

## 南半球環状モードの遷移過程

### パート 3: 極向き遷移過程

塩竈秀夫・寺尾徹\*・木田秀次\*\*・岩嶋樹也

\* 大阪学院大学情報学部

\*\* 京都大学大学院理学研究科

#### 要 旨

南半球環状モードの極向き遷移過程について、NCEP/NCAR 再解析データを用いて統計解析を行った。特に擾乱がもたらす運動量フラックス偏差がどのように遷移過程を押し進めるかを調べた。本研究の特徴の 1 つは、擾乱がもたらす強制力の東西非対称性に着目した点である。また長周期擾乱と短周期擾乱では遷移過程における役割が異なることを示した点も重要である。

極向き遷移過程の初期においては、長周期擾乱である東西波長 7000 km の準定常ロスビー波が重要な役割を果たす。準定常ロスビー波は中央および東太平洋上で赤道方向に散逸することにより、極ジェット気流の東への伸張と亜熱帯ジェット気流からの分離を強制する。この時、準定常ロスビー波が散逸する経度帯を限定しているのは極ジェット気流に伴う導波管である。準定常ロスビー波は遷移の前半期間で役割を終えるが、短周期擾乱の働きは後半期間において重要になる。極向き遷移過程の後半期間では、短周期擾乱のもたらす極向き運動量フラックス偏差が極ジェット気流を高緯度に移動させるように働く。インド洋上には短周期擾乱パケットが通過するシグナルが見られ、特に大きな極向き運動量フラックス偏差をもたらす。

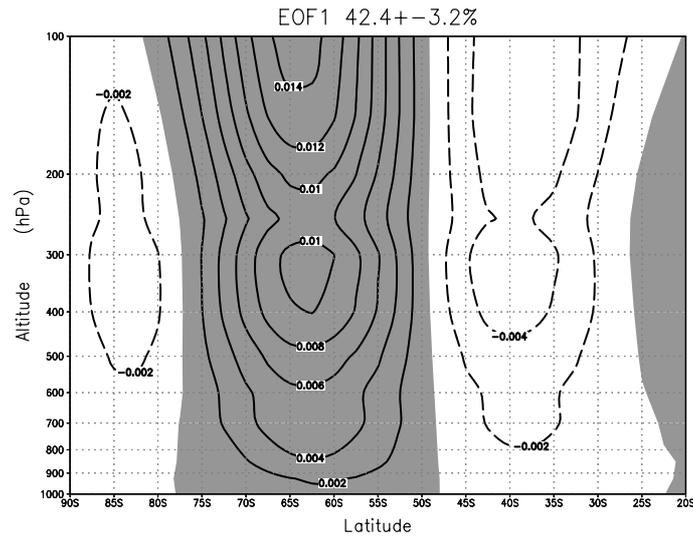
キーワード：環状モード，遷移過程，南半球

#### 1. はじめに

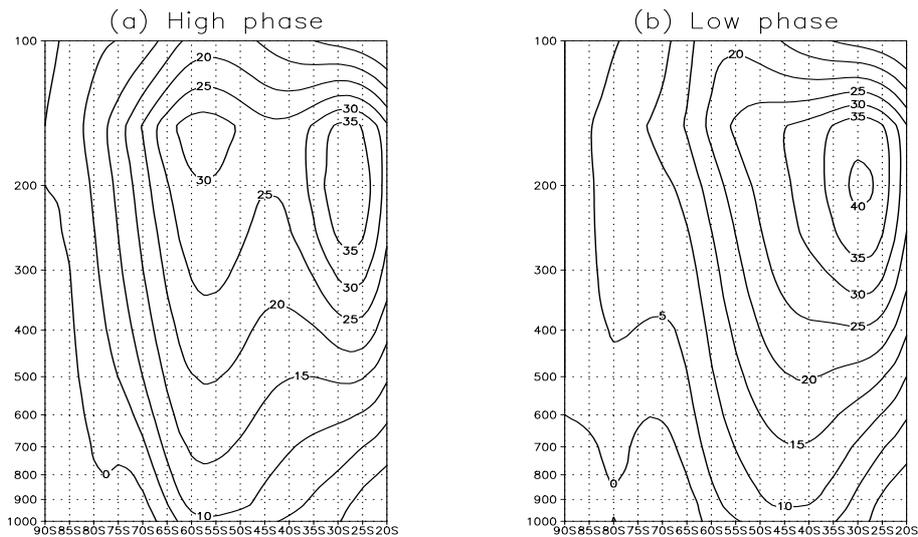
南半球対流圏においては、極ジェット気流全体が季節内で不規則に南北変動することが知られている。さらにその変動が季節内変動の中で卓越したモードであることもわかっている (Kidson 1999 およびその参考文献)。ここ 20 年ほどの間、この卓越モードの力学を理解するために、データ解析 (Yoden et al. 1987; Kidson 1988a; Nigam 1990; Shiotani 1990; Kidson and Sinclair 1995; Aoki and Hirota 1998; Hartmann and Lo 1998; Feldstein and Lee 1998; Lorenz and Hartmann 2001)、大循環モデル (GCM) を用いた実験 (Kidson and Watterson 1999; Limpasuvan and Hartmann 1999, 2001; Watterson 2000, 2002)、簡単モデルによる考察 (Robinson 1991, 1996, 2000; Yu and Hartmann 1993; Lee and

Feldstein 1996b; Feldstein and Lee 1996; Itoh et al. 1999) など様々なアプローチで多数の研究が行われてきた。この卓越モードのシグナルは帯状平均東西風の偏差にはっきりと現れ、その空間パターンは  $40^{\circ}\text{S}$  と  $60^{\circ}\text{S}$  に逆相関の極値を持ち、鉛直には等価順圧な構造を示す (例えば Hartmann and Lo 1998)。

また同じモードは、対流圏全層の高度場変動としても捉えられる (Rogers and van Loon 1982; Kidson 1988b; Karoly 1990; Sinclair et al. 1997; Thompson and Wallace 1998, 2000)。平均海面気圧の偏差パターンには顕著な東西一様性が見られ、南極上空を覆う偏差と、その周りを囲む逆符号のリング状偏差を持つ。近年、Thompson and Wallace (1998, 2000) は、この南半球卓越モードと北半球大気の環状変動 (北極振動または北半球環状モード) の相似性



**Fig. 1** Latitude-pressure section of the principal mode of the empirical orthogonal function analysis by use of the covariance matrix for the variation of the zonal mean zonal wind. The percent variance and the sampling error according to the North et al. (1982) test are given at the top of the figure. Solid and dashed contours indicate positive and negative values, respectively. The contour interval is 0.0015, with the zero contour omitted.

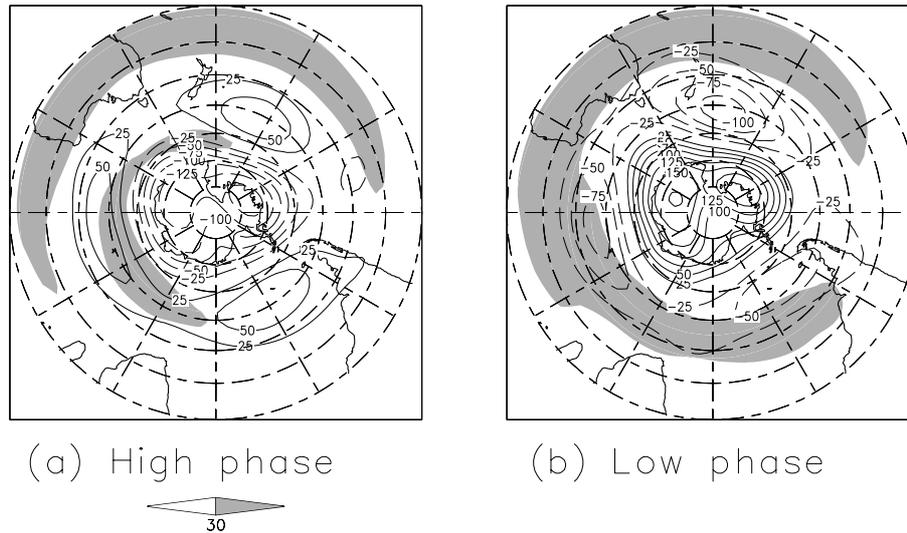


**Fig. 2** Composite maps of the horizontal wind speeds on the latitude-pressure section for the cases when (a) the PC1  $\geq 1$ , and (b) the PC1  $\leq -1$ , respectively. The contour interval is 5 m.

を指摘し、南半球環状モード (以下 SAM) と呼んだ。SAM は極ジェット気流の南北移動を表すため、短周期擾乱の経路に大きな影響を与える。そのため、SAM の予報が可能ならば、南半球全体の中期予報の改善に貢献できるであろうと考えられる。もし SAM が特定の周期で変動するなら、予報は比較的簡単である。しかし実際には、SAM の時系列は卓越周期を持たず、そのスペクトルは赤色雑音的であることが知られている (Hartmann and Lo 1998)。極ジェット気流が極端に南北に位置するフェーズ (以下極値

フェーズ) は長時間持続し、極値フェーズから別の極値フェーズへの遷移は突発的に起きる (Yoden et al. 1987)。このような極値フェーズを長期間維持するメカニズムの解明と、遷移過程の理解は南半球の中期予報にとって重要な問題である。

極値フェーズが長期間持続する理由に関しては多くの研究が行われ、短周期擾乱と極ジェット気流の正の相互作用が原因であることが知られている (例えば Limpasuvan and Hartmann 2001)。Lorenz and Hartmann (2001) はスペクトル解析を巧みに用い



**Fig. 3** Composite maps of the horizontal wind speeds and geopotential height anomalies on the 300-hPa surface for the cases when (a) the PC1  $\geq 1$ , and (b) the PC1  $\leq -1$ , respectively. Solid and dashed contours indicate positive and negative height anomalies, respectively. The contour interval is 25 m, with the zero contour omitted. The regions with wind speeds greater than  $30 \text{ ms}^{-1}$  are shaded.

て、この正の相互作用が南半球の季節内変動の中でSAMが卓越した分散を持つ一因となっていることを示した。

短周期擾乱と極ジェット気流の正相互作用の詳細なプロセスとしては、2つのものが提唱されている。1つは短周期擾乱の水平構造が変化することによる。Yu and Hartmann (1993) は、極ジェット気流が気候値よりも高緯度に位置するとき、短周期擾乱は南東-北西方向の傾きをを増すことを示した。この水平形状は、短周期擾乱が渦運動量をより高緯度に輸送し、極ジェット気流の位置を高緯度に保つのに寄与する。逆に、極ジェット気流が気候値よりも低緯度にある時は、短周期擾乱の南東-北西方向の傾きは弱くなり、極向きに輸送される渦運動量を減らすように働く。いくつかの研究 (Hartmann 1995; Akahori and Yoden 1997; Hartmann and Zuercher 1998; Hartmann 2000) では、これらの水平構造の違いは、極ジェット気流の南北シアーの変化に影響されて短周期擾乱の碎波プロセスが変わる (Simmons and Hoskins 1980; Thorncroft et al. 1993; Nakamura and Plumb 1994; Peters and Waugh 1996; Lee and Feldstein 1996a; Dong and James 1997a, b; Esler and Haynes 1999; Shapiro et al. 1999) ことによってもたらされていると考えている。もう1つの正相互作用は、ストームトラックが極ジェット気流とともに南北に移動することによる。ストームトラックが移動することにより、短周期擾乱の渦運動量が収束する緯度が変わり、極ジェット気流を極端な位置で維持することに貢献する (例えば Kidson and

