

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の関係—

正員 林 昌 奎* 學生員 小 林 豪 毅**
山 西 一 臣** 鈴 木 文 博*

Sea Surface Measurement by Using Microwave Scatterometer

–Part2 Study on the Relation between Sea Surface Condition and Microwave Scattering–

by Chang kyu Rheem, *Member* Hidetaka Kobayashi, *Student Member*
Kazuomi Yamanishi Fumihiro Suzuki

Summary

Microwave remote sensing is effective technique for sea surface measurement. For example, it enables us to know the wind vector on global scale. In order to develop more advanced measurement, it is necessary to understand the mechanism of microwave scattering at sea surface. This phenomenon consists of two physical processes. One is the formation of sea surface by the composite action of wind, waves and currents, and the other is microwave scattering at that surface. Because these processes are so complicated, appropriate models are not established. In this paper, the relation between sea surface condition and microwave scattering is investigated. Microwave scattering from wind wave surfaces is measured in the experimental tank and the results are analyzed by scattering coefficients and Doppler spectra. In order to connect these values with water surface parameters, surface condition is investigated minutely. The energy of high frequency waves is expressed by the friction velocity, and so it is presumed that there is the universal law between friction velocity and scattering coefficient. Since wind-generated current exist, the usual dispersion relation is not available. Furthermore, very high frequency components move at the phase velocity of components near the spectral peak. The results of Doppler spectra agree with that phenomenon.

1. はじめに

海洋リモートセンシングは海面に電磁波を照射し、そのエコーから海面の状態を推定することを基本的な原理とする。そのため、高度な観測を行うためには、2つの物理過程を明確にすることが重要となる。1つは風・波浪・潮流の複合的な作用による海面の形成、もう1つ

はその海面における電磁波散乱である。しかし、この2つの現象はどちらも非常に複雑で、現在も十分に解明されていない。

海面の形成については、時間波形の観測結果にもとづいたいくつかの周波数スペクトルの標準形が提案されている。しかし、それらのほとんどはエネルギーの大きい重力波を対象としたもので、高周波数領域のスペクトルモデルは確立されていない。マイクロ波のような波長の短い電磁波の散乱においては、微細な海面形状の影響が大きい。また、このような細波に対しては、吹送流などこれまで影響が小さいとされてきた現象も無視し得ないと考えられる。

* 東京大学生産技術研究所

** 東京大学大学院工学系研究科

海面における電磁波散乱は、現在のところ Bragg 散乱モデルおよびその応用で説明されることが多い。Bragg 散乱モデルでは海面を構成する成分波のうち、Bragg 共鳴条件を満たす成分だけが散乱に強く寄与する。長い波の散乱強度に対する影響は、Bragg 共鳴波の場所による発達や局所的な入射角の変化として表れる。また、ドップラー速度については、通常、長い波の軌道速度に対応づけられる。これらのモデルは直感的な説得力をもつが、定量的な評価は十分ではない。高度な観測を行うためには、実現象をどの程度表現し得ているのかを検討する必要がある。

これらの複雑な現象をさまざまな要因が混在する実海域のデータから解明するには限界がある。そこで、実験水槽において系統的な計測を行い、その基本的な特性について検討する。本論文では、まず風だけによって形成される水面について、既存の理論による解析を行う。その上で、水面状態を表すパラメータとマイクロ波散乱の関係を解明することが研究の目的である。

2. 実験概要

計測に使用したマイクロ波散乱計と実験方法は前報¹⁾と同様なので、詳しくはそちらを参照されたい。ただし、マイクロ波散乱計は同相成分だけでなく直交成分も出力できるように改造した。ドップラースペクトルはこの同相成分と直交成分から FFT により求めることができる。

マイクロ波散乱計の送信出力は 10mW で、本体とアンテナをつなぐ給電線の損失は 2.0dB である。ここでは、X バンド(9.6GHz)垂直偏波の結果のみ報告するが、X バンド用アンテナのゲインは 20dBi、垂直偏波ビーム幅は 16.6° となっている。

