

惑星大気大循環モデルDCPAM5を用いた
火星大気環境の再現

永峯 蒼大

神戸大学 理学部 惑星学科
流体地球物理学教育研究分野

2026/03/25

要旨

本論文では火星の大気構造の再現を目的として、汎惑星大気大循環モデル DCPAM5 を用いて 5 火星年分の計算を行なった。それを DCPAM5 付属の計算例や、NASA の火星探査機である Mars Global Surveyor の観測結果と比較した。その結果、太陽黄経 30° 分を切り出して平均して作成した、季節ごとの温度の子午面分布は、観測結果の特徴をよく再現していた。東西平均東西風の再現では、DCPAM5 の計算例と同様、春分付近・気圧 1-10 Pa 付近において、緯度 60° 周辺の東向きの風、赤道周辺の西向きの風を確認できた。火星大気鉛直温度構造計算については、全時刻・全地点の中から、光学的厚さが最大となる時刻・地点と最小となる時刻・地点を抽出し、それらの値を最終的に用いて再現を試みた。観測データと比較すると、塵の量が多い場合の温度構造がこれは、格子が粗く、ダストデビルのような小規模で多量の塵が舞う状況をシミュレーション上に組み込めていなかったためだと考えられる。また、南半球の夏が北半球の夏に比べて温度が高くなることも、火星の楕円軌道と矛盾がないことを確認した。以上より、現在火星の条件下における計算で、大気構造を再現できていることが分かった。

目次

第1章	はじめに	1
1.1	研究の目的	1
1.2	本論文の構成	1
第2章	モデルの概要と実験設定	2
2.1	DCPAM5	2
2.1.1	支配方程式系	2
2.1.2	放射過程	4
2.1.3	その他の物理過程	5
2.2	実験設定	5
第3章	結果	7
3.1	温度の子午面断面	7
3.2	東西風平均	9
3.3	鉛直温度構造	10
3.4	大気温度の年変化	10
第4章	議論	13

4.1	火星の温度構造	13
4.2	火星の楕円軌道	13
第 5 章 結論		15
謝辞		16
参考文献		17

第1章 はじめに

1.1 研究の目的

火星の大気環境は、地球と比較して極めて低温低圧で乾燥している。しかしながら、赤道付近では昼間に 0°C 近くまで気温が上昇することに加え、低圧のため昇華が促されるため H_2O の氷の維持が困難であると考えられるが、近年の観測で、氷河に起因する特徴的な地形が確認されている。これは、過去の火星において現在とは異なる気候の時期があったことを示唆している。

このような低緯度の氷河地形が形成された当時の気候を解明する手がかりをつかむ方法の一つに、数値シミュレーションによる気候再現がある。本研究では、過去の気候変化を議論するための前段階として、まず現在の火星条件下における大気環境を再現した。

1.2 本論文の構成

2章では今回使用したモデルである DCPAM5 について述べ、後半では今回の実験設定を紹介する。3章ではシミュレーションの結果を出力した図を DCPAM5 の計算例や観測結果と比較する。4章では3章で出力したデータの正当性を検証する。

第2章 モデルの概要と実験設定

2.1 DCPAM5

本実験で使用するモデルはDCPAM5である。DCPAM5は、地球流体電脳倶楽部の汎惑星大気大循環モデルであり、様々な惑星の大気を一つのモデルで計算することができる。

2.1.1 支配方程式系

DCPAM5はプリミティブ方程式系を用いている。プリミティブ方程式とは、大気力学の基礎方程式で、運動方程式、連続の式、静水圧の式、熱力学の式、水蒸気の連続の式から成る。コンピュータを用いた気象予測では、これらを用いて数値計算を行っている。今回は乾燥大気を仮定するので水蒸気の連続の式は含まない。水平方向には緯度 φ 、経度 λ の球面座標系、鉛直方向には σ 座標系を用いる。 σ 座標は、 $\sigma = p/p_s$ で表される座標系である。ここで p は圧力、 p_s は地表面気圧である。以下にその方程式を示す。各変数の意味は表 2.1 のとおりである。以下の方程式の理解には、DCPAM5の支配方程式とその離散化 [1] を参考にした。

