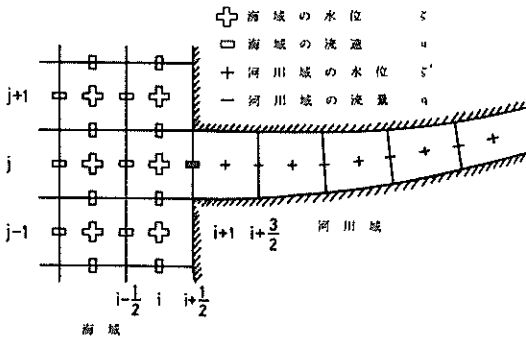


図-13 海域から河川域への接続

$\zeta_i^{(n+\frac{1}{2})}$ 、および河口における流量 $q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})}$ は、

$$\zeta_i^{(n+\frac{1}{2})} = -P_i u_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} + Q_i \quad \text{..... (95)}$$

$$q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} = u_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} A_{i+\frac{1}{2}} \quad \text{..... (96)}$$

と表されるとすると、河口における運動方程式は、

$$\begin{aligned} & -\frac{gA_{i+\frac{1}{2}} \Delta t}{2\Delta x'_{i+\frac{1}{2}}} \left[-P_i \frac{1}{A_{i+\frac{1}{2}}} q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} + Q_i \right] \\ & + \left\{ 1 + \frac{\Delta t}{A_{i+\frac{1}{2}}} \left\langle \frac{\partial q}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} \right\} q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} + \frac{gA_{i+\frac{1}{2}} \Delta t}{2\Delta x'_{i+\frac{1}{2}}} \zeta_{R_{i+1}}^{(n+\frac{1}{2})} = \beta_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} \end{aligned} \quad \text{..... (97)}$$

となる。 $q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})}$ について整理すると、

$$q_{i+\frac{1}{2}}^{(n+\frac{1}{2})} = \frac{gA_{i+\frac{1}{2}} \Delta t}{2\Delta x'_{i+\frac{1}{2}}} \zeta_{R_{i+1}}^{(n+\frac{1}{2})} \left\{ 1 + \frac{\Delta t}{A_{i+\frac{1}{2}}} \left\langle \frac{\partial q}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} \right\} + \frac{gA_{i+\frac{1}{2}} \Delta t}{2\Delta x'_{i+\frac{1}{2}}} \frac{P_i}{A_{i+\frac{1}{2}}}$$

$$\begin{aligned} & \beta_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} + \frac{gA_{i+\frac{1}{2}} \Delta t}{2\Delta x'_{i+\frac{1}{2}}} Q_i \\ & + \left\{ 1 + \frac{\Delta t}{A_{i+\frac{1}{2}}} \left\langle \frac{\partial q}{\partial x} \right\rangle_{i+\frac{1}{2}}^{(n)} \right\} + \frac{gA_{i+\frac{1}{2}} \Delta t}{2\Delta x'_{i+\frac{1}{2}}} \frac{P_i}{A_{i+\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad \text{..... (98)}$$

となる。したがって、海域で求めた P_i と Q_i を

$$\frac{P_i}{A_{i+\frac{1}{2}}} = c_i \quad \text{..... (99)}$$

$$Q_i = d_i \quad \text{..... (100)}$$

とけば、海域から河川域への接続は、式(98)～式(100)の循環式を用いてスムーズに行うことができる。

5. 高潮計算結果の検討

5.1 高潮の計算手順と計算条件

(1) 計算手順

高潮計算を実施する際の簡単な手順を図-14に示す。

①：まず、何の目的で計算するのかを決定する必要がある。

②：目的、すなわち計算の対象が決まったならば、これに伴う資料収集が次に必要となる。必要な資料とは、対象領域の地形・水深・潮汐・潮流のデータの他に、過去の高潮時の気象・海象データ、台風データなどが必要

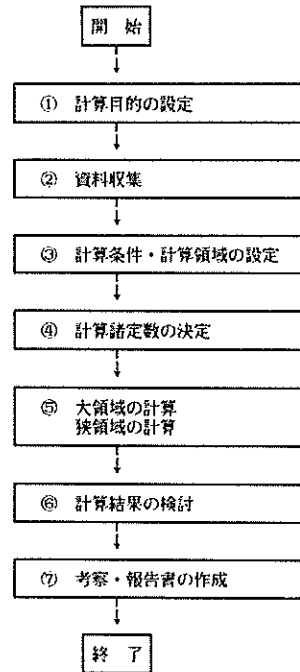


図-14 高潮計算手順

となる。これらの資料の中には、計算開始前にぜひとも必要なものもあれば、作業の進捗に合わせて集めれば良いものもあるが、計算手順を円滑に行うためには、これらの資料を前もってよく検討しておくことが必要であると思われる。

③：収集された資料の検討により、どの範囲を計算領域にとったら良いか、どの台風を取り上げて高潮計算を実施したら良いかなどの、調査の具体的な指針となる計算条件、計算ケースなどが決定される。

④：計算の方針が決定されたならば、次は計算に用いる諸係数の選定である。この部分については、(2)の計算条件のところで詳述する。計算に用いる諸係数が決定されたならば、高潮の計算プログラムにあわせてデータカードの作成を行う。

⑤：以上の手順を踏まえて計算を実施する。計算には、大領域の計算と狭領域の計算、現況再現の計算と将来予測の計算、および潮流の計算と高潮の計算に分類される。一般的な計算手順としては、まず現況地形に対して大領域での高潮計算を実施し、次に狭領域の潮流計算を実施する。これらの結果がほぼ満足できるものであることを確認して、狭領域の高潮計算を実施する。この際に、初期値は狭領域の潮流計算の結果を用い、境界条件は、天文潮位に加えて、現地での実測高潮偏差、あるいは広領域での計算結果を用いる。現況再現の計算において満足できる結果を得たならば、次に将来予測の計算へと進む。

⑥：計算結果の検討を行う。あまり良い結果でないと判断された場合には、その原因を追求して、その時点までさかのぼって検討する。原因がよく握めない場合には、種々の条件を変えて比較計算を実施してみる。

⑦：以上の結果を踏まえて考察し、高潮被害を防ぐべく施設の検討を行う。また、計算結果の報告書を作成する。

(2) 計算条件

ここでは、計算の手順の内の計算条件の選定、および諸係数の選定法について述べる。表-3に示すのは、本報告で用いた計算条件である。この表に沿って述べることとする。

a) 計算領域

高潮計算の対象領域が決まれば、それに伴って計算の範囲が決定される。本報告では大阪湾での高潮がおもな問題であるので、図-15に示す範囲を計算領域と設定した。この計算領域において、境界での高潮偏差に実測偏差を与えた場合には良い結果が得られている。しかし、伊勢湾台風規模の大型台風が大阪湾を直撃するような場合を想定する際には、境界での高潮偏差は実測値ではなしに

表-3 高潮計算の計算条件

	大領域	狭領域
計算範囲	図-3の実線部	図-3の破線部
格子間隔	6000m, 2000m	1500m, 500m
タイムステップ	60秒	40秒
水平混合係数	250m ² /s	40m ² /s
マンニングの粗度係数	0.026	同左
境界の高潮偏差	気圧降下分	天文潮+実測偏差 (又は計算結果)
初期条件	水位 = 0, 流速 = 0	潮流計算結果
河川上	無視	考慮
諸定数	C ₁ = 0.6, C ₂ = 0.6 k = 0.25, C ₀ = 0.0026	同左

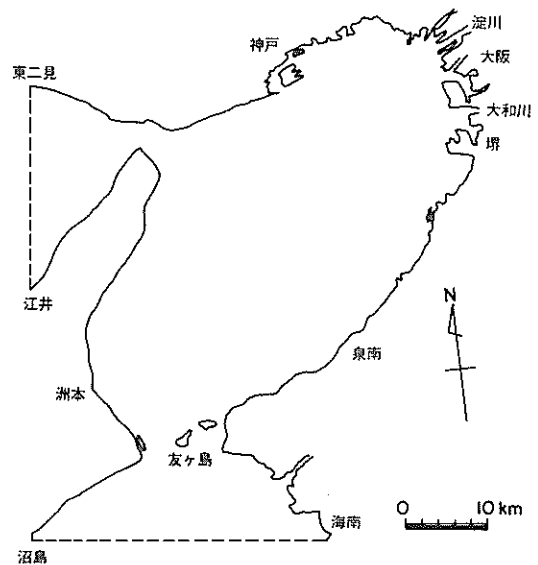


図-15 計算領域(狭領域)

推定値として与える必要がある。この境界偏差の推定値を求めるために図-16に示す大領域の計算を実施した。境界は、出来るだけ遠くに設定することが望ましい。

b) 水深

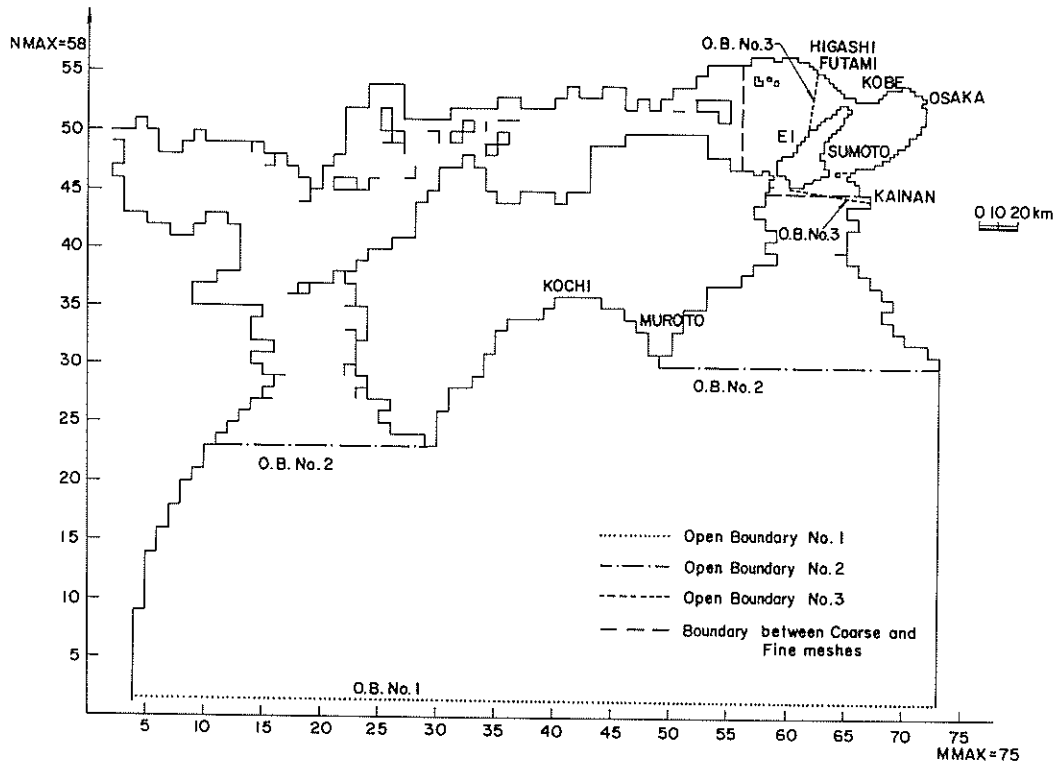


図-16 大領域の計算範囲と開境界の位置
(大格子 $\Delta S = 6\text{km}$, 小格子 $\Delta S' = 2\text{km}$)

