

入・反射波の共存場における方向スペクトルの推定法

磯 部 雅 彦*・近 藤 浩 右**

1. 序 論

海の波の不規則性には、無数の周波数成分が含まれるという意味と、無数の波向成分が含まれるという意味との2つがある。ある周波数成分に着目した場合に、波向についてのエネルギー分布を表わすものが方向スペクトルである。これを得るためには、限られた台数の測定装置の記録から、精度の良い推定を行なう必要がある。このために、DFT法¹⁾・Borgman法²⁾・MLM³⁾・DASE法⁴⁾・Fujinawa法⁵⁾と呼ばれる方法が提案されている。これらはいずれも、各波向成分の位相差がランダムであるために、周波数スペクトルのフーリエ変換がクロススペクトルとなることを前提としている。構造物の前面において、入射波と反射波を分離するために方向スペクトルを測定する場合には、互いに対をなす入・反射波の位相差がランダムでないために、上記の方法の適用に問題が生ずる⁶⁾。本研究においては、分解能が最も高いことが確認されているMLMについて、反射波が含まれることを前提とした修正を行なう。さらに、数値シミュレーションにより、得られた方法による方向スペクトルの推定精度の検討を行なう。

2. 入・反射波の共存場におけるクロススペクトル

角振動数 σ で波数ベクトル $\mathbf{k}$ の入射波の振幅を $A(\mathbf{k}, \sigma)$ とし、反射率を r とすれば、座標 $\mathbf{x}$ と時間 t での水面変動 $\eta(\mathbf{x}, t)$ は、

$$\eta(\mathbf{x}, t) = A(\mathbf{k}, \sigma) \{ \cos(\mathbf{k}\mathbf{x} - \sigma t + \varepsilon) + r \cos(\mathbf{k}_r\mathbf{x} - \sigma t + \varepsilon) \} \quad \cdots \cdots \cdots (1)$$

と表わされる。ここに、 $\mathbf{k}_r$ は反射波の波数ベクトルであり、反射面に関して $\mathbf{k}$ と対称である。また、 y 軸を反射面にとることとしたため、入・反射波の位相 ε は等しい。不規則波に対しては、振幅 A が σ について偶関数となるように拡張し、式(1)を $\mathbf{k}$ と σ について積分すれば、

$$\eta(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\mathbf{k}} A(\mathbf{k}, \sigma) [\exp \{ i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \sigma t + \varepsilon) \} + r \exp \{ i(\mathbf{k}_r\mathbf{x} - \sigma t + \varepsilon) \}] d\mathbf{k} d\sigma \quad \cdots (2)$$

を得る。式(2)より、時間に関する水面変動のフーリエ変換 $X(\mathbf{x}, \sigma)$ は、式(2)中の σt の符号が負であるから、

$$X(\mathbf{x}, \sigma) = \int_{\mathbf{k}} A(\mathbf{k}, \sigma) [\exp \{ -i(\mathbf{k}\mathbf{x} + \varepsilon) \} + r \exp \{ -i(\mathbf{k}_r\mathbf{x} + \varepsilon) \}] d\mathbf{k} \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

である。従って、座標 $\mathbf{x}_m$ と $\mathbf{x}_n$ における水面変動のクロススペクトル $\Phi_{mn}(\sigma)$ は、 $\langle \rangle$ がアンサンブル平均、*が共役複素数を表わすものとして

$$\begin{aligned} \Phi_{mn}(\sigma) &\propto \langle X^*(\mathbf{x}_m, \sigma) X(\mathbf{x}_n, \sigma) \rangle \\ &= \int_{\mathbf{k}} \int_{\mathbf{k}'} \langle A(\mathbf{k}, \sigma) A(\mathbf{k}', \sigma) \\ &\quad \times [\exp \{ i(\mathbf{k}\mathbf{x}_m - \mathbf{k}'\mathbf{x}_n + \varepsilon - \varepsilon') \} \\ &\quad + r \exp \{ i(\mathbf{k}\mathbf{x}_m - \mathbf{k}'\mathbf{x}_n + \varepsilon - \varepsilon') \} \\ &\quad + r \exp \{ i(\mathbf{k}_r\mathbf{x}_m - \mathbf{k}'\mathbf{x}_n + \varepsilon - \varepsilon') \} \\ &\quad + r^2 \exp \{ i(\mathbf{k}_r\mathbf{x}_m - \mathbf{k}'\mathbf{x}_n + \varepsilon - \varepsilon') \}] \rangle d\mathbf{k} d\mathbf{k}' \end{aligned} \quad \cdots \cdots \cdots (4)$$

