

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT

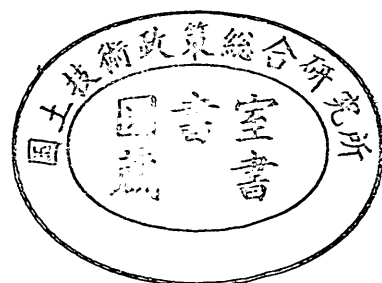
---

VOL. 15

NO. 2

JUNE 1976

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第15巻 第2号 (Vol. 15, No. 2), 1976年6月 (June 1976)

## 目 次 (CONTENTS)

1. Theory of transient fluid waves in a vibrated storage tank  
..... Tomotsuka TAKAYAMA..... 3  
(振動外力を受けるタンク内発生波の非定常解について.....高山 知司)
2. 防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究 ..... 小舟浩治・大里睦男.....55  
(A study of wave height distribution along a breakwater with a corner  
..... Koji KOBUNE, Mutsuo OSATO)
3. 阿賀野川河口近傍海岸の海底地形変化について (1962年~1973年)  
..... 田中則男・加藤一正・柳島慎.....89  
(Changes of sea-bed topography at the coast near Agano River (1963~1973)  
..... Norio TANAKA, Kazumasa KATO, Shin-ichi YANAGISHIMA)
4. 波浪中の直立円柱浮体に働く流体力とその運動  
..... 合田良実・鈴木康正・笹田 正..... 167  
(Movements of a floating vertical circular cylinder in waves and associated  
forces..... Yoshimi GODA, Yasumasa SUZUKI, Tadashi SASADA)
5. 大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験 (第2報)  
——主要汚染源の湾内汚染に与える影響——  
..... 金子安雄・堀江 毅・村上和男・亀山 豊・入尾野幸雄..... 211  
(Model experiment on tidal current and substance diffusion in Osaka Bay (2nd  
Report)—Influence of main sources on the water contamination of the Osaka  
Bay ..... Yasuo KANEKO,  
Takeshi HORIE, Kazuo MURAKAMI, Yutaka KAMEYAMA, Sachio IRIONO)
6. 潮流計算における境界等の取扱い——特にADI法による検討——  
..... 堀江 毅・金子安雄・村上和男・細川恭文・亀山 豊..... 251  
(Boundary treatments of tidal simulation—Investigation by alternating direction  
implicit method—.....Takeshi HORIE, Yasuo KANEKO, Kazuo MURAKAMI,  
Yasushi HOSOKAWA, Yutaka KAMEYAMA)
7. 強震記録の上下動成分の解析と重力式岸壁の安定に関する事例研究  
..... 上部達生・野田節男・倉田栄..... 289  
(Characteristics of vertical components of strong-motion accelerograms and  
effects of vertical ground motion on stability of gravity type quay walls.....  
.....Tatsuo UWABE, Setsuo NODA, Eiichi KURATA)

## 2. 防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究

小舟 浩治\*・大里 睦男\*\*

### 要 旨

波向きに対し凹状の隅角を形成する法線を有する防波堤では、入射波と反射波の干渉により一直線状の法線形の場合に比して、波高ばかりでなく波力も増大することはよく知られており、実験的にも確かめられている。

本報告では、こうした隅角部付近の波力増大の一要因と考えられる波高変動の特性を把握することを目的として、以下のような微小振幅波理論に基づく計算により、波高分布の検討を行なっている。

まず、隅角部を有限長任意反射率の防波堤前面の波高分布計算法として、i) 井島による任意形状堤体周辺の波高計算法、ii) Barailler らの任意形状港湾内における波高の近似計算法、の2つの数値的解法を検討し、これらが実際の防波堤条件に対し有効な計算法であることを確かめた。

次いで、上述の近似解法および三井による無限長防波堤に対する解析を用いて、不規則入射波による計算を実施した。さらに実用的観点から、これらの計算結果にもとづいて以下のような防波堤沿いの波高分布概算法を提示している。

- i)  $x \geq L_{\frac{1}{2}}$  ( $x$  は隅角点からの距離) の範囲については、不規則波による開口防波堤背後の回折図を用いて他堤からの反射波を求めておき、これと入射波との合成波が壁面で重複波を形成すると考えて波高を与える。
- ii)  $x \leq L_{\frac{1}{2}}$  の範囲は、隅角点 ( $x=0$ ) において次式による値、 $x=L_{\frac{1}{2}}$  において i) で与えた値となる直線分布により波高を与える。

$$H_{\frac{1}{2}} = (2\pi/\beta) \cdot (H_1)_i$$

ここに、 $\beta$ : 隅角部の角度 (ラジアン)

$(H_1)_i$ : 入射波の有義波高

---

\* 水工部 主任研究官  
\*\* 水工部 防波堤研究室

## 2. A Study of Wave Height Distribution along a Breakwater with a Corner

**Koji KOBUNE\***

**Mutsuo OSATO\*\***

### Synopsis

It is well known that the distribution of the wave heights and wave forces are not uniform in the vicinity of a reflective breakwater which is not straight. Wave forces are amplified by the mutual interference of incident and reflected waves, when the breakwater has a concave shape (in plane) facing the direction of incident wave.

So far, some model experiments and theoretical analyses with regard to this phenomenon have been performed. Nevertheless, they have not yet provided a design procedure of breakwaters of concave plane figure against wave action.

It is supposed that the amplification of wave heights is a principal cause for that of wave forces. From this stand point, a numerical solution of wave height affected by the plane figure of breakwaters is developed in this report, aiming to examine the characteristic of wave height distribution.

Afterwards, wave height distributions are calculated under practical conditions: irregular incident waves and finite breakwater lengths, by means of the numerical solution. In addition, the amplification factor of wave height for several practical conditions are presented on the basis of the numerical calculation.

---

\* Senior Research Engineer, Hydraulic Engineering Division

\*\* Member of the Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

## 目 次

要 旨 .....	55
1. まえがき .....	59
2. 従来の研究 .....	59
2.1 単純な形状に対する解析的解法 .....	59
2.2 複雑な形状に対する数値解法 .....	59
3. 防波堤隅角部付近の波高計算法 .....	60
3.1 無限長防波堤に対する計算法 .....	60
3.2 有限長防波堤に対する計算法 .....	61
4. 計算結果とその検討 .....	63
4.1 二・三の条件に対する計算 .....	63
4.2 実験結果との比較 .....	67
5. 不規則入射波に対する計算 .....	68
5.1 不規則波のモデル化 .....	68
5.2 計算方法および計算条件 .....	70
5.3 計算結果 .....	71
5.4 波高分布に関する考察 .....	71
6. 隅角部の影響を考慮した防波堤の設計波高について .....	75
6.1 種々の入射方向を考慮した場合の波高 .....	75
6.2 壁面の反射率を考慮した場合の波高 .....	77
7. 結 論 .....	78
8. あとがき .....	78
参考文献 .....	79
記号一覧表 .....	80
付録A 不規則入射波による防波堤前面の波高分布 .....	81
付録B 有限長防波堤に対する数値解法 .....	87

## 1. まえがき

近年では、港口付近の静穏度を高めることを目的として防波堤開口部にハネを設けたり、埋立護岸が防波堤に接続して建設されたり、さらに港域の拡大とともに新設防波堤が既設防波堤の法線の方向とは異なった方向に延長されたりする例が多く見られる。このように防波堤や護岸の法線が一直線状でなく不連続になると、構造物前面の波高は一樣でなくなり、さらに構造物に作用する波力も一樣ではなくなってくる。ことに、波向きに対し凹状の隅角を形成する法線形の場合には、入射波と反射波の干渉により、一直線状の法線形の場合に比べ、波高ばかりでなく波力も増大することはよく知られており、実験的にも確かめられている<sup>1)2)</sup>。

しかしながら、このような隅角部の影響による波力増大を考慮した一般的設計法は確立しておらず、実際の設計では単に隅角点付近の防波堤断面を大きくするか、あるいはこの部分にのみ消波工を設ける程度で処理されることがほとんどであった。

ところが、こうした隅角部の対処方法では不十分であることを示す被災例もあり、隅角部の波力変動に及ぼす影響を把握し、適切な設計法の確立が急がれている。

隅角部による波力の増大現象を把握するには、先ず第一に、波力増大の一要因と考えられる波高変動を把握することが必要となる。こうした隅角部周辺の波高変動については、三井<sup>3)</sup>らの理論および実験による研究、伊藤<sup>4)</sup>らの解説等が報告されている。しかし、これらの解析では防波堤の長さおよび壁面の反射率の効果についての検討は未だ十分とは言えない。

一方最近では、港内波浪の解析を目的として Lee<sup>5)</sup>、Barailler・Gaillard<sup>6)</sup>、井島ほか<sup>7)</sup>、伊藤・谷本<sup>8)9)10)11)</sup>らにより、任意形状港湾内の数値モデルによる波高算定手法が開発されている。これらの数値解析法を隅角部を有する防波堤に適用することにより、実際の防波堤条件を考慮した波高変動の解析を行うことが可能である。

本報告では、有限長任意反射率といった実際の防波堤条件における隅角部の波高分布特性を把握するため、先ず波高分布の計算方法として井島および Barailler らの積分方程式による方法を検討し、これら 2 者が有効な計算方法であることを確かめた。次いで、Barailler らの方法および三井による無限長防波堤に対する解析解を用い、不規則入射波による計算を実施した。

さらに、こうした計算結果を検討することにより波高の分布特性を把握するとともに、実用的観点から波高分

布の概算方法を提案している。

## 2. 従来の研究

隅角部を有する防波堤周辺の波高分布の計算法を述べるに先立ち、計算結果の比較検討に用いた波の回折、変形に関する従来の解析的研究、および隅角部を有する有限長防波堤に対する計算法の背景である任意形状港湾の数値モデルに関する研究成果について、簡単に述べておく。

### 2.1 単純な形状に対する解析的解法

半無限直線壁による光の回折に対する Sommerfeld の厳密解<sup>12)</sup>が、半無限防波堤による海の波の回折の解であるという Penny と Price による 1944 年の発表を端緒として、回折波に関する解析的研究が進められてきている<sup>13)</sup>。

Puttnam と Arthur<sup>13)</sup>、Blue と Johnson<sup>14)</sup>、田中<sup>15)</sup>らは半無限直線防波堤に対する Sommerfeld の解を重ね合わせることにより開口防波堤や島堤による回折波に対する近似解を提示している。さらに、こうした近似解を実用に供するため、Wiegel<sup>16)</sup>、森平・奥山<sup>17)</sup>、高井<sup>18)</sup>らは開口防波堤による回折波の計算図表を作成している。また永井<sup>19)</sup>、合田・鈴木<sup>20)</sup>は不規則入射波に対して計算を行ない、同様の計算図表を作成している。

以上に述べた研究成果は、基本的には半無限直線防波堤に対する Sommerfeld の解にもとづくものであり、その解自体が開口防波堤とか島堤といった境界条件を完全な意味で満たすものではない。

こうした中であって、三井・村上<sup>21)</sup>は Stoker が Sommerfeld の解が半無限堤による回折波を与えることの証明に用いた方法<sup>21)</sup>を拡張し、隅角部を有する無限長防波堤による回折波の厳密解を求めている。また、合田・吉村・伊藤<sup>22)</sup>は、無限水域中に孤立した楕円状構造物による回折波を Mathieu 関数の級数として求めており、楕円状構造物の極限状態として島堤の厳密解を与えている。

### 2.2 複雑な形状に対する数値解法

港内波浪の数値モデルに関する研究はこれまでにいくつか報告されているが、計算方法は以下の二方法に分類できる。

第一は、連続方程式と Euler の運動方程式を時間項を含めたまま差分方程式に変換し、この差分方程式を用いて初期状態から計算を始め、微小時間間隔で逐次計算を進めてゆく方法である。すでに津波や高潮および潮流などの長周期波については、この方法による数値モデル

が実用化されていることは周知のことである。さらに、この差分方程式を用いる方法により、長周期波ばかりでなく通常の短周期波についても同様に扱えることが示され、実用化されている<sup>23)</sup>。

また、差分方程式を用いた数値モデルにおいては、計算対象領域を直交格子で微小部分に分割して計算を行なうため、複雑に入り組んだ地形条件をモデル化し難いという欠点があったけれども、最近ではこうした難点を解決する方法として、有限要素法による波浪数値モデルも提案されている<sup>24)</sup>。

第二は、いわゆる Wiener-Hopf 法<sup>25)</sup>と呼ばれる方法で、Helmholtz の方程式を積分方程式に変換し、これを数値的に解く方法である。すなわち、任意形状の境界線  $C$  で囲まれた領域における速度ポテンシャルを

$$\Phi(x, y, z, t) = f(x, y)Z(z) \cdot e^{i\omega t} \quad (2.1)$$

の形に変換分離して表わせれば、平面座標  $x, y$  のみの関数  $f(x, y)$  は、境界  $C$  における  $f(x, y)$  および  $f(x, y)$  の境界  $C$  に対する法線方向微係数を用いて以下のように表わされる。

$$f(x, y) = -\frac{1}{2} \int_C \left[ f(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(w)}(kr) \right\} - \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(w)}(kr) \right\} \frac{\partial f(\xi, \eta)}{\partial n} \right] ds \quad (2.2)$$

式 (2.2) により領域内のあらゆる点における  $f(x, y)$  が、境界上の  $f(\xi, \eta)$  および  $\partial f(\xi, \eta)/\partial n$  により表わされる。

このことから、任意形状の境界線  $C$  を  $N$  個の微小区間  $ds$  に分割すれば、この  $N$  個の微小境界線上における未知数  $f(\xi, \eta)$  および  $\partial f(\xi, \eta)/\partial n$  の値を境界条件により求めてやれば、領域内のすべての点において、速度ポテンシャルが与えられる。

以上の計算原理に基づく解法は、Lee<sup>2)</sup> の複雑な形状の港内副振動に関する研究、および井島<sup>3)</sup> の任意形状防波堤による波の散乱に関する研究などに見られる。

ここに述べた積分方程式による解法では、境界線の分割数と等しい数の未知数を求めるため、多元の連立方程式を解かねばならず、分割点数の増加とともにその計算は困難となる。こうした難点をうまく処理した方法に、例えば Barailler と Gaillard が行なった近似解法がある<sup>3)</sup>。これによると、式 (2.2) において境界線  $C$  が一直線で、計算対象領域が半平面の場合には、 $f(x, y)$  が  $\partial f(\xi, \eta)/\partial n$  のみで表示できるという性質を利用し、任意形状の港内の速度ポテンシャルをこの半平面に対する解を重ね合わせることにより求めている。さらに、こ

の近似解法を水深変化のある場合にも適用できるように拡張し、模型実験によりその信頼性を確かめている。また、この近似解法も港内波浪の解析法として、すでに実用化されている<sup>26)</sup>。

### 3. 防波堤隅角部付近の波高計算法

#### 3.1 無限長防波堤に対する計算法

隅角部を有する無限長防波堤による波の散乱については、三井らが以下のように解を与えている。

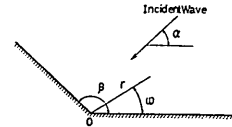


図-3.1 隅角部を有する無限長防波堤

図-3.1に示す一様水深域にある防波堤前面の速度ポテンシャル  $\Phi(x, y, z, t)$  を次の形に変数分離して表わす。

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} f(kr, \omega) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{i\omega t} \quad (3.1)$$

ここに、 $\zeta_0$ : 入射波の振幅

$r, \omega$ : 隅角点を原点とした円筒座標系における平面座標

$\sigma = 2\pi/T$ ,  $T$  は入射波の周期

$k = 2\pi/L$ ,  $L$  は入射波の波長

$h$ : 水深,  $i = \sqrt{-1}$ ,  $g$ : 重力加速度

(3.1) 式右辺に含まれる  $kr, \omega$  のみの関数  $f(kr, \omega)$  は、隅角部の開角度を  $\beta$  (ラジアン) として、次式で与えられる。

$$f(kr, \omega) = \frac{2}{r} J_0(kr) + \frac{4}{r} \sum_{m=1}^{\infty} \exp\left(i \frac{m\pi}{2r}\right) J_{\frac{m}{r}}(kr) \cos \frac{m}{r} \alpha \cdot \cos \frac{m}{r} \omega \quad (3.2)$$

ここに、 $r = \beta/\pi$  ( $2 \geq r > 0$ )

$J_\nu(kr)$ :  $\nu$  次の Bessel 関数

$\alpha$ : 波の入射角

ただし、 $\alpha = 0$  または  $\alpha = \beta$  のときには (3.2) 式の右辺第 1 項および第 2 項の係数は半分になり、それぞれ  $1/r, 2/r$  となる。

(3.2) 式により与えられる  $f(kr, \omega)$  は複素数であり、その絶対値  $|f(kr, \omega)|$  が入射波高に対する波高比  $K_a$

\* 三井らは、 $\beta = 3\pi/2$  の場合について証明を行なっているが、 $\beta$  が任意の角度の場合でも同様に証明できる。

防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究

を、偏角  $\arg(f(kr, \omega))$  が場所的位相を与える。

以上の解は、防波堤が無限長という仮定の下で導かれたものであるけれども、三井は隅角点からそれぞれ3～4波長程度の防波堤について模型実験を行ない、計算値が実験値と比較的よく一致することを確認している。したがって、防波堤の長さが隅角点からそれぞれ3波長程度以上であれば、隅角点付近については式(3.2)により高波分布を算定できるものと考えられる。

また、式(3.2)の左辺は実数次の Bessel 関数の級数を含んでおり、計算は少しめんどうではあるけれども、三井らが用いた漸化式による逆行計算法<sup>27)</sup>によって行なえば比較的短時間で計算できる。

なお、式(3.2)において  $\gamma=1.0$  の場合、すなわち無限長直線防波堤の場合には

$$f(kr, \theta) = e^{ikr\cos(\alpha+\theta)} + e^{ikr\cos(\alpha-\theta)} \quad (3.3)$$

となり、斜め重複波を表わす。また  $\gamma=2$  とすると、半無限長防波堤に対する Sommerfeld の厳密解と一致する。

3.2 有限長防波堤に対する計算法

3.2.1 厳密解法

井島らは任意形状の防波堤による波の散乱に対する数値解法を示している。この方法を図-3.2に示すような、ある幅を持った有限長の防波堤について適用することにし、3.2.2 で述べる近似解法に対して厳密解法と呼ぶことにする。式の誘導および計算の方法は文献<sup>8)</sup>に詳しいので、ここでは概要を述べるにとどめる。

