

海面におけるマイクロ波散乱メカニズムの解析

小林 豪毅*・林 昌 奎**

海面におけるマイクロ波散乱現象について実験と数値計算により検討した。その結果、マイクロ波散乱のパラメータである後方散乱係数、平均ドップラー周波数、ドップラーバンド幅はそれぞれ摩擦速度、波速、軌道速度に関係していることが明らかになった。マイクロ波後方散乱に対する影響が大きいさざ波は、風に敏感に反応し、そのエネルギーは風速のみに関係している。したがって、摩擦速度と後方散乱係数の間には普遍的な関係が存在する。また、ある程度の時間的または空間的な後方散乱係数に対しては流れや重力波の影響が小さいことがわかった。X バンドのような波長の短いマイクロ波の散乱体は非線形な束縛波であり、風波の平均的な波速で移動している。

1. はじめに

リモートセンシングは海という広大かつ自然環境の厳しい領域に対して極めて有効な観測手段であり、海洋短波レーダなどさまざまな技術の研究開発が進められている。今後、海洋開発が沖側へ展開すれば、その重要性はますます高まると考えられる。なかでも近年注目されている機器が能動型マイクロ波センサである。マイクロ波は送・受信のアンテナが小さいため、海洋短波レーダに比べコンパクトなシステムとすることができる。能動型マイクロ波センサによる海洋観測が実用化すれば、例えば灯台を拠点とする観測などさまざまな応用が期待される。

能動型マイクロ波センサによる観測は海面にマイクロ波を照射し、そのエコーから海面状態を推定することを基本的な原理とする。したがって、高度な観測を行うには海面におけるマイクロ波散乱メカニズムの理解が不可欠である。近年になって、我が国でもマイクロ波散乱に関する研究が行われるようになった。光易ら (1989)、Ebuchi ら (1993) および小林ら (2002) は室内水槽においてマイクロ波散乱実験を行い、風波面の散乱特性についてそれぞれ重要な知見を得ている。しかし、海面におけるマイクロ波散乱現象は非常に複雑で、そのメカニズムの解明はまだ十分とはいえない。そこで、本研究では、実験および数値計算によるマイクロ波散乱の解析法を示すとともに、これまでの研究でわかった特性を報告する。

2. マイクロ波散乱実験

(1) 実験方法および水面状態

マイクロ波散乱の計測にはマイクロ波散乱計 (明星電気製 NUS-7) を使用した。この機器は中のユニットとアンテナを交換することにより、X バンド (9.6 GHz)、C バンド (5.4 GHz)、L バンド (1.2 GHz) のマイクロ波を送・受信することができる。ただし、本論文では X バ

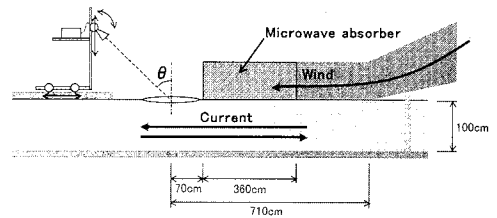


図-1 実験概略

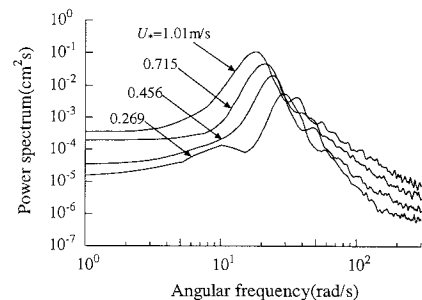


図-2 風波の角周波数スペクトル

ンド垂直偏波の結果のみ報告する。マイクロ波散乱計の送信電力は 10 mW で、X バンド用アンテナのゲインは 20 dBi、垂直偏波ビーム幅は 16.6°である。

実験は東京大学生産技術研究所内の風路付造波回流水槽 (水路長 20 m、幅 1.75 m、高さ 1.2 m) を使って行った。この水槽に図-1 に示すようにマイクロ波散乱計を設置し、風波面からの後方散乱を計測した。マイクロ波の照射角度は 25°~55°で変化させているが、その際、アンテナの高さを調節してアンテナの開口面から水面までの距離を 350 cm で一定としている。なお、前方散乱波の多重反射はノイズとなるため、風路内はマイクロ波吸収体で覆ってある。

