

港 湾 技 研 資 料

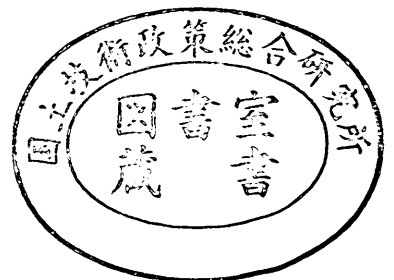
TECHNICAL NOTE OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 230 Dec. 1975

光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算

合 田 良 実
鈴 木 康 正

運輸省港湾技術研究所



光易型方向スペクトルによる 不規則波の屈折・回折計算

目 次

要 旨	3
1. ま え が き	3
2. 光易の方向スペクトルとその実用化	4
2. 1 光易の方向スペクトル	4
2. 2 S_{\max} の推定法	6
2. 3 波のエネルギーの方向分布	9
3. 不規則波の屈折計算への応用	12
3. 1 計算法の概略	12
3. 2 計算精度の検討	13
3. 3 平行直線状等深線海岸における屈折	15
3. 4 任意地形における屈折計算例	19
4. 不規則波の回折計算への応用	20
4. 1 計算法の概略	20
4. 2 半無限堤および開口防波堤による回折計算	21
4. 3 回折による周期の減少について	22
4. 4 現地防波堤に関する回折計算	26
5. あとがき	27
参 考 文 献	28
記 号 表	28
付 録 (不規則波の回折図)	30

Computation of refraction and diffraction of sea waves with Mitsuyasu's directional spectrum

Yoshimi GODA*

Yasumasa SUZUKI**

Synopsis

Recently Mitsuyasu proposed a new standard form of directional wave spectrum on the basis of many observed data. This is regarded as the most reliable one at present. But Mitsuyasu's spectrum is not usable for engineers, for it is described with a parameter of wind velocity. This parameter has been converted to another parameter which indicates the degree of concentration of energy, S_{max} . A method is presented how to infer the value of S_{max} from the steepness of deep water waves. As typical values of S_{max} for wind seas and swell, the values of 10 and 75 may be used.

This spectrum is applied to the computations of refraction and diffraction of irregular waves. Diagrams of refraction coefficient, K_r , and predominant wave direction, α_p , are provided for the coast with parallel, straight depth contours by means of linear superposition of the spectral components. For the seashore with complicated bottom configurations, a solution by the equation of wave energy flux is used. Diffraction diagrams behind semi-infinite breakwaters and through breakwater gaps are also presented for irregular waves with $S_{max}=10$ or 75.

* Chief of the Wave Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

** Member of the Wave Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

光易型方向スペクトルによる 不規則波の屈折・回折計算

合 田 良 実^{*}
鈴 木 康 正^{**}

要 旨

海の波のエネルギーの方向別分布を表わす方向関数について、光易が多数の観測結果をもとに新しい関数を提案した。これは、現在のところ最も信頼性の高いものであろうと思われる。ところが、光易の方向関数は海上10m風速 U_{10} をパラメーターに持っているために、そのままでは使いにくい。そこで U_{10} を集中度パラメーターの最大値 S_{max} でおきかえ、この S_{max} と沖波の波形勾配との関係を求めることによって実用的なものとした。また、代表的な波として風波およびりねりに対する S_{max} の標準的な値を提案した。

次に、この光易型方向スペクトルを持つ波の屈折計算を行なった。まず平行直線状等深線海岸では、成分波の重ね合わせ法によって計算し、卓越波向および屈折係数の推定図を求めた。また、複雑な海底地形の海岸にはエネルギー平衡方程式による解法を適用し、その有効性を確かめた。

さらに、 $S_{max} = 10$ および75の波について、半無限堤と開口防波堤の回折図を計算した。また現地防波堤に関する回折計算例を示し、観測データと比較した。

1 まえがき

現行の耐波設計は、元来不規則である海の波を、単一周期、単一波高を持つ規則波（有義波）におきかえて行なわれている。この方法は、計算が簡略化できるといふ利点を持っているが、実際の波を忠実に表わしていないためにさまざまな問題点がある。そこで、最近では波の不規則性を重要な要素として考慮し、設計に取り入れるためのさまざまな研究が各方面で行われている。たとえば、海の波をできるだけ正確に表現するための研究、それを用いて波の屈折・回折などの現象を明らかにするための研究、また、構造物に働く波力の合理的な算定法の開発等がそれである。本資料でもその一環として光易ほかりが新たに提案した方向スペクトルを実用化するための一手法とそれを用いた波の屈折および回折計算について述べる。

波の不規則性を波についての計算にとり入れるためには、まず海の波を正確に表現できなければならない。これなくしては、信頼性の高い結果が得られないことはいうまでもなく、現在でもそのための努力が続けられている。現在用いられている不規則波の表示法の一つに、波のエネルギースペクトル密度による方法がある。これは、

不規則な波の中に、含まれている各周波数および各波向の成分波が、それぞれどのようなエネルギー密度を持っているかを示す方法である。そうしたエネルギー密度の分布を表わす関数を方向スペクトルと呼んでいる。方向スペクトルは、周波数に対するエネルギー密度の分布を表わす周波数スペクトルと、方向別の分布を表わす方向関数との積として表わされる。このうち周波数スペクトルの分布形は一応標準化され、その妥当性もほぼ確認されている。一方、方向関数としては現在 SWOP および $\cos^2 \theta$ 型のものが用いられているが、観測例が少なかつたこともあって、どのような形のものをとるべきか定説がなかった。ところが最近になって、光易が多数の観測結果をもとに新しい方向関数を提案した。この方向関数は、現在までのところ最も信頼性の高いものであろうと思われる。そこで、この光易が提案した方向関数を用いて、不規則波の屈折および回折計算を行うことを考えた。ところが光易の方向関数は、海上風速 (U_{10}) をパラメーターとして持っているため、そのままの形では利用しにくい。そこで著者らは、まず風速のパラメーターを集中度パラメーターの最大値 S_{max} でおきかえ、 S_{max} の

* 海洋水理部 波浪研究室長

** 海洋水理部 波浪研究室

値によってその分布形がどのように変化するかを調べ、SWOP型および $\cos^2 \theta$ 型と比較検討した。次にこの S_{\max} を波に関して一般的に与えられる情報であるところの有義波高 $H_{1/3}$ および有義波周期 $T_{1/3}$ から推定するための一手法を誘導した。 S_{\max} が推定できれば、あとは周波数スペクトルのピーク周波数を算定することによって光易型方向スペクトルの形が決定されることになる。

このようにして方向スペクトルの形が決まると、それを用いて不規則波の屈折および回折の計算を行うことが可能になる。屈折・回折の計算法についてはすでに他の文献^{7)~9)}に詳しいため、ここでは概略だけを述べるにとどめ、主として光易の方向スペクトルを用いた計算結果を示し、それについて検討を加えることにする。

2 光易の方向スペクトルとその実用化

2.1 光易の方向スペクトル

光易は、1971~1973年にクローバ型波浪計を用いて海の波の方向スペクトルを多数観測した^{7)~10)}。その結果、一般的にいて方向関数は大部分が単峰性であり、また波の周波数スペクトルのピーク付近で方向関数が高い集中度を示し、それをはずれると急激に方向分散が大きくなることなどがわかり、次のような方向スペクトルを提案した¹⁾。

$$D(f, \theta) = S(f)G(f, \theta) \quad (1)$$

$$G(f, \theta) = G'_1(S) \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (2)$$

$$G'_1(S) = \frac{1}{\pi} 2^{2S-1} \frac{\Gamma^2(S+1)}{\Gamma(2S+1)} \quad (3)$$

ここで、 $D(f, \theta)$: 方向スペクトル

$S(f)$: 周波数スペクトル

$G(f, \theta)$: 方向関数

Γ : ガンマ関数

f : 周波数

θ : 卓越波向からの角度 ($|\theta| \leq \pi$)

また、 $G'_1(S)$ は方向関数 $G(f, \theta)$ が $\int_{-\pi}^{\pi} G(f, \theta) d\theta = 1$ を満足するように決められた規格化関数である。 S は方向関数の集中度を表すパラメーターで、次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{f} > \tilde{f}_m \text{ のとき } S &= 11.5 \tilde{f}^{-2.5} \\ \tilde{f} \leq \tilde{f}_m \text{ のとき } S &= 11.5 \tilde{f}_m^{-2.5} \tilde{f}^5 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで } \tilde{f} &= 2\pi f U_{10} / g = U_{10} / C \\ \tilde{f}_m &= 2\pi f_m U_{10} / g \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

U_{10} : 海上10m風速

f_m : 周波数スペクトルのピーク周波数

g : 重力加速度

式(4)、(5)から、光易の方向関数は、ピーク周波数 f_m と海上風速 U_{10} の二つのパラメーターによって決定されることがわかる。このうちの U_{10} は、次のようにして S の最大値 S_{\max} によっておきかえることができる。まず S_{\max} は、式(4)で $\tilde{f} = \tilde{f}_m$ とおいて次式のようになる。

$$S_{\max} = 11.5 \tilde{f}_m^{-2.5} \quad (6)$$

式(5)、(6)から U_{10} を消去すると、 \tilde{f} 、 \tilde{f}_m は S_{\max} によって、

$$\left. \begin{aligned} \tilde{f} &= 2.656 S_{\max}^{0.4} f_m^{-1} f \\ \tilde{f}_m &= 2.656 S_{\max}^{0.4} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

と表わすことができる。式(4)、(7)をみれば、光易の方向関数は、ピーク周波数 f_m と集中度パラメーターの最大値 S_{\max} によってもまたその分布形が決まることがわかる。図-1は、さまざまな S_{\max} の値に対する光易の方向関数を示したものである。なお図中の f^* は、有義波周期 $T_{1/3}$ で無次元化した周波数で、

$$f^* = f \cdot T_{1/3} \quad (8)$$

である。また、 f_m としては、波浪観測結果の平均的な関係式である次式によって計算することにする。

$$f_m = \frac{1}{1.05 T_{1/3}} \quad (9)$$

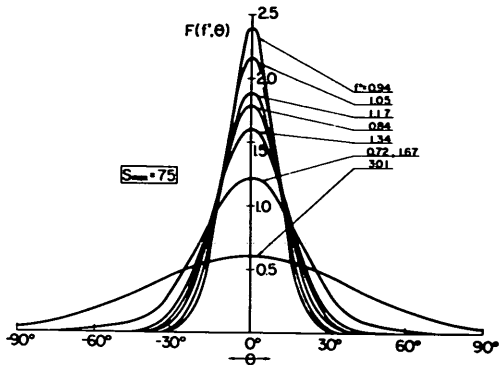
したがって、 $f_m^* \approx 0.95$ である。

なお、光易の方向関数の定義域は $|\theta| \leq \pi$ であるが、屈折および回折の計算を $|\theta| \leq \pi/2$ で行っているので、図-1には、 $\int_{-\pi/2}^{\pi/2} G(f, \theta) d\theta = 1$ となるように補正した分布形を示してある。

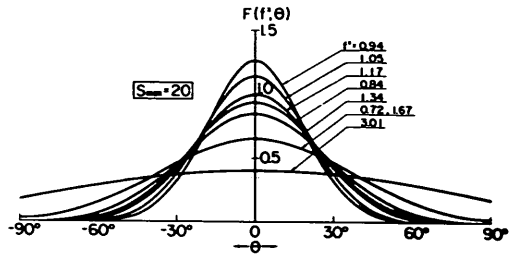
次に、図-2はSWOPおよび $\cos^2 \theta$ 型の方向関数を描いたものである。図-1、2を比較してみると、 f^*

の増加とともに方向分散が大きくなるSWOP型および f^* の関数とはなっていない $\cos^2 \theta$ 型に比べ、光易型方向関

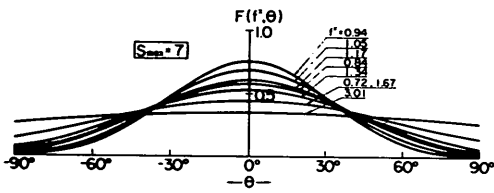
数は $f^* = 0.95$ で最大の集中度を持ち、その前後で集中度が落ちている様子がよくわかる。



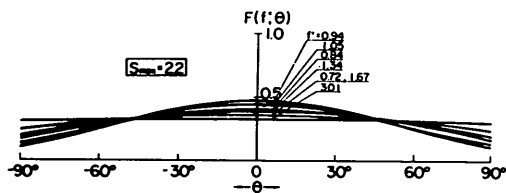
(1) $S_{max} = 75$



(2) $S_{max} = 20$



(3) $S_{max} = 7$



(4) $S_{max} = 2.2$

図-1 光易の方向関数

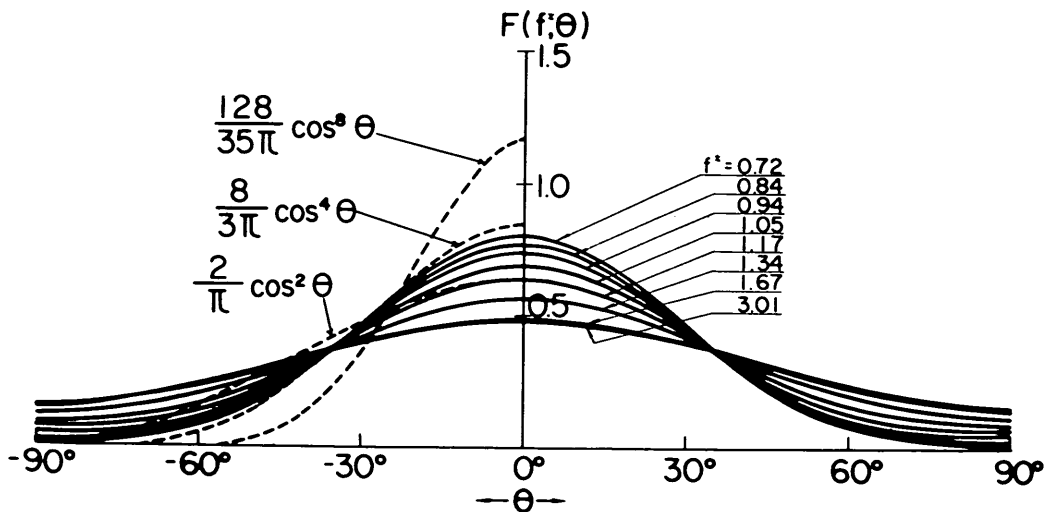


図-2 SWOP および $\cos^2 \theta$ 型の方向関数

方向関数には上に述べたような種類のものがあるが式(1)の方向スペクトルの形を決めるためには、もう一つの因子であるところの周波数スペクトル $S(f)$ の分布形が必要である。一般に周波数スペクトルは次式のように標準化され、その妥当性もほぼ確認されている。

$$S(f) = af^{-5} \exp(-bf^{-4}) \quad (10)$$

いままでは、 $S(f)$ として、光易の修正による Bretschneider型(今後は単に、Bretschneider-光易型あるいはB-M型とする)およびPierson - Moskowitz型と呼ばれる2種類のものが使われ、それぞれについて、式(10)の係数 a 、 b は異なった値が使われていた(たとえば文献6)。しかし、最近著者の一人が例示したように(11)、代表波の周期を $\bar{T} = 1.2 T_z$ 、 $T_m = 1.05 T_{1/3}$ (\bar{T} :平均周期、 T_z :Riceの理論で推定される平均周期、 T_m :スペクトルのピークの周期、 $T_{1/3}$:有義波周期)と設定すれば、Pierson - Moskowitz型のスペクトルにおける係数 a 、 b の値は、Bretschneider-光易型のものと全く同じものになる。そこで本資料では、周波数スペクトルとしてはBretschneider-光易型を用いることにする。このとき係数 a 、 b の値は次のようになる。

$$a = 0.2573 \frac{H_{1/3}^2}{T_{1/3}^2}, \quad b = \frac{1.029}{T_{1/3}} \quad (10')$$

なお式(10)を無次元化すると次のようになる。

$$\begin{aligned} S^*(f^*) df^* &= \frac{S(f^*) df^*}{H_{1/3}^2} = \frac{S(f) df}{H_{1/3}^2 T_{1/3}} \\ &= a^* f^{*-5} \exp(-b^* f^{*-4}) df^* \quad (11) \end{aligned}$$

ここで、 $a^* = b^*/4 = 0.2573$ 、 $b^* = 1.029$ 。

のちに述べる屈折および回折の計算では、式(10)あるいは(11)を適宜用いている。

2.2 S_{max} の推定法

前節で述べたように、光易の方向関数は、スペクトルのピーク周波数 f_m と海上10m風速 U_{10} または集中度パラメーターの最大値 S_{max} によってその形が定まる。こ

のうち f_m は式(9)を用いて推定することになれば、残る問題は U_{10} または S_{max} の決定法である。

いま防波堤の設計等を行うために、海岸のある地点の波の諸元を光易の方向スペクトルのような標準スペクトルを用いて、計算で求める場合を考えてみる。このようなとき、一般的に与えられる計算条件は有義波高 $H_{1/3}$ 、有義波周期 $T_{1/3}$ および波向であり、海上10m風速 U_{10} がわかっていることはほとんどない*。このような意味から、本資料では $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ によって S_{max} を推定する一手法を示し、光易の方向スペクトルの実用化を試みる。

ここで、回り道のようにではあるが、光易の方向スペクトルを持つ海の波が、実際にはどのような水面形をしているのかを検討してみよう。これを調べてみることは、有義波の波高、周期から S_{max} の値を推定する方法を考える場合に助けとなるものと思われる。そこでシミュレーションによってその水面形を計算してみる。方向スペクトルがわかっているとき、ある地点のある時刻の水位変動は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \zeta(x, y, t) &= \sum_{i=1}^{m_f} \sum_{j=1}^{m_\theta} \sqrt{2S(f_i)} G(f_i, \theta_j) \Delta f_i \Delta \theta_j \\ &\quad \times \cos(k_i \cos \theta_j \cdot x + k_i \sin \theta_j \cdot y - 2\pi f_i t + \varepsilon_{ij}) \quad (12) \end{aligned}$$

ここで m_f : スペクトルの周波数分割数

m_θ : スペクトルの方向分割数

k_i : 周波数 f_i の波の波数

ε_{ij} : 位相 ($0 \sim 2\pi$ に等確率密度で分布)

i : 周波数の番号 ($i = 1 \sim m_f$)

j : 方向の番号 ($j = 1 \sim m_\theta + 1$)

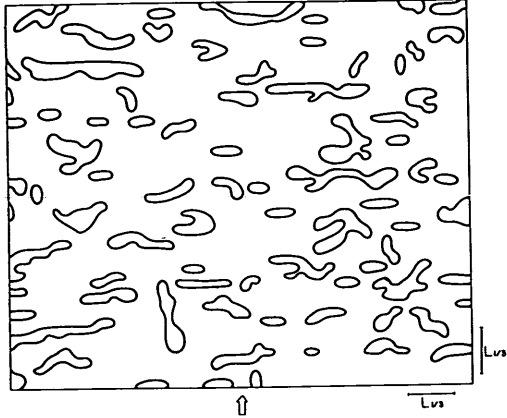
x, y : 平面上の位置

t : 時間

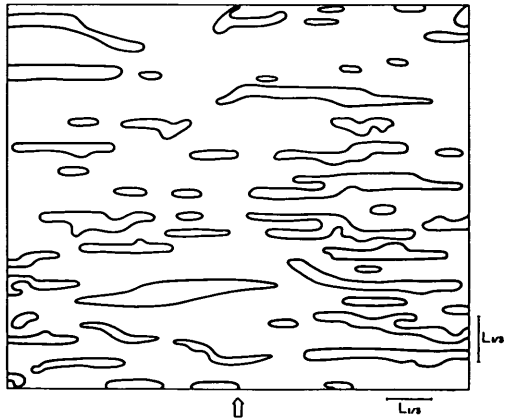
図-3は式(12)によって電子計算機を用いて計算した水面形である。図-3(1),(2)は、それぞれ $S_{max} = 7, 100$ の光易型方向スペクトルを持つ波の、ある時刻における波の峰($\eta > 0.2 H_{1/3}$)の平面分布を表わしている。これらの図から、 S_{max} の小さい波は波峰が短かく切れて複雑な水面形をしているのに対し、 S_{max} が大きい波は峰が長く連続し、しかも波向がそろっていることがわかる。すなわち、 S_{max} の小さい波は発達初期の風浪に対応し、 S_{max} の大きい波は風域外に出たうねりのような波を表わすものと考えられる。また一般に風浪は波形勾配が大きく、うねりは波形勾配が小さいことを考えると、 S_{max}

* いうまでもなく、この風速は来襲波を発生・発達させた風域の平均風速であり、防波堤等の設計地点の風速ではない。

と波形勾配とはともに波の発達を示すパラメーターであり、両者の間に何らかの関係があるものと思われる。このことは、以下のようにして式のうえからもある程度確かめることができる。



(1) $S_{max} = 7, \eta/H_{1/3} = 0.2$



(2) $S_{max} = 100, \eta/H_{1/3} = 0.2$

図-3 光易型方向スペクトルを持つ波の水面形
まず式(5)の第2式および(6), (9)から次式が求まる。

$$S_{max} = 12.99 \left(\frac{2\pi U_{10}}{g T_{1/3}} \right)^{-2.5} \quad (13)$$

