半無限長の主防波堤と副防波堤によって形成される 港内波の波高と波向についての基礎的研究

榎 木 享*・久 保 雅 義**・今 井 昭 夫**

Basic Research on Directional Spectrum of Harbour Waves
Diffracted by Two Semi-Infinite Breakwaters

Toru SAWARAGI, Masayoshi KUBO and Akio IMAI

Abstract

Because ship motions are heavily affected by wave periods and wave directions, not only wave height but also wave periods and directions must be given in order to obtain the moored ship motions in a harbour. As the first step to obtain the directional spectrum in a harbour, a method for deriving directional spectrums of harbour waves diffracted by two semi-infinite breakwaters is proposed. Moreover, the accuracy of the approximate solution is improved by introducing new velocity potentials neglected in Takayama's method⁽¹⁾.

1. 緒 言

従来、港湾は湾奥の比較的自然条件の穏やかな地域に位置していた。しかし高度経済成長以後、港湾は地域開発のため外洋に面した所にも建設されて現在に至っている。このような港湾では自然条件が厳しいため、自然条件の影響で荷役能率が低下することがある。港湾の機能性を表わす一つの考え方として港内静穏度がある。従来より港内静穏度は波高で表わされているが、著者らは波高より係留船の船体運動で表わす方がより現実的であると考えている。係留船の運動を計算する場合、波高も重要であるが、そのほかに波の周期と波向きも重要な要素となる。そこで著者らは、係留船の運動を求める前段階として、高山による港内波高の近似解手法⁽¹⁾を改良し、港内波の方向スペクトルを計算する手法の開発に取り組んだ。

港内波高に関しては、従来より(1)数値波動解析⁽²⁾、(2)Green関数を用いる方法⁽³⁾、(3)高山の近似解手法⁽¹⁾がある。(1)と(2)は厳密解を求める手法であり、計算精度が高いという利点がある。しかし港内水域に入射波の波長の $1/10$ と $1/20$ 程度の間隔で計算点を設定しなければならない。従って小規模港湾では問題はないが、大規模港湾では計算点が多くなり、必要な計算機容量の増大と計算時間が長くなる欠点を有する。(3)は今回著者らが用いた手法であるが、近似解を求めるため(1)と(2)より計算精度は劣るが、実用上十分な精度が得られる。さらに計算点は必要な数だけ自由に設定できるため、計算機容量も少なく計算時間も短い。

一方港内波の方向スペクトルを求める手法としては桑島の方法⁽⁴⁾がある。しかしこれは波向きを求める方法が明確にされておらず、さらに開口防波堤の配置によって生じる種々の速度ポテンシャルに対する考慮がなされていない。

そこで本報告においては主副防波堤のすべての組み合わせを考慮し、さらに反射波を3回まで考慮することにより近似解の精度の向上に努めるとともに、波高だけでなく波向きをも表わす方向スペクトルを求めた。

* 正会員 大阪大学工学部 (吹田市山田丘2-1)

** 正会員 神戸商船大学 (神戸市東灘区深江南町5-1-1)

2. 回折波の計算手法

2.1 規則波による回折波

2.1.1 半無限長防波堤による回折波の波高と波向

本計算を行うに当り、流体、流体運動および境界条件として次の仮定を行う。

- (1) 流体は非圧縮性である。
- (2) 流体運動は非回転運動である。
- (3) 相対波高および水面勾配は十分小さい。
- (4) 水深は一様で、水底での水の流出入はない。

