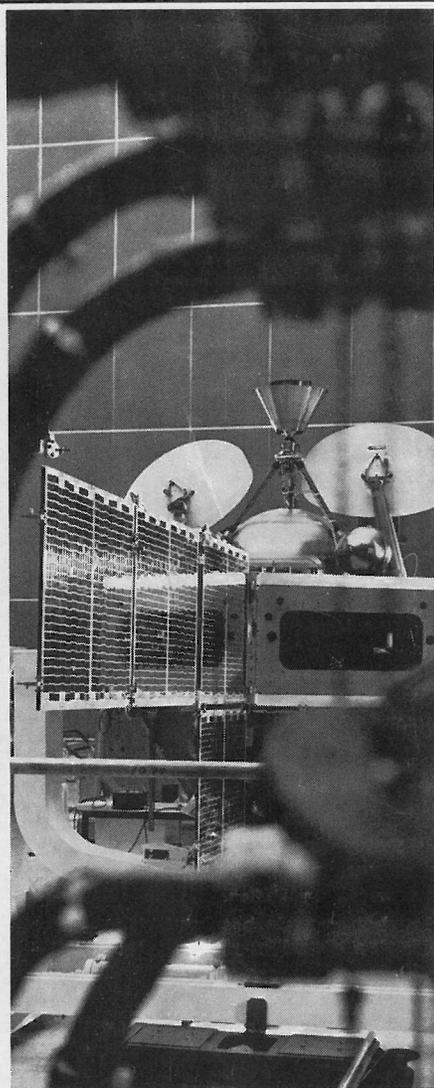


# RAUMFAHRTFORSCHUNG

BAND 19 · HEFT 1 · Jan./Febr. 1975



|   |                        |
|---|------------------------|
| W. ALPERS, K. HASSELMANN, M. SCHIELER, Hamburg<br><b>Fernerkundung der Meeresoberfläche von Satelliten aus</b> . . . . .                              | 1                      |
| R. HAYDN, J. BODECHTEL, München<br><b>Eine Möglichkeit der anwendungsbezogenen Reduktion multispektraler Daten am Beispiel von ERTS-1</b> . . . . .   | 7                      |
| W. GÖSCHEL, Ottobrunn<br><b>Der Satellit SYMPHONIE und sein Stabilisierungssystem</b> . . . . .   | 12                     |
| Holger E. F. KREFT, München<br><b>Vorentwicklung eines Tankmoduls für LH<sub>2</sub>/LO<sub>2</sub> aus faserverstärktem Kunststoff</b> . . . . .     | 21                     |
| W. M. SCHAUER, R. H. SCHMUCKER, München<br><b>Die Entwicklung einer Experimental-Hybridrakete</b> . . . . .   | 27                     |
| L. HASER, J. NIEKERKE et al., Garching/Wetzlar<br><b>Entwicklung und Erprobung eines Sternsensors für Höhenforschungsraketen-Nutzlasten</b> . . . . . | 39                     |
| <b>NEUE BÜCHER UND FORSCHUNGSBERICHTE</b> . . . . .   | 44                     |
| <b>KURZNACHRICHTEN aus Forschung und Entwicklung</b> . . . . .  | 47                     |
| <b>RAUMFAHRT-TYPENBLÄTTER</b> . . . . .   | Nr. 73 — SPACE SHUTTLE |

ZEITSCHRIFT FÜR RAKETENANTRIEBE, RAUMFAHRZEUG- UND RAUMKÖRPERTECHNIK, ASTRIONIK  
ASTRODYNAMIK, RAUMFAHRTMEDIZIN UND BIOTECHNIK, HÖHENFORSCHUNG UND ASTROPHYSIK

HERAUSGEGEBEN VON DER

**DGLR - Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt e. V.**

# Fernerkundung der Meeresoberfläche von Satelliten aus\*

Werner ALPERS, Klaus HASSELMANN, Manfred SCHIELER, Universität Hamburg\*\*

Es wird ein kurzer Überblick über die Methoden der Fernerkundung zur Abtastung der Meeresoberfläche gegeben. Drei Verfahren zur Messung signifikanter Parameter der Seegangsspektrums werden näher diskutiert: der Nanosekunden-Radarhöhenmesser, das Zwei-Frequenzen-Radarinterferometer zur Messung von mittleren Wellenhöhen und das Zwei-Frequenz-Radar mit nicht senkrechter Einstrahlung. Das letzte Verfahren scheint für die Messung des vollen zweidimensionalen Seegangsspektrums von Satelliten aus sehr erfolgversprechend zu sein.

*Remote sensing techniques for satellite-borne measurements of the sea surface is reviewed briefly. Three methods for determining significant parameters of ocean wave spectra using microwaves are discussed in detail: the nano second pulse radar altimeter, the two frequency radar interferometer for r.m.s. wave height measurement, and the off-nadir looking two frequency radar. The last techniques seems to be very promising for measuring the complete 2-dimensional ocean wave spectrum from satellites.*

## 1. EINLEITUNG

Seitdem es die Erde umkreisende Satelliten gibt, besteht die Möglichkeit, Meeresforschung vom Weltraum aus zu betreiben. Viele Parameter der Grenzschicht Ozean/Atmosphäre können von Satelliten aus über weite Gebiete des Ozeans quasi gleichzeitig gemessen werden. Ozeanographische Messungen von Schiffen, Bojen und Meeresplattformen aus sind hingegen nur an einigen wenigen ausgewählten Punkten im Meer durchführbar. Ozeanographische Daten, die mittels Satelliten gewonnen werden, dienen nicht nur zur Beantwortung rein wissenschaftlicher Fragen, sondern sie sind auch von großem praktischen Nutzen.

Für die Seegangsvorhersage ist z. B. eine möglichst genaue Kenntnis des Seegangs zu einer Anfangszeit notwendig. Falls es gelänge, mit Hilfe eines Fernmeßverfahrens das Seegangsspektrum von Satelliten aus routinemäßig zu bestimmen, könnten Satelliten-Messungen als Eingangsdaten für Seegangsvorhersagen verwendet werden. Seegangsvorhersagen haben sowohl für die Schifffahrt als auch für die Meerestechnik (z. B. Konstruktion von Bohrtürmen auf See) große Bedeutung. Da bekanntlich der Seegang von den Oberflächenwinden abhängt, ist es möglich, über Seegangsmessungen indirekt Informationen über die Windverteilung über dem Ozean zu erhalten. Durch eine genaue Kenntnis des Windfeldes über dem Meer kann auch die Wettervorhersage wesentlich verbessert werden. Ein weiteres Beispiel einer praktischen Anwendung ozeanographischer Fernerkundungsmethoden ist die Messung der Wassertemperatur und der Verteilung von Chlorophyll im Ozean, was für die Fischerei von großem Nutzen ist, da diese Größen ein Indiz für den Fischbestand sind.

Um die Meeresoberfläche von Satelliten aus zu erkunden, bedient man sich elektromagnetischer Wellen verschiedener Spektralbereiche als Informationsträger. Bedingt durch die „elektromagnetischen Fenster“ der irdischen Atmosphäre und durch die Forderung nach einer hinreichend hohen Auflösung werden Geräte eingesetzt, die entweder im optischen, infraroten oder Mikrowellen-Bereich arbeiten.