したがって、 S_{max} は $2\pi U_{10}/g T_{1/3}$ が求まれば決められることがわかる。そこで S_{max} を推定する問題は、 $2\pi U_{10}/g T_{1/3}$ を推定するという問題におきかえられたわけである。それには、次のウィルソンの推算式²⁾を利用するのが便利である。

$$\frac{g H_{1/3}}{U_{10}^2} = 0.30 \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + 0.004 (gF/U_{10}^2)^{1/2}]^2} \right\} \quad (14)$$

$$\frac{g T_{1/3}}{2\pi U_{10}} = 1.37 \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + 0.008 (gF/U_{10}^2)^{1/2}]^5} \right\} \quad (15)$$

式(15)の左辺がちょうどいま求めたい値の逆数になっている。これらの式は、波の発達を最も支配する要素である風速 U_{10} と吹送距離 F および波の特性を表わす有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{1/3}$ との間の関係を表わしている式である。こうした風波の発達を表わす関係式は、Sverdrup - Munkによって初めて理論的に求められ、その後観測値との比較によって何度か修正されており、式(14)(15)は1965年にWilsonが提案したものである。

さてここでは深海波を対象としているために、波長 L_0 は次式で表わされる。

$$L_0 = \frac{g T_{1/3}^2}{2\pi} \quad (16)$$

したがって波形勾配は、次のように式(14), (15)によって計算することができる。

$$\begin{aligned} \frac{H_0}{L_0} &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g H_{1/3} / U_{10}^2}{(g T_{1/3} / 2\pi U_{10})^2} \\ &= \frac{1}{2\pi} \cdot 0.30 \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + 0.004 (gF/U_{10}^2)^{1/2}]^2} \right\} \\ &\quad \cdot \left[1.37 \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + 0.008 (gF/U_{10}^2)^{1/2}]^5} \right\} \right]^2 \end{aligned} \quad (17)$$

上式は、波形勾配 H_0/L_0 と無次元フェッチ gF/U_{10}^2 との関係式である。波形勾配は有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{1/3}$ がわかれば容易に計算できるので、式(17)からそれに対する gF/U_{10}^2 が求められれば、式(15)によっていま求めようとしている $2\pi U_{10}/g T_{1/3}$ が計算できることになる。ところが式(17)は非常に複雑なため、 H_0/L_0 を与えて gF/U_{10}^2 を求めることは困難である。そこで最小乗法によって近似することになれば、式(17)は次のように表わすことができる。

$$\log_{10} \frac{H_0}{L_0} = 0.005882 \left(\log_{10} \frac{gF}{U_{10}^2} \right)^2 - 0.1507 \log_{10} \frac{gF}{U_{10}^2} - 0.8789 \quad (18)$$

この式は2次式であるから、 H_0/L_0 を与えれば、 gF/U_{10}^2 を容易に計算することができる。ただし式(14)、(15)は、 $gF/U_{10}^2 \rightarrow \infty$ とすればわかるように、 $H_0/L_0 > 0.0254$ がその適用範囲であり、また式(18)は $H_0/L_0 \geq 0.026$ では式(17)に対しての誤差が2%以内という精度を持っているが、 H_0/L_0 が0.026以下になると誤差が急に大きくなる。それで、 $H_0/L_0 \geq 0.026$ を式(18)の適用範囲とする。

このようにして、 $H_0/L_0 \geq 0.026$ の波については波形勾配 H_0/L_0 と $2\pi U_{10}/gT_{1/3}$ ($=U_{10}/C_0$, $C_0 = gT_{1/3}/2\pi$) とが関係づけられたことになる。しかし、式(18)が実際の波の状態に対応しているかどうかチェックしておく必要がある。そのため、式(15)、(18)によって求めた H_0/L_0 と $2\pi U_{10}/gT_{1/3}$ の関係を、Sverdrup - Munkの引用したデータ¹³⁾、光易およびBurlingによる現地観測データ¹⁴⁾、¹⁵⁾、浜田ほかによる実験データ¹⁶⁾、¹⁷⁾と比較したのが図-4である。データのばら

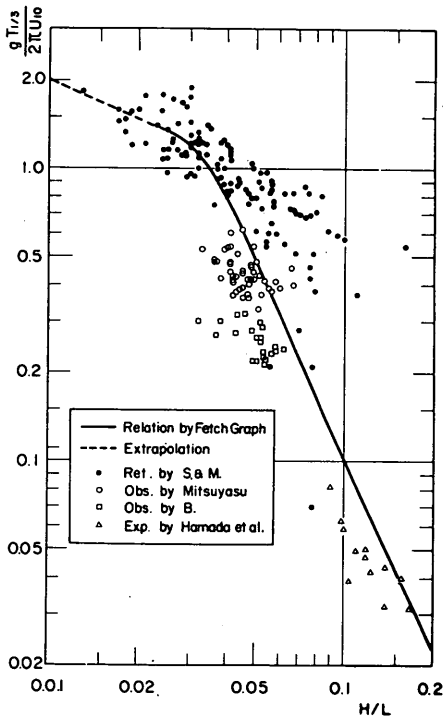


図-4 近似式と測定データの比較

つきが大きいためにあまりはっきりしたことはわからないが、式(18)は観測・実験データと比べて大きな違いはないように思われる。そこでここでは $H_0/L_0 \geq 0.026$ の波に対しては、近似式(18)およびWilsonの推算式の第2式である式(15)によって $2\pi U_{10}/gT_{1/3}$ を計算することにする。

一方、波形勾配が0.026より小さい波については、図-4のSverdrup - Munkの引用データなどを参考に、図中の点線によって $2\pi U_{10}/gT_{1/3}$ を求めてみた。この直線を式で表わすと次のようになる。

$$\log_{10} \frac{2\pi U_{10}}{gT_{1/3}} = 0.4444 \log_{10} \frac{H_0}{L_0} + 0.5849 \quad (19)$$

図-4からわかるとおり $H_0/L_0 < 0.026$ の波のデータは少なく、式(19)の信頼性は低い。今後は実験および観測データによって信頼性を高めていく必要がある。

以上のようにして、深海波の波形勾配 H_0/L_0 から式(18)と(15)あるいは式(19)によって $2\pi U_{10}/gT_{1/3}$ が求まり、さらに S_{max} が式(13)から計算することができる。図-5は、このようにして求めた波形勾配 H_0/L_0 と集中度パラメータの最大値 S_{max} との関係を表わした

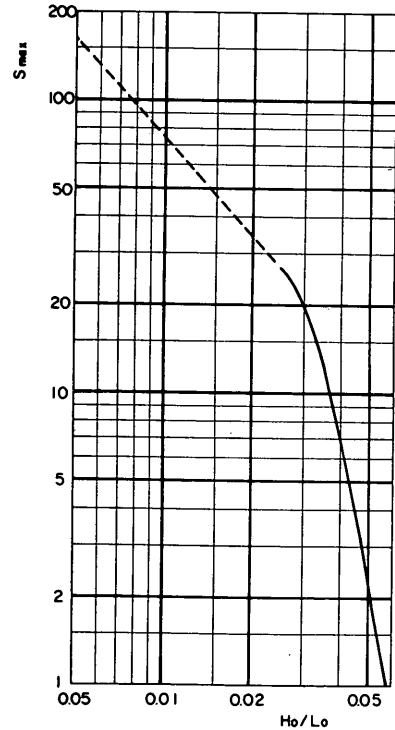


図-5 波形勾配による S_{max} の推定図

ラフである。この図は、光易の方向スペクトルを決定するパラメーターの一つである S_{max} を決める際に、ある程度の目安となるものである。ただし図-1からもわかるように、光易の方向関数は S_{max} の値によってその分布形がかなり異なるので、対象とする波の種類などを考慮して適当な S_{max} の値を選定する必要がある。もっとも、波の発達・減衰状況を考慮しながら、そのつど S_{max} を選定するのも大変なので、一応の目安として次のような値を代表値として使うことが考えられる。

- | | |
|-----------------|----------------|
| i) 風浪 | $S_{max} = 10$ |
| ii) 減衰距離の短いうねり | 25 |
| iii) 減衰距離の長いうねり | 75 |

上記のうち、風浪の $S_{max} = 10$ の値は図-5を参照すれば明らかなように $H_0/L_0 \approx 0.04$ 程度、うねりの $S_{max} = 75$ は $H_0/L_0 \approx 0.01$ に相当する。

なお後述のように、風浪に対する $S_{max} = 10$ の値は従来使われてきた SWOP あるいは $\cos^2 \theta$ の方向関数と類似のエネルギー分布特性を持っている。

2.3 波のエネルギーの方向分布

次に、港内あるいは海岸近くのある地点の波高を推定する場合を考える。いま波向 θ 、周波数 f の規則波に対する波高比の推定値を $K(f, \theta)$ とする。この $K(f, \theta)$ は回折あるいは屈折などによって、波高が変化する比率を表わしている。

一方、実際の海の波は不規則波であり、周波数および方向のある幅にわたってエネルギーが分散している。このエネルギー分散の効果を考慮した場合の波高は、波の方向スペクトルを用いて一般に次式で計算することができる。

$$\left. \begin{aligned} H_{1/3} &= 4.0 \sqrt{E} \\ E &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} D(f, \theta) df d\theta = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} F(\theta) d\theta \\ F(\theta) &= \int_0^{\infty} D(f, \theta) df \end{aligned} \right\} (20)$$

ここに、 E : 波の全エネルギー

$F(\theta)$: 波のエネルギーの周波数についての積分値。

また、計算地点の波高は次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} H'_{1/3} &= 4.0 \sqrt{E'} \\ E' &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} K^2(f, \theta) D(f, \theta) df d\theta \end{aligned} \right\} (21)$$

いま簡単のために、 K は波の周波数には関係せず、波向だけの関数であるとすれば、式(21)の第2式は次のように変形できる。

$$\begin{aligned} E' &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} K^2(\theta) \int_0^{\infty} D(f, \theta) df d\theta \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} K^2(\theta) F(\theta) d\theta \end{aligned} (22)$$

よって波高比は、

$$\begin{aligned} K_n &= \frac{H'_{1/3}}{H_{1/3}} = \sqrt{\frac{E'}{E}} \\ &= \sqrt{\frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} K^2(\theta) F(\theta) d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} F(\theta) d\theta}} \end{aligned} (23)$$

となる。

規則波に対する $K(\theta)$ が計算あるいは模型実験で求められ、これを用いて不規則波に対する波高比を求める場合には、式(23)を離散形で表示した次式が便利である。

$$K_n = \sqrt{\frac{\sum_j K^2(\theta_j) F(\theta_j) \Delta\theta_j}{\sum_j F(\theta_j) \Delta\theta_j}} = \sqrt{\frac{\sum_j K^2(\theta_j) \Delta E(\theta_j)}{\sum_j \Delta E(\theta_j)}} (24)$$

$$\Delta E(\theta_j) = F(\theta_j) \Delta\theta_j (25)$$

$$\sum_j = \sum_{j=1}^{m+1}$$

こうした方式を利用する場合のため、 $\Delta E(\theta_j)$ の累加値すなわち、

$$P_B(\theta) = \frac{1}{E} \int_{-\pi/2}^{\theta} F(\omega) d\omega (26)$$

で定義される方向別エネルギー累加曲線を描いたのが図-6である。同図には、さまざまな S_{max} の値に対する光易型方向スペクトルを持つ波、および比較のため SWOP の方向関数を持ち B-M 型周波数スペクトルを持つ波に対する曲線も記入してある。この図から、たとえば

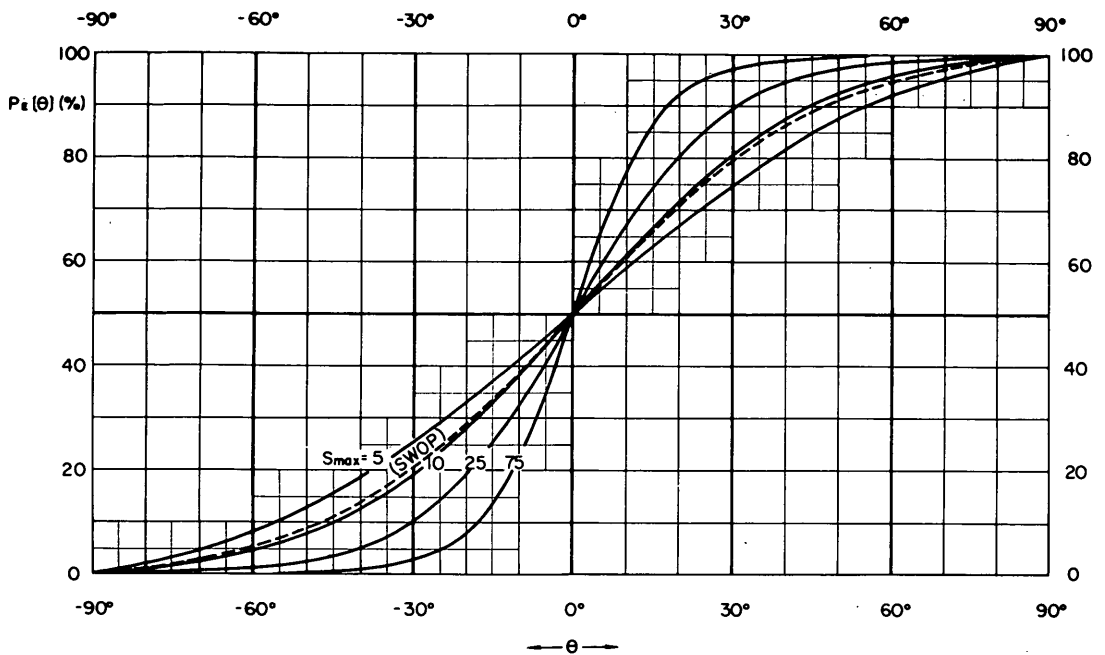


図-6 方向別エネルギー累加曲線

$S_{max} = 10$ の波で $\theta = \pm 10^\circ$ の範囲に含まれる波のエネルギーの割合は、

$$\Delta E(\theta_j) = P_g(10^\circ) - P_g(-10^\circ) = 0.62 - 0.38 = 0.24$$

と読みとれる。

式(24)から分るように、波高比 K_H は $\Delta E(\theta_j)$ の分布すなわち $P_g(\theta)$ の曲線の形によって影響される。そこで、エネルギーの方向別分布の集中度を表すためのパラメーターがあると便利である。こうしたパラメーターとしては、次式のようなものが考えられる。

$$P_s = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \{F(\theta)\}^3 d\theta}{\left(\int_{-\pi/2}^{\pi/2} F(\theta) d\theta\right)^2} \quad (27)$$

このパラメーターのいくつかの基本的な分布形に対する値を計算してみると、表-1 のようになる。表-1 からわかるように、パラメーター P_s の値は f_0 および $(c-a)$ によって決まっているので、表-1 に例示した分布がそのまま θ 方向に平行移動してもその値は変わらない。 P_s のこのような性質は、ここで考えようとしている波のエネルギーの方向別分布のように、ピークの位置が変わる可能性のあるもの(たとえば屈折による変化)に対して

表-1 パラメーター P_s の計算例

	$f(\theta)$	P_s
I	$f(\theta) = \begin{cases} f_0 & (a < \theta < c) \\ 0 & (\theta < a, \theta > c) \end{cases}$	$\frac{f_0}{c-a}$
II	$f(\theta) = \begin{cases} \frac{f_0}{b-a}(\theta-a) & (a < \theta < b) \\ \frac{f_0}{b-c}(\theta-c) & (b < \theta < c) \\ 0 & (\theta < a, \theta > c) \end{cases}$	$\frac{f_0}{2(c-a)}$
III	$f(\theta) = \begin{cases} -\frac{f_0}{(a-b)^2}(\theta-b)^2 + f_0 & (a < \theta < c) \\ 0 & (\theta < a, \theta > c) \end{cases}$	$\frac{36}{35} \frac{f_0}{c-a}$

さて式(27)を用いて光易型方向スペクトルの S_{max} と P_s との関係求めたのが図-7である。両者はほぼ直線関係にあることがわかる。また SWOP 型および $\cos^2 \theta$ 型の方向スペクトルについて P_s を計算し、その P_s に対応する S_{max} の値を図-7から読みとると表-2 のようになる。

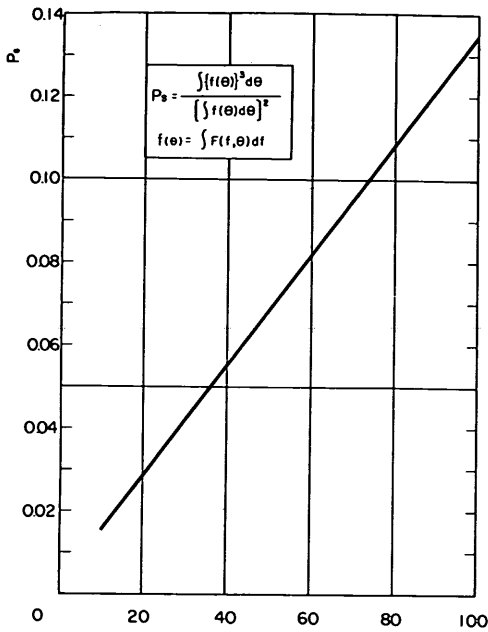


図-7 S_{\max} と P_s の関係 ($(a_p)_0 = 0^\circ$) S_{\max}

表-2 SWOPおよび $\cos^2 l \theta$ 型の方向関数に対する P_s と S_{\max} の値

方向関数	P_s	S_{\max}	
SWOP	0.014	8.8	
$\cos^2 l \theta$	$l = 1$	0.016	10.5
	2	0.027	19
	3	0.038	27
	4	0.050	36
	5	0.061	45
	6	0.073	54
	7	0.084	62
	8	0.096	71
	9	0.107	79
	10	0.119	87

表-2によって、SWOP型および $\cos^2 l \theta$ 型の方向関数と光易型方向関数とある程度対応させることができる。なお、光易係数⁽⁴⁾は $\cos^2 \theta / 2$ と $\cos^2 l \theta$ との関係として $l = 0.23 S$ (ただし $S > 4$) を示している。しかし式(4)からもわかるとおり、 S は周波数によって変わるので、 l と S_{\max} との関係は明らかではない。そこで、平均的な関係を求めてみると次のようになる。

まず、式(4)、(6)より

$$S = S_{\max} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-2.5}$$

であるから、上に述べた l と S の関係式は

$$l = 0.23 S_{\max} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-2.5} \quad (28)$$

と書き換えられる。一方、式(11)のBretschneider-光易の周波数スペクトルを等エネルギー分割(分割数 m_f)したとき、分割周波数は

$$f_n^* = \frac{1.0071}{\sqrt[4]{I_n(m_f/n)}} \quad (29)$$

で求まる⁽⁵⁾。また、各区間の代表周波数として中央周波数を用いることにすれば、それらは $2 \times m_f$ 分割したときの奇数番目の分割周波数に等しくなる。すなわち、代表周波数は次式で表わされる。

$$f_{n-1}^* = \frac{1.0071}{\sqrt[4]{I_n \{ 2m_f / (2n-1) \}}} \quad (30)$$

したがって、単純にスペクトルの面積を重みとして、 l の平均値を求めると表-3のようになり、

$$\bar{l} = 0.125 S_{\max} \quad (31)$$

となる。

表-3 $\cos^2 l \theta$ 型と光易型方向関数の関係

n	$2n-1$	f_{n-1}^*	$\frac{f}{f_m}$	$\frac{l}{0.23 S_{\max}}$
1	1	0.7655	0.8038	0.3355
2	3	0.6581	0.9010	0.5938
3	5	0.9281	0.9715	0.8789
4	7	0.9949	1.0416	0.8966
5	9	1.0654	1.1187	0.7555
6	11	1.1453	1.2026	0.6306
7	13	1.2431	1.3053	0.5138
8	15	1.3751	1.4139	0.3992
9	17	1.5862	1.6655	0.2793
10	19	2.1162	2.2220	0.1359

$$\frac{1}{10} \bar{l} = 0.5420$$

以上の方法は波のエネルギーをきちんと計算したものではないので、表-2の関係($Z=0.115S_{\max}$)よりも \bar{I} の値がやや大きめに示されている。しかし、パラメータ S の値が平均化される過程は表-3から読みとることができる。

3 不規則波の屈折計算への応用

3.1 計算法の概略

(1) 成分波の重ね合わせ法による計算¹⁾

一般に波の方向スペクトルは、場所 x, y 、時間 t 、周波数 f 、波向 θ の関係であり、非常に複雑な形をしている。いま屈折計算を行う際の沖波として、それが持っているエネルギーが場所的に一様であり、かつ時間的に変動しないものと仮定すれば、その方向スペクトルは周波数および波向のみの関数となるため簡単になる。このような方向スペクトルを持つ波の、屈折による変化を計算する方法の一つは、周波数および波向に分割した各成分波について屈折計算を行い、線型重ね合わせ法によって不規則波としての値を求める方式である。なお計算を一般化して、無次元量について行う場合の方向スペクトルは次のとおりである。

$$D^*(f^*, \theta) = S^*(f^*) G(f^*, \theta) \quad (32)$$

$$S^*(f^*) df^* = \frac{S(f) df}{H_{1/3}^2 T_{1/3}}$$

$$f^* = T_{1/3} f$$

いま、次のような仮定を設ける。

- i) 成分波の屈折はSnellの法則に従う。
- ii) 成分波の周期は変化しない。
- iii) 波のエネルギーは沖からだけ供給され、海岸線で消滅する。

さらに、周波数については等エネルギー分割、波向については等分割とし、それぞれの分割数を m_f, m_θ 、分割幅を $\Delta f, \Delta \theta$ とする。また成分波の屈折係数および浅水係数をそれぞれ K_r, K_s とすれば、不規則波に対する係数 K_s, K_r は重ね合わせ法により次のようにして計算できる。

$$\left. \begin{aligned} D_r^*(f_i^*, \theta) \Delta f_i^* \Delta \theta &= K_s^2 K_r^2 D_0^*(f_i^*, \theta_0) \Delta f_i^* \Delta \theta_0 \\ K_r &= \sqrt{\frac{\sum_i \sum_j K_s^2 K_r^2 D_0^*(f_i^*, \theta_j) \Delta f_i^* \Delta \theta_j}{\sum_i \sum_j K_s^2 D_0^*(f_i^*, \theta_j) \Delta f_i^* \Delta \theta_j}} \\ K_s &= 4.0 \sqrt{\frac{\sum_i \sum_j K_s^2 D_0^*(f_i^*, \theta_j) \Delta f_i^* \Delta \theta_j}{\sum_i \sum_j D_0^*(f_i^*, \theta_j) \Delta f_i^* \Delta \theta_j}} \end{aligned} \right\} (33)$$

$$\text{ここに、} \Sigma \equiv \sum_{i=1}^{m_f}, \quad \sum_j \equiv \sum_{j=1}^{m_\theta+1}$$

