

火星の軌道角運動量が
火星大気に及ぼす影響を考慮した
ダストストームの発生予測

Shirley (2015, 2017), Newman et al., (2019) のレビュー

北海道大学 理学部 地球惑星科学科
惑星宇宙グループ 地球流体力学研究室 4年

石澤 尊

指導教員：石渡 正樹

2020/08/10

目次

第1章	はじめに	4
1.1	火星の基本情報	4
1.2	GDS について	8
1.3	これまでの研究	9
1.4	CTA とは	11
1.5	本論の目的と展開	12
第2章	古典力学の基礎	13
2.1	質点の力学	13
2.2	質点系の力学	16
2.3	ベクトルの座標系の変換	22
第3章	CTA 項の導出	26
3.1	導出のための準備	26
3.2	導出	29
3.3	CTA 項の導出	35
第4章	CTA を考慮したダストシミュレーション	37
4.1	dL/dt の変動	37
4.2	CTA を考慮したシミュレーション	39
4.3	極性ごとの CTA1 の結果	45

4.3.1	正極年	45
4.3.2	負極年	46
4.3.3	移行年	47
4.4	第 4 章のまとめ	48
第 5 章	正極年 GDS とダスト巻き上げ発生地域に関する考察	49
5.1	ダスト巻き上げの中心地域と CTA の関係	49
5.1.1	ダスト無限の場合のダスト巻き上げの初期領域	49
5.1.2	ダスト有限の場合のダスト巻き上げの初期領域	51
5.2	正極年における CTA1 の結果の考察	51
5.2.1	MY15	53
5.2.2	MY28	56
5.2.3	MY1 と MY27	59
5.3	第 5 章のまとめ	60
第 6 章	まとめ	61
付 録 A	Shirley (2015) 和訳	65
付 録 B	Shirley (2017) 和訳 (第 2 章, 第 3 章)	105
付 録 C	Newman et al., (2019) 和訳	123

要旨

火星では数年に一度、惑星規模の砂嵐が発生することが観測によってわかっている。この惑星規模の砂嵐が発生する年と発生しない年の違いは何であるのか。このことについて議論するため、近年、惑星規模の砂嵐をシミュレーションによって再現するため、様々なアプローチが取り組まれている。しかし、シミュレーションによってこの砂嵐を再現することはできずにいた。そこで、惑星規模の砂嵐を発生させ得る可能性のある新たなメカニズムである、CTA 項という考えが提唱された。CTA 項とは、火星の自転角運動量と軌道角運動量の相互作用を考慮することで新たに生まれる微弱な加速度のことである。本論では、CTA とはどのようなものなのかについて調べ、実際に CTA 項を導出し、CTA 項を含めたシミュレーション結果を見ることで、CTA が惑星規模の砂嵐の発生に本当に寄与しているかどうかを自身が納得できるまで考えている。その結果、CTA 項というものは確かに存在し、火星の大気循環や熱構造に影響を与えていると思われるが、CTA 項は非常に微弱な加速度であるため、Newman et al. (2019) のシミュレーション結果のように GDS の発生に大きく寄与しているわけではないのではないかと私は考えている。

第1章 はじめに

本論では、火星で発生する惑星規模のダストストームをより正確に予測するために、火星の自転角運動量と軌道角運動量が相互作用することで生まれる加速度項について考える。この加速度を考えるにあたって、Goldstein (1956), Shirley (2015, 2017) を参考にした。この加速度を考慮して火星のダストストームをシミュレーションした Newman et al., (2019) の論文を参考にし、ダストストームの発生を予測するに当たって必要な今後の課題を探していく。

1.1 火星の基本情報

まず、火星とはどのような惑星であるかを説明する。なお、以下に記されている値等は、Odaka (2007), Martin (2013) を参考にした。

火星は地球と同じように、主に岩石や金属などによってできている惑星で、地球型惑星と呼ばれている。火星は太陽系において、地球の一つ外側を公転する惑星であり、公転周期はおよそ 687 日である。火星の年は MY(Mars Years) と呼ばれ、MY 1 は地球の年 1956 年に始まった年として定義されている。また、火星の日はソル(Sol) と呼ばれ、1 ソルの長さは 24 時間 37 分である。火星の自転軸は 25 度ほど傾いているため、地球と似たような季節変化があり、火星の時期は L_s で表される。火星の北半球において $L_s = 0^\circ$ を火星の春分点とし、 $L_s = 90^\circ$ を夏至、 $L_s = 180^\circ$ を秋分点、 $L_s = 270^\circ$ を冬至としている。南半球においてはこの逆の周期になる。また、近日点(火星が最も太陽に近づく瞬間)は $L_s = 251^\circ$ である。直径は地球のおよそ半分ほどで、重力加速度は地球のおよそ 3 分の 1 ほどである。火星の大気の 95% は二酸化炭素であり、大気圧は 6hPa(地球の 1000 分の 6) である。火星の平均地表面温度はおよそ 218K になっている。地球と火星の違いを以下の表 1.1 にまとめた。

表 1.1: 地球と火星の違い. 上記 3 項目は Martin (2013), 残りの項目は Odaka (2007) を参考にした.

	地球	火星
自転周期	23 時間 56 分	1 ソル:24 時間 37 分
公転周期	365 日	MY1 年:687 日
自転軸の傾き	23.44°	25.19°
半径	6,378km	3,396km
太陽からの距離	1 億 4,960 万 km	2 億 2,790 万 km
重力加速度 (地球を 1 としたとき)	1	約 3 分の 1
平均地表面温度	280K	218K
大気圧	1013hPa	6hPa
大気の成分	窒素:77%	二酸化炭素:95%
	酸素:21%	窒素:3%
	その他:1%	その他:2%

火星の大気は常に砂と塵(ダスト)に覆われており, ダストは赤外線太陽放射を散乱, 吸収, 再放射し, それによって火星大気の熱構造と火星の大規模な大気循環に大きな影響を与える. 火星では地表からダストが巻き上がることがあり, このダスト巻き上げを発生させる仕組みは二種類存在する. 一つ目はダストデビルという, 垂直に対流する渦によってダストが巻き上がる. 二つ目は, 風応力が閾値¹⁾を超えた際にダストが巻き上がる.

この二つの仕組みによって火星の大気中にダストが巻き上がり, ダストの巻き上げは時折, ダストストームと呼ばれるものにまで成長することになる. ダストストームはその規模によって三種類に分類することができる. 一つ目はローカルストームと呼ばれており, 10^6km^2 以下の範囲を覆うもので, ローカルストームの持続期間は 1 ~ 2 日ほどである. 二つ目はリージョナルストームと呼ばれており, 10^6km^2 以上の範囲を覆うが火星の外周を囲むほどではない. このリージョナルストームの持続期間は数日に及ぶ. 三つ目はグローバルダストストーム (Global dust storm) と呼ばれており (以降, GDS と呼ぶ), 火星の外周を囲むほどの大きさで, 時には火星全体を覆うほどの大きさになる場合もある. 持続期間は 3 ヶ月ほどもある.

また, 本論では火星の地名が多く出てくるため, 火星の地形図を以下に載せる.

¹⁾風応力がある値を超えた際にダストが巻き上がる. この値を閾値という.

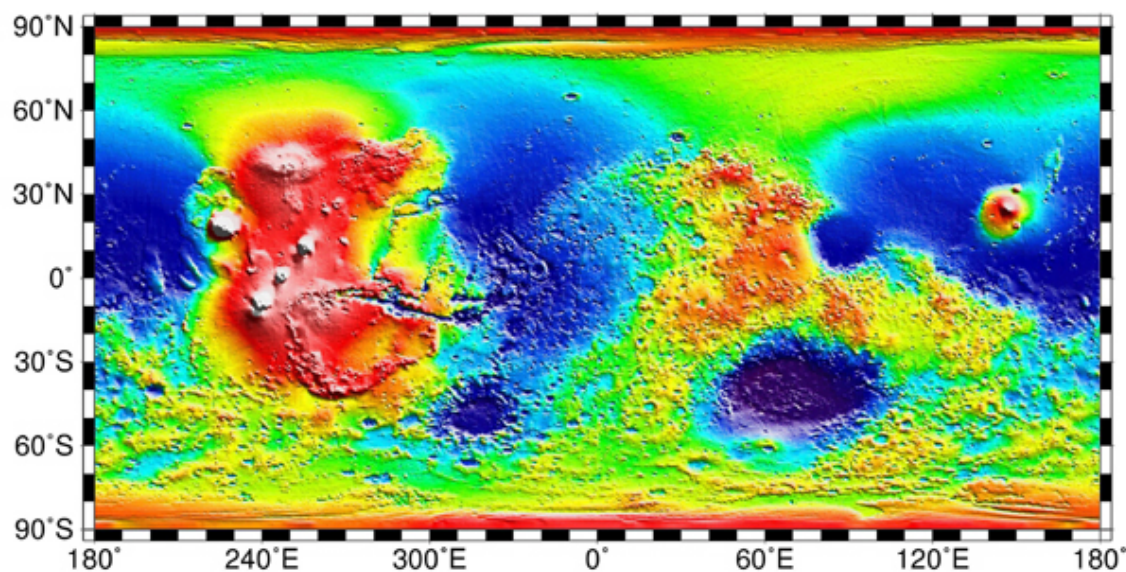


図 1.1: 火星の地形図. 1997 年から 2001 年に Mars Global Surveyor がレーザー高度計 (Mars Orbiter Laser Altimeter, MOLA) を用いて測定を行うことによって得られたデータから NASA が作成した起伏マップ. 標高差を強調するために色がつけられている. 青色の部分は標高が低く, 赤色の部分は標高が高い.

NASA MOLA Science Team

また, 次ページに図 1.1 に載っている地名の中で本論に出てくる地名の部分に印をつけ, 番号を割り振ったものを載せた. 番号が付けられた部分の地名は図の下に記載する.

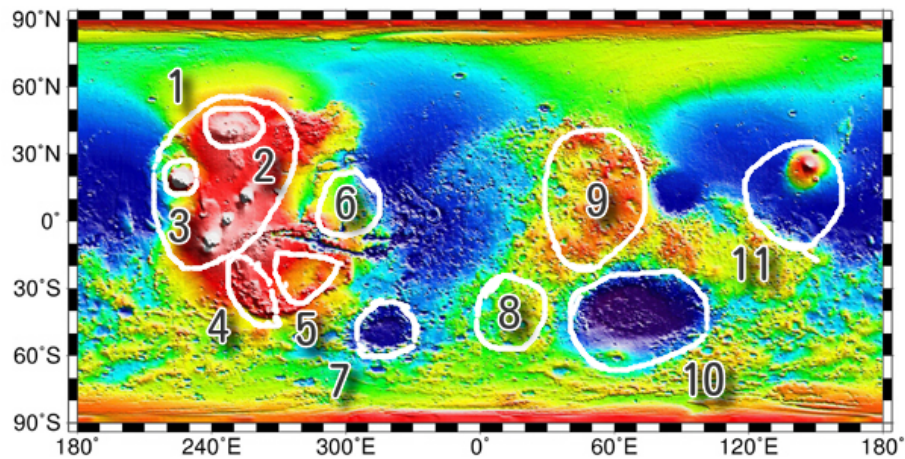


図 1.2: 図 1.1 に印をつけたもの. 丸で囲んだ地域の位置は正確ではなく, おおよその位置を示しており, 番号順に特に意味はない.

- 1. タルシス (Tharsis):赤道付近にある台地. タルシス地域内には火星最大の火山地帯がある.
- 2. アルバ・パテラ (Alba Patera):タルシスの北側にある楕状火山.
- 3. オリンポス山 (Olympos Mons):火星最大の楕状火山.
- 4. クラリタス (Claritas):タルシスの南東に位置する地溝帯.
- 5. ソリス (Solis):タルシスの南東, クラリタスの東に位置する地形.
- 6. クリュセ (Chryse):タルシスの東にある平原.
- 7. アルギル (Argyre):ヘラスに続いて大きい盆地.
- 8. ノアキス (Noachis):アルギルとヘラスの中間に位置する地形.
- 9. シルチス (Syrtis):ヘラスの北に位置する台地. 大シルチス (Syrtis Major) と呼ばれる.
- 10. ヘラス (Hellas):火星最大の盆地.
- 11. エリシウム (Elysium):赤道付近にある平原. 北方にはエリシウム山などからなる火山地帯がある.

1.2 GDS について

この節では前節で紹介した GDS について、もう少し詳しく説明する。GDS は 2 つ以上のリージョナルストームが合体してできることがあり、図 1.3 ではその一例を示している。図 1.3 では火星のダストストームの様子が写されており、図の左の下側に移っているリージョナルストームが成長して図の右の GDS になっている。また、ダストストームの膨張期は数週間しか続かないが、崩壊して正常な状態に戻るまでには数ヶ月を要することがある。

火星の中緯度の循環はハドレー循環に大きく影響を受けている。また、太陽放射が大きくなる近日点付近では、火星の北半球の季節は秋～冬、南半球の季節は冬～春になっている (L_s : $180^\circ \sim 310^\circ$)。よって、この時期にハドレー循環が強化され、ダストストームの活動も激しくなることがわかっている。この期間はダストストームシーズンと呼ばれており、この期間にダストデビルと風応力によるダスト巻き上げがピークに達する。GDS もこの期間に発生することがわかっている。GDS は火星でのおよそ 3 年に 1 回程度しか観測されず、5 年以上観測されない場合もある。GDS が発生すると 30~40K ほどの大規模な惑星大気の温暖化が観測によって推論されている。

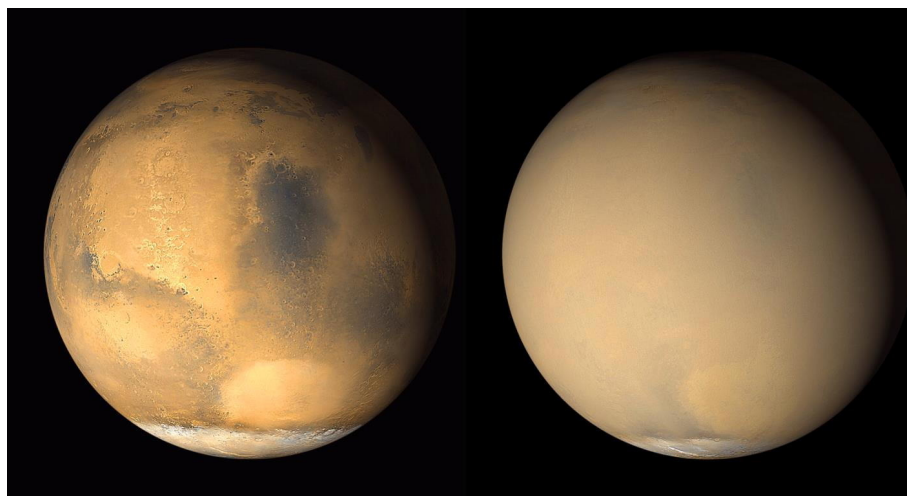


図 1.3: 2001 年に発生した火星の GDS. 左側: 2001 年 6 月下旬からの火星の写真で、南の極の端近くのヘラス (明るい楕円形の特徴) でリージョナルストームの活動が起こっていて、惑星の大部分の上側がクリアな状態を示している。右側: 1 ヶ月後の 2001 年 7 月の同じ視点からの画像では、惑星がほぼ完全にダストに包まれていることがわかる。GDS の発生時には、ダストは高度 60km 以上にまで広がり、崩壊期は数ヶ月に及ぶこともある。Shirley (2015) の Fig.1 より抜粋。

観測によって得られた、発生した GDS の表を以下に記す。しかし、この表の GDS

のリストの 1920 年から 1997 年までのデータは正確なものではない。火星と地球の公転運動のために、ダストストームシーズンを通して火星を観測し続けられることは稀である。このことが表 1.2 のリストの GDS の数が少ない理由である。また、1977 年には GDS が 2 回観測されているが、この 2 回のうち 2 度目の GDS は、1 度目の GDS によって巻き上がったダストによって引き起こされた可能性が高く、これらの GDS は別個のものであるとは考えられていない。

表 1.2: GDS のリスト. Shirley (2015) の Table1 参照.

Year	Mars year	L_s	Calendar dates	Inception date
1924-1925	-16	310	December 5 to January	1924.962
1956	1	249	August 19 to November	1956.631
1971-1972	9	260	September 22 to January	1971.723
1973	10	300	October 13 to December	1973.808
1977	12	204	February 15 to April	1977.123
1977	12	268	May 27 to October	1977.233
1982	15	208	October	1982.789
1994	21	254	April 9 to July	1994.271
2001	25	185	June 26 to October	2001.482
2007	28	262	June 22 to October	2007.471

1.3 これまでの研究

これまで、GCM を用いた実験によって火星のダストストームのパターンや時期の予測を試みてきた。最初期のモデルは巻き上がるダストの量を固定したモデルであった (Wilson and Hamilton, 1996)。その後のモデルはダストデビルや風応力によるダスト巻き上げをパラメータ化することによって進み、ダスト巻き上げを GCM の循環に基づいて予測可能にしている。実際のダスト巻き上げの仕組みはかなり複雑かもしれない (e.g. Kok et al., 2012) が、ダスト巻き上げをパラメータ化することにより、ダストストームの発生やダスト循環の経年変化などがある程度予測可能になっている (e.g. Newman et al., 2002a, b; Basu et al., 2004, 2006; Kahre et al., 2006; Newman and Richardson, 2015)。

しかし、観測されている GDS の大きな経年の変化の原因は何が原因であるのか、という問題は未解決のままである。言い換えれば、GDS に成長する年とリージョナルストームのみしか起こらない年があるのは何が原因であるのか。そしてなぜ、近日点付近より早く発生するダストストームやとても遅くに発生するダストストー

ムがあるのか。これらの疑問を解決するために、ダスト巻き上げが起こる原因となる、ダストデビルと風応力について考えられてきた。

ダストデビルによるダスト巻き上げは、Rennóet al., (1998) によってパラメータ化されている。ここではダストデビルによるダスト巻き上げのシミュレーション方法については述べないが、シミュレーションの結果についてわかったことを以下に記す。

予測されるダストデビルによるダスト巻き上げは、夏季にピークを迎え、地表から空までの温度勾配がピークとなる午後の早い時間帯に最大となる。一般的に、より多くのダストが巻き上がると、より多くの太陽放射が吸収されて日中の大気が暖かくなる一方で、より多くの太陽放射が吸収または散乱によって遮断されて地表が冷える (Newman et al., 2002a, Kahre et al., 2006)。この反応は、ダスト巻き上げが急速に増加するダストストームの発生時に生じる反応とは逆である。ダストデビルとダストストームの発生との間に相関関係がないことを示した観測結果 (e.g. Cantor, 2007) と組み合わせると、ダストデビルは火星のダスト循環に大きく寄与しているが、ダストストームの発生には大きく寄与していないことを示唆している。

次に、風応力によるダスト巻き上げに注目した。ダストデビルとは異なり、局所的なスケールや惑星規模 (大規模なダスト負荷では惑星規模での循環が強まるため) では、風応力によるダスト巻き上げは、一般的に強い正のフィードバック反応を持つ (Newman et al., 2002a)。この反応はダストストームの急速な発生と一致しており、風応力の上昇がダストストームの主な原因であることを示唆している。また、Basu et al., (2004, 2006) では、何年かごとに GDS を生み出す地表の風応力のパターンが存在しており、ダスト巻き上げを起こすことができる風応力の閾値が GCM の風応力のピークに近い、ということが論証された。

Basu et al., (2004) では、ダストストーム活動の指標として初めて用いた「T15」温度が計算される。これは、観測装置の $15\mu\text{m}$ 帯での観測を模して垂直方向に重み付けされた大気温度で、南緯 40 度から北緯 40 度の範囲で平均化されている。大きなダストストームは低緯度から中緯度の上空の温度に強く影響を与えるため、この T15 温度はダストストームの大きさと活動期間を非常に敏感に測定することができる。モデル化されたダストストームと観測された T15 温度を比較することで、モデル化されたダストストームの実在性を評価することができる。この T15 温度を用いたダストシミュレーションの欠点は、垂直方向のダスト分布を仮定しなければならず、仮定されたダスト分布が生成された T15 値に何らかの影響を与えることである。今後、より正確な火星のダスト分布を生成することが課題となっている。

図 1.4 は MY24-32 の T15 曲線を示している。MY24-32 の期間には GDS が 2 度、MY25 と MY28 で発生している。図 1.4 を見てみると、両方とも T15 温度のピークが 205K を超えている。次に温度が高いのは MY29 だが、T15 温度のピークは 200K を超えていない。ダストストームシーズンに達した T15 温度のピークよりも重要であると考えられているのは、それぞれの年で大規模なダストストームが活動する前の T15 温度から、T15 温度がどれだけ上昇したかということである。MY25 のダ

ストストームのピーク時の上昇は約 21K であり, MY28 のダストストームのピーク時の上昇は約 16K であった. 他の全ての MY では, どの年でもピーク時の上昇は約 10K を超えることはなかった.

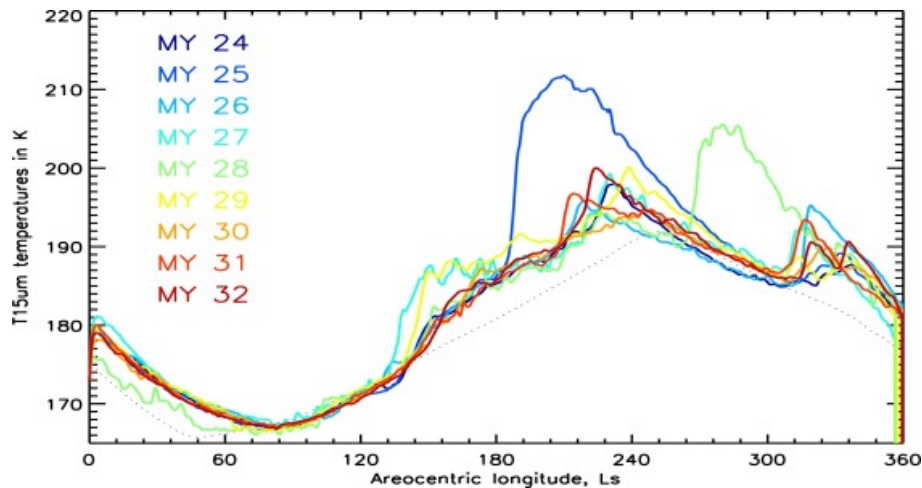


図 1.4: 火星の 9 年分の T15 曲線. 点線は, プロット間の T15 曲線を比較する際の目の助けとなるように提供されている. Newman et al., (2019) の Fig.2 より抜粋.

これまでのシミュレーションでは, 地表のすべての場所で, 無限にダストが巻き上がることを仮定してシミュレーションを行っている. しかし, 実際には年中ダストの量が少ない地域もあれば, ダストストームによってダスト量が増減する地域もある. 巻き上がるダストが不足することでダストストームが収束することも観測, シミュレーションによってわかっており, ダストが不足した地域がダストストームが発生する前のダスト量に戻るのに数年かかる場合もあるかもしれない. Newman and Recharadson (2015) によって (以降, NR15 と呼ぶ), ダスト量が有限であること, それぞれの地域のダスト量が推移することを考慮してシミュレーションを行う必要性が論じられた.

しかし, これまでのことをすべて考慮したとしても, GDS の発生の予測は上手くいかなかった. そこで, 近年ではダスト巻き上げの経年の変化に対する新たなメカニズムが提唱されている. 次節では, その新たなメカニズムである CTA について説明する.

1.4 CTA とは

Shirley (2015) では火星で GDS が起こる年と, 太陽系の重心に関する火星の軌道の角運動量の位相の間に, 統計学的に有意な相関があることが述べられている. また, Shirley (2017) では dL/dt が大気循環の変化をもたらす強制関数であるかもし

れないということと、火星の大気内で小さな水平方向への加速を生み出す、成長したダストストームと軌道の角運動量の間の微弱な自転-軌道相互作用の数式も得たことが提唱された。火星の自転の角運動量と軌道の角運動量が相互作用することによって生まれる加速度項のことを結合加速度項 (CTA) と呼ぶ。この CTA は以下の式で表される。

$$CTA = -c\left(\frac{dL}{dt} \times \omega_{\alpha}\right) \times r \quad (1.1)$$

ここで、 L は火星の軌道角運動量、 ω_{α} は火星の自転角速度、 r は火星の中の特定の位置を示している。 c は係数であり、この c の値はまだよくわかっていないが、今のところ観測とモデリングによって調整されて c の値が決められている。この CTA を考慮することによって GDS の予測をより正確に行える可能性が示唆されており、CTA を考慮して Newman et al., (2019) では実際にシミュレーションを行った。

1.5 本論の目的と展開

本論では、今まで GDS の発生を予測するにあたって考慮されていなかった、新たなメカニズムである CTA がどのようにして導かれるのかを説明し、導かれた CTA を考慮してシミュレーションを行った結果を引用することで、CTA が考慮するに値するべきものなのかについて議論する。また、CTA を考慮したシミュレーションの問題点とこれからの課題について述べる。

最後に、この論文の構成を以下に記す。第 2 章で CTA を導出するにあたって必要な古典力学の基礎を Goldstein (1956) から学び、第 3 章では第 2 章で学んだ基礎知識を用いて、Shirley (2017) で導出された CTA を実際に求めていく。次に第 4 章では、CTA を用いてシミュレーションを行った、Newman et al., (2019) の結果を引用し、どのような結果が得られたのかについて記す。第 5 章では、第 4 章で得られた結果の中で、CTA に含まれている dL/dt (角運動量の時間変化) の位相が正であった年の結果について、より詳しく見ていく。最後に、第 6 章では本論のまとめと今後の課題について述べる。また、Shirley (2015, 2017) の和訳 (Shirley (2017) の和訳は 2 章と 3 章のみ) と Newman et al., (2019) の和訳は付録 A,B,C に載せる。

第2章 古典力学の基礎

この章では、第1章の最後で述べたCTAを導くために必要な古典力学の基礎について学んでいく。具体的には質点の運動方程式から出発し、最終的に回転している座標系の中の質点がどのような力の影響下で運動しているか表す運動方程式を求める。なお、この章はGoldstein (1956) の教科書を参考にした。

2.1 質点の力学

\mathbf{r} を与えられた原点から測ったある質点の位置ベクトルとする。 \mathbf{r} を時間 t で微分すると、次のようになる。

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (2.1)$$

ここで、 \mathbf{v} はこの質点の速度である。この質点の質量を m とすると、この質点の運動量 \mathbf{p} はこの質点の質量と速度との積として定義される。

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} \quad (2.2)$$

そしてこの質点に作用する全ての力のベクトル和が全合力 \mathbf{F} である。Newton の運動の第二法則によれば、ある基準座標系があり、その座標系では質点の運動が微分方程式

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \equiv \dot{\mathbf{p}} \quad (2.3)$$

または

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) \quad (2.4)$$

で与えられる。ほとんどの場合において質点の質量は一定なので、(2.4) 式は

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m\mathbf{a} \quad (2.5)$$

の形に書き直すことができる。ここで、 \mathbf{a} は

$$\mathbf{a} = \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} \quad (2.6)$$

で定義される質点の加速度ベクトルである。(2.3) 式が成立する基準系は慣性系あるいは Galilei 系と呼ばれる。古典力学に限っても、慣性系の概念はある種の理想化によるものである。大抵、地球に固定された基準系を慣性系とすることは十分良い近似であるが、天文学的な目的のためには遠く離れた銀河を基準に慣性系を構築しなければならないこともある。

力学の重要な結果のうちの多くは保存則の形で表現される。(2.3) 式はこれらのうち最初の保存則を与えるものである。すなわち、

質点に対する運動量保存則：もし全合力 F が 0 なら、 $\dot{p} = 0$ 、したがって運動量 p が保存される。

点 O のまわりの質点の角運動量 L は

$$L = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (2.7)$$

と定義される。ここで、 \mathbf{r} は O から質点までの動径ベクトルである。 \mathbf{r} と \mathbf{p} の順序が重要であることに注意する。点 O のまわりの力のモーメントあるいはトルクは次式で定義できる。

$$\mathbf{N} = \mathbf{r} \times \mathbf{F} \quad (2.8)$$

(2.3) 式に類似した、 \mathbf{N} に対する式が \mathbf{r} と (2.4) 式とのベクトル積をとることによって得られる。

$$\mathbf{r} \times \mathbf{F} = \mathbf{N} = \mathbf{r} \times \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) \quad (2.9)$$

(2.9) 式を別の形に書き直すと、

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{r} \times m\mathbf{v}) = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times m\mathbf{v} + \mathbf{r} \times \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = \mathbf{v} \times m\mathbf{v} + \mathbf{r} \times \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) \quad (2.10)$$

となる。ここで、右辺第一項において、 $\mathbf{v} \times \mathbf{v}$ を計算すると、

$$\mathbf{v} \times \mathbf{v} = (v_y v_z - v_z v_y, v_z v_x - v_x v_z, v_x v_y - v_y v_x) = 0 \quad (2.11)$$

となるため、右辺第一項は 0 となる。これより、(2.9) 式は

$$\mathbf{N} = \frac{d}{dt}(\mathbf{r} \times m\mathbf{v}) = \frac{d\mathbf{L}}{dt} \equiv \dot{\mathbf{L}} \quad (2.12)$$

となる。ここで、 \mathbf{N} と \mathbf{L} はともにモーメントがとられる点 O のとり方に依存することに注意する。

(2.3) 式の場合と同様に、トルク方程式 (2.12) もまた次の保存則を与える。

質点に対する角運動量保存則：もし全トルク \mathbf{N} が 0 なら、 $\dot{\mathbf{L}} = 0$ 、したがって角運動量 \mathbf{L} が保存される。

次に、質点が点 1 から点 2 に移動するとき、外力 F が質点にする仕事を考える。この仕事は

$$W_{12} = \int_1^2 \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} \quad (2.13)$$

で定義される。質点の質量が一定の場合には (今後、特に断らない限り質量は一定であるとする)、(2.13) 式の積分は

$$\int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = m \int \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} dt = \frac{m}{2} \int \frac{d}{dt}(v^2) dt \quad (2.14)$$

と変形できるので、したがって、

$$W_{12} = \frac{m}{2}(v_2^2 - v_1^2) \quad (2.15)$$

となる。スカラー量 $mv^2/2$ は質点の運動エネルギーと呼ばれ、 T と表記される。したがって、外力によってなされた仕事は運動エネルギーの変化に等しいことになる。

$$W_{12} = T_2 - T_1 \quad (2.16)$$

力の場合が点 1 と点 2 の間の任意の物理的に可能な経路に対して等しい W_{12} を与えるとき、その力 (と系) は保存的といわれる。保存的に対する別の記述の仕方を考える。質点がある可能な経路に沿って点 1 から点 2 へ運ばれ、別な経路に沿って点 1 に戻される場合、仕事 W_{12} が特別な経路に依存しないということは、そのような閉じた経路に沿って系になされた仕事が 0 であるということである。すなわち、

$$\oint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (2.17)$$

もし摩擦力や他の散逸力が存在する場合、系は保存的ではあり得ないということは物理的に明らかである。なぜなら、摩擦力による $\mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}$ は常に負であり、積分は 0 になり得ないからである。

ベクトル解析のよく知られた定理によると、仕事 W_{12} が質点がつとる物理的な経路に依存しないための必要でかつ十分な条件は、 \mathbf{F} がある位置のスカラー関数の勾配で与えられることである。

$$\mathbf{F} = -\nabla V(\mathbf{r}) \quad (2.18)$$

ここで、 V はポテンシャル、またはポテンシャルエネルギーと呼ばれる。もし W_{12} が端点 1 と 2 を結ぶ積分経路に無関係なら、 W_{12} を 2 端点の位置のみに依存する量の変化によって表せるはずである。この量を $-V$ と書いても良いので、無限小の長さの経路に対して

$$\mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = -dV \quad (2.19)$$

すなわち、

$$F_s = -\frac{\partial V}{\partial s} \quad (2.20)$$

が成立する. これは (2.18) 式と等価である. ここで (2.18) 式において結果を変えることなく V に空間内で一定な任意の量を加えることができることに注意する. すなわち, V の O の位置は任意に選ぶことができる.

ある保存系に対して, 力によってなされた仕事 W_{12} は

$$W_{12} = V_1 - V_2 \quad (2.21)$$

となる. (2.21) 式と (2.16) 式を合わせると,

$$T_1 + V_1 = T_2 + V_2 \quad (2.22)$$

が得られる. これは次のことを式で表したものである.

質点に対するエネルギー保存則: 質点に働く全ての力が保存的なら, 質点の全エネルギー $T + V$ は保存される.

ある状況においては, 質点に働く力が質点の位置だけでなく時間にも陽に依存するスカラー関数の勾配で与えられることもあり得る. この場合, その質点が微小距離 ds を動く間にその質点になされる仕事

$$\mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{\partial V}{\partial s} ds \quad (2.23)$$

は, もはやその変位の間の $-V$ には等しくない. なぜなら, V は質点の移動につれて時間的にも陽に変化するからである. すなわち, 点 1 から点 2 に質点が移動する間になされる仕事は, もはやこれら 2 点間の V の差には等しくない. 全エネルギー $T + V$ は定義されるかもしれないが, それは質点が運動する間保存されない.

2.2 質点系の力学

前節での概念を多くの質点からなる系へ一般化するときには, 系の外部から各質点に作用する外力と, 系内の, 例えば i 番目の質点以外の全ての質点が i 番目の質点に作用する内力とを区別しなければならない. すると, i 番目の質点に対する運動方程式 (Newton の第二法則) は

$$\sum_j \mathbf{F}_{ji} + \mathbf{F}_i^{(e)} = \dot{\mathbf{p}}_i \quad (2.24)$$

と書ける. ここで, $\mathbf{F}_i^{(e)}$ は質点 i に作用する外力を, \mathbf{F}_{ji} は j 番目の質点が i 番目の質点に及ぼす内力を表す (\mathbf{F}_{ii} はもちろん 0 である). ここで, \mathbf{F}_{ij} は, $\mathbf{F}_i^{(e)}$ と同様, Newton の第三法則 (2 質点間に互いに働く力は逆向きで等しい大きさを持つ) に従

うとする. この仮定は, 作用と反作用の弱法則と呼ばれることがある.

全ての質点について和をとると, (2.24) 式は

$$\frac{d^2}{dt^2} \sum_i m_i \mathbf{r}_i = \sum_i \mathbf{F}_i^{(e)} + \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \mathbf{F}_{ji} \quad (2.25)$$

となる. 右辺第一項は単に全外力 $\mathbf{F}^{(e)}$ を表す. 一方, 右辺第二項は 0 となる. なぜなら, 作用反作用の法則により $\mathbf{F}_{ij} + \mathbf{F}_{ji}$ の各ペアが 0 になるからである. 左辺を簡単にするために, 質点の動径ベクトルをそれぞれの質量で重みをつけた平均で定義されるベクトル \mathbf{R} を導入する. すなわち,

$$\mathbf{R} = \frac{\sum m_i \mathbf{r}_i}{\sum m_i} = \frac{\sum m_i \mathbf{r}_i}{M} \quad (2.26)$$

ベクトル \mathbf{R} は系の質量中心, あるいは重心として知られる点を定義する.

この定義を用いれば, (2.25) 式は単に

$$M \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{R} = \sum_i \mathbf{F}_i^{(e)} \equiv \mathbf{F}^{(e)} \quad (2.27)$$

となる. (2.27) 式はあたかも全外力が質量中心に集中した系の全質量に作用しているかのように質量中心が運動するということを示している. 純粋な内力は, それらが Newton の第三法則に従う限り, 質量中心の運動には影響を及ぼさない.

(2.26) 式によれば系の全運動量は

$$\mathbf{P} = \sum m_i \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = M \frac{d\mathbf{R}}{dt} \quad (2.28)$$

となり, 系全体の質量に質量中心の速度を乗じたものになる. したがって, 質量中心の運動方程式 (2.27) 式から次の法則を導くことができる.

質点系の運動量保存則: 全外力が 0 なら, 全運動量は保存される.

系の全角運動量はベクトル積 $\mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i$ を i について和をとることで得られる. この操作を, 恒等式 (2.10) を用いて行くと, (2.24) 式から

$$\sum_i (\mathbf{r}_i \times \dot{\mathbf{p}}_i) = \sum_i \frac{d}{dt} (\mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i) = \dot{\mathbf{L}} = \sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_i^{(e)} + \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_{ji} \quad (2.29)$$

となる. (2.29) 式の右辺最後の項は次式で表すペアの和と考えられる.

$$\mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_{ji} + \mathbf{r}_j \times \mathbf{F}_{ij} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \times \mathbf{F}_{ji} \quad (2.30)$$

ここで、作用反作用の関係式を用いた。また、ベクトル $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ は点 j から i に引いたベクトル \mathbf{r}_{ij} なので、(2.30) 式の右辺は

$$\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{F}_{ji} \quad (2.31)$$

と書ける。

2 質点間に働く内力は大きさが等しく、互いに逆向きになっているだけでなく、その力の方向が 2 質点間を結ぶ線に沿っている (この状況は作用反作用の強法則として知られている) なら、上のベクトル積は 0 になる。この仮定のもとでは上式の全てのペアについての和は 0 になるため、(2.29) 式は

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{N}^{(e)} \quad (2.32)$$

となる。すなわち、全角運動量の時間微分は与えられた点のまわりの外力のモーメントに等しい。(2.32) 式から次の法則が導かれる。

全角運動量の保存則：外力によるトルクが 0 なら、全角運動量 \mathbf{L} は保存される。

これはベクトルに対する法則である。つまり、たとえ $N_x^{(e)}$ や $N_y^{(e)}$ が 0 でなくとも、 $N_z^{(e)}$ が 0 なら L_z が保存されるということである。

外力がないときには運動量保存則は内力に対して、作用反作用に関する強法則の成立、すなわち、弱法則に加えて内力が中心力であることを要求する。

(2.28) 式は系の全運動量があたかもその質量中心に系全体の質量が集中し、質量中心とともに運動しているのと同じであることを示している。角運動量に対する同様な定理はもう少し複雑である。原点 O を基準点に選ぶと系の全角運動量は

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i \quad (2.33)$$

となる。 \mathbf{R} を O から質量中心に引いたベクトル、 \mathbf{r}'_i を質量中心から i 番目の質点までのベクトルとする。そのとき、

$$\mathbf{r}_i = \mathbf{r}'_i + \mathbf{R} \quad (2.34)$$

となる。

また、これから

$$\mathbf{v}_i = \mathbf{v}'_i + \mathbf{v} \quad (2.35)$$

が導かれる。ただし、

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{R}}{dt} \quad (2.36)$$

は O に相対的な質量中心の速度である。また、

$$\mathbf{v}'_i = \frac{d\mathbf{r}'_i}{dt} \quad (2.37)$$

は系の質量中心に相対的な i 番目の質点の速度である. (2.34) 式を用いると全角運動量は次のような形に書ける.

$$\begin{aligned}
 L &= \sum_i (\mathbf{r}'_i + \mathbf{R}) \times \mathbf{p}_i \\
 &= \sum_i \mathbf{r}'_i \times m_i(\mathbf{v}'_i + \mathbf{v}) + \sum_i \mathbf{R} \times m_i(\mathbf{v}'_i + \mathbf{v}) \\
 &= \sum_i \mathbf{R} \times m_i \mathbf{v} + \sum_i \mathbf{r}'_i \times m_i \mathbf{v}_i + \left(\sum_i m_i \mathbf{r}'_i \right) \times \mathbf{v} + \mathbf{R} \times \frac{d}{dt} \sum_i m_i \mathbf{r}'_i
 \end{aligned} \tag{2.38}$$

ここで, (2.38) 式の右辺に含まれている因子 $\sum_i m_i \mathbf{r}'_i$ について, (2.26) 式から,

$$\mathbf{R}M = \sum m_i \mathbf{r}_i = \sum m_i (\mathbf{r}'_i + \mathbf{R}) = \sum m_i \mathbf{r}'_i + \sum m_i \mathbf{R} \tag{2.39}$$

この式を整理すると,

$$\mathbf{R} \left(M - \sum m_i \right) = \sum m_i \mathbf{r}'_i \tag{2.40}$$

ここで, $\sum m_i = M$ であるから,

$$\sum m_i \mathbf{r}'_i = 0 \tag{2.41}$$

となる. (2.41) 式を用いて (2.38) 式を整理すると, O のまわりの全角運動量は

$$\mathbf{L} = \mathbf{R} \times M\mathbf{v} + \sum_i \mathbf{r}'_i \times \mathbf{p}'_i \tag{2.42}$$

となる. (2.42) 式は点 O のまわりの全角運動量は全質量が質量中心に集中した運動の点 O のまわりの角運動量に, 質量中心のまわりの運動の角運動量を加えたものになるということを示している. (2.42) 式の形から, \mathbf{L} が一般にベクトル \mathbf{R} を通して原点 O の取り方に依存することがわかる. 質量中心が点 O に対して静止している場合のみ, 角運動量は基準点の取り方に無関係になる. この場合, (2.42) 式において第一項がなくなり, \mathbf{L} は常に質量中心のまわりで測った角運動量になる.

最後にエネルギー方程式について考える. 一個の質点の場合と同様に系が初期配置 1 から最終配置 2 に移動する間にすべての力によってなされた仕事を計算すると

$$W_{12} = \sum_i \int_1^2 \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{s}_i = \sum_i \int_1^2 \mathbf{F}_i^{(e)} \cdot d\mathbf{s}_i + \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \mathbf{F}_{ji} \cdot d\mathbf{s}_i \tag{2.43}$$

となる. 再び運動方程式を使って次のように積分を変形できる.

$$\begin{aligned}
 \sum_i \int_1^2 \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{s}_i &= \sum_i \int_1^2 m_i \dot{\mathbf{v}}_i \cdot \mathbf{v}_i dt \\
 &= \sum_i \int_1^2 m_i \frac{1}{2} \cdot 2\mathbf{v}_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} dt \\
 &= \sum_i \int_1^2 \frac{1}{2} m_i \frac{d\mathbf{v}_i^2}{dt} dt \\
 &= \sum_i \int_1^2 d\left(\frac{1}{2} m_i v_i^2\right)
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

したがって, なされた仕事はやはり最後と最初の運動エネルギーの差として書けることがわかる. ((2.15) 式) ここで, T は次式で表される系の全運動エネルギーであるので,

$$T = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 \tag{2.45}$$

と書ける. (2.34) 式で与えられる質量中心座標系への変換式を使うと T はまた次のようにも書ける.

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{1}{2} \sum_i m_i (\mathbf{v} + \mathbf{v}'_i) \cdot (\mathbf{v} + \mathbf{v}'_i) \\
 &= \frac{1}{2} \sum_i m_i v^2 + \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i'^2 + \mathbf{v} \cdot \frac{d}{dt} \left(\sum_i m_i \mathbf{r}'_i \right)
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

角運動量の計算の際, 既に使った理由により最後の項は0となり, 結局,

$$T = \frac{1}{2} M v^2 + \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i'^2 \tag{2.47}$$

となる. このように, 角運動量と同様, 運動エネルギーも二つの項からなることがわかる. すなわち, 全質量が質量中心に集中したかのようにふるまう運動の運動エネルギーと, 質量中心に相対的な運動の運動エネルギーの和である.

次に, (2.43) 式の右辺について考える. 外力があるポテンシャルの勾配で与えられるような特別な場合には第一項は

$$\sum_i \int_1^2 \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{s}_i = - \sum_i \int_1^2 \nabla_i V_i \cdot d\mathbf{s}_i \tag{2.48}$$

と表される. ここでナブラについている添え字 i は微分が \mathbf{r}_i の成分に関するものであることを示している. もし内力もまた保存力なら, 質点 i と j との間に働く内力

F_{ij} と F_{ji} はポテンシャル関数 V_{ij} から得られる. 作用反作用に関する強法則を満たすためには V_{ij} は2 質点間の距離だけに依存する関数になるはずである. すなわち,

$$V_{ij} = V_{ij}(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) \quad (2.49)$$

このとき, 二つの力は自動的に大きさが等しく逆向きになる.

$$\mathbf{F}_{ji} = -\nabla_i V_{ij} = +\nabla_j V_{ij} = -\mathbf{F}_{ij} \quad (2.50)$$

そして2 質点間を結ぶ線に沿った向きになる.

$$\nabla_i V_{ij}(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|) = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)f \quad (2.51)$$

f はあるスカラー関数である.

力がすべて保存的であるとき, (2.43) 式の右辺第二項は質点のペアについての和として書き直すことができ, 各々のペアに対する項は

$$-\sum_i \int_1^2 (\nabla_i V_{ij} \cdot d\mathbf{s}_i + \nabla_j V_{ij} \cdot d\mathbf{s}_j) \quad (2.52)$$

となる. ベクトル差 $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ を \mathbf{r}_{ij} と表す. また, \mathbf{r}_{ij} についての勾配を ∇_{ij} と表すなら,

$$\nabla_i V_{ij} = \nabla_{ij} V_{ij} = -\nabla_j V_{ij} \quad (2.53)$$

また,

$$d\mathbf{s}_i - d\mathbf{s}_j = d\mathbf{r}_i - d\mathbf{r}_j = d\mathbf{r}_{ij} \quad (2.54)$$

であるから, ij ペアに対する項は

$$-\frac{1}{2} \int_1^2 \nabla_{ij} V_{ij} \cdot d\mathbf{r}_{ij} \quad (2.55)$$

となる. すると, 内力による全仕事は,

$$-\frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \int_1^2 \nabla_{ij} V_{ij} \cdot d\mathbf{r}_{ij} = -\frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \int_1^2 V_{ij} \quad (2.56)$$

となる. (2.56) 式に因子 $1/2$ が現れる. これは, i と j の両方についての和をとるとき, ある与えられたペアを作る各要素を, 一度目は i についての和で, そして二度目は j についての和で, 二回含んでいるからである.

以上の考察から, 外力及び内力ともに, ポテンシャルから導かれる場合は, 系の全ポテンシャルエネルギー V を

$$V = \sum_i V_i + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} V_{ij} \quad (2.57)$$

と定義できる. ここで, 全エネルギー $T + V$ は保存される. これは一個の質点の場合のエネルギー保存則 (2.22) 式に相当する.

(2.57) 式の右辺第二項を系の内部ポテンシャルエネルギーと呼ぶことにする. 一般に, これは必ずしも 0 ではなく, さらに重要なことは系が時間とともに変化するにつれて変動し得るということである. 内部ポテンシャルエネルギーが常に一定であるのは剛体として知られる特別な種類の系に対してのみである. 形式的には一つの剛体はそれらの距離 r_{ij} が固定され, 時間と共に変化しない質点の集合として定義することができる. このような場合, ベクトル $d\mathbf{r}_{ij}$ は \mathbf{r}_{ij} になる. したがって, \mathbf{F}_{ij} に対して垂直にしかなり得ない. つまり, 剛体においては内力は仕事をしないので内部ポテンシャルエネルギーは一定に保たなければならないことになる.

2.3 ベクトルの座標系の変換

無限小回転の概念は剛体の運動を時間的に記述するための強力な道具となる. 無限小回転とは, ある回転を考えた時, ベクトルの成分がほとんど変わらない, つまり, 変化が無限小であるような回転のことである.

ある任意のベクトル \mathbf{G} , 例えば, 物体内の一点の位置ベクトル, あるいは全角運動量を考える. 通常はこのようなベクトルは物体が運動するにつれて時間とともに変化する. しかし, その変化はその観測の規準にとる座標系にしばしば依存する. 例えば, そのベクトルがたまたま剛体に固定された座標系で観測する限り, そのようなベクトルは明らかに変化しない. しかし, 空間に固定された座標系内の観測者から見ると, 物体が運動している場合は, そのベクトルの成分 (空間に固定された座標軸で測った) は時間と共に変化するだろう.

物体に固定された観測者から見た一般のベクトル \mathbf{G} の成分の時間 dt 内の変化は, 空間に固定された観測者から見た対応する変化と異なるだろう. \mathbf{G} の二つの微小変化の関係を物理的な議論に基づいて導くことができる. 両者の間の唯一の差は, 物体に固定された座標軸の回転の影響であるということを次のように書くことができる.

$$(d\mathbf{G})_{\text{空間}} = (d\mathbf{G})_{\text{物体}} + (d\mathbf{G})_{\text{回転}} \quad (2.58)$$

次に, 剛体内に固定されたベクトルを考える. 物体が回転するときにも, 物体と共に運動する観測者にとっては, すなわち, 物体に固定された座標軸に対しては, そのベクトルの成分はもちろん変化しない. したがって, $(d\mathbf{G})_{\text{空間}}$ への寄与は物体の回転の影響によるものである. しかし, そのベクトルは物体内に固定されているので, それは物体と共に反時計回りに回転し, 空間内の観測者から見たそのベクトルは変化している. $(d\mathbf{G})_{\text{回転}}$ は

$$(d\mathbf{G})_{\text{回転}} = d\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{G} \quad (2.59)$$

によって与えられる. ここで, $d\Omega$ は回転軸方向への微小変化を表す. 任意のベクトルに対して, 空間に固定された座標軸に対する変化は二つの効果の和で与えられる. すなわち,

$$(dG)_{\text{空間}} = (dG)_{\text{物体}} + d\Omega \times G \quad (2.60)$$

すると, 二人の観測者から見たベクトル G の変化率は (2.60) 式の各項を考えている微小変化要素 dt で割ることによって得られる. すなわち,

$$\left(\frac{dG}{dt}\right)_{\text{空間}} = \left(\frac{dG}{dt}\right)_{\text{物体}} + \omega \times G \quad (2.61)$$

ただし, ω は次式

$$\omega dt = d\Omega \quad (2.62)$$

で定義される物体の瞬間的な角速度である. ベクトル ω は t から $t + dt$ の間に起こる瞬間的な回転軸の方向を向いている. ω の大きさは物体の瞬間的な回転の速さを測る.

(2.60) 式はある特別なベクトル G についての式というよりは時間導関数の二つの座標系の間の変換について一般に成り立つ. 導出の過程で使われた G の任意性は, (2.61) 式をある与えられたベクトルに作用する演算子方程式

$$\left(\frac{d}{dt}\right)_s = \left(\frac{d}{dt}\right)_r + \omega \times \quad (2.63)$$

の形に書くことによって強調できる. ここで, 添え字 s と r は, それぞれ空間に固定された座標軸 (回転している) と物体に固定された座標軸における時間導関数を表す.

(2.63) 式は基本となる運動学的法則で, 剛体の運動方程式がこれを基に築かれる. しかし, その有効性は剛体の運動だけに限ったものではない. 質点, あるいは質点系の運動を回転する座標系に関係して議論したいときにはいつもそれを用いることができる.

後者の類に属する特に重要な問題は, 地球と共に回転する座標系に対する質点の運動の記述である. 2.1 節において, 慣性系は Newton の運動の法則が成り立つ座標系として定義されたことを考える. 多くの目的に対しては, 自転する地球に固定された座標系が十分良い近似で慣性系となる. しかし, 局部恒星が固定されている座標系の方がより理想的な慣性系に近い. 詳細に調べると, このほとんど慣性系に近い座標系においては, 地球の自転から生じる観測可能な影響がある. (2.63) 式は, 自転する地球に固定された非慣性系に対する運動方程式の必要な修正を与える.

最初のステップは, 地球に固定された座標系の原点から与えられた質点への動径ベクトル r に対して (2.63) 式を適用することである. すると,

$$v_s = v_r + \omega \times r \quad (2.64)$$

が得られる. ここで, v_s と v_r は, それぞれ空間に固定された座標系と回転している座標系における速度であり, ω は慣性系に対する地球の (一定の) 角速度である. 次のステップにおいて, v_s の時間変化率を求めるために (2.63) 式を用いる. すると,

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{dv_s}{dt} \right)_s &= a_s \\
 &= \left(\frac{dv_s}{dt} \right)_r + \omega \times v_s \\
 &= \left(\frac{d}{dt} (v_r + \omega \times r) \right)_r + \omega \times (v_r + \omega \times r) \\
 &= \left(\frac{dv_r}{dt} \right)_r + \omega \times \frac{dr}{dt} + \omega \times v_r + \omega \times (\omega \times r) \\
 &= a_r + 2(\omega \times v_r) + \omega \times (\omega \times r)
 \end{aligned} \tag{2.65}$$

が得られる. ここで, (2.64) 式の v_s を代入した. また, a_s と a_r は二つの座標系での質点の加速度である. 最後に, 慣性系では単に

$$F = ma_s \tag{2.66}$$

で与えられる運動方程式は, 回転している座標系で表現すると,

$$F - 2m(\omega \times v_r) - m\omega \times (\omega \times r) = ma_r \tag{2.67}$$

と展開される. したがって, 回転している座標系内の観測者にはその質点が有効力

$$F_{eff} = F - 2m(\omega \times v_r) - m\omega \times (\omega \times r) \tag{2.68}$$

の影響下で運動しているように見える.

(2.68) 式中に現れる項の最後の項は ω に垂直で外側に向いているベクトルである. さらにその大きさは $m\omega^2 r \sin \theta$ である. したがって, この項はよく知られた遠心力を与える項であることがわかる. また, ここまでで, 回転している座標系内の観測者から見た質点の有効力を導いた. 次に, ω が一定でないとき, すなわち, $d\omega/dt \neq 0$ のときを考える. このとき, (2.65) 式は次のようになる.

$$\begin{aligned}
 a_s &= \left(\frac{dv_s}{dt} \right)_r + \omega \times v_s \\
 &= \left(\frac{dv_r}{dt} \right)_r + \left(\frac{d}{dt} (\omega \times r) \right)_r + \omega \times v_r + \omega \times (\omega \times r) \\
 &= \left(\frac{dv_r}{dt} \right)_r + \frac{d\omega}{dt} \times r + \omega \times \frac{dr}{dt} + \omega \times v_r + \omega \times (\omega \times r) \\
 &= a_r + 2(\omega \times v_r) + \omega \times (\omega \times r) + \frac{d\omega}{dt} \times r
 \end{aligned} \tag{2.69}$$

(2.67) 式, (2.68) 式と同様にして有効力 F を求めると,

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_{eff} &= m \frac{d}{dt} \mathbf{v}_r \\ &= \mathbf{F} - 2m(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r) - m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) - m \left(\frac{d}{dt} \boldsymbol{\omega} \right) \times \mathbf{r}\end{aligned}\tag{2.70}$$

となる. これは, Shirley (2017) の (1) 式と一致する.

第3章 CTA 項の導出

この章では, 第2章で得られた (2.70) 式を用いて CTA 項がどのような項であるのか, どのようにして導かれるのかについて議論する. なお, この章は Shirley (2017) の第2章と第3章を参考にした.

3.1 導出のための準備

前節で求めた (2.70) 式から, 角速度 $\boldsymbol{\omega}$ で自転する基準系内の粒子にかかる有効な力は以下の式で与えられる.

$$\mathbf{F}_{effective} = \mathbf{F}_{total} - 2m(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) - m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) - m \left(\frac{d}{dt} \boldsymbol{\omega} \right) \times \mathbf{r} \quad (3.1)$$

ゆえに, 基準系内の粒子の運動方程式は

$$m \frac{d}{dt} \mathbf{v} = \mathbf{F}_{total} - 2m(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) - m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) - m \left(\frac{d}{dt} \boldsymbol{\omega} \right) \times \mathbf{r} \quad (3.2)$$

となる. この式を少し修正すると, 火星の自転角速度 (ω_α) と軌道回転速度 (ω_β) の積を含む式が得られ, その式をさらに発展させると CTA 項を含む式が得られる. まずは (3.1) 式を修正するための準備を行う.

