EERS1-SAR データを用いた波高の推定 (1)

Estimation of the Wave-Height from EERS1-SAR Images (1)

児島正一郎*・沢本正樹*

Shoichiro KOJIMA and Masaki SAWAMOTO

Abstract: Ocean waves have been observed by the satellite remote sensing data operated at the microwaves. In particular, the surface capillary-gravity waves which are sensitive to the surface-wind stress and whose crest perpendicular represented as the wind direction are studied by many oceanographers and scientists. On the other hand, there are few papers of the gravity waves as a swell. But it is important that the motion of gravity waves were observed and studied because it is necessary to plan the disaster privation and make the environmental assessment in the coastal. Therefore, it makes a method of estimating the wave heights from the backscattering coefficients in the SAR images. In this method, the wave heights are estimated by using a composite-scattering model and the image wavenumber spectrum obtainable from SAR. In addition, the wavelength and wave-direction are also estimated by this spectrum. Finally, these values are good agreement with the values of the wave recorder in the coastal.

1. はじめに

衛星に搭載した SAR による海洋波浪の観測は、アメリカが1978年に打ち上げた SEASAT から始まり、スペースシャトルによる SIR-A(1981), SIR-B(1984)に引き継がれ、その有用性が示されてきた。そして、1990年代に入り、SARを搭載した衛星(EERS1(1991), ALMAZ(1991), JERS1(1992), RADARSAT(1994))が次々と打ち上げられ、SARによる海洋波浪観測の本格的な時代に突入した。

これまでの SAR による海洋波浪の研究によって、その映像化のメカニズムについては説明が進み、SARによる海洋波浪の映像化には3つの変調効果(傾き変調, 流体力学的変調, SAR変調(速度バッチング効果と画像のぼけの効果))が存在することが明らかにされた¹⁾。これらの変調効果をモデル化することにより、SARによって観測された海洋波浪の画像と波浪スペ

クトルとを関連づけようとした研究が、過去十年間に数多くなされてきた。たとえば、Monaldo(1986)²⁾は SAR 画像の変調効果がそれぞれ線形の関係にあるとして、画像強度分布をフーリエ変換し、その絶対値の二乗をとったものと海洋波浪の波数スペクトルを関係づけるモデル(線形モデル)を提案している。さらに、Hasselmann et al(1991)³⁾は SAR 画像の変調効果の非線形性に着目して、SAR 画像と海洋波浪スペクトルを関連付けるモデルを提案している。

本研究では、これらの変調効果のうち波高を推算する上で最も重要となる傾き変調効果のみを考慮したモデル⁴⁾を適用して、これまであまり議論されることがなかった沿岸域における「うねり」に代表される波長が百 m~数百 m の海洋波浪について解析を行う。まず最初に、今回解析に適用したモデルを用いて有義波高の推算を行う。さらに、EERS1-SAR より得られた有義波高と沿岸域に設置された波高計から得られる有義波高との比較を行い、その妥当性と問題点についての議論を行う。また、EERS1-SAR データを二次元波数スペクトル解析すること得られる「うねり」の主波向、波長、周期についても算定し、波高計のそれとの比較・検討も行う。

*東北大学大学院工学研究科土木工学専攻
Dept. Civil Eng., School of Engineering, Tohoku Univ.
〒980 仙台市青葉区青葉 6「写真測量とリモートセンシング」VOL. 37, NO. 3, 1998

2. 合成開口レーダー (SAR) について⁵⁾⁶⁾⁷⁾

2.1 ERS1-SAR の諸元と特徴

SAR はマイクロ波を海面あるいは地表面に対して斜め方向に照射して、海面（地表面）からの後方散乱波を受信して海面の状態を観測できるレーダーである。図1に本研究で用いた EERS1-SAR による海面の観測の様子を示し、表1に EERS1-SAR の諸元を示す。本研究では図1に示すように EERS1 の進行方向（アジマス方向）を y 軸とし、進行方向に対して直角方向（レンジ方向）を x 軸として解析を進める。

SAR は NOAA や LANDSAT のような衛星に搭載されている可視センサや熱赤外センサなどと比較して以下のような3つの大きな特徴を持っている。

- ・ SAR は波長約 5 cm (EERS1 の場合) のマイクロ波を利用しているので、可視域や熱赤外域の波長を利用しているセンサのように天候や太陽光の制約を受けない。
- ・ SAR の空間分解能は、他のマイクロ波を用いたセンサ（散乱計や高度計など）よりも高い空間分解で