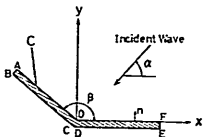


図-3.2 隅角部を有する有限長防波堤 (厳密解法)

防波堤周辺の水域において速度ポテンシャル  $\Phi(x, y, z, t)$  を次の形で表わす。

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \{f_0(x, y) + f_1(x, y)\} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{i\sigma t} \quad (3.4)$$

式中  $f_0(x, y)$  は入射波を表わし、 $f_1(x, y)$  は防波堤による散乱波を表わす。

入射の波形を次式により与える。

$$\zeta_1 = \text{Re}[\zeta_0 e^{-ik(x\cos\alpha + y\sin\alpha)} e^{i\sigma t}] \quad (3.5)$$

ここに、 $\text{Re}[\ ]$ : [ ] 内の実数部分  
式(3.5)により  $f_0(x, y)$  は次式で表わされる。

$$f_0(x, y) = -ie^{-ik(x\cos\alpha + y\sin\alpha)} \quad (3.6)$$

いま防波堤の壁面において波高に着目すると、ある点  $(\xi, \eta)$  における波高比  $K_a$  は次式で与えられる。

$$K_a = |f_0(\xi, \eta) + f_1(\xi, \eta)| \quad (3.7)$$

ここに、 $\xi, \eta$ : 防波堤壁面上の点の  $x, y$  座標  
一方未知関数  $f_1(\xi, \eta)$  は次の関係式を満足する関数である。

$$f_1(\xi, \eta) = -\int_C [f_1(\xi', \eta') \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR) \right\} + \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR) \right\} \frac{\partial f_0(\xi', \eta')}{\partial n}] ds \quad (3.8)$$

ここに、 $C$ : 計算対象水域の境界線 (防波堤を一周する閉曲線)

$H_0^{(1)}(kR)$ : 0 次の第一種 Hankel 関数

$R$ : 点  $(\xi, \eta)$  から点  $(\xi', \eta')$  までの距離  
( $R = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2}$ )

$n$ : 境界線  $C$  に対する外向き法線方向

式(3.8)は  $f_1(\xi, \eta)$  に関する積分方程式であり、境界線  $C$  を図-3.3のように  $N$  個の微小要素に分割することにより、次のように総和の形で表わすことができる。

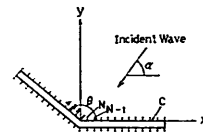


図-3.3 境界線 C の分割法

$$f_1(\xi_j, \eta_j) = -\sum_{m=1}^N [\bar{A}_{jm} \cdot f_1(\xi_m, \eta_m) + A_{jm} \cdot \frac{\partial f_0(\xi_m, \eta_m)}{\partial n}] \quad j=1, 2, \dots, N \quad (3.9)$$

ここに、 $\xi_j, \eta_j$  はそれぞれ第  $j$  番目の境界要素の中央点の  $x, y$  座標を表わし、また

$$\bar{A}_{jm} = \int_{ds_m} \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR) \right\} ds \quad (3.10)$$

$$A_{jm} = \int_{ds_m} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR) \right\} ds \quad (3.11)$$

である。なお式(3.10)、(3.11)における積分は  $m$  番目の境界要素の始点から終点までを意味する。

式(3.9)式は  $f_1(\xi_j, \eta_j) \quad j=1, \dots, N$  の  $N$  元連立方程式 (ただし  $f_1(\xi_j, \eta_j)$  は複素数) である。これを解くことにより未知関数  $f_1(\xi_j, \eta_j) \quad j=1, 2, \dots, N$  の値が求まり、これらの値を用いて式(3.7)により波高比が求まる。

以上、壁面が完全反射の場合について述べたが、防波堤の前面に消波工が設置され、反射率が  $\mu$  となるとときには式(3.9)は次のようになる。



$$f_i(\xi_j, \eta_j) = -\sum_{m=1}^N \left[ \bar{A}_{jm} \cdot f_i(\xi_m, \eta_m) + \mu_m \cdot A_{jm} \cdot \frac{\partial f_0(\xi_m, \eta_m)}{\partial n} \right] \quad (3.12)$$

3.2.2 近似解法

有限長防波堤による波の散乱を求める手法として、2. で述べた Barailler らによる港内波浪の近似解法が考えられる。

解法の詳細は付録Bに譲り、ここでは計算式のみを簡単に記述するとどめる。

厳密解法における速度ポテンシャル式 (3.4) 中の  $f_i(x, y)$  を更に次のように分割して表わす。

$$f_i(x, y) = f_A(x, y) + f_B(x, y) \quad (3.13)$$

上式中  $f_A(x, y)$ ,  $f_B(x, y)$  はそれぞれ 図-3.4 に示す OA 部分および OB 部分により生じる散乱波を表わし、堤端から背後へ伝播する回折波を無視すれば次の式で与えられる。

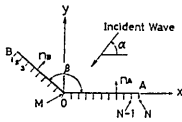


図-3.4 隅角部を有する有限長防波堤 (近似解法)

$$f_A(x, y) = -\frac{i}{2} \int_{OA} H_0^{(1)}(kr_A) \frac{\partial f_A(\xi_A, \eta_A)}{\partial n_A} ds \quad (3.14)$$

$$f_B(x, y) = -\frac{i}{2} \int_{OB} H_0^{(1)}(kr_B) \frac{\partial f_B(\xi_B, \eta_B)}{\partial n_B} ds \quad (3.15)$$

ここに、 $\xi_A, \eta_A$ : OA 上の点の  $x$  および  $y$  座標

$n_A$ : OA に対する法線方向

$r_A$ : OA 上の点  $(\xi_A, \eta_A)$  から任意点

$(x, y)$  まで距離

$$(=\sqrt{(\xi_A-x)^2+(\eta_A-y)^2})$$

また添字 B はこれらの量の OB に関する量であることを表わす。

また式 (3.14) の右边に含まれる  $f_A(\xi_A, \eta_A)$  の法線方向微係数は次の式により求める。

$$\frac{\partial f_A(\xi_A, \eta_A)}{\partial n_A} = -\mu_A \left[ \frac{\partial f_0(\xi_A, \eta_A)}{\partial n_A} - \frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial n_A} \int_{OB} H_0^{(1)}(kR_{BA}) \frac{\partial f_B(\xi_B, \eta_B)}{\partial n_B} ds \right] \quad (3.16)$$

ここに、 $R_{BA}$ : OB 上の点  $(\xi_B, \eta_B)$  から OA 上の点  $(\xi_A, \eta_A)$  までの距離

$\mu_A$ : OA 部分の壁面反射率

同様に、式 (3.15) に含まれる  $f_B(\xi_B, \eta_B)$  の法線方向微係数は次式で与えられる。

$$\frac{\partial f_B(\xi_B, \eta_B)}{\partial n_B} = -\mu_B \left[ \frac{\partial f_0(\xi_B, \eta_B)}{\partial n_B} - \frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial n_B} \int_{OA} H_0^{(1)}(kR_{AB}) \frac{\partial f_A(\xi_A, \eta_A)}{\partial n_A} ds \right] \quad (3.17)$$

ここに、 $R_{AB}$ : OA 上の点  $(\xi_A, \eta_A)$  から OB 上の点  $(\xi_B, \eta_B)$  までの距離

$\mu_B$ : OB 部分の反射率

防波堤 AOB を 図-3.4 のように微小区間に分割して式 (3.16), (3.17) を総和の形で表わすと次のようになる。

$$\left( \frac{\partial f_A}{\partial n_A} \right)_j = -\mu_A \left[ \left( \frac{\partial f_0}{\partial n_A} \right)_j + \sum_{m=1}^{M-1} \bar{Q}_{jm} \left( \frac{\partial f_B}{\partial n_B} \right)_m \right] \quad j=M \sim (N-1) \quad (3.18)$$

$$\left( \frac{\partial f_B}{\partial n_B} \right)_j = -\mu_B \left[ \left( \frac{\partial f_0}{\partial n_B} \right)_j + \sum_{m=M}^{N-1} \bar{Q}_{jm} \left( \frac{\partial f_A}{\partial n_A} \right)_m \right] \quad j=1 \sim (M-1) \quad (3.19)$$

$$\bar{Q}_{jm} = -\frac{ik}{2} \int_{ds} \frac{\partial}{\partial n_j} H_0^{(1)}(kR_{jm}) \cdot ds \quad (3.20)$$

ここに、 $n_j$ :  $j$  番目の境界要素における法線方向

$R_{jm}$ :  $j$  番目の境界要素の中点から  $m$  番目の

境界要素の中点までの距離

$$(=\sqrt{(\xi_j-\xi_m)^2+(\eta_j-\eta_m)^2}, \text{ 図-3.5 参照})$$

式中  $\int_{ds} ds$  は  $m$  番目の微小区間における積分を表わす。

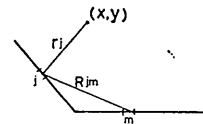


図-3.5  $R_{jm}, r_j$  の取り方

式 (3.18) および式 (3.19) は

$$\left( \frac{\partial f_B}{\partial n_B} \right)_j \quad j=1 \sim (M-1)$$

および

$$\left( \frac{\partial f_A}{\partial n_A} \right)_j \quad j=M \sim (N-1)$$

の合計  $(N-1)$  個の未知数を含む  $(N-1)$  元連立方程式となるから、厳密解法の場合と同様にこの連立方程式

を解きこれら  $(N-1)$  個の値を、式 (3.14), (3.15) における積分を総和の形で表わした以下の式に代入することにより  $f_A(x, y)$ ,  $f_B(x, y)$  が求まる。

$$f_A(x, y) = \sum_{j=1}^{N-1} Q_j \left( \frac{\partial f_A}{\partial n_A} \right)_j \quad (3.21)$$

$$f_B(x, y) = \sum_{j=1}^{N-1} Q_j \left( \frac{\partial f_B}{\partial n_B} \right)_j \quad (3.22)$$

$$Q_j = -\frac{i}{2} \int_{ds_j} H_0^{(1)}(kr_j) ds \quad (3.23)$$

ここに、 $r_j$ :  $j$  番目の境界要素の midpoint から、任意点  $(x, y)$  までの距離

本報告においては、式 (3.18), (3.19) で表わされる連立方程式を、これら二式右辺における  $(\partial f_B / \partial n_B)_m$  および  $(\partial f_A / \partial n_A)_m$  の初期値を 0 とし計算を開始し、逐次近似により  $(\partial f_A / \partial n_A)_j$ ,  $(\partial f_B / \partial n_B)_j$  を求めるという方法で解いている。このような逐次近似の過程における第一ステップの計算結果は、入射波が防波堤により反射されることにより生じる一次散乱波を表わし、第二ステップの計算結果は一次散乱波と二次散乱波の和を表わしている。したがってこうした方法を用いることにより、速度ポテンシャルにおいて一次散乱波および二次以上の散乱波が占める割合を把握することができる。

なお、以上に述べた近似解法では防波堤の背後へ伝播する回折波を無視しており、防波堤前面のみが計算対象領域となるため、厳密解法と比較すると未知数の数が半分になり、それだけ演算時間を短縮することができる。

## 4. 計算結果とその検討

### 4.1 二・三の条件に対する計算

#### 4.1.1 島堤に沿う波高分布

合田・吉村・伊藤<sup>22)</sup>は、島堤による回折波を解析的に解き、厳密解を与えている。したがって、ここではこの解析解と比較することにより、有限長防波堤に対する数値解法による結果を検討することにする。

図-4.1は、長さが1, 2および3波長の島堤に、90°の角度で波が入射する場合の島堤沿いの波高分布を描いたものである。図中実線および一点鎖線は、それぞれ有限長防波堤に対する近似解法および厳密解法による結果を示しており、点線は解析解の与える結果を示している。図-4.2は入射角  $\alpha=60^\circ$ 、図-4.3は  $\alpha=30^\circ$  の場合の結果を同様に描いた図である。なお、近似解法、厳密解法ともに  $ds=L/10$  とし求めている。

図-4.1および4.2のように、入射波が島堤に対して直角に近い角度で入射する場合には、堤端付近を除き近似解、厳密解ともに解析解とほぼ一致している。一方図

4.3のように島堤に対する入射角  $\alpha$  が小さくなると、堤端付近ばかりでなく広範囲にわたり、厳密解では位相のずれが生じており、近似解では解析解が与えるような細かい波状分布がかなり平滑化されている。これは、近似解法および厳密解法は以下に述べるように、それぞれ解析解の対象とする境界条件とは異なった堤端条件の下での解であることに起因する。

まず近似解法においては、計算式の誘導過程において堤前面からの散乱波は背後に伝播しないという仮定を用いており\*、これは島堤側方に無反射性の防波堤が無縁遠方まで延びているという条件に相当する。また厳密解法においては、島堤の幅を0とすることができないため、堤幅が  $ds$  の島堤を計算対象としているので、端部の島堤側面による反射波が生じていると考えられる。

このように三種の解法はそれぞれ堤端条件が異なる島堤を対象としているけれども、この堤端条件の相違の影響は、 $\alpha$  が大きい90°, 60°のときには堤端付近を除き無視し得る程度である。また、 $\alpha$  が小さい30°のときでも、厳密解は解析解と比べて若干位相のずれが生じるもののはば一致した結果を与えている。

#### 4.1.2 堤端に消波工を有する半無限堤

伊藤・谷本は半無限長防波堤の先端部  $(8/15)L$  の範囲に反射率  $\mu=0$  の消波工を設置した場合について、差分方程式を用いた逐次計算により堤沿いの波高分布を求めている。一方、本報告で用いている近似解法は、防波堤の延長方向の堤端から無限遠点まで反射率  $\mu=0$  の消波工を設置した条件下で導かれた解法である。

したがって、伊藤らが計算対象としたような先端部分に消波工があるという条件に対しては、近似度は一層良くなるであろうと容易に推察できる。

図-4.4は長さ10波長の島堤に対して直角に入射する場合について、近似解法により求めた堤沿いの波高分布と、伊藤らによる計算結果との比較を示すものである。両者は極めて良く一致している。

#### 4.1.3 隅角部を有する有限長防波堤

4.1.1 においてすでに述べたように、厳密解法により求めた島堤沿いの波高分布は、波の入射角  $\alpha$  の大小にかかわらず解析解による結果とはほぼ一致しており、厳密解法の島堤への適用性が確かめられたと言える。したが

\* 近似解法では島堤背面の波高を同時に求めることはできない。そのため、図-4.1~4.3に示した近似解法による背面の波高分布は、入射波の方向を  $\alpha+\pi$  とし別途計算した島堤前面の波高分布を描いたものである。

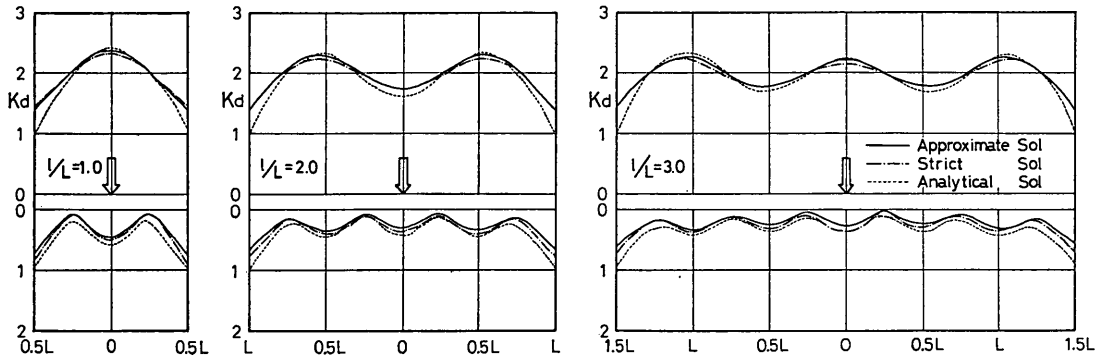


図-4.1 島堤に沿う波高分布 ( $\alpha=90^\circ$ )

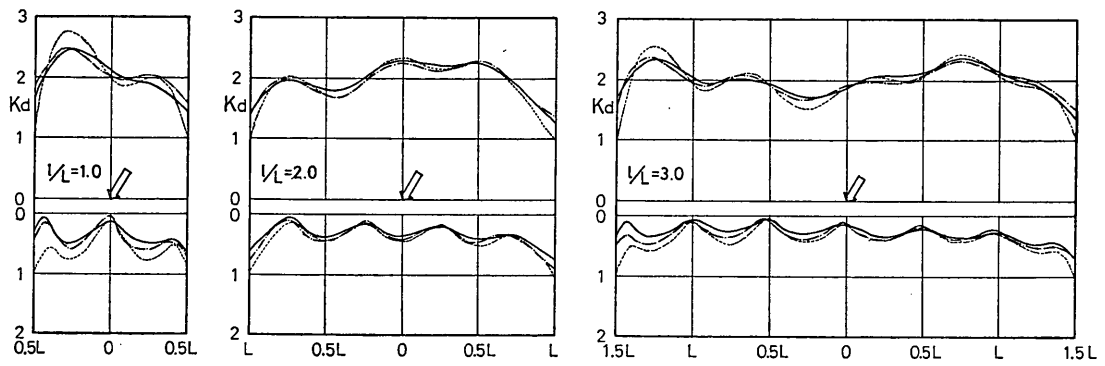


図-4.2 島堤に沿う波高分布 ( $\alpha=60^\circ$ )

