

# 高潮の河川遡上について

大阪大学工学部 村岡浩爾

自然災害の最も大きなものに台風による災害がある。台風シーズンというなじみの言葉があるにもかかわらず、対風対策は未だ完璧なものとはいえず超大台風の猛威にはわれわれは常に相当の被害を覚悟せねばならない。それは  $10^{25}$ erg という order をもつ台風のエネルギーを完全に潰し、或いは有益なエネルギーに変えるという離れ業が、現在人間には出来ない相談であるからでもあるが、人間があえて危険の集中する場所に都市を拡大していながらその防災能力と台風の力とのアンバランスを認めないわけにはいかないからである。

台風による災害は主として風、雨、台風高潮によるものである。そのいずれをとっても被害は膨大なものであるが、防災の立場から科学的な特性の研究で最も未知の問題を多く含むものはやはり高潮であろう。高潮はいうまでもなく台風という気象現象に起因する海洋現象であるから、台風の研究と平行して気象学、海洋学の分野で古くから解析はなされている。しかし、工学的な立場からすると、戦後海岸工学の分野で著しい発展をとげ、現在でも取り上げるべき問題の多い課題である。

台風を地域的に分類すると次のようである。

1. 外海での高潮
2. 沿岸及び湾内での高潮
3. 港湾等、遮へいされた水域での高潮
4. 河川を遡上する高潮

高潮は、外海ではもっぱら気象条件、即ち気圧低下と風の吹き寄せ効果による動的水位上昇として扱われるが、沿岸に近づくと地形の影響が大きく作用する。それは日本の太平洋沿岸では、東京湾、伊勢湾、大阪湾、有明海等で大きな高潮が観測されることからわかるように適度の大きさをもった湾内では気象条件の外に、湾の副振動、湾形の変断面効果、海底摩擦の影響などが加わり高潮特性を一層複雑にしている。このような高潮は、直接沿岸の被害の対象となるので、ここ数年来モデル台風によって電子計算機による厳密解を求め実用に供している。それと共に、更に高潮の本質を基礎的に研究するため、精巧な模型実験による観察が進められる動きもあり非常に有益なことである。

高潮が最も高い波高を伴って湾奥に到達した場合、そ

こに位置する大都会が一番怖れることに、高潮が防潮堤や防潮壁を越流したり破壊したりしないだろうかということである。大阪湾の場合、市街地河川の大小をかかえていて、そのどの箇所が破壊しても大地域の浸水をまぬがれないのであるから、高潮の河川遡上については経験的な対策法だけでなくもっと理論的基礎研究が進められなければならないわけである。この小文では高潮研究の中では最も未知の問題の多い遡上高潮について、比較資料の揃っている大阪を対象に、問題を解決する一つの手だてを作りたいた所存である。

## 1. 高潮の河川侵入時の気象状態

大阪湾で、偏差(観測潮位から推算潮位を引いたもの)が約 1 m 以上の高潮が起ったのは、昭和 9 年室戸台風以来十数箇あるがそのいずれをとっても、大阪で最低気圧の観測した時刻より遅れて高潮のピークを観測している。表 1 はこれらの大きな高潮を起した台風の気象観測の資料である<sup>1)</sup>。中型台風では一時間以上の時間的遅れを示しているが、室戸、第二室戸のように超大台風では遅れは 20 分前後である。図 1 では気圧最低観測時刻と高潮ピーク観測時刻との時間差:  $\Delta t$  と偏差:  $\zeta$  との関係を示したものである。一般に長波では波高の大きい波の波頂部分の伝播速度は波高の小さい波に比べて大きいとそれにしても  $\Delta t$  があまりにもかけ離れているようである。表 2 は主要台風の大阪付近を通過する時の進行速度を示したものであるか<sup>2)</sup>、長波の伝播速度と台風移動速度とがほぼ等しいときには共振現象のように高潮の波高