となる。ここで $\mathbf{k} \neq \mathbf{k}'$ に対する位相差 $\varepsilon - \varepsilon'$ はランダムであると考えられるから、積分に対する寄与はない。従って、

$$\begin{aligned} \Phi_{mn}(\sigma) &\propto \int_{\mathbf{k}} \langle A^2(\mathbf{k}, \sigma) \rangle \\ &\quad \times \{ \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}_m) + r \exp(i\mathbf{k}_r\mathbf{x}_m) \} \\ &\quad \times \{ \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_n) + r \exp(-i\mathbf{k}_r\mathbf{x}_n) \} d\mathbf{k} \end{aligned} \quad \cdots \cdots \cdots (5)$$

となる。ここで、 $\langle A^2(\mathbf{k}, \sigma) \rangle$ は方向スペクトル $S(\mathbf{k}, \sigma)$ を代表する。また、反射面に関して $\mathbf{x}$ と対称なベクトルを $\mathbf{x}_r$ とすれば、 $\mathbf{k}_r\mathbf{x} = \mathbf{k}\mathbf{x}_r$ である。そこで、比例定数も考慮して、式(5)を書き直すと、

$$\begin{aligned} \Phi_{mn}(\sigma) &= \int_{\mathbf{k}} S(\mathbf{k}, \sigma) \\ &\quad \times \{ \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}_m) + r \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}_{mr}) \} \\ &\quad \times \{ \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_n) + r \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_{nr}) \} d\mathbf{k} \end{aligned} \quad \cdots \cdots \cdots (6)$$

を得る。

式(6)において、反射率 r は $\mathbf{k}$ によって変化しても

* 正会員 工博 横浜国立大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 五洋建設(株)土木設計部

よい。式 (6) の 2 つの { } に関し、第 1 項と第 1 項の組み合わせは、 $r=0$ の場合に相当し、入射波によるクロススペクトルを与える。第 2 項と第 2 項の組み合わせは反射波による分で、第 1 項と第 2 項、および第 2 項と第 1 項の組み合わせが入射波と反射波の位相干渉項となる。つまり、入・反射波の共存場におけるクロススペクトルは、入・反射波に対応する波浪系が独立に存在する場でのクロススペクトルに、位相干渉項が加わったものとなる。したがって、位相干渉項が相対的に小さい場合に、従来の推定法に関する議論が有効である。

ところで、式 (6) の 2 つの { } 内の項を組み合わせたものはすべて、

$$\phi(\mathbf{X}) = c(\mathbf{X}) - iq(\mathbf{X}) \\ = \int_{\mathbf{k}} S(\mathbf{k}, \sigma) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{X}) d\mathbf{k} \quad \dots\dots\dots (7)$$

の形となる。 $\mathbf{k} = (k \cos \theta, k \sin \theta)$, $\mathbf{X} = (R \cos \theta, R \sin \theta)$ とし、光易型⁷⁾の方向関数を用いて、

$$S(\mathbf{k}, \sigma) = \cos^{2s} \{(\theta - \theta_0)/2\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

のように仮定すれば、

$$\frac{c(\mathbf{X})}{c(\mathbf{O})} = J_0(kR) + 2 \sum_{l=1}^{[s/2]} (-1)^l \\ \times \left(\frac{s!}{(s-2l)!} \right) \left(\frac{s!}{(s+2l)!} \right) \\ \times J_{2l}(kR) \cos \{2l(\theta_0 - \theta)\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{q(\mathbf{X})}{c(\mathbf{O})} = 2 \sum_{l=0}^{[(s-1)/2]} \left(\frac{s!}{(s-2l-1)!} \right) \\ \times \left(\frac{s!}{(s+2l+1)!} \right) J_{2l+1}(kR) \\ \times \cos \{(2l+1)(\theta_0 - \theta)\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる。なお、円正規分布については山口ら⁸⁾が結果を示している。図-1 は、相対波角 $\delta = \theta_0 - \theta = 0^\circ, 30^\circ$ について、式 (9) で表わされる無次元コスベクトルの値を、相対距離 $R/L = kR/2\pi$ の関数として示している。これに対し、無次元クォドラチャスペクトルは位相のずれたものとなり、結果としてコヒーレンスは、無次元コスベクトルの包絡線となる。波高計間隔は通常 1 波長程度であるため、入・反射波のそれぞれについての無次元クロススペクトルは 1 に比べて小さくない。これに対