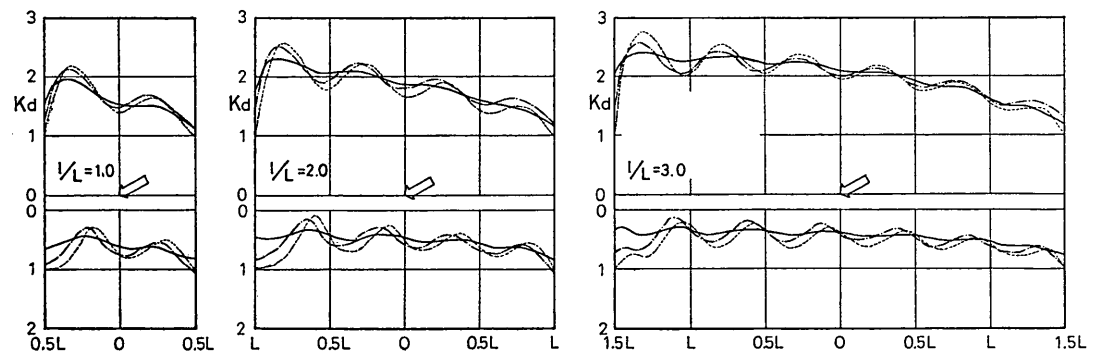


図-4.3 島堤に沿う波高分布 ( $\alpha=30^\circ$ )

防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究

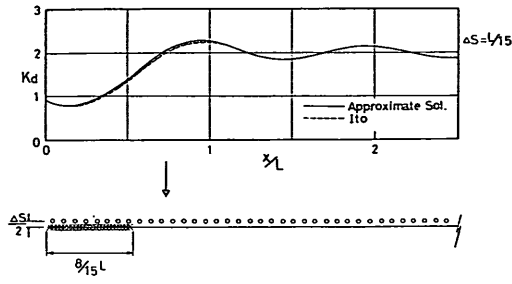


図-4.4 堤端部を無反射とした場合の波高分布 (数値動解析法との比較)

ってここでは、近似解が堤端から背面へ伝播してゆく回折波を無視していることが、隅角部付近の波高分布に対してどのように影響を及ぼすかを、厳密解法による結果と比較することにより検討する。そのため、堤端条件の相違が隅角部付近の波高に及ぼす影響が比較的大きいと予想される、長さの短い防波堤を主として取り上げることにする。

図-4.5 は、隅角部の開角度が  $\beta=135^\circ$  であって、隅角点からそれぞれの方向に1波長の長さの防波堤について、種々の入射方向に対する防波堤沿いの波高分布を描いたものである。図中、実線は近似解法による結果、一点鎖線は厳密解法による結果を示す。また参考のため、点線により無限長防波堤に対する三井の解析解の与える波高分布を描いておいた。図-4.6は同様に隅角点からそれぞれの方向に2波長の防波堤に対するこれら三者の計算結果を描いたものである。図-4.5, 4.6 から明らかなように、有限長防波堤に対する厳密解法および近似解法による計算結果は  $\alpha=0$  の場合には少し差が認められ、堤端条件の相違の影響が現われているが、他の条件については一般に両者はよく一致している。

4.1.1 の島堤に対する計算でも堤端条件の相違は、入射角  $\alpha$  が小さい時に広範囲に影響を及ぼすという結果を得ている。しかし、こうした堤端条件の相違の影響は、隅角部に対する計算結果では、 $\alpha=0$  の時でもここに示した程度であることを考えると、隅角部が波高に及ぼす影響に比べ堤端からの背後への回折波を無視したことの影響はかなり小さいことがわかる。

また、無限長の防波堤に対する計算結果を上述の有限長の防波堤に対する結果と比較すると、特に  $\alpha=15^\circ$  の場合に大きな差が認められる。これは、前者においては防波堤の長さが無限に長いと仮定したことにより、入射

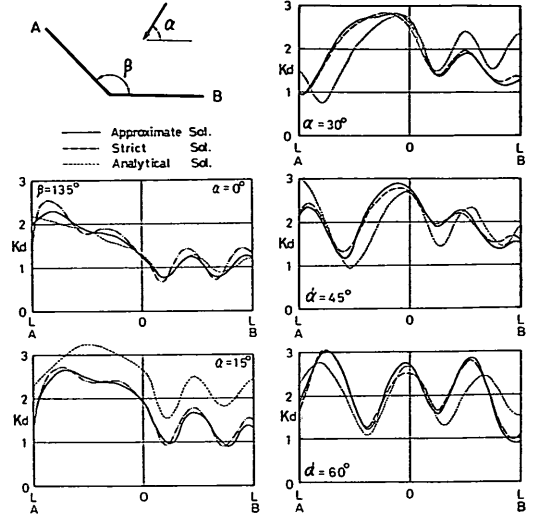


図-4.5 隅角部付近の波高分布

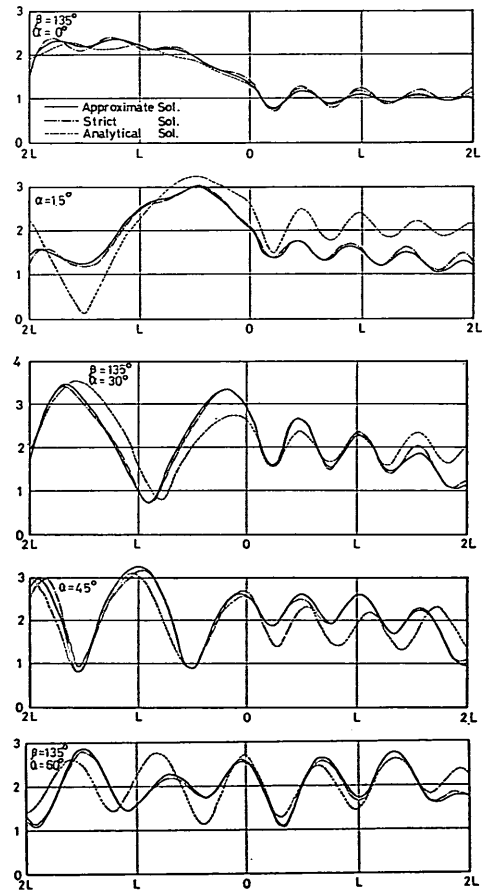


図-4.6 隅角部付近の波高分布

波が一方の防波堤に沿って進む場合、すなわち  $\alpha=0$  または  $\beta$  の場合には計算式 (3.2) における係数値が半分になるという  $\alpha$  に関する特異点を有することに起因している。言い換えると、 $\alpha$  が 0 よりわずかに大きくても、または  $\beta$  よりわずかに小さくても (3.2) 式の係数はそのままということになり、防波堤前面の波高は一挙に  $\alpha=0$  または  $\beta$  のときの 2 倍になる。

有限長防波堤については、こうした  $\alpha$  に関する不連続性は生じることなく、 $\alpha$  が 0 から次第に大きくなるにつれて波高も連続に変化する。

以上のことから、入射角  $\alpha=15^\circ$  の場合に無限長防波堤と有限長防波堤では堤前面の波高は大きな差が生じたと考えられる。

入射角が比較的大きい  $\alpha \geq 30^\circ$  の場合について、無限長および有限長に対する結果を比較すると、波高の値そのものは防波堤の長さが異なることにより両者の間に差が生じているけれども、全体的に見れば両者の波状分布形は類似しており、極大値や極小値の現われる位置は大体一致している。

こうした計算結果から考えて、三井らが 2~4 波長の長さの防波堤について行なった模型実験の結果が、無限長防波堤に対する解析解とはほぼ一致していたのはうなずけることである。

また伊藤<sup>9)</sup>らは、堤端に短いハネを有する半無限堤についても計算を行なっている。通常の差分法では計算領域を直交格子により微小区間に分割するため、図-4.7 の下側に描いたような階段状の境界線によりハネ部分を表わすという方法が用いられる。この伊藤らの計算対象とした防波堤条件について、近似解法により前面の波高分布を求め、差分法による結果と比較すると図-4.7 の上側の図のようになる。なお近似解法においてはハネ部分の長さは  $0.471L$  ( $L$ : 波長) とし、半無限長の防波堤を  $10L$  の長さの防波堤に置き換えている。

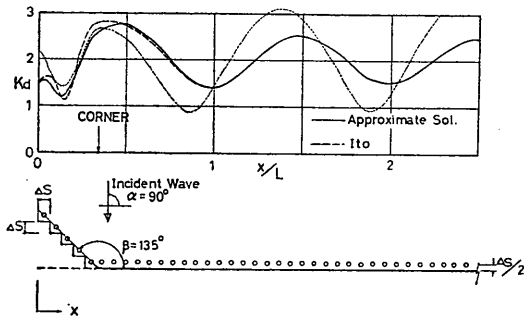


図-4.7 ハネのある場合の波高分布 (数値波動解析法との比較)

図-4.7より明らかなように、ハネ部分および隅角点付近で両者の与える波高分布には少し差があるものの、主堤に沿う波高分布は一致している。このことから、差分法において階段状の境界線により直交格子に対して斜めの境界を表現することは、その境界付近では若干差が生じるけれども、少し離れた位置に対しては妥当な結果を与えるものと言えよう。

なお図中の点線は無限長防波堤の場合の波高分布である。

#### 4.1.4 壁面の反射率を変化させた場合の波高分布

有限長防波堤に対する厳密解法および近似解法では積分方程式を数値的に解くので、壁面の反射率が 1.0 以外のときも全く同様の方法により扱うことができる。

図-4.8は隅角部の開角度が  $135^\circ$  で、隅角点からそれぞれの方向に 2 波長の長さの防波堤において、 $\alpha=45^\circ$  の方向から波が入射する場合について、壁面の反射率が一方が 0.3 で他方が 1.0 のとき (上図) および共に 0.8 のとき (下図) の波高分布を、厳密解法および近似解法により求め、両者を比較したものである。厳密解法および近似解法の与える波高分布は、4.1.3 で示した完全反射の場合よりも更によく一致していることがわかる。

図-4.8は図-4.6第 4 図の条件に相当するので、これと比較することにより、反射率の減少にともなう前面波高の変化を知ることができる。

先ず図-4.8上図から、隅角を形成する防波堤で一方 (OB 部分) の反射率を 0.3 まで下げれば、他方 (OA 部分) 前面に沿う波高の波状分布はかなり緩和され、通常の間重波の壁面波高すなわち入射波高の 2 倍に近い値となることがわかる。一方下図が示すように両側の防波堤の反射率が 0.8 では、堤に沿って波高分布の波状性は少し緩和される程度である。また波状分布の極大値および極小値の現われる位置は完全反射の場合と比べ変化しない。

なお壁面の反射率による防波堤前面の波高の変化につ

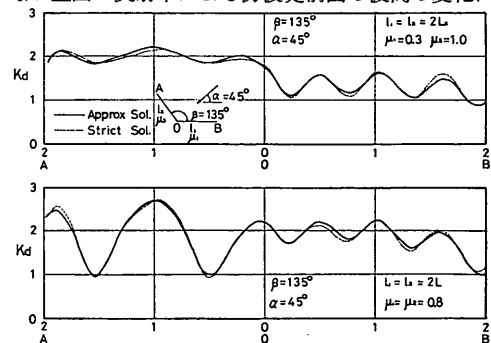


図-4.8 壁面の反射率を考慮した場合の波高分布

防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究

いては、6.2 において詳述する。

4.1.5 防波堤の長さが波高に及ぼす影響について

4.1.4 において、堤端条件の相違の影響が大きいと考えられる短い防波堤について、厳密解法および近似解法による結果と比較することにより、後者が実用上十分な精度を持つことを確かめた。したがって、ここでは近似解法により防波堤の長さが更に長くなった場合について計算を行ない、どの程度の長さになれば、無限長防波堤に対する解析解の与える波高分布に近い結果が得られるかを検討する。

$\beta = 135^\circ$ ,  $\alpha = 90^\circ$  および  $105^\circ$  について、隅角点からの防波堤の長さ  $l$  が  $3.7L$ ,  $5L$  および  $10L$  に対する堤沿いの波高分布を求めると、図-4.9 に示す結果を得た。同図の点線は無限防波堤に対する三井の解析解による結果である。これら3条件の計算結果は概して無限長の場合に近い分布形を示しており、4.1.4 の結果と考え合わせれば  $l$  が 2~3 波長以上であれば、無限長防波堤として扱ってもそれほど大きな誤差はないと言えよう。

以上は両方の防波堤の長さが長い場合であるが、次に一方が短い場合について検討する。

図-4.10 は、 $\beta = 135^\circ$  の隅角部を形成する防波堤において一方の長さを 5 波長に固定し、他方の長さが 2, 1, 0.5, 0.2 波長の 4 種類について近似解法により求めた結

果を示している。上図は入射角  $\alpha = 90^\circ$  の場合、下図は  $\alpha = 105^\circ$  の場合である。図-4.10 において、細い実線は無限長防波堤に対する結果、点線は島堤（近似解法による）に対する結果を示している。

以後、隅角部の形成する防波堤の長い方(図のOA部)を主堤と呼び、短い方(図のOB部)をハネと呼ぶことにする。

図-4.10 からわかるようにハネの長さが 2 波長の場合には、無限長防波堤に近い波高分布を示しており、短くなるに従って波高の波状の分布形は次第に平滑化され、0.2 波長程度になればハネのない島堤の場合に近い結果を示している。

以上の結果から、ハネの長さの相違が隅角部付近の波高分布に及ぼす影響は、ハネの長さが 0.5~2 波長の範囲にあるときに顕著であり、0.5 波長より短かいときにはハネがない場合に、2 波長を越えると無限長防波堤の場合に類似した分布となるものと考えられる。

4.2 実験結果との比較

第三港湾建設局神戸調査設計事務所は、開角度  $\beta = 120^\circ$  の隅角部を有する防波堤についての模型実験を報告しているので<sup>1)</sup>、この実験結果と近似解法による結果とを比較することにする。

実験の対象とした防波堤および入射波の特性は、表-5.1 に示すとおりである。なおこの表において壁面状態 Case 0, 1, 2, 3 は、それぞれ以下に述べるような条件である。

表-4.1 防波堤および入射波の特性

諸 元		現地換算値
防波堤に関する量		
隅角部開角度	$\beta$	$120^\circ$
主堤の長さ	$l_1$	330m
ハネの長さ	$l_2$	100m
壁面状態		4種 (Case 0, 1, 2, 3)
入射波に関する量		
波高	$H_I$	3.3m
周期	$T$	7秒
波向	$\alpha$	$60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$
波長	$L$	65.3m
水深	$h$	13.2m

(模型縮尺 1/33)

i) Case 0

捨石マウンドのない直立壁で、天端が十分高く越波を生じない。

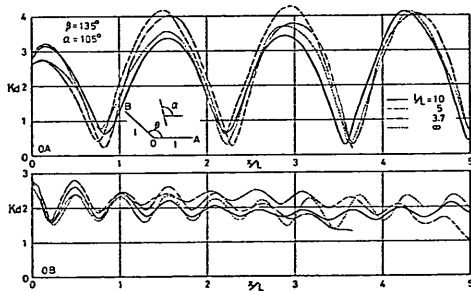


図-4.9 堤長の影響

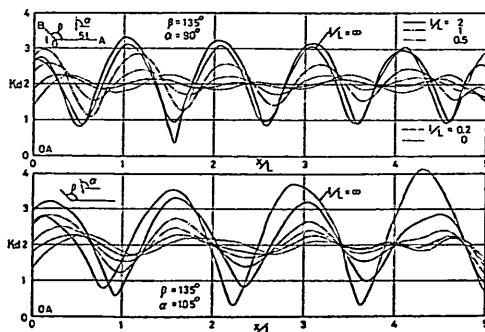


図-4.10 ハネの長さの影響

ii) Case 1

厚さ 4.6m の捨石マウンドを設置し、ハネ部分についてはマウンド上に 1.5m 厚さの根固め方塊を二段積みになっている。またハネ部分の天端は静水面と同じ高さであり、越波が生じる。

iii) Case 2

Case 1 の状況において、隅角点にのみ消波工を設置している。

iv) Case 3

Case 1 の状況において、ハネ全長にわたり消波工を設置している。

波向きは三種類について実験を行なっているが、ここではこれら三方向のうち主堤沿いの波高分布が顕著な波状の分布を示す  $\alpha=60^\circ$  および  $90^\circ$  (ここに  $\alpha$  は主堤に対する波の入射角) について、近似解法による計算結果と比較することにする。

計算を行なうにあたり、Case 0~3 の壁面の反射率としてそれぞれ表-4.2 に示す値を用いることにした。

表-4.2 計算における壁面の反射率

壁面状態	主堤の反射率 $\mu_1$	ハネの反射率 $\mu_2$
Case 0	1.0	1.0
Case 1	0.8	0.8
Case 2	0.8	0.8
Case 3	0.8	0.3

表-4.2 に示す反射率の値は、実験値に基づいたものではなく、混成堤では 0.8、消波工があれば 0.3 という通常言われている値である。また Case 2 では隅角点のみに消波工が設置された場合であり、実験値においても明

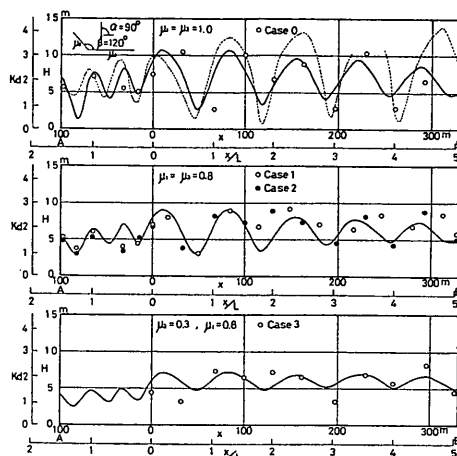


図-4.12 実験値との比較 ( $\alpha=90^\circ$ )

瞭な差がないので、計算では Case 1 と Case 2 を区別していない。

図-4.11 は  $\alpha=90^\circ$  について実験値と計算値を比較したものであり、図-4.12 は  $\alpha=60^\circ$  について同様の比較を行なったものである。なお Case 0 については参考のため無限長防波堤に対する計算結果を点線により描いておいた。

これらの図に示したすべての条件について、防波堤の長さおよび反射率を考慮した近似解法による計算結果は実験値と比較的良好一致していることがわかる。このことから、近似解法の信頼性が実験値によっても確かめられたと言えよう。

## 5. 不規則入射波に対する計算

### 5.1 不規則波のモデル化

実際の海の波は周期および方向ともに不規則である。こうした不規則な波は二次元スペクトルによって表現され、一般に次式のような関数形で与えられる。

$$D(f, \theta) = G(f, \theta) S(f) \quad (5.1)$$

ここに、 $D(f, \theta)$ : 二次元スペクトル

$G(f, \theta)$ : 方向関数

$S(f)$ : 一次元周波数スペクトル

$f$ : 周波数

$\theta$ : 主方向からの偏角

(5.1) 式右辺に含まれている方向関数  $G(f, \theta)$  としては、従来  $\cos^2 \theta$  型やジョンソンが提案した SWOP などが用いられて来た。しかし前者は実測データに基づくものではなく、経験的に方向に関するエネルギーの分布を与えているにすぎず、 $l$  としてどのような値を用いれ

