

順圧大気大循環モデルを用いたエネルギースペクトルピークの形成過程に関する研究

吉野 純*・田中 博**

要旨

本研究では、大気大循環の3次元波長別エネルギースペクトルに見られるエネルギーピーク (Tanaka and Kimura, 1996) に関して、球面座標系順圧プリミティブスペクトルモデルを用いて、その成因を調べた。本研究では、スペクトル表現されたモデル基礎方程式中の線形項と非線形項の比が1になるスケールを、球面プリミティブ方程式系における Rhines scale と定義し、これとスペクトルピークの関係性を調べた。

山岳強制を含まない数値実験の結果、回転球面上の2次元乱流の特性として Rhines scale にエネルギースペクトルのピークが形成された。そのピークより短波長領域のモードは卓越する非線形項により乱流としての特性が、またピークより長波長領域のモードは卓越する線形項により西進するノーマルモードとしての特性が示された。そして、特にピークに相当する波長のモードに関しては、ほぼ停滞成分となることが確認された。平均帯状風を2倍にした数値実験においても、同様の結果が得られた。

山岳強制の効果を含む数値実験の結果では、前実験のスペクトルピークと比較してより鋭く強いピークが Rhines scale で形成された。山岳強制による停滞ロスビー波の励起により、停滞成分となる Rhines scale に直接的にエネルギーが流入するためにピークが強化されたと推測された。

以上により、現実大気に見られるエネルギースペクトルのピークは、回転球面上の2次元乱流により Rhines scale に形成されるピークと、山岳強制により励起される停滞ロスビー波のピークが重なることで形成されると結論づけられた。

1. 序論

大気中には様々な時間・空間スケールの変動が含まれており、それらは連続スペクトルとして特徴づけられる無秩序的な乱流と、線スペクトルとして特徴づけられる周期的な波動に分けることができる。特に、地球規模スケールの変動の場合、回転と密度成層の効果により変動は2次元的であり、このようなスケールにおいて、2次元乱流に特徴的な波数の「-3乗則」に従うエネルギースペクトルになることが知られている。地球規模の大気変動のエネルギースペクトルを解析することは、時間的・空間的に卓越する変動スケールを定

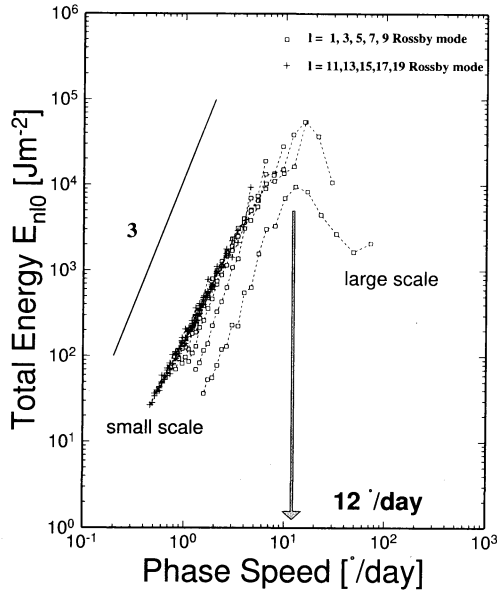
量的に見積もる上で、あるいは多様なスケール間の相互作用を調べる上で重要となる。

例えば、Boer and Shepherd (1983) や、Shepherd (1987b) により FGGE (第1回 GARP 全球実験) データを用いて、球面調和関数展開によるエネルギースペクトル解析が行われた。これらの解析では、現実大気において、全波数 $k=2\sim 3$ 付近のプラネタリー波スケールと、全波数 $k=5\sim 10$ 付近の総観規模擾乱スケールに、それぞれスペクトルピークが形成され、それよりも高波数領域においては2次元乱流に特徴的な波数の「-3乗則」の乱流スペクトルに乗ることが確認された。プラネタリー波領域におけるピークは、大規模山岳などによる力学的強制により励起される停滞成分によるピークであるのに対して、総観規模擾乱スケールにおけるピークは、傾圧不安定などの力学的不安定により励起される非定常擾乱によるピークである

* 筑波大学第一学群自然学類(現: 京都大学防災研究所 暴風雨災害研究分野)。 ** 筑波大学地球科学系。

—1999年6月28日受領—

—2000年7月4日受理—



第1図 気象庁全球客観解析データによる、1997年1月～3月の3か月間平均の波長別エネルギースペクトル図。縦軸は全エネルギー量 E_i (単位は $[J/m^2]$)、横軸は線形論により計算される静止大気における各ノーマルモードの西進位相速度 $c_i = |\sigma_i|/n$ (単位は $[°/day]$) である。選んだモードは順圧ロスビーモードであり、R20(赤道対称モードのみ)で波数切断を行い、帯状成分を除く全200モードがプロットされている。固有値問題は東西波数ごとに解かれるので、過去の研究(Tanaka and Kimura, 1996)では、同一の東西波数が点線で結ばれていたが、図のピークの見やすさから、本研究では同一の南北波数のモードが点線で結ばれている。

ことが示唆されている。

また、Tanaka and Kimura(1996)では、3次元ノーマルモード関数展開によるエネルギースペクトル解析が行われた。第1図は、1997年1月～3月までの3か月の気象庁全球客観解析データを用いて、Tanaka and Kimura(1996)と同様の手法により得られた順圧ロスビーモードのみのエネルギースペクトルである。この図の横軸は順圧ロスビーモードの西進位相速度 $c_i = |\sigma_i|/n [°/day]$ であり、 σ_i は i 番目のモードの固有振動数、 n は東西波数である。地球規模のロスビー波の西進位相速度は大きく、逆にスケールの小さいロスビー波の西進位相速度は小さいという分散関係により、横軸は波の3次元空間スケール(波長)を表している。(従って、本研究では、これを波長別エネルギー

スペクトルと呼ぶことにする。)また、縦軸は全エネルギー量 $[J/m^2]$ であり、3次元波数空間内における各モードの運動エネルギーと有効位置エネルギーの和を意味している。伝統的な流線関数の球面調和関数展開によるエネルギースペクトルは、回転風の運動エネルギーで表されるが、この波長別エネルギースペクトルは、それに加えて発散風の運動エネルギーと有効位置エネルギーをも考慮しているという点で、両者は異なることに注意が必要である。

大気大循環のエネルギーサイクルにおいて、順圧-傾圧相互作用により大気の大気擾乱成分に流入したエネルギーは、更に、順圧変換(barotropic conversion)により帯状順圧成分へと、2次元乱流に特徴的なエネルギーの逆カスケードを起こす(Simmons and Hoskins, 1978; Tanaka, 1985; Tanaka, 1995)とされているので、この順圧ロスビーモードのみの波長別エネルギースペクトル(第1図)は、回転球面上の2次元乱流と同種の特性を示すと解釈できる。

第1図をみると、総観規模擾乱スケールからメソ擾乱スケールといった短波長領域のモードにおいては、位相速度 c_i の‘3乗則’の乱流スペクトル(Tanaka, 1985)に乗るのに対して、プラネタリー波といった長波長領域のモードに関しては、この乱流スペクトルに乗らず、静止大気において約 $12°/day$ の西進位相速度をもつロスビーモードのスケールを境にエネルギーレベルが落ちることが特徴的である。観測の事実として、このように顕著なエネルギーピークが生じることは非常に興味深い。

以上の様に、地球規模のエネルギースペクトル解析により、現実大気中には幾つかのスペクトルピークが存在することが示されているが、地球大気中の如何なるプロセスがスペクトルピークの成因に関わっているかは、現実大気の大気エネルギースペクトル解析の結果だけからでは解釈に限界があると言えるだろう。そこで、惑星大気の種類々のパラメータを自由に操作できるという利点を持つモデル大気を用いたエネルギースペクトル解析が重要となる。これまで、極めて簡略化された大気モデルにより、スペクトルピークの成因に関して多くの解釈が与えられている。

例えば、この様なエネルギースペクトルのピークの成因に関する数値実験は、Rhines(1975)が先駆的な研究となっている。この研究では、 β 平面近似渦度方程式を基礎方程式系として用いられ、2次元乱流によるエネルギーの逆カスケードが、ある特徴的なスケール

で遮断され、そのスケールにスペクトルピークが形成されることが示された。また、このスケールより低波数領域においては西進するロスビー波が卓越的で、流れ場に帯状構造が出現することも確認された。そして、このスペクトルピークが形成されるスケールは、基礎方程式中の線形項(β 項)の大きさと非線形項(移流項)の大きさが丁度バランスするスケールであると結論づけられた。