マイクロ波散乱と水面状態を関係づけるには、既知の水面に対して計測結果を検討する必要がある。マイクロ波は短波に比べて波長が短いため、水面の細かい形状や変動にも敏感に反応する。しかし、水面付近の微細な現

* 正会員 工博 (株)アイ・エヌ・エー

** 工博 東京大学助教授 生産技術研究所

象を把握することは難しく、それがマイクロ波散乱メカニズムの解明の妨げとなっている。実験にあたっては、可能な限り詳細に水面状態を調べるために、風・吹送流の鉛直分布および水位の計測を行った。

風と吹送流の鉛直分布は対数分布によくあてはまった。本論文でマイクロ波散乱の結果を示す4ケースの風速に対して、風速分布から求めた摩擦速度は0.269, 0.456, 0.715, 1.01 m/sであった。図-2にそれぞれの風速に対する風波の角周波数スペクトルを示す。風速とともにスペクトルのピークは低周波数側へシフトし、かつ平衡状態に達した高周波数成分のエネルギーが増大していることがわかる。風・吹送流および角周波数スペクトルについては、既存の研究と同様な結果が得られた。

(2) 散乱係数

海面のように観測対象が平面状に広がっている場合、その散乱特性は散乱係数を使って表される。この値が大きいほど、海面はマイクロ波を観測方向に強くはね返す形状をしていることになる。ここでは、マイクロ波散乱計の出力である平均受信電力から、後方散乱係数を次のように評価した。

$$\sigma^0 = \frac{(4\pi)^3 r_0^4 \cos \theta}{G_0 \lambda^2 A_{e0}} \frac{\bar{P}_r}{P_t} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\bar{P}_r$ は平均受信電力、 P_t は送信電力、 λ はマイクロ波の波長、 G_0 はアンテナゲイン、 θ は入射角、 r_0 はアンテナから照射領域の中心点までの距離である。また、 A_{e0} は垂直入射($\theta=0$)の場合のアンテナパターンを考慮した照射面積であり、次式で計算される。

$$A_{e0} = 2\pi r_0^2 \int_0^{\pi/2} \sin \beta \cos \beta \exp \left[-8 \ln 2 \left(\frac{\beta}{\beta_{1/2}} \right)^2 \right] d\beta \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\beta_{1/2}$ はビーム幅である。

図-3は実験結果から得られた摩擦速度と後方散乱係数の関係である。従来から風速とともに海面の後方散乱係数が大きくなることが知られている。これは風速とともに海面の粗度が増し、マイクロ波と同オーダーの波長成分が発達するためである。すなわち、後方散乱係数は図-2に示すような風波スペクトルの高周波数成分のエネルギーと密接に関係している。しかし、風波面の平面的な微細構造は計測自体が難しく、不明な点も多い。まだ定量的な評価には至っていないが、摩擦速度と後方散乱係数の間には普遍的な関係が存在すると考えられる。

次にマイクロ波の風に対する感度について検討する。

図-4は送風機を計測開始から20秒後に作動させ、80秒後に停止したときの後方散乱係数の時間変化である。ただし、平均的な後方散乱係数の変化を見るために、激しい変動は平滑化で除去している。後方散乱係数は風が到着すると急激に増加し、風が止むと数秒で静水面と同程

度に戻った。後方散乱係数は風に敏感に反応していることがわかる。これもマイクロ波後方散乱に対して、さざ波の影響が大きいことを示す結果といえる。

マイクロ波散乱に対する流れの影響を調べるために、風とともに流れを発生させて計測を行った。図-5は $U_* = 0.456$ m/sのケースについて、横軸に流れの流速(風と同じ方向が正)をとって後方散乱係数の変化を示したものである。流れによって見た目には水面が大きく変化したにもかかわらず、後方散乱係数への影響はほとんど認められなかった。加藤ら(1976)は、風波の発達に対する流れの影響は吹送距離が変化することと等価であると指摘している。そうであれば、わずかな吹送距離で平衡状態に達するさざ波は流れによって変化せず、単に流されている可能性がある。後方散乱係数に対する流れの影響が小さいのは、散乱に支配的なさざ波のエネルギーが変化しないためと考えられる。