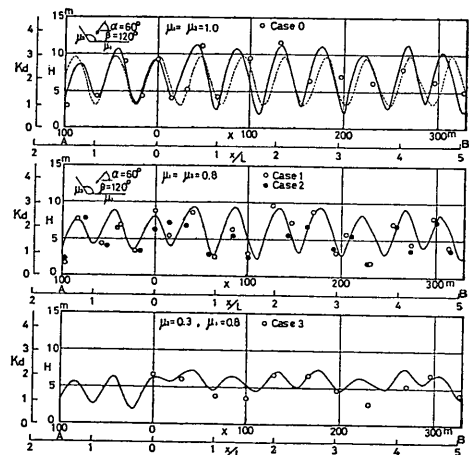


図-4.11 実験値との比較 ( $\alpha=60^\circ$ )

ばよいかは十分な検討がなされていない。また後者は海洋における波を対象としたものであって、通常防波堤が設置されるような浅海域における波のエネルギー分布を表現し得るかどうかは疑問である。

こうした状況にあって、光易<sup>29)</sup>は数年にわたりクロール型波浪計により日本近海における波の方向スペクトルを実測し、その結果に基づいて新しい方向関数を提案している。

したがって浅海域においては光易による方向関数が、従来用いられて来た  $\cos^{2\theta}$  型や SWOP に比べ、より実際の状況に近い分布を与えると考えられるので、式(5.1)における  $G(f, \theta)$  として光易の方向関数を用いることにした。

一方、(5.1) 式右辺の一次元周波数スペクトルとしては、Bretschneider のスペクトルおよび Pierson-Moskovitz のスペクトルの2種類がよく用いられている。前者では有義波高  $H_{1/10}$  および平均周期  $\bar{T}$  の2つの量によりスペクトルの形が定まるが、後者では有義波高のみでスペクトルが定まる。

本報告では防波堤による波の反射、回折を扱うことを目的としており、入射波の代表周期(たとえば有義波周期  $T_{1/10}$ )が支配的な要因となるので、有義波高と平均周期を独立に与えることが可能な Bretschneider のスペクトルを用いることにする。

式(5.1)における  $G(f, \theta)$  として光易による方向関数を、 $S(f)$  として Bretschneider の周波数スペクトルを用いた場合の方向スペクトル  $D(f, \theta)$  の特性については、合田・鈴木<sup>20)</sup>により詳細に検討されている。また合田らは利用上の便宜をはかり光易の提案式に含まれているパラメーター  $U_{10}$  (波発生域における海上 10 m 風速)を集中度を表わすパラメーター  $S_{max}$  に置き換えた式を提案しているので、これを用いることにする。

こうした二次元スペクトルを用いて不規則入射波の波形  $\zeta(x, y, t)$  を次のように有限個の成分波の和として表わすことができる。

$$\zeta(x, y, t) = R_e \left[ \sum_{j=1}^j \sum_{m=1}^{m_j} \sqrt{2F(f_j, \theta_m)} \times e^{-i(k_j x \cos \theta_m + y \sin \theta_m)} \cdot e^{i\sigma_j t} \right] \quad (5.2)$$

$$\text{ここに、} F(f_j, \theta_m) = \int_{\theta_{m-1}}^{\theta_m} \int_{f_{j-1}}^{f_j} G(f, \theta) \cdot S(f) df d\theta \quad (5.3)$$

- $f_j$ : 成分波の周波数
- $\theta_m$ : 成分波の主入射方向からの偏角
- $j$ : 周波数成分の数

- $m_e$ : 方向成分の数
- $\bar{\theta}_m, \bar{\theta}_{m-1}$ :  $\theta_m$  が代表する区間の上限値および下限値
- $\bar{f}_j, \bar{f}_{j-1}$ :  $f_j$  が代表する区間の上限値および下限値
- $k_j = 2\pi/L_j$  ( $L_j$ :  $f_j$  に対応する波長)
- $\sigma_j = 2\pi f_j$

実際に式(5.2)の計算を実施する際、周波数成分の数  $j$  および方向成分の数  $m_e$  をいくりにするかは問題となる。

合田・鈴木が凸レンズ状の浅瀬による屈折について計算した例では、周波数成分が7個以上であれば波高の計算結果は成分数を増加させても変わらず、方向の分割幅を  $15^\circ$  とした時には計算地点中の最大相対誤差は5%であったという結果を得ている。

こうした結果を参考にして、次節で述べる不規則波に対する波高分布の計算では、周波数については7成分、方向の分割幅は  $15^\circ$  とすることにした。

次に、周波数スペクトルを有限個の周波数成分に分割する方法について考える。一般に周波数成分の分割方法として、各成分波の持つエネルギーが等しくなるように分割する方法と各成分波の周波数の間隔が等しくなるように分割する方法が考えられる。これら二つの方法のうち前者の方が屈折や回折の問題においては、後者より優れていると言われている<sup>29)</sup>。しかし前者の方法によるとピーク周波数付近に成分波が集中し、ピーク周波数から離れると分割間隔は広くなってくる。そのため、今の場合のように成分波の数を7としたときは、6成分がピーク周波数付近に集まり、高周波の範囲を1成分のみで代表することになる。

このことから、本報告では上述の二方式の中間的な方法として、各成分波の周期の間隔が一定となるように分割する方法を用いることにした。この場合の各成分波のエネルギーを図示すると図-5.1のようになる。なお成分波の周波数およびその成分波が代表する周波数帯は表

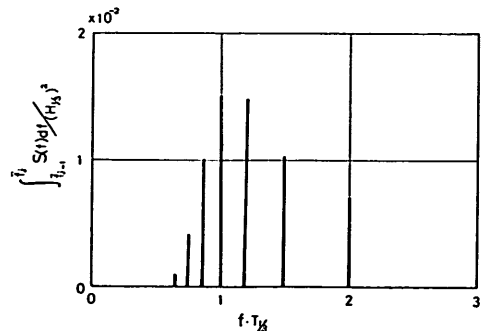


図-5.1 各周波数成分の持つエネルギー



表-5.1 成分波の周波数および周波数帯

番号 $j$	周波数*	周波数帯*
1	0.667	0~0.706
2	0.750	0.706~0.800
3	0.857	0.800~0.923
4	1.000	0.923~1.091
5	1.200	1.091~1.333
6	1.500	1.333~1.714
7	2.000	1.714~∞

\* 無次元量  $f \cdot T_{1/3}$  で表わしている。

-5.1のとおりである。

また二次元スペクトルを定めるためのパラメータ  $S_{max}$  の値は、ここでは比較的浅い水域を対象としており、水深の影響によって波が屈折するため入射方向の分布はかなり集中度の高いものとなることを考慮し、75を用いることにした。

$S_{max}=75$  としたときの、各方向に対する方向関数の値を周波数別に図示すると図-5.2のようになる。この図からわかるようにピーク周波数に近い  $f \cdot T_{1/3}=1.0$  の場合には、主方向および  $15^\circ$  偏った方向の計3成分にエネルギーの大部分が集中している。

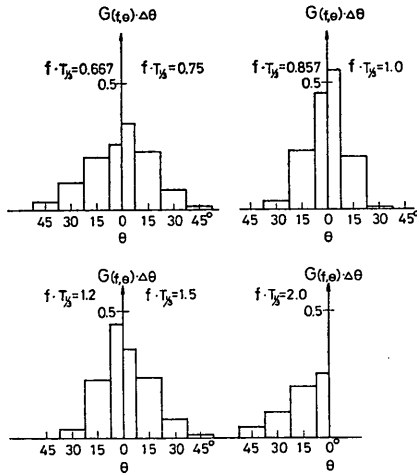


図-5.2 方向関数の値

またその他の周波数についても、主方向から  $\pm 45^\circ$  の範囲内にエネルギーが分布しており、 $45^\circ$  以上偏った方向に分布しているエネルギーは全体の0.16%である。こうした方向に関するエネルギーの分布特性を考慮して、実際の計算では方向成分として  $0, \pm 15^\circ, \pm 30^\circ, \pm 45^\circ$  の7成分のみ取り入れている。

図-5.2の各方向に対する方向関数を、図-5.1に示した各周波数成分の持つエネルギーに乗じたものが、式(5.3)で表わされる  $F(f_j, \theta_m)$  に相当する。

## 5.2 計算方法および計算条件

### 5.2.1 計算方法

5.1で述べた不規則入射波モデルを用いて、ある着目点における波高比は次式により求めることができる。

$$\bar{K}_a = \frac{H_{1/3}}{(H_I)_{1/3}} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{I_c} \sum_{m=1}^{m_c} [K_a(f_j, \alpha_m)]^2 F(f_j, \theta_m)}{\sum_{j=1}^{I_c} \sum_{m=1}^{m_c} F(f_j, \theta_m)}} \quad (5.4)$$

ここに、 $\bar{K}_a$ : 不規則入射波による波高比

$K_a(f_j, \alpha_m)$ : 周波数  $f_j$ , 入射方向  $\alpha_m$  の規則波による波高比

$\alpha_m$ : 成分波の入射方向

また、主入射方向を  $\alpha_I$  とすると、 $\theta_m$  と  $\alpha_m$  は次の関係にある。

$$\theta_m = \alpha_I - \alpha_m \quad (5.5)$$

実際の計算は以下の手順で行なっている。

i) 与えられた防波堤条件に対し、各周波数成分  $f_j$  ( $j=1\sim 7$ ) のそれぞれについて、 $\alpha=0, 15, 30, \dots$  の  $15^\circ$  間隔で防波堤に沿う成分波の  $K_a$  を計算し、磁気テープもしくは磁気ディスクに記録しておく。

ii) 不規則入射波のモデルはあらかじめ定めているので(5.4)式中の  $F(f_j, \theta_m)$  ( $j=1\sim 7, m=1\sim 7$ ) の値を i) とは別個に求めておく。

iii) 主入射方向  $\alpha_I$  を定めると  $\theta_m$  と  $\alpha_m$  の関数が定まるので、i) および ii) の計算結果を用いて防波堤沿いの各地点において式(5.4)の計算を行なう。

### 5.2.2 計算条件

隅角部を有する防波堤の形状(長さ、隅角部の開角度)は種々のものが考えられるけれども、不規則波に対する計算では多数の成分波について波高比を求めねばならず、演算時間の制約があるため、考え得るすべての形状について計算を実施することは困難である。そのため本節では、i) 無限長の防波堤 ii) 主堤の長さが5波長でハネの長さが1波長の防波堤の二種類を主として取りあげ、前者は三井による解析解により、後者は近似解法により計算を行なうことにした。以後 ii) の防波堤を i) と対比させて単に有限長防波堤と呼ぶことにする。

なお後者において主堤の長さを5波長としたのは主として演算時間の制約によるものであり、この程度の長さであれば、規則波による結果から考えて十分長いと見なせることによる。

## 防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究

またハネの長さを1波長としたのは、規則波に対する計算において、ハネの長さが0.5～2波長の範囲で、長さの違いによる波高の変化が認められたことにもとづいている。

その他の計算条件は表-5.2に示すとおりであり、現地防波堤における条件を参考にして定めた値である。

表-5.2 計算条件

隅角部開角度 $\beta$	120°, 135°, 150°, 165°
水深波長比 $d/L_{1/10}$	0.111
入射波の主方向 $\alpha_I$	45°～( $\beta-15^\circ$ ) 15度間隔

### 5.3 計算結果

付図-A.1～A.5に種々の隅角部開角度  $\beta$  および主入射方向  $\alpha_I$  ごとに、有限長および無限長の防波堤前面の波高分布をそれぞれ太い実線および太い一点鎖線により示しておいた。ここではこれら種々の計算結果のうち、一例として  $\beta=135^\circ$  で  $\alpha_I=90^\circ$  および  $105^\circ$  の場合を取りあげ、入射波の不規則性を考慮した時の波高分布の概略的特性について述べる。

有限長防波堤について、方向関数を考慮しない単一方向不規則波および規則波に対する結果と共に描けば図-5.3 のようになる。これら三者を比較すると、波長の異なる成分波の合成として表わされる多方向および単一方向の不規則入射波の場合には、予想されるとおり規則波に見られるような顕著な波状分布はかなり平滑化されていることがわかる。

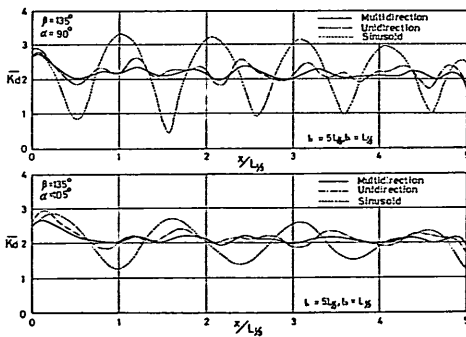


図-5.3 不規則入射波による波高分布

しかしこうした不規則波の特性が現われるのは、隅角点からある程度離れた範囲であり、隅角点付近（この例では  $x/L_{1/10}=0\sim 1$  の範囲）では不規則入射波の場合でも規則波による結果と比較的類似した波高分布特性を示している。ことに、隅角点においては規則波の場合とほぼ

等しい波高となっていることがわかる。

また方向関数を考慮した多方向不規則波の場合でも、単一方向不規則波の場合に比べ更に平滑化されているものの、単一方向不規則波による波高分布と類似した変動傾向が見られる。これは多方向不規則波に用いた方向関数が5.1で述べたように集中度の高いものであり、主方向成分のエネルギーが卓越していることによる。

なお上述の波高分布の特性は、無限長防波堤に対する結果でも同様であった。

### 5.4 波高分布に関する考察

#### 5.4.1 波高分布の一般的特性

前節の計算結果から、不規則波による防波堤前面の波高は、隅角点付近では規則波による分布と類似しており、隅角点からある程度離れた範囲ではほぼ一様な分布を示すことが知られた。このように隅角点付近と少し離れた地点で分布特性が異なるのは、以下に述べるように入射波と散乱波の位相差にもとづくものと考えられる。

隅角部を有する防波堤において主堤に到達する波は、入射波、入射波がハネ部分で反射されることにより発生する散乱波、およびこの散乱波が主堤—ハネ間で反射を繰返すことにより生じる二次以上の散乱波の和として表わされる。これら入射波と散乱波の間の位相関係は、入射波の方向および周波数によって定まり、同位相となる地点および逆位相となる地点が現われるようになる。そのため、規則波による計算結果では顕著な波状の波高分布となる\*。

ところが、方向や周波数の異なる多数の成分波の合成として表わされる不規則波では、各成分波ごとに同位相または逆位相となる位置は異なってくる。したがってある地点における波高は、入射波と散乱波の位相が様々な異なる成分波の合成として与えられるため、規則波に見られるような顕著な波高分布は互いに打ち消し合い、一般に平滑化されることになる。ただし、隅角点においては主堤—ハネ間の距離が0となるので、あらゆる方向および周波数の成分波について入射波と散乱波の位相差は生じない。そのため種々の方向や周波数を持つ多数の成分波を合成しても、成分波の持つ入射波と散乱波の位相が一致するという特性は、打ち消し合うことなく残されることになる。

このように、隅角点付近とある程度離れた地点とでは波高分布の特性が異なる要因が把握できたので、以下にこれら2つの範囲に分けてさらにその特性を検討すること

\* こうした入射波と散乱波の干渉については、伊藤らが文献4)において詳細に検討している。

にする。

5.4.2 隅角点付近の波高

先ず無限長防波堤の場合について考えることにする。

無限長防波堤に対する波高算定式(3.2)において $r=0$ とすれば Bessel 関数  $J_0(kr)$  および  $J_{\frac{m}{\gamma}}(kr)$  は

$$\left. \begin{aligned} J_0(0) &= 1.0 \\ J_{\frac{m}{\gamma}}(0) &= 0.0 \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

となり、級数部分は0となる。

したがって隅角点における波高比  $(K_d)_0$  は、

$$\left. \begin{aligned} (K_d)_0 &= |f(kr, \omega)| = \frac{2}{\gamma} \quad (0 < \alpha < \beta) \\ &= \frac{1}{\gamma} \quad (\alpha = 0 \text{ または } \alpha = \beta) \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

となり、 $k$  とは無関係となる。

いますべての成分波について、入射方向  $\alpha_m$  が  $0 < \alpha_m < \beta$  の範囲にある場合を考えると、

$$K_d(f_j, \alpha_m) = \frac{2}{\gamma} \quad (j=1 \sim j_e, m=1 \sim m_e) \quad (5.7)$$

となり、すべての成分波について波高比は  $2/\gamma$  となるから、隅角点における波高比は

$$(\bar{K}_d)_0 = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{j_e} \sum_{m=1}^{m_e} \left(\frac{2}{\gamma}\right)^2 \cdot F(f_j, \theta_m)}{\sum_{j=1}^{j_e} \sum_{m=1}^{m_e} F(f_j, \theta_m)}} = \frac{2}{\gamma} \quad (5.8)$$

となる。

このことから、隅角点における波高は入射方向や波の周期とは無関係となり、隅角部の開角度のみで一義的に定まり、この値は規則波の場合と一致する。

ただし、入射波の主方向  $\alpha_r$  が0または $\beta$ に近くなると、成分波の入射方向  $\alpha_m$  のうちいくつかは0以下または $\beta$ 以上の角度となり、こうした成分波に対する  $K_d(f_j, \alpha_m)$  の値は(5.8)式で与えられる値より小さくなる。すなわち  $\alpha_m=0$  または  $\alpha_m=\beta$  となる成分波は防波堤に沿う入射方向となるため

$$K_d(f_j, \alpha_m) = \frac{1}{\gamma} \quad (5.9)$$

となり、また  $\alpha_m < 0$  または  $\alpha_m > \beta$  となる成分波は、防波堤背後から入射することになり、本報告では次式のように与えている。

$$K_d(f_j, \alpha_m) = 0 \quad (5.10)$$

したがって、式(5.7)で与えられる波高は  $0 < \alpha_m < \beta$  の場合よりももちろん小さくなっていく。

このように隅角点においては、入射方向  $\alpha_r$  の変化が

波高に影響を及ぼすのは、主入射方向  $\alpha_r$  が0または $\beta$ に近い場合に限られていることがわかる。

無限長防波堤について、付図-A から隅角点における波高を読み取り、主入射方向  $\alpha_r$  の増大にともなう波高の変化を  $\beta$  をパラメーターとして描けば、図-5.4 のようになる。この図から明らかなように  $\alpha_r \leq \beta - 30^\circ$  の範囲で波高は一定値を示し、 $\alpha_r$  が  $\beta - 30^\circ$  を越えた範囲で波高が減少していることがわかる。この結果は隅角点においては、成分波が防波堤の沿い波になったり背後から入射するような状態でない限り、波高は隅角部の開角度により一義的に定まり、その値は  $2/\gamma$  であるという上述の特性をよく表わしている。

