

# 研究速報

## 波浪のある水表面の熱映像構成法

吉 森 久・伊東 一良・一岡 芳樹

大阪大学工学部応用物理学教室 〒565 吹田市山田丘 2-1

(1993 年 5 月 24 日受付, 1993 年 10 月 28 日受理)

### Note on a Method to Obtain Thermal Image of Wind-Roughened Water Surface

Kyu YOSHIMORI, Kazuyoshi ITOH and Yoshiki ICHIOKA

Department of Applied Physics, Faculty of Engineering, Osaka University,  
Yamadaoka, 2-1, Suita 565

(Received May 24, 1993; Accepted October 28, 1993)

Real time thermal imaging of a water surface such as the ocean and a lake is of importance both for the environmental assessment and the estimation of the dynamic localization of ocean resources. In this note, we show a new idea to obtain the thermal image of wind-roughened water surface at large distances, that could be used even if an imaging system is placed at low altitudes. This idea is based on the effective emissivity and effective bistatic reflectivity of a model water surface, that can be specified in practice. Numerical results show, as wind wave on the water surface grows, the effective emissivity of the surface tend to increase at distances far from the position of observation. It indicates that the measurable distance may be extended to somewhat farther than that for a plane water surface.

#### 1. はじめに

海面や湖面などの広範囲な水表面の温度分布測定では、従来から、気象衛星の撮影した熱映像を利用する方法が実用化されている。この方法は、地球の規模の広範囲な水表面の温度を測定する目的に適している。一方、水温分布測定が望まれる対象という観点からみると、時々刻々と変化する海水の潮目や、そこに発生する渦の観測など、リアルタイム性が要求される対象や、より高い空間分解能を必要とする対象も多い。これらの対象の熱映像は、水質調査におけるプランクトンの発生予測や、水産資源の局在性の調査において重要といわれている。この目的により適した測定方法として、塔や山上あるいは船舶のマスト上に赤外線検出器を設置した、低高度からの水表面の熱映像撮影が考えられる。

低高度からの熱映像撮影は、人工衛星によるそれと比較した場合、不利な点もあるが有利な点も持っている。人工衛星による測定は観測領域が地球の規模であり、空

間分解能は  $1.1 \text{ km}^2$ 、観測頻度は周期的である。それに比べて低高度からの測定では、観測領域は検出器の高度によって異なるが、一般に観測地点の周囲数  $m \sim$  数  $km$  程度と予想され、近距離における空間分解能が大きく、必要に応じた観測頻度がとれる。この意味で低高度からの測定と人工衛星による測定は、相互に他を補完しあう機能を持つ計測法と位置付けることができる。ところで、低高度からの測定では、必然的に水表面を極端に斜め方向から測定することになる。そこで、低高度から水表面の温度測定を行った場合に、どの程度遠方まで測定が可能かは、重要な問題である。この場合、測定された温度に直接影響を及ぼす要因としては、以下の問題が考えられる。第 1 に、水表面には一般に波浪が存在する。斜め方向からの測定においては、水表面の放射率は、波浪の統計的性質を反映して変化する。第 2 に、水表面の波浪によって散乱された天空光および雲などの放射が、測定系に混入する。第 3 に、光路における大気の大気吸収量と放射量が測定距離および大気の状態（主に水蒸気）に

よって変化する。これらの要因は人工衛星からの温度測定に関して検討されている<sup>1,2)</sup>。人工衛星の場合は、直下から ±60 程度の範囲の海面を測定している。この範囲では水表面の放射率は 1 に近く、波浪の影響も小さいことが知られている。

本研究の目的は、極端に斜め方向からの水面温度測定を前提として、これらの要因の影響を観測地点において評価する方法を構築し、低高度から波浪のある水表面の熱映像を構成する新しい手法の可能性を示すことである。本速報では、この手法のあらましを述べ、今後の展望にも触れる。

