

海洋表面高次光散乱放射特性の数値計算

吉 森 久*・佐藤 美喜*・大中幸三郎**・伊東 一良**・一岡 芳樹**・川 村 宏***

*古野電気(株) 〒662 西宮市葦原町 9-52

**大阪大学大学院工学研究科 〒565 吹田市山田丘 2-1

***東北大学理学部大気海洋センター 〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉

Evaluation of Higher-Order Characteristics of Optical Fields Scattered and Emitted from the Ocean Surface

Kyu YOSHIMORI,* Miki SATO,* Kohzaburo OHNAKA,** Kazuyoshi ITOH,**
Yoshiki ICHIOKA** and Hiroshi KAWAMURA***

*Furuno Electric Co., Ltd., 9-52, Ashihara-cho, Nishinomiya 662

**Graduate School of Engineering, Osaka University, 2-1, Yamadaoka, Suita 565

***Center for Atmospheric and Oceanic Studies, Faculty of Science, Tohoku University,
Sendai 980-77

We present a numerical method for the evaluation of higher-order characteristics of optical fields scattered and emitted from the ocean surface that is specified by a full gravity-capillary wave spectrum. The method automatically handles shadowing effects presenting on the surface, and enables us to study these optical characteristics in most of current computers.

1. はじめに

海洋表面の光散乱放射特性および熱放射特性は、船舶等の低高度から行われる水面放射温度測定¹⁻³⁾において、水面温度回復の際に重要な役割を担う物理的要因である。

これらの光学的特性を数値的に決定する場合問題となるのは、重力波と表面張力波が共存する風波場における水面波の広いスペクトルレンジである。一般に風で成長する水面波は、その波長が重力波で数 cm~100 m, 表面張力波で 1 mm~数 cm の全体で 5 スパンにわたる範囲に分布している。仮に 1 cm から 100 m のスペクトルレンジを対象としても標本化定理⁴⁾の要請から計算機上で二次元風波場を生成するためには 10^8 の標本数が必要である。さらに波浪スペクトルモデルを利用して風波場を指定する場合は、これらのスペクトル標本に対して二次元フーリエ変換を行うことにより毎回風波場を生成するため、今日の計算機能力を超えてしまう。そのため重力波と表面張力波が共存する風波場の光散乱放射特性の研究は、水面で発生する単一散乱と単一放射を対象とした解析的研究^{5,6)}があるのみである。高次の散乱放射

過程まで扱うことのできるモンテカルロ計算による数値的研究は、スペクトルレンジの狭い表面張力波のみを対象としたもの⁷⁾と、表面張力波のみの扱いに重力波を付加的な勾配変調因子として取り入れたもの⁸⁾に限られており、重力波と表面張力波を統一的に扱った例は報告されていない。

海洋表面の光散乱放射特性の数値的研究における重要な課題は、限られた規模の計算機で高速に実行できるアルゴリズムの開発である。本論文では、フルスペクトルレンジの波浪スペクトルモデルによって指定された風波場の有する光散乱放射特性を、高次の散乱放射過程を含めて扱うことのできるモンテカルロ計算のアルゴリズム⁹⁾を提案する。さらに本方法で決定した風波場の光散乱放射特性を文献 6) の解析解と比較し、本方法の有効性を示す。

2. 水表面光散乱特性の計算アルゴリズム

筆者らの方法では、まず風波場を統計的に指定するために適当な波浪スペクトルモデルを用いて水面変位の方向性スペクトル $S(\theta; \omega)$ ¹⁰⁾を決定する。次に水面波の

分散関係としては、重力波と表面張力波が共存する場合の微小水面波の分散関係¹¹⁾

$$\omega(k) = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{\Gamma k}{\rho}\right)} \tanh(nk) k \quad (1)$$

が有限振幅の風波場においても成り立つと仮定する。ここで、 ω : 角振動数, k : 波数, θ : 水面波の伝播角, g : 重力加速度, Γ : 水の表面張力定数, ρ : 水の質量密度, h : 水深である。