これを Fig.1 に示すように風路付造波回流水槽に固定し、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整して開口面から水面までの距離を 350cm で一定にしている。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いる。

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。しかし、水面の細かい形状や変動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の状態を調べるために、風・吹送流の鉛直速度分布および風波の計測を行った。なお、基準風速 U は照射領域の中心位

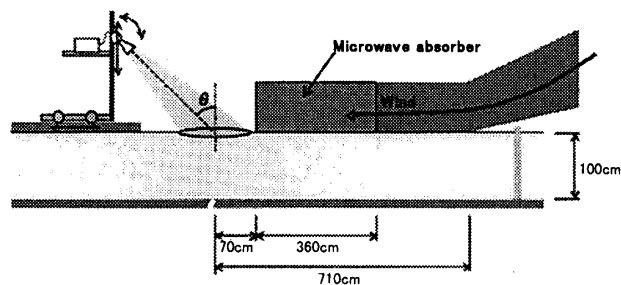


Fig.1 experimental apparatus

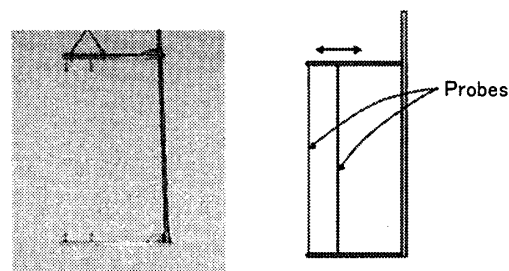


Fig.2 a pair of wave gauges

置での水面上 30cm の風速としており、4.0, 6.3, 8.6, 10.9, 13.7, 14.5m/s の 6 ケースに対してマイクロ波散乱計による計測を行った。

また、今回は風波の波速を測定するために、Fig.2 に示す一対の波高計を使用した。この波高計はプローブとして径が 0.26mm の細いワイヤを使用しており、非常に高周波数の水面変化も正確に測定することができる。また、対象とする波の波長に応じて、プローブの間隔を簡単に調節できるよう工夫している。波速はそれぞれの波高計の記録からクロススペクトル法により求めることができる。この測定法については次章で説明する。

3. 風による海面の形成

3.1 風および吹送流の鉛直分布

風速の鉛直分布は、次式のように対数分布で表すことができる。

$$U(z) = \frac{U_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (1)$$

ここで、 U は海面上高さ z における風速、 U_* は摩擦速度、 z_0 は海面の粗度高さ、 κ は Kármán 定数で 0.4 である。

同様に、吹送流の鉛直分布も対数分布で表せることがわかっている。

$$u(z) = u_0 - u_r \ln \left(\frac{z_0 - z}{z_0} \right) \quad (2)$$

ここで、 u は吹送流の流速、 u_0 は表面流速、 u_r は吹送流の分布を決める定数である。なお、 z_0 については、水

面を下から見ても同じであると考えて、風速分布の粗度高さに等しいと仮定する。

Table 1 は測定結果を式(1)と(2)で表される分布にあてはめときの z_0 , U_* , u_0 , u_r の値である。なお、最大と最小の風速に対しては、よい計測結果が得られなかったので示していない。Fig.3 に基準風速 8.6m/s のときの風と吹送流の鉛直分布を示す。両方とも対数分布でよく表されていることがわかる。