ナビエ-ストークス方程式 (運動方程式)

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu} \right) + \mathcal{D}(\zeta), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial U_A}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_A}{\partial \mu} \right) - \nabla_\sigma^2 (\Phi + RT\pi + KE) + \mathcal{D}(D). \quad (2.2)$$

連続の式

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + v_H \cdot \nabla_\sigma \pi = -D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (2.3)$$

静水圧の式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma} \quad (2.4)$$

熱力学の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial UT'}{\partial \lambda} + \frac{\partial VT'}{\partial \mu} \right) + T'D \\ & - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \kappa T_v \left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + v_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) + \frac{Q_{\text{diav}}}{C_p} + \mathcal{D}(T) + \mathcal{D}'(v) \end{aligned}$$

ここで,

$$\mu \equiv \sin \varphi \quad (2.5)$$

$$\pi \equiv \ln p_s \quad (2.6)$$

$$U \equiv u \cos \varphi \quad (2.7)$$

$$V \equiv v \cos \varphi \quad (2.8)$$

$$\zeta \equiv \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu} \right) : \text{渦度} \quad (2.9)$$

$$D \equiv \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial V}{\partial \mu} \right) : \text{発散} \quad (2.10)$$

である。ただし, u は東西風速, v は南北風速, T は気温を表している。

加えて, 鉛直方向の境界条件は

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{at} \quad \sigma = 0, 1 \quad (2.11)$$

である。

表 2.1: 変数の意味

t	時刻	φ	緯度	λ	経度
T	温度	\bar{T}	基準温度	T'	$T - \bar{T}$
T_v	仮温度	Φ	gz	u, v	東西, 南北風速
ζ	渦度	D	水平拡散	KE	単位質量あたりのエネルギー
$v_H \cdot \nabla_{\sigma} \pi$	水平移流項	U_A, V_A	仮速度	\mathcal{D}	拡散項
Q_{diav}	非断熱加熱	g	重力加速度	a	惑星半径
κ	R/c_p				

2.1.2 放射過程

DCPAM5 における火星大気の放射過程は、モデル大気の構成成分を CO_2 のみとし、長波放射のみを考えることで簡略化している。まず、加熱率は次のように表現される。

$$Q = -\frac{1}{C_p \rho} \frac{\partial F}{\partial z} \quad (2.12)$$

$$= \frac{g}{C_p} \frac{\partial F}{\partial p} \quad (2.13)$$

$$F = F_L + F_S \quad (2.14)$$

ここで F_L, F_S はそれぞれ長波放射フラックスと短波放射フラックス、 ρ は空気密度、 z は地表からの高度である。透過率 $\mathcal{T}(\tau, \tau')$ とすると、散乱を無視した場合の放射伝達方程式は

$$F(\tau) = F^+(\tau) - F^-(\tau) \quad (2.15)$$

$$F(\tau)^+ = \pi B_s \mathcal{T}(\tau_s, \tau) - \int_{\tau}^{\tau_s} \pi B(\tau') \frac{d\mathcal{T}(\tau, \tau')}{d\tau'} d\tau' \quad (2.16)$$

$$F(\tau)^- = \int_0^{\tau} \pi B(\tau') \frac{d\mathcal{T}(\tau, \tau')}{d\tau'} d\tau' \quad (2.17)$$

