

津 波 特 論 (特 別 講 演)

岩 崎 敏 夫

1. は し が き

昨年(1970年)の水工学講習会で筆者は津波の発生から沿岸への来襲までについて概観し、津波の機構を明らかにすることにつとめた。しかし、津波が沿岸に近接して、湾内に進入し、さらに遡上するといった陸岸付近での挙動についてはふれなかった。

津波に対する海岸効果は島、岬等による回折、湾内振動、浅水効果とエネルギーの集中、陸上への遡上と陸上での津波の挙動などの問題として取扱われる。また、津波防波堤、防潮堤、防潮林やひろく陸上構造物に対する津波の作用やそれらによる津波の変形などは防災対策を講ずる上で究明すべき重要な課題といえよう。

近時の大津波といえば津波のマグニチュード $m=3$ の明治29年(1897年)、 $m=2$ の昭和8年(1933年)および波高の大きさにおいて $m=2$ に比敵した昭和35年(1960年)のチリ地震津波が代表的であるが、貞観11年(869年)と慶長16年(1611年)では、 $m=4$ 位であったといわれている。¹⁾ 津波の海岸効果はこれらの大災害時の記録によってまづ窺い知ることを始めることになる。記録は普通、最高浸水痕跡、および時によっては驗潮水位、さらに写真や映画による情況、および住民の観察談などによることになるわけであるが、水理学的な特性は、水位、流速、圧力の三次元空間に関し、時間の経過に従って記録して始めて明らかになるということであって見ると、実際の記録は誠に不十分といわざるを得ない。風波と違って発生頻度も少なく、さらに波長が長いので空間分布の測定も困難であり、実験施設も容易なことでは建設できない。従って津波の挙動に関する理論的研究も実証することは大いに困難であるわけで、このことが津波の研究のおかれている制約の大きなものである。東北大では大型津波水槽を建設してすでに若干の成果をあげつつあるが、今回は、話題を湾内振動に限定し、従来の理論の主要なものの解説を進めることによってその機構を明らかにし、さらに問題点を指摘することにした。

2. 既往の津波災害の

観測例

山口生知氏は1933年三陸津波および1896年同大津波における三陸各湾の湾奥における最大偏差高 H と湾の長さ L および湾の平均水深 h_m および単純矩形湾の固有同期 $T=4L/\sqrt{gh_m}$ との関係を図-1、2に示すようにまとめている。²⁾

実際は湾形及び湾内の海底勾配の関係もあって、このように簡単な取扱では十

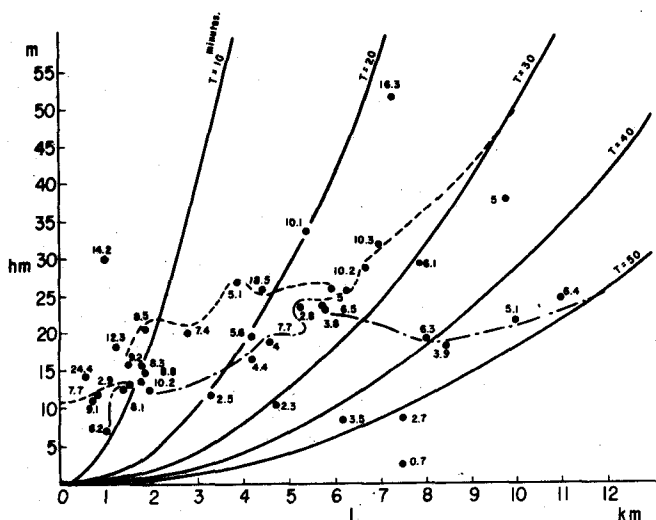


図-1 1933年三陸津波の最大偏差高(図中の数字)

分でないが、根本的な性質は抽出されている。すなわち両津波とも、湾の長さが短くて深い湾ほど、高い偏差高を示しており、ことに著じるしいのは湾の長さが0、すなわち外洋に面した海岸の、深い水深のところでの偏差高が大きくなることと、湾が大きいほど偏差高が小さくなることである。図-3に H と T との関係を示してあるが、この取扱いで見る限り両者は大体において関係があるとはいえそうである。さらに図-4は最大偏差高 H と、100

m 水深線までの距離 D であらわした海底勾配との関係を示したもので、これも相当のバラツキがあるが海底勾配が急なほど H が大きいことがわかる。

これより津波の振動理論と、エネルギー集中の理論とが考えられる。前者では周期的な外洋波の湾内振動を論ずるものであり、後者は湾の巾や水深が漸次小さくなることによるエネルギーの局所集中効果を論ずるものである。実際の津波の最大偏差高を説明するのにこの両者が相対立する理論としていづれが適切であるかが十分明らかにされていない。

まづ湾内振動として通常取扱われるのは共振の問題であり、水工学シリーズでも1965年に室田教授が、1966年に梶浦教授が講じられている。^{3) 4)} また、Raichlen, F. は詳細に矩形湾および円形湾について述べている。⁵⁾ 湾奥と湾口の波高比 η/η_0 と、湾の固有振動周期 T_0 との関係が、1933年三陸津波と

1960年チリ地震津波との場合に比較され共振理論によってよく説明されることが東北地球物理グループによって報告されたりした。⁶⁾ その結論によるとつぎのことが指摘されている。

- (1) 1960年津波では η/η_0 の値が2を超えるのは、ほぼ共振状態と考えられる比較的長く、かつ深い湾であり、1933年津波では V 形湾で生じたが、これはセイシュよりむしろ遡上効果と考えられる。
- (2) 比較的小さな T/T_0 (T :津波周期)の値に対し、波高は湾奥で減少するが、大きな T/T_0 の値では増大し、2倍にまで達する。
- (3) 1960年津波の山、谷は42以上あり、1933年津波ではたかだか2であったようである。

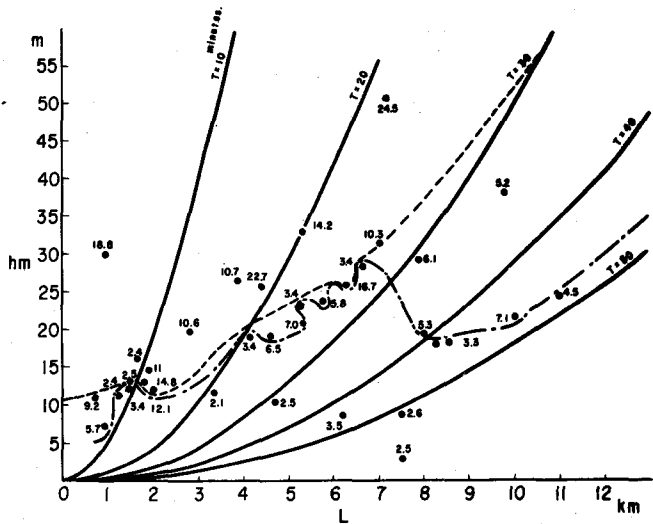


図-2 1896年三陸大津波の最大偏差高(図中の数字)

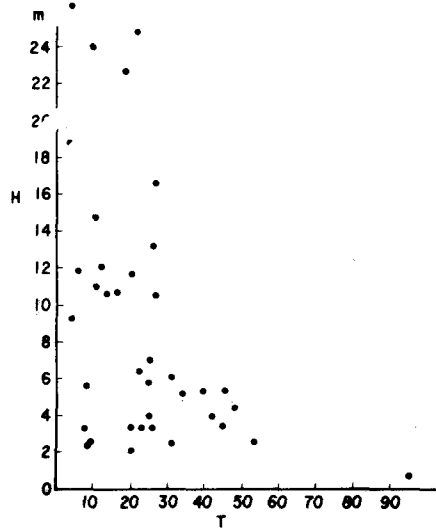


図-3 最大偏差高 H と固有周期 T の関係 (1896年)

このように津波の場合には、港湾が共振するか否かが最も基本的な考慮せねばならないことであることが、最も基本的な考慮せねばならないことであることが、観測結果より指摘されており、従来の理論的研究もこの問題から始まっている。

3. 強制振動の解析

いま図-5に示すように巾 b_1 、水深 h_1 の水路より、巾 b_2 、水深 h_2 の水路に波が進入する際に、進入波の波高 F 、反射波の波高 f 、透過波の波高 ϕ とすると、反射率 ρ 、透過率 q は次式で示される。

