

冬季北太平洋亜熱帯高気圧の10年規模変動

東京大学大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻
宮坂 貴文、中村 尚*
* 及び 地球フロンティア

1. はじめに

北太平洋の大気・海洋系は El Niño-Southern Oscillation(ENSO) の影響を受け、2~6 年周期の変動が卓越している。Nitta and Yamada(1989) をはじめとして、ENSO の 10 年規模変調についての研究もなされるようになった。Nitta and Yamada(1989) では全球海面水温 (SST) に EOF 解析を施したのに対し、Nakamura et al.(1997a) は同じ EOF 解析を次のような SST に対して施した。範囲を冬季中緯度域北太平洋に限り、7 年移動平均を施して数年周期(主に ENSO) の成分を除去した SST を用いた。こうした解析により顕著な 2 つの異なる変動モードを抽出したのである。第 1 モードは亜寒帯フロント域の変動で、大気循環偏差として PNA パターンを伴う。この変動は中緯度独自の力学が寄与しているものと解釈される。第 2 モードは亜熱帯フロント域の変動で、赤道太平洋 SST 及び亜熱帯高気圧の変動を伴っている。

この結果は、10 年規模における赤道太平洋 SST の変動は、アリューシャン低気圧や PNA パターンよりも北半球亜熱帯高気圧の方が関連が深いことを示唆している。Kleeman et al.(1999) は経験的大気モデルと結合させた海洋循環モデルを用いて上記の第 2 モードに似た変動を再現した。彼らの結果は、亜熱帯と赤道域を結び付ける海洋の shallow cell の強度と北東太平洋上の冬の亜熱帯高気圧の結合によって、10 年規模の規模の変動が生じる可能性を示唆している。

しかし、こうした亜熱帯高気圧自体の 10 年規模変動に伴う偏差の構造やその力学についてはまだよく調べられていない。本研究ではどのような構造の偏差が現れるのか、そしてその偏差は力学的な整合性を有するのか調べた。

2. データと解析手法

用いたデータは NCEP/NCAR の再解析データで、解析期間は 1958~1998 年である。12~2 月の 3ヶ月平均をその冬の代表値とした。代表値とその 5 年移動平均との差を数年周期変動成分として取り出した。これには主に ENSO のシグナルが含まれていると考えられ、以下 ENSO と表記することにする。5 年移動平均と線型トレンドとの差を 10 年規模変動成分として取り出し、Decadal と表記する。図 1 は亜熱帯高気圧の中心付近における海面気圧 (SLP) の 5 年移動平均と線型トレンド

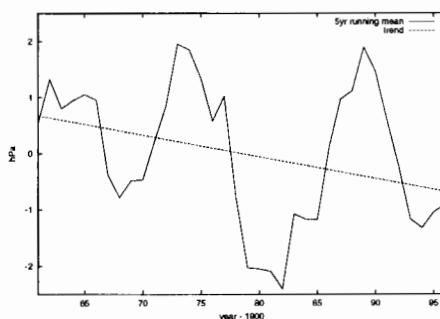


図 1: 160°~120°W, 20°~40°N で領域平均した SLP の 5 年移動平均と線型トレンド

ドである。トレンドは亜熱帯高気圧が弱まる傾向を示している。一方、SST は亜熱帯フロント域で低温傾向、北米沿岸から熱帯にかけての広い領域で高温傾向を示す。

移動性擾乱の振幅を評価するために、包絡関数 Z_e (Nakamura and Wallace,1990) を用いた。高周波フィルターを施した高度場を 2 乗して各時刻における変動のパワーを求めた後、その値を 2 倍して低周波フィルターを施し、その平方根を取る。これにより、高度場の短周期成分の緩やかな振幅変調を記述することができる。

移動性擾乱による順圧的フィードバックの評価は、擾乱に伴う渦度フラックスの収束による高度場の時間変化率として評価した(Nakamura et al.,1997b)。

$$\frac{\partial \bar{z}}{\partial t} = \frac{f}{g} \cdot \nabla_H^{-2} [-\nabla_H \cdot (\bar{v}' \zeta')]$$

高度場変化率には渦度フラックスの収束による効果と別に下層で強い温度フラックスの収束による 2 つの効果からの寄与があり、上層では互いに逆向きに働く。そのため、渦度フラックスの収束による効果は正味のフィードバックの上限を与えるものと言える。(Lau and Holopainen,1984; Lau and Nath, 1991)。なお、包絡関数、フィードバックに用いる擾乱成分は 8 日の高周波フィルターを施したもの用いた。

3. 結果

3-1. 基本場

図 2 は冬の海面気圧 (SLP) と 250hPa 高度場の平年場である。冬はアリューシャン低気圧が発達する一方、地上における亜熱帯高気圧はカリフォルニア沖の狭い領域に存在している。(図 2a において太線で囲んだ領域は、3-3. 以降で示す線型回帰図の基準時系列に用いた領域である。)

その上層は北側にプラネタリー波の峰、南側には谷が存在する。そのため、太平洋ジェットの出口と北米ジェットの入口の両方が存在するという複雑な構造を持った場所である(図 2b)。太平洋ジェットの出口で間接循環が存在する(Lau and Holopainen,1984) 様子が見られ、ジェットと亜熱帯高気圧が密接に結び付いている様子が分かる。

さらにこの経度帯は赤道まで西風領域が続く西風ダクトになっており、力学的に特徴的な場所でもある。

3-2. ENSO と Decadal

ENSO に伴う変動と Decadal 変動を比較するために $160^{\circ}\text{E} \sim 120^{\circ}\text{W}$, $10^{\circ}\text{S} \sim 10^{\circ}\text{N}$ で領域平均した海面水温 (SST) を基準時系列とした線型回帰図を ENSO と Decadal の両方について示したのが図

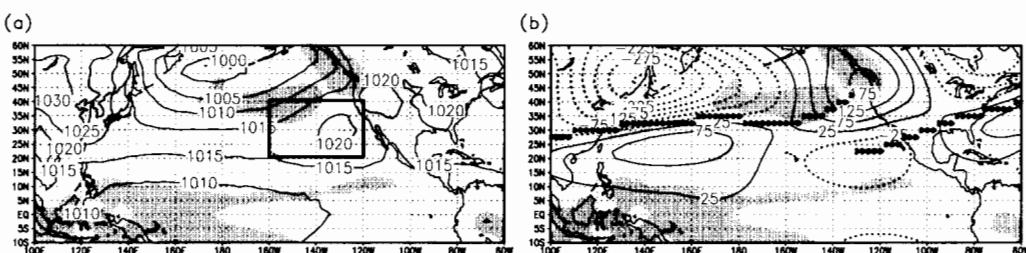


図 2: 12~2月平均の平年場。薄い陰影は500hPaでの鉛直p速度が0.03Pa/sec以上(下降流)、濃い陰影は-0.03Pa/sec以下(上昇流)。(a)SLP。太線の領域平均を3-3.以降で示す線型回帰図の基準時系列とした。(b)250hPa高度場の東西平均からの偏差。△はジェットの軸を示している。

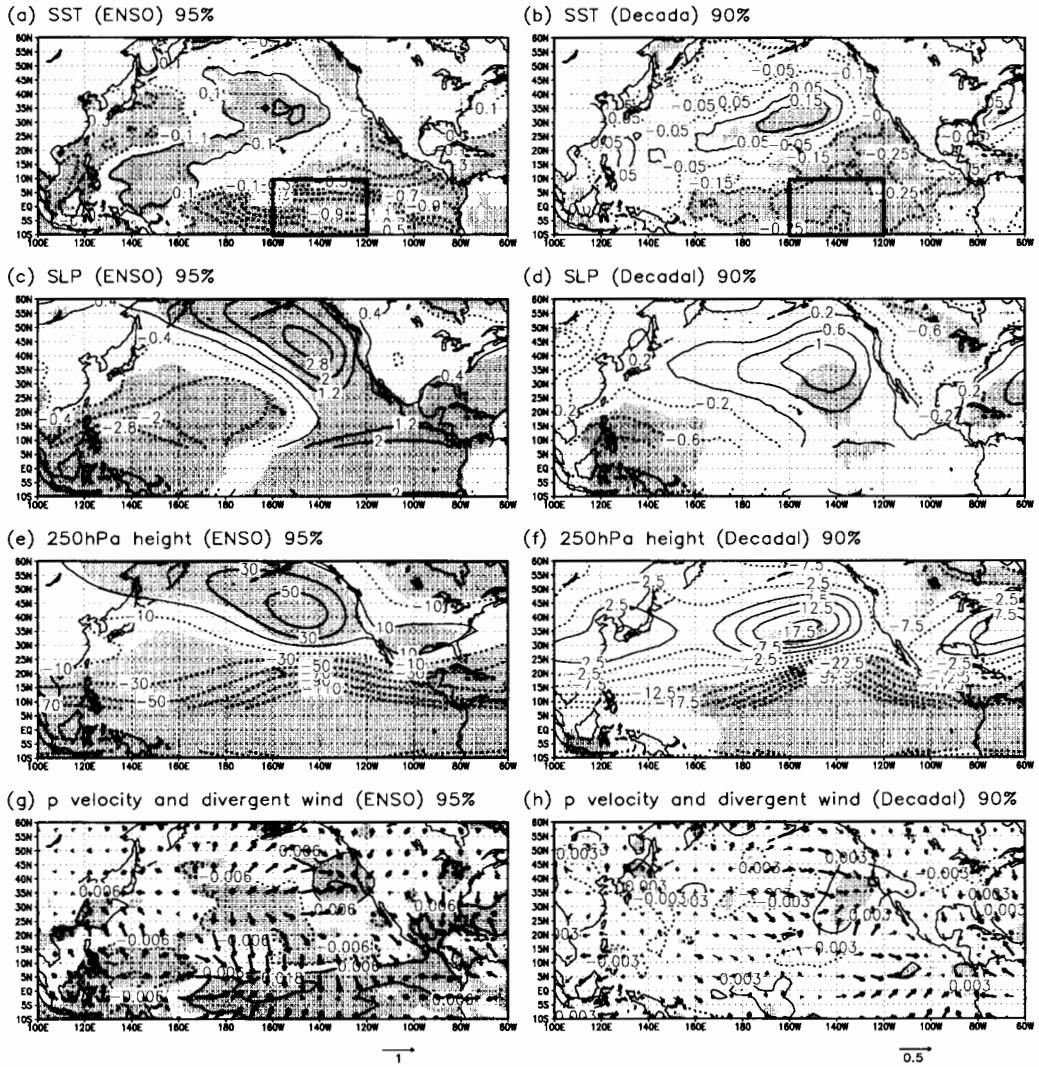


図3: 太線内、 $160^{\circ}\sim120^{\circ}\text{W}$ 、 $10^{\circ}\text{S}\sim10^{\circ}\text{N}$ のSSTを基準時系列とした線型回帰図。亜熱帯高気圧が強まる時に正偏差という符号とした。陰影はENSO成分では有意水準95%以上、Decadal成分では90%以上を示している。SLPと250hPa高度場は $f(45^{\circ}\text{N})/f(\theta)$ をかけて流線関数的に変換。 $(f$ はコリオリパラメータ。 θ は緯度。) (a) SSTのENSO成分。 (b) SSTのDecadal成分。 (c) SLPのENSO成分。 (d) SLPのDecadal成分。 (e) 250hPa高度場のENSO成分。 (f) 250hPa高度場のDecadal成分。 (g) 500hPa鉛直p速度のENSO成分。ベクトルは250hPa発散風のENSO成分。太ベクトルは有意水準95%以上。 (h) 500hPa鉛直p速度と250hPa発散風のDecadal成分。太ベクトルは有意水準90%以上。

3である。図3は熱帯東部太平洋のSSTが低く、北東太平洋の亜熱帯高気圧の強い状況に対応する。ENSOではLa Niñaの時期に相当する。基準時系列に用いた領域付近のSSTはENSO、Decadalとともに標準偏差が大きく、変動の大きな場所と言える。また、Nakamura et al.(1997a)の第2モードに伴って有意な相関を示すSST偏差が存在する領域もある。

全般的に言えることだが、ENSOに比べてDecadalのシグナルは小さく、かつ時系列に含まれる自由度も少ないとから有意水準を90%に下げてもなお有意な変動を示す領域は狭い。しかし、DecadalのSSTは赤道付近と亜熱帯フロントで明瞭な逆相関関係を示している(図3b)。亜熱帯域のSLPはENSOにおいて東西非一様性が強いのに対し(図3c)、Decadalでは東西一様な構造を持つ(図3d)。但し、Decadalでは有意な領域が狭く、東西一様と言い切るほどの統計的な裏付けはない。しかし、Decadalの有意な領域はENSOのSLP偏差において節の位置に当たっており、ENSOとDecadalの応答の違いが見られるのは確かである。250hPa高度場においてもSLPと同様に亜熱帯域では、ENSOにおいて東西非一様性が強く(図3e)、Decadalでは東西一様な構造を持つ(図3f)。そしてENSOでは高気圧性偏差が中緯度まで続くのに対し、Decadalではその有意な偏差はENSOの偏差場の節に位置し、しかも45°Nを境にして低気圧性偏差となっている。やはり統計的な裏付けはないが、中緯度の力学の影響の受け方に違いが存在する可能性を示唆している。

鉛直流はENSOでWalker循環やHadley循環が変化するのに対し(図3g)、Decadalで有意な領域は亜熱帯高気圧付近に限られる(図3h)。中南米沖では発散風偏差の向きが両者で逆になっている。こうしたことから、ENSOとDecadalは異なる力学を持つと考えられる。以下、本研究では亜熱帯高気圧のDecadal変動に関してより詳細に調べる。

3-3. 亜熱帯高気圧の10年規模変動

亜熱帯高気圧の10年規模変動をもたらす力学過程を評価するために、亜熱帯高気圧の中心付近160°～120°W、20°～40°Nの領域で平均したSLPを基準時系列とした線型回帰図を図4に示す。図4は亜熱帯高気圧が強い状況を示しており、符号を逆にすると弱い状況を示す。東太平洋域では地上においては亜熱帯高気圧の強弱に伴い低緯度から中緯度にかけて高気圧性偏差を示すのに対し(図4a)、その対流圈上層では太平洋ジェットの軸を境にして北側で高気圧偏差、南側で低気圧性偏差を示す(図4b)。すなわち、ジェットを挟んで北側で順圧的、南側では傾圧的な構造をした偏差である。こうした偏差は上層の太平洋ジェットの分流強度と密接に結び付いている。移動性擾乱の振幅はジェットの分流強度を反映した分布となっており(図4c)、それに伴う順圧的フィードバックは、北側の高気圧性偏差(地上の亜熱帯高気圧が強い時)を維持・強化する方向に働く(図4d)。

地上の亜熱帯高気圧が強い時は、上層北側の高気圧性偏差の東で下降流偏差、南側の低気圧性偏差のやや東で上昇流偏差となっている(図4e)。こうした鉛直流偏差に対応するように降水及び外向き長波放射(OLR)の偏差も見られる(図4f)。ただし、上昇流偏差域のSSTは負の偏差を示しており、SSTの変化に対流活動が反応して駆動された上昇流偏差ではないと言える(図4g)。むしろ、SST偏差は亜熱帯高気圧の偏差に伴う地上風偏差で定性的に説明ができる。高気圧の強制に伴う20°～30°Nの東風偏差によって北向きのエクマン輸送偏差が駆動される。この領域は亜熱帯フロント域であり、SSTの南北温度傾度が強い。このエクマン流がもたらす温度移流はこのフロント域の正のSST偏差を維持・強化しようとする。負のSST偏差を示す北米沿岸は、亜熱帯高気圧の強化に伴う北風の強化によって鉛直混合と沿岸湧昇が促進される効果、顯熱や潜熱(図4h)の上向きフラックスが増大することによる効果によって説明される。

Hoskins(1996)は夏の場合の亜熱帯高気圧について以下のようないいフィードバックを考えている。亜熱帯高気圧の強化に伴い下降流が強まり、対流活動が抑制される。その結果、赤外放射による冷却が促進されて下降流が強化されるという正のフィードバックが働く。さらに、下降流の強化に伴う渦度収支($\beta v = f \partial w / \partial z$)の変化に応答して下層で北風偏差が生じ、沿岸湧昇が促進されてSST

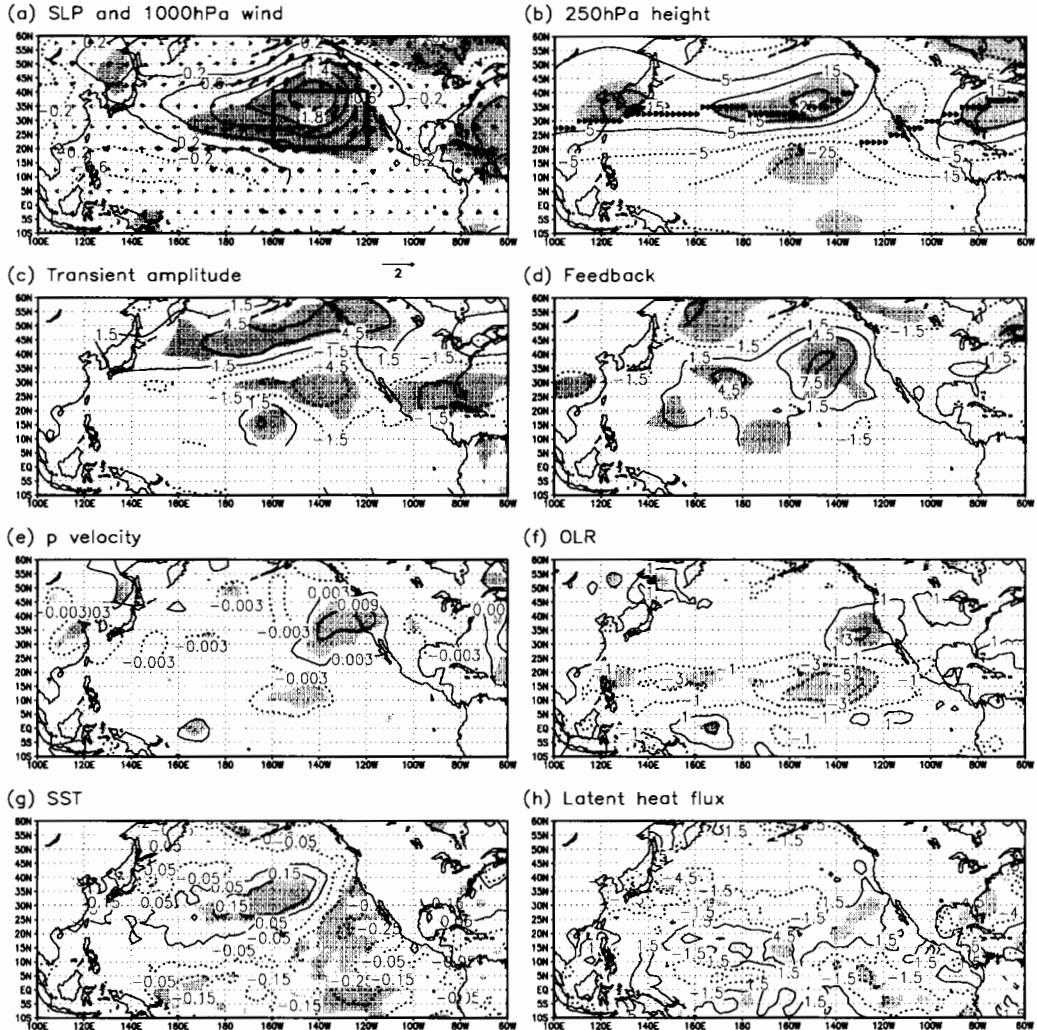


図 4: $160^{\circ}\sim120^{\circ}\text{W}$, $20^{\circ}\sim40^{\circ}\text{N}$ の SLP の Decadal 成分を基準時系列とした線型回帰図。陰影は有意水準 95%以上。 (a)SLP と 1000hPa 水平風。太ベクトルは有意水準 95%以上。 (b)250hPa 高度場。 (c) 移動性擾乱の振幅。 (d) 移動性擾乱による順圧的フィードバック。単位は m/day。 (e)500hPa 鉛直 p 速度。正値が下降流、負値が上昇流。 (f)OLR。 (g)SST。 (h) 上向き潜熱フラックス。

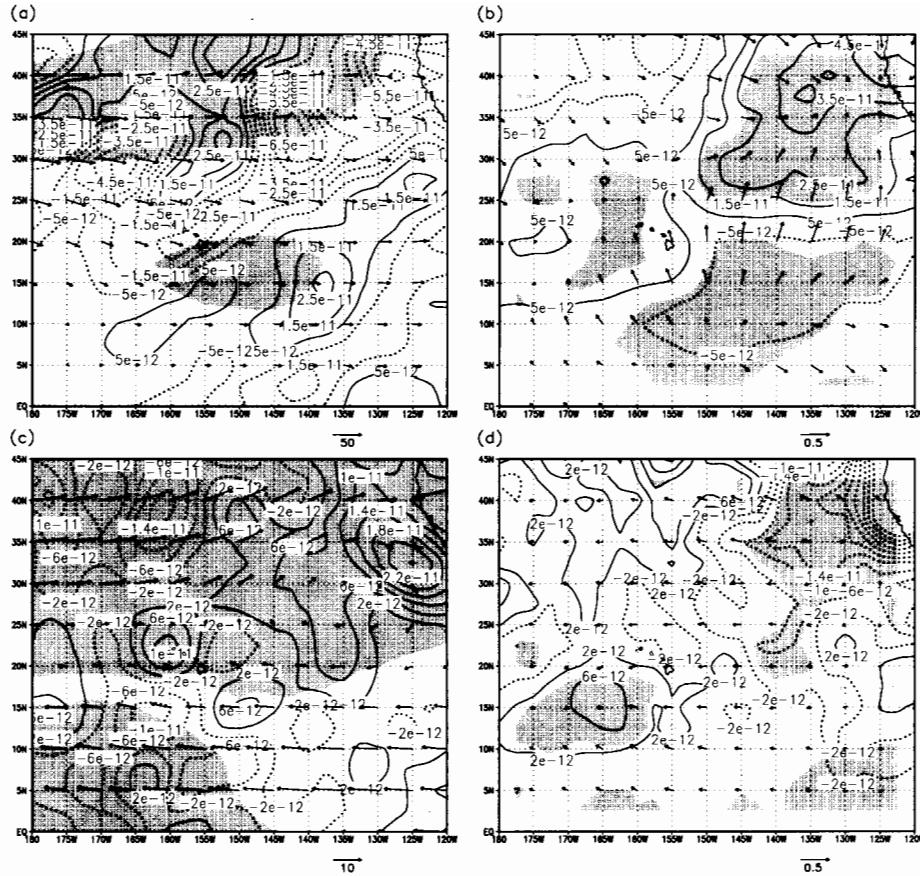


図 5: 線型回帰から求めた線型渦度方程式の摂動移流項 ($-\bar{v} \cdot \nabla \zeta' - v' \cdot \nabla(f + \bar{\zeta})$) と摂動発散項 ($-(f + \bar{\zeta})D' - \zeta' \bar{D}$)。 (a)250hPa 移流項。ベクトルは基本風。陰影は高度場偏差が $\pm 10\text{m}$ 以上。 (b)250hPa 発散項。ベクトルは発散風偏差。陰影は収束偏差、発散偏差が $2 \times 10^{-7}\text{s}^{-1}$ 以上。 (c)850hPa 移流項。ベクトルは基本風。陰影は高度場偏差が $\pm 0.5\text{m}$ 以上。 (d)850hPa 発散項。ベクトルは発散風偏差。陰影は収束偏差、発散偏差が $1 \times 10^{-7}\text{s}^{-1}$ 以上。

が下がる。すると、対流活動が抑制されて、亜熱帯高気圧に正のフィードバックが働く。こうした Hoskins のシナリオは夏だけでなく冬の場合にも当てはまる。基本場で見ると湧昇域の亜熱帯は層雲ができやすく、層雲だけでは赤外放射による冷却は大きな変化を受けにくい。亜熱帯高気圧の 10 年規模変動に伴って移動性擾乱の活動が強まる(弱まる)ことによって、対流性の雲が平年よりもできやすく(できにくく)なり、OLR や鉛直流の有意な偏差となって現れると思われる。南側の上昇流偏差域は移動性擾乱の変動の影響を受けているだけでなく、亜熱帯高気圧に伴う地上風偏差によって中米沖のウォームプールからの水蒸気の流入が変動することも重要であると思われる。

3-4. 渦度收支

図 4 に見られる亜熱帯高気圧偏差の独特な鉛直構造の理解を深めるため、上層と下層の渦度收支を線型渦度方程式に基づいて調べた。摂動方程式は

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = -\bar{v} \cdot \nabla \zeta' - v' \cdot \nabla(f + \bar{\zeta}) - (f + \bar{\zeta})D' - \zeta' \bar{D} + F'$$

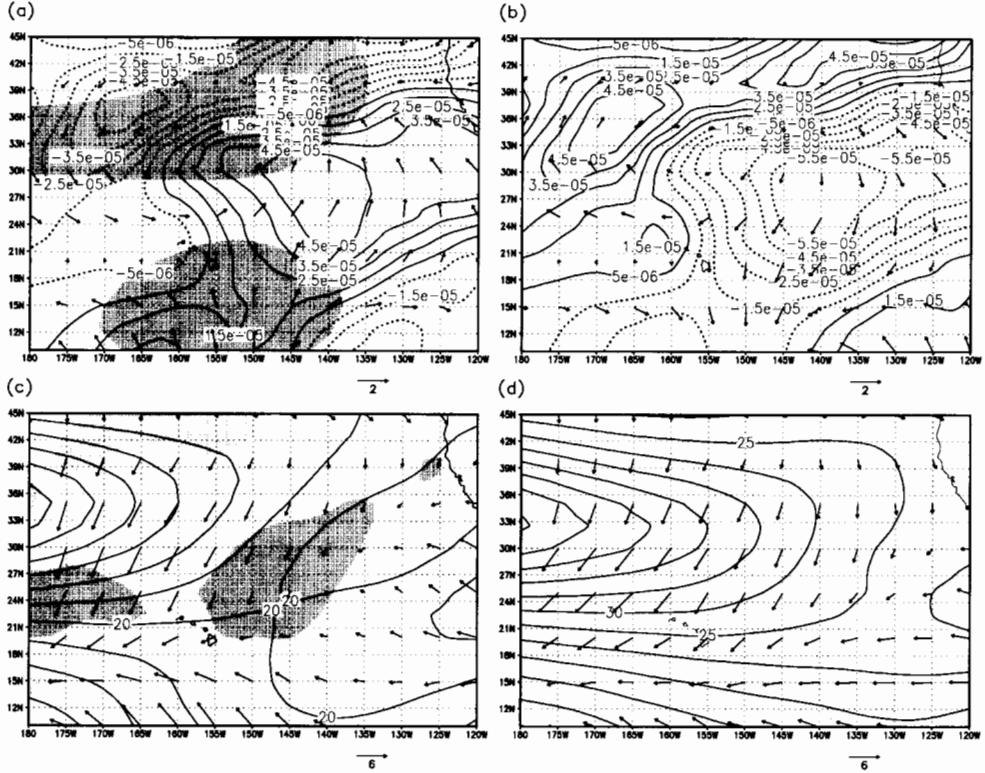


図 6: (a) 亜熱帯高気圧が強い時の $u \frac{du}{dx}$ 偏差。陰影は 250hPa 高度場偏差が有意水準 95%以上。ベクトルは非地衡風偏差。 (b) 弱い時の $u \frac{\partial u}{\partial x}$ 偏差。ベクトルは非地衡風偏差。 (c) 強い時の西風(平年場に 2σ の偏差を加えた)。薄い陰影は擾乱に伴う極向き熱輸送が有意水準 95%以上の正相関。濃い陰影は 95%以上の負相関。ベクトルは強い時の非地衡風。 (d) 弱い時の西風(平年場から 2σ の偏差を引いた)。ベクトルは弱い時の非地衡風。

である。 D は水平発散を表し、 F はその他の強制を示す。—は平年場、「は線型回帰によって得られた 10 年規模変動に伴う偏差とし、亜熱帯高気圧の変動に伴う渦度収支を評価する。これらの項を移流に関する項と収束、発散に関する項に分けて評価したのが図 5 である。図 5a の陰影は 250hPa 高度場偏差が $\pm 10\text{m}$ を超える領域を示しており、南北両偏差のそれぞれ東側に渦度強制が見られ、上層では基本場の西風による移流効果が卓越することを示唆している。図 5b のベクトルは発散風偏差、それに伴う収束・発散が各々 $2 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$ を超えるところを陰影で示している。こうした陰影の位置と渦度強制移流の効果を相殺するように北側では収束による正の渦度強制、南側では負の強制が存在する。以上のように、北側に高気圧性偏差、南側に高気圧性偏差が存在することと、各々の下流に下降流偏差、上昇流偏差が存在することは渦度収支の観点から整合的である。

図 5c の陰影は 850hPa での高度場偏差が $\pm 0.5\text{m}$ 以上を示しており、 17°N 付近を境に北側が高気圧性偏差、南側が低気圧性偏差示している。北側は高気圧性偏差に覆われており、 $33^\circ\text{N}, 125^\circ\text{W}$ を中心とした正の渦度強制は 250hPa の場合と異なり、亜熱帯高気圧の変動に伴う南北風偏差による β 効果が産み出している。この正の渦度強制によって、下降流偏差に伴う発散の効果(図 5d)を相殺している。また、250hPa の場合と比べて位置がややずれている南側の上昇流偏差に伴う下層の正の渦度強制は、貿易風による高気圧性渦度偏差の南向き移流により相殺される傾向にある。つまり、この領域で基本風が東風であるという事と、高気圧性偏差が $150^\circ\text{--}140^\circ\text{W}$ で南側に突出し

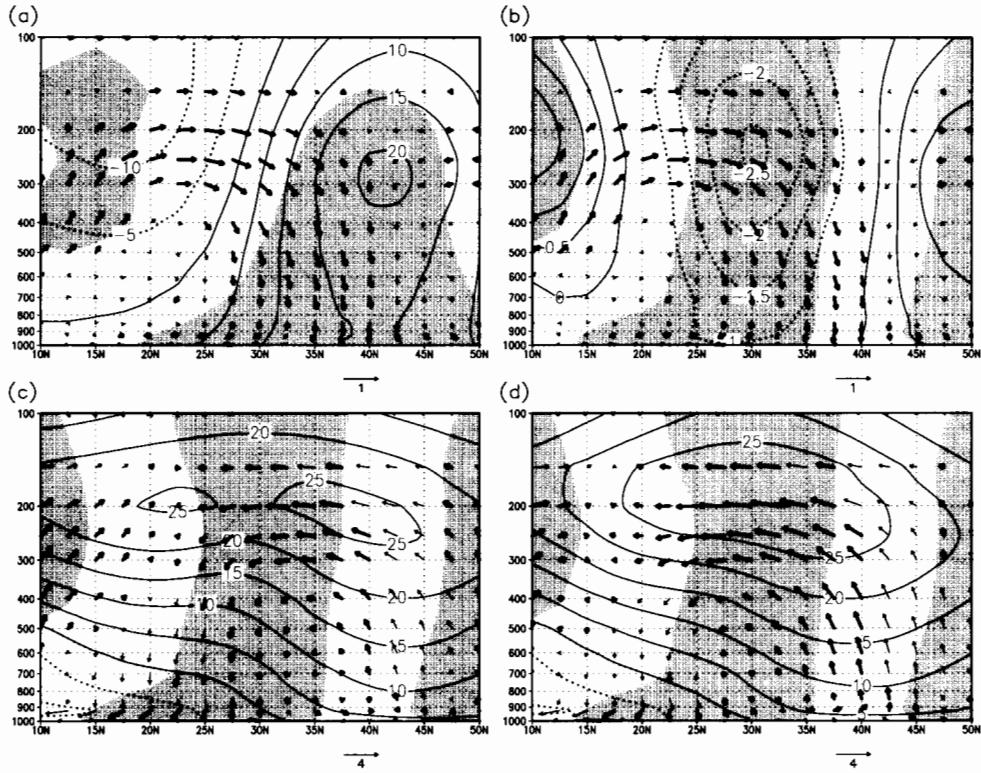


図 7: 140°W の子午面における鉛直流偏差と南北非地衡風偏差。 (a) 高度場偏差 (陰影は有意水準 95%以上)、 (b) 西風偏差 (陰影は有意水準 95%以上)。いずれも亜熱帯高気圧が強い時の偏差。 (c) 亜熱帯高気圧が強い時の西風分布と子午面循環 (平年場に 2σ の偏差を加えた)、 (d) 弱い時の西風分布と子午面循環。 (平年場から 2σ の偏差を引いた)。いずれも陰影は西風偏差の有意水準 95%以上。

ている事が重要である。

以上のことから、上層に南北で符号の異なる高度場偏差を持つことが、その東に上昇流と下降流の偏差の存在を力学的に要請する。また、こうした鉛直流が存在する場において、東風の卓越する下層での渦度収支を保つために北側の気圧偏差は上層の偏差に比べてその東側で南方へ張り出していくなければならない。逆の観点から見れば、上層・下層で基本東西風に著しい鉛直シアーアーのある中で、こうした偏差の鉛直構造を保つには、観測データから推算される鉛直流の分布が必要なのである。

3-5. 間接循環

亜熱帯高気圧が強い時の太平洋ジェットは東への張出しが平年より弱い傾向を示し(図 6c)、逆に亜熱帯高気圧が弱い時はジェットの張出しが強い(図 6d)。東西ジェットの出入口付近では準地衡風近似のもとで東西地衡風成分と南北非地衡風成分の間に

$$\frac{D}{Dt} u_g \sim u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} \sim f v_a$$

という釣り合いが近似的に成り立つ。亜熱帯高気圧が強い時は $-\frac{\partial u}{\partial x}$ が弱まり、 140°W 付近で北向きの非地衡風偏差が現れる(図 6a)。逆に亜熱帯高気圧が弱い時は $-\frac{\partial u}{\partial x}$ が強まり、南向きの非地衡風偏差が現れる(図 6b)。

非地衡風偏差を通して南側の上昇流偏差と北側の下降流偏差が結び付けられ、子午面循環の偏差として現れる。亜熱帯高気圧の中心付近の南北断面図は、 10°N よりやや南のITCZ付近で上昇し、高気圧性偏差域で下降する循環偏差の様子が見える(図7a)。この循環偏差の北半分は、平年場の間接循環の位置に重なる。そのため、亜熱帯高気圧が強い時は間接循環を弱める効果が、亜熱帯高気圧が弱い時は間接循環を強めることになる。実際、平年場と重ねてみると、高気圧が強い時(図7c)には上層の低気圧偏差の部分は北米ジェットの入口に当り、直接循環的になっている。その北側は太平洋ジェットの出口で間接循環となっており、2つの循環の境界には強い下降流が存在し、丁度その下に地表の亜熱帯高気圧が位置する。弱い時(図7d)にはこの領域は北米ジェットが更に東に後退し、強い太平洋ジェットの出口に当るため、一帯が大きな間接循環セルに入っており、 $25\sim30^{\circ}\text{N}$ 付近の下降流は極めて弱い。

こうした間接循環の変化は、ジェットの入口では直接循環、ジェットの出口では間接循環が卓越するとした Blackmon et al.(1977) らの主張とも整合的である。亜熱帯高気圧が強い時の 850hPa における擾乱に伴う極向き熱輸送偏差は 140°W 付近で負の相関関係を示す(図6c)。こうした傾圧性擾乱からのフィードバックも間接循環の弱まりに寄与しているものと考えられる。

4. 議論

冬季の北東太平洋亜熱帯高気圧の10年規模変動は、亜熱帯に中心を持ち、中緯度から低緯度に広がる高気圧性のSLP偏差として特徴づけられる。上層ではジェットの軸を境にして逆符号の偏差を伴い、北側は順圧的、南側は傾圧的な気圧偏差である。こうした構造によって、西風の強い上層と東風の地表付近において渦度収支が保たれるような鉛直流偏差が、高度場偏差の東側に存在する。しかし、鉛直流偏差は SST 偏差によって駆動されるものではない。亜熱帯高気圧の変動に伴う地上風偏差によって SST 偏差が引き起こされると解釈できる。こうした鉛直流偏差は、ジェットの出口、入口の移動に伴う運動量収支から要請される非地衡風偏差によって結ばれ、 140°W 付近の間接循環の構造を左右している。

Decadal な変動は ENSO に比べるとあまり大きくはないが、以上のような力学的整合性が見られることから、その振幅はノイズではないと言える。もっとも、再解析データを用いている以上、ある程度力学的整合性が保たれているのは当然だとの指摘はある。実際に起きている現象なのかどうかを観測結果から確かめなくてはならない。本研究の動機となった Nakamura et al.(1997) の解析では、COADS の SST 観測結果を用いて亜熱帯フロント域の SST の変動を抽出したことは冒頭すでに述べた。OLR と SST について、Graham(1994) は NOAA の衛星観測と COADS/CAC の観測結果から本研究と整合的な結果を示している。すなわち、 140°W 、 15°N 付近の OLR が 1977～1982 年平均値(本研究の亜熱帯高気圧が弱い時期に相当)が 75 年に比べて増加していること、そして、熱帯域で SST が 1977～1982 年平均(弱い時期)の方が 1971～1976 年平均(強い時期)に比べて高温化を示すことである。SST が高いのに対流活動が弱まっているという一見矛盾した現象は、本研究で示した亜熱帯高気圧の10年規模変動に伴う変動と整合している。

