



# 天 気

1990年12月  
Vol. 37, No. 12

[解 説]

4011:504 (局地スペクトルモデル; 数値予報; スペクトル法)

## 局地スペクトルモデルの開発\*

——1990年度日本気象学会賞受賞記念講演——

巽 保 夫\*\*

### 1. はじめに

今回伝統ある日本気象学会賞をいただきありがとうございます。私は気象庁予報部数値予報課(旧電子計算室)に10年ほど所属し、局地領域の現業用数値予報モデルの開発に当たっていました。私が主に手がけたのは数値予報モデルの骨組みに当たる力学過程の計算方式の開発や改良の仕事です。現業での使用を目的とするモデルは研究用の数値実験モデルとは違って計算精度と同時に経済性や保守の容易さが求められます。

精度と経済性は両立しにくいものですが、この問題で私が初めに試みたのは時間積分方式の改良でした。そして格子モデルに適した経済的な時間積分スキーム (Tatsumi; 1983) を提案しました。この方式は取り扱いが容易で時間短縮効果もよかったため1982年から1988年まで気象庁ルーチンアジア域モデルや日本域モデルに採用されました。またこの方式を用いた局地格子モデルがメソ現象の数値実験にも利用されました。精度と経済性を追って次に私が行ったのは、局地モデルの力学過程の計算にスペクトル法を採用する試みでした。スペクトル法は全球モデルでは精度と経済性の両面で高い評価を得ていますが、局地モデルには境界条件が妨げとなって応用できないとされていました。幸いにもこの試みが成功し

(Tatsumi; 1986, 1987), スペクトル法を用いた実用的な局地モデルができました。この方式は1988年から気象庁ルーチンのアジア域モデル、日本域モデル、台風予報モデルに採用されています。

数値予報モデルの開発の仕事は応用的・工学的色彩が強く地味なものなのですが、本来業務である気象庁ルーチンモデルの予報精度の向上という面を超えて、大気現象研究のために役立つ道具を提供したとしてこの仕事を高く評価いただいたことを大変うれしく思います。それでは、スペクトル法の局地モデルへの応用の話を中心に、数値予報の概要と局地モデルによるメソスケール現象の数値実験などの話をしたいと思います。

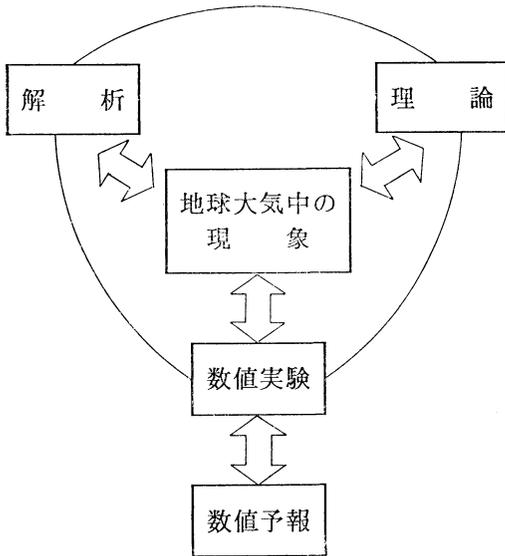
### 2. 数値予報と大気数値シミュレーション

高性能計算機が普及して数値モデルによるシミュレーションが大気現象研究の重要な手段になりました。数値シミュレーションを予報に応用したのが数値予報です。数値予報は運動方程式、連続の式、熱力学の式などの地球流体の運動を記述する方程式系を初期・境界値問題として数値的に解き大気の将来を予測する技術です。放射、積雲対流、接地・大気境界層などの過程は物理的考察に基づいてその効果をパラメータ化して算出してモデルに取り入れます。これを物理過程と呼び力学過程と区別します。

数値予報の歴史は Weather Prediction by Numerical Process という Richardson (1922) の著書に始まりま

\* On the development of a spectral limited area model with time-dependent lateral boundary conditions.

\*\* Yasuo Tatsumi, 気象庁予報課.



第1図 大気科学における数値実験と数値予報の位置づけ。

す。この中には数値予報の原理，基礎方程式や数値解法などが詳細に記され，实例に即した数値計算結果も添えられています。Richardson のモデルは今でもほぼ通用するほど先見性がありましたが，気象学の発展や電算機の出現に対してあまりにも先行していて，当時の気象界では重要性が理解されず数値予報は Richardson の夢にすぎないと無視されました。Rossby (1939) の長波の発見，Charney (1947) と Eady (1949) の傾圧不安定理論などに代表される気象学の進歩と，電子計算機の登場が重なる1940～1950年代になって数値予報が実現する土壌が整いました。Charney *et al.*, (1950) の準地衡風バロトロピックモデルによる数値予報が成功して以来数値予報は順調に発展の道をたどりしました。

地球大気中のさまざまな現象の研究は，解析的方法，理論的方法，数値実験の方法およびこれらを組み合わせた方法で行われます(第1図)。この中で最近特に数値実験の比重が高まっています。計算機の発達も理由のひとつですが，その真の理由は地球流体が相手では回転水槽実験などの相似実験以外に室内実験ができない点と，現象が非線形であるため特別な場合を除いて解析的には解けない点にあるようです。

ある大気現象が解析的研究や理論的研究と相俟って数値実験で再現されれば，現象の学問的理解が深まるのみならず，数値モデルによる予測への道が拓けます。一

方，数値予報の現場では精度とともに経済性や保守の容易さを追求してモデルや計算スキームの開発・改良が行われていますが，この成果は数値実験の道具として研究の世界に還元されます。このように数値予報と数値実験は車の両輪のような相補的な関係にあります。

### 3. 格子点法とスペクトル法

力学過程の計算方式には格子点法とスペクトル法があります。格子点法は数値予報が実用化した1950年代から現在まで広く利用されています。やや遅れて1970年代から実用化されたスペクトル法はその後急速に普及し英国気象局などを除き世界のほとんどの全(半)球予報モデル(日本，ECMWF(ヨーロッパ中期予報センター)，アメリカ，カナダ，オーストラリア，フランス)は1980年代の中頃にはスペクトル法に移行しました。格子点法に比べてスペクトル法は①精度が高い，②定式化が簡潔，③質量やエネルギーなどの保存性の確保が容易，④計算不安定の種が少ない，⑤経済性も格子点法並，だからです。スペクトル法の唯一の弱点は境界条件に対する柔軟性の欠如です。

#### 3.1 格子点法

格子点法は，本来連続な予報変数の場を空間的にとびとびの格子点値で離散化し微分方程式を差分近似して数値的に解く方法です。見かけは明快ですが格子点法には次のような不利な面があります。

<切断誤差>

一次元移流方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -u \frac{\partial f}{\partial x} \quad (3.1)$$

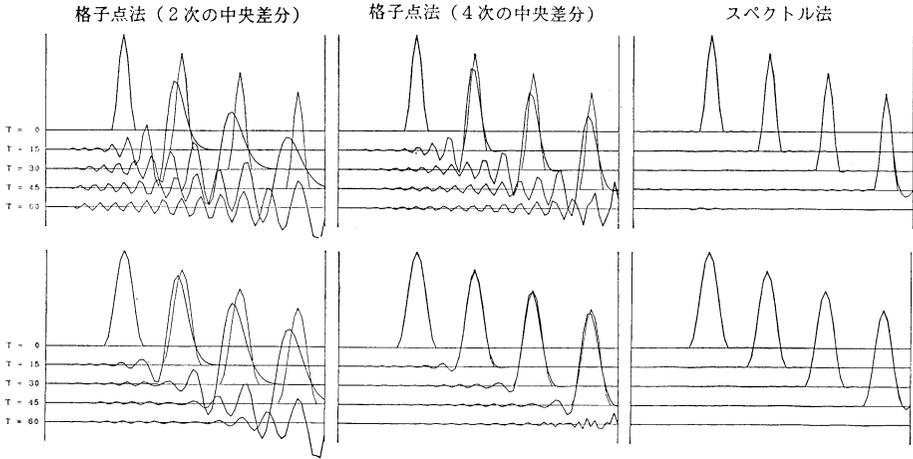
の  $\partial f / \partial x$  を中央差分  $(f_{i+1} - f_{i-1}) / 2\Delta x$  で近似すれば次の切断誤差

$$\varepsilon = \frac{1}{6} \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \Delta x^2 + \frac{1}{120} \frac{\partial^5 f}{\partial x^5} \Delta x^4 + \dots \quad (3.2)$$

