

放射によって調節された二酸化炭素氷雲と古火星大気の温室効果

光田千紘 (北大院理), 横畠徳太 (国立環境研), 倉本圭 (北大院理)

1. 背景

地形学的証拠から初期 (38 億年前) の火星は液体の水が地表面で安定に存在できるほど温暖であったと推測されており (e.g. Jakosky and Phillips 2001), そのメカニズムとして高圧の CO₂ 大気存在とその対流圏上部に生じる CO₂ 氷雲による散乱温室効果が提案されている (Forget and Pierrehumbert 1997). 従来の研究では, 散乱温室効果は雲の粒径, 光学的厚さ, および形成高度に依存することが示されている (Pierrehumbert and Erlick 1998; Mischna et al. 2000). 一方でこれら雲パラメタの物理的制約はこれまでほとんど行われていない.

雲パラメタを直接見積もるためには湿潤対流による運動を解く必要があると一般に考えられている. しかし, 以下に述べる理由によって大気主成分が凝結する系では, 湿潤対流が励起されない可能性がある. このような系では, 凝結に消費された CO₂ ガスは周囲からすばやく再供給される. そのため, 対流の要因となる気層の放射冷却は, 鉛直移流ではなく主に凝結による潜熱加熱によって打ち消されるかもしれない. さらに放射冷却によって発達した雲層が正味放射加熱を受ける効果があれば, 雲層は自律的に粒径を調節し, 放射平衡状態へと収束するだろう. この場合, CO₂ の降雨や降雪なしに雲の構造が決まることになる.

そこで本研究では一次元大気モデルを構築し, 放射平衡および CO₂ 気固平衡を同時に満たす雲の鉛直構造を求め, その温室効果の見積りを行った.

2. モデル

一次元放射対流平衡モデルに CO₂ 気固平衡を満たすように大気温度と CO₂ 凝結量を調節する凝結蒸発スキームを導入した. 雲層では対流が生じないとし, CO₂ の過飽和状態は大気凝結によって速やかに解消されると仮定した. 各層で一様粒径を仮定し, その値はパラメタとして与えた凝結核混合比で凝結量を割って得られる粒子一個あたりの質量から算出した. また雲粒の落下や併合成長は無視する.

放射伝達は雲による多重散乱を考慮した二方向近似を用いて解く (Toon 1989). 雲の光学係数はミー理論に CO₂ 氷の複素屈折率 (Warren 1986) を与えて求めた. CO₂ および H₂O の線吸収は, 相関 k 分布法を用いて記述した. さらに, CO₂ と H₂O の連続吸収, CO₂ の圧力励起吸収を別途考慮した (Mitsuda et al. 2006; Roberts et al. 1976; Kasting et al. 1984). 太陽放射全球平均値には当時の値とされている現在の 0.75 倍 (Gough 1981), 大気圧には 0.5–10 bar, 凝結核混合比には $10^4 - 10^9 \text{ kg}^{-1}$ を与えた.

3. 結果と議論

3.3 鉛直構造

凝結核混合比が 10^8 kg^{-1} 以下の場合, エネルギー収支が釣り合い, 大気構造がそれ以上変化しない平衡解が存在した. 例えば, 大気圧 2 気圧, 凝結核混合比 10^7 kg^{-1} を与えると平衡解では高度 15 – 35 km の範囲に形成された平均粒径 $3 \mu\text{m}$, 光学的厚さ ~ 1 の雲によって 25 K もの強い温室効果がもたらされる (図 1). また,

