

海洋波浪からのマイクロ波散乱特性に関する室内実験

小林 智 尚* ・河 合 篤 司**・小 塚 将 之***
山 崎 将 史****・安 田 孝 志*****

1. はじめに

近年、海洋レーダによる沿岸環境モニタリングが国内外を問わず盛んに行われつつある。これは海洋レーダが、海洋波浪などを広域的かつ連続的に計測できるという、従来の観測手法にない優れた特徴を有しているためである。現在海洋レーダとしては、大きく分けて短波レーダとマイクロ波レーダといった波長帯の異なる 2 種類のレーダが主に用いられている。

このうち短波レーダによる海洋観測はブラッグ共鳴散乱に基づく Barrick (1977) の手法を用いるものであり、海洋波浪での散乱電磁波からドップラー信号を検出し、海洋波浪などを推定するものである。現在徳田ら (1997) を始め多くの現地観測が行われており、表層流の広域計測などがなされている。また Wayatt (1990) や Hisaki (1996) はこのドップラー信号から二次散乱信号を検出・解析し現地波浪の方向スペクトルの計測を試みている。

一方マイクロ波レーダは、短波レーダに比べて電波の波長が短いため、計測システム全体を小型化する事ができ、可搬性に富んでいる。さらに一般に市販されている船舶用マイクロ波レーダを転用することにより、安価に安定した計測システムを構築できる。この船舶用レーダは海面からのシークラッターを映像化する事ができる。Reichert et al.(1998)や小林ら(1999)はこのレーダ画像を基に波浪の方向スペクトルと表層流を推定する手法を提案している。しかしこの船舶用レーダは映像レーダであるため、観測結果より抽出される情報には限界がある。さらに波浪によるマイクロ波の散乱メカニズムには未だ不明な点が多く残されており、これがマイクロ波レーダの高精度化の妨げになっている。

そこで本研究では、マイクロ波レーダのドップラー・レーダ化による高精度化を前提とし、室内実験により海

洋波浪のマイクロ波散乱メカニズムの解明を行った。

2. マイクロ波レーダによる室内実験

本研究では図-1 に示すドップラー周波数検出装置付きのマイクロ波レーダ(明星電気製 MCM-200)を用いて室内実験を行った。このレーダは周波数 9.6 GHz (波長 3.125 cm) の X バンドレーダである。照射領域を特定するために送信用アンテナには回転楕円面アンテナを採用しており、計測対象となる焦点でのビーム幅は 13.1 cm である。また受信アンテナには角錐型ホーンアンテナを使用している。

実験には図-2 に示す、長さ 54 m、幅 1 m、高さ 1 m のコンクリート製波浪水槽を用いた。ここでは水面以外からの電波の散乱を極力防ぐため、水槽の内壁ならびに天井の周辺を電波吸収材 (日清紡テンペスト製 DFA-5) で覆っている。また水槽内に 2 段リーフを設置し、砕波

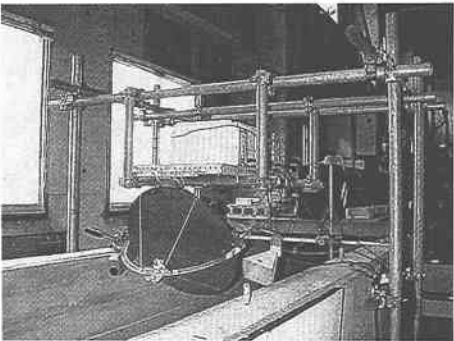


図-1 マイクロ波レーダ

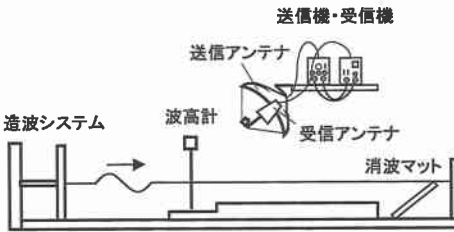


図-2 室内実験の概要図

* 正 会 員 工博 岐阜大学助教授 大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻
** 学生会員 工修 岐阜大学大学院生産開発システム工学専攻 (日本学術振興会特別研究員)
*** 岐阜大学大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻
**** 正 会 員 工博 岐阜大学教授 大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻

