

傾圧性波動擾乱の季節変化に関する観測的研究*

— 1994年度山本・正野論文賞受賞記念講演 —

中 村 尚**

1. はじめに

この度は山本・正野論文賞の受賞の名誉に与り誠に光栄に存じます。学術雑誌に掲載された論文がこの様な形で評価されることは、大学に残った者が今後研究を進めて行く上でこの上ない励みになります。受賞の対象となりました論文(Nakamura, 1992)は、北半球対流圏の循環データ20年分を基に、移動性高低気圧に伴う、いわゆる傾圧性波動擾乱の活動の季節変化について調べたものです。特に長期間の平均から推測される典型的な季節変化が、毎日のデータから統計的に得られる擾乱の振幅と西風ジェットの傾圧性との間の関係とどこまで整合的なのか、そしてそれらが従来の常識とも言える線型の傾圧不安定理論でどこまで説明可能なのか興味が持たれます。

2. 研究の背景 — 包絡関数

ある意味ではこの研究は私の学位論文の副産物と言えるかも知れません。話は脇道にそれてしまいましたが、私は7年程前米国の Washington 大学で大学院生として、対流圏循環の長周期変動と傾圧性擾乱との相互作用についての研究に着手していました。ブロッキング高気圧などの形成に伴い移動性擾乱の活動がどう変化するのか記述するには、ある地点で任意の時刻における波動の振幅を評価しなくてはなりません。そこで『包絡関数』という手法を考えました(Nakamura and Wallace, 1990)*¹。先ずある変数の場に高周波フィルターを施し、1週間以下の時間スケールを持つ傾圧性擾乱に伴う変動を抽出します。それを自乗し各時刻における変動のパワーを求めた後、その値を倍にして低周波フィルターを施し、更にその平方根を取ることで、高周波成分の緩やかな振幅変調を表現できま

す。パワーを2倍するのは、正弦波の1周期にわたるパワーが振幅の自乗のちょうど半分にあたるからです。第1図に包絡関数の例として、アメリカ東海岸の1地点における海面気圧時系列に現われた傾圧性擾乱の変動を示します。基になったデータは、米国気象局(NMC)で1955年秋から1984年夏まで毎日2回作成された北半球客観解析データです。細かい振動が高周波成分の自乗を表わし、太い滑らかな線が対応する包絡関数の自乗に当たります。包絡関数が擾乱の振幅変調(典型的時間スケール: 10~20日)を極めて忠実に表現していることがわかりでしょう。

この一連の操作を毎日約2000の格子点にて繰り返せば29年分の傾圧性擾乱の振幅の分布図が得られます。更に500 hPa(1955年秋から1984年夏まで29年分)と250 hPa(1965年秋から1984年夏まで19年分)の等圧面高度場を基に、擾乱の振幅分布を表す包絡関数の図を作成しました。そして包絡関数に更に31日移動平均を施し季節内変動を除去してから、1年365日について各々19ないし29年分の平均場を計算することによって、滑らかな気候平均の季節変化を求めることができます。本来ならこの季節変化から先に解析すべきなのでしょう。しかし、学位論文の課題を既に決めておりましたので、季節変化からの偏差の解析をまず手懸け、成長するブロッキングの西側で傾圧性擾乱の活動が普段より強まる傾向にあるのを確認しました(Nakamura and Wallace, 1990)。そして、ようやく季節変化の解析に取り掛かれたのは Washington 大学の大気海洋共同研究施設の客員研究員になってからでした。

3. 既知の観測事実と「傾圧不安定理論」—我々の「常識」

長期間に亘って平均すると、移動性高低気圧に伴う

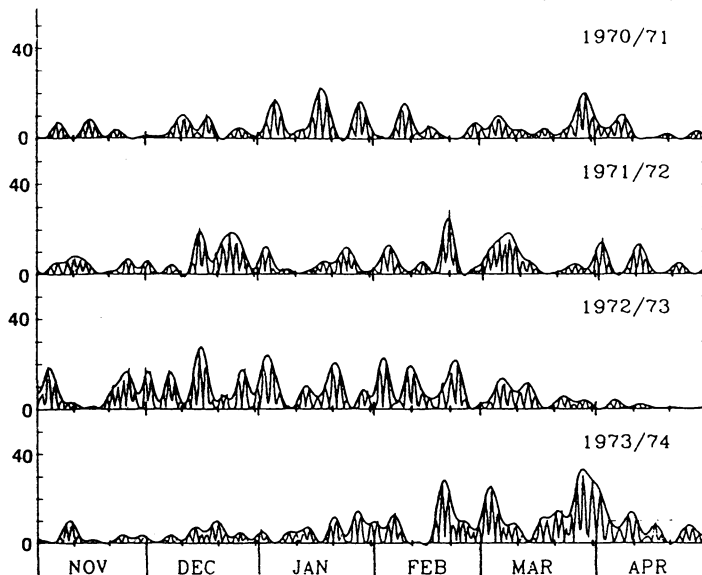
* An observational study of seasonal variability in baroclinic wave activity.

** Hisashi Nakamura, 東京大学理学部地球惑星物理学教室.

© 1995 日本気象学会

*¹ 熱帯擾乱の解析で類似した手法が使われていたのが後になってわかった(Nakazawa, 1986).

↓ (6-day highpass SLP)² at [48°N, 56°W]
and its envelope function (thick solid).



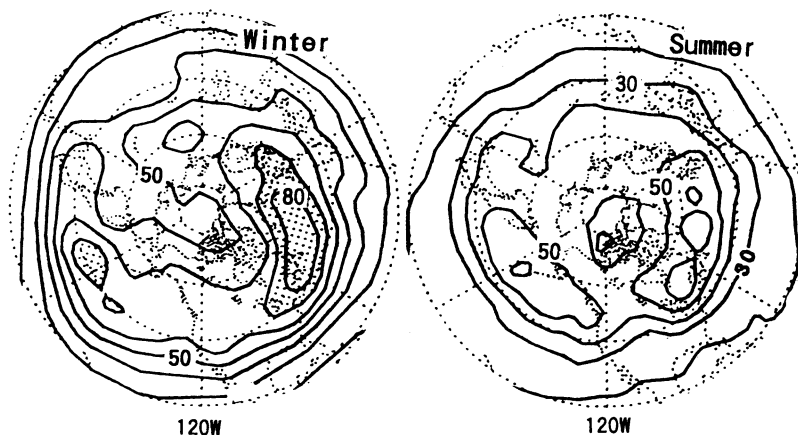
第1図 短周期傾圧性波動擾乱の活動度の時系列. アメリカ東岸 [48°N, 56°W] における半日毎の海面気圧場を基に1970年から1974年まで作成. 激しく振動する細実線は6日の高周波フィルターを施して得られた変動の自乗を, 滑らかな太線は対応する包絡関数の自乗をそれぞれ表す. x, y軸のスケールはそれぞれ10日, 10 hPa².

