

平成 17 年度修士論文

地球大気・火星大気の北極振動と
それに関する波の活動及び外部強制力

東京大学大学院理学系研究科
地球惑星科学専攻
山下陽介

平成 18 年 2 月 28 日

地球大気・火星大気の北極振動と それに関する波の活動及び外部強制力

山下陽介

要旨

本研究では最初に地球大気の北極振動 (Arctic Oscillation; AO) を維持しているような時期において準定常、非定常成分の wave activity flux を作成し、ストームトラックの位置と波の活動、AO の局所構造との関連について調べた。AO+では準定常・非定常成分ともに大西洋のストームトラック出口付近から南東に向かうfluxを示した。非定常成分では北米西岸から南東に向かうfluxが見られた。これらのfluxは、局所的にポーラージェットを強めるように働いた。AOの場合、準定常成分ではストームトラック入口付近の北太平洋からアラスカにかけて、非定常成分では大西洋のストームトラック出口付近からグリーンランドにかけて北東に向かうfluxが見られ、局所的にポーラージェットを弱めた。これらストームトラックから射出されるfluxはAOの両位相の偏差パターンを維持するように働き、ストームトラックでの波の活動がAOの両位相の維持に対し正のフィードバックを示した。

次にGCMの出力を用いて火星大気のAOを維持するような強制力の帯状平均した構造、局所的な構造について調べた。現実的な地形を組み込んだ標準実験で出力した温度場の擾乱を調べたところ、北半球の冬季には波数1の移動性擾乱が卓越し、波数2の定常的な擾乱も見られた。波数1の移動性擾乱の構造を調べると Chaney mode の傾圧波で、波数2の定常的な擾乱は地形の強制により励起されるロスピーアー波であった。地表面気圧偏差に対し経験的直交関数 (empirical orthogonal function; EOF) 解析を行なうと、卓越する波数1の傾圧波が第1主成分 (EOF-1)、第2主成分 (EOF-2) として取り出された。卓越する波数1の擾乱を除けば最も寄与率の高いEOF-3は極域と中緯度域で逆符号の環状構造を示し、鉛直的には地上から解析範囲の上端の40(km)程度まで等価順圧的構造を示し、これを火星大気のAOと呼んだ。AOの維持に関する帯状平均した強制力を調べるため、平均帯状流に対する変形オイラー平均 (transformed Eulerian mean; TEM) 方程式系の各項を見積もった。その結果、波の強制力の項が南北逆符号の構造の維持に重要な寄与を示した。波の強制力について更に詳しく見た所、EOF-1, 2に現れた短周期の波数1の傾圧波が重要な寄与を示した。

標準実験から得られたEOF-3は前述の環状的な構造に加え、極域に負偏差と中緯度に2つの正偏差のある局所的な構造も示す。正偏差の中心は山の下流側に存在し地形とEOF-3の関連が示唆された。また、短周期の波数1の傾圧波の振幅は山の下流側の2ヶ所で強まる。それ故、波数1の傾圧波がEOF-3の局所構造に影響を与えることが示唆される。

地形の影響を調べるために地形を一様にした実験(実験N)を行なった。EOF-1,2には短周期の波数1の傾圧波が見られたが、擾乱の振幅は小さくなつた。EOF-3は環状的な構造を示した。擾乱の振幅が小さくなつことと対応し、波の強制力の項が小さくなり、帯状風では南北逆符号の構造が標準実験よりも弱くなつた。

実験Nでは波数1の傾圧波の振幅は東西一様な分布を示し、波数2の定常波は見られなかつた。両実験を比較すると、波数1の傾圧波の振幅の強さは波

数 2 の定常波の位置と関連することが示唆された。波数 1 の傾圧波の活動が強い山の下流側の 2ヶ所から波の伝播が見られた。そのため、波数 1 の傾圧波が EOF-3 の局所構造の維持に重要な役割を果たすと思われる。

AO の維持について地球大気と火星大気の違いを議論した。地球大気、火星大気とも波の強制力が AO の維持に重要な役割を果たした。しかしながら、AO の維持に寄与した波は大きく異なった。火星大気の場合には短周期の波数 1 の傾圧波が重要で準定常の順圧的な成分が重要な地球大気とは異なった。局所的な構造の維持について比較すると、地球大気の場合にはストームトラックから射出される波が AO の維持に対し正のフィードバックを示した。火星大気の場合には短周期の波数 1 の傾圧波自身の振幅が山の下流側で局所的に強まるところで説明され、地球大気とは大きく異なった。

Arctic Oscillation (AO) in the Earth and Mars Atmosphere: Wave Forcings and External Forcings Associated with AO

Yousuke YAMASHITA

Abstract

In this study, we first analyze the local structures of wave activity and storm track associated with maintenances of the Arctic Oscillation (AO) in the Earth, using quasi-stationary and transient wave activity flux. During the positive phase of the AO index, the local pattern of wave activity indicates southeastward flux over North America and the Atlantic storm track region. It seems that transient wave is responsible for the flux over North America, while both transient and quasi-stationary waves are important over the Atlantic. It is shown that the flux strengthens the polar jet anomalies in these regions and maintains the positive phase of the AO. Similarly, for the negative phase, the local patterns of wave activity indicate northeastward flux over the Atlantic storm track region from transient wave and the Pacific storm track region from quasi-stationary wave. It is shown that the flux weakens the polar jet anomalies in these regions and maintains the negative phase of the AO. The wave activity flux is the greatest over the Atlantic and the Pacific storm track regions, enhancing the each phase of the AO. Therefore, the positive feedback between the wave activity flux and the zonal mean flow is shown.

Then, we describe the zonal mean and local structures of the forcings associated with maintenances of the AO in the Mars, using general circulation model (GCM). We analyze the Martian atmosphere reproduced by the GCM (control run). In northern winter, the most prominent atmospheric wave is the traveling wave at zonal wave number 1. The stationary wave at zonal wave number 2 is also identified. The structure of the traveling wave at wave number 1 is similar to baroclinic instability of a Chaney mode. In contrast, the stationary wave at wave number 2 has the structure of a topographic Rossby wave. We apply an empirical orthogonal function (EOF) analysis to the surface pressure deviation. The first EOF (EOF-1) and second EOF (EOF-2) have structure with wave number 1, corresponding to the prominent wave-1 disturbances. The third mode of the EOF (EOF-3) has an annular structure about the Martian north pole with opposite signs between the north pole and mid latitude. We analyze the vertical structure of this mode, and we find that the EOF-3 has equivalent barotropic structure from surface to 40 km or higher. We call this mode Martian atmospheric AO.

In order to determine what is responsible for the maintenance of AO, each term in the transformed Eulerian mean (TEM) equation for the mean zonal

wind is estimated. The contribution of the wave forcing term found to be important. A decomposition of the wave forcing to zonal wave component shows that the prominent baroclinic waves at the wave number 1 play an important role in the wave forcing term.

In addition to the zonal mean structure mentioned before, the EOF-3 has a negative anomaly over polar region and two positive anomalies over mid latitude. The positive anomalies exist over the downstream of the mountain, suggesting that the EOF-3 is related to the topography. The amplitudes of the baroclinic wave at the wave number 1 has longitudinal dependency with two maximum over the down streams. Therefore, the influence of the baroclinic wave to the local structure of the EOF-3 is suggested.

To investigate the role of topography, the GCM experiment with uniform topography (run N) is performed and compared to the one with the normal topography (which is described above). Although its amplitude is smaller when the topography is removed, the baroclinic wave with the wave number 1 is again the most prominent atmospheric wave and corresponds to the EOF-1 and 2. The EOF-3 of run N shows annular structure. However, the amplitude of the negative anomaly around the north pole and the positive anomaly in the mid-latitude is smaller. This is probably related to the weakened baroclinic wave.

In the N run, the amplitude of the baroclinic wave is zonally uniform, and the stationary Rossby wave with the wave number 2 is not appeared. So the relationships between the stationary wave and the amplitude of baroclinic wave are implied. The wave-1 disturbances propagate from the strong region of the wave activity over two down streams of the mountains. It is suggest that the baroclinic waves at the wave number 1 play an important role in maintenance of the local structure of the EOF-3.

The difference between the Earth and the Mars in maintenance of the AO is discussed. In both the Earth and Mars, the wave forcing has a large contribution for the maintenance of the AO. However, the way how the waves maintain the AO is certainly different between the Earth and Mars. While, the positive feedback between the waves and the storm stacks is important to maintain the AO in the Earth, the enhancement of the baroclinic waves over the two down streams of the mountains seems to play an important role in the Mars.

目 次

1 はじめに	1
2 地球大気の AO と波の活動	4
2.1 使用データ	4
2.2 EOF 解析	4
2.3 Wave Activity Flux	6
2.3.1 ストームトラックと AO	7
2.4 地球大気の AO と波の活動(まとめ)	8
3 火星 GCM の概要	10
3.1 方程式と境界条件	10
3.2 地表面のアルベド、熱慣性	11
3.3 ダスト分布	14
3.4 CO ₂ の凝結昇華過程	14
4 火星 GCM による計算結果	16
4.1 標準実験の概要	16
4.1.1 観測結果の再現性	16
4.1.2 EOF 解析	18
4.1.3 火星大気の AO (EOF-3)	20
4.2 火星大気の AO の帯状平均した構造	23
4.3 火星大気の AO と波の活動	23
4.3.1 帯状平均風の收支解析	23
4.3.2 火星大気の AO に関する帯状平均した強制力	26
4.3.3 扰乱の解析	28
4.3.4 波の周期による強制力の違い	31
4.3.5 波数の違いによる強制力の違い	32
4.3.6 帯状平均した強制力(まとめ)	33
4.4 火星大気の AO と地形	35
4.4.1 地形を一様にした実験	35
4.4.2 地形と波の活動	35
4.4.3 EOF 解析	37
4.4.4 帯状平均した構造の AO の維持	38
4.4.5 地形と水平風、定常波	40
4.4.6 地形と定常波、波数 1 の傾圧波	41
4.4.7 波数 1 の傾圧波の強い場所と AO の東西構造	45
4.4.8 火星大気の AO と地形(まとめ)	46
5 結論	50

図 目 次

1	地球の AO の水平構造	5
2	AOI を 3 カ月移動平均した index	6
3	AO+を維持するような時期の Wave Activity Flux	8
4	AO-を維持するような時期の Wave Activity Flux	9
5	モデルで使用した火星の地形図	11
6	モデルで使用した火星の albedo	13
7	モデルで使用した火星の熱慣性	13
8	温度構造の再現性 (基本場)	17
9	温度構造の再現性 (擾乱)	17
10	EOF-1, 2	18
11	EOF-1, 2 のスコア時系列	19
12	EOF-1, 2 のパワースペクトル	20
13	波数 1 の波の東西鉛直構造	21
14	EOF-3	22
15	帯状平均風	23
16	EOF-3 のパワースペクトル	24
17	EOF-3 のスコア時系列	25
18	帯状平均風の差 (AO+ - AO-)	26
19	帯状風の時間変化と強制力の計算期間	27
20	帯状風の加速度	28
21	E-P フラックス	29
22	地表面気圧のパワースペクトル	30
23	地表面気圧の偏差	31
24	E-P フラックス (波の周期による違い)	32
25	E-P フラックス (波数による違い)	33
26	帯状平均した基本場、擾乱の温度構造 (地形一様)	36
27	地表面気圧のパワースペクトル (地形一様)	37
28	EOF 解析 (地形一様)	38
29	帯状平均風の加速度の差 (地形一様)	39
30	E-P フラックス (地形一様)	39
31	地形と基本場の関連	41
32	波の活動が強い場所 (標準実験)	43
33	波の活動が強い場所 (地形一様)	44
34	Plumb のフラックス (標準実験)	47
35	Plumb のフラックス (地形一様)	48

表 目 次

1	使用したデータの詳細	4
2	鉛直方向のグリッドポイント	12
3	強制力の各項の寄与	28

1 はじめに

大気中で卓越する現象を取り出す手法として経験的直交関数 (Empirical Orthogonal Function; EOF) 解析が広く用いられている。地球大気の冬季の海面更正気圧 (Sea Level Pressure; SLP) 偏差に対し EOF 解析を行なうと EOF の第一主成分 (EOF-1) は極域とそれを取り巻く中緯度域で逆符号の環状構造を示し (*Thompson and Wallace, 1998, 2000*)、北極振動 (Arctic Oscillation; AO)、或は北半球環状モード (Northern Hemisphere annular mode; NAM) と呼ばれている。EOF-1 のスコア時系列は、ある時間データと EOF-1 の内積を表し、SLP 偏差が環状モードの EOF-1 に近いほど高指数を示すので、EOF-1 のスコア時系列は AO、NAM の指標として用いられる。両者を併記する代わりに今後は AO と表記し、EOF-1 のスコア時系列を AO Index (AOI) と表記する。AOI の絶対値は冬季で大きく、夏季では小さい。AOI のパワースペクトルは 4ヶ月以下の周期ではレッドノイズ、それ以上の周期ではなだらかなホワイトノイズであり数カ月から 1 年程度の周期に大きな値を示すが、特に有意なスペクトルピークは見られない。ただし 10 年程度の周期には弱いスペクトルピークが見られる (田中, 2004)。

地表面気圧はおおよそ大気の順圧成分を表し、上空も環状のパターンを示し地衡風の関係を満たすように帯状風が変化する。このため、AOI は帯状風、極渦の強さとも関連づけられる。地球大気の帯状平均した AO は帯状風の強さで特徴付けられる。帯状平均した AO の維持に関して調べるため *Yamazaki and Shinya (1999)*において AOI が高指数、低指数に遷移する場合の変形オイラー平均 (Transformed Eulerian Mean; TEM) 方程式系 (e.g. *Andrews and McIntyre, 1978; Edmon et al., 1980*) の各項の差が見積もられた。その結果、波の強制力の項と残差循環による項の和で帯状風の加減速が説明され、そのうち波の強制力の項が重要であり、残差子午面循環による強制力の項は AO を元に戻すように働いていることが明らかにされた。*DeWeaver and Nigam (2000)* では波の強制力を 1 カ月よりも短い周期の非定常成分と定常成分に分け、帯状平均風との相関を調べることで波の強制力のうち定常成分の寄与が重要であるが、非定常成分も無視できない程度には寄与していることを示した。このうち定常成分の寄与は順圧的で、非定常成分の寄与は対流圏界面付近で大きい。木本・渡部 (2004) では tilted-trough メカニズムにより定常波と平均流との正のフィードバックを示した。*Tanaka and Tokinaga (2002)* では非定常成分をポーラージェットと伝統的な Chaney mode、dipole Chaney mode の 2 つの傾圧不安定との相互作用による正のフィードバックと解釈した。

1 はじめに

地球大気の EOF-1 は前述の環状構造の他に中緯度で東西方向に偏りのある構造を持ち、北極海に負(正)、太平洋、大西洋の 2ヶ所に中心を持つ正(負)のパターンとしても特徴付けられる。大西洋の偏差中心は北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation; NAO) として、太平洋の偏差中心は Pacific-North American (PNA) pattern として知られていた場所である。太平洋と大西洋の偏差に相関がないため、AO が統計的虚像であるか力学的なモードであるか議論がなされてきた (Deser, 2000; Ambaum, 2001; Itoh, 2002; Wallace and Thompson, 2002)。最近では、AO は線形化した方程式にランダムな強制を与えた場合の特異モード、あるいは強制を与えないで解いた場合の固有モードとしても解釈されている (木本・渡部, 2004; Tanaka and Matsueda, 2005)。本研究では上記の議論には踏み込みます、AO の構造が現れた場合について考える。

太平洋、大西洋の 2ヶ所の中心は太平洋、大西洋のストームトラックの入口、出口域に当たり、ストームトラックと AO の局所的な構造との関連が示唆される。田中 (2004) では大西洋(太平洋)に正、極域に負の高度偏差が現れ、局所的にポーラージェットが強化される。そのポーラージェットが東西方向に移流されて環状モードが励起されるというように環状モードの励起を説明した。大西洋と太平洋のストームトラックに相関はないが、どの場合においてもストームトラックの活動により環状モードが励起されることから、EOF 解析を行なうと太平洋と大西洋に 2つの作用中心を持つ AO が卓越モードで得られるというように理論的に解釈した。

地球大気の AO は前述のように力学的なモードとしても考えられている。AO を維持するメカニズムの力学的解釈のための手法の 1つとして大気大循環モデル (GCM) による応答実験が行なわれてきた (e.g. Yamazaki and Shinya, 1999)。GCM で地形を変え海洋を取り除き、放射、惑星半径、地表面気圧を変えた場合の AO の構造と現実の AO の構造を比較することには意味があるが、観測結果との比較は不可能である。しかしながら、火星大気の場合、マーズグローバルサーベイヤー (Mars Global surveyor; MGS) により大気の観測が行なわれてきたため、GCM の条件を火星大気に合わせることで GCM の結果を (精度は地球よりも低いが) 観測結果と比較することが可能となる。その意味で、火星の環状モードについて知ることは重要な役割を果たすと思われる。また、同じ流体力学の方程式に従う他の地球型惑星¹の大気で地球大気と似たような現象を調べることは流体力学としての観点からも興味がある。

地球大気の北半球では前述の定常波の寄与が重要であった。南半球では定常波の構造が本質的に異なるが、非定常成分が寄与するため環状モードは存在している

¹水星は大気がないため除く。

1 はじめに

(Shiotani, 1990; Thompson and Solomon, 2002)。火星の場合、地表面気圧は地球の成層圏に近いが、北半球冬季の傾圧性は地球よりも強く (Barnes et al., 1993)、大気の温度プロファイルは上空に向かうほど減少する (松田, 2000)。このため、地球の対流圏のように傾圧波が見られ、その構造は地球の場合とは異なるが Chaney mode の傾圧不安定として示されている (Tanaka and Arai, 1999)。上記のことから火星大気でも環状モードのような現象が見られてもそれほど不思議ではないと思われる。

Leroy et al. (2003) では、マーズグローバルサーベイラー (Mars Global surveyor; MGS) の熱輻射スペクトル計 (Thermal Emission Spectrometer; TES) を用いて観測された大気上層の輝度温度に対し EOF 解析を行い、EOF-1、EOF-2 は波数 1 の構造を示し、EOF-3 は明瞭ではないが環状であることを示した。ただ、上空の観測データを使用しており、環状モードはあまり明瞭ではないので、GFDL の火星 GCM の地表面気圧に対しても EOF 解析がなされている。火星大気で卓越する波数 1 の傾圧波は鉛直方向に背の高い構造を持っており (Tanaka and Arai, 1999; Wilson et al., 2002)、地表面気圧に影響すると考えられる。Leroy et al. (2003) のモデルの結果で示された地表面気圧に対する EOF-1、2 は、観測と同様 90 °位相のずれた波数 1 の構造を示し、観測で見られる 5-7 日周期の東進波と対応する。EOF-3 は 60 °N 付近を境に極側と中緯度側で逆符号の環状モードを示す。構造を東西方向に見ると、極側の中心は東西方向に局所的な偏りがあり、中緯度側には 2 つの中心を持つ。北半球の地形は東西波数 2、3 の成分を持つような分布を示し²、EOF-3 の構造は地形の分布と対応しているため、地形との関連が示唆される。しかしながら、火星大気の環状モードの維持に関しては、果して地球大気と同様、波の強制力が重要であるかどうかは明らかではない。地形と EOF-3 の局所的な構造との関連についても分かっていない。

前述のように地球大気の帯状平均した AO の励起と維持には波の活動が重要と考えられている。しかしながら、その AO の局所的な構造を維持するような波の活動については詳細に調べられていない。

本研究では、最初に地球大気における季節的な AO を維持しているような時期においてストームトラックでの波の活動の局所的な分布を示す。同時期の水平的な wave activity flux のコンポジットを作成し、ストームトラックでの波の強制力と AO の局所的な構造の関係について調べる (2 章)。火星大気の AO については帯状平均した構造、局所的な構造に分けて 4 章以降で述べる。

² 北半球の地形図は後ほど図 32(d) で示している

2 地球大気の AO と波の活動

2.1 使用データ

本研究では、地球大気に対して 1970 年から 2003 年までの NCEP(National Centers for Environmental Prediction; 米国環境予報センター)/NCAR(National Center for Atmospheric Research; 米国国立大気研究センター) 再解析データ (Kalnay *et al.*, 1996) を用いる。

本研究で使用する NCEP/NCAR 再解析データのグリッド間隔は水平方向で $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ で、鉛直方向は対流圏から下部成層圏までの 17 層 (1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10 hPa) であるため、AO や準定常ロスビー波、傾圧波のように総観規模より大きなスケールの現象の解析には適している。

使用したデータの詳細は表 1 の通りである。

解析内容	解析要素	時間ステップ	解析範囲
AO index の作成	海面更正気圧 (SLP)	月平均	$20^\circ\text{N} - 90^\circ\text{N}$
Wave Activity Flux の作成 (準定常成分)	水平流 (u, v), ジオポテンシャル高度 (z)	月平均	水平: $0^\circ\text{N} - 90^\circ\text{N}$ 鉛直: 順圧成分
Wave Activity Flux の作成 (非定常成分)	水平流 (u, v), 温度 (T), ジオポтенシャル高度 (z)	日平均	水平: $0^\circ\text{N} - 90^\circ\text{N}$ 鉛直: 200 hPa

表 1: 使用したデータの詳細

2.2 EOF 解析

卓越するパターンを取り出すための統計的手法として経験的直交関数 (Empirical Orthogonal Function; EOF) 解析がよく用いられる。この手法は、卓越するパターンは分散が大きいという特徴を用いて分散の大きなモードを取り出すというものである。

- あるグリッドと全グリッドの共分散 (あるいは相関係数) を計算し、共分散 (相関) 行列を作成して行列の固有値問題を解く。
- 固有値の大きな順に固有ベクトル EOF-1, EOF-2... のパターンを取り出す³。
- 取り出した EOF のパターンと元のデータの内積をとることでスコア時系列を作成する⁴。

³全固有値の和に対するあるモードの固有値の比はそのモードの寄与率に一致する。

⁴このため、あるデータが EOF のパターンに近いほどそのスコア時系列の値は大きくなる。

というような操作を行なう。

図1は1970年から2003年までの月平均SLPデータからカレンダー月ごとの気候値を作成し、それからの偏差に対して作成した場合のEOF-1の分布を示す。解析範囲は20-90°Nで、共分散行列の固有値問題を解くことで計算した。60°N付近を境に南北逆符号の構造を示し、局所的に見ると北極海に負の中心と太平洋、大西洋の2ヶ所に正の中心を示す。解析データ、期間が異なるので完全には一致しないが、この特徴はThompson and Wallace (1998)とおおよそ整合的である。

スペクトル解析を行なうと地球大気のAOは数ヶ月から1年程度の周期にピークを持つ(図略)⁵。その周期のAOを取り出すために3ヶ月移動平均を行なったindexを作成した(図2)。indexが3ヶ月以上1.0を超えた場合にAOが正位相(AO+)又は負位相(AO-)の状態であったとみなした。これらのケースはAO+で6例、AO-で4例見られた。このうちAO+では1988/11-1989/03、1990/02-1990/05、1991/11-1992/02、1992/12-1993/02、AO-では1976/12-1977/02、1979/01-1979/04、1985/11-1986/01、2000/11-2001/02の冬のケース4例ずつを取り出した。上記の期間のうち最初の月はそれぞれの位相のAOを維持するような強制力が働いていたものとみなして強制力の水平構造を調べた。

Monthly mean SLP anomaly
EOF-1 (1970.1-2003.12)