$\Delta \theta, \Delta \theta_0$: 屈折波および沖波の波向をはさむ微小角。

これらの係数を使えば、浅海域での不規則波の波高は、屈折とShoalingのみを考慮したとき

$$H_{1/3} = K_r \cdot K_s \cdot (H_{1/3})_0 \quad (34)$$

と表わすことができる。また周期は次式で表わされる。

$$T_{1/3} = K_r \cdot (T_{1/3})_0 \quad (35)$$

ここに、

$$K_r = \sqrt{\frac{\sqrt{b} \pi \sum_i \sum_j D_r^*(f_i^*, \theta_j) \Delta f_i^* \Delta \theta_j}{\sum_i \sum_j f_i^{*2} D_r^*(f_i^*, \theta_j) \Delta f_i^* \Delta \theta_j}}$$

$$b^* = 1.029 \text{ (Bretschneider - 光易型)}$$

(2) エネルギー平衡方程式による計算^{2),3)}

前節で述べた成分波の重ね合わせ法による計算法のものになっている理論は、Snellの法則である。この理論では各波向線を独立なものとし、波のエネルギーは波向線間で保存されているものと仮定している。したがって、地形が複雑となり、波向線が交差してしまふような場合には、その地点で波高が無限大になることになる。ところがこのような現象は実際には起こらず、波のエネルギーは波向線を横切って流れていくものと思われる。このように複雑な地形の屈折計算を行なう場合には、Snellの法則は成立たなくなるため、もとのエネルギー平衡方程式にたしかえり、それを解くことによって波の変形量を求める必要がある。この方式による屈折計算はKarls-sonによって発表され²⁾、永井ほか³⁾はこれによる計算例を示している。本資料では永井ほかによる計算プログラムを基礎にして計算を進めた。

いま外部エネルギーの授受を Q 、エネルギー伝播速度ベクトルを \vec{v} とすると、エネルギー方程式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \vec{v} \cdot (D \vec{v}) - Q = 0 \quad (36)$$

ここに、

$$\vec{v} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial f}, \frac{\partial}{\partial \theta} \right\}$$

$$\vec{v} = \left\{ \begin{array}{l} v_x \\ v_y \\ v_f \\ v_\theta \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} C_g \cos \theta \\ C_g \sin \theta \\ \frac{\partial f}{\partial t} \\ \frac{C_g}{C} \left(\frac{\partial C}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial C}{\partial y} \cos \theta \right) \end{array} \right\}$$

$$C_g = \frac{C}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right]$$

C_g : 群速度

C : 波速

k : 波数

h : 水深.

ここで、次のような仮定をする。

- i) 波の状態は時間的に変化しない。
- ii) 成分波の周期は変化しない。
- iii) 外部エネルギーの授受はない。

以上のような仮定をすると、 $\partial D / \partial t = \partial f / \partial t = Q = 0$ となり、式(36)は次のように書き直すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(D v_x) + \frac{\partial}{\partial y}(D v_y) + \frac{\partial}{\partial \theta}(D v_\theta) = 0 \quad (37)$$

結局、式(37)を D について解けば、ある地点における波の状態がわかることになる。しかし、一般に式(37)を解析的に解くことは困難である。そこで各項を差分化して D に関する連立方程式を立て、それに境界条件を与えて解くことになる。

まず、最も沖側では、その地点の方向スペクトルが深海波の方向スペクトル D_0 に等しいという条件を与える。計算はこの地点を出発点とし、岸側に進めるわけである。次に、側方の境界条件として、永井ほかは次の4種類のものを用いた。

- i) 側方からは波のエネルギーが入ってこない。
- ii) 側方ではエネルギーの出入りが無い。
- iii) 地形および波の状態が軸対称である。
- iv) 境界線の内外では同一スペクトルとする。

このうち、iv)の条件によって計算した結果が、他の条件によるもの比べて一般の地形の波の状態を表わしているようであり、本資料でもiv)の境界条件を使用した。

また、連立方程式は、その係数の特性を考慮して、Gauss - Seidel法によって解いた。

このようにしてある地点の方向スペクトル $D(f, \theta)$ が求めれば、それから屈折波の諸元が決められることになる。

3.2 計算精度の検討

前節で述べた計算法は、どちらも波の方向スペクトルを周波数および波向について分割して計算している。すなわち、波高や周期を数値積分によって近似的に計算しているわけである。そこで、周波数および波向の分割数 m_f 、 m_θ によって計算精度がどのように影響を受けるかを調べておく必要がある。さらに、エネルギー平衡方程式を解くときに用いたGauss - Seidel法は繰返し計算法であり、解の収束を判定するための定数 ϵ の大小によって精度が違ってくるので、どのくらいの値にしたらいいかも決めておかなければならない。

まず、成分波の重ね合わせ法においては、永井⁹⁾によれば、 $m_f = m_\theta = 60$ および $m_f = m_\theta = 36$ による計算結果にほとんど差がなかったということから、後述の平行直線状等深線海岸の屈折計算では、 $m_f = m_\theta = 36$ とした。この場合は、もともと屈折係数が解析的に求められているため計算時間が短かくて済み、計算実施上の問題は生じなかった。ところが、一般の海底地形にエネルギー平衡方程式による解法を適用すると計算時間がかなりかかり、しかも m_f 、 m_θ および ϵ によって計算時間が大幅に変わってくる。そこで、次にエネルギー方程式による解法を対象にして、計算精度について詳しく検討した。ただし、不規則波の屈折については、方向スペクトルを持つ波を用いて実験した例もほとんどなく、また現地観測データもない。したがって、ここでは解の収束性その他によって精度を検討しているため、絶対的なチェックとはなっていないことに注意する必要がある。

ここで用いた計算モデルは、図-8に示したような球面浅瀬である。水深15mの平らな海底上に直径40mの凸レンズ状の浅瀬があり、その頂点では水深が5mになっている。図の右方から $S_{max} = 75$ の光易型方向スペク

トルを持つ $T_{1/3} = 5.1 \text{ sec}$ の波が進行してくるものとし、 m_f 、 m_θ 、 ϵ によって、波高・周期の計算結果がどのように影響を受けるか調べた。ここで用いた波の方向関数は、図-1からわかるように周波数および方向別のエネルギー分布の変化が激しく、厳しい計算精度が要求される波である。なお、この地形は伊藤ほか¹⁰⁾が数値波動解析法の検討に用いたものと同一である。

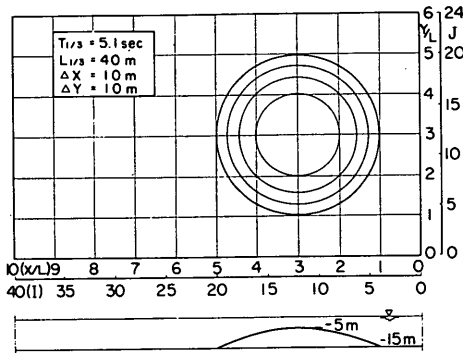


図-8 球面浅瀬

1) 周波数分割数 m_f と計算精度

方向分割数 $m_\theta = 36$ とし、Gauss-Seidel 法の収束判定定数 $\epsilon = 10^{-7}$ と一定にして、 m_f をさまざまに変えたときの図-8の対称軸 ($J = 12$) 上の各点の波高・周期を計算したところ図-9のようになった。この図をみると、各点の波高・周期とも m_f に対しては極めて安定しており、波高は $m_f = 7$ 、周期は $m_f = 3$ でほとんど収束していることがわかる。

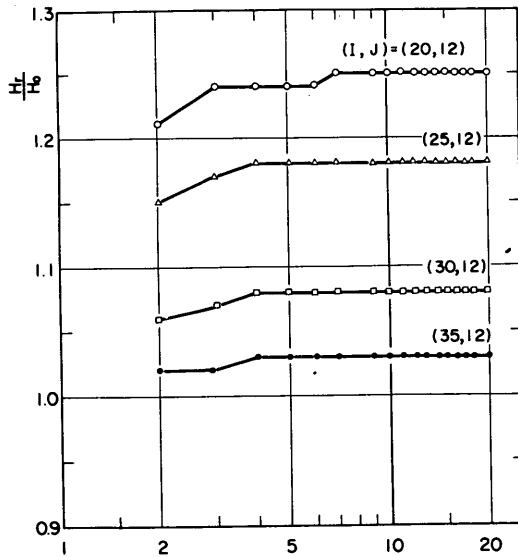


図-9 m_f と計算精度 (1) K_r

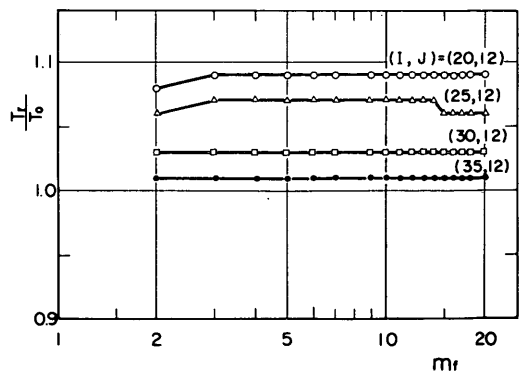
2) 方向分割数 m_θ と計算精度

$m_f = 20$ 、 $\epsilon = 10^{-7}$ とし、 m_θ を $5 \sim 36$ ($\Delta\theta = 36^\circ \sim 5^\circ$) と変えたときの波高・周期の変化を図-10に示した。この図から、 m_θ の値は計算精度に大きい影響を与えることがわかる。波高については、 $m_\theta = 36$ ではほとんどの地点でまず十分な精度が期待できる。 m_θ の減少とともに当然精度が落ちてくるが、図によると m_θ を 30, 24, 18, 12 と減らしたときに、計算地点中の最大相対誤差はそれぞれ 0.9%, 1.8%, 2.8%, 4.9% となっている。次に、周期は波高よりも m_θ に対して安定性が高く、 $m_\theta = 30$ でその計算値がほぼ安定している。 $m_\theta = 12$ とその値を落としても、計算地点中の最大相対誤差は 1.9% となっている。

永井⁹⁾によれば、成分波の重ね合わせ法によって不規則波の回折計算を行う場合には、 m_f および m_θ に対し、周期の方が収束しにくいという結果がでていますが、ここではそれと逆の傾向がでてくる。

3) Gauss-Seidel 法の収束判定定数 ϵ と計算精度

方向スペクトルを求めるための連立方程式を解く際に用いた Gauss-Seidel 法は、ある初期値から出発し、繰返し計算によって解を求める方法である。この場合、新たに得られた解と前回の解との差が、ある判定定数より小さくなったときに計算を打切るようにするため、この判定定数 ϵ も計算精度に大きい影響を与えることになる。そこで $m_f = 20$ 、 $m_\theta = 36$ とし、 ϵ を 10^{-5} から 10^{-8} まで 10^{-1} ごとにかえて波高・周期を計算した。計算に用いた図-8のモデル地形および波は軸対称であるので、計算結果の収束する様子とともに、その対称性をチェック



(2) K_r

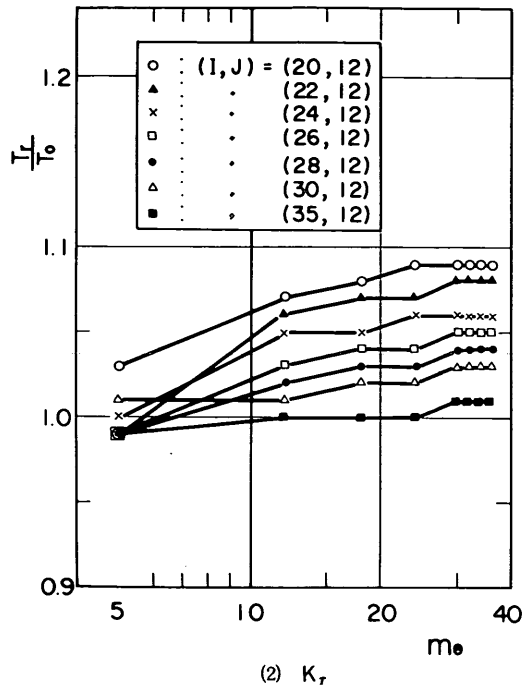
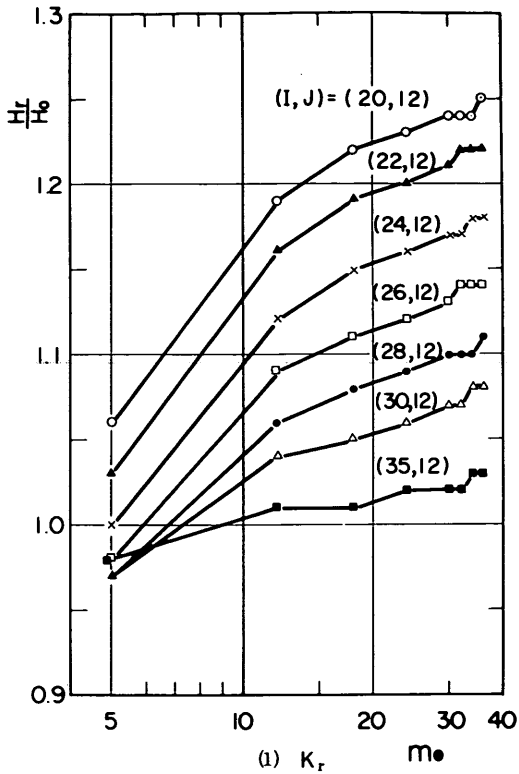


図-10 m_0 と計算精度

クすることによって計算精度を検討することができる。その結果、 $\epsilon = 10^{-7}$ とすればほぼ満足できる精度が得られることがわかった。今後の計算では、 ϵ はすべて 10^{-7} としている。

3.3 平行直線状等深線海岸における屈折

永井⁹⁾によれば、不規則波の屈折の一般的性質としては次のようなことがあげられる。

- i) 方向スペクトルのピークの値が大きくなり、波向の分布幅が狭くなる。すなわち、方向的にエネルギーの集中度が高まる。
- ii) ピークの周波数は低周波数側に移行する。
- iii) 高周波数側のスペクトルは屈折の影響をあまり受けない。
- iv) 沖波の卓越波向^{*} $(\alpha_p)_0$ が 0° のとき、すなわち等深線に直角のときは水深が浅くなくても $\alpha_p = 0^\circ$ のままであるが、 $(\alpha_p)_0 \neq 0^\circ$ のときは α_p は 0° に近づく。

V) 方向スペクトルの形は $(\alpha_p)_0 = 0^\circ$ の波は、屈折したのちも波向について対称な形を保つが、

$(\alpha_p)_0 \neq 0^\circ$ の波では非対称である。

さて沖波として $S_{\max} = 10$ の光易型方向スペクトルを持つ波が、平行直線状等深線海岸で屈折したのち、そのスペクトルがどのような影響を受けるかを調べてみる。このような海岸の場合には、屈折角・屈折係数および浅水係数が次のように解析的に求められる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin \theta}{\sin \theta_0} &= \frac{C}{C_0} = \tanh kh \\ K_r^2 &= \frac{\cos \theta_0}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_0 \tanh kh}} \\ K_s^2 &= \frac{1}{\left(1 + \frac{2kh}{\sin 2kh}\right) \tanh kh} \end{aligned} \right\} (38)$$

* 方向スペクトルの方向的エネルギー分布が最大になる波向を永井⁹⁾はこのように名付けた。本資料でもこれを用いることにした。

ここに、 h : 水深

k : 波数 ($= 2\pi/L$)

L : 波長.

これらの係数を用いれば、式(33)により不規則波の係数が求められる。

なお、実際の計算においては、成分波の波向としては岸側に向かいかつ卓越波向(α_p)₀から±90°の範囲にあるものだけを考えている。またこの場合、この領域に入射波の全エネルギーが入るように補正している。

図-11は、卓越波向(α_p)₀ = 0°と60°の波が $h/L = 0.1$ の地点まで進んだときの屈折波の方向別エネルギー累加曲線である。ただし(α_p)₀ = 60°の波に対する曲線は、平均波向(エネルギーの累加値が50%になる波向)が0°になるように平行移動したものである。また図中には、 $S_{max} = 10, 20$ および 50 の光易型方向スペクトルのエネルギー累加曲線も示してある。この図から、屈折による波のエネルギーの方向的な集中度の高まりは、 S_{max} の値を増加させるということによって考慮することができること、また(α_p)₀ ≠ 0°の波の方向スペクトルの形が非対称であっても、方向別のエネルギー分布からみれば、適当な S_{max} の光易型方向スペクトルによって近似的に表わすことができることがわかる。すなわち、屈折波の方向スペクトルは、沖波の S_{max} よりも大きい S_{max} を持つ光易型方向スペクトルによってほぼ近似で

きるということになる。

そこで問題になるのは、 S_{max} をどの程度増加させたらよいかということである。いま図-11に示した屈折波について、式(27)によって、 P_s の値を求めてみると、(α_p)₀ = 0°の波では $P_s = 0.034$ 、(α_p)₀ = 60°の波では $P_s = 0.062$ であった。図-7に示したような $P_s \sim S_{max}$ 図を用い、この P_s の値から逆に S_{max} を読みとると、それぞれ $S_{max} = 24$ および 46 であった。ただし、前にも述べたように沖側に向かう成分波および(α_p)₀ より±90°以上の波向を持つ成分波は考慮していないため、(α_p)₀ ≠ 0°の波ではもともとエネルギーの分布形が歪んでいる。そのため(α_p)₀ によって $P_s \sim S_{max}$ 図の形も少しずつであるが違ってくるので、 P_s の値から S_{max} を決めるときには、各(α_p)₀ に対応した $P_s \sim S_{max}$ 図を用いる必要がある。さて図-11をみると、このようにして求めた S_{max} の値は、ほぼ妥当なものであることがわかる。そこで、屈折波の方向スペクトルとして近似的に用いる光易型方向スペクトルの S_{max} の値は、屈折波のスペクトルの P_s の値から $P_s \sim S_{max}$ 図によって決定することにする。

図-12は代表的な波として、 $S_{max} = 10, 25$ および 75 の光易型方向スペクトルを持つ沖波が、卓越波向(α_p)₀ = 0°, 30° および 60° で平行直線状等深線海岸に進入してきたときの S_{max} の変化を描いたものである。