傾圧性擾乱の活動が中緯度の東西方向に細長く伸びた領域, いわゆるストームトラックに集中していることは周知の事実です (Blackmon *et al.*, 1977, 1984; Wallace *et al.*, 1988). そのうち特に顕著なのは太平洋中部及び北米東岸から大西洋西部にかけての2つです (第2図). これらの地域はいずれも極東や北米東部にある (南北温度傾度の強い) 下層の傾圧帯と付随する上層の西風ジェットのやや下流 (東) に位置しており, 傾圧帯で発生・成長した擾乱が東に移動しそこで最大振幅を迎えるものと理解できます. これらの擾乱は顕著な極向きの熱フラックスを伴うのが特徴です. また, 第2図の様にストームトラックが冬に南下して活動が強まり, 夏には北上して活動が弱まることも周知の事実です (White, 1982).

ご存じと思いますが, 傾圧性波動擾乱の発生・発達機構を説明する理論は既に40年以上も前に提出されていました (Charney, 1947; Eady, 1949; Phillips, 1954). 仮定するジェットの構造・環境が各々異なるも

のの, いずれも東西一様な西風ジェットの線型不安定問題を解いたものです. 現実的な西風の下では, 最も不安定なモードは東西波長 4~5000 km で, 顕著な極向きの熱輸送を伴い, 中層の西風により移流されつつ (つまり周期 4~5 日; 第11図参照), 数日の時間スケールで発達します. このいわゆる「傾圧不安定理論」から, 擾乱の最大成長率はコリオリ因子 (f) と西風の鉛直シア ($\partial U / \partial z$; 温度風平衡を通じ南北温度傾度 $-\partial T / \partial y$ に比例) に比例し, 成層の静的安定度 (ブラント・パイサラ振動数 N) に反比例することが示されます*2. この理論は観測される移動性傾圧性擾乱の基本的性質の多くを見事に説明します. 更に, 西風シア (傾圧帯) が夏に弱体化・北上し, 冬に強化・南下することと考え併せれば, 傾圧性擾乱の振幅やストームトラック中心緯度の季節依存性まで説明できそうで

*2 Phillips (1954) ではやや複雑になるが, 第一近似ではこうなる.



第2図 北半球 250 hPa における傾圧性擾乱の平年の振幅分布図 (Hoskins *et al.*, 1989). (左) 冬 [12~2月] と (右) 夏 [6~8月]. ECMWF 客観解析の高
度場時系列に高周波フィルターを施し, その標準偏差を表示 (10 m 毎).

す.

もつとも, 非線型性の効く現実大気では, 線型不安定論から求まる成長率が擾乱の最終振幅とどれ程密接に関連するかは疑問です. しかし, 第2図の様に (そして本研究の様に) 数値フィルターを施して移動性擾乱に固有の周期帯のみを取り出せば, 波動性 (即ち線型性) の高い変動のみを抽出することになるので, 線型理論との比較はそれなりに意味のあるものと考えられます. 一方, 現実の変動は不安定論が扱うような微小擾乱から成長したものでなく, むしろ初期値問題のように有限振幅の擾乱から成長するものかも知れません. 例えば, 上層の強い擾乱に伴う南北風が地表の傾圧帯に波動擾乱を引き起こすことも可能です (B-タイプのサイクロジェネシス; Petterssen and Smebye, 1971). しかし, その下層の擾乱が発達するためには, もとの上層の擾乱と結合し, 互に強化し合うような構造を持たなくてはなりません (Hoskins *et al.*, 1985). それは, 傾圧不安定理論から予想される構造に近いはずであり, その成長機構は不安定擾乱のそれと本質的な差異はないでしょう*3. ですから本研究では傾圧不安定論で定式化される擾乱の成長率を手掛かりにして, 基本場の流れと擾乱の振幅との関係を調べて行くことにします. 一方, 東西一様な基本流を前提とする

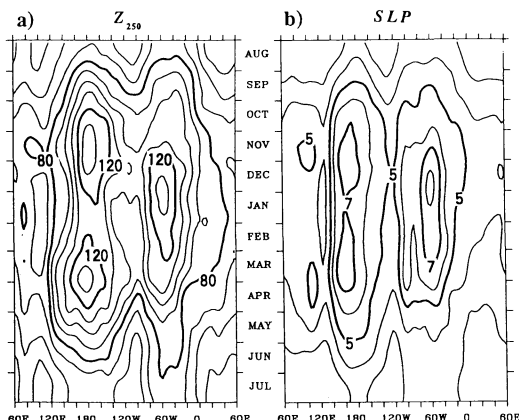
理論を, 東西非一様な現実の大気循環に安易に適用してよいのかも疑問です. 幸い傾圧性擾乱の東西波長に比べ傾圧帯の東西幅はかなり長いので, 擾乱に伴う位相平均された諸量と基本流の諸量を1地点で関連づけることは, 議論の出発点としては意味のあることと言えます.

4. 傾圧性波動擾乱の振幅の季節変化—太平洋上の真冬の振幅極小

傾圧不安定理論の成功は移動性高低気圧の力学の研究をその後大いに発展させました. 気象力学の教科書ではかなりの部分をその理論や観測事実の説明に充てています (Pedlosky, 1979; Gill, 1980; Holton, 1992 等). また, プリミティブ方程式を数値積分して移動性高低気圧の現実的な再現を成功させ, その振舞の多角的発展させたのが Hoskins と Simmons の一連の研究です (例えば1978). 更に, 傾圧性擾乱から気候平均場 (Hoskins *et al.*, 1983; Lau and Holopainen, 1984 等) や長周期変動場へのフィードバック (Shutts, 1983; Mullen, 1987; Lau, 1988 等) の研究も近年盛んになってきました. しかし, 擾乱の季節変化についてはあまり詳しく調べられてきませんでした. 私自身, データを実際に見るまでは, 単純な正弦曲線の様な変化を頭に描いていただけでした.

