

湾 水 振 動

村 上 仁 士

1. はしがき

湾水振動 (harbor oscillation) とは、外海から侵入する波の周期に応じて、湾水が“共振現象”を起こし、湾内の波高が入射波高の数倍にも増幅される現象をいう。これは津波や台風の来襲時などの検潮記録に数分から数十分周期の波動として記録されるもので、セイシュ (seiche) とか副振動 (secondary undulation of tides) といわれるものをさしている。以後ここではこれを副振動と呼ぶことにする。

津波による副振動の場合、入射波高自体が大きいのので湾内で起こる共振時の波高は異常に大きくなり、背後地では長時間の越波や海水侵入による被害をしばしば蒙ることがある。したがってこの場合には湾水の共振周期 (固有周期) を明らかにしておくことはもちろん、侵入波の最大波高を定量的に評価することが防災上重要な問題となる。

もっとも津波は頻繁に起こるわけではなく、通常副振動はそれ以外の長周期の波がもとで起きていることになる。副振動を誘起させる長周期波の発生原因としては、サーフ・ビートなど波高の変動性によるもの、気圧や風の急変、前線の通過など微気圧変動によるもの、エッジ波によるものなどがある。¹⁾ これらによる副振動では、波高はたいして大きくならないが、振動モードの節 (node) にあたる位置で水粒子の水平運動が大きくなる。このため、係留中の船舶は動揺し、荷物の積降しに支障をきたすばかりでなく、係留索まで切断されることさえある。さらに、これがもとで港湾構造物と大型船舶が衝突して双方に被害を蒙る例などもみられる。これらは大規模な港湾だけに限ったことではない。近年、モーターボートやヨットといった小型船舶用の港湾の普及に伴い、この種の港湾でも副振動に対する対策が重要な課題となっている。

こうしたことから、湾水振動に関する研究は従来から活発に行われており、数多くの成果が得られている。

湾水振動を誘起させる原因が何であれ、湾水の応答振動の機構はすべて同じである。この点で、本研修会においても主として「津波」に関連して、室田 (1965²⁾, 1971³⁾、梶浦 (1966⁴⁾、および岩崎 (1971⁵⁾) らは湾水の応答振動の機構や振動特性についてすでに解説を行っている。また、この問題に関する参考書として Estuary and Coastline Hydrodynamics, 第7章 Harbor Resonance⁶⁾ など多くの研究資料に供されているところである。

したがって、本小論では、これらと重複することを極力避け、まず副振動による被害例および副振動の調査例を挙げてこの問題の重要性を強調する。つづいて、従来必ずしも明らかにされていなかった

た共振時の波高の定量化を試みるため、単純な形状の湾モデルを例にして波のエネルギー損失を考慮した理論解を示し、それに基づいて湾水の共振特性を考察する。さらに、複雑な形状の湾については波のエネルギー損失を考慮した理論が確立されていないので、比較的利用される解法の一例を紹介する。

2. 副振動による被害例および副振動の調査例

昭和35年のチリ地震津波の際、三陸沿岸各地の湾における被害状況をみると、明らかに湾水の共振現象が原因で被害を受けたと認められるものがある⁷⁾。しかし多くの場合、津波による被害は湾水の共振によるもののみと断定できないので、津波による被害例は一応除外して考える。

ここでは、津波以外の長周期の波が原因で生じた副振動による被害の報告例と被害予防の立場から副振動について調査検討している港湾の例を挙げる。

2.1 諸外国の例

a) ターミナル・アイランド^{8)~10)}(アメリカ、カリフォルニア州、ロングビーチ)

1944年4月25日~27日の間に生じた副振動(surgingという言葉が使われている)により、この港の海軍ドライドックで杭の大量破損(50数本)、船首索の切断、捕鯨船の破損などの事故が起きた。この港では3分および6分周期の副振動が顕著であり、3分周期の振動で波高が0.2ft以上になるといっても船体と桟橋に被害が生ずるという報告がなされている。なお、模型実験の結果、港口幅を2000ftから600ftに減じれば、副振動の振幅は約50%小さくできることが明らかにされた。

b) テーブル・ベイ^{11), 12)}(アフリカ、ケープタウン)

1942年10月8日、この港のビクトリア・ベイスンにあるNo.1突堤近くで海軍の小型船とひき船が衝突したり、ひき船に誘導されてダンカン・ベイスンに入ってきたCity of Canton(6692 G/T)が副振動(range actionという言葉が使われている)に起因する流れによって港外へ押し返されるという事態が起きた。また同日、これと同じ大きさの船舶Bankok IIも同じ現象により港口の北側の壁体と接触事故を起こした。さらに、1944年9月10日、港口部で生じた強い逆流によりダンカン・ベイスンの岸壁側の係留索が緩んで引きちぎれるという事故が起きた。この港における副振動の抑制対策として、外側に緩衝水域を設け波のエネルギーを吸収させ、内側の水域を静穏にするという方法が提案された。

c) マドラス港^{13), 14)}(インド)

インドの東海岸にあるこの港ではベンガル湾でサイクロンが発生すると、それに起因する長周期波のために船舶の接岸が困難となり、2~3年毎ときには年に2~3回は2~3日間荷物の積降しができなくなるという報告がなされている。この港では、周期60秒で波高0.5ftの副振動と74秒周期の副振動が船舶に大きな影響を与えるということが明らかにされた。

d) Leixões 港¹⁵⁾ (ポルトガル)

リスボンの北方にあるこの港で、1973年1月16日～17日にかけて起きた副振動により、№2ドックの北突堤に係留していた160mの荷物船に係留索を切断して漂流し、橋台に衝突して係船柱を2本破損させるという事故を起こした。さらに、その数日後1月21日～22日には、荷物を降したタンカー Orpins de Bettencourt (137,000 D/T) が副振動による流れのために動き始め5本の係留索を切断するという事故を起こしている。

e) その他

副振動による被害の防止という観点から、1949年、C. I. T. でグアムのアプラ港に対する水理模型実験が行われた。¹⁶⁾その後、副振動の問題に関して検討を加えている例を羅列すると、アメリカのミネソタ州とウィスコンシン州の Duluth-Superior 港、¹⁷⁾カリフォルニア州の Monterey 港、¹⁸⁾アフリカの Luanda 港、¹⁹⁾黄金海岸の テマ港¹⁴⁾などがある。さらにマリーナ計画の上で副振動の調査が行われたものとして、アメリカのロスアンゼルスから西へ15マイルの地にある Marina del Rey や Redond Beach-King Harbor、サンフランシスコから南へ30マイル離れた Halfmoon Bay Harbor、Scarboro Harbor、Great Lakes Harbor などが挙げられる。^{20), 21)}

2.2 わが国の例

古くから、アビキとかヨタとか呼ばれているように小さな漁港などでは副振動に悩まされていることが多い。主要な港湾でも副振動は問題となるが、被害報告例というのは極めて少ないように思われる。全国各地の主要な港湾の副振動の周期および波高特性などについては文献 1) に整理されているので参照されたい。

a) 長崎港^{1), 22), 23)}

昭和24年～25年の潮位記録によると、長崎港の湾奥部の大波止では気圧変動により生じた副振動の最大波高が2m近くにもなり、これらの副振動の周期は30分ないし40分を示している。こうした副振動がもとで、湾奥部や浦上川では中小船舶にたびたび被害が生じ、この2年間で被害が明らかにされたものだけでも表-1のとおりになる。

この港では、港内の各所に突堤を設けて水域の固有周期を変えることにより副振動を抑制しようとする方法がとられた。

b) 清水港²⁴⁾

駿河湾のこの港は常に微小な副振動の絶えることがなく、津波や台風時には低地部がたびたび浸水する。この港の固有周期は40分、20分および10分であり、40分周期の振動は折戸湾を含めた清水港の基本モードである。この40分周期の副振動により、チリ地震津波の際に海水の越流による浸水の他に、約10万本の材木が流失し、折戸湾内の真珠、カキ養殖場が全滅した。

c) その他

副振動による被害の防止という観点から、新潟東港、²⁵⁾銚子漁港、²⁶⁾仙台港²⁷⁾などで副振動の観測や調査、

表－１ 長崎港における副振動による船舶の被害（文献 23）による）

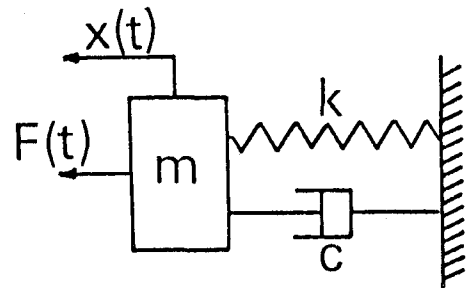
年月日	時分	周期 (min)	波高 (m)	被害 場所	船種	積荷	被害金額 (千)	被害内容	摘要
1949.12.18	4.20	15	142	浦上川	はしけ	石炭	1,000	4隻沈没	初振にてロープ切断
"	"	"	"	沖見川	機帆	木材	450	船橋舷側破損	ロープ切断
12.20	11.30	13	120	浦上川	はしけ	鋼材	600	2隻破損	坐礁のため船底の破損
"	"	"	"	水産場	機帆	漁獲物	150	舷側破損, トロール箱落下沈没	坐礁, トロール箱23ヶ転落
12.26	6.00	20	178	元船町	はしけ	雑貨	300	1隻坐礁沈没	積荷浸水
"	"	"	"	旭町	機帆	船	500	1隻船底大破	ロープ切断後浅瀬に坐礁大破
1950. 1. 2	13.57	20	99	元船町	はしけ	雑貨	200	約16隻ロープ切断	時間待および負傷労働者の手当等の被害
1.30	11.30 12.40	1時間 (5回)	105～ 120	元船町	はしけ	雑貨	200	労働者負傷, 荷役中止	
"	"	"	"	元船町	機帆	雑貨	300	荷役中止	
3. 7	4.10	15	110	沖見川	はしけ	石炭	700	2隻船底大破	ロープ切断
"	"	"	"	浦上川	機帆	石炭	200	船底小破	ロープ切断転石のため小破
6.18	14.56	13	100	沖見川	機帆	石炭	200	舷側小破	
6.25	9.43 10.19	12	105～ 121	元船町	機帆	雑貨	200	荷役中止	

