

特集「変遷する火星環境」

大気大循環モデルによる火星気候の再現実験 —現状とダストの扱いにおける課題—

高橋芳幸¹，小高正嗣¹，林 祥介¹

1. はじめに

近年の米国探査機による火星大気観測により，それ以前の観測よりもはるかに高い時空間分解能を持つ長期間の火星大気の情報を得られるようになった．例えば，Mars Global Surveyor (MGS) 搭載の赤外放射スペクトル計 (Thermal Emission Spectrometer, TES) や Mars Odyssey 搭載の赤外線撮像システム (Thermal Emission Imaging System, THEMIS) による赤外スペクトル観測は，観測可能な地方時は限定されるものの，気温，大気中に浮遊するダスト， H_2O 氷の全球分布およびその季節変化を観測している [1, 2]．現在ではこれらの観測結果を用いて火星大気大循環の特徴を議論する事が可能となりつつある．

探査機を用いた観測と並行して，米国，欧州，そして日本国内において数値モデルを用いた火星の大気循環に関する研究が盛んに行われるようになってきた．現在では世界各国の研究グループによって火星大気大循環モデルの開発と改良が行われており (2003 年にスペインで行われた火星大気モデルと観測に関するワークショップ, Workshop on Mars Atmosphere Modelling and Observations [3] に参加したグループだけで 5 つ)，新たに開発を開始する研究グループも現れている．これらの火星大気大循環モデルは，風速など観測が難しい物理量に関する情報を提供してくれるだけでなく，火星大気循環全体に関する総合的なデータを提供する装置として火星気候を理解する上で重要な役割を果たすようになりつつある．

本稿では火星大気大循環モデルの現状とそれが抱え

る問題点について述べ，大気大循環モデルに基づく火星研究の展開について議論を行う．まず火星大気大循環モデルが現在の火星気候をどの程度再現できるかについて，我々のモデルの結果と観測結果との比較を用いて示す．次に近年行われるようになった火星大気大循環モデルを用いたダスト循環の研究について紹介する．

2. 火星大気大循環モデルの概要

火星大気大循環モデルの開発に携わっている研究グループとしては，現時点において我々の知る範囲で以下の 6 つがある．NASA Ames Research Center [4]，Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) [5]，Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) du CNRS [6]，Oxford University [6]，東京大学気候システム研究センター [7]，そして我々のグループ [8, 9] である．これらのグループで開発されているそれぞれの火星大気大循環モデルは，各種物理過程の表現レベルや数値的な取り扱いの詳細には違いがあるものの，その枠組は概ね共通している．

火星大気大循環モデルの力学過程 (流れの場の記述) は，鉛直方向に静水圧近似を行った流体の運動方程式，連続の式，熱力学の式から構成される．現在のモデルの標準的な水平解像度は緯度経度にしておよそ $5^\circ \times 5^\circ$ ($300 \text{ km} \times 300 \text{ km}$) 程度である．鉛直解像度は各グループのモデルによって異なり，モデル大気の鉛直層数がおおよそ 20 ~ 40 の範囲で様々な解像度が試されている．大気境界層を表現するためにモデルの最下層

1. 北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

は地上 5~30 m にあり、高高度まで達する火星の子午面循環を表現するため、下層大気の大循環に注目するモデルでも上端は高度 80 km 以上に配置される事が多い¹⁾。

火星大気大循環モデルの物理過程（流れ以外の場の記述）は大きく分けて放射過程、乱流過程、大気主成分の CO₂ の凝結昇華過程、そして地表面過程からなる。火星大気中に浮遊するダストは、放射の吸収と散乱を通して大気の大気構造や循環構造に大きな影響を及ぼす。そのため放射過程においては主成分である CO₂ による赤外波長域での放射だけでなく、大気中に浮遊するダストによる可視と赤外波長域での放射も考慮されている。これらダスト放射過程による加熱冷却率の計算においては、過去の観測に基づくダストの単一散乱アルベド、消散効率、非対称因子といった光学パラメータが用いられている。

ダストや水蒸気といった微量成分の分布を陽に計算する最近のモデルでは、力学過程に微量成分の連続の式を含み、物理過程にもそれら微量成分に特有のものが含まれる。例えばダストの分布を計算するモデルでは、ダストの巻き上げ過程と重力沈降過程が考慮される。水蒸気の分布を計算するモデルでは、水蒸気の凝結昇華過程が考慮される。

しかしながら、ダストの分布を陽に計算して火星の気候状態を再現することは、4 節に詳述するように、ようやくその試みが始まった段階にすぎない。火星の大循環研究においては、放射計算に必要なダストの分布を陽には計算せずに外部的に与える事が行われてきた。このようなモデルでのダストの分布としては、水平方向には一様、鉛直方向には Conrath [10] によって示された分布、またはそれを若干修正した分布が用いられる事が多い。Conrath によるダストの質量混合比 q の鉛直分布は、乱流拡散によるダストの上向き輸送と重力沈降によるダストの下向き輸送とのつりあいから導かれる：

$$q(p) = q_0 \exp \left\{ v \left(1 - \frac{p_0}{p} \right) \right\} . \quad (1)$$

1. 全球規模での循環の表現において火星大気が地球大気のと大きく異なるところは、大気上端高度を高高度にとっておかなければ下層での表現が上端境界の影響を強く受けてしまう、という点である。地球大気は湿潤対流に起因する強い成層安定性を持った対流圏とオゾン層に起因するやはり強い成層安定性を持った成層圏に特徴づけられている。鉛直対流運動に対するような障壁は火星大気にはない。

