

航空機搭載用マイクロ波雨域散乱計／放射計システム の開発と実験

4. 海面散乱実験

増子 治信*1 岡本 謙一*2 猪股 英行*1
島田 政信*3 山田 弘善*3 丹羽俊太郎*4

(昭和60年10月17日受理)

DEVELOPMENT AND EXPERIMENT OF AIRBORNE MICROWAVE RAIN-SCATTEROMETER/RADIOMETER SYSTEM

4. MICROWAVE BACK-SCATTERING EXPERIMENT OF OCEAN SURFACE

By

Harunobu MASUKO, Ken'ichi OKAMOTO, Hideyuki INOMATA,
Masanobu SHIMADA, Hiroyoshi YAMADA, and Shuntaro NIWA

An airborne microwave scatterometer/radiometer system was applied to the observations of microwave back-scattering signatures of the ocean. The normalized radar cross sections (σ^0) were measured as combined functions of microwave frequency (10.00 GHz and 34.43 GHz), polarization (HH and VV), incident angle (0-70°), azimuth angle (0-360°), and wind speed (3.2-17.2m/s). The azimuth anisotropic signatures at 34.43 GHz are confirmed to be similar to those at 10.00 GHz, and the wind speed dependences are analyzed for each azimuth angle, polarization, and incident angle. For each parameter, behaviors of σ^0 for microwave frequencies are shown as compared with the results obtained by other experiments and theories. Some parameters of the ocean surface, such as the effective reflection coefficient, the mean-square surface slope, and the wave-number spectrum of the short surface waves are estimated from the microwave scattering signatures.

1. はじめに

近年海洋のリモートセンシングの分野でマイクロ波の利用が注目されている。これは、マイクロ波が光に比べて天候に左右されることが少ないこと、及び太陽に依存せず、昼夜を問わずデータが取得できるということによ

っている。しかし、このほかにも海面との相互作用の機構が光とは異なるために、光学センサによっては得られなかった情報を取得できるという重要な利点が存在する。海面によるマイクロ波の散乱強度から海上風の風速と風向を推定する方法も、マイクロ波の散乱特性が、海上風によって引き起こされた海面現象と直接結びついていることにより可能となったものである。従来のマイクロ波の海面散乱特性の研究は、主としてこの目的から行われてきたが、海面の散乱特性に関する知識は、海上風ベクトルの測定に関してのみならず合成開口レーダ

*1 電波応用部 電波計測研究室

*2 鹿島支所 第一宇宙通信研究室

*3 宇宙開発事業団

*4 資源リモートセンシングシステム技術研究組合

(SAR)等の能動型マイクロ波センサを用いて、海洋現象を探查する場合に不可欠のものである。さらに、マイクロ波を用いて、波浪スペクトル等の海洋パラメータを測定する場合にも必要となる。また、海面のマイクロ波散乱特性は、海事衛星通信におけるフェージングの問題からも重要視されている。

従来の飛しょう体を使用した実験では周波数 0.4~16 GHz (波長 75~1.9 cm) のマイクロ波が用いられているが、海面散乱特性を様々なパラメータについて総合的に観測した例は少ない。郵政省電波研究所と宇宙開発事業団は、共同で航空機を用いてマイクロ波による海面散乱実験を行い、10.00 GHz と 34.43 GHz の二つの周波数帯でそれぞれ水平偏波と垂直偏波、風速 3~17 m/s、電波の入射角 0~70 度、アンテナ方位角 0~360 度の各パラメータに対するデータを取得し解析を行った。本実験は、将来日本において打ち上げが考慮されている、海洋観測衛星に搭載する海面散乱計のための基礎資料を得る目的で行われたが、ここで取得されたデータは、レーダによる海洋汚染観測など種々の分野においても利用できよう。特にミリ波領域のマイクロ波によるデータは今回初めて得られたものであり、また、二つの周波数帯による同一海面の同時観測も今回の実験が初めての試みである。本報告ではこの実験で得られた結果について述べる。

2. 実験の概要

実験は電波研究所が所有する航空機搭載マイクロ波雨域散乱計/放射計システムを用いて行った。第1表に本実験における航空機及びシステムの動作パラメータを示す。本システムにおける散乱計の送信周波数は 10.00 GHz 及び 34.43 GHz で、放射計の観測中心周波数は 9.86 GHz 及び 34.21 GHz、バンド幅 200 MHz であり、これら4チャンネルのセンサにより海面の同じ領域を同時に観測できることが特徴である。なお、マイクロ波放射計による観測結果については別の機会に報告する。

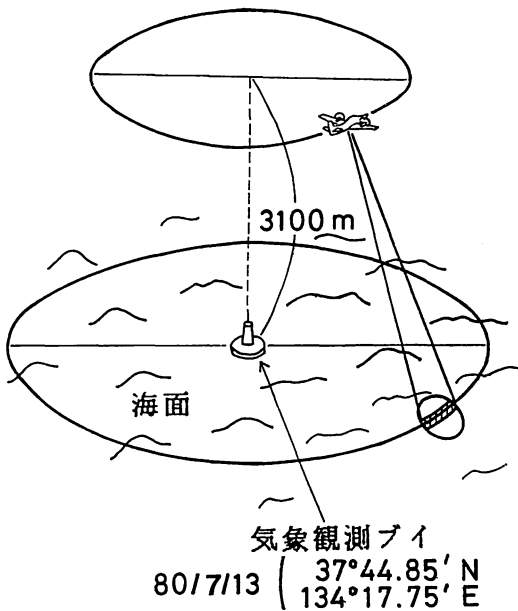
実験ではアンテナ掃引角度の制約及び全方位方向のデータを取得する目的から、入射角 0 度の観測以外は、航空機自身を傾け旋回飛行による観測を行った。第1図に観測の概念図を示す。アンテナビーム幅が 8.4 度と広いために、入射角 20 度以上では、レンジゲートによって、アンテナビーム照射域を分割する方法を用いて入射角精度の改善を図った。この方法はサイドルッキングレーダで用いられているものと同じである。しかし、方位角精度に関しては改善の方法がなく、絶対値で 10 度程度となっている。第1図に示されるように観測は海面の広い領域で行われることになるが、海上は陸と異なり障害物が

