波浪推算モデルMRIとMRI－IIの相互比較研究*

1. 序

1981年に10の波浪推算モデル（波モデル）のグループが米国，ヨーロッパ，日本から参加して波モデル相互比較研究が行なわれた。この研究はIUCRMの波浪の力学と海面の電波探査のシンポジュウムの中の一つのテーマであって，その結果は同シンポジュウムのプロシーディングとして出版された（The SWAMP Group（Part 2）1982,（Part 1）1984）。この研究の第一の目的は風で生じる水の表面波の物理についての理解が現時点でどのように波モデルに反映しているかをテストすることであった。この研究は，実験や理論だけでなく波モデルの数値的取り扱いについての将来の指針を得ることに特に役立つと考えられる。この研究に我々が開発した第一世代に属する線形な波モデルMRI（Uji and Isozaki 1972, Isozaki and Uji 1973, Uji 1975）も参加した。その結果，このモデルは波高の推算の点では特に欠点はなく，しかも複雑な風系での性能は優れていることが確認された。しかし，このMRIは風波のパラメータ表現を利用した第二世代の波モデルに較べ，発達初期の風波のスペクトルの形をうまく表せないことも明らかになった。この点を改良するため風波のパラメータ表現を利用した波モデルMRI－IIを新たに作成した（Uji 1984）。

この新しい波モデルMRI－IIの性質を明らかにしておくことは，利用の便に供する意味から重要である。さらに，MRI－IIは，波浪の数値的表現および波浪エネルギーの伝播を計算する工夫が旧いMRIと全く同じであるところから，数値的取扱による結果の差異はこれらのモデル相互の間には生まれないので，両者の結果を比較することはモデルの基礎となっている物理的仮定の違いを浮かびあがらせる意味で特に有効である，この意味で，この相互比較研究は波モデルの将来の発展に取っても，重要な基礎データを提供し得ると考えられる。このような理由で，新しいMRI－IIを用いてSWAMPで行なわれた全ての数値実験を再現し，その結果をSWAMPの作図様式に則って描いた。ここにそれらの図をMRIの結果と合わせて全て収録する。The SWAMP Group 1982, 1984には上記の相互比較研究の過程で作図された全ての図は収録されていないので，ここにはそれらに含まれていない図もある。この図集は上記のThe SWAMP Groupの結果とあわせて利用すればより有効に活用できる。そこで，The SWAMP Groupによる結果と対比できるように，図の番号は図15－7．4－1．のように示されている。即ち，最初の15は本誌全体の通し番号，二番目の7．4はThe SWAMP Group 1984（Part 1）に示された番号，三番目の1．はThe SWAMP Group 1982（Part 2）の番号である。SWAMPの文献に対応する図がない場合

*宇治　豪：海洋気象研究部

はその番号を０にしてある。

2. モデルの概説

波浪の推算には，

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \boldsymbol{Cg} \cdot \nabla F = S_{net} = S_{in} + S_{nl} + S_{ds} \qquad (2,1)$$

で表されるエネルギーバランスの式を用いている。ここで$F = F(\sigma, \theta; x, t)$ は波浪の２次元スペクトル，σは角周波数，θは成分波の進行方向，$\boldsymbol{Cg} = \boldsymbol{Cg}(\sigma, \theta)$ は成分波の群速度，S_{net}は成分波が単位時間に得る全エネルギーを，S_{in} は風から波へのエネルギーの流入を，S_{nl} は非線形相互作用による成分波相互のエネルギー輸送を，Sds はエネルギーの散逸を表す。なお，t は時間 x は場所である。式（2.1）の右辺にあるS_{net}，（S_{in}, S_{nl}, S_{ds}） については厳密な意味では未だ全てが明らかになってはいない。このS_{net} の表現の仕方と波浪の数値的表現方法によって色々な種類の波モデルが存在する。

2.1　波モデルMRI

このモデルではS_{net} の内容として,順風による線形および指数関数的成長，波浪が成長すると共にピアソン—モスコビッツ（P—M）のスペクトルで表される平衡状態に近づくような形をした砕波の効果，成長しすぎた成分に対する摩擦によるエネルギーの散逸および逆風の効果が考慮されている。波と波の相互作用と，浅海効果は無視している。

数値的には波のエネルギーを352個（16方位×22周波数成分）のスペクトル成分で表現している。波のエネルギーの伝播の計算にはエネルギーの空間分布の歪みを防止する工夫がなされている(Uji and Isozaki 1972)。

ＭＲＩでは波浪のスペクトル成分と風との関係を次の三つの過程に分けて取り扱かっている。各々の過程におけるS_{net} は次のように表される。

$$\left.\begin{array}{ll} S_{net} = (A + B \cdot F)\left[1 - (F/F_{\infty})^2\right]\Gamma(\theta - \theta_W), & \\ \qquad |\theta - \theta_W| \leqq 90^\circ, \; F \leqq 1.41 F_{\infty}, & \\ S_{net} = -D \cdot f^4 F, \quad |\theta - \theta_W| \leqq 90^\circ, \; F > 1.41 F_{\infty}, & \\ S_{net} = -\left[B \cdot \Gamma(\theta - \theta_W) + D \cdot f^4\right] F, \quad |\theta - \theta_W| > 90^\circ & \end{array}\right\} \qquad (2.2)$$

