

高潮への潮汐と氾濫域の影響

山田, 彦児
京都大学 : 名誉教授

岡部, 淳一
九州大学 : 名誉教授

及川, 正行
九州大学応用力学研究所 : 助教授

船越, 満明
九州大学応用力学研究所 : 助手

<https://doi.org/10.15017/4743740>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 60, pp.1-11, 1984-09. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



高潮への潮汐と氾濫域の影響

山田彦児* 岡部淳一†
及川正行‡ 船越満明§

概 要

海岸高潮の推算に当り、海岸側を表現する境界条件の相違によって、又潮汐による水深変化のため擾乱源の進行速度と長波速度との同調位置が移動することによって、予想される高潮の変化を、理想化された簡単なモデル計算を用いて示唆した。

Key words: storm surge, tide, overflow area, boundary condition.

1. ま え が き

有明海の高潮を取扱おうとするとき、特に注目すべきはその大きい潮汐と広い氾濫面積の存在である。それゆえこの二つの因子が高潮の消長に対して持つ意味を予め知っておくことが、高潮の計算を行うに際しての参考資料の一つであろう。それゆえ簡単化されたモデル水域における潮汐と氾濫面積の効果を数量的に見積って見ることとし、その取扱い方に関して若干の吟味を行ったものが、すなわち本文の内容である。

計算をなるべく簡単にするため、海域とともに気象擾乱に対しても一次元モデルを用いる。すなわち深度が直線的に浅くなる底面に続いて、ゆるやかな氾濫面積を仮定、この水域に潮汐を取入れて周期的に上下する水面を構成する。そしてこの水面上を一次元的気象擾乱が岸に向かって進むときに生じる高潮を計算し、これを以て氾濫面積と潮汐をもつ海域での高潮、その理想化、と看做すのである。

そこで氾濫と潮汐の取入れ方法であるが、まず氾濫現象を見るに、計算境界としての汀線が時間とともに絶えず変動する取扱いは不便であるばかりでなく、波浪の存在によって不明瞭である。従って適当の位置にこれを固定すべきであって、すると固定境界線上においてこれを越して広がる氾濫を適切に表現することが吾々の問題となる。従来海岸高潮の計算においては、使用する水力学的な方程式の成立する限度において水の存在を打ち切り、計算の結果この打ち切り位置で見出した水位を以て海岸高潮の代表値とするのであるが、実際の水はこの仮定に関りなくその内側に向かって氾濫し、海岸状況によってはこの氾濫水は多大である。

一般に計算式は線型化して用いられ、これは現在のところ止むを得ない処置であり、この線型近似の

* 京都大学名誉教授

† 九州大学名誉教授

‡ 九州大学助教授，応用力学研究所

§ 九州大学助手，応用力学研究所

成立のための要件は、第一に取扱う全水域に亘って水深が十分に大きく、これに較べて水面の昇降が小さい分数に過ぎないことである。従って砂浜に潮が寄せる如き場合には、充分の沖合に仮想防潮堤を設けて水の存在を打切る必要があり、このため実情とはかなり異った境界条件の下での計算を余儀なくされることとなる。

簡単のため今後この仮想防潮堤の内側を氾濫域、その水を氾濫水とよぶことにすれば、この氾濫を伴う仮想防潮堤上の水位と、同じ位置に実際に防潮堤を構築したときの水位とは何ほどの異差は示すであろう。高潮の予報は海岸付近において正確であるべき課題であるから、この差異の検討は必要な考察の一つと考えらるべきである。

仮想防潮堤は線型近似計算の性格上止むを得ないこととすれば、そこにおける境界条件を適切に設けることによって、氾濫の事実を近似的に取入れることの可能性が大切な問題となる。それゆえここにその一つの試案を提出しよう。すなわち氾濫の事実を仮想防潮堤の位置での境界条件で表現し、その精度について若干の吟味を行うこととしたが、これが吾々の第一の目的である。