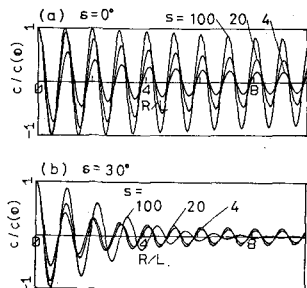


図-1 相対距離によるコスベクトルの変化

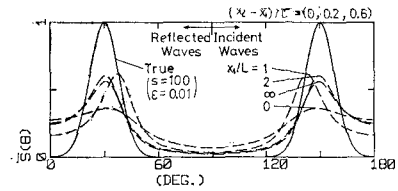


図-2 反射面から波高計群までの距離と MLM の分解能

し、位相干渉項については、 $\mathbf{X} = \mathbf{x}_{nr} - \mathbf{x}_m$, $\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{mr}$ であるから、 R の値は反射面から波高計群までの距離の約 2 倍となる。従って、波高計群が反射面から遠ければ、波向が反射面に直角で方向集中度が高い (S が大きい) 場合を除き、位相干渉項の影響は小さいことがわかる。これを具体的に示すため、波高計群を反射面から離れていた場合の、MLM によって推定される方向スペクトルの変化を、数値シミュレーションによって調べた結果が図-2 である。波高計アレイは、反射面の法線方向に互いに 0.2 および 0.4 波長離れた 3 台の波高計によるもので、反射面から最も近い波高計までの距離を 0, 1, 2, ∞ 波長とした。直線アレイであるため、横軸の波角は $0^\circ \sim 180^\circ$ の範囲で表示しており、 180° が反射面に直角な入射波の波向を示す。縦軸は真の方向スペクトルの最大値によって無次元化された方向スペクトル $\hat{S}(\theta)$ を示す。この条件については、2 波長以上離せば位相干渉項の影響は小さい。しかしこの場合、2 方向波浪系を 3 台の波高計アレイで測定することになるので、分解能は低い。また、図-1 からわかるように、方向集中度の高い波浪系が反射面にほぼ直角に入射した場合に、位相干渉項の影響が大きくなることも問題である。

3. MMLM の誘導

入・反射波の共存場における方向スペクトルの推定精度を向上させるため、式 (6) でクロススペクトルが与えられることを利用して MLM の修正を行なう。議論の筋道は、MLM に対する Davis・Regier⁴⁾の説明と同様である。

一般に方向スペクトルの推定値 $\hat{S}(\mathbf{k}, \sigma)$ は、

$$\hat{S}(\mathbf{k}, \sigma) = \sum_m \sum_n \alpha_{mn}(\mathbf{k}) \phi_{mn}(\sigma) \quad \dots\dots\dots (11)$$

と計算される。ここに総和は、すべての波高計の組み合わせに対するものである。 $\alpha_{mn}(\mathbf{k})$ は線形結合の係数であり、推定精度が高くなるように値を決めることになる。式 (11) に式 (6) を代入すると、

$$\hat{S}(\mathbf{k}, \sigma) = \int_{\mathbf{k}'} S(\mathbf{k}', \sigma) w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') d\mathbf{k}' \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \sum_m \sum_n \alpha_{mn}(\mathbf{k}) \\ \times \{ \exp(i\mathbf{k}'\mathbf{x}_m) + r \exp(i\mathbf{k}'\mathbf{x}_{mr}) \} \\ \times \{ \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_n) + r \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_n) \} \\ \dots\dots\dots (13)$$

となる。つまり、推定された方向スペクトルは真の方向スペクトルにウィンドウ $w(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ をかけたものである。ここで $\alpha_{mn}(\mathbf{k}) = \gamma_m(\mathbf{k})\gamma_n^*(\mathbf{k})$ と書けるものに限定すると、

$$w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \left| \sum_m \gamma_m(\mathbf{k}) \{ \exp(i\mathbf{k}'\mathbf{x}_m) + r \exp(i\mathbf{k}'\mathbf{x}_{mr}) \} \right|^2 \dots\dots\dots (14)$$

