

最小自乗法による多方向造波装置の造波板振幅の 決定方法と発生波の特性

松本 朗*・半沢 稔*・野口正昭**

1. 緒 言

多方向造波装置においてスネーク原理に基づき、個々の造波板の振幅を一定として造波した斜め規則波は、造波機端部の特異性と個々の造波板の幅の有限性により、波高・波向き共に空間的に変動を示すことが知られている(Takayama, 1982)。この変動は、規則波実験の実験精度の低下の原因の一つとなっており、また多方向不規則波においては、方向スペクトルの場所的な変動とも密接な関係を持つ。したがって、斜め規則波の波高・波向きの一様性を確保することは、多方向造波装置による水理実験の実施に関して本質的に重要な課題であると考えられる。

この問題を是正するために、水槽側壁からの反射波を利用した造波方法が提案されている(たとえば, Darlymple, 1989)。今井ら(1991)、森田・大本(1992)は、水理実験により、このような手法の有効性の検証を行っている。しかしながら、水槽内に比較的反射率の高い模型を設置した場合には、模型からの反射波の側壁での再反射が問題となるため、側壁からの反射波を利用しない方法が有利であると考えられる。

このことに対して、水口(1993)は、石田・渡辺(1984)の示唆に基づき、造波機端部での造波板の振幅を直線的に減少させる事により、一様な波浪場を作り得る可能性について、数値的に検討している。寛田ら(1994)は、この端部制御方式の有効性を実験的に検証した。また、半沢ら(1994)は、送信用レーダーアンテナの放射指向性の合成理論を用いたアプローチを試みている。

本研究は、側壁からの反射波を利用せずに斜め規則波の波高の一様性を向上させるための、造波板の振幅分布の合理的な決定方法を提案することを目的としたものである。提案した手法により求めた造波板の振幅分布によって得られる波浪場の特性を、数値シミュレーションにより求め従来方式による波浪場との比較検討を行うとともに、水理実験により検証を行い、手法の有用性を示す。

2. 定 式 化

多方向造波機により造波される斜め規則波の水位振幅を、その目標値に合わせるための造波板の振幅分布を、最適化問題として解く。これは、造波板上に配置した複素点波源の強度の絶対値を、同一の造波板上の波源強度は直線的に変化するという制約条件の下で適切に定める事により、個々の点波源から発生する円筒波の振幅を調整し、それらの重ね合わせである斜め規則波の波高の一様性を向上させようとするものである。

造波機の形式は連続型とし、造波板運動の位相はスネーク原理に従うものとする。ロッド(個々の造波板の両端の駆動軸)の本数が偶数($2N$)の場合について考える。座標系を図-1のように取り、それぞれのロッドの振幅を a_i ($i = -N \sim N-1$) とし、観測点の個数を M とする。この時、 j 番目の観測点(x_j, y_j)における水面形 η_j は定常減衰項を無視すると、水口(1993)の解により以下のように求められる。

$$\eta_j = \alpha \sqrt{E_s^2 + E_c^2} \cos\{\arctan(E_s/E_c) - \sigma t\} \cdots \cdots (1)$$

したがって、ロッドの代表振幅 b_0 で無次元化した、 j 番目の観測点における水位振幅 A_j は、

$$A_j = \frac{\alpha}{b_0} \sqrt{E_s^2 + E_c^2} \cdots \cdots (2)$$

となる。ここに、

$$\alpha = \frac{2 \sinh^2 kd}{\sinh 2kd + 2kd} \cdots \cdots (3)$$

また、

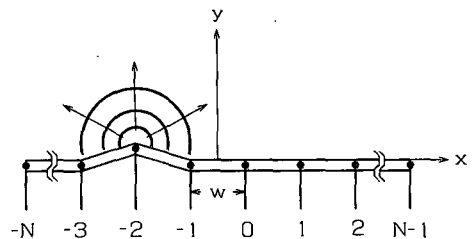


図-1 座標系

$$\left. \begin{aligned} E_s &= \sum_{i=-N}^{N-1} a_i \cos \beta \\ &\cdot \{N_{ij} \cos(ikw \sin \beta) - J_0 \sin(ikw \sin \beta)\} \\ E_c &= \sum_{i=-N}^{N-1} a_i \cos \beta \\ &\cdot \{N_{ij} \sin(ikw \sin \beta) + J_0 \cos(ikw \sin \beta)\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