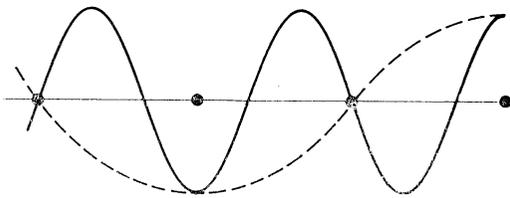
が生じます。ここで  $\Delta x$  は格子間隔，添字は格子点番号です。中央差分は(3.2)式右辺の  $\Delta x$  の巾乗の最低次数から2次の精度の差分に分類されます。 $\Delta x$  を狭めるか精度の次数を高めれば切断誤差は減少しますが計算量は逆に増大し，精度と経済性は一般に相反します。数値予報モデルの水平差分には2次の差分が多用されます。次数を高めると経済性が悪くなるので利用されるのはせいぜい4次の差分までです。

<位相の遅れと計算上の分散性>

第2図は，(3.1)式の  $u$  を一定として線形化し，底辺



第2図 1次元線形移流方程式の数値解の比較。左は2次の中央差分法，中央は4次の中央差分法，右はスペクトル法の各数値解（太線）で，細線は比較のための解析解。初期値から一定時間毎の解を上から下に順に示す。上段は6格子幅，下段は10格子幅の孤立擾乱を初期値に与えた場合の数値解。



第3図 折り返し誤差 (aliasing error) の例。4/3格子の波長の波（実線）は折り返し誤差で4格子の波長の波（破線）に化ける。

が  $6\Delta x$  と  $10\Delta x$  の孤立擾乱が時間とともに移動する時の数値解です。左は2次，中央は4次の中央差分法の数値解（太線）で，解析解を細線で重ね描きし時間経過を上から順に示しています。2次の差分法には切断誤差によるピークの位相の遅れ，形状の広がり，上流側に向う波列が顕著に現われています。4次の差分法は改善されますがやはり同様の誤差が認められます。差分法に付随する位相の遅れと分散性は小スケールの擾乱ほど顕著に出ます（上段と下段の差に注目）。図の右は比較のためのスペクトル法の数値解ですが，位相の遅れも分散性もありません。

<折り返し誤差と非線形計算不安定>

格子で表現できるのは波長が  $2\Delta x$  の波までで，これより短い波は波長の長い間違った波に表現されます。第3図は波長  $4/3 \cdot \Delta x$  の波（実線）が破線の波長  $4\Delta x$

の波に化ける様子です。これが折り返し誤差 (aliasing error) です。

移流項のような非線形項があると，初期場に短い波長の波がなくても波と波の掛算（非線形相互作用）でつぎつぎに高い波数の波を生じ，折り返し誤差が必ず生じます。もし非線形相互作用で生じた高波数の波が折り返し誤差で自分自身を増幅すると，時間積分の度に振幅が増大する可能性が現われます。これが顕在化したのが非線形計算不安定です。この現象に最初に遭遇しその原因を突き止めたのは大気大循環モデルの基礎を築いた1人のPhillips (1959) です。その後の研究で，力学過程で保存される物理量の中で，予報変数の2次の量であるエネルギーと非発散時のエントロフィー（渦度の2乗）を保存させるよう工夫すれば非線形計算不安定は起きないことが分かりました。大気大循環の数値実験など長時間積分を安定して行う必要がある場合は，質量，温位，渦度の2乗，渦度なども含めた保存性が重要です。格子モデルにおける保存スキームの決定版と言えるのが有名な荒川スキームです (Arakawa, 1966)。保存スキームで非線形計算不安定は回避できても折り返し誤差は回避できません。

格子モデルの特徴は，差分スキームに多くの選択肢があるのとスキームの良否がそのままモデルの良否につながる事です。俗な言い方を借りれば，格子モデル作りは“腕前”がものをいう職人の世界という面がありま

す。

### 3.2 スペクトル法

予報変数の場を正規直交系からなる基底関数で展開してその振幅の時間変化を予報するのがスペクトル法です。全(半)球モデルでは球面調和関数を基底関数に用います。格子点法が有限個の格子点で「空間切断」するのに対し、スペクトル法は基底関数の数を有限個で「波数切断」して場を離散化し、系の自由度を有限個に抑えます。自由度が有限でも場が全領域で連続である点が格子点法との決定的な違いです。次のスペクトル法の長所・短所はすべてこのことからでています。

#### (1) スペクトル法の長所と短所

##### ①位相の遅れと計算上の分散性がない

差分近似しないので生じる余地がない。

##### ②折り返し誤差がない

場を波数空間で扱うので原理的に起こり得ない。このため非線形計算不安定はない。

##### ③保存性を意識する必要がない

非線形項の演算に付随する波数切断以外に誤差はない。このため基底関数と切断波数を決めれば保存性を含む数値解の特性がすべて確定する。

##### ④モデルの定式化が簡潔

スキームの選択肢は基底関数と切断波数のみで、これと同じなら誰が作ろうと原理的に同じモデルになり、格子点法のようなスキーム選び(作り)の“苦勞”はない。いわば(高級)パカチオンカメラのようなもので誰が作っても数値解は同じ特性になる。

##### ⑤境界条件に柔軟性を欠く

スペクトル法の境界条件は基底関数を決めれば定まってしまうので、格子点法のように自在に設定するような訳にはいかない。この点がスペクトル法最大の欠点である。

#### (2) スペクトル法に不可欠な数値計算技術—FFTと変換法—

格子モデルでは1ステップの時間積分に要する総計算量は、場の表現の自由度(格子点総数)におよそ比例します。スペクトル法では定義式通りに①場のスペクトル変換/逆変換②非線形項による波と波の相互作用を計算すると総計算量は自由度(基底関数の総数)の二乗に比例して増大します。これがスペクトル法の実用化の妨げとなりました。

①を解決したのは Cooley and Tukey (1965) の高速フーリエ変換法(FFT)です。FFTは自由度  $M$  のフー

リエ変換の計算量を  $M^2$  から  $M \log M$  のオーダーに下げました。この効果は絶大で計算量は一挙に二桁から三桁も減りました。

②は Orszag (1970) と Eliassen *et al.*, (1970) が独立に提案した変換法(transform method)で解決しました。非線形項を波数空間で計算すると計算量は波と波の全組み合わせ数  $M^2$  に比例します。変換法では  $u\partial f/\partial x$  の計算を、 $u$  と  $\partial f/\partial x$  の格子点値を別々に計算しておく(誤差は入らない)、格子上でこれらを掛け合わせ、最後にスペクトルに変換します。まわりくどい方法ですがFFTとの組み合わせで総計算量は  $M \log M$  のオーダーに下がります。変換法も効果は絶大です。

FFTと変換法の出現でスペクトルモデルは計算量が数十～数百分の一に激減し、格子モデル並の経済性を持つようになって、一気に実用化の道が拓けました。

## 4. スペクトル法の局地モデルへの応用

メソ現象の再現を目指す局地モデルは空間分解能を高めるために予報領域を狭くせざるを得ませんが、メソ擾乱は発生や進化がまわりの環境に左右されるとともにその集団効果がまわりの環境を変化させます。メソ現象のエッセンスだけの再現を目的とする数値実験では、①剛体の壁、②向い合う境界をつないだサイクリックな境界、③一定の外力を与え続ける定常な境界など、環境の影響を大幅に単純化したモデルが多用されます。

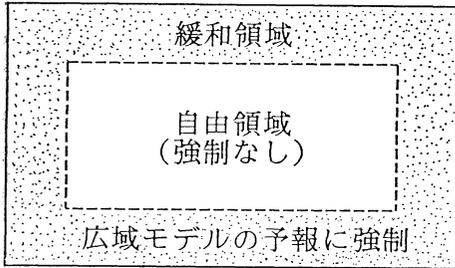
現実的な総観場の中でのメソ現象を限られた予報領域の局地モデルのできる限り忠実に再現しようとするれば、①領域外の情報を局地モデルに反映させると同時に②領域外に出る擾乱がスムーズに領域から消えるように境界条件を設定する必要があります。外界に応じて時間的に変化するこの境界条件(time-dependent lateral boundary condition)にはスペクトル法は応用できないというのが従来の見方でした。

