

大気主成分の凝結を考慮した二次元雲対流モデルによる 火星大気の数値計算

山下 達也, 小高 正嗣, 杉山 耕一郎 (北大・理), 中島 健介 (九大・理),
石渡 正樹 (北大・理), 林 祥介 (神戸大・理)

1 はじめに

過去の火星は液体の H_2O が存在するほど十分温暖であったことがバレーネットワークなどの地形によって示唆されている。過去の火星の温暖な気候を説明するメカニズムとして厚い大気による温室効果 (Pollack *et al.*, 1987) が提案されたものの、それだけでは温暖な気候を十分に説明出来ないことが指摘されている (Kasting, 1991)。その後、別の温暖化メカニズムとして CO_2 の氷雲による散乱温室効果 (Forget and Pierrehumbert, 1997; 光田, 2007) が提案されている。散乱温室効果は CO_2 氷雲の雲粒半径や光学的厚さの時空間分布に強く依存する為、散乱温室効果の寄与を見積もるには CO_2 の凝結を伴う流れの場の特徴を知る必要がある。特に過去の火星大気に関する放射対流平衡計算の結果 (Kasting, 1991; Colaprete and Toon, 2003) から地表付近に乾燥対流領域、その上部に湿潤対流領域が存在するという描像が得られている。地球の湿潤対流の場合、雲内部の上昇流が大きいことが観測的、理論的に知られている。しかし地球の湿潤対流の知見を火星の湿潤対流にそのまま適用することは難しい。何故なら微量成分である H_2O が凝結する地球とは異なり、火星では主成分である CO_2 が凝結する為、対流に伴う流れのパターンが地球と類似したものとなるかどうか自明ではないからである。従って主成分である CO_2 の凝結を伴う対流を調べることが重要であると考えられる。

火星の大気主成分である CO_2 の凝結を伴う流れ場の先行研究として Colaprete *et al.*(2003), 小高他 (2006) が挙げられる。Colaprete *et al.*(2003)

は鉛直流を考慮した 1 次元放射雲解像モデルを用いた研究であり、本来 2 次元・3 次元的な構造を持つ対流を陽に解くことが出来ない。また小高他 (2006) は主成分凝結を考慮した 2 次元雲対流モデルを用いた研究であるものの、モデルの開発に主眼が置かれており、サーマルを上昇させるテスト計算が行なわれたに過ぎなかった。また小高他 (2006) のモデルの凝結過程には不備があり、過飽和状態での計算時に差分誤差によって連鎖的に非物理的な凝結が拡大してしまうことも判明した。

我々は今回小高他 (2006) のモデルの凝結過程の改良を行ない、それをを用いて現在の火星大気中の CO_2 氷雲を伴う湿潤対流を念頭に置いた基礎的数値実験を行なった。具体的には現在の火星の温度・圧力条件下で複数のサーマルを次々と上昇させることにより、主成分凝結を伴う対流が発生する際の流れ場の時間発展を調べた。

2 数値モデル

大気は CO_2 のみで構成されるとし、凝結に伴い固相の雲粒を形成すると考える。また惑星の自転効果は考慮しない。基礎方程式は、圧力方程式に大気主成分の凝結を考慮した準圧縮方程式である。

$$\frac{du}{dt} = -c_p \bar{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial x} + D_m(u), \quad (1)$$

$$\frac{dw}{dt} = -c_p \bar{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\bar{\theta}} + D_m(w), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{R\pi}{c_v \bar{\rho} \bar{\theta}} \left[\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{\theta} u)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{\theta} w)}{\partial z} \right]$$

$$= \frac{R\bar{\pi}}{c_v\bar{\rho}} \left(\frac{L}{c_p\bar{T}} - 1 \right) \frac{M_c}{\bar{\rho}}, \quad (3)$$

$$\frac{d\theta}{dt} + w \frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}} \left(\frac{LM_c}{\bar{\rho}c_p} + Q_{dis} \right) + D_h(\theta), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_s u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_s w)}{\partial z} = M_c + M_f + D_h(\rho_s). \quad (5)$$

ここで,

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + w \frac{\partial}{\partial z}, \quad (6)$$

$$D_m(\cdot) = \frac{\partial}{\partial x} \left[K_m \frac{\partial(\cdot)}{\partial x} \right] + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left[\bar{\rho} K_m \frac{\partial(\cdot)}{\partial z} \right], \quad (7)$$

$$D_h(\cdot) = \frac{\partial}{\partial x} \left[K_h \frac{\partial(\cdot)}{\partial x} \right] + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left[\bar{\rho} K_h \frac{\partial(\cdot)}{\partial z} \right] \quad (8)$$