$$\left. \begin{aligned} N_{ij} &= \int_{-kw}^{kw} \left(1 - \frac{|q|}{kw}\right) \\ &\cdot N_0 \left(\sqrt{\left(k \left(x_j - iw - \frac{w}{2}\right) - q\right)^2 + (ky_j)^2} \right) dq \\ J_0 &= \int_{-kw}^{kw} \left(1 - \frac{|q|}{kw}\right) \\ &\cdot J_0 \left(\sqrt{\left(k \left(x_j - iw - \frac{w}{2}\right) - q\right)^2 + (ky_j)^2} \right) dq \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

であり、 t は時間、 σ は角周波数、 k は波数、 d は水深、 β は y 軸から波向線方向へ取った波向角、 w は造波板 1 枚の幅、 N_0, J_0 は 0 次のノイマンおよびベッセル関数である。ただし、 $i = -N$ および $i = N-1$ のロッドに対しては積分範囲を $[0, kw], [-kw, 0]$ とする。

ロッドの代表振幅で無次元化した、水位振幅の目標値 A_c を次式で表す。これは、ピストン型の 2 次元造波装置の造波特性関数の 1/2 である。

$$A_c = \frac{2(\cosh 2kd - 1)}{\sinh 2kd + 2kd} \dots\dots\dots (6)$$

以上より目標値と計算値の残差平方和は、

$$r^2 = \sum_{j=1}^M [A_c - A_j]^2 \dots\dots\dots (7)$$

となり、 r^2 を最小にする a_i を求めることによりロッドの振幅の最適分布が決定する。これは a_i に関する非線形の最小自乗問題となる。本研究では、マルカートの方法(中川・小柳, 1986; 大野・磯田, 1990) により解いた。このような取扱いによれば観測点の配置は自由に定めることができるため、現実的な範囲内で任意に設定した領域で、一様な波高分布を得ることが可能となる。

3. ロッドの振幅分布と発生波の特性

対象を、図-2 に示した 50 m×40 m の水槽の長辺に設置された、造波板幅 0.9 m、ロッド 28 本からなる延長 24.3 m のピストン式連続型多方向造波機とし、水深 0.6 m、周期 1.8 秒、波向き 0 度および 22.5 度の場合について検討した。

(1) ロッドの振幅分布

最小自乗問題は一般に次のように表わされる。

$$f_j(x_1, x_2, \dots, x_N) \quad (j=1, \dots, M) \dots\dots\dots (8)$$

に対して、

$$r^2(x) = \sum_{j=1}^M f_j^2(x) \dots\dots\dots (9)$$

を最小にする解 $(x_1, x_2, \dots, x_N)$ を求める。

非線形の最小自乗問題においては、関数 $f_j(x)$ の形は実際の問題ごとにさまざまであり、自乗和 $r^2(x)$ は多数の極小点を持っている場合がある。このとき、全パラメータ空間における $r^2(x)$ のふるまいを知り、大域的な最小解を求める事は難しい。実用的には、何らかの方法で推定したパラメータ初期値 $x^{(0)}$ を出発点として、 $r^2(x)$ を小さくする方向に反復改良し、 $r^2(x)$ を極小にする解 x^* を求める。(大野・磯田, 1990)