こうしたことから熱帯、亜熱帯にまたがる10年規模変動が存在し、それが亜熱帯高気圧と深く関連していることが示唆されるのである。

一方、図1で示されたトレンドに関してはそれがどの程度信憑性があるものか不明だが、亜熱帯高気圧が弱まる傾向を示している。それに伴い SST が北米沖から赤道にかけては高温化、亜熱帯フロントでは低温化しており、10年規模変動と同様の相互関係が見られる。高度場についても北側では順圧的、南側では傾圧的な偏差傾向を示している。しかし、アリューシャン低気圧が弱まる傾向も SLP で見られ、亜熱帯域の東西非一様性が強いなど、ENSO に伴う変動と類似した傾向も見られる。こうしたことから、10年規模変動は際立った特徴を示していると言え、亜熱帯の力学を調べる上で重要である。本研究では亜熱帯高気圧の10年規模変動に関して、その力学的整合性を確か

めるにとどまっており、今後はENSOとDecadalの違いを中心に、より詳しく解析していきたい。

参考文献

- Graham, NE, 1994: Decadal-scale climate variability in the tropical and North Pacific during the 1970s and 1980s: observations and model results. *Climate Dynamics*, **10**, 135-162
- Hoskins, B., 1996: On the Existence and Strength of the summer Subtropical Anticyclones. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 1287-1292
- Kleeman, R., J. P. McCreary, Jr. and B. A. Klinger, 1999: A mechanism for generating ENSO decadal variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1743-1746
- Lau, N.-C., and E. O. Holopainen, 1984: Transient eddy forcing of the time-mean flow as identified by quasi-gostropic tendencies. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 313-328
- , and M. J. Nath, 1991: Variability of the baroclinic and barotropic transient eddy forcing associated with monthly changes in the mid latitude storm tracks, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2589-2613
- 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.*, **49**, 1100-1116
- , G. Lin and T. Yamagata, 1997a: Decadal Climate Variability in the North Pacific during the Recent Decades. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2215-2225
- , M. Nakamura and J. L. Anderson, 1997b: The Role of High- and Low-Frequency Dynamics in Blocking Formation. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2074-2093
- Nitta, T., and S. Yamada, 1989: Recent Warming of Tropical Sea Surface Temperature and Its Relationship to the Northern Hemisphere Circulation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 375-382

北太平洋海洋フロント域の十年規模変動の熱収支解析

京都大学 大学院理学研究科

望月 崇・木田 秀次

1 はじめに

北太平洋十年規模変動における海面水温偏差の空間構造は、一般に中緯度の負(正)偏差域と、熱帯から北米沿岸に広がる正(負)偏差域によって特徴づけられる(e.g., Trenberth and Hurrell 1994; Graham 1994; Kachi and Nitta 1997)。変動メカニズムとしては、沈み込みを伴う海洋循環による説(Gu and Philander 1997; Weaver 1999)や、中高緯度で閉じた遅延振動子のような大気海洋相互作用による説(Latif and Barnett 1994, 1996)が候補になっているが、中緯度での大気海洋結合についてはその強制の方向性に対して種々の見方がされてきた。Palmer and Sun (1985) や Lau and Nath (1990) 以降の AGCM 感度実験や Wallace et al. (1990) の観測事実が示すような海洋から大気への強制もあれば、Liu (1993) が示すような大気海洋間の正のフィードバック機構も理論的には存在する。しかし、中緯度の海面水温偏差に対する最も有力な説は、大気循環場偏差からの一方的な強制に起因するというものである。なかでも、ENSO 変動に伴う中緯度の海面水温偏差に対する説明と同様に、冬季の気温偏差とそれに見合う熱フラックス偏差を通しての強制が特に重要であるとされている(e.g., Blade 1997; Barsugli and Battisti 1998; Saravanan 1998)。また一方では、中緯度の海面水温偏差の維持や強化に関して、冬季の熱フラックスではなく、秋季の海洋上層における鉛直混合を通した大気からの強制の重要性を指摘する研究もある(e.g., Miller et al. 1994; Deser et al. 1996; Schneider et al. 1999)。

これらの研究のいずれにおいても中緯度の海面水温偏差はひとつの広い偏差域としてとらえている。しかしながら、十年規模変動の空間構造をより細かく調べると、中緯度の海面水温のシグナルは北部領域(39N-49N, 165E-155W)と南部領域(25N-35N, 175E-145W)に分かれて現れる(図 1; Nakamura et al. 1997)。提唱される海面水温偏差の強化メカニズムによって、このより細かい空間構造が説明されるかどうかは全くわからない。中緯度の海面水温偏差に見られる細かい空間構造の形成にはどのような過程が最も重要であるかは、依然として答えの出ていない問題である。したがって本研究では、より細かい空間構造に注目して中緯度を北部領域と南部領域に分離し、それぞれの領域で卓越する十年規模変動を定義した上で、海面水温偏差を強化するメカニズムを海洋混合層の熱収支解析によって調べる。

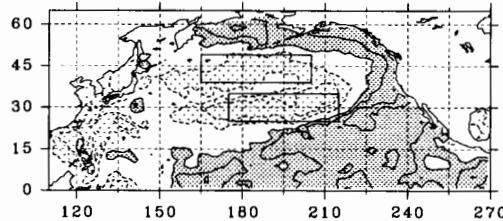


図 1: 冬季 (12月-2月) の北太平洋全体の海面水温と北半球の 1000hPa 大気高度との SVD 解析第 1 モードに対する海面水温場の Homogeneous 相関図。等値線間隔は 0.25。実線 (点線) は正値 (負値) を表し、濃色 (淡色) 領域は 0.25 より大きな (-0.25 より小さな) 領域を表す。二つの長方形は北部領域 (39N-49N, 165E-155W) と南部領域 (25N-35N, 175E-145W) を表す。

2 データ

本研究では、NCEP/NCAR による全球再解析データセットから、 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ grid の 1000hPa 大気高度場データと、T62 Gaussian grid の海面での風応力と熱フラックス、正味の放射フラックスデータを用いた。また海面水温については、気象庁 (JMA) による 79°S - 79°N, $2^\circ \times 2^\circ$ grid 客観解析データを用いた。いずれも 1950 年 1 月から 1997 年 12 までの 48 年分の月平均値データを用いた。十年規模変動のシグナルの月による違いを扱うために、各月毎に 48 年間の平均値を計算し、そこからのずれを偏差として定義した。また、ENSO のような数年以下の時間規模を持つ変動を除去するために、各月毎に 5 年の移動平均 (5 年間で同じ月のみを取りだして平均する) を施した。その他、海洋混合層の深さと海洋中の水温、圧力、塩分濃度について、NODC/NOAA による World Ocean Atlas 1994 に含まれる全球 $1^\circ \times 1^\circ$ grid 月平均の気候値データも使用した。

3 北太平洋十年規模変動の時空間構造

北太平洋の大気海洋系に卓越する十年規模変動を定義するために、北太平洋全体の海面水温と北半球の 1000hPa 大気高度に対して特異値分解 (SVD) 解析を行った。冬季 (12月-2月) の SVD 第 1 モードに関する北太平洋海面水温場の Homogeneous 相関図 (図 1) と時係数 (図 2) は、これまでの多くの研究で示されてきた十年規模変動の特徴と一致する。しかし同時に、中緯度においてはより細かな空間構造も見られる。海面水温の十年規模変動のシグナルは、中緯度において北部領域 (39N-49N, 165E-155W) と南部領域 (25N-35N, 175E-145W) に分かれて現れていることがわかる。これらは背景場として海面水温の南北勾配が大きな位置とほぼ一致しているが、海面水温データは各地点で標準化してから SVD 解析を行っているので、勾配の大きな位置に変動のシグナルが現れるのは当然の結果ではない。

次に、北部領域 (南部領域) に卓越する十年規模変動をより明確に定義するために、北部

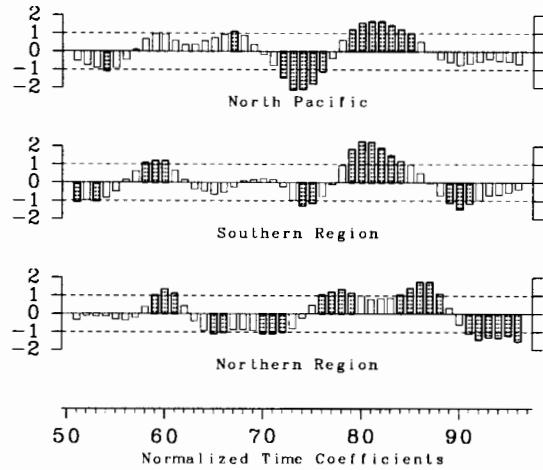


図 2: 冬季(12月-2月)の北太平洋全体(上)もしくは南部領域(中)、北部領域(下)の海面水温と北半球の1000hPa大気高度とのSVD解析第1モードに対する海面水温場の標準化した時係数。網掛け年は、時係数の絶対値が標準偏差よりも大きく、DC+ (もしくはDC-) 年として定義された年を表す。



図 3: 冬季(12月-2月)の南部領域(左)と北部領域(右)におけるSVD解析第1モードに対する海面水温場のHomogeneous相関図(濃色領域)、及び北半球1000hPa大気高度場のHeterogeneous相関図(淡色領域)。高い相関をもつ海面水温場と1000hPa大気高度場の位置関係をわかりやすくするために、SVD解析第1モードに対する海面水温場の標準化した時係数(図2)との相関係数が-0.60より小さな領域のみを描いた。二つの長方形は北部領域と南部領域を表す。また、矢印は北半球1000hPa大気高度場の相関図から予想されるDC+ 年の海上風向偏差を模式的に示している(DC- 年には逆向き)。

領域(南部領域)の海面水温と北半球の1000hPa大気高度に対してSVD解析を行った。海面水温と1000hPa高度に関して、海面水温場の時係数(図2)との相関図の主要部分、及びそれに見合う模式的な海上の風向偏差を図3に示す。北部領域ではCayan(1992a)が言うように、負(正)の海面水温偏差のちょうど北東側に低(高)気圧性偏差があるため、西(東)風偏差とともに北(南)風偏差も存在する。それに対して、南部領域では1000hPa高度場偏差がより西側まで広がっていて、南北風偏差はほとんど存在せず、東西風偏差のみが卓越する。

時間構造については、南部領域における冬季のSVD第1モードの時係数は、北部領域における時係数とは明らかに異なる(図2)。南部領域の時係数は、よく知られた1970年代後半の気候ジャンプを表しており、どちらかと言えば北太平洋全体に広がる十年規模変動の時係数に似ている。一方、北部領域の時係数は、20年から30年程度の周期変動に10年程

度の周期変動が重なったような時系列と見ることができる。これらの時係数は、Nakamura et al. (1997)において完全に独立な二つのモードとして表現された亜寒帯フロントと亜熱帯フロントの海面水温時系列ともそれぞれよく似ている。これらのことから、北部領域と南部領域に卓越する十年規模変動は別々の変動であり、変動メカニズムも異なっていることが予想される。なお、他の季節（や月）に対してSVD解析やEOF解析を行った場合でも、冬季に関する解析結果とよく似た時係数が得られる（図省略）。以下、それぞれの領域に卓越する十年規模変動の時空間構造として、ここで得られたSVD第1モードを考えていくことにする。

4 海洋混合層の熱収支解析

十年規模変動に関する中緯度の海面水温偏差が強化される月（もしくは季節）とその強化メカニズムを理解するために、海洋混合層の熱収支解析を行い、水温時間変化率の方程式においてどの項が重要であるかを調べた。

海洋混合層の水温時間変化率偏差の方程式は、水平拡散を無視すると、

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T + \frac{w\Delta T}{\bar{h}} + \frac{1}{\bar{h}} \frac{Q_{net}}{\rho_0 c} = 0 \quad (1)$$

と書くことができる。ここで \bar{h} は各地点における混合層の深さの月別気候値である。 $\partial T / \partial t$ は混合層のなかの水温（海面水温に等しいとみなした）の時間変化率偏差を表す。また、 $\mathbf{u} \cdot \nabla T$ は水平方向の温度移流偏差を表す。 ∇T は海面水温の水平勾配に等しいと仮定した。 $w\Delta T / \bar{h}$ は鉛直方向の温度移流偏差を表す。この項は残差として見積もった。 $Q_{net} / \rho_0 c \bar{h}$ は海面での熱フラックス（潜熱フラックス、顯熱フラックス、正味の放射フラックスの総和）の偏差を表す。 ρ_0 と c はそれぞれ海水の密度と比熱（ともに定数）である。

まず式(1)の左辺第一項 $\partial T / \partial t$ を考えることにする。 i 番目の月の海面水温時間変化率を $[SST(t_{i+1}) - SST(t_{i-1})]/2 (K \cdot month^{-1})$ で定義して、海面水温偏差の大きな年における海面水温時間変化率の月変化を調べた。それぞれの領域において、SVD第1モードの正（負）値の時係数の絶対値が標準偏差よりも大きな年を DC+ (DC-) 年と定義した上で、それぞれの月の合成値を DC+ 年の平均値から DC- 年の平均値をひいた値と定義して求めた。このようにして求めた合成値の前年9月から当年5までの月変動の様子を図4に示した。一般に、夏季の海面水温は他の季節に比べて上層水温場の熱的状況をどれだけ忠実に表現できているか明らかではないので、ここでは解析対象から除外した。DC+ (DC-) 年の中緯度の海面水温偏差は負（正）であるので、海面水温の合成値は負になり、海面水温時間変化率の合成値が負であれば、海面水温偏差の強化を表すことになる。図4の合成値は★印を付けられた月（南部領域では11月から1月、北部領域では10月から12月）に絶対値の大きな負値をとり、これらの月に海面水温偏差が強化されていることがわかる。また図5は、これらの3ヶ月間で平均した海面水温時間変化率の年々変動と、SVD第1モード

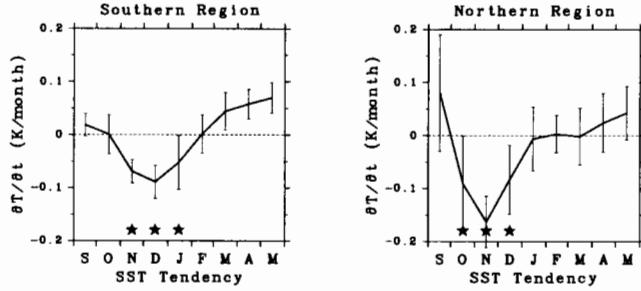


図 4: 南部領域(左)と北部領域(右)における、前年9月から当年5月までの月毎の海面水温時間変化率の合成値(DC+年の平均値からDC-年の平均値をひいた値)。星印(*)が付けられた月は、合成値が有意な負値をとり、十年規模変動に関する海面水温偏差が強化されていると考えられる月。

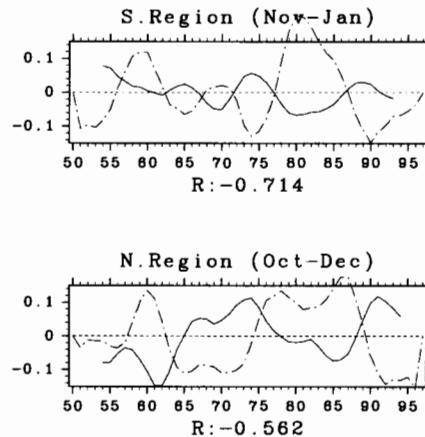


図 5: 海面水温時間変化率(実線)とSVD解析第1モードの時係数(一点鎖線)の年々変動。但し、南部領域(上)では11月から1月の平均値であり、北部領域(下)では10月から12月の平均値になっている。海面水温時間変化率の単位は $K \cdot month^{-1}$ であり、時係数は標準偏差を10倍した値で割ってある。Rは海面水温時間変化率とSVD解析第1モードの時係数の間の相関係数を表す。

ドの時係数を表している。両者は明らかに逆相関になっている。よって今考えているような十年規模の変動がここで定義した海面水温時間変化率の年々変動のなかに明瞭に存在することがわかる。こうして、南部領域では11月から1月に、北部領域では10月から12月に海面水温偏差が強化されていることが、海面水温時間変化率偏差の振る舞いから示された。

次に式(1)の左辺第二項 $\mathbf{u} \cdot \nabla T$ と第四項 $Q_{net}/\rho_0 c \bar{h}$ の合成値を見積もり、海面水温時間変化率偏差の合成値とバランスする項が何であるかを考える。水平方向の流速 \mathbf{u} は地衡流速とエクマン流速の和として考えることができる。地衡流速 \mathbf{u}_g は、深さ1000mにおける静止とそこから上層の静水圧平衡を仮定し、海面に向かっての積分によって計算した。月別気候値の塩分濃度データと、月別気候値に対して混合層内でのみ海面水温偏差と同じ大きさの水温偏差を加えて作成した水温データを用いて Gill(1982)の式により求めた。これは粗い見積りであるが、変動量のスケールを記述することはできる。エクマン流速 \mathbf{u}_e

	S. Region (Nov-Jan)	N. Region (Oct-Dec)
$u_g \partial T / \partial x$	410	764
$v_g \partial T / \partial y$	271	387
$u_e \partial T / \partial x$	105	249
$v_e \partial T / \partial y$	4478	4704
$\times 10^{-5} (K \cdot month^{-1})$		

表 1: 地衡流 (u_g) とエクマン流 (u_e) による、南北方向と東西方向の水平温度移流量の標準偏差。但し、南部領域は 11 月から 1 月、北部領域は 10 月から 12 月の 3ヶ月平均値。

は $(\tau \times \mathbf{k})/\rho_0 f_0 \bar{h}$ として計算した。ここで τ 、 \mathbf{k} 、 f_0 はそれぞれ、海面での風応力、鉛直上向きの単位ベクトル、コリオリパラメータを表す。表 1 は地衡流とエクマン流による温度移流量の標準偏差を示している。但し、図 5 のなかで \star 印を付けられた 3ヶ月間平均値になっており、南北方向と東西方向を別々に示している。これにより、エクマン南北移流成分 ($v_e \partial T / \partial y$) の標準偏差が明らかに他の成分よりも大きいことがわかる。またエクマン南北移流成分は、海面水温時間変化率と同様、SVD 第 1 モードの時係数とほぼ逆相関の関係にある(図省略)。よって $\mathbf{u} \cdot \nabla T$ は $v_e \partial T / \partial y$ にはほぼ等しいと考えることができるのと、以下、主要な水平温度移流はエクマン南北温度移流のみであるとする。

図 6 と図 7 は、それぞれエクマン南北移流偏差と海面熱フラックス偏差による、混合層からの熱放出量偏差の合成値を月別に示している。まず、南部領域では 11 月から 1 月にかけて、エクマン南北温度移流による熱放出偏差が大きな正値をもつ。Iwasaka and Wallace (1995) や Tanimoto et al. (1997) が示すように、エクマン南北温度移流の効果が海面水温偏差の強化に重要であることがわかる。Cayan (1992b) が言うような海面熱フラックスの効果に関しては 11 月から 1 月に有意な合成値が得られない。これらの特徴は大気循環場偏差と海面水温偏差の位置関係(図 3)から、南北風偏差は非常に小さく東西風偏差が大きいと予想されたことと矛盾しない。

一方、北部領域では 10 月から 12 月にかけて、エクマン南北温度移流と海面熱フラックスによる熱放出量偏差がいずれも大きな正値をもつ。大気循環場偏差と海面水温偏差は Cayan (1992a) が指摘するような位置関係にある(図 3)が、海面熱フラックスだけが重要なわけではない。大陸に近い北半分 (45N-49N) では南北風偏差が大きく、海面熱フラックスの効果が大きいが、大陸から遠い南半分 (39N-43N) ではむしろ東西風偏差が大きく、エクマン南北温度移流の効果が大きい(図 8)。北部領域内でのこの南半分と北半分の違いは、大陸からの距離だけではなく海上風偏差の風向も関係していると思われる。また、海面熱フラックス偏差の内訳としては一般に潜熱フラックス偏差と顕熱フラックス偏差が重要であるとされるが、ここでは正味の長波放射フラックスも同程度に重要である(図 9)。これは

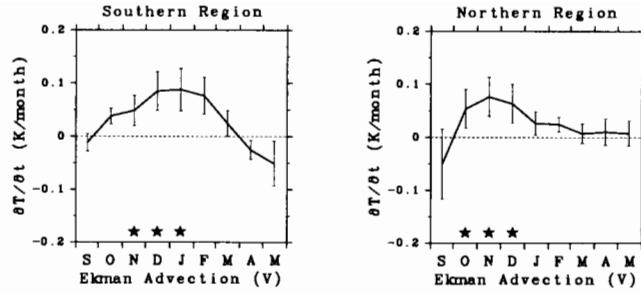


図 6: 図 4 と同様に、エクマン南北温度移流による熱放出量偏差の合成値。

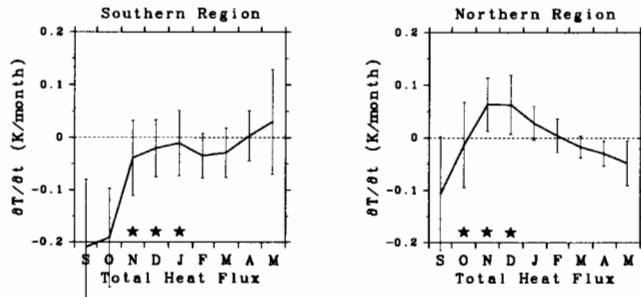


図 7: 図 4 と同様に、海面熱フラックス総量による熱放出量偏差の合成値。

ストームトラックの位置変化に伴い、雲被覆率が変化して、長波放射フラックスによる強制に系統的な変化を与えたものと予想される (Lau and Nath 1990)。

式 (1) の第一、二、四項の間のバランスについては上で述べた。これにより第三項 $w\Delta T/\bar{h}$ で表される鉛直方向の温度移流偏差を残差として見積もると、その効果は非常に小さいことがわかる (図 10)。

本研究では海洋の混合層の深さ h の十年規模変動は無視されている。つまり、エクマン南北温度移流 ($E = -\tau_x/\rho_0 f_0 \bar{h}$) と海面熱フラックス ($H = Q_{net}/\rho_0 c \bar{h}$) の効果の見積もりでは、いずれも分子 (τ_x や Q_{net}) だけの十年規模変動を考えてきた。しかしながら、この考え方とは相容れない、分母の h の変動に関する鉛直混合が混合層水温の十年規模変動を支配する過程の一つであると結論づけている過去の研究もある。もし h の十年規模の変動量が τ_x や Q_{net} の十年規模の変動量に対して同程度であるか、もしくは相対的に大きければ、それによって τ_x や Q_{net} の変動量が相殺されたり、場合によっては無意味なものになる可能性がある。そこで、混合層の深さ h を一定であると考えた上で式 (1) の各項のバランスを調べることが、すなわちエクマン南北温度移流や海面熱フラックスが海面水温時間変化率とバランスするという結果を導くことが、どの程度まで妥当であるかを考察する。

過去の研究によれば、混合層の深さ h の十年規模変動に関する偏差は冬季に大きく、秋季にはその半分以下であるとされている (Miller et al. 1994)。また空間的にも、本研究で扱っている北部領域や南部領域ではなく、北太平洋中央部 (30N-40N, 180W-150W) に

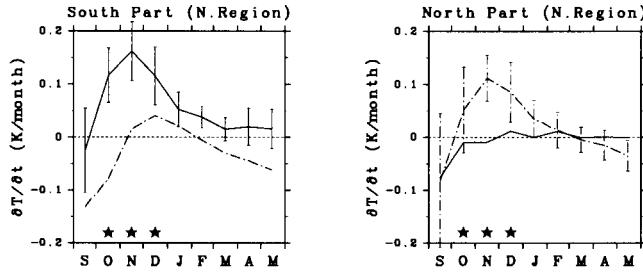


図 8: 図 4 と同様に、北部領域を南半分 ($39N\text{--}43N$) (左) と北半分 ($45N\text{--}49N$) (右) にわけて考えた場合の、エクマン南北温度移流 (実線) と海面熱フラックス (一点鎖線) による熱放出量偏差の合成値。

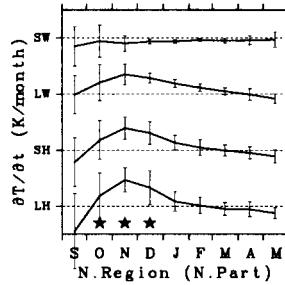


図 9: 北部領域の北半分における海面熱フラックスによる熱放出量偏差の合成値の内訳。上から順に正味の短波放射フラックス (SW)、正味の長波放射フラックス (LW)、顯熱フラックス (SH)、潜熱フラックス (LH) による熱放出量の合成値を表す。目盛は 0.025。

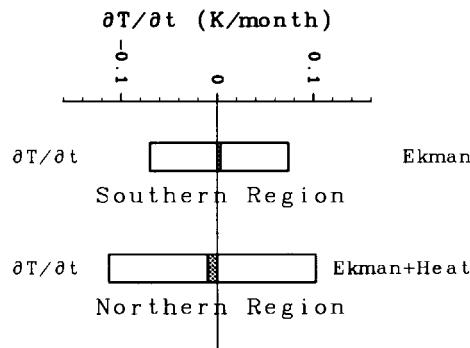


図 10: それぞれの海域における合成値のバランス。但し、南部領域 (上) では 11 月から 1 月で 3ヶ月平均したエクマン南北温度移流の合成値と海面水温時間変化率の合成値のバランスを表し、北部領域 (下) では 10 月から 12 月で 3ヶ月平均したエクマン南北温度移流と海面熱フラックスの和の合成値と海面水温時間変化率の合成値のバランスを表す。網掛け部分は残差 (鉛直温度移流の効果) を表す。

シグナルの中心が存在している (Deser et al. 1996)。よってこれらの研究からは、秋季の北部領域や南部領域において、十年規模変動に関する混合層の深さの偏差 h' の大きさは、気候値 \bar{h} の大きさに対して数パーセント程度と考えられる。これに対応するものとして、それぞれの領域において水温時間変化率偏差とつりあう項の月別合成値 ($'$) と月別気候値 (\cdot) の比を表 2 に示した。すなわち、エクマン南北温度移流に関する比 E'/\bar{E} と海面熱フラックスに関する比 H'/\bar{H} の 3ヶ月平均値を表している。まず、南部領域におけるエクマン南北温度移流に関する比 E'/\bar{E} は、考えられる混合層の深さに関する比 h'/\bar{h} (数パーセント) よりも明らかに大きい。 $E'/\bar{E} > h'/\bar{h}$ であることは、 $-\tau_x/\rho_0 f_0 h$ において分子の十年規模変動の偏差のほうが分母のそれよりも大きいことを意味している。よって h ではなく \bar{h} を用いた近似は、解析結果にはほとんど影響を与えない。また E'/\bar{E} は北部領域の南半分においてもやはり大きな値をとる。この場合、図 10 の網掛け部分に表されるような残差 (鉛直温度移流の効果) の割合がやや増えるものの、エクマン南北温度移流が重要なことには変わりない。過去の研究から示唆される h'/\bar{h} の大きさに比べて E'/\bar{E} は十分に大きいので、支配的な項はエクマン南北温度移流である。したがって、混合層の深さ h の十年規模変動が過去の研究によって示唆される程度の強さであるならば、エクマン南北温度移流による混合層からの熱放出量の増加 (減少) が、混合層が深くなる (浅くなる) ことに伴う混合層の水量の増加 (減少) によって相殺されてしまうことはない。

一方、北部領域の北半分では H'/\bar{H} は一割程度であり、数字の上からは Q_{net} の偏差が h の偏差によって相殺されてしまい、 $Q_{net}/\rho_0 c h$ の合成値は非常に小さくなっている。しかしあくまでエクマン南北温度移流の合成値が非常に小さいことからもわかるように、鉛直混合の過程を通して混合層の深さを変える主な要因であるエクマン流による熱収束量の時系列は、この領域では SVD 第 1 モードの時係数と全く相関を持たない。このことは、混合層の深さの変動は SVD 第 1 モードの変動と同期しておらず、それゆえ海面熱フラックスの変動とも同期していないことを意味している。よって、少なくとも図 2 で表されるような十年規模変動に限れば、この領域で予想される合成値 h' は非常に小さくなり、 h'/\bar{h} は H'/\bar{H} よりも十分に小さくなるはずである。したがって北部領域の北半分では、たとえ鉛直混合の過程により混合層の深さが変化するとしても、その変動と今扱っている十年規模変動との関係が非常に薄いので、海面熱フラックスの効果は海面水温偏差を強化するのに重要であると言える。結局この場合も混合層の深さを \bar{h} として扱った本研究の解析結果に大きな影響はないと考えられる。

5 結論

北太平洋十年規模変動における中緯度の海面水温偏差の強化過程に関して、北部領域 (39N-49N, 165E-155W) と南部領域 (25N-35N, 175E-145W) で別々に調べた。南部領域では十年規模変動の海面水温偏差は 11 月から 1 月にエクマン南北温度移流偏差によってのみ

	S. Region (Nov-Jan)	N. Region (Oct-Dec)	
	S. Part	N. Part	
	Ekman	Ekman	Heat
Ratio	153.6	22.8	9.4
(%)			

表 2: 南部領域において 11 月から 1 月の平均と北部領域の南半分において 10 月から 12 月の平均のエクマン南北温度移流、及び、北部領域の北半分において 10 月から 12 月の平均の海面熱フラックスに関する月別合成値と月別気候値の比 (E'/\bar{E} と H'/\bar{H})。

強化される。一方、北部領域では 10 月から 12 月にエクマン南北温度移流偏差と海面熱フラックス偏差の和によって強化される。これらの解析結果により、北部領域と南部領域において質的に異なる十年規模変動が存在して、またその海面水温偏差の強化過程が異なっていることが示された。

参考文献

- Barsugli, J. J. and D. S. Battisti, 1998: The basic effects of atmosphere-ocean thermal coupling on midlatitude variability. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 477-493.
- Blade, I., 1997: The influence of midlatitude ocean-atmosphere coupling on the low-frequency variability of a GCM. Part I: No Tropical SST forcing. *J. Climate*, **10**, 2087-2106.
- Cayan, D. R., 1992a: Latent and sensible heat flux anomalies over the Northern oceans: the connection to monthly atmospheric circulation. *J. Climate*, **5**, 354-369.
- Cayan, D. R., 1992b: Latent and sensible heat flux anomalies over the Northern oceans: driving the sea surface temperature. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 859-881.
- Deser, C., M. A. Alexander and M. S. Timlin, 1996: Upper-ocean thermal variations in the North Pacific during 1970-1991. *J. Climate*, **9**, 1840-1855.
- Gill, A., 1982: *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press. 662pp.
- Graham, N. E., 1994: Decadal-scale climate variability in the tropical and North Pacific during the 1970s and 1980s: observations and model results. *Clim. Dyn.*, **10**, 135-162.
- Gu, D. and S. G. H. Philander, 1997: Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extratropics. *Science*, **275**, 805-807.
- Iwasaka, N. and J. M. Wallace, 1995: Large scale air sea interaction in the Northern Hemisphere from a view point of variations of surface heat flux by SVD analysis. *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 781-794.

- Kachi, M. and T. Nitta, 1997: Decadal variation of the global atmosphere-ocean system. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 657-675.
- Latif, M. and T. P. Barnett, 1994: Causes of decadal climate variability over the North Pacific and North America. *Science*, **266**, 634-637.
- Latif, M. and T. P. Barnett, 1996: Decadal climate variability over the Northern Pacific and North America: dynamics and predictability. *J. Climate*, **9**, 2407-2423.
- Lau, N. -C. and M. J. Nath, 1990: A general circulation model study of the atmospheric response to Extratropical SST anomalies observed in 1950-79. *J. Climate*, **3**, 965-989.
- Liu, Z., 1993: Interannual positive feedbacks in a simple Extratropical air-sea coupling system. *J. Atoms. Sci.*, **50**, 3022-3028.
- Miller, A. J., D. R. Cayan, T. P. Barnett, N. E. Graham and J. M. Oberhuber, 1994: Interdecadal variability of the Pacific ocean: Model response to observed heat flux and wind stress anomalies. *Clim. Dyn.*, **9**, 287-302.
- Nakamura, H., G. Lin and T. Yamagata, 1997: Decadal climate variability in the North Pacific during the recent decades. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2215-2225.
- Palmer, T. N. and Z. Sun, 1985: A modelling and observational study of the relationship between sea surface temperature in the north-west Atlantic and the atmospheric general circulation. *Q. J. R. Met. Soc.*, **111**, 947-975.
- Saravanan, R., 1998: Atmospheric low-frequency variability and its relationship to midlatitude SST variability: Studies using the NCAR climate system model. *J. Climate*, **11**, 1386-1404.
- Schneider, N., A. J. Miller, M. A. Alexander and C. Deser, 1999: Subduction of decadal North Pacific temperature anomalies: observations and dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1056-1070.
- Tanimoto, Y., N. Iwasaka and K. Hanawa, 1997: Relationships between sea surface temperature, the atmospheric circulation and air-sea fluxes on multiple time scales. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 831-849.
- Trenberth, K. E. and J. W. Hurrell, 1994: Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific. *Clim. Dyn.*, **9**, 303-319.
- Wallace, J. M., C. Smith and Q. Jiang, 1990: Spatial patterns of atmosphere-ocean interaction in the Northern winter. *J. Climate*, **3**, 990-998.
- Weaver, A. J., 1999: Extratropical subduction and decadal modulation of El Nino. *Geophysical Research Letters*, **26**, 743-746.