解析が行われている。港内の静穏度を高めるために港湾構造物を消波構造にして、反射波のエネルギーを減殺させることも副振動の抑制に有効な方法といえる。波の反射の問題と同時に、様似港、瀬棚港などでは副振動が問題となり、その解決方法として防波堤や岸壁を消波構造とすべきことが報告されている。²⁸⁾

3. 湾水の応答振動機構

岩崎⁵⁾(1971)は、湾水の応答振動機構を1自由度振動系の spring-mass-dashpot system を用いて平易に説明している。ここでも、波のエネルギー損失（1自由度振動系の臨界制動係数に相当）が応答振動特性に重要な要素であることを強調するため、再度簡単な説明をしておこう。

1 自由度振動系（図－1）を考え、質量 m の物体に外力 $F(t)$ が作用し、変位 $x(t)$ が生ずるとすれば、



図－1 1 自由度振動系モデル

運動方程式は次式で示される。

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F(t) \quad (3.1)$$

ここに、 c 、 k はそれぞれ粘性減衰係数およびバネ定数で、 $\ddot{x} = d^2x/dt^2$ 、 $\dot{x} = dx/dt$ である。

式(3.1)の解は、時間とともに減衰消滅する自由振動の項と定常振動の項との和になるが、共振問題を論ずるには定常解のみを取り扱えばよい。系に周期的な外力

$$F(t) = F_0 \cos \omega t \quad (3.2)$$

が作用した場合の定常解が

$$x = X \cos(\omega t - \phi) \quad (3.3)$$

になるとして、 X を無次元表示すれば次式のようになる。

$$A(\omega) = \frac{X}{X_{st}} = \left| \frac{1}{1 - (\omega/\omega_n)^2 + i \frac{1}{Q} (\omega/\omega_n)} \right| \quad (3.4)$$

ただし、 $X_{st} = F_0/k$ 、 $\omega_n^2 = k/m$ であり $\zeta = c/2m\omega_n$ としたとき $Q = 1/2\zeta$ である。

Q は周知のように共振時の振幅の増幅率を表わす因子quality factor と呼ばれるもので、 $\omega = \omega_n$ のとき、

$$Q = \frac{\sqrt{km}}{c} = 2\pi \frac{m\dot{x}}{c\ddot{x}} = 2\pi \frac{\text{系に蓄積される全エネルギーの時間平均値}}{\text{抵抗力により一周期間に消費されるエネルギー}} \quad (3.5)$$

を表わすことになる。²⁹⁾

図-2は、振幅増幅率 $A(\omega)$ および位相差 ϕ と ω/ω_n の関係を ζ をパラメータとして示している。 $\zeta \propto 1/Q$ が増大、すなわち抵抗力により消費されるエネルギーが増大すれば増幅率 $A(\omega)$ は減少し、しかも $A(\omega)$ の極値は $\omega/\omega_n = 1$ よりも小さい方へずれることがわかる。このことから、消費されるエネルギーを正確に見積もらなければ共振特性を定量的に把握しえないことが理解されよう。

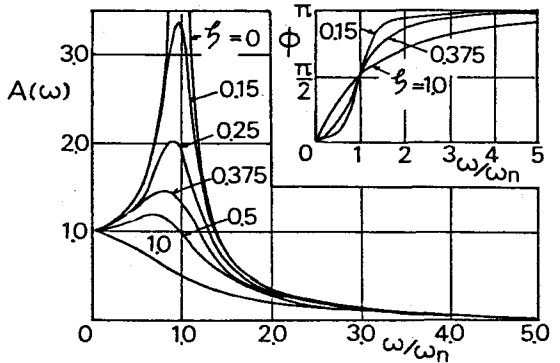


図-2 1自由度振動系の応答振動曲線

湧水振動はいうまでもなく多自由度の振動系となるが、式(3.5)の物理的意味を用いて

$$Q = \omega E / (dE/dt) \quad (3.6)$$

と表現し、湧水の共振問題を論ずるのが有名なMiles-Munk³⁰⁾の方法である。

式(3.4)からパワー増幅率 $A^2(\omega)$ は次のようになる。

$$A^2(\omega) = \frac{1}{\{1 - (\omega/\omega_n)^2\}^2 + (1/Q^2)(\omega/\omega_n)^2} \quad (3.7)$$

したがって、外海の入射波のパワースペクトル $S_1(\omega)$ がわかれば、湾水振動の応答スペクトル $S_2(\omega)$ は次式のようにして求められる。

$$S_2(\omega) = A^2(\omega) S_1(\omega) \quad (3 \cdot 8)$$

一方、湾水振動のレベルも $S_1(\omega)$ が ω_n の近くで平坦であると仮定すれば次式から計算しうる。

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

4. 湾水振動理論と応答振動特性

対象とする領域の水深が一定の場合、湾水振動の理論的取り扱い方は、Laplace の方程式 $\nabla^2 \phi = 0$ に対し、境界条件を満足するように速度ポテンシャル ϕ を求める方法が一般的であり、円形湾とか長方形湾などの場合には、比較的容易に解が求められる。McNown³¹⁾, Kravtchenko-McNown³²⁾, Apté-Marcou³³⁾, Ippen-Raichlen³⁴⁾, Ippen-Goda³⁵⁾ らの方法がそれである。複雑な形状の湾では簡単に解を得ることが困難なために、Helmholtz の式の解を Green 関数を含む積分方程式で表示し、それを一定の境界条件のもとで解く方法が普通とられる。Miles-Munk³⁰⁾, Hwang-Tuck³⁶⁾, Lee-Raichlen^{37), 38)}, Su³⁰⁾, Mei-Petroni⁴⁰⁾ などはいくつかの取り扱い方をしている。

これらのいずれの方法であれ、流体振動系における摩擦や乱れなどによる波のエネルギー損失をそのまま理論に導入できない点に問題があり、湾水振動の対象が津波のように共振時の波高を問題とするような場合には適当でない。

LeMéhaute^{41)~43)} は、長方形湾について、湾口が全開および一部開いている場合、湾内外の水深が急変する場合など種々の条件のもとで、湾水振動の解析を行っている。これは波を複素表示して入射波と反射波を重ね合わせる方法で、湾幅や外海の幅が波長の $\frac{1}{2}$ 以下であるという1次元的な制約はあるものの、この方法の注目すべきことは底面の摩擦や湾奥での反射率など一種のエネルギー損失を理論に導入したことである。しかし、実際にはこれから得られる解は実験値よりもはるかに大きい増幅率を与え、共振点を示す湾長・波長比 l_R/L も実験値と異なる結果となっている。

以上のような現状にかんがみ、ここではまず波のエネルギー損失を考慮した単純な長方形湾に対する解法を紹介する。ついで複雑な形状の湾の解法についてはエネルギー損失を考慮する段階にまで至っていないので、比較的よく利用される Lee-Raichlen の数値解析法を紹介する。合せて応答振動特性についても若干ふれることにする。

4.1 湾口における波のエネルギー損失を考慮した湾水振動解析

a) 1次元解析

梶浦⁴⁴⁾ は、長方形湾を対象とした1次元モデルについて運動および連続方程式を特性曲線法で解き、湾口防波堤がある場合に一種のエネルギー損失を表わす流量係数を導入して湾水振動の解を得ているが、ここでは LeMéhaute の方法に準拠した著者の方法を述べる。^{45), 46)}

図-3のような長方形湾を考え、水深は湾内外で一定とする。波を複素ベクトル表示し、バーをつけて表わすと、湾内外の波は図-4のようになる。

まず、入射波 $\bar{A}_1$ が湾口部で一部反射し $\bar{\beta}_1 \bar{A}_1$ として外海へ返り、残りは透過波 $\bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ となり湾内へ侵入する。

この波は境界摩擦を伴いながら湾奥に達し $\bar{r}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ となる。これが湾奥で反射して $\bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ となり、湾口へ向い湾口で $\bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1$ となる。そして一部は外海へ向い、波 $\bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{A}_1$ は再び湾内へ反射波として進行する。以下同様の過程が繰り返される。

ここに、 $\bar{\alpha}_n = \alpha_n \exp(i\hat{\alpha}_n)$ 、 $\bar{\beta}_n = \beta_n \exp(i\hat{\beta}_n)$ は透過率および反射率、 $\bar{r}_n = r_n \exp(i\hat{r}_n)$ は境界摩擦、 p_n

は湾奥での反射率を表す。ただし、 $n = 1, 2, \dots$ である。

湾奥で岸に向う波を $\bar{C}_0$ 、沖に向う波を $\bar{D}_0$ とすると、

$$\begin{aligned} \bar{C}_0 = & \bar{r}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1 + \bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{A}_1 + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{A}_1 \\ & + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{p}_3 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{r}_4 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{\beta}_4 \bar{A}_1 + \dots \end{aligned} \quad (4 \cdot 1)$$

$$\begin{aligned} \bar{D}_0 = & \bar{p}_1 \bar{r}_1 \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1 + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{A}_1 + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{p}_3 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{A}_1 \\ & + \bar{p}_1 \bar{p}_2 \bar{p}_3 \bar{p}_4 \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 \bar{r}_4 \bar{\alpha}_1 \bar{\beta}_2 \bar{\beta}_3 \bar{\beta}_4 \bar{A}_1 \end{aligned} \quad (4 \cdot 2)$$

