

吉田 明徳

Akinori Yoshida

1 まえがき

係留船舶の動揺の固有周期は Heave (上下揺), Roll (横揺), Pitch (縦揺) など数秒から十数秒の周期帯と, Surge (前後揺), Sway (左右揺), Yaw (船首揺) など 1 分前後の周期帯に分けられる (久保, 1987). 前者の周期帯は通常の風波の周期に対応し, これについては波高を指標とする静穏度確保を目的とした港湾整備によりある程度の防御機能は確保されているが, 後者の周期帯における長周期水面振動については, この周期帯の波のパワーが来襲する波浪のパワーに占める割合が格段に小さいため, 港湾計画の際にもあまり関心が払われてこなかった. しかしながら, 港内が比較的静穏であるにもかかわらず, 大きな動揺 (特に Surge) によって荷役障害や, 係留策の切断, 岸壁との接触による船体損傷などが報告され, しかも通常の風波に伴う長周期波の存在が明らかにされるにしたがって, 現在これらの船体動揺の原因は, 港内に侵入した長周期波が副振動の高次モードとの共振によって増大し, この水面振動の周期と船舶動揺の固有周期が近いために大きな共振動揺を生じることによると考えられている.

一方, 近年船舶による貨物輸送に占めるコンテナ貨物の割合が急速に増大し, コンテナ貨物の荷役は一般貨物の荷役に比べてより小さい動揺量が要求されるため (上田ら, 1994), これまで以上に港内の静穏度向上—特に長周期波に対する静穏度の向上—が求められている.

以上の観点から, 本文では, まず 2 節において港湾内の長周期振動を引き起こす原因となる長周期波について概説し, 次に 3 節において港湾内の長周期水面振動を数値解析によって推定するための手法について, 特にグリーンの定理を利用して得られる, 速度ポテンシャルに関する積分方程式を数値的に解く線形の解析手法について概説し, また, 最近の非線形問題としての解析についても簡単に述べる. ついで, 4 節では係留船舶の動揺と水面振動モードとの関連について簡略な説明をおこない, 最後に 5 節においては長周期水面振動の低減に関連した最近の研究について概説する.

2 水面振動を引き起こす長周期波

港湾内の長周期水面振動を引き起こす駆動力は, 湖沼のセイシュの起因である強風に伴う水面勾配の解放を除けば, 外海からの長周期波の入射によって引き起こされるものと考えてよい. 長周期波の成因については Longuet-Higgins・Stewart (1962) がラディエーション応力の概念を通して, 波群の速度で伝播する長周期の水面変動 (拘束長周期波, bound long wave, set-down wave, locked long wave などと呼ばれる) が存在することを示し, Sand (1983) は水槽実験において波群の速度で伝播する拘束長周期波に加えて長波の波速で伝播する波 (自由長周期波, free long wave と呼ばれる) が存在することを示した. この二つの長周期波は一般に共存することが知られている. 拘束長周期波については波群を構成する個々の短周期波 (搬送波, carrier wave) の 2 次オーダーの非線型性に起因するため, 短周期波の構成がわかればそれより非線形干渉を計算することによって求めることができる. 一方, 自由長周期波の成因についてはまだ良くわからない部分が多く残されており, その発生機構については, Mei・Liu (1993), 水口 (1994), 合田 (1995) らが解説をおこなっている. 水口の解説より項目のみを再掲すると次のような発生機構があげられる.

- (1) 風そのものや気圧の急激な変動による長周期波の発生
- (2) 風波中の非線型共鳴干渉による発生
- (3) 深海域における何らかの波群構造の変動による発生

- (4) 浅海域における非線形共鳴干渉による発生 (自由エッジ波)
- (5) 浅海域での波群構造の変化による発生
- (6) 地形急変部や没水構造物と波群の非線形干渉による発生
- (7) 波群構造を持つ波の砕波に伴う発生
- (8) 砕波後の遡上域での入反射波の吸収追いつき現象による発生

その他, (9) 沿岸流のせん断不安定によって $10^{-3} \sim 10^{-2} Hz$ の極めて長周期の波が発生する機構も存在する (Bowen・Holman, 1989). また, (10) 陸棚などの地形急変部で発生した長周期自由波が海岸で反射し陸棚地形にトラップされる現象も考えられている. 上記の発生要因のうち, (1)(2)(3) は深海域におけるもので, 残りは浅海域における機構である.

これらの発生機構の物理現象の究明は, それ自身非常に興味あるテーマではあるが, 港湾内の水面振動を解析的に推定しようとする観点からは, 入射波のうち拘束長周期波と上記の機構による結果としての自由長周期波がどのような構成になっているかの定量的な評価が必要である. 港湾内における長周期水面振動を究明するための現地観測もおこなわれてきており (松良ら, 1994; 菅沼ら, 1995; 田端ら, 1995; 朝崎ら, 1996; 青木ら, 1997; 永井ら, 1996; 土田ら, 1997), 港湾に來襲する長周期波の特性や, 港内での増幅特性などがかなり明らかにされつつある. ただし, 來襲する長周期波に含まれる拘束長周期波の割合などの特性は港湾によって異なると考えられることから (土田ら, 1997), 個々の港湾における観測データの蓄積が必要であることや, 数秒から十数秒の風波に比べて時空間スケールが大きいことに伴う観測の困難さなどから, まだ十分な知見が得られているとは言えない.

上述した自由長周期波の発生機構のうち, 港湾内水面振動の解析において考慮できるのは (困難さの程度はさておき), (4)(5)(6)(7)(10) であり, (1)(2)(3)(9) による機構などは外海からの入射波条件としての考慮ができるのみである. (8) の機構は湾水振動を考える場合には無視できると思われる. 港湾内の長周期水面振動についての解析的な研究は, 港湾の幾何条件 (湾長, 湾幅, 港口幅など) と入射波 (規則波) の条件 (周期) による水面振動の共振応答の特性を究明することに重点が置かれてきた. Bowers(1977) は, 港湾の水面振動を引き起こす長周期波が波群に拘束された長周期波であると考え, 長水路の一端に設けた矩形状港湾と扇形港湾について実験をおこなって港湾内で共振現象を引き起こすのは自由長周期波であることを示した. Bowers の着想に刺激され, 港湾内の水面振動に関する 2 次のオーダーの非線形性を考慮した一連の理論的な研究 (3.2.1 参照) がなされてきている. 一方, 漁港などの小規模港湾では砂浜海浜の砕波帯近傍に位置する場合が多く, 來襲する長周期波には砕波や海底地形の影響が大きく現れてくる. この場合は, 湾奥でも 10m 程度の水深を有する大規模港湾を対象として開発された, ポテンシャル理論に基づく湾水応答の解析法は用いることができず, 数値解析的な適合の強い取り扱いが必要とされ, 最近, ブシネスク方程式を用いる解析が多くおこなわれてきている (3.2.2 参照).

3 港湾内水面振動の解析法

港湾内水面振動の解析は, 初期の段階では理論的な解析の容易さから, 平面形状が矩形の港湾について, Miles・Munk(1961), Ippen・Goda(1963) などの解が示され, harbor paradox の存在など, 港湾内水面振動の定性的な理解に大いに寄与した. しかし実際の港湾は矩形港湾に比べるとはるかに複雑な平面形状をしているため, これらの港湾に直接適用することはできず実務面での寄与はほとんど無かったと言える. 任意形状の港湾に適用できる解析法は Hwang・Tuck(1970) や Lee(1971) によって示され, 特に Lee の方法は実務的にも有用な解析法の一つとしていまだに多く使われている. Lee の方法を含めてそれ以前の水面振動解析法については, 本水工学に関する夏季研修会でも村上(1982) が解説をおこなっている. 本節では, まず線形問題としての湾水振動の解析法について, 一定水深を対象とする Lee(1971) の方法, 水深変化を取り扱える Olsen・Hwang(1971) の方法と Mattioli(1978) の方法について概説し, また, Mattioli(1981) が示した沖合防波堤による散乱を理論的に考慮する方法を概説する. ついで, Bowers(1977) に刺激されて始まった一連の非線形問題としての取り扱いと, 砕波や海底地形の影響によって生じる長周期波を考慮できるブシネスク方程式を用いた湾水振動の解析法について簡単に述べる.

3.1 線形問題

3.1.1 Lee の方法

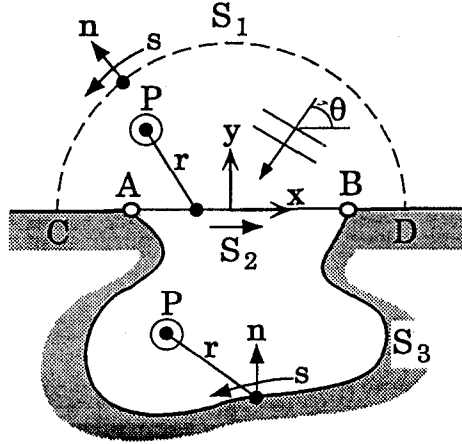


図 1: 外海領域と湾内領域 (Lee の方法)

Lee(1971) は図-1 に示すような完全反射の直線海岸に港口を有する一定水深の任意形状の港湾における水面振動を解析する方法を提示している. 詳細は原論文を見ていただくこととし概要のみを述べる. いま, 速度ポテンシャルを $\phi(x, y)Z(kz) \exp(-i\omega t)$ と表すとき関数 $\phi(x, y)$ は次の Helmholtz の方程式で支配される.

$$\nabla^2 \phi(x, y) + k^2 \phi(x, y) = 0 \quad (1)$$

ただし, $Z(kz) = \cosh k(z+h)/\cosh kh$ で, k は入射波の波数, ω は入射波の角周波数である.