さて, 包絡関数で表された傾圧性擾乱の振幅のデータから得られた平年の季節変化を示したのが第3(a)図です. この時間・経度断面図は19年分の250 hPa 面

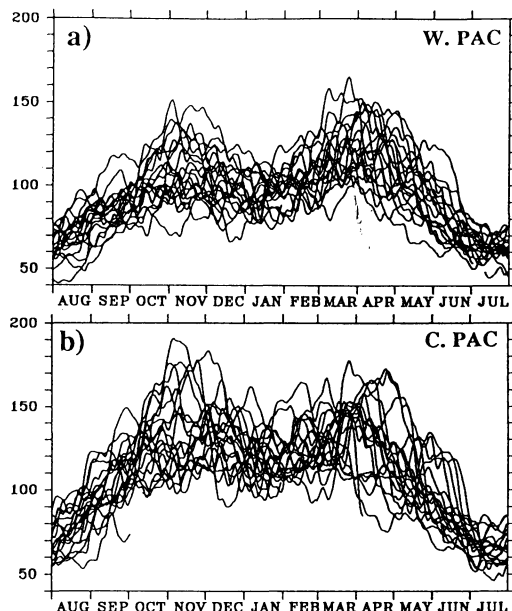
*3 高周波フィルターされた場で実際に解析される擾乱の構造は傾圧不安定理論で予想されるものと良い一致を示すことが確認されている (Lim and Wallace, 1991).



第3図 北半球 (a) 250 hPa 高度場 [10 m 毎] 及び (b) 海面気圧場 [1 hPa 毎] における傾圧性擾乱の振幅の平年の季節変化を示す時間・経度断面図。各経度の振幅は包絡関数の31日移動平均場における緯度幅10度のストームトラックに亘る平均値 (本文参照)。

高度場から第2節で述べた方法で作成しました。但し、31日の移動平均場において振幅の緯度分布を2度刻みで調査の上、振幅最大となる緯度を経度4度毎に毎日決定し、そこを中心とした緯度幅10度に亘って平均した振幅を基にまず各年の時間・経度断面図を作り、それを19年分平均してあります。こうした「自然座標 (natural coordinate)」を取り入れることにより、季節によって南北移動するストームトラックに沿ってのサンプリングが可能になり、自然をより忠実に表現できるようにします。

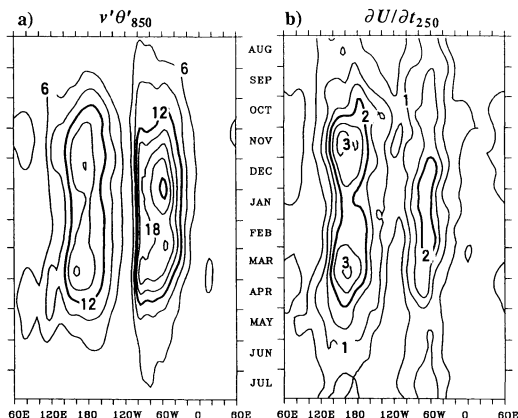
第3(a)図を見て先ず気付くことは、どの季節でも擾乱の活動は太平洋と大西洋2つの経度帯に集中していることです。これらは前述のストームトラックに他なりません。更に気付くことは、それら2つの経度帯で擾乱の振幅の季節変化の様相が随分と異なることです。もちろん、どちらも夏よりは冬のほうが擾乱は強い傾向にあります。しかし、大西洋では振幅は「真冬に最大・真夏に最小」と正弦曲線を思わせ我々の「常識」と違わぬ変化をするのに対し、太平洋では振幅の最大が晩秋と早春とに2回あり真冬にはむしろ振幅が小さくなり「常識」とはかけ離れた変化を示します。同じ方法で500 hPa 高度場に現われる傾圧性擾乱の振幅を調べても同様の特徴が見られますが(図略)、太平洋の真冬の振幅極小はやや弱くなります。そして海面気圧場では、太平洋上の真冬の振幅極小はほとんど



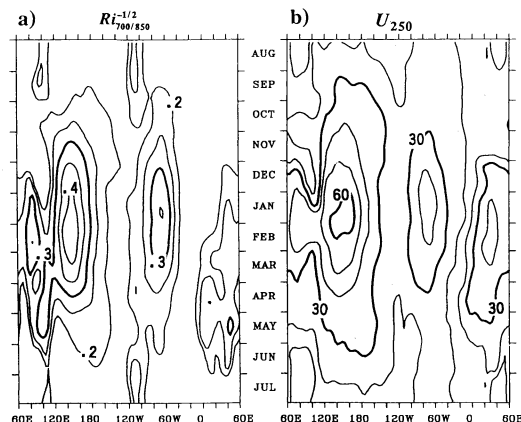
第4図 北半球 250 hPa 高度場における傾圧性擾乱の振幅 (m) の各年の季節変化。振幅は包絡関数の31日移動平均場から各経度について緯度幅10度に亘るストームトラック上の平均として毎日求め、(a)西太平洋[130°E~170°E]、(b)中部太平洋[160°E~160°W]の各経度帯に亘り平均してある。

目立たなくなりますが、それでも太平洋では振幅は秋から春にかけてほぼ一定で大西洋の正弦曲線的な変化とは本質的に異なります(第3(b)図)。もちろん、現実大気では年々変動があるので、この図だけでは真冬の振幅低下が毎年必ず起こっているという保証にはなりません。しかし、31日の移動平均された振幅を毎年調べると(第4図)、特に西太平洋ではこの振幅低下の水準が重畳する年々変動を遥かに上回ることが分かります。また、中部太平洋でも調査した19年のうち11年は春秋2回のピークが見られ、真冬のみにピークが見られた年は1年もありませんでした。擾乱振幅のこうした特徴的な季節変化は当然、擾乱に付随する熱や運動量・渦度フラックス強度にも反映されます(第5図)。

さて、基本流の傾圧性は季節とともにどう変化しているのでしょうか？ 地表では摩擦の影響で上層ほど風は強くないので、大まかに言って対流圏内の傾圧性(水平温度傾度)は温度風平衡を通じて上層の西風の強さに反映されることになります。もし、太平洋で上層の西風の強さも真冬に極小になれば、擾乱の振幅の季

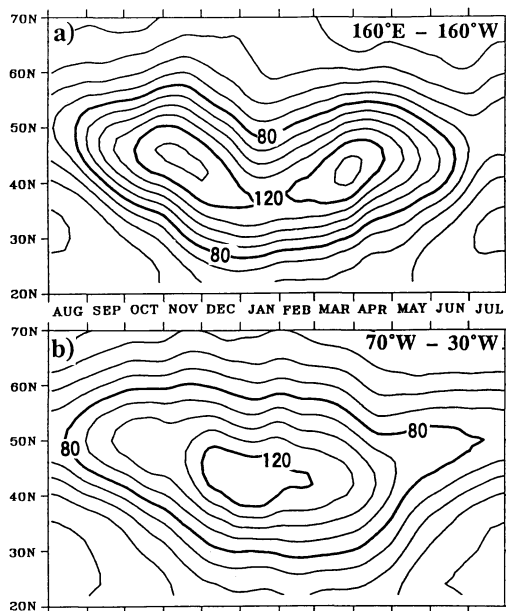


第5図 傾圧性擾乱に伴う (a) 850 hPa 北向き温位フラックス [3 Kms^{-1} 毎, 太線 $12, 24 \text{ Kms}^{-1}$] 及び (b) 250 hPa 過度フラックスの収束のみによって強制される西風加速 [$0.5 \text{ ms}^{-1}/\text{day}$ 毎, 太線 $2 \text{ ms}^{-1}/\text{day}$] の平年の季節変化を示す時間・経度断面図. 毎日のフラックスの値は高周波フィルターされた2つの量の積に31日移動平均を施したもの. それらの平年値を北半球各経度における緯度幅10度のストームトラック上で平均した.