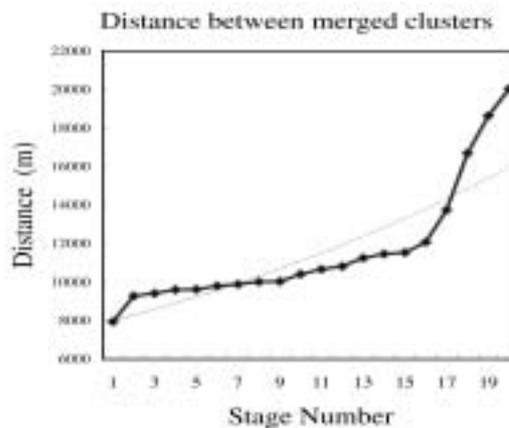
Sinclair 1995)。これら2種類の正相互作用は、ともにSAMの極値フェーズが長期間持続するために重要である。

南半球の中期予報にとって、極値フェーズに対する知識とともに、SAMの遷移過程の理解も重要である。いくつかの研究は、帯状平均場で運動量と熱量の収支を計算することにより遷移イベントの力学を調べている (Shiotani 1990; Feldstein and Lee 1998; Kidson and Watterson 1999; Lorenz and Hartmann 2001)。それらの研究の最も重要な主張は、短周期および長周期の擾乱による運動量フラックス偏差が遷移過程を駆動するということである。短周期および長周期擾乱の運動量フラックス偏差は、帯状平均東西風の偏差が最大になる数日前にピークを持ち、帯状平均東西風偏差を強化する向きに働く。Feldstein and Lee (1998) は、帯状平均東西風偏差が最大になった後は、短周期擾乱のみが帯状平均東西風偏差を維持し、長周期擾乱は逆に減衰するように働くことを示した。このように擾乱の運動量フラックスが遷移を押し進めるのに重要な働きをするのに対して、熱フラックスの役割は小さく、地上摩擦に対して帯状平均東西風偏差を保つために使われている (Kidson and Watterson 1999)。

上記の運動量フラックス偏差をもたらす擾乱の実体や振る舞いに関してはほとんどわかっていない。例えば遷移過程に関わる長周期擾乱とは、準定常ロスビー波なのか、はたまたブロッキングなのかといったことも知られていない。短周期擾乱に関しても、遷移イベントの際に擾乱の活動度に変化が見

**Table 1** The list of date of the key-day (left), and cluster number of each event (right). Please see the text for detail.

DATE	Cluster
26-Aug-81	1
04-Jul-83	1
26-Jun-85	1
26-Jul-86	1
12-Jun-87	2
17-Jul-87	1
03-Aug-87	1
19-Jul-88	1
11-Jun-90	1
31-Jul-90	1
08-Aug-91	1
24-Aug-91	1
22-Aug-93	1
03-Jun-94	1
25-Jul-94	3
02-Jul-96	1
17-Aug-96	4
25-Aug-98	3
03-Jul-99	1
29-Jul-99	1
14-Aug-99	3



**Fig. 4** Distances (m) between clusters merged at each stage of the cluster analysis are indicated by marks and the thick line. The 21 samples of temporal evolutions of low-frequency geopotential height field at 500-hPa, from day -10 to day +4 of the key-days, are analyzed via the average-linkage-method. The thin solid line denotes the best-fit exponential function.

られることが示されているだけである (Kidson and Watterson 1999)。SAM の振る舞いを理解するために、擾乱の運動量フラックス偏差をもたらす要因を考えることは非常に重要である。

上記の遷移過程における擾乱の寄与は、全て帯状平均場で調べられてきた。しかし特に長周期擾乱の寄与について考えるとき、擾乱による強制力ははたして東西に一様性が強いのだろうか、という疑問が湧いてくる。例えば、極ジェット気流にトラップされた準定常ロスビー波が散逸することによって運動量フラックス偏差が発生すると仮定した場合、フラックスの経度分布は東西非一様性の強いものになりうる。なぜなら南半球冬季の極ジェット気流は東半球に偏った分布をしており、極ジェット気流に捕捉されたロスビー波が南北に波活動度を散逸させられる場所は数カ所の経度帯に限られるからである (例えば Berbery et al. 1992)。このように擾乱による強制

力は東西に非一様な分布を持つことが可能である。長周期および短周期擾乱による遷移過程に対する寄与の東西分布を調べることは価値があるだろう。

本研究では、極向き遷移過程に関して、長周期および短周期擾乱がその役割を果たす経度帯とタイミングを特定するために、帯状平均場と東西平均を行わない場に対して様々な運動量収支解析の手法を用いる。また、長周期擾乱と短周期擾乱の運動量フラックス偏差が発生する要因を調べ、それぞれの役割を区別することを試みる。

## 2. データ

本研究で使用するデータは、NCEP/NCAR 日平均再解析データ (Kalnay et al. 1996) である。1979-1999 の 21 年間のデータを用いる。グリッド間隔は緯度経度とも  $2.5^\circ$  である。解析期間は南半球冬季

(6-8月)のみとするが、ただし移動平均や時間フィルターなどで必要とする場合は5月と9月のデータも利用する。時間フィルターは Ghil and Mo (1991) のものを用いる。解析する物理量は主に高度場 ( $Z$ )、東西風 ( $U$ )、南北風 ( $V$ ) であり、また温位 ( $\Theta$ )、渦度 ( $\zeta$ )、準地衡渦位 ( $q$ ) は必要に応じて他の物理量から求める。解析を行った気圧面は 100-hPa から 1000-hPa までの 12 レベルであり、例えば 300-hPa の東西風であれば  $U_{300}$  と表示することとする。

解析を行う前に、以下の前処理を元のデータに施しておく。

解析期間である南半球冬季の間でも、大気循環場は季節進行にともなう変化をおこす。季節進行が解析結果の信頼性へもたらす影響を押さえるために、以下に定義する平均的季節進行をあらかじめデータから除いておく。21年平均した日々の気候値に31日移動平均を施したものを平均的季節サイクルと呼ぶ。平均的季節サイクルの冬季気候値からのずれを平均的季節進行と定義する。この平均的季節進行を除いておく。

任意の物理量を  $a$  としたとき、本研究では  $a$  を次のように3つの項に分ける。

$$a = a_{LF} + a_{HFT} = a_{CF} + a_{LFT} + a_{HFT} \quad (1)$$

ここで、 $a_{LF}$  と  $a_{HFT}$  はそれぞれ10日長周期および10日短周期成分である。項  $a_{CF}$  と  $a_{LFT}$  はそれぞれ  $a_{LF}$  のアンサンブル平均とそこからのずれを表す。アンサンブル平均  $a_{CF}$  が遷移過程に関して計算される場合は、5日移動平均を施す。これ以降  $a_{CF}$ 、 $a_{LF}$ 、 $a_{LFT}$ 、 $a_{HFT}$  をそれぞれ合成場、長周期成分、長周期擾乱 (LFT) および短周期擾乱 (HFT) と呼称する。

### 3. 解析手法

長周期擾乱 (LFT) と短周期擾乱 (HFT) が合成場の変動に与える影響を調べるために、下記の3つの解析手法を用いる。これらの式では添え字  $\lambda$  は擾乱の時間スケール、すなわち LFT または HFT を指す。これらの式の各項が遷移過程に関して計算される際、擾乱の2次の項には5日移動平均を施しておく。

Eliassen-Palm (E-P) フラックスと3次元 E-P フラックスを求める。前者の定義は次式

$$\mathbf{F}_\lambda \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ -[U_\lambda^* V_\lambda^*] \\ \frac{f}{\Theta_{0p}} [V_\lambda^* \Theta_\lambda^*] \end{pmatrix} \quad (2)$$

によって与えられる (Edmon et al. 1980)。ここで  $f$  はコリオリパラメーターである。また  $\Theta_0$  は温位の気候値を各気圧面で平均したものであり、 $\Theta_{0p}$  は

その鉛直微分である。括弧 ( $[\cdot]$ ) とアスタリスク (\*) はそれぞれ帯状平均とそこからのずれを表す。任意のアンサンブル平均は上線 ( $\bar{\cdot}$ ) で示す。3次元 E-P フラックス (Hoskins et al. 1983; Trenberth 1986) は次のように求められる。

$$\mathbf{E}_{u\lambda} \equiv \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \overline{V_\lambda^2 - U_\lambda^2} \\ -\overline{U_\lambda V_\lambda} \\ \frac{f}{\Theta_{0p}} \overline{V_\lambda \Theta_\lambda} \end{pmatrix} \quad (3)$$

E-P フラックス  $\mathbf{F}$  は帯状平均した緯度高度断面で擾乱の波活動度が伝播する方向と強さを示すものである。また  $\mathbf{F}$  の南北成分は擾乱の運動量フラックスと逆方向を向き、 $\mathbf{F}$  が赤道向きなら運動量は極向きに運ばれるといったように、擾乱がもたらす背景風への作用を議論するためにも使われる。この E-P フラックス  $\mathbf{F}$  を経度方向に広げて3次元化したものが3次元 E-P フラックス  $\mathbf{E}_u$  である。逆に3次元 E-P フラックス  $\mathbf{E}_u$  の南北成分を帯状平均したものは E-P フラックス  $\mathbf{F}$  の南北成分と一致する。そのため  $\mathbf{F}$  偏差の南北成分と  $\mathbf{E}_u$  偏差の南北成分を比較することで、帯状平均場で現れる  $\mathbf{F}$  偏差がどの経度帯の  $\mathbf{E}_u$  偏差と深い関わりがあるかを特定することができる。

LFT と HFT の相対渦度が収束することによってもたらされる高度場合成図の時間変化強制力 ( $\partial \bar{Z} / \partial t$ ) を次の式で計算する (Holopainen et al. 1982; Nakamura 1992)。

$$\left( \frac{\partial \bar{Z}}{\partial t} \right)_\lambda \equiv \frac{f}{g} \nabla^{-2} (-\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}_\lambda \zeta_\lambda}) \quad (4)$$

ここで  $g$  と  $\mathbf{V}$  は重力加速度と水平風ベクトルを表す。3次元 E-P フラックス  $\mathbf{E}_u$  の南北成分と高度場強制力との比較に議論を集中させるために、LFT と HFT の波-波相互作用や合成場による移流に関しては議論しないことにする。

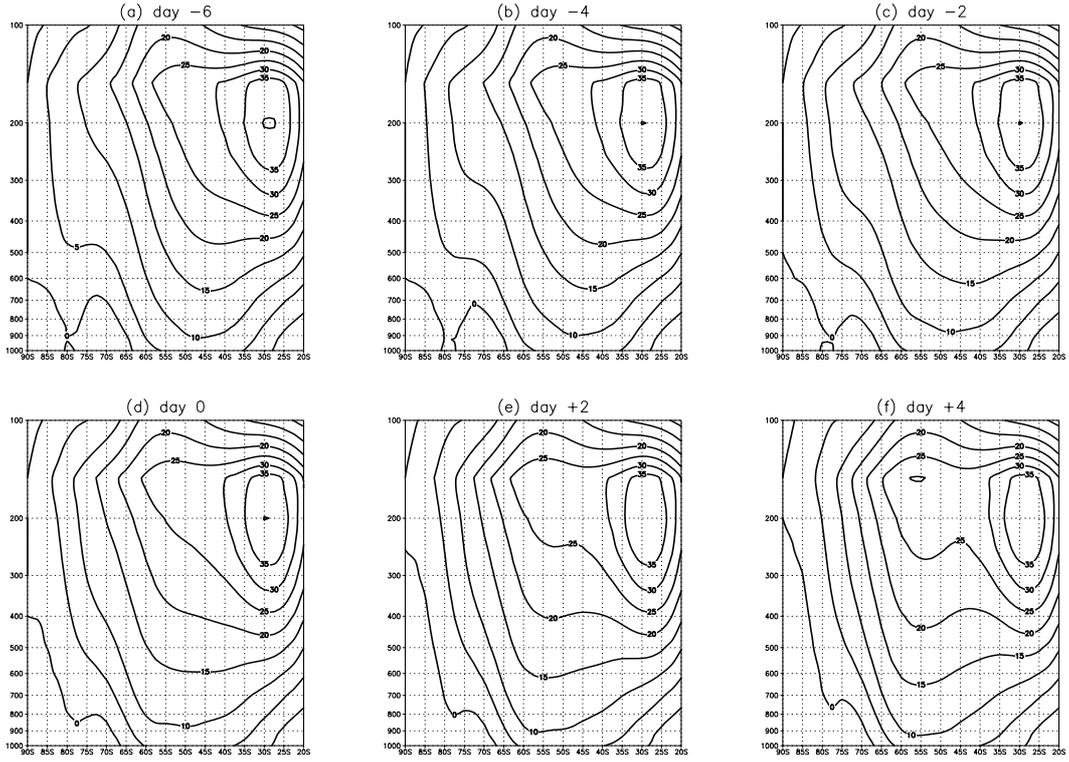
遷移過程において運動量フラックス偏差をもたらし HFT の振る舞いを統計的に調べるために、下記の2つの量を調べる。