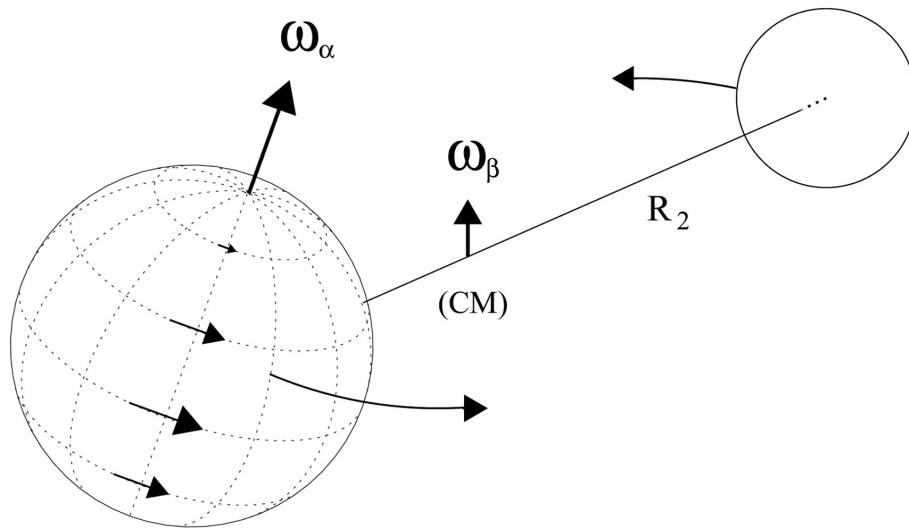


図 3.1: 2 体系の自転と軌道運動. 湾曲した矢印は, 対象天体 (左) とそのペアが対の質量の中心 (CM) または重心を中心に軌道運動するときの軌道軌跡を表している. また, 軌道運動は, 軌道面に垂直な角速度ベクトル ω_β で表される. R は物体の中心から重心までの軌道半径を表す. Shirley (2017) の Fig.1 より抜粋.

対象天体の自転運動 (図 3.1(左)) は, 対象天体表面に複数ある太い矢印と, 軸方向の自転角速度ベクトル ω_α で示されている. 図で示されているように, 赤道に近い場所では, 高緯度の場所よりも自転角速度が大きくなっている. しかし, 軌道運動では, 対象天体の構成粒子は, 同じ速度で平行な軌道上を移動すると考えられる. このことから, 自転運動と軌道運動では, 基本的な性質が違ってくる.

ほとんどの力学計算では, 軌道運動と自転運動は完全に独立しており, 相互作用していないと考えられている. しかし, Shirley (2015, 2017) の論文では, 軌道運動と自転運動を何らかの形で相互作用させることができるメカニズムの存在の可能性について議論している. そして, このメカニズムと GDS の間には何らかの関係があり, このメカニズムを考慮することで, GDS の発生の予測の精度が高まる可能性が示唆されている.

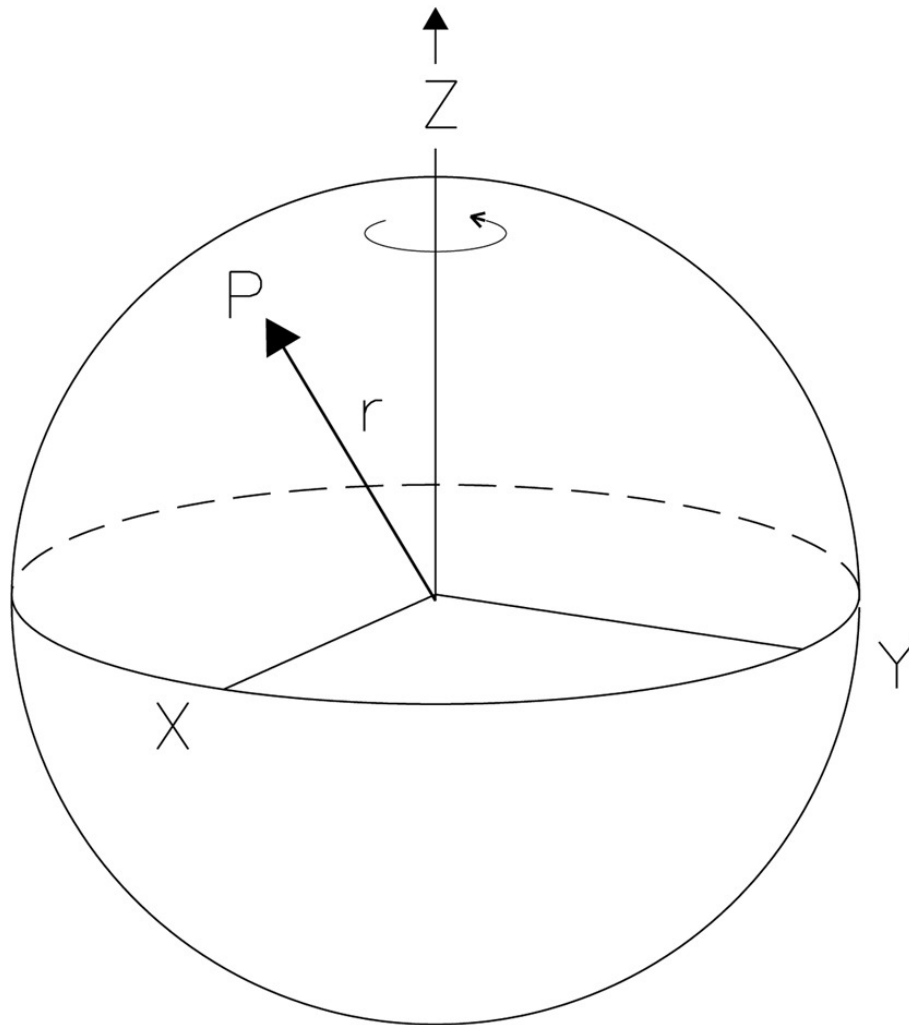


図 3.2: α 系. 対象天体の赤道は, 角速度 ω_α で回転する直交座標系の基本的な (x-y) 平面となる. 位置ベクトル r は, この系内の特定の位置 P を特定する. Shirley (2017) の Fig.2 より抜粋.

図 3.2 は対象天体の中心を原点とする標準的な直交座標系を示している. この系を " α 系" と呼ぶことにする. x 軸と y 軸は赤道平面内にあり, z 軸は回転軸と一致している. 位置ベクトル r は, 対象天体の特定の位置 (P) を指す. 点 P は α 系に対して動くことがある. ここでは, 速度を v ((3.1) 式) の形で表すか, または同等に $d/dt r$ という表記で記す. α 系は慣性系に対して自転回転 ω_α の角速度で回転する.

図 3.1 の 2 体系の重心を原点とする第 2 の直交座標系を定義する. 2 体の中心を結ぶ線がこの系の x 軸であり, z 軸が軸心角速度ベクトル ω_β と一致しているとす. この系を " β 系" と呼ぶことにする.

β 系に対して静止している観測者の視点を考える. この B 観測者が, 2 体の中心を結ぶ線上のどこかの位置から対象天体を見ているとする (図 3.1 参照). この B 観

測者は、対象天体の軌道運動を観測し、また、慣性系や α 系の観測者が得た回転速度とは異なる速度で自転している対象天体表面の特徴を見ることになる。この相対速度を ω_ρ とする。 ω_ρ は、自転速度と軌道運動の速度の差である。すなわち、

$$\omega_\rho = \omega_\alpha - \omega_\beta \quad (3.3)$$

となる。この (3.3) 式から、B 観測者によって決定される角速度 ω_ρ は、B 観測者の中心からの距離には依存しないことがわかる。次に、(3.3) 式を時間微分した式を考える。まず、対象天体の自転速度 ω_α が時間と共に変化しない (すなわち、 $d/dt \omega_\alpha = 0$) と仮定する。そうであれば、(3.3) 式を時間微分すると、

$$\frac{d}{dt} \omega_\rho = -\frac{d}{dt} \omega_\beta \quad (3.4)$$

となる。これは、角速度 ω_β の変化が、大きさが同じで逆向きの ω_ρ の変化を伴っていることを示している。次に、対象天体の自転速度が、内部物理学的な原因により、時間と共に変化する (すなわち、 $d/dt \omega_\alpha \neq 0$) と仮定する。この内部物理学的変化は、軌道運動の変化とは無関係に発生する。この場合には、 ω_ρ の変化は、軌道運動の変化によるものと、自転運動の変化によるものに分けられるため、次のように書ける。

$$\frac{d}{dt} \omega_{\rho_{\text{observed}}} = \frac{d}{dt} \omega_{\rho_{\text{orbital}}} + \frac{d}{dt} \omega_\alpha \quad (3.5)$$

ここで、 $d/dt \omega_{\rho_{\text{observed}}}$ は (3.3) 式で定義した ω_ρ の時間微分であり、 $d/dt \omega_{\rho_{\text{orbital}}}$ は軌道運動の変化のみを考えたときの ω_ρ の時間微分 ($d/dt \omega_\rho = -d/dt \omega_\beta$) である。(3.3) 式に関連して述べたように、軌道半径ベクトル (R) は、慣性系や B 観測者に対する対象天体の回転運動の記述には必要ない。よって、(一時的に) R を長さゼロにして、事実上図 (3.1) の ω_β ベクトルの原点を対象天体の中心に一致させるようにシフトする。現在の状況では、 R を無視するのが便利だが、角運動量の考察に焦点が移ると、 R を再導入する必要があるが出てくる。

3.2 導出

以下の導出は、2.3 節で行った、2 つの座標系の変換を行う。前節の 2.3 節での導出と異なる点を以下に記す。前節の手順では、まず慣性系内の速度と加速度を分解し、その後、 α 系内の対応する加速度を得るために座標系を変換する。今回の導出では、2 つの手順で加速度を求める。先ほどと同様に、慣性系での速度と加速度を分解することから始まるが、次に β 系での加速度を求める。最終的な解は、 β 系から α 系への変換によって得られる。

まず、慣性系を基準とした対象天体の全ての速度を指定する。すなわち、

$$\mathbf{V} = \mathbf{v}_t + \omega_\alpha \times \mathbf{r} + \mathbf{v}_\alpha \quad (3.6)$$

ここで, V は全速度, v_t は対象天体の中心の速度, $\omega_\alpha \times r$ は対象天体の回転を表し, v_α は α 系で測定された速度である. v_t は回転成分を持たないと考えられているため, 今後の展開では役割を果たさない. したがって, 右辺の最初の項は自由に失くすことができる. これより,

$$V = \omega_\alpha \times r + v_\alpha \quad (3.7)$$

が得られる.

本研究では, 上記の速度を β 系を用いた, 数値的に等価な形で表現することにした.

$$V = \omega_\beta \times r + v_\beta \quad (3.8)$$

(3.7) 式, (3.8) 式の数値的等価性により, β 系に対する速度 v_β を解くことができる.

$$v_\beta = \omega_\alpha \times r + v_\alpha - \omega_\beta \times r = (\omega_\alpha - \omega_\beta) \times r + v_\alpha \quad (3.9)$$

(3.3) 式より, $\omega_\rho = \omega_\alpha - \omega_\beta$ であるので,

$$v_\beta = \omega_\rho \times r + v_\alpha \quad (3.10)$$

(3.10) 式を (3.8) 式に代入すると,

$$V = \omega_\beta \times r + \omega_\rho \times r + v_\alpha \quad (3.11)$$

が得られる.

次に, (3.11) 式の時間微分を求める.

$$\frac{d}{dt}V = \omega_\beta \times \frac{d}{dt}r + \left(\frac{d}{dt}\omega_\beta\right) \times r + \omega_\rho \times \frac{d}{dt}r + \left(\frac{d}{dt}\omega_\rho\right) \times r + \frac{d}{dt}v_\alpha \quad (3.12)$$

(3.5) 式で述べたように, 相対角速度 ω_ρ の時間微分は, 軌道と内部物理学的原因の両方の可能性がある. (3.12) 式の右辺の第 4 項を (3.5) 式の右辺に書き換えると, (3.13) 式が得られる.

$$\frac{d}{dt}V = \omega_\beta \times \frac{d}{dt}r + \left(\frac{d}{dt}\omega_\beta\right) \times r + \omega_\rho \times \frac{d}{dt}r + \left(\frac{d}{dt}\omega_{\rho_{orbital}}\right) \times r + \left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha\right) \times r + \frac{d}{dt}v_\alpha \quad (3.13)$$

この後の展開では, 内部物理学的原因 ($d/dt \omega_\alpha$) と軌道原因 ($d/dt \omega_{\rho_{orbital}}$) を別々に計算することになるため, 以降の全てのステップにおいて, "observed" と "orbital" の添え字を削除することができる. したがって, 今後は $d/dt \omega_\rho$ は軌道寄与のみで特定されることになる.

次に, 元の系に対して角速度 ω で回転している系内の対応するベクトル量に, いくつかの特定の系内の任意のベクトル, q の時間微分を関連付ける次の一般的な式を使用する.

$$\frac{d}{dt}q_{originalframe} = \frac{d}{dt}q_{rotatingframe} + \omega \times q \quad (3.14)$$

この式は, (2.63) 式と同じ式である. original frame は元の系を表しており, rotating frame は変換先の系を表している. β 系での加速を解決するために, (3.13) 式の右辺の項全てに (3.14) 式を適用する. ここでの座標系変換のための角速度は ω_β である. 項ごとに, 次のようになる.

$$\omega_\beta \times \frac{d}{dt} \mathbf{r} = \omega_\beta \times \mathbf{v}_\beta + \omega_\beta \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) = \omega_\beta \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) + \omega_\beta \times (\omega_\rho \times \mathbf{r}) + \omega_\beta \times \mathbf{v}_\alpha \quad (3.15)$$

$$\left(\frac{d}{dt} \omega_\beta \right) \times \mathbf{r} = \left(\frac{d}{dt} \omega_\beta \right) \times \mathbf{r} + (\omega_\beta \times \omega_\beta) \times \mathbf{r} = \left(\frac{d}{dt} \omega_\beta \right) \times \mathbf{r} \quad (3.16)$$

$$\omega_\rho \times \frac{d}{dt} \mathbf{r} = \omega_\rho \times \mathbf{v}_\beta + \omega_\rho \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) = \omega_\rho \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) + \omega_\rho \times (\omega_\rho \times \mathbf{r}) + \omega_\rho \times \mathbf{v}_\alpha \quad (3.17)$$

$$\left(\frac{d}{dt} \omega_\rho \right) \times \mathbf{r} = \left(\frac{d}{dt} \omega_\rho \right) \times \mathbf{r} + (\omega_\beta \times \omega_\rho) \times \mathbf{r} \quad (3.18)$$

$$\left(\frac{d}{dt} \omega_\alpha \right) \times \mathbf{r} = \left(\frac{d}{dt} \omega_\alpha \right) \times \mathbf{r} + (\omega_\beta \times \omega_\alpha) \times \mathbf{r} \quad (3.19)$$

$$\frac{d}{dt} \mathbf{v}_\alpha = \frac{d}{dt} \mathbf{v}_\alpha + \omega_\beta \times \mathbf{v}_\alpha \quad (3.20)$$

ここで, $d/dt \mathbf{r}$ は \mathbf{v}_β と認識され, (3.10) 式を用いて $\mathbf{v}_\beta = \omega_\rho \times \mathbf{r} + \mathbf{v}_\alpha$ として展開している.

項を集めて並び替えると, 次のような β 系加速が得られる.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathbf{V} = & \frac{d}{dt} \mathbf{v}_\alpha + \left(\frac{d}{dt} \omega_\beta \right) \times \mathbf{r} + \left(\frac{d}{dt} \omega_\rho \right) \times \mathbf{r} + \left(\frac{d}{dt} \omega_\alpha \right) \times \mathbf{r} + \omega_\beta \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) \\ & + \omega_\rho \times (\omega_\rho \times \mathbf{r}) + 2\omega_\beta \times \mathbf{v}_\alpha + \omega_\rho \times \mathbf{v}_\alpha + \omega_\beta \times (\omega_\rho \times \mathbf{r}) + \omega_\rho \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) \\ & + (\omega_\beta \times \omega_\rho) \times \mathbf{r} + (\omega_\beta \times \omega_\alpha) \times \mathbf{r} \end{aligned} \quad (3.21)$$

ここで, $d/dt \omega_\rho$ は軌道寄与のみを指しているので, (3.21) 式の ω_β を含んでいる右辺第2項と, ω_ρ を含んでいる右辺第3項の2つの角加速度項は, 反対で等しい加速度をもたらす. これらの項を消去することで式を単純化する.

α 系での加速度を解決するためには, (3.14) 式をもう一度利用しなければならない. この場合の座標系変換のための角速度は ω_ρ である. (3.21) 式の残りの時間微分については, 次のように書く.

$$\frac{d}{dt} \mathbf{v}_\alpha = \frac{d}{dt} \mathbf{v}_\alpha + \omega_\rho \times \mathbf{v}_\alpha \quad (3.22)$$

$$\left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\alpha\right) \times \mathbf{r} = \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\alpha\right) \times \mathbf{r} + (\boldsymbol{\omega}_\rho \times \boldsymbol{\omega}_\alpha) \times \mathbf{r} \quad (3.23)$$

(3.23) 式の最終項は,

$$(\boldsymbol{\omega}_\rho \times \boldsymbol{\omega}_\alpha) \times \mathbf{r} = [(\boldsymbol{\omega}_\alpha - \boldsymbol{\omega}_\beta) \times \boldsymbol{\omega}_\alpha] \times \mathbf{r} = (-\boldsymbol{\omega}_\beta \times \boldsymbol{\omega}_\alpha) \times \mathbf{r} \quad (3.24)$$

となり, (3.21) 式 of 最終項の負であるため, これらを打ち消すことができる.

集められた α 系の加速度は,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\mathbf{V} &= \frac{d}{dt}\mathbf{v}_\alpha + \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\alpha\right) \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega}_\rho \times (\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r}) + \boldsymbol{\omega}_\beta \times (\boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r}) + \boldsymbol{\omega}_\beta \times (\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r}) \\ &\quad + \boldsymbol{\omega}_\rho \times (\boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r}) + 2\boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{v}_\alpha + 2\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{v}_\alpha + (\boldsymbol{\omega}_\beta \times \boldsymbol{\omega}_\rho) \times \mathbf{r} \end{aligned} \quad (3.25)$$

となる. ここで, (3.3) 式より, $\boldsymbol{\omega}_\beta + \boldsymbol{\omega}_\rho = \boldsymbol{\omega}_\alpha$ を用いて (3.25) 式の項をまとめていく. \mathbf{v}_α を含んでいる右辺第 7 項と第 8 項を組み合わせると,

$$2\boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{v}_\alpha + 2\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{v}_\alpha = 2(\boldsymbol{\omega}_\beta + \boldsymbol{\omega}_\rho) \times \mathbf{v}_\alpha = 2\boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{v}_\alpha \quad (3.26)$$

となる. また, 同様にして (3.3) 式を用いて, (3.25) 式の右辺第 3 項から第 6 項までの 4 つを組み合わせると,

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{\omega}_\rho \times (\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r}) + \boldsymbol{\omega}_\beta \times (\boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r}) + \boldsymbol{\omega}_\beta \times (\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r}) + \boldsymbol{\omega}_\rho \times (\boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r}) \\ &= (\boldsymbol{\omega}_\beta + \boldsymbol{\omega}_\rho) \times (\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r}) + (\boldsymbol{\omega}_\beta + \boldsymbol{\omega}_\rho) \times (\boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r}) \\ &= \boldsymbol{\omega}_\alpha \times (\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r}) + \boldsymbol{\omega}_\alpha \times (\boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r}) \\ &= \boldsymbol{\omega}_\alpha \times (\boldsymbol{\omega}_\beta + \boldsymbol{\omega}_\rho) \times \mathbf{r} \\ &= \boldsymbol{\omega}_\alpha \times (\boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (3.27)$$

となる. (3.26) 式と (3.27) 式を (3.25) 式に当てはめると, 次の式が得られる.

$$\frac{d}{dt}\mathbf{V} = \frac{d}{dt}\mathbf{v}_\alpha + \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\alpha\right) \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega}_\alpha \times (\boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{r}) + 2\boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{v}_\alpha + (\boldsymbol{\omega}_\beta \times \boldsymbol{\omega}_\rho) \times \mathbf{r} \quad (3.28)$$

次に, $\mathbf{F} = m d/dt \mathbf{v}$ を使用して, (3.28) 式の全ての項を力の観点から表現することができる. 両辺に質量 m を導入し, $d/dt \mathbf{V}$ は, 作用する全ての力の総和 (\mathbf{F}_{total}) とする. (3.1) 式と同様にして書くと, 以下の式になる.

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{effective} &= \mathbf{F}_{total} - m\boldsymbol{\omega}_\alpha \times (\boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{r}) - 2m\boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{v}_\alpha - m\left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\alpha\right) \times \mathbf{r} \\ &\quad - m(\boldsymbol{\omega}_\beta \times \boldsymbol{\omega}_\rho) \times \mathbf{r} \end{aligned} \quad (3.29)$$

(3.29) 式の右辺の最初の 4 つの項は, (3.1) 式の慣性力の標準解¹⁾と同じである. これらについてはさらに議論する必要はない. 最後の項は全く新しいものである. この新しい項を, (3.3) 式を用いて書き直すと,

$$\begin{aligned} -m(\boldsymbol{\omega}_\beta \times \boldsymbol{\omega}_\rho) \times \boldsymbol{r} &= -m[\boldsymbol{\omega}_\beta \times (\boldsymbol{\omega}_\alpha - \boldsymbol{\omega}_\beta)] \times \boldsymbol{r} \\ &= -m(\boldsymbol{\omega}_\beta \times \boldsymbol{\omega}_\alpha) \times \boldsymbol{r} \end{aligned} \quad (3.30)$$

となる. さらにこの項の質量変数 m は無視して, 加速度という形で表す. (3.29) 式から新たに得られた加速度は次のようになる.

$$-(\boldsymbol{\omega}_\beta \times \boldsymbol{\omega}_\alpha) \times \boldsymbol{r} \quad (3.31)$$

(3.31) 式は, カッコ内の積が軌道回転と自転の角速度を含んでいることから, 結合問題全般において非常に興味深いものである. 角速度の交積から, 両方に直交するベクトルが得られるため, このベクトルは対象天体の赤道面内にいなければならない. このベクトルを位置ベクトル (\boldsymbol{r}) と掛けると, \boldsymbol{r} で指定された位置で対象天体の表面に接する新しいベクトルが得られる.

¹⁾原文では"standard solution"と記載されていた. ここでは一般的な形の意として使っている.

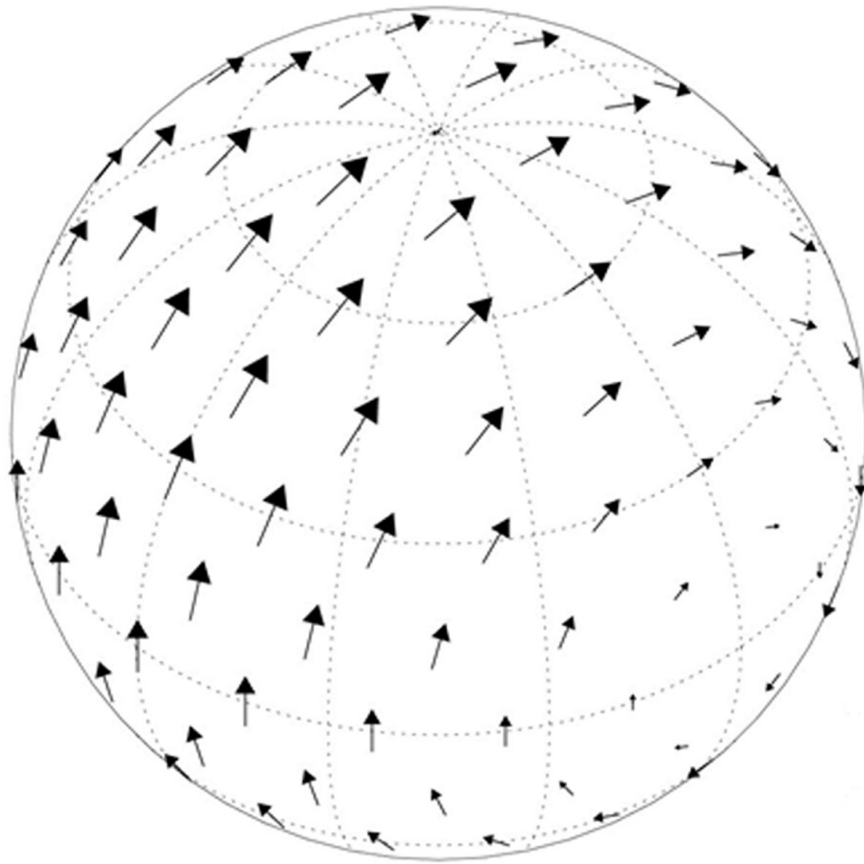


図 3.3: (3.31) 式で得られた加速度のベクトル表現. 表示しているベクトルの長さは大きさに比例する. また, 緯度経度の格子線を 30° 間隔で表示している. Shirley (2017) の Fig.4 より抜粋.

図 3.3 は, (3.31) 式で得られた加速度の相対的な大きさと方向についての典型的な解を, 対象天体の表面上に図示している. 対象天体が回転すると, 加速度は北向き, 次に東向き, 次に南向き, 次に西向きとなり, この感覚でベクトルの大きさが系統的に変化する. このように循環する加速度は, 内部物理学的流体や天体物理学的流体の循環運動を引き起こす可能性がある.

位置ベクトル r がベクトル積 $\omega_\beta \times \omega_\alpha$ に平行な場所では加速度は消える. そのような場所の一つが図の右下にある. この位置から 90° 離れた経度上で加速のピークが得られる. この図では, 互いにある程度の距離を置いて加えられる反対方向に向けられた加速度が, 軸を中心とした回転傾向を提供する. このようにして, (3.31) 式を"結合項"として言えることが正当化される.

ここから先は, 慣性力の領域 (軌道半径ベクトル R が関与しない) から離れなければならない. 本論では, (3.31) 式の結合項を適当とし, これを軌道の角速度だけではなく, 軌道の角運動量を含む研究を可能にさせるために適応させる.

3.3 CTA 項の導出

解を角運動量で表現するためには, 解の導出の中にベクトル R の係数を再導入する必要がある. 軌道角運動量 L は, $L = MV \times R$ で表すことができる. ここで, L は ω_β とベクトルの方向が一致しているため, (3.31) 式の ω_β の代わりに L を代入する.

$$-(L \times \omega_\alpha) \times r \quad (3.32)$$

(3.32) 式は数値モデリングの観点からはまだ最適ではなく, 軌道角運動量の時間的変動を考える必要がある. (3.32) 式を用いて時間的変動を解決するためには, 全ての格子点と時間ステップについて, 小さな差分を形成する必要があるため, 軌道角運動量の変化率 (dL/dt) を使用する.

(3.32) 式の自転角速度 ω_α と位置ベクトル r は, 短時間の間は実質的に不変である. したがって, (3.32) 式の時間微分は次のようになる.

$$-\left(\frac{dL}{dt} \times \omega_\alpha\right) \times r \quad (3.33)$$

ここで, dL/dt は結合項の変動の主な原因を表すため, これを結合のための"強制関数"と呼ぶことがある.

太陽系天体の軌道角運動量と自転角運動量の結合は, 観測によって非常に弱いことがわかっている. しかし, (3.33) 式で得られた結合項はそれに比べて非常に大きな加速度となっている. これを解決するために, スカラーの"結合効率係数"(c)を導入する. 結合項の最終的な式は次のようになる.

$$-c \left(\frac{dL}{dt} \times \omega_\alpha\right) \times r \quad (3.34)$$

パラメータ c は特定の対象天体の固有の物理的特性を表すものと考えられており, その値は現在のところ, 観測とモデリングによって制約されるのが最も良いかもしれない.

この (3.34) 式の結合項と, (3.31) 式の結合項を区別するのに便利な名称が必要だ. ここでは頭文字語 CTA("coupling term acceleration")を採用することにする.

以上のことから, 角速度 ω_α で自転する基準系内の粒子にかかる有効な力は

$$\begin{aligned} F_{effective} = F_{total} - m\omega_\alpha \times (\omega_\alpha \times r) - 2m\omega_\alpha \times v_\alpha - m \left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha\right) \times r \\ - mc \left(\frac{dL}{dt} \times \omega_\alpha\right) \times r \end{aligned} \quad (3.35)$$

となり, 基準系内の粒子の運動方程式は

$$\begin{aligned}
 m \frac{d}{dt} \mathbf{v}_\alpha = & \mathbf{F}_{total} - m \boldsymbol{\omega}_\alpha \times (\boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{r}) - 2m \boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{v}_\alpha - m \left(\frac{d}{dt} \boldsymbol{\omega}_\alpha \right) \times \mathbf{r} \\
 & - mc \left(\frac{d\mathbf{L}}{dt} \times \boldsymbol{\omega}_\alpha \right) \times \mathbf{r}
 \end{aligned} \tag{3.36}$$

となる. この式の右辺の最後の項の加速度部分が CTA と呼ばれる加速度である.

第4章 CTA を考慮したダストシミュレーション

1.2 節から, GDS は火星が近日点 ($L_s \sim 251^\circ$) 付近にあるときに発生することがわかっている. そこで, この章ではまず, 近日点における火星の軌道角運動量の変動 (dL_{Mars}/dt) の位相 (以降, dL/dt と表記する) がどのようなになっているかについて述べる. 次に, 1.3 節で説明した T15 温度を用いたダストシミュレーションに, 第3章で説明した CTA を考慮することで得られた結果を見る. 最後に, 得られた結果をその特徴ごとに分類する. なお, この章に載せているデータは, 1.4 節の最後に述べている通り, Newman et al., (2019) で得られた結果を載せている.

4.1 dL/dt の変動

太陽の放射照度の周期は毎年変わらないが, dL/dt の値は変動する. この dL/dt の波形の位相は正弦関数に相似であり, 上向きに交差する振幅ゼロの変化が位相 0° , 極大値は位相 90° にあたる, などが決められている. Mischna and Shirley (2017) によれば (以降, MS17 と呼ぶ), GDS が発生するときの MY はそれぞれ, 正極年, 負極年, または dL/dt の波形の振幅がゼロの際の付近で発生するかどうかによる, 極性が移り変わる年 (移行年) に分類されている. 以下の表 4.1 では, 近日点における MY の dL/dt の位相を調べ, MS17 に記載されている方法を用いて MY の極性を定義している. また, 図 4.1 では dL/dt 波形の例を示している.

表 4.1: 近日点における MY の極性. Newman et al., (2019) の Table1 参照.

極性	正極年	負極年	移行年
近日点における dL/dt の位相	$44^\circ - 144^\circ$	$225^\circ - 315^\circ$	$315^\circ - 44^\circ$ または $144^\circ - 225^\circ$

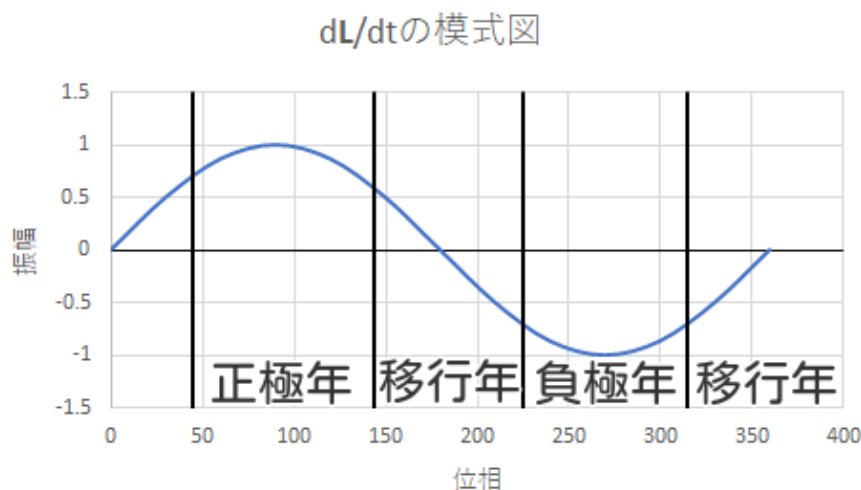


図 4.1: dL/dt の例

dL/dt の値は火星の数日の時間規模で変わっていき、 dL/dt の大きさによって CTA のパターンも変わる。また、 dL/dt の値は MY1, 2 年につき 2 回、符号が変わる。このことは、CTA とほかの循環要素との間の相互作用には、同じ時期で異なる年ごとに様々な強さと符号があるだろうということを示している。正極年では近日点付近の午後に、ほとんどの緯度で南へ向かう CTA があり、負極年では近日点付近の午後に、ほとんどの緯度で北へ向かう CTA がある。そして移行年では、近日点の付近で、小さな CTA の振幅（北へ向かうものと南へ向かうもの）がある。

この CTA のパターンを考えれば、移行年には、ダストの活動への影響が最も小さいことを予測できたかもしれない。ところが、他の極性のある年では、存在する循環を高める、もしくは妨げることで、ダストの巻き上げが増加、もしくは減少する地域がある。

この CTA のパターンを考慮し、MS17 では Mars WRF GCM に CTA を含め、ダストストームシーズンにおけるダストフリーなシミュレーションを行い、風応力とハドレー循環の関係を調べた。シミュレーションの結果、CTA を考慮することで、GDS が発生する際に予測されるハドレー循環の強さと風応力の大きさに一致した。しかし、このシミュレーションではダストの存在を考慮していないため、GDS の発生時期等は予測できない。そこで、次節以降で CTA を考慮することによって GDS の発生有無や発生時期等の予測ができるかどうかを検討していく。

4.2 CTA を考慮したシミュレーション

1.3 節で述べたように、ダスト巻き上げには2つのダスト巻き上げパラメータが使用されており、1つはダストデビル用、もう1つは風応力上昇用である。ダストデビルのパラメータは、ダストの巻き上げ量をスケールするパラメータ α_D を持つ。一方、風応力のパラメータは、巻き上げが発生するための風応力閾値 τ_t と、巻き上げられたダストの量をスケールするパラメータ α_N の2つのパラメータを持つ。NR15で説明されているチューニングプロセスでは、風応力がダストストームの原因となる一方で、ダストデビルが背景のダスト性を提供すると仮定している。そのため、 α_D は最初に、ダストデビルの巻き上げのみがシミュレーションされた T15 曲線が、観測された「バックグラウンド」(ダストストームの発生しない) T15 値と一致するように調整される。これに続いて、風応力によるダスト巻き上げが加えられ、風応力の閾値が選択され、 α_N が最も現実的なダストストームのセット (例えば図 1.4 に示されているように、観測されたダストストーム年の T15 との比較に基づいて) が生成されるまで調整される。

T15 値を使用することは、シミュレーションにおけるダストストームの大きさを分類するための最もクリーンでシンプルな方法であり、また、何十年ものシミュレーション年を一つの図に表示して解釈することができる。観測結果に基づいて、T15 値のピークがバックグラウンドより 16K 以上高い年は GDS 年 (GDS が発生する年) に分類され、T15 値のピークがバックグラウンドより 10K 未満の年は非 GDS 年 (GDS が発生しない年) に分類され、T15 値のピークがバックグラウンドより 10K 以上 16K 未満の年は GDS 年の可能性がある年に分類される。

図 4.2 は、CTA を含まない対照実験 CON1, CON2, CON3 の 14 年間の T15 温度を示している。3つのシミュレーションはすべて同じ風応力閾値 (0.036Pa) と α_D 値 (5×10^{-9}) を用いて実行された。 α_N の値は変えており、それぞれ 1.5×10^{-5} , 2.5×10^{-5} , 4×10^{-5} である。

CON1 と CON2 で得られた結果ではどの年でも大規模なダストストームは発生しないが、CON3 で得られた結果では毎年 GDS を発生させる。これらのシミュレーションのいずれも、ダストストームの大きさ、形、タイミングの点で有意な経年変化を示さないことに注意する。各シミュレーション内のわずかな年ごとの違いは、大気中のダスト分布、循環、ダスト巻き上げの間の非線形フィードバックによって、特にダストストームの時期に強まった、大気の変動に起因している。

図 4.3 と図 4.4 は、それぞれ 56 年間のシミュレーション CTA1 と CTA2 の結果を示している。CTA1, CTA2 では、CON1, CON2 に CTA を考慮した結果が示されており、それ以外の設定 (ダスト巻き上げパラメータ) はそれぞれシミュレーション CON1 と CON2 で使用したものと同じである。シミュレーション CTA3 (CTA が含まれている CON3 と同じ) では、年によっては GDS が非常に大きくなり、大気温度と循環強度が大幅に上昇してモデルが壊れるため、その結果は表示されていない。

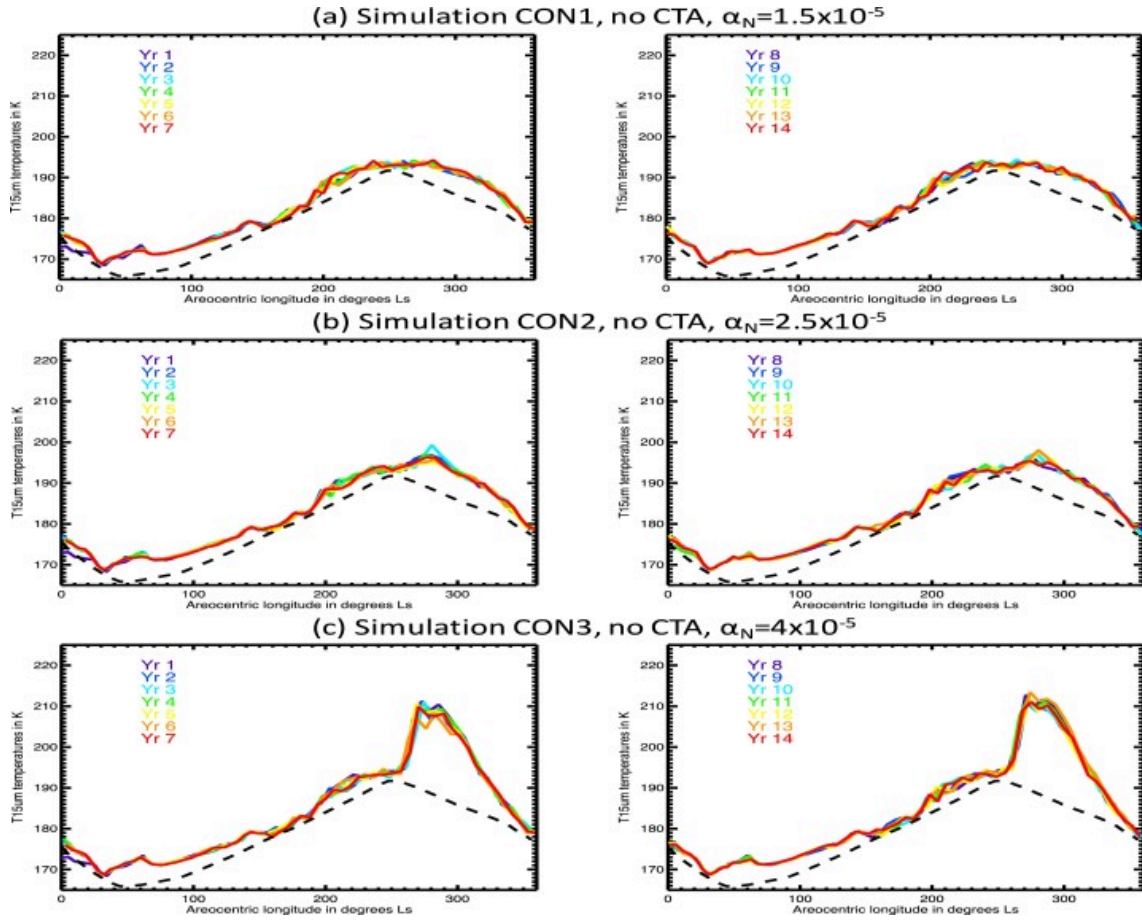


図 4.2: CTA を含まない場合の 3 つの 14-MY ダストサイクルシミュレーションにおける時期の関数としての 'T15' 温度. 各パネルは火星の 7 年を示している. 3 つのシミュレーションはすべて $\alpha_D = 5 \times 10^{-9}$, $\tau_t = 0.036 \text{ Pa}$ であるが, CON1, CON2, CON3 はそれぞれ $\alpha_N = 1.5 \times 10^{-5}$, 2.5×10^{-5} , 4×10^{-5} となっている. Newman et al., (2019) の Fig.3 より抜粋.

現在, 異なる年には MY とラベルが付けられており, その特定の MY に特有の CTA 加速がシミュレーションに使用されていることを示している. シミュレーションは MY17(1922 年) から MY38(2026 年) までの結果が示されている.

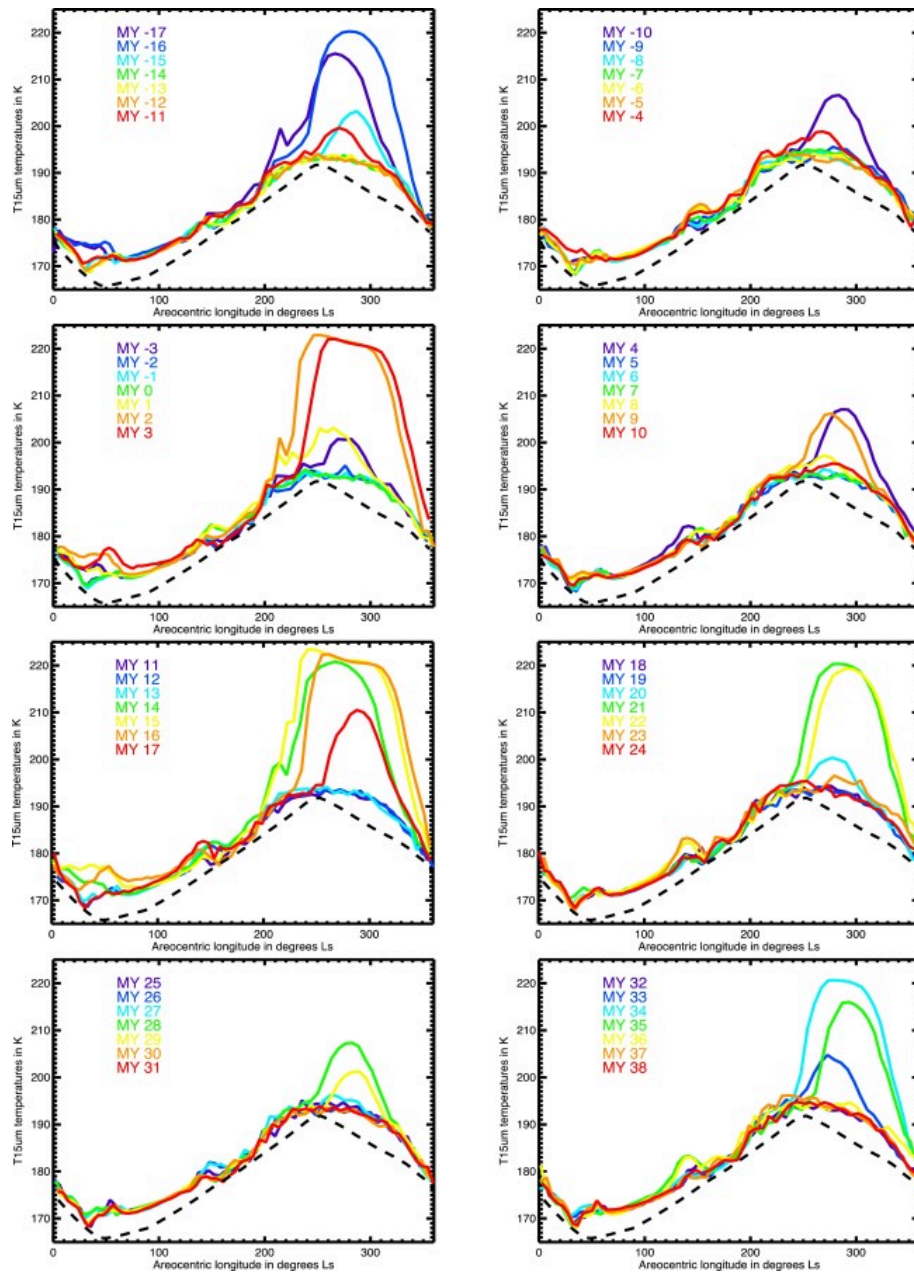


図 4.3: シミュレーション CTA1 の結果. 図 4.2(a) と同様に, CON1 と同じダスト巻き上げパラメータを使用しているが, CTA 加速が含まれており, 火星における 56 年分が続いている. Newman et al., (2019) の Fig.4 より抜粋.

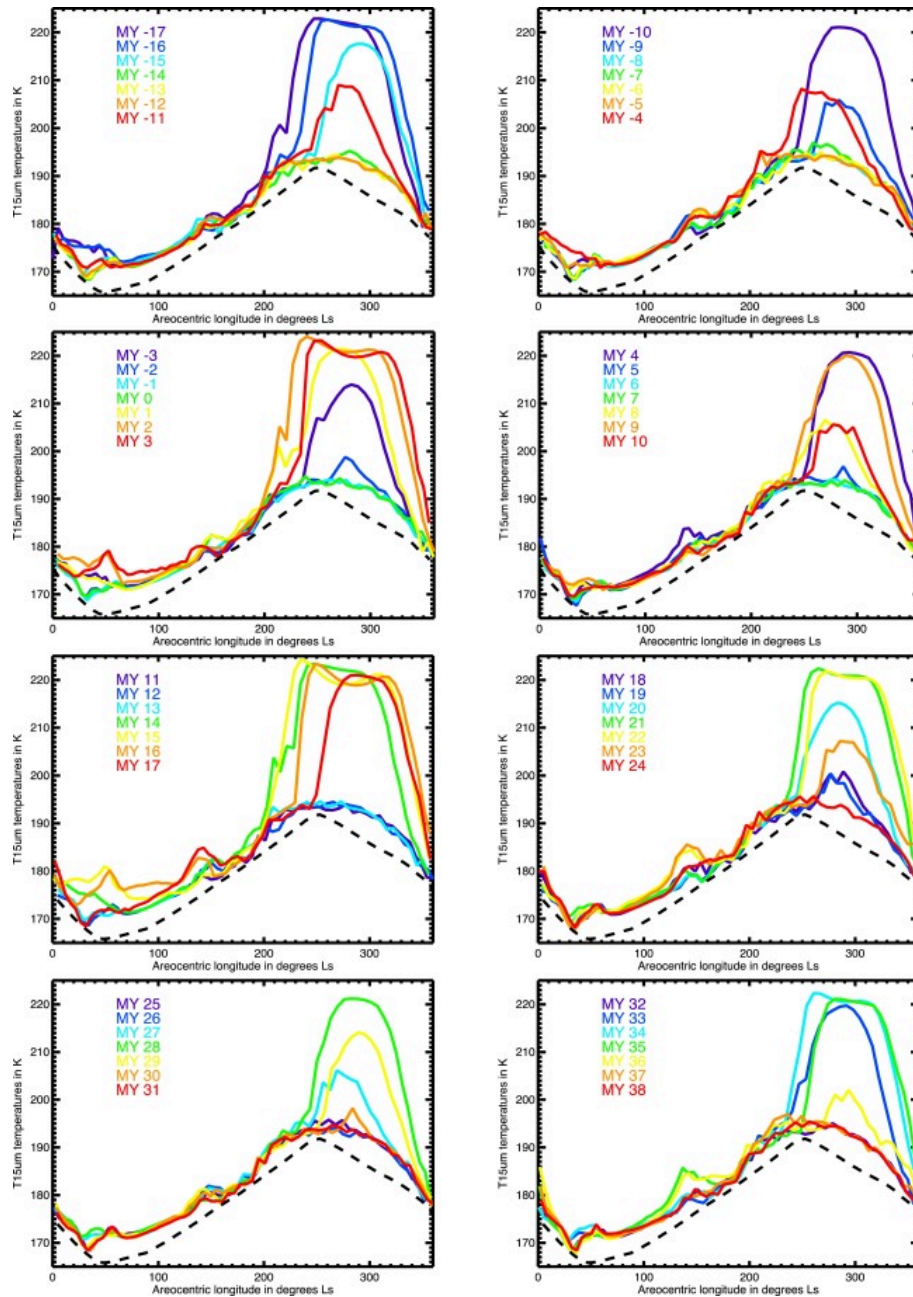


図 4.4: シミュレーション CTA2 の結果. 図 4.2(b) と同様に, 同じダスト巻き上げパラメータを使用しているが, CTA の加速が含まれており, 火星における 56 年分が続いている. Newman et al., (2019) の Fig.5 より抜粋.

CON シミュレーションとは対照的に, CTA シミュレーションは明らかにほかに多くの年間変動を持っている. この τ_t 値の CON シミュレーションでは有意な年変動は見られないが, CTA1 と CTA2 ではそれぞれ, 大規模なダストストームの発生しない年, GDS が発生する年が見られた. これは, MS17 で議論されているように, CTA が循環の強さとダストストームシーズン, 特に正と負の極の年の地表での風応力パターンに影響を与えていることと一致している.

CTA シミュレーションでは, GDS の発生時期も年によって異なり, $L_s \sim 200^\circ$ の早いものから $L_s \sim 260^\circ$ の遅いものまでである. これは実際のダストストームの発生する範囲 ($L_s \sim 180^\circ$ の早い時期から $L_s \sim 310^\circ$ の遅い時期に始まることが観測されている) よりも小さいが, シミュレーション CON3 の GDS の発生時期よりもはるかに広い範囲となっている. このように, ここで選択された閾値と, CTA をシミュレーションに含めたことにより, 他の方法では不可能であったダストストームの発生時期よりも, より早く, より変化に富んだ発生時期を可能にしているように見える. しかし, 発生時期の範囲にもかかわらず, このシミュレーションではダストストームシーズンの終わりまでに GDS が減衰することはない. これは観測結果に反しており, ここに含まれていないプロセス (ダストの枯渇など) がダストストームをより早く収束させるために重要であることを示唆している.

以下の表 4.2 では, 観測された年 MY, GDS の発生有無と GDS が発生した際の $L_s(^{\circ})$, 近日点での dL/dt の位相角 $\phi(^{\circ})$, 近日点での MY の極性, シミュレーション CTA1 および CTA2 における GDS の発生有無と GDS が発生する際の $L_s(^{\circ})$ の予測, そしてその予測の正誤 (予測が当たっていたかどうか) を記している. GDS が発生しなかった, または発生しないと予測された際には "None", 予測が当たった際には "Yes", 予測が当たらなかった際には "No" と表記している. GDS の発生有無をしっかりと予測できず, GDS が発生する可能性があるかと予測された場合には "Possible" と表記し, もし発生するのであればいつ発生するのかも記している. また, この場合の予測の正誤はすべて "Poss" と表記している. 未来の予測で GDS の発生有無がまだわかっていない年の発生有無と予測の正誤の欄はすべてクエスチョンマークで記している. そして, GDS が発生する, もしくは発生するかもしれないと予測された年で, 実際に GDS が発生した年には丸または三角のマークをつけており, その中でも特に, 発生時期が予測された L_s から 20° 以内であった年には丸のマークをつけている.

表 4.2: 観測された年, GDS の発生有無と発生時期, 近日点での dL/dt の位相角 $\phi(^{\circ})$, 極性, シミュレーション CTA1 および CTA2 における GDS の発生有無と発生時期の予測, そしてその予測の正誤を記した一覧. Newman et al., (2019) の Table2 参照.

MY	発生有無 ($L_s(^{\circ})$)	位相角 $\phi(^{\circ})$	極性	CTA1 発生予測	予測の 正誤	CTA2 発生予測	予測の 正誤
-16	310	92.6	+	240 \triangle	Yes	230 \triangle	Yes
-8	None	309.1	—	None	Yes	None	Yes
1	249	143.7	+	Possible, $L_s \sim 240^{\circ}$ \bigcirc	Poss	200 \triangle	Yes
9	260	92.5	+	Possible, $L_s \sim 250^{\circ}$ \bigcirc	Poss	240 \bigcirc	Yes
10	300	44.4	+	None	No	Possible, $L_s \sim 255^{\circ}$ \triangle	Poss
11	None	302.5	—	None	Yes	None	Yes
12	204, 268	232.7	—	None	No	None	No
15	208	98.7	+	200 \bigcirc	Yes	200 \bigcirc	Yes
17	None	38.6	0	260	No	250	No
18	None	1.5	0	None	Yes	None	Yes
21	254	70.3	+	240 \bigcirc	Yes	240 \bigcirc	Yes
23	None	1.6	0	None	Yes	265	No
24	None	313.7	—	None	Yes	None	Yes
25	185	272.4	—	None	No	None	No
26	None	213	0	None	Yes	None	Yes
27	None	134.5	+	None	Yes	Possible, $L_s \sim 250^{\circ}$	Poss
28	262	82.4	+	245 \bigcirc	Yes	240 \triangle	Yes
29	None	37.8	0	None	Yes	255	No
30	None	342.9	0	None	Yes	None	Yes
31	None	272.1	—	None	Yes	None	Yes
32	None	174.6	0	None	Yes	None	Yes
33	None	105	+	Possible, $L_s \sim 240^{\circ}$	Poss	235	No
34	197	64.9	+	245 \triangle	Yes	235 \triangle	Yes
35	?	35.5	0	260	?	250	?
36	?	1.0	0	None	?	None	?
37	?	297.2	—	None	?	None	?
38	?	272.6	—	None	?	None	?

シミュレーション CTA2 では, 23 年中 15 年で GDS の発生有無を正しく予測し, GDS の発生予測が当たった 7 年中 3 年で発生時期も正しく予測している. MY10 と MY27 の 2 年分では GDS の発生有無をしっかりと予測できなかった. さらに詳しく述べると, MY10 では GDS が観測され, CTA2 では発生の可能性は予測されたが, 発生時期の予測は間違っていた. MY27 では GDS の発生の可能性が予測されたが, 実際には GDS は観測されなかった. この他の 6 年分では, 観測された GDS が予測されない (MY12, 25) か, 観測されなかった GDS を予測している (MY17, 23, 29, 33). まとめるとシミュレーション CTA2 では, GDS が発生しなかった移行年において GDS が発生すると予測するなど, GDS の活動を過大に評価する傾向がある. また, 負極年の GDS を予測しないこともわかった.

