

埋立護岸隅角部からの反射波の様相

三 井 宏*・越 智 裕**・川 村 勇 二***

1. 緒 言

海上空港などの人工島あるいは大規模な埋立地を計画する際、現地波の不規則性を考慮して構造物護岸から発生する反射波の波高分布を広い範囲について把握し、航行船舶への支障や周辺地域におよぼす影響を事前に予測する必要にせまられている。不規則波浪を対象とした反射波の解析には、方向スペクトルおよび周波数スペクトルを各規則波に分解し、それぞれが個々に回折・散乱するものとして重ね合せをする方法^{1),2)}がとられようから、各成分規則波の回折・散乱に対しては、計算が容易で簡単な解析方法が好ましい。また、浸食防止や人工養浜を目的として、離岸堤が各地で造られているが、このような海岸構造物の設置に伴う海浜変形を取り扱う場合には、沿岸流の様相を知ることが不可欠である。沿岸流速は radiation stress により求められ³⁾、したがってこの場合も構造物周辺の波高分布をできるだけ簡単な計算で与えることが望ましい。このような回折・散乱問題に関する解析解は、半無限防波堤などの基本的な形状の構造物に限られている。これに対し、任意形状の構造物を対象とする場合には種々の数値波動解が提案され、主なものとして、伊藤・谷本による Euler の運動方程式と連続方程式を任意の境界条件のもとに差分法で解く方法⁴⁾、坂井・月岡による有限要素法を用いる方法⁵⁾などの数値シミュレーション法があり、ほかには Barailler・Gaillard によって Green 関数を用いる方法⁶⁾が開発され、山本・横田・滑川はこの理論を拡張して、港湾内の波高分布を計算している⁷⁾。このように、ある程度の時間と労力とを覚悟すれば任意海底地形、任意法線形状の構造物に対する数値計算が可能になっているのであるが、解析解にも得意な分野がある。すなわち、一端が半無限遠方に続くような直線の組み合わせより成る法線形状における波の特性を詳細に検討できることである。

本研究では、埋立護岸の基本形状である凸 90°、120°、60°の単純隅角部について、それぞれの比較的広範囲の

海域にわたり簡単な近似計算法で波高分布を求め、特に反射波の特性について述べる。

2. 凸 90° 隅角部からの反射波の様相

著者らは、半無限防波堤および島堤を対象として、入射、反射、回折領域のそれぞれの境界線付近で精度の悪かった従来の近似解⁸⁾に補正項を加えて修正し、構造物周辺のほぼ全域にわたって精度よく適用できる修正近似解を提案した⁹⁾。ここでは、最も基本的な凸 90°隅角部を取り上げ、同様な方法によって求められる修正近似解を示し、その数値計算結果を用いて護岸隅角部周辺の波高分布について検討する。なお、構造物壁面は完全反射で、水深は全領域で一定とする。

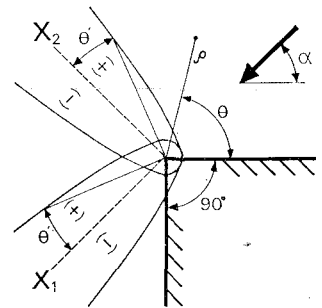
図—1 に示すような凸 90°隅角部における散乱項 X_1 およ

び X_2 の修正近似解は次式で示される。

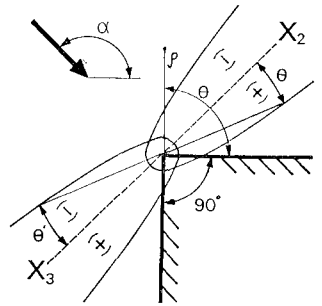
$$X_1 = -\sqrt{2/(3\pi\rho)} \exp\{-i(\rho + \pi/4)\} \div [2 \cos\{2(\theta - \alpha)/3\} + 1 \pm \delta_1 X_1] \dots\dots\dots (1)$$

$$X_2 = -\sqrt{2/(3\pi\rho)} \exp\{-i(\rho + \pi/4)\} \div [2 \cos\{2(\theta + \alpha)/3\} + 1 \pm (\delta_2 X_2 + \delta_3 X_3)] \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 X_1 、 X_2 、 X_3 はそれぞれ入射・回折境界線および入射・反射境界線を軸とする補正項で、図—1 (a) に示すような回折領域の現われる場合には X_1 および X_2 を用い、