Man unterscheidet zwischen passiven und aktiven Verfahren der Fernerkundung. Bei den aktiven Verfahren wird ein elektromagnetisches Signal zunächst künstlich erzeugt, dieses tritt dann in Wechselwirkung mit der Oberfläche und wird anschließend in einem Sensor oder Empfänger registriert. Bei den passiven Verfahren entfällt die Erzeugung des Signals. Die elektromagnetische Welle, welche Infor-

mationen über die Oberfläche enthält, ist natürlichen Ursprungs. Sie ist z. B. Sonnenstrahlung, die an der Wasseroberfläche gestreut bzw. reflektiert wird, oder thermische Strahlung. Passive Verfahren, die im optischen und infraroten Wellenlängenbereich arbeiten, sind mit Erfolg von Satelliten aus für ozeanographische Messungen eingesetzt worden. Erwähnt sei hier die multispektrale Photographie zur Identifizierung von Strömungen und von Chlorophyll im Ozean oder die Temperaturmessungen der Meeresoberfläche mit Infrarot-Radiometern, z. B. von den NIMBUS-Satelliten. Die Messungen im optischen und infraroten Licht haben den großen Nachteil, daß sie stark von meteorologischen Bedingungen abhängen. Bei Vorhandensein einer dichten Wolkendecke wird die Beobachtung der Meeresoberfläche mit diesen elektromagnetischen Wellen praktisch unmöglich. Erlaubt jedoch das Wetter die Durchführung von Messungen, so müssen bei der Datenauswertung der Sonnenstand und der momentane Zustand der Atmosphäre mit berücksichtigt werden. Da die zur Korrektur benötigten meteorologischen Parameter meist nicht hinreichend genau bekannt sind, haften den so gewonnenen Daten häufig große Fehler an.

Anders sind jedoch die Verhältnisse bei Mikrowellen. Sie durchdringen die Wolken relativ gut und werden auch sonst von der Atmosphäre nur wenig beeinflusst. Daher ist der Einsatz von Mikrowellengeräten zur Fernerkundung der Meeresoberfläche unabhängig vom Wetter zu jeder Tageszeit möglich. Für eine quasi-weltweite synoptische Fernerkundung des Ozeans von Satelliten aus kommen deshalb praktisch nur Mikrowellen-Verfahren in Frage.

Im folgenden wird zunächst ein kurzer Überblick über die passiven und aktiven Mikrowellen-Fernmeßverfahren gegeben. Sodann werden drei aktive Verfahren zur Seegangsmessung genauer dargestellt. Das erste Verfahren extrahiert aus der Verformung rechteckiger Radarimpulse bei der Reflexion an der Meeresoberfläche Informationen über den Seegang. Das zweite gewinnt die mittlere Wellenhöhe aus der Korrelation zweier rückgestreuter monochromatischer Radarsignale variabler Frequenz. Das als letztes diskutierte Zwei-Frequenz-Verfahren sollte nach der Theorie die Messung des vollen zweidimensionalen Seegangsspektrums ermöglichen. Dieses neuartige Verfahren wurde bislang noch nicht experimentell erprobt.

## 2. MIKROWELLEN-MESSVERFAHREN

### 2.1 Passive Mikrowellen-Verfahren

Die passiven Verfahren beruhen auf der Tatsache, daß die Meeresoberfläche bei der absoluten Temperatur  $T_0$  und dem

\* Erweiterte Fassung des Vortrages bei der 7. Jahrestagung der DGLR in Kiel, Sept. 1974

\*\* Dr. W. Alpers, Prof. Dr. K. Hasselmann, Dipl.-Math. M. Schieler, Universität Hamburg, Institut für Geophysik, 2 Hamburg 13

Emissionsvermögen (emissivity)  $e$  eine thermische Strahlung aussendet, deren scheinbare absolute Temperatur (brightness temperature) gegeben ist durch  $T_b = e T_o$ . Die spektrale Strahlungsintensität dieser thermischen Strahlung ist bei Mikrowellen sehr gering, jedoch können sie mit empfindlichen Empfängern (Mikrowellen-Radiometern) registriert werden. Das Oberflächenemissionsvermögen  $e$  hängt außer von der Frequenz, der Polarisation und dem Einfallswinkel von ozeanographischen Parametern, wie Oberflächenrauigkeit, Temperatur und Salzgehalt, ab [1]. Aus gemessenen Mikrowellen-Strahlungsintensitäten kann man somit auf die Oberflächentemperatur und den Seegang schließen, sofern alle anderen Faktoren, welche die von der Antenne empfangene Intensität eines definierten Spektralbereichs beeinflussen, bekannt sind. Zu berücksichtigen ist dabei, daß die Meeresoberfläche nicht nur thermische Strahlung emittiert, sondern auch reflektiert. Das empfangene Mikrowellensignal enthält außerdem noch einen Anteil, welcher von der thermischen Emission der Atmosphäre herrührt. Temperaturmessungen mit Mikrowellen-Sensoren wurden z. B. von den Satelliten NIMBUS-5 (Start: 12. 12. 1972) und SKYLAB (Start: 14. 5. 1973) aus durchgeführt. Die beiden Radiometer an Bord von SKYLAB können Temperaturdifferenzen von  $1^\circ$  K auflösen.

Besonders bemerkenswert ist, daß Schaumkronen (white caps) auf den Kämmen von langen Seegangswellen die Mikrowellenemission stark erhöhen [2], [3];  $e$  kann von seinem normalen Wert von ca. 0,4 bis nahe 1,0 ansteigen. Da die Rauigkeit der Meeresoberfläche und die Schaumkronenbildung von der Windgeschwindigkeit abhängen [4], besteht die Möglichkeit, mit Hilfe der Mikrowellen-Radiometrie Windgeschwindigkeiten über dem Ozean indirekt zu messen. Solche passiven Mikrowellen-Messungen der Meeresoberfläche wurden von Hollinger [5] von einem Turm (Argus Island Tower) und von Gloersen et al. [6] von einem Flugzeug (NASA CV 990 Forschungsflugzeug) aus bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten durchgeführt. Für horizontale Polarisation, eine Wellenlänge von 1,5 cm und Einfallswinkeln zwischen Nadir und  $50^\circ$  ergaben die Flugzeug-Experimente, daß die Änderung der scheinbaren Temperatur  $T_b$  mit der Windgeschwindigkeit (im Bereich von 5–26 m/s) ca.  $1^\circ$  K/m  $\text{sec}^{-1}$  beträgt.

## 2.2 Aktive Mikrowellen-Verfahren

Mit Hilfe aktiver Mikrowellen-Fernmeßverfahren ist es prinzipiell möglich, mehr Informationen über die Oberfläche des Ozeans zu erhalten als mit passiven Verfahren.

Die zur Abtastung der Meeresoberfläche benutzten Mikrowellen-Signale haben Wellenlängen, die zwischen 0,5 cm und 50 cm liegen, also innerhalb des Radar-Wellenlängenbereichs. Unterhalb von  $\lambda = 0,5$  cm werden elektromagnetische Wellen stark gedämpft aufgrund resonanter Wechselwirkung mit atmosphärischen Gasen (Sauerstoff-Absorptionsband bei  $\lambda = 0,5$  cm) und aufgrund von Streuung an Wassertröpfchen in der Atmosphäre [7]. Der Einfluß ionosphärischer Effekte auf die Ausbreitung von Mikrowellen nimmt mit fallender Wellenlänge ab und ist unterhalb von  $\lambda = 3$  cm vernachlässigbar klein. Oberhalb von  $\lambda = 50$  cm wird die Bündelung des Radarstrahls, welche die Auflösung bestimmt und die proportional  $\lambda/L$  ist ( $L =$  Länge der Antenne), für die hier beschriebenen Experimente nicht scharf genug.