## 2. 熱映像構成法の概念

Fig. 1 は、波浪のある水表面を斜め方向から測定する場合の考え方を示したものである。水表面上のある観測域 P における水表面温度と大気温度をそれぞれ  $T_s$ ,  $T_a$  とする。測定環境における大気は温度、湿度ともに空間的に一様であると仮定し、大気および大気中の浮遊粒子による散乱は考えない。測定系 (赤外映像装置) は、赤外域における大気の窓である 3~5  $\mu\text{m}$  帯あるいは 8~13  $\mu\text{m}$  帯において、水表面とその背景である空の像を 2 次的に記録するものとする。水表面の輝度温度は、遠方では放射率が減少するため見かけ上 0 度以下になることもありうる。また背景の天空には、一般に雲が存在し、その熱放射と太陽光の雲による乱反射が現れるため、放射量は大気 (青空) に比べて大きく、その輝度分布は一様ではない。この天空の輝度分布がランダムな水表面によって反射され、水表面からの熱放射と複雑に重なったものが、水表面の原画像である。われわれの問題は、この原画像から本来の水温分布を反映した熱映像を再構成することである。このとき水表面上の観測点 P の方位から、測定系に入射する放射束には、次の三つの要素が含まれている。すなわち、水表面から放射された

熱放射束、水表面で散乱された天空光の放射束、そして途中の光路における大気の熱放射束である。そこで点 P に対応する画素の出力信号を  $V$  とすると、これは次のように表される。

$$\langle V \rangle = (\langle V_s \rangle + \langle V_r \rangle) \tau + U(T_a)(1 - \tau), \quad (1)$$

ここで  $\tau$  は途中の光路における大気の観測波長帯での透過率、 $U(T_a)$  は温度  $T_a$  なる黒体に対する測定系の出力信号であり、放射温度計が校正されていれば気温  $T_a$  から求めることができる。 $V_s$ ,  $V_r$  はそれぞれ水表面からの熱放射束と、水表面で散乱された天空光の放射束に対する出力信号である。ブラケットは、水表面状態 (波浪) に関する統計的平均をとることを意味する。ところで大気の透過率  $\tau$  は、われわれの考えている波長においては、主に大気中の水蒸気量と二酸化炭素量で決まってくる。通常の大気中に含まれる二酸化炭素量に対する分光透過率と、さまざまな値を取る大気中の水蒸気量に対する分光透過率は、二つの大気の窓付近の波長について詳しく調べられており、たとえば文献 3) の表を利用すれば、大気温度と相対湿度、および観測点までの距離から決定することができる。そこでわれわれの問題のポイントは、水表面状態が反映された  $\langle V_s \rangle$  と  $\langle V_r \rangle$  をいかにして決定するかということであり、それが今回の水表面熱映像構成法の要点である。

さて水表面状態の影響を評価するためには、波浪のある水表面の実効放射率と実効反射率という概念を導入すると便利である<sup>4)</sup>。簡単のため水表面の形状は Fig. 1 に示したように観測点と測定系を含む鉛直面で切った断面を考える。実効放射率は水表面状態に関する統計的平均としての水表面の放射率であり、観測角  $\phi$  に依存する無次元の量である。実効反射率は、水表面状態に関する統計的平均としての水表面の反射率であり、与えられた二つの方向である観測角  $\phi$  と天空光の入射角  $\chi$  の関数である。これらをそれぞれ  $\varepsilon_{\text{eff}}(\phi)$ ,  $\omega_1(\chi; \phi)$  と書くと、

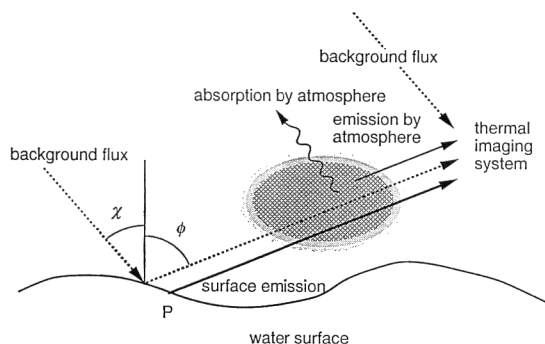


Fig. 1 Illustration of the principle of the proposed method.