港口と直線海岸を境に領域を外海と湾内の2領域に分割し, 外海領域のポテンシャルが完全反射の直線海岸に対する入・反射波のポテンシャル ϕ_0 と港口 AB からの散乱波 ϕ_s の和で表せるものと仮定する.

$$\phi(x, y) = \phi_0(x, y) + \phi_s(x, y) \quad (2)$$

このとき ϕ_s は次のラディエーション条件を満足する関数である.

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial \phi_s}{\partial r} - ik \phi_s \right) = 0 \quad (3)$$

外海領域において港口を中心として任意の半径で描いた半円で囲まれる領域を D とし, 境界線を Γ で表す. このとき, 領域内のスカラー関数 $f(x, y)$ と $g(x, y)$ がそれぞれ2階微分可能であれば次式が成り立つ (グリーンの定理).

$$\iint_D \{ f \nabla^2 g - g \nabla^2 f \} dx dy = \int_{\Gamma} \left\{ f \frac{\partial g}{\partial n} - g \frac{\partial f}{\partial n} \right\} ds \quad (4)$$

ただし, n は境界線に対する外向き法線で, 積分の方向は領域を左側に見て進む向きに取るものとする. いま $f(x, y)$ を散乱波のポテンシャル関数 $\phi_s(x, y)$, $g(x, y)$ を式 (1) の基本解である0次の第1種ハンケル関数 $H_0^{(1)}(kr)$ にとりグリーンの定理を適用する. ただし, $H_0^{(1)}(kr)$ は $r \rightarrow 0$ で $\log r$ の特異性を持つから, 図-1 に示すように $r=0$ となる点 P を中心に, 半径 ε の円形境界 C で囲まれる部分を除いた領域を D としてグリーンの定理を適用すると次式を得る.

$$\left\{ \int_C + \int_\Gamma \right\} \left\{ \phi_s(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \phi_s(X_b)}{\partial n} \right\} ds = 0 \quad (5)$$

ただし、 X_b は積分路である境界 C および Γ 上の点で、 r は点 P の座標 X と X_b との距離である。
式 (5) における境界 C 上の積分は $\varepsilon \rightarrow 0$ で次の漸近値を取る。

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_C \phi_s \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} ds = \phi_s(X) \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} \left[i \frac{2}{\pi} \frac{1}{r} \right]_{r=\varepsilon} \varepsilon d\theta = 4i\phi(X)$$

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_C H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \phi_s}{\partial n} ds = \frac{\partial \phi_s(X)}{\partial n} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} \left[1 + i \frac{2}{\pi} \log kr \right]_{r=\varepsilon} \varepsilon d\theta = 0$$

よって、領域 D 内の任意点 X における $\phi_s(X)$ は次式で表される。

$$\phi_s(X) = -\frac{i}{4} \int_\Gamma \left\{ \phi_s(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \phi_s(X_b)}{\partial n} \right\} ds \quad (6)$$

ここで、式 (6) の積分における半円境界上の積分を考える。ただし、半円境界を Γ' で表わし、港口と直線海岸を改めて境界 Γ で表すこととする。 $H_0^{(1)}(kr)$ は時間の変動項を $e^{-i\omega t}$ に取るとき、遠方に発散していく進行波を表し、 $r \rightarrow \infty$ での漸近形は次式で与えられる。

$$H_0^{(1)}(kr) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{i(kr - \frac{\pi}{4})}, \quad \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} = -kH_1^{(1)}(kr) \sim -k\sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{i(kr - \frac{3\pi}{4})}$$

半円境界 Γ' の半径は任意であるから、 $r \rightarrow \infty$ に取り、上式の漸近形を式 (6) の Γ' 上の積分項に用いると次式を得る。

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \int_0^{2\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi k}} e^{i(kr - \frac{\pi}{4})} \sqrt{r} \left\{ \frac{\partial \phi_s}{\partial n} - ik\phi_s \right\} d\theta$$

ポテンシャル関数 ϕ_s は構造物からの発散波を表し、 $r \rightarrow \infty$ の無限遠方では式 (3) の radiation 条件を満足する関数であるから上式積分は消えて、外海領域の任意点 X における散乱波のポテンシャル関数 $\phi_s(X)$ は Γ 上の積分のみで与えられる。

$$\phi_s(X) = -\frac{i}{4} \int_\Gamma \left\{ \phi_s(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \phi_s(X_b)}{\partial n} \right\} ds \quad (7)$$

式 (6) と式 (7) はみかけ上は同じであるが、積分境界 Γ の意味するところが異なり、式 (7) では港口とその左右の直線海岸（無限長）を意味する。

ここで、任意点 P が直線海岸上の点である場合を考えると、直線海岸上では $\partial \phi / \partial n = \partial(\phi_0 + \phi_s) / \partial n = 0$ かつ $\partial \phi_0 / \partial n = 0$ であるから $\partial \phi_s / \partial n = 0$ であること。さらに、 $\partial H_0^{(1)}(kr) / \partial n = 0$ であることから次式を得る。

$$\phi_s(X) = \frac{i}{2} \int_{S_2} H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \phi_s(X_b)}{\partial n} ds \quad (8)$$

積分記号の前にかかる定数 $i/4$ が $i/2$ になるのは、特異点を除くための円形境界 C が、境界上では半円となることによる。結局、直線海岸上の任意点 (P) における外海領域のポテンシャル関数 $\phi(X)$ は、 $\phi_0(X)$ と港口上の $\phi_s(X)$ の法線微分 $\partial \phi_s / \partial n$ によって次式で与えられる。

$$\phi(X) = \phi_0(X) + \frac{i}{2} \int_{S_2} H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \phi_s(X_b)}{\partial n} ds \quad (9)$$

一方、湾内領域についてもグリーンの定理を適用すると領域内の任意点 (P) におけるポテンシャル $\phi(X)$ は次式で表される。

$$\phi(X) = \varepsilon \int_{S_2+S_3} \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \phi(X_b)}{\partial n} \right\} ds \quad (10)$$

ただし ε は点 X が境界内の点である場合は $i/4$ を取り点 X が境界線上の点である場合は $i/2$ を取る. n は境界に対する内向き法線で, 積分は時計回りに取っている.

式 (9) と, 任意点 (P) が境界線上にある場合の式 (10) を考えると両者は, 境界線上の $\phi(X)$ と法線微分 $\partial\phi(X)/\partial n$ についての関係を与える. そこで, 境界線を小要素 ΔS_j に分割し

$$\int_{\Delta S_j} \phi(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} ds \sim \phi(j) \int_{\Delta S_j} \frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} ds \quad (11)$$

$$\int_{\Delta S_j} H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial \phi(X_b)}{\partial n} ds \sim \frac{\partial \phi(j)}{\partial n} \int_{\Delta S_j} H_0^{(1)}(kr) ds \quad (12)$$

の近似を用いて離散化すると, 式 (9), (10) より要素上の $\phi(j)$ と法線微分 $\partial\phi(j)/\partial n$ に関する連立一次方程式が得られ, これを解けば要素上の値がきまる. 得られた境界上の値を任意点 (P) に対する式 (9), (10) に用いて領域内のポテンシャル値が求まる.

Lee と同様に, 任意形状の港湾に適用可能な方法を Hwang・Tuck(1970) が示している. 領域を外海と港内に分割せず, 直線海岸を含む港湾境界上にソース (Helmholtz の方程式の基本解であるハンケル関数 $H_0^{(1)}(kr)$) を分布させて散乱波の場を表し, その強度を境界での不透過条件を満足するようにきめる所が Lee の方法と異なる. 直線海岸上にもソースを分布させる必要があるが港口からどの程度の範囲までソースを分布させれば良いかの明確な尺度はなく任意性が残されている点や, 港口防波堤がある場合は数値計算上防波堤の厚みを考慮しなければならないことなどが, Lee の方法に比べてあまり用いられなかった理由であらう.

3.1.2 Olsen・Hwang の方法

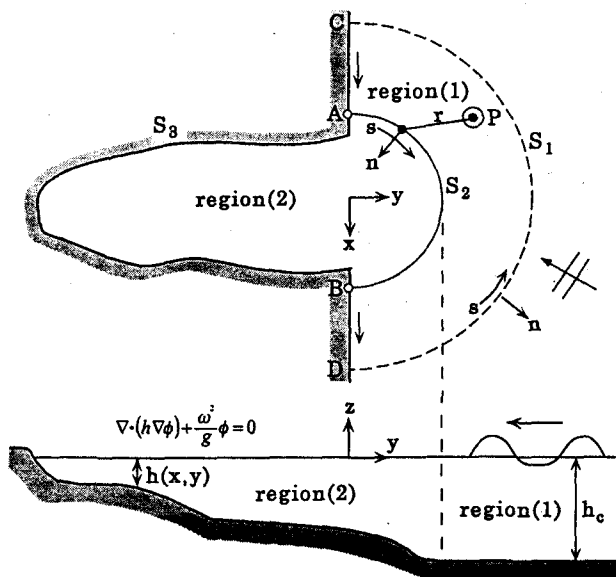


図 2: 外海領域と湾内領域 (Olsen・Hwang の方法)

Olsen・Hwang(1971) は任意形状でかつ水深が変化する場合に適用できる方法を提案している. 図-2 に示すように港内および港口から外海領域の有限範囲 (境界 S_2) では水深変化を有するがそれ以遠の外海領

域は一定水深と仮定する。一定水深の外海領域に対してグリーンの定理を用い、3.1.4 に述べる沖合防波堤がある場合の取り扱いと同様に、完全反射を仮定した直線海岸に対し鏡像の原理を用いると、境界 S_2 上の任意点 (P) におけるポテンシャル関数 $\phi(X)$ は、完全反射の直線海岸のみから成る場合の入・反射波のポテンシャルを ϕ_0 として、次式で表すことができる。

$$\phi(X) = 2\phi_0(X) - \frac{i}{2} \int_{S_0+S_1} \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial}{\partial n} G(kr) - G(kr) \frac{\partial}{\partial n} \phi(X_b) \right\} ds \quad (13)$$