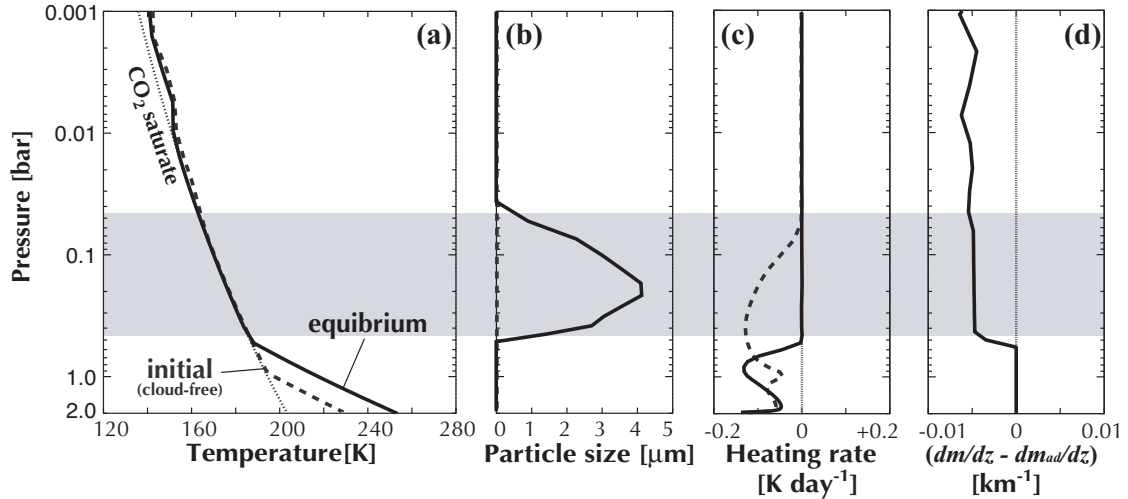


図 1: 平衡状態へと収束した場合の鉛直温度構造 (a) 及び雲粒径 (b) を示した. 与えたパラメタは大気圧 2 気圧, 凝結核混合比は 10^7 kg^{-1} である. また, この場合の放射冷却率 (c) 及び対流安定性の指標とする断熱変化を与えた場合との CO_2 凝結量混合比の鉛直勾配差 (d) も同時に示した. (a), (b), (c) での破線は初期値として与えた雲の放射特性を無視した場合の平衡構造であり, (a) での点線は CO_2 飽和蒸気圧曲線である. 中央の灰色の領域は雲の存在する層を示す.

初期状態を変えた数値実験を行い, 同じ構造へと収束する事を確認した. 平衡状態への収束にかかる時間は数ヶ月程度であった. 雲層の放射時定数は日程度であり, この収束時間は大気全体の放射時定数に律速される.

平衡解への収束は, 雲がその発達につれてより強い放射加熱を受けるようになり, 臨界半径値を超えた雲粒はむしろ蒸発するという負のフィードバックが働くことにより起こる. フィードバックを生じさせる要因は二つあげられる. 一つは雲の放射特性の変化である. 雲が発達するにつれて雲層内の多重散乱が活発になり, 雲層での放射加熱が強まる. もう一つは雲-大気全体の相互作用による. 雲の発達につれてより強い散乱温室効果が生じ, 地表面温度が上昇することによって, 雲はより強い赤外加熱を受けるようになる.

3.3 雲層の対流安定性

この平衡解における雲構造は以下に示すように基本的に対流安定であり, 雲層で対流が生じないという仮定と矛盾しない. 仮想的に持ち上げた気塊中の気体密度は, 気固平衡を仮定すると蒸気圧曲線に従い, 周囲のそれと等しくなる. そ

のため大気の安定性は気塊と周辺との CO_2 凝結物の質量混合比のみに依存する. この場合, 対流安定であるための条件は

$$\frac{dm}{dz} < \frac{dm_{ad}}{dz} \quad (1)$$

である. ここで, m は CO_2 凝結物の質量混合比 (kg/kg) であり, ad は断熱的に気塊を変化させた場合の値, z は鉛直座標を表す. 熱力学第一法則を用いると断熱気塊の混合比鉛直勾配は以下のように求められる.

$$\frac{dm_{ad}}{dz} = -\frac{1}{L} \left(C_p \frac{dT}{dz} + g \right) \quad (2)$$

ここで, L は比凝結潜熱, C_p は比熱, T は気温, g は重力加速度である. この際, 雲粒は気塊と一緒に運動するほど十分小さく, さらに $m \ll 1$ が満たされるとした.

この平衡解における凝結物混合比の鉛直勾配と断熱気塊のそれとの差を図 1d に示した. 前者の方が後者と比較して小さく, この平衡解での雲層は対流安定であるといえる. またこれはパラメータ値を変えた場合でも同様に成り立つことが確認された.