海洋大循環モデルを用いた 北太平洋 10 年規模変動メカニズムの検証

気象研究所海洋研究部
安田 珠幾・北村 佳照

1. はじめに

1970 年代半ばの北太平洋の気候シフトが注目されてから、資料解析、理論、数値モデルを用いたさまざまな研究から、北太平洋 10 年規模変動に関する複数のメカニズムが提唱されてきた。これらは、赤道域と中高緯度域が結びついたメカニズムと中高緯度域のみで起こるメカニズムの 2 つに大別できる。これらのメカニズムにおいては、10 年という時間規模を決めるのが海洋と考えられている。

1) 赤道域と中高緯度域のリンク

1970 年代半ばの気候シフトを説明するメカニズムとしてまず取り上げられたのが、赤道域と中高緯度域のリンクであろう(Nitta and Yamada 1989 など)。赤道域の昇温による熱帯の対流活動の活発化によって励起されたテレコネクションがアリューション低気圧を強め、それにより中高緯度域で水温が低下したというものである。中緯度で生じた水温偏差が赤道域に伝わり、再び熱帯の対流活動が変化すれば、赤道域と中高緯度域のメカニズムサイクルは完結する。この内で、中緯度域の水温偏差を赤道域にもたらす過程としてサブダクションが注目されている(Gu and Philander, 1997)。

2) 中高緯度域の大気海洋相互作用

Latif and Barnett (1994, 1996) は、大気海洋結合モデルで、北太平洋の 10 年規模変動が中高緯度域の大気海洋相互作用のみで説明できることを示した。このメカニズムでは、大気循環場に対する海洋の応答が 10 年という時間を決める。すなわち、大気循環場の変動に傾圧的に応答（傾圧ロスピー波が伝播）した亜熱帯循環系が、西岸域で海面熱フラックスを通して大気大循環を変えるというものである。

Gu and Philander (1997) が海洋大循環モデルによる粒子追跡実験で示したように、海洋内部にサブダクション過程が存在することは間違いないであろう。問題は、赤道域で大気に影響を与えるのに十分な大きさの水温偏差が中緯度域からもたらされるのかということである。観測資料を用いた研究では、Zhang and Liu (2000) が水温偏差が赤道域へ伝播するモードを検出している一方で、Schneider et al. (1999) は中緯度域の変動が赤道域に与える影響は弱いことを指摘しており、観測資料からはサブダクション過程が重要であるかどうかの結論がまだ出ていない。

また、中緯度の大気海洋相互作用のメカニズムで説明される変動は主に大気海洋結合モデルに現れるものであり、現実の海洋で起こっているかどうかは必ずしも明らかではない。

本稿では、海洋大循環数値モデルを現実的な海面境界条件を用いて駆動し、表層構造の10年規模変動を再現した。これにより、現実の海洋変動に対応した表層熱収支や変動メカニズムを議論することができる。特に、10年規模変動メカニズムの鍵となる、中緯度表層の熱収支、サブダクション過程、黒潮の熱輸送に着目する。

2. 海洋大数値モデル

使用したモデルは、気象研究所海洋研究部で開発された Bryan-Cox タイプのレベルモデルである(Yamanaka et al., 1998)。計算領域は 120°E-70°W、15°S-60°N、水平分解能は東西 2°南北 1°である。鉛直分解能は 30 レベルで表層 500m までに 17 レベルをとった。拡散には、等密度面拡散スキーム(Gent and McWilliams, 1991)と、Mellor and Yamada (1982) のレベル 2 混合層スキームを使用した。

40 年間のスピンアップ後、1960 年から 1993 年までの各年各月の風応力、短波・長波放射、大気要素データ(da Silva et al., 1994) を海面境界条件として積分を行った。潜熱・顯熱に関しては、大気要素データ（風速、海面水温、海上水温、比湿など）とモデル海面水温からバルク式を使用して時間ステップ毎に計算した。また、海面塩分は WOA94 の月平均海面塩分気候値に緩和した。

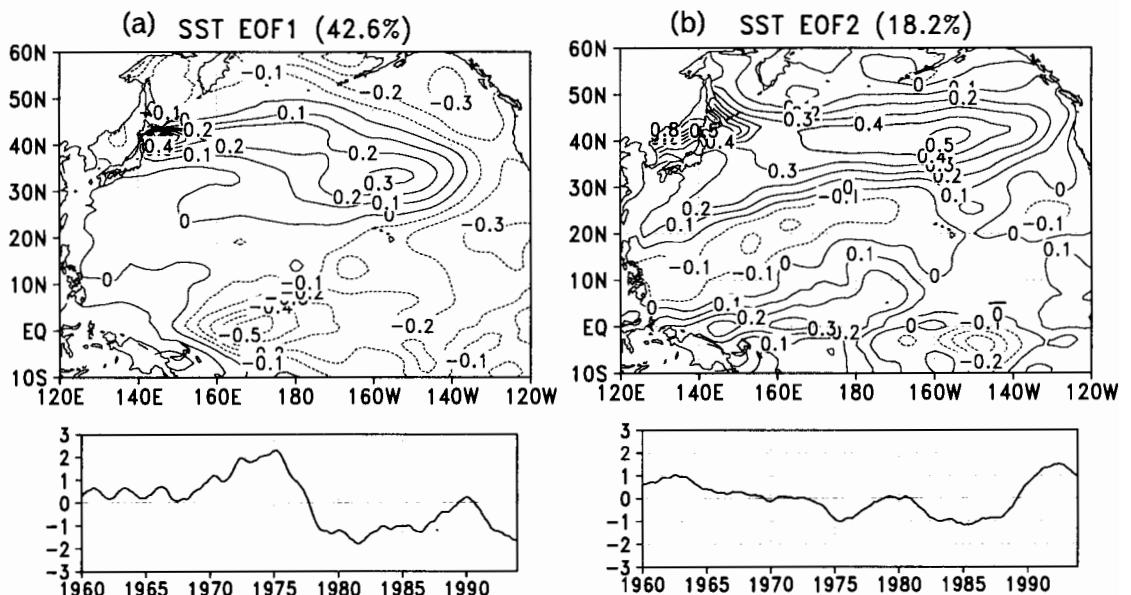


図1 4年の移動平均をかけたモデル海面水温の EOF モードの空間分布と時係数。(a) 第1モード、(b) 第2モード。

3. 中緯度域の表層水温変動

北太平洋における海面水温の 10 年規模変動に関しては数多くの研究があり、北太平洋中央部を中心とした変動が顕著である。近年、Nakamura et al.(1997) は、従来の研究では 1 つのモードであった変動の中に 2 種類の変動が存在することを見出した。変動の中心となる 2 つの領域は、北太平洋中央部と北太平洋北西部であり、これらの領域はそれぞれ亜熱帯前線域、亜寒帯前線域に対応する。

図 1 にモデルで再現された海面水温の EOF モードを示す。第 1 モードは、1970 年代半ばに起こった亜寒帯前線域と亜熱帯前線域の低温化を表す。ただし、本モデルでは、黒潮続流域と亜寒帯前線域が一致するため、黒潮続流域と呼ぶことにする。一方、第 2 モードは、1970 年代における中高緯度域の低温化と 1980 年代後半における高温化を表す。

亜熱帯前線域・黒潮続流域における水温変動の要因を考える。図 2 に亜熱帯前線域 (170° - 150° W, 25° - 35° N) における表層 200m 平均水温の熱収支を示す。1970 年代半ばに表層水温が負に転じる (図 2a) が、これは主に水平移流項によるものである (図 2c)。水平移流項は 1977 年に正から負に転じる。水平移流項を詳しく見ると、図 2d より、エク

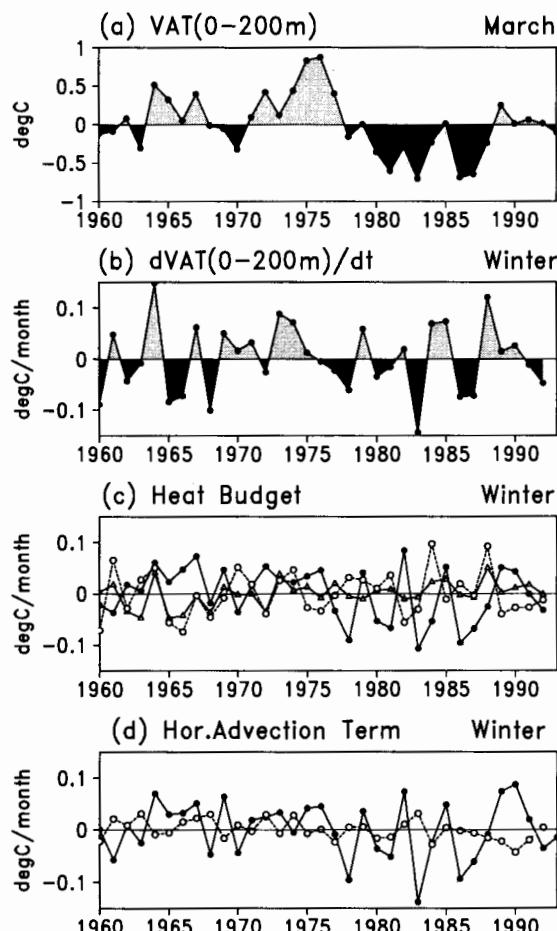


図 2 亜熱帯前線域 (170° - 150° W, 25° - 35° N) における表層 200m の(a) 3 月の平均水温偏差、(b) 冬季の水温変化率偏差、(c) 冬季の熱収支項偏差 (水平移流 [●] · 鉛直移流 [△] · 海面熱フラックス [○])、(d) 冬季の水平移流成分偏差 (エクマン流成分 [●] · 地衡流成分 [○])。

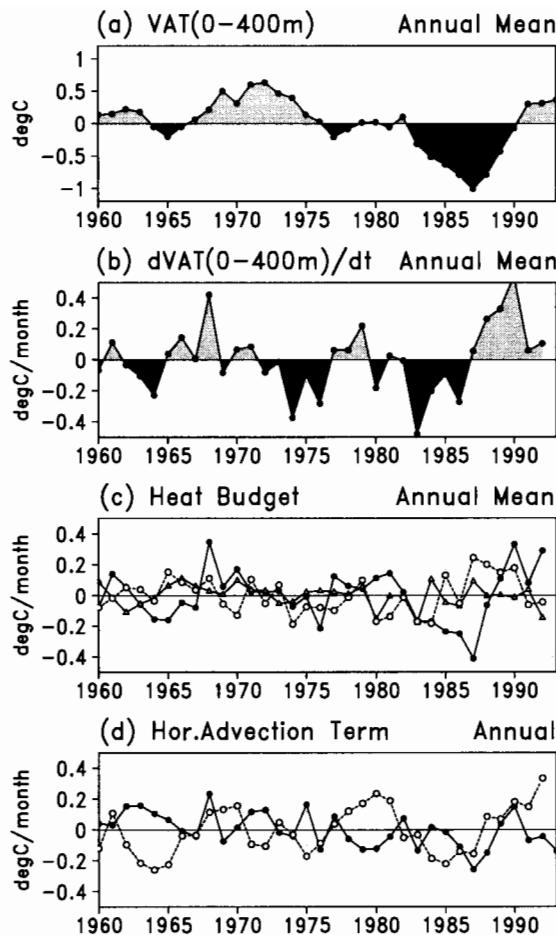


図 3 黒潮続流域(160° - 180° E, 35° - 45° N)における表層400mの(a)年平均水温偏差、(b)水温変化率偏差、(水平移流[●]・鉛直移流[△]・海面熱フラックス[○])、(d)冬季の水平移流成分偏差(エクマン流成分[●]・地衡流成分[○])。

マン層における熱輸送の発散によってもたらされていることがわかる。Yasuda and Hanawa (1997) は、資料解析をもとに、1970年代半ばを境とした北太平洋中央部における表層水温の変化が、海洋上部エクマン層における熱輸送の収束の変化が主な原因であることを示しており、本研究の結果はこれを支持する。一方、海面熱フラックスは 1970 年代半ばを境として大きな変化は見られない（図 2c）。

図 3 に黒潮続流域(160° - 180° E, 35° - 45° N)における表層 200m 平均水温の熱収支を示す。亜熱帯前線域と同様に 1970 年代半ばに水温が負偏差になる（図 3a）が、1970 年代前半から既に下降傾向にある（図 3b）。エクマン熱発散項は、1970 年代半ばまでは正で表層水温の変動を直接説明できないが、地衡流による移流成分が表層水温の時間変化率と良く対応している（図 3d）。第 5 節で、循環系の強弱と水温変動の関係について議論する。

4. 中緯度域から赤道域への水温シグナルの伝播

赤道域と中高緯度域がリンクするメカニズムにおいて、サブダクション過程に伴って水温偏差が赤道域へ伝播するかが不明である。拡散が小さい場合、水温偏差は等密度面に沿

って移動すると考えられる。ここでは、水温偏差が等密度面に沿って移動すると仮定し、気候学的な等密度面上の水温変動を見る。

図4は $25.2\sigma_{\theta}$ 面（3月気候値）上における水温の標準偏差と年平均水平流速の分布である。中緯度域の海面露出面から南西に延びる領域と熱帯域で東西に延びる領域の2領域で標準偏差が大きい。前者がサブダクションに関係する変動であり、後者が熱帯域で強制される変動である。図5に $25.2\sigma_{\theta}$ 面（3月気候値）上における水温偏差分布を示す。密度面が海面に露出する北太平洋中央部において、1974年から1976年にかけて正の水温偏差、1977年から1988年にかけて負の水温偏差、1989年以降に再び正の水温偏差が生じている。これらの水温偏差は沈み込んだ後、南西に移動している。図6aに、サブダクション領域において各緯度で東西平均した水温偏差を示す。北太平洋中央部で沈み込んだ水温偏差は、 20°N まで亜熱帯循環系に沿うように南下するが、赤道や亜熱帯循環系北西部への移動は確認されない。

一方、 5°N から 15°N の熱帯域では、1970年代前半に負、1970年代後半から1980年代が正、1990年以降再び負の偏差が生じている。図7に275m深において 5°N から 15°N まで平均した水温偏差と風応力curl偏差を示す。この緯度帯における水温偏差は、ロスピーウー波として西方に伝播しており、正の水温偏差には負の風応力curl偏差が、負の水温偏差には正の風応力curl偏差が対応している。従って、Schneider et al.(1999)が資料解析によって示したように、 5°N から 15°N までの西部熱帯太平洋における水温偏差は、主に風応力強制によるロスピーウー波の伝搬によって決まっており、中緯度からの水温シグナルが隠れてしまう可能性が高い。

では、熱帯の風応力強制に伴う水温変動がなければ、中緯度からの水温シグナルが赤道に到達するだろうか。そこで、 20°N 以南の領域には風応力の経年変動偏差を与えない実験を行った。熱帯域の風応力強制に伴う水温変動が見られなくなったため、中緯度域からの水温偏差のサブダクションがはっきりと捉えられる（図6b）。しかしながら、水温シグ

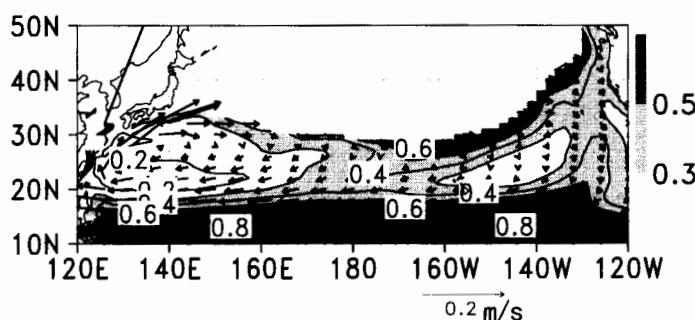


図4 $25.2\sigma_{\theta}$ 面（3月気候値）上における水温の標準偏差と年平均水平流速の分布。水温偏差の等值線間隔は 0.1°C 。

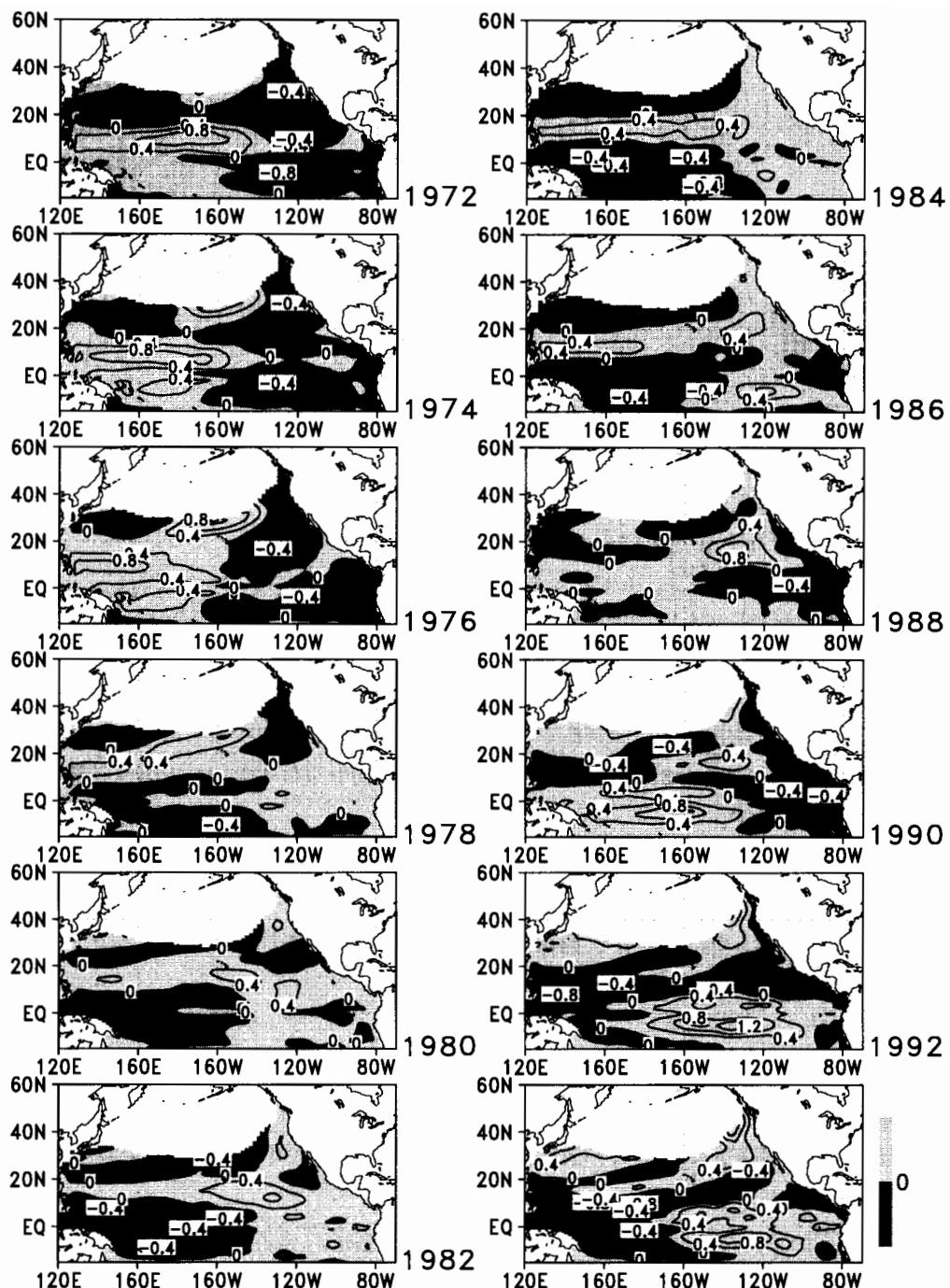


図5 25.2 σ_{θ} 面（3月気候値）上における水温分布偏差。等值線間隔は0.4°Cで、濃い（薄い）陰影部は負（正）偏差の領域を表す。4年の移動平均をかけて示す。

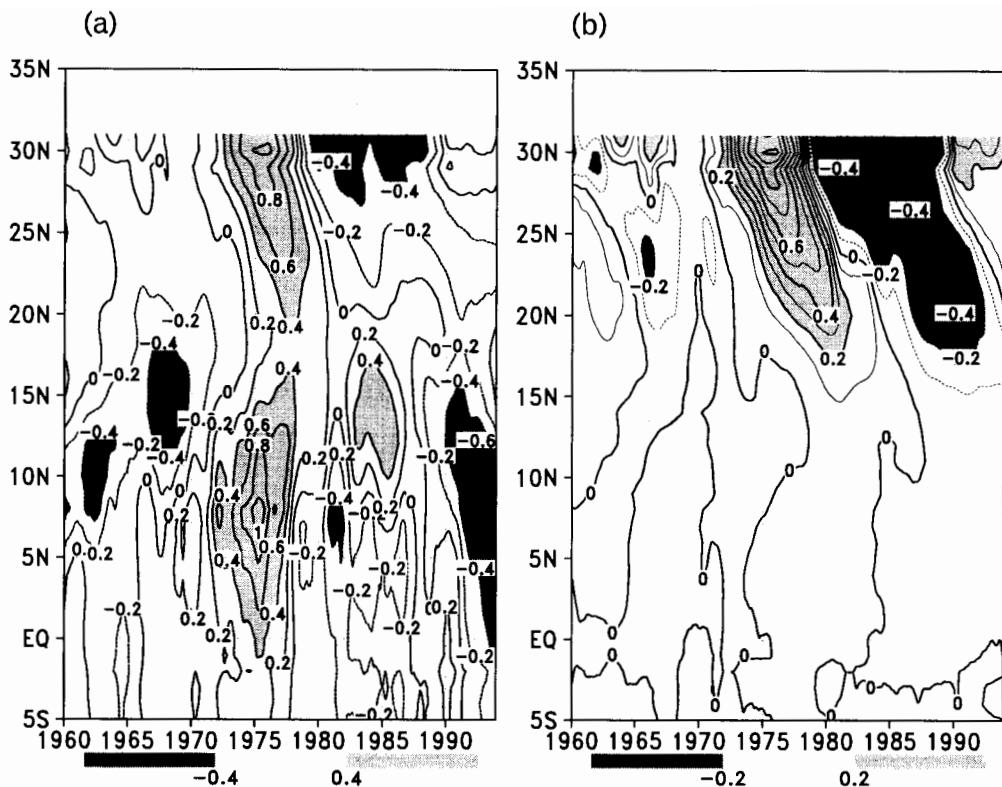


図6 サブダクション領域において各緯度で東西平均した水温偏差。4年の移動平均をかけて示す。(a) 全域で風応力経年変動がある場合。等値線間隔は0.2°C。(b) 20°N以南で風応力の経年変動偏差がない場合。等値線間隔は0.1°C。

ナルは西部熱帯域までは残るが、西部赤道域への水温にはほとんど影響を与えていないことがわかる。

5. 循環系の強化弱化と水温変動との関係

中緯度の大気海洋相互作用によって説明される10年規模変動メカニズム(Latif and Barnett, 1994, 1996)によれば、循環系の強化弱化によって生じる北西太平洋の水温変化が位相反転の鍵となる。

1970年代半ばを境としたアリューシャン低気圧の強化により、亜熱帯・亜寒帯循環系のスペルドランプ流量が増加した(Yasuda and Hanawa 1997)。このことはモデル黒潮に現れる。図8は137°Eにおける黒潮流量の時系列である。1970年代後半と1980年代半ば以降流量が増加している。

160°E-180°における200mから400mまでの平均水温(図9)を見ると、モデル黒潮流の流軸を境として、1970年代半ばまでは36N以南で負、以北で正偏差であるが、1970

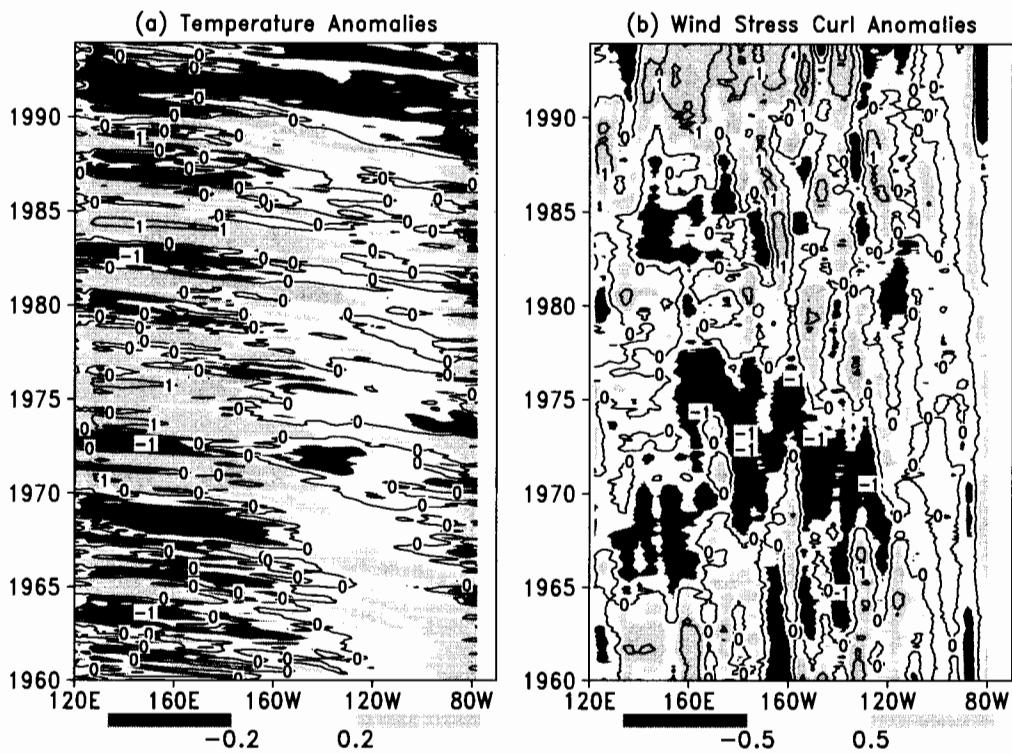


図7 5°–15°Nで平均した275m深における(a)水温偏差と(b)風応力curl偏差。等値線間隔は(a)1°C、(b) $1 \times 10^{-8} \text{ N/m}^3$ 。4年の移動平均をかけて示す。

年代半ば以降は南で正、北で負という分布になり、南北に符号が異なる水温偏差を持つ。このことは、亜熱帯循環系の鉛直構造が1970年代半ばに浅い状態から深い状態に変化したことを表し、亜熱帯・亜寒帯循環系の強化を意味する。当然ながら、黒潮続流の流速もこの水温変動に伴って変動しており、137°Eにおける黒潮流量の変動(図8)と一致する。

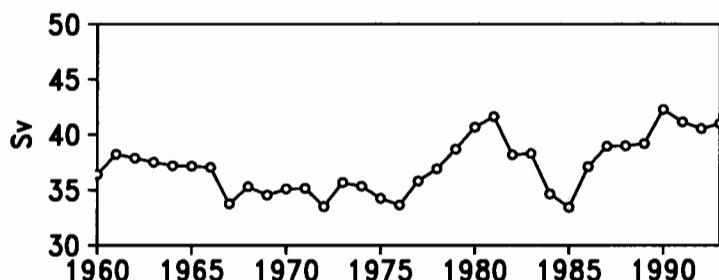


図8 137°Eにおける年平均黒潮流量の時系列。 $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ 。

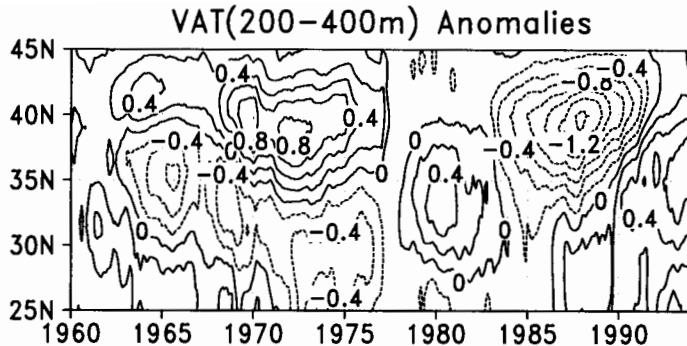


図9 160E°–180°で東西平均した 200–400m 平均水温偏差。等值線間隔は 0.4°C。

これらの結果は Watanabe and Mizuno (1994) や Deser et al. (1999) の資料解析結果や Miller et al. (1998) や Xie et al. (2000) のモデル結果と一致する。すなわち、黒潮続流域では、循環系の強化弱化が表層の水温構造に大きく影響を与えていていることを示唆する。

6. おわりに

本研究では、海洋大循環モデルの長期積分の結果から 10 年規模変動メカニズムの 1 つであるサブダクション過程の役割について否定的な結論を得た。最近、赤道と中緯度のリンクに関してサブダクションとは別のメカニズムも提唱されている。 Kleeman et al. (1999) は、20°N 付近の東西風の強さによって決まる亜熱帯セルの変動が、赤道湧昇の強さを変え、赤道域の水温を変動させるというメカニズムを提唱している。また、気象研究所大気海洋結合モデルでは、亜熱帯高気圧の変動で生じる水温偏差が 20°N 付近で西方伝播し、西岸で赤道域へ伝わる Decadal ENSO と呼ぶべき変動が現れている(Yukimoto et al., 2000)。今後、このようなメカニズムの検証を進めていきたい。また、本研究では含めなかった南半球の影響も考えていく必要がある。

黒潮による熱輸送に関しては、続流域表層水温の熱収支に重要であることが示された。ただし、続流域での水平移流項の変動はスペルドラップ流量の変動と位相差がなく、風に対する傾圧的な応答としては現れなかった。また、続流域の海面熱フラックスは境界条件として与えた大気要素が原因で変動しており、黒潮の熱輸送が海面水温さらには海面熱フラックスに影響を与えるという中緯度で閉じたメカニズムの可能性は確認できなかった。

10 年規模変動のメカニズムの鍵となる領域は黒潮続流域や赤道域である。この領域では、モデル分解能、拡散係数、海面境界条件として用いた観測データ、計算領域などのモデルパラメータによって、計算結果が変わるという可能性は否定できない。したがって、今後も、各種モデルパラメータを変更した実験によって、10 年規模変動メカニズムをさらに注意深く検証する必要があるだろう。

参考文献

- da Silva, A., A. C. Young and S. Levitus (1994): Atlas of surface marine data 1994, NOAA Atlas NESDIS.
- Deser, C., Alexander, M. A. and Timlin, M. S. (1999): Evidence for a wind-driven intensification of the Kuroshio Current Extension from the 1970s to the 1980s, *J. Climate*, **12**, 1697–1706.
- Gent, P. R. and J. C. McWilliams (1990): Isopycnal mixing in ocean general circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 150–155.
- Gu, D. F. and S. G. H. Philander (1997): Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extratropics, *Science*, **275**, 805–807.
- Kleeman, R., J. P. McCreary and B. A. Klinger (1999): A mechanism for generating ENSO decadal variability, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1743–1746.
- Latif, M. and T. P. Barnett (1994): Cause of decadal climate variability over the North Pacific and North America, *Science*, **266**, 634–637.
- Latif, M. and T. P. Barnett (1996): Decadal climate variability over the North Pacific and North America: dynamics and predictability, *J. Climate*, **9**, 2407–2423.
- Meller, G. L. and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys.*, **20**, 851–875.
- Miller, A. J., Cayan, D. R and White, W. R. (1998): A westward-intensified decadal change in the North Pacific thermocline and gyre-scale circulation. *J. Climate*, **11**, 3112–3127.
- Nakamura, H., G. Lin and T. Yamagata (1997): Decadal Climate variability in the North Pacific during recent decades, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2215–2225.
- Nitta, T. and S. Yamada (1989): Recent warming of tropical sea surface temperature and its relationship to the Northern Hemisphere circulation, *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 699–706.
- Schneider, N. S., A. J. Miller, M. A. Alexander and C. Deser (1999): Subduction of decadal North Pacific temperature anomalies: Observation and dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1056–1070.
- Watanabe, T. and K. Mizuno (1994): Decadal change of the thermal structure in the North Pacific, *Int. WOCE Newslett.*, **15**, 10–13.
- Xie, S.-P., T. Kunitani, A. Kubokawa, M. Nonaka and S. Hosoda (2000): Interdecadal thermocline variability in the North Pacific for 1958–1997: A GCM simulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 2798–2813.
- Yamanaka, G., Y. Kitamura and M. Endoh (1998): Formation of North Pacific Intermediate Water in an MRI ocean general circulation model, 1, Subgrid-scale mixing and marginal sea fresh water, *J. Geophys. Res.*, **103**, 30885–30903.
- Yasuda, T. and K. Hanawa (1997): Decadal changes in the mode waters in the midlatitude North Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 858–870.

Yukimoto, S., M. Endoh, Y. Kitamura, A. Kitoh, T. Motoi and A. Noda (2000): ENSO-like interdecadal variability in the Pacific Ocean as simulated in a coupled general circulation model, *J. Geophys. Res.*, **105**, 13945–13963.

Zhang, R. H. and Z. Liu (1999): Decadal thermocline variability in the North Pacific Ocean: Two pathways around the subtropical gyre, *J. Climate*, **12**, 3273–3296.

北大西洋 10 年規模変動にまつわるプロセス

東京大学気候システム研究センター

渡部雅浩

1. はじめに

中緯度の大気－海洋系変動に関する研究の歴史は案外古く、北大西洋においては J. Bjerknes をその先駆者に挙げることができるだろう。彼は、まだ十分ではなかった観測データから、海面気圧 (SLP) に現れる北大西洋振動 (NAO) と呼ばれる変動と湾流付近の海面水温 (SST) 変動によい対応が見られることを指摘し、それらの 10 年スケールの変動について議論した (Bjerknes 1964)。その後、Deser and Blackmon (1993) や Kushnir (1994) といった観測的研究により、北大西洋 SST には顕著な 10 年あるいは数十年スケールの変動があることがはっきりしてきた。後者は熱塩循環の変動と関わっていると考えられているが、数十年変動を観測から検証するにはまだデータが十分ではない。Deser and Blackmon (1993) が見出した 10 年変動についても同様ではあるが、時間スケールが短い分、観測データ解析は変動メカニズムを理解する有効な手がかりを与えてくれる。本稿が扱うのは、この変動現象である。現在、北大西洋 10 年変動 (以下、NAO と略) はデータ解析はもちろん、理論モデルから結合大循環モデル (CGCM) までの幅広い数値研究によって解明がすんでいる。我々もこれまで、何篇かの論文を通して NAO を理解する試みを続けてきた。詳細は各論文をあたっていただきたいが、ここでは特に重要と思われるいくつかの過程を議論してみたい。

次節では、この問題の前提として重要な stochastic theory (Hasselmann 1976; Frankignoul 1985) を簡単に取り上げたい。中緯度 SST の熱力学を理解する上で、stochastic model は未だに有効な第一次近似となっていると考えるからである。その後、観測事実としての北大西洋 10 年変動を記述した上で、変動を構成していると思われる主要な過程に対する個別の議論を展開してゆこうと思う。

2. 中緯度 SST の熱力学

今、SST もしくは混合層水温の偏差 T' に関する線型化した熱力学の式を

$$dT'/dt = F' - \lambda T', \quad (1)$$

と書こう。ここで右辺の強制項 F' は、熱フラックス・エクマン輸送・エクマンパンピング・エントレインメントなどから成り、全て基本的に大気の時間スケールをもっている。一方、 T' に対する Newtonian ダンピングは、熱フラックス・長波放射などのうち T' のみに依存する部分で、その係数 λ は海面の風・気温・湿度・安定度、および混合層厚さな

どの関数であり、以下この入を局所熱減衰率と呼ぶことにする。海洋西岸付近などの強い移流があるところ以外では(1)式左辺から空間微分を無視できるとすると、 T' のパワースペクトルは

$$F_{T'}(\omega) \approx F_w(\omega)/(\omega^2 + \lambda^2), \quad (2)$$

のように近似できる。ここで、 F_w は大気強制のスペクトルである。経験的に、傾圧波動擾乱の時間スケールよりも長いところでは F_w が白色であると考えると、(2)よりSSTのスペクトルは $\omega < \lambda$ の領域でほぼ一定、また $\omega > \lambda$ の領域で ω^{-2} に比例する、すなわち赤色ノイズのスペクトルに近づくことが分かる。これが stochastic model であり、この単純な表現で中緯度SSTの時間変動のかなりの部分が説明できる(Frankignoul 1985; Hall and Manabe 1997)。

stochastic model が実際にどの程度観測されたSSTのスペクトルに一致するかを、北大西洋の二つの領域で見たのが図1である。数年スケール以下の部分ではよく合っているのが分かる(図1a)。一方、数年よりも長い領域では観測のSSTは全般的に stochastic model の予測よりも大きな分散を示す。これは、おそらく stochastic model が大気-海洋結合による効果をきちんと考慮していないためであると考えられる(この点は4.3でまた触れる)。また、図1aおよび1bには(後者の方がはっきりしているが) 10年程度の周期帶にスペクトルのピークが見られる。これが NAD0 のシグナルであり、もちろん stochastic model からこうしたピークは予測できない。

(2)式でスペクトルの形を決めるものは入だが、図1への適用では $\lambda^{-1}=7$ ヶ月という値を用いた。これは、観測から推定された入の分布(図2)で、およそ北大西洋を代表する値である。図2は、線型化したバルク式およびステファン・ボルツマンの式にNCEPの

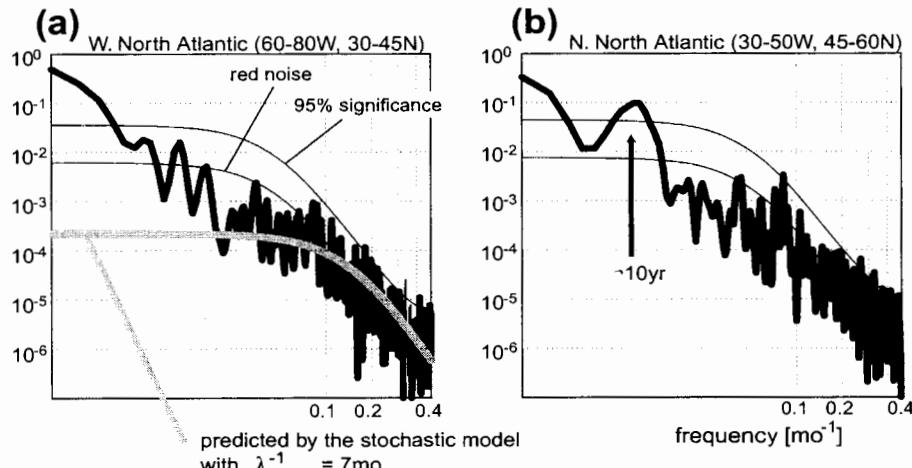


図1 (a) 米国東岸の領域(60-80W, 30-45N)で平均したSSTのパワースペクトル。細実線は対応する赤色ノイズのスペクトルとその95%信頼限界。stochastic model で予測されるスペクトルを太いグレーの線で示す。(b) aと同様、ただしグリーンランド南(30-50W, 45-60N)の領域。

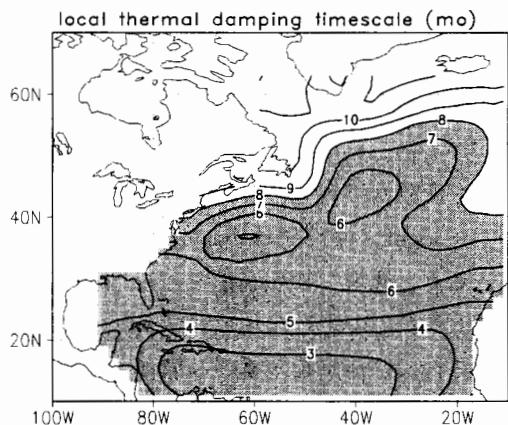


図2 局所熱減衰によるSSTのe-folding 減衰時間。
単位は月、8ヶ月以下の領域に影をつけた。Watanabe
and Kimoto (2000a)より。

冬平均場を代入して得たものである（簡便のため混合層厚さは100mとした）。局所熱減衰の時間スケールがせいぜい半年程度であることは、以下で議論するNADOのメカニズムにとっても重要な点である。

3. NADO：観測された空間パターン

大気-海洋系変動を見るときの代表的な変数は、いうまでもなくSSTである。NADOもまた、冬季(12～2月)平均のSST偏差に対する経験的直交関数(EOF)の第一モード(EOF1)として同定される(図3a)。EOF1は1945～1994年のSST分散の21.3%