Zur Fernerkundung des Ozeans benutzt man sowohl im Puls-Betrieb arbeitendes Radar als auch CW (continuous wave)-Radar. Bei dem CW-Radar wird entweder ein Dauer-signal ausgesandt oder ein relativ langer Wellenzug, der praktisch als kontinuierliche Welle zu behandeln ist. Ein im Puls-Betrieb arbeitendes Radar sendet eine Folge sehr kurzer Mikrowellensignale aus. Laufzeitmessungen dienen zur Entfernungsbestimmung. In Satelliten-Experimenten ergibt sich bei der Verwendung von Nanosekunden-Radarhöhenmes-

sen die Möglichkeit, den Abstand Satellit-gegenblicklicher mittlerer Meeresspiegel innerhalb des Strahlenkegels zu messen. Damit können Aussagen gewonnen werden über

- die Form des Geoids über den Ozeanen;
- die kurzskaligen Verformungen des Meeresspiegels aufgrund von Schwereanomalien, wie sie z. B. im Puerto-ricanischen Graben vorhanden sind, wo Profilvariationen der Meeresoberfläche von wahrscheinlich 15 m über eine Entfernung von 200 km auftreten [8];
- die ozeanische Verteilung von Gezeiten-Wellen und die Verformungen des mittleren Seespiegels infolge von Stürmen,
- die Hauptströmungssysteme der Meere und ihre Variationen mittels der geostrophisch bedingten Oberflächenverformung.

Für solche Messungen muß die Bahn des Satelliten genau bekannt sein. Bahnbestimmungen werden zumeist mit Laser und Doppler-Radar von Bodenstationen oder auch von anderen Satelliten aus durchgeführt. Die Bahn des amerikanischen GEOS-C-Satelliten (Geodetic Earth Orbiting Satellite), dessen Start für März 1975 vorgesehen ist, soll z. B. durch Lasermessungen vom Boden aus bis auf einige Meter und durch Abstandsmessungen vom ATS-F-Satelliten aus bis auf einige Dezimeter genau bestimmt werden. Zur Zeit gilt für die Ausmessung der Topographie der Oberfläche des Ozeans eine absolute Genauigkeit von  $\pm 5$  m und eine relative Genauigkeit von 1-2 m als erreichbar. Dieses Ziel wird mit dem GEOS-C-Satelliten verfolgt. Es wird für möglich gehalten, in naher Zukunft die Genauigkeit der Höhenmessung auf 10 cm zu verbessern [9]. Der für ausschließlich ozeanographische Messungen konzipierte SEASAT-A-Satellit der NASA [Start 1978] soll diese Genauigkeit erreichen.

Aktive Mikrowellen-Verfahren bieten weiterhin die Möglichkeit, den Seegang zu messen. Eine Reihe von Verfahren sind vorgeschlagen worden, um aus den an der Meeresoberfläche rückgestreuten Radarsignalen Informationen über das Wellenspektrum zu gewinnen. Drei verschiedene aktive Verfahren der Seegangs-Fernmessung, die unserer Meinung nach für den Einsatz auf Satelliten erfolgversprechend sind, werden im folgenden näher diskutiert.

## 3. MESSUNG DES SEEGANGS DURCH MIKROWELLENRÜCKSTREUUNG

### 3.1 Seegangsmessung mit einem Puls-Radar-Höhenmesser

Der Radar-Höhenmesser sendet eine Folge sehr kurzer rechteckförmiger Radar-Pulse (Länge der Pulse liegt im Bereich von  $10^{-9}$  sec) aus, die an der Wasseroberfläche reflektiert werden. Bei der Reflexion verändert sich die Form der Pulse. Die Verformung ist ein Maß für die mittlere Wellenlänge, wie Hasselmann [10], Barrick [11] sowie Miller und Hayne [12] gezeigt haben.

Schematisch ist in BILD 1 das Prinzip eines „pulse width limited altimeters“ (im Gegensatz zum „beam width limited altimeter“) dargestellt. Darunter versteht man einen Radar-Höhenmesser, bei dem die maximale Fläche, an der das Signal reflektiert werden kann, durch die Länge des Radar-pulses bestimmt ist und nicht durch die Strahlenbreite  $\Phi_B$  der Antenne. Radar-Höhenmesser, die man zum Zweck der Seegangsmessung auf hochfliegenden Flugzeugen oder Satelliten installiert, sind von diesem Typ. Bei fast ruhiger Meeresoberfläche ist die rückgestreute Intensität proportional zur beleuchteten Fläche. Dabei wird jedoch eine geringe Oberflächenrauigkeit vorausgesetzt, so daß alle spiegelnden Elemente innerhalb der beleuchteten Fläche die gleiche Intensität zur Quelle zurückreflektieren. Erreicht zur Zeit  $t = 0$  die Vorderfront des Pulses die (fast) glatte Wasseroberfläche, so ist zur Zeit  $t$  ( $t \leq$  Pulsdauer  $\tau$ ) die reflektie-

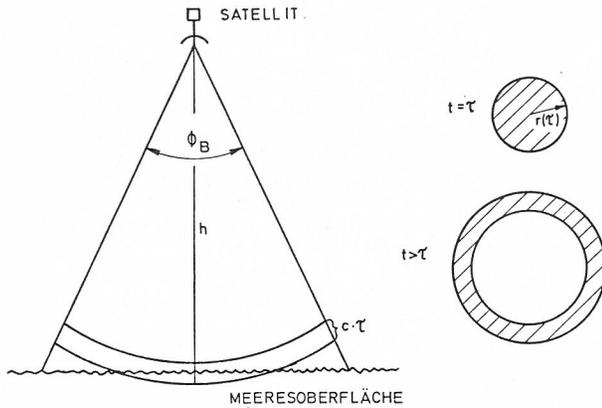


BILD 1: Prinzip des Radar-Höhenmesser („pulse width limited altimeter“)

Erreicht der Puls zur Zeit  $t = 0$  den mittleren Meeresspiegel, dann hat zur Zeit  $t = \tau$  die beleuchtete Fläche den Radius  $r(\tau) = \sqrt{2hc\tau}$  ( $\tau$  = Dauer des ausgestrahlten Pulses,  $h$  = Höhe des Satelliten über dem Meeresspiegel). Für  $t > \tau$  ist die beleuchtete Fläche ein Kreisring, dessen Flächeninhalt  $F$  in 1. Näherung konstant ist:  $F = \pi [r(\tau)]^2 = 2\pi hc\tau$ .

rende Fläche  $F(t)$  gegeben durch  $F(t) = 2\pi hct$  ( $h$  = Höhe des Senders über der Meeresoberfläche), und mithin wächst die reflektierte Mikrowellen-Intensität linear mit der Zeit an, wie in BILD 2b dargestellt.