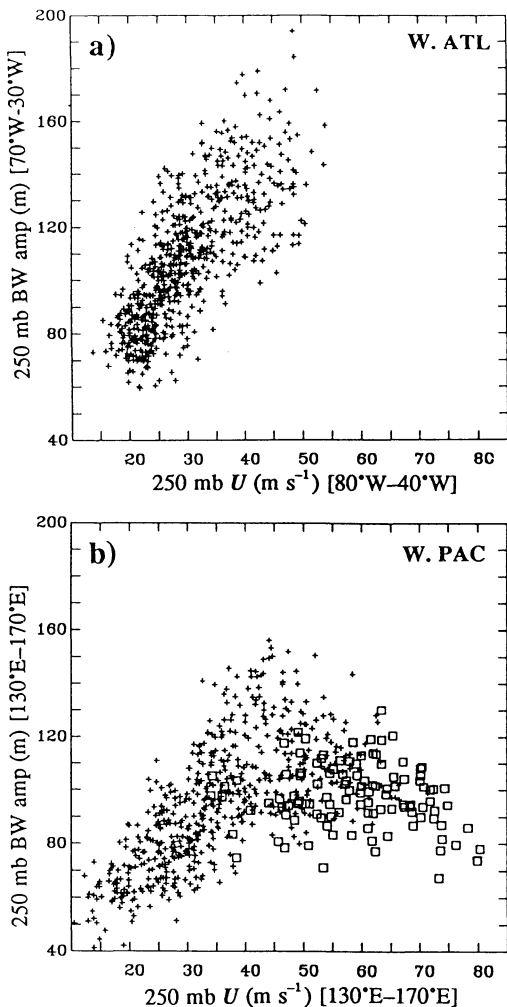


第6図 31日移動平均場に基づき, 北半球各経度における緯度幅10度に亘るストームトラック上で平均した (a) 対流圏下層の傾圧度 [700/850 hPa 温位場より温度風平衡の関係を用いて求めたリチャードソン数の平方根の逆数: 0.2, 0.25, 0.3, 0.35, 0.4; 太線0.3], 及び (b) 250 hPa 西風強度 [10 ms^{-1} 毎, 太線 $30, 60 \text{ ms}^{-1}$] の平年の季節変化を示す時間・経度断面図.

節変化は傾圧性のそれを忠実に反映したものとして従来の傾圧不安定理論の妥当性が確認されたこととなります. その場合には太平洋の傾圧性が何故そのような複雑な季節変化をみせるのかという傾圧不安定とは別の問題に帰着されます. そこでストームトラック上で測った 250 hPa の西風の強さの季節変化を調べました (第6(b)図). すると我々の「常識」通り大西洋・太平洋ともに傾圧性は真冬に最大になります. しかも冬季には上層の西風は太平洋の方が遥かに強いのです. 同様の傾向は対流圏下層の傾圧性の季節変化からも明瞭に見て取れます (第6(a)図). この量 ($N^{-1}\partial U/\partial z$) は西風のリチャードソン数の平方根の逆数で, 前述のように傾圧不安定理論にて与えられる擾乱の成長率に比例する量です. 更に, ストームトラックが季節によって特に太平洋で顕著な南北移動をすることを考慮して (第7図), 各緯度の正弦 (即ち f) に比例する重みを付けて傾圧性を評価してみたり, Phillips (1954) にならって陽にベータ効果 (緯度の余弦に比例) を考慮してみました. 真冬のストームトラック南下に伴った f 減少・ベータ増大による安定化は, 水平温度傾度の増大の効果を覆えすほど大きくないことが判明しました. 結局, 太平洋では真冬に西風ジェットの傾圧性が極めて高まるにもかかわらず, 観測される擾乱の振幅



第7図 北半球 250 hPa 高度場に於ける傾圧性擾乱の振幅 (m) の各年の季節変化を示す緯度・時間断面図. 振幅は包絡関数の31日移動平均場から各経度に於ける緯度幅10度に亘るストームトラック上の平均として毎日求め, 更に (a) 中央太平洋 [$160^\circ\text{E} \sim 160^\circ\text{W}$], (b) 西大西洋 [$70^\circ\text{W} \sim 30^\circ\text{W}$] の各経度帯で平均した平年値.



第8図 250 hPa における傾圧性擾乱の振幅と背景の西風強度の関係を示す散布図。振幅は高度場の包絡関数の31日移動平均場について各経度上緯度幅10度のストームトラックに亘る平均として10日毎に求め、更に(a)西大西洋[70°W~80°W; 但し、西風については80°W~40°W]、及び(b)西太平洋[130°E~170°E]の各経度帯で平均した。(b)では真冬[12月15日~2月14日]のデータを四角で示し区別している。

は傾圧不安定理論で予想されるほど増大しないという不思議な現象が起っている事が判りました。

5. 傾圧性波動擾乱の振幅と西風強度との関係

以上の解析から、真冬に太平洋では「傾圧不安定理論」を局所的に適用したのでは説明のつかない現象が

起こっている可能性が出てきました。真冬の西太平洋上では、下層から中層にかけて傾圧性が極めて高く、それに伴い対流圏上層では70 m/sを超える非常に強い西風が吹いているのが特徴です。この強い西風が太平洋で擾乱の振幅が「常識」通りの季節変化を示さない原因となっているのかも知れません。

そこで31日移動平均場から得られる傾圧性擾乱の振幅とそれらが重畳している西風の強度との関係を各年のデータから調べて見ることにしました。擾乱の振幅は先程と同じく、各時刻・各経度にて緯度幅10度のストームトラック上で平均されたもので、西風強度も250 hPa 面での東西地衡風を同じストームトラック上で平均したものです。以下、真冬の振幅低下の最も顕著であった西太平洋域については、ストームトラック上の擾乱振幅と西風強度を各々東経130度から170度まで平均したものを比較します。また、これとは対照的な西大西洋域については、同様に西経70度から30度までの(西風については西経80度から40度までの)平均量を比較します。