シミュレーション CTA1 では, 23 年中 16 年で GDS の発生有無を正しく予測し, GDS の発生予測が当たった 5 年中 3 年で発生時期も正しく予測している. MY1, MY9, MY33 の 3 年分では GDS の発生有無をしっかりと予測できなかった. さらに詳しく述べると, MY1, 9 では GDS の発生の可能性が予測され, 実際に GDS が発生し, 発生時期も正しく予測している. MY33 では GDS の発生の可能性が予測されたが, 実際には GDS は観測されなかった. この他の 4 年分では, 観測された GDS が予測されない (MY10, 12, 25) か, 観測されなかった GDS を予測している (MY17). ま

とめるとシミュレーション CTA1 では、シミュレーション CTA2 と比べて GDS の活動をわずかに過小に評価する傾向がある。また、シミュレーション CTA2 と同様、負極年では GDS を予測しないこともわかった。

全体的に見ると、CTA1 で選択された α_N の値の方が、CTA2 で選択された α_N の値よりも現実的であるといえる。また、 α_N の値を変えて他にいくつかのシミュレーションが行われたが(ここには記していない)、CTA1 で得られた結果が今のところ、観測データと最も全体的に一致した結果を出している。したがって、本論の続きはシミュレーション CTA1 の結果に焦点を当てていく。

4.3 極性ごとの CTA1 の結果

この節では、前節までで得られたシミュレーション CTA1 の結果を表 4.1 の分類通りに極性ごとに分け、より詳しく検討していく。

4.3.1 正極年

正極年における CTA1 の結果を以下の表にまとめた。記述の仕方は表 4.2 と同じである。正極年では、CTA1 は MY10 の GDS の発生を予測することができず、MY33(GDS が発生しなかった年)の GDS の可能性を予測している。しかし、CTA1 では MY-16, 15, 21, 28, 34 で GDS の発生を正しく予測し、MY1, 9 で GDS が発生する可能性を予測し、MY27 で GDS が発生しなかったことを正しく予測することに成功している。また、発生時期は、GDS が発生する、もしくは発生する可能性があるとして予測された 7 年の中で、5 年は発生時期も一致しており、発生場所もある程度の現実性があることが指摘されている。正極年のこれらの年の GDS の発生については、第 5 章でより詳細に検討している。

表 4.3: 正極年における GDS の発生有無と発生時期, 近日点での dL/dt の位相角 $\phi(^{\circ})$, シミュレーション CTA1 における GDS の発生有無と発生時期の予測, そしてその正誤を記した一覧.

MY	発生有無 ($L_s(^{\circ})$)	位相角 $\phi(^{\circ})$	CTA1 発生予測	予測の正誤
-16	310	92.6	240 \triangle	Yes
1	249	143.7	Possible, $L_s \sim 240^{\circ}$ \bigcirc	Poss
9	260	92.5	Possible, $L_s \sim 250^{\circ}$ \bigcirc	Poss
10	300	44.4	None	No
15	208	98.7	200 \bigcirc	Yes
21	254	70.3	240 \bigcirc	Yes
27	None	134.5	None	Yes
28	262	82.4	245 \bigcirc	Yes
33	None	105	Possible, $L_s \sim 240^{\circ}$	Poss
34	197	64.9	245 \triangle	Yes

4.3.2 負極年

負極年における CTA1 の結果を以下の表にまとめた. 記述の仕方は表 4.3 と同じである. 負極年では, CTA1 は GDS を予測しておらず, これは MY8, 11, 24, 31 では正しく予測されている. しかし, これは MY12 に観測された 1 回目の GDS や MY25 に観測された GDS の予測に失敗したことを意味している. なお, MY12 に観測された 2 回目の GDS は, 1 回目の GDS によって引き起こされた可能性があるため, ここでは 1 回目の GDS のみに焦点を当てている.

MY-18 から MY40 の間で最大の CTA 振幅を持っていた MY15 を除くと, MY12 の 1 回目の GDS と MY25 の GDS は, ダストストームシーズンの中ではかなり早い時期に発生した GDS である. これらの GDS を予測できなかった理由として, 今回のシミュレーションではダストと水の循環の相互作用を考慮できていないことが考えられる. 火星には H_2O 氷でできた雲 (以降, 水氷雲と呼ぶ) と CO_2 氷でできた雲があり, 水氷雲によるダストの吸収と放射効果を含み, ダストと水の間には相互作用する循環がある. どのダストサイクルモデルにおいても GDS がこれほど早期に予測されていなかったために, この効果は, 南半球の春分点 ($L_s = 180^{\circ}$) 直後に GDS を発生させる可能性があるメカニズムとして示唆されている (e.g. Kahre et al., 2012, Lee et al., 2018). もしこの効果が重要なプロセスであるとするならば, ダストストームシーズンの初期に発生する GDS を予測するのは現状困難である.

表 4.4: 表 4.3 の負極年版.

MY	発生有無 ($L_s(^{\circ})$)	位相角 $\phi(^{\circ})$	CTA1 発生予測	予測の正誤
-8	None	309.1	None	Yes
11	None	302.5	None	Yes
12	204, 268	232.7	None	No
24	None	313.7	None	Yes
25	185	272.4	None	No
31	None	272.1	None	Yes

4.3.3 移行年

移行年における CTA1 の結果を以下の表にまとめた. 記述の仕方は表 4.3 と同じである. 移行年では, CTA1 は MY17 以外の年では GDS の発生有無の予測を正確に行うことができた. どの移行年にも GDS が観測されなかったことは, CTA 振幅が小さいことによるものであると推測される. このことは, CTA が火星の大気循環と地表面風応力パターンに影響を与え, GDS が発生しない状態から発生する状態へと変化させる重要な要因であることを示唆しているように思われる.

しかし, 予測を誤った MY17 の近日点における位相 (38.6°) は観測されたすべての移行年の中で最も高く, ダストストームシーズンにおける dL/dt の振幅は大きい. この後第 5 章で述べるが, MY15 に発生した GDS 等の影響で地表面ダストが不足していたために, MY17 では GDS が発生しなかった可能性がある. MY17 に関する追加の議論は, Shirley et al., (2019) で行われている.

表 4.5: 表 4.3 の移行年版.

MY	発生有無 ($L_s(^{\circ})$)	位相角 $\phi(^{\circ})$	CTA1 発生予測	予測の正誤
17	None	38.6	260	No
18	None	1.5	None	Yes
23	None	1.6	None	Yes
26	None	213	None	Yes
29	None	37.8	None	Yes
30	None	342.9	None	Yes
32	None	174.6	None	Yes

4.4 第4章のまとめ

この章では、近日点における dL/dt の位相によって各 MY をそれぞれ、正極年、負極年、移行年の3種類に分類した。そして、シミュレーションに CTA の影響を含めることによって、結果がどのように変わるのかを調べた。シミュレーションの結果、CON1, CON2 では GDS の発生は予測できなかったが、CTA1, CTA2 では GDS の発生をある程度予測できたことがわかった。特に CTA1 では、23 年中 16 年で GDS の発生有無を正しく予測し、GDS の発生を予測できた 5 年中 3 年で発生時期も正しく予測した。そこで、より精度の良い CTA1 の結果を用いて、正極年、負極年、移行年ごとに結果を分類し、極性年別に結果を見ることにした。

正極年では GDS が発生した 8 年のうち、5 年で GDS の発生を正しく予測し、2 年で GDS の発生の可能性を予測した。また、GDS が発生する、もしくは発生する可能性があるとして予測した 7 年のうち 5 年で発生時期まで正しく予測した。負極年では GDS が発生すると予測できた年はなかった。負極年で発生する GDS はすべて、ダストストームシーズン初期に発生するものであり、現状まだ考慮されていないプロセスを含まなければこれらの GDS を予測することはできないと言われている。移行年では GDS が発生した年はなかった。移行年において唯一予測を外したのは MY17 で、MY17 の dL/dt の振幅は移行年の中で最も大きかった。移行年のどの年においても GDS が発生しなかったことは、 dL/dt の振幅が小さいことが原因であるように思われ、このことは CTA が GDS の発生に大きくかかわっている可能性があることを示唆している。

第5章 正極年 GDS とダスト巻き上げ 発生地域に関する考察

第4章でまとめたシミュレーション結果から、負極年と移行年ではまだ GDS の発生を予測することはできないが、CTA を考慮することによって、正極年における GDS の発生予測がある程度可能になったことがわかった。これを踏まえて、この章では CTA を考慮したことで何故正極年で発生する GDS を予測できるようになったのか検討していく。

そこで、この章ではまず、火星の各地域のダスト除去(ダストが減少すること)の割合を調べ、ダストが多く巻き上がる地域を考察する。次に、正極年における CTA1 の GDS 予測と、ダストが多く巻き上がる地域との関係を考察していく。

5.1 ダスト巻き上げの中心地域と CTA の関係

この節では、上述したように、ダスト巻き上げ中心(ダスト巻き上げがより多く起こった場所)について調べ、ダスト巻き上げの初期領域(GDS が発生する際に中心となってダストが巻き上がる場所)を考察する。さらに、考察に CTA を含めることでダストが巻き上がる量、ダスト巻き上げの初期領域が変化するかどうかを見る。次に、NR15 で提唱されている、ダストが有限であると仮定した場合、ダスト巻き上げの初期領域が変化するかどうかについても考えていく。

5.1.1 ダスト無限の場合のダスト巻き上げの初期領域

図 5.1 の (a) と (b) は、シミュレーション CON1 と CTA1 の 20 年間のシミュレーション後のダスト分布 (kg/m^2) を示している。シミュレーション初期のダスト分布は一律に $100\text{kg}/\text{m}^2$ としており、ダスト巻き上げが起こることでダスト巻き上げ中心のダスト量が減少し、その地域の色が変化している。しかし、どの地域もダストが枯渇しているとは言い難く、これは実質的にダストが無限に存在しているシミュレーションを行っていることになる。

CON1 と CTA1 のダスト除去 (ダストが減少すること) のパターンには特徴的な違いがあり, CTA1 では特にヘラスの北側, アルギルの北と北西のダスト除去の割合が増加している. これは, CTA1 の 20 年の間に 3 度 GDS が発生したことによるものであり, ハドレー循環とそれに関連した風応力が強まることによってダストが巻き上がる量が増えたためである. しかし, CTA の有無に関わらず, ダスト巻き上げ中心は主にタルシスの北部 (主にアルバ・パテラとオリンポス山の周辺) とヘラスの北部, そしてアルギルの北部と北西部の狭い領域に存在している.

重要なことに, CTA 強制を考慮したとしても, ダスト巻き上げ中心の位置はそれほど変化しない. つまり, 経年の変化に大きく影響するのは, それらの地域での風応力の大きさに対する CTA の影響だけである. これは, MS17 で想定されているように, 風応力の閾値を定期的を超える少数の地域での CTA の影響と, シミュレーションにおける GDS の発生予測を密接に結びつけている.

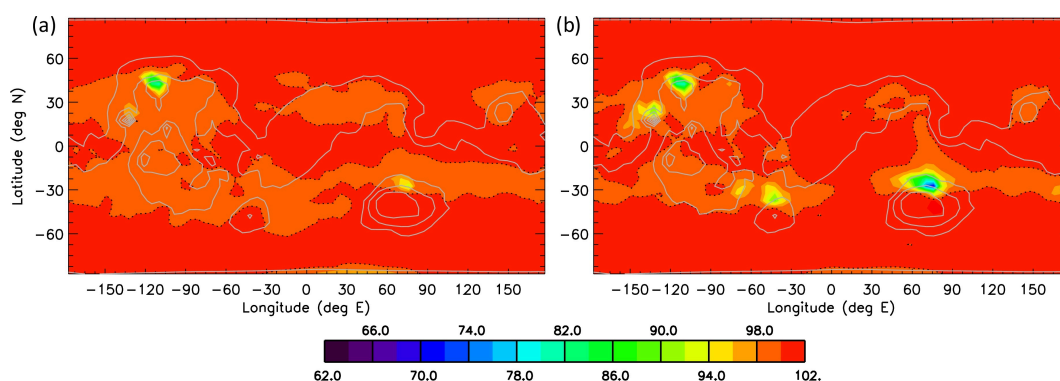


図 5.1: CON1(a) と CTA1(b) の 20 年間のシミュレーション後のダスト分布 (kg/m^2). ダスト分布の初期値は $100\text{kg}/\text{m}^2$. Newman et al., (2019) の Fig.6 より抜粋.

このシミュレーション結果から, GDS が発生する初期の主な領域が明らかになったが, このシミュレーションではどの地域においてもほぼ無制限にダストが巻き上がるものが想定されており, ダスト除去によりダストが枯渇し, GDS が発生しない可能性を考慮できていない. そこで, NR15 で示されているように, 巻き上がる地表面ダストが有限であることを仮定し, 地表面ダスト分布が自己整合的に再編成される (上記のシミュレーションでは, ある特定の地域から多くのダストが巻き上がっていたが, それにより特定の地域の他の地域のダスト量が増えたり, ダスト巻き上げによりダストが不足した特定の地域へ, 他の地域から巻き上がったダストによりダストが補充される) ことを考慮すると, 上記のシミュレーションで得られた GDS の発生初期の領域よりも遥かに広く分布するダスト巻き上げの初期領域が得られる. ダスト巻き上げの初期領域が広範囲であることと, CTA を考慮して Mars WRF のダストサイクルシミュレーションを行うことで, より現実的な GDS の発生位置と, GDS の発生有無の予測が可能になるかもしれない.

5.1.2 ダスト有限の場合のダスト巻き上げの初期領域

4.3.1 節で正極年におけるシミュレーション CTA1 の結果を検討した。ここでは、ダストが有限であることと、それに伴う初期のダスト巻き上げ領域について考え、正極年におけるシミュレーション CTA1 の結果を用いながらダスト巻き上げの初期領域について再検討していく。また、ここでは風応力の閾値と CTA の係数 c の値、それに伴うダスト巻き上げパラメータの調整については考えないことにする。

例えば、MY28 で発生した GDS はノアキスで主に成長することが観測された (Wang and Richardson, 2015) が、CTA1 ではノアキアに大きなダスト巻き上げ中心は見られない (図 5.1(b) 参照)。これは、ダストが無制限であると仮定したシミュレーションにおいて、風応力が最も大きい地域、すなわち、アルバ・パテラ、タルシス、ヘラスで発生するダスト巻き上げ中心がシミュレーションを支配するためである。しかし、5.1 節で述べたように、ダストが有限であり、ダスト分布が自己整合的に再編成されることを考慮すると、初期のダスト巻き上げ領域がかなり変わり、ノアキスでダスト巻き上げ中心がしばしば見られるようになった。

また、有限ダストシミュレーションでは、ダストストームシーズンの後半に現れるダスト巻き上げ中心により、 $L_s \sim 300^\circ$ の後に T15 値が有意に増加することもある (e.g. NR15)。NR15 では CTA を考慮していないが、それでもこの時期にダスト巻き上げ中心が発生することは、CTA を考慮した場合の後期 GDS (MY10 で観測されたような GDS) を予測するうえで重要であるかもしれない。MY10 は、CTA1 では GDS が発生しないと予測された年だが、 dL/dt 波形のピークは他のすべての正極年に比べて非常に遅く (SM17 参照)、ダストストームシーズンの後半にダスト巻き上げが増強される可能性があることを示している。これらのことから、CTA とダストが有限であることを考慮することは、ダストストームシーズンとより良い一致が得られる可能性があることが示唆されている。

5.2 正極年における CTA1 の結果の考察

本節では、5.1.1 節で考慮したダスト巻き上げの初期領域と、正極年におけるシミュレーション CTA1 の結果の関係について考察していく。以下の図 5.2 では、4 つの正極年 (MY9, 15, 21, 28) で発生した GDS のおおよその発生時期を中心とした、20 ソル間のダスト巻き上げが起こった地域の中で、1 年間に巻き上がった総ダスト量が最も多かった地域上位 100 個のダスト源の点をプロットしたものである。総ダスト量の割合に応じて色分けされており、濃い赤は上位 100 個のダスト源の中でも巻き上がったダスト量が多い地域を示しており、紺色の点は 100 個のダスト源の中では巻き上がったダスト量が少ない地域を示している。ここで、MY9 は CTA1 によって GDS が発生する可能性がある年と予測された年で、残り 3 つの MY は GDS が

発生すると予測された年である。また, MY9, 21, 28 のシミュレーションによって予測された GDS は, すべて近日点から $L_s \sim 10^\circ$ 以内に発生すると予測された。

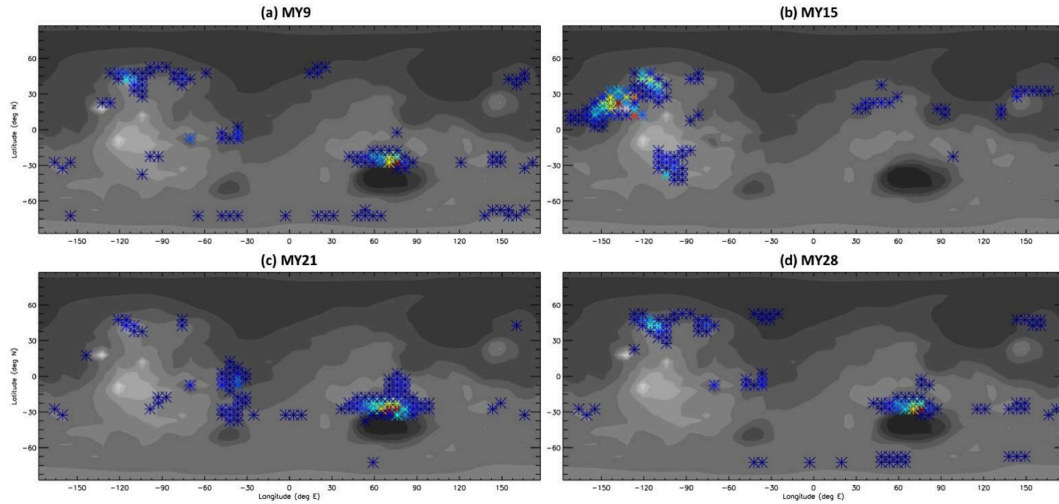


図 5.2: MY9, 15, 21, 28 の GDS のおおよその発生時期を中心とした上位 100 個のダスト源. Newman et al., (2019) の Fig.7 より抜粋.

MY9, 28 のダスト巻き上げのピーク (赤と黄色の点) はヘラスの北側で発生しており, 第二のピーク (薄い青色の点) はアルバ・パテラの北側とクリュセで発生している。実際の MY28 の GDS は, ほぼ予測された L_s で発生し, クリュセで発生したダストストームとノアキスで発生したダストストームが合体することで発達したことが観測された。MY21 のダスト巻き上げのパターンは MY9, 28 のダスト巻き上げのパターンと酷似しているように見えるが, MY21 でシミュレーションされた GDS は, MY9, 28 でシミュレーションされた GDS よりも遥かに大きな規模になっている。また, MY9, 28 ではノアキスでダスト巻き上げの初期領域は見当たらないが, MY21 では比較的弱いノアキスでダスト巻き上げの上位 100 の点が存在している。

MY15 の GDS は, その他 3 つの GDS よりもかなり早い時期に発生している。図 5.2 を見てもわかる通り, MY15 のダスト巻き上げのパターンはかなり異なっている。MY15 ではオリンポス山の西側にダスト巻き上げのピークが発生しており, タルシスの西側とタルシスの西側からアルバ・パテラにかけても非常に強いダスト巻き上げが見られる。また, ソリス, クラリタスにおいても強いダスト巻き上げがあり, シルタスの西側やエリシウム山の側面にも強いダスト巻き上げが見られる。

なぜ正極年には上記の地域で風応力が強まるのかという疑問について調べるため, この後の 5.2.1 節では MY15 に, 5.2.2 節では MY28 に焦点を当てている。また, この先の節ではすべて, 比較のために CON1 の結果も載せている。

5.2.1 MY15

図 5.3, 5.4, 5.5 は, MY15 で GDS が発生するに至るまでの風, 風応力, ダスト巻き上げに対する CTA の影響の時系列を示している. 各図は, CTA を考慮しない場合と考慮した場合の風ベクトル (a, c), CTA ベクトル (b), 風 (ベクトル), 風応力, ダスト巻き上げの差 (d) を示している. 3 つの図はすべて $387 \sim 406$ ソル ($L_s : 188^\circ \sim 200^\circ$) の期間で平均したデータを考えており, 東経 -90° における時間で分けられている. 3 つの図の (d) の黒の実線は, シミュレーション CTA1 によって得られたダスト巻き上げが強まっている場所を示している. また, 風応力が強まっている場所は色がより明るくなっている. このことに注意しながら 3 つの図を見ていく.

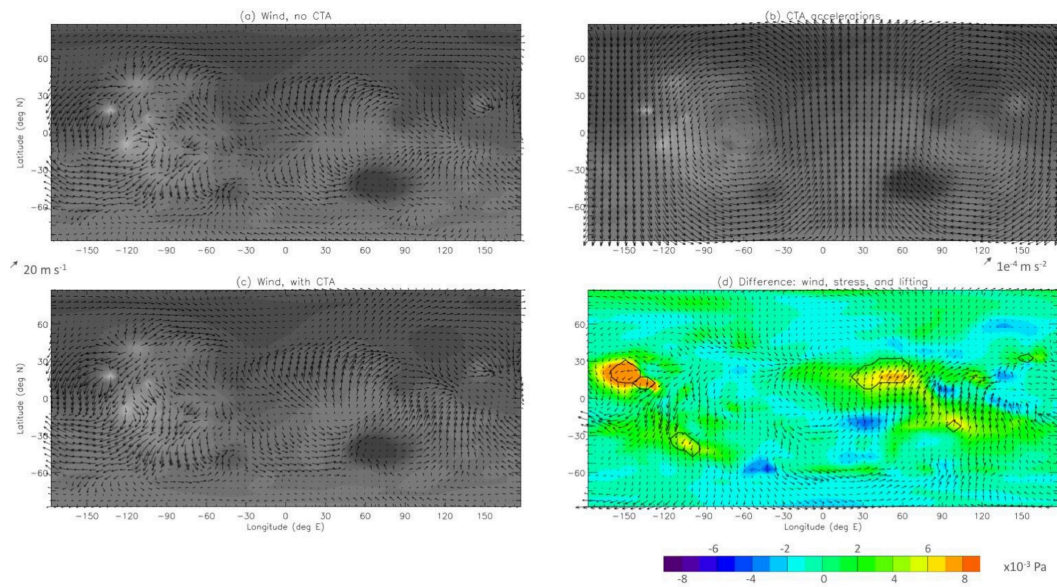


図 5.3: MY15 の CON1 と CTA1 の風ベクトル, CTA ベクトル, 風応力の強まり, ダスト巻き上げ地域を表しており. 東経 -90° での午前 0 時の場合を考えている. Newman et al., (2019) の Fig.8 より抜粋.

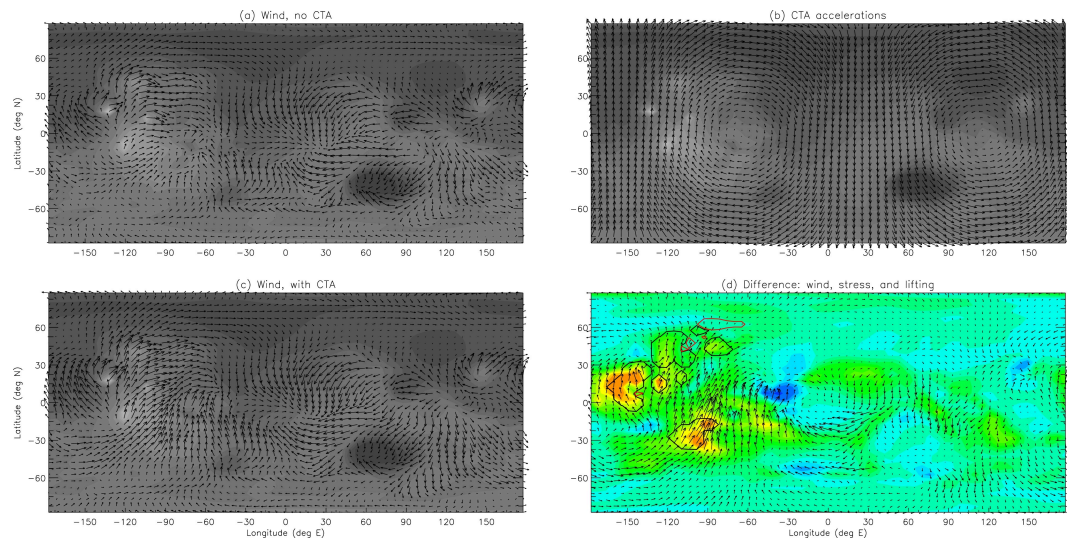


図 5.4: 図 5.3 と同じだが, 午後 12 時の場合を考えている. Newman et al., (2019) の Fig.9 より抜粋.

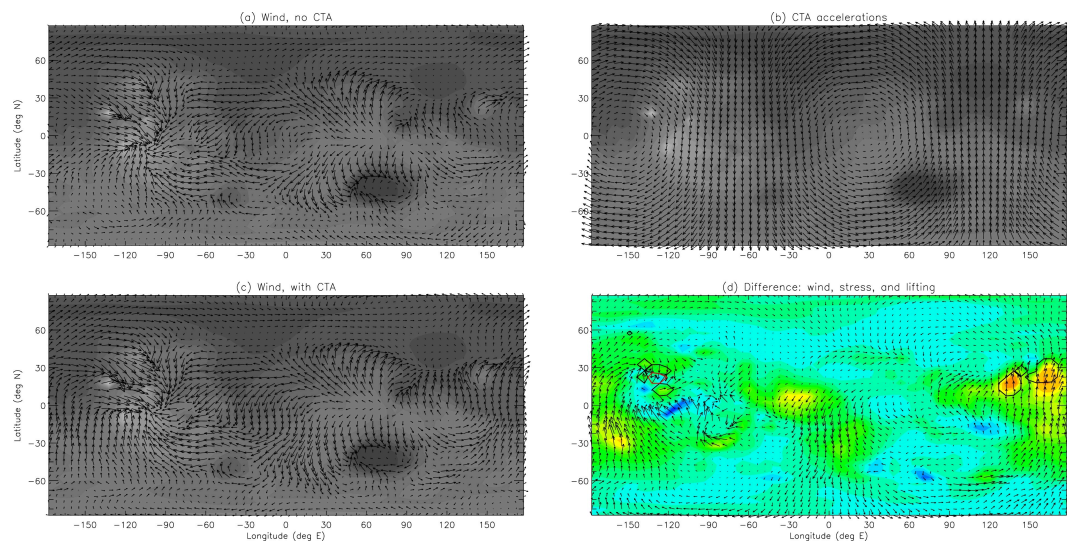


図 5.5: 図 5.3 と同じだが, 午後 6 時の場合を考えている. Newman et al., (2019) の Fig.10 より抜粋.

図 5.3 と 5.4 のダスト巻き上げのピークはタルシスの西側とクラリタス, オリンポス山の側面で発生している. 図 5.4 ではクラリタスでのダスト巻き上げが強まり, ソリスの東側にまで広がっており, アルバ・パテラの側面にもダスト巻き上げが見られる. 図 5.3 ではシルチスからのダスト巻き上げが強まり, 図 5.5 ではエリシウム山の西側と東側でダスト巻き上げが強まっている.

ダスト巻き上げと風のパターンを考える際には, 風速ではなく風応力がダスト巻き上げの鍵を握っていることに注意する. 最初に図 5.3 と 5.4 のタルシスの西側に焦点を当て, CTA を考慮しない場合の風ベクトルのプロット (a), CTA ベクトル (b), CTA を考慮した場合の風ベクトルのプロット (c) を見てみると, (a) よりも (c) の方が CTA ベクトルが向いている方向に風ベクトルが強まっていることがわかる. そしてその結果, タルシスの西側では風応力が増大している (d). 同様に, ソリス, クラリタス, エリシウム山付近などでも, CTA ベクトルと風ベクトルの向きが一致するとき, 風応力が増大していることがわかる. しかし, 図 5.3 と 5.4 の CTA ベクトルの向きを見ると, ベクトルの向きが逆転している. そのため, 図 5.4 ではソリス, クラリタスの風ベクトルが強まっていたが, 図 5.3 では風ベクトルが弱まっている. これらのことから, 風ベクトル, 風応力が強まる (もしくは弱まる) かどうかは, CTA ベクトルに大きく依存することがわかる.

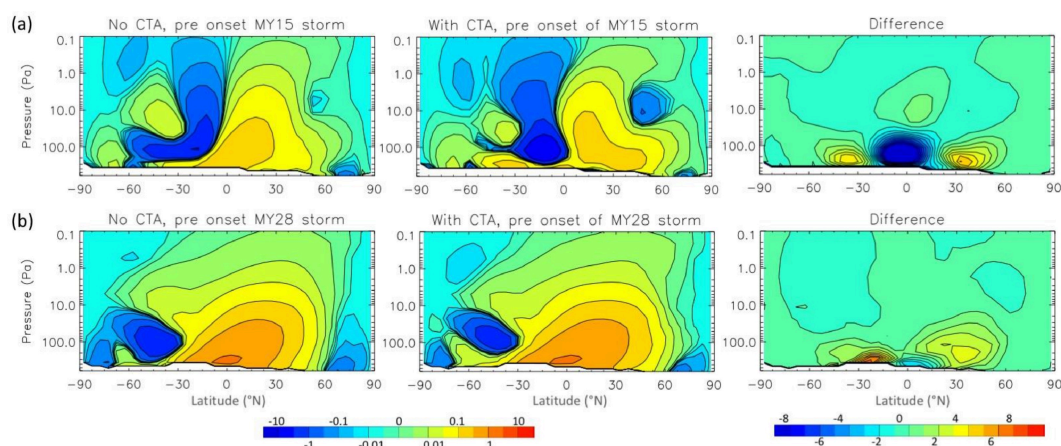


図 5.6: CON1(左列) と CTA1(中央列) における MY15(a) と MY28(b) の質量流量関数. CON1 と CTA1 の差を右列に示す. 単位は $1 \times 10^8 \text{ kg/s}$. Newman et al., (2019) の Fig.11 より抜粋.

図 5.6 は, シミュレーション CON1 と CTA1 における MY15(a) と MY28(b) の GDS 発生までの 20 ソル間の質量流量関数である. (a) の図を見てみると, CTA の影響がある方が, 循環の流れが全体的に緩やかになっているように見える. このことから, CTA は単に循環を強めるだけではなく, 既存の流れとの間の複雑な相互作用によって循環に影響を与えている可能性がある.

MY15 や同様の正極年の早期 (後期)GDS の発生は, 発生する場所が本来風応力

が強い傾向がある場所とは違う, 特殊な場所で発生するため, ダストの有限性やまだシミュレーションにおいて考慮されていないプロセス (水循環など) に大きく影響を受けている可能性が高い.

5.2.2 MY28

図 5.7 から 5.10 は, $L_s \sim 245^\circ$ での MY28 の GDS の発生を含む, 図 5.3 から 5.5 までと同様, CON1 と CTA1 による風ベクトル, CTA ベクトル, 風応力の強まり, ダスト巻き上げ地域を表している. ただし, 467 ~ 485 ソル ($L_s : 238 \sim 251^\circ$) の期間を考えている.

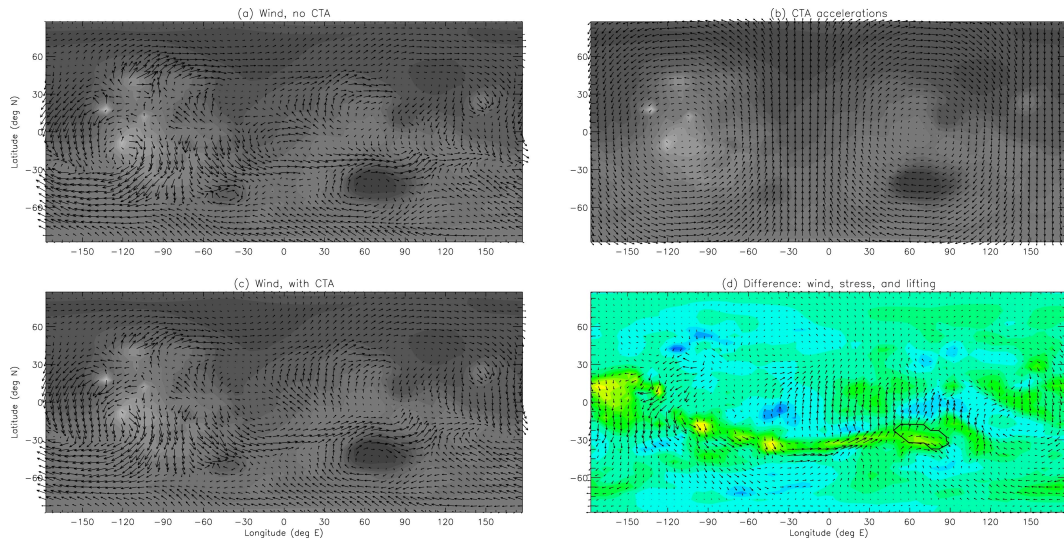


図 5.7: MY28 の CON1 と CTA1 の風ベクトル, CTA ベクトル, 風応力の強まり, ダスト巻き上げ地域を表しており, 東経 -90° での午前 0 時の場合を考えている. Newman et al., (2019) の Fig.12 より抜粋.

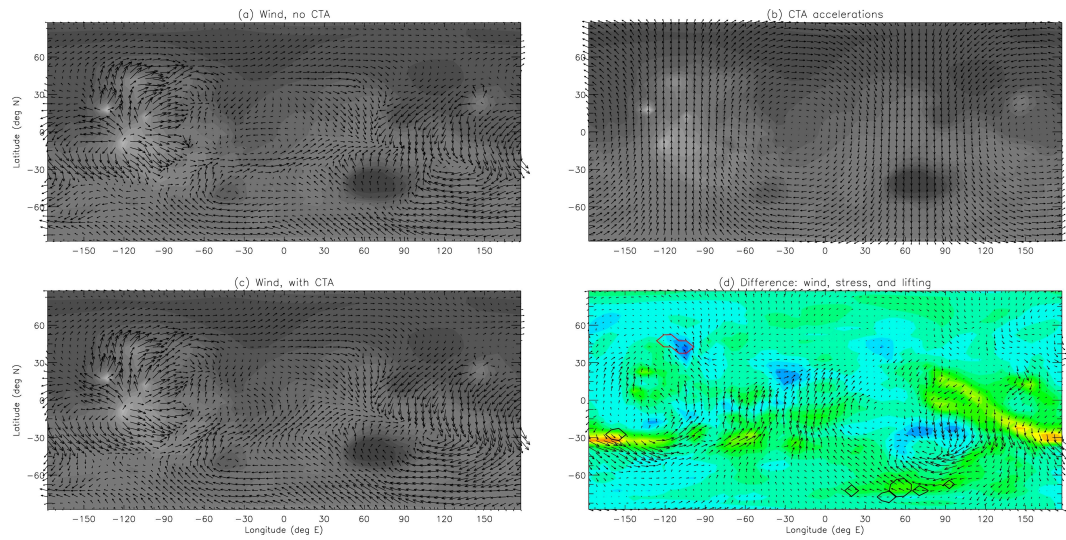


図 5.8: 図 5.7 と同じだが, 午前 6 時の場合を考えている. Newman et al., (2019) の Fig.13 より抜粋.

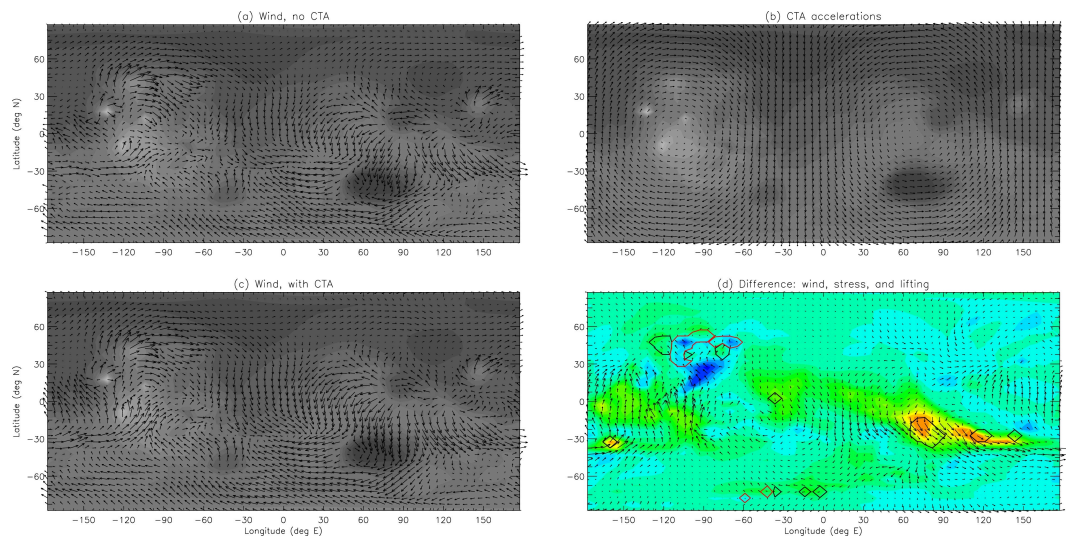


図 5.9: 図 5.7 と同じだが, 午後 12 時の場合を考えている. Newman et al., (2019) の Fig.14 より抜粋.

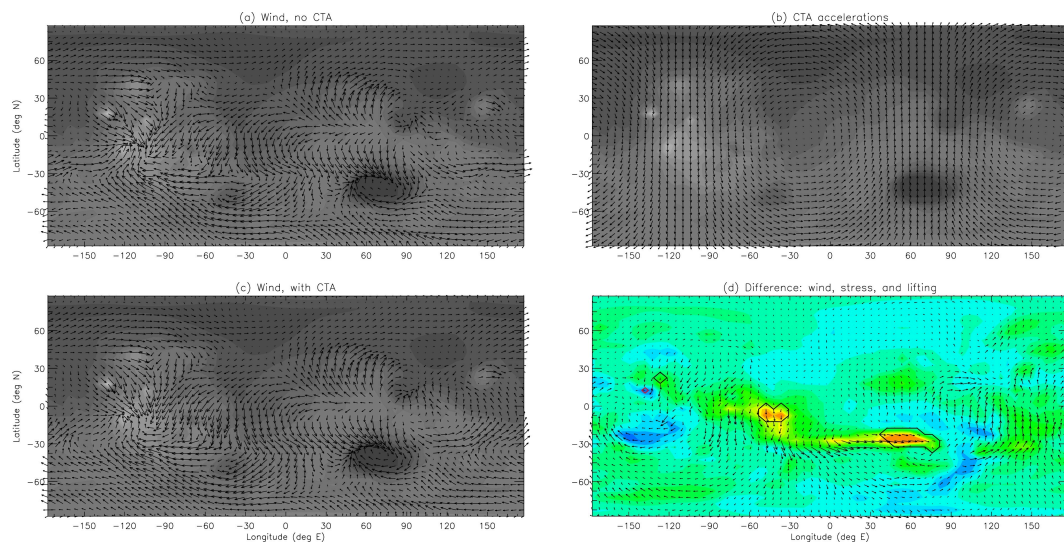


図 5.10: 図 5.7 と同じだが、午後 6 時の場合を考えている。Newman et al., (2019) の Fig.15 より抜粋。

MY28 におけるシミュレーション結果は、前節の MY15 の発生期間とは異なり、ダスト巻き上げが強まった地域での風応力の増大と、同じ時間における CTA ベクトルの方向 (または強さ) との相関性ははるかに低いことを示している。これは特に南半球で顕著である。例えば、ヘラスの北側では、図 5.7 と 5.10 に示されている時間では、風ベクトルの強まりがもたらされている方向と CTA ベクトルの方向が全く違うことが読み取れる。どちらの場合も西風が強まっているのに対して、CTA はこれらの時期にそれぞれ西側と北側の方を向いている。CTA は図 5.10 の南緯 10 度、東経 15 度では風ベクトルが強まっている方向と同じ方向を向いているが、このときのこの場所での CTA は大きさが弱く、この風ベクトルの強まりの直接の原因が CTA であるとは思えない。

このことは、前節の結果と異なり、CTA が風応力の増大を直接引き起こしているわけではなく、ハドレー循環の強化を引き起こしたことによって GDS が発生した可能性が高いことを示唆している。ハドレー循環は赤道の北側から赤道に向かって南向きに向かう地表風を伴う循環 (南半球ではその逆) であるが、潮汐力によってハドレー循環の流れが逆流することがある。例えば図 5.8 の (a), (c) のように、「間違った方向」へ向かう流れが生じる。しかし、全体的には赤道付近で北風があり、それは南半球へ進むにつれてコリオリの加速によって回転し、南緯 15 度から 45 度の範囲で強い西風を発生させる。シミュレーション CTA1 で生成された風ベクトルの増強は、これらの西風の強まりを助けており、4 つの図すべてで見られる風応力の強まりとダスト巻き上げの強化を説明するものでもある。

MS17 が示唆したように、MY28 の CTA は、正午付近で西風を発生させる流れを強め、夜にはそれを弱め、既存のハドレー循環を強めているように見える。それによ

り, ハドレー循環に関連した, 元々強い風応力が発生する場所, 特にヘラスの北側などでより大きな風応力を発生させる. その結果, 元々風応力が大きな場所でのダスト巻き上げを強化することになる. そしてそれは, 近日点付近で発生する他のすべての GDS に当てはまると思われる.

5.2.3 MY1 と MY27

MY1 と MY27 は, 近日点に関して非常に似た位相を持つ (表 4.3). しかし, MY1 では GDS が発生する可能性が予測され, 実際に GDS が観測されたが, MY27 では GDS は発生せず, 予測されてもいない. SM17 に示されているが, 近日点前に発生する DL/dt の振幅のピークは, MY1 の方が MY27 よりもおおよそ 80% 大きい. この振幅の違いが風, 風応力, ダスト巻き上げに及ぼす影響は, 図 5.11 と図 5.12 を比較することで示されている. 図はそれぞれ, MY1 と MY27 の東経 -90° の地点での午後 6 時における画像を示している. 他の時間の画像は, 2 つの MY 間が類似している特徴を表しているため, 含んでいない.

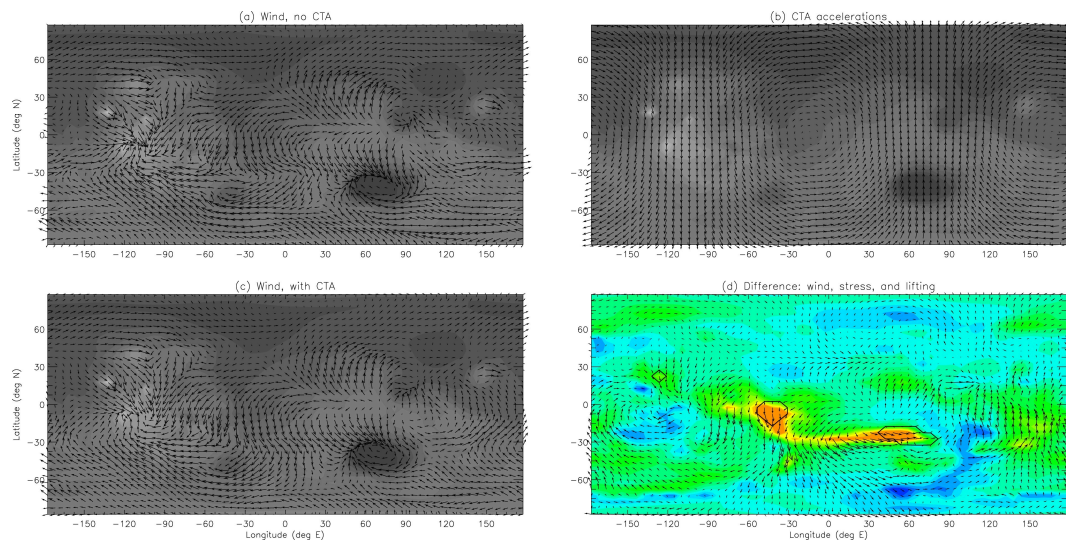


図 5.11: 図 5.5 と同じだが, MY1 の 467 ~ 471 ソル (L_s : 238 ~ 240°) の GDS の発生初期を考えている. Newman et al., (2019) の Fig.16 より抜粋.

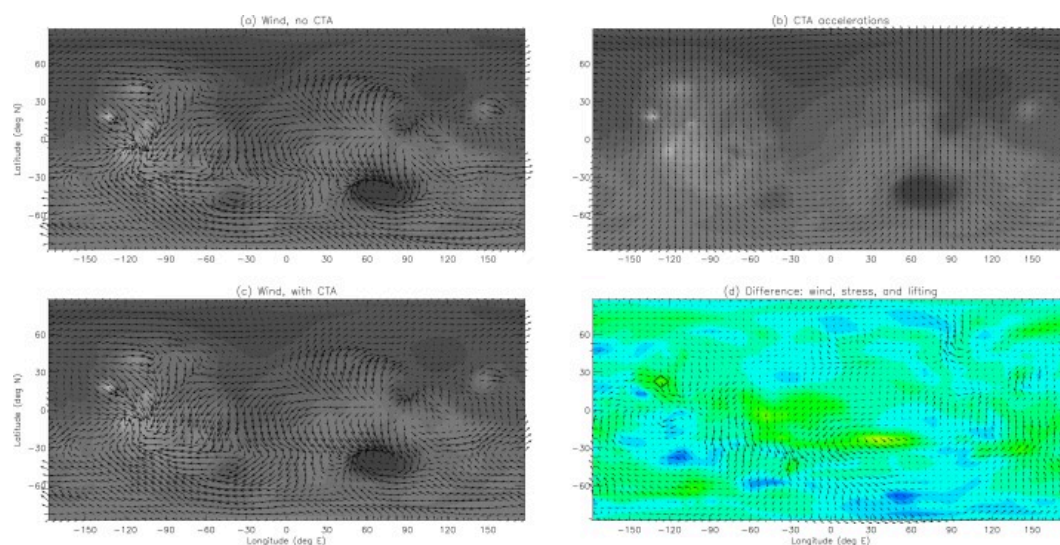


図 5.12: 図 5.11 と同じだが, MY28 の同じ時期を考えている. Newman et al., (2019) の Fig.17 より抜粋.

CTA ベクトルは MY1 と MY27 では非常によく似ている. また, CTA の影響を受けた風ベクトルも同様である. しかし, それに伴う風応力の大きさは, MY27 は MY1 と比べてはるかに小さい. そのため, CTA が含まれていても風応力の閾値を超えることはなく, MY27 ではダスト巻き上げの強まりは見られなかった. この結果は, CTA 強制の振幅と位相の重要性を改めて示している.

5.3 第5章のまとめ

この章ではまず, ダスト除去の割合が大きな地域を探し, ダスト巻き上げの初期領域がどこにあるのかを調べた. そして, 正極年における CTA1 シミュレーションの結果と合わせて見ることで, CTA によって風応力が増大し, 風応力が増大した地域でダスト巻き上げが強まっていることを確認できた.

より詳しく述べると, MY15 では CTA ベクトルと風ベクトルの方向が一致したときには地表風が強まり, ベクトルの方向が逆であった場合には地表風が弱まっていることがわかった. また, より近日点に近いときに GDS が発生した MY28 では, CTA ベクトルと風ベクトルの方向の一致等による地表風の変化は見られなかったが, 近日点付近で循環が強まるハドレー循環と潮汐力等によって発生する西風を CTA が強めることによって風応力を増大させ, その結果ダスト巻き上げが強化されているように見えることが確認できた.

これらのことから, CTA が風応力を増大させ, ダスト巻き上げを強めている要因の一つとなっている可能性が高いことが分かった.

第6章 まとめ

私はまず, Newman et al., (2019) を読み, 火星では惑星規模のダストストーム (GDS) が発生することを学んだ. その後, Shirley (2015) を読み, GDS の発生予測のためにこれまでどのような研究が行われてきたのかということと, 新たなメカニズムである CTA というものを考慮することで, GDS の発生予測がより正確になる可能性があることを学んだ. CTA の式を導出するために, Goldstein (1956) の教科書を読んで古典力学の基礎について学び, 第2章の最後で求めた (2.70) 式を導出することができた. そして, Shirley (2017) を読み, (2.70) 式を用いることで第3章の最後で求めた CTA 項を導出することができた. 導出した CTA 項をシミュレーションに取り入れることで得られた結果を, Newman et al., (2019) を読むことで知ることができた. Newman et al., (2019) の流れに沿い, 第4章でシミュレーション結果についてまとめ, 第5章では得られた結果をさらに考察することで, CTA が火星のダスト巻き上げを強化している可能性があることを学んだ.

CTA は, 火星の自転と軌道角運動量が相互作用することで生まれる加速度であり, $CTA = -c(d\mathbf{L}/dt \times \boldsymbol{\omega}_\alpha) \times \mathbf{r}$ で表される. CTA ベクトルと地表風のベクトルの向きが一致した際には地表風を強め, ベクトルの向きが逆であった際には地表風を弱める. また, 火星では赤道から中緯度にかけて大規模な大気循環をもたらすハドレー循環が存在するが, 潮汐力等が影響を与えることによって南半球の中緯度で西風が発生し, その西風と CTA のベクトルの向きが一致することで西風が強まっている. これらのことが理由で地表面風応力が増大し, 結果ダスト巻き上げも強化されていると示唆されている.

上述したように, CTA は火星の地表面風応力に影響を与えている可能性があり, CTA を考慮したうえでシミュレーションを行うことにより, より現実的な GDS の発生予測が可能になると言われている. 実際のシミュレーション結果を見ると, 正極年 ($d\mathbf{L}/dt$ の位相が正の年) では, 10 年中 6 年で GDS の発生有無を予測でき, 10 年中 1 年で発生を予測できず, 10 年中 3 年で明確な予測を行うことができなかった. また, GDS の発生, もしくは発生する可能性があると予測した年で, 実際に GDS が発生した 7 年のうち 5 年では $L_s \sim 20^\circ$ 以内の誤差で発生時期を予測することができた. 負極年 ($d\mathbf{L}/dt$ の位相が負の年) では, 6 年すべてで GDS が発生しないと予測されたが, そのうちの 2 年で GDS が発生した. 移行年 (極性が移り変わる年) では, 7 年すべてで GDS が発生しなかったが, そのうちの 1 年は GDS が発生すると

予測されてしまった。

現状, CTA を考慮することによって正極年では GDS の発生を予測できるようになってきたが, それ以外の年, 特に負極年に発生する GDS を予測することはまだ難しい。しかし, Lee, Kahre, Shirley, Newman and Richardson らによって, ダストが有限であると仮定した場合のより正確な初期ダスト源マップや, 水循環などによる新たなプロセスを考慮することでより正確に GDS を予測できるようになる可能性があると言われている。

今回, Newman et al., (2019) を読み, CTA を考慮することで GDS の発生予測がより正確になっていることがわかった。しかし, その結果には少々疑問が残る。というのも, CTA というのは非常に弱い加速度であることが決められており, その微弱な加速度を考慮しただけで CON1 と CTA1 で結果が大きく変わるというのは信じがたい。CTA の式は第 3 章で求めたが, 係数 c の値は未だよくわかっておらず, 観測とモデリングによって調整されている値である。この c の値が本来よりも大きいために, CTA を考慮しただけでシミュレーション結果が大きく変わってしまっている可能性がある。今後この c の値を再検討し, より現実的な値を求めるべきだと私は考えている。

また, Newman and Richardson (2015) で述べられているように, より正確な初期のダスト源マップや, より正確な火星の地形図を作成する必要もある。また, より詳細な風ベクトルのマッピングも必要であるし, Lee et al., (2018) で述べられているように, 水循環などのまだシミュレーションで考慮していないプロセスも考えなければならない。これらを考慮することで, より正確な GDS の発生予測が可能になると私は考えている。

謝辞

最後に, 本研究を進めるに当たり, 論文を中々読まず, 微分方程式すらわからなかった私に対し, 指導教官の石渡正樹教授からは非常にわかりやすく, 多大な助言を賜りました. 厚く感謝を申し上げます. また, ゼミなどで TeX の使い方や発表の仕方等の助言を下さった, 地球流体力学研究室の皆様, 特に, 本論で出てくる式の理解のためにわかりやすく教えてくださった山東俊太様にも厚く御礼を申し上げ, 感謝の意を表します.

参考文献

- [1] Shirley, J.H., 2015. Solar system dynamics and global-scale dust storms on Mars. *Icarus* 252, 128–144. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.09.038>.
 - [2] Shirley, J.H., 2017. Orbit-spin coupling and the circulation of the Martian atmosphere. *Planet. Space Sci.* 141, 1–16. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2017.04.006>.
 - [3] Newman, C.E., Lee, C., Mischna, M.A., Richardson, M.I., Shirley, J.H., 2019. An initial assessment of the impact of postulated orbit-spin coupling on Mars dust storm variability in fully interactive dust simulations. *Icarus* 317, 649–668. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.07.023>.
 - [4] Martin, J.P., 2013. The Martian Year and Seasons. <http://m.nakedeyepanets.com/mars-seasons.htm>
 - [5] 佐川, 青木, 前澤, 中川, 笠羽, 2018. 全球ダストストーム中の火星地表表面放射の観測 https://www.jstage.jst.go.jp/article/yuseijin/28/4/28_277/_pdf
 - [6] Odaka, M., 2007. Martian Dust and Dust Storms. *Eurozoru Kenkyu*, 22(2), 87–94. <https://doi.org/10.11203/jar.22.87>
 - [7] 「古典力学(上) 原著第3版」(著者:H.Goldstein, C.Poole, J.Safko, 訳者:矢野忠, 江沢康生, 瀧崎員弘, 出版社:吉岡書店, 初版:2006年6月25日)
-

付録A Shirley (2015) 和訳

付録 A では, 「Shirley, J.H., 2015. Solar system dynamics and global-scale dust storms on Mars. *Icarus* 252, 128-144」の全訳を掲載する. また, 節, 図, 表, 式番号は原文に倣っている.

概要

惑星規模のダストストーム (GSDS) は火星の南夏季に発生する年もあれば, 発生しない年もある. そのような嵐を含む火星年 (9 回) と, 2013 年までに GSDS が発生しなかった火星年 (11 回) のカタログを更新した. 火星での GSDS の発生・非発生と, 太陽系の中心に対する火星の軌道の角運動量 (L_{Mars}) の変化との間には, 注目すべき関係があることがわかった. GSDS はすべて, L_{Mars} の軌道角運動量が増加しているか, または最大値に近い期間に, 緯度・経度ともに惑星を囲むほどの大きさになった. L_s が 208° から 262° の範囲にある 5 つの中期嵐 (1956 年, 1971 年, 1982 年, 1994 年, 2007 年) の L_{Mars} 位相の集まっている傾向について, 1% レベルでの統計的有意性が得られた. GSDS が発生しなかった 11 回の火星年は, ダストストーム期の前半に L_{Mars} の値が主に減少し, 最小値を示している. この傾向は 5% レベルで統計的に有意である. GSDS が発生した年の太陽放射照度と L_{Mars} 波形の位相には系統的な進行が見られる. 1977 年と 2001 年の初期に GSDS が発生したときの L_{Mars} 位相は, 中期のダストストーム期の位相よりも進んでいるが, 1973 年の後期に GSDS が発生した時の L_{Mars} 位相は, 中期のダストストーム期の位相よりも遅れている. 火星の位相が進んでいた 5 年間 (1986 年, 2003 年, 2005 年, 2009 年, 2013 年) に GSDS が発生しなかったことを説明するためには, 年ごとの地表面ダストの空間的な再分布のような火星の気候システムの内部要因を考慮しなければならない. これらの結果は, 火星のダストストーム期の直前や期間中に L_{Mars} の値が増加したり, ピークを迎えたりすることが, 火星での GSDS の発生には必要だが, それだけでは不十分な条件であることを示唆している.

1. 導入

火星大気中のダストは、赤外線太陽放射を散乱、吸収、再放射し、それによって大気の熱構造と惑星の大規模な大気循環に大きな影響を与える (Gierasch and Goody, 1973, Leovy et al., 1973, Zurek, 1981a, Zurek, 1981b, Haberle et al., 1982, Haberle, 1986, Kahn et al., 1992, Leovy, 2001, Clancy et al., 1994, Clancy et al., 2000, Heavens et al., 2011a, Heavens et al., 2011b, Medvedev et al., 2011, Guzewich et al., 2013). GSDS が発生している間、中層大気の温暖化は、有意なダスト負荷がない場合の同じ季節の条件と比較して、40K 以上上昇する可能性がある (Clancy et al., 1994, Clancy et al., 2000). 地表面の温度と気圧も同様に大きく影響を受ける (Barnes, 1980, Barnes, 1981, Zurek et al., 1992). 火星の気候の年ごとの変動は、南半球の夏季に発生する GSDS の年ごとの変動に大きく支配されている. これらの GSDS が、ある年には発生し、他の年には発生しないことは、惑星大気物理学の未解決の大きな問題として特徴づけられてきた (Haberle, 1986, Kahn et al., 1992, Zurek et al., 1992, Zurek and Martin, 1993, Pankine and Ingersoll, 2002, Pankine and Ingersoll, 2004, Basu et al., 2006, Cantor, 2007).