ある。

- ・ SAR で観測されたデータを解析することによって、海面の高さ方向の情報を得ることができる。これは海面からの後方散乱波が海面の傾斜情報を含んでいるからである。

2.2 SAR による海洋波浪の映像化

SAR による海洋波浪の映像化は、以下に挙げる三つの変調効果による。

1) 傾き変調

SAR の空間分解能よりも大きな波長を有する海洋波によって引き起こされる入射角の局所的な変動によってもたらされる変調。

2) 流体力学変調

マイクロ波に直接相互作用する波長の短い波が、波長の長い波の上で周期的に変動することによって引き起こされる変調。この効果についてはまだ十分なメカニズムの解明がなされていないが、波長の短い波は波長の長い波の前面で強く発生することがわかっている。

3) レンジバンチング変調

SAR の空間分解能よりも大きな波長を有する海洋波によって引き起こされるフォアショットニングによる変調。この変調効果はレンジ方向に進む波で最大となる。傾き変調効果と比較してその効果は小さい。

4) SAR 変調

4.1) 速度バンチング変調

レンジ方向に速度を持つ物体に対しては、アジマス方向に位置がずれ撮影されることによる変調。この変調は、海洋波がそれぞれの波が重なり合わさった軌道速度で運動しているために撮影点の集中と拡散を生じさせるために生じる。

4.2) アジマス方向のばけによる変調

レンジ方向に加速度を持つ物体に対して生じる変調。この変調は、画像上の各点においてレンジ方向の加速度が異なることによって生じる。

本研究では、1) の傾き変調のみから波高分布を算定する。このため、推算される波高分布には2)と3)の変調効果による誤差を含むことになるが、今回の解析結果と沿岸域で観測された結果とを比較することによりこれらの変調効果の影響を明らかにすることができる。また、傾き変調が SAR 画像中の海洋波浪の映像化にどの程度寄与しているかを明らかにすることが

図1 EERS1-SAR による海面観測の様子

表1 EERS1-SAR の諸元

周波数	5.3GHz (C バンド)
空間分解能	29m (レンジ方向), 27m (アジマス方向)
ピクセルスペース	12.5m
観測範囲	100km×100km
入射角 (θ)	23° (シーンセンター)

できる。

2.3 海面における散乱過程

衛星から発射されたマイクロ波の後方への散乱波の強さは、海面の状態（凹凸の状態）と入射角によって異なる。これまでの散乱波の研究によって、海面における散乱現象は次の三つに分類することができる。

1) 鏡面散乱過程

入射角が0～23度の場合、後方散乱波の強さは鏡面反射成分（コヒーレント成分）によるものが卓越している。この散乱過程については、Barrick(1968)⁸⁾⁹⁾によって提案された鏡点散乱モデルによってその物理的過程を説明することができる。

2) 鏡面・拡散散乱過程

入射角が18～23度の場合、後方散乱波の強さは鏡面反射成分と拡散成分（インコヒーレント成分）が合わさって決まっている。この散乱過程を説明できるモデルは現在のところ存在しない。

3) 拡散散乱過程

入射角が18～90度の場合、後方散乱波の強さは拡散成分が卓越している。この散乱過程については、Perak(1959)¹⁰⁾やWright(1968)¹¹⁾が電磁波散乱の摂動理論から求めた共鳴散乱モデルによってその物理的過程を説明することができる。

図2に各散乱モデルにおける入射角 θ と後方散乱係数 σ の関係を示す。この図より、入射角が30～80度では後方散乱係数の変化は小さいが、入射角が0～30度と80～90度では後方散乱係数の変化は大きいことがわかる。

図2 入射角 θ と後方散乱係数 σ の関係

本研究では、SARによる観測条件（SARの水平面への入射角が23度であること）と後方散乱波の解析条件（後方散乱の物理的機構が解明されていること）とを考慮して、海面からの後方散乱波が拡散散乱過程になることを対象として波高の解析を進める。そして解析に際しては、共鳴散乱モデルに海面傾斜の影響を考慮した複合散乱モデルを応用して後方散乱係数から海面傾斜を算定する方法を提案し、波高の推算を行う。ただし、本研究では碎波帯における散乱波については考慮していないので、解析対象海域内で碎波がおきていないと仮定する。