水表面状態に関する平均量はそれぞれ次のように表される。

$$\langle V_s \rangle = \varepsilon_{\text{eff}}(\phi) U(T), \quad (2)$$

$$\langle V_r \rangle = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\chi \tau \omega_1(\chi; \phi) U_b(\chi), \quad (3)$$

ここで  $U(T)$  は水表面温度  $T$  なる黒体に対する測定系の出力信号である。  $U_b(\chi)$  は入射角  $\chi$  で指定された方位における天空光に対する測定系の出力信号であり、観測地点で直接背景の輝度を測定することによって得ることができる。式(1), (2)を  $U(T)$  に関して解くと

$$U(T) = \frac{\langle V \rangle - \langle V_r \rangle \tau - U(T_a)(1 - \tau)}{\varepsilon_{\text{eff}}(\phi) \tau} \quad (4)$$

が得られる。この  $U(T)$  は放射温度測定の通常の手続きに従って温度  $T$  に換算することができる。そこで今回提案する水表面の熱映像を再構成する手順は次のようなものである。まず水表面の赤外線と同時に天空光の赤外線も測定し、それぞれの画素の出力から  $U_b$  と  $\langle V \rangle$  を得る。一方で水表面の実効放射率と実効反射率をあらかじめ推定しておき、式(3)によって水表面で散乱された放射束の寄与を求める。それを式(4)に代入し、さらに大気温度から  $U(T_a)$  を決定して、水表面の温度を持った黒体に対する出力信号  $U(T)$  を得るわけである。

実効放射率と実効反射率の推定には、次の三つの段階を経ることが必要である。第1に水表面状態の統計的モデル化、次にランダムな水表面を斜めから観測した場合に発生する shadowing を考慮した表面勾配の実効分布関数の決定、そしてこの実効分布関数を利用した、波浪のある水表面の実効放射率と実効反射率の決定である。すなわち水表面の熱映像の再構成には、水表面の光学的特性の研究が前提となるわけである。

### 3. 水表面の光学的特性

そこで波浪のある水表面の実効放射率と実効反射率を推定するわけであるが、これは物理的にはマクロな粗面の光学的性質を決定する問題である<sup>1,4-6,14,15)</sup>。粗面による光の散乱を取り扱う方法に関しては数多くの報告があるが、対象が水表面である場合は粗面の空間的スケールが光の波長とは大きく異なる。われわれがここで考える光は、波長が数  $\mu\text{m}$  ~ 十数  $\mu\text{m}$  程度の赤外線である。それに比べて水表面の変位は数  $\text{cm}$  ~ 数  $\text{m}$  の程度であり、水面波の波長は最も短い表面張力波でも  $1\text{cm}$  程度である。このことは、水表面による赤外線の散乱を取り扱う場合は、水表面は局所的に十分なめらかとみなすことができることを意味する。入射光は表面の各点において正

反射するとして扱えるわけである。また水表面上の各点は平坦な水表面のものと同じ放射率と反射率を持つと考えることができる。そこでエネルギー流に関する Kirchhoff の法則<sup>7)</sup>が水表面において成立するものと仮定すると、平坦な水表面の放射率  $\varepsilon(\phi)$  と反射率  $\rho(\phi)$  は

$$\varepsilon(\phi) = 1 - \rho(\phi) \quad (5)$$

なる関係で結ばれており、一方反射率は Fresnel の式で与えられる。水表面に波浪が存在する場合、水表面上の各観測点における局所的な観測角  $\phi$  は、表面勾配によって変調をうける。そこで実効放射率と実効反射率は、平坦な水表面における放射率と反射率の、表面勾配に関する統計的平均を取るによって得ることができる。そのためには、まず波浪のある水表面の統計性を指定しておく必要がある。

#### 3.1 水表面の統計的モデル

従来の実海域での観測によると、水面変位の確率密度は、若干の非対称性はあるものの極めて正規分布に近い<sup>8)</sup>ことが知られている。そこで本研究では、水表面を定常的なガウス過程と見なすことにする。また波浪のスペクトルを決定するために、気象予報や、波浪予報に利用されている JONSWAP モデル<sup>9)</sup>を採用する。JONSWAP モデルによると、上空  $10\text{m}$  における風速と吹送距離がわかれば、波浪の方向性スペクトル  $S(\theta; \omega)$  を決定することができる。ただしスペクトルの方向依存性は風下の方向から測って  $\cos^2\theta$  と仮定する。ここで吹送距離とは、風が波浪の観測地点に至るまでに、一様に吹いているとみなせる距離であり、方向性スペクトルは波浪のパワースペクトルのうち、 $\theta$  で指定された特定の方向に伝播する波に付随した成分である。以上二つの仮定により、水表面の統計的性質は完全に指定される<sup>10,11)</sup>。波浪の方向性スペクトルが与えられると、表面勾配の2乗平均  $\gamma_0$  は次のようにして求めることができる<sup>12)</sup>。

$$\gamma_0^2 = \int_0^{+\infty} d\omega \int_{-\pi}^{\pi} d\theta S(\theta; \omega) [k(\omega) \cos \theta]^2, \quad (6)$$

ここで  $k(\omega)$  は、次に示す水面波の分散関係を  $k$  に関し逆に解いたものである。

$$\omega(k) = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{\Gamma k}{\rho}\right) \tanh(hk)} k \quad (7)$$

ただし、

$g$ : 重力加速度 [m/s<sup>2</sup>]

$\Gamma$ : 水の表面張力定数 [N/m]

$\rho$ : 水の質量密度 [kg/m<sup>3</sup>]

$h$ : 水深 [m].