水深は、大領域に対しては海図第 100 A 号, 100 B 号, 狭領域に対しては海図 150 号に基づいて、各格子点に与えた。ただし、紀伊水道沖合いの水深の深いところでは、最大水深を 400m として設定した。これは、2 次元単層モデルにおいて、非常に深い海底まで表層と同じ運動をするという仮定の非現実さのためと、最大水深を大きくすると、タイムステップを小さく採らなければいけないという計算の安定条件よりくる拘束のため、経済性を考慮したものである。なお、狭領域についてはこのような配慮は必要ない。

c) 格子間隔

計算領域の範囲、計算機の容量、計算時間等を勘案して、格子間隔は大領域の大格子 6 km, 狭領域の大格子を 1.5 km とした。また、その各々の小格子の格子間隔は、それぞれ大格子の 1/3 の大きさである。

d) 地形

現況再現の計算として第二室戸台風を例に取り上げたので、地形は昭和 35 年のものを用いている。例として、狭領域計算での格子図を図-17 に示す。大格子から小格

子への接続が可能になったので、大阪湾内の地形がかなり忠実に再現できている。なお、大格子と小格子の接続境界は一致する必要がある。すなわち、接続境界において小格子の格子数が大格子の格子数の 3 倍必要である。

e) タイムステップ

ADI 法の計算の安定条件式より、タイムステップは表-3 に示す値を用いた。

$$At = \frac{\Delta t}{2} < \frac{\alpha \Delta S}{\sqrt{gh_{\max}}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 α は経験的に 1 ~ 3 の定数、 ΔS は格子間隔、 g は重力加速度、 h_{\max} は最大水深である。従来の計算法では、全域において格子間隔で一定であったので、常に最大水深のところではタイムステップは規定されていたが、今回の計算においては最大水深から求められる値と、小格子内での最大水深から規定されるタイムステップとの小さい方の値が計算の安定条件となる。したがって、 $\alpha = 1.5$ と仮定すると、

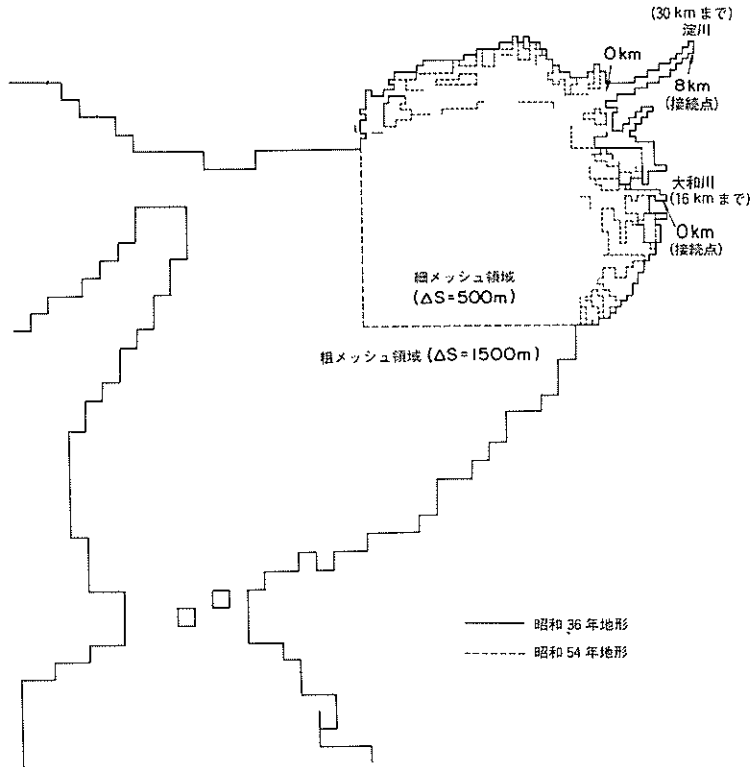


図-17 狭領域の計算格子
(大格子 $\Delta S = 1.5\text{km}$, 小格子 $\Delta S' = 500\text{m}$)

大領域の大格子 $\frac{\Delta t}{2} < \frac{1.5 \times 6000}{\sqrt{9.8 \times 400}} \approx 143.7 \text{ (秒)}$ (102)

$u = v = 0$ (106)

大領域の小格子 $\frac{\Delta t}{2} < \frac{1.5 \times 2000}{\sqrt{9.8 \times 121}} \approx 87.1 \text{ (秒)}$ (103)

を与えた。また、水位は気圧降下による吸い上げを、1ミリバールに付き1cmの上昇として

$\zeta_{i,j} \text{ (Initial)} \approx \Delta P_{i,j} \text{ (ミリバール)}$ (107)

狭領域の大格子 $\frac{\Delta t}{2} < \frac{1.5 \times 1500}{\sqrt{9.8 \times 149}} = 58.8 \text{ (秒)}$ (104)

の水位上昇を計算領域の全域に与えた。
狭領域の計算においては、潮流の影響を無視できないものとして、潮流計算の結果を初期値として与えている。したがって、高潮のピークと満潮を一致させたい場合、あるいは干潮と一致させたい場合には、その時間を考慮して潮流計算の結果を初期値として用いれば良い。

狭領域の小格子 $\frac{\Delta t}{2} < \frac{1.5 \times 500}{\sqrt{9.8 \times 35}} = 40.5 \text{ (秒)}$ (105)

g) 境界条件

となる。このように、小格子領域でのタイムステップの値が最も厳しい安定条件となる。

f) 初期条件

大領域の計算は、狭領域での境界の高潮偏差を求めめるために行うものとして、潮汐・潮流の影響は無視する。したがって、大領域における計算の初期条件は、流速に関しては、

潮流計算における開境界条件は、水位制御と流速制御¹⁷⁾があるが、高潮計算の場合には水位制御が一般的に用いられる。境界での水位は、天文潮位と高潮偏差の和として与えられる。

高潮偏差は、気圧降下に伴う水位上昇による吸い上げ効果と、海上を吹く風の接線応力に伴う吹きよせ効果の和であると考えられる。吸い上げ効果は、1mbの気圧

降下が1 cmの水位上昇に相当するので、開境界での気圧分布を台風モデルによって計算すれば容易に求まる。しかし、吹きよせ効果は、風速、風向き、地形形状によって異なり簡単には見積ることはできない。計算領域があまり広くない場合には、境界条件として吸い上げ効果を考慮するだけでは、一般には小さいものと考えられている。

そのようなことから、開境界での高潮偏差に吸い上げ効果に加えて吹きよせ効果を加える試みが2～3行われている。例えば、Happer & Sobey¹⁸⁾は境界での水面勾配が気圧の勾配と風の接線応力とにつり合うとして

$$\frac{d\eta}{dx} = -\frac{1}{\rho_w g} \frac{dP_s}{dx} + \frac{\tau_{sx}}{\rho_w g(h+\eta)} \quad \dots\dots\dots (108)$$

とされている。この条件式に加えて、水深の十分に深い所では吸い上げ効果だけであるという条件を用いて境界での高潮偏差を求めている。また、第3港湾建設局は境界偏差を吸い上げ効果の1～3倍の値を与えてそれぞれ検討を行っている¹⁹⁾。しかし、現時点においてはまだ不明の点が多く、したがって、境界を速くもってゆき、気圧降下による吸い上げ効果を境界偏差と与えるのが一般的であると考えられる。

$$\eta_{\text{boundary}} = \Delta P \quad \dots\dots\dots (109)$$

ここにおいて、式(109)の条件式を用いる場合には、水深の大きい所では式(108)の右辺第二項が小さくなることから、水深の大きいところを開境界とすることが望ましい。

本計算における境界水位は、大領域計算においては気圧による吸い上げ効果を与え、狭領域計算の場合は天文潮位に吸い上げ効果分と吹きよせ効果分を加えた。すなわち、狭領域計算においては実測偏差が得られているので、その値を境界偏差として与えたケース、および、大領域での計算結果の高潮偏差を境界偏差として与えたケースについて実施した。

h) 台風定数

3章において、高潮に寄与する項は気圧傾度と海上風による水面への接線応力であることを述べた。したがって、ある台風(あるいは低気圧)に対して、正確な気圧分布、風速分布を算定する必要がある。

台風モデルの気圧分布式としては、藤田の式(式-9)とMyersの式(式-10)があるが、どちらも同心円の気圧分布を仮定している。図-3に示したのは伊勢湾台風の中心が伊勢湾に迫った時の天気図である。ほぼ同心円状の分布をしている。藤田のモデルは気象庁が以前から

高潮推算において使用していたものである²⁰⁾。また、Myersのモデルはアメリカにおけるハリケーンに対して用いられていたモデルであって、波浪推算をする際に利用されている²¹⁾。また、第四港湾建設局が鹿児島湾および八代海での台風時の気圧分布から行った検討によると、藤田の式よりもMyersの式の方が比較的良好という結論を得ている²²⁾。このようなことから、本計算においてはMyersのモデルを採用している。

Myersのモデルによると、気圧分布式は次式によって与えられる。

$$P = P_0 + \Delta P \exp\left(-\frac{r_{\text{max}}}{r}\right) \quad \dots\dots\dots (110)$$

ここに、 P : 気圧、 P_0 : 台風中心での気圧、 ΔP : 気圧深度、 r : 台風中心からの距離、 r_{max} : 台風中心から風速が一番強くなる場所までの距離で、台風の規模を表す。

ここで、台風定数として与えるものは、時刻 T 、位置、気圧深度 ΔP (または中心気圧 P_0)、および台風規模 r_{max} である。この内、前の3つは気象台により発表されるものを用いればよい、 r_{max} は、各時刻での各地の気圧分布より、式(110)あるいはその対数をとった式(111)に近似させて求める方法がとられる。

$$\log(P - P_0) = \log \Delta P - \frac{r_{\text{max}}}{r} \quad \dots\dots\dots (111)$$

従来は、 r_{max} を一定値として扱ってきた例があるが、一定値の場合は台風が上陸して気圧深度が小さくなった場合に外れてくるようである。

次に、風速分布の算定を行う。風速分布を正しく見積ることは高潮計算の精度を高めることになる。土屋らは、現地で得られた風速データを用いて、精度良い高潮推算を行っている。しかし、モデル台風の場合には境界偏差と同様に現地での風速データは得られない。したがって、式(10)、(17)、(18)に述べた気圧分布式及び風速分布式より求めざるを得ない。これらの式において、 $C_1 = 0.6$ 、 $C_2 = 0.6$ が一般的に用いられているがあまり明確ではない。このような風の場の算定法は、地形の影響を考慮していないので、場所的にはあまり良く合わないところもあるであろう。

小西ら⁹⁾は河川での高潮において風の与える影響が非常に大きいことを指摘している。しかし、河川のように内陸部に入ると、風の算定がなお困難になることから、本計算においては、海域及び河川内の2次元表示区域では式(8)、(9)により求めた風を用い、河川域の1次元表

示区域では無視した。

i) 風の海面抵抗係数

風が高潮を起こす原因となるのは、風のもつエネルギーが海水に伝えられるからである。一般に風による接線応力は式(7)、(8)で与えられる。ここに、海面の抵抗係数 C_D の見積りが重要となる。海面抵抗係数 C_D の値に関しては、古くから吹送流の研究において行われており、いくつかの式が提案されている。図-18に示すのは、風速と海面抵抗係数の関係を示したいくつかの研究結果の