### 4.1 時間的に変化する境界条件の定式化

時間的に変化する境界条件の定式化はおおむね次の2つのグループに分かれます。

<第1グループ(波動の伝播特性に着目する方法)>

波動をロスビーモードと重力波モードに分け、波の構造や伝播特性を考慮して領域から出る波と外から領域に入る波の境界条件をできるだけ過不足なく指定し、外界の影響を取り入れながら境界での波の反射や励起を抑えようとする方法です。かつて気象庁の現業モデルにも使用された Okamura (1975) の境界条件はこれに属し、



第4図 局地モデルの境界付近の緩和領域 (boundary relaxation area). 緩和領域の幅はやや誇張されている。

Elvius and Sundström(1973) や Kurihara *et al.*(1983) など多くのスキームが提案されています。

原理的には優れた方法ですが、①境界から出る波の境界条件は原理的に領域内から外挿するため計算不安定の可能性を内在すること、②3次元モデルでは鉛直構造の異なる波は位相速度が異なるため全ての波に適切な境界条件を設定するのがほとんど不可能であるなどの理由で十分な性能が得にくく、現業用の局地モデルにはほとんど使われなくなりました。

<第2グループ (論理性より実用性を重視する方法)>

波の伝播特性を無視し局地モデルの境界値を広域 (粗分解能) モデルの予報などに合わせるやや強引な方法です。

領域から出る波が境界で反射せず系外に消えるための条件 (放射条件: radiational condition) に関係なく境界条件を一時的に指定するために条件過多となり境界で反射したり励起された波が領域内に逆戻りします。これを防ぐために境界付近に第4図のような額縁状の緩和領域を設け、この中では境界付近の予報を広域モデルに近づけるように広域モデルとの予報の差に Newtonian cooling 形式の強制力 (物理的意味はない) を与え続けます。境界での反射波や励起波を緩和領域内で減衰させ擬似的に放射条件を達成させるのが狙いで、boundary relaxation technique と呼ばれます。減衰係数は境界から内部に向かって減少させ、緩和領域の外ではゼロにします。

Davies (1976) が提案したこの方法が英国の現業モデルに採用されて以来、①スキームが単純、②数値解が安定、③局地モデルの予報が滑らかに広域モデルにつながる現業的に利用しやすいなどの利点が認められ日本を含む多くの国のモデルに急速に普及しました。

4.2 剛体壁境界条件のスペクトルモデル

スペクトル法には第1グループの境界条件は複雑すぎで向かないため、単純で実用性が高い第2グループを用います。滑らかな剛体壁で外界と遮断された局地モデルを出発点とし、剛体壁を時間的に変化する境界条件に拡張する方法をとります。説明を簡単にするためコリオリ力を含まない1次元発散パロトロピック流体

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x^*} - \frac{\partial \phi}{\partial x^*} + \text{外力} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -u \frac{\partial \phi}{\partial x^*} - \frac{\partial u}{\partial x^*} + \text{外力} \quad (4.2)$$

で話を進めます。ここで  $x^*$  は実次元の  $x$  座標、 $u$  と  $\phi$  は風速の  $x^*$  成分とジオポテンシャルです。外力には水平拡散や物理過程の他に boundary relaxation も含みます。  $0 \leq x^* \leq L$  を予報領域とすると境界条件は次式で与えられます。

$$\left. \begin{aligned} u &= 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial x^*} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{at } x^*=0 \text{ and } L \quad (4.3)$$

第1式は流れが壁を貫かない条件です。第2式は壁に直角方向に気圧傾度があっても壁の抗力のために加速度が生じないのを壁の抗力を顕には用いず  $\phi$  のみで表した境界条件です。

$x^*$  を次式で無次元座標  $x$  に変換し、

$$x = \frac{\pi x^*}{L}, \quad \frac{\pi}{L} \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x^*} \quad (4.4)$$

$0 \leq x \leq \pi$  を予報領域とします。この区間内には正規直交系をなすフーリエ基底が  $\{\sin kx\}$  と  $\{\cos kx\}$  ( $k=0, 1, 2, \dots$ ) の2系統存在し、それぞれが異なる境界条件のもとで完全系をなします。この2つを使い分けて  $u$  と  $\phi$  を

$$\begin{aligned} u(x) &= \sum_k U_k \sin kx \\ \phi(x) &= \sum_k \Phi_k \cos kx \end{aligned} \quad (4.5)$$

で展開すれば(4.3)式の境界条件を満たすスペクトル法が適用できます。

矩形の壁で囲われた2次元発散パロトロピック流体の場合には、 $0 \leq x, y \leq \pi$  で完全系をなす4種類の2重フーリエ基底を使い分けて  $\phi, u, v$  を

$$\begin{aligned} \phi(x, y) &= \sum_{k,l} \Phi_{kl} \cos kx \cos ly \\ u(x, y) &= \sum_{k,l} U_{kl} \sin kx \cos ly \\ v(x, y) &= \sum_{k,l} V_{kl} \cos kx \sin ly \end{aligned} \quad (4.6)$$

のように展開すれば境界条件を満たし、スペクトル法が適用できます。

4.3 時間的に変化する境界条件への拡張

剛体壁の境界条件を満たす(4.5)式の場の表現を、壁が存在せず外界との相互作用が存在するパトロロピック流体の場に拡張するには、境界を貫く流れと境界に直角方向の気圧傾度力

$$u \neq 0, \partial\phi/\partial x \neq 0 \text{ at } x=0 \text{ and } \pi \quad (4.7)$$

が記述できるようにスペクトル展開の方法を拡張する必要があります。

時間的に変化する境界条件の局地モデルは境界自体に物理的実体がなく、境界と内部領域は地理的条件が違うだけで物理的には全く同等です。このため、剛体壁を時間的に変化する境界条件に拡張するためには、大気数値モデルの力学過程が1階偏微分方程式系で記述されることから、変数の0次(値そのもの)と1次微分が内部領域同様に境界でも0でない値を取り得るように場のスペクトル展開方法を拡張する必要があります。

(1) 準基底の導入

(4.7) 式の  $u \neq 0$  の境界値は  $\{\sin kx\}$  基底では表せません。そこで  $\{\sin kx\}$  基底には境界で0でない新たな基底を付加します。同様に  $\phi$  の直交基底  $\{\cos kx\}$  には境界で1次微分が0でない新たな基底を付加します。 $\{\sin kx\}$  と  $\{\cos kx\}$  はともに  $[0, \pi]$  で完全系をなすため新たに導入する基底は関数形の如何にかかわらず元の基底とは直交しません。そこで新たな基底を準基底と称し直交基底とは区別します。直交基底と準基底を合わせて拡張基底と呼ぶことにします。

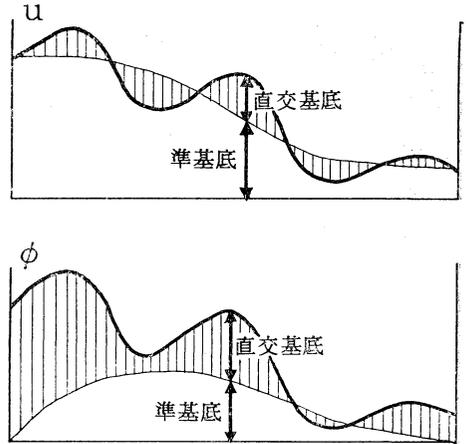
準基底の要件は(4.7)式の境界条件を満たすことと、区間  $[0, \pi]$  で微分可能な連続関数であることだけで関数形には制約がありません。そこで実用性を考慮して

$$\begin{aligned} \{\sin kx\} \text{ の準基底: } & \{\cos mx\}, m=0, 1 \\ \{\cos kx\} \text{ の準基底: } & \{\sin mx\}, m=1, 2 \end{aligned} \quad (4.8)$$

のように選びました。準基底に直交基底と同じ関数属を用いたのはプログラミングが簡素化されFFTも利用できて経済性が高まると考えてのことです。準基底は境界条件の設定のみに物理的意味があるので、予報領域内では最も滑らかなように波数  $m$  が最小のものを選びました。

(2) 拡張基底による場のスペクトル展開

$u$  と  $\phi$  は(4.8)式の拡張基底でそれぞれ次のように展開します。



第5図 拡張基底による場のスペクトル展開の模式図。上は拡張 sin 基底, 下は拡張 cos 基底による場の表現で、細線は準基底が表現する場、陰影は直交基底が表現する場を示す。

$$u(x) = \{\hat{U}_0 + \hat{U}_1 \cos x\} + \sum_{k=1}^K U_k \sin kx \quad (4.9)$$

$$\phi(x) = \{\hat{\Phi}_1 \sin x + \hat{\Phi}_2 \sin 2x\} + \sum_{k=0}^K \Phi_k \cos kx$$