であることから、式(12)による方向スペクトルの推定値は負にならない。ここで、

$$\begin{aligned} T_{mn}(\mathbf{k}') &= \{ \exp(i\mathbf{k}'\mathbf{x}_m) + r \exp(i\mathbf{k}'\mathbf{x}_{mr}) \} \\ &\times \{ \exp(-i\mathbf{k}'\mathbf{x}_n) + r \exp(-i\mathbf{k}'\mathbf{x}_{nr}) \} \\ &= \gamma_m^*(\mathbf{k}') \gamma_n(\mathbf{k}') \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

とおけば、式(11)および(13)は、

$$\hat{S}(\mathbf{k}, \sigma) = \sum_m \sum_n \gamma_m(\mathbf{k}) \Phi_{mn}(\sigma) \gamma_n^*(\mathbf{k}) \dots\dots\dots (16)$$

$$w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \sum_m \sum_n \gamma_m(\mathbf{k}) T_{mn}(\mathbf{k}') \gamma_n^*(\mathbf{k}) \dots\dots\dots (17)$$

となる。ところで、ウィンドウはデルタ関数に近いものがよい。式(14)により、ウィンドウの値が0以上であることを考慮すれば、このためには、 $\mathbf{k}' = \mathbf{k}$ に対するウィンドウの値を一定に保って、ウィンドウの面積を最小とすればよい。面積を最小とすることは、式(12)より方向スペクトルの推定値を最小とすることと同値である。式(16)および(17)をベクトルと行列によって表現すれば、以上の問題は、エルミート行列 T と Φ が与えられた場合に、 $\mathbf{r}^T T \mathbf{r}^* = 1$ なる条件の下で、 $\mathbf{r}^T \Phi \mathbf{r}^*$ の値を最小とする問題に帰着される。ただし、 T は T_{mn} において $\mathbf{k}' = \mathbf{k}$ としたものである。この最小値は

$$T \mathbf{r}^* = \lambda \Phi \mathbf{r}^* \dots\dots\dots (18)$$

を満足する最大の固有値 $\lambda_{\max}$ の逆数である。ところが、 $\mathbf{r}$ として $\mathbf{r}_0(\mathbf{k})$ と直交するものをとると、式(15)より、式(18)の左辺=0、すなわち $\lambda=0$ となることがわかる。よって、最大の固有値を与える可能性があるのは、 $\mathbf{r}$ として $\mathbf{r}_0(\mathbf{k})$ と平行なものをとった場合である。このとき式(18)より

$$\lambda_{\max} = \mathbf{r}_0^T(\mathbf{k}) \Phi^{-1} \mathbf{r}_0^*(\mathbf{k}) \dots\dots\dots (19)$$

となるが、もとの表示に戻せば、

$$\begin{aligned} \hat{S}(\mathbf{k}, \sigma) &= \frac{\alpha}{\lambda_{\max}} \\ &= \alpha \left[\sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} \right. \\ &\quad \times \{ \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_m) + r \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_{mr}) \} \\ &\quad \times \{ \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}_n) + r \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}_{nr}) \} \left. \right]^{-1} \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

を得る。ここに α はパワーを調整するための定数で、

$$\begin{aligned} \Phi_{mm}(\sigma) &= \int_{\mathbf{k}_I} [\hat{S}(\mathbf{k}_I, \sigma) + 2\sqrt{\hat{S}(\mathbf{k}_I, \sigma)\hat{S}(\mathbf{k}_{Ir}, \sigma)} \\ &\quad \times \cos \{ \mathbf{k}_I(\mathbf{x}_m - \mathbf{x}_{mr}) \} + \hat{S}(\mathbf{k}_{Ir}, \sigma)] d\mathbf{k}_I \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

を満たすように、最小自乗法を用いて決定すればよい。ここに積分は入射波の波数ベクトルの範囲について行なう。

式(20)による方向スペクトルの推定値は、 $r=0$ すると MLM と一致する。したがって、式(20)は反射波が含まれる場合に対して修正されたものであると言え、Modified Maximum Likelihood Method を略して MMLM と呼ぶことにする。