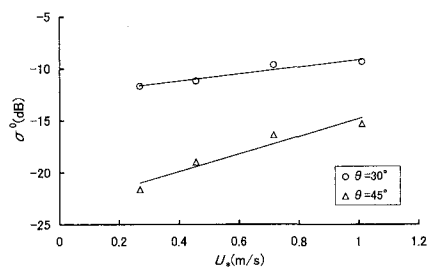


図-3 摩擦速度と後方散乱係数の関係

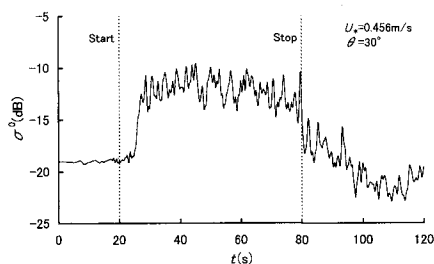


図-4 後方散乱係数の風に対する反応性

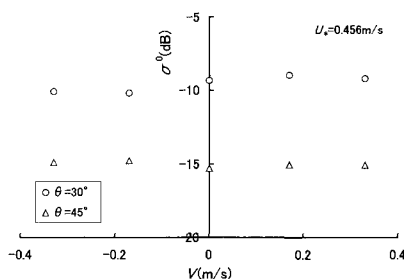


図-5 後方散乱係数に対する流れの影響

(3) ドップラースペクトル

マイクロ波散乱計からは散乱強度の他にドップラー信号が出力される。マイクロ波の周波数は散乱体の速度に応じてシフトする。海面のように各地点で速度が異なる散乱体の場合、さまざまな周波数の散乱波が生じることになる。ドップラースペクトルはシフトした周波数ごとの後方散乱波のエネルギーを示したもので、海面の速度の情報が含まれている。

周波数シフトはアンテナの視線方向の速度成分に対応する。よって、入射角が大きいほど水平速度を大きく捉えることになる。この影響を除くため、出力されたドップラー周波数を水平速度（アンテナに近づく方向が正）に変換して結果を示す。本研究では、ドップラー速度 V_d を次式で定義する。

$$V_d = -\frac{\lambda}{2 \sin \theta} \Delta f \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 Δf はドップラー周波数である。この方法だと水平速度に対しては入射角にかかわらず同じ値が得られるが、水面に鉛直方向の速度成分が存在する場合、速度を大きく見積もってしまう。しかし、計測値を水平速度に変換すると入射角の影響がほとんど認められなかった。これは、水面がほとんど水平方向に移動しているか、マイクロ波が水面の水平方向の速度成分に強く反応していることを意味している。

図-6 は計測されたドップラースペクトルの一例である。横軸は上記のように対応する水平速度で表し、縦軸は平均受信電力で無次元化している。ドップラースペクトルを表す代表値として、その平均と分散を求めた。図中の細線はそれに対応する Gauss 分布である。X バンドの場合、ほとんどのケースについて Gauss 分布より高周波数側へ歪む分布となった。ここでは、このようにして求めたドップラースペクトルの平均、分散をそれぞれ平均ドップラー周波数、ドップラーバンド幅と定義して解析を行う。

図-7 に風速による平均ドップラー周波数の変化を速度に変換して示す。図中には表面流速と代表的な波速の和を線で示している。表面流速は吹送流の分布を外挿して求めた。ここで示したのは入射角が 30° のケースだけであるが、水平速度に変換すると入射角の影響はほとんど認められなかった。X バンドの場合、平均ドップラー速度はほぼ平均波速に一致した。これは小林ら (2002) と同様の結果である。Bragg 散乱理論によれば、入射角が 30° の場合、マイクロ波と同じ波長 (3.125 cm) の成分波が主要な散乱体となる。このようなさざ波は束縛波であり、風波の平均的な波速で移動していると推定される。