その結果、西大西洋では擾乱振幅と西風強度の間に強い正の相関があることが判ります(第8(a)図)。前述の様に非線形性の効く現実的大気では、線形理論で与えられる不安定モードの成長率が擾乱の到達する最終振幅と直接結び付くとは限りません。しかし、線形理論で予想される周期帯のみを数値フィルターにて抽出した場では、非線形性の効果はより長周期の場合へのフィードバックとして除外されるため、変動の線形性はかなり高いものと考えられます。従って、大振幅の変動は概ね高い成長率の現われと解釈してよいでしょう。第8(a)図に見られる直線関係は、擾乱の成長率が西風強度と正の相関にあり、それが擾乱の振幅に反映されたものと解釈できます。回帰直線の周りのばらつきは初期擾乱強度のばらつきを反映したものかも知れません。いずれにしても、西大西洋では西風強度と擾乱振幅の間に直線関係があり、擾乱振幅の正弦曲線的な季節変化は西風強度とそれに伴う擾乱の成長率の比較的単純な季節変化を反映していると解釈できます。ここまでは「傾圧不安定理論」はうまくいっているようです。

これに対して、西太平洋では擾乱振幅と西風強度との関係はより複雑です(第8(b)図)。250 hPa 面の西風がおおよそ45 m/s 以下であれば西大西洋と同様正の相関関係が成り立っています。けれども、西風がそれ以上に強まると逆に擾乱の振幅は西風強度とともに減

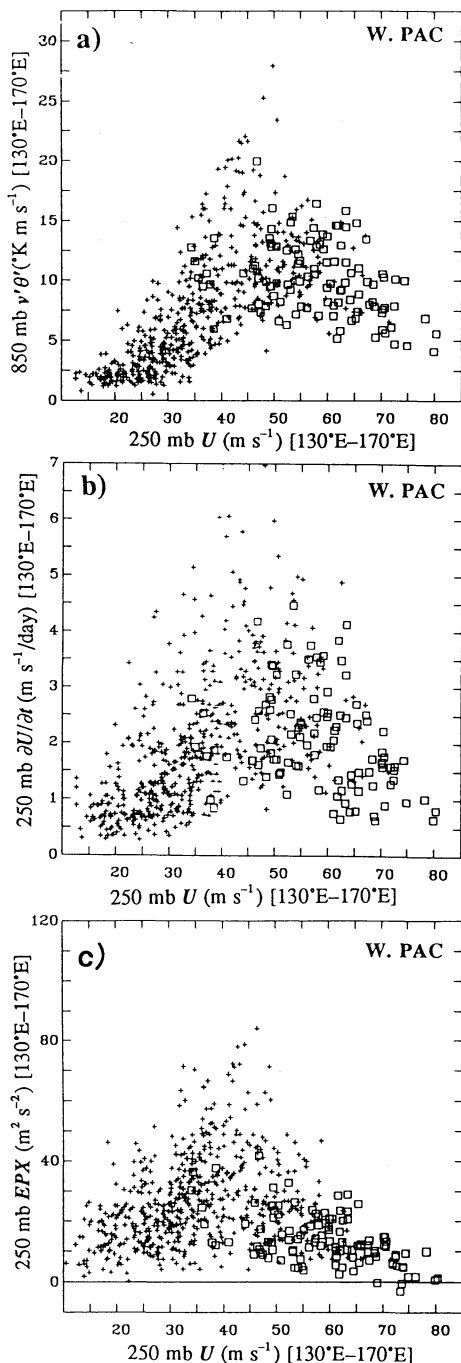
少する傾向を示します。図中に四角で示したのは真冬、つまり12月中旬から2月中旬にかけてのデータです。45 m/s 以上の強い西風はほとんどこの季節に観測されていることが判ります。この時期上空の西風が非常

に強まる期間では、対流圏下層から中層にかけて南北温度傾度が極めて強く、地表付近ではいわゆる「西高東低」の冬型の気圧配置が普段より強まっています。従って、本研究の結果は、「冬型の気圧配置が特に強い時期には日本付近の移動性高低気圧の活動がかえって弱まる」という気象庁の予報官が培ってきた経験則を統計的に裏付けたこととなります。観測される擾乱振幅がある強度以上の西風のもとでは却って弱まるという事実は、季節変化に伴って真冬に太平洋で起こる擾乱振幅の減少と見事に符合しています。また、250 hPa 高度場から得られる振幅の代りに、海面気圧場からの振幅を用いても結果は同様です。更に、強い西風の下での擾乱の弱化は、当然それに伴う熱や渦度のフラックスの弱化としても観測されます（第9図）。

6. 考 察

以上の解析から、毎年真冬には太平洋で上空の西風が非常に強まるに連れ、傾圧性擾乱の振幅が却って低下することが判りました。この原因として、強い西風に依るドップラー効果に依って移動性擾乱の変動が高周波側に移ってしまい、フィルターの帯域外になったからだと思われるかも知れません。傾圧性擾乱のスティアリング・レベルは下層にあるので（第11図）、示すようにドップラー効果が極端に大きくはならず、帯域 [1~6 日] を外れることはありません。それどころか大気変動は基本的に赤色スペクトルですので、仮にドップラー効果が効き過ぎると低周波側の変動が帯域に侵入してむしろ振幅を増やす方向に働いてしまいます。ですから、これでは観測事実を説明できません。

観測事実の解釈を考える前に、傾圧性波動擾乱の活動の季節変化を少し別の角度から整理してみましょう。第10図は平年のジェットとその傾圧性、及び擾乱の振幅とフラックスの分布を、晩秋（11月）・真冬（1



第9図 西太平洋における背景の 250 hPa 西風強度と傾圧性擾乱に伴う (a) 850 hPa 北向き温位フラックス、(b) 250 hPa 渦度フラックスの収束のみによって強制される西風加速、並びに (c) 250 hPa E-P フラックスの東西成分 [$EPX = (\langle v'^2 \rangle - \langle u'^2 \rangle) / 2$; 本文参照] との関係を示す散布図。地衡風平衡から、 EPX が大きい擾乱は南北に伸びた形状であり、零に近いものは円形である。いずれの量も31日移動平均場で各経度上の緯度幅10度のストームトラックに亘る平均として10日毎に求め、更に130°E~170°Eの経度帯で平均した。真冬 [12月15日~2月14日] のデータは四角で区別されている。