さて場の生成のためのスペクトルの標準化を通常の二次元波数空間で行うと、前述のように膨大な標本数を必要とする。そこで標準化を波数空間にとった極座標である k - θ 空間に式(1)の分散関係 $\omega(k)$ を適用した ω - θ 空間で行うことを考え、以下の式によって風波場を生成する¹²⁾。

$$\bar{\eta}(\vec{x}, t) = \sum_{m,n=1}^{M,N} b_{m,n} \cos(k_m \vec{s}_n \cdot \vec{x} - \omega_m t + \Phi_{m,n}) \quad (2a)$$

$$b_{m,n} = [2S(\theta_n; \omega_m) \Delta\omega \Delta\theta]^{1/2} \quad (2b)$$

ここで $\bar{\eta}(\vec{x}, t)$ は位置 $\vec{x} = (x, y)$ における時刻 t での水面変位である。離散的な波数 k_m と振動数 ω_m の関係は式(1)で与えられ、 $\Delta\omega$ は振動数の標本間隔である。二次元単位伝播ベクトル $\vec{s}_n = (\cos \theta_n, \sin \theta_n)$ は離散的な伝播角 θ_n で指定され、 $\Delta\theta$ は伝播角の標本間隔である。また $\Phi_{m,n}$ は区間 $[0, 2\pi]$ における統計的に独立な一様乱数である。

式(2)の場合、振動数すなわち波数に関しては、仮定したスペクトルレンジをカバーするために標準化定理の要請を満たす程度の標本数 M を必要とすると考えられるが、伝播角は標本数 N を制限できる可能性がある。前述のスペクトルレンジの例では $M=10^4$ であるが、 $\Delta\theta$ を 1 度間隔で標準化すると全標本数は $MN=3.6 \times 10^6$ となり波数空間で標準化したときの M^2 に比べて 2 ケタ小さい計算規模で高速に風波場を生成できることがわかる。そこで問題は生成した風波場が仮定した統計的特性を有するか否かである。波浪スペクトルモデルに JONSWAP スペクトル¹³⁾ を採用し、方向性スペクトルの伝播角依存性を $\cos^2 \theta$ ¹⁴⁾ と仮定した場合の、生成した風波場の空間相関関数 (実線) とスペクトルから決定される本来の空間相関関数 (点線) を Fig. 1 に示す。生成した風波場から求めた空間相関関数の積算数は 30,000 である。式(2)によって生成した風波場の相関特性は、仮定した方向性スペクトルで指定される相関関数とよく一致していることがわかる¹²⁾、しかし本論文ではこの問題にはこれ以上立ち入らない。

次に、 MN 個の乱数の生成法であるが、あらかじめ

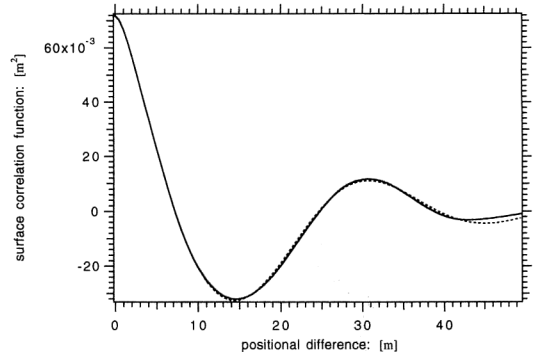


Fig. 1. Comparison of the along-wind correlation function for the surface displacement, as calculated using a set of generated surfaces (solid line), and the original correlation function for the JONSWAP wave spectrum (dotted line), under the conditions of wind velocity 8.7 m/s, wind fetch 40 km, and water depth 50 m.

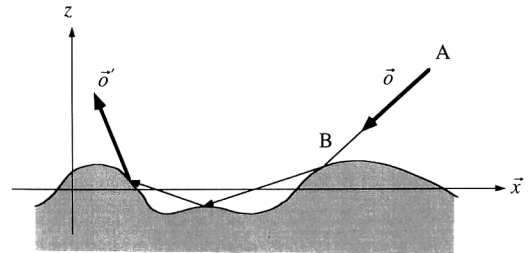


Fig. 2. Optical path corresponding to a process of multiple scattering presenting on a random water surface.

