

平成 15 年度 卒業論文

ブロッキング発生に伴う
スペクトルエネルギー収支の解析

筑波大学第一学群自然科学類

地球科学主専攻

200000355

寺崎 康児

2004 年 1 月

目次

Abstract	ii
表図目次	iii
1 はじめに	1
2 研究方法	4
2.1 基礎方程式	4
2.1.1 プリミティブ方程式	4
2.1.2 鉛直構造関数	7
2.1.3 水平構造関数	9
2.1.4 3次元ノーマルモード関数展開	11
3 使用データと解析方法	13
3.1 使用データ	13
3.2 順圧大気のエネルギースペクトルの解析方法	13
4 結果と考察	15
4.1 傾圧不安定によるブロッキング	15
4.1.1 スペクトルエネルギー収支の時系列	16
4.1.2 順圧 - 傾圧相互作用	16
4.2 逆カスケードによるブロッキング	17
4.2.1 スペクトルエネルギー収支の時系列	18
4.2.2 順圧 - 傾圧相互作用	19
4.3 ブロッキングの発生要因ごとの割合	19
5 結論	21
6 謝辞	23

Analysis of the Spectral Energy Budget for the Event of the Atmospheric Blocking

Koji TERASAKI

Abstract

Blocking tends to have a barotropic structure, and most of the characteristics can be described by the barotropic component. There are two generating factors in the onset stage of a blocking. One is the upscale energy cascade in the barotropic component from synoptic scale to planetary scale. The other is the baroclinic instability of dipole Charney mode.

In this study, I analyzed the spectral energy budget using three dimensional normal mode energetics for thirty blockings which we subjectivity select from 1979 to 2000. Time change of energy is discribed as the sum of a nonlinear interaction and external forcing to the barotropic component. In this study, the nonlinear interaction means the interaction within the barotropic component and external forcing means barotropic-baroclinic interactions. I study whether atmospheric blocking occurs by the interaction within the barotropic component or the external forcing.

According to the result, it is found that the ratio of upscaling cascade is 30 percent and the external forcing is 70 percent for the total number of the blocking events.

KEYWORDS : blocking, barotropic forcing, nonlinear interaction, three dimensional normal mode energetics

表目次

- 1 1978年から2000年までの各年ごとの本研究で対象としたブロッキングの数。最下段は各ブロッキング発生要因の発生割合 (%)。 52

図目次

- 1 1989年1月28日から1月31日までの北半球における順圧高度場の天気図 26
- 2 1989年2月1日から2月4日までの北半球における順圧高度場の天気図 27
- 3 1989年2月5日から2月8日までの北半球における順圧高度場の天気図 28
- 4 1989年2月9日から2月12日までの北半球における順圧高度場の天気図 29
- 5 1989年2月1日から2月4日までの北半球における東西波数1の順圧高度場の天気図 30
- 6 1989年2月1日から2月4日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図 31
- 7 1988年12月から1989年2月の3ヶ月間の北半球のスペクトルエネルギーの3日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数0のzonalである。 32
- 8 1988年12月から1989年2月の3ヶ月間の北半球の順圧 - 傾圧相互作用 (forcing) の3日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数0のzonalである。 33
- 9 1988年12月から1989年2月の3ヶ月間の北半球の順圧成分間の非線形相互作用の3日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数0のzonalである。 34
- 10 1989年1月28日から1月31日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。 35
- 11 1989年2月1日から2月4日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。 36

12	1989年2月5日から2月8日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。	37
13	1989年2月9日から2月12日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。	38
14	1986年2月5日から2月8日までの北半球における順圧高度場の天気図	39
15	1986年2月9日から2月12日までの北半球における順圧高度場の天気図	40
16	1986年2月13日から2月16日までの北半球における順圧高度場の天気図	41
17	1986年2月17日から2月20日までの北半球における順圧高度場の天気図	42
18	1986年2月9日から2月12日までの北半球における東西波数1の順圧高度場の天気図	43
19	1986年2月9日から2月12日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図	44
20	1985年12月から1986年2月の3ヶ月間の北半球のスペクトルエネルギーの3日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数0のzonalである。	45
21	1985年12月から1986年2月の3ヶ月間の北半球の順圧 - 傾圧相互作用 (forcing) の3日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数0のzonalである。	46
22	1985年12月から1986年2月の3ヶ月間の北半球の順圧成分間の非線形相互作用の3日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数0のzonalである。	47
23	1986年2月5日から2月8日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。	48
24	1986年2月9日から2月12日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。	49
25	1986年2月13日から2月16日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。	50

- 26 1986年2月17日から2月20日までの北半球における東西波数2の順
圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。
赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。 51

1 はじめに

一般に、ブロッキング・PNAのようなテレコネクション・北極振動(AO)などの長周期変動は順圧的な構造を持っている。(Rex 1950; Wallace and Gutzler 1981; Thompson and Wallace 1998) 大気大循環エネルギー論は東西方向の調和関数展開や緯度経度方向の球面調和関数展開、そして鉛直方向の経験的な直交関数展開などの様々な基底関数で循環場の正射投影法を用いて研究されてきた(Saltzman 1957)。

ブロッキングとは、上空のジェット気流が蛇行し、移動性高気圧の経路がブロックされることによって、数日から数週間程度持続し、停滞する現象のことである。このブロッキング高気圧が発生するとその地域では高温などの異常気象となることがしばしばある。

ブロッキングの有名な定義がある。それは次のような定義である。(Rex 1950a,b)

- (1) 偏西風ジェットが2つに枝分かれする(ダブルジェット)。
- (2) 枝分かれした両方のジェットともに相当量の空気を運ぶ。
- (3) ダブルジェットが経度方向に 45° 以上の広がりを持つ。
- (4) 分岐点を挟んで、偏西風が東西型から南北型に明瞭に変化する。
- (5) こういったパターンが10日以上持続し、その連続性が認識できる。

しかしこの定義は主観的定義であり客観性を持ったものではない。また実際ブロッキングのような状態が10日以上も連続的に持続することはそう多くはない。そしてブロッキングに関する研究が進むにつれて様々なブロッキングの定義が提唱されてきた。定量的なブロッキングの定義として、Tibaldi and Molteni (1990) は南北方向の $500hPa$ 高度の差からブロッキングを定義づけたものがある。その他にも Penny and Hoskins (2002) はポテンシャル渦度と温位の観点から、ポテンシャル渦度面においてブロッキングの中心の緯度から北側のブロッキング高気圧と南側の切離低気圧に経度方向に数度の幅を持たせたボックスの中での温位の平均の差でブロッキングを定義し、経度方向やブロッキングの持続期間などによって様々なブロッキングの定義を提唱した。しかし今のところブロッキングの定量的な定義は統一されていないのが現実であり、ブロッキングの定義は未だに曖昧である(松田, 余田 1985)。

今までにブロッキングについては数多くの研究が行われてきた。1940年代に高低気圧波動の成因が傾圧不安定論(Charney 1947; Eady 1949)により解明された後、実に多くの研究者がブロッキングの成因の研究に着手し、論争を続けてきた(田中 1993)。本研究では Tanaka and Kung (1988,1989) で提唱された2つの要因について解析する。

1つ目は、大気では通常、大きな渦から小さな渦へとエネルギーがカスケードするが、

ブロッキングは大気の順圧成分の総観規模擾乱からプラネタリー波へエネルギーが逆カスケードすることによって発生することである (Tanaka and Kung 1988)。通常 3 次元乱流はスケールの大きい方からスケールの小さい方へエネルギーを伝搬する。このことをえねるぎーのカスケードという。エネルギーの逆カスケードとは、2 次元乱流はスケールの小さい方からスケールの大きい方へエネルギーを伝搬することをいう。

2 つ目はダイポールチャーニーモードの傾圧不安定によってブロッキングが発生することである (Tanaka and Kung 1989)。

Tanaka and Kung (1988) では 1978 年 12 月から 1979 年 1 月にかけての 3 つのブロッキングに関するスペクトルエネルギー収支の解析を行っている。しかし、実際のブロッキング現象に対しての 3 次元ノーマルモードエネルギー論を用いた検証例はほとんどない。

3 次元ノーマルモードエネルギー論とは田中 (1985) によって開発された解析方法であり、観測データを 3 次元ノーマルモード関数でフーリエ展開しブロッキングなどの気象現象をスペクトルで解析する手法である。3 次元ノーマルモード関数とは東西波数、緯度のインデックスと鉛直方向のインデックスの領域の 3 つの 1 次元スペクトルエネルギー論を結合する。この方法ではエネルギーの 3 次元的なスペクトル分布とエネルギー変換だけではなく、順圧と傾圧モードの間でのロスビー波、重力波そしてエネルギー変換の特性の原因を突き止めることができる。

Tanaka (1991) では鉛直構造関数、水平構造関数を基底にした 3 次元スペクトルプリミティブ方程式に物理過程として傾圧不安定、地形効果、拡散過程、地表摩擦そしてエクマンポンピングをパラメタライズし組み込むことできわめて簡単な順圧スペクトルプリミティブモデルを開発し、ブロッキング形成の数値実験を行った。

本研究では 3 次元ノーマルモードエネルギー論を NCEP/NCAR (the National Center for Environmental Prediction / National Center for Atmospheric Research) 再解析データを用いて、1978 年から 2000 年までについての 30 例のブロッキングについて解析した。またスペクトルエネルギーによる解析ではスケールの小さいブロッキングについて解析を行うことは難しい。その理由は、スペクトルエネルギーはスケールの小さいブロッキングでは他の気象現象のエネルギーに埋もれてしまい、ブロッキングのエネルギーを的確に捉えることが困難であるからである。そして大西洋やヨーロッパでは Ω 型のブロッキングより双極子型のブロッキングの方が発生しやすいことが分かっている (J. L. Penny and B. J. Hoskins 2002)。また双極子型のブロッキングは Ω 型のブロッキングに比べてその規模は小さい。それによって本研究では主に大西洋やヨーロッパのブロッキングは避けて、太平洋でのブロッキングについて解析した。

第 2 章では、研究方法として 3 次元ノーマルモード関数の導出について説明し、第 3 章

は使用したデータと順圧大気のエネルギースペクトルの解析方法について解説する。第4章では結果と考察として解析したブロッキングについて順圧高度場の天気図、順圧成分間の非線形相互作用と順圧 - 傾圧相互作用の時系列図や天気図などを用いて説明し、分ロッキングの発生要因について定量化をする。最後に第5章では結論を行う。

2 研究方法

2.1 基礎方程式

2.1.1 プリミティブ方程式

本研究で使われるモデルの基礎方程式系は、球面座標系 (緯度 θ , 経度 λ , 気圧 p) で表された水平方向の運動方程式、熱力学第一法則の式、質量保存則、状態方程式、静力学平衡の式から成り立つ。

・水平方向の運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta v + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv + F_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta u + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv + F_v \quad (2)$$

・熱力学第一法則の式

$$\frac{\partial c_p T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla c_p T + \omega \frac{\partial c_p T}{\partial p} = \omega \alpha + Q \quad (3)$$

・質量保存則

$$\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

・状態方程式

$$p\alpha = RT \quad (5)$$

・静力学平衡の式

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\alpha \quad (6)$$

これらの方程式で用いられている記号は次の通りである。

θ : 緯度	ω : 鉛直 p 速度
λ : 経度	F_u : 東西方向の摩擦
u : 東西方向の風速	F_v : 南北方向の摩擦
v : 南北方向の風速	Q : 非断熱加熱率
V : 水平方向の風速	Ω : 地球の自転角速度 ($7.29 \times 10^{-5}[\text{rad/s}]$)
p : 気圧	a : 地球の半径 ($6.371 \times 10^6[\text{m}]$)
t : 時間	c_p : 定圧比熱 ($1004[\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}]$)
T : 気温	R : 乾燥気体の気体定数 ($287.04[\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}]$)
α : 比容	

そして上記の方程式の中で熱力学第一法則の式に質量保存則、状態方程式静力学平衡の式を代入することによって、これらの基礎方程式系を3つの従属変数 (u, v, ϕ) のそれぞれの予報方程式で表すことができる。(Tanaka 1991)

まず始めに気温 T と比容 α 、ジオポテンシャル ϕ について以下のような摂動を与える。

$$T = T_0 + T' \quad (7)$$

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha' \quad (8)$$

$$\phi = \phi_0 + \phi' \quad (9)$$

ここで T_0, α_0, ϕ_0 はそれぞれ全球平均量であり、 T', α', ϕ' は全球平均量からの偏差である。(7) から (9) 式を状態方程式と静力学平衡の式に適用すると、

$$p\alpha_0 = RT_0 \quad (10)$$

$$p\alpha' = RT' \quad (11)$$

$$\frac{d\phi_0}{dp} = -\alpha_0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial\phi'}{\partial p} = -\alpha' \quad (13)$$

これら (7) ~ (13) 式を用いて熱力学第一法則の式を変形すると、

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \left(\frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{RT'}{pc_p} \right) + \omega \left(\frac{dT_0}{dp} - \frac{RT_0}{pc_p} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (14)$$

となる。ここで $T_0 \gg T'$ が成り立つので、(14) 式の左辺の第3項において、気温の摂動の断熱変化項は無視することができる。つまり、

$$\omega \frac{RT_0}{pc_p} \gg \omega \frac{RT'}{pc_p} \quad (15)$$

である。また左辺の第 4 項において、全球平均気温 T_0 を用いることで、以下のような大気の静的安定度パラメータ γ を導入することができる。(Tanaka 1985)

$$\gamma = \frac{RT_0}{c_p} - p \frac{dT_0}{dp} \quad (16)$$

よってこの関係式を用いて (14) 式を変形すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{p^2}{\gamma R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} - \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \omega = \frac{Qp}{c_p \gamma} \quad (17)$$

さらに (17) 式の両辺を p で微分し、質量保存則を適用すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{\gamma R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \\ & = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

となる。以上より熱力学第一法則の式 (3) から気温 T と比容 α を消去し、摂動ジオポテンシャル ϕ' の予報方程式を導くことができた。これによって 3 つの従属変数 (u, v, ϕ') に対して、3 つの予報方程式 (1),(2),(18) が存在するので解を一意的に求めることができる。これらの 3 つに式をまとめて行列表示すると次式のようなになる (Tanaka 1991)。

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} = \mathbf{N} + \mathbf{F} \quad (19)$$

ここで τ は無次元化した時間であり、 $\tau = 2\Omega t$ である。

\mathbf{U} : 大気の状態変数

$$\mathbf{U} = (u \quad v \quad \phi')^T \quad (20)$$

\mathbf{M} : 鉛直方向の微分オペレーター

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{\omega R} \frac{\partial}{\partial p} \end{pmatrix} \quad (21)$$

L : 水平方向の微分オペレーター

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin \theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{\partial(\cdot) \cos \theta}{a \cos \theta \partial \theta} & 0 \end{pmatrix} \quad (22)$$

N : 非線形項

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] \end{pmatrix} \quad (23)$$

F : 外部強制項

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} F_u \\ F_v \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \end{pmatrix} \quad (24)$$

2.1.2 鉛直構造関数

基本状態として静止した大気を考えると、断熱・摩擦なしの条件下で微小運動に対する摂動プリミティブ方程式 (19) は、非線形項 $\mathbf{N} = 0$ 、外部強制項 $\mathbf{F} = 0$ となり、次式のようになる。

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \mathbf{L} \mathbf{U} = 0 \quad (25)$$

この方程式において、従属変数 \mathbf{U} を水平方向と鉛直方向に、鉛直構造関数 (vertical structure function) $G_m(p)$ を用いて変数分離する。

熱力学方程式 (\mathbf{U} の第 3 成分に関する式) の第 m 鉛直モードは変数分離により、

$$\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial G_m}{\partial p} + \frac{1}{gh_m} G_m = 0 \quad (26)$$

ここで、分離変数 h_m は等価深度 (equivalent height) と呼ばれる。式 (26) は鉛直構造方程式と呼ばれ、適当な境界条件を与えれば有限要素法、あるいはガラーキン法 (Galerkin method) により解が得られる (Tanaka 1985)。

第 m モードの鉛直構造関数 (または鉛直ノーマルモード) $G_m(p)$ は次の直交条件を満たす。

$$\frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} G_m(p) G_n(p) dp = \delta_{mn} \quad (27)$$

ここで添え字 m, n は異なる固有ベクトルを意味する。 δ_{mn} はクロネッカーのデルタ、 p_s は平均地表気圧である。

以上のような鉛直構造関数 $G_m(p)$ の正規直交性を利用することで、気圧 p の任意の関数 $f(p)$ に関して、次の鉛直変換 (vertical transform) を導くことができる。

$$f(p) = \sum_{m=0}^{\infty} f_m G_m(p) \quad (28)$$

$$f_m = \frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} f(p) G_m(p) dp \quad (29)$$

ここで f_m は第 m 鉛直モードの鉛直変換係数である。

この鉛直変換を用いて \mathbf{U} を展開すると、

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= (u, v, \phi)^T \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} (u_m, v_m, \phi_m)^T G_m(p) \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} \mathbf{U}_m G_m(p) \end{aligned} \quad (30)$$

ここで添え字 m は鉛直モード (vertical mode number) を意味する。

$m \geq 1$ は傾圧 (baroclinic) モード、または内部 (internal) モードといい、 m 番目のモードに関しては鉛直方向に m 個の節を持つ。また $m = 0$ は順圧 (barotropic) モード、または外部 (external) モードと呼ばれ、鉛直方向に節を持たず、鉛直方向にはほとんど値は変化しない。

この式を (19) 式に代入すると

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta v_m + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi_m}{\partial \lambda} = 0 \quad (31)$$

$$\frac{\partial v_m}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta u_m + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi_m}{\partial \theta} = 0 \quad (32)$$

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial t} + gh_m \nabla \cdot \mathbf{V}_m = 0 \quad (33)$$

以上の方程式系は、水平構造方程式 (horizontal structure equation)、またはラプラス潮汐方程式 (Laplace's tidal equation) と呼ばれ、静止大気を基本状態としている。

2.1.3 水平構造関数

鉛直方向に変数分離した後の第 m 鉛直モードの時間、水平方向に関する方程式は、

$$\mathbf{M}_m \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{U}_m + \mathbf{L} \mathbf{U}_m = 0 \quad (34)$$

ここで

$$\mathbf{M}_m = \text{diag}(1, 1, \frac{1}{gh_m}) \quad (35)$$

また、従属変数 \mathbf{U} と方程式系全体に次元を持たせるために、以下のようなスケール行列 \mathbf{X}_m と \mathbf{Y}_m を導入する。

$$\mathbf{X}_m = \text{diag}(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, gh_m) \quad (36)$$

$$\mathbf{Y}_m = 2\Omega \text{diag}(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, 1) \quad (37)$$

これらを用いて式 (34) を変形すると、

$$(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m) \frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) = 0 \quad (38)$$

ここで、

$$\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m = 2\Omega^{-1} \text{diag}(1, 1, 1) \quad (39)$$

より

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) = 0 \quad (40)$$

この式 (40) の解は、水平構造関数 (horizontal structure function)、またはハフ関数 (Hough function) と呼ばれ、 \mathbf{H}_{nlm} と表す。ここで、 \mathbf{H}_{nlm} は第 m 鉛直モードに相当する水平ノーマルモード、つまり自由振動を表し、添え字の n は東西波数 (zonal wave number)、 l は南北波数 (meridional wave number) を意味する。式 (40) の解 \mathbf{H}_{nlm} は、それぞれの振動モード nlm に対応する無次元化固有振動数 σ_{nlm} と共に、固有値問題を解くことで求めることができる。

kasahara and Puri(1981) によると、式 (40) の解 \mathbf{U}_m は、 \mathbf{H}_{nlm} を用いることで、次のように変数分離することができる。

$$\mathbf{U}_m(\lambda, \theta, \tau) = \mathbf{X}_m \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \exp(i\sigma_{nlm}\tau) \quad (41)$$