である. u, w は速度の水平成分と鉛直成分, π はエクスナー関数, ρ は大気密度, ρ_s は雲密度, θ は温位, T は温度である. これらのうち (\cdot) を付けた変数は高度のみに依存する基本場の量であることを表す. K_m, K_h はそれぞれ運動量と温位に対する乱流拡散係数であり, 散逸加熱項 Q_{dis} とともに 1.5 次のクロージャー法 (Klemp and Wilhelmson, 1978) で計算する. M_c は大気主成分の凝結率, M_f は雲粒の落下率, L は凝結潜熱, c_p, c_v はそれぞれ定圧比熱と定積比熱, R は気体定数, g は重力加速度である. c_p, c_v は CO_2 の値を与え, $g = 3.72 \text{ m/sec}^2$ とする.

境界条件は水平に周期境界条件, 下部境界では鉛直風を 0, 上部境界では応力無し条件を適用する.

放射過程は陽に解かずに一様加熱及び一様冷却を与え, 加熱量と冷却量が常時釣り合うようにする. また地表からの熱と運動量のフラックスは考慮しない.

大気の凝結は, 飽和比 $S = p/p_*$ が臨界値 S_{cr} を越えると生じるとする. 但し p は圧力, p_* は CO_2 の飽和蒸気圧であり, CO_2 の飽和蒸気圧 p_* は

$$\ln p_* = A - \frac{B}{T} \quad (9)$$

と与え, $A = 27.4 \text{ Pa}$, $B = 3103 \text{ K}$ とする (化学工学会, 1999). 凝結によって生じた雲粒の形状は

球と仮定するが, 雲粒表面での蒸気圧に対する雲粒形状の効果は考慮しない. 雲粒はダストを凝結核とする拡散によって成長するとし, 雲粒どうしの併合による成長は考慮しない. 凝結核となるダストの半径は一定とし, モデルの格子内に含まれる雲粒の粒径分布は考慮しない. 以上の仮定の下, 大気の凝結率 M_c は Tobie et al. (2003) と基にして以下の式で与える.

$$M_c = \frac{4\pi r(S-1)N}{L^2/k_d RT} \quad \text{if} \quad \begin{cases} S > S_{cr} \\ S \leq 1, \rho_s \neq 0 \\ 1 < S \leq S_{cr}, \rho_s > \varepsilon \end{cases} \quad (10)$$

ここで, r は雲粒の半径, N は凝結核の数密度, k_d は大気の熱伝導係数 ($4.8 \times 10^{-3} \text{ W/Km}$) である. ε は小高他 (2006) で生じた非物理的な凝結を抑制する為の微小な閾値である. 潜熱 L は (9) 式とクラペイロン-クラウジウスの式より $L = BR$ と与える. 雲粒の半径 r は雲密度 ρ_s と凝結核の半径 r_d を用いて

$$\frac{4\pi}{3} \rho_I (r^3 - r_d^3) N = \rho_s \quad (11)$$

の関係から求める. ここで ρ_I は固相の CO_2 の密度 ($1.565 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) である.

雲粒の落下は以下のように雲粒の終端速度 V_{term} での鉛直移流で表現する.

$$M_f = \frac{\partial(\rho_s V_{term})}{\partial z}. \quad (12)$$

雲粒の終端速度 V_{term} については Cunningham-Stokes 則に基づき

$$V_{term} = \left(1 + 1.255 \frac{\lambda}{r} \right) \frac{2r^2 g \rho_I}{9\eta} \quad (13)$$

と与える. ここで λ は CO_2 分子の平均自由行程, η は粘性係数である.

空間方向の離散化は 2 次精度又は 4 次精度の中心差分を用いて行なう. 時間積分は音波・凝結に関連する速いモードとそれ以外の遅いモードに分けて計算するモード別時間分割法 (Klemp and Wilhelmson, 1978) を用いて行なう. 速いモードの計算には水平方向に関して陽的に, 鉛直方向に

関して陰的に解く HE-VI 法を用いる。遅いモードの計算には Asselin(1972) の時間フィルターを導入したりープフロッグ法を用いる。

なお、開発した数値モデルは関連ドキュメントとともに、<http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/>以下に公開している。