図-3 に、求めたロッドの振幅分布を示す。本研究では、ロッドの振幅の初期値は矩形分布(一定振幅)とした。ここで、一様化の対象は図-2 に示したように、波向き 0 度のケースでは $x = -4 \sim 4$ m、 $y = 4 \sim 12$ m (領域 A)、波向き 22.5 度のケースでは $x = -9 \sim -1$ m、 $y = 4 \sim 12$ m (領域 B) の矩形領域とし、領域内部に設けた $\Delta x = \Delta y = 1$ m の格子点上に合計 81 点の観測点を配置した。反復回数は、後述する理由から 1 回のものを示した。この図から、本手法によれば端部のロッドにピークを有する非一様な振幅分布が得られ、結果的に造波機端部の特異性と個々の造波板の幅の有限性を補償することが明

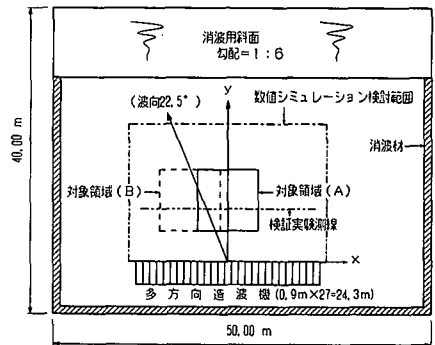


図-2 平面水槽

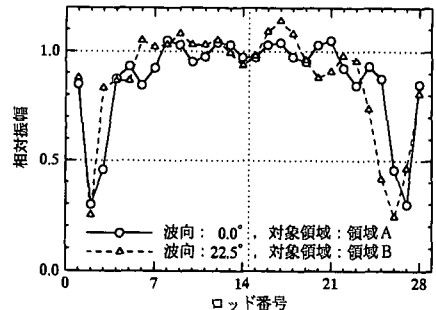


図-3 ロッドの振幅分布

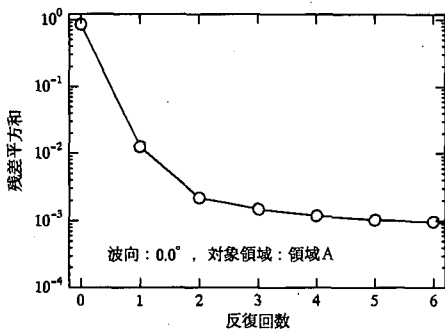


図-4 反復回数と計算の収束状況

らかとなった。このような非一様な波源強度の分布は、Green 関数法による波の平面変形解析における開境界での解の厳密な接続条件に関連して西村ら (1993) が示唆している。

図-4に波向き0度のケースの反復回数と計算の収束状況を示す。1回目の修正で残差平方和が1/100程度まで減少していることがわかる。予備的な計算によれば、このケースでは1回の修正で実用上十分な一様性の改善が見られた。また本方法は、あらかじめ一様化の対象領域を指定してロッドの振幅分布を求めるものであるが、実際には波動運動の連続性のため対象領域を含む広い領域で一様性が改善されること、および反復回数を増やした場合には手法の特性上、対象領域の一様性はより向上するが、上に述べた二次的な一様領域の広さが減少することがわかった。本論文では、手法の開発および発生波の基本特性の検討に重点が置かれているため、以降では反復回数を1回として考察を進める。

(2) 発生波の特性

提案した方法により得られたロッドの振幅分布によって発生する波浪場の特性を、数値計算により検討した。計算領域は、図-2に示した縦18 m、横25 mの範囲であり、0.5 m間隔の格子点上での値を求めた。

図-5, 6に、従来方式(振幅一定)と図-3に示したロッドの振幅分布により得られる、波向き0度および22.5度の場合の無次元波高分布、波向きの目標値との差、流速楕円の偏平度に関する結果を示す。上段が従来方式、下段が振幅を補正した場合の結果である。ここで、無次元波高は発生波高をロッドの両振幅で割った値として定義した。その目標値は本水深波長比では0.97である。波向きは、流速楕円の長軸方向で定義した。また、偏平度は流速楕円の短軸の長さを長軸の長さで除した値であり、波向きの分散を表す。