Zur Zeit  $t = \tau$  ist die beleuchtete Fläche ein Kreis mit dem Radius  $r(\tau) = \sqrt{2hc\tau}$  und zu späteren Zeiten  $t > \tau$ , aber  $t \leq \left(\frac{\pi h \Phi_B}{360}\right)^2 \cdot \frac{1}{2hc}$ , werden die Flächen Kreisringe (BILD 1), deren Flächeninhalte jedoch in 1. Näherung konstant bleiben.

Bei Vorhandensein von Seegang werden die scharfen Ecken des reflektierten Pulses (BILD 2c) ausgeschmiedet. Der all-

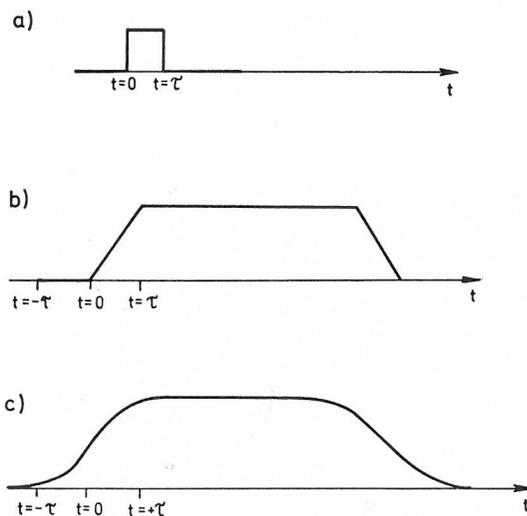


BILD 2: Schematische Form der Pulse beim Radar-Höhenmesser

- ausgestrahlter rechteckförmiger Puls der Dauer  $\tau$
- empfangener Puls nach Reflexion an einer glatten Wasseroberfläche (kein Seegang). Die reflektierte Intensität zur Zeit  $t$  ( $t < \tau$ ) ist proportional zur Fläche  $F(t) = 2\pi hct$ .
- empfangener Puls nach Reflexion an der rauhen Wasseroberfläche. Schon für  $t < 0$  setzt Reflexion ein, da bereits einige Wellenkämme beleuchtet sind. Der Seegang bewirkt eine Abmilderung der Flanken.

mähliche Anstieg der Intensität der Pulse kommt dadurch zustande, daß Energie bereits an den Wellenbergen reflektiert wird, bevor der Puls die mittlere Meeresoberfläche erreicht.

Die Form des Anstiegs der reflektierten Intensität  $I$  kann nun leicht berechnet werden unter folgenden Annahmen:

- Der Puls wird an einer großen Anzahl von kleinen spiegelnden Flächen (Facetten) nach den Gesetzen der geometrischen Optik reflektiert (Tangentenebenen-Approximation).
- Die Wahrscheinlichkeitsdichten für die Facetten-Neigungen und für die Wellenhöhen sind voneinander unabhängig und sind normal verteilt. Dies gilt allgemein bei linearer Überlagerung vieler Seegangskomponenten im Seegangsspektrum, d. h. für ein Gauß'sches Seegangsfeld.
- Die Reflexionseigenschaften der Facetten sind unabhängig von der Höhe über der mittleren Meeresoberfläche.

Dann berechnet sich  $I(t)$  für  $t \leq \tau$  zu

$$I(t) = \beta \pi \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left\{ hct \left( 1 + \operatorname{erf} \frac{ct}{\sqrt{2 \langle \zeta^2 \rangle}} \right) - h \sqrt{2 \langle \zeta^2 \rangle} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( 1 - \exp \left( - \frac{c^2 t^2}{2 \langle \zeta^2 \rangle} \right) \right) \right\}$$

wo  $\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dt \exp(-t^2)$  die Fehlerfunktion bedeutet,  $\langle \zeta^2 \rangle^{0,5}$  die mittlere Wellenhöhe, und  $\beta$  eine Konstante ist, die von geometrischen und optischen Faktoren abhängt.

Aus einem gemessenen  $I(t)$  kann nun rückwärts mittels obiger Formel auf die mittlere Wellenhöhe des Seegangs geschlossen werden.

Wird eine Folge von Rechteckimpulsen an der Meeresoberfläche reflektiert, so ergibt deren statistische Analyse weiteren Aufschluß über das Wellenspektrum. Die Flanken der reflektierten Pulse variieren von Puls zu Puls – der Seegang sei als stationär und homogen vorausgesetzt – um so mehr, je größer die Wellenlängen sind. Es sollte also möglich sein, aus Korrelationen von Folgen von Pulsen Wellenlängen-Informationen zu erhalten.

Als typische Parameter für einen Satelliten-Radarhöhenmesser seien hier die Daten für den GEOS-C-Höhenmesser genannt:

|                                      |                        |
|--------------------------------------|------------------------|
| Radarfrequenz                        | 13,9 GHz               |
| Pulslänge                            | 12 nsec                |
| Spitzenleistung                      | 2,5 kW                 |
| effektive Puls-Wiederholungsrate     | 1600 Pulse pro sec     |
| Srahlbreite der Antenne ( $\Phi_B$ ) | 3°                     |
| max. beleuchtete Fläche              | ca. 20 km <sup>2</sup> |
| Bahnhöhe des Satelliten              | 843 km                 |

### 3.2 Messung der mittleren Wellenhöhe mit dem Zwei-Frequenz-Radarinterferometer

Dieses Zwei-Frequenz-Verfahren zur Messung der mittleren Wellenhöhe wurde von Weissmann [13] theoretisch entwickelt. Seine Brauchbarkeit wurde bereits im Labor in einem Wellentankexperiment bewiesen. Die verwendeten Radarfrequenzen variierten zwischen 8 und 12 GHz. Zur Zeit wird dieses Verfahren in einem Flugzeugprogramm des Langley Research Centers der NASA auf offener See erprobt.

Das Prinzip dieser Wellenhöhenmessung besteht darin, daß eine senkrecht auf die Wasseroberfläche gerichtete Radarantenne gleichzeitig zwei monochromatische Radarsignale aussendet und empfängt (BILD 3). Die beiden an einer Vielzahl von spiegelnden Oberflächenelementen der bewegten See reflektierten Signale werden anschließend miteinander korreliert. Aus dem Abfall der Korrelationsfunktion kann

man auf die mittlere Wellenhöhe schließen. Wird eine monochromatische Welle der Frequenz  $\omega = ck$  an mehreren Facetten der Wasseroberfläche, deren Höhe über dem mittleren Meeresspiegel durch  $\zeta$  gegeben ist, gespiegelt, so setzt sich die reflektierte Welle aus mehreren Anteilen zusammen, die jeweils eine Phasenverschiebung von  $2k\zeta$  gegenüber der an der mittleren Oberfläche reflektierten Welle besitzen (BILD 3). Die reflektierten Anteile interferieren also miteinander. Das am Ort des Empfängers registrierte Signal sei  $e(t) = \text{Re} [ E(\omega) \lambda^i \omega^t ]$ . Der Mittelwert des „Phasors“  $E(\omega)$  ist dann gegeben durch

$$\langle E(\omega) \rangle \sim \int_0^r r dr \int_0^{2\pi} d\varphi G^2(r, \varphi) \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta P_3(\zeta, n)_{n=0} \exp\left(2i \frac{\omega}{c} \left[\zeta + \frac{1}{2} \frac{r^2}{h}\right]\right),$$

wobei  $P_3(\zeta, n)$  die Verteilungsfunktion für die Höhe und Neigung der Facetten bedeutet.  $G(r)$  beschreibt die Variation der Strahlungsintensität innerhalb der von dem Antennenkegel beleuchteten Oberfläche (Antennencharakteristik).  $r$  ist der radiale Abstand zwischen einem Punkt der beleuchteten Fläche und dessen Mittelpunkt,  $h$  der Abstand Satellit-mittlerer Meeresspiegel. Für ein Gauß'sches Wellenfeld sind die Verteilungen der Wellenhöhen und Wellenneigungen unabhängig voneinander, es gilt

$$P_3(\zeta, n) = P_1(\zeta) \cdot P_2(n),$$

wobei  $P_1(\zeta)$  und  $P_2(n)$  Gauß'sche Verteilungen sind, z. B.

