平成19年度 修士論文

ブロッキングと成層圏突然昇温との関連 についての解析的研究

京都大学 大学院理学研究科 地球惑星科学専攻

風本 圭佑

平成20年2月

ブロッキングと成層圏突然昇温との関連 についての解析的研究

京都大学大学院 理学研究科 地球惑星科学専攻 風本 圭佑

冬の成層圏循環における最も顕著な現象である成層圏突然昇温 (SSW) は, Matsuno (1971) により, 対流圏から上方伝播する大振幅惑星規模波と成層圏帯状流との相互作用で基本的には理解できることが示されている.しかしながら, SSW の発生時にしばしば観測される, 対流圏での惑星規模波の増幅機構を矛盾なく説明する理論は存在しない (Andrews *et al.*, 1987).しかし, SSW 発生時にしばしば対流圏においてブロッキングが出現することから, ブロッキングは, 対流圏での惑星規模波の増幅と関連していると考られている.ブロッキングと SSW との関係を統計的に解析した研究 (e.g. Quiroz, 1986) はあるが, 事例解析 について個々のブロッキングと惑星規模波の増幅, 及び SSW との関係について詳しい解析 は行われていない.また, SSW を伴う, ブロッキングと, 伴わないブロッキングに相異点や, 違いがあるのかどうか明らかでない.ブロッキングと SSW との関係を明らかにするため, JRA-25 再解析/JCDAS デ - タセットを用いて, 初冬に発生した個々のブロッキングと SSW との関係を事例解析によって調べた.

まず, SSW とブロッキングの検出を行った結果,北太平洋域でブロッキングが発生した 直後には,SSW は生じないことが示された.そこで,北大西洋域のブロッキングの発生と SSW 発生との関連を,以下の3つの事例を比較することにより詳しい解析を行った.事例 (a):SSW と,その直前に北大西洋域でブロッキングが発生した(2001年12月).事例(b): SSW と,その直前に事例(a)と同じ経度で弱いブロッキングが発生した(1998年12月). 事例(c):北大西洋域で顕著なブロッキングのみ発生した(1989年12月).

事例 (a), (b), (c) の比較から, SSW の発生には,帯状平均風分布 (波の伝播特性)より も,対流圏での波数1成分の増幅と,その位相の西傾と,対流圏界面付近における波数1の 波活動度フラックスの上向き成分の持続的な増大とが重要であることが示された.

次に,事例(a)について,ブロッキングと波数1の励起との関係について詳しく調べた. その結果,SSW発生前に,停滞性擾乱の波数1成分の振幅は,その気候学的な変動量であ る標準偏差を大きく超えていたことがわかった.また停滞性擾乱の波数1成分とブロッキン グとの線型足し合わせにより,波数1成分がさらに増幅することが示された.この両者の線 型干渉効果により,対流圏界面における波数1の波活動度フラックスの上向き成分が強化さ れる.以上のことは,事例(b)においても確認できた.一方,事例(c)ではSSWは生じな かったが,停滞性擾乱の波数1成分の振幅も小さかったことが示された.

最後に,事例(a)について,一ヶ月アンサンブル予報実験結果の解析を行った.その結果, 成層圏下層における波数1に伴う波活動度フラックスの時間積分値に,SSW発生に必要な 閾値が存在することが示唆された.また回帰分析によって,SSWと対流圏ブロッキングに 対応する偏差場との間に統計的に有意な関係があることを確認した.さらに,波数1成分の 振幅が大きいだけではSSWは生じず,北大西洋域のブロッキングが,初冬におけるSSW の発生に最も重要な寄与をしていることが示された.

目次

| 第1章 | はじめに | 1 |
|------|--|----|
| 1.1 | ブロッキングと成層圏突然昇温・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 1 |
| 1.2 | 成層圏突然昇温のメカニズム | 4 |
| 1.3 | 対流圏での惑星規模波の増幅メカニズム・・・・・・・・・・・・・・・・ | 10 |
| 1.4 | 本研究の目的 | 10 |
| 第2章 | データと解析手法 | 12 |
| 2.1 | データ | 12 |
| 2.2 | 解析手法 | 14 |
| 第3章 | 解析結果 | 25 |
| 3.1 | 事例の抽出 | 25 |
| 3.2 | 事例の比較 | 26 |
| 3.3 | ブロッキングと波の励起............................... | 36 |
| 3.4 | 成層圏突然昇温と北太平洋域のブロッキング | 45 |
| 3.5 | 予報実験結果を用いた解析............................ | 53 |
| 第4章 | 結論と考察 | 61 |
| 謝辞 | | 64 |
| 参考文献 | | 65 |
| 付録 A | 球面での TEM 方程式系 | 67 |
| 付録 B | 球面での定在波の屈折率 | 68 |

表目次

| 2.1 | JRA-25 再解析/JCDAS データセット | 12 |
|-----|--|----|
| 2.2 | 気象研究所/気象庁統一大気大循環モデルの概要 | 13 |
| 2.3 | 北太平洋域のブロッキングイベント | 17 |
| 2.4 | 北大西洋域のブロッキングイベント | 18 |
| 2.5 | SSW イベント | 20 |

図目次

| 1.1 | プロッキング | 1 |
|------------|--|----|
| 1.2 | 帯状平均温度と帯状平均風の12月の気候値の緯度-高度断面 | 2 |
| 1.3 | Matsuno(1971) による SSW の数値実験結果 | 3 |
| 1.4 | 波と平均流との相互作用の概念図 | 9 |
| <u>ዓ</u> 1 | 北半球におけるプロッキングの出現特度の経度分布 | 15 |
| 2.1 2.1 | | 10 |
| 2.2 0.2 | | 19 |
| 2.0 | | 19 |
| 2.4 | SSW 1 ヘノトの 101 Pa | 22 |
| 2.5 | SSW 1ヘントの 10nPa, 北緯 80 度の帝状平均温度の時間変動 | 22 |
| 3.1 | 10hPa , 北緯 80 度の帯状平均温度の時間変動 | 26 |
| 3.2 | 10hPa 高度場 | 27 |
| 3.3 | 波数1の振幅の時間-高度断面 | 28 |
| 3.4 | 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P flux の鉛直成分の時間- | |
| | 高度断面 | 29 |
| 3.5 | 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P flux の鉛直成分の時間変動 | 30 |
| 3.6 | 300hPa 高度場 | 31 |
| 3.7 | 北緯 50 度から 70 度で平均した東西平均からの高度場偏差の経度-高度断面 | 32 |
| 3.8 | 帯状平均風と波数1のE-P flux の緯度-高度断面 | 34 |
| 3.9 | 波数 1 の屈折率と波数 1 の E-P flux の緯度-高度断面 | 35 |
| 3.10 | 帯状平均風と波数1の屈折率の緯度-高度断面 事例 (c) | 35 |
| 3.11 | 基本場と偏差場の 300hPa 高度場 事例 (a) | 36 |
| 3.12 | 300hPa , 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 の振幅の時間変動 事例 (a) | 37 |
| 3.13 | 東西平均からの波数1の高度場偏差の経度-高度断面 事例 (a) | 38 |
| 3.14 | 波数 1 成分の東西平均からの高度場偏差の経度-高度断面 事例 (a) | 39 |
| 3.15 | 300hPa , 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P flux の鉛直成 | |
| | 分の時間変動 事例 (a) | 40 |
| 3.16 | 300hPa , 北緯 50 度から 70 度で平均した 3 次元の波活動度 flux (Plumb, | |
| | 1985) の鉛直成分の経度-時間断面 事例 (a) | 40 |

| 3.17 | m 300hPa , 北緯 $ m 50$ 度から $ m 70$ 度で平均した波数 $ m 1$ の振幅の時間変動 事例 $ m (b)$ | 41 |
|------|--|----|
| 3.18 | 東西平均からの波数 1 に伴う高度場偏差の経度-高度断面 事例 $\left(\mathrm{b} ight)$ | 42 |
| 3.19 | 300hPa , 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P flux の鉛直成 | |
| | 分の時間変動 事例 (b) | 42 |
| 3.20 | m 300hPa , 北緯 $ m 50$ 度から 70 度で平均した波数 $ m 1$ の振幅の時間変動 事例 $ m (c)$ | 44 |
| 3.21 | 東西平均からの波数 1 の高度場偏差の経度-高度断面 事例 (c) | 44 |
| 3.22 | 300hPa , 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P flux の鉛直成 | |
| | 分の時間変動 事例 (c) | 44 |
| 3.23 | 300hPa 高度場 事例 (d) | 45 |
| 3.24 | $10\mathrm{hPa}$, 北緯 80 度の帯状平均温度の時間変動 事例 (d) | 46 |
| 3.25 | 10hPa 高度場 事例 (d) | 46 |
| 3.26 | 波数 1 と波数 2 の振幅の時間-高度断面 事例 $\left(\mathrm{d} ight)$ | 48 |
| 3.27 | 北緯 50 度から 70 度で平均した E-P flux の鉛直成分の時間-高度断面 事例 | |
| | $(d) \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $ | 49 |
| 3.28 | 基本場と偏差場の 300hPa 高度場 事例 (d) | 49 |
| 3.29 | 東西平均からの高度場偏差の経度-高度断面 事例 $\left(\mathrm{d} ight)$ | 50 |
| 3.30 | Plumb (1985) の波活動度 flux の経度-高度断面 | 51 |
| 3.31 | 帯状平均風の緯度-高度断面 事例 (d) | 52 |
| 3.32 | 波の屈折率と E-P flux の緯度-高度断面 事例 (d) | 52 |
| 3.33 | 10hPa , 北緯 80 度における帯状平均温度の予測値の時間変動 | 54 |
| 3.34 | 12月 28日の帯状平均温度 (10hPa , 北緯 80度) の予測値と 12月5日 , 6 | |
| | 日を初期値とするメンバーの 100hPa における E-P flux の時間積分値との | |
| | 関係 | 55 |
| 3.35 | 12 月 28 日の帯状平均温度 (10hPa , 北緯 80 度) の予測値に対する 12 月 | |
| | 12-14 日平均 300hPa 高度場回帰図 | 55 |
| 3.36 | 12 月 28 日の帯状平均温度 (10hPa , 北緯 80 度) の予測値に対する 12 月 | |
| | 12-14 日平均した東西平均からの高度場偏差回帰図 | 56 |
| 3.37 | 12 月 28 日の帯状平均温度 (10hPa , 北緯 80 度) の予測値に対する 12 月 | |
| | 12- 14 日平均した東西平均からの高度場偏差回帰図 $($ 波数 1 成分 $)$ | 57 |
| 3.38 | 回帰図を用いた予報実験結果の 10hPa , 北緯 80 度における帯状平均温度の | |
| | 時間変動 | 58 |
| 3.39 | ブロッキング領域の摂動場........................... | 59 |
| 3.40 | 回帰図のブロッキング領域のみを摂動とした予報実験結果の 10hPa , 北緯 | |
| | 80 度における帯状平均温度の時間変動 | 60 |

第1章

はじめに

1.1 ブロッキングと成層圏突然昇温

ブロッキング (blocking) は,中高緯度の対流圏上層を,通常は,東西に流れる偏西風 ジェット気流 (図 1.1(b)) が,南北に大きく蛇行あるいは分流する状態が一週間程度,また はそれ以上持続する状態 (図 1.1(a)) を意味する.ジェット気流が北に蛇行する領域の下流 (東) 側には,ブロッキング高気圧と呼ばれる,対流圏全層にわたる背の高い鉛直構造をも つ,暖かい高気圧が発達する.ブロッキングは,移動性の高・低気圧の東進を阻止(block) するため,このように名付けられた.また,ブロッキングは,ときには1ヶ月以上も続き, その影響を受ける地域では同じような天候が持続するため,中高緯度の異常気象の主要な原 因となる (気象ハンドブック,2005).例えば,図 1.1(a) で示された 2005 年 12 月から 2006 年 1 月上旬には,ブロッキングが発達したヨーロッパ北部から北極海のシベリア側では異 常高温,その下流域の西シベリアから中央アジアでは,極域からの冷たい北西気流が流れ込 み異常低温を観測している.このとき,豪雪をともなった大寒波が日本や欧州を襲い,各地 で被害をもたらした.一般的に,このような冬季の寒波の吹き出しをもたらすブロッキング は,惑星規模波の増幅を伴うことが指摘されている(松野・島崎,1981).



図 1.1 500hPa 高度場. 等値線間隔は 100 m. (a)2005 年 12 月中旬に北大西洋域で 発生したブロッキング (H). 2005 年 12 月 10 日から 16 日までの期間の平均値.(b) 12 月中旬の気候値.JRA-25 再解析/JCDAS データセットの日平均値を用いて作成.



図 1.2 帯状平均温度と帯状平均風の 12 月の気候値の緯度-高度断面.(a)帯状平均温 度(等値線間隔:10K),(b)帯状平均風(実線:西風,破線:東風,等値線間隔:5 m/s). JRA-25 再解析/JCDAS データセットの 1979 年から 2006 年までの 12 月の月平均値 を用いて作成.

一方で,成層圏突然昇温 (Stratospheric Sudden Warming; SSW) は,1952年2月にド イツのシェルハークによって発見された現象である.一般に,成層圏では帯状平均した温度 は,夏半球で高温,冬半球で低温であり,冬極に向かって温度が低くなっている(図1.2(a)). 地衡風の関係から,冬(夏)半球の成層圏の気候学的な帯状平均風は,西(東)風である.ま た,この西風は高度と伴に強くなり,極夜ジェットを形成する(図1.2(b)).SSW とは,冬 季に成層圏の低気圧性の周極渦が崩壊し,極域の気温が数日の間に約40度以上も上昇する 現象である.これに伴い,極域が高温・高圧になり,一時的に,帯状平均風が西風から東風 に逆転する.WMO^{*1}では,10hPaの等圧面において,緯度60度より極側の方が温度が高 くなり,帯状平均風が西風から東風に逆転する場合を大規模昇温,風向の変化が伴わない場 合を小規模昇温と定義する.一般的に,SSW は大規模昇温を指す.

SSW の基本的なメカニズムは, Matsuno (1971) により, 1.2 節で示すように, 対流圏か ら上方伝播する大振幅惑星規模波と成層圏帯状流との相互作用で基本的には理解できること が示されている.図1.3 は, Matsuno (1971) による, SSW の数値モデル実験結果である. 初期に,観測に近い帯状平均風分布と,対流圏界面 (10km) で波数2の惑星規模波とを与え て数値積分を行った, 13hPaの等圧面高度 (太線) および気温の偏差 (細線) の時間発展が示 されている.この図から,極域の低気圧性の周極渦が崩壊し,極域が高気圧となることが見

^{*&}lt;sup>1</sup> 世界気象機関; World Meteorological Organization



図 1.3 SSW の数値実験結果 (Matsuno,1971). 仮想的な対流圏界面で,波数2の強制を与えた,13hPa のジオポテンシャル高度 (太線,等値線間隔:500 m) と気温(細線,K)の初期状態からの時間発展が示されている.

て取れる.また,この時間発展は,1963年1月に発生したSSWをよく再現している.しか しながら,Matsuno (1971)で仮定した,あるいは,SSWの発生時にしばしば観測される, 対流圏における惑星規模波の増幅メカニズムを矛盾なく説明する理論は依然として存在しな い (Andrews *et al.* 1987).しかし,SSW発生時にしばしば対流圏においてブロッキングが 出現することや,ブロッキングが惑星規模波の励起に関連する (e.g. Andrews *et al.* 1987, Quiroz,1987) と考えられていることから,ブロッキングは,対流圏における惑星規模波の 増幅と関連していると考えられる.

1.2 成層圏突然昇温のメカニズム

1.2.1 変形オイラー平均方程式系

SSW の基本的なメカニズムは, Matsuno (1971) により, 対流圏から上方伝播する大振幅 の惑星規模波と成層圏帯状流との相互作用で基本的には理解できることが示されている.そ の力学を考察するには,以下の変形オイラー平均 (Transformed Eulerian-mean; TEM) 方 程式を用いた解析が有用である.ここでは,中緯度 β 面準地衡風方程式系の TEM 方程式系 について示す.

鉛直座標として対数気圧座標: $z = -H \ln (p/p_s)$ を用いた中緯度 β 面準地衡風方程式系の TEM 方程式系は

$$x$$
方向の運動方程式 : $\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} - f_0 \overline{v}^* - \overline{X} = \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot F,$ (1.1)

エネルギー方程式 :
$$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + \overline{w}^* \frac{\partial \theta_0}{\partial z} - \overline{Q} = 0,$$
 (1.2)

連続の式 :
$$\frac{\partial \overline{v}^*}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 \overline{w}^*)}{\partial z} = 0,$$
 (1.3)

温度風の関係式 :
$$f_0 \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \frac{R}{H} \exp\left(-\frac{\kappa z}{H}\right) \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0,$$
 (1.4)

と書ける.ここで, p_s は地表気圧の標準値,uは地衡風の東西成分,vは地衡風の南北成分, wは鉛直流, θ は温位,Hはスケールハイト,Rは気体定数, $\rho = \rho_s e^{-z/H} = \frac{p_s}{RT_s} e^{-z/H}$ は密度, $\kappa = R/C_p$, $f_0 = 2\Omega \sin \phi$ はコリオリパラメータ,Xは摩擦,Qは非断熱加熱である.(-)は東西平均,(')は東西平均からの偏差で定義した擾乱成分を表す.また,残差子午面循環 $(0, \overline{v}^*, \overline{w}^*)$ を以下のように定義する

$$\overline{v}^* \equiv \overline{v}_a - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 \overline{v' \theta'}}{\frac{\partial \overline{\theta}_0}{\partial z}} \right), \tag{1.5}$$

$$\overline{w}^* \equiv \overline{w}_a + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \overline{\theta}_0}{\partial z}} \right). \tag{1.6}$$

この残差子午面循環は, ラグランジュ的な子午面循環を近似的に表現し, 波が定常で散逸がないときゼロとなる.ここで, ベクトル $F \equiv (0, F^{(y)}, F^{(z)})$ は, E-P フラックス(Eliassen-Palm flux)と呼ばれる量で, 波のもつ東風運動量を表している.それぞれの成分は以下で与えられる:

$$F^{(y)} = -\rho_0 \overline{u'v'},\tag{1.7}$$

$$F^{(z)} = \frac{\rho_0 f_0 \overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \theta_0}{\partial z}}.$$
(1.8)

この TEM 方程式系の特徴は,

- ・ 波の影響が (1.1) 式の右辺の ∇・F の形でしか現れない
 ・
- 波の群速度は E-P フラックス (F) の向きに一致する. (1.2.4 節参照)
- E-P フラックスの収束(発散)は *ū* の加速(減速)と対応する((1.1)式)
- E-P フラックスの収束(発散)は同時に,残差子午面循環を形成する.