と書くことができる。 B はプランク関数、 τ は光学的厚さである。 B はプランク関数の積分値であり、波数 k 依存するが、灰色大気を考える場合には、ステファンボルツマン係数 σ_{SB} を用いて、

$$\pi B(\tau) = \sigma_{SB} T^4(\tau) \quad (2.18)$$

$$\pi B_s = \sigma_{SB} T_s^4 \quad (2.19)$$

となる. ここで T_s は地表面温度である. 散乱を考慮した場合, 二流近似した放射伝達方程式は

$$\frac{\partial F^+}{\partial \tau} = \gamma_1 F^+ - \gamma_2 F^- - S^+ \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial F^-}{\partial \tau} = \gamma_2 F^+ - \gamma_1 F^- + S^+ \quad (2.21)$$

となる. ただし,

$$S^+ = \gamma_3 \pi F_s \varpi_0 \exp\left(-\frac{\tau_c + \tau}{\mu_0}\right) + 2\pi(1 - \varpi_0)B \quad (2.22)$$

$$S^- = \gamma_4 \pi F_s \varpi_0 \exp\left(-\frac{\tau_c + \tau}{\mu_0}\right) + 2\pi(1 - \varpi_0)B \quad (2.23)$$

である.

2.1.3 その他の物理過程

放射過程の他に, このモデルでは鉛直拡散 (Mellor and Yamada, 1982, レベル 2.5), 乾燥対流調節, バケツモデルを用いている. 鉛直拡散は, グリッドサイズよりも小さい乱流による鉛直混合拡散の効果を表現するものである. 乾燥対流調節は, 各点で成層が絶対不安定にならないようにチェックし, 不安定になった場合は乾燥静的エネルギーを保存するように中立な状態に調節する. バケツモデルは, 陸面土壌水分を一定容量のバケツとして表す簡単な陸面水収支モデルである.

2.2 実験設定

このモデルを用いて表 2.2 の設定のもと, 火星実験を実施した. 空間解像度は T21L36 である. T 直後の数字は水平方向の解像度を示し, スペクトル法における

三角切断の切断波数である。このとき、水平方向は 64×32 格子である。また、L 直後の数字は鉛直方向の層数を表す。

表 2.2: 火星実験の設定

惑星半径	3396 km
重力加速度	3.72 m/s^2
自転角速度	$7.09 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$
乾燥大気分子量	43.5 g/mol
定圧比熱	$0.849 \text{ J/(g}\cdot\text{K)}$

積分時間は 5 火星年で、今回の解析では 5 火星年目のデータを用いた。

第3章 結果

この章では、実際に現代火星条件下で計算したシミュレーション結果を示す。

3.1 温度の子午面断面

図 3.1 は経度 0° における温度の 62 日間 ($L_s^{*1}=0^\circ-30^\circ$) 平均の子午面断面の計算結果である。ただし、横軸が緯度、縦軸が高度 (気圧), LST^{*2} は 2 時である。図 3.2 は左が地球流体電脳倶楽部による DCPAM5 の計算例 [2], 右が Mars Global Surveyor (MGS) による観測結果である。MGS は 1997 年から 2006 年まで運用されていた、火星の人工衛星 (オービター) で、極軌道上から観測を行った。結果を見ると地表赤道付近が最も温かく約 220 K であり、極域に向かって温度が下がる様子が再現できている。