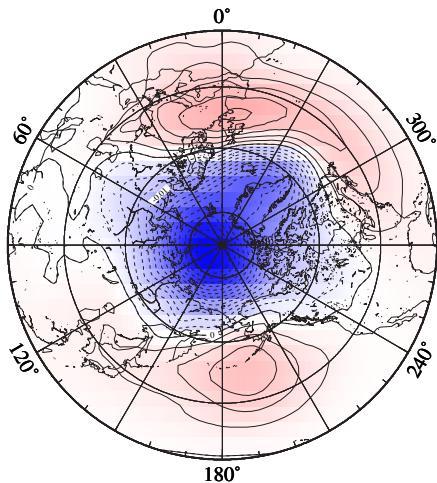


図1: 1970年から2003年までの月平均SLPデータから月ごとの気候値を作成し、それからの偏差に対して作成した際のEOF-1の分布を示す。

⁵本研究では対象としないが、10年以上の長周期にも大きなピークを持つ(田中, 2004)。

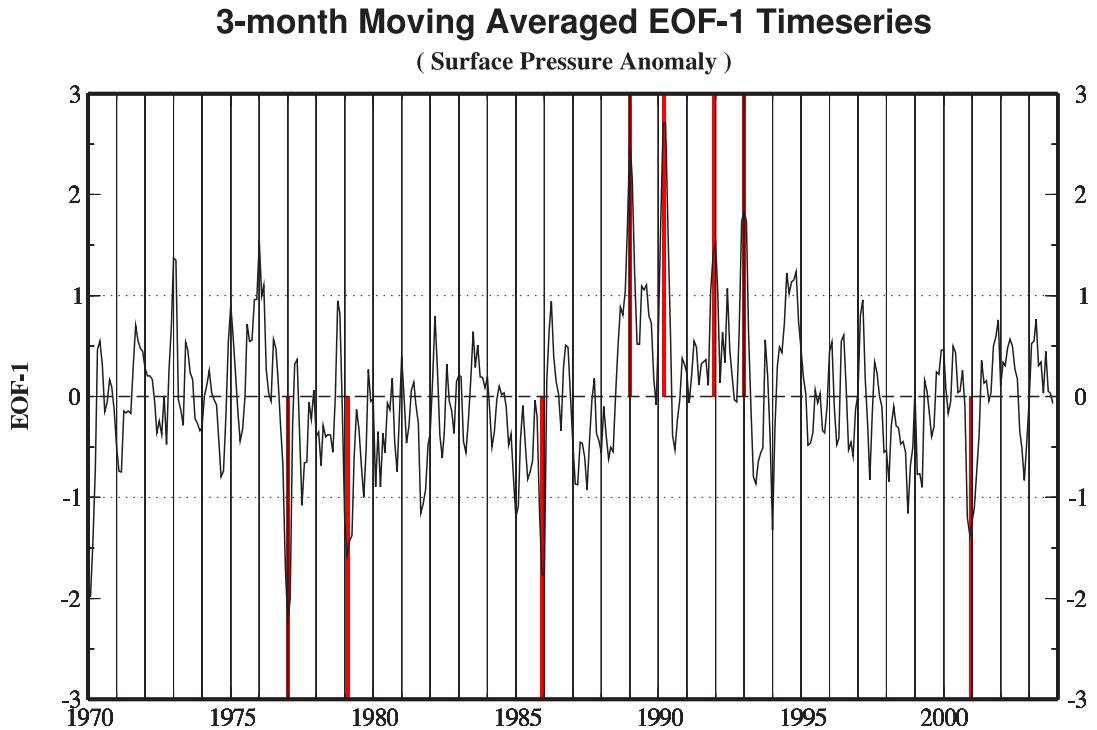


図 2: 図 1 の EOF-1 のスコア時系列 (AOI) を作成し、それを 3 カ月移動平均した index。index が 3ヶ月以上 1.0 を超えた場合に AO+ 又は AO- の状態であったとみなした (赤線)。

2.3 Wave Activity Flux

強制力の構造を調べる際には、*DeWeaver and Nigam (2000)* に従って、擾乱を 1 カ月平均した準定常成分と 1 カ月以下の非定常成分に分けて解析した。準定常成分に対しては、フーリエ変換を用いた方法で鉛直構造関数の波数 0 の順圧成分を取り出した (*Tanaka, 1991*)。取り出した順圧成分に対し、カレンダー月ごとに計算した気候値とそれからの偏差を作成し、*Takaya and Nakamura (1997, 2001)* の wave activity flux を計算した。ブラックスは波の群速度に平行で、波の活動の診断に有効である。ブラックスの詳細は appendix に示した。

非定常成分の計算の際には、まず日平均データと日平均データを 1 カ月移動平均したデータの差を取ることで短周期の擾乱を取り出した。擾乱のデータと 1 カ月平均したデータを *Plumb (1986)* の wave activity flux の式で評価した。Appendix にフ

ラックスの詳細を示した。

2.3.1 ストームトラックと AO

ストームトラックと AO との関連を調べるために、AO+、AO-を維持するような時期の wave activity flux を作成した。また、同時期の流線関数を作成し、非定常成分に当たる 1 カ月以下の変動に対して流線関数の分散を計算した⁶。

AO+を維持するような時期の順圧的な準定常成分に対する wave activity flux (W) と順圧高度の偏差を図 3(a) に、対流圏界面付近の 200(hPa) における非定常成分に対する wave activity flux (M_R) と流線関数の分散の値を (b) に示す。

(a) の順圧高度の偏差を見ると、北極海で負、太平洋、アメリカ東海岸付近、ヨーロッパで正偏差を示した。(b) では大西洋域のグリーンランド南方からイギリス付近にストームトラックが見られ、ストームトラックの出口に当たるヨーロッパで南東を向いたフラックスを示した。(a) の準定常成分でも同様にヨーロッパで南東向きのフラックスが見られた。フラックスは順圧高度の正偏差の北側で発散(西風加速)、南側で収束(東風加速)のパターンを示し、正偏差を維持するように寄与した。(b) ではアメリカ西海岸付近でも流線関数の分散は大きな値を示し、非定常成分のフラックスが南東に伝播した。フラックスはアメリカ東海岸の正偏差の南側で収束したため、この正偏差は非定常成分のフラックスで維持されたと思われる。一方で、AO+を元に戻すように寄与するフラックスも見られたが、帯状平均したフラックスは AO+を維持するように寄与した。

AO-を維持するような時期について作成した図 3 と同様の図を図 4 に示す。図 4(b) ではアラスカ南方、グリーンランド南方でストームトラックが見られ、AO+の場合よりも明瞭であった。(a) の順圧高度の偏差のパターンは極域で正、中緯度域で負のパターンを示し、極域の正偏差の値はアラスカ、グリーンランド、東ヨーロッパ付近で大きく、負偏差の値は西ヨーロッパ、北アメリカ、シベリアで大きかった。(b) で太平洋のストームトラックの入口域に当たるアリューシャン付近では準定常成分のフラックスが北東に伝播し、極側にある順圧高度の正偏差の南側で収束して正偏差の維持に寄与した。一方で非定常成分のフラックスは大西洋のストームトラックから北東に伝播し、極側の順圧高度の正偏差の南側で収束してグリーンランド付近の正偏差の維持に寄与したものと思われる。AO-を元に戻すように寄与するフラックスも見られたが、帯状平均したフラックスは AO-を維持するように寄与した。

⁶AO+、AO-を維持するような時期の準定常、非定常的な wave activity flux の図は Yamashita et al. (2005) の Fig. 2-5 と同じである。

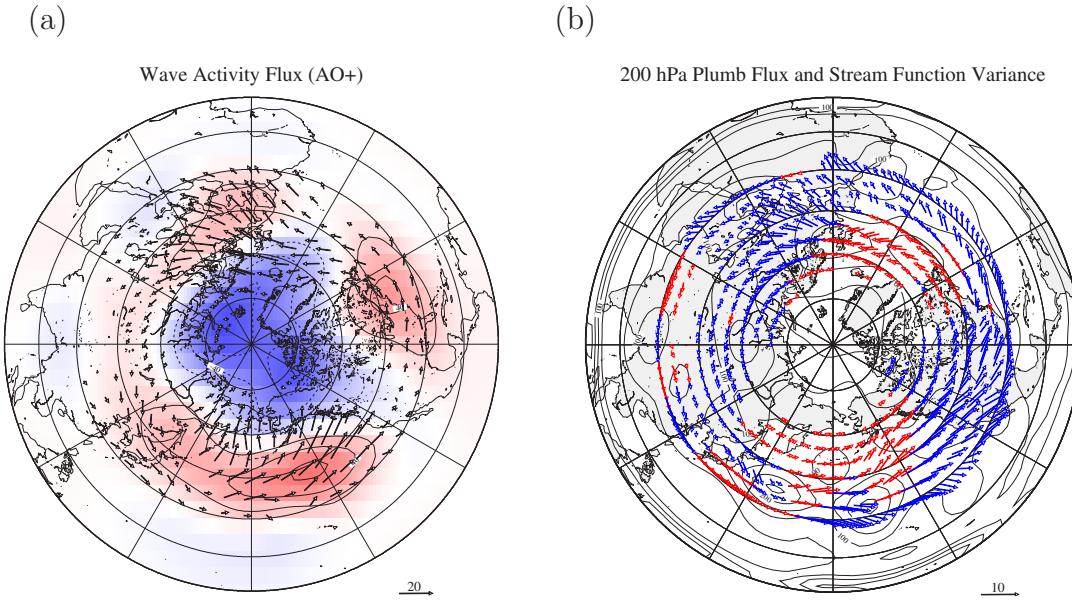


図 3: (a) AO+を維持するような時期の準定常的な Wave Activity Flux と順圧高度の偏差のコンポジット図。vector は *Takaya and Nakamura, 2001* の wave activity flux を表し、実線(赤)で示された contour (shade) は正の順圧高度偏差、破線(青)は負の偏差を表す。contour 間隔は 20(m)、vector の単位は ($m^2 s^{-2}$)。(b) (a) と同時期の 200(hPa) における非定常成分に対して作成した *Plumb (1986)* の wave activity flux と流線関数の分散の値。contour は流線関数の分散の値を示す。contour 間隔は $50 \times 10^{10} (m^4 s^{-2})$ 、vector の単位は (a) と同様。0-90°N まで 15° ごとに緯度線を引いた。非定常成分のフラックスの値は小さいため、便宜上 vector の大きさを準定常成分と変えている(右下の凡例)。青の vector は南向きの成分を持つことを示し、赤の vector は北向きの成分を持つことを示す。

2.4 地球大気の AO と波の活動 (まとめ)

AO+、AO-を維持しているような時期の準定常、非定常成分の wave activity flux を作成し、ストームトラックの位置と波の活動、AO の局所構造との関連について調べた。

AO+では準定常・非定常成分ともにストームトラック出口に当たる大西洋からヨーロッパ、カスピ海にかけ南東に向かうフラックスが見られた。AO+の場合、非定常成分では北米西岸から南東に向かうフラックスが見られた。フラックスは順圧高度の正偏差の南側で収束したため、局所的に AO+の維持に寄与した。

AO-の場合、準定常成分ではストームトラック入口付近の北太平洋からアラスカにかけて、非定常成分では大西洋のストームトラック出口付近からグリーンランドにかけて北東に向かうフラックスが見られた。フラックスは極側にある順圧高度の正偏差の南側で収束し、局所的に AO-の維持に寄与した。

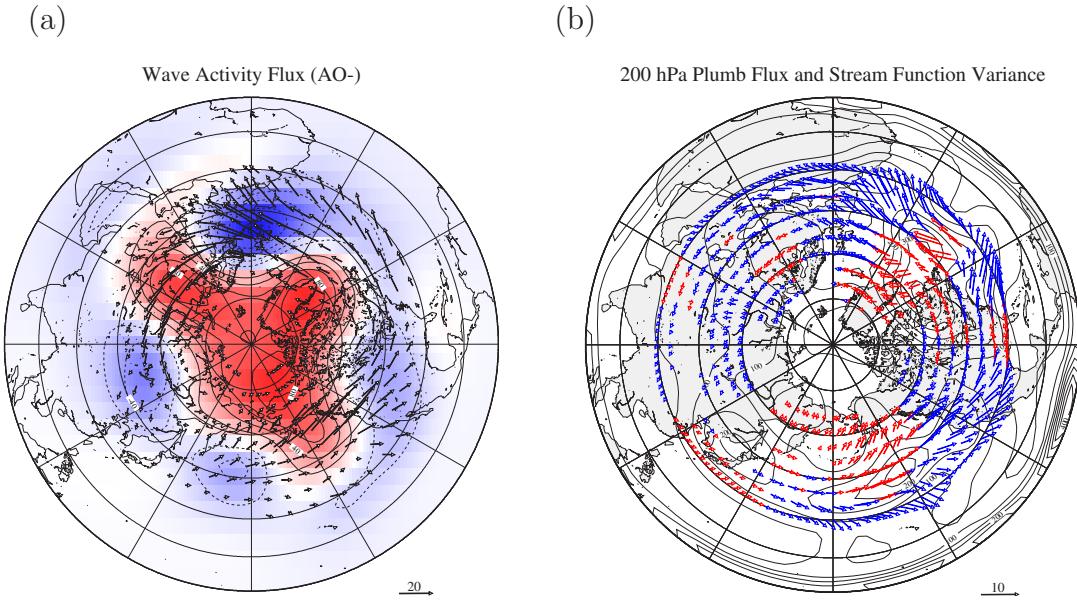


図 4: 図 3 と同様。但し AO-を維持するような時期について作成した。

帯状平均したフラックスは AO の両位相の偏差パターンを維持するように働き、ストームトラックでの波の活動が AO の両位相の維持に対し正のフィードバックを示した。フラックスが AO の両位相の偏差パターンを維持するように働いた領域では、先ほど述べた木本・渡部 (2004)、*Tanaka and Tokinaga (2002)*で示された波と帯状流の相互作用が見られていたかもしれない。これは今後の課題としたい。

3 火星 GCM の概要

本研究で使用した火星 GCM は東京大学気候システム研究センター (CCSR) と国立環境研究所 (NIES) の共同研究によって開発された大気大循環モデル (CCSR/NIES AGCM) (*Numaguti et al., 1997*) のバージョン 5.4g をベースとしている。ベースとしたモデルは地球大気用のものだが、各種物理定数を火星大気の値に変えた。地表面の境界条件としては海洋を取り除き地形を火星の地形に変更している。また、地表面の状態を火星に合わせるためアルベドと熱慣性は火星の観測値を用いている。

火星大気の場合、地表面付近で比較した大気の密度は地球の 100 分の 1 程度と小さいため、ダストが放射を吸収することによる外部強制力が大気の温度分布に与える影響は大きい。また、極域での CO₂ の昇華 (凝結) により大気の総量が増加 (減少) し、極冠の面積が減少 (増加) して地表面のアルベドを減少 (増加) させる効果は火星大気の大きな特徴である。これらはそれぞれ、ダスト分布の関数と CO₂ の凝結昇華過程として導入している。ダスト、CO₂ (と CO₂ が大気中で凝結した場合に生成されるドライアイス雲) が放射に与える影響も評価している。火星には水蒸気、氷雲、氷極冠も存在するが、その全量は少なく大気に与える影響は小さいものと思われるため、本研究では水收支過程を考慮しない。

3.1 方程式と境界条件

基礎方程式は 3 次元の球面プリミティブ方程式系で、鉛直座標としては σ 座標を用いている。 $\sigma = P/P_s$ のようにその場の地表面気圧 $P_s(\lambda, \phi)$ (経度 λ 、緯度 ϕ) で規格化されている。モデルは、水平方向にスペクトル法、鉛直方向には差分法を用いて離散化されている⁷。本研究では水平解像度 T21⁸、鉛直解像度 31 層のものを使用した。鉛直方向のグリッドポイントは表 2 の通りで、モデルの上端は約 90(km) である。

下部境界条件としては Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) の観測結果 ($1^\circ \times 1^\circ$ グリッド) をモデルに合わせて平均化した図 5 の地形を使用した。上部境界付近では (1) 式のような Rayleigh friction を与えている。ここで、 α は Rayleigh 摩擦係数、 z は高度 (m)、 α_0 は大気上端での Rayleigh 摩擦時定数で $20(\text{day}^{-1})$ 、 z_{top} はモデルの

⁷緯度、経度微分は直交関数展開を用いて計算し、非線形項は格子点上で計算している。鉛直離散化は全領域積分した質量、エネルギー、角運動量と全質量積分した温位が保存するように *Arakawa and Suarez (1983)* のスキームを用いている。

⁸T21 は波数 21 で三角形切断したことを意味する。データは東西方向 64 グリッド × 南北方向 32 グリッド (赤道付近で東西方向 300km 程度) で出力している。

上端高度であり 9×10^5 (m)、 z_d は Rayleigh の減少のスケールハイドで 2500(m) の値を用いた。

$$\alpha(z) = \alpha_0 \left\{ 1 + \tanh \left(\frac{z - z_{top}}{z_d} \right) \right\} \quad (1)$$

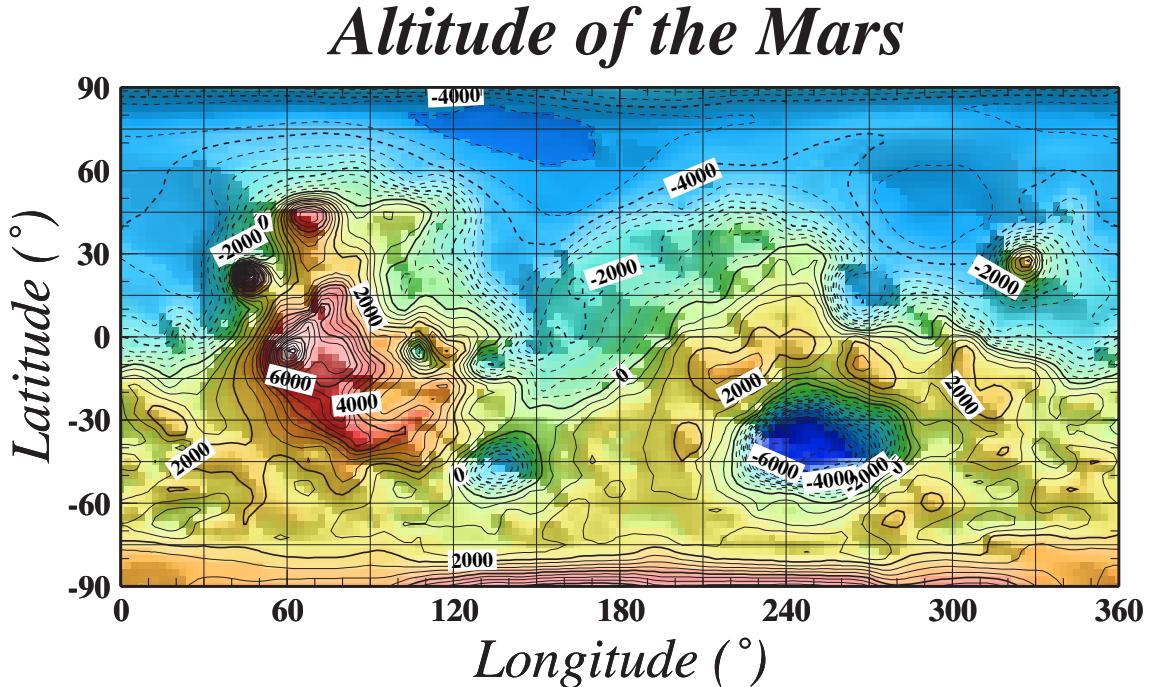


図 5: モデルで使用した火星の地形図。contour 間隔は 500(m)。平均気圧 6.1(hPa)面の高度を 0(m) としている。

3.2 地表面のアルベド、熱慣性

地表面のアルベドはバイキングの観測結果をもとに作成された Mars consortium のデータをもとに、地表面の熱慣性⁹は MOLA による観測結果をもとに作成されたデータを使用している。もとのデータは $1^\circ \times 1^\circ$ であるが、モデルの解像度に合わせ平均化している。熱慣性のデータは LMD/AOPP Martian GCM で使用されているものと同じである (Kuroda et al., 2005; Forget et al., 1999; Forget et al., 2001)。

図 6 は極冠が存在しない場合のアルベドで、極冠が存在するグリッドのアルベドは 0.65 になるように設定されている。

モデルに組み込む地表面の熱容量と熱伝導率は熱慣性のデータ (図 7) から Mellon (2001) の方法で計算されている。

⁹ $I \equiv \sqrt{k\rho c}$ 、 I は熱慣性、 k は熱伝導率、 ρ は密度、 c は比熱

N	Mid layer			Top			Thickness
	σ -levels	p-levels	z-levels	σ -levels	p-levels	z-levels	
1	0.9995	5.9970	5.5	0.9990	5.9940	11.0	11.0
2	0.9981	5.9886	20.9	0.9972	5.9832	30.8	19.8
3	0.9956	5.9733	49.1	0.9939	5.9634	67.3	36.5
4	0.9909	5.9457	100.0	0.9880	5.9280	132.8	65.5
5	0.9827	5.8962	192.0	0.9774	5.8644	251.5	118.7
6	0.9680	5.8082	357.3	0.9587	5.7522	463.9	212.5
7	0.9425	5.6551	651.2	0.9264	5.5584	840.9	377.0
8	0.9182	5.5091	938.9	0.9100	5.4600	1037.4	196.5
9	0.9000	5.3999	1159.1	0.8900	5.3400	1281.9	244.5
10	0.8750	5.2498	1469.2	0.8600	5.1600	1659.1	377.2
11	0.8450	5.0698	1853.0	0.8300	4.9800	2049.6	390.6
12	0.8099	4.8596	2318.7	0.7900	4.7400	2592.9	543.3
13	0.7649	4.5894	2948.1	0.7400	4.4400	3312.2	719.2
14	0.7098	4.2591	3769.7	0.6800	4.0800	4242.3	930.1
15	0.6397	3.8382	4914.3	0.6000	3.6000	5619.1	1376.8
16	0.5495	3.2968	6587.0	0.5000	3.0000	7624.6	2005.5
17	0.4545	2.7268	8674.9	0.4100	2.4600	9807.6	2183.0
18	0.3695	2.2169	10952.2	0.3300	1.9800	12195.3	2387.7
19	0.2945	1.7670	13447.2	0.2600	1.5600	14817.8	2622.5
20	0.2295	1.3772	16188.9	0.2000	1.2000	17703.8	2886.0
21	0.1746	1.0474	19199.7	0.1500	0.9000	20868.3	3164.5
22	0.1244	0.7464	22926.8	0.1000	0.6000	25328.4	4460.1
23	0.0847	0.5081	27157.6	0.0700	0.4200	29251.9	3923.4
24	0.0598	0.3588	30984.2	0.0500	0.3000	32953.1	3701.2
25	0.0397	0.2382	35490.4	0.0300	0.1800	38572.1	5619.1
26	0.0249	0.1493	40630.6	0.0200	0.1200	43032.3	4460.1
27	0.0148	0.0888	46344.4	0.0100	0.0600	50656.9	7624.6
28	0.0079	0.0476	53194.3	0.0060	0.0360	56276.0	5619.1
29	0.0044	0.0266	59588.1	0.0030	0.0180	63900.6	7624.6
30	0.0019	0.0116	68695.7	0.0010	0.0060	75985.3	12084.7
31	0.0004	0.0025	85792.9	0.0000	0.0000	-	-

表 2: 鉛直方向各層中央 (Mid Layer) と上端 (top) のグリッドポイントと層高 (m)。気圧 $P(\text{hPa})$ は $P_s = 6(\text{hPa})$ として $P = \sigma P_s$ から、高度に相当する $z(\text{m})$ はスケールハイト $H = 1.1 \times 10^4(\text{m})$ として $z = -H \ln \sigma$ から求めた。

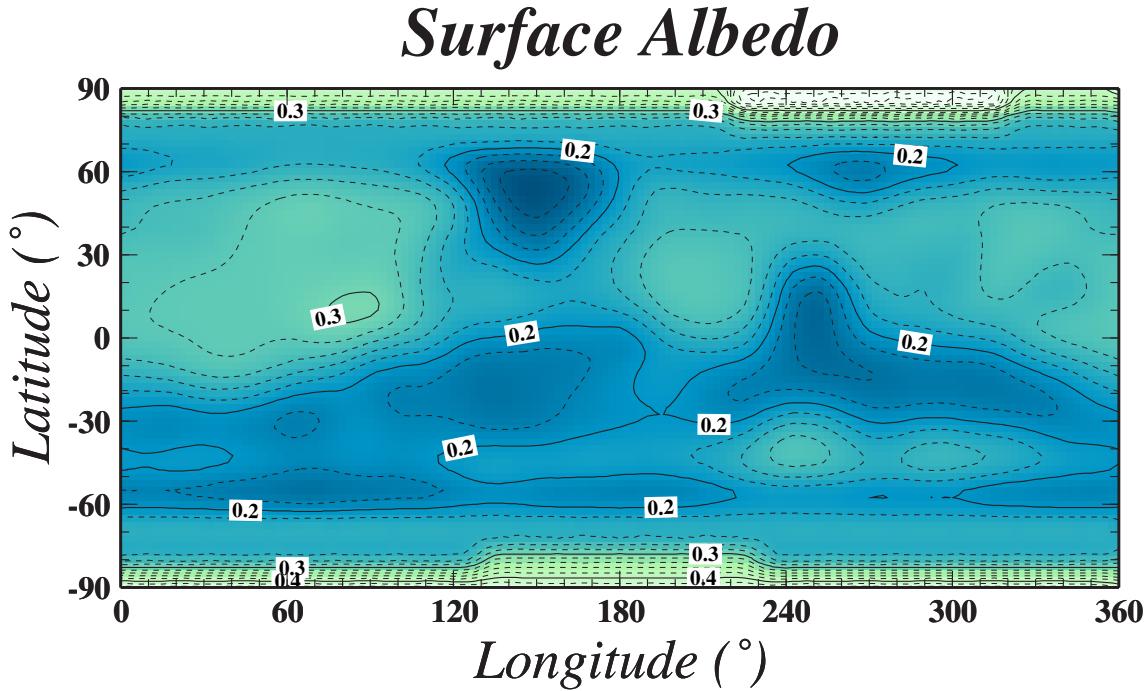


図 6: モデルで使用した火星の albedo。但し、極冠が存在しない場合。contour 間隔は 0.02。北極付近の 230-300°E における最大値は 0.48。

