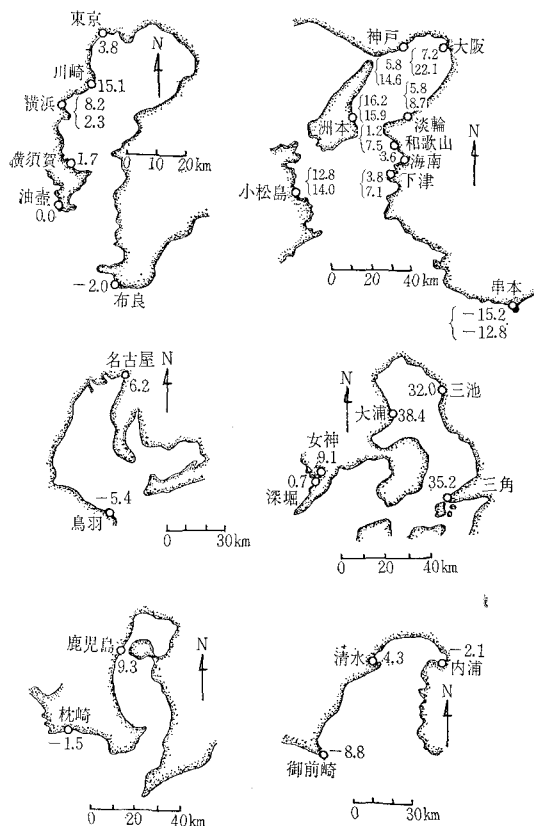


図-3 各海湾における過去数年間の平均潮位の分布
(東京湾中等潮位基準, cm)

大阪湾の上下の値はそれぞれ文献⁴⁾による



のが興味深い。

そこで他の海湾ではどうであろうかと、文献 4), 5), 6), 7), 8) にふくまれる資料を整理して、主要海湾の平均潮位をならべると、図-3 のようになる。平均期間は最近の5年間のものが大多数である。もちろん前節に述べた理由で、かなりの誤差がふくまれていることは考慮しておく必要がある。大体の傾向としては、各海湾とも湾奥の方が、湾口付近より平均海面が高くなっていることが認められる。湾口と湾奥で 10 cm 近くあるいはそれ以上の高低差が認められる所もある。

3. 平均海面に影響する諸要因の検討

湾内の平均海面に高低を生ぜしめる可能性のあるいくつかの要因について吟味を行なう。流体の運動は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p_s}{\partial x} + \frac{\tau_s(x)}{\rho_w h} - \frac{\tau_b(x)}{\rho_w h} \dots (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p_s}{\partial y} + \frac{\tau_s(y)}{\rho_w h} - \frac{\tau_b(y)}{\rho_w h} \dots (2)$$

にしたがう。ただし圧力は静圧と考えている。u, v は

静水面上にとった x, y 方向の、深さに関する平均流速、f はコリオリの係数、g は重力加速度、 ζ は海面の上昇量、 p_s と τ_s は海面に働く気圧と風の応力、 τ_b は海底摩擦、 ρ_w は海水密度、h は水深である。運動方程式を平均流速で表現したときに必要な係数は 1 に近いのでつけ加えてない。

(1) 一般流に働く海底摩擦の効果

湾内に定常な一般流が存在するときは、海底摩擦に打ち勝って流れるために水位勾配が生ずる。一次元を考えると、式 (1) の右辺第 1 項と第 4 項がつりあうことになり、 $4l$ の長さにおける水位差 4ζ は、

$$4\zeta = -\tau_b \cdot 4l / \rho_w g h \dots (3)$$

で与えられる。 $\tau_b = \rho_w \tau_w^2 u^2$ の形を用いる。 τ_w^2 は 2×10^{-3} のオーダーである。

一般流として河川水の流出が考えられる。河川の総流量が湾口を一樣に流れて外海に出るとして平均流速を見積ると、いま考えている諸湾では 1 cm/sec に達することはない。 $4l = 50$ km, $h = 20$ m, $u = 1$ cm/sec としても $4\zeta = 0.005$ cm にすぎない。河川水が表層を流れる場合もその効果は小さい。一方、湾内に環流が認められる場合もあるが、一般に微弱である。大きく 10 cm/sec と見なしても、 $4\zeta = 0.5$ cm によく達する程度である。ただし検潮所が流れの速い河筋にあるときは、ある程度影響を受ける。たとえば $h = 5$ m, $u = 1$ m/sec の川で、河口から 500 m の上流では、水面は河口より 2 cm 高くなる。