吾々のもう一つの目的は、潮汐の存在によって生ずる高潮の増減である。漸次に浅くなる水域を通じて上陸する台風に対しては、その進行速度に同調する長波速度の水深域が存在し、ここにおいて集積した異常な高潮（いわゆる共鳴高潮）が、拡散するひま無しに岸に襲来する場合が予想せられ、その大小は専ら水深に左右せられる。従って潮汐が高潮に直接に関与する可能性が大きく、これを計算例によって確かめることが第二の目的である。

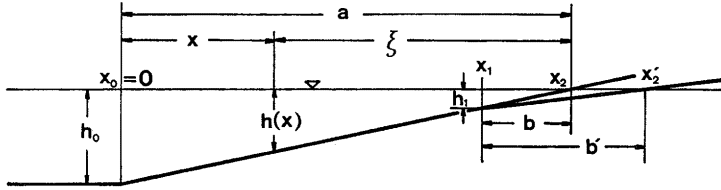
ここで問題となるのは潮汐の取入れ方法であるが、潮汐の時間的変化に対して気象擾乱は充分速かに変化するという一般的情况を考慮して、潮汐に対しては時間的変化を無視した水位だけを取入れることが、充分の近似処置であろう。従って準定常的な水深分布をもつ水面上を動いて行く擾乱の効果が吾々の計算主題である。

同調水深の高潮効果については既に公表した吾々の計算があるので、それ単独の取扱いは引用に止め、それと海岸条件との組合せに於て、数値的な例題計算を行うこととした。これがモデル水域での高潮の理論値であって、氾濫面積も同調効果も共に無視出来ない場合の存在を示唆しているようである。計算が二次元水域についてであるために、直ちに実在の港湾への言及は避けるべきであるが、氾濫効果は扇形に2次的に拡がる氾濫域において大きく、同調効果は複雑な水深分布の2次元水域において減少するのが一般的であろう。

2. 氾濫域の導入

一例として第1図のような底面傾斜の二次元水路を取上げる。試みようとする氾濫域や同調水深の存在が、簡単な計算で示されるのはこのような場合であり、2次元的水深変化をもつ港湾に対してこれらの効果が、或は強められ或は弱められる有様は、後日の問題とせざるを得ない複雑な問題である。

吾々の第一目的はこの水域の右端付近の条件であって、このためには $x_0 (=0)$ の位置に堤防を仮想して、水域が底面傾斜の湖として起す静振の変化を考える。一般的な運動方程式については次節で言及することとし、ここでは水面上昇 $\eta(x, t)$ 、平均流速 $u(x, t)$ が、 $\psi = hu$ を用いて



第1図. 水域の配置と記号

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -gh \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (1)$$

に従うという近似を使用する。 x は上図 $x_0 (=0)$ を原点とした右向き水平軸、 $h(x)$ は水深であって、従って ψ は水路断面の流量である。 g は重力加速度、 t は時間。 静振に対してこの方程式が充分精密であることはよく知られたところである。 図に示した補助変数 ξ :

$$\xi = a - x \quad (2)$$

を用いれば(1)は又

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = gh \frac{\partial \eta}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \quad (1')$$

と書かれ、水深の分布は

$$h = \frac{h_0}{a}(a-x) = \frac{h_0}{a}\xi \quad (3)$$

である。

(1') の両式から ψ を消去して η の方程式をつくれれば、(3)を用いて

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \frac{gh_0}{a} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) \quad (4)$$

となり、これから η の振動解を求めて、従って(1')から ψ をも求めれば、よく知られた Bessel 関数を用いて

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \cos(\sigma t) \{ C_1 J_0(2\kappa\sqrt{\xi}) + C_2 Y_0(2\kappa\sqrt{\xi}) \} \\ \psi &= -\sin(\sigma t) \sqrt{gh} \{ C_1 J_1(2\kappa\sqrt{\xi}) + C_2 Y_1(2\kappa\sqrt{\xi}) \} \end{aligned} \right\} (5)$$