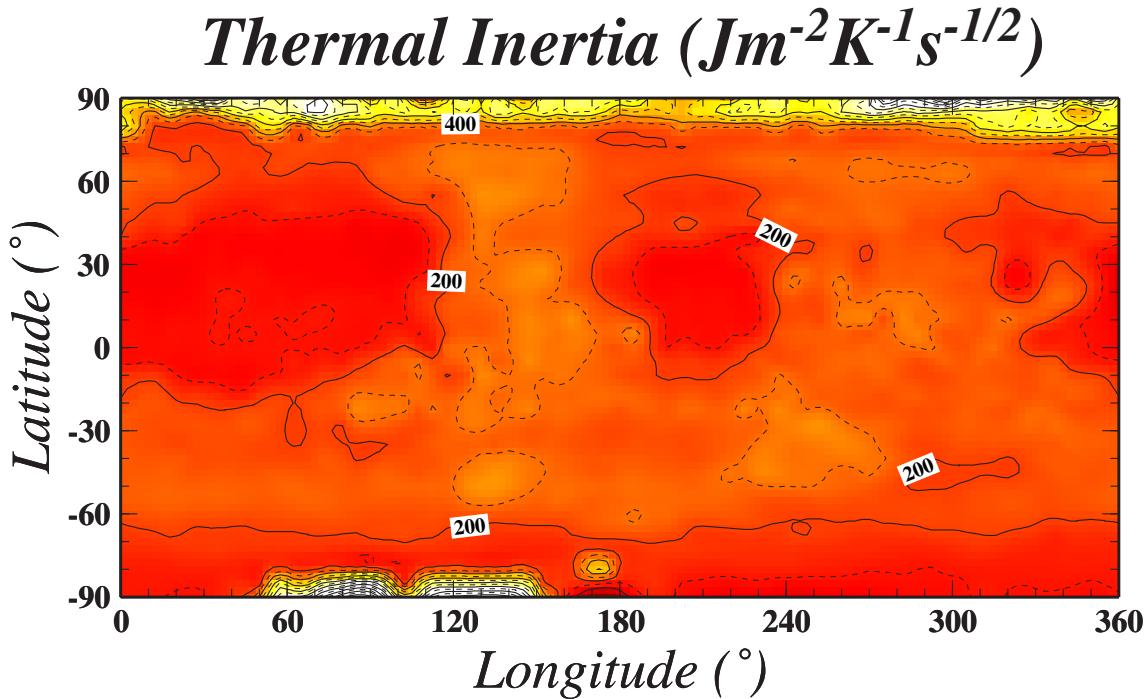


図 7: モデルで使用した火星の地表面の熱慣性。contour 間隔は $100(Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2})$ 。極付近の最大値は $1400(Jm^{-2}K^{-1}s^{-1/2})$ を越える値。

3.3 ダスト分布

ダストの空間分布は *Forget et al. (1999)* で推定された (2) 式で与えている。この値は MGS が観測を開始したダストが少ない年の帯状平均温度などをもとに推定されている。標準気圧 $p_0 = 7(\text{hPa})$ 、気圧 $p(\lambda, \phi, z, t)(\text{hPa})$ におけるダストの質量混合比 $Q(\lambda, \phi, z, t)$ は $7(\text{hPa})$ での質量混合比 $Q_0(\lambda, \phi, t)$ を用いて

$$Q = Q_0 \exp [0.007 \{1 - \max ((p_0/p)^{70(km)/Z_{max}}, 1)\}] \quad (2)$$

のように推定されている ($p \leq p_0$ の場合、 $p > p_0$ では $Q = Q_0$)。ここで、ダストの切断高度 $Z_{max}(\text{km})$ は、火星中心黄径 $L_s(^{\circ})$ を用いて以下のように時間と緯度の関数で表現される。火星中心黄径は春分点を 0° として定義されている。

$$Z_{max}(L_s, \phi) = 60 + 18 \sin(L_s - 160^{\circ}) - \{32 + 18 \sin(L_s - 160^{\circ})\} \sin(\phi)^4 - 8 \sin(L_s - 160^{\circ}) \sin(\phi)^5 \quad (3)$$

(3) 式は、*Anderson and Leovy (1978)* や *Jaqin et al. (1986)* から大まかに推定された式である。

ダストの粒径分布は modified gamma 関数を仮定し、その放射への影響を *Nakajima and Tanaka (1986)* のスキームを用いて計算している (*Kuroda et al., 2005*; 酒井, 2004)。

3.4 CO₂ の凝結昇華過程

CO₂ の凝結昇華過程は *Forget et al. (1998)* を参考にして導入している (*Kuroda et al., 2005*)。CO₂ の凝結温度 T_c は Clausius-Clapeyron の関係式 ((4) 式) から気圧 $p(\text{hPa})$ の関数として与えられる (*Hourdin et al., 1995*)。

$$\ln \frac{p}{p_0} = \frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_c} \right) \quad (4)$$

ここで、CO₂ の潜熱 $L = 5.9 \times 10^5 (\text{JKg}^{-1})$ 、CO₂ の気体定数 $R = 189(\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{K})$ 、参照気圧 $p_0 = 1(\text{hPa})$ に対する凝結温度 $T_0 = 136.3(\text{K})$ である。

モデルの中では CO₂ の凝結を各層ごとに評価し、あるタイムステップにおいて力学過程、放射過程で予報された気温が凝結温度 T_c を下回った場合に凝結が起こったものとして、気温 $T = T_c$ になるように気温を変更する。凝結はモデルの最上層から最下層に向けて計算し、上層で凝結した CO₂ が下層に落ち、ポテンシャルエネルギーを解放する過程、ドライアイスが下層に落下する段階で温められた場合に昇華

し潜熱を吸収する過程も考慮するように設計されている。地表面での凝結、昇華も大気の場合と同様に計算されている。CO₂ の凝結(昇華)による大気の減少(増加)はCO₂ の全質量($=[\text{CO}_2 \text{ 極冠の質量}]+[\text{CO}_2 \text{ 大気の質量}]$)を保つように地表面気圧を調整することで表現する。ドライアイスで覆われた場合に地表面のアルベドは0.65、熱伝導率は0.5(Wm⁻¹K⁻¹)に設定する。

大気中で生成されたドライアイスはドライアイス雲として放射に影響する。ドライアイス雲の粒径分布は *Forget et al. (1995)* をもとに導入され、放射を計算するスキーム内で計算している。

4 火星 GCM による計算結果

4.1 標準実験の概要

水平流 $(u, v) = (0, 0)$ (ms^{-1})、気温 $T = 200$ (K)、地表面気圧 $Ps = 7.8$ (hPa) の等温静止大気を初期条件とし春分点 ($Ls=0^\circ$) を起点としてタイムステップ 6 分でモデルを走らせ、モデルの出力が安定した積分開始から 1(火星) 年後¹⁰の出力から 4 年間の日平均データを使用した。

4.1.1 観測結果の再現性

図 8 は火星 GCM の標準実験で出力した $Ls=265^\circ$ 付近 (北半球の冬期) の帯状平均温度と同時期の TES の観測結果 (Wilson et al., 2002) を比較したものである。モデルの特性として領域全体で観測結果よりも多少高い温度を示しているものの、北半球冬期の傾圧的な温度構造の特徴はおおよそ再現できている。

図 9 は火星 GCM で出力した冬期の温度場の擾乱と同時期の TES の観測結果 (Wilson et al., 2002) を 62.5°N 、 0.5 (hPa) で比較したものである。 $Ls=220-270^\circ$ の期間は全球ダストストームが起こっており、ダストの少ない時期の再現実験を行なった本研究と異なるため、 $Ls=270^\circ$ 以降で比較する。図 9(a), (b) で両者の温度は同じ色で表されているが、モデルの温度は観測より高いため、全体の色が異なっている。観測結果から波数 1 の擾乱が卓越していることが明らかである。波数 1 の擾乱を東西方向に見ると、 $0-120^\circ\text{E}$ 、 $180-300^\circ\text{E}$ 付近で振幅が大きくなり、波数 2 の位相が固定された波のような構造が見られる。波数 2 の振幅の最大値のある経度は標高の高い部分に当たり、地形と関係した定在波の存在が示唆される。擾乱の振幅は (a), (b) とも波数 1 で $10-30$ (K) 程度、波数 2 で $5-15$ (K) 程度である。モデルの実験結果と TES の観測結果はおおよそ一致する。

観測結果で示された波数 1 の擾乱の周期は 6.5 日程度 (Wilson et al., 2002) である。火星 GCM で出力された波数 1 の擾乱の周期は 5 日程度で、TES の観測結果と比較すると、GCM の周期の方がやや短い程度である。

観測結果と比較が可能であったダストが少ない時期 ($Ls=270^\circ$ 以降) の火星 GCM の結果は多少周期が短い。しかしながら観測で示された擾乱の振幅をおおよそ再現できているため、この結果を用いて解析を行なう。

¹⁰以下、年で表記されているものは火星年を意味する。

4 火星 GCM による計算結果

4.1 標準実験の概要

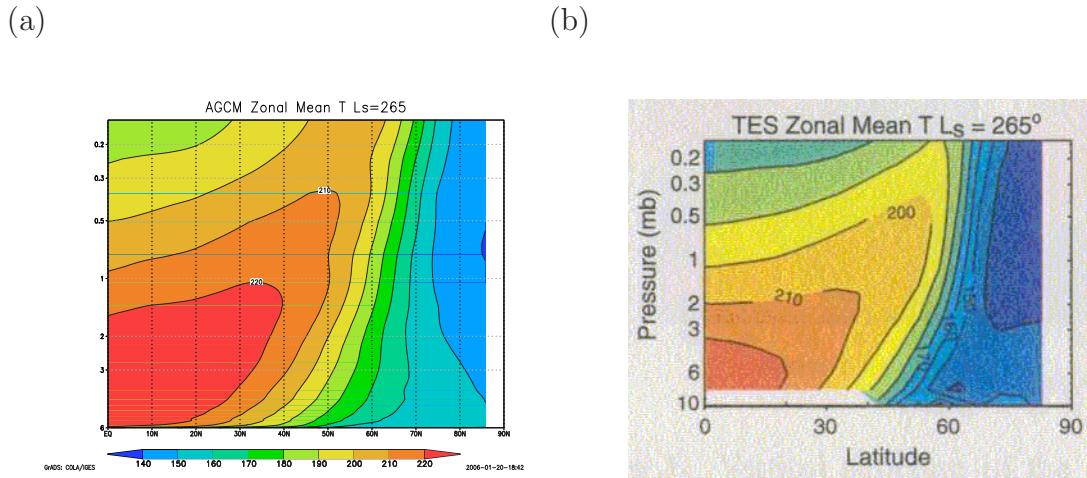


図 8: (a) 火星 GCM で出力した $L_s=265^\circ$ 付近の帯状平均温度 (K) と (b) 同時期の TES の観測結果 (Wilson et al., 2002)。

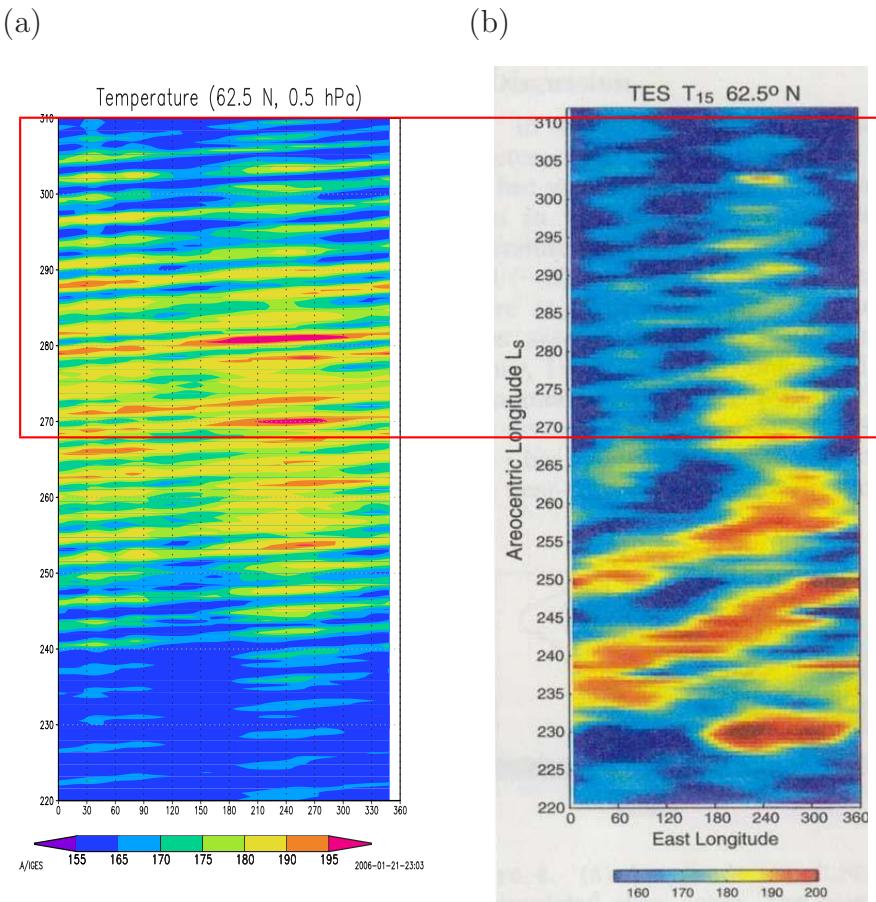


図 9: (a) モデルで出力した北半球が冬期の際の温度場と (b) 同時期の TES の観測結果 (Wilson et al., 2002) を経度-時間断面で比較した。シェードは温度 (K) を表す。赤枠は観測結果でダストが少なかった時期に当たる。いずれも 62.5 °N、0.5 (hPa) での値を用いている。

4.1.2 EOF 解析

地球大気で適用した場合に述べたことを繰り返すが、卓越した現象を取り出す方法として、EOF 解析が用いられている。火星 GCM の標準実験で出力された 4 年間の日平均地表面気圧から日ごとの気候値を作成し、それからの偏差を作成した。本研究では日ごとの気候値からの偏差に対し 2.2 の方法と同様、EOF 解析を行なった。日ごとの気候値からの偏差であるため季節変動は含まれない。EOF 解析を行なう際には共分散行列の固有値問題を解いた。解析範囲は 20-90°N で、4 年間の全解析期間のデータを用いた。

図 10 は EOF-1, 2 の分布である。EOF-1, 2 は 70 °N 付近に振幅の最大値を持つ波数 1 の構造を示し、位相は 90° ずれている。寄与率はそれぞれ 28.5%, 19.6% で EOF-1, 2 の寄与率を合わせると約 48% である。EOF-1, 2 で季節変動を除く変動の約半分を説明したことを意味する。この結果は *Leroy et al. (2003)* と整合的である。

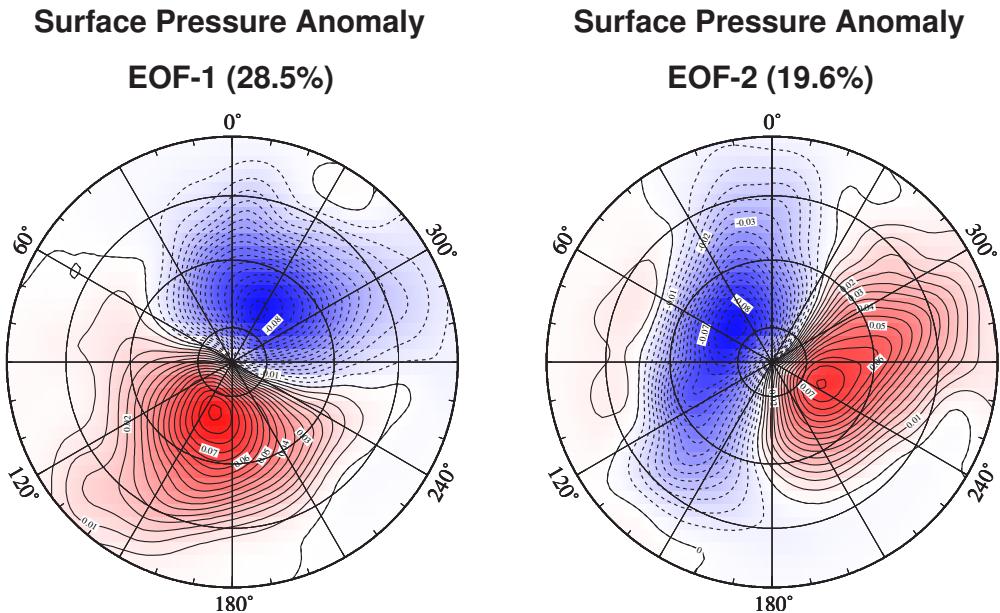


図 10: 火星 GCM の標準実験で出力した 4 年間の地表面気圧偏差に対し EOF 解析を行なった際の EOF-1, 2 の分布。20-80°N まで 20° 毎に緯度線を引いた。

図 11 は北半球で傾圧的な温度構造が現れていた冬季の始めの EOF-1, 2 のスコア時系列である。EOF-2 のスコア時系列の位相は EOF-1 に対して遅れている。図 10 で見た EOF-1 の構造が現れた 1/4 周期後に EOF-2 の構造が現れるため、EOF-1, 2 を合わせて東進する波数 1 の波を表す。

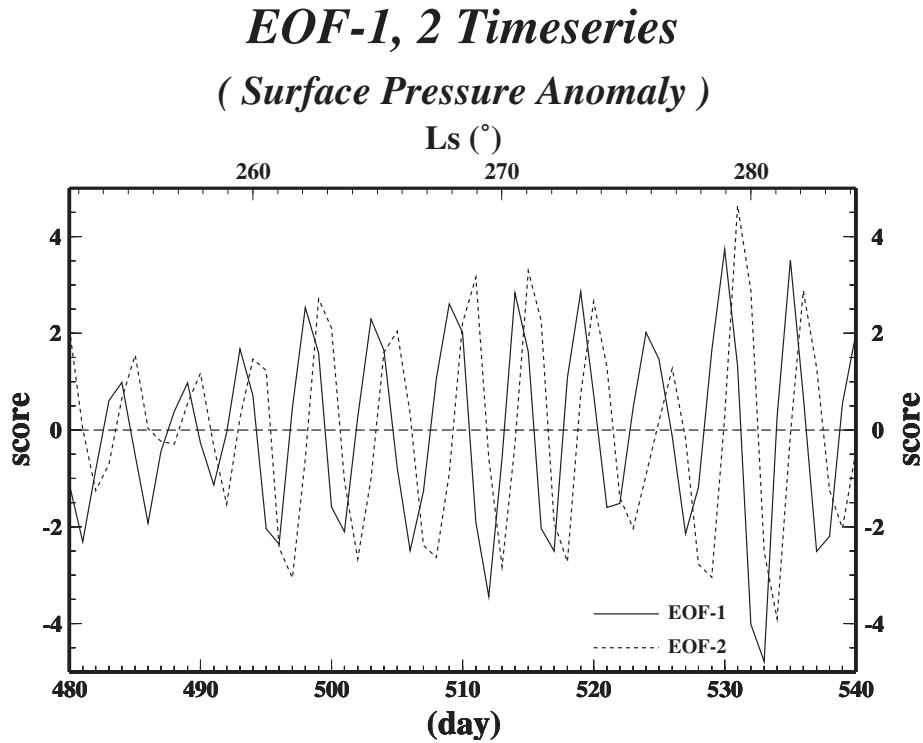


図 11: $Ls=252\text{--}284^\circ$ (冬季)における EOF-1, 2 のスコア時系列。横軸は解析期間の最初からの日数で縦軸は標準偏差で規格化したスコア時系列の値。

図 12 は EOF-1, 2 のスコア時系列のパワースペクトルを示したものであるが、両者ともいすれも 5-7 日程度の周期にスペクトルのピークを持つ。波数 1 の東進波の周期は図 9 で卓越した波数 1 の擾乱の周期とおおよそ一致する。EOF-1, 2 のスコア時系列の周期と位相の違いはいすれも *Leroy et al. (2003)* の結果と整合的である。

EOF-1, 2 が緯度方向には北半球に 2 つの節を持つ構造、 70°N に振幅の最大値を持つ東進波を表す特徴とともに *Wilson et al. (2002)* の TES の観測結果とモデルの結果と一致する。時系列の周期もおおよそ同じである。しかしながら、地表面気圧の結果だけでは波数 1 の傾圧波かどうか判断できないため、構造を更に詳しく見ていく。

波数 1 の擾乱の構造を見るため、図 11 の EOF-1, 2 のスコア時系列の値が大きかつた 1 日を選び、波の鉛直構造を気候値からの偏差を用いて詳しく見た(図 13)。温度、ジオポテンシャル高度の偏差で見たトラフ、リッジは上空に向かうほど西に傾き、温度のトラフ(リッジ)はジオポтенシャル高度のトラフ(リッジ)より 90° 程度西にずれ傾圧的な構造を示した。地衡風の関係からこの構造と対応して高(低)温偏差域で南(北)風偏差となり、熱フラックスの北向き輸送を示した。南北風が南(北)風偏差の所では東西風は西(東)風偏差であるため、西風運動量は北向きに輸送される。他

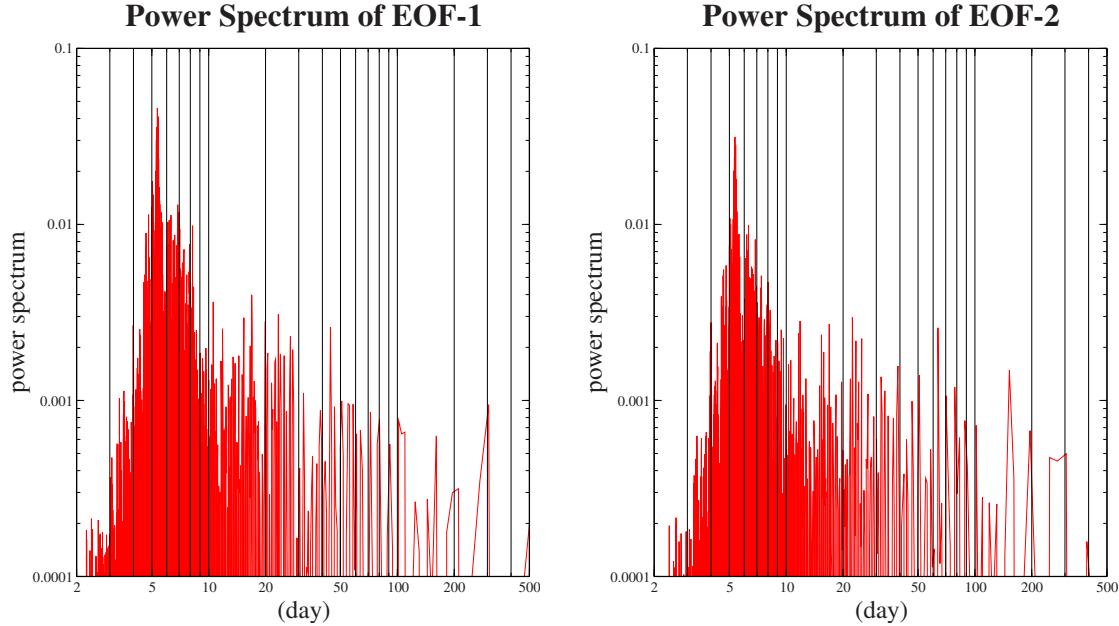


図 12: 火星 GCM の標準実験で出力した 4 年間の地表面気圧偏差に対して計算した EOF-1, 2 のパワースペクトル。

の事例でも同様の傾向が見られた。

先ほど示した緯度方向には北半球に 2 つの節を持つ構造、 70°N に振幅の最大値を持つ東進波を表す特徴と波の周期に加え、鉛直方向の位相の傾きも Wilson *et al.* (2002) と整合的であった。上記の特徴は Tanaka and Arai (1999) で指摘された火星大気の monopole Chaney mode の傾圧波の特徴ともおおよそ一致する。火星大気の monopole Chaney mode は波数 1 の中では最も growth rate が高い。また、全体として西風運動量を北向きに輸送するような特徴を示す。地球大気で中緯度に最大振幅を持ち極側と低緯度側から中緯度側に西風運動量を輸送する伝統的な Chaney mode とは異なる。