この Rhines (1975) の研究以降、この特徴的なスケールのことは“Rhines scale”と呼ばれるようになり、この理論を背景に、より高解像度・高性能な現実に近い大気モデルを用いることで、大気大循環における波と乱流の特性や、Rhines scale におけるエネルギースペクトルピークの形成過程に関して様々な数値実験が行われてきている (Williams, 1978; Shepherd, 1987a; Basdevant *et al.*, 1981; Maltrud and Vallis, 1991; Panetta, 1993; Vallis and Maltrud, 1993; Yoden and Yamada, 1993; Nozawa and Yoden, 1997; Cho and Polvani, 1996; Huang and Robinson, 1998)。

しかし、これまでの地球規模の乱流特性の研究の多くは、球面調和関数展開による数値モデルがほとんどであり、現実大気に即した 3 次元ノーマルモード関数展開に基づく数値モデルで乱流特性が調べられた例はほとんどない。これまでの研究に共通した準地衡風理論に基づく数値計算では、発散場に無視できない仮定が入ることから、プラネタリスケールの擾乱の乱流特性の解明にはプリミティブ方程式系を用いる方がより現実に近いと言えるだろう。さらに、傾圧不安定や山岳強制などの強制によるエネルギー供給が存在するスケールの乱流特性はあまり理解されていないのが現状であり、更なる研究が必要である。

そこで、本研究では、地球大気を想定した球面座標系順圧プリミティブスペクトルモデル (Tanaka, 1998) を用いて、第 1 図に示された順圧ロスビーモードの波長別エネルギースペクトルピークの成因に関して調べた。また、傾圧不安定や山岳強制によるエネルギー供給が、波長別エネルギースペクトルに対して如何に影響を及ぼすかに関連して、同じモデルを用いて検証した。

2. モデルと解析方法

2.1 順圧大気モデル

本研究で用いたモデルは、水平方向に水平構造関数 (Hough 関数)、鉛直方向には鉛直構造関数を基底に

とった球面座標系 3 次元スペクトルモデルに対して、順圧ロスビーモードのみで予報方程式を構成した順圧プリミティブ方程式系モデルであり、現実的な地球大気を想定したものである (詳細は Tanaka (1991; 1998) を参照)。

このモデルは、水平方向の運動方程式、熱力学第一法則の式、質量保存則の式、状態方程式、静力学平衡の式からなる基礎方程式系により構成されている。これらは、行列表示することで以下の様な、簡単なベクトル方程式にまとめられる。

$$M \frac{\partial U}{\partial t} + LU = N + F \quad (1)$$

ここで、 t は時間、 $U = (u, v, \phi)^T$ は、風速の東西 u 成分、南北 v 成分、摂動ジオポテンシャル高度 ϕ を成分とする従属変数ベクトル、 M と L は鉛直微分、水平微分を含む線形オペレーター、 N は非線形項からなる非線形項ベクトル、 F は外部強制項からなるベクトル、である。

以上のベクトル方程式に対して水平構造関数 (Hough 関数) と鉛直構造関数からなる 3 次元ノーマルモード関数展開を適用することで、次の様な 3 次元スペクトル表示された連立非線形常微分方程式が得られる。

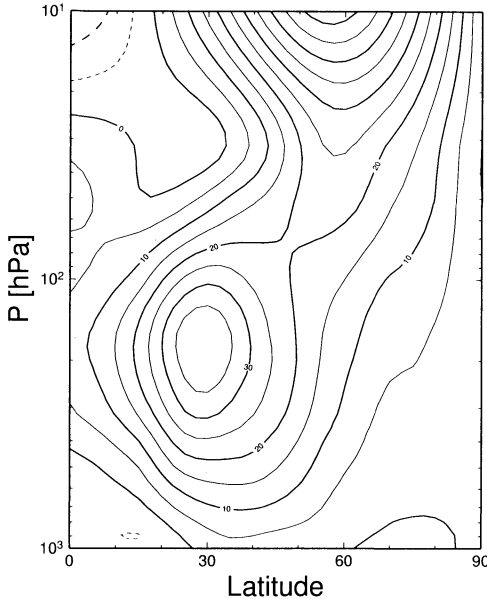
$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k + f_i \quad (2)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, K$$

ここで、 τ は無次元化された時間、 w_i は従属変数の 3 次元ノーマルモード展開係数、 f_i は外部強制の展開係数、 σ_i はラプラスの潮汐振動数であり、静止大気における固有振動数を意味する。そして、 K は級数展開の項数を示す。添字の i は、東西、南北、鉛直波数からなる 3 波数 n, l, m を簡略表示したものであり、 j, k も同様に別の 3 波数の組み合わせを意味する。(注：変数の積としての i は、虚数単位である。) また、 r_{ijk} は、非線形の波-波相互作用、あるいは帯状-波相互作用に関しての相互作用係数であり基底関数の 3 重積により評価される。式 (2) における左辺第 2 項目は対角化された線形ノーマルモード項であり、右辺第 1 項目は移流項と曲率項から成る非線形項である。

本研究では、予報方程式 (2) に対して、エネルギーを最も多く含む順圧ロスビーモードのうち、鉛直波数 $m = 0$ 、東西波数 $n = 0 \sim 20$ 、南北波数 $l = 0 \sim 20$ の赤

Mean Zonal Wind January 1979 (FGGE)



第2図 傾圧不安定(BC)_iのパラメタライズの線形不安定問題を解く際に基本場として用いられた1979年1月(FGGE)の北半球の月平均帯状風速度の緯度-高度断面図。また、数値積分の初期条件としても、同様の速度場に微小擾乱を重ねた場を用いた。コンターの間隔は5 m/s 毎であり、西風は実線(正值)、東風は点線(負値)となっている。

道対称モード(つまり、奇数番号のみで自由度は10)を用いて波数切断を行った。

また、外部強制項 f_i にパラメタライズされた物理過程は Tanaka(1998) に準拠し、次の通りとなっている。

$$f_i = (BC)_i + (TF)_i + (DF)_i + (ZS)_i + (DE)_i \quad (3)$$

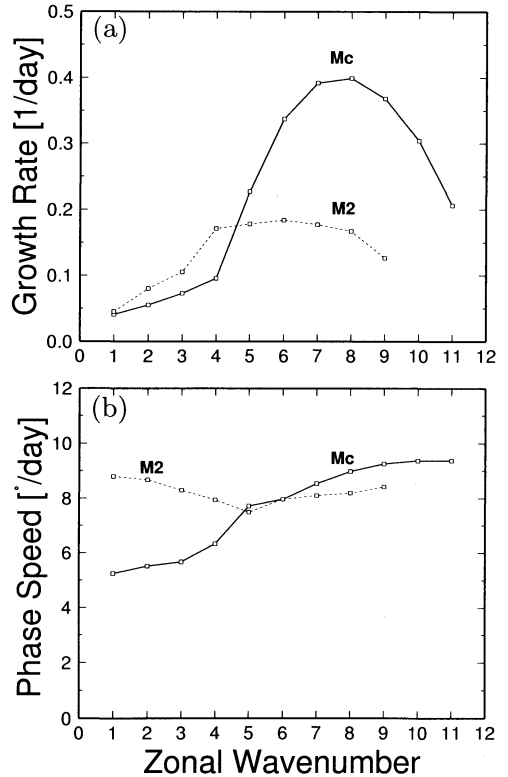
ここで、各項について順に解説する。

$(BC)_i$ は、傾圧不安定の効果である。プリミティブ方程式系(2)を順圧成分のみで閉じることにより、順圧-傾圧相互作用の部分をパラメタライズする必要が生じる。現実大気において、順圧モードに最大のエネルギーが流入する東西スケールは総観規模擾乱スケールであり、中緯度の傾圧不安定波動が鉛直波数間のエネルギー流に関して重要となる(Tanaka and Kung, 1989)。本研究では、FGGE(第1回 GARP 全球実験)期間中の1979年1月の北半球月平均帯状風速度場(第

Growth Rate and Phase Speed

January 1979 (FGGE)

Mc : Shallow Charney Mode (solid line)
M2 : Dipole Charney Mode (dashed line)



第3図 傾圧不安定波のパラメタライズに用いられた不安定モードの増幅率(a)と位相速度(b)。Mc(実線)はチャーニーモード、M₂(破線)は双極子チャーニーモードである。