(2) 気象要素の効果

年間を平均してある方向の風が卓越すると、その方向に水位の勾配を生ずる。このときは、式 (1) の右辺第 1, 3, 4 項がつりあうことになり、潮位差は次式で与えられる。

$$4\zeta = (\tau_s - \tau_b) 4l / \rho_w g h \dots (4)$$

空気密度を ρ_a 、風速を W としたとき、 $\tau_s = \rho_a r_a^2 W^2$ で表わされる。 r_a^2 の値としてやはり 2×10^{-3} を考えておこう。 $|\tau_b|$ は τ_s の 1~2 割の程度である。日本では北寄りの風が卓越するので、平均風は湾奥の水位を低める作用をする。湾上の風の年平均風速は数 m/sec であるが、これは絶対値の平均だから、ベクトルとしての平均はもっと小さい。前項の大きさの湾で、仮りに 3 m/sec の平均風を考えれば、式 (4) から 4ζ は 0.7 cm にすぎない。

つぎに湾口と湾奥で $4p_s$ の気圧差があると、式 (1) の右辺の第 1 項と第 2 項のつりあいから、

$$4\zeta = -4p_s / \rho_w g \dots (5)$$

の水位差を生ずる。たとえば東京の年平均気圧は、房総南端の布良より約 0.7 mb 高いから、水位は湾奥の方が 0.7 cm ほど低くなり得る。蒸発や降水量の地域差による効果はまず問題にする必要はなからう。

(3) 地球自転の偏向力の効果

コリオリの力が働くと、流れの直角方向に水面の傾きができる。流軸を x 方向にとると式 (2) の左辺第 4 項と右辺第 1 項が等しいので、横方向に $4s$ の距離に対し、

$$4\zeta = -fu \Delta s / g \quad \dots\dots\dots (6)$$

の量だけ、流れの右側が左側より高い (ただし北半球において)。 $4s = 20 \text{ km}$, $u = 1 \text{ cm/sec}$, 日本付近で $f = 0.73 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ とすれば, $4\zeta = 0.15 \text{ cm}$ という微小な値になる。しかし黒潮のように広範囲に速い流れがある場合にはかなりの値に達する。たとえば平均 1.2 ノットの海流が幅 60 海里を占めておれば, 約 50 cm の水位差が生ずる (図-1)。

(4) 遠心力の効果

流路が曲がっているときには、遠心力のためやはり横方向に水面の傾きが生ずる。曲率半径を r , 流れの大きさを q とすれば, $4r$ (湾の幅) の間の水位差は、

$$4\zeta = q^2 4r / gr \quad \dots\dots\dots (7)$$

で求まる。流速の 2 乗に関係するから、一般流だけでなく、潮汐のような振動流の場合でも、平均水面の傾きができる。有明海や伊勢湾でこの例が見られる。前者で、 $r = 20 \text{ km}$, $4r = 15 \text{ km}$, 2 乗平均の流速 40 cm/sec とすれば, 1.2 cm の水位差が生じ、後者では $r = 25 \text{ km}$, $4r = 25 \text{ km}$, 2 乗平均の流速 20 cm/sec とすれば 0.4 cm が見積られる。潮汐の数値計算にもとづいて得られた平均潮位の分布 (図-7 と 図-8) に、これに相当する傾斜が当然のことながら認められる。

(5) 海水密度が一樣でない効果

湾の内外では塩分、水温が一樣でないで、密度が異なる。いま海流の力学計算の場合と同じく、ある深さ d のところで静圧が水平的につりあうものとすれば、2 点間の密度差を $4\rho_w$ としたとき、その間の水位差は、

$$4\zeta = -d 4\rho_w / \rho_w \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。実際には密度の鉛直分布、拡散などがあるのでそう簡単ではないが、大略はこれでよいであろう。一例として神戸、洲本、潮岬の沿岸観測 (水温, σ_t) から現場密度の平均値を求めると、それぞれ 1.0217, 1.0223, 1.0227 が得られる。すなわち湾奥の神戸と外洋に面した潮岬でも、わずか 0.001 の相違が見られるにすぎない。それゆえ通常の湾においては内外の密度差として、この程度を考えておけば十分であろう。 d のとり方に問題はあがるが、仮りに d を 10 m とすれば水位差は 1 cm, 20 m にすれば 2 cm になる。したがって海水の密度差は多少影響するであろうが、浅い湾においては大きな水位差は期待できない。ただ駿河湾 (あるいは鹿児島湾も) のように水深の大きい湾では、効果が大きくなる可能性もあるが、資料が無いのでよくわからない。