であって、ここに κ は

$$\kappa = \sqrt{\frac{a}{gh_0}} \cdot \sigma = \sqrt{\frac{b}{gh_1}} \sigma \quad (6)$$

で定義せられ、 σ は静脈振動の円周波数である。 その他の定数は第1図の中に示されている。

以上の線型方程式とその解は、波高が水深に較べて充分に小さいことを基礎として、単純化された近似式である。従って右端の境界を水深ゼロの $x = x_2$ まで延長することは無理であり、取扱う波高よりも充分に大きい水深のところまで打切る必要がある。すなわち潮の干満、高潮の上下に関らず充分の水深を保っている位置 $x = x_1 (h = h_1)$ まで上記の流体力学計算を用い、それより右(浜辺寄り)の状況

は、 $x = x_1$ における境界条件を適切にえらぶことによって、実況との一致を目指すべきものと考えられる。

この $x = x_1$ より右側の水域をここでは氾濫域と呼ぶことにする。海岸線に起る普通の氾濫域を更に拡張した、計算上の水域である。この水域が小さくて無視しうるときに一般に採用される仮想防潮堤の計算手段が成立するのであるが、地形によってはそれが許されない場合があり、このとき氾濫域の問題が起るのである。

ところで水面の上下が緩やかなときには、海岸付近の水面は殆んど水平面のままで上下することが明らかであるから、これをそのまま境界条件として採用し、境界線上の水面が氾濫水の水面と同じ高さであるように、境界面における全水深を横切って水が流出入するものと仮定することが出来る。これに反して境界線上の水位変化が急速に起るときには、境界線を越して流出入する水量は上の場合に較べて小量となり、変化が急速であるほど益々減少することが明らかである。この事実を境界条件として表現すれば、境界面の流出入水量が上記の緩やかな場合に較べて m 倍 ($0 < m \leq 1$) となることである。この m を取入れて氾濫広さ (距離) $b(y)$ の条件を書けば

$$x = x_1: (h + \eta)u = mb(y) \Big|_{y=h+\eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (7)$$

であって、この境界条件の助けを借りて、流体力学の及ばない氾濫域の事情を計算に盛り込むことが出来る。

そこでこの境界条件の吟味を、現在の底面傾斜の湖の静振において行って見よう。すなわち右境界線の位置 $x = x_1 (\xi = b)$ での境界条件が $\psi = 0$ の場合と、そこで (7)、簡単のために $m = 1$ とし、

$$\xi = b: (h_1 + \eta)u = \frac{b}{h_1} (h_1 + \eta) \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{i.e.} \quad \psi = b \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (7')$$

が課せられる場合とについて、静振の周期と振幅の差異を問題にするのである。ここでは単純な比較のために b として第 1 図の $\overline{x_1 x_2}$ を採ったが、それが任意の $\overline{x_1 x'_1}$ 、すなわち b' であっても、或は mb' を b と考えても、取扱いは同じである。

まず $x = x_0 (= 0)$ に直立壁をおけば (5) 式の C_1, C_2 は、任意定数 C を用いて

$$C_1 = C Y_1(2\kappa \sqrt{a}), \quad C_2 = -C J_1(2\kappa \sqrt{a}) \quad (8)$$

となり、この壁面における水位 $\eta(0, t)$ は

$$x = 0: \eta = C \cos(\sigma t) \left(-\frac{\sqrt{gh_0}}{\pi a \sigma} \right) \quad (9)$$