図より、両波向きともに従来方式では波高分布は場所的に大きな変動を示し、無次元波高で0.9以下あるいは1.1以上となる箇所が島状に出現しているのがわかる。

これに対して、本手法によりロッドの振幅に補正を加えた場合には、波高分布が極めて一様になっていることがわかる。波向きの目標値との差は、 ± 2.5 度を、また流速楕円の偏平度は0.05以下を許容範囲としてハッチングして示した。波向きの差、流速楕円の偏平度ともに無次元波高の分布に対応した空間的な変動パターンを示し、従来方式による場合は波向きの差 ± 2.5 度以上、偏平度0.05以上となる領域がセル状に現われている。このような波向きの変動と上述した波高の変動が一方斜め不規則波が方向分散性を持つことあるいは、多方向不規則波の方向スペクトルの場所的な変化の原因の一つとなっているものと考えられる。ロッドの振幅に補正を加えた場合はセル状の領域は消滅し、波向き、波向きの分散性ともに著しく目標値に近づいていることがわかる。ここで注目すべきは、本研究での定式化は、波高の一様性のみ着目して行ったものであるが、波向きの一様性も同時に向上することおよび、波向きの分散性が低下することである。このことは、水粒子速度の水面変動に対する伝達関数を用いて説明ができるものと思われるが、詳細な検討は今後の課題としたい。

図-7に波向きを22.5度として対象領域を $x=-4\sim 4$ m, $y=4\sim 12$ m (領域A)とした場合の無次元波高分布を示す。水深および周期は先に示したとおり0.6 m, 1.8秒である。また、領域内部の観測点の数も同様に81点としている。この図から、斜め波の場合に造波機中心からの波向線に沿う範囲以外を一様化の対象領域とした場合にも、波高の一様化が達成されていることがわかる。このことは、本手法の線形重ね合わせにより、多方向不規則波への拡張が可能であることを強く示唆するものである。

4. 検証実験

2.で述べたロッドの振幅分布の決定法の実用性を検討する目的で実験を行った。実験装置は上に述べた数値計算条件と同様、図-2に示した水槽および造波機とし、水深0.6 m、周期1.8秒、波向き0度および22.5度の場合について検討した。ロッドのストロークは全振幅で7.4 cmとした。図-2に示す測線($y=7.0$ m)で波高分布と流速の測定を行った。解析には消波材からの反射波が戻る前の時間のデータを使用した。

従来方式の場合とロッドの振幅に補正を加えた場合の無次元波高の計算結果と実験結果を図-8に示す。ここで、目標波高は予備実験で得た二次元造波特性関数の実測値を考慮した値を用いている。上段は波向き0度で対象領域を領域Aとした場合、下段は波向き22.5度で、対象領域を領域Bとした場合の結果である。これらの図から、従来方式の場合とロッドの振幅に補正を加えた場合