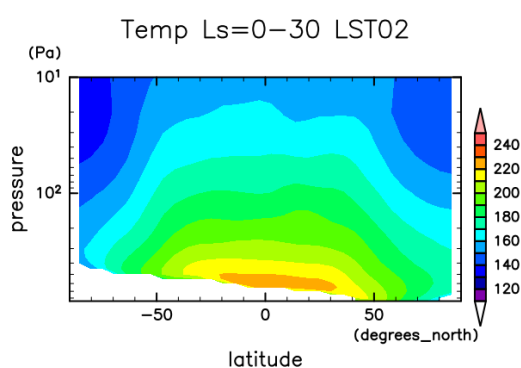


図 3.1: 経度 0° , $L_s=0^\circ - 30^\circ$, $LST: 02$ における平均温度 (子午面断面) 計算結果。

*¹Solar Longitude, 太陽黄経

*²Local Standard Time, 地方標準時

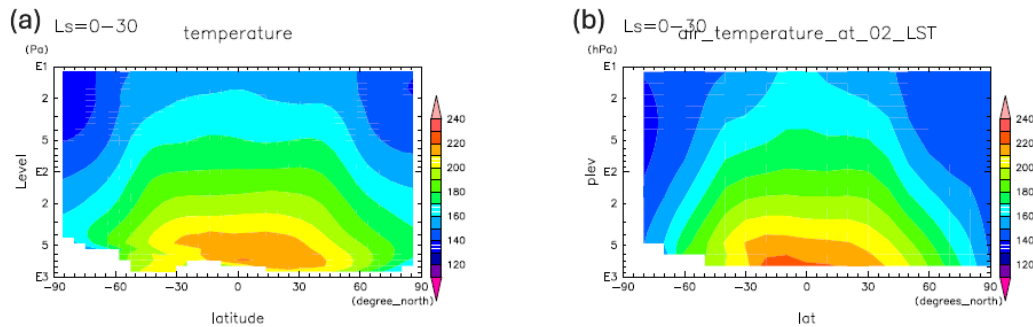


図 3.2: (a) $L_s=0^\circ - 30^\circ$, LST: 02 における平均温度 (DCPAM5 を用いた計算例).
 (b) $L_s=0^\circ - 30^\circ$, LST: 02 における Mars Global Surveyor の観測結果.

図 3.3 は, 図 3.1 の時刻の 12 時間後, つまり昼間の温度構造を表している. これを図 3.1 と比較すると, 上空ではあまり温度の変化がない一方で, 地表付近では赤道周辺で温度が上昇していることが読み取れる.

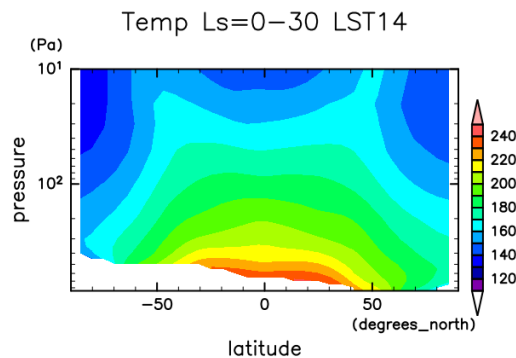


図 3.3: 経度 0° , $L_s=0^\circ - 30^\circ$, LST: 14 における平均温度 (子午面断面) 計算結果.

また, 図 3.4 経度 0° における温度の 62 日間 ($L_s=240^\circ - 270^\circ$) 平均の子午面断面の計算結果である. これは火星の南半球が夏の時期にあたる. 図 3.5 は左が地球流体電脳倶楽部による DCPAM5 の計算例 [2], 右が Mars Global Surveyor による観測結果である. これも計算結果 (図 3.4) と計算例・観測結果 (図 3.5) を比較すると, どちらも同様に南半球の地表付近の大気が温められている様子を確認すること

ができる。

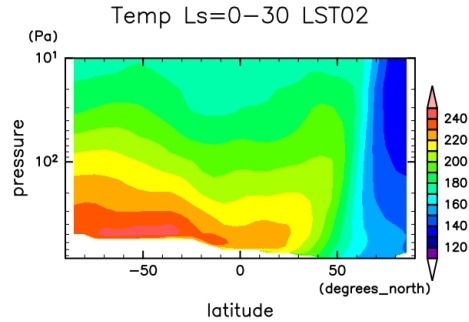


図 3.4: 経度 0° , $L_s=240^\circ - 270^\circ$, LST: 02 における平均温度 (子午面断面) 計算結果.