3. 波高の推定法

3.1 複合散乱モデル

Wright(1966, 1968)¹²⁾によって提案された複合散乱モデルでは、海面を表面にある粗度を持った小さく、非常に軽い板状の面が組み合わさったものであると仮定する。この板の上の粗度が、波高の小さい波（板状の面）と表面張力波（板上の粗度）の二つに分けて考えることができる。後方（入射方向）への単位散乱エネルギー密度は、この板状の面からの後方散乱エネルギーの平均値として表わされる。図3に重力波による海面の変動の様子を示す。板状の面が x, y 方向に傾いている様子を確認することができる。この傾きのためマイクロ波の海面への入射角 θ は場所によって変化する。入射面の x 方向の傾きを θ_x, y 方向の傾きを θ_y とすると、入射角 θ は水平面（ xy 平面）に対する入射角 θ_0 を用いて以下のように表わされる。

$$\theta = \cos^{-1}\{\cos(\theta_0 + \theta_x)\cos(\theta_y)\}$$
 (1)

さらに、垂直偏波の送受信に対する単位面積当たり

図3 海面の傾斜による入射角 θ の変化

後方散乱係数 σ は Valenzuela (1968, 1971)⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾ に
よって以下のように定式化されている。

$$\sigma(\theta) = 4\pi\pi^4 \cos^4(\theta) \left| \left(\frac{\alpha \cos \theta_y}{\alpha_i} \right)^2 g_{vv}(\theta) + \left(\frac{\sin \theta_y}{\alpha_i} \right)^2 g_{HH}(\theta) \right|^2 W(2ka, 2k\gamma \sin \theta_y) \quad (2)$$

ここで $W(2ka, 2k\gamma \sin \theta_y)$ は海面波浪の二次元ス
ペクトルを表わし、 α , α_i , γ は以下のように表わされ
る。

$$\alpha_i = \sin \theta \quad (3)$$

$$\alpha = \sin(\theta_0 + \theta_x) \quad (4)$$

$$\gamma = \cos(\theta_0 + \theta_x) \quad (5)$$

また、 $g_{vv}(\theta)$ と $g_{HH}(\theta)$ は一次の散乱係数を表わして
いてそれぞれ以下になっている。

$$g_{vv}(\theta) = \frac{(\varepsilon - 1)\{\varepsilon(1 + \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta\}}{\{\varepsilon \cos \theta + (\varepsilon - \sin^2 \theta)^{0.5}\}^2} \quad (6)$$

$$g_{HH}(\theta) = \frac{(\varepsilon - 1)}{\{\cos \theta + (\varepsilon - \sin^2 \theta)^{0.5}\}^2} \quad (7)$$

ここで、 ε は海水の比誘電率を表わしている。海水の水
温を 20°C とし、塩分量を 20‰ とすると ε は 70—35*i* と
なる。本研究ではこの値を ε の値とする。

3.2 複合散乱モデルを応用した波高の推定

波高は図 4 に示す手順によって推定するが、式(2)
を用いて後方散乱係数 σ から x 方向の海面傾斜角 θ_x
を求めるためには次の 2 つのことがわからなければならない。

(I) 海面波浪の二次元スペクトル $W(2ka, 2k\gamma \sin \theta_y)$ の値

(II) X 方向の海面傾斜角 θ_x と y 方向の海面傾斜角
 θ_y の関係

(I) の海面波浪の二次元スペクトルは、SAR 画像に
対して二次元波数スペクトル解析を行えば得ることが
できるが、SAR の空間分解能の制約により波数
($2ka, 2k\gamma \sin \theta_y$) における海洋波浪の二次元スペクトル
は算定することはできない。そこで、海面波浪のス
ペクトルが平衡状態であると仮定して Phillips
(1958)⁽¹³⁾ の法則を適応して海洋波浪の二次元スペクトル
 $W(2ka, 2k\gamma \sin \theta_y)$ を求める。Phillips は海洋波浪の
スペクトルが平衡状態のときの海洋波浪の二次元ス
ペクトル $W(2ka, 2k\gamma \sin \theta_y)$ を以下のように定式化し
た。

$$W(2ka(2ka, \sin \theta_y)) = B\{(2ka)^2 + (2k\gamma \sin \theta_y)^2\}^{-2} \quad (8)$$

手順 1

式(2)の関係を用いて各点における後方散乱係
数 σ を入射角 θ に変換する。

手順 2

入射角 θ から x 方向 (レンジ方向) の海面傾斜角
 θ_x を算定する。

手順 3

海面傾斜 θ_x が、負の値をとるものに関して
のみ拡散散乱モデルが成立するものとして、
海面形の変化量 $d\eta$ を求める。

手順 4

海面形の変化量 $d\eta$ を積分して海面形 η を求め
る。そして、海面形 η を用いて波高 h を求める。

手順 5

波高の大きいものから並べて、波高の大きい側
から全体の個数の 1/3 だけ選び出して、平均化
したものを有義波高とする。

図 4 波高推算の流れ

ここで、 B は比例定数を表している。本研究では Lon-
guest-Higgins (1963) に行った海上観測データを式
(8) にあてはめて得られる 0.006 を B の値として用い
る。