ここで  $\hat{}$  を付けたのが準基底の振幅です。これは  $u$  および  $\partial\phi/\partial x$  の境界値から決めます。この準基底の場を元の  $u$  と  $\phi$  から差し引いた残りの場にフーリエ変換を施せば直交基底のスペクトル  $U_k, \Phi_k$  が求まり拡張基底によるスペクトル展開は完了します。

第5図は  $u$  と  $\phi$  の場の拡張基底によるスペクトル展開の模式図です。滑らかな細線が準基底、陰影を付けたのが直交基底で表現された場です。 $u \neq 0, \partial\phi/\partial x \neq 0$  の境界値が準基底で表現されているのが分かります。

(3) スペクトル予報方程式

次の記号を用いて局地モデルのスペクトル予報方程式を導きます。

- $a(x, t)$  : 時刻  $t$  の予報変数 ( $u$  または  $\phi$ ) の場
- $\underline{\hat{A}}_0(t)$  :  $a$  の直交基底のスペクトル (列ベクトル)
- $\underline{\hat{A}}(t)$  :  $a$  の準基底のスペクトル (列ベクトル)
- $F_0, F_0^{-1}$  : 直交基底へのフーリエ変換と逆変換の演算子
- $\hat{F}, \hat{F}^{-1}$  : 準基底へのスペクトル変換と逆変換の演算子
- $\underline{\hat{D}}_x, \underline{\hat{D}}_x$  :  $\underline{\hat{A}}_0(t)$  と  $\underline{\hat{A}}(t)$  で表現される場の  $x$  微分をスペクトル空間で行うための演算子 (対角

行列)

$a(x, t)$  の拡張スペクトル展開はこの記号を用いれば

$$\hat{A}(t) = \hat{F} a(x, t) \quad (4.10)$$

$$\underline{A}_0(t) = F_0(a(x, t) - \hat{F}^{-1}\hat{A}(t)) \quad (4.11)$$

と書けます。準基底の振幅  $\hat{A}(t)$  は広域モデルの予報値などから (4.10) 式で決めた値を境界条件として与えます。(4.11) 式の  $\hat{F}^{-1}\hat{A}(t)$  は準基底の場合第5図の滑らかな細線に当たります。(4.11) 式の両辺を  $t$  で微分すれば、直交基底のスペクトル  $\underline{A}_0$  の時間変化を与えるスペクトル予報方程式

$$\frac{\partial \underline{A}_0}{\partial t} = F_0 \left( \frac{\partial a}{\partial t} \right) - F_0 \hat{F}^{-1} \left( \frac{\partial}{\partial t} \hat{A} \right) \quad (4.12)$$

が得られます。この右辺第1項は変換法で計算します。まず直交基底と準基底のスペクトルを次式で  $a$  と  $\partial a / \partial x$  の格子点値に逆変換します。

$$\begin{aligned} v(x, t) &= F_0^{-1} \underline{A}_0 + \hat{F}^{-1} \hat{A} \\ \frac{\partial a}{\partial x} &= F_0^{-1} \underline{D}_x \underline{A}_0 + \hat{F}^{-1} \underline{D}_x \hat{A} \end{aligned} \quad (4.13)$$

この  $\partial a / \partial x$  の計算に誤差が入らないのがスペクトル法の特徴です。次に (4.1), (4.2) 式の右辺にこの値を代入し  $\partial u / \partial t$  と  $\partial \phi / \partial t$  の格子点値を計算します。これをフーリエ変換して直交基底のスペクトルの時間変化率を求めます。

(4.12) 式の右辺第2項は準基底の振幅の時間変化に伴う補正項で境界条件として外から与えます。通常スペクトルモデルにはこの項は存在しません。準基底の振幅を恒等的に0とすれば (4.12) 式は剛体壁境界のスペクトルモデルの式に帰着します。

#### 4.4 3次元局地モデルへの拡張

鉛直方向には差分法や有限要素法を用います。水平方向には矩形の予報領域  $0 \leq x, y \leq \pi$  をとり、4種類の二重フーリエ直交基底から (4.6) 式のように剛体壁条件に適合する基底を各予報変数ごとに割当てます。次に、境界を貫く流れや波動を表現するために各直交基底にそれぞれに準基底を加えた拡張2重フーリエ基底を導入して予報変数の場合をスペクトル展開します。3次元モデルのスペクトル予報方程式は形式的には (4.12) 式と全く同じですが、 $\partial a / \partial t$  には  $y$  微分と鉛直スキームが加わります。鉛直スキームは差分法や有限要素法で計算してからスペクトルに変換します。

拡張2重フーリエ基底は  $x$  と  $y$  方向がそれぞれ1次元拡張基底で構成されます。たとえば (4.6) 式の  $v$  に対

する拡張基底は次のようになります。

$$\begin{aligned} & \{(\sin x, \sin 2x, \{\cos kx\}) \{\cos 0y, \cos y, \{\sin ly\}\} \\ & = \{(\cos kx \sin ly), \\ & \quad \{\sin x, \sin 2x\} \{\sin ly\}, \\ & \quad \{\cos kx\} \{\cos 0y, \cos y\}, \\ & \quad \{\sin x, \sin 2x\} \{\cos 0y, \cos y\}\}, \\ & (k=0, 1, 2, \dots; l=1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (4.14)$$

右辺の  $\{\cos ky \sin ly\}$  が直交基底で残りは全て準基底です。拡張2重フーリエ変換は、まず  $a$  の格子点値  $a_{ij}$  に  $x$  軸方向 ( $i$  方向) の拡張フーリエ変換を各  $j$  ごとに行い、続いてその振幅に  $y$  軸方向 ( $j$  方向) の拡張フーリエ変換を施せば求まります。 $x$  と  $y$  の順序を逆に計算しても結果は同じです。準基底のスペクトルは広域(粗分解能)モデルの予報などを用いて予め計算しておく、局地モデルでは直交基底のスペクトルの時間変化のみを予報します。

#### 4.5 直交基底の選択, その他について

閉区間内で正規直交系をなす基底はフーリエ級数以外にも多くありますが、FFT が使えるフーリエ基底は経済的で最も有利です。また、フーリエ基底がラプラス演算子  $\nabla^2$  の固有関数であることが、①経済的な時間差分法で全球スペクトルモデルには例外なく使用されているセミ・インプリシットスキーム (Kwizak and Robert, 1971; Hoskins and Simmons, 1975; Kanamitsu *et al.*, 1983など) や②非線形ノーマルモードイニシャルゼーション (Machenhauer *et al.*, 1977) の数値解法の簡素化に役立つなど、数値予報モデルでは有利な条件となります。局地スペクトルモデルでの①と②の具体的な取り扱いはいずれも Tatsumi (1986) と Takano *et al.*, ((1990) に譲ります。

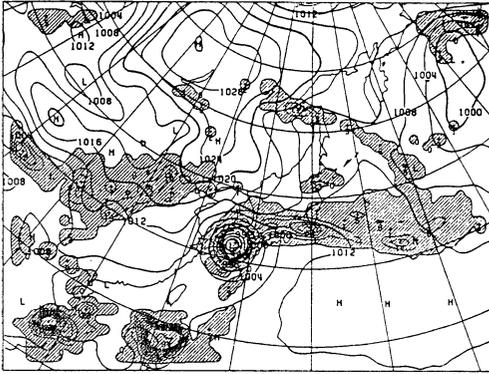
各種物理過程や boundary relaxation は(変換法の)格子点で計算しておく直交基底にスペクトル変換します。準基底のスペクトルは剛体壁に属さない境界条件を広域モデルの予報値などに合うよう外から指定するものなので、物理過程などの効果はすべて直交基底のスペクトルで表現する必要があるからです。セミ・インプリシット法や非線形ノーマルモードイニシャルゼーションも取り扱いの対象は直交基底のスペクトルで、準基底のスペクトルは広域モデルなどで指定された値をそのまま使います。