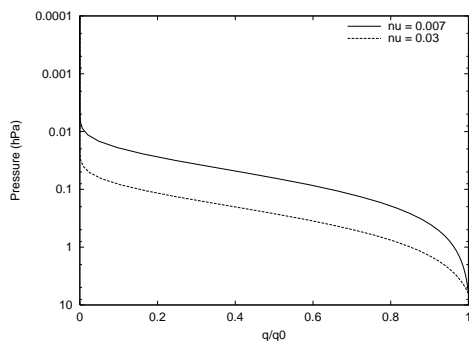


図 1: モデルで使われる事が多い標準的なダストの鉛直分布

ここで p は気圧、 p_0 , q_0 , v は定数であり、これらは火星条件に整合的な値を適宜与える。 q_0 はダストの総量である。 p_0 は多くの場合 6~7 hPa としている。鉛直方向のダストの広がりを決めるパラメータ v の値としては、平常時の分布を示す値として 0.03、ダストストーム時の分布を示す値として 0.007 がそれぞれ標準として用いられることが多い。図 1 にそれぞれの場合の鉛直分布を示す。実際の火星大気におけるダスト分布の変動を考慮して、ダスト総量 q_0 の時間空間分布を経験的に与えているモデルもある。

乱流過程に関しては、モデルによって異なる乱流モデル方程式や異なるレベルの表現が用いられている。例えば、モデル大気中の温度構造に依存して診断的に乱流拡散係数を求める方法や、乱流運動エネルギーを予報してその値から乱流拡散係数を計算する方法が採用されている。

主に極域で起こる CO₂ の相変化と、それに伴う大気の総質量の季節変化は、どのグループのモデルでも考慮されている。これによりモデルの極域で極冠を表現することができる。極冠の CO₂ 氷のアルベドと射出率は、過去に Viking によって観測されたような地表気圧の季節変化が概ね再現されるような値が与えられている。

地表面温度は地面における熱収支と、地下での熱伝導を計算する事で求められる。モデルの下部境界条件にあたる地面の起伏は、MGS 搭載のレーザー高度計 (Mars Orbiter Laser Altimeter, MOLA) の観測によっ

て得られた地形データ [11] に基づいている。地面のアルベドおよび熱慣性の分布は, Mariner 9, Viking, MGS 等の探査機によって得られたデータ [例えば 12, 13] を基に与えられている。

3. 観測結果との比較

本節では, 我々の火星大気大循環モデルの計算結果と観測結果との比較を示す。

比較する観測結果は, Viking 観測年の地表気圧と極冠の季節変化, Mars Pathfinder (MPF) 着陸時および MGS による観測 1 年目の気温分布である。4 節で述べるように, 現状ではモデル内でダストの巻き上げや輸送過程を計算し, 現実的なダスト分布を予報する事は非常に難しい。そこでダスト分布は観測値を参考に外部的に与えることにし, その条件下で我々の火星大気大循環モデルが観測結果をどの程度再現することができるかについて調べることにする。結論から言うと, ダスト分布を適切に与えれば我々の火星大気大循環モデルは現在の火星の気候をおよそ再現できる。我々のモデルを用いた計算結果と観測との違いは, 他のグループの場合 [4, 7, 14] とほぼ同程度である。したがって, 本節に示す我々のモデルによる計算結果は, 概ね現在の標準的な火星大気大循環モデルによる計算結果であると考えてよい。

3.1 ダスト分布の与え方

残念ながら現在およびこれまでの観測データから, 数値モデルが必要とするダストの 3 次元分布を得る事はできない。ここでは, 先行研究 [4] に従い, 2 節で紹介した Conrath [10] の鉛直分布を仮定し, 大気全層に対するダストの光学的厚さを観測データから与えることにした。図 2 は Viking 観測年を想定した実験で与えた大気全層に対するダストの光学的厚さの季節変化である。MPF 着陸時を想定した実験での光学的厚さも Viking 観測年を想定した実験と同じものを与える [14]。これらの実験では光学的厚さは全球

一様であるとしている。図 3 は MGS 観測年を想定した実験で与えた大気全層に対するダストの光学的厚さの緯度 - 季節変化である。この実験では光学的厚さは緯度依存性をもつが東西一様であるとしている。Conrath [10] の分布におけるパラメータ v は, Viking および MGS 観測年を想定した実験では $v = 0.03$ (図 1 参照), MPF 着陸時を想定した実験では, Haberle ら [4] にならって $v = 0.003$ とする²。

ダストの光学的厚さを観測した波長域は, Viking 着陸船では可視, MGS では赤外である。それぞれの観測年を想定した実験において観測されていない波長域の光学的厚さを与えるために, Forget [16] に従って可視光のダストの光学的厚さの赤外光のそれに対する比は 2 とした。

3.2 Viking 観測年の大気量変化

図 4 に Viking 観測年を想定した実験から得られた Viking 着陸船 1 号機の着陸地点に最も近い格子点における日平均気圧の季節変化を示す。図 4 には Viking 着陸船 1 号機によって観測された日平均気圧の季節変化もあわせて示した [15]。モデルから得られた日平均気圧の季節変化における振幅と位相は, 観測されたものとほぼ等しい。

また Viking 観測年を想定した実験から得られた極冠の低緯度境界の位置は, 観測された極冠の低緯度境界とほぼ一致している (図は示さない)。計算された極冠における CO_2 氷の面積密度の最大値は, MGS 搭載 MOLA によって観測された極域地表面高度の季節変化から推定される面積密度の最大値と大きな違いはない。

3.3 MPF 着陸時および MGS 観測年の温度分布

図 5 に MPF 着陸時を想定した実験から得られた, 着陸地点に最も近い格子点における鉛直温度分布を示す。温度の日々変化を考慮して, 着陸日前後の 10 日間の計算結果を示している。図 5 には MPF による観測結果もあわせて示した [17]。モデルの計算結果

² $v = 0.03$ はダストストームではない時に良く用いられる業界標準値。 $v = 0.003$ は Haberle らによって, この値でないモデルの計算結果が MPF 着陸時の観測結果と合わないことされた値。