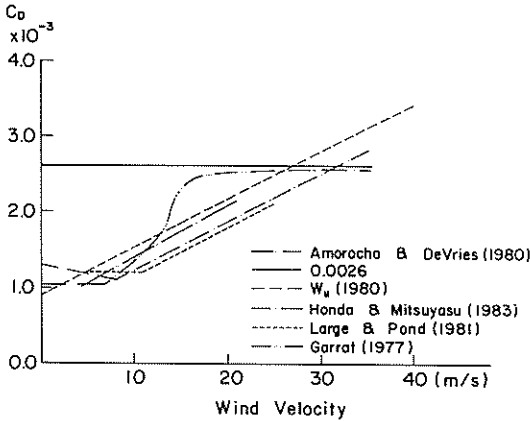


図-18 海面抵抗係数 (C_D) と風速の関係

一例である²³⁾。風速が大きくなると、 C_D の値も大きくなるようである。本計算においては、 $C_D = \text{一定値}$ の

$$C_D = 0.0026 \quad \dots\dots(11)$$

および、風速に応じて変化する

$$C_D = (0.8 + 0.065 W_{10}) \times 10^{-3} \quad W > 6 \text{ m/s} \quad (12)$$

$$C_D = 1.2 \times 10^{-3} \quad W < 6 \text{ m/s} \quad (13)$$

の2つのケースについて検討している。

j) その他の係数

以上述べた計算条件の他に、水平混合係数 A_h 、マニングの粗度係数 n 、風による表面せん断力が海底面に及ぼす影響を表す比例定数 k などがある。

水平混合係数は、一般に

$$A_h = \alpha \cdot (L)^{3/4} \quad \dots\dots(114)$$

で与えられる。ここに、 L はある代表長さで、ここでは格子長 ΔS をとるものとする。また、 α は比例定数で、一般的には0.01~0.05 (cgs単位の場合)程度の値である。この水平混合係数は計算の安定化の方向に作用するので、計算結果が振動したり発散するような場合には、

この係数を極端に大きくして計算することもよくある。

k は計算結果から試行錯誤によって決めるものであるが、ここでは $k = 0.25$ と与えている。

また、マニングの粗度係数 n についても0.026を与えている。式(5)、(6)に用いられているシェジイの粗度係数 C と、マニングの粗度係数 n とは、

$$C = \frac{1}{n} h^{1/6} \quad \dots\dots(115)$$

の関係があり、したがって、摩擦係数 C は水深の関数である。

5.2 第2室戸台風による高潮の追算結果

大阪湾は、過去何度かの高潮被害を受けている。これは、大阪湾の形状が台風の通過径路に一致しているためと考えられる。この内、1900年以降で高潮偏差が2mを越えたものを記すと、室戸台風(1934年9月)、ジョン台風(1950年9月)、第2室戸台風(1961年9月)、6420号台風(1964年9月)、6523号台風(1965年9月)などがあげられる。図-19にこれらの台風の通過経路を示す。ここでは、高潮偏差が大きくて、かつ比較的実

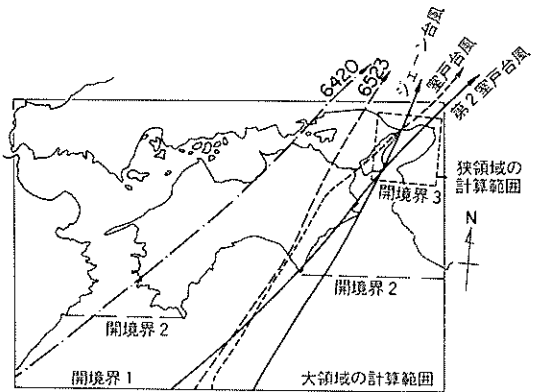


図-19 台風の通過経路

測データが豊富な第2室戸台風^{24, 25)}を取り上げて高潮の追算を試みた。

第2室戸台風は、昭和36年の18号台風として発生し、その後発達を続けながら北上し、マリアナ群島の南西海上を進むころには、中心気圧900mb以下、最大風速は75m/sに達し、25m/s以上の暴風半径は400kmという超大型の台風である。表-4に、この台風の位置、深度、規模を示した。図-19に示したように、大阪市の西側を通過しており、大阪湾奥部にとっては危険なコースであった。

(1) 気圧分布と風速分布

高潮偏差の計算に先立って、計算に用いた台風の気圧

分布と風速分布の妥当性の検討を行った。図-20 に示すのは9月16日3時と16日9時の気圧偏差と台風中心からの距離をプロットしたものである。この結果と式(10)の気圧分布曲線が一致するように r_{max} 値を定めた曲線も図-20 にあわせ示す。このようにして得られた r_{max} の各時刻の値を表-4 に示す。台風の中心気圧偏差 ΔP が

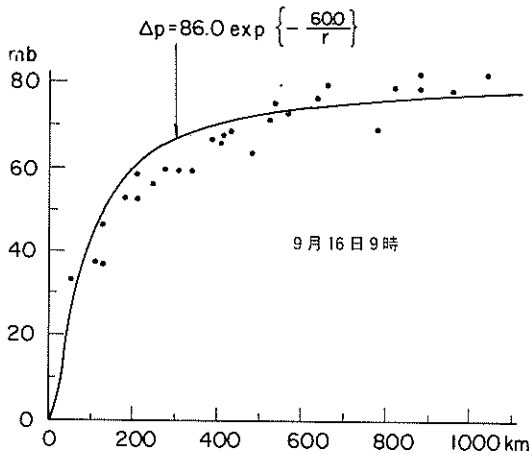


図-20 気圧偏差と台風中心からの距離

表-4 第2室戸台風の位置及び規模

	月・日・時	東経	北緯	深度	半径
0	9・15・15	129.0	29.0	90.0 ^{mb}	70.0 ^{km}
3	18	130.3	29.5	92.0	68.0
6	21	130.9	29.9	94.0	66.0
9	9・16・0	131.6	30.5	92.0	65.0
12	3	132.3	31.3	90.0	63.0
15	6	133.0	32.0	88.0	62.0
16	7	133.3	32.4	87.0	61.0
17	8	133.6	32.6	87.0	61.0
18	9	133.9	33.1	86.0	60.0
19	10	134.3	33.4	83.0	71.0
20	11	134.5	33.7	80.0	81.0
21	12	134.8	34.2	76.0	92.0
22	13	135.1	34.5	73.0	103.0
23	14	135.6	34.9	70.0	113.0
24	15	135.9	35.6	66.0	124.0
25	16	136.3	36.3	62.0	134.0
26	17	136.7	36.9	58.0	143.0
27	18	137.5	37.4	55.0	153.0
30	21	139.0	41.2	50.0	240.0

小さくなると r_{max} が大きくなる傾向がみられる。

表-4 に示した台風定数を用いて大阪, 和歌山, 室戸, および洲本の気圧の経時変化曲線と現地での測定結果の比較を図-21 に示す。実測値と比較すると, 全般的な傾向はよく合っていると思われるが, 台風接近時の気圧に関して計算値の方が小さいことがわかる。この差異を修正するためには, 表-4 の r_{max} を大きくする手だてがあるが, 後で述べる風速分布, および高潮追算結果から勘察すると, そう大きな r_{max} の値をとることもできないようである。種々の台風定数とのかね合いを考慮して検討する必要があるであろう。本計算においては, 過去に三建が波浪推算をする際に用いた台風定数²⁶⁾をそのまま用いることとする。

次に, 以上の台風定数に基づいた風速の算定結果の検討を行う。図-22 に示すのは, 計算領域内での代表的な地点での風向・風速の実測値と計算値を比較したものである。風速の場合は, 気圧とは逆に, 台風接近時に計算値の方が大きい値を示す傾向がある。また, 室戸の観測値は計算結果の2倍程度の値を示しており, 必ずしも良い算定結果とは言えない。次に, 風速の平面分布を計算値については図-23 に, 実測風については図-24 に示す。ここで, 実測風とは, 各測点での実測風を基に山口らの方法²⁷⁾によって内挿したものを示す。16日13時の場合はよく合っていると考えられるが, 12時の場合に若干の差異が認められる。これらの差異の原因としては, 気圧分布の相違, 台風定数の不適切なためによるものもあるが, 陸上地形による風の変化, 陸上風と海上風の差など, 観測地点の問題によることも大であろうと思われる。

以上のように, 風速分布の算定法には若干問題点は残るが, 現時点においては他に良いモデルもないので, 本計算においては Myers のモデルに基づいた予測式によって風向・風速の算定を行った。今後の検討課題の一つである。

(2) 大領域での計算結果

まず, 大領域での高潮計算を表-3 に示す条件で行った。その結果から, 大阪湾内の大阪, 神戸, 洲本, 播磨灘の二見と江井, 紀伊水道の海南と沼島, および外洋に面した高知での高潮偏差の実測値との比較を図-25 に示す。この図より, 洲本と沼島の結果があまり良くないことがわかる。狭領域の開境界条件となる沼島には実測データがないので小松島の記録と比較していること, また洲本については当時潮位計がスケールオーバーしてしまったので痕跡記録を用いていることなどもあって明確ではないが, 計算結果の方がかなり小さい高潮偏差を示し

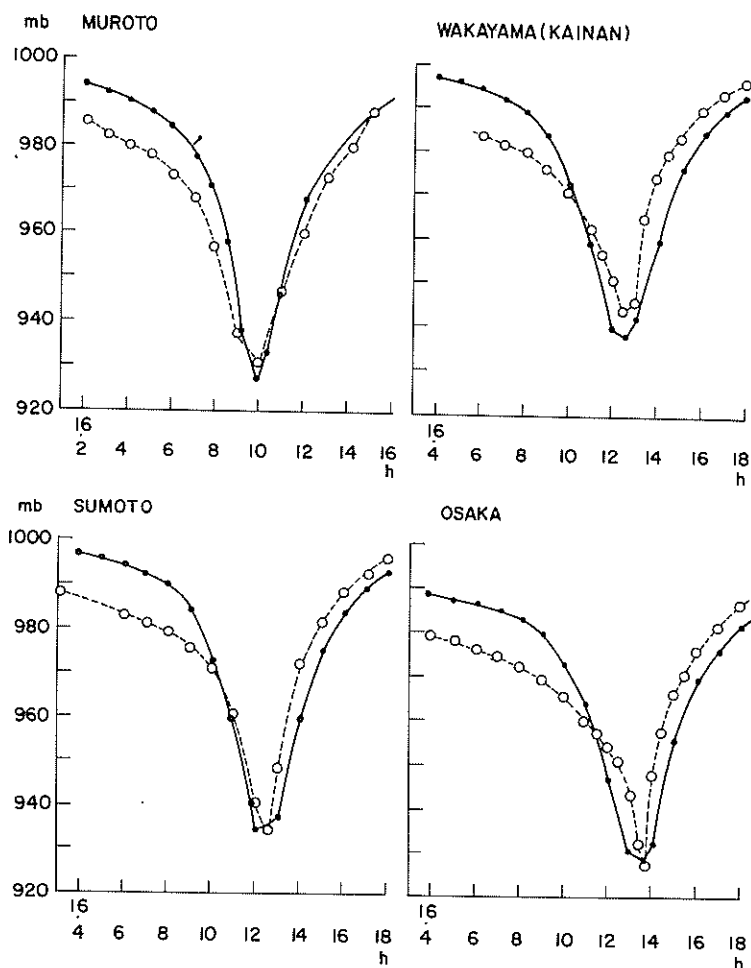


図-21 気圧の経時変化—実測値と計算値の比較—
(— 計算値 : ...○... 実測値)

ている。この原因については、図-23、図-24 に示した9月16日12時の風速分布において、実測値と計算値にかなりの相違がみられるが、これらも結果が異なった原因のひとつであろう。その他の点に関して実測値と比較すると、計算値には Forerunner の現象が現れていないこと、高潮ピークの時刻が若干ずれているという差異は見られるが、高潮偏差の大きさ、傾向ともよく合っているものと思われ、全体としては、ほぼ現況を再現しているものと考えられる。

大領域の計算範囲を用いて、計算条件に関する若干の検討を行った。まず、開境界の位置についての検討結果について述べる。図-16 に3つのケースの開境界の位置を示す。開境界1は本計算に用いたもので、大阪湾の入口の友ヶ島水道より約270 km 南に位置している。開境