このような仮定の下で、図1のような半無限防波堤に α の角度で波が入射してくる場合の防波堤付近の速度ポテンシャルは、防波堤先端を原点とする極座標を (r, θ) 、 $k=2\pi/L$ 、 L は入射波の波長、防波堤の反射率を K_r とすると次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \phi(r, \theta) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp[i\{kr \cos(\theta - \alpha) + \frac{\pi}{4}\}] \\ & \times [\{C(r_1) + \frac{1}{2}\} - i\{S(r_1) + \frac{1}{2}\}] \\ & + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp[i\{kr \cos(\theta + \alpha) + \frac{\pi}{4}\}] \\ & \times [\{C(r_2) + \frac{1}{2}\} - i\{S(r_2) + \frac{1}{2}\}] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここに $C(r)$ と $S(r)$ は次式の Fresnel 積分で与えられる。

$$C(r) = \int_0^r \cos \frac{\pi}{2} x^2 dx, \quad S(r) = \int_0^r \sin \frac{\pi}{2} x^2 dx \quad (2)$$

また r_1 と r_2 は次式にて与えられる。

$$r_1 = \sqrt{\frac{4kr}{\pi}} \cos \frac{\theta - \alpha}{2}, \quad r_2 = \sqrt{\frac{4kr}{\pi}} \cos \frac{\theta + \alpha}{2} \quad (3)$$

反射率が1の場合の式(1)は Sommerfeld によって求められた厳密解である。この解は図1中の計算領域毎につきのように変形することが可能である⁽¹⁾。

まず $0 \leq \theta < \pi - \alpha$ の領域I、つまり入射波と防波堤による反射波が存在する領域では、式(1)は次式のように変形できる。

$$\left. \begin{aligned} \phi(r, \theta) = & \exp[ikr \cos(\theta - \alpha)] \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp[i\{kr \cos(\theta - \alpha) + \frac{\pi}{4}\}] \\ & \times [\{C(r_1) - \frac{1}{2}\} - i\{S(r_1) - \frac{1}{2}\}] \\ & + K_r \exp[ikr \cos(\theta + \alpha)] \\ & + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp[i\{kr \cos(\theta + \alpha) + \frac{\pi}{4}\}] \\ & \times [\{C(r_2) - \frac{1}{2}\} - i\{S(r_2) - \frac{1}{2}\}] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

上式において第1項は入射波を、第3項は反射波を示す。また第2項は入射波に伴う散乱波を、第4項は反射波に伴う散乱波を示す。ここで散乱波とは波が防波堤先端に当ることにより発生する波で防波堤先端から放射状に進行する。以上より入射波、反射波および散乱波の進行方向は図1の領域1のI, R, Sで示される方向となる。

つぎに $\pi - \alpha \leq \theta < \pi + \alpha$ の領域II、つまり入射波のみが存在する領域では式(1)は次式のように変形することができる。

図1 半無限防波堤による波の回折における座標

$$\phi(r, \theta) = \exp[ikr \cos(\theta - \alpha)] + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp[i\{kr \cos(\theta - \alpha) + \frac{\pi}{4}\}] \times \left[\{C(r_1) - \frac{1}{2}\} - i\{S(r_1) - \frac{1}{2}\} \right] + \frac{K_r}{\sqrt{2}} \exp[i\{kr \cos(\theta + \alpha) + \frac{\pi}{4}\}] \times \left[\{C(r_2) + \frac{1}{2}\} - i\{S(r_2) + \frac{1}{2}\} \right] \quad (5)$$

図2 防波堤の配置と座標

式(5)で第1項は入射波を示す。さらに第2項は入射波による散乱波、第3項は反射波による散乱波である。この領域での入射波と散乱波はIとSの方向へ進行する。

最後に $\pi + \alpha < \theta < 2\pi$ の領域Ⅲ、つまり入射波も反射波も存在しない領域での速度ポテンシャルは式(1)となる。ここで第1項は入射波に伴う散乱波、第2項は反射波に伴う散乱波である。

2.1.2 防波堤配置と入射波向の組み合わせ

著者らが対象とする水域は図2のような2本の半無限防波堤によって構成される水域である。ここで防波堤Iは必ず水平に配置される。さらに防波堤IとIIの先端を結んだ線と防波堤Iとのなす角を α_B 、防波堤IIが防波堤Iとなす角を β 、入射波の防波堤Iへの入射角を α とする。これらの角はいずれも反時計回りに測るものとする。また x, y 座標の原点は防波堤Iの先端とし、防波堤Iに沿って x 軸を、防波堤Iと鉛直に y 軸をとる。

