

水面でのマイクロ波散乱における波影響に関する研究

Research on Wave Effect on Microwave Scattering at Water Surface

林 昌 奎*・小林 豪 毅**・鈴木 文 博***

Chang-Kyu RHEEM, Hidetaka KOBAYASHI and Fumihiko SUZUKI

1. はじめに

広大な外洋域における波浪、海流、海上風などの海面情報を得るためには、広範な海面を瞬時に走査観測出来る人工衛星などによるリモートセンシングが非常に有効な手段である。衛星観測において用いられる各種のリモートセンサの中でもマイクロ波（波長 数 cm 程度）を用いる能動型マイクロ波センサを利用すれば海面の波浪を観測することが可能である。それは海面におけるマイクロ波散乱が海面形状およびその運動特性（波高による水粒子運動速度の相違など）と密接な関係を持つ故である。現在までに実用化されている能動型マイクロ波センサとして、マイクロ波高度計、マイクロ波散乱計、合成開口レーダ（SAR）があり、これらから得られた生データは原理的に海洋波浪、海流、海上風などの海面情報を含んでいると考えられる。ところが従来これを解析するアルゴリズムは海面でのマイクロ波散乱の電磁気学的特性のみを利用しており、海面の流体力学的特性に対する十分な考察が行われていなかったため、海洋観測データとしての高精度化への障害となっている。

著者らは能動型マイクロ波センサを用いたより高度な海洋観測手法の開発のため、水槽実験並びに数値解析を通して水面の物理特性とマイクロ波散乱との関係を調査してきた。^{1,2,3)} これまでの研究では、マイクロ波散乱における風および流れの影響についてはある明確な関係あることが明らかになっている。しかし、マイクロ波散乱における波浪の影響については不明確な点が多い。従来マイクロ波散乱における波浪の影響は、波浪による水面傾斜に起因するマイクロ波の傾斜変調、水面水粒子の軌道速度に起因する流体力学変調として説明し、主にマイクロ波の散乱強度に対する影響が検討された。本研究では実験水槽において風と波が共存する水面におけるマイクロ波散乱計測を行い、水面の物理パラメータである波長、波高、波位相、水面水粒子の軌道速度と、マイクロ波散乱特性である散乱強度およびドップラースペクトルとの関係を明らかにする。

2. マイクロ波散乱の水槽実験

風と波が共存する水面におけるマイクロ波散乱計測は、東京大学生産技術研究所海洋工学水槽にて行った。水槽の寸法は、長さが 50 m、幅が 10 m、水深が 5 m であり、多方向造波装置、流れ発生装置および風発生装置を備えている。水面におけるマイクロ波散乱の計測装置は図 1 のように、図 2 に示すように観測水面の中心位置とその中心からアンテナまでの距離を変えずにマイクロ波の入射角および

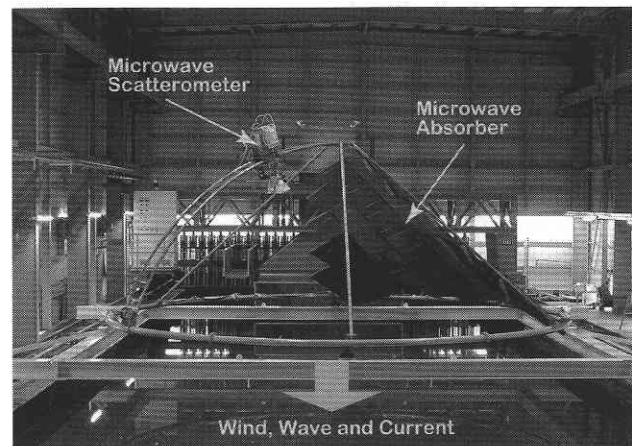


図 1 Microwave backscattering measurement system

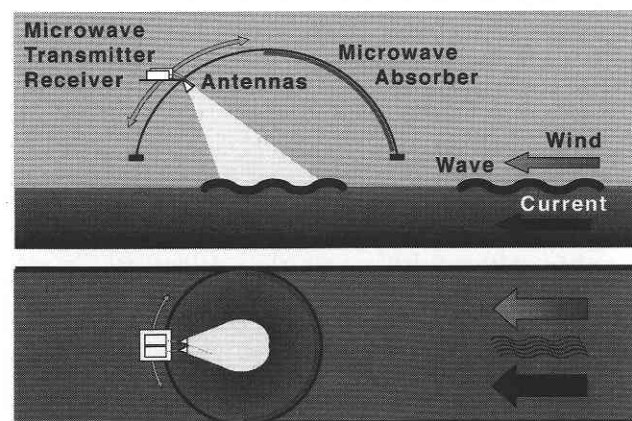


図 2 Mechanism of measurement system

*東京大学生産技術研究所 海中工学研究センター

** (株)アイ・エヌ・エー 協力研究員

***東京大学生産技術研究所 機械・生体系部門

研 究 速 報

表 1 Parameters of microwave scatterometer

Frequency	9.6 GHz
Wavelength	3.1 cm
Power	10 mW
Polarization	HH, HV, VH, VV
Antenna Type	Cornical horn
Beamwidth	
TE wave	13.7 Deg.
TM wave	16.6 Deg.