ただし、 r は X と境界線上の積分点 X_b 間の距離で、 n は境界に対する外向き法線、積分は領域 (1) に対して反時計回りに取る。また $G(kr)$ は次式を意味する。

$$G(kr) = \left\{ H_0^{(1)}(kr) + H_0^{(1)}(kr^*) \right\}$$

r^* は X と X_b の鏡像点 X_b^* 間の距離である。

一方、水深変化を生じる領域 (2) では次の線形長波の支配方程式を用いる。

$$\nabla \cdot (h \nabla \phi) + \frac{\omega^2}{g} \phi = 0 \quad (14)$$

水深変化を有する領域の水平面を格子状に分割し、式 (14) を差分化して表すと次式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{h_{i+1/2,j}}{(\Delta x)^2} (\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}) - \frac{h_{i-1/2,j}}{(\Delta x)^2} (\phi_{i,j} - \phi_{i-1,j}) \\ & + \frac{h_{i,j+1/2}}{(\Delta y)^2} (\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}) - \frac{h_{i,j-1/2}}{(\Delta y)^2} (\phi_{i,j} - \phi_{i,j-1}) = -\frac{\sigma^2}{g} \phi_{i,j} \end{aligned} \quad (15)$$

これを全格子点について用いると、格子点上のポテンシャル値 ϕ_{ij} を未知量とする連立一次方程式が得られ、境界 S_2 で外海のポテンシャルを与える式 (13) と接続することによって解を得ることができる。

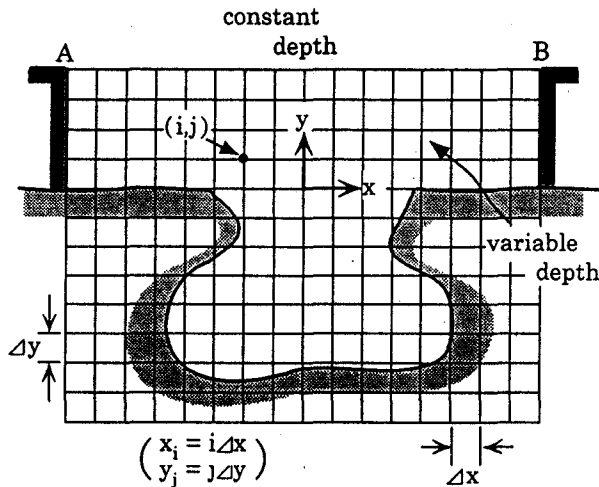


図 3: 計算領域と格子分割

Olsen・Hwang は具体的な計算にあたっては、図-3 に示すように港口から離れた位置に不透透の側壁境界を導入し外海との接続境界を直線にとり、波が港口に垂直に入射する場合について具体的な解析をおこなっている。垂直入射を考えるとこれらの不透透壁の影響は小さいと述べているが、理論上は対象とする港湾が極めて大きな矩形湾の湾奥にある場合を解析していることになる。このように境界を取ることは理論上は必ずしも必須ではない。

計算はまず湾口 AB 上の全ての格子点で初期値を与えて格子点上のポテンシャル値に関する連立一次方程式を解き、その解を用いて式 (13) を離散化した次式により港口の ϕ を算定する（この場合、 S_2 が直線境界であるから $\partial G / \partial n \equiv 0$ ）。

$$\phi_{i,0}^{n+1} = 2\phi_0 + \left[\frac{i}{2} \int_A^B G(r_i) ds \right] \cdot \left[\frac{\phi_{i,1}^n - \phi_{i,0}^n}{\Delta y} \right]$$

これを新たに初期値として再度連立一次方程式を解く、以後このステップを繰り返し、一つ前のステップにおける値との二乗誤差の全格子点における総和が設定した閾値以下になったところで計算を打ち切ることになる。

3.1.3 Mattioli の方法

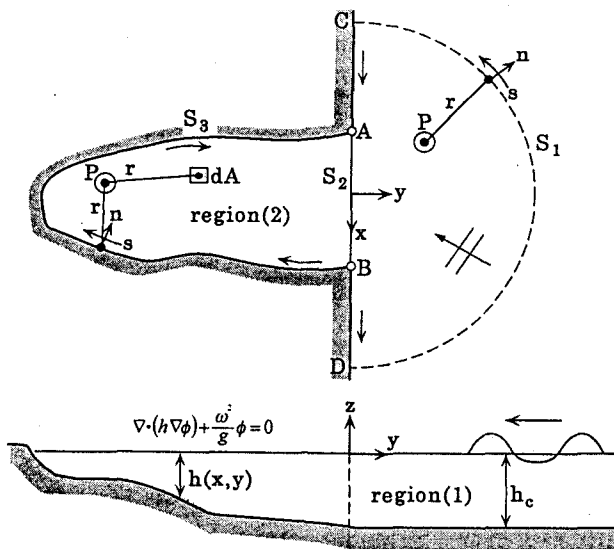


図 4: 外海領域と湾内領域 (Mattioli の方法)

Mattioli(1978) も水深変化を有する港湾に適用できる解析法を示している。図-4に示すように水深変化は港湾内に限られるが、港湾領域内のポテンシャルについての積分方程式を数値的に解く方法であるため、先述の Olsen・Hwang の方法に比べると、連立一次方程式を 1 回解くだけで済む。直線海岸に港口を有し外海の水深は一定で、外海に対するポテンシャル関数と港口上でのポテンシャル関数は前述の Lee の方法における式 (6) と式 (9) にそれぞれ同じである。いま、港湾内の領域で定義されたスカラー関数を $\varphi(X)$ 、ラプラス方程式の基本解を $G(r) = \log r$ とし、 $\varphi(X)$ と $G(r)$ に関してグリーンの定理 (3.1.1 の式 (4)) を用いると $\varphi(X)$ は次式で表せる。

$$\epsilon \varphi(X) = \iint_D G(r) \nabla^2 \varphi(X_A) dA - \int_{\Gamma} \left\{ G(r) \frac{\partial \varphi(X_A)}{\partial n} - \varphi(X_A) \frac{\partial G(r)}{\partial n} \right\} ds \quad (16)$$

ただし、 Γ は境界 $S_2 + S_3$ を意味し、 D は Γ で囲まれる港湾内領域を意味する。また、 X_b は境界 Γ 上の積分点で、 X_A は鏡海面 D 上の積分点を意味し、 ϵ は点 X が境界内の点である場合は 2π を取り、点 X が境界線上の点である場合は π を取る。

ここで $\varphi(X) = h(X)\phi(X)$ とし、水深変化を有する港湾内領域の波動は次の線形長波の方程式に従うものとする。

$$\nabla \cdot (h \nabla \phi) + \frac{\omega^2}{g} \phi = 0 \quad (17)$$

これは次のように書き換えられ

$$\nabla(h\phi) - \nabla \cdot (\phi \nabla h) + \frac{\omega^2}{g} \phi = 0$$

式 (16) に代入すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \epsilon h(X)\phi(X) = & -\frac{\omega^2}{g} \iint_D G(r)\phi(X_A)dA + \iint_D G(r)\nabla \cdot [\phi(X_A)\nabla h(X_A)]dA \\ & + \int_{\Gamma} h(X_b)\phi(X_b)\frac{\partial G(r)}{\partial n}ds - \int_{\Gamma} G(r)h(X_b)\frac{\partial \phi(X_b)}{\partial n}ds - \int_{\Gamma} G(r)\phi(X_b)\frac{\partial h(X_b)}{\partial n}ds \end{aligned} \quad (18)$$

目的はポテンシャル関数 ϕ と法線微分 $\partial\phi/\partial n$ に関する積分方程式を導くことであるが、上式のままでは右辺第 2 項が取り扱えない。ここで、一般に領域内のスカラー関数 φ_1 と φ_2 に関して次式が成り立つから、

$$\iint_D (\varphi_1 \nabla^2 \varphi_2 + \nabla \varphi_1 \cdot \nabla \varphi_2) dA = \int_{\Gamma} \varphi_1 \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} ds \quad (19)$$

上式で $\varphi_1 = G$, $\varphi_2 = h\phi$ に取り次の関係

$$\nabla^2 \varphi_2 = \nabla \cdot (\phi \nabla h) + \nabla \cdot (h \nabla \phi)$$

$$\nabla \varphi_1 \cdot \nabla \varphi_2 = h(\nabla G \cdot \nabla \phi) + \phi(\nabla G \cdot \nabla h)$$

を用いると次式を得る

$$\begin{aligned} \iint_D \{G \nabla \cdot (\phi \nabla h) + G \nabla \cdot (h \nabla \phi) + h(\nabla G \cdot \nabla \phi) + \phi \nabla G \cdot \nabla h\} dA \\ = \int_{\Gamma} \left\{ Gh \frac{\partial \phi}{\partial n} + G \phi \frac{\partial h}{\partial n} \right\} ds \end{aligned} \quad (20)$$

さらに上式左辺の第 2, 3 項は次式のように変形できる。

$$G \nabla \cdot (h \nabla \phi) + h(\nabla G \cdot \nabla \phi) = \nabla \cdot (Gh \nabla \phi) - Gh \nabla^2 \phi$$

よって式 (20) の第 2, 3 項の面積分は結局次の線積分で表せる。

$$\iint_D \{G \nabla \cdot (h \nabla \phi) + h(\nabla G \cdot \nabla \phi)\} dA = \int_{\Gamma} Gh \frac{\partial \phi}{\partial n} ds$$

これを式 (20) の第 2, 3 項に代入すると式 (18) の第 2 項の面積分は次式のように ϕ に関し D についての面積分と Γ についての線積分で表すことができる。

$$\iint_D G \nabla \cdot (\phi \nabla h) dA = - \iint_D \phi \nabla G \cdot \nabla h dA + \int_{\Gamma} G \phi \frac{\partial h}{\partial n} ds$$