(a) 回折領域の生じる場合



(b) 回折領域の生じない場合

図—1 隅角部モデル

* 正 会 員 工博 徳島大学教授 工学部土木工学科

** 正 会 員 工修 徳島大学助手 工学部土木工学科

*** 学生会員 徳島大学大学院工学研究科

$$X_1 = (1 - |\theta - \alpha - \pi|/\theta') / \sqrt{3\pi\rho/8} \cdot \exp(-i\pi/4) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$X_2 = (1 - |\theta + \alpha - \pi|/\theta') / \sqrt{3\pi\rho/8} \cdot \exp(-i\pi/4) \quad \dots\dots\dots (4)$$

回折領域の現われない同図 (b) の場合には, 上式の X_2 と X_3 を用いる。

$$X_3 = (1 - |\theta + \alpha - 2\pi|/\theta') / \sqrt{3\pi\rho/8} \cdot \exp(-i\pi/4) \quad \dots\dots\dots (5)$$

θ' および ρ は

$$\theta' = \cos^{-1} \{1 - 3\pi/(4\rho)\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\rho = 2\pi r/L \quad \dots\dots\dots (7)$$

と定義され, 第1次極大波高の発生する点を連ねた放物線を表わし, ρ は距離, L は波長である。なお, 式 (1) および (2) の複号は 図-1 にしたがう, δ_1 は式 (4) 中の $1 - |\theta + \alpha - \pi|/\theta'$ の値が非負のとき, すなわち放物線内

部の点の場合 $\delta_1 = 1$ とし, 放物線外部で負の場合には $\delta_1 = 0$ となる。 δ_2 および δ_3 についても同様に決められる。

さらに, 入射波 g_1 , 前面の護岸からの幾何光学的反射波 g_2, g_3 を,

$$g_1 = \exp \{i\rho \cos(\theta - \alpha)\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$g_2 = \exp \{i\rho \cos(\theta + \alpha)\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$g_3 = \exp \{-i\rho \cos(\theta + \alpha)\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

と定義すると, 任意点の波高 f は次式によって得られる。

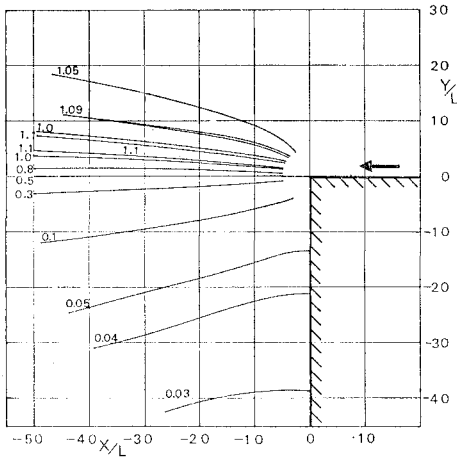
$\alpha = 0$ の場合

$$f = g_1 + \chi_1 \quad 0 \leq \theta \leq \pi \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$f = \chi_1 \quad \pi < \theta \leq 3/2 \cdot \pi \quad \dots\dots\dots (12)$$

$0 < \alpha \leq \pi/2$ の場合

$$f = g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \quad 0 \leq \theta \leq \pi - \alpha \quad \dots\dots\dots (13)$$



$$f = g_1 + \chi_1 + \chi_2 \quad \pi - \alpha < \theta \leq \pi + \alpha \quad \cdots \cdots (14)$$

$$f = \chi_1 + \chi_2 \quad \pi + \alpha < \theta \leq 3/2 \cdot \pi \quad \cdots \cdots (15)$$