1つ目は HFT の渦運動エネルギー ( $EKE$ ) で

$$EKE \equiv \frac{1}{2} \overline{(U_{HFT}^2 + V_{HFT}^2)} \quad (5)$$

と定義する。Kidson and Watterson (1999) は GCM を用いて、遷移過程の際に HFT の活動度が変化することを示した。この  $EKE$  を調べることで、現実大気においても HFT の活動度が変化するか調べる。

2つ目は HFT の水平構造を示す指標  $\theta$  である。この指標は Hoskins et al. (1983) の手法に基づいて求める。角度  $\theta$  は、 $U_{HFT}$  と  $V_{HFT}$  から求めた共分散行列の主軸が子午線となす角度を表し、次の計算



**Fig. 5** Composite maps of the horizontal wind speeds on the latitude-pressure section from (a) day  $-6$ , to (f) day  $+4$ . The results are 5-day moving averages. The contour interval is 5 m.

式で求める。

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{-\overline{U_{HFT} V_{HFT}}}{\frac{1}{2} (\overline{V_{HFT}^2} - \overline{U_{HFT}^2})} \right) \quad (6)$$

南東-北西方向に伸びた HFT は正の  $\theta$  を持ち、南西-北東に傾いた HFT は負の  $\theta$  を持つ。  $\theta$  が正に大きいと HFT の運動量が極向きに輸送されるのに有利に働く。逆に  $\theta$  が負の場合は、運動量は赤道向きに輸送される。

#### 4. 遷移イベントの定義

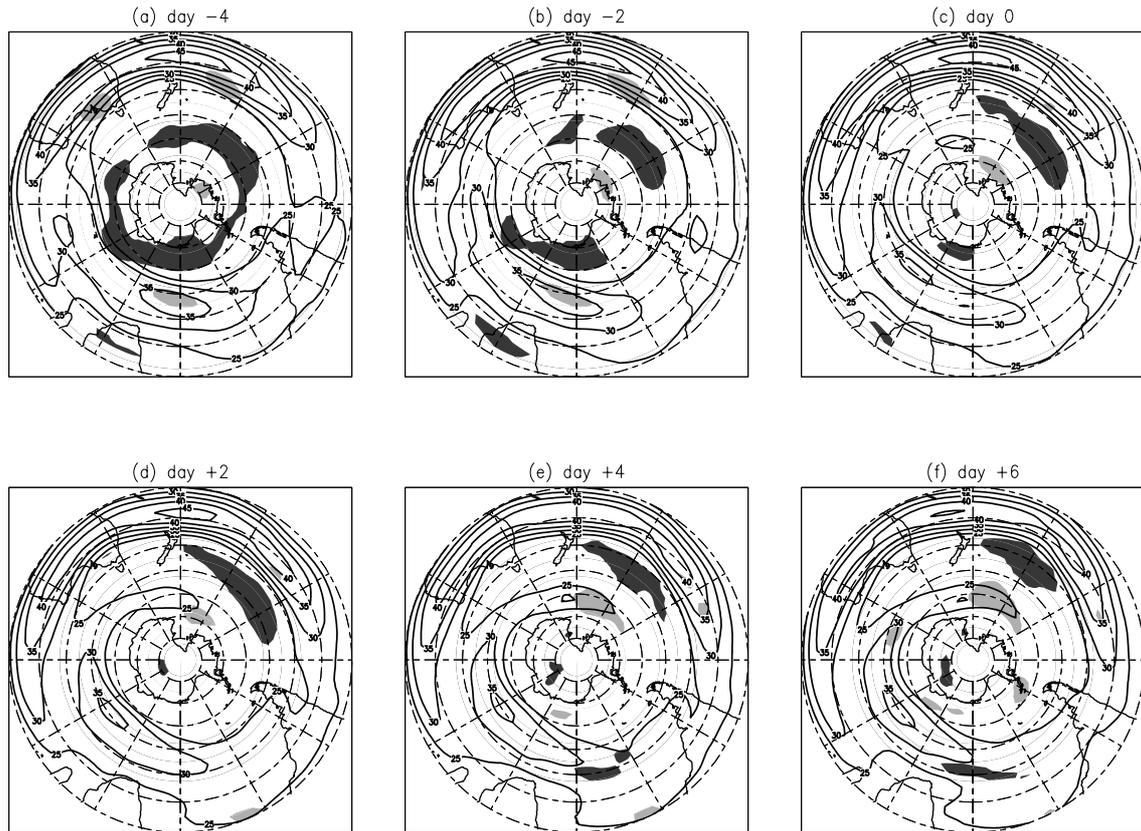
この節では SAM の極向き遷移イベントを見つけるインデックスの定義を行う。さらにそのインデックスに基づいたラグ合成関解析において、極ジェット気流の南北移動がうまく捉えられていることを示す。

SAM のシグナルを捉えるためにしばしば用いられる手法は、緯度高度断面における帯状平均東西風の主成分分析を行うことである (例えば Hartmann and Lo 1998)。SAM は、気候値からのずれの第 1 モードとして現れる。その空間分布を Fig. 1 に示す。構造は等価傾圧的で、 $40^{\circ}\text{S}$  と  $60^{\circ}\text{S}$  に逆相関の極を持つ (Yoden et al. 1987; Hartmann and Lo 1998; Itoh et al. 1999)。この第一モードの主成分時

系列を標準化したものをこれ以降 PC1 と呼ぶ。PC1 の変動に伴い、気候値で  $50^{\circ}\text{S}$  に存在する極ジェット気流が南北に移動する。

ここで、SAM の極値フェーズにおけるジェット気流と高度場の状態を簡単に振り返っておく。以下に述べる結果は、過去の研究 (例えば Limpasuvan and Hartmann 2001) とよく一致している。

Figs. 2a-b は、 $PC1 \geq 1$  および  $PC1 \leq -1$  の場合の帯状平均東西風の緯度高度分布を表している。以下、Limpasuvan and Hartmann (2001) の用語にあわせて、前者のケースを *high phase (HP)*、後者を *low phase (LP)* と呼ぶ。HP では、 $55^{\circ}\text{-}60^{\circ}\text{S}$  と  $25^{\circ}\text{-}30^{\circ}\text{S}$  に 2 つの西風極大域がある。後者は、亜熱帯ジェット気流を表している。亜熱帯ジェット気流は、その最大風速を 200-hPa 面で持ち、高度が下がるに伴い急速に風速が減少する。一方で前者の極大域は、極ジェット気流を表している。最大風速を対流圏上層で持つことは亜熱帯ジェット気流と同じだが、高度が下がっても風速は比較的小さくならない。この鉛直分布の違いは、亜熱帯ジェット気流に比べて極ジェット気流が短周期擾乱の影響を強く受けることによる。LP の時は、極ジェット気流が低緯度側に移動し、対流圏上層では亜熱帯ジェット気流と結合し、区別が付きにくい。しかし対流圏下層を見ると、 $40^{\circ}\text{-}45^{\circ}\text{S}$  に風速の最大域があり、この緯度に極



**Fig. 6** Composite horizontal wind speeds on the 300-hPa surface from (a) day -4, to (f) day +6. The results are 5-day moving averages. The contour interval is  $5 \text{ ms}^{-1}$ , with contour values less than  $25 \text{ ms}^{-1}$  omitted. The areas where the anomaly exceeds a 90% positive (negative) significant level are lightly (heavily) shaded.

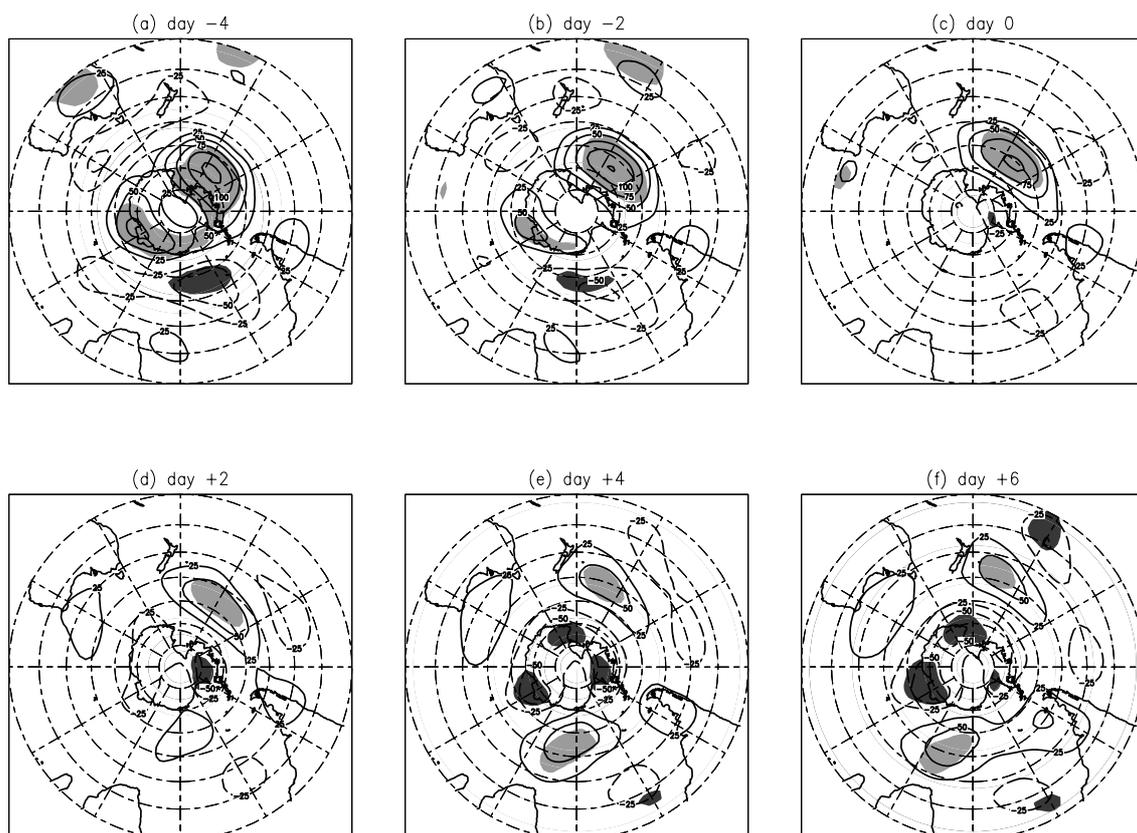
ジェット気流が存在することがわかる。

Fig. 3 の陰影は 300-hPa 面におけるジェット気流の位置を表す。HP では、極ジェット気流は  $10^{\circ}\text{E}$ ,  $50^{\circ}\text{S}$  から  $190^{\circ}\text{E}$ ,  $60^{\circ}\text{S}$  まで東西に延びている。亜熱帯ジェット気流はインド洋から東太平洋までの  $20^{\circ}$ - $30^{\circ}\text{S}$  の緯度線に沿って存在する。インド洋から中央太平洋にかけて、2つのジェット気流が南北に離れて存在する特徴的なデュアル・ジェット構造が見られる。LP では、極ジェット気流は  $40^{\circ}\text{S}$  まで赤道方向に動き、 $90^{\circ}\text{E}$  で亜熱帯ジェット気流と結合している。Fig. 3a-b のコンターはそれぞれ HP, LP における  $Z_{300}$  偏差である。極ジェット気流の南北位置から地衡風関係で想像されるように、HP (LP) では南極上空は負 (正) の高度偏差に覆われ、その周りを正 (負) の偏差が囲んでいる。

