

# 惑星大気大循環の数値モデリング

小高正嗣 (東大・数理科学)

## 1 はじめに

大気大循環の数値モデリングの目的は大気の流れ場の自然な再現、その予測と理解にある。その歴史は古く、最初の試みは第2次世界大戦前まで遡ることができる。3次元的な惑星規模の大気の流れを計算する大気大循環モデル (Global Circulation Model; 以下 GCM と略記する) は、そもそもは計算機を利用した天気予報 (数値予報) のための道具として開発されてきた。現在では天気予報はもちろん、大気水圏を構成する様々な物理過程モデルを組み込み込んだ気候予測のためのモデルとしても用いられている。

観測データの少ない惑星大気を対象とする研究において、数値モデリングの重要性は地球大気を対象とした場合に比べ高い。しかし地球大気における数値モデリングの経験を惑星大気に応用することは必ずしも容易ではない。金星の4日循環、火星のダストストーム、木星の縞状構造といった、個々の惑星大気に特徴的な現象を数値モデルによって再現し理解することは現時点では成功しているとは言えない。数値モデルを用いて地球と他の惑星の大気循環の類似点と相違点を系統的に明らかにすることは依然として遠い目標である。

本稿では大気大循環の数値モデリングの概要、惑星大気とくに金星、火星、木星に対する数値モデリングの現状と課題を解説する。これらを踏まえて今後の惑星大気モデリングの方向性を議論する。

## 2 大気大循環の数値モデリング

### 2.1 数値天気予報モデルの変遷

惑星大気循環の数値モデリングを行う場合、地球大気における経験を応用せざるをえない。したがって惑星大気循環の数値モデリングに取り組むためには地球大気循環の数値モデリングの歴史的経緯を把握しておく必要がある。本節では地球大気の数値予報の歴史を振り返ることで、大気大循環の数値モデリングがどのようになされてきたかを概観する。

大気の流れを記述した微分方程式を計算機で解く最初の試みは Richadson (1922) によってなされた。彼はドイツを中心としたヨーロッパ中部約 1000 km 四方の領域における6時間先の気圧と風の様子を手回し計算機で計算した。用いた方程式系は後述のプリミティブ方程式系とほぼ同等のものである。計算には6週間を要したが、得られた結果は6時間後

の気圧変化が 145 hPa という非現実的なものであった。Richadson の失敗の原因は初期値として用いたデータの精度の不足と予報すべき現象の物理的理解の不足にあった。

予報すべき現象は中緯度における天気の移り変わりを支配する温帯低気圧、すなわち大気中の「渦」である。1930年代から1940年代にかけて、大気中の低周波の渦はロスビー波と呼ばれる波動であり、温帯低気圧はロスビー波の相互作用によって生じる傾圧不安定として理解されるようになった。Richadson が用いた方程式系はロスビー波よりも時空間スケールの小さい重力波も解として含んでいる。彼が計算した気圧変動は実は天気予報には直接関係のない重力波にとまなうものだったのである。

大気中の渦の運動を予報する方程式系を用いて本格的な数値予報を最初に行ったのは、Charney, Fjöröft と von Neumann (1950) である。彼らは以下に表される準地衡風順圧渦度方程式を用いて大気中層の 500 hPa における等圧面高度と風速の予報に成功した。

$$\frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial t} + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

ここで  $x, y, t$  は東西、南北および時間座標、 $\psi$  は流線関数、 $\beta$  はコリオリ因子の南北勾配、 $\nabla$  は水平微分演算子、 $J$  はヤコビアンである (詳細は増田, 1981 を参照)。速度場と高度場は流線関数  $\psi$  から診断される。重要なことは時間積分する方程式が1本であることである。Charney らの成功により 1955 年にアメリカで、1959 年には日本において (1) 式を用いた数値予報が行われるようになった。

(1) 式を用いた数値モデルでは温度場を予報することができず、それゆえ温帯低気圧の自然な発生を再現することができない。次のステップはモデル方程式として温度場の予報方程式を含めた準地衡風方程式系、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \zeta - f \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla \left( \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + S\omega = Q, \quad (2.2)$$