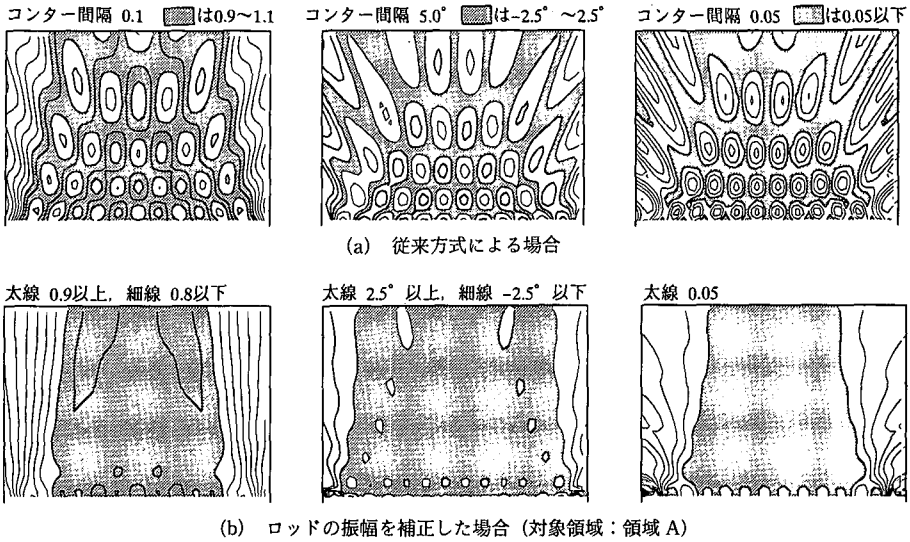


図-5 無次元波高 (左), 波向きの設定値との差 (中), 流速楕円の偏平度 (右) の平面分布
(計算範囲は図-2 に示した縦 18 m, 横 25 m の領域, 設定波向 0.0°, 水深 0.6 m, 周期 1.8 秒)

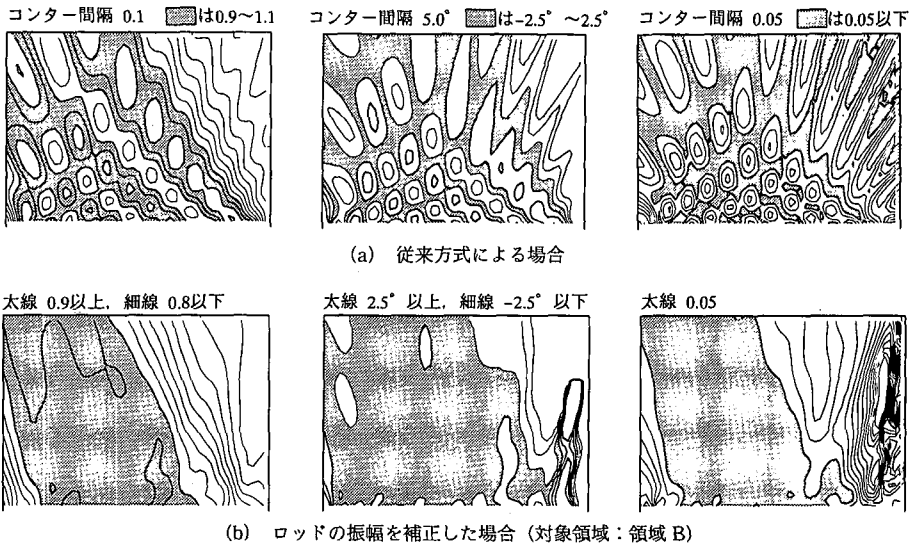


図-6 無次元波高 (左), 波向きの設定値との差 (中), 流速楕円の偏平度 (右) の平面分布
(計算範囲は図-2 に示した縦 18 m, 横 25 m の領域, 設定波向 22.5°, 水深 0.6 m, 周期 1.8 秒)



図-7 無次元波高の平面分布 (設定波向 22.5°, 水深 0.6 m, 周期 1.8 秒, 対象領域: 領域 A)

ともに, 計算値は実験値に良く一致し, 振幅補正を行った場合は, 波高分布が一様となっていることがわかる。測定は, 波向き 22.5 度で対象領域を領域 A としたケースについても実施したが, 図-8 のケースと同程度の計算値と実験値の一致を見た。図-9 に波向き 22.5 度の場合の流速楕円を示す。上段が従来方式による場合, 下段が対象領域を領域 B として振幅補正を施した場合の結果であり, 破線が計算値, 実線が実測値である。斜線は設定波向方向を示している。この図から, 振幅補正を施すと波向きの分散性が低下することがわかる。図に見られる波向きの計算値と実測値のずれは, 流速計の据付誤差