2図)を赤道対称にした場を基本場としてプリミティブ方程式系(2)を摂動法により線形化し、固有値問題を解いて線形不安定モードを導出した(Tanaka and Kung, 1989)。総観規模スケールで最大の増幅率をもつチャーニーモード M_c と、その南北構造に節が現れ双極子構造となる双極子チャーニーモード M_2 の増幅率と位相速度を、それぞれ東西波数 $n = 5 \sim 11$ 、および $1 \sim 4$ に用いることでパラメタライズを行った(第3図)。

$(TF)_i$ は、山岳強制の効果である。地形による空気柱の強制上昇の効果を取り入れた。本研究では、北半球の現実的な地形を波数20の範囲内で表現した。

(Charney and Eliassen, 1949)。

(DF)_iは、拡散過程の効果である。式(2)の波数切断により表現できない小スケール(短波長領域)との非線形相互作用の効果パラメライズした。

(ZS)_iは、帯状風地表摩擦の効果である。帯状風ジェット的位置と強さを一定に保つために必要な物理過程である。

(DE)_iは、エクマンポンピングの効果である。渦運動の地表摩擦の効果のことであり、全ての波数領域において主要なエネルギーの消散となる。

以上の予報方程式系に対して、初期条件として、傾圧不安定の線形不安定問題を解く際にも用いられた、1979年1月(FGGE)の月平均帯状風速度場(第2図)にランダムな微小擾乱を重ねた場を与えて、外部強制項*f_i*において山岳強制(TF)_iの効果を含まない場合(3.1節)、含む場合(3.2節)の2種類に分けて、共に1200日間の時間積分を行った。

2.2 波長別エネルギースペクトルについて

(2)式の予報変数である3次元ノーマルモード展開係数*w_i*を用いることで、各モードに関して全球大気 of 全エネルギー量 *E_i*が求められる(Tanaka, 1985)。

$$E_i = \frac{1}{2} p_s h_m |w_i|^2 \tag{4}$$

ここで、*p_s*は地表面気圧(*p_s*=1013hPa)、*h_m*は等価深度(順圧モードの場合、*h₀*=9728.4 m)である。全エネルギー量 *E_i*とは、運動エネルギーと有効位置エネルギーの和を全球積分した量であり、単位は[J/m²]である。本研究では、各モードごとに計算される全エネルギー量 *E_i*の長期間(1150日間)平均量を縦軸に取り、横軸に静止大気における各モードの西進位相速度 *c_i*=|σ_i|/n [°/day] を取ることで、第1図のようなエネルギースペクトルを求めた。横軸の *c_i*は位相速度で表示しているが、これはロスビー波の分散関係式による波の3次元空間スケール(波長)を表すので、本研究ではこれを波長別エネルギースペクトルと定義する。横軸は固有振動数に比例するのであり、時系列解析における時間スペクトルと混同しないよう注意が必要である。

現実大気におけるエネルギー流解析(Tanaka, 1985)から、大気 of 順圧成分において、2次元乱流に特徴的なエネルギーの逆カスケードが生じると言われているので、順圧ロスビーモードの波長別エネルギースペクトルは、伝統的な回転球面上の2次元乱流のそれと同種の性質を示すと考えられる。

2.3 Rhines比 *R_i*の導入

Rhines (1975) による数値実験では、β平面近似渦度方程式を基礎方程式系として、波と乱流の特性が調べられた。ここでは、エネルギーの逆カスケードが遮られ、且つ、エネルギースペクトルにピークが形成されるスケールとして、次のRhines scale *k_β*が良い指標になることが理解された。

$$k_\beta = \sqrt{\frac{\beta}{2U_{r.m.s}}} \tag{5}$$

k < *k_β* : ロスビー波として伝播可能

k > *k_β* : 2次元乱流

ここで、βはコリオリ力の緯度変化(β効果)、*U_{r.m.s}*は擾乱平均2乗速度を意味する。しかし、本研究では、基礎方程式系の違いから、Rhines scale *k_β* という指標を直接適用することはできない。

式(5)のRhines scale *k_β*は、言い換えれば、線形項に特徴的な量βと、非線形項に特徴的な量 *U_{r.m.s}*の比を取ることで得られるスケールであるので、本研究でもそれを応用して、スペクトル表現されたプリミティブ方程式系(2)における線形項と非線形項の比をとった無次元量、

$$R_i = \frac{|-i \sum r_{ijk} w_j w_k|}{|\sigma_i w_i|} \tag{6}$$

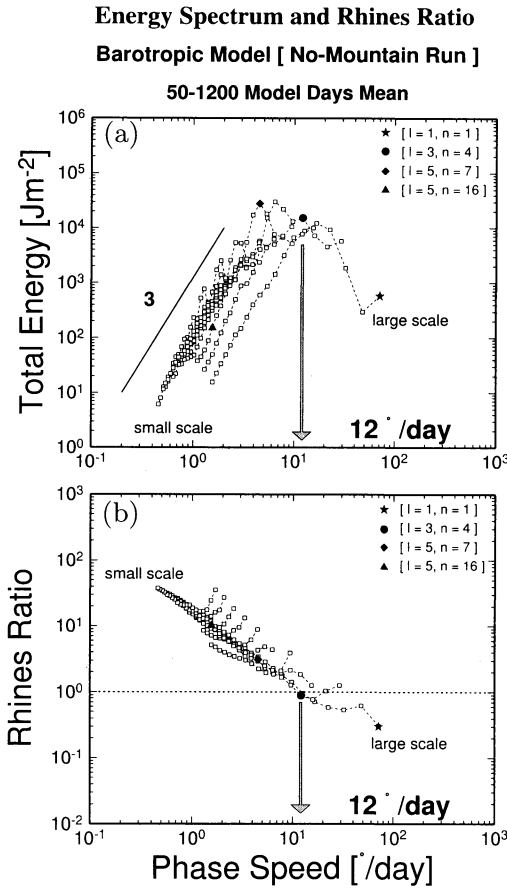
を定義する(木村・田中, 1997)。ここでは、*R_i*をRhines比(Rhines ratio)と呼び、前述の全エネルギー量 *E_i*と同様に、各モードのRhines比 *R_i*の長期間(1150日間)平均量を縦軸に取り、横軸に静止大気における各モードの西進位相速度 *c_i*=|σ_i|/n [°/day] を取ることで、波長別Rhines比の分布を求め、波長別エネルギースペクトルと比較した。

もし、本研究で使用したモデルが、回転球面上の2次元乱流としての特性を示すならば、各モードに関して、

R_i < 1 : ノーマルモードが卓越可能

R_i > 1 : 2次元乱流

という関係が成り立つと考えられる。そして、*R_i*=1となるモードにおいて、線形項と非線形項が丁度バランスし、この波のスケールで波長別エネルギースペクトルにピークが形成されると推測される。



第4図 山岳強制 (TF)_i を含まない数値実験における1150日間平均の波長別エネルギーースペクトル図 (a) と、1150日間平均の波長別 Rhines 比分布図 (b)。帯状成分を除く全200順圧ロスビーモードがプロットされており、いずれも、同一の南北波数のモードが点線で結ばれている。黒星印, 黒丸印, 黒四角印, 黒三角印の4つのモードは、第5図, 第7図のそれらと対応している。

3. 結果および考察

3.1 山岳強制 (TF)_i を含まない数値実験

はじめに、山岳強制 (TF)_i の効果を含まない場合の数値実験の結果を示す。この実験ではモデル大気に供給されるエネルギーは、式 (3) 中における傾圧不安定 (BC)_i のパラメタライズだけである。

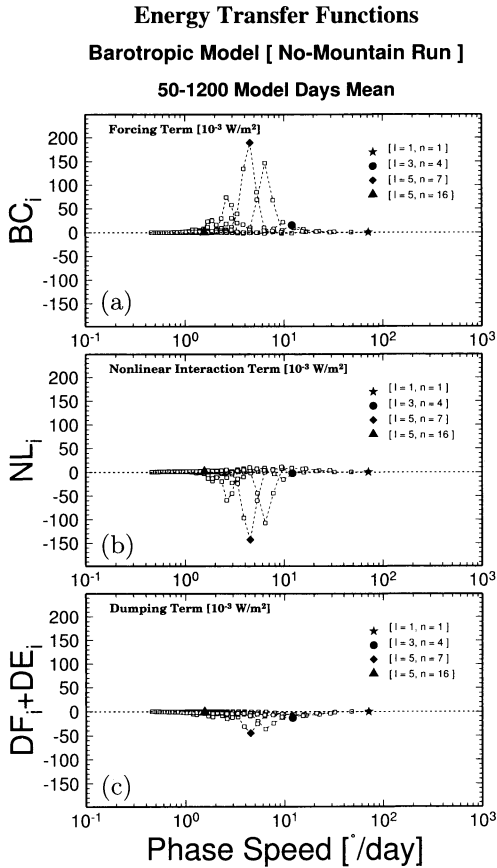
このような条件下で、1200日間積分を行い、式 (4) により定義される全エネルギー量 E_i を1150日間平均することで得られる波長別エネルギーースペクトルを第4図 a に示し、同様に式 (6) により定義される Rhines 比