Ikawa (1987) は色々な局地スペクトル法を提案しその数値解の解析を行った中で上記のスペクトル法の有利な点を論じる一方、変換法を用いた場合は準基底が関係

## スペクトルモデル

1983 9 26 0Z T=36

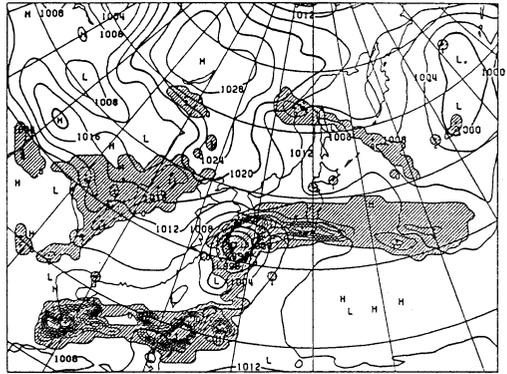
P-SEA



## 格子モデル

1983 9 26 0Z T=36

P-SEA



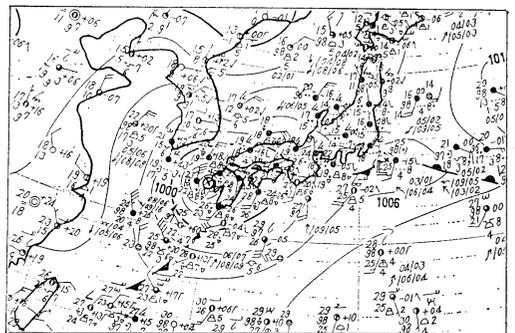
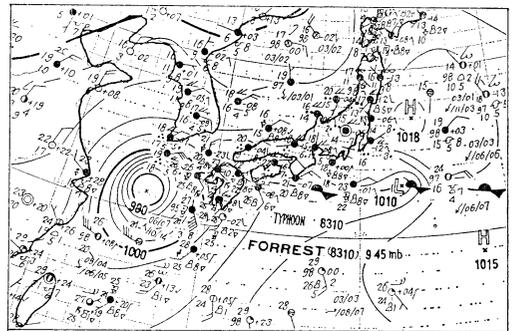
第6図 局地スペクトルモデルと局地格子モデルの予報比較. 1983年9月26日00Zを初期値とする地上気圧の36時間予報と24~36時間予報の12時間降水量(陰影)で左がスペクトルモデルの予報. 東シナ海には台風第10号が予想されている. 図の範囲はモデルの全予報領域である(Tatsumi, 1986).

する部分の保存則が厳密には成立しないことを示しています. この保存則の崩れは実用上全く問題がないことが2年以上気象庁でルーチン運用されているアジア域モデルや日本域モデル(第1表)で実証されています.

## 5. 格子モデルとスペクトルモデルの予報比較

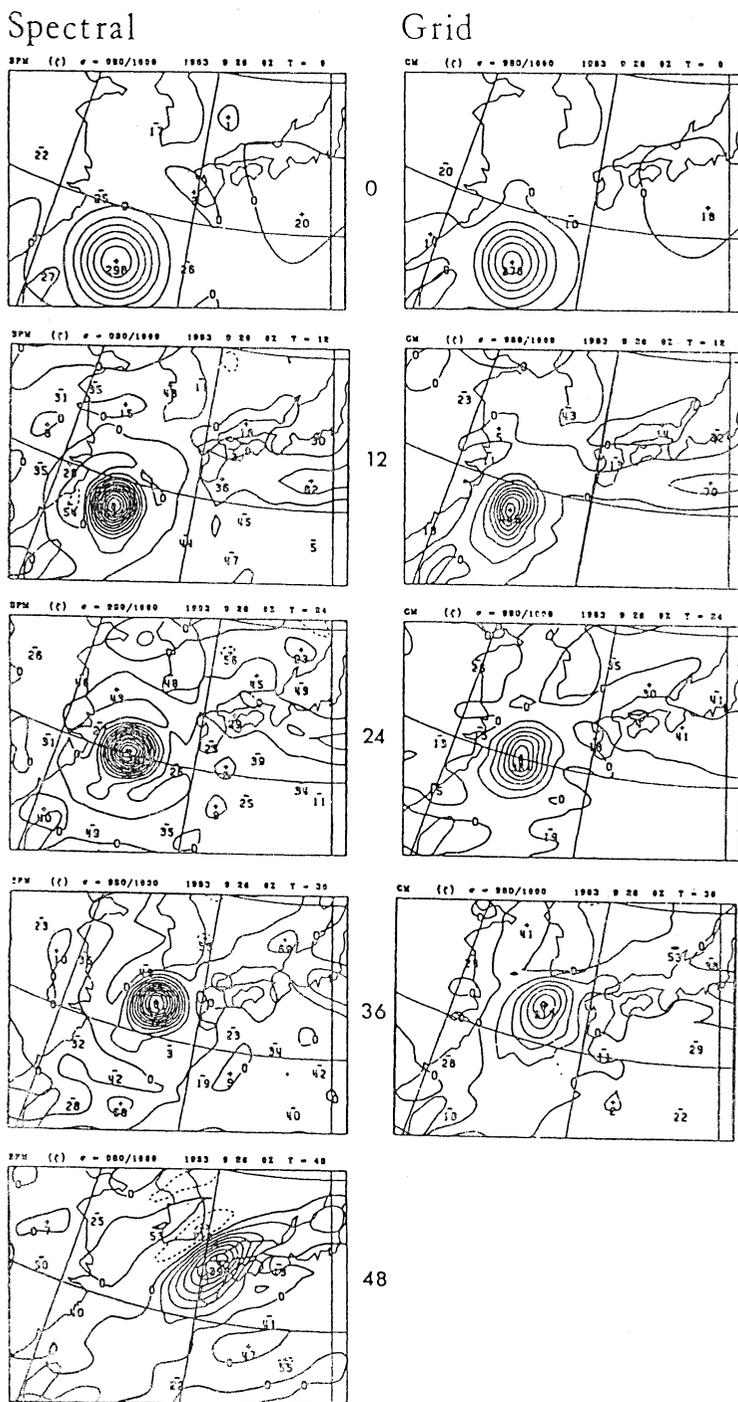
気象庁の前ルーチン12層アジア域モデル( $\sigma$ 系プリミティブモデル)の力学過程をスペクトル法に置き換えた局地スペクトルモデルを作り, 元の格子モデルとの予報比較の実験を行ったのでその一部を示します. 予報領域は第6図の範囲です. 格子モデルは127kmで73×55個の格子(Arakawa B-type)を用い, 力学過程はArakawa(1966)に準拠した差分スキームを使用し, Tatsumi(1983)の時間積分スキームで計算を高速化しています. 物理過程は湿潤・乾燥対流調節, 接地・大気境界層過程と水平拡散を含み, 放射過程は含みません. スペクトルモデルは127kmの格子をそのまま変換法の格子に使い, 時間積分にはセミ・インプリシット法を用いています. 物理過程, 鉛直差分, 初期値, 地形, 海面水温, 境界条件などは可能な限り格子モデルと等しくしました.

多くの事例の中で予報に明瞭な違いが出た実験の結果を示します. 第6図は1983年9月26日00Zを初期値とするスペクトルモデル(左)と格子モデル(右)の36時間予報で, 地上気圧と前12時間積算降水量を重ね描きしています. 東シナ海に台風第10号が予報されています. 第7図はこの予報時刻とその12時間後の台風第10号付近



第7図 台風8310号付近の地上解析図. 上は1983年9月27日12Z, 下は同28日00Z.

の地上天気図です. 第6図の予報時刻には台風は中心気圧が945hPaで軸対称な強い渦を保っていましたが, 12時間後の28日00Zには福岡市の西で温帯低気圧に移行



第8図  $\sigma$  面最下層 (地表面から約 20 hPa の高さ) の渦度のスペクトルモデル(左)と格子モデル(右)の予報比較. 初期値から48時間までの12時間毎の台風付近の渦度場の拡大図を上から示す. 実線は正の渦度と渦度ゼロの等値線, 破線は負の渦度の等値線 (Tatsumi, 1986).