1.2.2 惑星規模波の鉛直伝播

惑星規模波の鉛直伝播は,帯状平均風の分布に影響を受けるため,SSWの発生を考える 上で,惑星規模波の鉛直伝播条件を知ることは有用である.ここでは,惑星規模波の鉛直伝 播条件について示す.

対数気圧座標: $z = -H \ln \left(p/p_s \right)$ における,基本流 $\left(\overline{U}(y,z),0,0 \right)$ のまわりで線型化した中緯度eta 面準地衡風渦位方程式は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{U}\right)q' + v'\frac{\partial\overline{q}}{\partial y} = Z',\tag{1.9}$$

と書ける.ここで Z'は非保存項である.ここで q' は擾乱の準地衡風渦位で

$$q' = \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \right)$$
(1.10)

と表される.また, ψ' は $\psi' = \Phi'/f_0$ で表される地衡風の流線関数で, Φ' はジオポテンシャルである.Nは浮力振動数である.また

$$v' = \frac{\partial \psi'}{\partial x} \tag{1.11}$$

は地衡風の南北成分である.さらに,

$$\frac{\partial \overline{q}}{\partial y} = \beta - \frac{\partial^2 \overline{U}}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 f_0^2}{N^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \right)$$
(1.12)

は,帯状平均場の準地衡風渦位の南北微分である.

まず,帯状平均風 \overline{U} が一定のときの惑星規模波の鉛直伝播を考える.このとき,(1.12)式より $\partial \overline{q}/\partial y = \beta = -$ 定となる.またN = -定,非保存項Z' = 0と仮定する.ここで,東西方向の波数をk,南北方向の波数をl,東西方向の位相速度をcと仮定した平面波解

$$\psi'(x,y,z,t) = \Psi(z) \exp\left[i(kx+ly-kct) + \frac{z}{2H}\right]$$
(1.13)

を (1.9) 式に代入すると

$$\frac{d^2\Psi}{dz^2} + m^2\Psi = 0, (1.14)$$

となる.ここで

$$m^{2} \equiv \frac{N^{2}}{f_{0}^{2}} \left[\frac{\frac{\partial \overline{q}}{\partial y}}{\overline{U} - c} - \left(k^{2} + l^{2}\right) \right] - \frac{1}{4H^{2}}$$
(1.15)

と定義した.波が鉛直伝播するためには $m^2 > 0$ でなければならない.このとき,m は鉛直方向の波数である.(1.15) 式から,以下の \overline{U} の条件を満たすときのみ,波は鉛直に伝播可能である:

$$0 < \overline{U} - c < \frac{\frac{\partial q}{\partial y}}{(k^2 + l^2) + \frac{f_0^2}{4N^2H^2}} \equiv \overline{U}_c$$

$$(1.16)$$

ここで \overline{U}_c はロスビーの臨界速度と呼ばれている.定常波(c=0)に関して,(1.16)式から, $\overline{U} \ge N$ が一定のとき,定常波は東風中を伝播できないことがわかる.さらに,波の水平ス ケール(k,l)に伴う \overline{U}_c よりも弱い西風中のみ,定常波は鉛直伝播可能である.一般的に, 冬半球では西風 $(\boxtimes 1.2(b))$ であるため,対流圏で励起された定常波は鉛直伝播し,成層圏 の循環に影響を及ぼしていることが理解できる.一方,夏半球では東風 $(\boxtimes 1.2(b))$ である ため,定常波は鉛直伝播できない.

また, (1.16) 式より, \overline{u}_c は東西波数 k が小さいほど大きくなる.このことは,より波長の長い (k が小さい) 波がより上方に伝播できることを意味する.従って,冬季の成層圏には西風が存在するので, \overline{U}_c の大きな惑星規模波 (波数1 - 3)のみ成層圏中を伝播できる.また, $\overline{U} = \overline{U}_c$ に到達したとき,波はその高度より上には伝播することができない.

もし \overline{U} が上記の条件 (1.16) 式を満たしたとき,すなわち波が鉛直伝播できるとき, Ψ は以下のように書くことができる

$$\Psi(z) = \psi_0 \exp\left(imz\right),\tag{1.17}$$

ここで ψ_0 は複素振幅であり, (1.13) 式は

$$\psi'(x, y, z, t) = \psi_0 \exp\left[i(kx + ly + mz - kct) + \frac{z}{2H}\right],$$
 (1.18)

と表される.さらにこのとき,以下のロスビー波の分散関係式を得る,

$$\omega \equiv kc = \overline{u}k - \frac{k\frac{\partial q}{\partial y}}{(k^2 + l^2) + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)}.$$
(1.19)

したがって群速度の各成分 $(c_g^{(x)}, c_g^{(y)}, c_g^{(z)})$ は以下のように表される,

$$c_g^{(x)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k} = \overline{u} - \frac{2\frac{f_0^2}{N^2}\frac{\partial \overline{q}}{\partial y}k^2}{\left[\left(k^2 + l^2\right) + \frac{f_0^2}{N^2}\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\right]^2},\tag{1.20}$$

$$c_{g}^{(y)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial l} = \frac{2\frac{f_{0}^{2}}{N^{2}}\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}kl}{\left[(k^{2}+l^{2}) + \frac{f_{0}^{2}}{N^{2}}\left(m^{2} + \frac{1}{4H^{2}}\right)\right]^{2}},$$
(1.21)

$$c_g^{(z)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial m} = \frac{2\frac{f_0^2}{N^2}\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}km}{\left[(k^2 + l^2) + \frac{f_0^2}{N^2}\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\right]^2}.$$
 (1.22)

k > 0のとき,m > 0ならば, $c_g^{(z)} > 0$ となる.ロスビー波が上向き (下向き)の群速度をもつならば,定常波の位相線 (kx + mz - kct = -定)は高度と伴に西 (東) に傾いていることがわかる.

1.2.3 波の伝播特性

1.2.2 節では,一定の帯状平均風 (\overline{U})中の定常波の鉛直伝播について示した.しかしながら,現実大気では, \overline{U} は緯度 (y)及び高度 (z)とともに変化する.ここでは, \overline{U} がy,zとともに変化する場合: $\overline{U}(y,z)$ の惑星規模波の伝播特性について示す.

(1.9) - (1.11) 式において,
$$Z' = 0$$
, $N = - 定のとき$
 $\psi' = e^{z/2H} \Psi(y, z) e^{ik(x-ct)}$ (1.23)

を代入すると

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + n_k^2 \Psi = 0, \qquad (1.24)$$

ここで

$$n_k^2(y,z) \equiv \frac{\partial \overline{q}/\partial y}{\overline{U} - c} - k^2 - \frac{f_0^2}{4H^2N^2},$$
(1.25)

と定義される屈折率の二乗である.(1.24)式は,屈折率 n_k をもつ媒質中を伝播する光の二次元平面内の伝播を表す式と同じ形式をしている.このことは,光が屈折率の大きい方向に向かって伝播するように,ロスビー波も子午面内を伝播することを意味する.このように, ロスビー波(波活動度)は n_k^2 が正で大きい領域に向かい, n_k^2 が負の領域を避けるように伝播する傾向があることがわかる.

一方,定常波 (c = 0)の伝播特性について以下のことが考察できる. n_k^2 の表現 (1.25)式からもわかるように, \overline{U} がy,zとともに変化するとき,(1.12)式の \overline{U} の2階微分が波の伝播に影響を与える.たとえば,子午面内のジェットの中心(\overline{U} の分布が凸)では,ジェット軸に沿って n_k^2 は大きくなり,ジェットの周縁部(\overline{U} の分布が凹)では n_k^2 は小さくなるため,ロスビ - 波はジェット軸に沿って伝播する傾向をもつ.実際,冬季成層圏に見られる極夜ジェットは緯度 60度から 70度中心にしてシャープな構造を持つため, n_k^2 はジェットの中心で大きくなり,緯度 40度から 50度には n_k^2 の小さな障壁ができる.このため,惑星規模波はジェット軸沿いに北緯 60度付近を鉛直に伝播する傾向がある.

以上のことと関連して,SSW 発生の条件 (preconditioning) として,対流圏からの波束が 極付近に集中できるように,極夜ジェットの軸が極側へシフトしている必要があることが指 摘されている (e.g. Limpasuvan *et al.* 2004).

1.2.4 波と平均流との相互作用

1.2.2 節と 1.2.3 節で,波の鉛直伝播条件とその伝播特性について見てきた.ここでは,対流圏から上方伝播してきた惑星規模波が,成層圏循環に及ぼす影響と,SSWの発現機構と

を,波と平均流との相互作用の観点から示す.

非加速定理

準地衡風近似のもとでは, E-P フラックスの発散 ($\nabla \cdot F$)は, 擾乱による準地衡風渦位の 南北フラックスの東西平均を意味する, すなわち,

$$\overline{q'v'} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{u'v'} \right) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 f_0}{\frac{d\theta_0}{dz}} \overline{\theta'v'} \right) = \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \boldsymbol{F}.$$
 (1.26)

そこで, (1.9) 式に q' をかけて東西平均をとり, (1.26) 式を用いると, (1.9) 式は以下のよう に表される:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{F} = D \ . \tag{1.27}$$

ここでAは

$$A \equiv \frac{\rho_0 \overline{q'^2}}{2\frac{\partial \overline{q}}{\partial u}} \tag{1.28}$$

と定義される波活動度密度と呼ばれる量である.一方, D は非保存項である.(1.18)式を (1.28)式に代入すると,

$$A = \frac{\left[\left(k^2 + l^2\right) + \frac{f_0^2}{N^2}\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)\right]^2 \psi_0^2}{4\frac{\partial \overline{q}}{\partial y}}$$
(1.29)

となり, A は波の振幅の二乗に比例することがわかる. (1.18) 式を (1.7), (1.8) 式に代入すると,

$$\mathbf{F} = \left(0, \ -\frac{1}{2}\rho_0 k l \psi_0^2, \ \frac{1}{2}\rho_0 \frac{f_0^2}{N^2} l m \psi_0^2\right)$$
(1.30)

となる.ここで $v' = \partial \psi' / \partial y$, $\theta' = \partial \psi' / \partial z$ の関係式を用いた.したがって, (1.29) 式を用いると E-P フラックスは以下のように書ける:

$$\boldsymbol{F} = \left(0, c_g^{(y)}, c_g^{(z)}\right) A \tag{1.31}$$

このように, E-P フラックスは波活動度 A と子午面の群速度 $(0, c_g^{(y)}, c_g^{(z)})$ との積で表すことができる.また, $\frac{\partial \overline{q}}{\partial y} > 0$ のとき A > 0 となり, 波の活動度をみるのにふさわしい.

擾乱が定常 $(\partial/\partial t = 0)$ で,強制がない (D = 0) とき, (1.27) 式より $\nabla \cdot F = 0$ となる. このとき (1.1) 式から $f_0\overline{v^*} = 0$ となり,波による平均流の加速がないことを意味する.これは,「擾乱が定常で,強制がない (D = 0) とき,平均流を加速しない」という Charney and Drazin (1961) の非加速定理である.

SSW の発現機構

次に,SSWの発現機構を考える.北半球冬季に,対流圏で波数1や2の惑星規模波が増幅したと仮定する.波はほぼ A を保存しながら,群速度 $c_q^{(z)}$ で成層圏に上方伝播する.こ



図 1.4 成層圏突然昇温期間中の波と平均流との相互作用の概念図 (Andrews et al., 1987). (a) 破線: E-P フラックス (A) の鉛直プロファイル,太実線: E-P フラックス の発散 ($\nabla \cdot F = -\partial A/\partial t$),細実線:平均流加速 ($\partial u/\partial t$), Z_0 は波束の先端の到達 高度. (b) 斜線: E-P フラックスの収束 ($\nabla \cdot F < 0$),等値線:励起された帯状流の 加速度,矢印:励起された残差子午面循環の緯度-高度断面.加熱域は W.冷却域は C で示されている.

のことは成層圏で波活動度が時間的に増大することを意味する.つまり $\partial A/\partial t > 0$ となり, 準保存的な流れ (D = 0) に関して, (1.27) 式から, E-P フラックスは収束 ($\nabla \cdot F < 0$) となり, (1.26) 式から準地衡風渦位の南北フラックスは負 ($\overline{q'v'} < 0$) になる.すなわち,

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{F} = \rho_0 \overline{q' v'} < 0 \tag{1.32}$$

この E-P フラックスの収束は, TEM 方程式の東西方向の運動方程式 (1.1) から, 一部は コリオリのトルク ($f_0\overline{v^*}$) に打ち消されるが,帯状平均風 (\overline{U}) の減速をもたらすことがわか る.その結果,極夜ジェットは弱まり,ある瞬間に, \overline{U} は東風に転じ,波が伝播できない層 (critical layer) が形成される.惑星規模波は,その高度より上には伝播できなくなる.この ため, E-P フラックスの強い収束が起こり,その層の下で急速な東風加速が起こる.

図 1.4(a) は,惑星規模波の波活動度の上向き伝播によって引き起こされた E-P フラック スの収束 (太線)による, \overline{U} の減速の大きさ (細線)を示している.波による強制 ($\nabla \cdot F$)が 存在する高度領域よりも,広い領域で,細線で示されるように, \overline{U} が減速 ($\partial \overline{U} / \partial t < 0$)し ていることがわかる.これは,ここでは示していないが,TEM 方程式系から \overline{U} の加速分布 を求める式が楕円型の偏微分方程式となっていることを反映している.図 1.4(b)は, \overline{U} の 減速と関連する TEM 方程式系の残差子午面循環 (矢印)と,帯状平均温度の偏差 (W は高 温と C は低温偏差)とを示す.斜線部は E-P フラックスの収束を示している.温度風の関 係式 (1.4)から,極夜ジェットが減速すると,残差子午面流に伴う断熱加熱冷却により成層 圏の極域で高温,赤道域で低温偏差をもたらす.また,同様に,中間圏の極域で断熱冷却, 赤道域で断熱加熱となる補償流を伴っている.このようにして,成層圏極域が高温となる. 帯状平均風が東風になると,波は鉛直伝播できなくなるため,波によって励起された残差子 午面循環は弱まり,極域は放射冷却により低温化し,成層圏の極渦はもとの西風の強い状態 にゆっくり戻っていく.以上のように,対流圏で増幅した惑星規模波と成層圏での平均流と の相互作用によって SSW の基本的メカニズムが説明される.

1.3 対流圏での惑星規模波の増幅メカニズム

1.2.4 節で示したように, SSW の基本的なメカニズムは, 対流圏から上方伝播する大振幅 の惑星規模波と成層圏帯状流との相互作用で理解できる.しかしながら, SSW の発生時に しばしば観測される, 対流圏における惑星規模波の増幅メカニズムを矛盾なく説明する理論 は存在しない (Andrews *et al.*, 1987).しかし, SSW 発生時にしばしば対流圏においてブ ロッキングが出現することや, ブロッキングが惑星規模波の励起に関連する (e.g. Andrews *et al.*, 1987, Quiroz, 1987) と考えられていることから, ブロッキングは, 対流圏における 惑星規模波の増幅と関連していると考えられる.

Quiroz (1986)は,1981/82年から1984/85年の11月から3月に発生したブロッキング とSSWを比較し,統計的にブロッキングは,SSWよりも平均して約3.5日先行して出現 することを示している.Mukougawa *et al.* (2005,2007)(以下ではM05,M07)は,2001 年12月末に発生した波数1型のSSWについての気象庁ーヶ月予報結果及び大気大循環モ デルを用いた予報実験結果を用いた解析から,2001年12月末に発生したSSWに関して, 北大西洋域のブロッキングに伴う帯状風偏差や高度場偏差が有意にSSWと関連しているこ とを示している(3.5節で詳述する).一方,Taguchi(2007)は,統計的手法を用いて過去約 50年間に発生した北半球のブロッキングの発生時期とSSWの発生時期との間には統計的 に有意な関係がないことを示している.

しかしながら, Quiroz (1986) や Taguchi (2007) は, ブロッキングと SSW との関係を統計的に解析した研究であり,事例解析によって個々のブロッキングと SSW との関係について詳しい解析は行われていない.また, M05 と M07 で示されているように, ブロッキング と SSW との間に関連が有るとしても, SSW を伴う, ブロッキングと, 伴わないブロッキングとに相異点や,違いがあるのかどうかは明らかでない.さらに,ブロッキングと惑星規模波の励起との関係については依然として明らかではない.

1.4 本研究の目的

本研究では,個々のブロッキングとSSW との関係を事例解析によって調べ,対流圏ブ ロッキングとSSW との関係を力学的に明らかにすることを目的とする.また,以下では初 冬 (11月,12月)の事例について解析をおこなった.これは,初冬では対流圏から成層圏へ の惑星規模波の伝播が,1月以降に比べ少なく,成層圏における波活動度も小さいため,ブ ロッキングの成層圏への影響を解析することが容易になると考えたためである.具体的に は,以下の北大西洋域でブロッキングあるいは SSW が発生した3つの事例を比較すること により詳しい解析を行った(事例の抽出は第2章,第3章で詳細に記す).