3.2 実効放射率と実効反射率の決定

そこで、表面勾配に関する統計的平均であるが、一般に波浪のある水表面のような粗面を斜め方向から観察すると、面上の全ての点が観測されることはなく、shadowing (面の一部が、手前に存在する面の凸部によって隠される現象) が発生する。まず、shadowing を考慮した実効放射率の統計的平均について考える。この場合放射率は水表面の勾配に依存している。Fig. 2 に観測角  $\phi$  で水表面を観測したときの、shadowing の考え方を示す。ここで、点 a における水表面は、局所法線が観測方向に傾いているために、放射率の値は静水面におけるその値より大きく観測される。ところが、斜線部分にある点 b では波の後方に位置するため、この方位からは観測されない。また、点 c では、点 a と同様放射率は大きく観測されるはずであるが、前方の波の影の部分に位置するため、やはり観測されない。Shadowing は一般に、点 b と点 c に見られるような 2 種類の要因によって発生する。こういうわけで、波浪のある水表面の斜め方向から観測すると、見かけ上放射率の値が大きい水表面を選択的に観測していることがわかる。そこで実効放射率は、観測される水表面のみに着目した勾配の実効分布関数を用いて平均をとることになる。これは、観測角  $\phi$  で水表面を観測したとき、水表面上のある観測点が観測され、その勾配が  $\gamma$  である確率密度であり、近似的な算出法が知られている<sup>12)</sup>。その方法に従い、 $-\pi/2 < \phi < \pi/2$  なる範囲における表現を求めると、表面勾配の実効分布関数  $p_0(\gamma; \phi)$  は、次のように表される。

$$p_0(\gamma; \phi) = P(\gamma)v(\cot|\phi| - \gamma \operatorname{sgn} \phi)Q(a), \quad (8a)$$

ここで

$$p(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma_0} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\gamma_0^2}\right) \quad (8b)$$

は表面勾配の本来の確率密度であり、また

$$v(\gamma) = \begin{cases} 1, & \gamma \geq 0 \\ 0, & \gamma < 0 \end{cases} \quad (8c)$$

$$Q(a) = \frac{1}{1 + A(a)} \quad (8d)$$

$$A(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a} \exp\left(-\frac{a^2}{2}\right) - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{a}{\sqrt{2}}\right) \quad (8e)$$

$$a = \frac{\cot|\phi|}{\gamma_0} \quad (8f)$$

である。(8)において、 $v(\cot|\phi| - \gamma \operatorname{sgn} \phi)$  なる因子は  $\gamma > \cot \phi > 0$  のときゼロとなるから、点 b のように観測点が波の後方にまわりこむ効果を表している。また  $Q(a)$

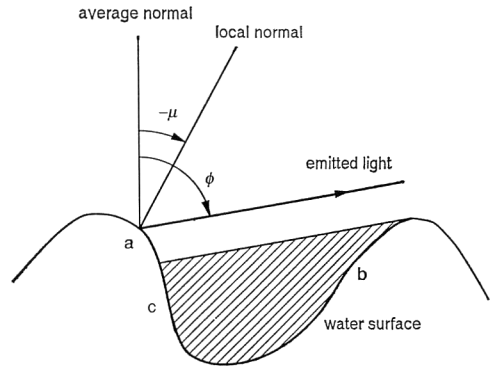


Fig. 2 Realization of the shadowing when we observe a random surface with finite viewing angle.