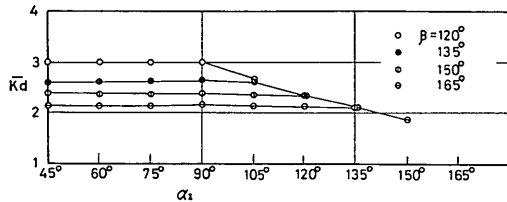


図-5.4 隅角点の波高(無限長防波堤)

同様に有限長防波堤について隅角点における波高と主入射方向  $\alpha_r$  との関係を描けば、図-5.5 のようになる。有限長の場合にも、 $\alpha_r \leq \beta - 30^\circ$  の範囲で波高はほとんど変化がなく、 $\alpha_r > \beta - 30^\circ$  の範囲で波高は減少するという無限長防波堤の場合と同様の変化を示している。ただし  $\alpha_r > \beta - 30^\circ$  範囲においては、 $\alpha_r$  の増加とともに無限長の場合よりも急速に波高は減少するようである。

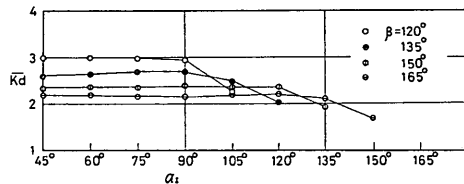


図-5.5 隅角点の波高(有限長防波堤)

以上は隅角点における波高のみに着目したが、次に隅角点だけでなくその付近の波高分布について計算結果をもとにして検討しよう。

付図-A.1~A.5 において隅角点付近に着目し、波の入射方向別に隅角部の開角度  $\beta$  をパラメーターとして描けば、図-5.6(無限長防波堤)および図-5.7(有限長防波堤)のようになる。

先ず図-5.6の無限長防波堤について見ると、波高の極大値および極小値は $\beta$ によって異なっているけれども、

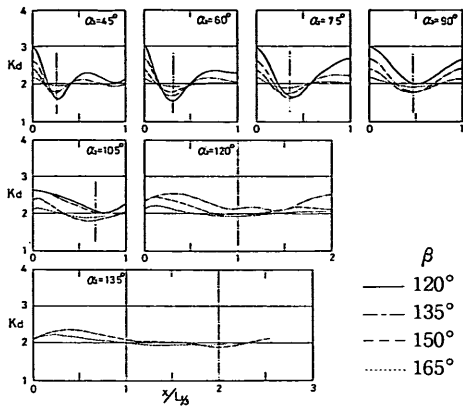


図-5.6 隅角点付近の波高 (無限長防波堤)

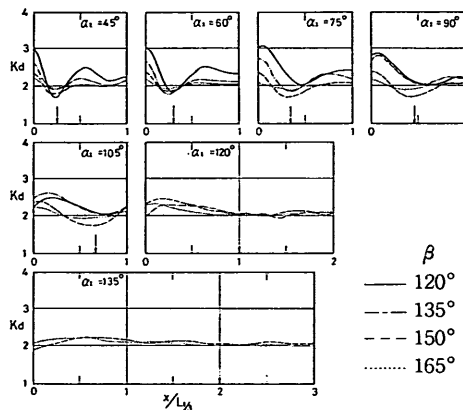


図-5.7 隅角点付近の波高 (有限長防波堤)

極大値は隅角点またはその近くに現われ、極小値は少し離れた地点に現われている。また極小値が現われる地点は各入射方向  $\alpha_I$  ごとに大体一致しており、図中の細い一点鎖線で表わされるようである。この地点は  $\alpha_I$  が増加するにしたがい隅角点から離れていくことがわかる。同様の傾向は図-5.6の有限長防波堤に対する結果でも認められ、波高の極小値が生じる位置は、図中矢印で示した無限長の場合とはほぼ一致していることがわかる。

このように、極小値の現われる位置が  $\beta$  によりあまり変化がないという結果が得られたのは、ここでは  $\beta$  が  $120^\circ \sim 165^\circ$  の範囲内にある場合のみを扱ったことによる結果であり、式 (3.2) から考えて、本質的に  $\beta$  の変化による影響が小さいということではない。

なお以上に述べた波高の極小値が現われる位置を  $(x/L_{1/2})_{\min}$  で表わし、 $\tan(\alpha_I/2)$  との関係を図示すると図-5.8のようになる。この図により  $(x/L_{1/2})_{\min}$  は入射角

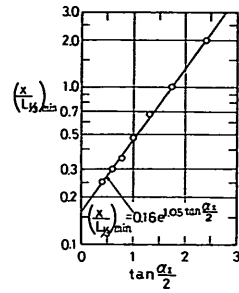


図-5.8 入射波と波高極小位置の関係

$\alpha_I$  が増加するに従い、急激に増大することがわかり、 $(x/L_{1/2})_{\min}$  と  $\alpha_I$  の関係は次式により表わされるようである。

$$\left(\frac{x}{L_{1/2}}\right)_{\min} = 0.16 \exp\left[1.05 \tan\frac{\alpha_I}{2}\right] \quad (5.11)$$

### 5.4.3 隅角点からある程度離れた位置における波高について

5.4.1 で述べたように、隅角点からある程度離れた地点においては、入射波と散乱波の位相関係は波の入射方向および周波数により様々に変化する。そのため、種々の方向および周波数を持つ成分波の合成として表わされる不規則波では、各成分波ごとの入射波と散乱波の位相関係は重要な意味を持たなくなり、種々の方向および周波数成分から成る入射波と、種々の方向および周波数成分から成る散乱波が、不規則な位相で重なり合うという状態となる。

以上のような状態に対しては、各成分波における入射波と散乱波の位相関係を無視して、以下のように入射波と散乱波を線型に重ね合わせることができると考えられる。

いま、ある地点における入射波と散乱波の合成波高を  $(H_{in})_i$  で表わすことにすると、 $(H_{in})'$  は次式で与えられる。

$$\frac{(H_{in})'_i}{(H_{in})_i} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^m \sum_{\alpha_n=1}^m \{ [K_{a_i}(f_j, \alpha_n)]^2 + [K'_d(f_j, \alpha_n)]^2 \} F(f_j, \theta_m)}{\sum_{j=1}^m \sum_{\alpha_n=1}^m F(f_j, \theta_m)}} \quad (5.11)$$

ここに、 $K_{a_i}(f_j, \alpha_n)$ : 入射波の波高比 (=1.0)

$K'_d(f_j, \alpha_n)$ : 周波数  $f_j$ , 方向が  $\alpha_n$  である成分波の散乱波の波高比

(5.11) 式で与えられる合成波高が防波堤の壁面で重複波を形成すると考えれば、壁面における波高比は次式

で与えられる。

$$\bar{K}_d = 2.0 \frac{(H_{1/3})_I}{(H_{1/3})_T} \quad (5.12)$$

ここでは隅角点からある程度離れた位置における波高に着目しているため、二次以上の散乱波は一次散乱波に比べて無視できるものと考え、<sup>\*</sup> 近似解法の計算原理から考えて式(5.11)における  $K'_d(f_j, \alpha_m)$  はハネ部合を島堤と考えたとき、この島堤前面の散乱波を表わすことになる。この島堤前面の散乱波を簡単に求めることはできないが、近似的にはこれを図-5.9に示すように、ハネ部分が開口部に相当する開口防波堤からの侵入波にほぼ等しいと考えることができる<sup>\*\*</sup>。

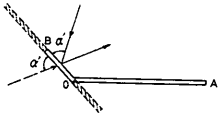


図-5.9 ハネによる散乱波の近似算定法

合田・鈴木<sup>20)</sup> は不規則入射波に対する開口防波堤背後の回折係数を与えているから、これを用いることにより式(5.11)における第二項を求めることができる。すなわち、不規則入射波に対する開口防波堤背後の回折係数  $\bar{K}'_d$  は

$$\bar{K}'_d = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^J \sum_{m=1}^{m_j} [K'_d(f_j, \alpha_m)]^2 \cdot F(f_j, \theta_m)}{\sum_{j=1}^J \sum_{m=1}^{m_j} F(f_j, \theta_m)}} \quad (5.13)$$

を表わしているから、これを式(5.11)に代入すれば次式を得る。

$$\frac{(H_{1/3})'_I}{(H_{1/3})_I} = \sqrt{1 + \{\bar{K}'_d\}^2} \quad (5.14)$$

したがって(5.12)式よりある地点の波高比は次式により与えられることになる。

$$\bar{K}_d = 2\sqrt{1 + \{\bar{K}'_d\}^2} \quad (5.15)$$

以上のような入射波および散乱波の位相を無視した合成法の妥当性は次の5.4.4で検討することにし、とりあえず以下実際に  $\bar{K}'_d$  を求めておくことにする。

<sup>\*</sup> 実際の計算においては、二次散乱波は一次散乱波より一桁ないし二桁小さい振幅であった。なお本報告における計算では、5~6次散乱波まで考慮している。

<sup>\*\*</sup> 防波堤前面で反射された波が背後に伝播することを無視することによる誤差が生じることを意味しているが、本報告の近似解法ではこうした波をもともと無視しているから、島堤による散乱波と開口部からの侵入波は一致する。

不規則入射波による回折図は、開口防波堤に対し波が直角に入射する場合のみしか示されていないので、図-5.10に示すようにハネによる幾何学的反射波の方向と、回折図における波向きとを一致させて用いることにする。

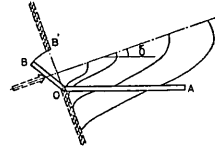


図-5.10 散乱波の回折係数の読み取り

通常、開口部に対し波が斜めに入射するときは、開口幅として波の入射方向に直角な面への投影幅が用いられる。しかし現在のところ不規則入射波については開口幅が1波長以下の場合の回折図が示されていないこと、および取り扱いの便宜上から、ここではこうした開口幅の補正は行なわず、図-5.10のように波向きにかかわらずハネの長さと同じ開口幅に対する回折図を用いることにした。

こうして主堤OAに沿って読み取った回折係数  $\bar{K}'_d$  をハネによる幾何学的反射波の方向と主堤とのなす角  $\delta$  ごとにハネの長さ  $l$  をパラメーターとして描くと、図-5.11のようになる。ただし、 $l/L_{1/3} = \infty$  は半無限堤に対する回折図から読み取った値である。

#### 5.4.4 波高分布の概算法

以上、隅角点付近と隅角点からある程度離れた地点とに分けて波高分布の特性について検討してきたが、この検討結果にもとづいて、以下の手順による波高分布の概算法が考えられる。

- 隅角点における波高比を次式により与える。

$$\bar{K}_d = 2\pi/\beta \quad (\beta \text{の単位はラジアン})$$

- 次式で与えられる位置において  $\bar{K}_d = 2.0$  とする。

$$\left(\frac{x}{L_{1/3}}\right)_{\min} = 0.16 \cdot \exp\left[1.05 \tan\frac{\alpha_I}{2}\right]$$

- 隅角点から  $(x/L_{1/3})_{\min}$  まで  $\bar{K}_d$  を直線で変化させ、 $(x/L_{1/3}) > (x/L_{1/3})_{\min}$  の範囲はこの直線と逆勾配で  $\bar{K}_d$  を増加させる。

- 一方、隅角部の開角度  $\beta$  と主入射方向  $\alpha_I$  の関係から、ハネによる幾何学的反射波の方向  $\delta$  が定まるから、図-5.11の  $\bar{K}'_d$  を用い、式(5.15)により  $(x/L_{1/3}) \geq 1.0$  の範囲について  $\bar{K}_d$  を描く。

- 1)~3)の手順で描いた線と4)で描いた曲線とを両者の交点において接続する。

本章で扱った計算条件に対し以上1)~5)の手順により求めたハネが1波長に対する概算値を細い実線で、無

防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究

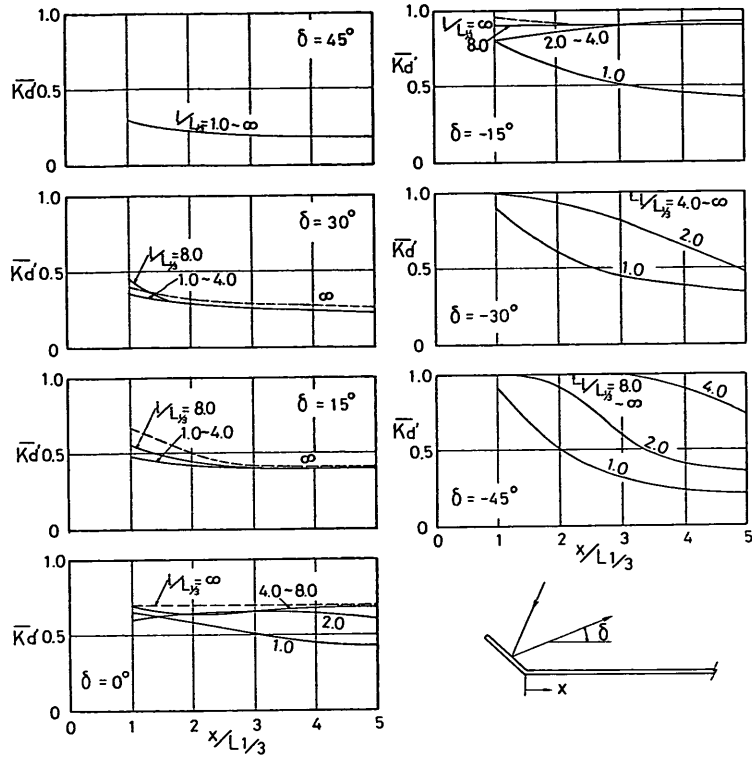


図-5.11 ハネによる散乱波の回折係数 ( $\bar{K}_d$ )

限長に対するそれを細い一点鎖線で付図-A.1~A.5に示しておいた。ただし、ハネの長さが1波長の場合と無限長の場合で算定結果が一致するところは、一点鎖線を省略している。

同図における太い実線および太い一点鎖線は5.3で求めた数値計算結果を示しているから、実線どうしまたは一点鎖線どうしを比較すると、上述の方法による概算曲線は、数値計算の与える波高分布の特性を概略的にはよく表現していることがわかる。ことに、隅角点から一波长程度以上離れた範囲においては、概算曲線は数値計算が与える細かい波状分布をさらに平滑化した平均的な値を与えている。このことから、二次以上の散乱波を無視し入射波と一次散乱波を線型に重ね合わせるという取扱いが、隅角点からある程度離れた地点に対しては妥当な算定法であると言える。

なお一般に  $\alpha_1$  が  $\beta$  に近い場合には、概算曲線の方が数値計算結果より大きな値を与えているが、これは5.4.2でも述べたように  $\alpha_1$  が  $\beta$  に近いと、成分波の一部がハネにより遮蔽され、入射波全体のエネルギーが小さくなるけれども、概算法においてはこうした効果を考慮し

ていないことによるものである。

6. 隅角部の影響を考慮した防波堤の設計波高について

6.1 種々の入射方向を考慮した場合の波高

実際の海においては、入射波の方向および有義波周期などの特性値は不確定な量であり、例えば防波堤の設計波高を定めようとするれば、予想されるあらゆる波浪特性に対して計算を行なって、これらの最大値を求めることが必要となってくる。こうした観点から、本節では特に波向きについて種々の方向を考慮した場合の、波高の最大値を算定することを考える。

すでに5.4.4において提示した波高概算法による結果は、数値計算結果と比較して、実用的には十分な近似値を与えている。このことから、実際に数値計算を実施しなくても、概算法を用いて波高の最大値を把握することができる。

まず、隅角点からある程度離れた位置における波高を考える。この場合の波高比  $\bar{K}_d$  は、ハネの長さおよび幾何学的反射波の方向  $\delta$  などの各条件に対応して図-5.11

で与えられる  $\bar{K}_d$  を用いて、式 (5.15) により求めることができる。こうして求められる  $\bar{K}_d$  は、 $\bar{K}_d$  が大きいほど大きい値となる。また、図-5.11 からわかるように、 $\bar{K}_d$  は  $\delta$  が減少するに従って増大している。この幾何学的反射波の方向  $\delta$  は、入射角  $\alpha_I$  および開角度  $\beta$  により、次の関係式から定まってくる。

$$\delta = 2\beta - (\alpha_I + 180^\circ) \quad (6.1)$$

したがって、 $\bar{K}_d$  の最大値を求めるには、 $\alpha_I < \beta$  の範囲において、式 (6.1) で与えられる  $\delta$  の最小値を求め、この  $\delta$  に対する  $\bar{K}_d$  を用いて (5.15) 式の計算を行えばよいことになる。

しかし、入射波は種々の方向成分を持つから、 $\alpha_I$  が  $\beta$  に近くなると成分波の一部がハネにより遮蔽されるため、主堤に到達するエネルギーが減少し、5.4.4 の概算法で求めた波高より小さい波高となる。このような入射波の特性により、前章において扱った  $\beta = 120^\circ \sim 165^\circ$  の範囲に対する数値計算では、概して  $\alpha_I = \beta - 30^\circ$  の場合に最も大きな波高となっている。

一方、隅角点における波高は、入射方向  $\alpha_I$  とは無関係に定まり、 $\bar{K}_d = 2\pi/\beta$  ( $\beta$  の単位はラジアン) で与えられる。また隅角点付近に現われる波高の極小値の位置は  $\alpha_I$  の増加とともに隅角点から離れてゆく。