R_i を1150日間平均することで得られる波長別 Rhines 比分布図を第4図 b に示した。

まず、波長別エネルギーースペクトル (第4図 a) についてみると、複数のスペクトルピークを有することが確認できる。1つは、現実大気の波長別エネルギーースペクトル (第1図) が示すように、静止大気において約12°/day で西進する順圧ロスビーモードのスケールのスペクトルピーク (第4図の黒丸印に代表される。) である。もう1つは、それよりも短波長領域に位置する位相速度 5°/day 付近 (東西波数 $n \sim 7$ に対応) に生じる複数のピーク (第4図の黒四角印に代表される。) である。また、更に短波長領域においては、現実大気の波長別エネルギーースペクトル (第1図) においても確認されたような、位相速度 c_i の‘3乗則’の乱流スペクトルに乗ることも見い出される。

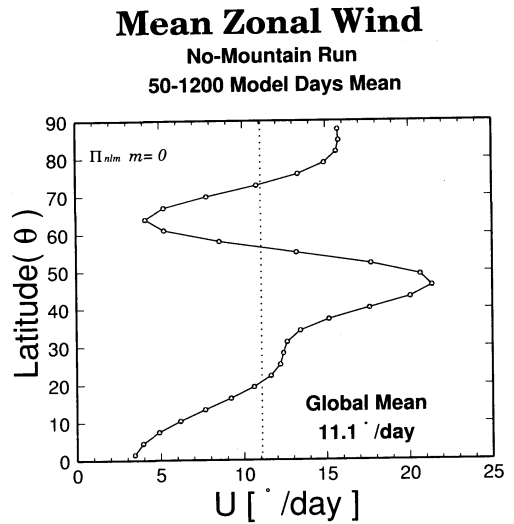
次に、第4図 b の波長別 Rhines 比分布図に関してみると、位相速度 c_i の約-1乗のべきに従い分布している。つまり、短波長領域に位置するモードほど非線形項が卓越的で、逆に長波長領域に位置するモードほど線形項が卓越的であると言える。そして、第4図 a において約12°/day の位相速度のピーク上のモードは、モデル基礎方程式系における線形項と非線形項が丁度バランスし Rhines 比 $R_i = 1$ となることが確認できる。つまり、このスケールのピークはエネルギーの逆カスケードが遮断される Rhines scale k_β のピークと同種のものであり、プリミティブ方程式系モデルにおいても、この種のピークを再現できたと言えるだろう。以後、この Rhines 比 $R_i = 1$ となるスケールのことを、球面プリミティブ方程式系における Rhines scale と呼ぶことにする。また、第4図 a において位相速度 5°/day 付近 (東西波数 $n \sim 7$ に対応) に生じる複数のピークに関しては、線形項よりも非線形項が卓越的であり Rhines 比 $R_i > 1$ となっている。この種のピークは、東西波数 $n = 7$ 付近の総観規模擾乱スケールのモードにおいて、各南北波数ごとに形成されていることから、外部強制項による傾圧不安定波 (BC)_i が、他の項と比較して卓越的となるために生じたピークであると考えられる (Tanaka and Sun, 1990)。

次に、エネルギー収支に関して、各モードの1150日平均のエネルギー変換量 (第5図) をみる。第5図 a はエネルギー強制項 (傾圧不安定 (BC)_i) によるエネルギー変換を、第5図 b は非線形相互作用によるエネルギー変換を、第5図 c はエネルギー散逸項によるエネルギー変換を示している (エネルギー変換量の導出に



第5図 山岳強制 (TF_i) を含まない数値実験における1150日間平均の波長別エネルギー変換量分布図。(a) はエネルギー強制項のエネルギー変換量 BC_i を、(b) は非線形相互作用によるエネルギー変換量 NL_i を、(c) はエネルギー散逸項のエネルギー変換量 $DF_i + DE_i$ を示している (Tanaka and Kung, 1988)。帯状成分を除く全200順圧ロスモードがプロットされており、いずれも、同一の南北波数のモードが点線で結ばれている。黒星印, 黒丸印, 黒四角印, 黒三角印の4つのモードは、第4図, 第7図のそれらと対応している。

関しては、Tanaka and Kung (1988) を参照)。先ず、傾圧不安定 (BC_i) のパラメタライズがなされている位相速度 $5^\circ/\text{day}$ 付近 (東西波数 $n \sim 7$ に対応) のモードに、他と比較して強いエネルギー供給がなされていることが分かる。このエネルギー供給が直接ピークとして現れたものが、前述の傾圧不安定 (BC_i) のピークである。そして、そのスケールに供給されたエネルギーは、非線形相互作用により、より短波長領域にカスケ



第6図 山岳強制 (TF) を含まない数値実験における1150日間平均の順圧帯状風速度の緯度分布図。この期間中、全球平均にして $11.1^\circ/\text{day}$ の西風が卓越していた。

ド、より長波長領域に逆カスケードを起こす。これらの図は、擾乱成分だけをプロットしたものであり、帯状成分に関しては示されていないが、大半のエネルギーは帯状-波相互作用により帯状成分へと輸送され帯状風摩擦 (ZS_i) により散逸する。また、スペクトルにピークが形成されているスケールにおいても、エネルギーが強く散逸する。また、前述の Rhines scale におけるピークが、外部強制項 f_i により生じたピークでないことは、この図から明らかである (詳細なエネルギー収支に関しては、Tanaka (1998) を参照)。

ここで、位相速度 $12^\circ/\text{day}$ 付近に位置する Rhines scale となるモードが、モデル大気中において、どのような変動特性を示し、また、ピークよりも長波長領域 (線形項が卓越的) のモード、あるいは、短波長領域 (非線形項が卓越的) のモードが、それぞれ、どのような変動特性を示すかが重要となる。ここまで、静止大気における西進ノーマルモードの位相速度を横軸とした波長別エネルギースペクトルをみてきたが、実際には、モデル大気中において、ノーマルモードはこの位相速度で伝播するのではなく、西風帯状風の影響を受けてドップラーシフトすると考えられる。

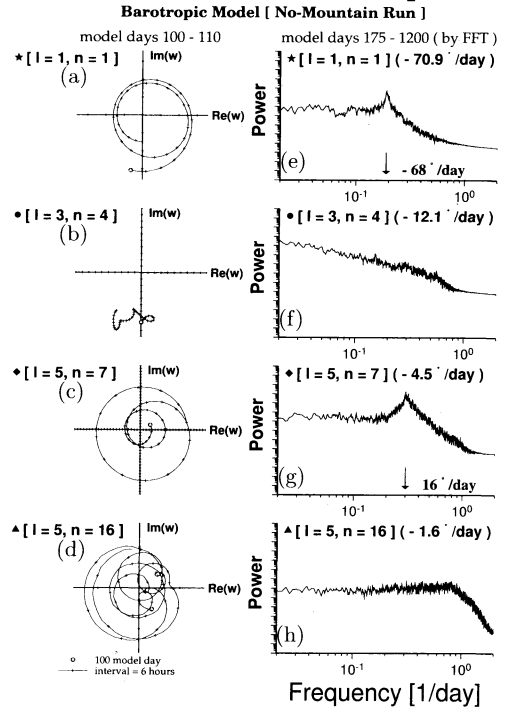
そういった観点から、1150日間平均した帯状風速度場 (第6図) に関してみると、北緯 45° に強風軸を持つ西風ジェットが卓越していた事が見い出される。しか

し、すべてのモードがこの強風軸に沿って流されるわけではなく、各モードの持つ基底構造によって影響を受けやすい緯度帯が異なると考えられる。よって、全球エネルギースペクトルとの比較のためには、全球平均した帯状風速度を求める必要がある。そこで、第6図から、このモデル実行期間中における平均の全球平均帯状風速度を見積もると、 $11.1^\circ/\text{day}$ の西風が卓越していたことが分かる。大気中のノーマルモードは、平均的には、この帯状風を感じながらドップラーシフトするので、ピークに位置するRhines scaleとなるモードは停滞帯になると考えられる。また、ピークよりも長波長領域に位置するモードは、線形項がより卓越しているため、西進ノーマルモードとして卓越可能であると推測される。