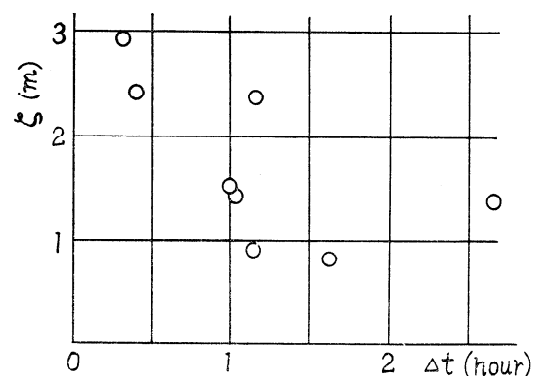


図 1

表 1 大阪湾で顕著な高潮を伴った台風

年 月 日 (昭和)	台 風	最 低 気 圧	気 圧 最 低 時 刻	高 潮 ピ ーク 時 刻	潮 位 O. P.	最 偏 大 差	気 圧, 高 潮 ピ ーク の 時 間 ず れ Δt
年 月 日		mb	時 分	時 分	m	m	時 間 分
9. 9. 21	室 戸	954.3	7.55	8.14	5.10	2.92	0. 19
19. 9. 17		986.0	15.00	16.00	2.80	1.50	1. 00
25. 9. 3	ジエーン	970.3	12.03	13.13	3.85	2.37	1. 10
28. 9. 25	5,313 号	977.4	17.10	19.31	—	—	2. 21
29. 9. 26	洞 爺 丸	988.3	7.48	8.50	2.84	1.46	1. 02
31. 8. 17	5,609 号	991.4	16.16	17.25	2.69	0.88	1. 09
33. 8. 25~26	5,817 号	985.1	21.41	21.45	2.49	—	0. 31
34. 9. 26	伊 勢 湾	956.4	20.03	22.00	2.54	0.83	1. 57
35. 8. 29	6,016 号	992.4	18.01	20.40	2.80	1.06	2. 39
36. 9. 16	第 二 室 戸	937.3	13.29	13.53	4.12	2.41	0. 24

表 2 大阪附近における台風進行速度

台 風	進 行 速 度
室 戸	70km/hour
ジエーン	64 ッ
伊 勢 湾	73 ッ
洞 爺 丸	60 ッ
1 5 号	30 ッ
第 2 室 戸	60 ッ

は大きくなることが予想される<sup>3)</sup>。大阪湾（平均水深： $H=27\text{ m}$ ）と安治川（ $H=5\text{ m}$ ）での長波の伝播速度： $C$ を比較してみると次の如くである。

大阪湾  $C = \sqrt{gH} = 19.1\text{ m/sec} \approx 60\text{ km/hour}$

安治川  $C = \sqrt{gH} = 7.0\text{ m/sec} \approx 25\text{ km/hour}$

このように長波では湾内と河川ではその伝播速度には大きなひらきがあり、台風の移動速度が高潮伝播と共振状態となり干渉し合うのは湾内の高潮の場合のみと考えられ、河川での高潮では影響が少ないであろう。更に表 2 から明らかなように、ある時差を以って高潮ピークが河口に到達した頃には、気圧傾度の著しい台風中心は比較的遠くにあるとみなし得る。河川遡上高潮で工学的に問題となるのは、河口から 10km 前後の区間の市街地河川で高潮波形の変形を解明する点にあるため、たとえ台風内域で高潮遡上が起っても带状短区間の水域をもつ市街地河川では台風の気象変化に左右される怖れはないと思われる。

以上の考察をまとめてみると

- (1) 遡上高潮の伝播速度は台風移動速度に比して小さい。
- (2) 高潮ピークの遡上時には台風中心部は市街地河川を遠く離れている。
- (3) 台風の地域的規模に対し市街地河川の水域は局所的である。

このような観察をすると、少なくとも高潮の河川遡上のみを理論的に扱う場合、台風による気象変化はその変形機構に大きな影響を与えず、純粋に水理学的な立場から考察して差しつかえないであろう。