となる。いま、

$$\left. \begin{aligned} \bar{r}_1 = \bar{r}_2 = \bar{r}_3 = \dots = \bar{r} \\ \bar{p}_1 = \bar{p}_2 = \bar{p}_3 = \dots = \bar{p} \\ \bar{\beta}_2 = \bar{\beta}_3 = \bar{\beta}_4 = \dots = \bar{\beta}_2 \end{aligned} \right\} \quad (4 \cdot 3)$$

と仮定すると、湾奥の波高は $2 |\bar{C}_0 + \bar{D}_0|$ となり、

$$2 |\bar{C}_0 + \bar{D}_0| = 2 \left| \frac{(1 + \bar{p}) \bar{r} \bar{\alpha}_1 \bar{A}_1}{1 - \bar{p} \bar{r}^2 \bar{\beta}_2} \right| \quad (4 \cdot 4)$$

を得る。ここで、湾奥における波高増幅率 $R(0, -l)$ (R と略す)をその点の波高と入射波高の2倍($4 |\bar{A}_1|$)との比とすれば、 R は次式のように求められる。

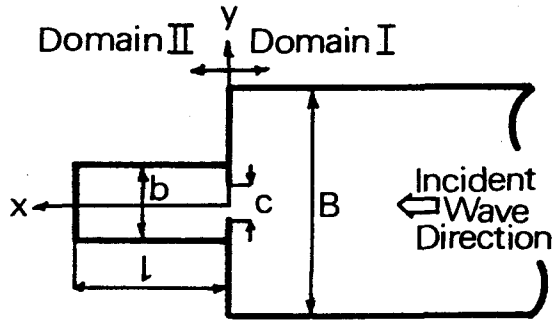


図-3 長方形湾モデル

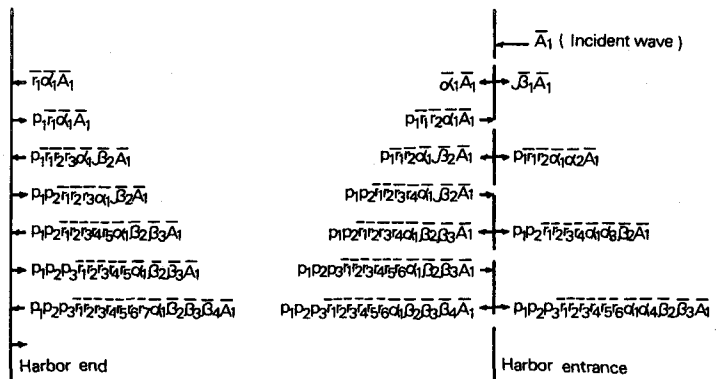


図-4 湾内の波の透過と反射

$$R = \frac{2 |\overline{C_0} + \overline{D_0}|}{4 |\overline{A_1}|} = \frac{r \alpha_1 (1+p)}{2 \sqrt{1 + (\beta_2 r^2 p)^2 - 2 \beta_2 r^2 p \cos(\hat{\beta}_2 + 2\hat{r})}} \quad (4 \cdot 5)$$

上式は LeMéhauté が求めた解と同じである。

著者らは、透過率 α_1 として次式のように LeMéhauté とは異なる実験式を提案するとともに、上式の未知量 β_2 および $\hat{\beta}_2$ を α_1 の関数として以下のように求めた。

$$\alpha_1 = (c/b)^{1/4} (B/b)^{1/4} \quad (4 \cdot 6a)$$

$$\beta_2 = \sqrt{1 - (b/B) \alpha_1^2 - \varepsilon_2} \quad (4 \cdot 6b)$$

$$\hat{\beta}_2 = \cos^{-1} \left\{ \frac{2 - (1 + b/B) \alpha_1^2 - \varepsilon_2}{2 \beta_2} \right\} \quad (4 \cdot 6c)$$

ここに、 ε_2 は湾内から湾外へ向かうときに湾口で失なう波のエネルギー逸散率で、その

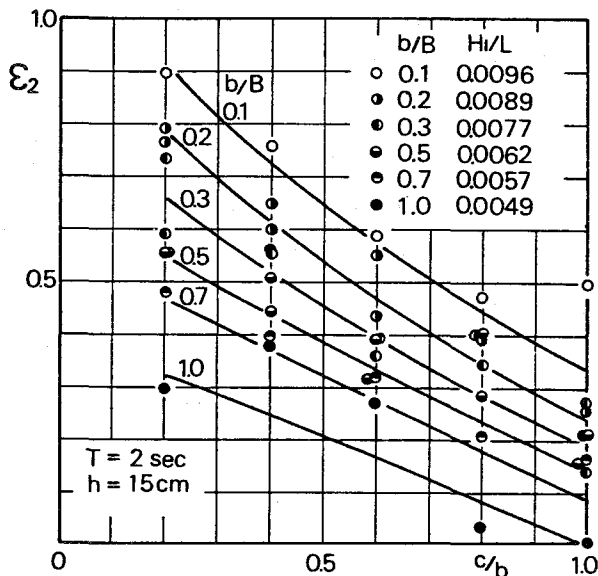


図-5 ε_2 の特性

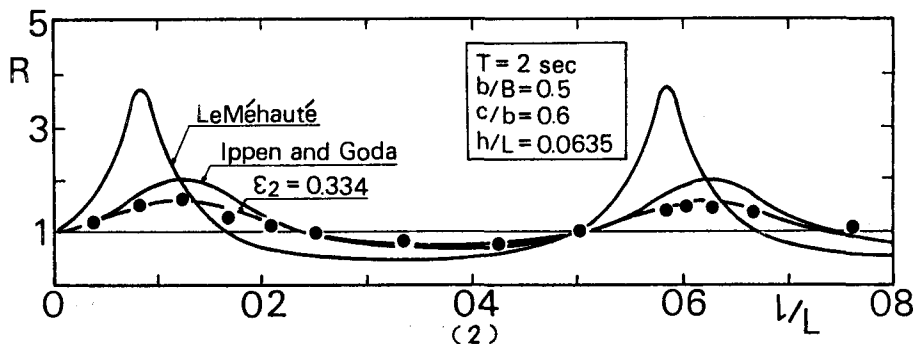
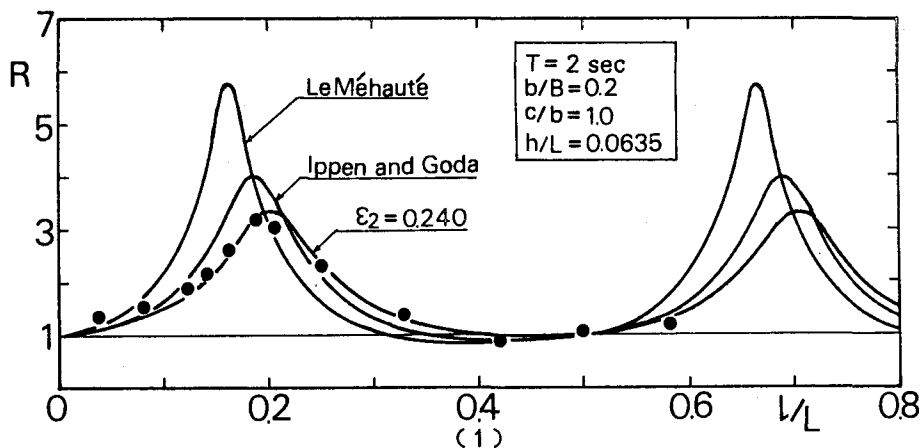


図-6 湾奥における振動特性

値は図-5の図表から読み取ることによって求められる。

式(4.5)中の $\hat{r}$ は湾口と湾奥の位相差で次式となる。

$$\hat{r} = -2\pi l/L \quad (4.7)$$

湾奥が鉛直壁の場合、 $p=1$ としてよいし、境界摩擦 r についても通常 $r=1$ としてよいであろう。

以上により、式(4.5)から応答振動が容易に計算される。なお、この理論の適用限界は $0.2 \leq b/B \leq 1$, $0.2 \leq c/b \leq 1$ の範囲にある。

図-6は、湾長の変化に伴う波高増幅率の変化を示したものである。Ippen-Godaの理論は外海の条件が異なるのでそのまま比較できないが、LeMehautéの理論と比較して、著者の方法から求めた計算値は実験値とよく一致していることがわかる。図-7および図-8はそれぞれ共振時の波高増幅率 R_R および湾長・波長比 l_R/L と開口比 c/b との関係について、相対湾幅 b/B をパラメータとして示したものである。図から、 R_R は $b/B=0.2 \sim 0.7$ の範囲では開口幅が小さくなるに伴いその値も減小するが、 $b/B=1.0$ の場合には開口幅が小さくなると R_R はかえって増大し、いわゆる harbor paradox³⁰⁾が成立する。ただこの場合、 R_R 自体大きくなく、一般には開口幅を小さくすると湾内の波高を抑制しようといえよう。一方、湾幅が狭く、開口幅が大きくなるほど、 l_R/L の値は大きくなることがわかる。しかし、一端が全開の場合に湾口で振動モードの節が生ずるとするMerian周期⁶⁾を使ったときの値0.25よりも小さくなり、湾口補正の必要なのが知れる。