(Lamb, 1932)

$$\rho = \frac{f}{F} = \frac{b_1 c_1 - b_2 c_2}{b_1 c_1 + b_2 c_2}, \quad (3.1)$$

$$q = \frac{\phi}{F} = \frac{2 b_1 c_1}{b_1 c_1 + b_2 c_2}.$$

よって $b_2 c_2 \ll b_1 c_1$ の際に図の右側より進入する波に対し、 $\rho_- = 1, q_- = 2$ (3.2), また図

の左側から右側へ進入する波に対し、 $\rho_+ = 1, q_+ = 0$ (3.3) であって、図の右側を外洋と考えれば、急変部では外洋からの波高の2倍の波が進入し、湾内に入って反射して急変部に至ると開反射して湾外へのエネルギーの流出はない。 ρ_-, q_- は強制波に対する応答特性を、 ρ_+, q_+ は自由振動に対する応答特性を示すものと考えてもよいであろう。従ってセイシ=理論は、無限水域につらなり湾奥で閉反射し、湾口でエネルギーの逸散がないという条件を許容したものである。

この種の立場で進められた津波の計算に西村・金井⁷⁾、中村公平⁸⁾、渡辺偉夫⁹⁾等の論文がある。これらの論文では湾口波を境界条件として与え、湾内振動の解析をおこなったものであるから、外洋よりの進入波に対する応答を示したものでないが、津波の湾内振動の特質を説明するところが多い。

いま運動は2次元と考え、図-6のように原点を湾外の静水面上、 y 軸を垂直上方にとり、 x_1 は湾口、 x_2 は湾奥にとる。 (x, y) 方向の流速を (u, v) 、また $\xi = \int u dt, \eta = \int v dt$ 、摩擦は u に比例するとすると、運動方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + 2f \frac{\partial \xi}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (3.4)$$

連続方程式は、

$$b \eta = - \frac{\partial}{\partial x} (\xi b h) \quad (3.5)$$

ここに b は湾の巾、 h は巾 b にわたる平均水深である。式(3.4)(3.5)より ξ を消去すると、

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \frac{g}{b} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ b h \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\} - 2f \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (3.6)$$

初期及境界条件は次のようにとられる。

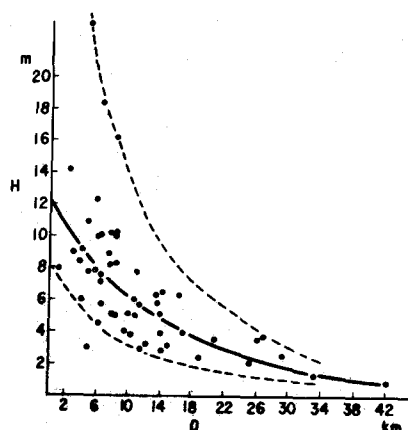


図-4 最大偏差高 H と海底勾配との関係
(D : 100m水深線までの距離) 1933年

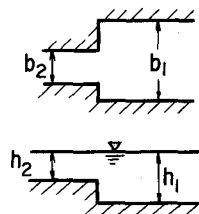


図-5

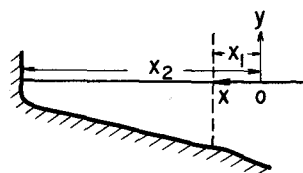


図-6

$$t = 0, \quad \eta = 0, \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = 0 \quad (3.7)$$

$$x = x_1; \quad \eta = \phi(t)$$

$$x = x_2; \quad \frac{\partial \eta}{\partial x} = k\eta \quad (3.8)$$

Stokes の方法による解は¹⁰⁾

$$\eta = qbhs \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\left[\frac{dx_s(x)}{dx} \right]_{x=x_1} \cdot x_s(x) e^{-ft}}{\sqrt{\frac{g}{x_1} \lambda_s^2 - f^2} \cdot \int_{x_1}^{x_2} b \cdot x_s^2 dx} \int_0^t e^{f\alpha} \sin \left\{ \sqrt{\frac{g}{x_1} \lambda_s^2 - f^2} (t - \alpha) \right\} \phi(\alpha) d\alpha \quad (3.9)$$

ここに x_s は次式を満足する直交関数である。

$$\frac{1}{b} \frac{d}{dx} \left\{ bh \cdot \frac{dx_s(x)}{dx} \right\} + \frac{\lambda_s^2}{x_1} x_s = 0 \quad (3.10)$$

$$x = x_1; \quad x(x) = 0, \quad x = x_2; \quad \frac{dx_s}{dx} = k x_s$$

式(3.9)は一般的な湾に対する解であり、これを用いて西村、金井は $f = 0$ の仮定で一様水深の矩形湾の場合を、西村、高山、金井は $f = 0$ として同じ場合を、渡辺は水深や巾が直線的に変化する湾の場合をといている。

1) 一様水深の矩形湾

巾 b_0 、水深 h_0 、湾長 $\ell = x_2 - x_1$ なる矩形湾に対し、(3.10)は、

$$\frac{d^2 x_s}{dx^2} + \frac{\lambda_s^2}{h_0 x_1} x_s = 0 \quad (3.11)$$

(3.9)を用いると(3.11)の解は

$$x_s = -\frac{2}{\pi \lambda_s} \sqrt{\frac{h_0}{x_1}} \sin \left\{ \frac{\lambda_s}{\sqrt{h_0 x_1}} (x - x_1) \right\} \quad (3.12)$$

ここに、

$$\lambda_s = \left(s - \frac{1}{2} \right) \frac{\sqrt{h_0 x_1}}{\ell} \cdot \pi \quad (3.13)$$

従って(2.9)より

$$\eta = \frac{4q}{x_1} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\lambda_s^2}{\sqrt{\frac{g}{x_1} \lambda_s^2 - f^2}} \frac{\sin \frac{\lambda_s (x - x_1)}{\sqrt{h_0 x_1}} \cdot e^{-ft}}{\frac{2\lambda_s a}{\sqrt{h_0 x_1}} - \sin \frac{2\lambda_s a}{\sqrt{h_0 x_1}}} \int_0^t e^{f\alpha} \sin \left[\sqrt{\frac{g}{x_1} \lambda_s^2 - f^2} \cdot (t - \alpha) \right] \phi(\alpha) d\alpha \quad (3.14)$$

湾奥では上式で $x = x_2$ とおき、また摩擦損失がないとするときは $f = 0$ とおくことにより簡単になる。

湾口波としてつぎの式で示される単一波

$$\phi(t) = \eta_0 \left(\beta \frac{\sqrt{gh_0}}{a} \cdot t \right)^n \cdot e^{-\beta \frac{\sqrt{gh_0}}{a} t} \quad (3.15)$$

を与えると、これは図-7のように n, β に

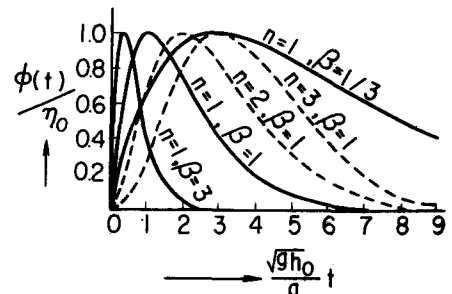


図-7

より種々の波形を示し、 $n=1$ のときには式(3・14)の右辺の積分はつぎの4項の和として求められる。

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 \quad (3 \cdot 16)$$

ここに

$$I_1 = \frac{1}{p^2 + q^2} t e^{-\rho t}, \quad I_2 = \frac{2 \rho q}{p^2 + q^2} e^{-\rho t}, \quad I_3 = \frac{\rho^2 - q^2}{p^2 + q^2} \sin q t, \quad I_4 = -\frac{2 \rho q}{p^2 + q^2} \cos q t \quad (3 \cdot 17)$$

$$\rho = \beta \frac{\sqrt{g h_0}}{a} - f, \quad q = \sqrt{\frac{g}{x_1} \lambda_s^2 - f^2} \quad (3 \cdot 18)$$