## 2. 遡上高潮の水理特性

高潮の河川遡上現象に関して水理学的に特徴のある点は、流れに逆って波が伝わることである。従って静水中を伝わる波と異なって壁面摩擦や流体の内部摩擦に関する抵抗の機構が複雑で高潮波形は短い区間で大きく変形することになる。図-2a, 2b は昭和36年の第二室戸

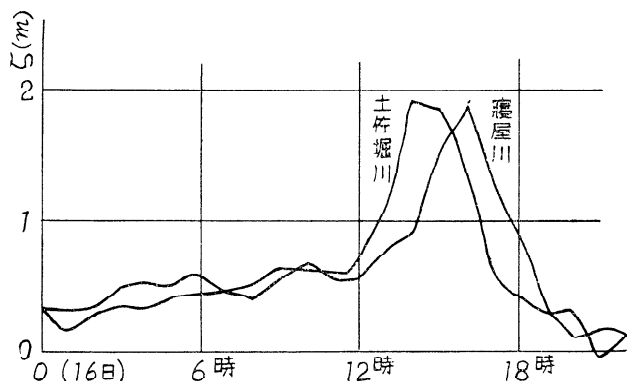
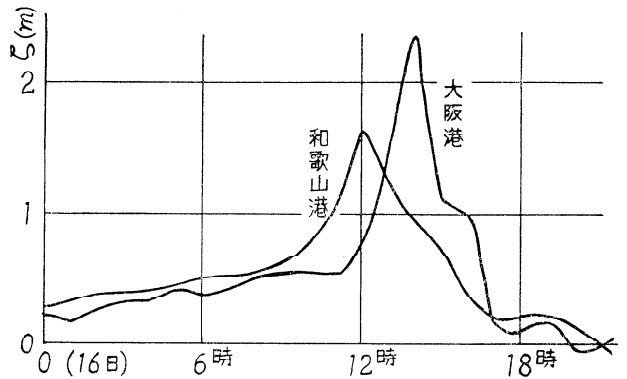


図 2 a, b

台風による高潮の偏差を各時刻について記録したものを表わしている<sup>4)</sup>。和歌山港での記録は高潮が大阪港に侵入する時の、また大阪港での記録は湾奥、即ち河口に侵入する時の、また土佐堀、寝屋川での記録は河川を遡上しつつある時の状態を示す代表的な地点の資料である。これらの変形状態を検討してみると、和歌山港ではやや扁平で偏差の小さい高潮が、気象や地形の影響で大阪港では鋭く偏差の大きい高潮になってきてはいるが、偏差の時間的な変化を示す形そのものには大きな変化がなく似ている。その高潮が河川を遡上する時には土佐堀、寝屋川では次の二つの特徴がある。

- (1) 最高偏差の値が短い区間で大きく減少している。
- (2) 波形自体が大きく変形している。

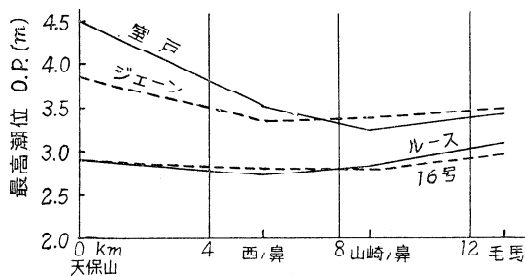


図 3

また、図 3 は主な台風による高潮の最高水位を安治川筋について観測した結果を図に表わしたものである<sup>5)</sup>。この図でもよく示されているように、大阪港（天保山）から河口に侵入する高潮の最高波高の大きいものほど遡上するにつれて減衰は大きい。一般に波が静水中を伝播する場合の波高の減衰を理論的に扱うのは困難であるが特に孤立波の場合、Keulegan は摩擦の影響を専ら水底にそう層境界層内におけるエネルギー損失によるものとして、次式を導いている<sup>6)</sup>。

$$\left(\frac{\eta}{H}\right)^{-\frac{1}{4}} - \left(\frac{\eta_0}{H}\right)^{-\frac{1}{4}} = \frac{1}{12} \left(1 + \frac{2H}{B}\right) \sqrt{\frac{\nu}{g^{\frac{1}{2}} H^{\frac{3}{2}}}} \cdot \frac{x}{H}$$