過程におけるマイクロ波の後方散乱波を計測している。なおレーダの入射角は海岸設置型海洋レーダへの適応を想定し、水平に近い角度、すなわち大きな入射角度に設定している。レーダによって受信される散乱強度およびドップラー信号はサンプリング周波数 10 kHz で各ケースにつき 100 秒間計測している。またレーダによる計測対象領域中央に波高計を設置し、水位変動もレーダ受信信号と同時に計測した。

3. マイクロ波後方散乱強度の計測結果

入射波高 7.7 cm, 周期 1.25 秒の規則波に対し、砕波点を中心とした領域において、波の前方より入射角 $\theta = 75^\circ$ でマイクロ波を照射したときに計測された水位変動 η および後方散乱強度 E' の時系列を図-3 に示す。ここで E' は後方散乱強度 E の変動成分であり、dB 単位で表している。この図より散乱強度は水位変動とほぼ同じ周期で変動していることがわかる。

つぎに先ほどのケースと同じく入射波高 7.7 cm, 周期 1.25 秒の規則波に対して同様の計測を行った。この実験ケースにおける砕波点の位置および計測対象領域を図-4 に示す。この図のように砕波は 2 段目リーフの先端で発生している。ここではこの図に示される通り、この砕波点を中心とする領域、その沖側に位置する領域、および砕波帯内での領域の 3 つの領域を対象に、レーダによって水面波の計測を行った。レーダの入射角 $\theta = 75^\circ$ で波の前方より計測したときの散乱強度と水位変動の位相平均を図-5 に示す。図中、位相時刻 $t = 0$ は水面波のゼロ・アップ・クロス点とした。ここで図-5(a)の砕波点沖側での結果では水面波波峰よりも少し早い位相で後方散乱強度のピークが現れている。またこの時の後方散乱強度の平均値 E_0 は他のケースに比べて非常に弱い。これに対し図-5(b)の砕波点での計測では散乱強度は水面波波峰より遅れた位相でピークが生じており、さらに図-5(c)では波峰とほぼ同じ位相にピークが存在する。これらの特徴は各側定点における水面の状態に強く依存

している。

図-5(a)の測定点である、砕波点沖側では水面波の表面には擾乱などは見られなかった。Reichert et al.(1998)は海洋において数 m/s 以上の海上風による水面での擾乱が発生しない限りは水面からのマイクロ波散乱波が観測されないことを示している。本研究においても砕波点沖側では水面には擾乱が存在しなかったためにマイクロ波が強く散乱されず後方散乱信号を受信できなかった。これに対して砕波点(図-5(b))あるいは砕波帯内(図-5(c))での計測では砕波に伴って発生した気泡などが水面でのマイクロ波散乱体として貢献したため、レーダでは強い後方散乱信号を受信できた。

また今回の実験では斜め上方よりレーダ・ビームを照射しているため、水面における照射領域は円形ではなく、視線方向に楕円形に伸長される。図-5 のように入射角が $\theta = 75^\circ$ の場合、ビーム幅 13.1 cm のレーダビームも水面における照射領域の長径は 48.52 cm にもなる。この長さは実験で用いた水面波波長の約半分に達する。したがって、レーダによって受信される信号はこの照射領域内で起きたすべての現象からの情報が含まれている。

図-5 のケースにおける砕波は、崩れ波形砕波であり砕波点を通じた直後から気泡などの擾乱が水面に現れる。このため図-5(b)の砕波点での計測では、水面波が砕波点を通じた瞬間からマイクロ波散乱強度が大きくなるため波峰に比べてこの散乱強度のピークに位相遅れが生じる。一方、図-5(c)の砕波帯内での計測では、広い範囲で水面に擾乱を有するボアが計測領域に進入・通過していく。そのためにここでは散乱強度の平均値 E' は大きいものの大きな変動 E' は見られなかった。

4. ドップラー速度の計測結果

図-5 と同じ条件で計測された水位変動およびピークドップラー速度の位相平均を図-6 に示す。図中には観測されたドップラー周波数 f_d をドップラー速度 v_d に換算した結果を示している。ここでドップラー周波数 f_d とドップラー速度 v_d の関係は光速 c 、レーダの送信周波数 f_0 、入射角 θ を用いて次のように表される。