この式 (41) を水平構造方程式 (40) に代入すると、

$$i\sigma_{nlm}\mathbf{H}_{nlm} + (\mathbf{Y}_m^{-1}\mathbf{L}\mathbf{X}_m)\mathbf{H}_{nlm} = 0 \quad (42)$$

ここで、ハフ調和関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ はハフベクトル関数 Θ_{nlm} (Hough vector function) と三角関数 $\exp(in\lambda)$ とのテンソル積として以下のように表される。

$$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = \Theta_{nlm}(\theta) \exp(in\lambda) \quad (43)$$

$$\Theta_{nlm}(\theta) = \begin{pmatrix} \mathbf{U}_{nlm}(\theta) \\ -i\mathbf{V}_{nlm}(\theta) \\ \mathbf{Z}_{nlm}(\theta) \end{pmatrix} \quad (44)$$

南北波数 l に関しては、異なった 3 種類のモードから構成される。1 つは低周波の西進するロスビーモード (Rossby mode) l_r で、残りの 2 つは、高周波の西進と東進の重力波モード (gravity mode) l_w, l_e から成り立つ。

ハフ調和関数は次の直行条件を満たす。

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{H}_{nlm} \cdot \mathbf{H}_{n'l'm}^* \cos \theta d\lambda d\theta = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \quad (45)$$

アスタリスクは複素共役を示す。また、 nlm と $n'l'm$ は異なったモードを意味する。この関係から、次のフーリエ - ハフ変換 (Fourier-Hough transform) が導かれる。

第 m 鉛直モードに相当する物理空間における任意のベクトル関数を $\mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau$ とすると

$$\mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_{nlm}(\tau) \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \quad (46)$$

$$w_{nlm}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{H}_{nlm} \mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) \mathbf{H}_{nlm}^*(\lambda, \theta) \cos \theta d\lambda d\theta \quad (47)$$

となる。ここで $w_{nlm}(\tau)$ はフーリエ - ハフ変換係数である。

式 (34) にこのフーリエ - ハフ変換を施すと、次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial \tau} w_{nlm} + i\sigma_{nlm} w_{nlm} = 0 \quad (48)$$

上式によると、固有振動数 σ_{nlm} は実数なので、第 2 項目の線形項は波動の位相のみを表現し、波の振幅は変化させないことを意味している。

2.1.4 3次元ノーマルモード関数展開

ここでは今までに扱った鉛直構造関数と水平構造関数を結合させ、静止大気を基本状態とした3次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ (three-dimensional normal mode function) を構成し、その3次元ノーマルモード関数を用いて、式(19)で表されたプリミティブ方程式を3次元スペクトル表記する。3次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ は、 $G_m(p)$ と $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ とのテンソル積で定義される。つまり、

$$\begin{aligned}\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) &= G_m(p)\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \\ &= G_m(p)\Theta_{nlm}(\theta)\exp(in\lambda)\end{aligned}\quad (49)$$

である。この3次元ノーマルモード関数は、以下で定義される内積の下で直交条件を満たすことが示されている (Tanaka and Sun 1990)。

$$\begin{aligned}\langle \Pi_{nlm}, \Pi_{n'l'm'} \rangle &= \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \Pi_{nlm}\Pi_{n'l'm'}^* \cos\theta d\lambda d\theta dp \\ &= \delta_{nn'}\delta_{ll'}\delta_{mm'}\end{aligned}\quad (50)$$

この3次元ノーマルモード関数の直交性を利用することで、(19)式における \mathbf{U} 、 \mathbf{F} に関して、次のように波数展開することができる (Tanaka and Kung 1989)。

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M w_{nlm} \mathbf{X}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (51)$$

$$\mathbf{F}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M f_{nlm} \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (52)$$

ここで、 $w_{nlm}(\tau)$ 、 $f_{nlm}(\tau)$ はそれぞれ従属変数ベクトル \mathbf{U} と外部強制項ベクトル \mathbf{F} に関する展開係数であり、時間 τ だけの関数である。また、東西波数と南北波数、鉛直波数それぞれ N, L, M で波数切断している。式(19)と $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ の内積をとると、

$$\left\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \mathbf{L}\mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \right\rangle = 0 \quad (53)$$

となり、この式に、式(51)(52)の関係を適用すると、外部強制項を伴った連立常微分方程式として、スペクトル表示によるプリミティブ方程式を記述することができる。

$$\frac{\partial w_i}{\partial \tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j w_k + f_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots, K) \quad (54)$$

添え字 i, j, k は 3 重添え字 $nlm, n'l'm', n''l''m''$ を略したものである。 σ_i は、静止状態を基本状態とした水平構造方程式を構成する固有値問題より得られる無次元の固有振動数であり、潮汐振動数と呼ばれる。 r_{ijk} は非線形の波 - 波相互作用 (wave-wave interaction) あるいは、帯状 - 波相互作用 (zonal-wave interaction) に関する相互作用係数 (interaction coefficients) であり、すべての波数間の相互作用を示した係数であり、実数である。以上により、順圧成分と傾圧成分からなる鉛直構造関数、ロスビーモードと重力波モードからなる水平構造関数、この両方を用いることでプリミティブ方程式をスペクトル表示で表すことができる。

本研究ではブロッキングという現象が順圧的な構造を持つことから、大気の順圧成分のみを取り出した。式 (53) において、行列表記したプリミティブ方程式 (19) と鉛直モード ($m = 0$) の 3 次元ノーマルモード関数の内積をとり、大気の順圧成分を抽出した。

$$\left\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \mathbf{L}\mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_0^{-1} \Pi_{nl0} \right\rangle = 0 \quad (55)$$

これをスペクトル表記すると、

$$\frac{\partial w_i}{\partial \tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j,k}^K r_{ijk} w_j w_k + f_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots, K) \quad (56)$$

そして本来ならば、右辺第 1 項の非線形の項には順圧 - 順圧、順圧 - 傾圧相互作用を含むが、本研究では順圧 - 順圧相互作用のみをこの非線形項に含むことにし、順圧 - 傾圧相互作用は第 2 項の Forcing に入れた。

3 使用データと解析方法

3.1 使用データ

本研究で使用したデータは NCEP/NCAR (the National Center for Environmental Prediction / National Center for Atmospheric Research) 再解析データである。

- ・ 水平グリッド間隔 : $2.5^\circ \times 2.5^\circ$
- ・ 鉛直グリッド間隔 : 17 層 (1000 , 925 , 850 , 700 , 600 , 500 , 400 , 300 , 250 , 200 , 150 , 100 , 70 , 50 , 30 , 20 , 10 hPa)
- ・ 気象要素 : 水平風 (u, v)、ジオポテンシャル ϕ
- ・ 期間 : 1950 年 1 月 1 日 ~ 2000 年 12 月 31 日
- ・ 時間間隔 : 00Z , 06Z , 12Z , 18Z

3.2 順圧大気のエネルギースペクトルの解析方法

ブロッキングは順圧的な構造をしているので、ブロッキングのスペクトルエネルギー収支は大気の順圧成分によって表現できる。

式 (56) において w_i はある波の振幅を表している。よってある波数の波のエネルギーは、

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{1}{2} p_s h_m |w_i|^2 \\ E_0 &= \frac{1}{4} p_s h_m |w_0|^2 \end{aligned} \quad (57)$$

と表すことができる。ここで p_s は地表面気圧、 h_m は等価深度そして E_0 の添え字の 0 は東西波数 0 を示している。逆複素フーリエ変換において波数 0 の展開係数は、波数 1 以上の展開係数の $\frac{1}{2}$ となる。この式においてのみ i は波数 0 以外を示す。この式の両辺を時間 t で微分すると

$$\frac{dE_i}{dt} = \Omega p_s h_m \left(\frac{dw_i}{d\tau} w_i^* + \frac{dw_i^*}{d\tau} w_i \right) \quad (58)$$

この式 (58) の右辺に式 (56) を代入して整理すると、

$$\begin{aligned} \frac{dE_i}{dt} = \Omega p_s h_m [& (-i\sigma_i w_i - i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j w_k + f_i) w_i^* \\ & + (i\sigma_i w_i^* + i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j^* w_k^* + f_i^*) w_i] \end{aligned} \quad (59)$$

$$\frac{dE_i}{dt} = \Omega p_s h_m [(-i w_i^* \sum_{j,k} r_{ijk} w_j w_k + i w_i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j^* w_k^*) + w_i f_i^* + w_i^* f_i] \quad (60)$$

となり、線形項が消去される形となる。そしてこの式 (60) において

$$N_i = \Omega p_s h_m (-i w_i^* \sum_{j,k} r_{ijk} w_j w_k + i w_i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j^* w_k^*) \quad (61)$$

$$F_i = \Omega p_s h_m (w_i f_i^* + w_i^* f_i) \quad (62)$$

と置くことによって、次のようなエネルギー方程式を得ることができる。

$$\frac{dE_i}{dt} = N_i + F_i \quad (63)$$

ここで N は順圧成分間の非線形相互作用、 F は摩擦などの粘性項と順圧 - 傾圧相互作用を表している。

本研究では式 (57),(62) を用いて、スペクトルエネルギーと Forcing を計算し、順圧成分間の非線形相互作用は式 (63) の残差として求めることによって、ブロッキング発生時のおけるスペクトルエネルギー収支の解析を行った。

4 結果と考察

本研究ではブロッキング発生時のスペクトルエネルギー収支をできる限り多くのブロッキング事例に関してそのエネルギー解析を行った。ノーマルモードエネルギー論によるスペクトルエネルギー解析では全球のエネルギーで、ブロッキングの領域のみのエネルギーではない。したがってブロッキングの規模が小さすぎると、その他の擾乱のエネルギーの中に埋もれてしまう可能性があり、正確な解析ができなくなってしまうので、本研究では東西波数が1から2程度の規模の大きいブロッキングのみを解析の対象にした。

4.1 傾圧不安定によるブロッキング

1989年2月に太平洋上で巨大なブロッキングが発生した。図1から図4は1989年1月28日から2月12日までの順圧高度場の天気図である。天気図を見てみると、1月28日頃から太平洋の中央付近で波が増幅し始めリッジが形成され始めた。そして徐々に東進しながらそのリッジがその勢力を強めている。そして波が砕波し、2月4日から5日くらいにかけて Ω 型のブロッキングが発生したということがわかる。

そしてブロッキングのスペクトルエネルギーを解析するに当たって、そのブロッキングの東西波数を把握しておく必要があるので東西波数を全て足し合わせた順圧高度場(図1~4)と東西波数1、2ごとの順圧高度場(図5,6)からそれを判断する。まず東西波数1の図5を見てみる。すると2月1日、2日の波数1の順圧高度場では正のピークがアラスカ最北端付近がある。しかし図2を見るとアラスカ南部または西部付近でリッジが成長して砕波しブロッキングが発生しているので領域とは一致せず、また3日と4日にはブロッキングが発生しているがブロッキング発生位置はアラスカ最南部であるのに対して東西波数1の高度場のピークは依然としてアラスカ最北端に位置しているので、このブロッキングは波数1ではないと思われる。次に図6の波数2の順圧高度場で見ると、2月1日と2日は高度場の正のピークがアラスカ西部にあり図2の順圧高度場の天気図のリッジの位置との位置が見られる。図2からその後3日と4日にもブロッキングが発生し少しずつではあるが東進している。波数2の順圧高度場の正のピークも徐々に東進していて、その位置もブロッキングの発生する領域とはっきりとした一致が見られる。よってこのブロッキングは東西波数2の波として表現される。

4.1.1 スペクトルエネルギー収支の時系列

このブロッキングが発生するに至る際のスペクトルエネルギーを解析した。図 7 は 1988 年 12 月から 1989 年 2 月までのスペクトルエネルギーの時系列図である。ブロッキング発生に伴いプラネタリースケールのスペクトルエネルギーは増加することが予想される。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波、そして帯状である。プラネタリー波のエネルギーを見てみると、1 月の後半からエネルギーが増加し、ブロッキングが発生した 2 月 5 日付近にエネルギーがピークに達していることがわかる。

このブロッキング発生に伴うエネルギーの増加の原因を調べていく。式 (63) よりエネルギーの時間変化は順圧成分間の非線形相互作用つまり逆カスケードか順圧 - 傾圧相互作用つまりダイポールチャーニモードの傾圧不安定によるものだということがわかる。そこでこのブロッキング発生によるプラネタリー波のエネルギーの増幅が逆カスケード、傾圧不安定のどちらの影響によるものかを考えてみる。図 8 は順圧 - 傾圧相互作用を示したものである。ブロッキング発生期にあたる 1 月下旬から 2 月の初めの辺りを見ると、大きく正になっていて順圧 - 傾圧相互作用はエネルギーを増幅していることがわかる。次に図 9 は順圧成分間の非線形相互作用を示したものである。これを同じ時期について見てみると、すると負になっていて順圧成分間の非線形相互作用はプラネタリー波のエネルギーを減衰させていることがわかる。

4.1.2 順圧 - 傾圧相互作用

次にこのブロッキングに関して東西波数 2 のエネルギーを増加させる要因が本当に Forcing によるものかどうかを調べる。式 (56) において w_i というのは u, v, ϕ の 3 つの情報を持っている。そして高度場に関して言えば w_i はジオポテンシャル ϕ を示している。式 (56) から見て $\frac{dw_i}{d\tau}$ と f_i の次元は等しくなるので、 f_i つまり Forcing はジオポテンシャルの時間変化を表していることがわかる。 f_i や左辺第 1 項を 3 次元ノーマルモード展開で逆フーリエ変換することによって、順圧 - 傾圧相互作用と非線形相互作用についての天気図を作ることができる。しかし式 (56) の各項のオーダーを考えると、 $\frac{dw_i}{d\tau}$ と f_i は 10^{-5} であり、線形項 $i\sigma w$ と非線形項 $-i \sum_{j,k}^K r_{ijk} w_j w_k$ は 10^{-4} である。すると順圧 - 傾圧相互作用 f_i は高度場の時間変化量として見積もることができるが、順圧成分間の非線形相互作用は線形項の値に大きく左右されるので高度場の時間変化量としてみることは難しい。よって本研究では順圧成分間の非線形相互作用については天気図に示さず、順圧 - 傾圧相互作用の天気図のみで考察する。

このことについてこのブロッキングの東西波数 2 について見てみる。図 10 から図 13 は東西波数 2 の順圧高度と順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせたものである。1989 年 1 月 28 日の図を見ると高度場と順圧 - 傾圧相互作用の位相がちょうど 45° ずれた形になっている。これは波として表現したときに正負のそれぞれのピークにおいては高度場が変化しないので、波の振幅は変化しない。従ってスペクトルエネルギーは波の振幅の 2 乗に比例するので、この波数 2 のエネルギーは増幅も減衰もしていないことになる。1 月 30 日の図を見ると、高度場が正のところを順圧 - 傾圧相互作用で押し下げ、高度場が負になっているところを押し上げる形になっていて、東西波数 2 の順圧高度場の振幅を押さえようと順圧 - 傾圧相互作用が働いている。これは東西波数 2 のエネルギーが順圧 - 傾圧相互作用によって減衰しているといえる。そして波が増幅している 2 月 1 日の図を見てみると、さほど強くはないが高度場が正になっているところで順圧 - 傾圧相互作用が正、高度場が負になっているところでは順圧 - 傾圧相互作用は負となっている。これは東西波数 2 の順圧高度場の振幅が順圧 - 傾圧相互作用によって増幅されていることになる。その後は順圧 - 傾圧相互作用によって東西波数 2 のエネルギーは増幅され続け 2 月 7 日と 8 日頃には 1 月 28 日と同様に高度場と順圧 - 傾圧相互作用の位相が 45° ずれ、増幅も減衰もしない形になっている。しかしその後 2 月 9 日頃からまた順圧 - 傾圧相互作用は波数 2 のエネルギーを増幅し始め、11 日にはかなりの強さで増幅させていることがわかる。以上のことよりまたブロッキングが発生した領域、太平洋中央付近では高度場は正になっていて、順圧 - 傾圧相互作用も正になっているので順圧 - 傾圧相互作用はブロッキング発生に対して正の働きをしている。

以上のことからこの 1989 年 2 月の巨大なブロッキングが順圧 - 傾圧相互作用によって励起され立ち上がったものであるということがいえる。

4.2 逆カスケードによるブロッキング

前節と同じように 1986 年 2 月に発生したブロッキングのスペクトルエネルギー収支について述べる。図 18 から図 21 は 1986 年 2 月 5 日から 2 月 20 日までの順圧高度場の天気図である。このときの天気図を見てみると 1986 年 2 月 5 日頃から北太平洋東部で波が増幅し始め、7 日に一度ブロッキングのような形になるがすぐに弱まり消滅する。しかし、その後またすぐに増幅し始め 11 日は再びブロッキングが発生し、勢力を維持しながら西に移動し、21 日頃から北太平洋中部で弱まり消滅した。

またブロッキングのスケールを東西波数を全て足し合わせた順圧高度場 (図 18 ~ 図 21) と東西波数 1、2 ごとの順圧高度場 (図 22,23) からそれを判断する。1986 年 2 月 9 日に

は図 19 の順圧高度場の天気図からリッジはアメリカ大陸西海岸の太平洋東部付近に位置しているが、図 22 から東西波数 1 の順圧高度場のピークはカナダの最北部に位置していることがわかる。それぞれの位置関係がかなり遠くなっているのでこのブロッキングのスケールは波数 1 ではないと思われる。2 月 10 日を見てみると 9 日とほとんど状況に変化がないことがわかる。11 日はブロッキングがアラスカ南部にはっきりと見ることができ。しかし東西波数 1 の順圧高度場のピークは少し西に移動してアラスカの北の北極海上にある。12 日にはブロッキングが経度にして数度西に移動した。そして東西波数 1 の順圧高度場のピークも西に移動したがその位置に一致は見ることができない。次に東西波数 2 の順圧高度場を見てみる。1986 年 2 月 9 日には図 19 の順圧高度場の天気図からリッジはアメリカ大陸西海岸の太平洋東部付近に位置している。その時波数 2 の順圧高度場のピークもアメリカ大陸西海岸から太平洋東部付近に位置しており、ある程度の一致が見られる。次に 2 月 10 日を見てみると 9 日とほとんど状況に変化がないことがわかる。11 日から 12 日にかけては前に述べたとおりブロッキングはアラスカ南岸沿いを西進している。図 23 の波数 2 の順圧高度場のピークはアラスカ南部にあって、11 日はアラスカの南東部近辺にピークがあったが、12 日は西に移動してアラスカ西部にピークがあり波数 2 の順圧高度場のピークも西に移動していることがわかる。よってこのブロッキングは東西波数 2 の波として表現される。

4.2.1 スペクトルエネルギー収支の時系列

このブロッキングについて波が増幅し始めた 5 日からブロッキングが発生した 11 日までのスペクトルエネルギー収支を見てみる。図 24 は 1985 年 12 月から 1986 年 2 月までのスペクトルエネルギーの時系列図である。波が増幅し始めた 2 月 5 日から 11 日までについて見てみると、順圧高度場において波が増幅するにつれてプラネタリー波のスペクトルエネルギーが増加しているのがわかる。そしてそれと同時期の総観規模擾乱のスペクトルエネルギーを見ると、プラネタリー波が増加しているときに総観規模擾乱のスペクトルエネルギーは減少している。このことは総観規模擾乱のスペクトルエネルギーがプラネタリー波のスペクトルエネルギーへと逆カスケードしたことを示唆している。