を用いることである。ここで  $\zeta$  は準地衡風渦度、 $\mathbf{v}$  は水平速度ベクトル、 $\omega$  は鉛直速度、 $p$  は気圧、 $\phi$  は等圧面高度、 $f$  はコリオリ因子、 $S$  は場の密度成層を表すパラメータである。(2.2) 式が熱力学の式を表し、 $Q$  は大気中の加熱・冷却である。速度場と温度場は  $\zeta$  と  $\phi$  から診断される (詳細は増田, 1981)。

Phillips (1956) は現実的な加熱分布を  $Q$  に与え、温帯低気圧の自然な生成消滅と中緯度偏西風を再現した。同時に Phillips は 25 日以上時間積分を行うと数値モデルの格子間隔スケールのノイズが増幅し、計算を継続することができなくなることを示した。

Phillips が遭遇した計算不安定はエリアシングと呼ばれる非線形方程式の時間積分にともなう問題である。これを解決するためにはエネルギー等の保存性のよい差分方法を導入しなければならない。差分格子上的変数配置にも注意が必要である。大気大循環の自然な再現、および 1 ヶ月以上の長期天気予報を行うためにはこの種の技術的問題をいくつも克服する必要があった。

大気大循環の自然な再現を行うためには、最終的には Richardson の用いたようなロスビー波以外の解も含む方程式系を用いなければならない。実際の大気中には渦的な流れからのずれも観測されるからである。現在の数値予報モデルでは以下の球面プリミティブ方程式系の時間積分を行っている。

$$\frac{du}{dt} - \left( f + \frac{\tan \varphi}{a} u \right) v = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + F_\lambda, \quad (3.1)$$

$$\frac{dv}{dt} + \left( f + \frac{\tan \varphi}{a} u \right) u = -\frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + F_\varphi, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{RT}{p}, \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = Q. \quad (3.5)$$

$\lambda, \varphi$  は経度と緯度、 $a$  は惑星半径、 $u, v, \omega$  は速度の 3 成分、 $T$  は温度、 $\theta$  は温位、 $R$  は気体定数である。 $F_\lambda, F_\varphi$  は摩擦および外力項、 $Q$  は大気の加熱項である (詳細は時岡ら, 1993 を参照)。プリミティブ方程式系では鉛直方向の静水圧近似 (3.3) を除き、運動を制約するような近似はなされていない。大気の圧縮性は考慮されているが、鉛直座標に気圧  $p$  を用いているので質量保存則は非圧縮性流体の場合と同様の形式になる。 $F_\lambda, F_\varphi, Q$  に示した摩擦および外力項、大気の加熱を与える物理過程としては、地表の摩擦、大気中での乱流による加速/減速 (レイノルズストレス)、大気の放射、地面から乱流による熱・水蒸気輸送等が考えられる。現在の気象学において GCM とは一般には上に挙げた物理過程と水蒸気等の輸送方程式を考慮した球面プリミティブ方程式系の数値モデルを指している。

数値モデルを用いて天気予報を行う際、初期値の与え方は予報精度に大きな影響を与える。とくに球面プリミティブ方程式系を用いる場合、数値モデルは重力波を表現することができるので初期値の与え方次第では Richardson のような失敗を犯す危険がある。そこで予報モデルの初期値には観測さ

れたデータから重力波のような高周波成分を除去したものをを用いている。この観測データの初期値化 (イニシャリゼーション) と、いろいろな時刻の観測データのある時刻の初期値として扱う工夫 (データ同化) は、現在の数値予報に欠くことのできない技術である。

## 2.2 パラメタリゼーション

現在の GCM の空間格子間隔は利用できる計算機演算能力による制約から、水平方向に 100 km スケール、鉛直に 1 km スケールとなっている (室井, 2001)。これらより小さいスケールの現象を GCM で直接表現することはできない。また鉛直方向に静水圧近似を行っているため、格子間隔を十分にとったとしても積雲対流のように鉛直運動が本質的な現象は原理的に表現することができない。

大気を連続体として扱う以上、格子間隔以下の現象は大規模場の格子スケールの運動と無関係ではない。格子スケールの運動に対する格子間隔以下の現象の熱的・力学的効果は、GCM においては格子スケールの物理量から診断する必要がある。そのような種々の方法はパラメタリゼーションと呼ばれる。