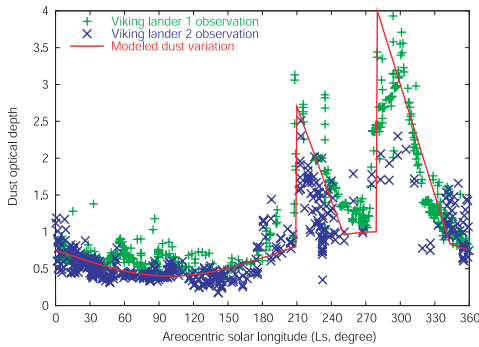


図 2： 8 hPa 気圧面における Viking 観測年の可視光（波長 $0.67 \mu\text{m}$ ）に対するダストの光学的厚さの季節変化：実線はモデルに与えた値。+，×は 2 機の Viking 着陸船による観測結果 [15]。Lsは黄経であり， 0° ， 90° ， 180° ， 270° がそれぞれ北半球の春分，夏至，秋分，冬至を表す。

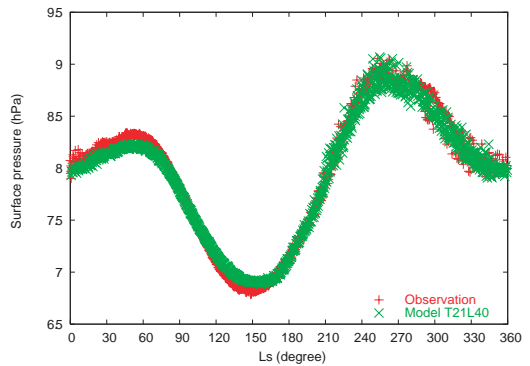


図 4： Viking 観測年における日平均気圧の季節変化：×はモデルから得られた Viking 着陸船 1 号機の着陸地点に最も近い格子点における日平均気圧の季節変化。+は Viking 着陸船 1 号機による観測結果 [15]。

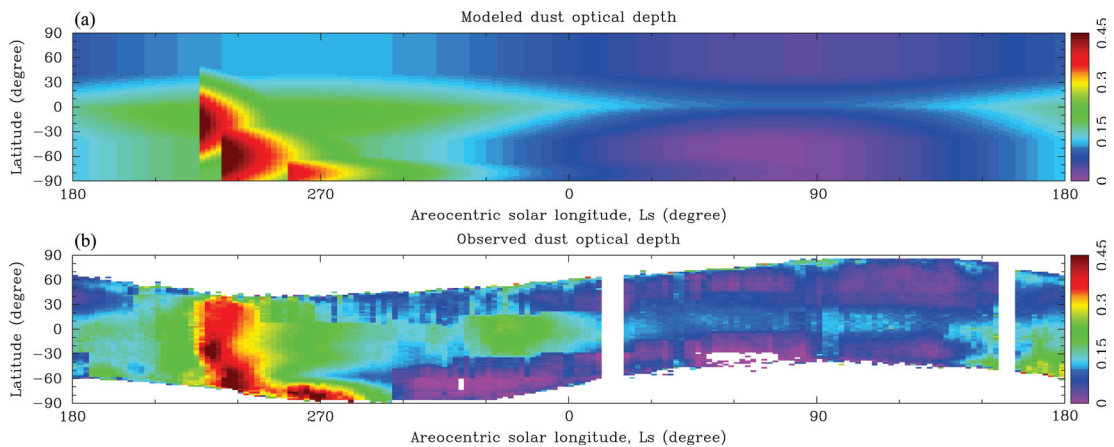


図 3： 6.1 hPa 気圧面における MGS 観測年の赤外光（波長 $9 \mu\text{m}$ ）に対するダストの光学的厚さの緯度-季節変化：(a)モデルに与えた緯度-季節変化，(b)MGS 搭載 TES の観測から得られた東西平均したダストの光学的厚さ（M. D. Smith 博士より提供）。

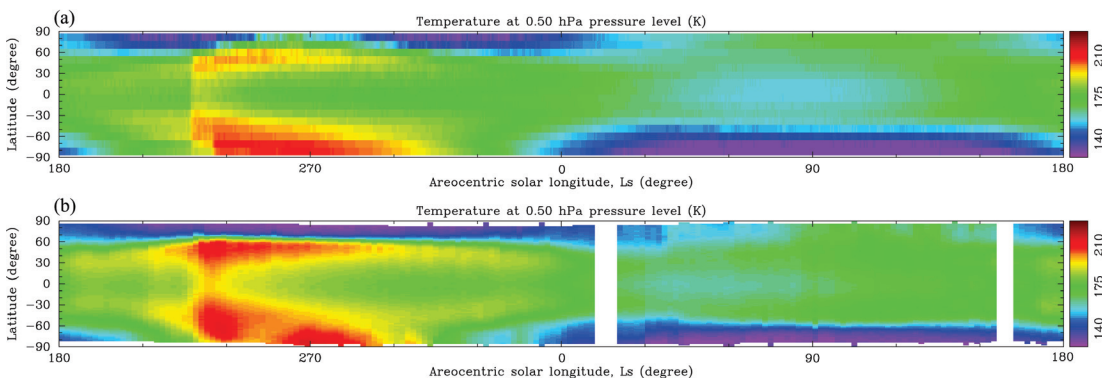


図 7： MGS 観測年における 0.5 hPa 気圧面（高度約 20–25 km）における温度の緯度分布の季節変化。(a)モデルの計算結果，(b) MGS 搭載 TES による観測結果（M. D. Smith 博士より提供）。