次に、(II) の θ_x と θ_y との関係を調べるために解析
対象海域内の波が式(8)のように定式化できると仮定
する。

$$h = A \sin(k_x x + k_y y - \omega t) \quad (9)$$

ここで、 h は波面形、 A は振幅、 t は時間、 k_x , k_y は
 x , y 方向の波数、 ω は周波数を表わしている。式(9)
を用いて x 方向の海面傾斜角 θ_x と y 方向の海面傾斜
角 θ_y を表わすと

$$\tan \theta_x = \frac{\partial h}{\partial x} = A k_x \cos(k_x x + k_y y - \omega t) \quad (10)$$

$$\tan \theta_y = \frac{\partial h}{\partial y} = A k_y \cos(k_x x + k_y y - \omega t) \quad (11)$$

となる。式(10)と(11)より θ_x と θ_y の関係は

$$\tan \theta_y = \frac{k_y}{k_x} \tan \theta_x \quad (12)$$

となる。波数 k_x , k_y は観測対象海域を二次元波数ス

図5 海面傾斜角 θ_x と後方散乱係数 σ の関係

図6 観測対象海域

クトル解析したときに得られるスペクトルピークにおける波数である。ここで注意しなければならないことは、式(12)を用いて θ_x , θ_y を関係づけられるのは、解析対象海域内の波が一様方向に向かっていると仮定できるときだけである。

式(8), (12)を式(1)に代入することにより、後方散乱係数 σ から x 方向の海面傾斜角 θ_x を求めることができる。図5に海面傾斜角 θ_x と後方散乱係数 σ の関係を示す。この図より、 y 軸方向の海面傾斜角 θ_y の変化は、 θ_x が $-20 \sim 12$ のときには海面傾斜角 θ_x と後方散乱係数 σ の関係にほとんど影響を及ぼさないことがわかる。それに対し、マイクロ波の水平面 (xy 平面) への入射角 θ_o の変動は海面傾斜角 θ_x と後方散乱係数 σ の関係に大きな影響を及ぼすことがわかる。

4. 研究対象海域

観測対象海域は、図6に示す正方形の枠 ($80\text{km} \times 80\text{km}$) で囲んだ海域 A である。図中の×印は御前崎沖に設置されている波高計 (超音波型波高計) の位置 ($34^\circ 37'55''$, $138^\circ 14'17''$), 水深17m) を示している。図7に1991年9月8日10時27分の SAR 画像を示す。この日の観測海域の天候は、台風15号が日本の南海上に駿河湾に向かって進んでいる (図8) ため、御前崎では平均風速 6.0m/s の風が北東に吹いていた。このような気象条件下では台風によって作られた「うねり」が駿河湾に來襲することを予想することができる。図9に図7の四角で囲まれた海域 B ($6.4\text{km} \times 6.4\text{km}$) を示す。この図において、黒色は後方散乱係数が小さい部

図7 1991年9月8日における ERS1-SAR 画像

分を表し、白色は後方散乱係数が大きい部分を表している。黒と白の斜めストライド模様で表現されたうねりを確認することができる。通常、この図のみからではうねりがどちらの方向に進んでいるかを決定することはできないが、図8の天気図より台風が南から駿河湾に接近していることと風が北東に向かって吹いていることを考慮 (うねりが沖から岸に向かって進行している仮定することができる。) すると、うねりは図中を右上から左下に向かって進んでいることがわかる。また、この図より今回解析を行ううねりが一様に同じ方向に進んでいることがわかる。このことより、今回解

図11 海域 B の波高分布

図12 海域 B の波高頻度分布

変化させることがわかる。観測対象海域内の海面傾斜角 θ_x と θ_y を一対一に関係づけるためには、スペクトルピークがある広がり以上持たない場合に限定される。もしも観測対象海域内で波が急激に変化してしまう場合には、波向が一様方向とみなせる海域に区切って解析する必要がある。このことは海底地形が急激に変化する沿岸域では特に注意して解析する必要がある。