となるから、この振幅を単位に定めれば

$$C = -\frac{\pi a \sigma}{\sqrt{gh_0}} = -\frac{\pi}{2} \chi \quad (9')$$

であって、 χ は

$$\chi = 2\kappa \sqrt{a} \quad (10)$$

である。以下では $x=0$ 端の振幅を上如く単位に保ったままで、右端の条件によって起る振動の変化を問題とするのである。

そこで先ず $x_1 = a - b(\xi = b)$ に仮想防潮堤をおけば、そこに於て $\psi = 0$ であるから、(5) と (8) を用いて

$$Y_1(2\kappa\sqrt{a})J_1(2\kappa\sqrt{b}) - J_1(2\kappa\sqrt{a})Y_1(2\kappa\sqrt{b}) = 0 \quad (11)$$

が見出され、これに反してここに氾濫条件 (7') を課することとすれば、(7') に (5)、(8) を用いて

$$Y_1(2\kappa\sqrt{a})J_2(2\kappa\sqrt{b}) - J_1(2\kappa\sqrt{a})Y_2(2\kappa\sqrt{b}) = 0 \quad (12)$$

となる。(11)、(12) に (10) の χ を取入れれば、それぞれの場合の χ を b/a の値に応じて決定する式：

$$Y_1(\chi)J_1\left(\sqrt{\frac{b}{a}}\chi\right) - J_1(\chi)Y_1\left(\sqrt{\frac{b}{a}}\chi\right) = 0 \quad (13)$$

$$Y_1(\chi)J_2\left(\sqrt{\frac{b}{a}}\chi\right) - J_1(\chi)Y_2\left(\sqrt{\frac{b}{a}}\chi\right) = 0 \quad (13')$$

が見出される。

これらをそれぞれの場合の静振の、右端 $x = x_1(\xi = b)$ における振幅は (8) (9') を (5) 第 1 式に代入し、 $\xi = b$ での表現を求めて

$$\eta(x_1, t) = A \cos(\sigma t), A = \left(-\frac{\pi}{2}\chi\right) \left\{ Y_1(\chi)J_0\left(\sqrt{\frac{b}{a}}\chi\right)J_1(\chi)Y_0\left(\sqrt{\frac{b}{a}}\chi\right) \right\} \quad (14)$$

が見出され、又それぞれの静振の周期は σ に、従って χ に、逆比例することは明らかである。

そこで右端条件の違いによる静振の変化を調べる。防潮堤の場合を 1、氾濫域の場合を 2 として区別する。それぞれの場合にも、振動の模様は b/a の値に従って次第に変化し、その有様は第 1 表に示す如くである。

この表に示したのは最低次の静振だけであって、進行波として見れば波長は $2a$ の長波に当る。従って $b/2a$ が波長に対する氾濫域の奥行きと見積られる。そしてこの表から見ると、 $b/2a$ が 5% 程度

第 1 表. 岸条件による静振の差違. $\sigma_0 = 1.916\sqrt{gh_0}/a$ であって、 $b=0$ のときの静振の円周波数.

b/a	$\sqrt{b/a}$	χ_1	χ_2	σ_1/σ_0	σ_2/σ_0	A_1	A_2
0.00	0.00	3.832	3.832	1.000	1.000	-2.483	-2.483
0.01	0.1	3.941	3.834	1.029	1.001	-2.241	-2.390
0.04	0.2	4.236	3.861	1.105	1.008	-1.950	-2.125
0.09	0.3	4.706	3.956	1.228	1.032	-1.717	-1.763
0.16	0.4	5.391	4.165	1.407	1.087	-1.538	-1.388
0.25	0.5	6.394	4.547	1.669	1.187	-1.397	-1.046

までは防潮堤も氾濫域も、岸での反射には殆んど差異がなくて、むしろ防潮堤の方が僅かに低い水位を示す。しかしこの比が5%を越すと、両者の差は次第に増加し、氾濫仮定の水位が低く見出されることがわかる。氾濫域すなわち計算境界から内側の水の広さ b に対して入射波の波長が $10b$ より小さいとき、例えば 2 km の b に対して入射波長が 20 km より小さい成分を含んでいるとき、その成分は低く押えられることとなり、従って入射潮位の急峻な部分が切りならされて全体として高潮の値を低く与える作用を持つことが予期されるのであるが、これは定性的な考察の裏付けと見てよいであろう。