代表的なパラメタリゼーションとしては接地境界層、乱流、積雲対流、重力波抵抗のパラメタリゼーションがある (詳細は時岡ら 1993 を参照)。これらのパラメタリゼーションの表現形式は、既知の物理法則のスケールリングによって導かれるものから次元解析的考察から得られるもの、経験的なものまで様々である。いずれのパラメタリゼーションに共通するのは、その表現形式に現れる未知のパラメータを観測結果から与えていることである。したがってそれらのパラメータおよびパラメタリゼーションを他の惑星大気に応用できるかどうかは必ずしも自明ではない。

GCM の空間格子間隔を十分細かくとることができればパラメタリゼーションは必要ない。そのような GCM とその計算実行能力を持つ計算機を用意することができれば、観測結果から得られたパラメータを用いることなく自然な大気大循環を GCM で表現することが可能となるだろう。現在我が国で行われている地球シミュレータ計画では、積雲対流を直接表現可能な水平格子間隔 5 km、鉛直格子間隔 100 m の静水圧近似を用いない GCM の開発を行っている。この計画で開発された数値モデルは地球温暖化予測などの気候変動に関する研究に活用される予定である。

## 3 惑星大気大循環モデルの現状

太陽系の惑星は明瞭な固体表面と惑星半径に比して厚さの薄い大気を持つ地球型惑星と、固体表面

が不明瞭で厚い大気をまとう木星型惑星に大別される。地球型惑星である金星や火星大気の場合、地球大気 GCM をその枠組を大きく変更することなく応用することが可能である。木星型惑星の場合、我々が観察できる表層の大気運動の深さの解釈によっては地球大気 GCM とは異なる枠組の数値モデルが必要である。加えて木星型惑星大気の観測データの量は火星、金星大気の場合に比べて少ない。それゆえ金星と火星の場合は各惑星大気のシミュレータと言えるような数値モデル開発とそれをういた研究がなされているのに対し、木星型惑星の場合は幾何学的形状と境界条件およびパラメータを木星的なものとした概念的数値モデルを用いた研究にとどまっている。

以下では金星、火星、木星大気大循環の数値モデリングの現状と課題を概観する。詳細に関しては松田 (2001) を参照されたい。

### 3.1 金星

金星は地球とほぼ同じ半径と密度を持つ惑星である。地球に近い軌道上で形成されたため惑星の組成は地球とほぼ同じであると考えられている。しかし海は存在せず、大気成分はほとんど  $\text{CO}_2$  である。地表付近の温度は 700 K 以上に達し、これは  $\text{CO}_2$  の温室効果によるものと理解されている。かつて存在したと思われる海は太陽からの距離が地球より近いために温室効果がよく働き蒸発してしまっただけで、地表で 90 気圧に及ぶ厚い  $\text{CO}_2$  大気は海がないために  $\text{CO}_2$  を固定するメカニズムが作用しなかった結果と解釈することができる。自転周期は公転周期とほぼ同じで、自転方向は地球とは逆向きである。地球大気との対応を考える場合、金星大気の流れは「自転の遅い濃い大気の運動」として捉えることができる。

金星の外見上の特徴はその表面をくまなく覆う厚い硫酸の雲である。この雲は高度 50 km から 80 km にかけて分布している。現在得られている大気運動に関する情報の多くはこの雲の運動の観察から得られたものである。雲層より下層の大気運動はほとんどわかっていない。

金星大気のもっとも特徴的な現象は雲の観察により発見された 4 日循環とよばれる高速東西風である。複数の探査衛星の観測から、東西風速は高度とともに増加し高度 60 km 付近で 100 m/sec に達することが知られている。問題となるのは大気への角運動量供給のメカニズムである。固体部分はほとんど自転していないので、単純な固体惑星からの角運動量の吸い上げでは観測される東西風速を説明することができない。