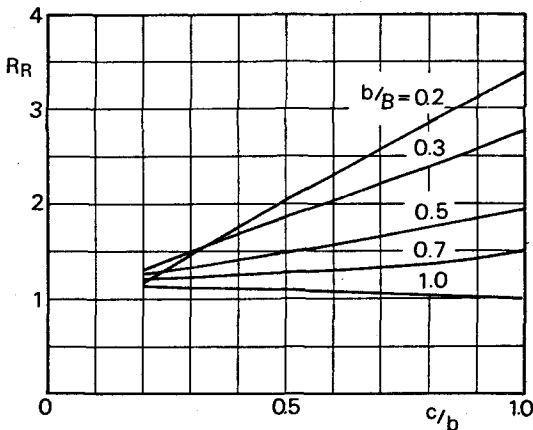


図-7 R_R と c/b との関係

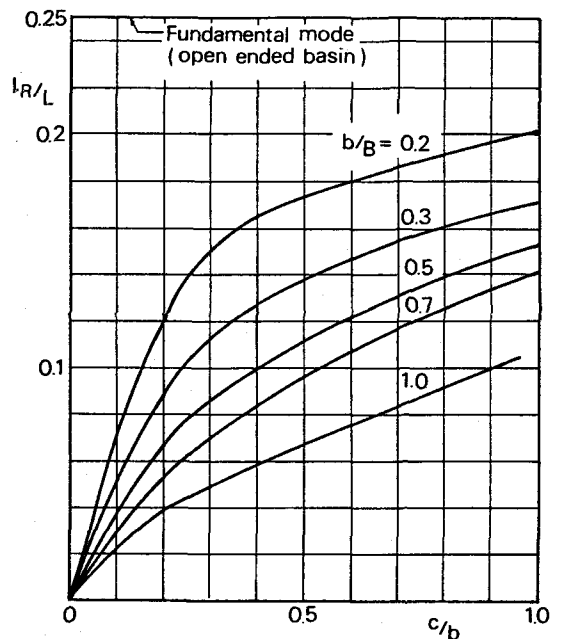


図-8 l_R/L と c/b との関係

b) 2次元解析

1) Ünlüata-Mei の方法^{47), 48)}

Ünlüata-Mei は、図-9 に示したような長方形湾に対し、湾口部で後述の式 (4・15) の表示を用いた一種のエネルギー損失を考慮した湾水振動の解を得た。その手法と結果について述べる。

まず、①湾内外で水深は一定、②海岸線は直線で半無限に続き、③入射波は海岸線に直角に入射、境界壁面は鉛直で波は完全反射、④湾口は y 軸に对称に開口、⑤波は浅水長波であるという仮定を置く。

⑤の条件から、

$$kh \ll 1 \quad (4 \cdot 8)$$

ここに、 $k = 2\pi/L$ 、 L は波長、 h は水深である。

湾外および湾内を示すために、それぞれ符号+および-をつけて表わすことにする。

水位変動 ζ に関する支配方程式は

$$\nabla^2 \zeta^\pm - \frac{1}{gh} \frac{\partial^2 \zeta^\pm}{\partial t^2} = 0 \quad y \gtrless 0 \quad (4 \cdot 9)$$

であり、速度ベクトル $\mathbf{u}^\pm$ と $\zeta^\pm$ は次式の関係にある。

$$\partial \mathbf{u}^\pm / \partial t = -g \nabla \zeta^\pm \quad (4 \cdot 10)$$

湾外での境界条件として、まず湾口を除く固体境界面に鉛直方向の速度は 0 という条件から次式を得る。

$$\partial \zeta^\pm / \partial y = 0 \quad y = 0, \quad |x| > d \quad (4 \cdot 11)$$

外海の波は、湾口からの散乱波を ζ_R^+ で表すと

$$\zeta^+(x, y, t) = 2A \cos ky \cos \omega t + \zeta_R^+ \quad y > 0 \quad (4 \cdot 12)$$

であり、 ζ_R^+ は湾口から無限遠で 0 となる放射条件を満足しなければならない。

一方、湾内での境界条件は、式 (4・11) と同様の理由から

$$\partial \zeta^- / \partial y = 0 \quad y = -l, \quad |x| < b/2 \quad (4 \cdot 13a)$$

$$\partial \zeta^- / \partial y = 0 \quad y = 0, \quad d/2 < |x| < b/2 \quad (4 \cdot 13b)$$

$$\partial \zeta^- / \partial x = 0 \quad -l < y < 0, \quad x = \pm b/2 \quad (4 \cdot 13c)$$

である。

湾内外の接続条件として、湾口での流速は連続

$$u^- = u^+ = u_0(x, t) \quad y = 0, \quad |x| < a \quad (4 \cdot 14)$$

であること、さらに湾口部で湾内外の水位が連続であるとしないうで、湾内外で湾口流速の 2 乗に比例

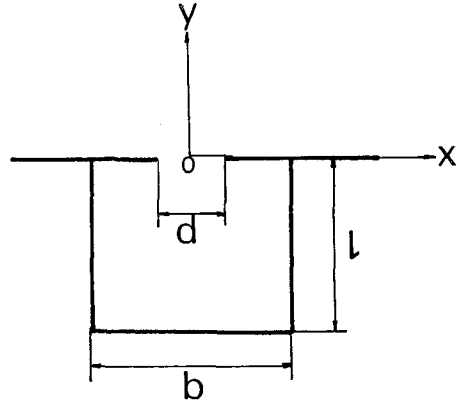


図-9 長方形湾モデルと座標系

する水位差が生ずると仮定した。すなわち、

$$\zeta^- - \zeta^+ = \frac{f}{2} u_0 |u_0| \quad (4 \cdot 15)$$

であるとした。ここに f は一種のエネルギー損失を表わす損失係数であり、伊藤⁴⁹⁾によれば 1.5 という値が適当とされている。

式 (4・15) は非線形であり、高次の調和解が得られるため、式 (4・9) の解をフーリエ級数の形で仮定しておく。

$$\zeta^+ = 2A \cos ky \cos \omega t + \frac{1}{2} \sum_q \eta_q^+(x, y) \exp(-iq\omega t) \quad (4 \cdot 16)$$

$$\zeta^- = \frac{1}{2} \sum_q \eta_q^-(x, y) \exp(-iq\omega t) \quad (4 \cdot 17)$$

$$u_0(x, t) = \frac{1}{2} \sum_q U_q(x) \exp(-iq\omega t) \quad (4 \cdot 18)$$

こうした形にした上で、式 (4・8) ～ 式 (4・14) および (4・15) をもとに湾内の水位変動を計算している。

詳細は原論文にゆずり、ここで問題としている湾内の波高増幅率 $R(x, y)$ を入射波高の 2 倍に対する湾内の波高と定義すると、 $R(x, y)$ は次式のように求められる。

$$R(x, y) = \frac{F_*(x, y)}{\sqrt{(G_{11}^R - J_1)^2 + \left\{ \frac{1}{2} + \left\{ \frac{2\delta |\mu|}{kd} \right\}^2 \right\}^2}} \quad (4 \cdot 19)$$

ただし、

$$F_*(x, y) = \frac{\cos k(y+l)}{kb \sin kl} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\cos \{K_{1n}(y+l)\} \cos \{(2n\pi/b)x\} \sin(n\pi d/b)}{(n\pi d/b) K_{1n} b \sin(K_{1n} l)} \right] \quad (4 \cdot 20)$$

$$G_{11}^R = \frac{1}{kb} \cot kl + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left\{ \frac{\pi d \sin(n\pi d/b)}{nb} \right\}^2 \left\{ \frac{1}{K_{1n} b} \cot(K_{1n} l) + \frac{1}{2n\pi} \right\} \right] \quad (4 \cdot 21)$$

$$J_1 = -(1/\pi) \{ \ln(r\pi kd^2/16b) + \ln 16 - 3 \} \quad (4 \cdot 22)$$

$$\delta = \frac{fH}{3\pi h} \quad (4 \cdot 23)$$

で、 μ は次式の解として与えられる。

$$\delta^2 |\mu|^4 + 2\delta \overline{P_1^{(R)}} |\mu|^3 + |\overline{P_1}|^2 |\mu|^2 - 1 = 0 \quad (4 \cdot 24)$$

ここに、

$$\overline{P_1} = -(1/2) i k d D_1(k) \quad (4 \cdot 25)$$

$i = \sqrt{-1}$, $\overline{P_1^{(R)}}$ は $\overline{P_1}$ の実部である。なお $D(k)$ は

$$D_1(k) = (i/2) + G_{11}^R - J_1 \quad (4 \cdot 26)$$

$r = 0.5772$ (Euler 定数) であり, K_{1n} は

$$K_{1n} = \sqrt{k^2 - \frac{2n\pi}{b}} \quad (4 \cdot 27)$$

で与えられる。

以上の諸式より, 湾奥中央における波高増幅率 $R(0, -l)$ は容易に計算できる。

2) 著者らの方法⁵⁰⁾

図-9 と同じ長方形湾について, 散乱波を Ippen-Goda と同様に取り扱い, 開口部では Ünlüata-Mei と同様, 湾口流速の 2 乗に比例する水位差が生ずると仮定して解けば比較的容易に湾水振動の解を得ることができる。

湾外および湾内を示すために, それぞれ添字 1 および 2 をつけて表わすことにする。

上述の条件で, 湾口部で湾内外の平均水位の差が湾口流速の 2 乗に比例すると考えれば,

$$\overline{\eta_2(x, 0)} - \overline{\eta_1(x, 0)} = \frac{f}{2g} u|u| \Big|_{y=0} \quad |x| \leq d/2 \quad (4 \cdot 28)$$