ここで，ＡとＢは風速と成分波の周波数で決まる定数でI_{noue}（1966）の値を用いている。Dは定数でその値は$1/3600\ s^3$，また十分発達したスペクトルF_{∞}は

$$F_{\infty} = \phi_{PM}\, \Gamma(\theta - \theta_W)$$

と表される。ここにϕ_{PM} はＰ—Ｍのスペクトル，$\Gamma(\theta)$ は方向分布関数で

$$\Gamma(\theta) = \begin{cases} (2/\pi)\cos^2\theta, & |\theta| \leqq 90^\circ \\ 0, & |\theta| > 90^\circ \end{cases}$$

と仮定されている。θ_W は風向を表す。

2.2　波モデルMRI－II

このモデルは5個の過程を含んだエネルギーバランスの式を基礎としている。その過程とは，順風によるエネルギー入力，風波をなす成分波間での共鳴相互作用による非線形なエネルギー輸送，砕破，摩擦による散逸および逆風の効果である。このモデルでは風波の単一パラメータ表現によって風からの入力と共鳴相互作用による非線形エネルギー輸送を同時にかつ陰に表現している。この単一パラメータ表現の内容は，Toba による波高と周期間の2/3乗則，パラメータであるスペクトルピーク周波数 σ_P に対する Toba の予報式

$$(d\sigma_P{}^{*-2}/dt) = 1.783\times10^{-3}\{1-\mathrm{erf}\,(4.59\times10^{-2}\,\sigma_P{}^{*-1})\} \qquad (2.3)$$

およびP－Mのスペクトルに風波のスペクトルが相似であるという仮定である（変数の右肩の＊は摩擦速度 u_* と重力の加速度 g によって無次元化した量であることを常に示す)。

以上から，パラメータ表現を用いた風波のスペクトル F_p は

$$F_p(\sigma;\sigma_P) = (\sigma_P/\sigma_{PM})\,\phi_{PM}(\sigma;\sigma_P)\,\Gamma(\theta-\theta_W)$$

と表される。うねりとうねり，又はうねりと風波の共鳴相互作用は無視してある。

砕破の効果を表現するため仮説的な考え方を導入した。この仮説は，砕破とは波の峰の処にある波高の二乗に比例する大きさの水塊が波としてのエネルギーを失う過程だという考え方に立脚していて，砕波によるエネルギーの散逸 S_{ds}'を

$$S_{ds}' = -C_b\cdot P_i\cdot\sigma_P\cdot E^2\{1+(\sigma/2\sigma_P)^4\}F/E_n$$

と仮定する。ここのCb は長さの－2乗の次元を持つ定数で，台風8013号の波浪の追算によって $6/3600\,\mathrm{m}^{-2}$ という値に決めた（Uji，1984)。P_i は砕波がおこる確率で，E は波浪の全エネルギー，En は規格化因子である。この P_i と E_n はそれぞれ

$$P_i = 0.27\log(u_*{}^2/\sigma_P\nu) - 0.78$$

$$E_n = \iint[1+(\sigma/2\sigma_P)^4]\,F\,d\sigma\,d\theta$$

と表される。ここに ν は空気の力学的粘性係数である。さらに，スペクトルFが F_∞ に近い所では $S_{in}+S_{nl}$ が$-S_{ds}$ におおむね等しいのでFが 1.414 F_∞ より小さいところでは

$S_{in}+S_{nl} = \{(F/F_\infty)^2-2\}\,S_{ds}'$　と置いている。

MRI－IIでは波浪のスペクトル成分の変化を次の四つの場合に分けて取り扱かっている。各々の過程におけるSnet は次のように表される：

$$S_{net} = \{F_P(\sigma_P+\varDelta\sigma_P)-F_P(\sigma_P)\}/\varDelta t,$$
$$|\theta-\theta_W| \leqq 90^\circ,\ F \leqq F_p(\sigma_P+\varDelta\sigma_P)$$

$$
\left.
\begin{array}{ll}
S_{net}=0, & |\theta-\theta_w|\leqq 90^\circ,\ F_p(\sigma_P+\Delta\sigma_P)<F<F_\infty \\
S_{net}=\begin{cases}\{(F/F_\infty)^2-1\}S_{ds}', & |\theta-\theta_w|\leqq 90^\circ,\ F_\infty\leqq F<1.41F_\infty, \\ S_{ds}', & |\theta-\theta_w|\leqq 90^\circ,\ 1.41F_\infty\leqq F, \end{cases} & \\
S_{net}=S_{ds}'-(B\cdot\Gamma+D\cdot f^4)F, & |\theta-\theta_w|>90^\circ
\end{array}
\right\} \quad (2.4)
$$

但し $\Delta\sigma_P$ は Δt の間における σ_P の変化量であって式（2.3）によって計算される。
ただしうねりのエネルギーが順風方向に存在するときはそのエネルギーを考慮して風波のピーク周波数の変化量 $\Delta\sigma_P$ を次の式を満足する $\Delta\sigma_P'$ に置換する。

$$\sum_{\sigma,\theta}\left[F_p(\sigma_P+\Delta\sigma_P')-F(\sigma)\right]=\sum_{\sigma,\theta}\left[F_p(\sigma_P+\Delta\sigma_P)-F_p(\sigma_P)\right]$$