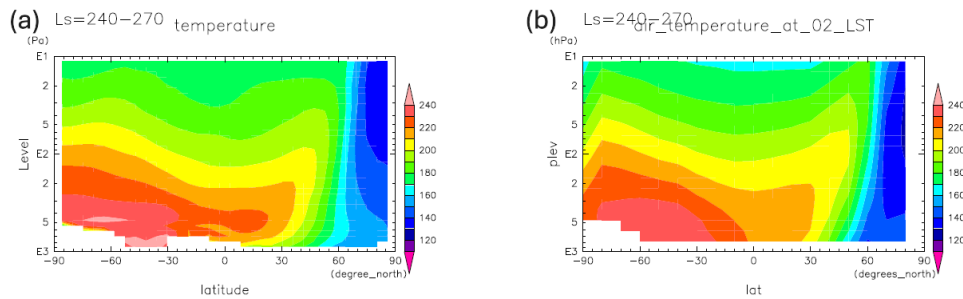


図 3.5: (a) $L_s=240^\circ - 270^\circ$, LST: 02 における平均温度 (DCPAM5 を用いた計算例). (b) $L_s=240^\circ - 270^\circ$, LST: 02 における Mars Global Surveyor の観測結果.

3.2 東西風平均

図 3.6 は、春分点付近の東西平均東西風の計算結果である。気圧 1-10 Pa あたりでは、緯度 60° 周辺で東向きの方が顕著であり、赤道付近で弱い西向きの方が確認できる。図 3.7 は、DCPAM5 の計算例 [3] で、図 3.6 と同様の風向・風速を確認することができる。

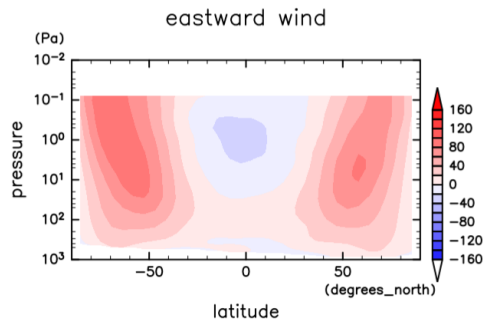


図 3.6: シミュレーションデータから計算した $L_s=0^\circ - 30^\circ$ における東西平均東西風.

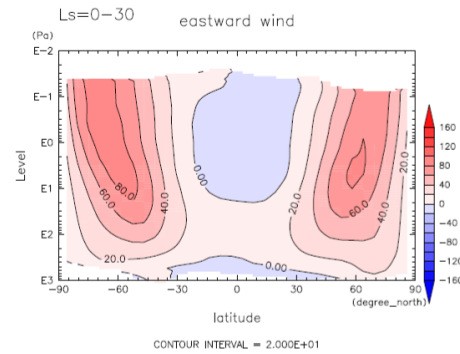


図 3.7: DCPAM5 の計算例による, $L_s=0^\circ - 30^\circ$ における東西平均東西風.

3.3 鉛直温度構造

火星の鉛直温度構造を確認する. 図 3.8 は 波長 $0.67\mu\text{m}$ の光に対する大気の光学的厚さが最大の地点・時刻 (黒線) と最小の地点・時刻 (赤線) を抽出し, その点での鉛直温度構造の計算結果を示している. 光学的厚さが最大・最小をとるのは, 表 3.1 の地点である. いずれも南半球であり, 冬に最大値をとる, 夏に最小値をとることが読み取れる. 一方, 図 3.9 は 探査機による観測結果 (点線) およびそれを含めた複数の観測結果の平均温度構造 (実線) を表している. 図 3.8 で塵が多い (光学的厚さが最大) ときの温度構造は, 図 3.9 における塵が少ないときの温度構造に近い. また, 図 3.8 で塵が少ない (光学的厚さが最小) ときの温度構造は, 地上から上空に向かってあまり温度変化がなく, 図 3.5 (b) のような冬半球側の極域に典型的なものになっている.

