

平成21年度 卒業論文

ブロッキング高気圧周辺における  
晴天乱気流の分布解析

筑波大学 第一学群 自然科学類

地球科学主専攻

200610351

関 佐和香

2010年2月

# 目次

目次	i
Abstract	iii
表目次	v
図目次	vi
1 はじめに	1
2 目的	3
3 使用データ	4
4 解析手法	6
4.1 晴天乱気流指標 . . . . .	6
4.1.1 リチャードソン数 . . . . .	6
4.1.2 Turbulence Index . . . . .	7
4.1.3 風の鉛直シアー . . . . .	8
4.2 傾度風の非地衡風成分と慣性不安定 . . . . .	10
4.3 バランスモデルの発散方程式 . . . . .	12
5 結果	14
5.1 晴天乱気流指標の分布傾向 . . . . .	14
5.1.1 CAT 指標の有効性 . . . . .	14
5.1.2 リチャードソン数 . . . . .	14
5.1.3 Turbulence Index . . . . .	17
5.1.4 風の鉛直シアー . . . . .	19
5.2 風の鉛直シアーを強化する要因 . . . . .	22
5.2.1 温度風関係式による強化 . . . . .	22
5.2.2 傾度風の非地衡風成分による強化 . . . . .	24
5.3 非平衡な風の流れと内部重力波の碎波 . . . . .	29
6 考察	31
6.1 晴天乱気流指標の分布傾向 . . . . .	31
6.1.1 リチャードソン数 . . . . .	31
6.1.2 Turbulence Index . . . . .	32

6.1.3	風の鉛直シアー . . . . .	32
6.2	風の鉛直シアーを強化する要因 . . . . .	34
6.3	非平衡な風の流れと内部重力波の碎波 . . . . .	36
<b>7</b>	<b>結論</b>	<b>37</b>
7.1	結論 . . . . .	37
7.2	今後の課題 . . . . .	38
	謝辞	39
	参考文献	40

# Distribution of Clear Air Turbulence Indices around the Blocking High

Sawaka SEKI

## Abstract

Clear air turbulence (CAT) is a turbulence which occurs without any convective clouds (Ellrod et al. 2003). It is mainly caused by breaking Kelvin-Helmholtz waves, excited in the unstable layer with strong vertical wind shear. When the horizontal temperature gradients are strengthened, such as the fields around the ridges or the troughs, vertical wind shear becomes stronger through the thermal wind relationship under the quasi-geostrophic condition. On the contrary, Knox (1997) suggested that the ageostrophic vertical shear in the gradient-balanced flow prevails over the geostrophic vertical shear in the thermal wind relationship in the highly curved flows. Meanwhile the blocking highs curve jet streams because of the Rossby wave breaking. So, it seems that there are many CAT events around the blocking highs.

First, we calculated some CAT indices for some blocking events, and investigate the characteristics of the distribution. As a result, many CAT events are likely to happen around the confluence or the defluence points of jet streams, the troughs in east and west sides of the blocking highs, subtropical jet streams after the defluence points, and the blocking ridges in the upper troposphere.

Second, we examined what mechanisms build up the vertical wind shear exciting CAT around the blocking highs. Consequently, one of those is the thermal wind relationship. It strengthens the vertical wind shear around the troughs in east and west sides of the blocking highs, and the confluence and the defluence points of the jet streams. This is because the blocking highs curve the jet streams and induce the deformation fields which makes the horizontal temperature gradients higher. By contrast, in the blocking ridges these gradients are weaker than those of threshold amounts which meet to occur moderate-level CAT through thermal wind equation. Thus, other mechanisms seems to build up the vertical wind shear. One of those is the ageostrophic vertical shear in gradient-balanced flow. The gradient wind relationship prevails over the quasi-geostrophic model in the sharply curving flow like the blocking highs. Moreover, the relative vorticities of the blocking highs reach about  $10^{-4}\frac{1}{s}$ , then the inertial instability may potentially occurs there.

Not only the breaking of Kelvin-Helmholtz waves, but also the breaking of the internal gravity waves induce CAT (McCann 2001). Internal gravity waves are excited

by the geostrophic adjustments which try to redress the unbalanced wind component. Then, we research the regions where the CAT events induced by the internal gravity waves are likely to happen. As an outcome, the components of the unbalanced flow distribute along the blocking ridges in 250 hPa. This is because the intense curvature emphasizes the divergence or the convergence. Compared the regions of the large amount of the unbalanced flow component and those of analyzed vertical wind shear, they coincide with each other very well. So, unbalanced flow generates CAT events through the breaking of internal gravity wave, at the same time, it enhances the whole amount of vertical wind shear and also causes CAT induced by Kelvin-Helmholtz instability.

As discussed above, there are two types of CAT-inducing mechanisms, thermal wind relationship and the ageostrophic vertical shear in gradient-balanced flow, around the blocking highs in the upper troposphere. Especially, the ageostrophic vertical shear emphasizes the whole amount of the vertical wind shear along the blocking ridges. In addition, CAT caused by the breaking of internal gravity waves also occurs there. Thus, CAT events are likely to happen without any horizontal temperature gradients in the anticyclonic regions of the blocking highs.

**Key Words :**

**Clear Air Turbulence, Blocking, Vertical Wind Shear, Thermal Wind Equation, Gradient-Balanced Wind, Internal Gravity Wave**

## 表 目 次

1	CAT 指標の閾値 . . . . .	41
2	水平温度勾配の閾値 . . . . .	41

## 目 次

1	ケルビン・ヘルムホルツ不安定の概念図 . . . . .	42
2	CAT が発生しやすいマクロスケールの流れのパターン . . . . .	42
3	抽出した各ブロッキング事例の 250 hPa におけるジオポテンシャル高度	43
4	変形場の概要図 . . . . .	44
5	傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーの数値計算結果 . . . . .	44
6	CAT 指標の有効性 . . . . .	45
7	1982 年 2 月 7 日 00Z の 型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa のリチャードソン数の分布 . . . . .	46
8	1993 年 2 月 17 日 12Z の 型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa のリチャードソン数の分布 . . . . .	46
9	1982 年 2 月 7 日 00Z の 型ブロッキング高気圧周辺における高度別の リチャードソン数の分布 . . . . .	47
10	1993 年 2 月 17 日 12Z の 型ブロッキング高気圧周辺における高度別の リチャードソン数の分布 . . . . .	48
11	1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa のリチャードソン数の分布 . . . . .	49
12	1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa のリチャードソン数の分布 . . . . .	49
13	1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別 のリチャードソン数の分布 . . . . .	50
14	1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別 のリチャードソン数の分布 . . . . .	51
15	1982 年 2 月 7 日 00Z の 型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の TI の分布 . . . . .	52
16	1993 年 2 月 17 日 12Z の 型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の TI の分布 . . . . .	52
17	1982 年 2 月 7 日 00Z の 型ブロッキング高気圧周辺における高度別の TI の分布 . . . . .	53
18	1993 年 2 月 17 日 12Z の 型ブロッキング高気圧周辺における高度別の TI の分布 . . . . .	54
19	1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の TI の分布 . . . . .	55

20	1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaのTIの分布	55
21	1988年1月2日00Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別のTIの分布	56
22	1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別のTIの分布	57
23	1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの風の鉛直シアアの分布	58
24	1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの風の鉛直シアアの分布	58
25	1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における高度別の風の鉛直シアアの分布	59
26	1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における高度別の風の鉛直シアアの分布	60
27	1988年1月2日00Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの風の鉛直シアアの分布	61
28	1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの風の鉛直シアアの分布	61
29	1988年1月2日00Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別の風の鉛直シアアの分布	62
30	1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別の風の鉛直シアアの分布	63
31	1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における200-250 hPa間と250-300 hPa間の水平温度勾配と風の鉛直シアアの分布	64
32	1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における200-250 hPa間と250-300 hPa間の水平温度勾配と風の鉛直シアアの分布	65
33	1988年1月2日00Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における200-250 hPa間と250-300 hPa間の水平温度勾配と風の鉛直シアアの分布	66
34	1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における200-250 hPa間と250-300 hPa間の水平温度勾配と風の鉛直シアアの分布	67
35	1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの相対渦度の分布	68
36	1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの相対渦度の分布	68



37	1988年1月2日00Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの相対渦度の分布 . . . . .	69
38	1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの相対渦度の分布 . . . . .	69
39	傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーの計算領域と, 200-250 hPa間におけるブロッキング高気圧周辺の水平温度勾配, 風の鉛直シアーの分布 .	70
40	傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーの鉛直分布 . . . . .	71
41	風速の鉛直分布 . . . . .	72
42	温度風関係式による地衡風成分の鉛直シアーの鉛直分布 . . . . .	73
43	相対渦度の鉛直分布 . . . . .	74
44	1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの発散・収束に伴う非地衡風成分の分布 . . . . .	75
45	1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの発散・収束に伴う非地衡風成分の分布 . . . . .	75
46	1988年1月2日00Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの発散・収束に伴う非地衡風成分の分布 . . . . .	76
47	1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの発散・収束に伴う非地衡風成分の分布 . . . . .	76

# 1 はじめに

晴天乱気流 (Clear Air Turbulence, CAT) とは、対流性雲を伴わずに発生する乱流を指す。対流圏界面付近で発生頻度が高く、積雲対流や雷雨と言った目視できる乱流指標を伴わないため、高高度を巡航中の航空機はしばしばその被害に遭う。

CAT の主な発生原因は、ケルビン・ヘルムホルツ不安定に伴うケルビン・ヘルツホルム波の砕波である (Ellrod et al. 2003)。図 1 にケルビン・ヘルムホルツ不安定が発達する過程を示す。異なる密度を持つ層が鉛直方向に接しながらそれぞれ異なる速度で移動しているとき、上下の速度差が限界を超えると、密度層の境界面で乱流が生じ、CAT が発生する。したがって、ケルビン・ヘルムホルツ波の砕波による CAT は、流れの鉛直シアアの大きい不安定な密度層で起こりやすいと言える。これを踏まえ、水平温度勾配によって風の鉛直シアアを強化する、温度風関係式を応用した CAT の解析が数多く行われてきた (Ellrod and Knapp 1992, Mancuso and Endlich 1966)。この関係に従って、南北方向の熱輸送を担うトラフやリッジの近傍では、CAT が発生しやすい傾向にある。Ellrod et al. (2003) は、マクロスケールの流線パターンにおける CAT の発生しやすい領域として、(A) 鞍型等圧線又は変形場、(B) 曲率の大きいトラフ、(C) リッジ、(D) 傾圧不安定領域を挙げている (図 2)。また、一般的に高気圧性のシアアを持つ流れの方が CAT の発生数は多いが、低気圧性のシアアを持つ流れの方が、より強い CAT が発生する傾向にあるとされている。

しかし、リッジやトラフのような曲率の大きな流れでは準地衡風近似が成り立たず、温度風関係式だけでは風の鉛直シアアを強化する要因を説明できない。一方で、曲率の大きい流れでは、地衡風方程式に遠心力のバランス加えた傾度風で、風をより精度よく近似することができる。Knox (1997) はこの点に注目し、傾度風を地衡風成分と遠心力による非地衡風成分とに分け、曲率の大きい流れでは、非地衡風成分の鉛直シアアが温度風関係式を介さずに CAT を発生させていると示唆した。特に、高気圧性シアアのある流れの場では、気圧傾度力によって制限されるものの、傾度風自体の大きさは低気圧性シアア場よりも大きくなる。したがって、高気圧性シアアの方が、このメカニズムによって風の鉛直シアアが強されやすいと考えられる。さらに、McCann (2001) は、発散・収束に伴う非地衡風成分があると、地衡風調節を通して内部重力波が発生し、その砕波も晴天乱気流の発生源になり得るとしている。

一方、ブロッキング高気圧とは、ロスビー波の砕波によってジェット気流を長期間蛇行させる背の高い高気圧を指す。ブロッキング高気圧と切離低気圧との位置関係によって、一型と双極型の 2 種類の形状が存在する。ブロッキングが発生すると、ジェット気流の蛇行によって発達したトラフやリッジが南北の熱輸送を強化し、流れのパターンを複雑化させるため、その近傍では温度風関係式による CAT が多く発生して

いると考えられる。さらに、曲率が大きく高気圧性シアを兼ね備えていることから、Knox (1997) や McCann (2001) の示唆した非地衡風成分による CAT が発生している可能性も高い。加えて、Jaeger and Sprenger (2007) のような CAT 指標の気候値に関する研究や事例解析等は頻繁に行われているが、ブロッキング高気圧といった特定の現象に着目した CAT の研究はあまり行われていない。

技術の進歩に伴い、CAT による航空機の墜落事故は減少傾向にあるものの、今もなお CAT の予測は簡単ではない。また、現在は、航空機が CAT に巻き込まれた際に負傷した乗客に対する補償問題といった、社会的・経済的負担の削減が課題となっている。よって、学術的側面以外においても CAT の予測や分布傾向を調べるということは重要であると言える。

## 2 目的

本研究の目的は、成熟期を迎えたブロッキング高気圧の周辺について、対流圏界面付近で CAT の発生しやすい領域を調べることである。そのために、まず複数の晴天乱気流指標を計算し、それらの分布傾向を解析する。本研究では、CAT 指標としてケルビン・ヘルムホルツ不安定の有無を表すリチャードソン数、Ellrod and Knapp (1992) によって提唱された Turbulence Index、さらに気象庁航空気象予報作業指針に基づき現在 CAT 予測に用いられている風の鉛直シアの 3 種類を使用する。これらの指標を総合的に解析し、ブロッキング高気圧周辺で CAT の発生しやすい領域を調べる。

また、ブロッキング高気圧は流れの曲率が大きく、準地衡風近似は成立しにくい。したがって、潜在的に温度風関係式外のメカニズムによる CAT が多く発生していると考えられる。よって、特に風の鉛直シアが強い領域に関して、シアが従来 CAT の原因として考えられてきた温度風関係式によるものなのか、Knox (1997) によって提唱された非地衡風成分によるものなのかを、水平温度勾配や傾度風の非地衡風成分の鉛直シア方程式を用いて解析する。

さらに、CAT は内部重力波の砕波によっても発生するとされている (MacCann 2001)。内部重力波は、発散・収束に伴う非地衡風成分があるとき、地衡風調節によって励起される。これを踏まえて、ブロッキング高気圧周辺で、内部重力波の砕波による CAT が発生しやすい領域を、バランスモデルの発散方程式を用いて解析する。

### 3 使用データ

本研究の解析には、JRA-25 (Japanese Re-Analysis 25 years) の長期再解析データを用いた。JRA-25 再解析データは、気象庁と電力中央研究所の共同実施による長期再解析プロジェクトで作成された高精度の気候データセットであり、季節予報モデルの高度化や気候研究のために多く使用されている。

また、CAT 指標の有効性を確認するために、実際に観測された CAT 事例との整合性を調べた。その際データは、2009 年 10 月 14 日 00Z における JMA-GSM (Japanese Meteorological Agency - Global Spectral Model) データの解析値と、米国海洋大気圏局 (National Oceanic and Atmospheric Administration, NOAA) の Aviation Weather Center (<http://aviationweather.gov/>) によるパイロットレポート (PIREPs) を使用した。JMA-GSM は気象庁が行っている天気予報の全球スペクトルモデルである。今回は、数値予報の初期値に当たる解析データを用いた。PIREPs からは、航空機が飛行中に遭遇した CAT の位置と強さを知ることができる。また、この時刻 (2009 年 10 月 14 日 00Z) は太平洋に 型のブロッキングが発生していた。よって、実際に観測された CAT と各指標との対応を調べることで、ブロッキング高気圧周辺における CAT 指標の有効性を確かめることができる。

解析に使用したデータの詳細を以下に示す。研究に使用したブロッキング事例は、Watarai and Tanaka (2002) の Table 1 に基づき 1979 年 ~ 1996 年に太平洋で発生したブロッキング高気圧の 10 事例と、その他に 1997 年 3 月 14 日 12Z に見られた大規模な双極型のブロッキング事例を選択した。解析の対象とするのは、各ブロッキング高気圧が最発達した時間帯である。本稿では、それら全 11 事例のうち 型のブロッキングと双極型のブロッキングをそれぞれ 2 事例ずつ選択し、考察を加えていく。また、考察する 4 事例の詳細を次ページに、250 hPa におけるジオポテンシャル高度を図 3 に示した。

#### ♠ 使用データの詳細

##### 1. JRA-25 長期再解析データ

---

期間	: Watarai and Tanaka (2002) の Table 1 に従い 4 事例を選択
水平格子間隔	: $1.25^{\circ} \times 1.25^{\circ}$
鉛直格子間隔	: 1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10, 7, 5, 3, 2, 1, 0.4 hPa の 23 層
要素	: ジオポテンシャル高度 ( $z$ ), 水平流 ( $u, v$ ), 気温 ( $T$ ), 比湿 ( $q$ )

---

## 2. JMA-GSM 解析データ

---

期間	: 2009年10月14日00Z
水平格子間隔	: 0.5° × 0.5°
鉛直格子間隔	: 1000,925,850,700,600,500,400,300,250,200,150, 100,70,50,30,20,10 hPa の17層
要素	: ジオポテンシャル高度 (z), 水平流 (u,v), 気温 (T), 比湿 (q)

---

### ♠ 抽出したブロッキング事例の詳細

Mature Time		Onset Time	型
解析対象時間	中心位置		
1982/02/07/00Z	北緯 50.0 度/西経 150.0 度	1982/01/31/12Z	型
1988/01/02/00Z	北緯 58.75 度/西経 147.5 度	1987/12/28/00Z	双極型
1993/02/17/12Z	北緯 53.75 度/西経 143.75 度	1993/02/13/00Z	型
1997/03/14/12Z	北緯 61.25 度/東経 180.0 度	1997/03/ 上旬	双極型

## 4 解析手法

### 4.1 晴天乱気流指標

まず初めに、各ブロッキング事例について、CAT 指標であるリチャードソン数、Turbulence Index、風の鉛直シアーを計算し、その分布の特徴を調べる。各指標の CAT に対する閾値は表 1 に示した。指標の詳細は以下の通りである。

#### 4.1.1 リチャードソン数

リチャードソン数 (Richardson Number, Ri 数) は、浮力による乱れの運動エネルギーの生成と、基本場のシアーによる乱れの運動エネルギーの生成との比で定義された無次元量で、流れの安定性を示す尺度として広く用いられている。分子はブラント・ヴァイサラ振動数、分母は風の鉛直シアーで構成され、以下の式で表わされる (Jaeger and Sprenger 2007)。

$$Ri = \frac{\frac{g}{v} \frac{\partial v}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad (1)$$

ここで、 $v$  は仮温位、 $u$ 、 $v$  はそれぞれ風の東西成分と南北成分、 $g$  は重力加速度である。CAT の主な原因とされるケルビン・ヘルムホルツ不安定は、Ri 数が 0.25 以下の場合に生じるということが実験室的に明らかにされている。したがって、Ri 数は CAT の指標として用いることができる。これは、ケルビン・ヘルムホルツ不安定が、安定性の低い密度層に対して風の鉛直シアーが大きいときに起こりやすいことを意味している。このような条件は、ジェット気流や前線の近傍で満たされることが多い。しかし、Ri 数は使用するデータの空間分解能に大きく左右されるため、再解析データのような空間分解能の粗いデータセットに対しては、ケルビン・ヘルムホルツ不安定の有無に対する診断的な評価しか与えることができない。さらに、CAT が多く発生する対流圏上層では、Ri 数  $\leq 0.25$  を満たす大気場があったとしても、すぐに乱流が発生し不安定は解消されてしまう。したがって、時間分解能の粗いラジオゾンデを元にしたデータでは、Ri 数からケルビン・ヘルムホルツ不安定を定量的に捉えることは困難であると考えられる (McCann 2001)。

一方で、既往研究では、このような場合にケルビン・ヘルムホルツ不安定を引き起こす Ri 数の閾値を拡張し、0.75 ~ 2.0 以下としていることが多い (Jaeger and Sprenger 2007, Sharman et al. 2005)。McCann (2001) では、Ri 数の閾値をを 1.0 以下とした際、ランダムに抽出された 1832 の CAT 事例のうち、83 パーセントを捉えることに成

功している。今回使用したデータセットは空間分解能が 1.25 °毎であるため、既往研究に倣い、CAT に対する Ri 数の閾値を 0.25 よりも大きく設定して解析を進めた (表 1)。

#### 4.1.2 Turbulence Index

Turbulrence Index (TI) は、Ellrod and Knapp (1992) によって定義された CAT の経験的な指標である。前線形成過程を前提とし、風の鉛直シアーと変形場との積によって、以下のように表わされる。

$$TI = \left( \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

式 (2) の右辺右半分が変形場である。変形場には伸長変形  $D_{st}$  とシアー変形  $D_{sh}$  があり、それぞれ、

$$D_{st} = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3)$$

$$D_{sh} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4)$$

で定義される。伸長変形はある面積を持つ流れを変形させようとし、シアー変形はそれを回転させようとする流れの場である。両者とも流れの面積は変化させない。言い換えると、変形場は発散も回転もしない風の流れを指し (図 4)、この性質から前線の形成に大きく関与している。図 4 から、変形場を満たす流れがあるとき、拡大軸に向かって収縮軸方向から異なる気団が収束し水平温度勾配が増すと、前線が強化されることがわかる。その際、温度風関係式を経て風の鉛直シアーが強まり、ケルビン・ヘルムホルツ不安定が促進され、CAT が発生すると考えられる。ここで、温度風関係式は、地衡風方程式を鉛直微分し、静力学平衡式と気体の状態方程式を代入することで以下のように導かれる。

$$\frac{\partial u_g}{\partial p} = \frac{R_d}{f_0 p} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (5)$$

$$\frac{\partial v_g}{\partial p} = -\frac{R_d}{f_0 p} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (6)$$

$R_d$  は乾燥大気気体定数、 $f_0$  はコリオリパラメータ、 $p$  は気圧、 $u_g$  と  $v_g$  はそれぞれ地衡風の東西成分と南北成分を表す。地衡風は、ジオポテンシャル  $\Phi$  を用いて以



下のように表わされる。

$$u_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (7)$$

$$v_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (8)$$

TIは、このような式 (5) や式 (6) を通したメカニズムを通して発生する CAT を表現しており、ジェット気流や前線付近で生じる温度風関係式を伴った CAT をよく捉えることができる。Mancuso and Endlich (1966) は、対流圏中～上層で観測された CAT 事例と様々な物理量との対応を調べ、風の鉛直シアーと変形場の積と CAT 事例との間に最も高い相関を得た。これを応用して、Ellrod and Knapp (1992) は TI を定義し、300-400 hPa 間で発生した CAT 事例の 70～80 パーセントを捉えることに成功した。また、Jaeger and Sprenger (2007) では、ERA-40 再解析データを用いて TI の 40 年間の気候値を計算した。その結果、対流圏界面付近では、ジェット気流の北側で TI の気候値が大きくなり、CAT が発生しやすいことを明らかにした。しかし、フロントリシスの過程や鉛直対流の盛んな気象場で発生する CAT をこのメカニズムで説明することは難しく、これだけでは全ての CAT を表現することはできない (Knox 1997)。

#### 4.1.3 風の鉛直シアー

CAT の発生源とされるケルビン・ヘルムホルツ不安定は、風の鉛直シアー (Vertical Wind Shear, VWS) の大きな安定成層で生じやすい (図 1)。そのため、風の鉛直シアーそのものを CAT の指標として用いることができる。計算式を以下に示す。

$$VWS = \left( \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

風の鉛直シアーを取り入れることで、リチャードソン数のように気温を使用することなく、風のデータだけで簡単にケルビン・ヘルムホルツ波による CAT を捉えることが可能になる。McCann (2001) は、16.2 knot/1000ft ( $\approx 27.4$  m/s/1000m) 以上の風の鉛直シアーを閾値とすると、ランダムに抽出した並以上の大きさを持つ CAT 事例の、93 パーセントを捉えることに成功している。また、石崎 (1972) では、航空機が飛行中に CAT に遭遇する際、特に前線面を通過している場合に風の鉛直シアーが大きく、風の鉛直シアーが大きいほど強い CAT が発生しやすいとしている。さら

に、風の鉛直シアーは実際の CAT との対応が他の指標と比べて統計的に良いため、現在航空気象予報機関で CAT の予測に広く用いられている。

次に、風の鉛直シアーが温度風関係式によって強化されたのかどうかを、水平温度勾配を用いて判定する。石崎 (1972)などを参考にすると、CAT が発生するための風の鉛直シアーの閾値は 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) であるから (表 1)、環境場の風が地衡風であると仮定すると、式 (5) と式 (6) を用いて閾値を満たす水平温度勾配を以下のように逆算することができる。

$$\nabla T = \left( \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{f_p}{R_d} \left( \left( \frac{\partial u_g}{\partial p} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_g}{\partial p} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

式 (10) から求めた水平温度勾配を表 2 に示す。水平温度勾配の閾値が緯度によって異なるのは、温度風関係式 (式 (5)、式 (6)) がコリオリパラメータの関数で表わされるためである。実際の気象場で求めた風の鉛直シアーに対して、水平温度勾配が閾値を満たしていれば、シアーは温度風関係式によって強化されていると言える。

以上 3 種類の CAT 指標を用いて、ブロッキング高気圧周辺で CAT が発生しやすい領域を調べる。このとき、これらの指標が捉えやすい CAT の種類が微妙に異なることに注意しなければならない。Ri 数はケルビン・ヘルムホルツ波の碎波条件であるし、TI は前線形成過程を前提とした温度風関係式を満たす CAT を、風の鉛直シアーはケルビン・ヘルムホルツ不安定を強化する要素を表現している。よって、実際に CAT の発生場所を予測する際、どれか一つの指標に頼るのではなく、これらの指標を総合的に判断する必要があると考えられる。

## 4.2 傾度風の非地衡風成分と慣性不安定

温度風関係式による風の鉛直シアアの強化は、準地衡風近似のもとで成立する。しかし、ブロッキング高気圧のような曲率の大きな流れの場では、渦度がコリオリ力に比べて無視できず、準地衡風近似が成立しにくい。よって、温度風関係式だけでは風の鉛直シアアを強化する原因を説明できないと考えられる。加えて、水平温度勾配を伴わずに発生するCATも多く報告されており、より多くのCATを捉えるためには、これまで頻繁に研究されてきた温度風関係式を前提とするもの以外で、CATを発生させるメカニズムを考慮しなくてはならない。

これを踏まえて、Knox (1997) は、曲率の大きい流れで傾度風が地衡風よりも卓越することに注目している。傾度風は、曲率が増すことで無視できなくなった遠心力を地衡風方程式に加味し、気塊に作用する力のバランスをより現実に近い風の流れである。空気塊の速度を  $V$ 、曲率半径を  $R$ 、気圧傾度力を  $P_n$  とすると、傾度風は以下のように表わされる。

$$\frac{V^2}{R} + fV = P_n \quad (11)$$

$\frac{V^2}{R}$  は遠心力、 $fV$  はコリオリ力を表す。流れの方向が同じであるとき、低気圧性回転と高気圧性回転では遠心力の符号が異なるが、曲率半径を低気圧性回転で正、高気圧性回転で負とすれば区別することができる。

また、傾度風は遠心力の分だけ非地衡風成分が強化されているため、地衡風成分と非地衡風成分に分けて  $V_{gr} = V_g + V_{ag}$  のように表現できる。 $V_{gr}$  は傾度風の風速、 $V_g$  と  $V_{ag}$  はそれぞれ傾度風の地衡風成分と非地衡風成分である。Knox (1997) はこれを利用し、傾度風関係式 (式 (11)) を鉛直方向に偏微分し、傾度風を地衡風成分と非地衡風成分に分けることで、傾度風の非地衡風成分の鉛直シアアを以下のように導出した。

$$\frac{\partial V_{ag}}{\partial z} = -2 \frac{V_{gr}}{R} \frac{\partial V_g}{\partial z} \left( f + \frac{2V_{gr}}{R} \right)^{-1} + \frac{V_{gr}^2}{R^2} \frac{\partial R}{\partial z} \left( f + \frac{2V_{gr}}{R} \right)^{-1} \quad (12)$$

式 (12) の右辺第 1 項は水平方向の曲率成分を、第 2 項は傾圧性成分を表している。Knox (1997) は曲率半径の鉛直勾配を 0 として式 (12) を計算し、高気圧性シアアのある場では低気圧性シアアよりも傾度風の非地衡風成分の鉛直シアアが強化されることを示した (図 5)。これは、高気圧性回転をしている曲率の高い流れでは、温度風関係式だけでなく、遠心力によっても風の鉛直シアアが強化されるということを意味している。したがって、高気圧の流れ場では、温度風関係式を介さないCATの発生メカニズムが存在していると言える。

加えて、高気圧性のシアアを持つ流れ場は潜在的に慣性不安定の状態にある。ここで慣性安定性とは、西風の基本場に対して南北方向の気塊の安定性を評価した指標で

あり、

$$f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \quad (13)$$

が正ならば安定、0ならば中立、負ならば不安定であることを意味する。気象場が式(13) $< 0$ の慣性不安定であるとき、南北方向に変位した気塊は元の位置に戻ることができず、そのまま変位を続けてしまう。この不安定性を解消しようとする大気の動きが乱流を発生させ、結果としてCATを引きこすと考えられる (Ellrod et al. 2003)。北半球ではコリオリパラメータは常に正であるから、慣性不安定は $\frac{\partial u_g}{\partial z}$ が負となるような高気圧性のシアーで強化されることがわかる。

以上の点から、ブロッキング高気圧は、高い曲率と高気圧性の循環により、傾度風の非地衡風成分によって風の鉛直シアーが強化されていると考えられる。さらに高気圧性の風のシアーが卓越する領域では、潜在的に慣性不安定となっていることが予想され、温度風関係式を伴わないCATが卓越している可能性が高いと言える。

### 4.3 バランスモデルの発散方程式

前章では、ブロッキング高気圧のような曲率の大きい流れで準地衡風近似が成立しない場合、温度風関係式以外のメカニズムがCATを発生させている可能性を述べた。準地衡風近似が成り立たなくなるということは、非地衡風成分のような高度場とバランスしない流れの成分が無視できなくなるということである。McCann (2001) は、そうした非地衡風成分が地衡風調節を通して内部重力波を励起し、砕波することによってもCATが発生すると示唆している。地衡風調節とは、圧力傾度とコリオリ力がつりあっていない場合に、内部的な調節が働いて地衡風平衡の状態になる現象や過程を指す。この調節が波動となって周囲に伝播することで、内部重力波が発生している。

地衡風調節を通して内部重力波が発生する最低条件は、準非発散の仮定を満たさないう、発散・収束に伴う非地衡風成分があることである。準非発散の仮定とは、発散が渦度に比べて無視できるほど小さいという条件を指す。これは中緯度の総観規模擾乱に対して成り立つ近似であり、渦度がコリオリ力と比べて小さいという準地衡風の仮定よりも一段精度の高い近似である。これを踏まえ、McCann (2001) はバランスモデルの発散方程式を用いて発散・収束に伴う非地衡風成分の分布を求め、実際に観測されたCATとの対応を調べた。その結果、多くの事例について両者がよく対応していることが示された。