金星大気 GCM を用いた研究の主要な目標はこの 4 日循環の再現とそのメカニズムの理解である。しかしこれまでの研究では理解はもとより再現が困

難であった (例えば Rossow, 1983)。地球大気 GCM に与える太陽放射フラックスを金星的な値に近づけるだけでも計算実行は非常に困難である (石渡ら, 1998)。それゆえ人工的な強制、散逸を加えてどうか GCM 計算を実行するわけだが、それでも 4 日循環を再現することはできなかった。仮に再現できたとしてもモデルに加えた人工的な強制、散逸の物理的解釈を与えなければならない。地球大気の場合は観測からその根拠を与えることがある程度可能である。しかし観測の少ない惑星大気の場合には難しい。

最近東大理学部および東大気候システムセンターの研究グループによって GCM を用いた金星 4 日循環の再現に成功したとの報告が相次いでなされている。彼らはそれぞれ独立な数値モデルを使用し、ともに 4 日循環の再現にはパラメタライズして与えた金星雲層の放射加熱が重要であると述べている。メカニズムの詳細を理解することは今後の課題であるが、大気循環の再現という点では一歩前進したと言える。

### 3.2 火星

火星の惑星半径は地球の約半分である。密度は地球に比べやや小さい。大気成分はほとんど  $\text{CO}_2$  で、わずかに  $\text{H}_2\text{O}$  を含む。平均地表気圧は 6 hPa である。大気量が少なく温室効果があまり働かないため平均地表気温 (220 K) は有効放射温度 (215 K) とほぼ同じである。低温のため大気主成分である  $\text{CO}_2$  が凝結し、北極および南極上で極冠が形成される。表面地形から地表にはかつて液体の  $\text{H}_2\text{O}$  が存在したと予想されているが、現在そのほとんどは地下または極冠に存在すると考えられている。自転速度、自転軸の傾きは地球とほぼ同じである。火星大気の流れは「自転の速い薄い大気の運動」として捉えられる。

火星の気象を最も特徴づける要素はダストである。火星のダストは太陽放射と赤外放射を吸収し、大気を加熱し循環に影響を及ぼす。特に目を引く現象は大ダストストームの発生と減衰である。このとき火星大気はほぼ全球的に厚い砂の雲によって覆われる。興味深いのはこのような全球規模の大ダストストームは数年に 1 度程度の間隔で間欠的に発生することである。一方で大気中には常に一定量のダストが存在するので、地表から大気へのダスト巻き上げは定常的になされているように見える。大ダストストームの発生と減衰、大気-地表系のダスト循環は火星 GCM の主要な計算対象である。

火星は金星と異なり地表までの大気温度をリモートセンシングで面的に観測することができる。地表に探査機を下ろし、長期間の地上観測も可能である。そのため火星の気象観測データは金星に比べ多い。さらに火星大気の大気圧力条件は地球大気の大気圧力とほぼ同じである。観測データが相対的に多いこ

と地球大気で経験した温度圧力領域を扱うことから、火星大気 GCM の開発は金星大気 GCM に比べ相対的に容易であると言える。現在国外で 4 つ (米国 NASA/AMES, GFDL, フランス LMD, 英国オックスフォード大)、国内で 2 つ (東北大, 東大気候システムセンター) の研究グループにおいて、火星 GCM の開発とそれを用いた研究が推進されている。それぞれのモデルの性能はその計算結果を観測結果と比較できる水準にある。

しかしこれまでの火星 GCM を用いた研究ではモデル内で自己矛盾のない大ダストストームを再現することはできていない。大気中にある程度以上のダストが存在しないと GCM の格子間隔スケールの風から計算される地表摩擦はダスト巻き上げに必要な臨界値を超えないからである。再現できない原因としては、水平分解能が足りないため地形に沿った流れを表現できていない、地表付近の格子間隔スケールの風に対する格子間隔以下の乱流の寄与が十分考慮できていない等が挙げられている。

地表摩擦を含めた地表フラックスに対する格子間隔以下の乱流の寄与は地球大気 GCM では検討されてこなかった。地球大気 GCM の場合、代表的な格子間隔以下の現象は積雲対流である。積雲を発達させるために必要な地表からの水蒸気フラックスは GCM で分解できる格子スケールの風にとまなうものでおおよそ説明される。したがって GCM で分解できない個々の積雲にとまなう風の成分を考慮しなくても大循環を駆動する積雲対流による凝結加熱には影響が生じない。火星大気 GCM におけるダスト巻き上げに関する問題は、惑星大気循環を研究対象とする際には地球大気循環に関する常識を再検討する必要があることを示している。