4.1.3 火星大気の AO (EOF-3)

図 14 には図 10 と同様、火星 GCM の地表面気圧偏差に EOF 解析を行なった際の EOF-3 の分布を示す。寄与率は 15.7% であるが EOF-1, 2 に現れる波数 1 の波を除けば最も寄与率の大きなモードである。EOF-4, 5 は波数 2 の構造でそれぞれ 6.6%, 5.7% を示すが、これらを合わせても 12% 程度で EOF-3 の寄与率よりも小さい。

EOF-3 は $60\text{--}70^{\circ}\text{N}$ を境に極側と中緯度側で逆符号の構造を示す。これは、地球大気の AO (EOF-1 で定義) の環状的な構造と似ている。東西方向の局所的な分布を

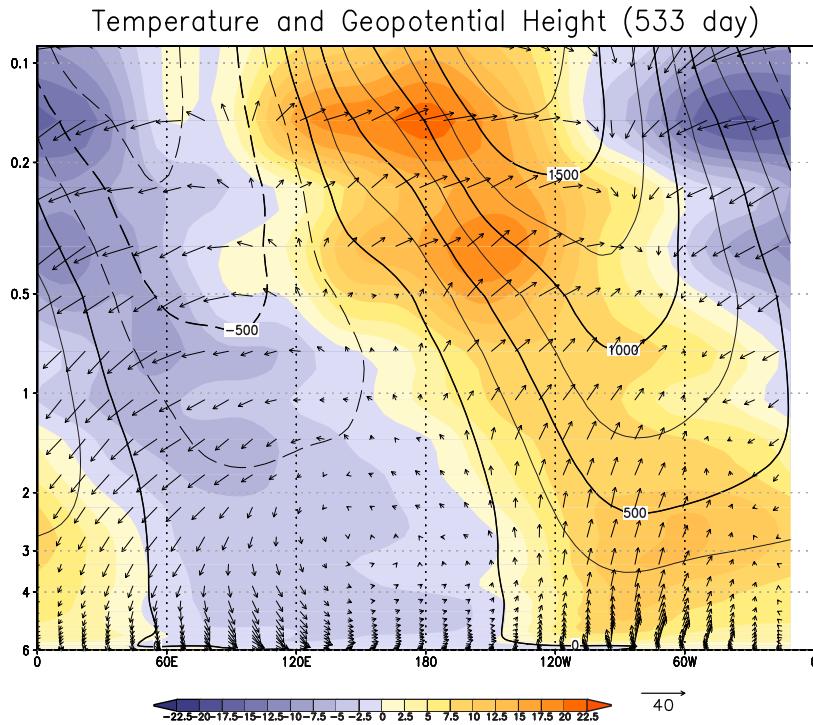


図 13: 地表面気圧と同様、ジオポテンシャル高度、温度、水平風の 4 年間の日平均データから日ごとの気候値を計算した。気候値からの偏差を元に作成した波数 1 の波の東西-鉛直断面図。図 11 で波数 1 の波が卓越していた解析期間の最初の年の 533 日目(冬季)のデータを用い、地表面気圧同様 70°N で作図した。実線の contour がジオポтенシャル高度の正偏差 (contour 間隔は 250(m))、破線は負偏差を表す。shade は温度を表し (横棒で示したスケールの単位は (K))。正偏差を赤、負偏差を青で示した。)、vector の鉛直方向は南北風、東西方向は東西風を表す (単位は (ms^{-1}))。

見ると 50-60 °N 付近の中緯度で 2 つの正の中心を持つ。地球大気の EOF-1 が太平洋と大西洋に偏りを持つ構造と似ているが、地球の方がより環状的である(図 1)。この構造は *Leroy et al. (2003)* の観測とモデルの結果で示された火星大気の EOF-3 の分布と整合的である。正の中心は高度の低い場所に対応し、地形との関連が示唆される¹¹。

図 15 に EOF-3 のスコア時系列と帯状平均東西風との相関係数の分布を示す。50-60°N 付近を境に極側と中緯度側で逆符号の構造を示し、鉛直的には等価順圧的であった。相関係数の t 検定を行なうと、60°N より極側では地上から 0.1(hPa)(約 40(km)) 程度まで 90 % 以上の有意な相関を示した。これより上空は表 2 のようにモデルの上端に近くグリッド間隔が粗いため議論しない。

¹¹ 図 32(d) に北半球の地形図を示す。

Surface Pressure Anomaly

EOF-3 (15.7%)

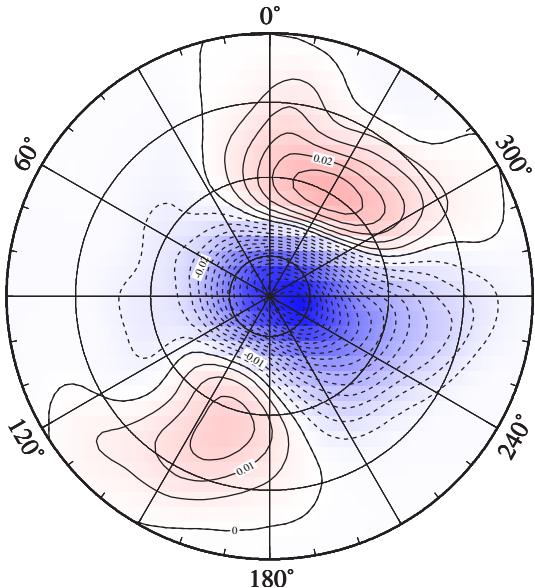


図 14: 図 10 と同様に EOF 解析を行なった際の EOF-3 の分布。

地表面気圧は大気の順圧的な構造を反映する。地衡風の関係から、EOF-3 の時系列と帯状風との正相関は、EOF-3 の正偏差の中心付近の緯度から負偏差の中心がある北極まで見られると考えられる。図 15 はこれとおおよそ対応するパターンを示した。

上記のように水平方向の環状的なパターン、鉛直方向の等価順圧的なパターンが地球大気の AO と似ているため、以下、火星大気の EOF-3 を火星大気の AO と呼ぶ。

EOF-3 のスコア時系列を作成し、そのパワースペクトルを調べたところ、図 16 のように 10-30 日程度に何ヶ所か大きなピークを持った。これは地球の AO の周期よりも短い。10-30 日周期のパターンを取り出すため、スコア時系列に 10 日移動平均を施した index を作成した。その結果を図 17 に示す。時系列の絶対値が大きい時には AO の極性を維持しているような状態とみなし、index が 5 日以上 1 標準偏差を越えた場合に AO が正位相 (AO+) または負位相 (AO-) の状態になったと定義した。この定義に当てはまるケースは AO+ で 9 ケース、AO- で 12 ケース存在した。火星では夏期と冬季で基本場の構造が大きく異なるため、前記のケースのうち冬季 ($L_s=180-360^\circ$) に当たる AO+7 ケース、AO-10 ケースのみを取り出した。

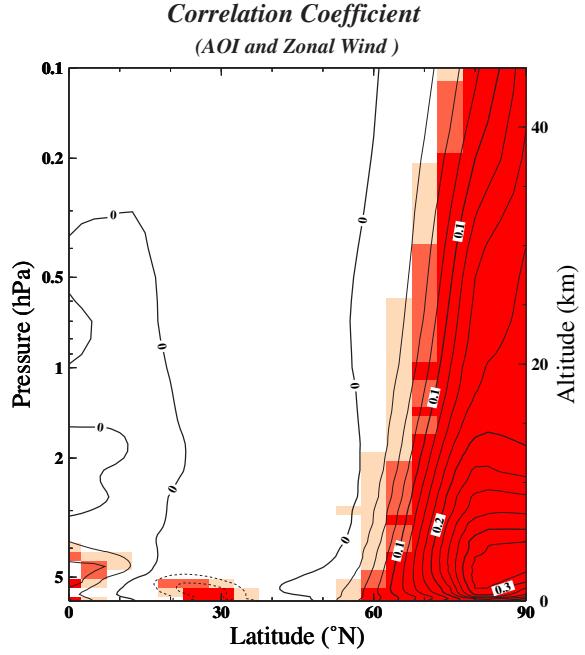


図 15: EOF-3 のスコア時系列と帯状平均東西風の相関係数の分布。contour は相関係数を表し (contour 間隔は 0.25)、shade は色の濃い順に 99% , 95% , 90% の有意水準を表す。

4.2 火星大気の AO の帯状平均した構造

図 18 は 4.1.3 で定義した AO+ と AO- の期間における帯状平均東西風のコンポジットをそれぞれ作成し、AO+ と AO- の場合の差を取ったものである。50-60°N 付近を境に極側と中緯度側で逆符号のパターンを示し、極側で正、中緯度側で負のパターンを示した。この構造は 60-70°N 付近を境に南北で符号が変わる EOF-3 の南北方向のパターンと対応する。鉛直的には 0.1(hPa) 程度まで図 15 と同様、等価順圧的な構造を示した。

次に帯状平均風で特徴付けられる帯状平均した構造の AO を維持しているような強制力を調べる。

4.3 火星大気の AO と波の活動

4.3.1 帯状平均風の収支解析

帯状平均風の加減速に関する強制力を調べるため、Yamazaki and Shinya (1999) で地球大気の AO について TEM 方程式の各項が見積もられている。TEM 方程式の詳細は appendix に示す。本研究では TEM 方程式を角運動量の表式に書き換えた以下の式を用いた。

$$a \cos \phi \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{F} + a \cos \phi \hat{f} \bar{v}^* + a \cos \phi \bar{\mathcal{F}} \quad (5)$$

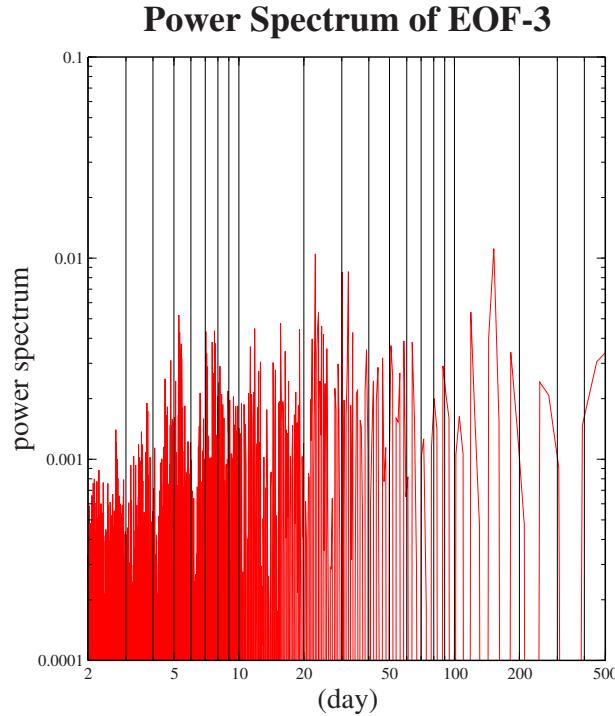


図 16: EOF-3 のパワースペクトル。

(5) 式の左辺は帯状平均したオイラー的な西風角運動量の時間変化を表し、右辺第1項は E-P フラックスの発散で、波による角運動量の時間変化への寄与を表す。第2項は残差子午面循環によるコリオリ力が角運動量の時間変化へ及ぼす寄与を示す。これらは内部強制として扱う。残りの項は第3項に含めている。

(5) 式中の E-P フラックスは (6) 式で表される。(6) 式を ρ_0 を掛けた形に書き換えれば、南北成分が波の活動による運動量フラックス、鉛直成分が熱フラックスを表す。フラックスは波の群速度に平行である。(6) 式の成分から、帯状平均して東(西)風運動量を南(北)向きに輸送するような波では南向き、東(西)風運動量を北(南)向きに輸送する波では北向きのフラックスを示す。また、フラックスの収束が東風加速、発散が西風加速を示す。

先ほど図 13 で示した火星大気の波数 1 の波であれば、北半球の緯度方向全体で熱フラックスと西風運動量を北向きに輸送する (Tanaka and Atai, 1999)。このため、南北方向には南向き、鉛直方向には上向きのフラックスを示す。この波は先ほどの議論の通り波数 1 の monopole Chaney mode の傾圧波であり、鉛直的には本研究で解析した 40(km) まで振幅が強いことが知られているため (Tanaka and Atai, 1999)、

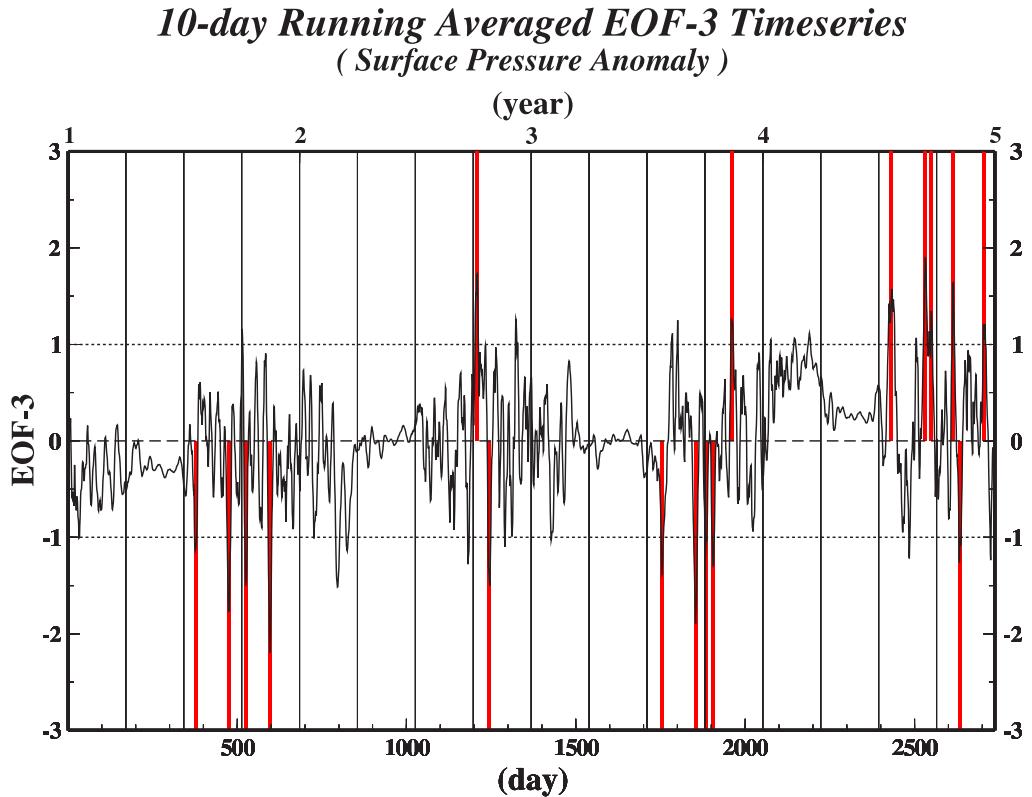


図 17: 4 年間の地表面気圧の偏差に対し EOF 解析を行なった際の EOF-3 のスコア時系列を標準偏差で規格化し、10 日移動平均を施した index。index が 5 日以上 1 標準偏差を越えた場合に AO+(または AO-) の状態になったと定義し、このうち冬季 ($Ls=180-360^\circ$) のケースのみを取り出した(赤線)。

上空までフラックスが見られると考えられる。

$$\mathbf{F} = (F_y, F_z) = a \cos \phi \left(-\overline{u'v'}, \hat{f} \frac{\overline{v'T'}}{S} \right) \quad (6)$$

最初に AO+ と AO- の際の各項の値をそれぞれ計算しコンポジットを取った。時間変化項の計算の際には AO+、AO- の期間とその直前の期間の差を取り、強制力の項の計算には両者の中間の期間の値を用いた(図 19)。残りの項は他の項を計算した後、残差から求めた。

次に、AO に伴う各項の変化を調べるために、コンポジット間の差を計算した。コンポジット間の差を取ることの意味については appendix に示した。

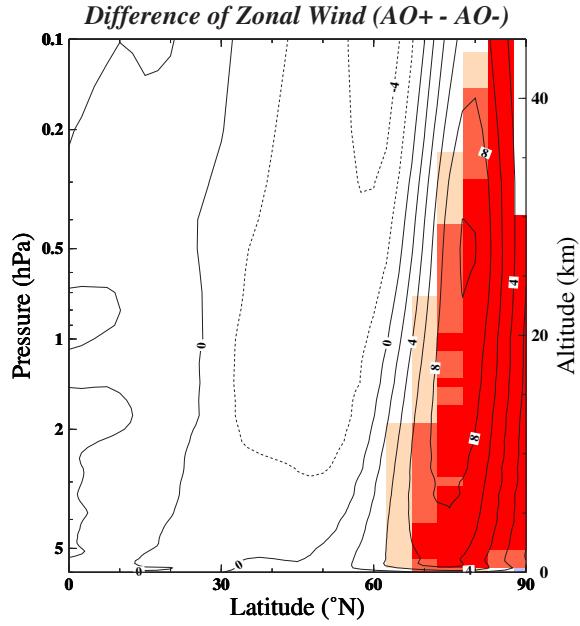


図 18: 図 17 の index が 1 標準偏差を越えた期間における AO+ と AO- それぞれの帯状平均東西風のコンポジットを作成し、AO+ から AO- の場合を引いたもの。contour は東西風の差を表す (contour 間隔は $2(\text{ms}^{-1})$)。shade は図 15 と同様に有意水準を表す。

4.3.2 火星大気の AO に関する帯状平均した強制力

(5) 式の時間変化項のうち帯状平均風の加速度の差に当たる部分を見積もった結果が図 20 である。AO+、AO- それぞれにコンポジットを取ったが、両者とも中緯度側は帯状風の差が小さく 90% 以上の有意性を示さなかったため、極性間の差のみを示す。図中の四角は AO+ と AO- の差に対して t 検定を行ない 90% 以上の有意性が示された点であるが、30-60°N 付近の負の領域、60-90°N 付近の正の領域とも地表から 0.1(hPa) 程度まで 90% の有意水準で有意であった。加速度の差の値は負の領域の上空で最大 $0.8(\text{ms}^{-1}\text{day}^{-1})$ 程度、70-80°N 付近の正の領域で最大 $1.1(\text{ms}^{-1}\text{day}^{-1})$ 程度である。

加速度の差が有意だったので、加速度の差から図 21(d) のように角運動量の時間変化の差を見積もった。その結果、図 20 同様、60°N を境とした南北逆符号のパターンが明瞭であった。定量的には 70°N 付近に最大 $12(\text{m}^2\text{s}^{-2})$ 程度、40-50°N 付近の上空で最小 $-16 \sim -18(\text{m}^2\text{s}^{-2})$ 程度の値を示す。

(5) 式右辺で表される強制力の各項の差を見積もった結果、E-P フラックスの発散・収束の項 (波の強制力に関する項)、残差循環による強制力に関する項、残りの項はそれぞれ図 21(a), (b), (c) のようになった。(d) の shade は E-P フラックスと残差循環を合わせた内部強制力に関する項を示す。(c), (d) より、内部強制力に関する項は、60°N より北側で角運動量を増加させ、南側で減少させるようなパターンを示した。内部強制力に関する項は定性的に角運動量の時間変化の項と同じ傾向を示した。残りの項は逆に寄与したため、内部強制力で AO のパターンは維持され、残り

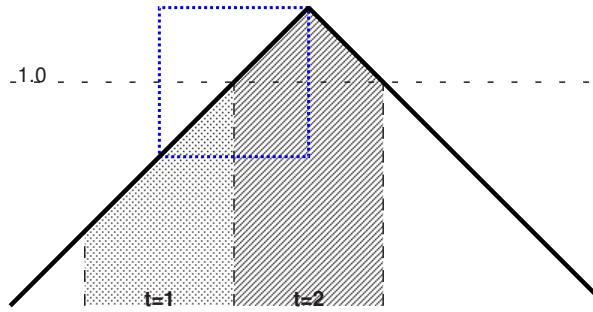


図 19: 帯状風の時間変化と強制力の計算期間の関係を示す模式図。横軸が時間軸で縦軸が図 17 の index の値を示す。 $t = 2$ の期間は index の値が 1.0 を越えた期間で 4.1.3 で定義した AO+ の場合に当たる。 $t = 1$ の期間は 1.0 になる直前の期間で期間の長さは $t = 2$ の期間と等しくとなっている。帯状平均風の時間変化を計算する際には $t = 2$ と $t = 1$ の期間の差を取った。青枠で囲んだ期間は $t = 1$ の中心の日から $t = 2$ の中心の日までの期間で、この期間には AO+ を維持するような強制力が現れているものとみなして強制力の値を計算した。AO- の場合もこれらと同様に計算した。

の項が AO のパターンを元に戻すように働いたと考えられる。

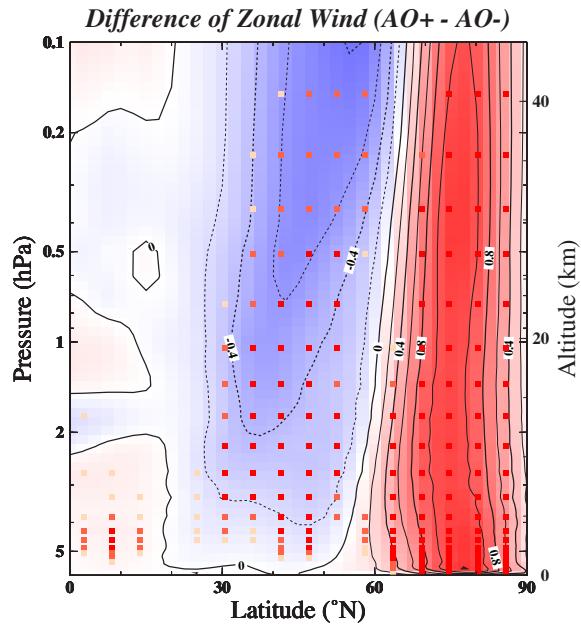
内部強制力に関する項を見ると、(b) の残差循環による強制力に関する項は 40-50°N より極側でおおよそ正符号のパターンを示した。60-80°N、0.1-0.5(hPa) 付近では最大値を示した。60°N より極側に限れば (d) の正符号のパターンと定性的に同じ傾向を示す。しかしながら、(b) では 60°N を境にした南北逆符号のパターンは説明できていない。

(a) の E-P フラックスは 60-80°N 付近から 30-50°N 付近まで南向きの成分を持ったパターンを示し、鉛直方向には上向きの成分を持った。E-P フラックスによる強制力の差は 3-4(hPa) 付近を除けば 60°N 付近を境に極側で正、中緯度側で負のパターンを示し、(d) の南北逆符号のパターンと定性的に同じ傾向を示した。

地球の AO の場合には波の強制力の項と残差循環による項の和で帯状風の加減速が説明され、そのうち波の強制力が AO を維持し残差循環は AO を元に戻すように働いた (Yamazaki and Shinya, 1999)。火星の場合には波の強制力に加え高緯度側では残差循環による強制力が寄与した。しかしながら、波の強制力は地球と同様、重要な役割を果たしていた。

火星の AO を維持している時期の強制力についてまとめると表 3 のようになる。波の強制力の項は南北逆符号のパターンと定性的に同じ傾向を示す。波の強制力は火星と地球の両者とも環状構造の維持に重要な役割を果たしているため、波の強制力の構造について詳しく見ていく。

図 20: 図 19 で定義した index が 1.0 を越えた時期 ($t = 2$) とその直前の時期 ($t = 1$) の帯状平均東西風の差を AO+、AO- でそれぞれ取った。AO+の場合から AO- の場合を引いた帯状風の加速度の差を示す。contour は東西風の加速度の差を表し (contour 間隔は $0.2(\text{ms}^{-1}\text{day}^{-1})$)、青の shade は減速、赤の shade は加速を表す。青の shade は負の値、赤の shade は正の値を表す。図中の四角は色の濃い順に 99%, 95%, 90% の有意水準を表す。AO+と AO- の差に対して t 検定を行なった。



火星大気では、先ほど述べたように EOF-1,2 に当たる波数 1 の波の寄与率が高かった。温度場の擾乱では波数 1 に重なって標高の高い経度に位相の固定された波数 2 の波が見られ、地形と関連した波数 2 の定在波の存在が示唆された。しかしながら、上空の温度擾乱だけでは地形との関連は明らかではない。そこで、火星大気で卓越する波の振幅、波数について細かく調べ、それらの波が E-P フラックスにどの程度寄与しているか調べる。

場所	波の強制力の項	残差循環に関する項	残りの項
60°N より極側			×
30-60 °N 付近		×	×

表 3: 火星の AO を維持している時期における各強制力の項ごとの寄与。 は帯状平均した角運動量の時間変化の傾向と定性的に同じ傾向を示すことを表し、 × は逆向きに寄与していることを示す。