第1表 航空機及び航空機搭載用マイクロ波雨域散乱計/放射計システムの動作パラメータ

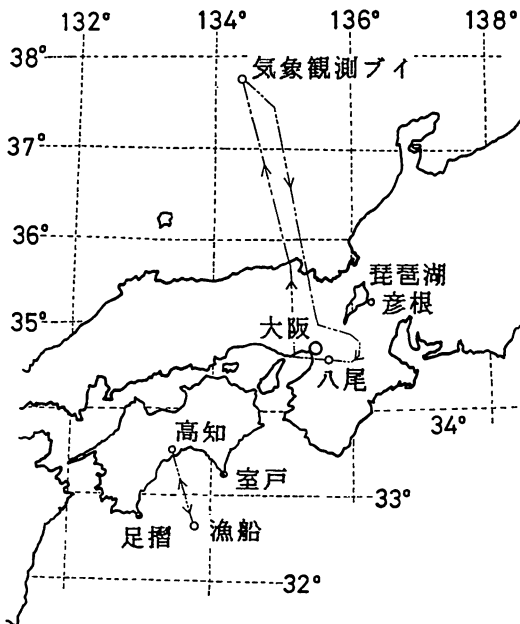
航空機	機種	セスナ 404	
	高度	3100 m	
	速度	160 kt (296 km/hr ; 82m/s)	
アンテナ	方式	45度オフセットパラボラ	
	偏波	水平、又は、垂直	
	ビーム幅	8.4×8.4度	
	最大利得	25.7 dB	
	サイドローブレベル	-31 dB (走査面内)	
		-22 dB (直交面内)	
掃引角度	±23.2度		
送信機	周波数 (波長)	10.00 GHz 3.0 cm	34.43 GHz 0.87 cm
		ピーク出力	20 kW
	パルス幅 (距離分解能)	0.58 μsec 87 m	0.49 μsec 73.5 m
		P R F	440 Hz
受信機	最小受信感度	-110 dBm	
	レンジゲート	0.5 μsec	
	測定範囲	80 dB	
	出力	対数	
	外部減衰器	20.5 dB	無
信号処理	積分数	125	
	A/D 変換	8 bits	
	記録	デジタル MT	

なく広い領域で一様な風が吹いていると仮定できるので、この方法によって十分有意義なデータが取得できる。

本実験はマイクロ波の散乱特性を、できる限り公海上と同じ条件下で取得することを目的として行った。この目的のために、実験海域として、沿岸地形及び海底の影響を受けない岸から 100 km 以上隔たった水深 300 m 以上の地点を選んだ。第2図に実験場所と飛行コースを示す。実験場所の一つは気象庁が日本海中央部に設置した大型気象ブイの周辺で、陸から 180 km 以上離れており、水深は 2500 m 程度である。位置は北緯37度45分、東経134度23分付近で、この周辺は寒流(リマン海流)と暖流(対馬海流)の混じる海域であり、冬期の表面流速は 0.3~0.5 m/s 程度、流向は一定しない。Sea Truth データは気象ブイによって測定されたものを用いたが、測定は3時間ごとにはしか行われないため、気象変化が激



第1図 航空機実験の概念図, 全方位方向のデータを取得する目的から, 入射角0度の観測以外は, 航空機自身を傾け旋回飛行による観測を行った。



第2図 実験場所及び飛行コース (1)日本海中央部に設置された気象庁の大型気象ブイ周辺。(2)高知市の沖約 100 km の海上。

しい場合には問題がある。他の一つの実験場所は高知市の沖約 100 km の海上で, 水深は 1000~2000 m の間である。位置は北緯32度40分, 東経 133 度47分を目安と

した。この付近は黒潮のほぼ本流上にあり, 西から東に向けて常に速い海流が流れている。実験時における流速は約 1.2 m/s, 流向は41度方向であった。Sea Truth は風向, 風速計を装備した漁船によって行った。

一般に風速は測定高度によって変化するため, 比較を行うためには一定の高度の値に規格化しなければならない。ここでは Cardone (1969) の式を用い, 一般に海上風の場合に使用されている高さ 19.5 m の風速に規格化した⁽¹⁾。

$$U(z) = \frac{U^*}{k'} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad \dots\dots(1)$$

$$z_0 = \frac{0.684}{U^*} + 4.28 \times 10^{-5} U^{*2} - 0.0443$$

ここで, z は cm で表した海面からの高さ, z_0 は海面の粗さの程度, $U(z)$ は高さ z の風速 (cm/s), U^* は摩擦速度 (cm/s), k' はカルマン 常数 (0.4) である。

3. 解析及びその結果

海面の散乱特性を表す量である規格化レーダ断面積 (Normalized Radar Cross Section) σ^0 と, 散乱計によって得られた受信電力 P_r は次のレーダ方程式で表される関係で結ばれる。

$$P_r = \frac{P_t \cdot \lambda^2}{(4\pi)^3 \cdot L} \int \frac{G^2(\theta, \phi) \sigma^0}{r^4} dS \quad \dots\dots(2)$$

ここで, P_t は送信出力, λ はマイクロ波の波長, L は損失, r はアンテナから海面までの距離, $G(\theta, \phi)$ はアンテナに固定した座標系で表したアンテナ利得, dS はビーム照射領域内での積分を表す。 σ^0 は装置等によらない普遍的な量で, 次式のように定義される。

$$\sigma^0 = \frac{(4\pi) \cdot (\text{後方単位立体角への散乱電力})}{(\text{入射電力密度}) \cdot (\text{散乱体の面積})} \quad \dots\dots(3)$$

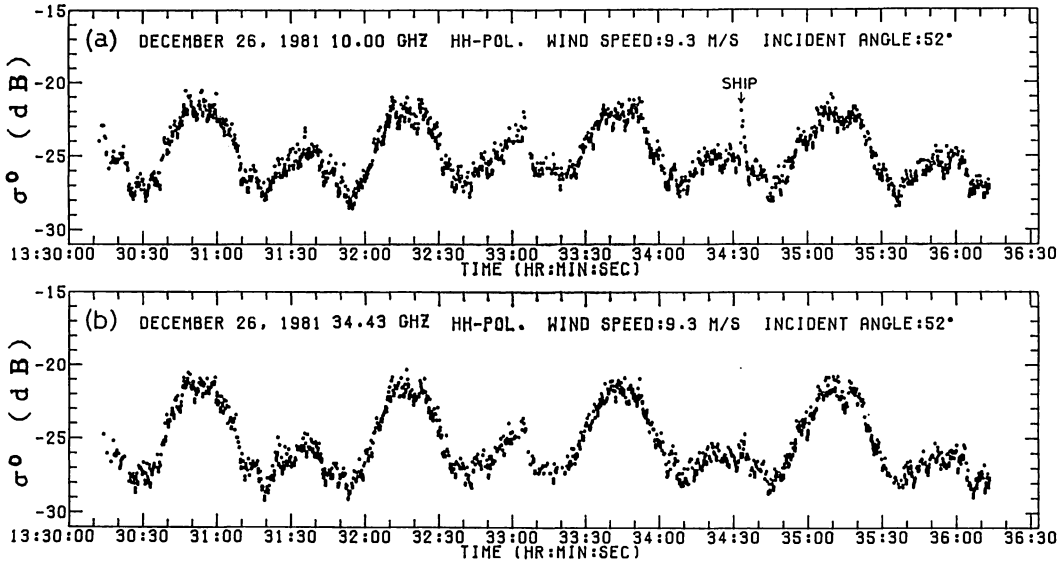
この海面のマイクロ波散乱特性を表す量 σ^0 は, センサ側のパラメータとして電波の波長 λ , 偏波 p , 入射角 θ , 風向とレーダビームのなす角 ϕ , 及び, 風速 U に依存する。

$$\sigma^0 = \sigma^0(\lambda, p, \theta, \phi, U) \quad \dots\dots(4)$$

さらにこのほかにも, 海洋表面の流れベクトル, また, 沿岸付近では海底地形や海岸線の形などによっても影響を受けると考えられる。以下では主として(4)式で示した5つのパラメータに対して実験を行った結果について述べる。

3.1 方位角依存性

第3図に旋回観測に従って得られた海面の規格化レーダ散乱断面積を観測時間の経過に従ってプロットしたも



第3図 巡回飛行に従い変化する海面の規格化レーダ散乱断面積 σ^0 (dB), 横軸は時間の経過を示す. 水平偏波, 入射角52度, 風速 9.3 m/s の場合. (a)10.00 GHz, (b)34.43 GHz.