そこで、実際に個々のモードが、以上の推測通りに振舞うかどうかを確かめるため、Errico and Williamson (1988)の手法に基づき、複素平面上での、あるモデル期間(10日間)における3次元ノーマルモード展開係数 w_i の挙動(ハーモニック・ダイアル)をみることで、各モードの変動特性を調べた(第7図a, b, c, d)。ここで、図中の黒丸点はハーモニック・ダイアルの始点を意味している。この解析により、複素平面上を反時計周りに回転するモードは西進波としての特徴が、逆に時計周りに回転するモードは東進波としての特徴が現われると期待される。また、モデル実行期間において各モードの周期性の有無を定量的に見積もるために、3次元ノーマルモード展開係数 w_i の実部 $\text{Re}(w_i)$ と虚部 $\text{Im}(w_i)$ のそれぞれの時系列(1024日間)に対して、FFT法によりスペクトル解析を行い、得られた2つのパワーの平均値をとることで周期性を調べた(第7図e, f, g, h)。ここでは、第4図、第5図中の特徴的な4つのモード(黒印)に対して、これらの解析が施された。

はじめに、線形項がより強く卓越し、現実大気において5日波として存在することが知られている南北波数 $l=1$ 、東西波数 $n=1$ のモード(黒星印)の変動に関してみる(第7図a, e)。3次元ノーマルモード展開係数 w_i は、複素平面上で反時計周りに10日間で2周することが確認される。このことは、位相が1波長進むのに5日間かかるということであり、このモデルにおいて5日波の特徴が精度良く表現されたと言える。また、時系列パワースペクトル解析の結果においても、周期約5日の周波数領域にピークが形成されており、この値から、位相速度にして約 $68^\circ/\text{day}$ で西進する波

Harmonic Dials and Power Spectrum



第7図 山岳強制(TF)_iを含まない数値実験におけるハーモニック・ダイアル(a) (b) (c) (d)と、その時系列パワースペクトル図(e) (f) (g) (h)。いずれのパネルも、縦軸・横軸における1日盛りの示す量は、他と統一されている。時系列パワースペクトルにおいては、Hanningウィンドウによる平滑化を1回施されている。丸括弧内は、各モードの静止大気における西進位相速度である。黒星印、黒丸印、黒四角印、黒三角印の4つのモードは、第4図、第5図のそれらと対応している。

動が、モデル実行期間中卓越していたことが見積もられる。しかし、このモードの線形論により計算される静止大気中の西進位相速度 $70.9^\circ/\text{day}$ と比較すると、それほど差が大きいことから、このモードは帯状風の影響をほとんど受けていないものと考えられる。全球平均帯状風速度 $11.1^\circ/\text{day}$ の西風(第6図)の影響によりドップラーシフトするならば、西進ノーマルモードはより減速されるはずであるが、実際には、ほとんど減速されていない。このことから、5日波は帯状風(つまり非線形項)の影響を受けにくい基底構造をしていると推測される。

次に、ピークに位置しRhines scaleとなるモードの1つである南北波数 $l=3$ 、東西波数 $n=4$ のモード

(黒丸印)の変動に関してみる(第7図b, f). このモードは、複素平面上において回転することはなく、不規則的な挙動が示された。このことは、このモードが基礎方程式系(2)中の非線形項の影響を強く受けている証拠となる。また、動きは非常に緩慢としていて、位相の大きな変化は確認できない。時系列パワースペクトル解析では、5日波の様な明瞭なピークは検出されず、低周波数領域においてエネルギーレベルが高くなり、モデル実行期間に渡り停滞成分が卓越していたと言える。

次に、位相速度 $5^\circ/\text{day}$ 付近(東西波数 $n \sim 7$)のピークに位置するモードの1つである南北波数 $l = 5$ 、東西波数 $n = 7$ のモード(黒四角印)の変動に関してみる(第7図c, g). このモードは、パラメタライズされた傾圧不安定(BC)_iが直接周期性を持つ東進波動として現われたピークであると考えられるが、実際に、複素平面上の変動においても、約3日周期で時計回りに回転している上に、時系列パワースペクトル解析においても約 $16^\circ/\text{day}$ という速い変動成分のピークを持つことから、東進する傾圧不安定波としての特徴が現れたと解釈できる。(本来は、パラメタライズされた傾圧不安定波は、 $8 \sim 9^\circ/\text{day}$ で東進しなくてはならないのだが、帯状風の影響を受けてドップラーシフトして、過剰な位相速度で東進したものと考えられる。このモデルの今後の改善点である。)しかし、このモードは、非線形項が卓越的な波長領域に位置しているのにも関わらず、線形項が強く卓越しているかの様な周期性を示している。このことは、各東西波数に単一の不安定モードのみを、傾圧不安定(BC)_iとしてパラメタライズしたことにより(現実大気には、各波数に多数の不安定モードが存在する)、外部強制項 f_i が線形項としての役割を果たし、また、それが他の項と比較して卓越するために、強い周期性が現われたと考えられる。つまり、乱流スペクトル上に傾圧不安定(BC)_iの直接的なピークが重なることで生じた、このモデル特有のピークであり、現実的なピークでないと言えよう。

最後に、非線形項が卓越するような代表的モード(非線形項の大きさが線形項の大きさの約10倍となるモード)として南北波数 $l = 5$ 、東西波数 $n = 16$ のモード(黒三角印)の変動に関してみる(第7図e, h). このモードは複素平面上において周期性の無い不規則的な変動を示すことが分かる。よって、このモードは、帯状風、つまり非線形項の影響を強く受けていると推測される。時系列パワースペクトル解析においても、完

全にホワイトノイズとなり周期性を検出することはできなかった。ゆえに、ノーマルモードとして卓越できないモードであると考えられる。

以上の実験により、Rhines scale を境にして、その両側の波長領域では変動特性が大きく異なることが確認された。

次に、この結果が異なった帯状風の下でも成立するかを確認するために、以下の付加的な数値実験を行った(詳細は、吉野(1999)を参照)。

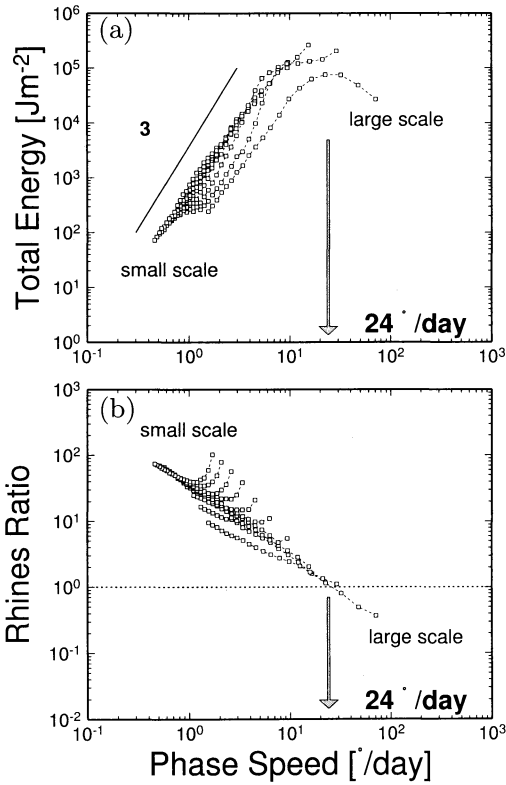
帯状風として、速度場(第2図)を単純に2倍した場、つまり非線形項を強くした場を与えることで、同様の数値実験を行った。その際、山岳強制(TF)_iの効果は含めず、また、傾圧不安定(BC)_iには、用いられた帯状風(第2図)を単純に2倍した場を用いて線形不安定解を導出してパラメタライズを行った。(つまり、帯状風に見合ったエネルギー流が考慮されている。)

その結果、得られる1150日平均の波長別エネルギースペクトルと波長別 Rhines 比分布図は、第8図の様になる。波長別エネルギースペクトル(第8図a)をみると、短波長領域においては、同様に位相速度 c_i の‘3乗則’のべきに従い、静止大気において約 $24^\circ/\text{day}$ (前実験の約2倍)の西進位相速度をもつノーマルモードのスケールでピークになることが確認された。また、波長別 Rhines 比分布図(第8図b)をみると、同様に位相速度 c_i の約-1乗のべきに従い、丁度ピーク上に位置するモードにおいて、線形項と非線形項がバランスする Rhines 比 $R_i = 1$ になることが確認された。以上の結果から、この種のピークは球面プリミティブ方程式系における Rhines scale に形成されたものであり、帯状風を2倍にして非線形項を強めることにより、この Rhines scale のピークは、より長波長領域へとシフトして、ノーマルモードが卓越可能な波長領域が狭くなると解釈できる。