3.2 風波の波速

X バンドのマイクロ波散乱には波長が数 cm 程度の波の影響が大きい。このような波長の短い波に対しては、表面張力の影響も無視できなくなり、波数 k と角周波数 ω の関係は次式となる。

$$\omega = \sqrt{g_* k} \quad (3)$$

ここで、 g_* は表面張力の影響を含む拡張された重力加速度であり、重力加速度を g 、表面張力を T 、密度を ρ とすると

$$g_* = g \left(1 + \frac{Tk^2}{\rho g} \right) \quad (4)$$

と表される。

しかし、水面上に風が吹くと水面付近に Fig.3 のような流れが生じるため、厳密には式(3)で表される分散関係式は成り立たない。通常、吹送流の影響は無視されることが多いが、マイクロ波は小さな現象に対しても敏感に反応すると考えられる。よって、ここでは風波の波速に対する吹送流の影響について検討する。

3.2.1 波速の測定法

波速は距離 l だけ離れた 2 本の波高計の記録から、各成分波の位相差を計算することにより求めることができる^{2), 3)}。クロススペクトルの実数部を Co 、虚数部を Q とすると、フェイズ ϕ は次式で表される。

$$\phi(\omega) = \tan^{-1} \left[\frac{Co(\omega)}{Q(\omega)} \right] \quad (5)$$

これが距離 l によって生じる位相差であるから、伝達速度である波速 c は

$$c(\omega) = \frac{\omega l}{\phi(\omega)} \quad (6)$$

で求めることができる。ただし、この方法は反射波がなく、2 本の波高計間で波が変形しないことを前提としている。また、 l が波長に比べて過小な場合には、波速を過大に評価してしまうおそれがある。今回は波高計間隔を 2cm または 5cm にして計測を行った。

Table 1 wind parameters

U_r (m/s)	z_0 (m)	U_* (m/s)	u_0 (m/s)	u_r (m/s)
6.3	4.21×10^{-5}	0.269	0.2203	0.0246
8.6	1.84×10^{-4}	0.456	0.3324	0.0431
10.9	6.23×10^{-4}	0.715	0.3493	0.0523
13.7	1.37×10^{-3}	1.01	0.4547	0.0761

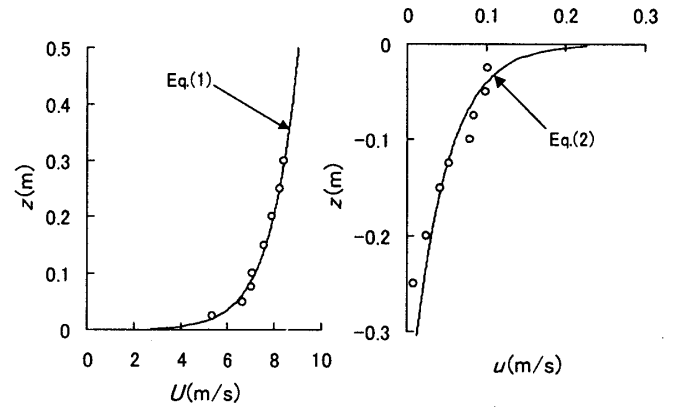


Fig.3 velocity distribution of wind(left) and wind-generated current(right)

3.2.2 吹送流を考慮した波速の理論式

流れがない場合の波速 c_0 は式(3)に対応して次式で表される。

$$c_0 = \sqrt{\frac{g_*}{k}} \quad (5)$$

加藤ら²⁾は u_0/c_0 をパラメータとする摂動法により、対数分布の流れが存在するときの波速の理論式を導いた。加藤の式で深海波を仮定すると、1 次近似の波速 c は次式で計算される。

$$c = \sqrt{\frac{g_*}{k}} + u_0 + u_* e^{2kz_0} (\text{Chi}2kz_0 - \text{Shi}2kz_0) \quad (6)$$

ここで、 Shix , Chix はそれぞれ積分双曲線正弦関数、積分双曲線余弦関数である。対応する分散関係式は

$$\omega = \sqrt{g_* k} + k [u_0 + u_* e^{2kz_0} (\text{Chi}2kz_0 - \text{Shi}2kz_0)] \quad (7)$$