ここでFは初期の波浪の2次元スペクトルである。また左辺の和は

$$F_p(\sigma_P+\Delta\sigma_P')>F(\sigma)$$

の関係を満たす成分についてのみ行なう。

2.3　MRⅠとMRⅠ－Ⅱの相違

MRⅠでは波浪のスペクトル成分は風や砕破や粘性の影響を受けながら変化するが，これらは全て各成分について独立に働く。一方，MRⅠ－Ⅱでは風波のパラメータ表現と砕破によるエネルギーの散逸が全エネルギーと風波のピーク周波数と摩擦速度によって決定されるという仮定が導入されている。その結果，MRⅠ－Ⅱでは全局面で波浪のスペクトル成分がお互いに独立ではない。

3.　数値実験

3.1　序

MRⅠ－Ⅱを用いてSWAMPの全事例について数値実験を行なった。事例についての解説はThe SWAMP Group Part 1 1984, Part 2 1982 に記載されているが，参照を容易にするためにここに再録する。

現時点では，実際のデータに照らして波モデルを検討しても，モデルのどの部分（例えば発達過程の基本式，減衰過程の取り扱い，波浪の数値的表現方法）の影響でそのような結果がでてきたかを分離して判断することは困難であると考えられている。その代りに以下にあげる7つのテスト例は波モデルの各部分に別々に焦点をあててその部分の効果がうきあがってくるように設計されている。事例の順は後で追加された第7例を除けば事例の番号が増すほど複雑さが増すように並んでいる。波モデルMRⅠとMRⅠ－Ⅱは全て同じ格子点を用いて同じ条件下で計算されている。

3.2　計算事例

第1事例（移流テスト）は純粋なうねりの伝播の実験（うねりの減衰は考慮しない）で，波浪を有限個のスペクトル成分で表現している波モデルにおける移流項計算のスキームのテストである。

第２事例（吹送時間と吹送距離による成長）はまっすぐな海岸から直角に海に向かって吹き出している一様でかつ一定な風による，波のない状態からの波の場の成長に関係したテストである。この場合，十分大きな吹送距離における時間的な波の成長は一つの理想的な吹送時間による波の成長曲線を与え，十分時間が経過して波の状態が定常状態に漸近的に近づいた時の岸から沖に向かっての波の変化は吹送距離による波の成長曲線を与える。

この事例は最も単純な条件下での波の成長であるので他の事例のより複雑な風系が波の場に及ぼす効果を議論する際の基礎となる。

第３事例（斜めの吹送距離）は第２事例の風向を風上の海岸線に対して45°になるように一般化したものである。この実験は一様一定の風の下で考えられる最も単純な方向の非対称性を風上の境界条件によって導入し，これに対する波モデルの応答を調べるものである。

第４事例（海の半分のみ風）は風が吹いている海域から無風域へのうねりの伝播のテストである。さらに風向に平行な風域の境界が風域内の波場にどのように作用するかも調べる。

第５事例（斜めに走るフロント）ではフロントを横切って伝播する風波に対し、その前後で順風から横風に90°風向が変化するようになっている。この実験では風向が突然変化した時の波の方向特性に対するモデルの応答を調べるのが目的である。しかしながら，波の場が場所によって異るため，この実験には波の方向に対する応答と波の伝播の効果が複雑にかさなって現れる。そこで，この二つの効果を分離するために第７事例が追加された。

第６事例（止まっているハリケーンと動いているハリケーン）我々が取り扱わなければならない最も複雑な風系である。この事例では非常に極端な，しかし，現実的な風系に対するモデルの性能テストになっている。このような複雑な条件の下でのモデル間の結果の重要な違いを明瞭に分類するには前もって行なった理想的な風の下でのテストの解析結果を参照する必要がある。

第７事例（風向の90°変化）は第５事例から移流の効果を取り除いて単純にしたものである。広い海において一様な風がある時間吹き続いた後，急に風向が全ての場所で同じように90°変って今まで発達してきた風波に対し横風が吹きはじめる。波の場はどこも一様なので波の状態は時間のみに依存する。

4. 計算と出力の指定

計算と出力の様式においてＳＷＡＭＰの実験で提案されたものとＭＲＩ－Ⅱを用いて行なった実験では多少違った点がある。そこで例えば，ＳＷＡＭＰの出力点は$X=30$㎞で我々のは$X=40$㎞の場合，今後，出力点は$X=40$（S.30）㎞のように記載することにする。

4.1　第１事例（移流テスト）

平面上に$x-y$座標を考えてその上にx方向y方向に同じ大きさの格子間隔Δx，Δyで格子を作る。波のエネルギーとしては単一のスペクトル成分（単一方向，単一周波数）を考える。伝播

方向としてはy軸に対して平行の例と30°の角度をなす例をテストする事にSWAMPではなっているが我々のモデルでは波浪の2次元スペクトルを16方向成分で表現しているのでy軸に対しては平行，22.5°および45°の3例を計算した。周波数としては1/20，1/10，1/5 Hz の3例とする。各格子点上の初期のエネルギー量は下図のようにする：