表 3.1: シミュレーションによる大気最下層における光学的厚さの最大値, 最小値

	光学的厚さ	経度	緯度	太陽黄経	時刻 (LST)
最大地点	273.1	320.625	-35.995	240°-270°	8
最小地点	143.3	202.5	-85.761	120°-150°	20

3.4 大気温度の年変化

図 3.10 は 1 年間の大気最下層の温度変化を示している. 縦軸は緯度, 横軸は時間で気温は経度方向に平均されている. 時間軸の起点は 5 火星年目の春分である. 赤くなった気温の高い部分が夏を表しているが, 北半球の夏と南半球の夏では南半

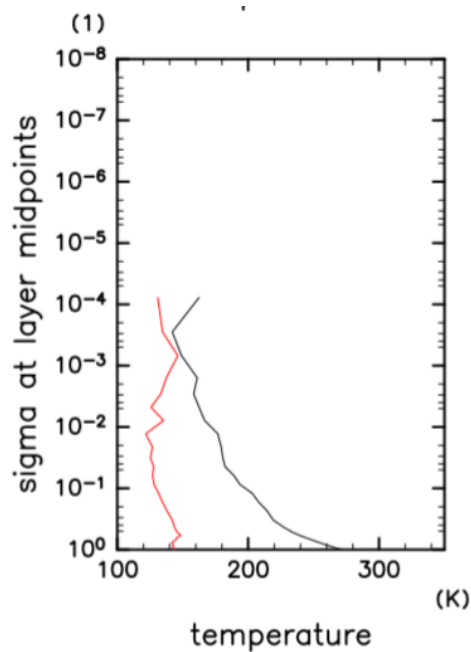


図 3.8: シミュレーションによる火星の鉛直温度構造再現. 波長 $0.67\mu\text{m}$ の光に対する大気の光学的厚さが最大の地点・時刻 (黒線) と最小の地点・時刻 (赤線) を抽出している.

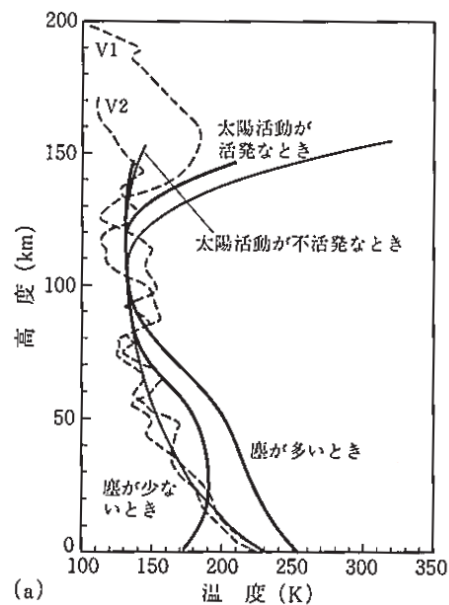


図 3.9: 火星の鉛直温度構造の観測結果. 破線は個別の観測機のデータ, 実線は複数の観測データの平均で, 細い実線が塵が少ないとき, 太い実線が塵が多いときの温度構造. [4] より引用.

球の夏がより気温が高いことが読み取れる.