界2は、潮岬と室戸岬を結ぶ線上で、開境界1よりも168 km (格子数にして28ヶ) 北側に位置している。また、開境界3は狭領域の開境界条件の位置である。以上3つのケースについての大坂港と海南での高潮偏差の結果を表したものが図-26である。境界3での海南の結果は、気圧偏差による水位上昇分のみ値である。この図より、境界1と境界2の結果では、僅かであるが境界1の方が大きい値を示していること、また境界3の結果は他のケースに比べて50~60 cm 程高潮偏差が小さいことがわかる。このことは、計算範囲が狭い場合には開境界において気圧偏差による水位上昇と、風の吹き寄せ効果を考慮する必要があることを示している。次に、開境界2の位置での室戸岬から潮岬までの高潮偏差の最大値の結果を図-27に示す。この時の風速分布は南西方向

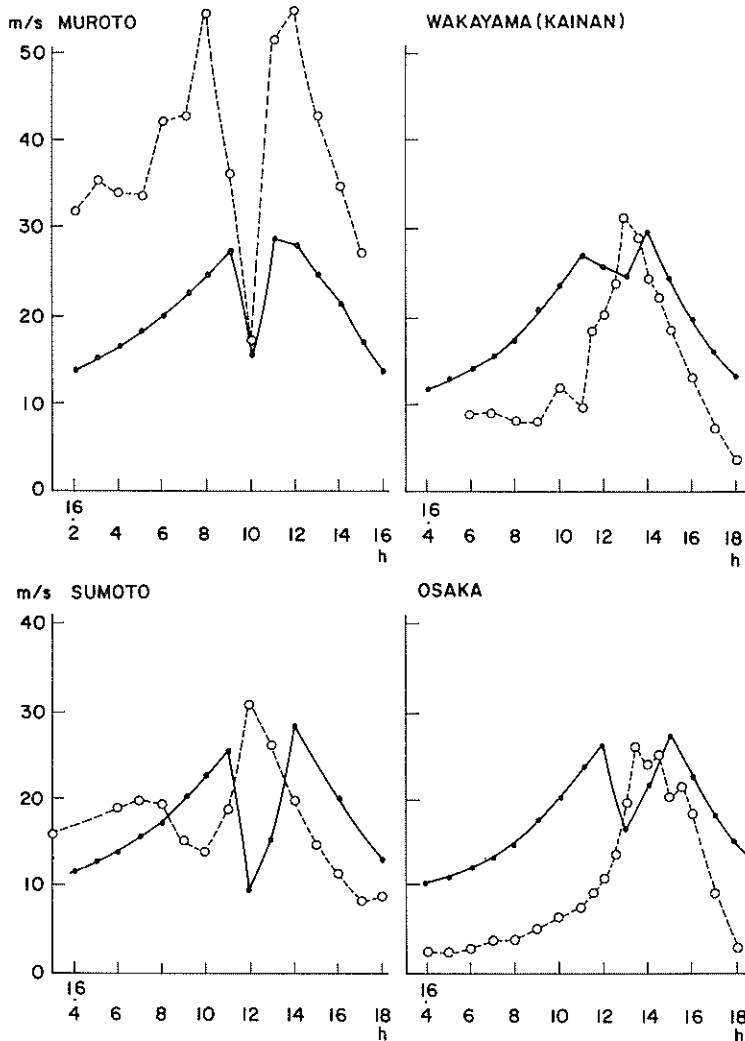


図-22 風速の経時変化—実測値と計算値の比較—
(— 計算値 : …○… 実測値)

が卓越している。境界 2 の結果は気圧偏差による吸い上げ効果分であるから、境界 1 の結果との差が風による吹き寄せ効果とみなすことができる。風下側の室戸岬から紀伊水道中央部までは 10 cm 程度の差であったものが、風下側の潮岬に近づくと、その差が 20 cm 程度に増加する。このように、風下側で岸に近いところで吹き寄せによる水位上昇が生じる。以上のことから、開境界の位置としては、計算の主目的としている対象領域から十分に離れていて、かつ水深が大きいところに設定し、高潮偏差条件としては気圧降下による吸い上げ効果を考慮すれば、十分であろうと考えることができる。

次に、風の接線応力の抵抗係数の影響について調べた。

図-18 に示したように、抵抗係数の大きさは風速によって変化するようであるが、我国においては従来から、 $C_D = 0.0026$ の値を用いて高潮計算を行っている例が多い。そこで、ここでは式 (111) ~ (113) に示す 2 つの関係式に基づいて高潮計算を実施した。

これらの計算結果の比較として、大阪港と海南での高潮偏差を図-28 に示す。両者にほとんどの差異は見られないが、 $C_D = 0.0026$ のケースの方が最大値で 7 cm ほど大きい値を示している。しかし、このような現象は、伊勢湾台風級の大型台風になると、式 (113) より計算される C_D の値が 0.0026 よりもかなり大きくなるために逆転する可能性も考えられる。ここでは、どの値を用いた

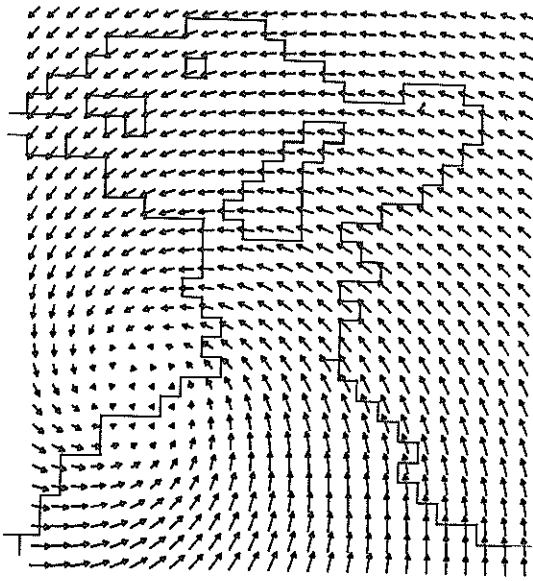
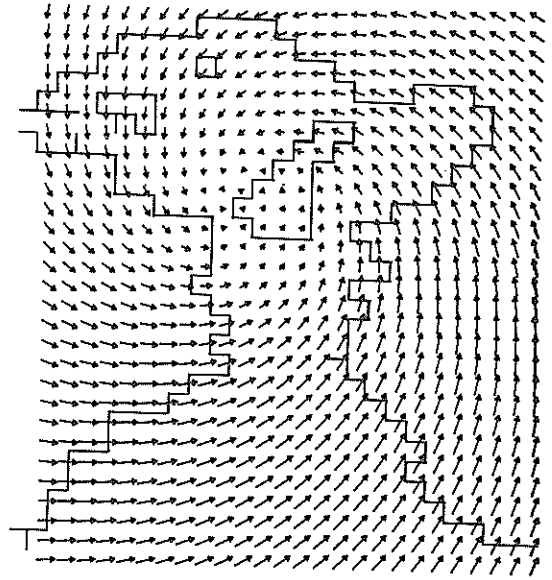


図-23 (a) 風速分布(計算値) — 9月16日12時



(b) 風速分布(計算値) — 9月16日13時

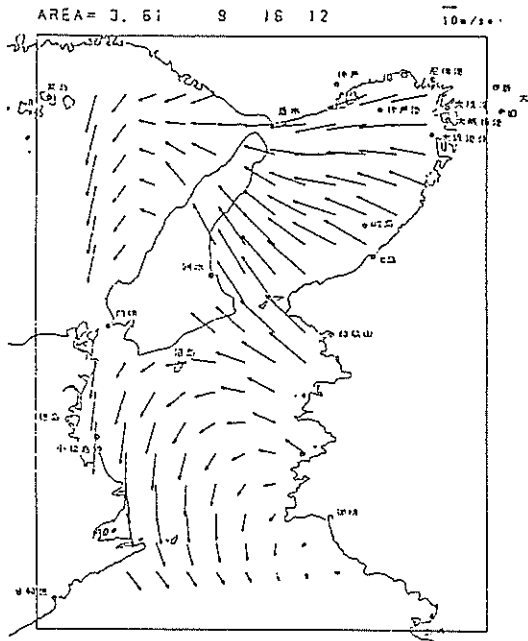
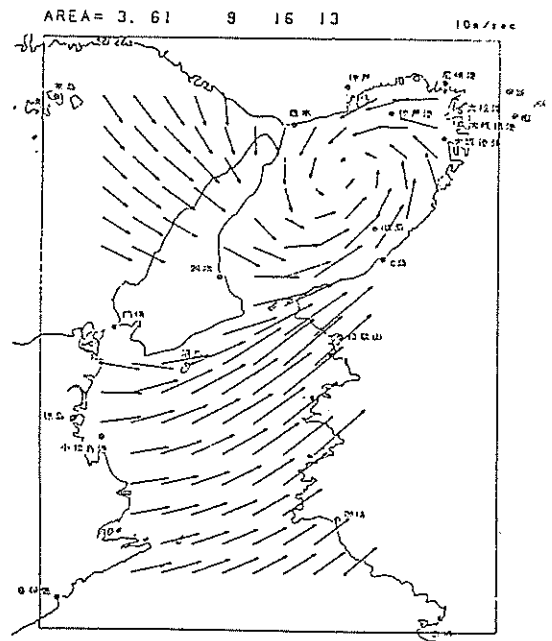


図-24 (a) 風速分布(実測値より内挿した実測風)
— 9月16日12時



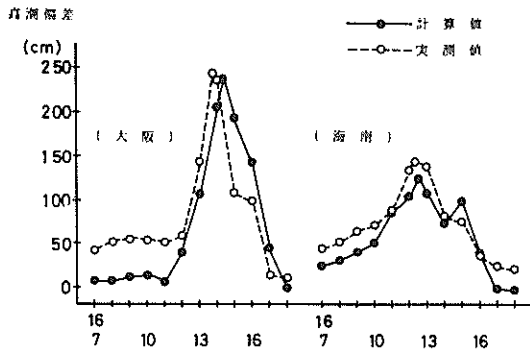
(b) 風速分布(実測値より内挿した実測風)
— 9月16日13時

ら良いかの結論を得ることをできなかったが、我国において従来から用いられている関係式 $C_d = 0.0026$ という値は、ほぼ妥当な仮定であったと思われる。しかし、他の研究成果を調べると、風の抵抗係数は風速によ

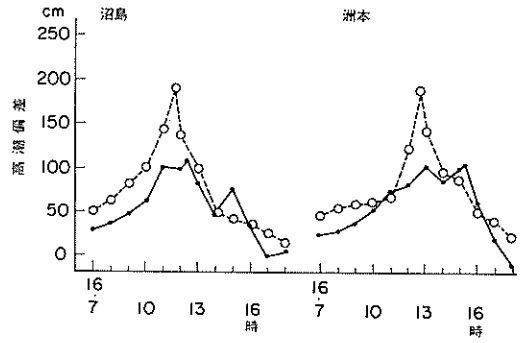
って増加するのが常識的であることを考慮すると、そのような関係式を用いるのが良いものと考えられる。