方位角を設定できるようになっている。今回の実験では、波長 9.6 GHz の X バンドのマイクロ波散乱計を用い、周期 2 秒、波高 30 cm の波面において風速 5 m/sec の風が吹いている水面でのマイクロ波散乱を計測した。マイクロ波の入射角は 20 度、方位角は 0 度（風上方向）から 180 度（風下方向）までを 30 度間隔で計測した。本研究で用いた X バンドのマイクロ波散乱計の主要目を表 1 に示す。また、本論文では造波装置を用いて生成した波を水面波と称し、風により生成される波をさざ波と称することで区別する。

3. 計測データの処理

マイクロ波散乱計の出力は基本的には受信アンテナが受けとった電力の時間変化のみである。しかし、高周波数の振動をそのまま検出することは難しく、一般には振幅と周波数に関する情報を含む信号として出力される。図 3 に X バンドマイクロ波散乱計の信号処理回路のブロック図を示す。

受信方式としてはスーパーヘテロダイン方式を用いており、受信された 9.6 GHz 帯の信号は 9.45 GHz の信号とかけ合わされ、150 MHz 帯の中間周波数信号に変換される。それを 150 Hz の局部発振器 (LO) からの信号を互いに 90° の位相差をもつ 2 つの信号に分離し、それぞれを中間周波数信号にかけ合わせる回路を組むことにより直交 (Quadrature-phase) 成分を出力する。

同相成分と直交成分について式を使って説明する。中間周波数信号 α_{IF} は次のように表される。

$$a_{IF}(t) = \rho_{IF}(t) \cos[\omega_{IF}t + \theta_{IF}(t)] \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 ω_{IF} は中間周波数に対応する角周波数である。また、 ρ_{IF} は振幅の時間変化、 θ_{IF} は位相の時間変化を表しており、 θ_{IF} に周波数変調の情報が含まれている。式 (1) は次のように変形できる。

$$a_{IF}(t) = u_r(t) \cos(\omega_{IF}t) - u_i(t) \sin(\omega_{IF}t) \dots\dots\dots (2)$$

ここで、

$$u_r(t) = \rho_{IF}(t) \cos \theta_{IF}(t), \quad u_i(t) = \rho_{IF}(t) \sin \theta_{IF}(t) \dots\dots (3)$$

上式の u_r 、 u_i がそれぞれ同相信号、直交信号であり、受信電力の周波数に関する情報はこの 2 つの信号にすべて含まれている。中間周波数信号から同相成分と直交成分を抽出するには、中間周波数と同じ周波数をもつ信号をかければ

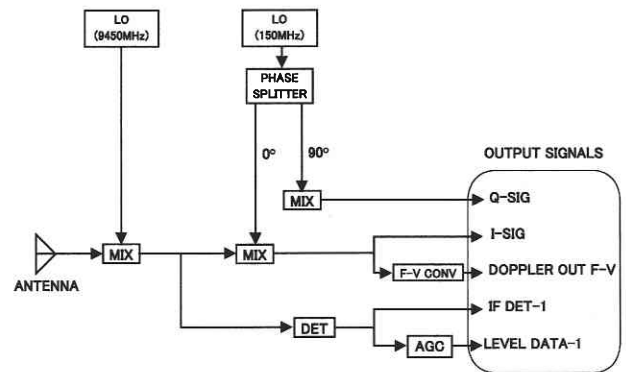


図 3 Block diagram of the scatterometer

よい。

$$a_{IF}(t) \cdot \cos \omega_c t = \frac{1}{2} \rho_{IF}(t) \cos \theta_{IF}(t) + \frac{1}{2} \rho_{IF}(t) \cos \{2\omega_{IF}t + \theta_{IF}(t)\} \dots (4)$$

$$a_{IF}(t) \cdot \sin \omega_c t = \frac{1}{2} \rho_{IF}(t) \sin \theta_{IF}(t) - \frac{1}{2} \rho_{IF}(t) \sin \{2\omega_{IF}t + \theta_{IF}(t)\} \dots (5)$$