以上いくつかの要因について検討したが、いずれも効果は小さく、かつ消し合う要因もあるので、大きな潮位

差は期待薄である。ただ海水の密度差の影響は多少現われるであろうが、浅い海では大きくない。なお検潮所が川筋にある場合は注意を要する。そこでつぎに述べる別の要因を考えてみる。

4. 定常振動にともなう平均水面

定常振動にともなう平均水面の勾配が生ずることは図-2 に示した有明海の平均水面の上昇を説明するために、著者達が昨年の海洋学会で、以下に述べる方法で明らかにしたことであるが⁹⁾、たまたま同じ年に Longuet-Higgins と Stewart¹⁰⁾ も同様な結論を報告している。ただし彼らは radiation stress の概念を用いて導いた。

簡単のため一次元の長波の場合を考えると、式 (1) において $v = p_s = \tau_s = 0$ とおいて、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{r_w^2}{h} u |u| \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \zeta) u \} \quad \dots\dots\dots (10)$$

が運動と連続の式を表わす。水路の一端が閉じていると定常振動が起こるので、解として、

$$\begin{aligned} \zeta(x, t) &= \bar{\zeta}(x) + \zeta_I(x, t) + \zeta_{II}(x, t) + \dots \\ u(x, t) &= u_I(x, t) + u_{II}(x, t) + \dots \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (11)$$

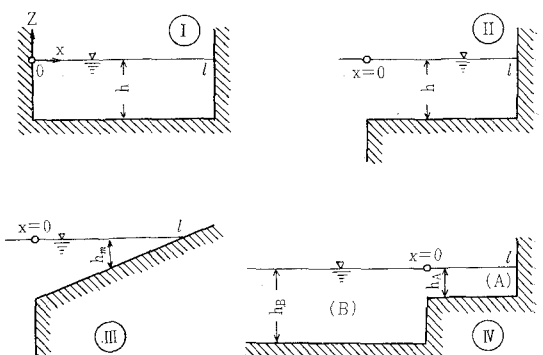
の形を採用する。 $\bar{\zeta}$ は平均水面、 ζ_I と u_I は線形と考えたときの振動、 ζ_{II} と u_{II} およびそれ以下は 2 次以上の高調波を表わす。いまの条件では一般流 u は存在しない。時間平均を文字上部のバーで表わす。式 (11) を式 (9) に代入して時間平均をとり、2 次の項まで考えれば、平均水面の形は $\partial/\partial x (\bar{u}_I^2/2) = -g \partial \bar{\zeta}/\partial x$ となる。積分すれば、

$$\bar{\zeta} + \bar{u}_I^2/2g = \text{const} \quad \dots\dots\dots (12)$$

を得る。往復運動では、非線形であるにもかかわらず摩擦の効果は隠れる。式 (11) を式 (10) に代入すれば、 $\bar{\zeta}_I \bar{u}_I = 0$ が要求されるが、定常波では成り立っている。かくして式 (12) から、流れの強弱に応じて平均水面に勾配が生ずることが理解できる。

一例として 図-4 の I に示される一樣水深の閉じた水域の自由振動を考えると、1 次の解は、

図-4



$$\left. \begin{aligned} \zeta_1 &= 2\alpha \cos kx \cos(\sigma t + \varepsilon) \\ u_1 &= (2\alpha C/h) \sin kx \sin(\sigma t + \varepsilon) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

となる。 2α は定常波の振幅, σ は角速度, $C = \sqrt{gh}$ は波速, $k = n\pi/l$, $n=1, 2, \dots$ である。なお一般に,

$$k = \frac{\sigma}{C} \dots\dots\dots (14)$$

の関係がある。式 (13) を式 (12) に代入し, $\bar{\zeta}$ の $0 \sim l$ の間の積分は 0 なることを考慮すると, 平均水面は,