ここで、バランスモデルの発散方程式を導出する。まず、水平方向の発散は、

$$D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (14)$$

で表わされる。これを時間で偏微分すると、

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial t} \quad (15)$$

となる。次に、式(15)の右辺に、プリミティブ方程式系の水平方向の運動方程式、

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla u - \frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv \quad (16)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla v - \frac{\partial \Phi}{\partial y} - fu \quad (17)$$

$$\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right) \quad (18)$$

$$\vec{V} = (u, v) \quad (19)$$

を代入し整理すると、

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla D + \omega \frac{\partial D}{\partial p} + \nabla \omega \cdot \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} + D^2 - 2J(u, v) - f\zeta + u \frac{\partial f}{\partial y} + \nabla^2 \Phi = 0 \quad (20)$$

となる。 $\omega$  は鉛直  $P$ -速度、 $\zeta$  は渦度の鉛直成分であり、

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (21)$$

と表わされる。また、 $J(u, v)$  はヤコビアンを意味し、

$$J(u, v) = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (22)$$

である。

ここで式 (20) に対し、準非発散の仮定を導入する。この近似に従って各項の大きさを評価すると、発散の微小変化項を落とすことができる。主要項のみを残してまとめると、式 (20) は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} &= -\nabla^2 \Phi + 2J(u, v) + f\zeta - u \frac{\partial f}{\partial y} \\ &= f \left( \zeta - \frac{1}{f} \nabla^2 \Phi \right) - \beta u + 2J(u, v) \end{aligned} \quad (23)$$

となる。ここで、 $\beta$  はコリオリパラメータのベータ面近似であり、

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y} \quad (24)$$

で定義される。

式 (23) の右辺第 1 項は非地衡風成分による効果、第 2 項はコリオリパラメータの緯度変化効果、第 3 項は流れの曲率効果を表している。第 1 項は、流れが完全に地衡的であれば相対渦度は  $\zeta = \frac{1}{f} \nabla^2 \Phi$  を満たすため、値は 0 になる。同様に、第 2 項は  $\beta = 0$  となるような狭い領域を扱う場合は 0 となり、第 3 項も流れが直線的ならば 0 である。発散方程式は、これらの効果のつりあいを表した方程式である。

準非発散の仮定の下では発散が無視できるから、 $\frac{\partial D}{\partial t} = 0$  と近似することができる。このとき、式 (23) を満たすようにして吹く風をバランス風と言い、準地衡風近似よりも、高度と精度よくバランスした風を求めることができる。このことから、式 (23) はバランスモデルの発散方程式や非線形のバランス方程式と呼ばれている。

一方、 $\frac{\partial D}{\partial t} \neq 0$  のときは、バランスモデルを満たさない発散や収束に伴う非地衡風成分が生じる。この非地衡風成分は、地衡風調節を通して内部重力波を発生させる条件となることから、McCan (2001) は、気象場において式 (23) を求め、観測された CAT との対応が高いことを示した。これによって、発散・収束に伴う非地衡風成分が地衡風調節を通して内部重力波を発生させ、その砕波が CAT の発生を促進しているという過程が確かめられた。

## 5 結果

### 5.1 晴天乱気流指標の分布傾向

はじめに、型と双極型のブロッキング高気圧周辺において、CATの指標となるリチャードソン数 (Ri 数)、Turbulence Index (TI)、風の鉛直シアーを計算し、その分布傾向を調べた。特に、CATが最も多く発生する対流圏界面付近に注目し、250 hPa に焦点を当てて解析を行った。また、Ri 数 (式 (1)) と TI (式 (2)) は計算式の中に風の鉛直シアーを含んでいるため、風の鉛直シアーを重ねて図に描き両者の関係性を調べた。各指標の CAT に対する閾値は表 1 に記載されている。

#### 5.1.1 CAT 指標の有効性

ブロッキング事例について調べる前に、これらの CAT 指標が実際に観測された CAT を表現することができるのか確認する。2009 年 10 月 14 日 00Z は、太平洋に型のブロッキング高気圧が出現し、その下流に当たるアメリカ合衆国では、合流したジェット気流や複雑な風の流れによって、強い CAT が数多く報告されていた。これをもとに、同時刻のアメリカ合衆国を中心として、250 hPa の Ri 数、TI、風の鉛直シアーを計算し、観測された CAT との対応を調べたのが図 6 である。

図 6 を見ると、各指標とも観測された CAT をよく捉えていることがわかる。よって、これら 3 種類の指標は、CAT に対し有効であることが確認された。また、指標によって表現できる事例とできない事例が異なっている。したがって、これらの指標を用いて CAT の解析をするには、各指標の結果を総合的に調べていく必要があると考えられる。

#### 5.1.2 リチャードソン数

抽出した各ブロッキング事例についてリチャードソン数 (Ri 数) を式 (1) に従って計算し、その分布を調べた。

##### ♠ 型のブロッキング事例

#### 1. 250 hPa における Ri 数の分布

1982 年 2 月 7 日 00Z に最発達した型のブロッキング高気圧周辺について、250 hPa の Ri 数の分布を図 7 に示す。図 7 から、ブロッキング高気圧によってジェット気流が分流している領域と、ブロッキング高気圧の真南を流れる亜熱帯ジェット気流の領域で Ri 数の値が小さくなっていることがわかる。両者は風の鉛直シアーの大きい領

域と重なっており、シアア不安定が強化された領域であったと考えられる。また、ブロッキング高気圧の高緯度側では、風の鉛直シアアはCATを発生させる閾値を超えているにもかかわらず、Ri数は有意な値を示さなかった。

次に、1993年2月17日12Zに最発達した型のブロッキング高気圧周辺における同様の分布を図8に示す。図8から、ブロッキング高気圧手前のシングルジェット領域で、風の鉛直シアアとともにRi数が小さくなっていることがわかる。これは、シングルジェットに含まれる寒帯前線ジェット気流が南北の熱交換を担い、温度風に従って吹くという性質を持っているからである。温度風が卓越する領域では、水平温度勾配の強化によって風の鉛直シアアが大きくなり、ケルビン・ヘルムホルツ不安定になりやすい。よって、強いシングルジェットに対応したRi数の有意な領域では、傾圧性によるCATが多く発生していると考えられる。また、シングルジェットが分流した直後の亜熱帯ジェット気流や、ブロッキング高気圧の中心領域のRi数はあまり明確ではなく、風の鉛直シアアとも対応しなかった。

## 2. 850、500、300、250 hPaにおけるRi数分布の比較

1982年2月7日00Zに最発達した型のブロッキング高気圧周辺について、850 hPa、500 hPa、300 hPa、250 hPaにおけるRi数の分布の比較を行った(図9)。図9を見ると、Ri数がCATの閾値を満たす領域が対流圏中～上層ほど拡大していることがわかる。特に、北緯25度/西経145度付近のブロッキング高気圧の低緯度側では、300 hPaより上層でRi数が顕著に低い値を示している。この領域の等圧線は変形場の形状(図4)とよく似ており、水平温度勾配を強化するような流れがあったと考えられる。また、250 hPaよりも300 hPaの方がRi数が示す不安定領域が広がっている。これは、250 hPaの方が対流圏界面に近いことや、データの鉛直分解能が粗いことから、250 hPaの鉛直方向の大気の安定性が本来よりも高く評価されてしまったためであると考えられる。ブロッキング高気圧の縁では、300 hPaでのみRi数が有意な値を示したが、風の鉛直シアアは伴っていなかった。加えて、500 hPaの高度場を見ると、ブロッキングは双極型をしており、切離低気圧との位置関係が対流圏上層と下層で異なっていたことがわかる。

同様に、1993年2月17日12Zのブロッキング事例について、Ri数の分布の高度別比較を行った(図10)。図10を見ると、Ri数は1982年2月7日00Zの事例と同様に、500 hPaより上層ほど有意な値を示す領域が拡大していることがわかる。また、250 hPaでも、ブロッキング高気圧の周辺の風の鉛直シアアが300 hPaと同程度の大きさであるにもかかわらず、Ri数は有意な値を示していない。これは1982年2月7日00Zの事例と同様に、250 hPaの方が対流圏界面に近く、大気の鉛直方向の安定性が強化されているためであると考えられる。さらに、300 hPaでは、北緯25度/西経



152 度付近の分流直後の亜熱帯ジェット気流領域で、Ri 数が小さくなっている。これも、1982 年 2 月 7 日 00Z の事例と一致している特徴だと言える。

#### ♠ 双極型のブロッキング事例

##### 1. 250 hPa における Ri 数の分布

1988 年 1 月 2 日 00Z に最発達した双極型のブロッキング高気圧周辺について、250 hPa の Ri 数の分布を図 11 に示す。図 11 から、ブロッキングによって分流した亜熱帯ジェット気流の領域で、Ri 数が小さくなっていることがわかる。この事例は、ブロッキング高気圧の低緯度側で北東から南西に向かってトラフが張り出しており、寒気が南下していたと考えられる。これによって鉛直方向に大気が不安定となり、Ri 数が小さくなった可能性がある。また、ブロッキング東西のシングルジェット領域では、風の鉛直シアに伴って Ri 数が有意な値を示しており、ジェット気流の傾圧性が反映されている。ブロッキング高気圧の北側では、北緯 67 度/西経 165 度と北緯 65 度/西経 125 度付近に風の鉛直シアの極大があり、それに対応して Ri 数が小さくなっている。

次に、1997 年 3 月 14 日 12Z に最発達した双極型のブロッキング高気圧周辺における同様の分布を図 12 に示す。図 12 を見ると、250 hPa では全体的に Ri 数が有意ではないことがわかる。しかし、ブロッキングにより寒帯前線ジェットが北上し始めた北緯 45 度/東経 165 度付近では、Ri 数がやや優位な値を示している。この領域は図 2 の (D) とパターンがよく似ており、トラフによる傾圧性が大気的不安定性を強化していた可能性がある。また、ブロッキング高気圧と切離低気圧の間に位置する東風領域でも、Ri 数は有意な値を示さなかった。

##### 2. 850、500、300、250 hPa における Ri 数分布の比較

1988 年 1 月 2 日 00Z に最発達した双極型のブロッキング高気圧周辺について、型と同様に Ri 数の高度別分布の比較を行った (図 13)。図 13 を見ると、分流後の亜熱帯ジェット気流に伴う有意な Ri 数は 300 hPa から上層で出現しており、これは他の事例とも一致している。ブロッキング高気圧北側では、500 hPa で Ri 数の小さい領域が最も広く、300 hPa では風の鉛直シアを伴わずに比較的小さな値を示している領域も見られた。

また、1997 年 3 月 14 日 12Z のブロッキング事例における同様の分布 (図 14) を見ると、500 hPa でブロッキング高気圧を取り囲むような Ri 数の小さい領域が見られた。対流圏下層では上層と比べて分布がはっきりせず、これは他事例との共通点であると言える。亜熱帯ジェット気流に対応する Ri 数の小さい領域は、300 hPa で最も強力だった。また、双極型の両事例とも、300 hPa におけるブロッキング下流のジェッ

ト気流の合流域で、Ri 数が有意な値を示している。

### 5.1.3 Turbulence Index

抽出した各ブロッキング事例について Turbulence Index (TI) を式 (2) に従って計算し、その分布を調べた。

#### ♠ 型のブロッキング事例

##### 1. 250 hPa における Turbulence Index の分布

1982年2月7日00Zに最発達した型のブロッキング高気圧周辺について、250 hPaのTIの分布を図15に示す。図15から、TIはブロッキングによるジェット気流の分流・合流域、亜熱帯ジェット気流域、さらにブロッキング高気圧の縁で大きくなっていることがわかる。同じ領域におけるRi数の分布(図7)と比較すると、ジェット気流の分流域や亜熱帯ジェット気流域では両指標とも有意な値を示しているのに対し、ブロッキング高気圧の縁では、TIのみが風の鉛直シアーに伴って大きな値を示していた。このリッジにおけるTIの分布は、図2の(C)とよく一致している。また、ジェット気流の分流域では、特に北緯25~35度/西経150~180度が図2の(A)とよく似た形状をしており、変形場によるCATの強化がTIでよく捉えられていると言える。

次に、1993年2月17日12Zに最発達した型のブロッキング高気圧周辺における同様の分布を図16に示す。図16では、ブロッキング高気圧の中心を取り囲むTIの大きな領域が顕著であることがわかる。また、1982年2月7日00Zの事例(図15)よりも、シングルジェット域で風の鉛直シアーとTIの値が大きいことがわかる。これは、同じ領域のRi数の分布(図8)にも見られ、シングルジェットに対応した傾圧性が表れていると考えられる。さらに、型の付け根にあたる北緯40度/西経150~140度の辺りでも、TIは大きな値を示した。これは、ジェット気流の分流点と合流点がこの領域で接近し、風の水平シアーを強化したためであると考えられる。亜熱帯ジェット気流域においても、TIの値は大きかった。

##### 2. 850、500、300、250 hPa における Turbulence Index 分布の比較

1982年2月7日00Zに最発達した型のブロッキング高気圧周辺について、850 hPa、500 hPa、300 hPa、250 hPaにおけるTIの分布の比較を行った(図17)。図17を見ると、TIは高度とともに値の大きな領域が拡大していることがわかる。特にジェット気流の分流点では、300 hPa以上の高高度でTIが大きな値を示している。また、同じ領域のRi数の分布(図9)を見ると、250 hPaのブロッキング高気圧の北側では、

Ri 数が対流圏界面付近の気相の安定性を受けて有意な値を示さなかったのに対し、TI は風の鉛直シアーに対応して値が大きくなっていた。さらに、500 hPa と 300 hPa では、ブロッキング高気圧の北側に、風の鉛直シアーを伴うことなく TI が有意な値を示している領域が見られた。

同様に、1993 年 2 月 17 日 12Z のブロッキング事例についても TI の分布の高度別比較を行った (図 18)。図 18 を見ると、図 17 と同様に、対流圏中～上層ほど TI の値が有意な領域が広いことがわかる。また、250 hPa に加え、300 hPa でもブロッキング高気圧北側や型の付け根にあたる領域 (北緯 40 度/西経 145 度付近) で、風の鉛直シアーを伴わない TI の大きな領域が見られた。さらに、ジェット気流の合流領域にあたるトラフでは、トラフ軸の風上側～軸上で TI の値が大きくなっているが、これは図 2 の (B) とよく一致している。また、同じ領域の Ri 数の分布 (図 10) と比較すると、1982 年 2 月 7 日 00Z の事例と同様に、250 hPa では TI の方が有意な値を示す領域が広がっていた。

#### ◆ 双極型のブロッキング事例

##### 1. 250 hPa における Turbulence Index の分布

1988 年 1 月 2 日 00Z に最発達した双極型のブロッキング高気圧周辺について、250 hPa の TI の分布を図 19 に示す。図 19 から、ブロッキング高気圧の北西側と北東側の曲率の大きな領域を中心に、リッジの縁に沿って TI が大きくなっていることがわかる。これは、図 2 の (C) とよく一致している。ジェット気流の分流域では 1982 年 2 月 7 日 00Z の事例 (図 15) のような TI の有意な領域は見られなかったが、分流後の亜熱帯ジェット気流域や、ジェット気流の合流域では、TI の値が大きくなっていた。

次に、1997 年 3 月 14 日 12Z に最発達した双極型のブロッキング高気圧周辺における同様の分布を図 20 に示す。図 20 では、北緯 40 度/東経 175 度付近のジェット気流の分流域からブロッキング高気圧を取り囲むような形をした、TI の大きな領域が見られることがわかる。これを図 2 と比較すると、(C) と (D) をつなげたような形状をしており、特にトラフの東側で風の鉛直シアーとの対応がいいことから、ここでは傾圧性による CAT の強化があったと考えられる。分流後の亜熱帯ジェット域や、ブロッキング高気圧と切離低気圧の間の東風領域でも、TI は大きな値を示した。

##### 2. 850、500、300、250 hPa における Turbulence Index 分布の比較

1988 年 1 月 2 日 00Z に最発達した双極型のブロッキング高気圧周辺について、型と同様に TI の高度別分布の比較を行った (図 21)。図 21 を見ると、この事例では、ブロッキング高気圧の北側で、TI が対流圏下層から上層まで周囲よりも大きくなっていることがわかる。特に 500 hPa から上層では、リッジの東西にそれぞれ風の鉛直

シアアの極大があり、TIにもそれに対応した極大が見られる。亜熱帯ジェット気流域では、300 hPa より上層で TI の大きな領域が顕著になり、南北に平行した 2 本の極大域が見られた。同じ領域の Ri 数の分布 (図 13) と比較すると、この領域では風の鉛直シアアに対応して Ri 数も小さくなっており、強い CAT が発生していた可能性が高い。ブロッキング高気圧の北側では、対流圏上層において、TI の方が Ri 数よりも有意な領域が広がった。また、東風領域では、どの高度でも TI は有意な値を示さなかった。

次に、1997 年 3 月 14 日 12Z のブロッキング事例における同様の分布 (図 22) を見ると、ジェット気流の分流域からブロッキング高気圧を取り囲むような TI の有意な領域は、500 hPa から上層で顕著に見られることがわかる。また、300 hPa と 250 hPa では、その極大が図 2 の (D) や風の鉛直シアアとよく対応していることがわかる。よって、対流圏上層では、トラフの傾圧性によって強化された風の鉛直シアアが CAT をもたらしていたと考えられる。また、同じ領域の Ri 数の分布 (図 14) と比較すると、300 hPa のブロッキング高気圧の北側の領域で、風の鉛直シアアを伴わない TI と Ri 数の有意な領域が同様に見られることがわかる。亜熱帯ジェット気流域の TI は、300 hPa より上層で有意だった。

#### 5.1.4 風の鉛直シアア

抽出した各ブロッキング事例について風の鉛直シアアを式 (9) に従って計算し、その分布を調べた。

##### ♠ 型のブロッキング事例

#### 1. 250 hPa における風の鉛直シアアの分布

1982 年 2 月 7 日 00Z に最発達した 型のブロッキング高気圧周辺について、250 hPa の風の鉛直シアアの分布を図 23 に示す。図 23 から、ブロッキング高気圧北側では、200 ~ 250 hPa 間 (太実線) の風の鉛直シアアが広い範囲で大きくなっていることがわかる。それに対し、ジェット気流の分流域では、250 ~ 300 hPa 間 (太破線) のシアアが顕著であり、亜熱帯ジェット気流域ではそれらの両方が見られた。

1993 年 2 月 17 日 12Z の 型のブロッキング事例についても同様の図を見ると (図 24)、やはりブロッキング高気圧の中心を取り囲むようにして、200 ~ 250 hPa 間の風の鉛直シアアが非常に強くなっていることがわかる。これは、対流圏の擾乱が、成層圏へ伝播できずに減衰してしまうためであると考えられる。シングルジェットや亜熱帯ジェット気流に沿った領域では、250 ~ 300 hPa 間の風の鉛直シアアの方が卓越して

いるが、日本付近では両者が非常に強くなっており、激しいCATが発生していたと考えられる。

## 2. 850、500、300、250 hPaにおける風の鉛直シアアの分布の比較

1982年2月7日00Zに最発達した型のブロッキング高気圧周辺について、850 hPa、500 hPa、300 hPa、250 hPaにおける風の鉛直シアアの分布の比較を行った(図25)。図25を見ると、500 hPaから上層で、ジェット気流の分流域の風の鉛直シアアが顕著に大きくなっていることがわかる。また、ブロッキング高気圧の北側の鉛直シアアは200~250 hPa間のみで大きくなっており、ブロッキング高気圧の縁に沿うように東西に伸びた形をしている。これは、図2の(C)ともよく対応している。亜熱帯ジェット気流域は、300 hPaより上層で値の有意な領域が見られた。

同様に、1993年2月17日12Zのブロッキング事例についても風の鉛直シアアの分布の高度別比較を行った(図26)。図26においても、風の鉛直シアアは対流圏上層ほど値が大きくなっていることが分かる。また、1982年2月7日00Zの事例(図25)でも見られたように、ブロッキング高気圧を取り巻く領域では、200~250 hPa間でのみ風の鉛直シアアが大きな値を示していた。シングルジェットや亜熱帯ジェット気流に沿った領域でも、8 knot/1000ft ( $\approx 13.5\text{m/s}/1000\text{m}$ )以上の強い風の鉛直シアアが見られた。

### ◆ 双極型のブロッキング事例

#### 1. 250 hPaにおける風の鉛直シアアの分布

1988年1月2日00Zに最発達した双極型のブロッキング高気圧周辺について、250 hPaの風の鉛直シアアの分布を図27に示す。図27から、ブロッキング高気圧北側の風の鉛直シアアが、その縁に沿って250~300 hPa間と200~250 hPa間の両方で大きな値を示していることがわかる。また、亜熱帯ジェット気流やジェット気流の合流域でも風の鉛直シアアは閾値を超えている。

1997年3月14日12Zのブロッキング事例についても同様の図を見ると(図28)、ジェット気流の分流点からブロッキング高気圧を取り囲むように、風の鉛直シアアが大きくなっていることがわかる。特に、ブロッキング西側のトラフでは、250~300 hPa間と200~250 hPa間の両方で値が大きくなっており、流れのパターンも図2の(D)とよく似ている。したがって、この領域では、傾圧性によって風の鉛直シアアが強化されていたと考えられる。そのトラフの東側やジェット気流の合流域、亜熱帯ジェット気流に沿った領域でも、有意な値が見られた。また、1988年1月2日00Zの事例(図27)では見られなかったが、切離低気圧とブロッキング高気圧の間の東風領域でも、風の鉛直シアアが大きくなっていた。

## 2. 850、500、300、250 hPaにおける風の鉛直シアアの分布の比較

1988年1月2日00Zに最発達した双極型のブロッキング高気圧周辺について、型の事例と同様に、風の鉛直シアアの鉛直分布の比較を行った(図29)。図29を見ると、対流圏下層から上層まで、風の鉛直シアアの大きい領域がブロッキング高気圧の周辺に広く見られることがわかる。ブロッキング高気圧北部や亜熱帯ジェット気流域では、風の鉛直シアアの大きい領域が流線とほぼ平行に分布しており、それぞれ対流圏下層から上層まで顕著に表れている。

同様に、1997年3月14日12Zに最発達したブロッキング事例について、風の鉛直シアアの高度別分布を比較すると(図30)、ブロッキング高気圧西側のトラフでは、300 hPaより上層で値が大きくなっているが、500 hPaではそれより高緯度側のリッジに極大があることがわかる。亜熱帯ジェット気流に沿った領域では、他事例と同様に、300 hPaより高層でのみ風の鉛直シアアが有意な値を示していた。また、東風領域の風の鉛直シアアは500 hPaにも見られた。

## 5.2 風の鉛直シアーを強化する要因

前章では、CAT 指標としてリチャードソン数 (Ri 数, (式(1))), Turbulence Index (TI, (式(2))), 風の鉛直シアー (式(9)) をブロッキング高気圧の周辺で計算し、その分布を解析した。これらの指標は、表現する内容は異なるものの、全て定義の中に風の鉛直シアーを含んでいる。また、CAT の主な発生要因であるケルビン・ヘルムホルツ不安定は、風の鉛直シアーが大きいことで生じるシアー不安定の側面を持つ。したがって、風の鉛直シアーは CAT の発生に対し大きな効果を与えていると言える。これを踏まえ、本章では、ブロッキング高気圧の周辺で見られた風の鉛直シアーが、何によって強化されているのかを調べる。

### 5.2.1 温度風関係式による強化

既往研究で盛んに行われた前線形成過程を前提とする CAT の解析では、強い水平温度勾配が温度風関係式 (式(5)、式(6)) を通して風の鉛直シアーを強化し、CAT を発生させるというメカニズムが基礎となっていた (Mancuso and Endlich 1966, Ellrod and Knapp 1992)。これにしたがって、まず初めに、ブロッキング高気圧の周辺で見られた強い風の鉛直シアーが、温度風関係式によって強化されていたのかどうかを解析する。表 1 より、ブロッキング高気圧の周辺で並の CAT を発生させる風の鉛直シアーの閾値は 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) である。これを式(10)に代入し、閾値を満たす水平温度勾配を求めると表 2 が得られる。水平温度勾配が緯度によって異なるのは、温度風関係式 (式(5)、式(6)) がコリオリパラメータを含んでいるためである。

以上を踏まえ、型と双極型の各ブロッキング事例について水平温度勾配を計算し、表 2 を元にして風の鉛直シアーの強い領域との分布を比較していく。また、CAT が対流圏界面付近で最も多く発生することを考慮し、250 hPa 付近を中心に解析を行った。

#### ♠ 型のブロッキング事例

1982年2月7日00Zに最発達した型のブロッキング事例について、200~250 hPa間と250~300 hPa間における水平温度勾配と風の鉛直シアーの分布を図31に示す。図31を見ると、250~300 hPaでは、ブロッキングによるジェット気流の分流点や分流後の寒帯前線ジェット気流の北上に沿った領域で、風の鉛直シアーを満たす強い水平温度勾配が見られることがわかる。また、鞍型の等圧線をしている北緯25度/西経160度付近でも、水平温度勾配による風の鉛直シアーの強化が見られた。この流れのパターンは、図2の(A)と一致している。200~250 hPaでは、ブロッキング高気圧

北部に沿って風の鉛直シアーの大きい領域が見られた。それに対して、水平温度勾配はリッジの東西で大きな値を示す領域が部分的に見られたものの、リッジの北端や風の鉛直シアーの極大域では、有意な値を示さなかった。

次に、1993年2月17日12Zに最発達した型のブロッキング事例における同様の図(図32)を見ると、日本付近のシングルジェットが強い領域では、風の鉛直シアーとともに水平温度勾配が大きくなっていることがわかる。これは、ジェット気流の傾圧性が反映されていると考えられる。ジェット気流の分流点でも、水平温度勾配と風の鉛直シアーがよく対応していた。また、250~300 hPaでは、ブロッキング高気圧東側のトラフでも風の鉛直シアーの極大域が水平温度勾配の大きな領域と重なっていることがわかる。さらに、図31と同様に、ブロッキング高気圧の中心を取り囲むリッジの風の鉛直シアーは200~250 hPaで有意な値を示し、その領域に重なるように水平温度勾配が比較的大きい領域も見られた。しかし、水平温度勾配は閾値を超えておらず(表2)、風の鉛直シアーは温度風関係式以外のメカニズムによって強化されていた可能性が高い。

#### ◆ 双極型のブロッキング事例

1988年1月2日00Zに最発達した双極型のブロッキング事例について、型の事例と同様に水平温度勾配と風の鉛直シアーの分布を図33に示す。図33から、切離低気圧の南端の北緯35度/西経155度付近では、水平温度勾配と風の鉛直シアーの強い領域が重なっていることがわかる。これは、切離低気圧から南下した寒気と亜熱帯ジェット気流がこの領域で収束し、水平温度勾配が増して温度風が強化されたためであると考えられる。この流れの形状は図2の(A)とも一致し、変形場を含んだ風の流れが卓越していた可能性が高い。ブロッキング高気圧の北側を見ると、200~250 hPaではリッジの西側で水平温度勾配と風の鉛直シアーの大きな領域が重なっており、温度風関係式による風の鉛直シアーの強化が見られた。しかし、リッジの北端や東側では水平温度勾配が閾値に届いておらず、型の事例と同様に、温度風関係式に加えて他のメカニズムが風の鉛直シアーを強化していたと考えられる。

次に、1997年3月14日12Zに最発達した双極型のブロッキング事例についても同様の図を見ると(図34)、ブロッキング入り口側のトラフに沿って、水平温度勾配による風の鉛直シアーの強化が見られることがわかる。しかし、200~250 hPaでは、ブロッキング高気圧の縁に差し掛かったあたりから水平温度勾配が弱化しており、リッジの性質が強くなるほど温度風以外の過程を経て風の鉛直シアーが強化されている様子が見られた。また、250~300 hPaの図から、ジェット気流の分流域や亜熱帯ジェット気流に沿った領域の風の鉛直シアーは、その大部分が水平温度勾配によって強化されていることがわかる。200~250 hPaでは、ブロッキング高気圧と切離低気圧の間



の東風領域でも、わずかに温度風による効果が見られた。

以上をまとめると、ブロッキング高気圧周辺における風の鉛直シアーは、

- ジェット気流の合流・分流域やブロッキング高気圧東西のトラフでは、温度風関係式によって強化されている
- ブロッキング高気圧北側の縁では、温度風関係式とそれ以外のメカニズムによって強化されている

と考えられる。温度風関係式を介した CAT の発生メカニズムはこれまで多く解析が行われており、ジェット気流の分流・合流点やブロッキング高気圧東西のトラフに関しては、本研究でもそれと同様の結果を得ることができた。しかし、ブロッキング高気圧の縁に沿った領域では、水平温度勾配が十分でなく、温度風関係式を介さずに風の鉛直シアーを強化する何らかの働きがあると考えられる。よって次章から、この温度風を伴わずに風の鉛直シアーを強めるメカニズムについて調べていく。

### 5.2.2 傾度風の非地衡風成分による強化

水平温度勾配によって風の鉛直シアーを強化するには温度風関係式を介さなければならぬが、これを用いるには相対渦度がコリオリ力に比べて十分に小さいという準地衡風近似を満たす必要がある。準地衡風近似が成り立つ時、コリオリ力が  $f \approx 10^{-4} s^{-1}$  桁であるのに対して、相対渦度は  $\zeta \approx 10^{-5} s^{-1}$  桁程度と見積もられている。しかし、ブロッキング高気圧のような曲率の大きい流れの場合、コリオリ力に対して相対渦度が無視できない程度まで大きくなる可能性がある。すると、準地衡風近似は成立できなくなり、温度風関係式だけでは実際の風の鉛直シアーを表現することが難しくなってしまう。

これを踏まえて、型と双極型の各ブロッキング事例について、250 hPa における相対渦度の分布を調べたのが、図 35 ~ 図 38 である。これらを見ると、ブロッキング高気圧の北側の縁は相対渦度が  $10^{-4}$  桁まで大きくなっていることがわかる。したがって、ブロッキング高気圧周辺では準地衡風近似が成り立たず、温度風関係式を介した CAT の発生メカニズムのみで実際の CAT を説明することは難しいと考えられる。また、これらの領域は風の鉛直シアーが水平温度勾配以外のメカニズムで強化されていた領域と一致することから、実際に準地衡風近似では表現できない作用が風の鉛直シアーに働いていた可能性がある。

ここで、準地衡風近似に遠心力の働きを加えた傾度風関係式が、曲率の大きな流れをより精度良く表現できることに注目する。4.2章では、高気圧性の回転場において傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーが風の鉛直シアー全体を強化し、CATを発生させている可能性を述べた(Knox 1997)。この説は、今回のような、ブロッキング高気圧に沿った相対渦度の無視できない領域で風の鉛直シアーを強化する、温度風関係式以外の要因として、最も有力なものであると考えられる。よって、次に、Knox (1997)によって示された傾度風の非地衡風成分 (ageostrophic component of gradient wind,  $V_{gr_{ag}}$ ) の鉛直シアー (式 (12)) を、ブロッキング高気圧周辺で、温度風以外の働きが風の鉛直シアーを強化していると思われる地点を選んで計算する。さらに、その結果を実際の風の鉛直シアーや、温度風関係式による地衡風成分の鉛直シアーと比較し、傾度風の非地衡風成分がどの程度実際の値に影響を与えているのかを調べる。加えて、式 (12) は水平曲率成分 (右辺第 1 項) と傾度風の傾圧性成分 (右辺第 2 項) に分かれている。これを考慮し、Knox (1997) に倣って水平曲率成分だけの計算も行い、曲率だけでどの程度風の鉛直シアーに影響を与えているのかを調べた。