となる。

式(6)から計算された波速とクロススペクトル法による計測結果を比較したグラフが Fig.4 である。計測値にばらつきはあるが、波高計間隔によらず同様な傾向となった。理論値と比較すると、両者は特にピーク付近 (24.2rad/s) でよく一致している。しかし、高周波数領域では、計測値が理論値に比べてかなり大きい結果となった。この傾向は既存の研究でも報告されており、風波の非線形性に起因する現象である³⁾。マイクロ波散乱に対しては、このような非線形効果も重要になると考えられる。

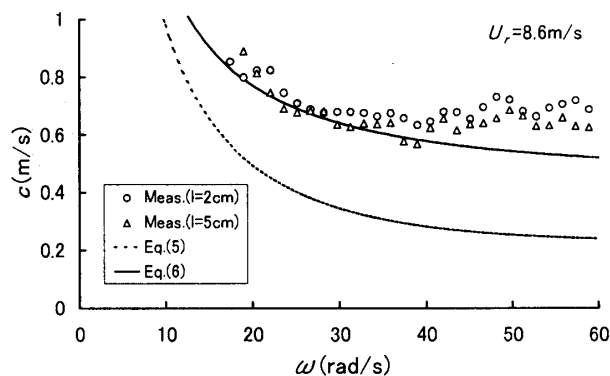


Fig.4 phase velocity of wind waves

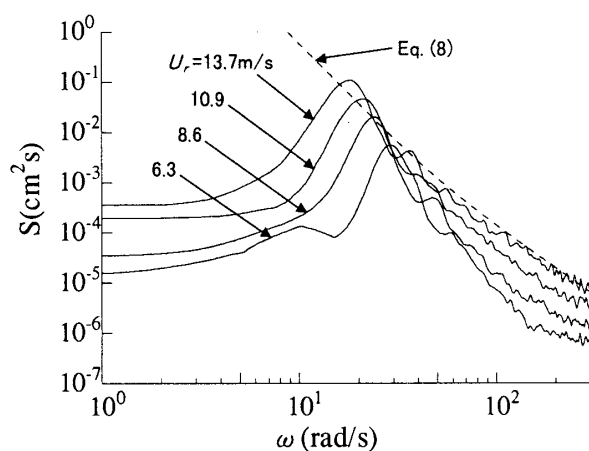


Fig.5 angular frequency spectra

3.3 風波のスペクトル

3.3.1 角周波数スペクトル

鳥羽⁴⁾は直感的な洞察から無次元波高と無次元周期との間に $3/2$ 乗則とよばれる関係が存在することを見出した。それをもとに、角周波数スペクトルの高周波数側が角周波数 ω の -4 乗に比例する次のようなスペクトル形を提案した。

$$S(\omega) = \alpha_s g \cdot U_r \cdot \omega^{-4} \quad (8)$$

ここで、 S はパワースペクトル密度、 α_s は $0.06 \sim 0.12$ 程度の定数である。従来のスペクトルモデルは ω^{-5} 型がほとんどであったが、現在では ω^{-4} 型であることが定説となっている。このような背景から、最近、平山ら⁵⁾は ω^{-4} 型の全領域スペクトルの標準形を提案している。

もう一つ、式(8)の優れている点は、摩擦速度を介して風速による高周波数領域のエネルギーの変化を考慮していることである。Fig.5 は実験で計測された風波のスペクトルであるが、高周波数成分のエネルギーが風速とともに増加していることがわかる。このような海面の細かい凸凹の変化が、マイクロ波散乱計による風速の測定を可能にしている。しかし、例えば Pierson-Moskovitz のスペクトルでは、風速によって高周波数領域がほとんど

ど変化しないので、微細な海面形状を表現するのに適していない。

Fig.5 中の点線は基準風速が 13.7 m/s のケースについて、式(8)の計算値を示したものである。高周波数成分は短い吹送距離で平衡状態に達し、そのエネルギーは式(8)で表されるといわれている。ここでは、 α_s を 0.06 とし計算したが、他のケースについてはエネルギーを過大に見積もる結果となった。その原因としては、水槽の特性や摩擦速度の測定誤差が考えられる。また、 α_s は定数ではなく、摩擦速度の関数であるとの指摘がある⁶⁾。今回の計測結果でもその傾向が認められるため、今後さらなる検討が必要である。