.0	.0	.0	.0	.0
.0	.1/16	.1/8	.1/16	.0
.0	.1/8	.1/4	.1/8	.0
.0	.1/16	.1/8	.1/16	.0
.0	.0	.0	.0	.0

この分布の全エネルギー量は1である。波は3日間にわたり伝播させ，この間半日ごとのエネルギー場を出力する。理論的に予想されるエネルギーの中心も図中に示すことになっている。この数値実験の格子間隔$\triangle x$，$\triangle y$は40km，積分時間間隔Δtは1時間である。

波モデルにおける伝播は，1つの格子点上にエネルギーが集中している初期条件の下での，分散S^2のクーラン数C又はモデルのタイムステップ数nによる振舞いによっても特徴ずけられる。

目的：

本事例では波モデルがどのようにエネルギーを格子上で移流させるかをテストする。特に，エネルギーの空間分布が伝播に伴ってどのように変化するかに注意する。

作図：

SWAMP では分散S^2をクーラン数C又は,タイムステップ数nに対して描く事が提案されているだけである。ここでは以下の作図を行なった。

エネルギーの空間分布：

初期に上に示した9個の格子点に有った単一のスペクトル成分のエネルギーの空間分布の等値線を$X-Y$平面内に描く。

全エネルギー対タイムステップ数n：

初期に上に示した9個の格子点に有った単一のスペクトル成分のエネルギーの計算海域内の総和をタイムステップ数nに対して描く。周波数fと波向θを曲線族のパラメータとする。

エネルギーの中心位置対タイムステップ数n：

エネルギーの中心位置I（n）およびJ（n）をタイムステップ数nに対して描く。波向θを曲線族のパラメータとする。

分散S^2対タイムステップ数n：

分散S^2をタイムステップ数nに対して描く。曲線族のパラメータとしてはクーラン数Cを用いる。第1事例においては作図形式は指定されていない。

4.2　第2事例（吹送距離と吹送時間による発達）

十分広い海の上を 19.5 m（S.10 m）高度での風速が 20 m/s の一様で一定な西風が沖合に向かって西の海岸線に直角に吹いている。初期（$t=0$）には全海上で全く波のない状態であり，海岸線では $t>0$ においても波はないようにする。数値実験は全海域において波が定常状態に達するまで続ける。ここでは風は西風で，海の辺がそれぞれ東西と南北に平行な 1000 km の正方形とし，その西岸のみを海岸線とした。格子間隔は40km，積分時間間隔は1時間で，積分時間は72時間とした。これは波の状態が全海域で定常になるのに十分な時間である。格子は東西に26点南北に26点取り西端の点を全て陸とした。

目的：

どのモデルも一様で一定な風場での観測で得た吹送距離による成長曲線によって更正されている。このテストの結果は，他のより複雑な風場におけるテストの結果の議論のために重要である。また，吹送距離による発達と吹送時間による発達の関係が波モデルによってどう変化するかを調べるのに都合がよい。特に，風波のパラメータによる表現を用いていないＭＲＩと用いているＭＲＩ－Ⅱのあいだの基本的な違いを明確にするのに有効である。

出力：

風と平行な海の中心線上での，風波の時間と空間による変化を見る。結果が出力されるべき点は次に示すとうりである：吹送距離 $X=10$，20，30，50，100，150，200，300，400，500，750，1000 km，吹送時間 $T=1, 2, 4$，6，9，12，15，18，24，30，36 時間と以後定常状態に達するまで6時間ごと。我々の実験では ΔX が40kmであるので出力点は $X=40$，80，120 kmと指定された点に最も近い格子点を用いた。

作図：

全エネルギー対吹送距離：

無次元全エネルギー E^* を無次元吹送距離 X^* に対して描く。曲線族のパラメータとしては無次元吹送時間 T^* を用いる（作図形式＃1）（作図形式の説明はその項で行なう）；

ピーク周波数対吹送距離：

無次元ピーク周波数 $f_P{}^*$ を無次元吹送距離 X^* に対して描く。曲線族のパラメータとしては無次元吹送時間 T^* を用いる（作図形式＃3）；

全エネルギー対吹送時間：

E^* を T^* に対して描く。パラメータは X^* とする（作図形式＃2）；

ピーク周波数対吹送時間：

$f_P{}^*$ を T^* に対して描く。パラメータは X^* とする（作図形式＃4）；

全エネルギー対吹送距離－吹送時間：

X^*-T^* 平面に規格化された E^* の等値線を描く（作図形式＃5）；

ピーク周波数対吹送距離－吹送時間：

X^*-T^*平面に規格化されたf_Pの等値線を描く（作図形式＃6）；

周波数スペクトル対吹送距離：

定常状態における規格化された周波数スペクトルϕ（f）を無次元周波数f^*に対して描く。スペクトル族のパラメータはXとする（作図形式＃7）；

周波数スペクトル対吹送時間：

吹送距離1000 kmにおける規格化されたϕをf^*に対して描く。パラメータはTとする（作図形式＃7）；

2次元スペクトル：

規格化された2次元スペクトル　$F(f,\ \theta)$の等値線を$f^*-\theta$平面に描く。描く図は$T=6$, 36時間，$X=150$, 1000 kmの4枚とする（作図形式＃8）。