これを式 (18) の右辺第 2 項に用いると結局次式が得られる。

$$\begin{aligned} \epsilon h(X)\phi(X) = & -\frac{\omega^2}{g} \iint_D G(r)\phi(X_A)dA - \iint_D [\nabla G(r) \cdot \nabla h(X_A)] \phi(X_A)dA \\ & + \int_{\Gamma} h(X_b)\phi(X_b)\frac{\partial G(r)}{\partial n}ds - \int_{\Gamma} G(r)h(X_b)\frac{\partial \phi(X_b)}{\partial n}ds \end{aligned} \quad (21)$$

これは領域 D 内のポテンシャル ϕ と境界線 Γ 上の法線微分 $\partial\phi/\partial n$ の関係を与える積分方程式となっている。よって、式 (21) と Lee の方法における外海の解を表す式 (9) をそれぞれ離散化 (D を面要素に分割し、境界線 Γ を線要素に分割する) した後、両式を連立して解くことによって Γ 上の線要素と領域 D 内の面要素についてのポテンシャル ϕ と法線微分 $\partial\phi/\partial n$ が決まる。

3.1.4 沖合防波堤の取り扱い

前述の Lee, Olsen・Hwang(1971), Mattioli(1978)の方法では、港口はすべて直線海岸上にあると仮定されているが、現実の港湾ではこの条件が当てはまる場合は少ない。Mei・Petroni(1973)は直線海岸から突き出た半円形の防波堤を持つ円形港湾について解析をおこなっているが、任意形状の防波堤には適用できない。この外郭防波堤による入射波の散乱効果を解析にどのように考慮したか必ずしも明確に述べられていない場合が多いと思えるので、Mattioli(1981)が示した方法を紹介しておく。Mattioliは直線状海岸の沖合にある防波堤による波の散乱を、直線海岸に関する防波堤の鏡像を用いることによって極めて容易に解析する方法を示している。吉田・中原(1987)はMattioliの方法を用い、防波堤に加えてその背後の直線海岸に任意形状の掘り込み港湾がある場合についての水面振動の特性を検討している。

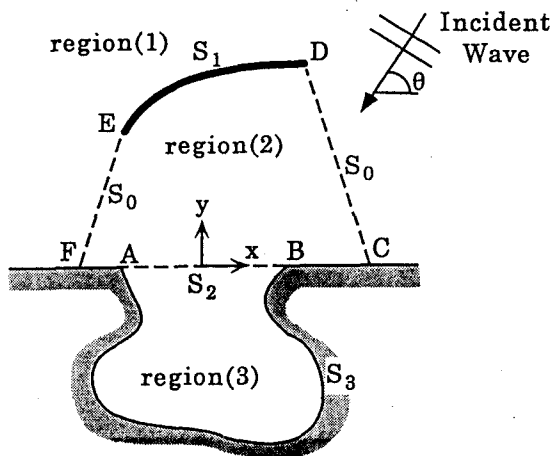


図 5: 防波堤を有する港湾

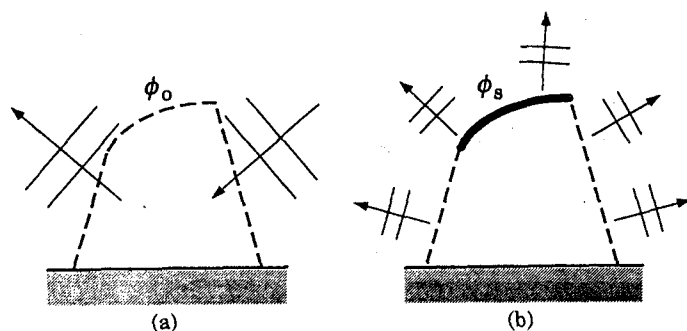


図 6: 入・反射波と散乱波

いま図-5に示すように、完全反射の直線海岸沖合に防波堤を有する港湾の水面振動を考える。領域(1)のポテンシャルを、防波堤が無いとした場合の入・反射波のポテンシャル ϕ_0 と直線海岸上の突起部分 FEDC 境界からの散乱波 ϕ_s の和で表せるものと仮定する(図-6)。

$$\phi(x, y) = \phi_0(x, y) + \phi_s(x, y) \quad (22)$$

ϕ_s は式(3)の radiation 条件を満足する関数である。なお、 ϕ_s は、開口部 FE と DC からの散乱波を ϕ_r で表わし、不透過突起地形 FEDC による波の場を $\phi_0 + \phi_d$ で表すとき、 $\phi_s = \phi_d + \phi_r$ の関係にある。

ここで、3.3.1 の Lee の方法において外海の解を導いたのと同様に、外海領域に任意の半径で描いた半円境界と直線海岸および防波堤と開口部で囲まれる閉領域を考え、散乱波のポテンシャル ϕ_s に関してグリーンの定理を適用すると ϕ_s は次式で表せる。

$$\phi_s(X) = \varepsilon \int_{\Gamma} \left\{ \phi_s(X_b) \frac{\partial}{\partial n} H_0^{(1)}(kr) - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial}{\partial n} \phi_s(X_b) \right\} ds \quad (23)$$

ただし、 Γ は境界 FEDC と F と C の左右に広がる無限に長い直線海岸を意味し、 ε は点 X が境界内の点である場合は $i/4$ を取り点 X が境界線上の点である場合は $i/2$ を取る。 r は X と X_b 間の距離、 n は境界に対する内向き法線で、積分は時計回りに取るものとする。

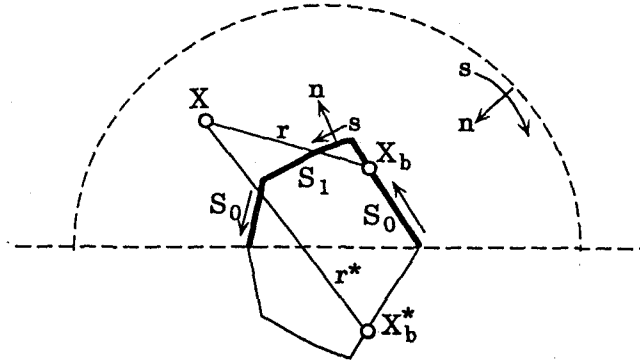


図 7: 防波堤境界と鏡像

ここで、直線海岸上では $\partial\phi/\partial n = \partial(\phi_0 + \phi_s)/\partial n = 0$ かつ $\partial\phi_0/\partial n = 0$ であるから、 $\partial\phi_s/\partial n = 0$ である。よって、図-7 に示すように直線海岸に関する境界 FEDC ($S_0 + S_1$) の鏡像を考えると ϕ_s は境界 FEDC 上の積分のみで表すことができる。

$$\phi_s(X) = \varepsilon \int_{S_0+S_1} \left\{ \phi_s(X_b) \frac{\partial}{\partial n} G(kr) - G(kr) \frac{\partial}{\partial n} \phi_s(X_b) \right\} ds \quad (24)$$

ただし $G(kr) = H_0^{(1)}(kr) + H_0^{(1)}(kr^*)$ で、 r^* は図-7 に示すように X と X_b の鏡像点 X_b^* 間の距離である。 $\phi_s(X) = \phi(X) - \phi_0(X)$ の関係を用いると外海領域のポテンシャル $\phi(X)$ は次式で表せる。

$$\begin{aligned} \phi(X) = \phi_0(X) + \varepsilon \int_{S_0+S_1} & \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial}{\partial n} G(kr) - G(kr) \frac{\partial}{\partial n} \phi(X_b) \right\} ds \\ & - \varepsilon \int_{S_0+S_1} \left\{ \phi_0(X_b) \frac{\partial}{\partial n} G(kr) - G(kr) \frac{\partial}{\partial n} \phi_0(X_b) \right\} ds \end{aligned} \quad (25)$$

式 (25) で点 X が境界上にある場合は右辺第 3 項の積分は境界上の $\phi_0(X)$ を表すから、このとき次式を得る。

$$\phi(X) = 2\phi_0(X) + \frac{i}{2} \int_{S_0+S_1} \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial}{\partial n} G(kr) - G(kr) \frac{\partial}{\partial n} \phi(X_b) \right\} ds \quad (26)$$

式 (26) は外海領域に関して境界線 FEDC 上のポテンシャルと法線微分の関係を与える式であるから、先述の Lee の方法および Mattioli の方法において式 (9) に替えて外海領域の解として用いることができる。

3.1.5 その他

以上のべた方法の他にも、湾水応答の解析に用いられているものとして、有限要素法を用いる解法があり、例えば、Shaw・Falby(1978) は外海領域については Olsen・Hwang(1971) と同様に取り扱い、水深が変化する港

湾内については線形長波方程式を有限要素法で定式化した解析法を示しており、Bettess・Zienkiewicz(1977)は緩勾配方程式を用い湾水応答や浅瀬による屈折の解析に適用している。なお Mei(1983) による若干の解説もある。また、最近、郭・西村(1997)は緩勾配方程式の放物型近似をおこなって得られる波動方程式の素解をグリーン関数とすることで、水深変化を取り扱うことができる解析方法を示している。その他、津波など非定常な波動の解析に用いられる長波の運動方程式を差分化して解く方法(高山・平石, 1988)もあるが、定常問題である水面変動の応答特性を解析する方法としては、前述のポテンシャルに関する積分方程式を用いる方法の方が適していると考えられる。なお、ポテンシャル理論で求めた水面振動の増幅率(入射波の波高に対する湾内任意点での水面振動振幅の比)は、概して過大な推定値を与えることが指摘され、この原因は港口防波堤などの開口部におけるエネルギー損失および海底摩擦によるエネルギー損失を考慮していないことに大きく起因する。これについては村上(1982)が解説をおこなっている。最近、Gerber(1986)は損失項を持つ Helmholtz 方程式

$$[\nabla^2 \phi(x, y) + k^2 \phi(x, y)] + i\gamma \phi(x, y) = 0$$

を用いることで海底摩擦による損失を取り込んだ解析をおこなっている(損失項 γ は流速に比例する形に線形化して考慮)。数値計算上は境界線上のポテンシャルとその法線微分に関する積分に加えて、水面上のポテンシャルについての面積分が加わることになり、先述の Mattioli(1978)の方法と見かけ上は類似の数値計算をおこなうことになる。