と表現できる。ただし, f は式 (4.15) と同じ損失係数である。

$\overline{\eta_2}$ および $\overline{\eta_1}$ は Ippen-Goda の理論³⁵⁾から次式のようになる。

$$\overline{\eta_1(x, 0)} = H \exp(i\sigma t) + H \exp\{i(\sigma t + \omega)\} [i\Psi_1 - \Psi_2] \quad (4 \cdot 29)$$

$$\overline{\eta_2(x, 0)} = -\frac{cdH}{b} \exp\{i(\sigma t + \omega)\} [\cot kl - S_1] \quad (4 \cdot 30)$$

ただし,

$$\Psi_1 = \frac{kd}{\pi} \int_0^{\frac{kd}{2}} \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2 \sqrt{(kd/2)^2 - \alpha^2}} d\alpha \quad (4 \cdot 31 a)$$

$$\Psi_2 = \frac{kd}{\pi} \int_{\frac{kd}{2}}^{\infty} \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2 \sqrt{\alpha^2 - (kd/2)^2}} d\alpha \quad (4 \cdot 31 b)$$

$$S_1 = 8 \left(\frac{b}{\pi d} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin^2(n\pi d/2b) \cos^2(n\pi/2)}{n^2 \beta_n \tanh \beta_n kl} \right\} \quad (4 \cdot 32)$$

ここに,

$$\beta_n = \sqrt{(n\pi/kb)^2 - 1} \quad n\pi \geq kb \quad (4 \cdot 33 a)$$

$$\beta_n = i\beta'_n = i\sqrt{1 - (n\pi/kb)^2} \quad n\pi < kb \quad (4 \cdot 33 b)$$

であり, H は入射波高, c および ω は湾口流速の大きさを示す未知定数および湾口振動流と湾外完全重複波との間の位相差である。

湾口の流速 $u|_{y=0}$ は,

$$u|_{y=0} = -(gH/i\sigma) kc \exp \{-i(\sigma t + \omega)\} \quad (4 \cdot 34)$$

で表されるので、この式と式 (4・29), (4・30) を式 (4・28) に代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & -(cdH/b) \{ \cot kl - S_1 \} \cos(\sigma t + \omega) - H \cos \sigma t + cH\Psi_2 \cos(\sigma t + \omega) \\ & + cH\Psi_1 \sin(\sigma t + \omega) = (f/2g) \{ -(gH/\sigma) kc \sin(\sigma t + \omega) \\ & \times |-(gH/\sigma) kc \sin(\sigma t + \omega)| \} \end{aligned} \quad (4 \cdot 35)$$

上式の右边をフーリエ級数に展開し、2次以上の項を無視して、任意の時刻に上式が成立することを考えると次の2式が得られる。

$$\{ -(cd/b) \{ \cot kl - S_1 \} + c\Psi_2 \} \cos \omega + \{ c\Psi_1 + (4fgk^2H/3\pi\sigma^2) c|c| \} \sin \omega = 1 \quad (4 \cdot 36 a)$$

$$\{ -(cd/b) \{ \cot kl - S_1 \} + c\Psi_2 \} \sin \omega - \{ c\Psi_1 + (4fgk^2H/3\pi\sigma^2) c|c| \} \cos \omega = 0 \quad (4 \cdot 36 b)$$

上式を整理して、 $\sigma^2/k^2 = gh$ の関係を用いると、未知量 c に関する次のような4次方程式が得られる。

$$\lambda^2 c^4 + 2\lambda\Psi_1 c^2 |c| + \{ \Psi_2 - (d/b) \cot kl - S_1 \}^2 + \Psi_1^2 \} c^2 - 1 = 0 \quad (4 \cdot 37)$$

ただし、

$$\lambda = 4fH/3\pi h \quad (4 \cdot 38)$$

である。なお、 $f=0$ の場合に対する式 (4・38) の c の解はいうまでもなく Ippen-Goda の解に等しくなる。

そして、湾内の水位変動 $\eta_2(x, y)$ は次式で求められる。

$$\eta_2(x, y) = -\frac{cdH}{b \sin kl} \{ \cos k(y+l) - S(x, y) \} \exp \{ i(\sigma t + \omega) \} \quad (4 \cdot 39)$$

ただし、

$$S(x, y) = \frac{4b \sin kl}{\pi d} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\pi d/2b) \cos(n\pi/2) \cos\{(n\pi/b)(x-b/2)\} \cosh \beta_n k(y+l)}{n\beta_n \sinh \beta_n kl} \right\} \quad (4 \cdot 40)$$

である。

ここでも、前と同様波高増幅率を定義し、湾奥中央における波高増幅率 $R(0, -l)$ を求めると次のようになる。

$$R(0, -l) = \frac{2|\eta_2(0, -l)|}{2H} = \left| \left(\frac{d}{b} \right) \frac{1 - S(0, -l)}{\sin kl} c \right| = \left| \left(\frac{d}{b} \right) \frac{1 - S_2}{\sin kl} c \right| \quad (4 \cdot 41)$$

ただし、 S_2 は次式を表している。

$$S_2 = \frac{4b \sin kl}{\pi d} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\pi d/2b) \cos^2(n\pi/2)}{n\beta_n \sinh \beta_n kl} \right\} \quad (4 \cdot 42)$$

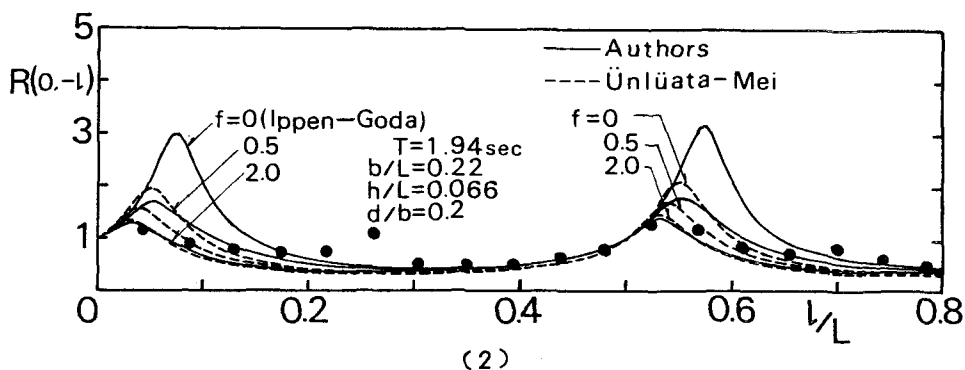
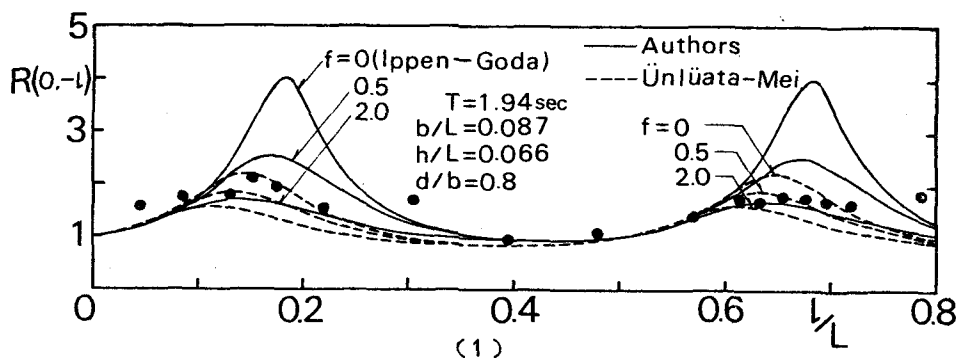


図-10 湾奥における振動特性

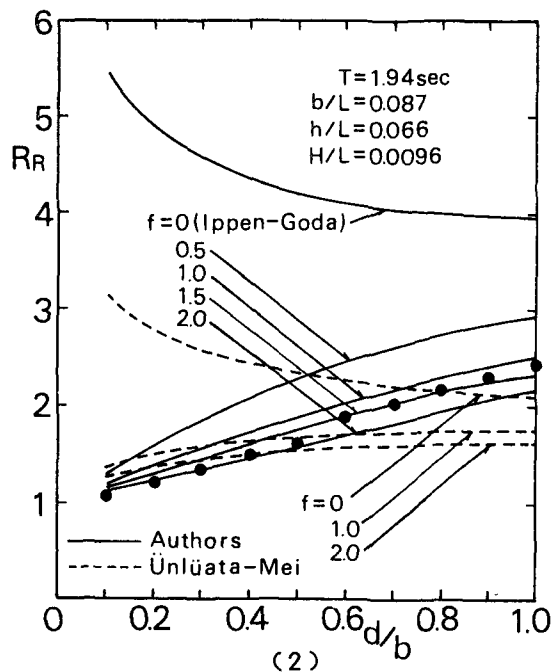
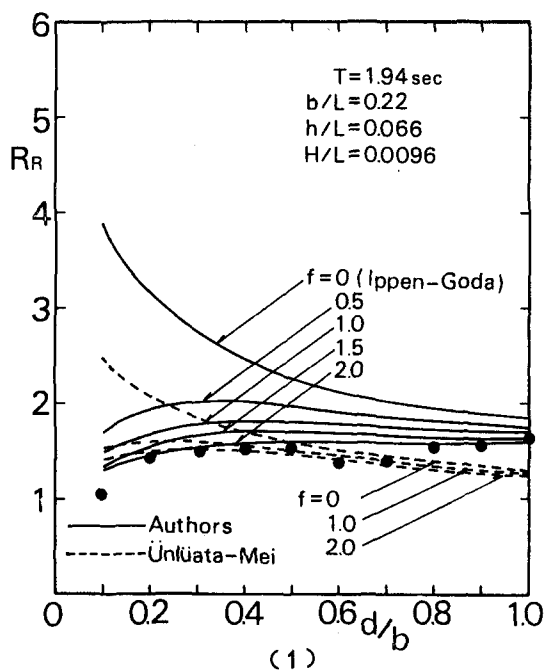