用意した r 個の種となる乱数をもとに次の $r+1$ 番目の乱数を排他的論理和

$$R_{r+1} = R_{r+1-p} \oplus R_{r+1+q-p} \quad (3)$$

をとって増殖生成する Tausworth 列¹⁵⁾ を用いる。今回の計算では、 $p=250$, $q=103$, $r=250$ として、 $[0, 2^{31}-1]$ の区間に一様に分布する 3.6×10^6 個の整数乱数を生成し、それらを $[0, 2\pi]$ の区間で正規化することにより $\Phi_{m,n}$ を得ている。この Tausworth 列を利用することにより、既成の関数を利用して乱数を得た場合に比べ、乱数生成に要する計算時間を 27% に短縮することができた。

次の段階は、1 組の乱数から数値的に生成される水面に対して、光線追跡の方法を利用して水表面で発生する多重散乱放射過程に対応する 1 本の幾何光学的光路を決定することである。そのためにまず観測点 A から観測方位ベクトル $\vec{\sigma}$ にそって出発した光線が水表面とはじ

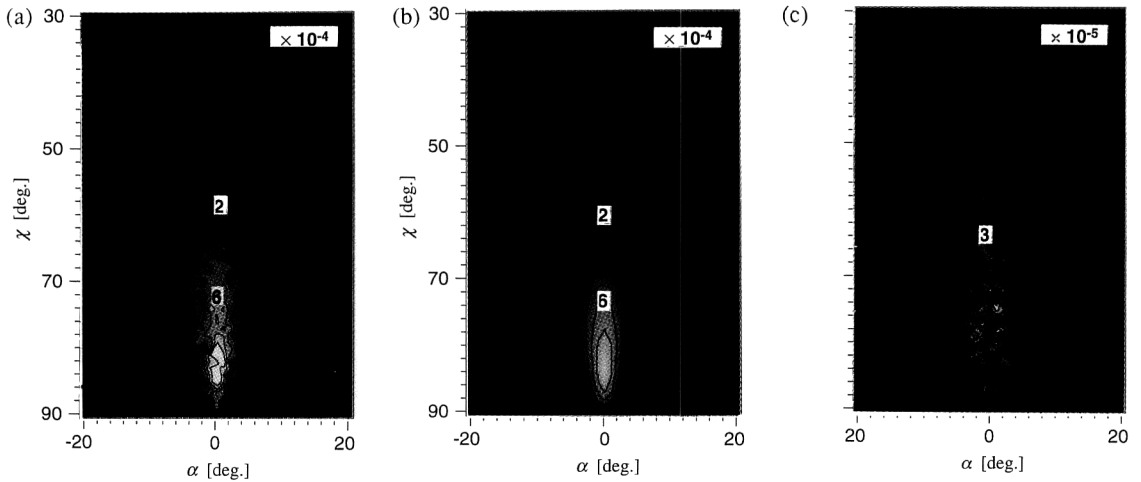


Fig. 3. Contour plots of the effective reflectivities of 1st and 2nd orders for the JONSWAP wave surface: (a) $w^{(1)}$ as calculated by the present method, (b) $w^{(1)}$ as calculated using Eq. (2.40) in Ref. 6), and (c) $w^{(2)}$ as calculated by the present method. The viewing vector $\vec{\delta}$ and the incident vector $\vec{\delta}'$ are specified by the viewing angle ϕ , the incident angle χ , and horizontal angle α , which are defined as follows: $\vec{\delta} = (-\sin\phi, 0, \cos\phi)$, and $\vec{\delta}' = (-\cos\alpha \sin\chi, \sin\alpha, \cos\alpha \cos\chi)$. The viewing angle is 80° . The wind/water conditions are the same as those in Fig. 1, and the wind direction is along the x -axis.