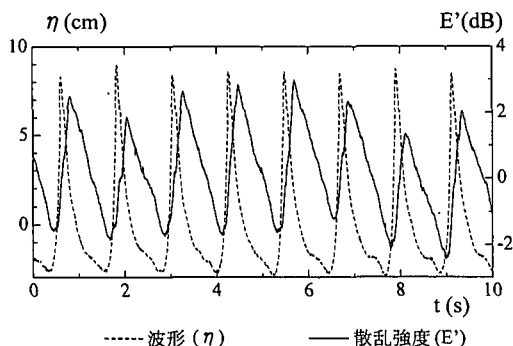


図-3 時系列の水位変動および後方散乱強度の一例

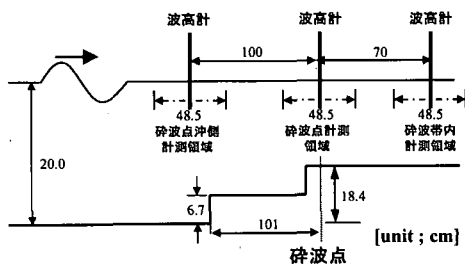


図-4 砕波点位置とレーダ計測領域

$$f_d = \frac{2v_d \sin \theta}{c - v_d \sin \theta} f_0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

図-6(a) に示される通り、砕波点沖側で観測されたドップラー速度は全位相を通してほぼ0 cm/sであった。これは図-5(a)に示される通り水面からの散乱強度が小さかったために、水面以外の静止物体からの散乱マイクロ波が混入し、このマイクロ波のドップラー信号を検出してしまったためと考えられる。

入射角が大きい場合、波長 L_r のマイクロ波に対して後方散乱はブラッグ共鳴散乱条件

$$L_B = \frac{L_r}{2 \sin \theta} \quad \dots\dots\dots (2)$$

を満たす波長 L_B を持つ水面波の寄与が大きくなると言われている。この水面波の波速は以下になる。

$$C_B = \sqrt{\frac{g L_B}{2\pi} + \frac{2\pi K}{\rho L_B}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで K は表面張力であり、 ρ は水の密度である。 $\theta = 75^\circ$ の場合 L_B は1.62 cmであり、これより $C_B = 23.2$ cm/sとなる。この結果と図-6(b), (c) を比較すると、計測されたドップラー速度はブラッグ共鳴散乱を起こす

水面波の位相速度にくらべてはるかに大きい。これより本研究での計測では表面張力波の位相速度のみを計測しているというわけではないことがわかる。光易ら(1988)やEbuchi et al. (1993) もマイクロ波入射角の小さい場合について本研究と同様の風洞水槽実験を行っており、計測されたドップラー速度が、ブラッグ散乱波の位相速度よりも風波の主要波に一致することを見出している。

図-6(b), (c) では明確なドップラー信号の時間変動が得られている。これらの図でドップラー速度が最大になる位相時間は図-5に示す散乱強度が最大値を示す時間に一致する。また図-6(b)でのドップラー速度の最大値は107 cm/sである。この砕波点での水面波の位相速度はドップラー速度の最大値とほぼ同様の113 cm/sであった。このことから、砕波点での水面波形前面での鏡面散乱、砕波頂部でのウェッジ散乱、あるいは砕波によって生成された気泡などの水面での擾乱によって生じるブラッグ散乱など、水面波の位相速度と同じ速度で移動する物体からの散乱マイクロ波をレーダは受信してドップラー信号を抽出したと考えられる。これに対して図-6(c)に示される砕波帯内でのドップラー信号は主として