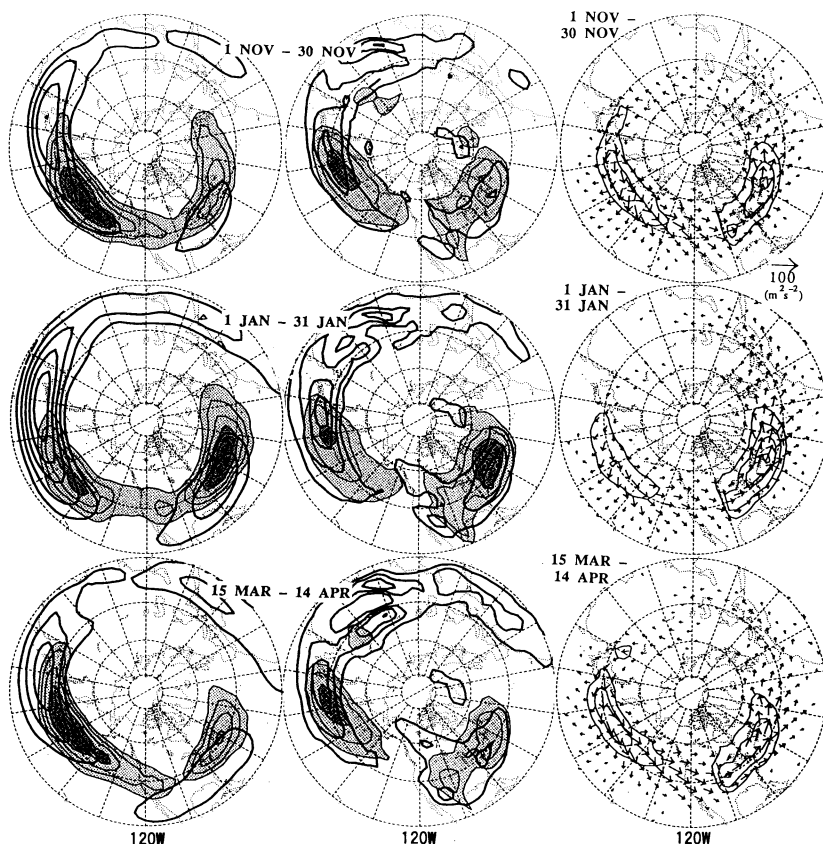
月)・早春(3月中旬～4月中旬)について示したものです。言うまでもなく、晩秋・早春は太平洋にて擾乱の振幅が最大になる時期です。これらと比較すると真冬における振幅低下が、振幅の自乗に比例するフラックスの場で特に顕著に現われ、真冬に最大となる西風強度や傾圧性と好対照をなしています。また、特に太平洋では、擾乱の振幅の最大になる位置が傾圧性の最も強い位置に比べかなり下流側(東)にずれていることに注意して下さい。

さて、ここで観測事実の解釈に戻しましょう。仮に第8(b)図の西太平洋の結果を、対流圏上層での傾圧性波動の振幅と上層の西風強度(あるいは対流圏内の傾圧性)との間の普遍的な関係を示したものとしてみましょう。即ち、上空の西風がある強度以下であれば、西風速度の増加に伴う傾圧性の強化のみが効いて、「傾圧不安定論」の教えるように擾乱の振幅は風速と共に増加します。しかし、西風の強さがある敷居値を超えると、別の効果が効いてきて擾乱振幅をむしろ低下させるよう働くわけです。第8(b)図を見るとこの敷居値は45～50 m/sであることが判ります。大西洋では上空の西風がこの敷居値を超えることはほとんど無いので、西風と擾乱振幅の関係はより単純になると考えられます。

もしこの仮説が正しいとすれば、振幅低下をもたらす要因は一体何なのでしょう。一つ明らかなのは、風速が大きいくほど移流効果も強いという事実です。この効果は擾乱の背景風が東西一様な場合にはシア効果として間接的に現われるだけです。即ち、いわゆる「吹き抜け効果」で擾乱が楔状になり、背景ジェット付近で擾乱に伴う西風運動量フラックスの収束が強まる結果、擾乱が弱まるというものです(James, 1987)。しかし、これが現実大気でどれほど効いているかは疑問です。実際、西太平洋域で傾圧性擾乱に伴う(拡張された)E-Pフラックスの東西成分 $[EPX = \langle v'^2 - u'^2 \rangle / 2]$; ここで $\langle \rangle$ は時間平均; u' , v' は高周波フィルターされた地衡風の東西・南北成分]を評価すると、ジェットが極端に強まるに連れEPXが急速に零に近づく傾向が確認されます(第9(c)図)。これはジェットが強い時に擾乱の形状が楔形から円形になり、かえってシア効果が重要でなくなる傾向を意味します。しかも、東西一様なのですから直接的な移流効果はありません。もし、基本場が傾圧的に不安定であれば、擾乱はどの経度でも成長できるわけですから、それがどんなに速く移流されていても成長率には影響しません。

しかし、北半球冬季の様にプラネタリー波の存在で背景風の傾圧性の東西非一様性が強い時には、移流効果がより直接に効いてきます。傾圧性の高い領域(即ち、擾乱の成長域)は東西方向に有限ですから、移流が強いほど擾乱が成長域に留まれる時間は短くなります。ですから、移流効果自体は擾乱の到達する最終振幅を低下させるよう働きます。但し、地表付近の風速が比較的小さいので、上空の西風の強化は移流効果と共に傾圧性の増大をもたらす結果、これらの相反する効果の兼ね合いで実際の成長率が決定されるでしょう。また、移流効果は成長率以外の面にも現われます。傾圧域で発生もしくは上流からやってきた初期擾乱は成長しつつ移流され、傾圧域の中心より下流で最大の振幅に達するでしょう。この距離は移流が強いほど大きくなるはずで、西風の強い太平洋で移流効果が強く効いていることは第10図からも読み取れます。移流効果が西風強度と共に増大することは、高周波フィルターされた高度場にて、10日毎に一点ラグ相関図を描いて、擾乱の位相速度を見積もることによっても確認できます。具体的には、ある時刻を中心に前後15日ずつ計31日の期間に亘って、西太平洋の基準点の時系列と周辺の各地点の時系列を前後半日ずつずらしたものの相関を各々求め、最大の正相関の中心がその一日の間にどれだけ移動するのかを調べて、擾乱の位相速度を評価しました。第11図では、それと10日毎に西太平洋のストームトラック上で平均した下層の西風強度との関係を示しています。西風が強まるほど擾乱の東進位相速度が増大する傾向が明瞭に見取れます。但し、擾乱のスティアリング・レベルが下層にあることを反映して、位相速度を250 hPa面にて評価しているにも拘わらず、その大きさは対流圏下層の西風強度に相当します。従って、位相速度増大の大きさ自体はさほど大きくありません。それでも、真冬には春・秋に比べ約30%も増大することが判ります。