この実験では、傾圧不安定(BC)_iに相当するピークは確認できない。このことは、卓越する非線形項(乱流スペクトル)により、この種のピークが埋もれてしまったためと考えられる。

ここで前実験と同様に、1150日間平均した全球帯状風速度(第9図)を見積もると、 $23.9^\circ/\text{day}$ の西風が卓越していたことが分かり、この実験においても、Rhines scale におけるピーク上のモードが平均的には停滞波になると推測される。

Energy Spectrum and Rhines Ratio
Barotropic Model [No-Mountain Run (2 * U)]
50-1200 Model Days Mean

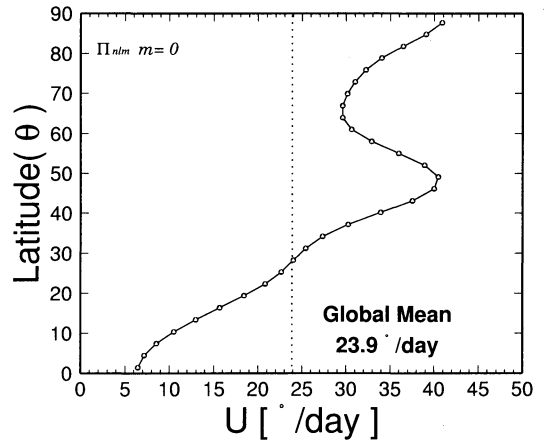


第 8 図 山岳強制 (TF)_i を含まない数値実験 (平均帯状風の効果を 2 倍にした実験) における 1150 日間平均の波長別エネルギースペクトル図 (a) と、1150 日間平均の波長別 Rhines 比分布図 (b)。帯状成分を除く全 200 順圧ロスビーモードがプロットされており、いずれも、同一の南北波数のモードが点線で結ばれている。

3.2 山岳強制 (TF)_i を含む数値実験

次に、山岳強制 (TF)_i を含む全ての物理過程を考慮した数値実験の結果を示す。本実験においてモデル大気に供給されるエネルギーは、式 (3) 中における傾圧不安定 (BC)_i と、山岳強制 (TF)_i のパラメタライズの 2 種類である。山岳強制の効果が含まれた以外の物理過程は、前実験と同じである。前述の数値実験と同様に、1200 日間積分を行い、1150 日間平均の波長別エネルギースペクトル (第 10 図 a) と波長別 Rhines 比分布図 (第 10 図 b) を求めて、山岳による力学的強制が加わることにより、これらが如何に変化するかを調べた。はじめに、波長別エネルギースペクトル (第 10 図 a)

Mean Zonal Wind
No-Mountain Run (2 * U)
50-1200 Model Days Mean

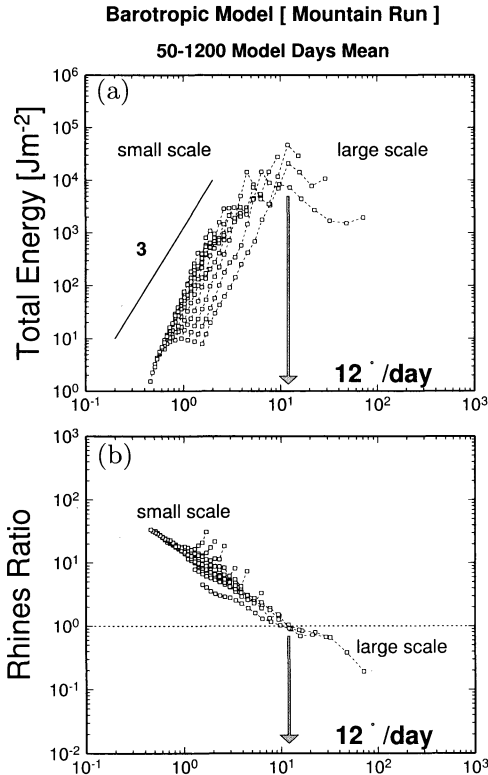


第 9 図 山岳強制 (TF)_i を含まない数値実験 (平均帯状風の効果を 2 倍にした実験) における 1150 日間平均の順圧帯状風速度の緯度分布図。この期間中、全球平均にして 23.9°/day の西風が卓越していた。

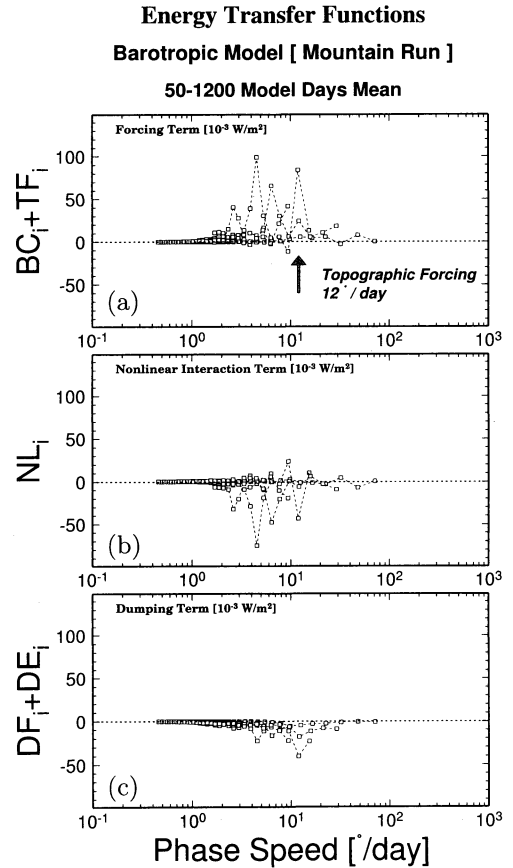
についてみると、前実験のそれ (第 4 図 a) が示すように、2 種類のスペクトルピークが見い出される。1 つは、球面プリミティブ方程式系における Rhines scale に相当する約 12°/day の位相速度のモードに形成されるピークであり、もう 1 つは、パラメタライズされた傾圧不安定 (BC)_i による位相速度 5°/day 付近 (東西波数 $n \sim 7$ に対応) の複数のピークである。更に、短波長領域では、位相速度 c_i の '3 乗則' のべきに従うことも前実験と同様に確認できる。しかし、山岳強制 (TF)_i を含まない数値実験により得られた波長別エネルギースペクトル (第 4 図 a) との最大の相違点は、Rhines scale でのエネルギーレベルが 1 桁以上高くなり、ピークがより鋭く強化されている点である。

次に、波長別 Rhines 比分布図 (第 10 図 b) についてみると、前実験のそれ (第 4 図 b) とは大きな相違はなく、位相速度 c_i の約 -1 乗のべきは、山岳強制 (TF)_i の効果を含んでも、ほとんど変化は無い。また、Rhines scale に位置するピーク上のモードで、線形項と非線形項がバランスしていることも、前実験と同様の結果である。つまり、山岳強制 (TF)_i の効果は、モデル大気内の線形項と非線形項のバランスには、何ら影響を及ぼさないとはいえ換えられる。

次に、エネルギー収支に関して、各モードの 1150 日



第10図 山岳強制 (TF)_iを含む数値実験における1150日間平均の波長別エネルギースペクトル図 (a) と、1150日間平均の波長別Rhines 比分布図 (b)。帯状成分を除く全200順圧ロスビーモードがプロットされており、いずれも、同一の南北波数のモードが点線で結ばれている。

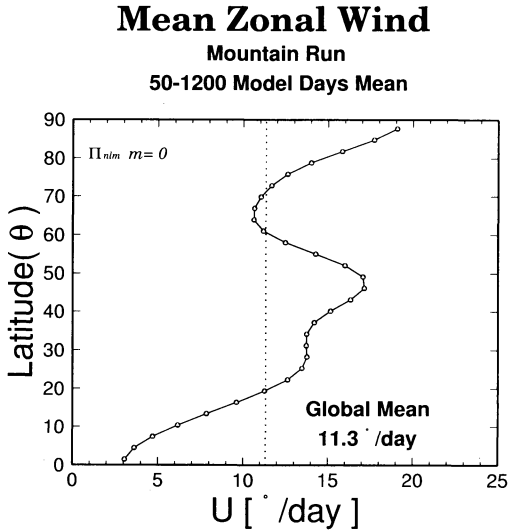


第11図 山岳強制 (TF)_iを含む数値実験における1150日間平均の波長別エネルギー変換量分布図。(a)はエネルギー強制項のエネルギー変換量 $BC_i + TF_i$ を、(b)は非線形相互作用によるエネルギー変換量 NL_i を、(c)はエネルギー散逸項のエネルギー変換量 $DF_i + DE_i$ を示している (Tanaka and Kung, 1988)。帯状成分を除く全200順圧ロスビーモードがプロットされており、いずれも、同一の南北波数のモードが点線で結ばれている。