3.3.2 波数スペクトルへの変換

マイクロ波散乱の強さは海面形状で決まる。したがって、解析にはマイクロ波と同程度の波長成分まで含めて、空間波形を把握する必要がある。近年は光学センサにより水面傾斜を計測する方法⁷⁾もあるが、そういった特殊な計測機器がない場合は時間波形から空間波形を推定しなければならない。

一般には周波数スペクトルを波数スペクトルに変換する方法がとられる。その際、式(3)の分散関係式が用いられることが多いが、前述のように厳密には吹送流の存在による誤差が生じる。すなわち、同じ波長でも流れに乗って波速が大きい場合には、計測される周期は短くなる。Fig.6 は計測された周波数スペクトルを式(3)または(7)の分散関係式を用いて変換した波数スペクトルである。両者の差は明確であり、少なくとも実験水槽においては、吹送流の影響は大きいといえる。さらに、平面的な水面形状に対応する2次元波数スペクトルを求めるためには、方向分布関数も必要となる。細波の方向分布関数は重力波に比べて広がった分布をしているといわれている。

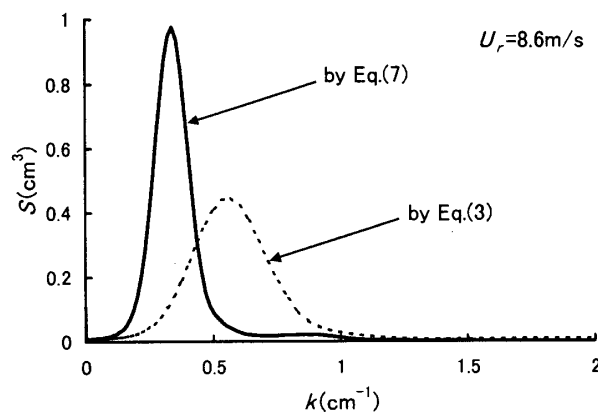


Fig.6 wave number spectra

4. 風波面におけるマイクロ波散乱

送信アンテナから水面に照射されたマイクロ波は水面の形状に応じてさまざまな方向に散乱される。また、このときマイクロ波の周波数は散乱体の速度に応じて変化する。受信アンテナに返ってくるマイクロ波はこれらの影響を受けて不規則に変動しており、言い換えれば水面形状・表面速度により振幅・周波数変調されている。この変調の原因について、実験結果から検討を行う。

4.1 散乱係数

マイクロ波散乱計は観測対象からのエコーである後方散乱波を観測する装置である。海面のように均一で平面状に広がった物体の散乱特性は散乱係数 σ^0 で表される。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。

実験で得られた摩擦速度と散乱係数の関係を Fig.7 に示す。なお、ここで示した散乱係数の定義については、別の論文⁸⁾で説明している。従来から風速とともに海面の散乱係数が増加することが知られている。それがマイクロ波散乱計による風速の測定原理であるが、その増加率については経験的にしかわかっていない。

図中には、Bragg 散乱理論による計算結果も示している。計算に必要な波数スペクトルは計測された周波数スペクトルを式(3)または(7)の分散関係式を用いて変換して求めた。どちらも散乱係数を過大に見積もっているが、式(7)を用いた方がより近い結果となった。これは式(3)の場合、ある周波数に対する波長を実際よりも短く評価してしまうためである。ただ、傾向としてはどちらも摩擦速度とともに増加する結果となった。これは Fig.5 に示したような風速による高周波数領域のエネルギーの変化に対応している。高周波数成分のエネルギーは式(8)のように、風からのエネルギー流入を代表する摩擦速度と直接的に結びついている。すなわち、風から海面へのエネルギー供給の増大による高周波数成分の発達、それに伴う散乱係数の増大という物理過程が存在する。まだ、定量的な評価は十分ではないが、摩擦速度と散乱係数の間に普遍的な関係が存在すると考えられる。