ただし、 $H$ ：静水深、 $\eta_0$ ：始めの波高、 $\eta$ ：距離  $x$  を伝播した後の波高、 $\nu$ ：水の動粘性係数、 $B$ ：水路巾、 $g$ ：重力の加速度である。この外次元解析によって求められたこれに類似の式や微小振幅論で求められた式があるが、いずれも減衰は図に示す減衰よりも小さい。従って高潮波高の減衰は他にも水理的原因があると云わねばならない。

その一つの原因に、河川固有の流れに高潮が逆らって伝播する場合、水粒子が短い

時間に大きく逆転運動を生ぜしめられるために、河川断面の局所的な変化と相まって水塊の乱れによる内部摩擦によってエネルギーが消費する点にあると考えられる。そして直感的判断によって推察されるように、河川及び高潮の相対流速が大きい程、減衰は大きいであろう。このことを実証する記録として図 4a、4b をあげる<sup>7)</sup>。これは高潮ではなく潮汐振動についての記録である。即ち毛馬の開門から放水される約  $80 \text{ m}^3/\text{sec}$  の流量を持つ安治川筋の平水時と、上流の流域の降雨によって大流量を生じた高水時について、潮汐の干満差が川筋に沿ってどのように変化するか調べたものであるが、明きらかに高水時、即ち初期流速の大きい程振幅の減衰は著しい。

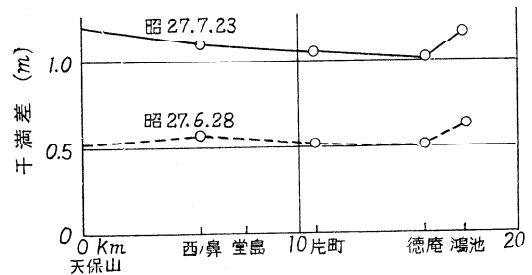
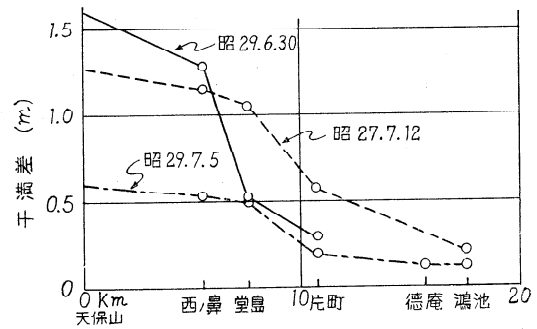


図 4a (高水時) 図 4b (平水時)

大阪湾に大きい高潮のある時は安治川の固有流量は一般に小さいようである。それは大きい高潮が起る時は台風であり、雨台風のときは高潮は小さくなく、流域の降雨が比較的大きいからである。