- (a) 2001 年 12 月の事例:
 M05 と M07 が解析した事例で,北大西洋域で顕著なブロッキングが発生した直後に
 波数 1 型の SSW が発生した
- (b) 1998 年 12 月の事例:
 Naujokat *et al.* (2002) や Mukougawa and Hirooka (2004) が解析を行った事例で,
 波数 1 型の SSW と,その直前に事例 (a) と同じ経度で弱いブロッキングが発生した
- (c) 1989年12月の事例:
 事例 (a) と同様に北大西洋域で顕著なブロッキングが発生したが SSW は生じなかった

上記3事例の解析結果を補強し検証するため,北太平洋域で顕著なブロッキングが発生したがSSWは生じなかった事例(d)(1983年12月)の解析を行った.さらに,M07で示されている,事例(a)についての,気象研究所/気象庁統一大気大循環モデルを用いた一ヶ月アンサンブル予報実験結果の解析を行った.

第2章

データと解析手法

2.1 データ

本研究では, JRA-25 再解析/JCDAS データセットを使用して, 1.4 節で示した事例の解 析を行った.解析を行ったのは, 1979 年から 2006 年までの, 11 月, 12 月, 1 月の冬季の 期間である.また, 2001 年 12 月に発生した SSW に関しては, M07 で行われていた, ーヶ 月アンサンプル予報実験結果を用いて解析を行った.ここでは, それぞれのデータの詳細を 示す.

2.1.1 JRA-25 再解析/JCDAS データセット

本研究では, 1979 年から 2006 年の 28 年間の JRA-25 再解析/JCDAS データセット^{*1}を 使用した.JRA-25 再解析/JCDAS データセットの詳細を以下の表 2.1 に示す.

| 使用した期間 | 1979 年 1 月から 2006 年 12 月 |
|--------|--------------------------|
| 解析時刻 | 00,06,12,18UTC |
| 水平解像度 | 1.25° × 1.25° 緯度 経度格子点 |
| 鉛直層数 | 23層 (1000 - 0.4hPa) |

表 2.1 JRA-25 再解析/JCDAS データセット

本研究では,日平均値を用いて解析を行った.また,解析する各変数は,ランチョスフィルター (Duchon, 1979) による平滑化を行った.1次元のランチョスフィルターの重み係数

^{*1} JRA-25: Japanese 25-year ReAnalysis JCDAS: JMA Climat Data Assimilation System 気象庁は, 2006 年 3 月より気象庁気候データ同化システム (JCDAS) のリアルタイム運用を開始した. JCDAS は JRA-25 と同じデータ同化サイクルを現在まで延長したもので,対象期間は 2005 年 1 月以降 である.JCDAS データと JRA-25 長期再解析データを併せて利用することによって, 1979 年から現在ま での均質なデータセットを用いた気候解析が可能となった.

 w_k は以下のように表される.

$$w_k = \frac{\sin(2\pi f_c k)}{\pi k} \frac{\sin(\pi k/n)}{\pi k/n}, \quad k = -n, \dots, 0, \dots, n$$
(2.1)

ここで, f_c はカットオフ周波数, 2n + 1 がフィルタリングに使用する時間方向の項数である. 但し, w_0 としては, 分母と分子が共に0 に近づく極限をとって, $w_0 = 2f_c$ とする.

気候値として,1979年1月から2006年12月の日々の平均値に対し,60日をカットオフ 周期とするランチョス低周波フィルター(121項)を施したものを使用した(気象庁,2007). 以下では,移動性擾乱の影響を取り除くため,デ-タを解析した各変数には,8日をカット オフ周期とするランチョス低周波フィルター(17項)を施した.この8日の低周波フィル ターでは,寿命が6日程度以上の停滞性のプロッキングを,除去せずに,表現することがで きる(Nakamura *et al.*,1997).

2.1.2 気象庁ーヶ月アンサンブル予報データ

2001 年 12 月に発生した SSW に関して, M07 で行われている, 気象研究所/気象庁統一 大気大循環モデル (MRI/JMA-GCM) を用いた,予報実験結果を使用して解析を行った. M07 の予報実験で用いたモデルの概要と一ヶ月アンサンブル予報データの詳細を表 2.2 に 示す.

| 水平解像度 | : TL96 |
|---------|---|
| 鉛直層数 | : 40 層 (上端 0.4hPa) |
| 水平移流 | : セミラグラジアンスキーム |
| 積雲対流 | : Arakawa and Schubert (1949) のパラメタリゼーションスキーム |
| 乱流の効果 | : Meller and Yamada (1974) のレベル2のクロージャースキーム |
| オゾン濃度 | : 帯状平均した気候値で固定 |
| 海面水温 | : 月平均した気候値に初期時刻の気候値からの SST 偏差を固定 |
| 初期値 | : 気象庁現業一ヶ月アンサンブル予報 |
| 初期值時刻 | :毎週水曜と木曜 (1200UTC) |
| 予報期間 | : 30 日間 |
| メンバー数 | :水曜と木曜でそれぞれ 13 メンバー |
| | (コントロールラン 1, 摂動ラン 12) |
| 初期摂動作成法 | : ブリーディング (Breeding of Growing Mode; BGM) 法 |

表 2.2 気象研究所/気象庁統一大気大循環モデルとデータの概要

初期摂動は北緯 20 度以北の全気圧面で与えられ, 500hPa における高度場摂動に伴う高度場偏差の二乗平均根の大きさが気候値の 14.5% になるように摂動の振幅が与えられてい

る.予報実験結果の検証には, JRA-25 再解析/JCDAS データセットの 1200UTC の瞬間 値を使用した.

2.2 解析手法

本研究では, Barriopedro *et al.* (2006)の定義を参考にし, ブロッキングイベントの検 出を行った.また, WMOの定義を用いて, SSW イベントの検出を行った.惑星規模波の 起源, 伝播,活動度の大きさを調べるため, E-P フラックスと Plumb(1985)の波活動度フ ラックスとを用いた解析を行った.波の伝播特性を詳しく調べるため, 波の屈折率を用いた 解析を行った.ここでは, ブロッキングの検出方法, SSW の検出方法, 波活動度フラック ス, 波の屈折率について示す.

2.2.1 ブロッキングイベントの検出

ブロッキングは,流れのパターンや持続性のみによって特徴づけられるため,その定義に は必然的に主観的で曖昧な部分を含んでいる.ブロッキングには,SSW のように,WMO の正式な定義はない.本研究では,北緯 60 度付近の高気圧性循環に基づき,客観的でしば しば他の研究でもよく使われる Tibaldi and Molteni (1990)(以下では TM90)の定義をよ り高解像度のデータに適用できるように改良した Barriopedro et al. (2006)(以下では B06) の定義を用いた.この定義では,TM90 の緯度 経度 $3.75^{\circ} \times 3.75^{\circ}$ の格子点を用いた定義 を,緯度 経度 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ の格子点に変更している.また,B06 では,以下の条件 (2.4)の 第3条件を TM90 の定義に加えている.B06 に従い,ブロッキングの検出のみ緯度 経度 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ の格子点を用いた.

定義

まず,北半球 500hPa の高度場を用いて,以下のように定義される高度場の南北勾配 GHGS(中緯度) と GHGN(高緯度) を毎日,各経度で計算する:

$$GHGS = \frac{Z(\lambda, \phi_0) - Z(\lambda, \phi_s)}{(\phi_0 - \phi_s)},$$

$$GHGN = \frac{Z(\lambda, \phi_n) - Z(\lambda, \phi_0)}{(\phi_n - \phi_0)}.$$
(2.2)

ここで,

$$\phi_n = 77.5^{\circ} N + \Delta,
\phi_0 = 60.0^{\circ} N + \Delta,
\phi_s = 40.0^{\circ} N + \Delta,
\Delta = -5.0^{\circ}, -2.5^{\circ}, 0^{\circ}, 2.5^{\circ}, 5.0^{\circ},$$
(2.3)



図 2.1 1979 年から 2005 年までの 11 月と 12 月における北半球で発生したブロッキ ングの出現頻度 (%)の経度分布.実線は 1979 年から 2005 年の平均値, 陰影は ±1 標 準偏差の領域を示す.

である . $Z(\lambda, \phi)$ は緯度 ϕ と経度 λ における 500hPa 高度を示す . ここでは , まず , もし以下の 3 つの条件が , 少なくとも一つの Δ について満されたならば , 毎日 , 各経度でブロッキングが発生していると判断する .

$$GHGS > 0,$$

$$GHGN < -10 \text{ (m/deg .)},$$

$$Z(\lambda, \phi_0) - \overline{Z(\phi_0)} > 0.$$
(2.4)

ここで, $\overline{Z(\phi_0)}$ は緯度 ϕ_0 で帯状平均した 500hPa 高度である.

図 2.1 に,1979 年から 2005 年までの 11 月と 12 月における,上記の定義を満たすブロッ キングの北半球における出現頻度(%)の経度分布を示す.ヨーロッパ - 北大西洋域(経度 0 度付近)と北太平洋域(経度 180 度付近)に,ブロッキングの出現頻度の極大域が存在する. また,北大西洋域の方が,北太平洋域に比べ,ブロッキングの出現頻度が高いことがわかる. 初冬に,このような出現頻度の違いが見られることは,よく知られている (e.g. D'Andrea *et al.*, 1998).

次に,ブロッキングの出現頻度の高い領域である西経 80 度から東経 40 度の北大西洋域 と,東経 140 度から西経 100 度の北太平洋域 (Lupo and Smith, 1995) のそれぞれの領域に おいて,連続する経度 12.5 度以上で条件 (2.4) を満たしながら^{*2},5日以上持続したブロッ キング^{*3}を,ここではブロッキングイベントと定義する.また,各領域でブロッキングでは ない日が3日間続けばブロッキングイベントが終了したと判断した (B06).

^{*&}lt;sup>2</sup> 連続する 2 つの経度点で条件 (2.4) を満たし,次の経度点で条件 (2.4) を満たさず,その次の 2 経度点で条件 (2.4) を満たした場合も含めた.

^{*&}lt;sup>3</sup> 2 日連続して条件 (2.4) を満たし,次の日に条件 (2.4) を満たさず,次の 2 日間で条件 (2.4) を満たした場 合も含めた.

ブロッキングイベントの強さの指標として,ブロッキングイベント期間中で,ブロッキン グの検出を行った各領域の北緯 45 度から 72.5 度における,500hPa 高度場の気候値からの 偏差の極大値を用いた(Nakamura *et al.*, 1997).

以上のようにして,1979年から2005年の11月と12月で,北太平洋域で20イベント, 北大西洋域で35イベント検出した.表2.3と表2.4に,北太平洋域と北大西洋域とで検出 したイベントの発生時期,持続日数,強さ,ピーク日を示す.

ブロッキングイベントの統計的特徴

図 2.2 は,検出したブロッキングイベントの持続期間と頻度との関係を示す.北太平洋域 (図 2.2(a)),北大西洋域(図 2.2(b))ともに,ブロッキングイベントの出現頻度は,その持続 期間とともに指数関数的に減少している.このことから,n日持続したブロッキングイベン トがもう1日持続するかどうかの確率は,持続期間nに依存しないことがわかる(Dole and Gorden, 1983).また,この図から,北大西洋域のブロッキングイベントは北太平洋域に比 ベ持続期間が長いことがわかる.持続期間は,平均的に,約1週間から10日程度である.

次に,図 2.3 にブロッキングイベントの持続期間と強さとの関係を示す.北太平洋域(図 2.3(a)),北大西洋域(図 2.3(b))ともに,ブロッキングイベントの持続期間と強さとの間にかなり正の相関がある (99% 有意)^{*4}.統計的には,持続期間の長いブロッキングイベントが強いイベントであることがわかる.以上の統計的特徴は,TM90,B06,D'Andrea *et al.* (1998)の結果と整合的である.

^{*4} 北太平洋域は自由度 18 の t-検定により見積もった.北大西洋域は自由度 30 の t-検定により見積もった.

| 表 2.3 北太平洋域 (東経 140 度から西経 100 度)のブロッキングイベント.第2列は |
|--|
| ブロッキングイベントが検出された年月日,第3列は持続日数(日),第4列は強さ(各 |
| ブロッキングイベント期間中の 500hPa 高度場の気候値からの偏差の極大値) (m) ,第 |
| 5列はピーク日、太字は本研究で解析した事例を示す. |
| |

| No | 年月日 | 持続日数(日) | 強さ (m) | ピーク日 |
|---------|---------------------|---------|--------|------------|
| 1 | 1979.11.05-10 | 6 | 411 | 1979.11.08 |
| 2 | 1979.11.22-28 | 7 | 352 | 1979.11.24 |
| 3 | 1979.12.11-18 | 8 | 376 | 1979.12.13 |
| 4 | 1980.12.05-12.09 | 5 | 383 | 1980.12.07 |
| 5 | 1980.12.19-30 | 12 | 326 | 1980.12.19 |
| 6 | 1983.12.19-31 | 13 | 525 | 1983.12.24 |
| 7 | 1985.11.17-23 | 7 | 539 | 1985.11.22 |
| 8 | 1986.11.18-23 | 6 | 348 | 1986.11.19 |
| 9 | 1987.11.22-26 | 5 | 211 | 1987.11.24 |
| 10 | 1988.12.08-16 | 9 | 289 | 1988.12.13 |
| 11 | 1989.12.17-24 | 8 | 382 | 1989.12.17 |
| 12 | 1991.11.05-09 | 5 | 406 | 1991.11.05 |
| 13 | 1995.11.24- 12.12 | 19 | 506 | 1995.11.28 |
| 14 | 1996.12.20-30 | 11 | 517 | 1996.12.24 |
| 15 | 1997.11.10-15 | 6 | 340 | 1997.11.12 |
| 16 | 1998.12.20-25 | 6 | 435 | 1998.12.20 |
| 17 | 1999.12.13-18 | 6 | 311 | 1999.12.14 |
| 18 | 2001.11.19-23 | 5 | 207 | 2001.11.21 |
| 19 | 2005.11.09-19 | 11 | 363 | 2005.11.16 |
| 20 | 2005.12.17-21 | 5 | 297 | 2005.12.17 |
| average | | 6.7 | 300 | |

| No | 年月日 | 持続日数(日) | 強さ (m) | ピーク日 |
|-----------|------------------|---------|------------|------------|
| 1 | 1979.12.23-28 | 6 | 350 | 1979.12.24 |
| 2 | 1980.11.02-14 | 13 | 389 | 1980.11.07 |
| 3 | 1980.12.01-05 | 5 | 415 | 1980.12.04 |
| 4 | 1982.11.30-12.04 | 5 | 321 | 1982.12.02 |
| 5 | 1983.11.09-20 | 12 | 388 | 1983.11.14 |
| 6 | 1984.11.12-18 | 7 | 330 | 1984.11.14 |
| 7 | 1985.11.15-29 | 15 | 418 | 1985.11.26 |
| 8 | 1987.11.24-12.14 | 21 | 341 | 1987.11.24 |
| 9 | 1988.11.18-27 | 10 | 334 | 1988.11.20 |
| 10 | 1989.11.13-12.18 | 36 | 399 | 1989.11.23 |
| 11 | 1990.11.04-11 | 8 | 329 | 1990.11.06 |
| 12 | 1990.11.25-12.04 | 10 | 312 | 1990.12.04 |
| 13 | 1990.12.02-18 | 7 | 331 | 1990.12.16 |
| 14 | 1991.11.27-12.12 | 16 | 338 | 1991.12.06 |
| 15 | 1992.12.24-31 | 8 | 347 | 1992.12.27 |
| 16 | 1993.11.17-26 | 10 | 453 | 1993.11.21 |
| 17 | 199511.11-18 | 8 | 398 | 1995.11.13 |
| 18 | 1995.12.02-31 | 30 | 451 | 1995.12.05 |
| 19 | 1996.12.18-23 | 6 | 276 | 1996.12.21 |
| 20 | 1996.12.27-31 | 5 | 387 | 1996.12.31 |
| 21 | 1997.11.16-22 | 7 | 377 | 1997.11.21 |
| 22 | 1997.11.30-12.07 | 8 | 406 | 1997.12.02 |
| 23 | 1997.12.14-20 | 7 | 450 | 1997.12.17 |
| 24 | 1998.11.01-05 | 5 | 415 | 1998.11.02 |
| 25 | 1998.11.28-12.02 | 5 | 291 | 1998.12.02 |
| 26 | 1999.11.10-14 | 5 | 402 | 1999.11.11 |
| 27 | 2000.12.20-30 | 11 | 442 | 2000.12.25 |
| 28 | 2001.11.12-18 | 7 | 320 | 2001.11.15 |
| 29 | 2001.11.25-12.26 | 32 | 478 | 2001.12.20 |
| 30 | 2002.12.04-12 | 9 | 417 | 2002.12.06 |
| 31 | 2003.11.06-12 | 7 | 484 | 2003.11.08 |
| 32 | 2003.12.03-08 | 6 | 377 | 2003.12.05 |
| 33 | 2004.12.06-12 | 7 | 267 | 2004.12.11 |
| 34 | 2005.11.01-06 | 6 | 328 | 2005.11.01 |
| 35 | 2005.12.10-16 | 7 | 481 | 2005.12.14 |
| average | | 9.7 | 336 | |

表 2.4 表 2.3 と同様,ただし,北大西洋域(西経 80度-東経 40度)のブロッキングイベント.



図 2.2 ブロッキングの持続期間(日:横軸)と頻度(数:縦軸)との関係.(a) 北太 平洋域のブロッキングイベント,(b) 北大西洋域のブロッキングイベント.



図 2.3 ブロッキングの持続期間と強さとの相関図.横軸:持続期間(日),縦軸:強さ(m).図中の *r* は持続日数と強さとの相関係数.実線は回帰直線.(a)北太平洋域のブロッキングイベント,(b)北大西洋域のブロッキングイベント.

2.2.2 SSW イベントの検出

本研究では, WMO の定義を用いて SSW イベントの検出を行った.まず, WMO の定義 を以下に示す.