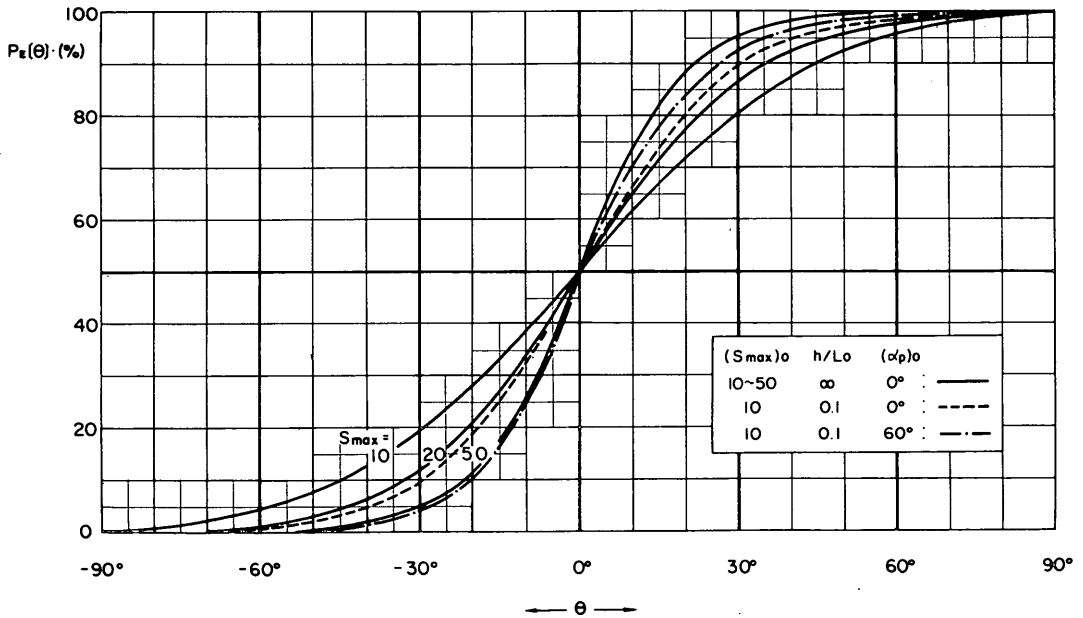


図-11 屈折波の方向別エネルギー累加曲線

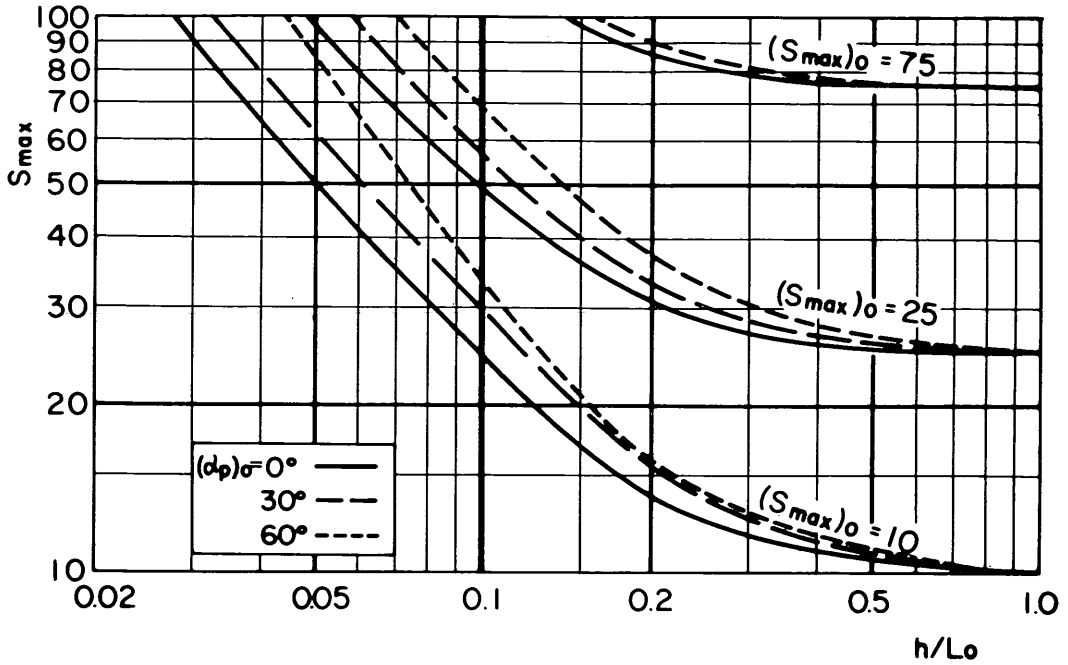


図-12 屈折による S_{max} の変化図

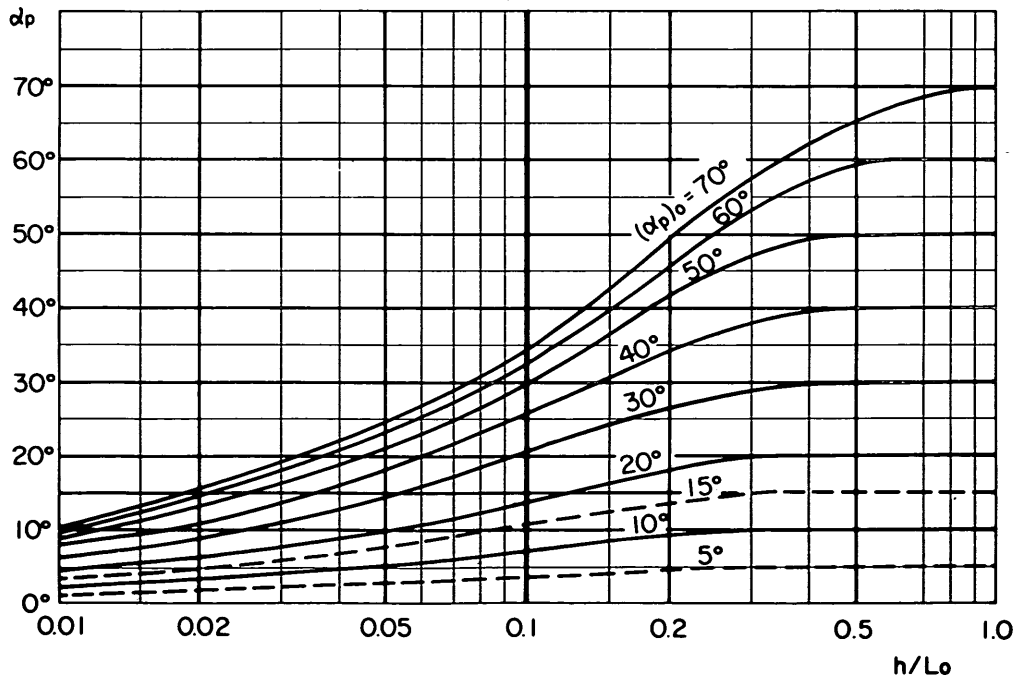


図-13 屈折による α_p の変化図 ($S_{max} = 10$)

次に、卓越波向 α_p が水深の減少とともに、どのように変化するかを調べてみる。沖波として $S_{max} = 10$, 25および75, $(\alpha_p)_0 = 10^\circ \sim 70^\circ$ の波をとり、水深によって α_p が減少していく様子を検討したところ、 α_p の変化は沖波の S_{max} の値にはあまり影響を受けないことがわかった。図-13は、 $S_{max} = 10$ の波について α_p の変化を図に示したものであるが、 $S_{max} = 25$ および75の波に対しても、 $\pm 5\%$ 程度の誤差で α_p を読みとることができる。

最後に、屈折だけの影響を考慮したとき、波高がどのように変化するか、すなわち不規則波としての屈折係数

K_r を式(33)および(38)によって計算したのが図-14である。この図から、沖波の S_{max} を選定し $(\alpha_p)_0$ を決めれば、ある水深での屈折係数 K_r を読みとることができる。

以上のようにして、沖波の諸元として S_{max} および $(\alpha_p)_0$ を与えれば、ある水深の地点まで来たときの S_{max} , α_p および K_r が図-12, 13および14によって求められることになった。

さらに、浅水係数 K_B を文献6)の図表から読みとるか、規則波の値を近似的に用いるかすれば、屈折とShoalingだけを考慮したときの波高を求めることができる。

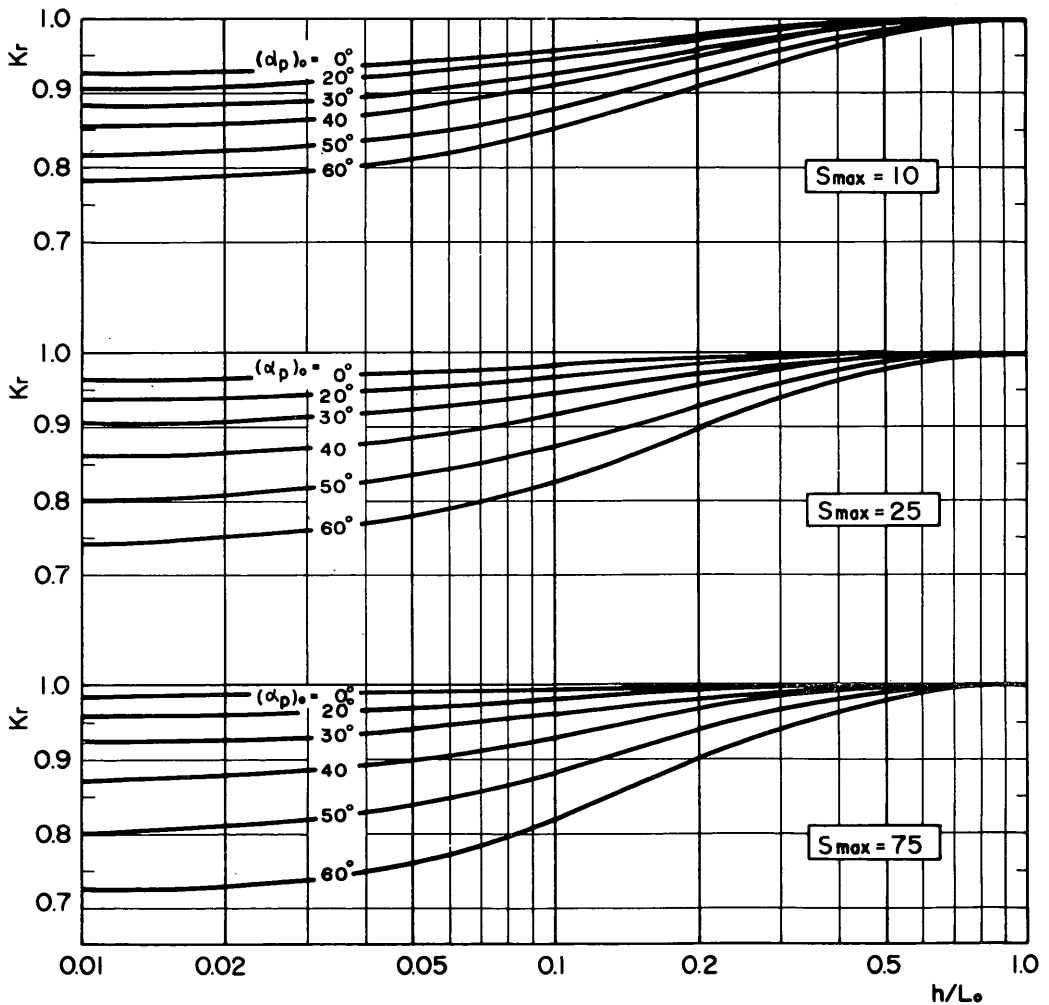


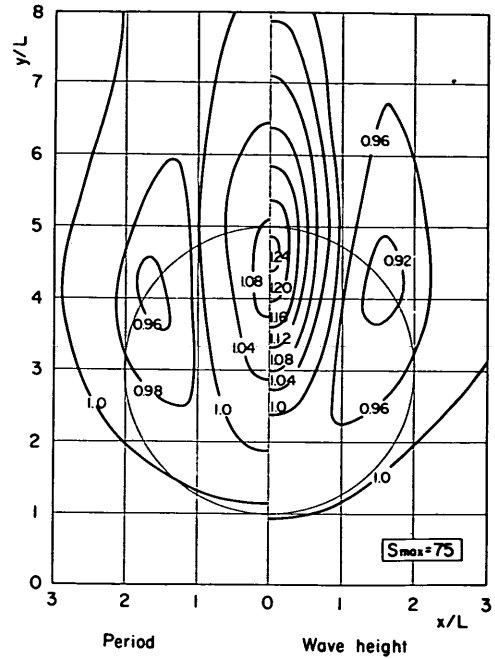
図-14 屈折係数

3.4 任意地形における屈折計算例

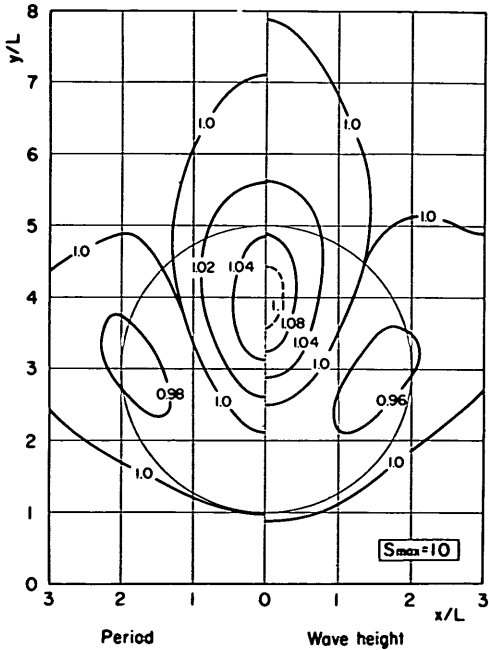
規則波の波向線が交差してしまうような複雑な海底地形を持つ海岸に対しては、3・1・(2)で述べたようにエネルギー平衡方程式による解法が有効である。ここではその計算例として、球面浅瀬および現地地形に適用した結果を示す。

(1) 球面浅瀬における屈折計算

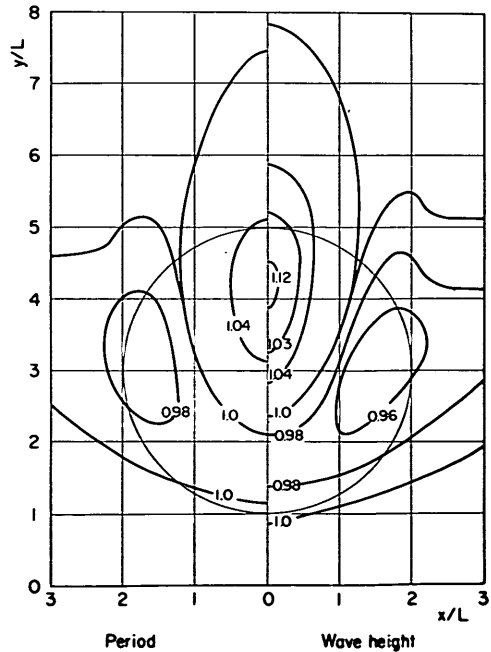
ここで用いた地形は、図-8に示したものと同一のものであり、波の有義波周期 $T_{1/3} = 5.1$ secも変わらない。この地形に対し、波向線法で屈折計算を行うと波向線は焦線を形成し、そこに波のエネルギーが集中して波高が無限大になってしまうことになる。このような場合に、エネルギー平衡方程式による解法が有効であるかどうかをみるために、 $S_{max} = 10$ および75の光易型方向関数およびSWOPの方向関数を持ち、周波数スペクトルとしてBretschneider型のものを持つ波を照射させて屈折計算を行ったのが図-15である。計算条件は、周波数分割数 $m_f = 15$ 、波向分割数 $m_\theta = 36$ とし、境界条件は、軸対称である条件と内外同一スペクトルであるという条件を用いた。



(2) $S_{max} = 75$ の光易型方向スペクトル



(1) $S_{max} = 10$ の光易型方向スペクトル



(3) SWOP の方向スペクトル

図-15 球面浅瀬における不規則波の屈折

図をみると、いずれの場合も波高が無限大になるようなことは起きていないことがわかる。また、図-15(1)と(2)を比べてみると、 S_{max} が大きい方が屈折の影響を受け易く、波高がより増大し、周期はより減少している。

しかし、両者の波高および周期の差は、それぞれ最大でもたかだか13%および4%であり、光易型方向スペクトルを屈折計算に用いる場合には、 S_{max} の値によって計算結果は図-1などから予想されるほど変わらないことがわかる。

次に図-15(1)と(3)を比べてみると、両者はよく似ていることがわかる。図-6の方向別エネルギー累加曲線および表-2からは、SWOPの方向関数は $S_{max} \approx 9$ の光易型方向関数とエネルギー的にはほぼ等しくなっているが、屈折計算の結果をみると、SWOPの方向関数は、 S_{max} が10よりもやや大きいときの光易型方向関数に対応しているように思われる。

伊藤ほか¹⁸⁾は、図-8の地形にここで計算に用いた不規則波の有義波周期5.1secに等しい周期を持つ規則波を入射させて計算および実験を行っている。そこでその結果と比較してみると次のようなことがわかった。

- i) 波高の分布形は、規則波と不規則波とでそのパターンは似ているが、規則波の方が場所的な波高の変化が激しい。
- ii) 波高比を、 S_{max} が大きいうねり性の不規則波と比べても、規則波の方がその最高値が大きく最低値が小さくなっている。

以上の規則波と不規則波のちがいは、傾向的にはいわゆる不規則波の平均化効果によるものと思われる。

(2) 現地適用例

最後に、エネルギー平衡方程式による解法を、実際の海岸に適用した例を示す。対象としたのは図-16に示した横須賀港付近の海域である。図の左方(N10°W)から、 $S_{max} = 40$ の光易型方向スペクトルを持ち、 $T_{1/3} = 7.0\text{sec}$ の波が進んでくるものとする。そのときの波高を、 $m_f = 15$ 、 $m_0 = 36$ 、 $\Delta X = \Delta Y = 80\text{m}$ 、上下方の境界線の内外で同一スペクトルであるという境界条件で計算した。図-16には屈折係数とともに等深線(1点鎖線: -10m, 2点鎖線: -20m)も記入してあるが、その等深線をみると、海底地形はかなり複雑であることがわかる。同海域について、成分波の重ね合わせ法によって波高を計算した例¹⁰⁾があるので、それと比較しながら計算結果を検討してみることにする。

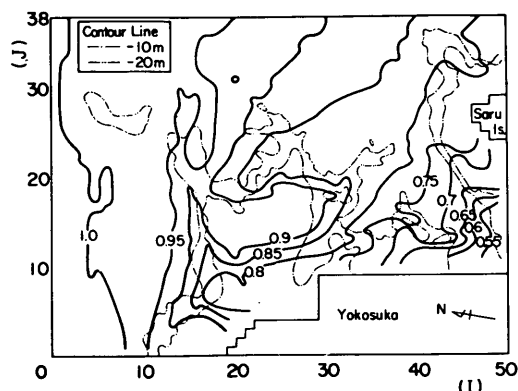


図-16 横須賀港付近の屈折計算

文献19)には、ここで用いた波の卓越方向と同じ波向を持ち、また有義波周期と同じ周期を持つ規則波について屈折図が描かれている。それをみると波向線はかなり複雑に入り乱れており、波向線法を適用するのが困難なように思われる。しかし図-16では波高の変化もなだらかであり、また波高が無限大に発散しているようなこともないことがわかる。さらに、横須賀新港西防波堤前面(図-16では $I=42$ 、 $J=10$ 付近)における波高比について、成分波の重ね合わせ法による結果と比べてみると、両者はほぼ等しく0.6前後であった。

4 不規則波の回折計算への応用

4.1 計算法の概略

波の回折に関する詳しい計算法は他の文献4)、5)および6)などに説明されているので、ここではごく簡単に述べておくことにする。

まず規則波の半無限堤による回折係数は、図-17に示したような防波堤と波向のなす角 θ 、波長 L および計算地点の座標(r , r)の関数として次のように表わされる。

$$K_d = \frac{H_d}{H_0} = G(r, \theta, r/L) \quad (39)$$

ここに、 H : 波高

添字 o , d : 入射波, 回折波を表わす。

この G 関数は、Sommerfeld が与えた光の回折に関する解をもとに、PennyとPrice が長い防波堤における海の波の回折の解として、速度ポテンシャルを用いて求めたもので、Fresnel 積分を含んでいる。

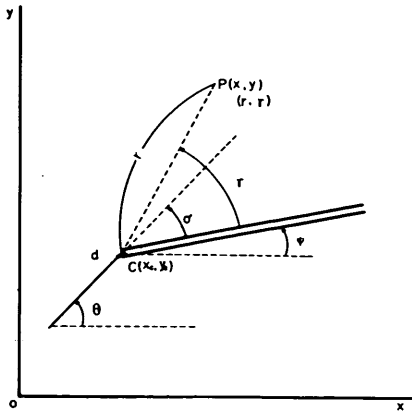


図-17 半無限堤による回折の計算パラメーター

また、開口防波堤による回折係数は、左右の半無限堤による回折波の速度ポテンシャルを、位相差を考慮して重ね合わせることによって計算されることをBlueが示した。ただしこの場合は、変数として開口幅Bが加わり、

$$K_d = G(r_j, \delta_j, r_j/L, B/L) \quad (40)$$

ここで、 $j = 1, 2$ (左右の半無限堤に対応する) と表わされる。

さて、不規則波に対する計算は、3-1-(1)で述べたスペクトルの成分波の重ね合わせ法によった¹⁾。すなわち、波のエネルギーを周波数および波向ごとに分割し、各成分波について防波堤とのなす角 r および波長 L を計算して、式(39)あるいは(40)によって K_d を求めるわけである。このようにして各成分波の回折係数が得られれば、不規則波の回折係数 K_d および周期比 K_r は次式で求められる。

$$K_d = \frac{(H_{1/3})_d}{(H_{1/3})_b} = 4.0 \sqrt{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} D_d(f^*, \theta) df^* d\theta} \quad (41)$$

$$K_r = \frac{(T_{1/3})_d}{(T_{1/3})_b} = \sqrt{\frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} \pi b^* \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} D_d(f^*, \theta) df^* d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} f^{*2} D_d(f^*, \theta) df^* d\theta}} \quad (42)$$

ここに、 $D_d(f^*, \theta) = K_d^0 D_0(f^*, \theta)$
 $b^* = 1.029$ (B-M型)。

4.2 半無限堤および開口防波堤による回折計算

前節に概略を述べた計算法によって不規則波の回折計算を行った結果を、付図-1~11に示した。入射波としては、 $S_{max} = 10$ および75の光易型方向スペクトルを持つ波を考えた。

まず、付図-1~7は半無限堤による回折計算の結果である。図中の実線は回折係数 K_d 、破線は周期比 K_r である。卓越波向として、 $\theta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 150^\circ$ および 165° の7方向をとっている。また、計算範囲はそれぞれの波につき、 $20L \times 20L$ および $200L \times 200L$ (L :有義波の波長)とした。これらの図をみると、方向別エネルギーの集中度が高い $S_{max} = 75$ の波では、回折係数もその卓越方向に高いものが集中していることがわかる。しかし両者の差はそれほど大きくなく、 $K_d = 1.0 \sim 0.8$ の高い回折係数についていえば、差の絶対値は0.1程度である。また、永井による計算結果と比較してみると、〔P-M型〕×〔SWOP〕および〔P-M型〕×〔 $\cos^2 \theta$ 型〕の方向スペクトルを持つ波の回折図は、 $S_{max} = 10$ の光易型方向スペクトルのものと、 K_d について傾向が似ていることがわかる。ただし、回折係数の集中度は $S_{max} = 10$ の波の方が高いようである。次に周期比をみてみると、 $S_{max} = 10$ および75の波ではかなり様子が異なっていることがわかる。また、SWOPおよび $\cos^2 \theta$ 型の方向関数を用いた回折図と比べて最も目立つ点は、今回の計算結果では周期が非常に低くなる領域が存在することである。これについては次節で考察する。