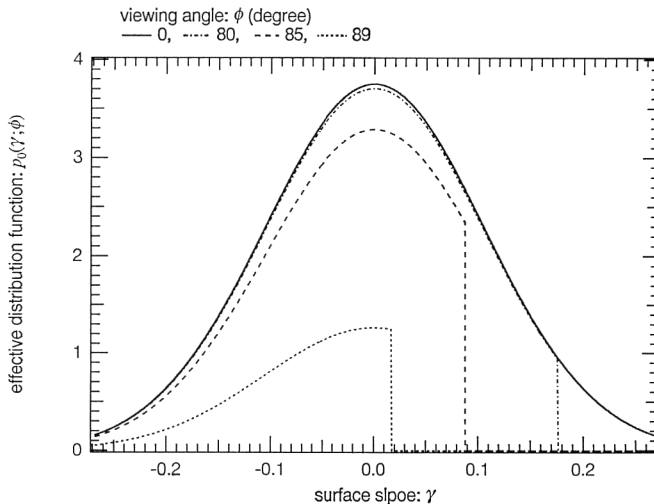


Fig. 3 Effective distribution function for the surface slope of a wind-roughened water surface under the presence of shadowing.

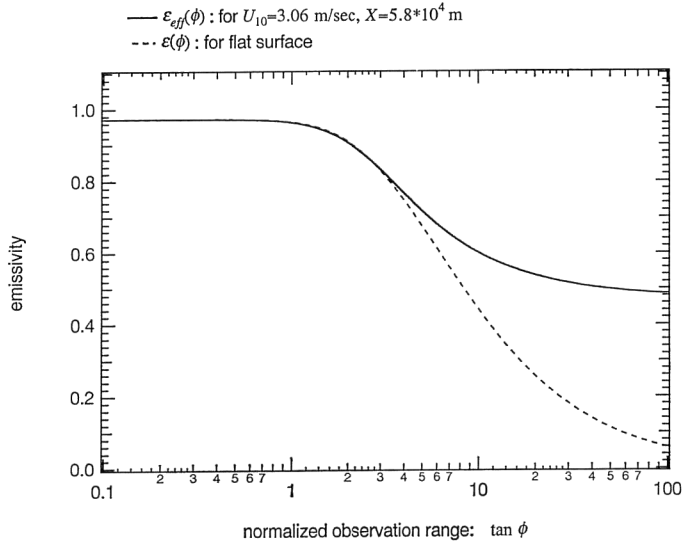


Fig. 4 Effective emissivity of a wind-roughened water surface, as a function of normalized observation range.

は、点cのように観測点が前方の波に隠される効果を表している。さまざまな観測角に対して計算された  $p_0(\gamma; \phi)$  を Fig. 3 に示す。  $p_0(\gamma; \phi)$  は、  $\phi$  が小さいときは表面勾配本来の確率密度  $P(\gamma)$  と大きく異ならないが、  $\phi$  が大きくなるに従って波の後方 ( $\gamma > 0$ ) でゼロとなる領域が広がり、同時に観測される確率 (面積) も小さくなることわかる。

$p_0(\gamma; \phi)$  を利用すると、実効放射率は

$$\epsilon_{\text{eff}}(\phi) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\mu \frac{p_0(\tan \mu; \phi)}{\cos^2 \mu} \epsilon(|\phi + \mu|) g(\tan \mu; \phi) \tag{9}$$

と表される。ここで  $\mu$  は表面勾配の角度であり、  $\gamma = \tan \mu$  である。また上式に現れた

$$g(\tan \mu; \phi) = 1 - \tan \phi \tan \mu \tag{10}$$

は、平坦な水表面のそれを1とした場合の、  $\mu$  なる勾配の角度をもつ水表面の要素が検知器上の立体角に関する積分に寄与する大きさを表す因子である。波浪のある水表面の実効放射率と静水面の放射率の観測距離依存性を、 Fig. 4 に示す。横軸は  $\tan \phi$  であり、これは測定系の設置された高さで正規化した観測点までの距離に等しい。実効放射率は、静水面の放射率に比べて観測角が大きい遠方の観測点において、特にその値が大きいことがわかる。これは、 shadowing のために、観測点の方向に傾いた放射率の大きい水表面が、高い確率で観測されるためである。この傾向は、波浪が成長するほど顕著となる。

次に、実効放射率について考える。この場合、 shadow-

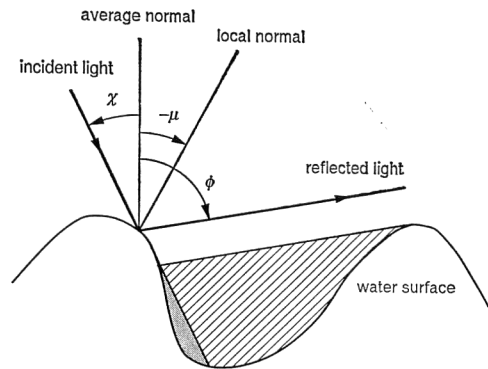


Fig. 5 Realization of bistatic shadowing for both finite observation and reflection angles.

