

人工島背後における波高分布の実験結果

徳島大学工学部 正員 三井 宏
大 林 組 正員 宮本 佳明
住 友 建 設 正員 〇井上 賢司

1. まえがき 本研究は、人工島背後における波高分布を正確に予測するために、屈折、回折および従来は波高が小さいとして無視される傾向にあった2次回折をも考慮した数値計算法を開発するとともに、検証実験を行ない、この数値計算法の適用性を検討するものである。

2. 基礎理論 図1に示すような隅角部に、点源 (r_0, α) から0次の第2種のHankel関数で表わされる円筒波 $H_0^{(2)}(RR)$ が入射した場合の厳密解は、電磁波の理論¹⁾によれば、次式で示される。

$$f_c = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \cos \frac{n\theta}{2} \cos \frac{n\alpha}{2} S_n^{\text{sc}}(RR) \quad (1)$$

$$S_n^{\text{sc}}(RR) = J_n^{\text{sc}}(Rr) H_n^{(2)}(RR) \quad (r > r_0), \quad S_n^{\text{sc}}(RR) = J_n^{\text{sc}}(Rr) H_n^{(2)}(Rr) \quad (r > r_0)$$

大きい r に対する漸近展開の近似式は、図2に示す双曲線内部(入射領域と回折領域との遷移領域)で精度が悪いので、平面波入射の場合²⁾と同様に遷移領域内で補正した修正近似解を求めると、次式のようにになる。

$$f_c = \sum g_n + \chi_c \quad (2)$$

$$\chi_c = -\frac{X}{2} \left\{ \frac{1 \pm (\delta_0 \beta_0, \delta_0 \beta_0) B / \sin^2 \pi / \mu / H_0^{(2)}(RR)}{A + B \pm (\delta_0 \beta_0, \delta_0 \beta_0) E X H_0^{(2)}(RR)} + \frac{1 \pm (\delta_0 \beta_0, \delta_0 \beta_0) (X/2) B / \sin^2 \pi / \mu / H_0^{(2)}(RR)}{A + B \pm (\delta_0 \beta_0, \delta_0 \beta_0) E X H_0^{(2)}(RR)} \right\}$$

ここに、 g_n は幾何光学的な入射または反射円筒波で、 χ_c は回折散乱項、 $A = \cos \pi(\theta + \alpha) / \mu$ 、 $A' = \cos \pi(\theta - \alpha) / \mu$ 、 $B = -\cos \pi / \mu$ 、 $X = 2.0 e^{-i \pi (1 + \gamma) / 2} / \sqrt{r_0 R} \pi / \mu \sin \pi / \mu$ である。 δ 、 β は平面波入射の場合と同じである。

回折・散乱項の等位相線は図2に示すように、双曲線外部は隅角点を中心とする同心円 $r = r_0$ なるが、双曲線内部では円弧の曲率は小さくなっている。したがって、遷移領域外では散乱波の波峰線は隅角点を中心とする円弧と仮定し、遷移領域内では円弧の点源が沖側へずれていると仮定する。このため、式(2)により図3に示す2点A、B(0からそれぞれおよそ4波長の地点)の回折係数 K_1 、 K_2 を求め、次式を用いて散乱波の点源のずれ d を求めた。

$$d = \{ K_2^2 (r/L - R/L) - K_1^2 (r/L) \} / (K_1^2 - K_2^2) \quad (3)$$

屈折と回折と同時に起こる場合の波高分布は次のようにして求めることができる。図4に示されるような一様水深では、周期、波速は変化せず、2本の波向線間で単位時間に輸送される波のエネルギーは保存されると仮定すると、幾何学的な関係

$$L_{st} / L_n = l_{st} / l_n \text{ から}$$

$$H_n = \sqrt{l_{st} / l_n} \cdot H_{st} = \sqrt{L_{st} / L_n} \cdot H_{st} \quad (4)$$

という関係が得られる。したがって、基準地点(隅角点Oから3波長の距離)までは水深が一様と仮定し回折計算で波高比を求め、その基準地点を屈折計算のスタート地点として、その後屈折計算をしていけば、隅角点周辺の波高を全域にわたって求めることができる。本研究では、Skovgaardらの理論³⁾に基づくWorthingtonらの数値計算法を用いている。この屈折計算法は、波向線に沿って Δt の間隔で計算を進めていくので、時出力され、幾何光学的波と回折散乱波を重ね合わせるのに便利である。