上に述べた流れの中の乱れの機構を理論的に説明することは難しい。唯模型実験によって、波高の流れによ

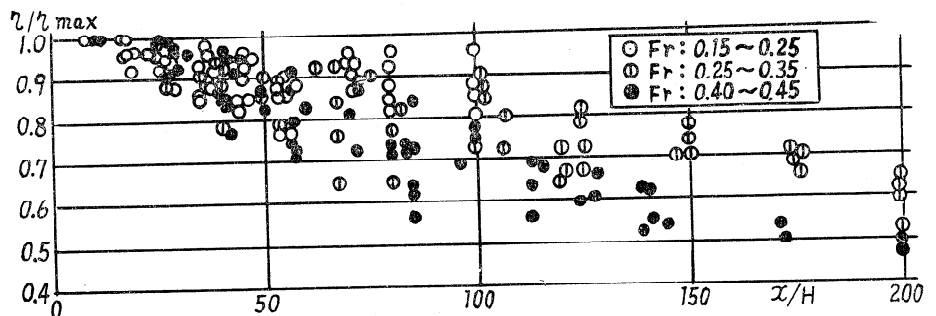


図 5 遡上孤立波高の減衰

る影響を調べることは可能である。孤立波の遡上に関してその減衰度を約 1/50 の一様断面水路模型で調べた結果は図 5 の如くである<sup>9)</sup>。これは流れの等流水深を  $H$  とし、遡上方向の長さ  $x/H$  に対し孤立波高  $\eta$  と初期波高  $\eta_{max}$  との比を実験的にプロットしたものである。等流状態の流速を  $u$  とすると流れの大きさを示す無次元数はフルード数:  $Fr = u/\sqrt{gH}$  で表わされる。孤立波の有効波長は高汐の波長に比べて著しく小さいから直接それらと比較出来ないが、流れの大きさの波形に及ぼす大きな影響が十分予想されであろう。

### 3. 高潮波形の変形と水面形の追跡計算

高潮波高の減衰を促がすと考えられる一つの現象に、伝播に伴う波形自体の変形がある。これは、微小波高の波は通常伝播と共に波形は変化しないとして扱えるが、波高の高い波頂曲率の大きい波はその二次的な要素が顕著に作用して波形が変形することである。

浅水での長波を考え、その水平速度を  $u = u(x, t)$ 、自由表面上昇量を  $\eta = \eta(x, t)$  で示すと、運動方程式及び連続方程式は、図 6 を参照して、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} &= -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x} \{u(\eta+h)\} &= -\frac{\partial \eta}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

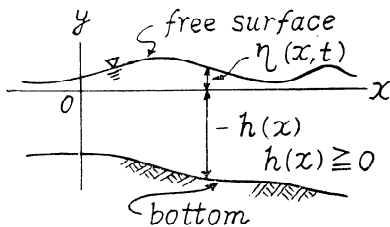


図 6

で表わされる。先に述べた微小振幅長波では、 $u, \eta$  が小さいとしてその二次の項を省略していわゆる波動方程式が得られる。潮汐振動の場合は微小振幅波として差しつかえないが、高潮の場合にはその扱いは出来ない。たとえば(1)式 of 非線型項:  $u(\partial u/\partial x)$  について考えてみると近似的に、

$$u = \sqrt{g/h} \cdot \eta, \quad \partial x = \sqrt{gh} \cdot \partial t$$

と考えると

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\eta}{h} \frac{\partial \eta}{\partial t}$$

となり、 $\partial \eta/\partial t$  は水面上昇速度を表わす。大阪湾についてこの値を考えてみると、潮汐振動では 10 分間に 3 cm 足らずの水位上昇速度であるが、高潮では第二室戸台風時の実測で 15~21 cm もある。従って高潮を水理的に扱うに厳密には(1)によるのが望ましい。(1)の解法には特

性曲線による図解法がある<sup>9)</sup>。それは、

$$C = \sqrt{g(h+\eta)} \quad (2)$$

とにおいて  $\eta$  を  $C$  に変換し、(1)式を整理すれば、

$$\left. \begin{aligned} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (u+C) \frac{\partial}{\partial x} \right\} (u+2C-mt) &= 0 \\ \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (u-C) \frac{\partial}{\partial x} \right\} (u-2C-mt) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここに、 $m$  は底勾配を一様と考えて、

$$m = \frac{\partial}{\partial x} (gh) = \text{const}$$

(2)の意味するところは、その第 1 式については流体中を  $(u+C)$  の速度で運動する点、いい換えれば常微分方程式  $\partial x/\partial t = u+C$  で表わされる線上では函数  $(u+2C-m)$  は一定の値をもつことである。 $x-t$  平面で  $\partial x/\partial t = u+C, \partial x/\partial t = u-C$  の二つの曲線を特性曲線と定義し、 $C_1, C_2$  で表わすと、(3)式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} u+2C-mt &= \text{const. along } C_1 \\ u-2C-mt &= \text{const. along } C_2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