実際の港湾では防波堤配置は一定ではなく、さまざまな配置となる。そこで防波堤の配置と波向から考えて図3のような7つの場合について回折波の計算法を確立した。

CASE25: 入射波が防波堤IIに反射され、反射波が港外方向へ向う。

CASE1: 入射波が一部港内に入り、防波堤Iに反射され、反射波が港外方向へ向う。

CASE2: 入射波が防波堤Iで反

CASE 25				
condition $\alpha < \alpha_B$				
CASE 1				
$\alpha \geq \alpha_B$ $\alpha \leq \pi/2$				
CASE 2				
$\alpha \geq \alpha_B$ $\pi/2 < \alpha \leq \pi - \alpha_B$				
CASE 3				
$\alpha \geq \alpha_B$ $\alpha > \pi/2$ $\pi - \alpha_B < \alpha \leq \pi$				
CASE 4				
$\alpha \geq \alpha_B$ $\pi < \alpha \leq \pi + \alpha_B$				
CASE 5				
$\alpha_B \leq \pi$ $\pi + \alpha_B < \alpha$				
CASE 6				
$\alpha_B < \beta$ $\pi < \alpha_B < 3\pi/2$				

図3 防波堤配置と入射波向の組み合わせ

射され、その反射波が港内へ進入する。この場合反射波は防波堤Ⅱの先端に当る。

CASE 3 : 入射波が防波堤Ⅰに反射され、その反射波が港内に侵入する。この場合の反射波は防波堤Ⅱの先端には当たらない。

CASE 4 : 入射波が直接港内に侵入する。

CASE 5 : 入射波が防波堤Ⅰに反射され、その反射波は港外方向へ向う。

CASE 6 : 防波堤Ⅱが防波堤Ⅰの下に位置し、入射波は直接港内に侵入する。

以上の組み合わせの内、CASE 1 ~ 5 は高山の近似解手法において考慮されていた。しかしこれだけでは組み合わせが不足するためCASE 6 を新たに加えた。さらに高山の近似解手法ではCASE 25 を計算する場合、CASE 5 において防波堤ⅠとⅡを逆にして計算していたが、混乱を避けるため著者らはCASE 25 を付け加えた。上記のCASE 25 ~ 6 以外にも主・副防波堤の組み合わせは存在するが、それらに対してはCASE 25 ~ 6 のいずれかを裏返しに見て計算することで対応している。

図4 防波堤によって生じる速度ポテンシャル

2.1.3 防波堤によって生じる速度ポテンシャル

先に述べたような2つの防波堤の配置と入射波向との関係により、発生する速度ポテンシャルの種類が異なる。そこで以下に防波堤Ⅰから発生する速度ポテンシャルについて述べる。防波堤Ⅱから発生する速度ポテンシャルは防波堤Ⅰから発生する速度ポテンシャルと同様な手順で得られるので、ここでは説明を省略する。

まず入射波が防波堤Ⅰの先端に当たって発生する速度ポテンシャルを ϕ_1 と呼び、これを図4—(a)に示す。この場合、入射波、反射波、散乱波の有無によりA、BおよびCの3つの領域に分けられる。各領域内の計算点での記号I, R, Sはそれぞれ入射波、反射波及び散乱波を表わし、矢印はそれぞれの成分波の波向きを表わしている。これからも明らかなように入射波と反射波は幾何光学的に波向きを与え、散乱波は防波堤の先端から放射状に伝播するものとして防波堤先端と計算点とを結んだ方向で与える。