WMO の定義 (e.g. Labitzke and Loon, 1997, Inatsu et al., 2007)

- 条件 (a): 10hPa, 北緯 85 度の帯状平均温度 (T) が北緯 60 度の T よりも高い日が,
 5 日以上持続する.
- 条件(b): 10hPa, 北緯 65 度の帯状平均風(Ū)が西風から東風に逆転する.
- 条件 (c): 30 日以内に, その U が東風からもとの西風 (ただし 2m/s 以上) に戻る.

上記の条件 (a), (b), (c) を用いて,昇温イベントは以下のように分類される:

- 大規模昇温 (major warming):条件 (a), (b), (c) をすべて満たすイベント. 極渦の 崩壊を伴う.
- 小規模昇温 (minor warming):条件 (a)のみ満たし,条件 (b)を満たさないイベント
- カナダ昇温 (Canadian warming):アリューシャン高気圧の増幅や極向き伝播により,条件 (a) を満たすイベント.一時的に,条件 (b) を満たすこともある.初冬にしばしば発生する.極渦の崩壊を伴わない.
- 最終昇温 (final warming):条件 (a), (b) を満たし,条件 (c) を満たさないイベント

本研究では,初冬 (11月,12月) に発生した大規模昇温昇温のみを解析対象とした (1.4 節参照).SSW の持続期間は,10hPa,北緯 85 度と北緯 60 度との \overline{T} の南北勾配が正 ($\Delta \overline{T}/\Delta y > 0$)の期間で定義した.条件 (b)を満たした1日目をイベントのキー日とした (Charlton and Polvani, 2007).このようにして,1979年から2005年までの11月と12月 で4イベントを検出した.表 2.5 に,イベントの発生時期,持続期間,キー日,10hPa,北 緯 65 度の \overline{U} が東風 ($\overline{U}_{65N}^{10hPa} < 0$)の持続期間を示す.

表 2.5 SSW イベント.第二列:イベントの発生時期,第三列:持続期間(日),第4 列:キー日,第5列: $\overline{U}_{65N}^{10hPa} < 0$ の持続期間(日).

| No | 年月日 | 持続期間(日) | キー日 | $\overline{U}_{65N}^{10hPa} < 0$ の持続期間(日) |
|----|-----------------------|---------|------------|---|
| 1 | 1981.12.01-07 | 7 | 1981.12.05 | 1 |
| 2 | 1987.12.07-19 | 13 | 1987.12.08 | 9 |
| 3 | 1998.12.14-26 | 13 | 1998.12.15 | 7 |
| 4 | 2001.12.23-2002.01.08 | 17 | 2001.12.31 | 4 |

図 2.4 に,キー日における 4 イベントの 10hPa 高度場を示す.1981 年 (図 2.4(a)) は,気候値 (図 2.4(e)) に比べ,アリューシャン高気圧が発達し極側に張り出している.低気圧性の極渦は依然として強いままである.1981 年以外のイベントは,低気圧性の極渦が崩壊し,波数 1 型の SSW が生じている (図 2.4(b), (c), (d)).次に,図 2.5 に,10hPa,北緯 80 度での \overline{T} の時間変動を示す.1981 年のイベントでは,キー日 (図 2.5 の矢印 ()) 付近で,温度偏差が約 10 度程度の昇温しかない (図 2.5(a)).一方,1981 年以外のイベントは,各イベントのキー日付近で,数日の間に約 40 度の昇温が生じている (図 2.5(b),(c),(d)).また 1981 年のイベントは, $\overline{U}_{65N}^{10hPa}$ が東風の期間が1日と短い(表 2.5).さらに,1981 年以外のイベントでは,その変化は成層圏中層付近だけで見られた(図省略).以上のことから,本研究では,1981 年のイベントを Canadian warming と判断した.Quiroz (1986) でも,1981 年のイベントを Canadian warming に分類している.

一方,1998年と2001年のイベントは静穏な状態から昇温しているのに対し,1987年の イベントでは,昇温直前の11月下旬に小規模な昇温を伴っている(図2.5(b),(c),(d)).この ため,1987年のイベントでは,SSW発生前の成層圏循環は,事前に存在していた波活動度 によって,何らかの影響を受けている可能性がある.一方で,1998年と2001年のイベント では,SSW発生前の成層圏における波活動度は小さいと考えられる.このため,SSWと関 連する,対流圏から上方伝播してきた惑星規模波が成層圏循環に与える影響を解析すること が容易になると考えられる.以上のことから,本研究では,1998年と2001年のイベントに ついて詳細に解析を行う.



図 2.4 10hPa 高度場. 等値線間隔は 200 m. 3100 m 以上の領域に赤色, 30200 m 以下の領域に青色を付けた. (a)1981 年 12 月 5 日, (b)1987 年 12 月 8 日, (c)1998 年 12 月 15 日, (d)2001 年 12 月 31 日, (e) 気候値.



図 2.5 10hPa,北緯 80 度の帯状平均温度 (K)の時間変動.実線: (a)1981 年,(b)1987 年,(c)1998 年,(d)2001 年.破線は気候値,矢印()はキー日を示す.

2.2.3 波活動度フラックス

惑星規模波の起源,伝播,そのエネルギーの大きさを調べるために,波活動度フラック スを用いた解析を行った.子午面方向の波の伝播を調べるには,E-P フラックスを用いた. E-P フラックスは子午面方向の波の伝播は表現できるが,東西平均されているため,東西方 向の波束伝播を表現できない.そこで,3次元的な波束の伝播を表現できる Plumb(1985) の波活動度フラックスを用いた.以下に,フラックスの表式を示す.

E-P フラックス

子午面方向の惑星規模波の起源,伝播,そのエネルギーの大きさを調べるため,1.2節で 示した E-P フラッスを用いた解析を行った.ここでは,対数圧力座標: $z = -H \ln (p/p_s)$ における,球面に拡張した準地衡風 E-P フラックス $F \equiv \left(0, F^{(\phi)}, F^{(z)}\right)$:

$$F^{(\phi)} = -\rho_0 a \cos \phi \ \overline{u'v'} \tag{2.5}$$

$$F^{(z)} = \frac{\rho_0 a \cos \phi f v' \theta'}{\frac{d\theta_0}{dz}}$$
(2.6)

を用いる (Andrews *et al.*, 1987). ここで, 温位 $\theta = Te^{\kappa z/H}$ であり, $d\theta_0/dz$ は基本場の静的安定度である.本研究では,東西平均した温位 $\overline{\theta}$ を,北緯 20 度以北で面積平均したものを θ_0 とした.また,密度 $\rho = 1 \text{ kgm}^{-3}$,スケールハイト H = 7 km,地球半径 a = 6370 km, $\kappa = R/C_p = 2/7$, $p_s = 1000 \text{ hPa}$,気体定数 $R = 287 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ とした.また,球面での TEM 方程式系を付録 A に示した.

Plumb(1985) の波活動度フラックス

E-P フラックスは子午面方向の波束の伝播は表現できるが,東西平均されているため,東西方向の波束伝播を表現できない.そこで,準停滞性 $(\frac{\partial}{\partial t} \neq 0)$ の3次元的な波束の伝播を表現する Plumb(1985)の波活動度フラックス F_s を用いた. F_s は

$$\boldsymbol{F}_{s} = p \cos \phi \begin{pmatrix} v'^{2} - \frac{1}{2\Omega a \sin 2\phi} \frac{\partial (v'\Phi')}{\partial \lambda} \\ -u'v' + \frac{1}{2\Omega a \sin 2\phi} \frac{\partial (u'\Phi')}{\partial \lambda} \\ \frac{2\Omega \sin \phi}{S} \left[v'T' - \frac{1}{2\Omega \sin 2\phi} \frac{\partial (T'\Phi')}{\partial \lambda} \right] \end{pmatrix}$$
(2.7)

と表される.ここで,

$$S = \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\kappa T}{H} \tag{2.8}$$

は静的安定度である.(^)は北緯 20 度以北での面積平均を示す. Φ' はジオポテンシャルの 東西平均からの偏差である.

F_sは,東西一様な基本場中での準停滞性擾乱の3次元的な伝播を表現する波活動度フラックスである.このフラックスの向きは,基本場が擾乱よりもゆっくりと変化する場合,

定常ロスビー波の群速度の向きに一致する.また, F_s の東西平均は $ext{E-P}$ フラックスに帰着する.

本研究では,時間変化が移動性擾乱よりも小さい8日の low-pass(8日の低周波フィル タ-を施した波数1から3成分からなる擾乱場)を準停滞性擾乱と考えた.提供されている データはジオポテンシャル高度 $Z \equiv \Phi/g_0$ であるため, Φ として, Z に重力 $g_0 = 9.80665$ ms⁻² をかけたものを Φ とした.

2.2.4 波の屈折率

惑星規模波は帯状平均風の分布によって,その伝播特性を大きく左右される.その波の伝播特性について調べるために,1.2.3節で示した波の屈折率の二乗 n^2 を用いた解析を行った.球面での,波数 kの定在波に対する屈折率の二乗 n^2 は

$$n^{2} = \frac{\overline{q}_{\phi}}{\overline{U}} - \left(\frac{k}{a\cos\phi}\right)^{2} - \left(\frac{f}{2NH}\right)^{2}$$
(2.9)

である (Matsuno, 1970, Andrews et~al., 1987). ここで, \overline{q}_{ϕ} は

$$\overline{q}_{\phi} = \frac{2\Omega}{a}\cos\phi - \frac{1}{a^2} \left[\frac{\left(\overline{U}\cos\phi\right)_{\phi}}{\cos\phi} \right]_{\phi} + \frac{f^2}{N^2} \left[\left(\ln N^2\right)_z + \frac{1}{H} \right] \overline{U}_z - \frac{f^2}{N^2} \overline{U}_{zz}.$$
(2.10)

で定義される準地衡風渦位の球面での南北微分である.添字の ϕ, z は緯度,高度の微分を示す. (2.9) 式の n^2 は,定常で位相速度がゼロ (c = 0)の,定在波の屈折率であることに注意 する.

本研究では, \overline{U} の有限差分を用いた高階微分にともなって生ずる大きな誤差を除するために, n^2 の分布を求めるときには, \overline{U} を, あらかじめ切断波数を 21 として球面調和関数で 展開した後,波数空間上で南北微分を行った.また,球面での屈折率の導出は付録 B に示した.

第3章

解析結果

ブロッキングと SSW との,力学的な関係を調べるため,JRA-25 再解析/JCDAS デ-タ セットを用いて,初冬(11月,12月)に発生したブロッキングと SSW の事例について解析 を行った.具体的には,以下の3つの事例について解析を行った.SSW と,その直前に北 大西洋域でブロッキングが発生した事例(a)(2001年12月),SSW と,その直前に事例(a) と同じ経度で弱いブロッキングが発生した事例(b)(1998年12月),北大西洋域で顕著な ブロッキングのみが発生した事例(c)(1989年12月).また,事例解析結果を検証するため に,北太平洋域で顕著なブロッキングのみが発生した事例(d)(1983年12月)の解析を行っ た.さらに,M07 で示されている,気象研究所/気象庁統一大気大循環モデルを用いた,事 例(a)についての一ヶ月アンサンブル予報実験結果を解析した.

3.1 事例の抽出

2.2.1 節と 2.2.2 節で,初冬に発生した,ブロッキングと SSW の検出を行った.その結果 から,全 SSW イベントのキー日(表 2.5 の No.2,3,4)の約10日程度前には,北大西洋域 でブロッキングが生じていることがわかる(表 2.4 の No.8,25,29).この10日程度の時間 スケールは,対流圏から成層圏へ惑星規模波の波活動度が伝播する時間スケールとほぼ対応 する(Taguchi, 2007, Limpasuvan *et al.*, 2004 の Fig.5).一方で,北太平洋域のブロッキ ング発生直後には,SSW は生じない(表 2.3,表 2.5).そこで,本研究では,北大西洋域の ブロッキングの発生と SSW 発生との関係を詳しく調べる.

2.2.2 節で記したように,2001 年と 1998 年の SSW について詳しく解析を行う*1.まず, 事例 (a):2001 年の事例では,SSW 発生前に,北大西洋域で,持続期間が 32 日 (11/25~ 12/26) で全 35 イベント中 2 番目に長く,強さも 478m(12/20 に極大) で全 35 イベント中 3 番目という顕著なブロッキングがあった(表 2.4 の No.29).このブロッキングは,M05 と M07 で,SSW と統計的に有意な関連が示されているブロッキングである.一方,事例(b): 1998 年の事例では,SSW 発生前に,持続期間 5 日 (11/28~12/2),強さ 291m(12/2 に極

^{*1 1987} 年 12 月の SSW の事例 (表 2.5 の No.2) でも,北大西洋域のブロッキング (表 2.4 の No.8) との何 らかの関連が指摘されている (Baldwin and Dunkerton,1989, Naujokat *et al.*,2002).



図 3.1 10hPa, 北緯 80 度の帯状平均温度 (K) の時間変動.赤線は 2001 年, 青線は 1998 年, 黒線は 1989 年, 点線は気候値, 矢印()) はピーク日を示す.

大) で全 35 イベント中 32 番目の弱いブロッキングが北大西洋域で発生していた (表 2.4 の No.25).また,SSW を伴う,ブロッキングと,伴わないブロッキングの違いについて詳し く調べるため,事例 (a),(b)と同様に北大西洋域でブロッキングが発生したが,SSW は発 生しなかった事例についても解析を行う.この事例として,M05 と M07 で,統計的に有意 な関連が示されている事例 (a)のブロッキングイベントと,同程度の持続期間と強さを持つ,1989 年 12 月に北大西洋域で発生したブロッキングイベントについて解析を行う.事 例 (c):1989 年の事例では,北大西洋域のブロッキングの持続期間は 36 日 (11/13~12/18) で,強さは 399m(11/23 に極大)で全 35 イベント中 16 番目であった (表 2.4 の No.10).事 例 (c)のブロッキングの持続期間は,北大西洋域で発生した全ブロッキング中で最長である.図 2.2 で示したように,事例 (a)や事例 (c)の30 日以上持続するブロッキングイベントの出現頻度はかなり低く,大変顕著なイベントである^{*2}.

3.2 事例の比較

3.2.1 事例の概観

まず,事例 (a), (b), (c) の概観を示す.図 3.1 は 10hPa, 北緯 80 度における帯状平均温 度 (T) を示す.SSW が発生した 2001 年の事例 (a) (赤線) と 1998 年の事例 (b) (青線) で は,ブロッキング発生後,数日の間に温度が約 40 度上昇し,2001 年 12 月 28 日,1998 年 12 月 17 日に温度が極大になる.しかし,1989 年の事例 (c) (黒線) では 2001 年や 1998 年 のような顕著な昇温は生じない.図 3.2 に,この 10hPa,北緯 80 度の T のピーク時 (図 3.1 の矢印 ())における 10hPa 高度場を示す.図 3.2(d) は 12 月の気候値で,北極域が低気圧

 ^{*2 1995}年12月に北大西洋域で発生したブロッキングは持続期間,強さとも事例(a)と同程度であった(表 2.4 の No.18).しかし,同時に,北太平洋域でも顕著なブロッキングが発生していた(表 2.3 の No.13).
 このため,本研究では,事例(c)について解析を行った.



図 3.2 10hPa,北緯 80 度の帯状平均温度 (K) のピーク期の 10hPa 高度場.等値 線間隔は 200 m.3100 m 以上の領域に赤色,30200 m 以下の領域に青色を付けた. (a)2001 年 12 月 28 日,(b)1998 年 12 月 17 日,(c)1989 年 12 月 5 日,(d)12 月の気 候値.

の周極渦構造を示している.ただし,等高線のパターンは,極を中心とした完全な同心円パ ターンではなく,等値線間隔がやや狭い北緯60度付近に西風ジェット(極夜ジェット)があ る.事例(a)(図3.2(a))と事例(b)(図3.2(b))は波数1の増幅によって波数1型のSSWが 発生し,周極渦が崩壊していることがわかる.但し,波数1の位相は両者で異なっている. 一方,事例(c)(図3.2(c))では,低気圧性の極渦が依然として強く,極域の温度も低いまま である.

3.2.2 波の励起

図 3.2 で示されたように SSW が発生した事例 (a) や (b) と, SSW が発生しなかった事例 (c) との対流圏から成層圏へ上方伝播する波数1の惑星規模波の振る舞いの違いについて詳細に解析する.

図 3.3 に,事例 (a), (b), (c) の 11 月, 12 月における, 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う惑星規模波の振幅の時間-高度断面を示す.SSW が発生した事例 (a)(図 3.3(a))では, 12 月上旬に対流圏中上層で振幅が大きくなり, 12 月中旬には成層圏でも振幅が大きくなった後, SSW が発生し, 成層圏極域の温度は 12 月 28 日に極大となる (図 3.1 赤線). 同様に,事例 (b)(図 3.3(b))では, 11 月下旬に対流圏中上層で振幅が大きくなり, 12 月上



図 3.3 北緯 50 度から 70 度平均した波数 1 の振幅の時間-高度断面.期間は 11 月 1 日から 12 月 31 日.等値線間隔は 50m.200-300m の領域に陰影を付けた.(a)2001 年,(b)1998 年,(c)1989 年.

旬に成層圏でも振幅が大きくなった後,12月17日付近で温度が極大となる(図3.1青線). 一方,SSWが発生しなかった事例(c)(図3.3(c))では,11月中旬と下旬に対流圏中上層で 振幅は僅かに大きくなるが,持続せず,数日の間に減衰してしまう.このように,SSWを 伴う,ブロッキングと,伴わないブロッキングの違いは,波数1の惑星規模波の振る舞いと も関係しているようである.