3 計算設定

開発したモデルを用いて、現在の火星大気を念頭に置いた主成分凝結対流の計算を行う。計算領域は水平 50 km、鉛直 20 km とし、格子間隔は 200 m とする。時間積分のタイムステップは音波及び凝結に関するモードに対しては 0.25 秒、それ以外のモードに対しては 2 秒とする。それぞれの実験における計算モデル時間は 10 日である。基本場として水平一様な静止状態を与え、地表気圧は 7 hPa、地表面温度は 165 K とする。温度分布は Colaprete and Toon (2002) の用いた冬極冠周辺の温度分布を参考に、高度 4 km までは等温位、そこから高度約 15 km までは湿潤断熱減率に従い、高度 15 km より上空は等温 (135 K) の分布を与える (図 1 左)。初期条件として地表面直上にランダムな温位偏差を与える。初期の加熱率については高度 1 km まで 37.3 K/day、そこから高度 15 km まで 5.0 K/day とする (図 1 右)。雲粒の凝結核となるダストの半径 r_d と単位質量の空気に対する数密度 ($N/\bar{\rho}$) は、Tobie et al. (2003) に従ってそれぞれ $0.1 \mu\text{m}$ と 5.0×10^8 個/kg とする。雲粒の落下の影響を調べる為に、雲粒落下項を考慮した場合と無視した場合の 2 通りについて計算を行なう。また現在の火星の大気条件を与えた室内実験によれば、 CO_2 が凝結する際、飽和比は 1.35 程度まで増加する場合がある (Glandorf et al., 2002)。そこで、臨界飽和比 S_{cr} を 1.0 および 1.35 とした 2 通りの場合の計算を行う。

4 計算結果

図 2, 図 3 は臨界飽和比 $S_{cr} = 1.0$, 雲粒落下を無視した場合の流れ場の時間発展の様子である。

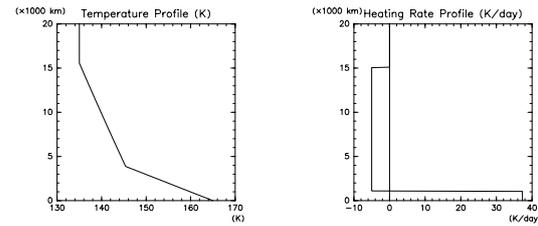


図 1: 基本場の温度分布 (左) と初期の加熱率の分布 (右)。

ランダムな初期擾乱の中から生まれた複数のサーマルは計算開始約 50 分後に凝結高度に達し、雲を形成する (図 2 上)。その後下層の乾燥対流が成長してその鉛直スケールが大きくなるとともに、雲層の密度及び鉛直スケールは大きくなる (図 3 中・下)。しかし雲内部での鉛直流は小さく、その為に熱輸送が効率的に行なわれず、下層の温位偏差が時間とともに大きくなる (図 2, 図 3 上・下)。雲内部での鉛直流が小さいのは、雲層での基本場の温度分布が湿潤断熱的であり、湿潤断熱的に上昇したサーマルが浮力を得られない為である。乾燥対流が成長すると下降域での雲の輸送及び蒸発が進み、計算開始約 2.5 日後に雲密度は減少に転じる。その後計算開始 10 日後まで雲密度は単調に減少する。

図 4, 図 5 は臨界飽和比 $S_{cr} = 1.35$, 雲粒落下を無視した場合の流れ場の時間発展の様子である。計算開始後約 250 分後に地球の積乱雲に形状が類似した塔状の雲が形成される (図 4 中)。臨界飽和比が大きい場合、上昇するサーマル内での飽和比が臨界値に達するときに局所的に多量の凝結が生じる。その結果、サーマルは浮力を得て上昇し、塔状の雲を形成する。その後間欠的に塔状雲が出現して水平方向に拡大することによって厚い雲層を形成する (図 5 中)。 $S_{cr} = 1.0$ のときと同様に雲内部での鉛直流は小さく、下層の温位偏差は時間とともに大きくなる (図 4, 図 5 上・下)。鉛直流が大きくなるのは塔状雲が成長しつつある領域の

みであり、その他の雲領域ではサーマルが浮力を得にくい為に鉛直流が小さい。その後雲密度は計算開始 10 日後まで単調増加し、乾燥対流領域も雲で覆われるようになる。臨界飽和比が大きい場合、乾燥対流領域を十分に冷却するだけの雲が生成される為に、蒸発による雲の減少は生じないと考えられる。

雲粒の落下を考慮した場合、雲層の鉛直スケール、密度ともに小さくなる。これは雲粒の落下により雲が乾燥対流領域に効率的に輸送されて蒸発してしまう為である。一方、雲内部での鉛直流は落下項を無視した場合と同様に小さく、下層での温位偏差も時間とともに上昇する。