3.2 非線形問題

3.2.1 Stokes 波としての解析

Bowers(1977)は港湾の水面振動を引き起こす長周期波が波群に拘束された長周期波(set-down wave)であると考え、長水路の一端に設けた長方形港湾と扇形港湾について実験をおこなって港湾内で共振現象を引き起こすのは自由長周期波であることを示した。Bowersの研究に刺激され湾水振動に関する非線形問題としての一連の解析がなされている(Mei・Agnon, 1989; Wu・Liu, 1990; 喜岡ら, 1993; 木村ら, 1996, 1997, 1998)。Mei・Agnon(1989)は直線海岸に港口を有する一定水深の長方形港湾について multiple-scale 摂動法を導入し、港口隅角部からの回折波の領域を放物線で近似する方法で解析している。解析にあたっては港口幅は波群を構成する個々の搬送波の波長に比べて十分大きくかつ長周期波の波長に比べると十分小さいという仮定がなされている。Wu・Liu(1990)は同じく multiple-scale 摂動法を用い、かつ港口からの短周期波の散乱を厳密に解くことによって、Mei・Agnon が課した港口幅と入射波の波長に関する制約を必要としない解析法を示し、港内で共振を生じるのは自由長周期波であること、および港内の拘束長周期波を無視した解析をおこなっても実用上は問題が無いことを示した。喜岡ら(1993)も同じく multiple-scale 摂動法を用い、散乱波のポテンシャルを Hwang・Tuck(1970)の方法(前述 3.1.1)を用いて解析する方法を示し、矩形港湾についての計算をおこなって、拘束長周期波を自由長波とみなして線形理論解を用いるのは2次以上の高次のモードでは応答を過小評価する恐れがあることを指摘している。喜岡らの方法は散乱波のポテンシャルの算定に積分方程式を数値的に解く方法を用いるため任意形状の港湾について適用可能である。ただ、積分方程式の数値解から拘束波を算定するのは困難で、喜岡らは1次の散乱波に伴う拘束波を無視した解析をおこなっている。上述した Mei・Agnon, Wu・Liu, 喜岡らの解析法は、いずれも、かなり煩雑な理論式の展開を含み、詳細は原著論文を参照して頂くこととするが、港内領域と外海領域の散乱波の解析法がそれぞれ異なるものの、各解析法とも slow variable を導入し Stokes 波の2次オーダーの解析をおこなっている点では共通している。基本式の部分についてのみ示すと以下のようになる。

支配方程式は

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (-h < z < 0) \quad (27)$$

水面と水底における運動学的境界条件と力学的境界条件は

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \quad (28)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (z = \zeta) \quad (29)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\zeta + \frac{1}{2} \left[\left| \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|^2 + \left| \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|^2 \right] = 0 \quad (z = \zeta) \quad (30)$$

ここで搬送波の波形勾配のオーダーのパラメーター ε を用いて次のようなゆつくりと変動する変数 (slow variable) を導入し

$$(X, Y) = (\varepsilon x, \varepsilon y), \quad T = \varepsilon t. \quad (31)$$

速度ポテンシャル水面波形を次式のように ε について摂動展開して表す.

$$\Phi = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \varepsilon^n \Phi_{(n,m)}(x, z, X, T) e^{-im\omega t} \quad (32)$$

$$\zeta = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \varepsilon^n \zeta_{(n,m)}(x, X, T) e^{-im\omega t} \quad (33)$$

これを式(27)～式(30)に代入すると、各オーダー (n, m) についての支配方程式と境界条件が次式のように得られる.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Phi_{(n,m)} = F_{(n,m)} \quad (-h < z < 0) \quad (34)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{m^2 \omega^2}{g} \right) \Phi_{(n,m)} = G_{(n,m)} \quad (z = 0) \quad (35)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi_{(n,m)} = 0 \quad (z = -h) \quad (36)$$

ϕ_{11} が線形解を意味し式(34)と(35)の右辺の強制項を0とおいて得られ、 ϕ_{10} が算定すべき長周期解で、右辺の強制項は ϕ_{11} より算定される.

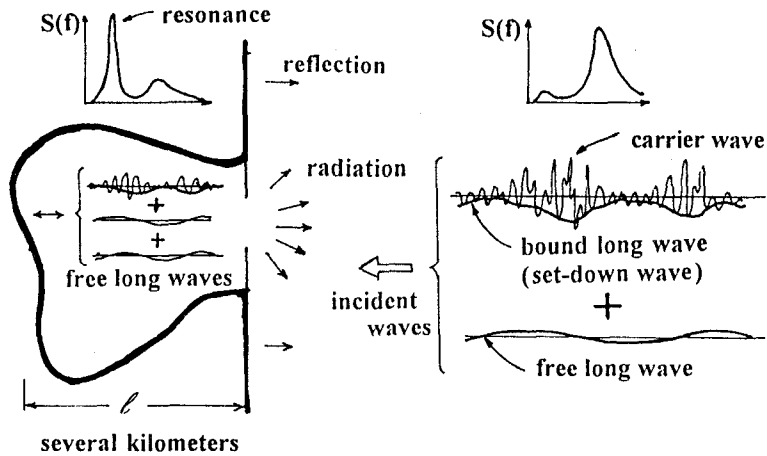


図 8: 大規模港湾の湾水振動

最近、木村ら(1996, 1997, 1998)は Ippen・Goda(1963)が示したフーリエ変換を用いて湾水振動の厳密解を求める方法を用い、方向分散を有する不規則波が入射する場合までの解析をおこなっている. 木村らの解析は波群の時間変動のスケールと包絡線長のスケールについての制約を課していないため、無数の成分波から成る一般的なスペクトル構造の入射波についての解析が可能である. ただし、フーリエ変換法

により解を求めるため港湾形状は矩形港湾に限定される。木村らは、Bretschneider・光易スペクトルを用い、異なる湾幅の長方形港湾を対象に計算をおこなって、湾外の拘束長周期波に対する湾内の自由長周期波の振幅比の周波数特性を示している。

3.2.2 ブシネスク方程式による解析

先述した Stokes 波としての非線形問題の解析法が対象とする波浪の場を簡潔に描くと図-8 のようになろう。しかし、2 節で述べたように、自由長周期波の発生機構として、浅海域での波群構造の変化によるもの、地形急変部や没水構造物と波群の非線形干渉によるもの、波群構造を持つ波の砕波に伴うものなどが考えられており、砂浜海浜の砕波帯近傍に位置することが多い漁港などの小規模港湾や、海浜近くに港口を有する掘込み港湾などでは、砕波や海底地形に起因する長周期波と湾水との共振が生じることが考えられる。この波浪の場を描くと図-9 のように表すことができよう。このような場合は、湾奥でも 10m 程度

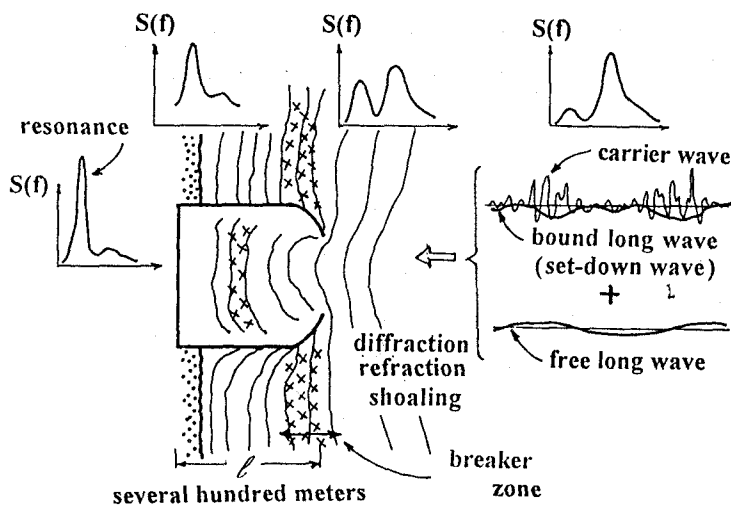


図 9: 小規模港湾の湾水振動

の水深を有する大規模港湾を対象に開発された Stokes 波理論に基づく湾水応答の解析法は用いることができず、数値解析的な度合いの強い取り扱いが必要とされ、最近ブシネスク方程式を用いた港湾内水面振動の解析がおこなわれてきている（金山ら,1994,1995；喜岡ら,1995,1996；Cruz ら,1998）。金山ら（1994,1995）は現地港湾をモデルに砕波変形を考慮したブシネスク方程式を用いて計算をおこなっており、平面水槽実験の結果と比較し概ね良い一致が得られることを報告している。喜岡ら（1995,1996）は 2 次長周期波の湾水振動に対する入射波の多方向性の検討をおこない、次いで現地港湾をモデルとする計算結果を観測値と比較して計算法の適用性を検討している。また、Cruz ら（1998）は、数値計算をおこなう際の構造物での反射境界条件の取り扱いや、砕波減衰モデルの妥当性などを検討している。

具体的な数値計算においては、限られた範囲の領域を切り取ってその中で波動の時空間変動を追いかけることになる。領域から外に出ていく波が、現実と異なって境界で反射されて領域内に戻ることが無いことが、精度良い解を得るための第一に重要な点であると推測され、このため境界に数値消波フィルターを設置して波を吸収する方法が用いられる。数値消波フィルターは対象とする波長の波を効果的に吸収するための調整が必要であるが（大山・灘岡,1990）、風波成分と長周期波成分が混在する波の場の計算においてフィルターによる吸収機能が十分機能しているかについては必ずしも明確に述べられてはいないようである。