次に、付図-8~11は開口防波堤による回折計算結果である。卓越波向としては $\theta = 90^\circ$ とし、開口幅は $B/L = 1, 2, 4$ および8の4種類とした。また計算範囲は $3B \times 2B$ および $30B \times 20B$ とした。全般的には、開口防波堤の回折図でも半無限堤の場合と同様のことがいえるが、 $S_{max} = 10$ と75の図を比較してみると、回折係数における両者の差は半無限堤の場合より大きく、0.2程度の差がある場合があることがわかる。なお、いままでの回折図では距離を波長 L で無次元化したものが多いが、付図-8~11では、開口幅 B で無次元化していることに注意されたい。このようにすると、防波堤開口部は図の同じ所に位置することになる。さらにこの表示法を用いると、 B/L が変わっても回折係数の値があまり変わらないことが永井ほかの計算例で示されており²⁰⁾、付図-8~11の比較でもそのことが認められる。したがっ

て、任意の開口幅に対する回折係数を内挿法で読みとる作業が楽になるものと思われる。

4.3 回折による周期の減少について

付図-1~11からわかるように、光易型方向スペクトルを持つ波の回折計算を行うと、周期比が非常に小さい領域が生ずる場合がある。回折による周期の減少は、SWOPの方向関数を持つ波でも起こり、これについては永井⁹⁾が考察を加えている。結論からいえば、回折波の

周波数スペクトル $S_d(f^*)$ が、入射波の周波数スペクトル $S_o(f^*)$ と比べて高周波数側にかたよった分布形をしていれば、周期が減少することになる。したがって、光易型方向スペクトルを持つ波では、この高周波数側へのかたより方が、他の方向スペクトルに比べて激しくなる場合があることになる。このようになる原因を調べるために、 $S_{max}=75$ の場合の計算結果を周期がほとんど減少しない $\cos^2\theta$ 型の場合と比較してみる。

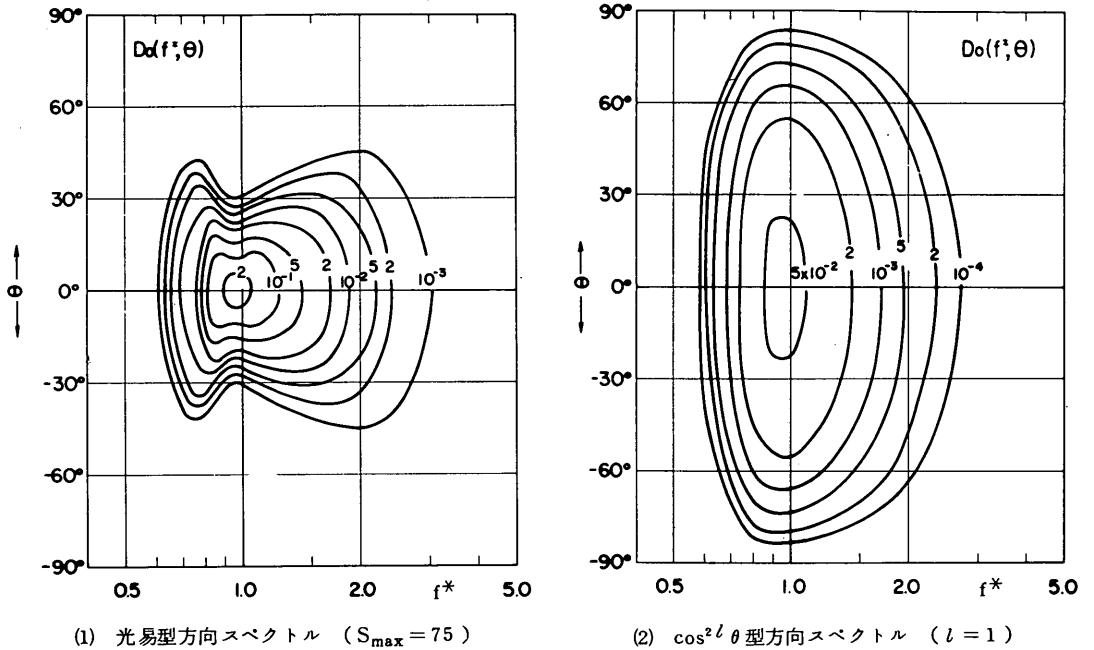


図-18 入射波の方向スペクトル

表-4 点P, Qにおける波高比と周期比

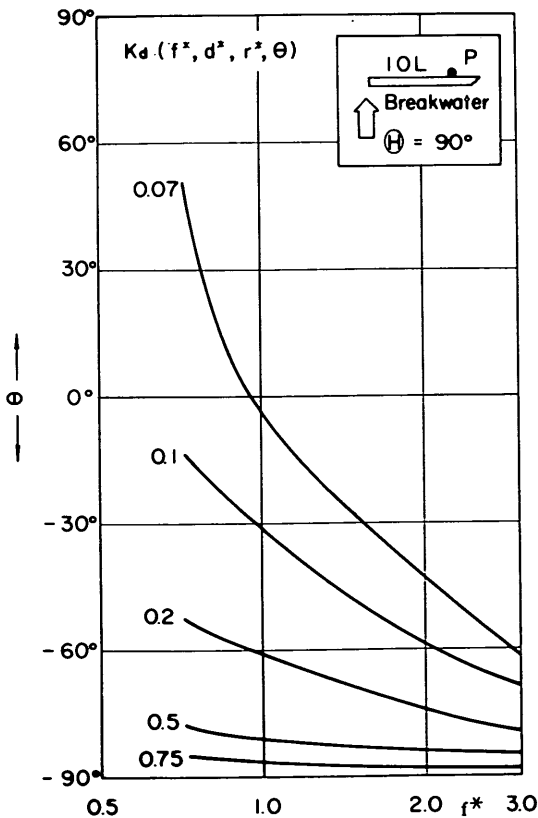
地点名	P		Q	
	K_d	K_r	K_d	K_r
波の種類				
光易型 $S_{max}=75$	0.07	1.14	0.11	0.64
\cos^2 型	0.09	1.21	0.31	1.0

対象としては、半無限堤に卓越方向が直角の波が入射する場合を考える。波の周波数スペクトルとして Bretschneider-光易型のものを用いた。回折波の計算地点を、防波堤の裏側で先端から10波長の距離にある点P、およびそこから防波堤に直角に10波長はなれた点Qの2地点とする。各点の回折係数および周期比を計算した結果は表-4のようになる。

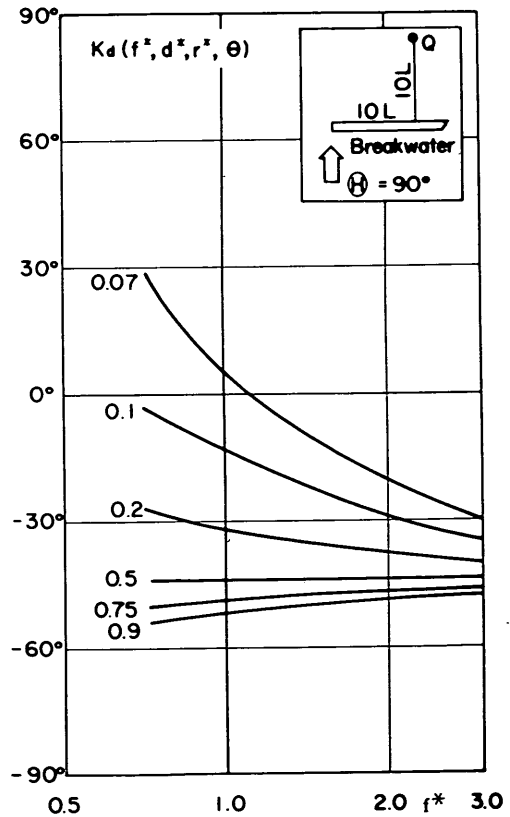
まず、入射波の方向スペクトル $D_0(f^*, \theta)$ の分布図を直角座標に描くと図-18のようになる。光易型ものは、周波数スペクトルのピーク周波数 $f^* = 0.95$ 付近でエネルギーの方向的な集中度が高く、それからはずれるにしたがって方向分散が大きくなるのに対し、 $\cos^2 \theta$ 型は方向関数が f の関数とはなっていないために、エネルギーの方向分散は各周波数ごと的一定である。

一方、点P、Qにおける回折係数は、図-19のように分布している。この図-19をみると、点Pの回折係数はすべて右下がりなのに対し、点Qでは -45° をさかいにそれより小さい波向の波に対しては、周波数が増加するにしたがって回折係数も増加していることがわかる。このような場合には、前に述べた原因によって周期が短くなる可能性があることになる。

さて、回折波の方向スペクトルは、図-18に示した入射波の方向スペクトルに、図-19の回折係数 K_d の2乗をかけたものに等しい。まず光易型スペクトルの波の、点PおよびQにおける回折波の方向スペクトルの分布図は、図-20のようになる。点Pでは、ピーク周波数より低周波側で相対的にスペクトルの値が大きくなっているのに対し、点Pでは高周波側 ($f^* = 2.0$ 付近) で、スベ



(1) 防波堤裏面



(2) 防波堤後部

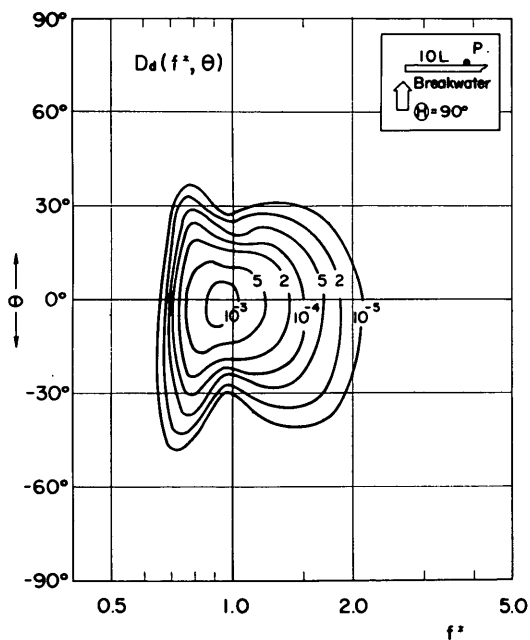
図-19 回折係数

クトルが非常に大きくなっていることがわかる。このような現象が起こる原因は、光易型方向スペクトルが高周波数側で方向的に広く分布していることと、図-19で点Qの回折係数 $\theta < -45^\circ$ で右上がりになっていることである。次に、 $\cos^2\theta$ 型の波の回折波の方向スペクトルは図-21のような分布形をしている。この図からは周期の増減についてはなんともいえないので、方向スペクトルを波向について積分した周波数スペクトルで考えることにする。

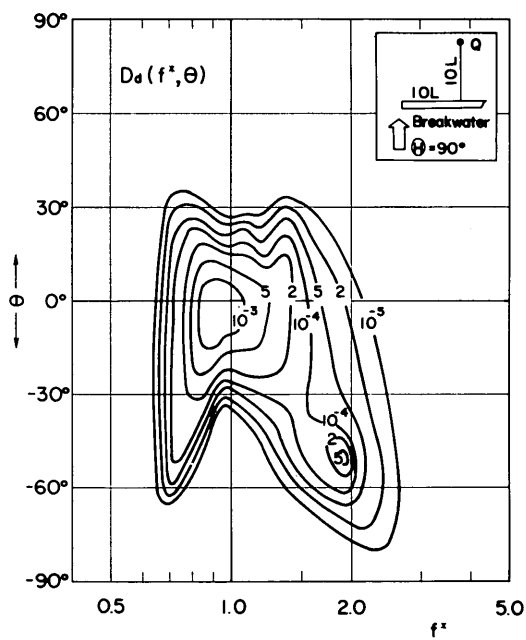
それぞれの波の回折波の周波数スペクトルは、図-22のようになる。図-22(1)から光易型の方向スペクトルの波の場合には、点Pではスペクトルのピークが低周波側に移動し、点Qでは高周波数側で著しいエネルギー密度のふくらみが現われていることがわかる。そのため点P

では周期が長くなり、点Qでは短くなる。図-22(2)の $\cos^2\theta$ 型の方向スペクトルの場合には、点Pでは入射波の周波数スペクトル $S_0(f^*)$ に比べ、低周波数側に分布形がかたより、点Qではほとんど $S_0(f^*)$ と相似形になっている。したがって、 $\cos^2\theta$ 型の方向関数を持つ波では、点Pで周期が長くなり点Qではほとんど変わらないことになる。

以上のようにして、光易型方向スペクトルの波では周期が非常に減少する可能性があることが、計算上では確かめられた。しかし、このような現象が実際の波で起こるかどうかは、まだはっきりとは判らない。逆にいえば、このような現象は光易型の波に特有のものであるので、光易型方向スペクトルが実際的なものであるかどうかを現地観測でチェックする場合の一つの目安になるものと思われる。

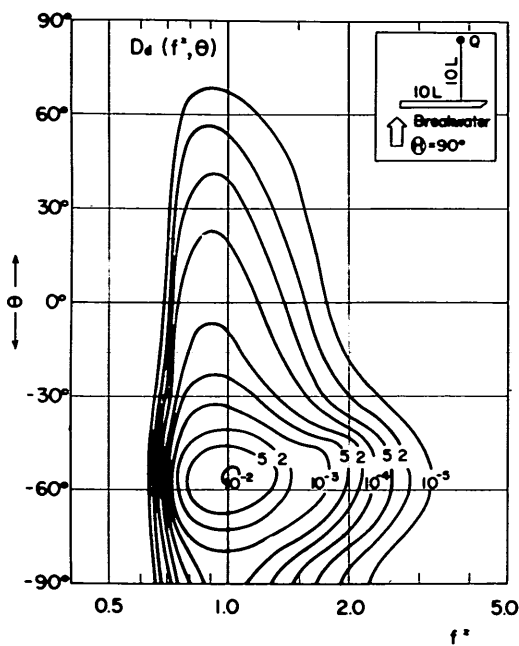


(1) 防波堤裏面

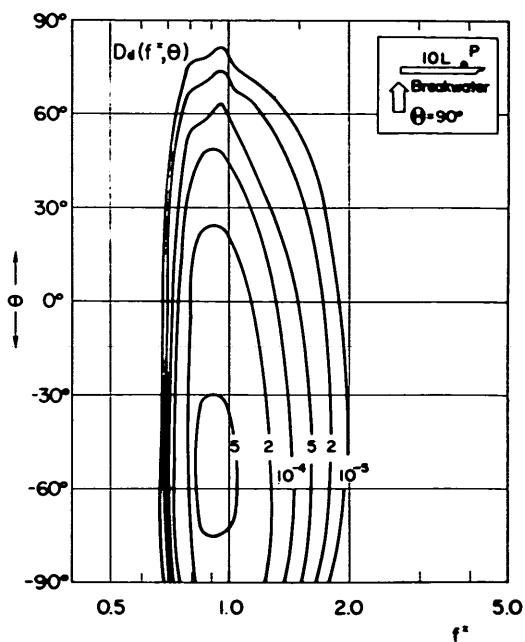


(2) 防波堤後部

図-20 回折波の方向スペクトル (光易型, $S_{max} = 75$)

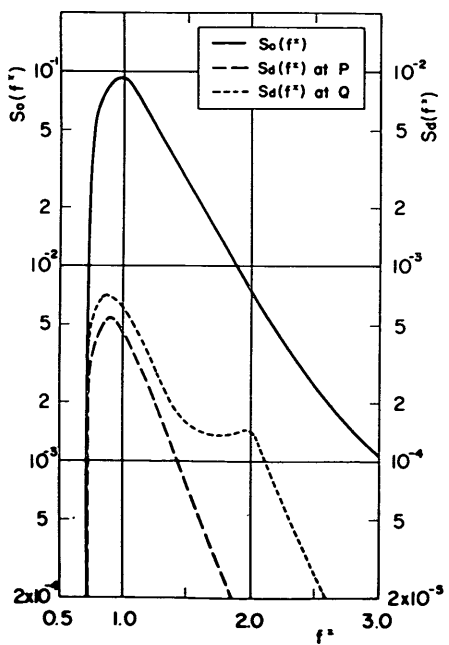


(1) 防波堤裏面

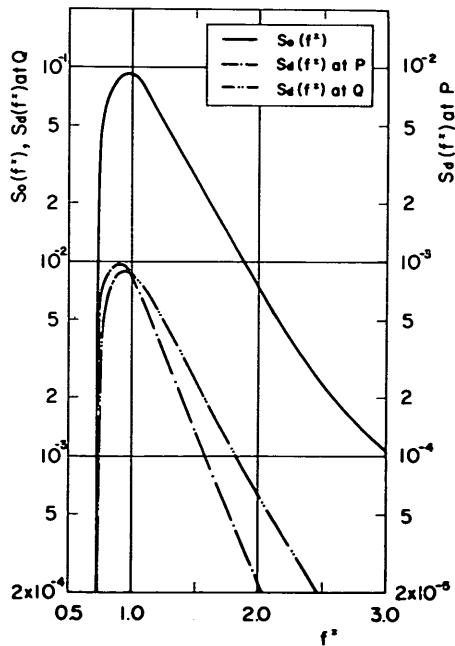


(2) 防波堤後部

図-21 回折波の方向スペクトル ($\cos^{2l}\theta$ 型, $l=1$)



(1) 光易型方向スペクトル ($S_{\max} = 75$)



(2) $\cos^{2l}\theta$ 型方向スペクトル ($l=1$)

図-22 回折波の周波数スペクトル

4.4 現地防波堤に関する回折計算

最後に、光易型方向スペクトルの波を現地防波堤に適用して回折計算を行った例を示す。秋田港を対象とし、沖波としては代表的な波として $S_{max} = 10, 25$ および 75 とし、それぞれの波の周期を $T_{1/3} = 7.0, 8.5$ および 9.5 sec とする。秋田港付近の海底地形は、等深線がほぼ平行とみなせるので、平行直線状等深線海岸による屈折の計算図表を用いることにすれば、防波堤の先端 (-14m)

に到達した波は、屈折した結果 $S_{max} = 15, 42$ および 120 の光易型方向スペクトルの波で近似できることになる。これらの波*を用いて回折計算を行った。秋田港では、1973年11~12月に防波堤内外の波浪の同時観測を行っており、その解析結果が大野ほかによって報告されている²⁾。そこで測定結果とともに計算結果を図示したのが図-23である。

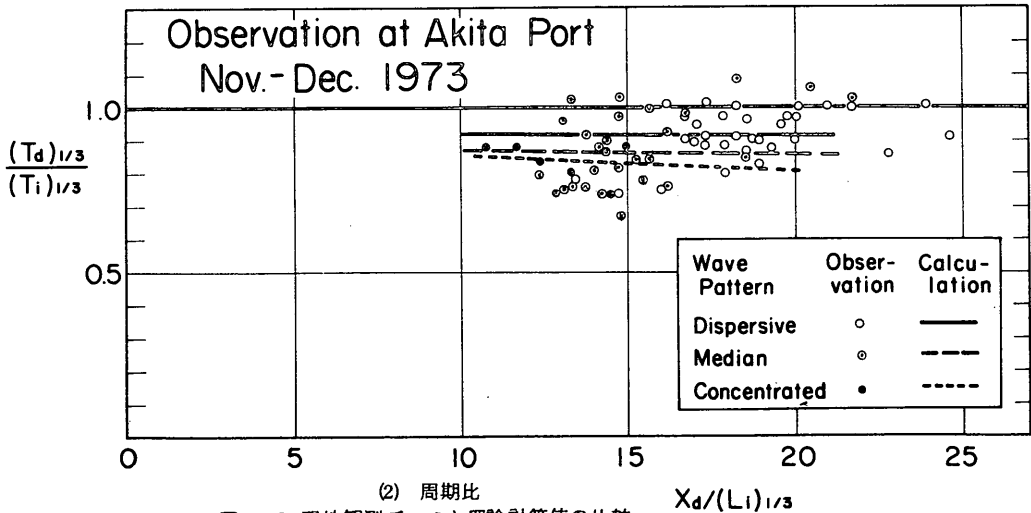
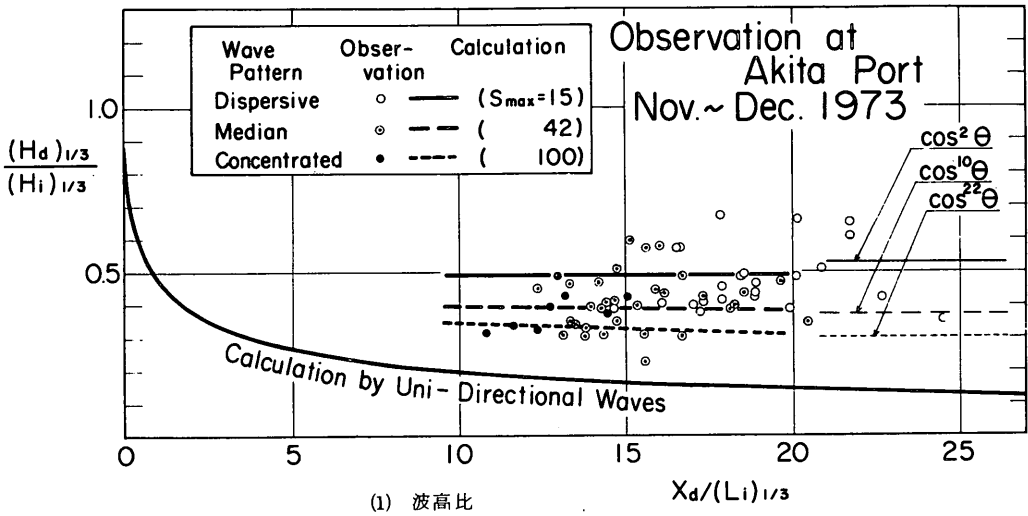