$$\bar{\zeta} = \frac{\alpha^2}{2h} \cos 2kx \dots\dots\dots (15)$$

の形となる。これは Longuet-Higgins と Stewart⁽¹⁰⁾ の得た解と一致している。なお波長にくらべて水深が無視できないときは,

$$\bar{\zeta} = \alpha^2 k \coth 2kh \cos 2kx \dots\dots\dots (16)$$

となるが⁽¹⁰⁾, 式 (15) に単に係数 $2kh \coth 2kh$ を乗ずるだけであるから, 以下では長波の場合のみを論ずる。

(1) 一様水深の湾の場合

さて, 図-4 の II のような断面をもった一様水深 (h), 長さ (L) の湾における潮汐を考える。湾口では,

$$\zeta(0) = a \cos(\sigma t + \varepsilon) \dots\dots\dots (17)$$

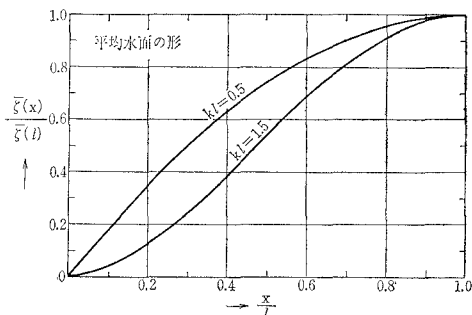
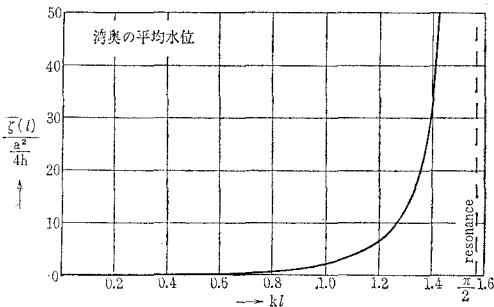
しかるとき一次の解は,

$$\zeta_1 = \frac{a}{\cos kl} \cos k(l-x) \cos(\sigma t + \varepsilon) \dots\dots\dots (18)$$

$$u_1 = -\frac{aC}{h} \frac{\sin k(l-x)}{\cos kl} \sin(\sigma t + \varepsilon) \dots\dots\dots (19)$$

で与えられる。ただし波数 k は与えられた σ や $C (= \sqrt{gh})$ に対して式 (14) の関係を満たす。式 (19) を式 (12) に代入し, かつ $\zeta(0) = 0$ と仮定すれば, 湾内の湾口に

図-5 一様水深の形湾 (図-4, II) における平均水面



くらべての水位は,

$$\bar{\zeta}(x) = \frac{a^2}{8h \cos^2 kl} \{ \cos 2k(l-x) - \cos 2kl \} \dots\dots\dots (20)$$

となる。湾奥においては,

$$\bar{\zeta}(l) = \frac{a^2}{4h} \tan^2 kl \dots\dots\dots (21)$$

である。図-5 の上図は kl の値に対する湾奥潮位の変化を, 下図は平均海面の形を描いたものである。湾内の水位はすべて湾口より高く, 特に $kl = \pi/2$ (来襲波の周期が湾の自由振動の周期に等しい条件) の場合には, 共鳴のため顕著な定常波が生じ, その結果湾内の平均水面に大きな勾配ができることが理解される。いま有明海にちなんで, $l = 90$ km, $h = 20$ m とおき, $a = 170$ cm の半日周潮を考えれば, 式 (21) は $\bar{\zeta}(l) = 6.4$ cm を与える。図-2 と比較すればかなり小さいが, これは湾形と水深分布を単純化しすぎているためで, 実際にそくした数値計算の結果は本節 (3) で述べる。

(2) 海底が一様勾配で傾斜している湾の場合

式 (12) から理解されるように, 湾内の水位がいつも高いとは限らない。一例として 図-4 の III に示されるような一様な海底傾斜の湾を考える。平均水深を h_m とすれば, 水深分布は $h = 2h_m(1-x/l)$ 。湾口潮位は同じく式 (17) を考える。このときの定常波は Bessel 関数を用いて,

$$\zeta_1 = a \frac{J_0\{2^{1/2}k^*l(1-x/l)^{1/2}\}}{J_0(2^{1/2}k^*l)} \cos(\sigma t + \varepsilon) \dots\dots\dots (22)$$

$$u_1 = -\frac{aC_m}{2^{1/2}h_m(1-x/l)^{1/2}} \cdot \frac{J_1\{2^{1/2}k^*l(1-x/l)^{1/2}\}}{J_0(2^{1/2}k^*l)} \times \sin(\sigma t + \varepsilon) \dots\dots\dots (23)$$

で与えられる⁽¹¹⁾。ただし,

$$C_m = \sqrt{gh_m}, \quad k^* = \sigma / \sqrt{gh_m} \dots\dots\dots (24)$$

式 (23) を式 (12) に代入し, $\bar{\zeta}(0) = 0$ とおけば,

$$\bar{\zeta}(x) = \frac{a^2}{8h_m} \times \frac{\{J_1(2^{1/2}k^*l)\}^2 - \{J_1(2^{1/2}k^*l(1-x/l)^{1/2})\}^2 / (1-x/l)}{\{J_0(2^{1/2}k^*l)\}^2} \dots\dots\dots (25)$$