このことから、種々の入射方向を考慮した波高の最大値は、次のようにして算定できるものと考えられる。

- i) 隅角点から1波長以上の範囲については、 $\alpha_I = \beta - 30^\circ$  に対する波高の概算値とする。

- ii) 隅角点において  $\bar{K}_d = 2\pi/\beta$  とし、隅角点から1波長離れた地点において i) で求めた値となるよう直線で変化させる。

以上 i), ii) の手順で求めた算定曲線と、前章の数値計算が与える波高の最大値を、 $\beta$  およびハネの長さごとに比較すると図-6.1 のようになる。図中、実線は数値計算による波高の最大値であり、一点鎖線は上述の方法による最大値の算定値である。これらの図から、後者は前者の平均的な値をよく表わしていることがわかる。

なお、数値計算により求めた主堤に沿う波高最大値の分布は図-6.1 に見られるように、隅角点から1~5波長の範囲では平均的にはほぼ一定値と見なすことができる。各  $\beta$  について、こうした  $(x/L_{113}) = 1 \sim 5$  の範囲における  $\bar{K}_d$  の平均値  $(\bar{K}_d)_c$  を、隅角点における  $\bar{K}_d$  の値  $(\bar{K}_d)_o$  と共にまとめて示せば、表-6.1 のようになる。

表-6.1 種々の条件に対する波高比の最大値

$\beta$	$(\bar{K}_d)_o$	$(\bar{K}_d)_c$			$\delta$
		$l/L_{113}=1$	2	>4	
120°	3.00	2.34	2.70	2.82	-30°
135°	2.70	2.30	2.70	2.70	-15°
150°	2.40	2.26	2.46	2.46	0°
165°	2.17	2.14	2.14	2.14	15°

$(\bar{K}_d)_o$ : 隅角点における  $\bar{K}_d$  の値

$(\bar{K}_d)_c$ : 隅角点から1~5波長の範囲における平均的  $\bar{K}_d$  の値

$l$ : ハネの長さ

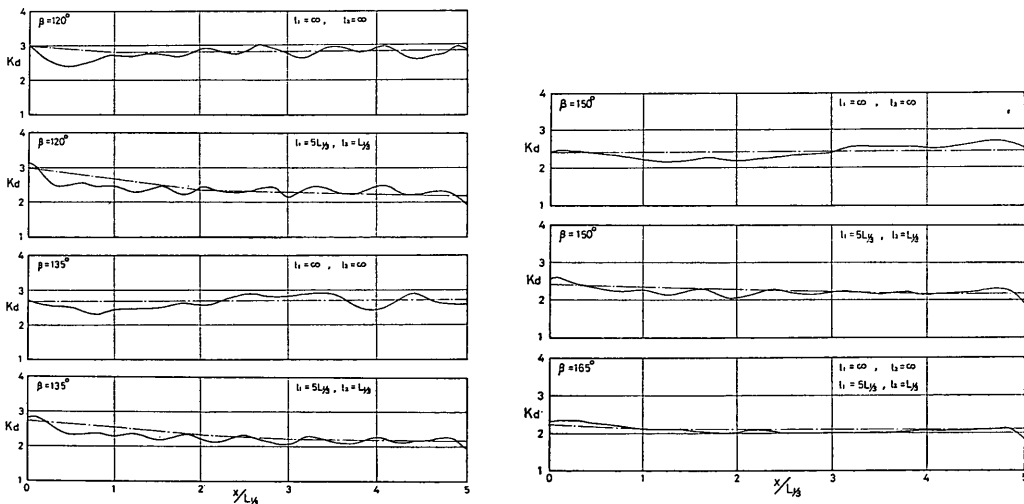


図-6.1 波高の最大値の分布

6.2 壁面の反射率を考慮した場合の波高

5.4.3の考察にもとづき、隅角点からある程度離れた位置においては、入射波と散乱波の合成波高は次のように線型重ね合わせにより表わすことができる。

$$(H_{in})_i = (H_{in})_I \sqrt{1 + (\bar{K}'_a)^2} \quad (6.2)$$

式(6.2)はハネの壁面が完全反射の場合であるが、ハネの反射率が $\mu_2$ の場合を考えると、次式のようになる。

$$(H_{in})_i = (H_{in})_I \sqrt{1 + (\mu_2 \bar{K}'_a)^2} \quad (6.3)$$

上式において

$$K_c = \sqrt{1 + (\mu_2 \bar{K}'_a)^2} \quad (6.4)$$

とおけば、 $K_c$ は隅角部の影響による入射波高の増大率を表わすことになる。

式(6.3)で与えられる合成入射波高 $(H_{in})_i$ を、仮想の入射波高と考えると、反射率 $\mu_1$ の主堤壁面における波高は次のようになる。

$$H_{in} = (1 + \mu_1)(H_{in})_i = (1 + \mu_1)K_c(H_{in})_I \quad (6.5)$$

したがって、波高比 $\bar{K}_a$ は次式により与えられる。

$$\bar{K}_a = \frac{H_{in}}{(H_{in})_I} = (1 + \mu_1)K_c \quad (6.6)$$

以上のような入射波と散乱波を線型に重ね合わせるという方法は、これら二つの波が不規則な位相で重なることに基づいている。そのため、入射波と散乱波の位相差が小さい隅角点付近ではそのまま適用できるものではないが、上述の方法を隅角点にまで拡張して用いることにする。その方法は以下に述べるとおりである。

表-6.1に示すように、主堤およびハネの壁面が完全反射( $\mu_1 = \mu_2 = 1.0$ )の時は、種々の条件に対して隅角点および1~5波長の範囲における波高比 $(\bar{K}'_a)_o$ および $(\bar{K}_a)_c$ がわかっている。これらの値から、ハネによる散乱波の波高比 $(\bar{K}'_a)_o$ および $(\bar{K}_a)_c$ を逆算により求めることができ、その値は表-6.2のようにまとめられる。ただし、同表における $(\bar{K}'_a)_o$ は計算上の仮想の値であって、隅角点における実際の散乱波の波高比を表わすものではない。

このように $(\bar{K}'_a)_o$ および $(\bar{K}_a)_c$ が各条件について求められたので、ハネの反射率 $\mu_2$ が与えられれば、式(6.4)より入射波高増大率 $K_c$ が求まる。 $\mu_2 = 1.0, 0.8, 0.5$ および0.3の各値について $K_c$ を求めると表-6.3の値が得られる。

さらに、主堤の反射率 $\mu_1$ が与えられると、表-6.3から所要の条件に対応する $(K_c)_o$ および $(K_c)_c$ を読み取り、式(6.6)の計算を行えば主堤前面の波高比が求まる。

表-6.2 ハネによる散乱波の波高比

$\beta$	$(\bar{K}'_a)_o$	$(\bar{K}_a)_c$		
		$l/L_{in}=1$	2	>4
120°	1.12	0.61	0.91	1.00
135°	1.91	0.57	0.91	0.91
150°	0.66	0.53	0.72	0.72
165°	0.42	0.38	0.38	0.38

表-6.3 種々の反射率に対する入射波高増大率

ハネの反射率 $\mu_2$	$\beta^\circ$	$(K_c)_o$	$(K_c)_c$		
			$l_2/L_{in}=1$	2	>4
1.0	120	1.50	1.17	1.35	1.41
	135	1.35	1.15	1.35	1.35
	150	1.20	1.13	1.23	1.23
	165	1.10	1.07	1.07	1.07
0.8	120	1.34	1.11	1.24	1.28
	135	1.24	1.10	1.24	1.24
	150	1.13	1.08	1.15	1.15
	165	1.07	1.04	1.04	1.04
0.5	120	1.15	1.05	1.10	1.12
	135	1.10	1.04	1.10	1.10
	150	1.05	1.03	1.06	1.06
	165	1.03	1.02	1.01	1.01
0.3	120	1.05	1.02	1.04	1.04
	135	1.04	1.01	1.04	1.04
	150	1.02	1.01	1.02	1.02
	165	1.01	1.01	1.01	1.01

$(K_c)_o$ : 隅角点における増大率

$(K_c)_c$ : 隅角点から1~5波長の範囲における $K_c$ の平均値

$l_2$ : ハネの長さ

例として $\beta=135^\circ$ の条件に対し、ハネの反射率 $\mu_2=0.3$ 、主堤の反射率 $\mu_1=1.0$ とした場合について数値計算を行ったところ、図-6.2のような波高の最大値が得られた。隅角点付近において $\bar{K}_a$ は2.0より少し大きくな

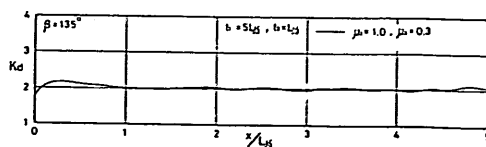


図-6.2 ハネの反射率 $\mu_2=0.3$ に対する波高分布



っているけれども、全体にわたりほぼ  $\bar{K}_d=2.0$  である。一方表-6.3から今の条件に対応する  $(K_c)_0$  および  $(K_c)_c$  を読み取ると、それぞれ 1.04, 1.01 であり、この値は隅角点において  $K_d=2.08$ ,  $1 \sim 5$  波長の範囲で  $K_d=2.02$  となることを示しているから、上述の数値計算の与える結果と一致している。

以上の例ではハネが比較的短かく、完全反射の場合でも波高増大率はそれほど大きい値とはならず、ハネ部分の反射率の効果を検討するには不十分であるので、さらに次の条件に対する数値計算を実施した。

隅角部開角度  $\beta=135^\circ$   
 主堤 長さ  $l_1=5L_{1/3}$   
           反射率  $\mu_1=1.0$   
 ハネ 長さ  $l_2=5L_{1/3}$   
           反射率  $\mu_2=1.0, 0.8, 0.3$   
 入射波の方向  $\alpha_I=105^\circ$

なお、演算時間の制約から方向関数を考慮しない単一方向不規則波を対象としている。また入射波の方向は、前節における検討結果から主堤前面の波高が最も大きい値を示すと考えられる条件を取りあげたものである。

以上の条件に対する数値計算結果と、表-6.4の  $(K_c)_0$  および  $(K_c)_c$  をもとに求めた算定値を比較すると、図-6.3 のようになる。数値計算では単一方向不規則波を用いているためかなり大きい波状分布が認められるけれども、こうした波状分布の平均的な値は、算定値と一致していると言えよう。

また、以上の結果から、ハネ部分全長にわたり  $\mu_2=0.3$  とすれば、隅角部による波高の増大はほとんど生じないことがわかる。

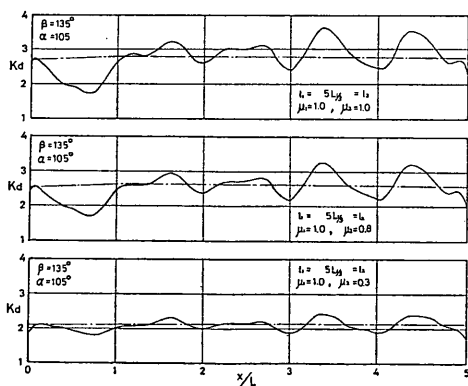


図-6.3 ハネの反射率を変化させた場合の波高分布

## 7. 結論

前章までに述べた計算結果およびその検討結果から、以下のことが結論としてまとめられる。

1. 本報告で示した隅角部を有する有限長防波堤に対する近似解法が与える結果は、厳密解法と比較して十分な精度であり、また実験値ともよい一致が得られたことから、隅角部付近の波高分布計算法として信頼性の高いものである。
2. 不規則入射波を考えた場合には、隅角点からある程度離れた位置では規則波の場合に見られる顕著な波高の波状分布は平滑化されるけれども、隅角点においては規則波と類似した波高の増大が見られる。
3. 隅角点において波高は、ハネが一波长程度の長さであっても、無限長の場合とほぼ等しい値を示す。またこのときの波高は波の入射方向  $\alpha$  が  $\beta-15^\circ$  以下の範囲では、入射方向およびハネの長さにかかわらず次式で与えられる値となる。

$$H_{1/3} = (2\pi/\beta) \cdot (H_{1/3})_I$$

ここに、 $\beta$ : 隅角部の開角度 (ラジアン)

4. 隅角点からある程度離れた位置においては、入射波とハネからの散乱波の線型重ね合わせにより求められる仮想入射波高が壁面で重複波を形成すると考えてよい。またこのときの散乱波を、二次以上の散乱波を無視しハネ部分を開口部と考えた場合の不規則波による回折図から読み取った値により与えることができる。
5. 種々の方向からの入射波を考慮した場合、波高比の最大値は次のように算定することができる。隅角点において  $(\bar{K}_d)_0$ ,  $(x/L_{1/3})=1.0$  において  $(\bar{K}_d)_c$  となるように直線に変化させ、 $(x/L_{1/3}) > 1.0$  の範囲においては一定値  $(\bar{K}_d)_c$  とする。ただし、 $(\bar{K}_d)_0$ ,  $(\bar{K}_d)_c$  には表-6.1 で与えられる各条件に対応する値を用いる。
6. ハネの反射率を考慮した場合の主堤前面における入射波高増大率  $K_c$  は、表-6.3 に示す値となる。さらに、主堤の反射率を考慮して次式により波高を算定することができる。

$$H_{1/3} = (1 + \mu_1) K_c (H_{1/3})_I$$

7. ハネ部分全長にわたり反射率を 0.3 にすれば、波高に及ぼすハネの影響はほぼ無視し得る。

## 8. あとがき

以上、隅角部を有する防波堤に対し規則波および不規

## 防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究

則波が入射する場合の計算を実施し、その結果を検討してきたが、波高変動に及ぼす隅角部の効果はほぼ把握し得たと思われる。さらに、波高の算定方法とともに種々の条件に対する波高増大率を表にして示しておいたので、実際に数値計算を行わなくても、波高分布の概略は容易に把握できるであろう。

最後にあたり、本研究の遂行に当っては谷本防波堤研究室長から有益な助言を得たことを付記し、厚く感謝する次第である。

なお、本報告における数値計算は、当研究所所有の電子計算機 (TOSBAC-5600) を用いて行なっており、データの入出力は端末機 (RT-30) により行なった。

(1976年3月31日受付)

### 参 考 文 献

- 1) 運輸省第三港湾建設局, 神戸調査設計事務所: 神戸港新埠頭防波堤護岸隅角部水理模型実験, 神調資料 No. 92, 1968, p. 25
- 2) 鴻上雄三・藤木信之・堤 敏郎・上原泰正: 防波堤屈曲部付近の波高・波圧分布, 第19回海岸工学講演会論文集, 1972, pp. 345~349
- 3) 三井 宏・村上仁士: 海岸構造物不連続部の波高分布について (第2報) 一隅角部付近の波高分布一, 第14回海岸工学講演会論文集, 1967, pp. 53~59
- 4) 伊藤喜行・谷本勝利: 混成防波堤の蛇行災害, 港湾技研資料 No. 112, 1971, p. 20
- 5) Lee, Jiin-Jen: Wave Induced Oscillations in Harbors of Arbitrary Shape, Rept. of California Institute of Technology, Report No. KH-R-20, 1969, p. 266
- 6) Barailler, L.・Gaillard, P.: Evolution récente des modèles mathématiques d'agitation due a la houle: Calcul de la diffraction en profondeur non uniform, La, Hauille Blance, No. 8, 1967, pp. 861~869 (文献 7) による)
- 7) U.S. Army Engineer Watreways Experment Station: New Developments in Mathematical Models of Sea Waves: Calculation of Wave Diffraction over an Uneven Bottom, Translation No. 69-3, 1969, p. 20
- 8) 井島武士・周 宗仁・湯村やす・田淵幹彦: 任意形状の透過および不透防波堤による波の散乱と波力, 第20回海岸工学講演会論文集, 1973, pp. 79~87
- 9) 伊藤喜行・谷本勝利: 新しい方法による波動の数値計算一防波堤周辺部の波高分布への適用一, 港湾技術研究所報告, 第10巻第2号, 1971, pp. 97~120
- 10) 伊藤喜行・谷本勝利・山本庄一: 波回線交差領域における波高分布一数値波動解析法の応用一, 港湾技術研究所報告, 第11巻第3号, 1972, pp. 87~109
- 11) 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, 1975, pp. 35~58
- 12) Bretschneider, C.L.: Wave refraction, diffraction and reflection, Estuary and Coastline Hydrodynamics, McGraw-Hill Book Company, 1966, pp. 263~272
- 13) Putnam, R.C. Arthur, R.S.: Diffraction of water waves by breakwaters, Trans. AGU, Vol. 29, No. 4, 1948, pp. 481~490
- 14) Blue, F.L. Johnson, J.W.: Diffraction of water waves passing through a breakwater gap, Trans. AGU, Vol. 30, No. 5, 1949, pp. 705~718
- 15) 田中 清: 防波堤の水理, 水工学の最近の進歩, 土木学会, 1953
- 16) Wiegel, R.L.: Diffraction of waves by semi-infinite breakwater, Jour. Hydraulics Div., Proc. ASCE, Vol. 88, No. HY 1, 1962, pp. 27~44
- 17) 森平倫生・奥山育英: 海の波の回折計算法と回折図, 港湾技研資料 No. 21, 1966, p. 45
- 18) 高井俊郎: 防波堤開口部に斜めに入射する波の回折図, 港湾技研資料 No. 66, 1969
- 19) 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, 1972, pp. 47~120
- 20) 合田良実・鈴木康正: 光型型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料 No. 230, 1975, p. 45
- 21) Stoker, J.J.: Water waves, Pure and applied mathematics, Vol. IV, Interscience Publishers, Inc., New York, 1965, pp. 104~147
- 22) 合田良実・吉村知司・伊藤正彦: 島堤による波の反射および回折に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第10巻第2号, 1971, pp. 1~52
- 23) 高岡征二郎・平出友信: 港湾構造物への到達波高の算定一数値波動解析法の実用例一, 第21回海岸工学講演会論文集, 1974, pp. 103~107
- 24) 坂井藤一・河合三四郎: 波動解析への有限要素法の適用, 第20回海岸工学講演会論文集, 1973, pp. 393~396
- 25) 文献 21) pp. 141
- 26) 山本隆一・横田基紀・滑川伸孝: 数値波高シミュレーションの実用化について, 第22回海岸工学講演会論文集, 1975, pp. 259~263
- 27) 山内二郎・宇野利雄・一松 信: 電子計算機のための数値計算法Ⅲ, 数理科学シリーズ5, 培風館, 1972, pp. 180~186
- 28) 光易 恒・水野信二・本多忠夫・力石国男: 海洋波のスペクトルについて (続), 第21回海岸工学講演会論文集, 1974, pp. 261~265