ing は観測方位だけではなく、天空光の方位に関しても発生する。この様子を、 Fig. 5 に示す。両側の shadowing を考慮した表面勾配の実効分布関数は、水表面上のある点が観測角  $\phi$  なる方位から観測され、かつ  $\chi$  なる方位からも観測され、その点の勾配が  $\gamma$  である確率密度であり、  $p_1(\gamma; \phi, \chi)$  と表す。本研究ではこの確率密度を、文献 13) の方法に従って、  $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ 、  $-\pi/2 < \chi < \pi/2$  なる範囲に関し求めた。それは

$$p_1(\gamma; \phi, \chi) = \begin{cases} p_0(\gamma; \max(|\phi|, |\chi|)) & \text{for } \phi \chi \leq 0 \\ P(\gamma) v(\cot |\phi| - \gamma \text{sgn } \phi) \times v(\cot |\chi| + \gamma \text{sgn } \chi) Q(a, b) & \text{for } \phi \chi > 0 \end{cases} \tag{11 a}$$

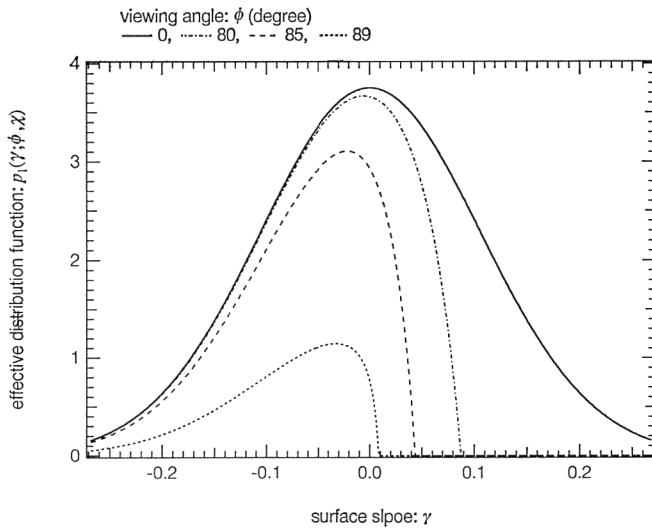
$$Q(a, b) = \frac{1}{1 + A(a) + A(b)}, \tag{11 b}$$

$$b = \frac{\cot |\chi|}{\gamma_0} \tag{11 c}$$

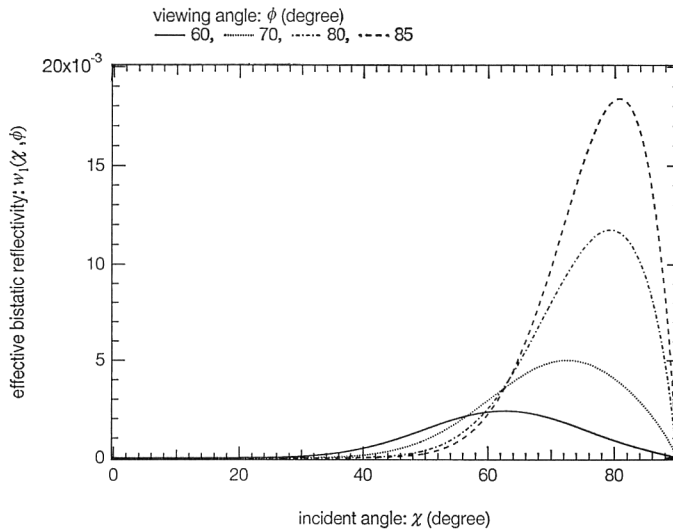
と表される。実効反射率に寄与する天空光の方位は、観測方位の局所的な水表面の法線に関する正反射で与えられるから  $\chi = \phi + 2\mu$  であることを注意する必要がある。 $p_1(\gamma; \phi, \chi)$  の形を **Fig. 6** に示す。両側の shadowing を考慮した表面勾配の実効分布関数は、片側のみの shadowing を考慮した実効分布関数と比べて、波の後方でより速やかにゼロに近づくことがわかる。これは天空光の方位に関する shadowing によるものであることが理解できる。そこで実効反射率は、両側の shadowing