極向き遷移過程は PC1 を用いて定義される。まず極向き遷移イベントの候補として、PC1 が  $-0.5$  から  $+0.5$  まで増加する事例を探す。そして PC1 が初めて正の値を持った日を基準日と定義する。少なくとも基準日の前後 2 日、計 5 日間単調増加するケースだけを極向き遷移過程であると定める。21 年間

の解析期間で 21 ケース見つかった (表 1)。

次章以降では、等圧面における高度場の変動を上記の基準日に基づいたラグ合成図解析で調べていく。その前に、他の事例とは高度場の変動パターンが大きく異なる事例を取り除いておくために、遷移イベントをクラスター分析で分類する。クラスター分析には様々な手法が存在するが、ここでは *Average-linkage* 法 (Wilks 1995) を用いる。ここで解析される物理量は  $-10$  日から  $+4$  日までの  $Z_{500_{LF}}$  である。ただし前処理として  $20^{\circ}\text{S}$  以南のデータのみを取りだし、さらに  $\cos^{\frac{1}{2}}\phi \sin 45^{\circ} \sin^{-1}\phi$  ( $\phi$  は緯度) の重みをかける。ここで  $-10$  日から  $+4$  日までのデータを分析したのは、遷移過程の前半期間をより詳しく調べるためである。極向き遷移イベントをクラスター分析で分類したとき、各ステージにおいて結合されたクラスター間の距離を Fig. 4 に示す。近似指数関数曲線も重ねている。極向き遷移過程では、ステージ 18 で距離が近似曲線よりも明らかに大きくなっている。このことが意味するのは、ステージ 18 で結合された 4 つのクラスターは、非常に異なる変動パターンの集合だということである。これら 4



**Fig. 7** Composite geopotential height anomalies on the 300-hPa surface from (a) day -4, to (f) day +6. The results are 5-day moving averages. Solid and dashed contours indicate positive and negative anomalies, respectively. The contour interval is 25 m, with the zero contour omitted. The areas where the anomaly exceeds a 90% positive (negative) significant level are lightly (heavily) shaded.

つのクラスターはそれぞれ 16, 1, 3, 1 個の事例を含んでいる (表 1.)。本論文では、極向き遷移過程に関しては、第 1 クラスターの 16 ケースについてのみ解析結果を示す。本論文で示す結果は、遷移過程の定義における上記の種々の基準を多少変更したとしても、本質的には変わらない。

## 5. 結果

### 5.1 水平風の時間発展

まず、上記のように定義した遷移過程の基準日に基づき水平風のラグ合成図を作ったとき、極ジェット気流の変動がうまく捉えられていることを示す。

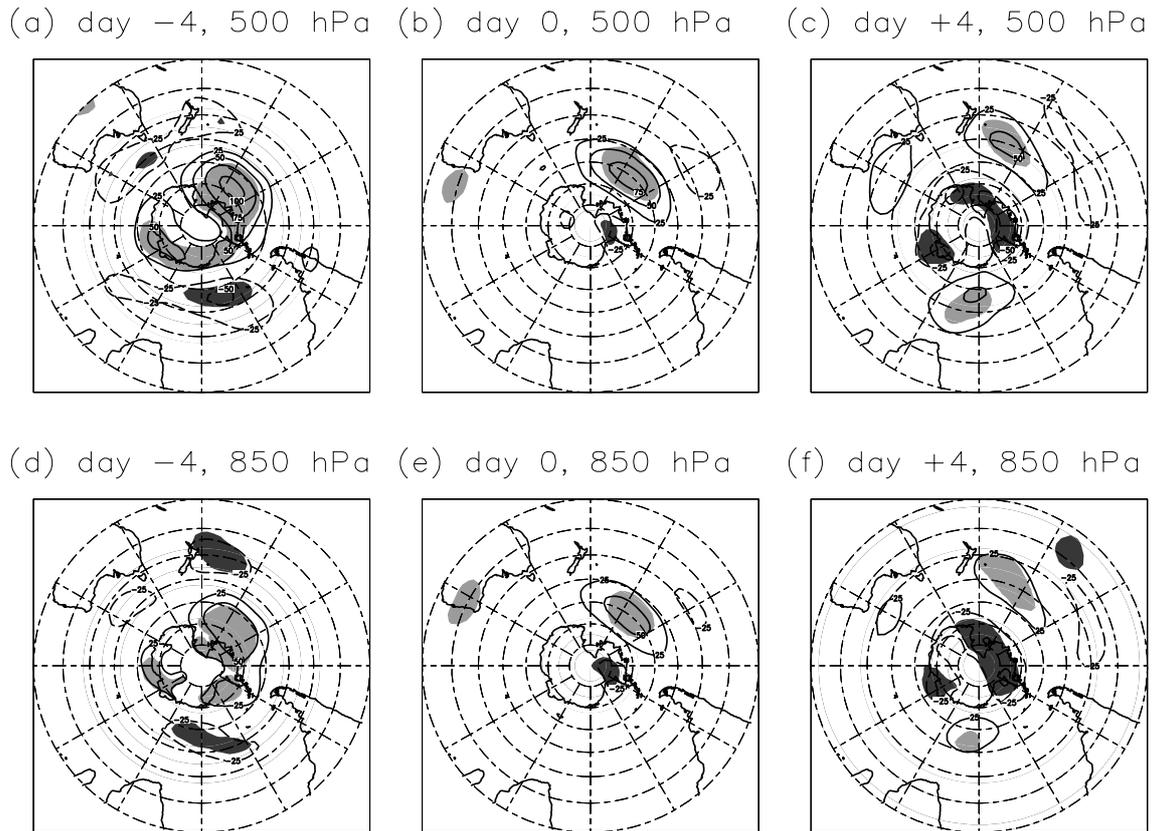
Fig. 5 は極向き遷移時の帯状平均東西風の緯度高度分布である。極ジェット気流は、Figs. 2a-b の HP と LP に観測される緯度の間を、徐々に極向き移動していることがわかる。その間に最大風速の変化はほとんど見られない。一方、亜熱帯ジェット気流は、南北位置、風速ともほぼ変わらない。

次に、300-hPa 面で見えた極ジェット気流の変動を調べる。Fig. 6 は極向き遷移時の 300-hPa 水平風速

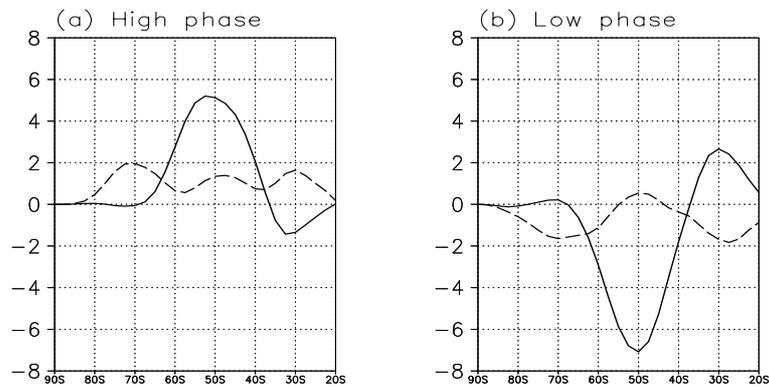
とその偏差の合成図である。-4 日では、南極を負の偏差が囲んでおり、極ジェット気流が気候値より低緯度側に位置することを意味している。このとき極ジェット気流は亜熱帯ジェット気流と結合しており、Fig. 3b に示される LP でのジェット気流の配置と似ている。-2 日以降、極ジェット気流の出口部は東へと徐々に延びていき、西および中央太平洋上で特徴的なデュアル・ジェット構造を形作っていく。+6 日には、南極の周りに正の偏差が並び、極ジェット気流は気候値より高緯度側に移動して亜熱帯ジェット気流から離れている。この時のジェット気流の配置は HP 時のもの (Fig. 3a) に似ている。以上の結果から、このラグ合成図は LP から HP への極ジェット気流の遷移をよく捉えていることがわかる。

### 5.2 高度場の変動

ここでは等圧面における高度偏差のラグ合成図解析を行い、極向き遷移過程における高度場の変動パターンを明らかにする。Z300, Z500 および Z850 偏差のラグ合成図を Fig. 7 と Fig. 8 に示す。これら各気圧面における高度偏差の変動パターンは非常



**Fig. 8** Composite geopotential height anomalies on the 500-hPa (upper panels) and 850-hPa (lower panels) levels, respectively. Solid and dashed contours indicate positive and negative anomalies, respectively. The results are 5-day moving averages. The contour interval is 25 m, with the zero contour omitted. The areas where the anomaly exceeds a 90% positive (negative) significant level are lightly (heavily) shaded.

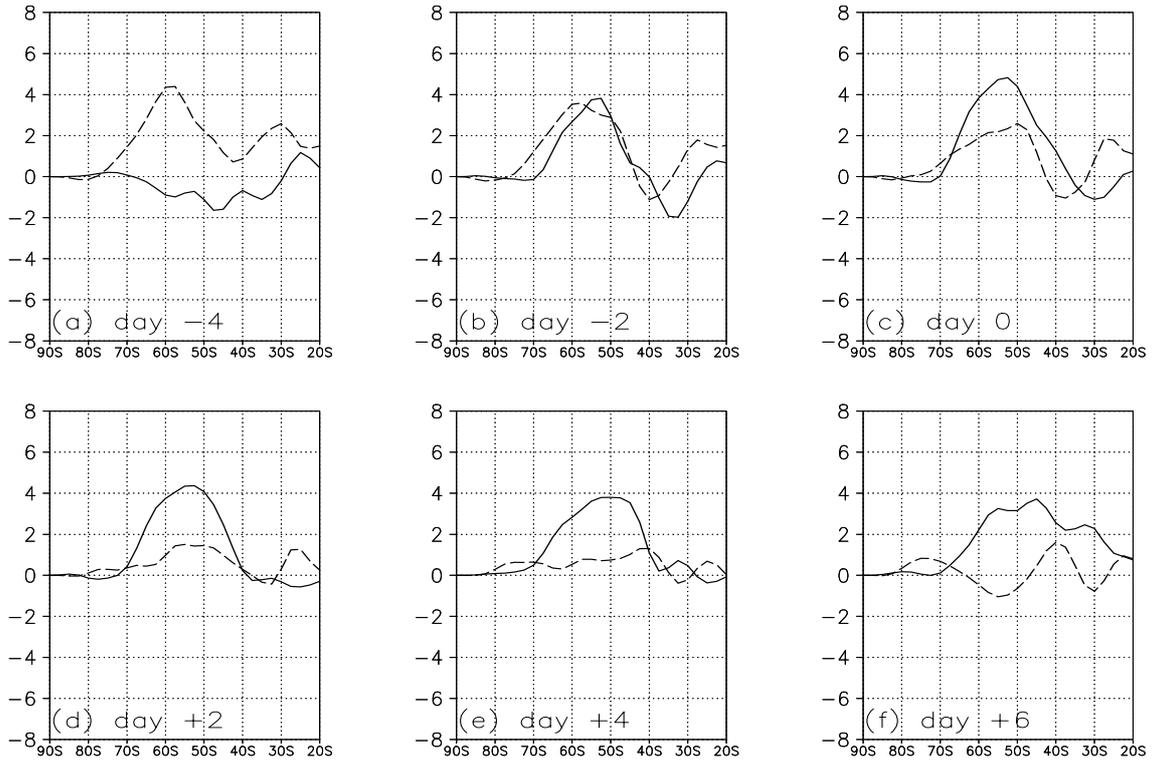


**Fig. 9** The meridional distributions of the meridional component of the E-P flux anomalies ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) on the 300-hPa surface, averaged for (a) the high, and (b) low phase, respectively. Dashed and solid lines are flux anomalies due to the low- and high-frequency transients, respectively.