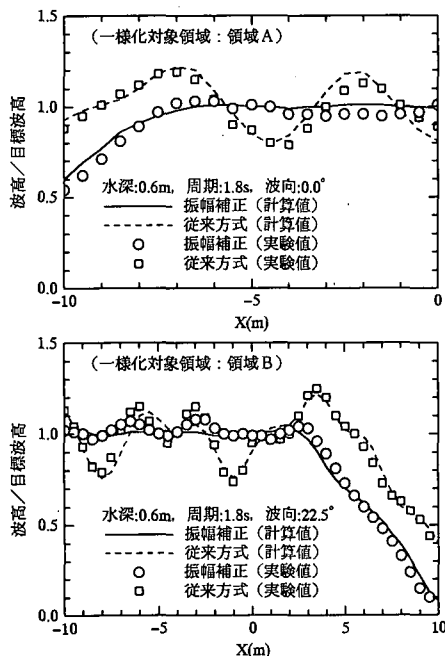
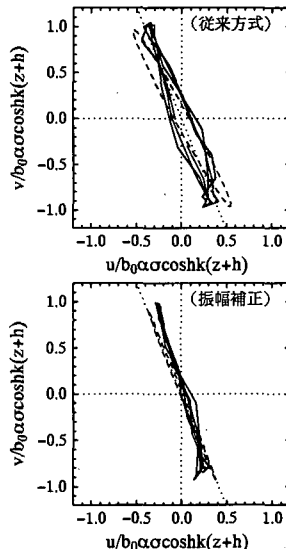

 図-8 造波板に平行な方向の波高分布 ($y=7.00$ m)


図-9 流速楕円

($x=2.25$ m, $y=7.00$ m, $z=-0.15$ m, 破線: 計算値, 実線: 実験値)

によるものであり、実際は振幅補正を施した場合には波向きも設定値に近づいているものと考えられる。

5. 結 語

多方向造波機により造波される斜め波の、波高の一樣性を向上させるための、ロッドの振幅分布の合理的な決定方法を提案し、数値計算により発生波の基本特性の検討を行うとともに、検証実験によって手法の実用性を確認した。

本手法は、逆問題としての定式化に基づくものであるため、水槽内の波の変形過程には言及していない。すなわち、本研究ではピストン式連続型多方向造波機について、一樣水深、側壁反射なしの場合を取扱ったが、造波板の動きが与えられた時に、水槽内の波浪場を計算することができれば、造波機の形式、側壁の境界条件、底面形状によらず本手法を適用することが可能である。今後は、多方向不規則波浪場および任意水深波浪場への拡張を行う予定である。

参 考 文 献

石田茂資, 渡辺 巖(1984): Snake motion をする造波機によって発生する斜め規則波の特性について, 西部造船学会会報,

第 69 号, pp. 135-141.

今井賢爾, 池谷 毅, 秋山義信, 南 誠信, 岩瀬浩二(1991): 側壁反射を利用した斜め規則波の造波方法, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 131-135.

大野 豊, 磯田和男(1990): 新版数値計算ハンドブック, オーム社, 1153 p.

寛田博章, 水口 優, 森屋陽一(1994): 多方向造波装置において一樣な波の場を作るための端部制御方式, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 106-109.

中川 徹, 小柳義夫(1986): 最小二乗法による実験データ解析—プログラム SALS, 東京大学出版会, 206 p.

西村仁嗣, 松岡道男, 松本 朗, 篠田伸昌(1993): Green 関数法による港内静穏度解析, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 51-55.

半沢 稔, 松本 朗, 豊饒智樹(1994): アンテナ理論の斜め規則波の造波への適用の試み, 第 49 回土木学会年次学術講演会概要集 (第 II 部門), pp. 666-667.

水口 優(1993): 連続型多方向造波装置の造波理論と一樣な波の場, 中央大学理工学部紀要, 第 36 巻, pp. 21-37.

森田知志, 大本晋士郎(1992): 長水槽における横波モードを考慮した斜波・多方向不規則波の造波方法, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 86-90.

Darlymple R. A. (1989): Directional wavemaker theory with side wall reflection, Journal of Hydraulic Research, Vol. 27, No. 1, pp. 23-34.

Takayama, T. (1982): Theoretical properties of oblique waves generated by serpent-type wavemakers, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 21, No. 2, pp. 3-48.