防波堤Ⅰの先端から発生した散乱波は防波堤Ⅱで反射され新しい速度ポテンシャルを発生するが、これを ϕ_{1-4} と呼ぶ。この波は防波堤Ⅰで再度反射される。このようにして生じた波の速度ポテンシャルが ϕ_{1-4-3} であり図4—(b)に示す。領域Cの反射波は入射波が防波堤Ⅰ, Ⅱ, Ⅰの順に当たって生じたものである。領域BとDは散乱波のみしか存在しないという意味においては同じであるが、式(1), (4), (5)で示したように散乱波の表示式は必ずしも同じではない。そこで散乱波のみしか存在しない領域であっても、表示式が異なる場合には別の領域として表示する。これは以下の領域分けにおいても同様である。

図4—(c)は入射波が防波堤Ⅱに当たって生じた反射波が防波堤Ⅰには当るが、防波堤Ⅰの先端には当たらない場合を示している。しかしながら、防波堤Ⅰの先端には防波堤Ⅱから生じるかなり強い回折波が作用するので、この回折波を防波堤Ⅰへの入射波と見なした時に生じる速度ポテンシャルを ϕ_{21d} と呼ぶ。

図4—(d)は防波堤Ⅱの先端に当たった反射波が防波堤Ⅰの先端に当る場合で、この時生じる速度ポテンシャルを ϕ_{21} と呼ぶ。

ϕ_{21} の散乱波が防波堤Ⅱで反射して生じる速度ポテンシャルを ϕ_{21-4} と呼び、これを図4—(e)に示す。この場合領域Bでは ϕ_{21-4} は存在しない。

図4—(f)は、防波堤Ⅰで生じた反射波が、防波堤Ⅱに当り、さらにその反射波が防波堤Ⅰの先端に当る場合である。この場合の速度ポテンシャルを ϕ_{121} と呼ぶ。領域Cは防波堤Ⅱの影になるので、 ϕ_{121} は存在しないものとして扱う。

以上のように防波堤の配置と波向きによって種々の速度ポテンシャルが発生するが、これを各ケース毎にまとめて表1に示している。表1でアンダーラインの付いた速度ポテンシャルが今回新たに追加した速度ポテンシャルである。

このようにして港内計算点での速度ポテンシャルが求まるが、これをすべて合計したものが、各点での速度ポテンシャルである。入射波高で無次元化された港内での相対波高はこの合計された速度ポテンシャルの絶対値で与えられるので、港内をかなり密に分割してそれらの点で上記の速度ポテンシャルの計算を行えば、波高分布図が描かれる。一方、上記

表1 各ケースにおいて考慮した速度ポテンシャルについて

CASE 25	$\phi_2, \phi_{2-3}, \phi_{21d}$
CASE 1	$\phi_1, \phi_2, \phi_{2-3}, \phi_{1-4}, \phi_{12d}, \phi_{21d}$
CASE 2	$\phi_1, \phi_2, \phi_{2-3}, \phi_{1-4}, \phi_{12}, \phi_{21}, \phi_{12-3}, \phi_{21-4}, \phi_{121}$
CASE 3	$\phi_1, \phi_2, \phi_{2-3}, \phi_{1-4}, \phi_{1-4-3}, \phi_{21}, \phi_{21-4}, \phi_{12d}$
CASE 4	$\phi_1, \phi_2, \phi_{2-3}, \phi_{1-4}, \phi_{21}, \phi_{21-4}, \phi_{12d}, \phi_{21d}, \phi_{212}$
CASE 5	$\phi_1, \phi_{1-4}, \phi_{21}, \phi_{21-4}, \phi_{12d}, \phi_{212}$
CASE 6	$\phi_1, \phi_2, \phi_{12}, \phi_{21}, \phi_{12d}, \phi_{21d}, \phi_{121}, \phi_{212}$

図5 本計算に用いた周波数スペクトル

で求められる波向きは当然のことながら全方位にわたる連続量となるが、後述の方向スペクトルの計算では10度毎に方向を分割するので、回折計算で得られる波のエネルギーは36方位に比例配分している。