に似ている。つまり極向き遷移イベントは基本的に等価順圧なプロセスであることがわかる。そのため、ここでは偏差の絶対値が最も大きい Z300 偏差についてのみ記述する。

-4 日では、南極上空はまだ正高度偏差に覆われ

ている。しかし、詳しく観ると、南極上空の正偏差は  $70^\circ\text{E}$  と  $140^\circ\text{W}$  を中心とする 2 つの極大域に分けられる。 $70^\circ\text{E}$  の正偏差極大域は 0 日までに消えてしまう。一方で、もう一つの  $140^\circ\text{W}$  の正偏差極大域はゆっくりと北西方向に移動し、+4 日にはニュージー



**Fig. 10** The same as in Fig. 9, except for the poleward transitional events from (a) day  $-4$ , to (f) day  $+6$ . The results are 5-day moving averages.

ランドの東に達する。地衡風関係から考えると、太平洋上におけるこの正高度偏差の移動はオーストラリアーニュージーランド域における極ジェット気流の東への伸張と、亜熱帯ジェット気流からの分離を表している (Fig. 6)。+2日以降、負高度偏差が南極上空を徐々に覆っていく。それに伴い、南極の周りに正の水平風速偏差が現れ、極ジェット気流が極向きにシフトする (Fig. 6)。

### 5.3 擾乱による強制力の役割

HFT と LFT による強制力が前述した  $Z300$  偏差の変動に重要な影響を与える可能性がある。ここでは擾乱の渦運動量または相対渦度輸送による強制力を考える。

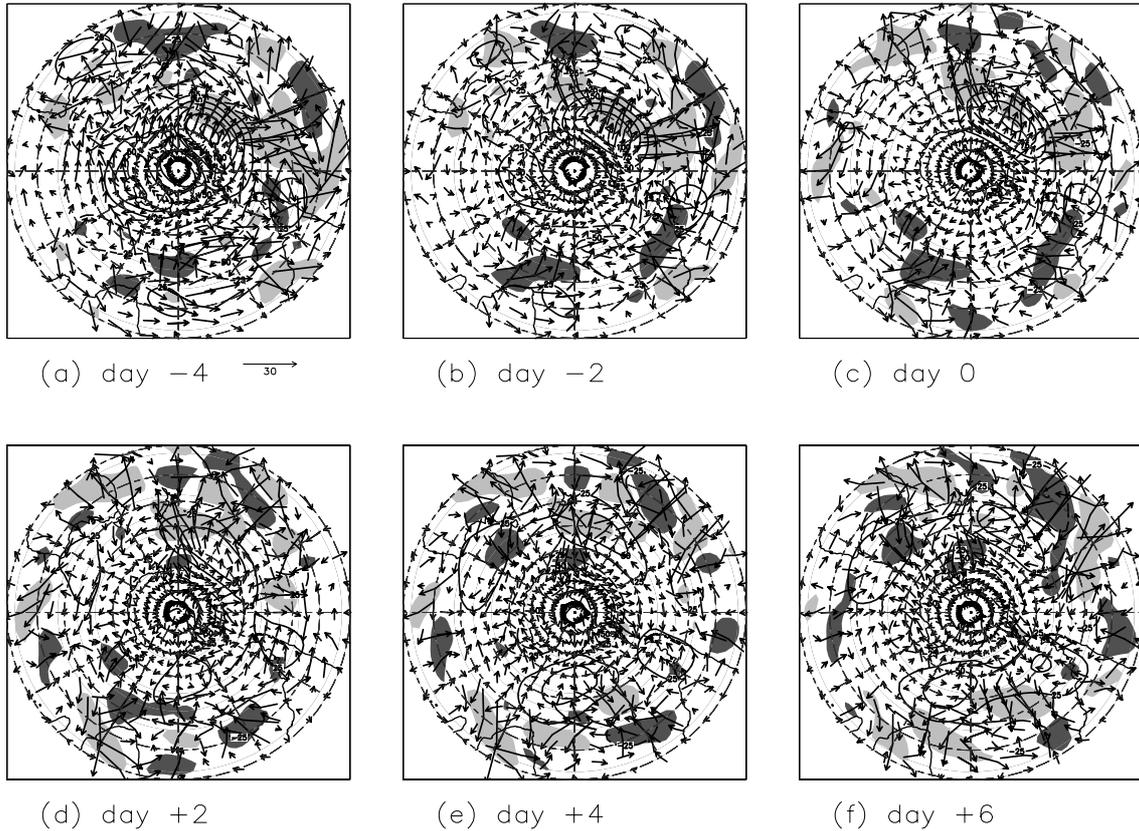
極向き遷移過程に関して調べる前に、まず参考のために極値フェーズにおける E-P フラックス ( $\mathbf{F}_{HFT}$  と  $\mathbf{F}_{LFT}$ ) の南北成分偏差を示す (Fig. 9)。どちらの極値フェーズにおいても HFT による寄与が圧倒的である。HP では  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は正 (赤道向き) である。これは極向きに擾乱の運動量が輸送されることを示し、その運動量フラックス偏差が高緯度よりの極ジェット気流を維持している。逆に LP では  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は負 (極向き) であり、極ジェット気流が気候値よりも低緯度に位置することを助けている。これらの結果は先行研究 (例えば Limpasuvan and

Hartmann 2001) と一致する。

次に極向き遷移時の  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差および  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差の時間変化を調べる (Fig. 10)。注目すべき点は、 $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差が 0 日まで正 (赤道向き) に大きな値を持つことである。遷移が始まる前の LP では  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差は小さかった (Fig. 9b) が、極向き遷移過程の前半期間では赤道向き  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差が現れ、0 日まで徐々に弱まりながらも極ジェット気流を極向きに移動させるように働く。さらに  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差が  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差より先行していることも興味深い。なぜならこの事実は、LFT が極向き遷移過程をトリガーしている可能性を示唆するからである。

この大きな赤道向き  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差に対応する 3 次元 E-P フラックス ( $\mathbf{E}_{uLFT}$ ) 水平成分偏差を Fig. 11 に示す。3 次元 E-P フラックス  $\mathbf{E}_{uLFT}$  の空間分布を調べることで、LFT がどの経度帯で極ジェット気流の遷移に関わっているかがわかる。遷移の前半期間では、大きな赤道向き  $\mathbf{E}_{uLFT}$  偏差は中央および東太平洋上で観測され、この地点で極向き遷移に関わっていることがわかる。

では中央および東太平洋上で、LFT は極ジェット気流にどのような作用を及ぼしているのだろうか。LFT の相対渦度が収束することによる高度強制力偏差を Fig. 12 に示す。 $-4$  日の高度強制力偏差を見ると、東太平洋の正  $Z300$  偏差の南北に正負の高



**Fig. 11** Composite horizontal local E-P flux anomaly vectors ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ; scaled by the arrow at the bottom of the top-left panel) due to low-frequency transients from (a) day -4, to (f) day +6. The results are 5-day moving averages. The areas of light and dark shading indicate where the meridional components of the flux anomalies are greater than  $10 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  (equatorward propagating) and less than  $-10 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  (poleward propagating), respectively. The contours of the geopotential height anomalies as shown in Fig. 7 are superimposed as a reference.

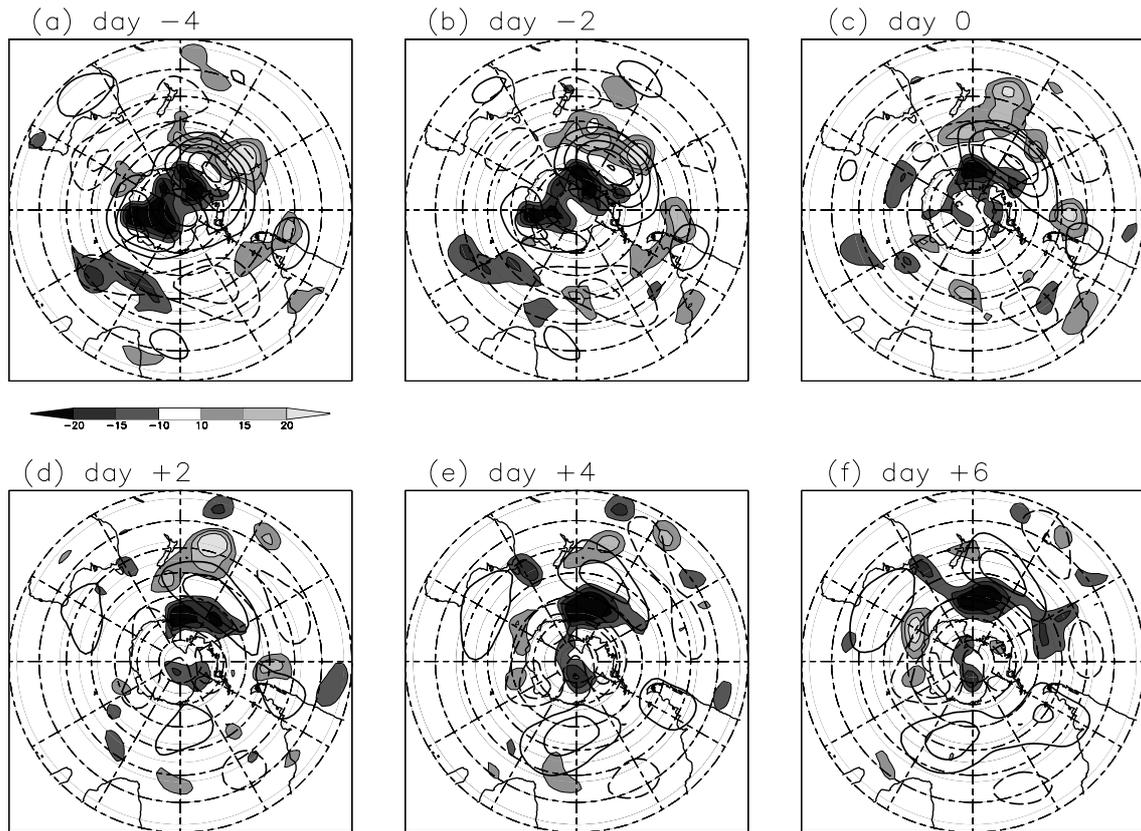
度強制力偏差の対が見られる。この高度強制力偏差の対は徐々に弱まりながら、東太平洋の正  $Z300$  偏差を赤道向きに移動させている。地衡風の関係から、この高度強制力偏差の対は高緯度で西風を加速し、ニュージーランドの東で西風を減速しているとも言える。つまり遷移過程の前半期間において、LFTは極ジェット気流を太平洋上で東へと引き延ばし、亜熱帯ジェット気流から引き離している。この経度帯は極ジェット気流の下流部に当たる。この領域でLFTが遷移に関わる理由は次節で考察する。

次に HFT の役割を考える。LFT とは異なり、 $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は -4 日には弱い (Fig. 10)。しかし -2 日以降、正 (赤道向き) の  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差が現れ、その強さは  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差を追い越していく。 $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差は前半期間で弱まってしまうが、 $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は -2 日以降その強さを維持する。これら HFT は、0 日以降、南極上空に負の高度強制力偏差をもたらす (Figs. 13c-f)。つまり HFT は、遷移の後半期間で、極ジェット気流の極向き移動を強制している。

-2 日以降  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差の強さと南北分布がほとんど変わらず、HP 時の偏差 (Fig. 6a) とよく似ていることは強調すべきだろう。LP から極ジェット気流の遷移がスタートした後、HFT による運動量フラックスはすぐさま変化する。そしてもう一つの安定した位置である HP 時の緯度で極ジェット気流を維持するときと同じ強制力偏差を生み出している。極ジェット気流自体は徐々に移動しているにもかかわらず、HFT の運動量フラックスが先回りして変化することは非常に興味深い。

#### 5.4 長周期擾乱

ここまで議論してきた遷移の前半期間で働く LFT とはどのようなタイプの擾乱であるかを調べる。 $V300_{LFT}$  のスペクトル解析 (Fig. 14) と  $Z300_{LFT}$  の 1 点回帰図 (Fig. 15) から、この LFT は東西波長 7000 km の準定常ロスビー波であることがわかる。パワースペクトル密度は  $V300_{LFT}$  から求め、-10 日から +10 日で平均を取っている。中高緯度



**Fig. 12** The temporal evolution of composite 300-hPa level geopotential height tendency anomalies ( $\text{m}\cdot\text{day}^{-1}$ ) induced by low-frequency transients from (a) day  $-4$ , to (f) day  $+6$ . The results are 5-day moving averages. Light (heavy) shading indicates positive (negative) tendency anomalies. The contours of the geopotential height anomalies as shown in Fig. 7 are superimposed as a reference.