4 係留船舶動揺と水面振動モード

船舶の動揺は図-10に示すように、並進運動である Surge (前後揺), Sway(左右揺), Heave(上下揺) と、回転運動である Roll (横揺), Pitch (縦揺), Yaw (船首揺) の6自由度を有する。これらの船体運動は、静水圧変化によって復元力を生じ10秒前後の固有周期を有する Heave, Roll, Pitch と、係留によって復元力を生じ1分前後の固有周期を有する Surge, Sway, Yaw の2種類に分けられる(久保, 1987)。Heave, Roll, Pitch の固有周期は風波の周期範囲内にあり、従来用いられてきた港内波高を指標とする静穏度の考えが適用される動揺モードであるのに対し、Surge, Sway, Yaw の固有周期は風波に比べるとはるかに大きい。従来より、港内は比較的静穏であるにもかかわらず大きな動揺を生じ、荷役を中止したり、係留策の切断、船舶の損壊などの被害が生じる例が多く報告されている。この動揺(特に Surge) は2節で述べた長周期波の周期が数十秒から数分の範囲を取ることから、これらの長周期波によって引き起こされる湾水振動に起因すると考えられており、港内外の波浪観測と係留船舶の動揺を同時観測してこれらの関連を究明しようとする研究も多くおこなわれている(松良ら, 1994; 菅沼ら, 1995; 永井ら, 1997; 土田ら, 1997)。松良ら(1994)によって苫小牧東港での観測で得られた波浪のスペクトルと動揺のスペクトルを図-11に示す。港外波浪のスペクトルは海岸の沖合い5kmほどの水深20m地点で観測されたもので、測点1は港内での観測値、また動揺のスペクトルは波浪が最も激しくなった10月9日11時頃の観測値である。これより港内では風波成分は大きく減衰しているのに対し、周期1分を超える長周期成分が大きなパワーを有し、Surge が120秒当たりの長周期で動揺のピークを生じているのが見てとれる。

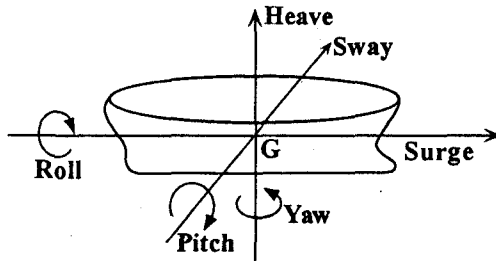


図 10: 船体動揺モード

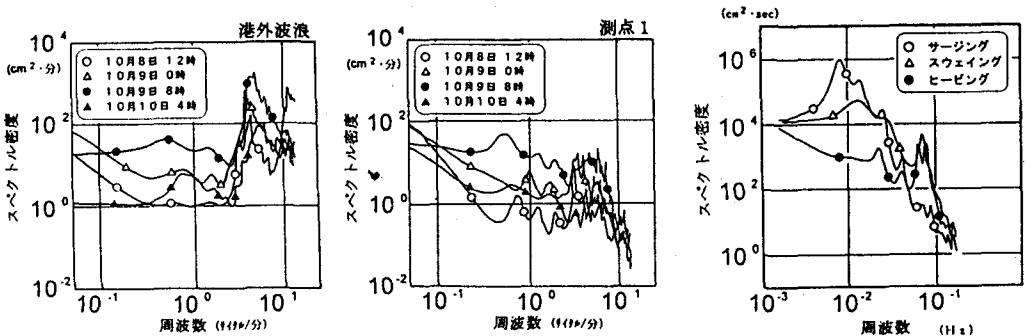


図 11: 波浪スペクトルの経時変化と船体動揺スペクトル (松良ら, 1994)

長周期動揺では、防舷材や係留策の非対象係留によりサブハーモニック運動などの問題も生じるが(久保, 1992), 係留において特に問題となる動揺モードは Surge によるものである。図-12は港内の水面振動モードと係留船舶との関係を模式的に表したもので、水面振動に(b)のモードが生じこの水面振動の周期と Surge の固有周期が一致する場合には大きな共振動揺が生じることになる。水深を10m、動揺の固有

周期を1分とすると、(b)のモードが生じる対岸長 l は $l = T \cdot \sqrt{gh}$ の関係より600m程度で、実際の港湾に通常見られるスケールである。なお、港内に波高計を設置して水面振動の計測をおこなう場合、バース位置と離して波高計を設置せざるをえないのが普通である。したがって、係留船舶動揺との比較検討をおこなう場合には港内でどのような水面振動モードが生じ得るかを把握しておく必要がある。図-12を例に取ると、(b)のモードが生じる周波数でSurgeの動揺スペクトルは極大値を取るが、波高計Aによる波高のスペクトルは逆に極小値を取り、一方、波高計Bによる波高のスペクトルは動揺のスペクトルと同様に極大値をとる。これらの関係は、波高計設置位置、バース位置、水面振動の共振モード、係留船舶の動揺固有周期とによって複雑に変化するが、これらに関連づけた検討をおこなうためには水面振動を数値解析によって精度良く推定しておくことが重要である。図-14は宮崎県細島港(図-13)において、従来より

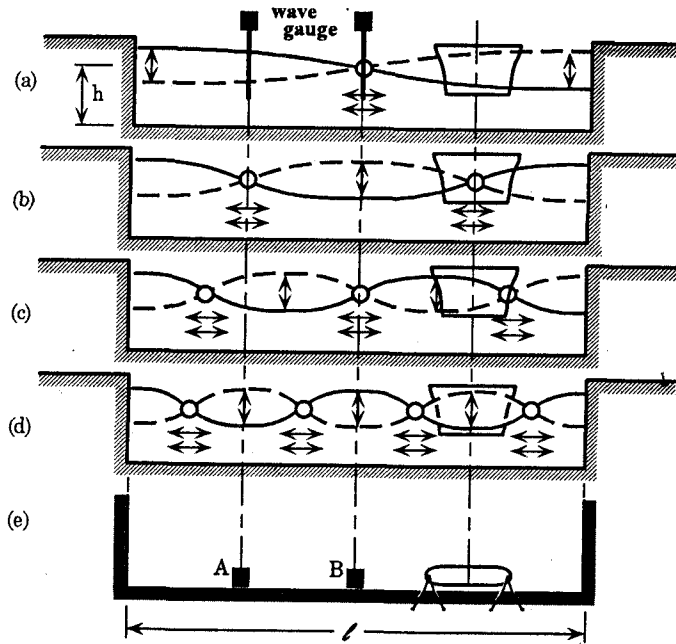


図 12: 水面振動モードと係留船舶模式図

Surgeによる被害が報告されている工業港地区6号岸壁に係留された船舶の動揺スペクトルと、同じ泊地内で6号岸壁から600m程離れた岸壁に設置されている波高計で観測された水面振動のスペクトルとの比較と(図中(a))、Surgeがピークをとる125秒についてLeeの方法で求めた港内の波高分布(図中(b))を示している(吉田ら,1999)。Surgeがピークをとる125秒近傍では波浪のスペクトルは逆に小さくなっており、6号岸壁と波高計位置ともに振動の節となる水面振動モードが生じていることが推測され、周期125秒についての波高分布の計算結果よりこれを裏付ける水面振動が生じていることが確認される。

与えられた港湾内の波浪条件について係留船体動揺を精度良く推定することは、荷役稼働率の算定、係留柱や防舷材の設計、船体動揺量を用いた静穏度の評価などのために非常に重要な課題であるがここでは触れない。これについては、本水工学に関する夏季研修会でも合田(1984)、久保(1987)による解説がなされている。最近、笹ら(1999)は船体動揺計算に用いる付加質量係数と減衰係数を算定するいくつかの異なる手法に対し、動揺推定値の詳細な比較検討および実測値との比較をおこなっており、白石ら(1995)は係留策や防舷材を調整し、Surgeの固有周期を港内の卓越する長周期水面振動の周期から離すことによって、船体動揺をかなりの程度低減できることを報告している。なお、港湾内の係留船舶と湾内水面振動を同時に解く方法なども提案されており(榎木ら,1988; 森田ら,1994; 大山ら,1996)、船体動揺による散乱波が対

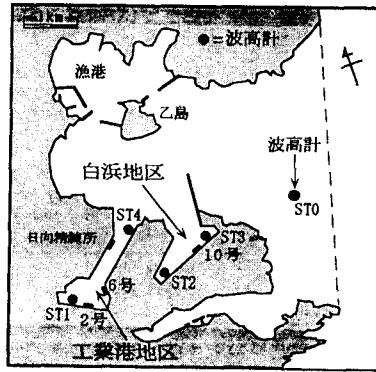


図 13: 細島港

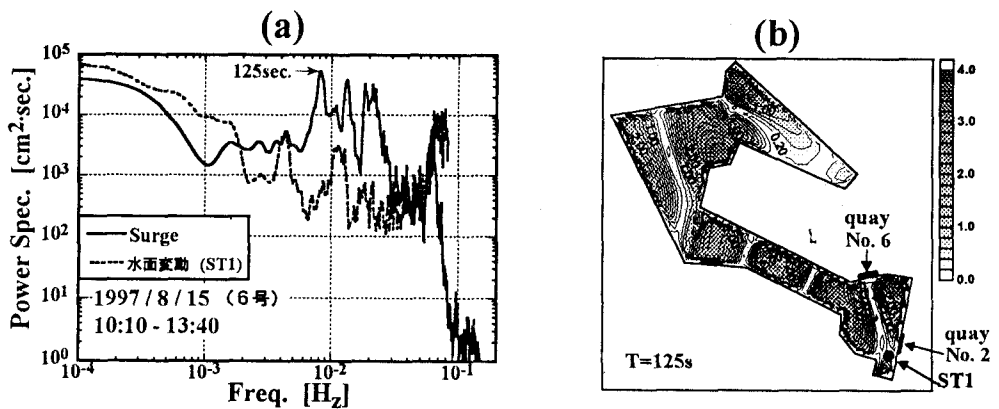


図 14: 波浪と動揺のスペクトル (a), 波高分布 (b)