図-23 現地観測データと理論計算値の比較

* ただし、 $S_{max} > 100$ とすると計算がオーバーフローしてしまいうため、屈折計算で $S_{max} = 120$ となる波については $S_{max} = 100$ とした。

図中の白丸、中黒丸、黒丸は、レーダー観測によって波の位相を測定してそのそろい具合をみたもので、それぞれ波向が分散しているもの、中間のもの、集中しているものを示している。計算は、光易型および $\cos^2 l \theta$ 型の方向スペクトルの波について行っており、波向は $N106^\circ W$ とした。沖波として光易型の $S_{\max} = 10$ 、25および75の波を上記の3種類の波に対応させて考えれば、図-23で波向が集中しているものほど波高比および周期比が小さくなる傾向があるということについては、測定値および計算値とも一致している。また、前節で述べた周期の減少が実際の波でもある程度みられることがわかる。一方、 $\cos^2 l \theta$ 型の波では $l = 1, 5, 11$ とすると波高比については光易型と同様のことがいえるが、周期比はすべて1.0となる。

なお、秋田港の平均波向は $N96^\circ W$ であり、大野ら²⁰⁾はこの波向を用いて $\cos^2 l \theta$ 型で $l = 1 \sim 5$ として計算を行っている。その結果をみると、波高比は観測値よりもかなり大きめにしている。しかし、本資料のように波向を $N106^\circ W$ とすると観測値をよりよく説明できるようなのでそれを用いた。

以上の計算例では、沖波の S_{\max} を想定することから出発し、屈折の影響を考慮して回折計算に用いる入射波の方向スペクトルを決めた。しかし、一般には設計波を決定する際に参考となる波の観測データは、すでに屈折の影響を受けた波についてのものである。したがって、回折計算の入射波として用いる波の方向スペクトルの形は、その地点の測定データをもとにして、まず沖波の方向スペクトルを決定しなければならない。その際に、図-5の S_{\max} と H_0/L_0 の関係が参考になる。このようにして沖波のスペクトルが決まれば、それを用いて屈折計算を行い、回折計算に用いる入射波の方向スペクトルを決めるわけである。

5 あとがき

海の波の方向スペクトルについて、光易が最近提案した方向関数の実用化およびこれによる屈折および回折計算を行った結果、次のようなことが明らかになった。

1. 光易型方向関数の形を決定するパラメーター S_{\max} は、沖波の波形勾配 H_0/L_0 によってある程度推定することができる。
2. 方向関数として従来用いられてきたSWOP型および $\cos^2 \theta$ 型の方向関数は、いずれも光易型方向関数の $S_{\max} = 10$ にほぼ対応している。

3. 浅海域においては、屈折現象のために方向スペクトルの集中度が増す。この変化は S_{\max} の値を増加させることによって近似できるものと思われる。
4. 波のエネルギーを周波数方向に積分し、その波向に対する累加曲線が求められた。この方向別エネルギー累加曲線は、波のエネルギーの集中度の指標として好適であり、また、規則波のデータから不規則波に対する推定を行う際に有用なものである。
5. 平行直線状等深線海岸における光易型方向スペクトルの波の屈折計算について、卓越波向および屈折係数の推定図が求められた。
6. エネルギー平衡方程式による屈折計算においては、周波数の分割数を $m_f = 7$ 、波向の分割数を $m_\theta = 36$ 、およびGauss - Seidel法の収束判定定数を $\epsilon = 10^{-7}$ とすればほぼ満足できる精度が得られる。
7. エネルギー平衡方程式による屈折計算は、複雑な海底地形を持つ海岸に対しても有効に適用できることが、球面浅瀬および現地例で確かめられた。
8. $S_{\max} = 10$ および75の光易型方向スペクトルを持つ波について、半無限堤および開口防波堤による回折図が求められた。その結果、光易型方向スペクトルを用いた回折計算では、周期が非常に減少する場合があることがわかった。
9. 光易型方向スペクトルの波による回折計算結果と、秋田港における観測値と比較してみたところ、波高および周期とも波向の集中度による違いを傾向的にはよく表わしていること、また今まで用いられてきた方向関数による計算結果よりは測定値に近いことがわかった。

最後に、本資料は合田の指導のもとに、鈴木が計算および結果の整理を行ったものである。また、当所波浪研究室の菊地治技官には、計算結果の整理および作図の作業を手伝って頂いたことに対し感謝する次第である。

なお、本資料で行った計算にはすべて当所電子計算機TOSBAC 5600を使用した。また、エネルギー平衡方程式による不規則波の屈折計算は、永井の指導のもとに日本IBMが作成したプログラムを基礎とし、これに光易型方向スペクトルを計算するための部分を加えたものである。また不規則波の回折プログラムは、永井が製作したものに光易型方向スペクトル計算部分を加えたものであることを付記する。これらのプログラムの使用法は、近く当所計算室のマニュアルに登載の予定である。
(1975年10月9日受付)

参考文献

- 1) 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の形について，昭和49年度日本海洋学会秋季大会講演要旨集，1974年，110.
- 2) Karlsson, T.: Refraction of continuous ocean wave spectra. Proceedings, A. S. C. E., Journal of the Waterways and Harbors Div., WW4, 1969, pp. 437~448.
- 3) 永井康平・堀口孝男・高井俊郎：方向スペクトルをもつ沖波の浅海域における伝播の計算について，第21回海岸工学講演会論文集，1974年，pp. 249~253.
- 4) 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，№21，1966年，44p.
- 5) 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，№66，1969年，42p.
- 6) 永井康平：不規則な海の波の屈折および回折計算，港湾技術研究所報告 第11巻 第2号，1972年6月，pp. 47~119.
- 7) 光易 恒・田才福造・栖原寿郎・水野信二郎・大楠丹・本多忠夫・力石国男・高木幹雄・肥山 史：海洋波の計測法の開発研究(1)，九州大学応用力学研究所々報 第39号，1973年3月，pp. 105~181.
- 8) 光易 恒・田才福造・栖原寿郎・水野信二郎・大楠丹・本多忠夫・力石国男：海洋波の計測法の開発研究(2)，九州大学応用力学研究所々報 第40号，1973年11月，pp. 295~329.
- 9) 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，第20回海岸工学講演会論文集，1973年，pp. 435~439.
- 10) 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，1974年，pp. 261~265.
- 11) 合田良実・永井康平：波浪の統計的性質に関する調査・解析，港湾技術研究所報告 第13巻 第1号，1974年3月，pp. 3~37.
- 12) たとえば，水理公式集，p. 481.
- 13) Sverdrup, H. U. and Munk, W. H.: Wind sea and swell, theory of relations for forecasting. No. 601, 1947, U. S. Hydrographic Office Pub.
- 14) Mitsuyasu, H., Nakayama, R. and Tomori, T.: Observations of the wind and waves in Hakata Bay, Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University, Vol. XIX, №62, July 1971.
- 15) Burling, R. W.: The spectrum of waves at short fetches, Dtsch. Hydrogr. Z. 12, 1959, pp. 45~64, 96~117.
- 16) Hamada, T.: An experimental study of development of wind waves, Port and Harbour Technical Research Institute, Rep. №2, June 1963, 41 p.
- 17) Hamada, T.: On the f^{-3} law of wind-generated waves—An experimental supplement—, Port and Harbour Research Institute, Rep. №12, June 1966, pp. 1~15.
- 18) 伊藤喜行・谷本勝利・山本庄一：波向線交差領域における波高分布——数値波動解析法の応用——，港湾技術研究所報告 第11巻 第3号，1972年9月，pp. 87~109.
- 19) 運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所：不規則波による沿岸係数推算(部内資料)，1973年11月，79p.
- 20) 永井康平・田村 勇・豊島照雄：防波堤による不規則波の回折に関する一考察，土木学会第30回年次学術講演会講演概要集，1975年10月，II-12.
- 21) 大野正夫・入江 功・大堀晃一：現地観測による波の変形，第21回海岸工学講演会論文集，1974年，pp. 13~17.

記号一覧表

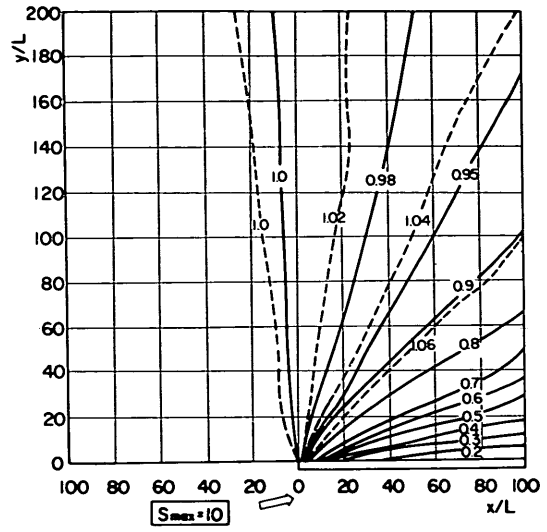
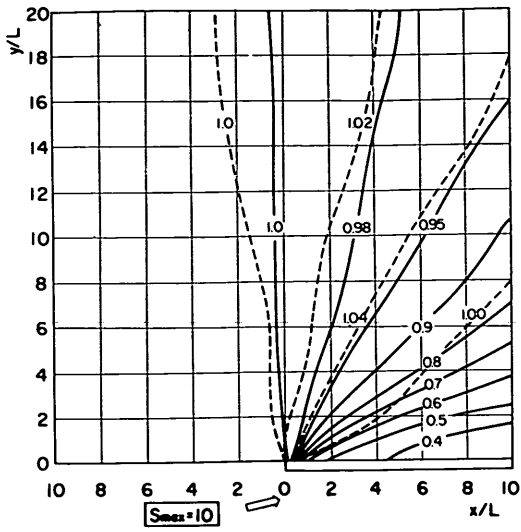
a	: 周波数スペクトルの係数
a^*	: 無次元周波数スペクトルの係数
B	: 防波堤の開口幅
b	: 周波数スペクトルの係数
b^*	: 無次元周波数スペクトルの係数
C	: 波速 (m/sec)
C_g	: 群速度 (m/sec)
C_0	: 沖波の波速 (m/sec)
$D(f, \theta)$: 方向スペクトル ($m^2 \cdot sec$)
$D^*(f^*, \theta)$: 無次元方向スペクトル

$D_o^*(f_o^*, \theta)$:	沖波の無次元方向スペクトル	Q	:	外部エネルギーの授受 (m^2)
$D_r^*(f_r^*, \theta)$:	屈折波の無次元方向スペクトル	S	:	光易型方向関数における集中度パラメーター
$D_d^*(f_d^*, \theta)$:	回折波の無次元方向スペクトル	S_{max}	:	集中度パラメーターSの最大値
E	:	S(f)	:	周波数スペクトル ($m^2 \cdot sec$)
E'	:	$S^*(f^*)$:	無次元周波数スペクトル
F	:	$S_o^*(f^*)$:	沖波の無次元周波数スペクトル
$F(\theta)$:	$S_d^*(f^*)$:	回折波の無次元周波数スペクトル
	方向スペクトルの周波数についての積分値、すなわち、方向別のエネルギー分布 (m^2)	$T_{1/3}$:	有義波周期 (sec)
f	:	$(T_{1/3})_o$:	沖波の有義波周期 (sec)
f^*	:	t	:	時間 (sec)
f_m	:	U_{10}	:	海上10m風速 (m/sec)
f_m^*	:	\vec{v}	:	エネルギー伝播速度ベクトル
f_i^*	:	v_x	:	x方向へのエネルギー伝播速度 (m/sec)
	無次元周波数スペクトルの第i等エネルギー分割の無次元周波数	v_y	:	y方向へのエネルギー伝播速度 (m/sec)
\tilde{f}	:	v_f	:	周波数方向へのエネルギー伝播速度 (H_z/sec)
\tilde{f}_m	:	v_θ	:	角度方向へのエネルギー伝播速度 (rad/sec)
	周波数スペクトルの無次元ピーク周波数、 $2\pi f_m U_{10}/g$	x	:	距離 (m)
G	:	y	:	距離 (m)
$G_1(S)$:	α_p	:	卓越波向 (rad)
g	:	$(\alpha_p)_o$:	沖波の卓越波向 (rad)
$H_{1/3}$:	Γ	:	ガンマ関数
$H_{1/3}^*$:	r	:	防波堤先端から計算地点を結ぶ直線と防波堤とのなす角 (rad)
$(H_{1/3})_o, H_o$:	Δf	:	微小周波数幅 (H_z)
$(H_{1/3})_r$:	$\Delta \theta$:	微小方向幅 (rad)
$(H_{1/3})_d$:	$\Delta E(\theta)$:	微小方向幅 $\Delta \theta$ に含まれる波のエネルギー
$K(f, \theta)$:	δ	:	防波堤と入射波の方向のなす角度 (rad)
K_d	:	ϵ	:	Gauss - Seidel法における収束判定定数
K_d	:	ϵ_{ij}	:	成分波の位相 (rad)
K_r	:	η	:	水面変動 (m)
K_r	:	Θ	:	防波堤への波の入射角 (rad)
K_s	:	θ	:	方向 (rad)
K_s	:	π	:	円周率
K_s	:			
K_r	:			
k	:			
L	:			
L_o	:			
l	:			
m_f	:			
m_θ	:			
P_s	:			
	波のエネルギーの方向的な集中度を表わすパラメーター			
$P_s(\theta)$:			
	方向別のエネルギー分布の累加値			

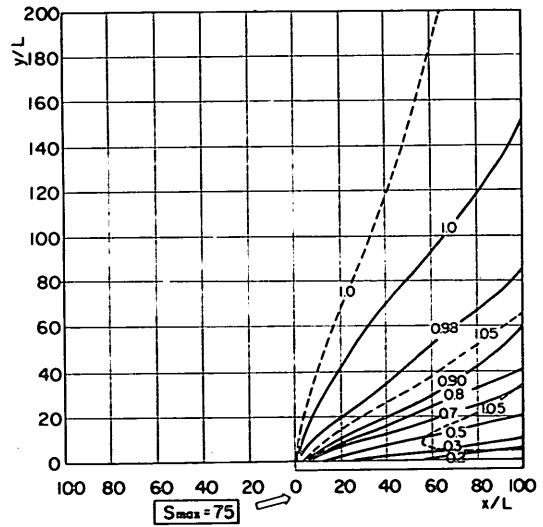
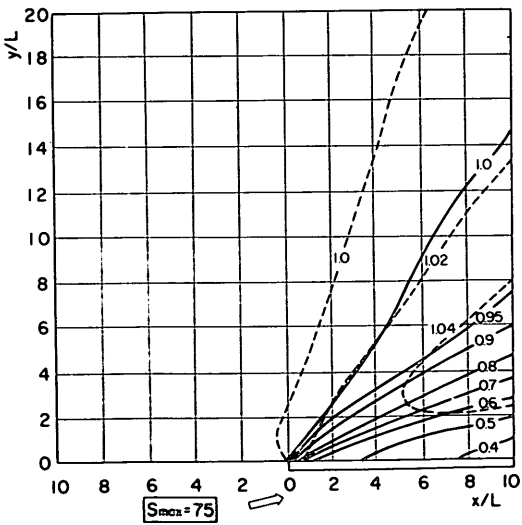
付 録 （不規則波の回折図）

付 録 目 次

- 付図-1～7 半無限堤による不規則波の回折計算図
（実線は回折係数，破線は周期比）
- 付図-8～11 開口防波堤による不規則波の回折計算図
（右半分は回折係数，左半分は周期比）

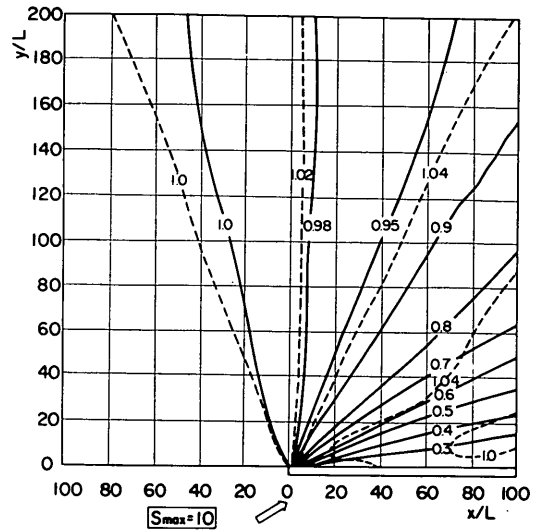
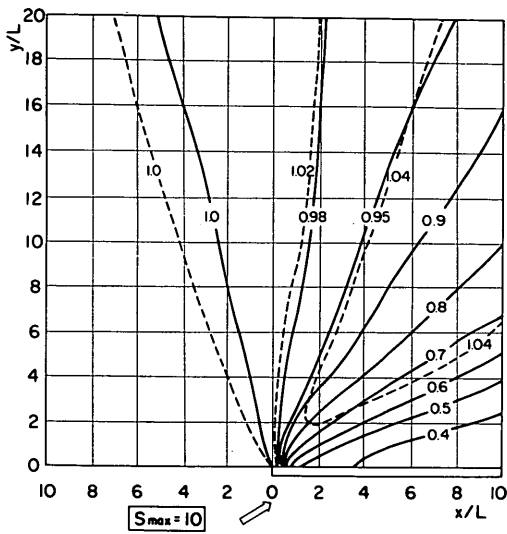


(1) $S_{max} = 10$

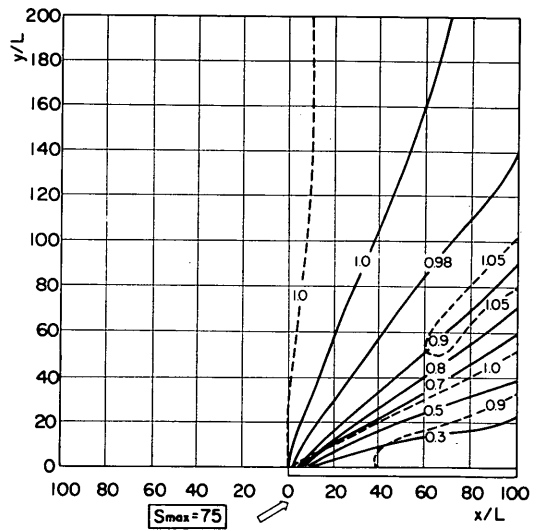
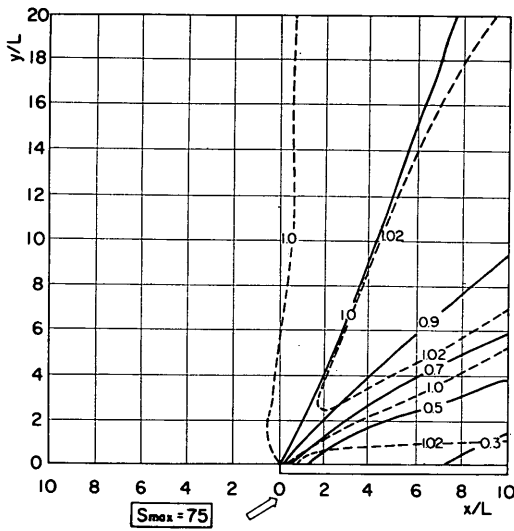


(2) $S_{max} = 75$

付図-1 半無限堤による回折図 ($\theta = 15^\circ$)

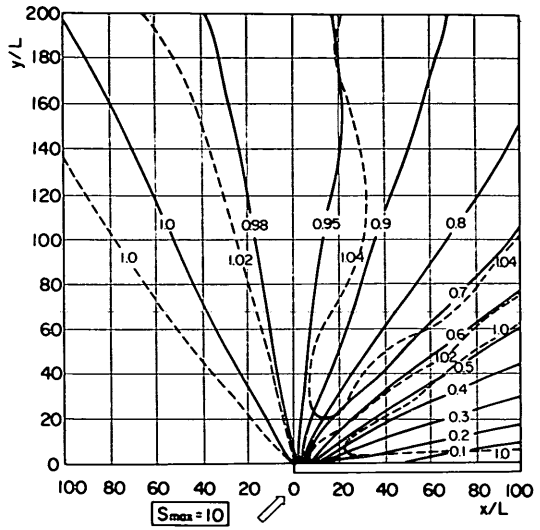
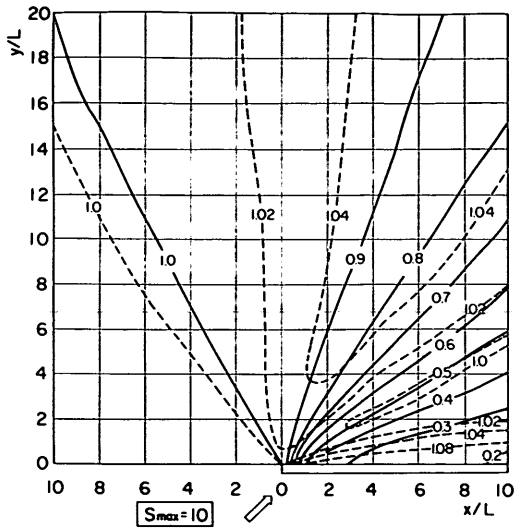