ここで示した第2事例での作図は全部で12枚である。

SWAMP　Part　1による追加：

定常状態でのX^*に対するE^*の発達曲線がSWAMPの結果の平均値にできるだけ近ずくように摩擦係数$Cd=1.83\times10^{-3}$をCd'に変更して無次元化したX^*に対するE^*；

同様に処理したX^*に対する$f_P{}^*$；

同様に処理したT^*に対するE^*；

同様に処理したT^*に対する$f_P{}^*$。

ただし，Cd'/CdはMRIでは1.05, MRI－IIでは0.87である。

4.3　第3事例（斜めの海岸線）

第2事例と同じ形だが全境界が陸の1000×1000 kmの大きさの静かな海に突然19.5（S.10）m高度で20 m/sの南西風が一様に吹きはじめる。x軸を東西にy軸を南北にとり，角度は北から時計回りに計るものとする。図31－8．1－0において点A，B，C，D，EおよびFで示された場所での波の時間変化を記録しておく。また，十分時間が経過して波が定常状態に達するまで計算を続け，その時の全点での波の状態を記録しておく。SWAMPの境界条件は西岸と南岸を陸とし，全ての境界は完全にエネルギーを吸収し，かつ境界を通って外部からのエネルギーの流入はないものとする。

目的：

このテストでは風上の海岸線が風向に対して45°の角度をなしていることによって境界条件がもたらす風向に対する非対称性が波の場にどのように現れるかを見るのを目的とる。そこで，この非対称性が最も強く現れるF点における2次元スペクトルの形に焦点をあてる。波の場の空間分布は全エネルギー，ピーク周波数と平均波向で論じる。

この事例の風の場は単純なものであるが波の場は方向によって変化する風からの入力，波のエネルギー伝播，波と波の共鳴相互作用による成分波間の非線形エネルギー輸送およびエネルギー散逸

の各項の間のバランスによって制御されている。このように，この事例は多くの過程が単なる発達曲線では調整できない非対称の条件下でお互いにどのように作用し合うかをテストするものである。

作図：

定常状態の規格化された全エネルギーEの等値線をX^*-Y^*面に描く（作図形式＃9）。

定常状態の規格化されたピーク周波数f_Pの等値線をX^*-Y^*面に描く（作図形式＃10）。

定常状態のカスターダイヤグラム（規格化された全エネルギーと平均波向を示す矢印）を描く（作図形式＃11）。

ここでは簡単のため地点を表す場合（X，Y）＝（1㎞，2㎞）のことを単に（1，2）とする。地点（75, 75）と（300, 300）および（750, 750）での規格化された周波数スペクトルの族をパラメータに吹送時間Tを用いて描く（作図形式＃7）。同じく周波数スペクトル族を原点からの距離$(X^2+Y^2)^{1/2}$をパラメータとして描く。この際，結果の出力点はさきほどの3点で出力時間は第2事例で優先させた時間とする。

定常状態の6地点（75, 75)，（300, 75），（750, 75），（300, 300），（750, 300），（750, 750）の規格化された2次元スペクトルを周波数一波向（$f^*-\theta$）面に描く（作図形式＃8）。

上記の出力点は我々の場合それぞれ（80, 80)，（320, 80），（760, 80），（320, 320），（760, 320），（760, 760）である。

第3事例において提案された作図は全部で17枚である。

SWAMP Part 1 による追加：

F地点での$E_{\text{III}}/E_{\text{II}}$対$f_{P\text{III}}/f_{P\text{II}}$のパラメータ平面内でのモデルの位置を作図する。添字のⅡとⅢは同じ吹送距離における第Ⅱ事例と第Ⅲ事例の結果であることをそれぞれ示す。

4.4　第4事例（半面のみ有風）

1000×1000㎞の海があり，その西側半面で19.5（S.10）m 高度で20m/s の南風が吹き，東側半面は無風である。つまり，海を東西に二等分する線が風域と無風域のフロントになっている。海の東半面は無風のままとする。風域と無風域の境は南北に走っていて，その位置は西側からX＝500㎞になるべく近く設定する。全ての境界は完全にエネルギーを吸収し，かつ境界を通っては外部から計算領域内へのエネルギー流入はないものとする。計算は初期に静穏な海から始め，波が定常状態に達するまで行なう。図50－9.1－0に風場と計算結果の特別な出力地点を示す。

目的：

風がある海域から無風の海域へのうねりの放出の様子を調べる事によってモデル内で風波からうねりへのエネルギーの転稼の操作をテストする。また，洋上での風のフロントが風域内の波におよぼす影響も調べる。

作図：

作図は全て定常状態の波について行なう。

規格化された全エネルギーEの分布図を描く（作図形式＃9）。

規格化された平均周波数$\overline{f}$の分布図を描く（作図形式＃10)。

全エネルギーEと平均波向$\overline{\theta}$を示すカスターダイヤグラムを描く（作図形式＃11)。

Y=80, 320, 760 （S. 75, 300, 750）km, X=フロントの位置±20（S. 40）kmとX＝760（S. 750）kmの９点での定常状態における規格化された２次元スペクトルの等値線を描く（作図形式＃８)。