ところで、式(20)を用いるためには、反射率が与えられなければならない。通常は、反射率も未知であるため、何らかの方法で決定する必要がある。ここでは、一成分波にノイズ成分が含まれる場合を考え、ノイズ成分が0に近づいた極限において、正しい反射率を与える式

$$d\lambda_{\max}/dr = 0 \dots\dots\dots (22)$$

によって、便宜的に反射率を決定することとした。すると、式(20)より、

$$\begin{aligned} r = - \frac{\sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} \{ \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{mr})) + \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{x}_{nr} - \mathbf{x}_m)) \}}{2 \sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{x}_{nr} - \mathbf{x}_{mr}))} \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\hat{S}(\mathbf{k}, \sigma)} &= \sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_m)) \\ &- \frac{[\sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} \{ \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_{mr})) + \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{x}_{nr} - \mathbf{x}_m)) \}]^2}{4 \sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{x}_{nr} - \mathbf{x}_{mr}))} \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

を得る。反射面の同一法線上に配置された2台の波高計で、光易型方向スペクトルを測定した場合を想定して、式(23)によって与えられる反射率を解析的に計算した。その結果、波高計が反射面に近く、波高計間隔も0.2波長程度に小さい場合、 $S=10$ 程度の方向分散と10%程度のノイズの混入があっても、入射波の主波向が反射面に平行に近づかない限り、反射率の計算精度は良好であった。

4. 数値シミュレーション

MMLM の適用性に関し、数値シミュレーションによる検討を行なった。まず、想定した波高計アレイと与えられた真の方向スペクトルに対し、式(6)によってすべての波高計の組み合わせに対するクロススペクトルを計算する。この際、角周波数に関しては、それぞれ独立しているので考慮する必要がない。また、波数ベクトルについては、ある波数の絶対値 k においてのみ、波向 θ に関してエネルギーが分布しているものとする。従って式(6)の積分は θ に関して行なう。さらに、 $m=n$ の場合のパワースペクトルについては、方向スペクトルの積分値に対して一定の割合のノイズ成分を加える。次に、得られたクロススペクトルを用いて、式(24)により方向スペクトルを計算するが、波数の絶対値は分散関係式によって決まるものとし、波向に関して、反射波に対応する角度も含めて計算する。この時、式(23)で与えら

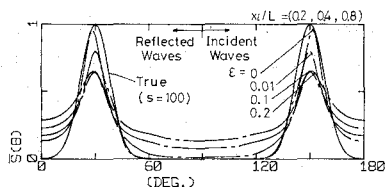


図-3 方向スペクトルの推定精度に対するノイズの影響

れる反射率が負になる場合は、それを0でおさえるものとして式(24)の[]内の第1項のみをとることとした。 α の値は、式(24)の右辺をまず計算し、式(21)に最小自乗法を適用して定める。

図-3は、ノイズの混入率 ε の増加にともなう、分解能の低下の様子を示す。波高計アレイは、3台の波高計を反射面から0.2, 0.4, 0.8波長離れた直線アレイである。実線で示される真の方向スペクトルを見ればわかるように、真の反射率は1である。一般に、ノイズの増大による分解能の低下は、真の方向スペクトルの集中度が高いほど著しい。真の方向スペクトルの分布幅が広いと、クロススペクトルにはノイズと同様の効果をもたらし、それ以上ノイズが混入しても効果が小さいためであろう。図-3を図-2と比較すると、同じノイズの混入率ならば、MMLMの分解能が高い。これは、MMLMにおいては入・反射波を組み合わせて1方向波浪系と見なすのに対し、MLMでは2方向波浪系として推定されるためである。

図-4は、波高計配置による結果の違いを示す。波高計の台数が同じならば、等間隔配置でも、間隔を1:2とした場合との差は小さい。これは、DFTにおいて配置により大きく結果が異なるのと違っている。

図-5は、波高計配置の特殊性により、計算上、真の方向スペクトルにはないピークが現われてしまう例を示す。この原因は、入射波の波向が 180° と 135° とで、波高計設置位置における完全重複波の相対振幅が等しいために、 180° にあるエネルギーを、 135° にもある