を説明し、北米東岸で負、グリーンランド南とアフリカ西岸で正というパターンで、今ではしばしば大西洋の'SST tripole'と呼ばれる。図3aはDeser and Blackmon (1993)が示したものとほぼ同じで、その時間変動の時系列には顕著な10年スケールのサイクルが見てとれる(図3c)。周期の有意性を議論するにはデータが短すぎるが、時系列のパワースペクトルには約12年の周期帯にピークが現れる。ちなみに図1に用いたのは、このEOF1の極大である北米東岸およびグリーンランド南の矩形領域である。この時系列との線型回帰によって得るSLP偏差には、NAOに似た有意な南北の双極子が卓越する(図3b)。NAOに伴って、図3aのような'tripole'がSST偏差に見られることは既に知られているので(例えばWallace et al. 1990やCayan 1992など)、図3は北大西洋の主要な大気-海洋系変動であるNAOとSST tripoleが10年規模で変動していることを示している。5～25年のバンドパス・フィルタをデータに施してからEOFおよびSLPの回帰を再計算してもほとんどパターンは同じで、その時係数はもとの時系列をちょうど滑らかにしたものになる(図3c)。そこで、ここではNADOの時空間構造を図3で定義する。

図1bに現れている10年程度の有意なスペクトル・ピークは、図3cに見られる10年規模変動に対応していると考えられるが、一方でその時系列を20世紀前半まで拡張するとあまりはつきりした10年規模のサイクルがみてとれない(図略)。すなわち、現時点では観測データから、NADOがエルニーニョのような結合系の振動現象なのか、たまたま生じる気候の「ゆらぎ」のようなものかを判定するのは非常に難しい。そこで、CGCMを用いて同種の変動をシミュレートする試みが数年前から始められている。実際に、いくつかのモデルでは観測に似た大西洋の10年規模変動が同定されているが(Grötzner et al. 1998; Watanabe et al. 1999; Selten et al. 1999)、それらの時間発展の様相は必ずしも観測と一致しない。Watanabe et al. (1999)はモデルの解像度が低いこと、時

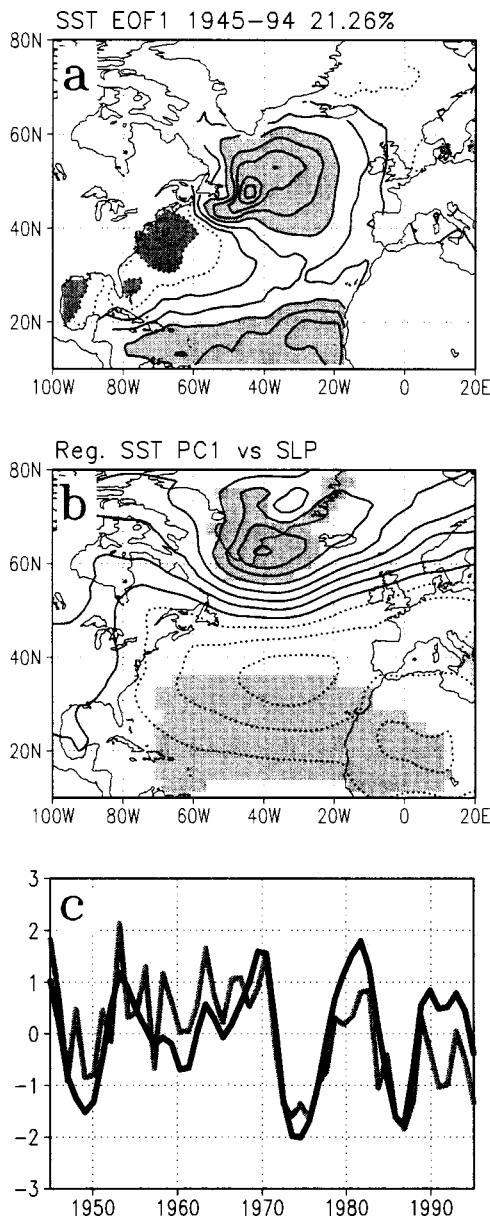


図3 (a) 1945–1994年の冬の北大西洋 SST 偏差の第1EOF。図は時係数の1標準偏差あたりのSST偏差として表しており、等値線は0.1Kごと。点線は負偏差を、また薄い(濃い)影は+0.2K以上(-0.2K以下)の領域を示す。(b) EOF1 の時係数と冬のSLPの線型回帰。(a) 同様、時係数の1標準偏差あたりの偏差として示す。等値線は0.5hPaごと。点線は負偏差を、影は相關係数が99%で有意な領域を示す。(c) EOF1の時係数(細線)および、5～25年のフィルタをかけたSST 偏差のEOF1の時係数(太線)。
Watanabe et al. (1999)より。

間平均の風成循環にバイアスがあること、などが原因であると推測している。現在最も高いパフォーマンスをもつCGCMの一つである英国のHadCM3では、より現実的な変動が再現されているようだが(Cooper, personal communication)、そもそも複雑な物理過程を含むCGCMでは、それがどのようなメカニズムにより駆動されているかを知るのは簡単ではない。そこで、以下ではより簡潔な手段でNADOを構成しているであろうパートを調べてみた。

4. 変動メカニズムにまつわるプロセス

4.1 NADOは中緯度結合系の固有振動か？

NADOがランダムノイズではないと仮定すると、そこにはどういったメカニズムがあり得るのか。それをGCMより解釈しやすい簡略化した系で考えてみよう。

観測データやCGCMの結果の解析から、NADOに伴う水温偏差は海洋の上層数百メートルまでしか見られないことが分かっている。そこで、海洋の浅水準地衡渦度方程式と混合層の熱力学の式を観測の気候場のまわりで線型化し、大気と結合して摂動の様子を見る。大気の摂動は、SST偏差によらない短周期の「ノイズ」と、SSTの摂動に応答するわずかな成分とに分けられる。後者は中緯度SST偏差に対する大気大循環モデル(AGCM)の感度実験(Ferranti et al. 1994など)を参考に経験的に求められ、NAOとSST tripoleの間の弱い正のフィードバックを生じる(この仮定は4.3で詳しく検証する)。簡

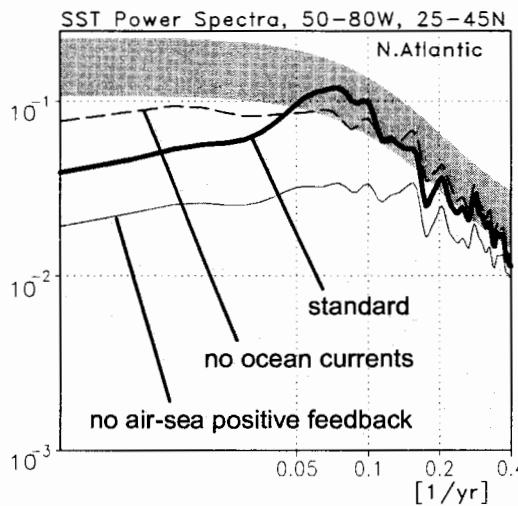


図4 簡易結合モデルの4000年積分から得られた北米東岸SSTのパワースペクトル(太実線)。大気-海洋の正のフィードバックを除いた場合(細実線)、海洋から地衡流を除いた場合(太破線)とともに示した。薄い影、濃い影はそれぞれ太実線に対応する赤色ノイズのスペクトルとその95%信頼限界。Watanabe and Kimoto (2000a)より。

单のために、SST偏差に応答する成分は観測されるSST tripole(図3a)にともなう場のみを考慮する。このようなモデルを長期間積分し、SST偏差のパワースペクトルを計算してみたのが図4である。有意ではないが、10～20年の周期帯にピークが現れている。試しに大気のノイズを除いて積分を行なうと、減衰しながら10年程度の周期で振動する解が得られる。振動は線型化したときに出る二つの地衡流偏差により駆動されており、一つはSST偏差を平均地衡流が流す効果、地衡流偏差による平均SST勾配の移流である。前者は、湾流に沿ったSST偏差の伝播が実際に見られること(Sutton and Allen 1997)からも裏付けられる。後者は、NAOのような大気偏差に伴うstress

curl (図5a)により、第一傾圧モードのロスピ一波が励起されて西に伝播する(図5b, 5c)ことで生じる地衡流偏差の寄与がもっとも大きいと考えられている。風成循環偏差が平均的な亜熱帯・亜寒帯gyreの単なる振幅変調ならば後者の移流はあまり効かないだろうが、図5bに示した偏差は平均のgyreと軸の位置が異なるので、これがSSTをえることは十分考えられる。しかしながら、現実において西岸境界付近の南北移流が重要なのか、平均のSST勾配が南西-北東に走る領域での東西移流が重要なのかといったディテールはまだ明確ではない。ともあれ、SST・地衡流偏差はそれぞれ主に大気-海洋間の熱・運動量のフィードバックによりもたらされるので、この解は中緯度結合系の固有振動であると解釈できる。

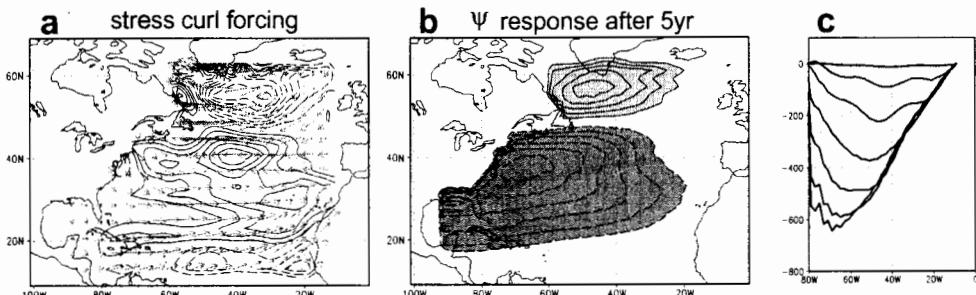


図5 (a) NAO(図3)に伴う風応力およびそのcurl。単位は N/m^2 と $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}^2$ 。(b) aのcurlで強制した準地衡流線関数偏差(第一傾圧モードのみ)、積分後5年目の年平均値。等値線は $100\text{m}^2/\text{s}$ ごと。(c) bの35Nにおける時間発展。1ヶ月目、半年目、1年目、以降5年目までを示す。

周期10～20年のスペクトルピークは、大気－海洋間のフィードバック、もしくは地衡流移流を除くと消えてしまう(図4)。このことは、このモデルの10年スケールのシグナルは、大気－海洋の弱い正のフィードバックと海洋上層の力学を中心とした結合系の減衰振動(～固有モード)が、大気のランダムな内部変動との共鳴で準周期的なふるまいを生じる結果であると理解できる。NADOを説明する一つのメカニズムとして、同様な(すなわち結合モードを起源にもつという)描像がいくつかの簡易モデル研究から得られている(Jin 1997; Saravanan and McWilliams 1998; Neelin and Weng 1999; Weng and Neelin 1999など)。しかし、これらは多くの場合「振動を起こすべく仮定された」過程を含んでいるという批判もあり、NADOはサンプリングの結果で結合モードの表れではないという意見も強いことを付け加えておかねばならない。

4.2 SST 偏差の持続性

上記モデルで、振動解の減衰率を支配するのは局所熱的減衰である。既に述べたとおり、局所減衰の時間スケールはせいぜい数ヶ月程度であり(図2)、これは10年スケールから見ればあまりに短く、図4を計算するのに用いたSST偏差時系列は観測の時間変動(図3c参照)のように年々の偏差の持続がはっきりしていない。実際、冬季SST偏差の持続性は本当に局所減衰だけで決まるのだろうか？

(1)式で左辺に含まれる移流項のうち、水平成分は10年振動の有力な駆動源であるとはいえ、各項のバランスから見れば大した振幅ではない。ところが、季節サイクルを考慮したとき、鉛直成分が実は馬鹿にならない大きさをもつことがあり得る。すなわち、 F' に含まれなかつた方のエントレインメント項である。図6の模式図で説明してみよう。ある冬に正のSST偏差があるとき、冬の深い混合層はSST偏差と同様暖かい水塊が占めている。春先に混合層が急激に薄くなるとき、暖かい水塊の一部が混合層下に取り込まれ、夏の間海面での局所減衰を受けることなく保存される。秋に混合層が再び深くなるときにこの水塊が混合層内に戻るために、冬のSST(すなわち混合層水温)偏差は前年と同じ符号をとりやすい。一度消えたSST偏差が翌冬に戻ってくることから、これは(SST)の再帰(reemergence)過程と呼ばれている(Alexander and Deser 1995; Alexander et al. 1999)。実際、NADOについてもこの再帰過程が偏差の持続に貢献していることが分

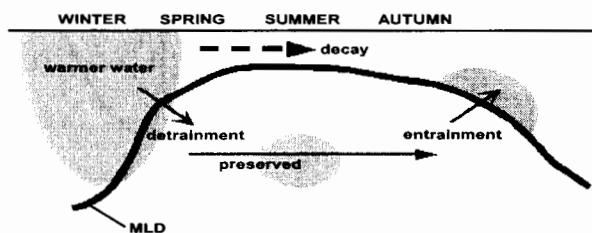


図6 SST再帰過程を表す模式図。説明は本文を参照。

かつて(Watanabe and Kimoto 2000b)。図7は、NADOの時系列(図3c)と、SST EOF1の各月のSST偏差への空間投影係数のラグ相関を示したもので、NADOのパターンがどれだけ持続するかを表している

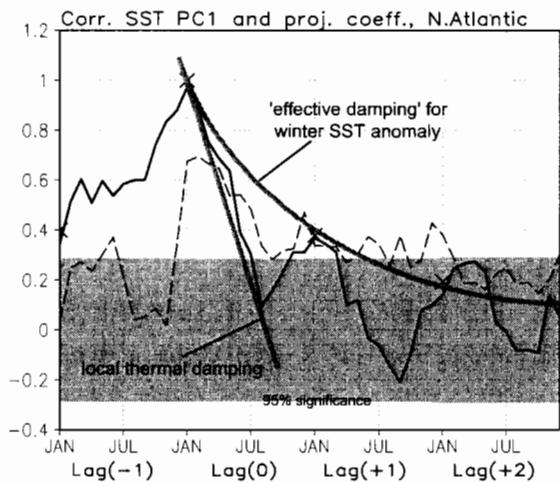
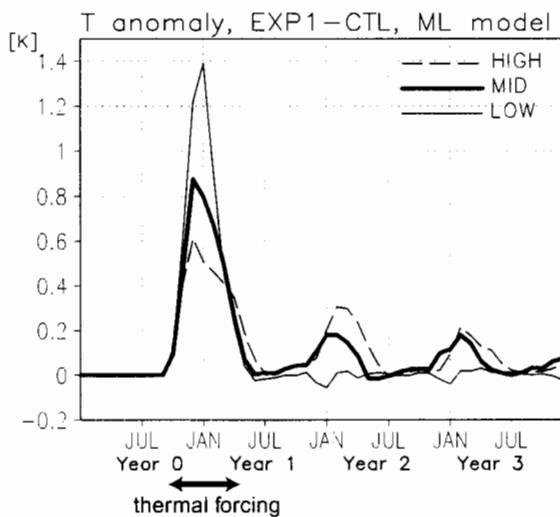


図7 北大西洋SSTに対するEOF1(図1a)の各月のSST偏差場への投影係数と、EOF1の時係数とのラグ相関係数(太実線)。SSTのかわりに各月の100m水温偏差場を使った場合も破線で示した。影は95%で有意でない領域を、「X」印はEOF1時係数の自己相關係数を表す。Watanabe and Kimoto (2000b)に加筆。

'effective damping time' と呼ぶことにした。

上記の解釈が正しいかを、さらにバルク混合層モデルを作成して調べてみた。AGCMの4年分の日平均出力を境界条件として、積分1年目の冬に図3aのSST偏差を作るような熱フラックス強制を加えた実験と加えなかった実験の差を求める。図8は、そうやって得た混合層水温の差を図3aの各中心領域(HIGH、MID、LOW)で平均した時系列である。確かに、中高緯度の二つの領域、特に高緯度ではSST偏差が翌冬以降も現れており、再帰過程が有効に働いていることを示している。一方、低緯度ではそうした傾向が見られ



。同じ年の夏までに相関は急激に落ちるが、翌冬には再び有意な相関が現れる。同様のことが翌々年にまで見られる。一方で深さ100m(夏は混合層下である)の水温偏差は有意な相関が2年越しで続いている。夏までの急激な相関の低下は局所熱的減衰の時間スケールに従っているように見え、一方翌冬に再び有意になる相関は再帰過程を示唆する。従って、冬のSST偏差だけを見ている限り、実際の減衰時間はより長く年のオーダーとなる。この時間スケールはおそらく再帰過程が働く度合により決まると考えられ、我々はこれを'ef-

図8 混合層モデルによる実験結果。SST偏差の大きい3領域各々で平均した混合層水温偏差(強制実験とコントロールの差)の時系列。熱強制を与えた期間は矢印で表示。また、各領域は次のとおり。HIGH: 20-50W, 45-60N, MID: 50-80W, 30-45N, LOW: 10-40W, 10-25N。図の都合上、HIGHとLOWの符号は逆転してある。Watanabe and Kimoto (2000b)より。

ない。これは観測データ解析の結果とも整合的である。緯度が高いほど再帰する偏差が大きいのは、主に冬～春の混合層深さの変化の度合い（～平均的なデトレンメントの量）に比例している。すなわち、effective damping timeは春先に混合層下へ落ちる水塊が多いほど長くなるということが言える。また追加実験から、冬の大気偏差場が春先のいつ頃まで続くかも再帰する SST 偏差の大きさに影響することが分かっている。

4.3 中緯度大気－海洋間の正のフィードバック

4.1のような簡略化した系では、大気－海洋間のフィードバックはある程度仮定に基づいて決められる。そこからは大気－海洋の正のフィードバックがNAOの必要条件であることが示唆されるが、しかし本当にそのようなフィードバックが存在するだろうか？

この疑問は、長年AGCMの感度実験で議論されてきた「中緯度SST偏差は大気にインパクトをもつか」という問題と密接に関わっている。AGCMの気候値のゆがみやストームトラックの位置などが感度実験の結果を大きく左右するためになかなか一致した見解が得られなかったが、概ね正のSST偏差の上で薄い傾圧応答があり、下流に順圧的な高気圧応答が出るらしい、という結果になっている。しかし、どのSSTが最も大気にインパクトがあるかを知るのは難しく、わずかに北太平洋について調べたPeng and Whitaker (1999) があるのみである。

NAOのような大気循環偏差が熱フラックスを通してSST tripoleを形成し得ることは、観測データやモデル実験からかなり確実に分かっている（例えばSeager et al. 2000）。とすれば、SST tripole（もしくはその一部）がNAOを励起できれば、正のフィードバックが働くことになる。この仮説を確かめるために、図9に示すような実験を行った。まず、AGCMに50mの一様な深さをもつスラブ海洋混合層を結合して長期間（60年）積分する。この実験（CTL）と比較するために、そこから得られる気候値あるいは日平均ヒストリのSSTをAGCMに与えて同じ期間積分した。ここでミソなのが、これらの実験（PS1および

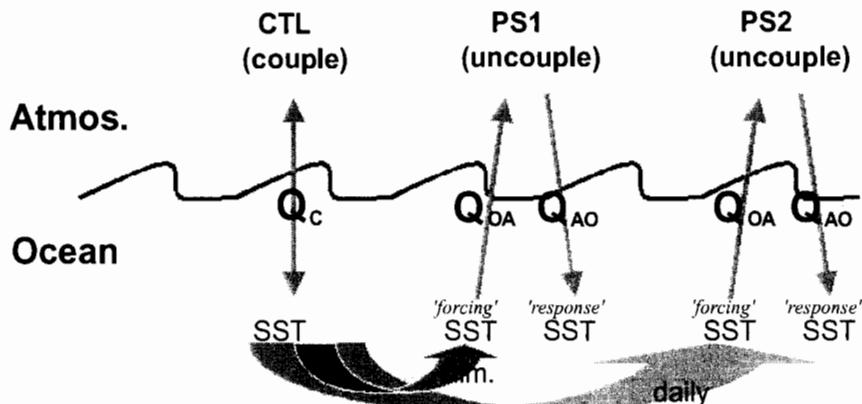


図9 中緯度大気海洋結合を調べるために3つのGCM実験設定。実験PS1、PS2では大気・海洋各々が受け取る海面での正味熱フラックスは異なる。詳細は本文参照。

PS2) でも海洋混合層を結合することで、与えたSSTとは別に一方的に大気に強制されるSSTを計算していることである。便宜上、前者のSSTを'forcing' SST、後者を'response' SSTと呼んでおこう(図9)。これらの実験は、CTLにおいて現実と同様双方向に働いている大気-SST間のフィードバックを、SST→大気および大気→SSTという二方向に分解することに相当する。

結果を解析する前に、CTLがどの程度現実の変動を表現しているかを見ておこう。図10に、観測およびモデルから得られた冬のSSTと500hPa高度場(Z500)偏差の特異値分解(SVD)第一モードを示す。観測のSVD1(図10a)は、多少形が違うものの基本的にNAOとSST tripoleの組である。モデルの結果(図10b)も概ね観測と一致しているが、振幅が大きく(そのためにSCFも倍くらい違い、有意な領域もずっと広い)、Z500のパターンは大気内部変動としてのNAO(図略)に似すぎているきらいがある。これらは一少なくとも部分的には一海洋力学がないために空間スケールの小さいSST変動が少ないと、混合層深さが実際の冬よりも浅いことなどが原因であろう。

図10bのようなSVD1は、PS1のZ500とresponse SSTを使ってもほぼ同じように出てくる。これは、stochastic modelのように中緯度SST偏差が大ざっぱには大気からの一方的強制で説明できることを意味している。一方で、前述したようにSST偏差も大気を全く強制しないわけではないらしい。では、どのようなSST偏差分布がNAOに対して効

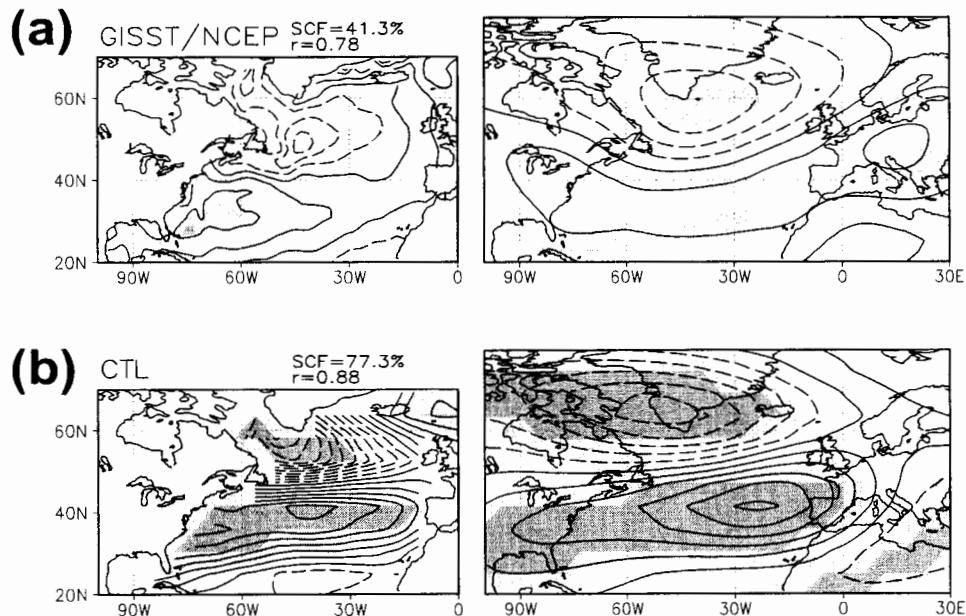


図10 (a) 1949–1998年の観測された冬季SST(左図)と500hPa高度偏差(右図)のSVD第1モード。heterogeneous regressionで表す。等値線は0.1Kおよび10mごと。影は95%、99%水準で偏差が有意な領域。(b) aと同様、ただし60年分のCTLから得られた第1モード。SCFおよび展開係数の相関は左図上に示した。Watanabe and Kimoto (2000c)より。

果的なのだろう。それを知るために、PS2のZ500、forcing SST、response SSTの3変数を使ってSVDを計算したのが図11である。Z500とresponse SSTは図10bに非常に似ており、偏差も有意性が高い。興味深いのは、有意性は弱いもののforcing SSTに40N付近に中心をもつ正のSST偏差パターンが出ることである。この偏差はSST tripoleの中緯度部分に強く投影されるので(図11b, 11c)、もしこれが効果的にNAOを励起するのだとすれば、NAO-SST tripole間に非局所的な正のフィードバックが働くことを示唆する。実際、図11bのSST偏差を置いてAGCMのアンサンブル感度実験を行うと、NAOに似た有意な応答が得られたこと(図略)からも、この考えは確実性が高い。SST偏差がどうNAOを励起するのかを明らかにするためにPS2の場をさらに調べると、図11bのforcing SST正偏差は、上向きの顕熱・潜熱を増やし、潜熱の大部分は同じ場所の大気下層で降水に変わっていることが分かった。熱フラックスの増加は局所熱減衰を通してSST偏差を弱めるように働くが同時に大気下層に放出された熱は大気循環を変えるのではないだろうか？ そうなると、問題は加熱に対する大気の応答というところに帰着するので、既に確立されている線型力学による診断を使うことができる。すなわち、定常性を仮定して行列形式で書けば、

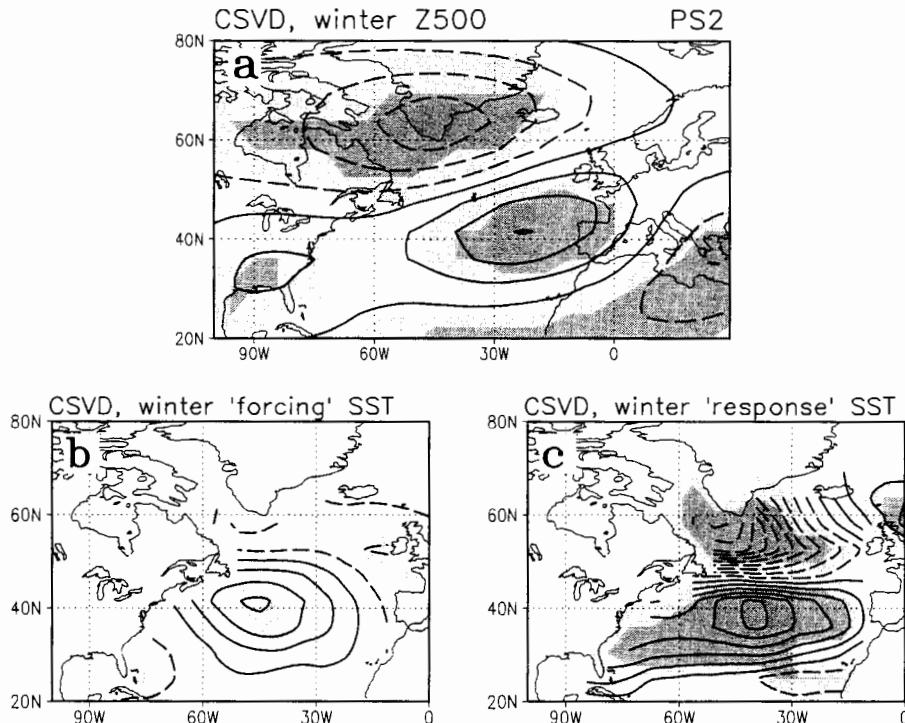


図11 PS2の60年積分から得られた冬平均場に対する結合SVD解析の結果。(a) 500hPa高度、(b) forcing SST、および(c) response SST偏差の heterogeneous regression。高度偏差およびSST偏差の等値線はそれぞれ10mと0.1Kごと。負偏差は破線で、95%で有意な領域は影で示した。Watanabe and Kimoto (2000c)より。

$$L(\mathbf{X}_c)\mathbf{X}_1 = \mathbf{Q}, \quad (3)$$

と表せる。ここで、 L は三次元基本場 \mathbf{X}_c の関数である線型演算子、 \mathbf{Q} は熱強制、 \mathbf{X}_1 が求める応答である。具体的には、CTLの気候値のまわりで線型化されたT21、鉛直5層のプリミティブモデルを用い、forcing SST偏差の上に薄い熱源を与えて(3)式を解いた。図12aは、Z500の定常応答である。熱源の真上から下流にかけて正の、その北側に負の高度偏差ができる。前者はPalmer and Sun (1985)が議論しているように、下層で背の低い傾圧応答に伴う収束があり、中～上層では発散とベータ項がつりあうといったバランスで成り立っているようである。また、後者は東西一様の基本場を使うと出てこない(図略)ことから、基本場の東西非一様が重要であることが分かる。全体的なパターンはNAOに似ているが、北側の高度偏差が弱く、傾圧成分がやや卓越している。

加熱の生じているのは、ちょうど大西洋のストームトラックのある緯度に当たるから、より完全な大気の応答は準定常場とストームトラックの相互作用を考える必要があるだろう。そのためには、図12aのような加熱に対する一次応答がどのようにストームトラックを変えるかを定量的に見積もらなければならない。そこで、Branstator (1995)にならって線型モデルをいわゆる「ストームトラック・モデル」として応用する。これは、ある基本場のもとでランダム初期値から成長するノーマルモードを時間積分して計算し、膨大なサンプルを平均して短周期擾乱の統計量を求める方法である。今、 \mathbf{X}_c に対して現実的なストームトラックを再現できることを確認した上で、

$$d_1\mathbf{X}_1' + L(\mathbf{X}_c + \mathbf{X}_1')\mathbf{X}_1' = 0, \quad (4)$$

のように基本場に一次応答 \mathbf{X}_1 を加えて計算を繰り返し、差をとることで \mathbf{X}_1 に対する傾圧擾乱の応答(\mathbf{X}_1')を見積もった(図12b)。ストームトラックは、加熱による一次応答が生じると北にシフトする。これは、傾圧性の変化というよりも、40N以北で風が強まったことで順圧的にそちらにより擾乱が向いたためらしい。こうしたストームトラックの変化に伴う定常場へのフィードバック、すなわち熱・渦度フラックス収束を $F(\mathbf{X}_1')$ として、ストームトラックによる二次的な応答は次のように計算できる。

$$L(\mathbf{X}_c + \mathbf{X}_1')\mathbf{X}_2 = F(\mathbf{X}_1'). \quad (5)$$

図12cがその結果である。振幅は一次応答より小さいものの、高緯度の低気圧偏差が強まり、よりNAOに近い応答が形成されることが分かる。(4)–(5)式は、非線型の定常場/ストームトラック相互作用を線型で近似したものと見なすことができ、加熱による直接応答とストームトラックの間に正のフィードバックが働くことを意味している。これは、より端的にはSST偏差に依存しないNAO-ストームトラック間のフィードバックを反映している。実際、CTLのNAO(Z500のEOF1)を仮に \mathbf{X}_1 として(4)–(5)式を用いると、ストームトラックがNAOを強める様子が綺麗に現れる(図13)。しかし、Branstator (1995)が言及しているように、こうしたフィードバックはどのような循環偏差でも生じるわけではないだろう。従って、SST偏差が直接NAOに似た大気応答を引き出すことが図12の

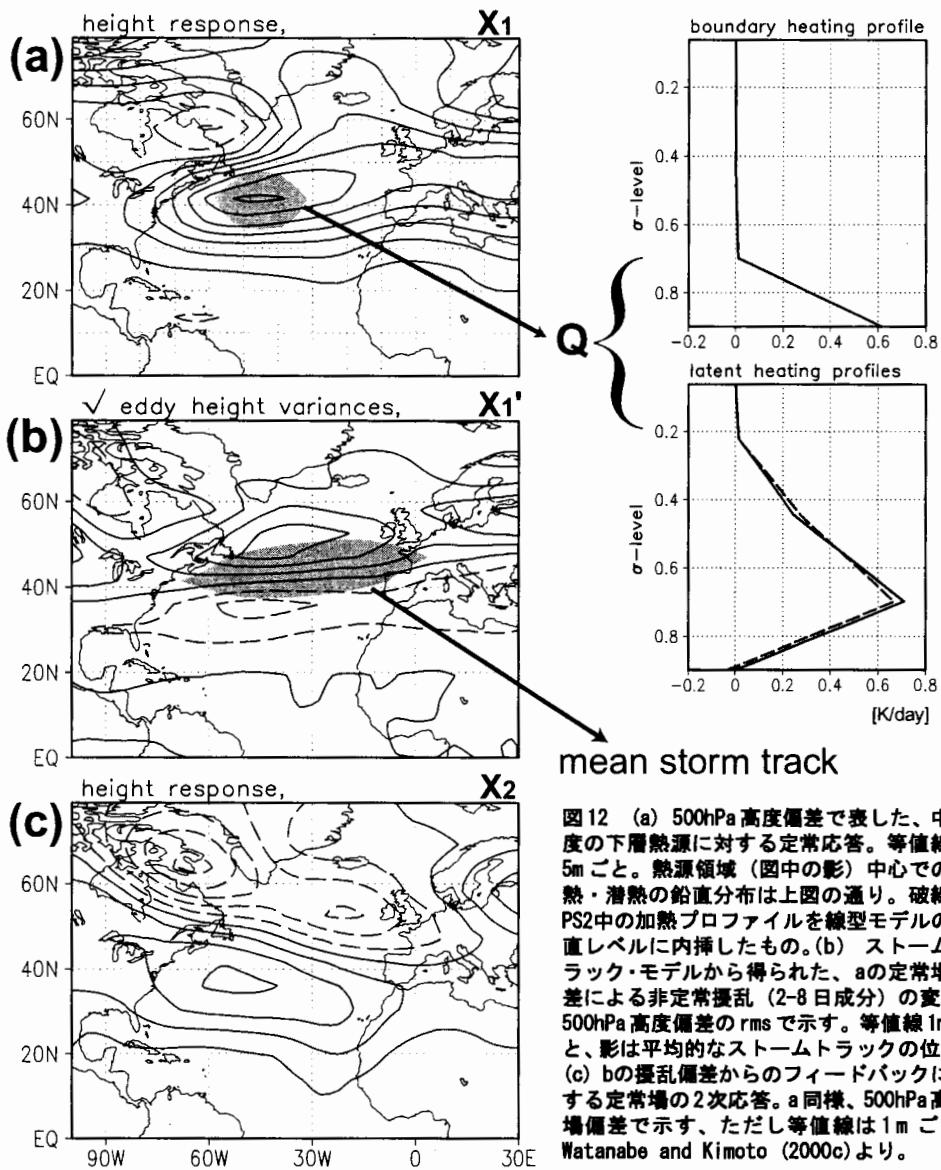


図12 (a) 500hPa高度偏差で表した、中緯度の下層熱源に対する定常応答。等値線は5mごと。熱源領域（図中の影）中心での顯熱・潜熱の鉛直分布は上図の通り。破線はPS2中の加熱プロファイルを線型モデルの鉛直レベルに内挿したもの。(b) ストームトラック・モデルから得られた、aの定常場偏差による非定常擾乱（2-8日成分）の変化。500hPa高度偏差のrmsで示す。等値線1mごと、影は平均的なストームトラックの位置。(c) bの擾乱偏差からのフィードバックに対する定常場の2次応答。a同様、500hPa高度場偏差で示す、ただし等値線は1mごと。Watanabe and Kimoto (2000c)より。

フィードバックの要ではないかと考えられる。

以上、本節で述べた結果は図14の模式図にまとめられる。フィードバックが非線形性を含むために安定性を議論するのは難しいが、局所熱的減衰を越えるほど強いものではないことはGCM実験の解析で確認できる。従って、SSTに対する正味の結合フィードバックは依然として負であり、熱帯のような結合不安定は生じそうもない。しかしながら、4.1で触れたように弱くともこうしたフィードバックがあることは大気-海洋結合モデルの存在条件かもしれない。決して無視してよいとは思えない。また、正味のフィ

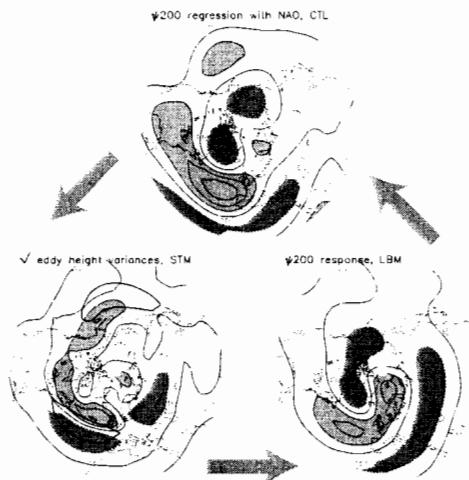


図13 図12同様に線型モデルで得られた、GCM中のNAO一ストームトラック間の正のフィードバック。上：NAOに伴う200hPa流線関数、左：NAOによるZ500擾乱成分のrms、右：擾乱のフィードバックによる二次応答。ただし、右図の等価線間隔は上図の1/5。

クスの変動が小さくなる結果、大気・SST双方の変動が（海洋混合層の熱慣性より長い時間スケールで）大きくなるという過程である。本節の最後に、図14に示される正のフィードバックと reduced thermal damping の関係を議論しておこう。

上の説明から分かるとおり、reduced damping は SST・気温が完全に adjust する平衡点、すなわち $\omega \rightarrow 0$ で効果が最大となる。一方で、正のフィードバックは NAO と SST tripole という冬の数ヶ月にだけ卓越するパターンの間に成り立つので、季節程度の時間スケールで最も効率的に働くだろう。また、このフィードバックは図14から明らかなように非局所的な過程だが、reduced damping では何の空間構造も仮定されておらず、