これらの信号から低周波数成分のみ取り出せば、同相成分と直交成分となる。次に中間周波数信号、同相信号、直交信号の Fourier 変換を考える。

$$X_{IF}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} a_{IF}(t) e^{-j\omega t} dt$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \rho_{IF}(t) \left[\cos \theta_{IF}(t) \{ e^{-j(\omega+\omega_{IF})t} + e^{-j(\omega-\omega_{IF})t} \} - j \sin \theta_{IF}(t) \{ e^{-j(\omega+\omega_{IF})t} - e^{-j(\omega-\omega_{IF})t} \} \right] dt \dots (6)$$

$$X_r(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_r(t) e^{-j\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{IF}(t) \cos \theta_{IF}(t) e^{-j\omega t} dt \dots (7)$$

$$X_i(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_i(t) e^{-j\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{IF}(t) \sin \theta_{IF}(t) e^{-j\omega t} dt \dots (8)$$

よって、

$$X_{IF}(\omega) = \frac{1}{2} [X_r(\omega + \omega_{IF}) + X_r(\omega - \omega_{IF}) - \frac{j}{2} [X_i(\omega + \omega_{IF}) - X_i(\omega - \omega_{IF})] \dots\dots\dots (9)$$

すなわち、同相成分と直交成分の Fourier 変換から中間周波数信号の Fourier 変換を求めることができる。振幅については、AGC 回路からの出力である LEVEL DATA-1 から平均的な値を求めることができる。

4. 結果と考察

4.1 散乱強度

図 4 に方位角 0 度と 180 度における水面波の位相とマイクロ波の後方散乱計数との関係を示す。図に示される散乱係数は、計測中心から半径 50 cm の水面からの後方散乱の平均強度であり、25 波周期分の平均値である。また、図 5

には水面波を正弦波と見なし、計測水面中心での水位変動と方位角0度および180度における局所入射角の変動を示す。実際計測される水面波は完全な正弦波にはなっていない。水面に風が吹くと水面には波長に短いさざ波が発生する。さざ波のエネルギーは風速と共に増大し、水面でのマイクロ波散乱強度と密接な関係がある。本研究での風の吹く方向は水面波の進行方向と同じ方向であり、水面の変位が位相によって大きく異なるため、水面に対する風の影響は $\pi/2$ と π の間で強く、 $3\pi/2$ と 2π の間で弱くなる。従来の傾斜変調と流体力学変調の観点から見ると方位角0度の場合、入射角が小さく、さざ波のエネルギー増加が見込まれる位相0付近での散乱強度が最も強くなるが、位相0付近での散乱係数は、水面波がない風のみの場合より小さくなっている。方位角0度の場合、位相0付近から位相 $\pi/2$ 付近までマイクロ波の局所入射角が大きくなって行くのに散乱強度が増加するのは、風影響の増大以外では説明できない。しかし、風による散乱強度の増加が見込まれない位相 π 以後で、散乱計数が大きくなって行くのは、局所入射角の影響と思われる。このような現象は方位角180度の場合も同様であり、マイクロ波の局所入射角が小さくなり、風の影響を強く受ける位相 $3\pi/4$ と π の間で散乱係数は最も大きくなり、位相 π 以後は急激に減少する。これらの結果は、水面でのマイクロ波散乱強度に対する水面波の影

響は、主に水面波による水面傾斜の変化と水面付近風場の変動によるものであることを示している。

4.2 ドップラースペクトル

水面に波が発生すると水面付近の水粒子は水位変動と共に運動をする。水粒子の運動の速さは波の角周波数と振幅のかけ合わせで表され、水面上では一定であるが、図6の示すように位相によって方向が異なる。水面から散乱するマイクロ波は、水面に生成されるさざ波の伝搬速度によるドップラー効果によってその周波数を変える。さざ波の伝搬速度はさざ波の波速に水面付近の流速を足した値となる。波長の長い水面波による水面付近の水粒子の運動は、波長の短いさざ波に対し、水面付近の流速となり、さざ波の伝搬速度を変える。

図7は方位角0度において計測した後方散乱マイクロ波を、水面波の全位相に対し8分割し求めた各々の水面波位相に対するドップラースペクトルである。求めた各スペクトルはマイクロ波の後方散乱係数と同様25波周期分の平均値であり、それを全散乱強度で無次元化したものである。1周期分の水面波の波面での水粒子は、360度全ての方向に向け運動をしているため、水面に入射するマイクロ波の入射角に関わらず、マイクロ波の入射方向、すなわちアンテナに向かうあるいはアンテナから遠ざかる運動成分が必ず存在する。そのため入射角20度の本実験では、アンテナに向かう運動成分が含まれる位相 $0 - \pi/4$ においてドップラー速度が最大になり、アンテナから遠ざかる運動成分が含まれる位相 $\pi - 5\pi/4$ においてドップラー速度は最小になる。また、各々のドップラースペクトルの積分値であ