$\pi/2 < \alpha \leq 3/4 \cdot \pi$ の場合

$$f = g_1 + g_2 + \chi_1 + \chi_2 \quad 0 \leq \theta \leq \pi - \alpha \quad \cdots \cdots (16)$$

$$f = g_1 + \chi_1 + \chi_2 \quad \pi - \alpha < \theta \leq 2\pi - \alpha \quad \cdots \cdots (17)$$

$$f = g_1 + g_3 + \chi_1 + \chi_2 \quad 2\pi - \alpha < \theta \leq 3/2 \cdot \pi \quad \cdots \cdots (18)$$

以上の解によって、凸 90° 護岸隅角部について全領域にわたる波高分布を計算することができる。

一方、 $\alpha \approx 0$, $3/2 \cdot \pi$ の場合の厳密解は次式のように与えられる¹⁰⁾。

$$f = 4/3 \cdot J_0(\rho) + 8/3 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(in\pi/3) J_{2/3, n}(\rho) \times \cos(2/3 \cdot n\alpha) \cdot \cos(2/3 \cdot n\theta) \quad \cdots \cdots (19)$$

上式からわかるように、 f は Bessel 関数の級数として表わされ、数値計算に多大の時間を要する。実際、1 タイプの波高分布の計算に要する CPU タイム (FACOM 230-28) は厳密解で 2 時間 45 分程度、これに対し修正近似解では約 1 分であり、しかも両者は非常によく一致した結果を示す。これは近似解が ρ の比較的大きい場合の漸近展開によるものであり、研究対象が隅角点のごく近傍を除く十分遠方の海面であることから考えれば、十分納得されることである。

図-2 (a) ~ (d) は、波高 1 の波が入射した場合の波高分布の様相を示したものであり、入射・反射境界線は破線の 0.5 に相当し、入射・回折境界線は実線の 0.5 に相当する。図中の実線は等波高線を表わし、破線はあらかじめ入射波の項を差し引いて求められる等波高線で、実際にはこの値に 1 を加えたものが波高となる。このような操作をした理由としては、反射波あるいは散乱波の進行方向が入射波と逆の場合には重複波が形成され、波高分布が複雑となり、反射波の影響を判別できにくくなるためである。

3. 半無限防波堤の場合との比較

まず、凸 90° 隅角部からの反射波の様相について考察する。図-2 (a) ~ (d) からわかるように、入射角 α が 0° , 45° , 90° , 135° と変化しても、各境界線付近の波高分布の様相は鋭角的によく似ており、入射角度によってそれほど影響されないことがわかる。入射・反射境界線付近の反射領域に注目すると、反射波高は境界線から離れるにつれて、0.5 から次第に増加して 1.0 となり、ついには 1.1 ~ 1.2 程度の極大波高が現われ、さらに境界線から離れると反射波高は 1.0 に収束し、散乱波の影響はなくなる。すなわち、入射・反射境界線を軸とする式 (6) で与えられる放物線内部は、反射波高のてい減領域であり、放物線外部では反射波高が 1 以上となって、完全に幾何光学的反射波が存在する領域である。

次に、半無限防波堤の場合と比較するわけであるが、

前回発表した半無限防波堤に関する散乱波の修正近似解⁹⁾は、防波堤の沖側に限っていたので、まず堤の岸側を加えた全領域に適用できる解を示すことにする。半無限防波堤における散乱項 χ は、次式のように表わされる。

$$\chi = -\exp \{ -i(\rho + \pi/4) \} / (2 \sqrt{2\pi\rho}) \times [1 / \{ \cos 0.5(\theta - \alpha) \pm \delta_1 X_1 \} + 1 / \{ \cos 0.5(\theta + \alpha) \pm \delta_2 X_2 \}] \quad \cdots \cdots (20)$$