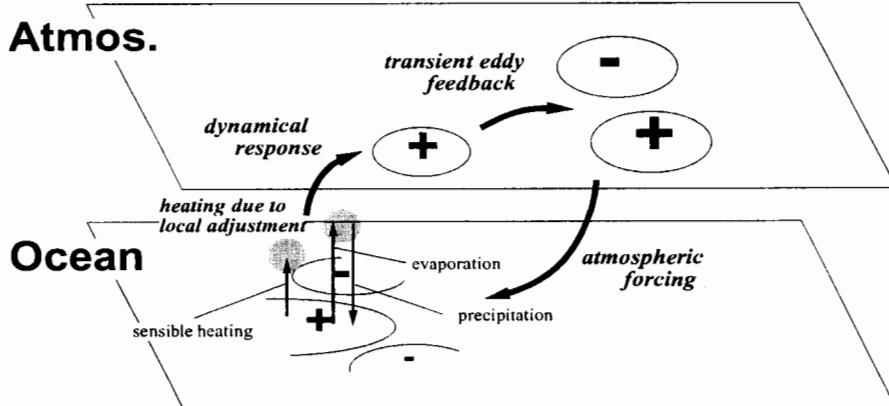


図14 北大西洋大気・海洋系に働く正の熱的フィードバックの模式図。Watanabe and Kimoto (2000c) より。

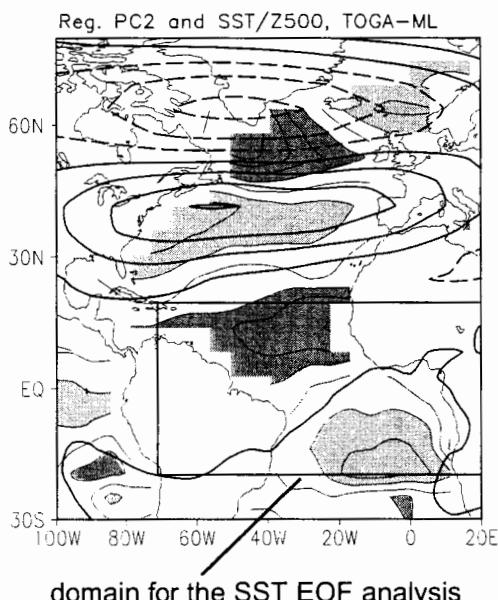
ードバックが負であることは、ここで紹介したような多少「ひねくれた」数値実験を行わないと正の部分は同定し難いことを意味している。

ここで、話を再び stochastic model に戻そう。2節で、stochastic theory が長周期の SST 変動の分散を過小評価しているのは、大気・海洋結合の効果を考慮していないためと述べた。これは、今では' reduced thermal damping' と呼ばれる効果を指している (Barsugli and Battisti 1998)。簡単に言えば、結合系では SST と海面気温の差が小さくなるような adjustment が生じるので、大気・海洋各々にダンピングとして働く熱フラッ

本質的に局所的な過程である（実際、Barsugli and Battisti 1998 が扱っているのは一次元エネルギー・バランス・モデルである）。こう並べてくると、これら二つは異なる効果と思われるかもしれないが、実はそうでもない。Barsugli and Battisti (1998) のモデルをよく見ると、SST($=T_o$)から大気への弱い正のフィードバックを bT_o と仮定しており、もし $b=0$ とすると reduced damping は働かないことが容易に分かる。従って、我々がここで主張している過程は、この bT_o のより物理的な内容を考えることもできる。このことは、図 14 のフィードバック過程が 10 年スケールの結合モードにとって重要であるばかりでなく、北大西洋大気－海洋系変動のスペクトルを理解する上でも本質的であることを意味しているのではなかろうか。

4.4 热帯－中緯度の結合

NADO の亜熱帯の SST 偏差は、南半球側に逆符合の偏差を伴うことが多い。これは熱帯大西洋の 'SST dipole' とも呼ばれ、そのインデックスは NADO とよく似た 10 年変動を示す (Tanimoto and Xie 1999)。NADO と SST dipole の間には大気・海洋それぞれを通して結合がある、すなわち NADO は中緯度で閉じていないことが最近分かつてきただ。我々の GCM 実験では、一つの結合形態として SST dipole → NAO → SST tripole という、いわゆる大西洋における 'atmospheric bridge' (Lau and Nath 1996) があり得ることが示唆された。行った実験は観測された熱帯 SST を AGCM に与え、その極側ではスラブ混合層モデルと結合するという、いわゆる TOGA-ML と呼ばれる種類のもので、熱帯 SST の中緯度大気－海洋系へのインパクトを調べるのに有効な設定である。図 15 は熱帯大西洋 SST の EOF2 として同定された SST dipole の時係数と、モデルの 500hPa 高度および SST 偏差の



線型回帰で、NAO と SST tripole の組が SST dipole に強制されることを示唆している。ただし、振幅は図 10b などと比較すると半分程度である。

太平洋では熱帯－中緯度の結合の実態が盛んに研究されているが、大西洋についてはまだ研究が足りない。特に、結合

図 15 70W–20E, 20S–20N(矩形領域)の SST 偏差に対する EOF2 の時係数と、TOGA-ML 実験の 500hPa 高度(太線)および SST 偏差(細線と影)との線型回帰。時係数の 1 標準偏差あたりの値で示してある。高度偏差の等値線は 5m ごと、負偏差は破線で表す。SST 偏差は 0.1K ごと、+0.1K 以上 (-0.1K 以下) の領域を薄い(濃い)影で示す。Watanabe and Kimoto (1999) を修正。

があるとして熱帯・中緯度のどちらかに10年スケールの振動的振る舞いの起源を求めるか、もしくは二つの本質的には独立な10年規模振動が互いに強め合っているのかは、これから明らかにすべき重要な疑問であろう。

5. おわりに

冒頭で述べたように、大西洋10年規模変動の研究はここ数年で大きく進展してきた。しかし、ここで紹介したメカニズムにしてもまだ仮説の域を出ておらず、今後のデータの蓄積とモデルの発展を待つてさらに研究を進める必要がある。CGCMにより現実的な10年変動をシミュレートすることはもちろん望ましいが、検証すべき仮説に合わせた多様な数値実験を行ってゆくことも重要だろう。

また、10年変動とは必ずしも関係ないが、SSTの再帰過程と大気－海洋の正の熱的フィードバックが同時に働くと仮定すると、北大西洋の海洋上層の状態を正確に知ることが大西洋域の気候予測可能性を延長するという希望が出てくると考えられる。CGCMなどを用いてそうした可能性を検証する作業は実際始まったばかりである(Rodwell et al. 2001, submitted to QJRMS)。こうしたことは一見、日本に住む我々にはさして影響がなさそうに思える。しかしながら、東アジアにも影響を及ぼす北極振動とNAOがほぼ同じ現象であるという認識が最近強まっている(例えばWallace 2000; Kimoto et al. 2001)。北大西洋のSSTや混合層過程は、ひょっとすると東アジアの気候変動ともいざれ密接に関わってくるのではないだろうか。

最後に、本稿は2000年10月に行われた気象庁気候情報課の月例会で発表した内容を下敷きにしているが、一部未発表のものも加わっていることをお断りしておく。

参考文献

- Alexander, M. A., and C. Deser, 1995: A mechanism for the recurrence of winter time midlatitude SST anomalies. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 122–137.
- Alexander, M. A., C. Deser, and M. S. Timlin, 1999: The reemergence of SST anomalies in the North Pacific Ocean. *J. Climate*, **12**, 2419–2433.
- Barsugli, J. J. and D. S. Battisti, 1998: The basic effects of atmosphere-ocean thermal coupling on midlatitude variability. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 477–493.
- Bjerknes, J., 1964: Atlantic air-sea interaction. *Adv. in Geophys.*, **10**, 1–82.
- Branstator, G., 1995: Organization of storm track anomalies by recurring low-frequency circulation anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 207–226.
- Cayan, D. R., 1992: Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: Driving the sea surface temperature. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 859–881.
- Deser, C. and M. Blackmon, 1993: Surface climate variations over the North Atlantic ocean during winter: 1900–1989. *J. Climate*, **6**, 1743–1753.
- Frankignoul, C., 1985: Sea surface temperature anomalies, planetary waves, and air-sea feedback in the middle latitude. *Rev. Geophys.*, **23**, 357–390.
- Ferranti, L., F. Molteni and T. N. Palmer, 1994: Impact of localized tropical and extratropical SST anomalies in ensembles of seasonal GCM integrations. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **120**, 1613–1645.

- Grötzner, A., M. Latif and T. P. Barnett, 1998: A decadal climate cycle in the North Atlantic Ocean as simulated by the ECHO coupled GCM. *J. Climate*, **11**, 831–847.
- Hall, A. and S. Manabe, 1997: Can local linear stochastic theory explain sea surface temperature and salinity variability? *Clim. Dyn.*, **13**, 176–180.
- Hasselmann, K., 1976: Stochastic climate models. I. Theory. *Tellus*, **28**, 473–485.
- Jin, F.-F., 1997: A theory of interdecadal climate variability of the North Pacific ocean-atmosphere system. *J. Climate*, **10**, 1821–1835.
- Kimoto, M., F.-F. Jin, M. Watanabe and N. Yasutomi, 2001: Zonal-eddy coupling and a neutral mode theory for the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 737–740.
- Kushnir, Y., 1994: Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Climate*, **7**, 141–157.
- Lau, N.-C. and M. J. Nath, 1996: The role of the 'atmospheric bridge' in linking tropical Pacific ENSO events to extratropical SST anomalies. *J. Climate*, **9**, 2036–2057.
- Neelin, J. D. and W. Weng, 1999: Analytical prototypes for ocean-atmosphere interaction at midlatitudes, Part I: Coupled feedbacks as a sea surface temperature dependent stochastic process. *J. Climate*, **12**, 697–721.
- Palmer, T. N. and Z. Sun, 1985: A modeling and observational study of the relationship between sea surface temperatures in the north-west Atlantic and the atmospheric general circulation. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **111**, 947–975.
- Peng, S. and J. S. Whitaker, 1999: Mechanisms determining the atmospheric response to midlatitude SST anomalies. *J. Climate*, **12**, 1393–1408.
- Saravanan, R. and J. C. McWilliams, 1998: Advective ocean-atmosphere interaction: An analytical stochastic model with implications for decadal variability. *J. Climate*, **11**, 165–188.
- Seager, R., Y. Kushnir, M. Visbeck, N. Naik, J. Miller, G. Krahmann and H. Cullen, 2000: Causes of Atlantic Ocean climate variability between 1958 and 1998. *J. Climate*, **13**, 2845–2862.
- Sutton, R. T. and M. R. Allen, 1997: Decadal predictability of North Atlantic sea surface temperature and climate. *Nature*, **388**, 563–567.
- Selten, F. M., R. J. Haasma and J. D. Opsteegh, 1999: On the mechanism of North Atlantic decadal variability. *J. Climate*, **12**, 1956–1973.
- Tanimoto, Y. and S.-P. Xie, 1999: Ocean-atmospheric variability over the pan-Atlantic basin. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 31–46.
- Wallace, J. M., 2000: North Atlantic Oscillation/annular mode: Two paradigms—one phenomenon. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **126**, 791–805.
- Wallace, J. M., C. Smith and Q. Jiang, 1990: Spatial patterns of atmosphere-ocean interaction in the northern winter. *J. Climate*, **3**, 990–998.
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 1999: Tropical-extratropical connection in the Atlantic atmosphere-ocean variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2247–2250.
- Watanabe, M., M. Kimoto, T. Nitta and M. Kachi, 1999: A comparison of decadal climate oscillations in the North Atlantic detected in observations and a coupled GCM. *J. Climate*, **12**, 2920–2940.
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 2000a: Behavior of midlatitude decadal oscillations in a simple atmosphere-ocean system. *J. Meteor. Soc. Japan*, **78**, 441–460.
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 2000b: On the persistence of decadal SST anomalies in the North Atlantic. *J. Climate*, **13**, 3017–3028.
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 2000c: Atmosphere-ocean thermal coupling in the North Atlantic: A positive feedback. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **126**, 3343–3369.
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 2001: Corrigendum. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **127**, 733–734.
- Weng, W. and J. D. Neelin, 1999: Analytical prototypes for ocean-atmosphere interaction at midlatitudes, Part II: Mechanisms for coupled gyre modes. *J. Climate*, **12**, 2757–2774.

日本付近における盛夏期の気圧場の年々変動

東京大学気候システム研究センター

佐藤 尚毅, 高橋 正明

1 はじめに

中部日本の夏期の天候を気候学的に見た場合、6月から7月にかけては梅雨期で雨天や曇天であることが多い、梅雨明け後の7月下旬から8月にかけては安定した晴天になることが多い（吉野、1978）。こうした梅雨期の降水は、梅雨前線帶における降水活動によってもたらされている。梅雨前線帶は海洋性熱帯気団と海洋性寒帯気団の境界に形成された太平洋寒帯前線帶の一部とみなすことができ（Akiyama, 1973）、また一方で梅雨前線帶を北半球における亜熱帯前線帶であるとする立場もある（Ninomiya, 1984）。この梅雨前線帶には太平洋高気圧の北西縁に沿って熱帯気団の高温多湿な空気が供給され、活発な降水活動が生じている（Akiyama, 1973）。梅雨期間中には梅雨前線帶は日本列島にあって、太平洋高気圧の西への張り出しに伴って徐々に北上する。7月の終わり頃までは梅雨前線帶は北日本に達して不活発になり、梅雨明けとなる（Akiyama, 1973）。しかし、例えば気象庁が発表した梅雨明け日の年々変動に見られるように（気象庁、1997）、梅雨明けの時期には年ごとの変動が大きい。この変動に伴って、例えば1993年の冷夏や1994年の暑夏のように、盛夏期の天候は年ごとに大きく異なる（西森、1997）。梅雨前線帶が南北2つの気団の境界であることを考えると、盛夏期の日本の天候は日本周辺の気圧場や温度場などと密接に関連しているように思われる。西森（1997）は、夏期の日本の天候の年々変動には、オホーツク海高気圧、エルニーニョ、西太平洋の海面温度（SST）など様々な要因が関連していると指摘している。例えば、倉嶋（1969）によれば、オホーツク海高気圧の出現は、夏期の北日本や中部日本に低温偏差をもたらす。大川（1973）は梅雨期におけるオホーツク海高気圧の成因を調べ、半数以上がオホーツク海上空でのジェット気流の蛇行に伴う上層での収束によって生じていることを示した。一方、宮崎（1989）はエルニーニョ年の日本の天候の特徴を統計学的に調べ、エルニーニョ年には日本では冷夏になりやすいことを示した。さらに、Nitta（1987）は、フィリピン付近での対流活動が北東に伝播する定常ロスビー波を励起していることを明らかにし、Ueda *et al.*（1995）は、西部北太平洋上での対流活動が、ロスビー波の伝播を通して、太平洋高気圧の張り出しに影響していることを示した。また、Ueda and Yasunari（1996）は、大気-海洋相互作用という観点から、対流活動の年々変動のしくみを調べた。こうした研究成果は定性的な機構としては妥当なものであるが、実際に生じている盛夏期の中日本の天候の年々変動の中でそれぞれがどの程度支配的な役割を果たしているのか、必ずしも明確ではない。

Sato and Takahashi（2001）は、1960年代から1990年代半ばにかけての盛夏期の天候の長期的な変化を調べ、近年の中日本での盛夏期の天候不順の傾向が、寒帯気団の強化に関連した梅雨前線の北上の遅れと関係していることを示した。Sato and Takahashi（2001）は

短周期の年々変動には言及していないが、Sato and Takahashi (2001) の解析結果を見ると、年々変動に関しても、気圧場と中部日本の盛夏期の天候との間に相関性が見られる。年々変動の機構の理解は、気候変動に伴う長期的な変動の理解や予測にも不可欠であり、本研究では盛夏期の中部日本の天候の年々変動を、日本周辺の気圧場の変動との関連に注目して調べる。

2 日照時間と海面気圧の年々変動

ここでは、Sato and Takahashi (2001) を参考にして、盛夏期(8月上旬)の日照時間と海面気圧の年々変動を、気象庁による地上気象観測時日別データを解析して求める。日照時間に関しては1日あたりの値を、海面気圧に関しては毎時の観測から求めた日平均値を用いる。解析期間は、Sato and Takahashi (2001) に対応して、1961～1995年とする。気象庁では、1986年から1987年にかけて、ジョルダン式日照計から回転式日照計への変換が行われた。本研究では、勝山(1987)に従い、変更前のジョルダン式日照計によって測定された値を次のように補正する。

$$S_R = \begin{cases} 0.8 S_J & (S_J < 2.5 [\text{hr/day}]) \\ S_J - 0.5 [\text{hr/day}] & (S_J \geq 2.5 [\text{hr/day}]), \end{cases} \quad (1)$$

ここで、 S_J は変更前のジョルダン式日照計による測定値、 S_R は回転式日照計に対応して補正された値である。この関係式は同時比較観測の結果に基づいて決められたものである。

Sato and Takahashi (2001) は、8月上旬の日照時間の長期変化を調べ、1960年代に比べて1980年代後半から1990年代前半にかけては、東北地方南部や北陸地方で日照時間が顕著に減少していることを明らかにした。ここでは、Sato and Takahashi (2001) の解析結果の中で、特に減少が大きかった富山における日照時間の年々変動に注目した(図1)。1960年代以降、年々変動を伴いながら日照時間が減少していることが分かる。

Sato and Takahashi (2001) は、富山と北日本の稚内との間の海面気圧差などを調べ、寒帯気団の強化やそれに対応する梅雨前線帶の北上の遅れに注目しながら、日照時間の長期的な減少傾向のしくみの理解を試みた。ここでも、Sato and Takahashi (2001) に対応して、富山と稚内との間の海面気圧差(稚内が高い場合を正とする)の年々変動を調べた(図2)。1970年代半ば以降は、長期変動だけでなく年々変動に関しても、日照時間と海面気圧差の変動の間に明瞭な負の相関が見られる。そこで以下では、相関性がはつきりしている1979～1995年について、解析を行う。

梅雨前線帶の両側の寒帯気団や熱帯気団は、下層の相当温位によって認識できる(Akiyama, 1973)。このため、Sato and Takahashi (2001)においても、寒帯気団の強さを表す指標として、富山と稚内の海面気圧差だけでなく、輪島における850 hPa面の相当温位にも注目している。ここでは1979～1995年の17年間について、8月上旬の、富山における日照時間、輪島における850 hPa面の相当温位、富山と稚内との間の海面気圧差の3つの指標の間の相

関係数を求めた(表1)。850 hPa面の相当温位は、気象庁による高層気象観測年報の中の日本時間9時における气温と相対湿度の値から算出した。表1には、宮崎(1989)に対応して、以上の3指標と南方振動係数(SOI)との間の相関係数も示した。有意水準95%で有意な相関を太字で示した。日照時間、相当温位、海面气压差の3指標の間には有意な相関が見られる。つまり、北日本の气压が高い(低い)年には、中部日本で下層の相当温位が低く(高く)、日照時間が少なく(多く)なっている。北日本の气压が高い年に見られる中部日本での相当温位の低下は、梅雨前線帶の北上の遅れを表していると考えられる。以上の結果は、Sato and Takahashi(2001)が長期変化に関して示した結果と類似している。盛夏期の中部日本の天候の年々変動は、气压場の変動や、それに伴う梅雨前線帶の両側の寒帶气団や熱帶气団の強さの変動と密接に関連していると考えられる。

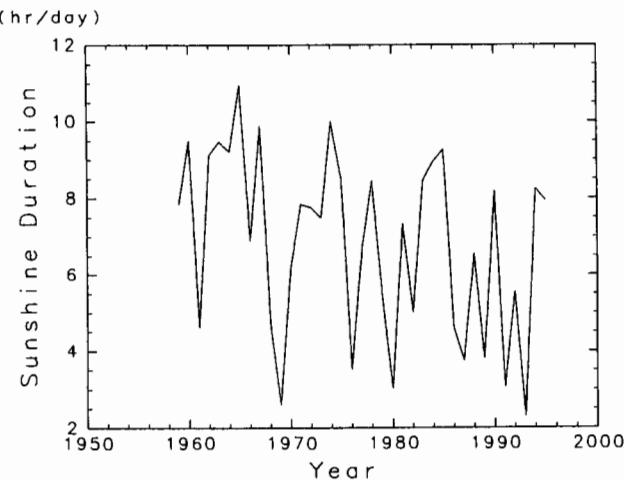


図1: 8月上旬の富山における1日あたりの日照時間の年々変動。

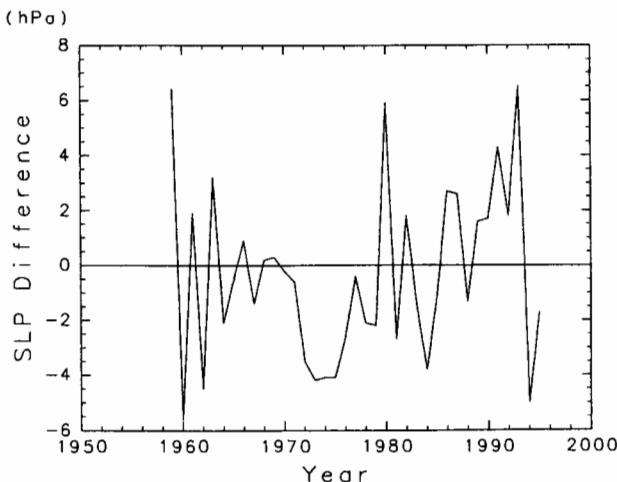


図2: 8月上旬の富山と稚内の海面气压差の年々変動。正の値は稚内の方が高气压であることを示す。

	Sunshine	E. P. T.	SLP dif.	SOI
Sunshine duration	1			
E. P. T.	+0.474	1		
SLP difference	-0.830	-0.604	1	
SOI	+0.256	+0.127	-0.272	1

表 1: 1979~1995 年で計算した、8 月上旬の、富山における日照時間、輪島における 850 hPa 面の相当温位、富山と稚内との間の海面気圧差、6~10 月で平均した南方振動指数の間の相関係数。有意水準 95% で有意な相関を太字で表した。

3 気圧場の年々変動と気圧偏差の南北伝播

前説で調べた海面気圧差の変動と日本周辺の気圧場の変動との間の関係を調べるために、日本周辺における客観解析データを解析する。本研究では、NCEP/NCAR による 6 時間ごとの再解析データを用いる。データは NCAR のデータライブラリから入手した。解析期間は前節までの解析に対応して 1979~1995 年とする。

まず、海面気圧差の客観解析データについて、富山と稚内との間の海面気圧差の値が平均より高い年と低い年とでコンポジット解析を行った(図 3)。平均の差に関して t -検定を行い、有意水準 95% で有意な正偏差と負偏差にそれぞれ影つけと網かけをした。北日本で高気圧偏差の年には、シベリアで気圧が高く西日本付近で低くなっている。図 2 に示された北日本から中部日本にかけての南北気圧偏差は、このような双極子型の偏差パターンの一部であると考えられる。500 hPa 面高度に関して同様にコンポジット解析を行ったところ(図 4)、図 3 と似た結果が得られた。また、200 hPa 面高度に関しても同じような結果が得られた(図は省略)。このことから、図 3 や図 4 に見られるような気圧偏差が等価順圧的であることも分かった。

次に、図 4 に示された 500 hPa 面高度のコンポジットの季節進行を調べた。図 4 で負偏差が極大になっている地点 A(北緯 35°、東経 130°) や、正偏差が極大になっている地点 B(北緯 55°、東経 135°)、地点 C(北緯 70°、東経 132.5°) におけるコンポジットの値を 1 日ごとに求めた(図 5)。地点 A における負偏差は 7 月 23 日頃に始まっているのに対し、地点 B における正偏差は 7 月 28 日頃に現れている。先に西日本付近での負偏差が生じ、その後でシベリアから北日本にかけての正偏差が生じていることが分かる。次に、富山における日照時間のコンポジットの季節進行を、図 5 の 500 hPa 面高度と同様にして求め(図 6)、図 5 の結果

と比較した。日照時間の負偏差は、7月29日頃から8月1日頃にかけてコンポジットの値が急激に低下することによって始まっている。この時期は地点Bにおける正偏差が急激に増大する時期に対応している。また、日照時間の負偏差は8月の半ば頃に再び大きくなり8月20日頃まで続いている。この点においても地点Bや地点Cにおける気圧偏差の季節進行とよく対応している。Sato and Takahashi (2001)は、中部日本の天候の変動をもたらす原因として、西日本や中部日本における低気圧偏差よりは北日本における高気圧偏差に注目したが、今回の年々変動についての解析においても、シベリアから北日本にかけての高気圧偏差の方が、富山における日照時間の偏差と、よりはっきり相関していることが分かった。

図5に見られた各地点での500 hPa面高度のコンポジットの季節進行を、気圧偏差の南北伝播という観点から理解するために、図4で有意性の高い偏差が見られた東経130°における500 hPa面高度のコンポジットの時間-緯度断面を求めた(図7)。ここでも、t-検定を行い、有意水準90%で有意な正偏差と負偏差にそれぞれ影つけと網かけをした。図中に引いた線分は、7月下旬の北緯35°付近における負偏差の極大と8月上旬の北緯55°付近における正偏差の極大を結んだものである。図5に見られるように、西日本付近の負偏差は7月下旬に始まっている一方で、シベリアでの正偏差は8月に入ってから現れていて、気圧偏差が南から北へ伝播しているように見得る。図7中の線分に注目して偏差の伝播速度を計算すると、7~8 m/sとなり、東西風の平均場に関して計算された定常ロスビー波の群速度(付録A)とおおむね一致する。シベリアから北日本にかけての高気圧偏差は、西日本付近に生じた低気圧偏差が定常ロスビー波として北に伝わることによって生じていると考えられる。この結果は、Ueda *et al.* (1995)と定性的には類似している。

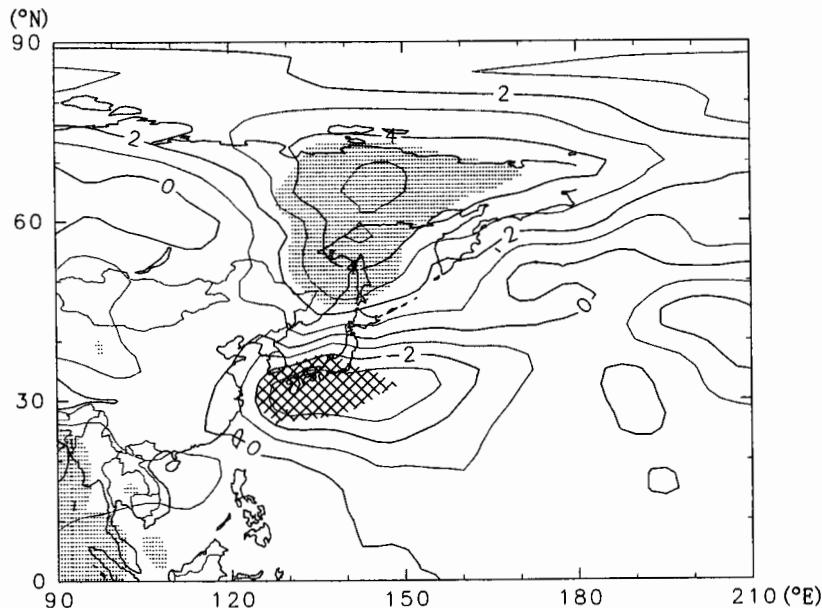


図3: 8月上旬の富山と稚内の海面気圧差に関する、海面気圧のコンポジット。正の値は稚内の気圧が高い時に正偏差であることを示す。等値線間隔は1 hPa。有意水準95%で有意な正偏差と負偏差にそれぞれ影つけと網かけをした。

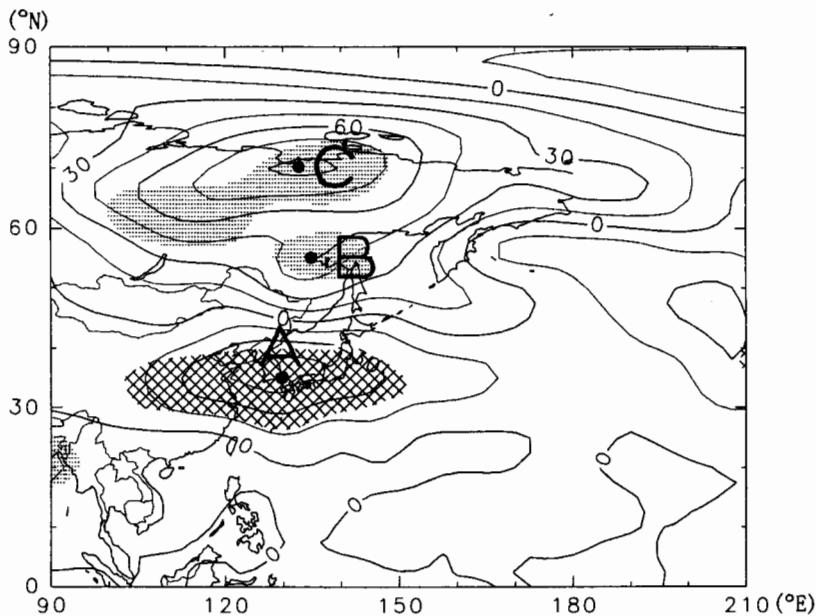


図 4: 8月上旬の富山と稚内の海面気圧差に関する、500 hPa 面高度のコンポジット。正の値は稚内の気圧が高い時に正偏差であることを示す。等值線間隔は 15 m。有意水準 95 % で有意な正偏差と負偏差にそれぞれ影つけと網かけをした。

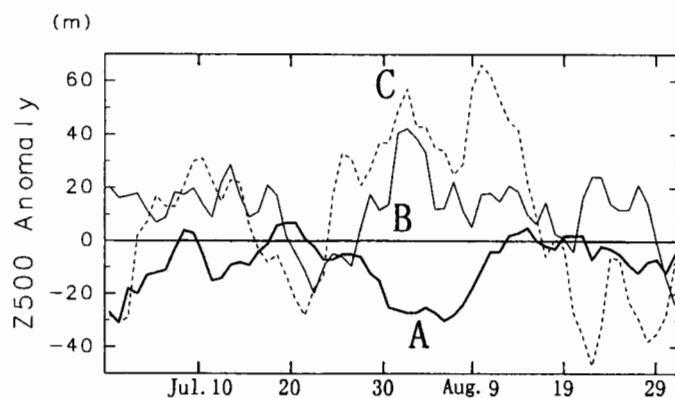


図 5: 8月上旬の富山と稚内の海面気圧差に関する、500 hPa 面高度のコンポジットの季節進行。正の値は稚内の気圧が高い時に正偏差であることを示す。太い実線は地点 A(北緯 35°, 東経 130°), 細い実線は地点 B(北緯 55°, 東経 135°), 破線は地点 C(北緯 70°, 東経 132.5°) におけるコンポジットの値を示す。地点 A, B, C の位置は図 4 中に示す。

(hr/day)

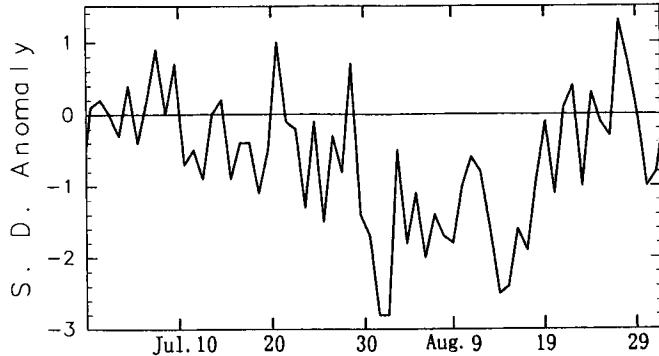


図 6: 8月上旬の富山と稚内の海面気圧差に関する、富山における日照時間のコンポジットの季節進行。
正の値は稚内の気圧が高い時に正偏差であることを示す。

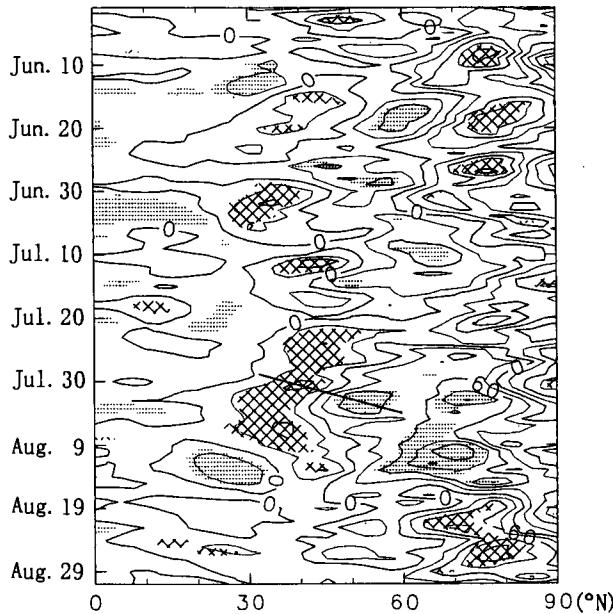


図 7: 8月上旬の富山と稚内の海面気圧差に関する、500 hPa 面高度のコンポジットの、東経 130° における時間-緯度断面。等値線間隔は 30 m。有意水準 90 %で有意な正偏差と負偏差にそれぞれ影つけと網かけをした。図中の実線は、7月下旬の北緯 35° 付近と 8月上旬の北緯 55° 付近における偏差の極大を結ぶ線である。

4 西部北太平洋上での対流活動の年々変動

日本周辺で7月下旬から8月上旬に見られる、南から北へ伝播する定常ロスビー波の励起源としては、日本の南海上での対流活動が考えられる (Ueda *et al.*, 1995)。ここでは、気象衛星「ひまわり」(GMS)による相当黒体温度 (T_{BB}) のデータを解析する。第2節で調べた8月上旬の富山と稚内との海面気圧差に関して、6~8月にかけての T_{BB} コンポジットを半旬別に求める。解析期間は1980~1995年とする。

図8に示した第40半旬(7月15~19日)の結果に見られるように、稚内の気圧が高い(低い)年には、7月半ば頃に日本の南東海上(図8中の領域B)で T_{BB} の値が高く(低く)、対流活動が不活発(活発)であることが分かる。つまり、日本の南東海上で対流活動が活発な年には、西日本で高気圧偏差、北日本で低気圧偏差が生じているといえる。この海域での対流活動は、熱源に対する大気の力学的応答を通して、その北側に高気圧偏差を生じさせ、さらにその気圧偏差が定常ロスビー波として伝播することが知られている(例えば、Ueda *et al.*, 1995)。図4, 7に見られる南北気圧偏差も、対流活動に伴う熱源に対する応答と、定常ロスビー波の伝播によって生じている可能性が考えられる。

図8に見られる T_{BB} 偏差のしくみを理解するために、7月中旬以前の T_{BB} 偏差を計算した。図9に示した第38半旬(7月5~9日)の結果に見られるように、日本付近で南の方が高気圧偏差の年には、6月下旬から7月上旬にかけて、西部赤道太平洋(図8, 9中の領域A)で対流活動が活発になっていることが分かる。図10に、領域AとBにおける T_{BB} コンポジットの季節進行を示す。北日本が高(低)気圧偏差の年には、領域Bで対流活動が不活発(活発)になるのに先だって、6月半ば頃から領域Aにおいて対流活動が不活発(活発)になっていることが分かる。領域AとBにおける対流活動を結び付ける機構を理解するためには、海面温度や風の場などを解析して、大気-海洋相互作用という観点から調べていく必要があると思われる。

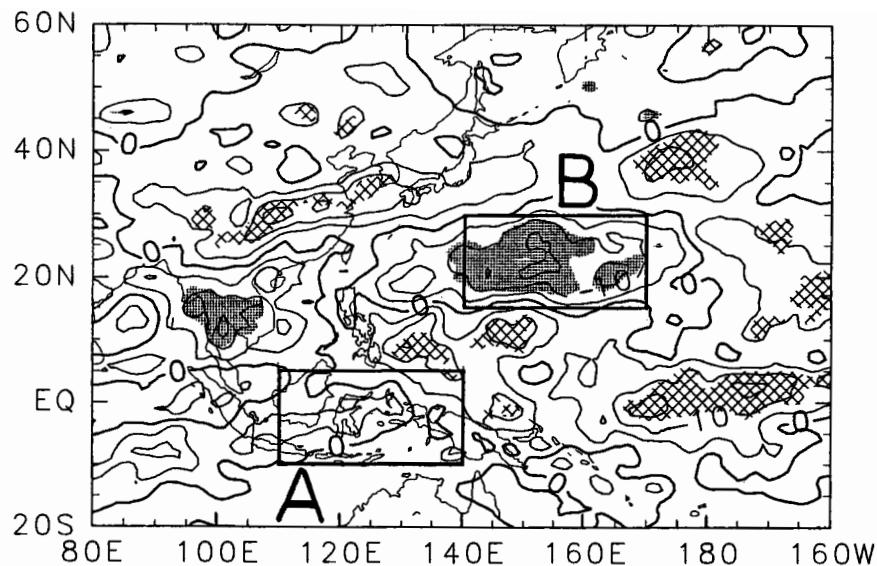


図 8: 8月上旬の富山と稚内の海面気圧差に関する、第 40 半旬(7月 15~19 日)の T_{BB} のコンポジット。正の値は稚内の気圧が高い時に T_{BB} が高いことを示す。等値線間隔は 5 K。有意水準 95 % で有意な正偏差と負偏差にそれぞれ影づけと網かけをした。

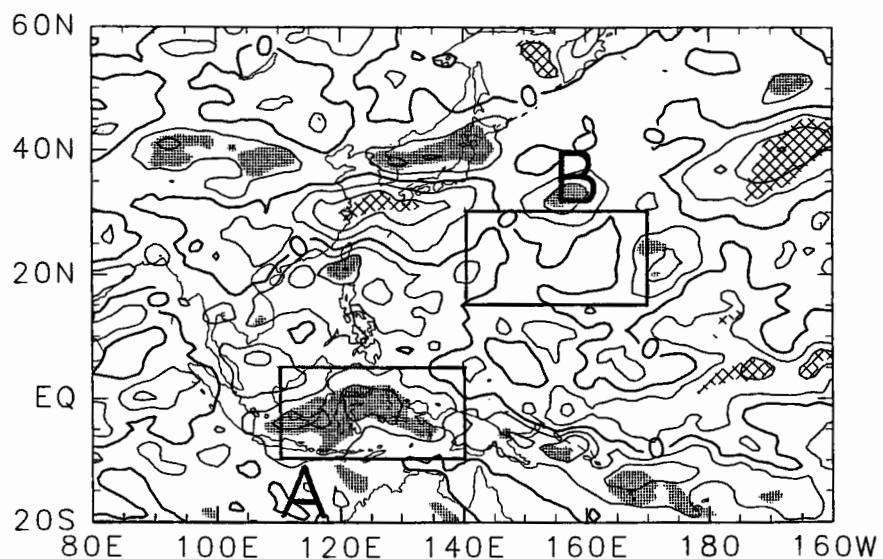


図 9: 図 8 と同じ。ただし、第 38 半旬(7月 5~9 日)。

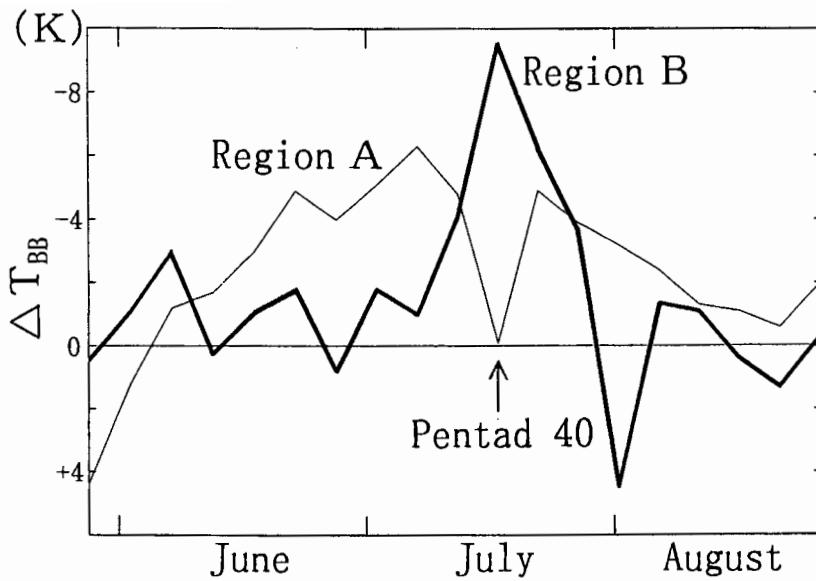


図 10: 図 8, 9 中の領域 A と B でそれぞれ領域平均した T_{BB} コンポジットの季節進行. 細い実線は領域 A, 太い実線は領域 B.