次に,図 3.4 に事例 (a), (b), (c) の 11 月,12 月における,波数 1 の波活動度の鉛直伝 播を表現する,波数 1 に伴う E-P フラックスの鉛直成分 (F_z)の時間-高度断面を示す. F_z は北緯 50 度から 70 度で平均している.SSW が発生した事例 (a) では,12 月中旬に対流圏 中上層で F_z が増大し,その後,成層圏でも増大する様子が見て取れる (図 3.4(a)).同様に, 事例 (b) では,11 月下旬に対流圏中上層で F_z が大きくなり,その後,成層圏でも増大する (図 3.4(b)).一方,SSW が発生しなかった事例 (c) では,11 月中旬から下旬にかけて対流 圏中上層で僅かに大きくなるが,事例 (a) や (b) で見られた成層圏における F_z の増大はな い (図 3.4(c)).図 3.5(a) に,300hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した F_z の時間変動を示 す.SSW が発生した事例 (a) (赤線)と事例 (b) (青線) は,SSW の発生前に, F_z の気候学


図 3.4 北緯 50 度から 70 度平均した波数 1 に伴う E-P フラックスの鉛直成分時間-高度断面.期間は 11 月 1 日から 12 月 31 日.等値線間隔は 1.0 × 10⁵ kg/s².負の領 域に陰影を付けた.(a)2001 年,(b)1998 年,(c)1989 年.

的標準偏差の2倍を大きく越える日が約10日持続している.100hPaにおいても同様な特徴があった(図3.5(b)).このことは,Polvani and Waugh (2004)の結果と整合的である. 一方,SSW が発生しなかった事例(c)(黒線)では,このような特徴は見い出せない.

このように, SSW を伴う, 事例と, 伴わない事例との違いは, 対流圏から成層圏に上方 伝播する *F_z* のピーク期の振舞に明瞭な違いが存在する.そこで以下では,図 3.5(b)の矢印 ()で示される,11月1日から12月31日までの期間で,北緯50度から70度で平均し た成層圏下層 (100hPa)における *F_z* のピーク期 (2001年12月16日,1998年12月2日, 1989年11月20日)に注目し,3事例を比較する.ただし,事例(b)では12月12日にも *F_z* は極大となるが(図 3.5(b) 青線),ブロッキング期間と期間が重複する12月2日に注目 した.

図 3.6 は, このピーク期の 300hPa 高度場を示す.3 事例とも北大西洋城にブロッキング が存在している.事例 (a) (図 3.6(a)) では,明瞭なΩ型のブロッキングがイギリス付近に 存在する.事例 (b) (図 3.6(b)) のプロッキングは,他の事例に比べかなり弱く,持続期間も 短い.一方,SSW が発生した事例 (a) と (b) は,北太平洋域に明瞭な低圧部が存在し,波



図 3.5 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P フラックスの鉛直成分 (×10⁵ kg/s²)の時間変動.(a)300hPa,(b)100hPa.赤線は 2001 年,青線は 1998 年,黒線は 1989 年,点線は 1979 年から 2005 年の平均,濃い(淡い) 陰影は ±1(2) 標 準偏差の領域である.(b)の矢印()はピーク日を示す.

数1成分が卓越している(図 3.6(a),(b)).SSW が発生しなかった事例(c)では,アメリカ 東岸でリッジが張り出し,北緯60度付近の緯度円に沿って波数2成分が卓越している(図 3.6(c)).以上のことは,図3.7からも確認できる.図3.7は,北緯50度から70度で平均し た東西平均からの高度場偏差の経度 - 高度断面を示す.事例(a)(図 3.7(a))と事例(b)(図 3.7(b))では,対流圏上層から成層圏まで波数1成分が卓越し,その位相は高度とともに西 に傾いている.これは,惑星規模波(波活動度)の上向き伝播と整合的である(1.2.2節).ま た,対流圏ではブロッキングに対応する高度場偏差が北大西洋域に見てとれる.しかし事例 (c)(図 3.7(c))では,対流圏で波数2成分が卓越し,他の事例に比べ位相が鉛直に立ってい る.このため,1989年の事例では惑星規模波の上向き伝播が弱く,SSW が発生しなかった と考える.

以上の比較から,SSWの発生には,対流圏での波数1成分の増幅と,その位相の西傾と, 対流圏界面付近における波数1に伴う波活動度の上向きフラックスの持続的な増大とが重要 であることを示唆している.



図 3.6 100hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P フラックスの上 向き成分のピーク期における 300hPa 高度場. 等値線間隔は 100 m. 色陰影は右下の 基準の通り. (a)2001 年 12 月 16 日, (b)1998 年 12 月 2 日, (c)1989 年 11 月 20 日, (d)12 月の気候値.



図 3.7 北緯 50 度から 70 度で平均した東西平均からの高度場偏差の経度-高度断面. 等値線間隔は 100 m.(a) 2001 年 12 月 16 日,(b) 1998 年 12 月 2 日,(c) 1989 年 11 月 20 日,(d) 12 月の気候値.

3.2.3 波の伝播特性

1.2.3 節で述べたように,帯状平均風 (\overline{U}) の分布は惑星規模波の伝播に影響を与えるため,SSWの発生に, \overline{U} の分布が重要な要因となる可能性がある.そこで各事例について, 100hPaにおける波数1の F_z のピーク期付近で, \overline{U} と波数1の屈折率 (n^2) の子午面分布を求めた.

図 3.8 は, \overline{U} (等値線) と波数 1 の E-P フラックス (ベクトル) との緯度 - 高度断面を示す. SSW が発生した事例 (a) や (b) では, 気候値 (図 3.8(d)) に比べ, 緯度 50 度から 70 度付近 の高緯度域における, E-P フラックスの対流圏から成層圏への流入が顕著である (図 3.8(a), (b)). 一方, SSW が発生しなかった事例 (c) では, 事例 (a) や (b) と比べると, E-P フラッ クスは小さい. この図 3.8 からも, 事例 (a), (b) と, 事例 (c) とでは, E-P フラックスの波 数 1 の鉛直伝播に明瞭な違いが示された.

一方, \overline{U} は,SSW が発生した事例 (a) や (b) では,気候値 (図 3.8(d)) に比べ,対流圏から成層圏上層まで,北緯70度から80度付近の高緯度域に西風偏差があり,対流圏でダブルジェット構造となっている (図 3.8(a),(b)).このため,事例 (a),(b) では,波数1の惑星規模波が極向きに伝播しやすい状況であったと考える.一方,SSW が発生しなかった事例 (c) では,ダブルジェット構造は比較的弱い.しかしながら,事例 (c) では,その5日後 (ブロッキング期間中) には,事例 (a) や (b) と同様の \overline{U} 分布が見られた (図 3.10 (a)).また,事例 (c) で見られたように, \overline{U} は数日の間に大きく変化する.

さらに,波の伝播特性を詳しく調べるため,波数1に対する定在波の n² ((2.9)式)の子午 面分布 (図 3.9)を調べた.3事例とも,成層圏下部の極夜ジェットの中心 (図 3.8(a),(b), (c))には,気候値 (図 3.9(d))では存在しない,屈折率が40を超える領域が存在しているた め,3事例とも,成層圏では,波数1の惑星規模波が極向きに伝播しやすい状況であったと 考える.このように,波の伝播特性には,3事例に大きな違いは見い出せない(図 3.9,図 3.10(b)).また,気候平均場においても,北緯60度より極側の成層圏では,波数1の惑星 規模波の伝播可能な領域は存在する(図 3.9(d))

従って,SSWの発生には,成層圏における \overline{U} の分布(波数1の伝播特性)よりも,対流圏における波数1成分の励起が重要であることを示唆している.



図 3.8 帯状平均風と波数 1 の E-P フラックス (kg/s^2) の緯度-高度断面.等値線は帯 状平均風,等値線間隔は 5 m/s である.西風領域に青色,東風領域には赤色を付けた. ベクトルは波数 1 の E-P フラックス (kg/s^2) . E-P フラックスは気圧の平方根で割っ た値を示す.右下の矢印は 1000 hPa におけるベクトルの大きさ(1.0×10^8 , 6.2×10^5) に対応する. (a)2001 年 12 月 16 日, (b)1998 年 12 月 2 日, (c)1989 年 11 月 20 日, (d)12 月の気候値.



図 3.9 波数 1 の屈折率 (n^2) と波数 1 の E-P フラックス (kg/s^2) の緯度-高度断面. 等値線は地球半径 a の 2 乗を掛けた n^2 ,等値線間隔は 20 である. 色陰影は図右の 基準の通り. ベクトルは波数 1 の E-P フラックス (kg/s^2) である. E-P フラック スは気圧の平方根で割った値を示す. 右下の矢印は 1000 hPa のベクトルの大きさ $(1.0 \times 10^8, 6.2 \times 10^5)$ に対応する. (a)2001 年 12 月 16 日, (b)1998 年 12 月 2 日, (c)1989 年 11 月 20 日, (d)12 月の気候値.



図 3.10 (a) 図 3.8 と同様, (b) 図 3.9 と同様. 但し, 1989 年 11 月 25 日.

3.3 ブロッキングと波の励起

3.2 節で, SSW 発生に対する波数1成分の励起の重要性が示唆された.ここでは事例(a) について, ブロッキングと波数1成分の励起との関係について詳細に解析を行う.

事例 (a): 2001 年のブロッキングと SSW

ブロッキングと波数1の励起との関係を調べるために,8日の低周波フィルターを施した 場 (Z) を,60日の低周波フィルターを施した場 (Z_B) とそれからの偏差場 ($Z_A = Z - Z_B$) に分ける(図 3.11).図 3.11 は,300hPa における,波数1の E-P フラックスの鉛直成分 (F_z)が気候学的標準偏差の2倍を超えた2001年12月11日の300hPa 高度場について, Z(図 3.11(a)), Z_B (図 3.11(b)), Z_A (図 3.11(c))を示す.ここで60日の低周波フィルタ-を施した Z_B では,ブロッキングは明瞭ではなくなる(図 3.11(b))ため, Z_B はブロッキン グにとっての「基本場」と考えられる.一方, Z_A ではイギリス付近に明瞭な高気圧性偏差 が存在するため,ブロッキングに伴う偏差場を表現していると考える(図 3.11(c)).

まず,図 3.12 に, Z, Z_B, Z_A それぞれの, 300hPa における, 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 の振幅の時間変動を示した. 3.2.2 節で示したように,SSW 発生前の 12 月中旬に Z の振幅 (赤線) は気候学的標準偏差の 2 倍を超えるほど増幅している.一方で,12 月初旬から中旬に, Z_B の振幅 (図 3.12 青線) は,Z の 1979 年から 2005 年の平均値 (図 3.12 黒線) よりも大きい.しかも,この期間中,Z_B の振幅 (図 3.12 青線) は,1979 年から 2005 年で求めた Z_B の気候値よりも 1 標準偏差以上大きかった (図省略).このように,事例 (a)では,SSW が発生する前に,予め基本場 Z_B の波数 1 成分の振幅が大きかったことがわかる.

次に,図3.13に,北緯50度から70度で平均した東西平均からの波数1の高度場偏差の



図 3.11 基本場と偏差場の 300hPa 高度場 (m).波数 1 の E-P フラックスの鉛直成 分が標準偏差の 2 倍を超えた 2001 年 12 月 11 日の (a)8 日の低周波フィルターを施 した場 (Z)(等値線間隔:100 m), (b) 基本場;60 日の低周波フィルターを施した場 (Z_B)(等値線間隔:100 m), (c) 偏差場 (Z_A)(等値線間隔:50 m); (a) - (b).



図 3.12 300hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 の振幅 (m) の時間変動.赤線:8日の低周波フィルター (Z), 青線:60日の低周波フィルター (Z_B), 緑線:偏差場 (Z_A), 黒線:8日の低周波フィルターの 1979 年から 2005 年の平均, 濃い(淡い) 陰影は ±1(2) 標準偏差の領域.

経度-高度断面を示す.図 3.13の左はZの波数1成分(等値線),右は Z_B の波数1成分(黒 等値線) と Z_A (色陰影) である.図 3.13 の上から, $300\mathrm{hPa}$,北緯 50 度から 70 度で平均し た波数 1 に伴う F_z の (上) 標準偏差の 2 倍を越えた日 : 2001 年 12 月 11 日 , (中) ピーク 日:2001 年 12 月 17 日,(下) ピーク6 日後:2001 年 12 月 23 日を示す.図 3.13 の右図の 黒等値線から,Z_Bにおける波数1の位相は高度とともに西に傾いていることがわかる.そ の位相は 11 日から 23 日にかけてほぼ同じ経度に位置する.また, 300hPa における Z_B の 波数 1 のリッジは , 11 日には西経 15 度ほど , Z_A のブロッキングのリッジは東経 0 度ほど に存在する.このため, Z_B のリッジの東側に Z_A のブロッキングのリッジが存在する(図 3.13 右上). ピーク期の 17 日には, Z_B のリッジは西経 15 度付近, Z_A でのブロッキングの リッジは西経 30 度付近にあり, Z_B のリッジの西側へブロッキングのリッジが西進してい る (図 3.13 右中). この 11 日から 17 日にみられたブロッキングの西進に伴い, Z の波数 1 成分が増幅し,しかもその位相は西傾している(図 3.13 左中).このことは,波数1の停滞 性擾乱 (Z_B) に対してブロッキング (Z_A) が西進することで,波数1の F_z が増大し,成層 圏への波活動度の伝播が強化したことを意味している.一方,ピーク6日後の23日には, Z_A でみた北大西洋域のブロッキングは,さらに西進して西経 50 度付近に位置し,波数 1の位相は鉛直に立っている (図 3.13 左下). このため, 波数1の波活動度の上方伝播は弱化 したと考える.以上のことは,波数1の停滞性擾乱の振幅や位相の傾きの時間発展は,波数 1の停滞性擾乱 (Z_B) と Z_A でのブロッキングの相対的位置関係によって決まっていること を示唆している.

さらに,以上のことは,図 3.14 で明瞭に示される.図 3.14 では,図 3.13 の Z_A を,そ の波数 1 成分で示した.図 3.14 の Z_A の波数 1 のリッジ (色陰影) は,図 3.13 で示したブ ロッキングのリッジよりもやや東に位置するが,12 月 11 日にはかなり違う. Z_A の波数 1 のリッジは,ほぼブロッキングに対応している.また, Z_A の波数 1 成分は,200hPa 以下の



図 3.13 東西平均からの波数 1 の高度場偏差の経度-高度断面. 左図は 8 日の低周波 フィルターを施した場 (Z) の波数 1 成分. 等値線間隔は 40 m. 陰影は 200 m 以上 の領域を示す. 右図の黒等値線 (40 m) は 60 日の低周波フィルターを施した場 (Z_B) の波数 1 成分. 右図の白等値線 (100 m) と色陰影 (100 m) は偏差場 (Z_A). 上から, 300hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P フラックスの鉛直成分の (上) 標準偏差の 2 倍を超えた日: 2001 年 12 月 11 日, (中) ピーク日: 2001 年 12 月 17 日, (下) ピーク 6 日後: 2001 年 12 月 23 日.

対流圏で順圧的な構造をしている.このことは, Z_A の波数1成分だけでは,300hPaでの 波活動度の上向き伝播は小さいことを意味している.この図から, Z_A の波数1のリッジも, 11日から23日にかけて西進することがわかる(図 3.14右).11日に,300hPaにおける, Z_A の波数1のリッジは, Z_B のリッジの東側に存在するが(図 3.14右上),17日(:300hPa の F_z のピーク日)には, Z_A の波数1のリッジは, Z_B のリッジのやや東側かほぼ同じ位置 に存在する(図 3.14右中).さらに,ピーク後の23日には, Z_A の波数1のリッジは, Z_B のリッジの西側に存在する(図 3.14右下).一方, Z_B の波数1成分はほとんど変動しない. 従って,波数1の増幅やその波活動度の成層圏への鉛直伝播は,波数1の停滞性擾乱(Z_B) とブロッキング(Z_A)との相対的な位置関係によって決まっていることを示している.

次に,図 3.15 に, Z, Z_B , Z_A それぞれの, 300hPa における北緯 50 度から 70 度で平均 した波数 1 の F_z の時間変動を示す. $Z(\boxtimes 3.15 \ o$ 赤線)のピーク日 (12 月 17 日)において, Z_B に伴う $F_z(\boxtimes 3.15 \ f$ 書線)は Z の 52%, Z_A でのブロッキングに伴う $F_z(\boxtimes 3.15 \ f$ 暴色)は Z の 5% しかない.また,両者の合計は,もとの場である $Z(=Z_B + Z_A)$ に伴う $F_z(\boxtimes 3.15 \ f$ 素線)よりも 43% も小さい.このことは, Z_B の波数 1 成分と Z_A で表現されるブロッキン



図 3.14 図 3.13 と同様.ただし,右図の白等値線 (20 m) と色陰影 (20 m) は偏差場 (*Z_A*)の波数1成分を示す.

グとが重なり干渉することで生じる線型干渉効果が,波数1に伴う E-P フラックスの増大 に大変重要であることを示唆している.

さらに,以上のことは,図 3.16 からも確認できる.図 3.16 は,北緯 50 度から 70 度で 平均した, 300hPa における 3 次元の波活動度フラックス (Plumb, 1985) ((2.7) 式) の鉛直 成分の経度 - 時間断面 (Hovmöller 図) を示す.図 3.16(b) に青い で示した Z_B の波数 1 成分のリッジは全期間を通して経度0度付近に存在する.このことからも,Z_Bの波数1成 分は停滞性擾乱に対応していることがわかる.一方,赤い で示したブロッキング (Z_A)の リッジは,ゆっくりと西に移動している様子が見て取れる.赤い で示されるブロッキング のリッジが Z_B のリッジとほぼ重なった 12 月 10 日前後から,北大西洋域で波活動度フラッ クスの鉛直成分が増大し始める.そのフラックスは12月17日にかけてのブロッキングの リッジの西進に伴い急激に増大し、さらに、その後の西進に伴って減少していくことが明瞭 に示される (図 3.16(a)). このことからも,事例 (a) では,波数1 が卓越し位相が高度とと もに西に傾いていた基本場中を,順圧的な波数1成分を伴うブロッキングが西進したため, 対流圏中で波数1成分が増幅し、かつその鉛直伝播が強化されたと考えられる.一方、 F_z が標準偏差の 2 倍を越えた 12 月 11 日から 21 日の期間で,北大西洋域 (西経 80 度-東経 40 度) において,基本場 (Z_B) に伴う鉛直フラックス (図 3.16(b)) と,ブロッキング (Z_A) に 伴う鉛直フラックス (図 3.16(c)) の合計は, もとの場である $Z(=Z_B + Z_A)$ に伴う鉛直フ ラックス (図 3.16(a)) よりも 50% も小さい.ここでも,波数 1 の増幅には, Z_B と Z_A との



図 3.15 300hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P フラックスの鉛 直成分 (×10⁵ kg/s²)の時間変動.赤線:8 日の低周波フィルター (Z),青線:60 日の 低周波フィルター (Z_B),緑線:偏差場 (Z_A),黒線:1979 年から 2005 年の平均,濃 い (淡い) 陰影は ±1(2) 標準偏差の領域.