従って与えられた初期条件のもとに  $\Delta x, \Delta t$  を適当に決めて図的に  $x-u$  平面上で  $u, C$  を求めることが出来る。高潮の河川遡上では、河川勾配の複雑性、摩擦損失等のため、直ちにこの図解法に頼ることは出来ない。ここでは波形の変化のみを考えることにして、ごく単純に一様静水路を伝わる高潮の如き大きな波高を持つ single hump の波について考えてみよう。

即ち、高潮になぞらった波高及び流速を与えるようにピストン作用によって波を起したとして、 $x-t$  平面上のピストンカーブに沿う特性曲線を考えると図 7 の如くなるであろう<sup>10)</sup>。

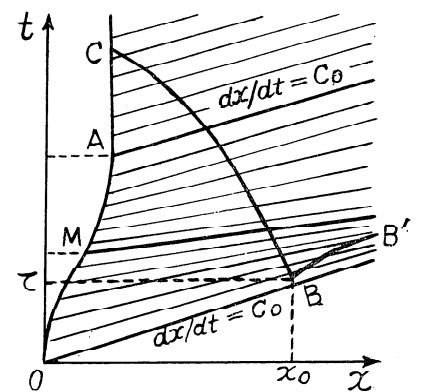


図 7 single hump の特性曲線

図から明らかなように、特性曲線群はその平面上の一点から包絡線を形成する。これは水理的にはこの点で波形が不連続、即ち砕波現象を起すことを意味する。従って波高の大きな波は、何時かどこかで砕波することになり、砕波に至るまで波形は変形を続ける。

さて、高潮のような大きな波高をもつ波が一様断面水路を伝わる場合にその変形がどの程度生ずるかを解明するため、(3)式に基づいて数値計算を試みる。 $x-t$  平面

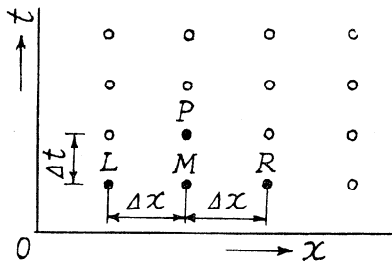


図 8

上の計算格子間隔を安定領域で計算出来ることを前提として、図 8 の如く撰んだ計算点について  $m=0$  とした(3)式を差分式に直し、 $u_p, C_p$  について解くと、

$$\left. \begin{aligned} u_p &= u_M + \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot \Phi \\ C_p &= C_n + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot \Phi \end{aligned} \right\} (5)$$

ここに  $\Phi = (C_M + u_M) \left( \frac{1}{2} u_L - \frac{1}{2} u_M + C_L - C_M \right) + (C_M - u_M) \left( \frac{1}{2} u_M - \frac{1}{2} u_R - C_M + C_R \right)$

初期条件は、 $x$  軸上で

$$\left. \begin{aligned} u &= u(x, 0) = 0 \quad \because u=0 \text{ on } x\text{-axis} \\ C &= C(x, 0) = \sqrt{gh} \quad \because h=\text{const on } x\text{-axis} \end{aligned} \right\} (6a)$$

そして静水深  $h=3.00\text{m}$  とする。

$t$  軸上で

$$C = C(0, t) \quad (6b)$$

(6b) 式は、大阪湾での第二室戸級の台風を想定し、図 2 を参考にして次の如く決定する。

$$\eta = a \sin^2 \frac{\pi}{T} t,$$

$$a = 2.40\text{m}, T = 4 \text{ hour}$$

この  $\eta$  を用いて(2)式より初期条件 (6b) が決まる。格子間隔は市街地河川を想定して全長 16km とし  $\Delta x, \Delta t$  を次のように決定する。

$$\begin{cases} \Delta x = 4 \text{ km} \\ \Delta t = 3 \text{ min} \end{cases}$$