(3) 狭領域の計算結果

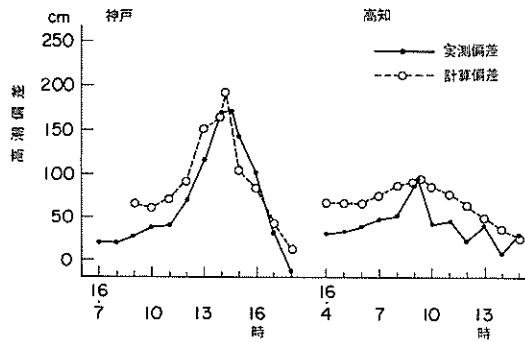
大阪湾湾奥部の複雑な地形、淀川河口部での地形形状



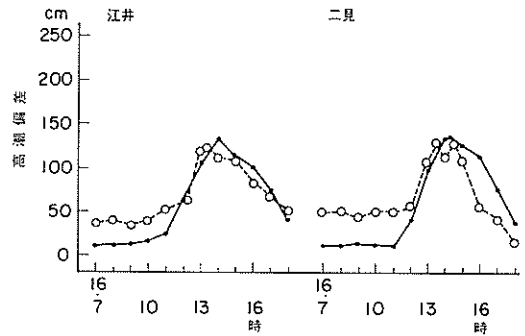
(a) 高潮偏差の実測値と計算値の比較



(c) 高潮偏差の実測値と計算値の比較



(b) 高潮偏差の実測値と計算値の比較



(d) 高潮偏差の実測値と計算値の比較

図-25

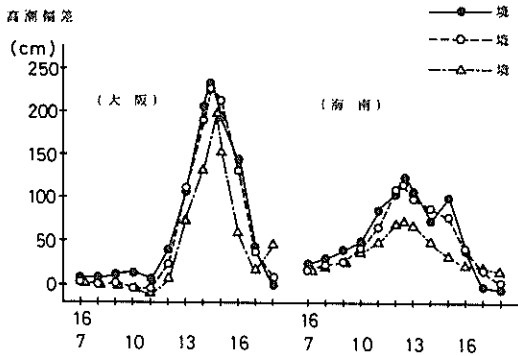


図-26 高潮偏差の境界条件の位置による比較

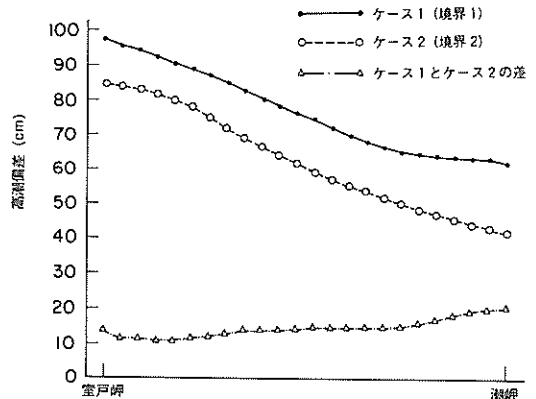


図-27 室戸岬と潮岬を結ぶ線上での高潮偏差 (境界1と境界2の比較)

を精度よく表現するためには、最低限数百メートルの格子で分割する必要がある。そこで、図-19の破線で示す範囲を大領域の格子の1/4の大きさでもって、狭領域の計算を実施した。その計算領域を図-20に示した。なお、淀川と大和川については、図-20に示す領域よりも更に上流に22km、および16kmまで1次元のメッシュで接続して連続的に計算を行っている。

狭領域の高潮計算を行うに先立って、狭領域での潮流計算を実施した。これは、潮流現象と高潮現象はそのおのおのに分離できない非線型な現象である。したがって、高潮が満潮時に来襲した場合と干潮時に来襲した場合とは、若干現象が異なる可能性がある。そこで、狭領域

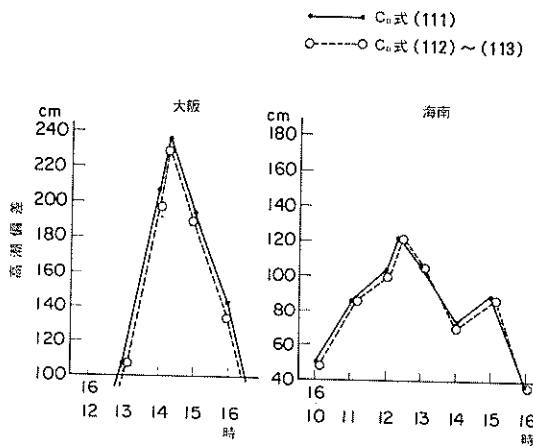


図-28 高潮偏差の海面抵抗係数による比較
(第2室戸台風の場合)

の計算においては、前もって計算領域内に潮流場を作っておき、その上に台風を通過させるという方法をとった。

潮流計算は、開境界(沼島, 海南, 江井, 東二見)において大潮($M_2 + S_2$)の潮位振幅を与えて計算した。その結果の潮流ベクトル図を図-29に示す。(a)に示すのが上潮最強時で、(b)に示すのが下潮最強時での潮流図である、大格子領域から小格子領域への接続がスムーズに行われているのがわかる。上潮時には友ヶ島から明石海峡へ向かう流れになり、下潮時にはその逆となっている。このような結果は、過去の現地観測例および数値計算例と類似している。また、表-5に示すのは湾内の代表地点での潮位振幅の計算結果と現地での潮汐の調和定数値との比較である。以上の結果から、ほぼ現況を再現しているものと考えられる。

この計算結果の4潮汐目のある時点の潮流場を初期値にして高潮計算を実施した。第2室戸台風に関しては、表-6に示すように現地での高潮偏差が実測値として得られているので、開境界条件としては、天文潮に高潮偏

表-5 潮汐の調和定数(現地データと計算結果の比較)

	友ヶ島	洲本	大阪	神戸	明石
振 幅 (実測)	58.6	47.4	48.5	48.8	25.2
振 幅 (計算)	52.9	44.4	46.0	44.6	25.0
(計算)/(実測)	0.90	0.94	0.95	0.91	0.99
遅 角 (実測)	192.5	193.5	213.3	215.9	240.3
遅 角 (計算)	188.2	192.8	201.1	212.1	249.7
(計算)-(実測)	-4.3	-0.7	-12.2	-3.8	9.4

差の実測値を加えて与えた。大阪港においては、9月16日の14時ごろに高潮偏差のピークになっており、天文潮の満潮は、その3時間前である。この関係を維持するようにして、9月15日15時から高潮計算を実行するためには、初期値としては、潮流の38時間目の結果を用いればよいことになる。この関係を図-30に示す^{注)}。

このようにして行った狭領域での高潮計算の結果を図-31に示す。淀川および大和川の上流端からの河川流入量は、潮流計算、高潮計算ともに $284.6 \text{ m}^3/\text{s}$ 、 $23.0 \text{ m}^3/\text{s}$ である。図-31に示した結果は、高潮計算で求めた潮位から潮流計算で求めた潮位を差し引いた高潮偏差の値である。大領域での計算結果についてもあわせて示している。境界偏差として実測偏差を用いているので、Forerunnerは若干みられる。神戸においては最大値が小さく、大阪においては高潮のピークの時刻が遅れているという傾向は大領域計算の場合と同様である。この程度の現況の再現では完全とは言えないが、まずまずの結果であると考えられる。

高潮偏差に及ぼす潮流の影響を調べるために、天文潮を無視した場合(ケースa)、高潮のピークと満潮とが一致した場合(ケースc)、および潮汐を当時の推算潮位にあわせた場合(ケースb)の計算を実施した。表-7にこの3つの計算ケースでの各地の高潮偏差の最大値を示す。この表より、天文潮の満潮と高潮のピークが重なると、これらを別々に考慮したものよりは若干高く、また引潮時には逆に小さくなっているのがわかる。そして、その差は本試算によると17cm程度であった。

以上のことから、大領域計算のように粗い見積りをする場合には潮流計算は無視し、最高潮位の推定には、高潮偏差と推算潮位の和として考えても差支えないが、狭領域計算のように、より詳細に高潮偏差を推定する場合には天文潮を考慮に入れた計算を行うことが望ましいものと思われる。

次に、狭領域での開境界条件の与え方について若干の考察を加える。第2室戸台風での高潮追算においては、実測値を境界偏差と与えたが、一番危険な状態を想定した場合、すなわち伊勢湾台風規模の台風が室戸台風コースを通過したような状況を想定したモデル台風の場合には境界偏差も予測する必要がある。大領域計算のように境界が遠く離れた場合には、気圧効果を考慮すれば良いが、狭領域の場合には風による吹き寄せ効果も考慮する

注) 潮流計算の周期は便宜上12時間としているので、計算開始時の潮汐を合わせると時間的にずれが生じるので、高潮のピーク時の潮汐を合わせるように注意が必要である。

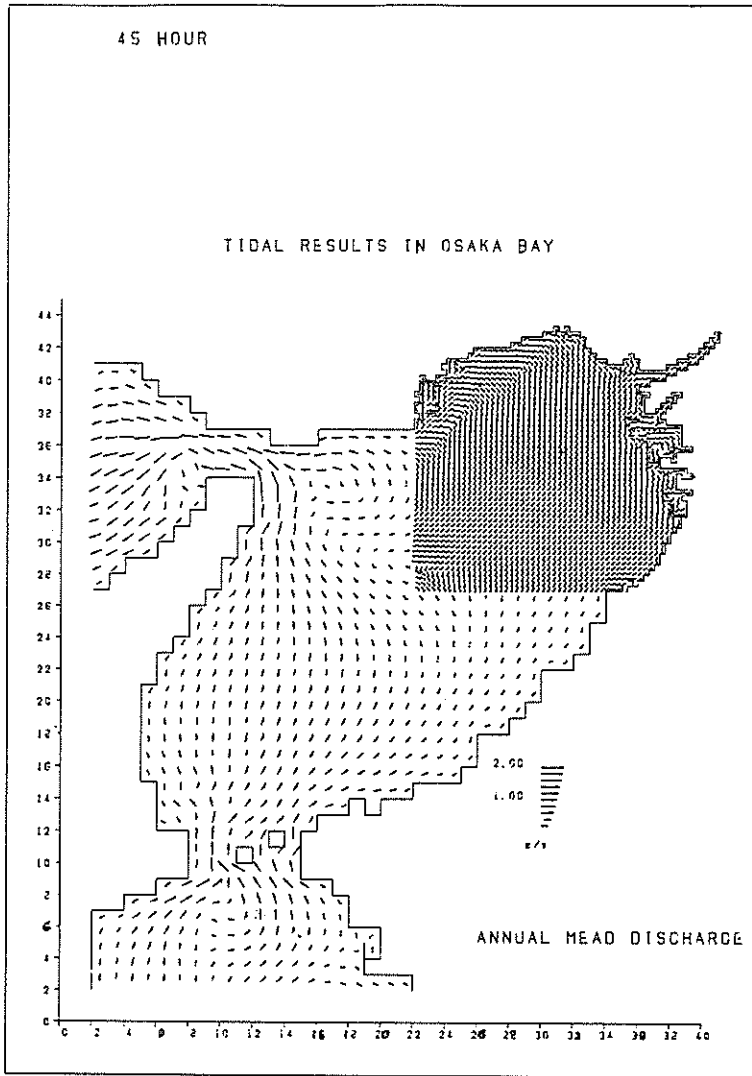


図-29 (a) 潮流図 (上潮最強, 淀川 284.6 m³/s, 大和川 23.0 m³/s)