図 3.16 300hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均した 3 次元の波活動度フラックス (Plumb, 1985)の鉛直成分の経度 - 時間断面.期間は 2001 年 11 月 21 日から 12 月 31 日.(a)8 日の低周波フィルターを施した場 (Z), (b) 基本場 (Z_B : 60 日の低周波 フィルター), (c) 偏差場 (Z_A).等値線間隔は 0.1 m²/s².上向き成分 (>0.2 m²/s² 以上)に赤色,下向き成分 (<0 m²/s²) に青色を付けた.(b)の赤い(青い) はプロッ キング (基本場の波数 1 成分)のリッジの位置を示す.

線型干渉効果により理解できることが示された.

事例 (b): 1998 年のブロッキングと SSW

基本場 (Z_B) の波数 1 成分とブロッキング (Z_A) に伴う波数 1 成分との線型干渉効果が, 波数 1 成分の増幅に重要であることは,以下のように,事例 (b) においても確認できる.

図 3.17 に, Z, Z_B, Z_A それぞれの, 300hPa における北緯 50 度から 70 度で平均した



波数1の振幅の時間変動を示した.SSW 発生前の11月下旬から12月上旬にZの振幅(赤線)は気候学的標準偏差の2倍を超えるほど増幅している.SSW 発生前の11月中旬から12月中旬に, Z_B の振幅(青線)のみで,Zの1979年から2005年の平均値(黒線)よりも大きい.この期間中, Z_B の振幅(青線)は,1979年から2005年で求めた Z_B の気候値の1標準偏差以上大きかった(図省略).このように,事例(b)でも事例(a)と同様に,SSWが発生する前に,予め基本場(Z_B)の波数1成分の振幅が大きかったことがわかる.

次に,図3.18に,北緯50度から70度で平均した,東西平均からの波数1の高度場偏差 の経度-高度断面を示す.図3.18の左はZの波数1成分 (等値線),右は Z_B の波数1成分 (黒等値線) と Z_A(色陰影) である.図 3.18 の上から, 300hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均 した波数1に伴う F_zの(上)標準偏差の2倍を越えた日(1998年11月28日),(中)ピーク 期 (1998 年 12 月 2 日) , (下) ピーク 4 日後 (1998 年 12 月 6 日) である . 期間を通じて Z の波数1の位相は高度とともに西に傾いている (図 3.18 右図の黒等値線).また, 300hPa における Z_B の波数 1 のリッジは, 11 月 28 日には経度 0 度付近, Z_A でのブロッキングの リッジは東経 10 度に存在する. ピーク期の 12 月 2 日には, Z_B のリッジは経度 0 度付近, ブロッキングのリッジは西経 20 度付近にあり, Z_B のリッジの西側へブロッキングのリッ ジが西進している (図 3.18 右中). この 11 月 28 日から 12 月 2 日にみられたブロッキング の西進に伴い,波数1成分が増幅し,しかもその位相は西傾していることが見て取れる(図 3.18 左中). ピーク 4 日後の 12 月 6 日には, ブロッキングは検出されていない. このとき, Z でみた波数1の位相は西に傾いているが,振幅は対流圏で急速に小さくなっている(図 3.18 左下).このため,波数1の波活動度の上方伝播は弱化したと考える.以上のことから も,事例(b)でも,事例(a)と同様に,基本場の波数1成分(Z_B)の増幅とその位相の西傾 の拡大は,基本場の波数1成分 (Z_B) とブロッキングに伴う波数1成分 (Z_A) との線型足し 合わせにより,理解できることがわかる.

図 3.19 は,事例 (b) における, 300hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均した Z, Z_B , Z_A そ れぞれに伴う F_z の時間変動である. $Z(\boxtimes 3.19 \text{ の赤線})$ のピーク期 (12 月 2 日) において,



図 3.18 図 3.13 と同様,但し,上から,300hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う E-P フラックスの鉛直成分の(上)標準偏差の 2 倍を超えた日:1998 年 11 月 28 日,(中)ピーク日:1998 年 12 月 2 日,(下)ピーク 4 日後:1998 年 12 月 6 日.



 Z_B に伴う $F_z(\boxtimes 3.19 = 10)$ は Z の 35%, Z_A でのブロッキングに伴う $F_z(\boxtimes 3.19 = 10)$ は Z の 15% である.それらの合計は,もとの場である $Z(=Z_B + Z_A)$ に伴う $F_z(\boxtimes 3.19 = 10)$ は)よりも 50% も小さい.このことは,事例 (a) と同様に,事例 (b) においても $Z_B \ge Z_A$ との線型干渉効果が波数 1 の励起に大変重要であることを示している.

事例 (c): 1989 年の北大西洋域のブロッキング事例

事例 (c) では, Z と Z_B の波数 1 成分の振幅は, 事例 (a) や (b) と比べ,小さい (図 3.20 赤線,青線).また Z_B の振幅 (図 3.20 青線) も, Z_B についての 1979 年から 2005 年で求 めた気候値よりも小さかった (図省略).図 3.21 に,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 成分の高度場偏差の経度-高度断面を示す.図 3.21 左は Z の波数 1 成分,右は Z_B の波数 1 成分 (黒等値線) と Z_A(色陰影) である.300hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に 伴う F_z のピーク期:1989 年 11 月 18 日についてのみ示した.Z_B の 300hPa のリッジは経 度 0 度付近に存在するが,北大西洋域のブロッキングに対応する Z_A のリッジは東経 10 度 に存在する (図 3.21 右).事例 (c) では,基本場 Z_B の波数 1 成分の振幅が小さかったため に,北大西洋域でブロッキング発生しても,事例 (a) や (b) のように波数 1 成分は増幅しな かったと考えられる (図 3.21 左).また事例 (a) や (b) のように波数 1 成分は増幅しな かったと考えられる (図 3.21 左).また事例 (a) や (b) のように ,SSW が発生しな かったと考える.

事例 (a), (b) と事例 (c) との比較から, SSW の発生には,予め停滞性擾乱 (Z_B)の波数 1 成分の振幅が大きいことと,北大西洋域でブロッキングが発生しその波数 1 成分のリッジ の下流側から上流側へゆっくり西進することが重要であることを示唆している.



図 3.20 図 3.12 と同様,但し,1989年.



図 3.21 図 3.13 と同様,但し,300hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した波数1に伴う E-P フラックスの鉛直成分のピーク日:1989 年 11 月 18 日.



3.4 成層圏突然昇温と北太平洋域のブロッキング

ここでは,北大西洋域と北太平洋域とで発生するブロッキングの SSW 発生に対する役割 の違いを明瞭にすることを目的として解析を行った.以下では,北太平洋域で顕著なブロッ キングの発生した事例 (d)(1983 年 12 月) について解析した結果を示す.

3.4.1 事例 (d) の概観

事例 (d) の北太平洋域のブロッキングは, 持続期間は 13 日 (12/19 - 31) で 20 イベント 中 2 番目,強さ 525m(12/24 極大) で 20 イベント中 2 番目であった (表 2.3 の No.6).この ブロッキングは,北太平洋域で発生した全ブロッキング中で最も顕著である^{*3}.図 3.23(a) に,ブロッキングのピ - ク日 (12 月 24 日) の 300hPa 高度場を示す.アラスカ上空に顕著 な高気圧性偏差を伴う双極子型のブロッキングである.気候値(図 3.23(b))と比べると,日 本とアメリカ東岸のトラフと,アラスカとイギリス上空のリッジとが発達し,北緯 60 度の 緯度円に沿って,波数2成分が卓越していることが見て取れる.

次に,図 3.24 の実線で 10hPa,北緯 80 度の T の時間変動を示す.SSW が発生した事例 (a),(b)(図 3.1 赤線,青線)のような顕著な昇温はない.しかし,ブロッキングが検出され ていた 12 月下旬に,小規模な昇温が発生し,温度偏差は 10 度程度である.

図 3.24 の矢印() で示した T のピ - ク日の 10hPa 高度場を図 3.25(a) に示す.気候値 (図 3.25(b)) と比較すると,アリュ - シャンで高気圧が発達していることがわかる.しかし ながら,SSW が発生した事例(a),(b)(図 3.2(a),(b))に比べ,極域の低気圧性の周極渦 は依然として強い.



図 3.23 300hPa 高度場. 等値線間隔は 100 m. 色陰影は右下の基準の通り. (a) ブロッキングのピーク日の 1983 年 12 月 24 日, (b)12 月の気候値.

^{*&}lt;sup>3</sup> 1995 年の事例 (表 2.3 の No.13) は持続期間は最長 (19 日) であった.しかし,このとき北大西洋域でもブロッキングが検出されていた (表 2.4 の No.18).このため,本研究では,事例 (d) について解析を行った.



図 3.24 10hPa, 北緯 80 度の帯状平均温度 (K) の時間変動.黒線は 1989 年, 点線は 気候値,矢印()はピーク日を示す.



図 3.25 10hPa 高度場. 等値線間隔は 100 m. 3100 m 以上の領域に赤色, 30200 m 以下の領域に青色を付けた. (a)1983 年 12 月 31 日, (b)12 月の気候値.

3.4.2 事例 (d) と事例 (a),(b),(c) との比較

次に,事例 (d) と事例 (a), (b), (c) との比較によって,北太平洋域のブロッキングが SSW を伴わなかった要因について解析する.

波の励起

まず,波の励起について詳しく調べる.図3.26 に,事例(d)の北緯50度から70度で平均した波数1と波数2の振幅の時間-高度断面を示す.ブロッキングが発生した12月中旬と下旬で,波数1成分は増幅していない(図3.26(a)).しかし,波数2成分は,12月中旬から下旬にかけて対流圏中上層で増大し,その後,成層圏で増幅していく(図3.26(b)).一方で,SSWは発生しなかったが,北大西洋域で顕著なブロッキングが発生した事例(c)では,僅かながら,対流圏中上層で波数1成分が増幅していた(図3.3(c)).このことは,北太平洋域と北大西洋域とで発生するブロッキングでは,励起される波数成分に違いが生じる可能性を

示している.すなわち,気候値(図3.23(b))では,極東域のトラフが顕著なので,ほぼ180 度反対にある北大西洋域でブロッキングが生じると波数1成分,約90度東のアラスカ(北 太平洋域)でブロッキングが発達すると波数2成分が生じやすいと考える.

次に,図 3.27 に,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 と波数 2 に伴う F_z の時間-高度 断面を示す.1983 年 11 月 1 日から 12 月 31 日まで,波数 1 成分の増幅はない (図 3.27(a)). 波数 2 成分は,12 月中旬から下旬にかけて対流圏中上層で増大し,その後,成層圏で増大 していく (図 3.27(b)).一方,SSW が発生した事例 (a) や (b) では,10hPa まで波数 1 の F_z が増大している (図 3.4(a),(b)).しかしながら,事例 (d) では,50hPa までしか増大し ていない.また,事例 (d) において,300hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 2 の F_z のピーク期 (1983 年 12 月 22 日) における, F_z の大きさ ($5.6 \times 10^5 \text{ kg/s}^2$)は,事例 (a) の 300hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 に伴う F_z のピーク期 (2001 年 12 月 17 日) における F_z ($4.8 \times 10^5 \text{ kg/s}^2$)の 1.4 倍,事例 (b)のピーク期 (1998 年 12 月 2 日) における F_z ($4.8 \times 10^5 \text{ kg/s}^2$)の 1.2 倍とかなり大きい^{*4}.一般的に,波数 2 の惑星規模波は,波数 1 の惑星規模波に比べ,弱い西風中でしか伝播できない.したがって,対流圏で波数 2 成分 が増幅したとしても,その惑星規模波が成層圏上層まで伝播するためには,事前に,成層圏 (上層)の西風が減速されている必要があると考えられる.このことを,さらに詳しく調べる ため,100hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 2 に伴う F_z のピ-ク日 (1983 年 12 月 22 日) について詳しく解析を行った.

位相の傾きと波の鉛直伝播

まず,図 3.28 に,3.3 節で示したように,100 hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 2 に伴う F_Z のピーク期における,Z(図 3.28(a)), Z_B (図 3.28(b)), Z_A (図 3.28(c))の 300hPa 高度場について示す.Zではアラスカ上空に明瞭な Ω 型のブロッキングが存在している(図 3.28(a)). Z_B では,日本とアメリカ東岸のトラフが発達し北緯 60 度の緯度円に沿って,波数 2 成分が卓越していることが見て取れる(図 3.28(b)).一方, Z_A では,アラスカ上空にブロッキングに対応する明瞭な高気圧偏差が存在する(図 3.28(c)). Z_B が事例(a)(図 3.11(b))とはかなり異なる.

次に, Z について, 図 3.29 に, 北緯 50 度から 70 度で平均した,東西平均からの高度場 偏差の経度-高度断面を示す.図 3.29(a)から,波数2のF_zのピーク日に,対流圏では波数 2 成分が卓越していることがわかる.また,経度0度付近と経度180度付近とに高気圧性 偏差が存在する.気候値(図 3.29(b))でも経度0度付近に,同程度の高気圧性偏差が存在す る.一方,経度180度付近の北太平洋域のブロッキングに対応する高気圧性偏差は,気候値 では大変弱い(図 3.29(b)).一方,成層圏中層(10hPa)には,経度180度付近に気候値に伴 う高気圧性偏差が存在する.このため,北太平洋域で対流圏ブロッキングが発生すると,成 層圏と対流圏の高気圧性偏差はほぼ同位相となり,その位相は鉛直に立つ.波の鉛直伝播は

^{*4 300}hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均した, 1983 年の事例のピーク期 (1983 年 12 月 22 日) における波数 1 の F_z の大きさは 9.0×10^4 kg/s² である.事例 (a) や (b) に比べかなり小さい.



図 3.26 北緯 50 度から 70 度平均した波数 1 と波数 2 の振幅の時間-高度断面.期間 は 1983 年 11 月 1 日から 12 月 31 日.等値線間隔は 50 m.200-300 m の領域に陰影 を付けた.(a)波数 1,(b)波数 2.

事例 (a), (b) のようには増大しないことと対応している (図 3.27).

次に,位相の傾きと波の鉛直伝播との関係について,Plumb(1985)の3次元波活動度フ ラックス ((2.7) 式) を用いて詳しく調べる.図 3.30 は,北緯 50 度から 70 度で平均した東 西平均からの高度場偏差と,波数1から3の惑星規模波成分で計算した Plumb (1985)の 波活動度フラックスの経度 - 高度断面である.事例 (d) (図 3.30(a)) との比較のため,事例 (a) (図 3.30(c)) の 300hPa, 北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 の F_z のピ - ク期 (2001 年12月16日) についても示す. SSW が発生した事例 (a) (図 3.30(c)) では, 位相が高度と もに西傾し,ブロッキングが存在する西経 30 度付近の北大西洋域で,波活動度フラックス の上向き伝播が顕著である.これは事例(b)でも見られた(図省略).気候値(図3.30(b))で は、この北大西洋域における波活動度の上向き伝播は大変小さい.事例(c)では、気候値と 同様なエネルギー伝播が見られた(図省略).一方,北太平洋域でブロッキングが発生した事 例(d)(図 3.30(a))では,東経120度付近で,位相が西傾している低気圧性偏差から,成層 圏への波活動度フラックスの上向き伝播が顕著である.しかしながら,ブロッキングが存在 する西経150度付近の高気圧性偏差の位相が鉛直に立っていることに対応して,北太平洋域 のブロッキングからの波活動度フラックスの上向き成分は,成層圏下層から中層で水平方向 に伝播している.このことは,北大西洋域のブロッキングと異なり,北太平洋域でブロッキ ングが発生した場合,惑星規模波の波活動度の成層圏への伝播は極めて小さくなることを示 唆している.



図 3.27 北緯 50 度から 70 度平均した E-P フラックスの鉛直成分時間-高度断面.期 間は 1983 年 11 月 1 日から 12 月 31 日.等値線間隔は 1.0 × 10⁵ kg/s².負の領域に 陰影を付けた.(a) 波数 1,(b) 波数 2.



図 3.28 基本場と偏差場の 300hPa 高度場 (m).100hPa, 北緯 50 度から 70 度で平 均した波数 2 に伴う E-P フラックスのピーク日の 1983 年 12 月 22 日.(a)8 日の低周 波フィルターを施した場 (Z)(等値線間隔:100 m), (b)基本場:60 日の低周波フィ ルターを施した場 (Z_B)(等値線間隔:100 m), (c)偏差場 (Z_A) (等値線間隔:50 m).

波の伝播特性

次に,波の伝播特性について解析する.まず, U の子午面分布を示す(図 3.31).12月の 気候値(図 3.31(b))に比べ,対流圏の北緯70度から80度の高緯度に西風偏差が存在し,ブ ロッキングに伴うダブルジェット構造が明瞭である(図 3.31(a)).また,成層圏中層での極 夜ジェットの軸は,気候値に比べやや低緯度の北緯50度付近に存在する.



図 3.29 北緯 50 度から 70 度で平均した東西平均からの高度場偏差の経度-高度断面. 等値線間隔は 100 m.陰影は低気圧性偏差を示す.(a)1983 年 12 月 22 日,(b)12 月 の気候値.