これまでの研究では、火星の 1 年の間に季節ごとに変化する太陽放射の外部からの強制力を受けて、火星表面と火星大気からなる物理系内で発生した GSDS の原因を追求してきた. 本研究では、上記のシステムの外部要因が関与している可能性を検討する. 具体的には、これらの GSDS の発生と、太陽系の中心から見た火星の軌道角運動量の変化との関係を探る. このアプローチは火星では初めての試みだが、太陽の磁気活動の周期性の起源や周期性を理解するための努力と関連して、長い歴史がある (Jose, 1965, Blizard, 1981, Fairbridge and Shirley, 1987, Shirley et al., 1990, Charvátová, 1991, Juckett, 2003, Javaraiah, 2005, Shirley, 2006, Paluš et al., 2007). 太陽の軌道角運動量と自転角運動量の結合は、太陽の軌道角運動量と自転角運動量の関係を説明する可能性があるとして唆されている (Blizard, 1981, Juckett, 2003, Shirley, 2006). 太陽の軌道角運動量の変化と回転速度の変化との関係は、Juckett, (2003, 2005), Javaraiah (2005), Wilson et al. (2008) に記されている.

もし太陽の軌道角運動量と自転角運動量が実際に何らかの形で結合しているのであれば、地球や火星などの惑星も含めて、同じ物理学が他の場所でも通用する可能性がある. 今回の調査は、この可能性を評価するための第一歩である. 併記論文では、我々はこの問題に分析的に (結合項の公式な導出を通して)、また大気モデル研究を通してアプローチする予定である. しかし、ここでは、観測現象 (GSDS) と駆動メカニズム (太陽系質量中心に対する火星の軌道角運動量の時間的変動) との関係を探るという経験的なアプローチに限定する.

私たちは、GSDS が発生した火星の年のカタログを作ることから始める. 比較のために、そのような GSDS が確実に、あるいはほとんど確実に発生しなかった年も特定する. 次に、太陽系の中心から見た火星の軌道角運動量 (L_{Mars}) の周期的な変

化の基本的な側面をレビューする. 次に, 火星年の中の火星表面の太陽日射量の周期的変化に関連して, L_{Mars} 周期の段階的な変化を調べる. その結果, L_{Mars} の変動と GSDS の発生・非発生との間には, 系統的かつ統計的に有意な関係があることがわかった.

2. 火星の GSDS のこれまでの記録

火星では、季節を問わずダストストームが観測されている。ある年には、複数のリージョナルストームが爆発的に成長し、合体して GSDS になることもある (Zurek and Martin, 1993, Martin and Zurek, 1993, Wang and Richardson, 2013)。これらの GSDS は、一般的に南春から夏にかけて南半球の中緯度で発生する。ダスト雲は典型的には赤道を横切って広がる前に、南緯で最初に惑星を取り囲む。膨張期は数週間しか続かないが、崩壊して正常な状態に戻るまでには数ヶ月を要することがある。2001 年に発生した GSDS(図 1) の発生と発達、火星探査機 MGS に搭載されたリモートセンシング装置によって捉えられた。このダストストームの多様な側面は、Smith et al., (2002), Strausberg et al., (2005), Cantor et al., (2007), Clancy et al., (2010), Martinez-Alvarado et al., (2009), Wang and Richardson et al., (2013), および Guzewich et al., (in press) に記載されている。

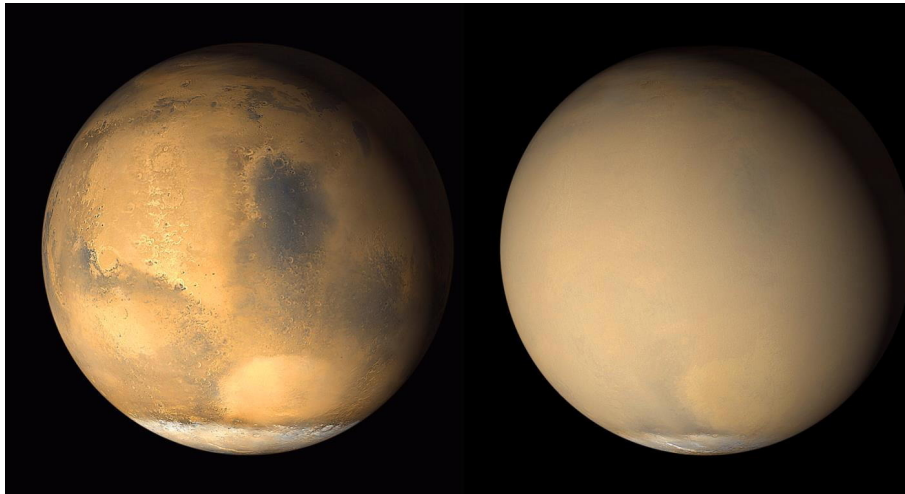


図 1. 2001 年に発生した火星の GSDS. 左側：2001 年 6 月下旬からの火星の写真で、南の極の端近くの Hellas 盆地 (明るい楕円形の特徴) でリージョナルストームの活動が起こっていて、惑星の大部分の上側がクリアな状態を示している. 右側：1ヶ月後の 2001 年 7 月の同じ視点からの画像では、惑星がほぼ完全にダストに包まれていることがわかる. GSDS の発生時には、ダストは高度 60km 以上にまで広がり、崩壊期は数ヶ月に及ぶこともある.

出典：NASA PIA03170 より改変

これらの現象に歴史的に適用されてきた用語には、いくつかの曖昧さが見られる. 以前の研究では、これらの現象を "Great" ダストストーム (Gierasch and Goody, 1973), "Planet-encircling" ダストストーム (Martin and Zurek, 1993, Zurek and Martin, 1993), または "Global ダストストーム" と呼んできた. 後者は、現象が単一の発生源によるものであることを示唆しているかもしれないが、実際には、これらの現象は典型的には複数のダスト巻き上げセンターが関与しており、それらの活動が組み合わさって惑星規模に拡大することになる. また、"planet-encircling" という用語は、特定の緯度では惑星を取り囲むが、惑星規模にはならないダストストームを表現するために使われることもあるため、曖昧さがある. 私たちは、このような異常な現象を「Global-Scale Dust Storms」、つまり GSDS 現象と呼ぶことにする.

2.1 GSDS のあった火星の年

1971 年にマリナー 9 号探査機が火星に到着したとき、惑星の表面は大規模なダストストームによってほぼ完全に覆われていることがわかった. GSDS 現象は、その 1 年後の 1973 年にも発生し、1977 年にはバイキング・オービター・ミッションとランダー・ミッションの間に再び発生した (Zurek et al., 1992). ロボット探査機に

よるこれらの GSDS の直接観測は、これらの現象に対する科学的関心を刺激し、歴史的記録の広範な探索につながった。Martin and Zurek (1993) と Zurek and Martin (1993) は、1873 年から 1990 年の間に火星で観測されたダストストームの活動の詳細な記述と分析を発表している。これらの著者は、 $L_s = 160^\circ$ から 330° (L_s は太陽の等心経度) までの期間からなる火星のダストストーム期という概念を提唱した。この期間は、太陽放射照度が最も高くなる近日点 ($L_s \sim 250^\circ$) を中心にしている。

1990 年以前の表 1 の GSDS のリストは、Zurek and Martin (1993) の表 2 から直接引用している。1924 年と 1956 年の GSDS は、好ましい観測機会 (火星近日点が地球が火星に最も接近する時刻に近い時刻) に望遠鏡で観測された。1971 年、1973 年、1977 年の嵐は、ロボット探査機によって直接観測された (Martin, 1974; Zurek, 1981a, Zurek, 1981b; Zurek et al., 1992)。1982 年の GSDS は地球からも軌道上の探査機からも観測されなかったが、1977 年の GSDS と類似した強い長期的な気圧のサインがバイキング I ランダーの圧力センサーによって記録された (Martin and Zurek, 1993, Zurek and Martin, 1993)。Zurek and Martin (1993) のリストには、さらに 3 つの最近の GSDS 事象が追加されている。1994 年の GSDS は、その年の 1 月 14 日から 4 月 9 日までの間に 30 ~ 40K の大規模な惑星の大気の温暖化がマイクロ波観測に基づいて推論された (Clancy et al., 1994; Wolff et al., 1997)。火星は 1997 年に MGS が到着して以来、ロボット探査機によって継続的に観測されており、その間にさらに 2 回の GSDS イベントが発生している。そのうちの 1 回は 2001 年に発生しており (Smith et al. 2005 年, Cantor, 2007, Martinez-Alvarado et al., 2009, Clancy et al., 2010, Wang and Richardson, 2013, Guzewich et al., in press), 2007 年に 2 回目 (Cantor et al., 2008, Kass et al., 2007, Kleinböhl et al., 2009, Wang and Richardson, 2013) の GSDS が発生している。

表 1. Global-scale dust storms on Mars.

Year	Mars year	L_s	Calendar dates	Inception date
1924-1925	-16	310	December 5 to January	1924.962
1956	1	249	August 19 to November	1956.631
1971-1972	9	260	September 22 to January	1971.723
1973	10	300	October 13 to December	1973.808
1977	12	204	February 15 to April	1977.123
1977	12	268	May 27 to October	1977.233
1982	15	208	October	1982.789
1994	21	254	April 9 to July	1994.271
2001	25	185	June 26 to October	2001.482
2007	28	262	June 22 to October	2007.471

表1のGSDSのリストは、1920年から1997年の間は完全ではないと考えられる。地球と火星の公転運動のために、GSDSの季節を通して火星を観測するための好条件はむしろまれである (Zurek and Martin, 1993)。このことが、表1のGSDSシーズンの数が少ない ($n = 9$) ことの主な理由である。表1の多くのGSDSの開始時期は不確かである (Martin, 1984, Martin and Zurek, 1993, Zurek and Martin, 1993)。例えば、1971年と1977年のGSDSの開始時刻は、宇宙船が火星に向かっていたか、火星の軌道上にあったにもかかわらず、正確には知られていない。表1の日付は、1994年の日付を除いて、すべて公表されている情報源からのものである。1994年のGSDSの発生した日付はピーク温度に達した時刻とした。

1977年には、GSDSが2回観測された。ここでは、これらのGSDSを別個のものとは考えていない。

2.2. GSDSのない火星の年

GSDSが発生していない火星の年のリスト (表2) は、探査機による直接観測が行われていた時期のものが中心となっている。1975年や1997年以降の期間には、GSDSが発生していないことが確認されている (2001年と2007年のGSDSを除く)。望遠鏡による観測期間に関しては、Zurek and Martin (1993) は、近日点に近い (すなわち、火星が近日点にあり、火星の概形が地球からの撮影に十分な大きさである) ような少数の年には、GSDSはほとんど確実に発生していないと結論づけている。火星が近日点に近い年のような好条件のときには、地球と火星の軌道の特性上、15～17年の間隔で3つの火星年が集まっている。Zurek and Martin (1993) の図1は、これらの火星年の集まりを近日点の時刻との関係で示している。ほとんどすべての場合において、各クラスターの最初と最後の対位は、ダストストーム期を部分的にしかカバーしていない。表2にはこれらの部分的な観測年は含まれていない。なぜならば、観測が困難であったか不可能であった時期に、未記録の惑星を囲むほどのGSDSが起こった可能性があるからである。これは、1922年、1937年、1954年、1969年、1984年のダストストーム期の周縁部に続く間隔に当てはまる。同様に、ダストストーム期の前半が十分に観測できなかった年 (1926年、1942年、1959年、1990年) は含まれていない。2001年のGSDSの観測から、主要な地表面アルベドの特徴を観測するのに十分な初期のGSDSが、近日点よりもかなり前に発生する可能性があることがわかった (すなわち、 $L_s \sim 236^\circ$; Cantor, 2007)。そのため、GSDSのない年のリストの中で、探査機による観測でカバーされていない年の中から、GSDSのない3つの年 (1939, 1986, 1988) だけを選んだ。Martin and Zurek (1993) は、1939年はそれまでに得られた地表面の特徴を最も詳細に描いた素晴らしい観測の機会であり、その年の全期間にわたって大気が非常に澄んでいたことを示唆していると指摘している。1986年と1988年の火星では、ダストストーム期全体の大部分が地球から観測されたという点で珍しい年だった (Zurek and Martin, 1993, 図2)。

表 2. Mars years without global-scale dust storms.

Perihelion	Mars year
1939.714	- 8
1975.442	11
1986.722	17
1988.611	18
1998.001	23
1999.892	24
2003.673	26
2005.533	27
2009.311	29
2011.201	30
2013.089	31

GSDS の発生した年 (表 1) と, GSDS の発生しなかった年 (表 2) のリストは, 1920 年以降の利用可能な歴史的記録を可能な限り完全なものにすることを意図している. 表 1 と表 2 の項目を合わせると, 火星の 20 年分を網羅している.

2.3. 温度と圧力の経年変化と GSDS の関係

図 2 は, 表 1 に含まれる GSDS の発生時刻と太陽放射照度の 1 年周期を示したものである. 火星の L_s (太陽黄経) の標準的な角度測定は, 1 年の間に火星の太陽を中心とした軌道角速度の変化により, 1° 移動するのに必要な時間が系統的に変化するため, 不均一な時間スケールとなっている. 図 2 では, 遠日点から遠日点までの時間 (地球年) を使って 1 年のサイクルを表現している. 我々は, ダストストーム期を太陽放射照度が $\geq 600 \text{ W/m}^2$ となる期間と定義している. 我々のダストストーム期は, 近日点の時刻に対して対称的になるように任意に定義されている (したがって, $L_s = 340^\circ$ まで延びており, Zurek and Martin, 1993 の $L_s = 330^\circ$ の終了日より少し遅い). このように定義されたダストストーム期は L_s パラメータの半分の範囲に及ぶが, 我々が定義したダストストーム期は, 近日点付近の惑星のより急速な軌道角運動のため, 実際には約 0.44 火星年しかない.

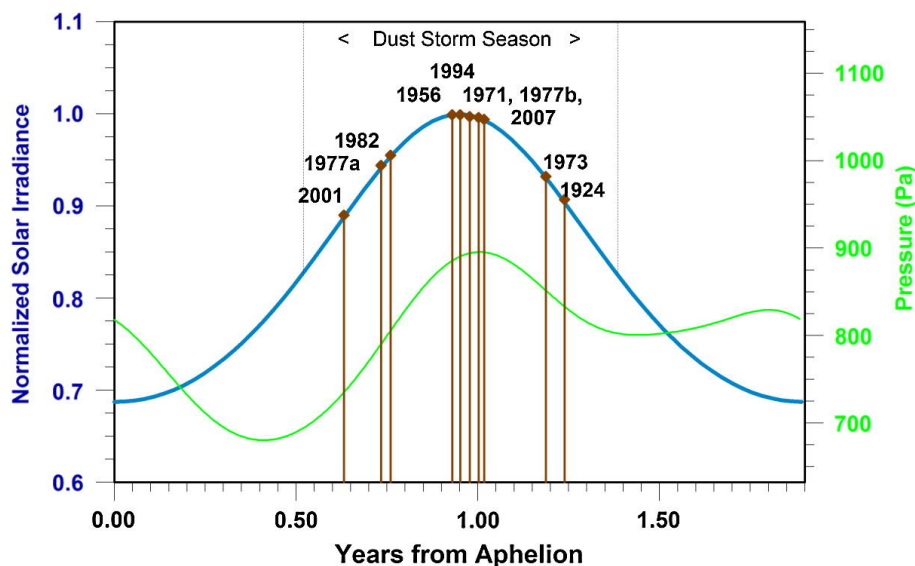


図 2. 近日点から遠日点までの火星年間の GSDS の分布. 時間は地球年で横軸に表示している. ここで, ダストストーム期は, 太陽放射照度が $\geq 600 \text{ W/m}^2$ (すなわち, 点線の垂直線の間) の太陽放射照度曲線の部分) である $L_s = 160^\circ$ と 340° の間の感覚として特定される. 日射量の値は, $S = S_0(r_0/r)^2$ から求められ, ここで S_0 は平均日射量 590 W/m^2 , r_0/r は平均軌道半径と実際の軌道半径の比である. 10 日ステップの太陽を中心とした火星軌道半径 (r) は, JPL Horizons のオンラインシステム (Giorgini et al., 1996) から得られた位置座標から計算した. 日射量 (正規化前) は $498 \sim 724 \text{ W/m}^2$ の範囲である. また, VikingI ランダーによる代表的な 1 年間の気圧の記録 (右図) も示している. 大気圧のピークは南夏至付近で, 近日点よりも約 20° 遅れている (近日点では約 250° であるのに対し, $L_s = 270^\circ$ で発生する).

図 2 は, 火星年の期間における GSDS の分布を示すだけでなく, GSDS の発生に関する物理的な問題の多くの重要な側面を示している. 近日点付近での高い太陽放射照度との関連は, これらのダストストームの発生を説明するために進められてきたモデルの特徴である (Leovy et al., 1973, Gierasch and Goody, 1973, Zurek, 1982, Zurek and Martin, 1993, Pankine and Ingersoll, 2002, Basu et al., 2004, Basu et al., 2006). 太陽放射照度は, 火星の太陽を中心とした軌道の大きな離心率 (0.093) のため, 火星の 1.88 年の間に 30 % 以上も変化する. 図 2 では, GSDS の発生と太陽放射照度の年周期との関係が明らかになっているが, GSDS の開始時期の範囲が広いことが分かる, このことから, (1) 太陽放射照度が比較的低い時期に, なぜ GSDS がこれほど早く発生するのか, (2) 他の GSDS (1924 年, 1973 年など) が惑星規模に拡大した時期が, 太陽放射照度のピーク時期よりも遅れているのか, という疑問が浮かび上がってくる.

火星の地表面気圧は半年ごとに大きく変動している (図 2). これは, 大気中の CO_2 の約 30% が季節的な極冠を通過するためである (Wood and Paige, 1992). 図 2 で

は、惑星を囲むほどのダストストームの発生と太陽放射照度との関係が強く示唆されているが、気圧が平均よりもかなり低い時期に GSDS(2001, 1977a) が発生していることから、GSDS 発生のための有効な最低地圧の閾値が存在しない可能性が示唆されている。

2.4. 火星の GSDS を発生させる要因

惑星を取り囲むダストストームの爆発的な成長を生み出すためには、地表の風応力と大気の大規模な循環の両方が激化しなければならないように思われるが、そのような激化の源はいまだにつかみどころのないままである。様々な物理的プロセスや相互作用の可能性が提案されているが (Leovy et al.1973, Haberle, 1986, Tillman, 1988, Zurek et al.1992, Pankine and Ingersoll, 2002, Pankine and Ingersoll, 2004; Fenton et al.2007; Rafkin, 2009 参照), GSDS イベントの年間変動を説明しようとする先行的な試みは大きな成功を収めていない。大循環モデル (Haberle et al. 1982, Haberle, 1986, Murphy et al. 1995, Newman et al. 2002a, Newman et al. 2002b, Pankine and Ingersoll, 2002, Pankine and Ingersoll, 2004, Basu et al. 2004, Basu et al. 2006; Fenton et al. 2007; Kahre et al. 2005, Kahre et al. 2005, Kahre et al. 2006, Rafkin, 2009, Mulholland et al. 2013) やメソスケールモデル (Toigo et al. 2002, Tyler et al. 2002, Rafkin, 2009, Spiga and Lewis, 2010) は複数の仮説の検証を可能にしており、このようなモデル化は我々の理解を大きく前進させた。過去のモデル化の努力の結果を詳細にレビューすることは本論の範囲を超えているが、Pankine and Ingersoll (2002), Basu et al. (2006), Rafkin (2009), Mulholland et al. (2013) の要約は読んだ方が良いかもしれない。Basu et al. (2006) は、おそらく最も成功した GSDS のモデリング研究において、大循環モデルを用いて現実的な GSDS イベントをシミュレートすることができたが、そのシミュレートされた GSDS の発生日は、観測された GSDS イベントの時期の範囲を完全にカバーすることができなかった。さらに、彼らのモデルでは、一度発生した GSDS は、ダストストーム期が終わるまで減衰しないという、自然界では観測されない特徴を持っていた。

2.4.1. 地表面風応力とダストデビルとダスト巻き上げ

図 3 の劇的なバイキング・オービター (II) の画像は、1977a 年の GSDS の活発な膨張段階の一部を示している。GSDS の発生におけるダスト巻き上げのメカニズムは未解決のままである。(背景条件と比較して) 地表の風応力の増加は、ダストが巻き上がるのに好ましいメカニズムであると考えられている (Newman et al., 2002a, Newman et al., 2002b, Toigo et al., 2002, Strausberg et al., 2005; Kahre et al., 2006; Cantor, 2007). ダストデビルが年単位でダスト巻き上げに重要な役割を果たしてい

ることは明らかであるが (Basu et al., 2004, Kahre et al., 2006, Whelley and Greeley, 2008), その活動と影響は北半球の春と夏に最も大きいようである (Fisher et al., 2005, Cantor et al., 2006, Kahre et al., 2006). ダストデビルは背景のダストヘイズにかなり貢献し, 火星表面上のダストの再分布を助けているが, 現在のところ, ダストデビルが惑星を囲むほどの大きさのダストストームの発生に重要な役割を果たしているようには見えない (Newman et al., 2002b, Strausberg et al., 2005, Cantor, 2007).

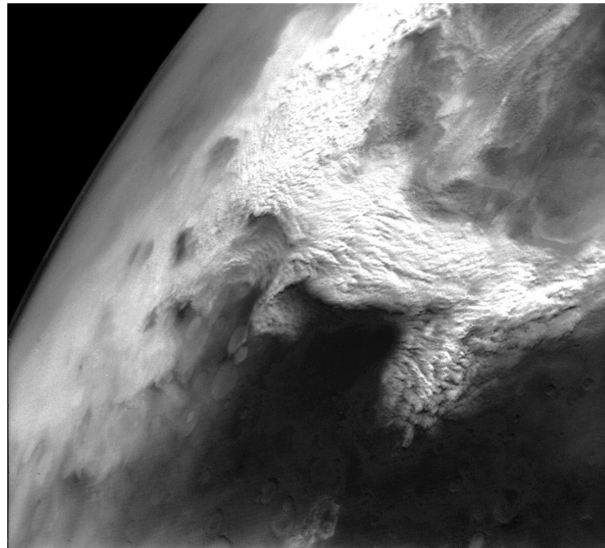


図 3. 1977 年 2 月 17 日に発生したタウマシアフォッセ上空のダストストーム. このバイキング (II) オービターの画像は, 1977a 年の GSDS の初期段階のもの. 北は右上の 1:00 方向. 川のような流れが, 高地ソリス・プラナムの南縁を中心に弧を描いて広がっている (右上). 流れは, Solis Planum から標高約 4km 低い Icarus Planum (中央下) の低アルベド面に向かって下向きに伸びる地形斜面の上に形成されている. 流れのような線状の特徴から, 複数の活発なダスト巻き上げの活動の中心地があることが示唆される. 東側 (右) の雲速度は約 15m/s であると推定されている (Briggs et al., 1979). これらの雲は地球上の対流雲を彷彿とさせるものである. また, 赤と紫の波長での雲の反射率の差が大きいことから, 水氷やダストの存在を示唆している (Briggs et al., 1979).

出典 : NASA PIA 02. NASA PIA 02985 より改変.

火星の日周風循環は複雑で, 熱潮汐の影響を強く受け (Zurek, 1981a), 場所によって異なる. 火星の極端な地形の高低差は, 大気中の循環流に強く影響を与えている (Hollingsworth et al., 1996, Rafkin et al., 2002, Richardson and Wilson, 2002, Spiga and Lewis, 2010). Tyler et al. (2002) は, 複数のスケールでの斜面流 (図 3) の重要な役割を強調している. 極の付近の温度の違いは, 前線システム (Hinson and Wang, 2010) と同様に, 高い地表の風応力を発生させる可能性がある (Toigo et al., 2002). また, 一旦解除されると, 局所的な正の放射フィードバック過程により, ダスト雲の

成長が促進される可能性がある (Rafkin, 2009).

図3に示されたダストストームは、火星の表面積に比べて小さいものである。このような単一のダストストームでは、図1のように、火星を包み込むのに十分なダストを持ち上げることはできない。異なる地域で同時期に発生する複数のダストストームは、1973年のGSDSの発生 (Martin and Zurek, 1993) や、2001年のGSDSの初期段階 (Strausberg et al., 2005, Cantor et al., 2001, Wang and Richardson, 2013) や2007年のGSDS (Wang and Richardson, 2013) の観測に関係している。このことから、大規模循環の強まりも示唆されていると考えられる。少し前の研究では、Tillman (1988) が、火星大気の大規模なノーマルモード (通常) の変動がGSDSの発生の引き金となる可能性を示唆した。

2.4.2. 地表面ダストの再分布とアルベドの変化

長い間、火星の大規模な明暗のアルベドの様子が、1世紀以上前から望遠鏡で観測されてきた。Ruff and Christensen (2002) は、明るい領域は一般的に $2 \sim 40 \mu\text{m}$ の粒子径を持つダストの多い表面に対応し、暗い領域はかなり大きな粒子径 ($100 \sim 1000 \mu\text{m}$) を持つ物質に支配されていることを示した。最近では、GSDSがこれらの特徴の面積と表面のアルベドに大きな変化をもたらすことが認識されている (Geissler, 2005; Fenton et al., 2007; Szewast et al., 2006, Cantor, 2007)。観測されたアルベドの変化は、以前に Sagan and Pollack (1969) や Christensen (1986) によって示唆されたように、地表面で吹く風によって惑星の表面上に広範囲の明るいダストが再分布したことに起因している。惑星を囲むほどの大きなダストストームにおけるダストの大規模な再分布が、ダストデビルと地表面で吹く風によるあまり劇的でない継続的な局所的・地域的な再分布の間隔を経て、観測されているGSDSイベントの年間変動の重要な要因として示唆されている (Haberle, 1986, Basu et al., 2006, Pankine and Ingersoll, 2004; Fenton et al., 2007; Cantor et al., 2001; Mulholland et al., 2013)。このシナリオでは、典型的にダストストームが発生する地域でのダストの枯渇は、その後の年のGSDSの抑制につながる可能性がある。想定されるプロセスは、気候システムの記憶の一形態を提供することになる。モデルに地表面要因に依存した変動を導入するために、様々な手法が用いられてきたが、Mulhollandら (2013) の先行研究の要約を参照されたい。この一般的な仮説は、現在観測されているGSDSの年間変動の主要な説明となっている。

3. 火星の軌道角運動量

ケプラー軌道上の粒子の軌道角運動量 (L) は, 最も単純に次のように求められる.

$$L = m\omega r \quad (1)$$

ここで, m は粒子の質量, r は軌道半径, ω は角速度である. 角運動量は単純系でも複雑系でも保存される. 複雑系 (太陽系など) では, 重力相互作用によって軌道角運動量が天体間で交換されることがあり, その結果、系の個々のメンバーの L の時間変動が大きくなる. 実用的な問題として, 太陽と火星の瞬発的な軌道角運動量は, Jose (1965) の次の式を用いて求める.

$$L = [(y\dot{z} - z\dot{y})^2 + (z\dot{x} - x\dot{z})^2 + (x\dot{y} - y\dot{x})^2]^{1/2} \quad (2)$$

ここで必要な量は, 位置座標 (x, y, z) と速度 $(\dot{x}, \dot{y}, \dot{z})$ の太陽系中心からの物体の質量を表す. 主体の質量は明示的には含まれていない (ただし, 定量的な比較のためには乗算係数として後で与えなければならない). 必要な位置と速度は, JPL のオンラインの Horizons ephemeris システム (Giorgini et al., 1996) から入手することができる.

火星の軌道角運動量と太陽の軌道角運動量は密接な関係にある. したがって, このセクションでは, 太陽運動の角運動量の簡単な説明から始めなければならない.

3.1. L_{Sun}

太陽は太陽系の中心に「静止」しているのではなく, 太陽系の質量中心または重心を中心に複雑なループ状の軌道運動を行っている (Newton, 1687). 重心は, 局所的な慣性フレーム (または局所的な安静の基準) の原点として, 力学的な研究にとって特別な地位を占めている. 図 4 は, 1970 年から 2030 年の太陽の太陽系重心に対する軌道を示したものである. 太陽の中心からの最大変位は約 2.1 太陽半径である (Jose, 1965). この太陽運動は, 主に太陽系の全軌道角運動量の 90% 以上を占める外惑星の位置の変化に起因している. 特に, 遠方の星の軌道運動に伴う半径方向の速度変化は, 太陽系外惑星の検出手段として日常的に利用されている (Marcy and Butler, 1998).

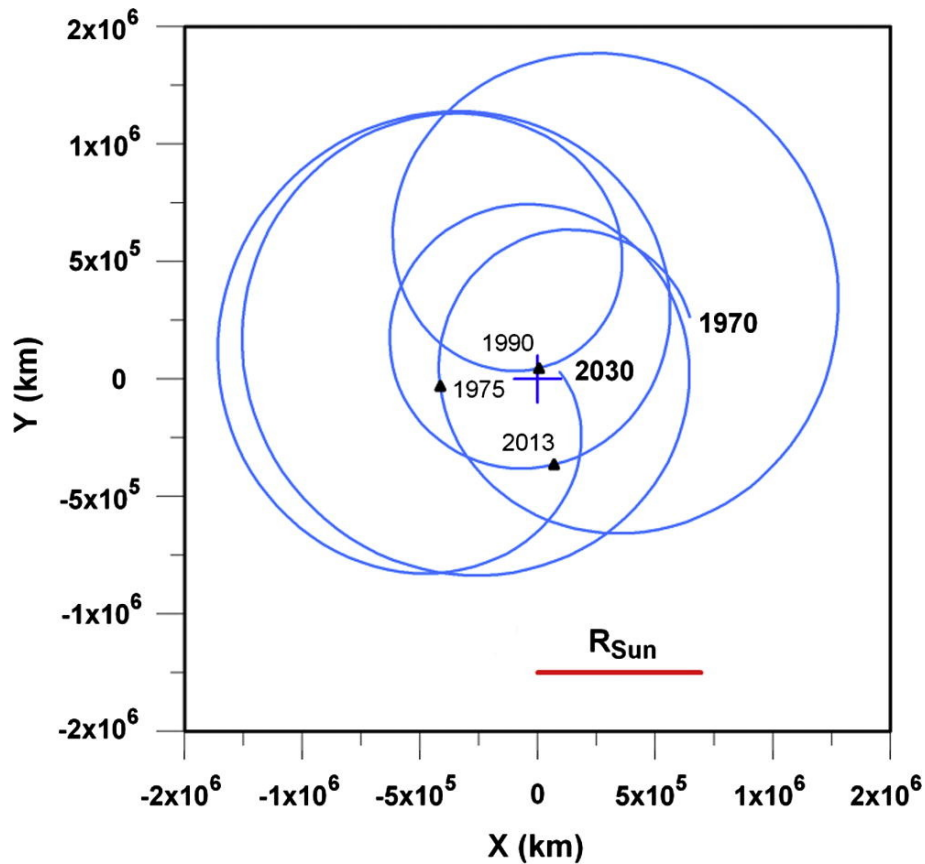


図 4. 1970-2030 年の太陽中心の太陽系重心 (原点) に対する軌道の極地図. ラベル付きの三角形は, 太陽の中心が太陽系の中心に最も近づいた時刻を示している. 太陽の半径 (R_{Sun}) は目盛のために提供されている. タイムステップ = 50 日.

太陽系の中心から見た太陽の軌道角運動量は, 太陽系の中心軌道半径と角速度が継続的に変化しているため, 時間とともに大きく変化している (図 4). 太陽の運動については, Jose (1965), Fairbridge and Shirley (1987), Shirley et al. (1990), Charvátová (1991) に記述されている.

3.2. L_{Mars}

太陽運動との関連性は, 図 5 で明らかになっている. L_{Sun} の値 (黒い曲線) は, 1975 年, 1990 年, 2013 年の太陽系の中心に接近した時に最小値を示す (図 4, 図 5). これらの時期には, 火星の軌道角運動量を表す曲線 (赤線) の平均値の振動が最も小さくなっている.

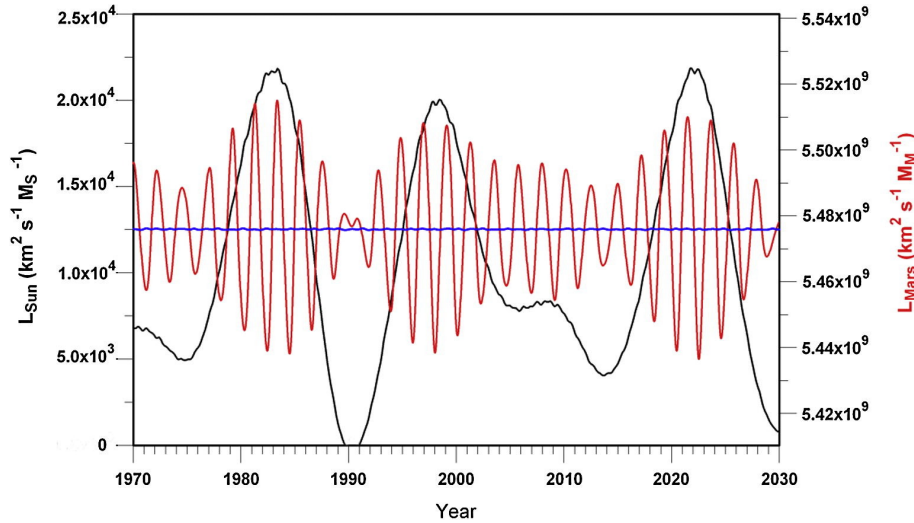


図 5. 太陽と火星の軌道角運動量, 1970-2030 年. タイムスケールは図 4 と同じ. 太陽の軌道角運動量 L_{Sun} (黒) が極小となるのは 1975 年, 1990 年, 2013 年に発生し, 2030 年以降に再び発生する. 火星 (赤: 右目盛参照) の重心の軌道角運動量 L_{Mars} の変動は, 太陽の軌道角運動量の変動と密接に関連している. また, 比較のために火星の太陽を中心とする軌道角運動量も提供されている (青). タイムステップ: 太陽 = 50 日, 火星 = 10 日.

この関係をより詳細に論じる前に, まず, 読者の皆様に, ほぼ一定のレベルを示している図 5 の青い曲線に注目してもらいたい. この曲線は, 太陽そのものに対する火星の軌道角運動量を表している. 火星は (他の地球型惑星と同様に) 太陽と重力的に密接に結びついているため, 事実上, 太陽が太陽系の中心を公転している間, 火星は運ばれていくことになる. 図 5 の赤い曲線は, 慣性フレームに対する火星の軌道角運動量を表している.

火星の曲線の位相や振幅のばらつきは, 大きく分けて 3 つの原因がある. まず, 火星が太陽の周りを周回する仮想的なケースを考えてみよう. この場合の火星の半径ベクトルの重心に対する変動幅は $r = r_{Mars, heliocentric} + r_{Sun, barycentric}$ で与えられる. したがって, 火星の年の間の $r_{Sun, barycentric}$ の変化 (図 4) は, 第一に L_{Mars} の曲線の振幅の変調を説明することになる (太陽の重心中心の半径ベクトルが小さい 1989-1991 年の L_{Mars} 曲線の振幅が小さくなっていることに注意). 第二に, 火星の 1 年の間に太陽の経度での逆行運動があるため (図 4), L_{Mars} の "サイクル" を完成させるためには 1 年以上の火星年が必要となる. 第三の変動の原因は, 火星の軌道の大きな離心率 (0.093) と関連している. 近日点付近では, 太陽を中心とした軌道角速度が著しく高くなっている. この角速度の違いは, 前述の要因と組み合わせて, L_{Mars} の曲線の傾きが時間とともに変化することで証明されているように, 位相の前進と遅れをもたらす.

図 5 の L_{Mars} 波形の最小値から最大値までの範囲は, 全体の 1.4% 強である (注:

この論文では力学的変動を表すために L_{Mars} 波形を用いているが、物理的なモデル化のためには、この量の時間微分を用いた方がより適切かもしれない。

上記の 1.4% の変動幅は、定量的な観点から見て適切な視点で考える必要がある。図 5 の右側の縦軸のスケールは、便宜上、 km^2 という単位で惑星の質量を 1 としているが、比較のために、惑星の自転の全角運動量を同じ単位で表すこともできる。比較のために、惑星の自転の全角運動量を同じ単位で表すと、約 298.1 (SI 単位では、惑星自転の角運動量は $\sim 1.91 \times 10^{32} kg \cdot m^2 s^{-1}$) となる。このことから、図 5 に示すように、惑星の軌道角運動量 L_{Mars} の変動幅は、惑星の全回転角運動量の約 2.6×10^5 倍を超えていることがわかる。もし火星大気が何らかの形で惑星軌道角運動量と自转角運動量の交換に参加しているとすれば、太陽の場合 (第 1 節) で示唆されているように、そのような交換の効率は非常に低いことをすぐに認識しなければならない。上記の比較から明らかなように、もしも本来、実際に軌道と自转角運動量の貯留層の間で微小な交換が行われることを許しており、惑星大気がそのプロセスに直接または間接的に関与しているのであれば、 L_{Mars} の変動は惑星物理学的な変動を大きく駆動するのに十分な量的な大きさを持っていることがわかる。

3.3. L_{Mars} サイクルと火星の年の関係

火星年の始まりは、太陽黄経 (L_s) が 0° である火星の春分点の時刻に対応している。しかし、私たちの目的のためには、図 2 で以前に表示されたように、火星年を遠日点から遠日点までの太陽を中心とした公転周期の期間として表現する方がより便利である。このように定義された年周期の真ん中に発生する火星近日点の日付は、Clancy et al. (2000) によって紹介された火星年表と容易にリンクすることができる。例えば、2009 年の近日点は MY30 の $L_s \sim 250^\circ$ の近くで発生している (表 1, 表 2)。

太陽放射照度の時系列を火星と合わせて図 6 に示す。日射量曲線は周期的 (平均周期 1.8807 年) で規則的であるのに対し、 L_{Mars} の日射量曲線は図 5 に関連して述べたように振幅と位相の変動を示している。両者の位相関係に一貫したパターンがあるかどうかは、目視ではわからないが、 L_{Mars} の場合は、振幅の最小値と位相の最小値が一致している。1988 年と 1998 年には L_{Mars} の振幅の最小値が近日点と並置されている。2004 年には両曲線の最小値が一致している。しかし、近日点と L_{Mars} の最大値が正確に一致しているケースは見られない (この条件に最も近いのは 2003 年と 2005 年である)。

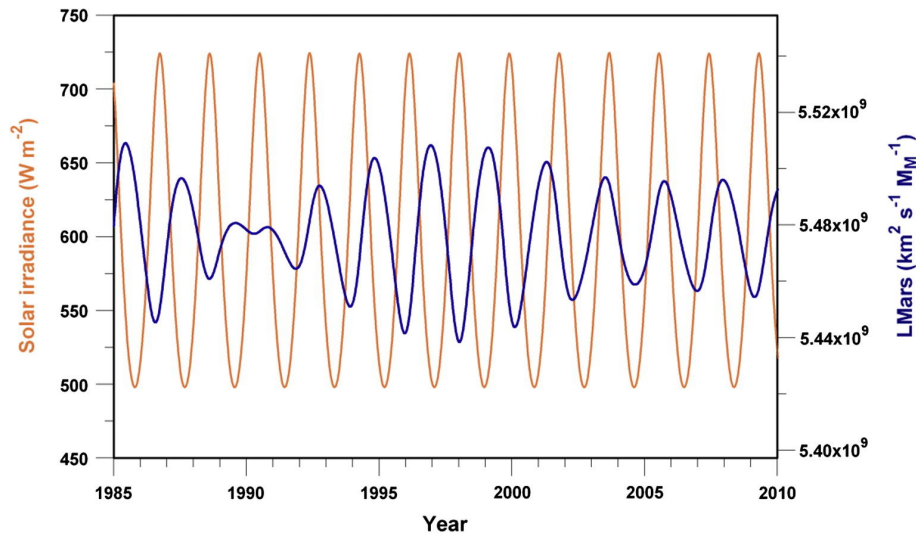


図 6. 1985-2010 年の太陽放射照度 (オレンジ色) と L_{Mars} (青色). 1989-1991 年の L_{Mars} の振幅が小さくなっているのは, その年の太陽と太陽系中心との距離が最小になっていることを反映している (図 4, 図 5). (この図の色の解釈については, この記事のウェブ版を参照).

3.4. L_{Mars} サイクルの位相

後の比較のために, L_{Mars} 周期の位相を客観的に測定する必要がある. ここでは, サイン関数に似た方法で位相を定義する. この方式では, L_{Mars} が平均以下の値から平均以上の値に遷移する時間がゼロ位相に相当する. 曲線の正の極値は 90° 位相付近で, 負の極値は 270° 位相付近で発生する. 各時点の位相は, L_{Mars} の平均値よりも低い値から平均値よりも高い値への連続的な遷移点間の時間の線形関数として決定され, その逆も同様である. 1920 年から 2030 年の間の 10 日間隔で得られた一連の L_{Mars} の値を使用すると, 図 7 に示すように, このスキームでは研究区間の位相値の偏りのない (非常に一様な) 分布が得られる.

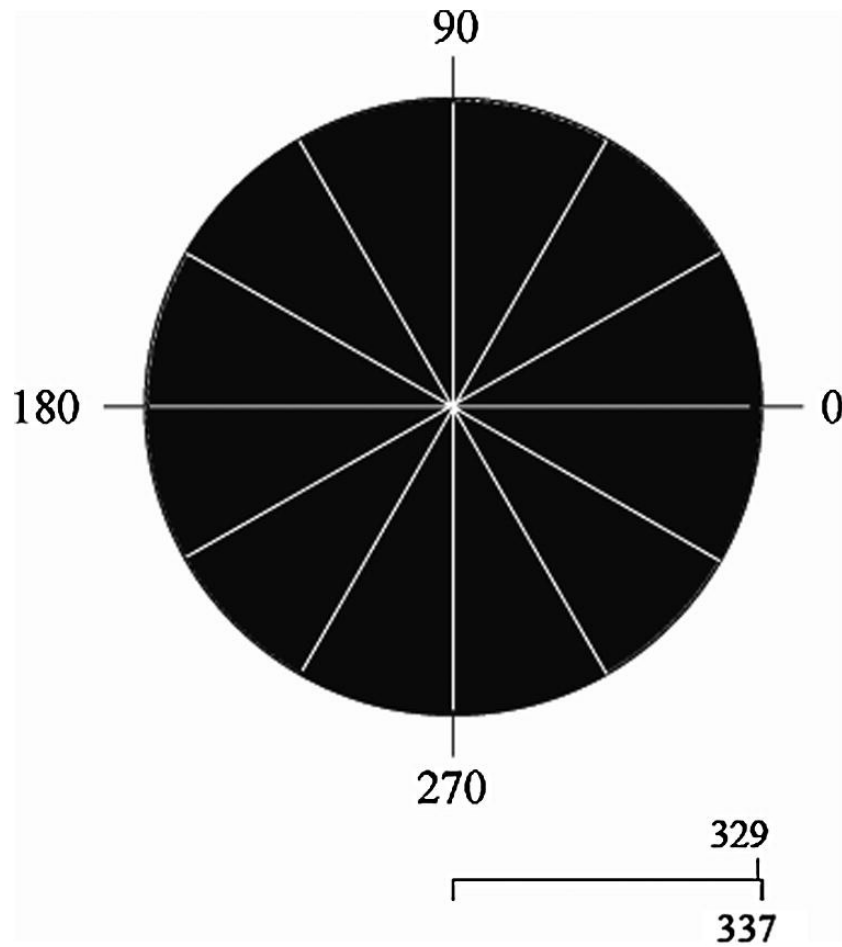


図 7. 1920 年から 2030 年までの期間 ($n = 3992$ 点) における 10 日ステップの L_{Mars} 位相の分布の L_{Mars} 滞留時間 (等面積投影). 扇形の半径は, 各扇形のポイント数の平方根に比例する. 扇形の数是最小 329 点から最大 337 点までの範囲である.

L_{Mars} 周期の平均周期長は $2.23 \pm 0.19 \text{ yr}(1 - \sigma)$ である. この系列には, 1949 年と 1989 年付近の 2 つの異常な間隔が含まれており (図 6 参照), 曲線が長期平均値を通過できない. これらの間隔で決定された位相は信頼性に欠けるが, 今回の調査には影響しない. また, これらの外れ値を除いた周期の平均周期を求めた. このようにして求められた L_{Mars} 周期の平均周期は 2.20 ± 0.12 年であった. 10 日の時間ステップを用いた場合, 時間分解能は ± 0.027 年となる. この精度は今回の調査の目的には十分である.

さらに, 太陽放射照度と L_{Mars} 時系列の位相関係を客観的に記述したい. この目的のために近日点での L_{Mars} 位相を用いた. 表 1, 表 2 の火星年のそれぞれには, これに基づいて 1 つの位相値が割り当てられている. その結果得られた位相値の表を第 4 節に示す.

4. L_{Mars} の位相, 振幅と GSDS の関係

表 1, 表 2 の 20 の火星年の L_{Mars} 波形を図 8, 図 9 に示す. 火星年は, その年の近日点での L_{Mars} 位相 (表 3) とダストストーム期内での GSDS の発生時期に基づいて, 4 つのまとまりにグループ化されている. 表 3 の 3 番目の列は, GSDS が発生した年と発生しなかった年の近日点における L_{Mars} 位相の値を示している. 表の 4 番目の列は, 各 GSDS の時期的なタイミング (初期, 中期, 後期のいずれか) を示している (図 2 参照). GSDS が発生しなかった年の場合, 第 4 列は, 波形が割り当てられているファミリー (まとまり) を示している.

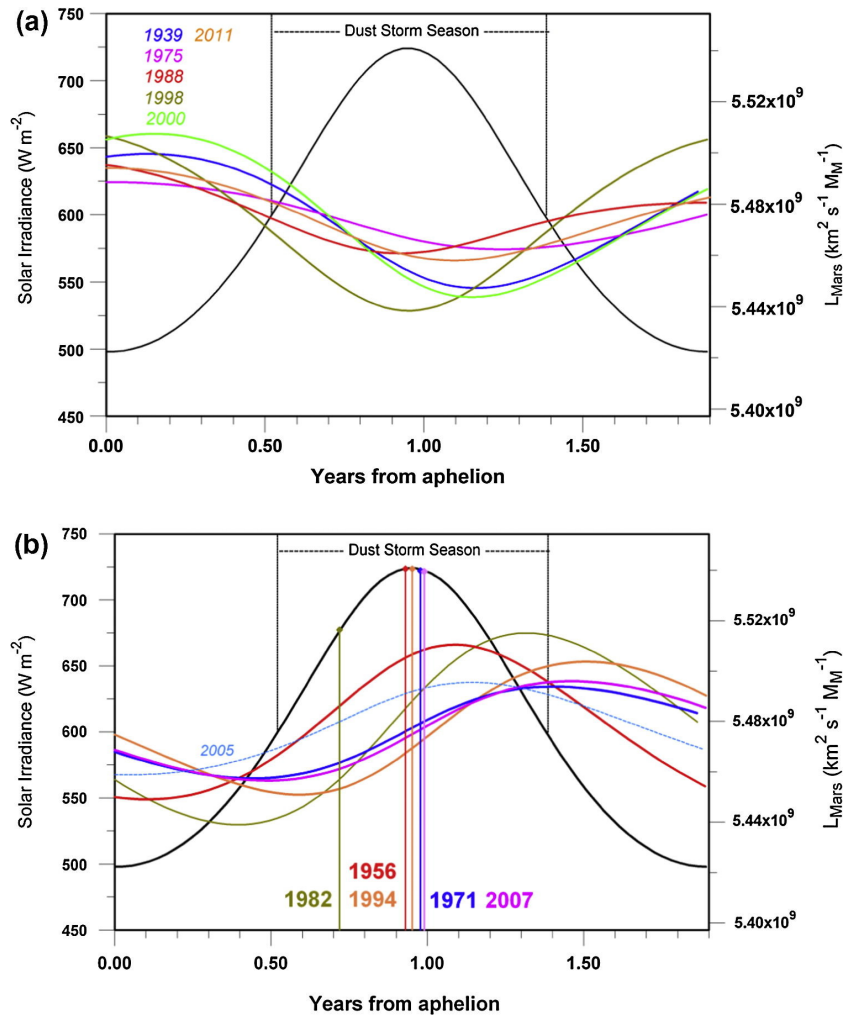


図 8. (a,b) GSDS の発生しなかった区分と中期ダストストームのファミリー L_{Mars} のダストストーム期に関連した波形. 火星の遠日点からの時間 (地球年単位) は斜線上にある. 右側の垂直スケールは火星の軌道角運動量を表し, 左側の垂直スケールは太陽放射照度を示している (暗い黒い曲線). 前に定義されたダストストーム期 ($L_s = 160 - 340^\circ$) が上に示されている. (a) ダストストームシーズンの前半に L_{Mars} が減少する曲線の区分. 火星の 6 年分の色分けされた曲線が示されている. これらの条件では, GSDS は発生していない. (b) GSDS の中間期の曲線群. ダストストーム期の前半に L_{Mars} が増加する. 表 1 の 9 つの GSDS のうち 5 つの季節を含む. GSDS の発生しなかった 2005 年 (水色の破線) もこの系列に含まれる.

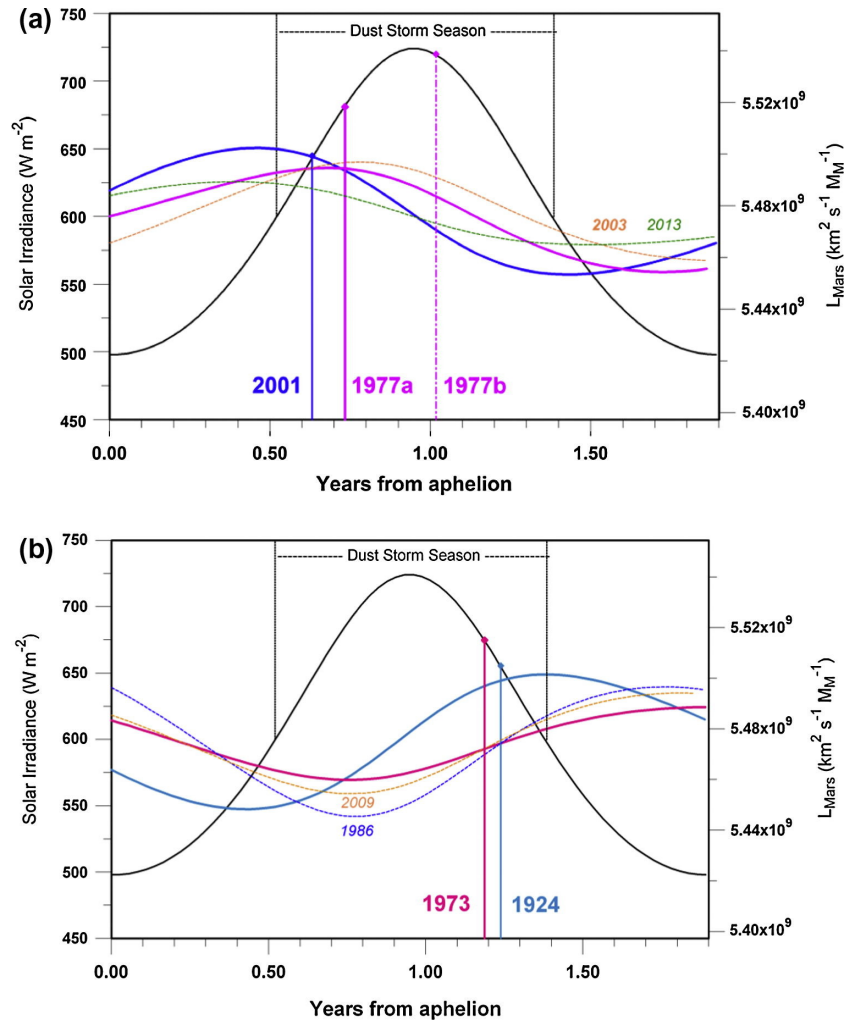


図 9. (a,b) ダストストーム期に関連した火星の初期系列と後期系列の L_{Mars} 波形. 火星遠日点からの時間 (地球年) は, 横軸上に表示されている. 右側の垂直スケールは火星の軌道角運動量を表し, 左側の垂直スケールは太陽放射照度を表している (暗い黒い曲線). ダストストーム期 ($L_s = 160 - 340^\circ$) は上部に示されている. (a) L_{Mars} の曲線の初期のダストストームファミリー. 示された年の L_{Mars} は, ダストストーム期の開始時にはピーク値を超えていた. 2003 年と 2013 年 (26 年と 31 年) の GSDS のない年がこのファミリーに含まれている. (b) L_{Mars} 曲線の後期ダストストームファミリー. L_{Mars} はダストストーム期の後半に上昇している. GSDS のない 2 つの火星年 (1986, 2009 ; MY 17, 29) がこの系列に含まれている.

表 3. Mars years and L_{Mars} phase. Global storm years are indicated in bold type.

Perihelion year	Mars year	Phase at perihelion	Classification(family)
1924.654	- 16	2	Late season storm
1939.714	- 8	224	Global-scale storm-free
1956.633	1	56	Mid-season storm
1971.692	9	0	Mid-season storm
1973.580	10	307	Late season storm
1975.443	11	217	Global-scale storm-free
1977.330	12	147	Early season storm
1982.971	15	12	Mid-season storm
1986.722	17	301	Late season family
1988.611	18	259	Global-scale storm-free
1994.251	21	345	Mid-season storm
1998.029	23	271	Global-scale storm-free
1999.892	24	221	Global-scale storm-free
2001.782	25	176	Early season storm
2003.673	26	120	Early season family
2005.533	27	47	Mid-season family
2007.423	28	354	Mid-season storm
2009.311	29	306	Late season family
2011.201	30	247	Global-scale storm-free
2013.089	31	182	Early season family

GSDS があった年 (表 1) となかった年 (表 2) の火星年を, 近日点での火星相の値とともに示した. 個々の年は左の最初の 2 つの列で識別され, 最初にその年の近日点の日付, 次に Clancy et al. (2000) の番号付け規則に従った火星年の指定で示されている. 3 番目の列は近日点での火星相の値を示し, 4 番目の列はそれぞれのダストストームの時期的なタイミングと, それが割り当てられた火星ファミリーを示している. GSDS がない年も同様に, 近日点における L_{Mars} 位相によって決定された時期的なタイミングに対応するファミリーに割り当てられている.