$$P_1(\zeta) = (\overline{\zeta^2})^{-1/2} \exp(-\zeta^2/2 \overline{\zeta^2}).$$

Bildet man nun die normierte Korrelation  $R(\Delta\omega)$  zwischen den „Phasoren“  $E_1(\omega_1)$  und  $E_2(\omega_2)$  zweier reflektierter monochromatischer Mikrowellensignale der Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$ ,  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ , so ergibt sich

$$R(\Delta\omega) = \frac{\langle E_1(\omega_1) E_2^*(\omega_2) \rangle}{(\langle |E_1(\omega_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\omega_2)|^2 \rangle)^{1/2}} = \exp(-2 \overline{\zeta^2} (\Delta\omega)^2 C^2) H(\Delta\omega).$$

$H(\Delta\omega)$  ist eine bekannte Funktion, die von der Antennencharakteristik  $G(r)$  abhängt.

$$H(\Delta\omega) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{2}{r_0} \int_0^{r_0} r dr \exp\left(i \frac{\Delta\omega}{c} \frac{r^2}{h}\right) G^4(r)$$

Somit ist es möglich, aus dem gemessenen Verlauf der normierten Korrelationsfunktion  $R(\Delta\omega)$  die mittlere quadratische Wellenhöhe  $\langle \zeta^2 \rangle^{1/2}$  zu berechnen.

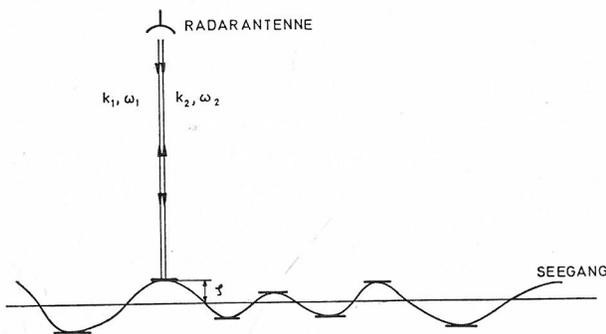


BILD 3: Prinzip des Zwei-Frequenz-Radarinterferometers

Zwei monochromatische Radarsignale mit den Frequenzen  $\omega_1, \omega_2$  werden senkrecht auf die Meeresoberfläche eingestrahlt. Aus der Korrelation der reflektierten Signale ergibt sich die mittlere Wellenhöhe  $\langle \zeta^2 \rangle^{1/2}$ .

### 3.3 Seegangsmessung durch Mikrowellen-Streuung unter schrägem Einfallswinkel

#### 3.31 Meßverfahren

Bislang wurden zwei aktive Verfahren geschildert, bei denen der Antennenstrahl senkrecht auf die Wasseroberfläche gerichtet ist. Für die Beschreibung der Wechselwirkung Mikrowelle – Seegang haben wir nur das Reflexionsgesetz der geometrischen Optik benutzt. Trifft das Mikrowellensignal jedoch schräg auf die Meeresoberfläche, dann wird es nicht mehr nach den Gesetzen der geometrischen Optik reflektiert, sondern in alle Richtungen gestreut.

Verwendet man Mikrowellen zwischen  $\lambda = 0,5$  cm und  $\lambda = 50$  cm zum Abtasten der Meeresoberfläche, dann erfolgt die Streuung hauptsächlich an den kurzen Seegangswellen (Kapillarwellen, kurze Schwerewellen), deren Wellenlängen vergleichbar sind mit denen der Mikrowellen. Aus Rückstreuexperimenten mit schrägem Einfall kann man deshalb in erster Näherung nur Informationen über die kurzwellige Komponente des Seegangs erhalten. Die hauptsächlich interessierende langwellige Komponente des Seegangs (gewöhnlich zwischen 5 und 500 m), in dem sich der Hauptteil der Wellenenergie befindet, kann mit diesen Verfahren nur indirekt gemessen werden: Da die primär für die Streuung verantwortlichen kurzen Seegangsrrippel auf den langen Meereswellen reiten und von diesen moduliert werden, enthält das am Seegang gestreute Mikrowellensignal auch Informationen über die langwellige Seegangskomponente. In diesem Abschnitt werden wir zunächst die für die Beschreibung der Mikrowellen-Streuung an der Meeresoberfläche verwendeten Modelle diskutieren, um dann das Prinzip des 2-Frequenz-Verfahrens zur Messung des vollen 2-dimensionalen Seegangsspektrums skizzieren zu können.

#### 3.32 Das Bragg-Streumodell

Für Einfallswinkel größer als ca.  $20^\circ$  kann die Streuung von cm-dm-Wellen an kurzen Seegangswellen gut mit dem Bragg-Streumodell beschrieben werden. In diesem Modell wird vorausgesetzt, daß die Neigungen der streuenden Oberflächenwellen klein und die Wellenlänge der Strahlung groß gegen die Höhe der kurzen Seegangswellen sind.

Die Rückstreuung ist eine Folge der Wechselwirkung der Strahlung mit jeweils zwei in entgegengesetzte Richtung laufenden Oberflächenwellen, deren Wellenzahlen  $k^B$  durch die Bragg-Bedingung  $k^B = \pm 2 k_i$  gegeben sind (BILD 4b).

$k_i$  ist die Projektion des Wellenvektors  $\vec{k}_i$  der einfallenden Strahlung auf die Oberfläche, also ein zweidimensionaler Vektor. Die Bragg-Bedingung ist die Bedingung für konstruktive Interferenz, wie sie auch bei dem klassischen Problem der Beugung am periodischen Gitter auftritt (BILD 4a). Der Wirkungsquerschnitt für Rückstreuung ist in diesem Modell gegeben durch

$$\sigma_{\alpha\beta} = 8\pi \left| \frac{\vec{k}_i}{k} \right|^4 \sin^4 \Theta T_{\alpha\beta} [F(+2\vec{k}_i) + F(-2\vec{k}_i)],$$

wobei  $F(\pm 2\vec{k}_i)$  das Seegangsspektrum bei den Wellenvektoren  $\pm 2\vec{k}_i$  ist. Die Streukoeffizienten  $T_{\alpha\beta}$  hängen ab von dem Dielektrizitätskoeffizienten  $\epsilon$  des Seewassers, vom Glanzwinkel  $\Theta$  (Glanzwinkel =  $90^\circ$ -Einfallswinkel) und der Polarisation  $\alpha$  und  $\beta$  ( $\alpha, \beta = H$  oder  $V$ ) der ein- und auslaufenden Strahlung. Sie errechnen sich aus den elektromagnetischen Randbedingungen an der Grenzfläche:

$$T_{HH} = \left| \frac{\epsilon - 1}{[\sin \Theta + (\epsilon - \cos^2 \Theta)^{1/2}]^2} \right|^2$$

$$T_{VV} = \left| \frac{(\epsilon - 1)(\epsilon [1 - \cos^2 \Theta] + \cos^2 \Theta)}{[\epsilon \sin \Theta + (\epsilon - \cos^2 \Theta)^{1/2}]^2} \right|^2$$

$$T_{HV} = T_{VH} = 0$$

Die Streuquerschnitte sind also für HH-Polarisation und VV-Polarisation verschieden und verschwinden für Kreuzpolarisation. Schematisch ist die Abhängigkeit der Rückstreuquerschnitte vom Glanzwinkel  $\Theta$  in logarithmischem Maßstab in BILD 4 c dargestellt. Da das Wellenfeld des Seegangs zeitlich veränderlich ist und die Streuzentren sich somit bewegen, erfährt die einfallende Strahlung auch noch eine Frequenzverschiebung um die Bragg-Frequenz  $\omega^B = \Omega(2k^i)$ , wobei  $\Omega(k)$  gegeben ist durch die Dispersionsrelation für Wasserwellen

$$\Omega(k) = \sqrt{g|k| + \frac{\tau}{\rho}|k|^3}$$

( $g$  ist die Fallbeschleunigung,  $\tau$  die Kapillarkonstante und  $\rho$  die Flüssigkeitsdichte). Laufen die Wellen in Richtung der Einstrahlung, so ergibt sich eine negative Frequenzverschiebung, bei entgegengesetzter Laufrichtung ist die Frequenzverschiebung positiv. Das Dopplerspektrum  $\chi(\Delta\omega)$ , wobei  $\Delta\omega = \omega^s - \omega^i$  die Dopplerverschiebung des gestreuten Signals ( $s$ ) relativ zum einlaufenden Signal ( $i$ ) bedeutet, besteht also aus zwei Linien (siehe BILD 4 c):

$$\chi_{\alpha\beta}(\Delta\omega) = 8\pi |k^i|^4 \sin^4 \Theta T_{\alpha\beta} [F(+2k^i) \delta(\Delta\omega - \omega^B) + F(-2k^i) \delta(\Delta\omega + \omega^B)].$$

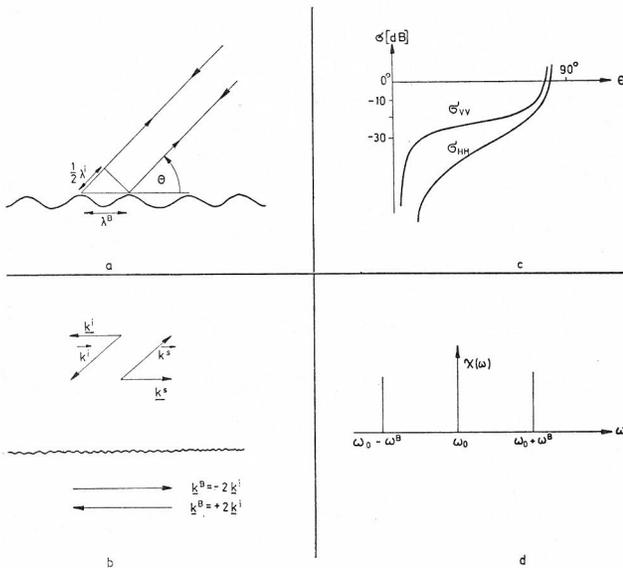


BILD 4: Braggstreuung von Radarwellen an kurzen Seegangswellen

- Geometrie der Braggstreuung: Konstruktive Interferenz bei  $\lambda^i = 2\lambda^B \cos \Theta$ , d. h.  $k^B = \pm 2k^i$ .
- Rückstreuquerschnitte für VV-Polarisation und HH-Polarisation als Funktion des Glanzwinkels  $\Theta$ .
- Spektrum des gestreuten Signals.  $\omega_0$  ist die Frequenz des eingestrahlten Signals,  $\omega^B$  die Dopplerverschiebung.

Der Rückstreuquerschnitt  $\sigma_{\alpha\beta}$  und das Dopplerspektrum  $\chi_{\alpha\beta}(\Delta\omega)$  sind verknüpft durch die Beziehung

$$\sigma_{\alpha\beta} = \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{\alpha\beta}(\Delta\omega) d(\Delta\omega).$$

Vergleiche mit experimentellen Daten von Wright [15] sowie von Valenzuela und Laing [16] zeigen, daß die Streuquerschnitte recht gut mit der Theorie übereinstimmen, daß die Bragglinien jedoch verschmiert sind in gaussförmige Verteilungen, die von derselben Größenordnung sind wie die Braggfrequenzen selbst. Dies läßt sich durch das im folgenden beschriebenen erweiterten Modell erklären.

### 3.33 Das Facetten-Modell

Besteht der Seegang nicht nur aus kurzen Wellen, sondern – wie im Normalfall – aus einer Überlagerung von kurzen und langen Wellen, so ist obige einfache Braggsche Streutheorie nicht mehr anwendbar. Um den Streuvorgang theoretisch in den Griff zu bekommen, führt man ein Zweiskalen-Modell des Seegangs ein, das sogenannte Facetten-Modell. In diesem Modell werden die kurzen Wellen in einem lokalen Koordinatensystem betrachtet, das sich mit der geneigten Tangentenebene der längerwelligen Seegangskomponenten mitbewegt. Bezogen auf diese lokalen Facetten läßt sich eine Braggsche Theorie wieder anwenden. Der Facettendurchmesser  $d$  wird klein gegen die typische Wellenlänge  $\hat{\lambda}$  des langwelligen und groß gegen die typische Wellenlänge  $\lambda$  des kurzwelligen Seegangs angenommen:

$$\lambda \ll d \ll \hat{\lambda}.$$

Das Künstliche dieser Konstruktion liegt also darin, daß angenommen wird, es gebe keine Seegangskomponenten mit Wellenlängen zwischen  $\lambda$  und  $\hat{\lambda}$  (siehe BILD 5 a). Die einfachste Form eines solchen Facetten-Modells wurde von Wright 1968 [15] eingeführt und von Hasselmann und Schieller [14] erweitert. Das Modell erweist sich als sehr brauchbar für die Beschreibung der Rückstreuquerschnitte und der Doppler-Spektren, wie Vergleiche mit Messungen zeigen [17, 18]. Solche Messungen wurden seit 1965 in großer Zahl von dem Naval Research Laboratory in Washington, D. C., mit dem sogenannten 4-Frequenz-Radar durchgeführt bei 428 MHz (P-Band); 1228 MHz (L-Band), 4455 MHz (C-Band) und 8910 MHz (X-Band). Das Gerät wurde auf einem Flugzeug (EC-121 K, Superconstellation) installiert und war in der Lage, kohärente Pulse der Länge 0,1-2,0  $\mu$ sec abwechselnd mit horizontaler und vertikaler Polarisation auszusenden. Für das X-Band-Radar betrug die Antennenstrahlbreite ca.  $5^\circ$  und die Spitzenleistung war 25 kW. Messungen mit diesem 4-Frequenz-Radar unter verschiedenen Einstrahlrichtungen gegen die Windrichtung [16] ergaben nun, daß die Radarrückstreuung signifikante Unterschiede bei Einstrahlung in Wind- und Gegenwindrichtung (Luv und Lee) zeigt, was mit dem üblichen Facetten-Modell nicht erklärt werden kann. Um diese Luv/Lee-Asymmetrie der Radarrückstreuung zu erklären, wurde das Facetten-Modell erweitert durch Berücksichtigung der hydrodynamischen Wechselwirkung zwischen langen und kurzen Oberflächenwellen. Diese Wechselwirkung, die zu einer Modulation der kurzen Wellen führt, kann anschaulich so ver-