一方,図 3.32 に,波数 1 と 2 の E-P フラックスと,それぞれの波の屈折率の二乗 (n^2) と の子午面分布を示す.波数 1 の E-P フラックス (図 3.32(a)) は,SSW が発生した事例 (a) や (b) (図 3.9(a),(b)) に比べて小さい.波数 2 の E-P フラックスは,気候値 (図 3.32(c)) に比べ,北緯 50 度から 70 度で顕著に大きく (図 3.32(b)),その対流圏から 50hPa 付近ま では,SSW が発生した事例 (a) や (b) (図 3.9(a),(b)) の波数 1 成分と同程度の大きさである (図 3.32(b)).しかしながら,50hPa よりも上層では約 30% から 40% も小さい*⁵.一方で,波数 2 の定在波の n^2 の分布は,北緯 60 度より極側で n^2 が負の伝播不可能な領域が広 がっている (図 3.32(b)).これは気候値でも存在する (図 3.32(c)).このことは,成層圏での波活動度が小さい初冬では,西風が減速されておらず,波数 2 の惑星規模波は上部成層圏 極域に伝播しにくいため,SSW は発生しにくいことを示唆している.

以上のことから,北太平洋域でブロッキングが発生した場合,波数1成分は増幅せず,波 数2成分が増幅する傾向にあることがわかる.一方で,波数2の惑星規模波は,波数1の 惑星規模波よりも弱い西風中でしか伝播できないため,成層圏での波活動度が小さい初冬で は,西風が減速されておらず,波数1の惑星規模波に比べ,波数2の惑星規模波は上方まで

^{*&}lt;sup>5</sup> 1983 年の事例の F_z のピーク期 (1983 年 12 月 22 日) における,成層圏中層 (30hPa) の波数 2 の F_z の 大きさは $7.1 \times 10^4 \text{kg/s}^2$ である.一方,この 1983 年の事例の F_z の大きさは,事例 (a) のピーク期 (2001 年 12 月 17 日) における 30hPa の波数 1 の F_z ($1.2 \times 10^5 \text{ kg/s}^2$)より約 40% も小さい,事例 (b) の ピーク期 (1998 年 12 月 2 日) における 30hPa の波数 1 の F_z ($1.1 \times 10^5 \text{ kg/s}^2$)より約 35% も小さい.



図 3.30 Plumb(1985)の波活動度フラックス(波数1から3成分)と東西平均からの 高度場偏差の経度-高度断面.北緯50度から70度で平均.等値線は高度場偏差.等値 線間隔は100m.陰影は低気圧性偏差.ベクトルはPlumb(1985)の波活動度フラッ クス(m²/s²).100hPaより上層はベクトルを2倍した値.(b)の右下のユニットベ クトルはフラックスの大きさ(100.0,0.5)に対応する.(a)1983年12月22日,(b)12 月気候値,(c)2001年12月16日.

伝播しにくいと考えられる.また,北太平洋域では,成層圏の気候平均場における高気圧性 偏差と対流圏ブロッキングとの位相がほぼ同位相となるため,ブロッキングに伴うリッジの 位相の鉛直の傾きは大変小さくなる.このため,北大西洋域のブロッキングと異なり,北太 平洋域のブロッキングから惑星規模波の波活動度の成層圏への伝播は極めて小さくなる.こ のことは,初冬の(波数1型の)SSWの発生直前に,北太平洋域でブロッキングが観測され ていない事実と整合的であり,北大西洋域のブロッキングがSSWの発生に重要であること を強く示唆している.



図 3.31 帯状平均風 (m/s)の緯度-高度断面.等値線間隔 5 m/s. 色陰影は図右の基準の通り. (a)1983 年 12 月 22 日, (b)12 月の気候値.



図 3.32 1983 年 12 月 22 日おける屈折率と E-P フラックス (kg/s^2) の緯度-高度断面、等値線は屈折率の 2 乗,等値線間隔は 20 である、色陰影は図右の基準の通り、ベクトルは E-P フラックス (kg/s^2) 、E-P フラックスは気圧の平方根で割った値を示す、右下の矢印は 100hPa におけるベクトルの大きさ $(1.0 \times 10^8, 6.2 \times 10^5)$ に対応する、(a) 波数 1, (b) 波数 2, (c) 波数 2 の 12 月の気候値.

3.5 予報実験結果を用いた解析

ここでは,事例解析から得られた SSW とブロッキングとの関係を検証する.事例 (a) に ついて,M07 で行われた,気象研究所/気象庁統一大気大循環モデル (MRI/JMA-GCM) を 用いた一ヶ月アンサンブル予報実験結果を再度詳しく解析した.

3.5.1 予報データを用いた事例解析結果の検証:波の励起

図 3.33 の赤線は, 10hPa, 北緯 80 度における観測された帯状平均温度(T)の時間変動 である.図 3.33 の細実線は,初期日を12月5日,6日(図 3.33(a)),12月12日,13日(図 3.33(b))とする気象庁ーヶ月アンサンブル予報の初期値を用いて MRI/JMA-GCM を 30 日間積分した結果を示している(M07の Fig.1 と同じ).12月5日と6日を初期値とする実 験結果では,いくつかのメンバーが観測されたTをうまく再現しているが,SSWの発生を 再現していないメンバ-も多い.一方,12月13日と14日を初期値とする全てのメンバー がSSWの発生を再現している.

次に,本研究で示された,SSW の発生に対する持続的な波数1成分の波活動度の励起の 重要性が,予報実験結果からも確認できることを示す.図 3.34 は,12月5日と6日を初期 値とするメンバーの,100hPa,北緯50度から70度で平均した波数1に伴う E-P フラック スの鉛直成分(F_z)の初期値から12月28日までの時間積分値と,12月28日の10hPa,北 緯80度のTの予測値との関係を示す.この図で,横軸が F_z の時間積分値,縦軸がTであ る. が12月5日,6日を初期値とするアンサンブルメンバー, で観測値を示す.観測 値は,12月5日から12月28日までの F_Z の時間積分値である.この図から, F_z の時間積 分値と12月28日のTとの間には正の相関があることがわかる.また,予報実験で得られ たTは F_z が 2.0×10^6 kgs⁻²day 以上(以下)の値に対して,245(210)K付近に集まっ ていることがわかる.このことは,SSWが発生するのに必要な F_z の時間積分値にある閾 値が存在することを示唆している.このことは,成層圏極域の温度Tは F_z の積算値に非線 形的に応答し,SSWが発生するためには,事例解析と同様に,波数1成分の波活動度があ る程度以上持続して励起されなければならないことが確認できた.

3.5.2 回帰分析

事例解析の結果,北大西洋域のブロッキングが,対流圏における波数1成分の励起と, 引き続く SSW の発生とに重要な役割りを果たしていることを示した.ここでは,M05と M07 と同様に,12月5日,6日を初期値とする全26メンバーのGCM予報実験を用いた 回帰分析により実験結果からも,SSWの発生に対してブロッキングが重要な役割りを果た していることを示す.

M05 と M07 では,12月5日,6日を初期値とするメンバー間で,波数1の F_zの大きさの違いが,高緯度の成層圏下層(100hPa)で12月13日頃に大きくなることが記されてい



図 3.33 10hPa, 北緯 80 度における帯状平均温度 (K)の予測値の時間変動.(a)2001 年 12 月 5,6日,(b)2001 年 12 月 12,13 日を初期値とするメンバー.赤線:観測値, 黒線:アンサンブルメンバーの予測値.

る.このため M05 と M07 では,12 月 13 日付近を SSW のオンセット期としている.本研 究でも,M05 と M07 と同様に,12 月 13 日付近を SSW のオンセット期とした.

図 3.35(b)は,昇温ピーク期に対応する 12月 28日の 10hPa,北緯 80度のTの予測値の アンサンブル平均からの偏差への, 12月 12日から 14日の 3日間で平均した 300hPa 等圧 面高度場予測値の回帰図で,T 偏差が標準偏差の大きさと等しくなるときの 300hPa 高度場 偏差を示す.陰影は,両者の相関係数の有意性を,自由度 24の t-検定によって見積もった 結果である.この自由度は,26個のアンサンブルメンバーが互いに独立であると仮定して見 積もった.M05とM07とでは,500hPa等圧面高度についての回帰分析が行われているが, 本研究では対流圏上層での波の励起について注目するため,300hPa高度場に対して回帰図 を作成した.この図から,観測値(図 3.35(a))の北大西洋域のブロッキングに対応する正の 高度場偏差(図 3.35(b))は,その2週間後のSSWに有意に関連していることがわかる.

同様の回帰分析を,12月12日から14日の3日間で平均した,北緯50度から70度で平 均した東西平均からの高度場偏差についても行った(図3.36(b)).図3.36(b)からも,観測 値(図3.36(a))の北大西洋域の対流圏ブロッキングに対応する正の高度場偏差は,その2週 間後のSSWに有意に関連していることがわかる.また,12月12日から14日の3日間で 平均した,北緯50度から70度で平均した東西平均からの高度場偏差の波数1成分につい



図 3.34 12月5日,6日を初期値とするアンサンブルメンバーを用いて計算した,12 月 28日の帯状平均温度 (10hPa,北緯 80度)の予測値 (K)と100hPa,北緯 50度 から 70度で平均した波数1に伴う E-P フラックスの鉛直成分の時間積分値 (×10⁶ kgs⁻²day)との関係. は12月5日,6日を初期値とするアンサンブルメンバー, は12月5日から積分した観測値.



図 3.35 12月5日,6日を初期値とするアンサンブルメンバーを用いて計算した 12 月 28日の帯状平均温度 (10hPa,北緯 80度)の予測値に対する,12月12-14日平均 300hPa 高度場回帰図.(a) 観測の 12月12-14日平均 300hPa 高度場(100 m),(b) 回帰図(20 m),(c)アンサンブル平均の12月12-14日平均 300hPa 高度(100 m). 偏差の統計的有意性が 95(99)%以上の領域に淡い(濃い)陰影を付けた.

ても行った (図 3.37(b)).図 3.36(b) の北大西洋域の対流圏ブロッキングに対応する正の高 度場偏差に伴う波数1成分も,その2週間後の SSW に有意に関連していることがわかる. さらに,回帰図の波数1成分のリッジ(図 3.37(b))は,事例(a)のブロッキングに対応する Z_Aの波数1成分のリッジ(図 3.14 右)とほぼ同じ位置に存在する.以上のことは,SSW の 成因として,ブロッキングならびにブロッキングに伴う波数1成分が重要な役割を果たして いることを示唆している.



図 3.36 12月5日,6日を初期値とするアンサンブルメンバーを用いて計算した12 月28日の帯状平均温度(10hPa,北緯80度)の予測値に対する,北緯60度から70 度で平均した12月12-14日平均東西平均からの高度場偏差回帰図.(a)観測の12月 12-14日平均(100m),(b)回帰図(20m),(c)アンサンブル平均の12月12-14日平 均(100m).偏差の統計的有意性が95(99)%以上の領域に淡い(濃い)陰影を付けた.

3.5.3 回帰図を用いた予報実験

M07 では, 3.5.2 節で統計的に得られた, SSW の発生と関連する図 3.35(b) や図 3.36(b) の回帰パターンの重要性を確認するために,初期日を 12 月 13 日とし,図 3.35(c) や図 3.36(c)のアンサンブル平均値に,図 3.35(b)や図 3.36(b)の回帰パターンにある係数 α を 掛けて加えて作成した初期値から予報実験を行った結果も示している.ここでは,M07 で 示されている回帰図を用いたこれらの予報実験結果と,M07 では示されていない,回帰パ ターンをさらに系統的に簡単化した予報実験結果を解析した結果を記述する.

まず,この予報実験の初期値と3.3節の事例(a)の解析結果とを比較する.図3.35(c)や 図3.36(c)で示されるアンサンブル平均値では,波数1成分が卓越し,ブロッキングは明瞭 でない.アンサンブル平均値(図3.36(c))では,観測に比べ,成層圏下層(100hPa)での波 数1成分の振幅が小さく節となり,対流圏で東経20度に存在する高気圧性偏差と,10hPa



図 3.37 図 3.36 と同様.但し,波数1成分.高度は 500 hPa から 100 hPa. (a)12月 12-14 日平均の3日間で平均した観測値 (20 m), (b) 回帰図 (10 m), (c)12月 12-14 日の3日間で平均したアンサンブル平均値 (20 m).

で西経 180 度に存在する高気圧性偏差との間にギャップが生じている.両者はほぼ逆位相の関係にある.一方,回帰図 (図 3.36(b))では,北大西洋域のブロッキング対応する高気圧性偏差は,アンサンブル平均値のリッジの西側に位置している.これは事例 (a)でみられた Z_A と Z_B の位置関係と同じである.一方,アンサンブル平均値に伴う 300hPa,北緯50 度から 70 度で平均した波数 1 成分の F_Z は観測値の 55%,回帰図に伴う F_z は観測値の 1% しかない.また,両者の合計は,観測値に伴う F_z よりも 44% も小さい.このことも, 3.3 節の事例 (a) でみられた Z, Z_B , Z_A の F_z の関係と同じである.また,アンサンブル平均値の300hPa,北緯 50 度から 70 度で平均した波数 1 成分の振幅は 197m,3.3 節の Z_B の 12 月 13 日における波数 1 成分の振幅は 179m である.アンサンブル平均値の振幅は,事例 (a)の Z_B の振幅と同程度である.しかしながら,アンサンブル平均値の波数 1 成分の位相の西傾は小さい (図 3.37(c)).また,回帰図の波数 1 成分のリッジ (図 3.37(b))は,アンサンブル平均値の波数 1 成分のリッジのかなり西側に存在する.これは,事例 (a)の Z_B の波数 1 成分との関係とは異なる.このため,図 3.38 で示すように,予報実験結果の初期における観測値 \overline{T} の再現性が悪い.このことが,本実験の問題点である.



図 3.38 12 月 12-14 日のアンサンブル平均に対し,回帰図に係数 α を掛けて加えて 作成した初期値からの予報実験結果における,10hPa,北緯 80 度の帯状平均温度 (K) の予測値の時間変動.黒線は観測値,赤線は $\alpha > 0$,青線は $\alpha < 0$,緑線は $\alpha = 0$ を 示す.

次に,M07で示されている,回帰図を用いた予報実験において, α の値を -2.0から 2.0の範囲で 1.0 毎に与えた予報実験結果を図 3.38に示す.アンサンブル平均値からの予報実験は $\alpha = 0$ に相当する.これまでの事例解析結果や回帰分析結果から,正の α を初期値として与えた場合には SSW が発生する確率が高くなり,負の場合には低くなることが予期される.図 3.38 は,10hPa,北緯 80 度における \overline{T} の時間変動を示し,数字は α ,黒線は観測値を示す.この図から,正の $\alpha(赤線)$ を与えた場合には,12 月 28 日頃に昇温が起きる傾向にあり,アンサンブル平均値 ($\alpha = 0$:緑線)や北大西洋域に負偏差を仮定した負の α (青線)を与えた場合には昇温は生じないことがわかる.このような予報実験結果からも,図 3.35(b)や図 3.36(b)で示された回帰パターンの重要性が確認できる.すなわち実験結果は,北大西洋域のブロッキングが,SSW の発生に極めて重要な寄与を果たしていることを示唆している.

次に,北大西洋域のブロッキングに対応する偏差場の重要性を再確認するため,図 3.35(b) や図 3.36(b)の回帰パターン (Z_R)からブロッキング領域だけを取り出し (図 3.39(b)),それを摂動としてアンサンブル平均値に加えた初期値から時間積分を行った,GCMの予報 実験結果を示す.まず,図 3.35(b)の 300hPa における北大西洋域での高度場偏差極大点 (x_0, y_0)から大円距離で,ブロッキングに相当する偏差場 (Z_R^{block})は以下のように作成された.



図 3.39 ブロッキング領域の摂動場 . (a) 図 3.35(b) と同様 (Z_R) , (b) ブロッキング 領域のみの摂動場 (Z_R^{block}) .

$$Z_R^{block}(x, y, p) = Z_R(x, y, p) f(x, y) g(p)$$
(3.1)



(3.2)

図 3.39(b) は,以上のようにして取り出したブロッキングに対応する高度場偏差 (Z_R^{block}) を示す.この図 3.39(b) に係数 $\alpha = -2.0, 2.0$ を掛けた摂動を,初期日を 12 月 13 日とし, 図 3.35(c) や図 3.36(c) で示されるアンサンブル平均値に加えて作成した場を初期値とする 一連の予報実験結果を示す.図 3.40 は,その予報実験結果で,10hPa,北緯 80 度における \overline{T} の予測値の時間変動を示す.線の上に書かれた数字は α である.赤点線,青点線,緑線 は,それぞれ,図 3.38 の $\alpha = 2.0$, $\alpha = -2.0$, $\alpha = 0$ に対応する.この図から,正の $\alpha($ 赤 線)を与えた場合には,12 月 28 日頃に SSW が発生し,アンサンブル平均値 ($\alpha = 0$;緑線) や負の $\alpha($ 青線)を与えた場合には昇温は生じないことがわかる.この予報実験結果からも, 北大西洋域のブロッキングが SSW の発生に最も重要な寄与をしていることが示された.



図 3.40 アンサンブル平均値に,回帰図のブロッキング領域のみを取り出し,係数 α を掛けて加えて作成した初期値からの予報実験結果における,10hPa,北緯 80 度の帯状平均温度 (K)の予測値の時間変動.黒線は観測値,赤実線は $\alpha = 2$,青実線は $\alpha = -2$.赤点線,青点線,緑線はそれぞれ図 3.38 と同様.