図-8 は風速によるドップラーバンド幅の変化を水平速度に変換した結果である。ドップラースペクトルは風

速とともに広がっていることがわかる。ドップラーバンド幅は水平速度に変換すると入射角の影響は小さくなり、平均波の軌道速度との明らかな相関が認められた。この結果はドップラーバンド幅から波浪の軌道速度を計測できる可能性を示唆しており、現在さらに検討を進めている。

図-9 に風波面に対して順流と逆流を作用させた場合のドップラースペクトルの変化を示す。後方散乱係数が流れによってほとんど変化しなかったにもかかわらず、ドップラースペクトルにはその影響が如実に表れている。平均ドップラー周波数は順流のとき正方向、逆流のとき負方向にシフトするという素直な反応を示した。ドップラーバンド幅が変化しているのは、流れによって平衡状態に達していない長い波の軌道速度が変化したためと考えられる。なお、流れだけを発生させた場合には、ドップラー信号は検出されなかった。これは水面に散乱

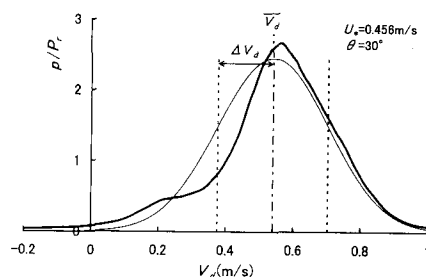


図-6 ドップラースペクトル

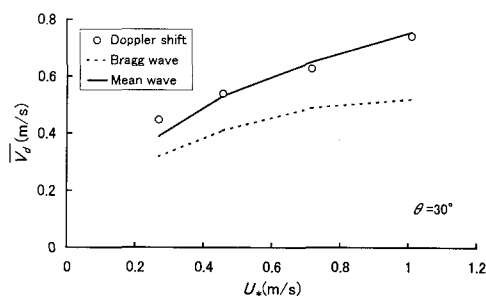


図-7 摩擦速度と平均ドップラー速度の関係

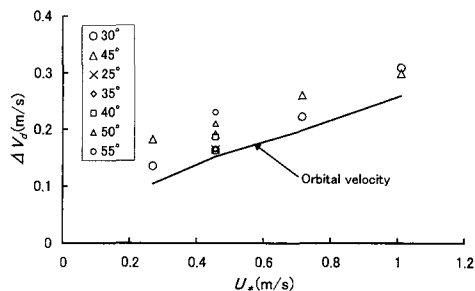


図-8 風速によるドップラーバンド幅の変化

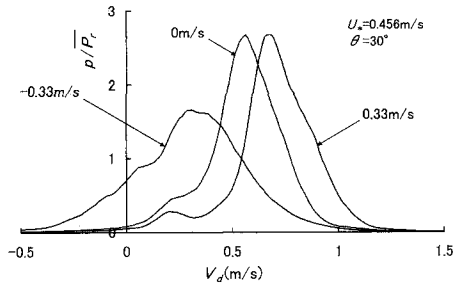


図-9 流れによるドップラースペクトルの変化

体であるさざ波が存在しないためである。

3. マイクロ波の数値シミュレーション

(1) 解析手法

現在のところ、海洋リモートセンシングの電磁気学的な解析は鏡点散乱理論または Bragg 散乱理論がベースとなっている。これらの古典的な理論はある程度の傾向を説明するものではあるが、実際に海面で生じている現象ははるかに複雑である。このような問題に対しては、数値シミュレーションにより現象を再現し、詳細な検討を行うことが望ましい。ここでは、次に示す2つの数値計算法を用いて検討を行う。なお、海面は完全導体と考え、計算量の制約から2次元問題を対象とする。

a) 表面電流法

表面電流法は電磁気学の基礎方程式である Maxwell 方程式を数値的に解く方法であり、与えられた形状に対する散乱波を精度良く求めることができる。導体に電磁波が入射すると、表面で入射波に応じた振動電流が生じる。そして、この振動電流をソースとして発生する電磁波が散乱波である。表面電流法はこのような物理過程をもとにした解析法で、境界条件を満たす散乱波を発生する表面電流を求める。これは流体における特異点分布法とよく似ている。ただ、特異点分布法がわき出しなどのスカラー量を分布させるのに対して、表面電流法では電流密度というベクトル量を分布させる点異なる。具体的な定式化については、Harrington (1968) を参照されたい。

b) 物理光学近似

前述のように、電磁波散乱解析は表面での電流分布を求める問題に帰着される。物理光学近似は表面電流を幾何光学的に近似する方法である。すなわち、境界の各部を局所的に平面とみなし、無限に広い平板と同じ電流密度が生じると考える。各点で独立に電流密度が決まるため、表面電流法のように大規模な連立方程式を解く必要がない。物理光学近似は Kirchhoff 近似を直接的に適用した解析法であり、遠方解においては十分な精度を示す