矩形湾の基本周期を T_0 とすると、 $\sqrt{g h_0}/a = 4/T_0$ であるから f^2 が無視できるものとするれば、式(3・17)の各積分は、 $T_0 f/4$ によってことなる。 f は $10^{-3} C. G. S.$ T_0 は $10^2 \sim 10^3 sec$ のorderとすれば、 $T_0 f/4$ は $0.025 \sim 0.25$ のorderである。図-8は $f=0$ 、 $n=1$ 、 $\beta=1$ とおいた場合の湾奥波形を計算した結果であって、太線は強制振動、点線は自由振動を示す。また図-9は $\beta=3$ とおいた場合である。

これによって基本周期 T_0 より長い継続時間をもつ強制波によって、 T_0 の波が励起されることや、 $3/4 T_0$ の継続時間をもつ強制波によって、 T_0 および $3/4 T_0$ の周期の波が励振されていることがわかる。

中村公平が同じ境界条件で周期波が有限個、湾に波として与えられた場合をといた例を同一10に示す。 $u_0 = T/T_0 = 3/5$ および $T/T_0 = 2$ の場合に

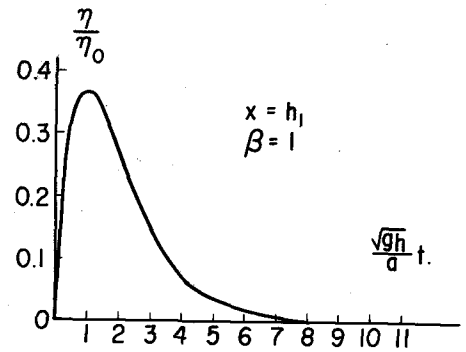


図-8 (a)

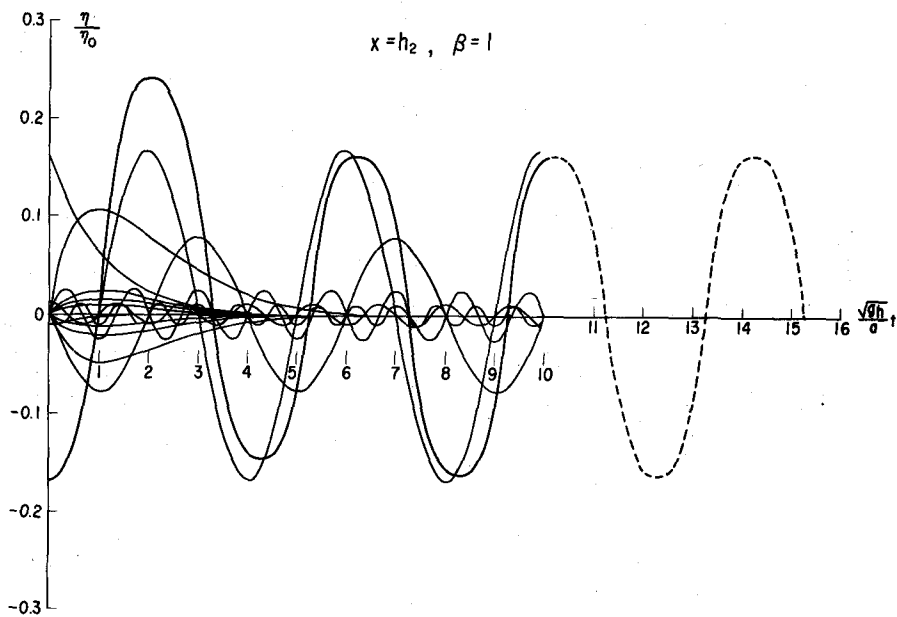


図-8 (b)

は振幅は2倍になって一様に継続し、 $\eta_0 = 1$ の場合には山谷の数
が多くなるほど次第に増巾する。それらの関係は図-11にまと
められている。

ただし、ここで注意せねばならないのは湾口波形を上記のよう
に与えた場合には湾口水位をその継続時間の間はその波形に、ま
たその後は $\eta = 0$ に束縛的に規定してしまっていることである。
いうなれば式(2・2)で示される外洋からの進入波と、式
(2・3)で規定される湾内に蓄積されたエネルギーによる湾内
波との合成波を、湾口において束縛的に規定しているのであって、
湾内波は湾口条件によって反射を繰返しているから、結局外洋か
らの進入波は上述の束縛波から湾内波を取除いたものとして指定
していることを暗示する。だから、湾内減衰を考慮せぬ限り、

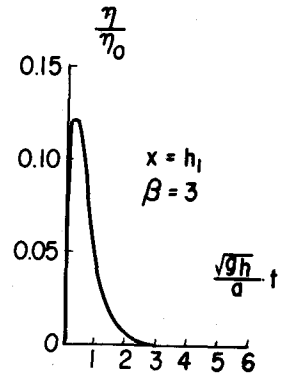


図-9 (a)

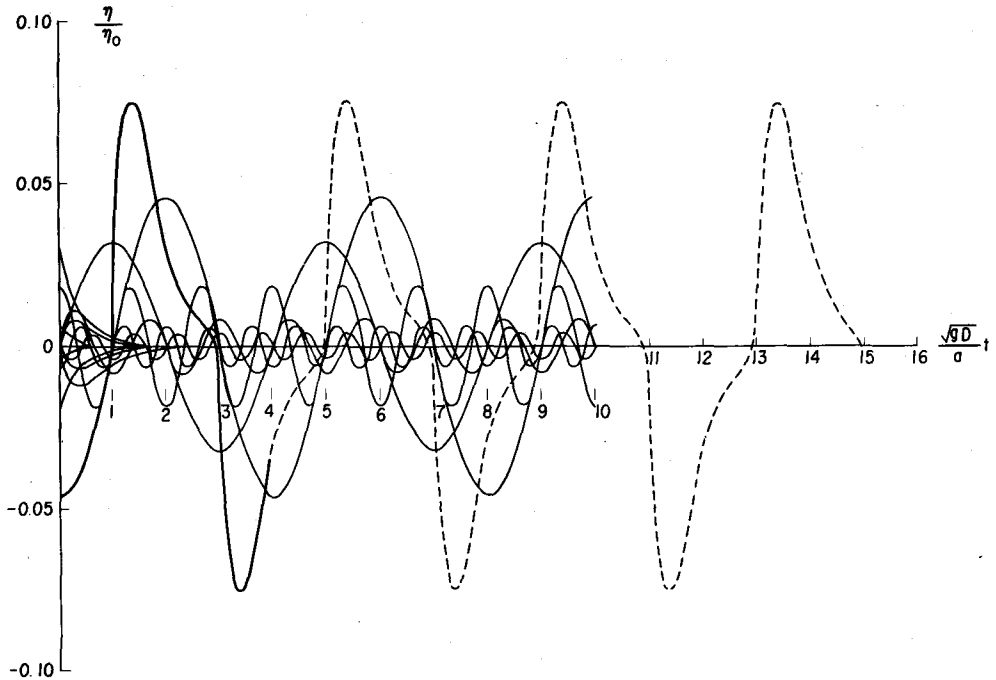


図-9 (b)