図 25 は順圧 - 傾圧相互作用を示した図である。ブロッキング発生前の 2 月上旬のプラネタリー波の順圧 - 傾圧相互作用の時系列を見ると負になっている。これは順圧 - 傾圧相互作用がプラネタリー波のスペクトルエネルギーを減衰させていることがわかる。つまり順圧 - 傾圧相互作用はブロッキング発生に対して負の働きをしているということである。図 26 は順圧成分間の非線形相互作用の時系列図である。2 月 7 日から 13 日にかけてブ

ラネタリー波で正の値になっていてプラネタリー波のエネルギーを増加させていることがわかる。また総観規模擾乱で順圧成分間の非線形相互作用は負の値となっている。これは総観規模擾乱からプラネタリー波へとエネルギーが逆カスケードしていることを示している。

4.2.2 順圧 - 傾圧相互作用

次にブロッキングを発生させた原因を探るために前節と同様に順圧 - 傾圧相互作用と順圧成分間の非線形相互作用を見してみる。図 27 から図 30 は 1986 年 2 月 5 日から 20 日までの北半球における東西波数 2 の順圧高度場に東西波数 2 の順圧 - 傾圧相互作用を重ねた図である。まず 2 月 5 日の図を見してみる。波数 2 の順圧高度場が正の領域では順圧 - 傾圧相互作用は負、順圧高度場が負の領域では順圧 - 傾圧相互作用は正となっていて、順圧 - 傾圧相互作用はブロッキングの発生を抑える方に働いている。そして色の濃淡から見て 2 月 9 日から 2 月 10 日にかけては波数 2 のスペクトルエネルギーを減衰させる程度は弱い、2 月 5 日からこのように順圧 - 傾圧相互作用が東西波数 2 のスペクトルエネルギーを減衰させる状態が続いていることが見られる。しかしブロッキングが発生した 11 日頃からブロッキングが徐々に西進し始めたために順圧 - 傾圧相互作用との位相がずれ始めた。2 月 12 日には波数 2 の順圧高度場と順圧 - 傾圧相互作用の位相が 45° ずれた形になり、それまでは順圧 - 傾圧相互作用は波数 2 のスペクトルエネルギー減衰させていたが、この日に順圧 - 傾圧相互作用によるスペクトルエネルギーの増減は 0 になった。そして 2 月 13 日には順圧 - 傾圧相互作用も東に移動し波数 2 の順圧高度場と順圧 - 傾圧相互作用の位相が合うようになり、順圧高度場が正の領域で順圧 - 傾圧相互作用は正、順圧高度場が負の領域では順圧 - 傾圧相互作用は負となり、順圧 - 傾圧相互作用が東西波数 2 のエネルギーを増幅させようとしていることがわかる。そしてまた 18 日頃からは東西波数 2 を抑えるような形となった。以上よりこのブロッキングの発生要因は順圧 - 傾圧相互作用ではなく順圧成分間の非線形相互作用つまり逆カスケードであることが分かる。

4.3 ブロッキングの発生要因ごとの割合

ブロッキングが発生する時のスペクトルエネルギー収支には 2 つの形態があることが言える。1 つ目は順圧 - 傾圧相互作用、2 つ目は順圧成分間の非線形相互作用、つまり逆カスケードによるものである。順圧高度場の天気図と東西波数 1 および 2 の順圧高度場の天気図からブロッキングの波数を特定し、その波数におけるエネルギー収支についてエネルギースペクトルの時系列図そして順圧成分間の非線形相互作用の図と順圧 - 傾圧相互作用

用の図から解析していくことでブロッキング発生時におけるスペクトルエネルギー収支を調べた。前節では 1989 年 2 月と 1986 年 2 月のブロッキングについてしか解析例を載せていないが同様の方法で 1978 年から 2000 年までの 30 例のブロッキングについて解析を行った。その結果、それぞれブロッキングについて発生した要因を解析して、その割合を示したものが表 1 である。それによると、順圧 - 傾圧相互作用によるものが 70%、逆カスケードによるものが 30% という結果になった。

5 結論

ブロッキングはジェット気流が蛇行することによって温暖な高気圧の経路がブロックされ、数日から数週間程度持続し、また停滞する現象のことである。ブロッキングが発生するとその地域では異常高温などの異常気象に見舞われる。そしてテレコネクションの影響によってブロッキングが発生した場所と離れた場所でも異常気象となることがある。

このブロッキングに関しては今まで様々な研究が行われてきた。しかしブロッキングの定義は様々な定義が提唱され1つに決まっていない。またブロッキングの発生要因に関しても様々な見解があり、これといった発生要因ははっきりと解明されていないのが現状である。この異常気象を引き起こすブロッキングを予報することは防災の面から考えても重要である。そのためにはブロッキングが発生し、その勢力を発達そして維持させ、消滅するというブロッキングのライフサイクルのメカニズムを解明することは不可欠である。

そこで本研究ではブロッキング発生時のスペクトルエネルギー収支の解析と行うことでブロッキングが発生して、発達そして維持、消滅するまでのスペクトルエネルギーの収支を行うのではなく、波が増幅し砕波してブロッキング発生に至るまでのスペクトルエネルギーの収支を解析した。

またその解析方法は Tanaka(1985) によって開発された3次元ノーマルモードエネルギー論を用いた。観測データを3次元ノーマルモード関数でフーリエ展開しブロッキングなどの気象現象をスペクトルで解析する手法である。3次元ノーマルモード関数とは水平構造関数と鉛直構造関数のテンソル積で構成される。そのスペクトルエネルギーによる解析ではスケールの小さいブロッキングについて解析を行うことは難しい。その理由は、スペクトルエネルギーはスケールの小さいブロッキングでは他の気象現象のエネルギーに埋もれてしまい、ブロッキングのエネルギーを的確に捉えることが非常に困難であるからである。そして大西洋やヨーロッパでは Ω 型のブロッキングより双極子型のブロッキングの方が発生しやすいことが分かっている (J. L. Penny and B. J. Hoskins 2002)。また双極子型のブロッキングは Ω 型のブロッキングに比べてその規模は小さい。それによって本研究では主に大西洋やヨーロッパのブロッキングは避けて、太平洋でのブロッキングについて解析した。

実際、スペクトルエネルギー収支の解析の結果、ブロッキング発生時のスペクトルエネルギー収支には2つの形態があることが分かった。1つ目は順圧 - 傾圧相互作用によるもの、2つ目は逆カスケードによるものである。このようなことを1978年から2000年までの30例について解析を行った。それぞれのブロッキングについて発生要因を解析して、

その割合を示したものが表 1 である。それによると、順圧 - 傾圧相互作用によるものが 70%、逆カスケードによるものが 30% という結果になった。

しかし本研究では、解析するブロッキングの選出方法やそのブロッキングの東西波数の決定はすべて主観的に行ったものである。本研究に対する今後の課題は上記 2 つのことに
関して客観的に解析することである。

6 謝辞

本研究を行うにあたって指導教官である筑波大学地球科学系の田中博助教授には終始ご指導をいただきました。また陸域環境研究センターの野原大輔さん、同大学地球化学研究科の渡来靖さん、生命環境科学研究科の松枝未遠さん、環境化学研究科の藤原禅さんには大循環ゼミの時にたくさんの貴重な意見やアドバイスを頂きました。

そして同大学の教官の方々や大学院生の先輩方、共に卒業論文製作を進めた気候学・気象学の友人からも多くの助言を頂きました。

皆様のご厚意に深く感謝いたします。

References

Chaeney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135–163.

Eady, E. T. 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52.

J. L. Penny, and B. J. Hoskins, 2003: A New Perspective on Blocking. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 743–755.

松田佳久, 余田成男, 1985: 気象とカタストロフィー (6.1 プロッキング現象). 気象研究ノート, **151**, 97–122.

Rex, D. F., 1950a: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. . An aerological study of blocking action. *Tellus*, **2**, 196–211.

Rex, D. F., 1950b: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. . The climatology of blocking action. *Tellus*, **2**, 275–301.

Saltzman, B., 1957: Equations governing the energetics of the larger scales of atmospheric turbulence in the domain of wavenumber. *J. Meteor.*, **14**, 513–523.

Tanaka, H. L., 1985: Global energetics analysis by expansion into three-dimensional normal mode function during FGGE winter. *J. Meteor. Soc. Jpn*, **63**, 180–200.

Tanaka, H. L and E. C. Kung, 1988: Normal mode energetics of the general circulation during the FGGE year. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3723–3736.

Tanaka, H. L and E. C. Kung, 1989: A study of low-frequency unstable planetary waves in realistic zonal and zonally varying basic state. *Tellus*, **41A**, 177–199.

Tanaka, H. L., 1991: A numerical simulation of amplification of low-frequency planetary waves and blocking formations by the upscale energy cascade. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2919–2935.

田中 博, 1993: エネルギーの逆カスケードによるプラネタリー波の増幅とブロッキング形成の数値実験—1992 年度山本正野論文賞受賞記念講演—. 天気 733–749.

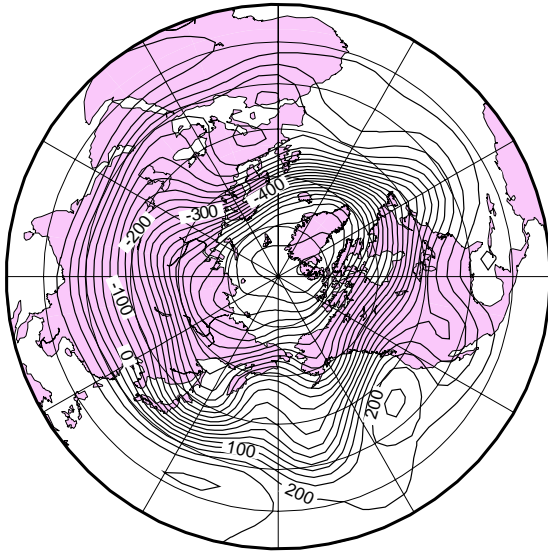
Thompson, D. W. J. and J. M. Wallace, 1998: The Arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature field. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297–1300.

Tibaldi, S., and F. Molteni, 1990: Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 397–406.

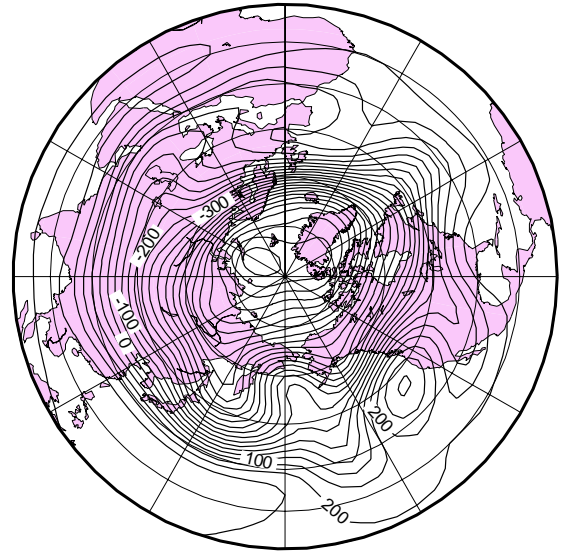
Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784–812.

Barotropic Height

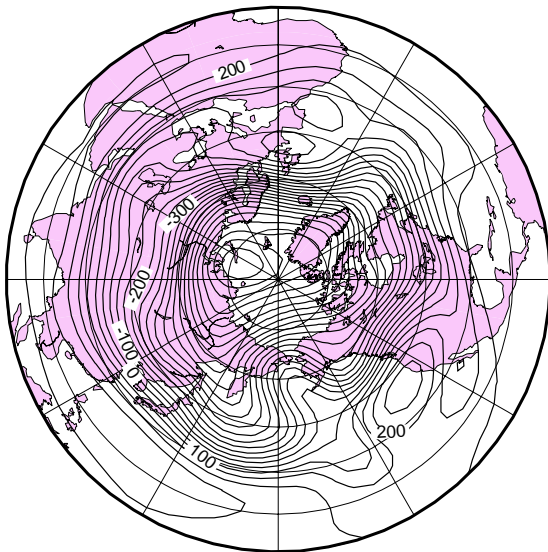
28 Jan 1989



29 Jan 1989



30 Jan 1989



31 Jan 1989

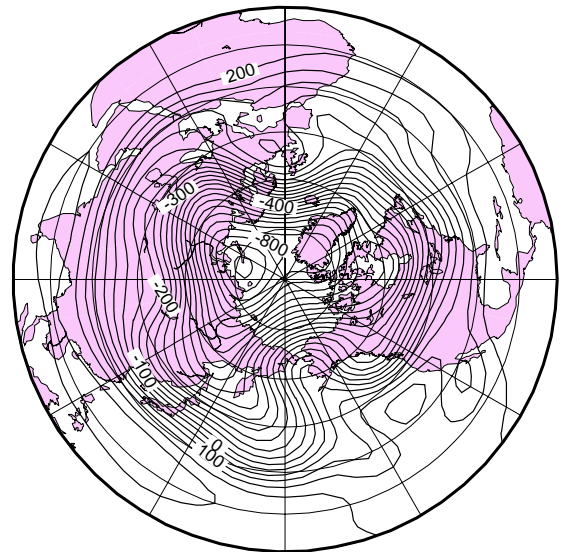
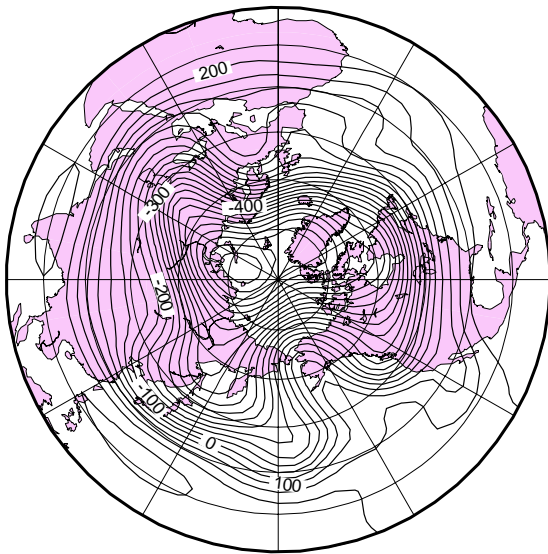


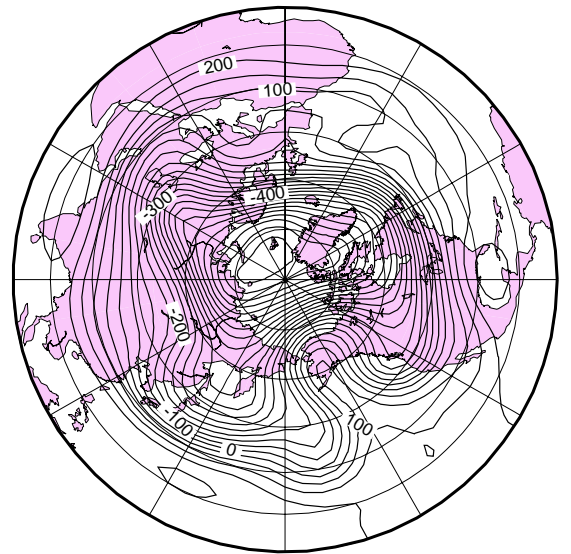
図1 1989年1月28日から1月31日までの北半球における順圧高度場の天気図

Barotropic Height

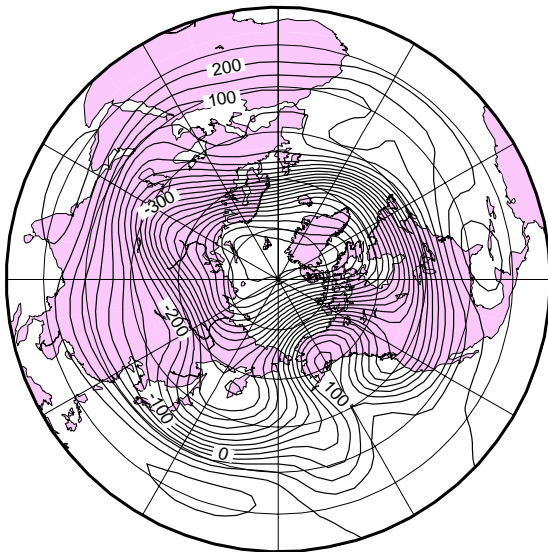
1 Feb 1989



2 Feb 1989



3 Feb 1989



4 Feb 1989

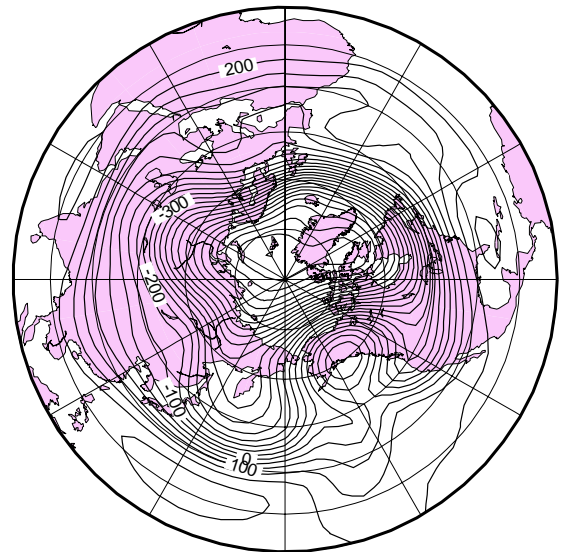
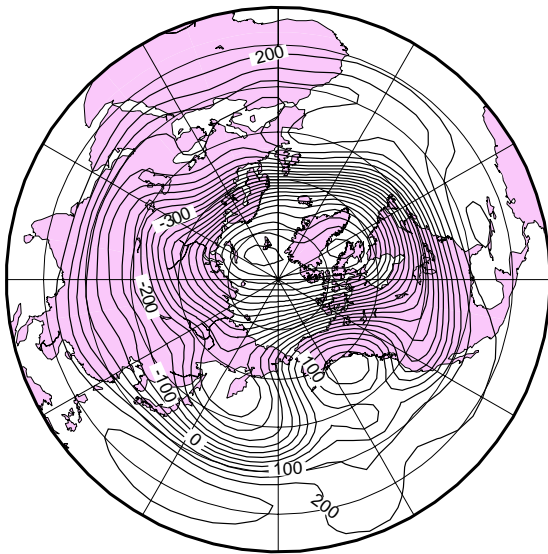