のを示す. (a)は 10.00 GHz, (b)は 34.43 GHz のそれぞれの水平偏波の場合を示す. この観測の場合4回の巡回飛行を行っており, アンテナビームの方向すなわち方位角により規格化レーダ散乱断面積の値が周期的に変化する様子が分る. 図中で, 高い方のピークはアンテナを風上に向けた場合 (up-wind), 低い方のピークはアンテナを風下に向けた場合 (down-wind), また, 極小値はアンテナビームと風向が直角する場合 (cross-wind) に対応する. このようにアンテナビームと風向の相対的角度関係によって σ^0 の値が変化することから, マイクロ波散乱計による風向の測定が可能となる. 解析ではこれら何周かにわたるデータを重ね合わせて平均した.

第4図に水平偏波の場合における風速をパラメータとした σ^0 の方位角依存性の観測例を示す. 左側は 10.00 GHz, 右側は 34.43 GHz の結果を表し, また, 各点に付した縦線は標準偏差を示す. 図中で0度の位置は up-wind の位置を表す. この σ^0 の方位角に対する周期性は次の余弦展開式で近似できる.

$$\sigma^0(\lambda, p, \theta, \phi, U) = \sum_{n=0}^m A_n(\lambda, p, \theta, U) \cos(n\phi) \quad (5)$$

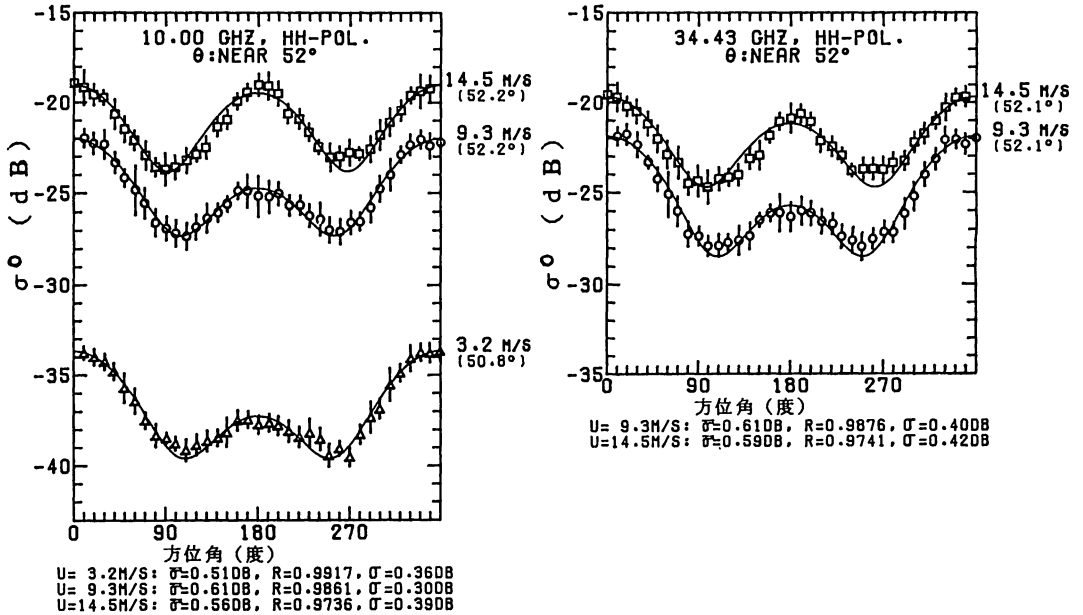
第4図における実線は2次の回帰 ($m=2$) の結果を示し, また, 図の下に示した数値はそれぞれの場合における標準偏差の平均値 $\bar{\sigma}$, 2次の回帰式の重相関係数 R 及び回帰式と実際のデータとの間の偏差 σ を表す. 本実験では, 標準偏差の平均値は 0.4~1.0 dB, 2次の回帰に対する重相関係数は 0.95 以上, 回帰曲線と実測値の偏差は 0.5~0.7 dB であった. また, 図中の各風速

値の下に示した値は, 全方位角領域での入射角の代表値で, 標準偏差はおおむね1度程度である. 本実験では, 入射角20~70度の範囲で第4図に示すようなマイクロ波散乱の非等方的性質が観測された. この原因としては, 散乱体である海洋表面における波長の短い波 (ほぼマイクロ波の波長と同程度の波長の波) が, より波長の長い重力波 (重力を復元力とする波) による非線形の変調により, 非等方的, すなわち重力波の風下側で主に発達するためと考えられている⁽²⁾. マイクロ波と相互作用する表面波の波長 λ (Bragg 波長) は, 摂動論に基づく共鳴散乱理論における1次近似では次式で表される.

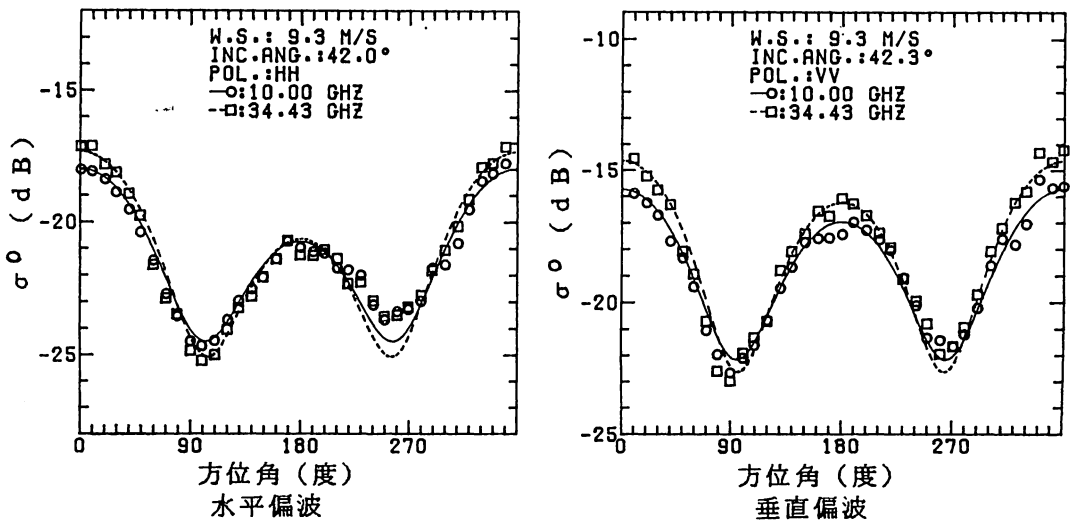
$$\lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \theta} \quad \dots\dots(6)$$

入射角 20~70 度の範囲では, Bragg 波長は 10.00 GHz に対しては 4.4~1.6 cm, また, 34.43 GHz に対しては 1.3~0.46 cm である. 前者の波長は重力・表面張力波領域 (重力と表面張力の両方を復元力とする波) にあり, 後者の波長は表面張力波領域 (表面張力を復元力とする波) にある. したがって今回の実験では, 従来観測されていた重力・表面張力波領域と同様に, 純粋な表面張力波領域においても波浪スペクトルが非等方的に発達することが確認された. さらに, 3.2 m/s の低い風速の場合にも σ^0 の方位角変化が観測されていることから, 低風速下でも波長の短い波が非等方的に発達し, マイクロ波散乱計による海上風ベクトルの観測がこのような低風速下でも可能であることが証明された.