東西非一様な西風中で成長する傾圧性擾乱に対する移流効果の影響については、近年 Merkin (1977) や Pierrehumbert (1984, 1986), Cai and Mak (1990) らによって理論研究がなされて来ました。彼等はプラズマ物理で用いられてきた「移流不安定」と「絶対不安定」という概念を適用しようとしたのです。移流効果が強すぎると、発生した擾乱(波束)は不安定領域に長くは留まれませんから、不安定域の一点に留まって見えても擾乱の成長が見られず、波束に乗って見ても成長はあまり大きくはありません(移流不安定)。一

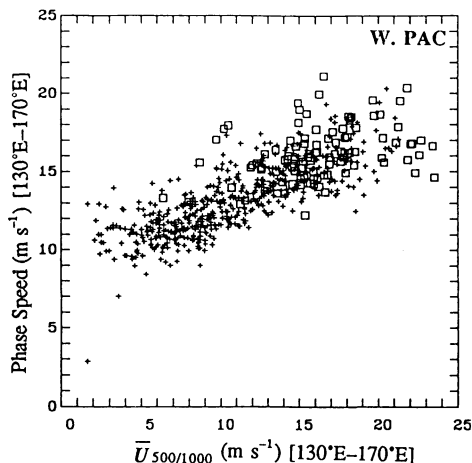


第10図 (上から下) 晩秋 [11月], 真冬 [1月], 早春 [3月15日～4月14日] における, (左) 250 hPa 高度場の傾圧性擾乱の振幅 [包絡関数: 10 m 毎, 薄い影: 90～120 m; 濃い影: 120 m 以上] と背景の 250 hPa 西風強度 [太線: 30, 40, 50, 60, 70 m/s], (中) 海面気圧場の傾圧性擾乱の振幅 [包絡関数: 1 hPa 毎, 薄い影: 5～7 hPa; 濃い影: 7 hPa 以上] と背景の 850 hPa 傾圧度 [太線: 0.2, 0.275, 0.35, 0.425], (右) 傾圧性擾乱に伴う 850 hPa 北向き温位フラックス [等値線: 8, 12, 16, 20 K m/s] と 250 hPa E-P フラックスの水平成分 [$EPX = (\langle v'^2 \rangle - \langle u'^2 \rangle) / 2$; $EPY = -\langle u'v' \rangle$; スケールは右上], いずれも 31 日移動平均場に基づく平年の分布図。

方, 移流が弱ければ発生した擾乱は不安定領域に長く留まることができて, 波束の東端のみが下流側に拡がります。この場合には一点に留まって見ても, 波束に乗って見ても擾乱のかなり大きな成長が認められます (絶対不安定)。また, 擾乱の位相速度は移流効果と共に増大し, 擾乱の振幅もより下流で最大になる傾向が示されます。本研究の結果と照らし合わせると, 西太平洋のジェットは春・秋にはより絶対不安定の状態に近く, 真冬にはより移流不安定の状態に近いのではないかと解釈できます。但し, 春・秋の状態が本当に絶対不安定であるかは現段階では判断できません。前掲の理論研究によれば, 理想化されたモデルで絶対不

安定を実現するには上層の西風の移流効果を打ち消すほどに強い下層の東風が必要ですが, 極東の平年の状態では地表付近に顕著な東風は観測されていません。しかし, 春・秋には移流効果が弱まり, 擾乱が成長し易くなっている可能性は高いと思われます。Lin and Pierrehumbert (1993) は, 本研究で得られた観測事実をも念頭に置いて数値実験を行い, 北半球の冬季のジェットは絶対不安定ではないが, かなりそれに近い状態にあるのではと推測しています。

しかしながら, 真冬 250 hPa 面に傾圧性擾乱の顕著な振幅低下をもたらす要因としてはまだ他にもありそうです。一つは, 西太平洋では上層のストームトラッ



第11図 西太平洋上、対流圏上層における傾圧性擾乱の位相速度と下層の西風強度との関係を示す散布図。西風強度は31日移動平均場における同一地点の500/1000 hPa面平均の地衡風東西成分。これらを各経度において緯度幅10度のストームトラックに亘り平均した後、130°E～170°Eの経度帯で平均して10日毎にサンプリングした。真冬〔12月15日～2月14日〕のデータは四角で区別されている。位相速度の評価の仕方については本文参照。

クがジェットはやや北側に位置するため、上層の西風が特に強いときにはその北側で対流圏界面が下がって250 hPa面が成層圏に入ってしまう、対流圏で発達する擾乱の振幅を過小評価している可能性があります。より力学的に見れば、西風が強まるに連れ基本場のリチャードソン数が小さくなり、擾乱の鉛直スケールが減少するかも知れないということです (N. Nakamura, 1988)。これは、西風が強まったため許される擾乱の全波数が小さくなった結果だと、Charney and Drazin (1961) 流に解釈できるかも知れません。しかし、これらは海面気圧場に現われる傾圧性擾乱の振幅抑制を説明することはできません。

これまででは擾乱の媒体である西風の効果のみに着目して解釈を試みてきました。しかし、それだけでは西太平洋上で真冬に起こる傾圧性擾乱の振幅低下を完全に説明できるか疑問が残ります。ここでもう一度第8(b)図を見て下さい。擾乱にとって最適な西風強度の領域 (45～50 m/s) にて、観測される擾乱の振幅が大きくばらついているのがお判りでしょう。良く見ると、

真冬に観測された振幅 (図中の四角) はいずれもその他の季節の値ほど大きくないのが判ります。つまり真冬では、西風が極端に強くならず擾乱の成長に最適な条件になることがあっても、何らかの理由で擾乱の成長が抑制される傾向にあるのです。直ちに思い浮かぶ要因は水蒸気でしょう。第10図に示した対流圏下層の傾圧性を求めるに当たっては、静的安定度に対する水蒸気の効果を取り入れることはできませんでした。恐らく春・秋は冬に比べて気温が高く水蒸気量も多いため、実際の擾乱の成長率は図の値から推定されるものよりかなり大きいと思われます。更にもう一つ、アジア大陸からやってくる擾乱についても考慮しなければなりません。第10図を良く見ると、シベリアにも弱いながらもストームトラックがあることがわかります。そこでの擾乱の活動もやはり春・秋に最大で、真冬には抑制されます (第3図も参照)。恐らくこれは、真冬にはこの辺りは寒冷なシベリア高気圧に覆われて、下層大気の成層が非常に安定になってしまうためでしょう。シベリアで成長した擾乱のうちかなりのものは、日本海や日本の東方海上で再び発達し、太平洋を東進します。換言すれば、これらは太平洋のストームトラックで成長する擾乱の初期擾乱にあたります。太平洋に於ける傾圧性擾乱の季節変化は、西方から来る初期擾乱の振幅の季節変化をもある程度反映したものと考えるべきかも知れません。