4.2 ドップラースペクトル

散乱されたマイクロ波の周波数は、ドップラー効果により散乱体の速度に反応して偏移する。水面のように平面状に広がり、かつ各地点での表面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偏移周波数ごとのエネルギー分布を表したもので、その特性が説明できてはじめてマイクロ波散乱メカニズムを理解したといえる。

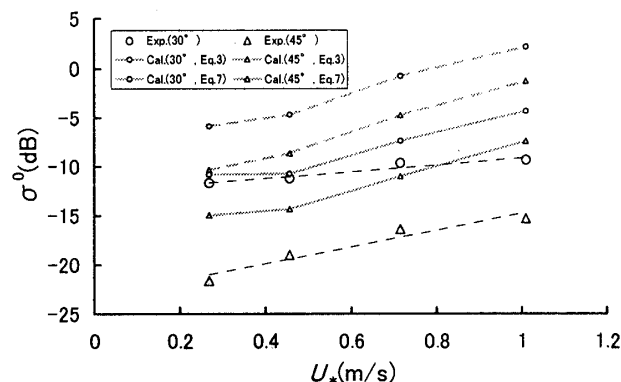


Fig.7 dependence of scattering coefficient on friction velocity

マイクロ波散乱計からはアンテナの視線方向の速度成分が出力される。よって、入射角が大きいほど水平方向の速度成分を大きく捉えることになる。この影響を除くため、本研究では出力されたドップラー速度を水平方向速度(アンテナが近づく方向が正)に変換して結果を示す。この方法だと水平方向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、水面に鉛直方向成分が存在する場合、入射角が小さいほど速度を大きく見積もってしまう。しかし、以降示すように、計測値を水平方向成分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。

Fig.8 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方向速度で表し、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に歪む分布となった。以降は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。

Fig.9 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している。また、図中の点線と実線は、それぞれ吹送流を考慮した Bragg 共鳴波速と平均波速の理論値である。ここで示したのは入射角が 30° のケースだけであるが、水平方向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の理論値に一致する。これは Fig.4 の計測値にみられるような、ピーク周波数の 2 倍以上の成分波がピーク周波数成分と等しい波速で移動しているという見解を支持する結果である。X バンドのような波長の短いマイクロ波の場合、散乱に大きく寄与する細波は束縛波であると推定される。

Fig.10 は風速によるドップラーバンド幅の変化を水

平方方向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方向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る。入射角とともに若干増加するのは、入射角が大きくなると後方散乱するマイクロ波の電力が小さくなり、相対的にノイズが目立つためと推定される。