4.3.3 摆乱の解析

定在波は順圧的であるため、EOF 解析で使用したデータと同様、出力された 4 年間の日平均地表面気圧から作成された日ごとの気候値からの偏差のデータを使用した。擾乱の特徴を調べるために偏差のデータに対しスペクトル解析を行い冬季 ($L_s=180-360^\circ$) の結果を平均した。定性的には図 22 のように波数 0-2 の振幅は $20-80^\circ\text{N}$ 、波数 3 は $30-70^\circ\text{N}$ 付近で大きく、 $40-50^\circ\text{N}$ 付近では波数 4-6 にも大きな振幅を示した。定量

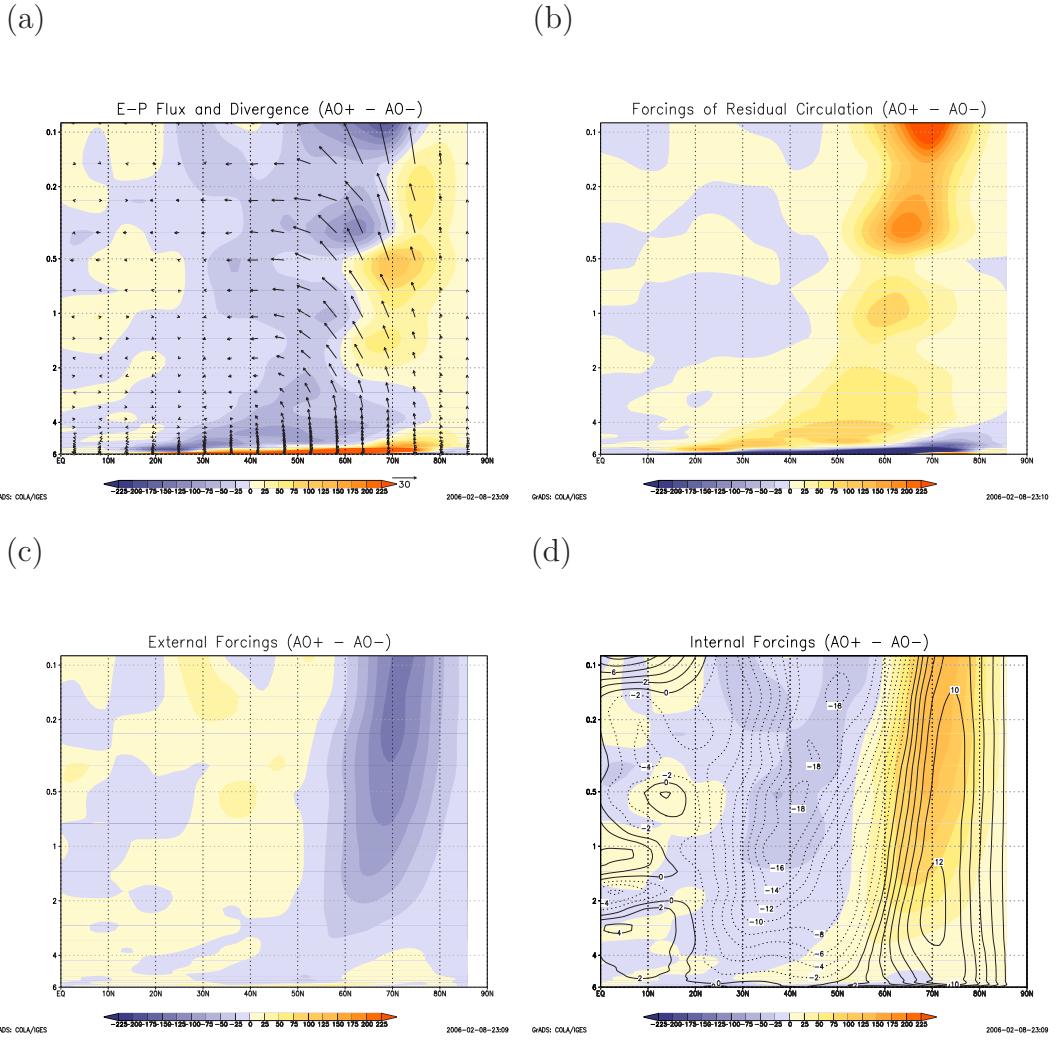


図 21: (a) AO+とAO-を維持している時期(図19の青枠)の帯状平均したE-P フラックスのコンポジットをそれぞれ作成し、AO+からAO-の場合を引いたもの。vectorはE-P フラックスを表す(単位は $(m^2 s^{-2})$)。便宜上、惑星半径は掛けていない。)。鉛直方向のフラックスは 10^6 倍している。赤のshadeはE-P フラックスの発散を、青のshadeは収束を表す(単位は $(m^2 s^{-2})$)。(b) (a)と同様に残差循環による角運動量の時間変化への寄与のコンポジット間の差を計算した(以下、shadeの単位はE-P フラックスの発散と同様。赤のshadeはE-P フラックス同様、角運動量の増加を表し、青のshadeは減少を表す。)。(c) 残差から見積もった外部強制力の差。(d) (a), (b)を合わせた内部強制力の差(shade)と角運動量の時間変化の差(contour)。contour 間隔は $2(m^2 s^{-2})$

的に見積もると $40\text{-}75^\circ$ 付近まで波数 0-1 に $0.0005(\text{hPa}^2)$ を越える値を示し、 $50\text{-}75^\circ\text{N}$ で $0.002(\text{hPa}^2)$ を越える最大値を示した。波数 2 の値は $40\text{-}60^\circ\text{N}$ で $0.0002(\text{hPa}^2)$ を越えた。波数 3 では $0.0001(\text{hPa}^2)$ 程度、波数 4 以降は $5 \times 10^{-5}(\text{hPa}^2)$ を越える程度と小さい。波数 3 以降の波の振幅は小さいが、波数 1 の波の振幅は大きく、波数 2 の波もある程度大きかったため、これらの波について調べる。

解析期間の最初の年の $\text{Ls}=252\text{-}284^\circ$ (冬季、1 年目の 480-540 日、図略) で平均したパワースペクトルを調べ冬季平均と比較すると、前者の方が $30\text{-}60^\circ\text{N}$ 付近での振幅が多少大きいが、波数ごとに見た場合に値が大きい緯度を比較すると両者はほぼ一致しており、前者の結果でおおよそ冬季の擾乱を代表していると思われる。そこで、冬季全ての結果を示す代わりに 1 年目の $\text{Ls}=252\text{-}284^\circ$ における地表面気圧の偏差を緯度-時間断面で見た結果を示す。

図 22: 4 年間の日平均地表面気圧から日ごとの気候値を作成し、それからの偏差に対して作成したパワースペクトル。横軸が東西波数、縦軸が緯度で contour がパワースペクトル (hPa^2) を表す。4 年間の冬季 ($\text{Ls}=180\text{-}360^\circ$) の結果を平均した。

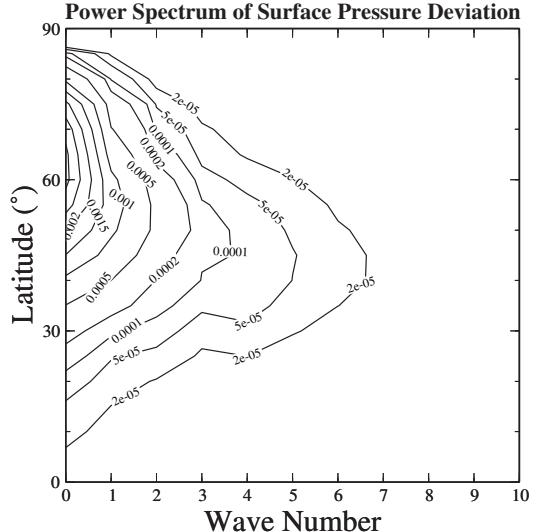


図 23(a) は解析期間の最初の年の 480-540 日 ($\text{Ls}=252\text{-}284^\circ$) における地表面気圧の偏差で (b)-(d) はそれぞれ波数 1-3 の成分を表す。(a) では (b) で見られる波数 1 の東進波が明瞭で、その周期は 5 日程度である。これは前に述べた波数 1 の傾圧波に対応すると考えられる。

図 23(c) の波数 2 の成分は経度 $120\text{-}240^\circ$ と $300\text{-}90^\circ$ に比較的大きな振幅を持ち、これらの場所は火星の波数 2 の山の上流側と対応した(図 5)。波数 2 の波の構造を調べるとおおよそ順圧的な構造を示すが、上空ほど僅かに西に傾いた(図略)。また、火星大気の北半球冬季には西風が吹いており、ジオポテンシャル高度の偏差は山の上流側で正、下流側で負のパターンを示した。地球の場合、地形と対応した定在波が存在するが、火星でも地形により励起された波数 2 の定在波が存在したと考えられる。EOF-3 の正偏差は山の下流側に分布するため、地形、定常波と EOF-3 との関

連が示唆される。一方で、波数 2 には数日周期で東進する波が見られる。この波の位相は上空に向かうほど西に傾き、傾圧波の構造を示した。

(d) の波数 3 の成分の場合は経度 330-30°、90-180°、240-300° に比較的大きな振幅を持ち、火星の波数 3 の山の東側と対応した。しかしながら、その値は小さい。

上記の結果から、火星大気の冬季には波数 1 の最も卓越する傾圧波に加え、波数 2 の傾圧波も存在することが分かった。一方で、地形により励起される波数 2 の定在波が存在した。

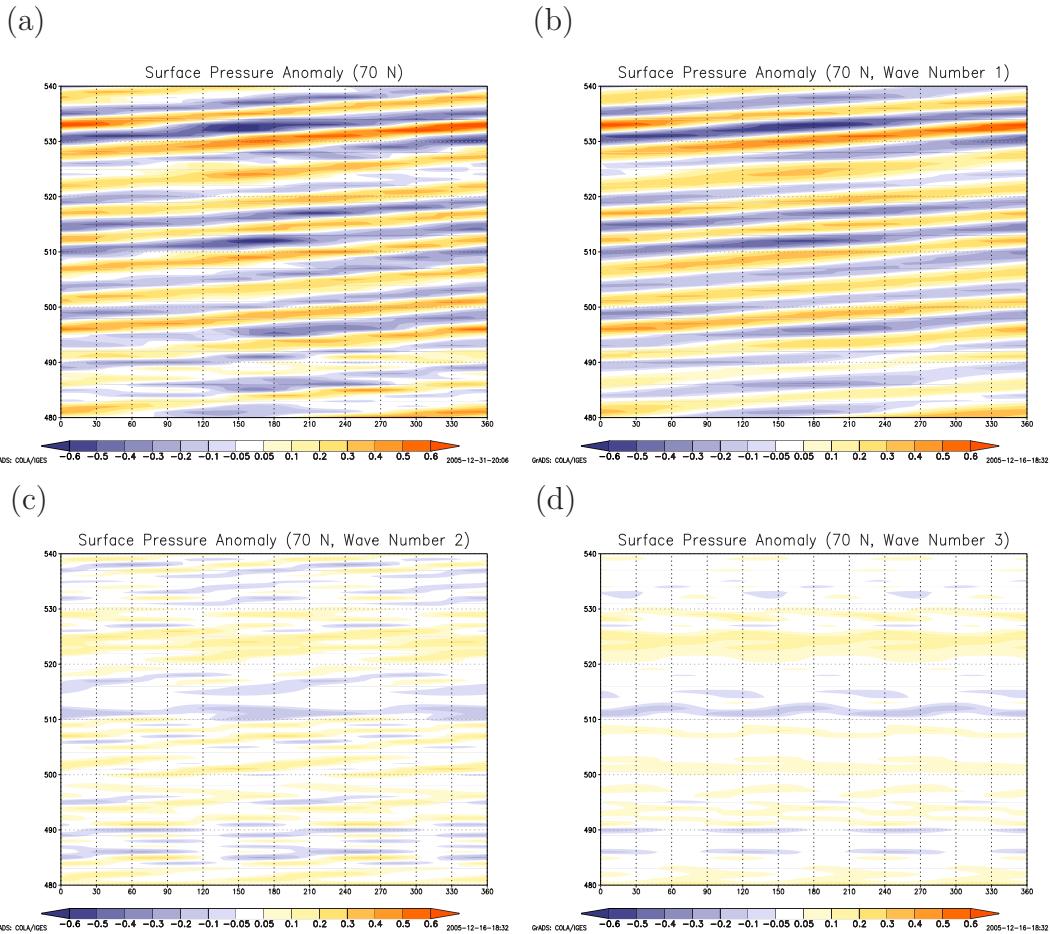


図 23: (a) 解析期間の最初の年の 480-540 日 ($L_s=252-284^\circ$) における地表面気圧の偏差 (hPa)。70°N での値を示す。横軸は経度で縦軸は時間 (day) を表す。(b)-(d) はそれぞれ、波数 1, 波数 2, 波数 3 の成分を表す。

4.3.4 波の周期による強制力の違い

擾乱の振幅を解析すると波数 1 の卓越する傾圧波に加え、波数 2 の傾圧波も見られた。火星大気の波数 1 の傾圧波を表すことが分かった EOF-1,2 のパワースペクト

ルでは、5-7 日程度にスペクトルのピークを持った。波数 2 の傾圧波の周期は数日程度である。一方で、地表面気圧で見られた波数 2 の定常波は 10 日以上の長周期成分とみなせるため、波を 10 日以上の長周期の成分と 10 日以下の短周期の成分に分けた。長周期の成分の計算の際は、10 日移動平均を行なったデータに対し 4.3.1 と同様の方法で解析を行なった。短周期の E-P フラックスは図 21(a) のフラックスと長周期の成分に対するフラックスとの差から見積もった。

図 24 は 10 日以上の成分に対して計算した E-P フラックスについて極性ごとのコンポジットをとり、コンポジット間の差を調べたものである。図 24(a) から明らかに 10 日以上の成分の値は小さい。(b) の 10 日以下の成分を見ると、図 21(a) と同様 60-80°N 付近から南に伝播するフラックスが見られ、フラックスの発散・収束のパターンは 60°N を境とした南北に逆符号のパターンを示した。定量的に見積もっても E-P フラックスの項はおおよそ短周期の成分の波による寄与で説明された。このため、地形により励起される定常波自体は帶状流の加減速に効いておらず、周期の短い傾圧波が効いていたと考えられる。次に、傾圧波のうち E-P フラックスの項に寄与する波数について調べる。

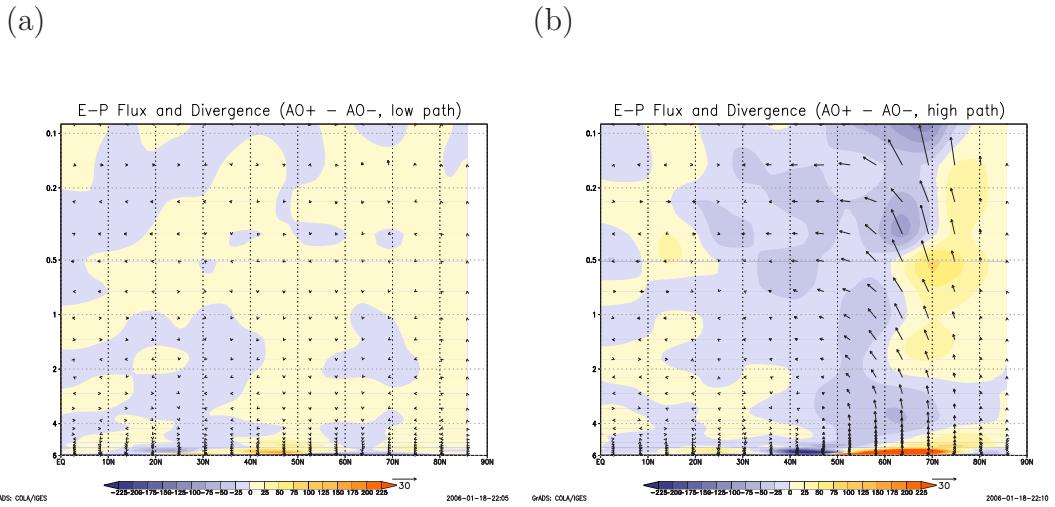


図 24: (a) 図 21(a) と同様に作成した E-P フラックスのコンポジット間の差。但し、10 日以上の長周期の成分のみを計算した。(b) 図 21(a) と長周期の成分から見積もった 10 日以下の短周期の成分。

4.3.5 波数の違いによる強制力の違い

E-P フラックスの項に寄与する短周期の傾圧波の波数を調べるために、E-P フラックス解析に用いた u, v, T のデータから東西波数 1, 2 の成分をフーリエ変換を用いて

取り出した。それぞれに E-P フラックスを作成して図 21(a) の E-P フラックスの項における寄与を見積もった。波数 3 以上の波、波の非線形相互作用による寄与も考えられるが、残差から見積もったそれらの成分は無視できるほど小さい。

図 25 は波数 1-2 それぞれの成分の E-P フラックスに対する寄与を示したものである。(a) の波数 1 の成分、(b) の波数 2 の成分とも南向き、上向きの成分を持つフラックスで、発散、収束は 60°N を境に逆符号のパターンを示した。図 25(a)、(b) とも定性的には図 21(a) と同じ傾向を示した。定量的に見積もると、波数 1 の成分の寄与が大きく波数 2 の寄与は小さかった。上記の結果は擾乱の振幅の強さと整合的である。

(a) のフラックスは下層から上層まで南向き、上向きの成分を持ち、4.3.1 で議論した火星大気の monopole Chaney mode の波数 1 の傾圧波が示すフラックスの特徴と一致する。

(a)

(b)

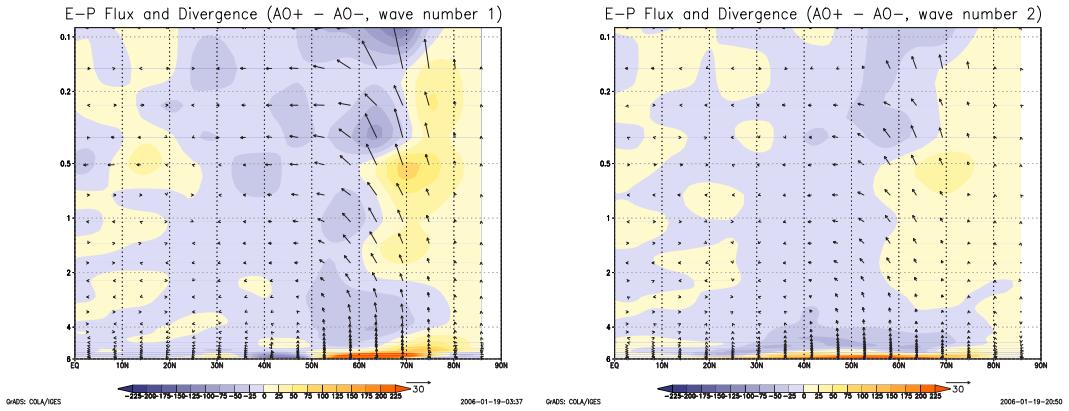


図 25: (a) 図 21(a) と同様に作成した E-P フラックスのコンポジット間の差。但し、波数 1 の成分。(b) (a) と同様。但し、波数 2 の成分。

4.3.6 帯状平均した強制力 (まとめ)

4.1.3 で議論されたように地表面気圧で見た火星大気の AO は南北方向に見ると $50\text{-}60^{\circ}$ 付近と北極付近に中心を持ち、 $60\text{-}70^{\circ}\text{N}$ 付近を境に逆符号の構造を示した。地衡風の関係から帯状平均風に見られる 60°N 付近を境とした南北逆符号のパターンと対応した。帯状平均風の南北逆符号の構造(帯状平均で見た AO の構造)の維持に関する運動量輸送を調べるため、(5) 式の各項を見積もると、E-P フラックスで表さ

れる波の強制力と残差循環に関する項が寄与していた。しかしながら南北逆符号の構造に関しては波の強制力が重要であった。波の強制力は火星と地球の両者とも環状構造の維持に重要な役割を果たしているため、その波の強制力について詳しく見ていった。

火星大気で卓越する擾乱について調べた結果、波数 1 の卓越する傾圧波に加え、波数 2 の傾圧波も見られた。一方で、地形により励起された波数 2 の定常波が存在した。EOF-3 の正偏差は山の下流側に分布するため、地形、定常波と EOF-3 との関連が示唆された。

傾圧波は 10 日以下の短周期成分であり定常波は 10 日以上の長周期成分とみなせるため、それぞれの成分の E-P フラックスの項に対する寄与を調べた。その結果、短周期の成分で E-P フラックスの項はほとんど説明された。長周期成分の寄与は小さかった。

E-P フラックスの項に寄与する短周期の傾圧波の波数を調べるため、波の強制力を波数ごとに分けて帯状平均した E-P フラックスへの寄与を調べた。その結果、火星大気で卓越する波数 1 の傾圧波が重要な寄与を示した。波数 2 の傾圧波の寄与は小さかった。短周期の波数 1 の傾圧波のフラックスの特徴は 4.3.1 で議論した火星大気の monopole Chaney mode の波数 1 の傾圧波が示すフラックスの特徴と一致する。

つまり、帯状平均した構造の火星大気の AO の維持には短周期の波数 1 の monopole Chaney mode の傾圧波による波の強制力が重要である。一方で地形により励起された定常波は、帯状平均した構造の AO には寄与しなかった。しかしながら、山の下流側と EOF-3 の正偏差の存在する経度がおおよそ同じであるため、地形、定常波と EOF-3 との関連が示唆された。

4.4 火星大気の AO と地形

これまで述べた帯状平均した構造の他に火星大気の AO は、地形の東西分布と対応して中緯度に 2 つの中心があるような局所構造を示し、地形と AO の東西分布との関連が示唆された。また、火星大気では地形により励起される波数 2 の定常波が存在する。EOF-3 の正偏差の中心は山の下流側に存在するため、地形、定常波と EOF-3 との関連が示唆された。

そこで、地形と波の関連、地形と AO の東西分布との関連について見ていく。

4.4.1 地形を一様にした実験

地形と波の活動、地形と AO との関連を調べるため、前述の標準実験で使用した地形の代わりに全球で高度 0(m) の地形を与えた。また、地表面の境界条件を全て東西一様にするため、地表面のアルベド、熱伝導率を全球平均し一様な値として与えた。標準実験同様、等温静止大気からスタートし、積分開始から 1 年後の出力から 4 年間の日平均データを使用した。

地形を一様にした実験(以降、実験 N と呼ぶ)結果に対し $L_s=265^\circ$ (冬季)の帯状平均温度と 62.5°N , 0.5 (hPa) における温度場の経度-時間断面の図を作成した(図 26)。帯状平均温度を標準実験と比較すると実験 N の方が高緯度で低温になる傾向があるが、高緯度で山による顯熱の供給がなくなったことが原因と思われる。それを除けば同じような温度構造を示している。

経度-時間断面図(b)を見ると、 $L_s=270^\circ$ 付近で波数 1 の東進する擾乱が明瞭である。振幅は $10 - 20$ (K) 程度で標準実験の図 9 ほど大きくない。波数 2 の擾乱も見えているが、振幅は小さく図 9 のように振幅が最大となる経度は決っておらず、定常波は見られない。波数 1 の擾乱の周期は 5 日程度で標準実験の場合とおおよそ同じである。擾乱の構造を調べると標準実験と同様、傾圧波の構造を示す。 $L_s=250^\circ$ 以前は波数 2 の遅い波が見られ、違う状況になっている。

地形を取り除いた実験 N でも波数 1 の擾乱が卓越した。しかしながらその振幅は小さい。標準実験と異なって、地形に位相が固定されたような定在波は存在しなかった。

4.4.2 地形と波の活動

地形を一様にした実験を行なった所、前述のように標準実験に比べ波の振幅が小さくなることが示唆された。この違いを詳しく調べるために、図 22 と同様、偏差の

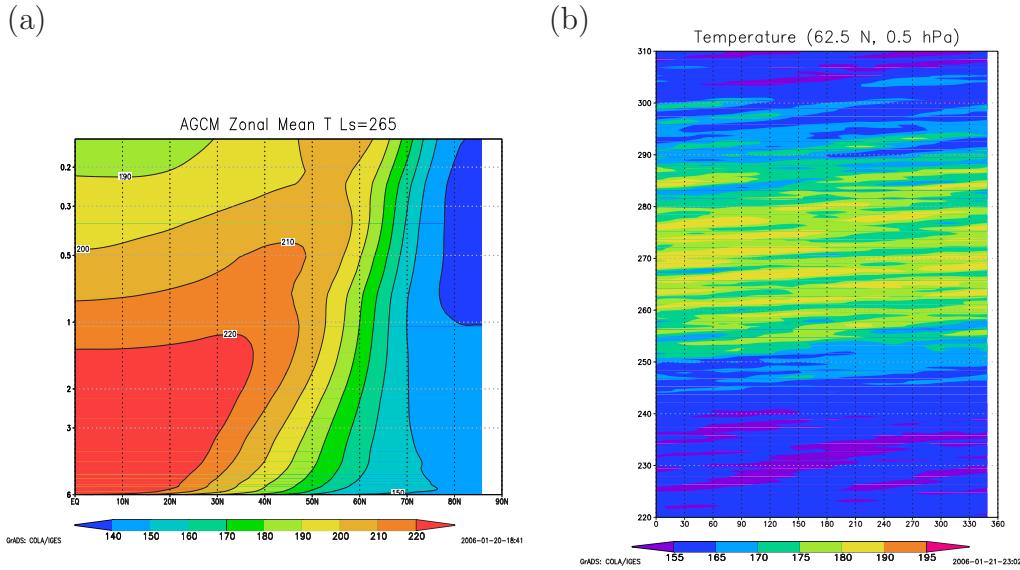


図 26: (a) 実験 N の出力結果に対し、図 8 と同様に $L_s=265^\circ$ 付近の帯状平均温度を作成した。(b) 図 9 と同時期の温度場。