第5図に 10.00 GHz と 34.43 GHz の方位角特性の



第4図 風速をパラメータとした、規格化レーダ散乱面積 σ^0 (dB) の方位角依存性、横軸は風向とアンテナビームのなす角(0度の位置は up-wind)、水平偏波、入射角は約52度、(左) 10.00 GHz、(右) 34.43 GHz、各点に付した縦線は標準偏差、実線は2次の回帰の結果、図の下に示した記号は、U: 風速、 $\bar{\sigma}$: 標準偏差の平均値、R: 2次の回帰式の重相関係数、 σ : 回帰式と実際のデータとの間の偏差。



第5図 10.00 GHz 及び 34.43 GHz の場合のレーダ散乱面積 σ^0 (dB) の方位角依存性、左は水平偏波、右は垂直偏波の場合、入射角は約42度。風速は 9.3 m/s、実線は、10.00 GHz の場合の2次の回帰の結果、破線は、34.43 GHz の場合の2次の回帰の結果を示す。

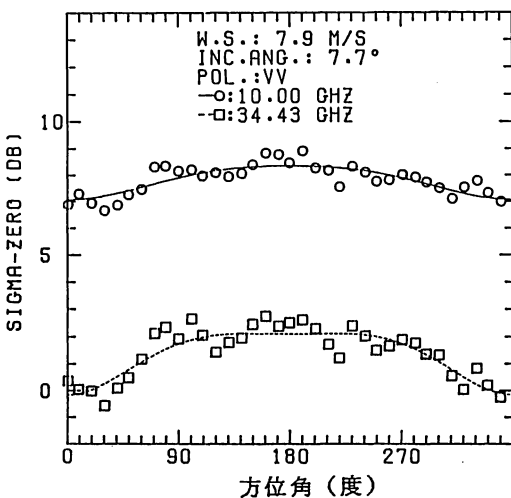
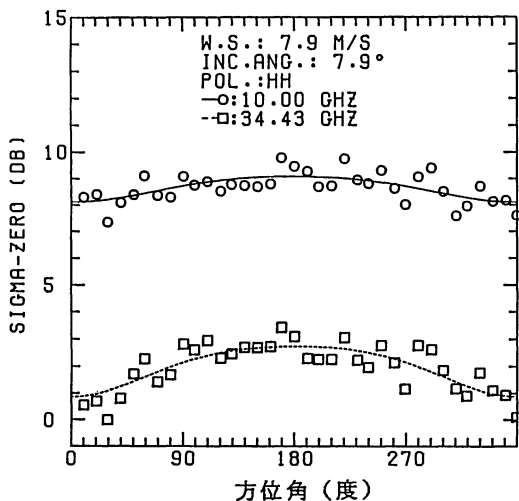
比較を示した。これらはほぼ同時に同じ海面を観測することによって得られたものである。この図に示されるように、34.43 GHz の変化の程度がわずかに大きいことを除いて、両者の方位角変化はほぼ同じ特性を示す。方位角変化の非等方性を示す量として、up-wind の σ^0 に対する down-wind の σ^0 の比、 σ^0_u/σ^0_d 、及び、up-wind

に対する cross-wind の σ^0 の比、 σ^0_u/σ^0_c が用いられる⁽³⁾。本実験では、観測した風速値全体に対する入射角 20~70 度の領域における σ^0_u/σ^0_d の平均値は水平偏波の場合、10.00 GHz で 2.44 dB、34.43 GHz で 2.60 dB 垂直偏波の場合、10.00 GHz で 1.09 dB、34.43 GHz で 1.83 dB であった。また、 σ^0_u/σ^0_c の平均値は水平偏波

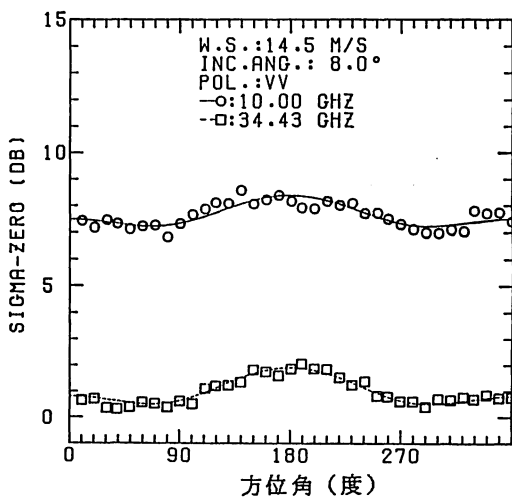
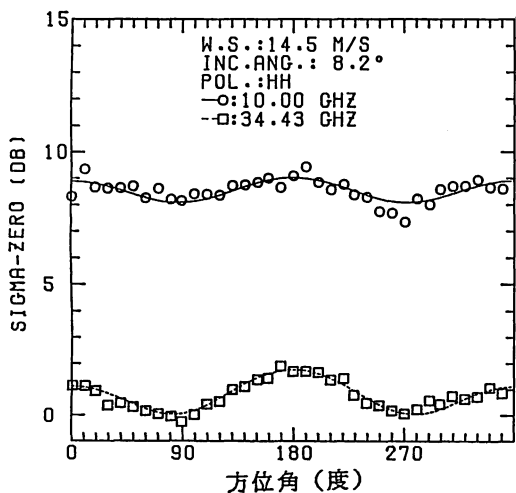
の場合、10.00 GHz で 4.65 dB, 34.43 GHz で 4.78 dB, 垂直偏波の場合、10.00 GHz で 4.89 dB, 34.43 GHz で 5.47 dB であった。これらの事実は、波長 3 cm から mm 領域にわたって波浪スペクトルの発達の特異性がほぼ同程度であることを示していると考えられる。ここで、垂直偏波の σ^0_u/σ^0_d の値は水平偏波のそれに比べて約 1 dB 小さい。これは、波長の長い重力波によって細かい波が発達している個々の海面が傾く効果 (tilting effect) の影響が、垂直偏波では水平偏波に比べて小さいためと考えられている⁽⁴⁾。本実験では、ほとんどの場合 up-wind のピークは down-wind のピーク

より大きかった。これは、マイクロ波と相互作用する波長の短い波が、より波長の長い重力波の風下側で成長するためと考えられる。しかし、風速が大きくなると逆に down-wind のピークの方が大きくなることが観測されており、したがって、 σ^0 の非等方的性質は風速にも依存している⁽⁵⁾。