2.2 不規則波による回折波について

2.2.1 入射波の方向スペクトル

実際の港には、いろいろな周期と波向きを持つ不規則波が侵入する。このように周波数と方向を包含したスペクトルを一般に方向スペクトルと呼ぶ。今この港内侵入波の方向スペクトルを $D_o^*(f^*, \alpha)$ で表わすと、これは次のように分解される。

$$D_o^*(f^*, \alpha) = G(f^*, \alpha) S^*(f^*) \quad (6)$$

ここに $S^*(f^*)$ は無次元周波数スペクトル、 f^* は有義周期 $T_{1/3}$ による無次元周波数、 $G(f^*, \alpha)$ は方向関数と呼ばれるものである。

周波数スペクトルとしてはいろいろな形ものが提案されているが、本論では図5に示すように Bretschneider のスペクトルを有義波高 $H_{1/3}$ の2乗と有義周期 $T_{1/3}$ の積で無次元化したスペクトルを用いている⁽⁵⁾。

$$\left. \begin{aligned} S^*(f^*) &= S(f) / H_{1/3}^2 \cdot T_{1/3} \\ &= a f^{*-5} \exp\{-b(f^*)^4\} \\ a &= 0.2572, \quad b = 1.0288 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

実際の計算に当ってはスペクトルを分割して代表的な周期において計算を行うことになるが、今回は分割された各周波数帯のエネルギーが等しくなるように分割を行っている。この場合の分割周波数 f_n^* および各成分波の代表周波数 f_{cn}^* は次式にて与えられる⁽⁵⁾。

$$\left. \begin{aligned} f_n^* &= 1.0071 / 4 \sqrt{\ln(m/n)} \\ f_{cn}^* &= \frac{1}{0.9} \sqrt{2.9124 m \left[\Phi\left(\sqrt{2 \ln\left(\frac{m}{n-1}\right)}\right) - \Phi\left(\sqrt{2 \ln\left(\frac{m}{n}\right)}\right) \right]} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここに m は周波数の分割個数、 n は分割の番号、 Φ は誤差関数で次式で与えられる。

$$\Phi(t) = \int_0^t \frac{\exp(-z^2/2)}{\sqrt{2\pi}} dz \quad (9)$$

図5は分割個数6の場合の分割周波数および代表周波数を表わしている。

無次元周波数スペクトルを全周波数領域で積分すると $1/16$ になるので、各成分波のスペクトル $\bar{S}^*(f_{cn}^*)$ は次式にて与えられる。

$$\bar{S}^*(f_{cn}^*) = \frac{1}{16m\Delta f_n^*} \quad (10)$$

ここに周波数帯域 Δf_n^* は次式で与えられる。

$$\Delta f_n^* = f_n^* - f_{n-1}^*, \quad 1 \leq n \leq m \quad (11)$$

上式において f_m^* は式(8)より ∞ となる。一方、周波数スペクトルは f^* の小さい領域でも周波数軸と交わらないため f_0^* は決め難いが、今回は周波数の分割数 m を12としているので、 f_{c1}^* でのスペクトル $\bar{S}^*(f_{c1}^*)$ と $S^*(f_{c1}^*)$ とが等しくなるように $f_0^* = 0.66$ としている。

方向関数も種々の型式のものが提案されているが、ここでは光易によって提案された方向関数を用いる⁽⁶⁾。すなわち、次式で方向関数を与えるものとする。

$$\left. \begin{aligned} G(f^*, \alpha) &= \frac{\cos^{2s}\left(\frac{\alpha - \bar{\alpha}}{2}\right)}{\int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} \cos^{2s}\left(\frac{\alpha - \bar{\alpha}}{2}\right) d\alpha} \\ S &= \begin{cases} S_{max} (1.05f_n^*)^{-2.5}, & 1.05f_n^* > 1 \\ S_{max} (1.05f_n^*)^5, & 1.05f_n^* \leq 1 \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