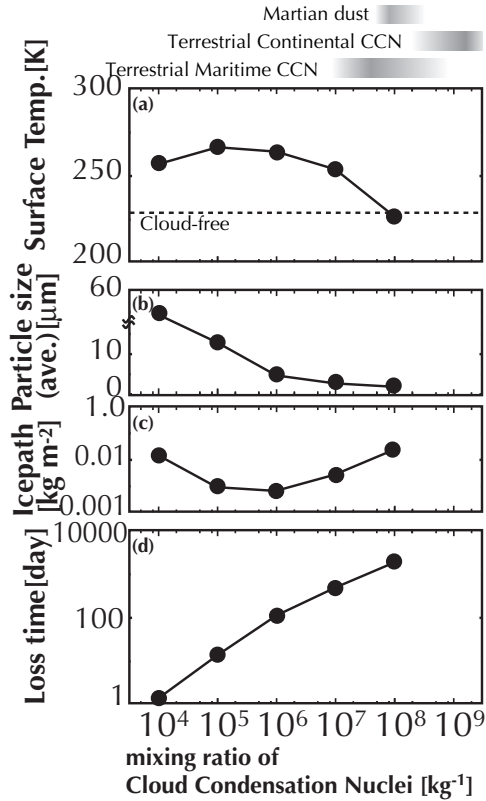


図 2: 平衡構造の凝結核混合比の依存性. 大気圧 2 気圧の場合. (a) は地表面温度, (b) は平均雲粒径, (c) は雲氷量, (d) は落下による雲消失時間を示す. (a) での破線は雲の放射特性を無視した場合の地表面温度を示した. また参照値として火星のダスト, 地球の凝結核の混合比を図の上部に示した.

3.3 凝結核混合比依存性

地表面温度は凝結核混合比に強く依存しており, $10^5 - 10^6 \text{ kg}^{-1}$ の場合に極大値を持つ (図 2a). $\text{CO}_2\text{-H}_2\text{O}$ 大気はほとんどの赤外波長域で光学的に厚いが, 波長 $9 \mu\text{m}$ 及び $25 \mu\text{m}$ に窓領域がある. そのためこの波長の赤外線を効率良く後方散乱させる粒径で構成された雲は強い温室効果を生じさせる. 粒径は温度場を固定した場合, 凝結核混合比と負の相関を持つ. 粒径を固定したままで凝結核を増加させると, 雲粒はより放射加熱を受けるためである. 凝結核混合比が 10^7 kg^{-1} を超えると雲粒は赤外放射を消散させる粒径 ($> 4 \mu\text{m}$) まで成長せず, 雲は反温室効果を生じさせるようになる.

凝結核混合比が 10^9 kg^{-1} 以上の場合には平衡解は得られなかった. 高い気圧を与えて計算を

はじめると $1 \mu\text{m}$ 程度までしか雲粒が成長せず, 強い反温室効果が生じ, 地表面温度が CO_2 凝結温度まで下がっても平衡状態に達しない. この場合, 地表面における暴走的な大気の凝結, すなわち大気崩壊が生じると考えられる.

3.3 雲粒落下の影響

本研究では雲粒落下による雲質量減少の効果を無視した. この節では落下による雲の消失時間を雲の形成時間と比較し, 仮定の妥当性について評価する.

雲の消失時間 τ_{loss} は次式で与えられる.

$$\tau_{loss} = \frac{\Sigma}{F_{fall}} \quad (3)$$

ここで Σ は雲の質量面密度, F_{fall} は落下による単位時間あたりの雲質量の減少量であり, これは雲の空間質量密度 ρ_{cloud} と落下速度 v を用いて

$$F_{fall} = \rho_{cloud} v \quad (4)$$

と表される. ここで雲粒はストークス沈降すると仮定すると

$$v = \frac{9}{2} \frac{\rho_{ice} g}{\eta} r^2 \quad (5)$$

である. ただし, ρ_{ice} は CO_2 氷密度, η は CO_2 気体の粘性, r は雲粒の半径である.

以上をもとに見積もられた雲の消失時間を 図 2d に示した. 凝結核混合比が小さいほど雲粒サイズは大きく, 雲の消失時間は短くなる. 雲層の形成時間はその放射時定数と等しく 1 日程度であることから, 凝結核混合比が 10^5 kg^{-1} 以上の場合には雲の落下による消失時間は形成時間と比較して十分長く, 従って雲粒落下が雲構造に及ぼす影響は小さいと考えられる. しかし, 凝結核混合比が 10^4 kg^{-1} 以下の場合には雲粒落下が雲構造へ与える効果を無視できなくなる. この場合, 放射冷却によって雲が形成されたとしても落下によって消失するため, 雲層は放射平衡構造へ収束できないと考えられる.