を考慮した表面勾配の実効分布関数を利用して、実効放射率と同様なやり方で  $\delta(\chi - \phi - 2\mu)\rho(|\phi + \mu|)$  の平均をとればよく

$$\begin{aligned} w_1(\chi; \phi) &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\mu \frac{p_1(\tan \mu; \phi, \chi)}{\cos^2 \mu} \\ &\quad \times \delta(\chi - \phi - 2\mu)\rho(|\phi + \mu|)g(\tan \mu; \phi) \\ &= \frac{p_1\left(\tan \frac{\chi - \phi}{2}; \phi, \chi\right)}{2 \cos^2 \frac{\chi - \phi}{2}} \rho\left(\frac{|\chi + \phi|}{2}\right) g\left(\tan \frac{\chi - \phi}{2}; \phi\right) \end{aligned} \tag{12}$$



**Fig. 6** Effective distribution function for the surface slope under the presence of bistatic shadowing.



**Fig. 7** Effective bistatic reflectivities of wind-roughened water surface.

と表される。波浪のある水表面の実効反射率を Fig. 7 に示す。実効反射率の入射角依存性は、観測角が 60 度程度までは表面勾配の分布を反映したガウス型に近いが、観測角の大きい遠方ではその幅が狭まり、水平線に近い低い天空光の方位に対して値が大きくなることがわかる。こうして波浪のある水表面の実効放射率と実効反射率を推定することができる。

#### 4. おわりに

本研究では、波浪のある水表面の熱映像を構成する新しい方法を提案した。ランダムな水表面の熱映像に影響を及ぼす要因は、波浪からの熱放射、波浪による背景光の散乱、途中の光路における大気吸収と放射の3点に分析される。それぞれの要因は観測地点において決定可能なパラメータを用いて定量的に評価することが可能である。

特に、水表面の熱放射特性と散乱特性を決定する過程は、以下のようにまとめられる。まず水表面を2次元のガウス過程と見なし、波浪スペクトルとして JONSWAP モデルを採用すれば、水表面の統計性を指定することができる。すると、水表面を斜めから観測した場合に発生する shadowing を考慮した表面勾配の実効分布関数を、水表面からの熱放射と背景光の反射それぞれに対して求めることが可能となる。これらの実効分布関数を利用して、波浪のある水表面の実効放射率と実効反射率を静水面におけるそれらの統計的平均として決定するわけである。ここで採用した JONSWAP スペクトルは海洋波浪スペクトルの国際的基準といわれるものである。そしてわれわれの方法によれば、風速、風向と吹送距離、および気温と相対湿度を与えれば、温度補正基礎式(4)は決定されるわけである。また実効放射率は、静水面の放射率に比べて観測角が大きい遠方の観測点において、特にその値が大きいことがわかった。これは、shadowing のために、観測点の方向に傾いた放射率の大きい水表面が、高い確率で観測されるためである。この傾向は、波浪が成長するほど顕著となる。したがって波浪のある水表面に対する最大測定距離は、静水面のそれに比べて大きくとれる可能性がある。この意味で、波浪には熱映像構成に対する有利な要因が含まれていることがわかる。本方法の温度分布計測精度に関しては、仮定された大気と水表面のモデルの現実性の評価が必要であり、これは海洋学、気象学、光学の分野にわたる長期的な研究を必要とすると考えられる。

最後に、この研究分野における今後の展望を述べる。

われわれの熱映像構成法はマクロな動的粗面としての水表面の光学的特性の研究を背後に控えており、これは粗面における光多重散乱の研究と密接に結びついている。

はじめに、多重反射に基づく水表面の高次の熱放射特性<sup>14)</sup>と高次の反射特性の決定が、測定された水表面温度の精度向上のために要請される。今回導かれた水表面の実効放射率と実効反射率は、光が水表面と1回限り接触するという意味で1次の量と考えることができる。われわれの表記法において、実効反射率と両側の shadowing を考慮した表面勾配の実効分布関数に添え字1が現れているのは、この点を強調したためである。ところが観測角が大きい遠方の観測点においては、高次の反射が頻繁に発生する可能性がある。したがって少なくとも2次までの水表面の反射特性を決定することは重要である。