規格化された１次元スペクトル族を前記のXの３個の出力点についてYをパラメータとして描く（作図形式＃７)。

第４事例での全作図は15枚である。

SWAMP Part 1による追加：

図50－9.1－0に示したA地点における（EⅣ/EⅡ)とB地点における同様な値をパラメータとした平面内におけるモデルの位置を作図する。

地点BとCにおけるエネルギー比E_C/E_Bと平均周波数比$\overline{f_C}/\overline{f_B}$をパラメータとした平面内におけるモデルの位置を作図する。

4.5　第7事例（風向の90°変化）

無限に広い海に19.5（S. 10）m高度で20 m/sの一様な南風が十分に長い時間吹いて風波は半分発達（$f_P=2f_{PM}$, MRIでは$E=E_{PM}/8$とする，第７事例の１),か又は，十分発達している（$f_P=f_{PM}$，第７事例の２）。このとき（$T=0$で突然に）風速は変らないで風向のみが90°変り東風になる。 風場も波の場も共に一様であるのでモデルの演算としては移流項を無視して一つの格子点だけで波浪の時間による変化を追うことができる。

目的：

風向が変化した瞬間，今までの風波のエネルギーの多くの部分はうねりになる。そして新たに新しい風の方向に風波が発達を始める。このうねりと風波からなる波浪は時間とともに新しい風による十分発達した風波に漸近的に近ずく。この事例ではこの変化の過程を調べる。このテストは次の第５事例の風向が変るフロントが海上にある場合を単純化して時間的推移のみを追跡したものである。

作図：

初期（$T=0$），T＝2, 4, 6, 9, 12, 15, 18, 24, 30 時間における規格化した２次元スペクトルの等値線を描く（作図形式＃８)。

平均波向が45°変化した時間$T_{45°}$を周波数に対して描く（作図形式＃17)。

全エネルギーEを時間Tに対して描く（作図形式＃２)。

f^*-T平面内に $F(f)$ と$\overline{\theta}$を示すカスターダイヤグラムを描く（作図形式＃18)。

第７事例での作図は全部で26枚である。

SWAMP Part 1による追加：

$T=0$における風向変化後の風波（新風向）の２次元スペクトルのピーク値の時間変化を実線で，うねり（旧風向）の２次元スペクトルのピーク値の時間変化を点線で描く。

4.6　第５事例（斜めのフロント）

1000㎞四方の海の南西から北東に向って走る対角線上にフロントが存在している。初期は静穏な海とし，全ての境界は陸とする（S.外部からのエネルギーの流入はなく，内部からのエネルギーは完全に吸収するものとする)。フロントの南東側の海では20 m/s の南風が北西側の海では20 m/s の東風が吹いている。ちょうど対角線上に並ぶ格子点上では南風とする。計算は波が定常状態に達するまで行ない，その時の波の場を調べる。この事例の風場と計算結果の特別出力地点を図97—11.1—０に示す。

目的：

前の節で示した第７事例では風向の変化に対するソースファンクション S_{net} のみ関与する場合のモデルの応答を調べた。この事例では第７事例の効果に南東半面での吹送距離による波の発達の性質と波がフロントを通過した後の北西半面での第３事例に似た斜の吹送距離の効果が加わる。

定性的にはフロントの南東半面では境界の影響を除けば風上岸からの距離によって大きさが決まり，平均波向が風向に平行な波の場ができる。風上岸である南岸からフロントまでの距離は西から東に行くにしたがって増加するのでフロント上での波のエネルギーはフロントの南西端から北東に進むにつれてだんだん増加する。この北進する波はフロント通過後うねりとなって伝播し，新に東風によってフロントの北西側で生じた風波と共存することになる。

フロントの北西側ではどこでも方向スペクトルは東風による風波と南から伝わってきたうねりとによって決定される。ここでの波の状態は斜めの吹送距離における風波の発達，うねりのエネルギーの散逸とうねりと風波の相互作用による。波の場は非一様であり，さらに強い方向依存性がある。このように波の場は第３事例や第７事例に比較すると相当複雑であるけれども実際のフロント通過時の強い風場の不連続性をモデル化したもので，この結果は興味深い。

作図：

作図は全て定常状態の波の場について行なう。

規格化された全エネルギーEの等値線をX^*-Y^*平面に描く（作図形式＃９)。

規格化された平均周波数$\overline{f}$の等値線をX^*-Y^*平面に描く（作図形式＃10)。

Eと$\overline{\theta}$を示すカスターダイヤグラムをX^*-Y^*平面に描く（作図形式＃11)。

格子点（240, 360)，(280, 320)，(320, 280)，(360, 240)，(680, 800)，(720, 760)，(760, 720)，と（800, 680)〔S.（225, 350)，(250, 325)，(325, 275)，

(350, 250), (675, 800), (700, 775), (775, 725)と(800, 700)〕における波の規格化された $F(f, \theta)$ の等値線を $f^*-\theta$ 平面に描く(作図形式#8)。ここで指定した出力格子点は南岸の境界から300と750kmの所でフロントを直角に横切る線の近傍にあり，それらの点はフロントから約53kmと88kmそれぞれ離れている(図97—11.1—0参照)。