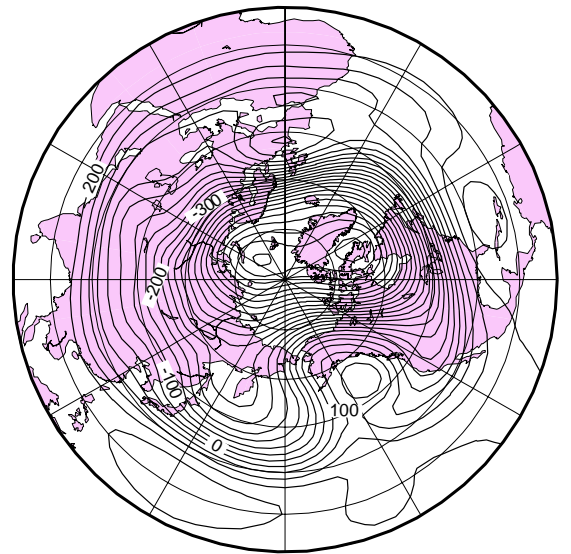
図2 1989年2月1日から2月4日までの北半球における順圧高度場の天気図

Barotropic Height

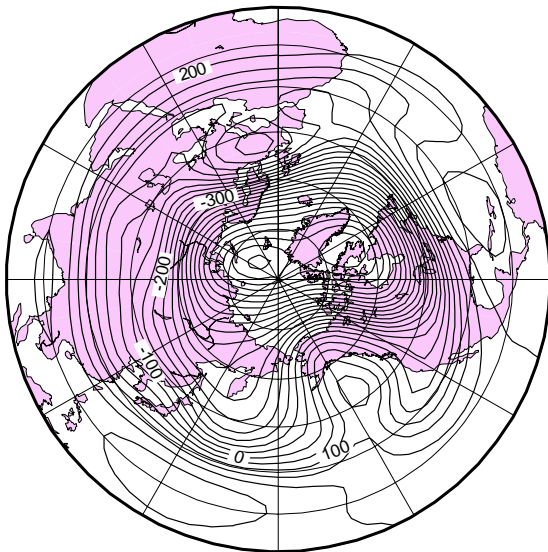
5 Feb 1989



6 Feb 1989



7 Feb 1989



8 Feb 1989

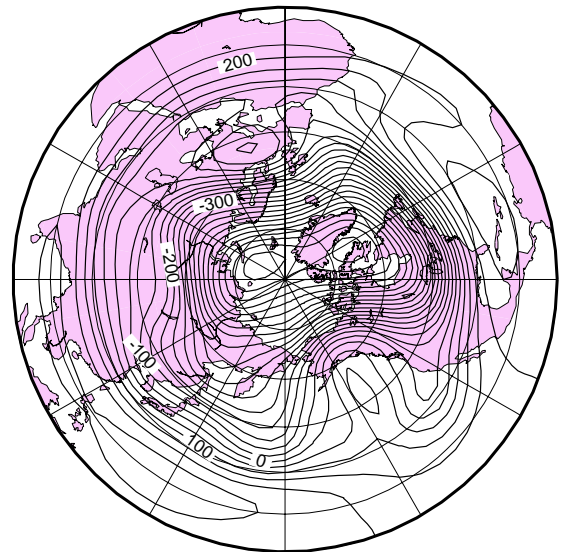
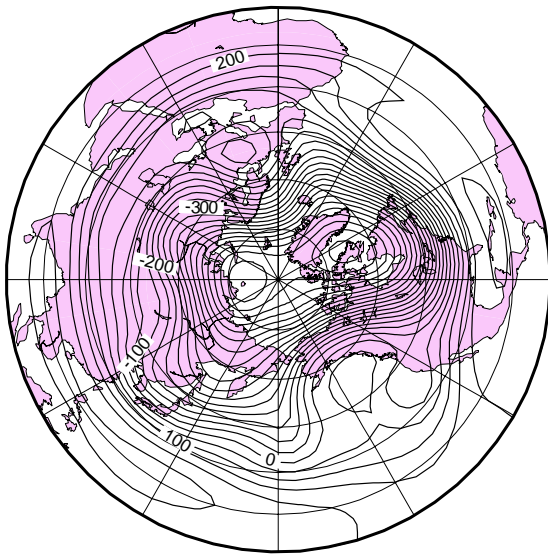


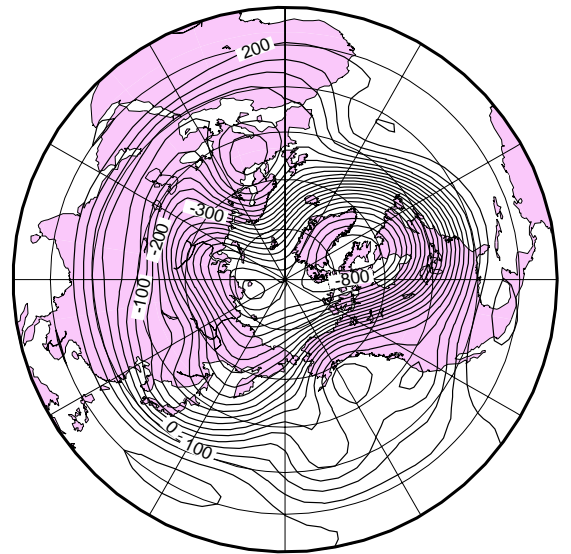
図3 1989年2月5日から2月8日までの北半球における順圧高度場の天気図

Barotropic Height

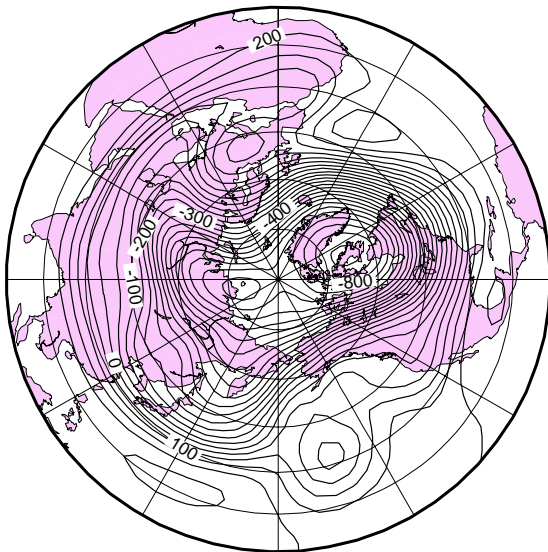
9 Feb 1989



10 Feb 1989



11 Feb 1989



12 Feb 1989

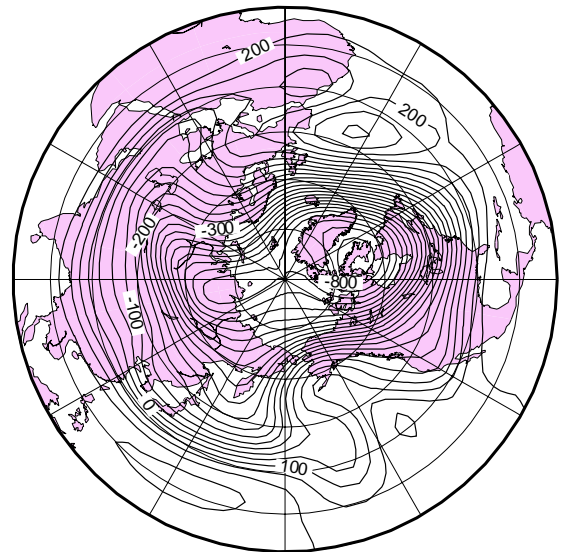
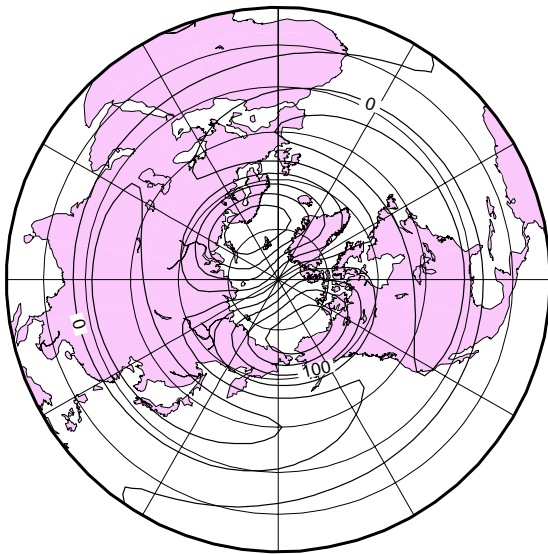


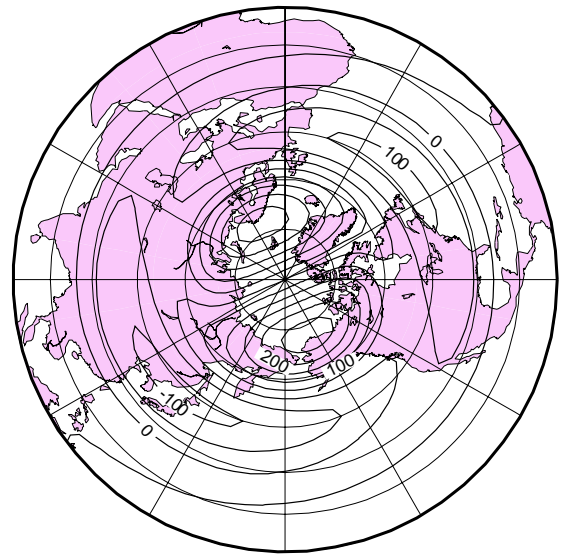
図 4 1989年2月9日から2月12日までの北半球における順圧高度場の天気図

Barotropic Height

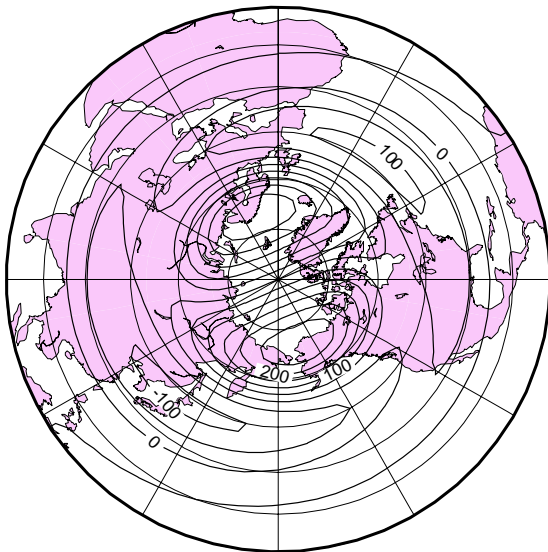
1 Feb 1989



2 Feb 1989



3 Feb 1989



4 Feb 1989

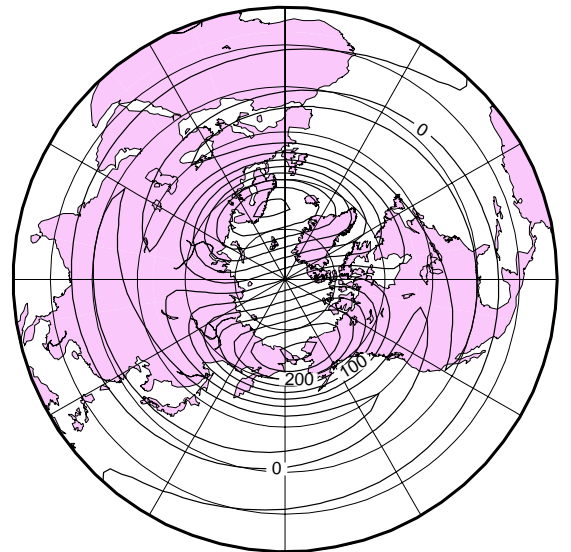
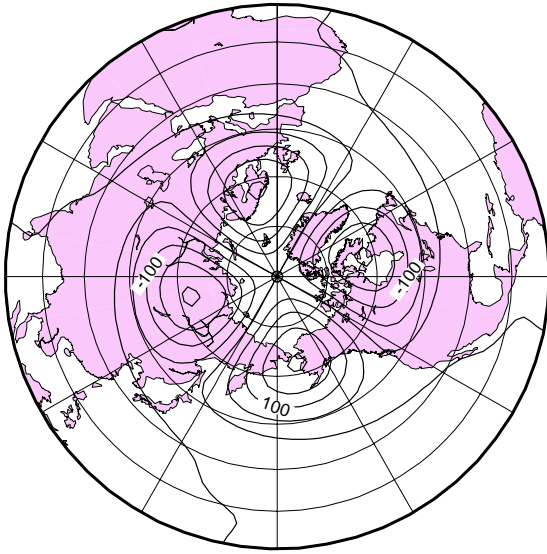


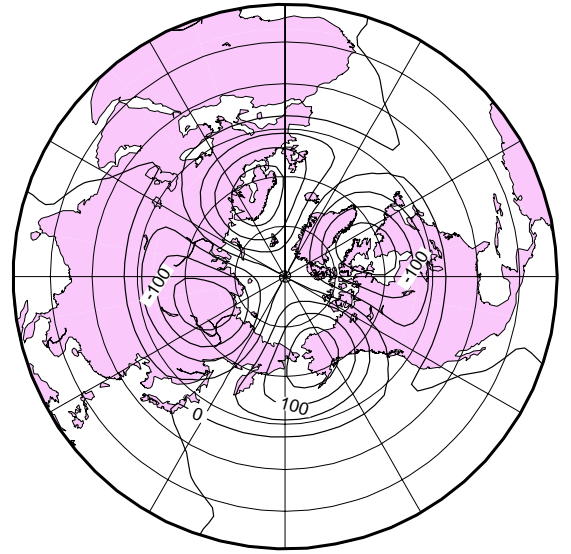
図 5 1989年2月1日から2月4日までの北半球における東西波数1の順圧高度場の天気図

Barotropic Height

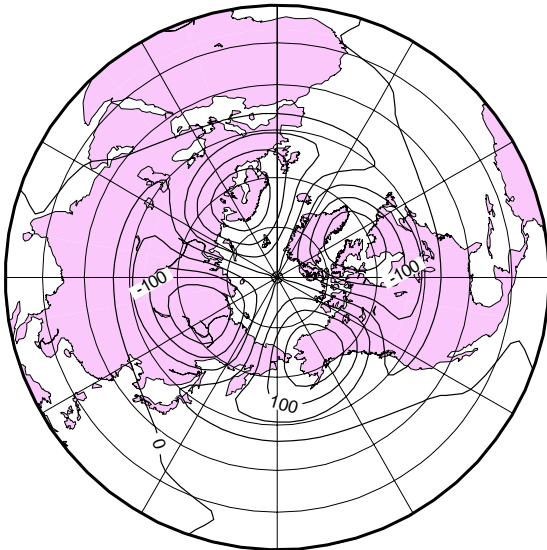
1 Feb 1989



2 Feb 1989



3 Feb 1989



4 Feb 1989

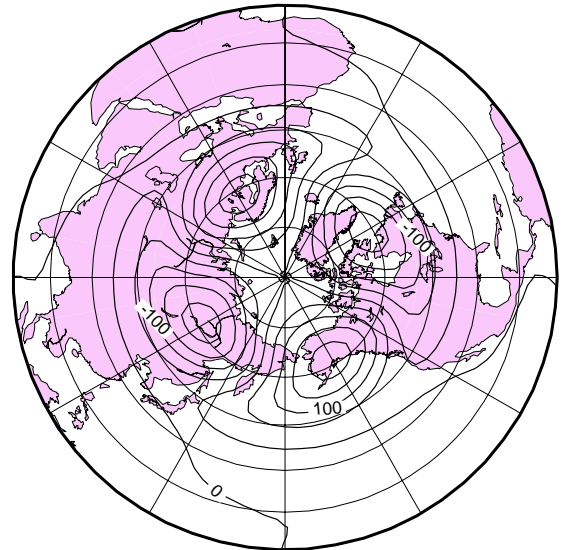


図 6 1989年2月1日から2月4日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図

Global Energy

NCEP/NCAR 1988/12/1-89/2/28

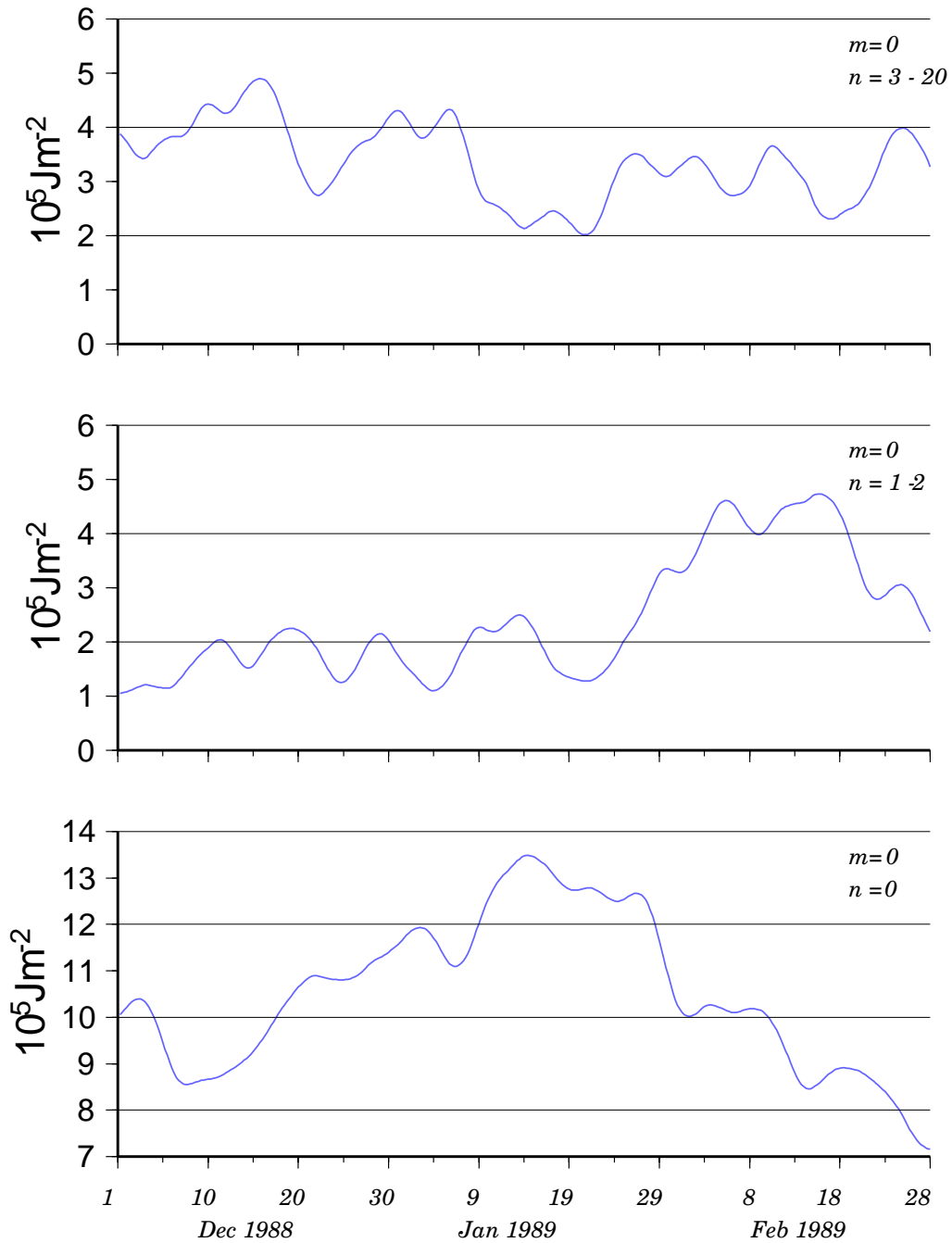


図7 1988年12月から1989年2月の3ヶ月間の北半球のスペクトルエネルギーの3日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数0のzonalである。