湾奥では,

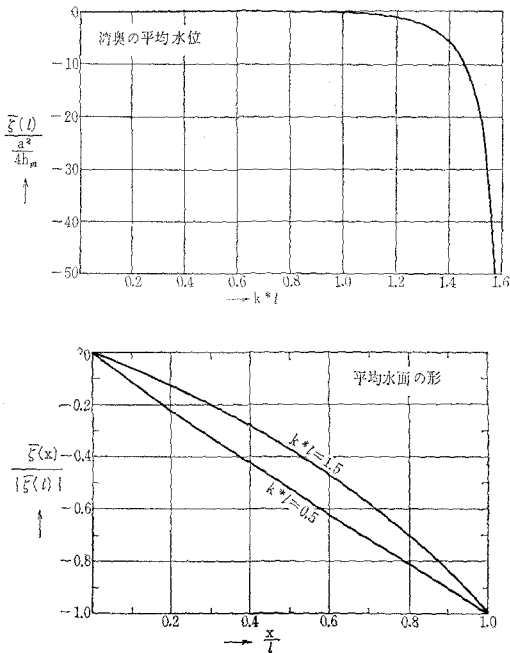
$$\bar{\zeta}(l) = \frac{a^2}{8h_m} \cdot \frac{\{J_1(2^{1/2}k^*l)\}^2 - 1/2(k^*l)^2}{\{J_0(2^{1/2}k^*l)\}^2} \dots\dots\dots (26)$$

が得られる。湾奥の潮位および平均海面の形を 図-6 に示す。湾内の水位は奥に行くにしたがって低くなり, 特に共鳴の条件 ($k^*l \doteq 1.70$) に近い状態では水位は急激に低下する。このように水域の条件にしたがって, 海面の形がいちじるしく異なることは十分注意を要する。

(3) 数値計算の結果

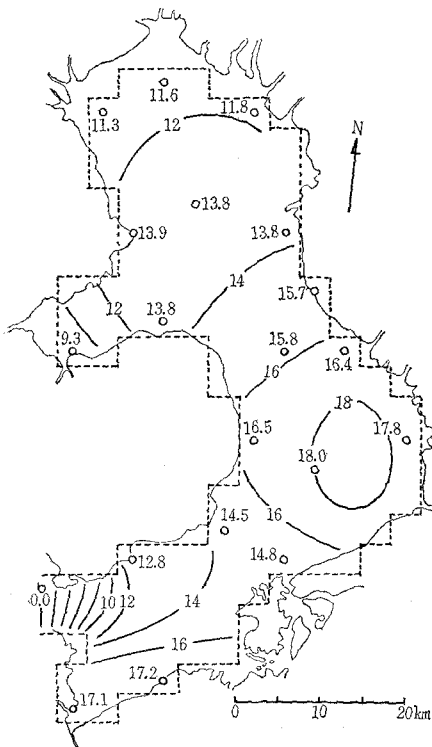
前にも少しふれたように, 一次元の簡単なモデルで実際と量的に比較するのは無理である。そこで電子計算機を用いて数値計算を行なった。基本式は式 (1), (2) で

図-6 一様な海底傾斜の湾 (図-4, III)
における平均水面



p_s と r_s を省いたものと連続の式で、これらを微差方程式に変え step by step で潮汐の時間変化を計算し、最後に平均潮位を求めた。有明海、伊勢湾、東京湾の半日周潮についての計算結果をそれぞれ図-7, 8, 9 に示す。

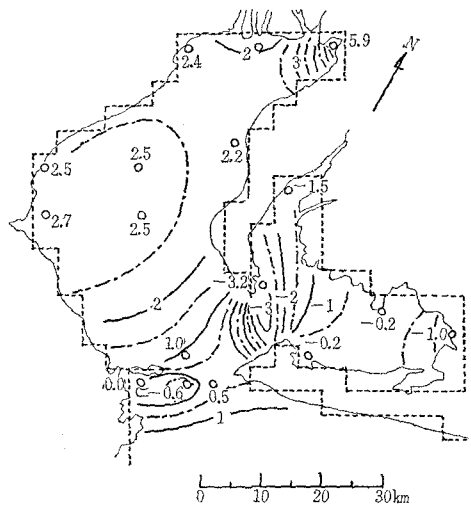
図-7 有明海の平均潮位の分布
(数値計算による; 湾口潮位基準, cm)