めて交差する交点 B を 2 分法¹⁶⁾ で決定する (Fig. 2 参照). この交点からさらに反射の法則を適用してスペキュラー光線を追跡し, 次の水表面との交点を 2 分法で探すという操作を, もはや光線が水表面と交点をもたないと判断されるまで繰り返すことにより, 1 つの多重散乱放射過程に対応した幾何光学的光路と最終的な光線の方位ベクトル $\vec{\delta}'$ を決定することができる. この段階では, FFT を利用する場合のように十分広い水表面をあらかじめ生成しておく必要はなく, 光線上の追跡点の x, y 座標で指定される位置の水面変位を順次生成すればよい. 光線が水表面と交点をもたないことの判断は, 光線上の追跡点の z 座標が水面変位の標準偏差の 3 倍を超えたとき計算を打ち切った.

こうして決定された幾何光学的光路に対し, それぞれの交点における反射率と放射率を決定する. 各交点における反射率 ρ は Fresnel の反射率¹⁷⁾ で与えられる. 一方, 水表面において熱平衡状態におけるエネルギー流に関する Kirchhoff の法則¹⁸⁾ が成立すると仮定すると, 放射率 ε は $1 - \rho$ となる. そこである多重散乱放射過程における放射率と反射率は次のように与えられる.

$$\varepsilon = \varepsilon(\theta_1) + \rho(\theta_1)\varepsilon(\theta_2) + \rho(\theta_1)\rho(\theta_2)\varepsilon(\theta_3) + \dots \quad (4)$$

$$\rho = \rho(\theta_1) + \rho(\theta_1)\rho(\theta_2) + \rho(\theta_1)\rho(\theta_2)\rho(\theta_3) + \dots \quad (5)$$

ここで, θ_i は i 番目の交点における光線の局所入射角

である.

水表面の有する統計的的平均としての実効放射率と実効反射率は, 式 (4), (5) の L 個の異なる乱数の組から生成した水表面に関する平均をとることにより $\bar{\delta}$ と $\bar{\delta}'$ の関数として以下のように表される.

$$\varepsilon_{\text{eff}}(\bar{\delta}) = \frac{1}{L} \sum \varepsilon = \varepsilon^{(1)}(\bar{\delta}) + \varepsilon^{(2)}(\bar{\delta}) + \varepsilon^{(3)}(\bar{\delta}) + \dots \quad (6)$$

$$w(\bar{\delta}', \bar{\delta}) = \frac{1}{L} \sum \rho = w^{(1)}(\bar{\delta}', \bar{\delta}) + w^{(2)}(\bar{\delta}', \bar{\delta}) + w^{(3)}(\bar{\delta}', \bar{\delta}) + \dots \quad (7)$$

Fig. 3 に 1 次と 2 次の実効反射率の計算例を示す. この例において, 積算した光路数すなわち乱数の組 L は 5000 である. Fig. 3(a) の 1 次の実効反射率 $w^{(1)}$ はモンテカルロ計算特有のグリッターパターンがみられる. Fig. 3(b) は同じ条件における $w^{(1)}$ の解析解⁹⁾ を示したものである. 両者はよく一致していることがわかる. Fig. 3(c) は 2 次の実効反射率 $w^{(2)}$ の計算結果である. 2 次の実効反射率の分布は, 1 次のものに比べて天頂側に移動する傾向がみてとれる. 次に, 異なる観測角における多重散乱の発生率を Table 1 に示す. 2 次散乱は観測角が $70 \sim 80^\circ$ では 6% 程度であるが, さらに観測角が大きくなると減少する傾向がある. 3 次以上の散乱過程は 0.6% 以下である.

Table 1. Percentages of number of rays corresponding to lowest orders of scattering. The 3rd+ includes all orders more than 3rd order.