当然自由振動では基本波が減衰せずに継続するし、強制振動はその継続時間が湾内一往復の時間
後は、原則的には進入波高に対する正しい関係を示さないのである。

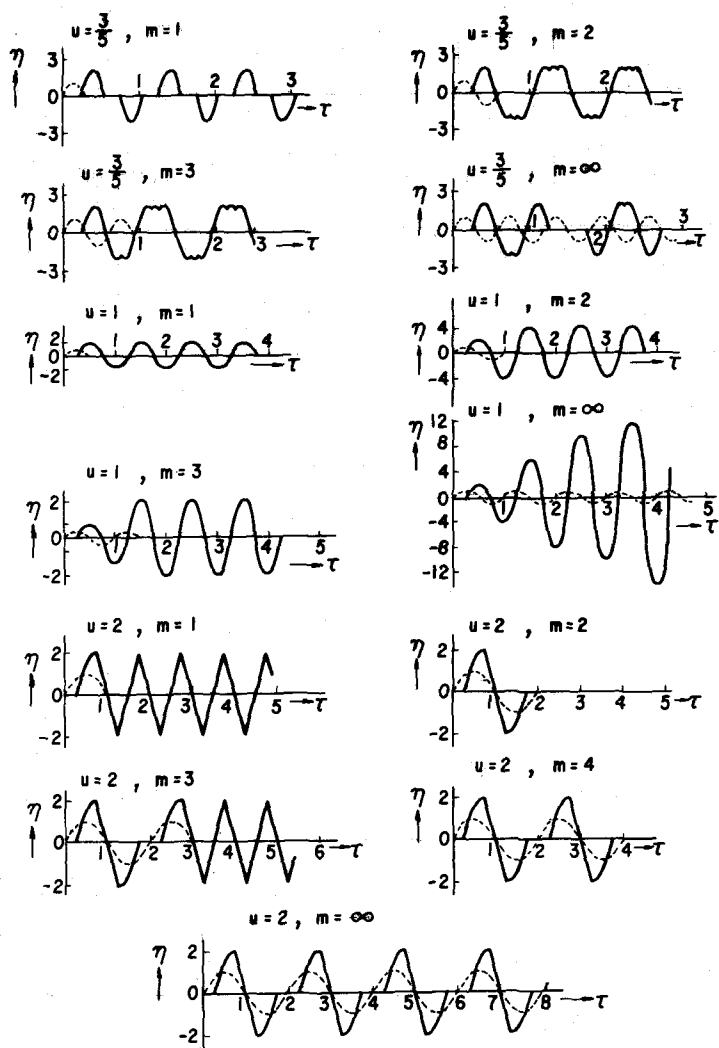


図-10 湾奥の波形点線=湾口波

$$u = T/T_0, \tau = t/T_0$$

T_0 : セイシュ周期

T : 湾口波周期

m : 山, 谷の数

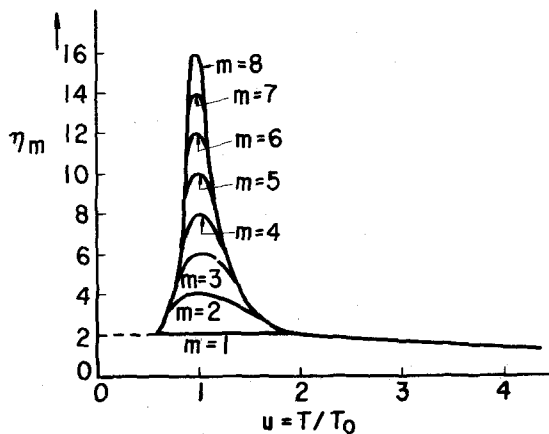


図-11 湾口波の山谷数 m による波高

4. レスポンス

湾外よりの進入波に対する湾内振動は、湾水を多自由度の振動系と考えて、この系の外力に対するレスポンスを論ずるべきであろう。本講 1966 年シリーズにおいて梶浦教授が紹介された *Miles and Munk* の理論はこの立場に立ったものである。

湾内振動は湾口よりのエネルギーの逸散と、湾内での摩擦、湾口の渦損失、碎波や翹上による損失などによって減衰する。

図-1.2 のような 1 自由度振動系を考え、質量 m なる物体に外力 $F(t)$ が作用し、変位 $X(t)$ を生ずるとする。このときバネ定数 k とダッシュポット C がそれぞれ変位及び速度に比例する抵抗力を与えるとする、運動方程式は、

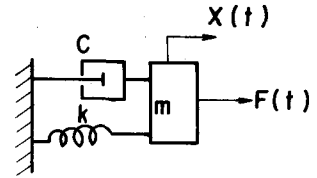


図-1.2

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + kx = F(t) \quad (4.1)$$

あるいは

$$m \frac{d\dot{x}}{dt} + c \dot{x} + k \int \dot{x} dt = F(t) \quad (4.2)$$

非制動自由振動周期を ω_n 、臨界制動係数を n とすると

$$\omega_n^2 = \frac{k}{m}, \quad n = \frac{C}{2\sqrt{km}}, \quad f(t) = \frac{F}{k} \quad (4.3)$$

とおいて式(4.2)は

$$\frac{d\dot{x}}{dt} + \frac{\omega_n}{Q} \dot{x} + \omega_n^2 \int \dot{x} dt = \omega_n^2 f(t) \quad (4.4)$$

となる。ここに $Q = 1/(2n)$ とおいているがこれは(4.3)より

$$Q = \frac{1}{2n} = \frac{\sqrt{k}m}{C} = 2\pi \frac{m\dot{x}^2}{C\dot{x}^2} = 2\pi \frac{S. H. M \text{ のエネルギー}}{1 \text{ サイクルあたりの消費エネルギー}} \quad (4.5)$$

とおける。式(4.2)は $\dot{x}$ を電流 i に、 m をインダクタンス L に、 c を抵抗 r に、 k^{-1} をコンデンサ C におきかえた場合の直列共振回路になるので、 Q は、*Quality Factor* の頭文字をとって電子工学で用いられるものであり、これが共振時の増巾度をあらわすことは周知の通りである。

湾水は多自由度振動系であるから、このように簡単には表現できないが、式(4.5)のような物理的意味を用いて、

$$Q = \omega \frac{E}{\frac{dE}{dt}} \quad (4.6)$$

とし、 E および dE/dt を計算することにより、 Q の評価を行なおうとするのが、*Miles and Munk* の方法である。

等深矩形湾の運動方程式は速度に比例する抵抗を考えると、微小振巾長波に対し、 ε を抵抗係数として、

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \frac{1}{g h} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \frac{\varepsilon}{g h} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \varepsilon \frac{\partial \eta}{\partial t} + c^2 \eta = c^2 \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \eta \right) \quad (4.8)$$

右辺を考える点の付近での流量の空間差と考えれば、 η の変動を起される外力波と考えてもよく、従って形式的に式(4.4)と一致し、湾水振動を Q -値を用いて論ずる根拠をあたえる。

(4.4)より振巾増巾度は、

$$A(\omega) = \frac{x}{f} = \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 + i \frac{1}{Q} \cdot \frac{\omega}{\omega_n}} \quad (4.9)$$

パワー増巾度は

$$A^2(\omega) = 1 / \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 \right]^2 + \frac{1}{Q^2} \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 \quad (4.10)$$

よって外海よりの波のパワースペクトルを $S_1(\omega)$ 、湾内振動のパワースペクトルを $S_2(\omega)$ とすると、

$$S_2(\omega) = A^2(\omega) S_1(\omega) \quad (4.11)$$

であり、湾内振動のレベルは

$$\int_0^\infty S_2(\omega) d\omega \approx S_1(\omega_0) \int_0^\infty A^2(\omega) d\omega \approx \frac{1}{2} \pi Q \omega_0 S_1(\omega_0) \quad (4.12)$$

によって略算できる。平常時に $S_1(\omega)$ 、 $S_2(\omega)$ を求めておくと、 $A^2(\omega)$ が得られる。津波の際のパワーレベルは、これを用いて求めることも考えられる。図-13は観測例で、a)は外洋波のスペクトル $S_1(f)$ 、c)は湾内スペクトル $S_2(f)$ であり、b)は湾の増巾特性の推定値 $A^2(f)$ である。観測によるとスペクトルの形状は平常時でも、高波時でも、津波の際でも著じるしくはことならず、ただ縦軸のスケールが著じるしくことになったという。従ってこの見地より湾内の津波のスペクトルと平常時スペクトルの比較を行なえば、外洋より来襲する津波のエネルギーレベルを推定することができよう。

いまひとつこれに関連して指摘せねばならないのは、チリ地震津波では約60分、三陸大津波では約15~20分の卓越周期が湾奥で認められ、これを両津波の周期と称して、共振の関係が論じられていることが多い。このことは、 $S_2(\omega)$ の大きさに関する定性的表現であって、いちいち各湾について $A(\omega)$ を調べてみないとおのおのの津波の卓越周期であるといちがいには断定することはできない。この点についても従来の津波の研究報告において明確な区別がなされていないのが通常で、いたづらに混乱をかさねている。