5 まとめと今後の課題

開発した二次元雲対流モデルを用いて、現在の火星大気を念頭に置いた主成分凝結対流の計算を行なった。

小高他 (2006) のサーマル上昇テスト計算では基本場の温度構造が湿潤断熱的である場合、凝結領域においてサーマルが浮力を得られないという結果が得られた。この結果は対流が継続的に発生する場合においても成り立つことが分かった。今回の結果は火星大気の湿潤断熱層内では鉛直混合が抑制されることを示唆する。

また今回の計算によりサーマルは臨界飽和比のより大きい場合に雲内部に侵入しやすいことが分かった。この結果は火星の雲対流の構造に臨界飽和比が大きく影響を及ぼすことを示唆する。

但し今回の計算においては統計的平衡状態を得るには至らなかったため、今後より長時間の計算を実行する予定である。また今回は 1 通りのみの温度分布、放射強制を与えて計算を行なったが、結果の一般性を保証する為にも今後は火星大気条件に即した様々な分布を与えて計算を行なう必要がある。現状では単純な雲物理過程を用いて計算を行なっているため、より複雑なものを導入した計算を実施する予定である。また今回の結果は全て 2 次元計算のものであるため、モデルの 3 次元化を今後の課題としたい。

謝辞

作図は電腦 Ruby プロジェクト (<http://ruby.gfd-dennou.org/>) において開発されたソフトウェアを用いて行った。数値計算は、宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部 宇宙科学企画情報解析センターの NEC SX6 を用いて行った。

文献

- Asselin, R. A., 1972: Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 487–490.
- Colaprete, A. and O. B. Toon, 2003: Carbon dioxide clouds in an early dense Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **108**, 5025, 6-1–23, doi:10.1029/2002JE001967.
- Colaprete, A., R. M. Haberle, and O. B. Toon, 2003: Formation of convective carbon dioxide clouds near the south pole of Mars, *J. Geophys. Res.*, **108**, 5091, 17-1–19, doi:10.1029/2002JE002052.
- Glandorf, D. L., Colaprete, A., Tolbert, M. A., Toon, O. B., 2002: CO₂ Snow on Mars and Early Earth: Experimental Constraints. *Icarus*, **160**, 66–72.
- 化学工学会, 1999: 化学工学便覧, 改訂 6 版, 丸善.
- Kasting J. F., 1991: CO₂ condensation and the climate of early Mars, *Icarus*, **94**, 1–13.
- Klemp, J. B. and R. B. Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070–1096.
- 光田 千紘, 2007: 放射過程によって調節された二酸化炭素氷雲による古火星大気の温室効果, 北海道大学大学院宇宙理学専攻博士論文, 115 pp.
- 小高 正嗣, 北守 太一, 杉山 耕一朗, 中島 健介, 林 祥介, 2006: 火星大気湿潤対流の数値計算, 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部, 第 20 回大気圏シンポジウム講演集, 103–106.
- Pettengill, G. H., and P. G. Ford, 2000: Winter clouds over the north Martian polar cap, *Geophys. Res. Lett.*, 609–613.
- Pollack J. B., J. F. Kasting, S. M. Richardson and K. Poliakov, 1987: The case for a wet, warm climate on early Mars. *Icarus*, **71**, 203–224.

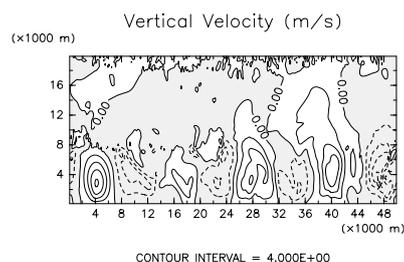
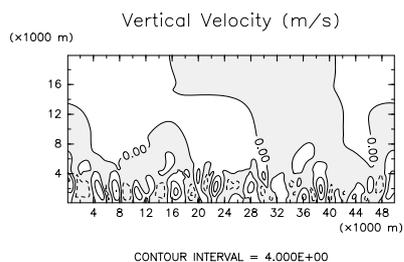
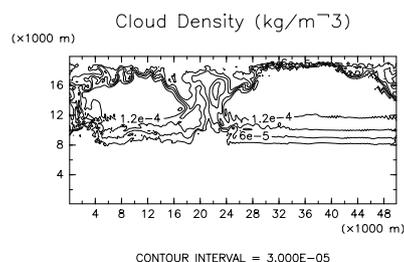
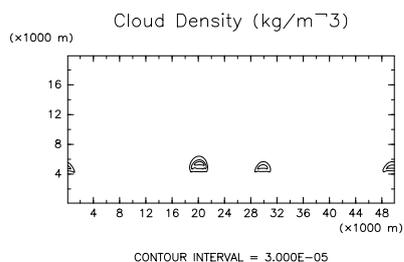
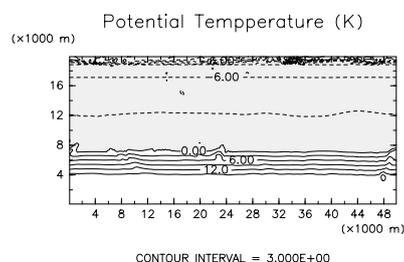
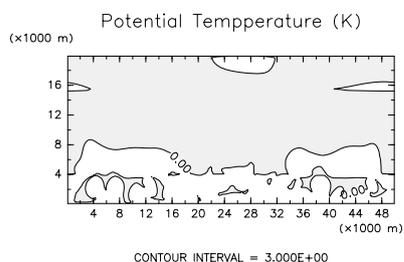