上式の補正項 X_1 , X_2 は、

$$X_1 = (1 - |\theta - \alpha - \pi|/\theta') \cdot \exp(-i\pi/4) / \sqrt{2\pi\rho} \quad \cdots \cdots (21)$$

$$X_2 = (1 - |\theta + \alpha - \pi|/\theta') \cdot \exp(-i\pi/4) / \sqrt{2\pi\rho} \quad \cdots \cdots (22)$$

となり、2. と同様な操作により波高分布は求められる。

なお、記号、符号は 図-1 (a) と同じである。

図-3 は、上記の方法によって求められる半無限防波堤に波高 1 の波が $\alpha = 90^\circ$ で入射した場合の波高分布を示したもので、図中の破線は 2. と同じで入射波を除いた等波高線を表わしている。凸 90° 隅角部の場合と比較すると、回折波については若干の違いがあるものの、反射波の様相は非常によく似ていることがわかる。したがって、凸 90° 隅角をもつ構造物からの反射波の波高分布を半無限防波堤による波高分布図で代用しても、大きな誤差は生じないと思われる。また、両者の波高分布はともに鋭角的に変化しており、このことは波の角分散を考慮する場合に、回折・散乱波を無視し、幾何光学的波のみを取り扱う角分散法⁹⁾によってもほぼ差しつかえないことを示す。ただし、この方法では実際よりも波は発散しない結果となる。

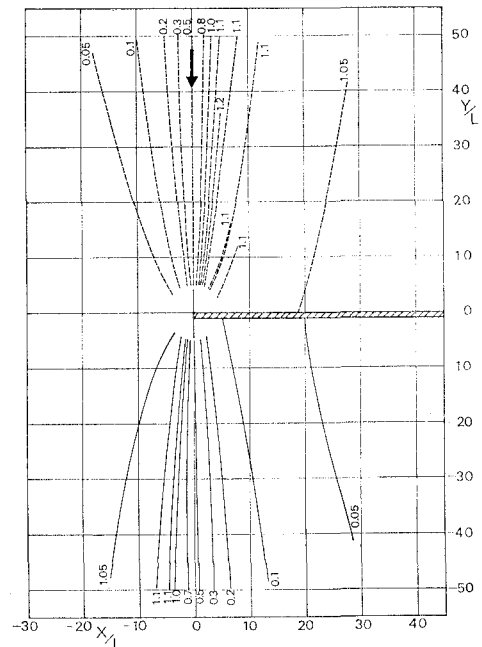


図-3 半無限防波堤における波高分布

4. 凸 60°, 120° 護岸隅角部からの反射波の様相

凸 60°, 120° 隅角部における散乱波の修正近似解 χ_1 , χ_2 は次に示すようになり, 隅角部周辺の波高分布は 2. の凸 90° 隅角部の場合と同様にして求められる。凸 60° 隅角部の場合の散乱項は,

$$\chi_1 = -3/5 \cdot \sqrt{(5+\sqrt{5})/\pi\rho} \cdot \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} \\ \div \{4 \cos 3/5 \cdot (\theta-\alpha) + \sqrt{5} - 1 \pm \delta_1 X_1\} \quad (23)$$

$$\chi_2 = -3/5 \cdot \sqrt{(5+\sqrt{5})/\pi\rho} \cdot \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} \\ \div \{4 \cos 3/5 \cdot (\theta+\alpha) + \sqrt{5} - 1 \pm (\delta_2 X_2 + \delta_3 X_3)\} \quad (24)$$

となり, 補正項 X_1 , X_2 および X_3 は次式となる。

$$X_1 = \{1 - |\theta - \alpha - \pi|/\theta'\} (6/5) \sqrt{(5+\sqrt{5})/\pi\rho}$$

$$\times \exp(-i\pi/4) \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$X_2 = \{1 - |\theta + \alpha - \pi|/\theta'\} (6/5) \sqrt{(5+\sqrt{5})/\pi\rho} \\ \times \exp(-i\pi/4) \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$X_3 = \{1 - |\theta + \alpha - 7\pi/3|/\theta'\} (6/5) \sqrt{(5+\sqrt{5})/\pi\rho} \\ \times \exp(-i\pi/4) \quad \dots\dots\dots (27)$$