4.1. GSDS のない年と中期 GSDS のファミリー

図 8 は, L_{Mars} 曲線の 4 つのファミリーのうちの 2 つを示している. 図 8a は, 近日点の位相が 217° から 271° の範囲にある表 3 の 6 つの火星年を示している. これらの年の間, L_{Mars} はダストストーム期の前半まで下降傾向にあるが, 太陽放射照度は近日点でピークに達するまで上昇している. この条件では, GSDS は発生して

いない。

図 8b は, ダストストーム期を通して L_{Mars} が全体的に増加している波形を示している。この条件では GSDS の発生頻度が高く, GSDS の 9 年のうち 5 年分が図 8b に示されている。これらの年の近日点における L_{Mars} の位相 (表 3) は 345° から 56° の間である (このサンプルは 4 列目で確認されている)。(このサンプルは, 表 3 の 4 列目では, 中期のダストストームファミリーとして識別されている)。

図 8b には, GSDS が発生しなかった表 2 の 1 年 (2005 年) も含まれている。図を見てみると, 2005 年の L_{Mars} 波形の振動振幅とダストストーム前半の傾きが最も低い値を示していることがわかる。2005 年についての詳細は 4.5 節と 5 節に後述する。

4.2. 早期 GSDS と後期 GSDS のファミリー

図 9a と図 9b を見てみると, L_{Mars} の初期と後期の GSDS の発生に適した位相が, 中期のストーム群と GSDS のない年群について上述したパターンとの間で系統的にずれていることがわかる。早期の GSDS (1977a, 2001) の位相 (表 3) は図 8b の中期 GSDS の位相に比べて進んでおり, 図 9a では L_{Mars} 波形がダストストーム期の開始付近で正の極点に達していることがわかる。

1977 年は 2 つの GSDS が発生している点でユニークである。最初の GSDS による大気中のダストレベルと温度の擾乱は, 2 回目のダストストームの前になんまり収まっていた (Zurek et al., 1992)。二つの GSDS は何らかの物理的なつながりがあるかもしれないので, 1977b は別個の現象であるとは考えていない。

2001 年の GSDS は記録上最も早い。モデル研究では, 南夏のこの時期に GSDS の発生をシミュレートすることは困難である (Basu et al., 2006)。ここでは, 1977 年と 2001 年の L_{Mars} の位相が妥当に一致していることに注目する (それぞれ 147° と 176° で 30° 以内; 表 3)。これら 2 つの重要な事象を結びつける他の外部的・内部的な共通要因は見当たらない。

GSDS のない 2 つの火星年 (2003 年と 2013 年に周縁部があった) も早い時期のファミリーに含まれている。2003 年 (MY 26) は, 2001 年の GSDS に続くものである。2013 年 (MY 31) の波形は比較的低い振幅である。2003 年と 2013 年の追加的な議論は, 以下の第 4.5 節と第 5 節に記載されている。

図 9b は, ダストストーム期に対する後期のダストストームの年の L_{Mars} 曲線の位相関係を示している。この系列には, 1973 年と 1924 年の後期嵐年に加えて, GSDS のない 1986 年と 2009 年が含まれている。これらのイベントの近日点における L_{Mars} 位相は 301° から 2° の範囲である (表 3)。1973 年, 1986 年, 2009 年 (307° , 301° , 306°) の L_{Mars} 位相は密に集まっているが, 1924-1925 年 (2°) の L_{Mars} 位相は, 図 8b の中期のファミリーの特徴的な範囲 ($345 \sim 56^\circ$) に収まっている。ここでは, 原資料に記載されているこのダストストームの時期の開始日が非常に遅かったた

め、これを表示している。Martin and Zurek (1993) は、利用可能な望遠鏡観測の短い議論を提供している。彼らは、その時期の $L_s = 236^\circ$ (近日点前) 付近で観測された GSDS の活動が、"環状嵐の前に一般的に観測されたもの" に似ていることに注目している。彼らはまた、記載された観測開始日の前の月 (すなわち、1924 年 10 月下旬から 12 月上旬の間) には、地上での観測が記録されていないことにも注意している。したがって、この GSDS の発生日に割り当てられた L_s の値が間違っている可能性がある。1924 年の GSDS は、公表されている資料で示されているよりもやや早く惑星を囲むほどの大きさの状態になった可能性があるが、そのような推測を裏付ける証拠は現在のところ存在していない。このように、図 8 と図 9a のパターンから見て、1924 年の GSDS は異常であると考えざるを得ない。1924 年は、記録上最も新しく発達した GSDS であり、 L_{Mars} の位相を持つため、中期のダストストームの一族に属する。

1973 年に発生した GSDS (図 9b) の発生時期は、比較してもよくわかる (Martin and Zurek, 1993) が、 L_{Mars} の位相は、中期のダストストームに比べてかなり遅れている。この GSDS は、表 3 の他のすべての GSDS の年 (1977 年を除く) とは、波形の振幅が低く、緩やかな傾斜があることで区別されている。図 5、図 6 に示した L_{Mars} の長期的な振幅変調を参照すると、これらの年の低い波形振幅は、1975 年に太陽が太陽系の中心に接近した結果であることがわかる。1986 年と 2009 年も図 9b に示したように、同様の位相を持ったかなり大きな振幅を示しているが、これらの年のダストストームの活動は GSDS には至らなかった。これらの年については、GSDS の発生しなかった 2005 年、2009 年、2013 年と同様に、第 4.5 節と第 5 節でより詳細に議論する。

図 9 の 2 枚のパネルには、GSDS が発生した 2 年と GSDS が発生しなかった 2 年が表示されている。このようなサンプル数の少なさには注意が必要である。しかし、このように見てみると、 L_{Mars} の波形が季節の早い年と遅い年のどちらかの範囲内にある場合には、GSDS が発生する確率はほぼ均等であることが示唆されている。前述したように、火星の気候系の内部要因は、特定の年の GSDS の発生・不発生に大きく寄与すると考えられている (第 2.4.2 節)。そのため、ダストストーム期の初期や後期では、地表面の状態に由来する要因がより重要な役割を果たしているのではないかと考えられている。いずれにしても、図 8、図 9、表 3 の L_{Mars} の位相関係を単独で考慮しても、表 3 に示された GSDS の発生・不発生をすべてのケースで説明することはできないことは明らかである。

4.3. 統計学的評価

上記の関係を統計的に評価するための帰無仮説は、火星での GSDS の発生や非発生と L_{Mars} 周期の位相との関連性がないという仮説である。この仮説のもとでは、GSDS が発生した年のサンプルは、無作為サンプルと同様の性質を持つ L_{Mars} の位

相の分布を示すと予想される. このような GSDS の発生しなかった年のサンプルも同様に, 位相値の分布は多かれ少なかれランダムであると予想される. ランダム性からの逸脱は, 位相値のクラスタリングが観察されたときに示されるかもしれない. 例として, 表 3 の L_{Mars} の位相は 345° , 354° , 0° , 12° , 56° である. これらは 70° を少し超える範囲内に集まっている. このクラスタリングの程度に対するランダムな発生確率 (Pr) を知りたい.

角度データの分布におけるランダム性からの離脱を評価するための標準的な検定が利用可能である (Schuster, 1897). Schuster(シュスター) の検定とその近縁のもの, Rayleigh(レイリー) 検定 (Mardia, 1972) は, 地震発生の周期性の調査に関連して長い歴史を持っている (Shlien, 1972, Heaton, 1975, Klein, 1976, Shirley, 1988, and referencesin; Cochran et al., 2004 参照). この検定では, n 個の事象の角位相 θ_i を単位ベクトルとして表現する. これらは $R = [(A^2) + (B^2)]^{1/2}$, $\phi = \tan^{-1}(B/A)$ で与えられる. 角度がランダムに分布している場合, 長さ R 以上の結果が得られる確率は約 $Pr = \exp(-R^2/n)$ である. レイリー検定は, $n = 5$ という小さなサンプルでも使用できる (Mardia, 1972).

図 7 では, 調査期間 (1920 年から 2030 年まで) の 10 日間の時間ステップで得られた L_{Mars} の位相の分布がほぼ一様であることを示している. 図 7 のような基礎となる母集団が名目上存在し, すべての位相値がほぼ等しくなる確率で存在していることは, シュスターの検定を採用するために必要な条件であり, サンプルが描かれた基礎となる分布が不均一であることがすでに知られている場合には, この検定は信頼性の低い結果 (Pr) を返すことになる. 基礎となる母集団に系統的な偏りがあるのではないかという疑問に対処するために, まず, 図 7 の L_{Mars} の位相の分布をフィルタリングし, 先に定義したダストストーム期にある日付 (および L_{Mars} の位相) のみを保持する. その結果, ダストストーム期の L_{Mars} 位相の分布を図 10 に示す. ここでは, 明確に定義された系統的なバイアスが存在しており, 57% の位相が右半球 ($270 \sim 90^\circ$) に集中していることがわかる.

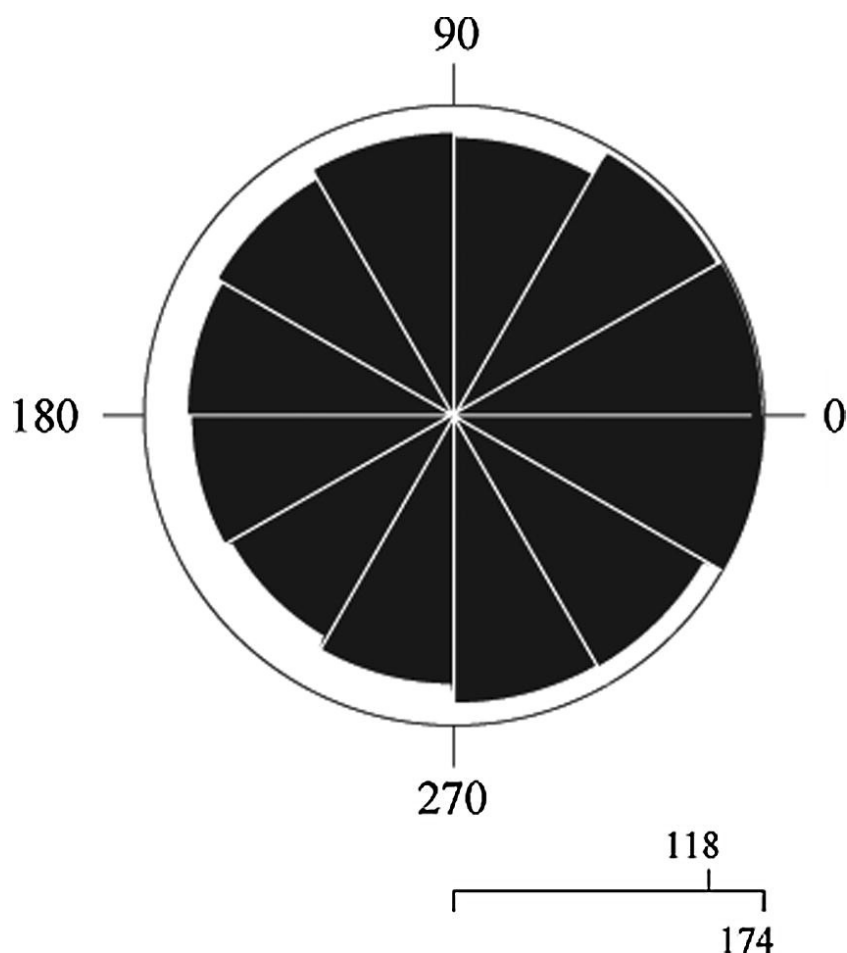


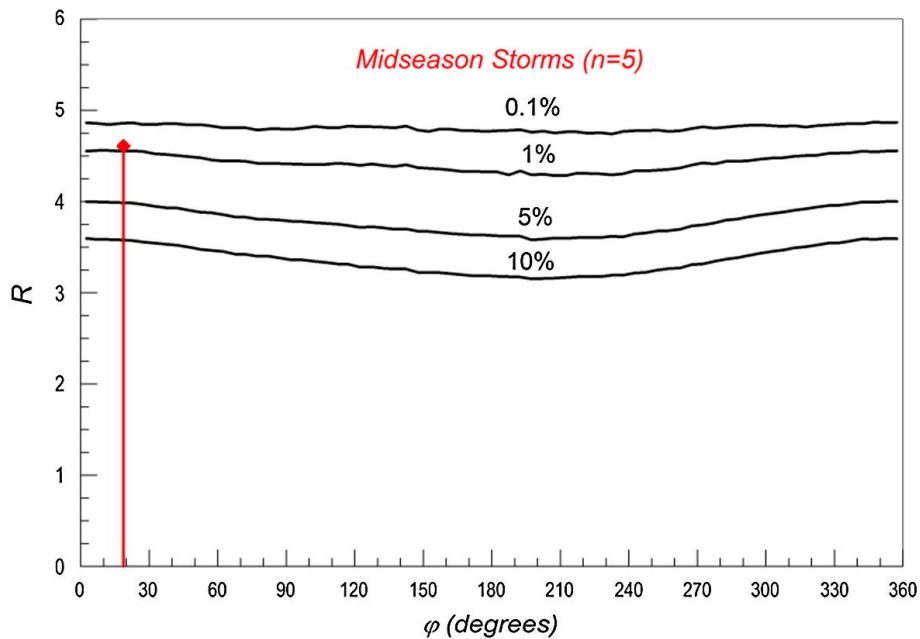
図 10. 1920 年から 2030 年の間にダストストーム期中に発生した L_{Mars} フェーズのカウント数を 30° セクターに分けた滞留時間プロット ($n = 1728$; 等面積投影図). スケールバーは, 最も人口の少ないセクターと最も人口の多いセクターのフェイズ数を示している. 最初のセクター ($0 \sim 29.99^\circ$) から始まり, セクター別のイベント数は以下の通りである. 171, 166, 139, 144, 134, 128, 124, 118, 130, 149, 151, 174.

図 10 の位相値の不均一な分布は, 火星の近日点 (したがってダストストームの時期) と L_{Mars} が増加している期間とを結びつけるバイアスを示している. 図 6 (L_{Mars} と照度曲線の位相を示す) に関連して以前に述べたように, 近日点通過と軌道角運動量との間の力学的関係は複雑である. 幸いなことに, 統計的な評価を行うために寄与する効果を切り離す必要はない.

標準的なシュスターの検定を適用することはできないが, 図 10 の分布から抽出したサンプルのクラスタリング傾向の統計的有意性をより適切に検定するために, シュスターの検定の主要なパラメータのいくつかを用いることができる. 特に, 結果として得られるベクトル R の大きさと位相 ϕ は, クラスタリング傾向の有用な指標となる. 位相 ϕ は, 位相範囲内での結果 R の方向を定量化し, R の大きさは n

の値を超えないように制約されている。例として、ダストストーム期の GSDS のための上記の 5 つの位相値のセットでは、ベクトルの大きさ $R = 4.61$ 、結果としての位相 $\phi = 18.9^\circ$ が得られる。ここで、図 10 に示された母集団からランダムに抽出された ($n = 5$) 位相値のサンプルに関連して、この方向をほぼ指し示すこの大きさの結果 R が得られる確率はどれくらいだろうか？

この疑問は、モンテカルロ法を用いて効果的に対処することができる。各サンプルサイズ (n) について、図 10 の位相の母集団から無作為に抽出されたサイズ n の 10^6 個のサンプルを取得する。各サンプルについて、結果として得られた R と位相 ϕ を求め、位相角 (5° ビンと大きさの両方で分類する。そして、位相 ϕ の 5° 刻みごとに、 $\leq 10\%$, $\leq 5\%$, $\leq 1\%$, $\leq 0.1\%$ の発生頻度に対応する R の閾値を決定するのは簡単なことである。図 11 では、サンプルサイズ $n = 5$ に対応する ϕ の関数としての R の値をプロットした。図 10 に図示した母集団からランダムに選ばれた $n = 5$ のサンプルでは、 $R = 4.61$ 、位相 ϕ が 15° から 20° の間の位相のクラスタリングが 1%未満の確率で発生していることがわかる。このことから、シーズン半ばの GSDS の発生と L_{Mars} の位相パラメータとの関連性はないという帰無仮説を 1%レベルで棄却しなければならないことがわかった。



$n = 5$ の 10^6 個のランダム標本についての位相 ϕ の関数としての検定統計量 R の有意閾値。表 3 の中期ダストストームのサンプル結果の位相と大きさは赤で示されている (この図の凡例での色の参照の解釈については、この論文のウェブ版を参照されたい)。

この方法の詳細は以下の通りである。最も効率良く乱数を発生させる器械 (Park and Miller, 1988) を用いて、長さ $10^6 \cdot n$ の 0 から 1 までの間隔の乱数列を生成した。

この乱数列と図 10 のサンプルを構成する位相値の数 (1728) との積を丸めたものが、図 10 に対応するダストストーム期の L_{Mars} の観測された位相の配列の中の特定の位相値のインデックス値となる。結果として得られた無作為化系列のサンプルを順次評価し (分布ごとに n 個の値)、その後の検定統計量 (R と ϕ) を L_{Mars} 位相の 5° 刻みでビン化した (72 個のビン)。 10^6 回の試行で、 ϕ の関数としての有意閾値レベル (R 単位) は非常に安定していることがわかった。再現性のテストとして、10 回の独立した実行 (それぞれ 10^6 回の試行からなる) を、関心のある各 n について実行し、結果として得られたビン化されたカウントを比較した。これらの閾値の比較で得られたビン化された R 値の標準偏差 (ϕ の関数として) は、一般的に 0.05 であり、これは図 11 のプロットのスケールで表示するには小さすぎる。

この方法を用いて表 3 の位相データを統計的に比較できる数は限られている。この方法を用いて信頼性の高い評価を行うには、シーズン初めとシーズン後半の GSDS のサンプル数 ($n = 2$) が小さすぎると考えられる。GSDS の位相の完全なサンプル ($n = 9$) のランダム確率を評価することは可能であるが、3 つのファミリーの好ましい位相範囲が広く分離されていること、すなわち、クラスタ化されていないことが既にわかっている (表 3)。この分布では、 $R = 4.30$, $\phi = 7.3^\circ$ が得られる。この結果の位相での $n = 9$ の 10% 閾値レベルは、 $R = 5.0$ 。我々の検定はマルチモーダルなクラスタリング (すなわち、異なる方向性を持つ複数のクラスタ) の存在には鈍感であるため、我々の手法は、GSDS の発生と L_{Mars} の位相との間には関係がないという帰無仮説を棄却できないのは当然である。

GSDS の発生しなかったファミリーメンバーの位相のクラスタリングは、図 8a と表 3 で明らかである；その値は 217° (MY11), 221° (MY24), 224° (MY-8), 247° (MY30), 259° (MY18), 271° (MY23) である。しかし我々は、これらの年を GSDS が発生しなかったカタログの他の年と区別する根拠がないため、これらの年を特徴的なクラスターとして単独でテストすることは正当化できない。有効でより統計的に厳密なアプローチは、GSDS が発生しなかった火星の年の完全なサンプル ($n = 11$) を評価することである (表 2, 表 3)。この評価結果を図 12 に示す。

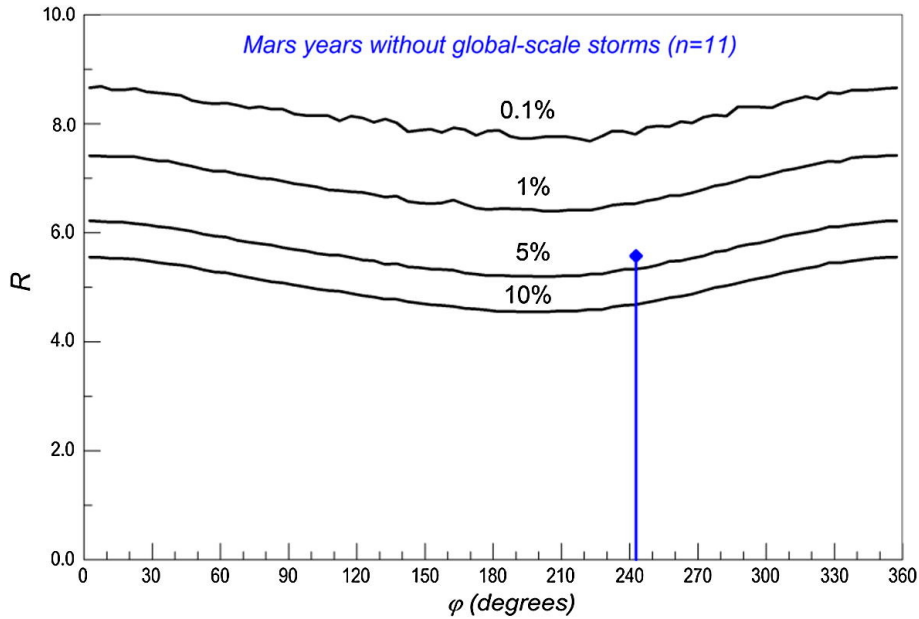


図 12. $n = 11$ の 10^6 個のランダム標本についての位相 ϕ の関数としての検定統計量 R の有意閾値. GSDS のない火星年のサンプル結果の位相と大きさは青で示されている (この図の凡例での色の参照の解釈については, 読者はこの論文のウェブ版を参照されたい).

GSDS がない火星 11 年のサンプルの結果の大きさと位相は, それぞれ $R = 5.58^\circ$ と $\phi = 242.8^\circ$ である. 図 12 に示されているように, 図 10 の母集団から抽出されたランダムなサンプルでは, 類似した位相とクラスタリング特性を持つ分布が 5% 未満の時間で発生している. このことから, GSDS のない年と L_{Mars} の位相との関連性はないという帰無仮説を 5% のレベルで棄却しなければならない.

4.4. L_{Mars} 波形の振幅の役割

これまで我々は, L_{Mars} の波形と GSDS の発生との関係を, 主に位相やファミリーのグループ化の観点から考察してきた. しかし, もし何らかの物理的な関係があるのであれば, 波形の振幅も何らかの役割を果たしている可能性がある (GSDS のない 2003 年, 2005 年, 2013 年については, 波形の振幅が小さいことに注目している). この可能性を探るために, シーズン前期, シーズン中期, シーズン後期の各系列の GSDS の発生した年と発生しなかった年について, L_{Mars} の大きさの時間変化を, 局所的な最小値 (位相 270°) から次の最大値 (位相 90°) までプロットした (図 13).

図 13 から明らかなように, 1977 年と 1973 年が GSDS の位相の振幅が最も低い年の一つであることから, GSDS が発生するためには, 大きなサイクル振幅が必要ではないことがわかる. この 2 つの年の上昇時間は平均よりも長い. GSDS を含ま

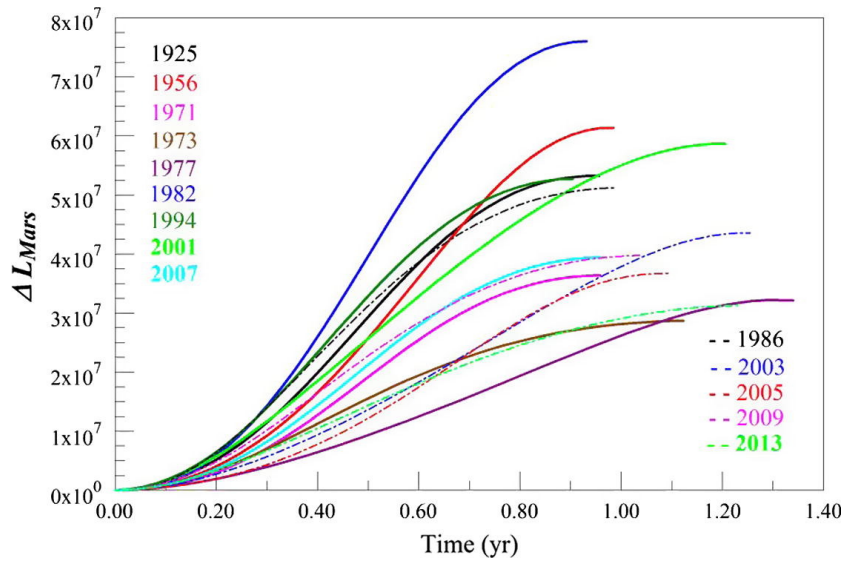


図 13. 火星の軌道角運動量の時間変化 (270° から 90° までのサイクルフェイズ, ダストストーム期). 実線は GSDS の年を表し, 凡例のように色分けされている. 破線は, 初期シーズン (2003, 2013), 中期シーズン (2005), 後期シーズン (1986, 2009) に属する GSDS が無い年を示す.

ない 5 つの年のうち, 最大の周期振幅を持つ 2 つの年 (1986 年, 2009 年) は, GSDS を含まない年 (位相 271°) に最も近い位相 (位相 301° と位相 306°) を持つ後期の時期系列に割り当てられていることは注目に値するだろう. これらの年をその系列に移動させた場合, GSDS が発生した年と GSDS が発生しなかった年の曲線の傾きと大きさの間には, より顕著な分離が生じることになる.

図 13 を見てみると, サイクル振幅だけでは, シーズン前期, 中期, 後期の各系列の中で, GSDS が発生した年と発生しなかった年を明確に区別することができないという結論が得られた.

4.5. これまでの記録の結果の要約と議論

すぐにいくつかの注意点に注意しなければならない. いつものように, 相関関係は因果関係ではない. GSDS の発生と L_{Mars} の変動との間に見られる統計的な関係は, 何らかの第三のプロセスによって説明される可能性がある. 例えば, 太陽系の変動が太陽系の力学的プロセスによって駆動され, GSDS の発生が太陽系の変動によって駆動されているとすると, GSDS と L_{Mars} の変動の間に偽の相関関係が生じる可能性がある. 同様に, 統計的な有意性がランダムな変動のみに起因する可能性もあるが, その場合は物理的な関連性は必要ない. これら 2 つの可能性のうち, 前者はオッカムの剃刀の原理に反して, より複雑で直接的ではない説明を仮定している

ため、非難される可能性がある。一方、ランダムプロセスの説明を支持することは、客観的な証拠を(事実上)否定し、「確率に賭ける」ことを必要とする。これらの可能性はどちらも否定できないが、同時に、どちらも最も単純で直接的な説明よりも好ましくないように思われる。GSDS の発生と火星の軌道角運動量の変動との間に何らかの物理的な関係があるということである。以下では、上記の注意点を念頭に置きつつ、主にこの解釈に焦点を当てることにする。

この調査では、初期、中期、後期の GSDS の発生を、それぞれのカテゴリーにおいて、共通の要因と系統的な関係を初めて明らかにした。しかし、私たちの結果は、明らかにされた関係に仮説的に責任があるかもしれない特定の物理的メカニズムの問題を明らかにするものではなかった。これらのトピックの探求は本論文の範囲を超えているが、他の場所で追求される予定である。見つかった関係を調査するための他の方法論も可能であり、奨励されるべきである。

GSDS の証拠となっている関係は簡単に見えるが、GSDS のない年の一部については疑問が残っている。GSDS がない 11 の火星の年のうち、5 つの年では、初期、中期、後期のファミリーに属していることと一致する位相と波形を示している(表 3)。もし、何らかの物理的な関係が存在すると仮定するならば、これらの 5 年間に GSDS が発生しなかったことをどのように説明できるだろうか? 我々はすでに 1986 年と 2009 年の季節を GSDS のない時期系列にグループ化するのがより適切であることを示唆している。ここで採用されている位相による分離は恣意的なものであり、ファミリーグループの間には過渡的な重複が存在する可能性がある。さらに、2009 年については、この季節が 2007 年の GSDS の直後であることにも注意が必要である。その前の事象(第 2.4.2 節)によるダスト貯留層の枯渇は、2009 年シーズンに GSDS がなかったことを説明するのに役立つと考えられる。2007 年と 2009 年の地表のダストの分布に関する情報は、この問題についての新たな洞察をもたらすかもしれないが、このトピックの調査は今回の調査の範囲を超えている。

また、ダスト貯留層の枯渇は、2001 年の GSDS の年に続いて 2003 年にも GSDS が発生しなかったことの説明にもなるかもしれない。この問題は Szwast et al. (2006, Section 8.2) でより詳細に議論されている。2003 年の波形(図 9b)の位相と振幅は、1977 年の GSDS と同程度である。

2013 年のダストストーム期は、2003 年と同様に、ここでは初期ファミリーの一員として分類されている。2003 年と同様に、その位相は以前の GSDS(このケースでは 2001 年)のそれに似ている。この時期と 2007 年の GSDS との間に火星の 2 年が経過しているため、ダスト貯留層の枯渇が原因である可能性はやや低いと思われる。

2005 年に GSDS がダストストーム中期に発生しなかったことは、現在の作業仮説の下でも、また現在入手可能な情報に基づいても、ダスト貯留層の枯渇のメカニズムが複数の火星年の GSDS を抑制できると考えられない限り、同様に問題がある。2009 年のダストストームの場合と同様に、Ruff and Christensen (2002) が得たものと同様に、これらの年(2001 年~2005 年)の表面ダスト分布に関する定量的な情報は、この問題の理解を深めるのに役立つかもしれない。

5. 将来のダストストームシーズンの包含

好奇心から、将来の火星年の太陽日射周期と L_{Mars} 波形の位相関係を調べるようになった。火星の変動は、天球力学の手法を用いれば、非常に正確に事前に予測できるかもしれない(第3節)。これまでに明らかにされてきた非常に単純で直接的な関係と、将来の出来事の可能性についての明白な疑問が必然的に生じることを考えれば、このような調査を行わないのはある意味で無責任であると言えるだろう、しかし、このような調査には危険がないわけではない。科学の歴史は、過去が未来への鍵であるという前提に基づいて、将来の地球物理学的、太陽物理学的な事象や傾向を予測しようとする試みの失敗の残骸で溢れている。短期間のデータのパターンからの前方への外挿は予測の根拠としては不十分であり、定量的な根拠に基づいた物理的理解が必要であると認識している。

一方、地上の気象条件で日常的に行われている予報は、完全な物理的理解を主張しているわけではないため、その基準は低いと考えられている。宇宙船の運用や計画のために、火星の大気の状態を事前に信頼できる形で予測することは、かなりの価値があると思われる。火星の大気は、GSDS 状態で暖まり膨張し、それに伴って密度が変化する (Medvedev et al., 2013, Withers and Pratt, 2013) ため、軌道上の探査機の活動や安全性に影響を与える可能性がある。大気の温度と密度の知識は、進入・降下・着陸活動や地表での運用など、他の目的のためにも重要である。

信頼性の高い予報を提供するための第一歩として、ここでは MY 32 から 39 (2014 年から 2028 年) の太陽放射照度と L_{Mars} サイクルの波形の段階的な変化を調べた。我々の予測は暫定的で暫定的なものであり、物理的な根拠がないため、何の保証もないことをご了承ください。私たちは、物理的な理解の向上により、以下の議論が急速に陳腐化することを期待している。

5.1. 2014-2015 年と 2016-2017 年の火星のダストストームシーズン

来たる (2014-2015) 年の L_{Mars} のダストストーム期の位相は 100° であり、中期の GSDS ($345^\circ - 56^\circ$) と初期の GSDS ($147^\circ - 176^\circ$; 表 3) の中間に位置している。 100° の位相は、GSDS のない 2003 年と 2005 年のものとの間にあり、1956 年の GSDS が最も近い位相であり、 56° である。これらの年の波形は、図 14a の 2015 年近日点の波形と比較するために含まれている。図を見てみると、2015 年の波形は非常に低い振幅を特徴としており、それに対応して緩やかな傾きと長い上昇時間を持っている。振幅は、図 13 にプロットされたどの年よりもかなり小さい。このような異常な特徴は、2013 年 12 月とその直後に太陽が太陽系の中心に近くなったことと関連している (図 5)。

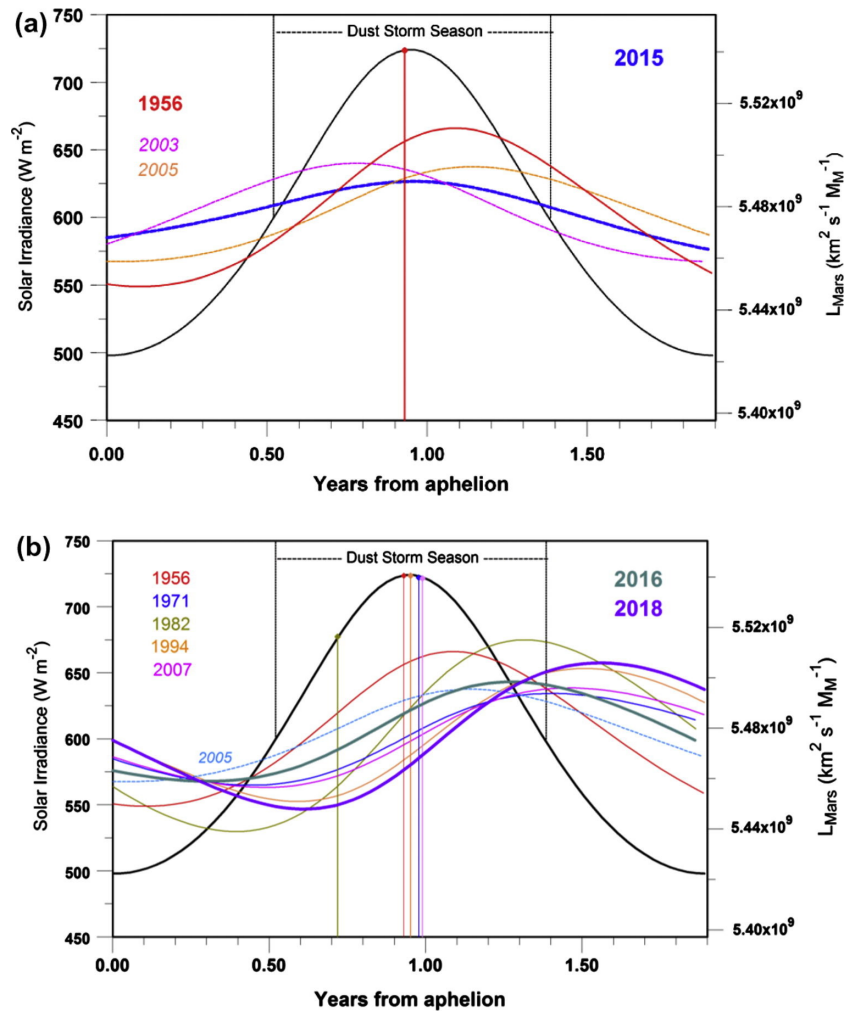


図 14. 2014-2015 年 (MY32), 2016-2017 年 (MY33), 2018 年 (MY34) のダストストーム期の L_{Mars} 周期の波形. (a) 中間期 (100°) の MY32 L_{Mars} 周期 (青線) を, 2003 年の初期ファミリー曲線, 1956 年と 2005 年の中期ファミリー波形とともに示す. (b) MY33 と MY34 のダストストーム期の中間期 (15° , 339°) の波形を緑と紫の暗い線で表したもので, 図 8b で示した中期ファミリーのプロットに重ねて示した.

2014-2015 年シーズンに GSDS が発生することを支持する要因としては, 前回の GSDS からの時間間隔が比較的長いこと (火星の間の 3 年) や, 今回の研究で決定された GSDS の発生に適した位相範囲内の位相値であることが挙げられる. 2014-2015 年シーズンに GSDS が発生することを否定する主な要因は, 図 14a に示すように, 波形の振幅が小さいことであり, GSDS のなかった 2003 年や 2005 年に比べてかなり小さいことである. しかし, 図 13 に関連して述べたように, この振幅は GSDS が発生した年と発生しなかった年を区別するための信頼できる基準ではない. 1977a の GSDS は, 振幅が小さく上昇時間の長い L_{Mars} 周期に関連していた. どちらの代替案 (GSDS が発生したか GSDS が発生しなかったか) にも有利な証拠がないよう

に思われるため、証拠に基づいた予測はできない。

2016-2017 年の近日点シーズンの場合、やや異なる状況になる (図 14). L_{Mars} の周期の位相は 15° であり、これは中期のダストストームファミリーの好ましい位相範囲の中央に位置している。周期の振幅は、1971 年と 2007 年のダストストーム期に匹敵する。これらの第一の要因は、この時期に GSDS が発生することに有利である。

しかし、他の 2 つの要因が不確実性をもたらす。1 つは、GSDS の発生源となる明るいダスト堆積物の空間分布の時間変化に関する定量的な情報を、今のところ持っていないことである。2007 年のダストストームで発生したダストの再分布が、新たな GSDS の発生を効果的に防いでいる可能性も考えられる。第二に、先に述べたように、先行するシーズン (2014-2015 年) に GSDS が発生する可能性もある。もしそうであれば、これは必ずしも 33 年の第 2 回目の GSDS を排除するものではない。しかし、「ワイルドカード」要因 (地表ダストの再分配) が、GSDS の原料の利用可能性を制限するために、ここで再び作用する可能性がある。我々の結論は以下の通りである。もし、2014-2015 年に GSDS が発生しない場合は、2016 年の近日点シーズンに GSDS が発生する可能性が高い。

また、図 14b にプロットされているのは、2018 年ダストストーム期 (MY34) の中期ファミリー波形である。この場合の振幅は、2016 年シーズンに見られるものよりかなり大きい。さらに、振幅と位相の両方が 1994 年の GSDS の年のものと非常によく似ている。もし GSDS が MY 32 または 33 に発生しなかった場合、2018 年に GSDS が発生する可能性が高いと考えられる。

5.2. 早期または後期 GSDS を含む可能性がある将来の火星の年

図 15a は、初期ファミリーに属する将来の L_{Mars} 周期の波形をプロットしたものである。2026 年と 2028 年の周縁部の位相はそれぞれ 177° と 141° である。2026 年 (MY38) の波形は、2001 年の GSDS と非常によく似ている。また、後述するように、先行する 2 つの火星年は、GSDS の発生しない火星年に割り当てられている。もしこれらの先行する時期に GSDS が発生しないならば、ダストリザーバーの記憶因子の影響は小さくなるかもしれない。このように、2026 年シーズンは、将来的に早い時期に GSDS が発生する可能性があることを示している。

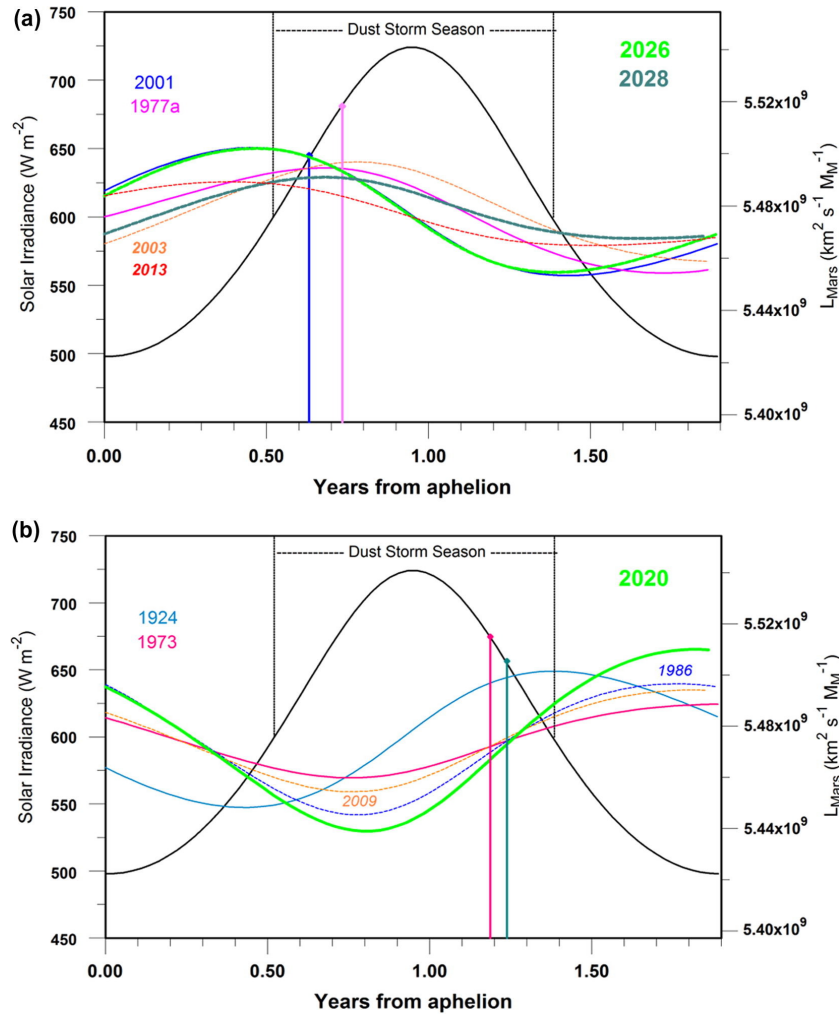


図 15. L_{Mars} 周期の今後の初期と後期の GSDS ファミリーの波形. (a) 2026 年と 2028 年 (MY38-39) に対応する初期のファミリーメンバー. (b) 将来の後期のファミリーメンバー (2020 年 ; MY 35).

2028 年の波形は, 1977 年の GSDS と同じ位相で, 振幅はわずかに小さい. 2028 年は, 2001 年のダストストームに続き, GSDS が発生しなかった 2003 年が適切な年であると考えられる. バランス的には, 2028 年が GSDS となる可能性は低いと思われるが, 気候システムの記憶要因が重要な役割を果たしている可能性がある. もし 2026 年やその前の 2 つの火星年に GSDS が起こらなければ, 2028 年には早い時期の GSDS が起こるかもしれない.

図 15b は, 将来の後期 GSDS の候補年の波形をプロットしたものである. 2020 年の近日点位相 (305°) は 1973 年の GSDS 年 (307°) に非常に近く, 波形の振幅も大きくなっている. 一方, 2020 年の曲線は, 非 GSDS 年の 2009 年と 1986 年の曲線とよく似ている. 2020 年の直前の年は, 中期のダストストームファミリーのメンバーであり, 1 つ以上の GSDS が将来発生する可能性が高い候補として特徴づけられてき

た. もし、それ以前の年の GSDS の活動によってダスト貯留層の枯渇が起こった場合、2020 年も 2009 年と同様に、GSDS は発生しない可能性が高いと考えられる. 一方、1973 年の後期 GSDS は、1971 年の GSDS の直後に発生した. バランス的には、どちらのシナリオ (GSDS か GSDS なしか) も他のシナリオよりも可能性が高いように思われる. ここで正当化できる唯一の主張は、もし 2020 年シーズンに GSDS が含まれているならば、それは後期のイベントである可能性が高く、近日点の後しばらくしてから惑星を囲むほどの大きさの状態になるということである.

5.3. GSDS を含まない将来の火星の年

今回の調査では、GSDS のない年の将来の候補が 2 つ発見された. これらは、2022 年と 2024 年の近日点時期 (MY36-37 ; 図 16) に対応している. 2022 年の位相は 267° で、これまでに確認されていた範囲 ($217 - 271^\circ$) に収まっており、2024 年の位相は 207° で、上記の範囲からはほとんど外れている. 両方の波形は、図 16 の GSDS を用いていないファミリーのプロットに表示されている. 我々の調査では、これらの年に GSDS が発生する可能性を示唆するような対位置的な証拠は発見されていない. 火星の 36 年と 37 年のダストストーム期には、GSDS が含まれている可能性は低いと結論づけた.

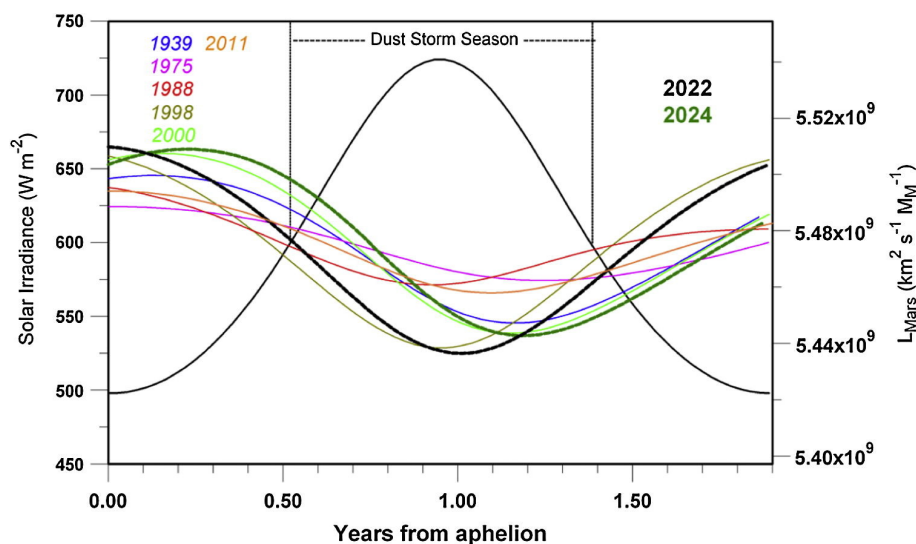


図 16. GSDS フリーシーズンの将来の L_{Mars} 周期の波形. 暗い黒の曲線は 2022 年 (MY 36) の波形であり、暗い濃い緑の曲線は 2024 年 (MY 37) の波形である.

5.4. 将来のダストストームシーズンの包含の要約

すでにいくつかの注意点や注意点を述べたが、発見された関係を説明する物理的なメカニズムはまだ明確にされていないことを、もう一度確認しておく必要がある。上で概説した将来の GSDS の暫定的な予測と条件付き確率は、過去と将来の火星年の波形の位相の類似性のみに基づいている。これは、宇宙機関の計画者の意思決定プロセスを導くための十分な根拠にはならない。

将来の火星年に GSDS が発生する可能性についての我々の評価は、以下のように要約することができる。私たちは、GSDS の発生の可能性が低いと思われる 2 つの時期を特定した。また、2020 年 (35 年) と 2028 年 (39 年) の 2 つは、将来の GSDS の発生の可能性は低いと考えられるが、予測は過去の事象や状況に依存していることがわかった。2014~2015 年 (MY 32) のダストストーム期については、良くも悪くも予測を正当化することはできなかった。一方、特定の条件が満たされていれば、2016 年 (MY 33) および/または 2018 年 (MY 34) のダストストーム期は、1 つ以上の将来の GSDS を経験する可能性が高いように思われる。最後に、2026 年 (MY 38) のダストストーム期は、将来的に GSDS が発生する可能性が高いと考えられる。第一に、 L_{Mars} の波形が 2001 年 (MY 25) の GSDS とよく似ていること、第二に、火星の前 2 年は GSDS のない年である可能性が高いという点で、前駆条件が似ていることからである。

第 4 節と第 5 節では、火星表面でのダストの輸送と再堆積を達成するプロセスの重要な役割がいくつかの文脈で提案されている。このプロセスは、特定の敏感な場所でのダスト貯留層の枯渇が、惑星を取り囲むダストストームの発生に必要な初期のダスト巻き上げを抑制したり、制限したりできるという仮定のもと、気候システムに長期的な記憶を与えると考えられている (Haberle, 1986, Basu et al., 2006, Pankine and Ingersoll, 2004; Fenton et al., 2007; Cantor et al., 2001; Mulholland et al., 2013). 火星の GSDS の正確な事前予測を現実のものとするためには、どのような予測方法を採用したとしても、ダストの豊富さと空間的範囲を制約するリモートセンシングデータの系統的な収集と分析 (Ruff and Christensen (2002); Szwast et al., 2006) が必要となるだろう。

6. 議論

我々は、火星での異常気象の発生と軌道角運動量の変化との関係を探ることを目的に研究を開始した。その結果、これらの異なる現象が統計的に有意で、驚くほど系統的な関係にあることを発見することに成功した。

これらの観測結果は、火星大気の循環流の強まりが地表の風応力の増加につながることで、火星での GSDS の発生と発達に必要な条件であることを示唆している(第 2.4 節)。もしそうであれば、本研究の結果は、火星の軌道角運動量の変化が火星大気中の循環流の強度の変化を誘発することを示唆しているかもしれない。

示唆された結合メカニズムに関連する物理的仮説やその他の考察の詳細な調査は、この論文の範囲を超えているが、別の場所で紹介する。この問題の物理学的な重要な側面として、火星の軌道角運動量 (L_{Mars}) の時間変動に関連して、重力潮汐力が完全に無関係であることが挙げられる。太陽と火星の軌道角運動量の時間変動(図 5)は、巨大惑星の軌道運動に大きく左右されるが、その中で木星だけが潮汐を上げるのに十分な距離にある。

これまでに、火星の 33~39 年の GSDS の可能性を条件付きで暫定的に予測してきたが、このような異常気象を事前に予測しておくことは、宇宙機の運用の観点からも価値があることを述べてきた。しかし、ここで提供された予測は検証されたものではなく、将来の宇宙機関の決定に信頼できるガイドラインを提供するものではないことを改めて強調しておく。これまでと同様に、将来のすべての火星ミッションは、設計とミッション計画の要件として、GSDS の残存性を持つべきである。

そこで、近い将来に火星に到着する探査機の予測がどのような意味を持つのかを考えてみたいと思う。火星大気・揮発性進化探査機 MAVEN(Mars Atmosphere and Volatile Evolution) が最近火星に到着した。この探査機は、火星の大気組成を直接サンプリングするために、火星の上層大気に潜る予定だ。残念ながら、MAVEN の公称ミッション期間中(2015 年 10 月まで)に GSDS が発生するかどうかについては、根拠に基づいた予測ができなかった。もしこの期間に GSDS が発生しない場合は、MAVEN の運用期間を延長することを検討すべきである。

火星探査機 InSight ミッション(地震探査・測地学・熱輸送を利用した内部探査)は、2016 年 3 月の打ち上げ、2016 年 9 月の火星到着を予定している。今回は、その時期に GSDS が中期的に発生するという条件付き予測を行った。先に述べた注意点を考慮しても、この予測は、突入、降下、着陸のフェーズとミッションの地表運用のフェーズの両方において、ミッションの計画に役立つ可能性がある。InSight は電力を太陽電池パネルに依存しており、太陽電池パネルへのダスト付着による発電能力の低下が問題となっている。予測は保守的なものにしようとしているが、 L_{Mars} のサイクルフェイズが中期ダストストームの範囲内であった 7 つの過去の事例(表 3)のうち、6 つの事例(L_{Mars} のサイクルフェイズが 345° から 56° の間である)では、GSDS が発生していたことに注目すべきである。この統計量には 1924 年を中期系

列に含めている。

火星のGSDSの発生、発達、崩壊の段階をよりよく理解するためには、将来のGSDSイベントの間に火星大気を直接観測することが非常に有用である。現在のミッションでは、火星探査機とそのペイロードの老朽化が進んでいるため、必要なデータを取得することができる。しかし、現在の資金援助では、これらのミッションを完全に継続することも、同等の能力を持つミッションに置き換えることもできない。飛行中のミッション(MAVEN、インドのマーズ・オービター・ミッション("Mangalyaan")), 打ち上げ予定のミッション(ExoMars Trace Gas Orbiter)を含むも、計画中のミッションも、将来のオービター・ミッションであっても、これらのエピソード的なダスト・イベントの特徴を明らかにするために必要な下層大気の系統的なイメージングとサウンディングを備えたものはない。火星の気象・気候データの継続的な取得は、長期的な火星科学のための優先順位の高い目標であり、価値の高い活動であると認識されるべきである。

7. 結論

太陽系の力学的相互作用と火星での GSDS の発生との間に物理的な関係があることを示す実証的な証拠が、既知の GSDS イベントの季節分布に関連した L_{Mars} 位相の系統的な進行と、中期のダストストームと GSDS のない火星のサンプルについて独立した統計的な有意性の両方に見出された。 L_{Mars} 周期の位相の統計的に有意なクラスタリングは、中期の GSDS の発生した年のサンプル ($Pr < 0.01$) と、GSDS の発生しなかった年の完全なサンプル ($Pr < 0.05$) で得られた。

2016-2028 年 (MY 33-39) の期間における火星での GSDS の将来の発生について、証拠に基づいた (しかし、検証されていない) 事前予測を提供する。これらの予測は条件付きであり、限られたデータに基づいているが、その時間分解能は、これまでに得られていた推定値よりも優れている。

今回の結果は、火星の気候システムの内部的な要因、例えば、年々のダストの空間的な再分布が、火星の特定の年に GSDS が発生するかどうかを決定する上で重要な役割を果たしていることを示唆している。本研究の結果は、火星ダストストーム期の直前や期間中に L_{Mars} の値が上昇したりピークを迎えたりすることが、火星で GSDS が発生するための必要条件ではあるが、不十分な条件であることを示唆している。

付録B Shirley (2017) 和訳 (第2章, 第3章)

付録 B では, 「Shirley, J.H., 2017. Orbit-spin coupling and the circulation of the Martian atmosphere. Planet. Space Sci. 141, 1-16」の第2章, 第3章の和訳を掲載する. また, 節, 図, 式番号は原文に倣っている.

2. 軌道運動と自転運動

2.1. 軌道運動

Isaac Newton(1687 年) が最初に認識したように, 2 体系または多体系の構成員である拡張体の軌道運動は, 対象系の質量中心 (または重心) を参照して最もよく理解されている. 図 1 は, 2 体系の軌道運動と自転運動を示している. ここでは, 両体は, 両体の中心を結ぶ線に沿った位置にある対の質量の中心 (CM) を軸に, 幾何学的に類似した軌道をたどっている. ここで, M_1 , M_2 は質量, D は各天体の中心を隔てる距離, R_1 , R_2 は各天体の中心から共通の重心までの距離である (Roy, 1978).

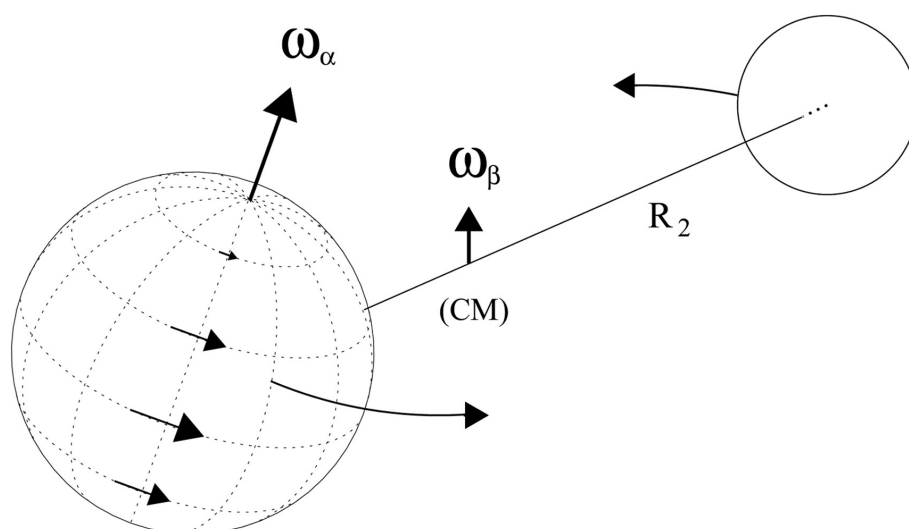


図 1. 2 体系の自転と軌道運動. 湾曲した矢印は, 対象体 (左) とそのペアが対の質量の中心 (CM) または重心を中心に軌道運動するときの軌道軌跡を表している. また, 軌道運動は, 軌道面に垂直な角速度ベクトル ω_{β} で表される. R は, 物体の中心から重心までの軌道半径を表し, ここでは片側だけにラベルが付けられている. 物体の軸方向の自転は角速度ベクトル ω_{α} によってパラメータ化される. 遠く離れた星の軌道運動は地球から検出されることがあり, そのような観測は太陽系外惑星の検出や特徴付けに日常的に用いられている (例えば, Marcy and Butler, 1998).

太陽系のような多体系では, 図 1 に示したような状況が得られる, 太陽と惑星は太陽系の重心を中心に複雑な軌道を描いており, 惑星の方向は時間の経過とともに変化する (Newton, 1687, Jose, 1965, Fairbridge and Shirley, 1987, Charvatova and Střetík, 1991). 太陽系の重心は太陽系の慣性系¹⁾の原点であり, 惑星の運動を動的に計算するのに最適な座標系である (ニュートンの運動法則は慣性系の中でのみ有効である). 太陽系慣性系は, 以下の議論を通して想定される基本的な基礎となる座標系である.