5 まとめ

中部日本における盛夏期(8月上旬)の日照時間や北日本と中部日本との海面気圧差の年々変動と、日本周辺の気圧場や西部北太平洋上での対流活動の年々変動との関連を調べた。北日本に比べて中部日本の方が高気圧であり中部日本で多照の年には、西日本付近を中心とする高気圧偏差とシベリアを中心とする低気圧偏差が見られる。この気圧偏差は等価順圧的であり、定常ロスビー波として南から北へ伝播しているようである。この定常ロスビー波の励起起源としては、日本の南東海上での対流活動が考えられる。

謝辞

NCEP/NCAR の再解析データの入手に関しては、新保明彦氏のお世話になった。図の作成には地球流体電腦ライブラリを用いた。

付録 A

図 4 や図 7 の結果に対応して、ロスビー波の位相速度と群速度の評価を行い、図 4 や図 7 の結果と比較する。ここでは、図 4 中の地点 A(北緯 35°, 東経 130°) と地点 B(北緯 55°, 東経 135°) との間の伝播を考える。東西風の基本場は、1979~1995 年の NCEP/NCAR の再解析データの中の 500 hPa 面における東西風から求める。図 4 の地点 A, B に対応して東経 130~135° で領域平均し、さらに図 5 や図 7 の結果を参考にして第 42 半旬(7 月 25~29 日)で時間平均した値を基本場とする。

南北シアのある東西風の場におけるロスビー波の位相速度 c は次のように表される (James, 1994)。

$$-(k^2 + l^2)c = \beta - U_{yy} \quad (2)$$

ここで、 k, l は東西、南北波数、 U は基本場における東西風、 U_{yy} はその南北方向の 2 階微分である。 β はコリオリ係数の南北方向の微分であって、ここでは北緯 45° における値として、

$$\beta = 1.612 \text{ [}/\text{s m}] \quad (3)$$

を用いる。図 4 より、気圧偏差の東西波数は 3 度、南北波数は 9 度であり、

$$k = 0.663 \times 10^{-6} \text{ [}/\text{m}] \quad (4)$$

$$l = 1.407 \times 10^{-6} \text{ [}/\text{m}] \quad (5)$$

と見積もることができる。さらに、北緯 35~55° で U_{yy} の値を評価すると、

$$U_{yy} = -0.696 \times 10^{-11} \text{ [}/\text{s m}] \quad (6)$$

となる。式 (3) ~ (6) を式 (2) に代入すると、

$$c = -9.5 \text{ [m/s]} \quad (7)$$

が得られる。一方、北緯 35~55° での基本場における東西風の平均値は、

$$U = 8.4 \text{ [m/s]} \quad (8)$$

である。式 (7), (8) より、 $-c$ が U に近い値を持っているといえる。つまり、図 4 に見られる気圧偏差の構造は、定常ロスビー波の構造によく対応していると考えられる。ここで、実際の大気における東西風は年ごとに、また高度によって異なることに注意が必要である。

次に、以上で評価した図 4 に見られるような気圧偏差を定常ロスビー波とみなして、その群速度を評価する。定常ロスビー波の地表に対する群速度の東西成分と南北成分はそれぞれ次のように表される (James, 1994)。

$$c_{yx} = \frac{2k^2}{(k^2 + l^2)^2} (\beta - U_{yy}) \quad (9)$$

$$c_{yy} = \frac{2kl}{(k^2 + l^2)^2} (\beta - U_{yy}) \quad (10)$$

式(9), 式(10)に式(3)～(6)を代入すると,

$$c_{gx} = 3.5 \text{ [m/s]} \quad (11)$$

$$c_{gy} = 7.4 \text{ [m/s]} \quad (12)$$

となる。 c_{gy} の値は図 7 に示した気圧偏差の伝播速度を表す線分の傾きとおおむね一致する。さらに、群速度ベクトル(c_{gx}, c_{gy})の方向も、地点 A, B を結ぶベクトルの方向に近くなっている。これらのことから、群速度という点から見ても、図 4 や図 7 に見られる偏差パターンは、定常ロスビー波の構造とよく対応しているといえる。

文献

- Akiyama, T., 1973: The large-scale aspects of the characteristic features of the Baiu front. Pap. Met. Geophys., 24, 157-188.
- James, I. N., 1994: Introduction to circulating atmospheres. Cambridge Univ. Press, 422pp.
- 気象庁, 1997: 気象年鑑 1997, 大蔵省印刷局, 273pp.
- 勝山税, 1987: 回転式日照計とジョルダン式日照計の同時比較観測結果, 測候時報, 54, 169-183.
- 倉嶋厚, 1969: オホーツク海高気圧について. 研究時報, 21, 170-193.
- 宮崎保彦, 1989: エル・ニーニョ年の日本の天候の特徴. 天気, 36, 489-498.
- Ninomiya, K., 1984: Characteristics of Baiu front as a predominant subtropical front in the summer Northern Hemisphere. J. Meteor. Soc. Japan, 62, 880-894.
- 西森基貴, 1997: 日本における長期気温変動と 1993-94 年の冷夏・暑夏. 気象研究ノート, 189, 199-216.
- 西森基貴, 1999: 日本における冷夏・暑夏の出現特性に関する解析. 天気, 46, 269-280.
- Nitta, T., 1987: Convective activities in the tropical western Pacific and their impact on the Northern Hemisphere summer circulation. J. Meteor. Soc. Japan, 65, 373-390.
- 大川隆, 1973: オホーツク海高気圧の成長機構. 研究時報, 25, 65-77.
- Sato, N. and M. Takahashi, 2001: Long-term variations of the Baiu frontal zone and midsummer weather in Japan. J. Meteor. Soc. Japan (in print).
- Ueda, H., T. Yasunari, and R. Kawamura, 1995: Abrupt seasonal change of large-scale convective activity over the western North Pacific in the northern summer. J. Meteor. Soc. Japan, 73, 795-809.
- Ueda, H. and T. Yasunari, 1996: Maturing process of the summer monsoon over the western North Pacific — A coupled ocean/atmosphere system. J. Meteor. Soc. Japan, 74, 453-508.
- 吉野正敏, 1978: 気候学, 大明堂, 90-97.

日本の気温に見られる周期的変動

気象庁 気候・海洋気象部 気候情報課

栗原和夫

1. はじめに

夏の低温が北日本を中心に冷害を引き起こし、大きな被害をもたらすように、年毎の気温の変動は人間活動に影響を与える重要な要因である。1993年の冷夏や1994年の暑夏における様々な出来事はまだ記憶に新しい。このため、日本の気温の変動の予測は大きな関心事であり、気温変動の機構についての研究も多くなされてきた。これまでの研究で、気温の変動を引き起こす原因には、エルニーニョ現象に伴う変動や、最近では10年周期の変動などがあると言われている。また高橋・西渕(1999)は東日本の年平均気温に30年、10年、6年、3.8年のスペクトルピークがあることを示した。しかし、気温変動の詳細はまだよくわかっていない。ここでは、予測において特に関心の深い夏と冬を選び、夏の気温に見られる6年周期の変動、冬の気温に見られる5年と8年周期の変動について、いくつかの特徴を示す。

2. 日本の夏の6年周期変動

日本の夏(6, 7, 8月)の気温に6年程度の準周期的な変動が見られる。この変動は日本の北部で明瞭である。東日本・西日本にもあるが南ほど変動は弱まり、南西諸島ではほとんど見られない。ここでは、北日本の1946~1998年(53年間)の3か月平均気温平年偏差の領域平均値(気象庁, 1998)を用いた調査結果について述べる。

2. 1 北日本の夏における6年周期変動の特性

図1に年ごとの北日本における夏の気温変動を示した。最も目立つ特徴は、図中に矢印で示した著しい高温の夏(高温年・H1とする)が6年程度の間隔をおいて現れていることである。4年や5年の間隔で現れていることもあるが、6年間隔が最も多い。気温偏差が+1.0°C以上の年はすべてこのH1のグループに含まれる。高温年の選び方には任意性があるが、図における選び方が妥当なものであることは以下に述べる結果を見れば推測されるであろう。

次に見える特性は、高温年の前後2年間も特徴的な気温変動をしていることである。図に示した期間中に各高温年を中心に9.5回のサイクルが見られる。1946年を高温年とするサイクルは1946年以前のデータがなく後半だけの0.5サイクルである。

高温年の1年前(H1-1)は1960年と1989年の2例(全9例中)を除いて平年より低い(図2)。平年偏差が-1.5°C以下となる、気温が著しく低い年は、すべてH1-1の年に現れている(図3)。全国的な冷夏となった1993年もこのH1-1の年の中に含まれる。

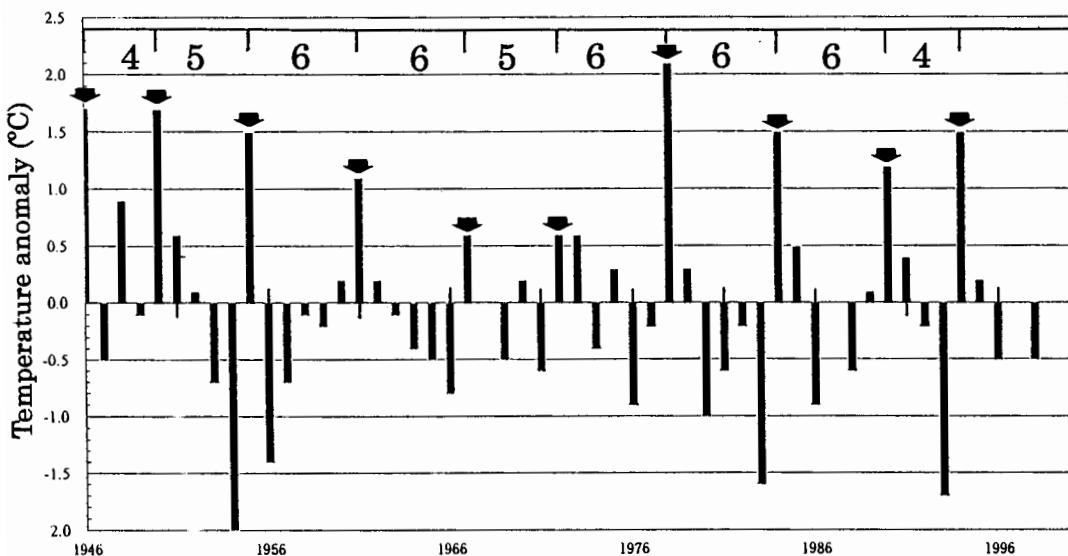


図1 北日本の夏(6, 7, 8月)の気温の平年偏差。矢印は高温年(H1)、上段の数字は高温年の間隔。

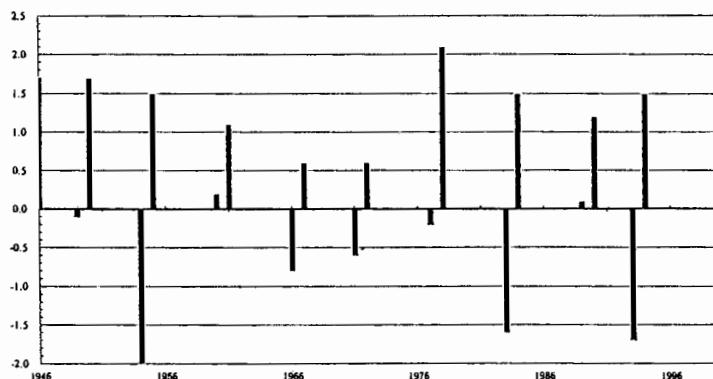


図2 北日本における高温年(H1)とその前年(H1-1)の夏の気温。

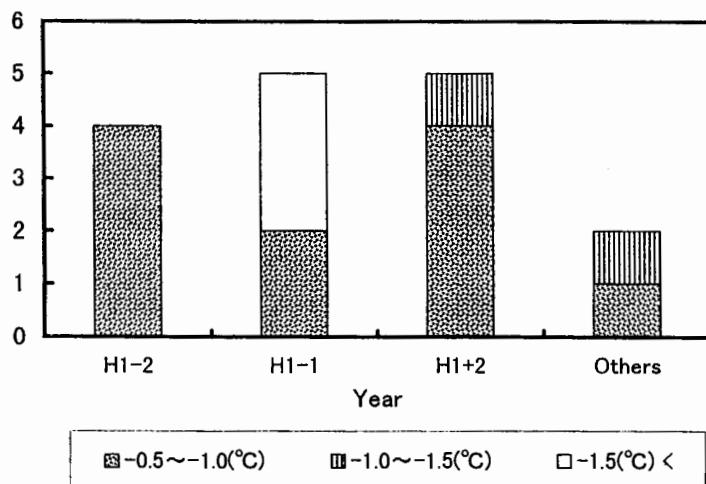


図3 北日本の夏の低温の、年毎の発生回数。白抜きが平年偏差が-1.5°C以下を表す。

高温年の1年後(H1+1)の気温は図1で見ると平年より高いが、H1の年ほど高くはない。例外は1947年と1958年の2例(全10例中)だけである。

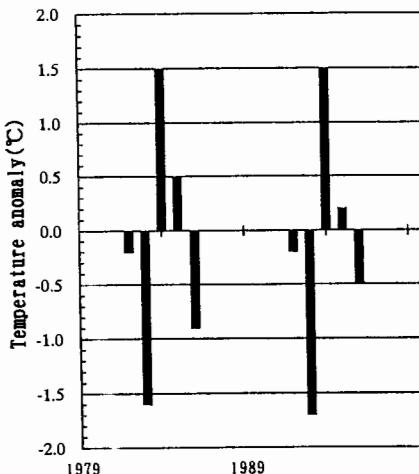
高温年の前後1年間だけでなく、サイクルの各年は特徴的な気温の変化をする。サイクルの各年における夏の気温の特徴と、対象期間の9.5サイクルでの気温の高温・低温の出現率を示す(表1)。高温年の2年前(H1-2)と1年前(H1-1)は平年より低温である。低温となる割合は、両年とも77%(全9例)である。高温年の1年後(H1+1)の年は平年と同じか平年以上となる割合が80%である。2年後(H1+2)の年は再び低温になり、低温となる割合は80%である。このように、各年で特徴的な気温が現れる割合は大変高い。

特徴的な気温変動をした例として、2サイクル分の気温変化を前後2年にわたって図4に示す。2つ目のサイクルには冷夏の1993年と暑夏の1994年が含まれる。北日本の夏の気温は、2つのサイクルで非常によく似た変動をしていることがわかる。

表1 北日本の夏の気温のサイクルの各年ごとの特徴と、高温、低温の出現率。例えばH1-2の年は平年より低い気温の出現率が77%であることを示す。

年	特徴的な気温	低温・高温の出現率
H1-2	やや低い	77%(低温)
H1-1	低い (時々非常に低い)	77%(低温)
H1	高い (時々非常に高い)	100%(高温)
H1+1	やや高い	80%(高温)
H1+2	低い	80%(低温)

図4 北日本の夏の特徴的な変動の例
(2サイクル)。1993年と1994年は2つ目(右)のサイクルに含まれる。



次に図1の気温偏差の時系列についてスペクトル解析の結果を示す。スペクトル解析は周期的な変動を調べるには有用な方法である。ただし、付録に記したように利用に当たっては気をつける必要がある。図5は北日本の気温偏差時系列のパワースペクトルである。MEM(最大エントロピー法)(高橋・西潟, 1999)を用いた結果で、6年周期に強いピークが現れている。MEMの結果はスペクトルの特徴を際だたせ、その特徴を知るのに見やすい。しかし、実際の変動は、必ずしも6年ごとに周期が繰り返されるのではなく、4年や5年のこともあるのに、MEMではこのように鋭い約6年の周期が現れてしまうので注意しなければならない。このピークはFFT(高速フーリエ変換)の結果にも現れている。FFTの結果から85%の信頼限界内で約6年周期にピークが存在することがわかる。

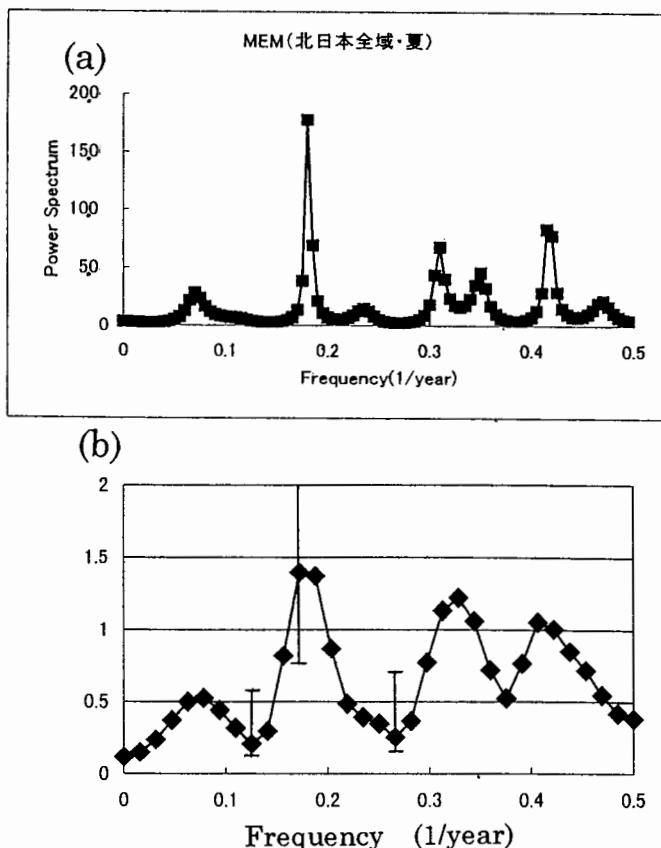


図5 北日本の夏の気温のパワースペクトル。(a)MEMによる。(b)FFTによる、ただしHanning Window(付録参照)を2回かけた結果。85%の信頼限界をエラーバーで示す。

2. 2 海面水温、500hPa高度との関連

このような特徴的な変動は何によって生ずるのか、ということは興味深い問題である。現在の段階ではこれに答えるだけの根拠はない。しかし、Saiki and Nagasaka (1986)によれば、北太平洋全域で海面水温の6年周期の変動が卓越しており、海面

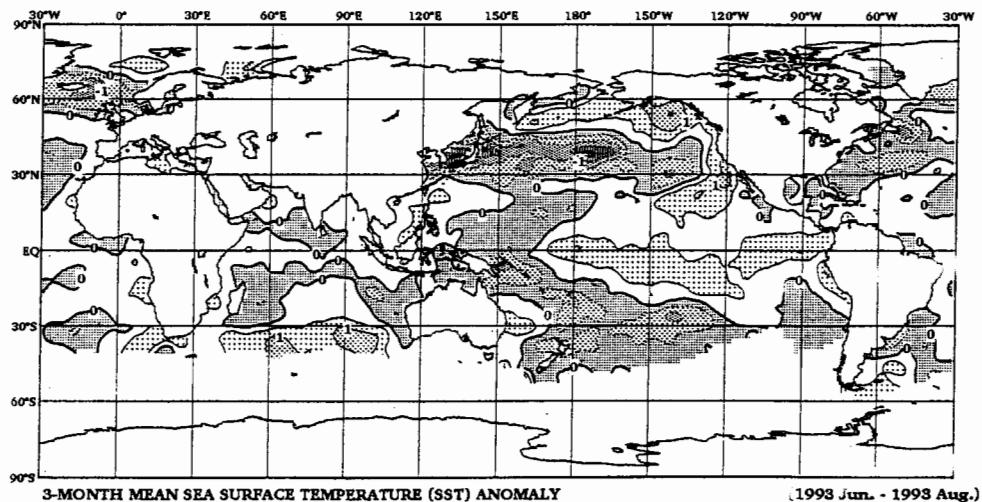
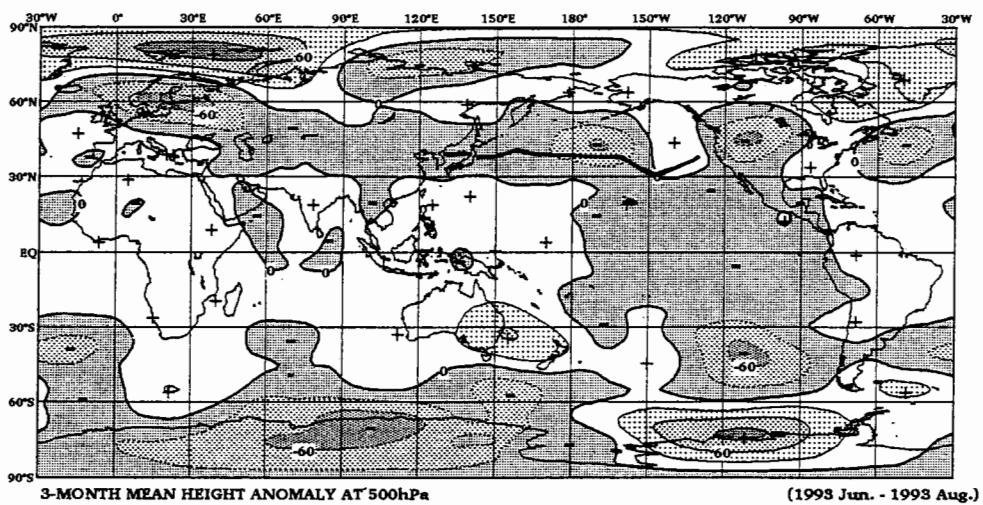
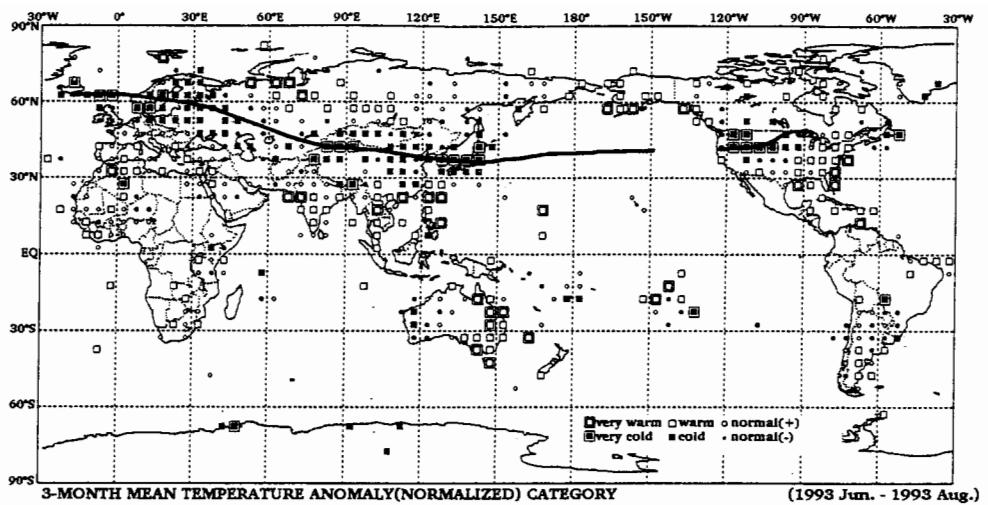


図6 1993年夏のカテゴリー分けされた地上気温の偏差（上）、500hPa高度偏差（中）、海面水温偏差（下）。500hPa偏差図の太線は海面水温負偏差の軸を表す。地上気温図の太線は500hPa負偏差の軸を表す（気象庁, 1996）。

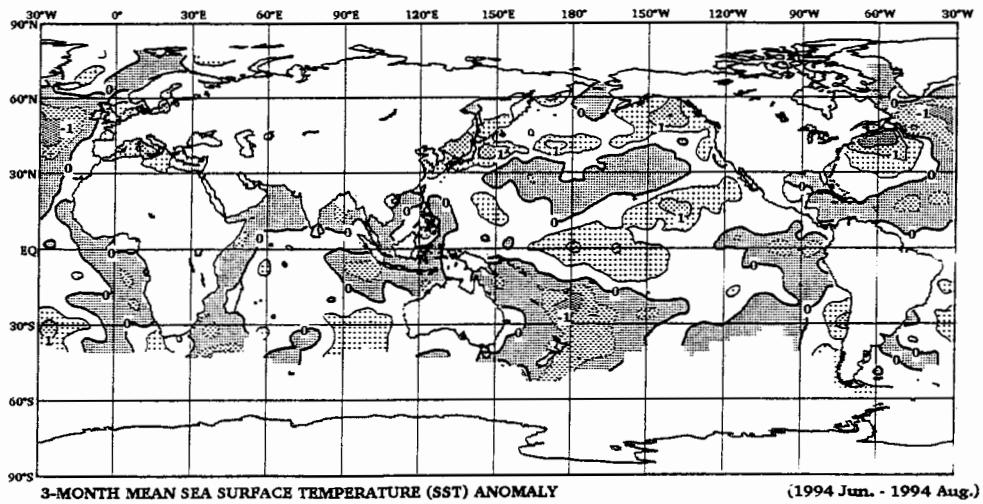
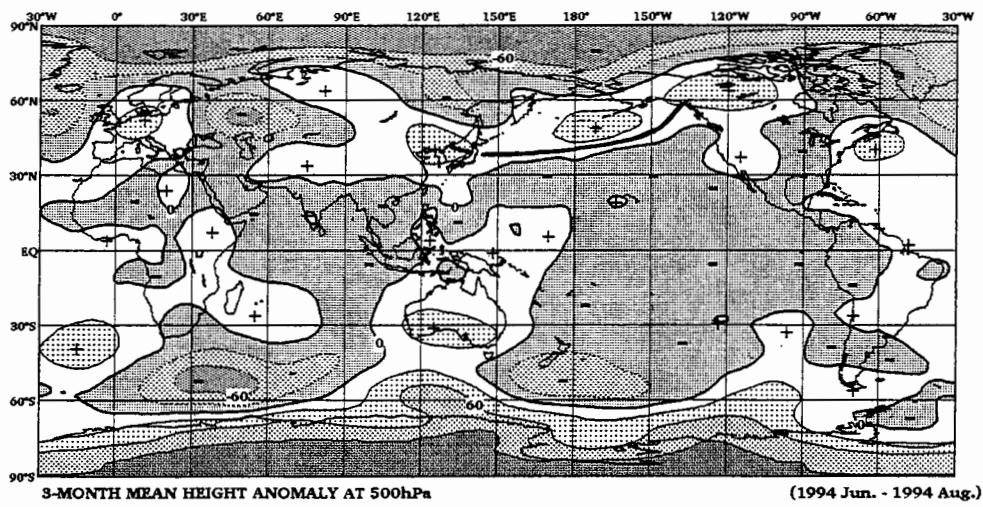
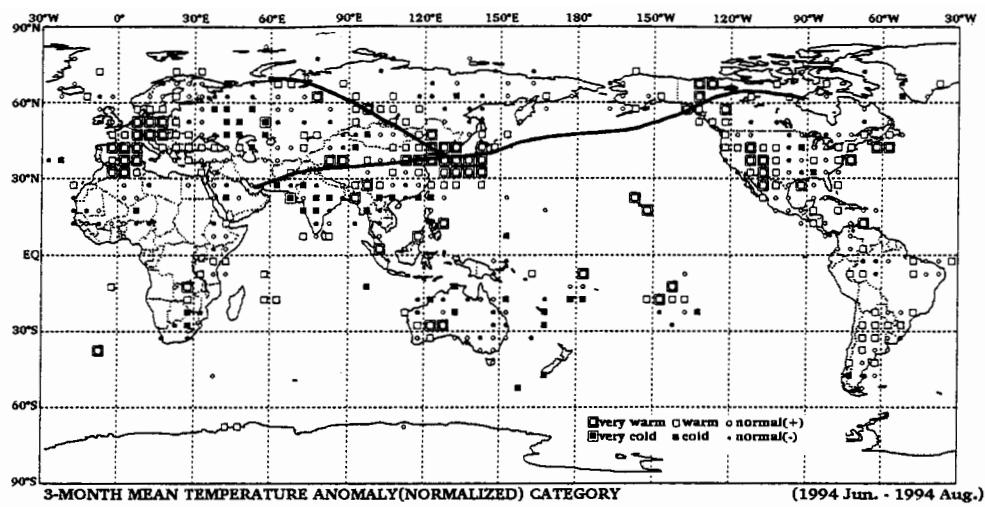


図 6 (続き) 1994 年夏の状況。500hPa 偏差図の太線は海面水温正偏差の軸を表す。地上気温図の太線は 500hPa 正偏差の軸を表す (気象庁, 1996)。

水温が日本の夏の気温に関係しているのではないかと推測させられる。これを考慮すると、前節で述べた日本の夏の気温の6年周期変動が、海洋の海面水温と大きな関係を持っていると思われる。

これを見るために、1993年の低温年と1994年の高温年について、海面水温平年偏差の夏の3か月平均値を図6に示す。図から、低温年には東北地方東岸から低海面水温域が、東に向かって数千kmにわたって広がっていることがわかる。この領域は海面水温の南北傾度の大きい海洋前線に対応している。木本ら(1997)が述べているように、この偏差は、海洋前線の位置が南にずれるために起こっていると考えられる。一方、高温年には、高海面水温域が北東に向かって伸びている。他の顕著な高温(低温)年にも、海洋前線付近に海面水温の偏差の高い(低い)領域が広い範囲でひろがっていることが多い。ここでは1983年の冷夏と1984年の暑夏の海面水温平年偏差の状況を図7に追加しておく。

図6に3か月平均の500hPaの高度偏差と、地上気温の偏差図を示している。これで見ると、1993年の低温年には500hPa高度の負偏差域が東西に帯状に広がっていて、海洋では、低海面水温偏差域の上空に重なっていることがわかる。この帯状の負偏差域は、500hPaの気候値場で見ると、傾圧帯に対応しており、海面水温の場合と同じように、傾圧帯の位置や強度と対応していると考えられる。1994年の高温年では、500hPa高度偏差は1993年とは逆の状態になっている。

低温年の500hPaの負偏差域は、地上の気温偏差で見るとおおむね低温域と対応している。500hPa高度の負偏差域が大規模な帯状域を形成していることを考えると、世界の気温の低温域も同様に世界的な規模を持っていることがわかる。1994年の高温年も、符号は逆になるが、各偏差は大規模な帯状域を形成している。

これらのことは、他の高温年や低温年にも見られるが、図7を追加するにとどめておく。これまでに述べたことは本節に示した北日本の高温や低温が、日本上空だけの局地的なものではないことを示している。また北日本の夏の気温が、東北地方以東の海面水温とも深く結びついていることを示していると考えられる。

2. 3 6年周期変動に関するコメント

最後に、この結果がどのように利用可能であるかということについて触れておこう。まず、1993年の冷夏と1994年の暑夏の解釈である。図4にも見られるが、6年周期変動におけるH1-1とH1の年の特徴的な変動パターンであると考えられる。そうだとすると、この著しい夏の気温の変化は、偏差の値の大小はあっても、6年程度の間隔をあけて今後も発生する可能性があることになる。これに対する十分な警戒は続けてゆく必要があるであろう。

最後に、1998年までの調査結果を参考にすると、2000年までの変動がどのように見えるかを示す。

例えば 1999 年に夏の気温偏差は北日本では +1.7°C を記録した。このような高温は高溫年 (H1) を除いては起きない。そうすると 2000 年は H1+1 の年に当たる。H1+1 の年の特徴を考えると、H1 の年ほどではないが、2000 年は平年より気温が高くなると予想される。実際には +1.5°C を記録し、H1+1 の年としてはこれまでになく高温になったが、1999 年を越えることはなかった。一方、1998 年は気温が著しく低温にはならなかつたものの、平年より低く、東北や北陸では梅雨明けが特定できないなど、1993 年同様、梅雨前線の活動が活発であった。このように考えると、H1+1 の年が変則的ではあるが 1998 年から 2000 年の夏も、北日本では、今回述べた変動に類似した経過をたどっているように思える。

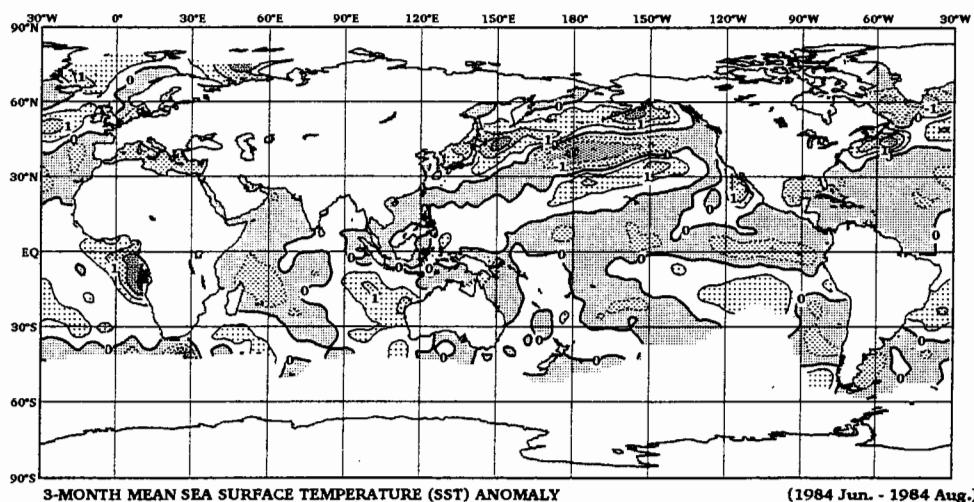
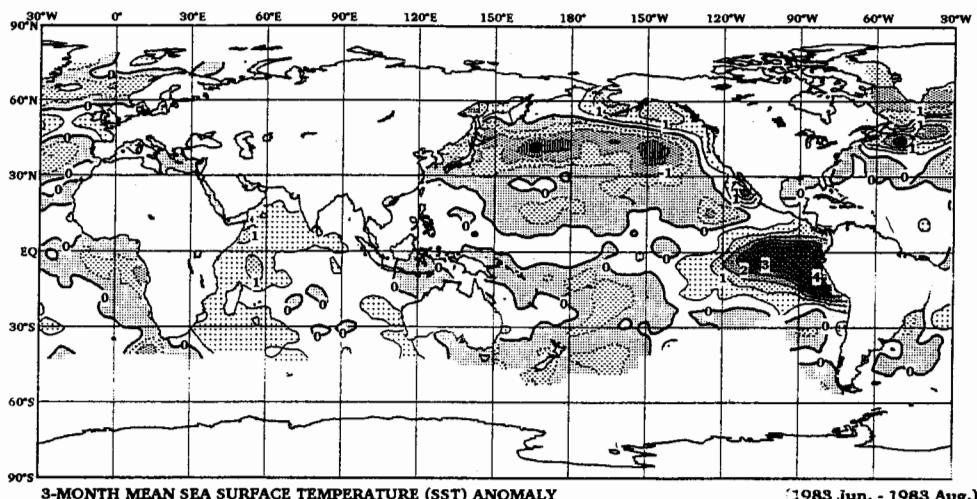