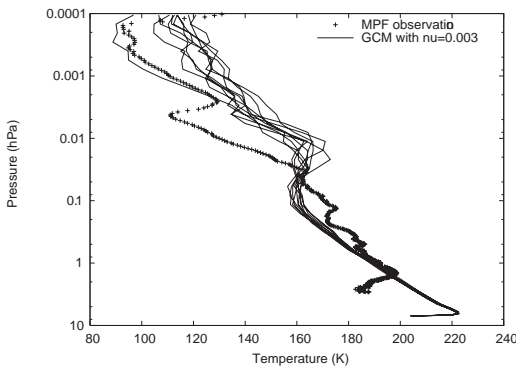


図5：MPF 着陸時 ($L_s=142^\circ$) の着陸地点における温度分布：実線は着陸地点に最も近い格子点における 10 日分のモデルの計算結果。+ は MPF による観測結果 [17]。

は 0.3~1 hPa 気圧面の高度において観測結果と比較的良好一致を示している。1 hPa 気圧面よりも低高度においては、モデルの温度は観測結果よりも高く、観測結果には 1 hPa 気圧面付近に逆転層が存在する。この 1 hPa 気圧面付近の逆転層は、 H_2O 氷による放射効果に起因している可能性が指摘されており [4, 18]、1 hPa 気圧面よりも低高度におけるモデルと観測との温度差はモデルで雲の効果を考えていないことが原因であると考えられる。0.03~0.3 hPa 気圧面の高度においては、モデルの温度は観測結果よりも低く、0.03 hPa 気圧面よりも高高度においてはモデル

の温度は観測結果より高い。他グループのモデルを用いた計算結果 [4, 6] にも同じ傾向の温度差が見られており、モデル計算と観測との温度差はどのグループのモデルの結果でも図 5 に示した程度となっている。この高度領域でのモデルと観測との温度差に関しては、原因は良く分かっていない。

図 6 に MGS 観測年を想定した実験から得られた北半球の秋 ($L_s=173^\circ$) における東西平均温度の子午面分布 (図 6a) と MGS によって観測された同じ季節の温度分布 (図 6b) [19] を示す。MGS によって得られる温度は、周回軌道の制約により各観測地点の地方時 2 時と 14 時の値に限られている。したがって、図 6 に示したモデルと観測の結果はともに地方時 2 時と 14 時の温度の平均の東西平均値である。モデルの結果には、MGS の観測に見られる両半球中高緯度 (およそ $60^\circ\sim 70^\circ$) の緯度方向の大きな温度勾配と、1 hPa 気圧面 (高度約 15~20 km) よりも高高度の緯度約 30° よりも低緯度において緯度方向にほぼ等温になる構造が表現されている。

1 hPa 気圧面よりも低高度では、モデルの温度は観測される温度とほぼ等しい。1 hPa 気圧面よりも高高度では、モデルの温度は 5~15 K ほど観測結果よりも低いが、他のモデルの結果も観測結果と同程度ずれ

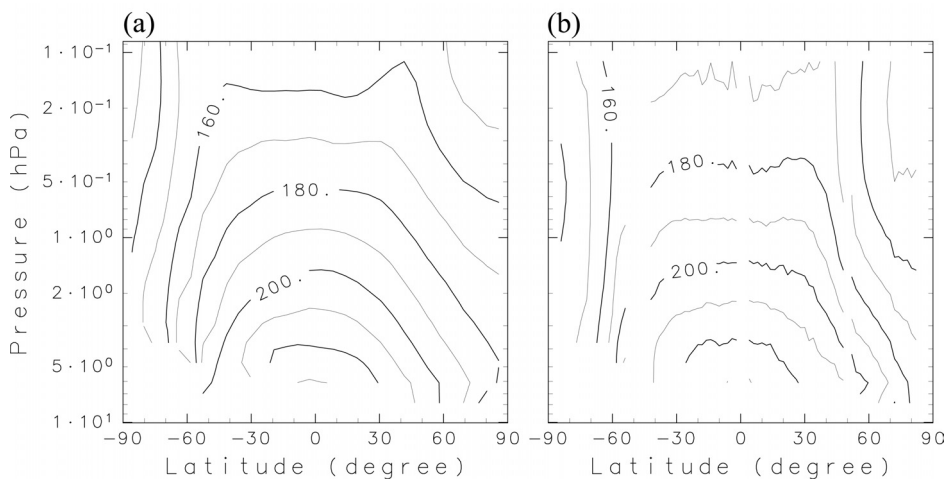


図6：MGS観測年の北半球の秋 ($L_s=173^\circ$) における東西平均温度の子午面分布：(a)モデルの計算結果、(b)MGS搭載TESによる観測結果 [19]。

ることがある。この 1 hPa 気圧面よりも高高度におけるモデルと観測の違いの主な原因は、ダスト分布とダストの光学パラメータの不確定性であろうと考えられる。

図 7 に MGS 観測年を想定した実験から得られた 0.5 hPa 気圧面 (高度約 20~25 km) における温度の緯度 - 季節変化 (図 7a) と、MGS によって観測された温度の緯度 - 季節変化 (図 7b) を示す。図 7 に示したモデルと観測の結果はともに地方時 2 時の温度の東西平均値である。モデルの温度の季節変化は、観測された季節変化の特徴を定性的には良く再現している。北半球の秋から冬 ($L_s = 210^\circ \sim 310^\circ$) にかけて発生したダストストームに伴う温度上昇は、観測結果と整合的である。北半球の冬至 ($L_s = 270^\circ$) の時期を除くと、冬半球の中緯度 (60° 付近) において見られる大きな温度勾配の構造も観測されるものと整合的である。モデルの結果に見られる、ハドレー循環の下降流域、すなわち、両半球中緯度付近 (およそ $30^\circ \sim 60^\circ$) に定常的に存在する高温域は、観測結果にも見ることができる。図 7 に示したモデルの温度と観測された温度との差は、大きなところで 5~20 K 程度である。この差もやはりダスト分布とダストの光学パラメータの不確定性が原因であろうと考えられる。