(1) $S_{max} = 10$

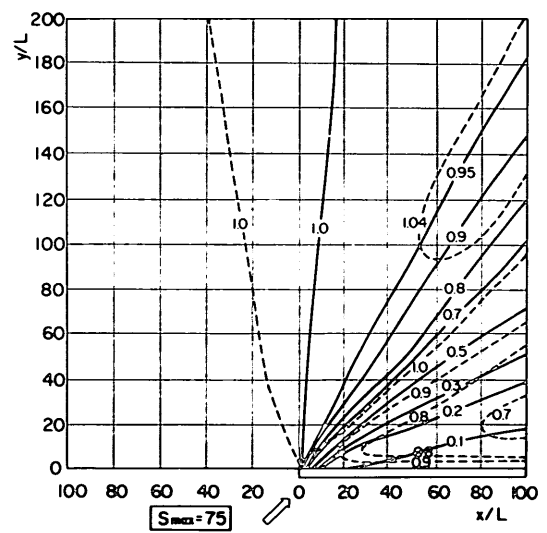
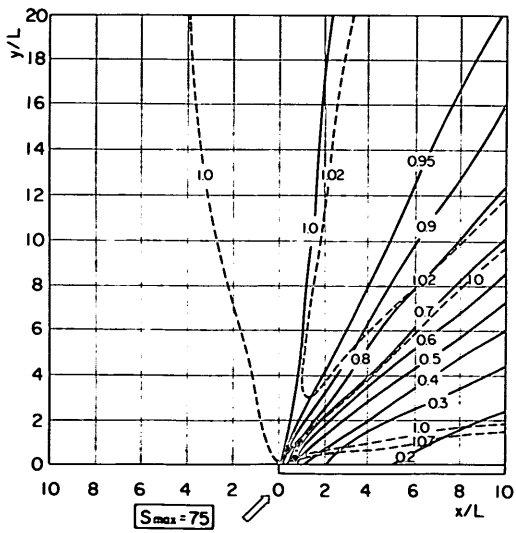


(2) $S_{max} = 75$

付図-2 半無限堤による回折図 ($\theta = 30^\circ$)

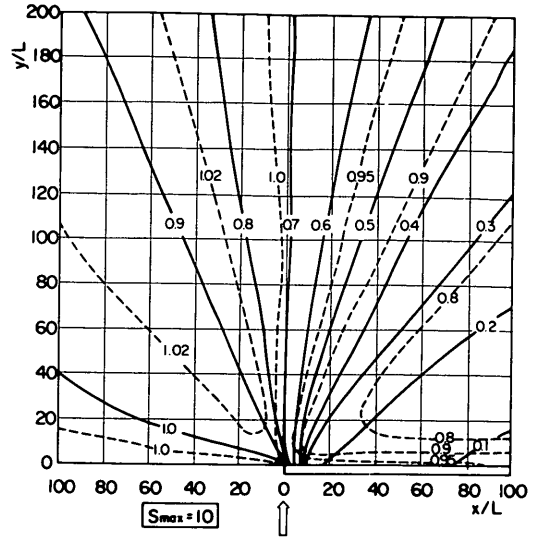
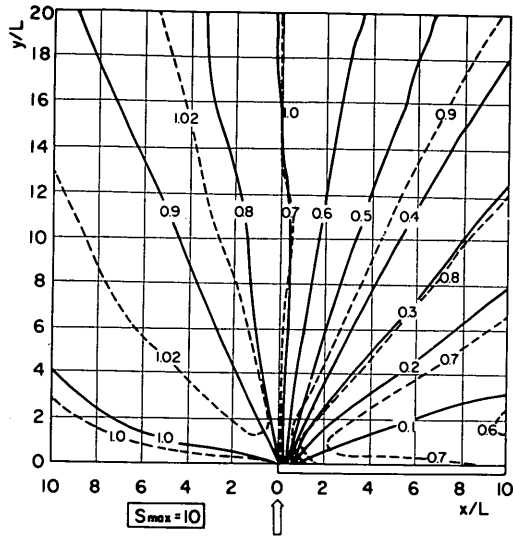


(1) $S_{max} = 10$

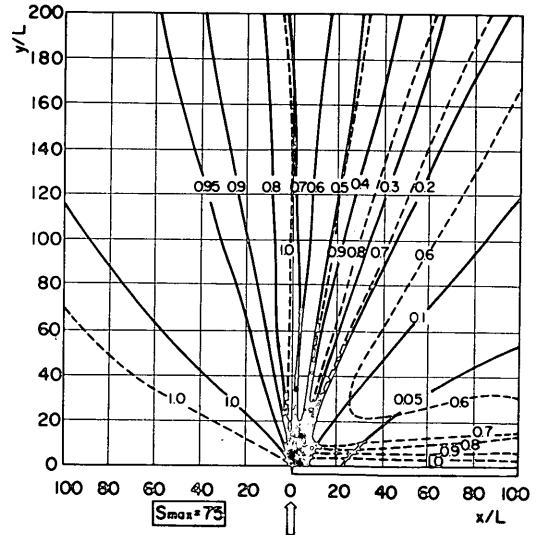
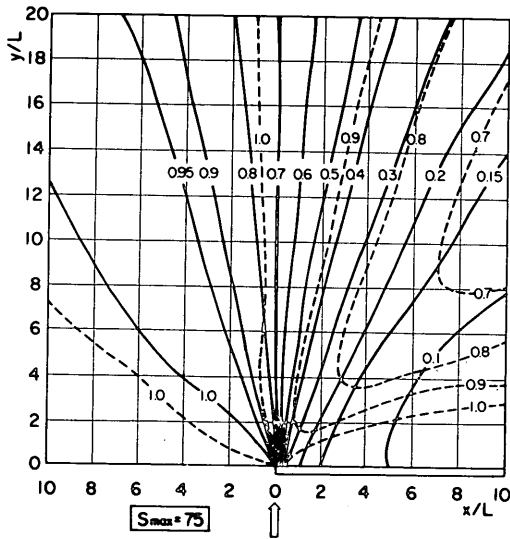


(2) $S_{max} = 75$

付図-3 半無限堤による回折図 ($\theta = 45^\circ$)

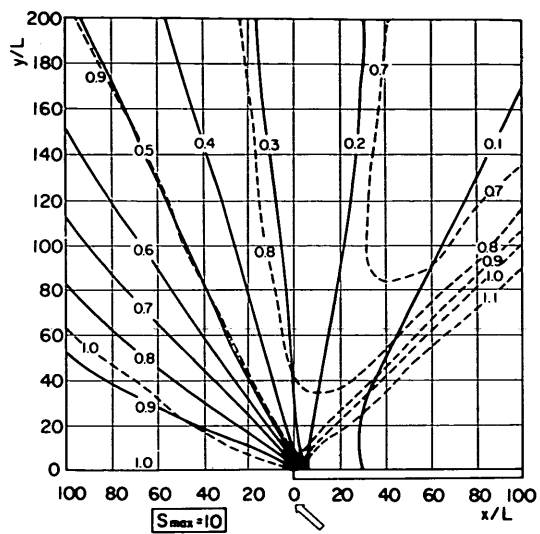
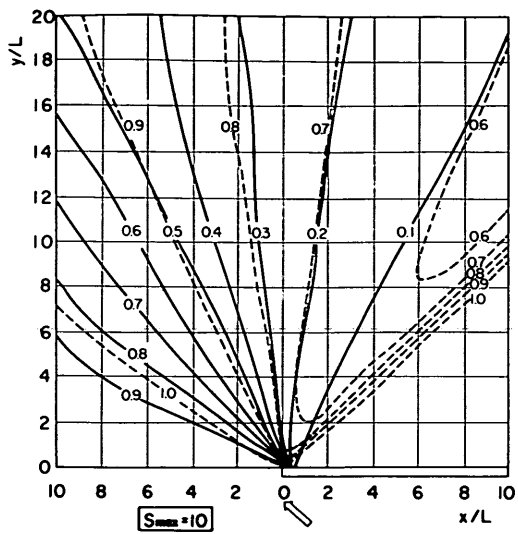


(1) $S_{max} = 10$

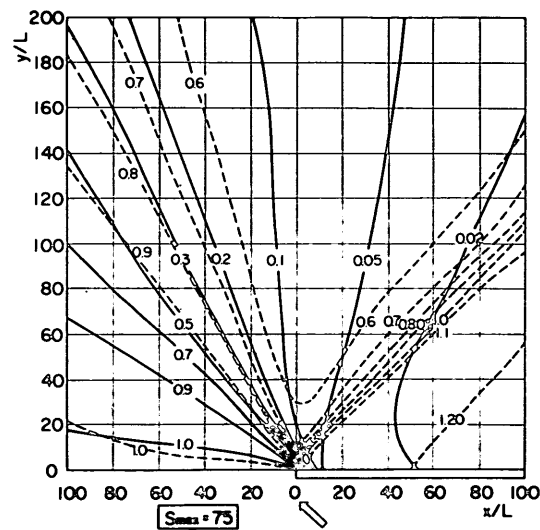
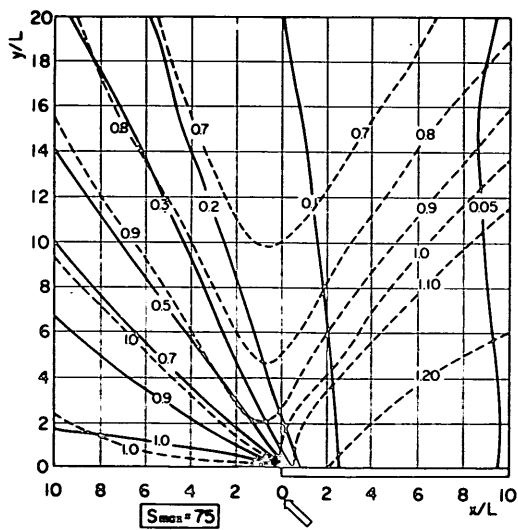


(2) $S_{max} = 75$

付図-4 半無限堤による回折図 ($\theta = 90^\circ$)

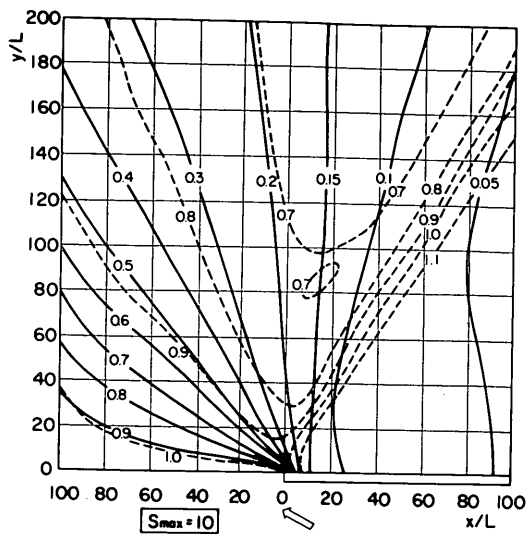
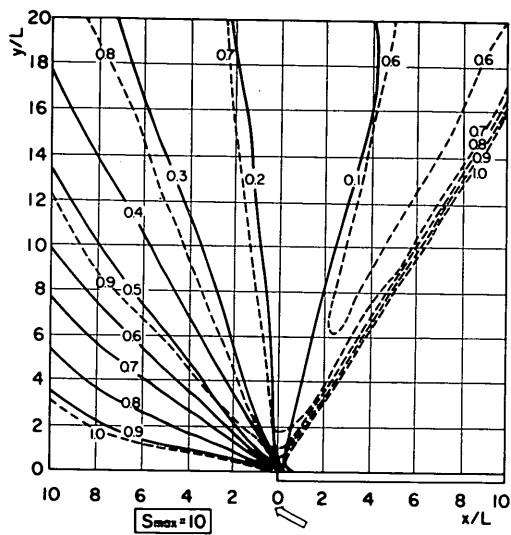


(1) $S_{max} = 10$

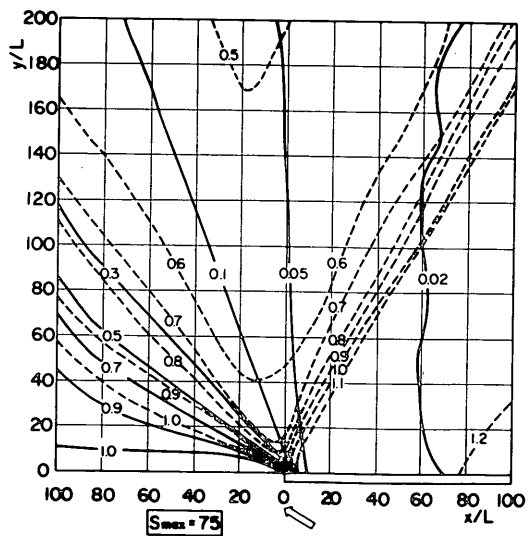
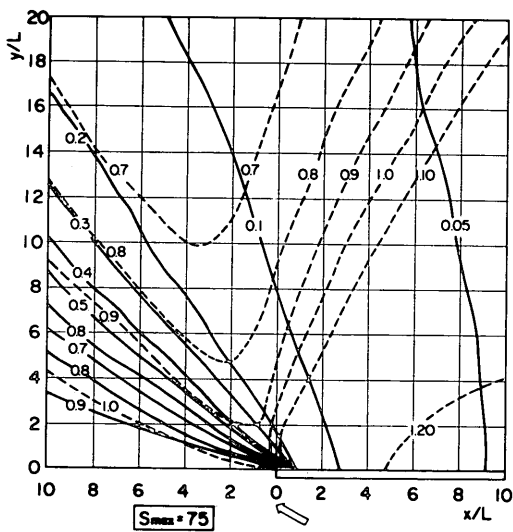


(2) $S_{max} = 75$

付図-5 半無限突による回折図 ($\theta = 135^\circ$)

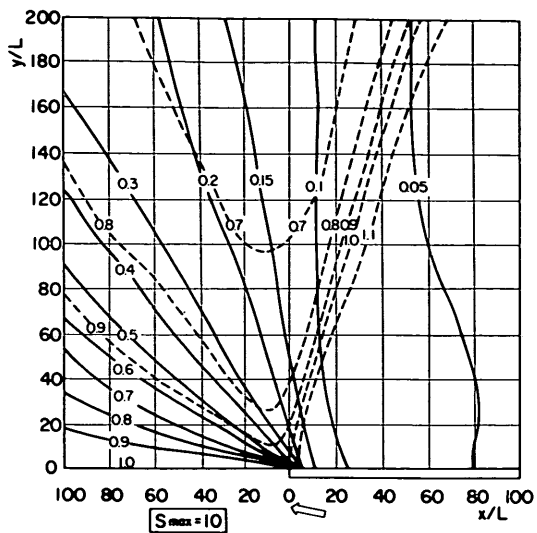
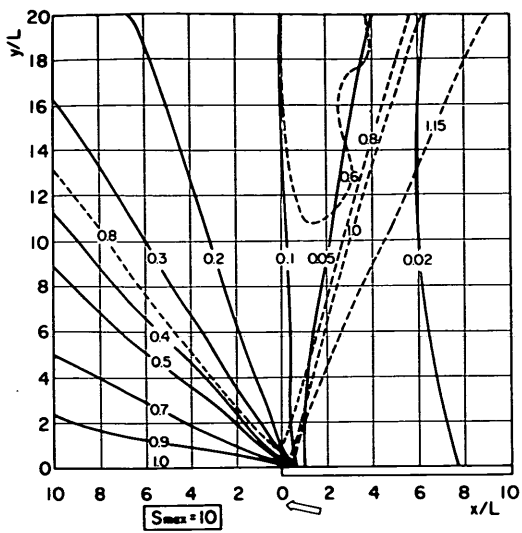


(1) $S_{max} = 10$

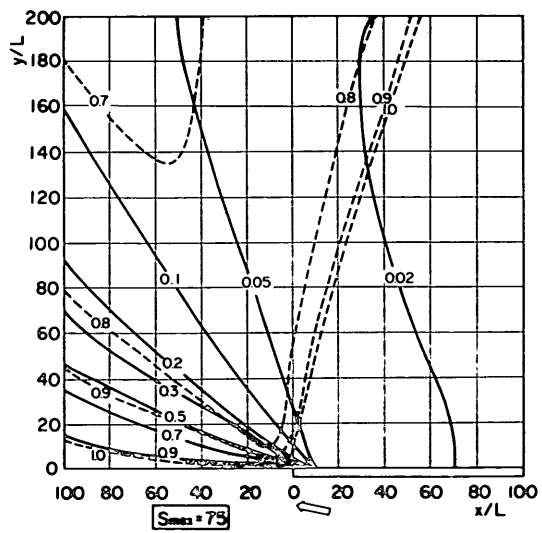
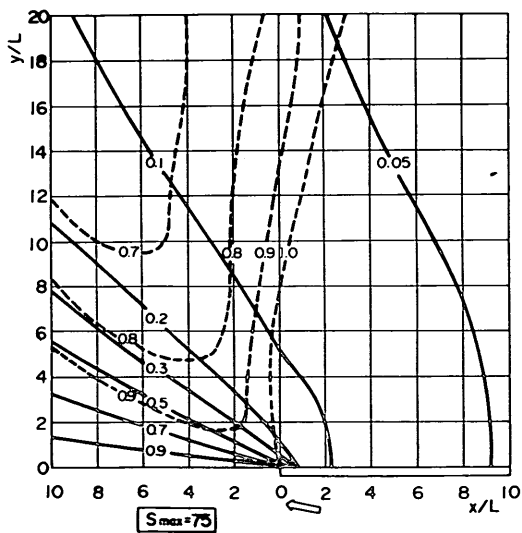


(2) $S_{max} = 75$

付図-6 半無限堤による回折図 ($\theta = 150^\circ$)

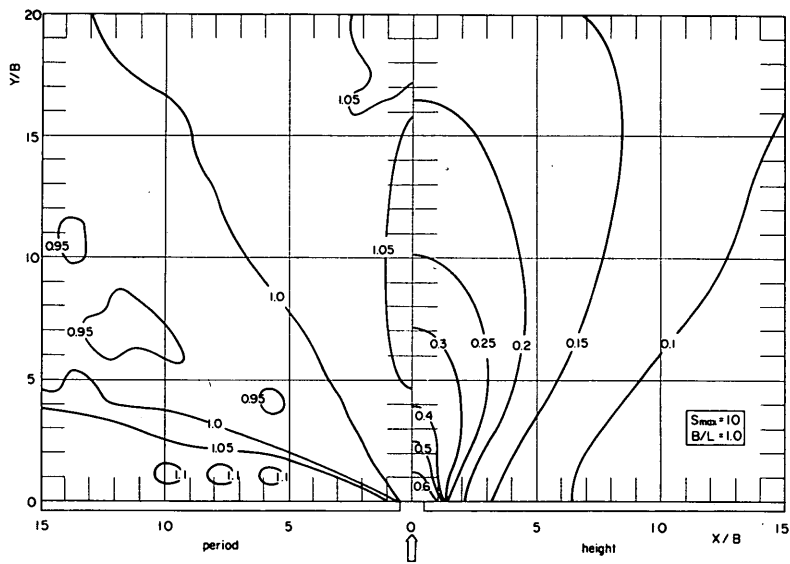
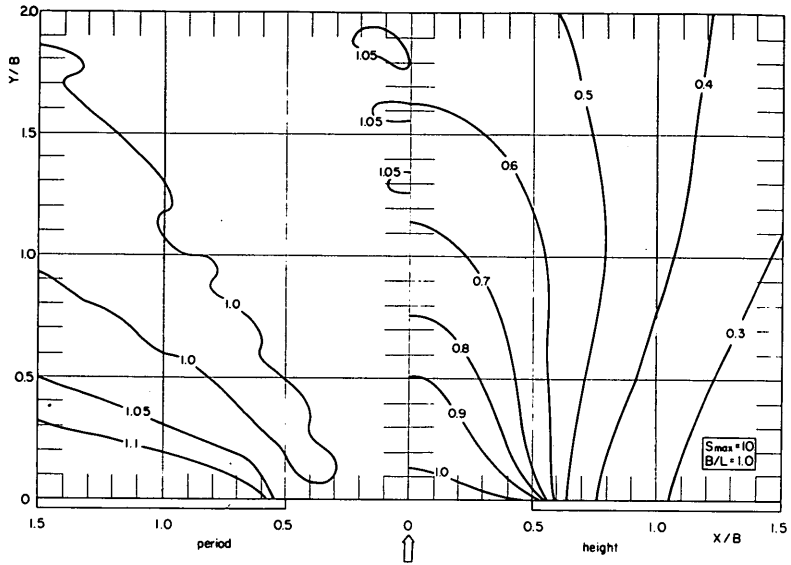