平均のエネルギー変換量(第11図)をみる。第11図 a はエネルギー強制項 (傾圧不安定 (BC)_i+山岳強制 (TF)_i) によるエネルギー変換を、第11図 b は非線形相互作用によるエネルギー変換を、第11図 c はエネルギー散逸項によるエネルギー変換を示している。山岳強制を含まない数値実験でも示されたように、傾圧不安定 (BC)_iのパラメタライズがなされている位相速度 $5^\circ/\text{day}$ 付近 (東西波数 $n \sim 7$ に対応) のモードに、強くエネルギーが強制されていることが確認できる。しかし、山岳強制を含まない数値実験ではみられなかった位相速度 $12^\circ/\text{day}$ 付近にも強いエネルギー強制が存在することが分かる。前実験とのエネルギー供給に於ける違いは、山岳強制 (TF)_iが加わったことだけなので、このスケールにおける強いエネルギー強制は、山岳強制 (TF)_iによるものと言えるだろう。供給されたエネルギーは、非線形相互作用により短波長領域

にカスケード、長波長領域に逆カスケードを起こすが、前実験同様、大半のエネルギーは、帯状-波相互作用により帯状成分に輸送され、帯状風摩擦 (ZS)_iにより散逸する。また、スペクトルピークが形成されているスケールにおいても強いエネルギー散逸を起こす。

ここで前実験と同じ様に、1150日間平均した全球帯状風速度(第12図)を見積もると、 $11.3^\circ/\text{day}$ の西風が卓越していたことが見出せるので、本実験においても、ピークに位置し Rhines scale となるモードは、西風帯状風によりドップラーシフトして平均的には停滞



第12図 山岳強制 (TF)_iを含む数値実験における1150日間平均の順圧帯状風速度の緯度分布図。この期間中、全球平均にして11.3°/dayの西風が卓越していた。

波になると言えるだろう。

以上の山岳強制 (TF)_iを含む数値実験の解析結果から、山岳強制 (TF)_iのエネルギーが、線形項と非線形項が丁度バランスする Rhines scale に集中的に流入したために、前実験と比較してピークが強化されたと推測される。このことは、前実験で示された様に、ピークに位置し Rhines scale となるモードが停滞波としての特性を示すので、山岳強制 (TF)_iによる停滞ロスビー波の励起により、この停滞成分のエネルギーレベルがより強化されたと解釈できる。

これまでの数値実験の解析結果から、基礎方程式系 (2) において、線形項が非線形項に匹敵するような「Rhines scale」で、エネルギーの逆カスケードは遮断され、そこにエネルギーピークが形成されることが確かめられた。更に、このエネルギーピークとなるスケールでは、帯状一般流の移流により西進ノーマルモードはドップラーシフトして、「停滞波」となることも確かめられた。帯状一般流を2倍にした実験では、非線形項が2倍になるので、西進ノーマルモードの位相速度が2倍になるスケールで「Rhines scale」となる。そして、確かにそこにエネルギーピークが現われ、そのスケールのモードが停滞波となることも実験的に確認された。

「Rhines scale」に位置するモードが「停滞波」とな

り、そこにエネルギーピークが形成されることを、基礎方程式系 (2) を用いて整理すると以下ようになる。

まず、基礎方程式系 (2) において、この停滞波となるスケールで、左辺第1項目の時間変化項は最小となるため無視できる。また、このスケールでの外部強制項の大きさは、エネルギー強制とエネルギー散逸がほぼ打ち消しあうために、線形項や非線形項に比べると桁小さくなるので無視できる (図省略)。それゆえ、基礎方程式系 (2) は、エネルギーピークが現われ停滞成分となるスケールにおいて近似的に、

$$|i\sigma_i w_i| = \left| -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k \right| \quad (7)$$

となる。これを、Rhines 比の定義式 (6) に代入すれば、

$$R_i = \frac{|-i \sum r_{ijk} w_j w_k|}{|i\sigma_i w_i|} = 1 \quad (8)$$

となる。このことから、停滞波となるスケールにエネルギーピークが現われ、そこが球面プリミティブ方程式系における Rhines scale となることが理解できる。

更に言えば、山岳強制 (TF)_iは停滞ロスビー波を励起するので、この停滞成分となる Rhines scale に選択的にエネルギーの流入が生じることになる。そのため、もともと Rhines scale に存在したスペクトルピークが大規模山岳により一層強化されたと結論づけられる。ただし、山岳強制 (TF)_iのエネルギーは、この Rhines scale だけに流入すると誤解してはならない。Rhines scale よりも小スケールの山岳強制効果も、ある程度、エネルギースペクトルに対して寄与していると考えられる。しかし、鉛直平均量に影響を及ぼすほどのエネルギーは、大規模山岳によるものが圧倒的に大きいと考えられることから、小スケールの山岳強制による停滞成分は、無視できる程小さいと見なされるだろう。

4. 結論

本研究では、現実大気における順圧ロスビーモードの波長別エネルギースペクトル (Tanaka and Kimura, 1996) に形成されるピークに関して、Tanaka (1991; 1998) の球面座標系順圧プリミティブスペクトルモデルを用いて、その成因を調べた。

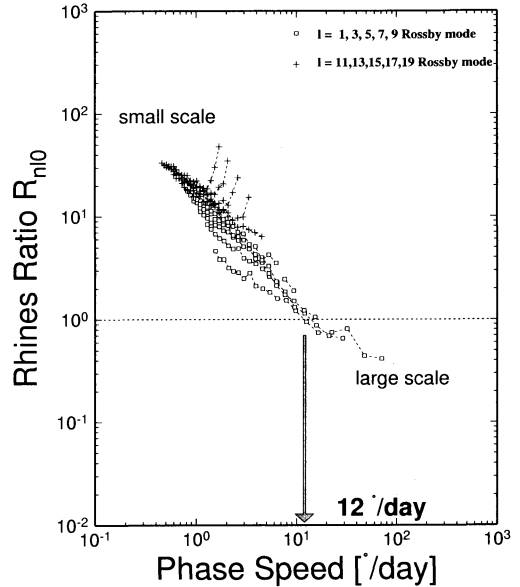
はじめに、山岳強制 (TF)_iを含まない数値実験を行った。この実験により得られた長期間平均の波長別エネルギースペクトルは、静止大気において約12°/day

の西進位相速度を持つ順圧ロスビーモードのスケールでピークとなった。そのスケールは、Rhines 比 R_i を導入することで、モデル基礎方程式系における非線形項と線形項の大きさが丁度バランスするスケールとなることも確認された。つまり、このピークとなるスケールは、エネルギーの逆カスケードが地球の β 効果によって遮られるスケール Rhines scale に相当することが理解された (Rhines, 1975)。そして、本研究においては、Rhines 比 $R_i = 1$ となるスケールのことを、球面プリミティブ方程式系における Rhines scale と定義された。

また、このエネルギーピークとなる Rhines scale よりも、短波長領域側に位置するモードに関しては、位相速度 c_i の '3 乗則' のべきに従い、それに対して、長波長領域側に位置するモードに関しては、エネルギーレベルが落ちて、そのべき乗則から外れることが見い出された。このことは、長波長領域においては、エネルギーの逆カスケードが遮断されることにより、非線形相互作用によるエネルギー収束量と比較して散逸過程によるエネルギー散逸量の方が卓越するためと考えられる。また、波長別 Rhines 比分布図においては、位相速度 c_i の約 -1 乗のべきに従うことも確認された。このことは、各順圧ロスビーモードの位相速度 c_i に比例して線形項が増大すると言い換えられる。

そして、この線形項と非線形項の大きさが丁度バランスする Rhines scale のピーク上に位置するモードは、全球平均帯状風によりドップラーシフトして停滞波になることも確認された。このことは、平均帯状風を 2 倍にした数値実験においても、同様の結果が得られた。更に、個々のモードに関して、複素平面上での挙動を詳しく調べることで、波長別エネルギースペクトルに形成される Rhines scale のピークよりも長波長領域 (線形項が卓越的な波数領域) のモードは、周期的な西進ノーマルモードとしての特性が、また、ピークよりも短波長領域 (非線形項が卓越的な波数領域) のモードは、帯状風の影響を強く受けることで、ノーマルモードとして卓越できず、非周期的な乱流としての特性が示された。