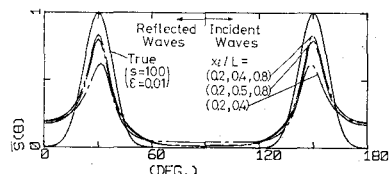


図-4 方向スペクトルの推定精度に対する波高計配置の影響

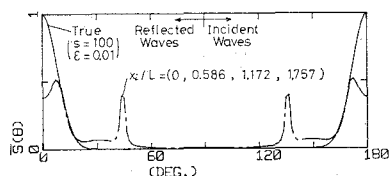


図-5 推定結果に現われる見かけ上のピーク

かのように見なしてしまうことである。反射面に最も近い波高計が、0.5波長以上離れていると常にこの現象が現われる。これを避けるには、反射面から0.2波長以内に1台配置し、さらに0.2波長程度離して2台目を配置すればよい。

図-6は、種々の真の方向スペクトル形状に対し、3種の波高計アレイを用いた推定結果を示す。(b)より、入射主波向が 120° でも分解能が高いことがわかるが、(a)のように入射主波向が 180° に対しては、推定値のピークが 180° の前後2か所となってしまう。これは、直線アレイにおいて、波高計のならんだ方向の精度が悪いことによるものである。このような場合に限り、波高

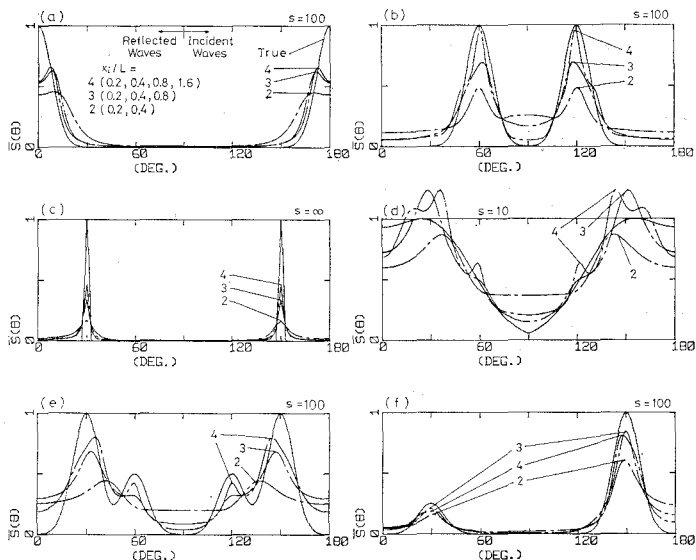


図-6 方向スペクトルの推定精度に対する波高計台数の効果 (反射率一定の場合)

計配置を平面分布にすることが、有意な精度の改善をもたらす。(c)は線スペクトルに対する結果で、この場合には波高計間隔が大きいほど精度が良い。また、ノイズの混入率を0.01としているにもかかわらず、分解能が相当低下していることもわかる。(d)は集中度が低い場合で、見かけ上のピークが生じている。しかし、最小波高計間隔を0.1波長程度に小さくすれば、見かけのピークは消える。一般に同じ波高計間隔でも、方向スペクトルの集中度が高ければコヒーレンスは高く、集中度が低ければコヒーレンスも低くなる。コヒーレンスが0.3程度

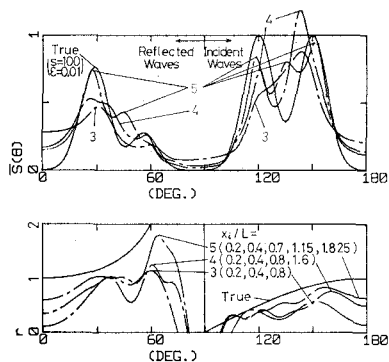


図-7 方向スペクトルの推定精度に対する波高計台数の効果(方向により反射率が変化する場合)

以上になるような波高計配置を選ぶと良好な推定結果を得るようである。標準的には、最小間隔を0.2波長程度、最大間隔を1.5波長程度とし、方向集中度の高低に応じてそれよりも広くあるいは狭くすればよい。(e)は2方向入射波浪系の場合で、最低4台の波高計が必要であることがわかる。(f)は反射率を0.5とした場合であるが、反射率が1の場合と同様に、良好な推定結果を与える。図-7は、2方向波浪系で、波向とともに正弦的に反射率が変化する場合で、式(23)によって計算された反射率も示されている。このように複雑になると多くの波高計を必要とする。