このとき、傾度風関係式 (式 (11)) は、高気圧性の曲率が大きいような場合 (曲率半径  $R$  の絶対値が小さく符号が負であるような場合) に気圧傾度力に制限され、傾度風バランスが保たれず実数解が得られない点に注意しなければならない。実際、今回解析したブロッキング高気圧事例は曲率が大きく、その中心付近では傾度風の実数解が得られないことが多かった。よって、ブロッキング高気圧周辺で式 (12) の鉛直分布を求める地点として、傾度風の実数解が得られ、曲率半径が負で、かつその絶対値が小さく、表 2 より水平温度勾配が有意でなく、さらに風の鉛直シアーが大きい点を選択した。これに沿って選んだ各ブロッキング事例における式 (12) の計算地点は、図 39 の通りである。加えて、各計算地点における風速の鉛直分布を図 41 に、温度風関係式による地衡風成分の鉛直シアーを図 42 に、さらに相対渦度 (式 (21)) の鉛直分布を図 43 にそれぞれ示し、比較を行った。

#### ♠ 型のブロッキング事例

1982年2月7日00Zに最発達した 型のブロッキング事例に対して、 $V_{gr_{ag}}$  の鉛直シアーとその水平曲率成分の鉛直分布を観測値と比較した図を図 40 左上に示す。計算はブロッキング高気圧北東側の北緯 67.5 度/西経 127.5 度で行った (図 39 左上)。

図 40 左上を見ると、250 hPa 付近で実際の風の鉛直シアー (十字付き破線) と  $V_{gr_{ag}}$  全体の鉛直シアー (丸付き実線) の値がよく一致していることがわかる。この地点の風速の鉛直分布 (図 41 左上) と比較すると、風速の極大も 250 ~ 300 hPa 付近に見られた。よって、風の鉛直シアーは風速の極大値の上下の層で最も大きくなっていることがわかる。また、 $V_{gr_{ag}}$  全体の鉛直シアーとその水平曲率成分 (三角付き一点鎖線)

を比較すると、250 hPa では  $V_{gr_{ag}}$  の鉛直シアーの方が絶対値が大きく、実際の風の鉛直シアーの値とより近づいていることがわかる。これは、 $V_{gr_{ag}}$  の鉛直シアーに含まれる傾圧性成分 (式 (12) 右辺第 2 項) による効果を意味している。これを踏まえて図 39 左上を見ると、この地点の水平温度勾配が、閾値を超えてはいないが比較的大きくなっていることがわかる。したがって、この事例では、傾圧性成分と水平曲率成分の両方が  $V_{gr_{ag}}$  の鉛直シアーを強化し、実際の風の鉛直シアーを強めていたと言える。

これに対し、温度風関係式による地衡風成分の鉛直シアー (図 42 左上) を見ると、250 hPa 付近では、地衡風成分の鉛直シアー (四角付き実線) が実際の風の鉛直シアーの 5 割ほどの大きさを占めていることがわかる。よって、実際の風の鉛直シアーは、温度風関係式によってもある程度強化されていたと考えられる。しかし、温度風による地衡風成分の鉛直シアーと、傾度風による非地衡風成分の鉛直シアーの和を考えると、250 hPa 付近では実際の風の鉛直シアーよりも値が大きくなってしまふことがわかる。これは、風が地衡風成分と非地衡風成分の和で構成されるという条件を満たさない。ここで、この地点の相対渦度が 300 hPa で  $10^{-4}$  桁まで負に大きくなっていることを踏まえると (図 43 左上)、この地点は高気圧性の風のシアーが強化されていると考えられ、潜在的に慣性不安定の状態であった可能性が高い。したがって、潜在不安定が解消される際に大気が乱れ、風の鉛直シアーが実際の値まで弱められてしまったと考えられる。加えて、相対渦度の大きさからこの地点で準地衡風近似は成立せず、傾度風による風の近似は有効である。

次に、1993 年 2 月 17 日 12Z に最発達した 型のブロッキング事例における同様の図を、図 40 左下に示す。計算はブロッキング高気圧北側の北緯 63.75 度/西経 142.5 度で行った (図 39 左下)。

図 40 左下から、250 hPa 付近では実際の風の鉛直シアーと  $V_{gr_{ag}}$  の鉛直シアーの水平曲率成分の値がよく一致していることがわかる。また、 $V_{gr_{ag}}$  全体の鉛直シアーは、圏界面付近で値が大きく負を示している。これは、 $V_{gr_{ag}}$  の鉛直シアーに含まれる傾圧性成分の効果が大きいことを意味し、曲率と傾圧性の両方がバランスよく効いていた図 40 左上とは異なる特徴であると言える。しかし、図 39 の左下を見ると、この領域では水平温度勾配は見られない。よって、 $V_{gr_{ag}}$  の傾圧成分を強化していたのは、単純に傾圧性のみによる効果ではないと考えられる。この原因として、使用データの鉛直分解能が粗いため、曲率半径の鉛直シアー  $\frac{\partial R}{\partial z}$  が過大評価されてしまったというが点挙げられる。また、図 36 より、この領域の低緯度側では相対渦度が  $10^{-4}$  桁まで大きくなっていたことから、1982 年 2 月 7 日 00Z の事例と同様に、慣性不安定を解消する過程で風の鉛直シアーが減衰してしまったという可能性も考えられる。し

かし、図 42 左下からもわかるとおり、地衡風成分の鉛直シアーは実際の風の鉛直シアーの 3 割程度の大きさしか持っておらず、非地衡風成分による風の鉛直シアーの強化があった可能性は高い。

#### ♠ 双極型のブロッキング事例

1988 年 1 月 2 日 00Z に最発達した双極型のブロッキング事例に対して、型と同様に、 $V_{gr_{ag}}$  の鉛直シアーとその水平曲率成分の鉛直分布を観測値と比較した図を図 40 右上に示す。計算はブロッキング高気圧北西側の北緯 66.25 度/西経 162.5 度で行った (図 39 右上)。

図 40 右上を見ると、250 hPa 付近では、 $V_{gr_{ag}}$  全体の鉛直シアーが実際の風の鉛直シアーと近い値を示していることがわかる。図 41 右上と比較すると、風速の極大は 250 ~ 300 hPa であり、その上下の高度で風の鉛直シアーが正負に大きくなっていた。また、 $V_{gr_{ag}}$  の水平曲率成分は、 $V_{gr_{ag}}$  全体の鉛直シアーよりも絶対値がやや大きくなっており、 $V_{gr_{ag}}$  の傾圧成分が  $V_{gr_{ag}}$  全体の鉛直シアーを弱めていたと考えられる。さらに、この地点における相対渦度の鉛直分布 (図 43 右上) を見ると、相対渦度は 300 hPa で  $10^{-4}$  桁の大きな負のピークを持っていることが分かる。したがって、1982 年 2 月 7 日 00Z の事例と同様に、強い高気圧性のシアーが慣性不安定を励起し、その不安定が解消される過程で  $V_{gr_{ag}}$  の鉛直シアーが観測値と同程度まで弱められた可能性がある。温度風関係式による地衡風成分の鉛直シアー (図 42 右上) と比較すると、250 hPa 付近では、実際の風の鉛直シアーに対する地衡風成分の割合は 3 割程度だった。これと相対渦度が  $10^{-4}$  桁であったことを踏まえると、準地衡風近似が成り立たないことによる、非地衡風成分の強化があった可能性が高い。また、300 hPa から 200 hPa に向かって急激に負に減衰した風の鉛直シアーは 100 hPa 付近で 0 に収束しており、対流圏の擾乱が成層圏へと伝播しにくいことがわかる。

次に、1997 年 3 月 14 日 12Z に最発達した双極型のブロッキング事例における同様の図を、図 40 右下に示す。計算はブロッキング高気圧西側の北緯 65.0 度/東経 156.25 度で行った (図 39 右下)。

図 40 右下を見ると、他のブロッキング事例と同様に、250 hPa 付近で  $V_{gr_{ag}}$  全体の鉛直シアーとその水平曲率成分が、実際の風の鉛直シアーの値より 4 ~ 6 knot/1000ft ( $\approx 6.8 \sim 10.1$  m/s/1000m) 程度負に大きな値を示していることがわかる。また、すべての鉛直シアーの値は 200 hPa に向かって一様に大きな負の値を示し、その後 150 hPa 付近で 0 に収束していた。これは、図 40 右上にも顕著に見られ、対流圏の擾乱が圏界面付近で減衰していることを表している。また、実際の風の鉛直シアーは、400 ~ 500 hPa に正の極大が見られた。これはジェット気流に対する風の鉛直シアーを表

しており、温度風関係式による地衡風成分の鉛直シア（図 42 右下）も、同様の分布を示していることが分かる。しかし、 $V_{gr_{ag}}$  はそれと対応した鉛直分布を示しておらず、他事例を見ても対流圏下～中層では 0 に近い値を示すことが多い。これは、対流圏下～中層の曲率が上層ほど大きな値をとらず、傾度風が発達しにくいためであると考えられる。図 43 から、対流圏下層の相対渦度は比較的小さいことがわかり、この結果と矛盾しない。また、他事例と同様に、250 hPa 付近では地衡風成分の鉛直シアが実際の風の鉛直シアの 5 割程度の大きさしか持たず（図 42 右下）、非地衡風成分が卓越していたことが分かる。

### 5.3 非平衡な風の流れと内部重力波の砕波

CATの主要な発生原因は、ケルビン・ヘルムホルツ波の砕波による乱流であり (Ellrod et al. 2003)、前章までは、この原因に基づいたブロッキング高気圧周辺におけるCATの解析を行ってきた。一方、McCann (2001) は、地衡風調節によって増幅した内部重力波の砕波もCATを発生させる可能性があるとし、これをもたらす非地衡風成分と、観測されたCATとの間に高い相関を得ている。これは、ケルビン・ヘルムホルツ不安定以外の要因でも、CATが発生し得ることを示している。内部重力波を励起させる非地衡風成分は、準非発散の仮定を満たさないような (バランスモデルの発散方程式 (式 (23)) が  $\frac{\partial D}{\partial t} \neq 0$  を満たすような) ときに、発散や収束に伴って発生する。よって本章では、McCann (2001) に基づき式 (23) を計算し、ブロッキング高気圧の周辺で内部重力波によるCATが発生しやすい領域を調べる。また、McCann (2001) に倣い、式 (23) の大きさが  $\approx 10^{-8}$  桁以上であるときにCATの発生に有効であるとする。

#### ◆ 型のブロッキング事例

1982年2月7日00Zに最発達した型のブロッキング事例について、250 hPaにおける発散・収束に伴う非地衡風成分の分布 (式 (23)) を図 44 に示す。図 44 から、ブロッキング高気圧北部のリッジに沿った領域で、発散の時間変化が負に大きくなっていることがわかる。これは、この領域で時間とともに収束による非地衡風成分が強化されていることを意味し、内部重力波が生じやすいことを表している。また、これと風の鉛直シアアの分布 (図 23) を比較すると、バランスモデルの発散方程式の値が負に大きい領域と、200~250 hPa間の風の鉛直シアアが大きい領域が一致していることがわかる。よって、内部重力波の砕波や、増加した曲率による風の鉛直シアアの強化などが複合的に作用し、この領域で大気は大きく乱れていたと考えられる。

次に、1993年2月17日12Zに最発達したブロッキング事例における同様の図を見ると (図 45)、図 44 と同様に、ブロッキング高気圧北側の縁や、ジェット気流の合流点のトラフ付近で、発散方程式の値が大きくなっていることがわかる。よって、流れの曲率が大きな領域で、内部重力波が励起されやすいと言える。さらに、図 23 から、200~250 hPa間の風の鉛直シアアが大きい領域との重なりも見られることから、発散・収束に伴う非地衡風成分が風の鉛直シアアに何らかの影響を与えた可能性も考えられる。

## ◆ 双極型のブロッキング事例

1988年1月2日00Zに最発達した双極型のブロッキング事例について、型の事例と同様に、250 hPaにおける発散・収束に伴う非地衡風成分の分布を図46に示す。これを見ると、型の事例と同様に、ブロッキング高気圧北側の縁に沿って値が負に大きくなっていることがわかる。また、水平温度勾配の分布(図31)と比較すると、式(23)の値が大きくなっている領域は、水平温度勾配と風の鉛直シアーの大きな領域が重ならず、温度風関係式以外の要因によって風の鉛直シアーが強化されていた。よって、この事例では、非地衡風成分と風の鉛直シアーが何らかの相互作用を及ぼしあっていた可能性がある。また、切離低気圧から寒気を伴って南下した風と亜熱帯ジェット気流が合流する変形場(北緯35度/西経150度付近)では、発散方程式の値が正に大きくなっており、時間とともに発散が強化されていたことがわかる。寒気を伴った切離低気圧から発散が強化されれば、水平温度勾配も強化されると考えられるが、図31を見ると、実際にこの領域では水平温度勾配と風の鉛直シアーが大きな値を示していた。したがって、時間と共に発散や収束を加速する流れは、内部重力波を碎波させるだけでなく、このような水平温度勾配を強化する過程を経てCATを発生させる可能性もあると考えられる。

次に、1997年3月14日12Zに最発達したブロッキング事例における同様の図を見ると(図47)、他事例と同様にブロッキング高気圧の北側で式(23)は負に大きな値を示していることがわかる。この事例は、ジェット気流の分流域のトラフによる傾圧性が強く見られるが(図34)、発散方程式の値はトラフが卓越する領域よりもやや高緯度側のリッジ部分で大きくなっていた。また、東風領域では発散に伴う非地衡風成分が大きくなっていることがわかった。

以上をまとめると、ブロッキング高気圧北側の縁では、収束に伴う非地衡風成分が卓越しており、地衡風調節を通して内部重力波が発生している可能性が十分考えられることがわかった。また、非地衡風成分が切離低気圧の寒気を発散させ、その周辺で水平温度勾配を強化している可能性もある。さらに、風の鉛直シアーや水平温度勾配の分布と比較すると、温度風関係式以外の要因によって風の鉛直シアーが強化されている領域で式(23)の値が特に負に大きくなっているような事例(図44や図45)が見られた。このような領域では、発散や収束に伴う非地衡風成分が、風の鉛直シアーに何らかの影響を与えている可能性がある。

## 6 考察

### 6.1 晴天乱気流指標の分布傾向

型と双極型のブロッキング事例について、複数の CAT 指標 (リチャードソン数 (Ri 数)、Turbulence Index (TI)、風の鉛直シア) を計算し、その分布傾向を調べた。

#### 6.1.1 リチャードソン数

対流圏上層のリチャードソン数 (Ri 数) は、ジェット気流の分流域や分流後の亜熱帯ジェット気流域で有意な値を示していた。これらの領域では風の鉛直シアが強かったことに加え、ジェット気流が分流することによって強化されたトラフや変形場による水平温度勾配が、ケルビン・ヘルムホルツ不安定をさらに促進していたと考えられる。また、1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型の事例では (図 13)、ブロッキング高気圧の南東から南西方向にトラフが張り出しており、ここから南下した寒気が亜熱帯ジェット気流域の不安定性を強化していた可能性がある。

ブロッキング高気圧北部の縁では、300 ~ 500 hPa で小さな値を示すものの、250 hPa ではあまり有意な値が見られなかった (図 9, 図 10, 図 13, 図 14)。他の指標と比較すると、ブロッキング高気圧北部の TI (図 17, 図 18, 図 21, 図 22) や風の鉛直シア (図 25, 図 26, 図 29, 図 30) は 250 hPa で最も大きくなっている。これは図 2 の (C) に当たるパターンと一致する。CAT は対流圏界面付近で最も発生しやすいと言われているが (Ellrod et al. 2003)、250 hPa における Ri 数は有意でなく、CAT が発生する可能性を捉えていないことがわかる。これは、Ri 数の分子と分母がそれぞれブラント・ヴァイサラ振動数と風の鉛直シアで構成されているためである (式 (1))。定義上、Ri 数の値は大気の鉛直安定性と風の鉛直シアの強さに大きく左右されるうえ、250 hPa は対流圏界面付近であるから、大気の鉛直方向の安定性が潜在的に高い。加えて、本研究で使用したような時間・空間分解能の粗いデータセットでは、大気の鉛直安定性を過剰評価していると考えられ、実際の大気場よりも Ri 数による安定性が高く見積もられている可能性がある。しかし、ブロッキング高気圧の縁に沿った風の鉛直シアの強い領域ではわずかに Ri 数の小さい領域が見られ、ケルビン・ヘルムホルツ不安定になりやすい状況ではあったと考えられる。



### 6.1.2 Turbulence Index

Turbulence Index (TI) は、500 hPa よりも上層のジェット気流の分流・合流域や亜熱帯ジェット気流域で大きな値が見られた。特に 1993 年 2 月 17 日 12Z の事例 (図 18) の 250 ~ 300 hPa では、北緯 40 度/西経 145 度を中心とした型の付け根部分で、TI が特に大きくなっていることがわかる。これは、TI が指標の中に変形場による風の流れを含んでいるためであり (式 (2))、同じ事例の Ri 数 (図 10) の分布では捉えられていない特徴である。

ブロッキング高気圧の北側では、すべての事例において、TI が有意な領域は 500 hPa より高層で見られた。これらは風の鉛直シアーの大きい領域や、Ri 数が小さい値を示した領域と重なっており、CAT が発生していた可能性はあると考えられる。また、1982 年 2 月 7 日 00Z の事例 (図 17) や 1997 年 3 月 14 日 12Z の事例 (図 22) の 300 hPa では、ブロッキング高気圧北側の縁に沿って、風の鉛直シアーを伴わない TI の大きな領域がある。これについて Knox (1997) は、高気圧性シアーの流れが、TI を計算する過程で誤って変形場と認識され、TI の値を大きくしている可能性があるとしている。しかし、そのような誤りがあっても TI は結果的に実際の CAT 事例と一致することがあり、Ri 数の分布 (図 9 や図 14) と比較すると、Ri 数と TI との対応も見られた。したがって、この事例でも Knox (1997) が示唆した経過をたどって、TI は結果的に CAT の発生しやすい領域を捉えることができたのではないかと考えられる。

### 6.1.3 風の鉛直シアー

他の指標と同様に、風の鉛直シアーもジェット気流の分流域や亜熱帯ジェット気流域、ブロッキング高気圧北側の縁で閾値を越え、CAT の発生に有意な値を示した。また、250 hPa では、ブロッキングにより分流する前のシングルジェットでも、風の鉛直シアーが大きくなっていることがわかる (図 24、図 27)。これは、シングルジェットの傾圧性によるものであり、温度風関係式に沿って吹く寒帯前線ジェット気流の特徴が現われていると言える。

ブロッキング高気圧北側の縁に注目すると、1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型のブロッキング事例 (図 30) では、風の鉛直シアーが強い領域が対流圏上層ほど大きく、その位置もブロッキング入り口付近のトラフに近づいていることがわかる。この領域は図 2 の (C) と (D) をつなげたような形状をしており、ジェット気流の蛇行に伴うトラフの傾圧性が、風の鉛直シアーを強めていると考えられる。それ以外の 3 事例では、リッジの流線に沿って風の鉛直シアーの強い領域が東西方向に連なっていることがわかつ

た。

以上3種類のCAT指標から得られた結果を総合的に判断すると、ブロッキング高気圧周辺では、

- ブロッキング高気圧北側の縁
- ジェット気流の分流・合流点
- ブロッキング東西のトラフ
- シングルジェット分流直後の亜熱帯ジェット気流域

の領域でCATが発生しやすいことがわかる。ブロッキング高気圧北側の縁は、どの事例でも200～250 hPa間の風の鉛直シアーやTIが大きく、ケルビン・ヘルムホルツ不安定が起こりやすかったと考えられる。さらに、ジェット気流の分流・合流点やブロッキング東西のトラフでは、ジェット気流の蛇行による変形場や複雑な温度分布によって、TIやRi数が有意な値を示していた。これらの領域では風の鉛直シアーも大きな値を示し、水平温度勾配も大きな値を示していた(図31～図34)。したがって、温度風関係式的作用によってCATが発生しやすくなっていたと考えられる。シングルジェット分流後の亜熱帯ジェット気流域は、各指標とも比較的大きな値が得られたが、水平温度勾配(図31～図34)は有意な事例とそうでない事例があった。よって、亜熱帯ジェット気流域では、温度風関係式や非地衡風成分といった複数の原因が作用し、CATが発生しやすくなっている可能性がある。

また、これらすべてのCAT指標はブロッキング高気圧周辺で有意な値を示したが、ブロッキング高気圧の中心部分では反応が見られなかった。これは、ブロッキング高気圧の中心部が順圧的な構造をしているためであると考えられる。

## 6.2 風の鉛直シアーを強化する要因

風の鉛直シアーは、CATの主要な発生要因であるケルビン・ヘルムホルツ不安定を引き起こす原因の一つである。ブロッキング高気圧のような曲率の大きな流れの場では、風の鉛直シアーを強化するメカニズムとして、

1. 水平温度勾配がもたらす温度風関係式 (式 (5)、式 (6)) による強化
2. 傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーによる強化 (Knox 1997, 式 (12))

が考えられる。これを踏まえ、型と双極型のブロッキング事例周辺で見られた風の鉛直シアーが、どちらの過程によって強化されているのかを調べた。

その結果、ブロッキングによって蛇行したジェット気流の分流・合流点やブロッキング高気圧東西のトラフでは、主に温度風関係式によって風の鉛直シアーが強化されていることがわかった。ジェット気流の分流点や合流点の流れは変形場 (図 4) を形成することから、水平温度勾配が強化されやすく、結果として風の鉛直シアーが強化されたと考えられる。1997年3月14日12Zの事例 (図 34) では、ブロッキング入り口側のトラフがもたらす傾圧性によって、風の鉛直シアーが強化されている様子が見られた。これは、図 2の(D)とも一致するパターンである。同様に、ブロッキング高気圧手前のシングルジェットでも、風の鉛直シアーが傾圧性によって強化されている様子が見られた (図 32)。これは、シングルジェットに含まれる寒帯前線ジェット気流が、南北方向の傾圧性によって温度風関係式を満たすように吹く性質を持っているためである。さらに、分流直後の亜熱帯ジェット気流域では、ブロッキング高気圧の東西に位置するトラフから寒気が南下したことで (図 31下、図 33上)、水平温度勾配が強化されている事例が見られた。また、全体として250~300 hPaの方が200~250 hPaよりも傾圧性による効果が大きいように感じられた。これは、対流圏上層ほど圏界面に近づき、大気が安定化していくためであると考えられる。

一方で、ブロッキング高気圧北側の縁に沿った領域では、水平温度勾配が小さく、傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーによる風の鉛直シアーの強化の方が有力であることがわかった。これは、ブロッキング高気圧のような曲率の大きな流れでは準地衡風近似が成立しにくいためである。よって、このような場で風の鉛直シアーを正確に表現するには、準地衡風近似を前提とした温度風関係式による効果に加えて、曲率による効果を考慮する必要がある。しかし、表 2の閾値は超えていないが、リッジに沿った領域では水平温度勾配がわずかに見られ、温度風と傾度風の両方の働きによって鉛直シアーが強化されていたと考えられる。

次に、リッジに沿った領域で適切な地点を選択し、各ブロッキング事例について式 (12)の鉛直分布を調べた。その結果、傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーは、300 hPa

より上の対流圏上層において、実際の風の鉛直シアーと同程度かやや大きな値を示し、観測値とよく対応していることがわかった。また、事例によって、

- 傾度風の非地衡風成分の水平曲率成分 (式 (12) 右辺第 1 項) と傾圧性成分 (式 (12) 右辺第 2 項) の和の大きさが実際の風の鉛直シアーと同程度の事例 (図 40 左上)
- 実際の値よりも傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーの値の方が大きい事例 (図 40 右上、右下)

のような異なる特徴が見られた。

これは、各地点の流れの曲率の度合いと傾圧性の強さによって決まる特徴であると考えられる。1982 年 2 月 7 日 00Z の事例では、リッジに沿った領域で水平温度勾配が比較的大きく (図 39 左上)、相対渦度も比較的大きな負の値を示していることから (図 43 右上)、水平曲率成分と傾圧性成分の両方の効果によって風の鉛直シアーが強化されていたと考えられる。また、1988 年 1 月 2 日 00Z や 1997 年 3 月 14 日 12Z の事例では、傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーの計算値が、実際の値よりも大きくなっていることがわかる (図 40 右上、右下)。これと図 43 を比較すると、両地点では 300 hPa 付近で相対渦度が  $10^{-4}$  桁と非常に大きな負の値を示していることから、これらの地点は慣性不安定の状態にあったと考えられ、これを解消する過程で風の鉛直シアーが弱められてしまった可能性がある。さらに、温度風関係式による地衡風成分の鉛直シアー (図 42) と比較すると、250 hPa 付近では、すべての地点の地衡風成分の鉛直シアーが、実際の風の鉛直シアーの 3~5 割程度の大きさしか持たなかった。また、相対渦度を考慮すると、対流圏界面付近では準地衡風近似が成り立たないことが分かる。よって、ブロッキング高気圧北側の縁では、曲率が大いことにより、風の鉛直シアーの大部分が非地衡風成分によって強化されていたと考えられる。加えて、慣性不安定が解消する際に生じた乱流が CAT を発生させる場合もあることから (Ellrod et al. 2003)、様々な原因によって CAT が発生しやすい状態にあったと言える。

### 6.3 非平衡な風の流れと内部重力波の碎波

ケルビン・ヘルムホルツ不安定以外で CAT を発生させる要因の一つに、内部重力波の碎波がある。内部重力波は、発散・収束に伴う非地衡風成分が、地衡風調節によって調整される際に励起される。これを踏まえ、McCann (2001) は、発散・収束に伴う非地衡風成分の分布を求め、実際に観測された CAT と高い相関を得た。このような非地衡風成分は、バランスモデルの発散方程式 (式 (23)) から得ることができる。これに倣い、ブロッキング高気圧の周辺で、内部重力波によって CAT が発生しやすい領域を調べた。

その結果、対流圏上層のブロッキング高気圧北側の縁に沿った領域で、時間とともに収束に伴う非地衡風成分が大きくなっていることがわかった (図 44 ~ 図 47)。よって、ブロッキング高気圧の周辺では、地衡風調節に伴う内部重力波が励起され、CAT が発生しやすい状況にあったと考えられる。この分布傾向は、他の CAT 指標とも一致していると言える。また、ブロッキング高気圧の北側では、非地衡風成分が強化されている領域と風の鉛直シアーの大きい領域 (図 23 ~ 図 30) がよく対応していた。さらに、1988 年 1 月 2 日 00Z の事例では、寒気を伴った切離低気圧の周辺で、発散方程式が大きな正の値を示していた (図 46)。これは、切離低気圧から寒気が発散していくことを意味している。これによって水平温度勾配が強化され、温度風関係式による CAT が発生しやすくなる可能性も考えられる。

以上から、内部重力波を励起する非地衡風成分 (式 (23)) は、ブロッキング高気圧の特に北側の縁で負に大きくなっており、ここで内部重力波に伴う CAT が多く発生していた可能性がある。また、この非地衡風成分は内部重力波を励起するだけでなく、風の鉛直シアーに作用したり、トラフやリッジから寒気や暖気を移流し水平温度勾配を強化したりすることで、ケルビン・ヘルムホルツ不安定による CAT も促進していたと考えられる。

## 7 結論

### 7.1 結論

型と双極型のブロッキング事例について、複数の晴天乱気流 (Clear Air Turbulence, CAT) 指標を計算し、それらの分布を総合的に解析して、CAT が発生しやすいと考えられる領域を調べた。その結果、対流圏界面付近では、ブロッキングによるジェット気流の分流・合流域やブロッキング高気圧東西のトラフ、分流後の亜熱帯ジェット気流域、ブロッキング高気圧北部の縁に沿った領域で強い CAT が発生している可能性が高いことがわかった。これらの領域は図 2 と一致している。

CAT の主な発生要因はケルビン・ヘルムホルツ波の碎波とされており、ケルビン・ヘルムホルツ不安定は風の鉛直シアーが大きい時に発生しやすい。これを踏まえ、水平温度勾配によって風の鉛直シアーを強化する温度風関係式を介した CAT の発生メカニズムが数多く研究されてきた。よって、次に、ブロッキング高気圧周辺で CAT を励起する風の鉛直シアーが、何によって強化されているのかを調べた。その結果、ジェット気流の分流・合流点やブロッキング高気圧東西のトラフでは、温度風関係式によって風の鉛直シアーが強化されていることがわかった。これは、ブロッキング高気圧がジェット気流を蛇行させることで変形場や複雑な温度分布が強まり、水平温度勾配が増したためであると考えられる。同様に、ブロッキング上流側のシングルジェットでは、寒帯前線ジェット気流が温度風関係式に沿って吹くという性質を反映して、傾圧性によって風の鉛直シアーが強化されていた。これに対し、ブロッキング高気圧北側のリッジでは水平温度勾配が弱く、実際の風の鉛直シアーに対する地衡風成分の割合も小さいことから (図 42)、温度風関係式以外のメカニズムが風の鉛直シアーを強化していることがわかった。このメカニズムとして、ブロッキングのような曲率の高い流れでは傾度風が卓越することから、傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーが風の鉛直シアー全体を強めている可能性が考えられる (Knox 1997)。計算結果からも、ブロッキング高気圧周辺の対流圏界面付近で、傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーが観測値と同程度の大きな値を示すことが確認された (図 40)。また、式 (12) は水平曲率成分と傾圧性成分で構成されているが、ブロッキング高気圧の縁では、その二つが合わさって風の鉛直シアーを強化している領域と、水平曲率成分だけで観測値と同程度の風の鉛直シアーの値を示している領域があった。これは、事例によって、水平曲率成分と傾圧性成分の効果の割合に違いがあることを意味している。さらに、ブロッキング高気圧のリッジ周辺では相対渦度が  $10^{-4}$  桁を示していることから、潜在的に慣性不安定の状態にあったと考えられる。

CAT はケルビン・ヘルムホルツ波の碎波だけでなく、内部重力波の碎波によっても

発生すると考えられている (McCann 2001)。内部重力波は、発散・収束に伴う非地衡風成分を解消しようとする、地衡風調節を通して励起される。これを踏まえ、発散・収束に伴う非地衡風成分の分布を式 (23) を用いて計算し、内部重力波による CAT が発生しやすい領域を調べた。その結果、250 hPa ではブロッキング高気圧北側の縁に沿った領域で収束が強化され、内部重力波が発生しやすいことがわかった。これは、曲率が大きいことや、対流圏界面で対流圏の擾乱が抑えられるためであると考えられる。さらに、この領域は温度風関係式以外のメカニズムによって、風の鉛直シアが強化されている領域とも一致している。したがって、対流圏界面付近のブロッキング高気圧の縁に沿った領域で、非地衡風成分は内部重力波を励起し CAT の発生を促進するとともに、風の鉛直シアにも作用し、ケルビン・ヘルムホルツ不安定に伴う CAT も発生させていると考えられる。

以上から、ブロッキング高気圧の高気圧性回転場では、水平温度勾配を伴わずに比較的強い乱流強度を持つ CAT が発生しやすい傾向にあることがわかった。また、ブロッキングのような相対渦度の負に大きな高気圧性回転場がある場合、温度風関係式のような準地衡風理論だけでなく、傾度風やバランスモデルの発散方程式と言った、より精度の高い方程式系を用いて CAT に関連した気象場を解析する必要があると考えられる。

## 7.2 今後の課題

本研究では、特に水平温度勾配と流れの曲率という点に注目し、ブロッキング高気圧周辺において複数の CAT 指標を計算しその分布を解析したが、実測された CAT 事例との比較は行っておらず、あくまでポテンシャル予測の域を脱していない。よって、実際の CAT の観測値と比較し、解析結果との整合性を確かめる必要がある。また、CAT は時間・空間的に非常に小さな現象であることから、再解析データのような解像度の比較的粗いデータセットでは、その全てを捉えることは非常に困難である。したがって、メソスケールのモデル等を使用した再現実験や、解像度の細かいデータセットなどを用いて、より現実に近い状況を解析すべきであると考えられる。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教員である筑波大学計算科学研究センター 田中博教授には、研究内容だけでなく、学問に向かう姿勢や取り組み方など終始適切であたたかなご指導を賜りました。心より感謝いたしますとともに、篤く御礼申し上げます。

また、同大学の寺崎 康児研究員をはじめとする大気大循環研究室の皆様には、研究手法に関するご助言や技術的なご指導を多くいただきました。ここに感謝の意を表します。

最後に、これまで支えてくださった全ての皆様に心より御礼申し上げます。



## 参考文献

- Ellrod, G., and D. Knapp, 1992: An objective clear-air turbulence forecasting technique: Verification and operational use. *Wea. Forecasting*, **7**, 150-165.
- Ellrod, G., P. F. Lester, and L. J. Ehernberger, 2003: Clear air turbulence. in *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, **vol.1**, edited by J. R. Holton et al., pp.393-403, Academic Press, New York.
- 石崎秀夫, 1972: CAT (晴天乱気流) と航空機の運航について. *天気*, **19**, 331-342.
- Jaeger, E. B. and M. Sprenger, 2007: A Northern Hemispheric climatology of indices for clear air turbulence in the tropopause region derived from ERA40 reanalysis data. *J. Geophys. Res.*, **112**, D20106, doi: 10.1029/2006JD008189.
- Knox, J. A. 1997: Possible mechanisms of clear-air turbulence in strongly anticyclonic flows. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 1251-1259.
- Mancuso, R. L., and R. M. Endlich, 1966: Clear air turbulence frequency as a function of wind shear and deformation. *Mon. Wea. Rev.*, **94**, 581-585.
- McCann, D. W., 2001: Gravity waves, unbalanced flow, and aircraft clear air turbulence. *Natl. Wea. Dig.*, **25**, 3-14.
- 中山章, 2005: 航空気象 運航関係者のための数値予報図の解釈, 社団法人 日本航空機操縦士協会, 255 pp.
- 小倉義光, 2000: 総観気象学入門, 東京大学出版会, 289 pp.
- Sharman, R., C. Tebaldi, G. Wiener, and J. Wolff, 2006: An Integrated Approach to Mid- and Upper-Level Turbulence Forecasting. *Wea. Forecasting*, **21**, 268-287.
- Watarai, Y. and H. L. Tanaka, 2002: Characteristics of Barotropic-Baroclinic Interactions during the Formation of Blocking Events in the Pacific Region. *J. meteor. Soc. Japan*, **80**, 387-402.