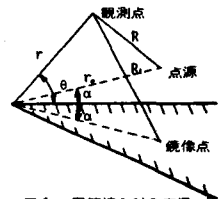


図1 円筒波入射の座標

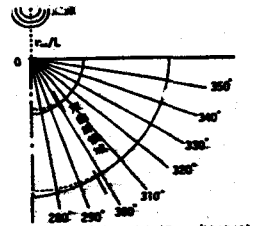


図2 等位相線(波峰線)

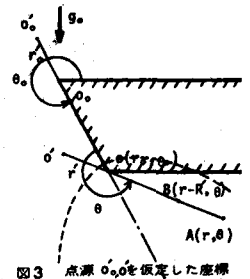


図3 点源 $0,0$ を仮定した座標

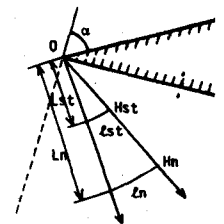


図4 一様水深における隅角点からの波向線

3. 検証実験 図5に示されるような等深線が造波板と 30° の角度を保ち、一様勾配 $1/30$ のモルタル張り斜面上に、半無限防波堤または人工島を設置して検証実験を行なった。実験に使用した波は、周期 0.8sec 、水平部水深 0.35m において微小振幅波理論に基づく換算波長 1.00m 、計画波高 6.0cm である。

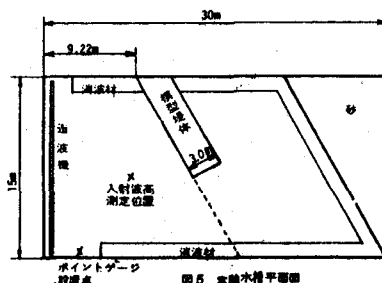


図6～9に数値計算結果を実線で、検証実験結果を△印で示す。半無限防波堤に対する図6、7の理論曲線は、屈折していなければ図中の左方の矢印の地点で極大波高($K=1.11$)になるはずであるが、屈折しているため極大波高の地点はそれぞれ約 4° ほどずれており、極大波高比も $K=1.01$ と小さくなっている。また、入射回折境界線上の波高比は屈折のない場合($\theta=240^\circ$)が 0.54 であるのに対し、屈折した場合($\theta=244^\circ$)は 0.41 になっている。

これらの理論値と実験値を比較すると、すべての場合について遷移領域外では実験値と理論値はよく一致しているのに対し、遷移領域内では実験値の方が理論値より過大な値をとっている。その理由は、屈折、回折計算で波向線間で選ばれる波のエネルギーは保存されると仮定したのに対して、実際には、波向線を横切って、波のエネルギーが流れていると思われることである。また、すべての場合において実験値がかなりばらついているが、その理由としては、水槽側壁や汀線からの前駆波の反射の影響が入ってしまうのと考えられる。

4. あとがき 本研究では、平面波入射の場合と同様、円筒波入射の場合も、遷移領域内で回折波の波峰線の曲率に応じて回折波の点源をずらすことにより、遷移領域内の回折波の屈折計算を可能にすることができた。ただし、遷移領域外では、本研究で用いた数値計算法によれば、十分な精度で波高分布を求めることができないが、遷移領域内、特に1次回折の遷移領域内(放物線内)に2次回折の隅角が位置する場合、その領域内(双曲線内)の2次回折波の数値計算結果は過小な波高比を与える恐れがある。

<参考文献> 1) Bowman, J.J., Senior, T.B.A. and P.L.E. Uslenghi (editor); "Electromagnetic and acoustic scattering by simple", North-Holland (Amsterdam), PP. 252~269, 1969

2) 三井 宏・越智 裕・川村 勇二; "単純隅角周辺における波の近似解とその応用", 25回海岸工学講演会論文集, PP. 94~97, S. 53, 11.

3) Stougaard, O., I.G. Jonsson and J.A.B. Bertelson; "Computation of wave heights due to refraction and friction", Proc. ASCE., Journals of the Waterways Harbors and Coastal Engineering Division, WW1, PP. 15~32, 1975

4) Worthington, H.W. and J.B. Herbich; "A computer program to estimate the combined effect of refraction and diffraction of water waves", Sea Grant Pub. No. 219, Texas A. and M. Univ., 1970