5.2 波高分布

図11に図9の海域の波高分布を示す。この図において白色の部分は、マイクロ波の海面への入射角が複合

図13 波高計周辺海域の二次元波数スペクトル

散乱モデルの適用外の波面を表わしている。この図より、局所的に波高が30[m]近い場所が存在していることがわかる。これには以下の二つの理由が考えられる。

- 1) この海域の波向を一様方向に決めたために生じた誤差の累積。
- 2) 碎波帯内で起きている現象によって後方散乱係数が変動され、本研究で用いた複合散乱モデルでは説明することができない現象となっているために生じる誤差。

図12に図9の波高の頻度分布図を示す。この図より、解析対象海域内の波高分布がガウス分布になると予想することができる。もしも波高の頻度分布がガウス分布ならば、今回推定することができなかった部分の波高分布は y 軸に対して線対称となる。さらに、波高を大きい順に並べて大きいものから全体の三分の一を選び出し、平均化して有義波高を計算すると5.4[m]となる。

6. 波高計との比較

本研究の波高推算法の妥当性を議論するために、御前崎に設置されている波高計で測定されている有義波高との比較を行う。また、SAR 画像をスペクトル解析して得られるスペクトルピーク時の波数から卓越周期を求めて波高計で測定されている有義周期との比較も行なう。波高計で計測されているデータとの比較を行

表 2 有義波高と有義周期の比較

	有義波高 [m]	周期 [s]	観測時間
波高計	3.0	11.6	10 : 00
SAR	3.0	9.7	9 : 27
SAR (有義周期)	—	11.8	9 : 27

表 3 波向と有義波高の関係

	line 3	line 2
k_y/k_x	$\tan 90$	$\tan 45$
有義波高	2.6 [m]	3.1 [m]

うために波高計を含む1.6[km]×1.6[km]の海域の波高解析を行なった。図13にスペクトル解析の解析結果を示す。この図より、スペクトルピーク時における(k_x , k_y)は(0.055[rad/m], 0.024[rad/m])となり、この海域の代表する波の進行方向は x 軸から66.8度方向であることがわかる。

表2に波高計によって測定された有義波高、有義周期と SAR によって推算された有義波高、卓越周期をそれぞれ示す。SAR によって推算された有義波高は波高計で測定された有義波高とよく一致する。このことより、観測対象海域内でエルゴード性を成り立っていることがわかる。ここで、スペクトルピークの広がりによる有義波高がどのように変化するかについて検討する。図12よりスペクトルピークの広がり範囲は line 2 と line 3 の間である。この範囲での k_y/k_x の変化と有義波高の変化を表3に示す。この表より、有義波高は k_y/k_x の変化によって有義波高が0.5m 変化することがわかった。

一方、SAR 画像をスペクトル解析することによって得られた卓越周期は有義周期より約2秒小さくなっている。両者はその算出過程が異なるためこのままでは比較することができない。そこで、スペクトルピークの周期を有義周期に変換して両者の比較を行なう。通常、有義周期はその定義が複雑であるためスペクトルピークの周期から理論的に導くことはできないが、海上観測のデータや数値シミュレーションの結果から両者を関係づけることができる。光易(1968)¹⁷⁾や合田(1987)¹⁸⁾らは両者の関係を以下の式で関係づけている。

$$T_{1/3} = \frac{1}{1.05f} \quad (14)$$

ここで、 $T_{1/3}$ は有義周期を表し、 f はスペクトルピークのときの周波数を表している。スペクトルピーク時の周波数 f は水面の分散関係より

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{gk \tanh(kd)} \quad (15)$$

と表される。ここで、 g は重力加速度、 k はスペクトルピーク時の波数、 d は水深をそれぞれ表す。本研究ではこの海域の水深を17[m]の一樣水深として f を求め、有義周期 $T_{1/3}$ を算定する。この結果を表2に示す。卓越周期と比較すると波高計の有義波高とよく一致している。ただし、式(13)を用いるにあたって解析対象海域内でエルゴード性が成り立つこと仮定した。