次に、2次元的水表面を完全に考慮した水表面の光学的特性の研究が残されている。今回の解析では、水表面の統計性は2次元的に指定されるが、その光学的特性の検討に関しては、水表面上の観測点と測定系を含む鉛直面で切った表面形状のみが考察の対象とされた。われわれのこのモデルと、完全な2次元の扱いにどの程度の差異が現れるかは、興味のあることである。

3番目として、水表面の偏光特性の問題<sup>15)</sup>が存在する。一般に天空光は部分偏光しており、その偏光状態は、太陽の方位と観測する天空の方位の、位置関係に依存する。そこで、天空光のストークスパラメータは水表面に斜め入射して反射される際に変化する。一方、水表面からの熱放射光も、Kirchhoff の法則と Fresnel の式によれば部分偏光している。この分野の研究は、水表面からの熱放射光と背景の反射光の比を最大とすべく測定系に挿入された、偏光子の最適な方位を決定する上で有用である。

さらに視点を変えると、水表面を斜め方向から観測した場合の熱映像の空間分解能の評価という問題が存在する。一般に動的粗面を斜め方向から観察すると、粗面と視線の交点である粗面上の観察点は、面の垂直変位に伴って水平方向に移動する。そのために、たとえ測定系が十分な角度分解能をもって水表面を映像化しても、ある観測点は、その距離に対応した画素に現れるとは限らない。場合によっては、shadowing のために観測されないこともあるわけである。高次の反射と放射が存在すればさらに事情は複雑となる。

この研究のためには、従来から光学系の評価に利用されてきた点像分布関数とは概念を異にする、統計的に定

義された新しい点像分布関数の導入が必要不可欠と考えられる。

本研究を行うにあたり、ご協力をいただいた古野電気株式会社に感謝します。

#### 文 献

- 1) T. Takashima and Y. Takayama: "Emissivity and reflectance of the model sea surface for the use of AVHRR data of NOAA satellites," 気象研究所研究報告, **132** (1981) 267.
- 2) 高島 勉, 高山陽三: "赤外域を利用した衛星による海面温度測定", 日本リモートセンシング学会誌, **2** (1982) 2.
- 3) R. D. Hudson, Jr.: *Infrared System Engineering* (John Wiley & Sons, New York, 1969) p. 144.
- 4) 吉森 久, 新井竜雄, 長谷美喜: "風浪のある水表面の放射率", 第39回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, **3**, 28p-B-15 (1992) p. 793.
- 5) 吉森 久, 伊東一良, 一岡芳樹: "波浪のある水表面の放射温度測定", 第53回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, **3**, 18a-SP-2 (1992) p. 822.
- 6) 吉森 久, 伊東一良, 一岡芳樹: "赤外画像によるランダム海水水面の温度計測", 第8回産業における画像センシング技術シンポジウム (1993) pp. 41-46.
- 7) R. Siegel and J. R. Howell: *Thermal Radiation Heat Transfer* (Hemisphere Publishing, New York, 1981) p. 57.
- 8) B. Kindsman: *Wind Waves* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1965) p. 336.
- 9) D. E. Hasselmann, M. Dunckel and J. A. Ewing: "Directional wave spectra observed during JONS-WAP 1973," *J. Phys. Oceanogr.*, **10** (1980) 1264-1280.
- 10) 吉森 久, 伊東一良, 一岡芳樹: "非一様な動的水表面の統計的記述", 第40回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, **3**, 30a-2A-8 (1993) p. 891.
- 11) K. Yoshimori, K. Itoh and Y. Ichioka: "Statistical formulation for an inhomogeneous random water surface: a basis for optical remote sensing of oceans," *J. Opt. Soc. Am. A*, **11** (1994) 1-8.
- 12) B. G. Smith: "Geometrical shadowing of a random rough surface," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-15** (1967) 668-671.
- 13) F. G. Bass and I. M. Fuks: *Wave Scattering from Statistically Rough Surface* (Pergamon Press, Oxford, 1979) p. 297.
- 14) J. Otterman, J. Susskind, G. Dalu, D. Kratz and I. L. Goldberg: "Effects of water emission anisotropy on multispectral remote sensing at thermal wavelengths of ocean temperature and of cirrus," *Appl. Opt.*, **31** (1992) 7633.
- 15) M. Sidran: "Broadband reflectance and emissivity of specular and rough water surface," *Appl. Opt.*, **20** (1981) 3176.