図-8は、一方向波浪系で、与えられた方向集中度パラメータ s の値と波高計配置に対し、真の反射率 r を0, 0.5, 1とした場合の主波向と反射率の推定値との関係を示す。図中、 r_m は推定された方向スペクトルのピークにおいて式(23)によって計算された値、 r_{sm} はピーク方向スペクトルの値により、それに対応する反射波の波向での方向スペクトルの値を割ったものの平方根、

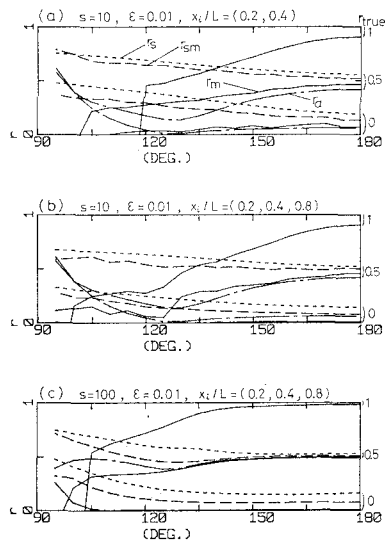


図-8 主波向による反射率推定値の変化

r_s は推定された方向スペクトルを、入・反射波を示す波向範囲についてそれぞれ積分したものの比の平方根を表わす。また r_a は、一成分波の反射率を求めるための式

$$r_a = \sqrt{\frac{1+b^2-2b \cos \{k \Delta x \cos \theta_0 - \epsilon_{12}\}}{1+b^2+2b \cos \{k \Delta x \cos \theta_0 + \epsilon_{12}\}}} \quad \dots (26)$$

によって計算された値である。ここに、 b は2地点のパワースペクトルの比で、 ϵ_{12} は位相差、 Δx は x 軸上の2地点の距離、 θ_0 は波向角である。大まかに言えば、真の反射率が高いと r_{sm} の精度が良く、低いと r_m の精度が良い。 r_a は1成分波に対する式であるにもかかわらず、ある程度の精度が期待できる。また、(c)を見ると、方向集中度が高いと、反射率の推定精度は全体に向上することがわかる。

5. 結論および今後の課題

入・反射波の共存場において、方向スペクトルを推定するために、MLMを修正したMMLMを誘導した。その推定精度には、真の方向スペクトルの主波向・方向集中度、ノイズの混入率、波高計の台数・配置が関係する。数値シミュレーションの結果、通常、反射面付近において、最小間隔0.2波長程度、最大間隔1.5波長程度とすればよいことがわかったが、方向集中度の高低に応じてそれよりも広くあるいは狭くするのがよい。具体的には、反射面から順に、1:1:2:4:8:……の間隔において波高計を設置すれば、広い波長の範囲に有効である。

なお、ノイズの混入率、反射面の決定法、構造物周辺の進行波以外の波の影響などに関して、実測データを用いた検討が必要である。

参考文献

- 1) Barber, N. F.: The directional resolving power of an array of wave detectors, Ocean Wave Spectra, Prentice Hall, Inc., New Jersey, pp. 137~150, 1961.
- 2) Panicker, N. N. and L. E. Borgman: Enhancement of directional wave spectrum estimates, Proc. 14th Int. Conf. on Coastal Engg., pp. 258~279, 1974.
- 3) Capon, J.: High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, Proc. IEEE, 57, pp. 1408~1418, 1969.
- 4) Davis, R. E. and L. A. Regier: Methods for estimating directional wave spectra from multi-element arrays, J. Mar. Res., 35, pp. 453~477, 1977.
- 5) Fujinawa, Y.: Measurement of directional spectrum of wind waves using an array of wave detectors, Part I. A new technique of evaluation, J. Oceanogr. Soc. Japan, 30, pp. 10~22, 1974.
- 6) 合田良実: 波高計群による方向スペクトルを用いた反射波推定法の検討, 港研報告, 19 (3), pp. 37~70, 1980.
- 7) Mitsuyasu, H., F. Tasai, T. Subara, S. Mizuno, M. Okusu, T. Honda and K. Rikiishi: Observations of the directional spectrum of ocean waves using cloverleaf bouy, J. Phys. Oceanogr., 5, pp. 750~760, 1975.
- 8) 山口正隆・土屋義人・小矢田宏: 一様風域場における波浪の方向スペクトルの特性について, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 97~101, 1977.