表 1: CAT 指標の閾値

Index (unit)	風の鉛直シアー (knot/1000ft)	Turbulence Index ( $10^{-7} s^{-2}$ )	リチャードソン数 ( - )
乱流強度 並	6 ~ 10	8	< 0.75
強	10	12	
激	14	12 ~	

$$1knot = 0.515m/s$$

$$1feet = 0.303m$$

表 2: 水平温度勾配の閾値

緯度 (度)	水平温度勾配 (K/100km)
30	1.6
40	2.1
50	2.5
60	2.8

式 (5) と式 (6) から求めた、250 hPa において風の鉛直シアーが並の CAT を発生させる 6 knot/1000ft を満たす水平温度勾配。

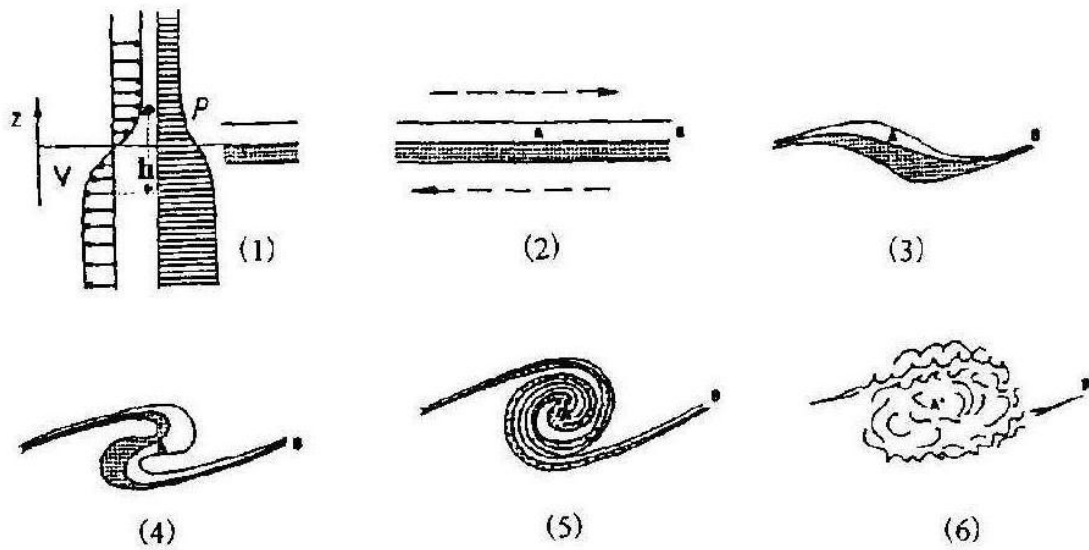


図 1: ケルビン・ヘルムホルツ不安定の概念図: 安定な密度成層に流れのシアがある時 (1), ケルビン・ヘルムホルツ波は (2) ~ (5) のように発達し碎波する. 碎波後の乱れた大気 (6) から発生した乱流が CAT を引き起こすと考えられる (中山 2005).

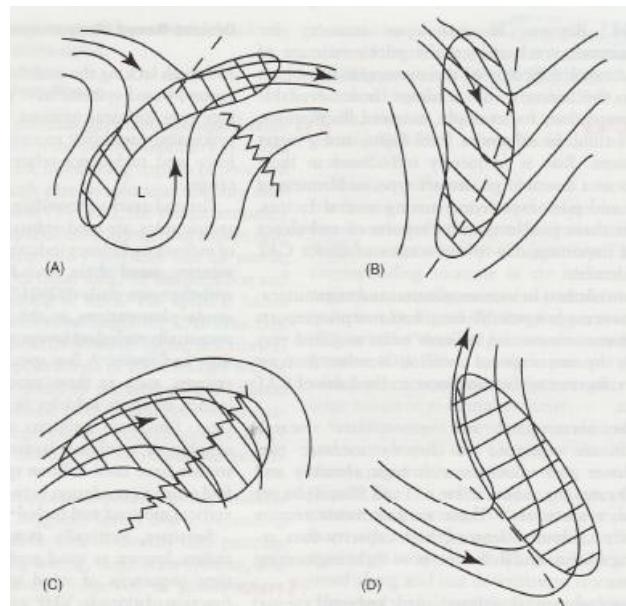


図 2: CAT が発生しやすいマクロスケールの流れのパターン: (A) 鞍型等圧線又は変形場, (B) 曲率の大きなトラフ, (C) リッジ, (D) 傾圧不安定領域を表す. ハッチは CAT が最も起こりやすい領域, 矢印はジェットストリームの位置 (Ellrod et al. 2003).

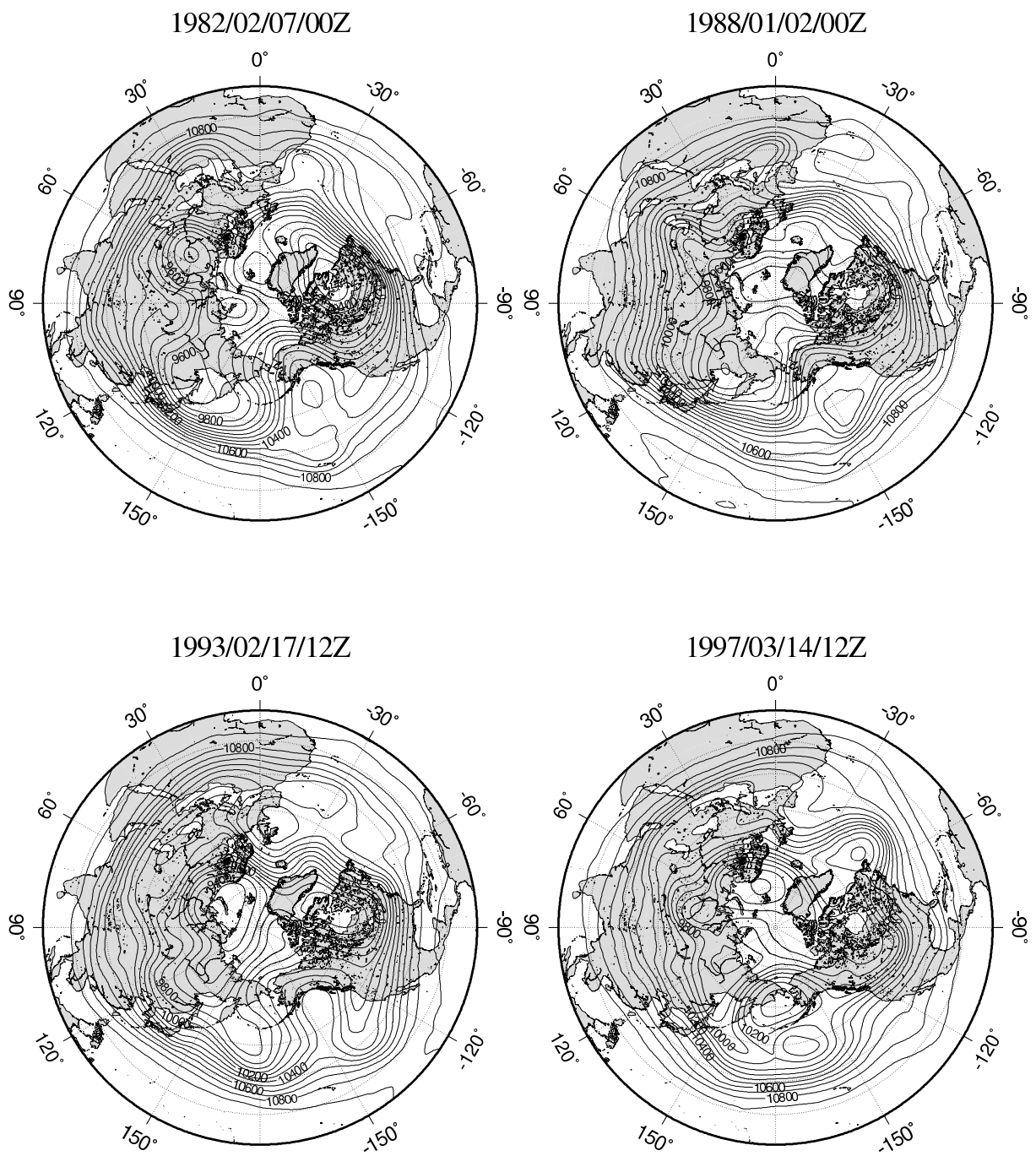


図 3: 抽出した各ブロッキング事例の 250 hPa におけるジオポテンシャル高度 : 左上:1982/02/07/00Z, 右上:1988/01/02/00Z, 左下:1993/02/17/12Z, 右下:1997/03/14/12Z

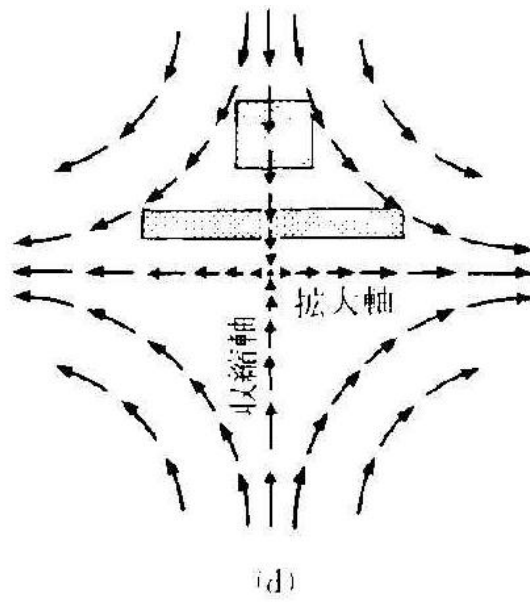


図 4: 変形場の概要図 : (小倉 2000)

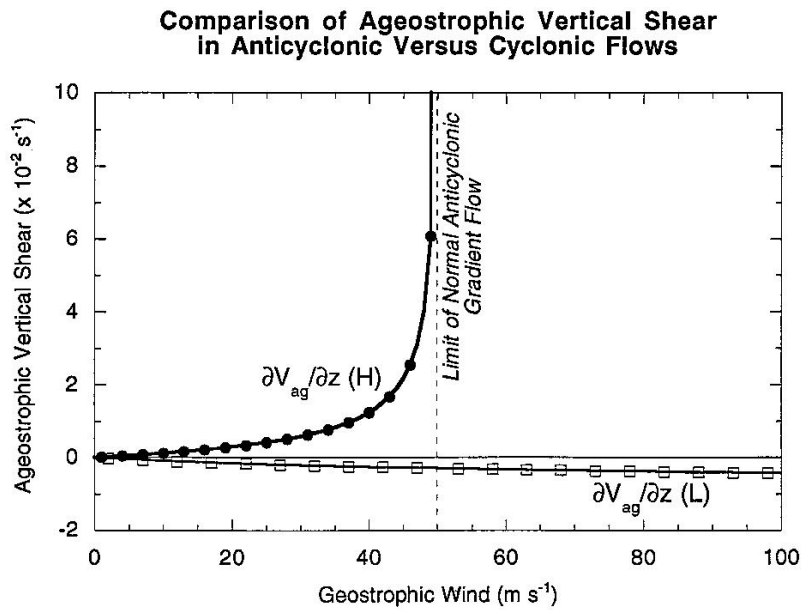


図 5: 傾度風の非地衡風成分の鉛直シアアの数値計算結果 : 式 (12) に基づいた計算結果. 縦軸が傾度風の非地衡風成分の鉛直シアア, 横軸が地衡風速. 黒丸が高気圧性循環, 白四角が低気圧性循環を表す. 計算は北緯 43 度, 曲率半径  $R = \pm 2 \times 10^6$  m, 地衡風の鉛直シアア  $\frac{\partial V_g}{\partial z} = 1.0$  m/s/100m で行なっている. また, 曲率半径は低気圧性循環で正, 高気圧性循環で負とし, 高度によらず一定としている (Knox 1997).

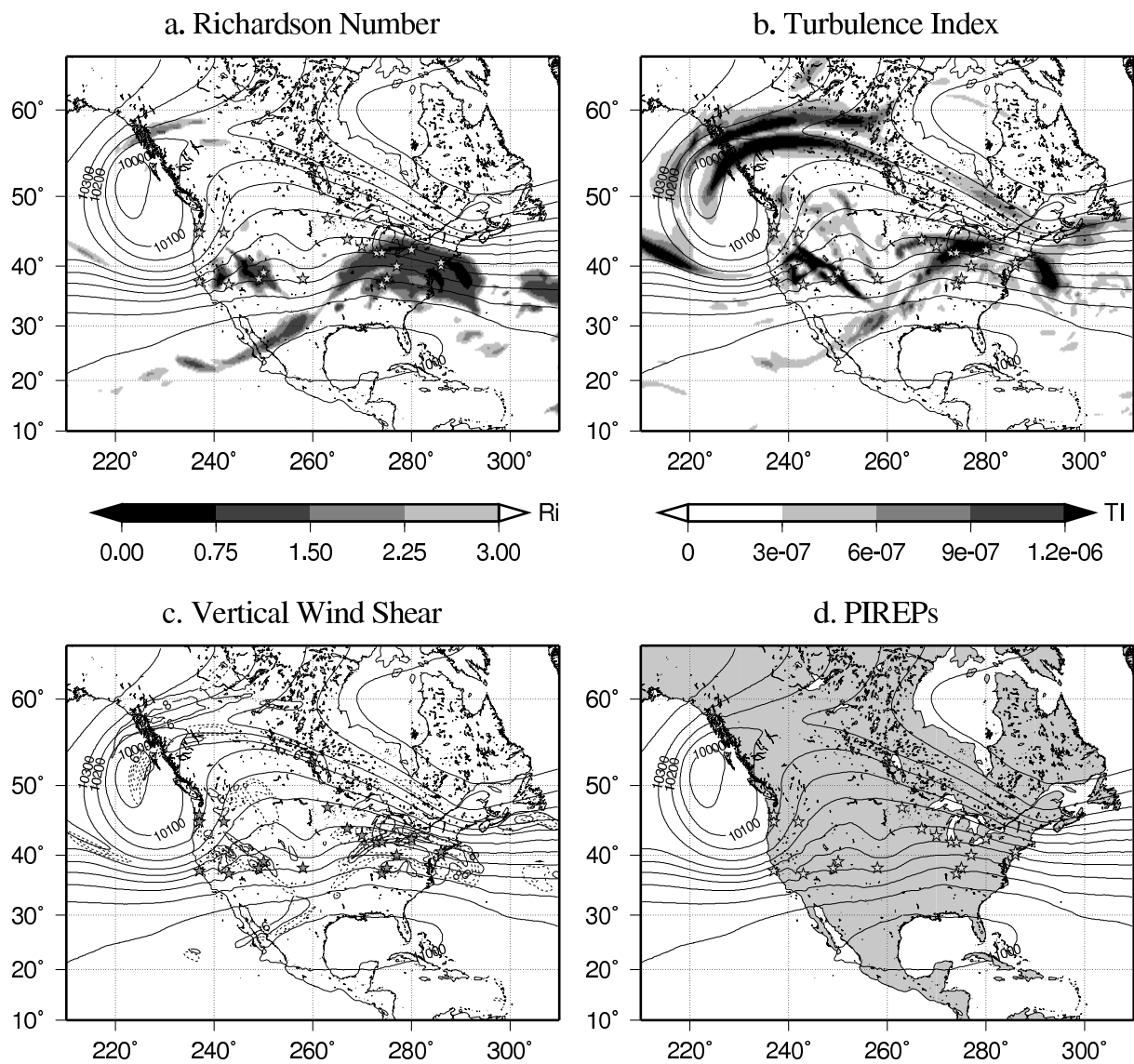


図 6: CAT 指標の有効性 : 2009 年 10 月 14 日 00Z の 250 hPa における, a. リチャードソン数, b. TI, c. 風の鉛直シア (太実線:200-250 hPa 間, 太破線:250-300 hPa 間), d. 並以上の乱流を観測した CAT 事例の分布. a, b, c は d の CAT 事例を重ねて表示 (星), 風の鉛直シアは CAT に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上のみを表示, 細実線はジオポテンシャル高度.

19820207 00Z 250 hPa

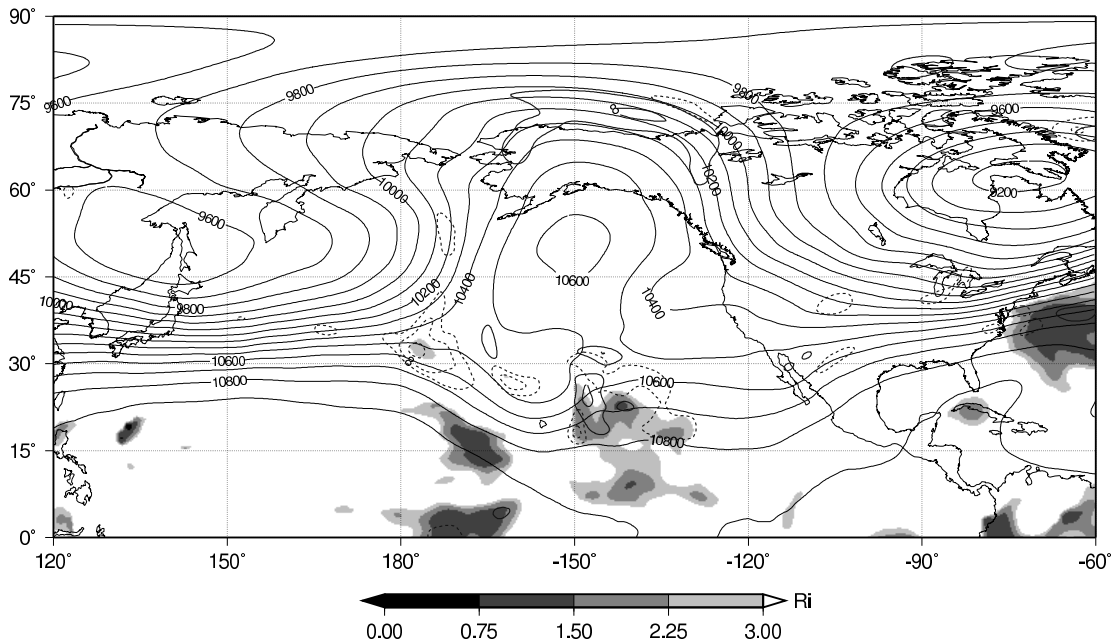


図 7: 1982 年 2 月 7 日 00Z の 型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa のリチャードソン数の分布 : シェードはリチャードソン数, 太実線と太破線はそれぞれ 200-250 hPa 間と 250-300 hPa 間の風の鉛直シア。風の鉛直シアは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している。細実線はジオポテンシャル高度, 縦軸は緯度, 横軸は経度。 (以下, 全ての図において経度のマイナスは西経を表す)。

19930217 12Z 250 hPa

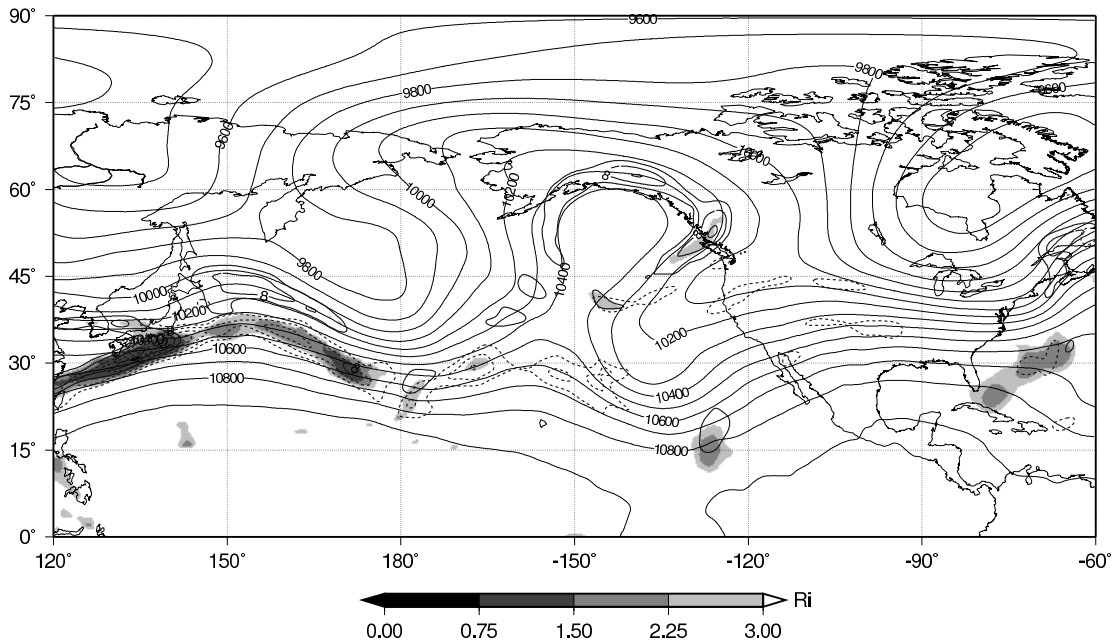


図 8: 1993 年 2 月 17 日 12Z の 型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa のリチャードソン数の分布 : 詳細は図 7 と同様。

19820207 00Z

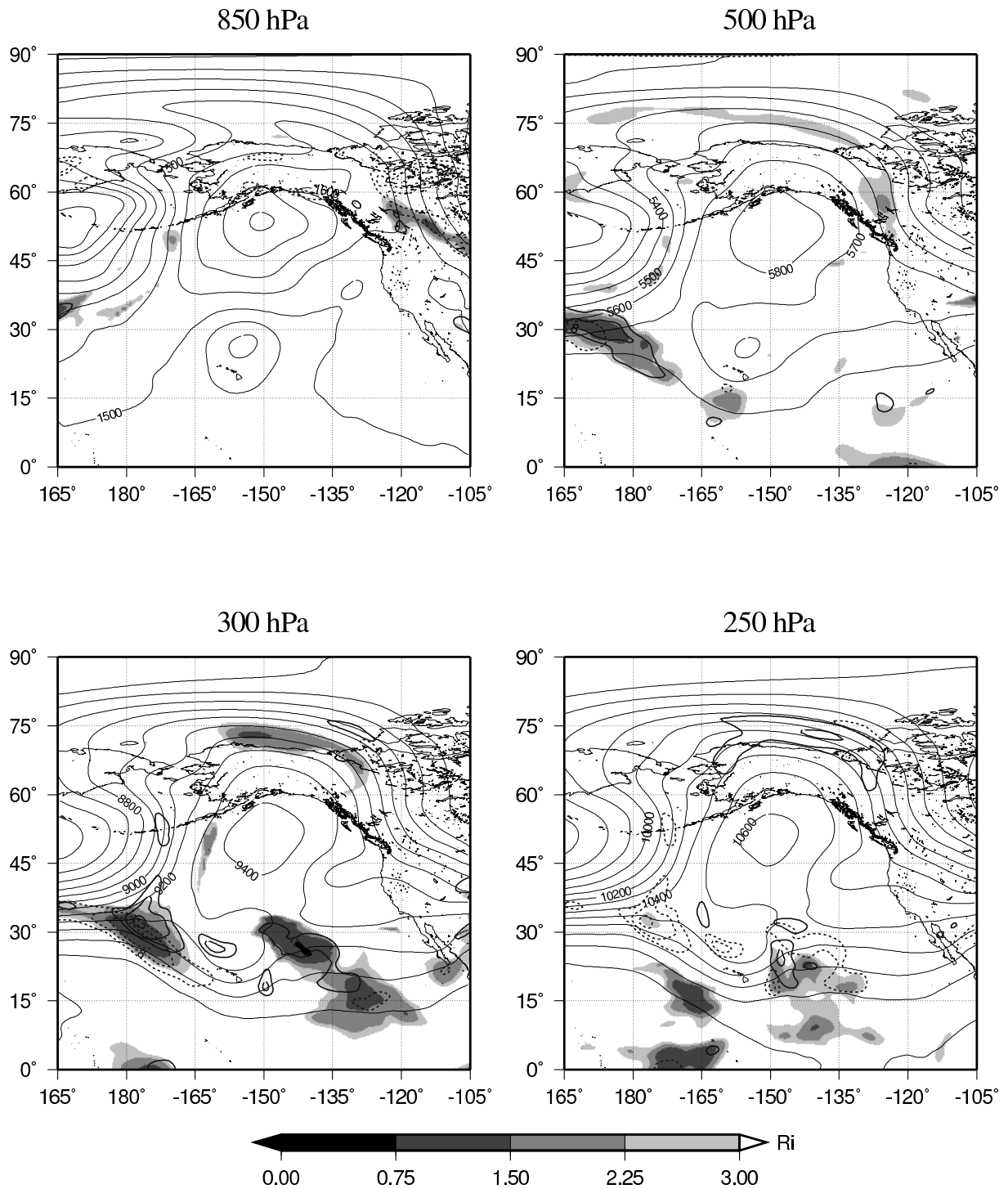


図 9: 1982 年 2 月 7 日 00Z の 型ブロッキング高気圧周辺における高度別のリチャードソン数の分布 : シェードはリチャードソン数. 太実線は左上:700-850 hPa, 右上:400-500 hPa, 左下:250-300 hPa, 右下:200-250 hPa 間の風の鉛直シア. 同様に太破線は左上:850-925 hPa, 右上:500-600 hPa, 左下:300-400 hPa, 右下:250-300 hPa 間の風の鉛直シア. 風の鉛直シアは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.



19930217 12Z

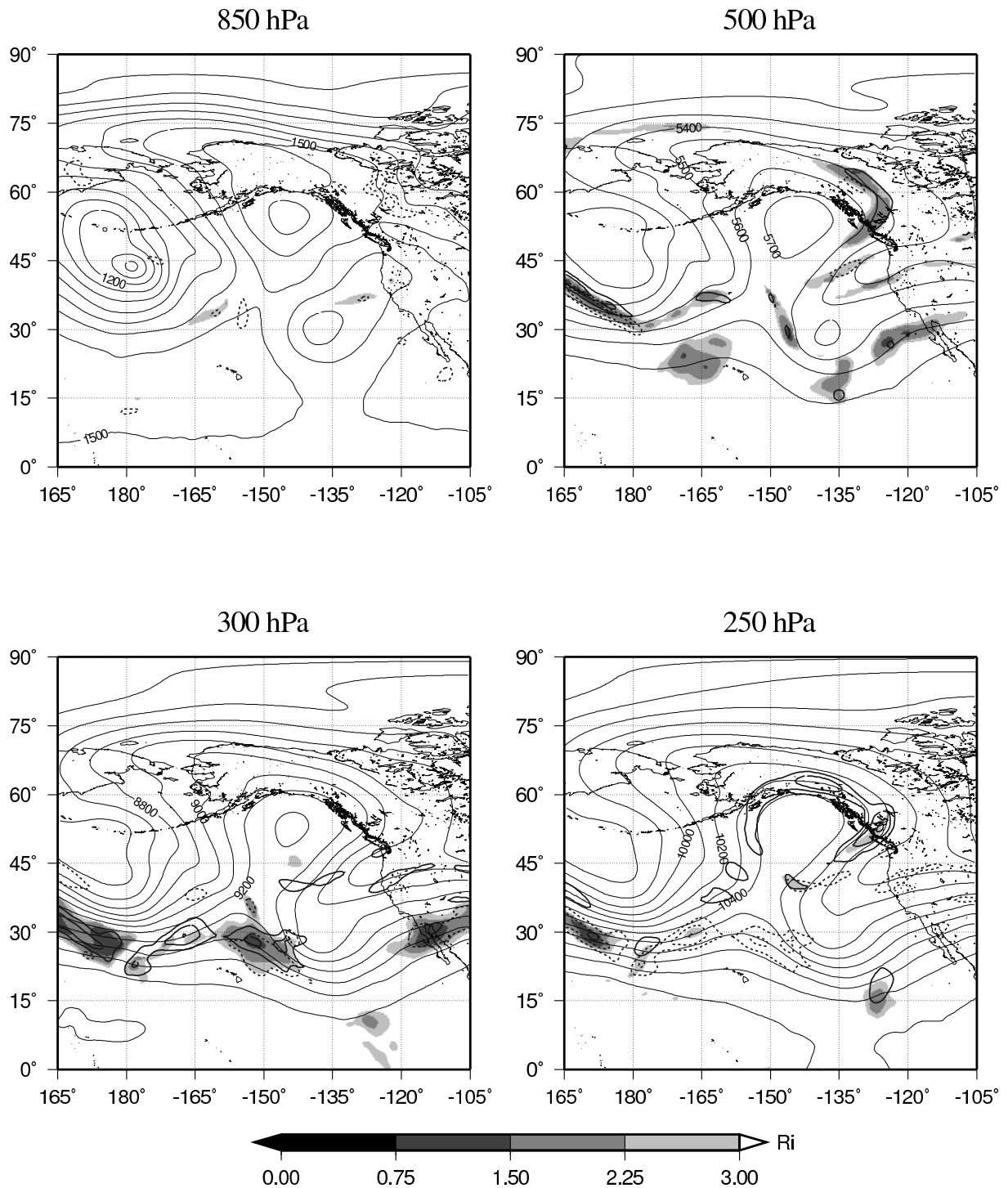


図 10: 1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における高度別のリチャードソン数の分布: 詳細は図9と同様.