場合がある。

(2) 不規則表面への適用

Phillips のスペクトルをもつ海面に入射角 30° で X バンドのマイクロ波が垂直偏波で入射する場合を考える。不規則表面を生成する際は、さざ波だけが存在するようにマイクロ波の10倍以下の波長成分を用いる。図-10に表面電流法で計算されたマイクロ波散乱の様子を示す。リモートセンシングで利用するのは後方散乱のみであるが、メカニズムの解明には散乱波全体を知ること重要である。このような散乱波の拡散状況を計測することは非常に難しいため、数値シミュレーションによる検討が有効である。

マイクロ波散乱は海面の形状が与えられれば一意に決まる。しかし、不規則表面の場合には、統計的な取り扱いにより現象が把握される。具体的には、不規則表面を表す統計量（スペクトル、確率密度関数）と散乱係数の関係を求める問題となる。そのため、不規則表面の散乱特性はモンテカルロシミュレーションにより検討されることが多い。モンテカルロシミュレーションにおいては、母集団の性質を表すだけのサンプル数を必要とする。

図-11は横軸にサンプル数をとって、生成された各水面の後方散乱係数と N 個の平均を示したグラフである。計算領域の長さはマイクロ波の波長の200倍 (6.25 m) である。ただし、Thorsos (1989) に従い、領域の端部の影響がないように照射中心から離れるにつれてエネルギーが減少する通減波を入射させている。ケースによって散乱係数はかなり変動していることがわかる。同種の変動はマイクロ波散乱実験における時間変化でも認められた。これは海面の微細構造の違いによって各地点からの散乱波の位相が変化するためと考えられる。実際の観測で平均的な散乱係数を得るには非常に広い領域の平均値または多数のパルスの平均を用いる必要がある。ここでは、50個のサンプルの平均で散乱係数を評価することとする。

図-12は散乱角による散乱係数の変化を示したものである。図中には物理光学近似と Bragg 散乱理論による

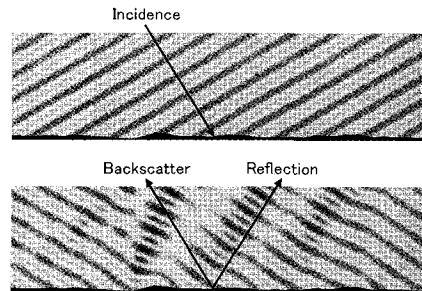


図-10 マイクロ波散乱の数値シミュレーション

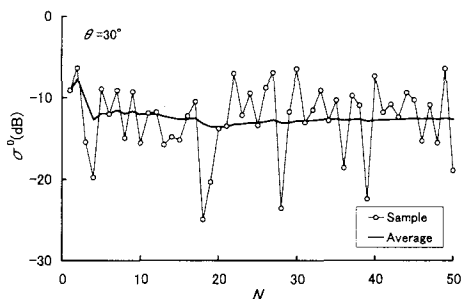


図-11 後方散乱係数の変動

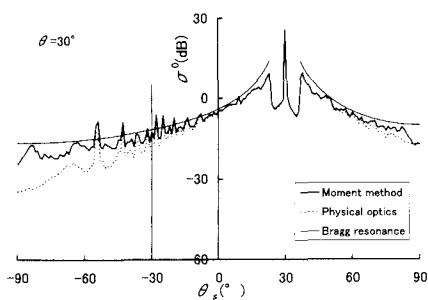


図-12 Phillipsのスペクトルをもつ海面の散乱係数(垂直偏波)