第4章

結論と考察

本研究では、ブロッキングとSSWとの、力学的な関係を調べるためJRA-25 再解 析/JCDASデ-タセットを用いて、初冬(11月、12月)に発生したブロッキングとSSWの 事例について解析を行った.これは、初冬では対流圏から成層圏への惑星規模波の伝播は、 1月以降に比べ少なく、成層圏における波活動度も小さいため、ブロッキングの成層圏への 影響を明らかにすることが比較的容易になると考えたためである.まず、初冬に発生した SSWとブロッキングの検出を行った.その結果、北太平洋域のブロッキング発生直後には、 SSWは生じないことが示された.そこで、北大西洋域のブロッキングの発生とSSW発生 との関連を、以下の3事例を比較することにより、詳しい解析を行った.事例(a):SSWと、 その直前に北大西洋域でブロッキングが発生した(2001年12月).事例(b):SSWと、そ の直前に事例(a)と同じ経度で弱いブロッキングが発生した(1998年12月).事例(c):北 大西洋域で顕著なブロッキングのみ発生した(1989年12月).また、事例解析から得られた 結果を検証するために、事例(d):北太平洋域で顕著なブロッキングが発生した事例(1983 年12月)の解析を行った.さらに、M07で示されている、気象研究所/気象庁統一大気大 循環モデルを用いた、事例(a)についての一ヶ月アンサンプル予報実験結果について解析を 行い、事例解析から得られた結果について確認を行った.

まず,事例(a),(b),(c)の比較から,初冬におけるSSWの発生には,対流圏での波数 1成分の増幅と,その位相の西傾と,対流圏界面付近での波活動度の上向きフラックスの持 続的な増大とが重要であることが示された.これは,Matsuno(1971)のSSWの発現機構 と矛盾しない.後者については,Polvani and Waugh (2004)の結果と整合的である.彼ら は合成図解析の手法を用いて,SSW(弱い極渦イベント)発生前に,標準偏差の2倍を超え る,波活動度の上向きフラックスの増大が見られることを指摘している.さらに,本研究か らは,初冬におけるSSWの発生に対して,惑星規模波の鉛直伝播に影響を与える,成層圏 での帯状平均風分布は大きな役割りを果たしていないことが示された.これは,気候平均場 においても,北緯60度より極側の成層圏上層では,波数1の惑星規模波の伝播可能な領域 は存在するためである.

次に,事例(a)について,8日のランチョスの低周波フィルターを施した場を60日のラ ンチョスの低周波フィルター (Duchon, 1979) で定義される基本場と, それからの偏差場に 分離することにより,ブロッキングと波数1の励起との関係について詳しく調べた.ここ で,基本場では波数1成分が卓越し,その位相は高度とともに西傾していた.また,SSW 発生前に,基本場の波数1成分の振幅は,その気候学的な変動量である標準偏差を大きく超 えていたことがわかった.一方,偏差場は,北大西洋域の顕著なブロッキングをうまく表現 していた.この解析結果から,波数1成分の振幅や波活動度の上向きフラックスが増大する とき,ブロッキングに対応する偏差場における高気圧性偏差は,基本場の波数1成分のリッ ジ付近に存在し,しかも西進することが示された.この基本場と偏差場との線型足し合わせ により,波数1成分は増幅する.しかも,基本場と偏差場のそれぞれに伴う波活動度の鉛直 フラックスの合計は,両者を足し合わせたもとの場に伴う鉛直フラックスよりも約50%も 小さい.このため,波数1の大きな波活動度が成層圏へ鉛直伝播するには,基本場と偏差場 とが重なり干渉することで生じる線型干渉効果が大変重要であることが示唆された.以上の ことは,事例(b)においても示された.ブロッキングは順圧的な構造をしているため,それ 自身では波活動度の上向き成分を強化できない.このため,基本場とブロッキングとの線型 干渉効果が,波活動度の上向き伝播を強化していると考えられる.一方,事例(c)では,基 本場の波数1成分の振幅は,事例(a)や(b)と比べ小さかった.このため,北大西洋域でブ ロッキング発生しても,波活動度フラックスの鉛直成分が増幅せず,SSW が生じなかった と考えられる.従って,初冬における SSW の発生には,対流圏におけるある程度増幅した 波数1成分とともに,北大西洋域で持続性の高い強いブロッキングが発生し波数1成分の リッジの上流から下流へゆっくり西進することが重要であると考えられる.

この解析結果を検証するために,事例(d)について詳しく解析を行った.その結果,北太 平洋域でブロッキングが発生した場合,波数1成分は増幅せず,波数2成分が増幅するこ とが明らかになった.また,位相が立ちブロッキングからの惑星規模波の波活動度の成層圏 への伝播は極めて弱いことが示された.これは,北太平洋域でブロッキングが生じたとき, 成層圏の気候平均場における高気圧性偏差と対流圏ブロッキングとの位相がほぼ同位相とな るため,ブロッキングに伴うリッジの位相の鉛直の傾きは大変小さくなるためである.一方 で,北大西洋域でブロッキングが生じたときは,成層圏の気候平均場における高気圧性偏差 と対流圏ブロッキングとの位相がほぼ逆位相となるため、位相が西傾しブロッキング領域か らの上向きのエネルギ - 伝播が生じることが示された.一方,波数2の惑星規模波は,波数 1の惑星規模波よりも弱い西風中でしか伝播できない.西風が比較的強い初冬では,波数2 成分は成層圏極域に伝播するのは難しいため,波数2の惑星規模波による SSW は生じにく いと考えられる.以上のことは,初冬の波数1型のSSWの発生には,北大西洋域のブロッ キングが重要であることを示唆している.これは, Quiroz (1986)の結果と矛盾しない.彼 は,統計的に,ブロッキングは,SSW に平均して約3.5日先行して発生することを示して いる.また彼は,SSW と関連するブロッキングは,そのほとんどが北大西洋域のブロッキ ングであることを示している.

最後に,事例解析結果を,M07で示されていた,気象研究所/気象庁統一大気大循環モデ ルを用いた,事例(a)の一ヶ月アンサンブル予報実験結果の解析を行って検証した.その 結果,SSWが発生するには,対流圏から成層圏に流入する波数1に伴う波活動度フラック スの時間積分値に,ある閾値が存在することが明らかとなった.すなわち,一時的に,対 流圏で大きな波活動度の増大が見られても,それだけではSSWは発生しないことを意味す る.このことは,対流圏における持続的な波の励起が必要であることを示唆している.また M05と M07で示されている回帰分析結果の解析からも,SSW とブロッキングに対応する 偏差場との間に統計的に有意な関係があることを確認した.一方で,この回帰図を摂動場と して,アンサンブル平均に与えた事例(a)のアンサンブル予報実験結果の解析を行った.そ の結果,対流圏ブロッキングに対応する偏差場を摂動として与えた場合に,SSW が発生す ることが示された.一方,この摂動場を与えない場合や逆符号の摂動場を与えた場合には SSW は生じなかった.このことは,波数1成分の振幅が大きいだけでは,事例(a)のSSW は生じず,北大西洋域のブロッキングがSSWの発生に最も重要な寄与をしていることを示 唆している.

Taguchi (2007) では,統計的手法を用いて過去約 50 年間の冬季 (11 月から 3 月) に発生 した北半球のブロッキングの発生時期と SSW の発生時期との間には統計的に有意な関係が ないことを示している.一方,本研究では,初冬に生じたブロッキングと SSW との間には, 有意な関連があることが示された.これは,初冬では,成層圏循環における波動成分が比較 的少ないため,対流圏の成層圏への影響を解析することが容易になるためであると考えられ る.Taguchi (2007) のように,全冬季デ - タを使用すると成層圏での波活動度は常に大き いため,個々のブロッキングと SSW との因果関係を解析するには不適当である可能性があ る.

以上の解析結果から,初冬に SSW が発生するには,まず対流圏で気候場に比べ振幅の大きな波数1成分が存在することと,北大西洋域で顕著なブロッキングが発生することが必要であることが示唆される.これは,この波数1成分とプロッキングとの線型干渉効果により,波数1に伴う波活動度の上向きフラックスがある閾値を超えて増大するためである.

謝辞

本研究を行うにあたって,指導教官である京都大学防災研究所向川均准教授には,気象 学全般,研究の方法など細部に至るまで大変熱心な御指導を頂きました.深く感謝します. 京都大学防災研究所岩嶋樹也教授,井口敬雄助教には,セミナーなどで議論して頂き,多 くの御助言を頂きました.京都大学大学院理学研究科里村雄彦教授,西憲敬助教には, セミナーでさまざまな御助言を頂きました.京都大学防災研究所谷口博博士,東京大学 CCSR 近本喜光博士には,研究全般で様々な援助と激励を頂きました.深く感謝します.

修士課程の2年間,ともに励まし合い勉強してきた,吉田裕一氏,伊藤晋悟氏,林麻利子 氏,正木岳志氏には大変お世話になりました.秘書の中村貞代さん,櫻井渓太氏をはじめ災 害気候研究分野の皆様には大変お世話になりました.また,京都大学大学院理学研究科物理 気候学研究室の皆様には,セミナーで多くの御助言を頂きました.深く感謝します.

本研究では, JRA-25 再解析/JCDAS データセット使用しました.このデータセットは気 象庁及び電力中央研究所による JRA-25 長期再解析プロジェクトにより提供されたもので す.また,本研究では,一ヶ月アンサンブル予報データを使用しました.データを提供して 頂いた,気象庁数値予報課ならびに気候情報課の皆様に深く感謝します.図の作成には,地 球流体電脳ライブラリを使用しました.
参考文献

- Andrews, D. G., J. R. Holton, and C. B. Leovy, 1987: Middle Atmosphere Dynamics. Academic Press, pp. 489.
- [2] Barriopedro, D., R. G. Herrera, and A. R. Lupo, and E. Hernández, 2006: A Climatology of Northern Hemisphere Blocking. J. Clim., 19, 1042-1063.
- [3] Charney, J. G., and P. G. Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into upper atomosphere. J. Geophys. Res. 66, 83-109.
- [4] D'Andrea, F., S. Tibaldi, M. Blackburn, G. Boer, M. Déqué, M. R. Dix, B. Dugas, L. Ferranti, T. Iwasaki, A. Kitoh, V. Pope, D. Randall, E. Roeckner, D. Straus, W. Stern, H. Van den Dool, D. Williamson, 1998: Northern Hemisphere atmospheric blocking as simulated by 15 atmospheric general circulation models in the period 1979-1988. *Climate Dyn.*, 14, 385-407.
- [5] Dole, R. M., and N. D. Gordon, 1983 : Persistent Anomalies of the Extratropical Northern Hemisphere Wintertime Circulaton: Geographical Distribution and Regional Persistence Characteristics. *Mon. Weather. Rev.*, **111**, 1567-1586.
- [6] Duchon, C. E., 1979: Lanczos filtering in one and two dimensions. J. Applied. Met., 18, 1016-1022.
- [7] Inatsu, M., and M. Kimoto, and A. Sumi, 2007: Stratospheric Sudden Warming with Projected Global Warming and Related Tropospheric Wave Activity. SOLA, 31, 105-108.
- [8] 気象庁, 2007: 気候系監視報告別冊第 13 号 JRA-25 を用いた新平年値の作成 . pp.139
- [9] 新田尚,野瀬純一,伊藤朋之,住明正,2005:気象ハンドブック,朝倉書店,pp.1010
- [10] Labitzke, K., and H. van Loon, 1999: The Stratosphere. Springer, pp. 179.
- [11] Limpasuvan, V, D. J. Thompson, D. L. Hartmann, 2004: The Life Cycle of the Northern Hemisphere Sudden Stratospheric Warming. J. Clim., 17, 2584-2596.
- [12] Lupo, A. R., and P. J. Smith, 1995: Climatological features of blocking anticlones in the Northern Hemisphere. *Tellus*, 47A, 439-456.
- [13] Matsuno, T., 1970: Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere. J. Atmos. Sci., 27, 871-883.

- [14] Matsuno, T., 1971: A dynamical model of stratospheric suden warming. J. Atmos. Sci., 28, 1479-1494.
- [15] 松野太郎,島崎達夫,1981: 大気科学講座3 成層圏と中間圏の大気.東京大学出版会, pp.279
- [16] Mukougawa, H. and T. Hirooka, 2004: Predictability of Stratospheric Sudden Warming: A Case Study for 1998/99 Winter. Mon. Weather. Rev., 132, 1764-1776.
- [17] Mukougawa, H., T. Hirooka, and T. Ichimaru, and Y. Kuroda, 2007: Hindcast AGCM Experiments on the Predictability of Stratospheic Sudden Warming. Nonlinear Dynamics in Geosciences. Springer, doi:10.1007/978-0-387-34918-3, 221-233.
- [18] Mukougawa, H., H. Sakai, and T. Hirooka, 2005: Heigh sensitivity to the initial condition for the prediction for the prediction of stratospheic sudden warming. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L17806, doi:10.1029/2005GL022909.
- [19] Nakamura, H., M. Nakamura, and J. L. Anderson, 1997: The Role of Heigh- and Low-Frequency Dynamics in Blocking Formation. Mon. Weather. Rev., 125, 2074-2093.
- [20] Naujokat, B., K. Krüger and K. Matthes and J. Hoffmann and M. Kunze and K.Labitzke, 2002: The early major warming in December 2001 - exceptional ? *Geophys. Res. Lett.*, 29, doi:10.1029/2002GL015316
- [21] Plumb, R. A., 1985: On the Three-Dimensional Propagation of Stationary Waves. J. Atmos. Sci., 42, 217-229.
- [22] Polvani, L. M. and D. W. Waugh, 2004: Upward Wave Activity Flux as a Precursor to Extreme Stratospheric Events and Subsequent Anomalous Surface Weather Regimes. J. Clim., 17, 3548-3554.
- [23] Quiroz, R. S., 1986: The Association of Stratospheric Warming With Tropospheric Blocking. J. Geophys. Res., 91, 5277-5285.
- [24] Quiroz, R. S., 1987: Traveling Waves and Regional Transitions in Blocking Activity in the Northern Hemisphere. *Mon. Weather. Rev.*, **115**, 919-935.
- [25] Taguchi, M., 2007: Is There a Statistical Connection between Stratospheric Sudden Warming and Tropospheric Blocking Events? J. Atmos. Sci., in press.
- [26] Tibaldi, S. and F. Molteni, 1990: On the operational predictability of blocking. *Tellus*, 42A, 343-365.

付録 A

球面での TEM 方程式系

球面の準地衡風方程式系における TEM 方程式系は

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} - f\overline{v}^* - \overline{X} = \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \nabla \cdot F \equiv D_F, \qquad (A.1)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + \overline{w}^* \frac{\partial\theta_0}{\partial z} - \overline{Q} = 0, \qquad (A.2)$$

$$\frac{1}{a\cos\phi}\frac{\partial\left(\overline{v}^*\cos\phi\right)}{\partial\phi} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial\left(\rho_0\overline{w}^*\right)}{\partial z} = 0,\tag{A.3}$$

$$f\frac{\partial\overline{u}}{\partial z} + \frac{R}{aH}\exp\left(-\frac{\kappa z}{H}\right)\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial\phi} = 0, \tag{A.4}$$

である.ここで,ベクトル $F \equiv (0, F^{(\phi)}, F^{(z)})$ は, E-P フラックス (Eliassen-Palm flux) と呼ばれ,波のもつ東風運動量を表している.その成分はそれぞれ

$$F^{(\phi)} = -\rho_0 a \cos \phi \ \overline{u'v'},\tag{A.5}$$

$$F^{(z)} = \frac{\rho_0 a \cos \phi f v' \theta'}{\frac{\partial \theta_0}{\partial z}},\tag{A.6}$$

である.また,残差子午面循環 $(0,\overline{v}^*,\overline{w}^*)$ は

$$\overline{v}^* \equiv \overline{v}_a - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 \overline{v' \theta'}}{\frac{\partial \overline{\theta}_0}{\partial z}} \right),\tag{A.7}$$

$$\overline{w}^* \equiv \overline{w}_a + \frac{1}{a\cos\phi} \frac{\partial}{\partial\phi} \left(\frac{\cos\phi \ \overline{v'\theta'}}{\frac{\partial\overline{\theta}_0}{\partial z}} \right),\tag{A.8}$$

と定義される.

付録 B

球面での定在波の屈折率

鉛直座標は対数気圧座標 $(z = -H \ln{(p/p_s)})$ とした,球面の線型化した中緯度 eta 面準地 衡風渦位方程式は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\overline{U}}{a\cos\phi}\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)q' + \frac{1}{a}\overline{q}_{\phi}v' = 0, \tag{B.1}$$

ここで

$$v' = \frac{1}{a\cos\phi}\Phi'_{\lambda},\tag{B.2}$$

$$q' = \frac{1}{fa^2} \left[\frac{\Phi'_{\lambda\lambda}}{\cos^2 \phi} + \frac{f^2}{\cos \phi} \left(\frac{\cos \phi}{f^2} \Phi'_{\phi} \right)_{\phi} \right],\tag{B.3}$$

また , \overline{q}_{ϕ} は

$$\overline{q}_{\phi} = \frac{2\Omega}{a}\cos\phi - \frac{1}{a^2} \left[\frac{\left(\overline{U}\cos\phi\right)_{\phi}}{\cos\phi} \right]_{\phi} + \frac{f^2}{N^2} \left[\frac{\partial\left(\ln N^2\right)}{\partial z} + \frac{1}{H} \right] \frac{\partial\overline{U}}{\partial z} - \frac{f^2}{N^2} \overline{U}_{zz} , \quad (B.4)$$

で定義される準地衡風渦位の南北微分, $\overline{U}(\phi,z)$ は基本場の帯状流である.ここで,定常, 波の位相速度がゼロ(c=0),N=-定と仮定する.東西波数kの定在波の解を

$$\Phi' = \exp\left(\frac{z}{2H}\right) \Re\left[\Psi(\phi, z) \exp\left(ik\lambda\right)\right],\tag{B.5}$$

とおき,(B.1)式に代入すると

$$\frac{f^2}{a^2\cos\phi} \left(\frac{\cos\phi}{f^2}\Psi_\phi\right)_\phi + \frac{f^2}{N^2}\Psi_{zz} + n^2\Psi = 0, \tag{B.6}$$

となる.ここで

$$n^{2} = \frac{\overline{q}_{\phi}}{\overline{U}} - \left(\frac{k}{a\cos\phi}\right)^{2} - \left(\frac{f}{2NH}\right)^{2}$$
(B.7)

である. n^2 は東西波数kの球面における波の屈折率の二乗である.