Forcing

NCEP/NCAR 1988/12/1-89/2/28

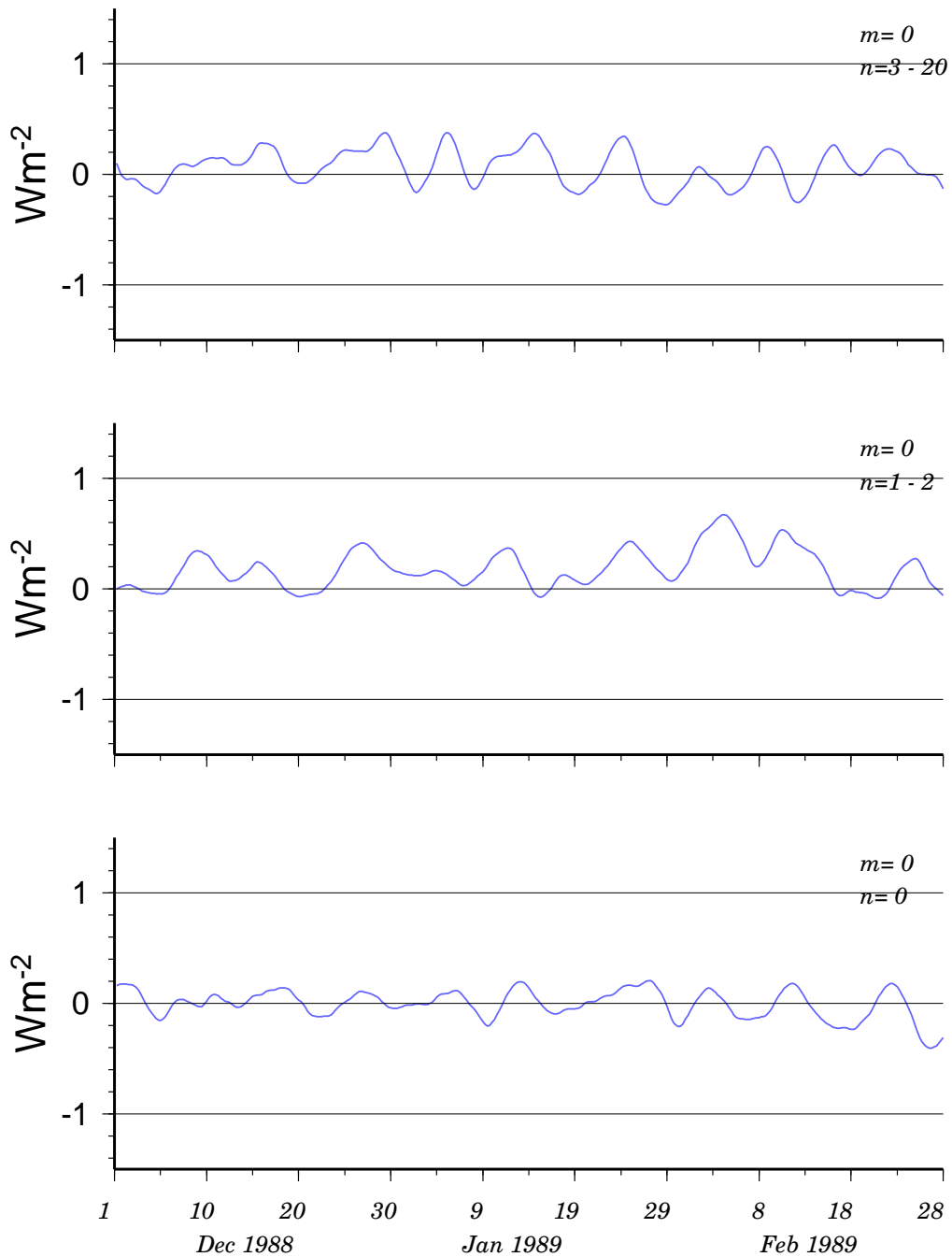


図 8 1988 年 12 月から 1989 年 2 月の 3 ヶ月間の北半球の順圧 - 傾圧相互作用 (forcing) の 3 日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数 0 の zonal である。

Nonlinear Term

NCEP/NCAR 1988/12/1-89/2/28

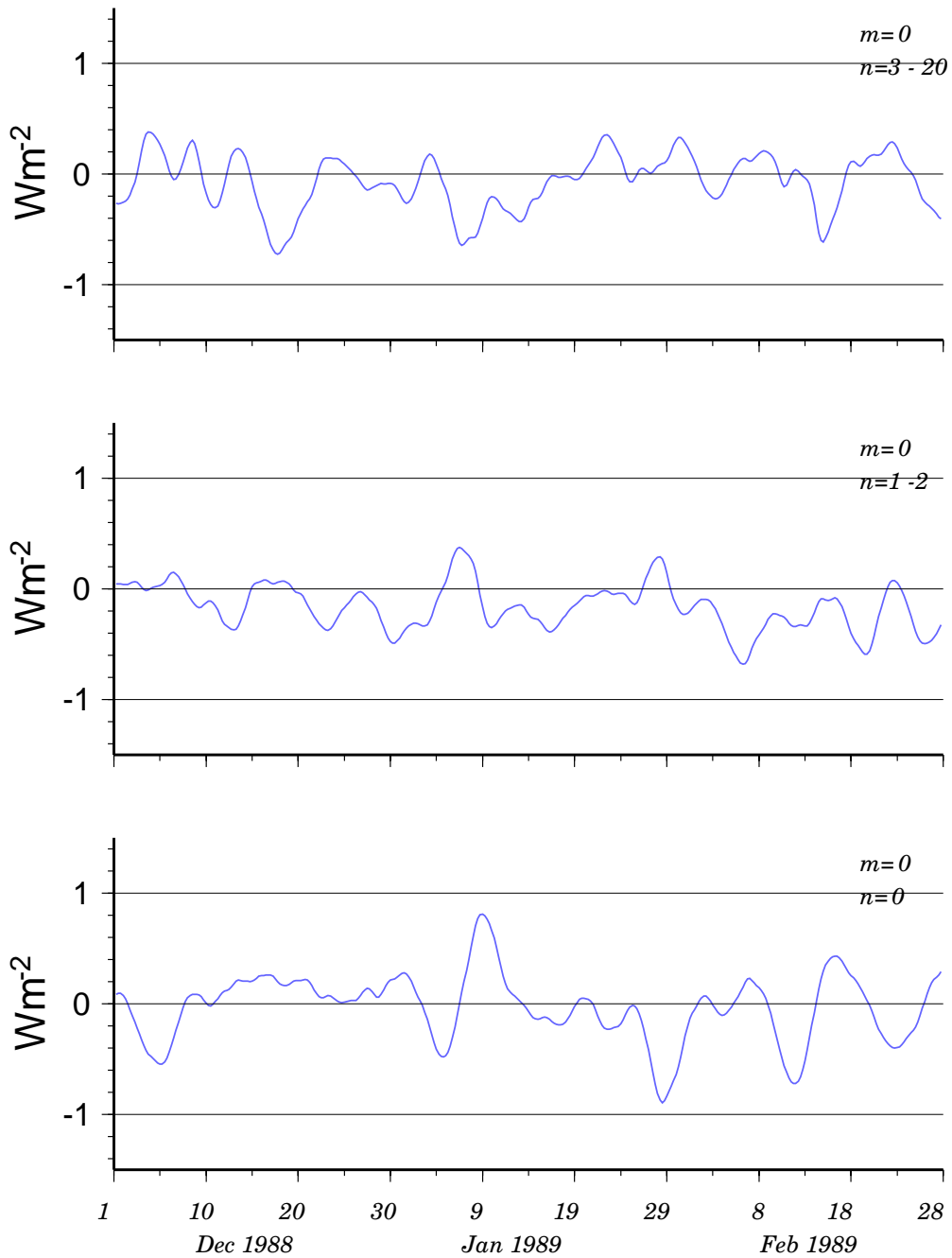
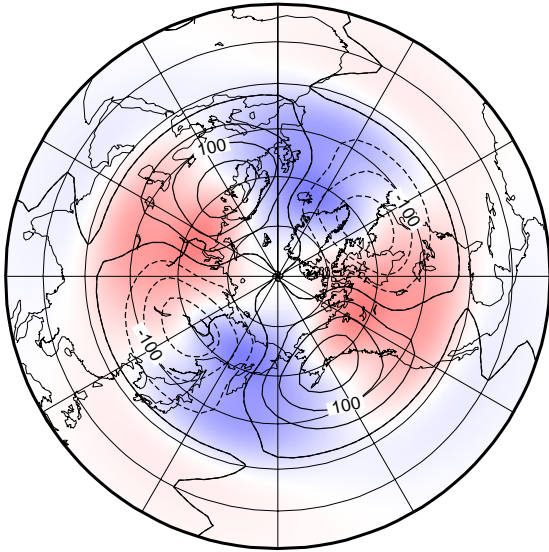


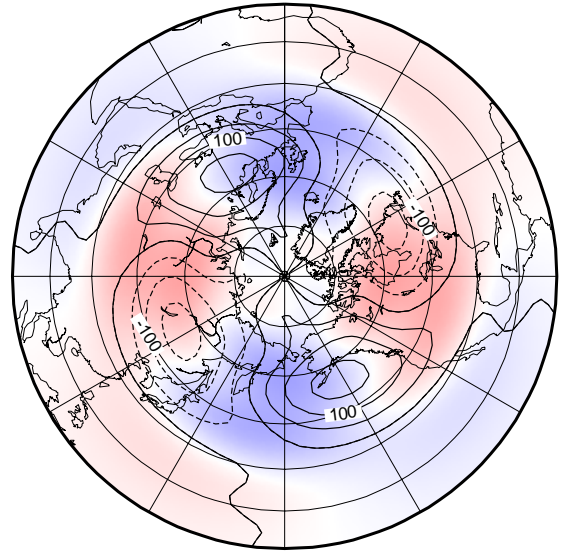
図 9 1988 年 12 月から 1989 年 2 月の 3 ヶ月間の北半球の順圧成分間の非線形相互作用の 3 日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数 0 の zonal である。

Barotropic Forcing

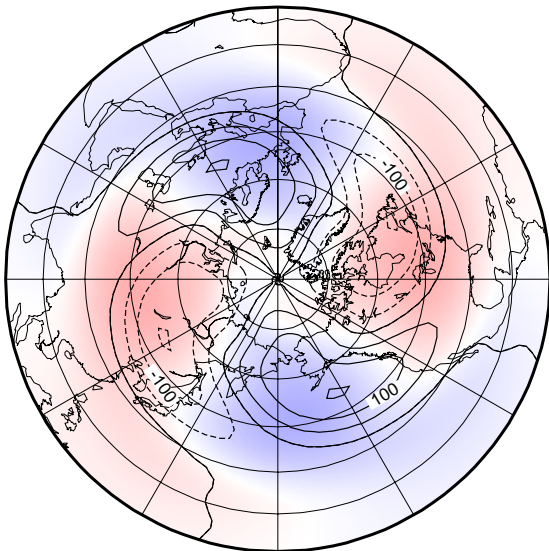
28 Jan 1989



29 Jan 1989



30 Jan 1989



31 Jan 1989

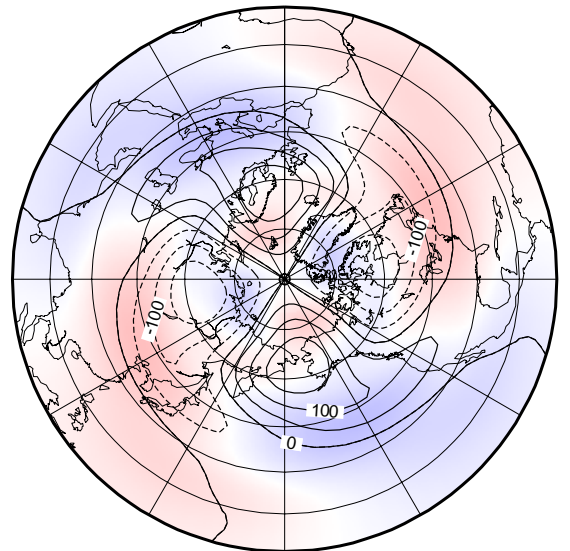
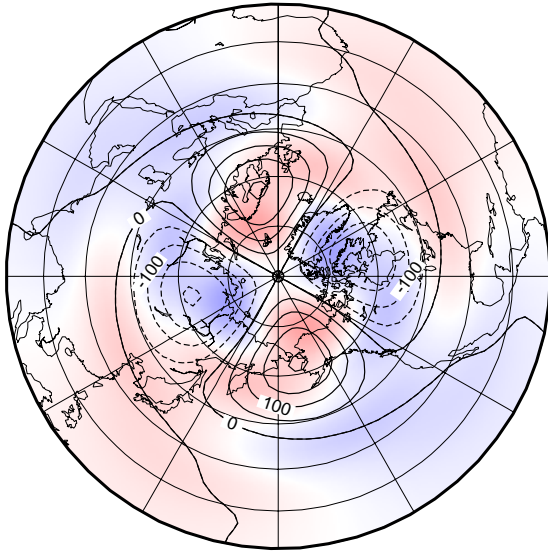


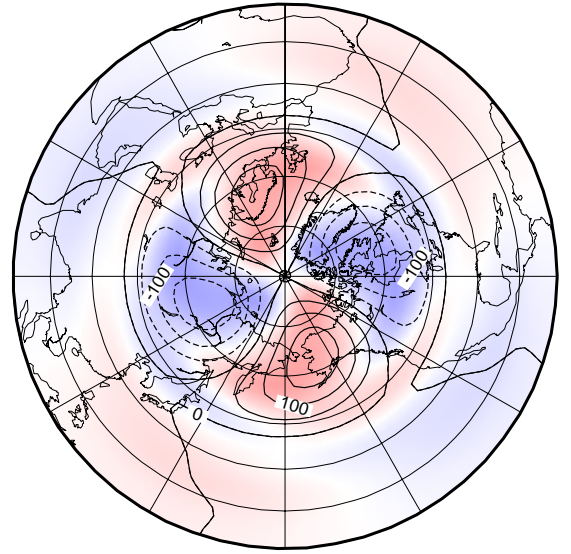
図 10 1989 年 1 月 28 日から 1 月 31 日までの北半球における東西波数 2 の順圧高度場の天気図に東西波数 2 の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。

Barotropic Forcing

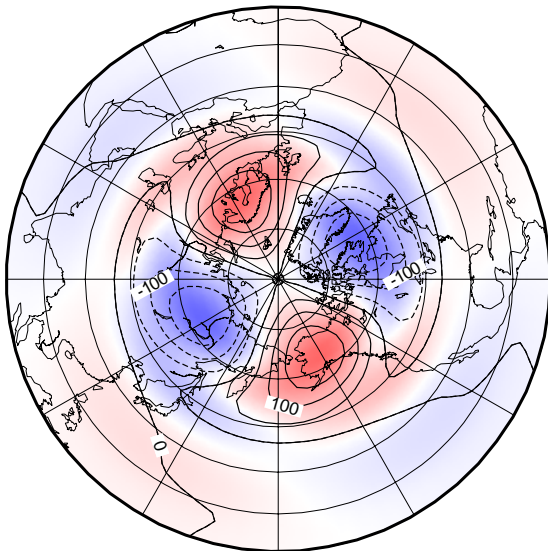
1 Feb 1989



2 Feb 1989



3 Feb 1989



4 Feb 1989

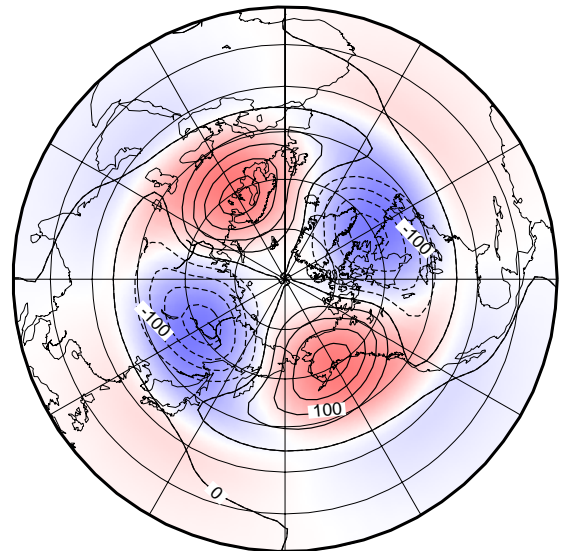
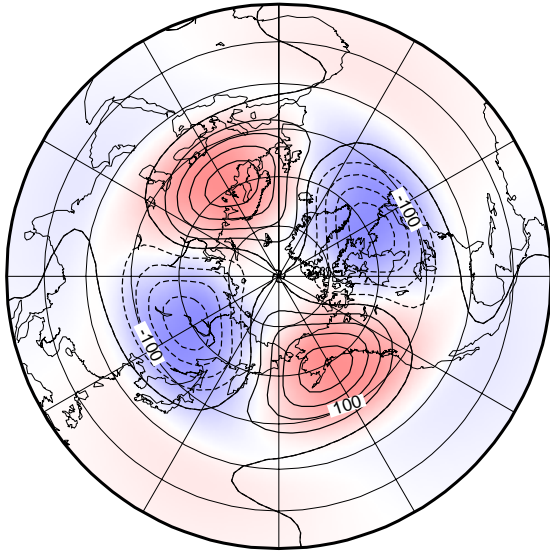


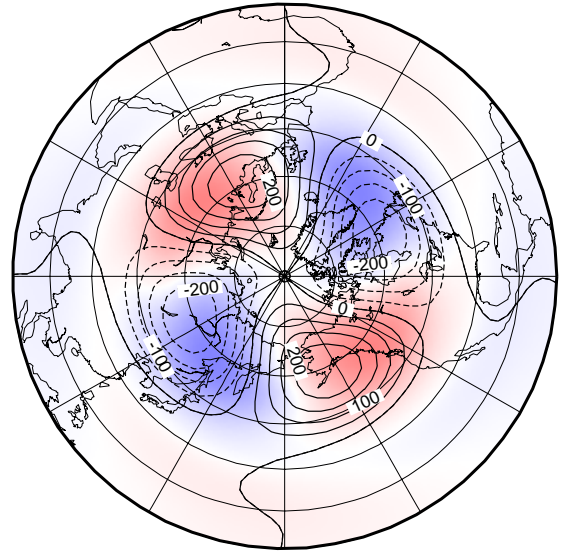
図 11 1989 年 2 月 1 日から 2 月 4 日までの北半球における東西波数 2 の順圧高度場の天気図に東西波数 2 の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。

Barotropic Forcing

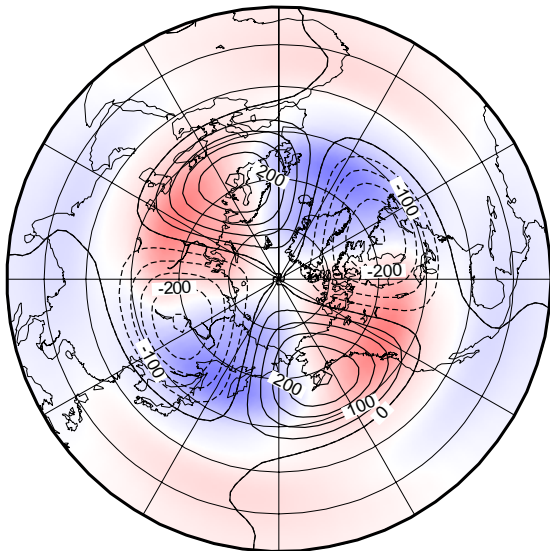
5 Feb 1989



6 Feb 1989



7 Feb 1989



8 Feb 1989

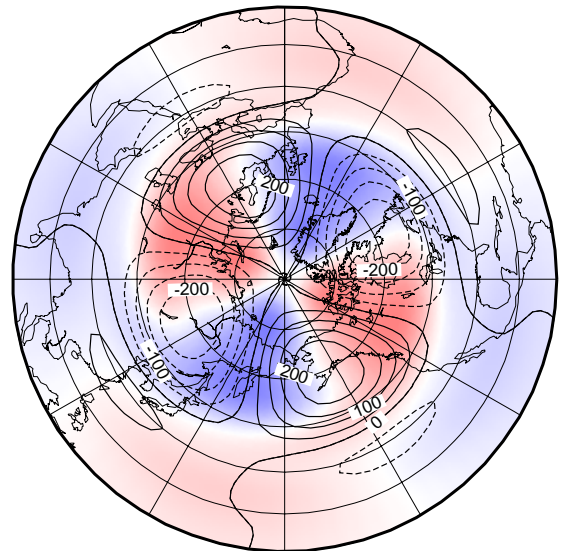
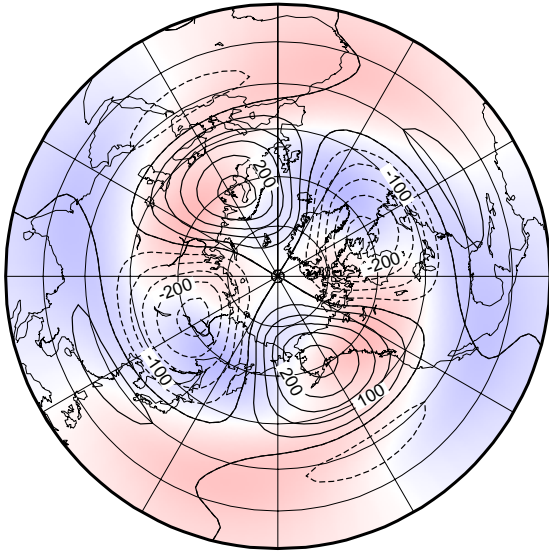