図-11 R_R と d/b との関係

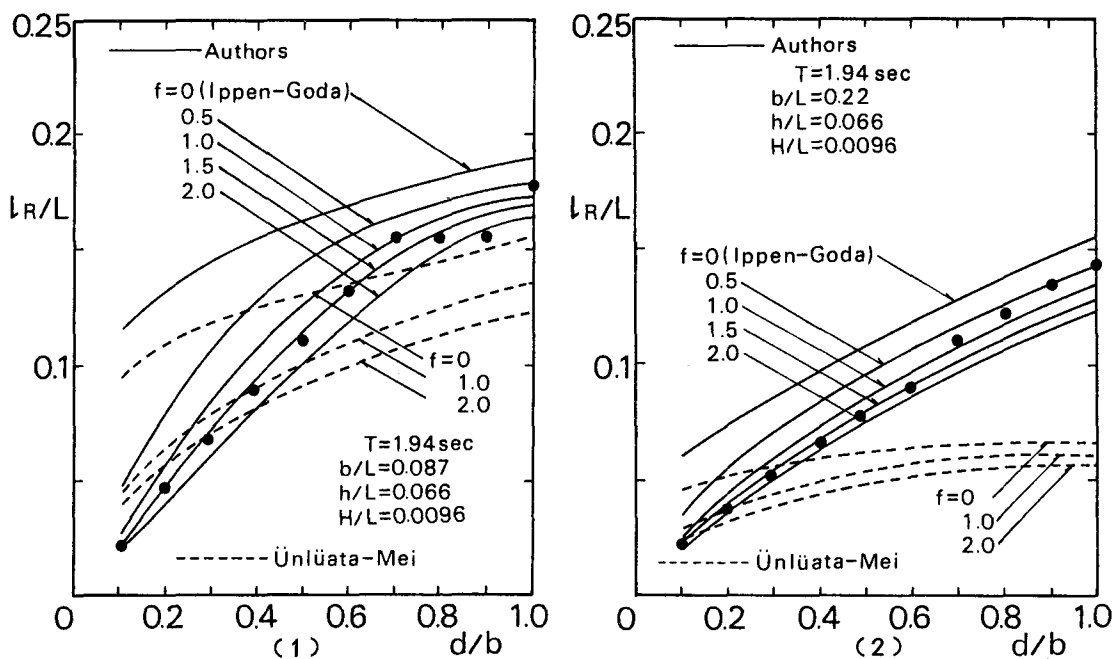


図-12 l_R/L と d/b との関係

図-10 は、 $R(0, -l)$ と l/L との関係の一例を示したもので、実線は著者らによる式 (4・41)、破線は Ünlüata-Mei による式 (4・19) に基づく計算値で、●印は実験値を表わしている。図から、エネルギー損失を示す f の増幅率に及ぼす影響は特に共振点付近で顕著となり、明らかに f は 0 ではなくて、ある値をもつことがわかる。図-11 に共振時の増幅率 R_R と開口比 d/b との関係を示しているが、湾幅が比較的狭い ($b/L = 0.087$ 図の(1)) 場合には harbor paradox は成立せず、湾幅が比較的広く ($b/L = 0.22$ 図の(2)) になるとその paradox の可能性もうかがえる。このことは 1 次元解析で述べた結果と定性的には等しいといえる。著者らと Ünlüata らの結果を比較すると、概して後者の方が R_R を小さく見積るようである。図-12 は共振湾長 l_R と d/b との関係で、開口幅が狭く、 f の値が大きくなるほど l_R/L の値は小さくなることが知れる。図-11, 12 の結果から、 f の値を評価すると、Ünlüata らの解では必ずしも一定の値を求められないが、著者らの方法によれば、 $f = 1 \sim 2$ 程度となり、伊藤が示した $f = 1.5$ という値は工学的に妥当な値といえる。

4.2 任意形状の湾水振動解析 (数値解析法)

水深が湾内外で一定という最も簡単な場合を取りあげ、Lee-Raichlen の方法^{(37), (38), (51))}を以下に紹介する。

図-13 に示す座標系を考える。非回転、非圧縮性流体を仮定すれば、速度ポテンシャル ϕ が存在し、

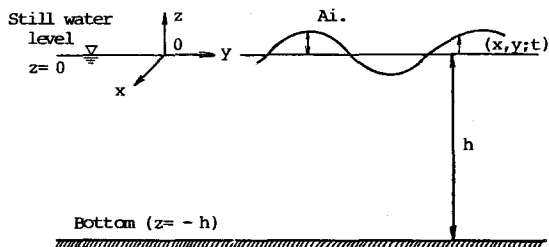


図-13 座標系

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (4.43)$$

を満足する。波を微小振幅波とすると、 ϕ は

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{i\sigma} \frac{A_i g \cosh k(h+z)}{\cosh kh} f(x, y) \exp(i\sigma t) \quad (4.44)$$

で表わされる。ここに、 $\sigma = 2\pi/T$, $k = 2\pi/L$, A_i は入射波の振幅、 T は周期、 L は波長である。

式(4.44)を式(4.43)に代入すると、次式を得る。

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + k^2 f = 0 \quad (4.45)$$

いま問題は、境界条件を満足するように上式の解 $f(x, y)$ を求めることにある。境界条件は、①あらゆる固体境界面に沿って $\partial f / \partial n = 0$ 、②湾口から無限遠で散乱波は存在しなくなるというものである。

図-14のような任意形状の湾を考え、湾外(Region I)および湾内(Region II)を示すために添字1および2をつけて表わすことにする。

Region II :

式(4.45)の解は次式で与えられる。

$$f_2(\vec{x}) = -\frac{i}{4} \int_s \{f_2(\vec{x}_0) \frac{\partial}{\partial n} [H_0^{(1)}(kr)] - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial}{\partial n} f_2(\vec{x}_0)\} ds(\vec{x}_0) \quad (4.46)$$

ここに、 $\vec{x}_0$ は境界上の位置ベクトル、 $r = |\vec{x} - \vec{x}_0|$ で、 n は境界に外向垂直方向にとる。 $H_0^{(1)}(kr)$ は第1種0次のHankel関数であり、上式の積分方向は反時計まわりになっている。

上式は湾内の境界面での f_2 と $\partial f_2 / \partial n$ がわかれば湾内の点 $\vec{x}$ での f_2 が求められることを意味している。

境界での $f_2(\vec{x}_0)$ を開口部の $\partial f_2 / \partial n$ の関数として求めるために、 $\vec{x}$ を境界での $\vec{x}_i$ に近づける。そして境界が部分的になめらかとすると、式(4.46)は次のように書きかえられる。

$$f_2(\vec{x}_i) = -\frac{i}{2} \int_s \{f_2(\vec{x}_0) \frac{\partial}{\partial n} [H_0^{(1)}(kr)] - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial}{\partial n} f_2(\vec{x}_0)\} ds(\vec{x}_0) \quad (4.47)$$

ここに、 $r = |\vec{x}_0 - \vec{x}_i|$ である。

上式の厳密解を求めるのは困難であるが、積分方程式を行列式に変換すれば上式の近似解を得ることができる。境界を多くの要素 N に分割し、各境界要素における f_2 あるいは $\partial f_2 / \partial n$ の値は一定であり、各要素の中点の値に等しいとする。そうすれば、式(4.47)は次のように近似できる。

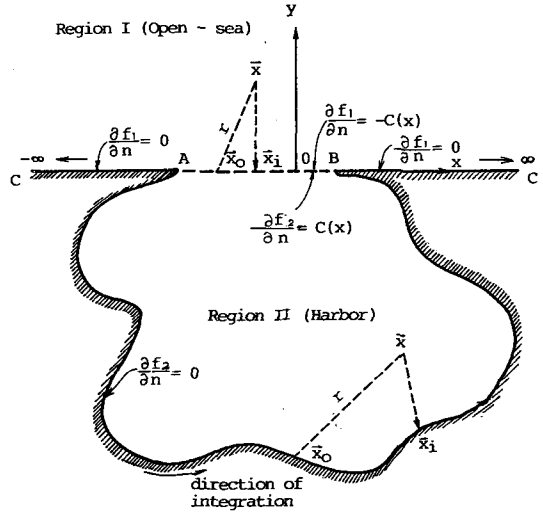


図-14 任意形状湾モデル

$$(F_i) = \frac{i}{2} \left[\sum_{j=1}^N (G_n)_{ij} (F)_j - \sum_{j=1}^N (G)_{ij} (F_n)_j \right], \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (4 \cdot 48)$$

ただし,

$$(F)_i = f_2(\vec{x}_i) \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (4 \cdot 49 a)$$

$$\begin{aligned} (G_n)_{ij} &= -kH_1^{(1)}(kr_{ij}) \frac{\partial r_{ij}}{\partial n} \Delta s_j \\ &= -k \left[J_1(kr_{ij}) + iY_1(kr_{ij}) \right] \left[-\frac{x_i - x_j}{r_{ij}} \left(\frac{\partial y}{\partial s} \right)_j + \frac{y_i - y_j}{r_{ij}} \left(\frac{\partial x}{\partial s} \right)_j \right] \Delta s_j \\ &\quad i, j = 1, 2, \dots, N; i \neq j \end{aligned} \quad (4 \cdot 49 b)$$

$$\begin{aligned} (G_n)_{ii} &= 2 \int_0^{\frac{1}{2} \Delta s_i} \left\{ -kH_1^{(1)}(kr) \frac{\partial r}{\partial n} \right\} dr \approx \frac{i}{\pi} \left(\frac{\partial x}{\partial s} \frac{\partial^2 y}{\partial s^2} - \frac{\partial^2 x}{\partial s^2} \frac{\partial y}{\partial s} \right)_i \Delta s_i \\ &\quad i = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (4 \cdot 49 c)$$

$$(G)_{ij} = H_0^{(1)}(kr_{ij}) \Delta s_j, \quad i, j = 1, 2, \dots, N; i \neq j \quad (4 \cdot 49 d)$$

$$(F_n)_i = \frac{\partial f_2}{\partial n(\vec{x}_i)} \quad i = 1, 2, \dots, N$$

$$\begin{aligned} (G)_{ii} &= 2 \int_0^{\frac{1}{2} \Delta s_i} \left\{ H_0^{(1)}(kr) \right\} dr \approx \left[1 + i \frac{2}{\pi} \left\{ \log \left(\frac{k \Delta s_i}{4} \right) - 0.42278 \right\} \right] \Delta s_i \\ &\quad i = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (4 \cdot 49 e)$$