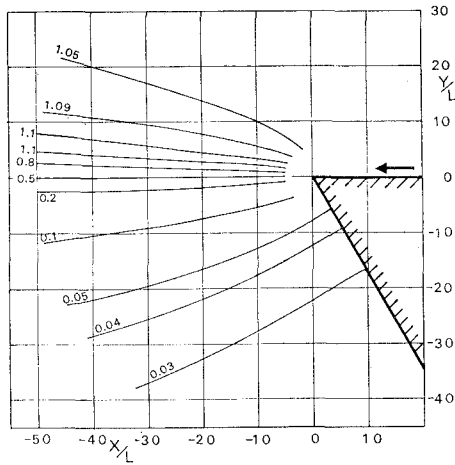
次に, 凸 120° 隅角部の場合の散乱項および補正項は,

$$\chi_1 = -3/4 \cdot \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} / \sqrt{\pi\rho} / \{2 \cos 3/4 \\ \times (\theta-\alpha) + \sqrt{2} \pm \delta_1 X_1\} \quad \dots\dots\dots (28)$$

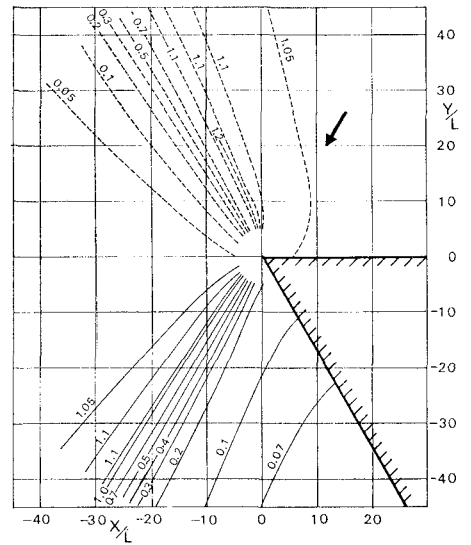
$$\chi_2 = -3/4 \cdot \exp\{-i(\rho+\pi/4)\} / \sqrt{\pi\rho} / \{2 \cos 3/4 \\ \times (\theta+\alpha) + \sqrt{2} \pm (\delta_2 X_2 + \delta_3 X_3)\} \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$X_1 = \{1 - |\theta - \alpha - \pi|/\theta'\} (3/2) \cdot \exp(-i\pi/4) / \sqrt{\pi\rho} \\ \dots\dots\dots (30)$$

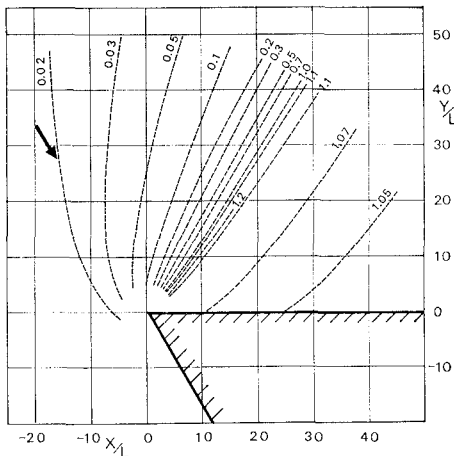
$$X_2 = \{1 - |\theta + \alpha - \pi|/\theta'\} (3/2) \cdot \exp(-i\pi/4) / \sqrt{\pi\rho} \\ \dots\dots\dots (31)$$