7. ま と め

- 1) 本研究では、SAR 画像をスペクトル解析することにより卓越波数を算定し、卓越周期に変換した。この卓越周期から有義周期を求めた結果と波高計のそれとは非常に良い一致を示した。
- 2) 本研究では、複合散乱モデルを応用した波高推定法を提案した。今回提案した波高推定法によって後方散乱係数と波高との関係を明らかにすることができ、波高の空間分布を得ることができた。さらに、そこから算定される波高は沿岸域に設置された波高計より得られる有義波高とよく一致した。しかし、解析対象海域の選び方によって有義波高の大きさは変化するので注意しなければならない。特に、波の進行方向が急激に変化する所では注意して解析対象海域を選定しなければならない。
- 3) 本研究では、1シーンの SAR 画像より推定される有義波高と有義周期の妥当性について議論してきたが、今後は同様の手法で様々な場所で様々な波高の波に対して解析を進め信頼性を向上させる必要がある。
- 4) 今回の解析では速度バンチング効果を考慮しないで解析を進め、非常に良い結果を得た。しかし、実際にはこの効果によって SAR 画像は変調されており、なぜこのような結果になったのか現在のところ不明である。今後は、速度バンチング効果を考慮した波浪モデルを構築しなければならない。
- 5) 砕波帯内で後方散乱係数がどのように変調される

かを明らかにし、碎波帯を除いた解析を進めなければならない。

謝辞：本研究は、宇宙開発事業団より ERS1-SAR データの提供を受け、(財)沿岸開発技術研究センターより御前崎の波浪データの提供を受けた。また、科学研究費補助金（特別研究員奨励費）と日産科学振興財団の補助を受けた。ここに記して謝意を表します。

(受付日1997.8.4, 受理日1998.5.15)

参考文献

- 1) Jones, W.L. et al: Seasat Scatterometer : Results of Gulf of Alaska Workshop, Science 204, 1979, pp.1413-1415
- 2) Monaldo F.M. and D.R. Lyzenga ; On the estimation of wave slope and height-variance spectra from SAR imagery, IEEE Trans. GE-24, 1986, pp. 543-551
- 3) 古濱洋治, 岡本謙一, 増子治信(1986) : 人工衛星によるマイクロ波リモートセンシング, (社)電子情報通信学会, 275p
- 4) M.H.B. Thomas ; The estimation of wave height from digitally processed SAR imagery, Int. J. Remote Sensing, Vol. 3, No. 1, 1982, pp.63-68
- 5) (財)資源観測解析センター : 合成開口レーダ (SAR), 369p
- 6) 児島正一郎, 沢本正樹 (1997) : ERS1-SAR データを用いた波浪解析, 土木学会東北支部技術研究発表会講演概要, pp.180-181
- 7) Barrick, E.D (1968) : Rough Surface Scattering Based on the Specular Point Theory, IEEE AP, Vol. 16, pp.449-454
- 8) Barrick, E.D (1974) : Wind Dependence Quasi-Specular Microwave Sea scatter, IEEE Trans. AP, Vol. 22, pp.135-136
- 9) Peake, W.H. : Theory of Radar Return from Terrain, IRE National Convention Record 7, 1959, pp.27-41
- 10) Wright, J.W. : A New Model for Sea Clutter, IEEE Trans. AP-16, 1968, pp.217-223
- 11) Wright, J.W. : Backscattering from Capillary Waves with Application to Sea Clutter, IEEE Trans. AP-14, 1966, pp.749-754
- 12) Valenzuela, G.R. : Scattering of Electromagnetic Waves from a Tilted Slightly Rough Surface, Radio Science, Vol. 13, No. 11, 1968, Paper3 -11-468
- 13) Valenzuela, G.R., Laing, M.B., and Dalay, J.C. : Ocean Spectra for the High Frequency Waves as Determined from Airborne Radar Measurements, J. Marine Res. 29, 1971, pp.69-84
- 14) Valenzuela, G.R. : Theories for the Interaction of Electromagnetic and Oceanic Waves-A Review, Boundary-Layer Meteorology 13, 1978, pp.61-85
- 15) Phillips, O.M. : The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1966, 266p
- 16) Robinson, I.S (1994) : Satellite Oceanography, Ellis Horwood, pp.344-394
- 17) Mitsuyasu, H. (1968) : On the Growth of the Spectrum of Wind-generated Waves I, Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., 16, 459-465
- 18) 合田良実(1987) : 数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質, 第34回海岸工学講演会論文集, 131-135
- 19) Swift, Calvin T., and L.R. Wilson : Synthetic aperture radar imaging of moving ocean waves, IEEE Trans. AP-27, 1978, pp.725-729
- 21) Alpers, Werner R., and Clifford L. Rufenach ; The effect of orbital motions on synthetic aperture radar imagery of ocean waves, IEEE Trans. AP-27, 1979, pp.685-690
- 22) Kazuo Ouchi ; Synthetic aperture radar imagery of range traveling ocean waves, IEEE Trans. GE-26, 1988, pp.30-37