4. ダスト循環再現実験

3 節で示したように、現在用いられている火星大気大循環モデルは観測に基づくダスト分布を与えれば現在の火星の気候をおよそ再現することができる。近年では次のステップとしてモデル内でダストの分布を計算し、ダストストームの発生と衰退を再現することが試みられている。

本節ではそのような試みにおいて直面している問題点について解説し、実際に大気大循環モデルを用いて行ったダスト循環研究の例を紹介する。

4.1 ダスト巻き上げ過程

大気大循環モデル内でダストの分布を計算するためには、ダストの地表面からの巻き上げ、風による移流、乱流による混合、そして重力沈降を考慮する必要がある。これらの過程のうち、最も不確実性が大きい部分は地表面からのダストの巻き上げ過程である。この過程をどのようにモデル化するかが課題となっている。

火星大気中で観測されるダストの粒径は $2 \mu\text{m}$ 程度 [20] であるのに対し、風によって最も巻き上げやすい粒子の粒径は火星を想定した風洞実験によれば $100 \mu\text{m}$ 程度 [21] であることから、地表面からのダスト巻き上げは以下のような過程で生じると考えられている。大気境界層内に吹く風によって生じる地表面応力によって、まず $100 \mu\text{m}$ サイズの粒子が跳ね飛ばされる。このサイズの粒子は大気中に浮遊し続ける事ができず、すぐに地面に落下する。 $100 \mu\text{m}$ サイズの粒子が地面に衝突する際に生じる応力によって、 $2 \mu\text{m}$ サイズのダストが巻き上げられる。 $2 \mu\text{m}$ サイズのダストを直接巻き上げるには音速に匹敵する程度の地表風速が必要であり、そのような地表風は火星で観測されていないこともこの巻き上げ過程を支持する根拠となっている。また、別のダスト巻き上げ過程として、火星でしばしば観測されるダストデビル (dust devil, 砂塵旋風) を考える事で、 $2 \mu\text{m}$ サイズのダストを直接巻き上げることができる可能性も示唆されている [21]。ダストデビルの通過に伴う一時的な気圧減少によってダストの巻き上げに必要な風応力が低下し、通常よりも弱い風で $2 \mu\text{m}$ サイズのダストを直接巻き上げる事ができるというものである。

これらのダスト巻き上げ過程を大気大循環モデルに組み込むためには二つの問題がある。一つは大気大循環モデルの解像度に起因する問題である。2 節で述べたように、現在用いられている標準的な火星大気大循環モデルの水平格子間隔はおよそ $300 \text{ km} \times 300 \text{ km}$ 程度であり、モデルから計算される温度や風はその空間格子スケールの平均値を表している。しかし、現実にはそのような空間格子以下のスケールを持つ鉛

直対流や局地循環が存在しており、これらの流れに伴う風速変動はダストの巻き上げにとって無視できない。実際、小高ら [22] は高い空間分解能 (格子間隔 100 m) を持つ 2 次元数値モデルを用いて火星の日変化に伴う鉛直対流を陽に計算し、地球では大気境界層に存在するような対流が火星では対流圏にまで及び、それに伴う強い風がダストの巻き上げに寄与しうることを示した。大循環モデルには、モデルの格子間隔以下のスケールを持つこのような局所的な風速変動の寄与を何らかの方法で取り込む必要がある。

もう一つの問題はダスト巻き上げ過程をモデル化する際に導入されるパラメータの不確定性である。前述した現在考えられているダスト巻き上げ過程において、乱流的な風によって直接巻き上げられる $100 \mu\text{m}$ サイズの粒子の風下方向のフラックスと風速との関係は比較的よくモデル化されている。しかし $100 \mu\text{m}$ サイズの粒子の風下方向のフラックスと、そのサイズの粒子によって弾き出される $2 \mu\text{m}$ サイズのダストの巻き上げフラックスとの関係はよく分かっていない。また、ダストデビルに伴う気圧減少がどの程度の時間スケールで地中のどの程度の深さまで影響を及ぼすのかはまだ良く分かっていない。いずれの場合にも、現状では何らかの関係を決めるパラメータを導入してダスト巻き上げ過程をモデル化せざるをえない。

4.2 近年の研究例

従来の火星大気大循環モデルによる研究では、地表面におけるダストフラックスを一定とする [5, 23] などの便法で地表面からのダスト供給問題が処理されていたが、近年では、4.1 節で述べたような観点から地表面でのダスト巻き上げ過程をモデル化し、ダスト循環の数値実験が試みられつつある。この節では Newman ら [24, 25] によるモデル化と数値実験の例を紹介する。

Newman らは、格子点サイズ以下の微細な流れ場の特徴をパラメータ化することで地表面におけるダストフラックスモデルを定式化し、それを組み込んだ大循

環モデルが大気中のダスト量にどのような時間変動をもたらすのかを調べている。Newman らはダスト巻き上げに関与する大気境界層内の局所的な風の揺らぎの構造を 2 種類に分割して考慮している。一つは連続的な時空間分布を持つ乱流的な運動による寄与であり、もう一つはコヒーレントな構造 (ダストデビル) による寄与である。

乱流的な運動による地表面でのダストフラックス V_N は以下のように計算する。

$$V_N = \alpha_N H, \quad (2)$$

$$H = \int_{v_t}^{\infty} H(v) f(v, U, k) dv, \quad (3)$$

ここで U は大気大循環モデルで計算されるモデル最下層での風速、 v_t はダストを巻き上げるために必要となる風速の閾値、 $H(v)$ は風速が v の時の $100 \mu\text{m}$ サイズの粒子の風下方向のフラックス、 $f(v, U, k)$ は平均的な風速が U の風の場合において風速揺らぎが v となる確率密度関数、 k は風速分布の幅を規定するパラメータ、そして α_N は $100 \mu\text{m}$ サイズの粒子が地面に衝突して $2 \mu\text{m}$ サイズのダストを巻き上げる効率因子である。この方法においては、大気大循環モデルの最下層における風速がいくら小さい場合でも、分布関数の幅がゼロでない限りは分布関数に含まれる高速風成分によってダストが巻き上げられる。