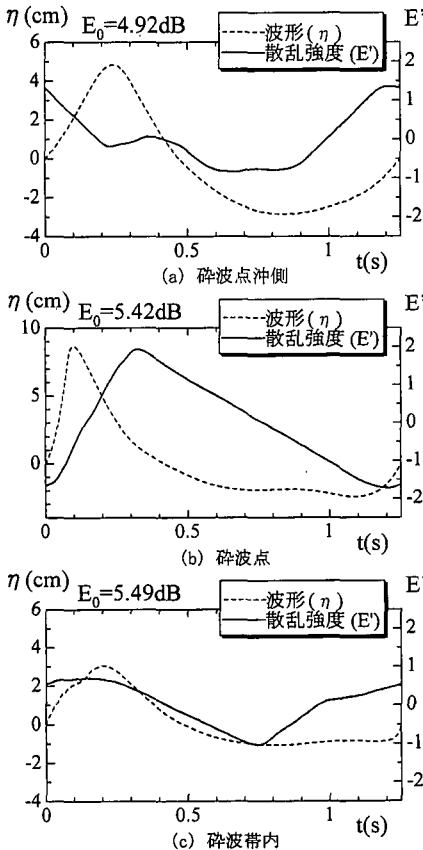


図-5 位相平均された水位変動および後方散乱強度

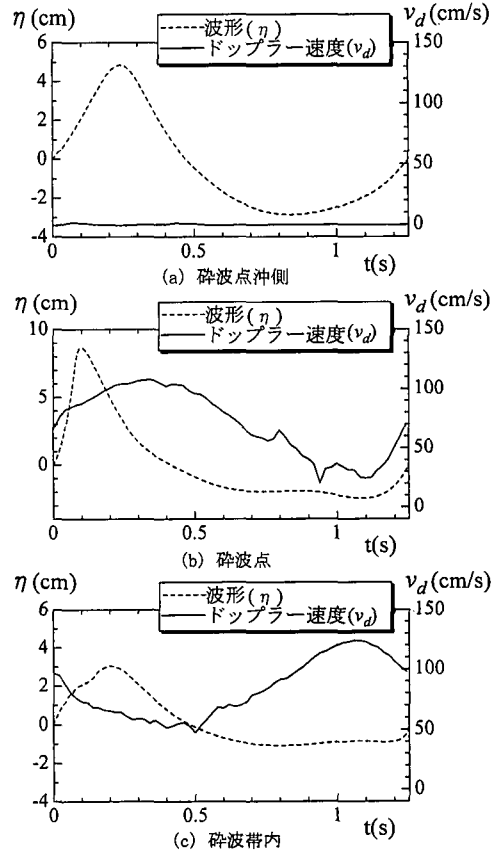


図-6 位相平均された水位変動およびドップラー速度

ボアに含まれる気泡などの擾乱によって生じるブラッグ散乱から得られたものと考えられる。この領域は図-4に示す通り、砕波点に近いために、このボアが波高計によって検出される前の位相時間 $t=1.05\text{ s}$ に計測対象領域に進入するため、この位相時間において砕波点での水面波の進行速度とほぼ等しいボアの進行速度をレーダはドップラー信号として検知している。しかしその後2段目のリーフ上でこのボアは急激に進行速度を低下させる。この様子は図-6(c)において位相時間 $t=1.05\text{ s}$ から次周期の位相時間 $t=0.4\text{ s}$ までの間においてドップラー速度が低下していることからわかる。このように、砕波帯内ではボアに伴う気泡や擾乱でマイクロ波のブラッグ散乱が生じ、これをレーダが受信するために、ドップラー速度はボアの移動速度に対応している。

これまで図-6はドップラー速度の時間変動とそれに対応する水面波物理を議論するには有用であった。しかし水面波より得られたドップラー信号に関する議論をさらに深めるために図-6に示すようなドップラースペクトルのピークの時系列データだけでなく、ここではさらにそのスペクトル全体の時系列を用いて議論する。図-7は図-6と同じ条件で計測されたドップラースペクトルの位相平均を濃淡図および等値線図で示したものであ

る。ここで図中の $v_d=0\text{ cm/s}$ 付近のドップラースペクトルは、先ほどと同じく水槽の内壁などから得られる不要乱反射である。この図ではドップラースペクトルの広がりや、マイクロ波散乱波のうち実際にドップラー信号として意味のある信号の強度が、図の濃淡や等値線の密度などで表現されている。

図-7(a)は砕波点沖側でのドップラースペクトル分布を示している。図-5(a)、図-6(a)での議論と同様に水面からのマイクロ波散乱強度が非常に小さく、ドップラー信号はほとんど検知されていない。水面波の波峰通過時(位相時間 $t=0.25\text{ s}$) 近傍でわずかにドップラー信号が見られるが、微弱であるためこのドップラー信号に対応する水面波物理現象を特定することはできない。