図 1 の簡略化された例では, 対象天体の重心軌道面と赤道面は平行ではない. この 2 つの平面の傾斜角を斜度 (ϵ) と呼ぶ. 図 1 に図示された物体の軌道運動のもう一つの重要な側面は, 軌道角速度を表すベクトル ω_{β} で表され, これは定義上, 軌道平面に対して法線である.

ここで考える軌道運動の重心角運動量 (L) は, 最も簡単には $L = MV \times R$ の式で求められる. ここで, M は対象体の質量, V は軌道速度, R は対象天体の中心から太陽系の重心までの距離である. 太陽系の全角運動量は保存されているが, 太陽系の個々のメンバーの角運動量は可変である. このように, 火星はある時には軌道角運動量を得ており, またある時には太陽系の他のメンバーに軌道角運動量を与えている. 我々は, 火星大気がこの交換に積極的に, あるいは受動的に参加しているの

¹⁾慣性の法則が成り立つ座標系.

ではないかと疑っている (Shirley, 2015). ここで, 軌道角運動量ベクトル (L) が ω_β と一致し, かつ平行であることに注意することは重要である. これらの量の両方は, 以下のセクション 3 の導出において重要な役割を果たしている.

火星の軌道角運動量の変動と火星での GDS の発生を結びつける関係は, 以前に Shirley. (2015) で述べられているが, 太陽系における惑星の軌道角運動量の変動の起源についてのより完全な記述が見つかるかもしれない.

2.2. 自転運動

対象天体の自転運動 (図 1 左図) は, 対象天体表面に重畳した太い矢印と, 軸方向の自転角速度ベクトル ω_α で示されている. 図で示されているように, 赤道に近い場所では, 高緯度の場所よりも自転角速度が大きくなっている. このことは, 軌道運動と自転運動の基本的な性質の違いが何らかの重要な役割を果たしていることを示している. 自転運動では, 拡張体を構成する粒子は, 自転 2 軸からの距離に依存した速度で同心円状の軌道を移動する (図 1). しかし, 軌道運動では, 対象天体の構成粒子は同じ速度で平行な軌道上を移動すると考えられる (Darwin, 1898; Shirley, 2006). このように, 軌道運動を考える際, 純粋に自転運動の概念や関係を採用することには問題がある. このトピックについてのより詳細な議論は, Shirley. (2006) を参照.

2.3. 軌道 - 自転結合?

先に引用した結果 (Shirley, 2006, Shirley, 2015, およびその中の参考文献) は, 図 1 に示されているように, 拡張された対象天体の軌道運動と自転運動を何らかの形で相互作用させることができる未知のメカニズムの存在の可能性に疑問を投げかけている. このようなメカニズムはどのように機能するのだろうか? 既存の理論では, この可能性はほとんど示唆されていない. ほとんどの力学計算では, 拡張体の軌道運動と自転運動は完全に独立しており, 相互作用していないと考えられている (付録 A). 長い時間の間に, いくつかの拡張体の回転状態は潮汐力の作用によって大きく変化するかもしれない (付録 B). しかし, 現在知られている潮汐²⁾ 結合のメカニズムはこの問題にはほとんど関係がないようである. 特に, 歳差運動³⁾ や潮汐摩擦などの現象は大気運動の決定に重要な役割を果たすとは一般的には考えられていない. さらに, 火星の重力潮汐は, 以前に発見された GDS の発生と火星の軌道角運動量の変化との関係を説明するのには, 質的にも量的にも不十分だ (付録 C). もう一度聞こう. そのようなメカニズムはどのように機能するのだろうか?

²⁾重力によって起こる二次的效果の一種.

³⁾自転している物体の回転軸が, 円を描くように振れる現象.

2.4. 仮説に取り組むための基礎

自転と軌道運動は同時に連続的に発生する。この基本的な観察は、事前の精査を免れたように、非常に基本的であり、注目に値するものではない。しかし、自転と軌道運動を別々に、そして組み合わせて考えてみると、意外な疑問が出てくる。以下の「思考実験」は、重要な問題を浮き彫りにするのに役立つ。まず、Darwin (1898) や Shirley (2006) で述べられているように、回転のない固体の軌道運動の場合を考えてみよう。この状態では、一日の長さも一年の長さも同じであり、対象天体の特定の場所の上空には常に同じ星の集合が存在する。このような状態では、対象天体を構成するすべての粒子は平行な軌道をたどることになり、その断面が物体の直径に相当するトーラス⁴⁾ のように見えるかもしれない。我々は、対象天体に関連付けられた類似の軌道のトーラス内でそのユニークな曲線軌道を追求しているため、対象天体の任意の特定の粒子の軌道角運動量を識別し、定量化することに問題はない（より詳しくは、Shirley, 2006 に記載されているかもしれない）。最後に、より現実的にするために、固体に作用する分子間力と機械的拘束力の正常な補完の存在を認識し、仮定してみよう。これらは、対象天体の粒子の自由な動きを制限するように作用する。

軌道回転を伴わない自転については、別途検討してみよう。孤立した惑星規模の物体を視覚化することから始める。遠くの星を基準にして固定された慣性座標系を参考にして、この物体をある軸を中心に回転させる。これにより、対象天体の構成粒子は、この回転軸を基準にして非平行（ただし同心円状、曲線状）の軌跡をたどる（図1）。もう一度、これらの粒子は、通常の力によって、自由に位置を交換することができないように制約されていることを指定する。軌道運動と同様に、特定の回転運動に関連する構成粒子の角運動量を定量化することは困難ではない。

以上の議論から、対象天体を構成する粒子には、根本的に異なる二つの源、つまり貯蔵庫のようなものから追跡可能な角運動量が与えられていることが明らかになった。この説明のために、赤道面と軌道面の斜度 ϵ は、太陽系内で最もよく観察されるように、ゼロでないことを追加で規定しておこう。

これらの別々の可視化を組み合わせようとする、困難が生じる。対象天体の回転軸に沿っている状態でない特定の粒子については、別々に考えられていた軌道運動と自転運動の前方の曲線軌道は一致しないが、その代わりにすぐに発散する。軌道運動は、その粒子の軌道面内にある軌道で粒子を「前方へ」運ぶことを望み、同時に、自転運動は粒子を平面上の上または下に運ぶように作用する。物質の粒子が、曲率と方向が異なる2つの独立した軌道に沿って同時に移動することは、どのようにして可能なのだろうか？

簡単に言うと、ありえないし、起こらない。この例では、 ϵ がゼロでない場合、自転運動は直ちにその平面軌道から対象粒子を遠ざける必要があることに注意する。そ

⁴⁾初等幾何学におけるトーラスは、円周を回転して得られる回転面。

して、重要な問題は次のようになる。付録 A の「標準モデル」で指定されているように、あらゆる干渉や機械的な相互結合もなく、どのようにしてこれを達成するのだろうか？

ニュートン力学では、運動中の物体の速度や軌道を変化させるための力が必要とされる。軌道運動の観点から、上述の例では、これは粒子の慣性を克服し、対象粒子の軌道を（例えば）公称軌道面の上または下にシフトさせるために力を加えなければならないことを意味している。斜度 $\epsilon \neq 0$ の回転運動は、このような変位を決まって連続的に作用させる。しかし、現在の科学的見解によると、この驚くべき運動の混合はいかなる形の干渉、相互作用、運動量の交換もなく行われている。この逆説的な状況は、軌道と自転の結合の可能性をより深く調べることを正当化するものである。

前述のプロセスの説明は、主に可視化と議論のための出発点として提供されている。この思考実験には長所と短所がある。セクション 3 では導出を説明し、セクション 4.5 でこの可視化の特定の側面を再検討し、レビューし、修正する。

2.5. 重要な定量的制約

観測からの重要な制約は、軌道-自転結合問題の解の空間を大きく制限している。太陽系の惑星の軌道角運動量は、一般的に、対応する自転角運動量よりもはるかに大きい。火星の場合、軌道角運動量の平均値は $\sim 3.51 \times 10^{39} \text{kg m}^2 \text{s}^{-1}$ であるのに対し、自転角運動量は $\sim 1.91 \times 10^{31} \text{kg m}^2 \text{s}^{-1}$ と 8 桁以上小さい。この比較から、これらの蓄積の間に考えられる結合は、必ず非常に弱いものでなければならないことがわかる。もしそうでなければ、火星（と他の惑星）の自転運動は、観測されていない方法で強く摂動されるだろう。第 5 節でこの問題に戻るが、ここでは観測によって許容されるだろう角運動量交換のレベルを推定する。

3. 導出とアプローチ

3.1. 概観

我々は、軌道運動の回転成分を自転現象も取り入れた力学モデルに導入することを目指している。これを行うために、Coriolis (1835) によって導入された慣性力の導出をテンプレートとして採用する。古典的なアプローチを少し修正すると、図 1 に示すように、軌道回転角速度 (ω_β) と自転角速度 (ω_α) の積を含む式が得られる。得られた式は、上述のセクション 2.2 で述べたように、また、Shirley (2006) でよりしっかりと議論されているように、軌道運動と自転運動の質的な非類似性のために、伝統的な意味での"新しい"慣性力として特徴付けることはできない。得られた式は足がかりとして有用であるが、3.4-3.6 節でさらに改良を加えて、数値モデリングによる評価に適した軌道運動と自転運動の弱い結合を記述した定量的な式を得る。

3.2. 準備: 自転, 軌道回転と慣性系

次の導出は、Goldstein (1959) と Marion and Thornton (1988) が慣性力の導出で以前に採用している命名法とアプローチに従って得ている。

$$\mathbf{F}_{effective} = m \frac{d}{dt} \mathbf{v} = \mathbf{F}_{total} - 2m(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) - m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} - m \left(\frac{d}{dt} \boldsymbol{\omega} \right) \times \mathbf{r}) \quad (1)$$

つまり、角速度 $\boldsymbol{\omega}$ で自転する基準系内の粒子にかかる有効な力は、3 つの慣性項とともに加えられる力の合計で構成されている。これらはそれぞれ遠心力、コリオリ力、ポアンカレ力である。後者は、非一様に自転する基準系を含む問題では重要である (cf. Tilgner, 2015)。しかし、惑星大気循環モデルの場合には、自転の角速度の変化率が小さいため (地球や火星にとって)、一般的には無視される。

図 2 において、式 (1) の位置ベクトル \mathbf{r} を特定する。図は、対象天体の中心を原点とする標準的な固定直交座標系を示している。この系を" α 系"と呼ぶことにする。 x 軸と y 軸は赤道平面内にあり、 z 軸は回転軸と一致している。位置ベクトル \mathbf{r} は、対象天体の特定の位置 (P) を指す。点 P は α 系に関して動くことがある；例えば、飛行中の投射物で P を識別することがある。ここでは、速度を v (式 (1)) の文字で表すか、または同等に $d/dt \mathbf{r}$ という表記で表す。 α 系は慣性系に対して自転回転 ω_α の角速度で回転する。

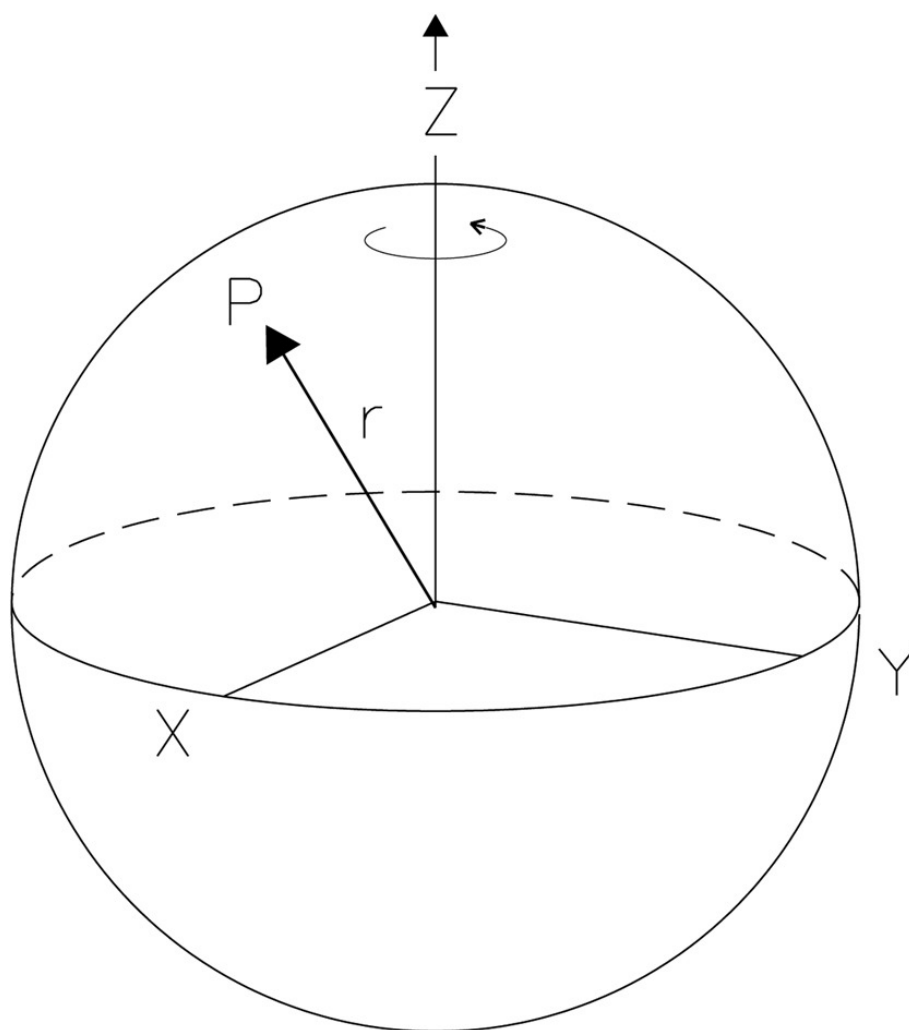


図 2. α 系. 対象天体の赤道は, 角速度 ω_α で回転する標準的な固定直交座標系の基本的な (x-y) 平面となる. 位置ベクトル r は, この系内の特定の位置 P を特定する.

今回は図 1 の 2 体系の重心を原点とする第 2 の直交座標系を定義する. 2 体の中心を結ぶ線がこの系の x 軸であり, z 軸が軸心角速度ベクトル ω_β と一致しているとする. この系も α 系と同様に恒星背景を基準に回転している. この系を「 β 系」と呼ぶことにする.

β 系に対して静止している観測者の視点を考えてみよう. この「 β 観測者」が, 2 つの天体の中心を結ぶ線上のどこかの位置から対象天体を見ているとする (図 1 参照). この人は, 恒星を背景とした対象天体の軌道運動を観測し, また, 慣性系や α 系の観測者が得た回転速度とは異なる速度で自転している対象天体表面の特定の特徴を見ることになる. この相対角速度 ω_ρ は, 自転速度と軌道運動の速度の差である. すなわち,

$$\omega_\rho = \omega_\alpha - \omega_\beta \quad (2)$$

ここで重要なことは、 β 観測者によって決定される角速度 ω_ρ は、物体の距離や観測者の中心からの距離には依存しないということだ。対象天体表面上の点 P の β 系速度は、 $\omega_\rho \times r$ の関係から容易に得られる。ここで、 r は引き続き図 2 の対象天体の中心位置ベクトルを表す。ここで定義されている相対回転速度は、太陽天文学でいうところのシノディック回転速度と密接な関係があり、地球から見た太陽の回転速度である。

β 観測者は、対象天体上の点 P の回転運動の総和は、2 つの回転速度 $\omega_\rho \times r$ と $\omega_\beta \times r$ の和として表されると結論付けている。慣性系に対する全回転速度は、回転速度が $\omega_\alpha \times r$ で与えられる従来の記述と数値的にも方向的にも等価であるが、 β 観測者の記述には角度のずれや回転運動と回転運動の相対的な大きさに関する定量的な情報が含まれているという点で、両者の記述の情報内容は異なる。

先に進む前に、図 1 の物理系のもう一つの重要な特徴に注意しなければならない。まず、対象天体の自転速度 ω_α が時間とともに変化しない(すなわち、 $d/dt \omega_\alpha = 0$) と仮定する。そうであれば、(2) は、角速度 ω_β の変化が、大きさが同じで符号が逆の ω_ρ の変化を伴っていなければならない(すなわち、 $d/dt \omega_\beta = -d/dt \omega_\rho$) ことを示している。次に、対象天体の自転が、コア-マントル結合や大気と地殻の間の運動量移動などの内部物理学的な原因により、時間とともに変化する(すなわち、 $d/dt \omega_\alpha \neq 0$) と仮定する。これらの内部物理学的変動は、軌道運動の変動とは無関係に発生する。このより一般的なケースでは、 ω_α の物理的な加速は、 ω_β の時間変動による変化とは独立した ω_ρ の時間変動の成分として β 観測者によって検出されることになる。

$$\frac{d}{dt} \omega_{\rho \text{ observed}} = \frac{d}{dt} \omega_{\rho \text{ orbital}} + \frac{d}{dt} \omega_\alpha \quad (3)$$

β 観測者によって観測された $d/dt \omega_\rho$ の一つの成分は、このように、排他的に軌道(または惑星力学的)原因によるものであり、もう一つの成分は内部物理学的原因によるものである。次の導出では、両方の加速度源を追求することが重要になる。

式 (2) に関連して述べたように、軌道半径ベクトル (R) は、慣性系や β 系観測者に対する対象天体の回転運動の記述には必要ない。慣性力の Goldstein (1959) や Marion and Thornton (1988) の導出では積極的な役割を果たしておらず、ほとんどの著者によって無視されている。以下の導出では、その伝統に従い、(一時的に) R を長さゼロにして、事実上、図 1 の ω_β ベクトルの原点を対象天体の中心に一致するようにシフトさせる。図 3 は、先ほどの式 (2) で与えられた、自転速度ベクトル、軌道速度ベクトル、相対角速度ベクトルの関係を示したものである。現在の状況では、 R を無視するのが便利だが、角運動量の考察に焦点が移ると、 R を再導入する必要が出てくる。

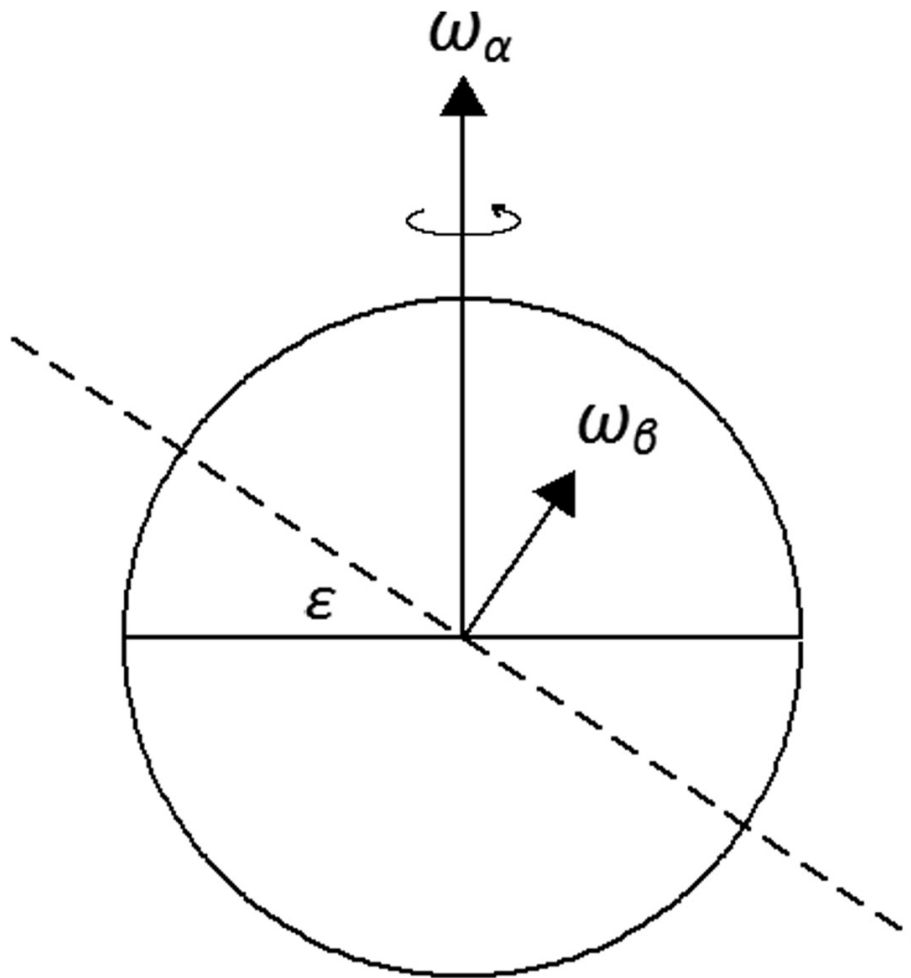


図3. 角関係. この図では3つの角速度ベクトルが図の平面内にある. 横線は対象天体の赤道を表し, 自転ベクトル ω_α を図の上側に向けている. 破線は重心軌道面であり, ω_β は軌道回転の角速度である. これらの平面の傾きを斜度 ϵ とし, 相対回転ベクトル ω_ρ を減算 (すなわち, $\omega_\rho = \omega_\alpha - \omega_\beta$; 式 (2)) で求める.

3.3. 導出

β 観測者の視点から見ると, コリオリ力のようなものを生み出すために必要な要素はすべて揃っているように見える. 物理システムの運動に結び付けられた回転する基準系があり, その回転系に対してかなりの速度で移動するテスト粒子 (または質量要素) がある.

以下の導出は, Goldstein (1959) や Marion and Thornton (1988) の導出とは次のように異なる. 通常の手順では, まず慣性系内の速度と加速度を分解し, その後 α 系内の対応する加速度を得るために座標系を変換 (スピニアップ) する. 今回の導出で

は、2つの手順で加速度を求める。先ほどと同様に慣性系での速度と加速度から始めるが、次に β 系での加速度を分解していく。最終的な解は、 β 系から α 系への2回目の変換によって得られる。

教科書の導出では、まず慣性系を基準とした対象天体のすべての速度を指定する。すなわち

$$\mathbf{V} = \mathbf{v}_t + \boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{r} + \mathbf{v}_\alpha \quad (4)$$

ここで、 \mathbf{V} は全速度、 \mathbf{v}_t は対象天体中心の並進速度の総和、 $\boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{r}$ は選択された非慣性系の回転を表し、 \mathbf{v}_α はその回転(α)系に対して測定された速度である。 \mathbf{v}_t は純粋に並進運動であり、伝統的には回転成分を持たないと考えられているため、その後の展開では何の役割も果たさない。したがって、最初の項は自由に失くすことができる。導出のための初期速度の仕様は次のようになる (Goldstein, 1959, 式 4-104)。

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{r} + \mathbf{v}_\alpha \quad (5)$$

本研究では、まず、上記の初速度を β 系を用いた類推・数値的に等価な形で表現することにした。

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r} + \mathbf{v}_\beta \quad (6)$$

(5), (6)の数値的等価性により、 β 系に対する相対速度 \mathbf{v}_β を直ちに解くことができる。

$$\mathbf{v}_\beta = \boldsymbol{\omega}_\alpha \times \mathbf{r} - \boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r} + \mathbf{v}_\alpha = \boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r} + \mathbf{v}_\alpha \quad (7)$$

ここでは β 観測者の相対回転速度 $\boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r}$ を考えている。慣性系の初期速度は次のようになる。

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega}_\beta \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega}_\rho \times \mathbf{r} + \mathbf{v}_\alpha \quad (8)$$

次に(8)の時間微分を求める。

$$\frac{d}{dt}\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega}_\beta \times \frac{d}{dt}\mathbf{r} + \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\beta\right) \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega}_\rho \times \frac{d}{dt}\mathbf{r} + \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\rho\right) \times \mathbf{r} + \frac{d}{dt}\mathbf{v}_\alpha \quad (9a)$$

(3)式で述べたように、相対回転 $\boldsymbol{\omega}_\rho$ の時間微分は、軌道と内部物理学的源の両方からの寄与を含む可能性がある(すなわち $d/dt \boldsymbol{\omega}_{\rho_{observed}} = d/dt \boldsymbol{\omega}_{\rho_{orbital}} + d/dt \boldsymbol{\omega}_\alpha$)。 (9a)の右辺の第4項を(3)の右辺に置き換えると、(9b)式が得られる。

$$\frac{d}{dt}\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega}_\beta \times \frac{d}{dt}\mathbf{r} + \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\beta\right) \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega}_\rho \times \frac{d}{dt}\mathbf{r} + \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_{\rho_{orbital}}\right) \times \mathbf{r} + \left(\frac{d}{dt}\boldsymbol{\omega}_\alpha\right) \times \mathbf{r} + \frac{d}{dt}\mathbf{v}_\alpha \quad (9b)$$

この展開では、内部物理学的な源($d/dt \boldsymbol{\omega}_\alpha$)と惑星力学的な源($d/dt \boldsymbol{\omega}_{\rho_{orbital}}$)を別々に計算することになるため、以降のすべてのステップにおいて、"observed"と"orbital"の添え字を削除することができる。したがって、今後は、 $d/dt \boldsymbol{\omega}_\rho$ は軌道寄与のみで特定されることになる。

教科書の派生と同様に、次に、元の系に対して角速度 ω で回転しているシステム内の対応するベクトル量に、いくつかの特定の始まる系内の任意のベクトル、 q の時間微分を関連付ける次の一般的な式を使用する。

$$\frac{d}{dt}q_{originalframe} = \frac{d}{dt}q_{rotatingframe} + \omega \times q \quad (10)$$

β 系での加速を解決するために、(9b) の完全展開版の右辺の項すべてに (10) を適用する。項ごとに、次のようになる。

$$\omega_\beta \times \frac{d}{dt}r = \omega_\beta \times v_\beta + \omega_\beta \times (\omega_\beta \times r) = \omega_\beta \times (\omega_\beta \times r) + \omega_\beta \times (\omega_\rho \times r) + \omega_\beta \times v_\alpha \quad (11a)$$

$$\left(\frac{d}{dt}\omega_\beta \right) \times r = \left(\frac{d}{dt}\omega_\beta \right) \times r + (\omega_\beta \times \omega_\beta) \times r = \left(\frac{d}{dt}\omega_\beta \right) \times r \quad (11b)$$

$$\omega_\rho \times \frac{d}{dt}r = \omega_\rho \times v_\beta + \omega_\rho \times (\omega_\beta \times r) = \omega_\rho \times (\omega_\beta \times r) + \omega_\rho \times (\omega_\rho \times r) + \omega_\rho \times v_\alpha \quad (11c)$$

$$\left(\frac{d}{dt}\omega_\rho \right) \times r = \left(\frac{d}{dt}\omega_\rho \right) \times r + (\omega_\beta \times \omega_\rho) \times r \quad (11d)$$

$$\left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha \right) \times r = \left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha \right) \times r + (\omega_\beta \times \omega_\alpha) \times r \quad (11e)$$

$$\frac{d}{dt}v_\alpha = \frac{d}{dt}v_\alpha + \omega_\beta \times v_\alpha \quad (11f)$$

ここで、 $d/dt r$ は v_β と認識され、式 (7) を用いて v_β の全ての場合を完全に展開したものである。項を集めて並べ替えると、次のような β 系加速が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}V &= \frac{d}{dt}v_\alpha + \left(\frac{d}{dt}\omega_\beta \right) \times r + \left(\frac{d}{dt}\omega_\rho \right) \times r + \left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha \right) \times r + \omega_\beta \times (\omega_\beta \times r) \\ &\quad + \omega_\rho \times (\omega_\rho \times r) + 2\omega_\beta \times v_\alpha + \omega_\rho \times v_\alpha + \omega_\beta \times (\omega_\rho \times r) + \omega_\rho \times (\omega_\beta \times r) \\ &\quad + (\omega_\beta \times \omega_\rho) \times r + (\omega_\beta \times \omega_\alpha) \times r \end{aligned} \quad (12)$$

ω_β と ω_ρ を含む (12) の 2 つの角加速度項は、反対で等しい線形加速度をもたらす。(式 (9b) の後の議論から、 $d/dt \omega_\rho$ は、 $d/dt \omega_{\rho_{observed}}$ に対する軌道寄与のみを指すことを思い出してほしい。これらの項を消去することで式を単純化する。

α 系での加速度を解決するためには、(10) をもう一度利用しなければならない。この場合のスピンアップ角速度は ω_{ρ} である。(12) の最初の行の残りの時間微分については、次のように書く。

$$\frac{d}{dt}v_\alpha = \frac{d}{dt}v_\alpha + \omega_\rho \times v_\alpha \quad (13a)$$

$$\left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha\right) \times \mathbf{r} = \left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha\right) \times \mathbf{r} + (\omega_\rho \times \omega_\alpha) \times \mathbf{r} \quad (13b)$$

(13b)の最終項は(12)の最終項の負であり、これらを打ち消すことができる。

集められた α 系の加速度は

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\mathbf{V} &= \frac{d}{dt}\mathbf{v}_\alpha + \left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha\right) \times \mathbf{r} + \omega_\rho \times (\omega_\rho \times \mathbf{r}) + \omega_\beta \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) + \omega_\beta \times (\omega_\rho \times \mathbf{r}) \\ &\quad + \omega_\rho \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) + 2\omega_\beta \times \mathbf{v}_\alpha + 2\omega_\rho \times \mathbf{v}_\alpha + (\omega_\beta \times \omega_\rho) \times \mathbf{r} \end{aligned} \quad (14)$$

\mathbf{v}_α を含む式(14)の ω_β 項と ω_ρ 項を組み合わせることで、通常の α 系コリオリ加速度を得ることができる。

$$2\omega_\beta \times \mathbf{v}_\alpha + 2\omega_\rho \times \mathbf{v}_\alpha = 2\omega_\alpha \times \mathbf{v}_\alpha \quad (15a)$$

そして、(2)式を $\omega_\alpha = \omega_\rho + \omega_\beta$ の形に利用することで、(14)式のベクトル三重積の4つをさらに組み合わせて単純化することができる。

$$\omega_\rho \times (\omega_\rho \times \mathbf{r}) + \omega_\beta \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) + \omega_\beta \times (\omega_\rho \times \mathbf{r}) + \omega_\rho \times (\omega_\beta \times \mathbf{r}) = \omega_\alpha \times (\omega_\alpha \times \mathbf{r}) \quad (15b)$$

これが標準解の α 系遠心加速度である。

教科書の導出に引き続き、我々は今、 $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$ を使用して、有効な力を分離するために項を再配置して、すべての項を力の観点から表現することができる。両辺に質量 m を導入し、 $d/dt \mathbf{V}$ は、作用するすべての力の総和(\mathbf{F}_{Total})と同定される。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{effective} &= m \frac{d}{dt}\mathbf{v}_\alpha \\ &= \mathbf{F}_{total} - m\omega_\alpha \times (\omega_\alpha \times \mathbf{r}) - 2m\omega_\alpha \times \mathbf{v}_\alpha - m \left(\frac{d}{dt}\omega_\alpha\right) \times \mathbf{r} \\ &\quad - m(\omega_\beta - \omega_\rho) \times \mathbf{r} \end{aligned} \quad (16)$$

式(16)の右辺の最初の4つの項は、式(1)の慣性力の標準解と同じである。これらについてはさらに議論する必要はない。最後の項は全く新しいものである。

将来のニーズを見越して、この新しい項の角速度の交積を、分布則と一緒に式(2)を利用して再度定式化することが有用である。もし ω_ρ が等価な形式($\omega_\alpha - \omega_\beta$)で表現されるならば、 ω_β とそれ自身との交積がゼロベクトルをもたらすことがすぐにわかる。したがって、新しい項の交積をより簡単に等価な形式 $\omega_\beta \times \omega_\alpha$ で表現することができる。さらに、この議論のバランスを簡潔にするために、質量変数 m は無視して、加速度という言葉で話すことが多い。これは、重力加速度 g や潮汐加速度(付録C)のような他の内部物理学的な加速度との直接比較を容易にするためで

ある。それが必要となるとき、我々は簡単に質量変数を再導入し、必要に応じて関連する力を評価することができる。

式 (16) から新たに得られた加速度は

$$-(\omega_\beta \times \omega_\alpha) \times r \quad (17)$$

式 (17) は、カッコ内の積が軌道回転と自転の角速度を明示的に含んでいることから、結合問題全般において非常に興味深いものである。しかし、その加速度はどのようなものであろうか？ 数学的には、角速度の交積から、両方に直交するベクトルが得られる。したがって、このベクトルは対象天体の赤道面内になければならない。このベクトルを位置ベクトル (r) と掛けると、 r で指定された位置で対象天体の表面に接する新しいベクトルが得られる。

図 4 は、(17) で与えられた加速度の相対的な大きさと方向についての典型的な解を、対象天体の表面上に表示している。1 日に 1 回、この加速度のパターン (場) を通って、特定の表面位置を運ぶ対象天体の自転を可視化しなければならない。最北端の緯度円 (すなわち、 60°N) 上の点にプロットされたベクトルを考えてみよう。対象天体が回転すると、加速度は北向き、次に東向き、次に南向き、次に西向きとなり、この間隔でベクトルの大きさが系統的に変化する。このように循環する加速度は、内部物理学的流体や天体物理学的流体の循環運動を引き起こす可能性がある。

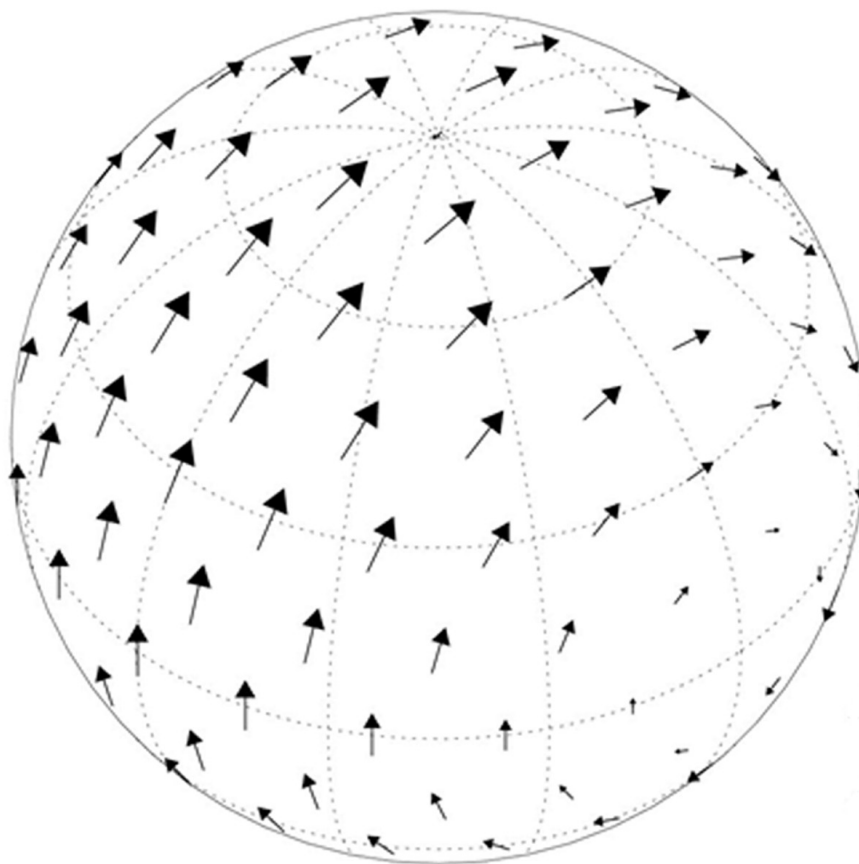


図 4. 式 (17) で与えられた加速度のベクトル表現. 表示されているベクトルの長さは大きさに比例する. 参考までに緯度経度の格子線を 30° 間隔で表示している (北極点の加速度ベクトルは省略している).

r がベクトル積 $\omega_\beta \times \omega_\alpha$ に平行な場所では加速度は消える. そのような場所の一つが図の右下にある. この位置から 90° 離れた経度の大きな円上で加速のピークが得られる. 加速はこの大きな円に沿ってすべて北上 (または南下) に向けられている. この点は, ベルトと滑車システムのような古典的な機械的な組み合わせの力図を強く連想させるが, この力図では, 互いにある程度の距離を置いて加えられる反対方向に向けられた加速度が, 軸を中心とした回転傾向を提供する. このようにして, 式 (17) を "結合項" として同定することが正当化される.

図 4 の加速度場の 2 番目の注目すべき特徴は, 中緯度から高緯度の加速度の帯状成分だけに注目した場合に現れる. 図の右上 (北側) では, 加速度に東進成分があることがわかる. しかし, 南半球の対応する緯度では, 帯状の加速度は西に向いている. このパターンの鏡像は, 反対側の隠れた半球で見られる. 例えば, その側では, 北半球の帯状加速は西に向いている. このように, 帯状の成分を調べると, 図 4 の球体は 4 つのセクション, すなわち半球体に細分化され, 2 つのセクションは西向きの加速度を示し, 他の 2 つのセクションは東向きの加速度を示すことがわかる. この

ような帯状の加速度の分布は、今後の海洋・地殻内部物理学的研究に役立つかもしれない。

ここから先は、図4に示されている加速のパターンを"加速場"と呼ぶのが便利だ。また、位置ベクトル r の値は、以前に第3.2節と図2で説明したように、運動中の粒子に対応する任意の位置を表すのではなく、固定された格子点の集合を表すものと考えている。

Shirley (2006) や Shirley (2015) で求められているような軌道角運動量と自転運動を結合させるための最終的な式からはまだ少し離れている。特に3.2節で述べたように軌道速度や軌道エネルギー、角運動量などの物理的な問題では軌道半径ベクトル R の係数を含める必要がある。式(17)の軌道運動の表現では、パラメータ ω_β を単独で用いた場合、この要素が欠落しており、我々が表現したい物理的な現実を不完全に表現していることになる(完全性を確保するために、また(17)の「慣性力の解」の欠陥を説明するために、この結合項の予備形を用いて予測された加速度の計算例を付録Dに示す)。

ここから先は、慣性力(または「架空の」力)の領域から離れなければならない(軌道半径ベクトル R は決して関与しない)。古典的な導出によって提供されたテンプレートは、軌道運動と自転運動の結合を記述するのに適した候補式を提供するという目的を果たした。我々は式(17)の結合式を適当とし、これを軌道の角速度だけではなく、軌道の角運動量を含む研究を可能にするために適応させる。この一般的なアプローチは、多くの先行研究、多くの分野や状況で効果的に採用されている(Kuhn, 1972)。

3.4. 変数の代入

解を角運動量で表現するためには、解の導出の中に軌道半径ベクトル R の係数を再導入する必要がある(3.2節参照)。軌道角運動量 ($L = MV \times R$) は等価な形式で書かれてもよいが、 $L = M(\omega_\beta \times R) \times R$ と異なるのは ω_β に R の乗算係数を加えた点だけである。そこで、式(17)の ω_β の代わりに L を代入する。

$$-(L \times \omega_\alpha) \times r \quad (18)$$

この代入を行う際には、いくつかの潜在的な落とし穴があることに注意しなければならない。例えば、時間に関して次元の不一致はあり得ない。つまり、加速度を速度の代わりに安全に代用することはできない。 bmL と ω_β の両方が逆の時間次元を共有しているため、今回のケースではこれは問題ではない。より一般的には、重要な問題は、代入に続いて調査中の物理関係の性質や特徴を変えるような次元的なミスマッチが存在するかどうかということである。前述したように、唯一の違いは、数学的には軌道半径ベクトル R の乗算係数が追加されたことにある。ベクトル成分が以前と同じ比率を保持しているため、示された操作は、我々の「軌道パラメータ」

の基本的な特徴を変更しない(L は ω_β と一致し, 平行). 物理的には, R の1つ目の因子は, パラメータを角速度から軌道速度へと導き, 2つ目の因子は, レバーアームを導入して, 軌道速度から角運動量へと変換する. これらの操作のいずれも, 考慮されている物理現象の性質や特徴を変えるものではない. どちらの場合も, 置換の前後で, 作用した変数は正確かつ明確に重心軌道回転を表している. 上記の L の ω_β への置換は, 既知の数学的・物理的禁止事項に違反していない.

式(18)の結合式は数値モデリングの観点からはまだ最適ではない. 我々は主に, 数値的に非常に大きな値を持つグロス値よりも, 強制関数としての軌道角運動量(Shirley, 2015)の時間的変動に興味を持っている. 式(18)を用いて時間的変動を解決するためには, すべての格子点について, そして考慮されるすべての時間ステップについて, 大きな(ベクトル)量の小さな差分を形成する必要がある. 代わりに軌道角運動量の変化率(dL/dt)を直接使用することで, これらの余分な操作を避けることができる.

3.5. dL/dt が持つ結合の表現

式(18)の自転角速度 ω_α と格子化された位置ベクトル r は, 短時間の間は実質的に不変である. したがって, 式(18)の時間微分は非常に簡単に得られる. 導関数を取った後, 結合項は次のように書き換えられる. ここでは説明のために変数 dL/dt を別の表記法(すなわち \dot{L} に置き換えている).

$$-(bm\dot{L} \times \omega_\alpha) \times r \quad (19)$$

このステップで逆時間の余分な要素を導入した(式(19)の次元は現在 $kg\ m^2\ s^{-3}$). 式(19)はこのようにして, 結合のトルクの変化率を表している(これは通常の機械問題の力の変化率に似ている). 数値モデル化のためには, 格子点と時間ステップごとに加速度の値を指定したい. (各格子点での)局所的な加速度をそれ自身の時間微分から求めるのは簡単だ. 実際には便宜上, 式(19)のエフェメリス計算(Shirley and Mischna, 2017に記載されている)から直接得られる \dot{L} の数値を採用する. $t = 0 - 1s$ にわたる積分は暗黙のうちに行われているが, 明示的には行われていない. \dot{L} 波形は結合項の変動の主な原因を表すため, 我々はこれを結合のための"強制関数"と呼ぶことがある. 最後に, ここでも後の論文でも数値モデリングのために, 火星の質量パラメータには統一した値を割り当てる. (前述の2.5節で紹介したような)非常に大きな加速度の問題はまだ解決されていない.

3.6. 結合効率係数 (c)

太陽系天体の軌道角運動量と自転角運動量の結合は、観測によって非常に弱く非効率であることが制約されている (2.5 節参照). これを解決するために、スカラーの"結合効率係数"(c)を導入する. 結合項の最終的な式は次のようになる.

$$-c(bm\dot{L} \times \omega_{\alpha}) \times r \quad (20)$$

パラメータ c は、内部物理学的変動を駆動するために利用できるかもしれない対象天体の同心円状に回転する「殻」のすべてに適用される結合の小数の値を定量化する. 上記の第 2.4 節に続いて、c は自転と軌道回転の異種運動の間の相互結合の「大きさ」を何らかの形で特徴付けていると仮定することができる. この「軌道トルク」の一部は、現在の仮説では大気の加速に利用できるかもしれない.

数学的には、c は、力学の摩擦係数 μ に多くの点で似ており、この問題で役割を果たしている. パラメータ c は、 μ のように、上で動作し、動的量の小数の割合を表している. かなりの作業が完全に仮定の結合を達成する基礎となる物理的相互作用を探索するために行われたままであり、同様に、 μ が導入されたときに、摩擦相互作用の基礎となる物理学は、主に知られていなかった (Hutchings, 2016). パラメータ c は、研究対象の共回転系の物理的特性に応じて異なる値を取る可能性がある. μ と同様に、それは様々なスケールで動作する複数の物理的相互作用を表すためのプレースホルダとして見られるかもしれないが、そのうちのいくつかは散逸的である可能性がある.

我々は、c を特定の対象天体の固有の物理的特性を表すものと考えており、その値は現在のところ、観測とモデリングによって制約されるのが最も良いかもしれない (Mischna and Shirley, この記事を参照). c のようなスケーリングパラメータを導入するための内部物理学的な前例がある. これらのいくつかは付録 E で簡単に説明されているが、より詳細な議論があるかもしれない.

3.7. 要約

第 3 節の主な目的は、Shirley (2015) で求められているように、火星の軌道運動と自転運動の弱い結合が疑われていることを特徴づけるのに適した解析式を得ることである.

このような式を得るために、我々は Coriolis (1835) が開拓した慣性力の古典的な導出法をテンプレートとして採用した. 我々のアプローチの革新的な特徴は、回転座標系における有効力の解を得るために、1 つの変換ではなく 2 つの変換を採用したことである. まず β 系内の加速度を解決し (3.3 節, (11), (12) 式), その後さらに 1 つの変換を行い α 系内の力を求める (13), (16) 式). これらのステップにより、これまで知られていなかった拡張体の軌道運動と自転運動の結合を表す式が得られる.

式 (16) の慣性力 (または "架空の" 力) の解は, 軌道エネルギー, 軌道速度, 軌道角運動量などの量を適切に表現するために不可欠な軌道半径ベクトルのレバーアームを考慮していないため, 目下の物理的な問題に対処するために直接使用することはできない. この新しい解は慣性力 (付録 D) のための有効な解としても不十分であり, 主に新しい項が自転と軌道回転を混ぜているため, 質的に異なる運動形態である (Shirley, 2006).

式 (17) の混合項を, より物理的で合理的に結合のための式を得るための足がかりとして採用した. 変数の置換 (3.4 節) により, 必要に応じて軌道半径ベクトルの因子を取り入れることができた. また, 角運動量の時間微分 (3.5 節) を用いることで, より効率的な数値モデル化に適した形を得ることができた. また, このような結合は非常に弱いものでなければならないという要求 (2.5 節参照) は, 3.6 節で結合効率係数 c を導入することで対応した.

式 (20) の結合機構とそれが記述する加速度場 (図 4) の両方を識別するために便利なラベルが必要だ. ここでは頭字語 CTA ("coupling term acceleration " の略) を採用することにする. このラベルは, 両方の性質の適切な略記法の特徴を提供している.

付録C Newman et al., (2019) 和訳

付録Cでは、「Newman, C.E., Lee, C., Mischna, M.A., Richardson, M.I., Shirley, J.H., 2019. An initial assessment of the impact of postulated orbit-spin coupling on Mars dust storm variability in fully interactive dust simulations. *Icarus* 317, 649-668.」の全訳を掲載する。また、節、図、表、式番号は原文に倣っている。

概要

火星の自転角運動量と軌道角運動量との微弱な結合は、風力場を加速し、太陽強制¹⁾の季節的な周期と非同期である「結合加速度項」(CTA)を生成すると仮定されている (Shirley, 2017)。本論では、CTAを含んで相互作用するダストサイクルの初のGCMシミュレーションを紹介し、ダストストームの大きさ、発生時間、位置を予測することを可能にした。CTAを含めることで、ダストストームの季節の性質が軌道自転結合の位相と振幅に強くリンクしており、GDSの発生と時期における年々の変動性が大幅に増大する。これは、CTA強制なしのGCMと比較して、GDSと非GDSの火星年(MY)の予測におけるモデルの能力を劇的に向上させる。このモデルは、よく観測された22のダストストームシーズンのうち明らかに間違っているのは4つだけで、ほとんどの観測されたダストストームの一般的な発生時間といくつかの発生場所を捉えることができる。

CTA強制が近日点付近で大きな正の振幅を持つ年には、近日点付近で発生したGDSは、近日点付近でのシングルセルハドレー循環の正味の強化により発生するが、それ以前の(またはそれ以降の)GDSは、強制振幅のピーク時に、CTAと潮汐/地形流との間のより局所的な建設的な干渉により発生する可能性が高い。後者は、仮定された表面ダストの利用可能性の誤差に対してより敏感であるかもしれない。それがMY10で観測された後期GDSが予測されない理由を説明しているかもしれない。それ以前の年のGDSによって発生源域の表面ダストが枯渇していたために、実際のMY17では大きなGDSが誤って予測されたが、GDSが発生しなかった可能性がある。近日点付近で大きな負のCTA強制振幅を持つ2つのMY(12と25)では、初期のGDSが予測されていないが観測されている。これらのシミュレーションでは

¹⁾太陽の放射強制。火星に出入りする太陽からの放射エネルギーが火星の気候に影響を与える。

水循環の結合の欠如と関連している可能性がある。他の物理過程の欠落、ダストのパラメータ化やパラメータ値の不完全さ、表面ダストが無制限に利用可能であるという仮定、あるいは誤ったCTAの強さなどが、他のミスマッチの原因となっているかもしれない。

現在のダストストームシーズンでは、MY34(2018)では近日点近くでGDSが予測され、次の火星の年MY35(2020)ではより小さいGDSが予測されている。MY34のCTA強制力は、モデルによってGDSが正しく予測されたMY21と非常によく似ている。

1. 導入

地表から巻き上がったダストは、火星の薄い大気を通して日射量の推移に大きな影響を与えており、それに伴って惑星中の循環全体が強まり、ダストの量が増加することで、大気の熱構造や循環にも大きな影響を与えている。現在まで一般的に研究で作成されているモデルのほとんどは、火星の地表から巻き上がっているダストの2つの重要な仕組みに焦点を当てている(Newman and Richardson, 2015 参照。今後、NR15と呼ぶ)。重要な仕組みのうちの一つ目は、(総観規模 500km での)風を利用したモデルと関係していて、そのモデルは風応力が閾値を超える際に起こる。二つ目は、マイクロ規模(およそ 5km 以下)での惑星境界層(PBL)の対流において、ダストの巻き上げに大きく影響すると推測されている、垂直に対流する渦(塵旋風)と関係がある。上昇する風応力のモデルは風速と空気密度に大きく依存している一方で、上昇する塵旋風もまた、地表から空までの温度の違いやPBLの厚さに依存している(Section. 2.1 参照)。

ダストの巻き上げは結果として、ローカルストーム、リージョナルストーム、またはグローバルストームになるかもしれない。ローカルストームは一般に、 10^6km^2 以下の範囲を覆うものであり、リージョナルストームはこれ以上の範囲を覆うものであるが、惑星の経線を覆うほどのものではない。一方で、グローバルダストストーム(GDS)は、経線を覆い、緯線のほとんどさえも覆うほどのものかもしれない。リージョナルストームはその範囲内で1つ以上中心となる上昇気流があるかもしれないが、GDSは常にいくつかの中心となる上昇気流から成っていて、しばしば2つ、もしくはそれ以上のリージョナルストームのグループとして発生する。このリージョナルストームは、ダストの量が増えることによる惑星規模の循環の反応に依存して合体するかもしれないし、しないかもしれない。現在まで、全てのGDSは火星中心の太陽黄経(L_s) $180^\circ \sim 310^\circ$ 、すなわち南半球の春分と真夏の間のダストストームシーズンと呼ばれる期間に始まるのを観測され続けている。奇妙なことに、リージョナルストームの通常パターンは一般に毎年繰り返し発生しているが、GDSはおよそ3年に1回程度しか観測されておらず、火星では現在の2018年中期に至る5年間、

GDS は発生していない。

GDS の発生する一般的な時期のタイミングは、北半球と南半球での地形の違いによるものだけではなく、おそらく火星の軌道の特異さによるものだろう。近日点(太陽に最も近づくとき、太陽の光が最も強くなる)は、南半球の夏の最高点($L_s = 270^\circ$)直前の、 $L_s : 251^\circ$ で存在する。最高点付近で、火星のほとんどの渡っている中緯度の循環は、夏の中緯度に上昇している支流にて、北半球とは単に流れが逆になっている南半球のハドレー循環に大きな影響を受けている。近日点の時期であり、北よりも高い南半球全体に位置する惑星全域の地形の勾配のため、南の夏のハドレー循環は北の夏のハドレー循環よりも激しい。強い風応力もまた極地の頂上付近の傾圧波の活動に関係があり、 $L_s : 0^\circ \sim 180^\circ$ からの北の高緯度と、 $L_s : 180^\circ \sim 360^\circ$ からの南の高緯度でのローカルストームとリージョナルストームの活動が増加することになる。熱帯の逆転循環の影響と傾圧波の活動による相互作用を高めるための大きな熱潮の役割は火星でも注目されている。

正味の結果として、最も強い太陽光と惑星全土に広がる風が南の晩春や初夏で発生し、循環の激しさの中で時季の不均整がさらに増大して、ダストの積載の増加につながることで、塵旋風と風応力によるダストの巻き上げがピークに達する。ダストの光学的深さが増加すると地表から空までの温度の差が低下し、ダストデビルによるダスト巻き上げが停滞する傾向があるのに対し、風応力によるダスト巻き上げは、ダスト負荷と循環強度のリンクにより、はるかに高い光学的深さまで強い正のフィードバックを受けている。しかし、遂にダストストームは、地表のダスト源の枯渇、上層流からの地表風の分離、そして時期による循環の変化、というまだ解明されていない原因の組み合わせにより消えてしまった。

1.1. 一般的な循環モデルを使って火星のダストストームを理解する

2, 30 年前は、全球気候モデル (GCMs) を用いた実験によって、火星のダストストームのパターンや時期を理解することで研究が進んでいった。最初期のモデルは、地表へと戻る循環と堆積による、放射状に活動する大気のダストの推移に伴ったダストの巻き上がる量に規定された (e.g. Murphy et al., 1990; Wilson and Hamilton, 1996)。その後のモデルは、上記やセクション 2.1 で述べられたことのように、風応力と塵旋風のダストの巻き上げをパラメータ表記することでまた一つ先に進んでおり、風応力と塵旋風の 2 つの活性の反応により、ダストの巻き上げのパターンを GCM の循環に基づいて、そのみで矛盾なく予測可能にしている。現在のダストの巻き上げの仕組みはかなり複雑になっているかもしれない (e.g. Kok et al., 2012) が、それでもパラメータ表示を使っているグローバルなモデルは、自然に半現実的なダストストームが発生したり、経年の変化の程度を生み出したりするような、惑星規模なダストの循環の一般的な特徴を捉えるのに成功している (e.g. Newman et al., 2002a,b; Basu et al., 2004, 2006; Kahre et al., 2006; Newman and Richardson, 2015)。

ダストストームの一般的な時期のパターンは説明できるが、いくつか未解決の問題が残る。例えば、太陽黄経 180° 以後すぐに観測され始めた初期の GDS は、ダストの循環の活動の GCM シミュレーションにおいて、太陽の光と循環の強さのピーク時の遙か前に発生するため、予測するのが大変であり続けている。より多くの研究が求められているが、南の初春に放射状に活動する H_2O でできた氷雲が、大規模なダストの事象を引き起こしている原因であるかもしれない、ということを経験的研究では提唱している (e.g. Kahre et al., 2012; Lee et al., 2018)。

しかし、最も大きな未解決の問題はこうあり続けている：観測されている GDS の大きな経年の変化の原因は何が原因であるのか。言い換えれば、他のダストストームは成長してグローバルな規模になるが、リージョナルストームのみしか起こらないダストストーム期は何が原因であるのか。そしてなぜ、ダストストームの時期より早く発生するダストストームやとても遅くに発生するダストストームがあるのか。近年、いくつかの説が提唱されている。Basu et al., (2004, 2006) では、本来なら十分にある経年の変化が、何年かごとに GDS を生み出す地表の風応力のパターンに存在していて、ダストの巻き上げを生み出すことができる風応力の閾値が、GCM シミュレーションの風応力のピークに近い、ということが規定されていることを論証した。しかし、NR15 は、風応力の境界が GCM シミュレーションの風応力のピークに近い場合、ダストの巻き上げの大部分はほんのわずかな地域でのみ起こっていると説明していて、観測された GDS の発生に照らすと、そのことは非現実的である。加えて、風応力の閾値を高く設定することは、GDS の規模の期間での経年の変化を可能にするが、これらのダストストームの時期と発生場所は、観測されたものよりもはるかに変わりにくい。例えば、Basu et al., (2006) では、GDS はすべてヘラスか北半球の $L_s : 240^\circ$ と 270° の間で"突然発生する"ダストストームのどちらかで発生した。一方で、NR15 で述べられている、地表からダストを際限なく集めることができると仮定しているダストストームは全て、ヘラスの北側、もしくはアルバ・パテラの傾斜で初めに上昇することによって(突然発生するダストストームにもつながる)、 $L_s : 265^\circ$ と 280° の間で発生した。

ダストと水の循環の組み合わせは、Kahre et al., (2012) や Lee et al., (2018) で示されているようなシステムでは、本来の経年の変化が増加しているように思われる。上記で述べられたように、ダストと水の循環の相互作用は、時期の早い春分または秋分の GDS が発生するのにとても重要であると考えられる。しかし、現在のダストの循環における、より現実的な変化は、水の循環において、非現実的な方法による強い変化を求めているように思われる (Lee, 2018 の個人的見解) ので、ダストと水の循環の相互作用が GDS の発生にとって重要であるという推測は完璧な答えではないのかもしれない。

他の可能性は、現実におけるダストの循環が、地表のダストの集まりやすさの特定のパターンを求めていることである。とりわけ記述があった実験では、際限なく、地表のどこにでもあるダストを仮定しているが、一年中地表を覆うダストが不足している地域がある一方で、大規模なダストストームの発生している間、または後に

地表のダストのほとんどが増えたり減ったりしている地域もある, ということを示す意見がある. そして, 未だに他の人たちは, 時期の根拠を実験の仮定の元に推測している (Szwast et al., 2006). Newman and Richardson(2015) では, 地表の有限なダスト源がダストストームの経年の変化性を高めたこと, ダストストームの種類や発生する時間, 場所の範囲も増加していることも発見した. この変化性の増加の部分として, この増加は地表を覆うダストの成分の, 追加の記録によるものであった. 例えば, もしも特定の種類のダストストームの元となる地域のダストの大部分が, そのダストストームが発生している間晴れていたなら, 再び源となる地となるのに十分に補充するのに数年かかるかもしれないので, それまでに起きているダストストームのタイプの発生の可能性を下げている. しかし, 元々のダスト源の地がもはや風応力のピークの地としか繋がっていないことが, ダストストームの経年の変化性の別の要因である. 実際に風応力がピークの地域は, 数年以内に地表を覆うダストが全てなくなるので, 風応力がピークの地域がなくなる割合よりも増える割合の方が遥かに大きい. このように, 新たな初期ダスト源となっている地は, ダストがなくなるのを長い間経験していない, 風応力が最も高い地になった. すなわち, 風応力がピークの地の割合が上昇している地域は, わずか数年の期間にダストを補充することで釣り合わせたことになる. NR15 の実験は, 風応力の閾値をより低く設定し, 有限のダスト自身が一貫して地表に整うように供給することを可能にした. かつて, 地表に際限なくあると仮定したダストの実験は, 着実な成果を出していた. というのも, ダストストームの急な発生はまだ起こったが, 元々の風応力の閾値を高く設定していた実験よりも, 時期とパターンにかなりすばらしい変化を伴っていた. しかし, 春分, または秋分時に GDS が発生しない(春分, または秋分時に予測されたリージョナルストームのみしか発生しない) ことを含む問題は残っている. 地表を覆うダストの予測されたパターンと, 観測された地表でのアルベド面の違い(その2つは正確に地図を作るために予測されていなかったが), そしてどんなグリッドポイントでも, 地表を覆うダストでは長い間変わらない, 安定した状態の真の結果にたどり着くために, 変化しやすい閾値を含む必要性がある (Pankine and Ingersoll, 2002, 2004).