ここに S は波の方向集中度パラメーターで、 S_{max} は卓越周波数での波の方向集中度パラメーターで以下の値を使用するものとする。

$$\left. \begin{aligned} S_{max} &= 10 && : \text{風波,} \\ S_{max} &= 25 && : \text{波形勾配の大きなうねり,} \\ S_{max} &= 75 && : \text{波形勾配の小さいうねり} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

さらに $\bar{\alpha}$ は不規則侵入波の主方向であり, α は個々の成分波の方向を示す。図 6 は $\alpha_{max}=180^\circ$, $\alpha_{min}=-180^\circ$ における方向関数の例を示している。この場合には式(12)の方向関数の分母はガンマー関数 Γ を用いて $\pi \cdot 2^{1-2s} \Gamma(2S+1)/\Gamma^2(S+1)$ で与えられる⁽⁶⁾。しかしながら防波堤の方向と波向きによっては α_{max} が 180° より小さく, α_{min} が -180° よりも大きくなる。この場合には方向関数の条件 $\int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} G(f^*, \alpha) d\alpha = 1$ を満足するように, 式(12)で与えている。以上で入射波の方向関数は与えられるが, 計算に当っては等間隔に方向分割を行っている。

2.2.2 回折波の方向スペクトル

以上で入射波の方向スペクトルが決められたので, この成分波を規則波と見なして, 前述の回折計算を行えば, 回折後の成分波のエネルギーと波向きが求められる。今周期が f_{cn}^* , 波向きが α_i の入射成分波が, 回折後 α_j ($j=1, 2, \dots, M$) の波向きをもつ ϕ_j なる速度ポテンシャルを生じたとすれば, 回折後の速度ポテンシャル ϕ_d は次式にて与えられる。

$$\phi_d = \sum_{j=1}^M \phi_j(f_{cn}^*, \alpha_i, \alpha_j) \quad (14)$$

これは回折後に M 個の波向きが生じたことを示す。この場合回折係数は速度ポテンシャルの絶対値で与えられるので, 結局回折後の方向スペクトル $D^*(f_{cn}^*, \alpha_k)$ は次式で与えられる。

$$D^*(f_{cn}^*, \alpha_k) = \sum_{i=1}^N |\phi_k(f_{cn}^*, \alpha_i, \alpha_k)|^2 D_o^*(f_{cn}^*, \alpha_i) \quad (15)$$

ここに N は方位の分割個数である。

3. 計算例

今回, 高山によって開発された港内波高の近似解手法を改良するために新しい種々の速度ポテンシャルを導入して解の精度向上に努めたが, つぎに両手法により港内波高を計算することにより両者の比較を行う。

図 7 は 2 本の平行な防波堤があって, 第 1 防波堤から $\alpha=270^\circ$ で単一方向の規則波が侵入する場合の回折係数 K_d の計算例である。この回折係数 K_d は 2.1 でも述べたように速度ポテンシャルの絶対値で与えられる。この防波堤配置と入射波向は CASE 5 に相当する。高山の方法では表 1 より ϕ_1 と ϕ_{12a} が考慮されるが著者らの方法ではそれ以外に ϕ_{1-4} を新たに考慮している。この例では新たに考慮した速度ポテンシャルが少く, かつ小さいために, 両者の差はさほど顕著ではないが, 今回の計算波高の方が高山の計算波高よりも若干厳密

図 6 光易による方向スペクトル

図 7 $\alpha=270^\circ$, $\alpha_B=60^\circ$, $\beta=180^\circ$ における数値波動解析(—), 高山の方法(○)および著者らの方法(●)による回折係数の比較