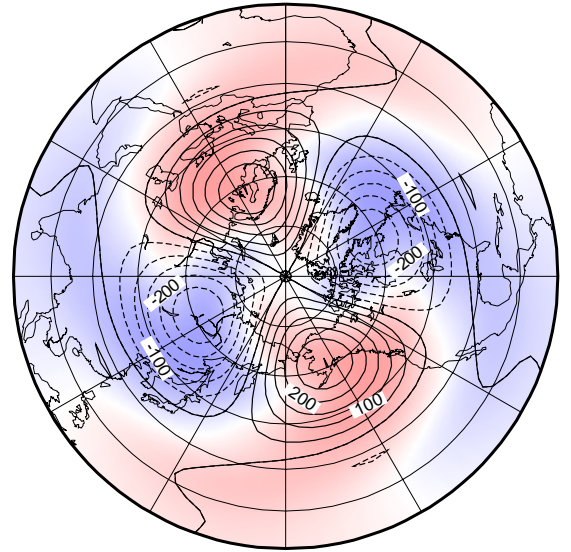
図 12 1989年2月5日から2月8日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図に東西波数2の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。

Barotropic Forcing

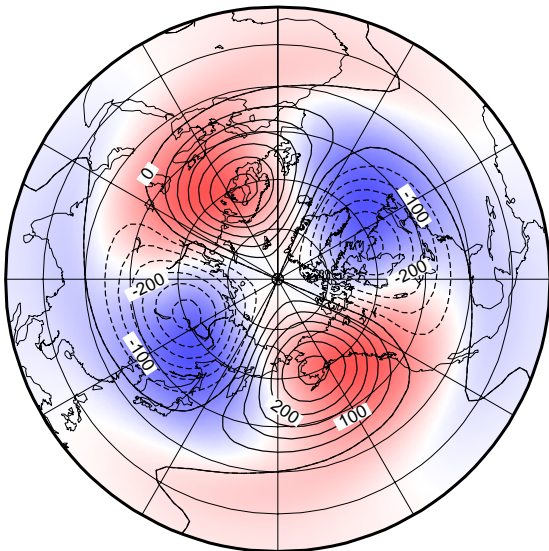
9 Feb 1989



10 Feb 1989



11 Feb 1989



12 Feb 1989

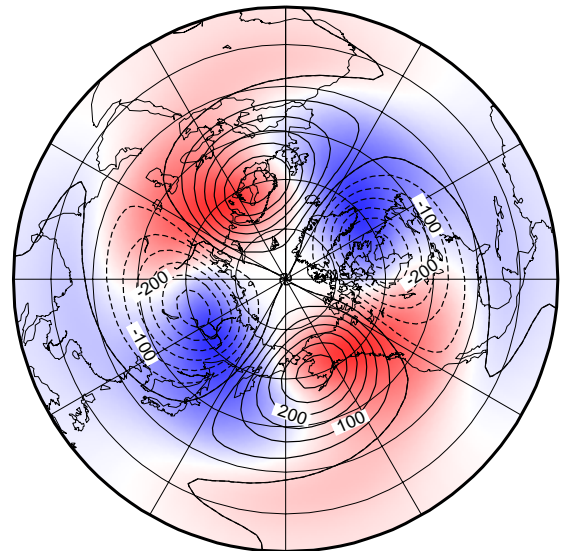
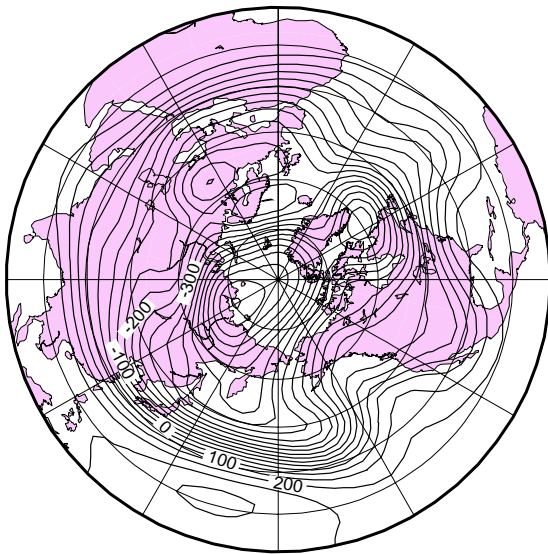


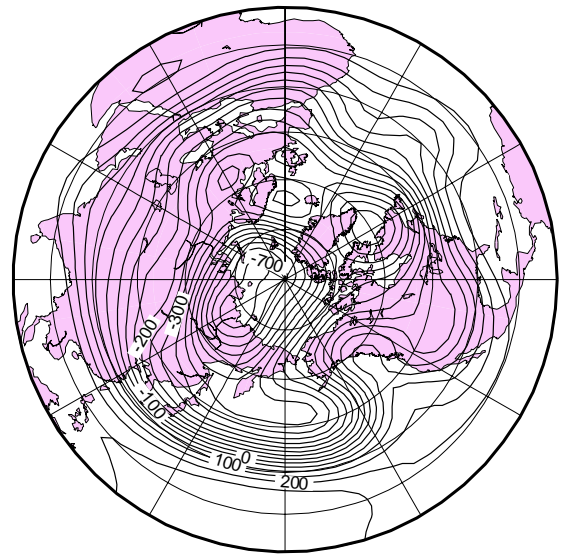
図 13 1989 年 2 月 9 日から 2 月 12 日までの北半球における東西波数 2 の順圧高度場の天気図に東西波数 2 の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。

Barotropic Height

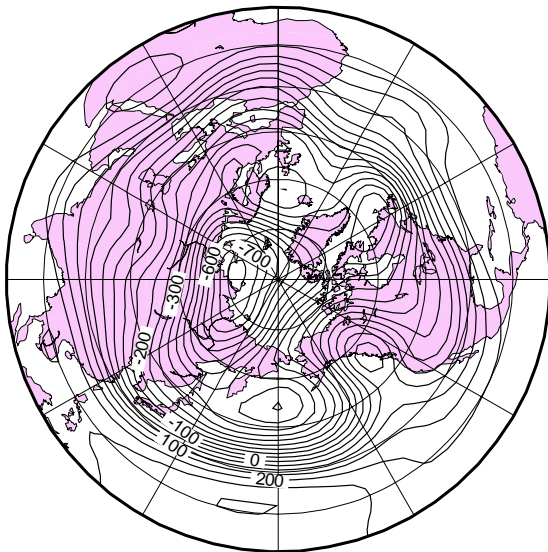
5 Feb 1986



6 Feb 1986



7 Feb 1986



8 Feb 1986

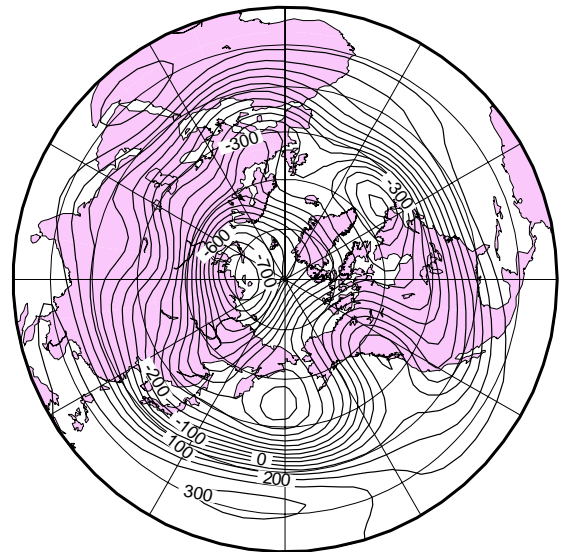
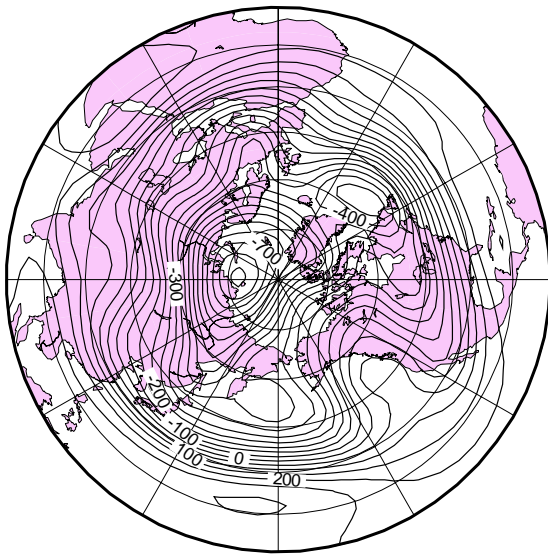


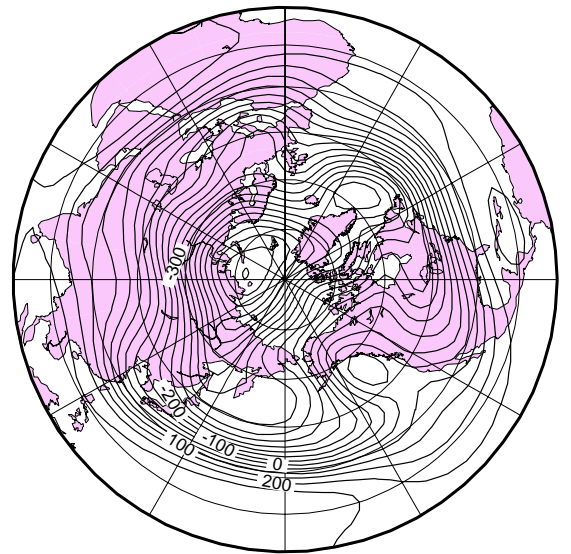
図 14 1986年2月5日から2月8日までの北半球における順圧高度場の天気図

Barotropic Height

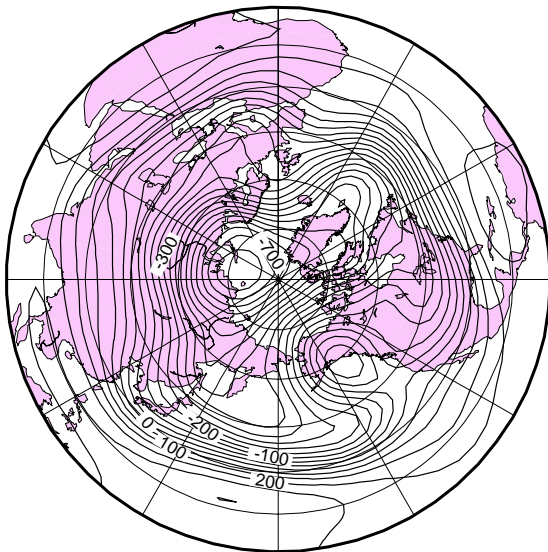
9 Feb 1986



10 Feb 1986



11 Feb 1986



12 Feb 1986

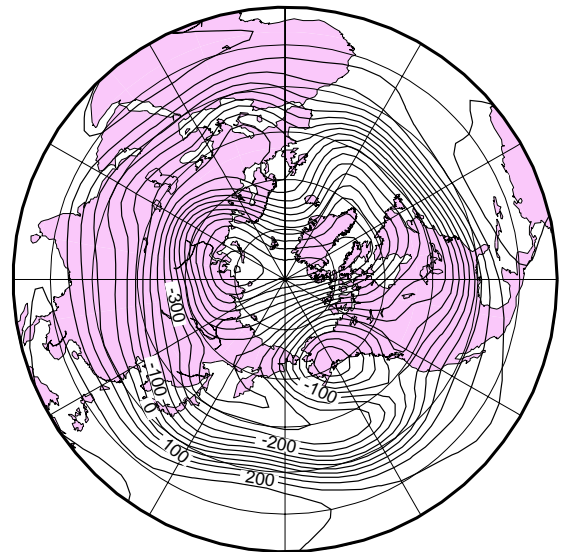
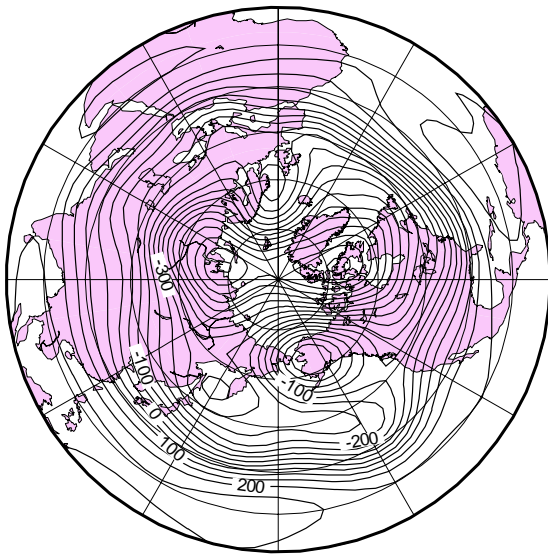


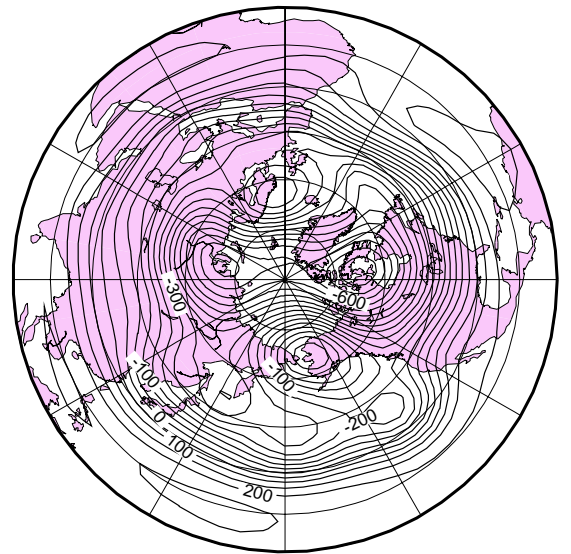
図 15 1986年2月9日から2月12日までの北半球における順圧高度場の天気図

Barotropic Height

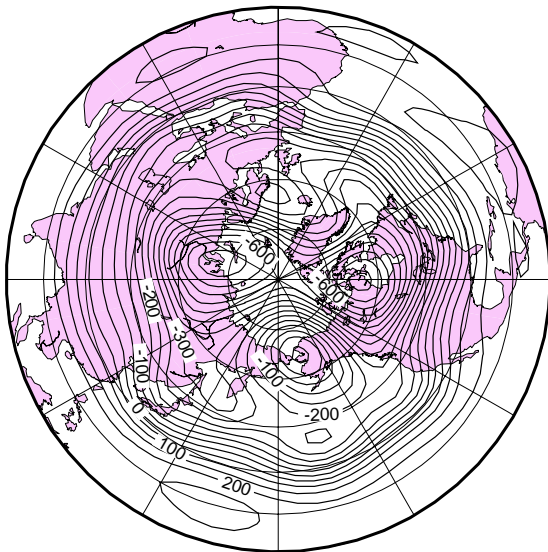
13 Feb 1986



14 Feb 1986



15 Feb 1986



16 Feb 1986

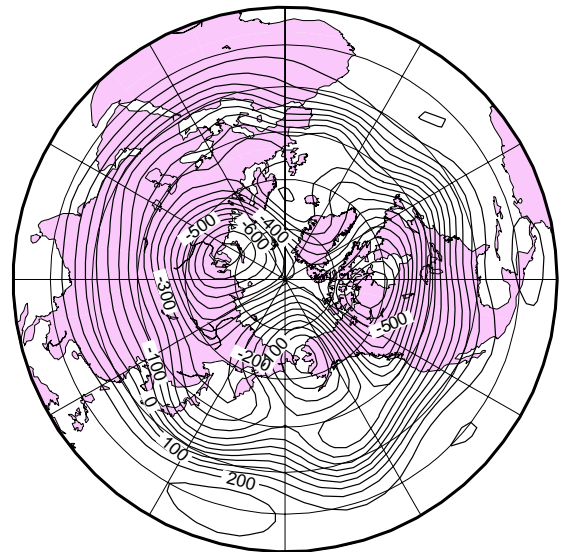
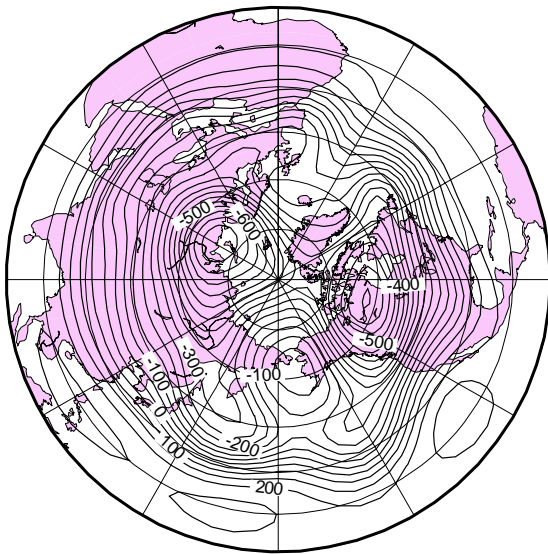


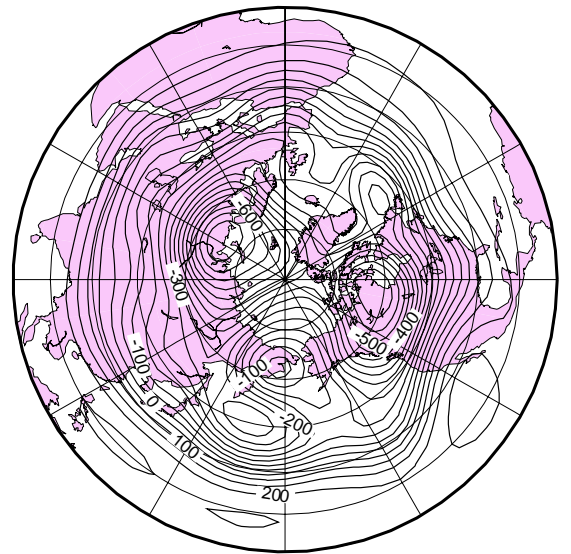
図 16 1986年2月13日から2月16日までの北半球における順圧高度場の天気図