である。

式 (4・48) の F_n は開口部での $\partial f_2 / \partial n$ という未知量を含んでいる。この F_n を次式で表わすことができるとする。

$$F_n = \sum_{j=1}^p \delta_{ij} C_j = U \underline{C} \quad (4 \cdot 50)$$

ここに、 p は開口部の分割要素の総数である。

ベクトル $\underline{C}$ は、開口部の各要素の中点における p 個の未知量 $\partial f_2 / \partial n$ の値を示す。そして行列 U は

$$U = \delta_{ij} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad j = 1, 2, \dots, p \quad (4 \cdot 51)$$

である。式 (4・50) を式 (4・48) に代入して整理すると次式が得られる。

$$f_2(\vec{x}_i) = \sum_{j=1}^p M_{ij} C_j = M \underline{C} \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (4 \cdot 52)$$

ただし,

$$M = \left(\frac{1}{2} i G_n + I \right)^{-1} \left(\frac{1}{2} i G U \right) \quad (4 \cdot 53)$$

である。ここに、 I は単位行列である。

式 (4.52) は、境界上の $f_2(\vec{x}_i)$ が開口部での未知量 $\partial f_2 / \partial n$ の関数で表現できることを示している。

式 (4.52) の未知ベクトル $\underline{C}$ 、すなわち開口部での $\partial f_2 / \partial n$ を評価するため、Region I の f_1 を $\partial f_1 / \partial n$ の関数として表わす。そして、開口部での接続条件

$$f_1 = f_2 \quad (4.54 a)$$

$$\partial f_1 / \partial n = -\partial f_2 / \partial n \quad (4.54 b)$$

を用いて、最終的に $\underline{C}$ を求めるわけである。

Region I :

入射波、反射波および散乱波をそれぞれ f_i 、 f_r および f_3 と表現すれば、外海での $f_1(x, y)$ は

$$\begin{aligned} f_1(x, y) &= f_i(x, y) + f_r(x, y) + f_3(x, y) \\ &= \frac{1}{2} \exp(iky) + \frac{1}{2} \exp(-iky) + f_3(x, y) \end{aligned} \quad (4.55)$$

となる。このとき $f_3(x, y)$ は、 f_2 を決めるために式 (4.46) を用いたと同様な手順で求められる。

海岸線に波が直角に入射する場合、開口部での f_1 は次式のように表わされる。

$$f_1(x, 0) = 1 + \left(-\frac{i}{2}\right) \int_{AB} H_0^{(1)}(k|x-x_0|) \left[\frac{\partial}{\partial n} f_2(x, 0) \right] dx_0 \quad (4.56)$$

これを行列式で表わすと次のようになる。

$$f_1(\vec{x}_i) = 1 + \left(-\frac{i}{2}\right) \sum_{j=1}^{\infty} H_{ij} C_j, \quad i = 1, 2, \dots, p \quad (4.57)$$

ただし、

$$H_{ij} = H_0^{(1)}(k r_{ij}) \Delta s_j, \quad i, j = 1, 2, \dots, p; i \neq j \quad (4.58 a)$$

$$H_{ii} = \left[1 + i \frac{2}{\pi} \left\{ \log \left(\frac{k \Delta s_i}{4} \right) - 0.42278 \right\} \right] \Delta s_i \quad i = 1, 2, \dots, p \quad (4.58 b)$$

ここで、式 (4.52) と式 (4.57) を等しいと置き $\underline{C}$ を求める。

まず、式 (4.52) の最初の p 個の等式より

$$f_2(\vec{x}_i) = \sum_{j=1}^p M_{ij} C_j = M_p \underline{C} \quad i = 1, 2, \dots, p \quad (4.59)$$

ここに、 M_p は行列 M の最初の p 行から得られる $p \times p$ 行列である。この式と式 (4.57) から $\underline{C}$ は

$$\underline{C} = (M_p + \frac{i}{2} H)^{-1} \cdot \underline{1} \quad (4.60)$$

のように求められる。ここに、 $\underline{1}$ は p 個の各要素が 1 となるベクトルである。

このようにして、開口部での $\partial f_2 / \partial n$ が決まると湾内境界上での $f_2(\vec{x}_i)$ が式 (4.52) から求め

られる。かつ湾内の任意点での $f_2(\vec{x})$ は式 (4・46) を

$$f_2(\vec{x}) = -\frac{i}{4} \left\{ \sum_{j=1}^N f_2(\vec{x}_j) \left[-k H_1^{(1)}(kr) \frac{\partial r}{\partial n} \right] \Delta s_j - \sum_{j=1}^P H_0^{(1)}(kr) C_j \Delta s_j \right\} \quad (4 \cdot 61)$$

の形にして決められる。ここに、 $\vec{x}_j$ は j 番目の境界要素の中点であり、 $r = |\vec{x} - \vec{x}_j|$ である。

いま、波高増幅率 $R(x, y)$ を既述の場合と同様の定義で表わすと、

$$R(x, y) = \frac{|\eta_2(x, y; t)|}{|A_i(f_i + f_r) \exp(-i\sigma t)|} = \frac{|A_i f_2(x, y) \exp(-i\sigma t)|}{|A_i \cdot 1 \cdot \exp(-i\sigma t)|} = |f_2(x, y)| \quad (4 \cdot 62)$$

となり、結局式 (4・61) から計算できることがわかる。

図-15は、ロングビーチ港における計算結果で、共振点で増幅率 R の値がいくぶん小さくなるものの、比較的实验結果と一致していることがわかる。

Lee-Raichlen^{52), 53)} は領域がさらに多くなった場合の解法も提案している。これは原理的にはここで述べた手法と同じであるが、数値計算にあたり、計算機の記憶容量や演算時間を減らす工夫がなされている。

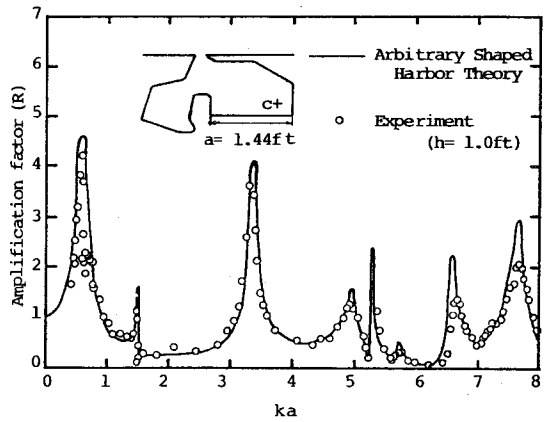


図-15 ロングビーチ港のC点での応答振動曲線

5. あとがき

湾内の水深が一様に変化する長方形湾⁵⁴⁾や水深のみならず湾幅も一様に変化する台形湾⁵⁵⁾に対する湾水振動の理論的研究も行われているが、本稿では湾内外の水深が一定の場合しかふれることができなかった。

近年、Raichlen-Naheer⁵⁶⁾ は、湾水の横振動が無視でき、湾形は任意形状でかつ湾内水深も任意に変化している湾に対して、湾内における支配式に Sturm-Liouville 型方程式を用い、外海については前述の Lee らと同様な方法で記述し、両者を巧みに組合せることにより比較的簡単に湾水振動の解を得る興味ある方法を提案している。その他、ここで述べた以外にも多くの手法が提案されているので、文献 57)～63)などを参照されることを希望する。

また、湾水振動の制御という観点からの考察も紙面の都合上省略しなければならなかったが、文献 7), 9), 10), 22), 28), 64)～67)などがたいへん参考になる。

最後に、本稿の執筆にあたり文献の整理に御助力された阿南高専島田富美男講師ならびに本学細井由彦講師、図面作成に御協力をいただいた玉川康弘技官に深謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 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（以下，海講と略す），pp. 1-11，1959.
- 2) 室田 明：津波理論，1965年度水工学に関する夏期研修会講義集Bコース（以下，水工学シリーズと呼ぶ），1965.
- 3) 室田 明：波の変形，1971年度水工学シリーズB，1971.
- 4) 梶浦欣二郎：津波，1966年度水工学シリーズB，1966.
- 5) 岩崎敏夫：津波特論，1971年度水工学シリーズB，1971.
- 6) Ippen, A. T. : Estuary and coastline hydrodynamics, chap. 7, McGraw Hill, 1966.
- 7) 福岡正巳，細井正延，吉川秀夫，木下武雄，首藤伸夫，馬場 享：チリ地震津波調査報告，土木技術資料，Vol. 2，No. 12，pp. 563-577，Dec. 1960.
- 8) Vanoni, V. A. and J. H. Carr : Harbor surging, Proc. 1st Conf. on Coastal Eng., pp. 60-68，1950.
- 9) 土木学会海岸工学委員会：海岸工学Ⅰ，丸善，pp. 66-74.
- 10) 土木学会海岸工学委員会：海岸工学Ⅱ，丸善，pp. 315-332.
- 11) Wilson, B. W. : Generation of long-period seiches in Table Bay, Cape Town, by barometric oscillations, Tran. AGU, Vol. 35, No. 5, pp. 733-746, 1954.
- 12) Wilson, B. W. : The mechanism of seiches in Table Bay Harbor, Cape Town, Proc. 5th Conf. on Coastal Eng., pp. 52-78, 1954.
- 13) Joglekar, D. V. and P. K. Kulkarni : Mooring problems in harbors subject to seiches and tidal bore, 19th International Navigation Congress, S. II.-CI, pp. 95-117, 1957.
- 14) Deacon, G. E. R., Russel, R. C. H. and J. E. G. Palmer : S. II.-CI, pp. 75-93, 1957.
- 15) Morais, C. C. and F. Abecasis : Storm surge effects at Leixões, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., pp. 98-111, 1974.
- 16) Carr, J. H. : Long period waves or surges in harbors, Proc. ASCE, Vol. 78, Separate No. 123, pp. 1-16, April, 1952.
- 17) Hoosley, J. : Seiches and currents in Duluth-Superior Harbor, June-Nov., 1958, U. S. Army Corps of Engineers WES Misc. Paper, No. 2-502, June, 1962.
- 18) Raichlen, F. : Long period oscillations in basins of arbitrary shapes, Specialty Conf. on Coastal Eng., pp. 115-145, 1965.