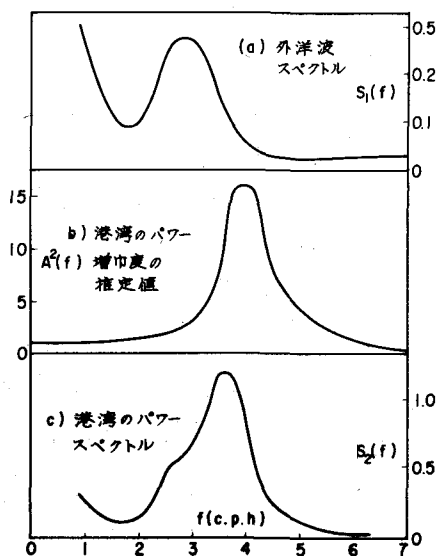


図-13 カリフォルニア州
Oceanside 沖のスペクトル

5. Miles と Munk の解析

はじめに、Miles and Munkの方法をのべよう。まづ図-14のようにopen seaに湾がつながり、その湾口に防波堤が存在し、開口部を M 、湾域を S とし、開口の中心に原点をとり、 X 、 Y 軸を図示のようにとり、運動を平面的に考える。

解折の方針は湾外及び湾内の2領域内の波 $\zeta(x, y)$ を境界条件を満足するようにそれぞれ表現し、湾口において等しいとおいて解を求めようとするものである。

まづ微小振巾長波の場合にはつぎの *Helmholtz* 方程式が成立する。

$$\nabla^2 \zeta + k^2 \zeta = 0 \quad (5.1)$$

ここに k は波数である。水面偏位を、

$$z(x, y, t) = R \{ \zeta(x, y) e^{j\omega t} \} \quad (5.2)$$

とすると、水粒子速度 q は次式で与えられる。

$$q(x, y, t) = R \left\{ \frac{j\omega}{\omega} \nabla \zeta(x, y) e^{j\omega t} \right\} \quad (5.3)$$

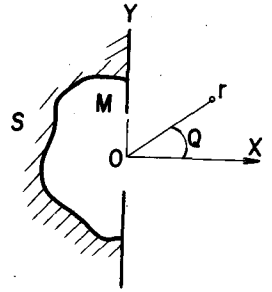


図-14

図-14のY軸を含めて右半平面の領域を考える。固体境界面において、 $\partial \zeta / \partial n_R = 0$ (n_R は境界に垂直方向)、また湾口の開きにおいてこの値が与えられているものとすれば、湾外の水位は次式であたえられる。

$$\zeta_2(x, y) = \oint_C G_2(x, y; x_1, y_1) \frac{\partial \zeta(x_1, y_1)}{\partial n_R} ds_R \quad (5.4)$$

ここに C は境界をあらわし、これにそう微小長さを ds_R 、また C に対する法線方向を n_R 、さらに (x_1, y_1) を C 上の点とし、 G_2 を第2種の *Green* 関数 (または *Neumann* 関数) とする。すなわち G_2 は境界条件

$$\frac{\partial G_2}{\partial n_R}(x, y; x_1, y_1) = 0, \quad R \in C \quad (5.5)$$

を満足する。*Miles* と *Munk* の解析によれば結局 (5.4) は、

$$\zeta_2(x, y) = \frac{j}{2} \int_M H_0^{(2)}(kR) f(\eta) d\eta, \quad f(\eta) = \frac{\partial \zeta}{\partial x}(0, \eta) \quad (5.6)$$

ここに $H_0^{(2)}$ は 0 次の第2種 *Hankel* 関数で M は開口にとり、かつ、

$$R = [x^2 + (y - \eta)^2]^{1/2}, \quad -a \leq \eta \leq a \quad (5.7)$$

すなわち、(5.6) は湾口より発散する波をあらわしている。

y 軸が固体壁であれば全反射をするから、入射波を (2.32) の偏位 $\zeta_i(x, y)$ であらわすと反射波は $\zeta_i(-x, y)$ であり、従って図-13のような開口部をもつ場合の港域外全攪乱は

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &= \zeta_i(x, y) + \zeta_i(-x, y) + \zeta_2 \\ &= \zeta_i(x, y) + \zeta_i(-x, y) + \frac{j}{2} \int_M H_0^{(2)}(kR) f(\eta) d\eta \end{aligned} \quad (5.8)$$

また湾内における攪乱は入口以外はやはり $\partial \zeta / \partial n_R = 0$ であるので式 (5.4) を湾内に適用して、

$$\zeta(x, y) = \int_M G'_2(x, y; 0, \eta) f(\eta) d\eta \quad (5.9)$$

従って湾口で変位が連続という条件より式 (5.8), (5.9) に $x=0$ で等しいとおくことができる。よってつぎの積分方程式をうる。

$$\int_M K(y, \eta) f(\eta) d\eta = 2\zeta_i(0, y), \quad y \text{ in } M \quad (5.10)$$

$$\text{ここに } K(y, \eta) = G'_2(0, y; 0, \eta) - \frac{j}{2} H_0^{(2)}(k|y - \eta|) \quad (5.11)$$

ただし,

$$\frac{\partial G'_2}{\partial n_{R'}}(x, y; x_1, y_1) = 0, \quad R' \in S \quad (5 \cdot 12)$$

従って (5・12) を満足する $(\nabla^2 + k^2) G'_2 = -\delta(x-\xi) \delta(y-\eta)$ の解を求め, (5・10)

の解たる $f(\eta)$ を求めることができれば (5・9) より湾内水位が得られることとなる。

いま湾口における 2 関数 $f(\eta)$ および $\zeta_i(0, \eta)$ の積を作り, 湾口にわたって積分した値,

$$\int_M \zeta_i(0, y) f(y) dy \text{ が原点における } \zeta_i(0, 0) \text{ の } F \text{ 倍であるとする。すなわち,}$$

$$F = \frac{\int_M \zeta_i(0, y) f(y) dy}{\zeta_i(0, 0)} \quad (5 \cdot 13)$$

とする。しかるときは (5・13) より

$$\zeta_i(0, 0) = \int_M \zeta_i(0, y) \phi(y) dy \quad (5 \cdot 14)$$

$$\phi(y) = f(y)/F \quad (5 \cdot 15)$$

(5・15) よりえられる $f(y) = F \cdot \phi(y)$ を (5・10) に代入し両辺に $\phi(y)$ をかけて M にわたって積分し, (5・14) を用いると,

$$F \cdot \iint_{MM} K(y, \eta) \phi(y) \phi(\eta) dy d\eta = 2 \zeta_i(0, 0)$$

$$\therefore F = 2 \zeta_i(0, 0) / D(k) \quad (5 \cdot 16)$$

$$D(k) = \iint_{MM} K(y, \eta) \phi(y) \phi(\eta) dy d\eta \quad (5 \cdot 17)$$

よって湾内水位は (5・15) (5・16) を用いて (5・9) より

$$\frac{\zeta(x, y)}{\zeta_i(0, 0)} = \frac{2}{D(k)} \cdot \int_M G'_2(x, y; 0, \eta) \phi(\eta) d\eta \quad (5 \cdot 18)$$

とかき直せる。(5・14) は基準化条件である。また (5・18) は港湾の振巾増巾度で一自由振動系の場合の (2・27) に相当し, 従って共振の波数は $D(k)$ の実数部の零点によって与えられる。その波数を k_0 とする。すると, $D(k)$ を $k = k_0$ の周囲で Taylor 展開し, Q を求めることができる。

Miles と Munk は図-15 のように巾 b , 奥行 a なる矩形湾で開口巾 a なる矩形湾において $ka \leq kb \leq 1$, また $a > b$ として (5・18) の解として次式をえた。

$$G'_2(x, y, \eta) = -\frac{\cos[k(x+d)]}{kb \sin(kd)} + \frac{2}{b} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cosh[\alpha_n(x+d)]}{\sinh(\alpha_n d)} \times \cos(\beta_n y) \cos(\beta_n \eta).$$

ここに $\beta_n = \frac{n\pi}{b}$, $\alpha_n^2 = \beta_n^2 - k^2$ 。湾が非常に細長く, また波長が非常に長いという仮定で $\alpha_n \approx \beta_n$, $\coth(\alpha_n d) = 1$ とし, 同様に $ka \ll 1$ の仮定より $H_0^{(2)}$ の近似式をうることにより, (5・11) を計算して,

$$K(y, \eta) = -\frac{1}{2} i - (kb)^{-1} \cot(kd) - \frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{1}{2} r k |y - \eta|\right) - \frac{1}{2\pi} \ln\left[2 \cdot \left\{\cos\left(\frac{2\pi y}{b}\right) - \cos\left(\frac{2\pi \eta}{b}\right)\right\}\right]$$

$$= -\frac{1}{2} i - (kb)^{-1} \cot(kd) + E(k) \quad (5 \cdot 19)$$

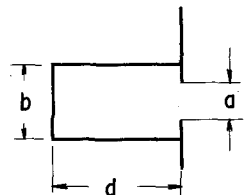


図-15

ここに $\ln r$ は *Euler* の定数で $r = 1.78 \dots$ である。

そこで (5・17) に入れて $D(k)$ を計算するわけであるが、

$$\zeta_i(0, y) = A \exp[ik(x \cos \theta_i + y \sin \theta_i)] = A[1 + iky \sin \theta_i + \dots] \quad (5 \cdot 20)$$