有明海の場合 (図-7) は大潮に 相当して 湾口の 振幅を 145 cm とおいている。湾口から湾の中央部まで急激に水面が高まるのは、図-2 の示すとおりであるが、上昇量は 6 割程度の 18 cm である。中央部から湾奥にかけては、上昇の傾向は見られず、逆に徐々に下降している。だが実際値にふくまれる誤差、計算条件などを考えると、かなりの部分は定常潮汐にともなう平均海面の上昇で説明できそうである。なお湾口振幅を半分にしたときの数値計算も行なったが、平均潮位は最初の大体 1/3 になり $\bar{\xi}$ として振幅 a の 2 乗にほぼ比例する値が得られた。なお湾曲部で東岸の方が西岸より高く、かつ流れの強い湾口近くでその差が顕著なのは遠心力の効果である (前節 (4))。

図-8 の伊勢湾の場合、湾口における潮汐の振幅として 90 cm を用いた。湾口の鳥羽にくらべて名古屋は約 6 cm 高いという結果を得た。図-3 では両地点の水位差は約 12 cm であるから半分に相当する。ただ湾奥では地盤沈下が激しいから、これによる誤差もかなり大きいと考えておかねばならない。なお三河・知多の両湾においては、伊勢湾よりわずかながら水位が下がっているのは興味深い。

図-8 伊勢湾の平均潮位の分布
(数値計算による; 鳥羽の潮位基準, cm)

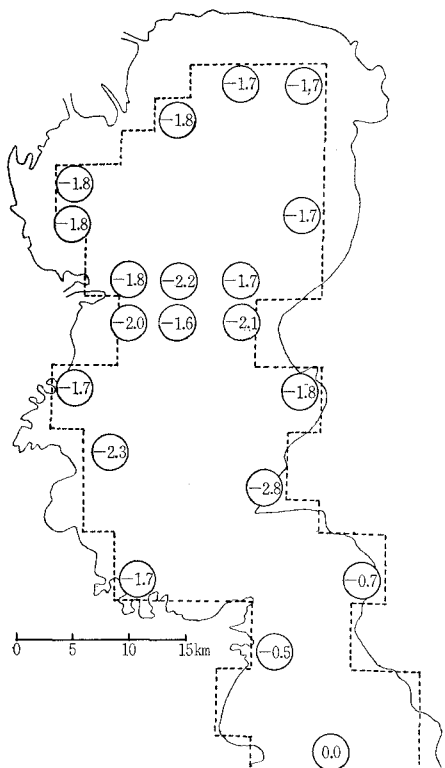


東京湾における計算結果は 図-9 に示されているが、図-3 から期待されるのとは逆に、わずかではあるが 1~3 cm ばかり湾内が湾口より全般的に水位が下がっている。図-3 の数値の信頼性と、事実とすればその理由は今後の問題である。

(4) その他の考察

図-3 によれば長崎港の湾奥の女神は湾口付近の深堀より平均潮位が約 8 cm 高い。しかし水域が小さいので潮汐振動から期待される上昇量は無視できるほど小さい。一方長崎港は時として被害を受けるほど、アビキと

図-9 東京湾の平均潮位の分布
(数値計算による; 湾口潮位基準, cm)



呼ばれるセイシュが発達する¹³⁾。いま 図-4 の II に示すような一端の開いた湾において、湾口を節とするセイシュにともなう平均水面を求めるとつぎようになる。

$$\bar{\zeta} = \frac{a^2}{2h} (1 - \cos 2kx) \dots\dots\dots (27)$$

ここで $2a$ は湾奥におけるセイシュの振幅、波数は $k = (2n-1)\pi/2l$, $n=1, 2, \dots$ である。そこで $2a=50$ cm, $h=8$ m とすれば湾奥で約 1 cm の上昇が起こる。しかし 50 cm 以上の波高をもったセイシュの発生回数は 21 年間に 70 回程度であるから¹²⁾、セイシュの効果はほとんど考えられない。

駿河湾や鹿児島湾では、海が深いので今までの潮汐振動にともなう平均水面の上昇は無視できるほど微弱である。鹿児島湾で $h=50$ m, $l=60$ km, $a=105$ cm としたとき式 (21) より $\bar{\zeta}(l) \div 0.1$ cm に過ぎず、駿河湾ではさらに小さい。なお駿河湾では wave set-up の効果¹⁰⁾ も考えられるが、波高 2 m 以上の年間出現日数は 2% (田子の浦) 程度だから問題にならない。

かくして、東京湾、駿河湾、鹿児島湾、長崎港については、図-3 に示されるような上昇量を説明することはできなかった。これらの湾で実際に湾奥の方が水位が高いかどうか、事実とすればなぜそうなのか、これらは今後検討すべき問題である。大阪湾・瀬戸内海については数値計算を行っていないので結論できないが、多分潮汐

にともなう平均水面で説明できるのではないと思われる。なお湾内に大防波堤を築くと、潮汐の分布が異なり、かつ開口部付近の非線形性が強いので、平均潮位の分布に多少の差が起り得るであろう。