第 6 図及び第 7 図に入射角 8 度の場合の方位角特性の例を示す。この場合(2)式の積分はビーム照射面全体にわたって行っているため、 ± 4.2 度の入射角の不確かさがある。一般に入射角が 20 度より小さい領域では、準鏡面散乱が主体となる⁽⁶⁾。本実験では、第 6 図及び第 7 図に



第 6 図 10.00 GHz 及び 34.43 GHz の場合のレーダ散乱断面積 σ^0 (dB) の方位角依存性、風速 7.9 m/s, 入射角約 8 度、(左) 水平偏波、(右) 垂直偏波。準鏡面散乱領域における σ^0 の方位角に対する非等方が観測された例を示す。



第 7 図 10.00 GHz 及び 34.43 GHz の場合のレーダ散乱断面積 σ^0 (dB) の方位角依存性、風速 14.5 m/s, 入射角約 8 度、(左) 水平偏波、(右) 垂直偏波。準鏡面散乱領域における σ^0 の方位角に対する非等性が観測された例を示す。

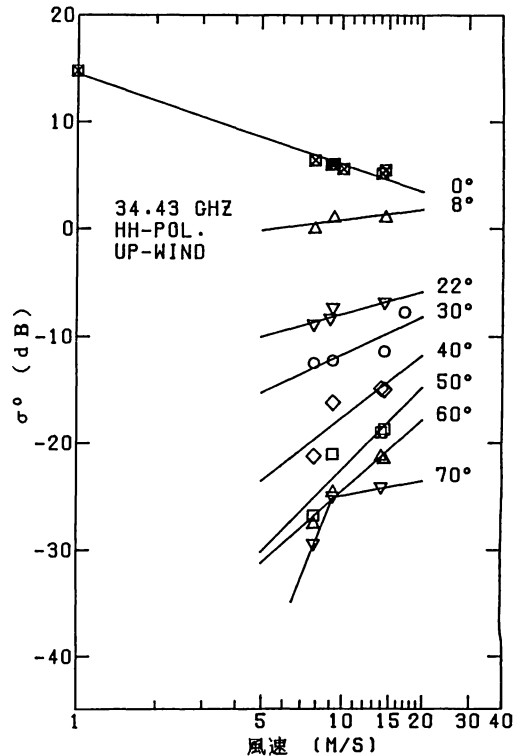
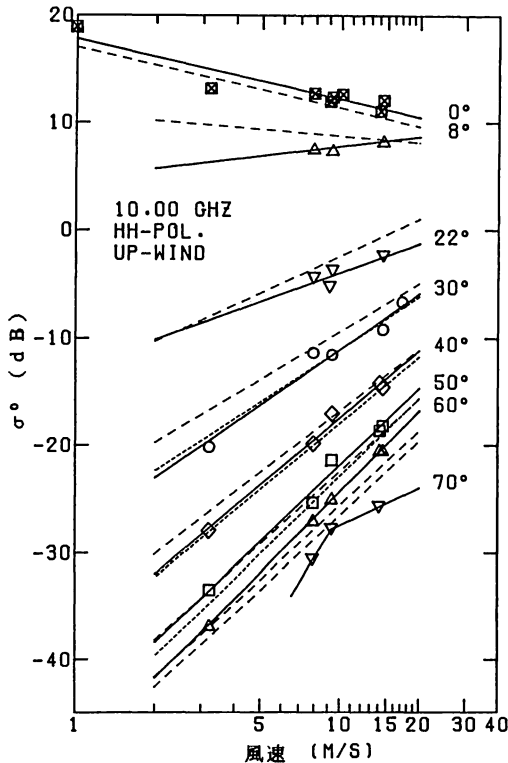
示されるように、準鏡面散乱領域においても σ^0 の方位角に対する非等方性が観測された。これは概して 10.00 GHz より 34.43 GHz の方が顕著である。風速 9 m/s 程度以下では方位角に対する周期性は、共鳴散乱領域と異なり、 $\sin(\phi/2)$ の形となる。この場合 σ^0 の値が最小となる $\phi=0$ 度の位置は、up-wind の方向ではなく、波長の長い重力波又はうねりの波面に向かう方向と考えられる。すなわち、準鏡面散乱領域では、 σ^0 はアンテナビームをうねりの波面に向かう方向に向けた場合に ($\phi=0^\circ$) 最小となり、アンテナビームをうねりの進行方向に向けた場合 ($\phi=180^\circ$) に最大となる。

第6図の場合、最大値と最小値の差は水平偏波では 10.00 GHz のとき 0.98 dB、34.43 GHz のとき 1.87 dB、また、垂直偏波では 10.00 GHz のとき 1.28 dB、34.43 GHz のとき 2.26 dB であった。したがって、風速があまり大きくない場合、準鏡面散乱領域における方位角変化は水平偏波より垂直偏波の方が大きい。このような準鏡面散乱における σ^0 の方位角変化は、海面の平均2乗傾斜(表面傾斜の分散)及び有効反射係数が非等方的に分布しているためと考えられる。風速が大きい場

合には、第7図に示されるように、方位角変化は共鳴散乱領域とはほぼ同様に2次の余弦展開式によって表される。この場合の方位角依存性は水平偏波において、また、34.43 GHz のほうがより顕著である。さらに、down-wind のピークの方が up-wind のピークより大きい。風速が大きい場合のこの非等方性は、準鏡面散乱と共鳴散乱が複合することによって生ずるものと考えられる。すなわち、風速が大きくなると、共鳴散乱領域は入射角20度以下の鉛直入射に近い領域まで広がって来ると考えられる。入射角8度の場合の Bragg 波長は、10.00 GHz の場合 10.6 cm、34.43 GHz の場合 3.1 cm である。3 cm 程度の波長は 10.00 GHz における入射角30度付近の Bragg 波長に対応し、この波長の表面波は風速の低い場合にも十分発達しており、したがって、風速が強くなると共鳴散乱領域が入射角の小さい領域まで広がる効果は表面傾斜が大きくなることによるためと考えられる。

3.2 風速依存性

第8図に up-wind の場合における σ^0 の風速依存性を、入射角をパラメータとして示す。左側は 10.00 GHz、



第8図 入射角をパラメータとした、レーダ散乱面積 σ^0 (dB) の風速依存性、水平偏波、up-wind の場合、(左) 10.00 GHz、(右) 34.43 GHz、横軸は、対数で表した海面上 19.5 m の高さにおける風速の値、左の 10.00 GHz の図中に示した点線は 13.9 GHz のデータの結果⁽²⁾、破線は SEASAT の 14.6 GHz の海面散乱計によって得られた結果である⁽⁷⁾。

右側は 34.43 GHz の場合を示し、横軸は対数で表した海面上 19.5 m の高さの風速値である。一般に、 σ^0 は風速のべき乗に比例し、次の近似式で表せる。

$$\sigma^0(\lambda, p, \theta, \phi, U) \text{ [dB]} = 10 \{ G(\lambda, p, \theta, \phi) + H(\lambda, p, \theta, \phi) \cdot \log_{10} U \} \dots\dots(7)$$