記号一覧表

$\bar{A}_{jm} = \int_{ds_m} \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(w)}(kR) \right\} ds$   
 $A_{jm} = \int_{ds_m} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(w)}(kR) \right\} ds$   
 $C$  : 計算対象領域の境界線  
 $D$  : 計算対象領域  
 $D(f, \theta)$  : 不規則波の二次元スペクトル  
 $f$  : 波の周波数  
 $f_j$  : 成分波の周波数  
 $\bar{f}_{j-1}, \bar{f}_j$  :  $f_j$  が代表する周波数帯の下限および上限の周波数  
 $f(kr, \omega)$  : 入射波と散乱波のポテンシャル  
 $f_0(x, y)$  : 入射波のポテンシャル  
 $f_1(x, y)$  : 散乱波のポテンシャル  
 $f_A(x, y)$  :  $OA$  部から発生する散乱波のポテンシャル  
 $f_B(x, y)$  :  $OB$  部から発生する散乱波のポテンシャル  
 $F(f_j, \theta_m) = \int_{\bar{\theta}_{m-1}}^{\bar{\theta}_m} \int_{f_{j-1}}^{f_j} G(f, \theta) S(f) df d\theta$   
 $g$  : 重力加速度  
 $G(f, \theta)$  : 不規則波の二次元スペクトルにおける方向関数  
 $H_{1/3}$  : 防波堤前面の有義波高  
 $(H_{1/3})_I$  : 入射波の有義波高  
 $(H_{1/3})'_I$  : 隅角部の影響を考慮した仮想入射波の有義波高  
 $H_0^{(w)}(kr)$  : 0 次の第一種 Hankel 関数  
 $i$  :  $=\sqrt{-1}$   
 $J_\nu(kr)$  :  $\nu$  次の Bessel 関数  
 $j_e$  : 周波数成分の数  
 $k$  : 波数 ( $k=2\pi/L$ )  
 $k_j$  : 周波数成分の数 ( $k_j=2\pi/L_j$ )  
 $K_e$  : 隅角部の影響を考慮した入射波高増大率  
 $(K_e)_o$  : 隅角点における  $K_e$   
 $(K_e)_e$  : 隅角点から 1~5 波長の範囲における  $K_e$  の平均値  
 $K_d$  : 隅角部の影響による波高比 (規則波)  
 $\bar{K}_d$  : " (不規則波)  
 $K_d(f_j, \alpha_m)$  : 周波数が  $f_j$ , 方向が  $\alpha_m$  の成分波に対する回折係数  
 $\bar{K}_d(f_j, \alpha_m)$  : 周波数が  $f_j$ , 方向が  $\alpha_m$  の成分波に対する開口防波堤の回折係数  
 $\bar{K}_d$  : 不規則入射波に対する開口防波堤の回折係数  
 $(\bar{K}_d)_o$  : 隅角点における  $\bar{K}_d$

$(\bar{K}_d)_e$  : 隅角点から 1~5 波長の範囲における  $\bar{K}_d$  の平均値  
 $L$  : 波長  
 $L_j$  : 周波数成分の波長  
 $L_{1/3}$  : 有義波周期に対応する波長  
 $m_e$  : 方向成分の数  
 $n$  : 境界  $C$  に対する法線方向  
 $n_A, n_B$  : それぞれ  $OA, OB$  に対する法線方向  
 $n_j$  :  $j$  番目の境界要素における法線方向  
 $\bar{Q}_{jm} = -\frac{ik}{2} \int_{ds_m} \frac{\partial}{\partial n_j} H_0^{(w)}(kR_{jm}) ds$   
 $Q_j = -\frac{i}{2} \int_{ds_j} H_0^{(w)}(kr_j) ds$   
 $r, \omega$  : 極座標における座標  
 $r_A$  : 任意点  $(x, y)$  から  $OA$  上の点  $(\xi_A, \eta_B)$  までの距離  
 $r_B$  : 任意点  $(x, y)$  から  $OB$  上の点  $(\xi_B, \eta_B)$  までの距離  
 $R$  : 境界線上  $C$  の点  $(\xi_j, \eta_j)$  と点  $(\xi'_j, \eta'_j)$  間の距離  
 $R_{AB}$  :  $OA$  上の点  $(\xi_A, \eta_A)$  から  $OB$  上の点  $(\xi_B, \eta_B)$  までの距離  
 $R_{BA}$  :  $OB$  上の点  $(\xi_B, \eta_B)$  から  $OA$  上の点  $(\xi_A, \eta_A)$  までの距離  
 $\mathcal{R}_e\{ \}$  :  $\{ \}$  内の実数部分  
 $S(f)$  : 一次元周波数スペクトル  
 $T$  : 入射波の周期  
 $\alpha$  : 波の入射角  
 $\alpha_I$  : 不規則波の主入射角  
 $\alpha_m$  : 成分波の入射角  
 $\beta$  : 防波堤隅角部の開角度  
 $\gamma = \beta/\pi$  ( $\beta$  の単位はラジアン)  
 $\Delta s_m$  :  $m$  番目の境界要素の長さ  
 $\delta$  : ハネによる幾何学的反射波の方向  
 $\zeta_0$  : 入射波の振幅  
 $\theta$  : 主入射方向からの偏角  
 $\theta_m$  : 成分波の主入射方向からの偏角  
 $\bar{\theta}_m, \bar{\theta}_{m-1}$  :  $\theta_m$  が代表する方向範囲の上限値および下限値  
 $\mu$  : 防波堤壁面の反射率  
 $\mu_A, \mu_B$  : それぞれ  $OA$  部,  $OB$  部の反射率  
 $\xi, \eta$  : 境界線  $C$  上の点の  $x$  および  $y$  座標  
 $\xi_A, \eta_A$  :  $OA$  上の点の  $x$  および  $y$  座標  
 $\xi_B, \eta_B$  :  $OB$  上の点の  $x$  および  $y$  座標  
 $\sigma_j$  : 成分波の角周波数  $\sigma_j=2\pi f_j$   
 $\Phi(x, y, z, t)$  : 速度ポテンシャル

付録A 不規則入射波による防波堤前面の波高分布 (計算結果)

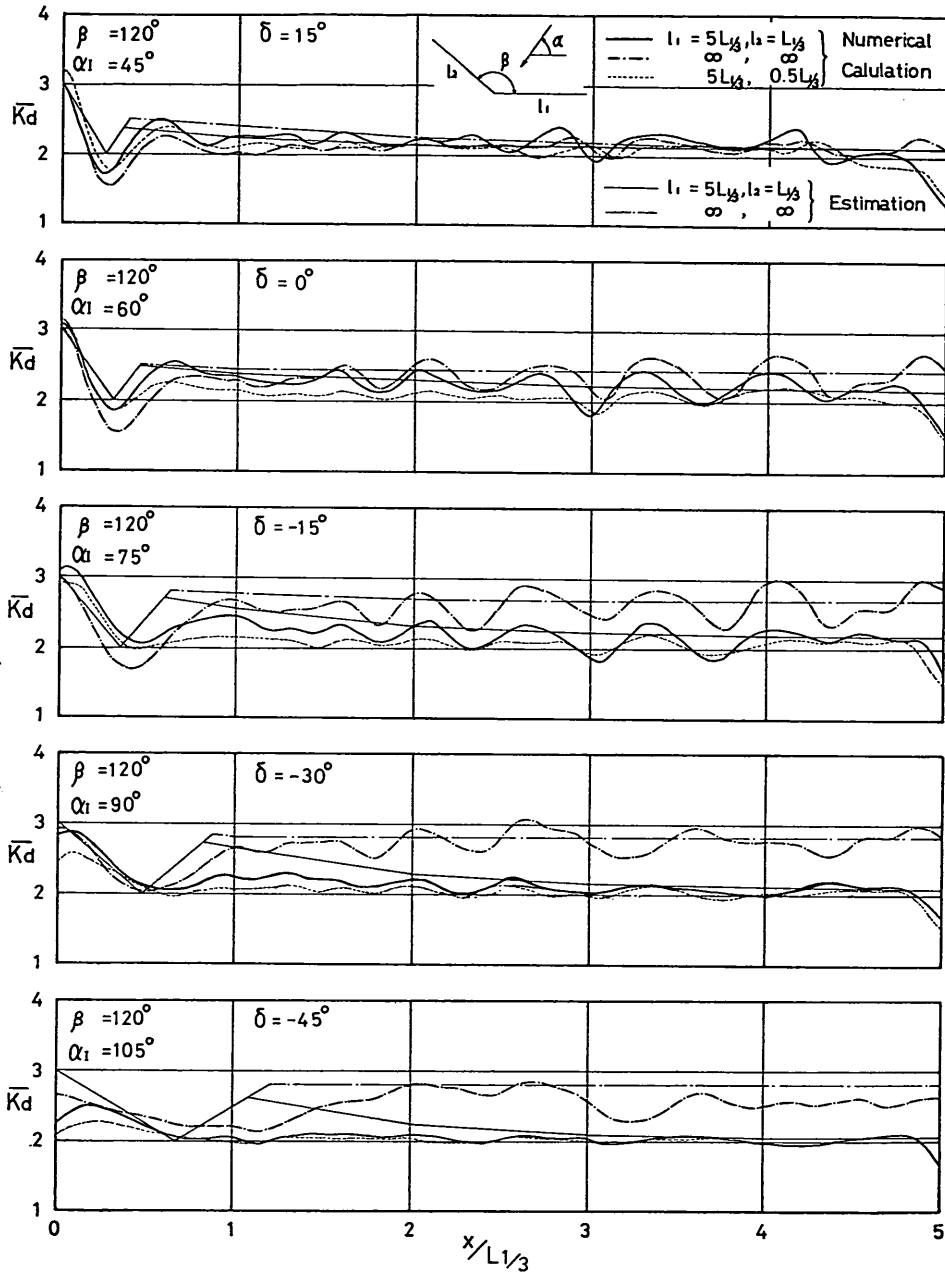
付図A.1~5は近似解法による数値計算結果および概算法による算定値を、種々の条件について描いたものである。図中の記号の意味は、以下に示すとおりである。

- $\beta$  : 隅角部開角度
- $\alpha_r$  : 不規則入射波の主入射方向が、主堤となす角
- $l_1$  : 主堤の長さ
- $l_2$  : ハネの長さ
- $\delta$  : ハネによる幾何学的反射波の方向 (図

5.11 参照)

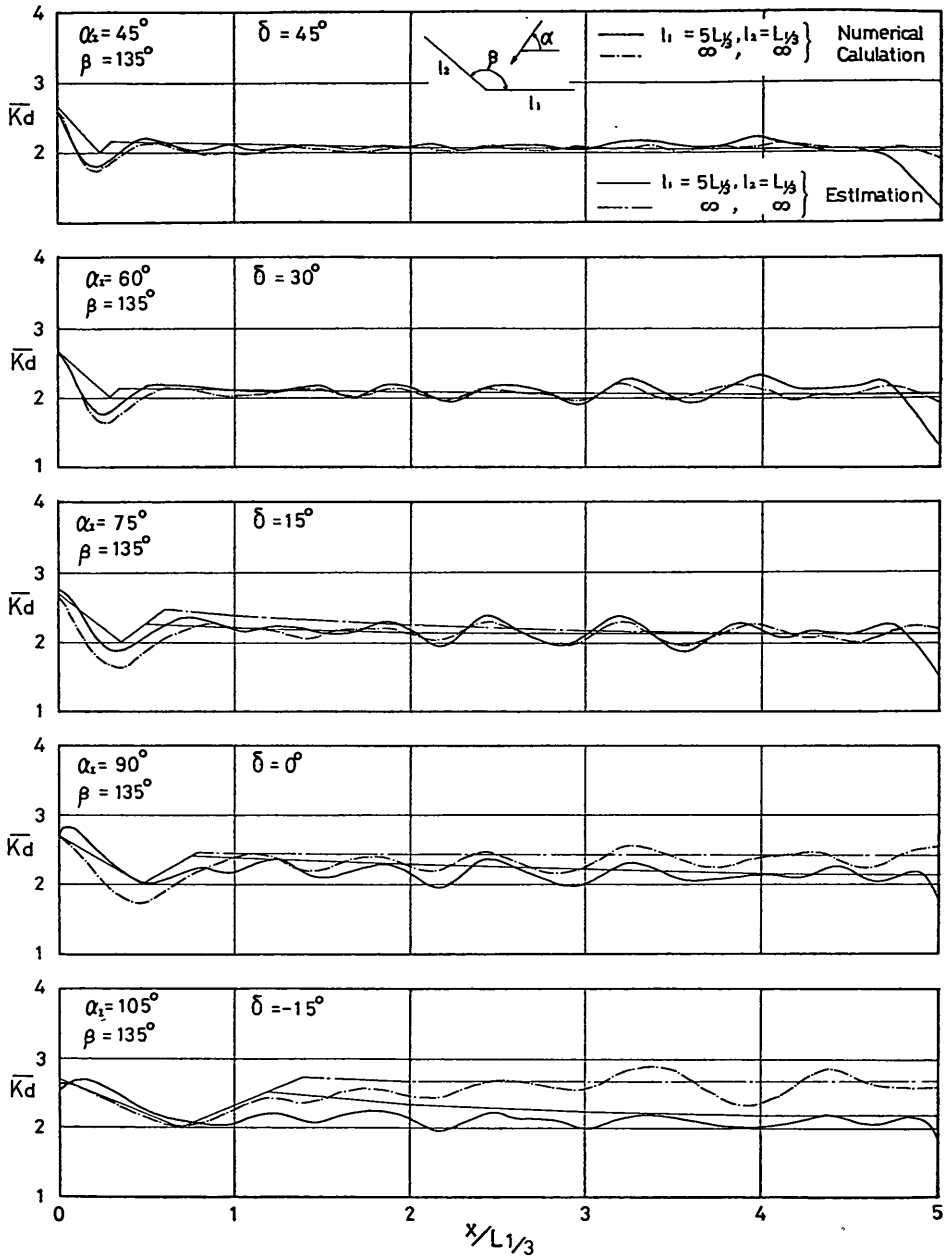
- 太い実線: 有限長防波堤に対する数値計算線果
- 太い一点鎖線: 無限長防波堤に対する数値計算結果
- 細い実線: 概算法による、有限長防波堤に対す算定値
- 細い一点鎖線: 概算法による、無限長防波堤に対する算定値
- 点線:  $l_1=5L, l_2=0.5L_{1/3}$  に対する数値計算結果