岸で反射し、船体に再入射する影響が無視できないようなスケールの港湾内の船体動揺を推定する場合に是有用な方法である。

5 長周期水面振動は制御可能か？

独断で答えると、"rather difficult but not impossible"といったところではないかと考えている。港湾内の風波成分を低減する方法としては、外郭防波堤を延長して港内への入射波を低減することが主に用いられ、これが有効であることは経験的にも知られている。周期が分のオーダーの長周期波に対してはどうであろうか。最近多く報告されている既存港湾を対象とする波浪観測の結果を見ると、長周期成分はほとんど減衰せず湾奥に到達し、また港湾形状によっては副振動によって大きなパワーを有する場合も報告されている(松良ら,1994; 朝崎ら,1996; 吉田ら,1999)。従来の防波堤の延長といった方策では必ずしも効果が得られない恐れがある。

平石ら(1997)は長周期水面振動の低減を目的として考案したいくつかの方策について、鹿島港をモデルに数値解析によってその効果を検討している。その方策を再述すると次のようである。(1) 外郭防波堤を延長して港口を狭める、(2) 港口部に広域の防波ゾーンを設置する、(3) 港内の中央航路突き当たりに緩傾斜護岸を設置する、(4) 鋸状の凸凹に航路水深を増深する、(5) 航路側壁を掘り込んで矩形状の遊水部を設ける。紙面の関係上(2)(3)の場合について図-15に再掲する。(2)は沖合い空港などの埋め立てに相当し、(3)の

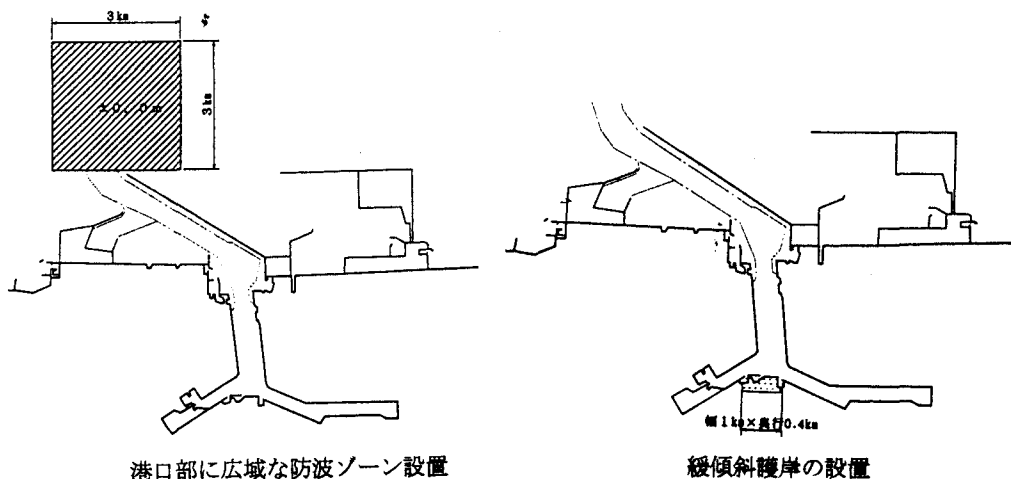


図 15: 港湾内の長周期水面振動の低減策 (平石ら, 1997)

消波護岸は幅 1km で奥行き 400m といった大きさであり、実際に実現するのはかなり難しいと考えざるを得ないが、これらの比較検討より、平石らは周期 30 秒から約 5 分の船舶の固有周期に対応する長周期波の対応策として、「鋸状の増深」、「緩傾斜護岸」と「防波堤の延長」を併用した複合的な対策を施すことが比較的有效であると述べている。また、土田ら (1997) は、同じく鹿島港を対象に数値解析をおこない、港内に小規模な波除堤を設置することによって港内の長周期波高を低減できるという結果を報告しているが、その機構については示していない。藤咲ら (1996) は矩形の港湾模型を用いた水槽実験をおこなって、港口部の防波堤による長周期波の遮断効果を検討し、防波堤の延長によって長周期波の港内への進入を抑止できるとしている。港湾外部にリーフが発達し碎波帯が広く存在する海域では 2 節で述べた (5)(6)(7) 等の機構によって長周期波が発達する可能性が想定される、平石ら (1996) はこのような条件に当てはまる港湾でありながら、荷役障害が報告されていない港湾である那覇港に注目し長周期波の現地観測をおこなって、その理由を究明することを試みている。その結果、港外の長周期波は外港部防波堤によって減衰せずに外港部に進入するが内港部では長周期波は大きく減衰されていることを見出し、その理由として内港部と外港部の港口の向きが一致しておらず港外からの長周期波が直接進入することがないこと、および内港部の防波堤による防御効果を挙げ、したがって現在長周期波による荷役障害が生じている港湾においても防波堤を適切に延長すれば長周期波をある程度減衰させることは可能であるとしている。しかし、先述したように、防波堤を有する港湾において、防波堤の影響を受けずに湾奥に到達している観測例もあることから、十分納得できる説明になっているようには思えない。中村・国富 (1997) は図-16 に示すような港湾内に突堤を 2 基設けることによって生じる外港部の内港部に対する長周期波の遮断効果を検討し、内港・外港の 2 重形式を持つ港湾での長周期波に対する外港部のフィルターアクション効果を指摘しているが、この観点からの検討も必要のように思える。

現時点では、長周期港内水面振動を制御するために、どのような方策が最適であるかは、港湾に來襲する長周期波の解明を待つところもあって、まだ良くわからないところであろう。平面水槽を用いる港湾内の長周期水面振動に関する実験は、水槽側壁における反射波の消波が十分できないことや、港湾模型内と水槽内とのカップリング振動 (Raichlen・Ippen, 1965; 吉田ら, 1984) も生じやすいため、精度の良い実験的な検討は困難とされる。このため、港湾内の埋立や防波堤の設置などによって港湾形状を大きく変えようとする場合には、数値解析による検討がいっそう重要となる。現地観測データによる現象の解明も必須であり、特に、防波堤の設置計画が実施に移されるような港湾においては、現状から施工後を通じての継続した波浪観測データを得ることが非常に重要である。

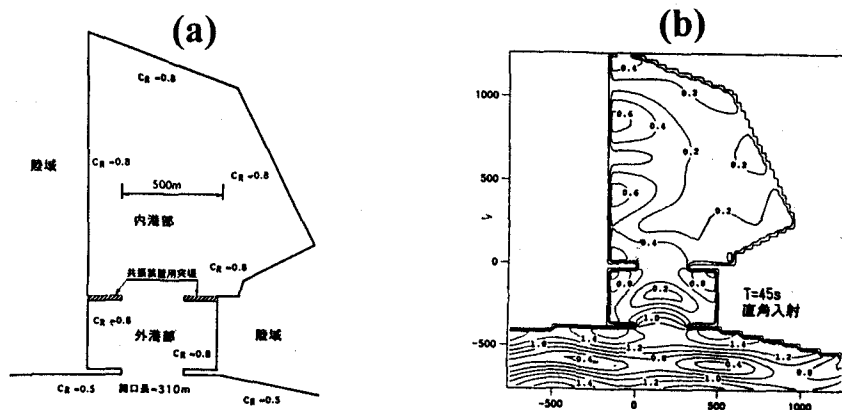


図 16: (a) モデル港湾と設定した反射率, (b) 外港型共振装置を設けた場合の波高分布 ($T = 45$ 秒) (中村・国富, 1997)

6 あとがき

最近, Girolamo(1996) は長方形港湾模型について, 自由長周期波 (規則波), 2 成分波拘束長周期波, および不規則波を用いた巧妙な水槽実験をおこなって, 不規則波による実験では港湾内ではすべての水面振動の共振モードが生じること, また増幅率の周波数特性は, 線形解析で得られる周波数特性と一致することを報告している. この事は, インプットとしての長周期波が与えられれば, 線形解析で求めた周波数応答曲線によって, 不規則波が入射する場合の港湾内の長周期水面振動が算定できることを意味しており, 精度良い線形解析法が非常に有用であることを示唆している.

防波堤の建設や埋立てによる港湾形状の変更が長周期水面振動に及ぼす影響の推定には, 反射波の処理の困難さのため, 水槽実験よりも数値シミュレーションによる解析が適しているが, 数値シミュレーション結果の定量的な検討には, 来襲する長周期波についての定量的な解明 (拘束長周期波と自由長周期波との割合など) が必要である. 来襲する長周期波の特性は, 個々の港湾の立地条件によって異なると考えられ, 各港湾における観測データの蓄積が必要である. 特に強調したいのは, 港湾形状を変更するような防波堤の施工や大幅な埋立てが実施される場合には, 実施前と実施後を通しての港内外での継続した波浪観測データを取得することが重要で, これらのデータが現象の解明と数値シミュレーション技術の向上に大いに寄与することは言うまでもない.