### 3.3 木星

木星は半径が地球の約十倍である  $H_2$  と  $He$  を主成分とする惑星である。したがって惑星の密度は地球にくらべずっと小さい。我々が観測可能な表層の縞帯状の雲は  $NH_3$  の雲である。 $NH_3$  雲層の下には  $NH_4SH$ ,  $H_2O$  の雲があると予想されている。しかしガリレオ探査衛星の観測ではそれらの存在ははっきりと捕らえられていない。自転周期は約 10 時間と地球にくらべ短い。

惑星の気体部分を大気と呼ぶとすれば大気の厚さはおよそ 1000 km である。しかし気体層の下にある液体分子  $H_2$  層との境界は不明瞭であり、大気の下端を地球型惑星大気のようにはっきり置くことが困難である。さらに木星は太陽から受け取る放射フラックスと同程度のエネルギーを惑星内部から射出している。したがって循環に対する内部熱源の影響は無視できない。これは地球型惑星大気の循環が基本的には太陽からの放射フラックスによって駆動されることとは異なる。以上の違いから木星大気モデ

ル構築の際に地球大気 GCM の枠組をそのまま利用することは困難である。

木星大気の外観上の特徴は縞帯上の雲構造とそこにある大赤斑に代表される渦である。数値モデルの計算対象はこの縞帯構造と渦である。ここでは縞帯構造に着目した数値モデルについて紹介する。木星大気表層の運動の深さをどう解釈するかによって数値モデルの枠組は 2 つに分けられる。1 つは表層の運動は大気のごく表面に拘束されているとする「浅い大気モデル」である。この立場に立つと数値モデルの枠組として地球大気 GCM のそれが程度利用できる。もう 1 つは表層の運動は大気深部にまで及んでいると考える「深い大気モデル」である。このモデルでは大気循環を内部熱源による対流によって記述する。地球のマンテルおよび外核の運動を記述するモデルと同様な枠組である。

ガリレオ探査衛星により直接観測された東西風速は 1 ~ 20 気圧面高度付近まで高度にあまり依存しないことが示された。この結果に基づき最近では木星大気表層の運動は大気深部にまで及んでいるとする「深い大気モデル」の考え方が有力である。しかし「深い大気モデル」の計算結果を観測結果と直接比較することは現時点では困難である。

#### 3.3.1 浅い大気モデル

木星の縞帯構造の形成を「浅い大気モデル」を用いて最初に計算したのは Williams (1978) である。彼はランダムな小スケールの渦強制を与え続け (1) 式を回転球面上で計算し、自転角速度を増加させることと相対過度と東西風に縞帯構造が現れることを示した。その後の研究によれば、渦強制を初期に与えただけの同様の順圧大気モデル計算でも相対過度と東西風に縞帯構造が現れることがわかった (例えば石岡ら, 1999)。石岡ら (1999) はこれらの順圧モデルにおける東西風の縞帯構造は、ロスビー波の射出と吸収による東西風の加速減速の結果として解釈している。

「浅い大気モデル」における問題はモデルに与えた渦強制の実体は何か、という問題である。Williams は強制源は南北の温度差によって生じる傾圧不安定であると考え、それを表現可能な傾圧モデルによる計算で東西風の縞帯構造を示している (Williams, 1979)。しかし Williams が傾圧モデルで与えた南北温度差は観測される木星の南北温度差より大きいという指摘がある。さらに大気の密度成層に関する情報が乏しいため Williams が想定したような傾圧不安定が実際に発生するかどうかはよくわからない。

「浅い大気モデル」に分類される順圧モデルよりも複雑な浅水モデル、2 層モデル、傾圧モデルの結果と、順圧モデルの結果とを整理して理解することはなされていない。例えば赤道と極域における東西風の向きは順圧モデルと浅水モデルとで異なる場