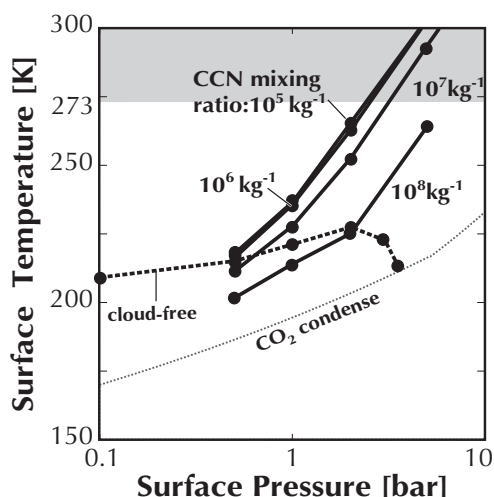


図 3: 地表面温度の圧力依存性. 実線はそれぞれ与えた凝結核混合比が異なる. 破線は雲の放射特性を無視した場合の値であり, 点線は CO_2 の飽和蒸気圧曲線である. 上部の灰色の領域は H_2O の水が安定に存在可能な圧力-温度条件である.

3.3 温暖湿潤な気候の必要条件

大気圧を増加させるにつれて地表面温度は上昇する. 凝結核混合比 $10^5\text{--}10^7 \text{ kg}^{-1}$ である場合には, 大気圧が 3 気圧を超えると地表面温度は H_2O の融点を超える (図 3). また, 気圧を固定した場合, 地表面温度は凝結核量に強く依存する. 凝結核混合比は現在の地球凝結核や火星ダストでも 1–2 オーダ程度の変動が起こる事が知られている (Twomey and Wojciechowski 1969; Pollack *et al.* 1979). おそらく古火星でも同程度の凝結核量の変動が起き, 地形学から示唆されているような一時的に温暖な気候が生じたのかもしれない. CO_2 氷雲の散乱温室効果が古火星気候へ与える影響をより詳細に見積もるためには, 凝結核の供給消失過程を検討する必要がある.

4. まとめ

CO_2 氷雲による散乱温室効果は, 雲の粒径や光学的厚さに強く依存しているにも関わらず, その見積りはあまり行われていない. 本研究では対流を伴わない, 放射冷却による雲形成を想

定すると, 粒径サイズは放射平衡を満たすように自動的に調節されること, さらに形成された雲は強い温室効果を生じさせ得ることを示した.

雲の散乱温室効果は大気圧や凝結核混合比に強く依存しており, 大気圧 3 気圧以上, 凝結核混合比 $10^5\text{--}10^7 \text{ kg}^{-1}$ の場合, 暗い太陽の下でも地表面温度は H_2O の融点を超える程の強い温室効果が生じる. また地表面温度の強い凝結核混合比依存性を考慮すると, 温暖湿潤気候の一時性を説明できるかもしれない. ただし, 凝結核混合比値を決める物理過程は今後検討していく必要がある.

謝辞

数値計算には宇宙航空開発機構宇宙科学研究本部宇宙科学情報解析センターの SX-6 を利用させて頂きました.

参考文献

- Forget and Pierrehumbert, 1997, *Science*, **178**, 1273–1276
- Gough, 1981, *Sol. Phys.*, **74**, 21–34
- Jakosky and Phillips, 2001, *Nature*, **412**, 237–244
- Kasting *et al.*, 1984, *J. Atmos. Chem.*, **1**, 403–428
- Mischna *et al.*, 2000, *Icarus*, **145**, 546–554
- Mitsuda *et al.*, 2006, *Proc. of the 39th ISAS Lunar and Planetary Science Conference*, *in press*
- Pierrehumbert and Erlick, 1998, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1897–1903
- Pollack *et al.*, 1979, *J. Geophys. Res.*, **84**, 2929–2945
- Roberts *et al.*, 1976, *Appl. Opt.*, **15**, 2085–2090
- Toon *et al.*, 1989, *J. Geophys. Res.*, **94**, 16287–16301
- Twomey and Wojciechowski, 1969, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 684–688
- Warren, 1986, *Appl. Opt.*, **25**, 2650–2674