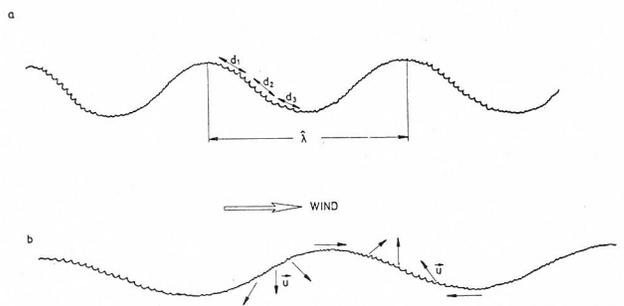


BILD 5: Prinzip des Facetten-Modells

- Der Seegang wird durch Facetten (Durchmesser  $d_1, d_2, \dots$ ) beschrieben, auf denen die kurzen Wellen reiten. Die Facetten sind Tangentenebenen an die langwelligen Meereswellen (Wellenlänge  $\hat{\lambda}$ ).
- Die Bewegung der Facetten ist gegeben durch die Orbitalgeschwindigkeit  $\vec{u}$  der Wasserteilchen. Auf der Leeseite der Wellenberge ist die Energie der kurzen Wellen größer als auf der Luvseite.

standen werden: Die kurzen Wellen auf einer Facette bewegen sich in einem periodischen Strömungsfeld, das durch die Orbitalbewegung der Oberflächenwasserteilchen gegeben wird. Berücksichtigt man, daß bei dieser Wellenmodulation der kurzen Wellen gleichzeitig die Wellen durch Reibung gedämpft und durch den Wind neu angefacht werden, so ergibt die Rechnung, daß die kurzen Wellen höhere Energie auf der Leeseite der Wellenberge aufweisen als auf der Luvseite (siehe BILD 5b). Diese ungleiche Verteilung der kurzen Wellen auf den Lee- bzw. Luvseiten der langen Trägerwellen muß unterschiedliche Rückstreuungseigenschaften zur Folge haben, je nachdem, ob man in oder gegen die Windrichtung einstrahlt.

Tatsächlich bestätigen Messungen diese Lu-Lee-Asymmetrie des Streuquerschnitts und der Spektren. Theoretisch ergeben sich ebenfalls solche Asymmetrien, die nicht inkonsistent mit den Experimenten sind. Die bisher vorliegenden Messungen sind jedoch zu wenig und streuen zu stark, um die Theorie quantitativ prüfen zu können. Hierzu sind gezielte Experimente erforderlich, bei denen die elektromagnetische Rückstreuung gleichzeitig mit den hydrodynamischen Wechselwirkungen gemessen wird. Erwähnt sei noch, daß man aus Messungen von Luv-Lee-Asymmetrien bei Radarstreuungen auch Abschätzungen über die Energieübertragung der langen auf die kurzen Wellen erhalten kann [20]. Somit können also Radarrückstreuungsmessungen Beiträge zur Klärung der Frage nach der Energiebilanz des Seegangs liefern.

### 3.34 Das Zwei-Frequenz-Verfahren

Dieses Verfahren der Mikrowellenrückstreuung wurde von Ruck et al., 1972, [21] vorgeschlagen und ermöglicht im Prinzip die vollständige Bestimmung des zweidimensionalen Seegangsspektrums. In dem Zwei-Frequenz-Verfahren wird ein Radarsignal, das aus der Überlagerung zweier Mikrowellen mit den Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  entsteht, unter einem Glanzwinkel  $\Theta$  auf die Meeresoberfläche abgestrahlt (siehe BILD 6). Die Differenzfrequenz  $\Delta\omega^i = \omega_2 - \omega_1$ , welche klein gegenüber  $\omega_1^i$  und  $\omega_2^i$  ist, wird in dem Experiment so verändert, daß die zugehörige Differenz der elektromagnetischen Wellenvektoren, projiziert auf die Meeresoberfläche, im Bereich der Wellenvektoren des langwelligen Seegangs liegt. Bezeichnen wir diese Projektion mit  $\Delta k^i = (k_2 - k_1)^i$ , dann gilt

$$10^{-2} \text{ m}^{-1} \leq |\Delta k^i| \leq 1 \text{ m}^{-1},$$

was einem Wellenlängenbereich des langwelligen Seegangs von  $\lambda = 5 \text{ m}$  bis  $\lambda = 500 \text{ m}$  entspricht.  $\Delta f$  variiert dann etwa zwischen 0,5 MHz und 50 MHz.  $f_1$  und  $f_2$  sollten daher im Gigahertz-Bereich liegen.

Das rückgestreute Radarsignal durchläuft im Empfänger zunächst einen Filter, der nur den mit der Frequenz  $\Delta\omega^i$  fluktuierenden Anteil durchläßt, anschließend wird es dann quadriert.

Das registrierte Signal enthält Beiträge von vielen Streuzentren, die innerhalb der von der Antenne beleuchteten Fläche liegen. Man betrachtet deshalb die Größe  $\langle E_s^2 \rangle$ ,

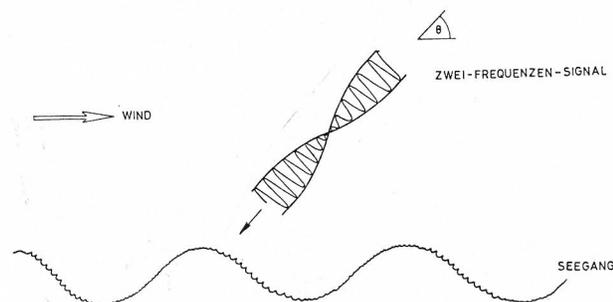


BILD 6: Schema des Zwei-Frequenz-Verfahrens zur Messung des zweidimensionalen Seegangsspektrums.

wobei  $E_s$  die rückgestreute Energie bedeutet und  $\langle \rangle$  als Mittelung über ein Gebiet verstanden wird, das groß ist gegenüber  $\left| \frac{1}{\Delta k^i} \right|$ . Die Theorie sagt dann eine einfache lineare Beziehung zwischen  $\langle E_s^2 \rangle$  und dem langwelligen Seegangsspektrum  $\widehat{F}(\widehat{k})$  bei den Wellenvektoren  $\widehat{k} = \pm \Delta \widehat{k}$  voraus:

$$\langle E_s^2 \rangle \sim K (\Delta \widehat{k})^2 \widehat{F}(\Delta \widehat{k}) + K (-\Delta \widehat{k})^2 \widehat{F}(-\Delta \widehat{k})$$

Der Koeffizient  $K$  hängt außer von der Wellenzahldifferenz  $\Delta \widehat{k}$  auch noch ab vom Glanzwinkel  $\Theta$ , den Frequenzen  $\omega_1^i$  und  $\omega_2^i$  und dem Spektrum der kurzen Wellen. Ferner geht in diesen Koeffizienten ein die elektromagnetische Kopplung zwischen den Seegangsrrippeln und den Radarwellen und die hydrodynamische Wechselwirkung zwischen den kurzen und langen Seegangswellen. Bei bekanntem Spektrum der kurzen Wellen ist also der Kopplungskoeffizient  $K$  im Prinzip berechenbar.