更に一つ注目すべき点は、振動周期の岸条件による変動についてである。岸を沖を進めて防潮堤を仮想すれば、潮波は実際よりも時間的にはやく反射し、それが静振周期に反映することは σ_1/σ_0 欄の数値が明らかに示している。これに対して σ_2/σ_0 の数値は顕著な一定性を示しているが、これは仮想上の境界線の位置の選定が全体としての水運動に大きい変化を起さないという、好ましい事情を示しているように見える。

3. 擾乱進行速度の同調

一次元の水道に沿って気象擾乱が上陸する場合の高潮を扱うために、流体の運動方程式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ p &= \rho g(y + \eta + P) \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

から出発する。 (x, y) と (u, v) は水平及び鉛直方向の位置と速度、 ρ は海水密度、 g は重力加速度、そして P は水柱高で表わした気圧である。海水面に風の応力 T_s が働き、水底面では水運動への入り摩擦力 T_b が働くこと常の如くであるとする。

計算を簡単にするため方程式系を y について、 $y = -h$ から $y = \eta$ まで積分して、平均化する。その際の平均量を \bar{u}, \bar{u}^2 の如く表現する。詳細は吾々の旧稿¹⁾にゆずることとするが、 u の y 分布が概して一様であって、従って \bar{u}^2 を \bar{u}^2 で置きかえうという基本仮定を取入れれば、結果として方程式系は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} &= -g \frac{\partial P}{\partial x} - g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{T_s - T_b}{\rho(h + \eta)} \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x} \{\bar{u}(h + \eta)\} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

に還元される。

そこで更に、殆んどの水域で $|\eta| \ll h$ であることを考慮して $h + \eta$ を h で置きかえ、気象擾乱を

$$P + \int^x \frac{T_s}{\rho g h} dx = Q(x, t) \quad (17)$$

に一括すれば、(16) は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} &= -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - g \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{T_b}{\rho h} \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} h) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

となる。これから慣性項と底面摩擦を省けば、先に用いた長波の伝播方程式にほかならず、気象擾乱による駆動力が補充されていて、本節及び次節の吾々の問題の基本方程式である。

この基本方程式を用いて、先に引用した文献において、吾々は同調水深を通過する際に擾乱によって生ずる高潮の吟味を行った。すなわち擾乱の進行速度 V と長波の伝播速度 \sqrt{gh} が一致する位置を通過して擾乱が浅水に入るとき、同伴して来た高潮は同調位置に近づくと共に高くなりはじめ、浅水域の端において最高に達することが見出された。これは物理的に見れば、擾乱の吸上げつづける水の盛り上がり、波速の落ちて来る関係上次第に集積する現象である。従ってこの高潮は \sqrt{gh} の分布によって強く支配せられ、水深の変化、すなわち潮汐の存在が関係を持って来るのである。

吾々の前報告においては、次節の取扱いと同様に、擾乱が直線傾斜底面の水上を岸に近づく場合を扱い、同時にこの同調高潮に対する底面摩擦と慣性項の影響が調べられたが、底面摩擦の省略は十分に許されること、慣性項省略の影響は無視しえないけれども、大勢を左右するものではなくて、そのもり上り位置、水面形状などは殆んど同一であり、唯潮位が場所によって最高 15% 程度低く見積られた。そして事情によっては逆にいくらか高くなる可能性が残されているというに過ぎない。そこで次の吾々の計算においては、慣性項と底面摩擦を、安全に省略できるものとする。

4. 進行擾乱による高潮

吾々の本題、すなわち水深の差違と岸条件の取替えとが高潮に及ぼす効果の相違を計算するのであるが、この相違が明瞭に認められるのは、やはり単純な第 1 図の水域においてである。この理想化された水域においては単純な計算を用いて、求める効果を明瞭な数値として眺めることが出来るのであって、以下にこれを述べよう。