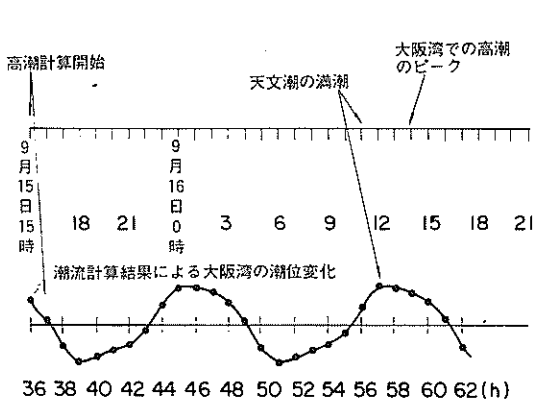


図-30 天文潮と高潮との時間的な関係

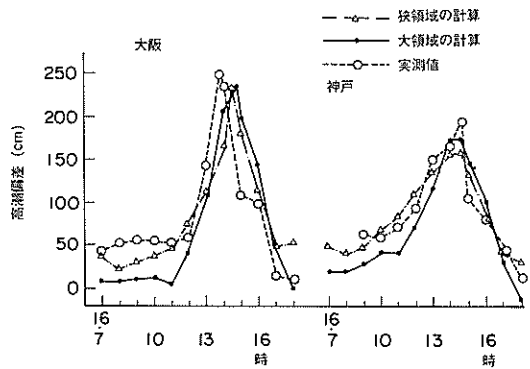


図-31 狭領域計算における高潮偏差 (実測値と大領域計算結果との比較)

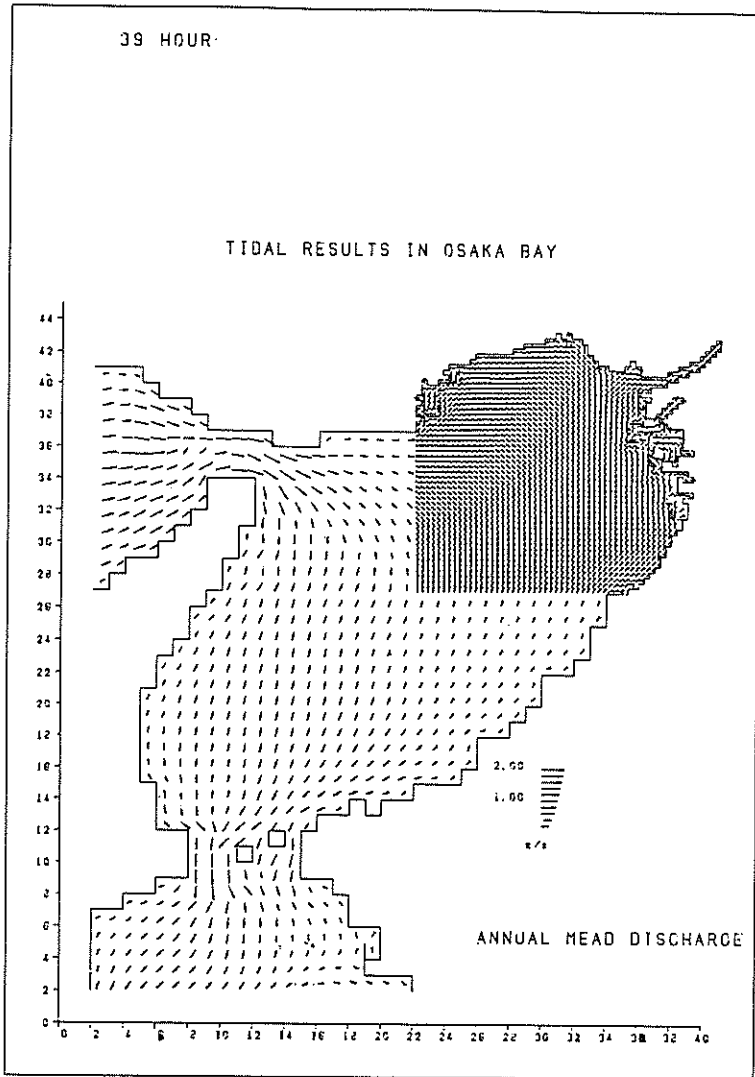


図-29 (b) 潮流図(下潮最強, 淀川 $284.6 \text{ m}^3/\text{s}$, 大和川 $23.0 \text{ m}^3/\text{s}$)

必要があることが示された。したがって、大領域の計算結果から狭領域の境界偏差を求めるといった手順をとった。ここで、まず第2室戸台風について、実測偏差を与えた場合と計算結果の偏差を与えた場合の比較を行った。その結果を図-32に示す。16日13時頃までの台風接近時には境界条件として実測偏差を用いたものの方が値が大きいですが、高潮のピーク時では計算偏差を用いた方が若干大きい値となっている。しかし、その差は僅か10cmである。これらの結果、および図-24に示したように、狭領域での開境界(沼島, 海南, 東二見, 江井)での大領域の計算結果とを照らし考えると、狭領域のモデル台風の計算において開境界偏差として大領域計算の結果を

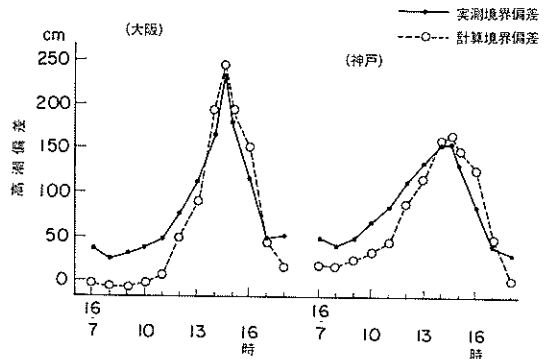


図-32 狭領域の境界偏差として実測値を用いた場合と大領域の計算結果を用いた場合の比較

表-6 第2室戸台

日時	海南	和歌山	淡輪	岸和田	泉大津	堺	大阪 千舟橋	尼崎 逢川水門	西宮
15.22	—	24	21	20	—	21	29	19	22
23	—	26	24	24	—	20	27	17	29
16.0	—	27	25	22	—	23	24	11	25
1	—	33	26	22	—	17	17	11	22
2	—	38	33	26	—	30	25	23	26
3	—	38	36	31	—	36	32	34	31
4	—	41	37	33	—	32	32	33	29
5	41	45	33	37	—	45	44	45	38
6	50	49	30	35	—	30	38	44	36
7	45	51	30	37	—	33	42	51	39
8	52	53	45	41	—	38	52	56	48
9	64	64	57	53	—	48	55	66	58
10	71	76	61	54	51	53	53	62	61
11	88	102	74	62	56	55	52	69	69
12	134	(178)	103	84	68	57	59	67	78
13	158	(222)	(150)	125	133	138	145	151	143
14	82	95	122	158	191	273	236	226	224
15	76	77	90	68	101	111	109	104	108
16	37	39	欠	53	66	105	100	84	103
17	23	16	”	15	28	20	14	9	33
18	21	21	”	15	15	20	10	1	欠
19	8	3	”	17	24	11	18	13	17
20	9	7	”	-1	-4	-8	-6	-13	-2
21	—	4	”	-6	-9	-11	0	-8	-4
22	—	-1	”	2	-1	-4	9	0	3
23	—	1	”	4	1	1	9	-3	9
17.0	—	-5	”	-7	-3	-1	4	-13	1
1	—	-9	”	-17	-22	-18	-16	-22	-10
2	—	-9	”	-21	-21	-19	-18	-20	-19
3	—	-13	”	-15	-15	-13	-12	-13	-14

与えるということは妥当な方法であろうと考えることができる。

(4) 高潮の河川を上

狭領域の計算において、淀川と大和川を4.4で述べた方法により接続して、潮汐および高潮の河川を上を考慮して計算を行った。ここでは、主として淀川についての

結果を示す。表-8に同川の河幅・河床高を示す。河口においては、約1kmの河幅が、上流に向かうに従って500~600mにとゆるやかに狭まっている。淀川の流量の測定は、河口から26km上流にある枚方において実施されている。

淀川を、図-17に示したように河口から約10km

風の実測偏差²⁵⁾

深江	神戸	明石	東二見	高砂	姫路	江井	洲本	小松島	高桂	知浜
33	欠	14	30	21	15	11	21	20		35
39	"	17	32	19	15	12	24	25		38
30	"	19	36	22	19	11	23	30		48
24	"	22	38	21	24	14	27	39		55
28	"	26	38	23	25	19	37	42		60
32	"	28	41	30	32	24	38	44		63
29	"	29	42	37	42	32	45	50		66
40	"	31	39	43	44	36	44	50		66
39	"	34	43	44	48	35	48	53		66
41	"	39	49	48	52	36	47	51		76
54	"	47	51	55	54	39	55	64		87
63	64	56	45	52	50	36	59	82		91
65	60	60	52	56	53	39	62	101		86
75	71	65	52	57	50	52	67	(145)		78
86	93	77	55	50	45	65	(121)	(135)		63
156	151	123	110	106	87	120	(142)	80		49
224	166	128	114	120	111	113	95	48		37
116	105	110	109	126	107	110	88	42		28
95	83	56	56	87	88	84	49	35		21
36	42	38	43	65	65	70	40	23		14
18	13	14	17	45	41	52	22	14		13
25	18	11	14	23	19	25	15	7		8
- 4	- 4	- 1	0	13	6	14	9	0		—
- 3	-11	- 9	1	10	- 1	1	- 3	- 4		—
9	1	- 4	1	1	- 6	- 3	0	- 5		—
14	8	- 3	- 1	- 1	-12	-11	3	- 5		—
8	4	- 6	- 3	- 4	-13	-17	- 5	-12		—
- 6	- 8	-13	- 9	- 8	-14	-21	-11	-13		—
-10	-15	-18	-15	-13	-14	-24	-14	-19		—
- 9	-12	-15	-15	-13	-13	-21	-13	-18		—

までを2次元の正方格子で分割し、それより上流側の河口から約 30 km までを、1次元で 500 m ずつ分割した。

まず、狭領域の潮流計算結果について述べる。図-33 に示すのは、淀川内での1潮汐間の潮位変化を描いたものである。図面の作成上、おのおののカーブにおいて基準線が異なっている。河口から 25 km ほど上流に行く

と、ほとんど潮汐の影響を受けないことがわかる。これらの水位変化曲線を調和分解して、その定数を河口からの距離を横軸に整理したものが図-34である。この図より、河床勾配が急となる 10~18 km の間で振幅が小さくなり、位相が遅れ、平均水位が上昇する様子がよくわかる。また、宇野木が指摘するように²⁸⁾、河川

表-7 高潮偏差に与える天文潮の影響

	ケース a	ケース b	ケース c
大阪	242.3 (cm)	233.1 (cm)	248.7 (cm)
神戸	166.7	156.6	172.6
西宮	202.6	194.4	208.3
淀川河口	228.4	219.0	234.2
大和川 河口	228.0	217.8	234.4
堺	232.5	220.2	235.5

表-8 淀川と大和川の河床高と河幅(矩形断面)

淀川			大和川		
距離	河床高	河幅	距離	河床高	河幅
km	m	m	km	m	m
10	-2.0	500	0	-2.0	500
12	-1.0	495	2	1.2	190
14	0.1	540	4	2.6	160
16	0.4	480	6	3.7	140
18	0.1	495	8	5.5	140
20	0.1	480	10	7.4	150
22	1.1	540	12	9.9	150
24	2.2	660	14	10.5	140
26	3.2	525	16	11.5	140
28	4.2	540			
30	4.7	540			
32	6.1	765			

注1) 接続点での河幅は500m(メッシュサイズ)と仮定

注2) 断面形状を短形と仮定しているので実際の河床高, 河幅とは若干の相違がある。

の感潮区域は河床高が, ほぼ平均海面の高さになるところまでとなっている。

同様な計算を洪水時(淀川: $Q = 7200 \text{ m}^3/\text{s}$, 大和川: $Q = 800 \text{ m}^3/\text{s}$)についても実施した。洪水時の高潮のそ上高を問題にしているのので, 初期値となる潮流計算においても洪水流量を上流端において投入した。洪水時の潮流計算の結果を図-35(a), (b)に, また淀川での潮位変化を図-36に示す。洪水時には, 潮汐はほとんど