図 2: 臨界飽和比 $S_{cr} = 1.0$ の場合の時間発展. 計算開始から 50 分後の結果. 上から順に温位偏差, 雲密度, 鉛直風の分布. 等値線間隔はそれぞれ 4.0 K, $3.0 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^3$, 4.0 m/sec である. 温位偏差と鉛直風の負値の領域にはトーンを貼っている.

図 3: 臨界飽和比 $S_{cr} = 1.0$ の場合の時間発展. 計算開始から約 2 日後の結果. 上から順に温位偏差, 雲密度, 鉛直風の分布. 等値線間隔とトーンパターンは図 2 と同様である.

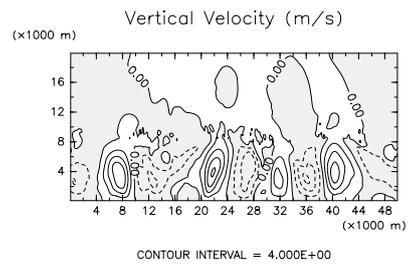
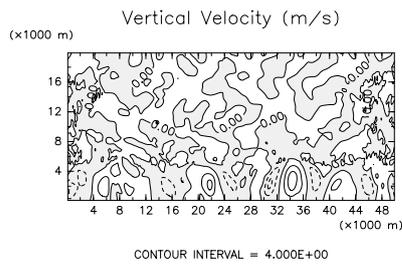
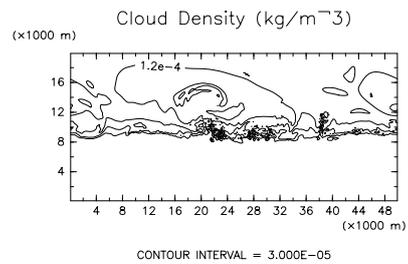
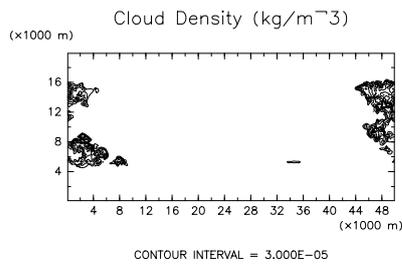
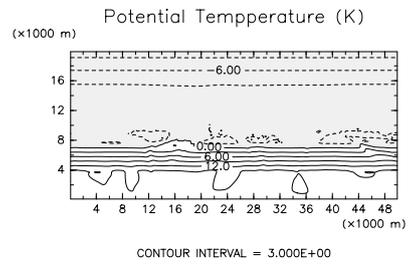
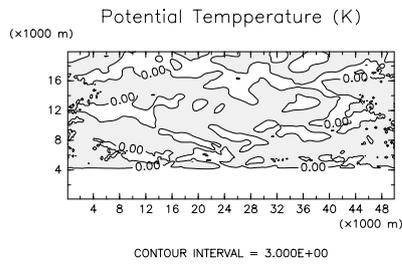


図 4: 臨界飽和比 $S_{cr} = 1.35$ の場合の時間発展. 計算開始から 250 分後の結果. 上から順に温位偏差, 雲密度, 鉛直風の分布. 等値線間隔とトーンパターンは図 2 と同様である.

図 5: 臨界飽和比 $S_{cr} = 1.35$ の場合の時間発展. 計算開始から約 2 日後の結果. 上から順に温位偏差, 雲密度, 鉛直風の分布. 等値線間隔とトーンパターンは図 2 と同様である.