ダストデビルによるダスト巻き上げ過程については、Newman らは 2 種類の定式化を行っているが、ここではそのうちの一つについて説明する。ダストデビルによる地表面でのダストフラックス V_D は以下のように計算する。

$$V_D = \alpha_D \Lambda, \quad (4)$$

$$\Lambda = \eta F_s, \quad (5)$$

ここで F_s は地面での顕熱フラックス、 η はダストデビルに伴う熱対流を熱機関として考えた場合の熱効率、 Λ は上記のように定義されるダストデビルの活動度、 α_D はダストデビルがダストを巻き上げる効率因子である。この方法においては、地面から大気に与えられる熱フラックスがある限りダストが巻き上げら

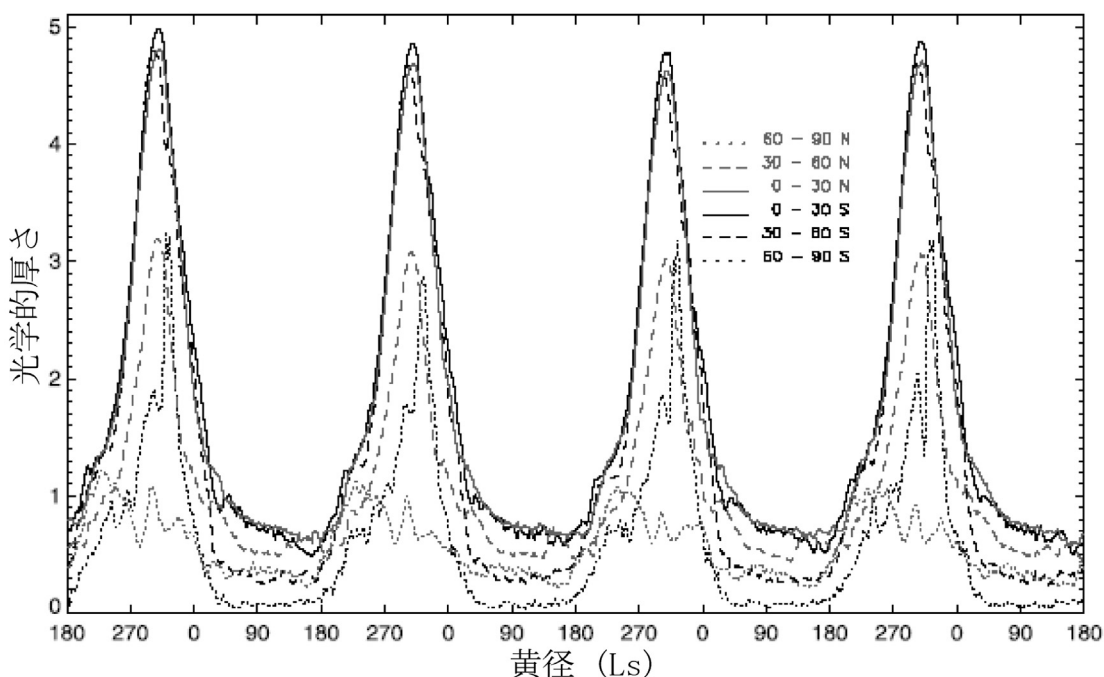


図8: Newman らによって行われた数値実験から得られた各緯度帯での可視光に対するダストの光学的厚さの季節変化 (Newman ら[25], Figure 1を改変). この計算では乱流的な運動によるダスト巻き上げモデルのみを考慮している.

れる.

以上のように, 風速の確率密度関数 f を導入することにより, あるいは, ダストデビルの活動度を鉛直対流を熱機関として考える事で平均的に表現することにより, 大気大循環モデルでは陽には表現できない風速変動の寄与を考慮することを形式的には可能とした. しかし, (3) 式中の f の関数形が良くわかっているわけではなく, これを観測的に決めることも容易ではない. また, (2), (4) 式で使われている効率因子 α_N, α_D の値も良く分かっているわけではない.

図8にNewman らによって行われた数値実験から得られたダストの光学的厚さの季節変化を示す. この計算では, 上に述べた乱流的な運動によるダスト巻き上げモデルのみを考慮しており, ダスト巻き上げモデル内のパラメータはダストの光学的厚さが観測値に近くなるように与えられている. この例で得られた光学的厚さの絶対値 (0.1~5) は観測値の範囲内である. 計算により得られたダストの光学的厚さの季節変化は

観測されているものと整合的であり, 「ダストストームシーズン」と呼ばれる南半球の夏の時期 ($L_s = 270^\circ \sim 0^\circ$) にダストが多く, 北半球の夏の時期 ($L_s = 70^\circ \sim 180^\circ$) にダストが少なくなっている. しかし現実の火星で起こるような突発的なダストストームの発生は表現できていない. これは (2), (3) 式に示したように, モデル最下層の風速がいくら弱くてもダストが巻き上げられることで, ダスト分布が時空間的に滑らかになるためである. 同様の傾向は上記のダストデビルによる巻き上げモデルを組み込んだ実験でも見られる (図は示さない).