解に近くなっている。

図8は波の入射角が 180° よりも大きく、波が直接港内に侵入するCASE4の波高分布の計算例である。高山の方法では ϕ_1 , ϕ_2 そして ϕ_{12d} が考慮されるが、著者らの方法ではそれ以外に、防波堤IIの先端で生じる散乱波が防波堤Iで反射して生じる ϕ_{2-3} , 防波堤Iの先端で生じる散乱波が防波堤IIで反射して生じる ϕ_{1-4} , 防波堤IIの反射波が防波堤Iの先端に当たって生じる ϕ_{21} , ϕ_{21} の散乱波が防波堤IIに当たって生じる ϕ_{21-4} , 防波堤IIに当たって生じた回折波が防波堤Iの先端に当たって生じる ϕ_{21d} , 防波堤IIの反射波が防波堤Iに当たり、更にその反射波が防波堤IIの先端に当たって生じる ϕ_{212} といった6個の新しい速度ポテンシャルを考慮している。これらの速度ポテンシャルのうち ϕ_{21} , ϕ_{212} はかなり強いポテンシャルなので、これを無視することは好ましくない。図8において著者らの方法で求めた波高が高山の方法で求めた波高よりも港内側で大きく、かつ波高の卓越方向が異なるのも上記速度ポテンシャルの影響と考えられる。

つぎに不規則波が港内に侵入した場合の方向スペクトルの計算例を示す。図9—(a)と(b)の2種類の防波堤配置に対して、同じ主方向を持つ波が港に侵入する場合の計算例を示す。この場合の侵入波の方向スペクトルは図9—(c)で与えられる。この場合の方向関数は $\pm 90^\circ$ の範囲で与えている。

図9—(a)の黒丸は計算点を示すが、この点での方向スペクトルは図9—(d)で与えられる。この場合の波は防波堤IIからの回折波のみで、波向きの分布幅も小さく、かつスペクトルも小さいのがわかる。一方図9—(b)の計算

図8 速度ポテンシャルの数の違いによる波高分布の違いについて

図9 港内での方向スペクトルの計算例 ($S_{max}=10$)

点での方向スペクトルは図9—(e)で与えられる。この場合の防波堤 I は図9—(a)の場合の防波堤 I よりも長い。この防波堤 I の延長分で生じた反射波のため、先に述べたような種々の速度ポテンシャルが発生し、図9—(e)に示すように波向分布の幅も広く、スペクトルも大きくなっている。これは一計算例に過ぎないが、防波堤を延長することが常に港内波を小さくすることにはならない事は注意すべき事である。

4. 結 論

港内係留船の運動を求めるためには港内波は波高だけでなく、方向スペクトルで与えなければならない。そのため、回折波を入射波、反射波、散乱波に分離し、それぞれの方向に波向きを与えることにより港内波の方向スペクトルを導びく方法を提案した。また高山の方法では無視されていた種々の速度ポテンシャルを新たに導入して近似解の精度の向上に努めた。今回は2本の防波堤のみを考えたが、今後港内側に岸壁や突堤等がある場合についても計算可能な手法にしていく予定である。本研究を行うに当り種々有益な御助言を頂いた神戸商船大学・井上篤次郎教授に深く謝意を表わします。

なお、この研究の一部は文部省科学研究費自然災害特別研究(1) (神戸商船大学久保雅義助教授代表) によったことを付記し謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- (1) 高山知司：波の回折と港内波高分布に関する研究，京都大学学位論文，1981.
- (2) 谷本勝利，小舟浩治，小松和彦：数値波動解析法による港内波高分布の計算，港湾技術研究所報告，第14巻，第3号，pp. 35～58，1975.
- (3) Lee, J.J. : Wave induced oscillation in harbours of arbitrary shape, Calif. Inst. of Tech., 1970.
- (4) 桑島 進：港内侵入波の計算について，日本航海学会論文集，54号，pp. 83～91，1976.
- (5) 永井康平：不規則な海の波の屈折および回折の計算，港湾技術研究所報告，第11巻，第2号，pp. 47～119，1972.
- (6) 光易恒，水野信二郎，本多忠夫，力石国男：海洋波の方向スペクトルについて(続)，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 261～265，1974.