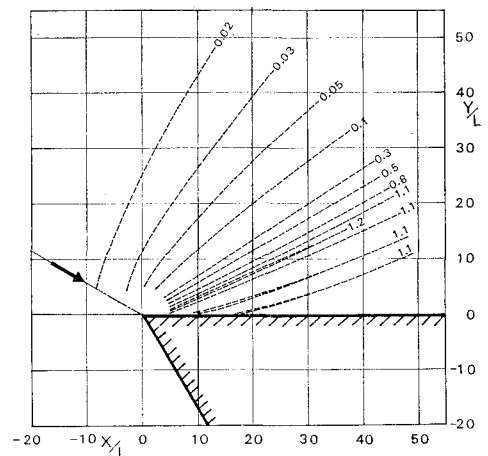
(a) $\alpha=0^\circ$ の場合



(b) $\alpha=60^\circ$ の場合



(c) $\alpha=120^\circ$ の場合



(d) $\alpha=150^\circ$ の場合

図-4 凸 60° 隅角部における波高分布

$$X_3 = \{1 - |\theta + \alpha - 5\pi/3|/\theta'\} (3/2) \cdot \exp(-i\pi/4) / \sqrt{\pi\rho} \quad \dots\dots\dots (32)$$

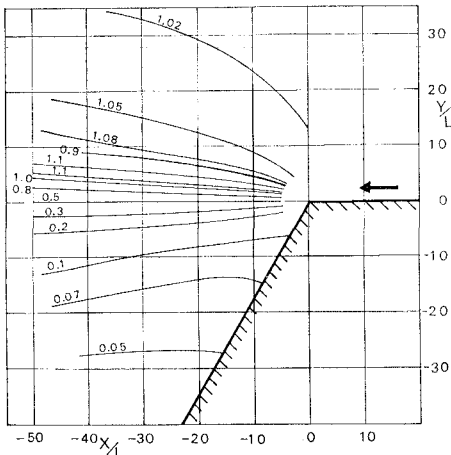
となり、以上の式に含まれる記号および符号は 2. の凸 90° 隅角部の場合と同様である。この散乱項を用いた各入射角に対する反射、入射、回折領域における波の解は参考文献 8) に示されている。

図—4 (a)～(d) および 図—5 (a)～(d) は、それぞれ凸 60° 隅角部および凸 120° 隅角部の入射波高 1 に対する波高分布を示したものである。これらの図からわかるように、凸 60°, 120° 隅角部の場合にも入射角の違いによって境界線の方向が変化するだけで、各境界線を軸とする波高分布はそれほど変化しない。また、入射角をほぼ同一とした図—2 (b), 4 (b), 5 (c) から、隅角が異なる場合にも入射・反射境界線付近の波高分布はよく似た様相を呈していることがわかるが、回折波に関しては若干異なった分布形をしている。さらに、半無限防波堤

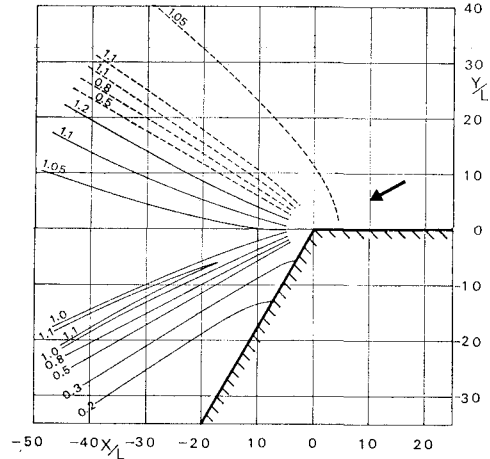
に関する波高分布図とも比較したが、凸 90° 隅角部の場合と同様に、各境界線を軸とする波高分布はよく似た傾向を示しており、半無限防波堤の解を代用しても差しつかえないものと思われる。