第 1 図の水路において x_1 を x_0 から 20 km の点とし、ここを計算上の岸とする。 $h_0=40$ m, $h_1=3$ m とし、これを満潮時とすれば、満潮時の水深はメートルで測って

$$h(x) = 40 - 1.85x \quad (x \text{ はキロ単位}) \quad (19)$$

である。そしてこの時の氾濫域は $\overline{x_1 x'_1} = b' = 3$ km を用いるものとする。干潮時に対してはこの満潮時から全域に亘って水深 2 m を減少しよう。すなわち水深は

$$h(x) = 38 - 1.85x \quad (x \text{ はキロ単位}) \quad (19')$$

であり、氾濫域には $b'=1$ km を使用することとなる。

次に気象擾乱 Q が不変の強さを保って定速 V で進み、すなわち $Q(x-Vt)$ であるとし、これが上述の水路に沿って進行、上陸するのであるが、ここでは Q が気圧勾配であるか、或は風の歪力であるかは問題にする必要はなく、又方程式が線型化されたために、 Q に対しては計算に便利な代表的な

形を採用し、その強さも適当な単位量に定めておいて、必要な際には結果を定数倍すればよい。それゆえ

$$\begin{cases} Q(x, t) = -Q_0 \left\{ 1 - \cos \left[\frac{\pi}{L} (x - Vt) \right] \right\} & (-2L \leq x - Vt \leq 0) \\ 0 & (\text{その外}) \end{cases} \quad (20)$$

とし、ここに $Q_0 = 10 \text{ cm}$, $L = 10 \text{ km}$, $V = 14 \text{ m/sec}$ (時速約 50 km) を用いることとする。計算のはじめ ($t = 0$) に Q の前端が丁度 $x = x_0 = 0$ に差ししかかっている。同調水深は 20 m であるから、満潮時には $x = 10.81 \text{ km}$, 干潮時には $x = 9.73 \text{ km}$ であって、大よそ斜底面の中央付近に位置して大差ない。

ここに用いる計算式は、既に述べた如く、(18) から慣性項と底面摩擦を削除した式であり、流量 $\psi = h\bar{u}$ と波速 $c = \sqrt{gh}$ を用いて

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + c^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} = -c^2 \frac{\partial Q}{\partial x}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (21)$$

と書かれる。 x の積分域は (x_0, x_1) , すなわち $(0, 20 \text{ km})$ である。

次は境界条件と初期条件。まず $x_0 (=0)$ では $x < x_0$ からの入射を知る必要があるが、この入射が多であるべき特別の原因が無い限り、計算結果に大きく響くことは無いであろう。ここでは擾乱が $x < x_0$ から水路に沿うて、一定水深一定強さの下で x_0 に差しかかるものとしよう。波速 $c(0)$ の水上を (20) の擾乱が伴って来る定常高潮 $Z(x - Vt)$ は

$$Z(x - Vt) = -\frac{Q(x - Vt)}{1 - \left(\frac{V}{c(0)}\right)^2} \quad (22)$$

であって、 $c(0)$ の値は満潮 19.8 m/sec, 干潮 19.3 m/sec である。

そこで $x_0 = 0$ での境界条件をつくろう。 $x > 0$ での水位と流量の表式が $x_0 = 0$ において持つ値を $\eta(x_0, t), \psi(x_0, t)$ とする。(22) が $x_0 = 0$ で持つ水位 $Z(x_0 - Vt)$, 流量 $VZ(x_0 - Vt)$, そこでの $x < 0$ への反射波

$$\eta = \eta_0(x_0 + c(0)t), \quad \psi = -c(0)\eta_0(x_0 + c(0)t)$$

であるから、 $x_0 = 0$ の左右での η と ψ の連続性を書けば

$$Z(x_0 - Vt) + \eta_0(x_0 + c(0)t) = \eta(x_0, t)$$

$$VZ(x_0 - Vt) - c(0)\eta_0(x_0 + c(0)t) = \psi(x_0, t)$$

となり、両式から η_0 を消去して

$$x_0 = 0: \psi(x_0, t) + c(0)\eta(x_0, t) = \{c(0) + V\}Z(x_0 - Vt) \quad (23)$$