1.2 経年の変化を増加させる軌道 - 自転結合

数年前から, 経年の変化に対する別のメカニズムが提唱されている. Shirley. (2015) では火星で GDS が起こる年と, 太陽系の重心に関する火星の軌道の角運動量の位相の間に統計学的に有意な相関があることを述べた. Shirley. (2017) では dL/dt が大気の変化の強制関数であるかもしれないということと, 火星の大気内で小さな水平方向への加速を生み出す, 成長したダストストームと軌道の角運動量の間の微弱的なスピン軌道相互作用の数式も得たことを提唱した. "結合加速度項"(CTA) と呼ぶ,

大きなまとまり当たりのこの力は以下の式をとる.

$$CTA = -c \left(\frac{d\mathbf{L}}{dt} \times \boldsymbol{\omega}_\alpha \right) \times \mathbf{r} \quad (1)$$

ここで, $\boldsymbol{\omega}_\alpha$ は火星の自転の角速度, \mathbf{r} は火星の物体固定座標系における位置ベクトル, そして係数 c は, 軌道と自転の角運動量の間の相互作用の効率化の方法である. c の値はまだわからないが, 太陽系の観測によって非常に小さくなっている (Shirley, 2017). Mischna and Shirley. (2017) では, まだ非現実的な方法で高速の風速を発生させてはいないが, $c = 5 \times 10^{-13}$ を使うことで, 風のパターンと循環において, CTA の顕著な影響が出ることを発見した. このことを今後は MS17 と呼ぶことにする. しかし, 将来的な課題として, 様々な c の値が, 放射状に活動するダストと, ダストが巻き上がる反応の際に適当であるか, 含まれているのかどうかを研究すべきである. 例えば, c の値の増加によってダストストームの数やサイズが増加する傾向にあるが, 一方で, 風応力の速度パラメータ上昇が減少するのに加えて (もしくは) 風応力の閾値が高くなることで, ダストストームのサイズや数は減少する傾向にある. 今後, c の値とパラメータ上昇は共に, GDS の連続の観測のために最もいい組み合わせが見つかるまで変化するだろう.

1.2.1 dL/dt の符号と振幅

太陽の放射照度の周期は毎年変わらないが, dL/dt は最大値 ~ 1.2 という火星の年とは離れた値を取り, 太陽系の動力による有意の位相と振幅の調整も持つ (Shirley, 2015 の説参照). それぞれの火星年 (MY) には, 太陽黄経の等しい CTA の様々なパターンがある. MY1 は, 地球の年 1956 年に始まった火星年として定義される. ゆえに, dL/dt とダストの巻き上げの物理学的関係は (式 (1) により), ダストの巻き上げと GDS の発生に対する強い経年の変化を自然に生み出すかもしれない. Shirley and Mischna, (2017) の図 1 から図 5 (今後 SM17 と呼ぶことにする) では, dL/dt と, よく観測された MY16 から MY39 までの全ての太陽の放射照度との間の関係を示している. 参考として, MY18 から MY40 までの全ての dL/dt も補足資料の図 S1 に示されている.

近日点 ($L_s \sim 251^\circ$) で常にピークに達する太陽の力の大きさに関係がある, 与えられた MY での dL/dt の値の符号と振幅がどうなっているかが最大の関心となっている. SM17 で述べたように, dL/dt の波形の位相は正弦関数に相似であり, 上向きに交差する振幅ゼロの変化が位相 0° , 極大値は位相 90° にあたる, などが決められている. SM17 によれば, MY はそれぞれ, 正極, 負極, もしくは近日点が極大値や極小値, または dL/dt の波形の振幅がゼロの際の付近で発生するかどうかによる, 変化する極性 (近日点に関して) に分類されている. 分類化された表 1 では, SM17 と, 範囲の正確な選択のより詳しい説明のために参考にされた読者を使った. ダス

トストーム期がよく観測された, もしくは近い将来よく観測されることを期待されている全ての MY の近日点での極性と位相は表 2 に与えられている.

表 1: 近日点における MY の極性

極性	正極年	負極年	移行年
近日点における dL/dt の位相	$44^\circ - 144^\circ$	$225^\circ - 315^\circ$	$315^\circ - 44^\circ$ または $144^\circ - 225^\circ$

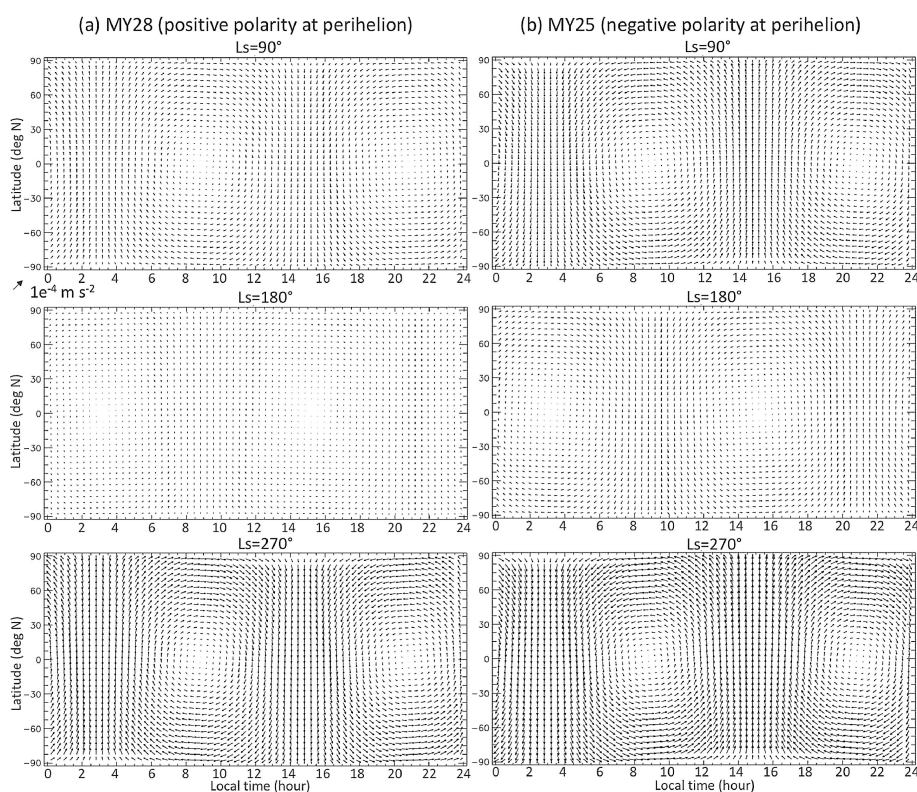


図 1. MY28(正極性の年, 左列) と MY25(負極性の年, 右列) の 3 つの時期 ($L_s = 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$) における現地時間の関数としての CTA. 両年の $L_s = 90^\circ$ と 270° の間の dL/dt 符号の変化は, 半年ごとに惑星の周りを半周するパターンのシフトを補うものであるため, ある極性の場合, CTA の方向は両年で非常によく似ていることに注意する.

表 2: 観測されたダストストームシーズン, ダストストームの種類と発生時期, 近日点での dL/dt の位相, 極性, およびシミュレーション CTA1 および CTA2 における予測ダストストームの種類と発生時期との比較の一覧. 丸または三角は, モデル化されたダストストームが観測された GDS から 20° 以内に発生したか, または発生しなかったことを示す. クエスチョンマークは, ダストストームの季節が十分に観測されている可能性が高いが, 全体的にまたは部分的に未来にある年を示している.

MY	発生有無 ($L_s(^{\circ})$)	位相角 $\phi(^{\circ})$	極性	CTA1 発生予測	予測の 正誤	CTA2 発生予測	予測の 正誤
-16	310	92.6	+	240 \triangle	Yes	230 \triangle	Yes
-8	None	309.1	—	None	Yes	None	Yes
1	249	143.7	+	Possible, $L_s \sim 240^\circ$ \bigcirc	Poss	200 \triangle	Yes
9	260	92.5	+	Possible, $L_s \sim 250^\circ$ \bigcirc	Poss	240 \bigcirc	Yes
10	300	44.4	+	None	No	Possible, $L_s \sim 255^\circ$ \triangle	Poss
11	None	302.5	—	None	Yes	None	Yes
12	204, 268	232.7	—	None	No	None	No
15	208	98.7	+	200 \bigcirc	Yes	200 \bigcirc	Yes
17	None	38.6	0	260	No	250	No
18	None	1.5	0	None	Yes	None	Yes
21	254	70.3	+	240 \bigcirc	Yes	240 \bigcirc	Yes
23	None	1.6	0	None	Yes	265	No
24	None	313.7	—	None	Yes	None	Yes
25	185	272.4	—	None	No	None	No
26	None	213	0	None	Yes	None	Yes
27	None	134.5	+	None	Yes	Possible, $L_s \sim 250^\circ$	Poss
28	262	82.4	+	245 \bigcirc	Yes	240 \triangle	Yes
29	None	37.8	0	None	Yes	255	No
30	None	342.9	0	None	Yes	None	Yes
31	None	272.1	—	None	Yes	None	Yes
32	None	174.6	0	None	Yes	None	Yes
33	None	105	+	Possible, $L_s \sim 240^\circ$	Poss	235	No
34	197	64.9	+	245 \triangle	Yes	235 \triangle	Yes
35	?	35.5	0	260	?	250	?
36	?	1.0	0	None	?	None	?
37	?	297.2	—	None	?	None	?
38	?	272.6	—	None	?	None	?

1.2.2. CTA のパターン

様々に与えられた時間での CTA は, 図 1 で説明されている通り, 球面調和関数の 1 つの図形の様式として, 視覚化できた (より詳しくは SM17 も参照). あらゆる火星の年のあらゆる太陽黄経のあらゆる火星の日でのパターンは, 12 時間離れた 2 つの現地時間の全ての緯度において, これら 2 つの時間の間の中間となる 2 か所の赤道上で加速度ゼロによる, 純粋な南方への加速から成っている. 年間の進行を通して, 太陽黄経 90° と 270° で加速度がゼロになる AM9 時と PM9 時の地点で, 現地時間のパターンは変わるが, 太陽黄経 0° と 180° での AM3 時と PM3 時の地点では, 加速度ゼロとなる場所は見られない. このことは, その他の地点での循環の成分の CTA の影響が非常に明確な場所, 時刻, 時期であることを示している. 軌道上の平面も惑星の自転のベクトルも, 10 年, または 100 年ごとの時間規模に渡ってはっきりと変化することはないので, dL/dt と ω_α のベクトル積は, 慣性空間における修正

された方向ベクトルにほとんど沿っている. 式 (1) より, dL/dt と ω_α のベクトル積が修正された方向ベクトルに沿っていることは, CTA 場の形が, 惑星 (星) の準拠枠にて, 式 (1) で出た値によって修正されることを示している. 火星はその際, 星の 1 日につき 1 回, CTA 場の下で自転し, 太陽の 1 日とほぼ同時に起こる 1 日のサイクルを生み出すが, 1 年で惑星の周りを完全に移動するようなパターンの決まった時期の流れも発生してしまう.

CTA のパターンもまた, dL/dt の大きさによって変わる. dL/dt の値は火星の数日の時間規模を少し超えて変わっていくが, その値は 0 に向かっていき, MY1, 2 年につき 2 回, 完全に符号が変わる. このことは, CTA の他の循環要素との相互作用には, 同じ時期で異なる年ごとに様々な強さと符号があるだろうことを示している. 正極の年は近日点付近の午後に, ほとんどの緯度で南へ向かう CTA があり, 負極の年は近日点付近の午後に, ほとんどの緯度で北方へ向かう CTA がある. そして極性が移り変わる年は, 近日点の付近で, 小さな CTA の振幅 (北へ向かうものと南へ向かうもの) がある. GDS は近日点から離れた $L_s \sim 65^\circ$ 程度で発生するのを観測されているが, そのほとんどがダストの活動のおよそ中間に存在している. このように, もしも CTA が地表の風応力と, 風応力によるダストの巻き上げに影響を及ぼしているなら, 極性が移り変わる年には, ダストの活動への影響が最も小さいことを予測できたかもしれない. ところが, 他の極性のある年では, 存在する循環を高める, もしくは妨げることで, ダストの巻き上げが増加, もしくは減少する地域がある. より詳しいことはセクション 5 で研究されている.

1.3. MarsGCM に CTA を含めたことによる, ダストを考慮しないこれまでのモデルへ与える影響

火星の循環での CTA の詳しく述べられた影響を調べるために, セクション 2.2 で述べられているように, MS17 は火星の循環での CTA を MarsWRFGCM に含めた. そして, 21 のダストストーム期のダストフリーな実験で, ハドレー循環と風応力の影響を調べた. グローバルダストストームの発生の可能性は, 与えられた年にて予測された地表の風応力の増加を考察することで判断された. この課題は陽極の GDS の年が, CTA の力の存在のために, 予測されたハドレー循環の力とグローバルダストストームの平均的な風応力の増加によく一致したことを説明している. しかし, MS17 ではダストストームの発生時期や持続期間は予測できない. そして MY33 に起こると予測されたグローバルダストストームの平均的な風応力は, GDS が予測, 観測された他の正極の年々の風応力より大きかったが, 実際には MY33 では GDS は発生しなかった. 加えて, CTA の力による風応力の増大がないことは, 負極である春分, または秋分のダストストームの始まりの前に予測されていた.

1.4. この論文の目的と重要性

本論では、パラメータ表示されたダストの巻き上げと、放射状に活動するダストの推移による MarsWRF のバージョンの CTA を考慮することによって、MS17 を発展させている。それも、ダストの供給が際限なくされる実験である NR15 が CTA を考慮することによって、どのように影響を受けているのかを問うことで、NR15 のダスト循環のモデル研究を発展させている。NR15 としては、ダストは風応力が閾値を超える場所だけに巻き上がり、ダストの巻き上げとその循環の間の反応が考慮されている。今後は、GDS が与えられた年によって発生しやすくなるかもしれないかどうかだけでなく、ダストストームの予測された発生時間、相対的なサイズ、発生場所、拡大パターンなどを調べることが可能だ。これらの特徴は、CTA が火星での GDS の活動のコントロールを大きく担っているという仮説の、より優れたテストのために、観測された GDS の歴史的記録に照らすことができる。

太陽の放射照度の周期に関する CTA の位相は、前もってかなり予想できる。このように、もしそのような CTA と GDS の相互作用があるなら、また、もしその相互作用がダストの巻き上げによる経年の変化の大きな制御と火星の GDS を提供するなら、それは、起こり得るダストストームの活動の数十年を事前に正確な予想ができる可能性がある。このことは、将来計画している任務と、火星の人間探査に対して大きく応用できる。CTA と GDS の相互作用の領域は、水の循環の相互作用、利用可能な地表面ダストの有限性、細かなダストのサイズの進歩、そして CTA のような火星のダストストームのパターンを完全に説明するために必要とされることがあり得る。残っている今後の研究の複雑な仕組みの組み合わせだけがここでは研究されている。

セクション 2 では、ダストの推移と MarsWRF の CTA を結びつける研究方法を述べている。実験と結果がセクション 3 で述べられていて、観測と予測がされたダストストームシーズンと、ダストストーム期の MS17 とは異なる予想の仕方の比較も含んでいる。セクション 4 では、無限にある地表のダストが結果に影響を与えられているかもしれないという仮説がどういうものを議論している。セクション 5 では、CTA の力が異なる MY での異なるダストストーム期をどのように生み出しているかを調べている。セクション 6 では、現在と未来の MY の予想を作成していて、セクション 7 では論文の結論を示している。

2. 一般的な循環モデル MarsWRF

MarsWRF は、国立大気研究センター (NCAR) が開発した地上型 WRF モデル (Powers et al., 2017) をベースにした惑星気象研究・予測モデル (planetWRF) の火星版 (Richardson et al., 2007, Toigo et al., 2012) である。本稿では、NR15 で説明したモデルと同様の構成で使用する。Richardson et al., (2007) では、Arakawa C グリッド上の Runge-Kutta ソルバーを含む動的フレームワークとグリッド設定の詳細を提供し、モデルの保存特性と火星のための基本的な設定について議論している。Richardson et al., (2007) は、ここで用いられている垂直混合スキーム (MRF PBL スキームと呼ばれている; Hong and Pan (1996)), ダストと CO₂ ガスによる太陽熱・熱赤外放射による放射加熱、グリッドセルが過飽和状態になると CO₂ 大気が表面に凍り出て、CO₂ 氷の上の表面が過飽和状態になると大気中に昇華するモデルの CO₂ スキームについても述べている。Toigo et al., (2012) は、シミュレーションに使用された表面特性 (Mars Global Surveyor(MGS) の熱放射分光計 (TES) と火星軌道レーザー高度計 (MOLA) のデータセットから得られた、アルベド、放射率、熱慣性、地形、粗さ) の詳細を提供している。

MarsWRF は入れ子になった高解像度のドメインを使っても良いのだが、ここでは、経度 5.625°, 緯度 5° のグリッド間隔 (64×36 の水平グリッド点) を持つ単一のグローバルモデルドメインを使用している。垂直方向には、定数 $\eta = (P - P_{surf}) / (P - P_{top})$ の 21 段階がある。ここで、 P は圧力、 P_{surf} は地表面圧力、 P_{top} はモデルトップ (ゼロに近い) の圧力である。20 層すべてのモデル層の midpoint における η 値は NR15 の表 1 に示されているものと同じである。MarsWRF はメソスケールの解像度では特に重要な非静水圧モードで実行されることがあるが、これらの比較的低解像度のシミュレーションでは静水圧モードで実行されている。

ここで示されたすべてのシミュレーションは、放射性ダスト輸送を用いたパラメータ化されたダスト巻き上げを使用している。これは、ダストが局所的な大気条件に応じて地表から浮上し、MRF PBL スキームによって混合され、モデル風によって移流され、重力下で地表に向かって沈降することを意味している。沈降には直径 $4\mu\text{m}$ の単一粒子径を想定している。MarsWRF のダストの光学的深さが進化していることは、放射性物質の移動に影響を与えることで大気の熱構造に影響を与え、その結果、風にも影響を与える。言い換えれば、ダストの巻き上げは循環と一致しており、ダスト巻き上げ、大気中のダスト負荷、循環の間のフィードバックが可能となっている。MarsWRF におけるダスト輸送プロセスとパラメータ化については NR15 で詳細に記述されているが、ダスト巻き上げのパラメータ化についてはセクション 2.1 にまとめられている。

過去の多年ごとのダストサイクルモデルとの整合性を保つために、MarsWRF で利用可能なよりシンプルな "ワイドバンドモデル" (WBM) の放射移動スキームを使用している (Toigo et al., 2012)。CO₂ ガスによる放射加熱については、Hourdin et al.,

(1992) スキームを熱赤外域で, Forget et al., (1999) スキームを太陽域で使用している. WBM では, 可視域の散乱モデル (Briegleb, 1992) と熱赤外域の放射率モデル (Haberle et al., 1982) を用いて, ダストの存在による大気加熱を扱っている. WRF の WBM は, Wilson and Hamilton (1996), Toigo and Richardson (2002), Basu et al., (2004), Basu et al., (2006), Toigo et al., (2012), NR15 で用いられたものと本質的に同じである. WBM の単一太陽チャンネルでは, Clancy and Lee (1991) に準拠した光学特性が設定されている (単一散乱パラメータ 0.92, 非対称性係数 0.55, 前方散乱率 0.3). CO_2 $15\mu\text{m}$ 帯 ($11.67\text{--}20.96\mu\text{m}$) を除いた WBM の単一熱赤外帯では, 光学的深さの関数としての放射率は, 固定粒子径分布を用いた計算に基づいて Haberle et al., (1982) によって決まった (Haberle et al., (1982) の図 4 と表 II を参照). WBM では, 可視光深度比を調整可能なパラメータとして設定し, ここでは観測から得られる推定値に近い 2-2.5 よりも低い 1.43 の値を用いた (Clancy et al., 1995). モデル値は, 観測された気温とダスト光学深度のモデル予測値の関係を最適化して求めたものである. 観測結果から直接推定された値に比べてモデル値が低いことは, $15\mu\text{m}$ 帯で実際の大気中で発生するであろうダストの熱放出を補っている可能性がある. 可視域と熱赤外域の両方において, ダストの光学特性は時間と空間の関数として固定されていると仮定している.

固定光学特性の選択は, エアロゾルの粒度分布とエアロゾル組成が不変であることを意味する (すなわち, 水氷と CO_2 氷エアロゾルは無視され, 一貫した鉱物ダストのみが扱われる). 現実的な特性の変化がないことは, 間違いなく実際の火星大気との相対的な循環に影響を与えるだろう. しかし, NR15 の研究は, 火星大気のようなダストストームやダストサイクルの挙動の広い範囲がモデルからまだ出てくることを示唆している. そのため, 研究間の差異を最小化するために, CTA 強制がモデルのスキルを非強制状態と比較してどのように変化させるかを評価することができるようセットアップが選択されている.

さらに, 実際のダストサイクルでは, 水循環と有限の表面ダスト利用可能性との相互作用が重要であると考えられるが, 本研究では水循環プロセスは含まれておらず, すべての場所と時間において表面ダストの利用可能性は無制限であると仮定している. より現実的なダストサイクルシミュレーションにおける CTA の影響については, 後の議論で検討する.

2.1. ダスト巻き上げのパラメータ化

地表からのダスト巻き上げは, ダストデビルと風応力の 2 つの物理的メカニズムを介して発生すると想定されている.

2.1.1. ダストデビルによるダスト巻き上げ

ダストデビルによるダスト巻き上げは、対流熱機関としてのダストデビルの Rennó et al., (1998) の取り扱いを用いてパラメータ化されている。揚力は、以下のように定義された「ダストデビル活動」に比例して設定される

$$\Lambda \approx \eta F_s \quad (2)$$

ここで、 F_s は表面顕熱流束 (渦の底部への入力熱) であり、 η はダストデビル対流熱機関の熱力学的効率 (入力熱が仕事に変換される割合) である。巻き上げられたダストフラックス Q_{ddev} (単位: $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) は、次式で与えられる。

$$Q_{ddev} = \alpha_D \eta F_s \quad (3)$$

ここで、 α_D はダストデビル巻き上げ速度パラメータ (単位は kg J^{-1}) である。この定式化の結果、フラックスは主に (a) 抗力速度と地表対空温度差に伴って増加し、これは F_s に大きく依存し、(b) 対流境界層の厚さ、より大きな境界層では η が大きくなる。予測されるダストデビル巻き上げは、このように夏季にピークを迎え、地表対空温度勾配がピークとなる午後の早い時間帯に最大となる。また、最も発達した対流境界層が存在することになる。

地表対空温度差への依存性は、ダストデビルによるダスト巻き上げに負のフィードバックをもたらす。一般的に、より多くのダストが巻き上がると、より多くの太陽放射が吸収されて日中の大気が暖くなる一方で、より多くの太陽放射が吸収または散乱によって遮断されて地表が冷える (Newman et al., 2002a, Kahre et al., 2006)。ダスト負荷の増加に対するこの反応は、ダスト巻き上げが急速に増加するダストストームの発生時に生じる反応とは逆である。ダストデビルとダストストームの発生との間に相関関係がないことを示した観測結果 (例えば, Cantor, 2007) と組み合わせると、ダストデビルは背景となるダストサイクルの維持の鍵を握っているが、ダストストームの発生には大きく寄与していないことを示唆している。

2.1.2. 風応力

風応力によるダスト巻き上げのパラメータ化は、与えられたサルテーション閾値以上の、より移動しやすい砂粒子のサルテーション中にダスト粒子が巻き上がることを想定している。巻き上がった垂直方向のダストフラックスは、Kawamura. (1951) と White. (1979) の式を用いて、水平方向のサルテーションフラックスに比例して設定される。

$$Q_{nsws} = \max[0, \alpha_N (\rho/g) u_{drag}^3 (1 - u_{drag}^t/u_{drag})(1 + u_{drag}^t/u_{drag})^2] \quad (4)$$

ここで, ρ は地表付近の空気密度, g は重力による加速度, u_{drag} は地表での抗力 (摩擦) 速度, u_{drag}^t はサルテーションが起こるのに必要な閾値抗力速度, α_N は無次元の風応力上昇率パラメータである (White の式 (22) には誤植があることに注意. 上記はフラックス方程式の形式が導出されている White の式 (11)-(19) に従っている). 抗力速度は次のように定義される.

$$u_{drag} \simeq (\tau/\rho)^{1/2} \quad (5)$$

ここで, τ は地表面の風応力である. τ の値は MarsWRF の表層パラメタリゼーションで計算される. このパラメタリゼーションは, 正味の渦応力 (および運動量, 熱, トレーサーのフラックス) を, モデルで解析された風と表層の熱構造にリンクさせている. これらのシミュレーションに用いられたパラメータ化は, WRF SFCLAY Monin-Obukhov スキームのオリジナルバージョンである (Jimenez et al., 2012). 表層は, フラックスが高さに依存して不変である大気の下層と定義される (実際には, フラックスの大きさが約 10% 未満で変化する). 応力計算のための粗さの長さのスケール z_0 は, Heavens et al., (2008) で詳細に議論されているように, Garvin et al., (1999) によって生成された MOLA パルス幅マップから来ている. 全ての場所と時間において, 一定の風応力閾値 τ^t が使用され, 式 (5) で求められた u_{drag}^t を用いている.

ダストデビルとは異なり, 局所的なスケール (ダスト雲の端で熱勾配とそれに伴う風の増加による) や惑星規模 (大規模なダスト負荷では惑星規模での循環が強まるため) では, 分解された風応力の上昇は, 一般的に強い正のフィードバック反応を持つ (Newman et al., (2002a) を参照). この反応はダストストームの急速な発生と一致しており, 風応力の上昇がダストストームの主な原因であることを示唆している.

2.2. 軌道 - 自転結合加速度項を加えた MarsWRF

MarsWRF のダイナミカルコアは, MS17 で修正され, 式 (1) で定義されているように, CTA による帯状風と子午線風の傾向 (それぞれ dU/dt と dV/dt) の更新を含むようになった. dL/dt の値は, Shirley(2017) および SM17 で提供されている方法を用いて太陽系エフェメリッドから得られ, ω_α は慣性空間における火星の自転の角速度である. 1920 年から 2030 年までの 2 ユリウス日分解能での dL/dt の J2000 黄道直交成分の表は, MS17 の補足資料に含まれている.

MarsWRF では, 各モデルの動的タイムステップ (通常は 3 分ごと) で dL/dt を検索し, 現在の時刻に補間している. 次に dL/dt を計算し, MS17 の付録 A に詳述されているように, ほとんどの GCM (MarsWRF のような) の体固定座標系に変換する. トリプル積 $(dL/dt \times \omega_\alpha) \times r$ は大気中のすべての 3 次元格子点について求められ, これに結合効率 c を乗算してベクトル加速項を与える. 本研究で使った MarsWRF のバージョンでは, 惑星の回転率と太陽回転率の差 (第 1.2 節で議論) を

適切に考慮するように実装を少し変更している。最後に、帯状成分と子午線成分を求め、そのタイムステップの対応する風の傾向に追加した。

3. 活発なダスト循環と CTA の MarsWRF シミュレーション

これらの実験の基本的な目的は、パラメータ化されたダスト巻き上げと能動的ダスト輸送を用いて、MarsWRF の GCM に CTA を追加した場合の影響を評価し、CTA を追加することでダストストームに関してモデルの予測能力が向上するかどうかを判断することである。

3.1. 実際のダストストームの活動と比較してダスト巻き上げパラメータを調整する

パラメータ化されたダスト巻き上げを用いて MarsWRF シミュレーションを実行するためには、2.1 節で述べたダスト巻き上げパラメータを何らかの方法で選択しなければならない。本研究では、NR15 と同様に、モデル中の全球平均下層中層大気温度の季節的な変化を火星で観測されたものと比較することで、それらのパラメータを「調整」している。具体的には、Basu et al., (2004) がダストストーム活動の指標として初めて用いた「T15」温度が計算される、これは、バイキング IRTM 観測装置の $15\mu\text{m}$ 帯 (約 15km から 35km の間の領域に感度が高い) での観測を模して垂直方向に重み付けされた大気温度で、南緯 40 度から北緯 40 度の範囲で平均化されている。ダスト負荷や大きなダストストームは低緯度から中緯度の上空の温度に強く影響を与えるため、この T15 温度はダストストームの大きさと活動期間を非常に敏感に測定することができる。モデル化されたダストストームと観測された T15 温度を比較することで、モデル化されたダストストームの実在性を評価することができる。

図 2 は、Mars Global Surveyor(MGS)の熱放射分光計 (TES) と Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) の火星気候サウンダー (MCS) の観測結果に基づく、MY24-32 の T15 曲線を示している。TES スペクトルや MCS の温度検索に基づいて T15 推定値を得るのではなく、これらの T15 値は、Montabone et al., (2015) のダストマップで提示されているように、柱状ダストの不透明度の TES と MCS の検索に基づいて、所定のダスト負荷を持つ MarsWRF シミュレーションを実行することによって得られた。このアプローチの利点は 2 つある。(1) これらの「観測的」な T15 値は、MarsWRF シミュレーションの T15 値を求めるために使用されているのと同じサンプリングを用いて計算される。(2) 観測されたダストストーム活動のための第二の指標が、ダストストームのピーク時に観測的に強制されたモデルによって予測されたハドレー循環の強度の増加という形で生成される。

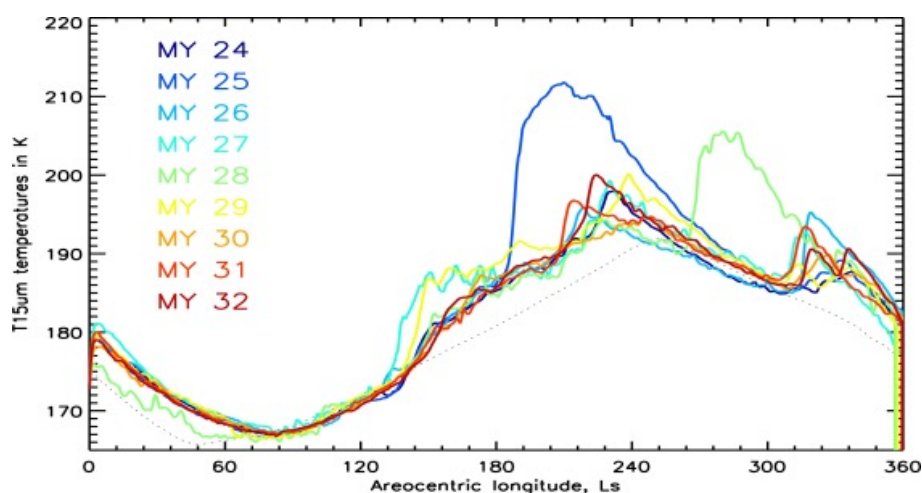


図2. 検索された柱状ダストの不透明度(テキスト参照)に基づいてダストを処方した観測的強制シミュレーションからの TES/MCS 火星の9年分の T15 曲線(テキスト参照). かすかな点線は, プロット間の T15 曲線を比較する際の目の助けとなるように提供されている.

欠点は, この所定のダストシミュレーションでは垂直方向のダスト分布を仮定しなければならない, 生成された T15 値に何らかの影響を与えることである. 垂直方向のダスト分布は, 地表から標高 z_{\max} まで一定の質量混合比を持ち, その上で急速に減少し, z_{\max} の緯度・季節依存性は標準的な火星気候データベース MGS ダストシナリオ (Montmessin et al., 2004) に準じたものとした. MGS ダストシナリオは, MGS 観測の典型的な非ダストストームの年を模倣するように設計されているが, 低緯度の z_{\max} はストームシーズンの大部分では 70km 以上に達している. しかし, Liu et al., (2003) の図 7 は, TES スペクトルからより直接的に得られた午前 2 時と午後 2 時の T15 の値を示しており, これらの値は図 2 に示された値 (ソルのすべての局所的な時間帯で平均化された値) を括っていることに注意する. Liu et al., (2003) は, Viking と Mariner の 9 年間の T15 の結果も示しており, 比較に使える歴史的な記録を追加している.

2 つのグローバルダストストームが MY34(現在の) ダストストームシーズンの前の TES/MCS 期間に発生し, 一つは MY25, もう一つは MY28 に発生した. 両方とも T15 プロットで非常に際立っており, ピーク T15 温度は 205K を超えている. 次にダスト負荷が高いのは 29 年だが, T15 のピーク温度は 200K を超えていない. おそらくダストストーム期に達成された T15 のピーク値よりも重要なのは, この L_s で大規模なダストストームが活動していない年の「バックグラウンド」と比較した T15 の増加である. すなわち, どの年においても, この L_s での GDS のピーク値と最低値 T15 との差が重要となる. MY25 年のダストストームのピーク時の上昇は約 21K であり, MY28 年のダストストームのピーク時の上昇は約 16K であった. 他の全ての MY では, どの年でもバックグラウンドからの上昇は約 10K を超えるこ

とはなかった。Liu et al., (2003) の図 7 は, Mariner9 年と Viking 年の GDS について, T15 のピーク値とバックグラウンドからの増加量の差を示している。

2.1 節で述べたように, 2 つのダスト巻き上げパラメータ化が使用されており, 1 つはダストデビル用, もう 1 つは風応力上昇用である。ダストデビルのパラメータ化は, ダストの巻き上げ量をスケールするパラメータ α_D を持つ。一方, 風応力のパラメータ化は, 巻き上げが発生するための風応力閾値 τ_t と, 巻き上げられたダストの量をスケールするパラメータ α_N の 2 つのパラメータを持つ。NR15 で説明されているチューニングプロセスでは, 風応力がダストストームの原因となる一方で, ダストデビルが背景のダスト性を提供すると仮定している。そのため, α_D は最初に, ダストデビルの巻き上げのみがシミュレーションされた T15 曲線が, 観測された「バックグラウンド」(ダストストームの発生しない) T15 値と一致するように調整される。これに続いて, 風応力上昇が加えられ, 閾値の風応力が選択され, α_N が最も現実的なダストストームのセット (例えば図 2 に示されているように, 観測されたダストストーム年の T15 との比較に基づいて) が生成されるまで調整される。

3.2. GDS が発生したかどうかを判断する手段

T15 を使用することは, シミュレーションにおけるダストストームの大きさを分類するための最もクリーンでシンプルな方法であり, また, 何十年ものシミュレーション年を一つの図に表示して解釈することができる。観測結果に基づいて, ピーク T15 がバックグラウンドより 16K 以上高い年は GDS 年に分類され, ピーク T15 がバックグラウンドより 10K 未満の年は非 GDS 年に分類され, ピーク T15 がバックグラウンドより 10K 以上 16K 未満の年は GDS 年の可能性がある年に分類される。

シミュレーションされたダストストームのカテゴリを決定するための他の 2 つの方法も調査された。それは, ダストストームの発生しない年に比べてダストストームのピーク時の質量流線関数の強さが増加していることと, 可視柱の不透明度マップの観点から見たダストの空間的な広がりである。これらは上述の観測的に強制されたシミュレーションのために作成され, それぞれ補足資料図 S2 と図 S3 に示されている。同じ指標は, CTA1 と CTA2 の全年のシミュレーション (後述の 3.4 節) についても作成され, CTA1 の選択された年については, それぞれ図 S4 と S5 に示されている。しかし, これらは T15 を用いて行った分類を本質的に確認するものであるため, ここではそれ以上の議論は行わない。

3.3. CTA を含まない CON 実験の結果

図 3 は, CTA を含まない対照実験 CON1, CON2, CON3 の 14 年間の T15 温度を示している. 3 つのシミュレーションはすべて同じ風応力閾値 (0.036Pa) と α_D 値 (5×10^{-9}) を用いて実行されたが, α_N はそれぞれ 1.5×10^{-5} , 2.5×10^{-5} , 4×10^{-5} であった. 3.2 節で与えられた基準を用いて(ダストストームの発生しないシミュレーション CON1 を「ダストストームの発生しない」シミュレーション CON3 の背景として用いて), CON1 と CON2 で用いられた α_N の値の場合は, どの年でも大規模なダストストームは発生しないが, CON3 で用いられた値と, それより高い値の場合は毎年 GDS を発生させる.

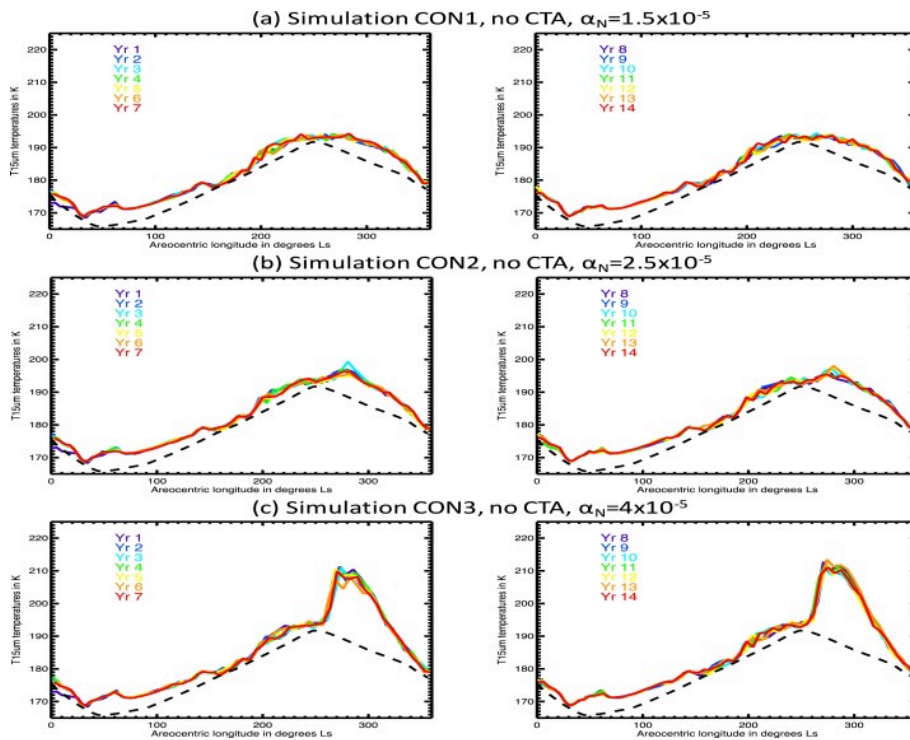


図 3. CTA を含まない場合の 3 つの 14-MY ダストサイクルシミュレーションにおける時期の関数としての 'T15' 温度. 各パネルは火星の 7 年分を示している. 3 つのシミュレーションはすべて $\alpha_D = 5 \times 10^{-9}$, $\tau_t = 0.036\text{Pa}$ であるが, CON1, CON2, CON3 はそれぞれ $\alpha_N = 1.5 \times 10^{-5}$, 2.5×10^{-5} , 4×10^{-5} となっている.

これらのシミュレーションのいずれも, ダストストームの大きさ, 形, タイミングの点で有意な経年変化を示さないことに注意する. これは, 風応力の閾値が $\geq 0.047\text{Pa}$ (表面積ダストが無制限の場合) の場合にのみ, 経年変動が発生することを発見した NR15 の結果を考慮することで予想される. これらの制御シミュレーションでは, 強制力はすべての年で同一であり, 太陽放射照度の季節変動によるもので

あり, それは年ごとに正確に繰り返される. したがって, 各シミュレーション内のわずかな年ごとの違いは, 大気中のダスト分布, 循環, ダスト巻き上げの間の非線形フィードバックによって, 特にダストストームの季節に強化された, 内在する大気の変動に完全に起因している.

3.4. CTA を含んだ実験結果

図4と図5は, それぞれ56年間のシミュレーションCTA1とCTA2を示しており, CTAを含むが, それ以外の設定(ダスト巻き上げパラメータ)はそれぞれシミュレーションCON1とCON2で使ったものと同じである. シミュレーションCTA3(CTAが含まれているCON3と同じ)では, 年によってはGDSが非常に大きくなり, 大気温度と循環強度が大幅に上昇してモデルが壊れるため, その結果は表示されていない. 現在, 異なる年にはMYとラベルが付けられており, その特定のMYに特有のCTA加速がシミュレーションに使用されていることを示している. シミュレーションはMY-17(1922年)から始まり, MY38(2026年)まで続く.

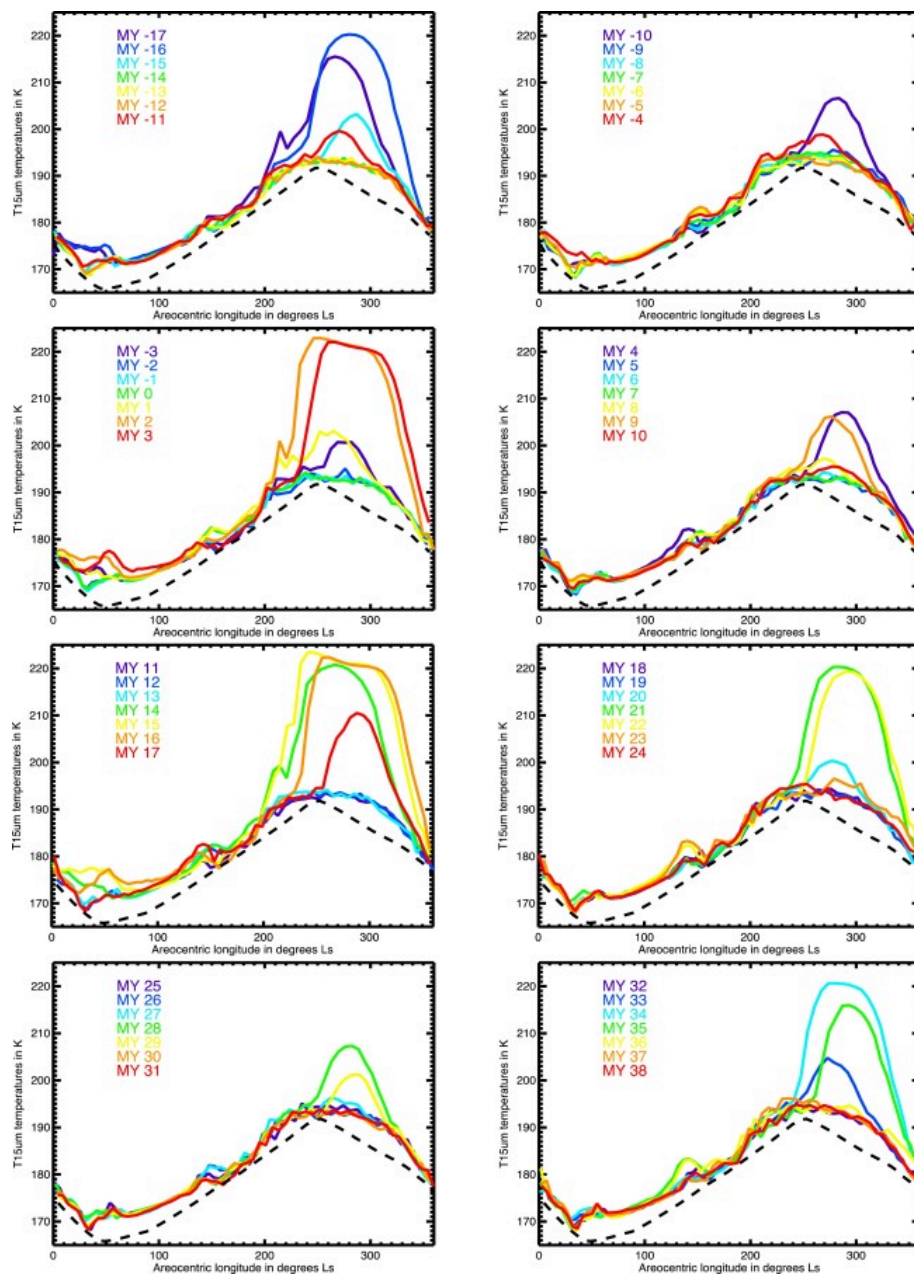


図 4. シミュレーション CTA1 の結果. 図 3a と同様に, CON1 と同じダスト巻き上げパラメータを使用しているが, CTA 加速が含まれており, 56 年の MY が続いている.

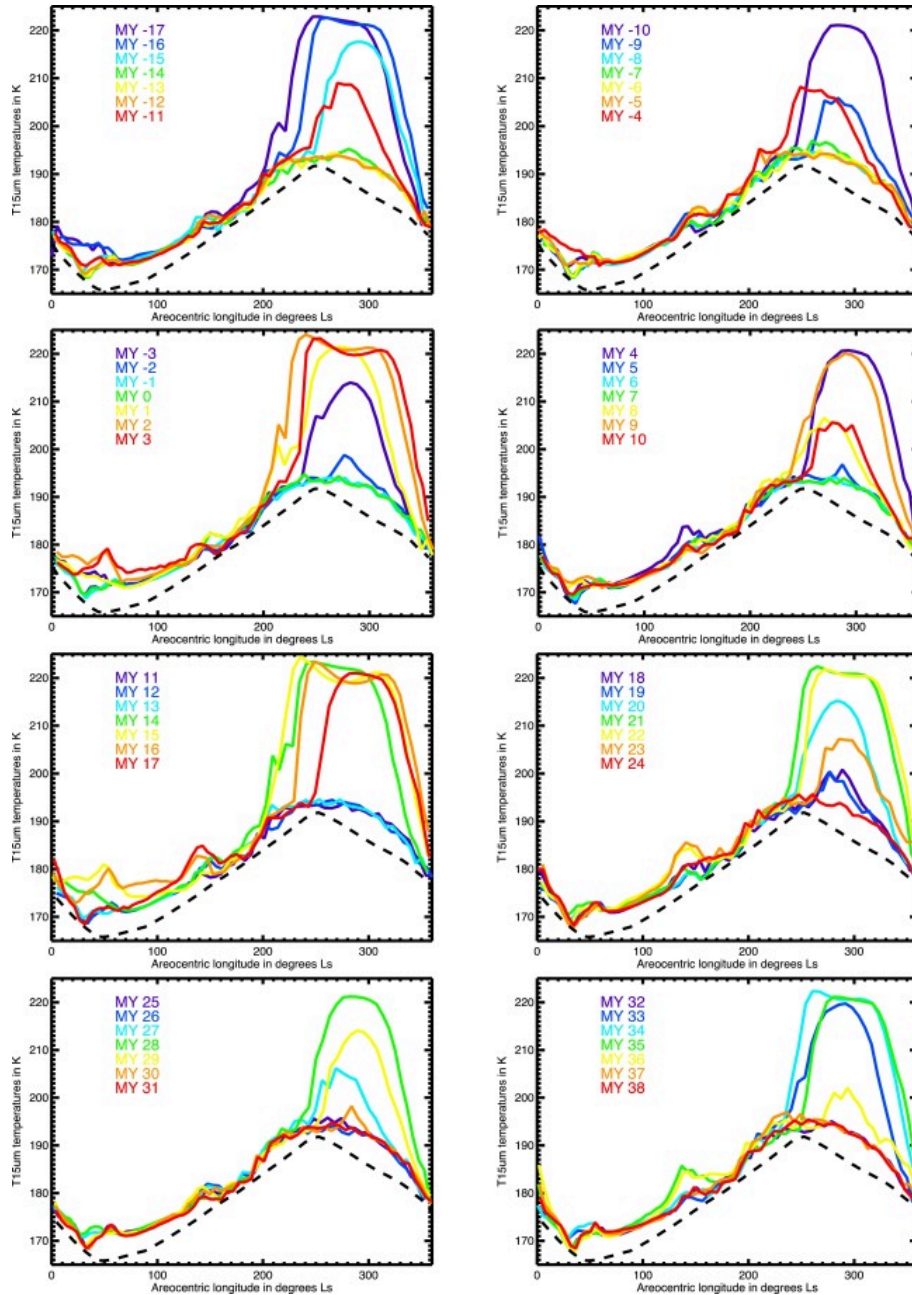


図 5. シミュレーション CTA2 の結果. 図 3b と同様に, 同じダスト巻き上げパラメータを使用しているが, CTA の加速が含まれており, 56 年の MY が続いている.

CON シミュレーションとは対照的に, CTA シミュレーションは明らかにほかに多くの年間変動を持っている. この τ_t 値の CON シミュレーションでは有意な年変動は見られないが, CTA1 と CTA2 ではそれぞれ, 大規模なダストストームの発生しない年, 大規模なリージョナルストームの発生する年, 大きさの異なる GDS の発生する年が見られた. これは, MS17 で議論されているように, CTA がハドレー循

環の強さとダストストーム期, 特に正と負の極の年の地表での風応力パターンに影響を与えていることと一致している. CTA の極性, 循環と風応力パターンへの影響, および特定の年のダストストーム期との関係については, 第5節と第6節でシミュレーション CTA1 について詳細に検討する.

CTA シミュレーションでは, GDS の発生時期も年によって異なり, $L_s \sim 200^\circ$ の早いものから $L_s \sim 260^\circ$ の遅いものまでである. これは実際のダストストームの発生する範囲 ($L_s \sim 185^\circ$ の早い時期から $L_s \sim 310^\circ$ の遅い時期に始まることが観測されている) よりも小さいが, シミュレーション CON3 の GDS の発生時期よりもはるかに広い範囲であり, すべてのダストストームは $L_s \sim 260^\circ$ の数度以内に始まる. このように, CTA を含めることで, 少なくとも限られた水循環や地表面ダストがない場合には, ここで選択された閾値では, 他の方法では不可能であったダストストームの発生時期よりも, より早く, より変化に富んだ発生時期を可能にしているように見える. しかし, 発生時期の範囲にもかかわらず, ダストストームシーズンの終わりまでに GDS が減衰することではなく, これは観測結果に反しており, ここに含まれていないプロセスがダストストームをより早く終わらせるために重要であることを示唆している (例えば, ダストの枯渇や氷粒子による掃き出し).

最後に注意すべき点として, ある MY でシミュレートされたダストストームの時期, 形状, および相対的な大きさは, 2つの CTA を用いたシミュレーションの間で非常によく似ているということが挙げられる. 例えば, CTA1 と CTA2 の両方で (図4と5), 最も強いダストストームは MY2, 3, 15, 16 で発生し, 比較的早い時期のダストストームは MY-17, -16, 1, 2, 14, 15 で発生し, T15 が最小値となるダストストームは MY2, 3, 15, 16 の北半球の春に発生している. 例えば, シミュレーション CTA1 では, MY17 のダストストームは MY16 のダストストームよりも弱い, シミュレーション CTA2 では MY17 のダストストームの方がわずかに強い. しかし, 一般的には, CTA が特定の年に発生するダストストームの時期, 形状, 大きさに強く影響を与えていることは明らかである. 要するに, これらのシミュレーションでは, CTA がダストストームの発生時期と強さの経年変動を支配しているということになる.