参考文献

- [1] 朝崎勝之・松尾憲親・藤畑定生・鶴岡亮行・清水琢三 (1996): 港内副振動に関する現地観測と長周期波を考慮した荷役稼働率の評価, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.886-890.
- [2] 青木伸一・喜岡渉・山村易見・舟橋香・相川久紀 (1997): 台風の通過に伴う沿岸長周期波の増幅と伝播に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.216-220.
- [3] 上田茂・白石悟・大島弘之・浅野恒平 (1994): 係岸船舶の動揺に基づく荷役許容波高の提案及び稼働率, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.916-920.
- [4] 大山巧・灘岡和夫 (1990): 数値波動水槽における開境界処理のための数値消波フィルターの開発, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp.16-20.
- [5] 大山巧・土田充 (1996): 拡張緩勾配方程式による港内船舶の動揺解析, 土木学会論文集, No.539/II-35, pp.141-154.
- [6] 郭文秀・西村仁嗣 (1997): Green 関数法による任意水深水域の波浪場解析, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.26-30.
- [7] 金山進・清水琢三・磯部雅彦 (1994): ブシネスク方程式を用いたサーフビート・水位上昇の平面二次元計算, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.61-65.

- [8] 金山進・田口智・清水琢三・長船徹・植木一浩・中原和彦 (1995) : プシネスク方程式による港内長周期水位変動の数値計算, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.291-295.
- [9] 喜岡渉・柏原謙爾・岩垣雄一 (1993) : 不規則波群に伴う 2 次長周期波の湾水振動, 土木学会論文集, No.473/II-24, pp.55-64.
- [10] 喜岡渉・柏原謙爾 (1995) : 2 次長周期波の湾水振動に及ぼす来襲波の多方向性の影響, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.296-300.
- [11] 喜岡渉・柏原謙爾・相川久紀・田中正博 (1996) : 多方向不規則波による港内副振動の予測モデルとその適用性, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.196-200.
- [12] 木村晃・喜田昌裕・山崎樹実也 (1996) : 2 次長周期波による港湾の振動について, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.211-215.
- [13] 木村晃・喜田昌裕・山崎樹実也 (1997) : 不規則波による湾水の長周期振動について, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.251-255.
- [14] 木村晃・喜田昌裕 (1998) : 多方向不規則波による矩形港湾の長周期振動, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.261-265.
- [15] 久保雅義 (1987) : 港内係留船の動揺とその制御, 第 23 回水工学夏季研修会講義集, B-2-1-B-2-17.
- [16] 久保雅義・榊原繁樹 (1992) : 係留システムのバネ定数比からみた係留船舶サブハーモニックモーションについて, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.801-805.
- [17] Eric C. Cruz・青野利夫・堀沢真人・早川淳 (1998) : 拡張プシネスク方程式を用いた港内長周期波の解析, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.266-270.
- [18] 合田良実 (1984) : 浮体係留の諸問題, 第 20 回水工学夏季研修会講義集, B-6-1-B-6-18.
- [19] 合田良実 (1995) : 不規則波浪に伴う長周期波の諸研究について, 第 31 回水工学夏季研修会講義集, B-6-1-B-6-20.
- [20] 榎木享・青木伸一・濱本敏 (1988) : 港湾形状を考慮した港内船舶の回折造波問題の解析, 海岸工学論文集, 第 35 巻, pp.692-696.
- [21] 笹健児・白石悟・榊原繁樹 (1988) : 係留船舶の長周期動揺の各種数値計算法による再現性に関する比較検討, 港湾技研資料, No.931, pp.1-80.
- [22] 白石悟・久保雅義・上田茂・榊原繁樹 (1995) : 係留システムに着目した長周期波に対する船舶の動揺抑制対策, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.941-945.
- [23] 菅沼史典・神谷昌文・渥美洋一・小泉信男 (1995) : 現地観測による長周期波の発生頻度と船体動揺発生予測の検討, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.951-955.
- [24] 田端竹千穂・田所篤博・平石哲也・玉城重則 (1995) : 港湾における長周期波の増幅現象に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.301-305.
- [25] 高山知司・平石哲也 (1988) : 数値計算と現地観測による港内副振動特性の検討, 港湾技研資料, No.636, pp.1-70.
- [26] 土田充・大山巧 (1996) : 拡張緩勾配方程式を用いた港湾内の複数浮体の動揺解析, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.936-940.
- [27] 土田充・灘岡和夫・西村剛士・佐藤恒夫・山口孝市・平石哲也 (1997) : 多点観測による港内外の波浪特性と港内係留船舶の長周期動揺特性について, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.231-235.
- [28] 中村孝幸・國富將嗣 (1997) : 長周期波制御のための外港型共振装置に関する研究, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.716-720.
- [29] 永井紀彦・橋本典明・清水勝義・平井宜典・伊藤一教・東江隆夫 (1996) : 長期連続観測による沖合長周期波の変動特性, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.216-220.
- [30] 永井紀彦・橋本典明・白石悟・川口浩二・清水勝義・上野成三・小林昭男・東江隆夫・柴田孝雄 (1997) : 現地連続観測による沖合長周期波の発達・減衰過程と港内係留船舶の動揺, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp.226-230.
- [31] 平石哲也・林恒一郎・栗田一昭・河野信二 (1996) : リーフおよび港湾内における現地観測に基づく長周期波対策, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.206-210.
- [32] 平石哲也・白石悟・永井紀彦・横田弘・松渕知・藤咲秀可・清水勝義 (1997) : 長周期波による港湾施設の被害特性とその対策工法に関する調査, 港湾技研資料, No.873, pp.1-39.
- [33] 藤咲秀可・丸山晴広・平石哲也 (1996) : 防波堤の長周期波に対する抑止効果に関する模型実験, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.896-900.
- [34] 松良精三・渥美洋一・菅沼史典・宮本義憲 (1994) : 波群に拘束された長周期波の港内における増幅特性と船体動揺に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.71-75.
- [35] 水口優 (1994) : 浅海域の長周期波について, 第 30 回水工学夏季研修会講義集, B-3-1-B-3-15.
- [36] 村上仁士 (1982) : 湾水振動, 第 18 回水工学夏季研修会講義集, B-1-1-B-1-23.

- [37] 森田修二・榎本享・出口一郎・青木伸一(1994): 隣接船の相対動揺から見た係留船の安全評価, 海岸工学論文集, 第41巻, pp.926-930.
- [38] 吉田明德・鳥越正美(1984): 水槽側壁の影響を受ける模型港湾の副振動解析, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.113-117.
- [39] 吉田明德・中原和彦(1987): 防波堤を有する港湾の水面振動解析法, 九大工学集報, 第60巻, 第2号, pp.149-155.
- [40] 吉田明德・村上啓介・入江功(1999): 現地観測と数値解析による細島港の湾内水面振動と係留船舶動揺, 海岸工学論文集, 第46巻 (印刷中)
- [41] Bettess,P. and O.C.Zienkiewicz(1977): Diffraction and refraction of surface waves using finite and infinite elements, Int. J. for Numerical Method in Engineering, Vol.11, pp.1271-1290.
- [42] Bowers,E.C.(1977): Harbour resonance due to set-down beneath wave groups, J. Fluid Mech., Vol.79, part 1, pp.71-92.
- [43] Bowen,A.J. and R.A.Holman(1989):Shear instabilities of the mean longshore current, J. Geophysical Research, Vol.76, No.21, pp.5048-5064.
- [44] Gerber,M.(1986): Modelling dissipation in harbour resonance, Coastal Engineering, Vol.10, pp.211-252.
- [45] Girolamo,P.D.(1996): An experiment on harbour resonance induced by incident regular waves and irregular short waves, Coastal Engineering, Vol.27, pp.47-66.
- [46] Hwang,L.-S. and E.O.Tuck(1970): On the oscillations of harbours of arbitrary shape, J. Fluid Mech., Vol.42, part 3, pp.447-464.
- [47] Ippen,A.T. and Y.Goda(1963): Wave induced oscillation in harbors, the solution for a rectangular harbor connected to the open-sea, Hydrodynamics Lab. Rep. No.59, MIT, 90p.
- [48] Lee,J.-J.(1971): Wave-induced oscillations in harbours of arbitrary geometry, J. Fluid Mech., Vol.45, part 2, pp.375-394.
- [49] Longuet-Higgins,M.S. and R.W.Stewart(1962): Radiation stress and mass transport in gravity wave, with applications to "surf beats", J. Fluid Mech., Vol.13, pp.481-504.
- [50] Mattioli,F.(1978): Wave-induced oscillations in harbours of variable depth, Computers and Fluids, Vol.6, pp.161-172.
- [51] Mattioli,F.(1981): Wave diffraction of breakwaters in the presence of a coastline, Applied Ocean Research, Vol.3, pp.37-42.
- [52] Mei,C.C. and R.V.Petroni(1973): Waves in a harbor with protruding breakwaters, Proc. ASCE, Vol.99, No.WW2, pp.209-229.
- [53] Mei,C.C.(1983): The applied dynamics of ocean surface waves, New York:Wiley-Interscience, pp.234-238.
- [54] Mei,C.C. and Y.Agnon(1989): Long-period oscillations in a harbour induced by incident short waves, J. Fluid Mech., Vol.208, pp.595-608.
- [55] Mei,C.C. and P.L.-F.Liu(1993):Surface waves and coastal dynamics, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol.25, pp.215-240.
- [56] Miles,J. and W.Munk(1961): Harbor paradox, Proc. ASCE, Vol.87, No.WW3, pp.111-130.
- [57] Olsen,K. and L.-S.Hwang(1971): Oscillations in a bay of arbitrary shape and variable depth, J. Geophysical Research, Vol.76, No.21, pp.5048-5064.
- [58] Raichlen, F. and A.T.Ippen(1965): Wave induced oscillations in harbors, Proc. ASCE, Vol.91, No.HY2, pp.1-26.
- [59] Sand,S.E.(1982): Wave grouping described by bounded long waves, Ocean Engineering, Vol.9, pp.567-580.
- [60] Shaw,R.P. and W.Falby(1978): Febie - a combined finite element - boundary integral equation method, Computers and Fluids, Vol.6, pp.153-160.
- [61] Wu,J.-K. and P.L.-F.Liu(1990):Harbour excitations by incident wave groups, J. Fluid Mech., Vol.217, pp.595-613.