データに対しスペクトル解析を行い冬季 ($L_s=180-360^\circ$) の結果を平均した。

図 27 は実験 N で出力された 4 年間の日平均地表面気圧から日ごとの気候値を作成し、それから作成した地表面気圧偏差のパワースペクトルを表す。

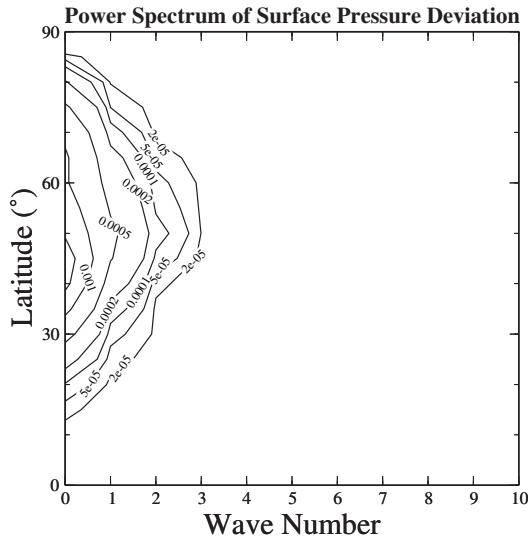
振幅の最大値がある緯度は $35-65^\circ\text{N}$ 付近で、標準実験と比較すると振幅の最大値を示す緯度は南に寄っており、最大値は $0.0015(\text{hPa}^2)$ と小さい。東西波数 0-1 を見ると $20-80^\circ\text{N}$ で振幅が大きく $40-65^\circ\text{N}$ で $0.0002(\text{hPa}^2)$ を越える値を示したが、その値は標準実験の半分以下である。波数 2 の成分は $40-70^\circ\text{N}$ で大きく、 $40-60^\circ\text{N}$ で $5 \times 10^{-5}(\text{hPa}^2)$ を示した。この値は標準実験の $1/2-1/4$ 倍程度である。波数 3 よりスケールの小さな波の振幅は小さい。

標準実験と実験 N で冬季 ($L_s=180-360^\circ$) 平均した値を比較した場合、 $50-70^\circ\text{N}$ で標準実験よりも実験 N の帯状平均風が強く、南北温度勾配は実験 N の方が強い。両者の差を定量的に見積もると $50-70^\circ\text{N}$ 付近の帯状風の差は最大 $4(\text{ms}^{-1})$ 程度で、t 検定を行なうと 90% 以上の有意性を持っていた。

実験 N の南北温度勾配が強いので傾圧的な擾乱は標準実験よりも強いと予想される。しかしながら、擾乱のパワースペクトルを比較すると標準実験に比べ実験 N の値の方が小さい。標準実験と実験 N の実験設定の違いから、標準実験における擾乱の振幅の強さは地形の起伏の有無の違いと関係していると考えられ、地形の起伏により励起される擾乱が火星大気の傾圧波の振幅に影響を与えていることが示唆され

る。その詳細な議論は今後の課題となり得る。

図 27: 図 22 と同様に 4 年間の日平均地表面気圧から日ごとの気候値を作成し、それからの偏差に対して作成したパワースペクトル。冬季 ($L_s=180-360^\circ$) の結果を平均した。横軸が東西波数、縦軸が緯度で contour がパワースペクトル (hPa^2) を表す。



4.4.3 EOF 解析

実験 N で卓越する変動を取り出し標準実験と比較するため、実験 N で出力した 4 年間の日平均地表面気圧偏差に対し 2.2 と同様に EOF 解析を行なった。図 28 は EOF-1 から 3 の分布である。(a), (b) で示される EOF-1, 2 は図 10 と同様、 70°N を中心とした波数 1 の構造を示し、寄与率はそれぞれ 16.4%, 15.6% で、両者を合わせても 32% と季節変動の約 3 割を説明できる程度で標準実験より小さい。EOF-1, 2 のスコア時系列を調べると標準実験の場合と同様、EOF-2 の時系列が EOF-1 に対して遅れ、EOF-1, 2 を合わせて東進波を表していた(図略)。スコア時系列に対しスペクトル解析を行なった所、4-6 日周期の変動に大きな値を示した(図略)。周期は標準実験よりも 1 日程度速いが、この差は標準実験と実験 N の東西風速の差に相当する。

(c) の EOF-3 は極域と中緯度域に逆符号の構造を示し、南北方向に見た場合、中緯度域にある正符号の中心は $40-50^\circ\text{N}$ 付近であった。EOF-3 の寄与率は 13.0% である。極域の負の領域はほぼ同心円状の構造を示し、中緯度域では波数 2 のような構造を示した。スペクトル解析を行なった所、15-20 日程度にピークを持っていた。

EOF-3 は中緯度に EOF-4,5 と位相が近い波数 2 のような構造を示した。EOF 解析の特徴として、モード間の寄与率が近いと同じ現象であっても複数のモードに分けられてしまうことがあるため、EOF-4, 5 に含まれる波数 2 の構造(寄与率はそれぞれ 10.0%, 9.3%)を拾ってしまい、正符号の領域は東西に多少偏った構造を示し

た。しかしながら、図 14 と比較すれば環状に近い構造であり、極域はほぼ同心円上の構造を示すため、この結果を元に解析を行なった。

図 29 は標準実験の場合と同様、EOF-3 のスコア時系列に対し 10 日移動平均を行なった index の絶対値が 1.0 を越える際の帯状平均風の加速度を計算し、AO+の場合から AO-の場合を引いたものである。加速度の差は 60°N より北側で正符号のパターンを示し、定量的には 75°N、4-5(hPa) で最大値 $0.5(\text{ms}^{-1}\text{day}^{-1})$ を示した。図中の四角で示した有意水準を見ると、60°N より北側のパターンは 90% 以上の有意性を示した。60°N より南では 1(hPa) より下側と 0.1(hPa) 付近で負のパターンが見られるが、値が小さいため有意性が低い。

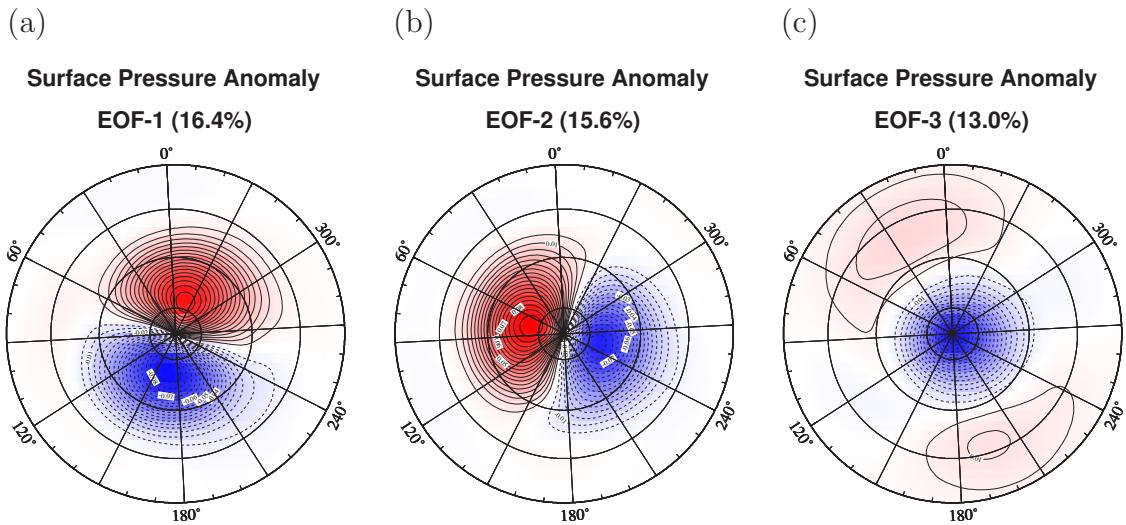
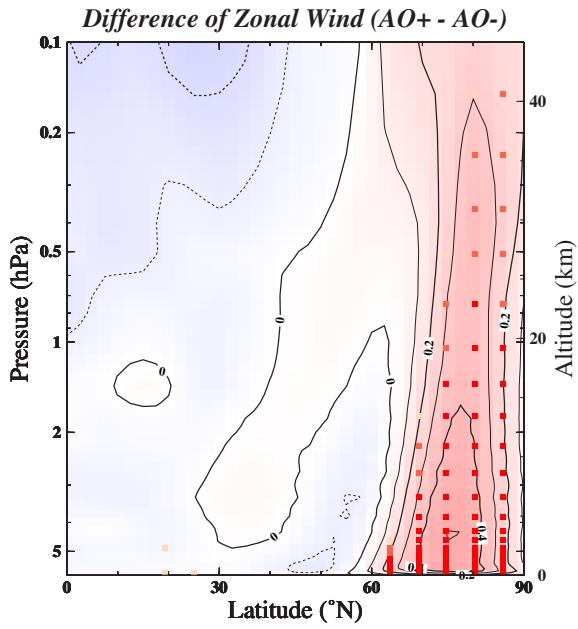


図 28: 地形を一様にした実験で出力した 4 年間の日平均地表面気圧偏差に対し EOF 解析を行なった際に得られた (a) EOF-1, (b) EOF-2 (c) EOF-3 の分布。

4.4.4 帯状平均した構造の AO の維持

図 30 は図 21 と同様に AO+、AO- を維持するような時期において (5) 式の各項を評価し、両者の差を取ったものである。(a) の E-P フラックスの差は 60-70°N から 40-60°N まで南向きの成分を持ったパターンを示し、波の強制力に関する項の差は 60°N 付近を境として南北逆符号のパターンを示した。定性的には標準実験における帯状風の加速度の差と同じ傾向を示す。北半球では加速度の差と符号の一致する角運動量の時間変化の差とも一致する。波の強制力のパターンは標準実験と符号が同じである。定量的に見積もると波の強制力に関する項の絶対値は標準実験よりも小

図 29: 図 20 と同様、index の絶対値が 1.0 を越える前後の帯状平均風の差（帯状平均風の加速度）を作成し、AO+の場合から AO-の場合を引いた。contour は加速度の差を表し、青の shade は負の値、赤の shade は正の値を表す。contour 間隔は $0.1(\text{ms}^{-1}\text{day}^{-1})$ 。図中の四角は AO+ と AO- の場合の差に対して t 検定を行なった際の有意性を表し、色の濃い順に 99% , 95% , 90% の有意水準を示す。



さい。標準実験の方が角運動量の時間変化の差は大きいので、その結果と整合的である。

(b) は残差循環に関する項の差で $40\text{-}50^{\circ}\text{N}$ より極側で全体的に正符号のパターンを示し定性的には標準実験と同じ傾向を示す。残差循環の項も定量的には標準実験よりも小さい。(a), (b) を合わせた項は 50°N 付近より北で正符号、南で負符号のパターンを示し、残りの項はそれと逆符号のパターンを示した。

(a)

(b)

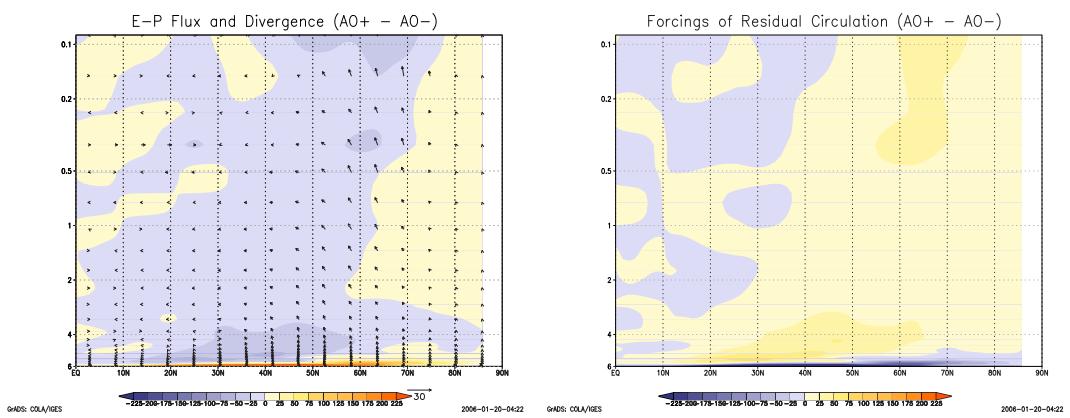


図 30: (a) AO+ と AO- を維持しているような時期の帯状平均した E-P フラックスのコンポジットをそれぞれ作成し、AO+ から AO- の場合を引いたもの。図 21 と同様。但し、実験 N の出力結果について作成した。

(5) 式の各項を見積もった結果、各項の符号は標準実験と同じ傾向を示し、 60°N

を境とした南北逆符号のパターンは E-P フラックスの発散、収束項と対応した。各項の大きさを定量的に見積もると標準実験に比べ小さかった。

E-P フラックスの発散、収束項に寄与する波を波数の観点から調べた所、波数 1、波数 2 が寄与し、その他の成分の寄与はほとんどなかった(図略)。E-P フラックスの項が小さいことと対応して波数 1、2 の寄与も小さい。先ほど述べたように、地形を一様にしたことで波数 1、2 の振幅は小さくなつた。このため、E-P フラックスの項が小さくなつたと考えられる。また、帯状風の偏差で見られる南北逆符号のパターンは標準実験よりも実験 N で小さかつた。

つまり、地形があることで波数 1、2 の傾圧波の振幅が強まり、それと対応して波の強制力の項が大きくなる。帯状風で見た AO の構造の維持には波の強制力が重要であるため波の強制力の項が大きくなることで南北逆符号の帯状風偏差が強まつたと考えられる。

4.4.5 地形と水平風、定常波

標準実験の解析では地形と対応して波数 2 の定常波が見られた。また、EOF-3 の正偏差は地形の下流側の 2ヶ所に分布し、地形、定常波と AO との関連が示唆された。そこで、地形、水平風、定常波の関係について調べた。

図 31(a) は標準実験で使用した地形と、出力したデータを冬季 ($L_s=180-360^\circ$) 平均して作成した地表面付近の水平風 (u, v)、流線関数 Ψ の分布を示す。20-40°N 付近の緯度では 60-90°E、210-270°E、310-330°E 付近の経度に標高の高い地形が存在する。水平風は標高の高い部分を右手に見ながら回り込むように吹き、水平風と関係のある流線関数は標高と対応した分布を持って東西方向に偏りのある構造を示した。

図 31(b), (c) は標準実験で出力したデータと実験 N で出力したデータを用いて冬季の基本場の比較を行なつたもので、(b) は前述のように地形と対応した分布を示した。地形を一様にして実験を行なつた (c) では流線関数の分布が同心円状に近い。(b), (c) の赤色は水平風の発散、青色は収束を表すが、(b) では 60°E、30°N 付近、330°E、20°N 付近、240°E、20°N 付近で山から吹き下ろす風に伴う山頂側の発散のパターンが見られた。(c) では東西一様な水平風の分布に従つて同心円上の収束、発散のパターンを示す。

標準実験では地形と対応した水平風と流線関数の分布を示した。地形が一様な実験 N では東西一様な水平風の分布と同心円上の流線関数の分布を示した。実験設定の違いから基本場の水平風と流線関数の構造は地形を反映していることが分かつた。

先ほどの標準実験の解析で、地表面気圧の擾乱、温度場の擾乱から波数 2 の定常波が見られ、その振幅の強い場所は山の上流下流側と対応していた。構造は先ほど述べたようにおおよそ順圧的である。一方で、実験 N で出力した温度場の擾乱を解析した結果、定常波は見られなかった。以上の結果から火星大気の波数 2 の定常波の形成には地形が重要な役割を果たしていたと考えられる。この結果は地球大気で山の上流下流側に定常波が形成されることと似ている。地形が定常波の形成に与える寄与を定量的に調べるには渦度方程式の各項を見積もる必要があると思われるが、これは今後の課題となり得る。

火星大気の標準実験に対して行なった EOF 解析では、波数 1 の傾圧波で季節変動の約半分が説明された。卓越する波数 1 の波の東西構造を温度場の擾乱の解析で調べると、波数 1 の波に波数 2 の定常的な擾乱が重なり波数 1 の波の振幅が部分的に強まるような構造が見られた。このため、波数 1 の波が波数 2 の定常波と重なつて強まることが示唆される。

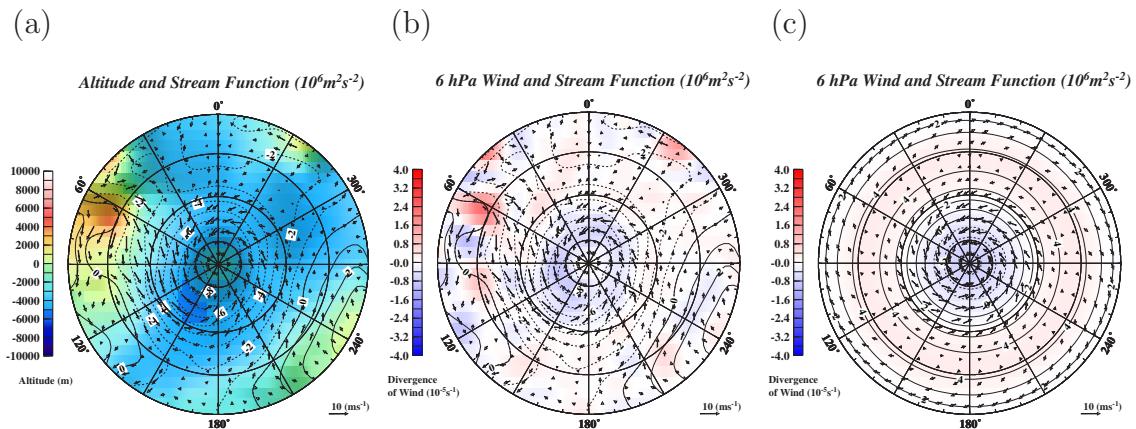


図 31: (a) 標準実験で出力したデータを冬季 ($L_s=180-360^\circ$) 平均して作成した地表面付近の水平風 (vector) と流線関数 (contour) の分布。shade は標準実験で使用した地表面の高度 (m) を表す。contour 間隔は $1 \times 10^6 (\text{m}^2 \text{s}^{-2})$ 、vector の単位は (ms^{-1}) 。20-80°N まで 20°N おきに緯度線を引いている。(b) (a) と同様、標準実験で出力した水平風 (vector) とその発散 (shade)、流線関数 (contour) を冬季平均した値。赤の shade は発散、青は収束を表す (縦棒で表したスケールの単位は $10^{-5} (\text{s}^{-1})$)。vector と contour は (a) と同様。(c) 実験 N の出力データを用いて (b) と同様の図を作成した。

4.4.6 地形と定常波、波数 1 の傾圧波

波数 1 の波が波数 2 の定常波と重なつて強まっているか調べるために、短周期と長周期の成分に分け、短周期の成分を解析した。標準実験の E-P フラックス解析の所

で述べたように波数 1 の傾圧波は 5-7 日にスペクトルピークを持つ。波数 2 の定常波は 10 日以上の長周期成分とみなせるため、波を 10 日以上の長周期の成分と 10 日以下の短周期の成分に分けた。

図 32(a)-(c) は標準実験で出力した 6, 2, 0.5(hPa) における冬季 ($L_s=180-360^\circ$) のジオポテンシャル高度の 10 日以下の成分から作成した標準偏差である。短周期の波数 1 の傾圧波は標準実験の EOF 解析の所で述べたように季節変動の約半分を説明する。このため、10 日以下の成分から作成した標準偏差はおおよそ短周期の波数 1 の傾圧波の活動が強い場所を表すものとみなす。地表面付近の図 (a) は 40°N 付近に最大値を持ち、東西方向には波数 2 のような構造を示す。中心のある経度は $90-180^\circ$ 付近、 $240-30^\circ$ 付近で、いずれも (d) で示した山の東側（下流側）に当たる。 $2(\text{hPa})$ 、 $0.5(\text{hPa})$ で作成した場合には (b), (c) の最大値は $50-70^\circ\text{N}$ と地表面付近に比べ極側に寄り、地表面付近同様波数 2 の構造は明瞭である。 $2(\text{hPa})$ では経度 $240-30^\circ$ と $60-180^\circ$ 付近に中心を持ち、 $0.5(\text{hPa})$ では $240-30^\circ$ と $60-150^\circ$ に中心を持つ。この緯度は山の下流側と対応する。山の下流側は定常波の振幅が強い場所に当たる。一方で波数 1 の傾圧波は緯度円に沿って回るような波である。波数 1 の波が定常波の振幅の強い場所にさしかかって定常波と重なり合う。両者が重なりあった部分で振幅が強まったことが示唆される。

つまり、短周期の波数 1 の傾圧波の活動が強い場所は、波数 1 の傾圧波が波数 2 の定常波との重なり合いで強まるところで決まったと思われ、定常波が地形の東西分布と対応することから、波数 1 の波の活動が強い場所は地形と対応した分布を示したと考えられる。

比較のため行なった実験 N では、図 33 のように、 $6(\text{hPa})$ 、 $2(\text{hPa})$ 、 $0.5(\text{hPa})$ ともに東西方向一様な構造を示した。実験 N の結果に対する EOF 解析の所で述べたように短周期の波数 1 の傾圧波は、季節変動の約 3 割を説明する。このため、標準実験同様、10 日以下の成分から作成した標準偏差は短周期の波数 1 の傾圧波の活動が強い場所を表すものとみなす。短周期の波数 1 の傾圧波の活動が強い緯度は $6(\text{hPa})$ で 40°N 、 $2(\text{hPa})$ で $50-60^\circ\text{N}$ 、 $0.5(\text{hPa})$ で $50-70^\circ\text{N}$ であった。図 32、図 33 を比較すると地形が一様な実験では標準偏差の値が小さいことが明瞭である。この結果は、地表面気圧のスペクトル解析を行なった図 22、図 27 の比較で地形を一様にした実験の方が波の振幅が小さいことと整合的である。