(1) $S_{max} = 10$



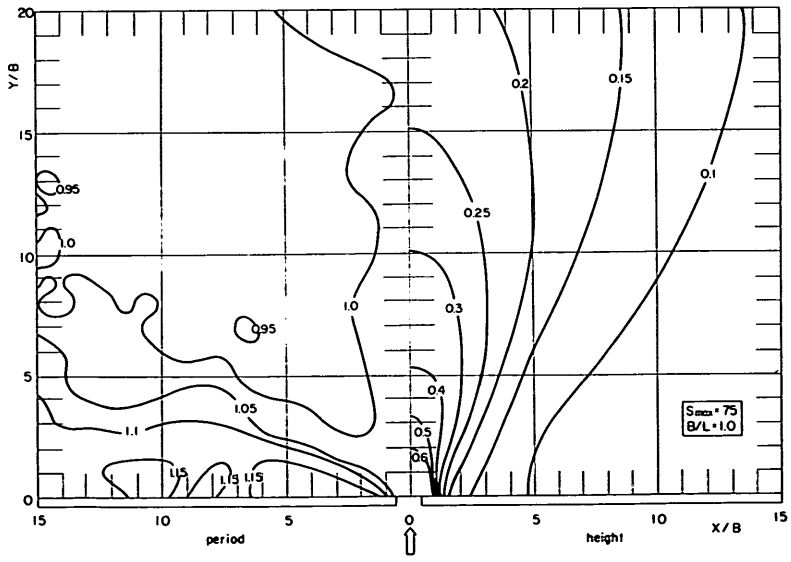
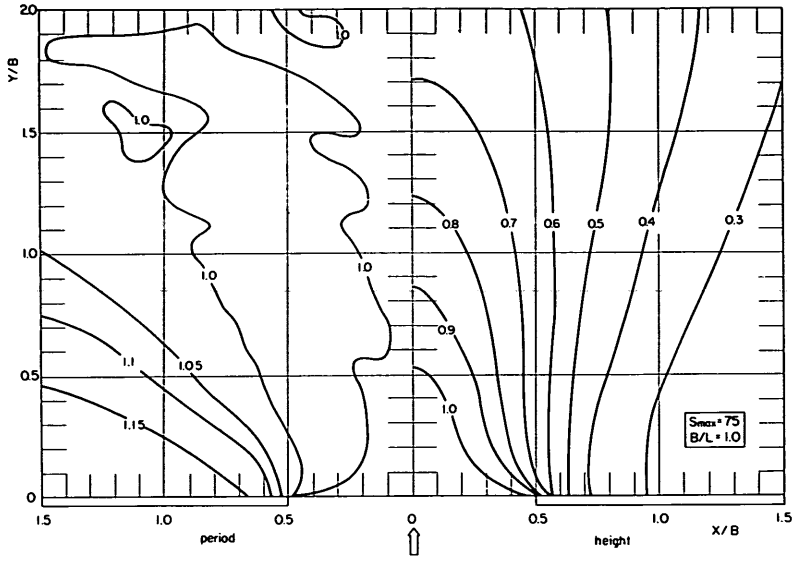
(2) $S_{max} = 75$

付図-7 半無限堤による回折図 ($\theta = 165^\circ$)

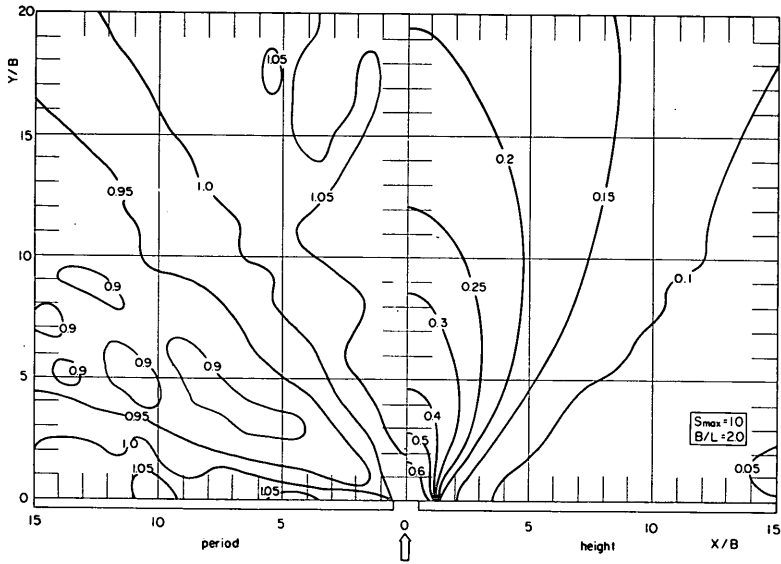
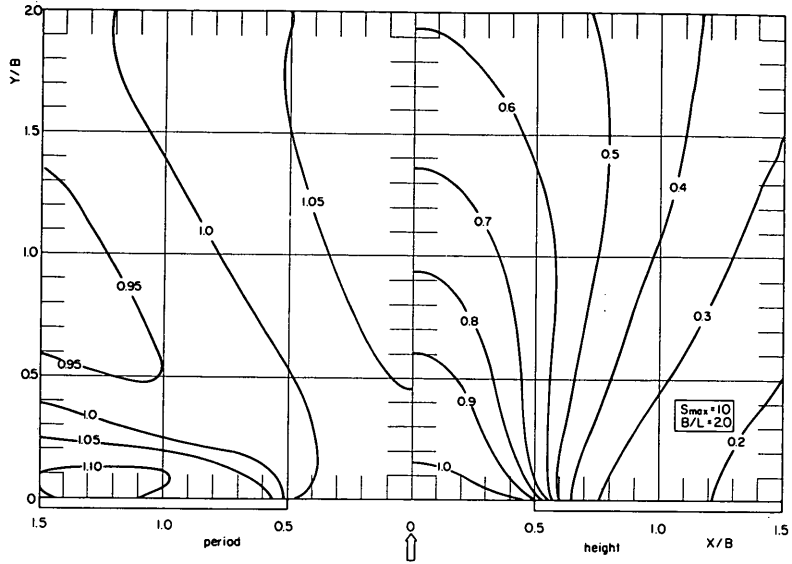


(1) $S_{max} = 10$

付図-8 開口防波堤による回折図。(B/L=1)

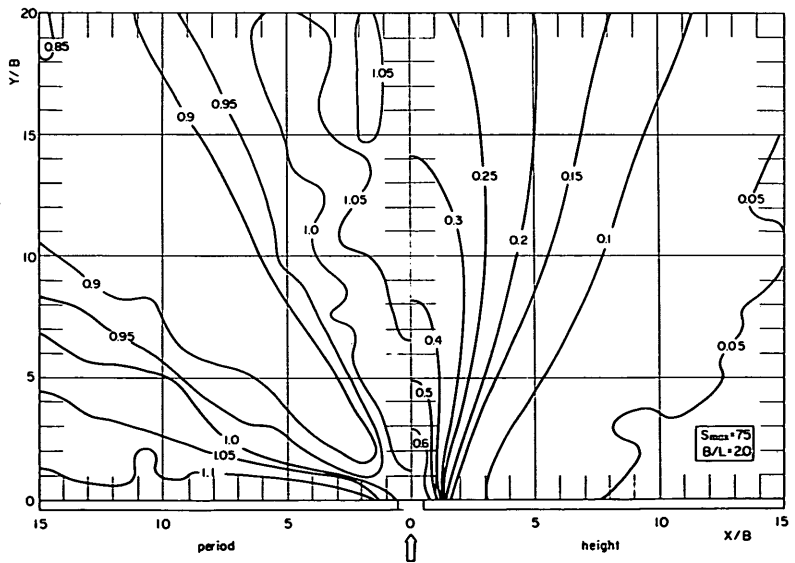
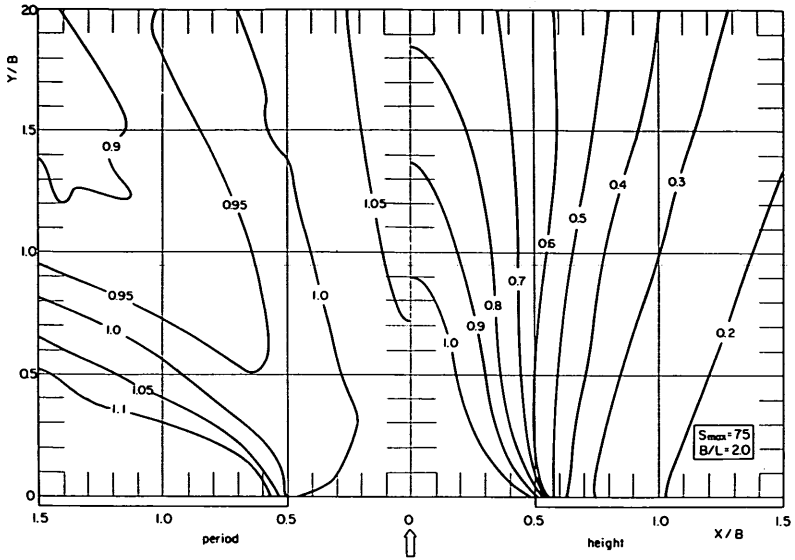


(2) $S_{max} = 75$

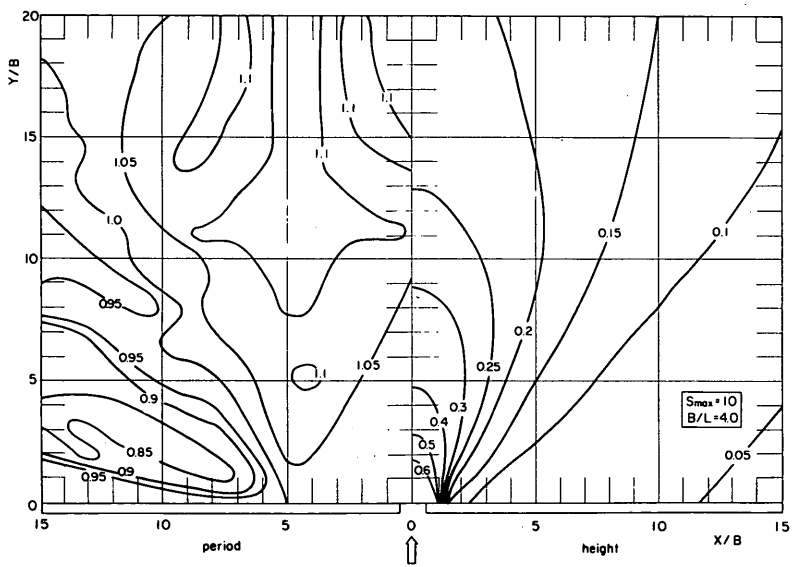
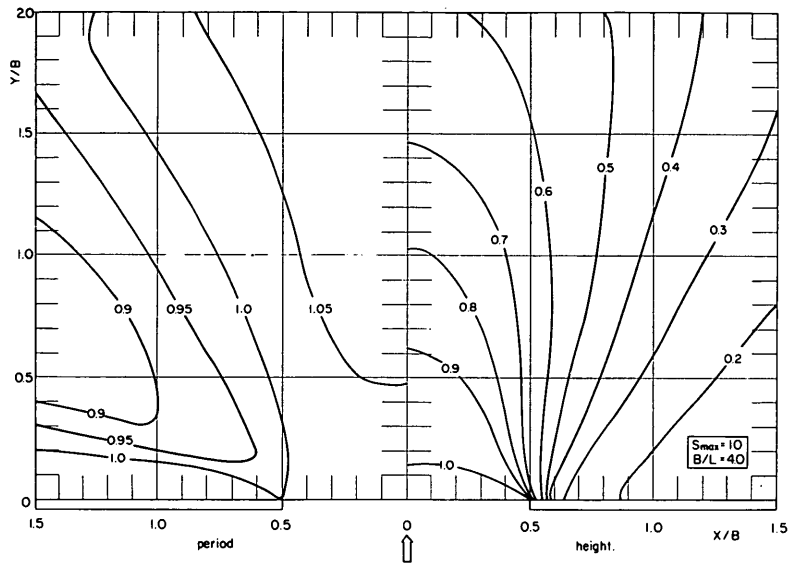


(1) $S_{max} = 10$

付図-9 開口防波堤による回折図 ($B/L = 2$)

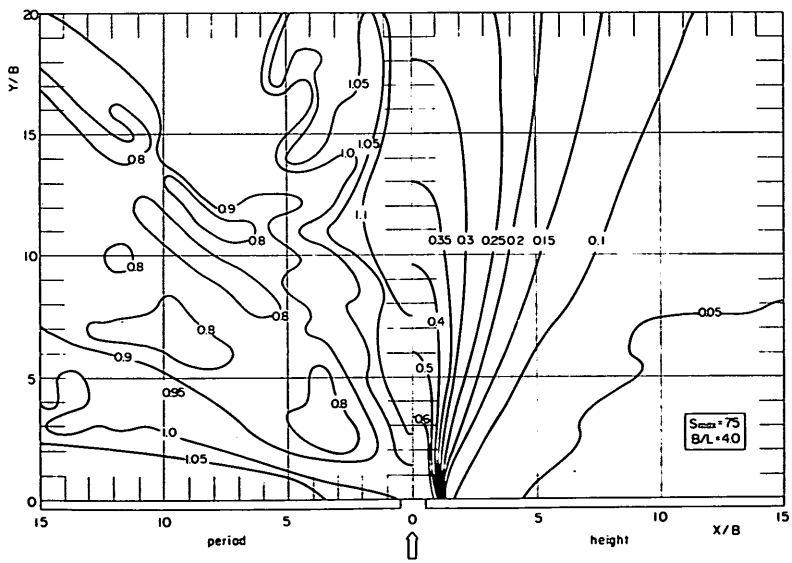
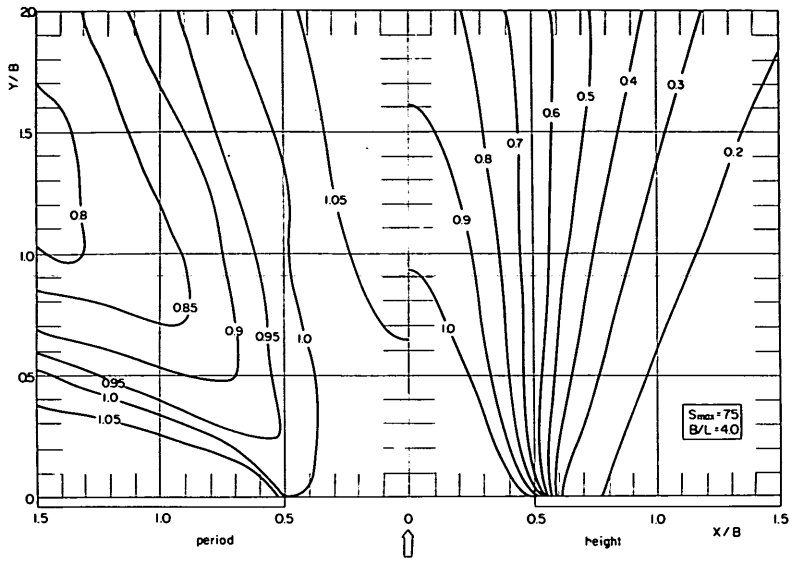


(2) $S_{max} = 75$

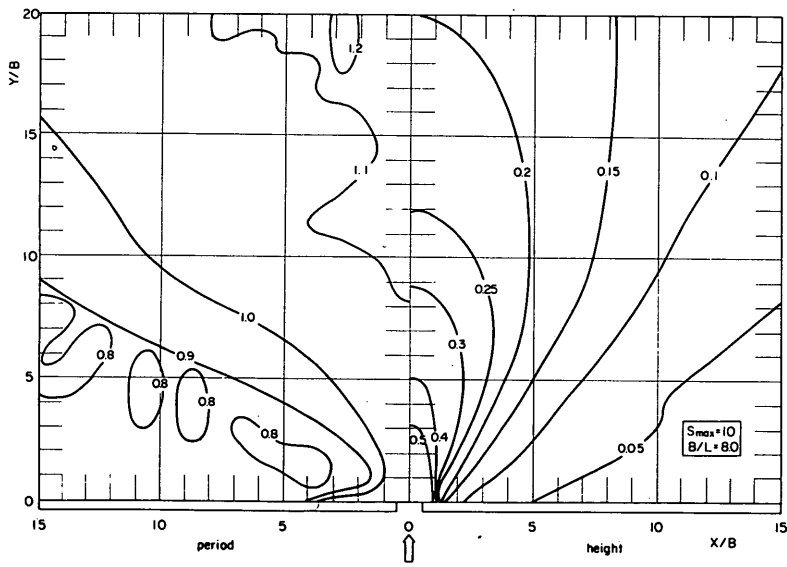
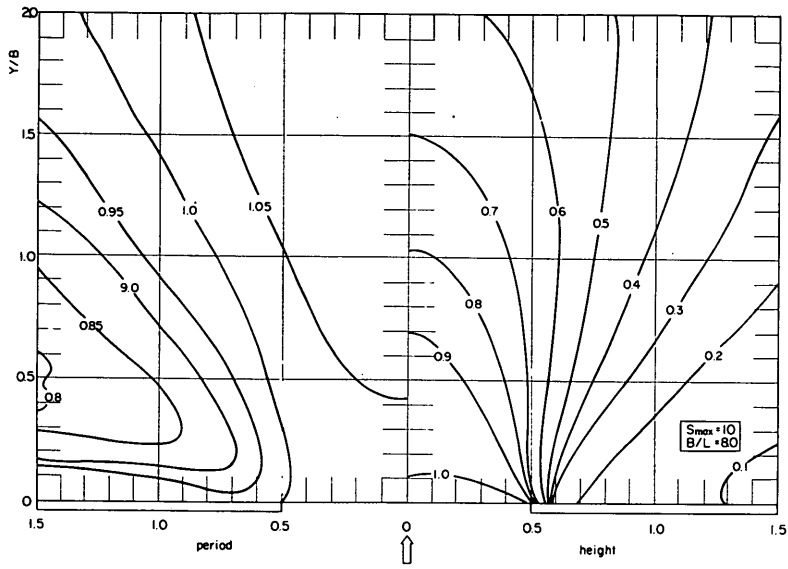


(1) $S_{max} = 10$

付図-10 開口防波堤による回折図 ($B/L=4$)

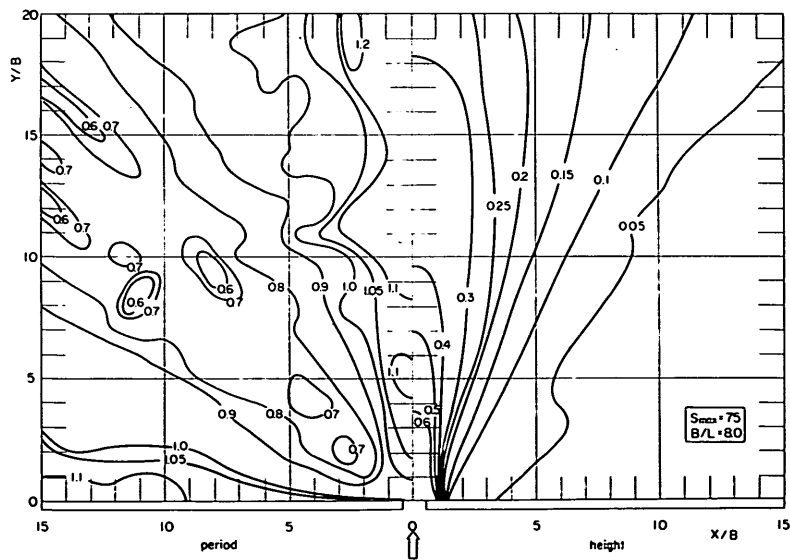
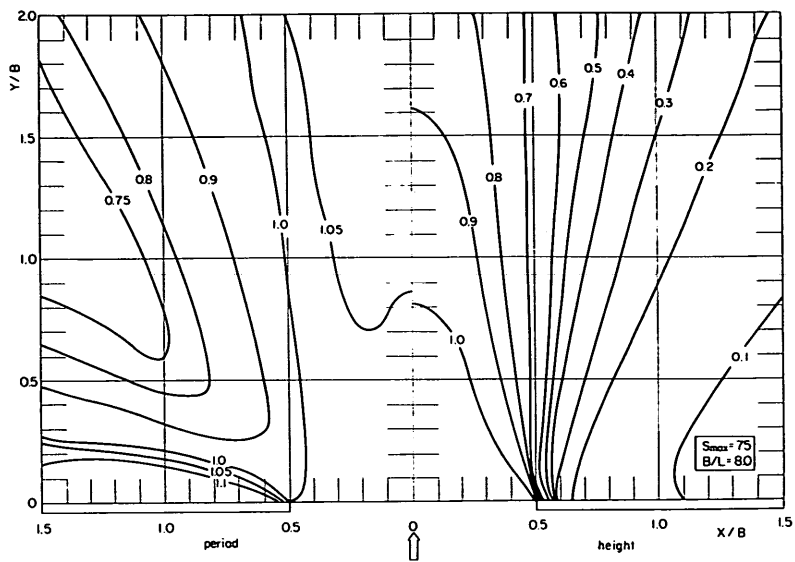


(2) $S_{max} = 75$



(1) $S_{max} = 10$

付図-11 開口防波堤による回折図 ($B/L=8$)



(2) $S_{max} = 75$

港 湾 技 研 資 料 No.230

1 9 7 5 · 1 2

編集兼発行人 運 輸 省 港 湾 技 術 研 究 所

發 行 所 運 輸 省 港 湾 技 術 研 究 所
 横須賀市長瀬3丁目1番1号

印 刷 所 (有) 葵 印 刷 工 業

Published by the Port and Harbour Research Institute
Nagase, Yokosuka, Japan.