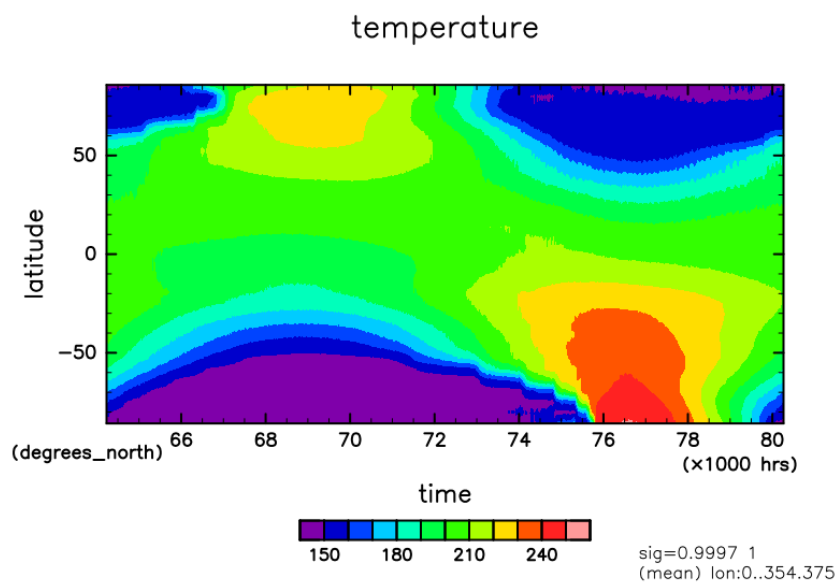


図 3.10: 5 火星年目における大気最下層温度の変化 (東西平均). 横軸時間, 縦軸緯度.

第 4 章 議論

4.1 火星の温度構造

結果に基づき火星の大気温度構造再現について考察する。3.1 節では温度の子午面断面を計算し、DCPAM5 の計算例や MGS による観測結果と比較し、近い結果を得ることができた。しかし、観測結果では高緯度地域に逆転層が見られないなど、細かい違いも確認した。MGS の観測結果には北半球の地表付近のデータが、計算結果に比べて不足している。このため、逆転層の部分が見えなくなっている可能性がある。

一方、鉛直温度構造の図 3.8 では、図 3.9 における“塵が多いとき”の鉛直温度構造を再現することができなかった。これは、今回選んだ 2 点の地点や時期が違うゆえに、塵の量だけで単純に比較できなくなってしまったためだと考えられる。これより、図 3.9 において幅を持って表現されている“塵が多いとき”は、季節的な塵量の変化という大きなスケールではなく、局地的・短時間に多量の塵が巻き上がる“ダストデビル”等の現象を指すものだと考えられる。

4.2 火星の楕円軌道

3.4 節では大気最下層の気温が、南半球の夏が北半球の夏に比べて高くなることを確認した。これは火星の離心率の大きさに起因するものと考えられる。火星の公転軌道の離心率は、地球のそれより大きいことが知られている (表 4.1)。火星の近日点黄経は約 336° [5] であり、南半球が夏の時期にあたる。よって南半球が夏るとき、北半球が夏の時よりも太陽からの距離が近くなるため、温度が高くなる。一方、火星は北半球と南半球で平均標高が違う。図 4.1 は火星の標高を表した図である。これを見ると北半球は南半球よりも標高が低い地域が大部分を占めている。標高が高くなると、図 3.8 より温度が低くなっていく。このことを考慮すると、同じ‘夏’ならば標高が低い北半球のほうが、より高い温度になると予測できるが、実際

はそうっていない。よって、標高差よりも太陽からの距離の効果のほうが強いと言える。

表 4.1: 地球と火星の軌道長半径, 離心率の比較 [5]