Viewing angle: ϕ [deg]	1st	2nd	3rd+
70	93.2	6.2	0.6
80	93.9	5.6	0.5
85	96.9	2.9	0.2

3. ま と め

重力波と表面張力波が共存する一般の風波場の有する光散乱放射特性の数値的研究の一方法として、モンテカルロ計算のアルゴリズムと実効反射率の計算例を示した。本方法の特徴は、第1に風波場をフルスペクトルレンジの波浪スペクトルモデルと水面波の分散関係で指定し、方向性スペクトルを ω - θ 空間で標本化することにより、標本化定理の要請より少ない標本数を用いて仮定した統計的特性を有するとみなせる風波場を生成することである。この方法は、風波場の光学的特性の研究だけではなく、きわめて広いスペクトルレンジを有する一般の粗面を対象とした、マイクロ波、超音波といった様々な波動の散乱問題の数値的研究に供することができると思われる。第2の特徴は多重散乱放射過程の幾何光学的光路を決定する光線追跡の方法である。この方法は、あらかじめ広い範囲の水表面を生成しておく必要がなく、また水面で発生する shadowing の効果を高次の過程に至るまで自動的に取り入れることができる。本方法が今日のスーパーコンピュータや高速なワークステーションで可能な計算規模で実行できるのは、上記の風波場の生成法と光線追跡の方法によるところが大きい。

本方法を利用した風波場の光学特性の解明と、 ω - θ 空間における標本化の適用範囲、および圧縮できる標本数の下限を明らかにすることが今後の課題である。

文 献

1) 吉森 久, 伊東一良, 一岡芳樹: “波浪のある水表面の熱映

像構成法”, 光学, **23** (1994) 50-57.

2) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: “Statistically-corrected ocean thermography,” *Appl. Opt.*, **33** (1994) 7078-7087.

3) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: “Correction of thermal image of wind-roughened water surface for nonuniform sky-background,” *Topical Meeting of the International Commission for Optics Digest* (1994) p. 266.

4) C. E. Shannon: “Communication in the presence of noise,” *Proc. IRE*, **37** (1949) 10-21.

5) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: “Thermal radiative and reflective characteristics of a wind-roughened water surface,” *J. Opt. Soc. Am. A*, **11** (1994) 1886-1893.

6) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: “Optical characteristics of a wind-roughened water surface: a two-dimensional theory,” *Appl. Opt.*, **34** (1994) 6236-6247.

7) R. W. Preisendorfer and C. D. Mobley: “Albedos and glitter patterns of a wind-roughened sea surface,” *J. Phys. Oceanogr.*, **16** (1986) 1293-1316.

8) C. D. Mobley: *Light and Water: Radiative Transfer in Natural Waters* (Academic Press, London, 1994) p. 182.

9) 佐藤美喜, 吉森 久, 大中幸三郎, 伊東一良, 一岡芳樹: “波浪のある水表面の高次散乱特性”, 第40回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 3, 28 p-ZC-3 (1995) p. 890.

10) O. M. Phillips: *The Dynamics of the Upper Ocean* (Cambridge University, Cambridge, England, 1966) p. 72.

11) J. W. S. Rayleigh: *The Theory of Sound: Volume II* (Dover, New York, 1945) p. 353.

12) 吉森 久, 川村 宏, 大中幸三郎, 伊東一良, 一岡芳樹: “海洋表面の熱放射・赤外光散乱特性(1) - 重力波と表面張力波が混在する風波場の数値的生成 -”, 1996年度日本海洋学会春季大会講演要旨集 (1996) p. 219.

13) D. E. Hasselmann, M. Dunckel and J. A. Ewing: “Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973,” *J. Phys. Oceanogr.*, **10** (1980) 1264-1280.

14) B. Kindsman: *Wind Waves* (Dover, New York, 1945) p. 353.

15) 津田孝夫: モンテカルロ法とシミュレーション (培風館, 1977) p. 35.

16) A. Ralston and P. Rabinowitz: *A First Course in Numerical Analysis*, 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1978) p. 38.

17) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 4th ed. (Pergamon Press, Oxford, 1970) p. 41.

18) R. Siegel and J. R. Howell: *Thermal Radiation Heat Transfer* (Hemisphere Publishing, New York, 1981) p. 57.