では、スペクトルのピークは東西波長  $7000 \text{ km}$  の曲線に沿って存在する。この波長は  $55^\circ\text{S}$  では東西波数 3-4 にあたる。1 点回帰図は、 $-10$  日から  $+10$  日の  $Z_{300LFT}$  データを基準時系列として用いて計算している。回帰の基準点は  $120^\circ\text{W}$ ,  $55^\circ\text{S}$  で、Figs. 11a-c で強い赤道向き  $\mathbf{E}_{uLFT}$  偏差が見られた地点である。回帰図の下の日付は、遷移の基準日からのラグではなく、回帰の基準日からのラグであることを注意して欲しい。パワースペクトルの結果と一致して、東西波長  $7000 \text{ km}$  (東西波数 3-4) の準定常ロスビー波が太平洋上で見られる。このロスビー波の波活動度はインド洋から中央太平洋までは東進している。しかし中央太平洋から東太平洋上では赤道方向に散逸している。この赤道向きの準定常ロスビー波の散逸が、中央および東太平洋上の赤道向き  $\mathbf{E}_{uLFT}$  偏差をもたらしている。

Fig. 16 に示しているのは、LP における平均水平風から計算した定常ロスビー波の全波数 ( $\mathbf{K}_s$ , Hoskins and Ambrizzi 1993 の定義に基づく) である。 $\mathbf{K}_s$  が 3-4 以下の領域で、さらに 3 未満の  $\mathbf{K}_s$  に南北を挟まれた場所は、東西波数 3-4 の準定常ロス

ビー波にとっては導波管になる。上記の準定常ロスビー波の波活動度が伝播する経路は、遷移の前の導波管の分布によって決まっているように見える。インド洋から中央太平洋にかけての中緯度には極ジェット気流に伴う導波管が東西方向にのびている。東西波数 3-4 の準定常ロスビー波はこの導波管中を東進してきたと考えられる。しかし東太平洋上を見ると  $\mathbf{K}_s$  がホーン岬の西で小さくなり、導波管が赤道方向に曲がっていることがわかる。そのため東西波数 3-4 の準定常ロスビー波の波活動度は中央太平洋と東太平洋上で赤道向きに散逸し、赤道向きの  $\mathbf{E}_{uLFT}$  偏差を生み出している。この時もたらされる極向き運動量フラックス偏差が、極向き遷移過程の初期において、極ジェット気流出口部の変動を強制している。

### 5.5 短周期擾乱

ここでは極向き遷移過程の後半で南極上空に見られる負高度強制力偏差 (Figs. 13c-f) を生み出す HFT の振る舞いについて解析する。Fig. 17a は、帯状平均  $\mathbf{E}_{uHFT}$  南北成分偏差の緯度時間断面図である。帯状平均  $\mathbf{E}_{uHFT}$  南北成分偏差は Fig. 10 に示

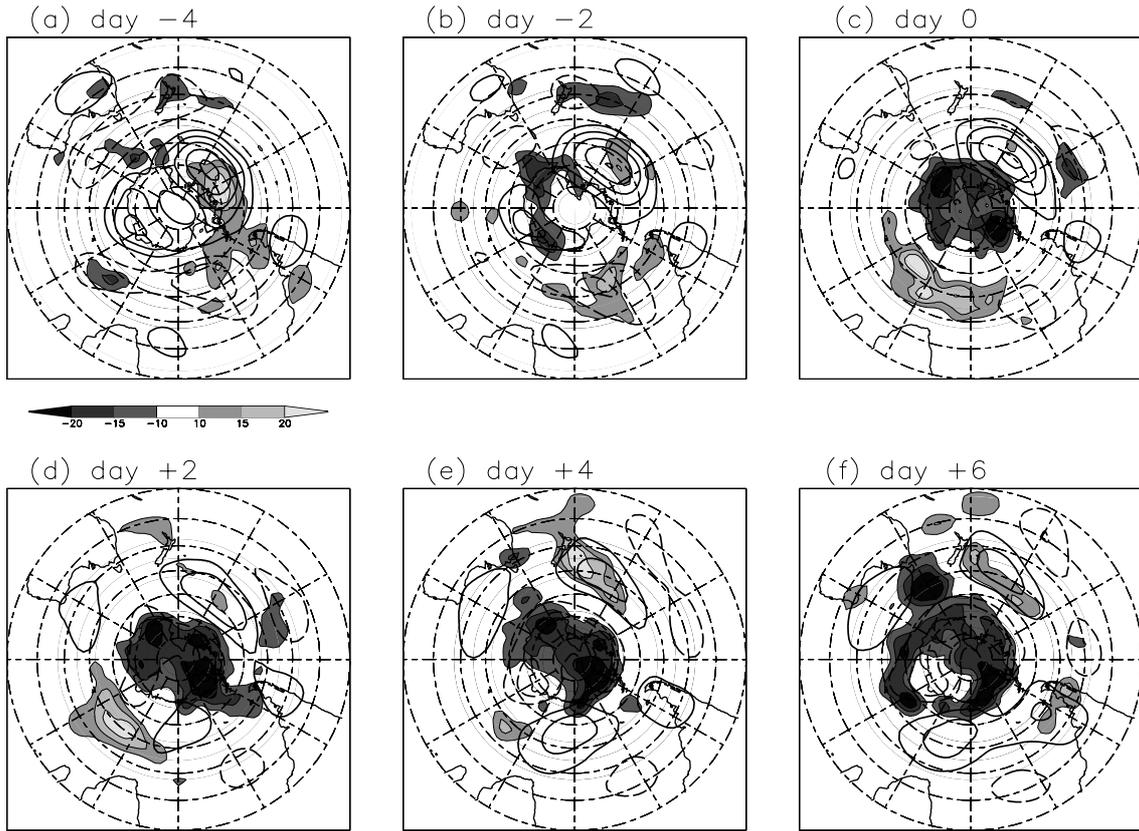


Fig. 13 The same as in Fig. 12, except for the contribution from high-frequency transients.

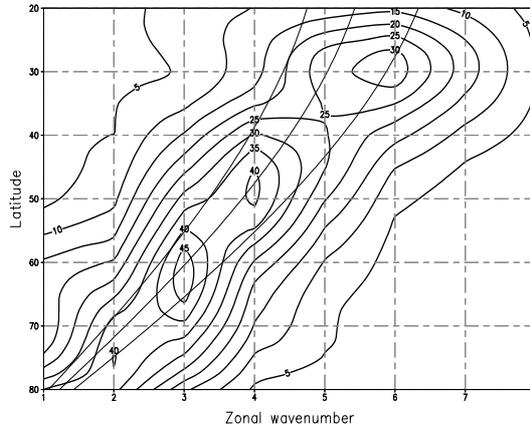
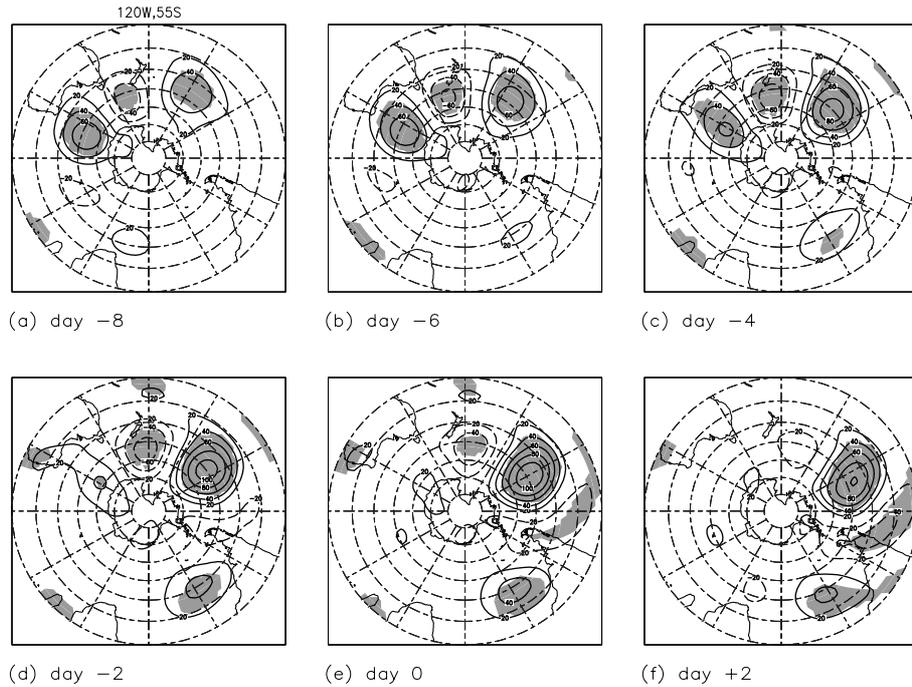


Fig. 14 Zonal wavenumber-latitude section of power spectral densities of the meridional wind velocities due to low-frequency transients at the 300-hPa level. The densities are averaged over the 21-day periods between day  $-10$  to day  $+10$  of the key-days. The contour interval is  $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . The thin lines indicate wavelengths of 6000, 7000, 8000 km.

した  $\mathbf{F}_{HFT}$  南北成分偏差と同じものであり、 $-4$  日を境に中高緯度で負 (極向き) から正 (赤道向き) へ変わっている。Figs. 17b-d は, Fig. 18 に示す 3 領域で東西平均した  $\mathbf{E}_{u_{HFT}}$  南北成分偏差である。帯状平均の場合と同様に、3 領域の中高緯度で偏差が負から正に変わっている。しかし正偏差の大きさを

見ると領域 A において最も大きく、帯状平均の場合の 2 倍にもなる。Fig. 19 は東西平均を行っていない  $\mathbf{E}_{u_{HFT}}$  偏差の時間変動を示しているが、 $-2$  日から  $+4$  日にかけて大西洋からインド洋上を赤道向き  $\mathbf{E}_{u_{HFT}}$  偏差領域が東進する様子が見られる。これは HFT のパケットが領域 A 上を通過しているもの



**Fig. 15** One-point regression maps of geopotential heights due to low-frequency transients. The reference point is located at 120°W, 55°S. The data for the 21-day periods between 10 days prior to and 10 days after the key-days of all the poleward transitional events are used. Note that day number given below each panel represents the lag day, not from the key-day, but from the reference day of the regression. Solid and dashed contours indicate positive and negative anomalies, respectively. The contour interval is 20 m, with the zero contour omitted. Shaded areas indicate where the one-point correlation is significant at the 95% confidence level, as based on  $t$ -statistics. It is assumed that independent events occur every 7th-day, being the  $e$ -folding time of the autocorrelation of the PC1. This results in 48 degrees of freedom for the data discussed presently.