5. 結 言

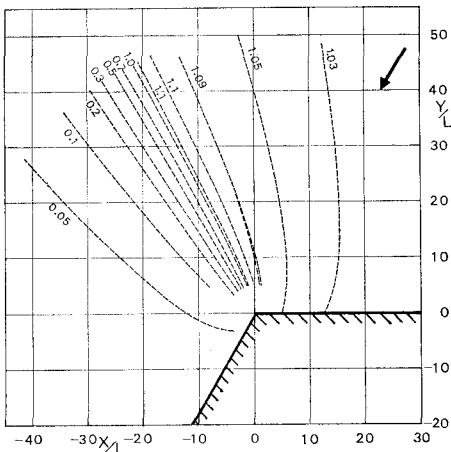
以上、護岸隅角部について、先端部を除くほぼ全海域にわたって適用可能な修正近似解を示したが、この解は主に三角関数からなり、Bessel 関数が含まれる厳密解に比べて非常に簡単に所要の波高を求められる利点がある。この修正近似解を用いて各種隅角部における波高分布を解析した結果次のようなことがわかった。凸隅角部周辺の波の様相は、半無限防波堤を含めて、隅角部の交角および入射角の変化によって各境界線の向きは変化するが、各境界線を軸とするそれぞれの波高分布はほとんど変わらない。ただ、回折領域の波高分布は若干異なる



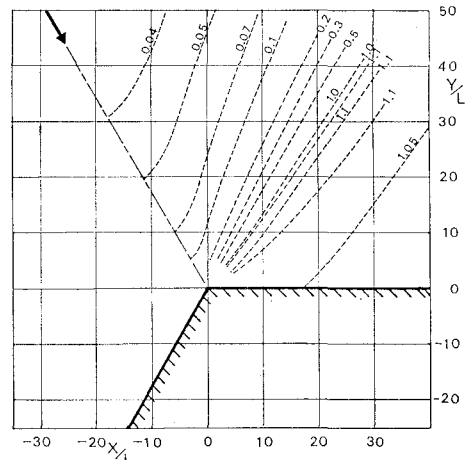
(a) $\alpha=0^\circ$ の場合



(b) $\alpha=30^\circ$ の場合



(c) $\alpha=60^\circ$ の場合



(d) $\alpha=120^\circ$ の場合

図—5 凸 120° 隅角部における波高分布

が、回折波高はもともと小さいので、波高の絶対値で考えると大差ない。また、隅角点遠方においても、入射・反射境界線および入射・回折境界線付近で、波高は鋭角的に変化する。したがって、波の角分散を考慮する場合には、回折・散乱をまったく無視し、幾何光学的波のみを重ね合せても大差ない結果が得られよう。ただし、精度を上げるには（この方が反射波は早く発散するだろう）、周波数分散、角分散における各成分波がそれぞれ回折・散乱するものと考えたらよからう。

参 考 文 献

- 1) 合田良実・鈴木康正： 光易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, Dec., 1975.
- 2) 永井康平・田中 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，第2部，pp. 22-23, 1975.
- 3) 橋本 宏： 離岸堤による隣接海岸への影響予測モデル，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 181-185, 1974.
- 4) 伊藤喜行・谷本勝利： 数値波動解析法とその応用—構造物周辺の波—，第18回海岸工学講演会論文集，pp. 325-329, 1972.
- 5) 坂井藤一・月岡康一： 波動解析への有限要素法の適用（第3報）—地形および構造物による波の散乱について—，第22回海岸工学講演会論文集，pp. 97-101, 1975.
- 6) Barailler, L. and P. Gaillard: Evolution recent des modeles mathematiques d'agitation due a la houle: Calcul de la diffraction en profondeur non uniforme, La Houille Blanche, Vol. 22, No. 8, pp. 861-869, 1967.
- 7) 山本隆一・横田基紀・滑川伸考： 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，pp. 259-263, 1975.
- 8) 三井 宏・筒井茂明： 海岸構造物不連続部の波高分布について（第5報）—とくに計画・設計への適用—，第17回海岸工学講演会論文集，pp. 85-90, 1970.
- 9) 三井 宏・川村勇二： 海岸構造物不連続部の波高分布について（第6報），第22回海岸工学講演会論文集，pp. 103-107, 1975.
- 10) 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）—隅角部付近の波高分布—，第14回海岸工学講演会講演集，pp. 53-59, 1967.