- 19) Abecasis, F. M. : Resonance conditions in No. 1 dock of Luanda Harbour, Proc. 9th Conf. on Coastal Eng., pp. 800-831, 1964.
- 20) Lee, C. E. : Small-craft harbor problem, Proc. ASCE, WW 3, Vol. 90, pp. 1-9, Aug., 1964.
- 21) Lee, C. E. : On the design of small craft harbor, Proc. 9th Conf. on Coastal Eng., pp. 713-715, 1964.
- 22) Amano, R. : Long period waves in Japanese ports, 19th International Navigation Congress, S. II.-C. I., pp. 145-166, 1957.
- 23) 寺田一彦, 安井善一, 石黒鎮雄 : 長崎港の副振動について, 長崎海洋気象台報告, 73 p., 1964.
- 24) 小菅 晋, 宇野木早苗, 斉藤 晃 : 清水港の振動特性, 第19回海講, pp. 237-241, 1972.
- 25) 運輸省第一港湾建設局新潟調査設計事務所 : 新潟東港副振動調査成果報告書, 1973.
- 26) 山本正昭, 菅原輝男 : 銚子漁港長周期波の現地観測, 第26回海講, pp. 134-138, 1979.
- 27) 沼田 淳, 阿部至雄, 高橋敏彦, 相原昭洋 : 仙台港における既存資料および現地観測からの副振動解析, 第28回海講, pp. 39-43, 1981.
- 28) 尾崎 晃 : 消波構造論, 1965年度水工学シリーズB, 1965.
- 29) 野村昭一郎他 : 振動・波動入門, コロナ社, 208 p., 1977.
- 30) Miles, J. W. and W. Munk : Harbor paradox, Proc. ASCE, Vol. 87, WW 3, pp. 111-130, Aug., 1961.
- 31) McNown, J. S. : Wave and seiche in idealized ports, Gravity Wave Symposium, National Bureau of Standards, Cir. 521, pp. 153-164, 1952.
- 32) Kravtchenko, J. and J. S. McNown : Seiche in rectangular ports, Quart. Appl. Math., 13, pp. 19-26, 1955.
- 33) Apté, A. S. and C. Marcou : Seiche in ports, Proc. 5th Conf. on Coastal Eng., pp. 85-94, Sep., 1954.
- 34) Ippen, A. T. and F. Raichlen : Wave induced oscillations in harbors; the problem of coupling of highly reflective basins, Hydrodynamics Lab., M.I.T., Rep. No. 49, May, 1962.
- 35) Ippen, A. T. and Y. Goda : Wave induced oscillations in harbors; the solution for a rectangular harbor connected to the open sea, Hydrodynamics Lab., M. I. T., Rep. No. 59, July, 1963.
- 36) Hwang, L. S. and E. O. Tuck : On the solutions of harbors of arbitrary shape, Jour. Fluid Mech., Vol. 42, Part 3, pp. 447-464, 1970.
- 37) Lee, J. J. and F. Raichlen : Resonance in harbors of arbitrary shape, Proc. 12th

- Conf. on Coastal Eng., pp. 2163-2180, 1970.
- 38) Lee, J. J. : Wave induced oscillations in harbors of arbitrary geometry, Jour. Fluid Mech., Vol. 45, Part 2, pp. 375-394, 1971.
 - 39) Su, C. L. : Asymptotic solutions of resonances in harbors with connected basins, Proc. ASCE, Vol. 99, WW 3, pp. 375-392, Aug., 1973.
 - 40) Mei, C. C. and R. V. Petroni : Waves in a harbor with protruding breakwaters, Proc. ASCE, Vol. 99, WW 2, pp. 209-229, 1973.
 - 41) LeMéhauté, B. : Two demensional seiche in a basin subjected to incident waves, Proc. 5th Conf. on Coastal Eng., pp. 119-150, Sep., 1954.
 - 42) LeMéhauté, B. : Periodical gravity wave on a discontinuity, Proc. ASCE, Vol. 86, HY 9, pp. 11-41, Nov., 1960.
 - 43) LeMéhauté, B. : Theory of wave agitation in a harbor, Proc. ASCE, Vol. 87, HY 2, pp. 31-50, March, 1961.
 - 44) 梶浦欣二郎 : 湾水振動におよぼす防波堤の効果, 東京大学地震研究所集報, 第41号, pp. 403-418, 1963.
 - 45) 村上仁士, 越智 裕 : 防波堤による波のエネルギー逸散および湾水振動の制御について, 第22回海講, pp. 271-277, 1975.
 - 46) 村上仁士 : 波のエネルギー逸散を考慮した湾水振動の一解法, 土木学会論文報告集, 第247号, pp. 71-81, 1976.
 - 47) Ünlüata, Ü. and C. C. Mei : Long wave excitation in harbors - an analytical study -, Tech. Rep., No. 171, Parsons Lab., M. I. T., Oct., 1973.
 - 48) Ünlüata, Ü. and C. C. Mei : Effects of entrance loss on harbor oscillations, Proc. ASCE, Vol. 101, WW 2, pp. 161-180, May, 1975.
 - 49) Ito, Y. : Head loss at tsunami breakwater opening, Proc. 12th Conf. on Coastal Eng., pp. 2123-2131, 1970.
 - 50) 村上仁士, 野口英二 : 湾口部のエネルギー損失を考慮した湾水振動の解析, 土木学会論文報告集, 第288号, pp. 83-94, 1979.
 - 51) Lee, J. J. : Wave induced oscillations in harbors of arbitrary shape, C. I. T., Rep. KH-R-20, 1969.
 - 52) Lee, J. J. and F. Raichlen : Wave induced oscillations in harbors with connected basins, C. I. T., Rep. KH-R-26, 1971.
 - 53) Lee, J. J. and F. Raichlen : Oscillations in harbors with connected basins, Proc. ASCE, WW 3, pp. 311-332, Aug., 1972.

- 54) 酒井哲郎：傾斜した海底を有する湾における長波の湾水振動，第22回海講，pp. 279-284，1975.
- 55) 酒井哲郎，山本方人：水深および湾幅がともに減少する湾における長波の湾水振動，第23回海講，pp. 411-415，1976.
- 56) Raichlen, F. and E. Natheer : Wave induced oscillations of harbors with variable depth, Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., pp. 3536-3556, 1976.
- 57) Raichlen, F. : Long period oscillations in basins of arbitrary shape, Proc. Santa Barbara Coastal Eng. Conf., pp. 115-145, Oct., 1965.
- 58) Taylor, C., Patil, B. S. and O. C. Zienkiewicz : Harbour oscillation : a numerical treatment for undamped natural modes, Proc. Inst. Civil Eng., 43, pp. 141-155, 1969.
- 59) 坂井藤一，月岡康一：波動解析への有限要素法の適用（第2報）—湾水振動の解析—，第21回海講，pp. 45-48.
- 60) Carrier, G. F., Shaw, R. P. and M. Miyata : The response of narrow-mouthed harbors in a straight coastline to periodic incident waves, Jour. Applied Mech., Vol. 38 Series E, No. 2, pp. 335-344, June, 1971.
- 61) Carrier, G. F., Shaw, R. P. and M. Miyata : Channel effects in harbor resonance, Proc. ASCE, EM 6, Vol. 97, pp. 1703-1716, Dec., 1971.
- 62) Miles, J. W. : Resonant response of harbors; an equivalent-circuit analysis, Jour. Fluid Mech., Vol. 46, Part 2, pp. 241-265, 1971.
- 63) Miles, J. W. and Y. K. Lee : Helmholtz resonance of harbors, Jour. Fluid Mech., Vol. 67, Part 3, pp. 445-464, 1975.
- 64) Brater, E. F. : Method of correcting wave problems in harbors, Proc. ASCE, WW 4, pp. 39-55, Dec., 1959.
- 65) 伊藤喜行，谷本勝利，木原 力：長周期波に対する防波堤の効果（第4報），港湾技術研究所報告，Vol. 7, No. 4, pp. 55-83, 1968.
- 66) 堀川清司，西村仁嗣：津波防波堤の効果について，第16回海講，pp. 365-369, 1969.
- 67) Bretshneider, C. L. : Topics in ocean engineering, Gulf Publishing Comp., Vol. 2, pp. 3-24, 1970.