19880102 00Z 250 hPa

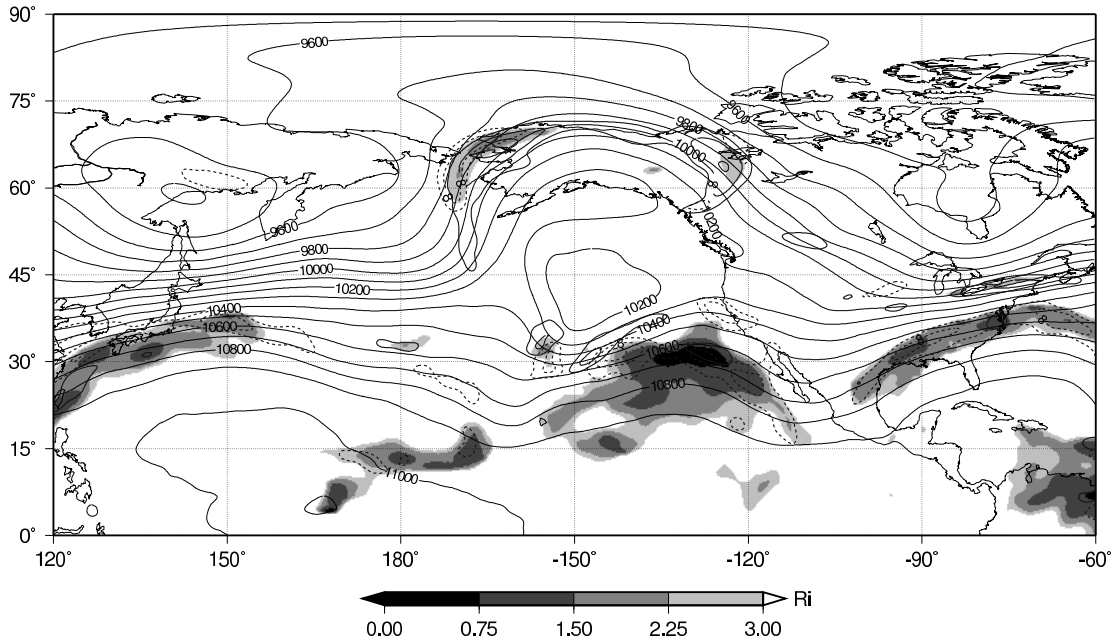


図 11: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa のリチャードソン数の分布 : シェードはリチャードソン数, 太実線と太破線はそれぞれ 200-250 hPa 間と 250-300 hPa 間の風の鉛直シア. 風の鉛直シアは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度, 縦軸は緯度, 横軸は経度.

19970314 12Z 250 hPa

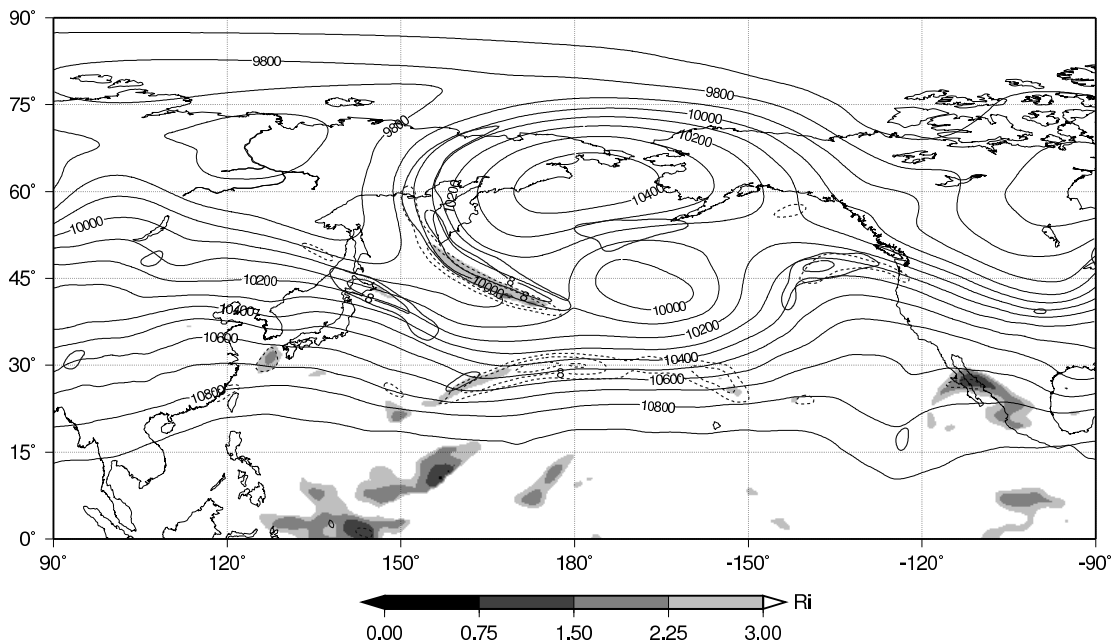


図 12: 1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa のリチャードソン数の分布 : 詳細は図 11 と同様.

19880102 00Z

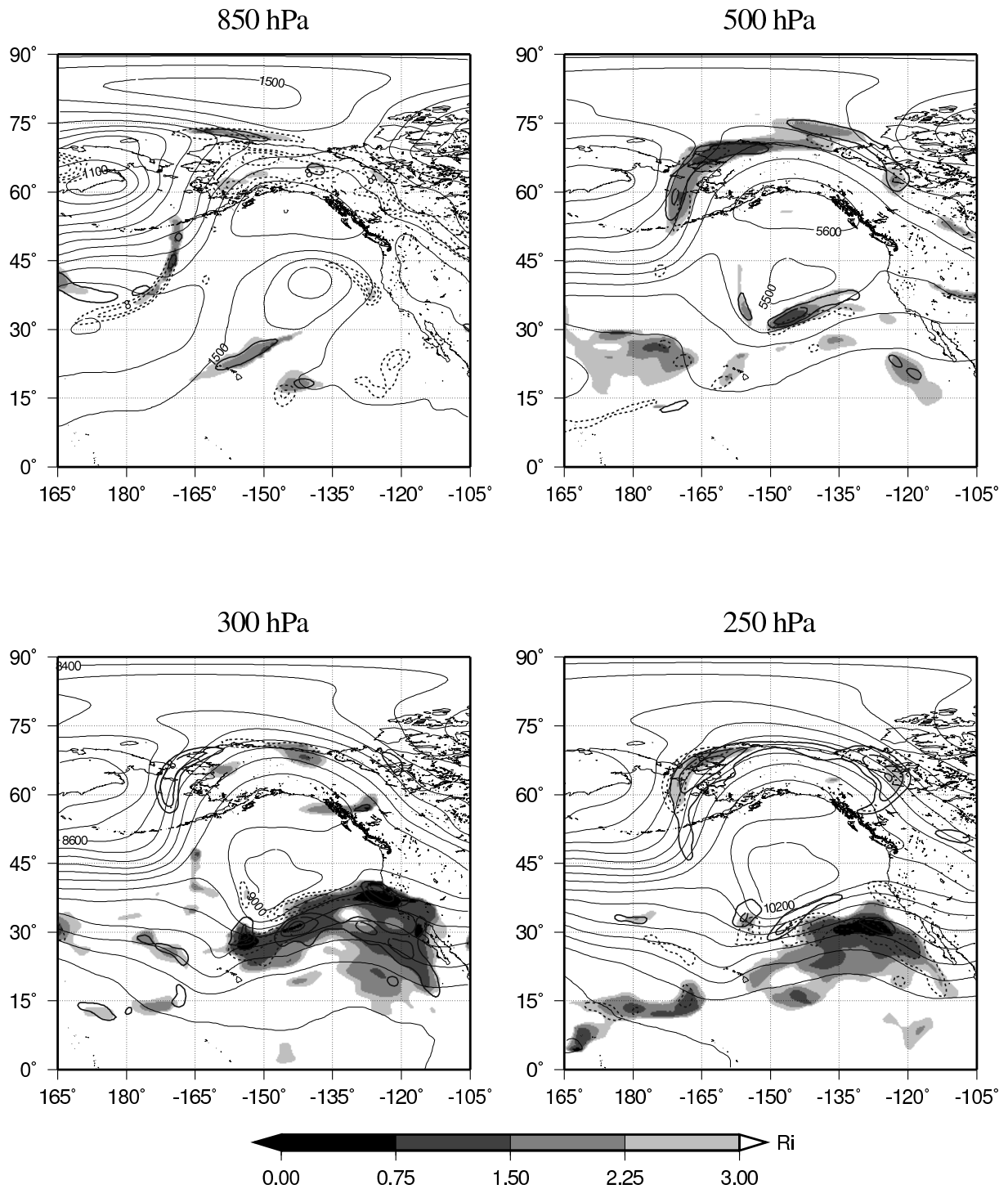


図 13: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別のリチャードソン数の分布: シェードはリチャードソン数. 太実線は左上:700-850 hPa, 右上:400-500 hPa, 左下:250-300 hPa, 右下:200-250 hPa 間の風の鉛直シア. 同様に太破線は左上:850-925 hPa, 右上:500-600 hPa, 左下:300-400 hPa, 右下:250-300 hPa 間の風の鉛直シア. 風の鉛直シアは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

19970314 12Z

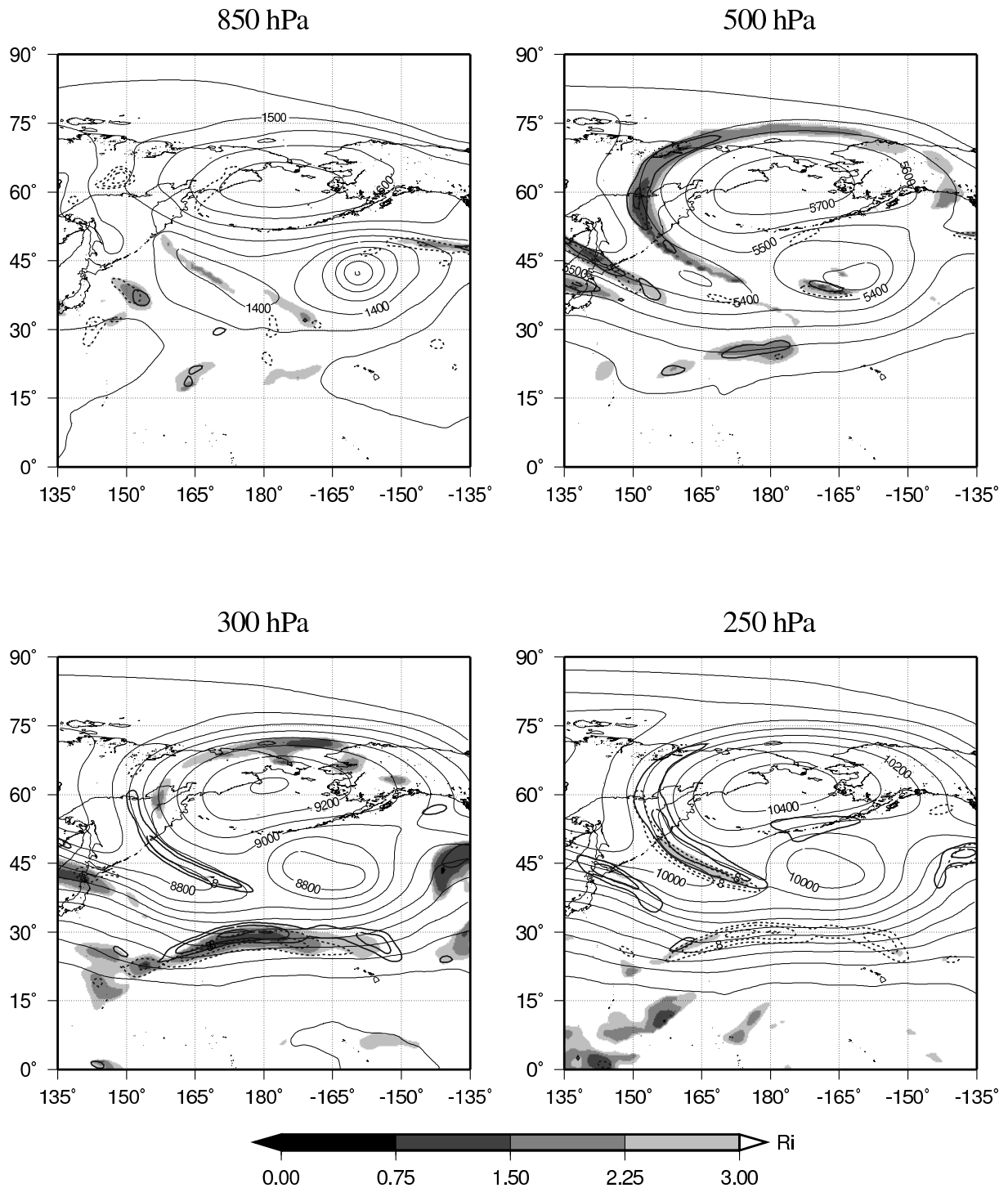


図 14: 1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別のリチャードソン数の分布: 詳細は図13と同様.

19820207 00Z 250 hPa

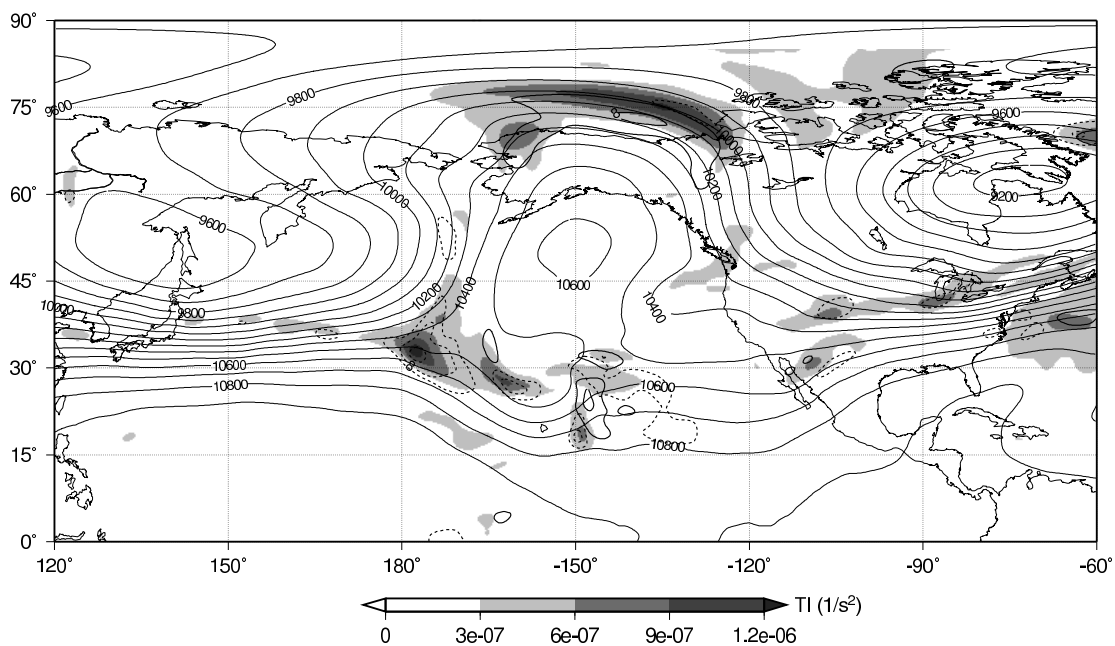


図 15: 1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaのTIの分布: シェードはTI, 太実線と太破線はそれぞれ200-250 hPa間と250-300 hPa間の風の鉛直シア。風の鉛直シアはCATの発生に有意な6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m)以上を示している。細実線はジオポテンシャル高度, 縦軸は経度, 横軸は緯度。

19930217 12Z 250 hPa

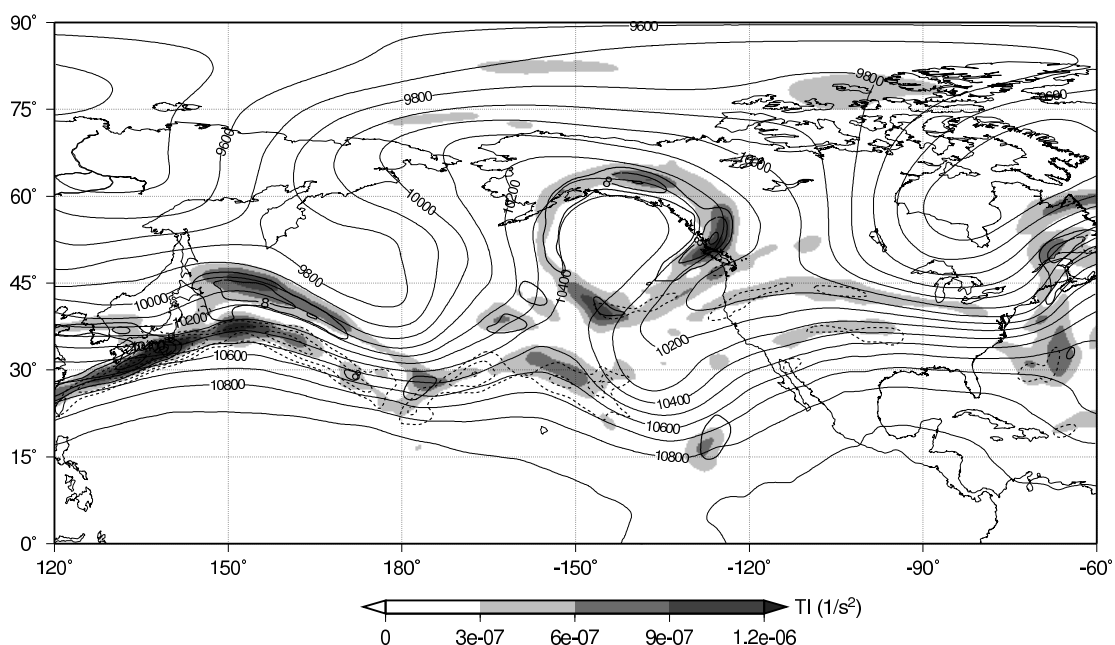


図 16: 1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaのTIの分布: 詳細は図15と同様。

19820207 00Z

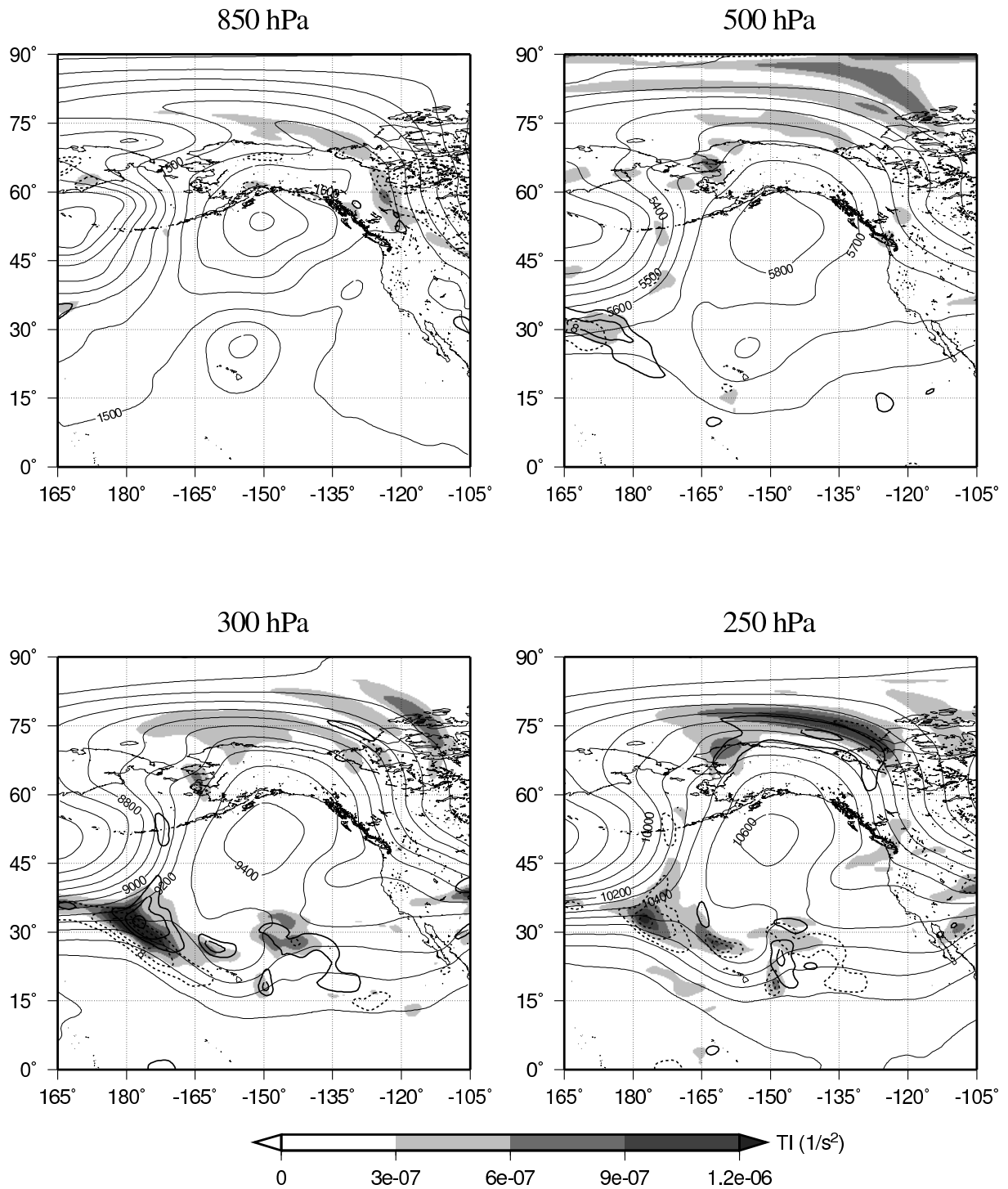


図 17: 1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における高度別のTIの分布: シェードはTI, 太実線は左上:700-850 hPa, 右上:400-500 hPa, 左下:250-300 hPa, 右下:200-250 hPa間の風の鉛直シア。同様に太破線は左上:850-925 hPa, 右上:500-600 hPa, 左下:300-400 hPa, 右下:250-300 hPa間の風の鉛直シア。風の鉛直シアはCATの発生に有意な6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m)以上を示している。細実線はジオポテンシャル高度。

19930217 12Z

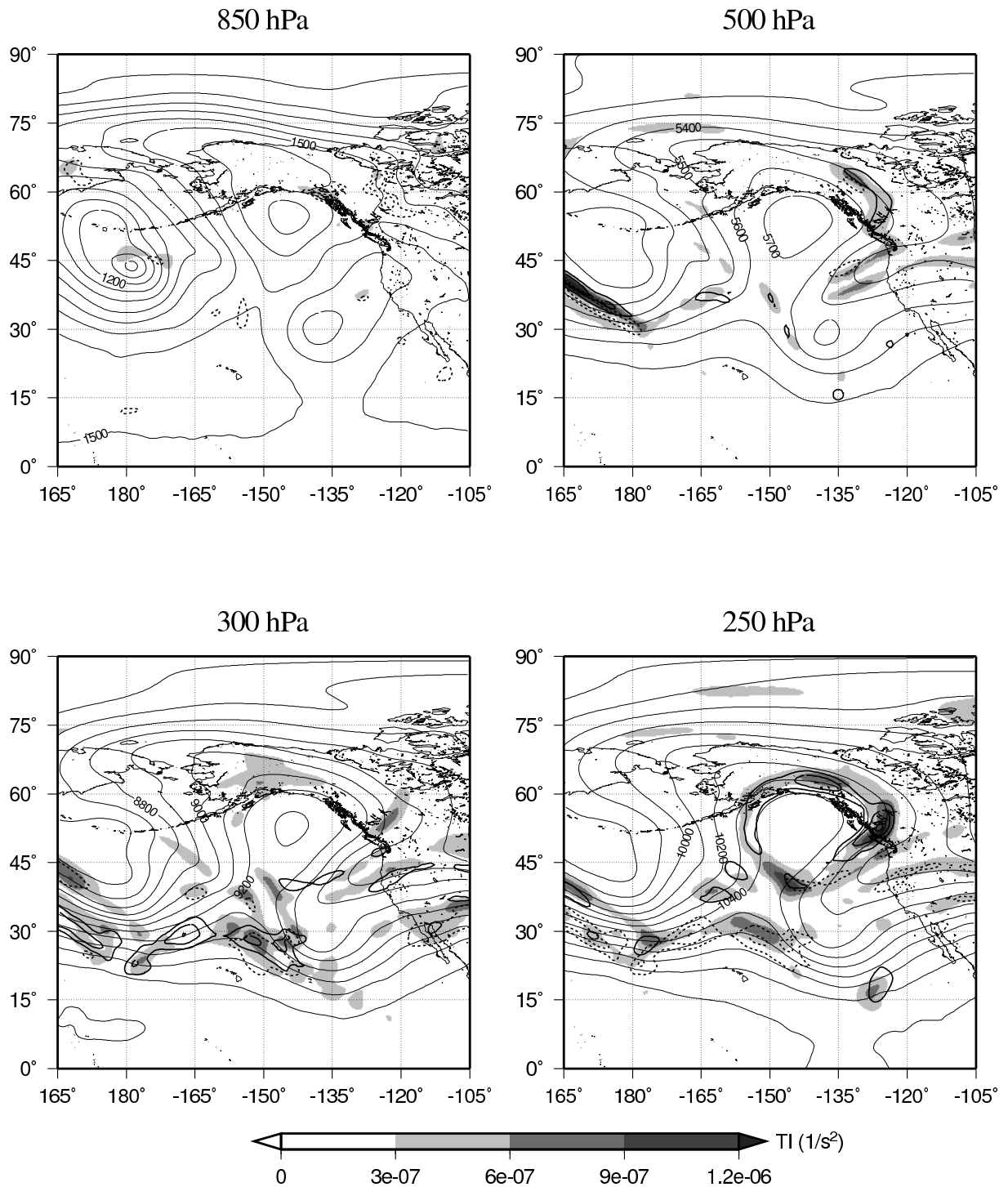


図 18: 1993 年 2 月 17 日 12Z の 型ブロッキング高気圧周辺における高度別の TI の分布 : 詳細は図 17 と同様.