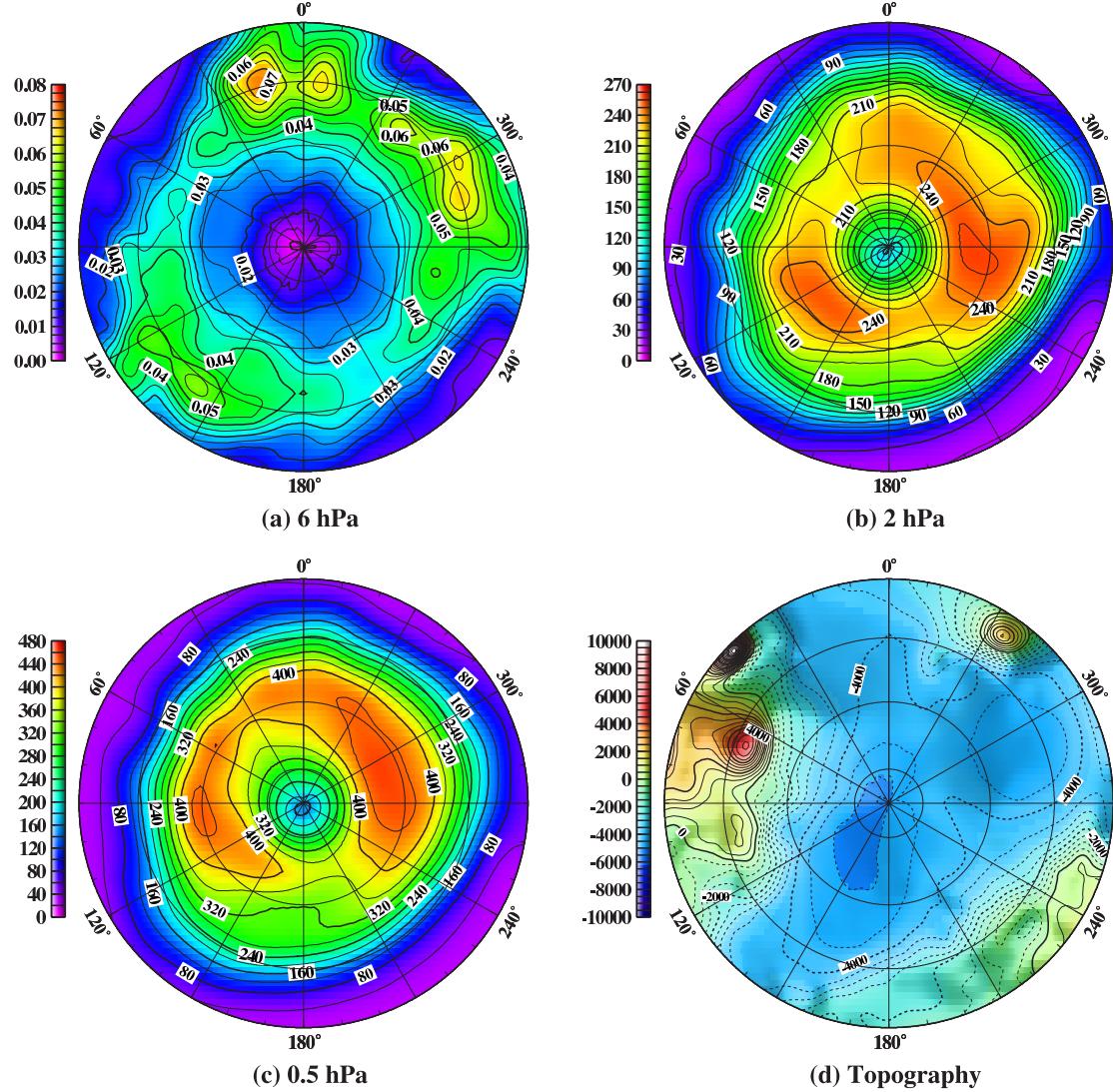


図 32: (a) 標準実験で出力した冬季 ($L_s=180-360^\circ$) におけるジオポテンシャル高度の 10 日以下の変動から作成した標準偏差の分布。地表面付近 6(hPa) の成分について作成した。contour 間隔は 0.005(m)。(b) (a) と同様。但し、2(hPa) の成分について作成した。contour 間隔は 20(m)。(c) 0.5(hPa) の成分について作成した。contour 間隔は 40(m)。(d) 標準実験で使用した火星の地形 (contour 間隔は 1000(m))。

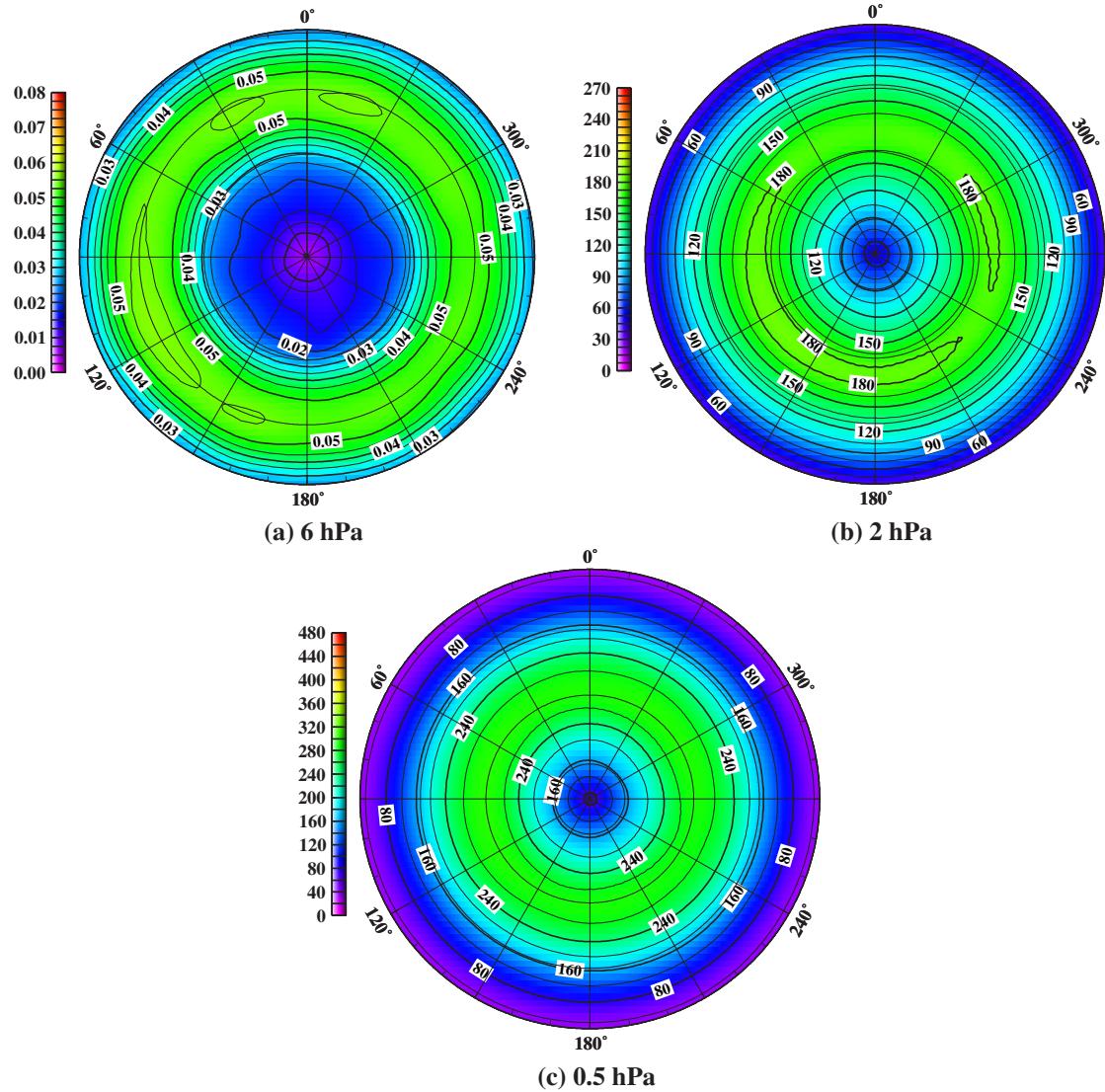


図 33: 図 32 と同様に作成したジオポテンシャル高度の標準偏差の分布。但し、実験 N の結果について作成した。(a) 6(hPa) (b) 2(hPa) (c) 0.5(hPa) の図。contour 間隔と shade は図 32 と同様。

4.4.7 波数 1 の傾圧波の強い場所と AO の東西構造

前述のように短周期の波数 1 の傾圧波の活動が強い場所は地形と対応した分布を示し、それは短周期の波数 1 の傾圧波と地形により励起された定在波との重ね合わせで決まることが示唆された。また、火星大気の AO は地形と対応したような東西分布を示した。そこで、波の活動が活発な場所と AO との関係について wave activity flux 解析を行なうことで調べた。wave activity flux の評価には Plumb (1986) のフラックスを用いた。flux の詳細は appendix に示した。

図 33 は冬季 ($L_s=180-360^\circ$) 平均したジオポテンシャル高度の標準偏差の値であるが、AO+を維持している時期には冬季平均よりも大きな値を示し、AO-を維持するような時期には冬季平均よりも小さな値を示した。波の活動が活発な場所は AO+、AO-、冬季平均とも大きな違いはなかった。

図 34(a), (b) は 2(hPa) において AO+、AO-を維持するような時期の Plumb (1986) のフラックスとフラックスの発散、収束のコンポジットを取ったもので、(c) は AO+ のコンポジットから AO-のコンポジットを引いた図を示す。10 日以下の短周期の成分が AO の維持に寄与していたので、10 日以下の成分に対して作成した。

(a) では図 32 で見られた $240-330^\circ E$ 側にある波数 1 の傾圧波の活動が活発な領域の下流側に当たる $30-330^\circ E$ から南東を向いたフラックスが伝播し、発散のパターンを示した。もう一方でも下流側に当たる $60-70^\circ N$ 、 $150^\circ E$ 付近で発散のパターンを示し、フラックスは南東方向に伝播した。

0.5(hPa) のフラックス (d) は $60-70^\circ N$ 、 $300-330^\circ E$ 、 $60-70^\circ N$ 、 $60^\circ E$ 、 $120-150^\circ E$ で発散し、いずれも短周期の波数 1 の傾圧波の活動が活発な領域に対応した。

AO-を維持するような時期の 0.5(hPa)、2(hPa) のフラックス (b)、(e) はフラックスの値、収束(発散)の値とも AO+の場合より小さい。これは AO-の場合に短周期の波数 1 の傾圧波の活動が弱くなる(図略)ことと整合的である。

帯状平均した E-P フラックスの図では AO+と AO-の差だけを示していたが、AO+、AO-それぞれに分けて E-P フラックスを見積もると、定性的には両者とも $70-80^\circ N$ から $30-50^\circ N$ にかけて南向きの成分を持ったフラックスを示し、 $60^\circ N$ を境とした南北逆符号のパターンを示すが、値を比較すると AO+の方が大きい。Plumb (1986) のフラックスの南北鉛直成分を帯状平均すると(厳密にではないが)E-P フラックスを導出する。(a)、(d)、(b)、(e) の帯状平均した値は E-P フラックスの南北方向の成分と定性的に合っていた。

図 34(c)、(f) は AO+のコンポジットから AO-のコンポジットを引いた図を示す。

AO-のフラックスが弱いため、(c)、(f) はおおよそ AO+の場合と同じである。(c)、(f) を帯状平均した値は、図 21(a) と定性的に合っていた。

図 34(c) を火星大気の AO(図 14) と比較すると、短周期の波数 1 の傾圧波の活動が活発な領域の下流側に当たる $120\text{--}150^\circ\text{E}$ 付近は発散のパターンで、東風加速を示す。この場所は、EOF-3 の正偏差のパターンの北西側に当たるので正偏差の維持と対応する。 $30\text{--}330^\circ\text{E}$ の発散に関しては、 330°N に中心を持つ正偏差のパターンの南東から南西に当たるが、こちらも正偏差の維持と対応する。0.5(hPa) のフラックス(f) についても波数 1 の傾圧波の活動が活発な $300\text{--}330^\circ\text{E}$ 、 $120\text{--}150^\circ\text{E}$ で発散し、それぞれ正偏差の維持と対応した。

上記の結果を地形を一様にした場合と比較するため、実験 N の 34(f) と同様、帯状平均した場合に最も明瞭なフラックスの見られる 0.5(hPa) でのフラックスの差を作成した。その結果を図 35 に示す。

地形を一様にした実験でも AO+を維持するような時期のフラックスが AO-の場合に比べて強かったため、図 35 は AO+を維持するような時期のパターンに近い。地形を一様にした場合、地形がある場合のフラックスに比べ、フラックスのパターンは東西方向にほぼ一様な構造を示した。フラックスは東西方向の成分のみを持ち、南北方向の成分は無視できるほど小さい。これは、短周期の波数 1 の傾圧波の振幅が強い領域が環状的であることと対応する。

4.4.8 火星大気の AO と地形 (まとめ)

火星大気の AO と地形との関係についてまず、帯状平均した構造の維持についてまとめる。標準実験では帯状平均した構造の維持に波の強制力が寄与し、そのうち火星大気で最も卓越する短周期の波数 1 の傾圧波が寄与していた。波数 2 の傾圧波の寄与は小さかった。その他の波はほとんど寄与しなかった。

地形を一様にした実験結果に対し地表面気圧偏差のスペクトル解析を行ない、標準実験と比較した所、地形を一様にした実験では波数 1、2 の擾乱の振幅が標準実験の半分に満たなかった。それと対応して帯状平均した AO の維持に働く波の強制力は標準実験よりも弱く、AO に関する帯状風の差も標準実験より小さかった。そのため、地形が波数 1、2 の傾圧波を強め、傾圧波が強まったことで波の強制力が強まり、波の強制力で説明される南北逆符号の AO の構造が強まったと考えられる。

次に、火星大気の AO の東西方向に偏りのある局所構造と地形との関連についてまとめる。標準実験と地形を一様にした実験の出力を比較した結果、標準実験では山の下流側と EOF-3 の正偏差が対応したような東西方向に偏りを持つパターンを示

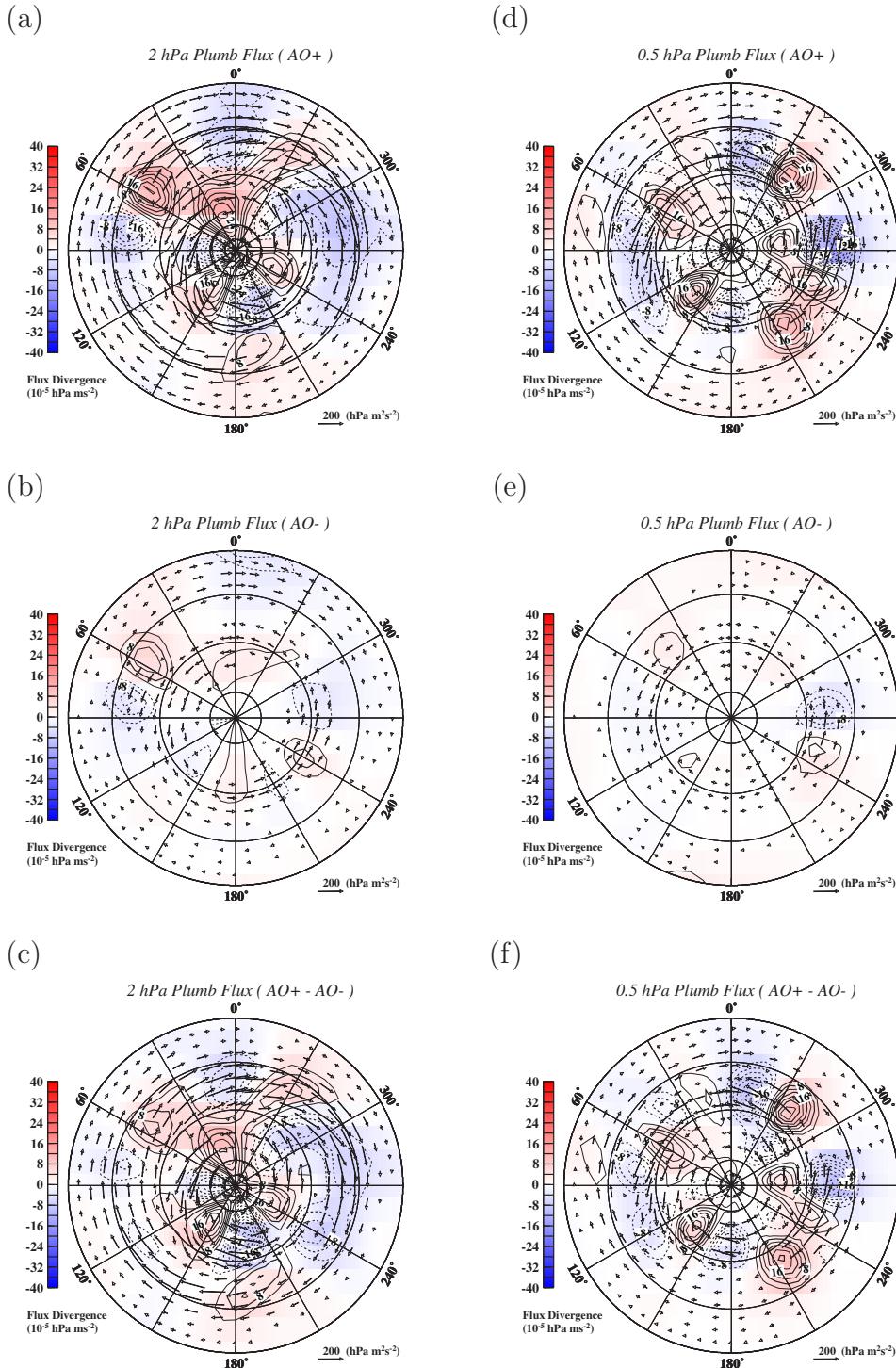


図 34: 標準実験で出力されたデータに対し、AO+とAO-を維持するような時期において 10 日以下を取り出した。10 日以下の成分に対する Plumb (1986) のフラックスを計算し、それぞれにコンポジットを取った。(a) AO+、(b) AO-の図を作成した。(c) AO+のコンポジットから AO-のコンポジットを引いた。vector はフラックスを表す(単位は $(\text{hPa m}^2 \text{s}^{-2})$)。contour (shade) は実線(赤)がフラックスの発散、破線(青)が発散を表す。contour 間隔は $4 \times 10^{-5} (\text{hPa ms}^{-2})$ 。20-80°まで 20°毎に緯度線を引いた。0.5(hPa) で作成した同様の図を (d), (e), (f) に示す。

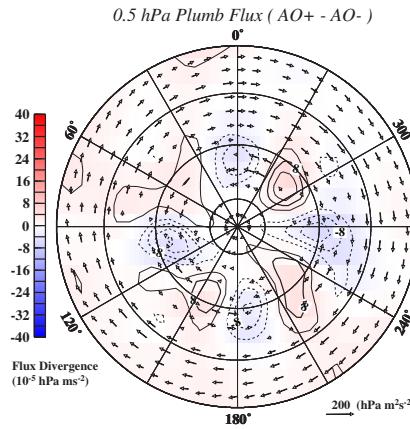


図 35: 図 34 同様、AO+とAO-を維持するような時期のPlumb (1986) のフラックスを計算し、それらの差を取った。0.5(hPa)での値を示す。vector、contour と shade は図 34 と同様。

したが、地形を一様にした実験では環状に近い構造を示した。この違いを調べるために、地形と定在波、定在波と波数 1 の波、波数 1 の波の強い場所と AO との関連について調べた。

標準実験の解析で、地表面気圧の擾乱、温度場の擾乱から波数 2 の定在波が見られ、その分布は地形と対応していた。構造は先ほど述べたようにおおよそ順圧的である。一方で、実験 N で出力した温度場の擾乱を解析した結果、定在波は見られなかった。このため、火星大気の波数 2 の定在波の形成には地形が重要な役割を果たしていたと考えられる。

定常波の振幅が大きい経度は地形の下流側に存在するが、波数 1 の傾圧波が活発な場所を調べた所、山の下流側とおおよそ一致した。これは波数 1 の傾圧波が定在波の重なり合わせで強まることで解釈された。定在波が地形の東西分布と対応することから、波数 1 の波の活動が強い場所は地形と対応した分布を示したと考えられる。

波数 1 の波の活動が強い場所と AO の関連を Plumb (1986) の Wave Activity Flux を用いて調べた所、標準実験では波数 1 の波の活動が活発な場所から南東方向に波の伝播が見られた。一方で、地形を一様にした実験では、波の活動が活発な場所が東西一様であることと対応し、フラックスは南北方向の成分を持たなかった。

標準実験の出力結果から波数 1 の波の活動が活発な場所でのフラックスの発散、収束のパターンと大気の地表面気圧で見た EOF-3(AO) のパターンの対応を調べた。波の活動と AO の維持に関して調べた所、発散のパターンは AO の局所的なパターンを維持するように寄与していたと思われる。

地形の分布により波数 2 の定常波が励起される。火星大気の傾圧性によって励起された波数 1 の傾圧波は定在波との重ね合わせで振幅が局所的に強まり、地形の下流側に波数 1 の波の活動が強い場所が形成されると思われる。波数 1 の波の活動が強い場所での波の伝播が AO の局所構造を維持するように働く。このようなプロセスを通して火星大気の AO は地形と対応した分布を示したことが示唆される。

5 結論

最初に地球大気の季節的な AO を維持しているような時期の準定常、非定常成分の wave activity flux を作成し、ストームトラックの位置と波の活動、AO の局所構造との関連について調べた。

AO+では準定常・非定常成分ともにストームトラック出口に当たる大西洋から南東に向かうフラックスを示し、非定常成分で北米西岸から南東に向かうフラックスが見られた。これらのフラックスは中緯度の正偏差の南側で収束したため局的に AO+を維持するように寄与した。AO-の場合、準定常成分ではストームトラック入口付近の北太平洋からアラスカにかけて、非定常成分では大西洋のストームトラック出口付近からグリーンランドにかけて北東に向かうフラックスが見られた。フラックスは極側の正偏差の南側で収束し、局的に AO-を維持するように寄与した。帯状平均したフラックスは AO の両位相の偏差パターンを維持するように働き、ストームトラックの入口、出口域での波の活動が AO の両位相の維持に対し正のフィードバックを示した。

次に、GCM を用いて観測と比較可能な火星大気の AO を再現し、AO を維持するような強制力の構造を帯状平均して見た場合、局的に見た場合それについて調べた。

現実的な地形を組み込んだ火星 GCM の標準実験の出力結果を解析した。温度場の擾乱を見ると波数 1 の波が卓越し、それに重なるような波数 2 の定常的な擾乱が見られた。波数 1 の擾乱の振幅が大きい場所は山の下流側に存在した。卓越するパターンを取り出すため地表面気圧に対し EOF 解析を行なった所、EOF-1, 2 が 70°N 付近に最大振幅を持つ波数 1 の東進波に当たっていた。東進波の構造を詳しく調べた所、上空に向かうほど西に傾く傾圧波の構造を示し、位相、周期、振幅の特徴とも *Tanaka and Arai (1999)* で指摘された火星大気の monopole Chaney mode の傾圧波の特徴とおおよそ一致した。一方で、火星大気の EOF-3 は北極を中心とした環状構造を示し、中緯度では 50-60°N 付近に中心を持った。また、60-70 °N 付近を境に南北逆符号の構造を示した。この特徴は *Leroy et al. (2003)* の観測結果と整合的であった。環状構造に加え、局的には極域の負偏差と中緯度に 2 つの正偏差を持った構造を示す。鉛直的には解析範囲の上端の 0.1(hPa) 程度 (40(km) 程度) まで等価順圧的構造を示した。帯状平均風の南北逆符号の構造 (帯状平均で見た AO の構造) の維持に関する強制力を調べるために、TEM 方程式の各項を見積もった。その結果、E-P フラックスで表される波の強制力の項が重要で、高緯度に限っては残差循環に

5 結論

関する項も寄与していた。地球大気同様、南北逆符号の構造に関しては波の強制力が重要であったため、その波の強制力についてさらに詳しく見ていった。波の強制力について調べるためまず火星大気の擾乱について調べた結果、波数1の卓越する傾圧波に加え、波数2の傾圧波も見られた。一方で、温度場の擾乱と同様、地形と対応した波数2の定常波が存在した。山の下流側は前述のEOF-3の正偏差の存在する経度に対応するため、定常波とEOF-3との関連が示唆された。波数1、2の傾圧波は10日以下の短周期の成分であり、定常波は長周期の成分であるため、それぞれの成分のE-Pフラックスの項に対する寄与を調べた。その結果、短周期の成分でE-Pフラックスの項はほとんど説明された。短周期の傾圧波のうちどの波数がE-Pフラックスの項に寄与するか調べるため、波の強制力を波数ごとに分けて見積もつた。その結果、火星大気で卓越する波数1の波が重要な寄与を示し、波数2の波の寄与は小さかった。波数1のフラックスの特徴は4.3.1で議論した火星大気の波数1のmonopole Chaney modeの傾圧波が示すフラックスの特徴と一致する。それ故、火星大気のAOの帯状平均した構造の維持には短周期の波数1のmonopole Chaney modeの傾圧波による波の強制力が寄与したと考えられる。

一方で地形による強制で励起された長周期の波数2の定常波は、帯状平均した構造のAOには寄与しなかった。しかしながら、山の下流側とEOF-3の正偏差の存在する経度が対応するため、地形、定常波とEOF-3との関連が示唆された。

そこで、地形とAOとの関連を調べるために地形を一様にした比較実験(実験N)を行ない、帯状平均した構造と東西方向の局所的な構造に分け、標準実験と比較した。温度場の擾乱を調べた所、標準実験に比べ実験Nでは振幅が小さかった。位相の特徴を見ると、標準実験で見られた波数2の定常波の構造は見られなかった。擾乱の違いが大きかったのでEOFの構造を比較する前に標準実験と実験Nで擾乱の比較を行なった。地形を一様にした実験Nの結果に対し地表面気圧偏差のスペクトル解析を行ない、標準実験と比較した所、実験Nでは波数1、2の擾乱の振幅が標準実験の半分に満たなかった。実験Nの結果に対し地表面気圧偏差のEOF解析を行なった。標準実験同様、EOF-1, 2が短周期の波数1の傾圧波に対応し、EOF-3は環状に近い構造を示した。実験Nで出力した地表面気圧偏差のスペクトル解析で標準実験よりも波数1、2の波の振幅が小さかった結果と対応して、帯状平均したAOの維持に働く波の強制力は標準実験よりも弱く短周期の波数1、2の傾圧波の寄与も小さい。AOに関する帯状風の差も標準実験より小さかった。つまり、地形があることで短周期の波数1、2の傾圧波の振幅が強まり、それと対応して波の強制力の項が大きくなる。帯状風で見たAOの構造の維持には波の強制力が重要であるため波の強