であるので、 $ka \ll 1$ より、基準化条件 (5・14) は、

$$\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \phi(y) dy = 1 + O(k^2 a^2) \text{ とおけるので結局、}$$

$$D(k) = -\frac{1}{2}i - \frac{1}{kb} \cot(kd) + F(k) \quad , \quad (5 \cdot 21)$$

$$F(k) = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} E(k) \phi(y) \phi(\eta) dy d\eta$$

いづれにしても困難な積分方程式 (5・10) の解を求める問題は、(5・21) で $\phi(y)$ に反映するわけであるが、近似的には入口においてピストンが作用する場合や非常に狭いすき間から流入するという両極限状態に対して $F(k)$ は、つぎの関数で近似できるという。

$$\pi F(k) = \ln \left[\left(\frac{8}{rka} \right) \operatorname{cosec} \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right] \quad (5 \cdot 22)$$

従って、共振の波数は (5・22) を (5・21) に入れて実部を 0 とおいてえられるつぎの式

$$\cot(k_0 d) = k_0 b F(k_0) = \frac{k_0 b}{\pi} \log \left[\left(\frac{8}{rka} \right) \operatorname{cosec} \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right] \quad (5 \cdot 23)$$

によって与えられ、またこのとき式 (5・21) より *Taylor* 展開は

$$D(k) = -\frac{1}{2}i + Q \left(1 - \frac{k}{k_0} \right) + \dots \quad (5 \cdot 24)$$

となる故

$$Q = \left| k \frac{dD}{dk} \right|_{k=k_0} = \frac{\cot(k_0 d)}{k_0 l} + \frac{d}{b} \operatorname{cosec}^2(k_0 d) - \frac{1}{\pi} \quad (5 \cdot 25)$$

となる。パワー増巾度は (5・24) より

$$\frac{A_0^2}{A^2} \doteq \left| \frac{D(k)}{D(k_0)} \right|^2 \doteq 1 + 4Q^2 \left(1 - \frac{k^2}{k_0^2} \right) \quad (5 \cdot 26)$$

で (4・10) よりえられるものと一致する。

$a/b = 1$ の場合に式 (5・23) (5・24) より Q を求めて図-16 に示した。この結果は、簡単な解 $Q = d/b$ とほぼ似た値を示し、共振の場合に、湾口が節になるような振動に非常に近く、またエネルギーの放散は湾口を通じて自由に行なわれている場合が抜われていることを証明している。

Miles と *Munk* の理論は湾内振動がいかなる機構で行なわれているかを数学的に式を作ってゆく上で明快に説明した。外洋よりの進入波のエネルギー

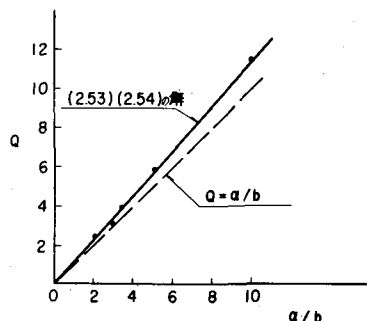


図-16 共振第一モードにおける Q

によって湾水は *Mass* として振動し、また湾からエネルギーが外洋に発散してゆく。この2領域は湾口における水位及び水面勾配の連続の条件によってむすばれているのである。

しかし彼等の解析は共振状態での Q -値を求める為に性急であったために、共振を外れた状態での振巾増巾度を含めた計算がなされなかった。しかし同じ境界条件と同じ基礎方程式に対し、フーリエ変換を用いた詳細な計算が合田良実氏によってなされている。⁽³⁾ この論文は既に多く紹介されているのでここではふれないことにする。

Lee J. は積分方程式の解を数値計算で求める方法を提案し、任意形状の港湾の振動をとくことができるかと述べている。⁽⁴⁾ これを矩形湾に適用した結果は合田氏の結果とほとんど一致し、また円形湾や任意形状の湾にこの方法を適用して興味ある結果をえている。

6. 堤浦の方法⁽⁵⁾

図-17のような一次元モデルで外洋より湾内にむかって x 軸をとり、運動および連続方程式を次式であらわす。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + g h b \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0 \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial x} + b \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0 \quad (6.2)$$

ここに Q : 流量, ζ : 波の平水面よりの水位, h : 水深, b : 水路巾である。 $C^2 = g h$ とおき、両式を $b c$ でわり、加え合わせたものと、差し引いたものをつくると、つぎのようになる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + C \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{Q}{b c} + \zeta \right) = 0 \quad (6.3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - C \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{Q}{b c} - \zeta \right) = 0 \quad (6.4)$$

従って特性曲線の方法が適用され、

$$\frac{dx}{dt} = C \quad \text{上で,} \quad Z^+ = \frac{Q}{b c} + \zeta = \text{const} \quad (6.5)$$

$$\frac{dx}{dt} = -C \quad \text{上で,} \quad Z^- = \frac{Q}{b c} - \zeta = \text{const} \quad (6.6)$$

この方法は入射波が周期波でない場合でも適用できるし、また(3.1)に示した部分反射、部分透過の効果を加味することができる。式(3.1)で

$$\alpha = \frac{b_2 c_2}{b_1 c_1}$$

とおくと、

$$\rho_- = \frac{1-\alpha}{1+\alpha}, \quad q_- = \frac{2}{1+\alpha}, \quad \rho_+ = -\frac{1-\alpha}{1+\alpha}, \quad q_+ = \frac{2\alpha}{1+\alpha} \quad (6.7)$$

である。図-17で湾口を $x=0$ にとり、左側を領域1、右側を領域2とし、その領域の値にそれぞれ添字1, 2を附すと湾口において、(図-18参照)

$$Z_1^+ = \frac{Q_1}{b_1 c_1} + \zeta_1, \quad Z_1^- = \frac{Q_1}{b_1 c_1} - \zeta_1 \quad (6.8)$$

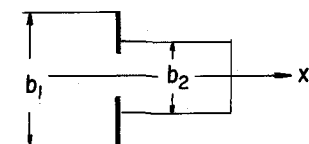


図-17

$$Z_2^+ = \frac{Q_2}{b_2 c_2} + \zeta_2, \quad Z_2^- = \frac{Q_2}{b_2 c_2} - \zeta_2 \quad (6.9)$$

$$Q_1 = \frac{b_1 c_1}{2} (Z_1^+ + Z_1^-), \quad \zeta_1 = \frac{1}{2} (Z_1^+ - Z_1^-) \quad (6.10)$$

$$Q_2 = \frac{b_2 c_2}{2} (Z_2^+ + Z_2^-), \quad \zeta_2 = \frac{1}{2} (Z_2^+ - Z_2^-)$$

湾口で $Q_1 = Q_2$, $\zeta_1 = \zeta_2$ であれば (6.10) より

$$Z_2^+ = q_- Z_1^+ + p_- Z_1^-, \quad Z_1^- = p_+ Z_1^+ + q_+ Z_2^- \quad (6.11)$$

をうる。

初期条件として $t = 0$ における ζ 及び Q を x の関数として与え、境界条件としては $x = 0$ で、(6.11) を、また湾奥では $Q_2 = 0$ を与えればよい。 $x = -x_1$ を湾外のどこかに設定し、そこでは彼の反射がないとすればよい。