3.5. 観測されたダストストームシーズンのパターンとの比較

表2は, 観測されたダストストームシーズンと CTA1 と CTA2 でシミュレーションされたダストストームシーズンの比較を示している. シミュレーション CTA2 では, 22 年中 14 年でダストストームシーズンの種類を正しく予測し, 6 年中 3 年で GDS の時期を正しく予測している. それ以外の 2 年分は限界的な結果となっている. MY27 年は GDS が観測されなかったが GDS の可能性があると予測され, MY10 年は GDS が観測されたが, GDS の可能性を予測できただけで, 時期が間違っていた. この他の 6 年分では, 観測された GDS が予測されない (MY12 と 25 年) か, GDS が観測されなかった場合にモデルが GDS を予測している. まとめてみると, CTA2 は過

渡期の3つのGDSを誤って予測するなど、GDSの活動量を過大に予測する傾向があるが、負極性のダストストームシーズンのGDSを予測しない。

シミュレーションCTA1はさらに優れた結果を示し、検討した22のダストストームシーズンのうち15年でダストストームシーズンの種類を正しく予測し、5年間のうち4年分では予測されたGDSの時期を正しく予測している。他の3年はわずかな結果となっている。MY33年はGDSが観測されなかった際にGDSの可能性があると予測された。MY1年と9年はGDSが観測された際にはGDSの可能性がわずかにあると予測されたが、この場合はどちらの年もダストストームの時期は正しかった。残りの4年では、観測されたGDSが予測されていないか(MY10と負の極性を持つ2つの年、MY12と25)、またはGDSが正しく予測されていないか(移行期のMY17)のいずれかである。全体的に見ると、CTA1で選択された α_N 値が小さい方がより現実的であることを示唆している。統計解析により、シミュレーションCTA1で得られた成功数は、99%有意水準で確率モデル強制を用いて得られた成功率とは異なることが明らかになった(Shirley et al., 2019)。

α_N の値を変えて他のいくつかのシミュレーションが行われたが、CTA1では観測値と最も全体的に一致した値を出している。したがって、この論文の残りの部分は、シミュレーションCTA1の結果に焦点を当てている。

4. 無制限ダストによる実験結果の影響の可能性

ここで提示されたシミュレーションはすべて表面ダストの利用可能性が無制限であることを前提としているので、代わりに表面ダストの枯渇を許容することがこれらの結果をどのように変化させたかを検討することは有用である。

4.1. 非常に局所的なダスト巻き上げのシミュレーションに CTA を含んだ影響

MS17 では、ハドレー循環の強さの増大と全球平均地表風応力を用いて GDS が発生するかどうかを推測していた。対照的に、本論で紹介するシミュレーションでは、風応力パターンの変化によるダスト巻き上げを明示的に予測し、巻き上がったダスト、循環、将来の風応力との間のフィードバックを考慮している。しかし、これらのシミュレーションでは、依然として1つの非常に大きな前提がある。それは、ダストは地表のどこからでも、どれだけでも持ち上げることができるということである。この仮定は、NR15 で議論されているように、風応力が定期的に閾値を超えるようなごく少数の初期発源地域で、ダスト巻き上げの大部分が発生する結果となっている。

図 6(a) と (b) は、それぞれのシミュレーションの 20 年後の地表面ダストの変化を示すことで、シミュレーション CON1 と CTA1 でダスト巻き上げの大部分がどこで発生しているかを示している。CON1 と CTA1 のパターンの間には特徴的な違いがあり、後者では南半球の「帯状の襟」の中で、特にヘラスの北側とアルギルの北と北西側にあるダスト除去のピークが増加している。これは、CTA1 の最初の 20 年間に 3 つの GDS(図 6 参照) が含まれており、ハドレー循環とそれに関連した地表付近の風応力が強まるにつれて、強化されたダスト巻き上げが大規模なダストストームの膨張期にこの地域で典型的に発生するので、予想されることである。しかし、CTA が含まれているかどうかにかかわらず、ダスト巻き上げの大部分は、主に北部タルシスの斜面(主にアルバ・パテラとオリンポス・モンスの周辺)と北部ヘラスの斜面、および CTA1 のアルギルの N/NW にある、非常に限定された格子点から来ていることは明らかである。

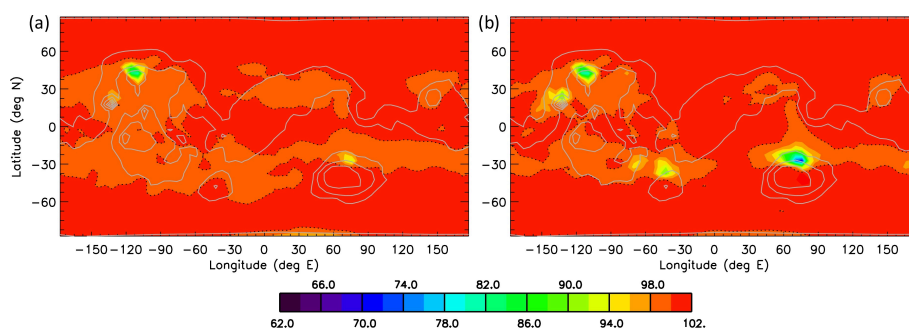


図 6. (a)CON1 と (b)CTA1 の 20 年間のシミュレーション後のダスト表面積 (kg/m^2). これらのシミュレーションでは, 初期のダスト表面積は $100\text{kg}/\text{m}^2$ だが, シミュレーション終了時にはどの地域も完全に枯渇していないため, これは実質的に無制限である.

重要なことに, CTA 強制が含まれている場合, 発生源領域の集中度とダスト巻き上げの基本的なパターンは変化しない. 言い換えれば, ダスト巻き上げのパターンが完全に変化するのではなく, ダスト巻き上げの大部分は同じ少数の発生源域からのものであり続けている. したがって, 年ごとの変動に大きく影響するのは, それらの地域での風応力の大きさに対する CTA の影響だけである. これは, MS17 で想定されているように, 全球平均風応力の差との関係ではなく, 風応力の閾値を定期的に超える少数の地域での CTA の影響とモデル内の GDS 予測を密接に結びつけている. これにより, 我々の予測と MS17 による予測との間には当然ながら多少の違いが生じるが, どちらの場合も信号の大部分は同じ風応力の大きな地域から来ている.

ここで発見された限られた発生源領域のセットは, ダストストームの主な発生源が単に風応力がピークの領域であり, そのような領域が沈着よりもはるかに多くのダスト除去を経験し, その結果, 実際にはほとんど地表面ダストが利用できないという事実にかかわらず, 表面ダストが無制限に覆われているシミュレーションの典型的なものである (NR15). 対照的に, 火星のダストストームは, 発生源領域以上にはるかに広い範囲のダスト巻き上げに由来することが観測されている (Strausberg et al., 2005, Szwast et al., 2006, Cantor, 2007, Wang and Richardson, 2015). NR15 に示されているように, 利用可能な地表面ダストが有限であること仮定し (より低い閾値を仮定し), 地表面ダスト分布が自己整合的に再編成されることを許すと, 火星表面にはるかに均等に分布するダスト巻き上げの初期領域が得られる. より広範囲な発生源領域では, CTA を含む MarsWRF のダストサイクルシミュレーションの結果は変化する可能性が高く, 発生位置の現実性 (第 5.2 節参照) と GDS が発生する年と GDS が発生しない年の予測の両方の点で, 観測結果とより良い一致を提供するかもしれない. このことは, そのようなシミュレーションにおける CTA の影響を調査することが, 将来的に優先されるべきであることを示唆している.

4.2. ダスト不十分による GDS の非発生または早期減衰

この研究から評価することは難しいが、利用可能なダストが不足しているために、予測されていたダストストームが火星自体では発生しなかった可能性もある。特に、GDS はダストをある地域から移動させ、その地域がそれまでのダスト備蓄量を回復するのに数年かかる可能性がある。逆に、GDS はダストデビルや小規模なダスト巻き上げプロセスによって、ダストが比較的少ない地域にダストを移動させる可能性がある (Szwast et al., 2006)。CTA1 では、MY17 年のダストストームは予測されているが観測されておらず、予測された 3 年間の GDS(MY14-16) に続いており、そのうちの 1 つ (MY15) は確実に発生したことがわかっているが、他のものについての情報はない。そのため、もしダストの発生源域をくまなく調査した GDS 活動がなければ、MY17 の GDS が発生していたと示唆するのが妥当なように思われる。しかし、私たちはこれを確実に判断することはできない。

第 3.4 節で述べたように、シミュレーション CTA1 で予測された GDS は、観測されたものよりも長く続く傾向があり、ほとんどのダストストームは、その発生時刻に関わらず、ダストストームシーズンの終わりまで減衰しない。さらに、予測された正の極性を持つ GDS のうち 2 つの GDS(MY15 と MY21) の T15 値は、これまでに探査機で観測されたどの GDS よりも大きい (図 2 と図 4 の T15 曲線を比較)。これは、観測されたサンプル数が少ないためかもしれないが、現実的ではない大きさの GDS である可能性もある。両方の問題は、無制限の地表面ダストの仮定によって説明される可能性がある。有限ダストシミュレーション (NR15 など) では、ダストストームの成長期間中に発生源のダストがなくなるために、ダストストームがより早く停止し、その結果より早く終了することがわかっている。

5. CTA1シミュレーションによるダストストームシーズンの違いの原因

本節では、CTA1のいくつかの年におけるCTAの影響を検討する。まず、異なる極性年の典型的なダストストームの時期を一般的に見る(第5.1節)。次に、CTAと4つの正の極性の年のダストストームの発生時における循環とダスト巻き上げの変化との関連を検討する(第5.2節)。この分析では、CTAの強制力がどのようにしてダストを巻き上げる力を強めるのかということと、大規模なダストストームの発生を誘発するかに焦点を当てているが、CTAがダストストームの拡大段階や最終的な大きさにどのような影響を与える可能性があるかについては調べていないことに注意してほしい。問題は、一度ダスト負荷がダストストームの発生段階を過ぎて増加すると、それがCTA自体によって生じる循環の違いを支配するようになり、その時点でCTA1とCON1の結果の比較は、CTAの影響だけを調べるのにはもはや有用ではないということだ。

このため、第5.2節では、各MYのGDSが発生する期間、すなわち、シミュレーションCTA1でのダスト巻き上げの強化が、シミュレーションCON1と比較して、ダストの不透明度とT15値において、明確で連続的な増加を最初にもたらす期間に焦点を当てている。CTAがその後のダストストームの拡大にどのような役割を果たすかを評価するためには、CTAの影響を適切に検討するために、CTAを考慮したシミュレーションと考慮しないシミュレーションで同一のダスト負荷(または巻き上げ率)を用いた理想的な実験が必要であるが、それは本研究の範囲を超えている。

最後に、第5.3節では、正の極性のMY1とMY27を比較する。非常に似た位相を持つが dL/dt の大きさが異なるMY1と27を比較し、MY1と比較してCTA強制力の大きさが小さいために、MY27ではダストストームが予測されないことを示した。

5.1. 極性とダストストーム

CTA1シミュレーションの結果を極性ごとに分けると、表2に示す結果は以下のようにまとめることができる。

5.1.1. 正極年

正の極性を持つ年については、CTA1はMY10のGDSを予測することができず、MY33(GDSが発生していない年)のGDSの可能性を予測している。しかし、CTA1は、MY-16, 15, 21, 28でGDSを正しく予測し、MY1と9でGDSの可能性を予測し、MY27でGDSが発生しなかったことを正しく予測することに成功している。また、

発生時期は、GDS または GDS の可能性のある年の 1 つを除くすべての年で観測されたものと同じであり、発生場所にもある程度の現実性があることが指摘されている。これらの正の極性を持つ年の GDS の発生については、セクション 5.2 で詳細に検討されている。

正の極性のダストストーム期での良好なパフォーマンスは、この場合、モデルが CTA とその他の強制力との間の相互作用を正確に捉えている可能性を示唆している。風応力閾値と c 値の他の組み合わせに対する巻き上げ率パラメータの調整は検討されていないことに注意しよう。さらに、モデル化されたダストストームにダストをもたらす源域のいくつかは、実際にはダストがないかもしれないし、特定の循環要素（水循環との結合によって導入されたものなど）に關与する他の物理学が欠落しているかもしれない。いずれの場合も、決められた風応力の閾値と c 値が正しくても、ダストサイクルに悪影響を及ぼす可能性がある。例えば、MY28 で発生した GDS は、アルギルとヘラスのほぼ中間に位置するノアキスで主に成長することが観測された (Wang and Richardson, 2015)。しかし、シミュレーション CTA1 では、ここには大きなダスト巻き上げの中心は見られない (図 6b 参照)。これは、CTA1 の場合と同様に、風応力が最も高い地域、すなわちアルバ・パテラ、タルシス、ヘラスの斜面が、地表面ダストが無制限であると仮定したシミュレーションを支配するためである。NR15 では、沈着よりも多くのダスト巻き上げが起こる地域で、地表面ダストが排出されるようにすることの影響を調査した。このようなシミュレーションでは、最も高い風応力を持つ地域（無制限のダストシミュレーションで支配的である）が典型的にダストを排出するため、初期のダスト巻き上げの中心はかなり異なっている。そのため、NR15 は、有限地表面ダストシミュレーションでは、ノアキスにおいてダストストームがしばしば発生することを発見した。

また、有限地表面ダストシミュレーションでは、ダストストームシーズンの後半に発生する初期のダスト源のために、 $L_s \sim 300^\circ$ の後に T15 値が有意に増加することもある (例えば、NR15, 図 10a)。CTA 強制がなくてもこの時期に強い上昇があることは、CTA が含まれている場合の後期 GDS (MY10 で観測されたような) を予測する上で重要であるかもしれない。MY10 は、シミュレーション CTA1 では大きなダストストーム活動がないと予測された年であるが、 dL/dt 波形のピークは他のすべての正の極性の年のダストストームに比べて非常に遅く (図 S1 または SM17, 図 4 参照)、ダストストームシーズンの後半に発生する既存のダスト巻き上げを増強する可能性があることを示している。

これらのことから、CTA と有限のダストを組み合わせることで、観測されたダストストームシーズンとより良い一致が得られる可能性があることが示唆されている。

5.1.2. 負極年

シミュレーション CTA1 では、負の極性の年には GDS を予測していないが、これは MY-8, 11, 24, 31 では正しく予測されている。しかし、これは MY12 に最初に観測された GDS や MY25 に観測された GDS の予測に失敗したことを意味している (MY12 の 2 回目の GDS は、1 回目の GDS によって引き起こされた大気の変化のために発生した可能性があることに注意する。したがってここでは、なぜその年に 1 回目の GDS が予測されないかに焦点を当てている.)。

MY-18 から 40 の期間で最大の CTA 振幅を持っていた MY15 は例外的であった (図 S1 参照) が、初期の MY12 と等緯度の MY25 の GDS は、少なくとも $L_s 45^\circ$ で観測された最も古い GDS である (表 2 参照)。これらを予測できなかった理由として考えられるのは、これらのシミュレーションではダストと水の循環の間の結合が不足していることである。ダストの掃き出しと氷雲の放射効果を含んで相互作用する水循環は、特に表層水氷床とそれに関連する流れの分布を変化させることによって、循環を変化させることが知られている。この効果は、南半球の春分点の直後に GDS を発生させる可能性のあるメカニズムとして示唆されている (例: Kahre et al., 2012, Lee et al., 2018)。これは、どのダストサイクルモデルにおいても、グローバルダストストームがこれほど早期に予測されていなかったからである (例: Basu et al.2004, Basu et al.2006, Kahre et al.2006, Mulholland et al.2013; NR15)。もし、赤道付近の風応力を増加させるためのこのような重要なプロセスが欠落しているとすれば、CTA を考慮するだけでは、ダストストームシーズンの初期に発生するいくつかの GDS を再現するのに苦労するのは当然のことである。したがって、今後の研究では、水循環に関わるシミュレーションでどのような循環要素が赤道付近で強化されるのか、また、負の極性、正の極性、そして極性が移り変わる年にそれらが CTA とどのように相互作用するのかを調べる必要がある。このように相互作用するシミュレーションでは、一般的にダスト (と水氷) のサイズ分布が進化し、ダスト (と水氷) の光学特性に影響を与え、モデル大気中の放射移動の現実性を向上させることができることに注意する。

5.1.3. 移行年

シミュレーション CTA1 では、極性が移り変わるダストストーム期の 7 年のうち、GDS の予測が間違っていたのは 1 つだけである (MY17)。どの移行年にも GDS が観測されなかったことは、CTA が火星の循環と地表面風応力パターンを強く揺さぶることによって、火星の循環を GDS が発生しない状態 (シミュレーション CON1 のように) から GDS が発生する状態 (CTA1 のように) へと変化させる重要な要因であることを示唆しているように思われる。しかし、MY17 の近日点の位相 (38.6°) は全ての移行年で最も高く、ダストストームが発生するときの dL/dt の大きさは非常

に大きい。第 4.2 節で述べたように、MY17 のダストストームは火星で発生した可能性があるが、MY17 は、3 つの GDS が連続して発生していると予測される期間に続いているため、利用可能な地表面ダストが不足していたために発生しなかった可能性がある。シミュレーションされた MY17 で発生した GDS の異常に移り変わる極性の位相に関する追加の議論は、Shirley et al., (2019) で述べられている。

5.2. 選択された正極年 MY の GDS 発生の原因

本節では、4 つの正の極性を持つ年 (MY9, 15, 21, 28) において、CTA がどのようにしてダスト巻き上げを高め、観測された GDS の発生時間に非常に近いダストストームの発生をもたらしたかを検討する。CTA が含まれておらず、リージョナルストームまたはグローバルダストストームを発生させなかったシミュレーション CON1 の 8 年間の平均値を、すべてのケースで比較のために使用している。ダストストームがこの位相を過ぎると、ダスト負荷の増加の影響が CTA 自体の影響を大きく超えるため、分析はダストストームの発生期間に焦点を当てている。

図 7 は、シミュレーションされた GDS が発生する可能性のある MY9 と GDS が発生する MY15, 21, 28 の発生時の初期のダスト巻き上げ領域を示している。MY9, 21, 28 のモデル化されたダストストームは、すべて近日点付近の同じ $L_s 10^\circ$ の期間内に始まり、MY21 のシミュレーションされたダストストームは、最終的に MY9 と MY28 のダストストームよりもはるかに大きくなったにもかかわらず、ダストストーム発生時のダスト巻き上げのパターンは非常に類似している。ダスト巻き上げのピーク (赤と黄色のアスタリスクで示されている) はヘラスの北縁で発生し、第二のピーク (薄い青色のアスタリスクで示されている) はアルバ・パテラの北側とシルチスで発生している。実際の MY28 の GDS は、ほぼ予測された L_s で発生し、シルチスで唐突に発生したダストストームとノアキスで発生したダストストームの組み合わせとして始まることが観測された。ノアキス地域のダスト巻き上げは、シミュレートされた MY28 の GDS では発生しないが、MY21 では、比較的弱い、ノアキスでトップ 100 の点のダスト巻き上げがある。無制限の地表面ダストシミュレーションにおけるヘラスと比較したノアキスのダスト巻き上げの欠如については、第 5.1.1 節で議論された。

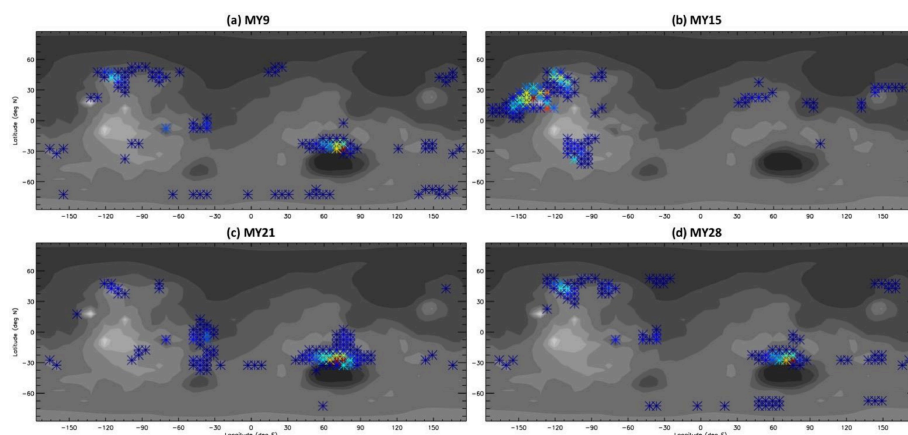


図 7. MY 9, 15, 21, 28 の正の極性を持つ年の GDS のおおよその発生時刻を中心とした 20 ソル間の上位 100 個のダスト源の点を, 1 年間に寄与した総ダスト量の割合に応じて色分けしたもの. 濃い赤は上位の点を示し, 紺色の点は上位 100 点の中で最も貢献度の低い点を示している.

対照的に, MY15 のダストストームは, 他のダストストームよりも早い $L_s \sim 40^\circ$ で始まるが, 等分点の後にはまだ $L_s \sim 20^\circ$ の緯度にある. このことは明らかに異なる発生パターンを示しており, オリンポス山の西側の側面では, ダスト巻き上げのピークの格子点 (赤いアスタリスク) が発生しているが, タルシスの西側とタルシスの西側からアルバ・パテラを横切る格子点では非常に強いダスト巻き上げが見られる. ここには, 上位 100 のダスト源の多くが集まっているが, 南半球のソリス/クラリタス地域の中程度の強いダスト巻き上げ率を持つ格子点 (青いアスタリスク) や, シルチスの西側やエリシウム山の側面に集まっている他のダスト巻き上げの格子点からなる大規模なダスト巻き上げの中心もある. 興味深いことに, このダストストームの発生を詳しく追跡することはできなかったが, McKim. (1999) は, 最も可能性の高い発生場所としてソリスを提案している.

明らかな疑問は, なぜ正の極性を持つ年に上記の領域で風応力が強まるのかということである. これに答えるためには, CTA とこれらの地域の既存の循環との相互作用をソルの異なる時期に調査する必要がある. 5.2.1 節と 5.2.2 節では, それぞれ MY15(初期) と MY28(近日点) の GDS について調べている.

5.2.1. 正極年 MY15 の GDS 発生をより詳しく見る

図 8, 図 9, 図 10 は, MY15 の GDS の発生に至るまでの風, 風応力, ダスト巻き上げに対する CTA の影響の時系列を示している. 各図は, CTA がある場合とない場合の風ベクトル, CTA 自体, およびシミュレーション CTA1 と CON1 の間の風ベクトル, 風応力, および予測ダスト巻き上げの違いを示しており, 同じ現地時間の 20 ソ

ルで平均している. 東経-90 度で時間が午前 0 時 (図 8), 午後 12 時 (図 9), 午後 6 時 (図 10) のときの地表面全体の変動を示すために, 3 つの異なる「画像」が選ばれている (東経-90 度の午前 6 時のスナップショットは, ダスト巻き上げの増強が見られなかったため含まれていない). 任意の経度, 東経 λ 度での現地時間は, 東経-90 度での時間に $12 \times (\lambda + 90)/180$ を加えたものである.

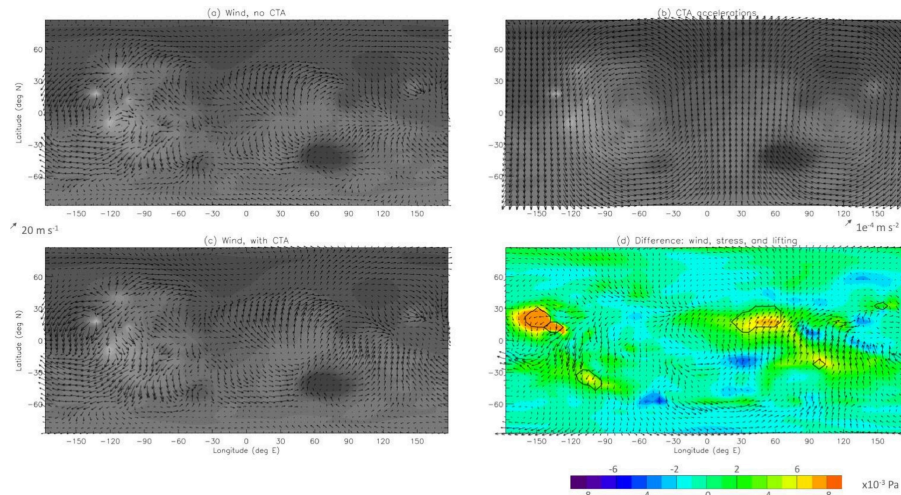


図 8. (a)CON1 と (c)CTA1 における MY15 の最下層風, (b)CTA ベクトル, (d)CTA1 における MY15-CON1 の風(ベクトル), 風応力(斜線等高線), ダスト巻き上げ(線等高線)の差. 全て 387-406 ソル (L_s : $188^\circ \sim 200^\circ$) の東経-90 度の午前 0 時の場合を考えている. (d) では, 黒(赤)の等高線は, CTA1 における MY15 において, CON1 よりも $1 \times 10^{-6} \text{kg m}^{-2} \text{h}^{-1}$ のダストが 30 分前に上昇した場所を示している(ただし, この時間帯には赤の等高線はない).

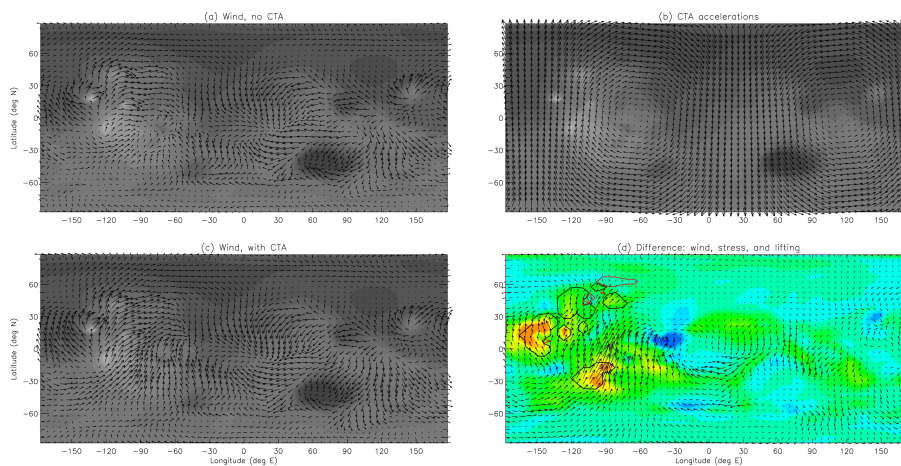


図 9. 図 8 と同じだが, 東経-90 度の正午の場合を考えている.

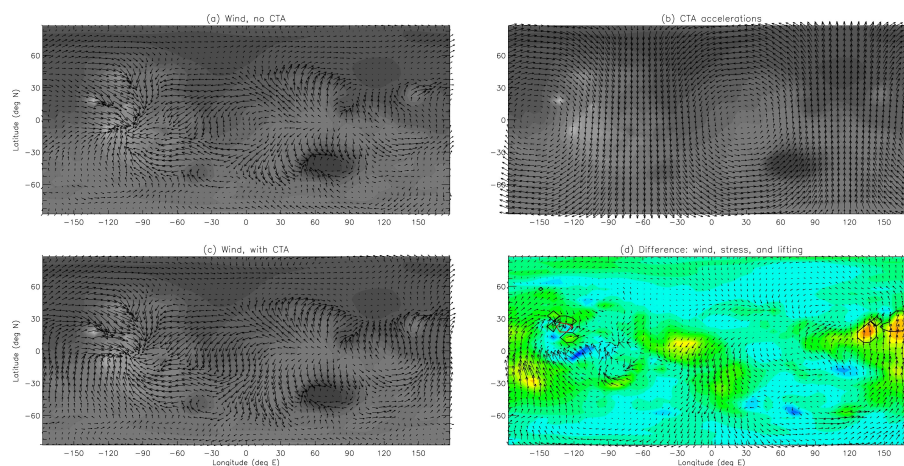


図 10. 図 8 と同じだが、東経-90 度の午後 6 時の場合を考えている。

図 8, 図 9, 図 10d の黒の実線は、シミュレーション CTA1 で強化されたダスト巻き上げが存在する場所を示しているが、これは自然に風応力が強く強化された場所と一致している；わずかに相殺されているのは、風応力の差が 1 つの瞬間に表示されていることによるものであり、表示されているダスト巻き上げの差は、それまでの 30 分間の合計である。これらの図は、すべての場所のすべての現地時間を示しているわけではないが、図 7b と比較すると、シミュレーションされた MY15 の GDS の発生のための主要な発生源のほとんどの地域からのダスト巻き上げを捉えていることがわかる。図 8 と図 9 のピークは、タルシスの西側（現地時間午前 8 時と午後 8 時に対応）、クラリタス（東経 105 度、現地時間午前 11 時と午後 11 時に対応）、オリンポス山の側面（現地時間午前 9 時と午後 9 時）で発生している。図 9 では、クラリタスのダスト巻き上げが強まり、東のソリス（現地時間の正午）に広がり、アルバ・パテラの側面にもダスト巻き上げが見られる（現地時間の午前 11 時と午後 1 時頃）。図 8 では、シルチス（現地時間の午前 9 時頃）からのダスト巻き上げが強まり、図 10 では、エリシウム山（現地時間で午前 9-11 時頃）の西側と東側にダスト巻き上げが強まっている。

ダスト巻き上げを地表付近の風のパターンに関連付ける前に、風速ではなく風応力がダスト巻き上げの鍵を握っていることに注意する（2.1.1 節参照）。したがって、地表付近の空気密度が前者の地域で十分に大きいことを条件に、ピーク風速ではなく中程度の風速があるところでは、ダスト巻き上げが起こるかもしれない。最初に図 8 と図 9 のタルシスの西側のダスト巻き上げに焦点を当てて、CTA を考慮しない場合の風ベクトルのプロット（図 8a と 9a）を見ると、ここで既に強い子午線風がある時にダスト巻き上げ発生することがわかる。これらの風は、夕方から朝にかけて方向が逆になるが、これは熱潮と地形との相互作用や、タルシス湾とエリシウム湾の間で流れが変化しているためだ。重要なことは、図 8b と図 9b に示すように、この時期の MY15 の CTA は両期間において、これらの子午線的な流れを補強するよう

に作用することである。なぜなら、CTA は北風 (すなわち、北から南への流れ) の時には最大で南に向かっており、南風の時には同程度の大きさで北に向かっているからである。このように、本質的に強い風と強い同位相の CTA 加速が一致しているため、CTA1 の風 (図 8c, 9c) はここでは非常に強くなり、風応力が増大することになる。同様に、図 8a のシルチス (北緯 20 度と東経 45 度を中心とした) の北側の南風は、朝のこの時間帯に北向きの CTA によって強化され (図 8b)、風の強さ、風応力、そしてその結果、ダスト巻き上げの増加をもたらす (図 8c)。

正午頃にソリスとクラリタスで強化されたダスト巻き上げは、この時間に既存の潮汐的にもたらされた南流に CTA が北上成分を加えたためであり、クラリタスで強化された午前 0 時頃には、流れと CTA 強制の両方が逆転する。夕方 (図 8d) と遅い朝方 (図 9d) のオリンポス山とアルバ・パテラの側面でのダスト巻き上げの増強は、潮汐の影響もあるが、夜間の下降流や昼間の上昇流の方向と同時刻の CTA の方向の一致に大きく依存する (図 8b と 9b)。最後に、図 10 では、夕刻のエリシウム山付近で既に強い南流 (これは潮汐に支配されている可能性が高い) が、北向きの CTA によって増強されている。

MY15 のダストストーム (モデルでは $L_s \sim 200^\circ$) が発生した時点では、循環はまだ赤道上を上昇する「等直交」二重セルで構成されており、南側に上昇するより強い「ソルスティシャル」一重セルへの移行を開始したところである；どちらかと言えば、図 11a に示すように、CTA はこの移行を遅らせるように見える。このように、シミュレーション CTA1 で MY15 の GDS が発生したのは、CTA が単にハドレー循環を促進した結果というよりも、CTA と風応力が大きい地域での既存の流れとの間の非常に特殊な建設的な相互作用によるものである。これらの建設的な相互作用は、MY15 では初期の GDS を誘発するのに十分であったかもしれないが、MY15 では dL/dt のピーク振幅が特に大きいため、同様の波形/位相を持つ他の正極性の MY では誘発されなかった (補足資料図 S1 または SM17 の図 4 を参照のこと)。

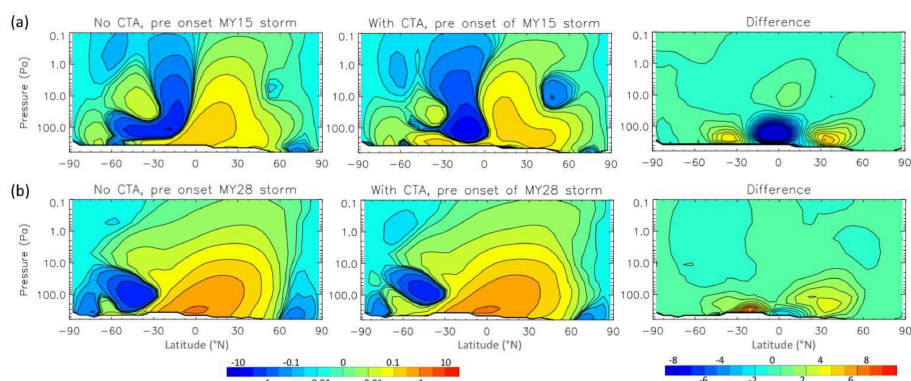


図 11. シミュレーション CON1(左列) と CTA1(中列) における (a)MY15 と (b)MY28 の GDS の発生までの 20 ソルの質量流量関数. その差を右列に示す. 単位は $1 \times 10^8 \text{kg/s}$ である (「差分」プロットの等値線間隔は, 補足資料図 S2, S4 で使用した等値線間隔の 3 分の 1 であることに注意).

全体的に見ると, MY15 や同様の初期 (または後期) の正極性のダストストームの発生は, 火星の非常に特定の地域で強化されたダスト巻き上げをもたらす熱潮汐, 地形, CTA 強制の複雑な組み合わせに依存しているように思われる. それぞれの強化されたパターンは, CTA の正極性の位相の特定の範囲で, dL/dt の振幅が十分に強い場合にのみ発生する可能性がある. 強化されたダスト巻き上げが発生する場所が非常に特殊であるため, そのようなダストストームの発生と性質は, 地表面の利用可能なダストや, 循環パターンに微妙に影響を与える他の物理的プロセス (水循環の相互作用のような) に敏感である可能性が高い. それらはまた, GDS 発生時の dL/dt の振幅が平年よりも大きいことにも依存している可能性が高い.

5.2.2. 正極年 MY28 の近日点付近の GDS 発生を詳しく見る

図 12, 図 13, 図 14, 図 15 は, $L_s \sim 245^\circ$ での MY28 の GDS の発生を含む 20 ソル期間における CTA による風, 風応力, ダスト巻き上げの変化を予測したものである. MY15 の発生期間とは異なり, ダスト巻き上げが強化された地域での風の強化は, 現在, ソルの同じ時間における CTA ベクトルの感覚 (または強さ) との相関性ははるかに低いことを示している. これは特に南半球で顕著であり, ダストストームが巻き上がっている大部分が発生する場所である (黒の等高線で示されたダスト巻き上げの強まりは, 赤の等高線で示された CON1 に対する北半球のダスト巻き上げの減少とほぼ均衡している). 例えば, ヘラスの北縁のダスト巻き上げは, 現地時間の午前 11 時 (図 12) と午前 4 時 (図 15) に CTA の加速が風ベクトルの強まりがもたらされている方向とは全く異なる方向を向いている時期に対応している. どちらの場合も西風が強化されているのに対し, CTA はこれらの時期にそれぞれ西向きと北向

きを向いている. CTA は, 図 15 の南緯 10 度, 東経 15 度で風ベクトルが強まっている方向と同じ方向を向いているが, これは CTA の大きさが弱い時であり, それが直接の原因であるとは考えられない.

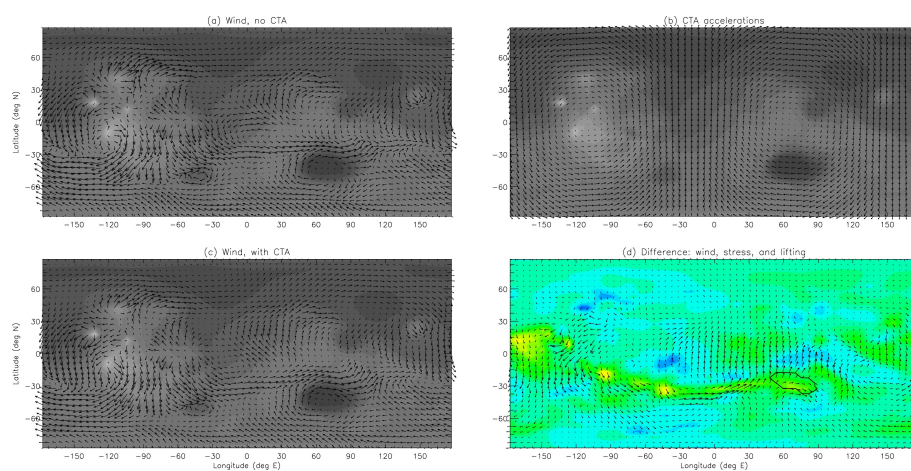


図 12. 図 8 と同じだが, MY28, 467-485 ソル ($L_s : 238^\circ \sim 251^\circ$) の場合を考えている.

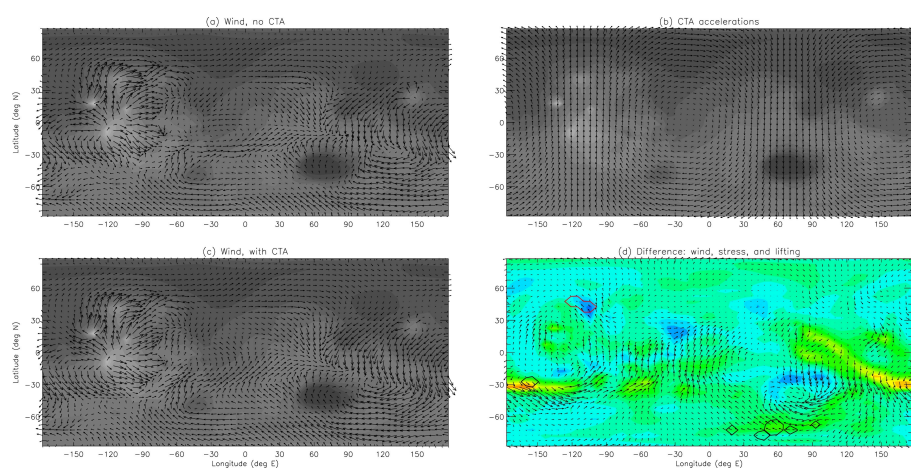


図 13. 図 12 と同じだが, 午前 6 時を考えている.

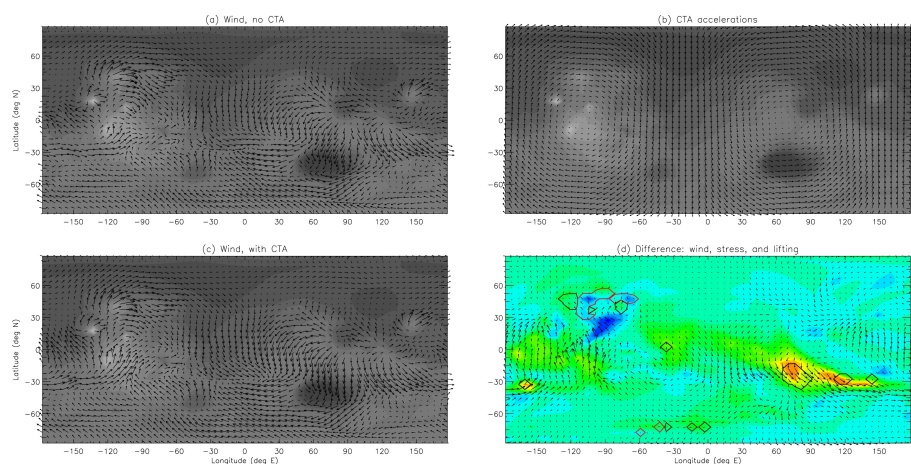


図 14. 図 12 と同じだが, 午後 12 時を考えている.

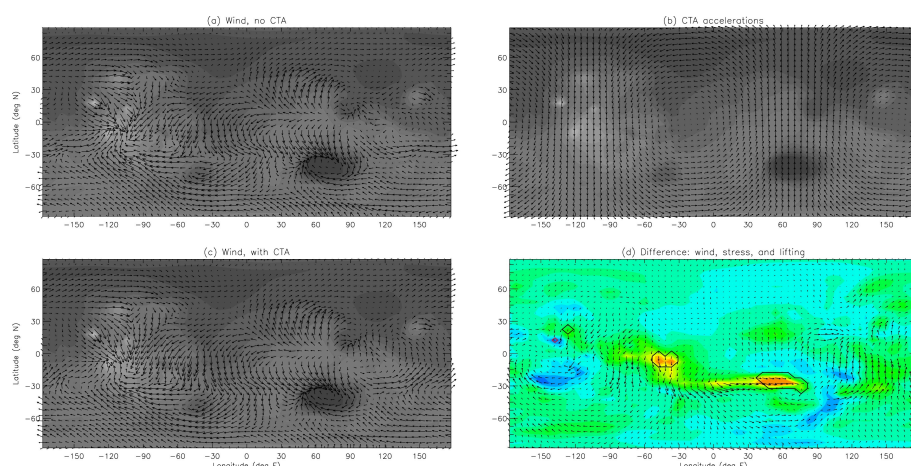


図 15. 図 12 と同じだが, 午後 6 時を考えている.

このことは, MY15 の初期の GDS の結果とは異なり, 近日点の GDS は, CTA が全球ハドレー循環の一般的な強化を引き起こしたことによって引き起こされた可能性が高いことを示唆している. 近日点では, ハドレー循環は赤道を挟んで北から南への地表近くへ戻る流れを伴う, 南半球で上昇する単一の広いセル(図 11b 参照)に対応するが, これは帯状平均的な意味でのみ当てはまることに注意してほしい. 実際, 潮汐はこのハドレーセルに関連した流れを支配しているため, ソルのある時間帯には, 潮汐がハドレーセルを完全に圧倒したり, 逆流したりする. その結果, 例えば図 13a や c のような強い時間帯依存性が生じ, 典型的なハドレーに関連した(すなわちモンスーン的な)表面風は, 午後 6 時から午前 6 時の位置(東経 90 度から東経 180 度を通った東経 - 90 度まで)でしか見られないが, 惑星の他の半球上のモンスーン的な流れに対しては「間違った方向」に流れていることになる. しかし, 全体的には, 赤道上に帯状平均北風があり, それは南半球に進むにつれてコリオリの

加速によって回転し、南緯 15 度から 45 度の範囲で強い帯状平均西風を発生させる。シミュレーション CTA1 で生成された風ベクトルの増強は、これらの西風の強まりを反映しており、これは主に同じ緯度範囲でピークを迎え、4 つの図すべてで見られる風応力とダスト巻き上げの増加を説明するものでもある。また、ハドレー循環の子午線方向へ戻る流れが最も強いタルシスの東側の「西部境界流」の領域でも、追加の風応力とダスト巻き上げの増強が生じている (図 15)。

MS17 が示唆したように、MY28 の CTA は、午後 (関連する風が一般的に強くなる) に地表付近の大規模な子午線循環を強化し、夜にはそれを弱め、この時期の既存のハドレー循環を強めているように見える。その結果、ハドレー循環に関連した強い風応力が発生する場所 - 特に西部境界流、強い西風の「帯状カラー」、特に北部ヘラスの端では、西風が夜間の盆地への下降流を強めるような場所で、より大きな風応力が発生する。そしてその結果、既に風応力の大きな場所でのダスト巻き上げが強化される。これは、定義によって CTA の位相はすべて、そのような年の近日点近くの位相に似ているであろうがために、正極性の年に近日点付近で発生する他の全ての GDS にも当てはまると思われる。

5.3. 正極年 MY1 と MY27 の違い

MY1 と MY27 は近日点に関して非常に似た位相を持つ (表 2) が、MY1 では近日点の直前に GDS が観測され、その可能性がモデルによって予測されているが、MY27 では大きなダストストームは観測されておらず、予測されてもいない。図 S1 (および SM17 の図 4) に示すように、近日点前に発生する dL/dt の振幅のピークは、MY1の方が MY27 よりも約 80% 大きい。この強制振幅の違いが風、風応力、ダスト巻き上げに及ぼす影響は、図 16 と図 17 を比較することで示されている。これらの結果は、MY1 と MY27 のそれぞれ東経-90 度の午後 6 時のスナップショットを示している。他の時間のスナップショットは、2 つの MY 間の類似した違いを示しているため、含まれていない。

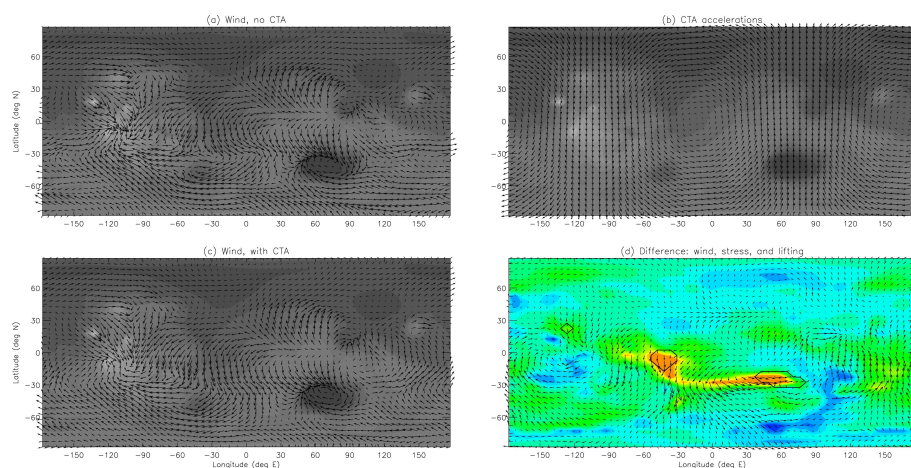


図 16. 図 10 と同じだが、シミュレーションされた MY1 の GDS(467-471 ソル, L_s : $238^\circ \sim 240^\circ$) の発生初期を表している。

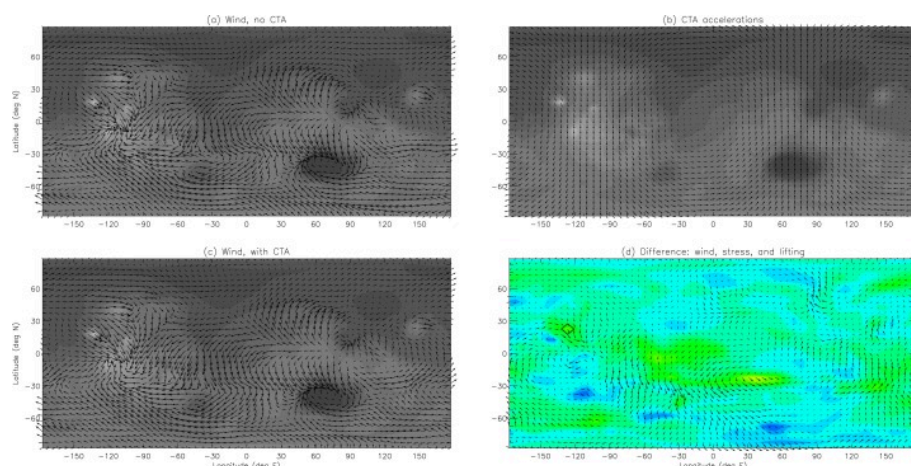


図 17. 図 16 と同じだが、MY27 の同じ時期を考えている。

CTA 強制の向きはすべての地点で、MY1 と MY27 の間で非常によく似ている (図 16 と 17b). また、CTA 強制を含む風ベクトルの違いも同様である (図 16 と 7d). 5.2.2 節で述べた近日点の GDS の正極性の年と同様に、CTA はハドレーに関連した戻り流を強め、タルシスの東側では北風が強まり、南側では西風が帯線状に強まっているように見える。しかし、CTA 強制とそれに伴う風の反応の大きさは MY27 でははるかに小さい。そのため、CTA が含まれていても風応力の閾値を超えることはなく、これらの地域ではダスト巻き上げの強まりは見られなかった。これらの結果は、CTA 強制の振幅と位相の重要性を改めて示している。

6. 無制限ダストシミュレーションによる来たる火星の年の GDS 活動の予測

図4に示すように, シミュレーション CTA1 では, 現在のダストストーム期 (MY34) の GDS は $L_s \sim 245^\circ$ で, MY35 では $L_s \sim 260^\circ$ で MY34 よりも小さい GDS が予測されている (これらの GDS が循環に与える影響については, 補足資料図 S4 も参照). これらの MY はそれぞれ 2018 年と 2020 年に対応している. 特に MY34 は, MY21 で発生した GDS と同じ極性 (正) で, 近日点での dL/dt の位相が似ており, モデルで予測されていたものである (表2 参照). 一方 MY35 は, GDS が今まで観測されていない極性が移り変わる年であり, シミュレーション CTA1 では MY35 と似たような dL/dt 波形を持つ MY17 では間違った予測をしている (図 S1 または SM17, 図2 と図7 参照). 最後に, もし MY17 の GDS が前年の正極性 GDS (セクション 4.2) の間にダスト源のダストを奪って防止されたならば, MY34 で GDS が発生した場合, MY35 で GDS が発生する可能性はさらに低くなるかもしれない.

MY36-38 では GDS は予測されない. しかし, MY37 と 38 は負極性の年であり, モデルは水循環の相互作用を考慮していないためか, 観測された2つの初期の GDS (MY12 と 25) を予測していない. 特に MY38 の dL/dt 波形は MY25 の dL/dt 波形と非常によく似ており, 大規模な等緯度 GDS が観測されたことから, もし CTA が GDS 活動を制御しているならば, MY38 の等分点付近で大規模な GDS が起こると予想される. MY37 の dL/dt 波形の位相は, MY25 と MY24 の間にあり (GDS が予測されなかった, または観測されなかった), MY37 の近日点での振幅は MY24 の振幅と似ているため, MY37 の推定は難しい.

7. 結論

火星の軌道スピン結合は、「結合効率係数」 c が十分に大きい場合には、循環に影響を与える追加の「結合加速度項」(CTA)を生成し、その結果地表面風応力に影響を与える。CTAは太陽強制の季節的な周期と非同期的な周期で変化するため、ダストストームの時期の間のダスト巻き上げの年間変動を支配する可能性がある。本論では、CTAを含んで完全に相互作用するダストサイクルモデルの最初のGCMシミュレーションを紹介し、ダストストームの発生時間と場所、大きさ、持続時間を自発的かつ自己矛盾なく予測することを可能にした。

その結果、CTAを含めることで、GDSの発生と発生時期の年々の変動をシミュレーションに導入するのに十分であることが示された。さらに、シミュレーションされたダストストームの季節は、軌道スピン結合の位相と振幅によって強く制御されており、結果は初期条件の小さな変化に非常に影響を受ける。ダスト巻き上げパラメータを変更したシミュレーションは、同じ年に発生するダストストームの発生時間と相対的な大きさの点で互いに類似している。

CTAを含めることで、観測されたタイプのダストストームシーズンを予測するモデルの能力も劇的に向上し、観測値に最も近いシミュレーション(CTA1)では、22のよく観測された年のうち4年だけが明らかに間違っていた。これらの年のうちの1つ(MY17)では、観測されなかった場合にGDSが予測され、他の3つの年(MY10, 12, 25)では、観測された場合にGDSが予測されなかった。

極性が移り変わる年(近日点付近のCTAの振幅が比較的小さい年)にはGDSは観測されず、CTAが火星のGDSの年ごとの変動に寄与しているという議論を支持している。MY17の火星での実際のダストストームは、それ以前の年に大規模なGDSが連続して発生していた可能性があり、その間に発源地域からのダストの枯渇によって防がれたかもしれないが、MY17のシミュレーションされたGDSは極性が移り変わる年には正しく予測できなかった。

CTAの振幅が大きく、近日点付近で dL/dt 波形の符号が正である正極性の年には、ほとんどのダストストームシーズンが正しく予測される。また、GDSのタイミングもほぼ正確に捉えられている。近日点付近で発生したダストストーム(例: MY 9, 21, 28)では、CTAが昼間の潮汐流に建設的な干渉を与えることで、南半球の強い西風や強い赤道域横断流の中で地表付近のハドレー循環流が強化され、ダスト巻き上げが促進されているように見える。本モデルでは、夜間にヘラス盆地に流入する下降流との建設的な干渉により、ダストストームの発生時の巻きあがりには北部ヘラスでピークを迎え、クリュセでもピークを迎えた。有限地表面ダストシミュレーションでは、NR15で予測されたノアキスのダスト巻き上げのように、主なダスト源領域がヘラス北部から、増強された西風の帯状カラー内の他の、より急速にダストが減少していない場所に移動することは、もっともらしいことである。このことは、わずかに異なる発生源の位置で同じようなダストストームを発生させるかもしれ

ないし、ノアキスとクリュセのダスト巻き上げの組み合わせで始まった MY28 のダストストームの観測結果とよりよく一致するかもしれない。そしてこのモデルは、地表面の利用可能なダストがどこにでもあるという非現実的な仮定にもかかわらず、正極性の際の近日点のダストストームを予測することに成功した理由を説明することができるかもしれない。

逆に、MY15 の初期の正極性年のダストストームは、そのダストストームの季節に特に大きな CTA が発生し、特定の場所とソルの局所的な時間帯に、既存の強い潮汐地形の循環を建設的に妨害したために、大部分が発生したように思われる。そのような場合、ダストストームの発生は、地表面ダストが存在する特定の場所に対してより敏感になるかもしれない。より現実的な地表面ダストマップは、初期ダスト源のより現実的な分布を提供し（もはや風応力のピークのある場所へのマッピングではなく）、ソリスでの強い上昇予測は観測結果と一致しているように見えるが、予測された GDS の発生時期、地域、発生状況が変化する可能性がある。より現実的な有限ダストマップは、MY10 の dL/dt の振幅がピークを迎える時期に初期ダスト源を生成することによって、MY10 の後期シーズンの GDS を生成するために必要となる可能性がある。MY10 には、ダストストームの時期の初めに dL/dt の振幅が小さかったため、MY10 に近日点のダストストームを伴うことは不可能であった。

MY1 と 27 は似たような dL/dt 波形の形をしているが、振幅は MY1(大規模なダストストームが観測され、予測されている場合)の方が、MY27(大規模なダストストームが観測されていない、もしくは予測されていない場合)よりもはるかに大きい。これは、非常に類似したパターンを持っているにもかかわらず、強化された風応力が MY27 でははるかに小さく、したがってダストを巻き上げるには不十分であったためである。CTA 強制の符号や位相だけではなく、振幅の重要性が強調されている。

負の極性の年に観測された GDS のどれもモデルによって予測されていない。MY12 に観測された 2 回目の GDS を無視して (1 回目の GDS によって引き起こされた可能性があるため)、MY12 に観測された $L_s \sim 204^\circ$ の GDS と MY25 に観測された等緯度の GDS が予測されなかったのは、ダストストームシーズンの初期に活動する重要な循環要素によるものかもしれない。このことは CTA によって強化される可能性があるが、モデルには含まれていない。火星モデルでは、水循環相互作用を含まない限りダストストームシーズン初期の GDS は一般的に予測されない (Kahre et al., 2012, Lee et al., 2018) ことを考えると、今後の研究では MarsWRF 内でダスト-水結合パッケージを実行する際に、異なる極性年における CTA の影響を検討する必要があることを示唆している (Lee et al., 2018)。

将来的には、近日点付近で MY34(2018 年)に GDS が、MY35(2020 年)には MY34 の GDS より小さな GDS が予測されている。MY34 の dL/dt 波形の形状は、モデルによって GDS が正しく予測された MY21 の dL/dt 波形と非常によく似ている。一方、MY35 は GDS が観測されていない極性の移り変わる年であり、シミュレーション CTA1 は MY17 でそのような GDS を誤って予測している。MY17 の dL/dt 波形

はMY35と似たような波形であり、以前のGDSの年のダスト源の枯渇によって阻止された可能性がある。したがって、MY35でのGDSの予測は、特にMY34で大規模なGDSが発生した場合、注意して扱われるべきである。MY36-38にはGDSは予測されていないが、MY37とMY38は負の極性の年であり、モデルは負の極性の年で観測された2つのGDSを予測していない。MY38の dL/dt 波形は、大規模なGDSが観測されたMY25の波形と非常によく似ており、CTAがGDSの活動をコントロールしている場合、MY38(2026年)に大規模なGDSが等分点付近で発生する可能性が高いと考えられる。