なお、 $t$  軸上の  $u$  の値、 $x=16\text{km}$  での  $u, C$  の値は(5)式において未知点を近似的に隣点からの変化を考慮した値を用いてやらねばならない。このようにして計算点約 300 について数値計算、15分毎の波形を描いたのが図 9、 $x$  の各計算点を通過する時間的水位を表わしたものが図 10 である。図から推察されるように、計算区間 16km 程度では変形は認められるが碎波にまでは至らない。しかし、上に述べて来たようにこの計算では大胆な仮定をしており、河川個有の流れや摩擦損失、断面変化等を無視しているために変形の程度が大きくない。このことは、現に色々特徴をもって大きな減衰を示す遡上高潮が波固有の変形以外にいかにも多くの、そして大きな影響を及ぼ

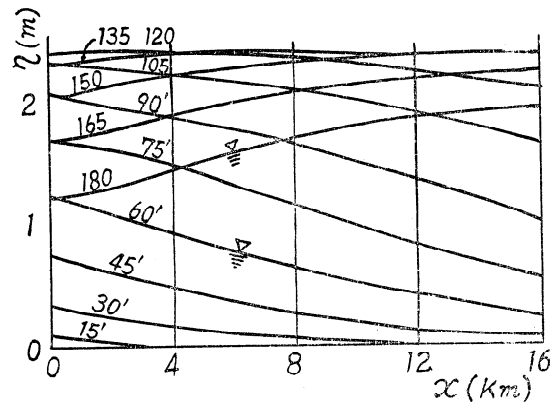


図 9

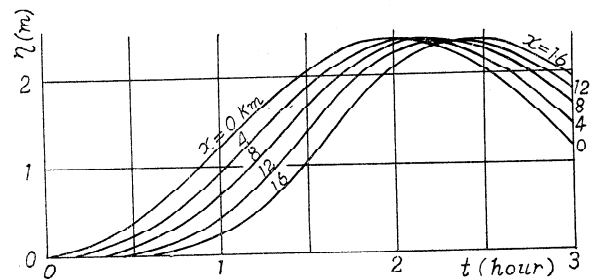


図 10

す要素が関係しているかを示す一つの実証になった。そのような諸問題を含めて遡上高潮を理論解析することは、複雑であるがそれ程遠いことではないと思われる。

## 結 び

各所の高潮の研究の中でも河川遡上高潮はほとんど理論的な研究がなされていない。それは過去の記録から経験的に減衰は早いものであるからとし防潮対策は港湾域のそれに準じて行えばそれで安全であるという考え方に支配されて来たからであろう。しかし大阪の場合、都市改革に平行して市街地河川の変革工事は切り離せないものであり、そうした場合河川の変断面地点等の局所的な危険性は十分予想される。或いは不経済な設計施工防止の意味からも、この分野に関する研究は大いに活潑になるべき必然性をもっていると思う。

災害は忘れられた頃にやって来る。とは昔のこと、災害とは加害力と抵抗力の均衡が破れた時に発生することという定義に従えば、高潮という加害力にまだまだ抵抗し足りない気持である。

## 文 献

- 1) 大阪港の台風記録、大阪市港湾局技術部 (昭和38. 5) p.4
- 2) 大阪湾調査報告書 (技術調査) 資料編 第三港湾建設局 (昭38. 3) p.1 以下
- 3) 田中清「高潮に関する諸問題」海岸工学の最近の進歩 土木学会関西支部 (昭36. 3) p.17
- 4) 第2室戸台風による高潮出水報告 近畿地方建設局 (昭37. 1) p.35 以下 (以下11頁へ続く)

(9頁より)

- 5) 大防海及び市内河川の高潮 近畿地方建設局 (昭36. 2)
- 6) 米間仁編 一般水理学 丸善 p.141
- 7) 低湿地緩流河川の治水論 大阪府土木部 (昭30. 1) p.148
- 8) 室田明・村岡浩爾「流れをさかのぼる長波の変形について」土木学会学術講演集 (昭38. 5)
- 9) J.J. Stoker: "Water Waves" (1957) p.474
- 10) 室田明・村岡浩爾「長波性潮上波の理論計算について」土木学会関西支部学術講演集 (昭38. 11)