19880102 00Z 250 hPa

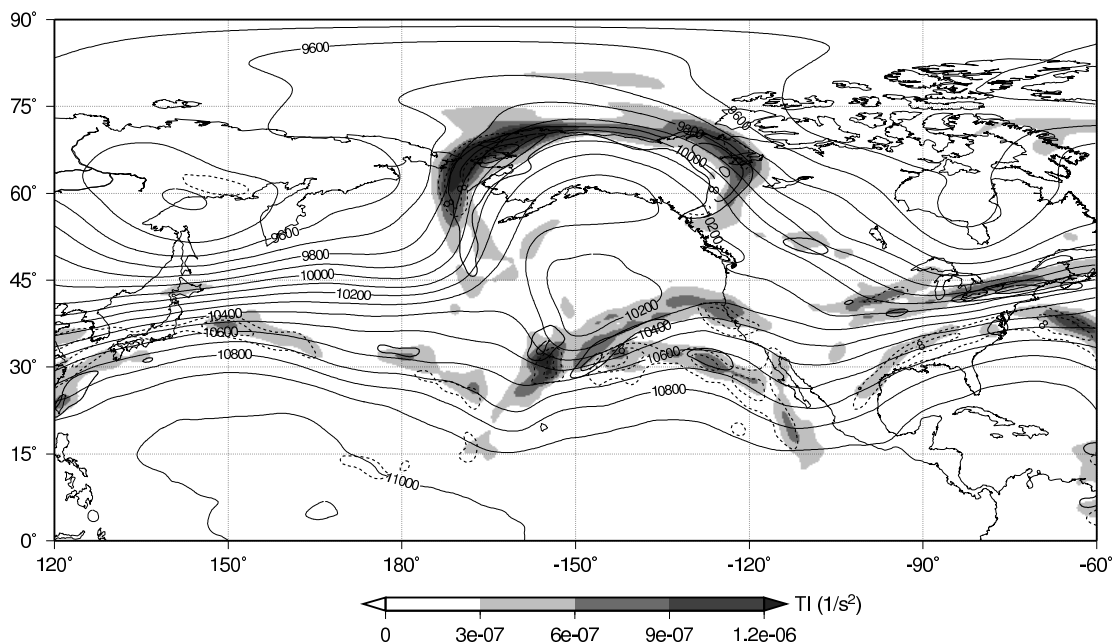


図 19: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の TI の分布 : シェードは TI, 太実線と太破線はそれぞれ 200-250 hPa 間と 250-300 hPa 間の風の鉛直シア。風の鉛直シアは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している。細実線はジオポテンシャル高度。

19970314 12Z 250 hPa

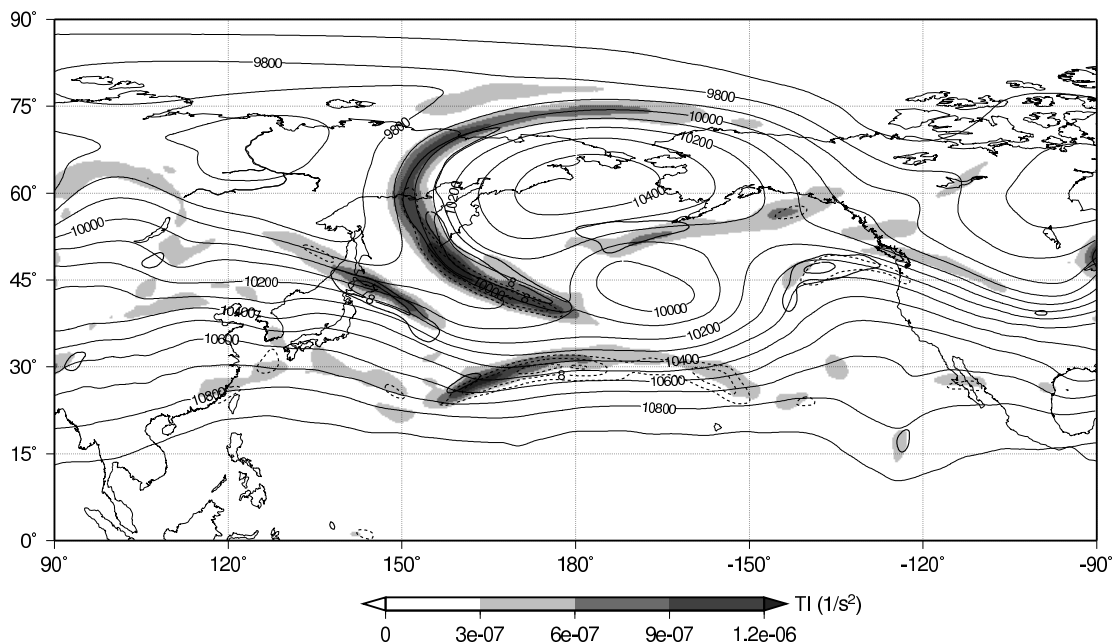


図 20: 1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の TI の分布 : 詳細は図 19 と同様。



19880102 00Z

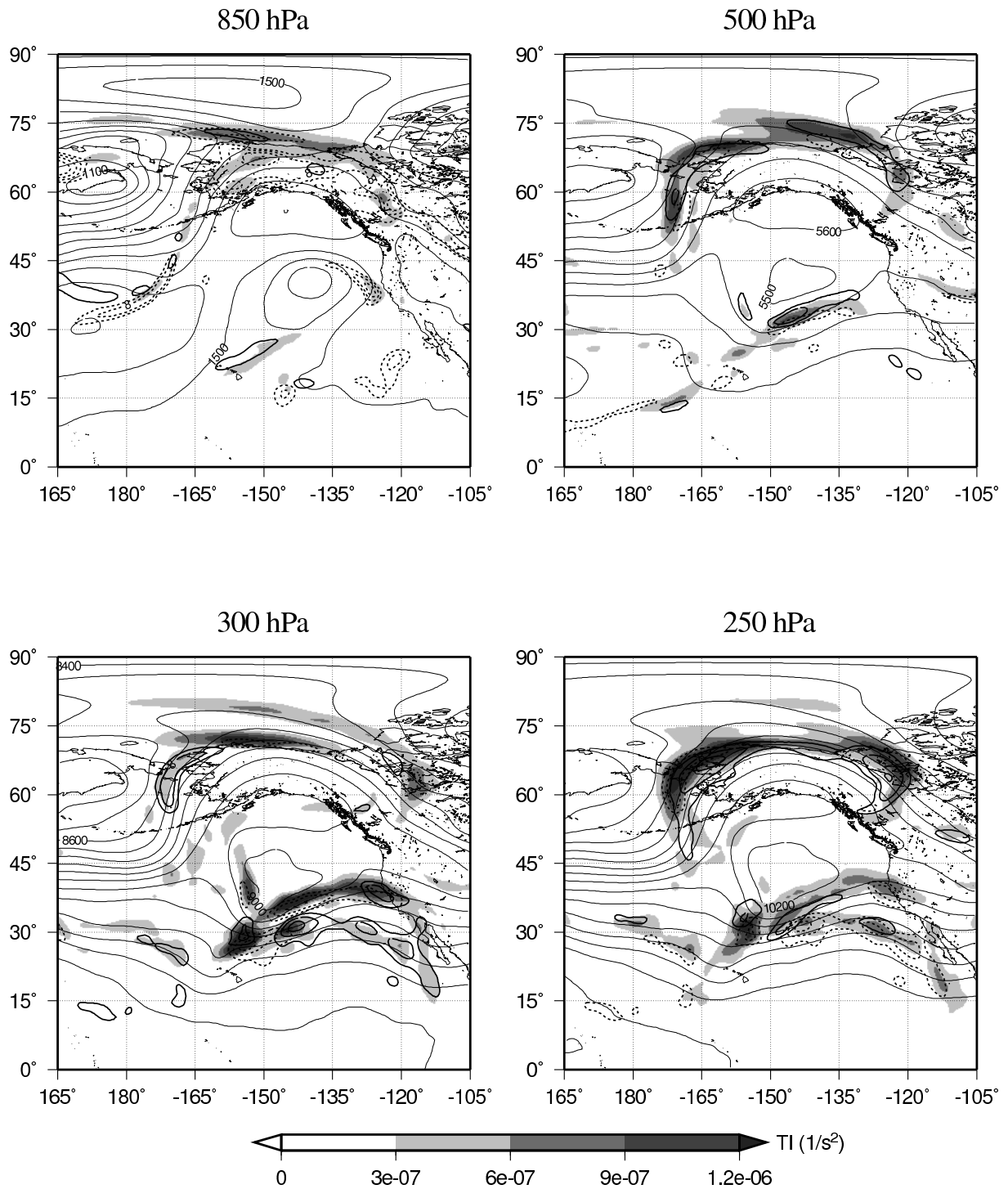


図 21: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別の TI の分布 : シェードは TI, 太実線は左上:700-850 hPa, 右上:400-500 hPa, 左下:250-300 hPa, 右下:200-250 hPa 間の風の鉛直シア。同様に太破線は左上:850-925 hPa, 右上:500-600 hPa, 左下:300-400 hPa, 右下:250-300 hPa 間の風の鉛直シア。風の鉛直シアは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している。細実線はジオポテンシャル高度。

19970314 12Z

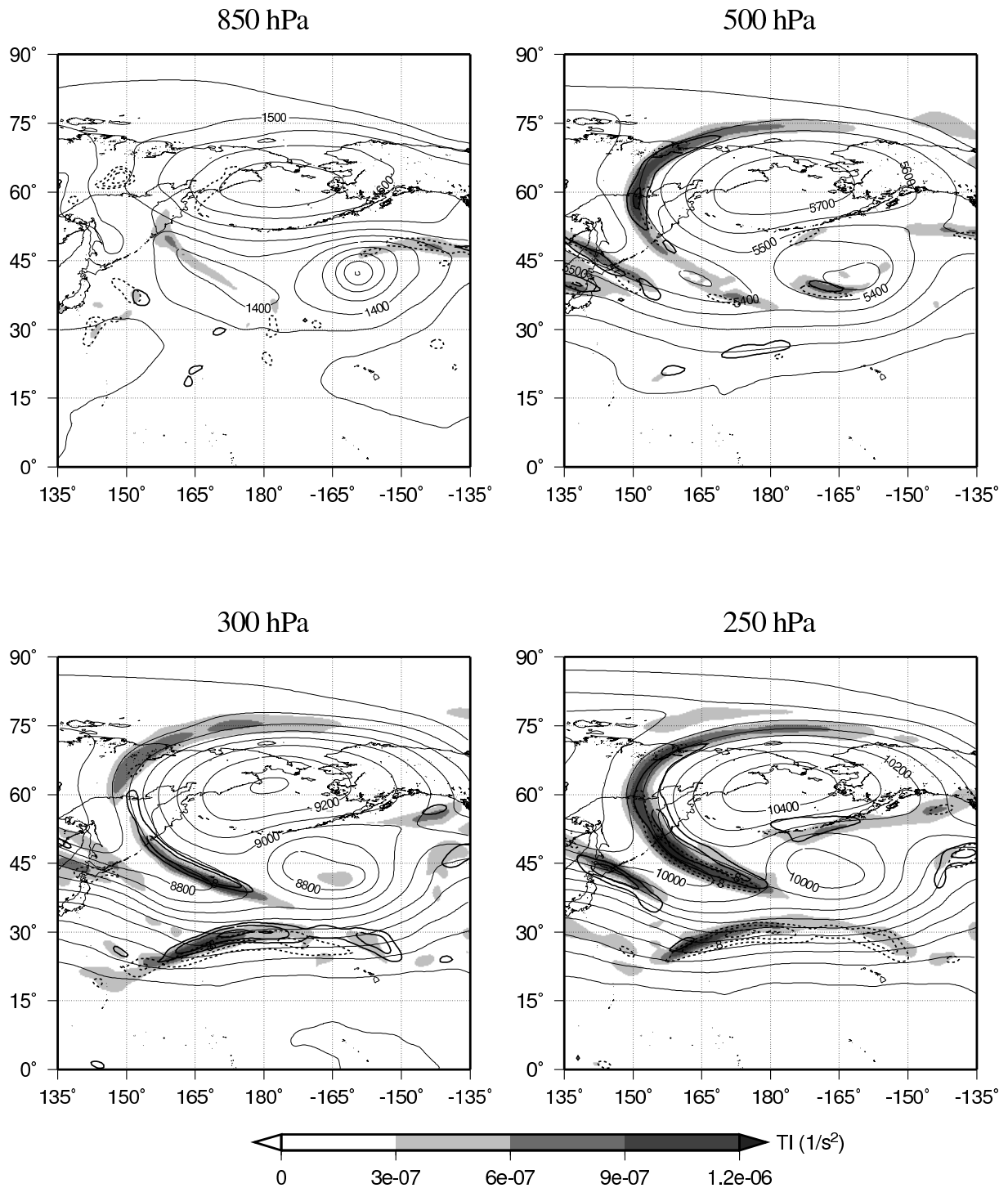


図 22: 1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別の TI の分布 : 詳細は 図 21 と同様.

19820207 00Z 250 hPa

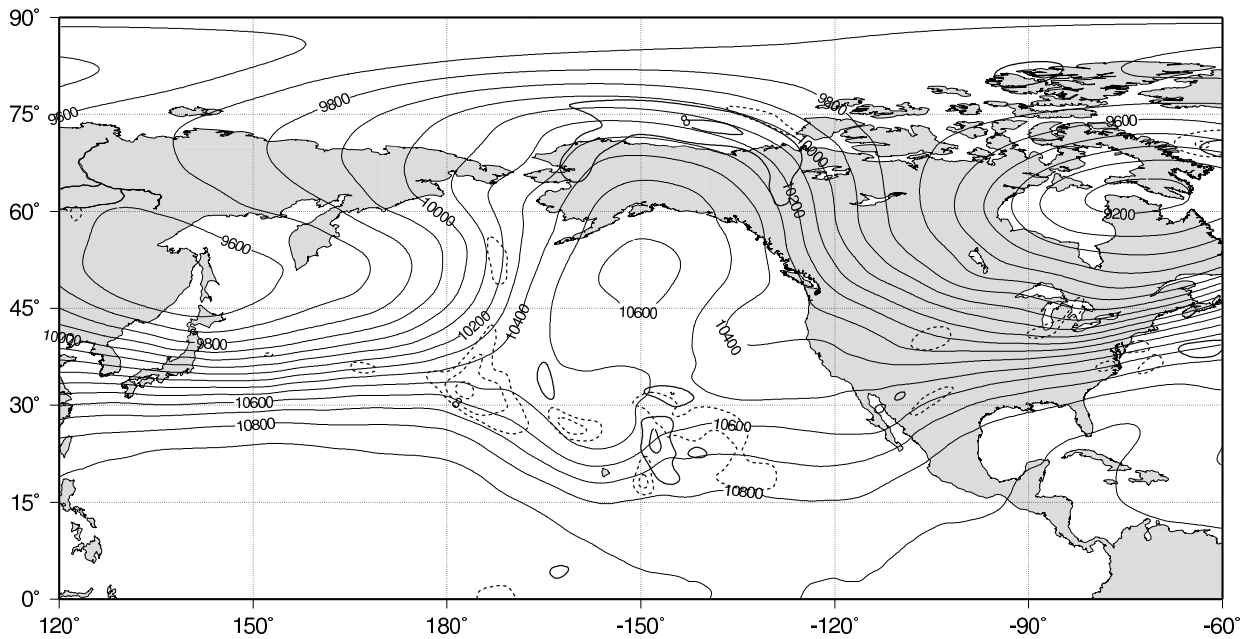


図 23: 1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの風の鉛直シアーの分布: 太実線と太破線はそれぞれ200-250 hPa間と250-300 hPa間の風の鉛直シアー. 風の鉛直シアーはCATの発生に有意な6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m)以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

19930217 12Z 250 hPa

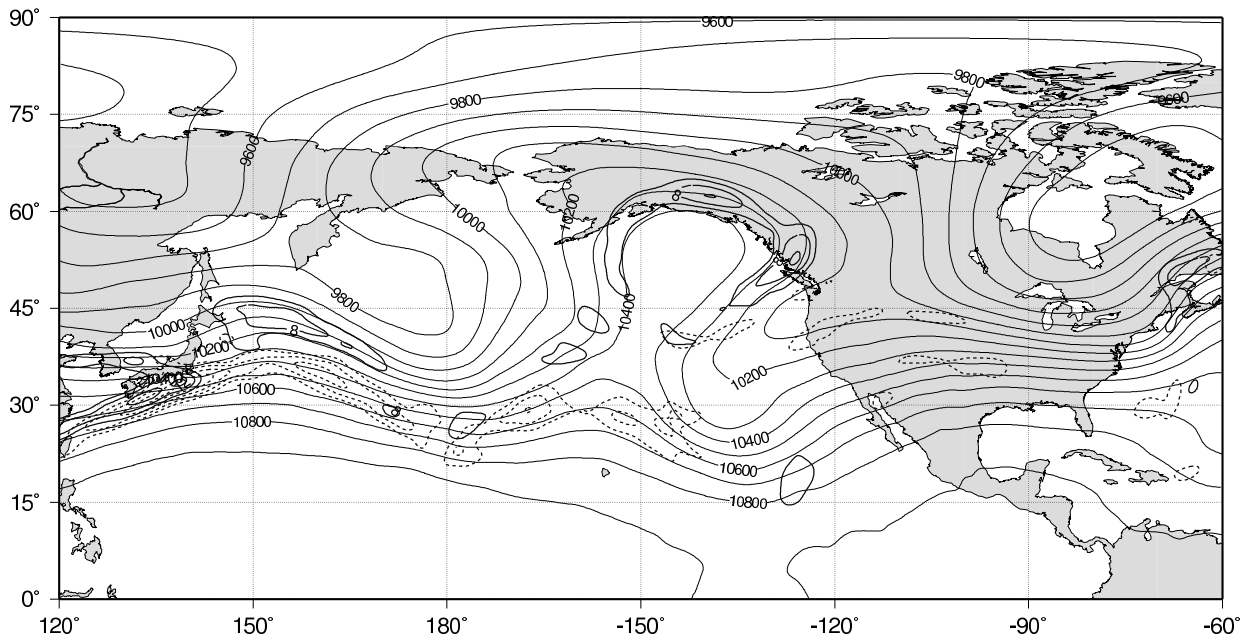


図 24: 1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの風の鉛直シアーの分布: 詳細は図23と同様.

19820207 00Z

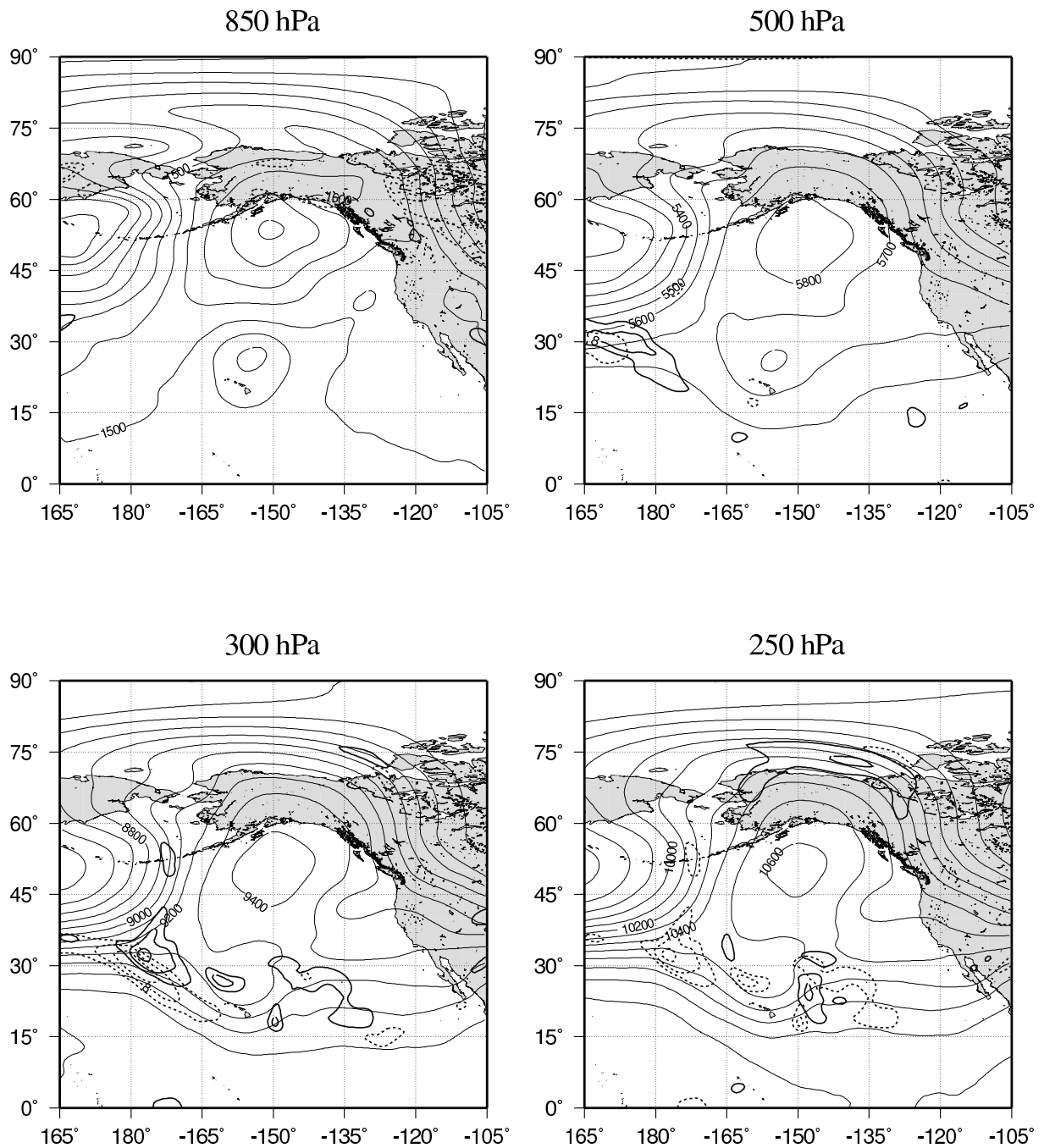


図 25: 1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における高度別の風の鉛直シアアの分布: 太実線は左上:700-850 hPa, 右上:400-500 hPa, 左下:250-300 hPa, 右下:200-250 hPa間の風の鉛直シアア。同様に太破線は左上:850-925 hPa, 右上:500-600 hPa, 左下:300-400 hPa, 右下:250-300 hPa間の風の鉛直シアア。風の鉛直シアアはCATの発生に有意な6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m)以上を示している。細実線はジオポテンシャル高度。

19930217 12Z

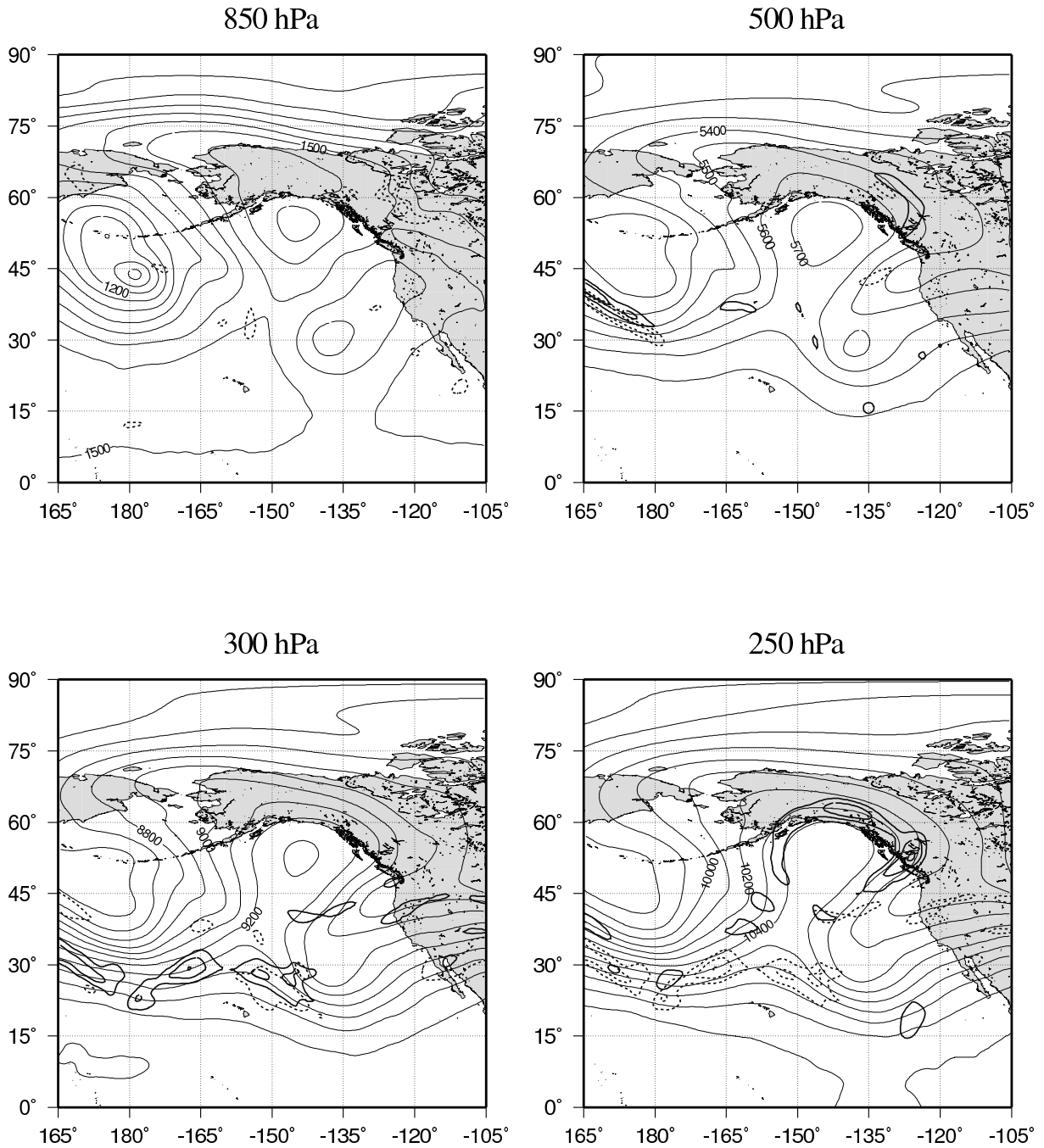


図 26: 1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における高度別の風の鉛直シアーの分布: 詳細は図25と同様.

### 19880102 00Z 250 hPa

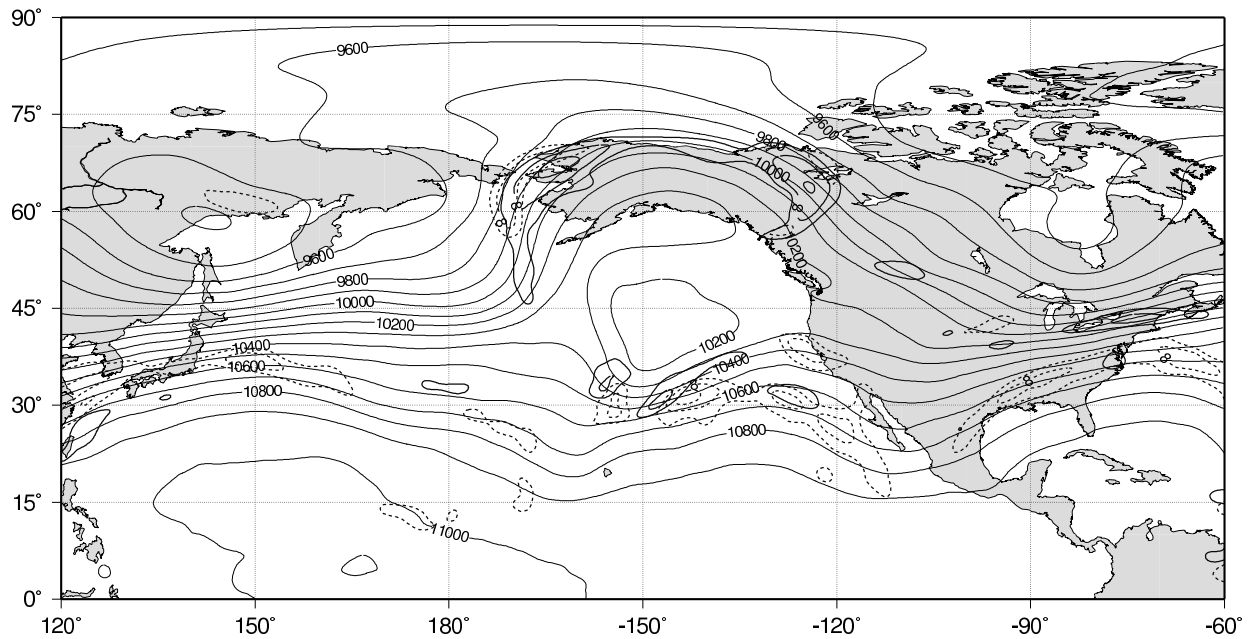


図 27: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の風の鉛直シアアの分布: 太実線と太破線はそれぞれ 200-250 hPa 間と 250-300 hPa 間の風の鉛直シアア. 風の鉛直シアアは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

### 19970314 12Z 250 hPa

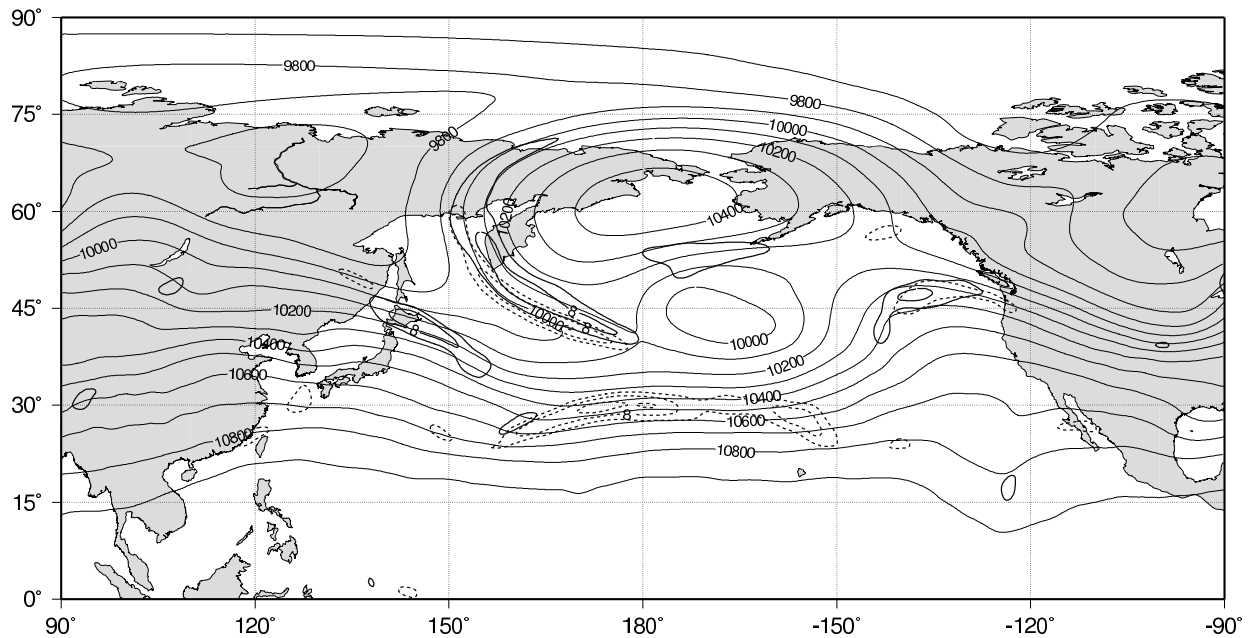


図 28: 1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の風の鉛直シアアの分布: 詳細は図 27 と同様.