惑星	軌道長半径 (au)	離心率
地球	1.0000	0.0167
火星	1.5237	0.0934

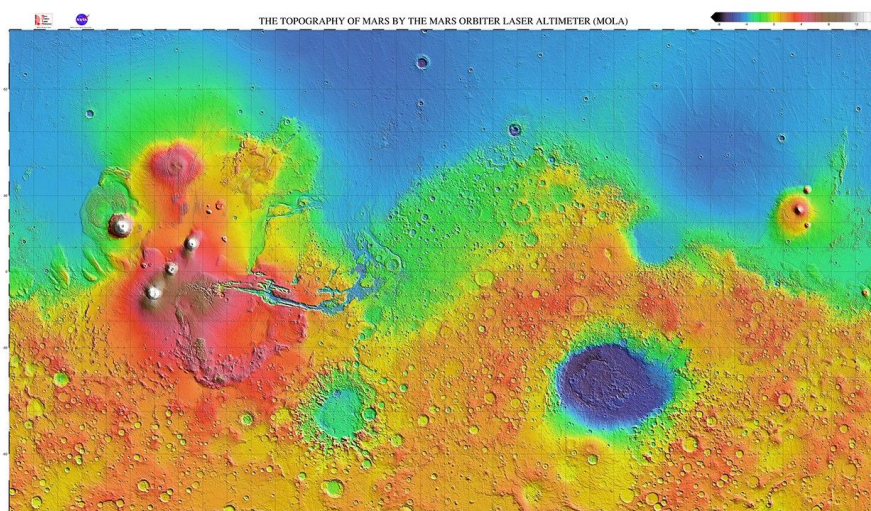


図 4.1: 火星の全球地形図. 最低標高は濃い青, 最高標高は白で示されている. Mars Global Surveyor の観測結果に基づく. [6]

第5章 結論

シミュレーションの結果, 特定の季節における温度の子午面断面は, 観測結果をよく表現することができていた. しかし, 下層の逆転層や極周辺の鉛直温度構造など, 再現しきれなかった部分もあった. 東西平均東西風は, 緯度 60° 付近の顕著な東向きの風と, 赤道付近の弱い西向きの風を確認することができた. これは DCPAM5 の計算例とも合致する. 火星大気の鉛直温度構造は, 観測データの“塵が少ないとき”における平均温度構造をよく再現する結果が得られた. 他方, “塵が多いとき”における鉛直温度構造は季節変化による塵量の多さ (大気の光学的厚さの最大・最小) では再現することができなかった. 季節変化ではなく, 局地的に発生する塵がたくさん巻き上がる現象“ダストデビル”の際に, この温度構造になると考えられる. 今回のシミュレーションでは, あらかじめ塵の量は与えていたため, この局地的な塵量の変化は発生しなかった. また, 大気最下層の温度は南半球の夏に最も高くなることが確認できた. これは火星が楕円軌道を公転していることによるもので, 南半球の夏に近日点を通ることがよく再現されている.

よって現代の火星条件においては, 観測結果とも合致する温度構造を得ることができた. この研究により, 局地的な塵の量の変化を与えての温度構造再現や, 古火星の大気条件に設定し, 現在とは異なった大気環境の再現にも応用できる.

謝辞

本研究を行うにあたって、櫻村博基講師には研究の方針をご指導いただき、また研究発表や論文執筆に関して多くの助言をいただきました。はしもとじょーじ教授には、基礎理論読書会や大気セミナーにおいて、地球流体力学の基礎的な知識や研究手法についてご指導いただきました。また、所属する地球および惑星大気科学研究室の皆様にも、研究室活動を通して研究や発表に関する助言をいただきました。本論文の執筆に関わってくださった皆様に心より感謝申し上げます。

本研究では DCPAM5 で計算を行ったシミュレーションデータを使用しました。開発、運用に関わる皆様に深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 地球流体電脳倶楽部, 2014: DCPAM5 支配方程式とその離散化. https://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_latest/doc/basic_equations/pub/basic_equations.pdf
- [2] 地球流体電脳倶楽部, 2015: 5年目の計算結果と観測結果. https://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/sample/2015-02-14_yot/Mars/T21L36_MGS/comparison_T21L36.
- [3] 地球流体電脳倶楽部, 2015: 5年目の計算結果 (東西平均). https://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/sample/2015-02-14_yot/Mars/T21L36_MGS/zm_T21L36.pdf
- [4] 松井 孝典 他, 1997: 岩波講座 地球惑星科学 12 比較惑星学, 岩波書店, 286 pp.
- [5] 国立天文台, 2023: 理科年表 2024, 丸善出版, 78 pp.
- [6] NASA/JPL-Caltech. “NASA’s Mars Landing Sites, including In-Sight”. NASA. 2013. <https://science.nasa.gov/photojournal/nasas-mars-landing-sites-including-insight/>, (最終閲覧日 2026/02/12).