$H(\lambda, p, \theta, \phi)$ は“風速べき”とよばれる量で、一般に入射角が大きいほど大きい。図中の実線は、本実験におけるデータにべき乗近似による回帰を適用した結果である。しかし、入射角70度ではべき乗近似が成立しなくなる。この原因としては、70度以上の入射角では波浪の影響や飛まつなどの影響によって散乱機構が複雑になるためと考えられる。10.00 GHz の図中に示した点線は Moore と Fung によって 13.9 GHz のデータを用いて得られた結果であり⁽²⁾、また、破線は SEASAT の 14.6 GHz 海面散乱計 (SASS) によって得られた結果である⁽⁷⁾。周波数が異なるにもかかわらず、本実験で 10.00 GHz の場合に得られた結果は Moore と Fung の結果と良く一致する。一般に、共鳴散乱領域では $H(\lambda, p, \theta, \phi)$ は正の値となり、 σ^0 は風速の増加とともに増加する。これはマイクロ波と相互作用する波長の短い波が風速とともに発達するためで、これによってマイクロ波散乱計による海上風の風速の観測が可能となる。しかし、波長の短い波は風速の増加とともに無制限に発達するわけで

はなく、(7)式の近似が成立するのはほぼ風速が 30 m/s 程度までと考えられている。

第2表に本実験の結果も含めてこれまでの実験及び理論によって得られた各周波数帯における $H(\lambda, p, \theta, \phi)$ の値を入射角をパラメータとして示す。 $H(\lambda, p, \theta, \phi)$ は 10 GHz 程度以上ではほぼ一定の値となるが、それ以下では概して周波数の減少とともに減少する。

入射角10度付近では σ^0 の値は風速によらずほぼ一定で、これより入射角の小さい鉛直入射付近では $H(\lambda, p, \theta, \phi)$ の値は負となり σ^0 は風速の増加とともに減少する。この減少の割合は周波数が高いほど大きい。この原因として、風速の増加とともに有効反射係数が減少すること、及び、海面の平均2乗傾斜が増加することが考えられる。

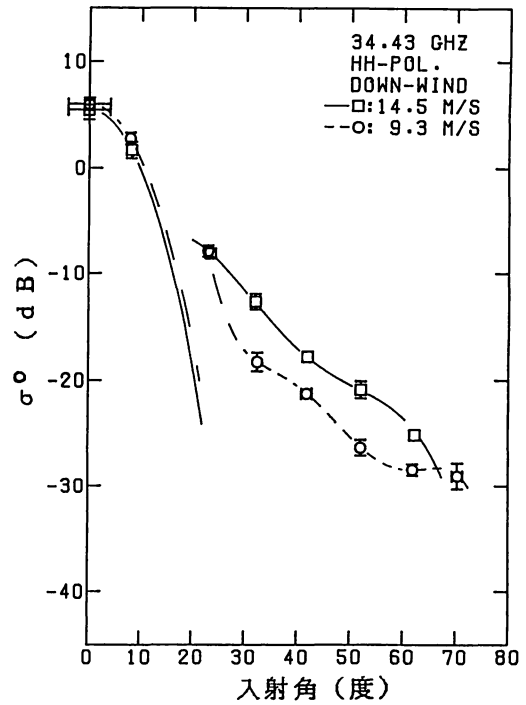
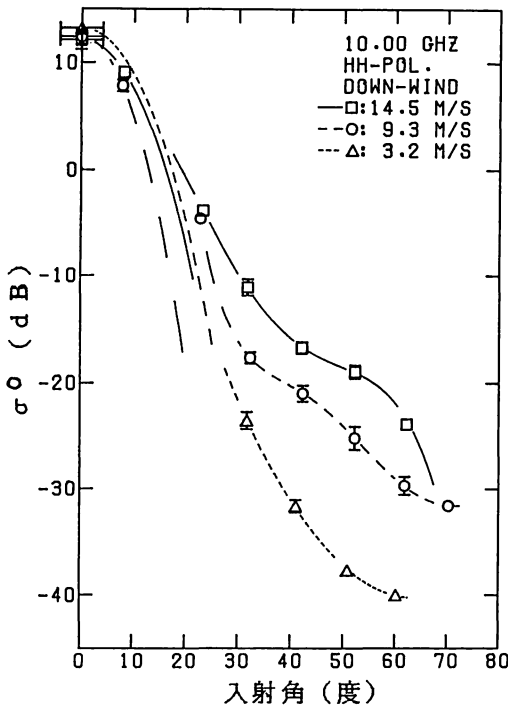
3.3 入射角依存性

第9図に風速をパラメータとした σ^0 の入射角依存性の例を示す。 σ^0 の値は入射角の増加とともに減少するが、入射角 0~20度, 20~70度付近, 及び, 70度程度以上の各領域でその傾向が異なる。0~20度の領域では前述したように準鏡面散乱が主な散乱機構であり、この理論によれば σ^0 は次の式で表される⁽⁶⁾。

$$\sigma^0(\lambda, \theta, U) = \frac{|R(0)|^2}{s^2(\lambda, U)} \frac{1}{\cos^4 \theta} \exp \left\{ -\frac{\tan^2 \theta}{s^2(\lambda, U)} \right\} \dots\dots(8)$$

第2表 これまでに行われた実験及び理論計算⁽¹²⁾によって得られた、各周波数帯における風速べき $H(\lambda, p, \theta, \phi)$ の比較。水平偏波, up-wind.

Frequency (GHz) Wavelength (cm)	0.428 70.1	1.228 24.4	1.274 23.51	4.455 6.73	8.910 3.37	10.00 3.00	13.9 2.16	14.599 2.05	34.43 0.87			
Incident Angle	Experimenter or Analyst	NRL		SEASAT (SAR)	NRL		RRL/NASDA	SKYLAB	LaRC	Moore & Fung	SEASAT (SASS)	RRL/NASDA
20°	Experiment	--	--	0.5 (23°)	--	--	0.88 (22°)	--	0.865	--	0.957	0.69 (22°)
	Theory	1.22										
30°	Experiment	0.97 0.47	1.12 1.54	--	1.30 1.40 1.35	1.20 0.95 0.70	1.72	1.32 1.65 (32°)	1.494	1.63	1.483	1.18
	Theory	1.21			1.37	1.44		1.50				
40°	Experiment	--	--	--	1.45 (45°)	1.05 (45°)	2.08	1.89 1.31 (43°)	2.034	2.05	1.908	1.95
	Theory		2.12 (45°)		2.21 (45°)	2.29 (45°)		2.03				
50°	Experiment	--	--	--	--	--	2.36	1.81 1.15	2.145	2.40	2.241	2.54
	Theory	2.65										
60°	Experiment	--	--	--	1.50	1.45	2.49	--	1.227	--	2.296	2.21
	Theory	1.97			2.36	2.75						



第9図 風速をパラメータとした、レーダ散乱断面積 σ^0 (dB) の入射角依存性、(左) 10.00 GHz, (右) 34.43 GHz, 水平偏波, down-wind の場合.