大循環モデルで表現できる最下層の風が弱い時には乱流的運動も活発でなく, したがって風の揺らぎを考慮しても風速が巻き上げ必要速度を超えられないのでダストが巻き上げられない. このように考えると, (3) 式における確率密度関数を修正し, 風が弱い時にはダストを巻き上げないような閾値を持っているのが自然であろうということになる. そこでNewman らは極

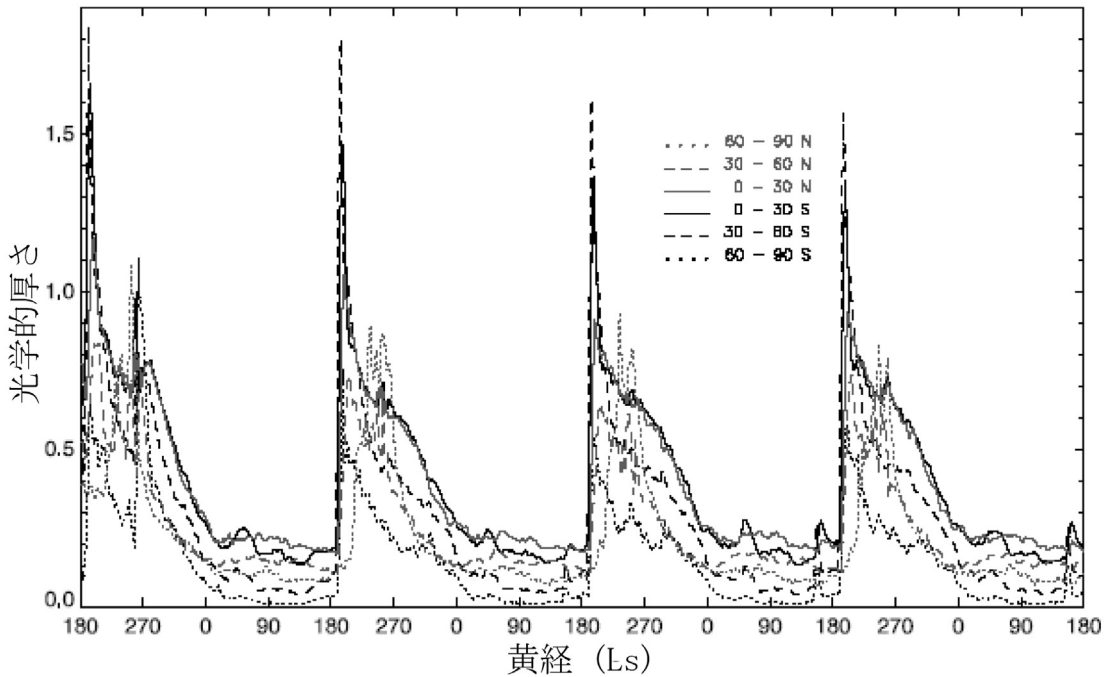


図9: Newman らによって行われた数値実験から得られた各緯度帯での可視光に対するダストの光学的厚さの季節変化 (Newman ら[25], Figure 3を改変). この計算では乱流による風の揺らぎの確率密度関数の幅をゼロとし, ダストデビルによるダスト巻き上げモデルを併用している.

端な例として (3) 式において確率密度関数の幅をゼロとして実験を行った. この巻き上げモデルでは, モデル最下層の風速が $100 \mu m$ サイズの粒子を巻き上げるための閾値を越えた場合, つまりモデルで非常に強い風が予報される場合にのみダストが巻き上げられることになる. ただし, 過去の観測から火星大気中には定常的にダストが存在していることが知られているため, 背景場に定常的に存在するダストを巻き上げるために上記のダストデビルによるダスト巻き上げモデルを併用している.

図 9 にそのような閾値を持ったダスト巻き上げモデルとダストデビルによるダスト巻き上げモデルとを考慮した数値実験から得られたダストの光学的厚さの季節変化を示す. ダスト巻き上げモデル内のパラメータはダストの光学的厚さが観測値に近くなるように与えられている. 図 9 で注目すべき点は, 南半球の夏の時期 ($L_s = 200^\circ \sim 270^\circ$) にダストの光学的厚さの急激な増加が見られることである. これは, 数値モデル

内で突発的な大規模ダストストームの発生が表現できたことを示している. モデルで計算された大規模ダストストームの発生時期と場所は, 過去に観測されたダストストームのそれらと整合的である.

Newman らによるダスト巻き上げモデルは, 現状で考えられているダスト巻き上げ過程を忠実に表現しようとしている点で評価でき, 実際に大規模ダストストームの自発的な発生を表現できた点で価値のある仕事となっている. 同時に, 火星大気においては格子点サイズ以下の運動構造の表現が全球規模での気候表現に非常に重要であることを例示している. 一方, 残念ながら, 上に指摘したように, モデル内で突発的な大規模ダストストームを発生させるためには, 乱流的な運動に伴う風の揺らぎの分布関数をうまく選んでやらなければならない. さらに, Newman らの実験結果には観測結果と整合的でない点が存在し, ダスト巻き上げ過程の研究とその大規模循環モデルへの組み込みがまだまだ始まったばかりであることを示している. 例えば,

南半球の夏の時期 ($L_s = 200^\circ \sim 270^\circ$) では毎年必ず大規模ダストストームが発生することになっているが、この結果は現実火星での大規模なダストストームの発生パターンとは矛盾する。現実火星では大規模ダストストームが起こる年もあれば、起こらない年もあるからである。このような食い違いは、火星大気における鉛直対流や境界層乱流に関する我々の知識が不十分である事を如実に表しており、ダストデビルという派手な現象の認知とあいまって、火星大気研究には大気の微細な運動構造を調べることのできる領域高分解能モデルの投入が進められつつある [26]。

5. まとめと今後の展開

火星大気大循環モデルは、観測から得られている大気全層に対するダストの光学的厚さを基にその分布を適宜与えることにより、現在観測されている火星の気候の概略を表現することには成功している。この点においては、火星大気大循環モデルの開発研究を行っている各グループのモデルの計算結果の間にそれほど大きな違いは見られない。このことは全球規模での放射加熱冷却に伴う大気循環の力学的な基本構造が地球大気において知られているものときほど違わないことの現われと言うことができるだろう。