Barotropic Height

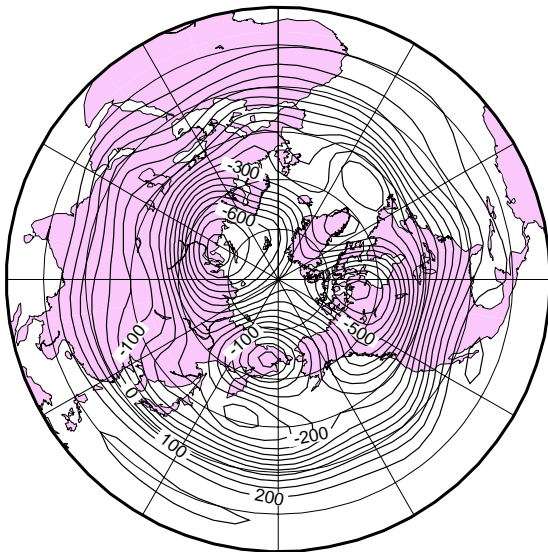
17 Feb 1986



18 Feb 1986



19 Feb 1986



20 Feb 1986

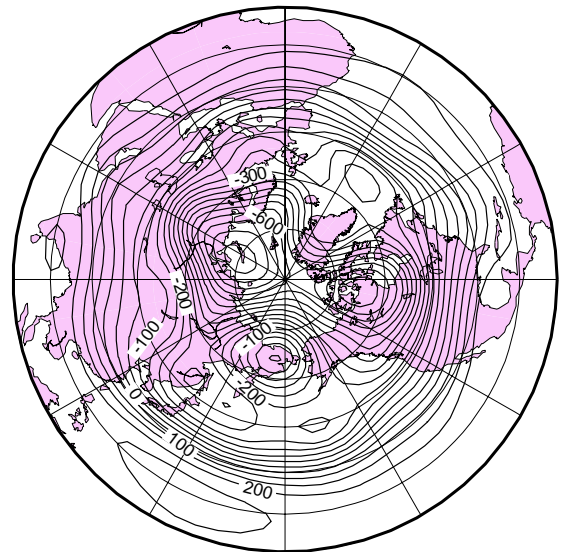
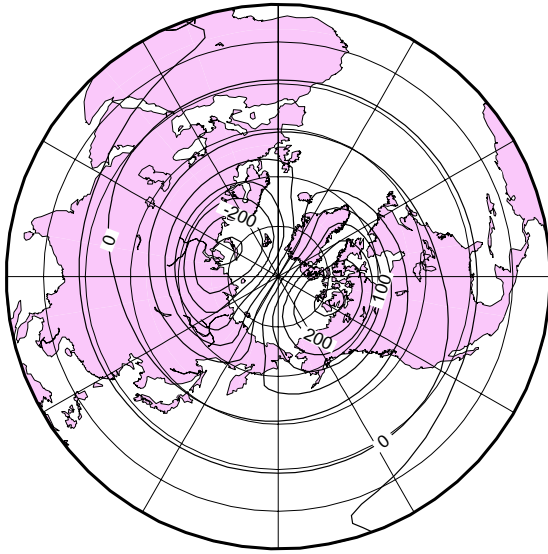


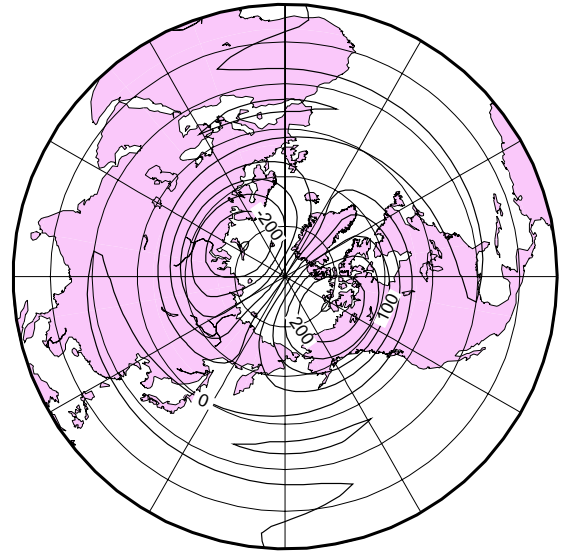
図 17 1986年2月17日から2月20日までの北半球における順圧高度場の天気図

Barotropic Height

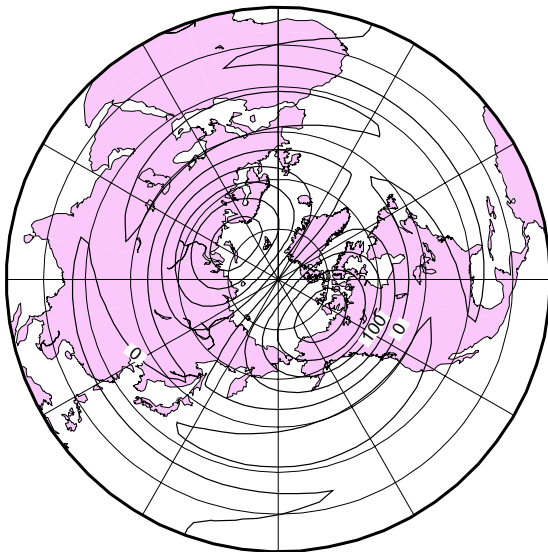
9 Feb 1986



10 Feb 1986



11 Feb 1986



12 Feb 1986

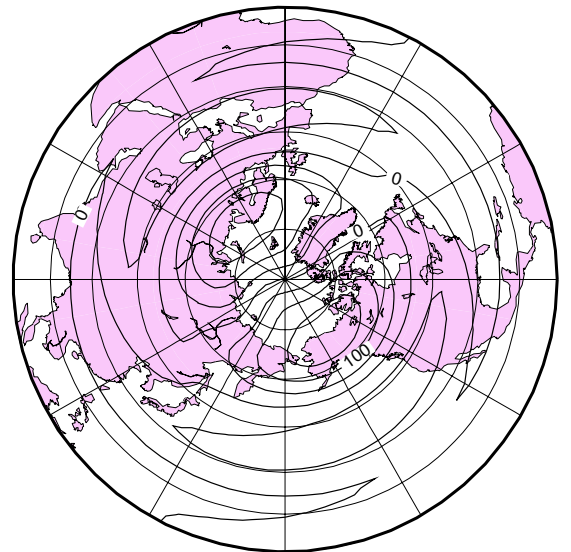
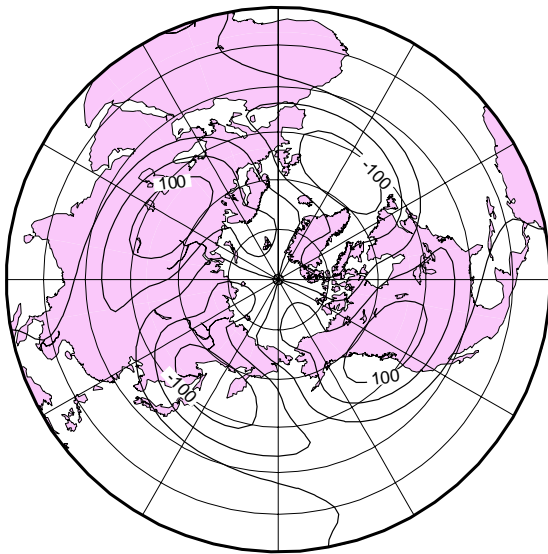


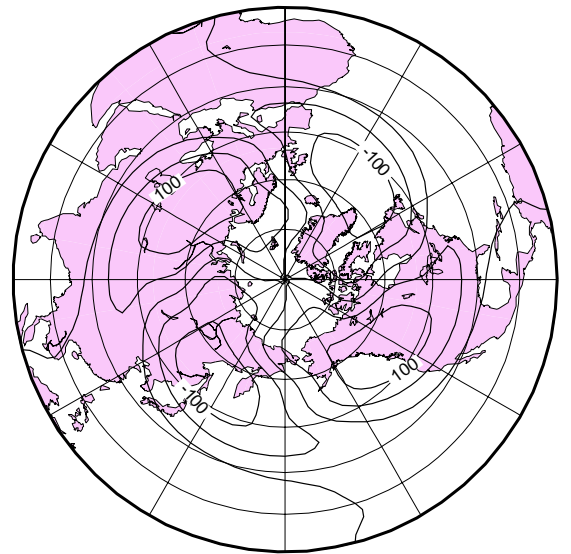
図 18 1986年2月9日から2月12日までの北半球における東西波数1の順圧高度場の天気図

Barotropic Height

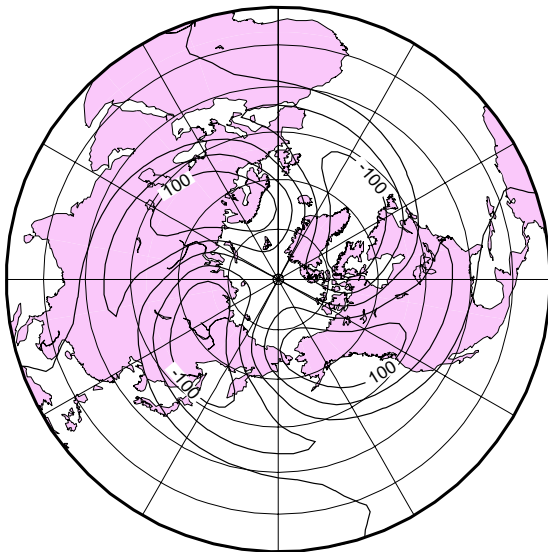
9 Feb 1986



10 Feb 1986



11 Feb 1986



12 Feb 1986

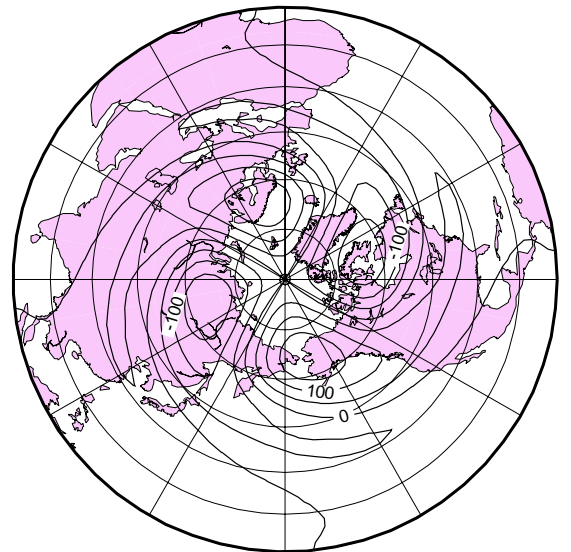


図 19 1986年2月9日から2月12日までの北半球における東西波数2の順圧高度場の天気図

Global Energy

NCEP/NCAR 1985/12/1-86/2/28

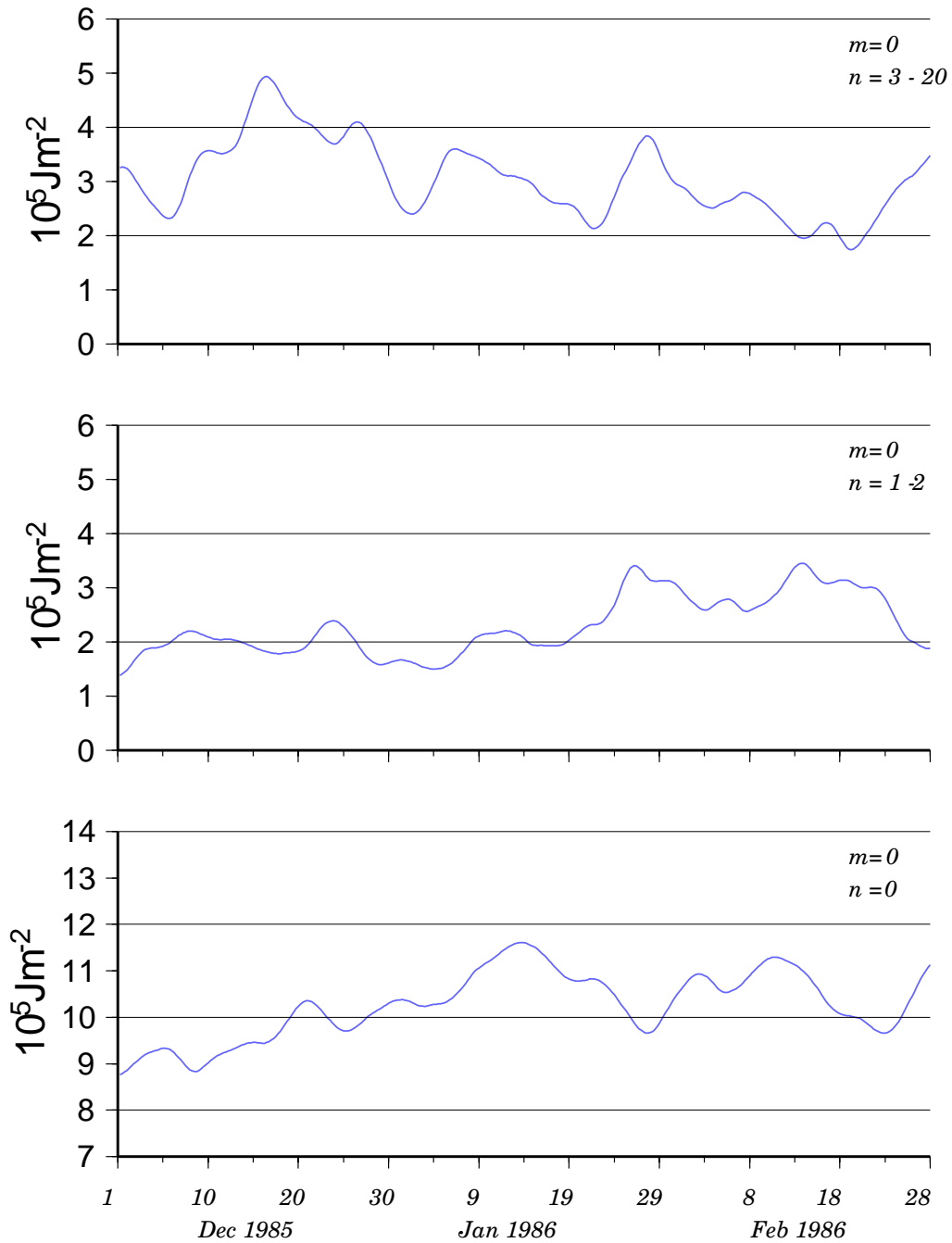


図 20 1985 年 12 月から 1986 年 2 月の 3 ヶ月間の北半球のスペクトルエネルギーの 3 日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数 0 の zonal である。

Forcing

NCEP/NCAR 1985/12/1-86/2/28

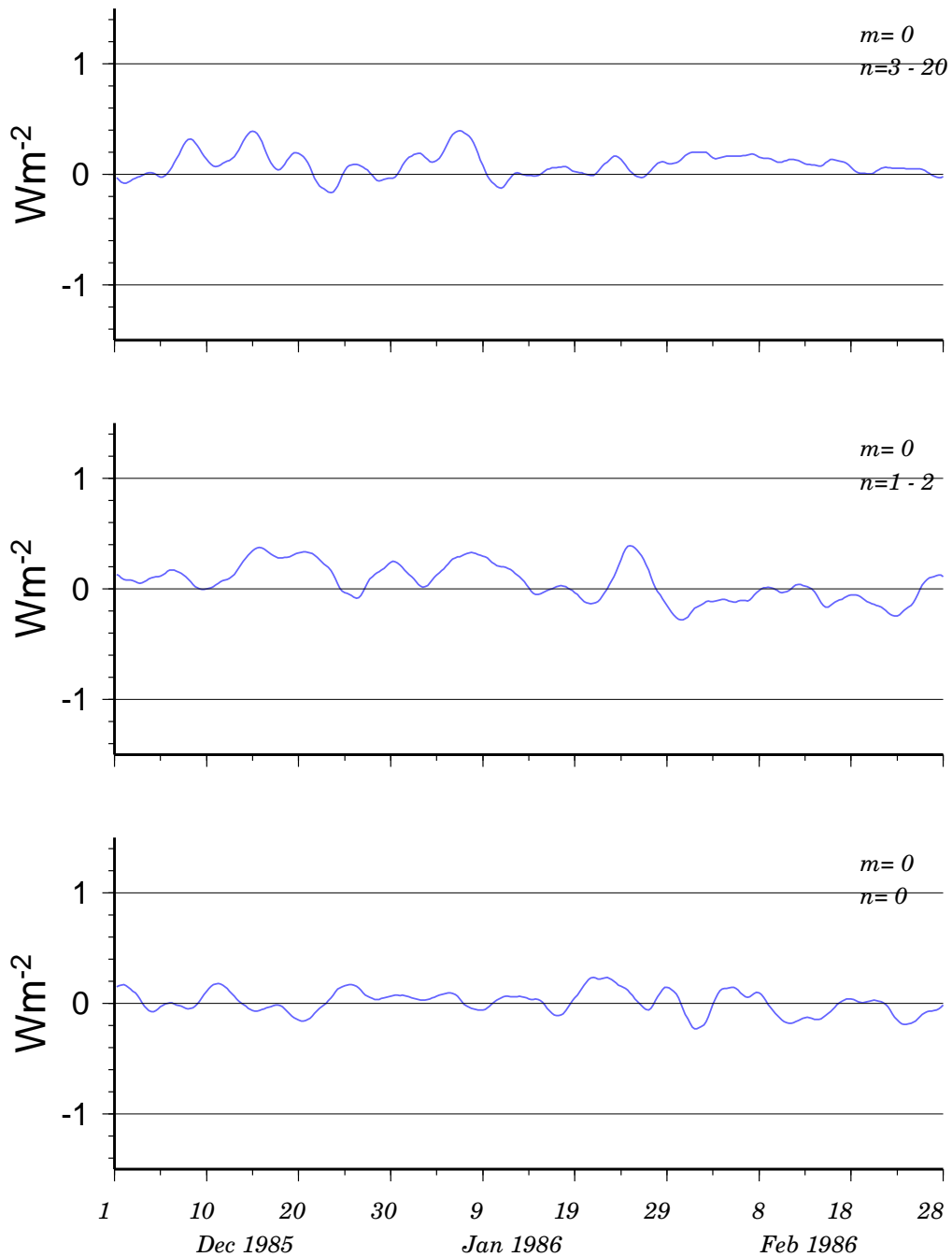


図 21 1985 年 12 月から 1986 年 2 月の 3 ヶ月間の北半球の順圧 - 傾圧相互作用 (forcing) の 3 日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数 0 の zonal である。