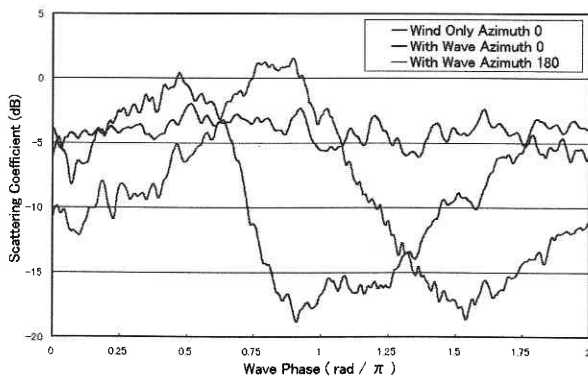


図4 Scattering coefficients with wave phase

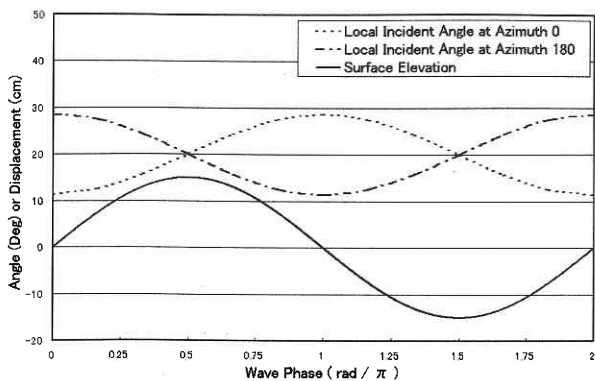


図5 Water surface elevation and local incident angles with wave phase

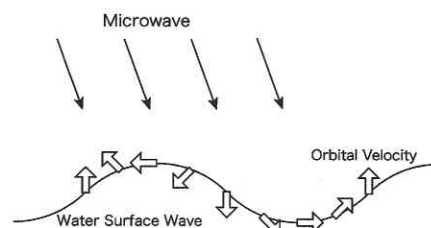


図6 Orbital velocities of water particle on water surface

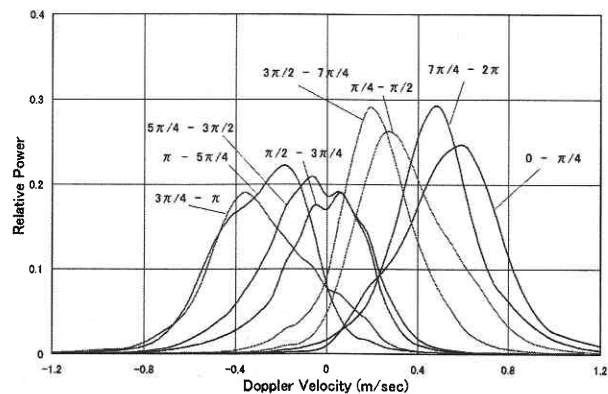


図7 Doppler spectra of each wave phase at azimuth 0

研究速報

る後方散乱するマイクロ波のエネルギーは位相ことに異なる。それは図4に示すマイクロ波の後方散乱強度が波の位相によって変動することによるものである。

本実験条件において理論上の水粒子運動速度は0.47 m/secであるが、図7のドップラースペクトルがドップラー速度±0.47 m/secを超えた領域まで広がっていることと全スペクトルが正のドップラー速度領域にシフトしているのは、風によって生成されたさざ波の伝搬速度とさざ波に起因する水粒子の運動の影響である。図8に風により生成されるさざ波のみの水面からの後方散乱マイクロ波のドップラースペクトルとさざ波と水面波が共存する水面からの後方散乱マイクロ波の無次元ドップラースペクトルを示す。さざ波と水面波が共存する水面に対しては方位角の変えた計測も行った。さざ波のみの水面からの後方散乱マイクロ波ドップラースペクトルの中心が正のドップラー速度領域にシフトしているのは、風によって生成されたさざ波がマイクロ波散乱計のアンテナ方向に伝搬しているためであり、スペクトル中心のドップラー速度はさざ波波速のマイクロ波入射角に対する余弦成分である。またドップラースペクトルのバンド幅は、さざ波と水面波が共存する水面のスペクトルバンド幅より小さく、風により生成されたさざ波の波長が今実験で使用した水面波より短いことを示す。さざ波と水面波が共存する水面から後方散乱するマイクロ波のドップラースペクトルに対する方位角影響は、バンド幅に対してはほとんど現れず、スペクトル中心速度に現れている。図9に後方散乱マイクロ波ドップラースペクトルの中心速度およびバンド幅に及ぼす方位角影響を示す。ここで、バンド幅は全散乱強度に対し5%以上の散乱強度を持つ領域の幅であり、中心速度はその領域の中心である。この結果から、さざ波と水面波が共存する水面から後方散乱するマイクロ波のドップラースペクトルの中心速度およびバンド幅は、以下のように表すことができる。