一次元モデルの場合、外洋の水路巾 b_1 を b_2 の何倍にとるかはひとつの問題点である。

つぎに、防波堤において非線型効果を考えると、つぎの流量公式が考えられる。

$$Q_1 = Q_2 = \pm K A_0 \sqrt{2g |\zeta_1 - \zeta_2|} \quad (6.12)$$

図-18

この式に (6.10) を代入し、 $(Z_1^+ + Z_1^-) = m_1$, $(Z_2^+ + Z_2^-) = m_2$, $(Z_1^+ - Z_2^-) = n$ において m_1 または m_2 を n で表わすように変形し、えられた結果の係数を整理すると次式をうる。

$$\frac{m_1}{K} = \frac{m_2}{K} = \pm \frac{4}{1+\alpha} (\sqrt{1+\frac{n}{K}} - 1) \quad (6.13)$$

$$K = \frac{1}{2} \left(\frac{1+\alpha}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{K A_0}{A_1} \right)^2 h_1 \quad (6.14)$$

したがって $x = 0$ で

$$Y_2^+ = \pm \left(\frac{4}{1+\alpha} \right) (\sqrt{1+|Y_1^+ + Y_2^-|} - 1) - Y_2^- \quad (6.15)$$

$$Y_1^- = \pm \left(\frac{4}{1+\alpha} \right) (\sqrt{1+|Y_1^+ + Y_2^-|} - 1) - Y_1^+ \quad (6.16)$$

ここに $Y = Z/K$ である。

かくして防波堤の非線型効果を考慮に入れる計算が可能になる。

7. 山田の理論¹⁶⁾

前節までに述べて来たことによって、3.の場合には湾内にエネルギーが貯留されるような解が与えられるが、実際には、4.に述べたように港湾は外洋波のスペクトルに対する特性的な応答を示すはづであり、湾口よりのエネルギー逸散が Q 値に重要な貢献をすることが指摘された。5.では無限水域に連らなるとして、湾口でのエネルギー放射を2次的に解析したが、外洋は湾内と同じ水深であり、水深の急変の考慮はなされていない。しかし、 Q -値や、共振周波数の計算は可能となっており、またこの節で展開された方法に従えば、応答特性の計算もできることが示された。6.では湾口で断面が急変した場合や、防波堤が存在する場合に、エネルギー・逸散の計算を進める場合の基

本的な解析法が示されている。

そこで津波の湾内振動の問題は湾口条件、エネルギーの逸散、摩擦減衰との大きさの比較、水位の時間的変動の経過、誘発される副振動などについて研究を進めてゆくべきであろうことがわかる。この点に関しての山田博士の研究をつぎに説明する。

いま平均水面を $x-y$ 面、これに直角上向きに z 軸をとり、湾口を原点に、奥行きに沿って x 軸をとる。平均水面での湾巾を b 、深さ h 、波 ζ 、流速 u とし基礎方程式を、つぎのようにする。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - 2\varepsilon u \quad (7.1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial x} (bhu) \quad (7.2)$$

ここに u は x 方向にわたる平均流速、 ε は渦動粘性係数とする。 u 、 ζ の t に関するフーリエ変換を $\bar{U}(ja)$ 、 $\bar{\zeta}(ja)$ とすれば、(7.1)(7.2)より

$$(ja+2\varepsilon)\bar{U}(ja) = -g \frac{d\bar{\zeta}(ja)}{dx}, \quad ja\bar{\zeta}(ja) = -\left\{ \frac{1}{b} \frac{d}{dx} [bh\bar{U}(ja)] \right\}$$

をうるのでこれより $\bar{U}(ja)$ を消去し、なお、 $\tau(x) = \int_0^x \frac{dx}{c}$,

$c = \sqrt{gh}$ を用いると、 $\sigma(\tau) = [g/h(x)b^2(x)]^{1/4}$ として

$$ja(ja+2\varepsilon)\bar{\zeta} = \sigma^2 \frac{d}{d\tau} \left(\frac{|\sigma\bar{\zeta}|}{\sigma^2} \right) \quad (7.3)$$

また ε は小量であるとし、また Green が変断面水路において行なった解析にならい (Lawl, P274)

$$\bar{\zeta} = \sigma \cdot \bar{Z} \quad (7.4)$$

とおいて、 $\sigma'/\sigma \ll Z'/Z$ 、したがって dh/hdx 、および db/bdx が $\partial\zeta/\partial x$ に比して小さいとすれば、 $d\sigma/\sigma d\tau \ll \partial\zeta/\partial\tau$ とおけて従って (7.3) は、

$$\frac{d^2 \bar{Z}}{d\tau^2} = (ia+\varepsilon)^2 \bar{Z} \quad (7.5)$$

原点を湾口にとり、流量及び水位一定の湾に条件を考える。したがって、

$$\bar{Z}_i + \bar{Z}_e = \bar{Z}_0 \quad (7.6)$$

$$\frac{A_i c}{h} \bar{Z}_i - \frac{A_e c}{h} \bar{Z}_e = b_0 h_0 \bar{U}_0 \quad (7.7)$$

ここに添字し、 i は入射波、散逸波の諸量、 o は湾口の値を示す。ただし、 A_i 、 A_e は湾に流入または流出する水部分の占める断面積でこれをいかにとるかは未知の問題である。(7.6)、(7.7) および湾奥において $\bar{U}(L) = 0$ を用いて (7.5) の解を求めると、

$$\bar{\zeta}(x) = A \cdot \frac{\sigma(x)}{\sigma(o)} \frac{\bar{Z}_i \{ e^{-(ia+\varepsilon)\tau(x)} + e^{-(ia+\varepsilon)[2\tau(L)-\tau(x)]} \}}{1 + A_e - 2(ia+\varepsilon)\tau(L)} \quad (7.8)$$

$0 < d < 1$ につき分母を二項定理を用いて級数展開し、フーリエ逆変換を求めると、

$$\zeta(x, t) = A \cdot \frac{\sigma(x)}{\sigma(o)} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(-d)^n e^{-\varepsilon\tau(2nL+x)} Z_i(t-\tau(2nL+x))}{+(-d)^n e^{-\varepsilon\tau(2n+2L-x)} Z_i(t-\tau(2n+2L-x))} \right\} \quad (7.9)$$

ここに

$$\varepsilon/\omega_m \ll 1, \quad \omega_m = \text{入射波最小周波数} \quad (7 \cdot 10)$$

および

$$A = \frac{A_i + A_e}{A_e + b_0 \sqrt{h h_0}}, \quad \Delta = \frac{A_e - b_0 \sqrt{h h_0}}{A_e + b_0 \sqrt{h h_0}} \quad (7 \cdot 11)$$

A は湾内への透過係数, Δ は湾口での反射係数という意味をもつが, 前節までに用いた ρ , q とは異なる。式 (7・8) によって

- (i) $Z_i(t)$ は $A Z_i(t)$ となって湾内に進入する。
- (ii) 湾内の水位変動は湾奥で (+1) の, 湾口で ($-\Delta$) の反射をおこない, それらの重ね合せとなる。
- (iii) それ迄の走行時間 τ の間に水底摩擦による減衰 $e^{-\varepsilon \tau}$ をうける。
- (iv) *Green* の法則に従う波高変化が湾内の断面の変化によって生じる。

6.において正負の特性曲線によって湾内水位変動が決定できることが示されたが, (7・9) はこれを *explicit* に表現したものであり, 透過反射的作用や, さらに地形変化および摩擦の影響も入っており, 湾水振動の特性がよく表現されているといえよう。

いま

$$A = e^{-\mu}, \quad \frac{\mu}{\tau(2L)} = \delta, \quad \phi = \delta + \varepsilon, \quad \varepsilon_1 = \Delta e^{-\varepsilon \tau(2L)} = e^{-\phi \tau(2L)} \quad (7 \cdot 12)$$

とおく。すると, (7・8) は簡単な計算によって変形され, その逆変換は,

$$\zeta(x, t) = A \frac{\sigma(x)}{\sigma(0)} \{ e^{-\varepsilon \tau(x)} F(t - \tau(x) + e^{-\varepsilon \tau(2L-x)} F(t - \tau(2L-x))) \} \quad (7 \cdot 13)$$

$$F(\tau_1) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{Z}_{ii} e^{-i\alpha \tau_1} d\alpha}{1 + \varepsilon_1 e^{-i\alpha \tau(2L)}} \quad (7 \cdot 14)$$

$$t < 0 \text{ で, } Z_i(t) = 0, \quad t > 0 \text{ で } Z_i(t) = A e^{-\lambda t} \sin \omega_0 t \quad (7 \cdot 15)$$