5. サーフ・ビート発生の一つの可能性

海岸には 1~5 分程度の周期をもった波動がしばしば現われる。古くこれに注目したのは寺田¹³⁾ であるが、その後中野¹⁴⁾ は検潮記録にもとづいてくわしく解析し、これは気象擾乱の中心付近に発生する長波であろうと推論した。戦後になって Munk¹⁵⁾ は、唸りをなす波群が岸に来たとき砕けるために、唸りの周期に応じた長周期の波動が発生することを示し、これにサーフ・ビート (surf beats) と名付けた。これに対し吉田¹⁶⁾ はなぜ唸りをなすかを波浪のスペクトルを考えて説明し、さらに非線形性のために、波群の唸りの周期をもつ水位変動が外洋においても存在し、これがサーフ・ビートになり得ることを論じた。他方で Tucker¹⁷⁾ は長周期波と波浪の同時観測から、長周期波と波群とは Munk の例とは異なっており、逆位相である実例を示した。これを説明するために Longuet-Higgins と Stewart¹⁸⁾ は radiation stress^S の概念を用いて、高い波群に対し低い水位が対応することを導いた。これは吉田の議論の最も簡単な場合であるが、彼らは位相関係にまで立入ってこの結果を得た。

このように興味深い事実と理論がいくつか提出されているが、著者達はここで定常振動にともなう平均水面の高低ができるという考えを広げて、サーフ・ビート発生の一つの可能性を論じたいと思う。いま海岸付近に海岸線の出入や海底の起伏に応じて、通常の波浪 (周期 10 sec 前後) に共鳴するような固有周期をもった小さな水域 (流体振動系) がある場合を考える。外から波浪が来れば中で平均水面の勾配ができるが、波浪の状態が変わらなければ、平均水面の形は維持される。しかし来襲する波浪の高さが時間的に一様でなければ、平均水面の高まりも変動する。波が唸りをなしておれば、唸りの周期 (通常 1~5 分) に応じて平均水面も昇降し、これが外に伝わりサーフ・ビートになり得るわけである。来襲する波浪と小水域とが共鳴を起こす条件にあれば、図-5.6 から期待されるように、大きな長周期波が発生する。つぎに多少理論的に考察する。

図-4 の IV のように、大きい水域 B (水深 h_B , 幅 b_B) の奥に小水域 A (h_A, b_A) が連がっている場合を考える。水深 h_A は小さいので、そこでは波浪は長波と見做す (そうで無い場合は式 (16) で述べたように常係数を乗ずればよい)。式 (11) の展開式では $a(x)=0$ とおいたが、来襲波浪が変動している場合には $a(x, t)$ は存在する。そこで式 (9), (10) の時間平均をとれば、(A) の水域では 2 次の項までとって、

$$\frac{\partial a_A}{\partial t} + g \frac{\partial \xi_A}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} u_{1,A}^2 \right) \dots\dots\dots (28)$$

$$\frac{\partial \xi_A}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (h_A a_A) = -\frac{\partial}{\partial x} (\xi_{1,A} u_{1,A}) \dots\dots\dots (29)$$

が基本式となる。(B)の領域では(A)で発生した長周期波が伝わってくるものとすれば,

$$\frac{\partial a_B}{\partial t} + g \frac{\partial \xi_B}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (30)$$

$$\frac{\partial \xi_B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (h_B a_B) = 0 \dots\dots\dots (31)$$

境界条件として,

$$\left. \begin{aligned} a_A(l) &= 0, \quad \xi_A(0) = \xi_B(0) \\ b_A h_A a_A(0) &= b_B h_B a_B(0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (32)$$

進入波浪は湾口 $x=0$ において式 (17) の形をとるが進入波が喰りをしている時には, その振幅 a は時間的にゆっくり変動していると考ええる。すなわち振幅は,

$$a(t) = H \cos \Delta \sigma t, \quad \Delta \sigma \ll \sigma. \dots\dots\dots (33)$$

進入波浪の波高は2,3周期の間は一定と見なしてよいから,(A)内に誘起された波浪 $\xi_{1,A}, u_{1,A}$ は, a がゆっくりと変化することを除けばやはり式 (18), (19) で表わせると考えてよい。それらを式 (28), (29) に代入し, a は式 (33) のように変化することを考えれば, 平均海面の時間変動はけっきょく,

$$\begin{aligned} \xi_A &= \frac{H^2}{16 h_A \cos^2 k_A l} \left\{ 1 - \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right)^2 \right\} \\ &\times \cos 2 k_A (l-x) \cdot \cos 2 \Delta \sigma t \dots\dots\dots (34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xi_B &= \frac{H^2}{16 h_A \cos^2 k_A l} \left\{ 1 - \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right)^2 \right\} \\ &\times \left\{ \cos^2 2 k_A l + \left(\frac{k_B b_A}{2 k_A b_B} \sin 2 k_A l \right)^2 \right\}^{1/2} \\ &\times \cos (k_B x - \theta) \cos 2 \Delta \sigma t \dots\dots\dots (35) \end{aligned}$$