ここで、 $R(0)$ は入射角 0 度におけるフレネルの反射係数、 s^2 は平均 2 乗傾斜である。第 9 図の 0~20 度の領域の回帰曲線は入射角 0 度及び 8 度付近のデータを基に(8)式を用いて決めたものである。この回帰計算の際に得られる反射係数は、もはやフレネルの反射係数とは異なり、実際の海面の凸凹の効果を含む有効反射係数と呼ぶべきものであり、マイクロ波の波長、偏波、方位角、及び、風速に依存する量である。本解析において得られた有効反射係数の値は、風速 9.3 m/s の場合、10.00 GHz に対してはそれぞれ水平偏波で 0.55、垂直偏波で 0.50、34.43 GHz に対してはそれぞれ水平偏波で 0.30、垂直偏波で 0.27 であった。これらの値はフレネルの反射係数に比べ、10.00 GHz の場合に約 10~20%、34.43 GHz の場合に約 45~50% 小さい。また、このときの平均 2 乗傾斜の値は 10.00 GHz に対してはそれぞれ水平偏波で 0.018、垂直偏波で 0.015、34.43 GHz に対してはそれぞれ水平偏波で 0.023、垂直偏波で 0.018 であった。これらの値はフレネルの反射係数を用いて推測される値に比べ、10.00 GHz の場合に約 50~60%、34.43 GHz の場合は 80% 以上小さい。

20 度以上のデータに対しては、本解析では、入射角 20~70 度にわたるデータを用いて次式のような多項式回帰を行った。

$$\sigma^0(\lambda, p, \theta, \phi, U) = \exp \left\{ - \sum_{n=0}^m B_n(\lambda, p, \phi, U) \cdot \theta^n \right\} \quad \dots\dots(9)$$

Moore と Fung は SKYLAB の 13.9 GHz のデータを用いて(9)式の 1 次までの展開式を提案している⁽²⁾。しかし、本解析では、1 次の展開式では不十分であったため、4 次又は 5 次の展開式を用いた。第 9 図の入射角 20 度以上の領域における回帰曲線はこの結果を示す。前に述べたように、この入射角領域における散乱特性は、共鳴散乱理論を用いた複合散乱モデルによって説明が試みられている⁽⁸⁾。この理論によれば海面の波浪スペクトルは二つの領域に大別され、マイクロ波の波長と同程度の波長のスペクトル領域は直接の散乱体としての役割を果し、マイクロ波の波長よりもずっと大きな波長の重力波スペクトルの領域はこの細かい波の発達した海面を傾斜させる効果として働く。したがって、この波長の大きな重力波の影響によって、個々の海面に対するマイクロ波の入射角が平均海面のそれを中心として分散する。すなわち、この場合の σ^0 は次式のように表される。

$$\begin{aligned} \sigma^0(\lambda, p, \theta, \phi, U) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\cot \theta}^{\cot \theta} \sigma_{pp}(\theta', \phi) \\ &\quad \times P_{\theta}(Z_x', Z_y') dZ_x' dZ_y' \\ \sigma_{pp}(\theta', \phi) &= 8k^4 |\alpha_{pp}|^2 W(\theta', \phi) \quad \dots\dots(10) \end{aligned}$$

添字 pp は偏波を表し、水平偏波の場合

$$\alpha_{HH} = \cos^2 \theta' \cdot R_H \quad \dots\dots(11)$$

垂直偏波の場合

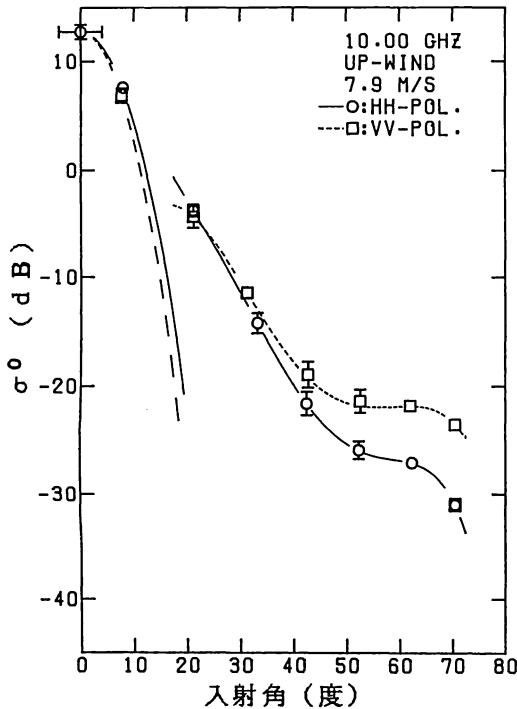
$$\alpha_{VV} = R_V \cdot \cos^2 \theta' + (k'^2 - k^2) \cdot T_V^2 \cdot \sin^2 \theta' / (2k'^2) \quad \dots\dots(12)$$

となる。また、 $W(\theta', \phi)$ は細かい波の非等方スペクトル、 R 及び T はそれぞれの偏波におけるフレネルの反射係数及び透過係数、 k 及び k' はそれぞれ大気中及び海中におけるマイクロ波の波数である。また、 $P_\theta(Z_x', Z_y')$ は入射角 θ で見た海面の傾斜分布関数である。この理論によって海面散乱の方位角依存性及び入射角依存性の傾向についてはある程度説明できるが、 σ^0 の絶対値については理論計算による値と実験値の間に開きがある。この原因の一つは海面の波浪スペクトルが十分に解明されていないことにあると考えられる。

第9図の入射角 60~70 度付近はさきに述べたように散乱機構に及ぼす波浪の影や飛まつ等の影響が複雑に絡みあう領域であり、その理論的検討はあまりなされていない⁽⁶⁾。

3.4 偏波依存性

第10図に偏波をパラメータとした σ^0 の入射角依存性

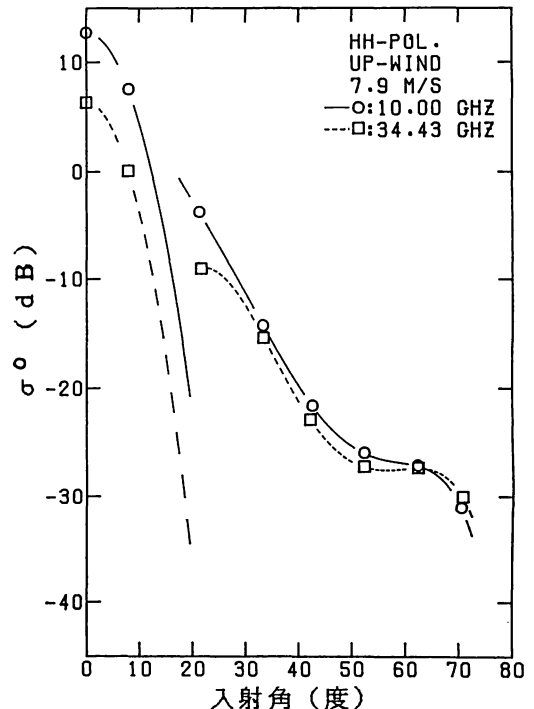


第10図 偏波をパラメータとした、レーダ散乱断面積 σ^0 (dB) の入射角依存性、10.00 GHz, up-wind, 風速 7.9 m/s の場合、実線は水平偏波、破線は垂直偏波の場合。