し始め(中心気圧975 hPa), 軸対称性を崩しています。台風の進路は両モデルとも比較的良好に予報しています。

第6図の予報場を較べると台風の強さや形に違いが見られますが、それ以外の領域では境界付近の降水量予報を除き本質的な差が認められません。500 hPa など他のレベルの予報場も同様です(図省略)。第8図は台風付近の最下層の $\sigma$ 面の渦度を拡大した比較で、初期値( $T=0$ )から48時間予報まで12時間ごとの予報を示します。左がスペクトルモデルです。両モデルの予報には次のような差が認められます。

- ①  $T=12$  (時間) で台風の渦は集中強化されるが(初期値が悪いため)、軸対称性や渦の集中性などの点でスペクトルモデルの方が優れている。
- ②  $T=36$  で格子モデルの台風は軸対称性を崩しているが、スペクトルモデルは軸対称性と渦の集中性を保っている。
- ③ 台風が温帯低気圧に移行し始めた  $T=48$  にスペクトルモデルは渦の軸対称性を崩し、実況によく追随している。

半径数百 km の台風の渦を 127 km の格子で表現するのは分解能の限度ぎりぎりですが、スペクトル法は台風の渦をよく維持し再現しています。これに対して格子モデルの台風は軸対称性や渦の集中性が悪く周辺に細かい乱れが生じています。この違いは第3節で述べた格子点法とスペクトル法の差(切断誤差と折り返し誤差の有無)から派生したものと考えられ、3次元局地モデルでもスペクトル法が精度の点で有利なことを示しています。台風以外の予報に大きな差がないのは空間分解能の限界に近い波数領域に大きなエネルギーをもつ擾乱がないためと考えられます。

この事例を含む一連の予報実験で、3次元の局地スペクトルモデルが格子モデルと同等以上の現象再現性をもつことがわかりました。計算に要した時間の比較ではスペクトルモデルが格子モデルより約20%多くかかりましたが、実質的な解像度の差を勘案すればむしろスペクトルモデルの方が経済的との結論に達しました。

精度や経済性の他にモデルの保守性や拡張性なども含めて格子モデルとスペクトルモデルを検討した上で、1988年のモデル更新において局地スペクトルモデルが気象庁のルーチンモデルに採用されました。

## 6. 数値予報現業モデルの現状

現在多くの国が数値予報モデルを現業的に運用してい

ます。日本、ECMWF、英国、米国、カナダ、オーストラリア、フランスなどの数値予報先進各国の数値予報センターは予報精度向上を目指してモデルの開発・改良にしのぎを削っています。この先頭集団にいる気象庁(日本)の数値予報モデルの現状を簡単に紹介します(第1表)。

気象庁の数値予報モデルの根幹をなすのは全球スペクトルモデル(GSM)で、110 km 格子に相当する水平分解能をもっています。GSMの概要は第1表のとおりで、予報結果は週間天気予報、長期予報や航空気象予報などの業務に利用されています。GSMは1989年11月にモデルが増強されて空間分解能ではECMWFをわずかに抜いて現業用モデルでは現在世界最高の水準にあります。最近全球モデルの予報精度が著しく向上し、アジア域などの局地モデルはGSMによる良質の境界値が利用できるようになりました。

気象庁は現在第1表に示す3種類の局地モデル(いずれもスペクトルモデル)—アジア域モデル(ASM)、日本域モデル(JSM)(Segami *et al.*, 1989)、台風予報モデル(TYM)—を運用しています。局地モデルへは不可能とされていたスペクトル法の局地モデルを1988年から現業に投入して気象庁は世界の注目を集めました。

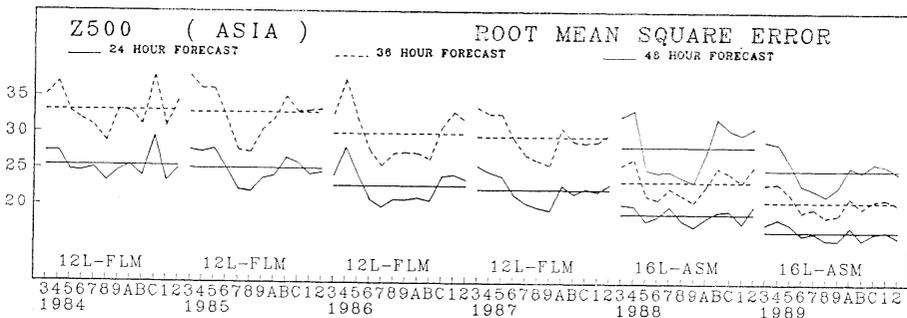
ASMは75 km 格子相当の16層モデル、JSMは40 km 格子相当の19層モデルで、積雲対流、接地・大気境界層、放射の効果をパラメータ化しています。ASMは48時間予報、JSMは24時間予報をそれぞれ1日2回行い天気予報や各種の防災気象情報(注意報、警報など)の基礎資料として広範に利用されています。分解能が高いJSMは総観規模擾乱の微細構造、梅雨期の大雨、低気圧に伴う雲システムなどメソ現象の予測に特に威力を発揮しています。台風常襲国の日本はASM・JSMの他に台風予報モデル(TYM)を用意し、必要に応じて運用して台風の進路予報などに利用されています。TYMは50 km 格子相当の8層モデルで、物理過程は台風の再現性を主眼に設計され、予報領域は初期の台風位置で決めています。

第9図は、気象庁ルーチンアジア域モデルの最近6年間の予報のスコアを500 hPa 高度予報のRMSE(root mean square error)の月平均で示したものです。500 hPa 高度のRMSEが着実に減少しているのがわかります。これは継続して行われている数値予報システムの改良—①空間解像度の増強、②力学過程の数値計算方式の改良、③放射・境界層・積雲対流などの物理過程の改

第1表 気象庁ルーチン数値予報モデルの概要

(1990年5月現在)

	全球予報モデル 21 L-GSM	アジア域予報モデル 16 L-ASM	日本域予報モデル 19 L-JSM	台風予報モデル 8 L-TYM
予報領域と 投影法	全 球 球面座標	日本中心の極東域 ポーラステレオ	日本付近 ポーラステレオ	台風とその周辺 ランベルトまたは メルカトル
支配方程式 力学過程の 計算法	プリミティブ スペクトル法 (球面調和関数)	プリミティブ 局地スペクトル法 (2重フーリエ級数)	プリミティブ 局地スペクトル法 (2重フーリエ級数)	プリミティブ 局地スペクトル法 (2重フーリエ級数)
水平解像度	変換格子~110 km 三角形切断 T106	変換格子 75 km 格子数 129×109 最大波数 83×70	変換格子 40 km 格子数 97×97 最大波数 62×62	変換格子 50 km 格子数 109×109 最大波数 70×70
鉛直座標	21層 $\sigma/p$ hybrid	16層 $\sigma$ 座標	19層 $\sigma$ 座標	8層 $\sigma$ 座標
時間積分 初期化 境界値	セミ・インプリシット 非線形ノーマルモード ——	セミ・インプリシット 非線形ノーマルモード GSM の予報値	セミ・インプリシット 非線形ノーマルモード ASM の予報値	セミ・インプリシット —— GSM の予報値
物理過程 ①積雲対流 ②境界層 ③短波放射 長波放射 ④その他	Kuo 方式, 大規模凝結 closure model (L.2) Louis スキーム 雲・地面多重散乱 バンドモデル 山岳波の造波抵抗 植生モデル, 浅い対流	対流調節, 大規模凝結 closure model (L.2) Louis スキーム 雲・地面多重散乱 バンドモデル 山岳波の造波抵抗	対流調節, 大規模凝結 closure model (L.2) Louis スキーム 放射は地面温度の予想 のみに考慮	Kuo 方式, 大規模凝結 K理論 パルク法 ——
予報期間	3日 (毎日00Z) 8日 (毎日12Z) 15日 (毎月3回)	48時間 (毎日2回) (00Zと12Z)	24時間 (毎日2回) (00Zと12Z)	60時間(台風がある時) (1日2回) (00Zと12Z)



第9図 気象庁ルーチンアジア域モデルの500 hPa 高度の予報と実況(客観解析)のRMSE (root mean square error: gpm)の月平均値の変遷。折れ線は下から順に24, 36, 48時間予報のRMSEをしめす。横線は年(3月~翌年2月)平均値。12L-FLM: 12層127 km アジア域格子モデル, 16L-ASM: 16層アジア域モデル(第1表のASM)(気象庁数値予報課)。

良, ④観測データの品質管理の強化, ⑤客観解析や初期化の改良など一連の積み重ねの結果です。1988年3月にはスーパーコンピュータが導入され, アジア域モデルは解像度や物理過程の強化に加えて力学過程にスペクトル法を用いた ASM が投入されスコアが大きく向上しました。1989年には ASM の系統的な誤差 (バイアス) を減らすための改良が行われスコアはさらに高まりました。この結果, ASM の48時間予報の500 hPa 高度の RMSE は6年前のモデル (12 L-FLM: 12層 127 km の格子モデル) の24時間予報の RMSE の水準にまで減少しました。