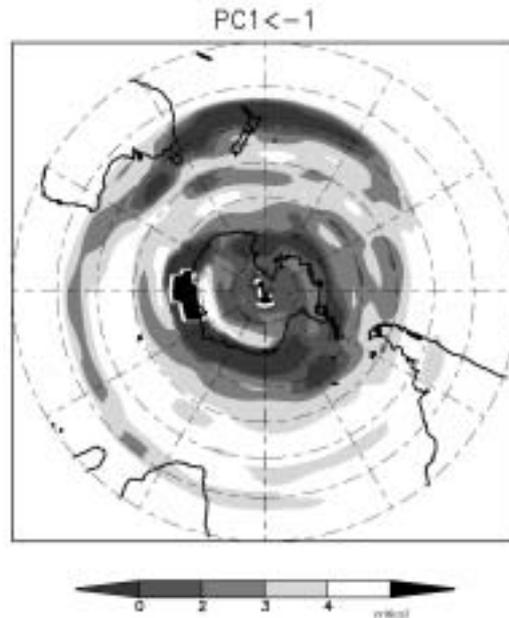
だと考えられる。Chang (1999) によると HFT パケットの群速度はインド洋上で約  $25 \text{ ms}^{-1}$  であり、Figs. 19b-d で赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差領域の東端がインド洋上を横断する速度とほぼ一致している。南半球冬季の気候値で見たとき領域 A は傾圧不安定性の高い領域である。傾圧不安定性が高い領域の上空に HFT パケットが侵入すると、HFT が発生、発達することはよく知られている (B-タイプのサイクロジェネシス; Pettersson and Smebye 1971; Bosart 1999 によるレビューを参照)。そのため、領域 A で東西平均した EKE (Fig. 20) は基準日付近で大きくなり、EKE の増大が  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差が強まる原因の 1 つになっている。さらに HFT の子午線に対する傾き  $\theta$  を見ると、-5 日から -1 日にかけて急速に正に大きくなっているのがわかる。これはパケットの通過に伴い、HFT が成長することで南東-北西方向の傾きが急に強まることを示す。この水平構造の変化も赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差 (極向き運動量フラックス偏差) が強くなることに寄与している。

## 6. まとめと考察

本章では SAM の極向き遷移過程を調べた。特に長周期および短周期擾乱 (LFT および HFT) による強制力を帯状平均場と東西平均を行わない場で詳しく議論した。その結果 LFT と HFT による強制力は、異なる役割を果たすことが明らかになった。

過去の研究 (例えば Kidson and Watterson 1999) と同様に、LFT と HFT による運動量フラックス偏差が遷移過程を駆動することが示された。さらに本研究では、LFT の寄与は HFT のそれに先行することが明らかにされた。この時、LFT は東西波長 7000 km の準定常ロスビー波列として存在する。極向き遷移過程の初期において、準定常ロスビー波は中央および東太平洋上で極向き運動量フラックス偏差を生みだし、極ジェット気流の東方への伸張と亜熱帯ジェット気流からの分離を強制する。この極向き運動量フラックス偏差が現れる過程は次のように考えられる:

- 準定常ロスビー波のパケットは極ジェット気流



**Fig. 16** Total wavenumber for the barotropic stationary Rossby wave calculated from the dispersion relationship of the Rossby wave. The 300-hPa level horizontal wind composite for the low phase is used for the basic wind distribution.

に伴う導波管内を通過して、インド洋から西太平洋まで東進してくる。

- その波活動度が中央および東太平洋まで達すると、導波管の終端であるので波活動度の東向き伝播は停滞する。
- 上記のように停滞した波活動度は、赤道向きの抜け道を通して低緯度側に散逸し、強い極向きの運動量フラックス偏差をもたらす。

これらの結果は、遷移過程の前半期間において準定常ロスビー波伝播の東西非一様性が本質的に重要であることを示している。準定常ロスビー波伝播の東西非一様性は、極ジェット気流の東西非対称性に起因しているが、SAMは極ジェット気流の変動を表しているのであった。SAMの極値フェーズにおける高度場偏差分布 (Fig. 3) が強い東西一様性を持ったために、これまでの研究は東西非一様な過程を重視してこなかった。しかしSAMの理解のためには、少なくとも遷移過程に関しては東西に局在化した過程を含めて考えることが必要であるとわかった。

これら学術的な興味の外に、現実的な中期予報のためにも、極向き遷移過程の初期過程が東西に局在して起こるといった発見は重要であると思われる。

以上の準定常ロスビー波に関する議論からは、「東西波長 7000 km の準定常ロスビー波は、どのような条件下で遷移の初期過程に関わるか?」という疑問が湧いてくる。Kidson (1999) は、東西波長 7000 km の準定常ロスビー波は、南半球冬季において頻繁に

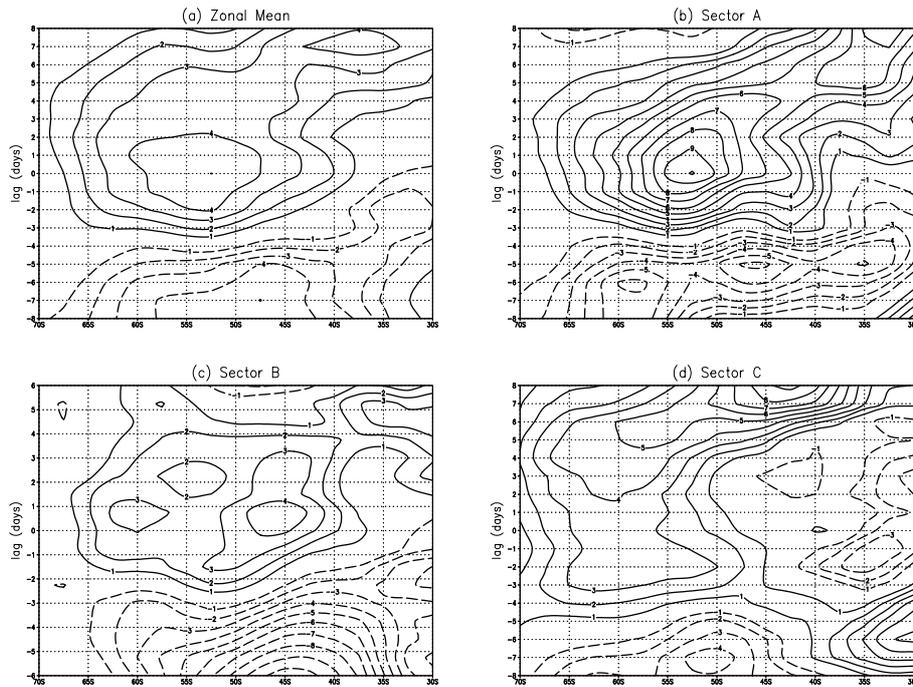
観測される擾乱であることを示している。そのような頻繁に見られる擾乱のうち、遷移過程を押し進める擾乱を決定する要因ははっきりしていない。

- 太平洋上での波活動度の収束が通常より強い
- 極ジェット気流の状態がLPからずれていて、前もって遷移しやすい状態にある

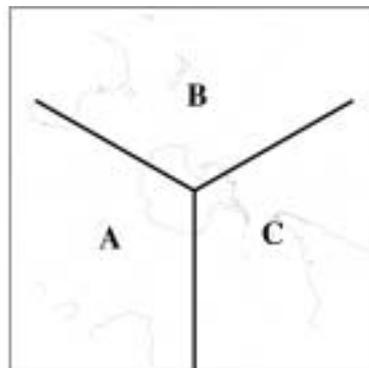
などの条件が想像できるが、本章で解析した 16 事例からは、統計的にはっきりとした答えを見出すことはできなかった。

極向き遷移過程がスタートされた後は、HFTの役割がより重要になる。LFTによる強制力偏差が前半期間で減衰するのに対して、HFTによる強制力は極ジェット気流を極向きに駆動し続ける。HFTがもたらす極向き運動量フラックス偏差はインド洋上で最も強い。これはHFTの packets がインド洋上を通過することによる。packetの通過に伴い、HFTの渦運動エネルギーが増大し、また南東-北西方向の傾きが強くなる。これらのHFTの変化は、極向き運動量フラックスを増大させるように働いている。

LFTの強制力偏差により遷移過程が始まると、HFTによる強制力偏差がすぐに現れる。これはLFTとHFTを結びつける何らかのプロセスの存在を示唆している。前述のHFTの packets が何らかの役割を担っている可能性はある。しかし、本研究で用いた 21 年間のデータからは、はっきりした結論を導き出すことはできなかった。この問題の解決には、GCMの長時間積分を用いた解析が必要かもしれない。



**Fig. 17** Zonal averages of meridional component of  $\mathbf{E}_{uHFT}$  are calculated over (a) hemisphere or sectors (b)A, (c)B, and (d)C shown in Fig. 18. They are drawn on latitude-time sections. Solid and dashed contours indicate positive and negative anomalies, respectively. The contour interval is  $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ , with the zero contour omitted.



**Fig. 18** The three sectors (A, B, C) where the zonal averages in Fig. 17 are calculated.

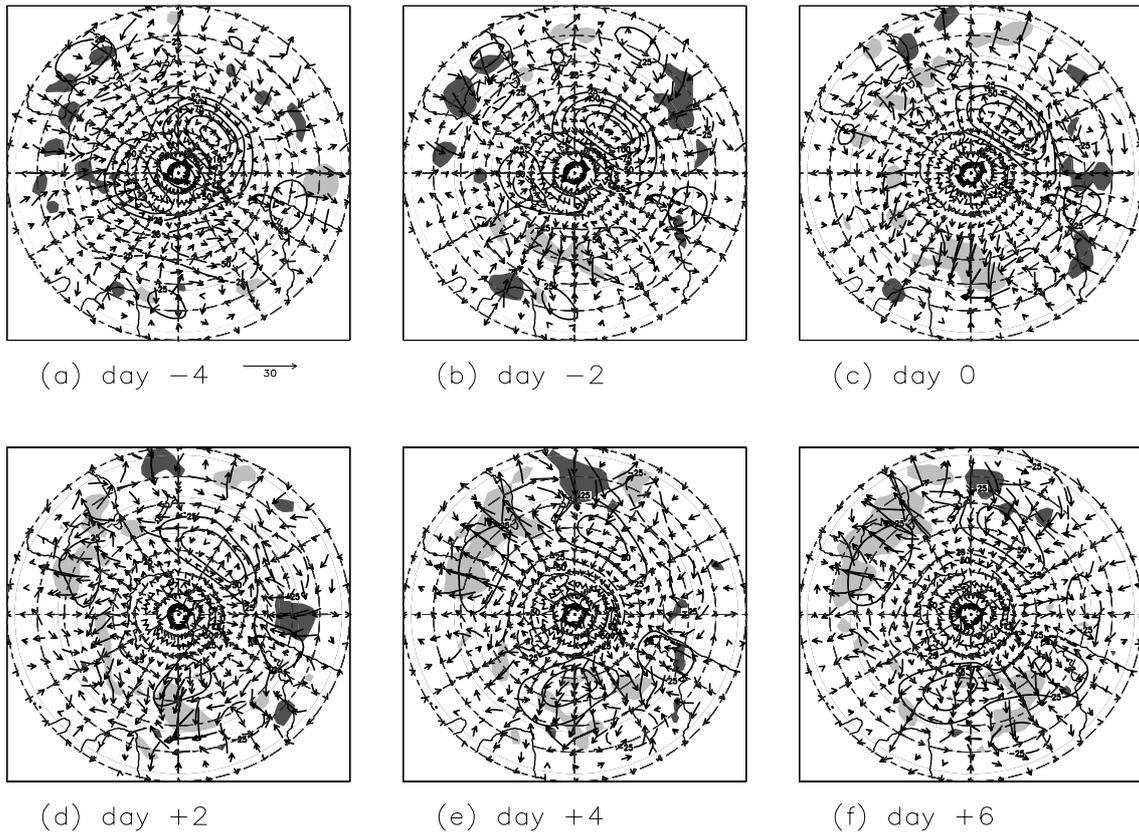
### 謝 辞

本研究の作図および数値計算ライブラリとして Grid Analysis and Display System (GrADS) および地球流体電脳ライブラリを用いました。