19880102 00Z

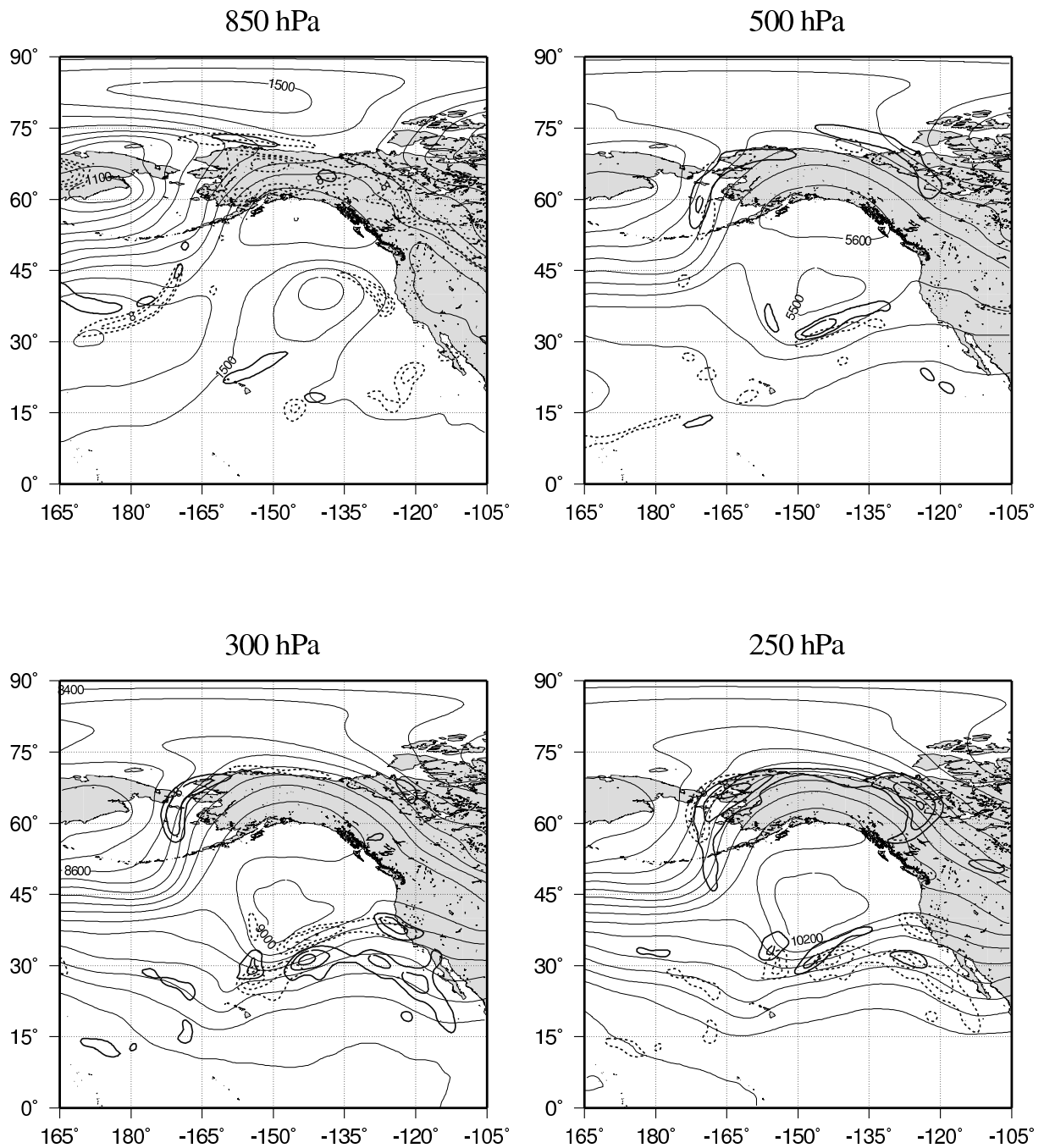


図 29: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別の風の鉛直シアーの分布 : 太実線は左上:700-850 hPa, 右上:400-500 hPa, 左下:250-300 hPa, 右下:200-250 hPa 間の風の鉛直シアー. 同様に太破線は左上:850-925 hPa, 右上:500-600 hPa, 左下:300-400 hPa, 右下:250-300 hPa 間の風の鉛直シアー. 風の鉛直シアーは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

19970314 12Z

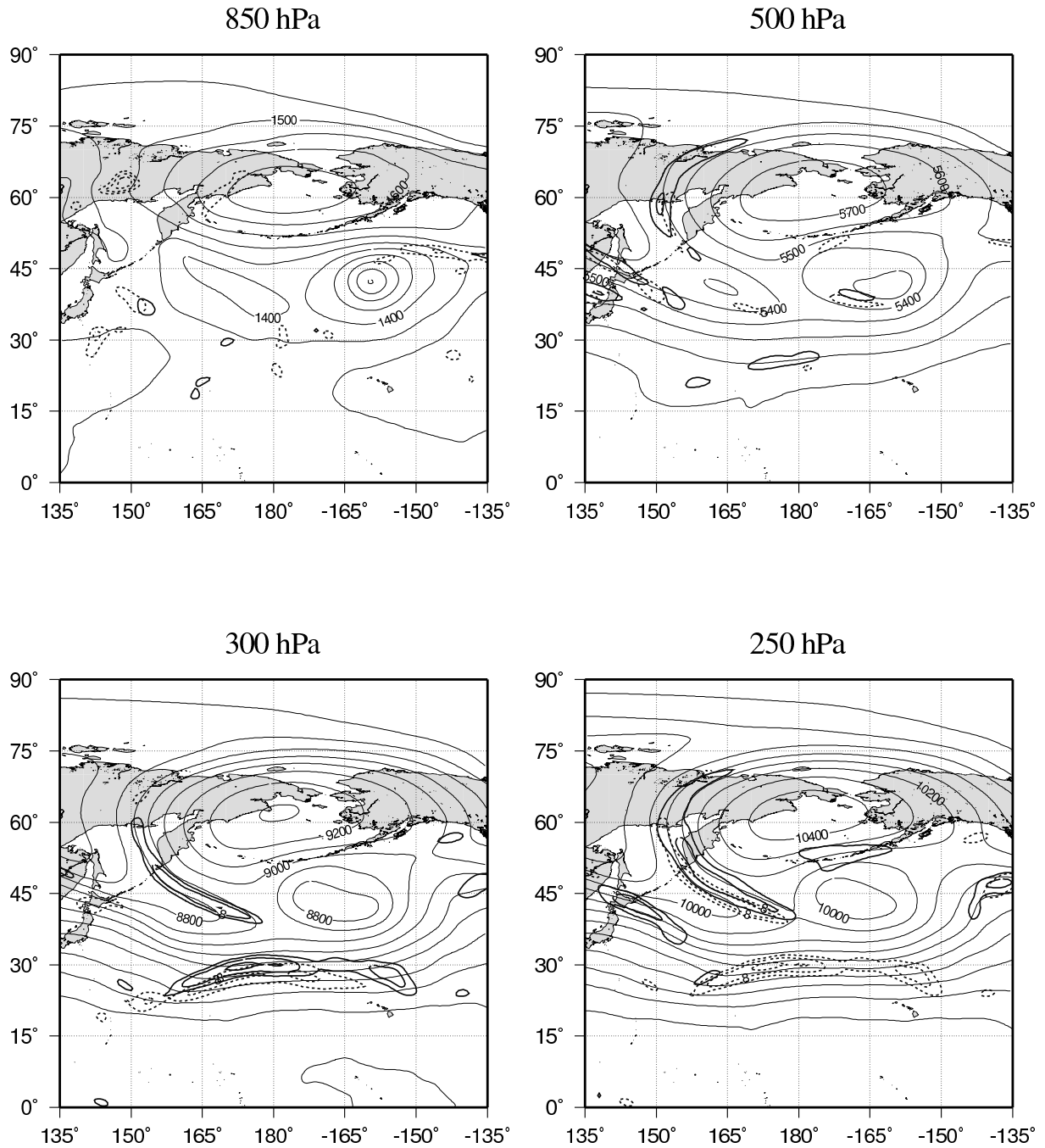
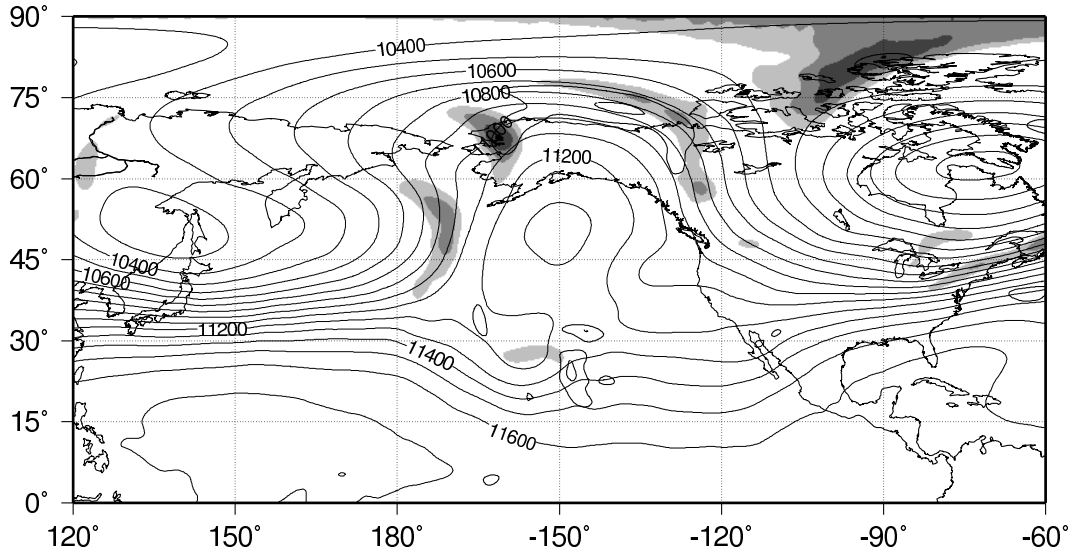


図 30: 1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における高度別の風の鉛直シアの分布: 詳細は図29と同様.



19820207 00Z

200-250 hPa



250-300 hPa

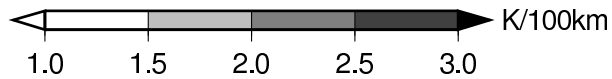
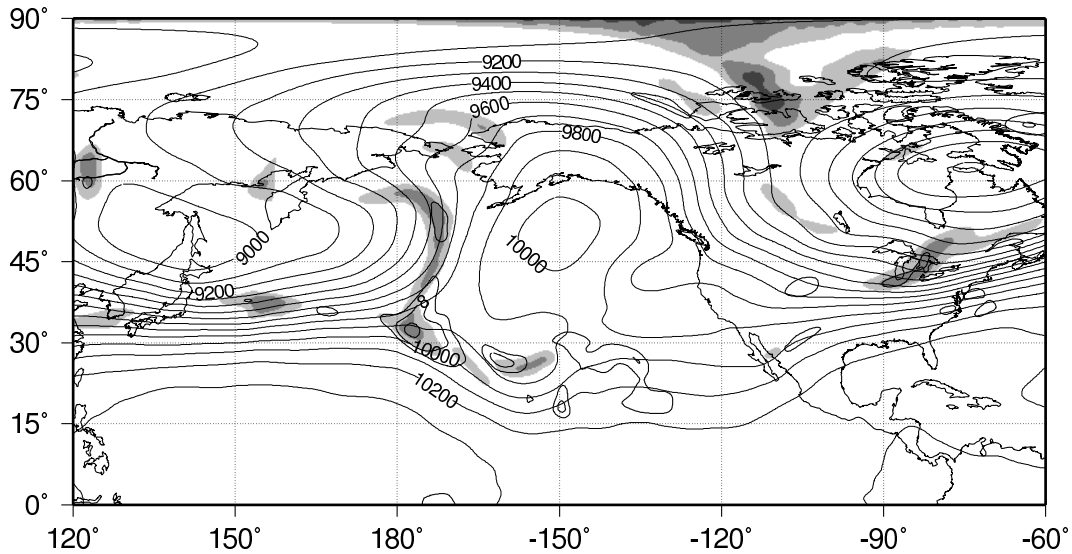
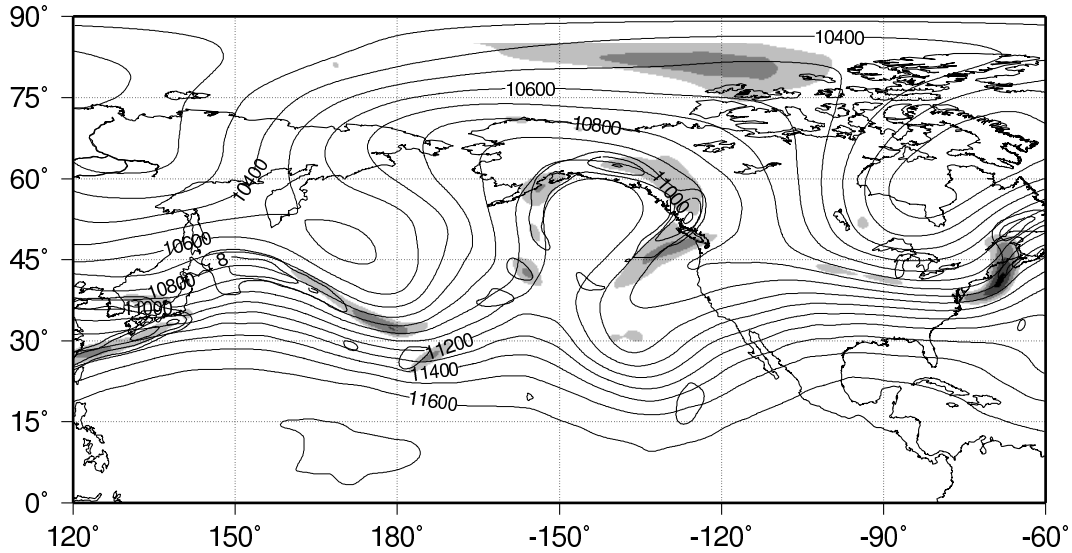


図 31: 1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における200-250 hPa間と250-300 hPa間の水平温度勾配と風の鉛直シアの分布: 上部が200-250 hPa間, 下部が250-300 hPa間. シェードは2層平均した水平温度勾配 (K/100km), 太実線は2層間の風の鉛直シア. 風の鉛直シアはCATの発生に有意な6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m)以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

19930217 12Z

200-250 hPa



250-300 hPa

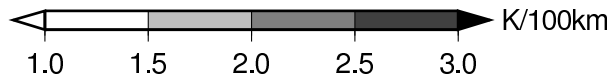
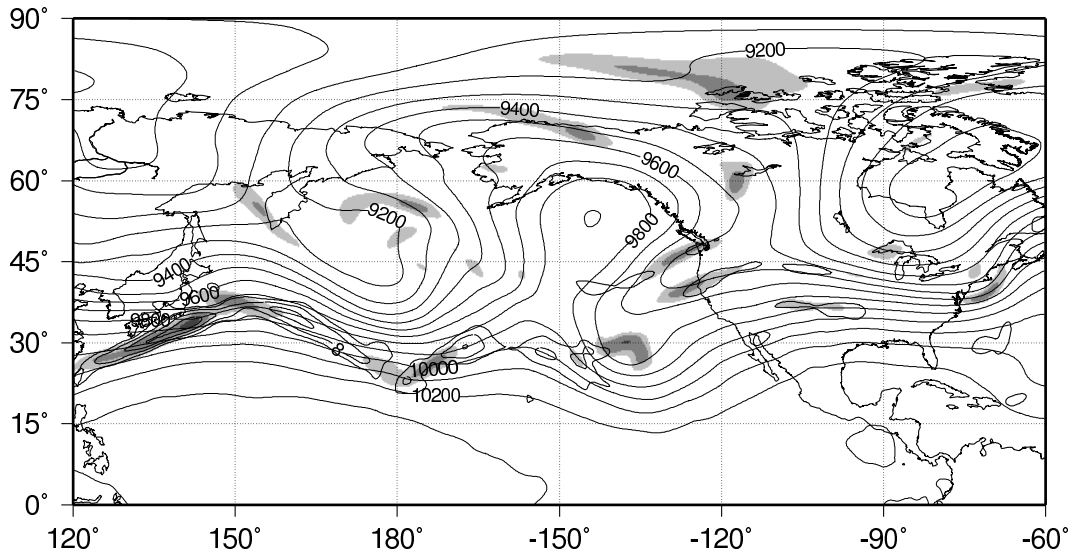
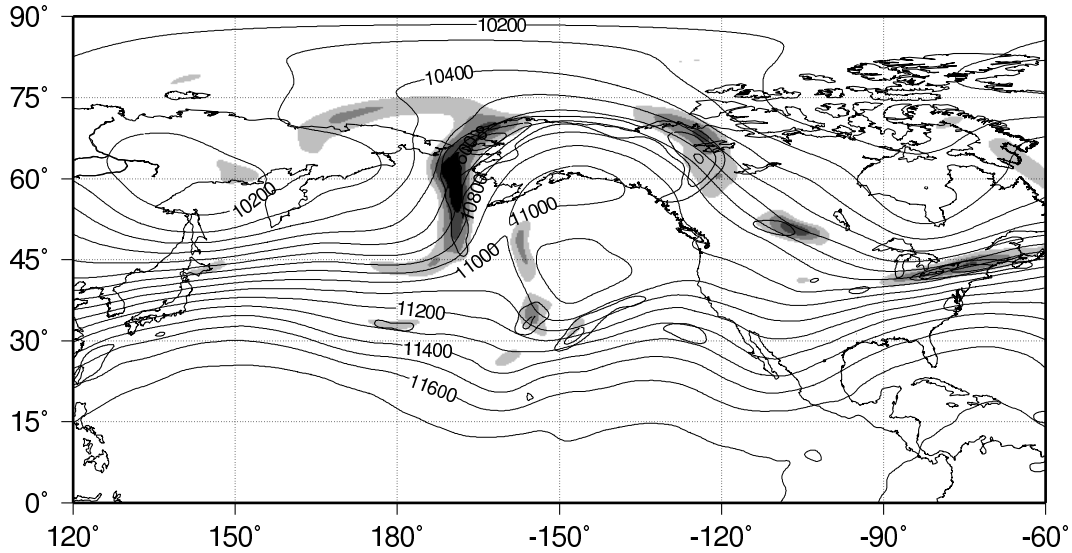


図 32: 1993 年 2 月 17 日 12Z の 型ブロッキング高気圧周辺における 200-250 hPa 間と 250-300 hPa 間の水平温度勾配と風の鉛直シアーの分布 : 上部が 200-250 hPa 間, 下部が 250-300 hPa 間. シェードは 2 層平均した水平温度勾配 (K/100km), 太実線は 2 層間の風の鉛直シアー. 風の鉛直シアーは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

19880102 00Z

200-250 hPa



250-300 hPa

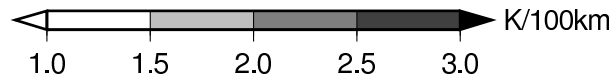
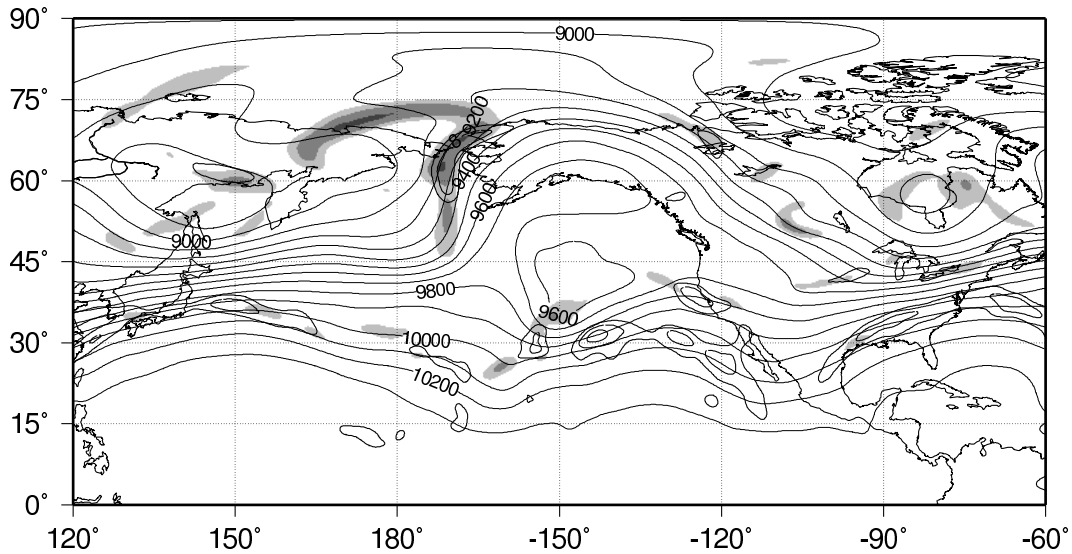
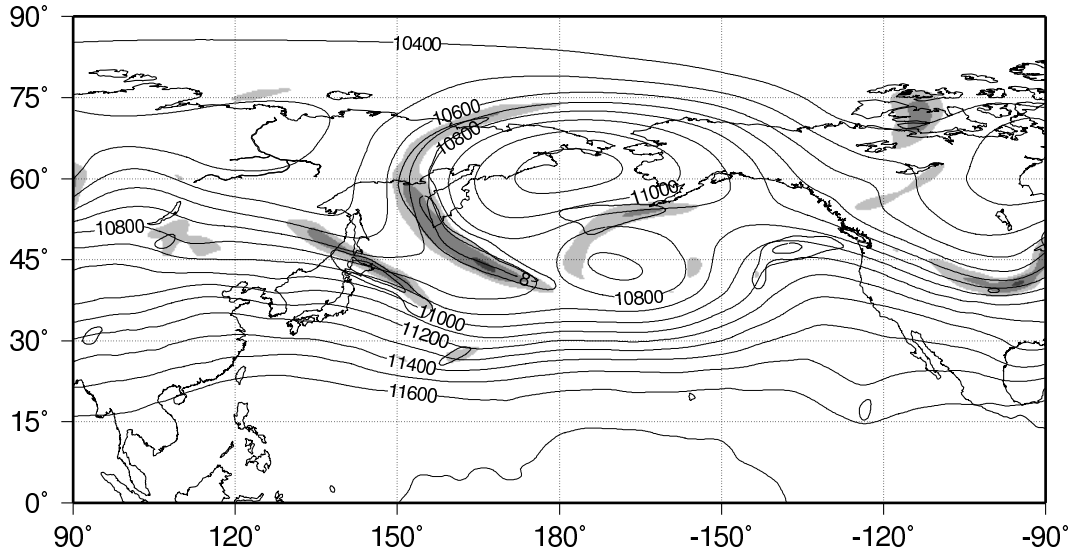


図 33: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 200-250 hPa 間と 250-300 hPa 間の水平温度勾配と風の鉛直シアーの分布 : 上部が 200-250 hPa 間, 下部が 250-300 hPa 間. シェードは 2 層平均した水平温度勾配 (K/100km), 太実線は 2 層間の風の鉛直シアー. 風の鉛直シアーは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

19970314 12Z

200-250 hPa



250-300 hPa

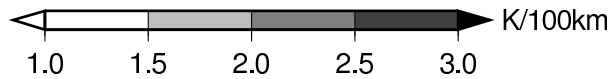
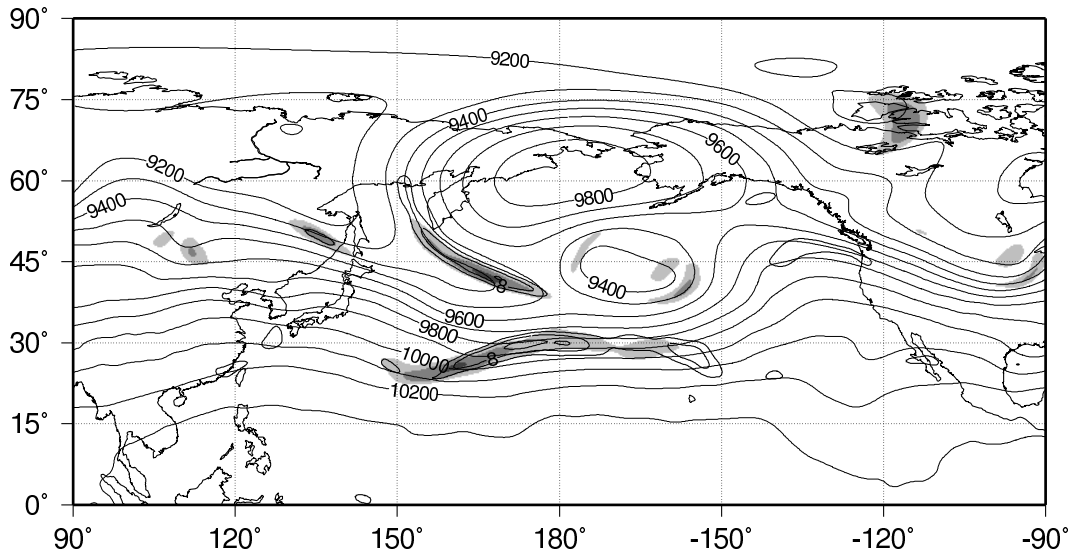


図 34: 1997年3月14日12Zの双極型ブロッキング高気圧周辺における200-250 hPa間と250-300 hPa間の水平温度勾配と風の鉛直シアの分布: 上部が200-250 hPa間, 下部が250-300 hPa間. シェードは2層平均した水平温度勾配 (K/100km), 太実線は2層間の風の鉛直シア. 風の鉛直シアはCATの発生に有意な6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m)以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

19820207 00Z 250 hPa

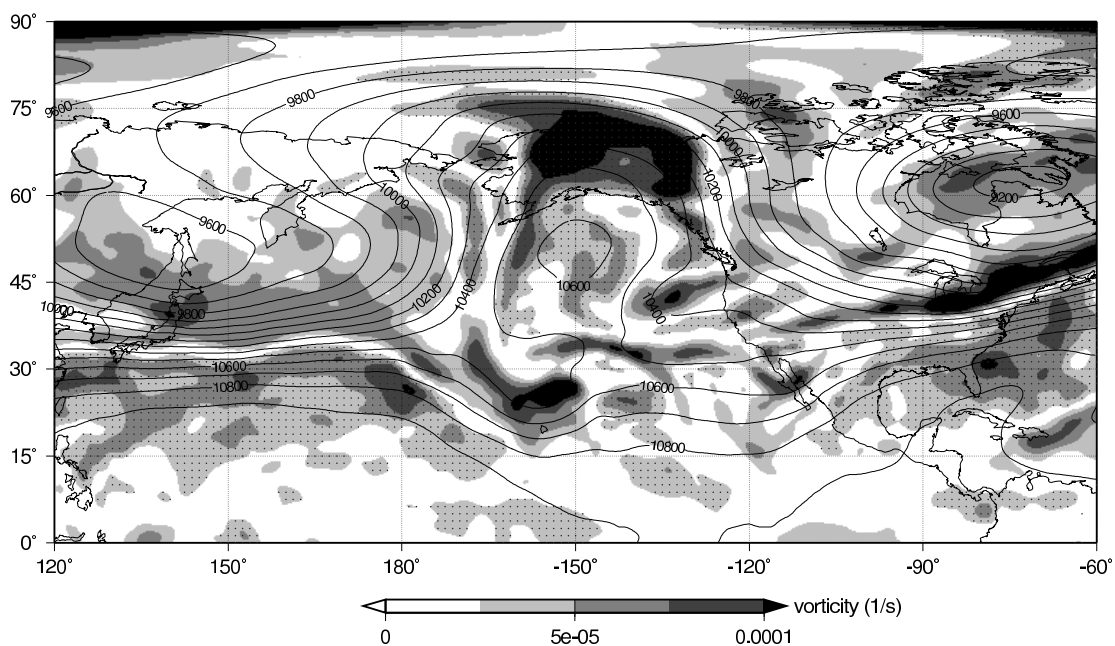


図 35: 1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの相対渦度の分布: シェードは相対渦度の絶対値. ドットは相対渦度が負である領域を表す. 細実線はジオポテンシャル高度.

19930217 12Z 250 hPa

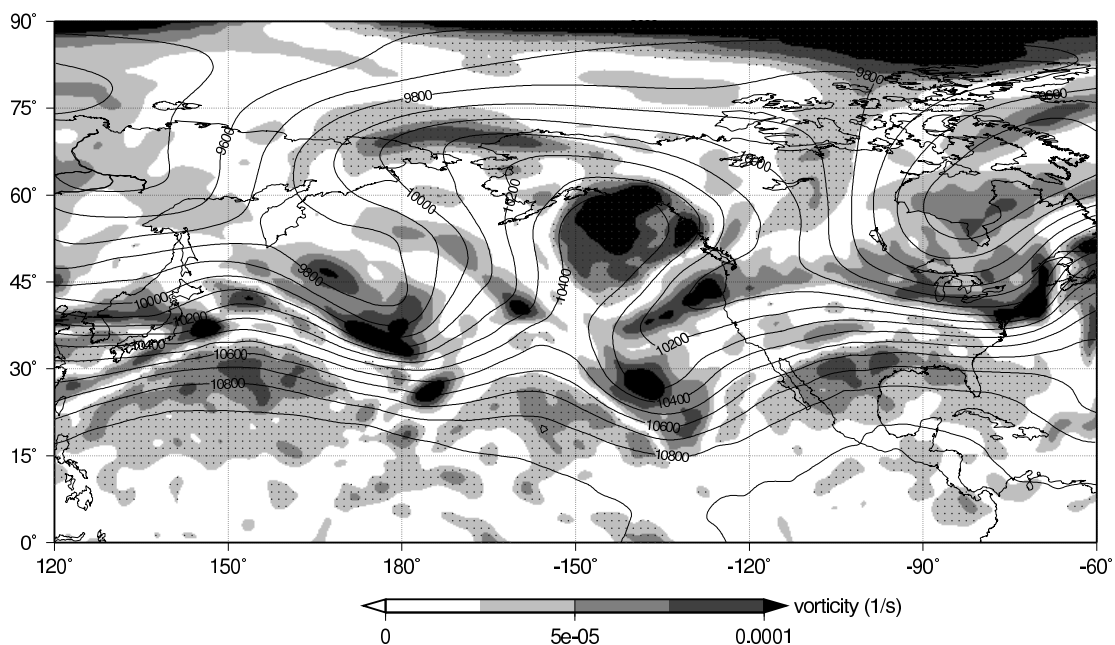


図 36: 1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの相対渦度の分布: 詳細は図 35 と同様.

19880102 00Z 250 hPa

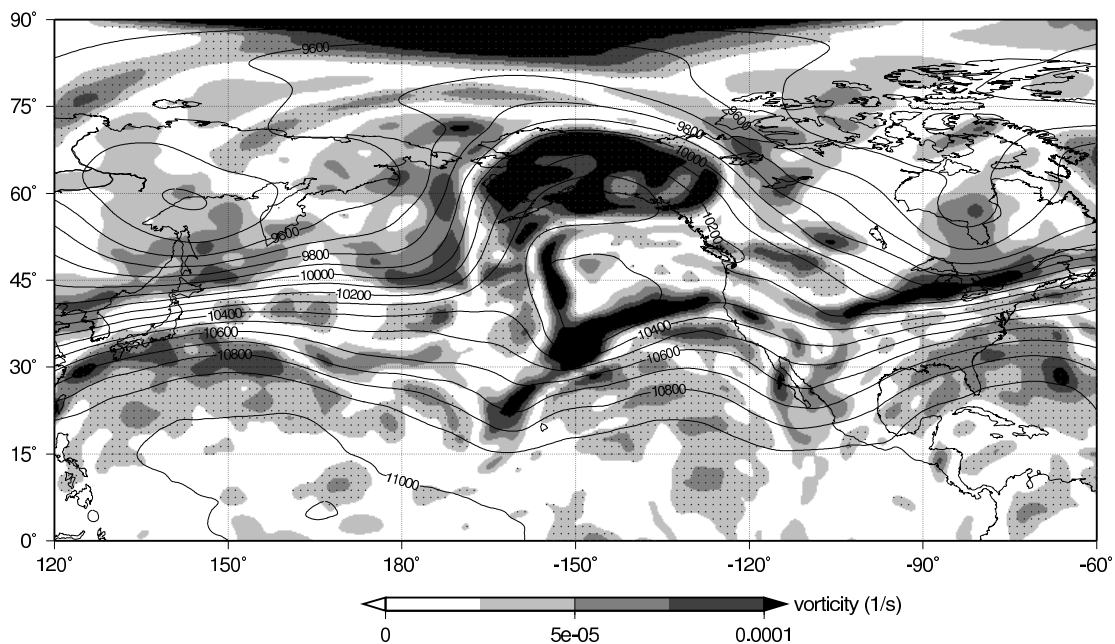


図 37: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の相対渦度の分布 : シェードは相対渦度の絶対値. ドットは相対渦度が負である領域を表す. 細実線はジオポテンシャル高度.

19970314 12Z 250 hPa

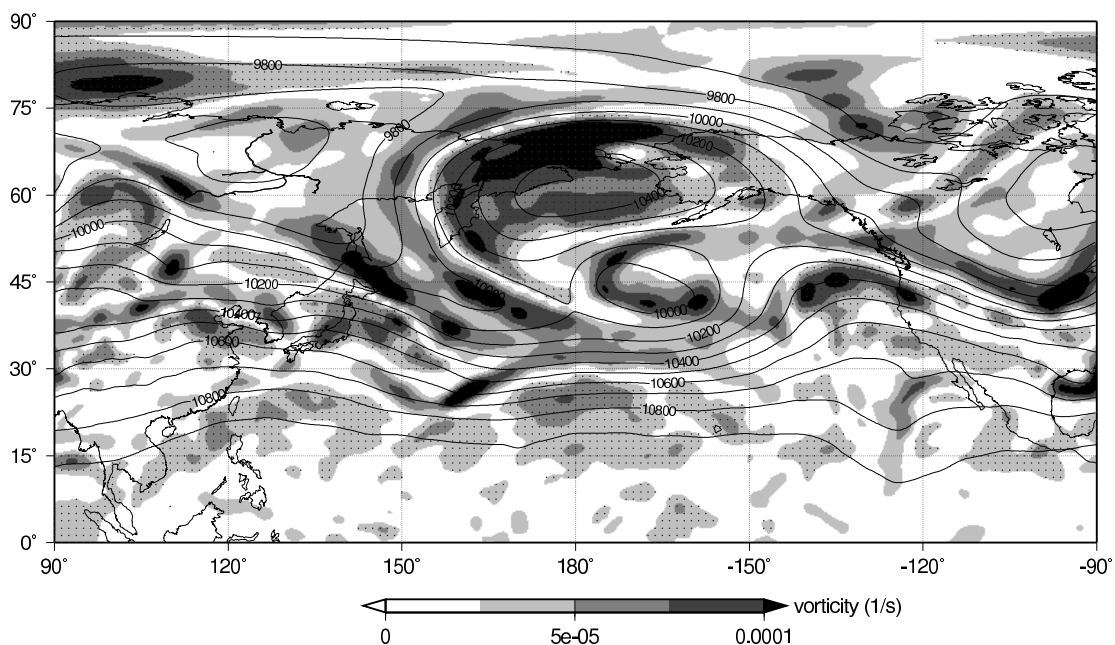


図 38: 1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の相対渦度の分布 : 詳細は図 37 と同様.