Durch Änderung sowohl der Differenzfrequenz  $\Delta\omega$  als auch der azimutalen Einstrahlrichtung kann die obige Linearkombination vom  $\widehat{F}(\Delta \widehat{k})$  und  $\widehat{F}(-\Delta \widehat{k})$  für alle  $\Delta \widehat{k}$  gemessen werden. Somit kann das gesamte 2-dimensionale langwellige Oberflächen-Wellenspektrum abgetastet werden. Eine experimentelle Nachprüfung dieses Verfahrens ist bisher noch nicht durchgeführt.

### 4. ZUSAMMENFASSUNG

Es sind mehrere Mikrowellen-Fernmeßverfahren vorgeschlagen und zum Teil erprobt worden, die äußerst zukunfts-trächtige Anwendungen in der Meeresforschung erwarten lassen. Um signifikante Parameter des Seegangs zu messen, dürften der mit kurzen Pulsen (im Bereich  $10^{-9} \text{ sec}$ ) arbeitende Radarhöhenmesser und das 2-Frequenz-Radar besonders geeignet sein. Um die praktische Brauchbarkeit dieser Mikrowellen-Fernmeßverfahren zu zeigen, bedarf es neben weiteren theoretischen Untersuchungen des Vergleichs der vom Flugzeug oder Satelliten aus gewonnenen Radardaten mit direkten Meßdaten von der Meeresoberfläche („sea truth data“). Bevor diese Mikrowellen-Geräte auf Satelliten oder dem Spacelab installiert werden, sollten sie von Flugzeugen aus getestet werden. Besonders lohnend scheint es uns, wenn die Brauchbarkeit des 2-Frequenz-Verfahrens zu Seegangsmessungen in einem Flugzeugprogramm geprüft werden könnte.

Nachdem die praktische Verwendbarkeit der verschiedenen Radarrückstreu-Verfahren zur Messung von Parametern der Grenzschicht Ozean/Atmosphäre bewiesen ist, könnten sie dazu verwendet werden, später von Satelliten aus weltweite synoptische ozeanographische Messungen routinemäßig durchzuführen. Diese so gewonnenen Daten könnten dann als Eingangsdaten für Seegangs- und Wetter-Vorhersagemodelle dienen.

### LITERATUR:

- [1] K. TOMIYASU, Remote sensing of the earth by microwaves, (The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., USA), Proc. IEEE, Vol. 62, pp. 86-92, 1974.
- [2] G. F. WILLIAMS, Jr., Microwave radiometry of the ocean and the possibility of marine wind velocity determination from satellite observations, J. Geophys. Res. 74, 4591-4594, 1969.
- [3] W. NORDBERG, J. CONAWAY, D. B. ROSS, and T. WILHEIT, Measurements of microwave emission from a foamcovered, wind-driven sea, J. Atmos. Sci. 28 (3), 429-435, 1971.
- [4] D. B. ROSS and V. CARDONE, Observations of oceanic white caps and their relation to remote measurements of surface wind speed. J. Geophys. Res. 79, 444-452, 1974.
- [5] J. P. HOLLINGER, Passive microwave measurements of the sea surface. Journ. of Geophys. Res. 75, 5209, 1970.
- [6] W. GLOERSEN, W. J. WEBSTER, TH. T. WILHEIT, D. B. ROSS, T. C. CHANG, Spectral variation in the microwave emissivity of the roughened seas. Paper presented at URSI-Specialist meeting on microwave scattering and emission from the earth, Bern, 23.-29. Sept. 1974.

- [7] K. GRANT et al., Side-looking radar systems and their potential application to earth-resources surveys, Summary volume ESRO contract report CR-141, 1973.
- [8] M. TALWANI, H. R. POPPE and PH. D. RABINOWITZ, Gravimetrically determined geoid in the Western North Atlantic, Conference Proceedings, Sea Surface Topography from Space, Vol. 2, NOAA Technical Report ERL 228-AOML 7, 1972.
- [9] G. C. WEIFENBACH, An observational philosophy for GEOS-C satellite altimetry, Conf. Proc., Sea Surface Topography from Space, Vol. 1, NOAA Techn. Report ERL 228-AOML 7, 1972.
- [10] K. HASSELMANN, The energy balance of wind waves and the remote-sensing problem, Conf. Proc. Sea Surface Topography from Space, Vol. 2, NOAA Technical Report ERL 228-AOML 7, 1972.
- [11] D. BARRICK, Determination of mean surface position and sea state from radar return of a short-pulse satellite altimeter, Conf. Proc. Sea Surface Topography from Space, Vol. 1, NOAA Technical Report ERL 228-AOML 7, 1972.
- [12] L. S. MILLER and G. S. HAYNE, Characteristics of ocean-reflected short radar pulses with application to altimetry and surface roughness determination, Conference Proceedings, Sea Surface Topography from Space, Vol. 1, NOAA Technical Report ERL 228-AOML 7, 1972.
- [13] D. E. WEISSMANN, Two frequency radar interferometry applied to the measurement of ocean wave height, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-21, 649-656, 1973.
- [14] K. HASSELMANN, M. SCHIELER, Radar back-scatter from the sea surface, Proceedings of the 8th Symposium - Naval Hydrodynamics, Pasadena, Calif., Aug. 1970, edited by M. S. Plesset, T. Y. Wu, S. W. Doroff, ACR-179, Office of Naval Research, Department of the Navy, Arlington, Va., p. 361-388.
- [15] J. W. WRIGHT, A new model for sea clutter, IEEE Transactions on Antennas and Propagation (USA), AP-16, 217-223, 1968.
- [16] M. B. LAING, The upwind/downwind dependence of the Doppler spectra of radar sea echo, Naval Research Laboratory Report 7229, 1971.
- [17] J. C. DALEY, J. T. RANSONE, J. A. BURKETT, J. R. DUNCAN, Sea clutter measurements on four frequencies, Naval Research Laboratory (USA) Report 6806, 1968.
- [18] J. C. DALEY, J. T. RANSONE, W. T. DAVIS, Radar sea return - JOSS I Naval Research Laboratory Report 7534, 1973.
- [19] N. W. GUINARD, The NRL four-frequency radar system, Report of Naval Research Laboratory Progress, 1969.
- [20] K. HASSELMANN, On the mass and momentum transfer between short gravity waves and large scale motions. J. Fluid Mech. **50**, 189-206, 1972.
- [21] G. RUCK, D. BARRICK, T. KALISVEWSKI, Bistatic radar sea state monitoring, Batelle Techn. Rep., Columbia Lab., Ohio, 1972.