図 7 1983 年夏（冷夏：上図）と 1984 年（暑夏：下図）の海面水温平年偏差（気象庁, 1996）。

3. 日本の冬の気温の5年と8年周期の変動

前節では、特にはっきりした特徴を持った、夏の気温の6年周期変動について述べた。次に、季節ごとに、日本の各地域における気温の変動を、最大エントロピー法（MEM）により調べた。日本付近の中高緯度では季節が明瞭であり、地域ごとに異なった季節変化の特徴を持つ。これは、日本各地が、季節によりそれぞれ異なる気団に覆われることに対応する。例えば、日本の夏と冬には、別の気団が日本を覆う。そのような気候を左右する気団がいくつか日本周辺にあるとすると、それぞれの気団で変動の周期特性も異なる可能性も考えられる。その結果日本の地域により、季節により異なる特性の変動が生じ得る。これが、地域ごと、季節ごとに分けて周期変動を調べた理由である。

本説ではそのうち、日本の冬の気温に見られる変動について述べる。図8は、東日本の冬におけるパワースペクトルである。これで見ると5年と、約3.4年の周期に顕著なピークがあらわされている。これと同じような変動は日本の他の領域にも見られる。最初にこの5年周期の変動の特性のいくつかを述べ、次に8年周期の変動に触れる。

解析に用いたのは、夏と同じ1946～1998年の日本の各領域における、3か月平均気温偏差と月平均気温偏差である（気象庁、1998）。

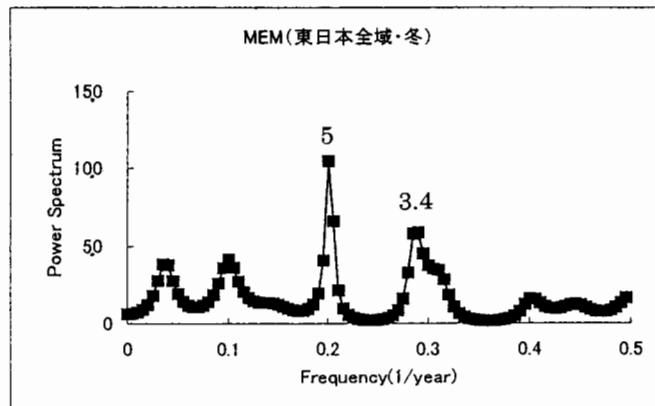


図8 東日本の冬の気温偏差のパワースペクトル。5年と約3.4年の周期にピークが見られる。

3. 1 日本の冬の気温の5年周期変動の特性

スペクトル解析は周期変動を見る一つの手段にすぎず、その結果だけでは変動の実態を把握することは困難である。そこで、スペクトル解析の結果を参考にして、5年周期が実際の気温の時系列において見えるか否かを示すことにする。そのために東日本の3か月平均気温平年偏差の時系列図（図9）を示す。

変動のなかで、夏と同様に高温年に着目する。矢印は、着目する高温の年を表す。上の数字は矢印の間隔である。高温年は、5年周期で現れやすいことがわかる。図8で求められた周期が、この高温年の発生周期として見えていると考えられる。しかし、夏の気温変動に現れたような、明瞭な変動とは違い、高温年以外の変動では、特徴的な周期は見にくい。また周期的な高温年が10年間程度の間見えなくなる場合もある。

夏の6年周期と冬の5年周期は、同じ変動を見ているのではないか、という疑問が湧く。しかし、相互を比較してみると、異なる変動であると考えられる。

冬の5年周期の変動が、北日本を中心とした夏の6年周期変動と異なるものであることを、高温の発生年が異なることによって示す。同じ周期変動であれば、夏が高温であれば、その前後の冬も高温であると考えられる。図に北日本の夏に現れた高温年を★で示した。矢印と★の年を比較すると、夏の高温年と、冬の高温年とは、発生年が異なり、相互の間隔も場合によって違っていることがわかる。このことは、両者の変動が異なったものであることを示していると考えられる。

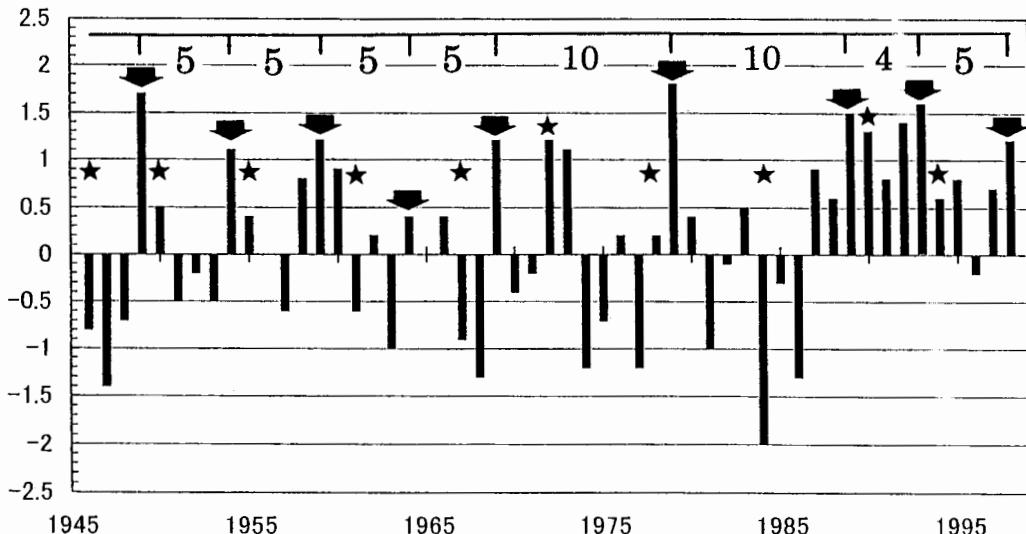


図9 東日本の冬の気温の平年偏差時系列。矢印は5年周期変動における高温年を表し、★は、北日本の夏の6年周期変動における高温年を表す。

また1959年から1972年にかけて、夏の高温年と冬の高温年の発生年が離れている。この時期について図1を見ると、夏の高温年の偏差が小さくなっている。夏の高温年の偏差と、夏と冬の高温の発生年との間隔を図10に示した。これで見ると、間隔が大きい程、夏の高温年の気温偏差が小さい様子が見える。このことは、夏の周期変動と冬の周期変動が何らかの関連をもっていることを示唆しているように思われる。5年周期変動と6年周期変動が年ごとに相互間の位相を少しづづらしながら影響を及ぼしあっているとすると、その変調成分として、30年程度の周期が現れる可能性がある(1/5年-1/6年=1/30年)。図10の結果は、夏の高温をもたらす原因と、冬の高温をもたらす原因の位相があうと、夏の高温が強められることを表しているように見える。この周期に対応すると思われるものとして、今回のMEMの解析では、多くの地域や季節に、20年から30年にかけて、パワースペクトルのピークが見られた。また高橋・西潟(1999)も東日本の年平均気温について様々なスペクトル解析を試み、30年程度の周期にスペクトルピークが見られることを示している。ただし、今回用いたデータは

約 50 年間の期間のものであり、データ数が少ないために断定はしづらい。このような関係をはっきりさせるためには、今後の数値実験などを含めた研究を待つ必要がある。

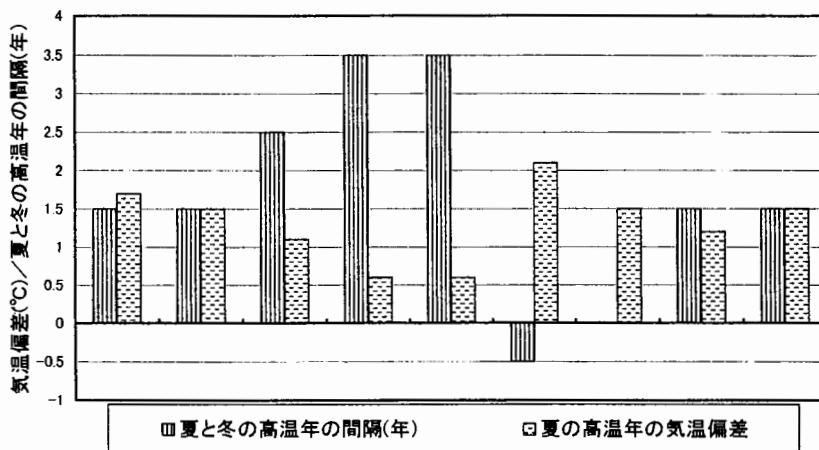


図 10 北日本の夏の高温年の気温偏差と、夏の高温年と東日本の冬の高温年の間隔。縦軸の単位は気温偏差は℃、間隔は年である。横軸方向に夏の高温年の発生順に並べた。

3. 2 大規模場との関連

冬の変動について大規模場との関連を見ると、夏におけるような、海面水温や 500hPa 高度偏差との間の関係は、はっきりと見えない。

3. 3 北海道における 8 年周期変動

北日本においては、このような変動の他に、8 年周期程度の変動が見える。この変動は、北海道で明瞭で、北海道の最も低温の 1 月では 8 年周期の変動が他の周期成分に比べて明瞭である（図 11）。8 年周期の変動は、日本の北端に、冬の最も厳しい時期に現れることを考えると、高緯度における循環が、南下して北海道を覆ったときに現れるものであると推測できるが、その実体はまだ明らかではない。

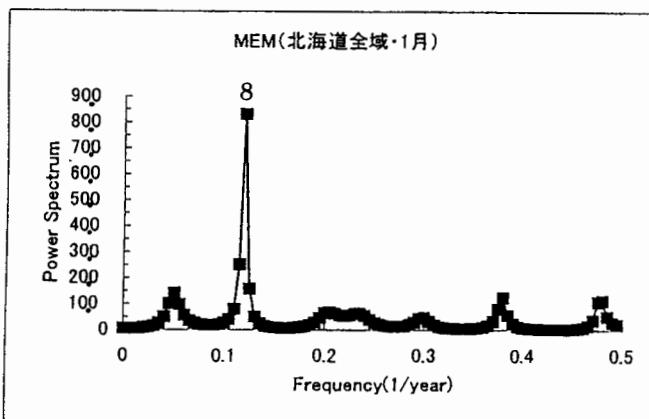


図 11 北海道の 1 月の気温偏差のパワースペクトル。8 年の周期にピークが見られる。

4.まとめ

日本各地では、季節により別の気団に覆われ、特徴的な季節変化をする。それぞれの気団で変動の周期特性も異なる可能性があることを考えると、日本の地域により、季節により、異なる特性の変動が生じ得る。このため、本節では、日本全域の年平均気温ではなく、季節ごと、領域ごとに変動の特性を調べた。

今回の調査で、日本の気温について次のようないくつかの周期的な変動が見られた。

- ①北日本の夏に6年周期、
- ②日本の冬に5年周期、
- ③北海道の1月に8年周期

北日本を中心に見られる夏の6年周期変動は、東北地方から東にのびる太平洋の海洋前線の海面水温変動と関連が見られる。冬の5年周期変動は、エルニーニョ監視海域($4^{\circ}\text{S} \sim 4^{\circ}\text{N}, 150^{\circ}\text{W} \sim 90^{\circ}\text{W}$)の海面水温の平年偏差値とパワースペクトルが類似しており、赤道付近の海洋との関連を推測させる。また8年周期の変動は、北海道の最も寒冷な1月に振幅が強くなることから、より高緯度の変動が現れているものと考えられる。

しかし、これらの変動の原因や構造、特性などは未知の部分が多く、これから調べてゆかねばならない大きな課題であると考えている。

参考文献

- 気象庁, 1996: 長期予報テクニカルノート, 41, 151pp.
- 気象庁, 1998: 気候系監視年報.
- 木本昌秀, 吉川郁夫, 石井正好, 沈学順, 1997: 数値モデルによる93/94年夏の異常天候についての一考察. 気象研究ノート, 189, 232-248.
- Saiki, M. and K. Nagasaka, 1986: Long-term variations of sea surface temperature in the North Pacific Ocean. Oceanogr. Mag., 36, 51-55.
- 高橋俊二, 西潟政宣, 1999: 最近の気象要素の経年変動. 季節予報研修テキスト, 75-90.
- 日野幹雄, 1977: スペクトル解析. 朝倉書店, 300pp.

(付録)

スペクトル解析について、注意すべきことを1点だけ示す。スペクトル解析では、ある時系列データについて、決められた関数（普通はフーリエ関数を使う）を当てはめる。フーリエ関数を使ったスペクトル解析では、時系列データがフーリエ関数的な特性を持っていれば、ある特定の周期にピークが解析され、その結果は解釈がしやすい。しかし、フーリエ関数とはかけ離れた変動をすると、スペクトルは複雑な様相を示す。例えば図A(a)は、6年周期で同じパターンの変動を繰り返している。しかし、

これに FFT によるスペクトル解析を行うと同図(b)のようになる。この場合周期的には 6 年と言ってよいだろうが、スペクトル解析ではむしろ 3 年程度の周期が卓越して見える。これは、もとの変動が、フーリエ関数から外れている度合いが大きいからである。この様なときは、スペクトル解析の結果を見るだけでなく、もとのデータに帰つて調べることが必要になるであろう。なお、FFT により求めたスペクトル推定値の安定度を増加させるために平均操作を行う。平均の方法はいくつか提案されているが、ここでは、そのうちの Hanning Window と呼ばれるものを用いた（高橋・西潟, 1999; 日野, 1977）。

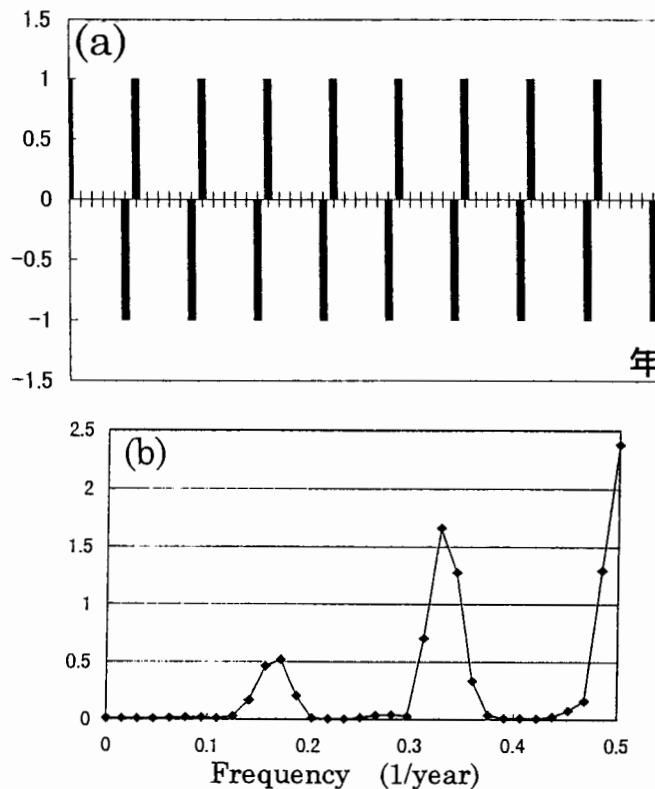


図 A 時系列(a)と FFT によるパワースペクトル(b)の例。

黄砂に関する基礎的研究と 2000 年の特徴

鳥取地方気象台“黄砂研究グループ”
牧田広道、山本悦雄、西村修一、成瀬由紀子

1. はじめに

近年の北半球冬季大気大循環の特徴として、1976 年と 1989 年における北半球規模の気候ジャンプが指摘されている。このジャンプは、中高緯度気候システムの 10 年変動の一部と見られ、秋のユーラシア大陸の積雪偏差がそのトリガーとなっている可能性が高く、また、その偏差の維持に北太平洋での大気海洋相互作用が寄与していることが指摘されている（小寺、1997；小出、1997）。これらの研究で用いられている解析資料は、気象衛星、500hPa 面高度、SST、海氷、積雪、地上気温等である。本稿の前半では、北半球規模で生じたと言われている気候ジャンプ等について、全国の気象官署で観測された黄砂観測データ等を用いて検証した。

また、本稿で用いた黄砂は一般的には中国大陸において、春先の雪解け時期、気温が上昇して土地が乾燥しているところに、低気圧や前線により強風が吹く時に発生する。この時、砂塵嵐が発生して土壤粒子が上空に舞い上がり、偏西風に乗って日本へ達する。発生源としては、タクラマカン砂漠からゴビ砂漠、黄土高原である。黄砂粒子の日本への飛来日数は、黄土高原からだと 3 日程度、タ克拉マカン砂漠からだと 5 日から 6 日と言われている（Kai et al., 1988）。

一方で、黄砂粒子を含む大気エロゾルは、大気の放射過程を通じて気候に影響すると同時に、大気中の水蒸気との相互作用を通じて雲粒の核として作用する。特に、気温の低下に伴って雲粒の凍結を促進する氷晶核に黄砂粒子が関係していることが観測事実から指摘された（田中等、1998）。また、黄砂粒子の直径は $0.4 \mu\text{m}$ から $30 \mu\text{m}$ までの粒径範囲にあり、 $4 \mu\text{m}$ 付近に最多頻度を持つ分布であること、及び発源地では大気中に吹き上げられた砂塵の多くの粒子は発源地近くで落下し、主に直径 $30 \mu\text{m}$ 以下の粒子の一部が日本上空に飛来すると推定されている（石坂等、1981）。このように、黄砂粒子は大気の微量成分の指標（トレイサー）として古くから注目されており、現地の発生地域では農業生産や社会生活に大きな影響を与える現象でもある。本稿の後半では、2000 年の黄砂の概要について、主に気象面からの特徴を簡単に述べる。

2. 黄砂研究の目的

本グループにおける黄砂研究の目的としては、主に次の 2 項目がある。
(1)中国大陸の陸面状態（季節の遅れ進み）とその後の日本の天候との関係を調べ、長期予報の精度向上へ繋げること。例えば、日本での黄砂観測データから中国大陸における気候系を形成する一つの指標を見い出し、実用化を計ること。また、黄砂の統計的

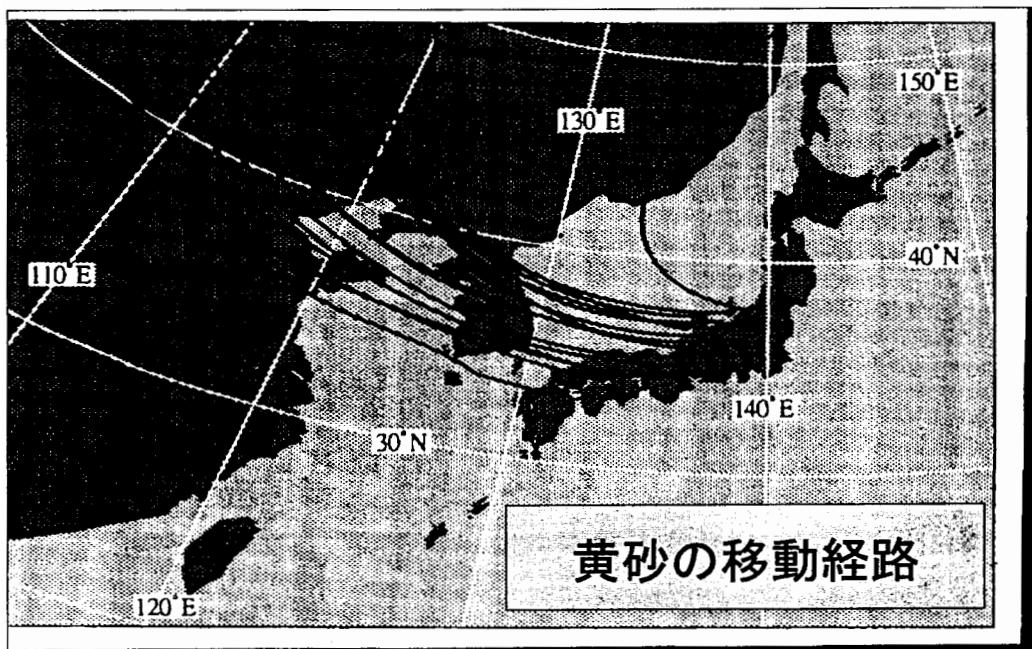


図1 推定される黄砂の移動経路図

解析結果とその背景としての温暖化や砂漠化との関係を調べること。

(2) 黄砂発生パターンの類型化と予測法の確立。

特に(2)項については、図1のような黄砂粒子の推定される移動経路図の作成と、各パターンにおける地区毎の黄砂発生予測を目指している。本稿では、昨年1年間に行ってきた調査結果を、(1)項については3章において、(2)項については4章においてそれぞれ述べている。

3. 黄砂に関する基礎的研究

3.1 解析に用いた資料及び方法

資料としては、1967年から1999年までの33年間の全国155地点における地上気象観測原簿(CD-ROM版)、気象庁作成のSOI(南方振動指数)、500hPa面高度偏差、西シベリアの積雪被覆率である。解析の方法としては、黄砂の観測結果から極東域の大気の流れ、あるいは全球的な気候変動との関係を調べる目的で、主に鳥取地方気象台の黄砂観測記録を用いて調査を行ってきた谷口等(1988、1999)の手法に従った。調査項目及び解析結果は以下の通りである。

3.2 解析結果

3.2.1 黄砂の観測日数

鳥取地方気象台における1950年から2000年上半期までの黄砂の平均観測日数は4.2

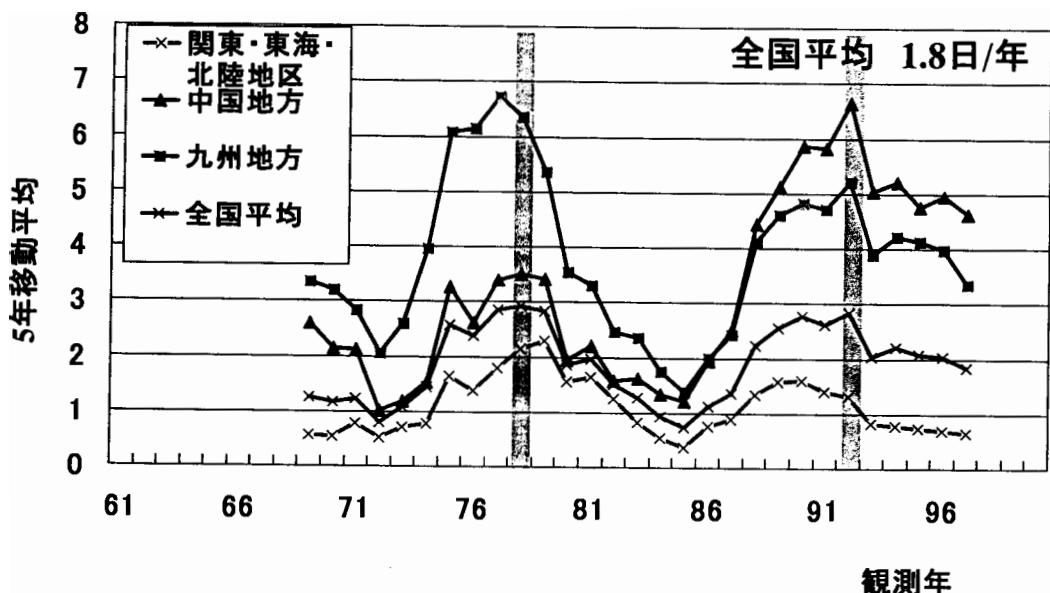


図2 地区别黄砂観測日数の経年変化図
縦軸は黄砂観測日数

日／年であった。年平均である 4.2 日を基準として見ると、1970 年代後半から現在まで観測日数は増加している。中国大陸に近い福岡では、黄砂の観測日数は全般的に鳥取より多いが変化傾向は同じで、更に鳥取と同様に観測日数には約 10 年を周期とする変動が解析できた（谷口等、1999）。

1967 年から 1999 年まで、33 年間の全国 155 の気象官署における観測データを用いて黄砂観測日数を調べた結果、全国平均では 1.8 日／年となる。地方別では、西日本の観測日数は全国平均を上回っており、東日本・北日本と北にいくにつれて観測日数は減少している。図2には、全国平均と代表的な地方の平均した黄砂観測日数について、5 年移動平均した図を示す（注：以下の図では、特に断らない限り 5 年移動平均値を用いている）。図2によると、33 年間にほぼ 2 周期の長期変動があり、各地方とも鳥取、福岡と同様に約 10 年を周期とした変動が解析できる。また、そのピークは 1978 年と 1992 年である（注：移動平均しない場合は、1977 年と 1990 年がそれぞれピークとなる）。

次に、月別黄砂観測日数によると、全国的に春先の 3 月から 5 月に観測される日数が圧倒的に多く、7 月から 9 月の夏季に観測されることはない（図3）。また、観測日数のピークとなった 1977 年と 1990 年を比較した場合（図4）、観測される時期に若干の違いが解析できた。前者については、2 月から 3 月にかけて黄砂が多く観測されたが、後者は遅れて 3 月から 4 月に観測されている。このことは、図2の九州地方と中国地方の観測日数の経年変化にも現れているように、上空大気の循環場や中国大陸の陸面状態の季節依存性に起因したものであると推定される。ちなみに、2000 年は 4 月をピークに 3

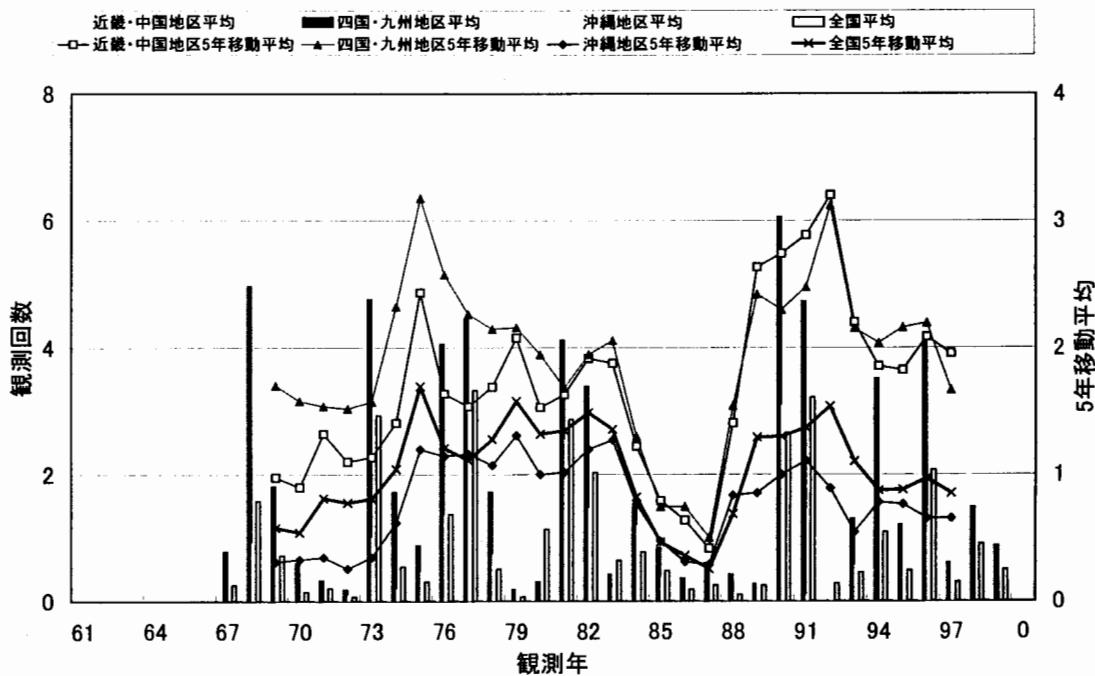
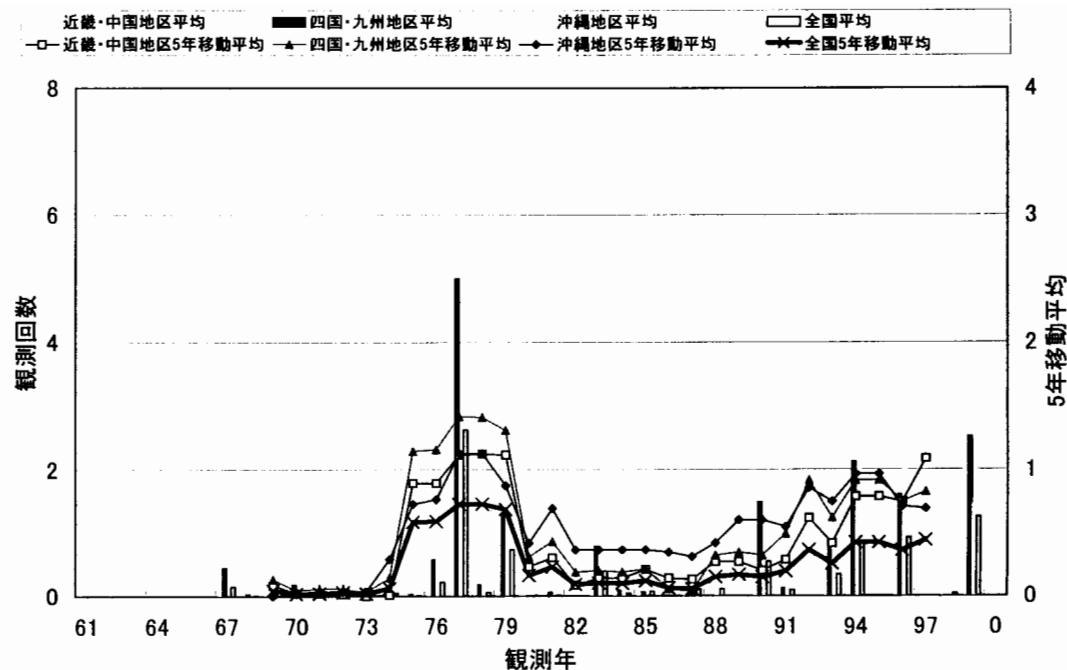


図3 季節別黄砂観測日数の経年変化図

上図：冬季（12月から2月） 下図：春季（3月から6月）

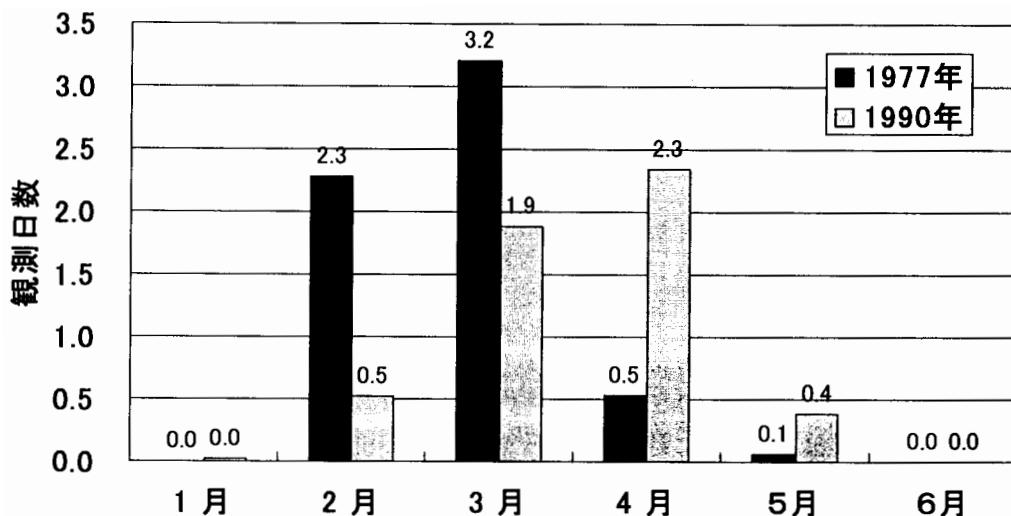


図4 1977年と1990年の全国における黄砂観測日数の月別平均値

月から5月にかけて西日本各地で多くの黄砂が観測された（表1参照）。

3.2.2 初日と終日との関係

その年に黄砂が初めて観測された日を初日とし、最後に観測された日を終日とした。初日、終日が1月1日から数えて何日

目であるかを数値化し、その経年変化を調べた。この結果、鳥取における初日と終日の間の5年移動平均には、同時相関係数 $r=0.56$ が解析でき、また、約50年間のトレンドから、初日は約18日、終日は約33日それぞれ早く観測されるようになった。一方、観測日数と初日、終日の間には、1970年代中頃までは高い負相関 ($r=-0.7$) があったが、1970年代後半以降ははっきりしなくなった。

図5には、全国平均の初日と終日から初日を引いた観測期間の5年移動平均の経年変化を示す。図5より、全国平均では初日、終日ともこの50年間に約4日早く観測されるようになったが、鳥取での解析とは異なり、初日、終日、観測期間とも有意なトレンドは解析できない。また、各要素とも約10年周期（注：初日と終日については、細かく見れば6年から7年周期）が解析できる。一方、初日と終日との間には高い相関があり ($r=0.91$)、黄砂観測日数の少ない年では、初日と終日ともに早く、観測期間も短

	1月	2月	3月	4月	5月	6月	合計
中国地方	0	0	5.8	10.4	4.8	0	21.0
	0	1.2	5.0	6.6	1.2	0	14.0
四国地方	0	0	5.0	7.8	1.6	0	14.4
	0	5.0	5.8	4.4	0	0	15.2
近畿地方	0	0	5.6	7.8	0	0	13.4
	0	1.4	4.4	5.8	1.8	0	13.4
九州地方	0	0.2	6.4	9.4	3.8	0	19.8
	0.2	1.6	6.0	5.6	2.0	0	15.4
沖縄地方	0	0	2.6	3.8	0	0	6.4
	0	2.6	4.0	0	0	0	6.6

表1 2000年と1967年から1999年の黄砂観測日数の最大年における地方毎の月別平均値等

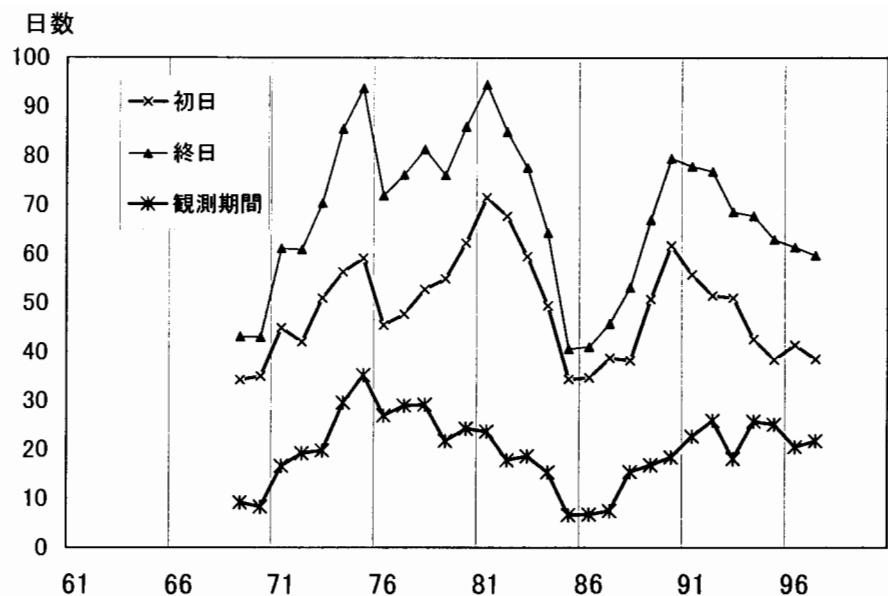


図5 初日と終日及び終日から初日の差（観測期間）の経年変化図

いことがわかる。このことは、前年の秋頃から黄砂が観測され始めると、翌年は黄砂が観測される日数が少なくなることを示唆しており、前年の中国大陸での陸面状態が黄砂観測日数に対して重要な因子となってくることが伺える。