の例を示す。入射角が30度程度以上では σ^0 の値は垂直偏波の場合の方が水平偏波の場合よりも大きく、これはすべての方位角及び風速領域で成立する。この事実は摂動論を用いた共鳴散乱理論では予想されている⁽¹⁰⁾。しかし、この偏波による σ^0 の差は理論から予想されるものよりも小さく、風速の増加と共に減少する傾向がある。一般的結果として、能動型マイクロ波センサを用いて海面の観測を行う場合には、他の性質において水平及び垂直偏波の間で差がなければ、垂直偏波を用いる方が受信電力を大きくすることができ、センサの設計を行う上で有利である。

3.5 マイクロ波の波長に対する依存性

第11図にマイクロ波の周波数をパラメータとした σ^0 の入射角依存性の例を示す。この図によれば共鳴散乱領域では、10.00 GHz と 34.43 GHz の間で σ^0 の絶対値はほとんど変わらないことが分かる。特に 34.43 GHz の測定値は、これまでのこの波長帯におけるほぼ唯一の測定例である Grant と Yaplee の実験結果よりも数 dB 低い⁽¹¹⁾。しかし、彼等は海峡をまたぐ橋脚の上にレーダを設置して海面散乱実験を行っており、そのデータは公海上のものとはかなり異なると考えられる。今回の実



第11図 周波数をパラメータとした、レーダ散乱断面積 σ^0 (dB) の入射角依存性、水平偏波, up-wind, 風速 7.9 m/s の場合、実線は 10.00 GHz, 破線は、34.43 GHz の場合。

験で得られた σ^0 の値は米国において得られている 13.9 GHz や 14.6 GHz のデータと良く一致しており、したがって 10.00 GHz 以上の周波数帯では σ^0 の値はほぼ一定と考えられる。最近の理論計算の結果では、 σ^0 の値は周波数 10 GHz 程度までは周波数の増加と共に増加し、それ以上の周波数帯では飽和あるいは逆に減少し始める傾向がある⁽¹²⁾。本実験の結果は、この理論計算の結果に対応する。

準鏡面散乱領域では、34.43 GHz の σ^0 の値は 10.00 GHz のそれよりも小さく、この場合も従来の予想と異なる結果を得ている。前述のように、海面の平均 2 乗傾斜は 10.00 GHz データから求めた結果と 34.43 GHz データから求めた結果の間でほとんど差がない。したがって(8)式から、この原因は主として 34.43 GHz の有効反射係数の 2 乗が 10.00 GHz のそれよりも小さいこと(約 -5 dB) によるためと結論できる。なお、入射角 20 度付近においても 10.00 GHz の σ^0 の値が 34.43 GHz のそれよりも大きいことから、この付近の入射角では準鏡面散乱と共鳴散乱が同程度の割合で寄与していると考えられる。

4. 結 論

(1) 10.00 GHz 及び 34.43 GHz で海面散乱データが取得され、規格化レーダ断面積 σ^0 の周波数、偏波、入射角、方位角、及び、風速の各パラメータに対する依存性が明らかにされた。

(2) 34.43 GHz における規格化レーダ断面積 σ^0 の方位角特性から、純粋な表面張力波も重力・表面張力波と同様に非等方的に発達することがわかった。

(3) 周波数 10 GHz 程度以上では、入射角 30~70 度の共鳴散乱領域において、規格化レーダ断面積 σ^0 の絶対値、方位角変化、及び、風速依存性の周波数による変化は小さい。このことは、高周波領域の波浪スペクトルの方位角及び風速特性が、表面張力波から重力・表面張力波領域にわたってあまり変化しないことを示している。

(4) 風速数 m/s 以下においても方位角依存性が確認され、低風速下でも波長の短い波が非等方的に発達していることが確認された。このことは、マイクロ波散乱計による海上風ベクトルの観測が低風速下においても有効であることを示している。

(5) 従来の実験及び理論から 10 GHz 以下の周波数帯では σ^0 は絶対値、方位角変化、及び、風速依存性が小さいことが知られており、本実験の結果を総合し、さらに途中の伝搬媒質の影響も考慮するならば、マイクロ波を用いて海上風ベクトルの測定を行う場合には 10~15

GHz 帯の周波数を用いるのが適当である。

なお、今後は、風速の大きな場合における測定能力の検討、また、うねりや海流等の存在が表面波の発達及びそれを媒介としたマイクロ波の散乱に与える影響、油膜等による表面波の減衰が海面散乱特性に与える影響などについて検討する必要がある。

謝 辞

解析に際して各種の気象及び海象データを提供して下さいました気象庁海洋課、室戸測候所、清水測候所、及び、運輸省第三港湾建設局高知事務所の皆様に感謝致します。

参 考 文 献

- (1) Pierson, Jr., W. J. and R. A. Stacy; "The Elevation, Slope, and Curvature Spectra of a Wind Roughened Sea Surface", NASA CR-2247, 1973.
- (2) Moore, R. K. and A. K. Fung; "Radar Determination of Winds at Sea", Proc. IEEE, 67(11), pp. 1504-1521, 1979.
- (3) Jones, W. L. and L. C. Schroeder; "Radar Backscattering from Ocean: Dependence on Surface Friction Velocity", Boundary-Layer Meteorology, 13(1-4), pp. 133-149, 1978.
- (4) Wright, J. W.; "A New Model for Sea Clutter", IEEE, Trans. Antenna Propag., AP-16(2), pp. 217-223, 1968.
- (5) Dome, G. J.; "Ocean Wind Vector Determination Using SEASAT Satellite", Ph. D. Thesis, University of Kansas, Univ. Microfilm No. 811793, 1980.
- (6) Valenzuela, G. R.; "Theories for the Interaction of Electromagnetic and Ocean Waves-A Review", Boundary-Layer Meteorology, 13(1-4), pp. 61-85, 1978.
- (7) Schroeder, L. C., D. H. Boggs, G. Dome, I. M. Halberstam, W. L. Jones, W. J. Pierson, and F. J. Wentz; "The Relationship between wind Vector and Normalized Radar Cross Section Used to Derive SEASAT-A Satellite Scatterometer", J. Geophys. Res., 87 (C5), pp. 3318-3336, 1982.
- (8) Chan, H. L. and A. K. Fung; "A Theory of Sea Scatter at Large Incident Angle", J. Geophys. Res., 82 (24), pp. 3439-3444, 1977.
- (9) Valenzuela, G. R., M. B. Laing, and J. C. Daley; "Ocean Spectra for the High-frequency

Waves as Determined from Airborne Radar Measurements", J. Marine Res., 29(2), pp. 69-84, 1971.

(10) Ishimaru, A. ; "Wave Propagation and Scattering in Random Media", Academic Press, New York, pp. 463-492, 1978.

(11) Grant, C. R. and B. S. Yapple; "Back Scattering

from Water and Land at Centimeter and Millimeter Wavelengths", Proc. IRE, 45, pp. 976-982, 1957.

(12) Fung, A. K. and K. K. Lee; "A Semi-empirical Sea-spectrum Model for Scattering Coefficient Estimation", IEEE, J. Ocean. Eng., OE-7(4), pp. 166-176, 1982.