合があるが、その原因はよくわかっていない。木星大気への具体的応用を考えるよりも先に、これらの「浅いモデル」群における解の振舞いをよく調べておく必要があるだろう。

### 3.3.2 深い大気モデル

「深い大気モデル」では木星大気全体の流れ場を同心球に挟まれた領域すなわち球殻内の対流として扱い、表層の縞帯構造は対流運動の効果として2次的に生じたものとする。球殻対流の臨界モードを計算すると、回転軸に平衡な軸を持つ東進する対流ロール(テイラー柱)が生じる(Busse, 1970a, b)。これは摩擦や外力がなく回転効果が卓越する場合、定常状態にある非圧縮性流体の流れ場は回転軸方向に一樣となるというテイラー・ブラウドマンの定理によって理解される。計算されたテイラー柱は回転軸から遠ざかるほど(赤道に近いほど)東に傾く。これより低緯度側と高緯度側で運動量の交換が生じ、低緯度側と高緯度側で向きの異なる東西風が形成される。Takehiro and Hayashi (1999)は球殻対流を特徴づける3つのパラメータ(レイリー数、テイラー数、球殻の厚さ)を広範囲に変えて、テイラー柱によって形成される平均東西風がどのようになるかを数値計算によって示している。

球殻対流の結果を木星大気循環へ応用する際問題となるのは、テイラー柱によって形成される平均東西風の縞帯の数は木星で観測される縞帯の数に比べずっと少ないことである。モデル計算される平均東西風の数は全球で2~3本である。これまで計算されていないパラメータ領域ではより多くの平均東西風の交替が生じるのかもしれない。しかし計算に用いたパラメータが実際の木星の状況に対応するものなのかどうかは現在のところ確かめようがない。

## 4 議論

### 4.1 惑星大気数値モデリングの問題

以上のように地球以外の惑星における大気大循環の数値モデリングはあまり順調に行われているとはいえない。地球大気GCMを同じ地球型惑星である火星、金星に適用すると、観測される大気の流れ場の自然な再現すらおぼつかなくなってしまう。木星大気の場合モデルの枠組と現実のそれとの差がまだ大きい。

地球大気GCMの流れ場は普遍的な物理法則によって記述されているので、適切な物理過程とパラメータを与えたGCMを用いればあらゆる地球型惑星大気循環の計算が可能となることが期待される。しかし火星、金星大気GCMがあまり成功していないことは現在のGCMの枠組はそのような普遍性を

もっていないことを示唆している。実際、地球大気GCMにおける物理過程の表現、様々なパラメタリゼーションと計算上の工夫はモデルの計算結果と観測データとの比較を繰り返すことで次第に確立してきたものである。火星、金星大気GCMを地球大気GCMと同程度の予言能力を持つ数値モデルとするには同様の作業が必要なのかもしれない。

地球大気GCMは現在の地球大気条件下で最大の予言能力を発揮する。したがってGCMを用いて地球温暖化予測等の気候変動予測を行う場合には注意が必要と思われる。たとえばCO<sub>2</sub>が倍増した地球大気の置かれた条件は、現在の地球大気条件とは微妙に異なる。温室効果の強さという観点からは、金星条件へと少し移動したと解釈できる。そのような場合の大気の流れ場と温度場、降水分布を現在の地球大気条件に最適化されたGCMで予言できるかどうかは必ずしも自明ではない。

### 4.2 今後の展開(1): シミュレータ

今後の惑星大気大循環の研究において必要な数値モデルとしては、まず観測される大気の流れ場と温度場を忠実に再現するためのシミュレータモデルが考えられる。観測結果を忠実に再現できるモデルのシミュレーション結果から、観測された現象の物理的理解とまだ観測されていない現象の予測が期待される。後者の蓄積により惑星探査の新しい探査目標を提供することが可能となるだろう。

シミュレータモデル構築のためには地球大気GCMの場合と同様、観測結果と数値モデルとの結果との詳細な比較検討が必要である。しかし現在我々が得ることのできる惑星大気の大気観測データは1点観測で得られた時空間的に疎なものである。地球大気GCMの成功は世界各地の現業気象観測点と気象観測衛星によって得られる時空間的に密な気象観測データに支えられている。シミュレータモデルの構築のためには複数の地点で得られる面的な惑星大気の大気観測データが必要である。