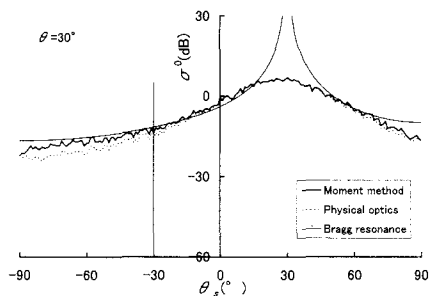


図-13 PMのスペクトルをもつ海面の散乱係数(垂直偏波)

結果も示している。この場合、物理光学近似、Bragg 散乱理論ともに表面電流法に近い結果となった。さざ波だけが存在する海面に対しては、Bragg 散乱理論は工学的に十分な精度といえる。

実際には、さざ波だけが存在する海面はほとんどなく、さまざまな波長の波が発生する。このような非常に広範囲の波長成分の存在がマイクロ波散乱を複雑にしていると考えられる。そこで、次に全領域型である Pierson-Moskowitz のスペクトルをもつ海面を対象として解析を行う。なお、Pierson-Moskowitz のスペクトルの高周波数成分は、Phillips のスペクトルに一致する。パラメータである海面上 19.5 m の風速は 15 m/s とした。不規則表面はさざ波も再現できるよう工夫して生成している。

図-13 に図-12 と同様に散乱角による散乱係数の変

化を示す。50 回の平均値であれば、重力波の影響は小さいことがわかる。実海域のさまざまなノイズを考えれば、広い領域の平均的な後方散乱係数に対する重力波の影響は誤差とみなせる範囲と考えられる。

4. おわりに

マイクロ波散乱について実験と数値計算により検討した。マイクロ波の主要な後方散乱体はマイクロ波と同オーダーの波長のさざ波である。このようなさざ波はわずかな吹送時間と吹送距離で平衡状態に達するため、そのエネルギーは風速のみに関係している。よって、摩擦速度と後方散乱係数の間には普遍的な関係があると推定される。また、流れの影響が吹送距離の変化と等価であれば、平衡状態に達したさざ波のエネルギーは流れによって変化しない。後方散乱係数に対する流れの影響が小さいのはそのためである。マイクロ波に比べて十分波長が大きい重力波は、後方散乱係数を時間的または空間的に変動させる。ただし、平均的な後方散乱係数に対する影響は小さい。これらの結果は海上風の観測アルゴリズムにおいて、流れや波浪の影響を考慮する必要がないことを示す結果である。

平均ドップラー速度は風波の平均波速に近い値となった。X バンドのような波長の短いマイクロ波の主要な後方散乱体は束縛波であると推定される。平衡状態に達したさざ波の波速が風速の関数で表せるならば、摩擦速度と平均ドップラー速度の間にも 1 対 1 の関係があることになる。風とともに流れを発生させると、平均ドップラー速度はほぼ流れの速度に対応してシフトした。これらの結果はマイクロ波により、流れの計測が可能であることを示唆している。また、ドップラーバンド幅と波の軌道速度の間には、明らかな相関が認められた。この傾向についてはさらなる検討が必要であるが、もし明確な関係があれば、ドップラーバンド幅から波浪の軌道速度を検出できる可能性がある。

参 考 文 献

- 加藤 始・鶴谷広一・土肥俊満・宮崎 豊 (1976): 流れの中の風波についての実験的研究 (第 2 報), 港湾技術研究所報告, 第 15 巻, 第 4 号, pp. 3-48.
- 小林智尚・山崎将史・河合智也・安田孝志 (2002): 風波のマイクロ波ドップラー散乱特性に関する室内実験, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 1501-1505.
- 光易 恒・丸林賢次・石橋道芳・草場忠夫 (1989): 風波によるマイクロ波の散乱特性 (I), 九州大学応用力学研究所所報, 第 67 号, pp. 21-38.
- Ebuchi, N. H., H. Kawamura, Y. Toba (1993): Physical processes of microwave backscattering from laboratory wind wave surfaces, J. Geo. Res., Vol. 98, No. C8, pp. 14669-14681.
- Harrington, R. F. (1968): Field computation by moment method, Macmillan.
- Thorsos, E. I., D. R. Jackson (1989): The validity of the perturbation approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 86, pp. 261-277.