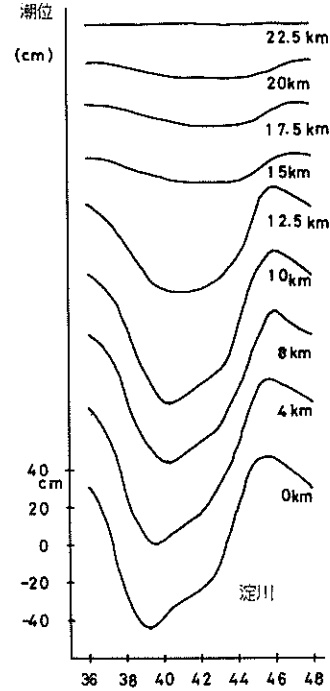


図-33 淀川内での潮位変化(年平均流量時)

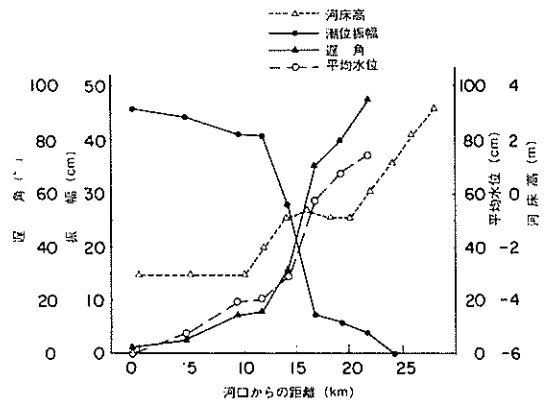


図-34 淀川での潮汐の振幅・位相・平均水位および河床高

そ上していない。この結果を初期値にして, 第2室戸台風の高潮計算を実施した。図-37に示すのは, 淀川内での高潮偏差の経時変化を洪水時と年平均流量時について描いたものである。この図より, 河川への高潮のそ上は年平均流量時にはかなり大きい, 洪水時には急激に減衰することがわかる。潮汐の場合と同様に, 河口からの距離と最大高潮偏差の関係を示したのが図-38である。年平均流量時には, 潮汐と同じく河床勾配の急なところ

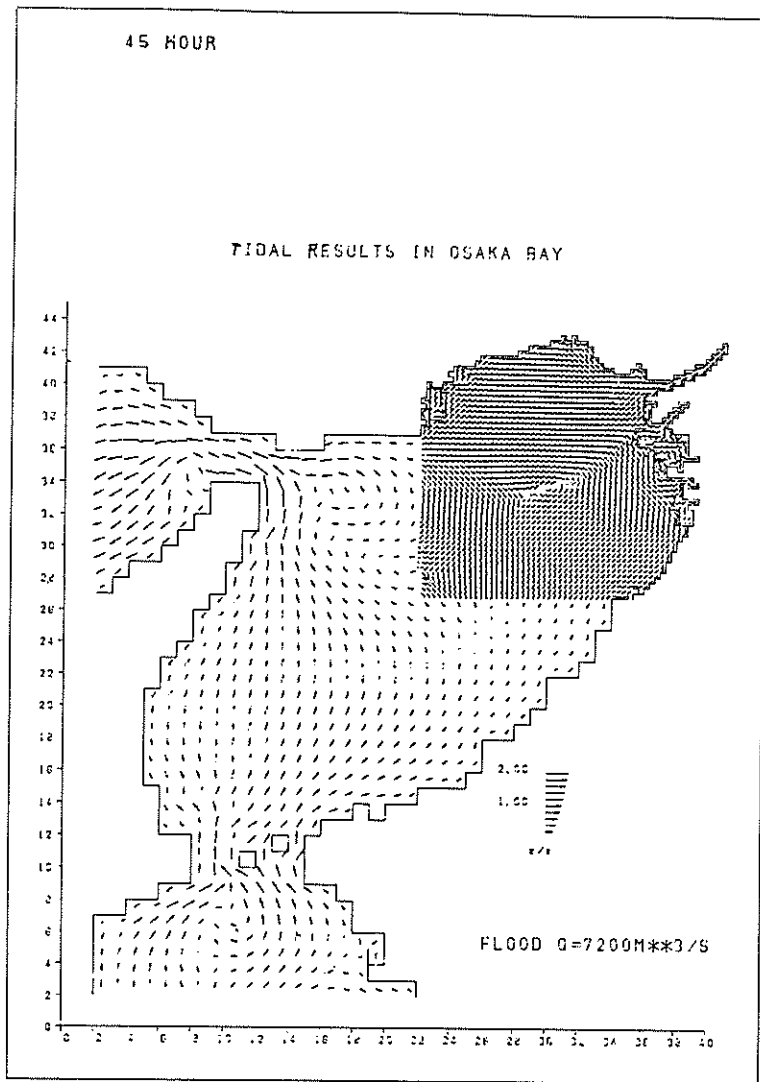


図-35 (a) 潮流図 (上潮最強, 淀川7200m³/s, 大和川800m³/s)

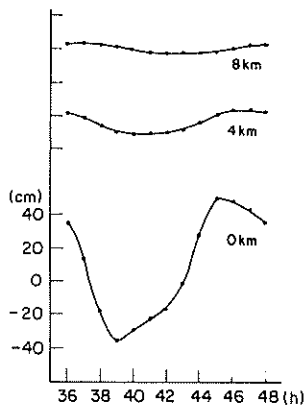


図-36 淀川内での潮位変化 (洪水時)

で波高が急激に減衰する。しかし、洪水時には、河口では前者と同じ波高を示しているが、上流に5km 上すると1/3 以下に波高は減衰し、それ以後はゆるやかな減衰で上しており、河床勾配にはあまり関係がないようにみえる。図-39 に示すのは淀川の河床高と、年平均流量時と洪水時の潮流計算による46時間目の淀川内の潮位の分布である。年平均流量時には、河口から20km 上流までゆるやかな水面勾配をしており、高潮のそ上高の減衰が、河口から15km 付近の河床勾配と20km より上流の水面勾配によるものと思われる。これに対して、洪水時には河口から10km 付近までが急な水面勾配となっており、それ以後若干ゆるやかになっており、高潮の

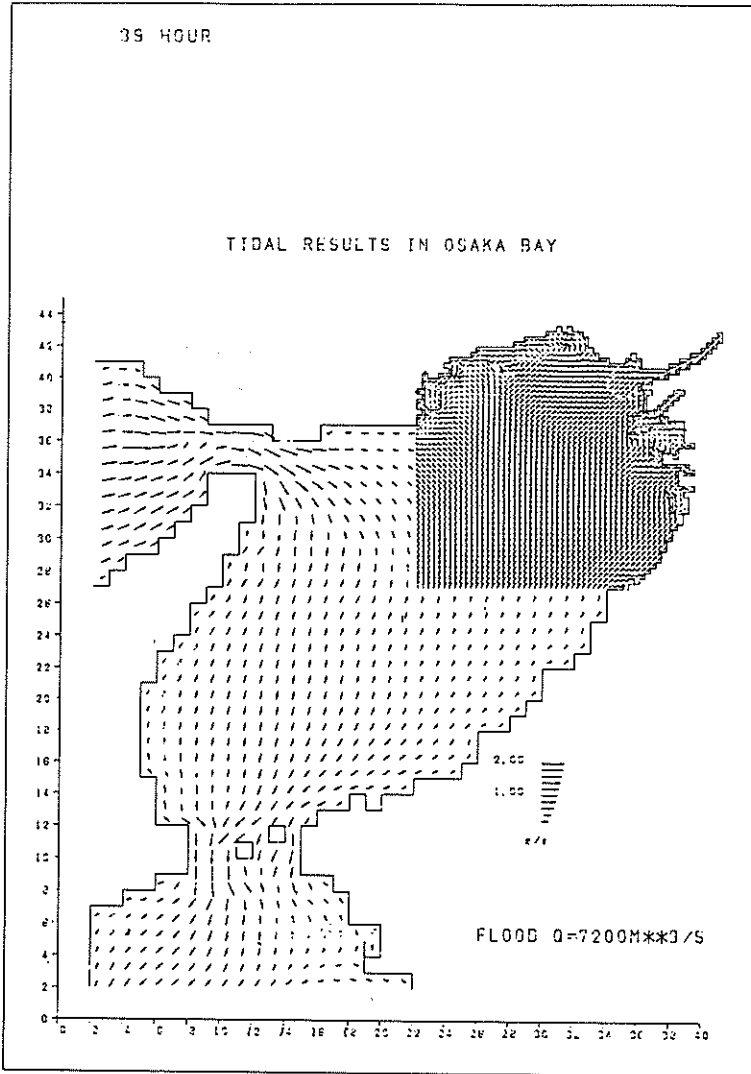


図-35 (b) 潮流図 (下潮最強, 淀川 $7200 \text{ m}^3/\text{s}$, 大和川 $800 \text{ m}^3/\text{s}$)

そ上高と一致している。このように、洪水時の高潮のそ上高は河川内の水面勾配によって減少させられるものと思われる。

次に、高潮の河川そ上を無視した場合について考える。図-40に示すのは、淀川を河口から8kmまでの地点とし、それより上流を無視した場合と、そこから更に22km上流まで考慮した場合の河口から8km地点での高潮偏差の比較である。河川そ上を無視した場合の方がかなり高潮偏差が高いことがわかる。これは、河川そ上によって上流に向かう流れをせき止めたことにより生ずる現象であるものと考えられる。このような現象は、海域に対して閉鎖的な場合が大きく、開放的な場合に小さ

いというように、地形形上によって大きく異なるものと考えられる。本試算は、河川の途中に水門などを建設した場合に相当するものと考えられる。このように、湾奥部の閉鎖水域での高潮を考慮する場合には、河川そ上を考慮した検討が必要であるものと思われる。

なお、ここで議論しているのは高潮偏差の河川そ上高であって、高潮時の水位ではない。当然のことながら、洪水時の河川水位は大きく上昇するが、本モデルに用いた河川の断面形状は簡単なく形を仮定しているので、水位の絶対値の検討には若干の問題点が残る。

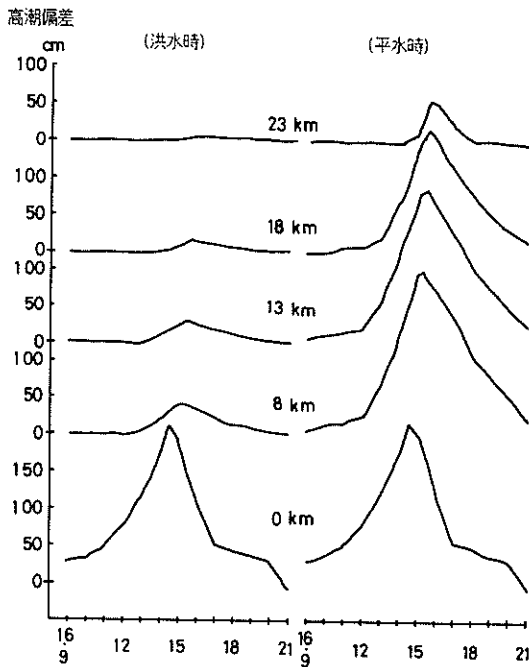


図-37 淀川内での高潮偏差の経時変化

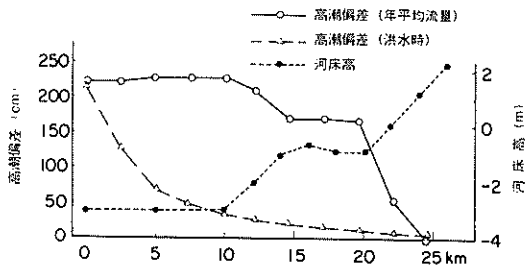


図-38 高潮偏差の河口からの距離との関係

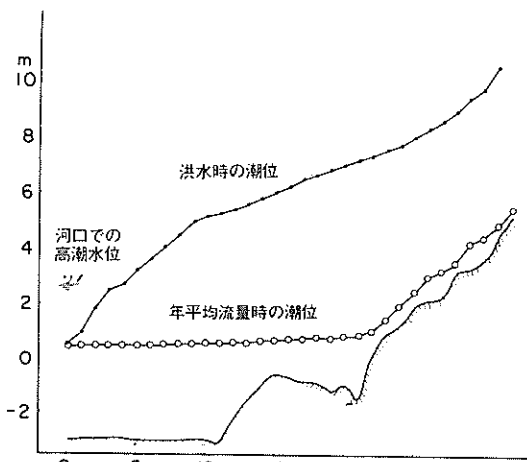


図-39 淀川内の潮位分布 (満潮時)
—○— 年平均流量時, —●— 洪水時

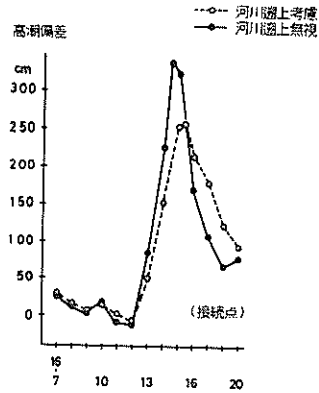


図-40 河川そ上を考慮した場合と考慮しない場合の高潮偏差の比較 (2次元領域と1次元領域の接続点:
—●— 河川そ上無視,
···○··· 河川そ上考慮)