が成立、これが $x_0 = 0$ における境界条件である。

次に $x = x_1$ での条件であるが、それは直ちに書き下される。すなわちそこに防潮堤を考えるときは

$$x = x_1: \psi = 0 \quad (24)$$

であり、そこに與行き b' の氾濫面積を考えるとときには (7') であり、それは直ちに書きかえられて

$$x = x_1 : \psi = -b' \frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{25}$$

となる。

最後に初期条件が (x_0, x_1) すなわち $(0, 20 \text{ km})$ で

$$t = 0 : \psi = 0, \eta = 0 \tag{26}$$

であることは明らか。

この計算は計算機を用いて行い、従って諸式を差分化したのであるが、取扱いはかなり一般的であるので、要点だけを書留めよう。距離の差分 $\Delta x = 250 \text{ m}$ 、従って $x_0 = 0$ を $n = 0$ として $x_1 = 20 \text{ km}$ は $n = 80$ 。時間差分 Δt への制限 $\Delta x / \Delta t > \sqrt{2gh_{\max}} = 28 \text{ m/sec}$ を充すように $V\Delta t = 120 \text{ m}$ ($\Delta t = 8.57 \text{ sec}$) に定め、時間は擾乱の先端が $x_0 = 0$ に達したときを時間 step p のゼロ点とする。擾乱の末尾が x_1 を去る時刻は 333.3 番目の step であるから、時間積分は $p = 350$ までとした。

方程式の差分化は

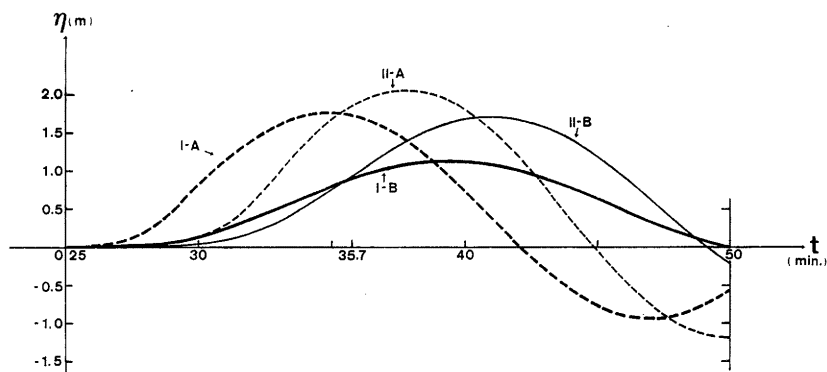
$$\left. \begin{aligned} \psi_n^p &= \psi_n^{p-1} - \frac{\Delta t}{\Delta x} g h_n (\eta_n^{p+1} - \eta_n^{p-1}) - \left[\frac{\partial Q}{\partial x} \right]_n^p \Delta x \\ \eta_n^p &= \eta_n^{p-1} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\psi_n^p - \psi_{n-1}^p) \end{aligned} \right\} \tag{27}$$

となり、境界条件のそれは $n = 0$ で

$$\psi_0^p + c(0)\eta_0^p = (c(0) + V) Z_0^p, Z_0^p = -\frac{Q_0^p}{1 - \left(\frac{V}{c(0)}\right)^2} \tag{28}$$

$n = 80$ で

$$(i) \psi_{80}^p = 0, \text{ 又は } (ii) \psi_{80}^p = \frac{b'}{b' + \Delta x} \psi_{79}^p \tag{29}$$



第2図. 岸 ($x = x_1$) における $\eta(t)$. I 満潮, II 干潮; A 防潮堤, B 氾濫域.