5 結論

制力の項が大きくなることで南北逆符号の帯状風偏差が強まつたと考えられる。

地形と対応した局所的な AO の構造について調べるため、地形と定常波、定常波と波数 1 の波、波数 1 の波の強い場所と AO との関連について調べた。標準実験では地形の起伏と対応した波数 2 の定常波が見られた。一方の実験 N では定常波は見られなかつたため、定常波の形成に地形の起伏が重要な役割を果たしたと考えられる。定常波の振幅が大きい経度は山の上流下流側と対応し波数 2 の構造を示した。波数 1 の傾圧波は波数 2 の定常波と重なり合わさった部分で強まることが示唆され、波数 1 の傾圧波の活動が活発な場所は山の下流側の 2ヶ所とおおよそ一致した。波数 1 の波の活動が強い場所と AO の関連を Plumb (1986) の Wave Activity Flux を用いて調べた所、標準実験では波数 1 の波の活動が活発な場所から南東方向に波の伝播が見られた。一方の実験 N では、波の活動が活発な場所が東西一様であることと対応し、フラックスは南北方向の成分を持たなかつた。標準実験の出力結果からフラックスの発散、収束のパターンと大気の地表面気圧で見た EOF-3(AO) のパターンの対応を調べた。波の活動と AO の維持に関して調べた所、発散のパターンは AO の局所的なパターンを維持するように寄与していたと思われる。地形の起伏により波数 2 の定常波が励起された。火星大気の傾圧性によって励起された短周期の波数 1 の傾圧波は、波数 2 の定常波と重ね合わさることで山の下流側の 2ヶ所で局所的に振幅が強まる。波数 1 の波の活動が強い場所での波の伝播が AO の局所的な構造を維持するように働く。このようなプロセスを通して火星大気の AO は山の下流側と対応した分布を示したと考えられる。

地球大気の AO の場合、帯状平均した構造の維持に関しては波の活動が重要で、そのうち準定常的な成分が重要で非定常的な成分は無視できない程度には寄与していることが分かっていた。局所的な構造について調べた所、ストームトラックから射出される準定常的、非定常的な波が AO の構造の維持に正のフィードバックを示した。火星大気の AO の維持には地球大気と同様、波の活動が重要であった。しかしながら、最も卓越する短周期の波数 1 の傾圧波の働きが重要で地球大気とは異なつた。局所的な構造に関しては、短周期の波数 1 の傾圧波自身の振幅が山の下流側の 2ヶ所で局所的に強まり、その場所での波の伝播が AO の局所的な構造を維持することで説明された。このため、火星大気の AO の局所的な構造の維持に関しては地球とは全く異なつていたと結論付けられる。

Appendix

E-P フラックス

波の活動とその帯状流への強制力を調べるためのツールとして Eliassen-Palm (E-P) フラックス解析が広く用いられている。E-P フラックスは最初、 β 平面近似を行なった準地衡風系の方程式を変形して子午面上のみの帯状平均したフラックスとして提案された (Eliassen and Palm, 1961; Chaney and Drazin, 1961)。準地衡風系の E-P フラックスは、帯状平均からの擾乱による南北方向の運動量フラックスと鉛直方向の熱フラックスの部分からなっており、帯状平均を施すことで波の位相に依存した成分を取り除いている。E-P フラックスはこれら南北方向と鉛直方向の成分を持つ子午面上のベクトルとして表現され、ベクトルの向きは子午面における波の群速度に平行である。E-P フラックスと帯状風は以下の式で関係付けられる (Edmon., et al., 1980)。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f\bar{v}^* - \mathcal{F} = \nabla \cdot \mathbf{F}, \quad \mathbf{F}; \text{ E-P flux} \quad (7)$$

$$\mathbf{F} = \left(-\bar{u}'v', f\frac{\bar{v}'\theta'}{\bar{\theta}_p} \right) \quad (8)$$

(7) 式より、E-P フラックスの発散 (収束) は帯状平均流の加速 (減速) に対応づけられる。この解析手法は本研究で対象としているようなロスピー波、傾圧波といった定常、非定常擾乱と帯状平均流との相互作用を診断する際には有効なツールである。しかしながら、準地衡風近似を用いているため赤道付近に適用できないこと、 $-\bar{u}'w'$ の項を含まないので重力波に適用すると誤差が大きいことといった欠点を持っている。また、東西方向の局所的な違いを議論することもできない。

準地衡風方程式系から E-P フラックスが導かれた後、プリミティブ方程式系からも同様のフラックスが計算された (Andrews and McIntyre, 1976, 1978; Boyd, 1976)。プリミティブ系の E-P フラックスは準地衡風系と同様に帯状平均からの擾乱に対して導出されているが、準地衡風系で含まれていた項に加え重力波では無視できない鉛直方向の運動量フラックスと南北方向の熱フラックスの項も含んでいる。プリミティブ系の E-P フラックスも波の群速度に平行で収束、発散が帯状平均流の時間変化と関連付けられる (Andrews and McIntyre, 1976)。

東西方向を含め 3 次元的に拡張されたフラックスとしては Hoskins et al. (1983) の E-vector、Plumb (1985, 1986)、Takaya and Nakamura (1997, 2001) の Wave Activity Flux が知られている。これらのフラックスはいずれも準地衡風系の方程式から導かれたものである。

本研究で用いる E-P フラックスと解析手法

本研究で用いる E-P フラックスは、地表面気圧 P_s として鉛直座標系を $z = -\ln \frac{P}{P_s}$ のように定義した球面プリミティブ方程式系から導いたものである。プリミティブ方程式系を帯状平均した方程式系を導出し、元の方程式から帯状平均した方程式を引くことで帯状平均からの擾乱の式を導く。擾乱の式をエネルギーの式を用いて変形し、変形オイラー平均 (Transformed Eulerian Mean; TEM) 方程式系を導く。このような操作によって導かれた TEM 方程式は以下の (9)-(12) 式である (*e.g. Andrews et al., 1987*)。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \hat{f} \bar{v}^* + \bar{u}_z \bar{w}^* = \frac{1}{a \cos \phi} \nabla \cdot \mathbf{F} + \bar{\mathcal{F}} \quad (9)$$

$$\left(f + \frac{\bar{u} \tan \phi}{a} \right) \bar{u} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}_z}{\partial t} - \hat{f} \bar{u}_z \bar{v}^* + \bar{w}^* S = \bar{\mathcal{Q}} \quad (11)$$

$$\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}^* \cos \phi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}^*) = 0 \quad (12)$$

惑星半径を a 、コリオリパラメターを f 、摩擦項を \mathcal{F} 、非断熱加熱項を \mathcal{Q} とし、 $a \partial \phi = \partial y$ のようにおいている。ここで、 \hat{f} と静的安定度に関するパラメーター S は

$$\begin{aligned} \hat{f} &\equiv f + \frac{\bar{u} \tan \phi}{a} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ S &\equiv R \left(\frac{\partial T}{\partial z} + kT \right) = H^2 N^2 \approx \frac{R^2 T}{C_p} \end{aligned}$$

のように定義している¹²。

$\mathbf{F} = (F_y, F_z)$ が E-P フラックスで、E-P フラックスの各項は (14)、(15) 式、残差循環 \bar{v}^* 、 \bar{w}^* は (16)、(17) 式のように定義される¹³。また、E-P フラックスの発散は (13) 式のように書ける。

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial y} (\cos \phi F_y) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 F_z) \quad (13)$$

¹² R ; 気体定数、 C_p ; 定圧比熱 $k = R/C_p$ 、 H ; スケールハイト、 N ; プラントヴァイサラ振動数を用いている。

¹³ ここで、静力学平衡の式 $\Phi_z = RT$ を用いた。

$$F_y = a \cos \phi \left(-\bar{u}'v' + \frac{\bar{u}_z}{S} \bar{v}'\Phi'_z \right) \sim a \cos \phi (-\bar{u}'v') \quad (14)$$

$$F_z = a \cos \phi \left(-\bar{u}'w' + \hat{f} \frac{\bar{v}'\Phi'_z}{S} \right) \sim a \cos \phi \left(\hat{f} \frac{\bar{v}'\Phi'_z}{S} \right) = a \cos \phi \left(\hat{f}R \frac{\bar{v}'T'}{S} \right) \quad (15)$$

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\bar{v}'\Phi'_z}{S} \right) \quad (16)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \left(\cos \phi \frac{\bar{v}'\Phi'_z}{S} \right) \quad (17)$$

本研究では日平均データを用いて E-P フラックス解析を行なっており、重力波は時間平均されて落ちているため、ロスビー波、傾圧波では値が小さい項を (14)、(15) 式のように落している。(9) 式でも同様に $\bar{u}_z \bar{w}^* \sim 0$ とできる。同様の近似を行なつた (9)-(12) 式は準地衡風系の TEM 方程式系と対応する。(9) 式の両辺に $a \cos \phi$ を掛け、角運動量の表式に書き換えると (18) 式が導出される。

$$a \cos \phi \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{F} + a \cos \phi \hat{f} \bar{v}^* + a \cos \phi \bar{\mathcal{F}} \quad (18)$$

(18) 式の左辺は帯状平均したオイラー的な西風角運動量の時間変化を表し、右辺第 1 項は E-P フラックスの発散で、波による角運動量の時間変化への寄与を表す。第 2 項は残差子午面循環によるコリオリ力が角運動量の時間変化へ及ぼす寄与を示す。これらは内部強制として扱う。残りの項は第 3 項に含めている。

(18) 式中の E-P フラックスは以下に示す式で、 ρ_0 を掛けた形に書き換えれば、南北成分が波の活動による運動量フラックス、鉛直成分が熱フラックスを表し、フラックスは波の群速度に平行である。フラックスの収束が東風加速、発散が西風加速を示す。

$$\mathbf{F} = (F_y, F_z) = a \cos \phi \left(-\bar{u}'v', \hat{f} \frac{\bar{v}'T'}{S} \right) \quad (19)$$

AO+の場合を $_+$ 、AO-の場合を $_-$ の添字で表し、4.1.3 で定義した AO+(-) の期間を $^{(2)}$ 、直前の期間を $^{(1)}$ として (18) 式を書き換えると以下のようになる。

$$a \cos \phi \frac{\bar{u}_+^{(2)} - \bar{u}_+^{(1)}}{\Delta t} = \nabla \cdot \mathbf{F}_+ + a \cos \phi \hat{f}_+ \bar{v}_+^* + a \cos \phi \bar{\mathcal{F}}_+ \quad (20)$$

$$a \cos \phi \frac{\bar{u}_-^{(2)} - \bar{u}_-^{(1)}}{\Delta t} = \nabla \cdot \mathbf{F}_- + a \cos \phi \hat{f}_- \bar{v}_-^* + a \cos \phi \bar{\mathcal{F}}_- \quad (21)$$

最初に AO+ と AO- の際の各項の値をそれぞれ計算しコンポジットを取った。時間変化項の計算の際には (20)、(21) 式の左辺のように AO+、AO- の期間とその直前

の期間の差を取り、強制力の項の計算には両者の中間の期間の値を用いた(図19)。右辺第3項は他の項を計算した後、残差から求めた。

次に、AOに伴う各項の変化を調べるために、コンポジット間の差を計算した。これは、(20)–(21)の操作に当たる。導出された各項の差は(22)式の各項を評価することを意味する。

$$a \cos \phi \frac{\bar{u}_+^{(2)} - \bar{u}_+^{(1)} - \bar{u}_-^{(2)} + \bar{u}_-^{(1)}}{\Delta t} = \nabla \cdot (\mathbf{F}_+ - \mathbf{F}_-) + a \cos \phi \left(\hat{f}_+ \bar{v}_+^* - \hat{f}_- \bar{v}_-^* \right) + a \cos \phi \left(\bar{\mathcal{F}}_+ - \bar{\mathcal{F}}_- \right) \quad (22)$$

Wave Activity Flux

準定常成分の解析に用いたwave activity flux \mathbf{W} は(23)式で表され、wave activity pseudomomentum $M = 1/2(A + \mathcal{E})$ ¹⁴の時間変化と収支式((24)式)で関連付けられる。平面波を仮定し、帯状平均、時間平均といった平均操作を行なうことなく位相に依存しないフラックスが導出された(Takaya and Nakamura, 1997, 2001)。(23)式中の ψ' は擾乱場の流線関数を表し、 (U, V) は平均場の水平風、 f_0 はコリオリパラメター、 N はプラントヴァイサラ振動数を表す。 x 微分、 y 微分としては球面上での微分を用いた。

$$\mathbf{W} = \frac{P}{2 |\mathbf{U}|} \begin{pmatrix} U(\psi_x'^2 - \psi' \psi_{xx}') + V(\psi_x' \psi_y' - \psi' \psi_{xy}') \\ U(\psi_x' \psi_y' - \psi' \psi_{xy}') + V(\psi_y'^2 - \psi' \psi_{yy}') \\ \frac{f_0^2}{N^2} [U(\psi_x' \psi_z' - \psi' \psi_{xz}') + V(\psi_y' \psi_z' - \psi' \psi_{yz}')] \end{pmatrix} \quad (23)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{W} = D_T \quad (24)$$

ここで、(24)式の D_T にはPVの生成、消失に関連したような項が含まれている。

\mathbf{W} は3次元的な波の群速度に平行で(Takaya and Nakamura, 1997, 2001)、東西方向に偏りを持った構造のAOに関する波の伝播を調べるために有効なツールである。

Plumb (1986)のradiative フラックス \mathbf{M}_R とtotal (radiative + advective) フラックス \mathbf{M}_T は以下の式で表され、 \mathbf{M}_T は波の群速度の方向に平行である。Plumb (1986)のフラックスでは、時間平均を施すことによって波の位相に依存する部分を取り除いている。

$$\mathbf{M}_R = \frac{p \cos \phi}{|\bar{\mathbf{u}}|} \begin{pmatrix} \bar{u}(\bar{v}'^2 - \epsilon) - \bar{v}\bar{u}'\bar{v}' \\ \bar{v}(\bar{u}'^2 - \epsilon) - \bar{u}\bar{v}'\bar{u}' \\ \frac{f}{d\theta/dz} (\bar{u}\bar{v}'\theta' - \bar{v}\bar{u}'\theta') \end{pmatrix} \quad (25)$$

$$\mathbf{M}_T = \mathbf{M}_R + \bar{\mathbf{u}}M \quad (26)$$

¹⁴ $A = pq'^2/(2 |\nabla_H Q|)$ 、 $\mathcal{E} = pe/(\mathbf{U} - C_p)$ で Q が平均場のポテンシャル渦度(potential vorticity; PV)、 q が擾乱場のPV、 p が気圧、 e が擾乱のエネルギーで C_p は擾乱の位相速度を表す。

ここで、平均場の水平風と温位を $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\theta}$ で、擾乱場を'で表した。 ϵ は擾乱のエネルギーを表す。 $M = pe \cos \phi / |\nabla_H \bar{q}|$ ¹⁵で M と M_R, M_T は以下の収支式を満たす(Plumb, 1986)。PV の生成消失に関する項は S_M で表されている。

$$\frac{dM}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{M}_R = S_M \quad (27)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{M}_T = S_M \quad (28)$$

¹⁵ p は気圧、 e は擾乱のエンストロフィーで q は PV を表す。

謝辞

東京大学気候システム研究センターの高橋正明教授には忙しい立場にありながら、定期的なディスカッションやセミナーの際のディスカッション等で研究、発表の進め方、論文の構成など終始適切なご指導を頂きました。

研究室の先輩である坂本圭さん(3月には坂本博士)、廣田渚郎さん、P.D.の岩尾航希博士には研究面だけではなく生活面でも大変お世話になりました。研究室の先輩の辻宏一郎さん、井上誠さんにはセミナーなどでアドバイスをして頂きました。同じ研究室の門脇正尚くんを始め同期の皆様には、研究面、生活面で大変お世話になりました。また、一緒に修論を書く仲間がいたことは大変励みになりました。研究室の後輩に池田恒平くん、比連崎路夫くんが入ったことは研究を進めていく上で励みになりました。

論文の執筆のために使用した火星GCMは研究室の先輩の黒田剛史さん、橋本尚久さん、酒井大輔さんが開発されたものを使わせて頂きました。筑波大学計算科学研究センターの田中博教授には順圧成分のフラックスの計算プログラムを提供して頂きました。領域創成プロジェクト特任助手の稻津將博士には論文の内容についてのアドバイスを頂きました。また、GFDセミナー等でもお世話になりました。

気候システム研究センターの木本昌秀教授、遠藤昌宏教授、阿部彩子助教授、観測フロンティアの佐藤尚毅博士にはセミナー等で貴重なご意見を頂きました。小室芳樹博士には計算機管理の面でお世話になりました。渡邊英嗣さんを始め気候システム研究センターの学生の皆様、高橋洋子さんを始め秘書の方々、そして気候システム研究センターの皆様には影で表で支えて頂きました。皆様に重ねて感謝申し上げます。

本研究の作図の際にはGMT(The Generic Mapping Tools)、GrADS(Grid Analysis and Display System)を、論文の作成の際にはemacs及び野鳥(Yet Another TeX mode for Emacs; YaTeX)を使用しました。GCMの実行には国立環境研究所のSX6、東京大学情報基盤センターのSR8000を使用させて頂きました。データ解析、保管に使用した気候システム研究センターの計算機、RAID、それから2年間僕を悩まし続けた計算機トラブルとバグに感謝致します。

参考文献

- [1] Ambaum, A.H.P., B.J. Hoskins, and D.B. Stephenson, 2001: Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation?, *J. Climate*, **14**, 3495-3507.
- [2] Anderson, E.M., and Leovy, C.B., 1978: Mariner 9 television Limb observations of dust and ice hazes on Mars, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 723-734.
- [3] Andrews, D.G., and M.E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shere: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- [4] Andrews, D.G., and M.E. McIntyre, 1978: Generalized Eliassen-Palm and Chaney-Drazin theorems for waves on axisymmetric flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 175-185.
- [5] Andrews, D.G., J.R. Holton, and C.B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics.*, Academic Press, 489 pp.
- [6] Arakawa, A., and M.J. Suarez, 1983: Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 34-45.
- [7] Barnes, J., J. Pollack, R. Haberle, C. Leovy, R. Zurek, H. Lee, and J. Schaeffer, 1993: Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames general-circulation model. 2. Transient baroclinic eddies, *J. Geophys. Res.*, **98**, 3125-3148.
- [8] Boyd, J.P., 1976: The noninteraction of waves with the zonally averaged flow on a spherical earth and the interrelationships of eddy fluxes of energy, heat and momentum. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2285-2291.
- [9] Deser, C., 2000: On the teleconnectivity of the Arctic Oscillation, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 779-782.
- [10] DeWeaver, E., and S. Nigam, 2000: Do stationary waves drive the zonal-mean jet anomalies of the Northern winter?, *J. Climate*, **13**, 2160-2176.
- [11] Edmon, H.J., Jr., B.J. Hoskins, and M.E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616.

- [12] Eliassen, A., and E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, **22**, No. 3, 1-23.
- [13] Forget, F., G.B. Hansen, and J.B. Pollack, 1995: Low brightness temperatures of martian polar caps: CO₂ clouds or low surface emissivity?, *J. Geophys. Res.*, **100**, 21,219-21,234.
- [14] Forget, F., F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, and O. Talagrand, 1999: Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km, *J. Geophys. Res.*, **104**, 24155-24175.
- [15] Forget, F., F. Hourdin, and O. Talagrand, 1998: CO₂ snowfall on Mars: simulation with a general circulation model, *Icarus*, **131**, 302-316.
- [16] Forget, F., F. Hourdin, O. Talagrand, and Y. Wanherdrick, 2001: The European Mars Climate Database: for mission planning & for scientific studies,
- [17] Hoskins, B.J., I.N. James, and G.H. White, 1983: The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595-1612.
- [18] Hourdin, F., F. Forget, and O. Talagrand, 1995: The sensitivity of the Martian surface pressure to various parameters: A comparison between numerical simulations and Viking observations, *J. Geophys. Res.*, **100**, 5501-5523.
- [19] Itoh, H., 2002: True versus apparent arctic oscillation, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 8, doi:10.1029/2001GL013978.
- [20] Jaquin, F., P. Gierasch and R. Kahn, 1986: The vertical structure of limb hazes in the Martian atmosphere, *Icarus*, **68**, 442-461.
- [21] Kalnay, K. and Coauthors, 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- [22] 木本, 渡部, 2004: 北極振動の中立モード理論, 氣象研究ノート, 第206号, 71-107.
- [23] Kuroda, T., N. Hashimoto, D. Sakai, and M. Takahashi, 2005: Simulation of the Martian Atmosphere Using a CCSR/NIES AGCM, *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 1-19.

- [24] Leroy, S.S., Y.L. Yung, M.I. Richardson, and R.J. Wilson, 2003: Principal modes of variability of Martian atmosphere surface pressure, *Geophys. Res. Lett.*, **30(13)**, 1707, doi:10.1029/2002/GL015909.
- [25] 松田, 2000: 惑星気象学, 東京大学出版会, 204 pp.
- [26] Mellon, M.T., 2001: Thermal Inertia and Rock Abundance, Abstract of "Exploring Mars with TES: A Data User's Workshop", Tempe, Arizona, 6 pp.
- [27] Nakajima, T. and M. Tanaka, 1986: Matrix formulation for the transfer of solar radiation in a plane-parallel scattering atmosphere. *J. Quant. Spectrosc. Radiat.*, **35**, 13-21.
- [28] Numaguti, A., M. Takahashi, T. Nakajima and A. Sumi, 1997: Description of CCSR/NIES atmosphere circulation model, *CGER's Supercomputar Monograph Report, Center for Global Environmental Studies, No. 3*, 1-48.
- [29] Plumb, R.A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217-229.
- [30] Plumb, R.A., 1986: Three-dimensional propagation of transient quasi-geostrophic eddies and its relationship with the eddy forcing of the time-mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1657-1678.
- [31] 酒井大輔, 2004: GCM を用いた火星のダスト、ドライアイス雲、水収支過程に関する研究, 平成 15 年度東京大学修士論文
- [32] Shiotani, M., 1990: Low-frequency variations of the zonal mean state of the Southern Hemisphere troposphere, *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 461-471.
- [33] Takaya, K., and H. Nakamura, 1997: A formation of wave-activity flux for stationary Rossby waves on a zonally varying basic flow, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2985-2988.
- [34] Takaya, K., and H. Nakamura, 2001: A formulation of Phase-Independent wave-activity flux for stationary and migratory quasigeostrophic eddies on a zonally varying basic flow, *J. Atmos. Sci.*, **58**, 608-627.

- [35] 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.
- [36] 田中, 2004: 順圧大気大循環モデルによる北極振動の数値実験およびその力学的考察, 気象研究ノート, 第 206 号, 71-107.
- [37] Tanaka, H.L., and M. Arai, 1999: Linear baroclinic instability in the Martian atmosphere: Primitive equation calculations, *Earth Planets and Space*, **51**, 225-232.
- [38] Tanaka, H.L., and H. Tokinaga, 2002: Baroclinic instability in high latitudes induced by polar vortex: a connection to the Arctic Oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 69-82.
- [39] Tanaka, H.L., and M. Matsueda, 2005: Arctic Oscillation analyzed as a singular eigenmode of the global atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 611-619.
- [40] Thompson, D., and S. Solomon, 2002: Interpretation of recent southern hemisphere climate change, *Science.*, **296**, 895-899.
- [41] 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.
- [42] Thompson, D.W.J., and J.M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability, *J. Climate*, **13**, 1000-1016.
- [43] Wallace, J.M., and D.W.J. Thomson, 2002: The Pacific center of action of the Northern Hemisphere annular mode: Real or artifact? *J. Climate*, **15**, 1987-1991.
- [44] Wilson, R.J., D. Banfield, B.J. Conrath, and M.D. Smith, 2002: Travelling waves in the Northern Hemisphere of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, **29(14)**, doi:10.1029/2002/GL014866.
- [45] Yamashita, Y., H. L. Tanaka and M. Takahashi, 2005: Observational Analysis of the Local Structure of the Wave Activity Flux Associated with Maintenances of the Arctic Oscillation Index., *SOLA*, **1**, 53-56.

- [46] Yamazaki, K., and Y. Shinya, 1999: Analysis of Arctic Oscillation Simulated by AGCM, *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 1287-1298.