ドップラースペクトルの中心速度=風のみにより生成されるさざ波水面の中心速度

ドップラースペクトルのバンド幅=2・水面波の軌道速度+風のみにより生成されるさざ波水面のバンド幅

5. おわりに

本研究では、実験水槽において風と水面波が共存する水面におけるマイクロ波散乱計測を行い、マイクロ波散乱特性である散乱強度およびドップラースペクトルに及ぼす水面波の影響を明らかにした。マイクロ波後方散乱強度に対する水面波の影響として、水面波による水面傾斜および水位変動による水面付近風場の変動が確認されたが、従来から取り上げられている流体力学変調は確認できなかった。マイクロ波散乱に対する水面波の影響は、水面から後方散乱するマイクロ波のドップラースペクトルに堅調に現れる。まず、ドップラースペクトルの中心速度は同じ入射角

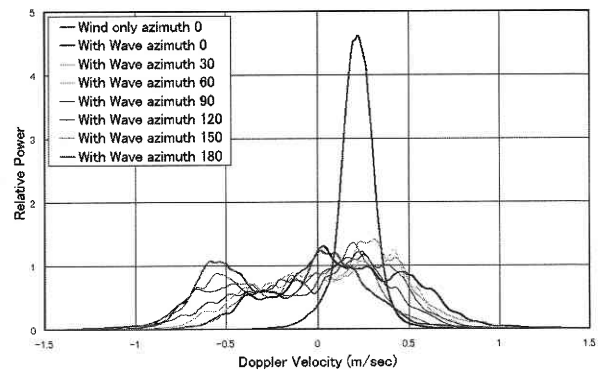


図8 Doppler spectra of each azimuth

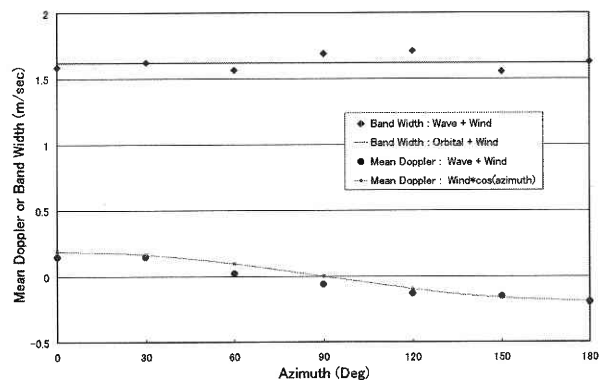


図9 Mean Doppler velocities and Doppler band widths

での風のみにより生成されるさざ波水面から後方散乱するマイクロ波のドップラースペクトル中心速度と等しい。また、ドップラースペクトルのバンド幅は、風のみ場合のバンド幅に水面波の軌道速度の2倍を足した値となる。

本研究では、限られた条件においての計測でありながら、水面波がマイクロ波散乱に及ぼす影響について新たな知見を得ることができた。今後、水面波がマイクロ波散乱に及ぼす影響をより明確にするため、水面波、マイクロ波入射角などの条件を広げた水槽実験および数値シミュレーションが必要である。

(2004年9月15日受理)

参考文献

- 1) 林 昌奎, 小林 豪毅, 山西一臣, 鈴木文博, “マイクロ波散乱計による海洋観測 —その2 海面状態とマイクロ波散乱との関係—”, 日本造船学会論文集, vol. 194, pp. 241-246, December 2003.
- 2) 林 昌奎, 小林 豪毅, “マイクロ波散乱計による海洋観測 —その3 海面におけるマイクロ波散乱の数値シミュレーション—”, 日本造船学会論文集, vol. 195, pp. 25-31, June 2004.
- 3) C-K Rheem, H Kobayashi and K Yamanishi, “Doppler Spectra of Microwave backscatter from Water Surface,” Proc. OMAE'04, OMAE 2004-51272, June 2004.