Nonlinear Term

NCEP/NCAR 1985/12/1-86/2/28

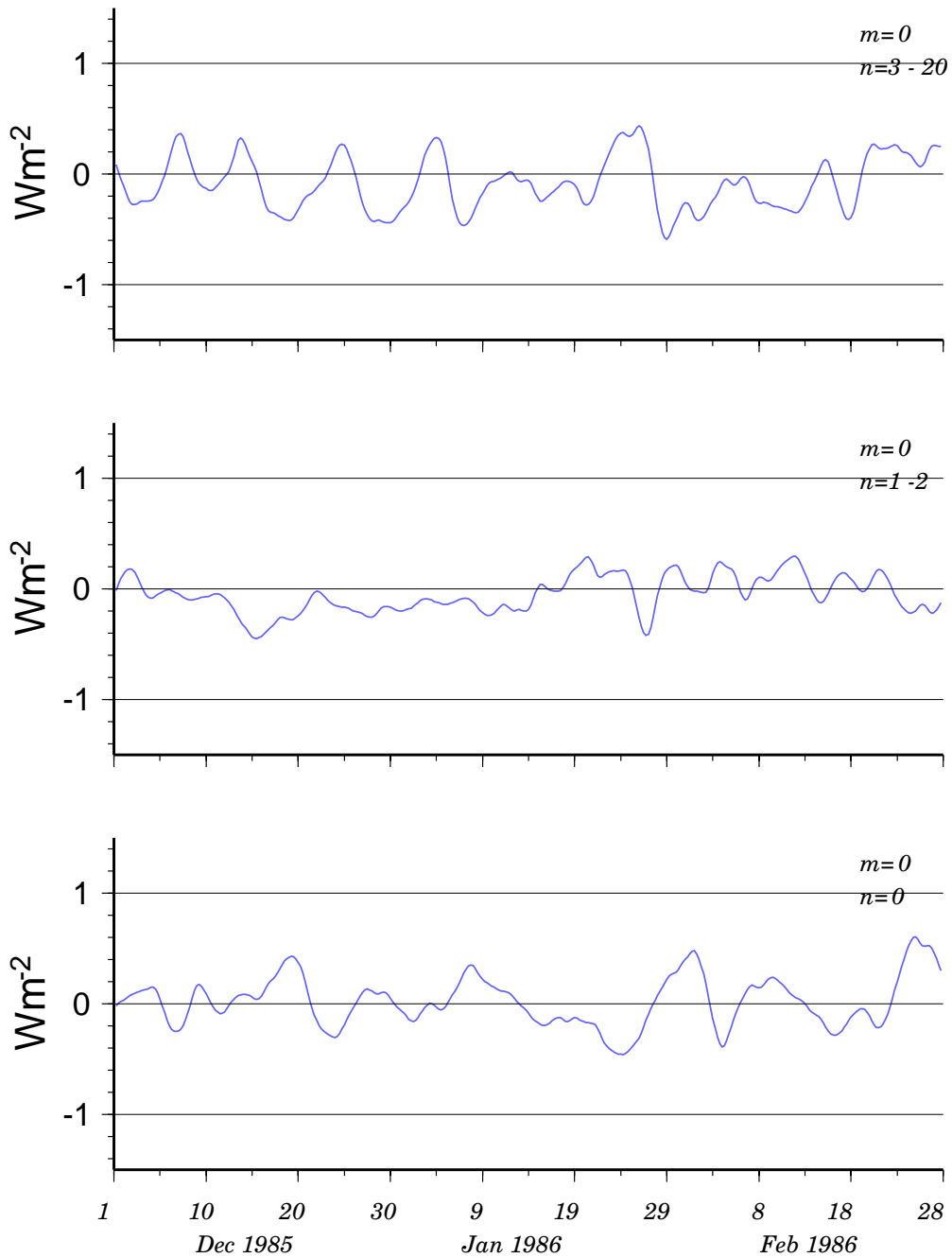
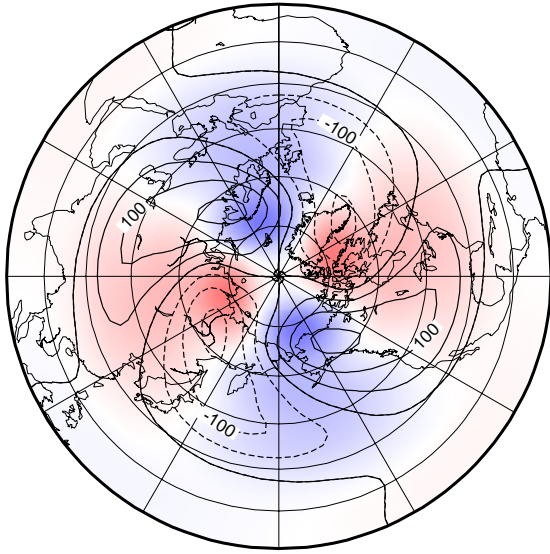


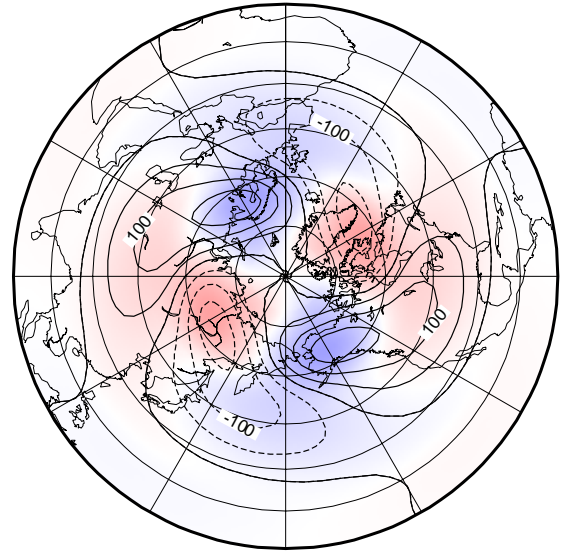
図 22 1985 年 12 月から 1986 年 2 月の 3 ヶ月間の北半球の順圧成分間の非線形相互作用の 3 日移動平均の時系列図。図は上から順に総観規模擾乱、プラネタリー波そして東西波数 0 の zonal である。

Barotropic Forcing

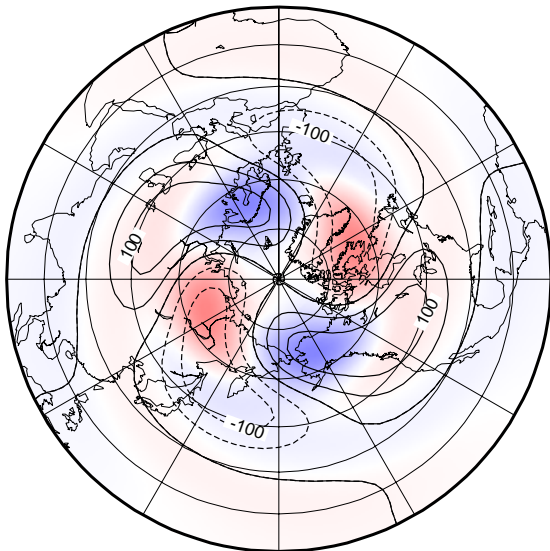
5 Feb 1986



6 Feb 1986



7 Feb 1986



8 Feb 1986

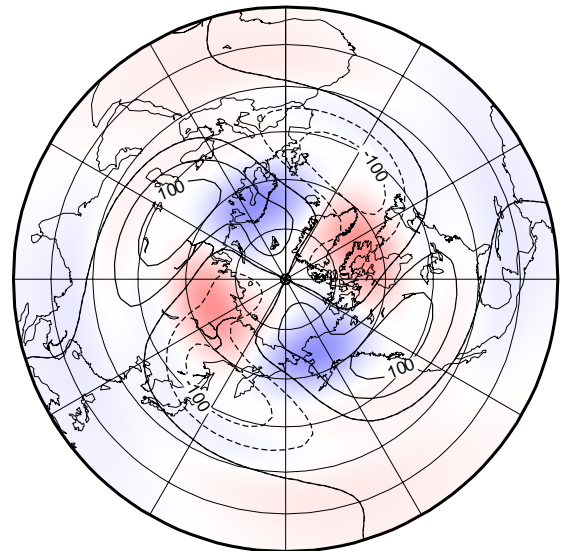
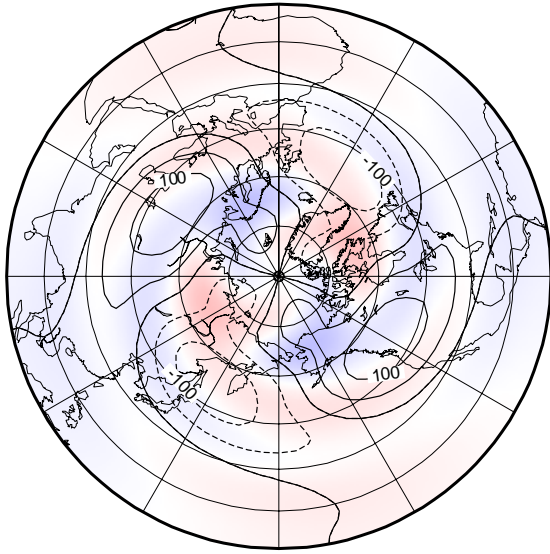


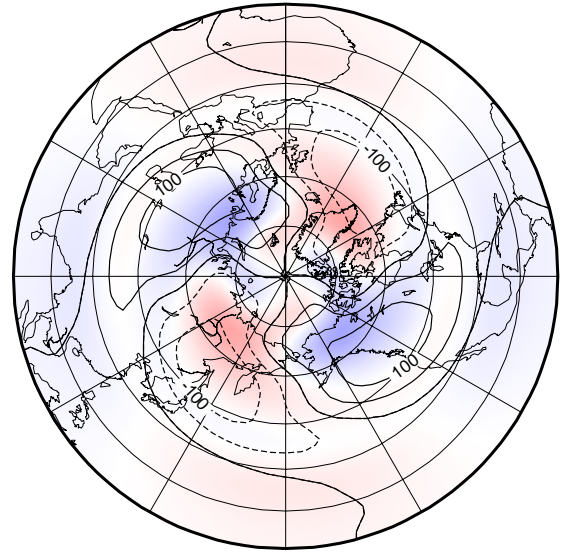
図 23 1986 年 2 月 5 日から 2 月 8 日までの北半球における東西波数 2 の順圧高度場の天気図に東西波数 2 の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。

Barotropic Forcing

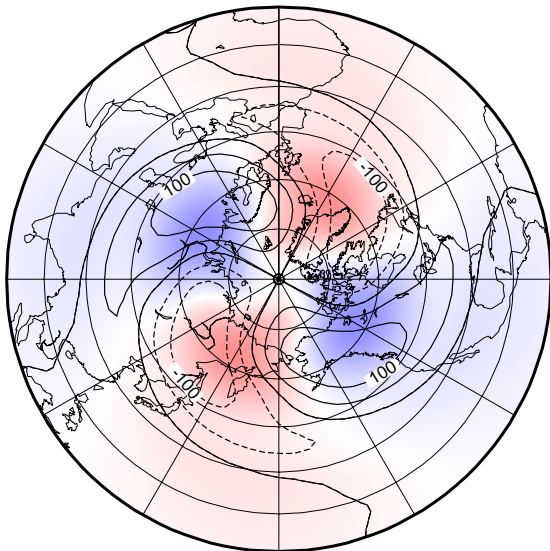
9 Feb 1986



10 Feb 1986



11 Feb 1986



12 Feb 1986

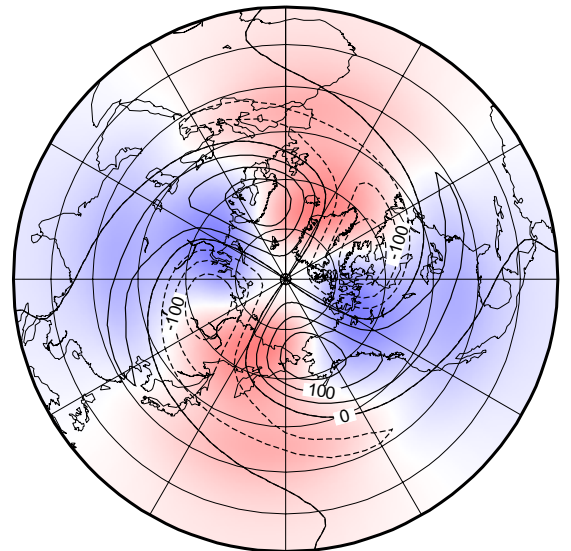
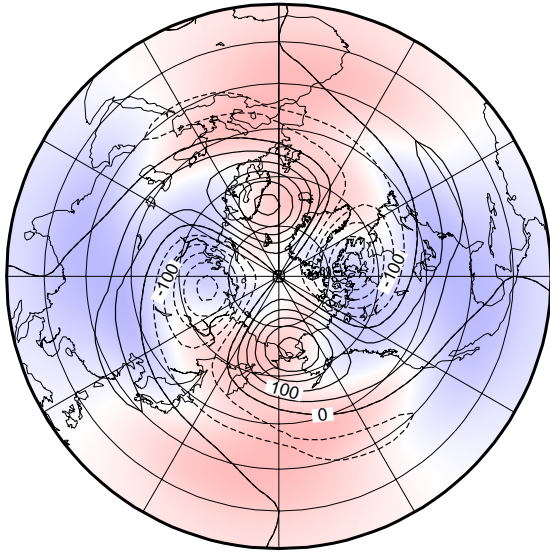


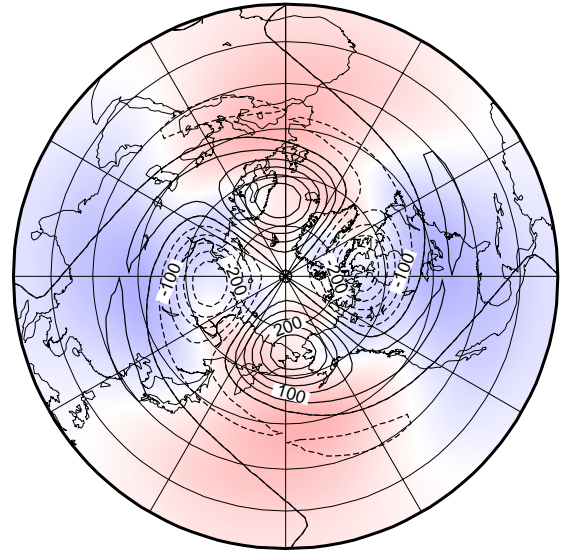
図 24 1986 年 2 月 9 日から 2 月 12 日までの北半球における東西波数 2 の順圧高度場の天気図に東西波数 2 の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。

Barotropic Forcing

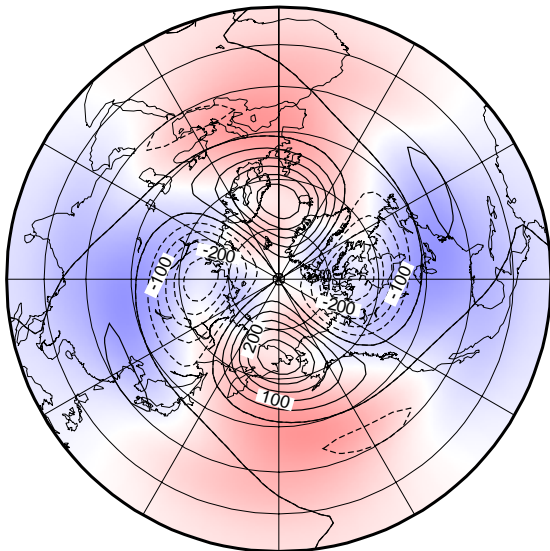
13 Feb 1986



14 Feb 1986



15 Feb 1986



16 Feb 1986

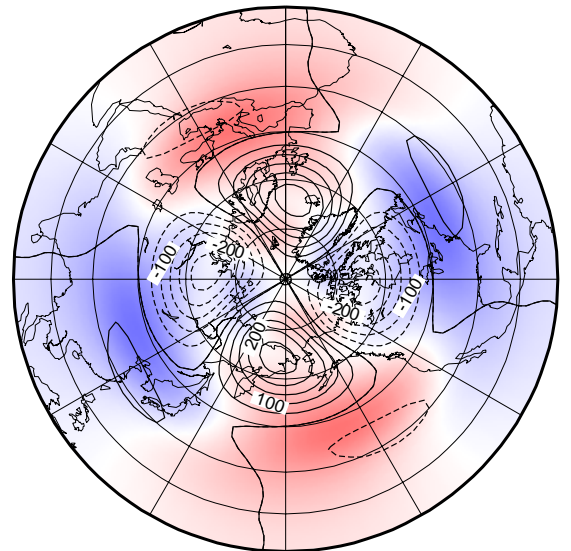
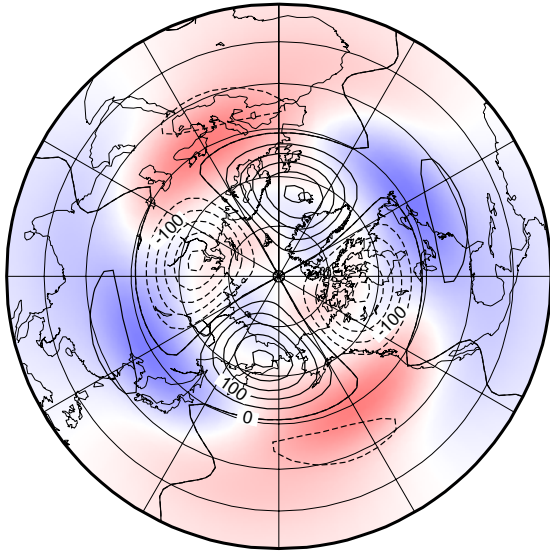


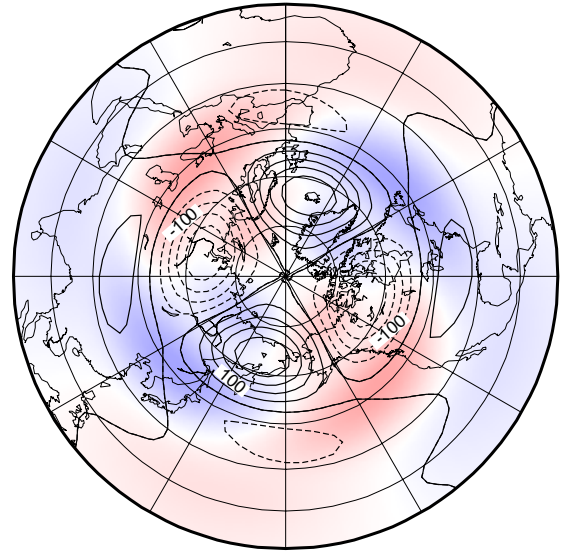
図 25 1986 年 2 月 13 日から 2 月 16 日までの北半球における東西波数 2 の順圧高度場の天気図に東西波数 2 の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。

Barotropic Forcing

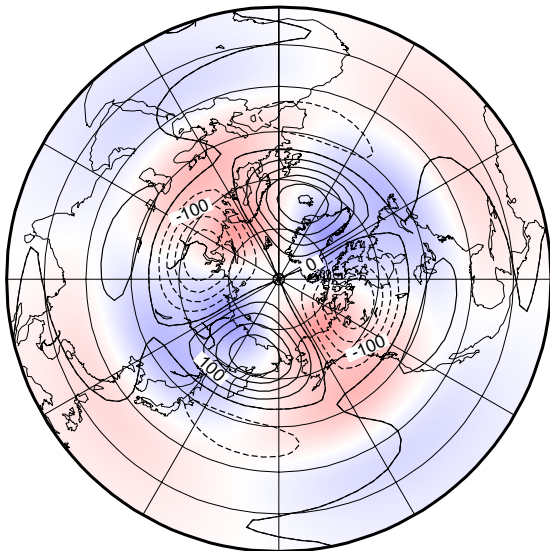
17 Feb 1986



18 Feb 1986



19 Feb 1986



20 Feb 1986

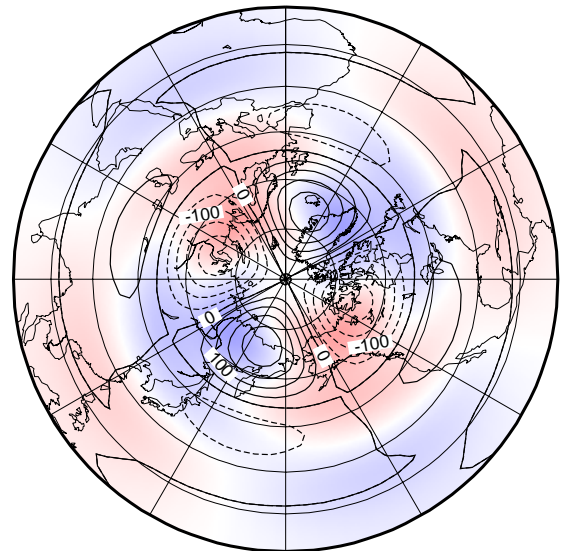


図 26 1986 年 2 月 17 日から 2 月 20 日までの北半球における東西波数 2 の順圧高度場の天気図に東西波数 2 の順圧 - 傾圧相互作用を重ね合わせた図。赤が正、青が負を示し、濃淡で強さを表している。

図 1 1978 年から 2000 年までの各年ごとの本研究で対象としたブロッキングの数。
最下段は各ブロッキング発生要因の発生割合 (%)。

Year	N	F	Total
1978	1	0	1
1979	1	1	2
1980	0	3	3
1981	1	0	1
1982	0	2	2
1983	0	1	1
1984	0	2	2
1985	0	0	0
1986	1	1	2
1987	0	0	0
1988	0	0	0
1989	0	2	2
1990	0	2	2
1991	1	0	1
1992	1	0	1
1993	0	2	2
1994	0	0	0
1995	1	0	2
1996	2	0	2
1997	0	1	1
1998	0	2	2
1999	0	2	2
2000	0	0	0
Total	9	21	30
rate(%)	30	70	