3. 2. 3 500hPa 面高度

偏差と黄砂観測日数

これまで、全国平均で黄砂観測日数を見てきたが、以後は日本国内の代表地域として、中国・近畿及び九州・四国地方のデータとの対応について調べた。

図6と図7には、黄砂発生源であるゴビ砂漠周辺 (40° N 80° E と 50° N 110° E を対角線とした8格子) の500hPa面格子の配置と同冬季年平均高度偏

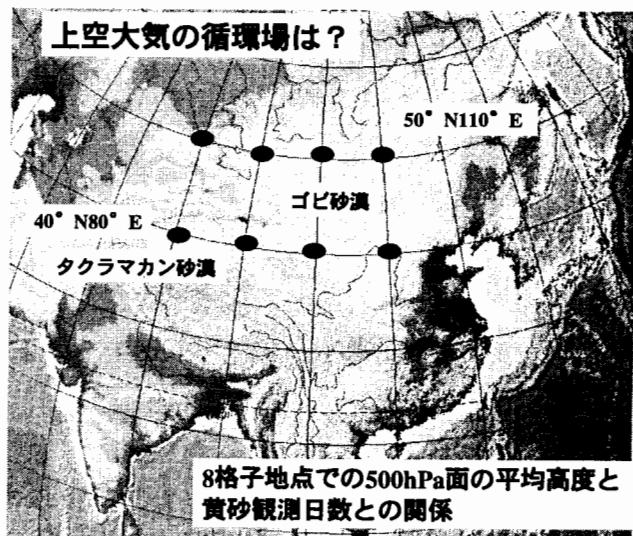


図6 500hPa面高度偏差値として利用した格子点

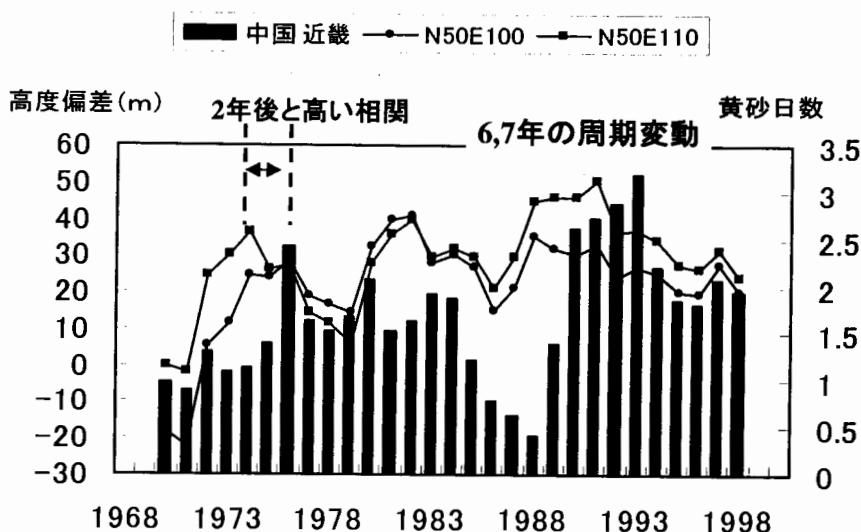


図7 500hPa面の冬季年平均高度偏差と中国・近畿地方の黄砂発生数との関係

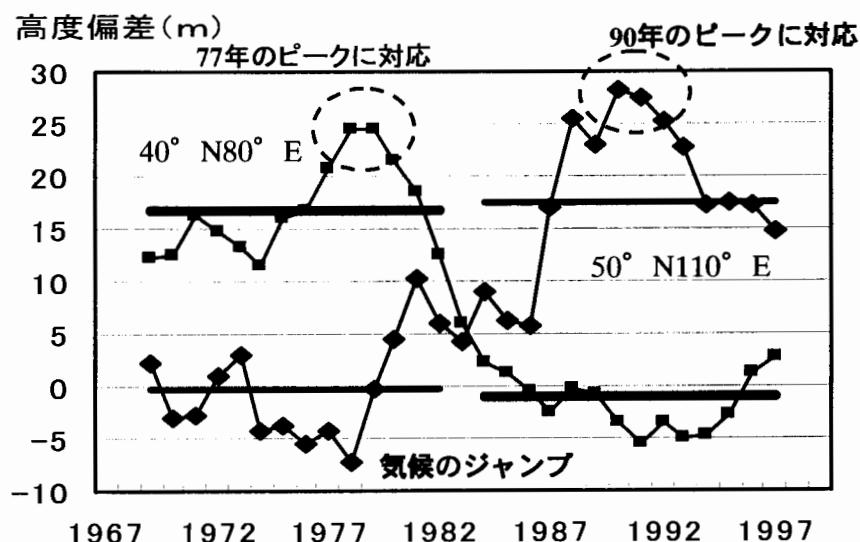


図8 500hPa格子点の西端(40° N 80° E)と東端(50° N 110° E)の高度偏差の時系列

差と中国・近畿地方の黄砂発生数との関係をそれぞれ示す。図7より、高度偏差には初日と終日と同じように、6年から7年周期が解析でき、高度が上昇して約2年後に黄砂観測日数がピークを向かえている。このことは、高度偏差と黄砂観測日数とのラグ相関係数が2年後に高い正相関($r=0.51$)があることからも確認できる。

さらに、上述の8格子のうち特にその変動が顕著であった 40°N 80°E (西端)と 50°N 110°E (東端)の高度偏差の時系列を図8に示す。高度偏差データの有意性を判定した結果、1980年代前半に気候ジャンプが生じていることがわかった。また、全般的には黄砂観測のピークと高度偏差のピークがほぼ対応しているが、1970年代の黄砂観測のピーク時には一番西端の格子の高度偏差が、1990年代のピーク時には一番東端の格子の高度偏差がそれぞれ対応している。このことから、日本付近でのジェット気流の位置に大きな相違はないが、ゴビ砂漠を含む東アジア域での大気の循環場に違いが生じていることが推定される。

3.2.4 積雪被覆率と黄砂等との関係

西シベリアの冬季の積雪被覆率は、それに続くアジアモンスーンの強弱等と関係していることが知られている。このことは、融雪によって土壤に取り込まれた融雪水が土壤水分を増加させ、蒸発などにより地面の加熱を押さえるという融雪水文学的な過程により、融雪が大気に対してかなりな時間差を持って影響することによる。大陸の陸面状態を示す指標として、NOAA/NESDISの西シベリアの積雪被覆率(注： 50°N 50°E と 60°N 80°E を対角とする領域内の積雪被覆率)を用い、黄砂観測日数等との関係をラグ相関係数で調べた。この結果、積雪被覆率に対して中国・近畿地方の黄砂観測日数には、6年後に高い正相関($r=0.45$)が、九州・四国地方には5年後に高い正相関($r=0.56$)が、SOIとの間には6年後に高い相関($r=0.60$)がそれぞれ解析された(図9)。このように、中高緯度気候システムのトリガーとなるユーラシア大陸の積雪被覆率は、約6年後の黄砂観測日数と南方振動指数(SOI)との相関が高いことがわかった。

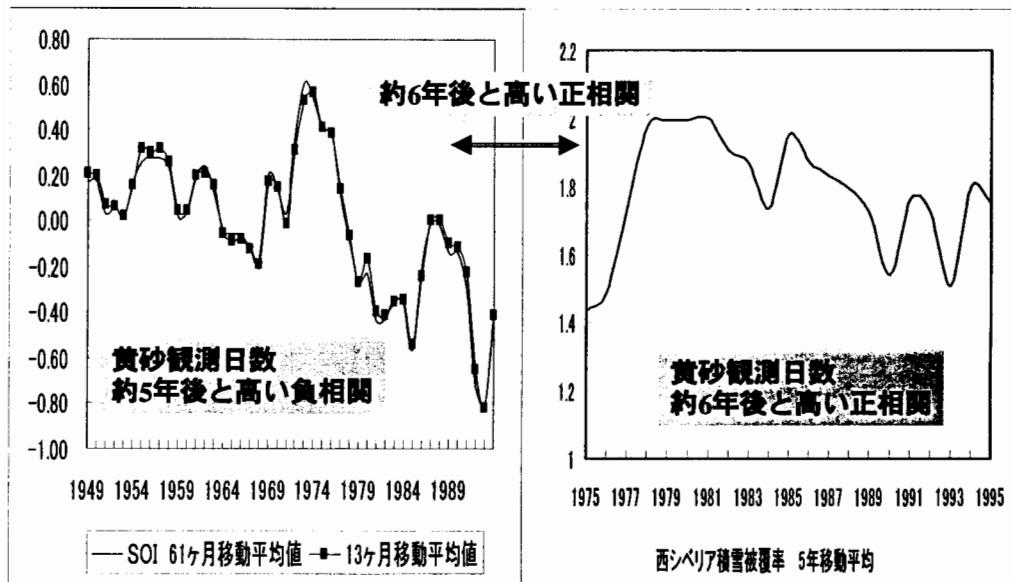


図9 西シベリアの積雪被覆率、SOIの実況と九州・四国地方の黄砂観測日数との関係

3.2.5 南方振動指数との関係

大気海洋相互作用において、ユーラシア大陸の積雪被覆率とそれに続くアジアモンスーンは、エルニーニョ現象の発生とも密接な関係があることが知られている。そこで、エルニーニョ現象の発生を示す指標である南方振動指数(SOI)と中国・近畿地方及び九州・四国地方のデータとの対応を、3.2.4節と同様にラグ相関係数で調べた。この結果、両地域とも有意な相関係数は負相関となり、今期間のトレンドは全期間とも逆位相となっていた。すなわち、1982年前後を境に変化のトレンドは、黄砂の観測回数は増加傾向に、SOIの変化は減少傾向に変わった。

3.2.6 SOI、積雪被覆率と黄砂観測日数との関係

大気に対する海洋の役割を調べる目的で、SOIに対する積雪被覆率と黄砂観測日数との間の関係を各要素間のラグ相関で調べた。この結果、中国・近畿地方のデータで解析してみると、SOIと積雪被覆率との間には6年から7年前に高い正相関($r=0.57$)が、SOIと黄砂観測日数との間には5年から4年後に高い負相関($r=-0.65$)が解析できた。以上から、図10のような関係が導き出せる。図10より、太平洋で生じたエルニーニョ、ラニーニャ現象のシグナルが、大気中の大規模な6年から7年周期の波動として全球に伝わり、その一部はアジア大陸の大気の流れに影響を与え、それが黄砂観測日数に影響を及ぼすことが示唆されている。具体的には、ある年のSOIが負の場合(貿易風が弱い)、その6年前の西シベリアの積雪被覆率は少なく、その6年後の黄砂の観測日数は少なめとなる。さらに、その5年後には観測日数は多くなるといった一連のサイクルとなる。

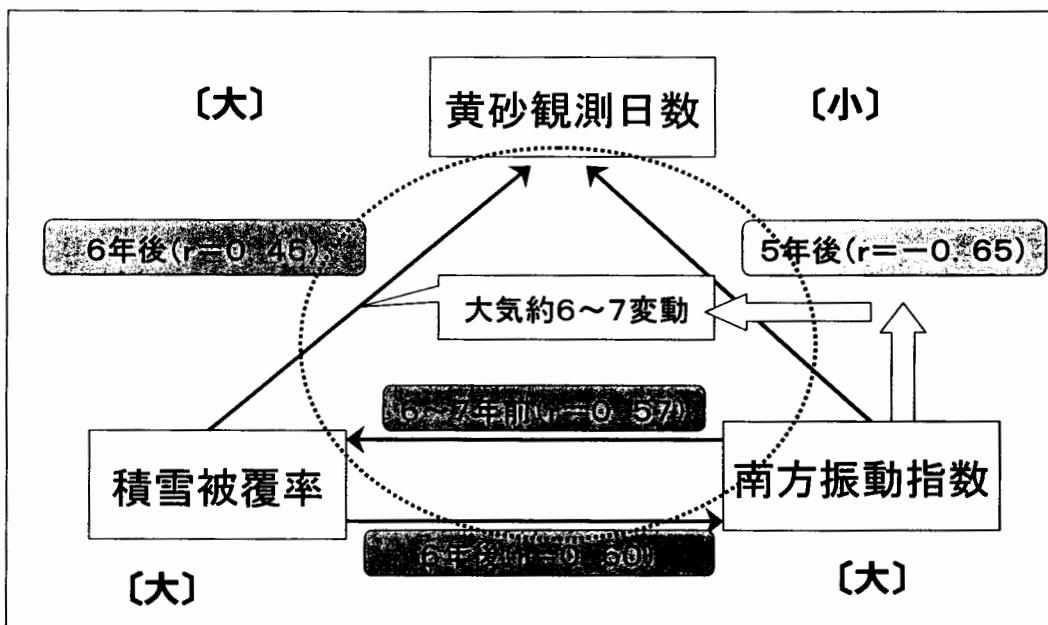


図10 西シベリアの積雪被覆率、SOIと黄砂観測日数から想定されるシナリオ

3.3 議論と考察

3.3.1 気候ジャンプ

冬季の北半球循環場における 10 年スケールの変動に、大気の内部変動と考えられる変動が大きな役割をしており、また、内部変動モードの時系列によると、同じ極性の値が 5 年から 6 年続く傾向があり、と共に突然逆の極性にジャンプしている（小寺、1997）。この突然のジャンプは、ある気候状態から別の気候状態へ急激な遷移（注：「気候のジャンプ」あるいは「レジームシフト」と言われる）を伴っている場合が多い。全国の黄砂観測日数と 500hPa 面高度偏差から、1976 年と 1989 年に生じた気候ジャンプに、大気循環場の変化を通した黄砂観測日数が対応していることが伺える。また、SOI と黄砂観測日数との間のトレンドからも、1980 年代前半に海洋と大気間に変化が生じた可能性が高い。さらに、高度偏差に現れた分布から、気候ジャンプに対応して極東域を含む東アジア域の大気循環場に変化が生じたことも考えられる。

3.3.2 大気海洋相互作用

大陸の陸面状態（西シベリアの積雪被覆率）、海洋状態（SOI）と黄砂観測日数の関係より解析できた約 6 年から 7 年のラグは、高度偏差や初日、終日の経年変化に見られた約 6 年から 7 年周期変動に対応していると考えられる。一方、北半球規模で生じた 10 年周期変動については、図 10 により説明できる。例えば、積雪被覆率（大）を始点とした場合、その 6 年後の南方振動指数は大となり、積雪被覆率の始点から 10 年後の黄砂観測日数は少なくなる。一方で、積雪被覆率と黄砂観測日数との関係から、6 年後の黄砂観測日数は多くなる。この結果、厳密には 1 年の差が生じているが、概略的には黄砂観測日数に約 10 年を周期とした長期変動が生じることになる。これらは、SOI 始点とした場合にもあてはまる。

4. 今年の黄砂の特徴

2000 年の黄砂は、3 月 24 日の場合が特に顕著で、西日本を中心とした広い範囲で黄砂が観測された。さらに、2000 年は全国的に観測日数も多く、その動向はマスコミ等からも注目された。表 1 には、西日本各地の 2000 年の黄砂観測日数と、これらの地域における 1967 年～1999 年の最多観測年の月別平均回数等をそれぞれ示す。表 1 より、2000 年は中国、九州地方で過去最多となった他、近畿地方でもこれまでの最多記録と同じであった。また、沖縄や四国地方でも黄砂が観測される日数が多くかった。そこで、2000 年の黄砂の特徴を 1999 年と比較しながら検討した。

4.1 中国大陸での黄砂発生時の特徴

2000 年の黄砂発生の特徴を把握するため、1 月から 5 月について 1999 年と比較検証した。検証項目としては、地上天気図解析で通報される 6 時間毎の中国大陸上 40 ヶ所

の観測地点について、現在天気と過去天気から、①黄砂と砂塵嵐の地点別発生数 ②発生源の一つであるゴビ砂漠周辺での黄砂観測時の実況 ③ゴビ砂漠周辺を通過した低気圧の回数等である。

4. 1. 1 黄砂と砂塵嵐の地点別発生数

今期間、中国大陸上で黄砂と砂塵嵐が観測された総日数は、2000年（総日数：163日）は1999年（同：166日）と比較するとやや少なかった。月別では、2000年の1月から2月にかけての観測日数は極端に少なく（前年比：38%）、反対に3月から5月にかけては増加し、特に4月は極端に多くなった（前年比：2.5倍）。また、地点別発生数の分布から、4つの発生地域に分類できることがわかった。

図11には、2000年1月から4月の中国大陸における黄砂と砂塵嵐の地点別発生数を示す。図11より、1999年と比較するとタクラマカン砂漠とゴビ砂漠での発生数に顕著な相違は見い出せないが、黄土高原での発生数は増加している。このことは、黄土高原での黄砂日数にゴビ砂漠起源の黄砂が移流してきた日数が重なっているものと思われる（注：のことから、2000年はゴビ砂漠で吹き上げられた土壤粒子が多くったと推定される）。

以上より、2000年の中華人民共和国における黄砂と砂塵嵐発生の特徴は、1月と2月の観測日数の少なさと、3月から5月に入ってからの急増であると言える。対応して、日本各地でも3月から5月にかけて黄砂が頻繁に観測された（表1参照）。

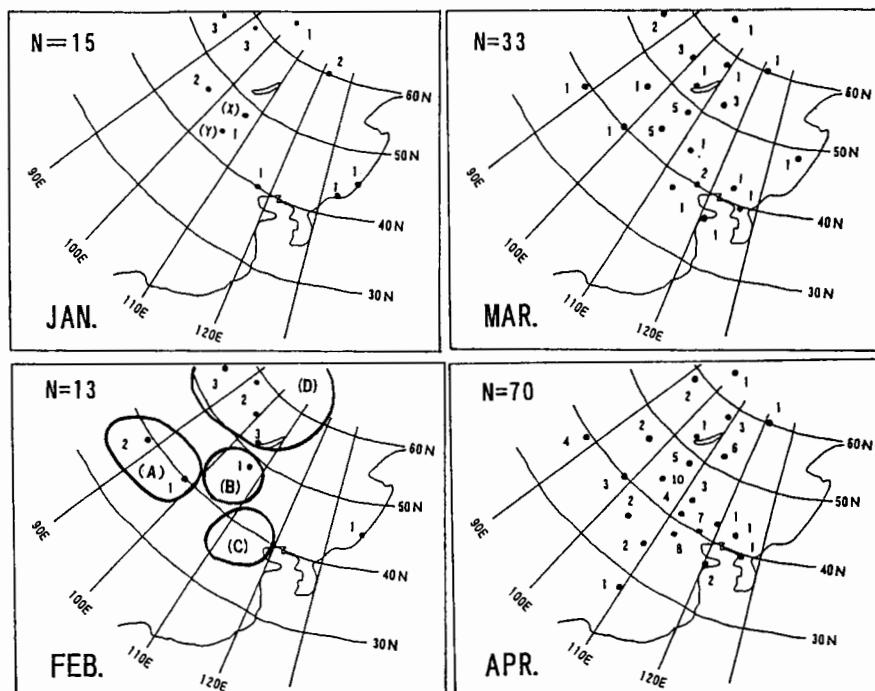


図11 2000年1月から4月の中国大陸における黄砂と砂塵嵐の観測日数
A : タクラマカン砂漠起源 B : ゴビ砂漠起源 C : 黄土高原起源 D : 不明

4.1.2 ゴビ砂漠周辺の黄砂と砂塵嵐の特徴

冬季の中国大陸では、低温で湿り気のない高気圧（気団）に覆われ連日快晴となる。快晴のため夜間の放射が大きく、明け方の気温はより低くなる。春先になるとモンゴルの高気圧は弱まり始めるが、この頃中国北部ではなおも寒気団に覆われるが多く、冬季に劣らないほど空気が乾燥している。この結果、日中の気温が上昇した分だけ蒸発量は多くなる。寒冷前線や寒気が南下する際には、その周辺で突風を伴うが、この強風によって乾燥した土壤が吹き上げられる。なお、砂塵嵐は春先に顕著であるが、発生時には瞬時に人も家もその中に巻き込んでしまい、交通障害など市民生活に深刻な影響を及ぼす。

ゴビ砂漠周辺（図 11 の X と Y 地点）で黄砂が観測された 76 事例の風の実況値から、黄砂は北系の風が大半（72%）で、南系の風は 14% を占めるに過ぎない。このことは、ゴビ砂漠周辺の地形的要素に起因したものと思われる。また、風速は日中の昇温や寒気移流により 25kt 以上への強まり時に大半が観測されている。一方、前 6 時間の気温偏差は、±4°C と ±6°C をピークに、±6°C 以下が 78% を占めていた。

4.1.3 大陸上の気象状態等

ゴビ砂漠周辺へ移動してくる低気圧は、北極方面からが大半を占める。これらの低気圧は、当初は湿潤な空気塊を伴っているが、大陸上を進むに連れて水蒸気を失う（潜熱の補給がなくなる）。合わせて下層から加熱されるため、ゴビ砂漠周辺に達する頃には乾燥・高温な大陸性の空気塊となっている。このため、低気圧や前線によって降水がもたらされることは少なく、雲が広がる程度である。ゴビ砂漠周辺を通過していった低気圧や前線は、2000 年の 1 月と 2 月は 1999 年の約半数（55%）で、中心示度は約 6 hPa 高かった。3 月と 5 月の回数はほぼ同数となったが、特に 4 月の低気圧の中心示度は約 5 hPa 低くなった。この

ことは、図 11 の X 地点（ウランバートル）における、両年の 1 月から 5 月の移動平均した地上気温変化にも現れている（図 12）。

図 12 によると、2000 年の 1 月から 2 月の気温は

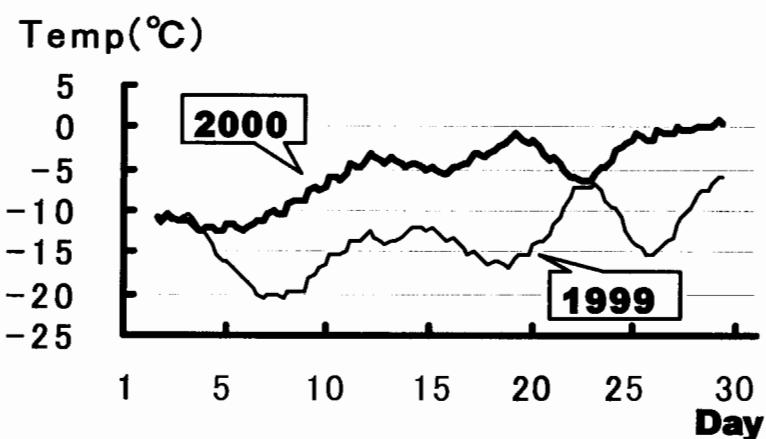


図 12 ウランバートルにおける 2000 年 3 月の地上気温変化

1999年よりも低めで経過したが、3月は急速に昇温・乾燥化が進み、4月から5月は気温変動が大きかった。また、今期間のウランバートル上空500hPa面の気温変化によると(図13)、特に3月は前年との比較で4.0℃低くなかった。当然ながら、黄砂の観測は気温変化の境目で観測される場合が多かったが、3月を中心とした上空の強い寒気と地上気温の昇温が、発達した対流雲を形成することになった。

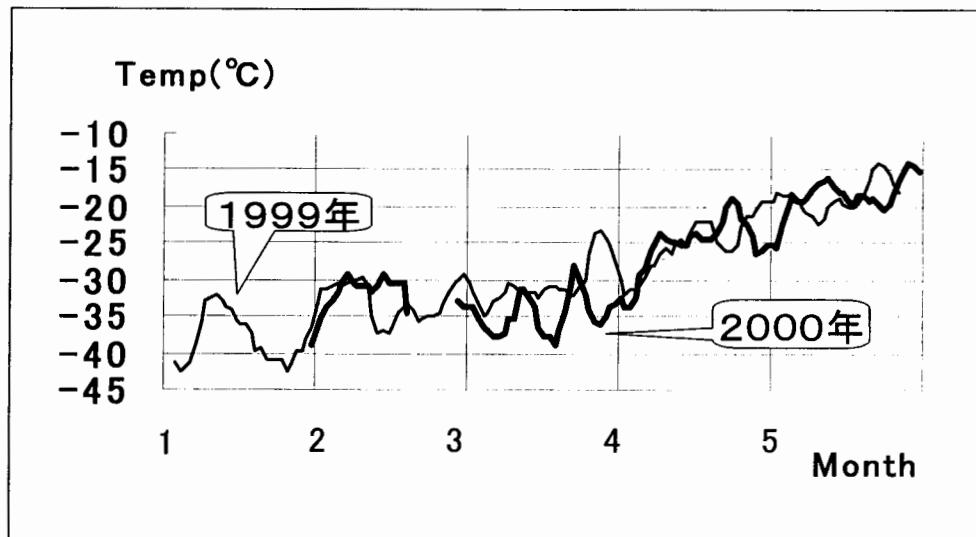


図13 ウランバートルにおける2000年1月から5月の500hPa面の気温変化

4.1.4 大気大循環

2000年の黄砂の主な発生源をゴビ砂漠に求めることができた。なお、中国大陸における1999年12月から2000年2月までの3ヶ月平均気温は、モンゴルや中国の一部で平年より低く、これらの地域では大雪による被害が伝えられた。特に、2000年2月の500hPa面天気図によると、90°Eがリッジ場（正偏差）となり、積雪日数も中国北部では平年よりも2週間以上多い所が広く分布した。対応して、モンゴルでは2000年1月以降、寒波や降雪により家畜等の甚大な被害が伝えられた。これらの地域は、3月以降は500hPa面高度では正偏差となり、地上気温も上昇に転じた。なお、この時期の偏西風は、東アジアから太平洋で平年よりも強く、日本付近では平年に比べてやや南偏していた。一方、顕著な黄砂が西日本で観測された2000年3月24日を中心とした北半球5日平均500hPa高度・偏差図によると、中国大陆は広くリッジ場に入り、日本付近は寒気場で偏西風が日本付近を指向するといった、黄砂が観測されるときの典型的な偏差パターンを示していた。

4.2 事例解析

黄砂が日本付近で観測される時には、主に2つのパターンが見受けられるが、この中で最近の典型事例をそれぞれ取り上げた。

4.2.1 事例解析1(1999年3月3日)

この日は中国、四国、近畿、東海の各地方で黄砂が観測され、鳥取では14時50分から17時30分まで黄砂を観測した。代表的な黄砂の移動経路には、黄土高原（ゴビ砂漠）～朝鮮半島～西日本といった同じようなパターンが見られる（図1参照）。事例1では、黄砂を観測する前にこのルート上を通過していった上層雲（絹雲）とその後に移動してきた暗域（注：中層の乾燥域で沈降場に対応）の存在に特徴がある。上層雲は氷晶が集まった雲であるが、黄砂粒子は氷晶核として有効に機能する。大陸での黄砂観測の状況から、黄砂を観測する以前の上層雲の中に既に大陸起源の黄砂粒子が混入していた可能性がある。氷晶は-15℃前後が最もよく発達し雲粒子の成長が速いため、次に移動してきた-20℃以下の暗域が西日本での黄砂観測に寄与したものと考えられる。更に、上層及び中層に存在していた傾圧帯との関係から、以下のような黄砂観測のプロセスを考えられる。

1. 中国大陆で上空に吹き上げられた黄砂粒子は、主に上層と中層の風により日本付近に流された。上層の傾圧帯の南側を移動してきた細かい黄砂粒子は、南岸にある擾乱の北側に形成された上層雲の中に混入した。
2. 一方、中層の傾圧帯の南側を移動してきた比較的大きな黄砂粒子は、低気圧後面の下降流により形成された暗域の中を滞留しながら日本付近に達した。暗域が西日本に達したとき、暗域に伴って移動してきた黄砂粒子が、それまで上層雲の中を滞留しながら降下していた別の黄砂粒子（氷晶核）と併合して成長し、地上付近で黄砂として観測された。

4.2.2 事例解析2(2000年3月24日)

この日は西日本を中心に広い範囲で黄砂が観測された。鳥取では06時00分から18時15分まで黄砂を観測したが、大陸から輸送されてきた黄砂の量の多さは特別であった。朝方には茶色のアラレもあり、水たまりも黄砂で茶色となっていた。中国大陆のデータによると、21日03時にバイカル湖の南に低気圧が発生し、低気圧の北東側のウランバートルで黄砂が観測された（注：最初の黄砂は、20日21時にタクラマカン砂漠起源の移流してきた黄砂が、ゴビ砂漠で観測されていた）。同日15時には低気圧は寒冷前線を伴い、その後面のゴビ砂漠で黄砂が広範囲に観測された。この時に上空へ舞い上げられた黄砂粒子の大半は低気圧に伴う発達した雲域の中に混入し、日本付近に到達したが、一部は低気圧後面の高気圧により日本付近に達した。なお、中国大陆では22日21時頃まで連続して黄砂が観測された。

事例2の特徴は、黄砂粒子が低気圧と前線に伴う中下層の雲域の中に入り、外へ流出

することなく一連の雲域の中に補足されながら日本付近へ達したことである。この結果、長距離輸送中にあまり拡散せず、西日本では降水と同時に降下してきたことにより、多量の黄砂粒子が地上へ落下してきた。高気圧後面の下降流による黄砂は事例1と同じメカニズムである。

5.まとめ

これまでの解析結果より、(1)鳥取と福岡の黄砂観測日数の経年変化には約10年の周期変動があり、1970年代後半に気候ジャンプが現れている (2)黄砂の観測日数は大陸の陸面状態と500hPa面のジェットの位置関係が影響している (3)西シベリアの積雪被覆率・SOIと黄砂観測日数には各々高い相関がある、ということが分かっている(谷口等、1998、1999)。更に、全国の気象官署(155地点)のデータを使用した解析結果から、以下のような結論が導き出せる。

- (1)全国的に、黄砂観測日数には約10年周期の変動が解析され、このことは北半球規模で生じたと言われる大気の10年変動にもほぼ対応している(大気の10年変動がより信頼できる)。また、季節別観測日数には地方により若干の相違が見られたが、このことは大気の年々変動における循環場の季節依存性の違いが現れているものと思われる。
- (2)黄砂が観測される初日、終日、観測期間にも概略的には約10年を周期とした変動が解析できたが、細かく見れば6年から7年周期も見い出せる。また、気候ジャンプが生じた翌年(1977年と1990年)は、全国的に黄砂の観測日数が急増した。
- (3)冬季の中国大陸の500hPa面高度偏差と2年後の黄砂観測日数との間には高い正相関があり、高度偏差には1980年代前半(1976年に生じた気候ジャンプの遷移期に対応?)に気候ジャンプが生じていることが伺える。また、中国大陸の高度偏差から、日本付近での大気の流れはほぼ同じであっても、東アジア域を含む広範囲な循環場には違いがあることが考えられる。
- (4)積雪被覆率と黄砂観測日数及び南方振動指数には約6年前の積雪状態が時間差をもって影響している。同じく、南方振動指数と黄砂観測日数及び積雪被覆率との間にも、約5年後と約6年前の海洋の状態が時間差をもって影響している。これらの周期と大気にある6年から7年周期が同位相となったとき、その影響が高度偏差を通して黄砂観測日数に現れてくると思われる(注:ここでは、相関係数の最大値とその年だけに着目していることに注意が必要である)。

また、2000年の黄砂発生の特徴について、中国大陸、特にモンゴル周辺の気象的要因としては以下のことが考えられる。

- (1)1月と2月は冬型の気圧配置が卓越したため、中国大陸では高気圧に覆われる頻度が高く、低気圧の通過も少なかった。3月から5月にかけては冬型の気圧配置が急速に崩れ、高気圧と低気圧が交互に通過した。特に、3月は地上気温の上昇と上空寒気により低気圧が相対的に発達した。

- (2)2000 年の春先は気温が高めで経過し、雪や氷を早く融かしたが雨量が少なく、急速に土地の乾燥化が進んだ。
- (3)(1)項及び(2)項の結果、モンゴルを含む中国大陸での季節の進み具合が早く、春先の中国大陸で黄砂の原因となる砂塵嵐が頻繁に観測された。偏西風も平年よりもやや強く、更に日本付近ではやや南偏していた。
- (4)事例解析の結果、黄砂の移動経路上を通過していった雲域に着目する必要があり、また、雲域の活動とその特性が黄砂粒子の輸送過程を左右していることが考えられる。

6. おわりに

本稿は、昨年の気象学会関西支部例会や農業気象学会、府県研究会で発表した原稿をもとに内容を若干修正加筆したものである。本解析において不明な個所や推論部分があるが、今後の「黄砂研究グループ」の課題としていきたい。当グループでは、昨年から鳥取大学乾燥地研究センターと黄砂を通じた勉強会を開催しており、またグループのメンバーの中にはタクラマカン砂漠やゴビ砂漠まで遠征してきた人もいる。これらの成果を踏まえながら、更に学際的な分野を視野に入れた研究へと発展していくことが期待される。

最後に、2000 年の黄砂発生の多発にモンゴルのゴビ砂漠が関係していることが考えられた。現地の政府国家特別事態常設委員会によると、2000 年の雪害による家畜約 200 万頭は、1977 年（約 145 万頭）以来の過去最大であった。両年に共通することは、前

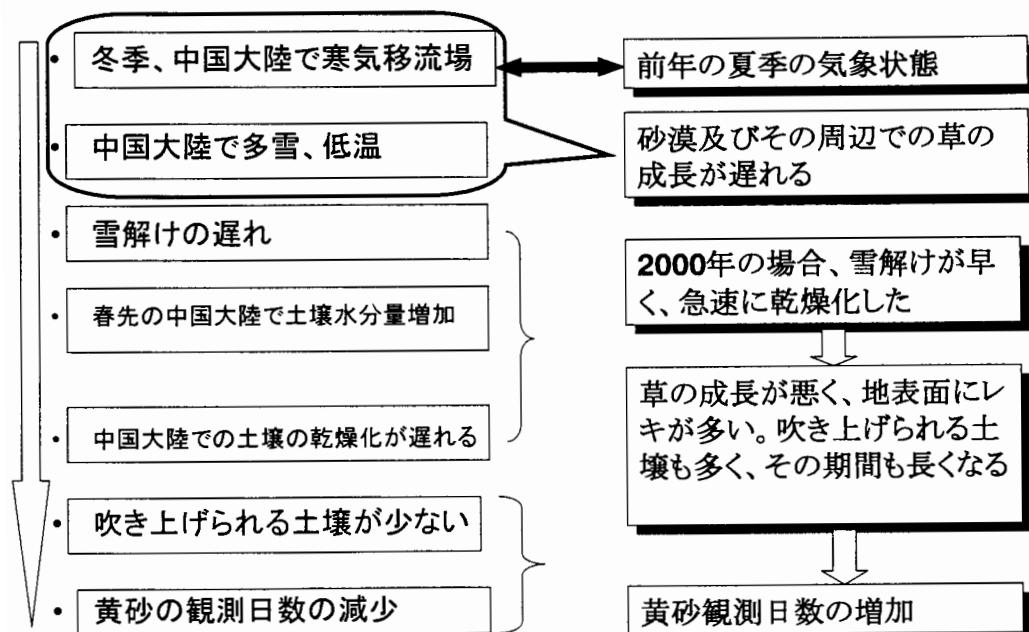


図 14 黄砂観測のシナリオ

年夏季の干ばつと冬季の記録的な寒波である。最後に、これらを加味した現在考えられる黄砂観測のシナリオを図 14 に示す。

L・F グループの会員の方々からのアドバイスをお願い致します。

参考文献

Kai, K., Okada, Y., Uchino, O., Tabata, I., Nakamura, H., Takasugi, T., Nikaido, Y., (1988) : Lidar Observation and Numerical Simulation of a Kosa(Asian Dust) over Tsukuba, Japan during the Spring of 1986, J. Meteor. Soc. Japan, 66, pp. 457-472.

麻生正(1989) : 黄砂春, 東方への旅立ち, 気象, 33(4), pp. 4-9.

石坂隆、小野晃、角脇(1981) : 日本上空に飛来した砂塵の性状とその発源地, 天気, 28(10), pp. 47-61.

小寺邦彦(1997) : 冬期大気循環の 10 年スケールの変動に見られる大気内部変動の役割, 日本気象学会春季大会講演予稿集, 54.

小出寛(1997) : 北半球冬季の地上気温・海氷被覆と大気圏の十年変動, 日本気象学会春季大会講演予稿集, 55.

田中豊顕、松原廣司、石原正人(1998) : 自然氷晶核と雲及び降水の形成, 平成 10 年度気象研究所研究発表会誌, pp. 35-46.

谷口典史、牧田広道(1998) : 黄砂観測データと大気の流れの経年変化について, 大阪管区府県気象研究会誌, pp. 413-414.

谷口典史、牧田広道(1999) : 黄砂観測データと大気の流れの関係, 大阪管区府県気象研究会誌, pp. 420-421.

牧田広道(2000) : 黄砂を通じた共同研究体制について, 日本気象学会関西支部年会講演予稿集, pp. 1-7.

牧田広道、山本悦雄、西村修一、成瀬由紀子(2000) : 黄砂に関する基礎的研究, 日本農業気象学会中国・四国支部会誌、第 13 号、pp. 30-33.

牧田広道、山本悦雄、西村修一、成瀬由紀子(2000) : 今年の黄砂の特徴, 日本農業気象学会中国・四国支部会誌、第 13 号、pp. 34-37.