## 200-250 hPa

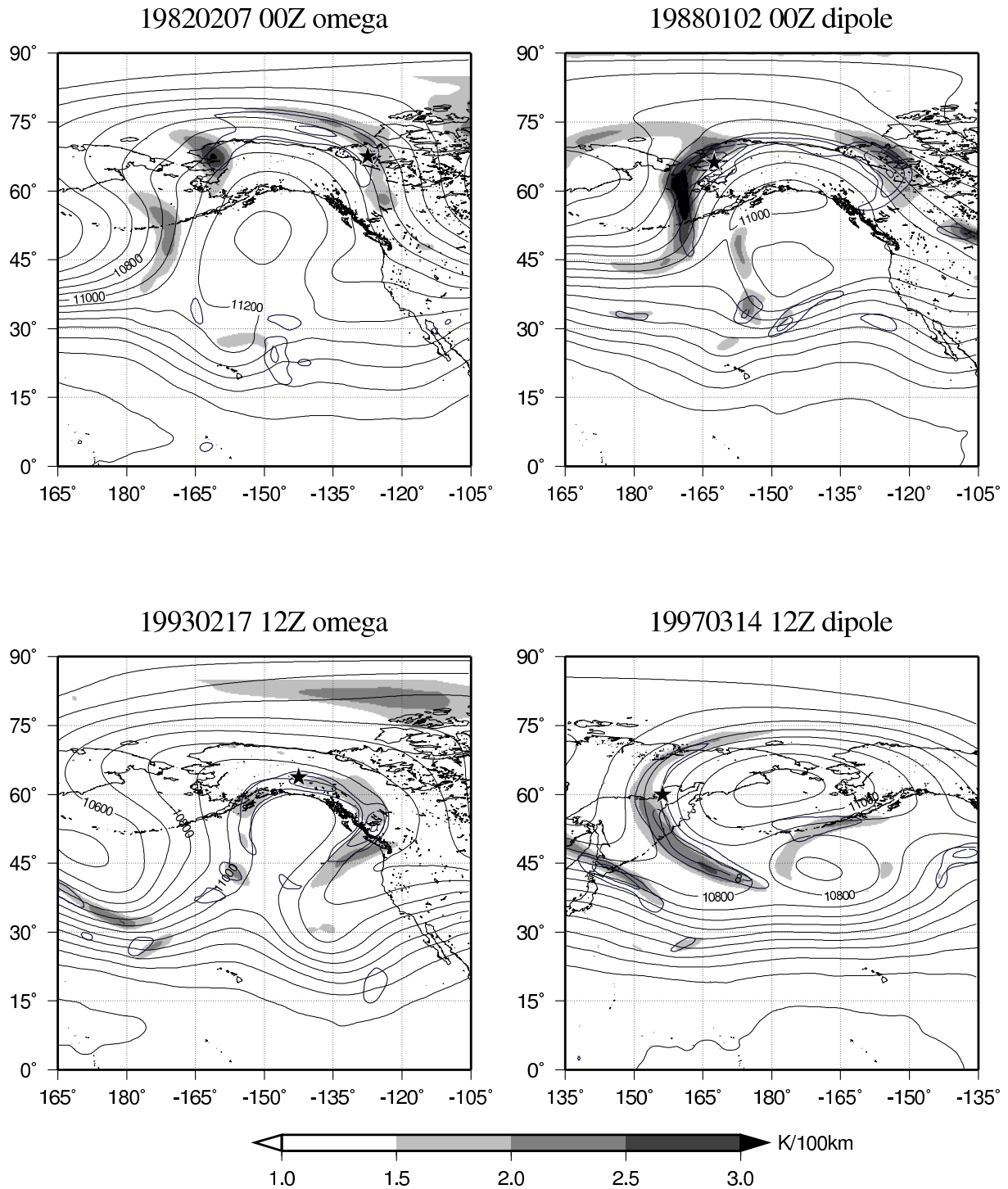


図 39: 傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーの計算領域と、200-250 hPa 間におけるブロッキング高気圧周辺の水平温度勾配, 風の鉛直シアーの分布 : 左上:1982/02/07/00Z, 右上:1988/01/02/00Z, 左下:1993/02/17/12Z, 右下:1997/03/14/12Z. シェードは 200-250 hPa 間の 2 層平均した水平温度勾配, 太実線は 2 層間の風の鉛直シアー. 星は傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーを計算した地点. 風の鉛直シアーは CAT の発生に有意な 6 knot/1000ft ( $\approx 10.1$  m/s/1000m) 以上を示している. 細実線はジオポテンシャル高度.

### Ageostrophic Vertical Shear in Gradient-Balanced Flows

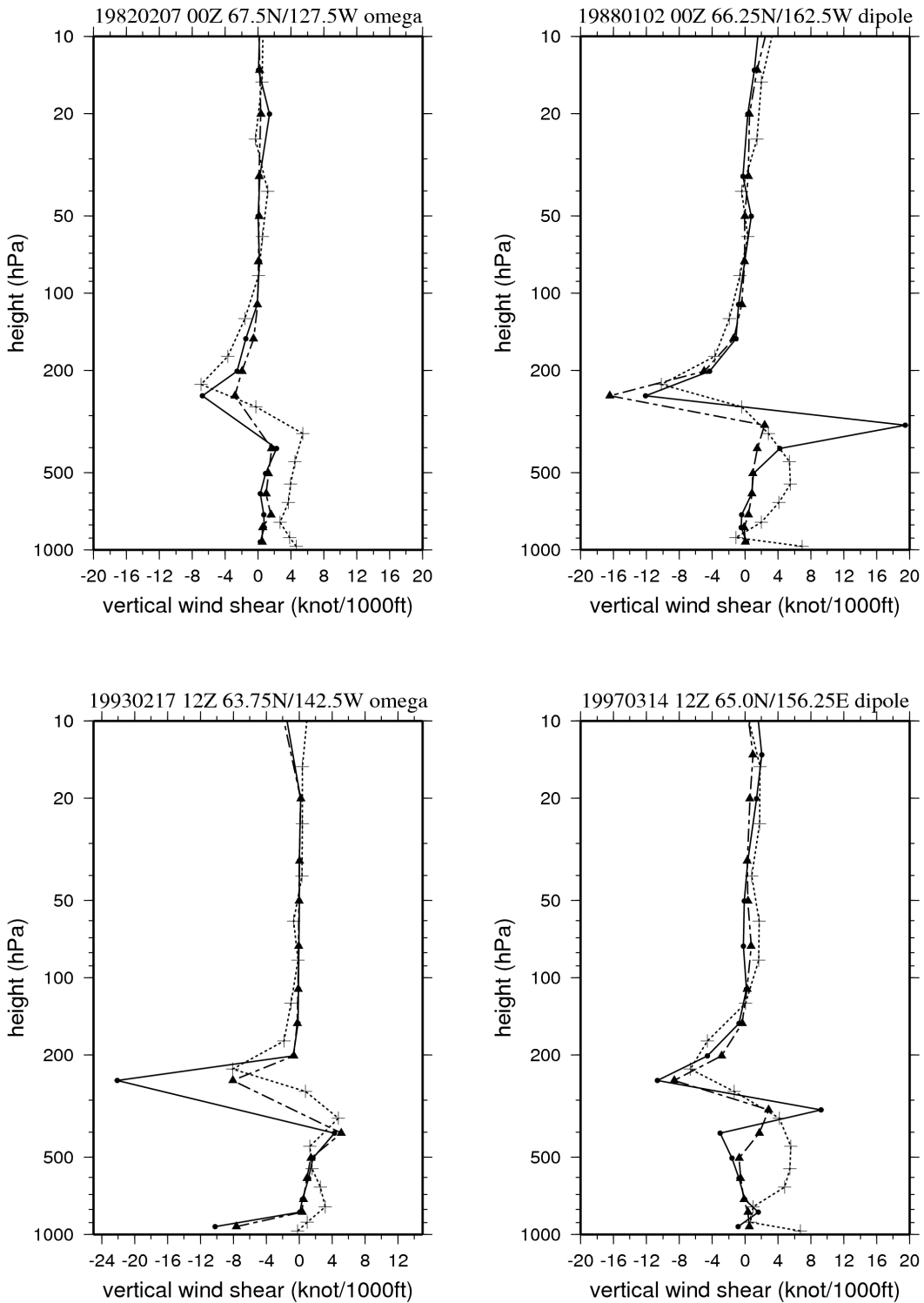


図 40: 傾度風の非地衡風成分の鉛直シアの鉛直分布: 丸付き実線は傾度風の非地衡風成分の鉛直シアー, 三角付き一点鎖線は傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーの水平曲率成分, 十字付き破線は実際の風の鉛直シアー. 左上:1982/02/07/00Z/ 型, 右上:1988/01/02/00Z/双極型, 左下:1993/02/17/12Z/ 型, 右下:1997/03/14/12Z/双極型. 横軸は風の鉛直シアーの大きさ (knot/1000ft), 縦軸は高度 (hPa).



### Vertical Wind Shear

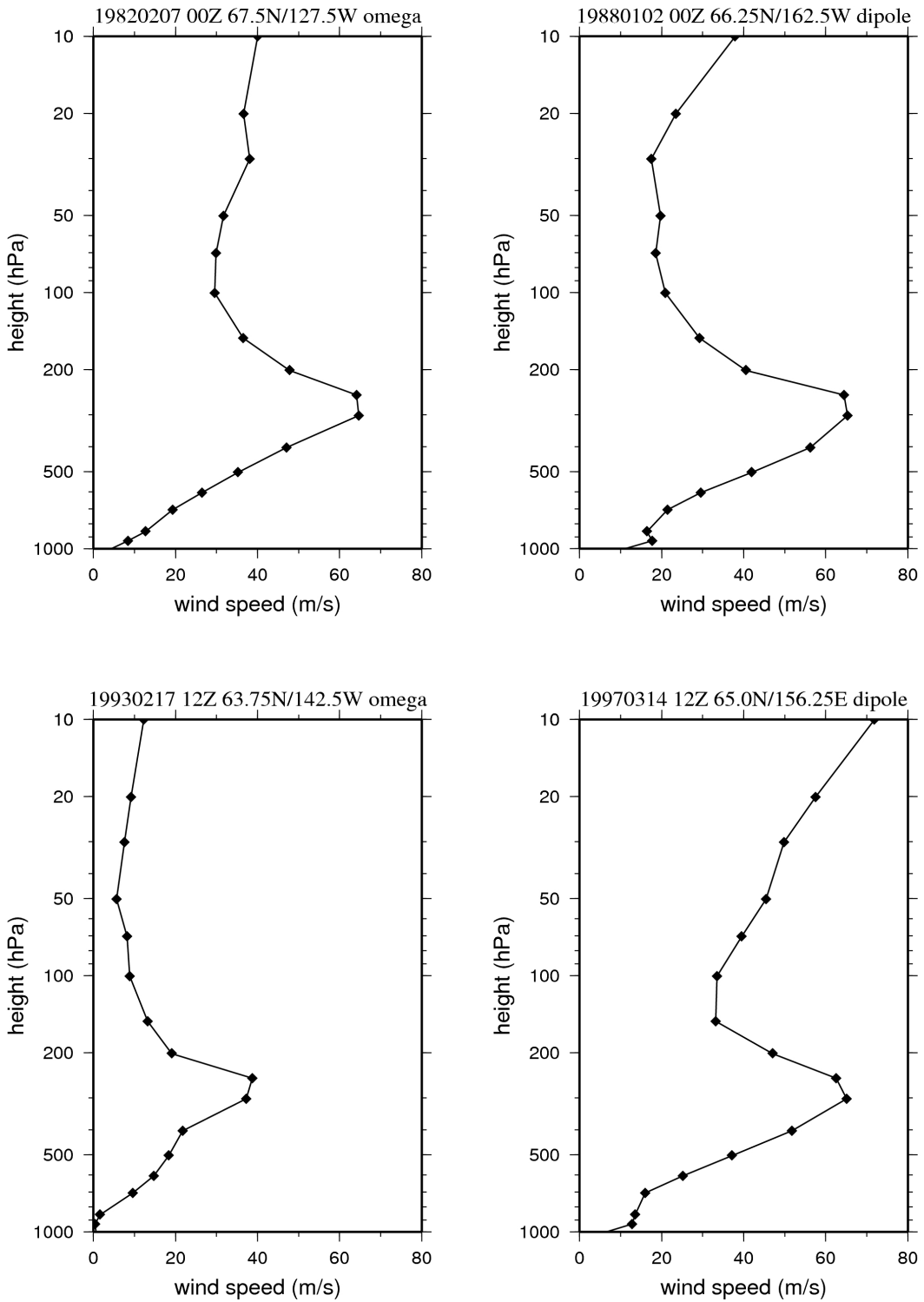


図 41: 風速の鉛直分布 : 傾度風の非地衡風成分の鉛直シアーを計算した地点における, 風速の鉛直分布. 左上:1982/02/07/00Z/ 型, 右上:1988/01/02/00Z/双極型, 左下:1993/02/17/12Z/ 型, 右下:1997/03/14/12Z/双極型. 横軸は風速 (m/s, 絶対値), 縦軸は高度 (hPa).

### Geostrophic Vertical Shear in Thermal Wind Relationship

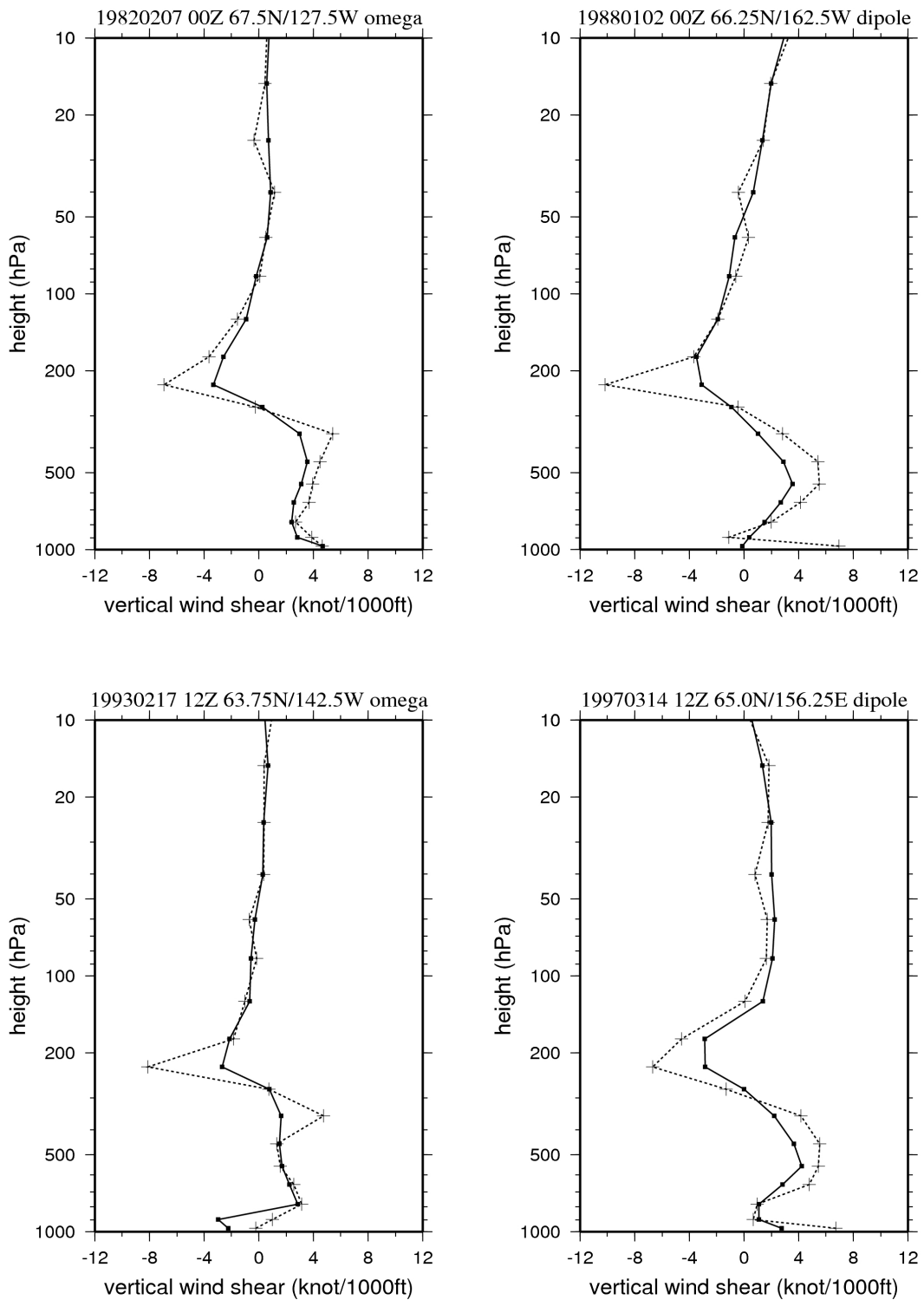


図 42: 温度風関係式による地衡風成分の鉛直シアアの鉛直分布: 四角付き実線は温度風関係式による地衡風成分の鉛直シアア, 十字付き破線は実際の風の鉛直シアア. 左上:1982/02/07/00Z/ 型, 右上:1988/01/02/00Z/双極型, 左下:1993/02/17/12Z/ 型, 右下:1997/03/14/12Z/双極型. 横軸は風の鉛直シアアの大きさ (knot/1000ft), 縦軸は高度 (hPa).

### Relative Vorticity

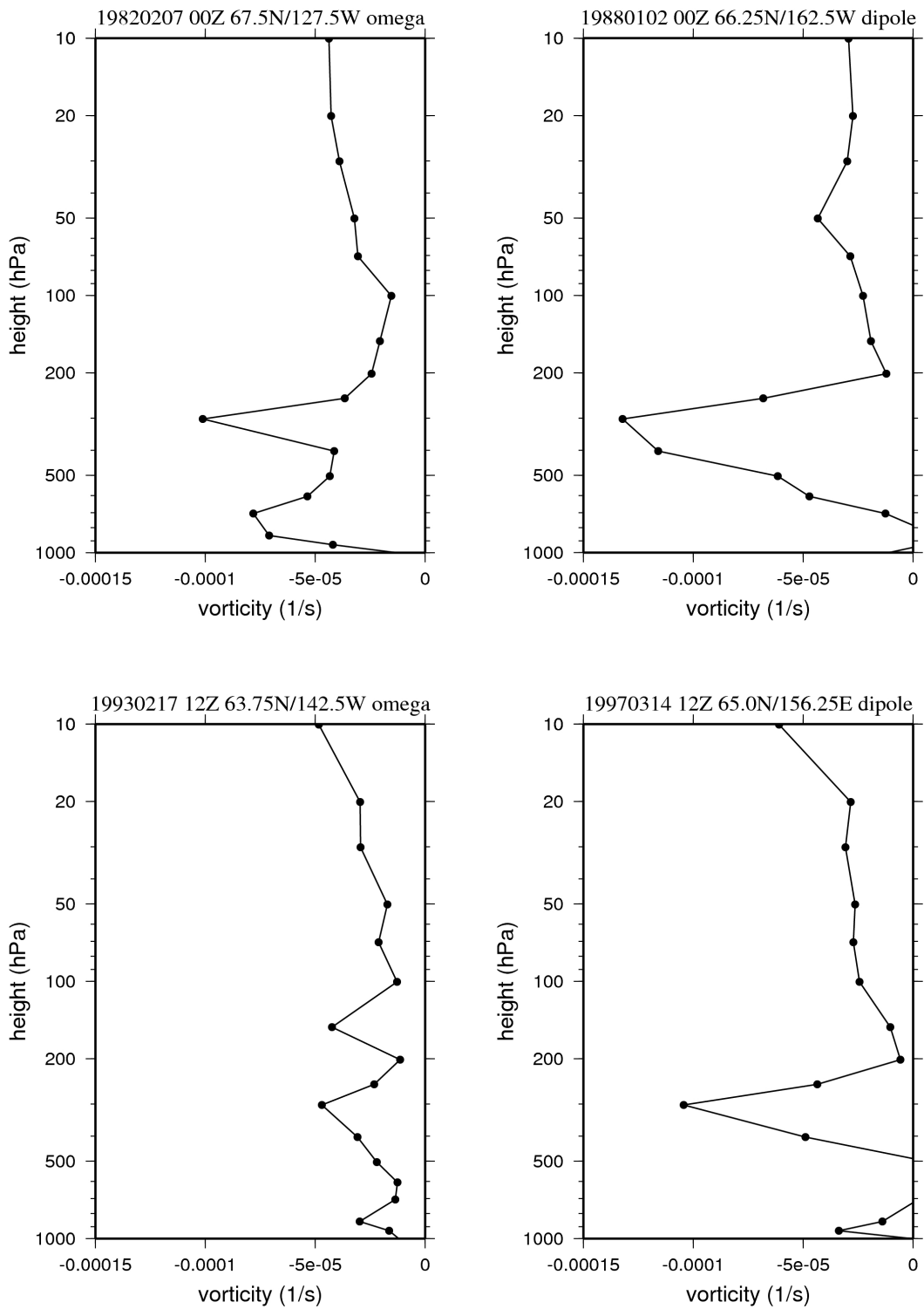


図 43: 相対渦度の鉛直分布 : 傾度風の非地衡風成分の鉛直シアを計算した地点における, 相対渦度の鉛直分布. 左上:1982/02/07/00Z/ 型, 右上:1988/01/02/00Z/双極型, 左下:1993/02/17/12Z/ 型, 右下:1997/03/14/12Z/双極型. 横軸は相対渦度の大きさ (1/s), 縦軸は高度 (hPa).

19820207 00Z 250 hPa

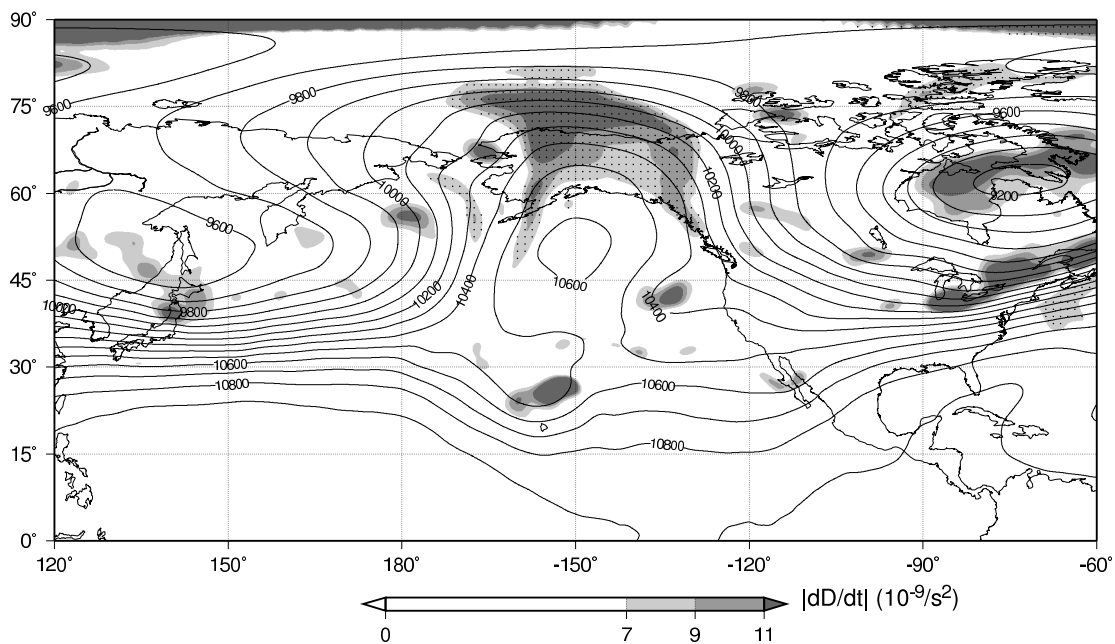


図 44: 1982年2月7日00Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの発散・収束に伴う非地衡風成分の分布: シェードは発散・収束に伴う非地衡風成分(バランスモデルの発散方程式の値). ドットは非地衡風成分が負であることを表す. 細実線はジオポテンシャル高度, 縦軸は経度, 横軸は緯度.

19930217 12Z 250 hPa

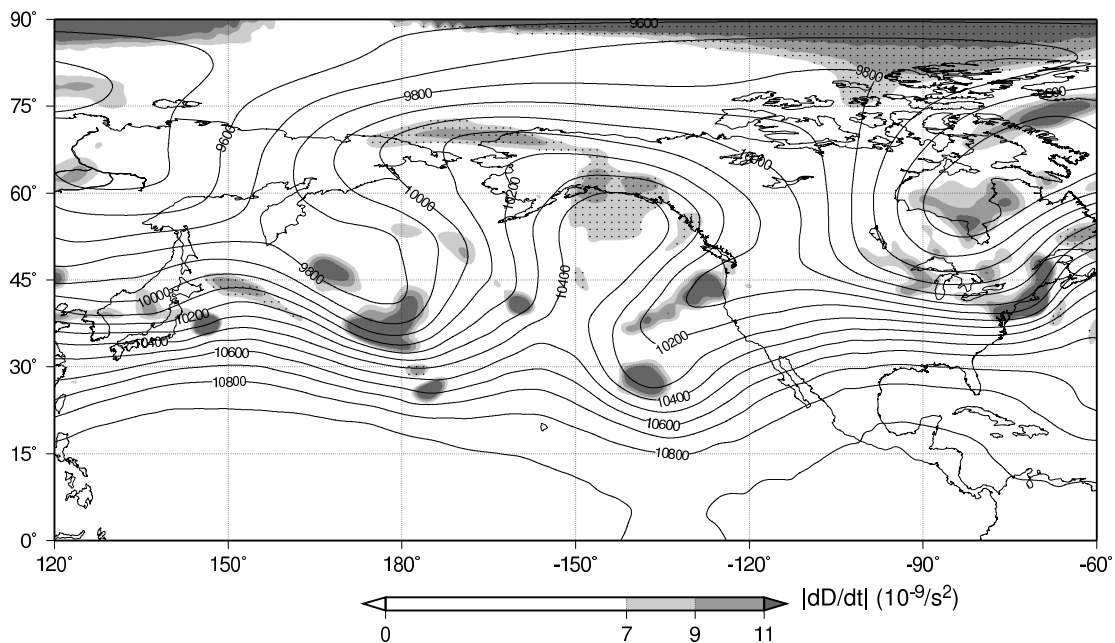


図 45: 1993年2月17日12Zの型ブロッキング高気圧周辺における250 hPaの発散・収束に伴う非地衡風成分の分布: 詳細は図44と同様.

19880102 00Z 250 hPa

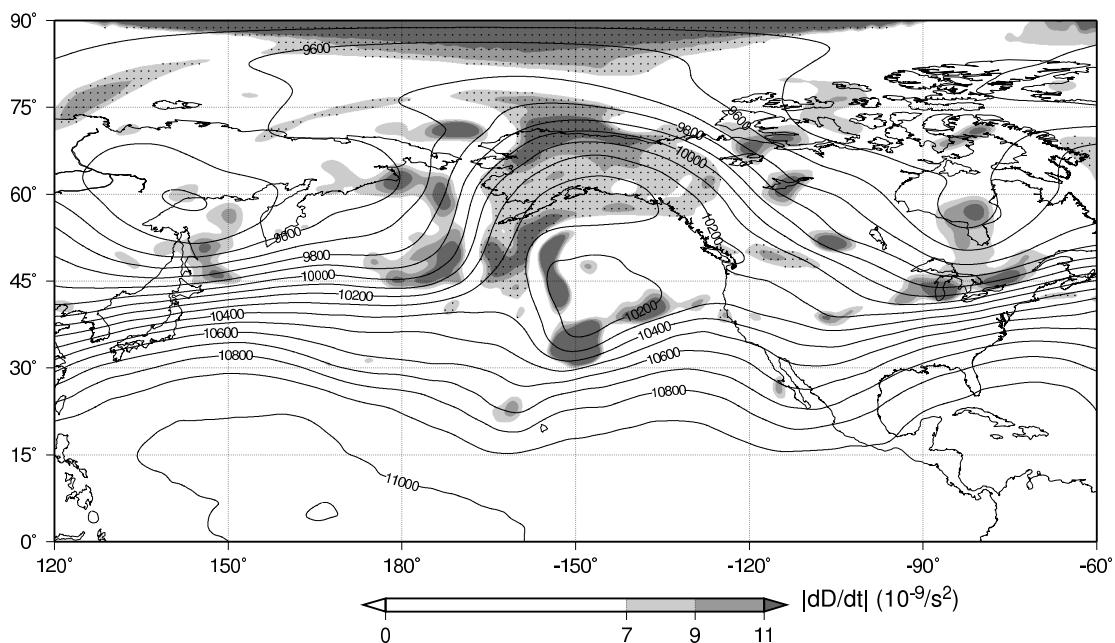


図 46: 1988 年 1 月 2 日 00Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の発散・収束に伴う非地衡風成分の分布: シェードは発散・収束に伴う非地衡風成分 (バランスモデルの発散方程式の値). ドットは非地衡風成分が負であることを表す. 細実線はジオポテンシャル高度, 縦軸は経度, 横軸は緯度.

19970314 12Z 250 hPa

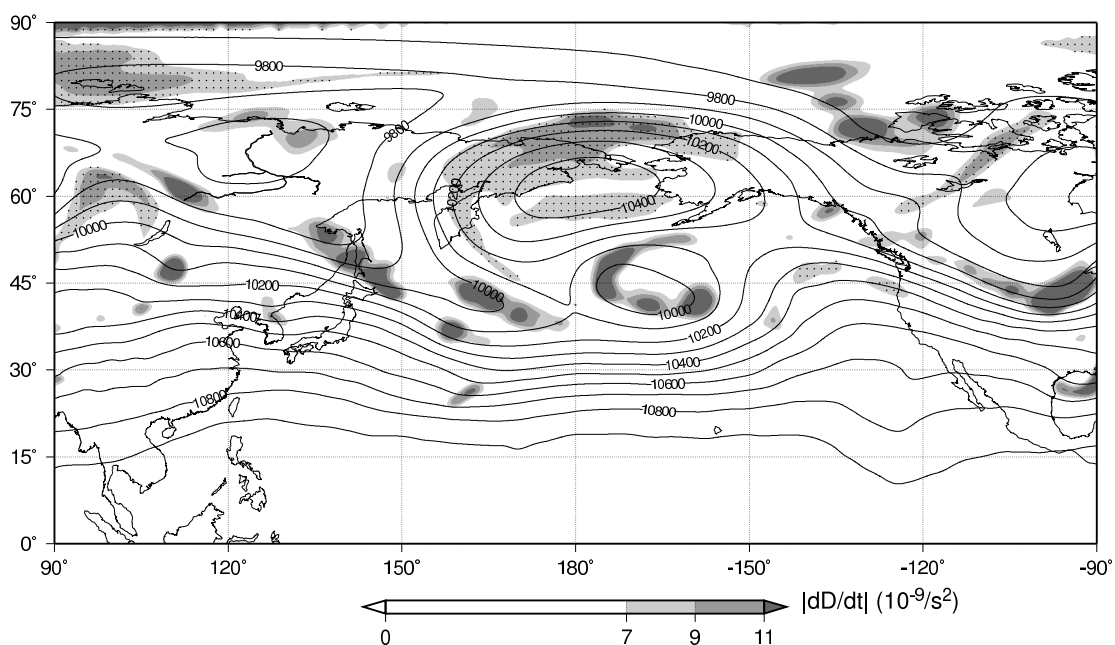


図 47: 1997 年 3 月 14 日 12Z の双極型ブロッキング高気圧周辺における 250 hPa の発散・収束に伴う非地衡風成分の分布: 詳細は図 47 と同様.