金星、火星に対しては今後の惑星探査によりそのような密な気象観測データが得られる可能性がある。宇宙科学研究所で計画されている金星大気探査衛星では、金星大気の雲に着目しその詳細な画像から金星大気の大気循環構造を明らかにすることを目指している。いわば気象衛星「ひまわり」の金星大気版である。火星大気に対してはNASAにおいて複数の小型観測機を地上に展開して気象観測を行うPASCALプロジェクトが計画されている。これらの探査によって得られる面的な気象データにより金星および火星大気GCMの予言能力を向上させることができるだろう。

### 4.3 今後の展開 (2): 理解のためのモデル

惑星大気循環の理解を進める上においては、地球大気循環と惑星大気循環との比較検討を行うことが必要な手順の一つである。地球大気の研究で培われた経験を基に惑星大気循環のモデルあるいは理解を組み立てるのが筋道であり、逆に、惑星大気の研究で培われた経験は地球大気循環の理解と予測能力の向上に還元されるはずだからである。この目的に必要な数値モデルは各惑星向けに特化したシミュレータ GCM ではなく、多彩なパラメタと様々な物理過程を与えた計算が自在に行えるような理解のための GCM である。

そのような GCM として求められるのはソフトウェアとして扱いやすいモデルである。すなわち柔軟な拡張性とそれを支える良好な可読性、様々なプラットフォームで実行可能な可搬性を持つ数値モデルである。この結果、複数の研究者の間で GCM の共有と継承が容易となることが期待される。さらに数値モデルにネットワーク透過なデータ構造を持たせておけば、数値モデルの結果を観測データのように流通させることが可能となる。これは数値モデルを介した知見情報交換の実現を意味する。GCM 開発にソフトウェア工学的手法を導入することにより、GCM を計算のための道具から知見集積のための道具に進化させることができるだろう。

### 参考文献

Busse, F. H., 1970a: Differential rotation in stellar convection zones, *Astrophys. J.*, **159**, 629–640.

Busse, F. H., 1970b: Thermal instability in rapidly rotating systems, *J. Fluid. Mech.*, **44**, 441–460.

地球シミュレータ計画, <http://www.es.jamstec.go.jp/>

Charney, J. G., F. Fjöröft, and J. von Neumann, 1950: Numerical integration of the barotropic vorticity equation, *Tellus*, **2**, 237–254.

石岡圭一, 山田道夫, 林祥介, 余田成男, 1999: 回転球面上の減衰性 2 次元乱流からのパターン形成, *ながれマルチメディア* 99, <http://www.nagare.or.jp/mm/99/>

石渡正樹, 竹広真一, 中島健介, 林祥介 1998: 3 次元灰色大気構造の太陽定数依存性と暴走温室状態, *ながれマルチメディア* 98, <http://www.nagare.or.jp/mm/98/>

金星大気探査計画, <http://www.ted.isas.ac.jp/venus/index.html>

増田善信, 1981: 数値予報, *気象学のプロムナード* 3, 東京堂出版.

松田佳久, 2001: 惑星気象学, 東京大学出版会.

室井ちあし, 2001: 統一気象予測ソフトウェアの開発 – その理想と実体 –, <http://www.gfd-dennou.org/arch/gfdsemi/2001-08-22/muroi/web/index.html>, 地球流体電脳倶楽部.

PASCAL: Mars Climate Network Mission, <http://www-mgcm.arc.nasa.gov/mgcm/micromet/pascal.html>

Phillips, N. A., 1956: The general circulation of the atmosphere: A numerical experiment, *Qurt. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **82**, 361–385.

Richardson, L. F., 1922: *Weather Prediction by Numerical Process*, Cambridge Univ. Press, London, pp. 236.

Rossow, W. B., 1983: A general circulation model of a Venus-like atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 273–302.

Takehiro, S. and Y.-Y. Hayashi, 1999: Mean zonal flows excited by critical thermal convection in rotating spherical shell, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.*, **90**, 43–77.

時岡達志, 山岬正紀, 佐藤信夫, 1993: 気象の数値シミュレーション, *気象の教室* 5, 東京大学出版会.

Williams, G. P., 1978: Planetary circulation: 1. Barotropic representation of Jovian and Terrestrial turbulence, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1399–1426.

Williams, G. P., 1979: Planetary circulation: 2. The Jovian quasi-geostrophic-regime, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 932–968.