いずれにしても傾圧性波動擾乱は熱と角運動量輸送の重要な担い手であるとともに、ブロッキングなどより長い時間スケールの循環異常を維持・成長させる働きをする、地球の気候システムの重要な構成要素です。その振舞を深く理解することは気候システムの研究において大切な点です。例えば、緯度円を一周するような南半球のストームトラックにおいては擾乱はどのような季節変化を示すのでしょうか? Trenberth (1991) の結果を見る限りは、北大西洋のような「常識的な」季節変化をしているようです。これは東西に有限な傾圧帯ほど移流効果が効き易いという仮説とは矛盾しません。ところで、今や気候研究に不可欠な道具となった大気大循環モデル (GCM) では、傾圧性擾乱の活動がどの程度まで忠実に再現されているのでしょうか? 太平洋のストームトラックで見い出された傾圧性擾乱の特徴的な季節変化が再現されているか否かは GCM の性能を試す一つのベンチマーク・テストになるでしょう。

謝 辞

先ず第一に、本研究の遂行を常に温かい目で見守り、随所で有益な助言を下された Washington 大学の Mike Wallace 教授に衷心より感謝申し上げます。私の6年にも及ぶ同大学での研究生活がこの上なく有意義だったのも、同教授の温かいご支援があつてこそでした。GFDL の Isaac Held 教授、Gabriel Lau 教授、Chicago 大学の Ray Pierrehumbert 教授からは常に温かい励ましと数々の助言を頂きました。また、Seattle 滞在中は良き先輩・友人にも恵まれました。高橋正明さん、和方吉信さん、余田成男さん、浮田甚郎さん、中村 昇さん……。いずれも現在日米の気象学会で活躍されている方ばかりですが、これらの方々と研究のことを語り合い多くのことを学びました。特に、中村さん(現 Chicago 大)とは、彼が GFDL で書き上げたばかりの博士論文を題材に傾圧不安定の色々な側面について議論し学ぶことができました。そして、学部・修士時代を通じて私の指導教官であつた東北大学の田中正之教授は渡米後も常に叱咤激励して下さいました。また、田中研究室の多くの先輩・友人からの心からの励ましも忘れることはできません。最後になりましたが、少年時代に気象の面白さに私の目を開かせて下さった私立栄光学園中学・高等学校の白水 滋先生と橋本堅太郎先生にこの場を借りて感謝申し上げます。

参考文献

- Blackmon, M. L., J. M. Wallace, N.-C. Lau and S. L. Mullen, 1977 : An observational study of the Northern Hemisphere wintertime circulation, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1040-1053.
- Blackmon, M. L., Y.-H. Lee and J. M. Wallace, 1984 : Horizontal structure of 500-mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 961-979.
- Cai, M. and M. Mak, 1990 : On the basic dynamics of regional cyclogenesis, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1417-1442.
- Charney, J. G., 1947 : The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteor.*, **4**, 135-163.
- Charney, J. G. and P. G. Drazin, 1961 : Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- Eady, E. T., 1949 : Long waves and cyclone waves, *Tellus*, **1**, 33-52.
- Gill, A. E., 1980 : *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press, 662pp.
- Holton, J. R., 1992 : *An Introduction to Dynamic Meteorology*, 3rd Ed., Academic Press, 511 pp.
- Hoskins, B. J., I. N. James and G. H. White, 1983 : The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595-1612.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre and A. W. Robertson, 1985 : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877-946.
- Hoskins, B. J., H.-H. Hsu, I. N. James, M. Matsutani, P. D. Sardeshmukh and G. H. White, 1989 : Diagnostics of the Global Atmospheric Circulation Based on ECMWF Analyses 1979-1989, WCRP-27, WMO/TD No. 326, 217 pp.
- James, I. N., 1987 : Suppression of baroclinic instability in horizontally sheared flows, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3710-3720.
- Lau, N.-G., 1988 : Variability of observed midlatitude stormtracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2718-2743.
- Lau, N.-G. and E. O. Holopainen, 1984 : Transient eddy forcing of the time-mean flow as identified by quasigeostrophic tendencies, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 313-328.
- Lim, G. H. and J. M. Wallace, 1991 : Structure and evolution of baroclinic waves as inferred from regression analysis, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1718-1732.
- Lin, S. J. and R. T. Pierrehumbert, 1993 : Is the midlatitude zonal flow absolutely unstable?, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 505-517.
- Merkine, L. O., 1977 : Convective and absolute instability of baroclinic eddies, *J. Fluid Mech.*, **56**, 773-802.
- Mullen, S. J., 1987 : Transient eddy forcing of blocking flows, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3-22.
- Nakamura, H., 1992 : Midwinter suppression of baroclinic wave activity in the Pacific, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1629-1642.
- Nakamura, H. and J. M. Wallace, 1990 : Observed changes in baroclinic wave activity during the life cycles of low-frequency circulation anomalies, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1100-1116.
- Nakamura, N., 1988 : Scale selection of baroclinic instability : Effects of stratification and nongeostrophy, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3253-3267.
- Nakazawa, T., 1986 : Intraseasonal variations of

- OLR in the tropics during the FGGE year, J. Meteor. Soc. Japan, **64**, 17-34.
- Pedlosky, J., 1979 : Geophysical Fluid Dynamics, Springer, 624 pp.
- Petterssen, S. and S. J. Smebye, 1971 : On the development of extratropical cyclones, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **97**, 457-482.
- Phillips, N. A., 1954 : Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level quasigeostrophic model, Tellus, **6**, 273-286.
- Pierrehumbert, R. T., 1984 : Local and global baroclinic instability of zonally varying flow, J. Atmos. Sci., **41**, 2141-2162.
- Pierrehumbert, R. T., 1986 : The effect of local baroclinic instability on zonal inhomogeneities of vorticity and temperature, Adv. Geophys., **29**, Academic Press, 165-198.
- Shutts, G. J., 1983 : The propagation of eddies in diffluent jet streams : Eddy vorticity forcing of blocking flow fields, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **109**, 737-761.
- Simmons, A. J. and B. J. Hoskins, 1978 : The life cycles of some nonlinear baroclinic waves, J. Atmos. Sci., **35**, 414-432.
- Trenberth, K. E., 1991 : Stormtracks in the Southern Hemisphere, J. Atmos. Sci., **48**, 2159-2178.
- Wallace, J. M., G. H. Lim and M. L. Blackmon, 1988 : Relationship between cyclone tracks, anticyclone tracks and baroclinic waveguides, J. Atmos. Sci., **45**, 439-462.
- White, G. H., 1982 : An observational study of the Northern Hemisphere extratropical summertime circulation, J. Atmos. Sci., **38**, 28-40.