図-7(b)では砕波点でのドップラースペクトル分布を示している。この図では砕波直前直後の位相時間 $t=0.05\sim 0.25\text{ s}$ で強く集中したドップラー信号が検出されており、位相時間 $t=0.25\text{ s}$ 以降ではこのドップラー信号の強度は急激に低下しその周波数の広がりも拡大している。図-6(b)ではここで検出されたドップラー信号を鏡面散乱やウェッジ散乱とともにブラッグ散乱によるものと考えていたが、強いドップラー速度が集中して現れる位相時間 $t=0.05\sim 0.25\text{ s}$ においては散乱体の移動速

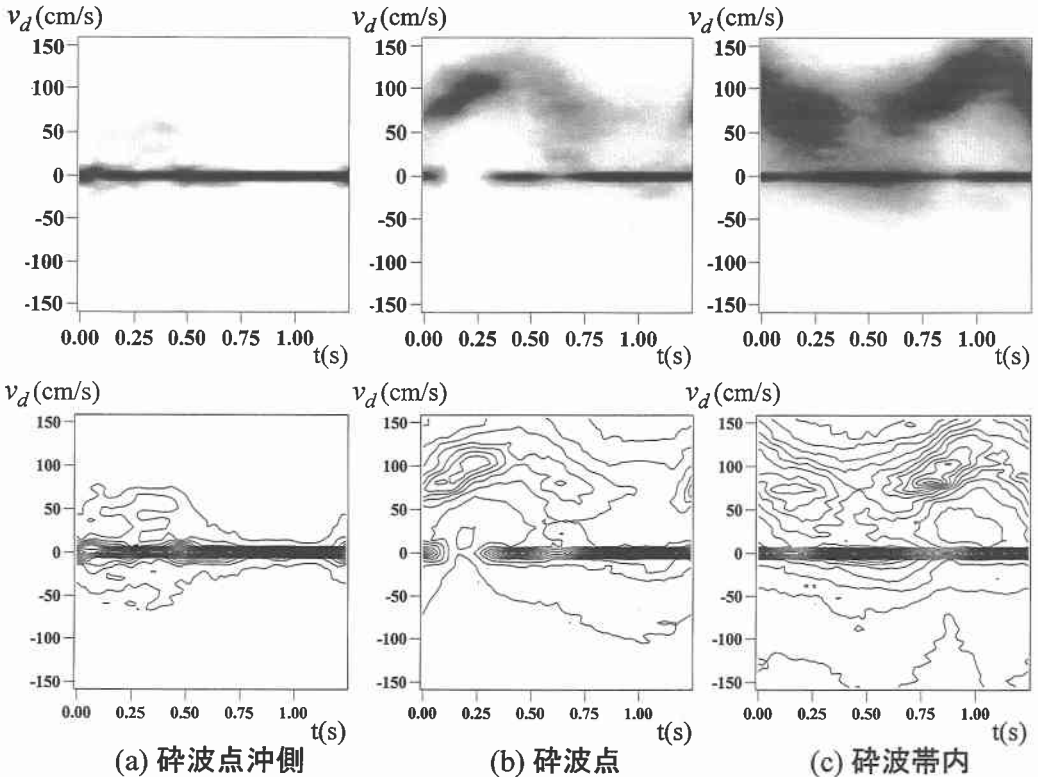


図-7 位相平均されたドップラースペクトル

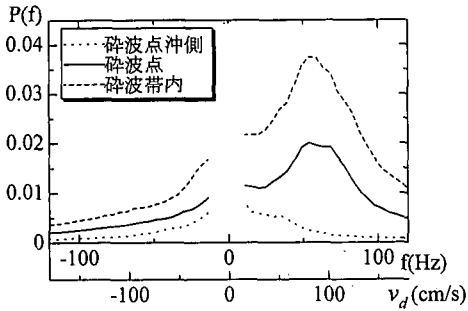


図-8 各計測点におけるドップラースペクトルの時間平均

度が均一であると考えられるので、砕波によって生ずる擾乱に起因するブラッグ散乱が主であるとは考えづらく、砕波直前直後の水面波形前面での鏡面散乱あるいは波頂部でのウェッジ散乱と考えられる。また位相時間 $t=0.25$ s 以降においてドップラースペクトルの幅が急激に広がっているのは砕波によってボアが形成され、そこでの乱れによって様々な移動速度を有する散乱体が生じたためと考えられる。したがってこの段階になって、今度はボアによるブラッグ散乱がドップラースペクトルに含まれる信号の中心となる。