で与えられる。ただし,

$$\left. \begin{aligned} k_A &= \frac{\sigma}{\sqrt{g h_A}}, \quad k_B = \frac{2 \Delta \sigma}{\sqrt{g h_B}} \\ \tan \theta &= \frac{b_A}{b_B} \left(\frac{h_A}{h_B} \right)^{1/2} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \tan 2 k_A l \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (36)$$

である。湾口の状態を考えると, 進入波浪のエネルギーは $a^2(t)$ すなわち $\cos 2 \Delta \sigma t$ に対応して変化するが, 長周期波の方は式 (34) によれば $\cos 2 k_A l \cdot \cos 2 \Delta \sigma t$ に比例して変化するから, 両者の位相関係は $\cos 2 k_A l$ の符号に依存する。共鳴状態に近いときには $2 k_A l$ は π に近い値だから $\cos 2 k_A l$ は負である。つまり高い波群のときには湾口では低い水位が生じ, それが長周期波の谷となって沖に進んでゆく。低い波群のときは逆に長周期

波の山が返ってゆくことになる。これは Tucker¹⁷⁾ の示した事例にもむじゅんしない。

しかしながら, 小水域 (A) の海底が 図-4 III のように直線的に傾斜しているときには, 前節 B と今の議論から類推すると, 高い波群のときに湾口で高い水位が, 低い波群に低い水位が対応することが考えられる。けっきょく一様水深の場合は逆位相であるが, その他の場合には同位相になる可能性もあり, 位相関係が一定であると考えerわけにはいかないようである。このことは Munk や Tucker の相異なる事例から見て興味深いことである。終りに臨み, 資料について種々便宜を計っていただいた気象庁海洋課, 国土地理院, 横浜調査設計事務所の関係者の方に厚くお礼申上げる。

参 考 文 献

- たとえば, 宮崎正衛: 年平均潮位の永年変化について, 海洋報告, 3, 55-66, 1953
- 津村建四郎: 日本沿岸の平均海面およびその変動の研究 (1), 測地学会誌, 9, 49-90, 1963.
- 小倉伸吉: 潮汐, 岩波全書, p. 230, 1934.
- 国土地理院測地部測地第三課: 日本沿岸の平均海面の高低差, 未印刷資料, 1960.
- 気象庁: 昭和40年潮位表, 潮位実況, pp. 393-446, 1964
- 寺田・安井・赤松・中村: 有明海の総合開発に關聯した海洋学的研究 I, 長崎海洋気象台, p. 29, 1954.
- 建設省国土地理院: 検潮記録, 昭和 34, 35, 36, 37, 38 年.
- 神戸海洋気象台: 西日本における高潮調査図表, 気象庁技術報告, 第 12 号, p. 60, 1962.
- 横浜調査設計事務所: 管内各港の基準面について, Y-094, 36 pp. 1965.
- 磯崎一郎・宇野木早苗: 東京湾および有明海の潮汐の2,3の数値実験, 日本海洋学会秋季大会講演, 1964.
- Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart: Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications, Deep-Sea Res., 11, 529-562, 1964.
- たとえば Lamb: Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, p. 276, 1932.
- 宇野木早苗: 港湾のセイシュと長周期波について, 第6回海岸工学講演会講演集, 1-11, 1959.
- Terada, T.: Secondary undulations of tides caused by cyclonic storms, Proc. Tokyo Math. Phys. Soc., 6, 196-201, 1912.
- 中野猿人: 低気圧に随伴する潮汐副振動並びにウネリについて, 気象集誌, 17, 140-154, 1939; (In English): Oceanogr. Mag. 1, 13-32, 1949.
- Munk, W.H.: Surf beats, Trans. Amer. Geophys. Uni. 30, 849-854, 1949.
- Yoshida, K.: On the ocean wave spectrum, with special reference to the beat phenomena and the "1-3 minute waves", Journ. Oceanogr. Soc. Japan, 6, 49-56, 1950.
- Tucker, M.J.: Surf beats, sea waves of 1 to 5 min. period. Proc. Roy. Soc., A, 202, 565-573, 1950.