とおくと, これは角周波数 ω_0 なる減衰強制波であり, (7・14) の形より見てそのフーリエ変換 $\bar{Z}_i$ の極が強制振動を表わすことがわかる。すなわち,

$$\begin{aligned} \bar{Z}_i(\alpha) &= \int_{-\infty}^{\infty} A e^{-\lambda t} \sin \omega_0 t \cdot e^{-i\alpha t} dt = \frac{A}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(\lambda + i\alpha)t} \cdot \left[\frac{e^{i\omega_0 t} - e^{-i\omega_0 t}}{2} \right] dt \\ &= \frac{-A \omega_0}{(\alpha - \omega_0 - i\lambda)(\alpha + \omega_0 - i\lambda)} \end{aligned} \quad (7 \cdot 16)$$

よって, 極の位置は $\alpha = \pm \omega_0 + i\lambda$ である。(7・16) を (7・14) に代入し, この極についての留数を計算すれば,

$$F_0(\tau_1) = A e^{-\lambda \tau_1} \cdot \frac{\sin \omega_0 \tau_1 + \varepsilon_1 e^{\lambda \tau(2L)} \sin \omega_0 (\tau_1 + \tau(2L))}{1 + 2\varepsilon_1 e^{\lambda \tau(2L)} \cdot \cos \omega_0 \tau(2L) + \varepsilon_1^2 e^{2\lambda \tau(2L)}} \quad (7 \cdot 17)$$

τ_1 の代りに $t - \tau(x)$ または $t - \tau(2L - x)$ を入れて (7・13) に代入すれば, 強制振動が得られるが, とくに $\lambda = 0$ の非減衰の場合に $x = L$ においての解は,

$$\zeta_0(L) = A \cdot A \cdot \frac{\sigma(x)}{\sigma(0)} \cdot B_0(x) \sin(\omega_0 t - \tau) \quad (7 \cdot 18)$$

$$B_0(L) = \frac{2}{\sqrt{1+2\epsilon_1 \cos \omega_0 \tau(2L) + \epsilon_1^2}}, \quad \tan r(L) = \frac{1-\epsilon_1}{1+\epsilon_1} \tan(\omega_0 \tau(L)) \quad (7 \cdot 19)$$

となる。湾の副振動の第一モードの近似値を $\omega_1 = 2\pi/T = \pi/\tau(2L)$ とおくと、

$$B_0(L) = 2D^{-1}, \quad D = \sqrt{1+2\epsilon_1 \cos(\pi \frac{\omega_0}{\omega_1}) + \epsilon_1^2} \quad (7 \cdot 20)$$

よって、図-19のように点Pが弧EAFの上にくるときは単なる閉反射以上に増巾し、弧EBFの上にくるときに減巾する。点Aでは $\omega_0 = \omega_m$ すなわち共振の場合でこのとき $D = 1 - \epsilon_1$ で最大振巾を与え、また $\omega_0 = 2m\omega_1$ のときには最小の振巾で、このとき $D = 1 + \epsilon_1$ となる。

このように摩擦減衰の効果はかなり著しい。また、(7・11)の下で述べたように、湾奥での第1波は $2AA \cdot \sigma(L)/\sigma(o) \cdot e^{-\epsilon \tau(L)} \cdot \sin(\omega_0 t - \tau(L))$ となるので、(7・18)(7・19)と比較すれば、強制振動は第1波に比して $e^{\epsilon \tau} D^{-1}$ 倍であり、この大きさによって第1波が一番大きい場合と、後続波により次第に増巾する場合とがあることがわかる。

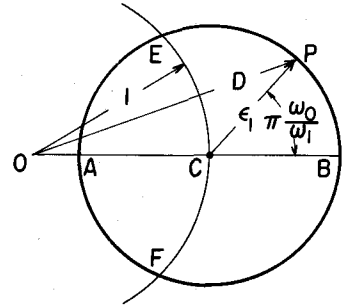


図-19

また(7・14)の極には $\bar{Z}_i$ の極のほか、 $1 + \epsilon_1 e^{-i\alpha \tau(2L)} = 0$ を満足する極が存在する。(7・12)を用いて上式を満足する α を求めると、 $\alpha = \pm(2m-1)\frac{\pi}{\tau} + i\phi = \pm\omega_m + i\phi$, $m = 1, 2, \dots$ となり、従って、このような振動が誘起される。

$$\omega_m = \pm(2m-1)\frac{\pi}{\tau(2L)}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (7 \cdot 21)$$

は、すなわち港湾の副振動である。山田の計算によれば、基本周期よりも長周期の入射振動に対し、 τ はほとんど基本振動のみが誘起され、これよりも短い入射振動に対しては第2モードも誘起されるというような事情が明らかにされている。実際津波の現地観測記録では各港湾ごとに著しく副振動が発達していることが観測されており、そのような事情が(4・9)の $A(\omega)$ に反映するものと理解される。

8. む す び

津波が大陸棚あるいは湾において振動波形に変形したとしても湾奥あるいは海浜に近接してくる場合の効果を考える場合には、式(7・8)の $\sigma(x)/\sigma(o)$ の項にあらわれているように、一山一山を別箇に取り出して考えるべきである。そしてこの一山に着目し、かつ微小振巾と考えてグリーンンの法則のように水深や湾巾の変化の影響を解析することができる。(本間1933, Carrier, Greenspan 1957, 首藤1966等)また陸岸に近接してくると、津波はもはや有限振巾の長波と考えねばならず、これを特性曲線法を用いて解析すると前面勾配が次第に急になって遂には段波、あるいは斜面上で碎けてしまう場合がでてくる。

このような問題については今回はふれていない。

参 考 文 献

- 1) 今村明恒 “三陸沿岸に於ける過去の津波について” 震研彙報別冊1, 1934年3月
- 2) Yamauchi, S., “Abnormally High Waves, or “Tsunami”, on the Coast of Sanriku in Japan, on March 3, 1933, 文献1) 同上
- 3) 室田 明 “津波理論” 水工学シリーズ 65-21, 1965年8月
- 4) 梶浦欣二郎 “津波” 水工学シリーズ 66-13, 1966年8月
- 5) Raichlen, F. Chapter 7 Harbor Resonance, in “estuary and coastline hydrodynamics, edited by Ippen, A. T. 1966
- 6) Kato, Y. et al “The Chile Tsunami of May 24, 1960 observed along the Sanriku Coast, Japan”, Report on the Chilean Tsunami Field Investigation Committee for Chilean Tsunami, Dec, 1961
- 7) Nishimura, G. and Kanai, K. “The Long Waves in a Bay of Variable Section, (1)” 震研彙報別冊1, 1934-3'
- 8) Nakamura, K. “Motion of Water due to Long Waves in a Rectangular Bay of Uniform Depth, ” Sci. Rep. of The Tohoku Univ. Series 5, Geophysics, Vol. 12, March 1961
- 9) Watanabe H., “The Motion of Tsunami at the Inner Part of Bays, Especially on the Distribution of Maximum Height of Tsunami, ” Journal of the Oceanographical Soc. of Japan, 20th Anni, 1962
- 10) 西村・高山・金井 “湾口における水位変化に伴ふ湾内海水の運動(其の2)”, 震研彙報13号
- 11) Miles, J. and Munk, W. “Harbor Paradox” Proc. A. S. C. E. Journal of The Waterways and Harbors Division P2888, Aug, 1961
- 12) Lamb, H. “Hydrodynamics” Camb. U. P. New-York 1932 P.189
- 13) 合田良実 “長方形および扇形の港の副振動について” 第10回海岸工学講演会講演集(1963) P. 53
- 14) Lee, Jiin-Jen, “Wave Induced Oscillations in Harbors on Arbitrary Shape” W. M. Keck Lab. of Hydraulics and Water Resources, Div. of Eng. and Applied Science C. I. T. Dec. 1969
- 15) 梶浦欣二郎 “湾水振動におよぼす防波堤の効果” 震研彙報第41号(1963) PP403-418
- 16) 山田彦児 “津波の伝播に伴う港湾の水位変動” Studies on Oceanography 日高教授還暦記念海洋学論文集 1964, PP350-358