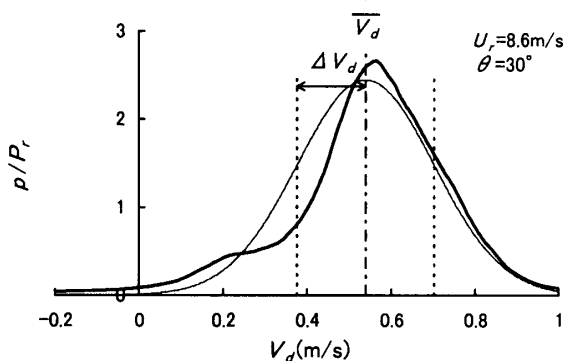


Fig.8 Doppler spectrum

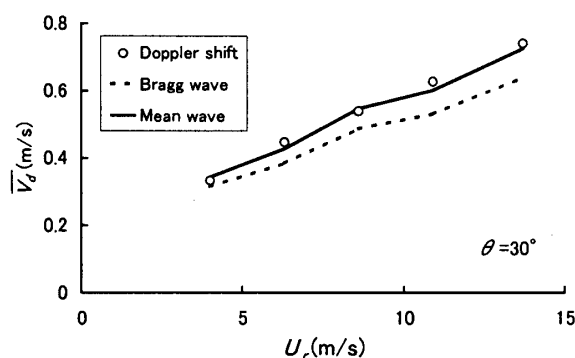


Fig.9 Horizontal velocity corresponding to mean Doppler frequency

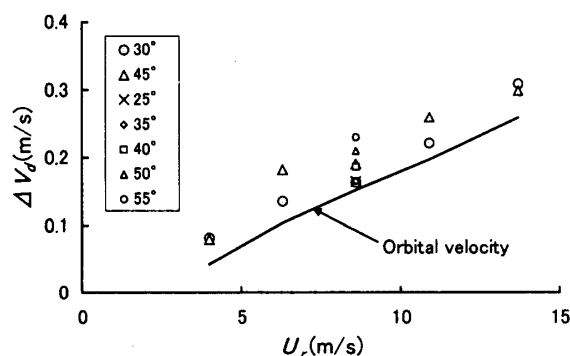


Fig.10 Horizontal velocity corresponding to Doppler bandwidth

5. むすび

海面状態とマイクロ波散乱の関係を調べるために、実験水槽においてマイクロ波散乱実験を行った。その際、

水面の細かい形状や変動を直接計測するのは難しいため、理論から水面状態を推定する必要がある。また、ドップラースペクトルによる解析は、この問題に対して非常に有効である。

マイクロ波散乱に対する影響が大きい細波は、風に対する応答性が高く、そのエネルギーは摩擦速度に関連している。したがって、摩擦速度と散乱係数の間には普遍的な法則が存在すると推定される。これについては、現在、電磁波散乱の数値シミュレーションによる検討を進めている。

Xバンドのように波長の短いマイクロ波の場合、その散乱体は非線形な束縛波であり、平均ドップラー速度は長い波の波速のアンテナ視線方向成分に対応している。また、ドップラーバンド幅を水平方向速度に変換すると、平均波の軌道速度とよい相関を示した。

以上の結果から、風によって形成される海面においては、マイクロ波散乱のパラメータである散乱係数、平均ドップラー速度、ドップラーバンド幅は、それぞれ水面状態のパラメータである摩擦速度、平均波速、軌道速度に関連していることがわかった。このような関係の定式化を進めていくことが、さらに高度な海洋観測を可能にすると考えている。

参考文献

- 1) 林昌奎, 小林豪毅, 深井英五, 岡田和三: マイクロ波散乱計による海洋観測—その1—, 日本造船学会論文集, 第191号, 2002, pp.143-148.
- 2) 加藤始, 鶴谷広一: 風波の成分波の波速について, 海岸工学講演会論文集, 第21巻, 1974, pp.255-259.
- 3) Mitsuyasu, H., Y. Kuo, A. Masuda: On the dispersion relation of random gravity waves, Part 2., J. Fluid Mech., Vol.92, 1979, pp.731-749.
- 4) Toba, Y.: Local balance in the air-sea boundary process, III., J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.29, 1973, pp.209-220.
- 5) 平山次清, 崔龍虎, 平川嘉昭: ω^{-4} 型波スペクトルの導入と短期長期予測への影響, 日本造船学会論文集, 第191号, 2002, pp.149-158.
- 6) Mitsuyasu, H., T. Honda: The high frequency spectrum of wind-generated waves, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.30, 1974, pp.185-198.
- 7) Tang, S., O. H. Shemdin: Measurement of high frequency waves using a wave follower, J. Geophys. Res. Vol.88, 1983, pp.9832-9840.
- 8) 林昌奎, 小林豪毅, 山西一臣: マイクロ波散乱における流れの影響に関する研究, 第17回海洋工学シンポジウム, 2003, pp.79-84.