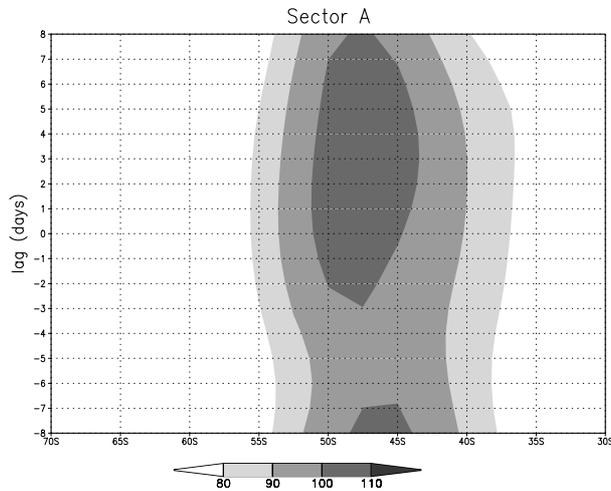
また筆者が本研究の一部を 2002 Western Pacific Geophysics Meeting において発表した際、日本気象学会より旅費を援助していただきました。

### 参考文献

- Akahori, K. and S. Yoden, 1997: Zonal flow vacillation and bimodality of baroclinic eddy life cycles in a simple global circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2349–2361.
- Aoki, H. and I. Hirota, 1998: Quasi-stationary planetary waves in the Southern Hemisphere troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 581–596.
- Berbery, E. H. , J. Nogués-Paegle, and J. D. Horel, 1992: Wavelike Southern Hemisphere extratropical teleconnections. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 155–177.
- Bosart, L. F. , 1999: Observed cyclone life cycles. *The life cycles of extratropical cyclones.*, , Shapiro, M. and S. Grønås, Eds, American Meteorologi-



**Fig. 19** The same as in Fig. 11, except for the contribution from high-frequency transients.



**Fig. 20** The latitude-time section of EKE( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) zonally averaged over the sector A.

cal Society, 187–214.

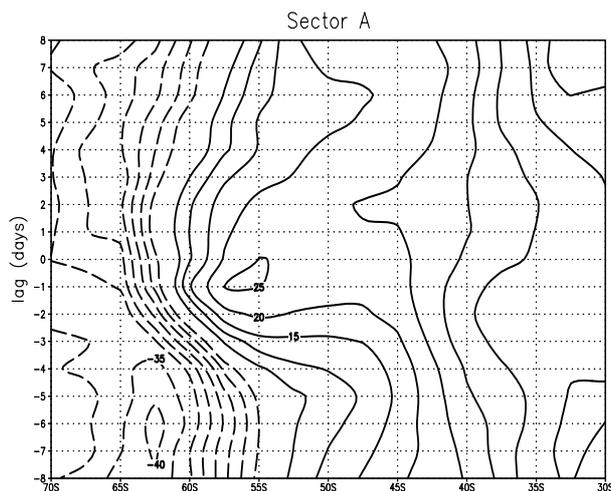
Chang, E. K. M. , 1999: Characteristics of wave packets in the upper Troposphere. Part II: Seasonal and hemispheric variations. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1729–1747.

Dong, B. W. and I. N. James, 1997a: The effect of barotropic shear on baroclinic instability. Part

I. Normal mode problem. *Dyn. Atmos. Oceans*, **25**, 143–167.

Dong, B. W. and I. N. James, 1997b: The effect of barotropic shear on baroclinic instability. Part II. The initial value problem. *Dyn. Atmos. Oceans*, **25**, 169–190.

Edmon, H. J. , B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre,



**Fig. 21** Time evolution of the angles of the anisotropic vectors are shown by the contours. The anisotropic vectors are zonally averaged over the sector A. The contour interval is  $5^\circ$ . Dashed contours indicate negative values. The zero contour has been omitted.

- 1980: Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616.
- Esler, J. G. and H. Haynes, 1999: Baroclinic wave breaking and the internal variability of the tropospheric circulation. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 4014–4031.
- Feldstein, S. B. and S. Lee, 1996: Mechanisms of zonal index variability in an aquaplanet GCM. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3541–3555.
- Feldstein, S. B. and S. Lee, 1998: Is the atmospheric zonal index driven by an eddy feedback? *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3077–3086.
- Ghil, M. and K. Mo, 1991: Intraseasonal oscillations in the global atmosphere. Part I: Northern Hemisphere and tropics. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 752–779.
- Hartmann, D. L. , 1995: A PV view of zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2561–2576.
- Hartmann, D. L. , 2000: The key role of lower-level meridional shear in baroclinic wave life cycles. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 389–401.
- Hartmann, D. L. , and F. Lo, 1998: Wave-driven zonal flow vacillation in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1303–1315.
- Hartmann, D. L. , and P. Zuercher, 1998: Response of baroclinic life cycles to barotropic shear. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 297–313.
- Holopainen, E. O. , L. Rontu, and N. C. Lau, 1982: The effect of large-scale transient eddies on the time-mean flow in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1972–1984.
- Hoskins, B. J. and T. Ambrizzi, 1993: Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1661–1671.
- 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.
- Itoh, H. , M. Kimoto, and H. Aoki, 1999: Alternation between the single and double jet structures in the Southern Hemisphere troposphere. Part I. Chaotic wandering. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 399–412.
- Kalnay, E. and Coauthors, 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471.
- Karoly, D. J. , 1990: The role of transient eddies in low-frequency variations in the Southern Hemisphere circulation. *Tellus*, **42A**, 41–50.
- Kidson, J. W. , 1988a: Indices of Southern Hemisphere zonal wind. *J. Climate*, **1**, 183–194.
- Kidson, J. W. , 1988b: Interannual variations in the Southern Hemisphere circulation. *J. Climate*, **1**, 1177–1198.
- Kidson, J. W. , 1999: Principal modes of Southern Hemisphere low-frequency variability obtained from NCEP-NCAR reanalyses. *J. Climate*, **12**, 2808–2830.
- Kidson, J. W. , and M. R. Sinclair, 1995: The influence of persistent anomalies on Southern Hemisphere storm tracks. *J. Climate*, **8**, 1938–1950.
- Kidson, J. W. , and I. G. Watterson, 1999: The

- structure and predictability of the “ High-Latitude Mode” in the CSIRO9 general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3859–3873.
- Lee, S. and S. B. Feldstein, 1996a: Two types of wave breaking in an aqua-planet GCM. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 842–857.
- Lee, S. and S. B. Feldstein, 1996b: Mechanisms of zonal index evolution in a two-layer model. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2232–2246.
- Limpasuvan, V. and D. L. Hartmann, 1999: Eddies and the annular modes of climate variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3133–3136.
- Limpasuvan, V. and D. L. Hartmann, 2001: Wave-maintained annular modes of climate variability. *J. Climate*, **13**, 4414–4429.
- Lorenz, V. and D. L. Hartmann, 2001: Eddy-zonal feedback in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3312–3327.
- Nakamura, H. , 1992: Midwinter suppression of baroclinic wave activity in the Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1629–1642.
- Nakamura, M. and R. A. Plumb, 1994: The effects of flow asymmetry on the direction of Rossby wave breaking. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2031–2045.
- Nigam, S. , 1990: On the structure of variability of the observed tropospheric and stratospheric zonal-mean zonal wind. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1799–1813.
- North, G. , T. Bell, R. Cahalan, and F. Moeng, 1982: Sampling errors in the estimation of empirical orthogonal functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699–706.
- Peters, D. and D. W. Waugh, 1996: Influence of barotropic shear on the poleward advection of upper-tropospheric air. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3013–3031.
- Petterssen, S. and S. J. Smebye, 1971: On the development of extratropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **97**, 457–482.
- Robinson, W. A. , 1991: The dynamics of the zonal index in a simple model of the atmosphere. *Tellus*, **43A**, 295–305.
- Robinson, W. A. , 1996: Does eddy feedback sustain variability in the zonal index? *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3556–3569.
- Robinson, W. A. , 2000: A baroclinic mechanism for the eddy feedback on the zonal index. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 415–422.
- Rogers, J. C. and H. van Loon, 1982: Spatial variability of sea level pressure and 500 mb height anomalies over the Southern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1375–1392.
- Shapiro, M. , H. Wernli, J.-W. Bao, J. Methven, X. Zou, J. Doyle, T. Holt, E. Donall-Grell, and P. Neiman, 1999: A planetary-scale to mesoscale perspective of life cycles of extratropical cyclones: The bridge between theory and observations. *The life cycles of extratropical cyclones.*, , Shapiro, M. and S. Grønås, Eds, American Meteorological Society, 139–186.
- Shiotani, M. , 1990: Low-frequency variations of the zonal mean state of the Southern Hemisphere troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 461–470.
- Simmons, A. J. and B. J. Hoskins, 1980: Barotropic influences on the growth and decay of nonlinear baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1679–1684.
- Sinclair, M. R. , J. M. Renwick, and J. W. Kidson, 1997: Low-frequency variability of Southern Hemisphere sea level pressure and weather system activity. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2531–2543.
- Thompson, D. W. and J. M. Wallace, 1998: The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297–1300.
- Thompson, D. W. and J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Climate.*, **13**, 1000–1016.
- Thorncroft, C. D. , B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1993: Two paradigms of baroclinic life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 17–55.
- Trenberth, K. E. , 1986: An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070–2087.
- Watterson, I. G. , 2000: Southern midlatitude zonal wind vacillation and its interaction with the ocean in GCM simulation. *J. Climate*, **13**, 562–578.
- Watterson, I. G. , 2002: Wave-mean flow feedback and the persistence of simulated zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1274–1288.
- Wilks, D. S. , 1995: *Statistical Methods in the Atmospheric Sciences*. ACADEMIC PRESS, 468 pp.
- Yoden, S. , M. Shiotani, and I. Hirota, 1987: Mul-

tiple planetary flow regimes in Southern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 571–585.

Yu, J. Y. and D. L. Hartmann, 1993: Zonal flow vacillation and eddy forcing in a simple GCM of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3244–3259.

### **Transitional Process of the Southern Hemisphere Annular mode. part 3: Poleward Transitional Events**

SHIOGAMA Hideo, TERAO Toru\*, KIDA Hideji\*\* and Iwashima Tatsuya

\*Faculty of Informatics, Osaka Gakuin University

\*\*Graduate School of Science, Kyoto University

#### **Synopsis**

The poleward transitional process of the Southern Hemisphere Annular Mode are Studied, based on NCEP/NCAR daily reanalysis data for the period 1979-1999. The effects of low-frequency eddies precede those of high-frequency eddies in driving the transitional events. The low-frequency eddies are regarded as quasi-stationary Rossby waves propagating along the polar jet, with wavelengths of 7000 km. The waves dissipate equatorward over the central and eastern Pacific Ocean, while they originally come from the Indian Ocean through the waveguide associated with the polar jet. This anomalous equatorward dissipation of wave activity induces an anomalous poleward momentum flux, which is responsible for changes in the polar jet over the Pacific Ocean during the beginning stage. After the initial stage, momentum forcing anomalies due to the high-frequency eddies rapidly appear. This forcing continues to drive the core of the polar jet poleward, while the low-frequency eddies have completed their role of inducing the anomalous poleward momentum flux during the earlier stage.

**Keywords:** annular mode; transitional process; Southern Hemisphere