南の境界から300km地点の4点を曲線族のパラメータとして，規格化された $\phi(f)$ を描く(作図形式#7)。

南の境界から750km地点の4点を曲線族のパラメータとして，規格化された $\phi(f)$ を描く(作図形式#7)。

ここで提案された全作図枚数は13枚である。

SWAMP Part 1による追加：

図97—11.1—0に示すS線に沿った規格化された全エネルギー E と平均波向 $\overline{\theta}$ を X に対して描く。

4.7 第6事例(ハリケーン)

モデル化されたハリケーンの風場を用いて次の2例を計算する。

第6事例の1(止っているハリケーン)：東西1280(S. 1300)km，南北1720(S. 1700)kmの海で計算を行なう。ハリケーンの中心は(650, 1400)にあり，風場はAtlantic Oceanographic and Meteorological Labs. で用意されたのを用いる。初期条件と全時間を通じての境界条件はRossのハリケーンモデルをエネルギーを1/2倍にして(S. そのまま)用いる。計算は24時間続行し，その結果を調べる。

第6事例の2(北に54km/hで動いているハリケーン)：ハリケーンの風場は第6事例の1と全く同じものを用いる(移動に伴う風場の変形は無視する)。計算開始時のハリケーンの位置は(650, 104)で24時間後に(650, 1400)に至る。

その他の条件は第6事例の1と同様とする。

ハリケーンの風場と計算結果の特別出力地点を図113—12.1—0に示す。

目的：

このテストは一つの極端に複雑で今まで各々独立に調べてきた多くの風波についての過程が同時に作用する風場で，かつ現実的な風場に対する波モデルの性能を調べるものである。

作図：

有義波高の分布図を描く(作図形式#12)。

平均周期の分布図を描く(作図形式#13)。

有義波高と平均波向を示すカスターダイヤグラムを描く(作図形式#14)。

中心から北東，北西，南西と南東の各々の方向に沿った4地点の1次元スペクトルを中心からの距離をパラメータとして描く(作図形式#16)。

以下に示す格子点の規格化された $F(f, \theta)$ の等値線を描く（作図形式＃15）。

作図地点はハリケーンの中心から四方向（北東，北西，南西，南東）に向って距離がそれぞれ約0, 70, 140 と 318 kmの地点で，それらは各々（640, 1400），（600, 1440），（600, 1360），（680, 1440），（680, 1360），（560, 1520），（560, 1280），（760, 1520），（760, 1280），（440, 1640），（440, 1160），（880, 1640），と（880, 1160）〔S.（650, 1400），（700, 1450），（750, 1500），（825, 1625），（600, 1450），（550, 1500），（425, 1625），（600, 1350），（550, 1300），（425, 1175），（700, 1350），（750, 1300），（875, 1175）〕である。

作図枚数は第６事例の１，２の各々について20枚である。

SWAMP Part 1による追加：

ハリケーンによる波場に現れる最大の有義波高の大きさとその平均波向を示す矢印を最大波高が現われた位置に描く。

4.8 注意

以上述べてきた数値実験を行なうにあたって大事なことは可能な限り全実験を通じて同一の分解能や計算スキームで行なうことと，海は線形直交座標で表現することである。

4.9 作図形式

SWAMP 指定の作図形式を以下に示す。ただしここに掲げる図は印刷の都合で縮尺してある。また，SWAMP では第１事例の図の作図形式は指定されていない。

＃1　T^*をパラメータとしたE^*のX^*に対する図：両軸は共に１桁５cmの対数目盛りとし，原点を（X^*, E^*）＝（10^5, 10）とする。また，

$E^* = E \cdot g^2 / u_*^4$

$X^* = X \cdot g / u_*^2$

$T^* = T \cdot g / u_*$ である，ただし

$g = 9.806$ m/s^2

$u_* = 0.855$ m/s の値を用いる。

＃2　X^*をパラメータとしたE^*のT^*に対する図：原点を（T^*, E^*）＝（10^4, 10）にする以外は＃１と同じ。

＃3　T^*をパラメータとした$f_P{}^*$のX^*に対する図： 目盛りは両対数でX^*軸は＃１と同じ，縦軸$f_P{}^*$は１桁20cmの長さで$f_P{}^* = 0.01$ の位置を原点より７cm上にとる。

＃4　X^*をパラメータとした$f_P{}^*$のT^*に対する図：T^*軸は＃２とf軸は＃３と同様にする。

＃5　X^*-T^*平面のE/E_{PM}の等値線：両軸線形目盛りとし，X^*軸は０～2×10^7を20cmにT^*軸は０～1.5×10^6を15cmにとる。Eは$E_{PM}=\alpha g^2 \ (2\pi f_{PM})^{-4}/5$ で規格化する，ただし

$f_{PM} = 0.13\,g / U_{10} = 0.06374$ Hz,

$\alpha = 0.0081$ である。

$U_{10} = 20$ m/s, $u_* = 0.855$ m/s および $g = 9.806$ m/s とすると,

$f_{PM}{}^* = 5.5575 \times 10^{-3}$

$E_{PM} = 0.60552$ ㎡

$E_{PM}{}^* = 1.0896 \times 10^3$ である。

等値線は 0.1 間隔で描く。

#6　$X^* - T^*$ 平面の f_P / f_{PM} の等値線：$X^* - T^*$ 平面は #5と同じ。等値線間隔は1から2の間は0.1, 2 以上では0.5 とする。