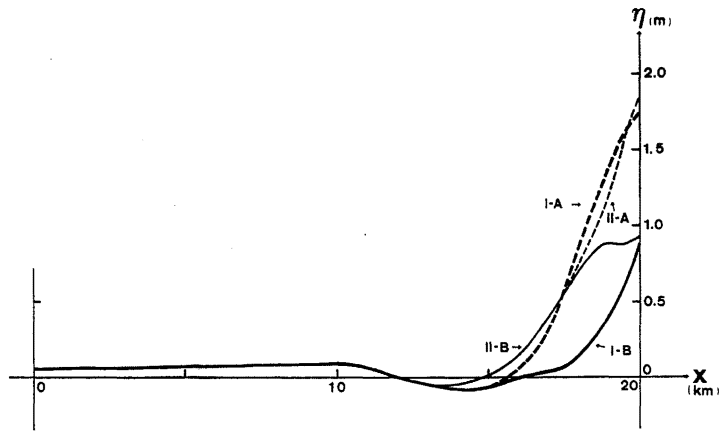
である。初期条件が $\psi_n^0 = \eta_n^0 = 0$ は勿論であり、計算の進行は容易であって、 $p-1$ step の値から p step の ψ_p を、つづいて η_p を求めればよい。

計算結果の若干を述べよう。

第一に、海岸 ($x = x_1$) の潮位の時間的变化は第2図に見る如くである。潮の干満と海岸条件が、それぞれ同程度に岸の潮位を支配しているのが認められる。最高潮位とその時刻を示せば第2表の如くであって、 $x_0=0$ から入射した同伴の潮位は、干潮満潮とも殆んど同一の 42.2 cm と 40.0 cm であったから、上表の時刻と最高潮位の変動は水深の差と岸 ($x = x_1$) における境界条件の差によることは明らかである。

第2表. 最高潮位の比較

	防 潮 堤		氾 濫 域	
	波 高	時 刻	波 高	時 刻
満 潮	1.76 m	33.8 min.	1.13 m	39.4 min.
干 潮	2.06 m	37.7 min.	1.71 m	41.0 min.



第3図. $t=35.7$ min. における $\eta(x)$. I 満潮, II 干潮; A 防潮堤, B 氾濫域.

第3図は $t=35.7$ min における全水路の水位分布図であって、これは擾乱の中心が丁度岸 $x = x_1$ の上にある瞬間である。この位置は第2図にも示されていて、時間と位置の対応を若干推察せしめる。第3図の潮は岸の手前 5 km の間に盛上っており、それらの一半が更に速度 \sqrt{gh} で近づき反射して第2図の後半をえがく。両図ともに潮汐と岸条件の差異がそれぞれ異った高潮を招来している有様を示している。

このようにして、水深分布と岸条件は、現実の事情によく一致せしめる必要のあることを理解するのである。

干潮時の水深の選択が少し浅過ぎたために、第2図に見られる如く防潮堤を置いた境界条件の場合に水深の負値を招くこととなったが、これはまた防潮堤を更に沖へ移動すべきことを示唆しているものと

も考えられるのである。

謝 辞

本研究所光易恒教授の与えられた好意ある御示唆と文献上の便宜を、厚く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) Yamada, H., Okabe, J. and Kumazawa, M.: *On the resonance effect in a storm surge (Part I)*, Bull. Disaster Prevention Res. Inst. Kyoto Univ. **15** No. 89 (1965) 45.
Yamada, H. and Okabe, J.: *On the resonance effect in a storm surge (Part II)*, Bull. Disaster Prevention Res. Inst. Kyoto Univ. **15** No. 94 (1965) 59.

(昭和 59 年 5 月 31 日 受理)