近年の火星大気大循環モデルの研究としては、ダストの分布をモデル内で決定し、大規模ダストストームの発生と衰退を表現する試みが行われるようになってきている。南半球の夏という観測で知られているのと整合的な時期と場所で自発的な大規模ダストストームの発生を示した計算例も報告されるようになってきた。しかし現在のところ、大規模ダストストームが年によって発生したりしなかったりするという特徴は再現することができていない。

観測されている火星大気の大規模循環構造や温度構造をより詳細に再現し、モデル計算の正当性を検証するためには、ダストの3次元分布とその光学パラメータの不確定性を押えなければならない。これまでのダ

スト観測では、その鉛直分布に関する情報はほとんど得られていない。ダストの光学パラメータは観測に基づいて与えられているが、その値には不確定性がある。不確定性の範囲内での光学パラメータの違いは計算される温度分布に違いをもたらす可能性がある。ダストの鉛直分布と光学パラメータに関する情報が得られるような火星観測が強く望まれている。

大循環モデルによるダスト分布の予報性能を向上させるためには、ダスト巻き上げの効率因子などの微細過程パラメータの不確定性を押えると同時に、巻き上げに寄与すると考えられるモデル格子間隔以下のスケールでの風の変動とその表現を検討する必要がある。微細過程の不確定性を押えるためには室内実験が有効であろう。これまではあまり良く分かっていない $100 \mu\text{m}$ サイズの粒子が地面に再衝突する事による $2 \mu\text{m}$ サイズのダストの巻き上げ効率を実験的に見積もることができるに違いない。同時に、そのような室内実験でダストデビルを再現することで、ダストデビルの旋回中心における気圧減少がダスト巻き上げ過程に及ぼす影響を定量的に見積もる事ができるだろう。このような実験には火星の環境を再現できるような風洞の開発が必要になるが、これらの実験によってダスト巻き上げ量の見積もりの精度は大きく向上する可能性がある。

風の変動を検討するためには高空間分解能の領域モデルを用いた数値実験を行うことが有効であろう。大循環モデルでは陽に表現できない局所的現象とそれに伴う風の場合についての知見を集積することができるだろう。様々な背景場の条件下でダストデビルの再現実験を行う事で、ダストデビルの基本構造とその発生特性を調べる事が可能となる。また、領域モデルの高い空間分解能で、火星に見られる勾配の急な斜面を正確に表現し、それらに関連した局地循環に伴う強風や、それに伴うダスト巻き上げ過程についての知識も得る事ができるであろう。

ダスト分布の予報性能を向上させることにより、ダストと大気循環そして地表面が相互作用する系として

の火星気候を議論することが可能となる。そのような視点での研究は、これまでから一歩進んだ火星気候変動の理解へ道を開く可能性があるだろう。

謝辞

MGS 搭載 TES による観測結果の一部は、M. D. Smith 博士に提供して頂きました。査読者には建設的なコメントを頂きました。感謝いたします。

参考文献

- [1] Smith, M. D. et al., 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 23929
- [2] Smith, M. D. et al., 2003, *J. Geophys. Res.*, 108, doi:10.1029/2003JE002115
- [3] Workshop on Mars Atmosphere Modelling and Observations, 2003, Granada, Spain: ESA/CNES, <http://www-mars.lmd.jussieu.fr/granada2003/>
- [4] Haberle, R. M. et al., 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 8957
- [5] Wilson, R. J. and K. Hamilton, 1996, *J. Atmos. Sci.*, 53, 1290
- [6] Forget, F. et al., 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 24155
- [7] 黒田剛史 他, 2004, 大気圏シンポジウム 第18回 収録, 30
- [8] Takahashi, Y. O. et al., 2003a, *J. Geophys. Res.*, 108, doi:10.1029/2001JE001638
- [9] Takahashi, Y. O. et al., 2003b, Workshop on Mars Atmosphere Modelling and Observations (Abstract 2-5), Granada, Spain: ESA/CNES
- [10] Conrath, B., 1975, *Icarus*, 24, 36
- [11] Smith, D. E. et al., 1999, *Science*, 284, 1495
- [12] Pleskot, L. K, and E. D. Miner, 1982, *Icarus*, 50, 259
- [13] Palluconi, F. D, and H. H. Kieffer, 1981, *Icarus*, 45, 415
- [14] Lewis, S. R. et al., 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 24177
- [15] Lee, S. et al., 1995 "Viking Lander Meteorology and Atmospheric Opacity Data Set", NASA Planetary Data System, VL1/VL2-M-MET-3-P-V1.0, VL1/VL2-M-LCS-5-ATMOS-OPTICAL-DEPTH-V1.0, VL_1001
- [16] Forget, F., 1998, *J. Geophys. Res.*, 25, 1105
- [17] Schofield, T. et al., 1997 "Mars Pathfinder ASI /MET Data Record", NASA Planetary Data System, MPFL-M-ASIMET-4-DDR-EDL-V1.0, MPAM_0001
- [18] Schofield, J. T. et al., 1997, *Science*, 278, 1752
- [19] Christensen, P. R. et al., 1999, "Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer Standard Data Record", NASA Planetary Data System, MGS-M-TES-3-TSDR-V2, MGST_1190-MGST_1344
- [20] Pollack, J. B. et al., 1995, *J. Geophys. Res.*, 100, 5253.
- [21] Greeley, R., and J. D. Iversen, 1985, *Wind as a geological processes on Earth, Mars, Venus, and Titan*, Cambridge University Press
- [22] 小高正嗣 他, 2001, *ながれマルチメディア* 2001, <http://www.nagare.or.jp/mm/2001/odaka/>
- [23] Murphy, J. R. et al., 1995; *J. Geophys. Res.*, 100, 26357
- [24] Newman, C. E. et al., 2002, *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2002JE001910
- [25] Newman, C. E. et al., 2002, *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2002JE001920
- [26] Toigo, A. D. et al., 2003, *J. Geophys. Res.*, 108, doi:10.1029/2002JE002002