#7　X^*, Y^*, T^* 又は格子点を曲線族のパラメータとした1次元スペクトル

$F(f) / F_{PM}(f_{PM})$: $F(f)$ の規格化は

$F_{PM}(f_{PM}) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} (f_{PM})^{-5} e^{-5/4} = 136.1$ ㎡/Hz で行なう。縦軸は $0 \leqq F/F_{PM} \leqq 1.5$ の範囲を15㎝に，横軸は $0 \leqq f^* \leqq 0.02$ を20㎝にそれぞれ線形に目盛る。

#8　$f^* - \theta$ 平面の2次元スペクトル $F(f, \theta) / F_{MAX}$ の等値線：F_{MAX} は $F(f, \theta)$ の最大値である。縦軸は $-180° \leqq \theta \leqq 180°$ を16㎝に横軸は $0 \leqq f^* \leqq 0.02$ を20㎝にそれぞれ線形に目盛る。ここで，θ は波の進行方向で北から時計回りに計る。F_{MAX} の値を図中に明示する。

#9　ある T^* における $X^* - Y^*$ 平面の E/E_{PM} の等値線：両軸線形目盛の X^*, Y^* をいずれも $0 \leqq X^*$ 又は $Y^* \leqq 1.5 \times 10^7$ の範囲を15㎝の長さにとる。縦軸 Y^* は北を横軸 X^* は東を正とする。等値線間隔は 0.1とする。

#10　ある T^* における $X^* - Y^*$ 平面の f_P / f_{PM} 又は $\overline{f} / f_{PM}$ の等値線：両軸は #9と同じとする。等値線間隔は1～2では0.1，2以上では 0.5 とする。

$$\overline{f} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} f \cdot F(f, \theta)\, df\, d\theta / E$$
である。

#11　$X^* - Y^*$ 平面内に E/E_{PM} と $\overline{\theta}$ を表す矢印を描く（カスターダイヤグラム）：#9と同じ平面を用いる。矢じりの位置は，ΔX, $\Delta Y = 80$㎞（S. 75㎞）で定義される格子点とする。矢の向きは平均波向 $\overline{\theta}$ とする。θ は北から時計回りに計り，

$$\overline{\theta} = \arg \left[\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} F(f, \theta)\, e^{i\theta}\, df\, d\theta \right]$$
とする。矢の長さは E/E_{PM} に比例し，E/E_{PM} が1のとき 1.5 ㎝とする。

#12　$X - Y$ 平面内の H_S の等値線：240 ㎞ $\leqq x \leqq$ 1080 ㎞, 680 ㎞ $\leqq Y \leqq$ 1720 ㎞ (S.250 $\leqq X \leqq$ 1050 ㎞, 700 ㎞ $\leqq Y \leqq$ 1700 ㎞) を100㎞を2㎝の長さにして両軸線形に目盛る。等値線は H_S が2 m以下では 0.5 m間隔でそれ以上では1 m間隔で描く。

#13　$X - Y$ 平面内の $\overline{f}$ の等値線：両軸は #12と同じ。0.05 Hz 以上を 0.01 Hz 間隔で描く。

#14　$X-Y$平面内にH_Sと$\overline{\theta}$を表す矢印を描く（カスターダイヤグラム）：＃12と同じ平面を用いる。矢じりの位置は，ΔX，ΔY =40km（S. 50km）で定義される格子点とする。矢の向きは平均波向$\overline{\theta}$とし，H_S =10mを1cmの矢の長さで表す。

#15　$f-\theta$平面内のF（f，θ）/ F_{MAX} の等値線：縦軸は$-180° \leqq \theta \leqq 180°$を16cmに横軸は$0 \leqq f \leqq 0.2$ Hz を20cmにそれぞれ線形に目盛る。F_{MAX} の値を図中に明示する。等値線は0.1間隔で描く。

#16　ハリケーンの目からの距離をパラメータとした周波数 f に対する規格化された1次元スペクトルF（f）/ F_{MAX} ：両軸線形目盛で$0 \leqq f \leqq 0.2$ Hzを20cmの長さに横軸にとり，$0 \leqq F / F_{MAX} \leqq 1$を15cmの長さに縦軸にとる。F（$f$）の一族中における最大値$F_{MAX}$ の値を記入すると共に格子点とグラフの対応も明示する。

#17　fに対する$T_{45°}$　：両軸線形目盛りで原点を（0時間，0.04 Hz）にとり，$T_{45°}$　は縦軸に2時間を1cmに，横軸は0.01 Hz を1cmに目盛る。

#18　両軸線形目盛のf^*-T^*平面でのF（f）と$\overline{\theta}$を示すカスターダイヤグラム：矢の長さは最大で1cmになるように規格化する。$\theta=0$を上向き，つまり，周波数軸と平行にする。出力する周波数は0.04，0.05，0.06 …… 0.21 Hz の18点（S. 0.04, 0.045, … 0.080, 0.090, 0.100, 0.110, 0.120, 0.150, 0.175, 0.200 の16点）とし，fはf^* に変換して用いる。出力点は縦横共1cm間隔に作図する。

その他：全作図にはモデル名，事例番号，時間，場所および規格化因子（例えば＃15のF_{MAX}） を明示する。