6. まとめ

以上、大阪湾を例題に取り上げて、第2室戸台風とモデル台風による高潮の数値計算を実施した。これらの一連の計算結果から明らかになったことを列記すると、以下ようになる。

- ① 大領域の計算において、開境界の位置を遠くに設定すれば、境界での高潮偏差の条件は気圧降下による吸上げ効果を考慮すれば、ほぼ満足できる結果が得られる。
- ② 狭領域の計算のように、開境界が近い場合には、境界での高潮偏差は気圧降下分のみでなく、風による吹き寄せ効果も考慮に入れる必要がある。大領域での計算結果を狭領域の開境界条件として用いれば十分である。
- ③ 高潮偏差に及ぼす天文潮の影響は10~20cm程度あり、満潮と高潮のピークが重なると高潮偏差は増大する。
- ④ 淀川においては、平水時にはかなり上流まで高潮はそ上する。その距離は、ほぼ感潮区域に匹敵する。しかし、洪水時には、河口においては平水時の波高とほとんど同じであるが、上流に行くにつれて急激に減衰する。これらの波高の減衰は、河川の河床勾配および水面勾配が影響するようである。
- ⑤ 河川そ上を無視して途中でせき止めると、高潮偏差を過大評価することになる。

⑥ 大格子から小格子への接続, および海域から河川域への接続がスムーズに行われるようになり, 潮流高潮計算において詳細な地形での検討が可能となった。

ここでは, 主として第2室戸台風を大阪湾に來襲した場合についての高潮の計算を行ってきた。しかし, 高潮の推算にはまだ未解決の点も多い。たとえば, 本モデルで用いた種々の比例定数の妥当性, およびその感度特性, 実測風とモデル台風による風速分布との差, 吹送流の鉛直構造の問題, 内湾域と外海域の高潮の相違などについても検討する必要があるであろう。また, 河川での高潮時の水位を詳細に検討するためには, 河川の断面を単純なく形でなく, 実際の河川にそった断面形状, 途中に設けられたせきや閘門の影響, 支川からの流入などを考慮に入れる必要があるであろう。また, 洪水時の流出曲線を考慮した不定流計算, 台風時の高潮と降雨の同時生起性³²⁾の問題についても検討課題となるであろう。これらの点に関しては, 今後の課題として取り上げていくつもりである。

最後に, 本研究を進めるにあたって御協力いただいた運輸省第三港湾建設局, および日本気象協会関西本部の関係諸氏に深く感謝致します。

(1985年5月21日受付)

参考文献

- 1) 和達清夫編:津波・高潮・海洋災害, 防災科学技術シリーズ2, 共立出版株式会社, pp.209, 昭和45年.
- 2) 宇野木早苗:日本の高潮, 1972年度水工学に関する夏期研修会講義録, Bコース, 土木学会水理委員会, pp. B-3-1~B-3-24, 1972.
- 3) 篠原謙爾:高潮問題, 1966年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, 土木学会水理委員会, pp. 11-1~11-23, 1966年8月.
- 4) Hansen, W.: Theorie zur Errechnung des Wasserstandes und des Strömungen in Randeemeeren nebst Anwendungen, *Tellus*, 8, pp. 287-300, 1956.
- 5) Miyazaki, M., T. Ueno and S. Unoki: Theoretical investigations of typhoon surges along the Japanese coast. *Oceanographical Magazine*, 13(1), pp.51~75, 1961.
- 6) たとえば, Miyazaki, M., T. Ueno and S. Unoki: Theoretical investigations of typhoon surges along the Japanese coast. *Oceanographical Magazine*, 13(2), pp.103~117, 1962.
- 7) Pagenkopf, J. R. and B. R. Pearce: Evaluation of techniques for numerical calculation of storm surge, *Tech. Report* No.199, Ralph M. Parsons Laboratory for Water Resources and Hydrodynamics, M. I. T., 120p., 1975.
- 8) 土屋義人・山下隆男・岡 扶樹: 2レベルモデルによる高潮の追算—台風7916号による大阪湾の高潮—, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.54~58, 1981.
- 9) 小西遼男・木下武男: 高潮の河川遡上に関する研究, 国立防災科学技術センター報告, 第31巻, pp.67~87, 1983.
- 10) 村上和男・森川雅行: 河川遡上を考慮した高潮の数値計算, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.213~217, 1984.
- 11) 宮崎正衛・岡田正実: 土佐湾高潮の数値計算, 気象研究所研究報告, 第26巻, 第2号, pp.55~62, 1975.
- 12) 参考文献(1)に同じ, p.219.
- 13) たとえば, 金子安雄・堀江 毅・村上和男: ADI法による潮流と汚染拡散の数値計算, 港湾技術研究所報告, 第14巻第1号, 1975年3月, pp.3~61.
- 14) Leendertse, J. J.: Aspects of computational model for long-period water wave propagation, RM-5295, PR, *The Rand Corporation*, 165p., 1967.
- 15) たとえば, 大阪湾高潮推算報告書, 運輸省第三港湾建設局, 神戸調査設計事務所, 昭和55年3月.
- 16) 河川における不定流の計算法—陰形式差分法—, 建設省土木研究所, 河川研究室, 土研資料1569号, 112p., 昭和55年3月.
- 17) 堀江 毅・金子安雄・村上和男・細川恭史・亀山 豊: 潮流計算における境界等の取扱い—特にADI法による検討—, 港湾技術研究所報告, 第15巻, 第2号, 1976年6月, pp.251~287.
- 18) Happer, B. A. and R. J. Sobey; Open boundary conditions for open-coast Hurricane storm surge, *Coastal Engineering*, Vol. 7, pp.41~60, 1983.
- 19) 参考文献(15)に同じ
- 20) たとえば, 伊勢湾高潮の総合調査報告, 気象庁海洋気象部, 気象庁技術報告, 第4号, pp.1~30, 1960.
- 21) 合田良実・永井康平: 大阪湾における台風時の波浪の数値計算, 第16回海岸工学講演会論文集, pp.75~84, 1969.
- 22) 鹿児島湾および八代海高潮の総合調査報告書, 運輸省第四港湾建設局・気象庁, 1965.
- 23) 光易 恒: 海面に及ぼす風の応力, 1983年度水工学に関する夏期研修会, 土木学会水理委員会, B-1-1~B-1-17, 1983.
- 24) 第二室戸台風による港湾災害調査報告書, 運輸省第三港湾建設局, 197p., 昭和37年3月.
- 25) 第二室戸台風報告, 大阪管区異常気象報告, 第9巻3号, pp.49~87, 1962.
- 26) 室津港波浪推算調査報告書—有義波法による太平洋沿岸波浪推算—, 運輸省第三港湾建設局神戸調査設計事務所, 366p., 昭和57年3月.
- 27) 山口正隆・渡辺 健・畑田佳男: 大阪湾における海上風の平面分布特性について, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.168~172, 1981.
- 28) 宇野木早苗・土嶋英機・山下皓一: 河川潮汐の研究

(第3報), 第20回海岸工学講演会論文集, pp.371 ~ 376, 1973.

- 29) 高潮調査報告書, 第四港湾建設局下関調査設計事務所, 93p. 昭和53年3月.
30) 気象庁: "昭和50年潮位表", 昭和49年.
31) 宇野木早苗・磯崎一郎: 高潮の数値実験による二, 三の結果について, 第9回海岸工学講演会講演集, pp.1 ~ 6, 1962.
32) 端野道夫・北沢聖司: 台風性降雨と高潮の同時生起性に関する基礎的研究, 徳島大学研究報告, No.29, pp.31 ~ 47, 1984.

記号表

A : 河川の断面積
 A_n : 水平粘性係数
 a : 最大高潮偏差を求める式中の定数
 a_i : 河川域の計算時での循環式中の項
 B : 河幅
 b : 最大高潮偏差を求める式中の定数
 b_i : 河川域の計算時での循環式中の項
 C : Chezy の粗度係数
 C_1 : 台風定数 (場の風)
 C_2 : 台風定数 (傾度風)
 C_D : 風の海面抵抗係数
 c_i : 河川域の計算時での循環式中の項
 d_i : 河川域の計算時での循環式中の項
 F : 場の風あるいは差分の演算子
 f : コリオリのパラメーター
 G : 気圧傾度風
 g : 重力加速度
 H : 河川の水深
 h : 海域での水深
 h_{\max} : 最大水深
 Δh : 高潮の最大偏差
 L : ある代表長
 l : 距離を表す定数
 n : マニングの粗度係数
 P : 大格子の領域の計算時での循環式中の項
 P : 気圧
 P_∞ : $r = \infty$ での気圧
 P_0 : 大気圧
 P_0 : 台風中心での気圧
 ΔP : 気圧深度もしくは最大気圧偏差
 P' : 小格子の領域の計算時での循環式中の項
 Q : 大格子の領域の計算時での循環式中の項
 Q' : 小格子の領域の計算時での循環式中の項

q : 河川流量
 R : 径深もしくは大格子の領域の計算時の循環式中の値
 R' : 小格子の領域の計算時での循環式中の値
 r_0 : 台風規模を表すパラメーター
 r_{\max} : 台風中心から最大風速が発生する地点までの距離
 S : 大格子の領域の計算時での循環式中の項
 S' : 小格子の領域の計算時での循環式中の項
 Δt : 差分の時間増分
 Δx : 差分の格子間隔
 u : x 方向の平均流速
 V : 台風中心の移動速度
 v : y 方向の平均流速
 W_{\max} : 最大風速
 W_x, W_y : 海面10m上での風速
 α : 定数
 β : 比例定数
 θ : 偏差を最大にする風向と最大風速時の風向とのなす角
 ζ : 水位
 ζ_R : 河川内の水位
 k : 比例定数
 ρ_0 : 空気密度
 ρ_w : 海水密度
 ϕ : 緯度
 τ_x^b, τ_y^b : 海底面での摩擦応力
 τ_x^s, τ_y^s : 海面でのせん断応力

港 湾 技 研 資 料 No.529

1 9 8 5 ・ 9

編集兼發行人 運輸省港湾技術研究所

發 行 所 運輸省港湾技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号

印 刷 所 伊東印刷株式会社

Published by the Port and Harbour Research Institute
Nagase, Yokosuka, Japan.