図-7(c)で示されている砕波帯内でのドップラースペクトル分布は、ボアの進行に伴う移動情報を含んでいる。ボア内では大きな乱れが含まれているので散乱体となる気泡などは様々な運動を示す。このためにこの図に示された通り、ドップラースペクトルの幅は大きく広がっている。図-6(c)でも述べた通り、砕波直後にレーダ計測対象領域に進入した位相時間 $t=1.05$ s から次周期での位相時間 $t=0.4$ s までの間にこのボアの進行速度は低減し、ドップラー速度も低下している。そして位相時間 $t=0.5$ s では有効なドップラー信号が弱くなり、ボアがレーダ計測対象領域外に移動したことを示している。

各計測対象領域でのレーダ計測で得られたドップラースペクトルの時間平均を図-8に示す。この時の水面波浪条件、計測条件は図-7などと同様である。またこの図では静止物体からの乱反射を示す 0 Hz 付近のドップラー信号を削除している。この図から、砕波点沖側では砕波前のためほとんどドップラー信号が検出されていないが、砕波が起これると、ボアでのブラッグ散乱によりドップラー信号が急激に増大していることが分かる。とくに砕波帯内ではボアの成長により、砕波点での計測に比べてより強いドップラー信号が検出されている。また砕波点および砕波帯内での計測では水面波の位相速度に対応したドップラー速度で強いスペクトルが生じている。

以上のように、レーダによって観測されたドップラー信号は水面波に現れた様々な擾乱の移動速度を再現していることが分かる。

5. おわりに

本研究では、マイクロ波レーダを用いた室内実験を通して波浪からのマイクロ波の散乱特性を後方散乱強度ならびにドップラーシフトの観点から考察した。その結果、砕波点沖側では水面波の表面に擾乱がないためにマイクロ波の散乱が非常に弱く、ドップラー信号も検出されなかった。これに対して砕波点では水面波形前面での鏡面散乱あるいは水面波波峰でのウェッジ散乱により強く集中したドップラースペクトルが計測された。

さらに砕波帯内ではボア内の様々な擾乱に起因するブラッグ散乱からのドップラー信号が検出された。このドップラー信号はボアの移動速度を示しており、ボア内部の乱れはドップラースペクトルの幅として現れた。

謝辞：本研究は日本学術振興会科学研究費奨励研究(A) (12750459)および特別研究員奨励費による成果であることを付記し、ここに深謝する。また、本研究を行うにあたり東北大学理学部大気海洋変動観測研究センター助教授、江淵直人先生よりレーダ機器をお借りしました。ここに謝意を表します。

参 考 文 献

- 江淵直人 (1994): 風波面における物理過程およびマイクロ波の後方散乱特性に関する研究, 海の研究, Vol. 3, No. 5, pp. 373-384.
- 小林智尚, 河合篤司, 小塚将之, 安田孝志, 後藤真太郎 (1999): Xバンドレーダによる波浪場・広域海浜流場の観測, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 1331-1335.
- 徳田正幸・村上和男・渥美泰彦・松永 宏 (1997): VHF 沿岸海洋レーダの開発と流れ観測, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 1276-1280.
- 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(1), 九州大学応用力学研究所所報, 第67号, pp. 21-38.
- Barrick, D. E. (1971): Theory of HF and VHF propagation across the rough sea, 1, 2, The effective surface impedance for a slightly rough highly conducting medium at grazing incidence, Radio Science, Vol.6, No.5, pp.517-526, 527-533.
- Ebuchi N., H.Kawamura, and Y. Toba (1993): Physical processes of microwave backscattering from laboratory wind wave surface, Journal of Geophysical Research, Vol. 98, pp. 14669-14681.
- Hisaki Y. (1996): Nonlinear inversion of the integral equation to estimate ocean wave spectra from HF radar, Radio Science, Vol. 31, pp. 25-39.
- Seemann, J., F.Ziemer, and C. M. Senet (1997): A method for computing calibrated ocean wave spectra from measurements with a nautical X-band radar, Oceans '97 Proceedings.
- Wyatt L. R., (1990): A relaxation method for integral inversion applied to HF radar measurement of the ocean wave directional spectrum, international Journal of remote sensing, Vol. 11, pp. 1481-1494.