最近の数値予報モデルの精度向上は目覚ましく, 総観スケール以上の規模の現象の予測に関していえば今の数値予報は20~30年前の最ベテラン予報官の予測技術を凌駕しており, 70年前の Richardson の夢はまさしく実現されました。

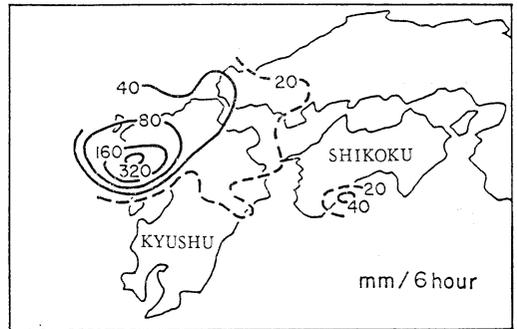
### 7. 局地モデルの進歩とメソ現象の再現性

最近の局地モデルの進歩でメソ現象の再現性がどう変わったかを, 梅雨前線帯の大雨を例に示します。

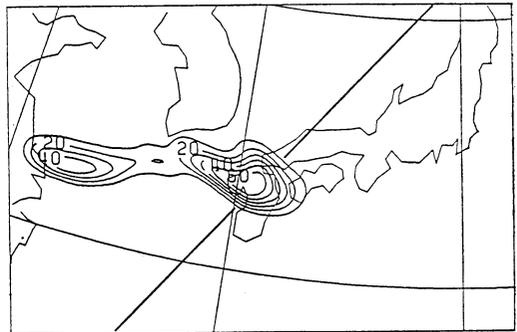
Ninomiya *et al.* (1984) は1982年7月23日に九州北部で発生した大雨 (長崎豪雨) の予報実験を13層 42 km の格子モデルで行っています。長崎市付近で観測された雨の集中性は到底再現されませんが, 大雨をもたらした小低気圧と循環系はこの実験でよく再現されています。モデルの分解能と大雨の再現性の関係を見るために当時のルーチンモデル (11層 63 km 格子の日本域モデル, 10層 127 km 格子のアジア域モデル, 8層 381 km 格子の北半球モデル) との比較実験が合わせて行われました。第10図はその一部で, 6時間降水量の実況と対応する42 km モデルおよび127 km モデルの予報の18~24時間の6時間降水量です。分解能の増加によって降水の集中性だけでなく総降水量 (面積積算) も増加することがこの実験で明らかになりました。1982年の大雨当時ルーチンモデルで利用できたのは127 km 格子のアジア域モデルでしたが, このモデルでは北九州付近への大雨の集中性 (長崎付近への集中性は論外として) は再現されませんでした。

第11図は現ルーチンの JSM による大雨の予報例です (Segami *et al.*, 1989)。図は左が1988年7月17日~18日に梅雨前線帯上に発生した Cb クラスターの TBB (黒体放射輝度温度) の分布で, 右が対応する JSM の3時間降水量の予報です。雨域の位置は百 km 以上ずれてい

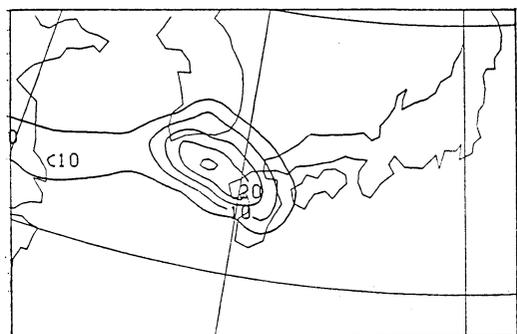
12 GMT 23 JUL 1982 OBS. RAINFALL



12 GMT 23 JUL 1982 (18~24 h) RAIN

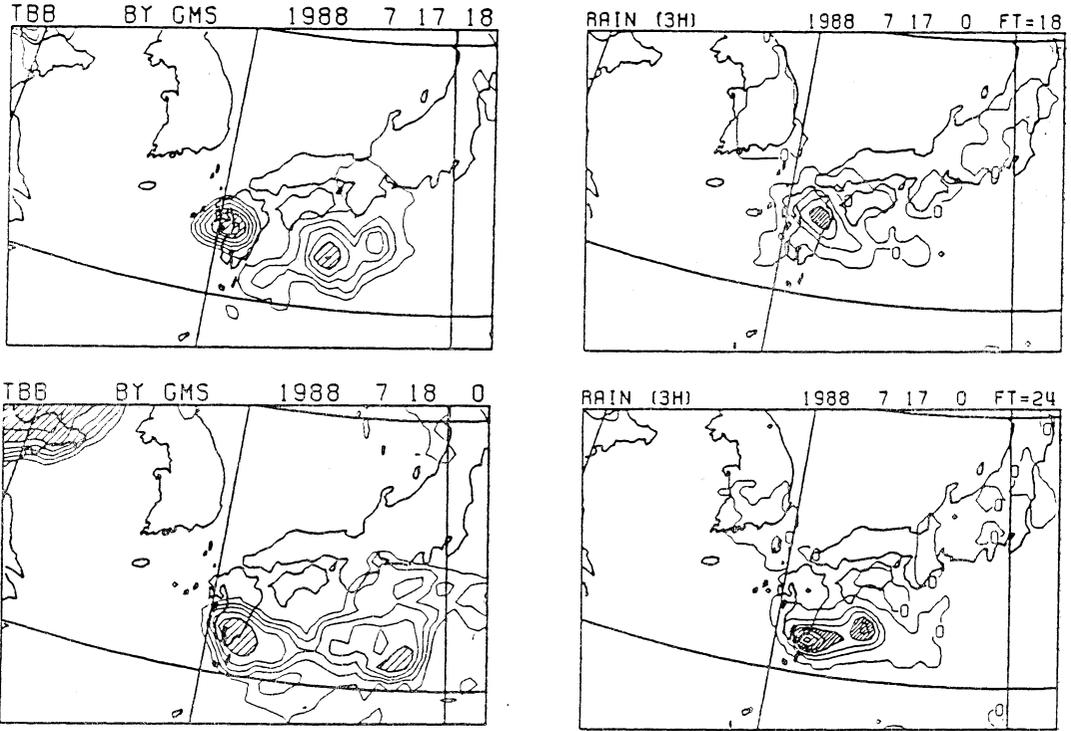


12 GMT 23 JUL 1982 FM127 6hour RAIN

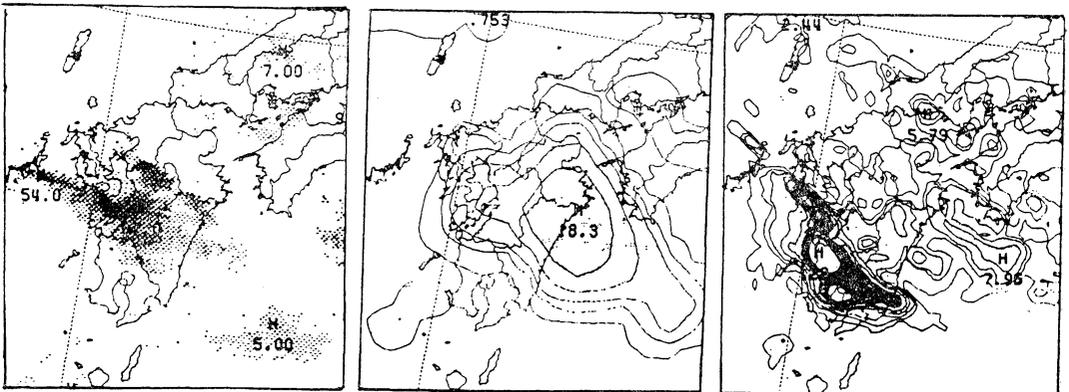


第10図 1982年7月の北九州の大雨 (長崎豪雨) の数値実験結果。上段は23日12Zまでの6時間降水量の実況。中段と下段は, 22日12Zを初期値とする42 km格子モデルと127 km格子モデルの実況に対応する時間の6時間降水量予報 (Ninomiya *et al.*, 1984)。

ますが九州付近での Cb クラスター発達のポテンシャルが半日以上前からルーチンモデルで予想されている点が注目されます。総観場が異なるので単純な比較はできませんが, 雨の集中性は前述の13層42 kmモデルの予報実験よりもよく再現されているようです。前述の予報実験