なお、入射波のスペクトルには、光易型方向スペクトルにおいて、集中度のパラメーター  $S_{max}=75$  としたものを用いている。

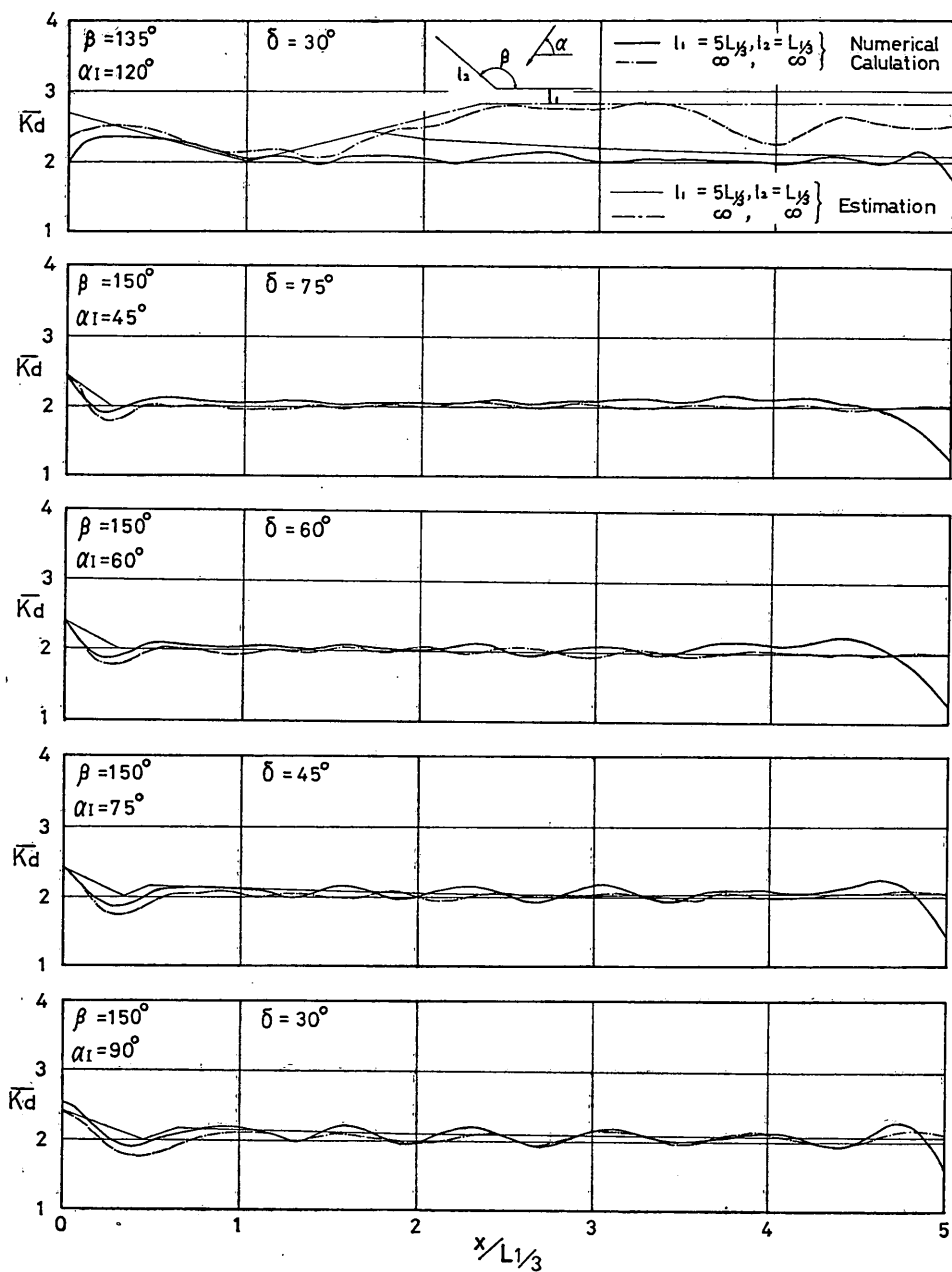


付図-A.1 不規則入射波による主堤沿いの波高分布

防波堤隅角部付近の波高分布に関する研究

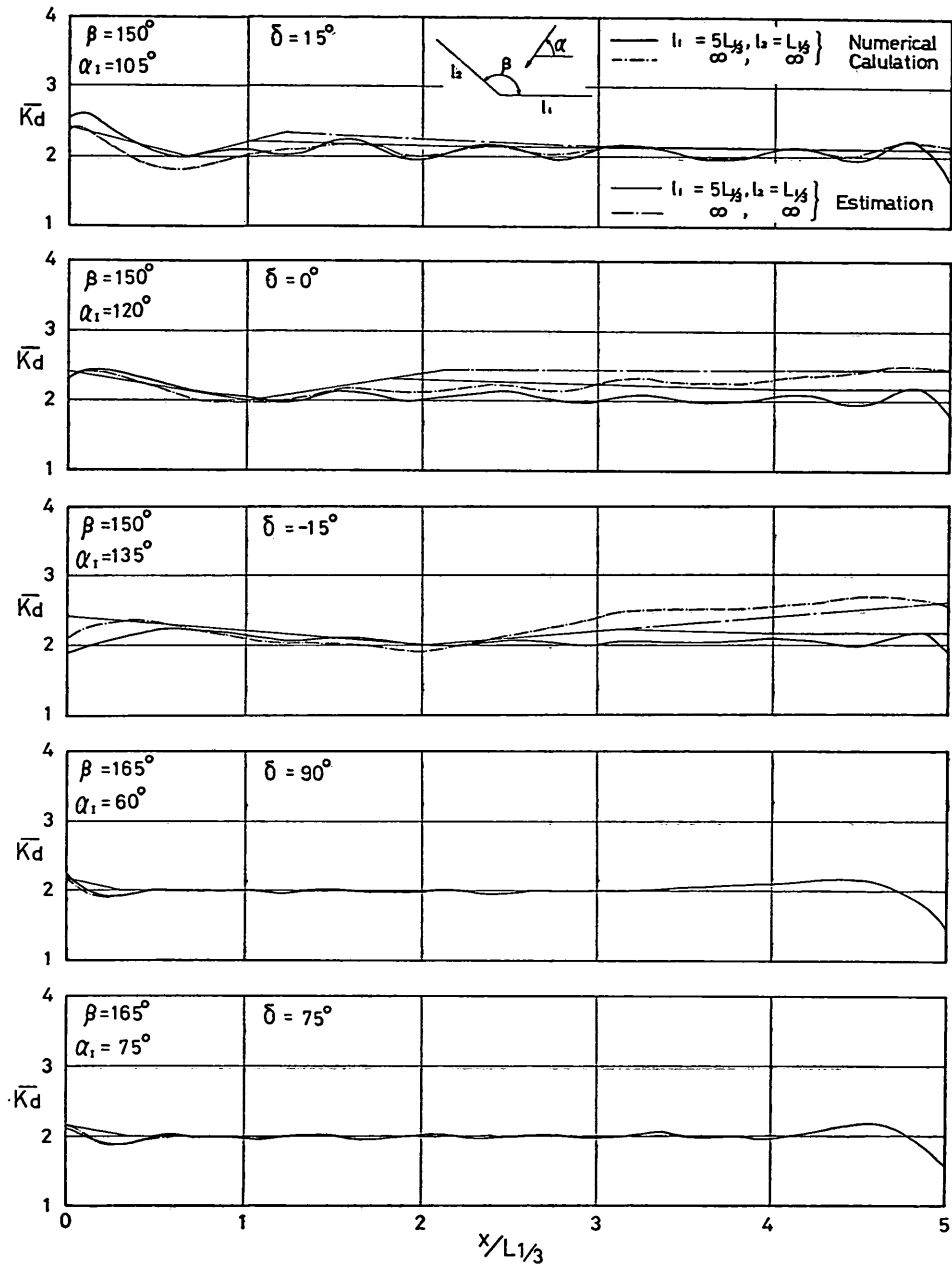


付図-A.2 不規則入射波による主堤沿いの波高分布



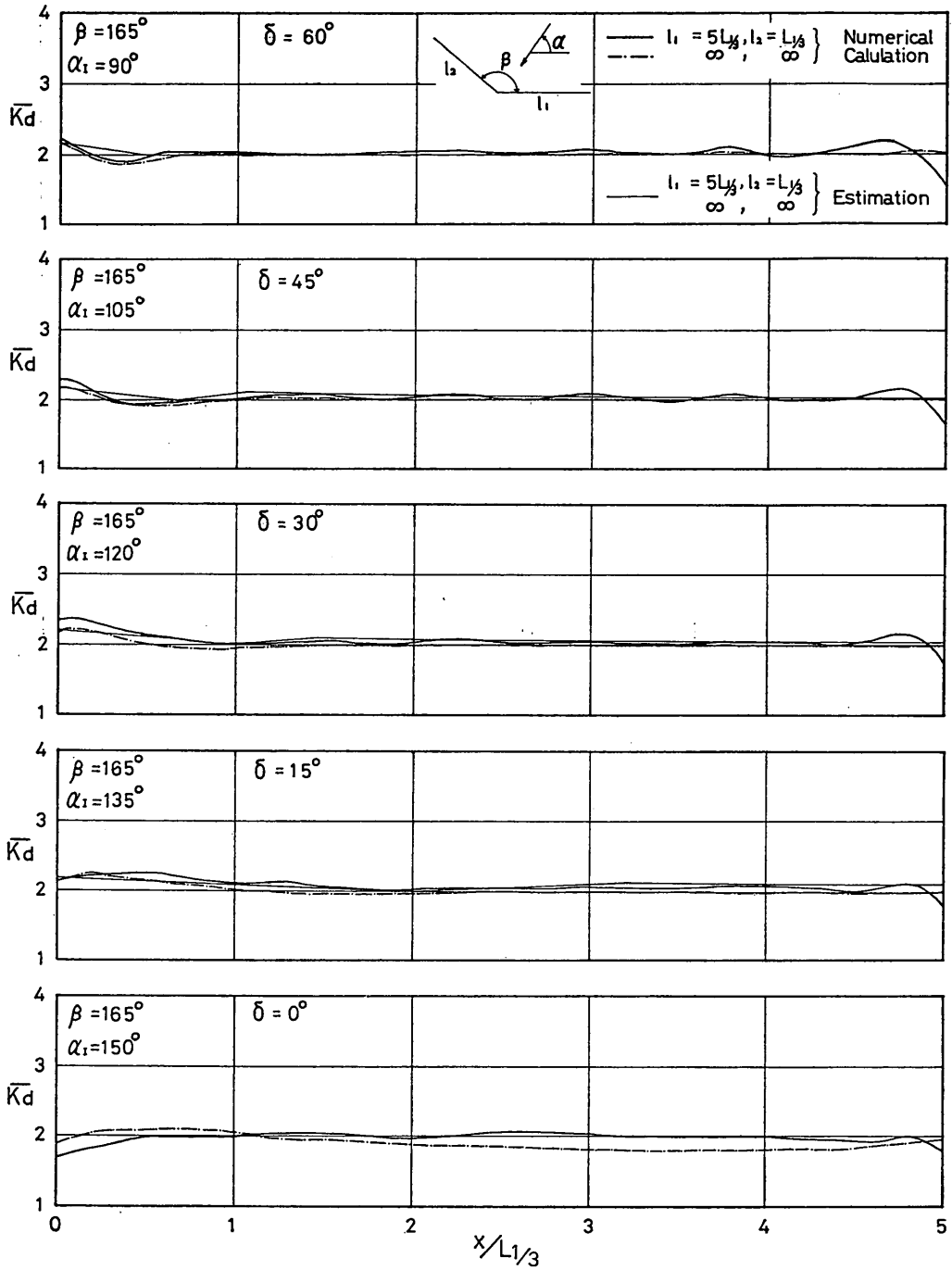
付図-A.3 不規則入射波による主堤沿いの波高分布

防波堤隅角付近の波高分布に関する研究



付図-A.4 不規則入射波による主堤沿いの波高分布





付図-A.5 不規則入射波による主堤沿いの波高分布

付録B 有限長防波堤に対する数値解法

B.1 厳密解法

図-B.1 に示すように、一様水深の無限水域中に任意形状の開曲線  $C$  を考え、この外側の領域  $D$  (図の斜線部) を計算の対象とする。

微小振幅波として取扱うことにし、領域  $D$  における速度ポテンシャルを次のように変数分離した形で与えることにする。なお、ここで用いている記号は本文3.で用いたものと同じである。

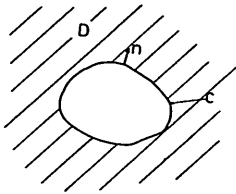


図-B.1 厳密解法による計算対象領域

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} [f_0(x, y) + f_1(x, y)] \frac{\cosh k(z+h)e^{i\sigma t}}{\cosh kh} \quad (1)$$

(1)式において  $f_0(x, y)$  は入射を表わし、 $f_1(x, y)$  は構造物による散乱波を表わす。

入射波のポテンシャルは既知であるので、未知関数  $f_1(x, y)$  を求める方法を考える。

(1)式の数速度ポテンシャルはラプラスの方程式を満足するから、 $f_1(x, y)$  は次の Helmholtz の方程式を満足する。

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k^2 f_1 = 0 \quad (2)$$

いま、構造物による散乱波を考えているから、式(2)を満足する  $f_1$  の特別解として、円筒波を表わす次の関数を選ぶ。

$$-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \quad (3)$$

ここに、 $H_0^{(1)}(kr)$ : 0次の第一種 Hankel 関数

$r$ : 着目点  $(x, y)$  から境界  $C$  上の点  $(\xi, \eta)$  までの距離  
 $(= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2})$

$f_1$  および(3)式で与えられる関数は共に Helmholtz の方程式を満足するから、Green の定理により

点  $(x, y)$  が  $D$  の内部にある時

$$f(x, y) = -\frac{1}{2} \int_C [f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} - \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{\partial n}] ds$$

$$-\left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{\partial n} \Big|_C ds \quad (4)$$

点  $(x, y)$  が  $D$  の外部にある時

$$0 = -\frac{1}{2} \int_C \left[ f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{1}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} - \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{\partial n} \right] ds \quad (5)$$

ここに、 $n$ : 境界線  $C$  における、 $D$  に対して内向きの法線方向

点  $(x, y)$  が境界線  $C$  上の点  $(\xi', \eta')$  に近づく極限においては、式(5)は次式となる。

$$f_1(\xi', \eta') = -\int_C \left[ f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} - \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{\partial n} \right] ds \quad (6)$$

いま、境界線  $C$  が防波堤の壁面を表わすものとすれば、 $C$  に垂直な流速成分は0となるから、次の境界条件式が得られる。

$$\frac{\partial f_0(\xi, \eta)}{\partial n} + \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{\partial n} = 0 \quad (7)$$

式(7)を(6)に代入すれば、本文 3.2 (3.8) 式となる。

なお、積分方程式を実際に数値的に解く方法については文献 8) に詳細に述べられているので、ここでは省略する。

B.2 近似解法

計算の対象とする領域が、図-B.2 中斜線で示す半平面であって、境界線  $C$  が無限長の直線  $C'$  と無限遠方の境界線  $C''$  で表わされる場合を考える。

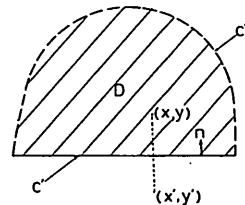


図-B.2 半面の計算対象領域

この場合には、境界  $C''$  上では  $H_0^{(1)}(kr)$  および  $\partial H_0^{(1)}(kr)/\partial n$  は0となるので、式(4), (5)における線積分は  $C'$  上のみとなる。また、領域  $D$  内部の任意点  $(x, y)$  の  $C'$  に対する鏡像の点  $(x', y')$  を考える。点  $(x', y')$  は  $D$  の外部にあるから、式(5)より次の関係式を得る。

$$0 = -\frac{1}{2} \int_C \left[ f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} - \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{\partial n} \right] ds \quad (8)$$

ここに、 $r'$ : 点  $(x', y')$  から境界  $C'$  上の点  $(\xi, \eta)$  ま

での距離  $(=\sqrt{(x'-\xi)^2+(y'-\eta)^2})$

点  $(x', y')$  は点  $(x, y)$  の  $C'$  に対する鏡像の位置にあるから、 $C'$  上のあらゆる点について  $r=r'$  となる。他方  $n$  は  $D$  に対して内向きにとっているので、(8)式は次のように書き直すことができる。

$$0 = -\frac{1}{2} \int_{C'} \left[ -f_1(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial n} \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} - \left\{ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr) \right\} \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{\partial n} \right] ds \quad (9)$$

(4)および(9)式を辺々加え合わせると次式が得られる\*。

$$f_1(x, y) = -\frac{i}{2} \int_{C'} H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{\partial n} ds \quad (10)$$

(10)式が半平面の計算領域に対する積分方程式であり、境界線  $C'$  上での  $\partial f_1(\xi, \eta)/\partial n$  すなわち散乱波の境界線に垂直な流速成分を適当に与えてやれば、領域  $D$  内部の任意点における速度ポテンシャルが求まることになる。

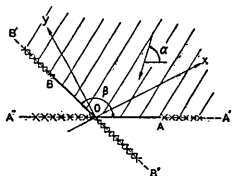


図-B.3 有限長防波堤に対する近似解法

いま、隅角部を有する有限長防波堤  $AOB$  を、図-B.3 のように  $O-A$  間以外は無反射性であるような一直線状防波堤  $A'A''$  と、 $O-B$  間以外は無反射性であるような一直線状防波堤  $B'B''$  が  $O$  点で交叉している状態と見なす。こうして図の斜線部分の速度ポテンシャルを、 $A'-A''$  による散乱波と  $B'-B''$  による散乱波の重ね合わせとして与えることにする。ただし、こうした重ね合わせができるのは、隅角部の開角度  $\beta$  が  $\pi > \beta > 0$  の範囲に限られる。

$OA$  部分による散乱波を  $f_A(x, y)$ 、 $OB$  部分による散乱波を  $f_B(x, y)$  で表わすことにすると、式(10)よりそれぞれ本文 3.3 において示した式 (3.14) および (3.15) により与えられる\*\*。これらの未知数  $f_A$ 、 $f_B$  を求めるため、以下の境界条件を考える。

$OA$  部の反射率を  $\mu_A$  とすれば、入射波および  $OB$  部

からの散乱波の  $n_A$  方向の流速成分の  $\mu_A$  倍が  $OA$  上での散乱波の流速成分に等しいとおくことができる。

$$\frac{\partial f_A(\xi_A, \eta_A)}{\partial n_A} = -\mu_A \left\{ \frac{\partial f_0(\xi_A, \eta_A)}{\partial n_A} + \frac{\partial f_B(\xi_A, \eta_A)}{\partial n_A} \right\} \quad (11)$$

同様に、 $OB$  部の反射率を  $\mu_B$  として  $OB$  上の境界条件を次式により与える。

$$\frac{\partial f_B(\xi_B, \eta_B)}{\partial n_B} = -\mu_B \left\{ \frac{\partial f_0(\xi_B, \eta_B)}{\partial n_B} + \frac{\partial f_A(\xi_B, \eta_B)}{\partial n_A} \right\} \quad (12)$$

(11)、(12)式に本文式 (3.15)、(3.14) を代入すれば本文 (3.16)、(3.17) 式となり、この2式から未知数  $\partial f_A(\xi_A, \eta_A)/\partial n_A$ 、 $\partial f_B(\xi_B, \eta_B)/\partial n_B$  が求まる。

なお、実際の数値計算では、本文中式 (3.20)、(3.23) の  $\bar{Q}_{jm}$ 、 $Q_j$  は以下のように与えている。

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{jm} &= -\frac{ik}{2} \int_{A_{jm}} \frac{\partial}{\partial n_j} H_0^{(1)}(kR_{jm}) ds \\ &= -\frac{ik}{2} H_1^{(1)}(kR_{jm}) \cdot \cos \Psi_{jm} \cdot \Delta s_m \end{aligned} \quad (13)$$

ここに、 $H_0^{(1)}(\ )$  : 一次の第一種 Hankel 関数

$\Delta s_m$  :  $m$  番目の境界要素の長さ

$\Psi_{jm}$  :  $R_{jm}$  の方向と  $n_j$  の方向のなす角

(図-B.4 参照)

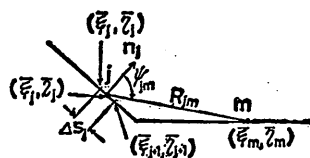


図-B.4  $\Psi_{jm}$  の取り方

式(13)中の  $\cos \Psi_{jm}$  は次式により与えられる。

$$\cos \Psi_{jm} = \frac{(\xi_j - \xi_m)(\eta_{j+1} - \eta_j) - (\eta_j - \eta_m)(\xi_{j+1} - \xi_j)}{R_{jm} \cdot \Delta s_j} \quad (14)$$

式中  $\xi_j, \eta_j$  :  $j$  番目の境界要素の巾点の座標

$\xi_j, \eta_j$  :  $j$  番目の境界要素の始点の座標

$\xi_{j+1}, \eta_{j+1}$  :  $j$  番目の境界要素の終点の座標

$$Q_j = -\frac{i}{2} \int_{A_{jm}} H_0^{(1)}(kr_j) \cdot ds = -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr_j) \cdot \Delta s_m \quad (15)$$

以上、二つの直線境界により形成される防波堤について述べたが、このような重ね合わせは三つ以上の直線境界に対しても同様に行なえる。Barailler はこうした方法により任意形状の港湾における波動解析を扱っている。

\* Lamb: Hydrodynamics, New York, Dover Publications, Sixth Edition, 1932, pp. 531

\*\* 無反射性の境界線 ( $A-A'$ ,  $O-A''$  等) 上では  $f_A$ 、 $f_B$  の微係数が 0 となるので積分範囲から除くことができる。