次に、山岳強制 (TF)_i を含む数値実験を行った。この実験により得られた長期間平均の波長別エネルギースペクトルの Rhines scale におけるピークは、山岳強制 (TF)_i を含まない数値実験により得られたピークと比較して、1 桁以上エネルギーレベルが強化されて現われることが確認された。このことは、山岳強制 (TF)_i



第13図 気象庁全球客観解析データによる1997年1月～3月の3か月間平均の波長別Rhines比分布図。縦軸はRhines比 R_i 、横軸は線形論により計算される静止大気における各ノーマルモードの西進位相速度 $c_i = |\sigma_i|/n$ (単位は $^{\circ}/\text{day}$) である。選んだモードは順圧ロスビーモードであり、R20 (赤道対称モードのみ) で波数切断を行い、帯状成分を除く全200モードがプロットされている。同一の南北波数のモードが点線で結ばれている。

により励起される停滞ロスビー波のエネルギーが、停滞成分となる Rhines scale のスペクトルピークに、選択的に流入するために、ピークがより明瞭な形で現われたと考察された。つまり、エネルギーの逆カスケードが遮断される Rhines scale に、山岳強制 (TF)_i による停滞成分のエネルギーが流入することで、プラネタリー波の増幅を助長する働きがあると考えられる。

また、この順圧大気モデルにおいては、パラメタライズされた傾圧不安定 (BC)_i が直接励起されることにより生じるピークも検出された。しかし、これらのピークは単一の不安定モードのみをパラメタライズすることで得られたものであり、現実的には多数の不安定モードにより傾圧不安定波は構成されていることから、このモデル特有のピークであると考察された。

以上のことから、本研究で用いられた順圧大気モデルにおける長期間平均の波長別エネルギースペクトルは、以下のスペクトルピークが重なることで形成され

ることが結論づけられた。

- (1) Rhines scale における回転球面上の 2 次元乱流によるピーク
- (2) 山岳強制による停滞成分のピーク
- (3) 傾圧不安定波による非定常擾乱のピーク

最後に、モデル大気を示した様に、現実大気においても、長期間平均した波長別エネルギースペクトル(第 1 図) のピーク上に位置するモードにおいて、線形項と非線形項が丁度バランスする Rhines scale となるかどうかを確認する必要がある。そこで、前述の現実大気(気象庁全球客観解析データ)における 3 次元ノーマルモード展開係数 w_i を逆算的に、プリミティブ方程式系 (2) に代入することで、線形項と非線形項の大きさを見積もり、式 (6) により長期間平均の波長別 Rhines 比分布図を求めた(詳細は、吉野 (1999) を参照)。その結果が第 13 図となる。やはり、現実大気においても、モデル大気と同様に、波長別エネルギースペクトルがピークとなるスケール(位相速度 $12^\circ/\text{day}$ 付近のモード)は、線形項と非線形項が丁度バランスする Rhines scale であることが確認された。現実大気においても、プリミティブ方程式系の線形項と非線形項のバランスの元でエネルギースペクトルが成り立っている証拠となるであろう。

謝 辞

本研究をすすめるにあたり、筑波大学地球科学系の安成哲三教授・木村富士男教授には、ゼミなどで貴重な御意見を頂きました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。また、投稿に際して査読者の方々や大淵 濟編集委員より頂きました数々の有益なコメントに謝意を表します。

本研究は、筑波大学第一学群自然科学類卒業研究の一貫として行われました。

参 考 文 献

- Basdevant, C., B. Legras, R. Sadourny and M. B eland, 1981 : A study of barotropic model flows : Intermittency, waves, and predictability, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2305-2326.
- Boer, G. J. and T. G. Shepherd, 1983 : Large-scale two-dimensional turbulence in the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 164-184.
- Charney, J. G. and A. Eliassen, 1949 : A numerical method for predicting the perturbations of the middle-latitude westerlies, *Tellus*, **1**, 38-54.
- Cho, J. Y-K. and L. M. Polvani, 1996 : The emergence of jets and vortices in freely evolving, shallow-water turbulence on a sphere, *Phys. Fluids*, **8**, 1531-1552.
- Errico, R. M. and D. L. Williamson, 1988 : The behavior of gravitational modes in numerical forecasts with the NCAR community climate model, *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 1737-1756.
- Huang, H. P. and W. A. Robinson, 1998 : Two-dimensional turbulence and persistent zonal jets in a global barotropic model, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 611-632.
- 木村和央, 田中 博, 1997 : 大気大循環における新乱流スケールと波数別エネルギースペクトルとの関連性, 1997年気象学会春季大会講演予稿集, 121.
- Maltrud, M. E. and G. K. Vallis, 1991 : Energy spectra and coherent structures in forced two-dimensional and beta-plane turbulence, *J. Fluid Mech.*, **228**, 321-342.
- Nozawa, T. and S. Yoden, 1997 : Spectral anisotropy in forced two-dimensional turbulence on a rotating sphere, *Phys. Fluids*, **9**, 3834-3842.
- Panetta, R. L., 1993 : Zonal jets in wide baroclinically unstable regions : Persistence and scale selection, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2073-2106.
- Rhines, P. B., 1975 : Waves and turbulence on a beta-plane, *J. Fluid Mech.*, **69**, 417-443.
- Shepherd, T. G., 1987a : Rossby waves and two-dimensional turbulence in a large-scale zonal jet, *J. Fluid Mech.*, **183**, 467-509.
- Shepherd, T. G., 1987b : A spectral view of nonlinear fluxes and stationary-transient interaction in the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1166-1178.
- Simmons, A. J. and B. J. Hoskins, 1978 : The life cycles of some nonlinear baroclinic waves, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 414-432.
- Tanaka, H. L., 1985 : Global energetics analysis by expansion into three-dimensional normal mode functions during the FGGE winter, *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 180-200.
- Tanaka, H. L., 1991 : A numerical simulation of amplification of low-frequency planetary waves and blocking formations by the upscale energy cascade, *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2919-2935.
- Tanaka, H. L., 1995 : A life-cycle of nonlinear baroclinic waves represented by a simple 3-D spectral model, *Tellus*, **47A**, 697-704.
- Tanaka, H. L., 1998 : Numerical simulation of a life-cycle of atmospheric blocking and the Analysis of potential vorticity using a simple barotropic model,

- J. Meteor. Soc. Japan, **76**, 983-1008.
- Tanaka, H. L. and K. Kimura, 1996 : Normal-mode energetics analysis and the intercomparison for the recent ECMWF, NMC, and JMA global analyses, J. Meteor. Soc. Japan, **74**, 525-538.
- Tanaka, H. L. and E. C. Kung, 1988 : Normal mode energetics of the general circulation during the FGGE year, J. Atmos. Sci., **45**, 3723-3736.
- Tanaka, H. L. and E. C. Kung, 1989 : A study of low-frequency unstable planetary waves in realistic zonal and zonally varying basic states, *Tellus*, **41A**, 179-199.
- Tanaka, H. L. and S. Sun, 1990 : A study of baroclinic energy sources for large-scale atmospheric normal modes, J. Atmos. Sci., **47**, 2674-2695.
- Vallis, G. K. and M. E. Maltrud, 1993 : Generation of mean flows and jets on a beta plane and over topography, J. Phys. Oceanogr., **23**, 1346-1362.
- Williams, G. P., 1978 : Planetary circulations : 1. Barotropic representation of Jovian and terrestrial turbulence, J. Atmos. Sci., **35**, 1399-1426.
- Yoden, S. and M. Yamada, 1993 : A numerical experiment on two-dimensional decaying turbulence on a rotating sphere, J. Atmos. Sci., **50**, 631-643.
- 吉野 純, 1999 : 順圧大気における波と乱流のスペクトル特性に関する研究, 筑波大学第一学群自然科学類卒業論文, 181p.

Barotropic Model Simulation and the Analysis of the Energy Peaks in the 3D Spectral Domain

Jun Yoshino* and H. L. Tanaka**

* (*Corresponding author*) *Natural Science, First Cluster, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8571, Japan.*
 (*Present affiliation : Severe Storm Research Section, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Uji, Kyoto 611-0011, Japan.*)

** *Institute of Geoscience, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8571, Japan.*)

(Received 28 June 1999 ; Accepted 4 July 2000)