第11図 JSM (気象庁日本域スペクトルモデル) による梅雨前線帯上に発生した Cb クラスターの予報例。左は1988年7月17日18 Z と同18日00 Z の黒体放射輝度温度 (TBB) 分布 (実況)。右は実況に対応する JSM の3時間降水量の予報で初期値は17日00 Z (Segami, et al., 1989)。



第12図 1988年7月17日の九州の大雨の数値実験結果。左はレーダーアメダス合成による1時間降水量の実況。中央と右は気象庁ルーチン JSM (40 km モデル) と気象庁 10 km モデルの実況に対応する時間の1時間降水量予報 (萬納寺, 1989)。

のモデルに比べて JSM は鉛直分解能と物理過程が強化され、スペクトル法の採用で水平分解能が実質的に高まっているため大雨の再現性が向上しているものと思われます。

萬納寺 (1989) は JSM の水平分解能を 4 倍にした 10 km モデルを用いて 1988 年 7 月 17 日の九州の大雨の再現実験を行っています。第 12 図は左から順に 1 時間降水量の実況 (レーダーアメダス合成)、JSM の予想、10 km モデルの予想です。この例では JSM は雨の集中性があまりよく表現されていませんが、10 km モデルは九州中部～南部の大雨をより現実に近く予想しており分解能の増強の効果が認められます。次期のルーチン局地数値予報モデルでは梅雨前線の大雨の再現性が今より高まることをこの数値実験は暗示しているようです。

## 8. むすび

日本における数値予報の幕開けは、1950 年代中頃から後半にかけて日本気象学会、中央气象台 (現気象庁)、大学の官学共同で行われた「数値予報グループ」の活動に始まります。この時に蒔かれた数値予報の種が順調に成長し、日本はアメリカに次いで 2 番目に数値予報を気象業務に導入することになりました。それ以来数値予報や大気数値シミュレーションの分野では日本は先進的な地位を保っています。「数値予報グループ」が当時描いた理想は現在ほぼ実現したといえましょう。しかし科学や技術の進歩には「これでおしまい」という終着点はありません。メソ現象が数値予報モデルの予測対象になりつつありますが、その発生・発達のプロセスや擾乱の構造などについては未解明な部分が多く残されています。

1950 年代の「数値予報グループ」の精神は今でもそのまま通用すると思います。すなわち、大気現象の本質を探求する研究者と数値予報モデルの開発・改良に携わる技術者が緊密に連携を保ち、大気科学における学問と応用技術の調和のとれた発展を図ることが大切であると考えます。

最後に、本研究を進める過程において励ましや貴重な助言をいただいた気象庁数値予報課と気象研究所の多くの方々はこの場を借りて心からお礼申し上げます。また、リスクを伴う技術開発の仕事に業務的な面で多くの配慮と指導を頂いた気象庁数値予報課の上司や同僚の方々に厚くお礼申し上げます。

## 文 献

- Arakawa, A., 1966: Computational design for long-term numerical integrations of the equations of atmospheric motion, *J. Comput. Phys.*, **1**, 119-143.
- Charney, J.G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteor.*, **4**, 135-162.
- , R. Fjørtoft, and J. von Neumann, 1950: Numerical integration of the barotropic vorticity equation, *Tellus*, **2**, 237-254.
- Cooley, J.W. and J.W. Tukey, 1965: An algorithm for the machine computation of complex Fourier series, *Math. Comp.*, **19**, 297-301.
- Davies, H.C., 1976: A lateral boundary formulation for multi-level prediction models, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102**, 405-418.
- Eady, E.T., 1949: Long waves and cyclone waves, *Tellus*, **1**, no. 3, 33-52.
- Eliassen, E., B. Machenhauer, and E. Rasmussen, 1970: On a numerical method for integration of the hydrodynamical equations with a spectral representation of the horizontal fields, Rept. No. 2, Institut for Teoretisk Meteorologi, Københavns Universitet, Denmark, 35 pp.
- Elvius, T., and A. Sundström, 1973: Computationally efficient schemes and boundary conditions for a fine mesh barotropic model based on the shallow water equations, *Tellus*, **25**, 132-156.
- Hoskins, B.J., and A.J. Simmons, 1975: A multi-layer spectral model and the semi-implicit method, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 637-655.
- Ikawa, M., 1987: A consideration of spectral method for limited area models, *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 439-453.
- Kanamitsu, M., K. Tada, T. Kudo, N. Sato and S. Isa, 1983: Description of the JMA operational spectral model, *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 812-828.
- Kurihara, Y., and M.A. Bender, 1983: A numerical scheme to treat the open lateral boundary of a limited area model, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 445-454.
- Kwizak, M., and A.J. Robert, 1971: A semi-implicit scheme for grid point atmospheric models of the primitive equations, *Mon. Wea. Rev.*, **99**, 32-36.
- Machenhauer, B., 1977: On the dynamics of gravity oscillations in a shallow water model, with application to normal mode initialization, *Contrib. Atmos. Phys.*, **50**, 253-271.
- 萬納寺信崇, 1989: 気象庁 10 km モデルによる 1988 年 7 月 17 日の九州の雨, 日本気象学会 講演予稿

- 集, 55, 237.
- Ninomiya, K., H. Koga, Y. Yamagishi, and Y. Tatsumi, 1984: Prediction experiment of extremely intense rainstorm by a very-fine mesh primitive equation model, *J. Meteor. Soc. Japan*, 62, 273-295.
- Okamura, Y., 1975: Computational design of a limited area prediction model, *J. Meteor. Soc. Japan*, 53, 175-188.
- Orszag, 1970: Transform method for the calculation of vector-coupled sums: Application to the spectral form of the vorticity equation, *J. Atmos. Sci.*, 27, 890-895.
- Phillips, N.A., 1959: An example of non-linear computational instability, *The Atmosphere and the Sea in Motion*, Rossby Memorial Volume, Rockefeller Institute Press, 501-504, 509 pp.
- Richardson, L.F., 1922: *Weather Prediction by Numerical Process*, Cambridge University Press, reprinted Dover, 1965, 236 pp.
- Rossby, C.G., 1939: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action, *J. Marine Res.*, 2, 38-55.
- Segami, A., K. Kurihara, H. Nakamura, M. Ueno, I. Takano, and Y. Tatsumi, 1989: Operational mesoscale weather prediction with Japan Spectral Model, *J. Meteor. Soc. Japan*, 67, 907-924.
- Takano, I., H. Nakamura, and Y. Tatsumi, 1990: Non-linear normal mode initialization for a spectral limited-area model, *J. Meteor. Soc. Japan*, 68, 265-280.
- Tatsumi, Y., 1983: An economical explicit time integration scheme for a primitive model, *J. Meteor. Soc. Japan*, 61, 269-288.
- , 1986: A spectral limited-area model with time-dependent lateral boundary conditions and its application to a multi-level primitive equation model, *J. Meteor. Soc. Japan*, 64, 637-664.
- , 1987: A spectral limited area model with time-dependent lateral boundary conditions, *Short- and Medium- Range Numerical Weather Prediction* edited by Matsuno, Special Volume of *J. Meteor. Soc. Japan*, 473-483.

## 国際学術研究集会への出席補助金受領候補者の募集のお知らせ

国際学術交流事業(天気32巻5号参照)の一環として、国際学術研究集会への出席の旅費もしくは滞在費の補助を下記により行いますので、希望者は期日までに応募願います。

記

### 1. 対象の集会

A : 1991年6月1日～11月30日および

B : 1991年12月1日～1992年5月31日

の期間外国で開かれる国際学術研究集会

### 2. 応募資格

日本気象学会会員で国際学術研究集会に出席し論文の発表もしくは議事の進行に携わる予定のもの。

### 3. 募集人員

若干名

### 4. 補助金額

アメリカ・ヨーロッパ地域 15万円

その他の地域 10万円

### 5. 応募手続

所定の申請書類(日本気象学会事務局備付)を期日までに国際学術交流委員会(〒100 東京都千代田区大手町 1-3 気象庁内日本気象学会気付)に提出する。大学院生は指導教官の推薦状を併せて提出する。

期日: A 1991年2月28日

B 1991年8月31日

### 6. 補助金受領者の選考・義務

当該集会終了後30日以内に委員会に報告書を提出する。